

Una finestra sull'Universo "Invisibile"

Lezioni di radioastronomia di Carla & Roberto Fanti

Bologna 2012

Abbiamo scritto queste lezioni a quattro mani, nell'arco di circa 30 anni, a partire da una versione prima manoscritta e poi battuta a macchina, che siamo andati via via aggiornando nel tempo.

La versione circolata precedentemente, che si riferisce all'anno accademico 1999–2000, aveva ancora le figure incollate a mano, mentre qui le abbiamo inserite prendendole dalla rete o scansionandole dagli originali o dalla precedente versione cartacea.

Nelle fasi di aggiornamento, specialmente l'ultimo del 2011, non abbiamo preteso di essere completi, ma abbiamo cercato, almeno, di toccare le novità, a nostro avviso, più importanti.

Non pretendiamo di avere scritto un libro, anche se abbiamo cercato di essere abbastanza curati nello stile (omogeneizzazione dei simboli e degli stili, referenze, ecc.)

Sono in tutto 643 pagine con 365 figure (di cui una certa percentuale a colori o fatte a mano)

carla & roberto, Aprile 2012

INDICE

1	Introduzione	1.1
1.1	I <i>colori</i> dell'Astronomia	1.1
1.2	Quadro storico dello sviluppo dell'Astronomia dall'inizio del 1900	1.3
1.3	La Radioastronomia	1.4
2	Generalità su emissione e trasporto di radiazione	2.1
2.1	Definizioni	2.1
2.2	Richiamo alle leggi del Corpo Nero	2.2
2.3	Trasporto radiativo	2.3
2.3.1	Sorgente con nube assorbente interposta	2.4
2.3.2	Sorgente con assorbimento interno	2.4
2.3.3	Il caso generale	2.6
2.4	Fisica classica e fisica quantistica	2.7
2.5	Irraggiamento di una carica <i>non relativistica</i>	2.7
2.5.1	Formula di Larmor	2.7
2.5.2	Distribuzione spettrale della radiazione emessa da una carica accelerata	2.7
2.5.3	Distribuzione angolare della radiazione	2.8
2.6	Irraggiamento da una carica <i>relativistica</i>	2.8
2.7	Equazioni di Stato e Temperatura Cinetica per un gas ultrarelativistico	2.10
3	Bremsstrahlung (Radiazione di frenamento)	3.1
3.1	Processo elementare	3.1
3.2	Insieme di elettroni e fattori di Gaunt	3.2
3.3	Bremsstrahlung termica	3.4
3.3.1	Tempo di raffreddamento	3.5
3.3.2	Coefficiente di assorbimento	3.5
3.4	Bremsstrahlung relativistica	3.7
4	Radiazione di sincrotrone	4.1
4.1	Moto di una particella carica in un campo magnetico	4.1
4.1.1	Campo magnetico uniforme	4.1
4.1.2	Campo magnetico <i>non</i> uniforme	4.2
4.1.3	Specchi Magnetici	4.3
4.1.4	Velocità di deriva ed effetto di confinamento del campo magnetico	4.4
4.1.5	Irraggiamento di una carica non relativistica in un campo magnetico (<i>ciclotrone</i>)	4.6
4.1.6	Irraggiamento di una carica relativistica in un campo magnetico (<i>ciclotrone relativistico</i>)	4.6
4.1.7	Irraggiamento di una carica super-relativistica in un campo magnetico: Radiazione di Sincrotrone	4.7
4.1.8	Distribuzione angolare della radiazione	4.8
4.1.9	Durata dell'impulso	4.9
4.2	Caratteristiche della radiazione di sincrotrone	4.9
4.3	Emissione da un insieme di elettroni relativistici	4.10
4.3.1	Espressione accurata per $J_s(\nu, \alpha)$	4.12
4.4	Radiazione di Sincrotrone con assorbimento interno	4.14
4.5	Polarizzazione	4.16
4.6	Energetica di una radiosorgente di sincrotrone	4.18
4.6.1	Incertezze su H_{eq}	4.21
4.7	Riepilogo delle formule di sincrotrone	4.22

4.8	Appendici	4.24
4.8.1	Determinazione dei coefficienti di riduzione di flusso intorno al massimo in uno spettro di sincrotrone autoassorbito.	4.24
4.8.2	Figure aggiuntive	4.26
5	Interazioni fra fotoni ed elettroni	5.1
5.1	Diffusione Thomson	5.1
5.1.1	Spessore ottico Thomson	5.2
5.2	Diffusione Compton	5.2
5.3	Effetto Compton Inverso	5.3
5.3.1	Compton Inverso da fotoni di Corpo Nero	5.7
5.3.2	Catastrofe Compton	5.8
5.4	Emissione in banda X da “Synchrotron self-Compton”	5.9
5.5	Comptonizzazione	5.10
6	Evoluzione dello spettro di energia degli elettroni relativistici	6.1
6.1	Perdite di energia	6.1
6.1.1	Radiazione di Sincrotrone e Compton Inverso	6.1
6.1.2	Espansione adiabatica e riaccelerazione Fermi II	6.2
6.1.3	Ionizzazione e bremsstrahlung relativistica	6.4
6.2	Equazione di continuità	6.5
6.3	Evoluzione dello spettro	6.6
6.3.1	Soluzioni in presenza di processi singoli	6.7
6.3.2	Soluzione in presenza di più processi di perdita concomitanti	6.12
7	Propagazione nei plasmi di onde elettromagnetiche	7.1
7.1	Indice di rifrazione	7.1
7.2	Dispersione dei pacchetti d’onda – Misura di Dispersione delle Pulsar	7.2
7.3	Rotazione di Faraday	7.2
7.4	Depolarizzazione di Faraday	7.4
7.4.1	Depolarizzazione di Faraday interna	7.5
7.4.2	Depolarizzazione di Faraday esterna	7.6
7.5	Appendici	7.6
7.5.1	Velocità di gruppo e velocità di fase	7.6
7.5.2	Rotazione del piano di polarizzazione	7.7
8	Elementi di dinamica dei fluidi e magnetoidrodinamica	8.1
8.1	Ordini di grandezza (linearizzazione) delle equazioni differenziali	8.1
8.2	Idrodinamica	8.1
8.2.1	Descrizioni del moto di un fluido	8.2
8.2.2	Equazioni della idrodinamica	8.2
8.2.3	Condizioni per la incompressibilità di un fluido	8.5
8.2.4	Vortici	8.6
8.2.5	Onde sonore	8.7
8.3	Onde d’urto (<i>shock</i>)	8.8
8.3.1	Onde d’urto adiabatiche in un gas perfetto	8.11
8.3.2	Onda d’urto forte	8.12
8.3.3	Onde d’urto isoterme	8.14
8.4	Magnetoidrodinamica (MHD)	8.14
8.4.1	Conducibilità elettrica	8.16
8.4.2	L’approssimazione magnetoidrodinamica	8.17

8.4.3	Effetti elettromagnetici	8.20
8.4.4	Le equazioni del moto e moti simili	8.24
8.4.5	Forza magnetica	8.24
8.4.6	Onde di Alfvén	8.27
8.4.7	Onde d'urto in presenza di campo magnetico	8.28
8.4.8	Energia magnetica	8.29
8.4.9	Teorema del Viriale	8.31
8.4.10	Origine dei campi magnetici astrofisici (effetto Dinamo)	8.32
8.5	Qualche utile relazione Vettoriale	8.33
9	Accelerazione stocastica di particelle	9.1
9.1	Accelerazione di Fermi	9.1
9.2	Accelerazione di Fermi – trattazione relativistica	9.4
9.2.1	Spettro di energia da accelerazione di Fermi – derivazione statistica	9.4
9.3	Accelerazione di particelle (relativistiche) in presenza di onde d'urto (meccanismo di Fermi di 1 ^a specie)	9.5
9.4	Accelerazione di betatrone	9.6
9.5	Accelerazione di particelle nelle Pulsar	9.9
10	L'emissione nel continuo della <i>Via Lattea</i>	10.1
10.1	Cenni storici	10.1
10.2	La Galassia Ottica	10.2
10.3	La Galassia Radio	10.5
10.3.1	Caratteristiche spettrali della radiazione	10.6
10.3.2	Emissione dal disco	10.8
10.3.3	Emissione dall'alone	10.12
10.4	La Galassia ad alte energie	10.13
10.4.1	Emissione X	10.13
10.4.2	Emissione γ	10.14
10.4.3	<i>Bolle giganti</i>	10.18
11	Il campo magnetico della Galassia	11.1
11.1	Polarizzazione della luce stellare	11.1
11.2	Misure di intensità del campo magnetico	11.2
11.2.1	Rotazione di Faraday e dispersione delle pulsar	11.2
11.2.2	Effetto Zeemann	11.3
11.2.3	Emissione di sincrotrone	11.3
11.3	Confinamento del campo magnetico	11.4
11.4	Struttura e orientazione del campo magnetico	11.4
11.4.1	Studio del campo magnetico da <i>M.R.</i> di pulsar	11.5
11.4.2	Studio del campo magnetico da <i>M.R.</i> di radiosorgenti extragalattiche	11.6
11.4.3	Cenni sui modelli di dinamo	11.10
12	I raggi cosmici	12.1
12.1	La componente nucleonica della radiazione primaria	12.1
12.1.1	Abbondanze chimiche	12.1
12.1.2	Spettri di energia	12.6
12.1.3	Costanza del flusso dei raggi cosmici nello spazio e nel tempo	12.7
12.1.4	Isotropia dei raggi cosmici	12.8
12.1.5	Vite medie dei raggi cosmici	12.8
12.1.6	Confinamento dei Raggi Cosmici	12.8

12.1.7	Bilancio energetico	12.10
12.2	Equilibrio fra raggi cosmici, gas e campo magnetico	12.11
12.2.1	Instabilità di Parker	12.12
12.3	La componente elettronica	12.12
12.3.1	Forma dello spettro	12.13
12.3.2	Stime del campo magnetico galattico	12.15
12.3.3	Discussione	12.16
12.4	Origine dei raggi cosmici: Galattica o extragalattica?	12.17
12.4.1	Bilancio energetico e sorgenti di Raggi Cosmici	12.17
12.4.2	Gli elettroni sono sicuramente galattici	12.18
12.4.3	I Raggi Cosmici di altissima energia (<i>UHECR</i>) sono quasi certamente di origine extragalattica	12.19
13	La Materia Interstellare nella Galassia	13.1
13.1	L'Idrogeno atomico (HI) nella Galassia	13.3
13.1.1	Caratteristiche della riga a 21 cm	13.3
13.1.2	Riga in assorbimento	13.5
13.1.3	Effetto Doppler sulla riga	13.7
13.1.4	Curva di rotazione della Galassia: distribuzione dell'idrogeno nel disco e massa della Galassia	13.8
13.1.5	Le costanti di Oort	13.15
13.1.6	Deviazioni dal modello di rotazione differenziale	13.19
13.1.7	L'idrogeno nelle regioni periferiche della Galassia	13.20
13.2	L'idrogeno ionizzato (HII)	13.21
13.2.1	Emissione per bremsstrahlung	13.23
13.2.2	Righe di ricombinazione	13.24
13.3	Molecole interstellari	13.25
13.3.1	L'H ₂ e il CO	13.29
13.4	I maser	13.32
13.4.1	Caratteristiche osservative dei maser	13.33
13.4.2	Maser associati a formazione stellare	13.35
13.4.3	Maser circumstellari	13.35
13.4.4	Misure di distanza mediante i Maser	13.36
13.4.5	Megamaser	13.37
14	Le regioni centrali della Galassia	14.1
14.1	L'idrogeno neutro	14.1
14.2	Emissione nel continuo a frequenze radio	14.4
14.2.1	Sgr A	14.6
14.2.2	<i>Sgr A*</i>	14.7
14.3	Osservazioni infrarosse	14.8
14.4	Osservazioni di molecole	14.9
14.5	Un Buco Nero al centro della Galassia?	14.10
15	Resti di Supernovæ	15.1
15.1	Le Supernovæ	15.1
15.1.1	Supernovæ di Tipo <i>I</i>	15.3
15.1.2	Supernovæ di Tipo <i>II</i>	15.4
15.2	Frequenza di Supernovæ in diversi tipi di Galassie	15.4
15.3	Radio-Supernovæ e <i>ipernovæ</i>	15.4

15.4	Resti di Supernova (<i>SNR</i>)	15.8
15.4.1	I plerioni	15.10
15.4.2	Il campo magnetico nei <i>SNR</i>	15.11
15.4.3	Determinazione della distanza dei Resti di Supernova	15.11
15.5	Distribuzione dei Resti di Supernova nella Galassia	15.12
15.6	Evoluzione dinamica di un Resto di Supernova	15.13
15.6.1	Caratteristiche fisiche ed evoluzione della Nebulosa del Granchio (Crab Nebula)	15.19
15.7	Determinazione della frequenza di Supernovæ nella Galassia	15.21
15.8	Evoluzione dell'emissione radio	15.22
15.8.1	Relazione Brillanza–Diametro ($\Sigma - D$)	15.22
15.8.2	Variazioni “secolari” della luminosità di un <i>SNR</i>	15.24
15.9	Considerazioni energetiche	15.25
15.10	Accelerazione delle particelle relativistiche nei <i>SNR</i> (meccanismo di Fermi)	15.26
15.11	<i>SNR</i> nelle altre galassie	15.26
15.11.1	La Supernova 1987A	15.28
15.12	Appendici	15.32
15.12.1	Bolla Solare - <i>Local Bubble</i>	15.32
15.12.2	Limiti alla massa del neutrino	15.32
15.12.3	I tre anelli luminosi in Sn 1987A	15.33
16	Teoria delle stelle collassate	16.1
16.1	Condizioni di stabilità di una stella	16.1
16.1.1	Stelle ordinarie	16.2
16.1.2	Collasso gravitazionale	16.2
16.2	Equazione di stato per la materia degenere	16.3
16.2.1	Le Nane Bianche	16.5
16.2.2	Le Stelle di Neutroni	16.6
16.2.3	Spettro di massa per la materia degenere	16.7
16.2.4	Redshift gravitazionale	16.8
16.3	Caratteristiche delle Stelle di Neutroni	16.9
16.4	Binarie <i>X</i>	16.9
16.4.1	Funzione di massa dei sistemi binari	16.10
16.4.2	Tipologie di accrescimento	16.12
16.4.3	Pulsar– <i>X</i>	16.16
16.4.4	Modello di accrescimento in presenza di campo magnetico	16.17
17	Le Pulsar	17.1
17.1	Caratteristiche degli impulsi	17.3
17.1.1	Periodo	17.3
17.1.2	Forma	17.4
17.1.3	Spettro	17.6
17.1.4	Polarizzazione	17.8
17.1.5	Luminosità	17.8
17.1.6	Temperatura di brillantezza	17.9
17.2	Variazioni secolari del periodo delle pulsar	17.10
17.2.1	Determinazione di P e \dot{P} e moti propri	17.11
17.2.2	Velocità delle pulsar	17.12
17.2.3	Età delle pulsar	17.14
17.3	Distribuzione delle pulsar nella Galassia	17.15
17.3.1	Misure di distanza	17.15

17.3.2	Distribuzione in altezza ($ z $)	17.16
17.3.3	Distribuzione radiale	17.16
17.3.4	Frequenza di formazione	17.16
17.3.5	Funzione di luminosità	17.17
17.3.6	Problema dei progenitori	17.18
17.4	Natura dell' <i>orologio</i> presente nelle pulsar	17.20
17.5	Elettrodinamica delle pulsar	17.22
17.5.1	Il rotatore obliquo	17.22
17.5.2	Braking Index	17.23
17.5.3	Accelerazione di cariche nel modello del rotatore obliquo	17.24
17.5.4	Modello di Goldreich e Julian, o Macchina Unipolare (vedi anche Katz 1987, High Energy Astrophysics, p.277)	17.26
17.5.5	Frenamento della Stella di Neutroni	17.31
17.5.6	Meccanismo di irraggiamento coerente	17.33
17.5.7	Modello di Ruderman e Sutherland	17.33
17.6	Evoluzione delle Pulsar	17.36
17.6.1	Riaccelerazione o <i>spin-up</i> di una Stella di Neutroni <i>magnetizzata</i> in un sistema binario	17.37
17.6.2	Caratteristiche delle Milli-second (<i>ms</i>) pulsar	17.39
17.7	Pulsar appartenenti a sistemi binari (~ 1992)	17.40
17.7.1	Pulsar e relatività generale	17.42
17.7.2	Emissione di onde gravitazionali	17.44
17.7.3	Addendum su Pulsar Binarie: PSR J0737-3039 (febr. 2011)	17.45
17.8	Pulsar con pianeti	17.46
17.9	Appendici	17.48
17.9.1	Pulsar-powered wind nebulae– <i>PWN</i>	17.48
17.9.2	L'anomalo sistema PSR B1757–24 & <i>SNR</i> G1.4–1.2	17.49
17.9.3	Pulsar γ – circa 2010	17.51
17.9.4	Raggio di curvatura delle linee di un campo \vec{H} dipolare	17.54
17.9.5	Timing delle pulsar	17.56
18	L'emissione radio delle galassie a spirale	18.1
18.1	Emissione nel continuo	18.2
18.1.1	Il campo magnetico	18.4
18.1.2	Emissione dal disco	18.5
18.1.3	L'emissione della braccia a spirale	18.5
18.1.4	Radiosorgenti centrali	18.7
18.1.5	Aloni	18.8
18.2	Funzione di luminosità	18.9
18.2.1	Definizioni	18.9
18.2.2	Funzione di luminosità radio delle galassie a spirale	18.10
18.3	Origine degli elettroni ed emissione (<i>FIR</i>) e nelle righe del CO	18.11
18.3.1	Modello per la correlazione <i>FIR</i> /radio	18.13
18.3.2	Correlazione CO–radio– <i>FIR</i>	18.14
18.4	Emissione nelle righe dell'idrogeno a 21 cm	18.17
18.4.1	Distribuzione dell'idrogeno neutro nelle galassie a spirale	18.18
18.4.2	Curva di rotazione e determinazione della massa	18.19
18.4.3	La materia oscura	18.24
18.4.4	La relazione Tully–Fisher	18.27
18.5	Generalità sul problema della struttura a spirale	18.29

19 Radiogalassie e radio-Quasar	19.1
19.1 Cataloghi di radiosorgenti	19.1
19.1.1 La funzione $\text{Log}N\text{-Log}S$	19.2
19.1.2 La distribuzione di luminosità	19.3
19.2 Identificazioni ottiche	19.5
19.2.1 Distribuzione in magnitudine e redshift	19.7
19.3 La Funzione di luminosità <i>locale</i> delle radiogalassie	19.8
19.4 Morfologia	19.11
19.4.1 La struttura <i>standard</i> delle radiosorgenti	19.12
19.4.2 Classificazione Morfologica	19.18
19.5 Gli spettri radio	19.21
19.6 Polarizzazione	19.24
19.7 Parametri fisici	19.25
19.7.1 Campo Magnetico (stima)	19.25
19.7.2 Energia totale e pressione interna	19.29
19.8 Gas ambiente e sua azione sulla dinamica dei lobi	19.30
19.9 Radiosorgenti in ammassi di galassie	19.34
19.10 Vite medie delle radiosorgenti extragalattiche	19.39
19.10.1 Vite medie cinematiche	19.39
19.10.2 Vite medie radiative	19.41
19.10.3 Vite medie dalla ram pressure (dinamiche)	19.46
19.10.4 Vita media per le radiosorgenti Head-Tail	19.47
19.10.5 Vite medie dalla funzione di luminosità	19.48
19.11 Origine dell'emissione radio	19.50
19.11.1 Un breve excursus storico	19.50
19.11.2 Lo scenario esplosivo	19.51
19.11.3 Modelli con produzione di energia prolungata (<i>continuum injection</i>)	19.52
20 Effetti relativistici in sorgenti di radiazione in movimento	20.1
20.1 Effetto Doppler	20.1
20.1.1 Amplificazione di luminosità in presenza di moto relativistico	20.1
20.1.2 Asimmetrie di flusso e di brillantezza superficiale	20.4
20.1.3 Rapporto $R = S_{core}/S_{ext}$	20.4
20.2 Ritardo nei tempi di transito della radiazione	20.5
20.3 Asimmetrie nelle dimensioni dei lobi radio	20.6
20.4 Asimmetrie <i>osservate</i> nei lobi radio	20.6
20.5 Velocità trasversale apparente	20.7
20.5.1 Velocità apparenti e boosting Doppler	20.8
20.6 Deduzione alternativa del <i>Doppler boosting</i>	20.9
21 Nuclei radio e radiosorgenti compatte	21.1
21.1 Struttura radio delle regioni nucleari.	21.1
21.2 Autoassorbimento di sincrotrone	21.5
21.3 Energetica	21.5
21.4 Variabilità	21.7
21.5 Moti superluminali	21.11
21.6 Il modello relativistico	21.13
21.6.1 Revisione del Compton Inverso	21.14
21.6.2 Riesame dei moti superluminali	21.15
21.6.3 <i>Cosa si muove?</i>	21.16

21.6.4	Argomenti Pro e Contro i modelli relativistici	21.16
21.7	Radiosorgenti compatte ed estese: schemi unificanti	21.17
21.7.1	Modello di Orr e Browne	21.17
21.7.2	Modello di Barthel	21.17
21.8	Modelli non relativistici, di interesse storico	21.19
21.8.1	Modello ad albero di Natale	21.19
21.8.2	Modelli con velocità di fase $> c$	21.19
22	Getti radio	22.1
22.1	Proprietà osservative dei getti	22.3
22.1.1	Geometria di espansione	22.3
22.1.2	Simmetria	22.4
22.1.3	Distribuzione di brillantezza	22.6
22.1.4	Polarizzazione	22.7
22.1.5	Pressione interna nei getti	22.7
22.1.6	Luminosità dei getti	22.8
22.1.7	Curvature e Oscillazioni	22.8
22.1.8	Due Tipi di Getti	22.9
22.1.9	Di cosa sono costituiti i getti?	22.10
22.2	Fisica dei getti	22.10
22.2.1	Fisica di un getto adiabatico	22.11
22.2.2	Getto libero o confinato? Dipendenza dall'ambiente esterno.	22.15
22.2.3	Brillantezza di sincrotrone in un getto in espansione	22.16
22.2.4	Getti reali (dissipativi)	22.17
22.2.5	Dissipazione della energia cinetica	22.18
22.2.6	Getti di laboratorio	22.19
22.2.7	Simulazioni Numeriche	22.21
22.2.8	Instabilità idrodinamiche	22.22
22.3	Interpretazione fisica delle due tipologie dei getti	22.24
22.3.1	Getti di Tipo 2): un modello a basso numero di Mach	22.25
22.4	Getti di Tipo 1)	22.26
22.4.1	Energetica delle due classi di getti	22.27
22.4.2	Determinazione di parametri fisici	22.28
22.4.3	Misure di velocità	22.28
22.4.4	Applicazioni	22.30
22.4.5	Modello per la curvatura dei getti nelle radiosorgenti testa-coda	22.31
22.4.6	Effetto dei moti orbitali sui getti	22.32
22.5	Formazione dei getti	22.33
23	Un modello per l'evoluzione delle radiosorgenti potenti	23.1
23.1	Assunzioni del Modello	23.1
23.2	Soluzione delle equazioni	23.2
23.3	Risultati	23.4
24	Nuclei Galattici Attivi (AGN)	24.1
24.1	Le classi di AGN	24.3
24.1.1	Galassie di Seyfert	24.3
24.1.2	Radiogalassie	24.6
24.1.3	Quasar	24.9
24.1.4	BL Lac e OVV	24.9

24.1.5	Galassie con Nuclei luminosi, simil-AGN	24.9
24.2	Lo spettro continuo degli <i>AGN</i>	24.10
24.3	I processi fisici che producono lo spettro continuo	24.13
24.3.1	Emissione Infrarossa	24.13
24.3.2	Emissione Ottico - Ultravioletta	24.13
24.3.3	Emissione <i>X</i>	24.14
24.3.4	Emissione gamma	24.15
24.4	Le righe in emissione	24.16
24.4.1	La <i>BLR</i>	24.17
24.4.2	La <i>NLR</i>	24.19
24.5	Modelli unificanti per gli <i>AGN</i>	24.19
25	Le Quasar	25.1
25.1	La scoperta e i primi tempi	25.1
25.2	Metodi di ricerca delle quasar	25.2
25.3	L'emissione ottica delle quasar	25.4
25.3.1	La funzione di luminosità ottica	25.4
25.3.2	Variabilità ottica	25.6
25.3.3	La forma dello spettro ottico	25.7
25.3.4	Lo spettro di righe in emissione e i colori delle quasar	25.7
25.4	L'emissione radio delle quasar	25.8
25.4.1	Morfologia radio	25.8
25.5	L'emissione <i>X</i> delle quasar	25.9
25.6	Le galassie che ospitano le quasar	25.10
25.7	Le Quasar come sonda del gas intergalattico	25.11
25.7.1	Lo spettro di righe in assorbimento	25.11
25.7.2	L'HI intergalattico e l'effetto Gunn-Peterson	25.14
25.8	Lenti gravitazionali: immagini multiple di quasar e anelli di Einstein	25.18
25.9	Appendice: Immagini di quasar ottenute con Hubble Space Telescope	25.23
26	Origine dell'energia negli <i>AGN</i> – Buchi Neri Supermassicci	26.1
26.1	Spinar	26.1
26.2	Buchi Neri Supermassicci (<i>SBH</i>)	26.2
26.2.1	L'orizzonte degli eventi	26.3
26.2.2	Orbite intorno ad un Buco Nero	26.3
26.2.3	L'ergosfera di un Buco Nero di Kerr	26.3
26.2.4	L'effetto Lense-Thirring	26.4
26.2.5	Energia sviluppabile per accrescimento	26.4
26.2.6	Altri parametri dell'accrescimento	26.6
26.2.7	Origine del materiale di accrescimento sui Buchi Neri Super-massicci	26.6
26.3	Forme di accrescimento	26.7
26.3.1	Struttura del disco	26.7
26.3.2	Irraggiamento termico dal disco	26.8
26.3.3	Tipologie di dischi di accrescimento	26.9
26.4	Formazioni di getti da dischi di accrescimento	26.9
26.4.1	Processi radiativi di accelerazione	26.9
26.4.2	Processi magnetici di accelerazione connessi col disco di accrescimento	26.11
26.4.3	Processi magnetici relativi ad un <i>SBH</i> rotante	26.13
26.5	Grande Unificazione	26.13
26.6	Evidenze di Buchi Neri Supermassicci e determinazione delle loro masse	26.15

26.7	Il Buco Nero e la galassia ospite	26.20
26.8	Il Buco Nero e l'attività nucleare della galassia.	26.21
27	Mini-Quasar Galattiche	27.1
27.1	SS433	27.1
27.2	IE1740.7-2942: Il Grande Annichilatore	27.6
27.3	Sorgenti Superluminali Galattiche	27.8
27.4	Proprietà statistiche dell'emissione radio	27.9
27.5	Connessioni radio -X	27.10
28	Radioastronomia e Cosmologia	28.1
28.1	Cenni sui modelli di Universo, anni 1950 - 1990	28.1
28.1.1	Modelli di Friedman	28.1
28.1.2	Modello dello Stato Stazionario	28.6
28.1.3	Distanze e Volumi in un Universo di Friedman	28.6
28.1.4	Come determinare la geometria dell'Universo: studi nella banda ottica	28.7
28.1.5	L'Universo inflazionario (cenni)	28.10
28.1.6	Anni 90 - La riscoperta della Costante Cosmologica	28.11
28.2	Radiosorgenti e Cosmologia pre-1964	28.14
28.2.1	Diagramma di Hubble delle radiogalassie	28.14
28.2.2	Conteggi di Radiosorgenti	28.15
28.2.3	Conteggi di galassie e quasar in campioni di radiosorgenti	28.23
28.2.4	Test del V/V_{max}	28.23
28.2.5	Relazione diametro - z	28.24
28.3	La radiazione cosmica di fondo	28.26
28.3.1	Lo spettro del fondo cosmico a microonde	28.27
28.3.2	Radiazione e materia in un Universo in espansione	28.28
28.3.3	Cronologia dell'Universo - La formazione degli elementi	28.31
28.3.4	Stime sperimentali delle abbondanze primordiali	28.33
28.3.5	Isotropia del fondo cosmico a microonde	28.35
29	Lista dei principali simboli usati	29.1
30	Bibliografia	30.1

1 Introduzione

Aggiornato Ottobre 2001, rivisto 2011

1.1 I colori dell'Astronomia

Scopo delle osservazioni astrofisiche è quello di raccogliere e classificare informazioni sugli oggetti dell'Universo per comprenderne la fisica, immagazzinare tali informazioni per studi futuri (ogni singolo evento può essere diverso da eventi precedenti e/o futuri), utilizzare le informazioni organizzate in sequenze logiche per fare previsioni sui fenomeni che si studiano.

I *corrieri* dell'informazione astrofisica sono prevalentemente i fotoni, dalle onde radio ai raggi γ ; ma anche nuclei di atomi, polveri, meteoriti, neutrini, onde gravitazionali ed altri fenomeni ci raccontano la storia dell'Universo.

Il tipo di fotoni prodotti dipende fortemente dalle condizioni fisiche prevalenti, e cioè dalla natura delle particelle che irradiano, dalla temperatura e pressione cui sono soggette, dal loro moto, dalla eventuale presenza di campi magnetici, ecc. Ogni fenomeno quindi tenderà a produrre energia soprattutto a certe lunghezze d'onda, per cui alcuni oggetti si studieranno meglio, o per lo meno si individueranno prima, a determinate lunghezze d'onda.

Sulla propagazione dei fotoni ha molta influenza il mezzo attraversato. Si pensi per esempio all'estinzione della radiazione ottica dovuta ad assorbimento da parte delle polveri nel mezzo interstellare, che è più forte nel blu che nel rosso e che quindi costituisce una sorta di filtro per i fotoni di lunghezza d'onda minore. Nella banda radio si pensi ai fenomeni della rotazione di Faraday o della dispersione del segnale delle pulsar. Le traiettorie che i fotoni seguono dipendono dalla curvatura locale

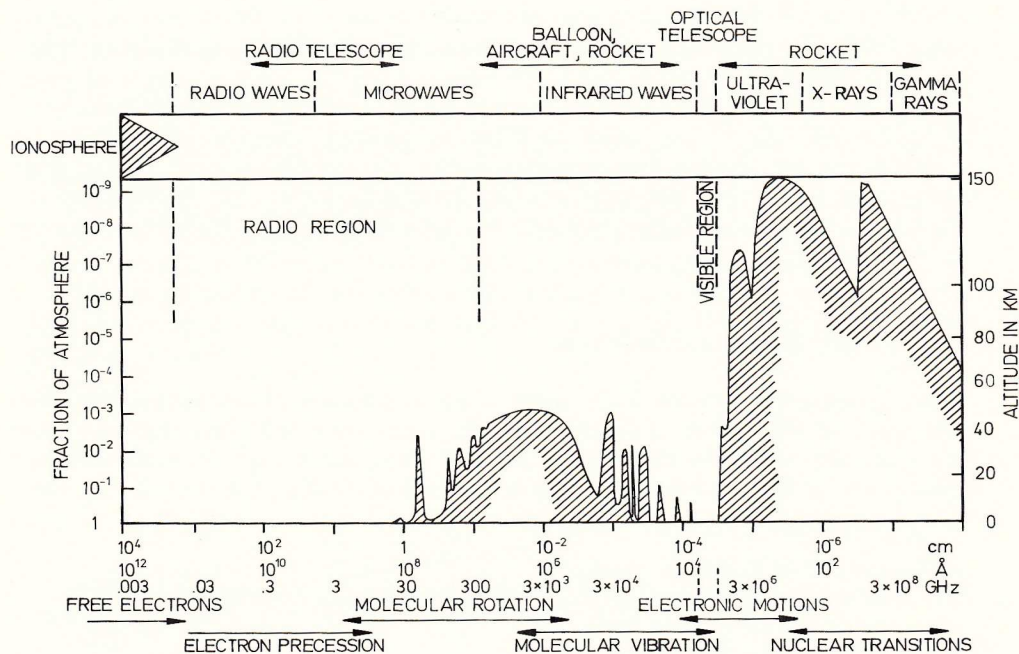


Figura 1.1: Trasmissione delle onde elettromagnetiche da parte della atmosfera e ionosfera terrestri in funzione della lunghezza d'onda. La scala a sinistra dà la frazione di atmosfera attraversata, la scala a destra lo spessore di atmosfera per cui la radiazione è attenuata di un fattore 2. Sono anche riportati meccanismi di emissione e la strumentazione necessaria per rivelare il segnale. (Rohlfs, Tools of Radio Astronomy)

dell'Universo, e quindi dalla distribuzione locale di materia: la capacità che ha una grande massa, in genere una galassia o un ammasso di galassie, di modificare la traiettoria dei fotoni che può dare luogo

al fenomeno noto come *lente gravitazionale*. La radiazione che giunge all'osservatore generalmente reca dunque l'impronta sia della sua origine che del mezzo che ha attraversato; è importante, pertanto, potere discriminare gli effetti intrinseci all'oggetto che origina la radiazione, da quelli esterni.

Infine i fotoni devono attraversare la barriera costituita dall'atmosfera e dalla ionosfera terrestri (fig. 1.1), che limitano le osservazioni da terra a due finestre nello spettro elettromagnetico: $\sim 3000\text{--}\sim 8000 \text{ \AA}$ (*finestra visibile*) e $\sim 1 \text{ cm--}\sim 10 \text{ m}$ (*finestra radio*). Per effettuare osservazioni fuori da queste finestre occorre frapporre tra noi e la sorgente di radiazione la minor quantità di atmosfera possibile; di qui la necessità di osservare ad alta quota (montagne, palloni) o addirittura fuori dall'atmosfera terrestre (satelliti). Così mentre lo studio dell'Universo nel visibile è iniziato da quando esiste l'uomo, e quello nella banda radio intorno agli anni '30 (§ 1.3), lo studio nell'ultravioletto (*UV*), nel lontano infrarosso (far infrared, *FIR*), nelle bande *X* e γ è stato possibile solo a partire dagli anni '70 mediante l'utilizzo di satelliti recanti a bordo la strumentazione appropriata.

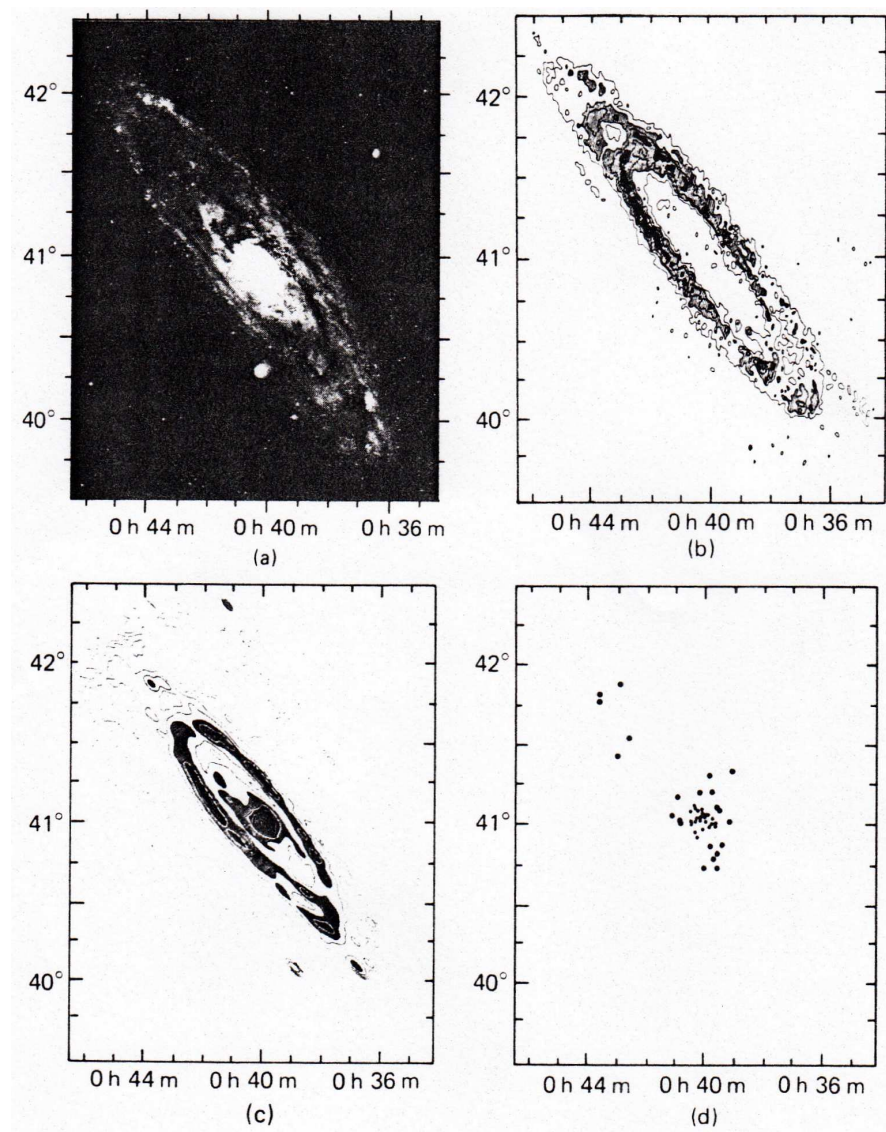
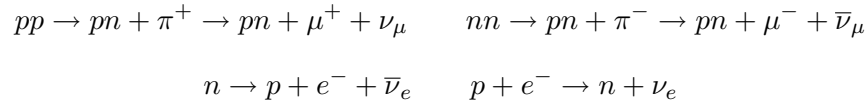


Figura 1.2: La galassia di Andromeda: a) nel blu; b) nella riga a 21 cm dell'HI (Brinks&Shane, 1984, A&AS, 55, 179); c) nel *FIR* (*IRAS*) a $60 \mu\text{m}$ (Habing et al., 1984, ApJ, 278, L59); d) nella banda *X* 0.5–4.5 keV, dal satellite Einstein (adattata da van Speybroeck et al., 1979, ApJ, 234, L49).

Per ciò che riguarda lo studio dell'Universo mediante nuclei, polveri, meteoriti, neutrini, onde gravitazionali citiamo solo qualche esempio:

- le diverse specie di nuclei atomici contenuti nei raggi cosmici (prodotti nell'esplosione di Supernovæ, nei brillamenti solari, ecc.) danno informazioni relative all'evoluzione stellare; le abbondanze degli elementi nei raggi cosmici e nei meteoriti permettono di risalire alle abbondanze *primordiali* e quindi di confrontare le teorie sulla nucleogenesi con le osservazioni;
- i neutrini sono prodotti in processi del tipo:



e di nuovo ci danno informazioni sulla nucleosintesi primordiale e sull'evoluzione delle stelle e di sistemi più complessi come le galassie.

- le onde gravitazionali si prevede siano emesse da sistemi doppi collassati (stelle binarie, pulsar, buchi neri)

Naturalmente non è possibile in pratica raccogliere per ogni oggetto la totalità delle informazioni, per cui l'astronomia si è necessariamente specializzata. Oggi si parla di *astronomia ottica*, *astronomia γ* o *X*, *astronomia radio* (*radioastronomia*), *astronomia dei neutrini*, *astronomia delle onde gravitazionali* ecc. In ogni settore si usano tecniche differenti le quali dunque agiscono in qualche modo come filtro in frequenza/energia dei fotoni/particelle.

Malgrado l'astronomia si sia dovuta specializzare a causa delle tecniche differenziate per l'acquisizione ed elaborazione dei dati, lo studio di un oggetto in una sola banda di energia (frequenza) non è in genere sufficiente a comprenderne la natura. In fig. 1.2 è mostrata la galassia di Andromeda (*M31*) a varie frequenze. Si noti come l'emissione ottica, radio, *FIR* ed *X* si originino in zone diverse, tracciando ad esempio la distribuzione delle stelle, dell'idrogeno (21 cm) o delle polveri (60 μm). Quindi, sebbene questo sia un corso di radioastronomia, ci saranno vari riferimenti anche ad altri settori della astronomia, allo scopo di completare lo studio degli oggetti che vengono esaminati.

1.2 Quadro storico dello sviluppo dell'Astronomia dall'inizio del 1900

Astronomia del visibile

≈ 1905	dimensioni della <i>Via Lattea</i> , ≈ 50000 anni luce (a.l.)
≈ 1920	galassie esterne; dimensioni Universo $\geq 10^7$ a.l.
≈ 1925	espansione dell'Universo; dimensioni $\geq 10^9$ a.l.; età $\geq 10^9$ anni
$\approx 1925-1958$	fisica delle stelle

Astronomia dell'invisibile (inizi)

Astronomia dei Raggi Cosmici	≈ 1930 : da terra, da palloni stratosferici, da satelliti;
Radioastronomia	≈ 1930 : antenne a terra; da fine '900 anche da satellite;
Astronomia X	≈ 1960 : da palloni stratosferici, razzi e satelliti;
Astronomia dei neutrini	≈ 1960 : rivelatori di particelle situati sottoterra ¹
Astronomia γ	≈ 1970 : da satelliti
Astronomia UltraVioletta	≈ 1970 : da satelliti
Astronomia Infrarossa	≈ 1980 : da satelliti

¹In Italia: galleria autostradale del Monte Bianco (stazione distrutta in un pauroso incidente fra autotreni), gallerie sotto il Gran Sasso.

- Nuovi risultati
- Superamento del problema dell'oscuramento da parte della polvere interstellare.
- Nuove scoperte: le Stelle Collassate, i Nuclei Galattici Attivi e i Buchi Neri supermassicci, le Lenti Gravitazionali, la Materia Oscura, la Radiazione Cosmologica a 3 K e l'Universo primordiale caldo.
- Riflessi sulla fisica fondamentale
- Verifiche della relatività generale; evidenze indirette di emissione di onde gravitazionali; fisica dei neutrini

1.3 La Radioastronomia

La Radioastronomia ha avuto avvio solo quando la conoscenza dell'elettromagnetismo e delle sue applicazioni tecnologiche lo hanno consentito. Ciò è avvenuto, in tempi relativamente recenti, in seguito allo sviluppo delle radio comunicazioni, stimolato dalle esigenze di tipo commerciale prima, e bellico (II guerra mondiale) poi. La radioastronomia è nata casualmente nel 1932 quando il fisico Karl Jansky, dipendente della Bell Telephone Co., incaricato di cercare l'origine di certe interferenze che disturbavano le trasmissioni telefoniche della sua ditta, individuò una sorgente di radiazione che si ripresentava ogni giorno con un anticipo di circa quattro minuti. Poiché questo è il comportamento tipico di un oggetto esterno al sistema solare, fu necessario ammettere, malgrado tutto, che la fonte di tali interferenze non poteva avere origine terrestre, ma doveva provenire dal cosmo. Le coordinate astronomiche indicavano la direzione del centro della nostra Galassia (Jansky, 1933, *Nature*, 132, 66). La risonanza della scoperta fu tale che la notizia apparve sulla prima pagina del *New York Times* (fig. 1.3). In fig. 1.4 è mostrata la mappa di questa emissione, pubblicata però solo nel 1935 anche se le osservazioni risalgono al 1932.

Jansky non andò oltre. Dopo tutto era pagato dalla Bell Telephone Co. e quindi doveva lavorare per cose serie e non per sciocchezze celesti. Una sola persona, Grote Reber, prese il testimone. Anch'egli aveva un lavoro serio, ma, come radioamatore, si costruì un'antenna parabolica di 10 m. di diametro, che posizionò nel suo giardino e, nel tempo libero, riuscì a completare una mappatura del cielo a lui visibile alla frequenza di 160 MHz (fig. 1.5). I risultati delle sue osservazioni furono pubblicati sull'*Astrophysical Journal* (1940, *Ap.J.*, 91, 521), malgrado il parere negativo di più di un referee. L'editore, Otto Struve, preferì correre il rischio di autorizzare una pubblicazione che si poteva rivelare una "bufala", piuttosto che rischiare di perdere una possibile grande scoperta.

Lo scetticismo dei referee che avevano bocciato il lavoro di Reber era dovuto al fatto che l'origine di tale emissione era, a quell'epoca, un vero mistero. E' vero che emissione alle lunghezze d'onda radio da parte delle stelle era in qualche modo prevista dalla teoria. Infatti, se queste si comportano approssimativamente come corpi neri (§ 2.2), allora hanno una coda di emissione alle grandi lunghezze d'onda. In realtà il segnale previsto per una stella ordinaria è talmente basso che, anche se al centro della Galassia la concentrazione di stelle è assai elevata, non era possibile giustificare l'emissione osservata come dovuta a stelle.

Lo sviluppo di antenne e relativi sistemi riceventi per i radar, durante la II guerra mondiale, permise, a fine guerra, di avere una tecnologia più matura per rivolgersi nuovamente al cielo e gli studi radioastronomici ripresero con vigore.

Inoltre si arrivò a comprendere i processi fisici che generavano la radiazione scoperta da Jansky. In seguito ai risultati degli esperimenti dei fisici al Sincrotrone della General Electric (1948) sull'accelerazione di elettroni relativistici (cap. 4), Alfvén ed Herlofson (1950) proposero che tale radiazione fosse prodotta da elettroni relativistici in moto nei campi magnetici delle stelle. Kiepenheuer (1950) suggerì che gli elettroni fossero in realtà una componente dei raggi cosmici (cap. 12) e che i campi magnetici fossero invece diffusi nel mezzo interstellare. Quest'ultima interpretazione ebbe un gran successo e, con il conseguente raffinamento da parte di Shklovsky (1960), costituisce la base teorica

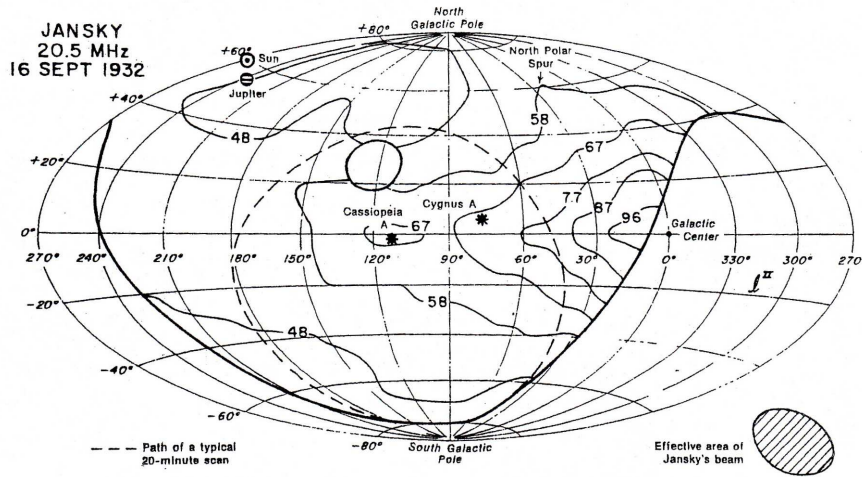


Figura 1.4: La prima mappa del cielo radio, alla lunghezza d'onda di 14.6 m., pubblicata da K. Jansky nel 1935 (Proc.IRE, 23, 1158). La curva spessa indica il piano galattico

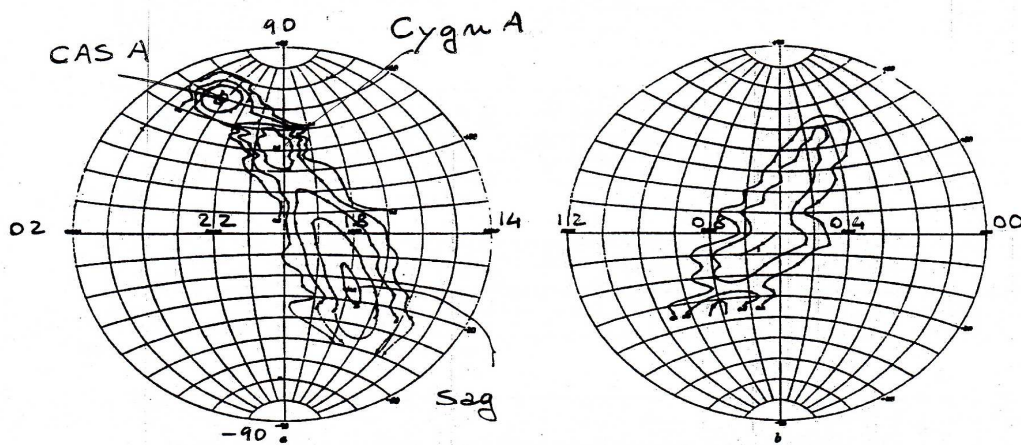


Figura 1.5: Il cielo radio a 160 MHz, come visto da G. Reber (1944, Ap.J., 100, 279)

della emissione non termica. La scoperta infine della componente elettronica dei raggi cosmici nei primi anni '60 confermò definitivamente che il meccanismo di *sincrotrone* fosse l'ipotesi corretta. Gli studi degli anni '30-'50 rivelarono che il fenomeno *radiosorgente* è assai comune e che i processi fisici che ne sono alla base sono molteplici (capp.3,4).

Si è detto che la finestra radio copre l'intervallo $\lambda \sim 1 \text{ cm} \sim 10 \text{ m}$. Alle lunghezze d'onda più corte la radiazione viene assorbita sostanzialmente dal vapor d'acqua contenuto nell'atmosfera; alle lunghezze d'onda maggiori la ionosfera causa la riflessione totale della radiazione incidente. A parte queste limitazioni, l'atmosfera e la ionosfera terrestri sono completamente trasparenti alle onde radio, e, a differenza che nell'ottico, assai stabili, per cui il fenomeno della turbolenza atmosferica che è responsabile del *seeing* nelle osservazioni ottiche praticamente non esiste in radioastronomia. Ciò significa che si possono ottenere immagini con un potere risolutivo che è dato dalla diffrazione, mentre nell'astronomia ottica è necessario, per raggiungere questo limite, uscire dalla atmosfera terrestre, come si è fatto con lo Hubble Space Telescope, *HST* (1990).

A causa delle grandi lunghezze d'onda, poteri risolutivi scientificamente interessanti non si possono realizzare con strumenti costruiti con uno specchio singolo, come nei telescopi ottici. Dato che il potere risolutivo di uno strumento è dell'ordine di λ/D , alla lunghezza d'onda di 20 cm per ottenere la modesta risoluzione di 1 minuto d'arco occorrerebbe uno strumento del diametro di circa 700 m, il che non è palesemente realizzabile. La radioastronomia ha risolto il problema utilizzando insiemi di

radiotelescopi distribuiti su dimensioni molto grandi (al limite su tutta la superficie della Terra) che operano come le fenditure di un reticolo di diffrazione. Uno strumento multiplo di questo genere prende il nome di *interferometro*. Come nel reticolo di diffrazione, il potere risolutivo dell'interferometro dipende dalle dimensioni totali dello strumento, e può essere reso arbitrariamente grande. Di fatto oggi si raggiungono poteri risolutivi inferiori al millesimo di secondo d'arco, che alla distanza corrispondente ad un *redshift* $z = 1$ equivale ad una dimensione lineare dell'ordine di qualche pc. Si vede dunque come con la radioastronomia si possano raggiungere risoluzioni inimmaginabili oggi per l'astronomia ottica, e si possano studiare gli oggetti celesti con grande dettaglio, in particolare le parti centrali delle galassie e quasar, dove si origina la gigantesca energia che si osserva.

Il *cielo radio* è pieno di radiosorgenti di varia natura (fig. 1.6)) e il loro studio ha avuto un'importanza fondamentale in molti campi dell'astronomia.



Figura 1.6: Il “Cielo Radio” come apparirebbe ad un osservatore con gli occhi sensibili alle onde radio e sufficientemente grandi. I puntini rappresentano radiosorgenti puntiformi; le strutture estese sono per lo più oggetti galattici. Notare alcune strutture ad anello che sono Resti di Supernovæ (cap. 15). (Immagine prodotta da J.J. Condon, NRAO)

Fra i principali ricordiamo: lo studio delle radiogalassie e delle quasar, dei moti *superluminali*, delle pulsar, della struttura a spirale della nostra Galassia e della così detta *massa oscura* mediante la riga a 21 cm dell'idrogeno neutro, del mezzo interstellare in genere e infine lo studio della radiazione cosmica

di fondo, residuo del *big-bang*. Questi fenomeni si manifestano preminentemente nella banda radio e probabilmente non sarebbero stati scoperti o non sarebbero stati studiati altrettanto bene in altri intervalli di frequenza.

Prima di chiudere questa introduzione, è doveroso ricordare che anche oggetti celesti, ben noti da molto prima della nascita di Jansky, ci hanno rivelato aspetti non noti, o solo parzialmente noti, mediante osservazioni radio (fig. 1.7, 1.8).

Jupiter

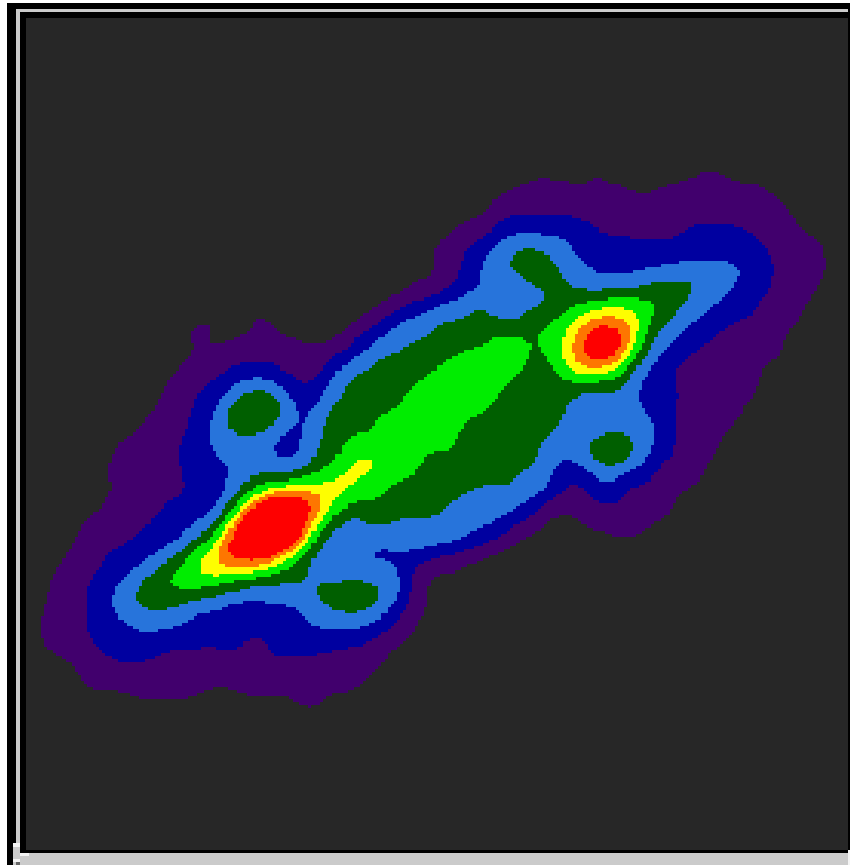


Figura 1.7: Giove a lunghezze d'onda centimetriche (NRAO image gallery). L'emissione estesa di sincrotrone (fascia inclinata con colori giallo, rosso, azzurro), dovuta a elettroni relativistici intrappolati dal campo magnetico gioviano (situazione tipo "fascie di Van Allen" sulla Terra) si sovrappone all'emissione termica del pianeta (zone verde chiaro e scuro più centrali).

Saturn

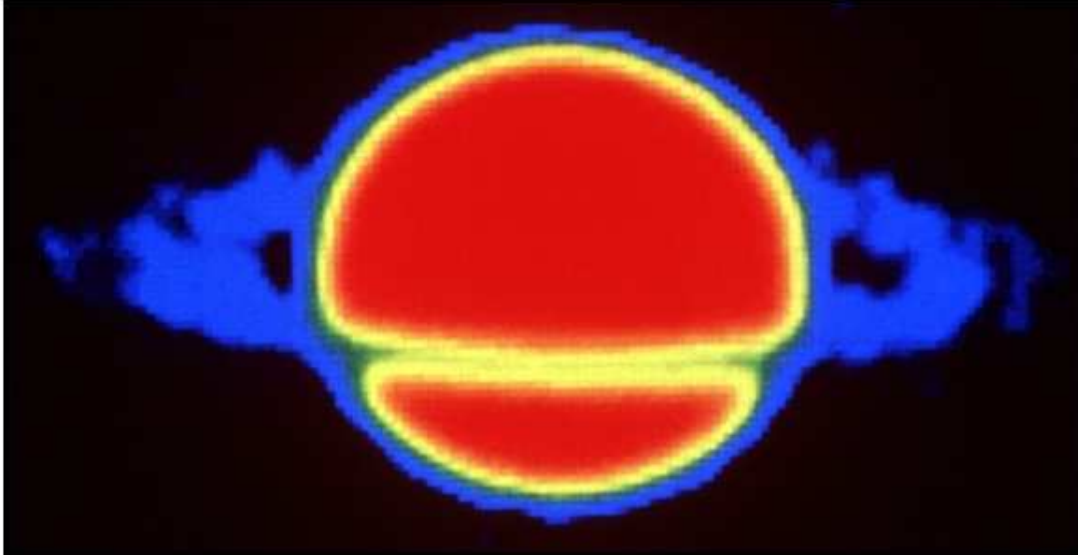


Figura 1.8: Saturno a lunghezze d'onda centimetriche (NRAO image gallery). L'emissione è termica (corpo nero), Si noti l'assorbimento prodotto dagli anelli sulla sottostante emissione dal disco del pianeta.

2 Generalità su emissione e trasporto di radiazione

Aggiornato Aprile 2002, rivisto 2011

2.1 Definizioni

Le unità di misura di molte grandezze astrofisiche sono date di solito nel sistema c.g.s. quando sono relative alla banda ottica, nel sistema M.K.S. quando sono relative alla banda radio. Se si tratta di misure X si usano unità di misura ancora diverse; per esempio, l'energia è misurata in keV. Nel dare le definizioni di questo paragrafo useremo il sistema M.K.S. e c.g.s., anche se in seguito alterneremo le varie unità di misura a seconda del contesto.

- *Luminosità assoluta*, o *Potenza*, L (W, o erg s^{-1}).

E' l'energia per unità di tempo, o potenza, irradiata su tutto lo spettro elettromagnetico

- *Luminosità assoluta monocromatica* o *spettrale* $L(\nu)$ (W Hz^{-1} , o $\text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$).

E' la luminosità assoluta, o potenza, irradiata da un oggetto nell'intervallo unitario di frequenza, intorno alla frequenza ν . Essa è legata alla *luminosità assoluta* dalla relazione:

$$L \approx \int_0^{\infty} L(\nu) d\nu \quad (2.1)$$

- *Luminosità apparente monocromatica* o *Densità di Flusso*.

Consideriamo una sorgente di radiazione che emette una luminosità monocromatica $L(\nu)$ e che si trova ad una distanza d dall'osservatore. Il flusso di energia per unità di tempo, per unità di superficie e di intervallo di frequenza, che chiameremo *Luminosità apparente monocromatica* o *Densità di Flusso*, vale:

$$S(\nu) = \frac{L(\nu)}{4\pi d^2} \quad (\text{W Hz}^{-1} \text{m}^{-2}) \quad (\text{oppure} \quad \text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1} \text{cm}^{-2}) \quad (2.2)$$

L'unità di misura corrente è il *Jansky* (Jy), che vale $10^{-26} \text{W Hz}^{-1} \text{m}^{-2}$, oppure $10^{-23} \text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1} \text{cm}^{-2}$

- *Brillanza*.

Chiamiamo Brillanza di una sorgente il rapporto fra la densità di flusso e l'angolo solido $d\Omega$ sotto cui essa è vista dall'osservatore:

$$B(\nu) = \frac{S(\nu)}{d\Omega} = \frac{L(\nu)}{4\pi d^2} \times \frac{d^2}{d\Sigma} = \frac{L(\nu)}{4\pi \times d\Sigma} \quad (\text{W Hz}^{-1} \text{m}^{-2} \text{ster}^{-1}) \quad (2.3)$$

dove si è indicata con $d\Sigma$ l'area della regione emittente proiettata in direzione perpendicolare alla linea di vista. Come si vede dalla eq. (2.3) la brillanza è una grandezza indipendente dalla distanza e quindi intrinseca alla regione emittente.

Spesso, si usa il termine *intensità*, (oppure *intensità specifica*, indicata generalmente con il simbolo $I(\nu)$), che rappresenta l'energia per unità di tempo che si propaga lungo una data direzione, per unità di superficie ad essa perpendicolare, per unità di frequenza e per unità di angolo solido lungo la direzione di propagazione.

Dalle due definizioni si può vedere che $B(\nu) = I(\nu)$.

- *Temperatura di Brillanza*, T_B .

E' definita come la temperatura che dovrebbe avere un corpo nero (§ 2.2) per avere la brillanza osservata. Si noti che questa *non è la temperatura a cui si trova il corpo* se questo non è un corpo nero, ma rappresenta solo una diversa maniera di esprimere la potenza irradiata. E' una grandezza di riferimento utile in molte applicazioni. Vedremo che alle lunghezze d'onda radio la legge di Planck può essere approssimata con la legge di Rayleigh–Jeans (eq. 2.9), per cui possiamo esprimere la temperatura di brillanza con la:

$$T_B(\nu) = \frac{1}{2k_B} B(\nu) \lambda^2 = \frac{1}{2k_B} B(\nu) \left(\frac{c}{\nu}\right)^2 \quad (2.4)$$

Se la sorgente non è un corpo nero, T_B è una funzione della frequenza, in quanto $B(\nu) \neq B_{c.n.}(\nu)$.

• *Spettro di radiazione.*

Con questo termine si intende la funzione che dà l'andamento della luminosità monocromatica, assoluta o apparente (densità di flusso), o della brillantezza, in funzione della frequenza. Esso potrà essere espresso anche come dipendenza di T_B dalla frequenza. Lo spettro di una radiosorgente è di solito rappresentato graficamente in scala bilogarithmica: questo è particolarmente utile quando l'emissione è di sincrotrone (cap. 4) in quanto l'andamento previsto è una legge di potenza del tipo $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$, che, in un grafico bilogarithmico, è rappresentata da una retta.

• *Emissività specifica, $J(\nu)$.*

Dato un elemento di volume dV interno alla regione emittente, di sezione $d\Sigma$ perpendicolarmente alla linea di vista e spessore $d\ell$ lungo la linea di vista ($dV = d\Sigma d\ell$), chiamiamo emissività specifica monocromatica, $J(\nu)$, la luminosità monocromatica irradiata per unità di volume, cioè:

$$J(\nu) = \frac{dL(\nu)}{dV} \quad (\text{W Hz}^{-1}\text{m}^{-3}), \quad \text{oppure} \quad (\text{erg s}^{-1}\text{Hz}^{-1}\text{cm}^{-3}) \quad (2.5)$$

Combinando la (2.3) con la (2.5) si vede che la brillantezza irradiata dall'elemento di volume dV è legata alla emissività specifica dalla relazione

$$dB(\nu) = \frac{1}{4\pi} J(\nu) d\ell \quad (2.6)$$

2.2 Richiamo alle leggi del Corpo Nero

La brillantezza $B_{c.n.}(\nu)$ di un corpo nero alla temperatura T (°K) è data dalla legge di Planck¹:

$$B_{c.n.}(\nu, T) = \frac{2h_P\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h_P\nu/k_B T} - 1} \quad (2.7)$$

($h_P = 6.626068 \cdot 10^{-34} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-1}$, costante di Planck; $k_B = 1.3806503 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$, costante di Boltzmann). A frequenze elevate, cioè per $h_P\nu/k_B T \gg 1$, vale l'approssimazione di Wien:

$$B_{c.n.}(\nu, T) \approx \frac{2h_P\nu^3}{c^2} e^{-h_P\nu/k_B T} \quad (2.8)$$

mentre a frequenze basse, come sono quelle tipiche della radioastronomia, $h_P\nu/k_B T \ll 1$, per cui la legge di Planck si approssima bene con la legge di Rayleigh-Jeans:

$$B_{c.n.}(\nu, T) \approx 2k_B T \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 = 2k_B T \lambda^{-2} \quad (2.9)$$

La curva raffigurante la (2.7) ha un massimo che si ricava ponendo uguale a zero la derivata rispetto a ν . Ci si trova a risolvere una equazione del tipo $(3-x)e^x = 3$, ($x = h_P\nu/k_B T$) che ha per soluzione $x \sim 2.77$. Da cui la nota *legge dello spostamento* di Wien:

$$\nu_{max} \sim \frac{3k_B T}{h_P} \approx 6 \times 10^{10} T \quad (\text{Hz}) \quad (2.10)$$

che esprime il fatto che al diminuire della temperatura del corpo nero il massimo dell'emissione si sposta a frequenze più basse. Sostituendo l'eq. (2.10) nell'eq. (2.7) si trova inoltre anche che la

¹Spesso la legge di Planck è espressa non mediante la brillantezza, ma mediante il potere emittente $E(\nu) = \pi \times B(\nu)$ (che rappresenta l'energia emessa per unità di tempo, di frequenza e di superficie), oppure mediante la densità di energia della radiazione $u(\nu) = \frac{4\pi}{c} B(\nu)$. Quando si usano queste grandezze, la legge di Planck si scrive moltiplicando la (2.7) per un fattore π o $\frac{4\pi}{c}$.

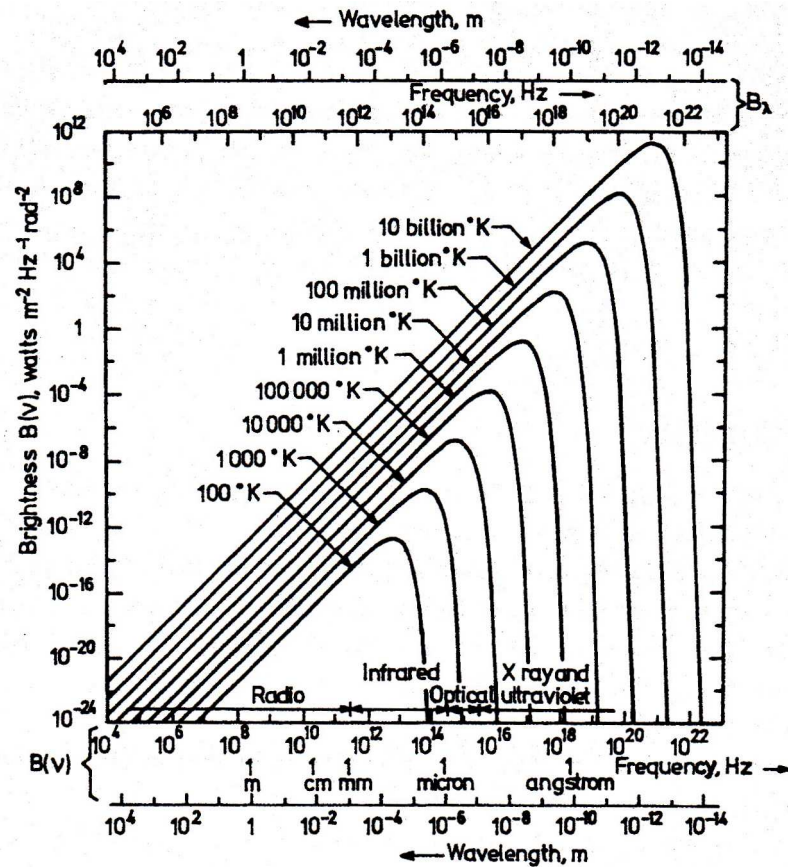


Figura 2.1: Curve di Planck a temperature diverse. Notare che al crescere della temperatura la posizione del massimo si sposta a frequenze più alte, secondo la legge di Wien, e che il suo valore aumenta.

brillanza massima è proporzionale a T^3 e quindi diminuisce al diminuire della temperatura. In fig. 2.1 è riportata una famiglia di curve di Planck, corrispondenti a temperature diverse, dove queste due proprietà sono ben visibili.

Infine, integrando la (2.7) in frequenza fra 0 e ∞ si ottiene la brillantezza totale da un corpo nero alla temperatura T , che è data dalla legge di Stefan-Boltzmann ²:

$$B_{c.n.}(T) = \sigma_{SB} T^4 = 1.8 \times 10^{-5} T^4 \quad \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{ster}^{-1} \quad (2.11)$$

con $\sigma_{SB} = 5.6704 \cdot 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}$, detta costante di Stefan-Boltzmann.

2.3 Trasporto radiativo

La radiazione emessa da una sorgente, durante la sua propagazione, attraversa mezzi diversi che ne alterano l'intensità, per processi di assorbimento o diffusione e per ulteriore emissione di radiazione.

I processi di assorbimento e diffusione possono avvenire anche entro la sorgente stessa, poichè la radiazione emessa dalle regioni più lontane rispetto all'osservatore può essere alterata dalle parti più vicine. Esaminiamo come si possono valutare gli effetti della propagazione della radiazione elettromagnetica attraverso il mezzo interposto fra sorgente ed osservatore. Ci limiteremo a considerare i processi di emissione ed assorbimento (in questi ultimi includiamo, anche se impropriamente, i

²Nel caso in cui si usi il potere emittente $E(\nu)$, o la densità di energia $u(\nu)$, anzichè la brillantezza, la costante σ_{SB} deve essere moltiplicata per un fattore π o $\frac{4\pi}{c}$.

processi di diffusione) da un punto di vista macroscopico, cioè senza entrare nei dettagli delle transizioni atomiche responsabili.

La situazione è schematizzata in fig. 2.2. L'onda elettromagnetica prodotta da una sorgente lontana, caratterizzata da una brillantezza intrinseca (ossia non alterata da effetti di propagazione fra sorgente e osservatore) $B_{s,i}(\nu)$, incide su una nube di plasma di spessore ℓ_0 lungo la linea di vista. Durante la propagazione attraverso la nube l'onda potrà venire in parte assorbita, mentre, contemporaneamente, all'interno della nube potranno essere presenti processi che producono altra radiazione. Per comprendere bene il comportamento globale, spezziamo il problema in casi semplici.

2.3.1 Sorgente con nube assorbente interposta

Consideriamo uno strato dell'assorbitore di spessore infinitesimo $d\ell$ perpendicolare alla linea di vista (fig. 2.2) che assorbe la radiazione proveniente da una sorgente di brillantezza intrinseca $B_{s,i}(\nu)$. Supponiamo, per il momento, che l'emissione dell'assorbitore sia trascurabile. La frazione di radiazione, $dB_s(\nu)/B_s(\nu)$, assorbita da uno strato di spessore infinitesimo della nube, $d\ell$, in un punto generico all'interno della nube, per $d\ell$ abbastanza piccolo sarà, in prima approssimazione, proporzionale a $d\ell$ stesso. Indicata con $\mu_n(\nu)$ la costante di proporzionalità (*coefficiente di assorbimento* della nube), che in generale dipende dalla frequenza, abbiamo:

$$\frac{dB_s(\nu)}{B_s(\nu)} = -\mu_n(\nu)d\ell \quad (2.12)$$

Integrando su tutto lo spessore della nube ed avendo assunto $\mu_n(\nu)$ costante in ℓ , "all'uscita" dalla nube si avrà:

$$B_s(\nu, \ell_0) = B_{s,i}(\nu)e^{-\mu_n(\nu)\ell_0} = B_{s,i}(\nu)e^{-\tau_n(\nu)} \quad \text{o anche:} \quad S_s(\nu, \ell_0) = S_{s,i}(\nu)e^{-\tau_n(\nu)} \quad (2.13)$$

La quantità $\tau_n(\nu) = \mu_n(\nu)\ell_0$ è detta *spessore ottico*. Notiamo che l'andamento della brillantezza (e della densità di flusso) dipende dall'effetto combinato dello spessore fisico della nube e delle sue caratteristiche fisiche, espresse dal coefficiente di assorbimento $\mu_n(\nu)$.

2.3.2 Sorgente con assorbimento interno

Se non ci fosse assorbimento interno, dall'eq. 2.6, integrando lungo la linea di vista, otterremmo immediatamente la brillantezza e la temperatura di brillantezza della sorgente. Assumendo, per semplicità, che l'emissività della sorgente, $J_s(\nu)$, sia costante si otterrebbe:

$$B_s(\nu) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi} \times \ell_0 \quad T_B(\nu) = \frac{1}{2k_B} \left(\frac{c}{\nu}\right)^2 \frac{J_s(\nu)}{4\pi} \ell_0 \quad (2.14)$$

Dalla (2.14) si potrebbe dedurre che una qualsiasi sorgente di spessore ℓ_0 sufficientemente grande possa avere una temperatura di brillantezza arbitrariamente grande. Questo tuttavia è impossibile per ragioni termodinamiche, in quanto un corpo non può avere una temperatura di brillantezza maggiore della temperatura cinetica delle particelle che lo costituiscono. Quando T_B si avvicina a T_{cin} i contributi alla brillantezza non possono più essere semplicemente additivi, come supposto fino ad ora, ma devono cominciare a verificarsi fenomeni di assorbimento internamente alla sorgente.

La sorgente, quindi, avrà un suo coefficiente di assorbimento $\mu_s(\nu)$. Con riferimento alla fig. 2.2, consideriamo un volumetto cubico all'interno della sorgente, di spessore $d\ell$ e area $d\Sigma$ rispettivamente lungo e perpendicolarmente alla linea di vista e di volume $dV = d\ell d\Sigma$. La brillantezza, che senza assorbimento sarebbe $dB_s(\nu) = \frac{J_s(\nu)d\ell}{4\pi}$, sarà attenuata dal materiale assorbente, di spessore geometrico ℓ , interposto fra il cubetto e la superficie limite della sorgente dalla parte dell'osservatore, secondo la eq. 2.13, ossia:

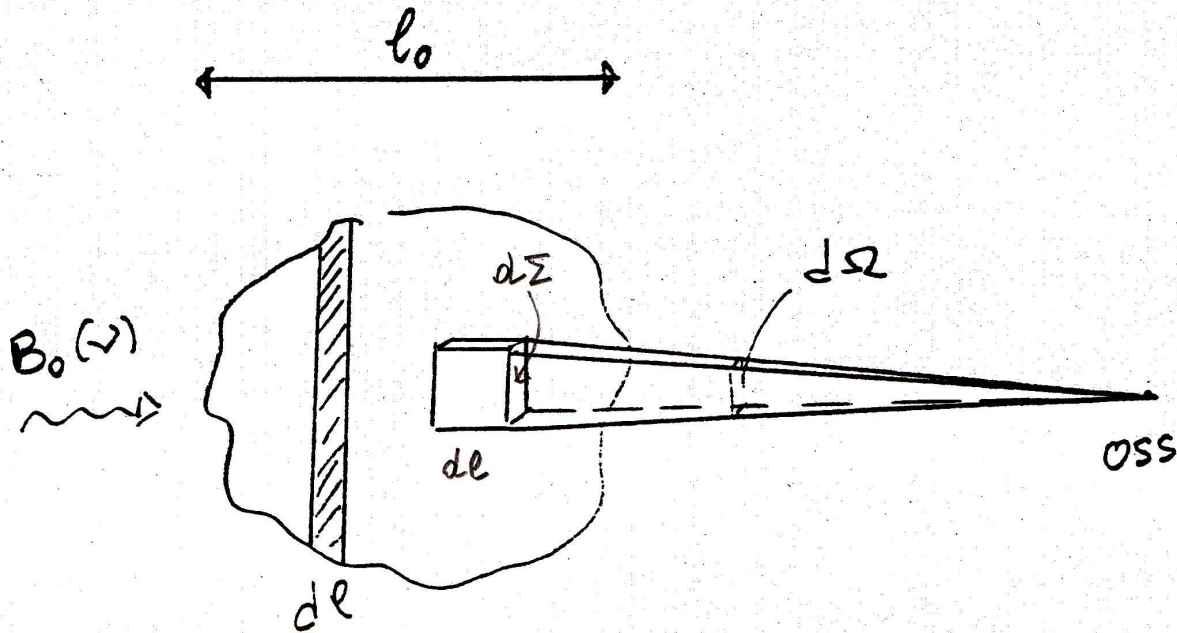


Figura 2.2: Processi di emissione e assorbimento legati al trasporto radiativo. La striscia tratteggiata rappresenta lo strato assorbente usato in § 2.3.1, il piccolo cubo è l'elemento di volume utilizzato nei §§ 2.3.2, 2.3.3. OSS è l'osservatore.

$$dB_s(\nu, \ell) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi} e^{-\mu_s(\nu)\ell} d\ell$$

dove ℓ è lo spessore di nube attraversato, in direzione dell'osservatore, dalla radiazione emessa dall'elemento di volume considerato (fig. 2.2). Integrando su tutto lo spessore, ℓ_0 , della nube si ottiene:

$$\begin{aligned} B_s(\nu, \ell_0) &= \int_0^{\ell_0} \frac{J_s(\nu)}{4\pi} e^{-\mu_s(\nu)\ell} d\ell = \frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)} [1 - e^{-\mu_s(\nu)\ell_0}] = \\ &= \frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)} [1 - e^{-\tau_s}] \end{aligned} \quad (2.15)$$

che è la brillantezza intrinseca della nube, ossia quella misurata dall'osservatore se non ci sono assorbitori esterni interposti lungo la linea di vista.

Per:

$$\begin{aligned} \tau_s \gg 1 \quad B_s(\nu, \ell_0) &\approx \frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)} \\ \tau_s \ll 1 \quad B_s(\nu, \ell_0) &\approx \frac{J_s(\nu)}{4\pi} \ell_0 \end{aligned} \quad (2.16)$$

Quando $\tau \gg 1$ la nube si dice *opaca*, o *otticamente spessa*, quando $\tau \ll 1$ essa è detta *trasparente* o *otticamente sottile*. Si osservi che, dato un certo coefficiente di assorbimento, la brillantezza della nube cresce al crescere di ℓ_0 (anche se più lentamente che nel caso trasparente) fino a raggiungere il valore massimo $\frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)}$ per $\tau_s \rightarrow \infty$. Lo spessore geometrico efficace a questo punto è μ_s^{-1} . In altre parole l'unica radiazione che si osserva è quella emessa da uno straterello di spessore $\approx \mu_n^{-1}$ situato sulla faccia della sorgente dalla parte dell'osservatore.

2.3.3 Il caso generale

Conderiamo ora il caso più generale, in cui la radiazione emessa da una sorgente di fondo di brillantezza intrinseca $B_f(\nu)$ attraversa una regione contenente un plasma che irradia a sua volta (e quindi è a sua volta una sorgente) e che ha uno spessore ottico non nullo. Indichiamo con $J_s(\nu)$ e $\mu_s(\nu)$, assunti costanti in ℓ , i parametri della sorgente intermedia. Un esempio di questa situazione è costituito da una radiosorgente extragalattica che viene vista attraverso una regione di HII della nostra galassia. Il contributo alla brillantezza totale, che indichiamo con $B_T(\nu)$, in corrispondenza di uno straterello $d\ell$ all'interno della nube, sarà la somma della brillantezza della sorgente e della nube prima dello strato in esame (attenuate, eq. 2.12) e della brillantezza prodotta dal volumetto in esame:

$$dB_T(\nu) = -\mu_s(\nu)B_T(\nu, \ell)d\ell + J_s(\nu)\frac{d\ell}{4\pi}$$

che si può riscrivere:

$$\frac{dB_T(\nu)}{d\ell} + \mu_s(\nu)B_T(\nu, \ell) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi}$$

Questa è un'equazione differenziale di tipo Leibnitz. Per trovare la soluzione per $B_T(\nu)$ moltiplichiamo ambo i membri per $(e^{\tau_s}/\mu_s(\nu))$, ottenendo:

$$e^{\tau_s}\frac{dB_T(\nu, \ell)}{d\tau_s} + e^{\tau_s}B_T(\nu, \ell) = e^{\tau_s}\frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)}$$

equivalente a:

$$\frac{d}{d\tau_s} [e^{\tau_s}B_T(\nu, \ell)] = e^{\tau_s}\frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)}$$

Integrando in τ_s , per $J_s(\nu)$ e $\mu_s(\nu)$ costanti in ℓ , si ottiene:

$$e^{\tau_s(\ell_0)}B_T(\nu, \ell_0) - B_f = \left(e^{\tau_s(\ell_0)} - 1\right)\frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)}$$

da cui:

$$B_T(\nu, \ell_0) = B_f(\nu)e^{-\tau_s(\ell_0)(\nu)} + \frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)} \left(1 - e^{-\tau_s(\ell_0)}\right) \quad (2.17)$$

$B_T(\nu, \ell_0)$ è la brillantezza totale vista dall'osservatore. In questa espressione il primo addendo rappresenta la brillantezza B_f della sorgente di fondo, parzialmente assorbita dalla nube, come nel caso di eq. 2.13. Il secondo addendo rappresenta il contributo della nube stessa come bilancio dei suoi stessi processi di assorbimento ed emissione (eq. 2.15).

Si osservi che quando $\tau \gg 1$ si ha:

$$B_T(\nu) = J_s(\nu)/4\pi\mu_s(\nu)$$

cioè non riceviamo nulla dalla sorgente di fondo ma vediamo solo la brillantezza intrinseca della nube (eq. 2.15). Quando $\tau \ll 1$,

$$B_T(\nu) = B_s(\nu)e^{-\tau_s(\ell_0)} + \frac{J_s(\nu)\ell_0}{4\pi}$$

cioè osserviamo la brillantezza della sorgente di fondo attenuata, più il contributo della nube.

2.4 Fisica classica e fisica quantistica

Nei prossimi capitoli esamineremo alcuni processi fisici che producono radiazioni di interesse per la radioastronomia. Si tratta di processi che producono uno spettro continuo di radiazione, e quindi corrispondono a transizioni energetiche non quantizzate delle particelle coinvolte. Si tratta cioè di transizioni *libero-libero* che verranno trattate con argomenti di fisica classica.

La fisica classica è applicabile quando la lunghezza d'onda di de Broglie della particella che produce la radiazione è piccola rispetto alle dimensioni del problema:

$$h_P/p \ll d \quad (2.18)$$

dove h_P è la costante di Planck, $p = mv$ il momento della particella, e d la dimensione lineare del problema. Nel caso di collisioni fra particelle p è sempre quello della particella di massa più piccola, poichè è questa che produce la radiazione dominante (eqq. 3.1, 2.20), mentre d è ad esempio la scala della interazione, o la lunghezza d'onda della radiazione nel caso di interazione con onde elettromagnetiche. Quando la condizione (2.18) è verificata, la particella si può approssimare con un punto materiale, altrimenti bisogna tener conto delle dimensioni del pacchetto d'onda ad essa associato.

Una condizione equivalente alla (2.18) è la:

$$h_P \nu \ll \mathcal{E} \quad (2.19)$$

dove \mathcal{E} è l'energia della particella e $h_P \nu$ l'energia della radiazione emessa. La verifica della equivalenza fra (2.18) e (2.19) è immediata se si considera che $\mathcal{E} \sim pv$ ($\mathcal{E} = pc$ quando $v \sim c$) e che³ $\nu \sim v/d$.

Le condizioni (2.18) e (2.19) sono di solito soddisfatte, anche se nel caso della bremsstrahlung termica (cap. 3) si sfiora il limite di validità. Quindi nella trattazione che segue tratteremo le particelle come particelle, cioè come punti ben definiti di cui è nota posizione, velocità, ecc., e la radiazione come onde.

2.5 Irraggiamento di una carica non relativistica

2.5.1 Formula di Larmor

Secondo l'elettromagnetismo classico, una particella non relativistica, di carica q e momento di dipolo elettrico $\vec{\delta}$, soggetta ad una accelerazione $\vec{a} = \frac{1}{q^2} \frac{d^2 \vec{\delta}}{dt^2}$, irradia una potenza data dalla formula di Larmor:

$$w(t) = -\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} a^2(t) = \frac{2}{3c^3} \left(\frac{d^2 \vec{\delta}}{dt^2} \right)^2 = \frac{2}{3} \frac{q^2}{m^2 c^3} \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad (2.20)$$

dove $\vec{p} = m\vec{v}$ è la quantità di moto della particella.

Tale radiazione è polarizzata col campo elettrico nel piano definito dal vettore accelerazione della carica e dalla direzione di propagazione della radiazione ed è perpendicolare a quest'ultima.

2.5.2 Distribuzione spettrale della radiazione emessa da una carica accelerata

La distribuzione spettrale (cioè in funzione di ν) della radiazione si ottiene effettuando l'analisi di Fourier del moto della carica. Indicando con

$$A(\nu) = \int a e^{-2\pi i \nu t} dt$$

³Se il moto è armonico la radiazione è emessa alla stessa frequenza del moto, che è quindi dell'ordine dell'inverso di $t = d/v$; se il moto non è armonico lo si può sempre sviluppare in serie di Fourier di moti armonici.

la trasformata di Fourier dell'accelerazione $a(t)$, facendo uso del teorema di Parseval, la potenza spettrale è data da:

$$\frac{dw}{d\nu} = \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} A^2(\nu) \quad (2.21)$$

Se, ad esempio il moto, è armonico, come nel caso del ciclotrone (§ 4.1.5), l'accelerazione sarà del tipo $a(t) \propto \sin(2\pi\nu t)$ e la sua trasformata di Fourier conterrà la sola frequenza ν , cioè tutta l'energia verrà irradiata ad un'unica frequenza. Nel § 4.1.9 viene dimostrato invece che nel caso della emissione di sincrotrone la potenza viene irradiata sotto forma di impulsi temporali molto stretti. La trasformata di Fourier di tali impulsi contiene numerosissime frequenze così vicine fra di loro (fig. 4.8) da imitare la distribuzione continua di fig. 4.5.

2.5.3 Distribuzione angolare della radiazione

La potenza irradiata per unità di angolo solido nelle diverse direzioni (fig. 2.3) da un dipolo elettrico, oscillante lungo \vec{a} , è data da:

$$\frac{dw}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \frac{q^2}{c^3} a^2 \sin^2(\theta) \quad (2.22)$$

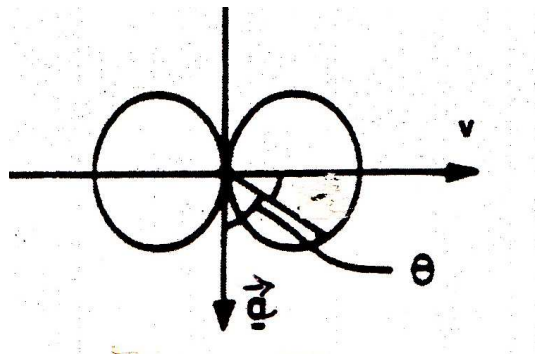


Figura 2.3: Distribuzione angolare della potenza irradiata da una particella non relativistica

dove θ è l'angolo fra la direzione considerata e quella definita dal vettore accelerazione. La potenza irradiata per unità di angolo solido è dunque nulla lungo la direzione dell'accelerazione (che è quella di oscillazione) e massima in direzione perpendicolare alla direzione dell'accelerazione. Per quanto detto in § 2.5.1, in questa direzione $\vec{E} \parallel \vec{a}$,

2.6 Irraggiamento da una carica relativistica

Se la carica è relativistica (fattore di Lorentz $\gamma \gg 1$), per calcolarne la potenza irradiata occorre scrivere la formula di Larmor in forma relativisticamente invariante. Poichè la potenza irradiata, $-d\mathcal{E}/dt$, è uno scalare, scriveremo:

$$w = -\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^2}{m_0^2 c^3} \left(\frac{dp_i}{d\tau} \cdot \frac{dp_i}{d\tau} \right) \quad (2.23)$$

dove p_i sono le componenti del tetravettore energia-impulso, $(\vec{p}, \frac{i}{c}\mathcal{E})$, e $d\tau = dt/\gamma$ è l'intervallo di tempo proprio della particella.

Sviluppando la parentesi nella (2.23), tenendo conto che $\mathcal{E}^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4$ e $p/\mathcal{E} = v/c^2$, si ha:

$$\left(\frac{dp_i}{d\tau} \cdot \frac{dp_i}{d\tau} \right) = \left(\frac{d\vec{p}}{d\tau} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{d\mathcal{E}}{d\tau} \right)^2 = \left(\frac{d\vec{p}}{d\tau} \right)^2 - \beta^2 \left(\frac{d\mathcal{E}}{d\tau} \right)^2 \quad (\beta = v/c) \quad (2.24)$$

Valutiamo il contributo dato alla potenza irradiata dalla accelerazione lineare e dalla accelerazione centripeta separatamente.

Considerare solo l'accelerazione lineare, trascurando quella centripeta, equivale a porre, nella (2.24), $|d\vec{p}/d\tau| \simeq dp/d\tau$, per cui la (2.23) diviene:

$$w \simeq \frac{2}{3} \frac{q^2}{m_0^2 c^3} \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{dp}{d\tau} \right)^2 = \frac{2}{3} \frac{q^2}{m_0^2 c^3} \left(\frac{dp}{dt} \right)^2 \quad (2.25)$$

risultato uguale a quello per una particella *non* relativistica (eq. 2.20).

Considerare solo la componente centripeta dell'accelerazione equivale a porre $|d\vec{p}/d\tau| \gg \beta(dp/d\tau) = \frac{1}{c}(d\mathcal{E}/d\tau)$. Questo equivale a dire che l'energia irradiata nell'intervallo di tempo considerato, è trascurabile tanto da potersi supporre $\mathcal{E} \approx \text{cost.}$ Si ha dunque:

$$w \simeq \frac{2}{3} \frac{q^2}{m_0^2 c^3} \left(\frac{d\vec{p}}{d\tau} \right)^2 = \frac{2}{3} \frac{q^2}{m_0^2 c^3} \gamma^2 \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad (2.26)$$

A parità di forza applicata la potenza irradiata è quindi γ^2 volte maggiore che nel caso *non* relativistico. Inoltre, essa è γ^2 volte maggiore di quella prodotta dalla sola accelerazione lineare, quindi nel caso di una carica relativistica si può sempre trattare l'irraggiamento considerando solo l'accelerazione centripeta istantanea.

La (2.26) mostra che a parità di γ la potenza irradiata è inversamente proporzionale al quadrato della massa a riposo (m_0^2) della particella. In particolare, un elettrone o un positrone irradieranno $\sim 3 \times 10^6$ volte più di un protone. A parità di energia delle particelle, invece, la potenza irradiata è inversamente proporzionale ad m_0^4 , quindi l'emissione di un elettrone o positrone sarà $\sim 10^{13}$ quella di un protone.

Poichè a parità di tutte le altre condizioni l'irraggiamento più efficace è quello prodotto dagli elettroni (e positroni), nel seguito trascureremo l'irraggiamento dovuto ad ogni altra particella e ci concentreremo sugli e^\pm , indicandone con m_e ed $\pm e$ la massa a riposo e la carica.

Le espressioni precedenti per l'irraggiamento di una carica relativistica si possono ottenere in una maniera alternativa, forse anche più semplice. Basta osservare che la quantità $w = -\frac{d\mathcal{E}}{dt}$ è un invariante relativistico, poichè sia \mathcal{E} che t sono le quarte componenti di tetravettori. Di conseguenza w si può calcolare nel sistema di riferimento in cui la carica è istantaneamente in quiete, in cui si può applicare la formula di Larmor classica, poichè in tale riferimento la particella non è relativistica. Detta \vec{a}_0 l'accelerazione in questo sistema di riferimento, si avrà dunque:

$$w(t) = -\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} a_0^2(t)$$

Poichè, però, ciò che interessa è esprimere w in termini dell'accelerazione \vec{a} nel sistema dell'osservatore, basterà esprimere \vec{a}_0 mediante \vec{a} , con la trasformazione relativistica:

$$\vec{a}_0^2 = \gamma^4 [a_c^2 + \gamma^2 a_t^2]$$

dove a_c e a_t sono le componenti centripeta e tangenziale di \vec{a} . Di qui:

$$w = \gamma^4 \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} (a_c^2 + \gamma^2 a_t^2)$$

Poichè

$$a_c = F_c / (m_0 \gamma) \quad a_t = F_t / (m_0 \gamma^3)$$

sostituendo nell'espressione precedente, si ottengono i risultati delle (2.25) e (2.26).

2.7 Equazioni di Stato e Temperatura Cinetica per un gas ultrarelativistico

In un gas ultrarelativistico ($\gamma \gg 1$), indicando con \mathcal{E}_{rel} e p l'energia e l'impulso di una particella, si ha:

$$\mathcal{E}_{rel} = m_0 c^2 \gamma \quad p = m_0 \gamma v \approx m_0 \gamma c$$

per cui $\mathcal{E}_{rel} = p c^2/v \approx p c$, mentre classicamente si ha $\mathcal{E}_{cl} = \frac{1}{2} p v$. Il rapporto \mathcal{E}/p differisce, nei due casi, per un fattore 2.

Se si calcola la pressione di un gas *monoatomico*⁴, per es. con il modello della *scatola di Joule*, indicando con u la densità di energia e con p la pressione, si trova facilmente:

$$p_{cl} = \frac{2}{3} u = (\Gamma_{cl} - 1)u \quad \text{da cui } \Gamma_{cl} = 5/3$$

(Γ rappresenta il rapporto, C_p/C_V , fra i calori specifici a pressione e volume costante).

Per un gas ultrarelativistico, invece, si trova:

$$p_{rel} = \frac{1}{3} u = (\Gamma_{rel} - 1)u \quad \text{da cui } \Gamma_{rel} = 4/3$$

La differenza fra i rapporti fra Γ_{cl} e Γ_{rel} , e quindi fra p/u nei due casi è, conseguenza della differenza nei rapporti \mathcal{E}/p .

Sempre utilizzando il modello della *scatola di Joule*, si arriva a definire una temperatura cinetica relativistica delle particelle, T_{rel} , in funzione della loro energia cinetica media $\langle \mathcal{E}_{rel} \rangle$, data da:

$$\langle \mathcal{E}_{rel} \rangle = \frac{k_B T_{rel}}{\Gamma_{rel} - 1} = 3k_B T_{rel}$$

che differisce per un fattore 2 dalla espressione non relativistica $\left(\frac{3}{2} k_B T_{cl}\right)$

È importante, in molti casi, disporre dell'equazione che descrive una trasformazione adiabatica.

Indicando con $d\mathcal{L}$ il lavoro elementare eseguito dal gas per una espansione dV (V il volume del gas), si ha:

$$dU + d\mathcal{L} = d(uV) + pdV = 0 \quad (I^0 \text{ Principio della Termodinamica})$$

Scrivendo $u = \frac{p}{\Gamma - 1}$, sostituendo nell'espressione precedente e integrando, si ottiene immediatamente:

$$pV^\Gamma = \text{cost.}$$

Per un gas relativistico ($\Gamma_{rel} = 4/3$) si ha quindi l'equazione adiabatica:

$$p_{rel} V^{4/3} = \text{costante}$$

Utilizzando la definizione di T_{rel} l'equazione adiabatica del gas relativistico diventa:

$$T_{rel} V^{1/3} = \text{costante}$$

Si noti infine che la relazione fra pressione e densità di energia del gas relativistico è la stessa che si ha per la radiazione. Infatti per le particelle ultrarelativistiche il rapporto fra quantità di moto ed energia è lo stesso che hanno i fotoni.

Le equazioni adiabatiche precedenti sono quelle della radiazione.

⁴Con l'ipotesi di gas monoatomico l'energia della singola particella è solo quella traslazionale.

3 Bremsstrahlung (Radiazione di frenamento)

Aggiornato Dicembre 2008, rivisto 2011

Gas caldo ionizzato emette sempre per Bremsstrahlung. Le situazioni astrofisiche più importanti in cui questa si osserva sono rappresentate dalle regioni di Idrogeno ionizzato (regioni *HII*) alle temperature di $T \sim 10^4$ K (emissione radio), dalle stelle binarie *X*, dove si hanno temperature dell'ordine di 10^7 K (emissione *X*), o dal gas intergalattico con $T \sim 10^8$ K negli ammassi di galassie (emissione *X*).

La parola tedesca *Bremsstrahlung*, significa “radiazione di frenamento”. Storicamente (anni '30) tale nome fu coniato quando, nello studio delle perdite di energia che gli elettroni subiscono nello ionizzare la materia attraversata (energia di ionizzazione), ci si accorse che la ionizzazione giustificava solo in parte il frenamento degli elettroni, soprattutto nel caso di elettroni relativistici. Il termine aggiuntivo di perdita di energia è dovuto al fatto che l'elettrone, essendo accelerato dal nucleo spogliato dei suoi elettroni, irradia, e pertanto viene “frenato”. Un tale effetto non si nota se sono i nuclei a ionizzare la materia, in quanto l'energia emessa è inversamente proporzionale al quadrato della massa della particella che irradia (eq. 2.20) e quindi non apprezzabile in quest'ultimo caso.

La Bremsstrahlung che si considera è dunque quella emessa dai soli elettroni. Poichè nell'interazione elettrone–nucleo il nucleo non viene accelerato in maniera apprezzabile a causa della sua grande massa, il problema è approssimabile in termini di una collisione dell'elettrone con un campo di forze statico. A rigor di termini la Bremsstrahlung dovrebbe essere trattata con l'elettrodinamica quantistica, poichè la maggior parte dell'energia è irradiata sotto forma di fotoni che hanno energia dello stesso ordine di grandezza di quella (cinetica) dell'elettrone, quindi la (2.19), non è soddisfatta. Tuttavia una trattazione semiclassica è sufficientemente corretta e dà la giusta dipendenza funzionale per la maggior parte dei parametri fisici.

L'emissione è del tipo *libero–libero* (o *free–free*) nel senso che l'elettrone perde energia passando da uno stato non legato ad un altro stato non legato. Il termine *termica* che spesso accompagna la parola Bremsstrahlung si riferisce alla situazione in cui elettroni e nuclei sono in equilibrio termodinamico alla temperatura T .

3.1 Processo elementare

Il processo elementare è schematizzato in fig. 3.1: un elettrone, che si muove con velocità v , *collide*, con parametro d'impatto b , con un nucleo di carica Ze . La potenza irradiata è data dalla formula di Larmor (eq. 2.20) che, per un elettrone, è espressa dalla:

$$w_{br} = -\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} a^2$$

dove, se x è la distanza nucleo–elettrone, $a = \frac{Ze^2}{m_e x^2}$ è l'accelerazione coulombiana. Data la dipendenza di w da x^{-4} è evidente che viene irradiata energia in quantità apprezzabile solo finchè l'elettrone si trova a distanze dal nucleo dell'ordine di b , per cui diremo che la durata effettiva della collisione è dell'ordine di:

$$\Delta t \sim 2\frac{b}{v}$$

e che $x \sim b$. L'energia totale irradiata *durante tutta* la collisione è data quindi da:

$$w_{br} \Delta t \sim \left(\frac{2}{3}\right) \left(\frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2}\right) \left(\frac{2}{b^3 v}\right) \quad (3.1)$$

La radiazione è, in pratica, sotto forma di impulsi temporali della durata Δt .

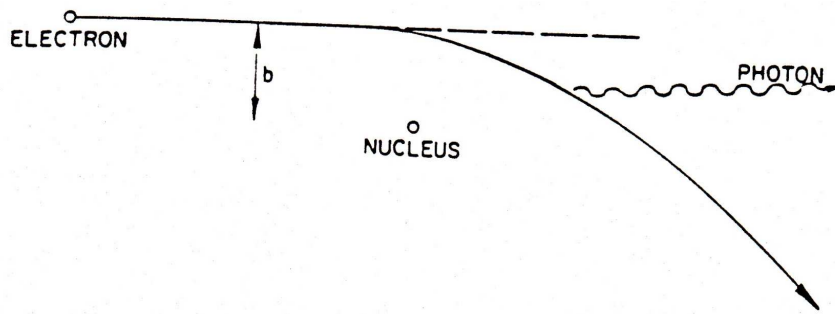


Figura 3.1: Bremsstrahlung termica: processo elementare

La sua distribuzione spettrale (cioè in funzione della frequenza della radiazione) si ottiene effettuando l'analisi di Fourier del moto della carica. Essa risulta piuttosto piatta fino ad una frequenza massima:

$$\nu_{max} \simeq \frac{1}{2\Delta t} = \frac{v}{4b}$$

oltre la quale crolla esponenzialmente. Dato che vogliamo ricavare solo gli ordini di grandezza e le dipendenze funzionali, non preoccupandoci dei coefficienti numerici esatti, approssimiamo lo spettro con una distribuzione in frequenza di tipo rettangolare, di larghezza $\sim v/4b$. Quindi l'energia irradiata in una collisione per intervallo unitario di frequenza si potrà scrivere come:

$$\frac{w_{br} \times \Delta t}{\Delta \nu} \approx \frac{w_{br} \times \Delta t}{\nu_{max}} = 2w_{br} \times \Delta t^2 \simeq \frac{16}{3} \left(\frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2} \right) \frac{1}{b^2 v^2} \quad (3.2)$$

La radiazione di un singolo elettrone è polarizzata linearmente.

3.2 Insieme di elettroni e fattori di Gaunt

Consideriamo ora un plasma ionizzato che abbia una densità di ioni n_Z ed una densità n_e di elettroni, tutti in moto con la stessa velocità v . La emissività specifica, cioè la potenza spettrale irradiata in un

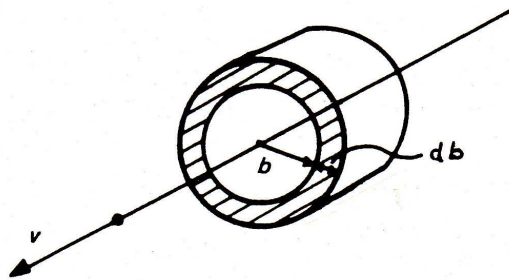


Figura 3.2: Calcolo del numero di collisioni con un nucleo da parte di un insieme di elettroni con velocità v parametro d'impatto b .

volume unitario, si ottiene moltiplicando la (3.2) per il numero di urti che avvengono in un secondo, contro i nuclei contenuti nel volume unitario, con tutti i possibili parametri d'urto. Per far questo dobbiamo calcolare il numero di collisioni al secondo con parametro d'urto compreso fra b e $b + db$ ed integrare su tutti i b possibili. Con l'aiuto di fig. 3.2 si vede subito che, per un solo nucleo, tale numero è dato da $2\pi b db \times n_e \times v$, per cui se n_Z è la densità degli ioni, l'emissività sarà data da:

$$J_{br}(v, \nu) = 2\pi n_e n_Z v \int_{b_{min}}^{b_{max}} (2w_{br} \times \Delta t^2) b db \simeq \frac{32\pi}{3} \frac{e^6}{m_e^2 c^3} \frac{1}{v} n_e n_Z Z^2 \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \quad (3.3)$$

L'integrale non può essere esteso fra 0 e ∞ . Precisamente, il valore del massimo parametro d'impatto è dato dalla condizione che ad una data frequenza ν contribuiscano in maniera apprezzabile solo quegli elettroni il cui parametro d'impatto corrisponde ad una $\nu_{max} > \nu$, per cui $b_{max} \leq v/4\nu$

Per quanto riguarda b_{min} esso sarà il massimo fra un $(b_{min})_{class}$ e un $(b_{min})_{quant}$ valutati come segue. Il b_{min} classico è determinato, come ordine di grandezza, dalla condizione $|\Delta v| \leq |v|$ (una sorta di valore medio dato che $|\Delta \vec{v}|_{max} = 2|v|$). Quindi:

$$\Delta v \sim a \Delta t = \frac{Ze^2}{m_e b^2} \times \frac{2b}{v} \leq v \quad \implies (b_{min})_{class.} \geq \frac{2Ze^2}{m_e v^2}$$

Il b_{min} quantistico è valutato, come ordine di grandezza, utilizzando il principio di indeterminazione (condizione 2.18), ossia:

$$\begin{aligned} \Delta p \approx m_e v &\geq \frac{\hbar_P}{\Delta x} \sim \frac{\hbar_P}{b_{min}} \\ (b_{min})_{quant.} &\gtrsim \frac{\hbar_P}{m_e v} \end{aligned}$$

Qualitativamente questo significa che l'elettrone, visto come puntiforme, non può passare più vicino

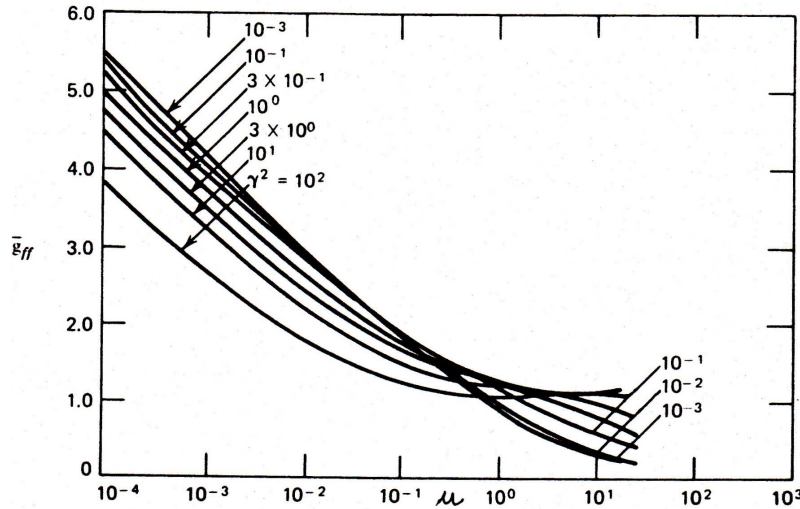


Figura 3.3: Fattore di Gaunt $\overline{g_{ff}}$ in funzione di $u = \hbar_P \nu / k_B T = 4.8 \cdot 10^{-11} \nu / T$ e $\gamma = 1.58 \cdot 10^5 Z^2 T$ (Rybicki&Lightman, "Radiative processes in Astrophysics")

al nucleo di Δx senza che il suo impulso possa essere conosciuto con una precisione migliore di Δp . Quando Δx è molto piccolo, Δp è grande e quindi possiamo confondere il valore di p con la sua indeterminazione.

Dato che:

$$\frac{(b_{min})_{quant}}{(b_{min})_{class}} \approx \frac{\hbar_P / m_e v}{2Ze^2 / m_e v^2} = \frac{\hbar_P c v}{2e^2} \frac{1}{Z} \approx \frac{137}{Z} \frac{v}{c}$$

si ha $(b_{min})_{quant} > (b_{min})_{class}$ quando $v/c \gtrsim 0.01$.

Poichè $\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k T$, risulta che nelle regioni III, dove $T \sim 10^4$ K, b_{min} è quello classico, mentre si deve usare quello quantistico negli ammassi di galassie dove $T \sim 10^7$ K.

Il coefficiente $g_{ff} = \sqrt{3}/\pi \ln(b_{max}/b_{min})$ (eq. 3.3) è funzione della energia dell'elettrone e della frequenza a cui esso irradia. Esso prende il nome di *fattore di Gaunt*.

I fattori di Gaunt, in funzione di T e ν sono mostrati in fig. 3.3. In tabella (3.1) sono date formule approssimate (Tucker, "Radiation Processes in Astrophysics, MIT Press) per calcolarli per intervalli di T e di ν . Per $u \equiv h_P \nu / k_B T \gg 1$, $\overline{g_{ff}}$ conta poco e si può approssimare all'unità. I fattori di Gaunt sono più alti nella banda radio ($u < 10^{-4}$) ma non superano comunque i valori di 10–15.

Tabella 3.1: Espressioni approssimate per il calcolo dei $\overline{g_{ff}(\nu, T)}$

$T(\text{k})$	$\nu(\text{Hz})$	$\overline{g_{ff}(\nu, T)}$
$< 3 \times 10^5 Z^2$	$< 10^9 T^{3/2}$	$(\sqrt{3}/\pi) (17.7 + \log(T^{3/2}/\nu Z))$
$< 3 \times 10^5 Z^2$	$> 10^9 T^{3/2}$	$\simeq 1$
$> 3 \times 10^5 Z^2$	$\ll k_B T / h_P$	$(\sqrt{3}/\pi) \log(2.2 k_B T / h_P \nu)$
$> 3 \times 10^5 Z^2$	$\simeq k_B T / h_P$	$\simeq 1$
$> 3 \times 10^5 Z^2$	$> k_B T / h_P$	$(k_B T / h_P \nu)^{0.4}$

3.3 Bremsstrahlung termica

Se gli elettroni hanno una distribuzione Maxwelliana delle velocità, la probabilità che un elettrone abbia velocità compresa fra v e $v + dv$ è data da:

$$f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-m_e v^2 / 2k_B T} v^2 dv \quad (3.4)$$

Il massimo della Maxwelliana si ha per $\frac{mv^2}{2} \approx k_B T$ e $\langle v^2 \rangle \approx \frac{3k_B T}{m}$ (1).

Il numero di elettroni per unità di volume con velocità comprese fra v e $v + dv$ è dato da $n_e(v) = n_e f(v)dv$. L'emissività specifica ad una temperatura T si ottiene allora sostituendo $n_e(v)$ ad n_e nella (3.3) e integrando su tutte le velocità possibili. Osserviamo che l'energia cinetica degli elettroni non può essere inferiore a quella dei fotoni emessi. Se ν è la loro frequenza occorre quindi che gli elettroni che li irradiano abbiano una energia cinetica almeno pari ad $h_P \nu$. Cioè:

$$\frac{1}{2} m_e v_{min}^2 \geq h_P \nu \quad \text{ossia} \quad v_{min} \geq \sqrt{\frac{2h_P \nu}{m_e}}$$

Fatta dunque questa posizione si ottiene:

$$J_{br}(\nu, T) = \int_{v_{min}}^{\infty} J_{br}(v, \nu) f(v) dv = 6.8 \times 10^{-38} T^{-1/2} e^{-h_P \nu / k_B T} n_e n_z Z^2 \overline{g_{ff}(T, \nu)} \quad \text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \quad (3.5)$$

$$\langle v^2 \rangle = \frac{\int f(v) v^2 dv}{\int f(v) dv} = \frac{3}{2} k_B T \frac{2}{m} \quad \text{integrale facile da calcolare.}$$

La (3.5) mostra che l'emissività ha una decrescita esponenziale in funzione della frequenza. Dati i valori dei parametri fisici presenti, tuttavia, tale esponenziale si può considerare quasi costante per un largo intervallo di frequenze per cui $\nu < \frac{k_B T}{h_P}$. Per esempio, per $T = 10^4$ K l'esponenziale è sceso del 10% a $\nu \approx 10^{13}$ Hz. Quindi l'emissione interessa un'ampia zona dello spettro elettromagnetico ed è osservabile tipicamente nella banda radio a temperature non troppo elevate, mentre si estende fino alla banda X alle temperature tipiche del mezzo "intracluster".

L'emissione integrata su tutto lo spettro sarà:

$$J_{br}(T) = \int_0^\infty J_{br}(\nu, T) d\nu \simeq 1.4 \times 10^{-27} T^{1/2} n_e n_z Z^2 \overline{g_{ff}(T)} \quad \text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (3.6)$$

Poichè $T \propto \mathcal{E}$, l'emissività di Bremsstrahlung dipende dall'energia degli elettroni molto più debolmente che l'emissività di sincrotrone, che è proporzionale ad \mathcal{E}^2 (eq. 4.11).

Da ultimo, se gli ioni sono di specie diverse bisogna integrare su tutti gli Z . Se la distribuzione degli ioni è simile a quella delle abbondanze cosmiche, il contributo principale viene dato dall'idrogeno e dall'elio ($\bar{Z} = 1.3$). In questo caso la emissività di Bremsstrahlung risulta essere:

$$J_{br} \simeq 2.4 \times 10^{-27} T^{1/2} n_e^2 \overline{g_{ff}} \quad \text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (3.7)$$

Si noti, infine, che la radiazione non è polarizzata, poichè, a seguito del moto disordinato degli elettroni, ciascuno di essi ha una direzione del vettore polarizzazione diversa da quella degli altri elettroni.

3.3.1 Tempo di raffreddamento

Definiamo *tempo di raffreddamento* il rapporto fra l'energia termica del plasma, per unità di volume, e quella irradiata per Bremsstrahlung:

$$t_{br} \sim \frac{3/2(n_e + n_p)k_B T}{J_{br}(T)} \sim \frac{3 n_e k_B T}{J_{br}(T)} = \frac{1.8 \times 10^{11}}{n_e g_{ff}} T^{1/2} \text{ sec} \sim \frac{6 \times 10^3}{n_e g_{ff}} T^{1/2} \text{ anni} \quad (3.8)$$

(si è supposto che $n_e \sim n_p$).

Si noti che t_{br} dipende più dalla densità del mezzo che dalla sua temperatura.

Nelle regioni *HII* di idrogeno ionizzato ($n_e \approx 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $T \approx 10^3 - 10^4$ K) $t_{br} \sim 100 - 1000$ anni. Negli ammassi di galassie ($n_e \approx 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, $T \approx 10^8$ K), $t_{br} \approx 10^{10}$ anni.

In un plasma denso la cui composizione è quella cosmica la Bremsstrahlung rappresenta il principale processo di raffreddamento per temperature $\gtrsim 10^7$ K.

3.3.2 Coefficiente di assorbimento

Dalla legge termodinamica di Kirchoff possiamo calcolare il coefficiente di assorbimento di un plasma in equilibrio termodinamico che emette per Bremsstrahlung:

$$\begin{aligned} \mu(\nu, T) &= \frac{J_{br}(\nu, T)}{4\pi B_{c.n.}(\nu, T)} = \frac{1}{4\pi} \frac{J_{br}(\nu, T)}{2h_P \frac{\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h_P \nu/k_B T} - 1}} \\ &\simeq \frac{1}{4\pi} \times 6.6 \times 10^{-38} T^{-1/2} n_e n_z Z^2 \overline{g_{ff}(T, \nu)} \times \frac{c^2}{2h_P \nu^3} \times \left(1 - e^{-h_P \nu/k_B T}\right) \\ &\propto T^{-1/2} \left(1 - e^{-h_P \nu/k_B T}\right) \nu^{-3} \end{aligned} \quad (3.9)$$

dove $B_{c.n.}$ è la brillantezza di corpo nero a temperatura T .

Il coefficiente di assorbimento quindi diminuisce al crescere di ν , per cui una regione che irradia per bremsstrahlung si fa via via più trasparente passando dalle frequenze radio a quelle ottiche. Nella

banda radio, dove $h_P \nu/k_B T \ll 1$, si può sviluppare in serie l'esponenziale e la (3.9) è approssimabile con:

$$\mu(\nu, T) \simeq 0.018 T^{-3/2} n_e n_z Z^2 \nu^{-2} \overline{g_{ff}} \approx 0.2 T^{-3/2} n_e n_z Z^2 \nu^{-2} \quad \text{per } \overline{g_{ff}} \approx 10 \quad (3.10)$$

Dalla equazione (2.15) del trasporto radiativo abbiamo:

$$B(\nu, T) = \frac{J_{br}(\nu, T)}{4\pi\mu(\nu, T)} (1 - e^{-\tau}) = B_{c.n.}(\nu, T) (1 - e^{-\tau}) \propto \frac{\nu^3}{e^{h_P \nu/k_B T} - 1} (1 - e^{-\tau}) \quad (3.11)$$

e quindi:

$$\begin{aligned} B(\nu, T) &= B_{c.n.} & \tau \gg 1 \\ &= B_{c.n.} \times \tau & \tau \ll 1 \end{aligned}$$

Nell'intervallo di T e ν in cui vale l'approssimazione di Rayleigh-Jeans (2.9) si può scrivere:

$$\begin{aligned} B(\nu, T) &= 2k_B T \frac{\nu^2}{c^2} \propto \nu^2 & \tau \gg 1 \\ &= 2k_B T \frac{\nu^2}{c^2} \tau \propto \nu^0 & \tau \ll 1 \end{aligned} \quad (3.12)$$

In questa approssimazione, quindi, per $\tau \gg 1$ (regione otticamente spessa), lo spettro di Bremsstrahlung cresce in maniera proporzionale a ν^2 (fig. 3.4), poi si appiattisce quando la regione diventa otticamente trasparente ($\tau \ll 1$) restando pressochè costante per un grande intervallo di frequenze. A frequenze più elevate di $\approx 2 \times 10^{10} T$ (Hz) l'esponenziale presente al denominatore della (3.11) non può più essere approssimato col suo sviluppo in serie, e lo spettro comincerà quindi a mostrare un lento decadimento esponenziale.

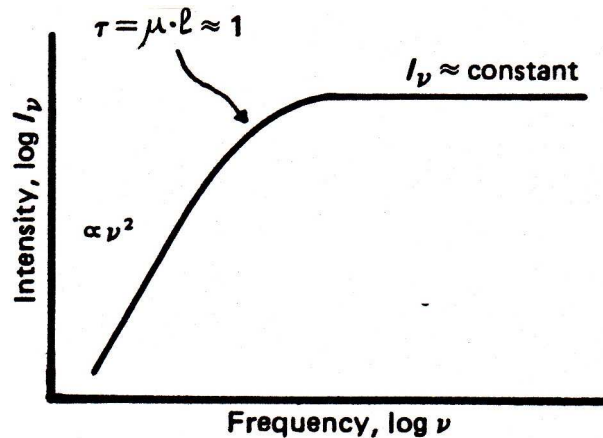


Figura 3.4: Spettro termico

Dalle (3.12) si vede che per $\tau \gg 1$ $T_B \approx T_e$ (dove ora il pedice e è stato aggiunto per mettere in evidenza che la temperatura è quella di agitazione termica degli elettroni) mentre per $\tau \ll 1$ $T_B \approx T_e \times \tau$. Quindi effettuando osservazioni nelle regioni opaca e trasparente dello spettro è possibile determinare la temperatura elettronica T_e e quindi $\tau = \mu \ell_0$. Dalla (3.10) si vede che τ fornisce il prodotto $n_e n_z \ell_0 \approx n_e^2 \ell_0$. Questa quantità è detta *misura di emissione* o *emission measure*. Potendo stimare ℓ_0 si può infine avere una misura della densità elettronica, e viceversa.

Come esempio calcoliamo questi parametri per NGC1976 o Nebulosa di Orione, una delle più vistose e meglio studiate regioni HIII (fig. 13.16). Adotteremo: $Z = 1, n_e \simeq n_z, g_{ff} \approx 12$, da cui

$\mu(\nu, T) \simeq 0.2 n_e^2 T^{-3/2} \nu^{-2}$. La regione di transizione fra regime opaco e trasparente è a $\nu \approx 1$ GHz. Le misure di brillantezza a frequenze minori e maggiori forniscono $T_e \approx 10^4$ K e $n_e^2 \ell_0 \approx 7 \times 10^{24}$. Poichè la distanza di Orione è conosciuta, se ne può calcolare, dalle dimensioni angolari, quelle vere, stimate in ≈ 40 pc, e quindi ricavare, dalla emission measure, $n_e \approx 2 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ (si è supposta una geometria sferica).

Densità elettroniche dell'ordine di $10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$ sono tipiche delle regioni *HIII*. Per confronto citiamo che nella ionosfera terrestre, a ~ 300 km di altezza, si ha $n_e \approx 10^5 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$, nello spazio interstellare $n_e \approx 10^{-3} - 10 \text{ cm}^{-3}$, e nello spazio intergalattico $n_e \lesssim 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$.

3.4 Bremsstrahlung relativistica

Le espressioni per la bremsstrahlung trovate per un insieme di elettroni con velocità v (eq. 3.3) sono estendibili, con un opportuno fattore di Gaunt, al caso in cui l'elettrone sia relativistico ($v \approx c$).

L'emissività, per unità di frequenza, per una velocità v , diventa:

$$J_{br,rel}(v, \nu) = \frac{32\pi e^6}{3m^2 c^3 v} n_e n_Z Z(Z + 1.3) \ln(183/Z^{1/3}) \quad (3.13)$$

Per $v \approx c$ ed abbondanze cosmiche ($\langle Z \rangle = 1.3$), si ottiene:

$$J_{br,rel}(\nu) \approx 5 \cdot 10^{-42} n_e n_H \text{ erg}/(\text{sec Hz}) \quad (3.14)$$

Per il resto, il metodo per derivare le necessarie relazioni è il medesimo usato in § 3.1. Ad una data frequenza contribuiscono, come al solito, solo elettroni con energia $\mathcal{E}_e > h_P \nu$ e lo spettro di bremsstrahlung si assume che sia piatto fino ad una frequenza $\nu_{max} = \mathcal{E}_e/h_P$.

La potenza irradiata su tutte le frequenze da un singolo elettrone relativistico di energia \mathcal{E}_e è:

$$w_{br,rel} = J_{br,rel}(\nu) n_e^{-1} \nu_{max} \approx 5 \cdot 10^{-42} n_H \frac{\mathcal{E}_e}{h_P} \quad (3.15)$$

Un caso importante in astrofisica è quello in cui gli elettroni relativistici hanno una distribuzione in energia che è descritta da una legge di potenza del tipo $N(\mathcal{E}) = N_0 \mathcal{E}^{-\delta}$, come avviene per la componente elettronica dei raggi cosmici (cap. 12), e interagiscono con la materia interstellare, a densità n_H .

L'emissività $J(\nu)$, integrata su tutti gli elettroni di energia $\mathcal{E} \geq \mathcal{E}_\nu = h_P \nu$, sarà:

$$\begin{aligned} J_{br}(\nu) &\approx 5 \cdot 10^{-42} n_H \int_{\mathcal{E}_\nu}^{\infty} N(\mathcal{E}) d\mathcal{E} = 5 \cdot 10^{-42} n_H \int_{\mathcal{E}_\nu}^{\infty} N_0 \mathcal{E}^{-\delta} d\mathcal{E} \\ &= 5 \cdot 10^{-42} \frac{n_H}{\delta - 1} N_0 \mathcal{E}_\nu^{-\delta+1} = 5 \cdot 10^{-42} \frac{n_H}{\delta - 1} N(\mathcal{E}_\nu) \cdot \mathcal{E}_\nu \\ &= 5 \cdot 10^{-42} \frac{n_H}{\delta - 1} N_0 (h_P \nu)^{-\delta} h_P \nu \left[\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \text{ sec Hz}} \right] \propto \nu^{-(\delta-1)} \end{aligned} \quad (3.16)$$

Si vede quindi che lo spettro di questa radiazione è descritto da una legge di potenza, il cui esponente è determinato dall'indice δ della distribuzione di energia degli elettroni. Poichè gli elettroni sono relativistici, l'emissione si estende a frequenze pari all'energia degli elettroni diviso h_P , ossia tipicamente fino alla banda γ .

Per facilitare il confronto con lo spettro dei raggi cosmici, è utile dare la (3.16) in numero di fotoni, dividendola quindi per $h_P \nu$. Inoltre poichè di solito (cap. 12) $N(\mathcal{E})$ è espressa anche per unità di energia, dato che la (3.16) è in unità di frequenza, dobbiamo dividere ancora per l'intervallo di energia corrispondente a $\Delta\nu = 1$ Hz, cioè $\Delta\mathcal{E} = h_P$. Quindi:

$$J_{fot}(\mathcal{E}) \approx \frac{5 \cdot 10^{-16}}{\delta - 1} n_H N(\mathcal{E}) = \frac{5 \cdot 10^{-16}}{\delta - 1} n_H N_0 \mathcal{E}^{-\delta} \left[\frac{\text{fotoni}}{\text{cm}^3 \text{ sec erg}} \right] \quad (3.17)$$

(notare che ora l'esponente è uguale a quello degli elettroni)

Se infine il numero di particelle è dato, come spesso avviene *anche* in unità di Gev o Mev, la (3.17) sarà automaticamente data in queste stesse unità.

4 Radiazione di sincrotrone

Aggiornato Ottobre 2008, rivisto 2011

La radiazione di sincrotrone fu osservata per la prima volta del 1948 al sincrotrone della General Electric: di qui il suo nome. Nell'acceleratore, gli elettroni erano accelerati in un campo magnetico ad energie molto elevate e producevano una radiazione molto intensa e fortemente polarizzata alle lunghezze d'onda ottiche. Nelle radiosorgenti i campi magnetici sono assai più deboli che non in un sincrotrone, e questo fa sì che l'emissione si sposti a lunghezze d'onda assai maggiori (eq. 4.18) e sia prevalentemente limitata alla banda radio.

Sebbene le caratteristiche della radiazione da parte di particelle relativistiche fossero state studiate teoricamente fin dall'inizio del secolo, fu solo dopo la produzione di questa radiazione nel sincrotrone della General Electric che essa divenne di interesse generale. Come detto nell'Introduzione, Kiepenheuer (1950) suggerì che la radiazione non-termica diffusa della nostra galassia (cap.10) e quella che si origina nelle radiosorgenti discrete che si andavano via via scoprendo in quegli anni fossero prodotte dalla componente di elettroni relativistici presente nei raggi cosmici (cap.12) a causa della loro interazione con campi magnetici interstellari.

I dettagli della teoria dell'emissione di sincrotrone sono alquanto complessi, ma le proprietà fondamentali possono essere illustrate in maniera semplificata e, al tempo stesso, abbastanza precisa. Cosa che verrà fatta nei paragrafi seguenti.

4.1 Moto di una particella carica in un campo magnetico

4.1.1 Campo magnetico uniforme

Consideriamo una particella di carica q e massa m in moto con velocità \vec{v} in un campo magnetico \vec{H} , che per ora supponiamo uniforme (fig. 4.1). L'equazione del moto di tale particella sarà data da:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{H} \quad (4.1)$$

dove $\vec{p} = m\vec{v}$ è la quantità di moto della particella, e c la velocità della luce nel vuoto. Indichiamo con θ l'angolo (*pitch angle*) fra la direzione di \vec{p} e quella di \vec{H} e con $v_{\parallel} = v \cos \theta$ e $v_{\perp} = v \sin \theta$ le componenti di \vec{v} nelle direzioni rispettivamente parallela e perpendicolare a \vec{H} . Dalla (4.1) si ha allora:

$$\frac{d(mv_{\parallel})}{dt} = 0 \quad \rightarrow \quad v_{\parallel} = \text{cost} \quad \frac{d(mv_{\perp})}{dt} = \frac{q}{c} v_{\perp} \times \vec{H} \quad (4.2)$$

La prima relazione rappresenta un moto uniforme lungo le linee di forza del campo magnetico, la seconda un moto circolare con velocità v_{\perp} costante, e raggio di curvatura r_L (raggio di Larmor), periodo di rivoluzione T_L e pulsazione ω_L dati da:

$$\begin{aligned} r_L &= \frac{mc}{qH} v_{\perp} \\ T_L &= \frac{2\pi r_L}{v_{\perp}} = \frac{2\pi mc}{qH} \\ \omega_L &= \frac{2\pi}{T_L} = \frac{qH}{mc} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Il moto della carica risulta così elicoidale con asse parallelo alle linee di forza del campo. L'ipotesi che il campo magnetico sia uniforme, significa, in pratica, che è sufficiente che sia uniforme su dimensioni molto più grandi del raggio di Larmor.

Se la particella è relativistica le (4.3) si modificano facilmente ricordando che la massa dipende dalla velocità:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} = m_0 \gamma$$

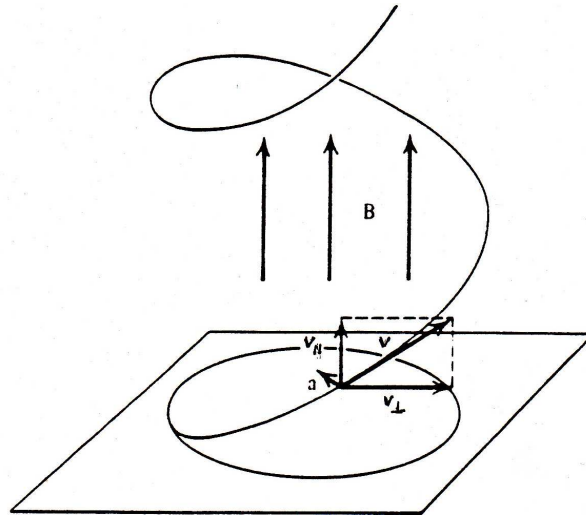


Figura 4.1: Moto di una particella carica (negativa) in un campo magnetico uniforme

dove m_0 è la massa a riposo della particella e $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} = 1/\sqrt{1-(v/c)^2}$ è il *fattore di Lorentz*. Le relazioni (4.3) diventano allora:

$$\begin{aligned} r_{rel} &= \frac{m_0 c}{qH} v_{\perp} \gamma = r_L \gamma \\ \omega_{rel} &= \frac{qH}{m_0 c \gamma} = \omega_L / \gamma \end{aligned} \quad (4.4)$$

Se la particella carica è fortemente relativistica ($\gamma \gg 1$), come è nella maggior parte dei casi che considereremo, si può porre $v \approx c$ e si ha:

$$r_{rel} = \frac{\mathcal{E}}{qH} \quad (4.5)$$

avendo indicato con $\mathcal{E} = m_0 c^2 \gamma$ l'energia totale della particella.

Si verifica facilmente che nelle condizioni astrofisiche (campi magnetici dell'ordine di $10^{-4} - 10^{-6}$ G) la condizione $h_p/p \ll r_L$ è sempre verificata, per cui è lecita la trattazione classica dei problemi (cap. 2).

4.1.2 Campo magnetico *non* uniforme

Se la particella si muove in un campo magnetico *spazialmente* non uniforme si hanno importanti modifiche rispetto al semplice moto elicoidale. Questa situazione è illustrata in fig. 4.2, con un fascio di linee di forza non parallele. In questo caso, in un sistema di riferimento solidale col centro istantaneo di curvatura del moto, quindi dotato di moto rettilineo uniforme con velocità $v = v_{\parallel} = \text{cost}$, la particella sperimenterà un campo magnetico variabile nel tempo. Notare: nel sistema dell'osservatore, è la particella che si sposta in un campo magnetico *statico* ma *non uniforme*, ma la particella, a causa del suo stesso moto, sente in tempi diversi campi magnetici diversi. In tale sistema di riferimento deve esistere quindi un campo elettrico indotto, \vec{E}' , dato dalla equazione di Maxwell:

$$\nabla \times \vec{E}' = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

Questo campo elettrico indotto modifica l'energia cinetica associata alla componente di velocità v_{\perp} di una quantità pari al lavoro fatto dal campo elettrico \vec{E}' . In un'orbita tale variazione sarà data da:

$$\Delta \mathcal{E}_{\perp} = \Delta \left(\frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \right) = \oint q \vec{E}' \cdot d\vec{\ell} = q \int_S \nabla \times \vec{E}' \cdot d\vec{S} = -\frac{q}{c} \int_S \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

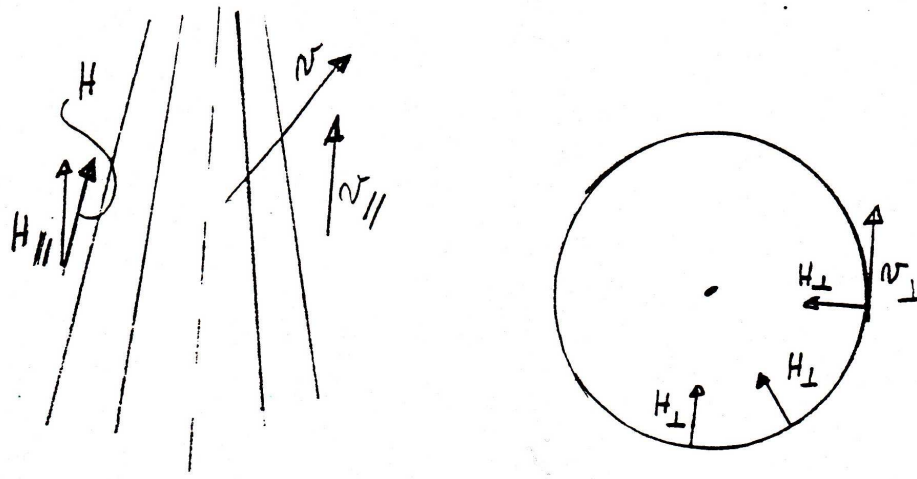


Figura 4.2: Moto di una particella in un campo magnetico spazialmente variabile. Dei vettori \vec{H} e \vec{v} sono date le componenti lungo la direzione media del campo magnetico e nel piano ad essa perpendicolare

(le due integrazioni sono fatte lungo l'orbita della particella e attraverso la superficie racchiusa dall'orbita stessa).

Nell'ipotesi fatta che \vec{H} cambi poco in un periodo di Larmor, si può approssimare $\partial\vec{H}/\partial t$ con $\Delta H/T_L$. Tenendo conto del segno della carica (quindi del verso in cui è percorsa l'orbita e del versore associato all'elemento di superficie su cui è fatta l'integrazione) si ottiene:

$$\Delta\mathcal{E}_\perp = \frac{|q|}{c} \Delta H \frac{\omega_L}{2\pi} (\pi r_L^2) = \left(\frac{1}{2} m v_\perp^2\right) \frac{\Delta H}{H} = \mathcal{E}_\perp \frac{\Delta H}{H}$$

da cui:

$$\Delta \left[\ln \left(\frac{\mathcal{E}_\perp}{H} \right) \right] = 0 \longrightarrow \frac{\mathcal{E}_\perp}{H} = \text{cost} \quad (4.6)$$

Disomogeneità nel campo magnetico comportano dunque variazioni di \mathcal{E}_\perp . Si noti che, nel sistema di riferimento dell'osservatore, il moto avviene in un campo statico, quindi la forza di Lorentz non fa lavoro, perciò l'energia cinetica totale della particella deve rimanere costante nel tempo, per cui ad ogni variazione di \mathcal{E}_\perp deve corrispondere una variazione uguale e contraria di \mathcal{E}_\parallel . Se per esempio H cresce, allora per la (4.6) anche \mathcal{E}_\perp aumenta e quindi \mathcal{E}_\parallel deve diminuire. Si instaura cioè una forza che si oppone al moto della particella lungo le linee di forza del campo magnetico.

Quello che succede si può vedere, in maniera un pò più elaborata anche nel sistema dell'osservatore, decomponendo \vec{H} e \vec{v} lungo la direzione media del campo magnetico (\parallel) e nel piano ad essa perpendicolare (\perp) (fig. 4.2) e calcolando le componenti della forza di Lorentz.

$$\vec{v} \times \vec{H} = (v_\parallel + v_\perp) \times (\vec{H}_\parallel + \vec{H}_\perp) = v_\parallel \times \vec{H}_\parallel + v_\perp \times \vec{H}_\parallel + v_\perp \times \vec{H}_\perp + v_\parallel \times \vec{H}_\perp = \vec{f}_0 + \vec{f}_1 + \vec{f}_2 + \vec{f}_3$$

Si vede subito che \vec{f}_0 è nulla, \vec{f}_1 è la forza responsabile della componente centripeta dell'accelerazione, \vec{f}_2 è diretta lungo l'asse dell'elica ed ha verso opposto a v_\parallel e infine \vec{f}_3 , tangente alla circonferenza su cui la particella si muove, tende a far crescere o diminuire v_\perp a seconda che la particella si stia muovendo nella direzione in cui il campo magnetico cresce o decresce.

4.1.3 Specchi Magnetici

Dato che $v_\perp = v \sin \theta$, la (4.6) si può anche scrivere:

$$\frac{\sin^2 \theta}{H} = \text{cost} \quad (\text{invariante adiabatico}) \quad (4.7)$$

Quindi se in un punto della traiettoria l'intensità del campo magnetico è H_0 e θ_0 è l'angolo di pitch fra \vec{v} e le linee di forza, in un altro punto qualsiasi della traiettoria l'angolo θ sarà dato:

$$\sin \theta = \sin \theta_0 \sqrt{\frac{H}{H_0}}$$

Se la particella si muove lungo una direzione in cui il campo cresce, l'angolo θ aumenterà fino a raggiungere il valore $\pi/2$. A questo punto la particella non può più penetrare ulteriormente in una regione in cui il campo magnetico è ancora più forte, dato che $\sin \theta$ ha già raggiunto il suo valore massimo. Essa è costretta a cambiare la direzione longitudinale del moto ed inizierà a muoversi nella direzione in cui il campo decresce.

Le regioni in cui il campo magnetico è più intenso, sono spesso chiamate *specchi magnetici* per la proprietà che hanno di riflettere le particelle cariche. Una particella carica che si trovi compresa fra due specchi magnetici rimarrà intrappolata fra di essi e sarà soggetta ad un moto oscillatorio avanti-indietro (*trappola magnetica*).

4.1.4 Velocità di deriva ed effetto di confinamento del campo magnetico

Per ora abbiamo considerato solo spostamenti della particella lungo le linee di forza alla velocità v_{\parallel} . In realtà se il campo magnetico non è uniforme il centro di curvatura della particella non risulta più rigorosamente ancorato ad una linea di forza, ma sarà dotato di una piccola velocità perpendicolare alle linee di forza stesse. Tale velocità è detta *velocità di deriva* per sottolineare il fatto che è molto piccola rispetto a v_{\parallel} e a v_{\perp} .

Consideriamo, a mo' di esempio, due situazioni di non uniformità del campo magnetico.

La prima è illustrata in fig. 4.3, e mostra come si produce un moto di deriva.

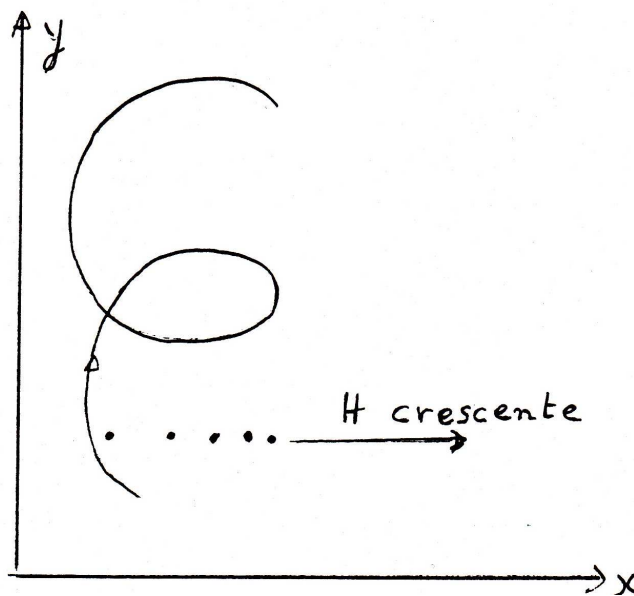


Figura 4.3: Moto di deriva in un campo magnetico *non* uniforme perpendicolare al piano della figura. I puntini segnano l'intersezione col piano delle linee di forza

Sia il campo magnetico perpendicolare al piano della figura, e crescente lungo l'asse x . In questo caso la proiezione della traiettoria della particella sul piano della figura non è più una circonferenza, poichè il raggio di Larmor è minore nella parte destra, dove il campo magnetico è più intenso. Ne segue che la traiettoria della particella, dopo una rotazione completa, non si chiude su se stessa in una

circonferenza, ma dà luogo ad una curva aperta. Dopo un numero sufficientemente grande di rotazioni il moto della particella trasversalmente alle linee di forza diventa chiaro. Lo si può considerare come il risultato di un moto rotatorio attorno ad un centro di curvatura che migra lentamente nella direzione dell'asse y .

Si può dimostrare che, con questa struttura del campo magnetico, la velocità di deriva, perpendicolare alle linee di forza e al gradiente del campo, è data da:

$$\vec{v}_{deriva} = \pm \frac{v_{\perp}}{2} r_L \frac{\vec{H} \times \nabla \vec{H}}{H^2} \quad (4.8)$$

Una deduzione semplificata della (4.8) è la seguente. Lo spostamento $\Delta \ell$ della particella lungo y si può stimare come differenza fra il diametro dell'orbita sul lato sinistro e destro di fig. 4.3:

$$\Delta \ell \approx 2r_{L1} - 2r_{L2} = \frac{2c m v_{\perp}}{q} \frac{H_2 - H_1}{\langle H \rangle^2} \approx 2 \langle r_L \rangle \frac{\Delta H}{H}$$

da cui la velocità di deriva:

$$v_{deriva} = \frac{\Delta \ell}{\langle T_L \rangle} \approx \langle r_L \rangle \frac{\Delta H}{H} \frac{v_{\perp}}{\pi \langle r_L \rangle} = \frac{v_{\perp}}{\pi} \frac{\langle r_L \rangle}{\ell_H}$$

dove:

$$\ell_H = \frac{H}{\Delta H / r_L} \approx \frac{H}{|\nabla H|}$$

Si parla, in questo caso, di *velocità di deriva di gradiente* (del campo magnetico). L'ordine di grandezza di u_{deriva} è:

$$v_{deriva} \sim v \frac{r_L}{\ell_H}$$

dove r_L è il raggio di Larmor e ℓ_H rappresenta una scala lineare caratteristica lungo la quale H cambia sensibilmente.

Il secondo caso che consideriamo è illustrato in fig. 4.4

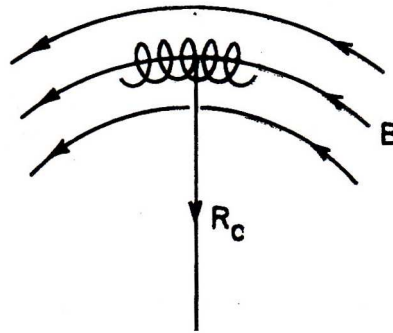


Figura 4.4: Moto in un campo magnetico con linee di forza di curvatura costante

In questo caso si può dimostrare che la particella, mentre scorre lungo le linee di forza, ha una velocità di deriva perpendicolare al piano della figura, data da:

$$\vec{v}_{deriva} = - \frac{c m v_{\parallel}^2}{q H^2} \frac{\vec{R}_c \times \vec{H}}{R_c^2} \quad (4.9)$$

Si parla ora di *velocità di deriva di curvatura* (delle linee di forza). Il suo ordine di grandezza, come si può verificare facilmente, è:

$$v_{deriva} \sim \frac{r_L}{R_c} v \quad (r_L \text{ raggio di Larmor})$$

Dalle espressioni precedenti si vede che, a meno che il campo magnetico non subisca variazioni molto forti di intensità o di curvatura su scale dell'ordine del raggio di Larmor, u_{deriva} è sempre assai inferiore a v . Questo è senz'altro valido nella maggior parte delle situazioni astronomiche, per cui si può concludere che moti delle particelle perpendicolari alle linee di forza del campo magnetico sono generalmente trascurabili e le particelle risultano vincolate alle linee di forza in cui inizialmente vengono intrappolate (*effetto di confinamento del campo magnetico*).

4.1.5 Irraggiamento di una carica non relativistica in un campo magnetico (*ciclotrone*)

La carica q in moto in un campo magnetico, essendo soggetta ad una accelerazione centripeta

$a_c = \left(\frac{v_{\perp}}{mc}\right)H$, per la (2.20) irradia una potenza:

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m^2 c^3} \left(\frac{v_{\perp}}{c}\right)^2 H^2 \quad (4.10)$$

e la radiazione ha le caratteristiche di una radiazione di dipolo oscillante con frequenza $\nu = \omega_L/2\pi$. Se la particella che irradia è un elettrone la frequenza della radiazione vale $\nu(MHz) \approx 2.5 H(G)$. Radiazione di questo tipo è emessa dal Sole, in alcuni tipi di *flare star* dove i campi magnetici sono sufficientemente intensi da fare sì che la radiazione cada entro la finestra radio.

Dato che l'accelerazione è centripeta, e quindi cambia continuamente di direzione, la radiazione risulterà polarizzata circolarmente per un osservatore la cui linea di vista sia lungo il campo magnetico, polarizzata linearmente per un osservatore la cui linea di vista sia perpendicolare al campo magnetico, cioè lungo il piano dell'orbita, e infine polarizzata ellitticamente per un'altra qualsiasi linea di vista (vedi § 2.5.3).

La potenza irradiata per unità di angolo solido nelle diverse direzioni (fig. 2.3) è quella di dipolo ed è data dalla (2.22).

4.1.6 Irraggiamento di una carica relativistica in un campo magnetico (*ciclotrone relativistico*)

E' interessante considerare il caso in cui gli elettroni siano moderatamente relativistici (*ciclotrone relativistico*), perchè la radiazione prodotta ha caratteristiche intermedie fra quelle del ciclotrone non relativistico e della radiazione di sincrotrone (§ 4.1.7). Nel ciclotrone relativistico, anche per elettroni con $v \ll c$, la radiazione non viene emessa tutta alla frequenza $\nu_{rel} = \omega_{rel}/2\pi$, poichè compaiono piccoli effetti di aberrazione relativistica (eq. 4.15) che distorcono la distribuzione angolare della radiazione emessa dalla legge $\sin^2 \theta$. Compaiono le armoniche superiori, di frequenze:

$$\nu_l = l \nu_{rel} \left(1 - \frac{v_{\parallel} \cos \theta}{c}\right)$$

dove l è un numero intero (1, 2, ..., n, ...) e il fattore $\left(1 - \frac{v_{\parallel} \cos \theta}{c}\right)$ rappresenta lo spostamento Doppler dovuto alla componente v_{\parallel} dell'elettrone proiettata lungo la linea di vista. Si può dimostrare che l'energia emessa nelle varie armoniche è tale che:

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{(l+1)} \approx \left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_l \times \left(\frac{v}{c}\right)^2$$

Tanto più gli elettroni sono relativistici, tanto maggiore è l'energia irradiata nelle armoniche. Le correzioni Doppler dovute alle v_{\parallel} diventano importanti e, per angoli di pitch casuali, gli spettri di emissione delle varie armoniche risultano così allargati da sovrapporsi e dar luogo ad uno spettro quasi continuo (vedi fig. 4.5).

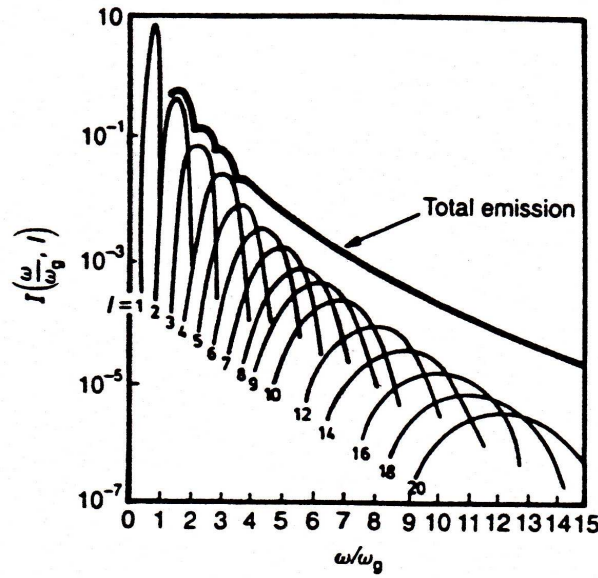


Figura 4.5: Lo spettro di emissione delle prime 20 armoniche da elettroni con $v = 0.4c$ (Bekefi, 1966, Radiation Processes in Plasmas, J.Wiley and Sons)

4.1.7 Irraggiamento di una carica super-relativistica in un campo magnetico: Radiazione di Sincrotrone

Se la particella è in moto in un campo magnetico, possiamo sostituire nella (2.26) ($d\vec{p}/dt$) con la forza di Lorentz ($q\vec{v}/c \times \vec{H}$). Se inoltre la carica è fortemente relativistica ($\beta \approx 1$) otteniamo:

$$w_s = \frac{d\mathcal{E}}{dt} \approx \frac{2}{3} \frac{q^4}{m_0^2 c^3} \gamma^2 H_{\perp}^2 = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m_0^2 c^3} \left(\frac{\mathcal{E}}{m_0 c^2} \right)^2 H_{\perp}^2 \propto \mathcal{E}^2 H_{\perp}^2 = 1.6 \times 10^{-15} \gamma^2 H_{\perp}^2 \quad (4.11)$$

dove H_{\perp} è la proiezione del campo magnetico nella direzione della velocità. Utilizzando la sezione d'urto Thomson dell'elettrone (§ 5.1), definita come:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 6.65 \times 10^{-25} \text{cm}^2 \quad (4.12)$$

dove m_e ed e sono la massa e la carica dell'elettrone e r_0 è detto il *raggio effettivo* dell'elettrone, la (4.11) si riscrive:

$$w_s = 2c\sigma_T \left(\frac{m_e}{m_0} \right)^2 \left(\frac{q}{e} \right)^4 \gamma^2 \frac{H_{\perp}^2}{8\pi}$$

che, nel caso la particella sia un elettrone diventa:

$$w_s = 2c\sigma_T \gamma^2 \frac{H_{\perp}^2}{8\pi} \quad (4.13)$$

Un'espressione per la potenza irradiata, che ci tornerà utile in seguito, si ottiene ponendosi nel sistema di riferimento in cui la particella è *istantaneamente* in quiete. In questo sistema di riferimento la forza $\vec{F} = q(\vec{E}' + \vec{v} \times \vec{H}/c)$ che la particella sente si riduce al termine $q\vec{E}'$ (l'apice, come di consuetudine, rappresenta le grandezze nel sistema di riferimento della particella). Nel sistema in cui la particella è in quiete si instaura cioè un campo elettrico E' che è il solo responsabile della accelerazione. Sostituendo questa espressione a $d\vec{p}/d\tau$ nella (2.26) si ottiene:

$$w_s = \frac{2}{3} \frac{q^2}{m^2 c^3} |q\vec{E}'|^2 = 2c\sigma_T \left(\frac{m_e}{m_0}\right)^2 \left(\frac{q}{e}\right)^4 \frac{|E'|^2}{8\pi} \quad (4.14)$$

(identica alla eq. 5.3) che è notevolmente simile alla (4.13). Le due coincidono quando si pone $E'^2 = H_{\perp}^2 \gamma^2$.

La (4.13) si riferisce ad una sola particella con un angolo di pitch, θ , ben preciso. Trattando insieme di particelle considereremo valori medi di $H_{\perp}^2 = (H \sin \theta)^2$ e cioè, se la distribuzione degli angoli di pitch è isotropa, sostituiremo ad H_{\perp}^2 la quantità $\frac{2}{3}H^2$ ottenuta mediando su tutti gli angoli θ possibili (vedi anche § 6.1.1).

4.1.8 Distribuzione angolare della radiazione

Nel caso di una particella *non* relativistica, abbiamo visto che la potenza irradiata per unità di angolo solido ha le caratteristiche di una radiazione di dipolo (2.22). Nel caso relativistico, la radiazione può ancora considerarsi di dipolo, ma solo nel sistema di riferimento in cui l'elettrone è istantaneamente in quiete. Per ottenere la distribuzione della radiazione nel sistema dell'osservatore occorre eseguire una trasformazione di angoli fra i due sistemi utilizzando la formula relativistica per la aberrazione della luce. Se α e α' sono due angoli corrispondenti nel sistema dell'osservatore e della particella, misurati rispetto alla direzione della velocità, vale la relazione:

$$\tan(\alpha) = \frac{\sin \alpha' \sqrt{1 - \beta^2}}{\cos \alpha' + \beta} = \frac{\sin \alpha'}{\gamma(\cos \alpha' + \beta)} \quad (4.15)$$

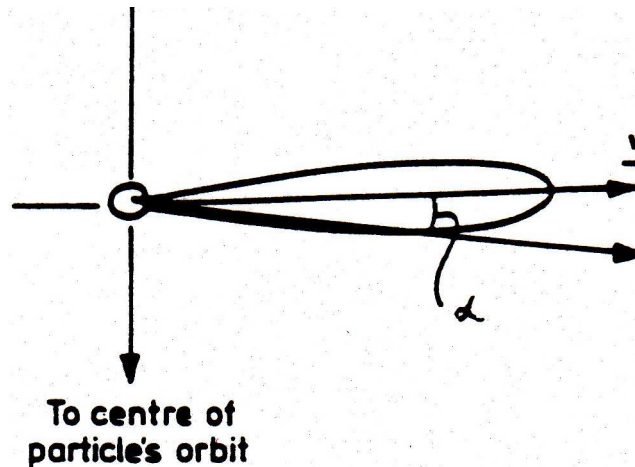


Figura 4.6: Distribuzione angolare della radiazione di sincrotrone

Solo se $\beta = 0$ i due angoli coincidono, in tutti gli altri casi α è minore o molto minore di α' . Se per esempio consideriamo un semispazio nel sistema dell'elettrone ($\alpha' = \pm 90^\circ$), per $\gamma \gg 1$ ossia $\beta \approx 1$ otteniamo:

$$\tan(\alpha) = \frac{1}{\gamma} = \frac{m_e c^2}{\mathcal{E}} \approx \alpha \quad (4.16)$$

Si vede quindi come per elettroni relativistici metà della radiazione è concentrata in un cono di semiampiezza $\approx 1/\gamma$, che ha per asse la direzione istantanea della velocità (fig. 4.6) e che può anche essere molto piccolo, mentre l'altra metà è diluita praticamente su tutto lo spazio restante (angolo solido di $\sim 4\pi$ ster.)

Ne segue che, poichè l'elettrone si muove sulla sua orbita, un osservatore fisso riceve la radiazione solo quando il cono punta nella sua direzione. L'emissione di sincrotrone da parte di *un singolo elettrone* appare dunque impulsiva.

4.1.9 Durata dell'impulso

Utilizziamo la fig. 4.7, dove $\Delta\theta = 2/\gamma$ è l'apertura del cono entro cui è emessa la radiazione. Quando il cono comincia ad essere puntato verso l'osservatore (inizio dell'impulso) l'elettrone si trova nella posizione 1 mentre quando l'impulso finisce l'elettrone è avanzato lungo l'orbita e si trova nella posizione 2 che, approssimando l'arco con la corda sottesa, dista da 1 di una quantità $\Delta\ell \approx \Delta\theta \times r_{rel}$. $\Delta\ell$ è percorso dal segnale emesso in 1 in un tempo $\Delta t_1 = \Delta\theta \times r_{rel}/c$, mentre l'elettrone ha impiegato per portarsi in 2 un tempo $\Delta t_2 = \Delta\theta \times r_{rel}/v$. La durata netta dell'impulso è perciò:

$$\tau \approx \Delta t_2 - \Delta t_1 = \Delta\theta \times r_{rel} \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{c} \right) = \frac{\Delta\theta}{\omega_{rel}} (1 - \beta)$$

che leggermente rielaborata e ponendo $v \approx c$, cioè $\beta \approx 1$, dà:

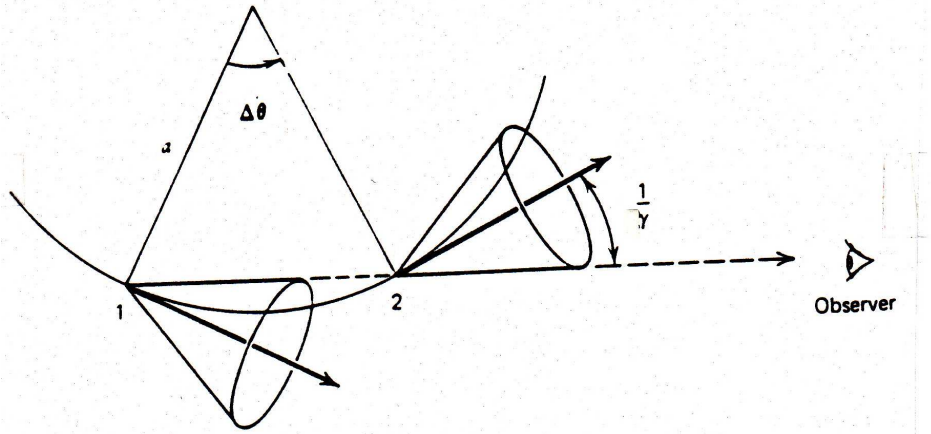


Figura 4.7: Calcolo della durata dell'impulso (vedi testo).

$$\tau = \frac{\Delta\theta}{\omega_{rel}} \left(\frac{1 - \beta^2}{1 + \beta} \right) \approx \frac{m_e c}{eH} (1 - \beta^2) = \frac{m_e c}{eH} \frac{1}{\gamma^2} = \frac{1}{\gamma^3 \omega_{rel}} = \frac{1}{\gamma^2 \omega_L} = \frac{1}{\gamma^2 (H/G)} = 5 \times 10^{-8} \text{ sec} \quad (4.17)$$

Si noti che $\tau/T_{rel} \sim \gamma^{-3}$ quindi la radiazione prodotta da un solo elettrone è fortemente discontinua nel tempo. Il fatto che ciò non si osserva nelle radiosorgenti è ovviamente dovuto al fatto che una radiosorgente contiene un numero grandissimo di elettroni che emettono i loro impulsi in tempi diversi per cui nell'arco di tempo di una osservazione il segnale appare continuo nel tempo.

4.2 Caratteristiche della radiazione di sincrotrone

La radiazione di sincrotrone è prodotta da elettroni altamente relativistici in un campo magnetico. Da quanto visto nei paragrafi precedenti possiamo così riassumere le sue caratteristiche:

- il moto degli elettroni è di tipo elicoidale, con asse parallelo alle linee di forza del campo magnetico. Il raggio di curvatura della traiettoria, la pulsazione e l'energia irradiata si ottengono dalle (4.4) e dalla (4.11), ponendo e ed m_e al posto della carica e massa generiche (§ 4.7)
- La radiazione è emessa entro un cono di semiapertura $1/\gamma$ (eq. 4.16) centrato sulla direzione istantanea della velocità. L'osservatore riceve quindi il segnale *solo* se la sua linea di vista è vicina al piano definito dall'orbita dell'elettrone ed è entro un angolo $1/\gamma$ della direzione istantanea della velocità. La radiazione ricevuta non è dunque continua nel tempo, ma è costituita da impulsi i cui massimi si verificano quando la velocità dell'elettrone è diretta verso l'osservatore. La durata di ciascun impulso è data dalla (4.17).

- c) La distribuzione spettrale della radiazione, $w_s(\nu)$, cioè la potenza emessa per unità di intervallo di frequenza, si ottiene facendo l'analisi di Fourier dell'impulso ricevuto. Lo spettro è continuo (fig. 4.8) e si estende fino ad una frequenza che è dell'ordine di $1/\tau$. Si definisce una frequenza critica data da:

$$\nu_s \sim \frac{3}{4\pi} \frac{1}{\tau} = \frac{3}{4\pi} \gamma^2 \frac{eH}{m_e c} = \frac{3}{4\pi} \frac{eH}{m_e^3 c^5} \mathcal{E}^2 = 6.24 \times 10^{18} \mathcal{E}^2 H \quad (\text{c.g.s.}) \quad (4.18)$$

Per frequenze $\ll \nu_s$ la potenza monocromatica irradiata è $\propto (\nu/\nu_s)^{1/3}$. Per $\nu \gg \nu_s$ l'emissione è proporzionale a $e^{-(\nu/\nu_s)}$, e quindi diviene rapidamente trascurabile. Il massimo della emissione si ha per $\nu_m = \nu_s/3$.

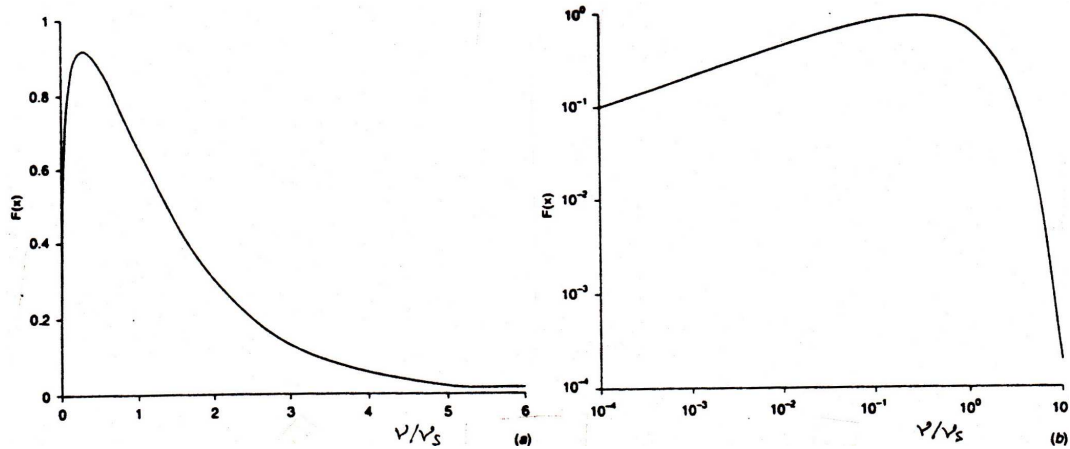


Figura 4.8: Distribuzione spettrale della potenza di sincrotrone emessa da un singolo elettrone. La frequenza è espressa in unità della frequenza critica ν_s . Si noti che $\nu/\nu_s=4$ corrisponde a $\nu \approx 1/\tau$ (a sinistra in scala lineare; a destra in scala logaritmica)

- d) Introducendo i valori numerici si ha: $\nu_s(\text{GHz}) \approx 4.2 \times 10^{-9} \gamma^2 H(\mu\text{G})$.

Per valori tipici delle situazioni astronomiche ($H \sim 10 \mu\text{G}$, $\gamma \sim 10^4$) $\nu_s \sim 4 \text{ GHz}$, frequenza tipica della radioastronomia. Si noti infine che poichè $\nu_s = 1.5 \times \gamma^2 \nu_L$ ($\nu_L = 1/T_L$) gli effetti relativistici introducono un forte effetto Doppler sulla frequenza della radiazione che è appunto γ^2 volte maggiore di quella irradiata da un elettrone non relativistico (ciclone, § 4.1.5) in presenza dello stesso campo magnetico.

Le formule ricavate fino ad ora sono valide per un angolo $\theta = 90^\circ$ fra \vec{v} e \vec{H} . Se $\theta \neq 90^\circ$, basta sostituire ad H la quantità $H \sin \theta = H_\perp$.

4.3 Emissione da un insieme di elettroni relativistici

Nelle situazioni astrofisiche che considereremo si avrà sempre a che fare con insiemi di elettroni dotati di energie molto diverse fra loro. Poichè ν_s dipende da γ^2 è chiaro che basta variare di poco γ per coprire tutta la banda radio. Se si hanno molte particelle che irradiano, e si suppone che non agiscano processi collettivi (ossia ciascuna particella irradia in maniera indipendente dalle altre) nè vi siano fenomeni di assorbimento interno, l'emissione totale si ottiene semplicemente sommando i contributi delle singole particelle.

Sia $N(\mathcal{E})d\mathcal{E}$ il numero di elettroni, per unità di volume, con energia compresa fra \mathcal{E} ed $\mathcal{E} + d\mathcal{E}$, che irradiano prevalentemente nell'intervallo di frequenze $\nu_m \div (\nu_m + d\nu_m)$. L'emissività specifica, cioè la potenza monocromatica irradiata per unità di volume da queste particelle è data da:

$$J_s(\nu) = \int_{\mathcal{E}_1}^{\mathcal{E}_2} w_s(\nu, \mathcal{E}) N(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \quad (4.19)$$

avendo indicato con $w_s(\nu, \mathcal{E})$ lo spettro di emissione di un elettrone di energia \mathcal{E} , mostrato in fig. 4.8. Ovviamente solo gli elettroni che si muovono lungo la linea di vista contribuiscono alla radiazione osservata, ossia a $J_s(\nu)$. Di solito si suppone che la distribuzione di velocità sia isotropa, per cui nella relazione precedente θ assume il significato dell'angolo medio fra il campo magnetico e la linea di vista, e d'ora in poi daremo sempre ad esso questo significato.

Per fare delle previsioni sulla emissività aspettata in funzione della frequenza dobbiamo fare un modello della distribuzione in energia degli elettroni. Supporremo:

$$N(\mathcal{E}) = N_0 \mathcal{E}^{-\delta} \quad (4.20)$$

dove N_0 e δ sono delle costanti. Tale spettro di energia ha come giustificazione primaria il fatto che questo è lo spettro di energia osservato nei raggi cosmici (cap.12). Esso conduce a delle previsioni sulla forma dello spettro delle radiosorgenti che sono in accordo con le osservazioni, e questa è una ragione sufficientemente valida per adottarlo. Inoltre alcuni meccanismi ipotizzati per l'accelerazione degli elettroni relativistici, come il meccanismo di Fermi (cap. 9), prevedono uno spettro di energia che è appunto una legge di potenza. Si noti che uno spettro di energia come quello della (4.20) non può estendersi in energia fra 0 e ∞ ma deve necessariamente avere un taglio, altrimenti fornirebbe un numero infinito di elettroni ed un'energia infinita.

La forma dello spettro di radiazione si può ottenere, in maniera generale, introducendo la 4.20 nella eq. 4.19. Usando l'artificio di normalizzare la frequenza alla frequenza critica $\nu_s \propto \mathcal{E}^2$ (eq. 4.18) scriviamo:

$$J_s(\nu) = N_0 \int_{\mathcal{E}_1}^{\mathcal{E}_2} w_s(\nu/\nu_s) \mathcal{E}^{-\delta} d\mathcal{E} \propto \nu^{-(\delta-1)/2} \int_{x_1}^{x_2} w_s(x) x^{(\delta-3)/2} dx$$

avendo posto $x = \nu/\nu_s$ ($\propto \nu \mathcal{E}^{-2}$), da cui $d\mathcal{E} \propto \nu^{1/2} x^{-3/2} dx$.

L'integrale ora dipende solo da \mathcal{E} e, integrando da 0 a ∞ , si trova che ha un valore finito¹, cioè costante, per cui:

$$J_s(\nu) \propto \nu^{-(\delta-1)/2} = \nu^{-\alpha} \quad \text{con} \quad \alpha = \frac{\delta-1}{2}. \quad (4.21)$$

Si vede che lo spettro risultante non dipende dalla forma dello spettro di emissione del singolo elettrone. Esso è una legge di potenza (in funzione della frequenza) il cui esponente α , detto *indice spettrale*, è determinato solo dalla *distribuzione in energia degli elettroni*. Quindi lo studio degli spettri delle radiosorgenti ci dà informazioni sulla distribuzione di energia degli elettroni che irradiano.

Resta ora da determinare il coefficiente di proporzionalità fra $J_s(\nu)$ e $\nu^{-\alpha}$, che richiede il calcolo dell'integrale in x . Allo scopo utilizziamo due approssimazioni diverse della forma dello spettro $w_s(\nu)$.

- 1^a) approssimazione: ciascun elettrone di energia \mathcal{E} irradia alla frequenza ν_s data dalla (4.18). La emissività specifica si otterrà dalla (4.19) sostituendo ad \mathcal{E} la sua espressione in funzione di ν_s , cioè:

$$J_s(\nu) = \left(-\frac{d\mathcal{E}}{dt} \right) N(\mathcal{E}) \frac{d\mathcal{E}}{d\nu} \approx f(\delta) N_0 H_{\perp}^{(\delta+1)/2} \nu^{-(\delta-1)/2} \propto N_0 H_{\perp}^{(\delta+1)/2} \nu^{-\alpha} \quad (4.22)$$

dove

$$\alpha = \frac{\delta-1}{2} \quad f(\delta) = \frac{1}{9} \left(\frac{4\pi e^3}{m_e c^2} \right) \left(\frac{4\pi m_e^3 c^5}{3e} \right)^{-\alpha}$$

¹La funzione $w_s(x)$ va a zero alle due estremità, mentre $x^{(\delta-3)/2}$, per $x = 0$, tende a ∞ . Tuttavia dato che la $w_s(x) \propto x^{1/3}$ ha un esponente maggiore di $(\delta-3)/2$ per i valori tipici di $\delta \sim 2.6$, il prodotto delle due funzioni tende a 0 per x tendente a 0.

2^a) approssimazione: gli elettroni non irradiano in maniera monocromatica alla frequenza ν_s , ma hanno una distribuzione di potenza $w_s(\nu)$ di larghezza non nulla in frequenza. Per semplicità di calcolo approssimeremo la distribuzione vera di fig. 4.8 con un rettangolo. Supporremo, cioè, che $w_s(\nu) = \text{cost}$ fino a $\nu = \nu_s$, e = 0 altrove. L'approssimazione è molto rozza, ma vedremo che non è troppo importante.

In questo caso scriveremo per ogni elettrone:

$$w_s(\nu) = -\frac{(d\mathcal{E}/dt)}{\nu_s} \approx \frac{2}{3} \frac{e^3}{mc^2} \frac{4\pi}{3} H_{\perp}$$

Poichè gli elettroni che irradiano ad una generica frequenza ν sono solo quelli con frequenza critica $\nu_s > \nu$, e quindi solo quelli con energia $>$ della $\mathcal{E}(\nu)$ ricavabile dalla (4.18), nel calcolare l'emissione totale non potremo considerare tutta la distribuzione data dalla (4.20) ma solo la parte di energie $> \mathcal{E}(\nu)$. Quindi avremo:

$$J_s(\nu) = \frac{2}{3} \frac{e^3}{mc^2} \frac{4\pi}{3} H_{\perp} \int_{\mathcal{E}(\nu)}^{\infty} N(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \propto N_0 H_{\perp} \mathcal{E}(\nu)^{-\delta+1} = f'(\delta) N_0 \nu^{-\alpha} H_{\perp}^{(\delta+1)/2} \quad (4.23)$$

dove

$$f'(\delta) = \frac{2}{9(\delta-1)} \left(\frac{4\pi e^3}{m_e c^2} \right) \left(\frac{4\pi m_e^3 c^5}{3e} \right)^{-\alpha} = \frac{2}{(\delta-1)} f(\delta)$$

In entrambi i casi la dipendenza di $J_s(\nu)$ da ν ed H è la stessa e inoltre $f'(\delta) \sim f(\delta)$, per un ampio intervallo di valori δ . Quindi, come si era detto, lo spettro della radiazione è determinato dalla distribuzione in energia degli elettroni e non dalle modalità con cui la radiazione è emessa da ogni singola particella. Nel seguito useremo sempre la 1^a approssimazione, supporremo cioè che l'emissione del singolo elettrone sia monocromatica alla frequenza ν_s data dalla (4.18).

Nelle espressioni precedenti compare sempre la quantità H_{\perp} , assunta costante per tutti gli elettroni. In realtà è molto più realistico assumere che le velocità degli elettroni siano orientate a caso rispetto al campo magnetico. Inoltre è realistico che ogni singolo elettrone, a seguito di interazioni con disomogeneità del campo magnetico, non mantenga costante nel corso del tempo il suo angolo di pitch θ , ma passi attraverso tutti i valori possibili. E' quindi ragionevole assumere che gli elettroni sentano un campo magnetico che, mediato su tutto lo spazio vale $\langle (H \sin \theta)^2 \rangle = \frac{2}{3} H^2$. Di conseguenza, in tutte le formule che contengono H_{\perp}^2 utilizzeremo al suo posto la quantità $\frac{2}{3} H^2$.

In fig. 4.9 sono riportati gli spettri di alcune radiosorgenti che irradiano per sincrotrone (Cygnus A, Crab, 3C147 e 3C84). Altri esempi sono mostrati in fig. 4.13. Tali spettri si adattano bene ad una legge di potenza su un grande intervallo di frequenze. Le deviazioni dalla legge di potenza vengono discusse in termini di autoassorbimento della radiazione di sincrotrone (§ 4.4) e di invecchiamento degli elettroni (cap. 6). Quindi l'affermazione che lo spettro della radiazione di sincrotrone è descritto da una legge di potenza è corretto.

Sempre in fig. 4.9 è riportato l'istogramma degli indici spettrali, α , per le radiosorgenti del catalogo 3CR. Il valore più frequente è ~ 0.75 che corrisponde a $\delta = 2.5$.

A volte l'indice spettrale è definito con segno opposto alla nostra definizione ($\alpha = \frac{1-\delta}{2}$), per cui lo spettro di sincrotrone viene scritto come $S(\nu) \propto \nu^{\alpha}$.

4.3.1 Espressione accurata per $J_s(\nu, \alpha)$

L'espressione accurata di J_s , ottenuta con integrazione numerica della eq. 4.19, usando lo spettro accurato di emissione del singolo elettrone (fig. 4.8) è:

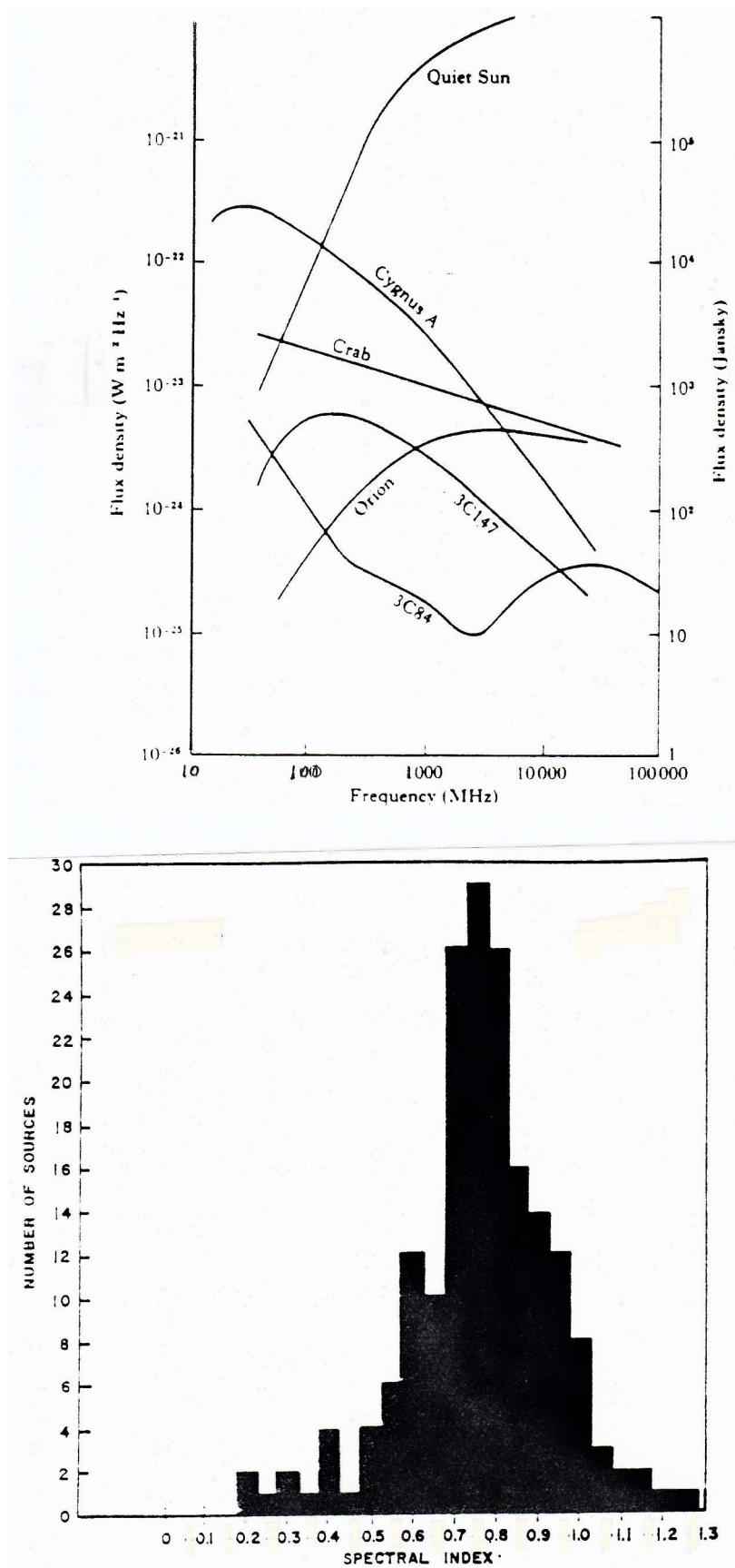


Figura 4.9: In alto: esempi di spettri di radiosorgenti. In basso: distribuzione degli indici spettrali per le radiosorgenti del catalogo 3CR (Kellermann, 1966, Ap.J., 146, p.634).

$$J_s(\nu) = a(\delta) \frac{4\pi e^3}{m_e c^2} \left(\frac{3e}{4\pi m_e^3 c^5} \right)^{(\delta-1)/2} N_0 H_{\perp}^{\alpha} \nu^{-\alpha} \quad (4.24)$$

dove il coefficiente $a(\delta)$ è dato da:

$$\begin{aligned} a(\delta) &= 0.103 && \text{per } \delta = 2 \\ a(\delta) &= 0.085 && \text{per } \delta = 2.5 \\ a(\delta) &= 0.074 && \text{per } \delta = 3 \end{aligned}$$

Di conseguenza abbiamo:

$$\begin{aligned} J_s(\nu, \alpha) &= 4.35 \cdot 10^{-13} H_{\perp}^{1.5} N_0 \nu^{-0.5} && \delta = 2 \\ J_s(\nu, \alpha) &= 1.8 \cdot 10^{-8} H_{\perp}^{1.75} N_0 \nu^{-0.75} && \delta = 2.5 \\ J_s(\nu, \alpha) &= 7.4 \cdot 10^{-4} H_{\perp}^{2.0} N_0 \nu^{-1.0} && \delta = 3.0 \end{aligned}$$

Dal confronto con i coefficienti precedenti, si può vedere che il coefficiente approssimato dell'eq. 4.22 differisce di fattori 1.08, 1.31 e 1.50 rispettivamente per $\alpha = 0.5, 0.75, 1.0$. I coefficienti dell'eq. 4.23, invece, differiscono per fattori 2.15, 1.74, 1.5 da quelli corretti.

4.4 Radiazione di Sincrotrone con assorbimento interno

Nel § 4.3 si fa l'ipotesi che la radiazione prodotta da un insieme di elettroni relativistici sia semplicemente la somma dei contributi dei singoli elettroni. In altre parole si assume che il gas di elettroni relativistici sia trasparente alla sua stessa radiazione (e che non ci siano effetti di amplificazione di tipo maser, § 13.4). Se tuttavia la temperatura di brillantezza della sorgente si avvicina alla temperatura cinetica degli elettroni, l'assorbimento interno da parte degli elettroni relativistici non si potrà più trascurare. In altre parole ad un certo punto il numero di fotoni di sincrotrone che interagiscono con le particelle cariche, e ri-cedono loro la propria energia, diventa cospicuo, e la luminosità della sorgente diminuirà in modo apprezzabile.

Facendo uso dei coefficienti di Einstein, che descrivono le transizioni fra i livelli energetici degli elettroni, si può calcolare il coefficiente di assorbimento di un insieme di elettroni relativistici. Se questi hanno uno spettro di energia dato dalla (4.20) tale coefficiente risulta:

$$\mu_s \propto \nu^{-(\delta+4)/2} H_{\perp}^{(\delta+2)/2} N_0 \quad (4.25)$$

Notare che qui non abbiamo potuto adoperare la legge di Kirchoff, come nel caso della Bremsstrahlung, poichè non siamo in condizioni di equilibrio termodinamico, cioè la distribuzione delle velocità non è Maxwelliana.

Dall'equazione del trasporto radiativo (2.15), la brillantezza di una radiosorgente di sincrotrone può essere espressa come:

$$B_s(\nu) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)} \left(1 - e^{-\tau_s(\nu)} \right) \quad (4.26)$$

dove $\tau_s = \mu_s \ell_0$, e l'emissività di sincrotrone $J_s(\nu)$ è data dalla (4.21). Poichè l'opacità del gas relativistico cresce al diminuire della frequenza, ci si aspetta che una radiosorgente sia opaca a bassa frequenza (grandi lunghezze d'onda) e trasparente ad alta frequenza (lunghezze d'onda piccole). Precisamente, sostituendo a $J_s(\nu)$ la sua espressione, i casi di mezzo otticamente spesso ed otticamente sottile danno, per la brillantezza di sincrotrone, le espressioni:

$$\begin{aligned} B_s(\nu) &= \frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)} \propto \nu^{5/2} H_{\perp}^{-1/2} && \text{per } \tau \gg 1 \\ B_s(\nu) &= \frac{J_s(\nu)}{4\pi} \ell_0 \propto N_0 \ell_0 \nu^{-\alpha} H_{\perp}^{(\delta+1)/2} && \text{per } \tau \ll 1 \end{aligned} \quad (4.27)$$

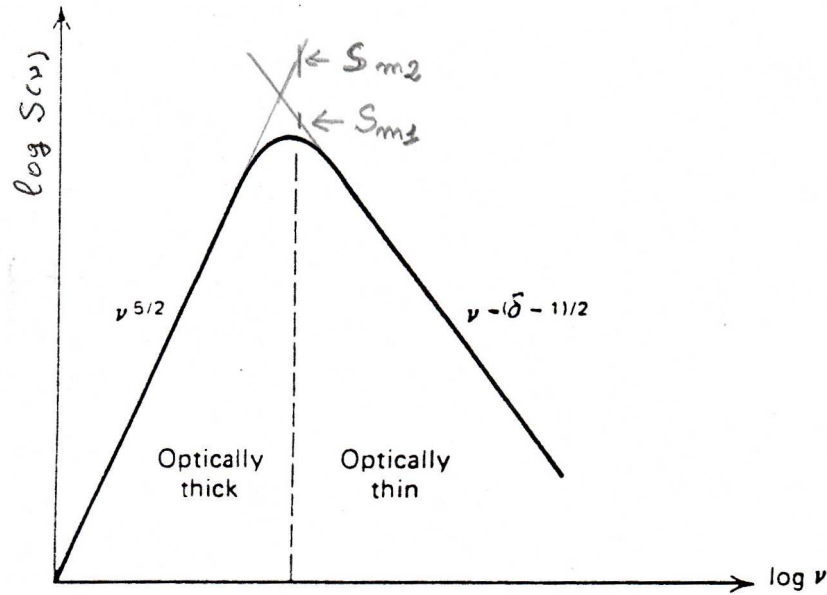


Figura 4.10: Schema di spettro radio nel caso di autoassorbimento di sincrotrone

cioè lo spettro della radiosorgente cresce in funzione della frequenza con un esponente 2.5, raggiunge un massimo in corrispondenza di un determinato valore di τ , (ad esempio, $\tau = 0.53$ se $\delta = 2.6$) e poi decresce con l'esponente $-\alpha$ visto nel § 4.3 (fig. 4.10).

La (4.27) per $\tau \gg 1$ si può anche ottenere da considerazioni termodinamiche senza bisogno di conoscere $\mu_s(\nu)$. Infatti, per il secondo principio della termodinamica, nessun corpo, e in questo caso una sorgente di sincrotrone, può avere una temperatura di brillantezza maggiore della temperatura cinetica delle particelle che lo costituiscono². Se allora indichiamo con T_B e T_{cin} le temperature di brillantezza e cinetica degli elettroni che irradiano alla frequenza ν , e usiamo l'eq. 4.18, avremo:

$$T_B = \frac{1}{2k_B} B(\nu) \frac{c^2}{\nu^2} \quad T_{cin} \approx \frac{1}{3} \frac{\mathcal{E}}{k_B} \approx c_1^{-1/2} H_{\perp}^{-1/2} \nu^{1/2} \quad (c_1 = 6.26 \cdot 10^{18} \text{ c.g.s.})$$

(1/3 perchè si tratta di particelle ultra-relativistiche per le quali $\mathcal{E} = p \cdot c$, § 2.7). Poichè $B(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$ si vede che T_B cresce come $\nu^{-2-\alpha}$ al diminuire della frequenza, mentre T_{cin} decresce al decrescere della frequenza. Le due funzioni quindi si intersecano ad una certa frequenza al di sotto della quale cominciano quei fenomeni di assorbimento interno che impediscono alla T_B di essere superiore a T_{cin} e intorno alla quale si avrà il massimo nello spettro di sincrotrone. Per spessori ottici $\tau \gg 1$, si stabilizza l'uguaglianza delle due temperature: $T_B = T_{cin}$, ossia:

$$B(\nu) = \frac{S(\nu)}{\Delta\Omega} \propto H_{\perp}^{-1/2} \nu^{5/2} \quad (4.28)$$

dove $S(\nu)$ e $\Delta\Omega$ sono il flusso della radiosorgente e l'angolo solido sotto cui è vista.

La frequenza ν_{max} a cui la brillantezza raggiunge il massimo si ottiene derivando la (4.26) rispetto a ν e ponendo la derivata uguale a zero. Si ottiene:

$$\nu_{max} \propto B_{max}^{2/5} H_{\perp}^{1/5} = \text{cost} \times S_{max}^{2/5} \theta^{-4/5} H_{\perp}^{1/5} (1+z)^{1/5} \quad (4.29)$$

²Se fosse $T_B > T_{cin}$, preso un corpo nero con $T_{cin}^{c.n.} \equiv T_B^{c.n.}$ (§ 2.1) intermedia fra T_B e T_{cin} , messi i due corpi in interazione radiativa, il corpo *non* nero trasmetterebbe al corpo nero una quantità di radiazione maggiore di quella che da esso riceve. Quindi il corpo nero verrebbe scaldato da quello *non* nero, più freddo.

dove θ è il diametro angolare (cioè apparente) medio della radiosorgente ($\Delta\Omega = \frac{\pi\theta^2}{4}$ se si assume circolare la superficie radiante della radiosorgente). Il termine correttivo in z tiene conto degli effetti legati al redshift.

Se si esprime S in Jy (10^{-26} W Hz $^{-1}$ m $^{-2}$), θ in millesimi di secondo d'arco (mas), H_{\perp} in millesimi di Gauss (mG) e la frequenza in GHz, la costante in eq. 4.29 assume il valore ~ 2 , con una moderata dipendenza dall'indice spettrale. Per esempio, per $z = 1$, $H=1$ mG, $\theta=5$ mas, $S=1$ Jy, si trova $\nu_{max} \approx 1.1$ GHz.

La temperatura di brillantezza alla frequenza ν_{max} , $T_{B,max}$, si può facilmente calcolare sulla base delle formule precedenti ed è data da:

$$T_{B,max} \approx 3 \times 10^{10} \nu_{max}^{0.5} (\text{GHz}) H(\text{G})^{-0.5} \quad (4.30)$$

Quanto più compatta è una radiosorgente, tanto maggiore è la frequenza a cui lo spettro raggiunge il massimo. Uno spettro autoassorbito è quindi quasi sempre indice della presenza di strutture molto compatte, anche se possono esistere altri fenomeni (es. presenza di gas termico) che causano assorbimento della radiazione a bassa frequenza. Dato che la maggior parte delle sorgenti *non* contengono strutture dominanti così compatte, è raro osservare la parte autoassorbita dello spettro di una radiosorgente, che spesso viene a trovarsi a frequenze così basse da non essere osservabile.

Si fa notare che tale modello assume che la radiosorgente sia una sfera omogenea, cosa che non si verifica mai nella realtà, per cui assai raramente $S(\nu) \propto \nu^{5/2}$ nella parte opaca dello spettro. Più di frequente accade che anche componenti molto compatte siano costituite da strutture più piccole, non risolte dalle osservazioni, ciascuna delle quali ha un suo spettro che raggiunge il massimo a frequenze diverse (es. fig. 21.4 e 4.13). La somma di questi spettri può dare ancora uno spettro "a campana" con la parte "in salita" che ha però pendenza più piatta di 2.5.

Osserviamo infine che misurando il diametro angolare di una radiosorgente di cui si misura il massimo nello spettro sarebbe possibile stimare, dalla prima delle eq. 4.27 il campo magnetico della radiosorgente:

$$H \propto \text{cost} \times \nu_{max}^5 S_{max}^{-2} \theta^4 (1+z)^{-1} \quad (4.31)$$

In realtà questa determinazione è in genere piuttosto incerta perchè H dipende da potenze elevate dei dati osservativi, per cui anche piccole incertezze danno luogo ad errori grandi su H , che, in pratica, non può quindi essere determinato meglio che entro un ordine di grandezza.

4.5 Polarizzazione

Una delle caratteristiche che distingue la radiazione di sincrotrone da altre di interesse astrofisico è quella di mostrare forte polarizzazione lineare. Le caratteristiche della polarizzazione della radiazione prodotta da un elettrone che irradia per sincrotrone sono simili al caso classico, (§ 2.5, fig. 4.11a). Nel caso relativistico (fig. 4.11b), tuttavia, a causa della estrema direzionalità della emissione, un osservatore riceve segnale solo se la linea di vista è compresa entro un angolo $\approx \gamma^{-1}$ dal piano dell'orbita dell'elettrone dell'orbita e per il breve istante in cui l'elettrone si dirige verso di lui.

Se si guarda esattamente lungo il piano dell'orbita, la polarizzazione che si osserva è sempre solo lineare ($\vec{E} \parallel \vec{a}$), come nel caso non relativistico.

Radiazione polarizzata ellitticamente (ossia con una componente lineare e una circolare), ma di intensità inferiore, si ha quando la linea di vista è leggermente fuori del piano ma, naturalmente, sempre compresa entro il cono di radiazione di semiampiezza $1/\gamma$. La direzione del vettore elettrico nel caso di polarizzazione lineare, o dell'asse maggiore dell'ellisse nel caso di polarizzazione ellittica, è nel piano dell'orbita dell'elettrone ed è quindi perpendicolare alla direzione del campo magnetico presente.

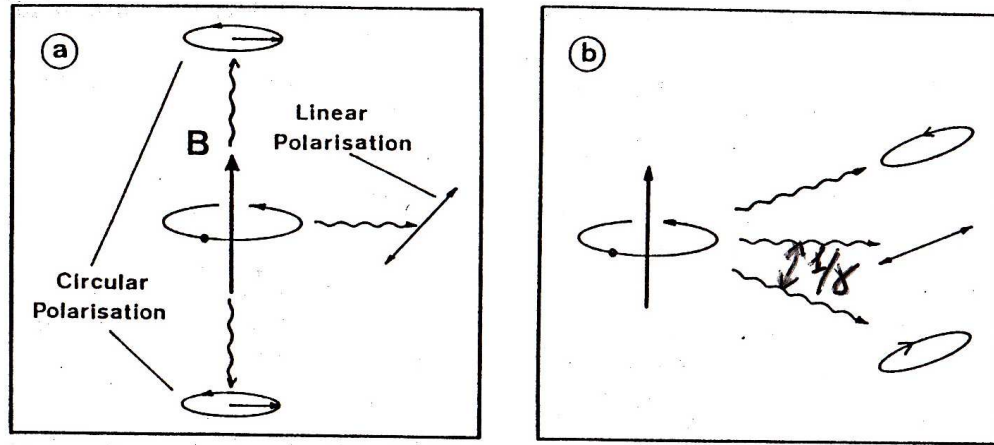


Figura 4.11: Schema per la polarizzazione: *a* per un elettrone non relativistico; *b* per un elettrone relativistico. Vedi testo.

Se si ha un insieme di elettroni relativistici si riceve radiazione solamente da quelli le cui velocità formano un angolo $\leq 1/\gamma$ con la linea di vista e se il campo magnetico è ordinato la radiazione è ancora polarizzata. Poiché le velocità con cui gli elettroni sono immessi nel campo sono in genere disordinate, e quindi le \vec{v} tutte diverse le une dalle altre, i piani delle orbite “utili” per ricevere radiazione saranno tutti leggermente diversi. Le ellissi di polarizzazione saranno in ugual parte destrorse e sinistrorse, per cui i contributi di polarizzazione circolare tenderanno in media a cancellarsi. Quindi resterà uno stato di polarizzazione lineare, col vettore elettrico ancora perpendicolare al campo magnetico. Il segnale polarizzato sarà però minore del segnale totale.

Considerando una distribuzione isotropa delle velocità, si calcola che la frazione di polarizzazione lineare *intrinseca*, m_{intr} , definita come il rapporto fra l'intensità del segnale polarizzato P e l'intensità del segnale totale I , è:

$$m_{intr} = \frac{P}{I} = \frac{3\delta + 3}{3\delta + 7} = 0.7 \div 0.8 \quad \text{per } 2 \leq \delta \leq 4 \quad (4.32)$$

Cioè, anche nella migliore delle ipotesi, non si raggiunge il 100% di segnale polarizzato linearmente. Se poi il campo magnetico non è spazialmente uniforme, come accade nei casi astronomici reali, allora la percentuale di polarizzazione può venire fortemente ridotta, dato che i contributi originatisi in regioni in cui il campo magnetico ha orientazioni diverse hanno, a loro volta, polarizzazioni diversamente orientate, che, mediandosi lungo la linea di vista, o all'interno dell'angolo solido definito dal potere risolutivo dello strumento di osservazione, tendono a cancellarsi.

Dato che la radiazione totale è proporzionale al quadrato del campo magnetico totale (eq. 4.11) e la radiazione polarizzata proporzionale al quadrato del campo magnetico ordinato, se indichiamo con H_o a H_r le componenti ordinata e disordinata (random), la percentuale di polarizzazione osservata sarà data da:

$$m_{oss} = m_{intr} \frac{H_o^2}{(H_o^2 + H_r^2)} = m_{intr} \frac{1}{1 + (H_r/H_o)^2} \quad (4.33)$$

Una misura della percentuale di polarizzazione permette quindi di stimare il grado di ordine del campo magnetico in una radiosorgente.

La (4.32) vale nella parte trasparente dello spettro. Ma per le componenti autoassorbite questa frazione, nella parte opaca dello spettro, è data da:

$$m_{intr}(\delta) = \frac{3}{16\delta + 13} \quad (4.34)$$

che, per valori tipici di δ , è solo $\sim 10\%$. Si potrebbe inoltre dimostrare che mentre nella parte trasparente dello spettro il vettore polarizzazione è, come abbiamo visto, perpendicolare al campo magnetico, nella parte opaca esso diventa *parallelo*. Nei casi in cui polarizzazione è presente in una componente compatta è quindi possibile fare una verifica diretta della teoria di sincrotrone verificando che il vettore polarizzazione cambia di circa 90° passando da una frequenza in cui la radiosorgente è trasparente ad una in cui è opaca.

Infine la teoria prevede che nelle componenti più compatte delle radiosorgenti sia presente un piccolo residuo di polarizzazione circolare, la cui intensità consente una determinazione diretta dell'intensità del campo magnetico, secondo la relazione:

$$H = 4 \left(\frac{V}{I} \right)^2 \nu_{\text{MHz}} (1+z) \text{ G} \quad (4.35)$$

dove V è l'intensità del segnale polarizzato circolarmente. In realtà questa è una misura alquanto difficile da effettuare in quanto V è dell'ordine di qualche unità in 10^{-4} del segnale totale I (ma anche assai meno). Occorrono quindi osservazioni di alta sensibilità per misurarlo. Nei casi in cui questo è stato possibile sono stati rivelati campi magnetici di qualche decimo di mG, in accordo con altre stime.

4.6 Energetica di una radiosorgente di sincrotrone

L'energia totale contenuta in una radiosorgente che irradia per sincrotrone è costituita dalla somma dei contenuti energetici delle particelle relativistiche (elettroni e protoni) e del campo magnetico:

$$U_{\text{tot}} = U_{\text{el}} + U_{\text{pr}} + U_M \quad (4.36)$$

Gli elettroni e il campo magnetico producono la radiazione osservabile, mentre i protoni non producono alcuna radiazione misurabile, e quindi su di essi non si hanno informazioni. Assumeremo quindi che l'energia in protoni sia semplicemente proporzionale all'energia in elettroni, cioè $U_{\text{el}} + U_{\text{pr}} = (1+k)U_{\text{el}}$, con $k \geq 0$.

Se gli elettroni relativistici hanno uno spettro di potenza del tipo (4.20) si avrà:

$$U_{\text{el}} = \left[\int_{\mathcal{E}_1}^{\mathcal{E}_2} \mathcal{E} \times N(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \right] \times V = \frac{N_0}{2-\delta} \left(\mathcal{E}_2^{2-\delta} - \mathcal{E}_1^{2-\delta} \right) \times V \quad \text{per } \delta \neq 2 \quad (4.37)$$

dove \mathcal{E}_1 ed \mathcal{E}_2 sono le energie minima e massima della distribuzione (4.20) e V il volume della radiosorgente. Il prodotto $N_0 \times V$ si può esprimere in funzione degli altri parametri fisici se si conosce la distanza d della radiosorgente. Precisamente se indichiamo con ν_1 e ν_2 le frequenze a cui gli elettroni di energia \mathcal{E}_1 ed \mathcal{E}_2 irradiano (eq. 4.18), si potrà scrivere la luminosità totale L della radiosorgente mediante la sua densità di flusso $S(\nu)$ e quindi:

$$\begin{aligned} L &= 4\pi d^2 \int_{\nu_1}^{\nu_2} S(\nu) d\nu = V \times \int_{\mathcal{E}_1}^{\mathcal{E}_2} N(\mathcal{E}) \left(-\frac{d\mathcal{E}}{dt} \right) d\mathcal{E} = V \times N_0 \int_{\mathcal{E}_1}^{\mathcal{E}_2} b H_{\perp}^2 \mathcal{E}^{2-\delta} d\mathcal{E} \\ &= \frac{b N_0 H_{\perp}^2}{3-\delta} \left(\mathcal{E}_2^{3-\delta} - \mathcal{E}_1^{3-\delta} \right) \times V \quad \left(b = \frac{2}{3} \frac{e^4}{m_e^4 c^7} \approx 2.4 \times 10^{-3} \right) \quad (\text{c.g.s.}) \end{aligned} \quad (4.38)$$

Eliminando $N_0 \times V$ fra la (4.37) e la (4.38) si ha:

$$U_{\text{el}} = \frac{3-\delta}{2-\delta} \times \frac{\mathcal{E}_2^{2-\delta} - \mathcal{E}_1^{2-\delta}}{\mathcal{E}_2^{3-\delta} - \mathcal{E}_1^{3-\delta}} \times \frac{L}{b} \times \frac{1}{H_{\perp}^2} \quad (4.39)$$

Le due energie \mathcal{E}_1 e \mathcal{E}_2 non sono note, per cui è necessario fare delle assunzioni. Si considerano le seguenti possibilità:

a) \mathcal{E}_1 e \mathcal{E}_2 corrispondono alle frequenze limite osservabili della banda radio $\nu_1 = 10$ MHz e $\nu_2 = 10^2$ GHz. La motivazione di tale assunzione è di ottenere il valore minimo possibile per l'energetica della sorgente.

b) Si assume un valore definito per \mathcal{E}_1 , tipicamente 10 Mev ($\gamma = 20$) e $\mathcal{E}_2 \gg \mathcal{E}_1$ (\mathcal{E}_2 non è importante, come del resto anche ν_2).

Sviluppiamo ciascuno dei due assunti.

a) Frequenze limite fissate

Esprimiamo, in eq. 4.39, \mathcal{E}_1 ed \mathcal{E}_2 in funzione di $\nu_1 = 10$ MHz e $\nu_2 \gg \nu_1$:

$$\begin{aligned} U_{el} &= \frac{3-\delta}{2-\delta} \times \frac{\nu_2^{(2-\delta)/2} - \nu_1^{(2-\delta)/2}}{\nu_2^{(3-\delta)/2} - \nu_1^{(3-\delta)/2}} \cdot \frac{H_{\perp}^{-(2-\delta)/2}}{H_{\perp}^{-(3-\delta)/2}} \times \frac{L}{b} \times \frac{1}{H_{\perp}^2} \\ &= C_{el} H^{-3/2} L \end{aligned} \quad (4.40)$$

Abbiamo unificato tutte le quantità costanti in C_{el} .

L'energia magnetica è invece:

$$U_M = \int \frac{H^2}{8\pi} dV = C_m H^2 V \quad (4.41)$$

L'energia totale si può così scrivere:

$$U_{tot} = (1+k)U_{el} + U_M = (1+k)C_{el}H^{-3/2}L + C_m H^2 V \quad (4.42)$$

Dalle (4.40) e (4.41) si nota come l'energia in particelle dipenda dalla luminosità della radiosorgente e dal campo magnetico, e quella in campo magnetico dal campo magnetico stesso e dal volume della radiosorgente.

Per determinare il contenuto energetico di una radiosorgente, oltre $(1+k)$ su cui si possono fare solo ipotesi, e che comunque non incide molto sul risultato finale, occorre conoscere H . In generale però H è noto solo in casi molto particolari (es. dalla frequenza di riassorbimento di sincrotrone in sorgenti compatte, § 4.4, e dalla emissione X per Compton Inverso con la radiazione cosmologica a 3 K per i lobi, se misurata).

Si può, però, fare una valutazione dell'energia totale minima richiesta dalla radiazione di sincrotrone osservata, poichè \mathcal{E}_{tot} ha un minimo in funzione di H . Tale minimo si calcola ponendo $\partial\mathcal{E}_{tot}/\partial H = 0$ e fornisce:

$$H(U_{min}) = \left[\frac{3}{4}(1+k) \frac{C_{el}}{C_m} \right]^{2/7} \left(\frac{L}{V} \right)^{2/7} \propto \left(\frac{L}{V} \right)^{2/7} (1+k)^{2/7} \quad (4.43)$$

Per questo valore di H si ottiene:

$$(1+k)U_{el} = \frac{4}{3}U_M \quad (4.44)$$

ossia l'energia delle particelle e l'energia magnetica hanno valori simili.

Questa condizione è generalmente chiamata *condizione di energia minima* e anche *equipartizione dell'energia*, poichè per il campo magnetico così ottenuto l'energia a totale è approssimativamente equipartita fra particelle e campo magnetico). Il campo magnetico di eq. 4.43 di qui in avanti sarà chiamato *campomagnetico di equipartizione*, e indicato con H_{eq} .

Il valore minimo dell'energia, ossia il valore dell'energia totale in condizione di equipartizione, è dato da:

$$U_{min} = \frac{7}{4}(1+k)\mathcal{E}_{el} = \frac{7}{4}(1+k)C_{el}H_{eq}^{-3/2}L \approx 2(1+k)^{4/7}C_{el}^{4/7}C_m^{3/7}L^{4/7}V_{kpc^3}^{3/7} \quad (4.45)$$

Se si esprime L (luminosità integrata su tutto lo spettro) mediante la luminosità monocromatica alla frequenza di 1.4 GHz, $P_{1.4}$, espressa in W Hz^{-1} , e il volume radioemittente in kpc^3 , si ha approssimativamente, per $\alpha = 0.7$:

$$U_{min} \approx 2.5 \times 10^{41} P_{1.4}^{4/7} V_{\text{kpc}^3}^{3/7} (1+k)^{4/7} \quad (\text{erg}) \quad (4.46)$$

Definita la densità di energia minima:

$$u_{min} = \frac{U_{tot}}{V} = 8.6 \cdot 10^{-24} \left(\frac{P_{1.4}}{V_{\text{kpc}^3}} \right)^{4/7} (1+k)^{4/7} \quad (\text{erg cm}^{-3}) \quad (4.47)$$

poichè, usando la (4.44), essa risulta essere $7/3$ della densità di energia magnetica ($H^2/8\pi$), si trova anche:

$$H_{eq} = \sqrt{\frac{24\pi}{7} u_{min}} = 9.6 \cdot 10^{-12} \left(\frac{P_{1.4}(1+k)}{V_{\text{kpc}^3}} \right)^{2/7} \quad (\text{gauss}) \quad (4.48)$$

Dalla densità di energia radiativa e magnetica (§ 8.4.5, nell'ipotesi di campo magnetico ordinato) si ricava la pressione interna alla radiosorgente. Usando le (4.44) e (4.48) e ricordando che nel caso di un gas super-relativistico ($\mathcal{E} \gg m_0 c^2$) $\Gamma = 4/3$, si ricava:

$$p_{eq} = p_m + p_r = u_m + \frac{u_r}{3} = \frac{3}{7} u_{min} + \frac{1}{3} \left(\frac{4}{7} u_{min} \right) = \frac{13}{21} u_{min} \quad (4.49)$$

dove i pedici m ed r stanno per magnetico e relativistico, rispettivamente.

b) Energie limite fissate

Come nel caso a), esprimiamo, in eq. 4.39, L mediante la luminosità monocromatica $P_{1.4}$, in W/Hz , alla frequenza di 1.4 GHz. Esprimendo le energie limite in Mev, si ottiene, con pochi passaggi:

$$U_{el} = \frac{6.6 \cdot 10^{22} \times (2.5 \cdot 10^2)^\alpha}{2\alpha - 1} P_{1.4} H^{-(1+\alpha)} \left[\mathcal{E}_1^{(1-2\alpha)} - \mathcal{E}_2^{(1-2\alpha)} \right]$$

Procedendo come in precedenza, ossia imponendo $\partial U_{tot}/\partial H = 0$ (U_{tot} da eq. 4.42), si ottiene il campo magnetico H'_{eq} che minimizza U_{tot} :

$$(H'_{eq})^{3+\alpha} \approx 5.5 \cdot 10^{-41} (252)^\alpha \left(\frac{1+k'}{2\alpha-1} \right) \frac{P_{1.4}(W/Hz)}{V_{\text{kpc}^3}} \left[\mathcal{E}_1^{1-2\alpha} - \mathcal{E}_2^{1-2\alpha} \right]_{\text{Mev}} \quad (4.50)$$

Abbiamo indicato con H'_{eq} il campo magnetico ottenuto, per distinguerlo da quello calcolato a frequenze limite fissate.

Si noti che, anche in questo caso, il campo magnetico ottenuto corrisponde ad una situazione molto vicina all'equipartizione, ossia:

$$(1+k)U_{el} = \frac{2}{1+\alpha} U_M \quad (4.51)$$

Le equazioni 4.46, 4.47, 4.48 e 4.49, calcolate per $\alpha = 0.7$ come in precedenza e per $\mathcal{E}_1 = 20$ Mev e $\mathcal{E}_2 \gg \mathcal{E}_1$ si modificano nelle seguenti:

$$U'_{min} \approx 3.3 \times 10^{42} P_{1.4}^{0.54} V_{\text{kpc}^3}^{0.46} (1+k)^{0.54} \quad (\text{erg}) \quad (4.52)$$

$$u'_{min} = \frac{U_{tot}}{V} \approx 1.2 \cdot 10^{-22} \left(\frac{P_{1.4}}{V_{\text{kpc}^3}} \right)^{0.54} (1+k)^{0.54} \quad (\text{erg cm}^{-3}) \quad (4.53)$$

$$H'_{eq} = \sqrt{\frac{24\pi}{7} u'_{min}} = 4.5 \cdot 10^{-11} \left(\frac{P_{1.4}(1+k)}{V_{\text{kpc}^3}} \right)^{0.27} \quad (\text{G}) \quad (4.54)$$

$$p'_{min} = u_m + \frac{u_r}{3} = 0.46 u'_{min} + 0.18 u'_{min} = 0.64 u'_{min} \quad (\text{dyne cm}^{-2}) \quad (4.55)$$

Se confrontiamo H_{eq} e H'_{eq} , a parità di $P_{1.4}$ e V , per $\alpha = 0.7$ per $\mathcal{E}_1 = 10$ Mev ($\gamma \approx 20$)³, troviamo:

$$\frac{H'_{eq}}{H_{eq}} \approx 3.7 \times \left(\frac{P_{1.4}(W/Hz) (1+k)}{V_{kpc^3}} \right)^{-0.016}$$

$$\frac{u'_{min}}{u_{min}} \approx 13 \times \left(\frac{P_{1.4}(W/Hz) (1+k)}{V_{kpc^3}} \right)^{-0.03}$$

Per $10^{25} \leq P_{1.4}(W/Hz) \leq 10^{27}$ e $10^4 \leq V_{kpc^3} \leq 10^6$ le due energie minime differiscono per un fattore $\approx 3 \pm 0.4$ e i rispettivi campi magnetici per un fattore $\approx 1.7 \pm 0.2$.

4.6.1 Incertezze su H_{eq}

Pur essendo una maniera comoda per fare una stima del campo magnetico in una radiosorgente, tale valore, nella maggior parte dei casi, va preso come indicativo dato che:

- l'ipotesi stessa di *equipartizione* dell'energia non è del tutto assodata;
- il *rapporto* fra energia dei protoni ed energia degli elettroni ($1+k$) è sconosciuto;
- occorre conoscere il *filling factor* ϕ , cioè la frazione di volume effettivamente riempita di particelle relativistiche e campo magnetico (§ 19.7), per cui il volume da usare in eq. 4.42 è $V^* = \phi \times V$;
- non è nota la *geometria* esatta della struttura (spesso si assume una geometria ellissoidale a due assi, che sono quelli della proiezione nel cielo della struttura), che di nuovo incide su V ;
- non è noto l'intervallo in cui si estende lo spettro di energia degli elettroni relativistici.

³Si è stimato che questo valore possa essere l'energia di break dovuta alle perdite di energia per ionizzazione (§ 6.1.3).

4.7 Riepilogo delle formule di sincrotrone

Gli elettroni sono super-relativistici, quindi assumeremo sempre $\beta \approx 1$

- Raggio di curvatura e velocità angolare:

$$\begin{aligned} r_{rel} &= \frac{m_e c}{eH} v \gamma \approx \frac{\mathcal{E}}{eH} = \frac{\mathcal{E}/\text{eV}}{300H/\text{G}} \simeq 1.7 \times 10^3 \frac{\gamma}{H/\text{G}} & (\text{cm}) \\ \omega_{rel} &= \frac{eH}{m_e c \gamma} \approx \frac{c}{r_{rel}} = c \frac{eH}{\mathcal{E}} = 9 \times 10^{12} \frac{H/\text{G}}{\mathcal{E}/\text{eV}} \approx 1.8 \times 10^7 \frac{H/\text{G}}{\gamma} & (\text{s}^{-1}) \end{aligned} \quad (4.4)$$

- Energia irradiata nell'unità di tempo da un elettrone relativistico:

$$\begin{aligned} -\frac{d\mathcal{E}}{dt} &= \frac{2}{3} \left(\frac{e^2}{m_e^2 c^3} \right) \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \gamma^2 = \frac{2}{3} \frac{e^4}{m_e^2 c^3} \beta^2 \gamma^2 H_{\perp}^2 \approx \\ &\approx \frac{2}{3} \frac{e^4}{m_e^4 c^7} \mathcal{E}^2 H_{\perp}^2 = b \mathcal{E}^2 H_{\perp}^2 \end{aligned} \quad (4.11)$$

con $b = 2e^4/(3m_e^4 c^7) \approx 2.4 \times 10^{-3}$ (c.g.s.). Ossia:

$$\begin{aligned} -\frac{d\mathcal{E}}{dt} &= 1.6 \times 10^{-15} \gamma^2 (H_{\perp}/\text{G})^2 & (\text{erg s}^{-1}) \\ &= 10^{-9} \gamma^2 (H_{\perp}/\text{G})^2 & (\text{MeV s}^{-1}) \\ &= 6 \times 10^{-9} (\mathcal{E}/\text{GeV})^2 (H_{\perp}/\text{G})^2 & (\text{erg s}^{-1}) \\ &= 3.8 \times 10^{-3} (\mathcal{E}/\text{GeV})^2 (H_{\perp}/\text{G})^2 & (\text{MeV s}^{-1}) \end{aligned}$$

- Frequenza critica per emissione di sincrotrone

$$\begin{aligned} \nu_s &\sim \frac{3}{4\pi} \frac{eH}{m_e c} \gamma^2 = \frac{3}{4\pi} \frac{eH}{m_e^3 c^5} \mathcal{E}^2 \simeq 4.2 \times 10^{-6} \gamma^2 H_{\perp}/\text{mG} & (\text{GHz}) \\ &\approx 16 (\mathcal{E}/\text{GeV})^2 H_{\perp}/\text{mG} & (\text{GHz}) \end{aligned} \quad (4.18)$$

- Emissività specifica:

$$\begin{aligned} J_s(\nu) &= f(\delta) N_0 (H_{\perp})^{(\delta+1)/2} \nu^{-(\delta-1)/2} = f(\delta) N_0 (H_{\perp})^{(\delta+1)/2} \nu^{-\alpha} \\ &\approx 1.9 \times 10^{-22} (1.6 \times 10^{-19})^{-\alpha} N_0 (H_{\perp})^{(\delta+1)/2} \nu^{-\alpha} & (\text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1} \text{cm}^{-3}) \end{aligned} \quad (4.22)$$

- Frequenza di massimo per autoassorbimento di sincrotrone:

$$\nu_{max} \propto B_{max}^{2/5} H^{1/5} \sim 2 \times (S_{max}/\text{Jy})^{2/5} (\theta/\text{mas})^{-4/5} (H/\text{mG})^{1/5} (1+z)^{1/5} \quad (\text{GHz}) \quad (4.29)$$

da cui

$$H \simeq 0.03 \times (\nu_{max}/\text{GHz})^5 (S_{max}/\text{Jy})^{-2} (\theta/\text{mas})^4 (1+z)^{-1} \quad (\text{mG})$$

- Campo magnetico di equipartizione:

$$\begin{aligned} H_{eq} &= H(\mathcal{E}_{min}) = \left(\frac{3}{4} (1+k) \frac{C_{el}}{C_m} \right)^{2/7} \left(\frac{L}{V} \right)^{2/7} \propto \left(\frac{L}{V} \right)^{2/7} (1+k)^{2/7} \\ &= \sqrt{\frac{24\pi}{7}} u_{min} & (\text{G}) \end{aligned} \quad (4.43)$$

- Energia di equipartizione

$$\begin{aligned} U_{tot} &\approx 2(1+k) \mathcal{E}_{el} = \frac{7}{4} (1+k) C_{el} H_{eq}^{-3} L = \frac{7}{4} (1+k)^{4/7} C_{el}^{4/7} C_m^{3/7} L^{4/7} V^{3/7} \\ &\approx 2 \times 10^{41} (L/\text{watt})^{4/7} (V/\text{kpc}^3)^{3/7} (1+k)^{4/7} & (\text{erg}) \end{aligned} \quad (4.45)$$

- Densità di energia minima:

$$u_{min} = \frac{U_{tot}}{V} = 7 \times 10^{-24} \left(\frac{L/\text{watt}}{V/\text{kpc}^3} \right)^{4/7} (1+k)^{4/7} \quad (\text{erg cm}^{-3}) \quad (4.47)$$

- Frequenza di taglio per perdite radiative di sincrotrone

$$\nu^* = \frac{27}{16\pi} \times \frac{m_e^5 c^9}{e^7} \times \frac{1}{H^3} \times \frac{1}{(t^*)^2} \approx 2.56 \times 10^{18} (H/\mu\text{G})^{-3} (t/\text{anni})^{-2} \quad (\text{GHz}) \quad (6.20)$$

- Età radiative degli elettroni:

$$\begin{aligned} t &\approx \frac{3 \times 10^8}{(H^2/8\pi + u_f)/\text{eV cm}^{-3}} \frac{1}{\mathcal{E}/\text{GeV}} \\ &\approx \frac{1.65 H^{1/2}/\text{G}}{(H^2 + 8\pi u_f)/\text{erg cm}^{-3}} (\nu/\text{GHz})^{-1/2} \quad (\text{anni}) \quad (6.20, 5.12) \end{aligned}$$

u_f rappresenta la densità di fotoni responsabili dell'effetto Compton Inverso (cap. 5).

4.8 Appendici

4.8.1 Determinazione dei coefficienti di riduzione di flusso intorno al massimo in uno spettro di sincrotrone autoassorbito.

Facciamo riferimento alla fig. 4.10.

In una geometria “a strato” (*slab model*), con spessore l_0 e coefficienti di emissione $J_s(\nu)$ e di assorbimento $\mu_s(\nu)$ uniformi, si ha:

$$S(\nu) = A_1 \int_0^{l_0} J_s(\nu) e^{-\tau} dl \quad \text{da cui} \quad S(\nu) = A_1 \frac{J_s(\nu)}{\mu_s} (1 - e^{-\tau_0}) \quad (\text{A.1})$$

Per $\tau_0 \ll 1$ sappiamo che $S(\nu) = A_2 \nu^{-\alpha}$, per cui, uguagliando alla (A.1), sviluppata in serie, si ha:

$$J_s(\nu) l_0 = \frac{A_2}{A_1} \nu^{-\alpha}$$

Per $\tau_0 \gg 1$ invece $S(\nu) = A_3 \nu^{5/2}$, per cui uguagliando alla (A.1) si ha:

$$\frac{J_s(\nu)}{\mu(\nu)} = \frac{A_3}{A_1} \nu^{5/2} \quad (4.56)$$

Dividendo le due ultime espressioni di $J_s(\nu)$, otteniamo:

$$\tau_0 = (A_2/A_3) \nu^{-(\alpha+5/2)} \quad (\text{A.2})$$

e quindi dalla (4.56)

$$S(\nu) = A_3 \nu^{5/2} \left[1 - e^{-(A_2/A_3) \nu^{-(\alpha+5/2)}} \right] \quad (\text{A.3})$$

Il massimo della densità di flusso, S_m , si ha per $dS/d\nu = 0$, da cui si ottiene una relazione per lo spessore ottico, τ_{0m} corrispondente a:

$$e^{\tau_{0m}} - 1 = \left[1 + \left(\frac{2}{5} \right) \alpha \right] \tau_{0m}$$

che deve essere risolta numericamente. Dalla (A.3) si ottiene il flusso alla frequenza del massimo:

$$S_m = A_3 \nu_m^{5/2} [1 - e^{\tau_{0m}}] = S_{2m} [1 - e^{\tau_{0m}}]$$

e eliminando A_3 mediante la (A.2) si ha infine

$$S_m = A_2 \nu_m^{-\alpha} \frac{(1 - e^{-\tau_{0m}})}{\tau_{0m}} = S_{1m} \frac{(1 - e^{-\tau_{0m}})}{\tau_{0m}}$$

Le quantità S_{2m} e S_{1m} rappresentano le estrapolazioni, alla frequenza ν_m , dello spettro opaco e dello spettro trasparente (fig. 4.10). Le quantità :

$$C_2(\alpha) = \frac{S_{2m}}{S_m} = (1 - e^{-\tau_{0m}})^{-1} \quad \text{e} \quad C_1(\alpha) = \frac{S_{1m}}{S_m} = \frac{\tau_{0m}}{(1 - e^{-\tau_{0m}})}$$

sono i coefficienti di attenuazione per ottenere, dal flusso estrapolato alla frequenza ν_m , il flusso S_m .

Dalla (A.2) si può ottenere la relazione fra ν_m e ν_1 [$\tau(\nu_1) = 1$]:

$$\frac{\nu_1}{\nu_m} = \tau_m^{1/(\alpha+2.5)} = a(\alpha)$$

I coefficienti C_2 e C_1 , τ_{0m} e a sono riportati nella seguente tabella per alcuni valori dell'indice spettrale α .

α	τ_{0m}	C_2	C_1	$a(\alpha)$
0.4	0.29	3.97	1.15	0.65
0.6	0.42	2.94	1.22	0.75
0.8	0.53	2.43	1.29	0.82
1.0	0.64	2.11	1.35	0.88

La forma globale dello spettro di sincrotrone, espressa tramite ν_1 , può quindi essere scritta nella forma:

$$S(\nu) = \left(\frac{\nu}{\nu_1}\right)^{2.5} \left(1 - e^{-(\nu/\nu_1)^{-(\alpha+2.5)}}\right) S_R \left(\frac{\nu_R}{\nu_1}\right)$$

dove S_R è il flusso ad una qualsiasi frequenza di riferimento ν_R in cui lo spettro è trasparente [$\tau(\nu_R) \ll 1$].

4.8.2 Figure aggiuntive

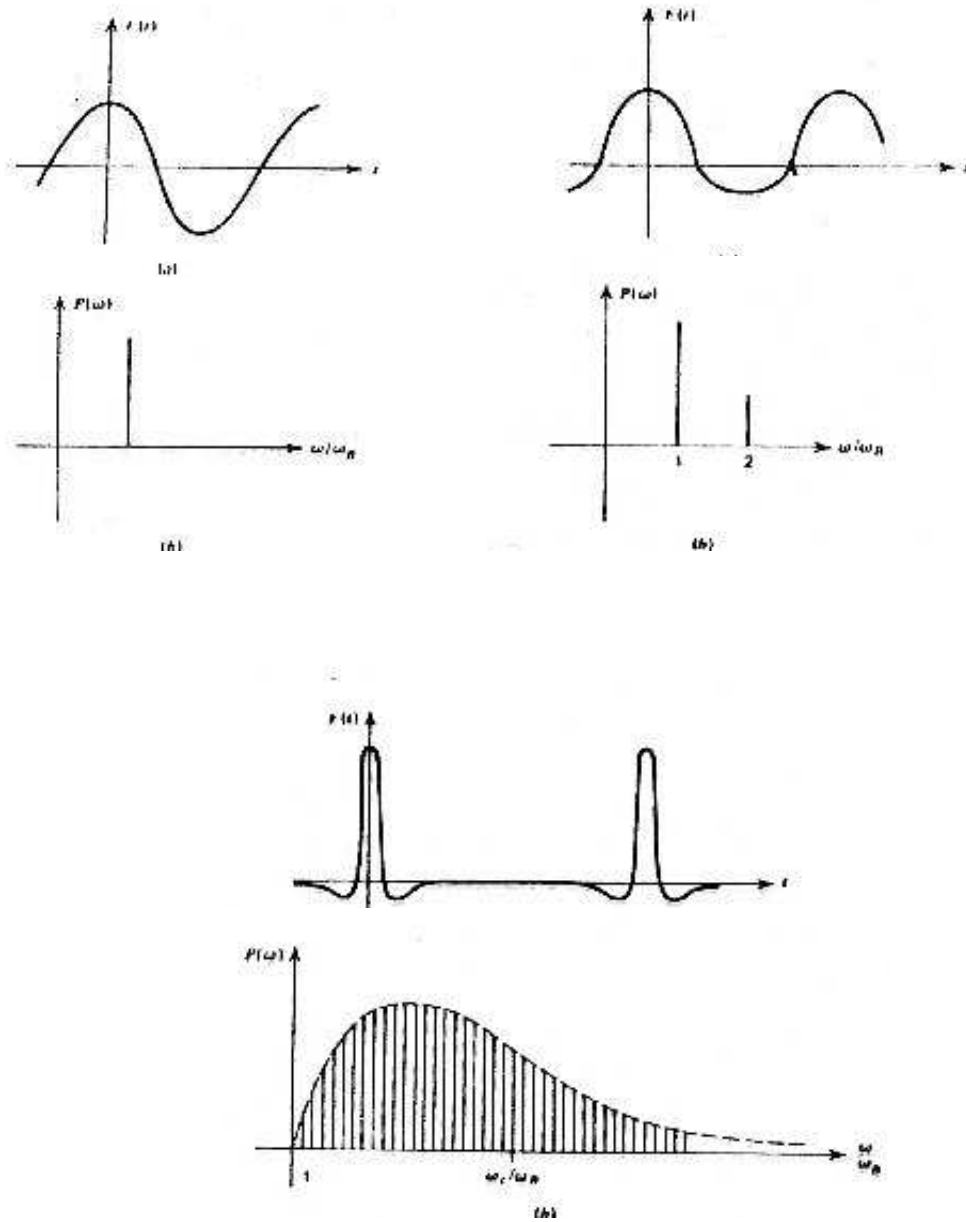


Figura 4.12: Andamento temporale del campo elettrico irradiato da una carica che si muove in un campo magnetico (a) e suo spettro di potenza (b) per: *ciclotrone* (in alto a sinistra) segnale monocromatico; carica in moto con *velocità intermedia* (in alto a destra) lieve aberrazione relativistica descritta come sovrapposizione di due frequenze; *carica relativistica* (in basso) brevi picchi di emissione e spettro di potenza con infinite frequenze (Rybicki&Lightman, 1979).

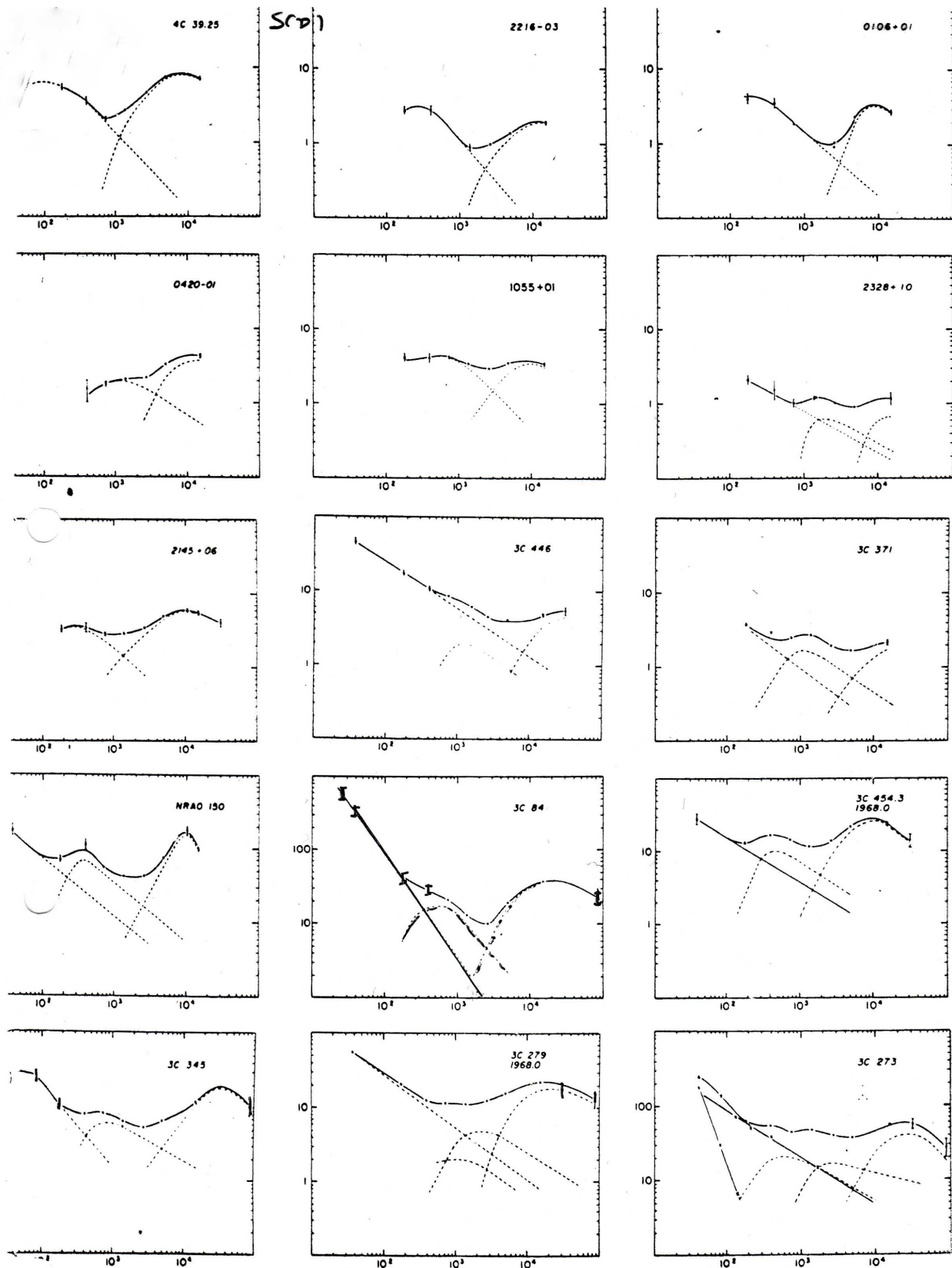


Figura 4.13: Spettri di radiosorgenti che contengono componenti opache di diametro diverso. Le curve tratteggiate sono modelli di spettro delle singole sotto-componenti. Le linee continue le somme dei modelli individuali (da Kellermann & Pauliny-Toth, 1969, Ap.J., 155L, 71).

5 Interazioni fra fotoni ed elettroni

Aggiornato Dicembre 2008, rivisto 2011

Le modalità di interazione fra particelle libere (es. elettroni) e fotoni dipendono dal valore della energia dei fotoni rispetto a quella dell'elettrone. Se l'elettrone è sostanzialmente fermo, parleremo, a seconda della energia del fotone incidente, di *Diffusione Thomson* (§ 5.1) e *Diffusione Compton* (§ 5.2). Se invece l'elettrone si muove a velocità relativistiche, allora bisognerà tenerne conto e apportare alla trattazione le opportune modifiche (*Compton Inverso*, § 5.3). Nella situazione più generale si possono considerare interazioni fra fotoni ed elettroni di ogni energia. Se gli scambi di energia fra elettroni e fotoni sono determinati soltanto da diffusione Compton, si parla allora di processo di *Comptonizzazione* (§ 5.5).

5.1 Diffusione Thomson

Si tratta dell'interazione di un elettrone libero con un fotone di bassa energia. La condizione perchè si possa parlare di diffusione Thomson è:

$$h_P\nu \ll m_e c^2 = 8.5 \cdot 10^{-7} \text{ erg} \approx 0.5 \text{ Mev} \quad (5.1)$$

dove m_e è la massa a riposo dell'elettrone. La trattazione è quella dell'elettromagnetismo classico, in cui l'elettrone oscilla sotto l'azione del campo elettrico dell'onda elettromagnetica, $\vec{E} = E_0 e^{i\omega t} \vec{i}$, di ampiezza E_0 e pulsazione ω , per cui:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{eE_0 e^{i\omega t}}{m_e} \longrightarrow x(t) = \frac{e E_0}{m_e \omega^2} \cos(\omega t) \quad (\omega = 2\pi\nu)$$

L'elettrone a sua volta emette radiazione alla stessa frequenza della radiazione incidente. La potenza media irradiata è quella di un dipolo soggetto ad una accelerazione di ampiezza $a = eE/m_e$. Il valore medio del quadrato dell'accelerazione è $\langle a^2 \rangle = e^2 E_0^2 / 2m_e^2$, e quindi, per la formula di Larmor (2.20):

$$-\left\langle \frac{d\mathcal{E}}{dt} \right\rangle = \frac{1}{3} \frac{e^4 E_0^2}{m_e^2 c^3}$$

Indicato con $\langle |\vec{S}| \rangle = cE_0^2 / 8\pi$ il modulo del vettore di Poynting associato all'onda elettromagnetica incidente sull'elettrone, cioè il flusso medio¹ nell'unità di tempo di energia elettromagnetica attraverso l'unità di superficie, chiameremo *sezione d'urto Thomson dell'elettrone* la quantità, utilizzata anche in § 4.1.7:

$$\sigma_T = \frac{\langle d\mathcal{E}/dt \rangle}{\langle |\vec{S}| \rangle} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_e^2 c^4} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad (5.2)$$

che rappresenta la sezione trasversale della sferetta di raggio r_e (*raggio classico dell'elettrone*) con la quale visualizziamo l'elettrone. Usando σ_T possiamo scrivere:

$$-\left\langle \frac{d\mathcal{E}}{dt} \right\rangle = \frac{E_0^2}{8\pi} c\sigma_T = 2 \frac{\langle E^2 \rangle}{8\pi} c\sigma_T = c \sigma_T u_f \quad (5.3)$$

avendo indicato con u_f la densità media di energia della radiazione.

In tale espressione il prodotto $[c\sigma_T u_f]$ rappresenta l'energia elettromagnetica che incide sull'elettrone nell'unità di tempo e viene da esso acquisita e re-irradiata.

Si noti che la (5.3) è anche la espressione (4.14) della potenza di sincrotrone irradiata da un elettrone relativistico ricavata in cap. 4.1.7. In quel caso E è l'ampiezza del campo elettrico sperimentato dall'elettrone nel suo sistema di riferimento.

¹ $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ (vettore di Poynting); $|S| = c \cdot u_{em} = c \left(\frac{E^2}{8\pi} + \frac{B^2}{8\pi} \right) = 2c \frac{E^2}{8\pi}$ (u_{em} = densità di energia elettromagnetica);
 $E^2 = E_0^2 \cos^2(\omega t)$; $\langle |S| \rangle = 2c \frac{\langle E^2 \rangle}{8\pi} = \frac{2c}{8\pi} E_0^2 \langle \cos^2(\omega t) \rangle$; $\langle \cos^2(\omega t) \rangle = 0.5$

5.1.1 Spessore ottico Thomson

La diffusione Thomson causa una diminuzione dell'ampiezza di \vec{S} , in quanto l'elettrone diffonde in tutte le direzioni l'energia intercettata, che l'onda trasporta nella sua direzione di propagazione. Supponiamo che l'onda attraversi un elemento (cilindrico) di materia di lunghezza $d\ell$ e sezione trasversale σ_T . Se n_e è la densità degli elettroni che diffondono l'onda elettromagnetica, la variazione della ampiezza del vettore di Poynting sarà proporzionale al numero di interazioni ($\sigma_T n_e c$) e all'ampiezza del vettore stesso². Cioè:

$$d|\vec{S}| \sim |\vec{S}| \sigma_T n_e d\ell \quad \text{da cui} \quad \frac{d|\vec{S}|}{|\vec{S}|} = \sigma_T n_e d\ell \quad \text{ossia} \quad |\vec{S}| = |\vec{S}_0| e^{-\sigma_T n_e \ell} \propto e^{-\tau_e}$$

dove

$$\tau_e = -\sigma_T n_e \ell \tag{5.4}$$

è lo *spessore ottico Thomson*. La diffusione Thomson riduce l'ampiezza della radiazione in maniera simile ad un assorbimento, ma non si tratta di assorbimento bensì di una redistribuzione della radiazione incidente in altre direzioni.

5.2 Diffusione Compton

Se il fotone incidente ha un'energia $\mathcal{E} = h_p \nu \lesssim m_e c^2$, (si tratterà tipicamente di fotoni γ ed X) esso riesce a trasferire parte del suo impulso $h_p \nu / c$ all'elettrone, che quindi, anche se è inizialmente fermo, viene posto in movimento. Energia viene perciò sottratta al fotone, che si sposta a lunghezze d'onda maggiori. In questa situazione l'interazione può essere assimilata ad un urto elastico fra due particelle (elettrone e fotone) dopo il quale esse si muovono in direzioni tali da conservare la quantità di moto totale e l'energia totale del sistema (fig. 5.1).

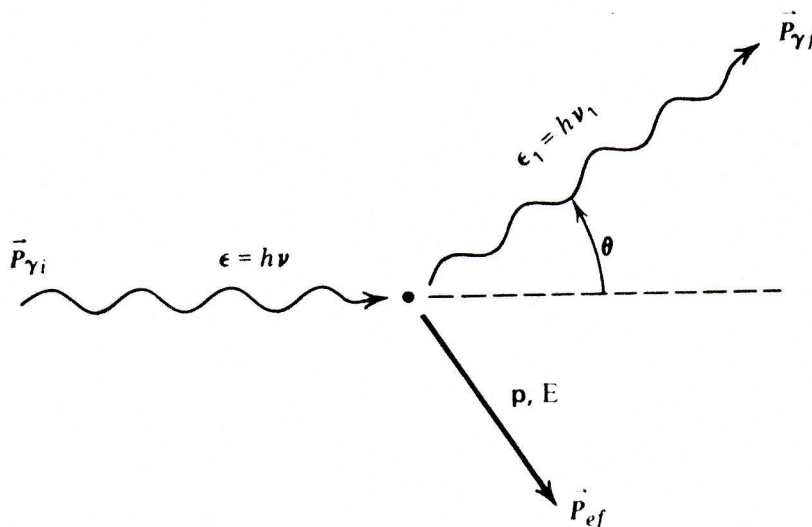


Figura 5.1: Diffusione Compton: le linee ondulate rappresentano il fotone incidente (γ_i , iniziale) e quello diffuso (γ_f , finale), la freccia il moto dell'elettrone dopo l'urto. Le quantità di moto e l'energia di fotone [p_f , \mathcal{E}_f] ed elettrone [p_e , \mathcal{E}_e] qui sono indicate con (P , ϵ) e (p , E) rispettivamente (Rybicki & Lightman, 1979, "Radiative processes in astrophysics", p.196).

² $n_e d\ell$ è il numero di elettroni in un volumetto cilindrico di base unitaria e lunghezza $d\ell$ e $\sigma_T |\vec{S}|$ è l'energia per unità di tempo intercettata dalla sezione d'urto dell'elettrone.

L'energia del fotone dopo l'urto, \mathcal{E}_1 , è legata alla energia iniziale \mathcal{E} dalla:

$$\mathcal{E}_1 = \frac{\mathcal{E}}{1 + \mathcal{E} (1 - \cos \theta) / m_e c^2} \quad (5.5)$$

dove θ è l'angolo che dopo l'urto il fotone forma con la direzione iniziale. La lunghezza d'onda λ_f del fotone diffuso sarà tale che:

$$\lambda_f - \lambda_i = \frac{h_P}{m_e c} (1 - \cos \theta) = \lambda_0 (1 - \cos \theta)$$

oppure:

$$\frac{\Delta \nu}{\bar{\nu}} \approx - \frac{h_P \bar{\nu}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \quad \Delta \nu = \nu_i - \nu_f \quad (5.6)$$

Ovviamente, per $h_P \nu \ll m_e c^2$ si ha la diffusione Thomson ($\Delta \nu = 0$). La quantità $\lambda_0 = 0.02426 \text{ \AA}$ è detta *lunghezza d'onda Compton* dell'elettrone. Si vede dalla (5.5) che il fotone perde *sempre* energia (a meno che non sia esattamente $\theta = 0^\circ$).

Questa trattazione approssimata è valida solo fino a quando la collisione è non relativistica, cioè finché il "centro di massa"³ del sistema fotone-elettrone si muove con velocità:

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{h_P \nu}{m_e c^2 + h_P \nu} \ll 1$$

Perciò se i fotoni hanno $h_P \nu \sim m_e c^2$, l'approssimazione classica non vale più ed occorre una trattazione quantistica del fenomeno. Bisogna tener conto in maniera esplicita della sezione d'urto, che non sarà più quella Thomson ma quella relativistica di *Klein-Nishina*, che dipende dall'inverso dell'energia del fotone incidente e può pertanto essere notevolmente inferiore a quella classica. Quindi l'effetto Compton, ad energie elevate, diventa meno efficiente.

5.3 Effetto Compton Inverso

Quando un elettrone in movimento ha una energia cinetica $\mathcal{E}_c = m_e c^2 (\gamma - 1)$ sufficientemente elevata rispetto a quella del fotone, $h_P \nu$, allora si ha un trasferimento di energia dall'elettrone al fotone, al contrario di quanto discusso in § 5.2. Di qui il nome di effetto *Compton Inverso* dato a questo fenomeno. Questa situazione si verifica quando gli elettroni sono relativistici.

Questo processo produce radiazione prevalentemente alle lunghezze d'onda ottiche, X e γ . E' però un processo assai concorrenziale con il sincrotrone nel determinare le perdite di energia degli elettroni relativistici nelle radiosorgenti, per cui è un meccanismo di interesse diretto anche per la radioastronomia.

Il processo si può calcolare facilmente mettendosi nel sistema di riferimento S' dell'elettrone, (fig. 5.2). Nel sistema dell'osservatore, il fotone incide sull'elettrone formando un angolo θ con la direzione di β (asse x in fig. 5.2) e viene diffuso ad un angolo θ_f . Nel sistema dell'elettrone chiamiamo θ' l'angolo di incidenza e θ'' quello di diffusione, che a causa dell'aberrazione relativistica della luce (eq. 4.15) saranno diversi da θ e θ_f .

Assumeremo che nel sistema dell'elettrone $h_P \nu' \ll m_e c^2$ in modo da poter trascurare le correzioni relativistiche ed usare la sezione d'urto Thomson. Nelle situazioni astrofisiche che ci interessano questa ipotesi è largamente valida.

La frequenza ν' del fotone incidente, misurata in S' , è legata alla frequenza ν misurata dall'osservatore dalla:

$$\nu' = \nu \times \gamma \times (1 - \beta \cos \theta)$$

(effetto Doppler relativistico), dove γ è il fattore di Lorentz.

³Il conto è presto fatto calcolando la $v = (v_f m_f + v_e m_e) / (m_f + m_e)$ con $v_e = 0$ e associando al fotone f un impulso ed una massa $p_f = h_P \nu / c$ ed $m_f = \mathcal{E} / c^2$ rispettivamente.

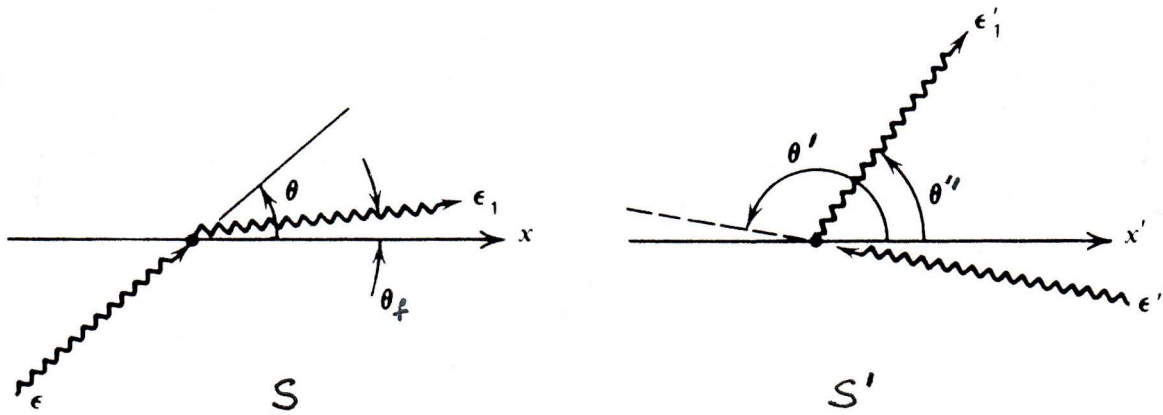


Figura 5.2: Geometria dell'effetto Compton Inverso nel sistema di riferimento di laboratorio (S) e dell'elettrone (S'). Il fotone incidente è indicato, nei due sistemi di riferimento, con ϵ ed ϵ' , quello diffuso con ϵ_1 ed ϵ'_1 (Rybicki&Lightman, p. 198; referenza citata).

Per l'ipotesi fatta, in S' si ha diffusione Thomson, per cui il fotone è re-irradiato alla stessa frequenza ν' . Nel sistema dell'osservatore, a causa nuovamente dell'effetto Doppler, la frequenza del fotone diviene $\nu'' = \nu'\gamma(1 + \beta \cos \theta'')$. Quindi:

$$\nu'' = \nu'\gamma(1 + \beta \cos \theta'') = \nu\gamma^2(1 - \beta \cos \theta)(1 + \beta \cos \theta'') \sim \nu\gamma^2 \quad (5.7)$$

I valori massimo e minimo dell'energia del fotone diffuso sono:

$$\mathcal{E}'_{max} = 4\gamma^2\mathcal{E} \quad \mathcal{E}'_{min} \approx \mathcal{E}/(4\gamma^2)$$

rispettivamente per $\theta = \pi$, $\theta'' = 0$ (nel sistema dell'elettrone la interazione fra elettrone e fotone è frontale) e per $\theta = 0$, $\theta'' = \pi$ (l'interazione è di terga e il fotone è diffuso all'indietro).

L'angolo θ è mediamente $\pi/2$ se le orientazioni dei fotoni e degli elettroni sono del tutto isotrope. Anche θ'' è dell'ordine di $\pi/2$, perchè nel riferimento dell'elettrone la diffusione segue la legge (2.22). Di conseguenza i termini entro le parentesi sono dell'ordine dell'unità, per cui si può concludere che i fotoni diffusi da elettroni relativistici hanno una frequenza, e quindi un'energia, che è $\sim \gamma^2$ volte maggiore quella dei fotoni incidenti.

Un altro modo di ragionare è il seguente. Consideriamo un volume di spazio in cui esista un campo di radiazione con fotoni di energia media \mathcal{E}_f . Se indichiamo con n_f la densità dei fotoni nel sistema dell'osservatore, si potrà scrivere la densità di energia di radiazione come $u_f = n_f\mathcal{E}_f$ e il flusso di energia attraverso una superficie unitaria come u_fc . Nel sistema S' la densità di energia del campo di radiazione risulta aumentata di un fattore $[\gamma(1 - \beta \cos \theta)]^2$ rispetto a quella misurata dall'osservatore in quiete S . Un fattore $[\gamma(1 - \beta \cos \theta)]$ deriva dall'effetto Doppler, che aumenta l'energia dei singoli fotoni; l'altro fattore $[\gamma(1 - \beta \cos \theta)]$ deriva dalla contrazione relativistica delle lunghezze, per cui il volume si contrae nella direzione del moto e quindi in S' aumenta il numero dei fotoni per unità di volume. Facendo la media su tutti gli angoli⁴ si ha $\langle \cos \theta \rangle = 0$ e $\langle \cos^2 \theta \rangle = 1/3$. Quindi:

$$u'_f = u_f\gamma^2 \left(1 + \frac{1}{3}\beta^2\right)$$

Data l'ipotesi fatta che in S' la diffusione possa essere descritta in termini di diffusione Thomson, possiamo calcolare l'ampiezza E' del campo elettrico cui l'elettrone è soggetto nel suo proprio sistema

⁴La media di una funzione $f(\theta)$ è definita come: $\int_0^\pi f(\theta) \sin \theta d\theta / \int_0^\pi \sin \theta d\theta$.

di riferimento, utilizzando il flusso di energia elettromagnetica attraverso l'unità di superficie, espresso tramite la densità di energia di radiazione:

$$\frac{\langle E'^2 \rangle}{8\pi} = u'_f = \gamma^2 \left(1 + \frac{1}{3}\beta^2\right) n_f \mathcal{E}_f$$

La luminosità di Compton Inverso, che è un invariante relativistico, si può calcolare nel sistema di riferimento dell'elettrone, ed è data dalla (5.3), cioè:

$$L_{C.I.} = 2 c \sigma_T \frac{\langle E'^2 \rangle}{8\pi} = \sigma_T \gamma^2 \left(1 + \frac{1}{3}\beta^2\right) u_f c = \sigma_T \gamma^2 \left(1 + \frac{1}{3}\beta^2\right) n_f \mathcal{E}_f c \quad (5.8)$$

L'energia media dei fotoni dopo l'interazione con l'elettrone si ricava dalla (5.8) osservando che l'ultimo membro dell'equazione può essere interpretato come il prodotto del numero di urti al secondo ($\sigma_T n_f c$) per l'energia che hanno i fotoni dopo in ogni urto. Di conseguenza per ogni fotone, dopo l'urto, si ha:

$$\mathcal{E}'_f = \gamma^2 \mathcal{E}_f \left(1 + \frac{1}{3}\beta^2\right) = \left(\frac{4}{3}\gamma^2 - \frac{1}{3}\right) \mathcal{E}_f \quad \nu_{C.I.} = \gamma^2 \nu_f \left(1 + \frac{1}{3}\beta^2\right) \quad (5.9)$$

dove si è tenuto conto del fatto che $\gamma^2 - 1 = \gamma^2 \beta^2$.

L'energia persa dall'elettrone per unità di tempo si ottiene sottraendo alla potenza irradiata (5.8) l'energia che i fotoni avevano prima della diffusione ($\sigma_T c n_f \mathcal{E}_f$).

$$w_{ci} = -\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \sigma_T n_f \mathcal{E}_f \left[\gamma^2 \left(1 + \frac{1}{3}\beta^2\right) - 1 \right] c = \frac{4}{3} \sigma_T n_f \mathcal{E}_f \gamma^2 \beta^2 c \quad (5.10)$$

Il calcolo dettagliato dello spettro dei fotoni diffusi, di energia iniziale \mathcal{E}_f , è piuttosto complesso. Il risultato è rappresentato in fig. 5.3.

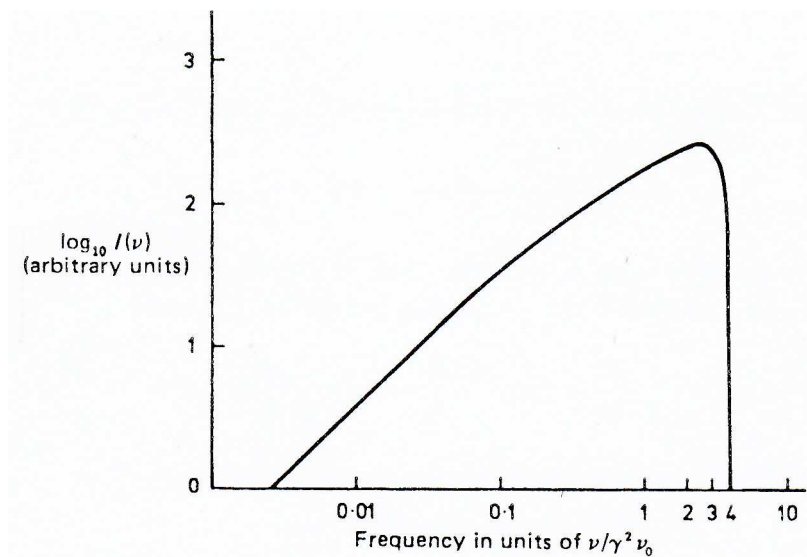


Figura 5.3: Distribuzione di energia di fotoni di energia iniziale \mathcal{E}_f , diffusi da elettroni con un dato fattore di Lorentz γ (Blumenthal e Gould, 1970, Rev.Mod.Phys., 42, 237).

Casi di interesse astrofisico sono le interazioni di elettroni ultrarelativistici ($\gamma > 10^3$) con:

– fotoni stellari ($T \sim 10^4$ K):

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_f &\approx k_B T \approx 1 \text{ eV} \\ \mathcal{E}_{C.I.} &\approx \gamma^2 \mathcal{E}_f > 10^6 \text{ eV} \quad (\text{raggi } \gamma) \end{aligned}$$

– fotoni della radiazione cosmica di fondo ($T \approx 3 \text{ K}$):

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_f &\approx k_B T \approx 10^{-3} \text{ eV} \\ \mathcal{E}_{C.I.} &\approx \gamma^2 \mathcal{E}_f > 10^3 \text{ eV} \quad (\text{raggi } X)\end{aligned}$$

Dato che l'energia a riposo dell'elettrone è $\sim 0.5 \text{ MeV}$, l'ipotesi fatta che nel sistema di riferimento dell'elettrone l'energia del fotone, $\gamma \mathcal{E}_f$, sia $\ll m_e c^2$ è verificata in entrambi questi casi, per cui l'approssimazione che, nel sistema di riferimento dell'elettrone, si abbia diffusione Thomson è valida. Se $\gamma \mathcal{E}_f > m_e c^2$, come nel caso in cui i fotoni primari siano X e Gamma, nelle espressioni precedenti bisogna utilizzare la sezione d'urto *Klein-Nishina*, che è minore della sezione d'urto Thomson.

Si osservi la perfetta somiglianza dell'espressione (5.8), che dà l'energia persa da un elettrone relativistico ($\gamma \gg 1$) per effetto Compton Inverso, con quella delle perdite di sincrotrone (eq. 4.14)⁵. Dato che:

$$\begin{aligned}-\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_S &= \frac{4}{3}\sigma_T \gamma^2 c \frac{H^2}{8\pi} = \sigma_T \gamma^2 c \times u_m && \implies L_{\text{radio}} \\ -\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{C.I.} &= \frac{4}{3}\sigma_T \gamma^2 c \times u_f && \implies L_o, L_X, L_\gamma\end{aligned}\quad (5.11)$$

si trova che le perdite di energia per Compton Inverso sono più importanti di quelle di sincrotrone quando $u_f > H^2/8\pi$, quindi in oggetti molto compatti e luminosi (§ 5.3.2).

Le (5.11) mostrano anche che dal rapporto fra la luminosità radio (L_{radio}) e la luminosità X (L_X) si può ottenere una misura del campo magnetico presente in una radiosorgente, se si conosce u_f .

Poichè la forma analitica che esprime le perdite radiative è la stessa per i due processi, per una data distribuzione di energia degli elettroni, gli spettri di radiazione avranno la stessa forma. In particolare, se $N(\mathcal{E}) = N_0 \mathcal{E}^{-\delta}$, lo spettro da Compton Inverso sarà:

$$J_{C.I.}(\nu) \propto \nu^{-(\delta-1)/2} = \nu^{-\alpha}$$

Inoltre, poichè sommando le (5.11) si ottiene:

$$-\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{S+C.I.} = b\mathcal{E}^2(H^2 + 8\pi u_f)$$

in maniera simile a quanto fatto nel § 6.1.1 per il calcolo della vita media per sincrotrone (6.3), si può calcolare la vita media degli elettroni per effetto Compton Inverso. Considerando simultaneamente le perdite di energia dovute ai due meccanismi, la (6.20) diventa:

$$t_{s.c.i.}^* = \frac{645}{H^2 + 8\pi u_f} \frac{1}{\mathcal{E}^*} \approx \frac{3 \times 10^8}{(H^2/8\pi + u_f)[\text{eV cm}^{-3}]} \times \frac{1}{\mathcal{E}^*/\text{Gev}} \quad \text{anni} \quad (5.12)$$

Nel caso della radiazione cosmica di fondo a 3 K (§ 28.3), si ha $u_f \sim 0.25 \text{ eV cm}^{-3}$, che è confrontabile con la densità di energia di un campo magnetico $H_{cr} \sim 3.4 \times 10^{-6} \text{ G}$, simile a quello della nostra galassia. L'esistenza della radiazione cosmologica di fondo comporta perciò per gli elettroni relativistici una vita media sempre finita, che, per $H = 0$ vale:

$$t^* \approx \frac{10^9}{\mathcal{E}^*/\text{Gev}} \quad \text{anni}$$

Quindi le radiosorgenti che vediamo sono sempre piuttosto giovani rispetto all'età dell'Universo. Per esempio per $\gamma = 10^4$, $\mathcal{E}^* \sim 5 \text{ GeV}$, quindi $t^* = 2 \times 10^8$ anni. Si veda anche § 19.10.2.

⁵Ricordiamo che, quando si considera una distribuzione isotropa di angoli di interazione, il fattore 2 in quest'ultima equazione viene sostituito da un fattore 4/3 (§ 6.1.1).

5.3.1 Compton Inverso da fotoni di Corpo Nero

1) Spettro di radiazione in banda X

Nell'ipotesi di una interazione di elettroni con fotoni di corpo nero (per es. la radiazione cosmica di fondo) non è difficile calcolare la emissività di Compton Inverso, facendo le seguenti semplificazioni (§ 2.2): la densità di energia dei fotoni si può derivare dalla legge di Stefan-Boltzman:

$$u_f = \mathcal{E}_f n_f = \frac{4\pi}{c} \sigma_{SB} T^4 \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ erg cm}^{-1}$$

(σ_{SB} è la costante di Stefan-Boltzman, § 2.2) avendo assunto $T = 2.7 \text{ K}$ (che è la temperatura della radiazione cosmica di fondo a $z = 0$), e si suppone inoltre che questi irradiano alla frequenza di picco della curva di corpo nero:

$$\nu_f \approx 2.77 \frac{k_b T}{h_P} \approx 1.5 \cdot 10^{11} \text{ Hz}$$

Dopo l'interazione elettrone-fotone avremo:

$$\mathcal{E} \approx \frac{4}{3} \gamma^2 \mathcal{E}_f \quad \nu \approx \frac{4}{3} \gamma^2 \nu_f \quad (5.13)$$

La potenza irradiata da un singolo elettrone alla frequenza ν è data da (eq.5.8):

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dt} \approx \frac{4}{3} \sigma_T u_f c \gamma^2 \quad (\beta \approx 1)$$

Se si assume per la distribuzione in energia degli elettroni la legge di potenza $N(\mathcal{E})d\mathcal{E} = N_0 \mathcal{E}^{-\delta} d\mathcal{E}$ (con N numero di elettroni per cm^{-3}) il coefficiente di emissività per Compton Inverso (CI) sarà:

$$J_{CI}(\nu) = N_0 \mathcal{E}^{-\delta} \left[\frac{4}{3} \sigma_T u_f c \gamma^2 \right] \frac{d\mathcal{E}}{d\nu} = N_0 \gamma^{-\delta} \left[\frac{4}{3} \sigma_T u_f c \gamma^2 \right] \frac{d\gamma}{d\nu} (m_e c^2)^{-(\delta-1)} \quad [\mathcal{E} = m_e c^2 \gamma]$$

Poichè dalle (5.13) si ricava, differenziando la prima delle due:

$$\frac{d\gamma}{d\nu} = \frac{3}{8} \frac{1}{\gamma \nu_f} \quad \text{e} \quad \gamma = \sqrt{\frac{3}{4} \frac{\nu}{\nu_f}}$$

sostituendo si ottiene:

$$J_{CI}(\nu) \approx 1.4 \cdot 10^{-39} (2 \cdot 10^{23} T)^{(\delta-1)/2} N_0 T^3 \nu^{-(\delta-1)/2} \quad (5.14)$$

2) Determinazione del campo magnetico

Dalla eq. 5.11, possiamo ricavare il rapporto delle luminosità integrate L_R e L_X , rispettivamente nella banda radio ($\nu_{R1} - \nu_{R2}$) e nella banda X ($\nu_{X1} - \nu_{X2}$):

$$\frac{L_X}{L_R} = \frac{8\pi u_f}{H^2}$$

Se esprimiamo L_X e L_R , mediante le densità di flusso $S(\nu_{x0})$ e $S(\nu_{R0})$ alle due frequenze ν_{x0} e ν_{R0} , omettendo molti noiosi passaggi (che si lasciano per esercizio), si ottiene la seguente espressione

$$H_{IC}^{1+\alpha} \approx 1.6 \cdot 10^{-16} \cdot (6 \cdot 10^4)^\alpha G(\alpha) \left[\frac{S(\nu_{R0})}{S(\nu_{X0})} \right] \left(\frac{\nu_{R0}}{\nu_{X0}} \right) G \quad (5.15)$$

dove abbiamo usato il simbolo H_{IC} per indicare il campo magnetico che si può ottenere con questo metodo.

$G(\alpha)$ è un fattore, ≈ 0.5 , che tiene conto del fatto che non tutti i fotoni della radiazione di fondo hanno la stessa frequenza ν_f .

5.3.2 Catastrofe Compton

Un caso importante è quello in cui i fotoni che vengono diffusi dagli elettroni relativistici sono quelli della radiazione di sincrotrone stessa (in inglese *Synchrotron-Self Compton*, SSC, § 5.4).

In questo caso possiamo stimare la densità dei fotoni di sincrotrone come segue. Supponiamo per semplicità che la radiosorgente sia una sfera di diametro D (fig. 5.4), a distanza d dall'osservatore e che quindi è vista sotto un angolo $\theta = D/d$. Se u_f è la densità di radiazione, la luminosità della

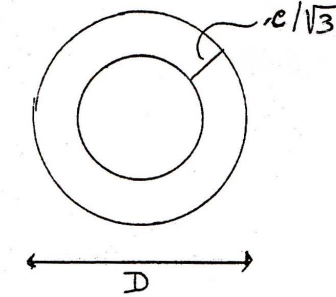


Figura 5.4: Calcolo della densità di radiazione in una radiosorgente di sincrotrone

radiosorgente, integrata su tutto lo spettro, sarà data approssimativamente da:

$$L_s \approx u_f \times 4\pi \times \left(\frac{D}{2}\right)^2 \frac{c}{\sqrt{3}}$$

dove si è assunto che i fotoni diffondano in maniera isotropa in tutte le direzioni, per cui attraversano la superficie che racchiude il volume occupato dalla radiosorgente a velocità⁶ $\sim c/\sqrt{3}$. Di qui:

$$u_f = \frac{\sqrt{3} \times L_s}{4\pi(D/2)^2 c}$$

La luminosità radio totale è legata alla distanza d e alla densità di flusso $S(\nu)$ della radiosorgente dall'integrale, esteso a tutto lo spettro. Dato che le sorgenti in questione sono compatte, e quindi con spettro autoassorbito (§ 4.4), si può fare l'approssimazione che lo spettro sia approssimativamente piatto con valore S_{max} fino alla frequenza di taglio (*cut-off*, eq. 6.20) ν_c , dell'ordine di alcuni GHz, oltre la quale non si ha emissione apprezzabile. Quindi:

$$L_s = 4\pi d^2 \int_0^{\nu_c} S(\nu) d\nu \approx 4\pi d^2 S_{max} \nu_c \times f(\alpha)$$

$f(\alpha)$ è un termine dell'ordine dell'unità, che qui non importa precisare, che tiene conto della forma precisa dello spettro nel calcolo di L_s .

Gli elettroni, interagendo con i fotoni della radiazione di sincrotrone da essi stessi prodotta, danno luogo ad una luminosità Compton $L_{C.I.} \propto u_f$, per cui dalle (5.11) ricaviamo, utilizzando le (2.9) e (4.31)

$$\begin{aligned} \frac{L_{C.I.}}{L_s} &= \frac{u_f}{H^2/8\pi} = \frac{2\sqrt{3}L_s}{(D/2)^2 H^2 c} \approx \frac{S_{max} \nu_c}{\theta^2 H^2 c} f(\alpha) \\ &= \left(\frac{S_{max}}{\theta^2 \nu_{max}^2}\right) \left(\frac{\nu_{max}}{H}\right)^2 \frac{\nu_c}{c} f(\alpha) = \left(\frac{S_{max}}{\theta^2 \nu_{max}^2}\right) \left(\frac{S_{max}}{\theta^2 \nu_{max}^2}\right)^4 \frac{\nu_c}{c} f(\alpha) \\ &\simeq \left(\frac{T_{Bmax}}{10^{12}\text{K}}\right)^5 f(\alpha) (\nu_c/\text{GHz}) \end{aligned} \quad (5.16)$$

⁶La radiazione è trattata come un gas di fotoni che si espande alla velocità del suono (eq. 8.16): $c_s^2 = \partial P / \partial \rho_f$ dove $P = (\Gamma - 1)u_f = (\Gamma - 1)\rho_f c^2$ da cui $c_s^2 = (\Gamma - 1)c^2 = \frac{1}{3}c^2$ per $\Gamma = \frac{4}{3}$.

Si vede dalla (5.16) che per $T_{B_{max}} \gtrsim 10^{12}$ K la luminosità Compton domina sulla luminosità di sincrotrone, cioè gli elettroni perdono energia più per effetto Compton Inverso che per sincrotrone. Il valore 10^{12} K rappresenta un limite massimo alla temperatura di brillantezza di una sorgente di sincrotrone: per temperature maggiori il Compton Inverso domina completamente i processi radiativi e la sorgente irradia prevalentemente nella banda X e molto meno in quella radio. La vita media degli elettroni (5.12,) a causa delle perdite di energia per Compton Inverso, diventa molto breve. La radiosorgente, quindi, si *raffredda* assai rapidamente. Questo è il fenomeno conosciuto come *catastrofe Compton*.

L'argomento si può rovesciare e, dalla condizione:

$$T_{B_{max}} \approx \left(\frac{S_{max}}{\theta^2 \nu_{max}^2} \right) < 10^{12} \text{K}$$

si può ricavare il diametro angolare minimo che una radiosorgente deve avere per essere osservata come tale:

$$\theta_{min}/\text{mas} \gtrsim 1.3 \times 10^{-3} (S_{max}/\text{Jy})^{1/2} (\nu_{max}/\text{GHz})^{-1} \quad (5.17)$$

cioè 1.3 milli-arcsec (1 mas) se $S_{max} = 1$ Jy e $\nu_{max} = 1$ GHz.

5.4 Emissione in banda X da “Synchrotron self-Compton”

Indichiamo con:

$$N(\gamma) = N_\gamma \gamma^{-\delta}$$

lo spettro degli elettroni e con:

$$S(\nu) = [S(\nu_*) \nu_*^\alpha] \nu^{-\alpha}$$

quello della radiazione di sincrotrone, dove ν_* e $S(\nu_*)$ sono una frequenza di riferimento nella parte trasparente dello spettro radio e la densità di flusso relativa. La densità di energia monocromatica della radiazione di sincrotrone è:

$$u(\nu) = \frac{4\pi}{c} B(\nu) = \frac{4\pi}{c} \frac{[S(\nu_*) \nu_*^\alpha]}{\Omega} \nu^{-\alpha}$$

dove $\Omega (\approx \frac{\pi}{4} \theta^2)$ è l'angolo solido sotto cui è vista la sorgente.

La radiazione per “Compton Inverso” emessa da un elettrone di dato γ , con fotoni di frequenza ν , è:

$$-\frac{d(m_e c^2 \gamma)}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c u(\nu) \gamma^2 \quad \text{alla frequenza} \quad \nu_{c.i.} = \frac{4}{3} \gamma^2 \nu$$

L'emissione totale da C.I. sarà data da elettroni con fattore γ che diffondono fotoni con frequenza ν , con γ e ν legati dalla relazione precedente. L'emissività, per ogni coppia (γ, ν) , è data da:

$$dJ_{c.i.}(\nu_{c.i.}) d\nu_{c.i.} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \frac{4\pi}{c} \frac{[S(\nu_*) \nu_*^\alpha]}{\Omega} \nu^{-\alpha} d\nu N_\gamma \gamma^{-\delta} d\gamma$$

Esprimendo ν e $d\nu$ in funzione di $\nu_{c.i.}$, dopo alcuni passaggi, si ottiene:

$$dJ_{c.i.}(\nu_{c.i.}) d\nu_{c.i.} = \sigma_T 4\pi \left(\frac{4}{3}\right)^\alpha \frac{4\pi}{c} \frac{[S(\nu_*) \nu_*^\alpha]}{\Omega} \nu_{c.i.}^{-\alpha} N_\gamma \gamma^{-1} d\gamma d\nu_{c.i.}$$

Integrando in γ si ottiene l'emissività totale:

$$J_{c.i.} = 4\pi \sigma_T N_\gamma (4/3)^\alpha \frac{[S(\nu_*) \nu_*^\alpha]}{\Omega} \nu_{c.i.}^{-\alpha} \ln \Lambda \quad (5.18)$$

La quantità Λ è data da Jones et al. (1974, ApJ., 188, 365, eq. A29):

$$\begin{aligned}\Lambda &\approx \left(\frac{\nu_c}{\gamma_l^2 \nu_m}\right) && \text{per } \gamma_l^2 \nu_m < \nu_c < \gamma_l^2 \nu_h \\ \Lambda &\approx \left(\frac{\nu_h}{\nu_m}\right) && \text{per } \gamma_l^2 \nu_h < \nu_c < \gamma_h^2 \nu_m \\ \Lambda &\approx \left(\frac{\nu_h \gamma_h^2}{\nu_c}\right) && \text{per } \gamma_h^2 \nu_m < \nu_c < \gamma_h^2 \nu_h\end{aligned}$$

dove γ_l e γ_h sono il minimo e massimo fattore di Lorentz degli elettroni e ν_m e ν_h le frequenze minima, dovuta all'autoassorbimento, e massima, dovuta a γ_h .

Possiamo ora calcolare il rapporto $E(\nu)^{SC}$ fra la densità di flusso C.I. e quella di sincrotrone, utilizzando l'espressione per l'emissività di sincrotrone (eq. 4.24)⁷:

$$J_s(\nu) = a(\delta) \frac{4\pi e^3}{m_e c^2} N_\gamma H_\perp^{1+\alpha} \left(\frac{3e}{4\pi m_e c}\right)^\alpha \nu^{-\alpha}$$

Facendo il rapporto fra le emissività C.I. e sincrotrone si ottiene:

$$E^{SC}(\nu_{c.i.}, \nu_s) = \frac{S_{c.i.}(\nu_{C.I.}) \nu_{c.i.}^\alpha}{S_s(\nu_s) \nu_s^\alpha} = \left[\frac{8\pi}{3 a(\delta)}\right] \left(\frac{e}{m_e c^2}\right) \left(\frac{16 \pi m_e c}{9 e}\right)^\alpha H_\perp^{-(1+\alpha)} \ln \Lambda$$

Si noti che E^{SC} rappresenta il rapporto fra la densità di flusso di radiazione da C.I. alla frequenza $\nu_{c.i.}$, e quella da sincrotrone estrapolata dalla frequenza di sincrotrone ν_s a $\nu_{c.i.}$.

Se si conoscono la frequenza di autoassorbimento, ν_{max} e la densità di flusso S_{1m} , estrapolata dallo spettro trasparente alla frequenza ν_{max} , si può esprimere H_\perp mediante esse e, dopo molti noiosi passaggi, si ottiene l'espressione finale:

$$S_{c.i.}(\nu_{c.i.}) = h(\alpha) S_{max}^{4+2\alpha} \theta^{-(6+4\alpha)} \nu_{max}^{-(5+3\alpha)} \ln(\Lambda) \nu_{C.I.}^{-\alpha} \quad (5.19)$$

Nella relazione precedente $S_{c.i.}$ e S_{max} sono espresse in Jy, ν_{max} in GHz, θ in mas e $\nu_{c.i.}$ in kev. Il coefficiente $h(\alpha)$ dipende da α e varia da $9 \cdot 10^{-5}$ a $1.7 \cdot 10^{-5}$ per α compreso fra 0.5 e 1.0.

Se si utilizza la temperatura di brillantezza a ν_{max} , $T_{B,max}$, si ottiene:

$$S_{c.i.} \approx S_{1m} \nu_{max}^{1+\alpha} \left(\frac{T_{B1}}{T(\alpha)}\right)^{3+2\alpha} \ln \Lambda \nu_{c.i.}^{-\alpha}$$

dove le varie grandezze sono espresse nelle unità già viste in precedenza e si ha $4 \cdot 10^{13} \geq T(\alpha) \geq 2.4 \cdot 10^{13}$, per $0.5 \leq \alpha \leq 1.0$.

5.5 Comptonizzazione

L'effetto Compton normale e l'effetto Compton inverso sono due casi limite del più generale processo di interazione fra fotoni ed elettroni. Nel primo caso c'è trasferimento di energia dal fotone all'elettrone, mentre nel secondo caso accade l'opposto.

Consideriamo ora un caso intermedio, in cui abbiamo fotoni che interagiscono con elettroni in equilibrio termico alla temperatura T (non relativistici), ed esaminiamo il trasferimento di energia fra gli uni e gli altri. Se l'evoluzione dello spettro dei fotoni è determinata dalla sola diffusione, si parla di *Comptonizzazione*⁸. Assumeremo che $h_P \nu \ll m_e c^2$.

⁷Si ricorda che $N_0 = N_\gamma (m_e c^2)^{2\alpha}$.

⁸Ripreso da Longair, "High Energy Astrophysics".

L'energia che i *fotoni* perdono (p), attraverso il processo Compton ordinario con gli elettroni quasi fermi, mediando su tutti gli angoli per interazioni isotrope, è (eq.5.6) dell'ordine di:

$$\left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \right\rangle_p \approx -\frac{h\nu}{m_e c^2}$$

L'energia che gli *elettroni* perdono, e quindi che i fotoni acquistano (a) per Compton Inverso, è (eq. 5.9):

$$\left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \right\rangle_a \approx \frac{4}{3} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \quad \text{per } \gamma \approx 1 \text{ e } \gamma^2 - 1 = \gamma^2 \beta^2 \quad (5.20)$$

Poichè $\frac{3}{2}k_B T \approx \frac{1}{2}m_e v^2$, si ha:

$$\left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \right\rangle_a \approx \frac{4k_B T}{m_e c^2}$$

In media, quindi, la frazione di energia scambiata per collisione fra fotoni ed elettroni è:

$$\left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \right\rangle \approx -\frac{h\nu}{m_e c^2} + \frac{4k_B T}{m_e c^2}$$

Nella situazione in cui $h\nu = 4k_B T$ i due termini si annullano, ossia c'è un bilancio alla pari fra i due processi.

E' importante il caso in cui gli elettroni sono "più caldi" dei fotoni, ossia quando $4k_B T \gg h\nu$. In questo caso

$$\left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \right\rangle \approx \frac{4k_B T}{m_e c^2} \quad (5.21)$$

In seguito agli urti, i fotoni acquistano progressivamente energia e il loro spettro iniziale si può modificare. Vediamo, in primo luogo, qual'è la condizione per cui l'energia si modifica.

Sia d la dimensione della regione in cui sono prodotti i fotoni, n_e la densità degli elettroni e τ_e lo spessore ottico per diffusione Thomson (5.4).

Il fotone, prima di uscire dalla regione in cui è prodotto, farà un "random walk", per cui, introducendo il libero cammino medio dei fotoni $\ell = \frac{1}{n_e \sigma_T}$ (dato che $n_e \sigma_T$ è approssimativamente il numero di collisioni/cm) e indicando con N il numero totale di collisioni effettuate prima dell'uscita (che avvengono con un tempo medio di collisione $\tau_{coll} \approx 1/(n_e \sigma_T c)$), avremo:

$$N = \left(\frac{d}{\ell} \right)^2 = (d n_e \sigma_T)^2 = \tau_e^2$$

La frazione media di energia acquisita dal fotone in un intervallo di tempo dt , dalla (5.21) sarà:

$$\frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \approx \frac{4k_B T}{m_e c^2} \mathcal{N} dt = \frac{4k_B T}{m_e c^2} dN$$

avendo indicato con $\mathcal{N} = n_e \sigma_T c$ il numero di diffusioni per unità di tempo. Al tempo t , l'energia del fotone (\mathcal{E}_{f_0} a $t = 0$) sarà quindi:

$$\mathcal{E}_f = \mathcal{E}_{f_0} e^{\frac{4k_B T}{m_e c^2} \mathcal{N} t} = \mathcal{E}_{f_0} e^{\frac{4k_B T}{m_e c^2} N} = \mathcal{E}_{f_0} e^{4y} \quad (5.22)$$

dove abbiamo introdotto il parametro di Comptonizzazione:

$$y = \frac{k_B T}{m_e c^2} N = \frac{k_B T}{m_e c^2} \tau_e^2 = \frac{k_B T}{m_e c} \sigma_T n_e t$$

Si noti che l'energia dei fotoni crescerà durante il processo fino a che non si è raggiunto l'equilibrio termodinamico. Perché lo spettro risulti significativamente modificato, dovrà essere :

$$\mathcal{E}_f \gtrsim \mathcal{E}_{f_0}, \quad \text{ossia :} \quad \frac{4k_B T}{m_e c^2} \tau_e^2 \gtrsim 1 \quad \text{oppure} \quad y \gtrsim \frac{1}{4}$$

Per raggiungere l'equilibrio termico dovrà essere⁹ $\mathcal{E}_f = h_P \nu_f = 4k_B T$, da cui, dalla (5.22) si ha la condizione:

$$y = \frac{1}{4} \ln \left(\frac{4k_B T}{h_P \nu} \right)$$

oppure

$$\tau_e = \left[\ln \left(\frac{4k_B T}{h_P \nu} \right) \frac{m_e c^2}{4k_B T} \right]^{0.5}$$

Se questa condizione è soddisfatta (equilibrio termico), allora lo spettro modificato dei fotoni deve assumere la distribuzione di equilibrio, che, trattandosi di fotoni, deve essere la legge di Bose-Einstein, ossia:

$$u(\nu) d\nu = \frac{8\pi h_P \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{(h_P \nu/k_B T) + \mu} - 1} d\nu = \frac{8\pi h_P \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^\mu e^{h_P \nu/k_B T} - 1} d\nu \quad (5.23)$$

Il termine μ (potenziale chimico, = 0 per lo spettro di Planck) esprime il fatto che, in generale, ci sarà una differenza nel numero di fotoni, che risulta inferiore rispetto alla legge di Planck.

A basse energie $h_P \nu \ll k_B T$ ($h_P \nu/k_B T \ll \mu$) la (5.23) si riduce a $u(\nu) d\nu \propto \nu^3$. Per energie maggiori, se μ non è troppo elevato per cui $h_P \nu \gg k_B T$ ($h_P \nu/k_B T \gg \mu$) la distribuzione è simile a quella di Planck, ma ridotta in intensità a causa del fattore e^μ . Se invece μ è abbastanza grande per cui $h_P \nu/k_B T + \mu \gg 1$ lo spettro diventa:

$$u(\nu) = \frac{8\pi h_P \nu^3}{c^3} e^{-\frac{h_P \nu}{k_B T}} e^{-\mu}$$

che è la legge di Wien attenuata per il fattore $e^{-\mu}$.

Il problema più generale è quello di trovare lo spettro corrispondente a vari valori del parametro y . Tale problema va risolto sulla base dell'equazione di Kompaneets:

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right] \quad (5.24)$$

dove $x = h_P \nu/k_B T$ e $n = u(\nu)c^3/(8\pi h_P \nu^3)$ rappresenta il numero di fotoni per unità di volume nello spazio delle fasi. La quantità $\partial n/\partial y$ rappresenta un tempo di fuga e mentre $\partial n/\partial x, n, n^2$ sono rispettivamente la diffusione, il Compton cooling e l'induced Compton scattering (Rybicki&Lightman, referenza citata). La eq.5.24 è dunque l'equazione di continuità dei fotoni.

La sua soluzione è assai complessa. Come detto in precedenza, per $y \gg 1$, lo spettro è quello di Wien modificato.

Per $y \gtrsim 1$ è stato dimostrato che si possono ottenere degli spettri descritti da leggi di potenza, del tipo:

$$u(\nu) \propto \nu^{3+m} \quad \text{con} \quad m = -\frac{3}{2} \pm \left[\frac{9}{4} + \frac{1}{y} \right]^{0.5} \quad \text{e} \quad + / - \quad \text{per} \quad y \gg / \ll 4$$

La *Comptonizzazione* è un processo determinante in importanti situazioni astrofisiche: a) l'interazione dei fotoni della radiazione cosmologica di fondo a 3 K con gli elettroni del gas caldo, $T \gtrsim 10^7$ K, negli ammassi di galassie (effetto Sunyaev-Zeldovich, Soviet Astronomy Letters, 6, 213; vedi fig. 5.6); b) emissione di radiazione in seguito a fenomeni di accrescimento su oggetti compatti, sia galattici che extragalattici (AGN, cap.24).

Nelle figg. 5.5, 5.6, 5.7 e 5.8 sono mostrati esempi di spettri prodotti dalla Comptonizzazione.

⁹Qui abbiamo $h_P \nu/k_B T = 4$ mentre per un corpo nero $(h_P \nu/k_B T)_{max} = 2.77 \approx 3$.

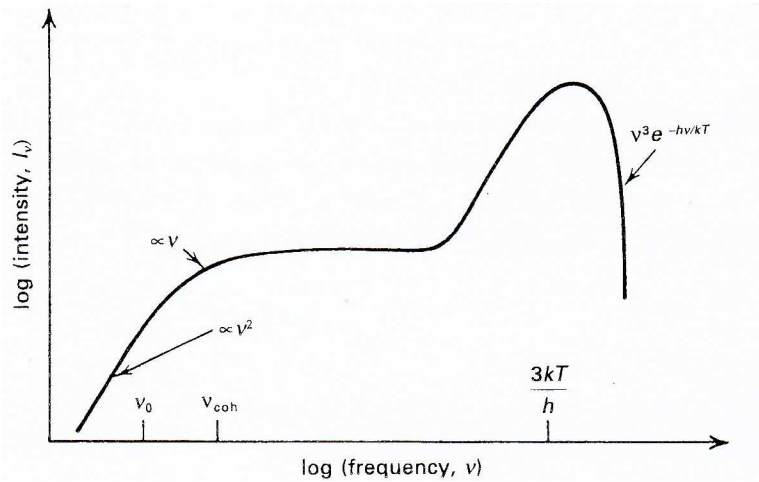


Figura 5.5: Spettro di un mezzo termico, non relativistico, nel quale la bremsstrahlung è il processo dominante a bassa frequenza e in cui la Comptonizzazione modifica lo spettro ad alta frequenza, facendolo diventare uno spettro di Wien (Rybicki & Lightman, referenza citata, p.220).

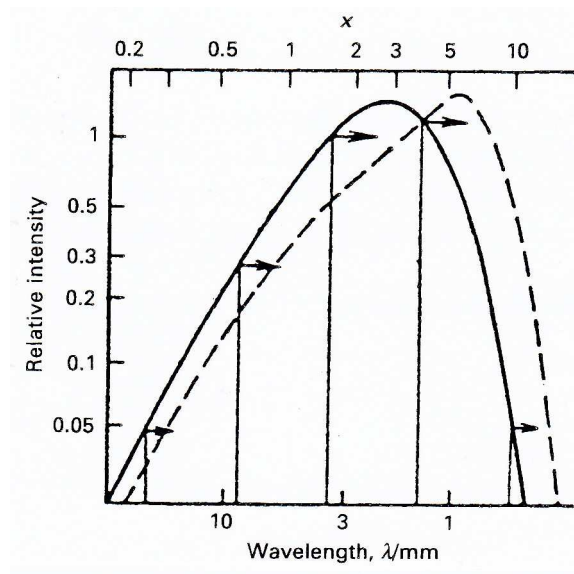


Figura 5.6: Comptonizzazione di una distribuzione di Planck (e.g. la radiazione cosmologica a 2.7 K) con elettroni "molto caldi", per $y = 0.15$. L'intensità decresce a bassa frequenza (spettro di Rayleigh-Jeans) e aumenta ad alta frequenza (spettro di Wien). Questo rappresenta l'effetto Sunyaev-Zeldovich (referenza citata nel testo)

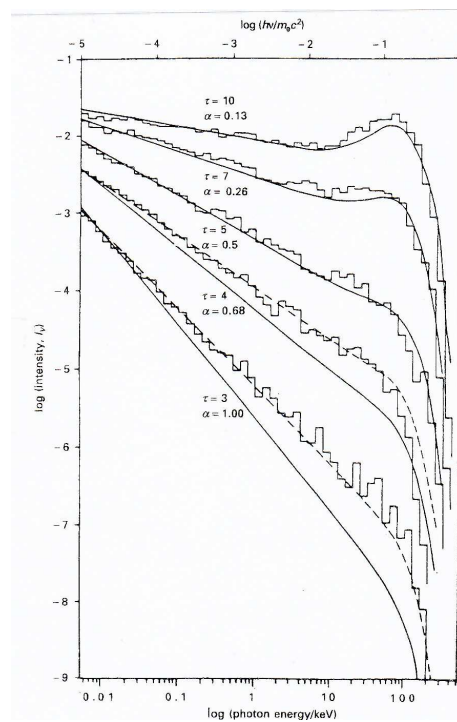


Figura 5.7: Comptonizzazione di fotoni di bassa energia in una nube sferica di plasma con $k_B T_e = 25$ Kev. Le curve continue (e le due tratteggiate) sono soluzioni analitiche dell'equazione di Kompaneets; gli istogrammi sono ottenuti da simulazioni di Montecarlo. τ è lo spessore ottico Thomson (eq. 5.4) e α la pendenza dello spettro alle basse energie, come risulta dai Montecarlo. Per $h\nu \approx k_B T_e$ si comincia a formare il picco di Wien. Questo è un esempio “intrigante” di come si riesca ad ottenere uno spettro a legge di potenza mediante un meccanismo termico, come per es. per alcune sorgenti X (Posdnyakov et al., 1993, Astr. and Sp. Physics Reviews, 2, 263)

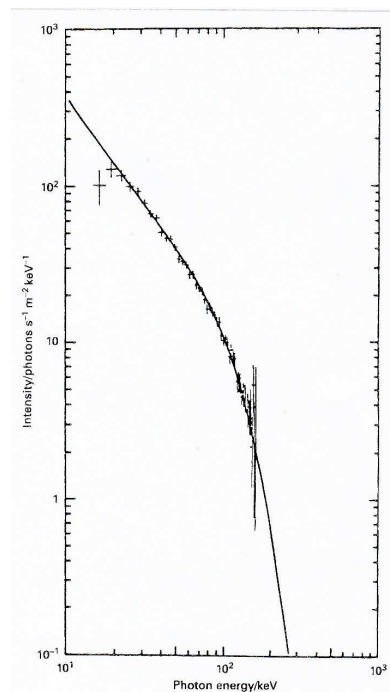


Figura 5.8: Spettro di alta energia della sorgente X galattica Cygnus X-1, confrontata con la soluzione analitica dell'equazione di Kompaneets, con i seguenti parametri: $\tau_e = 5$, $k_B T_e = 27$ Kev. (Sunyaev & Titarchiuk, 1980, A&A., 86, 121)

6 Evoluzione dello spettro di energia degli elettroni relativistici

Aggiornato Ottobre 2008, rivisto 2011

Gli elettroni relativistici che producono la radiazione di sincrotrone subiscono processi che ne riducono l'energia. I più importanti sono:

- 1) Emissione per sincrotrone
- 2) Effetto Compton Inverso
- 3) Espansione adiabatica
- 4) Bremsstrahlung relativistica
- 5) Ionizzazione

Oltre ai processi citati, che riducono l'energia degli elettroni, possono verificarsi processi di *riaccele-razione* degli elettroni (§ 9.1), che possono compensare in maniera più o meno rilevante le perdite di energia. Citeremo brevemente gli effetti di un eventuale processo *Fermi II*, mentre il *Fermi I* sarà trattato nei casi in cui è certamente presente (Resti di Supernovae e "hot spots" nelle Radiogalassie e Quasar).

Il contenuto energetico della radiosorgente può inoltre modificarsi nel tempo a causa della fuga di particelle dal volume occupato dalla radiosorgente o per la immissione di particelle nuove.

Per la discussione del problema è utile definire una *vita media* delle particelle relativistiche. Di solito si considera l'intervallo di tempo t^* dopo il quale l'energia iniziale \mathcal{E}_0 si è dimezzata, cioè $\mathcal{E}(t^*) = \mathcal{E}_0/2$. Vedremo che nei processi di sincrotrone, C.I. e ionizzazione t^* dipende dall'energia della particella, mentre nel caso di espansione adiabatica e bremsstrahlung relativistica t^* è una costante.

Per $t > t^*$ l'energia dell'elettrone diviene rapidamente trascurabile, e in molti casi la si può porre approssimativamente uguale a zero. t^* rappresenta quindi una sorta di tempo massimo di vita per la particella.

Sotto l'azione dei processi che fanno loro perdere energia, la distribuzione in energia $N(\mathcal{E})$ delle particelle relativistiche e, di conseguenza, lo spettro di radiazione¹, si modificheranno nel corso del tempo (§ 6.3). Per studiare come avviene tale evoluzione sotto l'azione dei processi 1 – 5 si deve risolvere l'equazione di continuità (§ 6.2) relativa al numero di particelle, $\mathcal{N}(\mathcal{E}, t)$, in funzione di \mathcal{E} e di t .

6.1 Perdite di energia

6.1.1 Radiazione di Sincrotrone e Compton Inverso

Le perdite radiative sono espresse dalle (4.11) e (5.10) che, combinate, diventano:

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{s,ci} = b (H^2 + H_{cr}^2)\mathcal{E}^2 = b_{s,ci}\mathcal{E}^2 \quad b_{s,ci} = b (H^2 + H_{cr}^2) \quad (6.1)$$

($b_{s,ci} = 1.6 \cdot 10^{-3}$ c.g.s.). Nell'espressione precedente abbiamo assunto che il processo C.I. sia dovuto alla radiazione cosmologica (cr) di fondo, che descriviamo formalmente con un campo magnetico equivalente $H_{cr} = 3.4\mu G$, tale che $H_{cr}^2 = 8\pi u_{cr}$ (u_{cr} è la densità di energia della radiazione).

¹Il passaggio da spettro di energia a spettro in frequenza si ottiene ricordando la relazione (eq. 4.18) fra \mathcal{E} e ν e calcolando la luminosità come fatto in eq. (4.38).

Abbiamo posto $(H_{\perp}/H)^2 \approx 2/3$ (§ 4.3), assumendo che la distribuzione degli angoli di pitch (θ_p) rimanga isotropa nel corso del tempo ².

Integrando in t l'eq. 6.1, per H costante, si ottiene:

$$\mathcal{E}(t) = \frac{\mathcal{E}_0}{1 + b_{s,ci}\mathcal{E}_0 t} \quad (6.2)$$

La vita media degli elettroni relativistici vale:

$$t_{s,ci}^* = \frac{1}{b_{s,ci} \mathcal{E}_0} \quad \text{da cui} \quad \mathcal{E}(t) = \frac{\mathcal{E}_0}{1 + t/t^*} \quad (6.3)$$

Notare che t_s^* è inversamente proporzionale dall'energia iniziale degli elettroni, per cui, a parità di H , quelli di minor energia hanno una vita media più lunga.

La relazione (6.3) può anche essere letta alla rovescia: ad un'epoca t qualsiasi dal momento iniziale, le particelle che in origine avevano una energia inferiore a:

$$\mathcal{E}_{s,ci}^* = \frac{1}{b_{s,ci} t} \quad (6.4)$$

hanno mantenuto invariata, o poco variata, la loro energia, mentre le altre hanno subito una perdita di energia molto forte. Di conseguenza lo spettro di energia degli elettroni, $\mathcal{N}(\mathcal{E})d\mathcal{E}$, col passare del tempo si modifica: il numero di elettroni in un intervallo generico di energia ($\mathcal{E} \pm d\mathcal{E}$) diminuisce poichè gli elettroni in esso contenuti si spostano ad energie più basse, causando una diminuzione di $\mathcal{N}(\mathcal{E})$, che non è bilanciata dagli altri elettroni di energia precedentemente maggiore che, a causa delle loro perdite, migrano nell'intervallo considerato ($\mathcal{E} \pm d\mathcal{E}$).

Quindi, a differenza delle perdite adiabatiche o di bremsstrahlung relativistica (§ 6.1.2 e § 6.1.3), dove, come si vedrà, lo spettro non cambia la sua forma, per i processi di sincrotrone e Compton Inverso lo spettro si modifica. In particolare, ad ogni epoca t ci sarà una *energia di taglio* (o di *break*), $\mathcal{E}_{s,ci}^*$, data dalla (6.4), al di sotto della quale lo spettro di energia iniziale mantiene approssimativamente la sua forma, mentre per $\mathcal{E} > \mathcal{E}^*$ esso viene modificato. Inoltre, la \mathcal{E}^* , come si vede dalla (6.4), si sposta a valori sempre più bassi al passare del tempo.

6.1.2 Espansione adiabatica e riaccelerazione Fermi II

1) Espansione adiabatica

Se la radiosorgente si espande nel mezzo esterno, deve compiere lavoro su di esso. Se il processo è adiabatico il lavoro viene fatto a spese dell'energia interna.

Trattiamo le particelle relativistiche come un gas perfetto che, nell'espansione adiabatica, segue la legge di Poisson $T \times V^{\Gamma-1} = \text{cost}$. V è il volume della radiosorgente che, per semplicità, assumiamo sferico e di raggio r . Ricordiamo (§ 2.7) che nel caso di un gas super-relativistico ($\mathcal{E} \gg m_0 c^2$) $\Gamma = 4/3$. Ne segue che:

$$T \times V^{\Gamma-1} \propto T \times r^{3(4/3-1)} = T \times r = \text{cost}$$

e quindi l'energia delle particelle, che è proporzionale alla temperatura, sarà data da:

$$\mathcal{E} \propto T \propto 1/r \quad \text{o anche} \quad \mathcal{E} \times r = \text{cost} = \mathcal{E}_0 \times r_0$$

²La radiazione di sincrotrone di per sè determinerebbe inevitabilmente una rottura dell'isotropia, poichè le perdite di energia dipendono da $\sin^2(\theta_p)$. Tuttavia, il mantenimento dell'isotropia è probabilmente garantito da continui processi di diffusione degli elettroni con le irregolarità del campo magnetico (Jaffe&Perola, 1973, A&A, 26, 423). I modelli di evoluzione spettrale che verranno considerati in seguito (§ 6.3.1 e § 6.3.2) sono basati su questa assunzione.

dove \mathcal{E}_0 e r_0 sono l'energia delle particelle e r_0 il raggio della sorgente al tempo $t = t_0$. Se v è la velocità di espansione (che per semplicità assumeremo costante), l'energia diminuirà col tempo come:

$$\mathcal{E}(t) = \frac{\mathcal{E}_0 r_0}{r(t)} = \frac{\mathcal{E}_0}{\Delta} = \mathcal{E}_0 \frac{r_0}{v t} \quad (6.5)$$

avendo posto $\Delta = r/r_0$. Derivando, si ottiene:

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{ad} = -\frac{v}{r}\mathcal{E} = -b_{ad}\mathcal{E} \quad (6.6)$$

Si noti che *le perdite percentuali* di energia ($d\mathcal{E}/\mathcal{E}$) sono indipendenti dall'energia.

La vita media risulta:

$$t_{ad}^* = 2\frac{r_0}{v} = \text{cost} \quad \text{da cui} \quad \mathcal{E}(t) = \frac{\mathcal{E}_0}{1 + t/(2t^*)} \quad (6.7)$$

ed è indipendente dall'energia. In questo processo *non c'è, quindi, una energia di break*.

Possiamo vedere, in maniera semplice, che se lo spettro iniziale di energia è una legge di potenza, la sua forma non si modifica. Infatti, assumiamo che al tempo t_0 si abbia:

$$\mathcal{N}(\mathcal{E}_0, t_0)d\mathcal{E}_0 = \mathcal{N}_0(t_0)\mathcal{E}_0^{-\delta}d\mathcal{E}_0$$

Al tempo t le energie $\mathcal{E}(t)$ sono cambiate tutte secondo la 6.5. Il nuovo spettro si otterrà dal precedente sostituendo a $\mathcal{E}_0(t)$ la (6.5) per cui:

$$\mathcal{N}_0(t_0)\mathcal{E}_0^{-\delta}d\mathcal{E}_0 = \mathcal{N}_0(t_0)(\mathcal{E}\Delta)^{-\delta}\Delta d\mathcal{E} = \mathcal{N}_0(t)\mathcal{E}^{-\delta}d\mathcal{E}$$

avendo posto $\mathcal{N}_0(t) = \mathcal{N}_0(t_0)\Delta^{1-\delta}$.

Lo spettro dunque non è cambiato come forma. Solo il coefficiente $\mathcal{N}_0(t)$ è ridotto di un fattore $\Delta^{1-\delta}$ rispetto a $\mathcal{N}_0(t_0)$.

Per quanto riguarda il campo magnetico, è noto dalla fisica del plasma (cap.8) che, in situazioni di altissima conducibilità elettrica, quali le condizioni che considereremo, il flusso del campo magnetico si conserva. Si dice, cioè, che le linee di forza del campo magnetico sono *congelate* nel plasma e quindi si espandono con esso. Perciò se H_0 è il valore del campo al tempo $t = 0$, il campo magnetico ad un tempo t qualsiasi sarà dato da:

$$H(t) = \left[\frac{H_0}{\Delta}\right]^2 \quad (6.8)$$

Il campo magnetico quindi diminuisce al crescere delle dimensioni della sorgente.

Vogliamo ora vedere come dovrebbe cambiare la luminosità della sorgente a seguito dell'espansione adiabatica e della diminuzione del campo magnetico. Dato che al tempo t si ha:

$$N_0(t) = \frac{\mathcal{N}_0(t)}{r^3} = N_0(t_0)(\Delta)^{-3}(\Delta)^{1-\delta} \quad (6.9)$$

utilizzando le (4.22), (6.8), (6.9) si può calcolare come varia col tempo l'emissività, e quindi la luminosità, di una radiosorgente in seguito alla espansione adiabatica. Si trova:

$$\begin{aligned} J_s(\nu, t) &\propto N_0(t)H(t)^{(\delta+1)/2}\nu^{-\alpha} = J_s(\nu, 0)(\Delta)^{-2\delta-3} \\ L_s(\nu, t) &\propto J_s(\nu, t) \times r^3(t) = L_s(\nu, 0)(\Delta)^{-2\delta} \end{aligned} \quad (6.10)$$

Il rapporto fra la luminosità al tempo t e quella iniziale dipende dal rapporto fra il raggio al tempo t e quello iniziale, elevato ad un esponente molto alto; se ne conclude quindi che l'espansione adiabatica di un insieme di particelle relativistiche determina una forte diminuzione della loro luminosità di sincrotrone. Per esempio, per un valore tipico $\delta = 2.5$ una espansione che aumenta il raggio della sorgente di un fattore 3, determina una riduzione della luminosità di sincrotrone di oltre due ordini di grandezza.

Vediamo sotto quali condizioni le perdite adiabatiche prevalgono su quelle radiative. A parità di energia iniziale $\mathcal{E}_0 = m_e c^2 \gamma$, ad un tempo t l'energia di un elettrone in una nube che si espande adiabaticamente sarà inferiore a quella di un elettrone che irradia per sincrotrone se:

$$t_{ad}^* < t_s^* \quad \text{e quindi} \quad b_s \mathcal{E}_0 < \frac{v}{2r_0}$$

Per $\gamma = 10^4$, $H = 10^{-5}$ G questa condizione è verificata quando $v \gtrsim 2 \times 10^{-14} r_0$. Se per esempio $r_0 = 10$ kpc, le perdite per espansione adiabatica superano quelle radiative se $v \gtrsim 6 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1} \sim 0.02 c$.

2) Riaccelerazione Fermi

Il processo Fermi II produce un aumento di energia degli elettroni secondo l'eq. 9.7, che riportiamo:

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}(t=0) e^{t/\tau_F}$$

dove $\tau_F = \tau_{FII} = \frac{\ell c}{2 u^2}$ per accelerazione Fermi II^a specie e $\tau_F = \tau_{FI} = \frac{\ell c}{u v}$ per accelerazione di I^a specie; u^2 è la velocità quadratica media dei moti turbolenti nel mezzo non relativistico interno alla sorgente e ℓ è il libero cammino medio di diffusione degli elettroni con la turbolenza. La variazione di energia per unità di tempo è:

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt} \right)_F = \frac{\mathcal{E}}{\tau_F} = \left(\frac{2 u^2}{\ell c} \right) \mathcal{E} = b_{FII} \mathcal{E} \quad b_F = \tau_F^{-1}$$

Si noti che, a parte il segno, la riaccelerazione è proporzionale a \mathcal{E} , come nell'espansione adiabatica.

Con lo stesso ragionamento fatto per l'espansione adiabatica, si trova facilmente che uno spettro di energia iniziale del tipo legge di potenza, i cui elettroni sono soggetti al processo di Fermi (I o II), mantiene nel tempo la stessa forma, ma il coefficiente di proporzionalità, \mathcal{N}_0 , aumenta esponenzialmente, ossia:

$$\mathcal{N}(\mathcal{E}, t) = \mathcal{N}_0(t=0) e^{t/\tau_F} \mathcal{E}^\delta$$

Il processo Fermi può più o meno compensare i processi che riducono l'energia degli elettroni se τ_F è minore o maggiore delle varie vite medie t^* . Purtroppo il parametro τ_F non è adeguato (caso della nostra galassia), o è largamente ignoto nelle radiosorgenti extragalattiche.

6.1.3 Ionizzazione e bremsstrahlung relativistica

a) Ionizzazione

Gli elettroni relativistici di alta energia, attraversando materia interstellare/intergalattica (*m.i.*), con densità $n_{m.i.} \text{ cm}^{-3}$, possono strappare gli elettroni dagli atomi per effetto delle forze elettrostatiche, perdendo energia (*perdite per ionizzazione*). L'energia persa per unità di tempo da un elettrone relativistico è data da ³:

$$- \left(\frac{d\mathcal{E}}{dt} \right)_{ion} \approx 1.2 \cdot 10^{-20} n_{m.i.} (\ln(\gamma/n_{m.i.}) + 74.6)$$

³Kardashev 1962, Soviet Astronomy, 6, p.317

che, per i valori tipici di γ ($10^3 - 10^4$) e di $n_{m.i.}$ ($1 - 10^{-4}$), è approssimabile con:

$$-\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{ion} \approx b_{ion} = 1.2 \times 10^{-18} n_{m.i.} \quad \text{erg/sec}$$

La vita media per ionizzazione, t_{ion}^* , risulta immediatamente:

$$t_{ion}^* = \frac{\mathcal{E}}{2b_{ion}} \approx \frac{9.4 \times 10^{17} \mathcal{E}(\text{erg})}{n_{m.i.}} \text{ sec} \approx \frac{5.4 \times 10^7 \mathcal{E}(\text{Gev})}{n_{m.i.}} \text{ anni} \quad (6.11)$$

Si noti che t_{ion}^* è proporzionale a \mathcal{E} , per cui, differentemente dal sincrotrone e C.I., sono gli elettroni di bassa energia che subiscono le perdite maggiori e, di conseguenza, spariscono prima.

In analogia a quanto visto per sincrotrone e C.I., si introduce una *energia di break per ionizzazione*:

$$\mathcal{E}_{ion}^* = 2 b_{ion} t \quad (6.12)$$

che caratterizzerà lo spettro di energia. Per $\mathcal{E} > \mathcal{E}_{ion}^*$ lo spettro di energia al tempo t non risulterà modificato perchè gli elettroni relativi avranno perso poca o niente energia. Per energie inferiori, invece, le perdite saranno state molto elevate e lo spettro sarà modificato.

b) *Bremsstrahlung relativistica*

L'energia persa per unità di tempo è data da ⁴:

$$-\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{br} = b_{br} \mathcal{E} \approx (8 \times 10^{-16} n_{m.i.}) \mathcal{E} \quad \text{erg/sec}$$

Integrando l'espressione precedente, si ha:

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}(t_0) \cdot e^{-b_{br} t}$$

e la vita media risulta:

$$t_{br}^* = \frac{\ln 2}{b_{br}} \approx 8.7 \cdot 10^{14} \text{ sec} \quad (6.13)$$

indipendente dall'energia, come nel caso di espansione adiabatica. Anche in questo caso *non c'è energia di break* e la forma dello spettro di energia resta immutata.

È interessante confrontare le perdite di energia per ionizzazione e bremsstrahlung, entrambe proporzionali alla densità, $n_{m.i.}$, del mezzo interstellare. Facendo semplicemente il rapporto delle due espressioni, si trova che la ionizzazione prevale per $\mathcal{E} < 0.9 \text{ Gev}$ ($\gamma \leq 1.7 \cdot 10^3$).

6.2 Equazione di continuità

Consideriamo un insieme di elettroni relativistici, descritti dalla funzione di distribuzione $N(\mathcal{E}, x, y, z, t)$, che ne rappresenta il numero per unità di volume e intervallo unitario di energia, e ci proponiamo di scrivere una equazione differenziale che descriva la $N(\mathcal{E})$, in presenza dei processi 1 - 5 che causano perdite di energia delle particelle stesse.

Allo scopo conviene ragionare in uno *spazio a quattro dimensioni* le cui coordinate sono le tre coordinate spaziali e l'energia. Se si considera un elemento di volume ΔV_q di tale quadri-spazio, per la conservazione del numero di particelle, la variazione per unità di tempo del numero di particelle in esso contenuto dovrà corrispondere al flusso (o corrente) di particelle attraverso la superficie limite (quadrimensionale), cambiato di segno, ossia:

⁴Kardashev, 1962, già citato.

$$\int_{\Delta V_q} \frac{\partial N}{\partial t} dV_q = - \int_{S_q} \vec{J}_q(x, y, z, \mathcal{E}) \cdot \vec{n} dS_q \quad \text{con} \quad \vec{J}_q = N \frac{d\vec{r}_q}{dt}$$

avendo indicato con dV_q il volume infinitesimo in questo spazio quadridimensionale, \vec{J}_q la corrente, con $d\vec{S}_q$ l'elemento di superficie e con $\vec{r}_q(\mathcal{E}, x, y, z)$ il tetra-vettore spostamento energia-spazio. Per il teorema di Gauss, il secondo integrale si può sostituire con l'integrale di volume della divergenza dell'integrando, ossia:

$$\int_{\Delta V_q} \frac{\partial N}{\partial t} dV_q = - \int_{\Delta V_q} \nabla(\vec{J}_q) dV_q$$

da cui, eguagliando gli integrandi si ottiene;

$$\frac{\partial N(\mathcal{E})}{\partial t} = - \nabla(\vec{J}_q) = D \nabla^2 N(\mathcal{E}) + \frac{\partial}{\partial \mathcal{E}} \left[\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} N(\mathcal{E}) \right] \quad (6.14)$$

Nell'equazione precedente la $\nabla(\vec{J}_q)$ è stata decomposta nella parte spaziale e nella parte energetica. La parte spaziale è stata rappresentata con un modello di diffusione, di cui D è il coefficiente.

Per i problemi che considereremo è sufficiente considerare l'equazione di continuità relativa al numero *totale* di particelle, $\mathcal{N}(\mathcal{E}, t)$, contenuto in *tutto* il volume della radiosorgente. In questo caso

$$N(\vec{r}, t) \equiv \mathcal{N}(\mathcal{E}, t) \quad \text{e} \quad \vec{J}_q = N \frac{d\vec{r}}{dt} = \mathcal{N}(\mathcal{E}, t) \frac{d\mathcal{E}}{dt} \quad (6.15)$$

Se al trascorrere del tempo non si ha immissione di particelle e quelle immesse inizialmente nella radiosorgente non ne sfuggono, l'equazione che stiamo cercando si ottiene combinando le (6.14) e (6.15) ottenendo

$$\frac{\partial \mathcal{N}(\mathcal{E}, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathcal{E}} \left(\frac{d\mathcal{E}}{dt} \mathcal{N}(\mathcal{E}, t) \right) = 0$$

In caso contrario, si tiene conto della iniezione continua di particelle aggiungendo al secondo membro dell'equazione precedente il tasso per unità di tempo, $Q(\mathcal{E}, t)$, con cui queste vengono immesse, mentre la fuga di particelle è ben rappresentata dalla quantità $\frac{\mathcal{N}(\mathcal{E}, t)}{T_{conf}}$ (da porre a sinistra del segno di =), che dà il ritmo medio con cui le particelle sfuggono (T_{conf} è il tempo di confinamento). In questo caso l'equazione di continuità completa diventa:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(\mathcal{E}, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathcal{E}} \left(\frac{d\mathcal{E}}{dt} \mathcal{N}(\mathcal{E}, t) \right) + \frac{\mathcal{N}(\mathcal{E}, t)}{T_{conf}} = Q(\mathcal{E}, t) \quad (6.16)$$

6.3 Evoluzione dello spettro

Il problema è stato trattato in maniera molto ampia da Kardashev (1962, Soviet Astronomy, Vol. 6, n. 3, p. 317). La trattazione è complessa e può richiedere anche tecniche di calcolo numerico. Si possono però ottenere anche soluzioni semplici approssimate, sufficienti per visualizzare diversi problemi.

Noi ci limiteremo ad esaminare alcune soluzioni particolari, in relazione ai processi dominanti. Distingueremo i due casi:

i) gli elettroni sono immessi nella radiosorgente in un unico evento, al tempo $t = 0$, con uno spettro iniziale di energia del tipo:

$$\mathcal{N}(\mathcal{E}, 0) = \mathcal{N}_0(0) \mathcal{E}^{-\delta} \quad (6.17)$$

per cui per $t \neq 0$ $Q(\mathcal{E}, t) = 0$

ii) la produzione di particelle si prolunga nel tempo e la funzione di iniezione è: $Q(\mathcal{E}, t) = A \mathcal{E}^{-\delta}$.

Il secondo caso è quello fisicamente interessante, perchè, come si vedrà in seguito, nei fenomeni che considereremo la produzione di particelle è più o meno prolungata nel tempo. Tuttavia il primo caso è il più semplice da trattare ed utile per capire meglio il secondo. In entrambi i casi tratteremo poi la situazione di confinamento finito e non.

6.3.1 Soluzioni in presenza di processi singoli

- *Sincrotrone e Compton inverso*

Facciamo riferimento alla energia di taglio (6.4) al tempo t preso in esame:

$$\mathcal{E}_{s,ci}^* = \frac{1}{(b_{s,ci} t)}$$

a) $T_{conf} = \infty$, $Q(\mathcal{E}, t) = 0$, $\mathcal{N}(\mathcal{E}, 0) = \mathcal{N}_0 \mathcal{E}^{-\delta}$

Gli elettroni restano confinati nella radiosorgente, dove sono stati prodotti tutti in un unico evento iniziale a $t = 0$. L'energia di break $\mathcal{E}_{s,ci}^*(t)$ divide lo spettro di energia in due parti. Le particelle che inizialmente avevano $\mathcal{E} > \mathcal{E}_{s,ci}^*$ sono tutte migrate ad energie minori, per cui:

$$\mathcal{N}(\mathcal{E}, t) = 0 \quad \mathcal{E} > \mathcal{E}_{s,ci}^*$$

Per energie inferiori a $\mathcal{E}_{s,ci}^*$, invece, l'equazione di continuità ha una soluzione stazionaria:

$$\mathcal{N}(\mathcal{E}, t) = \frac{\mathcal{N}_0 \mathcal{E}^{-\delta}}{(1 - b_{s,ci} \mathcal{E} t)^{2-\delta}} = \frac{\mathcal{N}_0 \mathcal{E}^{-\delta}}{(1 - \mathcal{E}/\mathcal{E}_{s,ci}^*)^{2-\delta}} \quad \mathcal{E} \leq \mathcal{E}_{s,ci}^* \quad (6.18)$$

Si vede che per $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_{s,ci}^*$ lo spettro di energia è praticamente quello iniziale, indipendentemente dal valore di δ (fig. 6.1a). Per $\mathcal{E} \lesssim \mathcal{E}_{s,ci}^*$ e $\delta > 2$ lo spettro si modifica irripidendosi fino a raccordarsi a zero. Per $\delta = 2$ lo spettro è quello iniziale fino a $\mathcal{E}_{s,ci}^* = 0$, dove crolla a zero. Per $\delta < 2$ si ha un picco pronunciato per $\mathcal{E} \lesssim \mathcal{E}_{s,ci}^{*5}$, e un crollo a zero per $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{s,ci}^*$.

Analogamente, fissato un valore $\hat{\mathcal{E}}$ dell'energia, nella zona del break, si può studiare tramite la (6.18) come il numero di elettroni con energia $\hat{\mathcal{E}}$ si modifica in funzione del tempo. In questo caso è utile scriverla in funzione di $\hat{t} = [b_{s,ci} \hat{\mathcal{E}}]^{-1}$, ottenendo:

$$\mathcal{N}(\hat{\mathcal{E}}, t) = \frac{\mathcal{N}_0(0) \hat{\mathcal{E}}^{-\delta}}{(1 - t/\hat{t})^{2-\delta}}$$

In seguito ai cambiamenti che avvengono nello spettro di energia degli elettroni anche lo spettro di radiazione si modifica e, se per $t = 0$ era uno spettro di potenza ($J_s(\nu) \propto \nu^{-(\delta-1)/2} = \nu^{-\alpha}$), al trascorrere del tempo comparirà una frequenza di taglio $\nu_{s,ci}^*$, legata alla $\mathcal{E}_{s,ci}^*$ dalla (4.18):

$$\begin{aligned} \nu_{s,ci}^* = 6.24 \cdot 10^{18} (\mathcal{E}_{s,ci}^*)^2 H &= \frac{6.24 \cdot 10^{18} H}{(b_{s,ci} t)^2} \\ &= \frac{2.7 \cdot 10^6 H_{\mu G}}{(H_{cr}^2 + H^2)_{\mu G}^2 t_{a6}^2} \quad \text{GHz} \end{aligned} \quad (6.19)$$

(il tempo, t_{a6} , è misurato in unità di 10^6 anni e il campo magnetico in μG).

⁵Questo picco è dovuto all'accumularsi, ad energie appena inferiori a \mathcal{E}^* , di tutti gli elettroni che inizialmente avevano energia maggiore di \mathcal{E}^* .

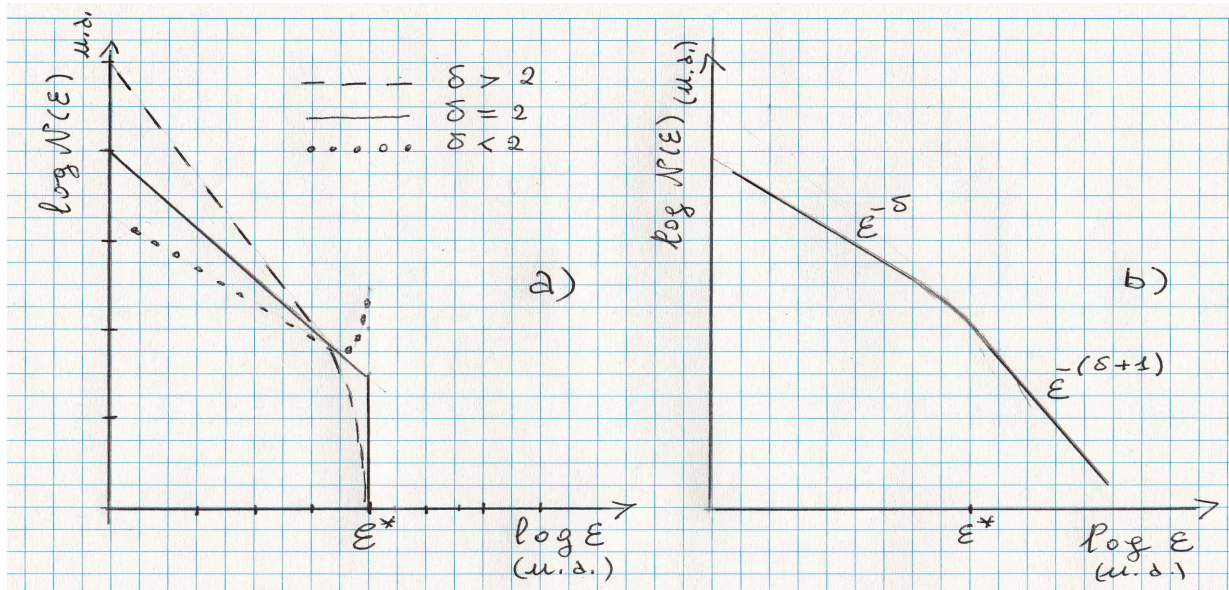


Figura 6.1: Spettro di energia di elettroni relativistici modificato a causa di perdite radiative. (a) senza e (b) con iniezione di particelle. Le unità di misura lungo gli assi sono arbitrarie.

Per frequenze inferiori a ν^* lo spettro resta praticamente immutato, mentre per frequenze superiori si riduce rapidamente a zero (fig.6.2a). La diminuzione del flusso non è così rapida come nello spettro di energia a causa del fatto che la potenza irradiata dagli elettroni relativistici non è rigorosamente monocromatica, ma ha una coda esponenziale (§ 4.2) dalla parte delle alte frequenze. Di conseguenza un po' di radiazione viene immessa anche nella regione di frequenze maggiori della frequenza di taglio, oltre la quale lo spettro si può approssimare con un esponenziale⁶.

Naturalmente, come quello in energia, anche il taglio in frequenza si sposta a frequenze sempre più basse al passare del tempo. In altre parole, radiosorgenti più vecchie devono mostrare, mediamente, una frequenza di taglio più bassa. Se si conosce il valore del campo magnetico la frequenza di taglio (o di *break*) permette di stimare l'età di una radiosorgente. Dalla (6.19) si ottiene:

$$t \approx \frac{1.62 \times 10^3 H_{\mu G}^{0.5}}{(H^2 + H_{cr}^2)_{\mu G} [\nu_{s,ci}^* (GHz)]^{1/2}} 10^6 \text{anni} \quad (6.20)$$

avendo espresso H e H_{cr} in μG e ν^* in GHz. Ricordiamo ancora di aver sostituito H_{\perp}^2 con $2/3 H^2$ (§ 6.1.1).

b) $T_{conf} = \infty$, $Q(\mathcal{E}, t) = A\mathcal{E}^{-\delta}$.

La produzione di particelle è prolungata nel tempo.

Si può verificare che per $\mathcal{E} < \mathcal{E}_{s,ci}^*$ la soluzione della equazione di continuità è data da:

⁶Kardashev esamina una diversa possibilità di evoluzione dello spettro di energia, basata sulla possibilità che gli elettroni mantengano, nel corso del tempo, il loro angolo di pitch, θ_p , iniziale. Gli elettroni perderanno energia in maniera diversa a seconda del loro θ_p e di conseguenza popolazioni con θ_p diversi svilupperanno frequenze di taglio diverse, tanto maggiori quanto minore è θ_p . La radiazione risultante avrà ancora un frequenza di taglio nello spettro, con un indice spettrale $\alpha_K = -(2\delta + 1)/3$, invece di un crollo esponenziale, per $\nu > \nu^*$. Questo modello viene spesso chiamato "Kardashev&Pacholcsek" (KP), anche se la formulazione originale è di Kardashev.

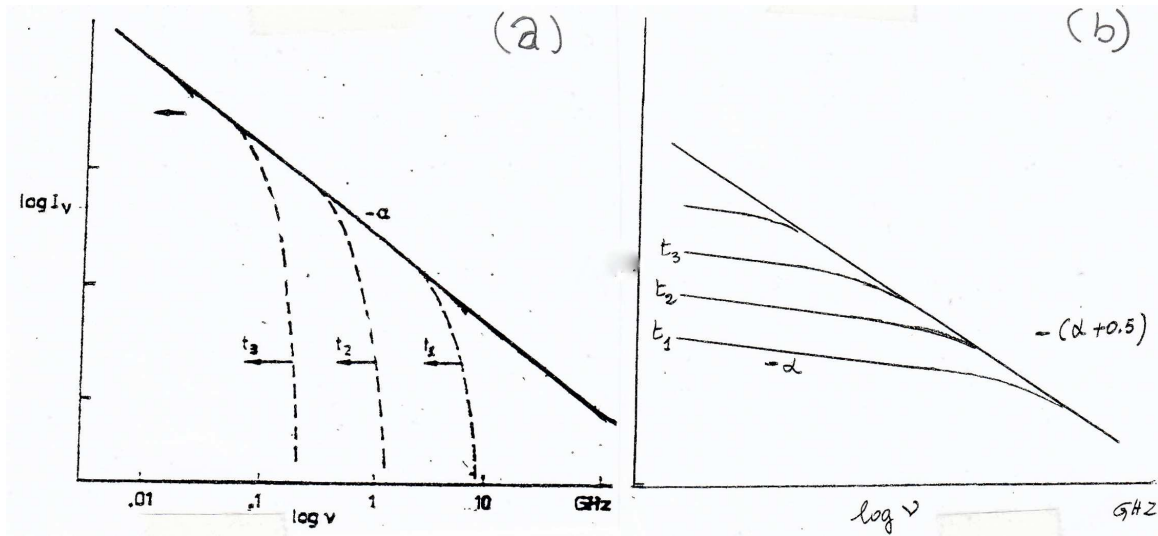


Figura 6.2: Spettro di radiazione di sincrotrone soggetto a perdite radiative, a tempi diversi. (a) senza e (b) con iniezione continua di elettroni relativistici (unità arbitrarie).

$$\begin{aligned} \mathcal{N}(\mathcal{E}, t) &= \frac{A\mathcal{E}^{-(\delta+1)}}{(\delta-1)b_{s,ci}} \left[1 - (1 - b_{s,ci} t \mathcal{E})^{\delta-1} \right] = \frac{A\mathcal{E}^{-(\delta+1)}}{(\delta-1)b_{s,ci}} \left[1 - \left(1 - \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_{s,ci}^*} \right)^{\delta-1} \right] \\ &\approx A \times \mathcal{E}^{-\delta} \times t \quad \mathcal{E} \ll \mathcal{E}^* = \frac{1}{b_{s,ci}t} \end{aligned} \quad (6.21)$$

A basse energie lo spettro di energia cresce col tempo, mantenendo la legge di potenza di iniezione, il che corrisponde a perdite radiative trascurabili ($Q(\mathcal{E}, t)$ è il termine dominante nella (6.16)). Al crescere dell'energia le perdite radiative aumentano e per $\mathcal{E} \leq \mathcal{E}_{s,ci}^*$ lo spettro comincia a irripidirsi.

Per $\mathcal{E} > \mathcal{E}^*$ si ha una soluzione stazionaria ($\partial\mathcal{N}/\partial t = 0$), descritta da:

$$\mathcal{N}(\mathcal{E}, t) = \frac{A}{\delta-1} \times \frac{\mathcal{E}^{-(\delta+1)}}{b_{s,ci}} \quad \mathcal{E} > \mathcal{E}^* = \frac{1}{b_{s,ci}t} \quad (6.22)$$

Si ha, pertanto, ancora un cambio di pendenza nello spettro di energia, ma non più un crollo come nel caso a) (fig.6.1b).

Corrispondentemente anche lo spettro della radiazione mostrerà due andamenti, sotto e sopra alla ν^* che corrisponde a $\mathcal{E}_{s,ci}^*$ (fig. 6.2b), dati da:

$$\begin{aligned} J_s(\nu) &\propto \nu^{-(\delta-1)/2} = \nu^{-\alpha} & \nu < \nu^* \\ J_s(\nu) &\propto \nu^{-\delta/2} = \nu^{-(\alpha+1/2)} & \nu > \nu^* \end{aligned} \quad (6.23)$$

L'indice spettrale, quindi, aumenta di 0.5 per $\nu \gtrsim \nu^*$ (fig. 6.2b).

c) T_{conf} finito, $Q(\mathcal{E}, t) = 0$, $\mathcal{N}(\mathcal{E}, 0) = \mathcal{N}_0\mathcal{E}^{-\delta}$

Dividiamo l'intervallo di energie in due parti, in corrispondenza della energia:

$$\mathcal{E}_{T,(s,ci)} = \frac{1}{b_{s,ci} T_{conf}}$$

che compete agli elettroni che hanno vita media $t_{s,ci}^*(\mathcal{E}_T) = T_{conf}$. $\mathcal{E}_{T,(s,ci)}$ rappresenta il valore minimo di energia a cui può arrivare il *break*. Infatti per $\mathcal{E} < \mathcal{E}_{T,(s,ci)}$ la vita media radiativa $t_{s,ci}^*$ degli elettroni è $> T_{conf}$, e quindi questi lasciano la radiosorgente *prima di aver subito perdite di energia significative*. Solo gli elettroni con $\mathcal{E} > \mathcal{E}_{T,(s,ci)}$ perdono, col tempo, energia sufficiente da dar luogo al break radiativo $\mathcal{E}_{s,ci}^*$, (eq. 6.4), che sarà comunque sempre $\geq \mathcal{E}_{T,(s,ci)}$.

Avremo dunque la seguente situazione:

$$- \mathcal{E} \geq \mathcal{E}_{T,(s,ci)}$$

Si può trascurare, nell'equazione di continuità, il termine con T_{conf} , per cui le soluzioni sono quelle del caso a).

$$- \mathcal{E} < \mathcal{E}_{T,(s,ci)}$$

Si possono trascurare le perdite radiative e l'equazione di continuità si riduce a:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(\mathcal{E}, t)}{\partial t} + \frac{\mathcal{N}(\mathcal{E}, t)}{T_{conf}} = 0$$

la cui soluzione, per integrazione, è:

$$\mathcal{N}(\mathcal{E}, t) = \mathcal{N}_0 e^{-t/T_{conf}} \mathcal{E}^{-\delta} \quad (6.24)$$

Le particelle sfuggono dalla radiosorgente, con una legge dal tipico andamento esponenziale in funzione del tempo.

d) T_{conf} finito, $Q(\mathcal{E}, t) = A\mathcal{E}^{-\delta}$

Questo caso è simile caso c), ma con iniezione di particelle prolungata nel tempo. La situazione è simile alla precedente.

$$- \mathcal{E} < \mathcal{E}_{T,(s,ci)}$$

Si possono trascurare, come prima, le perdite radiative, per cui la (6.16) diviene:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(\mathcal{E}, t)}{\partial t} + \frac{\mathcal{N}(\mathcal{E}, t)}{T_{conf}} = Q(\mathcal{E}, t)$$

la cui soluzione è:

$$\mathcal{N}(\mathcal{E}, t) = \left[A \times T_{conf} \left(1 - e^{-t/T_{conf}} \right) \right] \mathcal{E}^{-\delta} \approx A \times T_{conf} \quad \text{per } t > T_{conf}$$

$$- \mathcal{E} \gg \mathcal{E}_{T,(s,ci)}$$

In questo caso prevalgono le perdite radiative, per cui si può trascurare \mathcal{N}/T_{conf} .

Si ricade dunque nel caso b), per cui lo spettro di energia è descritto dalla (6.21) per $\mathcal{E} < \mathcal{E}_{s,ci}^*$ e dalla (6.22) per $\mathcal{E} > \mathcal{E}_{s,ci}^*$, dove si è formata la soluzione stazionaria.

- *Ionizzazione,*

Ricordiamo che le perdite per ionizzazione sono sostanzialmente indipendenti dall'energia (§ 6.1.3) e di conseguenza la vita media per ionizzazione, t_{ion}^* , (6.11) risulta tanto più breve quanto minore è l'energia. Sono quindi gli elettroni di energia inferiore i primi a sparire, contrariamente a ciò che accade nel caso di sincrotrone+C.I.

La trattazione dei vari casi segue quasi esattamente quella fatta per sincrotrone+C.I., con scambio di \gg con \ll e viceversa.

a) $T_{conf} = \infty$, $Q(\mathcal{E}, t) = 0$, $\mathcal{N}(\mathcal{E}, 0) = \mathcal{N}_0 \mathcal{E}^{-\delta}$

Per $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_{ion}^* = \mathcal{E}(t_{ion}^*)$ gli elettroni hanno perso tutta la loro energia, mentre per $\mathcal{E} \gg \mathcal{E}_{ion}^* = \mathcal{E}(t_{ion}^*)$ non ci sono ancora state perdite significative. Di conseguenza lo spettro di energia sarà del tipo:

$$\begin{aligned} \mathcal{N}(\mathcal{E}, t) &= 0 & \mathcal{E} < \mathcal{E}_{ion}^* \\ \mathcal{N}(\mathcal{E}, t) &= \mathcal{N}_0 \mathcal{E}^{-\delta} & \mathcal{E} > \mathcal{E}_{ion}^* \end{aligned} \quad (6.25)$$

In conclusione, la ionizzazione comincia a troncare lo spettro di energia dalle energie più basse, spostandosi progressivamente alle energie più alte (l'opposto di sincrotrone e C.I.).

b) $T_{conf} = \infty$, $Q(\mathcal{E}, t) = A \mathcal{E}^{-\delta}$.

Si ottiene una situazione simile a quella di Sincrotrone+C.I., caso b), ma con gli intervalli di energia scambiati:

$$\begin{aligned} \mathcal{N}(\mathcal{E}, t) &= A \times \mathcal{E}^{-\delta} \times t & \mathcal{E} \gg \mathcal{E}_{ion}^* \\ \mathcal{N}(\mathcal{E}, t) &= \frac{A \times \mathcal{E}^{-(\delta-1)}}{b_{ion}(\delta-1)} & \mathcal{E} < \mathcal{E}_{ion}^* \end{aligned} \quad (6.26)$$

La seconda soluzione è stazionaria. Si noti che, a differenza del caso a), per $\mathcal{E} < \mathcal{E}_{ion}^*$ l'iniezione continua di elettroni supplisce alla sparizione delle particelle più vecchie che hanno perso la loro energia, ma l'esponente dello spettro di energia è modificato da δ a $\delta - 1$.

c) T_{conf} finito, $Q(\mathcal{E}, t) = 0$, $\mathcal{N}(\mathcal{E}, 0) = \mathcal{N}_0(0) \mathcal{E}^{-\delta}$

Come nel caso c) per sincrotrone+C.I., dividiamo l'intervallo di energie su cui si estende la (6.17) in due parti in corrispondenza della energia $\mathcal{E}_{T,ion}$ che compete agli elettroni che hanno vita media $t_{ion}^*(\mathcal{E}_{T,ion}) = T_{conf}$. Questo valore $\mathcal{E}_{T,ion} = 2b_{ion}T_{conf}$ rappresenta il valore massimo di energia a cui può formarsi il *break*. Quindi il break, se lo si osserva, sarà sempre ad $\mathcal{E} < \mathcal{E}_{T,ion}$.

La situazione è simile ai casi precedenti.

- $\mathcal{E} > \mathcal{E}_{T,ion}$

Il termine che contiene le perdite per ionizzazione è trascurabile rispetto agli altri nella (6.16), e, dato che non vi è iniezione di particelle fresche ($Q(\mathcal{E}, t) = 0$) essa si riduce a:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(\mathcal{E}, t)}{\partial t} + \frac{\mathcal{N}(\mathcal{E}, t)}{T_{conf}} = 0$$

la cui soluzione è:

$$\mathcal{N}(\mathcal{E}, t) = \mathcal{N}_0 e^{-(t/T_{conf})} \mathcal{E}^{-\delta} \quad (6.27)$$

Le particelle sfuggono dalla radiosorgente, prima di subire perdite significative per ionizzazione, con una legge dal tipico andamento esponenziale in funzione del tempo.

- $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_{T,ion}$

Il termine $\mathcal{N}(\mathcal{E}, t)/T_{conf}$ nella (6.16) diventa trascurabile rispetto a quello che descrive le perdite per ionizzazione e la soluzione della equazione di continuità torna ad essere quella del caso a), ossia: $\mathcal{N}(\mathcal{E}, t) = 0$

d) T_{conf} finito, $Q(\mathcal{E}, t) = A\mathcal{E}^{-\delta}$

Questo caso è simile caso c) ma con iniezione di particelle prolungata nel tempo.

- $\mathcal{E} \gg \mathcal{E}_{T,ion}$

Si trascura, come prima, il termine contenente $d\mathcal{E}/dt$ e la (6.16) diviene:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(\mathcal{E}, t)}{\partial t} + \frac{\mathcal{N}(\mathcal{E}, t)}{T_{conf}} = Q(\mathcal{E}, t)$$

la cui soluzione è:

$$\mathcal{N}(\mathcal{E}, t) = \left[A \times T_{conf} \left(1 - e^{-t/T_{conf}} \right) \right] \mathcal{E}^{-\delta} \approx A \times T_{conf} \text{ per } t > T_{conf}$$

- $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_{T,ion}$

Le perdite per ionizzazione sono dominanti rispetto al termine \mathcal{N}/T_{conf} , che si potrà trascurare.

Si ricade dunque nel caso b) per cui lo spettro di energia è descritto dalla (6.26).

- *Espansione adiabatica e Bremsstrahlung relativistica*

In questi processi le perdite sono proporzionali all'energia e le vite medie sono indipendenti da essa. Abbiamo già visto (§6.1.2) che nel caso dell'espansione adiabatica lo spettro di energia non cambia forma nel tempo. Soltanto il coefficiente $\mathcal{N}_0(t)$ dipende dal tempo.

In maniera analoga, ripetendo lo stesso procedimento fatto per l'espansione adiabatica, si trova che anche nel caso della bremsstrahlung relativistica la forma dello spettro non cambia, mentre il coefficiente $\mathcal{N}_0(t)$ è dato da:

$$\mathcal{N}_0(t) = \mathcal{N}_0(t_0) e^{-b_{br} t (\delta-1)}$$

.

6.3.2 Soluzione in presenza di più processi di perdita concomitanti

La presenza di un solo processo di radiazione è irrealistica. Nei casi di interesse astrofisico abbiamo sempre più di un processo in azione. Consideriamo ora due casi particolari che hanno un ben preciso corrispondente astrofisico.

a) *Radiazione di sincrotrone ed espansione adiabatica* (Spettro di energia in una radiogalassia)

In una radiogalassia oltre al sincrotrone si deve tenere conto degli effetti dell'espansione (la radiosorgente nasce piccola e diventa progressivamente più grande nel corso del tempo) sia sulle particelle che sul campo magnetico. Assumeremo, inoltre, $T_{conf} = \infty$.

Considereremo due casi:

1) la radiosorgente si è formata in un unico evento istantaneo (di fatto di durata molto breve rispetto al tempo successivo di evoluzione);

2) la radiosorgente si è formata a seguito di un processo ad iniezione continua.

1) $T_{conf} = \infty$, $Q(\mathcal{E}, t) = 0$, $\mathcal{N}(\mathcal{E}, 0) = \mathcal{N}_0 \mathcal{E}^{-\delta}$

Questa situazione può sembrare poco realistica, ma, in primo luogo, serve per affrontare il caso più concreto di iniezione continua delle particelle. In secondo luogo, se l'iniezione continua avviene nel corso del tempo in regioni di spazio via via separate (ossia gli elettroni con diverso tempo di formazione non si mescolano), la soluzione che qui cerchiamo sarà applicabile individualmente a ciascuna di esse.

Supponiamo che gli elettroni siano stati prodotti, al tempo τ , in un volume sferico di raggio iniziale r_0 , che successivamente si espande a velocità costante.

L'equazione di continuità contiene solo i termini di perdita per sincrotrone ed espansione adiabatica:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(\mathcal{E}, t)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial \mathcal{E}} \left[(b_{s,ci} \mathcal{E}^2 + b_{ad} \mathcal{E}) \mathcal{N}(\mathcal{E}) \right] = 0 \quad (6.28)$$

La soluzione per \mathcal{E} è data da:

$$\mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}_0}{1 + (\mathcal{E}_0/\mathcal{E}_{s,ci,ad}^*)(\tau/t)} \left(\frac{\tau}{t} \right)$$

dove

$$\mathcal{E}_{s,ci,ad}^* = \left(\frac{\tau}{t} \right) \frac{1}{b \int_{\tau}^t (H(t)^2 + H_{cr}^2) (\tau/t) dt} \quad b = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ cgs} \quad (6.29)$$

è l'energia di break. Poichè $H(t)$, a seguito dell'espansione potrà cambiare, assumiamo:

$$H(t) = H_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^n = H_0 \left(\frac{\tau}{t} \right)^n$$

con $n = 1, 2$. Per $n = 2$ si ha la conservazione del flusso magnetico, mentre $n = 1$ descrive una diminuzione più debole durante l'espansione, possibilmente dovuta ad un processo di amplificazione per turbolenza che modera l'effetto di espansione.

Sviluppando l'integrale nell'eq. 6.29, si ottiene:

$$\mathcal{E}_{s,ci,ad}^* = \frac{1}{b \left(H_{cr}^2 \ln(t/\tau) + \frac{H(t)^2}{2n} [t/\tau]^{2n} - 1 \right) t} = \frac{1}{b \left(H_{cr}^2 \ln \Delta + \frac{H(t)^2}{2n} [\Delta^{2n} - 1] \right) t} \quad (6.30)$$

dove $\Delta = t/\tau = r/r_0$ è chiamato fattore di espansione.

Bisogna, però, notare che l'età della sorgente non è t , ma $t' = t - \tau$. Introducendo il fattore di espansione Δ , si ha:

$$t' = \frac{\Delta - 1}{\Delta} t$$

La soluzione dell'equazione di continuità è:

$$\begin{aligned} \mathcal{N}(\mathcal{E}, t) &= 0 & \mathcal{E} > \mathcal{E}_{s,ci,ad}^* \\ &= \mathcal{N}_0 \mathcal{E}^{-\delta} \Delta^{-(\delta-1)} \left(1 - \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_{s,ci,ad}^*} \right)^{\delta-2} & \mathcal{E} < \mathcal{E}_{s,ci,ad}^* \end{aligned} \quad (6.31)$$

È interessante confrontare le eq. (6.30) e (6.31) con le eq. (6.4) e (6.18) che riguardano il solo processo di sincrotrone (+C.I.).

Dal confronto delle prime due risulta che $\mathcal{E}_{s,ci,ad}^*$ è minore di $\mathcal{E}_{s,ci}^*$. Se si può trascurare H_{cr} rispetto ad H , il rapporto fra le due \mathcal{E}^* è $2n/(\Delta^{2n} - 1)$. A parità di tempo, \mathcal{E}^* è più piccola (e può essere molto più piccola) quando è presente l'espansione adiabatica.

A sua volta, la frequenza di break, data da:

$$\nu_{(s,ci,ad)}^* \approx \frac{2.7 \cdot 10^6 H_{\mu G}}{\left(H_{cr}^2 \ln \Delta + \frac{H^2}{2n} [\Delta^{2n} - 1] \right)_{\mu G}^2 t_{a6}^2} \text{ GHz} \quad (6.32)$$

risulta ridotta di un fattore $(2n/(\Delta^{2n} - 1))^2$.

Viceversa a parità di \mathcal{E}^* l'età della sorgente determinata con la (6.4) è più lunga rispetto a quella data dalla (6.30). La ragione di ciò sta nel fatto che l'espansione adiabatica sposta a energie inferiori quella che sarebbe l'energia di break del solo sincrotrone +C.I.

Se invece confrontiamo poi gli spettri di energia dati da (6.31) e (6.18), vediamo che nella prima equazione il coefficiente \mathcal{N}_0 è ridotto di un fattore $(\Delta)^{-\delta+1}$ rispetto a quello della seconda. Questo implica che la luminosità della sorgente risulterà ridotta, a seguito dell'espansione adiabatica, di un fattore $\Delta^{2\delta}$ (vedi eq. 6.10) rispetto al caso senza espansione.

$$2) \quad T_{conf} = \infty, \quad Q(\mathcal{E}, t) = A\mathcal{E}^{-\delta}$$

L'equazione di continuità è:

$$\frac{\partial \mathcal{N}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial \mathcal{E}} [(b_{s,ci} \mathcal{E}^2 + b_{ad} \mathcal{E}) \mathcal{N}(\mathcal{E})] + \frac{\mathcal{N}}{T_{conf}} = Q(\mathcal{E}) \quad (6.33)$$

La soluzione di questa equazione si ottiene sommando tutti gli spettri di energia evoluti, generati in $0 \leq \tau \leq t$, e quindi integrando in τ l'eq. 6.31, in cui si è introdotta l'eq. 6.30.

Supponendo, per semplicità, che si possa trascurare H_{cr} , si ottiene:

$$\mathcal{N}(\mathcal{E}, t) = A \mathcal{E}^{-\delta} \int_{\tau_{min}}^t \left(\frac{\tau}{t}\right)^{\delta-1} \left(1 - \frac{b \mathcal{E} H^2 [(\frac{t}{\tau})^{2n} - 1]}{2n}\right)^{\delta-2} d\tau \quad (6.34)$$

Il limite inferiore dell'integrale, τ_{min} , è dovuto al fatto che, ad un dato t , per una data energia le particelle prodotte prima di una certa epoca possono avere⁷ una $\mathcal{E}_{s,ad}^*$ inferiore ad \mathcal{E} , ed è espresso implicitamente da:

$$\frac{1}{\mathcal{E}^*(t)} = \frac{bH^2 t}{2n} \left[\left(\frac{t}{\tau_{min}}\right)^{2n} - 1 \right] = \frac{1}{\mathcal{E}}$$

L'integrale (6.34) non ha una soluzione generale per un valore generico di δ . La soluzione, però, si ottiene facilmente per $\delta = 2$, ed è:

$$\mathcal{N}(\mathcal{E}, t) = \frac{A \mathcal{E}^{-2} t}{2} \left[1 - \left(1 + \frac{2n}{bH^2 \mathcal{E} t}\right)^{-1/n} \right] = \frac{A \mathcal{E}^{-2} t}{2} \left[1 - \left(1 + \frac{\mathcal{E}_{s,ad}^{**}}{\mathcal{E}}\right)^{-1/n} \right] \quad (6.35)$$

l' avendo introdotto una nuova energia di break:

$$\mathcal{E}_{s,ad}^{**} = \frac{2n}{bH^2 t} \quad (6.36)$$

(Si noti che nei due casi considerati ($Q(\mathcal{E}, t) = 0$ e $Q(\mathcal{E}, t) = A\mathcal{E}^{-\delta}$) le energie di break sono diverse, per cui le abbiamo indicate con simboli diversi).

Nelle due fasi asintotiche l'eq. 6.35 si semplifica come segue:

$$\begin{aligned} \mathcal{N}(\mathcal{E}, t) &\approx \frac{A \mathcal{E}^{-2}}{2} t & \mathcal{E} \ll \mathcal{E}_{s,ad}^{**} &= \frac{2n}{bH^2 t} = \frac{2n}{\mathcal{E}_{s,ad}^{**}} \\ \mathcal{N}(\mathcal{E}, t) &\approx \frac{A}{b_s} \mathcal{E}^{-3} & \mathcal{E} \gg \mathcal{E}_{s,ad}^{**} & \end{aligned}$$

Nella situazione più generale di δ qualsiasi, dove l'integrale deve essere risolto in maniera numerica, si hanno comunque le seguenti soluzioni asintotiche, di cui le due precedenti sono un caso particolare:

$$\begin{aligned} \mathcal{N}(\mathcal{E}, t) &\approx \frac{A t}{\delta} \mathcal{E}^{-\delta} & \mathcal{E} \ll \mathcal{E}_{s,ad}^{**} \\ \mathcal{N}(\mathcal{E}, t) &\approx \frac{A}{(\delta-1) b_s} \mathcal{E}^{-(\delta+1)} & \mathcal{E} \gg \mathcal{E}_{s,ad}^{**} \end{aligned} \quad (6.37)$$

⁷ $\mathcal{E}_{s,ad}^*$ è preso dall'eq. 6.30, trascurando $H_{cr}^2 \ln \Delta$ (C.I.)

Si noti che le due soluzioni asintotiche sono formalmente simili alle (6.21) e (6.22), caso c), relative ai soli processi di Sincrotrone + C.I. Tuttavia è cambiata \mathcal{E}^* , che è $2n$ volte maggiore, come effetto della presenza dell'espansione. Corrispondentemente, la frequenze di break

$$\nu^{**}(s, ci, ad) \approx 4n^2 \frac{2.7 \cdot 10^6 H_{\mu G}^{-3}}{t_{a6}^2} \text{ GHz} \quad (6.38)$$

sarebbe $4n^2$ volte maggiori che non nel caso del solo sincrotrone. Infine, l'età della radiosorgente, se calcolata senza tenere conto dell'espansione, sarebbe sottostimata di un fattore $2n$.

È interessante notare che le età calcolate dalle frequenze di break senza tener conto dell'espansione, sono troppo lunghe rispetto a quelle corrette nel caso in cui la sorgente è generata in un solo evento di breve durata, mentre sono troppo brevi nel caso di iniezione continua. Dov'è il trucco?

b) Sincrotrone, C.I., Bremsstrahlung Relativistica e Ionizzazione (Spettro di energia degli elettroni nella Via Lattea)

Non consideriamo l'espansione adiabatica. Infatti le sorgenti degli elettroni (resti di Supernovae e Pulsar) sono distribuite nel disco della galassia e definiscono il volume in cui gli elettroni sono contenuti. Il ritmo di iniezione è supposto costante, con uno spettro $Q(\mathcal{E}) = A \mathcal{E}^{-\delta}$.

Assumiamo, in primis, $T_{conf} = \infty$, ipotesi non corretta, ma vedremo successivamente come rivalutare il risultato ottenuto. Si vede facilmente che l'equazione di continuità ha la seguente soluzione stazionaria ($\partial \mathcal{N} / \partial t = 0$):

$$\mathcal{N}(\mathcal{E}) = \frac{A \mathcal{E}^{-(\delta-1)}}{(\delta-1)(b_{ion} + b_{br,rel} \mathcal{E} + b_{s,ci} \mathcal{E}^2)} \quad (6.39)$$

dove il termine $(b_{ion} + b_{br} \mathcal{E} + b_{s,ci} \mathcal{E}^2)$ rappresenta la somma delle perdite di energia rispettivamente per ionizzazione (b_{ion}), bremsstrahlung relativistica ($b_{br} \mathcal{E}$), sincrotrone ed effetto Compton inverso ($b_{s,ci} \mathcal{E}^2$).

In questo spettro ci sono due energie di break

$$\mathcal{E}_{max}^* = \frac{b_{br}}{b_{s,ci}} \quad \mathcal{E}_{min}^* = \frac{b_{ion}}{b_{br}}$$

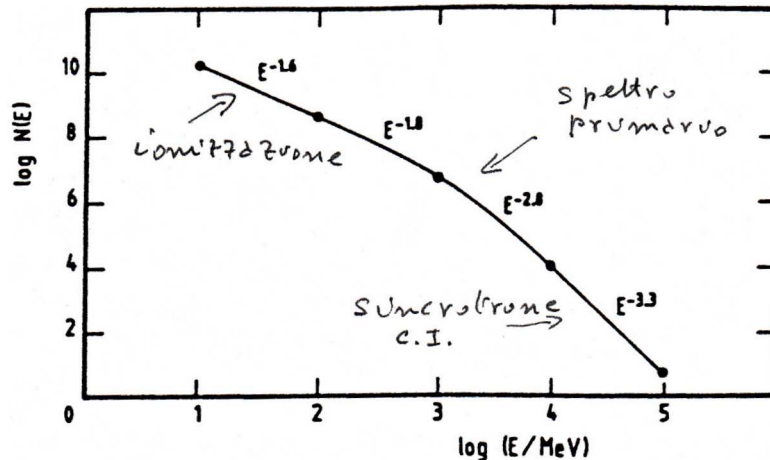


Figura 6.3: Spettro stazionario di elettroni relativistici nei raggi cosmici (§ 12), iniettati in continuazione, e soggetti alle varie perdite di energia

- 1) Per $\mathcal{E} < \mathcal{E}_{min}^*$ prevalgono le perdite per ionizzazione e $\mathcal{N}(\mathcal{E}) \propto \mathcal{E}^{-(\delta-1)}$, ossia lo spettro risultante è più piatto di quello di iniezione;

- 2) Per $\mathcal{E}_{min}^* < \mathcal{E} < \mathcal{E}_{max}^*$ prevalgono le perdite per bremsstrahlung relativistica, e $\mathcal{N}(\mathcal{E}) \propto \mathcal{E}^{-\delta}$, ossia lo spettro di iniezione non è modificato;
- 3) Per $\mathcal{E} > \mathcal{E}_{max}^*$ prevalgono le perdite per sincrotrone e/o per Compton inverso, e $\mathcal{N}(\mathcal{E}) \propto \mathcal{E}^{-(\delta+1)}$, ossia lo spettro risultante è più ripido di quello di iniezione.

La soluzione (6.39) si raggiunge dopo un tempo superiore alle vite medie degli elettroni dovute ai vari processi di perdita e comunque solo se l'iniezione di nuove particelle è rimasta costante nel tempo. Non è necessario quindi che $T_{conf} = \infty$, ma solo che sia superiore ai vari t^* .

In realtà il tempo di confinamento è $\approx 2 \cdot 10^7$ anni, confrontabile con i tempi di perdita delle energie. Tuttavia si vede subito che la soluzione sarà ancora del tipo di eq. 6.39 dove però le due energie di break saranno questa volta:

$$\mathcal{E}_{max}^* = \min\left(\frac{b_{br}}{b_{s,ci}}, \mathcal{E}_T^*\right) \quad \mathcal{E}_{min}^* = \min\left(\frac{b_{ion}}{b_{br}}, \mathcal{E}_T^*\right)$$

In effetti, uno spettro del tipo (6.39) è mostrato in maniera schematica in fig. 6.3 potrebbe corrispondere allo spettro degli elettroni relativistici della nostra Galassia (§ 12.3.1).

7 Propagazione nei plasmi di onde elettromagnetiche

Aggiornato Novembre 2008, rivisto 2011

Nelle applicazioni astrofisiche le cariche libere presenti nel mezzo attraversato dalla radiazione elettromagnetica giocano spesso un ruolo importante nel determinarne le proprietà di propagazione. Genericamente parlando un gas ionizzato, globalmente neutro, è detto *plasma*. In questo capitolo faremo una trattazione elementare di alcuni effetti importanti prodotti da un plasma sulla radiazione elettromagnetica che lo attraversa.

7.1 Indice di rifrazione

In un mezzo ionizzato qualsiasi, indichiamo con N_i il numero di elettroni per unità di volume, siano essi liberi o legati in atomi o molecole dotate di pulsazioni proprie ω_i . La costante dielettrica per un'onda elettromagnetica di pulsazione $\omega = 2\pi\nu$ che attraversi tale mezzo è data da:

$$\varepsilon_r \simeq 1 - \frac{4\pi e^2}{m_e} \left(\frac{N_0}{\omega^2 - \omega_0^2} + \sum_i \frac{N_i}{\omega^2 - \omega_i^2} \right) = 1 - \frac{4\pi e^2}{m_e} \left(\frac{n_e}{\omega^2} + \sum_i \frac{N_i}{\omega^2 - \omega_i^2} \right)$$

dove abbiamo indicato con $N_0 = n_e$ la densità di elettroni liberi, per i quali ovviamente $\omega_0=0$. Se la frequenza dell'onda incidente è molto più piccola delle frequenze proprie degli elettroni legati, la sommatoria diviene trascurabile rispetto al termine corrispondente agli elettroni liberi per cui possiamo scrivere che l'indice di rifrazione è dato da:

$$n_r \equiv \sqrt{\varepsilon_r} \simeq \sqrt{1 - \frac{4\pi e^2}{m_e} \frac{n_e}{\omega^2}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu} \right)^2} \quad (7.1)$$

La quantità:

$$\nu_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}} = 9.1 \times 10^3 \sqrt{n_e} \quad (\text{Hz}) \quad (7.2)$$

è detta *frequenza di plasma*. Per $\nu < \nu_p$ l'indice di rifrazione diventa immaginario. In questo caso l'ampiezza dell'onda decresce esponenzialmente su scale dell'ordine di c/ν_p , per cui ν_p definisce una specie di frequenza di taglio di plasma, al di sotto della quale non si ha propagazione elettromagnetica, ma riflessione totale. Ad esempio:

– nella ionosfera $n_e \simeq 10^6$ elettroni cm^{-3} , quindi $\nu_p \simeq 10^7$ Hz. La radiazione con frequenza minore di questa (ovvero lunghezza d'onda $\gtrsim 30$ metri) viene riflessa totalmente e non raggiunge la Terra (fig. 1.1).

– nello spazio interstellare n_e varia fra 10^{-3} e 10 cm^{-3} (con un valore medio $\langle n_e \rangle \simeq 0.03$ cm^{-3}) che corrisponde ad una frequenza di plasma media $\langle \nu_p \rangle \simeq 1.58 \times 10^3$ Hz, per cui le onde radio lo attraversano senza difficoltà.

Per $\nu > \nu_p$ possiamo ricavare la velocità di propagazione dell'onda nel mezzo. Poichè nella realtà non esiste un'onda monocromatica, come qui supposto, ma solo pacchetti d'onda, e quindi la propagazione avviene tramite la sovrapposizione di tutte le onde monocromatiche che costituiscono il pacchetto, dovremo distinguere fra *velocità di fase* data da:

$$v_f = \frac{c}{n_r} = \frac{c}{\sqrt{1 - (\nu_p/\nu)^2}} > c$$

e *velocità di gruppo* data da:

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = c \times n_r = c \times \sqrt{1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu} \right)^2} = \frac{c^2}{v_f} < c \quad (7.3)$$

($k = \lambda^{-1}$ è il numero d'onda, cioè il numero di oscillazioni dell'onda per unità di lunghezza).

La velocità di gruppo è quella con cui viaggia il pacchetto d'onda e con cui si propaga l'energia, ed è quindi quella che ha senso fisico (§ 7.5.1).

7.2 Dispersione dei pacchetti d'onda – Misura di Dispersione delle Pulsar

Le frequenze tipiche della radioastronomia sono sempre assai maggiori della frequenza di plasma del mezzo interstellare ($\nu \gg \nu_p$), per cui la velocità di gruppo (7.3) si può riscrivere, sviluppando in serie:

$$v_g = c \times n_r \approx c \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\nu_p}{\nu} \right)^2 \right]$$

Il tempo $T_a(\nu)$ che l'onda impiega ad attraversare uno spessore L è dato da:

$$T_a(\nu) = \int_0^L \frac{d\ell}{v_g} \approx \int_0^L \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\nu_p}{\nu} \right)^2 \right] \frac{d\ell}{c} = \frac{L}{c} + \frac{1}{2} \frac{e^2}{\pi m_e} \frac{1}{\nu^2} \int_0^L n_e d\ell \quad (7.4)$$

Il tempo di attraversamento dipende quindi dalla frequenza della radiazione e dalle caratteristiche fisiche del mezzo. Queste ultime sono espresse, in forma integrata, dalla quantità:

$$M.D. = \int_0^L n_e d\ell \quad (7.5)$$

che è chiamata *misura di dispersione* (*dispersion measure*). Il significato di questo termine nasce dal fatto seguente: un segnale radioastronomico copre in genere un'ampio intervallo di frequenze e dato che la energia emessa in ogni intervallino di frequenza viaggia con velocità di gruppo leggermente diversa e raggiunge quindi la Terra in tempi leggermente diversi, il segnale, anche se è stato emesso in un intervallo di tempo molto breve (come accade ad esempio per gli impulsi delle *pulsar*, cap.17), viene *disperso* in tempo a causa della sua interazione col plasma.

La differenza in tempo nell'arrivo di un segnale osservato a due frequenze diverse, ν_1 e ν_2 , è data da:

$$\Delta T = T'_a - T''_a = M.D. \times \frac{e^2}{2\pi m_e} \left(\frac{1}{\nu_1^2} - \frac{1}{\nu_2^2} \right) \quad (7.6)$$

da cui si può determinare, in linea di principio, $M.D.$

Le sole sorgenti che hanno caratteristiche che si prestano a questa misura sono le *pulsar* (cap. 17) i cui impulsi cortissimi, della durata da qualche secondo a millesimi di secondo, sono segnali ben riconoscibili ed *etichettabili* nel tempo, e consentono di misurare ΔT .

Si osserva dunque una pulsar a due frequenze vicine la cui differenza sia molto piccola rispetto al valor medio delle due frequenze [$(\nu_1 - \nu_2) \ll (\nu_1 + \nu_2)/2 = \langle \nu \rangle$]. In questo caso la (7.6) diviene¹:

$$\Delta T \approx M.D. \frac{e^2}{\pi m_e} \frac{\Delta \nu}{\langle \nu \rangle^3} \quad (7.7)$$

Misurato ΔT , gli altri parametri sono dati noti ed è possibile determinare la $M.D.$

7.3 Rotazione di Faraday

La rotazione di Faraday si verifica quando un'onda elettromagnetica polarizzata linearmente attraversa un plasma, ad esempio il mezzo interstellare o la ionosfera, nel quale è presente un campo magnetico H (plasma magneticamente attivo, fig. 7.1). In questo caso l'indice di rifrazione (7.1) si scrive:

$$n_r = \sqrt{1 - \frac{(\nu_p/\nu)^2}{1 \pm (\nu_L/\nu) \cos \theta}} \quad (7.8)$$

¹ $\left(\frac{1}{\nu_1^2} - \frac{1}{\nu_2^2} \right) = \frac{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_2 + \nu_1)}{(\nu_1 \nu_2)^2} \approx \frac{\Delta \nu \cdot 2 \langle \nu \rangle}{\langle \nu \rangle^4}$

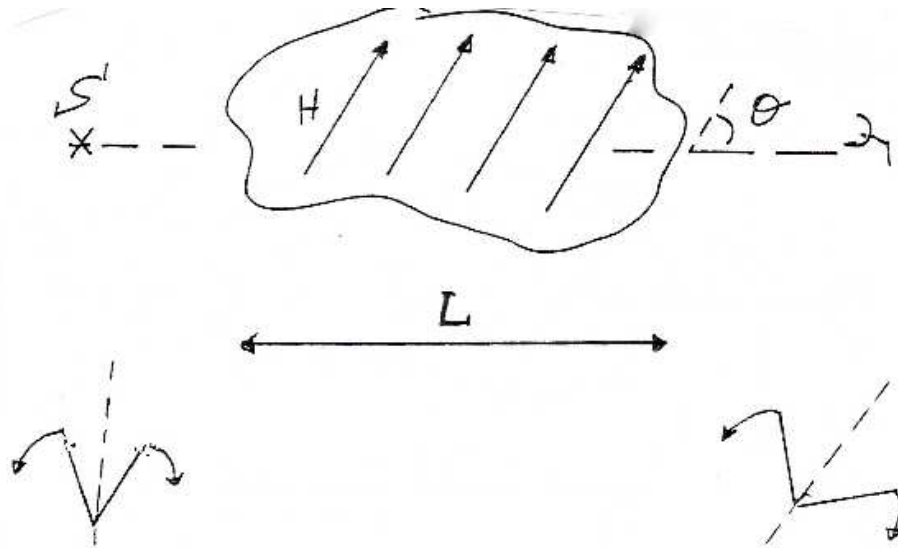


Figura 7.1: Effetto di rotazione sul vettore polarizzazione da parte di un plasma magnetizzato. La parte bassa della figura rappresenta, in forma schematica, i due vettori di polarizzazione destra e sinistra prima e dopo l'attraversamento del plasma.

dove $\nu_L \approx 3 \times 10^6 (H/G)$ (eq. 4.3) e θ è l'angolo formato fra la direzione di propagazione dell'onda e quella del vettore \vec{H} . I segni + e - si riferiscono alle due onde polarizzate circolarmente destra e sinistra, in cui l'onda polarizzata linearmente può pensarsi decomposta.

Le due onde polarizzate circolarmente viaggiano quindi nel plasma con velocità diverse e la loro differenza di fase, quando esse vengono ricomposte dopo un percorso $d\ell$, è cambiata e il vettore di polarizzazione è ruotato (§ 7.5.2). Dato che $\nu_L/\nu \ll 1$ e $\nu_p/\nu \ll 1$, la differenza fra i due indici di rifrazione vale:

$$\Delta n \simeq \frac{\nu_p^2 \nu_L}{\nu^3} \cos \theta$$

Dopo un percorso $d\ell$ la differenza di fase fra le due onde di polarizzazione opposta è variata della quantità:

$$d\phi = \frac{2\pi d\ell}{\lambda} \Delta n = \frac{2\pi \nu \Delta n}{c} d\ell$$

(dove $\lambda = c/\nu$ è la lunghezza d'onda di osservazione) e il piano di polarizzazione dell'onda polarizzata linearmente, somma delle due onde polarizzate circolarmente, risulta ruotato di $d\psi = d\phi/2$ (§ 7.5.2). Se L è lo spessore attraversato dalla radiazione, il piano di polarizzazione ruoterà complessivamente di:

$$\begin{aligned} \Delta\psi/\text{rad} &= \int_0^L d\psi = \frac{\pi}{c\nu^2} \int_0^L \nu_p^2 \nu_L \cos \theta d\ell \\ &\propto \lambda^2 \int n_e H_{\parallel} d\ell = \lambda^2 \times (M.R.) \end{aligned} \quad (7.9)$$

dove n_e è la densità elettronica del plasma, ed H_{\parallel} è la componente del campo magnetico lungo la linea di vista. La quantità:

$$\begin{aligned} M.R. &= 2.6 \times 10^{-17} \int n_e H_{\parallel} d\ell \quad (\text{c.g.s.}) \\ &= 8.1 \times 10^5 \int n_e H_{\parallel} d\ell \quad [\lambda/\text{m}, d\ell/\text{pc}] \end{aligned} \quad (7.10)$$

è detta *misura di rotazione*, $M.R.$, (*rotation measure*) ed esprime la capacità globale che ha una nube di plasma magnetizzato di ruotare il vettore di polarizzazione della radiazione che incide su di essa. L'attraversamento del plasma causa solo una rotazione del piano di polarizzazione ma non altera l'intensità della polarizzazione. Per come è definita la $M.R.$ è positiva per H_{\parallel} diretto verso l'osservatore. Si noti che la $M.R.$ dipende dalle dimensioni della nube, dalla sua densità elettronica e dalla componente di H lungo la linea di vista: in molti casi sarebbe interessante poter conoscere queste tre grandezze, ma in genere non è possibile, e quello che si può solo dare, anche in questo caso, è una loro misura *integrata* lungo la linea di vista.

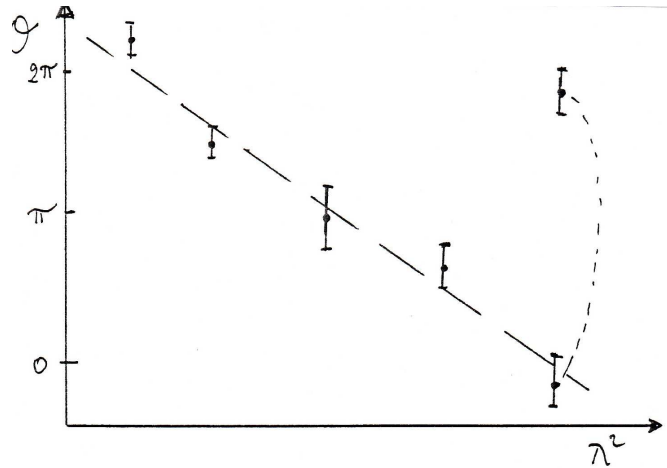


Figura 7.2: Interpolazione dell'angolo di polarizzazione: notare il punto che contiene una ambiguità di 2π .

Poichè l'angolo $\Delta\psi$ è proporzionale a λ^2 tramite $M.R.$, è sufficiente fare misure dell'angolo di polarizzazione a varie lunghezze d'onda per determinare simultaneamente l'angolo intrinseco di polarizzazione ed $M.R.$. Infatti $\psi_{oss} = \psi_{intr} + \Delta\psi = \psi_{intr} + \lambda^2 \times (M.R.)$ è una equazione lineare in λ^2 , per cui poche misure permettono, con una interpolazione, di determinare le due incognite. Si deve notare tuttavia, che, poichè del vettore polarizzazione si dà solo la direzione (e non il verso), vi è una ambiguità di $n\pi$ nelle misure dell'angolo ψ , di cui si deve tenere conto nella interpolazione (fig. 7.2)

Si osservi infine che se di una nube di plasma si conosce la misura di dispersione (7.5) da misure sulle pulsar, e la misura di rotazione (7.9) da misure di polarizzazione (la radiazione delle pulsar è di sincrotrone, e quindi polarizzata linearmente), dal rapporto fra le due si può ottenere un valore medio della componente del campo magnetico lungo la linea di vista.

$$\langle H_{\parallel} \rangle \propto \frac{M.R.}{M.D.} \propto \frac{\int n_e H_{\parallel} dl}{\int n_e dl}$$

7.4 Depolarizzazione di Faraday

La rotazione di Faraday può causare una riduzione della percentuale di polarizzazione con dipendenza dalla frequenza. Si parla allora di *depolarizzazione di Faraday*. Depolarizzazione della radiazione si ottiene anche a causa delle disomogeneità del campo magnetico (§ 4.5) e quindi a variazioni del piano di polarizzazione su scale inferiori a quelle corrispondenti alla risoluzione degli strumenti (beam depolarization). In questi casi però essa non dipende dalla lunghezza d'onda, per cui è possibile distinguerla dalla depolarizzazione di Faraday.

La depolarizzazione di Faraday può avvenire all'interno della sorgente, oppure essere prodotta durante la propagazione nel mezzo esterno. Una trattazione dettagliata dei processi si trova in Burn (1966, MNRAS, 133, 67). Ne sintetizziamo brevemente gli aspetti principali.

7.4.1 Depolarizzazione di Faraday interna

Si può avere Rotazione di Faraday all'interno delle radiosorgenti se queste contengono del plasma termico. In questo caso, oltre alla rotazione del piano di polarizzazione si verifica anche una riduzione della percentuale di polarizzazione.

Questo si capisce intuitivamente considerando che la radiazione proveniente dalle regioni più distanti subirà una rotazione di Faraday maggiore di quella emessa dalle regioni più vicine all'osservatore. Di conseguenza i diversi contributi di radiazione giungeranno all'osservatore con angoli di polarizzazione diversi, anche se all'origine avevano lo stesso angolo intrinseco. La somma di tutti questi contributi sarà pertanto minore della somma delle sole ampiezze (come si avrebbe se l'emissione da ogni regione fosse soggetta alla stessa rotazione di Faraday), e quindi la polarizzazione globale risulterà ridotta.

Per calcolare l'entità della depolarizzazione, approssimiamo il plasma termico contenuto nella radiosorgente con uno strato emittente omogeneo di spessore ℓ_0 (*slab model*). Consideriamo quindi un modello semplice in cui gli strati di plasma all'interno della radiosorgente sono piani e paralleli (fig. 7.3), e

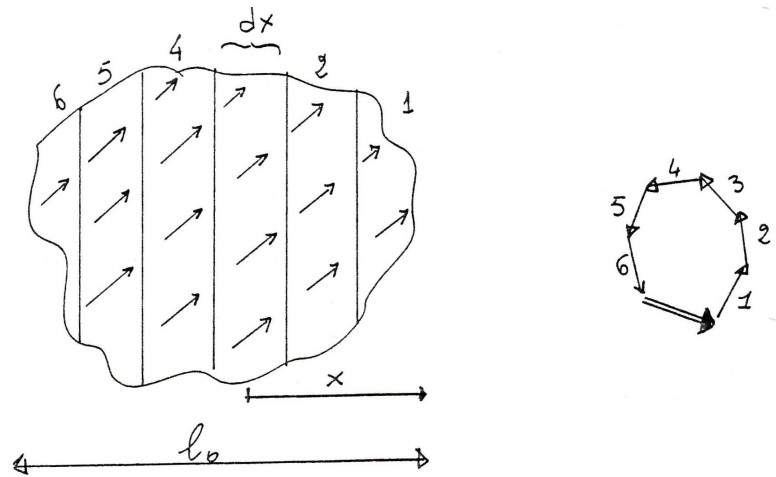


Figura 7.3: Modello di depolarizzazione di Faraday all'interno di una radiosorgente. A destra somma dei vettori polarizzazione provenienti dai sei strati qui rappresentati. In vettore risultante ha ampiezza molto inferiore alla somma delle sei ampiezze, come da eq. 7.11.

il campo magnetico non cambia direzione da uno strato all'altro. Consideriamo uno straterello dx a distanza x dal bordo della nube più vicino all'osservatore (fig. 7.3). Se indichiamo con J_p l'emissività relativa al segnale polarizzato, che, abbiamo detto, supponiamo costante su tutta la nube, e con $\psi(x) = \lambda^2 \times M.R.(x) + \psi_0$ l'angolo del piano di polarizzazione, diverso da ψ_0 a causa della Rotazione di Faraday lungo il percorso x , si potrà scrivere la brillantezza prodotta da questo straterello come $B_p(x) = J_p dx e^{2i\psi(x)}$ dove abbiamo usato la notazione vettoriale per tenere conto simultaneamente della intensità del segnale e della rotazione del vettore elettrico².

Se facciamo l'ipotesi che anche H ed n_e siano costanti attraverso la nube, allora anche $M.R.$ è costante in ogni strato e potremo porre $M.R.(x) \approx (M.R.)_{int} \times (x/\ell_0)$ dove con $(M.R.)_{int}$ indichiamo la misura di rotazione totale dovuta all'intera nube. Abbiamo aggiunto ad $M.R.$ il pedice *int* per evidenziare il fatto che si tratta di misura di rotazione interna, e non dovuta ad uno schermo posto fra la radiosorgente e l'osservatore.

²Il fattore 2 nella fase del vettore B_p nasce dall'analisi della polarizzazione basata sui parametri di Stokes, a cui si rimanda per approfondimenti.

La brillantezza totale polarizzata si ottiene integrando $B_p(x)$ su tutto lo spessore ℓ_0 :

$$\begin{aligned} B_p(\lambda) &= \frac{1}{4\pi} \int_0^{\ell_0} J_p e^{2i\psi(x)} dx = \frac{1}{4\pi} \frac{J_p \ell_0 e^{2i\psi_0}}{2\lambda^2 M.R.} \int_0^{\ell_0} e^{2i\lambda^2 x M.R./\ell_0} d\left(\frac{2\lambda^2 x M.R.}{\ell_0}\right) \\ &= \frac{1}{4\pi} J_p \ell_0 e^{2i(\lambda^2 M.R./2 + \psi_0)} \left[\frac{\sin(\lambda^2 M.R.)}{\lambda^2 M.R.} \right] \end{aligned} \quad (7.11)$$

Si vede che il piano di polarizzazione ruota della metà di quanto farebbe se il segnale polarizzato provenisse da *dietro* e non da *dentro* la nube e che la brillantezza della radiazione polarizzata è ridotta rispetto al valore intrinseco ($\lambda = 0$) $B_{p_{intr.}} = J_p \ell_0 / 4\pi$ da una legge di tipo $\sin x/x$. La percentuale di polarizzazione in funzione della lunghezza d'onda, m_λ , è:

$$m_\lambda = \frac{B_p(\lambda)}{B(\lambda)} = m_0 \frac{\sin[\lambda^2 \times (M.R.)_{int}]}{\lambda^2 \times (M.R.)_{int}} \quad (7.12)$$

7.4.2 Depolarizzazione di Faraday esterna

Si ha quando la radiazione emessa dalla sorgente attraversa un mezzo esterno disomogeneo (campo magnetico e densità elettronica non uniformi) su scale inferiori alla dimensione della sorgente. In questa situazione la radiazione proveniente da regione regioni della superficie della sorgente attraversa il mezzo esterno subendo rotazioni di Faraday diverse, in maniera casuale, da regione a regione. In questa maniera gli angoli dei vari vettori di polarizzazione risultano distribuiti in maniera casuale intorno a quello intrinseco (all'uscita dalla sorgente), tanto più quanto più grande è la lunghezza d'onda. Il risultato è una depolarizzazione che dipende da λ , senza significativa rotazione di Faraday. La percentuale di polarizzazione risultante, come somma di vettori ruotati in maniera casuale, è di tipo esponenziale:

$$m_\lambda = m_0 e^{-2(\sigma\lambda)^2} \quad (7.13)$$

dove abbiamo indicato con σ la dispersione della rotazione di Faraday esterna fra le varie linee di vista.

Mettere in evidenza simultaneamente depolarizzazione e rotazione di Faraday può permettere di stabilire se la rotazione di Faraday è interna o esterna alla radiosorgente (vedere Laing, 1984, in "The Physics of the Energy Transport in Extragalactic Radio Sources", NRAO workshop, editori Bridle e Eilek).

7.5 Appendici

7.5.1 Velocità di gruppo e velocità di fase

Per esemplificare il fenomeno, supponiamo di avere un pacchetto costituito da due sole onde, f^- e f^+ aventi rispettivamente pulsazioni $\omega - \Delta\omega$ e $\omega + \Delta\omega$ e numeri d'onda $k - \Delta k$ e $k + \Delta k$:

$$f^- = A \cos[(\omega - \Delta\omega)t - (k - \Delta k)x]$$

$$f^+ = A \cos[(\omega + \Delta\omega)t - (k + \Delta k)x]$$

La sovrapposizione di queste due onde dà:

$$f = f^- + f^+ = A\{\cos[(\omega - \Delta\omega)t - (k - \Delta k)x] + \cos[(\omega + \Delta\omega)t - (k + \Delta k)x]\}$$

ossia

$$f = 2A \cos(\omega t - kx) \cos[(\Delta\omega)t - (\Delta k)x]$$

da cui si vede che c'è un'onda portante la cui frequenza è rappresentata da $\omega t - kx$ e la cui ampiezza è modulata da un'onda di frequenza $(\Delta\omega)t - (\Delta k)x$. La velocità della portante $v_f = \omega/k$ è detta *velocità di fase* mentre la velocità $v_g = \partial(\omega)/\partial(k)$ con cui viaggia la modulazione di ampiezza, ossia il pacchetto d'onda è detta *velocità di gruppo*.

Poichè l'energia è trasportata dipende dal quadrato dell'ampiezza del campo elettrico del pacchetto d'onda, si capisce perchè la velocità di gruppo è quella che interessa da un punto di vista fisico.

7.5.2 Rotazione del piano di polarizzazione

Consideriamo un'onda polarizzata linearmente lungo l'asse x . Le componenti del vettore elettrico saranno:

$$E_x = A \cos(\omega t) \quad E_y = 0$$

Tale onda si può scrivere anche come sovrapposizione di due onde polarizzate circolarmente una in senso orario (o) ed una in senso antiorario (a)

$$\begin{cases} E_x^o = \frac{A}{2} \cos(\omega t) & E_x^a = \frac{A}{2} \cos(\omega t) \\ E_y^o = -\frac{A}{2} \sin(\omega t) & E_y^a = \frac{A}{2} \sin(\omega t) \end{cases}$$

Se durante la propagazione una delle due onde (per es. o) accumula una differenza di fase ϕ rispetto all'altra (per es. a causa della diversa velocità di propagazione) la loro sovrapposizione darà:

$$E_x = E_x^a + E_x^o = \frac{A}{2} [\cos(\omega t) + \cos(\omega t + \phi)] = A \cos\left(\omega t + \frac{\phi}{2}\right) \cos\left(-\frac{\phi}{2}\right)$$

$$E_y = E_y^a + E_y^o = \frac{A}{2} [\sin(\omega t) - \sin(\omega t + \phi)] = A \cos\left(\omega t + \frac{\phi}{2}\right) \sin\left(-\frac{\phi}{2}\right)$$

da cui si vede che ora E_x è ruotato di $\phi/2$ rispetto all'asse x .

8 Elementi di dinamica dei fluidi e magnetoidrodinamica

Aggiornato Dicembre 2008, rivisto 2011

8.1 Ordini di grandezza (linearizzazione) delle equazioni differenziali

Nei paragrafi che seguono imposteremo e discuteremo le equazioni che, sotto certe condizioni e/o approssimazioni, descrivono il moto dei fluidi, sia in assenza che in presenza di campi magnetici. Queste equazioni, che esprimono sostanzialmente teoremi di conservazione, saranno sotto forma di equazioni differenziali.

In generale la soluzione di queste equazioni differenziali può essere molto complicata o addirittura impossibile in via analitica; tuttavia per comprendere l'andamento dei fenomeni può essere sufficiente cercare la forma della dipendenza dalle grandezze che caratterizzano il problema, in particolare per comprendere quale o quali grandezze fisiche dominano i fenomeni. Questo si fa sostituendo alle derivate, calcolate esattamente, il loro valor medio su un certo intervallo, o l'ordine di grandezza. Le equazioni differenziali diventano quindi algebriche e perciò più facili da esaminare. I parametri del problema saranno in generale: una dimensione L , un tempo T o una frequenza $\nu = 1/T$, una velocità U caratteristiche.

Se una grandezza $A(x)$ è definita su L (o T , quando x rappresenta un tempo) potremo fare l'approssimazione (valida solo come ordine di grandezza):

$$\frac{\partial}{\partial x} \approx \frac{1}{L} \quad \text{infatti:} \quad \frac{\partial A}{\partial x} \approx \frac{(\Delta A)_{max}}{(\Delta x)_{max}} \approx \frac{A}{L}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \approx \frac{1}{T} \approx \frac{U}{L}$$

$$\nabla \times \approx \frac{1}{L} \quad \text{infatti:} \quad \int_S \nabla \times \vec{A} dS = \oint \vec{A} \cdot d\vec{\ell} \quad \text{da cui:} \quad \nabla \times \vec{A} L^2 \approx AL$$

$$\nabla \cdot \approx \frac{1}{L} \quad \text{infatti:} \quad \int_V \nabla \cdot \vec{A} dV = \int_S \vec{A} \cdot \hat{n} dS \quad \text{da cui:} \quad \nabla \cdot \vec{A} L^3 \approx \vec{A} L^2$$

$$\nabla^2 \approx \frac{1}{L^2}$$

8.2 Idrodinamica

La *fluidodinamica* o *idrodinamica*¹ è lo studio del moto dei fluidi, siano essi liquidi o gas. Dato che i fenomeni considerati sono macroscopici, il fluido può essere trattato come un mezzo continuo. Questo significa che ogni elemento di volume del fluido, per quanto piccolo, è sempre così grande da contenere un numero grandissimo di molecole. Di conseguenza, quando parliamo di elementi di volume infinitamente piccoli, intendiamo sempre *infinitamente piccoli in senso fisico*, vale a dire molto più piccoli del volume del corpo in esame, ma grandi rispetto alle distanze fra le molecole. Quindi le espressioni *particella di fluido* o *punto in un fluido* vanno intese in questo senso. Perciò parlando, per esempio, di spostamento di una particella in un fluido non intenderemo parlare della singola molecola, ma di un volumetto che ne contiene un numero grandissimo, anche se è così piccolo, rispetto alle dimensioni del problema, da poter essere trattato, da un punto di vista matematico, come un punto. Quindi le quantità macroscopiche che si considerano in fluidodinamica sono grandezze mediate su volumi fisicamente infinitesimi del fluido.

¹Per la precisione si parla di idrodinamica se il fluido è *incompressibile*, tuttavia le due parole sono usate largamente come sinonimi.

La descrizione matematica dello stato di moto di un fluido avviene mediante funzioni che danno la distribuzione della sua velocità, $\vec{u} = \vec{u}(x, y, z, t)$, e di due quantità termodinamiche, generalmente la pressione $P(x, y, z, t)$ e la densità $\rho(x, y, z, t)$. Se il fluido è in equilibrio termodinamico esiste poi un'equazione di stato che permette di ricavare la temperatura. Sottolineiamo il fatto che queste grandezze, funzioni delle coordinate spaziali e del tempo, si riferiscono ad un dato punto *nello spazio e nel tempo* e non ad una data particella di fluido.

Ci sono però fluidi di interesse astronomico, quali le particelle relativistiche nei raggi cosmici e nelle radiosorgenti non termiche o le stelle nelle galassie, che sono lontani dall'equilibrio termodinamico. Tuttavia in molti casi, come nei plasmi ionizzati, l'equilibrio termodinamico è valido localmente, cioè ogni punto il fluido può essere descritto completamente da parametri macroscopici: densità, temperatura e velocità (che è Maxwelliana, eq. 3.4). Ogni processo di eccitazione, dissociazione, ionizzazione o reazione chimica è o molto lento o così veloce da poter essere trascurato. Quindi, a patto che non siano presenti campi magnetici, per molti scopi il fatto che le particelle siano cariche può essere trascurato (ma si veda il § 8.4) e le equazioni della idrodinamica possono essere usate tranquillamente.

8.2.1 Descrizioni del moto di un fluido

Ci sono due descrizioni possibili per il moto di un fluido:

a) *Descrizione Lagrangiana*, nella quale l'osservatore descrive l'elemento di fluido nel corso del suo moto (*sistema di coordinate solidale con l'elemento di fluido*). Le proprietà del fluido dipendono solo dalla variabile temporale e per descriverne le variazioni si usa la derivata totale, o *Lagrangiana*, o *convettiva*, o *mobile*

$$\frac{D}{Dt}$$

In questa descrizione l'osservatore comovente col fluido interpreta come variazioni temporali anche quelle dovute alle variazioni di posizione.

b) *Descrizione Euleriana*, nella quale non si segue il moto del fluido e quindi le proprietà dello stesso sono funzione sia del tempo che delle coordinate spaziali (*sistema di coordinate esterno al fluido*). In questo caso le variazioni dipendenti dal tempo e dalle coordinate sono descritte da

$$\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla$$

dove $\vec{u}(x, y, z)$ è la velocità del fluido. Ovviamente si ha

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \quad (8.1)$$

La descrizione più comunemente usata è quella Euleriana, che sarà, per lo più, usata in quanto segue.

8.2.2 Equazioni della idrodinamica

Si tratta delle equazioni di continuità, o conservazione, di: *i*) massa, *ii*) del moto e *iii*) dell'energia.

i) *Equazione di continuità o della conservazione della massa.*

Detta a parole, dice che il ritmo con cui la massa si accumula in un determinato elemento di volume è uguale al ritmo complessivo con cui essa fluisce attraverso i confini del volume stesso. Il flusso di massa attraverso un elemento dS di area (convenzionalmente considerato positivo verso l'esterno) è dato da $\rho \vec{u} \cdot \hat{n} dS$, dove ρ è la densità di materia, \vec{u} la velocità del fluido, e \hat{n} il versore normale alla

superficie che si considera. Quindi la massa che, nell'unità di tempo, fluisce attraverso la superficie S che racchiude un volume arbitrario V , si può scrivere (Teorema di Gauss):

$$-\frac{dm}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = \int_S \rho \vec{u} \cdot \hat{n} dS = \int_V \nabla \cdot (\rho \vec{u}) dV$$

Poichè questo vale per ogni volume arbitrario V , l'equazione di conservazione della massa diventa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (8.2)$$

Qui ρ è la densità di massa, ma l'equazione (8.2) è del tutto generale e può essere scritta per qualsiasi grandezza scalare che si conservi (di fatto l'abbiamo già usata in forma unidimensionale nel § 6.2 per lo studio della distribuzione energetica degli elettroni). Inoltre, se le uniche deroghe alla conservazione di una determinata grandezza scalare sono sorgenti o pozzi noti, l'equazione (8.2) è ancora valida a patto di porre a destra del segno di uguale questi elementi di modifica.

Utilizzando la derivata convettiva (8.1) l'equazione di continuità, nella *descrizione Lagrangiana*, diventa:

$$\frac{\mathcal{D}\rho}{\mathcal{D}t} + \rho \nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (8.3)$$

avendo usato l'identità $\nabla \cdot \rho \vec{u} = \nabla \rho \cdot \vec{u} + \rho \nabla \cdot \vec{u}$.

Se ρ si mantiene costante in tutto il volume del fluido per tutta la durata del fenomeno che si considera, il fluido è detto *incompressibile*. In questo caso $\mathcal{D}\rho/\mathcal{D}t = 0$ e dalla (8.3) $\nabla \cdot \vec{u} = 0$. Questa è la condizione di incompressibilità. Essa semplifica notevolmente le equazioni, ma non sempre è applicabile in astrofisica dove in genere i cambiamenti di densità sono importanti.

ii) Equazioni del moto, o di Eulero e Stokes-Navier

Questa è l'equivalente della $\vec{F} = m\vec{a}$. Per un elemento infinitesimo di fluido l'equazione, in forma Lagrangiana, si scrive:

$$\rho \frac{\mathcal{D}\vec{u}}{\mathcal{D}t} = \vec{f}_{tot} \quad (8.4)$$

dove \vec{f}_{tot} è la risultante delle forze esterne, *per unità di volume*, che saranno in genere attribuibili a differenze (gradienti) di pressione, gravità, viscosità e forze elettromagnetiche in caso di fluidi elettricamente carichi in presenza di campo magnetico. La \vec{f}_{tot} quindi si scrive:

$$\vec{f}_{tot} = -\nabla p - \rho \nabla \Phi_g + \eta \nabla^2 \vec{u} + [\eta' \nabla (\nabla \cdot \vec{u})] + \dots$$

dove p è la pressione all'interno del fluido, Φ_g il potenziale di un campo di forze esterno (in genere la gravità) e η la *viscosità dinamica*. Il secondo coefficiente di viscosità η' , che appare nella espressione di \vec{f}_{tot} , compare quando vi sono variazioni di volume e quindi di densità del mezzo e quindi potrà essere trascurato se il fluido può essere trattato come incompressibile ($\nabla \cdot \vec{u} = 0$).

Facendo uso della (8.1) e della (8.4), per fluidi *incompressibili*, si ottiene l'equazione del moto:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 \vec{u} - \nabla \Phi_g \quad (8.5)$$

Questa equazione è detta di *Stokes-Navier*. La quantità $\nu = \eta/\rho$ prende il nome di *viscosità cinematica*. La quantità:

$$\mathcal{R} = \frac{\rho(\vec{u} \cdot \nabla)\vec{u}}{\eta \nabla^2 \vec{u} + \eta' \nabla (\nabla \cdot \vec{u})} \sim \frac{\rho L \mathcal{U}}{\eta} = \frac{L \mathcal{U}}{\nu} \quad (8.6)$$

si chiama *numero di Reynolds* e rappresenta il rapporto fra le forze d'inerzia (responsabili del moto vorticoso) e quelle viscosive (responsabili del moto laminare).

Per $\eta=0$ (fluidi non viscosi) la (8.5) diviene:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \Phi_g \quad (8.7)$$

che è nota come equazione di *Eulero*. La (8.7) si può riscrivere, con qualche manipolazione e facendo uso della eq. 8.2, nella forma:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u} + \Pi) = 0 \quad (8.8)$$

dove $\vec{u} \vec{u}$ è una *diade* (tensore con componenti $u_i u_k$, vedi anche punto 2) a pag. 8.25) e $\Pi = P \delta_{i,k}$ è il *tensore degli sforzi* ($\delta_{i,k}$ è il *tensore unitario* o di *Kroneker*)²

Si può vedere, con un po' di elaborazione, che quest'ultima equazione rappresenta la *conservazione della quantità moto*.

iii) Equazione dell'energia

Questa equazione descrive come varia l'*energia totale* di un elemento qualsivoglia di fluido a seguito del lavoro eseguito dalle forze agenti su di esso. Per il momento assumiamo che non ci siano *sorgenti o pozzi* di energia, quali dissipazione dovuta alla viscosità, conduzione di calore, emissione o assorbimento di radiazione, processi chimici o nucleari, etc. Con queste assunzioni l'equazione si scrive, nella forma *Euleriana*.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \epsilon \right) = -\nabla \cdot \left[\vec{u} \left(\frac{\rho u^2}{2} + \epsilon + p + \rho \Phi_g \right) \right] = -\nabla \cdot \left[\vec{u} \left(\frac{\rho u^2}{2} + h + \rho \Phi_g \right) \right] \quad (8.9)$$

dove ϵ rappresenta l'energia interna per unità di volume, la quantità h l'*entalpia* per unità di volume. Per vedere il significato, peraltro ovvio, dell'equazione appena scritta, la integriamo su un volume finito V limitato da una superficie S :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \left(\frac{\rho u^2}{2} + \epsilon \right) dV = - \int_V \nabla \cdot \left[\vec{u} \left(\frac{\rho u^2}{2} + \epsilon + p + \rho \Phi_g \right) \right] dV$$

e trasformiamo l'integrale di volume al secondo membro in un integrale di superficie mediante il teorema di Gauss:

L'eq. (8.9) diventa dunque:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \left(\frac{\rho u^2}{2} + \epsilon \right) dV = \int_S \vec{u} \left(\frac{\rho u^2}{2} + \epsilon \right) \cdot \vec{n} dS + \int_S p \vec{u} \cdot \vec{n} dS + \int_S \rho \Phi_g \vec{u} \cdot \vec{n} dS$$

Il termine al primo membro rappresenta la variazione per unità di tempo dell'energia totale racchiusa nel volume considerato. Il primo termine al secondo membro rappresenta il flusso di energia, cinetica e interna, attraverso la superficie limite del volume considerato. Il secondo termine rappresenta il lavoro per unità di tempo fatto dalle forze di pressione sulla superficie limite. Il terzo termine è il flusso di energia potenziale attraverso la superficie limite, o, se si preferisce, mantenendolo sotto forma di integrale di volume, il lavoro fatto dalla forza conservativa esterna (es., la gravità).

L'equazione rappresenta dunque la *conservazione dell'energia*. Il vettore $\vec{u} \left(\frac{\rho u^2}{2} + \epsilon + p \right)$ prende il nome di *vettore flusso di energia*.

Se anziché ϵ e h si considerano l'energia e l'entalpia *per unità di massa*, \mathcal{E} e w (vedi § 8.3), l'eq. 8.9 si scrive nella forma:

²Definito come: $\delta_{i,k} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \rho \mathcal{E} \right) = - \nabla \cdot \left[\vec{u} \left(\frac{\rho u^2}{2} + \rho w + \rho \Phi_g \right) \right]$$

Qualora siano presenti fenomeni dissipativi interni (viscosità) e perdite o iniezioni di energia, quantità corrispondenti vanno aggiunte nel secondo membro dell'eq. (8.9).

Si deve notare che le equazioni precedenti sono non lineari, per cui si possono avere soluzioni esatte delle stesse solo in casi particolari. Nelle situazioni più generali le soluzioni vengono cercate per via numerica.

Una ulteriore osservazione riguarda il fatto che le quantità incognite sono 6, \vec{u} (tre componenti), ϵ , ρ e p , mentre le relazioni a disposizione sono 5, una dalla equazione di continuità (scalare), tre dall'equazione del moto (vettoriale) e un'altra dall'equazione dell'energia (scalare). Abbiamo quindi un'incognita in più rispetto alle relazioni disponibili. Per ottenere soluzioni alle stesse è necessario aggiungere alle precedenti un'altra equazione, che è l'*equazione di stato*

$$p = p(\epsilon)$$

(per esempio, l'equazione dei gas perfetti), la quale però è univoca solo in condizioni di equilibrio termodinamico.

8.2.3 Condizioni per la incompressibilità di un fluido

Un fluido viene considerato incompressibile quando le variazioni di densità nel tempo e nello spazio sono trascurabili rispetto alla densità stessa, cioè $\Delta\rho/\rho \ll 1$ (piccole variazioni percentuali).

Calcoliamo la variazione di densità come:

$$\Delta\rho \approx \left(\frac{\partial\rho}{\partial p} \right) \Delta p \quad (8.10)$$

Se le variazioni di pressione sono dovute solamente al moto del fluido, linearizzando l'equazione di Eulero (8.7), scritta in assenza di forze gravitazionali, otteniamo:

$$\frac{u}{T} + \frac{u^2}{L} = 2 \frac{u^2}{L} = -\frac{1}{\rho} \frac{p}{L} \quad \text{da cui} \quad 2u^2\rho = -p$$

Stimando che la variazione media di pressione sia $\Delta p \approx p/2$ otteniamo $\Delta\rho \approx u^2\rho$, che sostituita nella (8.10) fornisce:

$$\begin{aligned} \Delta\rho &\sim \left(\frac{\partial\rho}{\partial p} \right) \rho u^2 \\ \frac{\Delta\rho}{\rho} &\sim \frac{u^2}{\partial p / \partial \rho} = \frac{u^2}{c_s^2} = M^2 \end{aligned}$$

dove M è il numero di Mach (§ 8.2.5). La quantità $c_s = (\partial p / \partial \rho)^{1/2}$ è la *velocità del suono* (eq. 8.16). La condizione fisica per cui il fluido si comporta come incompressibile è quindi che $u \ll c_s$, cioè che il moto sia subsonico (numero di Mach $\ll 1$). In pratica la approssimazione è sufficientemente buona se $\Delta\rho/\rho \lesssim 0.1 - 0.2$ cioè $u \lesssim 0.4 c_s$.

8.2.4 Vortici

Utilizzando l'identità vettoriale:

$$\frac{1}{2} \nabla u^2 = \vec{u} \times (\nabla \times \vec{u}) + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u}$$

la equazione di Stokes–Navier (8.5) diventa:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\frac{1}{2} \nabla u^2 + \vec{u} \times (\nabla \times \vec{u}) - \frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 \vec{u} - \nabla \Phi_g$$

Notare che il primo termine a destra si può riscrivere come $\frac{1}{2\rho} \nabla (\rho u^2)$ e che quindi $\rho u^2/2$ è equivalente ad una pressione. Calcolando la rotazione di questa equazione e ricordando che $\nabla \times \nabla = 0$ si ricava un'espressione che non dipende dalla pressione:

$$\frac{\partial(\nabla \times \vec{u})}{\partial t} = \nabla \times [\vec{u} \times (\nabla \times \vec{u})] + \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 (\nabla \times \vec{u})$$

Fatta la posizione $\nabla \times \vec{u} = 2\vec{\Omega}$, si ha:

$$\frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{u} \times \vec{\Omega}) + \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 \vec{\Omega} \quad (8.11)$$

Il termine $\nabla \times \vec{u}/2 = \vec{\Omega}$ è chiamato *vorticosità* e si vede che è assimilabile ad una velocità angolare. Infatti, applicando il teorema della circuitazione a $\nabla \times \vec{u}$, attraverso un cerchio arbitrario di raggio r , si ha:

$$\frac{1}{2} \int_S \nabla \times \vec{u} dS = \int_S \vec{\Omega} dS \approx (\pi r^2) \Omega = \frac{1}{2} \oint \vec{u} \cdot d\vec{l} = \pi r u$$

da cui $\Omega = u/r$. Se poi il fluido è non viscoso³ ($\eta/\rho=0$) allora la (8.11) si riduce a:

$$\frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial t} - \nabla \times (\vec{u} \times \vec{\Omega}) = 0 \quad (8.12)$$

Tale equazione è identica a quella per il campo magnetico (eq. 8.63), esaminata in § 8.4.3 e da essa si ottiene il *teorema della vorticosità*, di Kelvin: “*il flusso di $\vec{\Omega}$ attraverso una qualsiasi superficie in moto col fluido è costante*”. Col termine *superficie in moto col fluido* si intende una superficie definita *da particelle del fluido* e che quindi si muove ed eventualmente si deforma con esso. La dimostrazione di questo teorema è la stessa data in § 8.4.3 a proposito della conservazione del flusso del campo magnetico attraverso una superficie in moto col fluido e ad essa si rimanda.

Per visualizzare quanto sopra, supponiamo ci siano dei vortici nel fluido localizzato in una certa regione A , in un dato istante di tempo. Supponiamo, inoltre, che, in seguito al moto, il fluido si sposti da A ad un'altra regione B in un certo intervallo di tempo. Il teorema di Kelvin ci dice che anche i vortici si sono mossi da A a B , conservando il flusso.

Una conseguenza del teorema di Kelvin è che un fluido ideale, che in un dato istante non ha vortici, non può svilupparne in tempi successivi. Viceversa, se in fluido ideale sono presenti dei vortici, questi non possono sparire.

La generazione o la dissipazione di vortici è strettamente connessa con l'esistenza della viscosità.

³Detto anche “inviscido”.

8.2.5 Onde sonore

Consideriamo, in un fluido *compressibile*, infinito, uniforme ed in quiete, con densità e pressione iniziali ρ_0 e p_0 , una perturbazione, per semplicità, *unidimensionale*. Le piccole perturbazioni di questo tipo vanno sotto il nome di *onde sonore* e danno luogo a rarefazioni e compressioni che si alternano in ciascun punto del fluido. Nell'ipotesi di perturbazioni piccole, ad un tempo t ed in una posizione x qualsiasi si potrà scrivere:

$$\begin{aligned}\rho &= \rho_0 + \delta\rho(x, t) \equiv \rho_0 + \rho' \\ p &= p_0 + \delta p(x, t) \equiv p_0 + p' \\ u &= \delta u(x, t) \equiv u'\end{aligned}\tag{8.13}$$

Sostituendo le (8.13) nell'equazione di continuità (8.3) e di Stokes–Navier (8.5), scritta in assenza di forze gravitazionali (cioè con $\Phi_g=0$) e trascurando i termini superiori al primo ordine nelle quantità piccole (es. $u'\partial\rho'/\partial x$) otteniamo il seguente sistema di equazioni lineari per le piccole perturbazioni:

$$\begin{aligned}\frac{\partial\rho'}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial u'}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial u'}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} &= 0\end{aligned}\tag{8.14}$$

Notare che sono spariti i termini che dipendono dalla viscosità, per cui il fluido può essere trattato come un fluido perfetto. Derivando la prima delle (8.14) rispetto a t e la seconda rispetto ad x , combinandole linearmente e ponendo

$$p' \equiv \delta p = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_{\rho_0} \delta\rho \equiv \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right) \rho'$$

ricaviamo l'equazione che descrive la propagazione delle piccole perturbazioni di densità:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_{\rho_0} \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x^2}\tag{8.15}$$

Le soluzioni della (8.15) sono del tipo:

$$\rho' \equiv \delta p = f(x - c_s t) + g(x + c_s t)$$

dove f e g sono funzioni arbitrarie. La (8.15) rappresenta quindi due *treni d'onde* che si propagano in senso opposto con velocità:

$$c_s \equiv \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)^{1/2}\tag{8.16}$$

che è la *velocità del suono*⁴

In un fluido in movimento il numero $M = u/c_s$, che esprime il rapporto fra la sua velocità e la velocità del suono è detto *numero di Mach*, ed il moto del fluido si dirà super- o sub-sonico a seconda che $M > 1$ o $M < 1$.

Generalmente la propagazione di onde sonore può essere trattata in modo adiabatico. In questo caso si può, con buona approssimazione, usare l'equazione di stato per le trasformazioni adiabatiche dei

⁴Perchè “suono” è la sensazione che il cervello ci trasmette quando l'orecchio raccoglie le perturbazioni di pressione nell'aria (causate da voce, rumori, strumenti musicali etc). Il “bang” prodotto da un aereo supersonico non è altro che un esempio di “onda d'urto” (§ 8.3).

gas perfetti $pV^\Gamma = \text{cost}$, ossia $p = p_0(\rho/\rho_0)^\Gamma$, avendo indicato con ρ_0, T_0 e ρ, T le grandezze precedenti e susseguenti all'arrivo dell'onda. Si ha:

$$p \propto \rho^\Gamma \quad \frac{\partial p}{\partial \rho} = \Gamma \left(\frac{p_0}{\rho_0^\Gamma} \right) \rho^{\Gamma-1} = \Gamma \left(\frac{p_0}{\rho_0} \right) \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\Gamma-1} = \Gamma \frac{k_B T_0}{m_0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\Gamma-1} = \Gamma \frac{k_B T}{m_0} \quad (8.17)$$

dove m_0 è la massa (media) delle molecole del gas e si è fatto uso dell'equazione di stato dei gas perfetti, $p/\rho = kT/m_0$.

Se invece la trasformazione deve essere considerata isoterma si avrà $p \propto \rho$, per cui:

$$p \propto \rho \quad \frac{\partial p}{\partial \rho} = \frac{p}{\rho} = \frac{k_B T_0}{m_0} \quad (8.18)$$

La velocità del suono risulta dunque:

$$c_s = \begin{cases} \sqrt{\Gamma p/\rho} = \sqrt{\Gamma k_B T/m_0} & \text{(adiabatico)} \\ \sqrt{p_0/\rho_0} = \sqrt{k_B T_0/m_0} & \text{(isoterma)} \end{cases} \quad (8.19)$$

Per es. se $T = 100\text{K}$ e $m_0 \equiv m_H$, $c_s \sim 1 \text{ km s}^{-1}$.

Per un dato gas (m_0, Γ), la velocità del suono dipende dunque dalla sola temperatura ($\propto T^{1/2}$). Si noti però che nel caso isoterma c_s dipende dalla temperatura T_0 del mezzo imperturbato, mentre nel caso adiabatico dipende da quella, T , che si stabilisce dopo l'arrivo dell'onda, maggiore di T_0 a seguito di riscaldamento adiabatico del mezzo.

8.3 Onde d'urto (shock)

Un'onda d'urto o *shock* è una discontinuità *irreversibile* dello stato termodinamico di un mezzo che si propaga attraverso di esso. Onde d'urto si possono verificare sia nei fluidi che nei solidi ma per gli scopi astrofisici siamo interessati sostanzialmente agli shock nei fluidi.

Consideriamo per semplicità il caso unidimensionale.

Uno shock può essere prodotto in un fluido in quiete per esempio da un pistone (fig. 8.1) che al tempo $t=0$ comincia a muoversi con velocità u , superiore a quella del suono, spingendo davanti a sé il fluido, che è quindi in quiete rispetto al pistone.

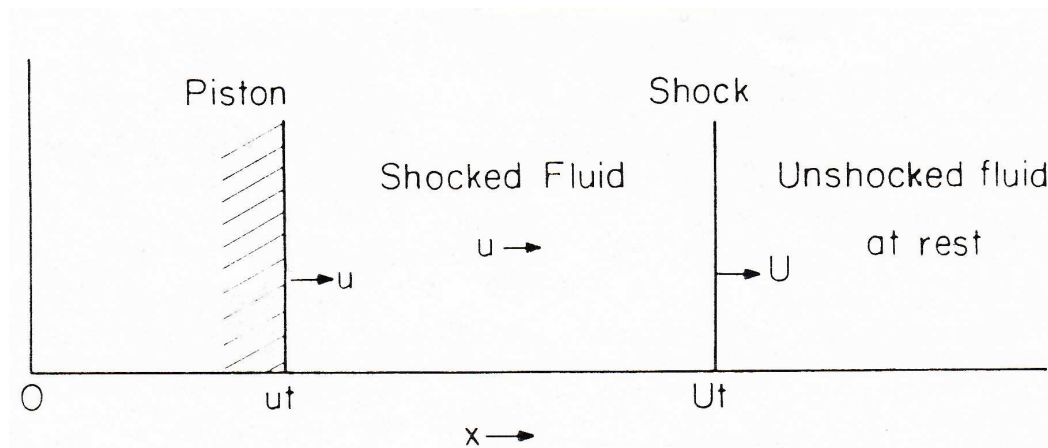


Figura 8.1: Shock prodotto da un pistone (Katz, "High Energy Astrophysics", Addison-Wesley Publ.Co., 1986, p. 174)

Se ρ_0 e p_0 sono la densità e pressione iniziali del fluido, in seguito al moto del pistone si formerà in una certa zona del fluido davanti (nel senso del moto) al pistone un'onda d'urto che viaggia a velocità

$U \neq u$. Il gas dietro lo shock ha la velocità u del pistone, e densità e pressione ρ_1 e p_1 . Il moto della discontinuità non ha nulla a che fare col moto del fluido vero e proprio e le particelle possono anche attraversare la superficie di discontinuità.

Assumeremo che il fluido sia in equilibrio termodinamico e che sia stazionario ($\partial/\partial t = \partial/\partial x = 0$) dappertutto, eccetto nello strato infinitamente sottile dove avviene la discontinuità. Il fluido è quindi caratterizzato dalla sua velocità, densità, pressione ed energia interna, che, in condizioni di equilibrio termodinamico bastano a descrivere il fluido completamente, dato che le equazioni della idrodinamica sono soddisfatte dappertutto tranne che sulla superficie di discontinuità.

La fig. 8.2 mostra come si potrebbe formare una discontinuità. Supponiamo che in un fluido avanzi una perturbazione di densità rappresentata da un profilo simile a quello di fig. 8.2a, inizialmente simmetrico. Poichè nel caso adiabatico la velocità del suono dipende dalla densità del fluido (eq. 8.17), essa sarà maggiore vicino alla cresta della perturbazione, cioè la perturbazione di densità viaggerà più velocemente vicino alla cresta che altrove. Quindi gradatamente il picco del profilo di densità sopravvanzerà la parte della perturbazione che lo precede (fig. 8.2b). In questo modo la densità della cresta cresce, aumentando ulteriormente la velocità del suono e rendendo sempre più asimmetrico il profilo di densità (con la parte ripida sul lato di avanzamento del fronte d'urto) fino a che si viene a formare una discontinuità vera e propria (fig. 8.2c).

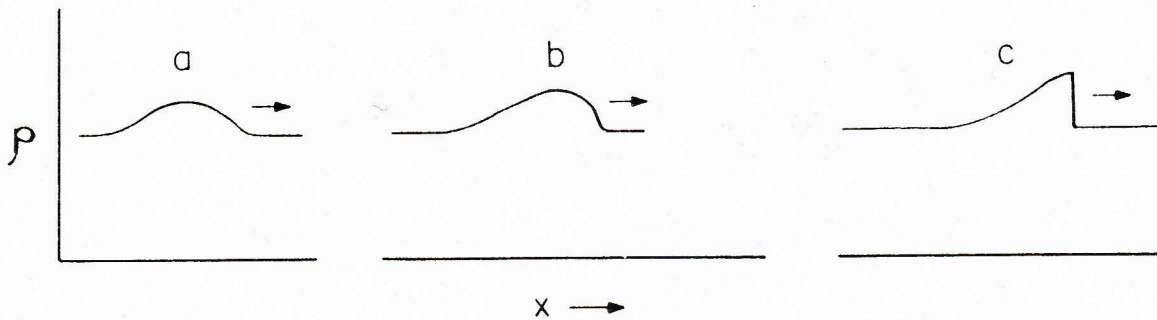


Figura 8.2: Formazione di uno shock (Katz, p.181, referenza citata).

Cerchiamo le relazioni fra i parametri del fluido imperturbato (*davanti* allo shock) e quelli del fluido perturbato (*dietro* lo shock) e la velocità con cui il fronte stesso avanza.

Indipendentemente da come lo shock si forma nella materia, le relazioni fra i parametri del fluido imperturbato e di quello perturbato non aggiungono nulla di nuovo, ma sono solo una riscrittura delle leggi di conservazione in presenza della discontinuità:

- 1) continuità del flusso di materia (eq. 8.20)
- 2) continuità del flusso di impulso (eq. 8.21)
- 3) continuità del flusso di energia (eq. 8.22)

Queste sono ancora le eq. 8.2, 8.8, 8.9, ma in forma integrale.

Scegliamo un sistema di riferimento solidale con l'onda d'urto. In questo sistema di riferimento il mezzo imperturbato (davanti allo shock) appare muoversi verso il fronte d'urto, mentre quello perturbato (dietro lo shock) se ne allontana. Un osservatore esterno vede il mezzo imperturbato fermo ed il mezzo perturbato che insegue il fronte d'urto, ma con velocità minore.

Indicheremo con (1) i parametri del mezzo imperturbato e con (2) i parametri del mezzo perturbato. Se u_i , ρ_i , p_i con $i=1,2$ sono la velocità, densità, e pressione nei due mezzi, le tre leggi di conservazione

si scrivono:

$$\rho_1 u_1 - \rho_2 u_2 = 0 \quad (8.20)$$

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2 \quad \text{ovvero} \quad \left[\rho_1 u_1^2 - \rho_2 u_2^2 \right] = p_2 - p_1 \quad (8.21)$$

che dice che la differenza del flusso della quantità di moto bilancia la differenza delle forze di pressione agenti sui due lati della discontinuità.

La terza legge di conservazione è:

$$\begin{aligned} & \left[\rho_1 u_1 \left(\frac{u_1^2}{2} + \mathcal{E}_1 + \frac{p_1}{\rho_1} \right) \right] - \left[\rho_2 u_2 \left(\frac{u_2^2}{2} + \mathcal{E}_2 + \frac{p_2}{\rho_2} \right) \right] = \\ & = \left[\rho_1 u_1 \left(\frac{u_1^2}{2} + w_1 \right) \right] - \left[\rho_2 u_2 \left(\frac{u_2^2}{2} + w_2 \right) \right] = 0 \end{aligned} \quad (8.22)$$

dove \mathcal{E} è la energia interna per unità di massa e $w = \mathcal{E} + p/\rho$ è la entalpia per unità di massa (cfr. eq. 8.9). Questa equazione rappresenta il bilancio tra energia cinetica, energia termica trasportata dal fluido e lavoro effettuato dalle forze di pressione sul fluido stesso.

Le equazioni (8.20)–(8.22) possono essere rielaborate come segue. Indichiamo con $J \equiv \rho_1 u_1 = \rho_2 u_2$ il flusso di densità di materia attraverso la discontinuità e con $\mathcal{V}_1 = 1/\rho_1$ e $\mathcal{V}_2 = 1/\rho_2$ i volumi specifici davanti e dietro lo shock. Avremo:

$$u_1 = J\mathcal{V}_1 \quad u_2 = J\mathcal{V}_2 \quad u_1 - u_2 = J(\mathcal{V}_1 - \mathcal{V}_2) \quad (8.23)$$

e la (8.21) diviene:

$$p_1 + J^2 \mathcal{V}_1 = p_2 + J^2 \mathcal{V}_2 \quad \text{da cui:} \quad J^2 = \frac{p_2 - p_1}{\mathcal{V}_1 - \mathcal{V}_2} \quad (8.24)$$

Poichè $J^2 > 0$ per definizione, dovrà essere simultaneamente ($p_2 > p_1$) e ($\rho_2 > \rho_1$) o viceversa. Vedremo più sotto che solo la prima coppia di condizioni può valere con la conseguenza che, dalla (8.23), deve anche essere $u_1 > u_2$, cioè il mezzo imperturbato appare avanzare verso lo shock con velocità maggiore di quella con cui il mezzo perturbato se ne allontana. Dalle (8.23) e (8.24) si ricava:

$$u_1 - u_2 = \sqrt{(p_2 - p_1)(\mathcal{V}_1 - \mathcal{V}_2)} \quad (8.25)$$

Infine, tenendo conto della (8.20), la (8.22) diviene:

$$\left(\frac{u_1^2}{2} + w_1 \right) - \left(\frac{u_2^2}{2} + w_2 \right) = 0 \quad (8.26)$$

e quindi, per la (8.23):

$$w_1 + \frac{J^2 \mathcal{V}_1^2}{2} = w_2 + \frac{J^2 \mathcal{V}_2^2}{2}$$

da cui, utilizzando la (8.24):

$$w_1 - w_2 + \frac{1}{2}(\mathcal{V}_1 + \mathcal{V}_2)(p_2 - p_1) = 0 \quad (8.27)$$

E poichè $w = \mathcal{E} + p\mathcal{V}$ si ottiene l'*adiabatico di shock* di Hugoniot–Rankine

$$\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1 = \frac{1}{2}(\mathcal{V}_1 - \mathcal{V}_2)(p_1 + p_2) \quad (8.28)$$

che esprime la variazione di energia interna del fluido causata dal lavoro medio, $\langle p \rangle \Delta\mathcal{V}$, fatto attraverso il fronte d'urto. La (8.28) dice che, dati p_1 e \mathcal{V}_1 , p_2 e \mathcal{V}_2 non possono assumere valori

arbitrari, come avviene anche per l'adiabatico di Poisson $PV^\Gamma = \text{cost}$, salvo che, mentre quest'ultima relazione rappresenta una famiglia di curve ad un solo parametro (la costante che dipende da T), l'adiabatico di Hugoniot–Rankine rappresenta una famiglia di curve a due parametri.

Eliminando u_2 fra la (8.20) e la (8.21) si ricava:

$$u_1^2 = \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(\frac{p_2 - p_1}{\rho_2 - \rho_1} \right) = \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{\Delta p}{\Delta \rho} \quad (8.29)$$

La quantità $\Delta p/\Delta \rho$ può essere considerata una approssimazione di $\partial p/\partial \rho$ e dovrà essere intermedia fra i valori di $\partial p/\partial \rho$ nel mezzo imperturbato e perturbato. Poichè lo shock è sostanzialmente una trasformazione irreversibile, l'entropia S_2 del mezzo perturbato sarà maggiore dell'entropia S_1 del mezzo imperturbato. Esprimendo la (8.28) in funzione della differenza di entropia $S_2 - S_1$ si può dimostrare che se $S_2 > S_1$ deve anche essere $p_2 > p_1$. Di conseguenza dalla (8.24) otteniamo che è anche $\rho_2 > \rho_1$. Quindi la pressione e la densità nel mezzo perturbato sono maggiori che nel mezzo imperturbato. Poichè inoltre $c_{s2} > c_{s1}$, (in un gas perfetto si verifica facilmente dato che la velocità del suono è $c_s^2 \propto \rho^{\Gamma-1}$) avremo che il verso delle disuguaglianze è: $c_{s2}^2 > \Delta p/\Delta \rho > c_{s1}^2$ e di conseguenza, dalla (8.29):

$$u_1^2 > \frac{\Delta p}{\Delta \rho} > c_{s1}^2 \quad (8.30)$$

Dunque il mezzo imperturbato si muove verso lo shock (il che è equivalente a dire che un osservatore esterno vede lo shock avanzare nel mezzo imperturbato) con una velocità u_1 maggiore della velocità del suono: cioè lo shock è supersonico con numero di Mach $M > 1$.

In maniera analoga si può ricavare u_2 e vedere che essa è subsonica (o moderatamente supersonica, § 8.3.2), cioè il gas recede (è lasciato indietro, dipende dal sistema di riferimento) dallo shock con una velocità che è minore o confrontabile con la velocità del suono.

Le tre equazioni (8.20)–(8.22) legano le quattro incognite ρ_2 , u_2 , p_2 , \mathcal{E}_2 ai valori “noti” ρ_1 , u_1 , p_1 , \mathcal{E}_1 . Quindi occorre un altro vincolo per risolvere completamente il problema. Poichè abbiamo assunto l'equilibrio termodinamico davanti e dietro lo shock, sappiamo che esiste un'equazione di stato che lega i due gruppi di grandezze, e che rende risolvibile il problema.

8.3.1 Onde d'urto adiabatiche in un gas perfetto

Applichiamo al caso di un gas perfetto le relazioni generali trovate. In questo caso l'equazione di stato si scrive:

$$\epsilon = p/(\Gamma - 1) \quad (8.31)$$

dove ϵ è la densità di energia interna, e quindi:

$$\mathcal{E} = \epsilon/\rho = p/[\rho(\Gamma - 1)] \quad (8.32)$$

e

$$w = \mathcal{E} + \frac{p}{\rho} = \frac{p}{\rho(\Gamma - 1)} + \frac{p}{\rho} = \frac{\Gamma p}{(\Gamma - 1)\rho} = \frac{\Gamma p \mathcal{V}}{\Gamma - 1} \quad (8.33)$$

La $p/\rho = RT/\mu$ (dove μ è la massa della grammolecola del gas) fornisce:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{\rho_1 p_2}{\rho_2 p_1} = \frac{\mathcal{V}_2 p_2}{\mathcal{V}_1 p_1} \quad (8.34)$$

Introdotte nelle (8.28), (8.24), e (8.23), e ricordando inoltre l'espressione per il numero di Mach (c_s da eq. 8.19)

$$M^2 = u^2 \rho / (\Gamma p) \quad (8.35)$$

queste relazioni forniscono⁵ :

$$\frac{\mathcal{V}_2}{\mathcal{V}_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{(\Gamma + 1)p_1 + (\Gamma - 1)p_2}{(\Gamma - 1)p_1 + (\Gamma + 1)p_2} = \frac{u_2}{u_1} = \frac{(\Gamma - 1)M_1^2 + 2}{(\Gamma + 1)M_1^2} \quad a)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1} \left[\frac{(\Gamma + 1)p_1 + (\Gamma - 1)p_2}{(\Gamma - 1)p_1 + (\Gamma + 1)p_2} \right] = \frac{[2\Gamma M_1^2 - (\Gamma - 1)][(\Gamma - 1)M_1^2 + 2]}{(\Gamma + 1)^2 + M_1^2} \quad b)$$

$$J^2 = \frac{(\Gamma - 1)p_1 + (\Gamma + 1)p_2}{2\mathcal{V}_1} \quad c)$$

$$u_1^2 = \frac{\mathcal{V}_1}{2} [(\Gamma - 1)p_1 + (\Gamma + 1)p_2] \quad d)$$

$$u_2^2 = \frac{\mathcal{V}_1}{2} \frac{[(\Gamma + 1)p_1 + (\Gamma - 1)p_2]^2}{[(\Gamma - 1)p_1 + (\Gamma + 1)p_2]} \quad e) \quad (8.36)$$

Il rapporto $\mathcal{V}_2/\mathcal{V}_1 = \rho_1/\rho_2$ è una funzione monotona decrescente di p_2/p_1 e tende verso il limite finito $(\Gamma - 1)/(\Gamma + 1) < 1$, vale a dire che nessuno shock, per quanto forte, può comprimere la materia che attraversa più di $(\Gamma + 1)/(\Gamma - 1)$. Per esempio per un gas monoatomico $\Gamma = 5/3$ e il rapporto fra le densità del mezzo perturbato e imperturbato $\rho_2/\rho_1 \rightarrow 4$. Analogamente anche il rapporto fra le velocità raggiunge il valore limite $u_2/u_1 = (\Gamma - 1)/(\Gamma + 1)$. Il rapporto fra le temperature e le pressioni, invece, può subire una discontinuità grande a piacere⁶.

Infine, usando ancora la (8.35), dalla espressione per u_1^2 , abbiamo:

$$\begin{aligned} \frac{p_2}{p_1} &= \frac{2\Gamma}{\Gamma + 1} M_1^2 - \frac{\Gamma - 1}{\Gamma + 1} \\ \left(\frac{M_1}{M_2} \right) &= \left(\frac{p_2 \rho_2}{p_1 \rho_1} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (8.37)$$

da cui si vede che quando il numero di Mach nel mezzo imperturbato $M_1 \gg 1$, cioè l'avanzamento del fronte d'urto nel mezzo imperturbato è altamente supersonico, il rapporto fra le pressioni è molto maggiore di 1.

Riassumendo: lo shock, attraversando il mezzo, lo scalda, lo comprime e lo mette in movimento, trascinandoselo dietro, ma, come si vede dalle (8.36), con velocità minore. Le T e p nel fluido perturbato possono diventare arbitrariamente grandi al passaggio dello shock, ma la sua densità non può essere più di $(\Gamma + 1)/(\Gamma - 1)$ volte maggiore di quella del mezzo imperturbato, il valore massimo di 4 avendosi per un gas monoatomico.

8.3.2 Onda d'urto forte

Chiamiamo *onda d'urto forte* quella in cui $p_2 \gg p_1$. In queste condizioni le relazioni fra i parametri dietro e davanti lo shock si riscrivono:

⁵L'equazione a) si ottiene dalla (8.28) e dalla (8.32). L'equazione b) si ottiene dalla a) e dalla (8.34). L'equazione c) si ottiene dalla (8.24) e dalla a). Le equazioni d) ed e) si ottengono dalla c) e dalla (8.23).

⁶Dalle equazioni precedenti si può vedere facilmente che P/ρ^Γ non è costante, come in una trasformazione adiabatica *reversibile*. Non è una sorpresa, poichè un'onda d'urto è un processo *irreversibile*.

$$\begin{aligned}
\frac{\rho_2}{\rho_1} &\approx \frac{\Gamma + 1}{\Gamma - 1} \\
\frac{T_2}{T_1} &\approx \frac{\Gamma - 1}{\Gamma + 1} \frac{p_2}{p_1} = \frac{\rho_1}{p_1} \frac{p_2}{\rho_2} \\
\frac{u_2}{u_1} &\approx \frac{\Gamma - 1}{\Gamma + 1} \\
\frac{p_2}{p_1} &\approx \frac{2\Gamma}{\Gamma + 1} M_1^2 \\
M_2^2 &\approx M_1^2 \frac{p_1}{p_2} \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\Gamma - 1}{2\Gamma}
\end{aligned} \tag{8.38}$$

Dalla prima eq. 8.37 risulta che è anche $M_1 \gg 1$.

Nel caso di un gas monoatomico in presenza di un'onda d'urto forte, indicando con m_0 la massa in grammi delle particelle del gas (in genere idrogeno nei casi astrofisici), con n_1 ed n_2 il numero di particelle per cm^3 davanti e dietro il fronte d'urto, e utilizzando la $p = nk_B T$ (n = numero di particelle per cm^3) otteniamo le seguenti relazioni fra i parametri davanti e dietro il fronte d'urto:

$$\begin{aligned}
\rho_2 &\approx 4\rho_1 \\
u_2 &\approx \frac{u_1}{4} \\
p_2 &\approx p_1 M_1^2 \frac{2\Gamma}{\Gamma + 1} = \frac{3}{4} u_1^2 \rho_1 = \frac{3}{4} u_1^2 m_0 n_1 = \frac{3}{16} u_1^2 m_0 n_2 \\
T_2 &\approx \frac{p_2}{n_2 k_B} = \frac{3}{16} \frac{u_1^2 m_0}{k_B}
\end{aligned}$$

Per un osservatore esterno il mezzo imperturbato è fermo ed è il fronte d'urto che avanza in esso con velocità u_1 altamente supersonica ($M_1 \gg 1$) mentre il mezzo perturbato insegue la discontinuità con velocità $u'_2 = u_1 - u_2$. I parametri dietro il fronte d'urto per un osservatore esterno quindi valgono:

$$\begin{aligned}
\rho_2 &= 4\rho_1 \\
u'_2 &= \left(\frac{3}{4}\right) u_1 < u_1 \\
T_2 &= \frac{3}{16} \frac{m_0}{k_B} u_1^2 \\
p_2 &= \frac{3}{4} \rho_1 u_1^2 \left(= \frac{4}{3} \rho_1 u_2'^2\right)
\end{aligned} \tag{8.39}$$

e inoltre:

$$\begin{aligned}
E_{cin} &= \frac{1}{2} m_0 u_2'^2 \\
E_{term} &= \frac{3}{2} k_B T_2 = \frac{1}{2} m_0 u_2'^2 = E_{cin}
\end{aligned} \tag{8.40}$$

$$\begin{aligned}
c_{s2} &= \sqrt{\Gamma \frac{p_2}{\rho_2}} = \sqrt{\frac{5}{9}} u_2' \\
M_2 &= \frac{u_2'}{c_{s2}} \approx 1.3
\end{aligned} \tag{8.41}$$

Il mezzo perturbato insegue il fronte d'urto ad una velocità appena di poco supersonica, qualunque sia la velocità dell'onda d'urto (purchè questa abbia $M \gg 1$).

Si osservi che, nel caso dell'onda d'urto forte, per risolvere completamente il problema è sufficiente conoscere la densità del mezzo imperturbato ρ_1 e la velocità con cui in esso avanza il fronte d'urto, u_1 , mentre possono essere ignorate la sua temperatura e pressione nonché le proprietà del mezzo perturbato, con evidenti grandi vantaggi dal punto di vista osservativo e della definizione del problema.

8.3.3 Onde d'urto isoterme

I risultati di § 8.3.2 valgono nell'ipotesi di shock adiabatico. Consideriamo ora, brevemente, il caso in cui il gas compresso sia in grado di irradiare in maniera molto efficiente l'energia termica che acquista passando attraverso lo shock. Se il tempo di raffreddamento è sufficientemente breve, si può considerare il caso estremo in cui l'irraggiamento raffredda efficacemente il gas riportandolo alla temperatura iniziale, ossia $T_2 = T_1$. In questo caso si parla di *shock isoterma*.

Per ottenere le condizioni dopo lo shock, si può porre, nelle relazioni (8.36), $\Gamma = 1$, ottenendo:

$$\begin{aligned} u_1/u_2 &= \rho_2/\rho_1 \approx M_1^2 \\ p_2/p_1 &= \rho_2/\rho_1 \approx M_1^2 \end{aligned} \quad (8.42)$$

Dalla prima delle (8.42) si vede che il gas dietro allo shock può essere compresso di un fattore grande a piacere se la velocità u_1 del fronte d'urto è sufficientemente alta rispetto alla velocità del suono nel mezzo imperturbato, c_{s1} .

8.4 Magnetoidrodinamica (MHD)

La magnetoidrodinamica è lo studio delle interazioni macroscopiche con un campo magnetico di liquidi e gas che siano conduttori elettrici. Sebbene alcune caratteristiche si possano già studiare facendo muovere in campi magnetici fluidi che sono conduttori elettrici, come il mercurio o il sodio liquido, le applicazioni più significative si hanno solo in presenza di gas altamente ionizzati. In pratica questa condizione si realizza solo ad altissime temperature, quando la materia diviene sufficientemente ionizzata da formare un gas costituito di elettroni e ioni distinti. Per i gas ordinari la ionizzazione comincia a temperature dell'ordine di 10^4 K, quindi nell'intervallo di temperature tipico di molte situazioni astrofisiche ($10^6 \div 10^9$ K) tutta la materia è completamente ionizzata.

Un gas ionizzato si chiama *plasma* quando le dimensioni caratteristiche del fenomeno che si studia sono molto maggiori della *lunghezza di schermo di Debye*, ℓ_D , che è la distanza alla quale il campo elettrico prodotto da una carica è completamente schermato dalle cariche circostanti di segno opposto. Poichè:

$$\ell_D \approx \left(\frac{k_B T}{n_e e^2} \right)^{1/2}$$

dove T è la temperatura del mezzo, e n_e la sua densità elettronica, e la carica dell'elettrone e k_B la costante di Boltzmann, si vede che nei casi astrofisici i gas ionizzati possono sempre essere trattati come plasmi. Per esempio, per $T = 10^7$ K ed $n_e = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ si ha $\ell_D \sim 500$ m.

In assenza di campi magnetici, anche un gas altamente ionizzato si comporta per molti aspetti come un gas classico, ma se il fluido è *in moto* in un campo magnetico, i moti idrodinamici possono indurre delle correnti elettriche variabili, che a loro volta modificano il campo magnetico locale. Campi magnetici si osservano per esempio nelle radiosorgenti, ma molti altri oggetti possono contenere dei campi che, se anche sono troppo piccoli per essere osservati direttamente, possono però essere sufficientemente intensi da alterare le caratteristiche del moto di un fluido. La generalizzazione della idrodinamica ad un fluido conduttore in presenza di campi magnetici costituisce la *magnetoidrodinamica*. Le equazioni che governano il comportamento del fluido si ottengono dalle eq. 8.2–8.9 introducendovi gli effetti prodotti

dal campo magnetico ed assumendo che le funzioni di distribuzione delle particelle siano molto vicine a quelle dell'equilibrio termodinamico. Si fanno inoltre le ipotesi aggiuntive che i fenomeni siano *non relativistici*, che la conducibilità elettrica del fluido sia praticamente infinita e che esso possa essere trattato come continuo, nel senso discusso in § 8.2.

L'approssimazione magnetoidrodinamica, derivata nel § 8.4.2, si basa quindi sulle ipotesi seguenti:

- la velocità u con cui il fluido si muove è $\ll c$, per cui nello sviluppo delle equazioni trascureremo sempre i termini dell'ordine di $(u/c)^2$;
- la conducibilità σ del mezzo è altissima (infinita). Questo equivale a supporre che le correnti di spostamento siano trascurabili;
- le scale di interesse sono $\gg \ell_D$, quindi non possono esistere campi elettrici dovuti alla concentrazione di cariche nel plasma. Si assume quindi che la carica media sia nulla e tale si mantenga nel tempo. Questa ipotesi è legata alla precedente (§ 8.4.2);
- la fisica del fluido è dominata dalle collisioni, cioè la frequenza di collisione, ν_c , è molto maggiore della frequenza di Larmor ω_L e questa, a sua volta, è molto maggiore della frequenza caratteristica ν del fenomeno da descrivere, vale a dire:

$$\nu_c \gg \omega_L \gg \nu \sim \partial/\partial t \sim U/L$$

ossia le dimensioni del fluido sono molto più grandi del raggio di Larmor r_L che è molto più grande del libero cammino medio per collisione, ℓ , delle particelle.

Questa approssimazione permette di trascurare effetti come la *corrente di Hall*, perpendicolare al campo elettrico applicato, e quindi permette di considerare la conducibilità elettrica come uno scalare. Inoltre sotto queste condizioni un plasma può essere considerato un mezzo continuo dove gli elettroni e gli ioni si muovono in maniera tale che non si ha separazione di cariche. Intuitivamente questo si spiega considerando che se il cammino libero medio per collisione delle particelle, ℓ , fosse maggiore del raggio di Larmor r_L gli effetti magnetici potrebbero diventare predominanti e causare anisotropie nella conducibilità del gas, che quindi non potrebbe più essere considerato in media elettricamente neutro.

In varie situazioni astrofisiche queste ipotesi si possono considerare sufficientemente verificate. Dato però che i parametri di interesse dipendono dalla temperatura, T , campo magnetico H e densità del mezzo n_e , possono verificarsi situazioni in cui l'approssimazione *MHD* non è abbastanza buona. Per esempio il mezzo potrebbe non essere dominato dalle collisioni, come può succedere con particelle molto energetiche in plasmi a bassa densità. In questo caso, tuttavia, il raggio di Larmor assume, per certi aspetti, il ruolo del libero cammino medio ℓ e anche una trattazione fortemente approssimata, può essere molto istruttiva.

Assumendo una distribuzione di velocità maxwelliana (eq. 3.4), ricordiamo le dipendenze da T di: v (velocità), r_L (raggio di Larmor), τ_{coll} (tempo di collisione) e ℓ (libero cammino medio per collisioni):

$$\begin{aligned}
 v &= \left(\frac{3k_B T}{m_e} \right)^{1/2} \sim 6.7 \times 10^5 T^{1/2} && (\text{cm s}^{-1}) \\
 r_L &= \frac{c}{eH} \sqrt{3k_B T m_e} = 0.038 \frac{\sqrt{T}}{H} && (\text{cm s}^{-1}) \\
 \tau_{coll} &= \frac{m^{1/2} (3k_B T)^{3/2}}{2\pi e^4 g_{ff} n_2} = 0.76 \frac{T^{3/2}}{n_e g_{ff}} && (\text{s}) \quad (\text{da § 8.4.1}) \\
 \ell \approx v \tau_{coll} &= \frac{(3k_B T)^2}{2\pi e^4 g_{ff} n_e} = 5.13 \times 10^5 \frac{T^2}{n_e g_{ff}} && (\text{cm}) \quad (8.43)
 \end{aligned}$$

Questa espressione per il libero cammino medio è fortemente approssimata. Una scrittura più accurata, che tiene conto anche di ℓ_D , è la seguente:

$$\ell = \frac{T^2}{n_e[A + \ell_D \ln T]} \quad (A \approx 2 \times 10^{-5})$$

8.4.1 Conducibilità elettrica

Consideriamo la legge di Ohm

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (8.44)$$

per un fluido in quiete, dove \vec{j} è la corrente elettrica e σ la conducibilità. Se n_e è la densità di elettroni nel fluido e $\langle |v_d| \rangle$, la loro velocità media di deriva (quella imposta da \vec{E}), la corrente elettrica, cioè il flusso di carica elettrica, si può scrivere in funzione dei parametri microscopici come: $\vec{j} = n_e e \langle |v_d| \rangle$. Detto τ_{coll} il tempo medio di collisione degli elettroni con i nuclei, la velocità media di deriva è:

$$\langle |v_d| \rangle = \left(\frac{e}{m_e} \right) \vec{E} \left(\frac{\tau_{coll}}{2} \right)$$

La corrente si può dunque esprimere come:

$$\vec{j} \approx n_e e \frac{e \vec{E}}{2m_e} \tau_{coll}$$

e quindi:

$$\sigma \approx \frac{n_e e^2}{2m_e} \tau_{coll} \approx \frac{n_e e^2}{2m_e} \frac{\ell}{v}$$

dove $\ell = v \tau_{coll}$ è il libero cammino medio delle particelle.

Se Σ è la sezione d'urto per collisione degli elettroni, e v la loro velocità di agitazione termica, la quantità $(n_e v \Sigma)$ dà una stima del numero di urti al secondo, e il suo inverso una stima del tempo medio che intercorre fra un urto e l'altro: $\tau_{coll} = 1/(n_e v \Sigma)$, cioè il tempo di collisione dipende inversamente sia dalla densità elettronica che dalla sezione d'urto, la quale, a sua volta, dipende dalla velocità. Infatti, se stimiamo che Σ sia proporzionale al quadrato del parametro d'impatto, definito in § 3.1, nel caso classico troviamo:

$$\Sigma \propto \left(\frac{Ze^2}{mv^2} \right)^2 = \frac{Z^2 e^4}{(3k_B T)^2}$$

Usando per v l'espressione di eq. 8.43 si ritrova quindi che il tempo di collisione dipende da $T^{3/2}$ (eq. 8.43).

Per una valutazione più accurata di τ_{coll} affrontiamo il problema come fatto nel cap 3. Se Z è la carica del nucleo responsabile della deflessione dell'elettrone, in ogni collisione la variazione della componente trasversale della quantità di moto dell'elettrone si può scrivere come segue:

$$m_e \Delta v_{\perp} \simeq \frac{Ze^2}{b^2} \frac{b}{v} = \frac{Ze^2}{b v}$$

da cui:

$$\Delta v_{\perp} \simeq \frac{Ze^2}{b m_e v}$$

Poichè gli urti sono del tutto casuali, la componente Δv_{\perp} cresce in maniera proporzionale alla radice quadrata del numero di urti. Per stimarne la variazione in un intervallo di tempo unitario (per esempio in 1 secondo) interpretiamo il numero di urti come dovuti ad un flusso $n_p v$ di nuclei (protoni) che

investono l'elettrone (fermo). Poichè il plasma è mediamente neutro, $n_p \sim n_e$, quindi, *in un secondo*, il quadrato del valore medio di v_{\perp} varierà di:

$$\langle \Delta v_{\perp} \rangle_{1s}^2 = \int_{b_{min}}^{b_{max}} \left(\frac{Ze^2}{b m_e v} \right)^2 (n_e v) 2\pi b db \simeq \frac{2\pi Z^2 e^4 n_e}{m_e^2 v} \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right)$$

Definiamo tempo di collisione τ_{coll} il tempo in cui l'elettrone ha subito un numero di collisioni tali da perdere memoria della sua velocità iniziale. Stimiamo che questo avvenga quando la componente perpendicolare della velocità è diventata confrontabile col modulo della velocità iniziale. Quindi:

$$\tau_{coll} \approx \frac{v^2}{\langle \Delta v_{\perp} \rangle_{1s}^2} \approx \frac{m_e^2 v^3}{2\pi Z^2 e^4 n_e g_{ff}} \propto \frac{T^{3/2}}{n_e} \quad (8.45)$$

da cui, introducendo i valori delle costanti e ponendo $Z = 1$ (soli protoni):

$$\sigma \approx \frac{1.4 \times 10^8 T^{3/2}}{g_{ff}} \text{ s}^{-1} \quad (8.46)$$

Si noti che in un plasma σ non dipende dalla densità elettronica ma solo da T , e che ha sempre valori molto elevati ($T = 10^4 \div 10^8$) per cui è perfettamente lecito assumere, per un plasma, una conducibilità infinita.

A titolo di esempio sono riportati in tab. 8.1 i valori tipici di alcune grandezze caratteristiche (dimensioni, temperatura, conducibilità elettrica, tempo di decadimento del campo magnetico, campo magnetico) in varie situazioni astrofisiche e di laboratorio.

Tabella 8.1: Valori caratteristici di alcune grandezze in vari ambienti astrofisici e in laboratorio

	L (cm)	T (K)	σ (s ⁻¹)	τ (s)	H (Gauss)	\mathcal{R}_m/u eq. 8.57
Corona solare	10 ¹¹	10 ⁶	10 ¹⁶	10 ¹⁸	10 ⁵	10 ⁷
Regione HII	10 ¹⁸	10 ⁴	10 ¹³	10 ²⁸	10 ⁻⁵	10 ¹¹
Nana bianca	10 ⁸	10 ⁶	10 ¹⁶	10 ¹²	10 ⁸	10 ⁴
Stella di Neutroni	10 ⁶	10 ⁹	10 ²²	10 ¹⁴	10 ¹³	10 ⁷
Gas intergalattico	10 ²³	10 ⁸	10 ¹⁹	10 ⁴⁴	10 ⁻⁷	10 ²²
Plasma Laboratorio	10 ²	10 ⁴	10 ¹³	10 ⁻³	10 ³	10 ⁻⁵

8.4.2 L'approssimazione magnetoidrodinamica

Per includere nelle equazioni della idrodinamica la presenza di un campo magnetico esterno dovremo fare uso delle equazioni di Maxwell, che sono valide in ogni sistema di riferimento inerziale, indipendentemente dal fatto che il fluido sia in movimento o no.

Cominciamo col considerare un fluido in quiete rispetto all'osservatore. Nel sistema c.g.s. le equazioni di Maxwell si scrivono (si è assunto che la costante dielettrica ε e la permeabilità magnetica μ siano uguali ad 1, perciò non distingueremo fra \vec{E} e \vec{D} , e \vec{H} e \vec{B}):

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (8.47)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi\rho_e \quad (8.48)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (8.49)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (8.50)$$

dove ρ_e è la densità di carica elettrica.

Calcolando la divergenza della (8.49) e utilizzando la (8.48) otteniamo:

$$0 = \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j} = \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_e \vec{u}) \quad (8.51)$$

che non è altro che la legge di conservazione della carica. Utilizzando la legge di Ohm (8.44) e la (8.48), possiamo riscrivere la (8.51) come:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + 4\pi\rho_e\sigma = 0$$

che ha come soluzione un decadimento esponenziale per la densità di carica del tipo:

$$\rho_e = \rho_0 e^{-t/\tau} \quad \text{con} \quad \tau = \frac{1}{4\pi\sigma}$$

Vale a dire che le eventuali cariche (positive o negative) accumulate nel mezzo diffondono in un tempo τ ai confini del fluido. Nel caso astrofisico dato che $\sigma \rightarrow \infty$, τ è brevissimo, quindi l'ipotesi fatta che ρ_e sia mediamente nulla è ragionevole. Questa è una conseguenza diretta del fatto che la conducibilità elettrica nei plasmi astrofisici è molto elevata (conduttori perfetti).

Altra conseguenza di una $\sigma \rightarrow \infty$ è che la corrente di spostamento nella (8.49) diviene trascurabile, cioè:

$$\frac{4\pi}{c} |\vec{j}| \gg \frac{1}{c} \left| \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right| \quad (8.52)$$

Infatti, utilizzando la legge di Ohm, e considerando gli ordini di grandezza, possiamo scrivere:

$$\frac{4\pi}{c} j \gg \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} \approx \frac{1}{c} \frac{j}{\sigma \mathcal{T}} \approx \frac{1}{c} \frac{j \mathcal{U}}{\sigma L}$$

La condizione (8.52) è soddisfatta se:

$$\frac{\mathcal{U}}{4\pi\sigma L} \ll 1$$

dove \mathcal{U} , L , \mathcal{T} sono velocità, dimensioni e tempi caratteristici del fenomeno.

Nelle situazioni astrofisiche (ma anche in quelle di laboratorio, dato che per la maggior parte dei materiali metallici $\sigma \sim 10^{17}$ u.e.s.) questa condizione è sempre verificata, anche per valori di \mathcal{T} relativamente piccoli, per cui è lecito trascurare la corrente di spostamento nella (8.49) che diventa:

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad (8.53)$$

L'insieme di equazioni (8.47), (8.48), (8.53), (8.50), sono chiamate *equazioni pre-Maxwell*, nel senso che esse descrivono i fenomeni elettromagnetici come erano compresi prima di Maxwell.

Si osservi che calcolando la divergenza della (8.53) si trova $\nabla \cdot \vec{j} = 0$, cioè il vettore \vec{j} è solenoidale e le eventuali correnti devono fluire in circuiti chiusi. Inoltre, usando la legge di Ohm (8.44) ricaviamo $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ e, per la (8.48), $\rho_e = 0$, che conferma l'asserzione fatta che, nella descrizione pre-Maxwell, (cioè trascurando la corrente di spostamento) in un conduttore fermo rispetto ad un sistema inerziale non possono esistere cariche localizzate.

Consideriamo ora un plasma in movimento con velocità $u \ll c$ ($\gamma \approx 1$) rispetto ad un osservatore assunto in quiete. Scriveremo come accentate le variabili in un sistema di riferimento solidale col plasma, e senza accento le variabili nel sistema dell'osservatore. I campi elettrico e magnetico e la corrente nei due sistemi di riferimento sono legati dalle espressioni:

$$\begin{aligned}\vec{E}' &= \vec{E} + \frac{\vec{u}}{c} \times \vec{H} \\ \vec{H}' &= \vec{H} - \frac{\vec{u}}{c} \times \vec{E} \approx \vec{H} \\ \vec{j}' &= \vec{j} - \rho_e \vec{u} \approx \vec{j} \\ \rho'_e &= \rho_e - \frac{1}{c^2} (\vec{u} \cdot \vec{j}) \approx \rho_e = 0\end{aligned}\quad (8.54)$$

Il secondo termine nella espressione di \vec{E}' rappresenta la forza di Lorentz sperimentata da una carica unitaria in movimento. Le approssimazioni fatte nelle (8.54) si giustificano come segue. Siccome abbiamo assunto il plasma mediamente neutro ($\rho_e \sim 0$), $\vec{j} \approx \vec{j}' = \sigma \vec{E}'$ (per la legge di Ohm, valida per il sistema in quiete) ed anche $\rho'_e \approx 0$ dato che $\vec{j} = \rho_e \vec{u}$ e quindi il termine aggiuntivo di densità di carica è dell'ordine di $(u/c)^2$, per cui lo trascuriamo. Inoltre dalla (8.50), considerando solo gli ordini di grandezza otteniamo:

$$\nabla \times \vec{E} \sim \frac{E}{L} \sim \frac{1}{c} \frac{H}{T} \quad \text{ossia} \quad E \sim \frac{u}{c} H$$

Questo significa che nell'espressione di \vec{H}' nelle (8.54) l'ultimo termine è dell'ordine di $(u/c)^2$, e quindi trascurabile.

Fatte queste approssimazioni, nel sistema dell'osservatore la terza equazione di Maxwell (8.53) si scrive allora:

$$c(\nabla \times \vec{H}) = 4\pi \vec{j} \sim 4\pi \vec{j}' \sim 4\pi \sigma (\vec{E} + \frac{\vec{u}}{c} \times \vec{H}) \quad (8.55)$$

da cui:

$$\vec{E} = -\frac{\vec{u}}{c} \times \vec{H} + \frac{c}{4\pi\sigma} (\nabla \times \vec{H}) = -\frac{\vec{u}}{c} \times \vec{H} + \frac{\eta_m}{c} (\nabla \times \vec{H}) \quad (8.56)$$

dove $\eta_m = c^2/(4\pi\sigma)$ prende il nome di *viscosità magnetica*. La quantità

$$\mathcal{R}_m = \frac{\nabla \times (\vec{u} \times \vec{H})}{\eta_m \nabla^2 \vec{H}} \sim \frac{L u}{\eta_m} = \frac{4\pi\sigma}{c^2} L u \quad (8.57)$$

prende il nome di *numero di Reynolds magnetico* per analogia formale e fisica (il ruolo di \mathcal{R}_m è discusso in § 8.4.3) con la fluidodinamica (eq. 8.6). La (8.57) è infatti identica alla (8.6) quando si ponga $\nu = \eta_m$.

Dalla (8.56) si ottiene come ordine di grandezza:

$$E \approx -\frac{u}{c} H + \frac{c}{4\pi\sigma} \frac{H}{L} \approx -\frac{u}{c} H \left[1 - \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma} \right) \frac{1}{L u} \right] \approx -\frac{u}{c} H \left[1 - \frac{\eta_m}{L u} \right] \approx -\frac{u}{c} H \left(1 - \frac{1}{\mathcal{R}_m} \right)$$

Nei fenomeni astronomici L e σ sono in genere così grandi che \mathcal{R}_m è dell'ordine di 10^6 o più, per cui $E \approx -uH/c$, il che comporta, dalla prima delle (8.54), che E' è molto piccolo. Se $\eta_m \approx 0$ ed anche la viscosità dinamica $\eta = 0$ il plasma può essere considerato un fluido perfetto.

Infine, in questa approssimazione, utilizzando la (8.56) si ha come ordine di grandezza:

$$\begin{cases} \partial E / \partial t \approx E u / L \approx u^2 / c \times H / L \\ c \nabla \times \vec{H} \approx c \frac{H}{L} \end{cases}$$

da cui si vede che

$$\frac{\partial E / \partial t}{c(\nabla \times H)} \approx \frac{u^2}{c^2} \ll 1$$

che è consistente con l'approssimazione fatta nella (8.55) di trascurare la corrente di spostamento anche nel caso di un fluido in moto (purchè non relativistico).

Riassumendo, le equazioni che useremo nella approssimazione magnetoidrodinamica discussa sono:

$$\begin{aligned} \vec{E}' &= \vec{E} + \frac{\vec{u}}{c} \times \vec{H} \approx 0 \\ \vec{H}' &\approx \vec{H} \\ \vec{j}' &\approx \vec{j} = \sigma \left(\vec{E} + \frac{\vec{u}}{c} \times \vec{H} \right) \\ \nabla \cdot \vec{H} &= 0 \\ \nabla \cdot \vec{E} &\approx 0 \\ \nabla \times \vec{H} &\approx \frac{4\pi}{c} \vec{j} \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \end{aligned} \tag{8.58}$$

8.4.3 Effetti elettromagnetici

Poichè i campi elettrici e le correnti in un fluido in movimento risultano, dalle considerazioni di § 8.4.2, molto piccoli, e quindi difficili da valutare, per verificare la teoria conviene usare delle relazioni che contengono solo H , più facile da stimare. Utilizzando la (8.56) e l'identità vettoriale

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{H}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{H}) - \nabla^2 H$$

la quarta equazione di Maxwell, (8.50), diviene:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} &= -c(\nabla \times \vec{E}) \approx \nabla \times (\vec{u} \times \vec{H}) - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla \times (\nabla \times \vec{H}) \\ &= \nabla \times (\vec{u} \times \vec{H}) + \eta_m \nabla^2 \vec{H} \end{aligned} \tag{8.59}$$

che dà, come ordine di grandezza:

$$\frac{\partial H}{\partial t} \approx \frac{u}{L} H + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{H}{L^2} \approx \frac{u}{L} H \left(1 + \frac{1}{\mathcal{R}_m} \right) \tag{8.60}$$

Le (8.59) e (8.60) ci permettono di studiare il comportamento nel tempo del campo magnetico sotto varie condizioni fisiche. Esaminiamo i due casi estremi di fluido fermo e di fluido perfettamente conduttore ($\sigma \rightarrow \infty$). Tali casi rappresentano gli estremi delle situazioni in cui l'uno dei due addendi della (8.59) prevale sull'altro.

a) Fluido fermo: diffusione del campo magnetico

Se il fluido è fermo ($u=0$) allora la (8.59) assume l'aspetto di una equazione di diffusione, che, come ordine di grandezza, si scrive:

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma} \right) \nabla^2 \vec{H} \approx -\frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{H}{L^2} = -\eta_m \frac{H}{L^2} \quad (8.61)$$

Questa ha come soluzione:

$$H \propto H_0 e^{-t/\tau} \quad \text{dove } \tau = \frac{4\pi\sigma L^2}{c^2} = \frac{L^2}{\eta_m} \quad (8.62)$$

Il campo magnetico quindi decade con una scala di tempo τ . Questo tempo caratteristico è dell'ordine di 1 secondo per una sfera di rame di 1 cm di raggio, di $10^6 \div 10^7$ anni per le Stelle di Neutroni, di $\sim 10^{10}$ anni per il Sole. Il tempo τ è quindi sufficientemente lungo anche rispetto alle scale di tempo astronomiche quando l'oggetto ha dimensioni molto grandi e/o σ è molto elevata ($\eta_m \ll 1$).

b) $\sigma \rightarrow \infty$: conservazione del flusso magnetico

Se il plasma è in moto ma la sua conducibilità è infinita, allora è il secondo addendo della (8.59) che si annulla e l'equazione di riduce a:

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{u} \times \vec{H}) \quad (8.63)$$

Questa equazione per \vec{H} è identica nella forma a quella soddisfatta dalla vorticità nella teoria dei liquidi non viscosi (eq. 8.11). In analogia al caso fluidodinamico la (8.63) esprime il fatto che il flusso magnetico attraverso una superficie *in moto col fluido* si conserva, cioè le linee di forza del campo magnetico sono vincolate a muoversi con la materia. In forma sintetica si usa dire che il campo magnetico è *congelato* nella materia.

Per dimostrarlo, consideriamo (fig. 8.3) una curva chiusa nello spazio, Γ_1 , che si muove con la velocità $\vec{u}(x, y, z, t)$ delle particelle di fluido ad essa associate. Indichiamo poi con S_1 una generica superficie racchiusa da Γ_1 e supponiamo che anche ogni punto di S_1 si muova con la velocità delle particelle del fluido che le sono associate. In questo senso diremo che la superficie S_1 e la curva Γ_1 che la racchiude si muovono col fluido. Durante un intervallo di tempo δt la curva e la superficie si saranno spostate col fluido, potranno avere cambiato forma, e saranno rappresentate da Γ_2 e S_2 .

La variazione nell'unità di tempo del flusso di \vec{H} derivante dal fatto che, in un intervallo $\delta t \rightarrow 0$, S_1 si è spostata in S_2 è data da:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \iint H_n dS &= \frac{1}{dt} \left\{ \iint_{S_2} H_n(t) dS_2 - \iint_{S_1} H_n(t-dt) dS_1 \right\} = \\ &= \frac{1}{dt} \left\{ \iint_{S_2} H_n(t) dS_2 - \iint_{S_1} \left[H_n(t) - \left(\frac{\partial H}{\partial t} \right)_n dt \right] dS_1 \right\} = \\ &= \iint_S \left(\frac{\partial H}{\partial t} \right)_n dS + \frac{1}{dt} \left\{ \iint_{S_2} H_n(t) dS_2 - \iint_{S_1} H_n(t) dS_1 \right\} \end{aligned}$$

(H_n è la componente di H perpendicolare alla superficie).

Durante lo spostamento infinitesimo $u\delta t$ ciascun punto P_1 di Γ_1 si sarà spostato in un punto P_2 di Γ_2 . Se indichiamo con S_3 la superficie definita da tutti i vettori $\overrightarrow{P_1 P_2}$, possiamo sommare e sottrarre all'espressione precedente il flusso di \vec{H} attraverso S_3 , e, rovesciando il verso del versore normale ad S_1 , in modo che il versore \hat{n} normale alla superficie punti sempre verso l'esterno della $S_t = S_1 + S_2 + S_3$, che racchiude il volume V , otteniamo:

$$\frac{d}{dt} \iint H_n dS = \iint_S \left(\frac{\partial H}{\partial t} \right)_n dS + \frac{1}{dt} \left\{ \iint_{S_t} H_n dS_t - \iint_{S_3} H_n dS_3 \right\} \quad (8.64)$$

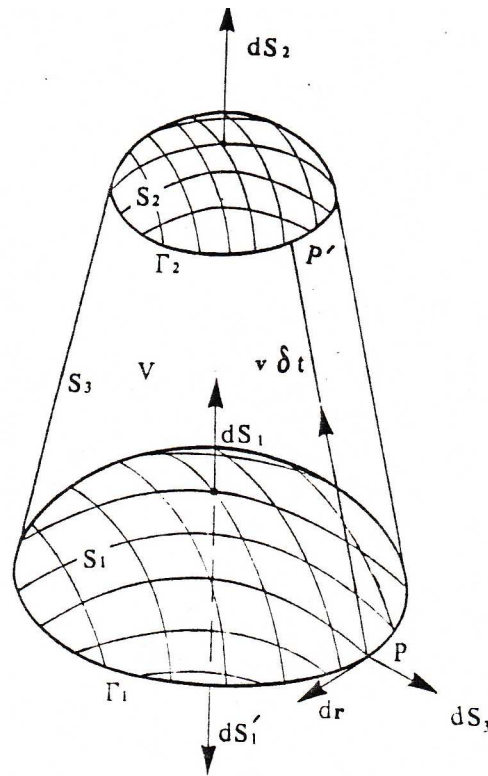


Figura 8.3: Schema per il calcolo della conservazione del flusso magnetico (Jeffrey 1966, Magnetohydrodynamics, 1966, Oliver&Boyd, Edinburg, p.39)

Per il teorema della divergenza, il flusso di \vec{H} attraverso S_t è uguale all'integrale di $\nabla \cdot \vec{H}$ sul volume V racchiuso dalla superficie, che per la (8.47) è zero. Quindi il secondo termine della somma che appare nella (8.64) si annulla. Scegliendo opportunamente il verso di percorrenza della curva Γ_1 si può scrivere $dS_3 \hat{n} = d\vec{l} \times \vec{u} dt$ per cui il terzo termine della (8.64) diviene:

$$\frac{1}{dt} \iint_{S_3} H_n dS_3 = \frac{1}{dt} \oint \vec{H} \cdot (d\vec{l} \times \vec{u} dt) = \oint \vec{H} \cdot (d\vec{l} \times \vec{u}) =$$

da cui, usando la (8.59)

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \iint H_n dS &= \iint_S \left(\frac{\partial H}{\partial t} \right)_n dS - \oint \vec{H} \cdot (d\vec{l} \times \vec{u}) = \iint_S \left(\frac{\partial H}{\partial t} \right)_n dS - \oint (\vec{u} \times \vec{H}) \cdot d\vec{l} = \\ &= \iint_S \left(\frac{\partial H}{\partial t} \right)_n dS - \iint_S \nabla \times (\vec{u} \times \vec{H})_n dS = \\ &= \iint_S \left[\frac{\partial H}{\partial t} - \nabla \times (\vec{u} \times \vec{H}) \right]_n dS = \iint_S \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 H \right) dS \end{aligned}$$

Se la conducibilità è infinita l'ultimo termine tende a zero, e, con esso, la derivata rispetto al tempo del flusso di \vec{H} attraverso una qualsiasi superficie in moto col fluido. Dire che l'ultimo termine va a zero equivale a dire che vale la (8.63), che, come si voleva dimostrare dunque, esprime il fatto che le linee di forza del campo magnetico in un fluido in movimento di conducibilità elettrica infinitamente grande si possono considerare *congelate* nel fluido stesso.

Il concetto di *flusso magnetico congelato nella materia* è molto utile. La materia in movimento può piegare le linee del campo magnetico anche se non può attraversarle. Se $p + \rho u^2 \ll H^2/8\pi$,

la deformazione delle linee di forza sarà molto piccola e il campo magnetico agirà come un ostacolo insormontabile, confinando e guidando il flusso della materia. Nel caso opposto, $p + \rho u^2 \gg H^2/8\pi$, le linee del campo magnetico saranno spazzate via dal moto della materia.

Della (8.63), che è la (8.50) nell'ipotesi $\sigma \rightarrow \infty$, si può dare una interpretazione fisica molto chiara. Utilizzando infatti una nota identità vettoriale, e ricordando che $\nabla \cdot \vec{H} = 0$, possiamo scrivere:

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{u} \times \vec{H}) = (\vec{H} \cdot \nabla) \vec{u} - (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{H} - \vec{H} \nabla \cdot \vec{u} \quad (8.65)$$

Dalla equazione di conservazione della massa (8.2)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \vec{u}) = -\vec{u} \cdot \nabla \rho - \rho \nabla \cdot \vec{u}$$

ricaviamo

$$\nabla \cdot \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{\vec{u} \cdot \nabla \rho}{\rho} = -\frac{1}{\rho} \frac{\mathcal{D} \rho}{\mathcal{D} t}$$

che, sostituita nella (8.65), dopo qualche semplice passaggio permette di riscrivere la (8.63) come:

$$\frac{\mathcal{D}}{\mathcal{D} t} \left(\frac{\vec{H}}{\rho} \right) = \left(\frac{\vec{H}}{\rho} \cdot \nabla \right) \vec{u} \quad (8.66)$$

Consideriamo adesso una linea di fluido qualunque e sia $\vec{d}\ell$ un elemento di lunghezza di questa linea. Determiniamo la sua variazione col tempo. Se \vec{u}_1 è la velocità del fluido ad un estremo di $\vec{d}\ell$ la velocità \vec{u}_2 all'altro estremo di potrà scrivere:

$$\vec{u}_2 \approx \vec{u}_1 + (\vec{d}\ell \cdot \nabla) \vec{u}$$

Poichè il fluido è in movimento, dopo un tempo $\mathcal{D}t$ l'elemento di linea del fluido darà diventato

$$\vec{d}\ell' = \vec{d}\ell + \mathcal{D}t(\vec{d}\ell \cdot \nabla) \vec{u}$$

da cui

$$\frac{\mathcal{D}}{\mathcal{D} t} \vec{d}\ell = (\vec{d}\ell \cdot \nabla) \vec{u} \quad (8.67)$$

che è formalmente identica alla (8.66). Se ne conclude che le quantità \vec{H}/ρ e $\vec{d}\ell$ obbediscono alla stessa equazione, per cui se ad un certo istante le loro direzioni coincidono, esse resteranno coincidenti anche in seguito. In altre parole se due particelle si trovano inizialmente sulla stessa linea di forza vi resteranno per sempre, comunque questa venga deformata, e \vec{H}/ρ varierà in maniera proporzionale alla distanza che le separa. Cioè se $\sigma \rightarrow \infty$ le linee di forza di \vec{H} si muovono come le particelle di fluido che si trovano su di esse, cioè si può dire che H è congelato nella materia e si muove con questa. Inoltre se il fluido in movimento può essere considerato incompressibile, ρ è costante e l'intensità di \vec{H} varia proporzionalmente alla lunghezza delle linee di forza, $|d\ell|$, cioè ogni fenomeno che tende ad allungare o a contrarre le linee di fluido aumenta o diminuisce proporzionalmente l'intensità del campo magnetico.

c) Diffusione o congelamento di \vec{H} ?

Quando nessuno dei due termini nella (8.59) è trascurabile, il comportamento di \vec{H} sarà una combinazione dei due effetti descritti dalle (8.62) e (8.63) e gli effetti di trasporto del campo magnetico (congelamento nella materia) dominano sulla sua diffusione ("scivolar via") quando:

$$\nabla \times (\vec{u} \times \vec{H}) \gg \eta_m \nabla^2 \vec{H}$$

Dalla (8.60) si vede che questo accade quando $\mathcal{R}_m \gg 1$ ossia $LU \gg \eta_m$. Nel caso opposto è la diffusione che domina, anche se il fluido non è completamente fermo. Il numero di Reynold magnetico raramente è $\gg 1$ in laboratorio, per cui in questo caso le linee di forza scivolano via rapidamente dal conduttore, al contrario di ciò che succede normalmente in condizioni cosmiche.

8.4.4 Le equazioni del moto e moti similiari

Le equazioni della magnetoidrodinamica sono le stesse della idrodinamica (8.2–8.9) modificate per tener conto in modo esplicito della presenza del campo magnetico e delle sue interazioni col fluido. L'equazione di conservazione della massa (8.2) rimane inalterata, mentre in quella della conservazione del momento (8.4) e dell'energia (8.9), la forza magnetica (di Lorentz) e l'energia magnetica dovranno essere introdotte esplicitamente.

Consideriamo l'equazione del moto. Nella (8.4) la \vec{F}_{tot} dovrà includere anche la forza di Lorentz (per unità di volume):

$$\vec{F}_L = \rho_e \vec{E} + \frac{\vec{j} \times \vec{H}}{c} \quad (8.68)$$

che, dato che $\rho_e \approx 0$ si riduce al solo termine contenente \vec{H} .

L'equazione di Stokes–Navier (8.5) nel caso di un fluido incompressibile in moto in un campo magnetico si scrive allora:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -(\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} - \frac{1}{\rho} \nabla p - \frac{1}{\rho} \nabla \Phi_g + \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 \vec{u} + \frac{\vec{j} \times \vec{H}}{\rho c} \quad (8.69)$$

Ricordando che (eq. 8.49) $\vec{j} \approx c \nabla \times \vec{H} / 4\pi$ la (8.69) e ponendo $\vec{g} = \nabla \Phi_g$, si può linearizzare nel modo seguente:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &\approx -\frac{u^2}{L} - \frac{1}{L} \frac{p}{\rho} - g + \frac{\eta}{\rho} \frac{u}{L^2} + \frac{1}{4\pi\rho} \frac{H^2}{L} \approx -\frac{u^2}{L} \left[1 + \frac{p}{\rho} \frac{1}{u^2} + \frac{gL}{u^2} - \frac{\eta}{\rho u L} - \frac{H^2}{4\pi\rho} \frac{1}{u^2} \right] \\ &\approx -\frac{u^2}{L} \left[1 + \left(\frac{c_s}{u} \right)^2 + \frac{gL}{u^2} - \frac{1}{\mathcal{R}} - \left(\frac{u_A}{u} \right)^2 \right] = -\frac{u^2}{L} \left[1 + \frac{1}{M^2} + \frac{1}{F} - \frac{1}{\mathcal{R}} - \frac{1}{K^2} \right] \end{aligned} \quad (8.70)$$

Le costanti adimensionali che compaiono nell'ultima parentesi quadra hanno dei nomi speciali, e precisamente:

$$\begin{aligned} M &= u/c_s & : & \text{numero di Mach} \\ F &= u^2/gL & : & \text{numero di Froude} \\ \mathcal{R} &= \rho u L / \eta & : & \text{numero di Reynolds} \\ A &= u/u_A & : & \text{numero di Alfvén o di Karman} \end{aligned}$$

Le quantità u_A e c_s sono le velocità di Alfvén (eq. 8.72) e del suono, rispettivamente.

Due sistemi magnetoidrodinamici caratterizzati dagli stessi valori di questi *numeri* adimensionali saranno descritti dalle stesse equazioni ed avranno la stessa evoluzione nel tempo. I moti caratterizzati dagli stessi numeri adimensionali sono detti *moti similiari*. E' quindi possibile fare previsioni sul comportamento di sistemi che di per sè non sarebbero riproducibili in laboratorio (per esempio perchè di dimensioni lineari troppo grandi) realizzando in laboratorio esperimenti con parametri fisici che, benchè diversi, forniscono gli stessi numeri adimensionali.

8.4.5 Forza magnetica

Nell'equazione del moto (8.68) la forza magnetica compare con il termine

$$\vec{F}_m = \frac{\vec{j} \times \vec{H}}{\rho c} = \frac{1}{4\pi\rho} (\nabla \times \vec{H}) \times \vec{H}$$

Utilizzando l'identità vettoriale

$$(\nabla \times \vec{H}) \times \vec{H} = (\vec{H} \cdot \nabla) \vec{H} - \frac{1}{2} \nabla H^2$$

la forza magnetica si può scrivere:

$$\vec{F}_m = -\frac{1}{\rho} \nabla \left(\frac{H^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi\rho} (\vec{H} \cdot \nabla) \vec{H} = -\frac{1}{\rho} \left[\nabla \left(\frac{H^2}{8\pi} \right) - \frac{1}{4\pi} \nabla (\vec{H} \vec{H}) \right] \quad (8.71)$$

Prima di discutere il significato dei termini che compaiono in eq. 8.71 è opportuno esplicitare le ostiche espressioni $(\vec{H} \cdot \nabla) \vec{H}$ e $\nabla(\vec{H} \vec{H})$.

Cominciamo con la seconda definita come:

$$\nabla(\vec{H} \vec{H}) = \nabla \begin{vmatrix} H_x H_x & H_x H_y & H_x H_z \\ H_y H_x & H_y H_y & H_y H_z \\ H_z H_x & H_z H_y & H_z H_z \end{vmatrix}$$

Sviluppando i calcoli, cioè applicando l'operatore ∇ a ciascuna riga della matrice precedente, si ottiene:

$$\begin{aligned} \nabla(\vec{H} \vec{H}) = & \left[\frac{\partial(H_x)^2}{\partial x} + \frac{\partial(H_x H_y)}{\partial y} + \frac{\partial(H_x H_z)}{\partial z} \right] \vec{i} + \\ & \left[\frac{\partial(H_y H_x)}{\partial x} + \frac{\partial(H_y)^2}{\partial y} + \frac{\partial(H_y H_z)}{\partial z} \right] \vec{j} + \\ & \left[\frac{\partial(H_z H_x)^2}{\partial x} + \frac{\partial(H_z H_y)}{\partial y} + \frac{\partial(H_z)^2}{\partial z} \right] \vec{k} \end{aligned}$$

Vediamo ora l'altra espressione:

$$\begin{aligned} (\vec{H} \cdot \nabla) \vec{H} = & \left[H_x \frac{\partial(H_x)}{\partial x} + H_y \frac{\partial(H_x)}{\partial y} + H_z \frac{\partial(H_x)}{\partial z} \right] \vec{i} + \\ & \left[H_x \frac{\partial(H_y)}{\partial x} + H_y \frac{\partial(H_y)}{\partial y} + H_z \frac{\partial(H_y)}{\partial z} \right] \vec{j} + \\ & \left[H_x \frac{\partial(H_z)}{\partial x} + H_y \frac{\partial(H_z)}{\partial y} + H_z \frac{\partial(H_z)}{\partial z} \right] \vec{k} \end{aligned}$$

E' facile vedere che, sviluppando le derivate della prima delle due espressioni e ricordando che $\nabla \vec{H} = 0$, si ritrova la seconda espressione.

Torniamo ora al significato dell'eq. 8.71. L'effetto dinamico del campo magnetico risulta duplice.

1) Il primo termine al secondo membro dell'equazione precedente è equivalente ad una pressione isotropa, $H^2/8\pi$, con le caratteristiche quindi di una pressione idrostatica e prende il nome di *pressione magnetica* (p_m).

2) Il secondo membro è invece più complesso. La quantità $(\vec{H} \vec{H})/4\pi$ è un *tensore di sforzo*, del tipo detto *diade* (pag. 8.4), la cui divergenza fornisce la forza per unità di volume. Fisicamente, l'effetto è quello di una tensione $H^2/4\pi$ lungo le linee di forza⁷.

⁷Dato il tensore di sforzo $\frac{1}{4\pi}(\vec{H} \vec{H})$, su ogni elemento di superficie dS agisce una forza $d\vec{F} = H_n \vec{H}/(4\pi)dS$, dove H_n è la componente di \vec{H} normale a dS . La forza, per unità di volume $\frac{1}{4\pi} \nabla(\vec{H} \vec{H})$ ha una componente $\frac{\partial(H^2/4\pi)}{\partial l}$ nella direzione di un elemento dl di linea di forza e una componente $H^2/4\pi R$ normale a dl , dove R è il raggio di curvatura della linea di forza.

Questi termini di pressione e tensione, insieme, sono comunemente indicati come *tensione* o *stress magnetica* o *di Maxwell*. Essi determinano un effetto meccanico non isotropo sulla materia, che dipende dalla geometria di \vec{H} .

A puro scopo illustrativo, consideriamo due geometrie particolarmente semplici di H : a) campo magnetico diretto lungo l'asse \vec{k} ; b) campo circolare nel piano (x, y) .

a) Il campo ha la sola componente H_z diversa da zero. Se tale campo è anche uniforme, ossia non dipende dalle variabili x, y, z , allora tutte le derivate sono nulle e le due componenti della forza magnetica sono nulle.

Supponiamo ora che il H_z sia funzione della variabile x , per esempio decrescente $\left(\frac{\partial H_z}{\partial x} < 0\right)$ ⁸. Svolgendo tutte le derivate richieste, si avrà:

$$-\nabla \left(\frac{H^2}{8\pi} \right) = -\frac{H_z}{4\pi} \frac{\partial H_z}{\partial x} \vec{k} \quad (\vec{H} \cdot \nabla) \vec{H} = 0$$

ossia, il termine dovuto alla pressione magnetica ha direzione e verso di \vec{k} , mentre il termine dovuto alla tensione è nullo.

Se invece H_z fosse funzione di z , per esempio decrescente $\left(\frac{\partial H_z}{\partial z} < 0\right)$, si otterrebbe:

$$-\nabla \left(\frac{H^2}{8\pi} \right) = -\frac{H_z}{4\pi} \frac{\partial H_z}{\partial z} \vec{k} \quad (\vec{H} \cdot \nabla) \vec{H} = \frac{H_z}{4\pi} \frac{\partial H_z}{\partial z} \vec{k}$$

In questo caso entrambi i termini della forza magnetica sono diversi da zero, uguali in modulo e ancora diretti lungo \vec{k} , ma il primo ha il verso di \vec{k} mentre l'altro termine è diretto in verso opposto, per cui l'effetto sarebbe nullo. (Si deve però notare che un campo di questo genere non è fisicamente possibile, perchè non è a divergenza nulla.)

b) Le linee di campo sono circolari nel piano (x, y) e in verso antiorario rispetto all'asse z . Consideriamo il caso in cui $|H|$ è costante⁹.

Le componenti del campo lungo gli assi sono:

$$H_x = -H \sin \theta = -\frac{H y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \quad H_y = H \cos \theta = -\frac{H x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \quad H_z = 0$$

Sviluppando le varie derivate parziali, la forza f_t dovuta alla tensione risulta avere componenti:

$$f_{t,x} = \frac{1}{4\pi} (\vec{H} \cdot \nabla) \vec{H}_x = -\frac{1}{4\pi} \frac{H^2 x}{r^2} \quad f_{t,y} = \frac{1}{4\pi} (\vec{H} \cdot \nabla) \vec{H}_y = -\frac{1}{4\pi} \frac{H^2 y}{r^2} \quad f_{t,z} = 0$$

dove $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. E' facile vedere che tale forza è diretta perpendicolarmente ad \vec{H} e verso il centro di curvatura. Il suo modulo è :

$$|f_t| = \frac{1}{4\pi} \frac{H^2}{r}$$

Il termine, f_p dovuto alla pressione è ovviamente nullo, essendo costante la pressione magnetica.

Un caso molto importante in astrofisica è quello di campo magnetico completamente disordinato su scale piccole rispetto a quella di interesse. Si può dimostrare che in tale situazione i due termini equivalgono ad una pressione media isotropa $\frac{1}{3} \frac{H^2}{8\pi}$.

⁸Questo campo è generato da una corrente di densità $J \propto x^{-2}$ diretta lungo l'asse y .

⁹Si tratta di un campo generato da una densità di corrente $j = \frac{c}{2\pi} \frac{H}{r}$.

8.4.6 Onde di Alfvén

Una delle caratteristiche più notevoli della magnetoidrodinamica è che anche in un fluido incompressibile, non viscoso, le equazioni ammettono soluzioni che rappresentano onde.

Onde sonore (longitudinali) che richiedono la compressibilità del mezzo, e onde trasversali, che richiedono trasmissione di vorticità, non sono ammesse nei fluidi ordinari incompressibili, non viscosi. La presenza del campo magnetico, invece, creando una tensione per *unità di area* pari a $H^2/4\pi$ lungo le linee di forza, ha l'effetto dinamico di consentire la propagazione di onde trasversali anche nei fluidi non viscosi.

Tali onde trasversali, dette *onde di Alfvén* o *magnetoidrodinamiche* si propagano *lungo le linee di forza del campo*. Sono come le onde che si producono nella corda pizzicata di uno strumento musicale, dove la corda, spostata dalla sua posizione di riposo, tende a tornarvi a causa della tensione della corda stessa.

La velocità con cui si propagano queste onde si può calcolare in analogia a quanto si fa per la propagazione delle vibrazioni meccaniche di una corda. Se \mathcal{F}_c e ρ_{lin} sono la forza applicata ai capi di una corda e la sua densità lineare (cioè la massa della corda per unità di lunghezza), la velocità con cui le vibrazioni si propagano è data da:

$$u_c = \sqrt{\frac{\mathcal{F}_c}{\rho_{lin}}}$$

Nel caso del plasma magnetizzato quindi, poichè la tensione magnetica è una tensione per unità di area, per un tubo di flusso di sezione arbitraria S , per analogia col caso delle corde scriveremo:

$$u_A = \sqrt{\frac{H^2}{4\pi} S/\rho S} = \sqrt{\frac{H^2}{4\pi\rho}} \quad (8.72)$$

Se il plasma è compressibile, si possono avere onde longitudinali. I casi più semplici sono quelli in cui la direzione di propagazione di tali onde è perpendicolare o parallela al campo magnetico.

Nel primo caso la velocità di propagazione è determinata sia dalla pressione del plasma che dalla pressione magnetica $\frac{H^2}{8\pi}$ e risulta:

$$c_{ms} = (c_s^2 + u_A^2)^{0.5} \quad (8.73)$$

Tali onde vengono dette *magnetosoniche*.

Se invece le onde si propagano lungo la direzione del campo magnetico, poichè compressioni del plasma lungo il campo non ne alterano l'intensità, la velocità di propagazione è dovuta alla sola pressione del plasma. Si hanno quindi le ordinarie onde sonore, con velocità c_s .

La pressione isotropa dovuta al campo magnetico è invece responsabile di onde longitudinali (sonore) che si propagano con velocità data dalla (8.16), dove ora la pressione da considerare è quella del campo magnetico, $H^2/8\pi$, che, in questo caso, coincide con la densità di energia magnetica. Dato che il rapporto fra pressione e densità di energia vale $(\Gamma - 1)$ ($\Gamma = c_P/c_V$) se ne deduce che il plasma si comporta come un gas perfetto con $\Gamma = 2$. Quindi:

$$c_s = \sqrt{\Gamma \frac{p_m}{\rho}} = \sqrt{\frac{H^2}{4\pi\rho}} = u_A$$

Anche le onde longitudinali si propagano quindi alla velocità di Alfvén.

Il rapporto fra la densità di energia cinetica della materia $\rho u^2/2$ e la densità di energia magnetica $H^2/8\pi$ vale $A^2 = (u/u_A)^2$. Quindi quando il campo è congelato nella materia, un valore grande del

numero di Alfvén (o di Karman) A , significa che il moto risente molto poco del campo, mentre per A piccoli il moto del fluido è controllato dal campo magnetico; se $A \sim 1$ il moto del fluido ed il campo magnetico interagiscono col fluido con termini di valore confrontabile e c'è una approssimativa equipartizione di energia fra di essi. Per analogia con la definizione di numero di Mach ($M = u/u_s$) possiamo definire A come *numero di Mach magnetico*.

8.4.7 Onde d'urto in presenza di campo magnetico

Se nel mezzo 1 (imperturbato) è presente un campo magnetico, allora diventa necessario introdurre anche la pressione e l'energia del campo magnetico e tenere conto della geometria del campo.

Il campo magnetico considerato è assunto ordinato e parallelo alla superficie dello shock e, inoltre, si assume la conservazione del flusso¹⁰, per cui:

$$H_2 = (\rho_2/\rho_1)H_1$$

Nelle eq. 8.21 e 8.22 figureranno le quantità

$$p^* = p + \frac{H^2}{8\pi}$$

$$\mathcal{E}^* = \mathcal{E} + \frac{H^2}{8\pi \rho}$$

Le soluzioni delle (8.21) e (8.22) per *shock adiabatico con campo magnetico* sono ancora le (8.36), in cui però figura p^* al posto di p . Inoltre Γ viene sostituito dalla quantità Γ^* definita da:

$$\mathcal{E}^* = \frac{p^*}{\rho(\Gamma - 1)} \quad (8.74)$$

in analogia con l'eq. 8.32. Da questa definizione si trova facilmente che

$$\Gamma^* = \frac{2}{3} \left(\frac{1+x}{1+\frac{2}{3}x} \right) + 1 \quad x = \frac{H^2}{8\pi p} \quad (8.75)$$

dove si è assunto $\Gamma = 5/3$. Si può verificare immediatamente che $5/3 \leq \Gamma^* \leq 2$. Il valore minimo corrisponde a $x = 0$ (campo magnetico nullo), mentre il valore massimo corrisponde a $x \rightarrow \infty$

Dalla eq. 8.36 d) (con la sostituzione $p \rightarrow p^*$) si ottiene:

$$\frac{p_2^*}{p_1^*} = \frac{2 \Gamma M_1^2}{(1+x_1)(\Gamma^*+1)} - \frac{\Gamma^*-1}{\Gamma^*+1} \quad x_1 = \frac{H_1^2}{8\pi p_1}$$

Introducendo questa espressione nella (8.36a), si ottiene l'espressione per il rapporto di compressione ρ_2/ρ_1 :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\Gamma^*-1) + \left[\left(\frac{2 \Gamma M_1^2}{1+x_1} \right) - (\Gamma^*-1) \right]}{(\Gamma^*+1) + \left(\frac{\Gamma^*-1}{\Gamma^*+1} \right) \left[\left(\frac{2 \Gamma M_1^2}{1+x_1} \right) - (\Gamma^*-1) \right]} \quad (8.76)$$

In fig. 8.4 è mostrato il rapporto di compressione in funzione di M_1^2 , per diversi valori del parametro

$$x_1 = \frac{H_1^2}{8 \pi p_1^2}$$

I risultati principali sono:

¹⁰Una componente del campo lungo la linea di vista resterebbe invariata.

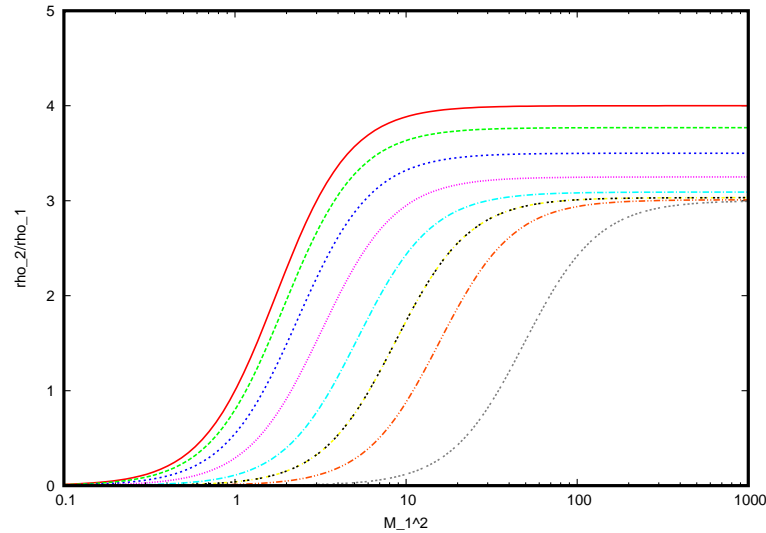


Figura 8.4: Rapporto di compressione, ρ_2/ρ_1 , per uno shock adiabatico in presenza di campo magnetico, in funzione del numero di Mach, M_1 , e di $x_1 = \frac{H_1^2}{8\pi p_1}$. Le diverse curve, a partire dall'alto, corrispondono a valori di $x_1 = 0, 0.3, 1.0, 3.0, 10, 30, 100, 1000$.

- A parità di M_1 il fattore di compressione ρ_2/ρ_1 è inferiore a quello che corrisponde ad $H_1=0$, e diminuisce rapidamente al crescere di H . In altre parole, la presenza di campo magnetico rende meno compressibile il mezzo che ha subito lo shock.
- Al crescere di M_1 il rapporto di compressione tende a saturarsi ad un valore, compreso fra 4 e 3, che dipende da x_1 (ossia da H_1). Il valore 4 si ha per campo magnetico nullo, mentre il valore 3 corrisponde a $H_1 \rightarrow \infty$.

Per concludere, possiamo considerare anche il caso in cui lo shock sia *isotermo*. In questo caso abbiamo $\Gamma = 1$ e dall'eq. 8.75 troviamo che anche $\Gamma^* = 1$. Di conseguenza l'eq. 8.76 si semplifica riducendosi a:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{M_1^2}{1 + x_1} \quad (8.77)$$

In questo caso, isotermo, non c'è più saturazione del rapporto di compressione, che cresce in maniera proporzionale a M_1^2 . Resta ancora, invece, la dipendenza da H_1 : il mezzo è tanto meno compressibile quanto maggiore è H .

8.4.8 Energia magnetica

Un campo magnetico possiede una densità di energia data da $H^2/8\pi$, quindi l'energia magnetica totale del fluido si ottiene integrando su tutto il volume occupato dal campo, cioè:

$$U_M = \int \frac{H^2}{8\pi} dV$$

Se ci sono variazioni del campo magnetico con il tempo, dovute o al decadimento (8.61) o ad amplificazione per effetto dinamo (§ 8.4.10), utilizzando la (8.59) la variazione nel tempo dell'energia magnetica si scrive:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_M}{\partial t} &= \frac{1}{4\pi} \int \vec{H} \cdot \left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) dV = \frac{1}{4\pi} \int \vec{H} \cdot \left[\nabla \times (\vec{u} \times \vec{H}) + \eta_m \nabla^2 \vec{H} \right] dV = \\ &= \frac{1}{4\pi} \left\{ \int \vec{H} \cdot \left[\nabla \times (\vec{u} \times \vec{H}) \right] dV + \int \eta_m \vec{H} \cdot \nabla^2 \vec{H} dV \right\} \quad (\eta_m = c^2/4\pi\sigma) \quad (8.78) \end{aligned}$$

Date le identità vettoriali: $\nabla \times (\nabla \times \vec{H}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{H}) - \nabla^2 \vec{H}$ e $\vec{a} \cdot (\nabla \times \vec{b}) = \nabla \cdot (\vec{b} \times \vec{a}) + \vec{b} \cdot (\nabla \times \vec{a})$, e la $\vec{j} = c \nabla \times \vec{H}/4\pi$, il secondo termine entro la parentesi graffa diventa:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \int \eta_m \vec{H} \cdot \nabla^2 \vec{H} dV &= -\frac{1}{c} \int \eta_m \vec{H} \cdot (\nabla \times \vec{j}) dV \\ &= -\frac{1}{c} \int \eta_m [\nabla \cdot (\vec{j} \times \vec{H}) + \vec{j} \cdot (\nabla \times \vec{H})] dV = -\int \frac{j^2}{\sigma} dV \end{aligned}$$

dove il primo termine entro la parentesi quadra si annulla per il teorema della divergenza, dato che si assume che il campo magnetico sia nullo all'infinito o comunque ai confini del fluido. Il termine contenente η_m nella (8.78) è collegato al decadimento del campo magnetico, durante il quale l'energia magnetica si converte in calore (effetto Joule), al ritmo di j^2/σ per unità di volume. Per un conduttore perfetto ($\sigma \rightarrow \infty$) la dissipazione Joule è dunque trascurabile e il campo magnetico quindi non decade. Il termine in u nella parentesi quadra della (8.78), diventa:

$$\frac{1}{4\pi} \int \left\{ \nabla \cdot [(\vec{u} \times \vec{H}) \times \vec{H}] + (\vec{u} \times \vec{H}) \cdot (\nabla \times \vec{H}) \right\} dV = -\frac{1}{c} \int \vec{u} \cdot (\vec{j} \times \vec{H}) dV$$

dove il termine di divergenza si annulla nell'integrazione, come prima. Questo termine rappresenta la variazione (diminuzione o aumento), nell'unità di tempo, dell'energia magnetica a causa del *lavoro fatto su un volume unitario di materia, nell'unità di tempo, dalla forza magnetica* $\vec{F}_m \propto \vec{j} \times \vec{H}$. L'amplificazione per effetto dinamo avviene dunque attraverso la conversione di energia meccanica in energia magnetica.

Come si è visto (eq. 8.71) la forza magnetica può essere interpretata come il risultato dell'effetto di una tensione magnetica e di una pressione isotropa. A seconda delle situazioni l'una o l'altra delle due componenti sarà maggiormente responsabile della diminuzione di energia magnetica.

Se il moto non produce cambiamenti di densità, cioè variazioni di volume, una pressione idrostatica non fa lavoro ($pdV = 0$). Perciò le variazioni in energia magnetica derivano unicamente dal lavoro fatto contro la tensione $H^2/4\pi$ lungo le linee di forza del campo, ed ogni stiramento delle linee di forza aumenterà l'energia magnetica, in accordo con quanto espresso dalle (8.66) e (8.67). D'altro canto, se il moto consiste in una dilatazione uniforme, si potrebbe dimostrare che il lavoro fatto dalla pressione idrostatica $H^2/8\pi$ supera quello fatto contro la tensione $H^2/4\pi$ di un fattore $3/2$. Perciò una dilatazione uniforme diminuisce l'energia magnetica semplicemente perchè separa le linee di flusso, e quindi diminuisce l'intensità del campo (minor numero di linee di forza cm^{-2}).

Riassumendo, quando le linee di forza sono congelate nella materia ($\sigma \rightarrow \infty$), e quindi il campo magnetico *non* non decade a zero, ma persiste nel plasma per tempi lunghi (eq. 8.62), cominciano a manifestarsi effetti non visibili in altre situazioni. La (8.59) mostra che quando σ è molto grande sue variazioni, anche cospicue, non producono variazioni apprezzabili di \vec{H} e di conseguenza di \vec{j} (dato che $\nabla \times \vec{H} \propto \vec{j}$). Le correnti elettriche quindi non sono più determinate dalla conducibilità, come di solito succede in laboratorio, ma dalla relazione $\nabla \times \vec{H} = 4\pi\vec{j}/c$. Si manifestano inoltre azioni meccaniche sotto forma di stress di Maxwell. Questo porta ai seguenti effetti:

- A causa della pressione laterale di tipo idrostatico un mazzetto di linee di forza resiste ad ogni sforzo di comprimerle lateralmente.
- A causa della tensione longitudinale le linee di forza tendono ad accorciarsi, per quanto la resistenza del materiale lo consente.
- A causa di entrambi i fatti se le linee di forza sono spostate dalla posizione di equilibrio stabile si instaura una forza di richiamo che tende a produrre oscillazioni intorno all'equilibrio (onde di Alfvén). Questa forza di richiamo tende a dare alle linee di forza una sorta di rigidità.
- Stress magnetici molto forti possono in certi casi rompere l'equilibrio e portare a situazioni di instabilità.

8.4.9 Teorema del Viriale

Riprendiamo in esame l'equazione (8.69) di Stokes–Navier per un fluido non viscoso ($\eta=0$) ed incompressibile:

$$\rho \frac{\mathcal{D}\vec{u}}{\mathcal{D}t} = -\nabla p + \frac{\vec{j} \times \vec{H}}{c} - \rho \nabla \Phi_g$$

Se moltiplichiamo scalarmente per \vec{r} ed integriamo su tutto il volume occupato dal fluido, assumendo che pressione, densità e componenti normali della velocità e del campo magnetico si annullino sulla superficie che racchiude il fluido, dopo un certo numero di passaggi e di posizioni, si ricava l'espressione:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2K + 3(\Gamma - 1)U_i + U_M + U_g \quad (8.79)$$

che rappresenta il teorema del viriale in presenza di campo magnetico. Per un sistema stazionario $d^2 I/dt^2 = 0$. Le varie quantità che compaiono in questa espressione sono nell'ordine: I = momento d'inerzia¹¹, K =energia cinetica, U_i = energia interna, U_M = energia magnetica, U_g = energia gravitazionale, e valgono:

$$\begin{aligned} I &= \int \rho r^2 dV \\ K &= \frac{1}{2} \int \rho v^2 dV \\ U_i &= \int \rho c_v T dV \\ U_M &= \int \frac{H^2}{8\pi} dV \\ U_g &= -\frac{1}{2} \int \rho \Phi dV \end{aligned}$$

Se in maniera analoga, e sotto le stesse ipotesi, si moltiplica la (8.69) scalarmente per \vec{u} e si integra su tutto il volume si ottiene l'integrale dell'energia:

$$K + U_i + U_M + U_g = \text{cost} = U_{\text{tot}} \quad (8.80)$$

dove U_{tot} è l'energia totale del sistema.

Se $K=0$, cioè in assenza di moti macroscopici, eliminando $U_g + U_M$ fra la (8.79) e la (8.80) troviamo che perchè un sistema stazionario sia stabile o legato ($U_{\text{tot}} < 0$) occorre che il rapporto fra i calori specifici, Γ , sia $> 4/3$ in modo da rendere l'energia totale $U_{\text{tot}} = -(3\Gamma - 4)U_i < 0$. Analogamente, eliminando U otteniamo:

$$U_{\text{tot}} = \frac{3\Gamma - 4}{3(\Gamma - 1)}(U_M + U_g)$$

che ci dà l'ulteriore condizione, oltre a $\Gamma > 4/3$, che, in un sistema stabile, l'energia magnetica (> 0) non può superare il valore assoluto della energia potenziale gravitazionale (che è negativa), cioè deve essere: $U_M < |U_g|$. In un gas di fotoni, dove la pressione è sostanzialmente pressione di radiazione, o di particelle relativistiche, $\Gamma \simeq 4/3$ e quindi $U_{\text{tot}} \simeq 0$. Quindi in una stella cosiffatta, l'aggiunta o la sottrazione di anche un solo erg¹² di energia sono sufficienti a farla esplodere o collassare. Per stabilizzare il sistema in questo caso può essere necessaria anche la presenza di K .

¹¹Il termine non è esatto, perchè I non è propriamente un momento d'inerzia, ma è usato ugualmente in questo contesto.

¹²1 erg è l'energia potenziale rilasciata da 1 mg di materia che cada, sulla Terra, dall'altezza di 1 cm.

8.4.10 Origine dei campi magnetici astrofisici (effetto Dinamo)

Il problema dell'origine dei campi magnetici come quelli che si osservano sulla Terra, nelle stelle o in altri oggetti astrofisici non è ancora stato risolto in modo soddisfacente. Per le stelle una possibilità è che il campo osservato sia il risultato della contrazione della nube primordiale da cui la stella si è formata. Durante la fase di collasso la densità media della stella cresce di un fattore almeno 10^{21} e quindi la sua superficie cala di almeno 10^{14} volte col risultato che il campo magnetico congelato nella nube cresce della stessa quantità, passando dai valori tipici del mezzo interstellare ($\sim 10^{-6}$ G) a $\sim 10^{-6} \times 10^{14} \sim 10^8$ G, molto più grande di quanto osservato nelle stelle ordinarie. Questo consente larghi margini di dissipazione nella fase del collasso ed in quelle successive.

Questo meccanismo tuttavia non è completamente soddisfacente (anche perchè sposta il problema all'indietro nel tempo, di come si è formato il campo magnetico primordiale nella nube), mentre sembra più promettente quello che va sotto il nome di *effetto Dinamo*, che non solo è applicabile alla Terra e alle stelle, ma soprattutto sembra valido per gli oggetti astrofisici in generale. Questo consiste nel fatto che il moto turbolento di un fluido conduttore ha la proprietà di produrre l'apparizione spontanea di campi magnetici, che possono anche essere relativamente intensi.

Riprendiamo l'eq. 8.59

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{u} \times \vec{H}) + \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma} \right) \nabla^2 \vec{H}$$

Se il fluido è fermo ($u=0$) abbiamo visto che il campo decade con una scala di tempo

$$\tau \approx \frac{L^2 4\pi\sigma}{c^2}$$

Se, però, il fluido è in movimento ($\vec{u} \neq 0$) allora il primo termine della (8.59) diventa importante. Se il campo di velocità della materia è stazionario, allora l'equazione (8.59) è lineare in \vec{H} e le sue soluzioni saranno esponenzialmente crescenti o decrescenti con il tempo. Situazioni in cui, per opportuni campi di velocità, la soluzione è crescente costituiscono l'*effetto dinamo*. Se il moto è turbolento, ci si aspetta che anche il campo magnetico sia turbolento, in quanto la somiglianza delle equazioni (8.11) sui vortici e (8.59) per il campo magnetico, porta a pensare che le due grandezze si evolvano nel tempo in maniera simile. In particolare se la viscosità cinematica è confrontabile con la viscosità magnetica, cioè $\nu \approx c^2/(4\pi\sigma)$, ci si può aspettare una soluzione del tipo

$$\vec{H} = \text{cost } \vec{\Omega}$$

In molti oggetti astronomici, come le zone convettive nelle stelle o nel mezzo interstellare, il fluido è sempre soggetto a piccole perturbazioni che tendono a dare origine a moti turbolenti e se l'energia magnetica non viene dissipata troppo per effetto Joule è possibile che il campo magnetico cresca in ampiezza a seguito delle deformazioni del fluido. Questo intuitivamente si spiega ricordando che H/ρ cresce in maniera proporzionale alla lunghezza delle linee del fluido (eqq.8.66 e 8.67), quindi deformazioni del fluido possono portare ad un aumento di H . Nelle situazioni in cui tale amplificazione di H può avere luogo si stima che essa sia esponenziale e che cessi quando la densità di energia magnetica diviene confrontabile o supera di poco la densità di energia cinetica:

$$\frac{H^2}{8\pi} \sim \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (8.81)$$

cioè finchè $K \lesssim 1$. A questo punto, infatti, ci si aspetta che la pressione magnetica $H^2/8\pi$ alteri il moto della materia, bloccando quindi l'amplificazione.

Come discusso in § 8.4.6, l'energia cinetica non domina più il moto del fluido e quindi non riesce più a trasmettere ulteriore energia al campo magnetico per poterlo amplificare. Dalla (8.81) si può stimare l'intensità di H . Il fluido turbolento conduttore meglio osservato è probabilmente quello delle zone convettive solari, dove la (8.81) prevede valori plausibili per il campo magnetico. Inoltre nei casi dove esistono stime indipendenti del campo magnetico nel mezzo interstellare di nuovo la (8.81) sembra fare previsioni ragionevoli.

8.5 Qualche utile relazione Vettoriale

Le formule seguenti sono tratte da Rohlfs K., "Tools of Radio Astronomy", Springer-Verlag

Let \mathbf{A} , \mathbf{B} , \mathbf{C} , \mathbf{D} be arbitrary vector fields assumed to be continuous and differentiable everywhere except at a finite number of points, and let ϕ and ψ be arbitrary scalar fields for which the same assumptions are adopted. If $\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}$ is the scalar product and $\mathbf{A} \times \mathbf{B}$ the vector product the following algebraic relations are true:

$$\begin{aligned} \mathbf{A} \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) &= (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{C} = (\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}) = (\mathbf{B}, \mathbf{C}, \mathbf{A}) = (\mathbf{C}, \mathbf{A}, \mathbf{B}) \\ &= -(\mathbf{A}, \mathbf{C}, \mathbf{B}) = -(\mathbf{C}, \mathbf{B}, \mathbf{A}) = -(\mathbf{B}, \mathbf{A}, \mathbf{C}) \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

$$\mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = (\mathbf{A} \cdot \mathbf{C})\mathbf{B} - (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})\mathbf{C} \quad (\text{A.2})$$

$$\mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) + \mathbf{B} \times (\mathbf{C} \times \mathbf{A}) + \mathbf{C} \times (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\begin{aligned} (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \cdot (\mathbf{C} \times \mathbf{D}) &= \mathbf{A} \cdot [\mathbf{B} \times (\mathbf{C} \times \mathbf{D})] \\ &= (\mathbf{A} \cdot \mathbf{C})(\mathbf{B} \cdot \mathbf{D}) - (\mathbf{A} \cdot \mathbf{D})(\mathbf{B} \cdot \mathbf{C}) \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

$$(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \times (\mathbf{C} \times \mathbf{D}) = [(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{D}]\mathbf{C} - [(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{C}]\mathbf{D} . \quad (\text{A.5})$$

Introducing the gradient of a scalar as $\nabla\phi$, ∇ considered as a differential operator obeys the following identities

$$\text{grad}(\phi\psi) = \nabla(\phi\psi) = \phi\nabla\psi + \psi\nabla\phi \quad (\text{A.6})$$

$$\text{div}(\phi\mathbf{A}) = \nabla \cdot (\phi\mathbf{A}) = \mathbf{A} \cdot \nabla\phi + \phi\nabla \cdot \mathbf{A} \quad (\text{A.7})$$

$$\text{curl}(\phi\mathbf{A}) = \text{rot}(\phi\mathbf{A}) = \nabla \times (\phi\mathbf{A}) = \phi\nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{A} \times \nabla\phi \quad (\text{A.8})$$

$$\text{div}(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \nabla \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) - \mathbf{A} \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) \quad (\text{A.9})$$

$$\begin{aligned} \text{curl}(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) &= \text{rot}(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \nabla \times (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \\ &= \mathbf{A}(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{A}) + (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{A} - (\mathbf{A} \cdot \nabla)\mathbf{B} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

$$\begin{aligned} \text{grad}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) &= \nabla(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) \\ &= \mathbf{A} \times (\nabla \times \mathbf{B}) + \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{A}) + (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{A} + (\mathbf{A} \cdot \nabla)\mathbf{B} . \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

For ∇ some second order formulae are useful

$$\nabla^2 \phi = \nabla \cdot \nabla \phi = \Delta \phi \quad (\text{A.12})$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) \quad (\text{A.13})$$

$$\nabla \times \nabla \phi = 0 \quad (\text{A.14})$$

$$\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0 \quad (\text{A.15})$$

Relations for Special Functions: Let \mathbf{r} be the radius vector from the origin to the point x, y, z . Then

$$\nabla \cdot \mathbf{r} = 3 \quad (\text{A.16})$$

$$\nabla \times \mathbf{r} = 0 \quad (\text{A.17})$$

$$\nabla r = \nabla |\mathbf{r}| = \mathbf{r}/|\mathbf{r}| \quad (\text{A.18})$$

$$\nabla(1/r) = -\mathbf{r}/r^3 \quad (\text{A.19})$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{r}/r^3) = -\nabla^2(1/r) = 4\pi \delta(\mathbf{r}) \quad (\text{A.20})$$

Integral Relations: Let a vector field \mathbf{A} and its divergence $\nabla \cdot \mathbf{A}$ be continuous over a closed region V with the surface S , the surface element $d\mathbf{S}$ being counted positive in direction outward from the enclosed volume. Then Gauss' theorem states

$$\oint_S \mathbf{A} \cdot d\mathbf{S} = \int_V (\nabla \cdot \mathbf{A}) dv \quad (\text{A.21})$$

while Stokes' theorem postulates

$$\oint_S d\mathbf{S} \times \mathbf{A} = \int_V (\nabla \times \mathbf{A}) dv \quad (\text{A.22})$$

Green's theorem is

$$\int_V (\phi \nabla \cdot \nabla \psi - \psi \nabla \cdot \nabla \phi) dv = \oint_S (\phi \nabla \psi - \psi \nabla \phi) \cdot d\mathbf{S} \quad (\text{A.23})$$

9 Accelerazione stocastica di particelle

Aggiornato Marzo 2002, rivisto 2011

Quando si parla di particelle energetiche, ci si riferisce a particelle la cui energia è molto maggiore della energia termica.

I processi di accelerazione si possono suddividere in processi *stocastici* e processi *sistematici*. I processi *stocastici* sono costituiti da un numero elevatissimo di micro-processi, ciascuno dei quali può far guadagnare o perdere energia alle particelle, ma, in media, i micro-processi che accelerano sono più numerosi di quelli che frenano, per cui il bilancio energetico è mediamente positivo. I processi stocastici però hanno tutti in comune il problema di essere poco efficienti.

I meccanismi di accelerazione più efficienti sono quelli *sistematici*, quali si possono realizzare in presenza di *onde d'urto*, o di *campi elettrici indotti* (come si ritiene avvenga nelle pulsar cap. 17.5.3).

Facciamo notare che il moto del mezzo in cui le particelle sono immerse è essenziale perchè il meccanismo operi. Consideriamo infatti una particella in moto con velocità \vec{v} , che interagisce con un fluido magnetizzato, in cui è congelato un campo magnetico \vec{H} , in moto a sua volta con velocità \vec{u} . Nella approssimazione magnetoidrodinamica (§ 8.4.2) in cui la conducibilità elettrica $\sigma \rightarrow \infty$, e quindi anche $\partial \vec{E} / \partial t = 0$, il campo elettrico generato dal fluido in movimento è dato dalla (8.56):

$$\vec{E} \sim -\frac{\vec{u}}{c} \times \vec{H}$$

Se m e q sono la massa e la carica della particella, la sua equazione del moto sarà data dalla:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q \left(\vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{H}}{c} \right) \quad (9.1)$$

Sostituendo nella (9.1) ad \vec{E} la sua espressione (8.56) e moltiplicando scalarmente per \vec{v} si ricava:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) = \vec{u} \cdot \frac{q \vec{v} \times \vec{H}}{c} \quad (9.2)$$

Si trova cioè che, perchè l'energia della particella cambi, occorre *non solo* che sia $u \neq 0$ ma anche che il moto del gas faccia lavoro contro la forza di Lorentz sentita dalla particella.

9.1 Accelerazione di Fermi

Questo processo per l'accelerazione di particelle cariche è stato proposto da Fermi nel 1949 (Phys.Rev., 75, 1169).

Ricordiamo che una particella carica in un campo magnetico si muove di moto elicoidale mantenendo costante l'invariante adiabatico $\sin^2 \theta / H$ (eq. 4.7) per cui, se durante la propagazione raggiunge una regione in cui il campo magnetico è troppo elevato per il suo invariante adiabatico, essa viene riflessa. Senza entrare in un modello dettagliato il fenomeno può essere visualizzato come l'“urto” di una particella contro una irregolarità del campo magnetico. In realtà l'interazione sarà con una nube di materia interstellare, a densità molto più elevata del mezzo circostante, in cui anche il campo magnetico, essendovi congelato, è più alto della media. Per quanto detto sopra, se la nube è ferma la particella conserva nella riflessione la sua propria energia. Se invece la nube è in movimento con velocità \vec{u} , e \vec{v} è la velocità della particella, possiamo valutarne la variazione di energia cinetica approssimando l'interazione con la nube con un urto elastico.

Trattiamo per semplicità il caso in maniera unidimensionale (fig. 9.1). Nel caso tridimensionale si dovranno considerare le componenti v_H ed u_H delle due velocità lungo le linee di forza di \vec{H} , lungo le quali la particella carica avanza nel mezzo.

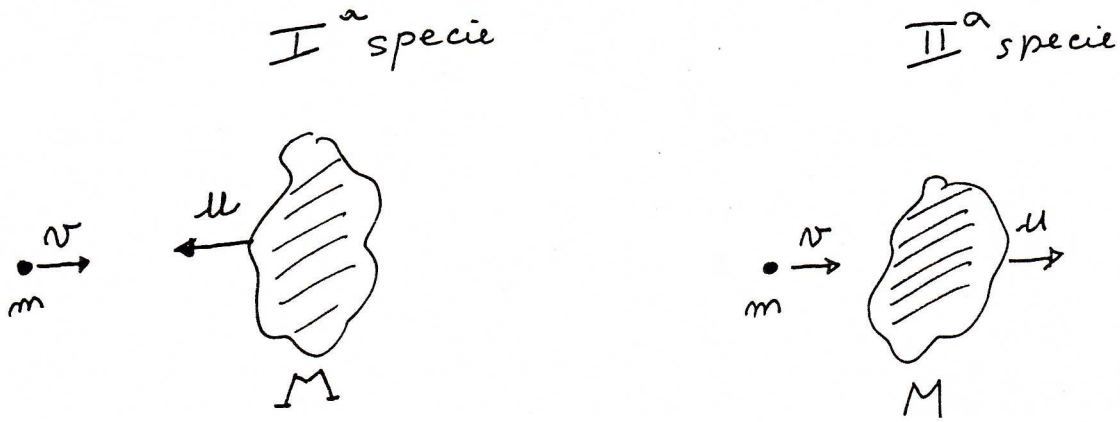


Figura 9.1: Schema per il calcolo della accelerazione di Fermi

Fissiamo come positivo il verso di v . Indichiamo con m ed M le masse della particella e della nube, e facciamo l'ipotesi che $|u| \ll |v|$ e $m \ll M$. Applicando la conservazione dell'energia (in questo caso solo cinetica, $mv^2 + Mu^2 = mv'^2 + Mu'^2$) e della quantità di moto ($mv + Mu = mv' + Mu'$) troviamo che la velocità della particella dopo l'urto è data da:

$$v' = \frac{(m - M)v + 2Mu}{m + M} \approx -v + 2u \quad (\text{per } m \ll M) \quad (9.3)$$

mentre, nella stessa ipotesi, la velocità u non subisce variazioni di alcun rilievo. La particella può subire urti di due tipi: frontali o di *prima specie* (velocità di nube e particella prima dell'urto hanno segno opposto) e quelli di *seconda specie*, in cui la particella insegue la nube e la raggiunge (velocità con lo stesso segno). Se $\mathcal{E} = mv^2/2$ è l'energia cinetica della particella prima dell'urto, il suo valore dopo la collisione sarà dato da $\mathcal{E}_1 = m(-v \pm 2|u|)^2/2$, dove il segno $-$ e $+$ valgono rispettivamente per le collisioni di prima e seconda specie. Nell'urto l'energia cinetica della particella varia perciò della quantità¹

$$\Delta\mathcal{E} \approx \pm 4 \times \frac{u}{v} \times \mathcal{E} \quad (9.4)$$

Quindi l'energia cinetica della particella aumenta o diminuisce a seconda che le velocità iniziali \vec{u} e \vec{v} siano discordi o concordi. Una particella subisce in genere urti di entrambe le specie, con frequenze date dalle:

$$f_1 = \frac{v + u}{\ell} \quad f_2 = \frac{v - u}{\ell} \quad (9.5)$$

dove ℓ rappresenta il libero cammino medio per collisioni della particella. Gli urti di prima specie sono dunque più frequenti di quelli di seconda specie, e mediamente la particella guadagnerà energia. In particolare l'energia media guadagnata nell'unità di tempo sarà data da:

$$\left\langle \frac{\Delta\mathcal{E}}{\Delta t} \right\rangle_F = f_1 \Delta_1 \mathcal{E} + f_2 \Delta_2 \mathcal{E} = 4 \times \frac{u}{v} \times \mathcal{E} \times \frac{2u}{\ell} = 8 \times \frac{u^2}{\ell v} \times \mathcal{E} = \frac{8v}{\ell} \left(\frac{u}{v} \right)^2 \times \mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}}{\tau_F} \quad (9.6)$$

Il fattore 8 nella (9.6) è stato ottenuto con considerazioni unidimensionali. Per una trattazione tridimensionale è più appropriato un fattore ~ 2 .

Integrando la (9.6) si vede che attraverso questo processo, chiamato *processo di Fermi*, le particelle vengono sistematicamente accelerate secondo la:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \times e^{t/\tau_F} \quad \text{con} \quad \tau_F \approx \frac{\ell v}{2u^2} \quad (9.7)$$

¹ $\Delta\mathcal{E} = \frac{1}{2}m(v^2 - v'^2) \approx \frac{1}{2} 4muv = 4u \frac{1}{2}mv = 4u \frac{1}{2} \mathcal{E}$ (dalla 9.3 e assumendo $u^2 \approx 0$).

Tale processo è analogo a quello in cui si mescolino due gas a temperature diverse (nel nostro caso nubi e particelle). Attraverso gli urti le due componenti del gas tendono a raggiungere l'equilibrio in cui l'energia è equipartita fra le due specie. Poichè le nubi hanno una massa molto più grande, pur muovendosi più lentamente delle particelle esse hanno un contenuto energetico maggiore, che tendono a travasare sulle particelle meno energetiche.

Questo meccanismo di accelerazione era stato ipotizzato da Fermi per giustificare le alte energie dei raggi cosmici, ma (cap. 12) con risultati poco soddisfacenti. Infatti, sapendo che la velocità delle nubi interstellari è dell'ordine di 10 km s^{-1} , che la loro distanza media è non inferiore a $10 \div 100 \text{ pc}$ e che per i raggi cosmici $v \approx c$, si ottiene come scala di tempo caratteristica per il processo di Fermi:

$$\tau_F \approx 4 \times 10^{17 \div 18} \text{ sec} \sim \times 10^{10 \div 11} \text{ anni}$$

che è ordini di grandezza più grande del tempo di confinamento dei raggi cosmici nella Galassia, e confrontabile con l'età dell'Universo. Quindi il processo di Fermi nello spazio interstellare non è in grado di accelerare i raggi cosmici a sufficienza. Tale processo potrebbe essere più efficace in altre situazioni astrofisiche, con valori più elevati di u e più piccoli di ℓ . Per esempio nei Resti di Supernova (SNR, cap. 15) $u \sim 6 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$ ed $\ell \sim 4 \times 10^{16} \text{ cm}$, per cui $\tau_F \approx 50$ anni.

Un motivo che rende particolarmente interessante il processo di Fermi, è che esso fa prevedere una legge di potenza per lo spettro di energia delle particelle accelerate. Infatti, sostituendo la (9.6) nella equazione di continuità (6.16), indicando con T_{conf} il tempo di confinamento, e trascurando fenomeni di iniezione (le particelle sarebbero stati prodotte tutte in una volta e poi accelerate) si trova una soluzione stazionaria, ($\partial \mathcal{N} / \partial t = 0$), del tipo:

$$\mathcal{N}(\mathcal{E}) = \text{cost} \times \mathcal{E}^{-(1+\tau_F/T_{conf})} \propto \mathcal{E}^{-\delta} \quad (9.8)$$

Tuttavia, sempre nel caso dei raggi cosmici, per avere l'esponente osservato di $\delta \sim 2.6$, dovrebbe essere $\tau_F/T_{conf} \simeq 1.6$, che è troppo grande.

Un'efficienza maggiore si potrebbe ottenere se si fosse in presenza di meccanismo di *prima specie* solamente, come potrebbe avvenire se le particelle si muovessero fra due nubi di plasma magnetizzato in avvicinamento reciproco. Infatti, sempre nel caso unidimensionale, dalle (9.4) e (9.5) abbiamo:

$$\left\langle \frac{d\mathcal{E}}{dt} \right\rangle_{I \text{ specie}} = 4 \left(\frac{u}{v} \right) \mathcal{E} \frac{u+v}{\ell} \approx 4 \frac{u}{\ell} \mathcal{E} = \frac{4v}{\ell} \left(\frac{u}{v} \right) \mathcal{E} = \frac{1}{2} \left\langle \frac{d\mathcal{E}}{dt} \right\rangle_F \frac{v}{u} \approx \frac{1}{2} \frac{\mathcal{E}}{\tau_F} \frac{v}{u} = \frac{\mathcal{E}}{\tau'_F}$$

dove τ'_F è la nuova scala di tempo relativa al processo di accelerazione di Fermi di *prima specie* solamente. Si vede che

$$\tau'_F \approx 2 \tau_F \frac{u}{v}$$

che può essere notevolmente più corto del tempo di Fermi di seconda specie, soprattutto se $v \rightarrow c$. La maggior efficienza del meccanismo di prima specie rispetto a quello di seconda specie è ovvia, e si quantifica nel fatto che nel primo caso l'aumento di energia è proporzionale a (u/v) mentre nel secondo essa è proporzionale a $(u/v)^2$, cioè molto più piccolo.

Facciamo notare che, in un urto tridimensionale solo la componente di energia cinetica "parallela" al campo magnetico viene modificata, quindi il vettore velocità della particella riflessa formerà con la direzione di \vec{H} un angolo θ minore che prima dell'urto, e quindi potrà avanzare nel mezzo maggiormente, prima di essere nuovamente riflessa. Alla lunga, quindi, la velocità della particella tende a disporsi lungo le linee di forza del campo, riducendo notevolmente l'effetto di accelerazione ($\vec{v} \times \vec{H} \rightarrow 0$ nella 9.2).

9.2 Accelerazione di Fermi – trattazione relativistica

Se le particelle sono altamente relativistiche ($v \approx c$) è più corretta una trattazione che ne tenga conto. Se p ed \mathcal{E} sono l'impulso e l'energia della particella nel sistema dell'osservatore, nel sistema di riferimento della nube (che nell'approssimazione fatta di $M \gg m$ coincide col centro di massa del sistema) di avrà:

$$\begin{aligned}\mathcal{E}' &= \gamma_u(\mathcal{E} + u p) \\ p' &= \gamma_u(p + \frac{u\mathcal{E}}{c^2}) \quad \text{dove } \gamma_u = \left(\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}\right)^{-1}\end{aligned}$$

Nell'urto (unidimensionale) di prima specie l'energia si conserva, mentre la quantità di moto cambia segno, per cui dopo l'urto avremo:

$$\begin{aligned}\mathcal{E}'(\text{dopo}) &= \mathcal{E}'(\text{prima}) \\ p'(\text{dopo}) &= -p'(\text{prima})\end{aligned}$$

Nel sistema dell'osservatore si ricava, dopo qualche passaggio, che l'energia della particella dopo l'urto vale:

$$\mathcal{E}'' = \gamma_u(\mathcal{E}' + u p') = \mathcal{E} + 2\gamma_u^2 \mathcal{E} \frac{u}{c} \left(\frac{u}{c} + \frac{v}{c}\right)$$

Quindi l'energia guadagnata in un urto di prima specie è data da:

$$\Delta\mathcal{E} = 2\gamma_u^2 \mathcal{E} \frac{u}{c} \left(\frac{v}{c} + \frac{u}{c}\right)$$

Per l'urto di seconda specie ragionando in modo analogo si trova:

$$\Delta\mathcal{E} = -2\gamma_u^2 \mathcal{E} \frac{u}{c} \left(\frac{v}{c} - \frac{u}{c}\right)$$

Tenendo conto della frequenza degli urti di ciascuna specie si trova che la variazione di energia nell'unità di tempo vale:

$$\left\langle \frac{\Delta\mathcal{E}}{\Delta t} \right\rangle = 8\gamma_u^2 \left(\frac{u}{c}\right)^2 \frac{v}{\ell} \mathcal{E}$$

da cui $\tau_F = \ell c^2 / 8\gamma_u^2 u^2 v$, che non è molto diverso da quello calcolato classicamente quando si tenga conto che $v \approx c$ e $u \ll v$ cioè $\gamma_u \approx 1$.

9.2.1 Spettro di energia da accelerazione di Fermi – derivazione statistica

Senza bisogno di ricorrere alla equazione di continuità si può derivare la eq. 9.8 anche con un ragionamento puramente statistico (dovuto a Fermi stesso) che ha anche il pregio di far comprendere il senso fisico del processo.

Supponiamo che dopo ogni collisione la particella aumenti la sua energia di un fattore β rispetto al valore precedente:

$$\mathcal{E} = \beta \mathcal{E}_0$$

Supponiamo anche che le particelle abbiano una probabilità finita \mathcal{P} di restare, dopo una collisione, nella regione di accelerazione (come nel caso dei raggi cosmici, cap. 12 o dei gusci di *SNR*, § 15.10). Se \mathcal{N}_0 è il numero totale di particelle, il numero di particelle \mathcal{N}_i che rimane dopo i collisioni sarà: $\mathcal{N}_k = \mathcal{N}_0 \mathcal{P}^i$. Nel processo tali particelle avranno raggiunto un'energia $\geq \mathcal{E}_0 \beta^i$ (il segno di $>$ è dovuto al fatto che qualche particella subisce ulteriori collisioni prima di fuggire).

Eliminando i fra queste due quantità si ottiene:

$$\frac{\ln(\mathcal{N}/\mathcal{N}_0)}{\ln(\mathcal{E}/\mathcal{E}_0)} = \frac{\ln \mathcal{P}}{\ln \beta}$$

e di conseguenza

$$\frac{\mathcal{N}(> \mathcal{E})}{\mathcal{N}_0} = \left(\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} \right)^{(\ln \mathcal{P} / \ln \beta)}$$

o, in termini differenziali:

$$\mathcal{N}(\mathcal{E})d\mathcal{E} = \text{cost } \mathcal{E}^{-[1-(\ln \mathcal{P} / \ln \beta)]}$$

Se indichiamo con $\Pi = \mathcal{P} - 1$ la probabilità che ha la particella di fuggire dopo una collisione e poniamo $\alpha = \Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}_0 = \beta - 1$, sviluppando in serie i logaritmi e fermandosi al primo ordine, otteniamo

$$\frac{\ln \mathcal{P}}{\ln \beta} = \frac{\ln(\Pi + 1)}{\ln(\alpha + 1)} \approx \frac{\Pi}{\alpha}$$

da cui si ritrova che l'esponente della legge di potenza di eq. 9.8 dipende dalla probabilità che ha una particella di sfuggire dalla regione di accelerazione (legata al tempo di confinamento T_{conf}) e dalla quantità relativa di energia acquisita negli urti.

9.3 Accelerazione di particelle (relativistiche) in presenza di onde d'urto (meccanismo di Fermi di 1^a specie)

Il processo di Fermi, come si è detto, è particolarmente interessante in quanto produce naturalmente distribuzioni di energia che seguono leggi di potenza. I problemi principali di questo processo sono due.

Il primo è che il processo è piuttosto inefficiente nel caso in cui siano presenti collisioni sia di prima che di seconda specie, mentre sarebbe molto più efficiente in situazioni in cui si hanno solo di collisioni di prima specie. La seconda difficoltà consiste nel fatto che l'esponente della legge di potenza che si ottiene per la distribuzione di energia delle particelle dipende dal rapporto fra i tempi caratteristici di confinamento (T_{conf}) e di accelerazione (τ_F): $\delta = 1 + T_{conf}/\tau_F$ (eq. 9.8). Poichè i valori di δ osservati nei Resti di Supernova e nell'emissione della Galassia sono $\approx 2 \div 3$, è necessario che $T_{conf} \approx \tau_F$, e non è ovvio come due processi così diversi, come il confinamento e l'accelerazione, abbiano tempi scala uguali. Solo relativamente di recente ci si è resi conto che in presenza di onde d'urto entrambe le difficoltà vengono risolte naturalmente. La trattazione che segue è estremamente semplificata, ma fornisce un risultato sufficientemente corretto.

Analizziamo il meccanismo con cui le particelle relativistiche, mescolate al gas termico, sono localizzate in una regione che è attraversata da un fronte d'urto forte (quale, per esempio, quello formatosi nell'esplosione della Supernova, oppure nella regione terminale di un getto in una radiosorgente potente) che avanza con velocità v_1 nel mezzo interstellare. Se il mezzo è disomogeneo e contiene nubi magnetizzate, potremo considerare approssimativamente ferme le nubi nel mezzo imperturbato. Invece le nubi attraversate dal fronte d'urto sono trascinate da esso con velocità $v_2 = \frac{3}{4}v_1$. Le particelle si trovano ad attraversare parecchie volte il fronte d'urto, in entrambe le direzioni, quindi esse subiscono urti con le nubi sia davanti che dietro di esso, per un certo tempo, dopo il quale eventualmente sfuggono dalla zona del fronte d'urto (fig. 9.2).

Negli urti con le nubi del mezzo imperturbato, che si suppongono ferme, l'energia delle particelle non cambia (eq. 9.2), cioè $\Delta\mathcal{E}_1 = 0$. Mediamente però, dopo ogni urto di questo tipo la particella riattraversa il fronte d'urto e l'urto successivo sarà necessariamente di prima specie, dato che le nubi, trascinate dal fronte d'urto, sono in moto con velocità v_2 . Se v è la velocità delle particella, per ogni

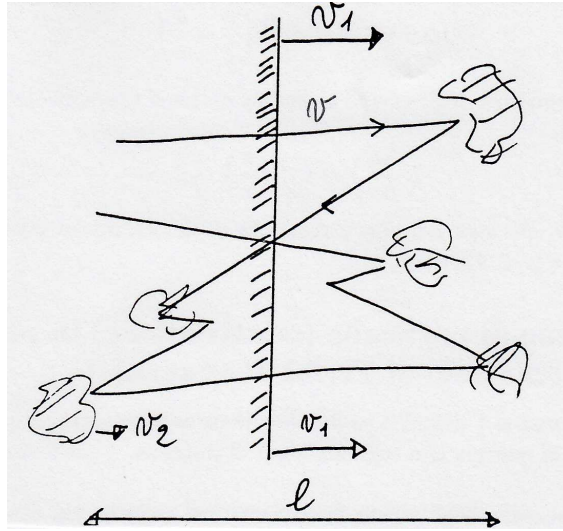


Figura 9.2: Accelerazione di elettroni da parte di un shock

urto di prima specie e per una geometria tridimensionale essa guadagnerà una quantità di energia $\Delta\mathcal{E}_2 \approx 2v_2\mathcal{E}/v = 3v_1\mathcal{E}/2v$. Quindi il bilancio energetico, in un ciclo sarà:

$$\Delta\mathcal{E} = \Delta\mathcal{E}_1 + \Delta\mathcal{E}_2 \approx \frac{3}{2} \frac{v_1}{v} \mathcal{E}$$

Se ℓ è il libero cammino medio fra due urti, il processo (ciclo completo) avrà una frequenza data da $f \approx v/2\ell$ per cui il guadagno di energia nell'unità di tempo sarà:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} \approx \frac{3}{2} \frac{v_1}{v} \mathcal{E} \frac{v}{2\ell} \approx \left(\frac{3}{4} \frac{v_1}{\ell} \right) \mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}}{\tau_F} \quad (9.9)$$

dove $\tau_F = 4\ell/3v_1$ è la scala di tempo caratteristica della accelerazione di Fermi (eq. 9.7). Nel caso, per esempio, dei SNR nella loro fase iniziale, dove $v_1 \approx 10\,000$ km/sec, per $\ell \lesssim 0.001$ pc (dell'ordine di un decimo del diametro di un Resto di Supernova di un anno di vita, § 15.3) si trova τ_F dell'ordine del mese. Dato che per portare l'energia degli elettroni espulsi nella deflagrazione ad energie sufficientemente elevate per emettere radiazione di sincrotrone (\sim GeV) bastano $\sim 15\tau_F$, si vede come questo processo possa essere ragionevolmente soddisfacente.

Supponiamo ora che la particella sia intrappolata nella zona del fronte d'urto, entro uno spessore ℓ , che viene attraversato dall'onda d'urto in un tempo $T_{conf} \approx \ell/v_1$. Il tempo T_{conf} è il tempo di confinamento delle particelle nella zona di accelerazione da parte dell'onda d'urto, ed è confrontabile con τ_F (in questo esempio $\tau_F/T_{conf} = 4/3$).

Calcoli più dettagliati, ma molto più complessi, mostrano che comunque $\tau_F/T_{conf} \gtrsim 1$.

Ricordando che un processo di accelerazione di Fermi produce uno spettro di energia delle particelle che segue una legge di potenza (9.7), troviamo in questo caso

$$\delta = \left(1 + \frac{\tau_F}{T_{conf}} \right) \gtrsim 2 \quad \text{ossia} \quad \alpha \gtrsim 0.5$$

come l'indice spettrale medio osservato per i Resti di Supernova.

9.4 Accelerazione di betatrone

L'accelerazione di betatrone ha luogo in presenza di un campo magnetico variabile nel tempo. Per la legge di induzione si genera un campo elettrico indotto che compie lavoro sull'elettrone aumentandone

l'energia. Il processo si può sintetizzare nella conservazione dell'invariante adiabatico (eq. 4.7). Questo principio è usato in acceleratori di particelle che, appunto, si chiamano betatroni.

In situazioni astrofisiche questo processo potrebbe avvenire a seguito di una compressione del campo magnetico, dovuta a fatti dinamici, durante la quale, per la conservazione del flusso, il campo aumenta. Supponiamo, quindi, che una particella si trovi in un campo magnetico che viene compresso. Poichè si conserva l'invariante adiabatico

$$\frac{p_{\perp}^2}{H} \propto \frac{\sin^2 \theta}{H} = \text{cost}$$

($p = mv$ è la quantità di moto della particella) nella fase di compressione aumenta l'energia cinetica associata al moto perpendicolare ad \vec{H} . Se, poi, il campo si ri-espande, l'energia guadagnata viene nuovamente persa, a meno che, nel frattempo, non vi sia stato un processo di trasferimento di energia dal moto perpendicolare a quello parallelo a \vec{H} . Ad esempio un processo di isotropizzazione delle velocità dovuto ad urti casuali può effettuare tale trasferimento di energia.

Esaminiamo il seguente esempio schematico² (fig. 9.3). L'ampiezza del campo magnetico oscilla fra i

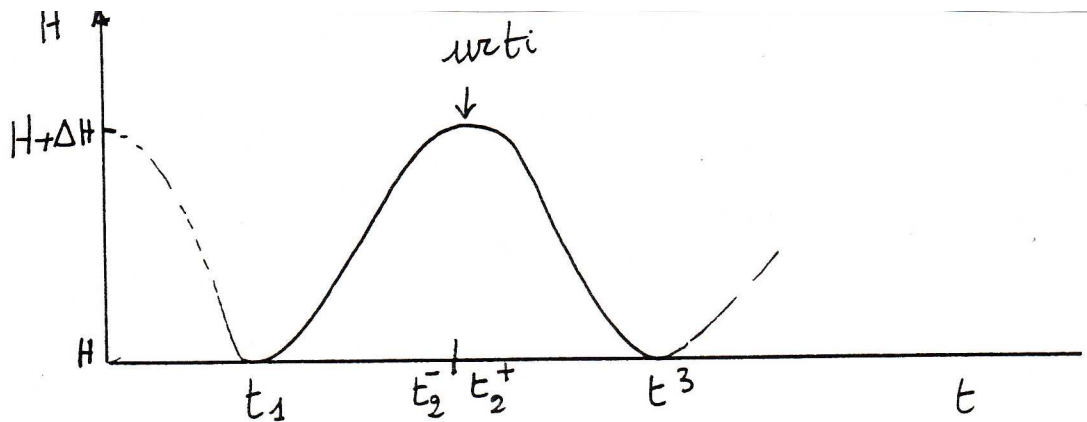


Figura 9.3: Esempio di accelerazione di betatrone

valori H e $H + \Delta H$. Calcoliamo la variazione del momento di una singola particella durante un intero ciclo, calcolandone il valore nei punti t_1 , t_2 , e t_3 di minimo, massimo e minimo in H , assumendo che al tempo t_2 urti casuali re-isotropizzino la velocità. Useremo i simboli $\uparrow, \downarrow, \equiv$ per indicare se una grandezza aumenta, diminuisce o resta costante rispetto alla situazione precedente.

In un sistema di riferimento cartesiano che ha uno degli assi lungo le linee di forza del campo magnetico, statisticamente si avrà che $p_x^2 = p_y^2 = p_z^2$, quindi, se indichiamo con p_1 la quantità di moto iniziale, e con p_{\parallel} e p_{\perp} indichiamo rispettivamente la componente della quantità di moto parallela al campo magnetico ed in ogni altra direzione ad esso perpendicolare, al tempo t_1 avremo:

$$\begin{aligned} p_{\parallel}^2 &= \frac{1}{3} p_1^2 \\ p_{\perp}^2 &= \frac{2}{3} p_1^2 \\ p_1^2 &= p_{\parallel}^2 + p_{\perp}^2 \end{aligned}$$

Durante la compressione p_{\perp}^2 aumenta in maniera proporzionale all'aumento del campo magnetico, mentre p_{\parallel}^2 rimane invariato. Al tempo t_2 , subito *prima* degli urti, si avrà dunque:

²Ripreso da Pacholczek, Radio Astrophysics.

$$\begin{aligned}
p_{\parallel}^2 &= \frac{1}{3}p_1^2 \quad \equiv \\
p_{\perp}^2 &= \frac{2}{3}p_1^2 \left(\frac{H + \Delta H}{H} \right) \quad \uparrow \\
p_2^2 &= p_{\parallel}^2 + p_{\perp}^2 = \frac{1}{3}p_1^2 \left(1 + 2 \frac{H + \Delta H}{H} \right) \quad \uparrow
\end{aligned}$$

Gli urti al tempo t_2 isotropizzano la velocità, senza variare il modulo della quantità di moto, quindi il momento totale p_2^2 sarà nuovamente equipartito sui tre assi cartesiani, si avrà:

$$\begin{aligned}
p_{\parallel}^2 &= \frac{1}{3}p_2^2 = \frac{1}{9}p_1^2 \left(1 + 2 \frac{H + \Delta H}{H} \right) \quad \uparrow \\
p_{\perp}^2 &= \frac{2}{3}p_2^2 = \frac{2}{9}p_1^2 \left(1 + 2 \frac{H + \Delta H}{H} \right) \quad \downarrow \\
p_3^2 &= p_{\parallel}^2 + p_{\perp}^2 = \frac{1}{3}p_1^2 \left(1 + 2 \frac{H + \Delta H}{H} \right) \quad \equiv
\end{aligned}$$

A questo punto il campo magnetico torna a diminuire e al tempo t_3 assume nuovamente il valore iniziale. Si avrà quindi:

$$\begin{aligned}
p_{\parallel}^2 &= \frac{1}{9}p_1^2 \left(1 + 2 \frac{H + \Delta H}{H} \right) \quad \equiv \\
p_{\perp}^2 &= \frac{2}{9}p_1^2 \left(1 + 2 \frac{H + \Delta H}{H} \right) \frac{H}{H + \Delta H} \quad \downarrow \\
p_3^2 &= p_{\parallel}^2 + p_{\perp}^2 = \frac{1}{9}p_1^2 \left(1 + 2 \frac{H + \Delta H}{H} \right) \left(1 + 2 \frac{H}{H + \Delta H} \right) \quad \uparrow
\end{aligned}$$

La variazione totale di momento durante l'intero ciclo risulta quindi:

$$\Delta p^2 = p_3^2 - p_1^2 = \frac{2}{9} p_1^2 \frac{H}{H + \Delta H} \left(\frac{\Delta H}{H} \right)^2 \approx \frac{2}{9} p_1^2 \left(\frac{\Delta H}{H} \right)^2$$

che è positiva. Notare che durante il processo p_{\perp} è diminuito mentre p_{\parallel} è aumentato, cioè il moto tende ad ordinarsi lungo le linee di forza di H .

In termini di energia della particella, poichè $\mathcal{E} = p^2/2m$, potremo scrivere:

$$\Delta \mathcal{E} \approx \frac{2}{9} \mathcal{E} \left(\frac{\Delta H}{H} \right)^2$$

Se inchiamo con Δt_H il tempo scala delle fluttuazioni di H , possiamo ottenere la variazione di energia per unità di tempo della particella:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} \approx \frac{\Delta \mathcal{E}}{\Delta t_H} \approx \frac{2}{9} \frac{\Delta H}{H} \frac{d(\ln H)}{dt} \mathcal{E} \quad (9.10)$$

Ovviamente, la sequenza temporale del ciclo di espansione e compressione di H , descritto in precedenza, è estremamente particolare e, come tale, irrealistica. Tuttavia il risultato ottenuto è relativamente corretto se il tempo scala delle collisioni è piccolo rispetto a Δt_H , così da assicurare una continua ri-isotropizzazione delle velocità.

L'espressione (9.10) è relativamente simile a quella corrispondente al processo di Fermi, dove il tempo di Fermi τ_F viene rimpiazzato da un tempo scala di betatrone che, dalla (9.10) risulta $\tau_B \propto \frac{H}{\Delta H} \left(\frac{d \ln H}{dt} \right)^{-1}$.

Si noti che, se la particella subisse soltanto il processo di compressione di H , il guadagno di energia sarebbe

$$\Delta\mathcal{E} = \frac{2}{3} \frac{\Delta H}{H} \mathcal{E}$$

ossia dipenderebbe linearmente, e non quadraticamente da $\Delta H/H$, risultando più efficiente per variazioni modeste del campo magnetico. Ciò sarebbe analogo al processo di Fermi di 1^a specie. Una situazione di questo genere si potrebbe realizzare se le particelle presenti nella regione in cui H viene compresso avessero un tempo di confinamento $T_{conf} < \tau_B$, così da venir accelerate e poi sfuggire prima che H torni a diminuire.

9.5 Accelerazione di particelle nelle Pulsar

Ricordiamo infine un efficiente meccanismo di accelerazione delle particelle presente nelle pulsar, illustrato in § 17.5.3.

10 L'emissione nel continuo della *Via Lattea*

Aggiornato Dicembre 2008, rivisto 2011

10.1 Cenni storici

I primi studi scientifici della Galassia risalgono al 1610, quando Galileo scoprì che la Via Lattea era in realtà costituita da innumerevoli stelle.

Intorno alla metà del diciottesimo secolo Thomas Wright ed Immanuel Kant descrissero la Galassia come un disco di stelle in cui è immerso il Sole. In questo modello noi dovremmo vedere le stelle più vicine distribuite uniformemente nel cielo, mentre quelle più lontane dovrebbero apparirci più addensate sul piano del disco. Inoltre, se il sistema stellare fosse finito, una eventuale asimmetria dei conteggi delle stelle sul piano indicherebbe la posizione del Sole al suo interno.

Verso la fine del 1700 William Herschel con l'aiuto di un potente (per l'epoca) telescopio di 1.2 m di diametro, contò, con l'aiuto della sorella, le stelle fino a limiti successivi di magnitudine apparente in circa 700 regioni di cielo diverse. Assumendo che avessero approssimativamente la stessa luminosità intrinseca, dalla luminosità apparente derivò la loro distanza relativa dal Sole. Ne dedusse una immagine della Galassia in cui il Sole è al centro di un sistema approssimativamente ellissoidale con un rapporto assiale 5:1. In altre parole non osservò l'effetto, previsto da Kant, di addensamento di stelle in una qualche direzione, che avrebbe indicato da che parte, rispetto al Sole, si estendeva il disco. In realtà Herschel non conosceva l'esistenza dell'estinzione interstellare, per cui non fu in grado di determinare la distanza delle stelle in maniera accurata.

Durante questo lavoro Herschel compilò anche un vasto catalogo di nebulose, molte delle quali egli intuì fossero "... sistemi stellari simili alla nostra Galassia ... distanti alcuni milioni di anni luce ...".

Con l'avvento della fotografia fu possibile studiare un numero assai maggiore di oggetti e raggiungere magnitudini assai più deboli di quanto non si potesse fare con l'osservazione diretta. All'inizio del 1900 Kapteyn avviò una collaborazione internazionale per studiare con tutti i mezzi allora disponibili circa 200 *aree selezionate*, accuratamente distribuite in cielo, allo scopo di contare le stelle e determinare per ognuna di esse magnitudine, classificazione spettrale, moto proprio e velocità radiale. Come aveva già fatto Herschel, dall'analisi dei conteggi e supponendo che le luminosità apparenti si scalino come l'inverso del quadrato delle distanze, egli poté determinare la distribuzione spaziale delle stelle. Per di più, dalla conoscenza delle velocità radiali e dei moti propri, fu possibile stimare la distanza media delle stelle a vari livelli di magnitudine apparente, e quindi associare una scala lineare assoluta alle dimensioni della Galassia. *L'Universo di Kapteyn* che ne emerse aveva lo stesso aspetto qualitativo di quello di Herschel (un ellissoide di dimensioni 5:1) con una densità di stelle decrescente dal centro alla periferia, e dimensioni, dove la densità raggiunge l'1% di quella centrale, di ~ 8.5 kpc per 1.7 kpc, col Sole collocato approssimativamente al centro. Questa visione *eliocentrica* della Galassia era filosoficamente alquanto sgradevole.

Kapteyn si rese conto molto bene che se ci fosse stato un *mezzo assorbente* nello spazio interstellare questo avrebbe attenuato la luce delle stelle più lontane. Interpretando questa attenuazione come un effetto di distanza, le stelle sarebbero state erroneamente giudicate troppo lontane, portando ad una sistematica ed artificiale diminuzione di densità lontano dall'osservatore, cancellando così l'effetto di addensamento lungo il disco previsto per una posizione non centrale del Sole. Kapteyn cercò di rivelare la presenza di tale assorbimento, ma non fu in grado di portare nessuna prova convincente, per cui dovette accettare la visione eliocentrica della Galassia, malgrado non fosse ideologicamente gradevole.

Nel frattempo Shapley aveva iniziato al Mount Wilson Observatory uno studio degli ammassi globulari che, data la loro forma caratteristica e la loro grande luminosità (sono costituiti da milioni di stelle), sono osservabili molto bene anche a grandi distanze dal Sole. Inoltre, essendo visibili anche a grandi distanze dal piano galattico, un eventuale mezzo assorbente altererebbe i conteggi solo in maniera marginale. Uno studio della distribuzione in coordinate galattiche rivelò che gli ammassi globulari erano distribuiti uniformemente sopra e sotto il piano della Galassia ma la loro distribuzione in longitudine galattica (ℓ) risultò tutt'altro che uniforme. Essi mostravano una marcata

concentrazione nella direzione del Sagittario. Secondo Shapley era più plausibile che gli ammassi globulari fossero distribuiti intorno al centro della Galassia, che non intorno ad un punto periferico qualsiasi. In questa ipotesi avrebbe dovuto essere il Sole a trovarsi in una posizione periferica. Usando come indicatore di distanza la magnitudine apparente di stelle variabili, di magnitudine intrinseca nota, presenti negli ammassi globulari, egli stimò che il Sole doveva trovarsi a 15 kpc di distanza dal centro galattico e che l'intera Galassia doveva avere ~ 100 kpc di diametro. Le stime ora comunemente adottate danno circa 25 kpc per il diametro della Galassia e 9 kpc per la distanza Terra–Centro Galattico, (misure recenti sui Maser, cap. 13, sembrano indicare, per quest'ultima, un valore di ≈ 7.5 kpc). Di nuovo le distanze erano sovrastimate poichè non era stata presa in considerazione l'esistenza di assorbimento galattico. Shapley avrebbe potuto sospettare l'esistenza di un tale mezzo notando che non si vedevano ammassi globulari entro ± 1.3 kpc dal piano galattico. Anzichè attribuire questa mancanza di ammassi ad assorbimento della luce egli speculò che questi venissero frantumati dalle intense forze gravitazionali presenti in quella zona.

Anche le nebulose a spirale erano visibili solo lontano dal piano galattico: assumendo che questi fossero oggetti esterni alla nostra Galassia, si poteva spiegare la loro deficienza entro $\pm 10^\circ$ dal piano di nuovo mediante assorbimento della luce. Se questi due fenomeni fossero stati interpretati correttamente, sarebbe stato dimostrato in modo convincente che l'Universo di Kapteyn era sbagliato. Ma così non fu.

Il modello di Kapteyn e quello di Shapley erano difficilmente riconciliabili e fin verso il 1925 vi fu un gran dibattere fra gli astronomi su quale fosse il più corretto. Nel 1926 Lindblad sviluppò un modello dinamico della nostra Galassia, come di un oggetto in rotazione intorno ad un asse, perpendicolare al piano, con una certa massa ed una certa velocità angolare che, se si poneva il centro di rotazione nella posizione individuata da Shapley, giustificava facilmente tutta una serie di questioni assai meglio che non nel modello di Kapteyn. Per esempio quest'ultimo non avrebbe fornito un campo gravitazionale sufficientemente forte per tenere legati alla Galassia gli ammassi globulari e le RR Lyrae. E dato che entrambi questi tipi di oggetti sono molto numerosi, o sono prodotti ad un ritmo molto elevato, in modo da compensare quelli che sfuggono all'attrazione gravitazionale, cosa che sembra improbabile per gli ammassi globulari che sono oggetti di grande massa, o sono membri permanenti della Galassia, cioè legati ad essa gravitazionalmente.

Oort sviluppò ulteriormente il modello di Lindblad e spiegò, ad esempio, il fenomeno delle stelle ad alta velocità che era così difficile da interpretare nel modello di Kapteyn. Nel modello di Shapley il Sole si muove intorno al centro galattico su un'orbita che è quasi circolare, con una certa velocità angolare ω_\odot ; una stella che si muova su un'orbita ellittica giunge nelle vicinanze del Sole con una velocità angolare ω_* tanto più diversa da quella del Sole quanto più ellittica è la sua orbita, e quindi ha una velocità tangenziale relativamente al Sole che può anche essere molto elevata. Relativamente al centro galattico queste stelle non hanno affatto velocità peculiari ed è solo il moto relativo stelle–Sole che dà l'impressione di alta velocità.

Oort sviluppò poi una teoria cinematica completa di *rotazione differenziale* della Galassia, cioè con velocità angolare decrescente dal centro verso la periferia, che trovò numerose conferme osservative, la più importante delle quali venne dallo studio della emissione radio nella riga 21 cm dell'idrogeno neutro (cap. 13).

Nel frattempo venne anche data la prova osservativa dell'esistenza dell'assorbimento interstellare, che è molto più forte ($\Delta m_v \approx 2$ mag/kpc) in direzione del centro galattico (assunto in direzione del Sagittario), per cui intorno agli anni '30 il modello di Kapteyn fu definitivamente abbandonato.

10.2 La Galassia Ottica

Immagini ottiche “moderne” della Galassia estese a tutto il cielo mostrano che essa è sostanzialmente un sistema piatto con un rigonfiamento centrale (*bulge*) e circondato da un alone di ammassi globulari. E' conveniente distinguere due componenti, una *sferoidale* ed una di *disco*, che contengono popolazioni

stellari e materiale non stellare alquanto differenti e caratterizzanti, hanno composizioni chimiche e proprietà cinematiche e dinamiche differenti ed hanno anche una storia evolutiva diversa.

La componente sferoidale è approssimativamente a simmetria assiale, e, puramente per comodità espositiva, si usa dividerla in *nucleo* (dimensioni inferiori a ~ 3 pc), *bulge* (fino a 3 kpc) e *alone* che raggiunge i 30 kpc o più. Queste tre regioni sono in genere considerate concentriche, anche se vi sono indicazioni che questo schema possa essere eccessivamente semplificato. Il disco è molto sottile (~ 200 pc di spessore), ha un diametro di $\sim 25\text{--}30$ kpc ed il Sole si trova a circa 9 kpc dal centro.

Gli oggetti caratteristici della componente sferoidale sono stelle ed ammassi globulari, mentre gas e polveri sono molto scarsi. Analisi spettroscopiche sia sugli ammassi globulari che su stelle di campo mostrano che c'è un gradiente radiale nella composizione chimica delle stelle della componente sferoidale che va da stelle molto povere di metalli¹ (anche un fattore 100 meno del Sole) nelle regioni più esterne dell'alone a stelle di metallicità simile a quella del Sole o leggermente superiore nelle regioni nucleari. Le stelle più povere di metalli (popolazione II) sono anche le più vecchie, e rappresentano la popolazione tipica degli ammassi globulari.

Fra i costituenti caratteristici della popolazione di disco vi sono, invece, grandi quantità di gas visibili, per es., come regioni *HII* e nebulose a riflessione, polveri che danno luogo all'assorbimento interstellare e stelle giovani ricche di metalli (popolazione I). Queste possono essere distribuite più o meno uniformemente e costituiscono la *popolazione di disco* vera e propria, o raggruppate in associazioni stellari localizzate lungo i bracci a spirale (fig. 10.1). Queste osservazioni suggeriscono che il disco sia fatto interamente di materiale già processato in generazioni precedenti di stelle.

Le galassie esterne che mostrano queste caratteristiche sono le galassie a spirale. Ci aspettiamo dunque che anche la Galassia sia una spirale. Come verificarlo?

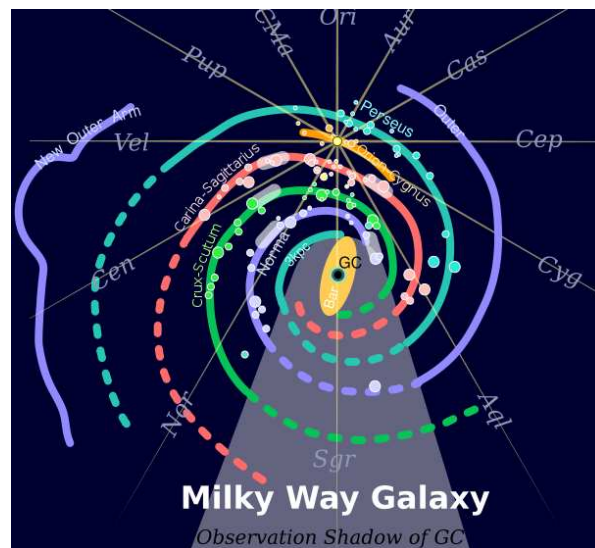


Figura 10.1: Schema delle braccia a spirale della Via Lattea (da Wikipedia, autore sconosciuto)

Effettuando una fotometria superficiale con bassa risoluzione ($3^\circ \times 3^\circ$) di tutto il cielo e ponendo le misure effettuate in un grafico bidimensionale $l - b$ si osserva che la luce si concentra sul piano della Galassia ed è più intensa verso il centro. La distribuzione della luce lungo il piano, tuttavia, è tutt'altro che regolare (fig. 10.2) ma si hanno zone dove l'intensità è notevolmente maggiore: se la Galassia è una spirale, allora queste zone sono interpretabili come le direzioni che guardano *tangenzialmente* alle braccia a spirale, e quindi sommano il contributo di molte più stelle.

¹Nel linguaggio astronomico sono spesso chiamati “metalli” gli elementi più pesanti dell'He.

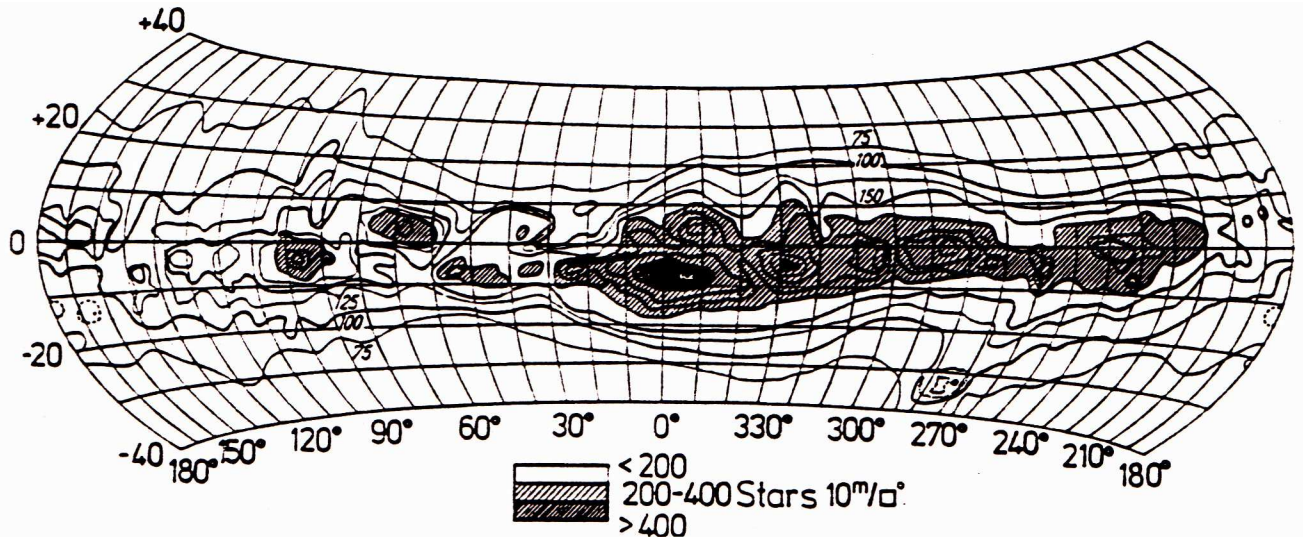


Figura 10.2: Isofote della distribuzione di brillantezza superficiale nella Galassia nel visibile (da Scheffler&Elsasser, 1969, “Physics of the Galaxy and Interstellar Matter”, Springer-Verlag)

Dallo studio delle galassie a spirale si possono individuare dei *traccianti di braccia a spirale* cioè oggetti o insiemi di oggetti che si trovano prevalentemente sulle braccia a spirale. Si possono cercare tali oggetti nella Galassia, e studiarne la distribuzione. Per facilitare il lavoro e ridurre i problemi che nascono dal fatto che noi studiamo la Galassia dal suo interno², si devono poter utilizzare oggetti luminosi, in modo da poterli riconoscere anche a grandi distanze, e di luminosità intrinseca ben nota in modo determinarne accuratamente la distanza. Fra gli oggetti che soddisfano questi criteri si hanno: gli ammassi galattici aperti *giovani*, le associazioni di stelle di tipo spettrale *O*, le Cefeidi e le regioni *HII*. Mappando le posizioni di questi oggetti sul piano della Galassia si riconoscono tre zone che possono essere interpretate come segmenti di braccia a spirale (es. fig. 13.17): Orione–Cigno su cui si trova il Sole, Perseo (primo esterno), Sagittario (primo interno). Più oltre non si va a causa della impossibilità di osservare stelle più lontane, soprattutto nella direzione del centro galattico, dove l’assorbimento da parte delle polveri (cap. 13) è massimo. Se per confronto si disegnano alla stessa maniera le posizioni degli ammassi stellari *vecchi* si trova che essi sono distribuiti in maniera casuale sul piano della Galassia, a conferma della significatività degli addensamenti trovati e che si interpretano come braccia a spirale.

Per quanto riguarda la distribuzione delle stelle in direzione perpendicolare al piano della Galassia, la caratteristica più evidente, come già detto, è la maggiore concentrazione sul piano delle stelle giovani rispetto alle vecchie. Circa la componente di alone, il confronto migliore con le galassie esterne si fa utilizzando gli ammassi globulari. Come già detto essi risultano avere una distribuzione più o meno sferica intorno al centro galattico, ma anche nel loro caso la distribuzione differisce a seconda della metallicità delle stelle che li compongono, nel senso che il raggio della distribuzione degli ammassi ricchi di metalli è molto più piccolo (qualche kpc) di quello della distribuzione degli ammassi poveri di metalli (15÷20 kpc). Contando il numero $N(R)$ di ammassi per kpc^3 in funzione della distanza R dal centro galattico si trova una legge di potenza del tipo:

$$N(R) \propto R^{-\beta}$$

con $\beta = 3.5 \pm 0.25$, per distanze $\gtrsim 3$ kpc (per valori più piccoli di R i conteggi sono affetti dall’assorbimento galattico). Questo valore è in ottimo accordo con le distribuzioni di luce osservate nelle

²Diceva uno perso nella boscaglia:”con tutti questi alberi intorno non riesco a vedere il bosco”....

componenti sferoidali di galassie a spirale vicine, viste di taglio. Ciò prova che gli ammassi globulari sono buoni traccianti della distribuzione di materia fuori dal piano galattico.

10.3 La Galassia Radio

Parleremo qui solo dell'emissione nel continuo, di sincrotrone e termica. Per l'emissione nella riga dell'HI e in altre righe si veda cap. 13.

La fig. 10.3 mostra una mappa in “falsi” colori a 408 MHz. A questa frequenza l'emissione della Galassia mostra un massimo di intensità sul piano e decresce in modo abbastanza regolare al crescere della latitudine galattica b estendendosi praticamente su tutto il cielo. Valori significativi dell'emissione

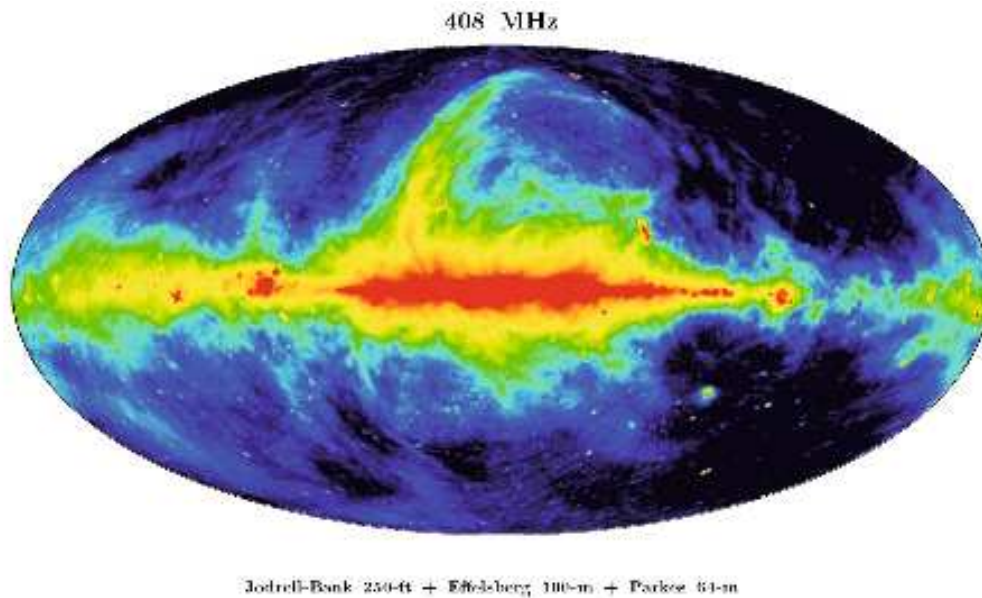


Figura 10.3: Emissione radio (in falsi colori) della Galassia a 408 MHz, con la risoluzione angolare di $0^{\circ}.85$. L'immagine è stata ottenuta combinando osservazioni ottenute coi radiotelescopi di Effelsberg (100m, Germania), Jodrell Bank (76m, Gran Bretagna) e Parkes (64m, Australia). Si vedono bene i grandi archi e il North Galactic Spur. La regione brillante (rossa) a Nord Est (destra in figura) è la galassia del Centauro, la regione estesa e brillante a Sud la Grande Nube di Magellano. (Haslam et al., 1982, A&AS 47, pag.142)

si osservano però anche a latitudini elevate e sono interpretati, in parte, come emissione proveniente da regioni molto vicine al Sole, che sono quindi viste sotto angoli grandi. Si notino le numerose prominente, simili a grandi archi, che partono da regioni a bassa latitudine galattica e si estendono spesso fino ai poli. Si veda, ad esempio, la struttura, denominata *Sperone Galattico Nord* (*North Galactic Spur*), lievemente a sinistra del centro dell'immagine, che si estende fino a polo galattico nord. Almeno tre di queste strutture sembrano archi di cerchio col centro sul piano galattico. Poiché l'emissione è di sincrotrone, potrebbe trattarsi di Resti di Supernovæ (cap. 15) molto vicini al Sole e quindi di grande dimensione apparente, o di strutture del campo magnetico uscenti dal piano galattico, come osservato in altre galassie a spirale (18.1.1) e che producono emissione di sincrotrone da parte degli elettroni presenti nei raggi cosmici (cap. 12). Anche lungo il piano l'emissione mostra delle irregolarità, ma, mediamente, è decisamente più intensa nella zona del centro galattico.

Tale emissione diffusa viene di solito descritta in termini di due componenti distinte: *i*) un *disco*, che coincide col disco ottico, dello spessore di $\sim \pm 5^{\circ}$ in latitudine galattica (b) e simmetrico in brillantezza rispetto al centro galattico; *ii*) un *alone* di forma ellissoidale, responsabile dell'emissione diffusa, che si estende, con brillantezza inferiore a quella del disco, alle alte latitudini galattiche fino ai poli. Tali aloni radio sono stati osservati, anche in galassie a spirale diverse dalla nostra (fig. 10.4 e 18.6).

Questo tipo di morfologia si riscontra in tutte le osservazioni a relativamente bassa frequenza, ma il rapporto fra la brillantezza dell'alone e quella del disco decresce al crescere della frequenza. A frequenze superiori a circa 1 GHz, l'alone non è più visibile.

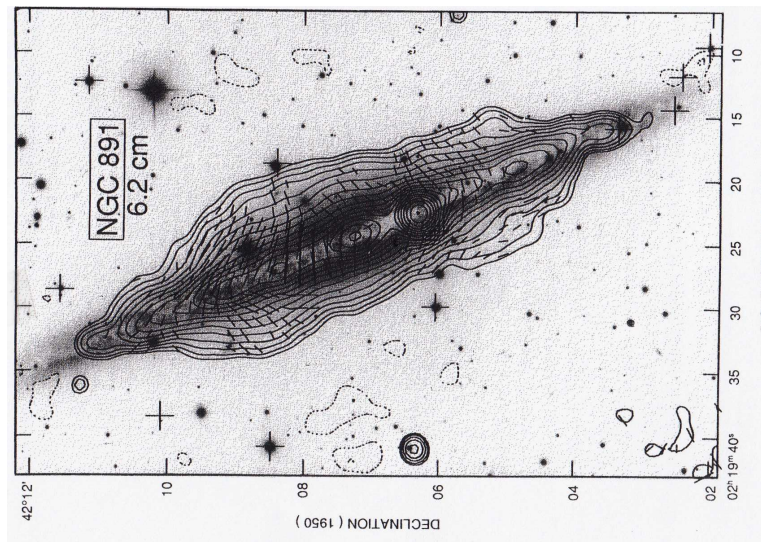


Figura 10.4: Emissione radio di NGC891 in cui è visibile l'alone (Allen et al., 1978, A&A, 62, 398)

Dallo studio dello spettro della emissione radio (§ 10.3.1) si deduce che la radiazione diffusa è costituita da due componenti, una non-termica (sincrotrone) proveniente sia dal disco che dall'alone, ed una termica proveniente dal solo disco. Date le caratteristiche spettrali diverse dei due tipi di emissione ci si aspetta che la prima domini alle lunghezze d'onda maggiori e che l'altra prevalga alle lunghezze d'onda inferiori.

Sovrapposta alla emissione diffusa si osservano numerose sorgenti *discrete*, la cui brillantezza è assai superiore a quella delle zone circostanti. La loro distribuzione spaziale permette di raggrupparle in due *popolazioni*: la prima, costituita prevalentemente da oggetti di grandi dimensioni angolari, da alcune decine di primi a parecchi gradi, risulta sostanzialmente concentrata sul piano della Galassia; si tratta di regioni di idrogeno ionizzato (*HII*, § 13.2), la cui emissione è di tipo termico, e di Resti di Supernovæ (*Supernova Remnants, SNR*, cap. 15) la cui emissione è di sincrotrone; la seconda popolazione contiene radiosorgenti di piccolo diametro angolare ($\theta \ll 10'$), risulta distribuita in maniera totalmente isotropa ed ha una emissione tipica di sincrotrone; si tratta di una popolazione extragalattica di fondo che noi possiamo osservare agevolmente anche attraverso la Galassia poichè le onde radio non vengono assorbite in maniera sensibile dal mezzo interstellare (cap. 5).

10.3.1 Caratteristiche spettrali della radiazione

Data la presenza di emissione non-termica, si potrebbe pensare che osservazioni a lunghezze d'onda molto grandi, dove ci si aspetta un'emissione maggiore, siano le più adeguate per questo tipo di studio; in realtà sul piano galattico il gas termico, mescolato in maniera uniforme alla componente non-termica assorbe, come discusso in dettaglio in § 10.3.2, la radiazione non-termica alle lunghezze d'onda molto lunghe ($\gtrsim 10 - 15$ m), in misura via via maggiore al crescere della lunghezza d'onda. Quindi, mentre per lo studio dell'alone galattico si possono utilizzare osservazioni a latitudine elevata, dove l'effetto dell'assorbimento è minore, per determinare lo spettro nel piano della Galassia è inevitabile affrontare il problema di come separare i due effetti.

Gli studi migliori sono stati effettuati negli anni '65-'90 del secolo scorso. Lo spettro radio integrato della Galassia è stato studiato in varie regioni: polo galattico Nord (North Galactic pole, NPG; $b \sim 90^\circ$, fig. 10.5), centro galattico ($\ell = 0, b \leq 3^\circ$), anticentro ($\ell = 180^\circ, b$ varie).

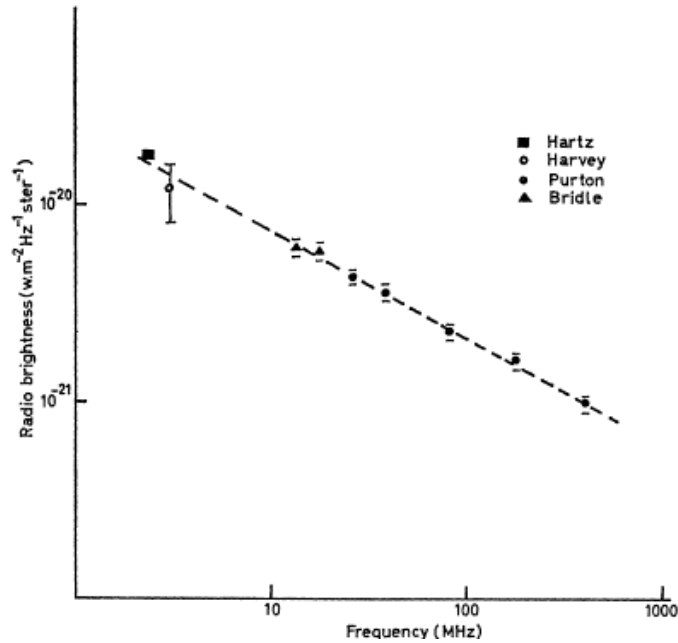


Figura 10.5: Spettro della emissione radio al Polo Galattico Nord, fra 13 e 404 MHz (Bridle 1967, MNRAS, 136, 219)

Valori tipici dell'indice spettrale (definito come $S \propto \nu^{-\alpha}$) sono:

$$\left. \begin{array}{ll} \alpha \simeq 0.6 \pm 0.1 & \nu < 400 \text{ MHz} \\ \alpha \simeq 0.8 & \nu > 400 \text{ MHz} \end{array} \right\} \text{disco}$$

$$\alpha \gtrsim 0.8 \quad \nu > 80 \text{ MHz} \quad \left. \vphantom{\alpha} \right\} \text{alone}$$

(vedi Salter&Broun, “Galactic and Extragalactic Radio astronomy”). L'emissione dell'alone (e anche del disco, a lunghezze d'onda superiori a ~ 30 cm [1 GHz]), è prevalentemente non-termica. Si attribuisce tale emissione, che è anche polarizzata linearmente, a radiazione di sincrotrone nel campo magnetico galattico (cap. 11) da parte degli elettroni relativistici presenti nei raggi cosmici (cap. 12). A lunghezze d'onda inferiori a ~ 10 cm nel disco comincia a diventare importante l'emissione *termica* dell'idrogeno ionizzato dalle stelle calde, che appare in buona parte frammentata nelle regioni *HII*, che la originano. A queste lunghezze d'onda lo spettro della emissione non-termica sembra essere più ripido ($\alpha \sim 1.1$), anche se la difficoltà a separare le due componenti rende la misura alquanto incerta. Osservazioni a frequenze più basse di ~ 10 MHz non sono possibili da Terra a causa della presenza della ionosfera (fig. 1.1). Le prime osservazioni al di fuori della ionosfera furono effettuate alla fine degli anni '60 (e confermate poi in seguito) dal satellite Radio Astronomy Explorer (RAE-1). Lo spettro (Cane, 1979, MNRAS, 189, 465) nell'intervallo 0.25–10 MHz mostra una rapida inversione di pendenza ed un marcato picco di brillantezza intorno a 2–3 MHz, in qualunque direzione si osservi, cioè sia verso il centro che verso l'anticentro che verso i poli galattici: $\alpha = -1.5$ per $\nu \lesssim 3$ MHz, $\alpha \approx 0.5 \pm 0.1$ per $\nu \gtrsim 3$ MHz. Questo comportamento è attribuito ad assorbimento della radiazione da parte del gas termico presente nelle vicinanze del sistema solare. Inoltre sotto 1 MHz la radiazione è completamente isotropa, non si vedono cioè le strutture osservate a frequenze più alte, come ci si aspetta in presenza di forte assorbimento. Lo studio dello spettro radio a bassissima frequenza ha permesso di determinare le caratteristiche fisiche del mezzo interstellare nelle vicinanze del Sole: si tratterebbe di un gas tenue ($n_e \approx 0.03 \text{ cm}^{-3}$) e caldo ($T = 4000 \text{ K}$) in cui sarebbero immerse nubi dense e fredde, in equilibrio di pressione con esso, che però non contribuiscono in modo apprezzabile all'attenuazione della radiazione.

10.3.2 Emissione dal disco

a) Distribuzione in latitudine

La distribuzione della emissione radio dal disco della Galassia cambia notevolmente al cambiare della frequenza (fig. 10.6). La mappa a 80 MHz (in alto) mostra che la emissione radio è prevalentemente concentrata sul piano della Galassia. Tale concentrazione aumenta al crescere della frequenza e a 1400 MHz (intermedia) lo spessore del disco è circa la metà di quello a 80 MHz, e non si riesce più a mettere in evidenza l'alone. A 20 MHz (in basso) invece il disco è spesso ma mostra una fascia

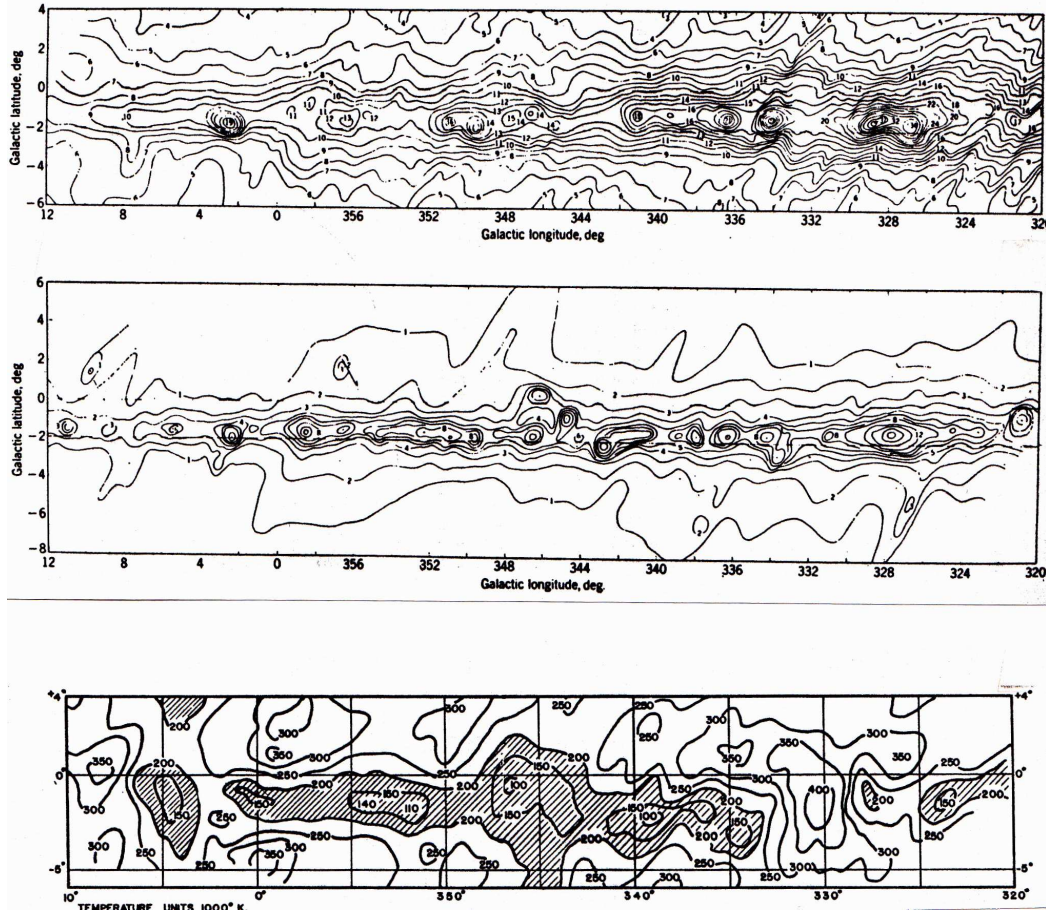


Figura 10.6: Emissione radio dal piano galattico a 85 MHz (alto), a 1400 MHz (intermedio) e 20 MHz (basso) (Mills 1964, ARA&A, 2, 185). In ascissa è la vecchia longitudine galattica, con il centro galattico a $\ell = 327^\circ$. Le isofote rappresentano temperature di brillantezza. La parte tratteggiata mette in evidenza la regione dove l'emissione non termica è assorbita (vedi testo). Le unità sono: 10^3 K a 80 MHz e 20 MHz e 3.25 K a 1400 MHz.

centrale (tratteggiata in figura) assai stretta ($-3^\circ < b < 0^\circ$) la cui brillantezza è notevolmente inferiore a quella delle regioni circostanti a latitudine galattica maggiore, quasi fosse presente in questa regione un effetto di assorbimento della radiazione. Tale zona corrisponde molto bene alla zona visibile a 1400 MHz. Questa variazione di morfologia in funzione della frequenza di osservazione si spiega bene con un modello che considera la Galassia come costituita (fig. 10.7) da un disco dello spessore di ± 500 pc, che contiene elettroni relativistici ed emette radiazione di sincrotrone, entro il quale è immerso un disco più sottile (± 150 pc) che contiene idrogeno ionizzato. Le due componenti sono largamente mescolate fra loro e il gas termico, a certe lunghezze d'onda, diviene opaco alla radiazione di sincrotrone.

Utilizzando l'equazione del trasporto radiativo (2.15) possiamo calcolare, in funzione della frequenza,

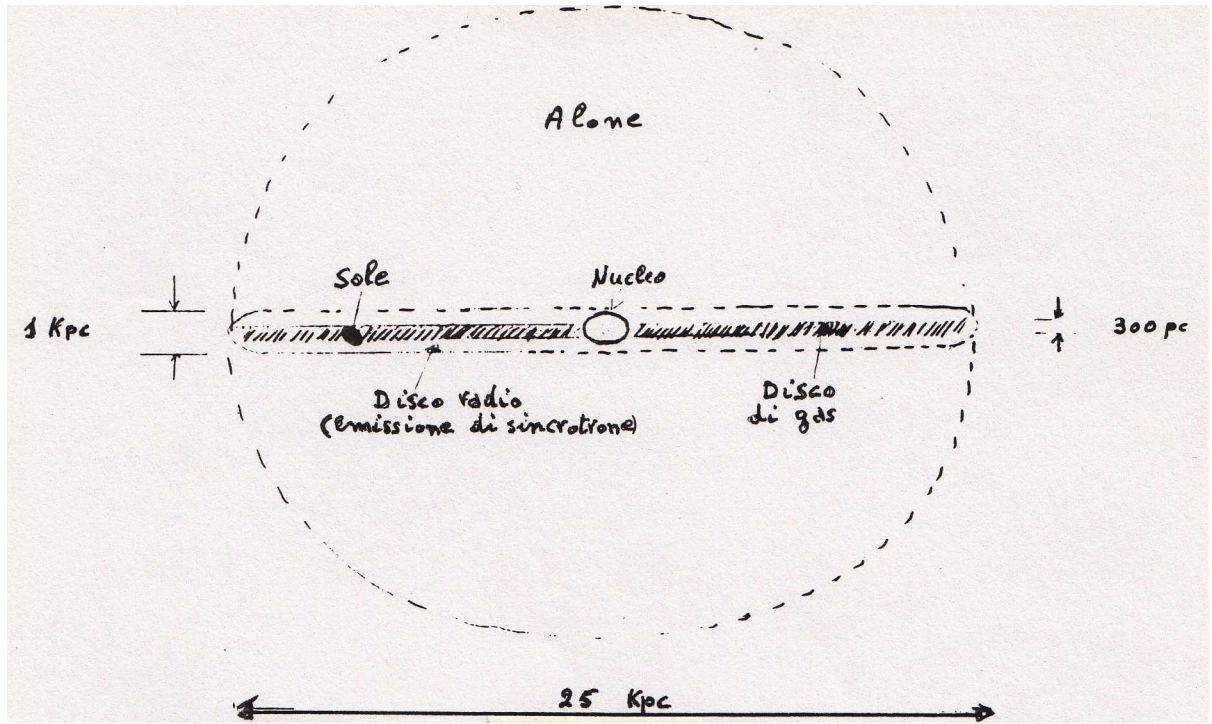


Figura 10.7: Modello di disco e alone della Galassia

la brillantezza della radiazione proveniente dal disco sottile. Indichiamo con $J_S(\nu)$ e $J_T(\nu)$, assunte uniformi su tutto il disco galattico, le emissività specifiche di sincrotrone e termica rispettivamente, e con $\mu(\nu)$ il coefficiente di assorbimento dell'idrogeno ionizzato. L'emissione da parte di un volumetto dV , a distanza r dall'osservatore, che è visto sotto un angolo solido $d\Omega = dV/(r^2 dr)$, darà luogo (§ 2.3.3) ad una brillantezza:

$$dB(\nu) = \frac{S(\nu)}{d\Omega} = \frac{J_S(\nu)dV e^{-\tau} + J_T(\nu)dV e^{-\tau}}{4\pi r^2 d\Omega} = \frac{J_S(\nu) + J_T(\nu)}{4\pi} e^{-\tau} dr$$

dove, come al solito, $\tau = \tau(\nu, r) = \mu(\nu) \times r$ è lo spessore ottico corrispondente ad r . Integrando su tutta la linea di vista attraverso la Galassia fino ad una distanza massima r_m , ovvero integrando fra 0 e uno spessore ottico massimo $\tau_m = \mu \times r_m$ otteniamo:

$$B(\nu) = \int_0^{\tau_m} dB(\nu) = (1 - e^{-\tau_m}) \left[\frac{J_S(\nu)r_m}{4\pi\tau_m} + \frac{J_T(\nu)}{4\pi\mu(\nu)} \right] = \left[\frac{B_S(\nu)}{\tau_m} + B_{c.n.} \right] (1 - e^{-\tau_m})$$

dove *c.n.* sta per "corpo nero". In termini di temperatura di brillantezza, indicando rispettivamente con T_s e $T_e \simeq 10^4$ K le temperature di brillantezza (di sincrotrone) ed elettronica del gas ionizzato si ha:

$$T_B(\nu) = \left[\frac{T_s}{\tau_m} + T_e \right] (1 - e^{-\tau_m}) = (T_s + T_e \times \tau_m) \left(\frac{1 - e^{-\tau_m}}{\tau_m} \right) \quad (10.1)$$

A seconda del valore dello spessore ottico avremo:

$$\begin{aligned} \text{per } \tau_m \ll 1 & \quad T_B = T_s + T_e \times \tau_m \\ \text{per } \tau_m \gg 1 & \quad T_B = T_s/\tau_m + T_e \end{aligned}$$

Quindi alle lunghezze d'onda molto grandi (ν piccolo, fig. 10.8), dove lo spessore ottico per assorbimento termico è $\gg 1$ (eq. 3.10), nello strato più interno del disco l'emissione non-termica sarà τ_m volte minore

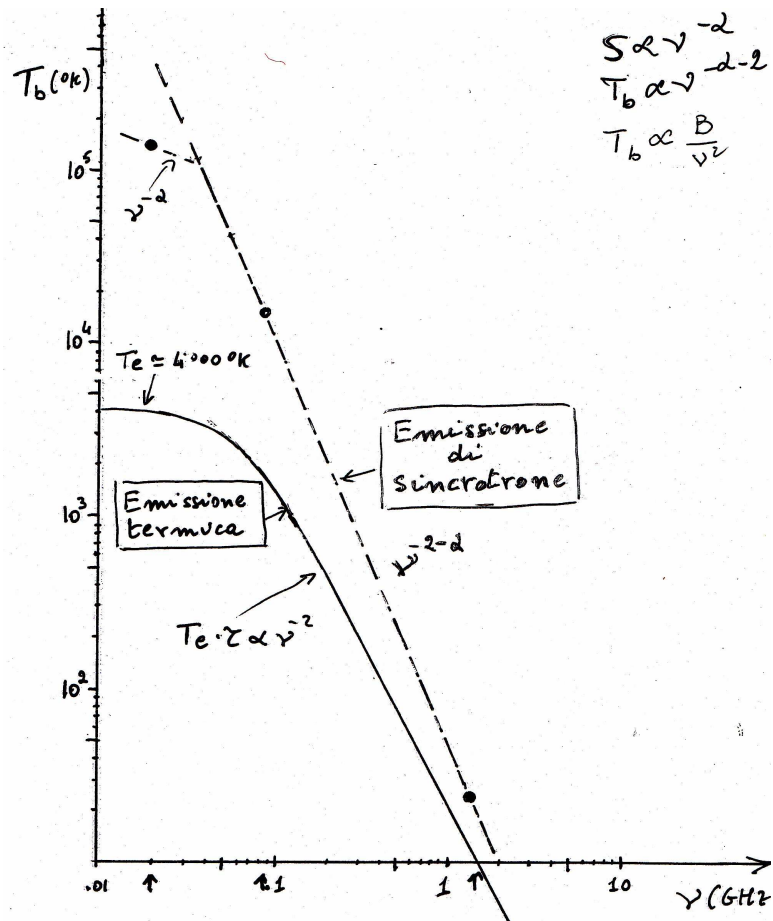


Figura 10.8: Modello dello spettro delle T_B termica (curva continua), non termica (tratteggiata) e totale (pallini), da eq. 10.1. Per $\nu \gtrsim 50\text{--}100$ MHz il sincrotrone domina l'emissione totale. Al di sotto l'assorbimento termico è evidenziato dal breve tratto con andamento $\propto \nu^{-\alpha}$

che non nello strato più esterno dove manca l'idrogeno ionizzato, in accordo con quanto si osserva. Le osservazioni indicano che $\tau_m \sim 1$ intorno ai 20 MHz.

L'emissione di sincrotrone diventa confrontabile con quella termica a circa 1 GHz. Qui la temperatura di brillantezza complessiva del disco è $\approx (10 \div 20)$ K, per cui si ha $\tau_m T_e \approx T_s \approx (5 \div 10)$ K. Assumendo $T_e \approx 10^4$ K, si può stimare lo spessore ottico dell'idrogeno ionizzato nel disco come: $\tau_m(1 \text{ GHz}) = T_s/T_e \approx (5 \div 10) \times 10^{-4}$. Dalla (3.10) e dalla conoscenza della distanza Sole-Centro Galattico si può stimare infine la densità elettronica media del mezzo interstellare, che risulta dell'ordine di $0.05 - 0.1 \text{ cm}^{-3}$.

A frequenze ancora maggiori l'emissione termica è quella dominante, e si trova tutta concentrata entro uno spessore in b approssimativamente di $\pm 2^\circ$.

La luminosità radio della componente di disco è determinata sostanzialmente dalla sua componente di sincrotrone e, integrando su tutto lo spettro radio, si trova che essa vale:

$$L_{\text{disco}} \approx 10^{38} \text{ erg/s}$$

b) Distribuzione in longitudine

Ulteriori informazioni sulla natura della componente di disco si possono ottenere studiando la brillantezza della Galassia in funzione della longitudine galattica ℓ , entro uno spessore di b . L'andamento della temperatura di brillantezza in funzione di ℓ , è mostrato in fig. 10.9, sia sul piano galattico (profilo inferiore) che in due strisce a $b = \pm 3^\circ$ (profilo superiore),

Questi profili, ottenuti a 408 MHz, comprendono anche alcune sorgenti discrete, sia galattiche che extragalattiche. Se ci si riferisce però alla linea sottostante i profili osservati (istogramma), che rappresenta l'emissione diffusa dopo sottrazione delle sorgenti discrete, si può osservare che la temperatura di brillantezza mostra, oltre al massimo nella direzione del centro galattico, una serie di picchi secondari. Questi picchi sono stati interpretati come corrispondenti a direzioni lungo le quali la linea di vista è tangente ai bracci a spirale della Galassia, che sarebbero quindi sede di emissione di sincrotrone più intensa.

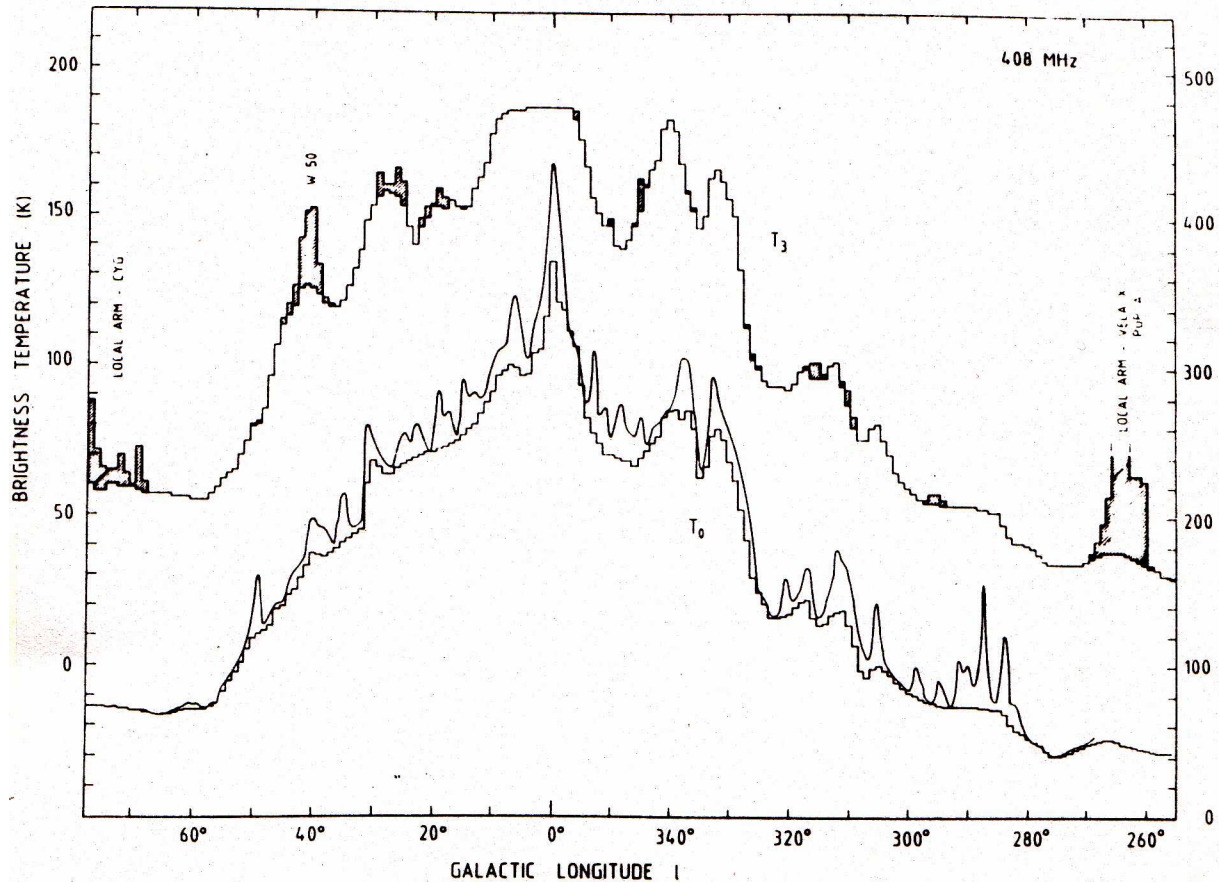


Figura 10.9: Distribuzione longitudinale della temperatura di brillantezza a 408 MHz. Le scale a destra e sinistra si riferiscono al profilo inferiore e superiore rispettivamente (Beuermann, 1985, A&A, 153, 17).

Poichè la brillantezza osservata in una certa direzione ℓ rappresenta il contributo integrato lungo tutta la linea di vista, mentre quello che si vuole conoscere è la emissività di sincrotrone in funzione della distanza dal centro, tenendo conto sia della presenza delle braccia che della emissione diffusa inter-braccia, si procede, per approssimazioni successive, alla costruzione di un modello secondo lo schema seguente. Assumendo che il disco abbia simmetria cilindrica rispetto al centro galattico, si crea un modello “plausibile” della distribuzione di emissività, $J(R)$, dove R è la distanza radiale dal centro della Galassia; da questo, per ogni direzione ℓ , si ricava come dovrebbe apparire la brillantezza osservata, $B(\ell)$, mediante integrazione di tutti i contributi, provenienti da R diversi, lungo ℓ e si confrontano le previsioni con le osservazioni; si procede quindi modificando la $J(R)$ fino a che la $B(\ell)$ prevista non risulta in buon accordo coi dati sperimentali.

Uno schema di Galassia compatibile coi profili di fig. 10.9 è riportato in fig. 10.10. La forma e disposizione dei bracci a spirale derivate con questo metodo è in buon accordo coi risultati ottenuti da informazioni nell’ottico e dallo studio dell’idrogeno neutro e delle regioni *HII* (cap. 13). Eliminando il contributo dei bracci, dalla distribuzione smussata che rimane si trova che l’emissività

diffusa si mantiene pressochè costante sul valore approssimativo di 2–3 K/kpc fino a ≈ 8 kpc, poi decresce rapidamente e si annulla a ≈ 12 kpc dal centro. Queste si possono quindi considerare le dimensioni nel continuo radio della Galassia.

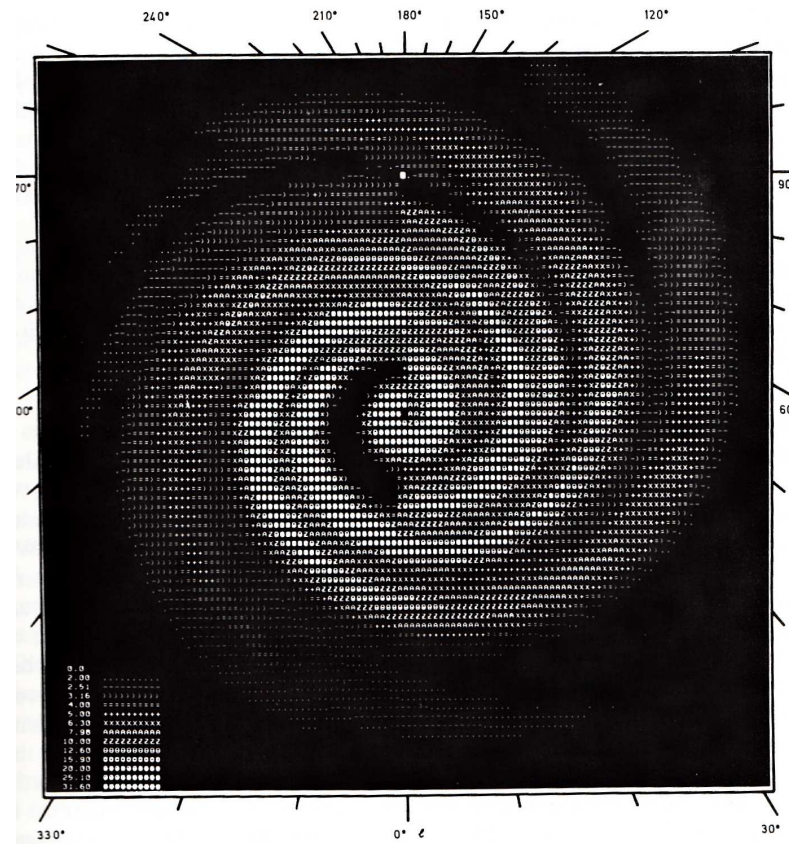


Figura 10.10: Modello di braccia a spirale dedotto dalle osservazioni radio. Il puntino luminoso in alto al centro della figura rappresenta il Sole. I grigi sono ottenuti sovrapponendo caratteri a stampa (Beuermann et al., 1985, *referenza citata*).

In maniera analoga, utilizzando osservazioni a lunghezze d'onda decimetriche, si può ricostruire l'andamento dell'emissività termica in funzione della distanza dal centro. Ad 1 GHz, l'emissività termica è piuttosto bassa (≤ 0.5 K/kpc) fino a ≈ 4 kpc dal centro, sale poi rapidamente fino a ≈ 2 K/kpc tra 4 e 6 kpc, e si riduce poi più gradualmente. Questa zona di “vuoto” nelle zone centrali della Galassia si riscontra anche nelle polveri, nell'HI (§ 13.1.7) ed in altre molecole. Questa assenza di polveri e gas nella zona centrale corrisponde approssimativamente al bulge ottico, sembra essere caratteristica delle galassie a spirale (cap. 18) e potrebbe essere attribuibile ad una intensa formazione stellare nelle prime fasi di vita delle galassie.

10.3.3 Emissione dall'alone

L'esistenza di una emissione radio distribuita in una regione sferoidale intorno alla nostra Galassia, chiamata alone, fu affermata fin dall'inizio degli anni '50 ma la realtà della sua esistenza fu a lungo dibattuta, data la difficoltà di fare misure attendibili a livelli così bassi di temperatura di brillanza come quelli osservati lontano dal piano galattico. In pratica solo dopo che aloni radio sono stati messi in evidenza in altre galassie a spirale ci si è convinti definitivamente che esso è presente anche nella nostra Galassia. L'esistenza di un alone può essere importante per il problema del confinamento dei raggi cosmici, come discusso nel cap. 12, e questo spiega l'accanimento con cui si è cercato di trovare prove convincenti della sua esistenza.

Il modello di alone fu inizialmente giustificato dall'osservazione che a tutte le longitudini la temperatura di brillantezza decresce, in media, allontanandosi dal piano. Inoltre la brillantezza radio in direzione del polo galattico nord, che dovrebbe essere minima in un modello di solo disco, supera invece quella a latitudini moderate ($b \sim 45^\circ$) nella direzione dell'anticentro ($\ell \sim 180^\circ$), che è la direzione dove l'intersezione della linea di vista con un alone sferico è minore, indicando che lungo questa linea di vista si attraversa "qualcos'altro" oltre al disco; in direzione $b \sim 45^\circ, \ell \sim 0^\circ$ l'emissione dovrebbe essere tre volte più forte. Questa verifica è stata positiva e negativa a fasi alterne, per cui non è stata mai conclusiva.

Parte della brillantezza ad alte latitudini galattiche potrebbe essere dovuta alla presenza di radiosorgenti extragalattiche che sono così deboli da non essere individuate singolarmente. Tenendo conto dei conteggi delle radiosorgenti più forti e di come esse si evolvono si potrebbe predire quante se ne aspettano a bassi livelli di flusso e quindi quale è il loro contributo alla radiazione diffusa osservata fuori del piano galattico. Le incertezze sono considerevoli, ma già alla fine degli anni '60 fu abbastanza chiaro che il loro contributo alla emissione diffusa ad alte latitudini galattiche non poteva superare il 30–50% della temperatura di brillantezza misurata a 150 MHz.

Le osservazioni iniziali sembravano dunque avvalorare il modello di alone, ma osservazioni successive, con miglior potere risolutivo, rivelarono che la maggior parte della brillantezza osservata deriva dalle grandi strutture ad arco, come lo Sperone Galattico Nord. Misure ancora successive, dotate di migliore sensibilità tornarono a provare l'esistenza dell'alone, che del resto, come si è detto, è visibile in molte altre galassie a spirale viste di taglio (fig. 10.4).

L'alone ha un indice spettrale $\sim 0.8 \div 1.0$ che è alquanto più ripido di quello della radiazione di disco. Questo giustifica il fatto che esso sia visibile a lunghezze d'onda metriche e diventi del tutto irrilevante a lunghezze d'onda decimetriche.

La stima attuale che si fa della emissività di sincrotrone dell'alone è molto più bassa di quella originale. A 85 MHz si valuta che

$$J(\nu)_{s,alone} \approx \frac{1}{30} J(\nu)_{s,disco}$$

Questo significa che, anche se la densità degli elettroni relativistici fosse la stessa nell'alone e nel disco, il rapporto fra i campi magnetici dovrebbe essere dell'ordine di $1:5 \div 1:6$ (§ 4.3.1).

La sua luminosità totale, integrata su tutto lo spettro è:

$$L_{alone} \approx 1.5 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1} \quad (\text{incertezza} \approx \text{un fattore } 2)$$

.

10.4 La Galassia ad alte energie

Per completezza verrà fatto un brevissimo accenno a come appare la Galassia alle energie tipiche dei raggi X e γ

10.4.1 Emissione X

La fig. 10.11 mostra la collocazione delle sorgenti X più brillanti del cielo, come ricavato dal IV catalogo Uhuru (satellite lanciato nel Dicembre 1970).

Fin da questi primi (vecchi) cataloghi è evidente la forte concentrazione delle sorgenti X sul piano galattico. La scoperta che le cosiddette *pulsar* X (cap. 17) appartengono a sistemi stellari doppi, ha dimostrato in maniera conclusiva che la maggior parte delle sorgenti di raggi X nella Galassia sono di natura stellare. Più in generale si è trovato che si tratta di *SNR* (cap. 15), Stelle di Neutroni (cap. 16) al centro di *SNR*, Buchi Neri, associati appunto alle binarie X , ma anche di Nane bianche, ammassi stellari e stelle non collassate ma con atmosfere particolari. Non è quindi una sorpresa che esse si trovino nel piano della Galassia, dove le Supernovæ che lasciano come residuo una stella "morta" si formano più di frequente.

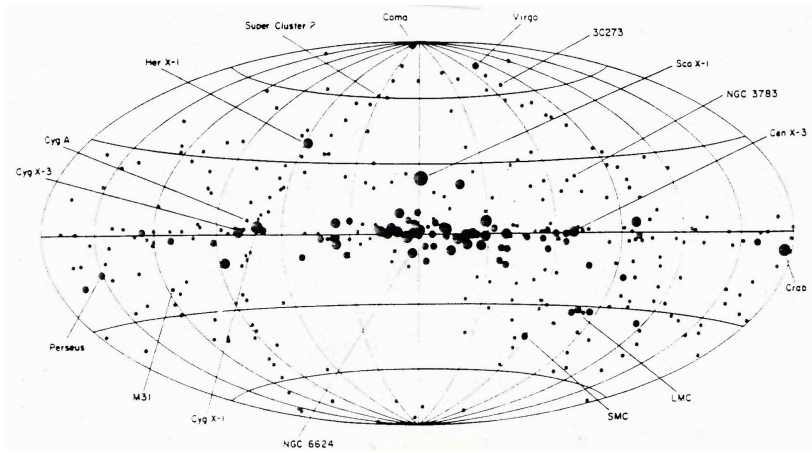


Figura 10.11: Distribuzione delle sorgenti X più brillanti dal IV catalogo Uhuru. Le dimensioni dei pallini sono proporzionali all'intensità degli oggetti. Ad alta latitudine galattica i puntini rappresentano prevalentemente sorgenti X extragalattiche (Longair, 1981 "High Energy Astrophysics", p.223)

Vi è inoltre una componente di tenue gas interstellare molto caldo ($T=10^6$ K, $n_e \sim 4 \times 10^{-3}$ cm $^{-3}$) che riempie una frazione notevole del disco galattico fra le nubi interstellari.

Altre sorgenti X si trovano ad alte latitudini galattiche e sono di origine extragalattica: galassie ellittiche e ammassi di galassie (§ 19.8) o AGN (cap. 24).

Le osservazioni X di ROSAT (ROentgen SATellite, lanciato l'1 Giugno 1990) e da satelliti più recenti hanno mostrato che, oltre alle sorgenti "discrete", si ha una emissione non risolta che si pensa dovuta alla somma di numerosissime deboli sorgenti. Questa emissione *non* è visibile sul piano galattico, dove l'idrogeno neutro la assorbe per effetto fotoelettrico (fig. 10.12).

10.4.2 Emissione γ

L'emissione γ dalla nostra galassia è stata studiata fin dalla fine degli anni '70 tramite il satellite COS-B (Agosto 1975), dal satellite GRO (Compton Gamma Ray Observatory, Aprile 1991) e, più di recente, da GLAST (Gamma-ray Large Area Space Telescope, Giugno 2008) ribattezzato, dopo il lancio, Fermi, in onore di Enrico Fermi.

I profili di fig. 10.13 mostrano che ad energie >70 MeV, oltre ad alcune forti sorgenti singole, come i resti di Supernova del Granchio e della Vela, si ha una intensa emissione diffusa in direzione del centro galattico fra le longitudini 310° e 45° . Tale emissione ha uno spessore in $|b|$ dell'ordine di $5 \div 7$ gradi, corrispondente a ~ 150 pc, confrontabile cioè con lo spessore del disco ottico e radio.

Fichtel (1977, ApJ, 217, 9) produsse un'analisi dei dati del satellite SAS-2 per latitudini galattiche $|b| > 10^\circ$, ricavando una legge di distribuzione del flusso (di fotoni) γ in funzione della latitudine galattica del tipo:

$$I_\gamma = C_1 + \frac{C_2}{\sin |b|} \quad (\text{ph cm}^{-2} \text{ster}^{-1} \text{s}^{-1}) \quad (10.2)$$

dove C_1 è il contributo extragalattico all'emissione (soprattutto da AGN, cap. 24), isotropo e quindi costante, mentre il termine dipendente da $|b|$ è il contributo galattico. Per $E > 100$ MeV il contributo galattico domina, mentre per energie più basse, nell'intervallo $35 \div 100$ MeV devono essere considerati entrambi i contributi. In questo intervallo di energie le costanti di eq. 10.2 valgono: $C_1 = 4.3 \cdot 10^{-5}$ e $C_2 = 3.4 \cdot 10^{-5}$. Si vede che a $|b| = 90^\circ$ il flusso totale $I_\gamma = 7.7 \cdot 10^{-5}$ ph cm $^{-2}$ ster $^{-1}$ s $^{-1}$ è leggermente dominato (56%) dall'emissione di origine extragalattica, e $I_\gamma = 3.4 \cdot 10^{-5}$ ph cm $^{-2}$ ster $^{-1}$ s $^{-1}$ è, al Polo Nord Galattico (NGP), il contributo galattico.

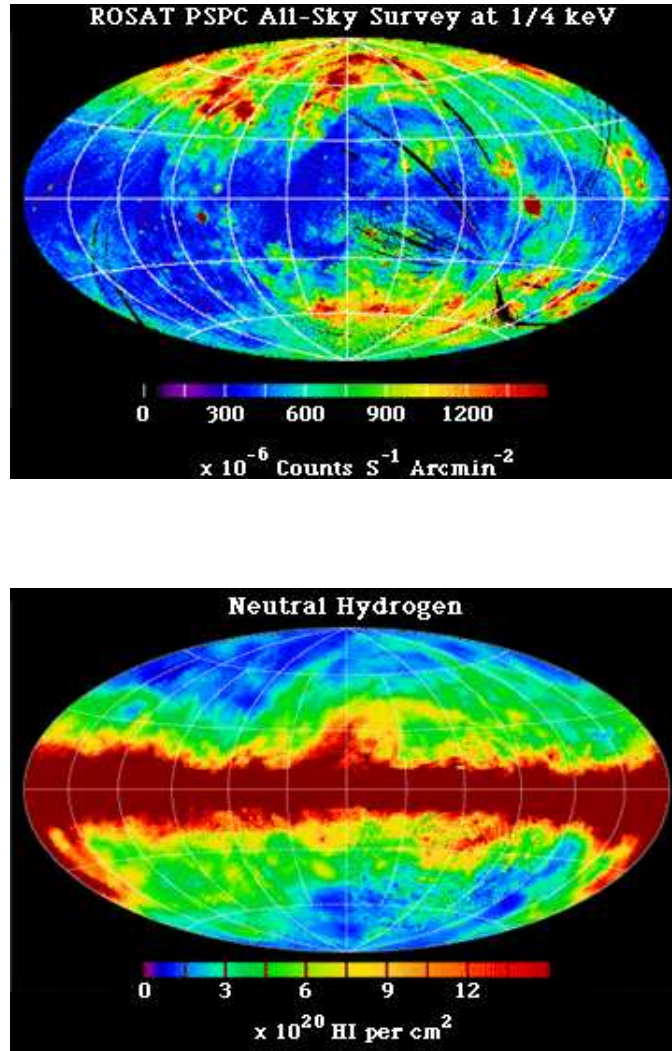


Figura 10.12: Osservazioni di tutto il cielo effettuate da ROSAT a 0.25 keV (*sopra*) e nell'HI (*sotto*). Il centro galattico è al centro della figura. Notare come le zone di alta emissione a 21cm si sovrappongono alle zone dove manca l'emissione X.

I meccanismi in grado di produrre raggi γ nella Galassia sono molteplici. Nelle collisioni fra raggi cosmici (protoni, cap. 12) e nuclei di atomi e molecole nel gas interstellare, si ha produzione di pioni π^+ , π^0 , π^- , che decadono secondo gli schemi seguenti:

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu & \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \\ \pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma \end{aligned}$$

La presenza di e^+ nei raggi cosmici fornisce una prova diretta della rilevanza della produzione di pioni nello spazio interstellare. Gli e^\pm contribuiscono a formare la componente elettronica di bassa energia ($\lesssim 100$ MeV) dei raggi cosmici, che non è osservabile direttamente da terra a causa delle alterazioni prodotte dal vento solare al loro spettro di energia (§ 12.3). Il π^0 decade in due γ . Lo spettro di energia dei γ così prodotti ha una forma a campana (fig. 10.14), larga circa due ordini di grandezza, con massimo a ≈ 70 MeV, che è la metà della massa a riposo del mesone π^0 .

Anche gli elettroni cosmici producono, per bremsstrahlung relativistica con la materia interstellare (§ 3.4), radiazione γ , dominante ad energie inferiori a circa 50 MeV.

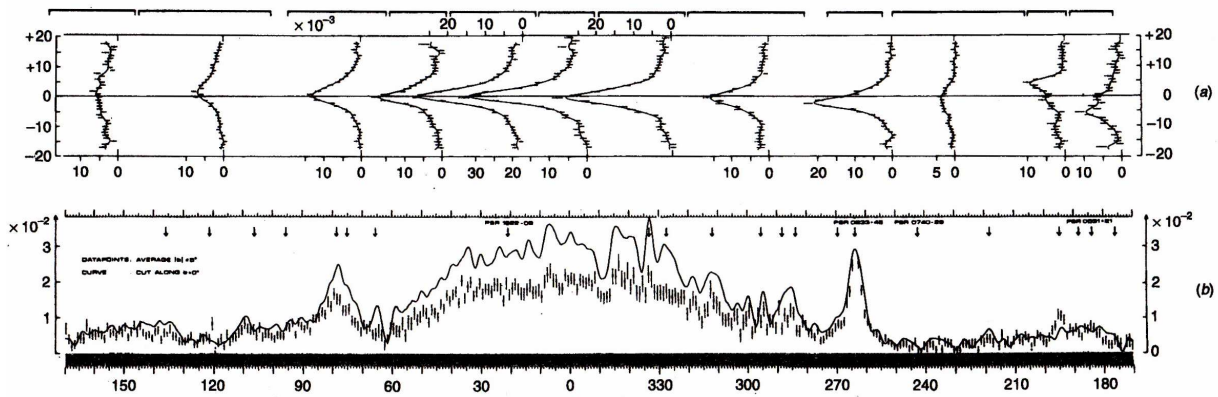


Figura 10.13: Emissione γ della galassia come vista da COS-B ad energie >70 MeV (Longair, "High Energy Astrophysics", p.337). I profili rappresentano tagli in latitudine (a) e longitudine (b). Qui la linea continua rappresenta l'emissione a $b \sim 0^\circ$ e i "trattini" misure, con la loro barra d'errore mediate nell'intervallo $|b| \leq 5^\circ$. I due vistosi picchi corrispondono ai resti di supernova Crab ($l \sim 260^\circ$) e Vela ($l \sim 80^\circ$)

Infine radiazione γ può essere prodotta nella Galassia per effetto Compton Inverso (cap. 5) con i fotoni della radiazione cosmologica di fondo a 3 K e con fotoni stellari.

Dalla fig. 10.14, è evidente che al di sopra di circa 100 MeV il meccanismo dominante è il decadimento del π^0 . Assumendo una densità del gas di 1 atomo cm^{-3} ed una densità di fotoni stellari pari a 0.44 eV cm^{-3} sono stati calcolati i contributi allo spettro γ da parte dei su citati meccanismi (fig. 10.14, destra).

La luminosità γ dovuta al decadimento di π_0 prodotti dall'interazione $p-p$, si può valutare sulla base della densità di gas interstellare, n_H , e la densità di Raggi Cosmici (essenzialmente protoni) che è descritta da una legge del tipo $N(\mathcal{E}) = N_0 \mathcal{E}^{-\delta}$ (cap. 12). Se indichiamo con σ_{p-p} la sezione d'urto anelastica protone-protone ($\approx 2.5 \times 10^{-26} \text{ cm}^{-2}$), la probabilità di collisione anelastica di un protone relativistico con la materia interstellare è data da:

$$P_{coll} = \sigma_{p-p} n_H$$

Circa 1/3 dei pioni prodotti sono π_0 , che poi decadono in due γ , e l'energia per produrre i tre tipi di π è $\approx 1/2$ di quella del protone incidente. Di conseguenza, la luminosità γ dovuta al processo $p-p$ è:

$$L_{\gamma,p-p} = \frac{\sigma_{p-p} n_H c V_G}{3} \int \frac{\mathcal{E}}{2} N(\mathcal{E}) d\mathcal{E} = \frac{\sigma_{p-p} n_H c}{6} u_{RC} V_G \quad (10.3)$$

avendo indicato con V_G il volume della galassia che contiene i Raggi Cosmici e con u_{RC} la densità di energia dei Raggi Cosmici. Per $u_{RC} \approx 1 \text{ eV cm}^{-3}$ e per $V_G \approx 180 \text{ kpc}^3$, si ottiene:

$$L_{\gamma,p-p} \approx 10^{39} \text{ erg/sec} \quad (10.4)$$

La luminosità dovuta alla bremsstrahlung degli elettroni relativistici con il gas interstellare si può valutare usando la eq. 3.17.

Dal lavoro di Hunter (1997) si possono stimare i contributi dei vari meccanismi. In particolare la bremsstrahlung, che è il secondo meccanismo in ordine di importanza, contribuisce all'emissione per $\sim 80\%$ nell'intervallo $35 \div 100 \text{ MeV}$ mentre è solo $\sim 10\%$ ad energia $\gtrsim 1 \text{ GeV}$. Partendo dalle stime di Fichtel, allora, $I_\gamma^{br} = 2.7 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ ster}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

Dato che i γ prodotti per bremsstrahlung hanno energie confrontabili con quella degli elettroni da cui si originano, l'esistenza di un flusso cospicuo di raggi γ a queste energie, che non possono essere

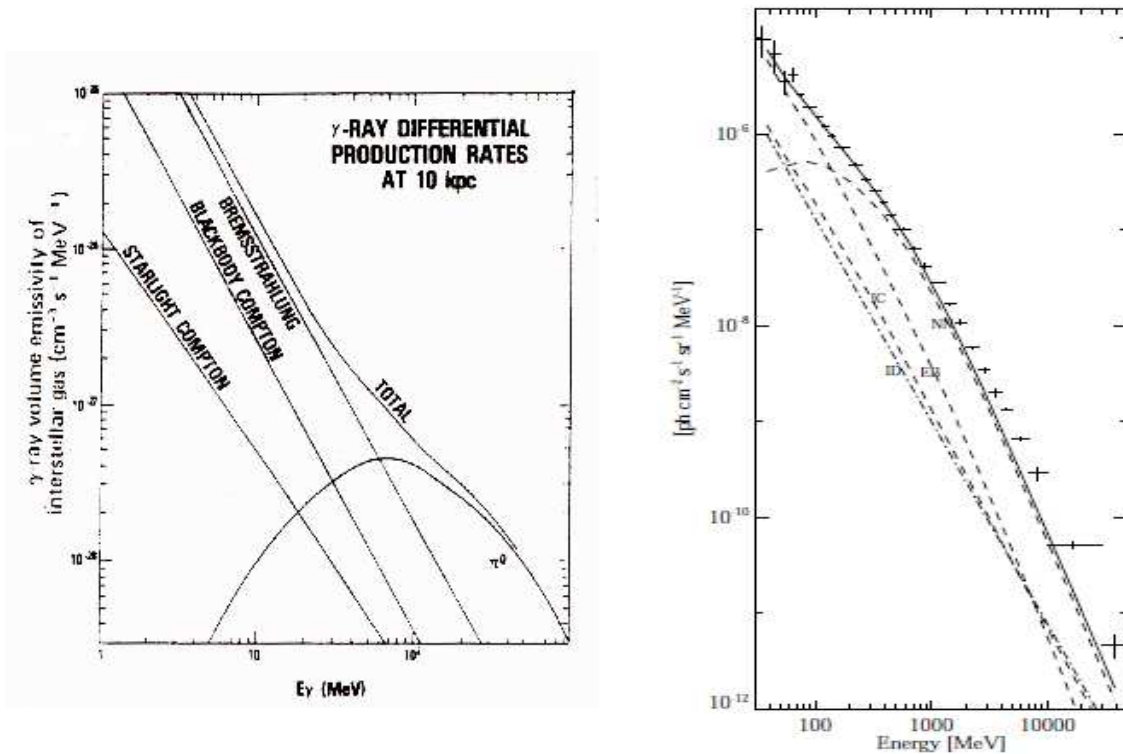


Figura 10.14: A *sinistra*): spettro di energia previsto per l'emissione di raggi γ ad opera di vari meccanismi (Longair M.S., 1981, *referenza citata*). A *destra*): spettro misurato da EGRET a bordo del satellite GRO (Hunter 1997, *ApJ*, 481, 205) nelle regioni centrali della Galassia. Le sorgenti singole sono state rimosse. Le rette tratteggiate rappresentano diversi meccanismi: nucleone-nucleone (p-p, NN), bremsstrahlung elettronica (EB), Compton Inverso (IC), emissione Isotropa Diffusa (ID). La linea continua rappresenta la somma delle emissioni da parte dei vari processi. Le scale sull'asse y non sono paragonabili perchè riportano grandezze fisiche diverse.

prodotti dal decadimento del π^0 , mostra, indirettamente, che vi deve essere un considerevole flusso di elettroni con energie $\lesssim 100$ MeV. Inoltre si deduce, dallo spettro fotonico della radiazione γ che ha una legge di potenza con esponente $\approx 2 \pm 0.2$, che a queste energie anche l'esponente della distribuzione in energia degli elettroni è $\approx 2 \pm 0.2$ (§ 3.4).

Riassumendo: l'emissione radio descrive la distribuzione degli elettroni cosmici relativistici di "bassa" energia (~ 70 MeV \div ~ 5 GeV) e del campo magnetico della Galassia (cap. 12 e 11); lo studio dell'emissione γ di alta energia ($\gtrsim 150$ MeV) ci fornisce informazioni sulla distribuzione dei protoni cosmici con energie $\gtrsim 1$ GeV e sulla distribuzione complessiva del gas interstellare; i γ di bassa energia ($\lesssim 150$ MeV) danno informazioni sugli elettroni con energia $\lesssim 150$ MeV, non osservabili, ne' direttamente ne' attraverso la loro radiazione di sincrotrone.

Inoltre è stata determinata nelle vicinanze del Sole una buona correlazione fra l'intensità dell'emissione γ e la quantità di materia attraversata. Assumendo questa correlazione valida per tutta la Galassia (come è plausibile visto il meccanismo di produzione della radiazione), dall'intensità dell'emissione γ è possibile ricavare il flusso della componente nucleonica dei raggi cosmici.

Dall'esame delle misure effettuate e dal confronto con i modelli di emissione, risulta che:

- 1) nel disco galattico il flusso dei protoni dei raggi cosmici non mostra gradienti significativi fino a ~ 15 kpc dal centro

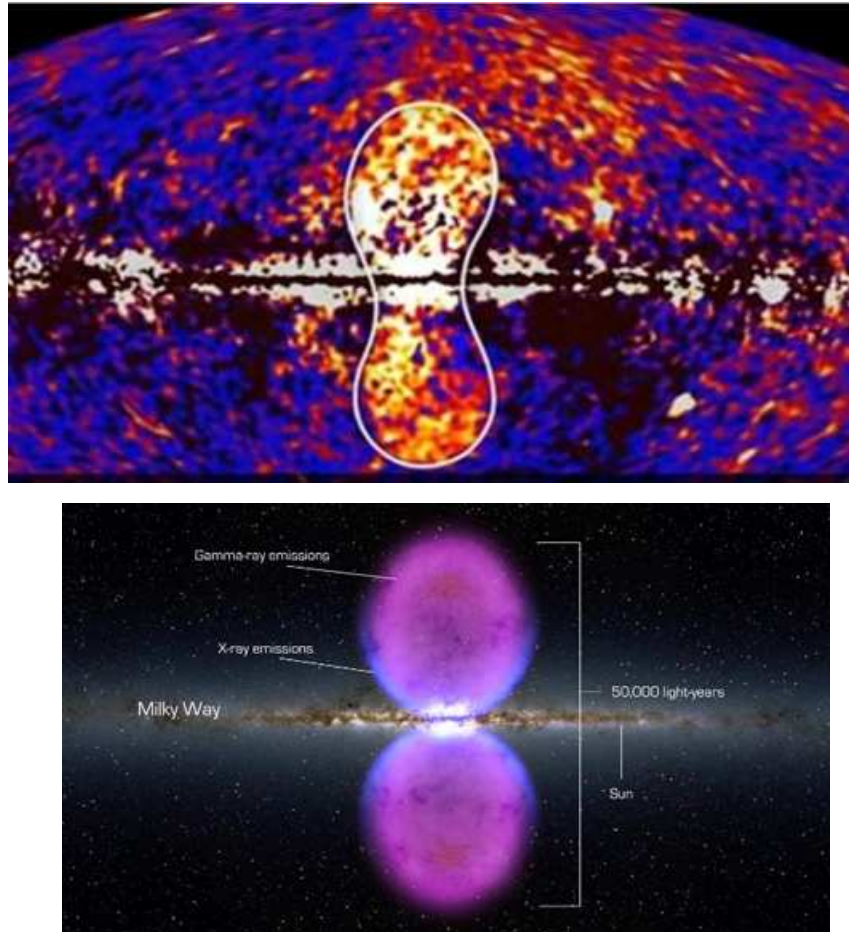


Figura 10.15: *sopra*) Emissione gamma della Galassia (1–5 GeV); la curva bianca individua le coppie di bolle. *sotto*) modello sviluppato da Su et al., 2010 (ApJ., 724, 1044)

- 2) dallo studio dei γ di bassa energia risulta che gli elettroni di bassa energia ($\simeq 100$ MeV) mostrano un gradiente negativo nelle parti esterne della Galassia, mentre nelle parti interne la situazione non è chiara.
- 3) l'emissione γ che si estende ad alte latitudini galattiche fa pensare che gli elettroni, per lo meno quelli con energie comprese fra 70 MeV e 5 GeV, si trovino anche ad alcuni kpc dal piano galattico, formando un disco spesso o un alone simile a quello osservato nel radio. Quale sia il meccanismo di produzione di questi γ non è chiaro, dato che non può essere decadimento del π^0 o bremsstrahlung: presumibilmente si tratta di Compton Inverso degli elettroni con fotoni stellari (ma vedi § 10.4.3). Tuttavia l'alto flusso di elettroni relativistici richiesto lascia qualche dubbio sulla plausibilità di questa ipotesi.

10.4.3 Bolle giganti

Le osservazioni del Telescopio Spaziale Fermi hanno rivelato, nella banda 1–50 GeV, una gigantesca struttura perpendicolare al piano della Galassia, che sembra originarsi dal suo centro (fig. 10.15). Questa struttura si estende simmetricamente per circa 8 kpc sopra e sotto il piano galattico, e lo studio accurato delle sue caratteristiche, ha mostrato che potrebbe trattarsi di due “bolle” di plasma. Questa struttura corrisponde ad emissione X, rivelata da ROSAT a 1.5 KeV (mostrata in blu in fig. 10.15, sotto) e ad un eccesso di emissione radio rivelata da WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe,

giugno 2001) per lo studio delle anisotropie della radiazione cosmica di fondo (cap. 28.3.5). Tuttavia la scoperta è stata piuttosto inaspettata, perchè l'emissione ha caratteristiche ben diverse della “nebbia” gamma che permea la Galassia, dovuta alle particelle relativistiche che interagiscono coi fotoni e le altre particelle della Galassia.

Le “bolle” hanno bordi ben definiti ed energia maggiore che la “nebbia”.

Osservazioni di altre galassie hanno mostrato getti di plasma che si originano dai buchi neri massicci al centro delle galassie, che si pensa possano emettere raggi gamma, per cui potrebbe darsi che anche queste bolle siano ciò che resta di un evento esplosivo, avvenuto $\sim 10^7$ anni fa nel buco nero presente anche nella nostra galassia (cap. 14)

11 Il campo magnetico della Galassia

Aggiornato Novembre 2001, rivisto 2011

11.1 Polarizzazione della luce stellare

La prima evidenza osservativa dell'esistenza di un campo magnetico all'interno della Galassia risale al 1949 con la scoperta che la polarizzazione della luce stellare mostra un elevato grado di regolarità, nel senso che in parecchie regioni della Via Lattea la luce di tutte le stelle osservate rivela approssimativamente la stessa direzione di polarizzazione (fig. 11.1).

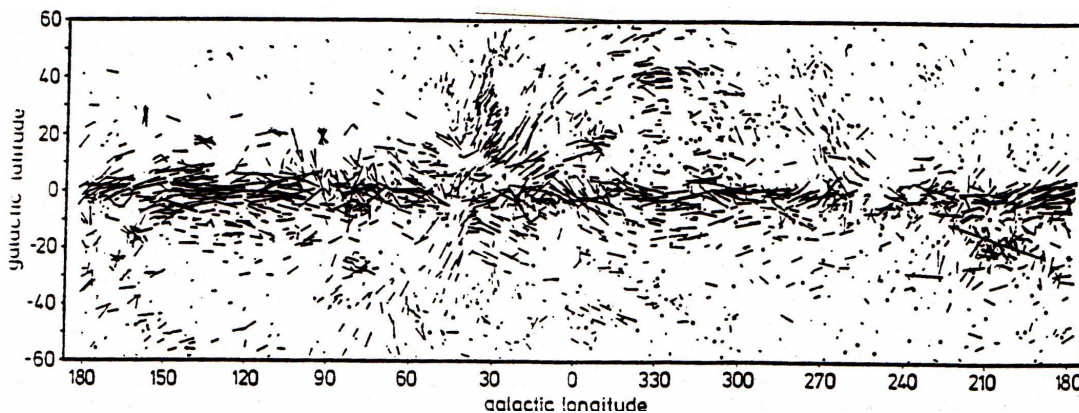


Figura 11.1: Distribuzione della polarizzazione della luce di ~ 1800 stelle nella Galassia. La piccola freccia vicino alle coordinate (90,0) indica la posizione del Sole (Mathewson & Ford 1970, Mem.R.Astron.Soc. 74, 143).

La percentuale di polarizzazione cresce con la distanza delle stelle dal Sole ed è fortemente correlata con l'estinzione prodotta dalle polveri, cioè cresce con la quantità di materia attraversata. Se i grani di polvere che si trovano tra le stelle e la Terra non sono a simmetria sferica ma leggermente allungati, possono polarizzare per riflessione la luce incidente. Quindi la regolarità nella distribuzione della polarizzazione porta necessariamente alle conclusioni che: almeno una parte delle particelle solide che riflettono la luce delle stelle sono non-sferiche; i loro assi maggiori sono orientati nello spazio approssimativamente nella stessa direzione. Questo si può spiegare agevolmente con la presenza di campi magnetici ordinati.

Se i grani sono oblungi, a causa dei numerosi urti che subiscono nello spazio interstellare contro altri grani o molecole essi finiscono per acquistare una velocità angolare che è orientata prevalentemente in direzione perpendicolare all'asse maggiore del grano. In presenza di un campo magnetico è stato dimostrato che le rotazioni intorno ad assi paralleli al campo magnetico sono più vantaggiose dal punto di vista energetico, quindi, combinando i due effetti, i grani di polvere oblungi tendono ad orientare l'asse di rotazione (asse minore) parallelamente al campo magnetico. Poiché poi i grani diffondono la componente di luce polarizzata che ha il vettore elettrico parallelo all'asse maggiore, cioè trasmettono quella componente della radiazione che è polarizzata parallelamente all'asse minore del grano, la direzione del vettore polarizzazione della luce dà direttamente la direzione del campo magnetico. Dallo studio della fig. 11.1 è chiaro che il campo magnetico è localizzato prevalentemente sul piano galattico. Ci sono però anche forti irregolarità su larga scala, come ad esempio nella zona dello Sperone Galattico Nord a $\ell=30^\circ$. Per stimare l'intensità del campo magnetico dagli studi di polarizzazione ottica occorre avere una teoria dettagliata del meccanismo di allineamento dei grani, che dipende a sua volta dalla loro composizione chimica e dalle loro proprietà paramagnetiche. I valori richiesti sono compresi fra 6×10^{-6} G e 10^{-5} G (Davis&Greenstein, 1951, ApJ, 114, 206; Chandrasekhar&Fermi, 1953, ApJ, 118, 113).

Naturalmente, questo solo argomento non sarebbe sufficiente per provare l'esistenza di un campo magnetico nella Galassia. Una forte evidenza della sua esistenza venne fornita dalla scoperta dell'e-

missione diffusa non-termica, di sincrotrone, della Galassia alle lunghezze d'onda radio.

E' interessante il fatto che negli stessi anni in cui si studiava la polarizzazione delle stelle, Fermi, per rendere conto del confinamento dei raggi cosmici, ipotizzava, in maniera del tutto indipendente, l'esistenza di un campo magnetico galattico.

11.2 Misure di intensità del campo magnetico

Le informazioni più precise sull'intensità del campo magnetico galattico provengono da misure radio-astronomiche, e precisamente da:

- rotazione di Faraday e misura di dispersione delle pulsar
- effetto Zeemann sulla riga a 21 cm dell'idrogeno neutro
- radiazione di sincrotrone della Galassia

11.2.1 Rotazione di Faraday e dispersione delle pulsar

Come discusso in cap. 7, il piano di polarizzazione di un'onda elettromagnetica polarizzata linearmente che si propaga in un mezzo con densità elettronica n_e , riempito con un campo magnetico \vec{H} , ruota della quantità:

$$\Delta\psi/\text{rad} = 2.6 \times 10^{-17} \lambda^2 \int n_e H_{\parallel} dl = \lambda^2 \times (M.R.) \quad (\text{c.g.s.}) \quad (7.9)$$

dove λ è la lunghezza d'onda di osservazione e H_{\parallel} è la componente del campo magnetico lungo la linea di vista. Ad 1 metro di lunghezza d'onda la $M.R.$ può anche essere dell'ordine di 1 radiante in 100 pc. Misurando a varie lunghezze d'onda l'angolo di polarizzazione di sorgenti diverse si può determinare la $M.R.$ in varie direzioni del cielo dovuta al campo magnetico galattico. Queste misure risultano più semplici se effettuate su sorgenti di piccolo diametro, per cui ci si limiterà generalmente a sorgenti extragalattiche e a pulsar (cap. 17). Se si può stimare lo spessore attraversato (per es. spessore totale della Galassia in una data direzione per le radiosorgenti extragalattiche; per le pulsar vedi § 17.3.1) e facendo ipotesi su n_e , si può anche stimare H_{\parallel} .

Nel caso delle pulsar, inoltre, osservando lo stesso impulso a frequenze diverse si può determinare il ritardo, ΔT , fra i tempi di arrivo (eq. 7.6). Tale ritardo è determinato dalla misura di dispersione ($M.D.$, eq. 7.5):

$$\Delta T = M.D. \times \frac{e^2}{2\pi m_e} \left(\frac{1}{\nu_1^2} - \frac{1}{\nu_2^2} \right) \quad M.D. = \int n_e dl$$

Come detto in § 7.3, il rapporto fra $M.R.$ e $M.D.$ fornisce il valore medio, pesato con la densità elettronica n_e , della componente del campo magnetico lungo la linea di vista.

Misure eseguite su numerose pulsar in varie direzioni forniscono valori di H_{\parallel} compresi fra 1 e 3 μG . Tenendo conto dei possibili effetti di proiezione si deduce che il campo magnetico galattico ha un valor medio di $\sim 3 \mu\text{G}$. Bisogna però osservare che la maggior parte delle pulsar utilizzate sono localizzate entro un paio di kpc dal sole, per cui il valore medio ottenuto non è detto che sia rappresentativo anche per le regioni centrali. In effetti le poche pulsar localizzate nelle regioni più interne alla Galassia sembrano indicare un campo magnetico "parallelo" medio $\approx 5\mu\text{G}$. Un lavoro più recente di J.L.Han et al. 2006 (AJ 642, 881) mostra che in effetti il campo magnetico regolare cresce dalla periferia al centro galattico, passando da $\sim 2 \mu\text{G}$ nelle vicinanze del Sole a $\sim 4 \mu\text{G}$ ad una distanza galattocentrica di ~ 3 kpc.

11.2.2 Effetto Zeemann

E' noto che in presenza di un campo magnetico le righe spettrali prodotte da un elemento si dividono in due o più componenti. Nel caso della riga a 21 cm dell'idrogeno neutro (cap. 13) si ha un doppietto, avente le componenti con polarizzazioni circolari opposte, quando la linea di vista è parallela al campo magnetico; si ha invece un tripletto di righe polarizzate linearmente quando la linea di vista è perpendicolare al campo magnetico. Questo è il fenomeno conosciuto come effetto Zeemann normale, ed è spiegabile con l'elettromagnetismo classico in termini di precessione di Larmor.

La separazione in frequenza delle componenti del doppietto o tripletto è data da:

$$\Delta\nu/\text{Hz} = \frac{1}{2\pi} \times \frac{eH}{m_e c} \simeq 2.8 \times H/\mu\text{G}$$

che per un campo magnetico di 1 μG corrisponde a 2.8 Hz. Poichè la riga a 21 cm osservata è in genere molto larga a causa dell'effetto Doppler prodotto dai moti termici degli atomi, o sistematici delle nubi interstellari (§ 13.1.3), risulta impossibile misurare direttamente l'effetto Zeemann. Se ne può fare però una misura indiretta osservando che la riga (allargata) dell'idrogeno si sposta leggermente in frequenza se viene osservata separatamente in polarizzazione circolare destra e sinistra. La differenza fra le due righe si nota soprattutto ai bordi della riga stessa, dove le due componenti di polarizzazione sono più separate; però qui il segnale è inferiore che sul picco, per cui è necessario osservare in assorbimento (§ 13.1.2) o in zone di forte emissione. Questa tecnica è stata applicata ad un numero limitato di regioni in cui la riga è particolarmente intensa, e le stime ottenute per il campo magnetico sono risultate dell'ordine di $30 \div 50 \mu\text{G}$, cioè almeno un ordine di grandezza maggiori dei valori ottenuti col metodo precedente.

Si può però supporre che, dato che le regioni studiate mostrano emissione particolarmente intensa, siano in realtà regioni in cui la densità dell'idrogeno è molto più alta (~ 100 volte) del valor medio. Tali nubi sarebbero il risultato della contrazione di materiale inizialmente a densità media e contenente un campo magnetico congelato. Se indichiamo con r il fattore di contrazione, ci aspettiamo $n_H \propto r^{-3}$ e $H \propto r^{-2}$ (conservazione del flusso magnetico), per cui::

$$H_{\text{nube}} \approx 100^{2/3} \langle H \rangle \approx 20 \langle H \rangle$$

che fornisce quindi un risultato consistente con quello trovato precedentemente.

11.2.3 Emissione di sincrotrone

Ricordando (eq. 4.22) che l'emissività specifica per emissione di sincrotrone da parte di un insieme di elettroni relativistici con spettro di energia $N(E) = N_0 E^{-\delta}$ è proporzionale a $N_0 \times H_{\perp}^{(\delta+1)/2}$, possiamo scrivere che la brillantezza di sincrotrone osservata nella Galassia è:

$$B_s(\nu) \propto N_0 H_{\perp}^{(\delta+1)/2} \times l$$

dove l è lo spessore della Galassia nella direzione di osservazione.

Se assumiamo per N_0 il valore corrispondente alla densità di energia di $\approx 0.01 \text{ eV cm}^{-3}$, che è quella osservata nei raggi cosmici in prossimità del sistema solare (§ 12.3), si deduce $H_{\perp} \approx 11 \mu\text{G}$. Tale valore è maggiore di quello ottenuto con le pulsar e pone anche problemi di confinamento del campo magnetico galattico stesso (§ 11.3). Si potrebbe, a questo punto, rovesciare l'argomento e, assumendo un campo magnetico di $\sim 3-5 \mu\text{G}$, stimare N_0 . Si trova così che N_0 , mediato su tutta la Galassia, potrebbe essere circa 5-10 volte maggiore che non nelle vicinanze del sistema solare.

Bisogna comunque ricordare che le misure di N_0 ottenute con vari esperimenti, da palloni ad alta quota o da satelliti, mostrano differenze non piccole, anche di un fattore 2, fra di loro, che comportano differenze dell'ordine del 40% su H . Inoltre l'emissione di sincrotrone dipende da H_{\perp} , mentre dalle

misure di dispersione e rotazione delle pulsar si ottiene H_{\parallel} . Confrontare H_{\perp} e H_{\parallel} implica una conoscenza accurata dell'orientamento spaziale di \vec{H} .

Un'interpretazione alternativa è che il campo magnetico \vec{H} abbia fluttuazioni notevoli rispetto al suo valore medio $\langle H \rangle$, con una coda verso valori abbastanza elevati. Anche se H_{\parallel} e H_{\perp} fossero mediamente uguali, la rotazione di Faraday dipenderebbe sostanzialmente da $\langle H \rangle$, mentre l'emissività di sincrotrone sarebbe più sensibile ai valori più estremi di $|H|$, dal momento che è $\propto H_{\perp}^{(\delta+1)/2}$, ed accentuerebbe le diseguaglianze. In conclusione, il problema è tuttora aperto.

11.3 Confinamento del campo magnetico

In § 8.4.5 si fa vedere che in condizioni astrofisiche il campo magnetico è congelato nella materia ed ha una sua pressione interna, che si aggiunge ad altre pressioni presenti, per cui ci dovremmo aspettare che il gas interstellare debba espandersi. Cosa dunque trattiene il campo magnetico sul piano galattico? Nient'altro che il peso della materia attraverso cui esso penetra, come si vede dal teorema del viriale (§ 8.4.9), scritto per un sistema in equilibrio che contenga anche raggi cosmici e campo magnetico:

$$2K + 3(\Gamma - 1)U_{th} + U_M + U_{RC} + U_g = 0$$

dove, ricordiamo, K è l'energia cinetica associata ai moti macroscopici del gas, $\Gamma = c_p/c_v$ il rapporto fra i calori specifici a pressione ed a volume costanti, U_{th} l'energia termica del gas, U_M l'energia magnetica ($=H^2/8\pi \times \text{volume}$), U_{RC} il contenuto energetico dei raggi cosmici e U_p l'energia potenziale del sistema.

I primi quattro termini della somma, sono positivi, di conseguenza, perchè questa sia zero, occorre che U_p sia negativo. Deve esistere cioè un campo di forze attrattivo, come per esempio il campo gravitazionale, per rendere il sistema stabile. In altre parole, mentre nel teorema del viriale tradizionale l'energia potenziale gravitazionale deve contrastare gli effetti di espansione dovuti alla energia cinetica), alla pressione termica e alla pressione dei raggi cosmici (cap. 12), in presenza di campo magnetico essa deve contrastare *anche* l'energia magnetica.

Un'analisi equivalente alla precedente è effettuata in § 12.2.

11.4 Struttura e orientazione del campo magnetico

Il campo magnetico galattico non può essere completamente ordinato dal momento che si osserva emissione di sincrotrone anche quando si osserva il campo magnetico *lungo* il braccio a spirale locale, cosicchè nel quale componente H_{\perp} è praticamente nulla. Le stime di intensità danno valori confrontabili per il campo magnetico ordinato e turbolento. Mentre quest'ultimo non altera la struttura di \vec{H} nella Galassia, può accentuare la depolarizzazione e contribuisce alla dispersione delle pulsar (Beck 2001, Space Sci. Rev. 99, 243).

Qui ci occuperemo quindi solo dello studio del campo magnetico ordinato.

Le informazioni sulla geometria del campo magnetico nella Galassia, derivabili dalla polarizzazione del segnale radio, sono abbastanza difficili da reperire dato che noi siamo all'interno della Galassia (commento a pag. 10.4), a differenza di quanto avviene per le altre galassie a spirale (§ 18.1.1) che si osservano dal di fuori.

Infatti, sebbene il processo di sincrotrone produca radiazione polarizzata linearmente, le percentuali di polarizzazione osservate nella Galassia sono in genere alquanto modeste, a causa della depolarizzazione di Faraday differenziale che si produce all'interno della Galassia stessa. E questa è maggiore nel piano della Galassia. Poichè la depolarizzazione dipende da λ^2 essa è minore a lunghezze d'onda corte (cm), ma a queste lunghezze d'onda l'emissione è dominata da meccanismi termici (che producono radiazione non polarizzata). Per cui non rimane che studiare la polarizzazione a lunghezze d'onda maggiori. Tuttavia, poichè anche la rotazione del vettore polarizzazione dipende da λ^2 , è opportuno mantenersi a lunghezze d'onda ragionevolmente piccole, in modo da determinare una orientazione del

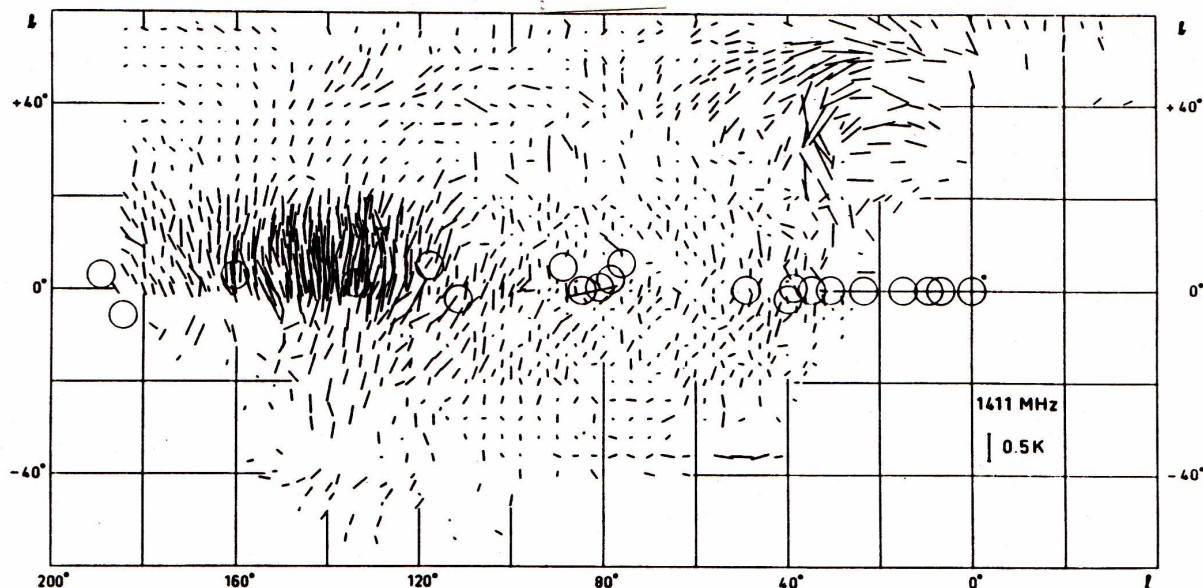


Figura 11.2: Polarizzazione della emissione radio della Galassia a 1411 MHz. I cerchi indicano sorgenti individuali brillanti (Brown & Spoelstra 1976, A&AS 26, 129).

campo magnetico che non si discosti troppo da quella intrinseca. In fig. 11.2 è mostrata una mappa di polarizzazione a 20 cm (1411 MHz), che rappresenta un ragionevole compromesso fra le esigenze di avere da un lato bassa depolarizzazione e piccola rotazione di Faraday e dall'altro di avere un segnale ragionevolmente intenso.

Come detto la percentuale di polarizzazione è dovunque piuttosto bassa, salvo rare eccezioni, di cui la più notevole è rappresentata dalla regione intorno a $l \sim 140^\circ$ e $b \sim 10^\circ$ (fig. 11.2). In questa regione la percentuale di polarizzazione non cambia con λ nè cambia apprezzabilmente l'angolo del vettore polarizzazione. Il vettore polarizzazione è prevalentemente perpendicolare al piano galattico, il campo magnetico giace perciò nel piano della Galassia, e, dal momento che a questa frequenza non si misura più alcuna rotazione di Faraday, se ne conclude che l'angolo tra la direzione di \vec{H} e la linea di vista deve essere intorno a 90° , quindi lungo $l \sim 50^\circ$.

Il rapido crollo della percentuale di polarizzazione per $l \sim 30^\circ$ suggerisce che in questa direzione si abbia una forte depolarizzazione, ossia una *M.R.* considerevole dovuta sia ad una forte componente di \vec{H} parallelamente alla linea di vista (cioè lungo $l \approx 30^\circ$) che ad una elevata densità di elettroni termici. La distribuzione della polarizzazione nelle zone citate sembra compatibile con una struttura del campo magnetico diretto lungo braccio locale ($l \approx 90^\circ$), in cui si trova il Sole.

Infine è stato anche scoperto (es. Haynes et al. 1992, A&A 264, 500) che nella regione del centro galattico esistono strutture di \vec{H} perpendicolari al piano, da cui si dipartono. L'interpretazione preferita da Haynes et al. 1992 è che questa sia un'indicazione della presenza, almeno al centro della Galassia, anche di una struttura poloidale di \vec{H} .

Altre informazioni sulla struttura del campo magnetico galattico si ricavano dallo studio della Misura di Rotazione di pulsar (§ 11.4.1) e radiosorgenti extragalattiche (§ 11.4.2) il cui segnale polarizzato subisce Rotazione di Faraday nell'attraversare l'ISM della Galassia.

11.4.1 Studio del campo magnetico da *M.R.* di pulsar

Informazioni sulla geometria di \vec{H} si ottengono dalle *M.R.* delle pulsar di cui si conosce la distanza e che, quindi, sono localizzabili sul piano galattico.

I vantaggi dell'uso delle pulsar per lo studio della *M.R.* nella Galassia, rispetto alle radiosorgenti extragalattiche (§ 11.4.2), sono molteplici: *a*) in generale le pulsar sono fortemente polarizzate (§ 17.1.4),

e quindi la $M.R.$ è determinata con maggior precisione; *b*) le pulsar *non hanno* $M.R.$ interna e quindi quella che si misura è tutta dovuta all'ISM nella Galassia che si trova fra la pulsar e l'osservatore; *c*) la densità elettronica media fra l'osservatore e la pulsar può essere misurata indipendentemente (senza basarsi cioè su modelli) mediante la misura di dispersione ($M.D.$, eq. 7.5). Conoscendo $M.R.$ ed $M.D.$ si ricava la componente di \vec{H} lungo la linea di vista (§ 7.3) come:

$$\langle H_{\parallel} \rangle \propto \frac{M.R.}{M.D.} \propto \frac{\int n_e H_{\parallel} dl}{\int n_e dl}$$

Poichè in valore di H_{\parallel} cambia al variare della linea di vista (o longitudine del punto osservato), lo stesso avviene per la $M.R.$ Dallo studio del suo andamento è dunque possibile derivare la geometria di H_{disco})

Il solo svantaggio nell'uso delle pulsar può essere l'incertezza nella determinazione della loro distanza (§ 17.3.1), e cioè del luogo esatto cui attribuire il valore di \vec{H} .

J.L. Han 2004 (proceedings di "The Magnetized Interstellar Medium", pag. 3) riporta il risultato dello studio delle 535 pulsar di cui si conosceva, all'epoca, la $M.R.$ Di queste ~ 150 hanno $|b| > 8^\circ$, quindi presumibilmente (dipende dalla loro distanza) sono alte sul piano galattico.

Dalla distribuzione di $M.R.$ positive e negative e dalla loro alternanza è stato possibile confermare un modello, già presente in letteratura (es. Han & Qiao 1994, A&A 288, 759), ma non del tutto sicuro, in cui il campo magnetico sul piano della Galassia (H_{disco}) ha una struttura a spirale "bisimmetrica" (fig. 11.3 *destra*), parallela ai bracci a spirale, con alternanza di orientazione (orario - antiorario) procedendo dalla periferia al centro (fig. 11.4).



Figura 11.3: Modelli di struttura a spirale: a *sinistra*) assi-simmetrica [ASS], (le frecce rappresentano la direzione del campo magnetico); a *destra*) bisimmetrica [BSS]. Qui le linee tratteggiate rappresentano un campo magnetico di direzione opposta a quello delle linee continue (Wielebinski & Krause 1993, § 11.4.3)

Inoltre, in diagrammi simili a quelli di fig. 11.5 (*mezzo e basso*) le $M.R.$ delle pulsar mostrano forti anti-simmetrie analoghe a quelle delle radiosorgenti extragalattiche. Questo aveva già portato Han et al. 1997 (A&A 322, 98) a suggerire che vi possano essere anche strutture di \vec{H} che fuoriescono dal piano e si estendono nell'alone come suggerito da Haynes et al. 1992, e come si osserva in altre galassie a spirale (§ 18.1.1). Di qui la formulazione di un modello composito di campo magnetico (§ 11.4.3).

11.4.2 Studio del campo magnetico da $M.R.$ di radiosorgenti extragalattiche

Già negli anni '70, molto tempo prima che fosse possibile l'utilizzo di campioni estesi di pulsar, si era cominciato a studiare la geometria del campo magnetico attraverso la misura di rotazione delle radiosorgenti extragalattiche. In fig. 11.5 (*alto*) è riportata la $M.R.$ di un numero notevole di radiosorgenti extragalattiche, in funzione di b . Si osserva che, mentre misure di rotazione piccole sono

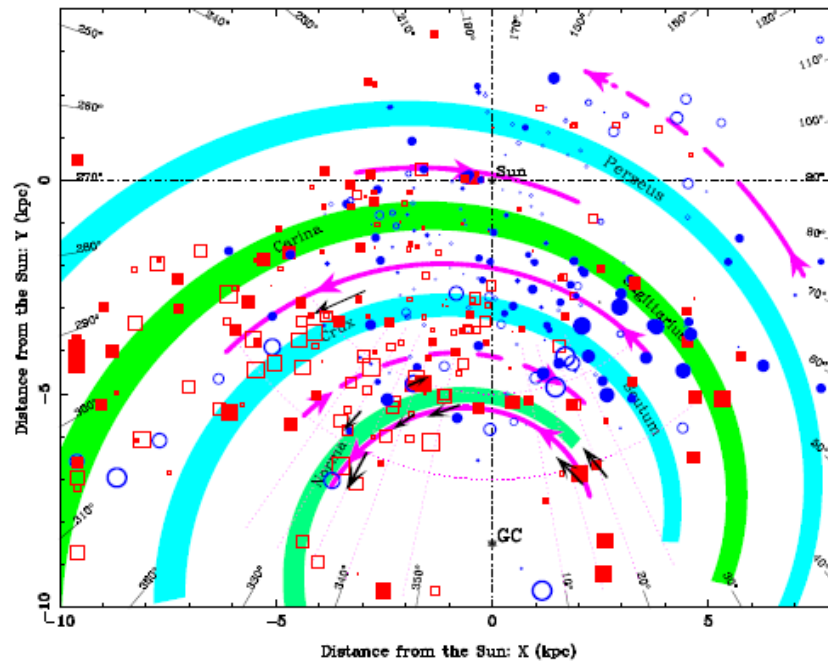


Figura 11.4: Distribuzione delle $M.R.$ delle pulsar nel piano galattico. Simboli (quadrati e cerchi) pieni rappresentano pulsar con $M.R.$ positive; stessi simboli vuoti sono per $M.R.$ negative (forma e colore si riferiscono solo a epoche diverse in cui sono state fatte le misure di $M.R.$). Le grandi frecce magenta mostrano il modello di campo magnetico dedotto dalle $M.R.$ I grandi archi colorati sono le braccia a spirale della Galassia (J.L. Han 2004, *referenza citata*)

presenti a tutte le latitudini galattiche, i valori più elevati si ottengono a latitudini basse. L'involuppo dei punti è descritto bene dalla legge $M.R. \propto \cot |b|$, che è la legge che ci si aspetterebbe in caso di densità elettronica uniforme e campo magnetico uniforme a parallelo al piano della Galassia. Infatti ad un angolo b qualsiasi lo spessore di Galassia attraversato è $\ell \propto 1/\sin |b|$ e la componente del campo magnetico $H_{\parallel} \propto \cos b$, e poichè $M.R. \propto H_{\parallel} \ell$ si ottiene l'andamento dell'involuppo.

Questo mostra che la maggior parte della rotazione di Faraday ha origine *nella Galassia* anzichè nelle radiosorgenti stesse, quindi le obiezioni fatte all'inizio di § 11.4.1 sul loro uso sono in realtà marginali. Si nota tuttavia che c'è una notevole dispersione nei punti, anche a basse latitudini galattiche, che suggerisce che sia il campo magnetico, che n_e , sono in realtà piuttosto irregolari.

Se si pongono le $M.R.$ in un grafico in coordinate galattiche (fig. 11.5 *mezzo*) indicando con simboli diversi i valori positivi e negativi, si trova che in certe zone del cielo vi sono dei raggruppamenti considerevoli di misure di rotazione aventi lo stesso segno, suggerendo che \vec{H} è abbastanza ordinato sulle grandi scale. Il segno della misura di rotazione cambia intorno a $\ell \sim 0^\circ$, in particolare nell'emisfero sud. Se la componente longitudinale di \vec{H} cambia segno a questa longitudine, significa che il campo magnetico è prevalentemente parallelo al piano galattico, in direzione del braccio locale/Cigno (fig. 10.1), e col verso in direzione di 90° , in accordo con fig. 11.4. Questo è anche in moderato accordo coi risultati ottenuti dalla polarizzazione della luce stellare

Da questi primi lavori si è creato un largo consenso sul fatto che il campo magnetico, alle basse latitudini galattiche, sia prevalentemente parallelo al piano della Galassia, con qualche vistosa eccezione, come il North Galactic Spur (§ 10.3).

L'uso delle radiosorgenti extragalattiche ha avuto un forte impulso dopo la pubblicazione da parte di A.R. Taylor et al. 2009 (ApJ 702, 1230) di un esteso catalogo di $M.R.$ realizzato da ri-analizzando i dati dalla survey *NVSS* (VLA a 1364.9 e 1435.1 MHz, ~ 20 cm). Tale catalogo contiene 37 543 sorgenti extragalattiche e copre l'82% del cielo a $\delta > -40^\circ$. Rappresenta quindi la copertura più estesa della

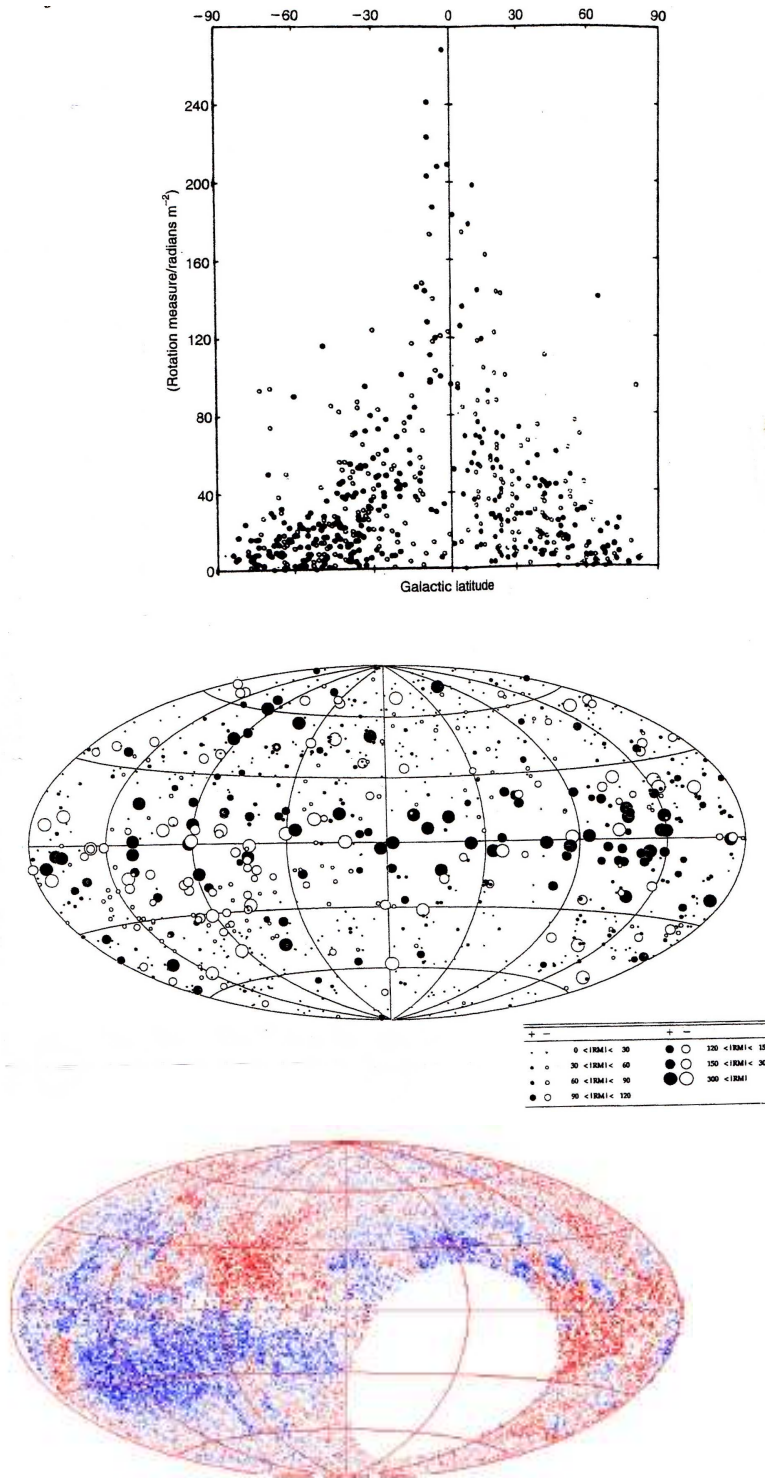


Figura 11.5: Distribuzioni di $M.R.$ di radiosorgenti *extragalattiche*: (in *alto*) in funzione di b (Whiteoak 1974, IAU Symp. 60, 137); in (*mezzo*): in coordinate galattiche. I cerchi pieni rappresentano $M.R.$ positive, gli altri negative; le dimensioni dei simboli sono proporzionali al valore assoluto della $M.R.$ (Kronberg, citato da Wielekinski & Krause 1993, § 11.4.3); in (*basso*) 37 543 $M.R.$ dalla NVSS (Pshirkov et al. 2011, § 11.4.2). In rosso le misure positive, in blu quelle negative. Il centro galattico è al centro della figura e le longitudini tracciate sono (da destra a sinistra) $-180, -120, -60, 0, 60, 120, 180$. La zona vuota rappresenta $\delta < -40^\circ$ dove il VLA non può osservare.

Galassia (fig. 11.5 *basso*). Le strutture di $M.R.$ sono qui assai meglio definite che nelle figure più antiche, e danno anche informazioni sulla struttura in $|z|$ del campo magnetico. Malgrado le due frequenze così vicine usate per la determinazione della $M.R.$ possano indurre errori grandi su oggetti individuali, tuttavia la grandissima statistica permette di fare un ottimo uso di questo campione, riducendo gli errori statistici e diluendo eventuali errori sistematici, come grandi $M.R.$ intrinseche in alcune radiosorgenti.

Pshirkov et al. 2011 (ApJ 738, 192) si sono serviti del catalodo di $M.R.$ di Taylor et al. 2009 per costruire un modello 3-D del campo magnetico nella Galassia.

Le $M.R.$ riportate in fig. 11.5 sia positive (rosso) che negative (blu) hanno una distribuzione approssimativamente simmetrica rispetto al piano nelle regioni esterne $\ell > 90^\circ$ e $\ell < -90^\circ$ e antisimmetrica nelle regioni centrali. Si noti tuttavia che la separazione fra valori positivi e negativi è spostata verso $b < 0$ nella zona $0^\circ < \ell < 90^\circ$, cioè $M.R.$ non cambia segno esattamente attraversando il piano galattico. Inoltre il fatto di trovare $M.R.$ positive ad entrambi i poli galattici, dove le linea di vista ha segni opposti, indica che \vec{H} debba cambiare direzione da nord a sud. Tutto ciò, qualitativamente, suggerisce che la struttura del campo magnetico consiste di due componenti, con H_{disco} simmetrico in b rispetto al piano e H_{alone} antisimmetrico, a conferma delle conclusioni già tratte alla fine di § 11.4.1.

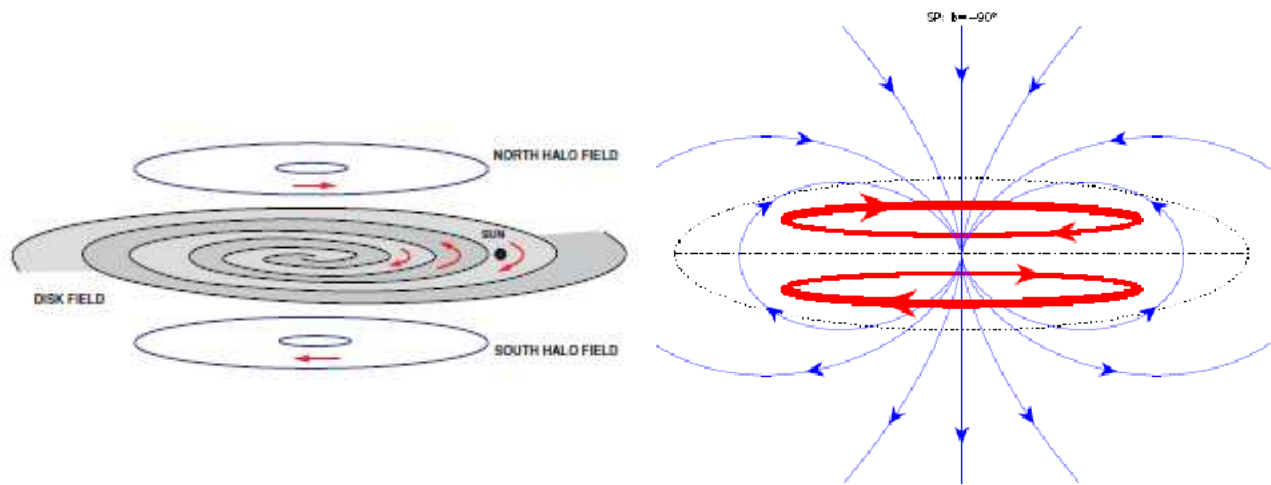


Figura 11.6: Schema di un possibile modello di campo magnetico *toroidale-poloidale*, Pshirkov (2011) a *sinistra* e Han (2004) a *destra* (referenze citate), per spiegare le inversioni di H_{disco} e le linee di forza perpendicolari al piano galattico. A destra, le ellissi rosse rappresentano l'orientazione di \vec{H} ; quella azzurra tratteggiata rappresenta il piano galattico

Il modello di H_{disco} è il classico modello a spirale logaritmica (es. Simard-Normandin & Kronberg 1980, ApJ 242, 74) con le inversioni note di \vec{H} . Qui il campo magnetico è espresso come:

$$H^d(z, \theta, \phi) = H(r)f(r, \theta, \phi)e^{-|z|/z_0^d}$$

dove $f(r, \theta, \phi)$ è una complicata funzione di cui omettiamo l'espressione specifica in quanto non necessaria per gli scopi di queste dispense.

Si suppone che il campo magnetico radiale $H(r)$ sia costante entro un raggio R_c dal centro e diminuisca verso la periferia. In altezza sul piano, invece, decade esponenzialmente, con scala caratteristica z_0^d .

Per H_{alone} il modello (per es. da Sun et al. 2008, A&A 477, 573), assisimmetrico, cioè indipendente da ϕ , è quello di un “doppio toro” (*dual-torus*, fig. 11.7), con le due componenti sopra e sotto il piano, in cui l'ampiezza, H , è data, per metà Galassia, dalla espressione:

$$H_\theta^a(r, z) = H_0^a \left[1 + \left(\frac{|z| - z_0^a}{z_{1,n}^a} \right)^2 \right]^{-1} \frac{r}{R_0^a} e^{(1-r/R_0^a)} \quad n = 1, 2$$

Nei due tori \vec{H} ha direzione opposta. R_0^a è la scala radiale, z_0^a dà la posizione del toro in altezza sul piano, $z_{1,1}^a$ e $z_{1,2}^a$ sono le scale verticali di ciascun toro, che si assumono diverse in direzione del piano e verso l'esterno, cioè per $|z| < z_0^a, (n = 1)$ e $|z| > z_0^a, (n = 2)$.

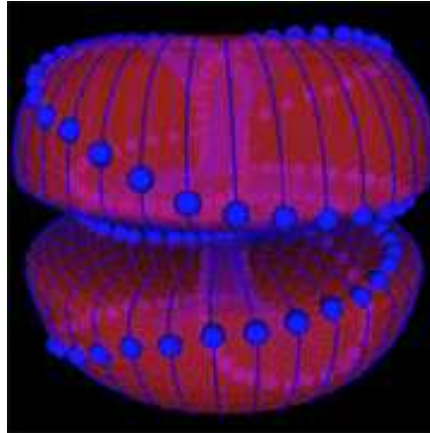


Figura 11.7: Modello di doppio-toro da Hamein&Rauscher 2003 (American Phys.Soc, "Four corners meeting"). Su internet si trova una interessante animazione.

Il modello per n_e è il modello di Cordes & Lazio 2002 (astro-ph/0207156, individuato con la sigla NE2001) in cui gli elettroni sono localizzati in un disco sottile + un disco spesso + le braccia a spirale, rivisto da Gaensler et al. 2008, che fissa $n_e = 0.014 \text{ cm}^{-3}$ a $z = 0$ e la scala in altezza della distribuzione in $z_a = 1.4 \text{ kpc}$.

Per determinare la distribuzione spaziale del campo magnetico galattico Pshirkov et al.2011 hanno utilizzato un approccio statistico (detto "metodo Montecarlo"¹) in cui, partendo da una distribuzione spaziale casuale di 20 000 punti nel cielo hanno calcolato con la (7.5) le $M.R.$ usando i valori di H ed n_e forniti dal modello a due componenti di \vec{H} e della densità elettronica appena descritti. Variando i parametri dei modelli, sono state realizzate mappe di $M.R.$ per 30 000 modelli di alone e 10 000 mappe di disco. Ciascun "alone" è poi stato combinato con ciascun "disco" pesandoli con coefficienti α e β , da determinarsi nella procedura di "fit".

Dal confronto fra la distribuzione sperimentale di $M.R.$ e quelle ottenute variando i parametri dei modelli sono stati determinati, col metodo del minimo χ^2 , i valori più plausibili per i parametri (con le loro incertezze, che, per semplicità, omettiamo). Precisamente:

- Nel disco $H_{\text{disco}} = 2 \mu\text{G}$ nelle vicinanze del Sole e $z_0^d = 1 \text{ kpc}$.
- Nell'alone: $z_0^a = 1.3 \text{ kpc}$, $R_0^a = 8 \text{ kpc}$, $z_{1,1} = 0.25 \text{ kpc}$, $z_{1,2} = 0.4 \text{ kpc}$ (cioè con decrescita più rapida verso il piano), sia a nord che a sud del piano, ma $H_0^a = 4 \mu\text{G}$ a nord $H_0^a = 2 \mu\text{G}$ a sud².

11.4.3 Cenni sui modelli di dinamo

Come spiegano bene Wielekinski & Krause 1993 (A&ARv 1993 4, 449), le ricerche sulla teoria dell'effetto dinamo (§ 8.4.10) hanno mostrato che sostanzialmente tutti i corpi dotati di rotazione *non*

¹Il Metodo Monte Carlo fa parte della famiglia dei metodi statistici non parametrici. E' utile per superare problemi computazionali che, se affrontati con metodi esatti, per grandi campioni generano un numero di calcoli eccessivo. La simulazione Montecarlo calcola una serie di realizzazioni possibili del fenomeno in esame, cercando di esplorare in modo denso tutto lo spazio dei parametri del fenomeno. Una volta calcolata la simulazione, si eseguono dei confronti coi dati reali e si valuta la "bontà" statistica del risultato. Le sue origini risalgono alla metà degli anni 40 all'interno del Progetto Manhattan. I formalizzatori del metodo furono Enrico Fermi, John von Neumann e Stanislaw Marcin Ulam. Il nome Montecarlo fu inventato in seguito da Nicholas Constantine Metropolis in riferimento alla nota tradizione nei giochi d'azzardo del mini-stato omonimo nel sud della Francia di ripetere le "puntate" con criteri diversi fino a ch  si vince....

²Questi risultati valgono per un modello ASS. Usando un modello BSS, H_0^a risulta $4 \mu\text{G}$ in entrambi i tori.

rigida, che hanno cioè moti interni, *sono* delle dinamo. Di conseguenza i “semi” di campo magnetico distribuiti su larga scala crescono esponenzialmente, fino a quando la densità di energia magnetica diviene confrontabile o supera di poco la densità di energia cinetica, e gli oggetti cosmici formano il loro campo magnetico individuale.

A seconda delle condizioni iniziali si possono sviluppare diversi tipi di simmetria nel campo magnetico risultante. Si possono avere situazioni *simmetriche* (*S*) o *antisimmetriche* (*A*) rispetto al piano equatoriale e inoltre essere simmetriche rispetto all’asse di rotazione o dipendere dall’azimuth ϕ . I tipi di simmetria sono quindi indicati con *Sm* o *Am*, dove *m* è il numero dell’autovalore nella soluzione delle equazioni di Maxwell.

La struttura antisimmetrica della *M.R.* fra $\ell = -90^\circ$ e 90° , visibile in fig. 11.5 *mezzo e basso*, sono esattamente quello che ci si aspetta da una dinamo di tipo *A0*, cioè assi-simmetrica e antisimmetrica rispetto al piano (fig. 11.6), operante nell’alone (o disco spesso) della Galassia (J.L. Han 2004). Una tale dinamo crea campi toroidali di segno opposto sopra e sotto il piano galattico e campi poloidali di dipolo perpendicolarmente al piano nelle regioni centrali³.

La presenza delle inversioni di \vec{H} nel piano però sembrano indicare che si possa essere in presenza anche di dinamo con modi di ordine superiore (es. *A1*, *S1*)

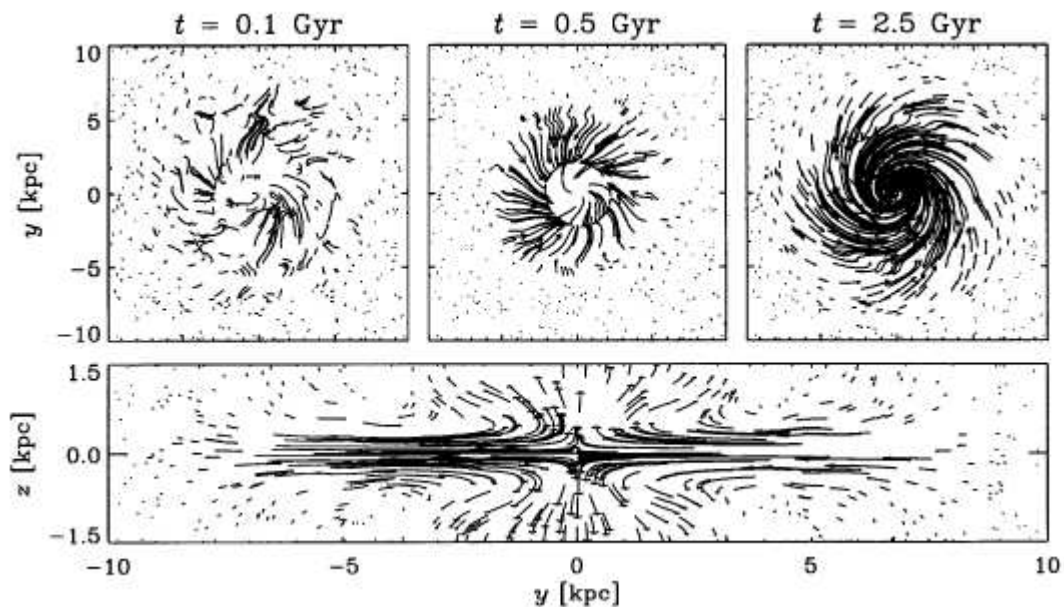


Figura 11.8: Modello di evoluzione temporale del campo magnetico per la galassia a spirale *M* 83 vista di fronte (in *alto*), e di taglio, a $t = 8.1$ miliardi di anni (in *basso*) (Beck et al., 1996, ARA&A, 34, 155).

Tutti i modelli classici di dinamo prevedono che, nelle parti esterne delle galassie a spirale \vec{H} abbia una simmetria di quadrupolo (*S0*) e cioè che, scrivendo \vec{H} in coordinate polari, H_r e H_ϕ siano pari in z e H_z dispari. Un modello di dipolo (*A0*), valido invece per le regioni centrali ha H_r e H_ϕ dispari e H_z pari in z . Un esempio tipico di evoluzione del campo magnetico in una galassia a spirale è illustrato in fig. 11.8 (Beck et al. 1996, ARA&A 34, 155).

³Facciamo notare, tuttavia, che le strutture viste da Haynes et al. 1992 si estendono per circa 250 pc, meno di quanto previsto da un modello di dinamo asimmetrica, quindi forse non sono dovute a effetto dinamo, ma a irregolarità del campo magnetico

12 I raggi cosmici

Aggiornato Dicembre 2008, rivisto 2011

Con il termine di *Raggi Cosmici* o *Radiazione Cosmica* si indica quel flusso costante di particelle ad altissima energia, come protoni, particelle α , nuclei di atomi pesanti, elettroni, mesoni, neutrini, ecc., e di raggi γ , che investe la Terra da ogni direzione. Se ne distinguono due componenti: la *componente primaria*, di composizione essenzialmente nucleonica, di origine extraterrestre, e la *componente secondaria*, costituita prevalentemente da muoni (μ^\pm), elettroni e positroni (e^\pm), neutrini (ν) e fotoni γ , che risulta prodotta dalle collisioni anelastiche dei raggi cosmici primari con i nuclei delle molecole di gas che costituiscono l'atmosfera terrestre (fig. 12.1) e si manifesta a Terra come uno sciame o cascata fotoelettronica (in inglese "shower", fig. 12.2). La scoperta dell'esistenza di una radiazione ionizzante risale all'inizio del secolo ma fu solo nel periodo 1930 – 1950, con la scoperta della componente corpuscolare dei raggi cosmici, che si ebbe la percezione precisa della loro natura. Resisi conto che la composizione a terra altro non era se non l'insieme dei prodotti secondari e terziari dei raggi cosmici che entrano nell'atmosfera, lo studio dei raggi cosmici divenne praticamente il primo laboratorio sperimentale per lo studio delle particelle elementari.

Dal punto di vista astronomico, però, ciò che interessa è la componente primaria, della quale si studia la composizione chimica e lo spettro di energia, che dà informazioni sulla sua origine. Poichè la componente primaria nell'attraversare l'atmosfera degrada completamente in particelle leggere e radiazione elettromagnetica i dati a cui ci riferiremo possono derivare solo da misure fatte in alta quota (palloni) o addirittura fuori dell'atmosfera terrestre (razzi e satelliti).

Se $N(\mathcal{E})d\mathcal{E}$ è il numero di particelle per unità di volume e con energia compresa fra \mathcal{E} ed $\mathcal{E} + d\mathcal{E}$, il flusso di particelle di una data specie, proveniente da tutto il cielo, sarà dato da:

$$I_{RC}(\mathcal{E}) = \frac{N(\mathcal{E}) \times c}{4\pi} \quad (12.1)$$

e la densità di energia dovuta a tutti i raggi cosmici presenti, u_{RC} , da:

$$u_{RC} = \int N(\mathcal{E})\mathcal{E}d\mathcal{E} \quad (12.2)$$

L'unità di misura solitamente adottata è $(\text{m}^2 \text{ s ster (MeV/nucleone)})^{-1}$. Notare l'utilizzo dell'energia normalizzata al numero di nucleoni contenuto nell'elemento (1 per H, 4 per ^4He , etc.) che serve a facilitare, come vedremo, il confronto fra varie grandezze relative ad elementi chimici diversi. Dalla fig. 12.4 *destra* si vede che ogni m^2 dell'atmosfera terrestre è investito approssimativamente da 2 particelle al secondo di energia pari ad 1 GeV/nucleone.

Se si assume che il flusso dei raggi cosmici in prossimità della Terra sia rappresentativo di tutta la Galassia si trova che, per energie ≥ 1 GeV, la densità di energia media associata ai raggi cosmici è $\simeq 0.5 \div 1.0 \text{ eV cm}^{-3}$. Per confronto, la densità dell'energia luminosa prodotta da tutte le stelle della Galassia, è di $\sim 0.6 \text{ eV cm}^{-3}$. Il fatto che i due valori siano così simili è solo un caso, ma è interessante osservare come, se i raggi cosmici riempiono tutta la Galassia, essi rappresentino un contributo energetico notevole.

12.1 La componente nucleonica della radiazione primaria

La componente nucleonica si può studiare con misure dirette all'interno del sistema solare o indirettamente dall'emissione γ che essa produce interagendo con la materia interstellare (§ 10.4.2).

12.1.1 Abbondanze chimiche

La componente primaria dei raggi cosmici è costituita prevalentemente di *protoni*, con una piccola qualità di nuclei più pesanti (ed una piccola percentuale di elettroni, § 12.3). Le abbondanze relative

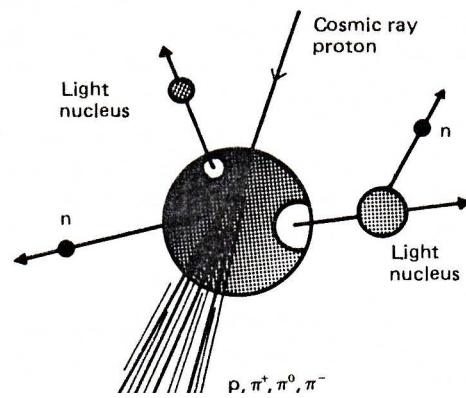


Figura 12.1: Schema di interazione di un protone dei raggi cosmici con un nucleo dell'atmosfera

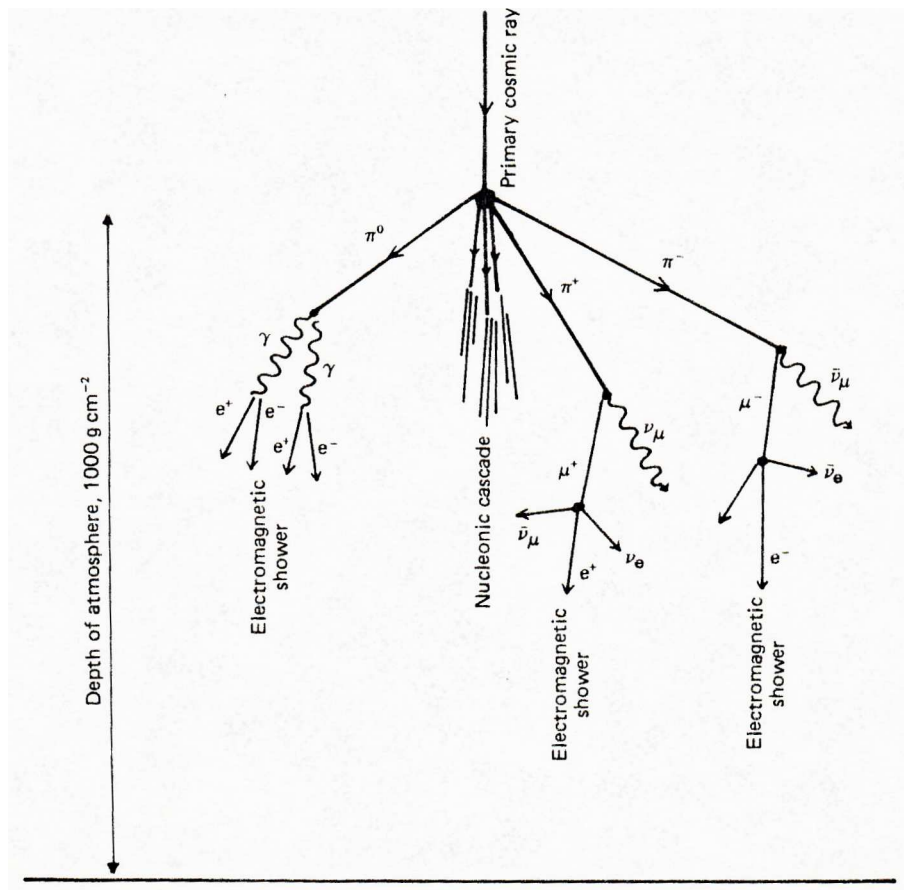


Figura 12.2: Schema di una cascata nucleonica ed elettrofotonica causata da un raggio cosmico primario nell'atmosfera.

dei vari nuclei nei raggi cosmici e nella materia ordinaria sono riportate tabella 11.1 (da Longair, 1981, "High Energy Astrophysics") e in fig. 12.3.

Tabella 11.1: Composizione chimica dei raggi cosmici e della materia ordinaria

Element	z	Cosmic rays	Solar System
H	1	26 000	270 000
He	2	3600	18 728
Li	3	18 ± 2	4.2×10^{-4}
Be	4	10.5 ± 1	6.9×10^{-6}
B	5	28 ± 1	3.0×10^{-3}
C	6	100	100
N	7	25 ± 2	31.7
O	8	91 ± 4	182
F	9	1.7 ± 0.4	2.1×10^{-2}
Ne	10	16 ± 2	29.2
Na	11	2.7 ± 0.4	0.51
Mg	12	19 ± 1	8.99
Al	13	2.8 ± 1	0.72
Si	14	14 ± 2	8.47
P	15	0.6 ± 0.2	8.1×10^{-2}
S	16	3 ± 0.4	4.24
Cl	17	0.5 ± 0.2	4.83×10^{-2}
A	18	1.5 ± 0.3	0.99
K	19	0.8 ± 0.2	3.6×10^{-2}
Ca	20	2.2 ± 0.5	0.611
Sc	21	0.4 ± 0.2	3.0×10^{-4}
Ti	22	1.7 ± 0.3	2.35×10^{-2}
V	23	0.7 ± 0.3	2.22×10^{-3}
Cr	24	1.5 ± 0.4	0.108
Mn	25	0.9 ± 0.2	7.88×10^{-2}
Fe	26	10.8 ± 1.4	7.03
Co	27	< 0.2	1.87×10^{-2}
Ni	28	0.4 ± 0.1	0.407
Cu	29		4.58×10^{-3}
Zn	30		1.05×10^{-2}
	31-35	$c. 5 \times 10^{-3}$	2.1×10^{-3}
	36-40	$c. 5 \times 10^{-4}$	9.5×10^{-4}
VVH	41-60	$c. 5 \times 10^{-4}$	3.0×10^{-4}
	61-80	$c. 2 \times 10^{-4}$	4.7×10^{-5}
	> 80	$c. 10^{-4}$	4.0×10^{-5}

La composizione chimica della materia ordinaria (detta anche *composizione universale*) è ricavata sostanzialmente dalla composizione chimica del Sole e dei meteoriti all'interno del sistema solare. I meteoriti sono considerati molto importanti in questo contesto in quanto non hanno subito molti processi chimici, e molti di essi mostrano abbondanze chimiche simili a quelle della fotosfera solare. Ma cosa ci garantisce che meteoriti e Sole siano rappresentativi dell'intera Galassia? Dalle altre stelle non riusciamo ad avere informazioni così precise come dal Sole, ma sembra che le variazioni nella composizione chimica siano dovute sostanzialmente all'età, nel senso che le stelle più vecchie sono più povere di elementi pesanti che non le stelle giovani, che si sono formate da materiale "riprocessato". Per cui prenderemo le abbondanze chimiche solari e dei meteoriti come riferimento per lo studio delle abbondanze nei raggi cosmici.

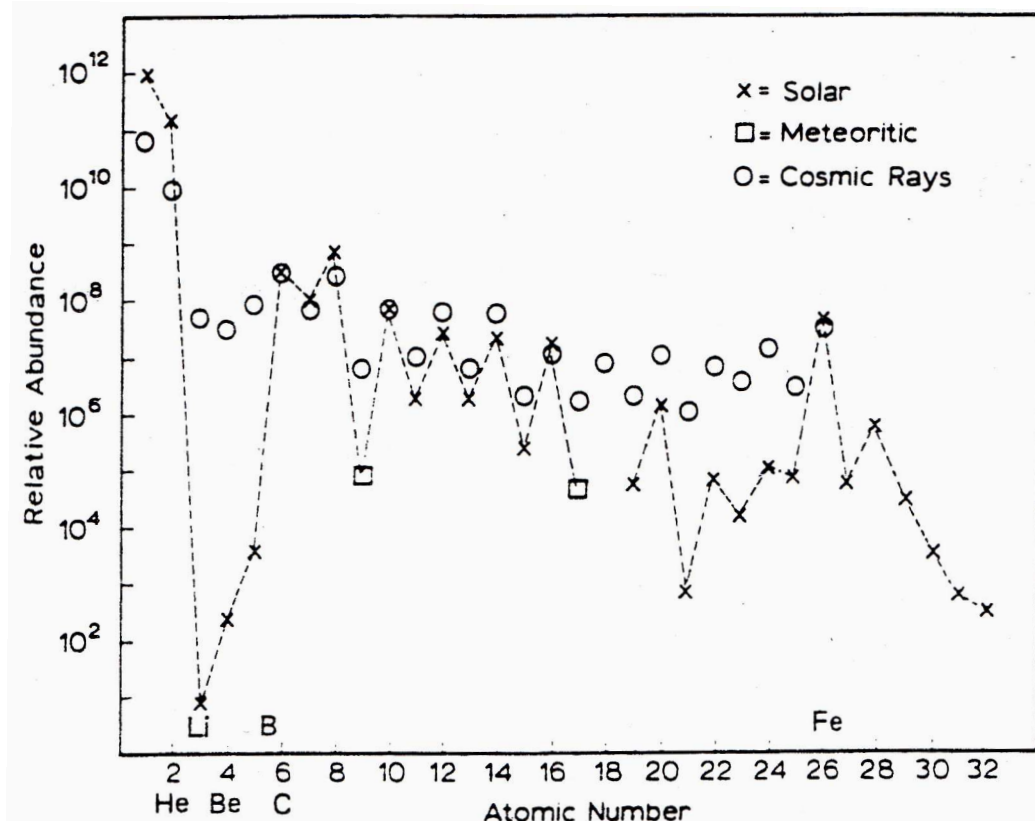


Figura 12.3: Abbonanze chimiche relative dei raggi cosmici e della materia ordinaria

I dati in fig. 12.3 sono normalizzati al Carbonio, la cui abbondanza è posta uguale a 100 in tabella 11.1. Dall'esame della fig. 12.3 emerge a prima vista una stretta somiglianza fra le abbondanze relative dei raggi cosmici e quelle universali. In particolare è evidente la presenza di un numero leggermente maggiore di nuclei di carica pari rispetto a quelli di carica dispari in entrambe le distribuzioni (*effetto pari-dispari*). Il carattere approssimativamente simile delle due composizioni sembrerebbe suggerire un'origine stellare per i raggi cosmici.

Vi sono tuttavia alcune anomalie vistose.

La più notevole riguarda il gruppo Li, Be, B che nei raggi cosmici è 10⁵ volte più abbondante che nella materia ordinaria. Inoltre l'³He, irrilevante nella materia ordinaria, è invece ≈10% dell'⁴He nei raggi cosmici.

Queste anomalie sono attribuite a processi che avvengono durante la propagazione dei raggi cosmici all'interno della Galassia, che ne alterano la composizione chimica iniziale. La sovrabbondanza del gruppo Li-Be-B è dovuta alla frammentazione di una parte dei nuclei più pesanti nei raggi cosmici, in particolare C, N, O, a causa delle interazioni che essi hanno con gli atomi del gas interstellare.

Indichiamo con N_i l'abbondanza di un nucleo generico di numero di massa i , che viene prodotto per frammentazione di un nucleo più pesante, di numero di massa k ($k > i$) con un nucleo di H della materia interstellare e indichiamo con $\sigma_{i,k}$ la sezione d'urto del processo. Il rateo di produzione del nucleo i sarà:

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_k \sigma_{i,k} N_k n_{is} c = \frac{\rho_{is} c}{m_H} \sum_k \sigma_{i,k} N_k$$

dove n_{is} e ρ_{is} sono le densità numerica (cm^{-3}) e di massa (g cm^{-3}) della materia interstellare, N_k l'abbondanza del nucleo k e c la velocità della luce. Ovviamente il nucleo i deriverà da più

nuclei con $k > i$, da cui la sommatoria. Se i raggi cosmici stanno per un tempo finito τ_{RC} entro la Galassia, in situazione stazionaria si avrà:

$$N_i = \frac{dN_i}{dt} \tau_{RC} = \frac{l \rho_{is}}{m_H} \sum_k \sigma_{i,k} N_k$$

dove è stato posto $l_{RC} = \tau_{RC} c$, che rappresenta il percorso totale dei raggi cosmici che subisce la frammentazione prima di fuggire dalla galassia. Conoscendo le sezioni d'urto per frammentazione degli elementi più pesanti (dell'ordine della decina di *millibarns*; 1 millibarn = 10^{-27} cm²) l'equazione precedente ci permette di calcolare la quantità¹ $x = \rho_{is} l_{RC}$ (generalmente chiamata come *spessore di materia interstellare*) necessaria per riprodurre le abbondanze anomale.

Per il gruppo Li, Be e B si ottiene:

$$\langle x \rangle \simeq (4 \pm 1) \text{ gr cm}^{-2} \quad (12.3)$$

A questo risultato si giunge anche interpretando la sovrabbondanza di ³He, come prodotto dell'interazione con la materia interstellare delle particelle α .

Pure sovrabbondanti (~ 100 volte) sono i nuclei del gruppo Cl–Mn ($17 < Z < 25$). In questo caso si è cercato di spiegare la loro abbondanza anomala come risultato della frammentazione di nuclei del Fe in seguito alle collisioni con gli atomi di idrogeno della materia interstellare. In questo caso, però, si incontra una difficoltà che a prima vista appare molto seria. Per uno spessore di materia attraversato di 4 gr cm^{-2} , poichè la sezione d'urto del Fe è molto grande, l'abbondanza di nuclei di Fe dovrebbe risultare fortemente ridotta. Il rapporto [Cl–Mn]/Fe previsto è ≈ 9 , contro un valore osservato ≈ 1 . In realtà la spiegazione è relativamente semplice e consiste nell'assumere che lo spessore x di materia attraversato abbia una dispersione molto ampia intorno al valore di 4 gr cm^{-2} . La maggior parte dei raggi cosmici (e.g., $\approx 60\%$) attraversa spessori di materia trascurabili e non subisce processi di frammentazione. Una minoranza, invece, attraversa spessori molto maggiori e viene completamente frammentata. La soluzione migliore si ha per una distribuzione esponenziale di valori di x , di cui il valore 4 gr cm^{-2} è il valore medio.

La materia incontrata dai raggi cosmici è per lo più idrogeno, HI e H_2 , che rappresenta oltre il 90% della materia interstellare. Nel disco essa ha una densità media $\bar{\rho} \approx 10^{-24} \text{ gr cm}^{-3}$; se ne deduce che i raggi cosmici, se sono confinati nel disco, devono avere percorso quivi un cammino dell'ordine di $4/\bar{\rho} \sim 4 \cdot 10^5 \text{ pc}$, che è molto più grande delle dimensioni del disco stesso. Se essi possono migrare nell'alone, dove la densità può essere anche 100 volte più bassa, la lunghezza del percorso che essi fanno aumenta proporzionalmente, mantenendosi, tuttavia, sempre molto più grande delle dimensioni fisiche della Galassia. Questo comporta che deve esistere qualche meccanismo che "intrappola" i raggi cosmici nella Galassia, riducendone la possibilità di fuga, malgrado si muovano a velocità vicine a quella della luce.

Da quanto detto risulta che le abbondanze chimiche dei raggi cosmici primari, quali si osservano in prossimità del sistema solare, *non sono* quelle presenti alle sorgenti a causa delle modifiche introdotte dalle interazioni col gas interstellare. In linea di principio, dalle caratteristiche della propagazione dei raggi cosmici attraverso il mezzo interstellare e le sezioni d'urto per frammentazione dei vari componenti i raggi cosmici contro i diversi nuclei di cui è costituito il mezzo interstellare stesso, si potrebbe risalire, dalle composizioni osservate, a quelle delle sorgenti. In pratica, anche se le sezioni d'urto per frammentazione sono ben conosciute in quanto misurate in laboratorio, le incertezze sulle caratteristiche della propagazione impediscono uno studio dettagliato e permettono solamente considerazioni di carattere molto generale.

La composizione chimica dei raggi cosmici, comunque, *non* è dominata dai processi di frammentazione, come testimoniato dalla presenza dell'effetto pari–dispari, e quindi è ancora in parte rappresentativa

¹ x Misura la quantità di materia contenuta in un tubo lungo l e di sezione 1 cm^2 .

delle abbondanze originarie. E' interessante osservare che il rapporto Fe/H è circa 10 volte maggiore nei raggi cosmici che non nella materia ordinaria, quindi anche nelle sorgenti di raggi cosmici il rapporto Fe/H deve essere almeno 10 volte quello trovato nella materia ordinaria. Il rapporto Fe/C, invece, è pressocchè lo stesso nei raggi cosmici e nella materia ordinaria (tabella 11.1). Dato che la sezione d'urto per frammentazione dei nuclei di Fe è circa 3 volte maggiore di quella dei nuclei di C, N, O, F, si conclude che nelle sorgenti l'abbondanza del Fe relativamente al C deve essere circa 3 volte superiore a quella osservata nei raggi cosmici, il che porta il rapporto Fe/H nelle sorgenti di raggi cosmici a ~ 30 volte quello trovato nella materia ordinaria. Ciò significa che nelle sorgenti di raggi cosmici molto idrogeno deve essere stato già bruciato e convertito in elementi di peso atomico superiore.

Una composizione chimica così ricca di elementi pesanti indica che le sorgenti di raggi cosmici sono probabilmente stelle nella fase finale della loro evoluzione, per es. Supernovæ e pulsar

12.1.2 Spettri di energia

Lo spettro di energia., a noi noto, della componente primaria dei raggi cosmici, e cioè il flusso osservato $I_{RC}(\mathcal{E})$, si estende per almeno tredici ordini di grandezza, da qualche decina di MeV fino a circa 10^{20} eV (fig. 12.4 *sinistra*). I raggi cosmici di altissima energia sono noti come "UHECR" (Ultra High Energy Cosmic Rays). Il loro spettro è mostrato in fig. 12.8.

Ad energie inferiori a qualche Gev lo spettro risulta fortemente modificato (fig. 12.4 *destra*) da effetti locali legati dell'attività solare (vento solare e campi magnetici ad esso associati) per cui è difficile stabilirne la forma primaria. Ad energie superiori è ben rappresentato dalla legge $N(\mathcal{E}) \propto \mathcal{E}^{-\delta}$ con

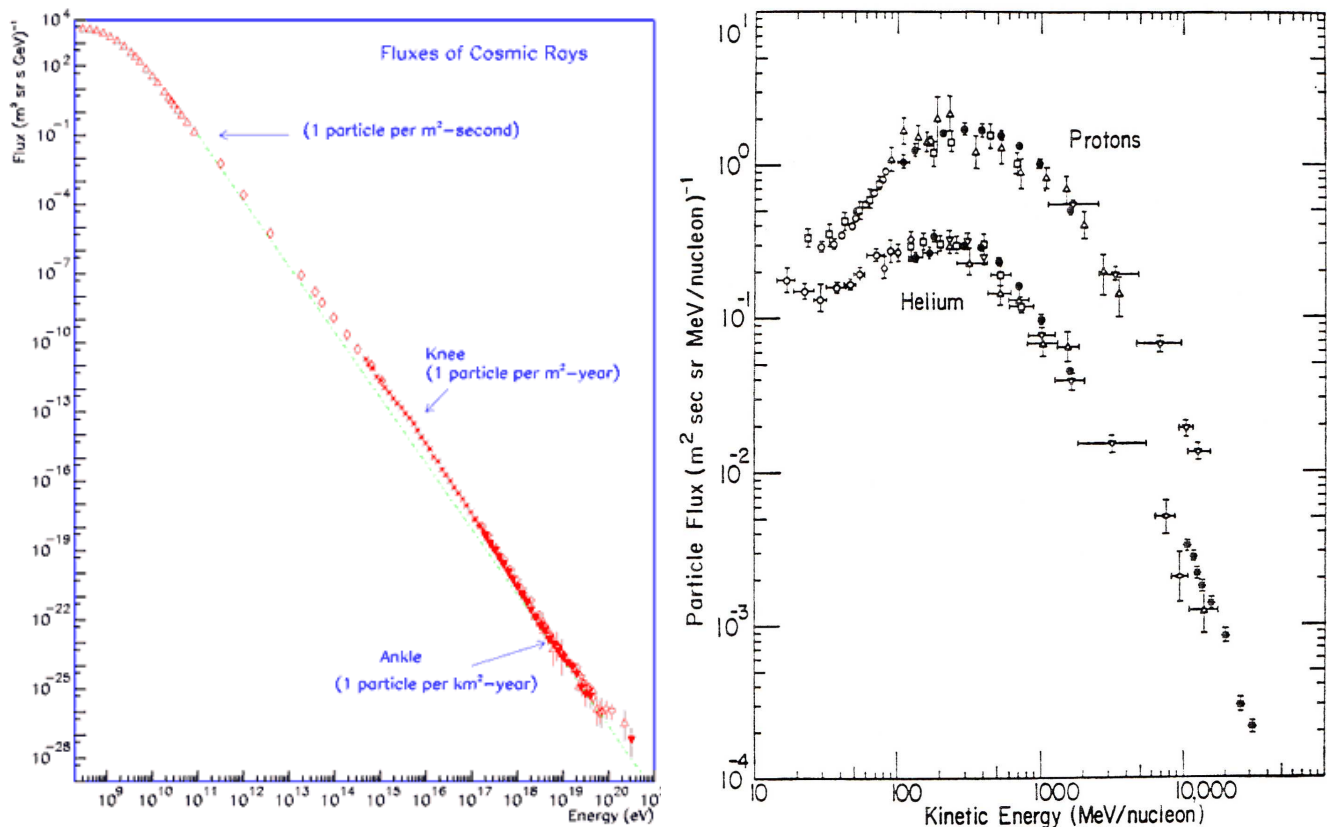


Figura 12.4: (*sinistra*) Spettro della componente nucleonica dei R.C.(S. Swordy plot - non trovo la ref). (*destra*) Spettri di energia di H ed He (da Longair, 1981); notare che la scala in ascissa è Mev/nucleone

esponenti $\delta=2.6$ per $10^{10} < E < 10^{15}$ eV e $\delta=3.2$ per $E > 10^{15}$ eV. Questo irripidimento è attribuito alla fuga delle particelle più energetiche, che non possono essere confinate dal campo magnetico galattico

(§ 12.4.3). Per energie $\geq 10^{19}$ eV lo spettro sembra appiattirsi ($\delta \sim 2.2 - 2.3$) per poi irripidirsi di nuovo. Questi cambi di pendenza prendono i nomignoli di “ginocchio”, “anca” e “seconda anca” (“knee” e “ankle” in fig. 12.4). Si fa notare che se a $\mathcal{E} \sim 10^{18.5}$ eV il numero di particelle rivelate è di $\sim 1 \text{ km}^{-1} \text{ anno}^{-1}$ ad $\mathcal{E} \sim 10^{20}$ eV se ne dovrebbero avere circa 3000 di meno. Di qui l’esigenza di rivelatori di cascata di dimensioni gigantesche (§ 12.4.3).

La fig. 12.4 *destra* mostra gli spettri di energia per H ed He, dove la modulazione solare è ben visibile. Essi hanno forme molto simili in funzione dell’energia. Modelli teorici per la modulazione solare permettono di correggere le osservazioni, suggerendo che la legge di potenza possa estendersi anche alle basse energie.

Per quanto riguarda le altre componenti nucleoniche, anch’esse hanno spettri di energia simili a quelli riportati in fig. 12.4b. Tuttavia la conoscenza del loro spettro è limitata ad energie² $\leq 10^{12}$ eV/nucleone. Gli spettri dei raggi cosmici con $Z \leq 14$ sono ben rappresentati, nella loro parte di alta energia, da leggi di potenza con $\delta=2.6$, mentre i nuclei del gruppo del ferro sembrano avere una distribuzione più piatta, con $\delta \simeq 2.1$.

12.1.3 Costanza del flusso dei raggi cosmici nello spazio e nel tempo

Informazioni su quanto il flusso dei raggi cosmici sia rimasto costante nel tempo e in regioni diverse della Galassia si possono ottenere dallo studio degli isotopi instabili di determinati elementi che vengono prodotti nei meteoriti dal bombardamento da parte della radiazione primaria.

Supponiamo che un meteorite sia soggetto ad un flusso $f(t)$ di radiazione primaria, la quale produce nuclei di un isotopo con vita media τ . E’ ragionevole supporre che, in ogni istante, la quantità di nuclei prodotta sia proporzionale al flusso di radiazione, cioè sarà $\alpha f(t)$ al secondo, con α costante. Al tempo t l’abbondanza $F(t)$ di tale isotopo sarà data da:

$$F(t) = \alpha \int_{-\infty}^t f(x) e^{-(t-x)/\tau} dx \approx \alpha \tau \overline{f(t)} \approx \alpha \tau f(t)$$

dove il secondo segno di \approx è valido se $f(t)$ si è mantenuto relativamente costante negli ultimi τ anni. Di conseguenza la determinazione nei meteoriti dell’abbondanza di un dato isotopo di vita media nota, τ , permette di valutare quale è stata $\overline{f(t)}$ negli ultimi τ anni e, dal confronto con la sua abbondanza attuale nel flusso dei raggi cosmici, di determinare se essa è variata o meno.

Dallo studio degli isotopi a vita medio-breve, come il ^{14}C , si deduce che il flusso medio dei raggi cosmici non può essere variato più di qualche % negli ultimi 5000 anni. Le abbondanze di isotopi con vite medie più lunghe (per esempio il ^{40}K) ci forniscono informazioni fino a $10^7 \div 10^9$ anni fa. Se ne deduce che, negli ultimi 4×10^9 anni, l’intensità dei raggi cosmici non può essere variata di più di un fattore 2 rispetto al valore che si trova attualmente.

Se assumiamo come valida tale affermazione dobbiamo anche dedurre che il flusso dei raggi cosmici deve essere altamente uniforme all’interno della Galassia, infatti in 10^9 anni essa ha subito un certo numero di rotazioni, (il periodo di rivoluzione del Sole intorno al centro galattico è $\sim 2.4 \times 10^8$ anni, §13.1.5), ed il Sole è venuto a trovarsi in posizioni via via diverse all’interno della Galassia. Non c’è però nessuna evidenza che il sistema solare, nel suo moto, abbia incontrato intensità di raggi cosmici apprezzabilmente diverse da quella presente.

La conclusione generalmente accettata è che i raggi cosmici, con la loro intensità presente, siano una caratteristica permanente della Galassia.

²Gli studi sulla composizione chimica degli UHECR è ancora in una fase estremamente preliminare, dato che per risalire dagli sciami a Terra alle particelle primarie occorre avere conoscenze molto dettagliate sulle caratteristiche dello spazio attraversato (materia e campi magnetici). Al momento si studiano modelli estremi costituiti da protoni e nuclei del Ferro.

12.1.4 Isotropia dei raggi cosmici

L'isotropia dei raggi cosmici può essere studiata da terra (anzi da *sotto terra* come nei laboratori del Gran Sasso o sotto la galleria del Monte Bianco³) analizzando la componente muonica della radiazione cosmica secondaria. Definiamo come parametro di isotropia la quantità:

$$\eta = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

dove I_{max} ed I_{min} sono il massimo ed il minimo flusso osservati di raggi cosmici. Le osservazioni indicano: $\eta \lesssim 3 \times 10^{-4}$ per $\mathcal{E} < 10^{12}$ eV e $\eta \lesssim 10^{-2}$ per $10^{12} < \mathcal{E} < 10^{16}$ eV. Per energie molto più elevate ($\mathcal{E} > 10^{18}$ eV) la situazione è controversa, data soprattutto la scarsa statistica

12.1.5 Vite medie dei raggi cosmici

Dalla conoscenza dello spessore di materia attraversato dai raggi cosmici durante la loro vita (§ 12.3) e dato che, viste le loro energie, essi si muovono alla velocità della luce, è possibile stimarne la vita media, intesa come permanenza (o tempo di confinamento) nella Galassia, come:

$$\tau_{RC} = \frac{4}{\bar{\rho}c} \quad (12.4)$$

dove $\bar{\rho}$ è la densità media di materia. Se i raggi cosmici sono confinati al disco della Galassia, dove la densità è di $\sim 3 \cdot 10^{-24}$ gr cm⁻³, la loro vita media risulta di $\sim 10^6$ anni. Se invece si assume che i raggi cosmici possano diffondere sia nel disco che nell'alone e che il volume occupato sia quindi quasi sferico con un raggio di $\simeq 10$ kpc (cap. 10), e la densità media di materia ~ 0.01 atomi cm⁻³, allora l'età dei raggi cosmici può salire di circa un fattore 100 e cioè a $\sim 10^8$ anni.

Un metodo diretto per determinare l'età dei raggi cosmici si basa sullo studio delle abbondanze di certi isotopi radioattivi, con vita media molto lunga, che sono presenti nella radiazione primaria. Il più importante è il ¹⁰Be, la cui sezione d'urto per frammentazione è piuttosto alta ($\sim 10\%$ della sezione d'urto totale per la produzione del Be) e quindi viene prodotto in quantità considerevole nei processi di frammentazione. Il ¹⁰Be ha una vita media a riposo $\tau_0 = 3.9 \times 10^6$ anni ma, se le particelle sono relativistiche, la vita media osservata è $\gamma\tau_0$, dove γ è il fattore di Lorentz. Il ¹⁰Be decade nel ¹⁰B per emissione di particelle β e quindi dalle abbondanze relative di ¹⁰Be e ¹⁰B, utilizzando un metodo simile a quello descritto in §12.1.3 per lo studio dei meteoriti, si può stimare quale è mediamente l'età dei raggi cosmici, osservati a terra. Il valore trovato è di $(2 \pm 1) \times 10^7$ anni, intermedio fra le due stime precedenti. Questo è quindi il tempo di confinamento, τ_{RC} , dei raggi cosmici nella Galassia.

12.1.6 Confinamento dei Raggi Cosmici

I tempi caratteristici di confinamento dei raggi cosmici nella Galassia, ottenuti in § 12.1.5, sono molto superiori ai tempi di transito delle particelle relativistiche nella Galassia, che, per dimensioni di 300 pc di spessore e 15 kpc di raggio e per una velocità di propagazione dell'ordine di c , sono $\sim 10^3 \div 4 \cdot 10^4$ anni. Di conseguenza queste particelle debbono subire un processo di confinamento. Tale confinamento è attribuito al campo magnetico galattico (§12.4.3).

Inoltre, dato che le vite medie sono almeno di 1-2 ordini di grandezza inferiori al tempo nel quale i raggi cosmici sono stati un fenomeno presente nella Galassia, se ne deve concludere che la loro produzione non può essere stata il risultato di un fatto episodico, avvenuto una volta per tutte, ma deve protrarsi nel tempo.

Nell'ipotesi che i raggi cosmici siano di origine galattica (§ 12.4) è possibile costruire un modello teorico per il loro confinamento, che sia in accordo con tutte le caratteristiche che conosciamo?

³Il laboratorio è andato distrutto il 23/03/1999 a causa di un pauroso incidente in cui un camion, carico di materiale infiammabile, prese fuoco. Ci vollero 53 ore per spegnere l'incendio e 39 persone persero la vita.

Un primo modello è quello della *scatola bucata* (*leaky box*), nel quale i raggi cosmici si propagano liberamente entro il volume di confinamento e vengono riflessi al bordo, con una probabilità finita, ad ogni riflessione, di fuggire. In questo modello τ_{RC} non è altro che l'inverso di detta probabilità. Questo modello, nel quale i raggi cosmici si propagano liberamente entro il volume di confinamento, pone dei problemi con i risultati sulla loro isotropia. Infatti, poichè il Sole si trova in posizione periferica, ci dovremmo aspettare un flusso maggiore dalla direzione delle regioni centrali della Galassia che da quella opposta.

Un modello alternativo consiste nel supporre che i raggi cosmici abbiano un comportamento di tipo diffusivo e, a causa dei numerosi cambiamenti nella direzione del moto causati dalle irregolarità del campo magnetico, perdono molto rapidamente memoria della direzione originale. Supponiamo, quindi, che i raggi cosmici siano prodotti in vari punti del disco, e diffondano sistematicamente lontano da essi e, dopo essersi allontanati di una distanza caratteristica L (per es., lo spessore del disco), sfuggano dalla Galassia. La velocità sistematica di diffusione è:

$$v_d = \frac{L}{\tau_{RC}}$$

e, evidentemente, può essere molto minore di c . In questo caso possiamo valutare il libero cammino medio ℓ fra due interazioni usando l'equazione standard per la diffusione molecolare:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D(\nabla^2 N) \quad (12.5)$$

dove $D = \ell c/3$ è il coefficiente di diffusione. Usando per semplicità solo gli ordini di grandezza, la (12.5) può essere approssimata con:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{N}{\tau_{RC}} \approx D \frac{N}{L^2} \quad \text{da cui} \quad D \approx \frac{L^2}{\tau_{RC}} \quad \text{e} \quad \frac{1}{3}\ell c \approx \frac{L^2}{\tau_{RC}} \quad (12.6)$$

Adottando $\tau_{RC} \approx 2 \times 10^7$ anni, come dalle misure del ^{10}Be , si ricava $\ell \approx 0.1$ pc se la diffusione avviene nel disco ($L \approx 500$ pc) e $\ell \approx 40$ pc se la diffusione avviene anche nell'alone ($L \approx 10\text{kpc}$). Questo approccio, dunque, ci dà solo un legame fra L ed ℓ , mentre sarebbe utile conoscere i due parametri indipendentemente.

Per stimare le due grandezze ci occorre un'altra informazione, che ricaveremo dai dati sulla isotropia. Ragioniamo allora modo seguente.

Se nella loro propagazione i raggi cosmici si muovono in modo casuale, per cui ogni particella subisce \mathcal{N} collisioni dopo ciascuna delle quali riprende a muoversi in una direzione completamente scorrelata dalla precedente, se cioè la propagazione può essere assimilata ad una specie di *random walk* con libero cammino medio ℓ , allora lo spostamento L che i raggi cosmici effettuano dalla loro posizione iniziale è, come noto:

$$L \approx \ell\sqrt{\mathcal{N}} \approx \ell \sqrt{\frac{\tau_{RC}}{\ell/c}}$$

Il percorso effettivamente coperto a velocità c dalla particella nel tempo τ_{RC} è invece $S = c \cdot \tau_{RC}$, da cui la velocità di diffusione:

$$v_d = \frac{L}{\tau_{RC}} = \frac{\ell}{\tau_{RC}} \sqrt{\frac{\tau_{RC}}{\ell/c}} = \frac{c}{\sqrt{\mathcal{N}}}$$

In presenza di una velocità di deriva v_d ci aspetta una anisotropia nel flusso dei raggi cosmici (effetto Compton-Getting) caratterizzata da un fattore di anisotropia η che si dimostra essere:

$$\eta = (2 + \delta) \times \frac{v_d}{c}$$

dove δ è l'esponente della $N(\mathcal{E})$ (§ 12.1.2).⁴ Sostituendo a v_d l'espressione precedente, si ottiene:

$$\eta \approx 5 \times \frac{L}{S} = \frac{5}{\sqrt{\mathcal{N}}} \quad (12.7)$$

Per un valore medio $\eta \approx 10^{-3}$ (§ 12.1.4), si trova, dalla (12.7) $\mathcal{N} \approx 2.5 \cdot 10^7$ e $v_d \approx 2 \cdot 10^{-4}c$. E' quindi possibile ricavare sia L che ℓ , indipendentemente, dalla conoscenza di τ_{RC} . Se si adotta $\tau_{RC} \approx 2 \times 10^7$ anni, si trovano $L \approx 1$ kpc (disco spesso) ed $\ell < 0.3$ pc.

Resta da verificare se ci sono effettivamente nella struttura del campo magnetico le irregolarità necessarie a giustificare il modello diffusivo. Irregolarità di questo tipo esistono nella Galassia (gusci di Supernovæ, regioni di idrogeno ionizzato, ecc.), per cui sembra plausibile che il flusso dei raggi cosmici sia reso isotropo da questi urti multipli.

Una ulteriore possibilità molto interessante è che il processo di diffusione sia causato dall'interazione delle particelle con onde di Alfvén (§ 8.4.6) eccitate dal flusso stesso delle particelle. La trattazione di questo processo è estremamente complicata, ma le particelle finirebbero per propagarsi alla velocità tipica di Alfvén (§ 8.4.6):

$$u_A = \sqrt{\frac{H^2}{4\pi\rho}}$$

Per $\rho \approx 3 \cdot 10^{-24}$ g cm⁻³ e $H \approx 3$ μG , risulta : $u_A \approx 5 \times 10^5$ cm s⁻¹, che è compatibile con i livelli osservati di isotropia.

12.1.7 Bilancio energetico

Sappiamo che il flusso dei raggi cosmici è stato costante nel tempo per almeno 10^9 anni; d'altra parte la vita media delle particelle, τ_{RC} , è ben minore di 10^9 anni (§ 12.1.5). Ne segue che deve esserci una produzione continua di particelle ad un ritmo tale da rimpiazzare quelle che via via decadono o fuggono dalla Galassia. Stimiamo la quantità di energia per unità di tempo che deve essere fornita costantemente per rimpiazzare quella persa, dal rapporto fra il contenuto totale di energia dei raggi cosmici nella Galassia, espresso come il prodotto fra la densità di energia u_{RC} e il volume della Galassia, e la vita media, τ_{RC} , abbiamo:

$$\frac{U_{RC}}{\tau_{RC}} \approx \frac{u_{RC} \times V_{Gal}}{\tau_{RC}} \approx 2 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1} \quad [V_{Gal} \approx 180 \text{ kpc}^3] \quad (12.8)$$

(V_{Gal} è stato calcolato assumendo per la Galassia una geometria di disco, di raggio $R_{GAL} = 12$ kpc e spessore $h_{Gal} = 0.4$ kpc) Questa è quindi l'energia per unità di tempo che deve essere fornita con continuità ai raggi cosmici per mantenerli in una condizione di stazionarietà. Si noti che tale potenza, rilasciata sotto forma di particelle relativistiche, è solo il 5% dell'energia totale liberata dalla Galassia attraverso processi termici (sostanzialmente radiazione luminosa) ma circa due ordini di grandezza maggiore della potenza radio (alcune volte 10^{38} erg s⁻¹; §§ 10.3.2 e 10.3.3).

⁴Questo effetto è dovuto alle trasformazioni che si devono applicare quando si passa dal sistema in cui i raggi cosmici sono mediamente in quiete, ossia in cui non c'è un moto sistematico, a quello dell'osservatore, nel quale, in aggiunta al moto relativistico isotropo, si sovrappone il moto di deriva. Le quantità che si trasformano sono: l'intervallo di tempo, l'angolo solido e l'intervallo di energia in cui il flusso è misurato. I fattori di trasformazione sono potenze del fattore Doppler, come mostrato in § 20 per le variazioni di luminosità dovute al moto di una sorgente di radiazione rispetto all'osservatore. Nel caso presente abbiamo particelle relativistiche anziché fotoni e ne consideriamo il flusso numerico, e non di energia, ricevuto dall'osservatore. L'equazione di trasformazione è la 20.7, con esponente $2+\delta$ (al posto dell'indice spettrale $\alpha+1$ dei fotoni si deve sostituire quello dei raggi cosmici, δ). Inoltre, essendo $\beta_{v_d} = v_d/c \ll 1$, si può sviluppare in serie la 20.7 modificata, ottenendo l'espressione finale per il flusso dei raggi cosmici per θ qualsiasi e quindi calcolare il coefficiente di anisotropia secondo la definizione.

12.2 Equilibrio fra raggi cosmici, gas e campo magnetico

In § 11.3 si discute come la presenza di un campo gravitazionale sia necessaria per contrastare gli effetti di espansione dovuti non solo alla pressione del gas e dei raggi cosmici, ma anche la pressione dovuta al campo magnetico. Per studiare come questa azione di confinamento si realizza, scriviamo l'equazione barometrica del sistema. Per semplicità supponiamo che il campo magnetico sia uniforme e parallelo al piano della Galassia (cap.11) e immerso in una atmosfera isoterma di gas a densità $\rho(z)$ (z è l'altezza sul piano galattico), e pressione $\rho \times u^2$, (dove u^2 è il valore quadratico medio della velocità), in direzione z , sia termica che dovuta ai moti turbolenti su grande scala e che possiamo assumere, in prima approssimazione, costante. Siano inoltre $g(z)$ l'accelerazione di gravità e p_{RC} la pressione esercitata dai raggi cosmici. L'equazione dell'equilibrio barometrico, per un elemento di volume di coordinata z perpendicolarmente al piano è:

$$\frac{d}{dz} \left(\rho u^2 + \frac{H^2}{8\pi} + p_{RC} \right) = -\rho(z) \times g(z)$$

Non avendo informazioni su come la pressione del campo magnetico e dei raggi cosmici variano in funzione di z le scriveremo come funzioni della pressione del gas, e, in prima approssimazione, proporzionali ad essa. Ossia:

$$\frac{H^2}{8\pi} \approx a\rho u^2 \quad p_{RC} \approx b\rho u^2$$

con a e b costanti. L'equazione dell'equilibrio barometrico diviene:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = -\frac{g(z)}{u^2(1+a+b)}$$

che integrata dà:

$$\ln \rho(z) \propto -\frac{1}{u^2(1+a+b)} \int g(z) dz \approx -\frac{\langle g \rangle z}{u^2(1+a+b)}$$

cioè

$$\rho(z) = \rho_0 e^{-z/z^*} \quad \text{con} \quad z^* \approx \frac{u^2(1+a+b)}{\langle g \rangle}$$

dove z^* è una altezza caratteristica sul piano della Galassia e corrisponde al valore per cui la densità si è ridotta ad $1/e$, e $\langle g \rangle$ è il valor medio dell'accelerazione di gravità nell'intervallo $[0 - z^*]$. Ponendo nelle relazioni precedenti valori noti sperimentalmente, dedotti dalla distribuzione delle stelle perpendicolarmente al piano, ossia: $z^* \approx 150$ pc, $u \approx 6$ km s⁻¹ e $\langle g \rangle \approx 1.6 \times 10^{-9}$ cm s⁻² si trova che deve essere $a + b \approx 1$, ossia, perchè la Galassia sia in equilibrio, occorre che la pressione del gas sia uguale alla pressione combinata dei raggi cosmici e del campo magnetico:

$$\rho u^2 \approx p_{RC} + \frac{H^2}{8\pi} \quad (12.9)$$

Poichè sul piano della Galassia $\rho_0 = 3 \times 10^{-24}$ gr cm⁻³, $\rho_0 u^2 \approx 10^{-12}$ erg cm⁻³ (≈ 0.6 eV cm⁻³), si vede che la (12.9) è approssimativamente verificata nelle vicinanze del sistema solare, dove si ha $u_{RC} \approx 0.5 \div 1$ eV cm⁻³ e $H^2/8\pi \sim 0.2$ eV cm⁻³.

Dalla (12.9) si vede anche che H non può essere molto maggiore di ≈ 5 μ G (ma vedi cap. 11.2) senza porre problemi alla condizione di equilibrio ($a + b \approx 1$). Per una ragione analoga, neppure P_{RC} può essere molto più grande del valore stimato nelle vicinanze del Sole. Poichè la pressione dei raggi cosmici è dovuta praticamente ai soli protoni, se ne conclude che la densità di protoni è approssimativamente uniforme nella Galassia.

12.2.1 Instabilità di Parker

Si è supposto, in § 12.2, che il gas interstellare, i raggi cosmici e il campo magnetico siano distribuiti in maniera uniforme. In realtà non è esattamente così. La ragione di ciò è che una distribuzione uniforme del mezzo interstellare tende ad essere instabile. Possiamo vederlo con l'aiuto di fig. 12.5.

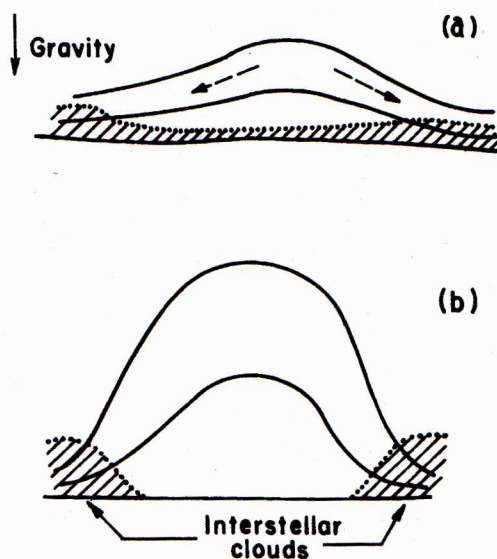


Figura 12.5: Schema dell'instabilità di Parker: a) linee di campo magnetico, perturbate, che fuoriescono dal piano galattico; b) configurazione finale

Consideriamo inizialmente una configurazione di equilibrio in cui il gas interstellare e i raggi cosmici siano distribuiti uniformemente in uno strato parallelo al piano galattico, nel quale vi sia un campo magnetico uniforme. Il campo gravitazionale, per simmetria, è diretto verso il piano galattico. Supponiamo, ora, che si produca una perturbazione (per es., un aumento di pressione) che deforma il campo magnetico, rigonfiandolo verso l'alto, come mostrato in fig. 12.5a. Se il campo magnetico è congelato nel gas interstellare, quest'ultimo inizialmente si solleverà entro il rigonfiamento, ma, per effetto della forza di gravità, tenderà poi a scivolare lungo le linee di forza del campo magnetico, come indicato in figura, accumulandosi ai bordi del rigonfiamento. La fuoriuscita del gas produrrà una diminuzione della pressione totale entro il rigonfiamento. Per mantenere l'equilibrio di pressione in direzione parallela al piano, si avrà eventualmente un flusso di raggi cosmici dalle regioni circostanti. Si genererà così una *bolla magnetica leggera*, in cui la densità della materia sarà molto più bassa di quella nelle regioni circostanti. Tale bolla tenderà quindi a *galleggiare*, per effetto della spinta di Archimede, salendo ulteriormente rispetto al piano galattico e trasportando i raggi cosmici contenuti, come indicato in fig. 12.5b. Naturalmente, tanto più le linee di campo magnetico si deformano, tanto più cresce la tensione magnetica. Si arriverà, infine, ad una situazione in cui la spinta di Archimede viene bilanciata e la bolla si stabilizza.

Questo processo aiuta a capire come si possa produrre, all'esterno del disco, un *alone dinamico* contenente campo magnetico e raggi cosmici.

12.3 La componente elettronica

La scoperta di una componente elettronica nei raggi cosmici risale ai primi anni '60. Già all'inizio degli anni '50 era stato possibile porre un limite superiore all'energia associata ad un eventuale flusso di elettroni dell'ordine del $\approx 2\%$ dell'energia associata al flusso totale dei raggi cosmici. Ne conseguiva la scarsa importanza dal punto di vista energetico e dello studio delle particelle elementari. Tuttavia

l'interpretazione della emissione non-termica della Galassia in termini di emissione di sincrotrone, che implicava la presenza sia di campo magnetico che di elettroni relativistici, diede un notevole impulso alla ricerca di questi elettroni nella componente primaria, finché questi non vennero trovati, nel 1961.

Più del 90% delle particelle che costituiscono la componente elettronica hanno carica negativa; il rimanente è costituito da positroni. Questo implica che la maggior parte della componente elettronica *deve* essere primaria, e non il risultato del decadimento dei mesoni π^\pm prodotti dall'interazione dei raggi cosmici col mezzo interstellare (§ 10.4.2). In questo caso, infatti, elettroni e positroni sarebbero presenti in un rapporto 1:3 a basse energie tendendo a divenire numericamente uguali ad alte energie. La densità di energia associata alla componente elettronica è risultata essere $\sim 1\%$ di quella della componente nucleonica, ossia $\approx 10^{-2}$ eV cm $^{-3}$.

Gli elettroni possono essere studiati sia in maniera diretta mediante osservazioni effettuate fuori dell'atmosfera, sia indirettamente, derivandone le proprietà dallo studio della loro emissione nella Galassia. Essi infatti, a differenza della componente nucleonica, rivelano la loro presenza perchè emettono radiazione di sincrotrone nel debole campo magnetico galattico, alle lunghezze d'onda radio, e radiazione per Compton Inverso e Bremsstrahlung relativistica alle frequenze γ . In linea di principio è dunque possibile, attraverso lo studio dell'emissione *radio* e *gamma*, avere informazioni complementari per estendere lo studio della componente elettronica fuori dal sistema solare a tutta la Galassia (§ 10.4.2).

Lo studio delle distribuzioni spettrale e spaziale degli elettroni cosmici nella Galassia è di grande interesse in quanto fornisce preziose informazioni sulla propagazione, il confinamento e la produzione di particelle di altissima energia. Dallo studio dello spettro di sincrotrone si può dedurre lo spettro di energia degli elettroni cosmici, valutarne le perdite energetiche e il tempo di confinamento, e confrontare questi risultati con le osservazioni dirette.

12.3.1 Forma dello spettro

Esperimenti a Terra e da palloni o veicoli spaziali hanno fornito a tutt'oggi misure dello spettro di energia da ≈ 1 -2 GeV fino a circa 10^3 GeV. Da questi dati risulta che la modulazione nel flusso causata dal vento solare non dovrebbe essere molto importante ad energie superiori a ~ 4 -5 GeV, per cui al di sopra di questo valore è possibile confrontare le misure dirette con le stime derivate dalle osservazioni radio. Per energie inferiori a 5 GeV sarebbe necessario applicare correzioni, non sempre sicure.

Tali dati hanno mostrato che lo spettro di energia è descritto da:

$$N_e(\mathcal{E}) = N_{e,0} \mathcal{E}^{-\delta_e} \quad \delta_e = 2.7 \div 3.0$$

intorno a 10 GeV e si irripidisce ad energie maggiori raggiungendo $\delta_e \approx 3.5$. Ci sono tuttavia discrepanze fra le diverse determinazioni:

i) La normalizzazione dello spettro, $N_{e,0}$, differisce, da esperimento a esperimento, fino ad un fattore 2;

ii) L'energia a cui lo spettro si irripidisce è diversa nei diversi esperimenti. Dal recente (2000) esperimento a bordo del satellite AMS, destinato allo studio dell'Anti-Materia Cosmica, risulta $\delta_e \approx 3.4$ già ad energie⁵ ≈ 2 GeV, mentre in esperimenti precedenti l'irripidimento avviene ad energie di qualche decina di GeV.

Lo spettro degli elettroni determinato a terra negli anni '70 e rideterminato dall'esperimento AMS nel 2000 sono mostrati in fig. 12.6.

Utilizzando anche le informazioni indirette, pur con le loro incertezze, si può cercare di ricostruire un quadro esteso al più ampio intervallo di energie possibile e esaminarne coerenza e contraddizioni.

Come già discusso in § 10.4.2, una importante componente dell'emissione γ galattica è dovuta ad emissione di bremsstrahlung relativistica degli elettroni relativistici con la materia interstellare. Tale

⁵Energie corrette per la modulazione del vento solare.

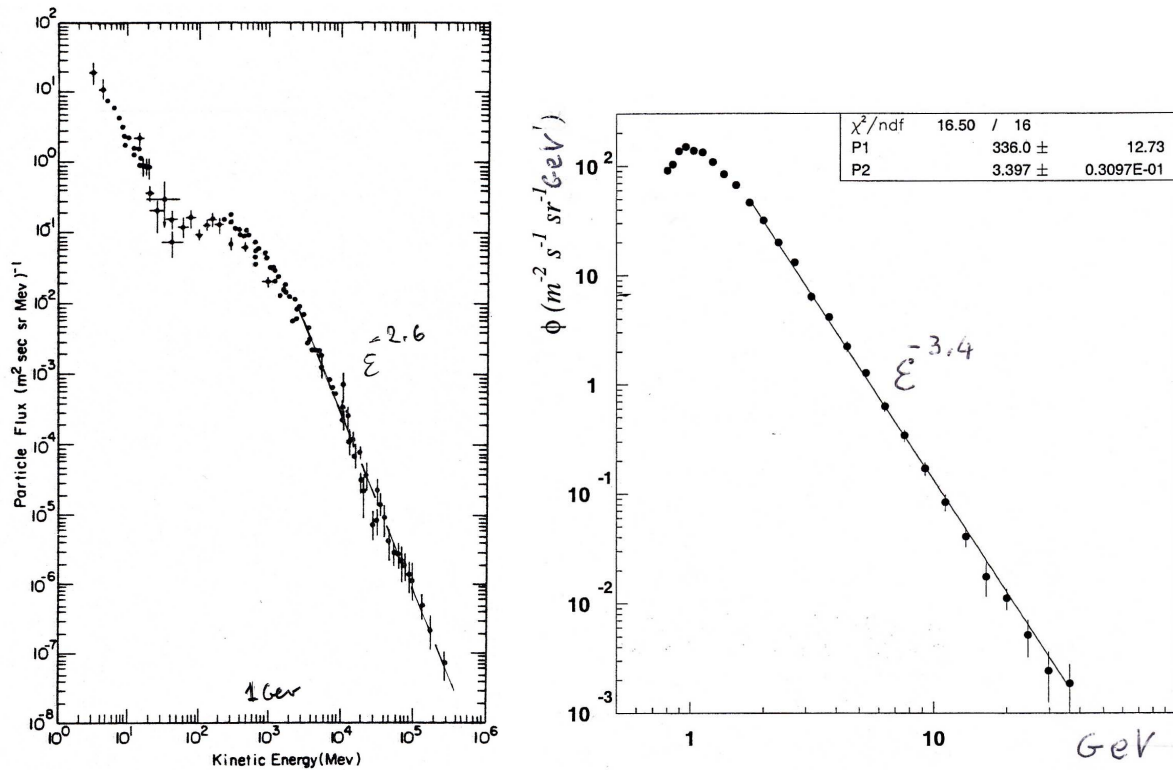


Figura 12.6: Spettro di energia degli elettroni cosmici negli anni '70 (*sinistra*) e come rimisurato nel 2000 dall'esperimento AMS (Casadei, 2004, Ap.J., 612, 262) (*destra*).

emissione diventa dominante, rispetto a quella dovuta al decadimento di π_0 , per $\mathcal{E}_\gamma < 100$ Mev. L'esponente fotonico, δ_γ ($F(\mathcal{E}_\gamma) \propto \mathcal{E}_\gamma^{-\delta_\gamma}$), di tale radiazione è uguale al δ_e degli elettroni che la producono e l'energia degli elettroni è dell'ordine di quella dei fotoni emessi. Da modelli che descrivono le proprietà spettrali dell'emissione γ , si è dedotto che $\delta_\gamma = \delta_e \leq 2$, per energie < 0.3 Gev e ≈ 2.7 ad energie maggiori.

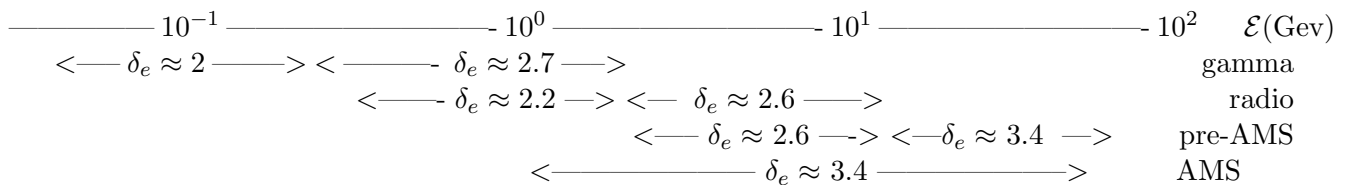
L'emissione radio di sincrotrone della galassia è studiata (anche da satellite, § 10.3.1) nell'intervallo $0.005 \leq \nu_s(\text{GHz}) \leq 10$, e, come già visto, l'indice spettrale della radiazione è:

$$\alpha \approx 0.6 \quad [0.005 \leq \nu_s(\text{GHz}) \leq 0.1] \quad \alpha \approx 0.8 \quad [\nu_s(\text{GHz}) > 0.4]$$

Da questi dati, e dalla relazione $\mathcal{E}_e \propto (\nu_s H_\perp)^{1/2}$, si può dedurre $\delta_e = 2\alpha + 1$ negli intervalli di energia corrispondenti agli intervalli di frequenza considerati ($H_\perp = 4 \mu G$, § 11.2.3):

$$\delta_e \approx 2.2 \quad [\mathcal{E}_e \leq 0.3 \text{ Gev}] \quad \delta_e \approx 2.6 \quad [\mathcal{E}_e > 0.6 \text{ Gev}]$$

La sintesi di quanto sopra è la seguente:



Come si vede, ci sono contraddizioni (forse riconciliabili) fra i conteggi diretti e le indicazioni indirette che provengono dalla radiazione gamma e da quella radio nell'intervallo di energie da ≈ 0.3 a ≈ 2 Gev e

soprattutto fra i dati da osservazioni dirette per energie < 10 GeV. Queste contraddizioni, in particolare la seconda, non sono conciliabili con uno schema interpretativo del tipo delineato in § (6.3.2), dove si analizzava la forma dello spettro di elettroni relativistici a seguito delle perdita di energia dovute a sincrotrone, bremsstrahlung relativistica e ionizzazione.

Se, però, si ignorano i dati dell'esperimento AMS (anche se non c'è nessuna forte ragione per farlo), allora uno schema interpretativo basato sulla soluzione stazionaria ($\partial\mathcal{N}/\partial t = 0$) dell'equazione di continuità (6.16) è possibile. Il tempo di confinamento (T_{conf}) e i valori H_{\perp} e δ sono trattati come parametri liberi. Considerando anche l'effetto Compton Inverso degli elettroni con i fotoni della radiazione di fondo a 3 K, la (6.16) si riscrive, nel caso stazionario:

$$\frac{\partial}{\partial \mathcal{E}} \left(\frac{d\mathcal{E}}{dt} \mathcal{N}(\mathcal{E}, t) \right) + \frac{\mathcal{N}(\mathcal{E}, t)}{T_{conf}} = Q(\mathcal{E}, t) \quad \text{con} \quad \frac{d\mathcal{E}}{dt} = -b\mathcal{E}^2(H^2 + 8\pi w_f)$$

La soluzione di questa equazione è discussa in § 6.3.1 (caso d). L'accordo migliore coi dati si ottiene con uno spettro di iniezione di indice $\delta = 2.68 \pm 0.03$, che è notevolmente simile al valore determinato per la componente nucleonica, facendo pensare che il meccanismo che inietta ed accelera sia gli elettroni che i protoni nella Galassia sia lo stesso. L'energia critica \mathcal{E}_T (§ 6.1.1), deducibile tenendo conto simultaneamente dall'irripidimento dello spettro di energia ($\mathcal{E} \geq 10$ GeV) e della forma dello spettro radio ($\nu_{br} > 10$ GHz) è determinata dal campo magnetico. Per $H_{\perp} \approx 4\mu G$ si ha $\mathcal{E}_T > 20$ GeV, $\nu_{br} > 15$ GHz e $T_{conf} \leq 2 \times 10^7$ anni

Resta da giustificare l'appiattimento dello spettro radio a frequenze inferiori a 100 MHz, cui dovrebbe corrispondere un valore $\delta \leq 2.2$ nello spettro di energia per $\mathcal{E} \lesssim 1$ GeV, per $H_{\perp} = 4\mu G$. (Si ricorda, § 10.4.2, che dallo spettro della radiazione γ galattica risulterebbe $\delta_e \leq 2.0$ a energie < 70 MeV e risulterebbe $\delta_e \sim 2.7$, ad energie maggiori (fig. 10.14 destra). La spiegazione più semplice è invocare le perdite di energia per ionizzazione. Per una densità media del gas interstellare $n_{is} \approx 1 \text{ cm}^{-3}$, e un tempo di confinamento di $\approx 2 \times 10^7$ anni le perdite di energia per ionizzazione sono significative per $\mathcal{E} < 0.4$ GeV, giustificando l'appiattimento dello spettro radio a $\nu < 0.1$ GHz.

Lo spettro di energia risultante è, in pratica, quello di Fig. 6.3.

Infine, si deve notare che, usando lo spettro di AMS con $\mathcal{E}_{br} \leq 2$ GeV e mantenendo $H_{\perp} = 4\mu G$, si otterrebbe $\nu_{br} \sim 0.2$ GHz e $\tau_e = 1.7 \cdot 10^8$ anni. L'indice spettrale α della radiazione di sincrotrone, per $\nu_{br} > 0.2$ GHz, dovrebbe essere 1.2, in disaccordo con quanto osservato.

Per non avere questa contraddizione bisognerebbe ipotizzare uno spettro di iniezione degli elettroni con $\delta_e = 3.4$, diverso da quello della componente nucleonica.

Alternativamente si dovrebbe assumere che lo spettro di energia misurato non è rappresentativo della componente elettronica galattica, ma solo di una componente periferica o addirittura locale (bolla solare??, § 15.12.1).

12.3.2 Stime del campo magnetico galattico

In § 12.3.1 si è cercato di estendere lo spettro di energia degli elettroni osservato utilizzando i dati sperimentali nelle bande γ e radio, assumendo, in questo caso, un valore per H_{\perp} . Questi stessi possono essere utilizzati anche per ricavarne i flussi di elettroni cosmici e quindi per stimare un intervallo di valori plausibili per il campo magnetico, integrando così l'analisi sviluppata in § 11.2.3.

Una rappresentazione sintetica della (in)consistenza fra i conteggi osservati degli elettroni e quelli previsti dalle misure radio e γ è data in fig. 12.7, (nella forma $I_{el}\mathcal{E}^3$), e mostra i conteggi di elettroni derivabili dalla emissione radio della Galassia (per valori diversi di H_{\perp}) e dai dati γ insieme ai conteggi diretti di alcuni autori ad $\mathcal{E} = 10$ GeV.

Per usare i dati radio partiamo dall'emissività di sincrotrone per un insieme di elettroni con spettro

di energia $N(\mathcal{E}) \propto \mathcal{E}^{-\delta}$, data da:

$$J_s(\nu_s) = w_s(\mathcal{E}, \nu_s) N(\mathcal{E}) \frac{d\mathcal{E}}{d\nu_s} = b\mathcal{E}^2 N_{\perp}^2 N(\mathcal{E}) \frac{d\mathcal{E}}{d\nu} \quad (12.10)$$

Derivando la $\mathcal{E} \propto \nu_s^{1/2} H_{\perp}^{-1/2}$ rispetto a ν_s e sostituendo nella (12.10) si ottiene;

$$J_s(\nu_s) \propto \nu_s^{1/2} H_{\perp}^{1/2} N(\mathcal{E})$$

da cui, usando la (2.6):

$$B(\nu_{oss}) = \frac{J_s(\nu_s)\ell}{4\pi} \propto \frac{\ell}{4\pi} \nu_{oss}^{1/2} H_{\perp}^{1/2} N(\mathcal{E}) \quad (12.11)$$

e quindi $N(\mathcal{E})$ ed il flusso di elettroni cosmici:

$$I_{el} = \frac{N(\mathcal{E})c}{4\pi} \propto B(\nu_{oss}) \nu_{oss}^{-1/2} H_{\perp}^{-1/2} \quad (12.12)$$

Per ciò che riguarda i dati γ partiamo dalla (3.17), da cui si ricava:

$$I_{ph}(\mathcal{E}|\text{GeV}) = \frac{J_{ph}(\mathcal{E}|\text{GeV})\ell}{4\pi} = \frac{10^{-15}}{\delta - 1} n_H N_{el}(\mathcal{E}|\text{GeV}) \frac{\ell}{4\pi}$$

Il flusso di elettroni, in [$\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-1} \text{sr}^{-1}$] è allora:

$$I_{el}(\mathcal{E}|\text{GeV}) = \frac{N_{el}(\mathcal{E}|\text{GeV}) \cdot c}{4\pi} = \frac{I_{ph}(\mathcal{E}|\text{GeV}) \cdot (\delta - 1) \cdot c}{10^{-15} n_H \cdot \ell} \quad (12.13)$$

Il flusso di fotoni γ per bremsstrahlung relativistica, nell'intervallo $35 \div 100$ Mev, è dato in § 10.4.2. Per ottenerlo in forma "monocromatica" ad una data energia occorre svolgere l'integrale:

$$A \int_{35}^{100} I_{ph}(\mathcal{E}|\text{MeV}) d\mathcal{E} = A \int_{35}^{100} \left(\frac{\mathcal{E}|\text{MeV}}{100} \right)^{-\delta} d\mathcal{E} = 1.86 A = 2.7 \cdot 10^{-5}$$

Per $\delta = 2$, $A = 1.45 \cdot 10^{-7}$.

Introducendo nella (12.13): $I_{ph}(0.1|\text{Gev}) = 1.45 \cdot 10^{-4}$ ($\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-1} \text{sr}^{-1}$), $\delta = 2$, $n_H = 1$, $\ell = 150$ pc (§ 10.4.2) otteniamo

$$I_{el}(0.1|\text{GeV}) = 9.42 \quad (\text{el cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-1} \text{sr}^{-1}) \quad (12.14)$$

12.3.3 Discussione

I flussi di elettroni, ottenuti mediante la (12.12) per osservazioni radio effettuate al NGP e dalla (12.14) per i dati γ sono mostrati in fig. 12.7. Per i dati radio, $\ell = 0.5$ kpc nella (12.11) e $H_{\perp} = 3, 6, 9, 12 \mu\text{G}$.

A basse energie i conteggi derivati con $H_{\perp} \lesssim 6\mu\text{G}$ sono compatibili col valore ricavato dal dato γ , mentre per H_{\perp} maggiori il disaccordo potrebbe essere ridotto solo supponendo uno spessore del disco γ $2 \div 4$ volte maggiore, in ch  non pare plausibile.

Ad alte energie, invece, i conteggi diretti sembrerebbero accordarsi meglio con i valori ottenuti con i campi magnetici pi  grandi, il ch  pare implausibile (§ 12.2), a meno che le incertezze sulla normalizzazione dello spettro $N(\mathcal{E})$ non siano assai maggiori di quanto stimato (un'incertezza di un fattore ~ 3 porterebbe i conteggi vicino ai valori derivati con $H_{\perp} \sim 6\mu\text{G}$).

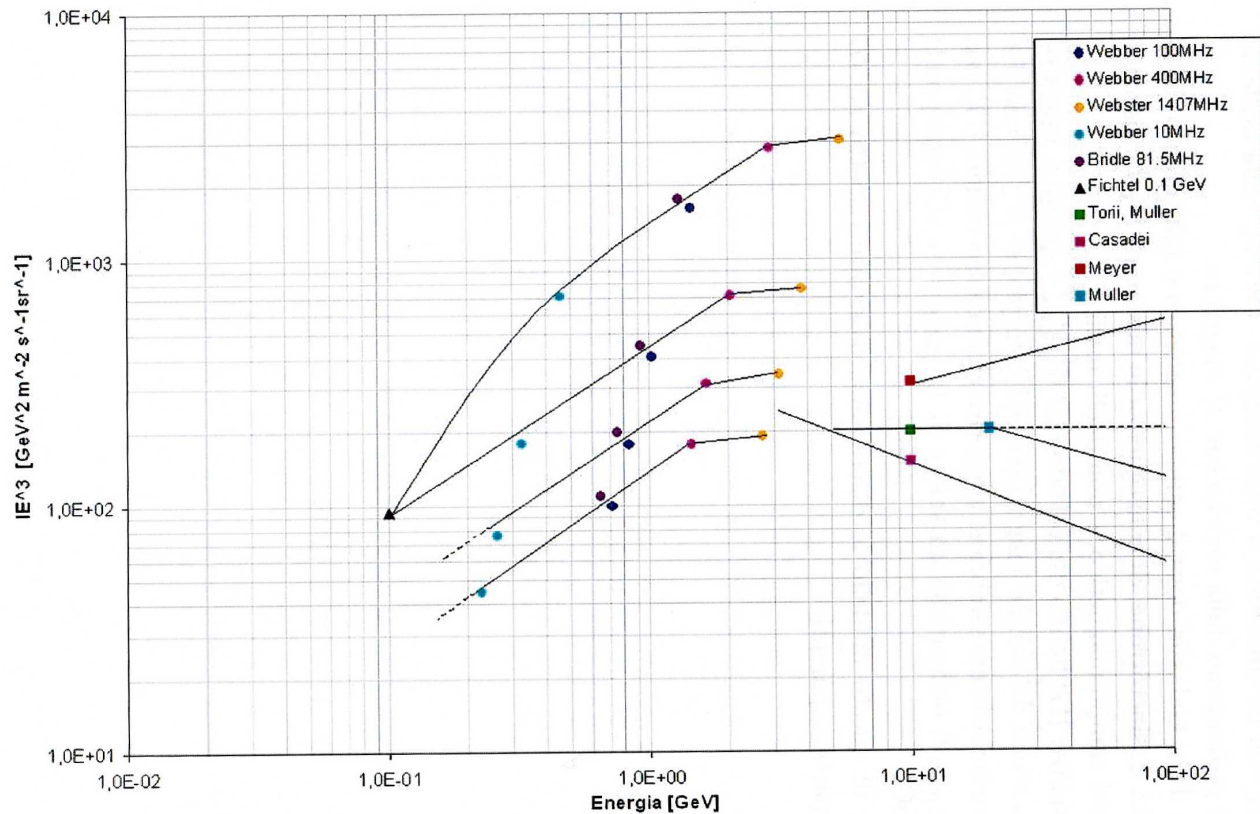


Figura 12.7: Spettro di energia ($I_{el} E^3$) degli elettroni derivato dai dati radio (pallini) e γ (triangolo ad $E = 0.1$ GeV). Il flusso previsto è stato calcolato, dall'alto al basso, per $H_{\perp} = 3, 6, 9, 12 \mu\text{G}$. I colori dei pallini rappresentano misure di vari autori; le linee sono tracciate per aiutare l'occhio a riconoscere i dati ottenuti con lo stesso valore di H_{\perp} . I conteggi diretti sono rappresentati dai quadrati ad $E > 10$ GeV. Le rette attraverso questo ultimi punti danno un'indicazione dello spettro degli elettroni degli esperimenti riportati (Tesi di Laurea di Giulia Macario).

12.4 Origine dei raggi cosmici: Galattica o extragalattica?

In quanto segue assumeremo che i raggi cosmici siano prodotti da qualche meccanismo da determinare, interno od esterno alla Galassia, e che qui restino confinati, nel disco e/o nell'alone, per tempi dell'ordine di 10^7 anni.

Considereremo solo i due modelli estremi che prevedono la formazione dei raggi cosmici all'interno della Galassia (*modello galattico*) per esempio come prodotto della esplosione di Supernovae (cap. 15) o in altre galassie, forse vicine a noi (*modello extragalattico* o *universale*), dalle quali poi diffonderebbero nello spazio intergalattico fino a raggiungere la Galassia.

Nessuno di questi due modelli spiega pienamente tutti i risultati sperimentali per cui il problema dell'origine dei raggi cosmici è ancora in parte aperto, anche se c'è una forte preferenza per il modello galattico. Ovviamente modelli di tipo intermedio sono sempre possibili.

Esamineremo vari punti, ciascuno dei quali gioca a favore dell'una o dell'altra ipotesi.

12.4.1 Bilancio energetico e sorgenti di Raggi Cosmici

Vista la quantità di energia ($2 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$, eq. 12.8) che occorre fornire ai raggi cosmici per ripristinare quella perduta, la domanda che ci si pone è: quali sono i meccanismi di produzione continua di tale energia sotto forma di particelle relativistiche?

Gli oggetti della Galassia che sembrano più promettenti come sorgenti di raggi cosmici sono certi tipi di stelle che, al termine della loro evoluzione, raggiungono una fase esplosiva con conseguente

collasso, liberando nello spazio interstellare grandi quantità di materia. Si tratta delle Supernovæ (cap. 15) che rappresentano la fase finale dell'evoluzione di certe stelle, e delle Stelle di Neutroni (cap. 16), che possono eventualmente dare origine alle pulsar (cap. 17). Le abbondanze chimiche dei raggi cosmici, ricche di elementi pesanti, giocano senz'altro a favore di una loro origine nelle Supernovæ, dove gli elementi sono stati abbondantemente processati fornendo elementi di numero atomico elevato. Altre stelle, incluso il Sole, vanno soggette a fenomeni esplosivi, assai meno violenti, durante i quali vengono liberate piccole quantità di raggi cosmici, ma questi non contribuiscono in maniera apprezzabile (sei ordini di grandezza meno del necessario) ai raggi cosmici che osserviamo.

Nei gusci di materia in rapida espansione intorno alla stella esplosa, sono racchiuse quantità notevoli di particelle relativistiche, come è dimostrato dal fatto che questi sono intense radiosorgenti di sincrotrone (Resti di Supernova, SNR, § 15.4). La richiesta energetica di 2×10^{40} erg s^{-1} in particelle relativistiche, si traduce in una energia per Supernova pari a:

$$U_{SN} \approx 6 \times 10^{47} / f_{SN} \quad \text{erg}$$

dove f_{SN} è la frequenza di Supernovæ nella Galassia espressa in anni^{-1} . Le stime correnti, molto incerte, danno una Supernova ogni 50 anni (§ 15.7). Quindi l'energia fornita in particelle relativistiche da ogni Supernova dovrebbe essere $\gtrsim 10^{49}$ erg, da confrontarsi con i $10^{48} \div 10^{49}$ erg forniti nella banda ottica. Nel collasso di una Stella di Neutroni, che rappresenta ciò che rimane della stella esplosa, si liberano $\sim 10^{53} \div 10^{54}$ erg di energia gravitazionale (§ 16.3), per cui meccanismi in grado di convertire qualche per cento di questa energia in energia delle particelle relativistiche fornirebbero un contributo energetico più che sufficiente.

Nell'ipotesi extragalattica sull'origine dei raggi cosmici, che vuole tutto l'Universo riempito di protoni e nuclei (gli elettroni devono essere galattici, § 12.4.2) con una densità media di energia pari a quella che osserviamo, cioè $\lesssim 1$ eV cm^{-3} , data la densità stimata di galassie ($\approx 10^{-5}$ Mpc $^{-3}$ per le radiogalassie potenti e $\approx 10^{-2}$ Mpc $^{-3}$ per quelle normali) vi sarebbe una richiesta energetica di $\approx 5 \times 10^{66}$ erg da parte delle radiogalassie e di $\approx 5 \times 10^{63}$ erg da parte delle galassie normali. Questi valori sono veramente molto elevati.

Il problema potrebbe ridimensionarsi un po' se pensassimo ad un'origine dei raggi cosmici all'interno del superammasso locale. Il volume occupato si ridurrebbe di un fattore $100 \div 1000$, e della stessa entità si ridurrebbe la richiesta di energia. I numeri sembrano tuttavia ancora troppo grandi.

Se, invece, anzichè dovere fornire energia a tutti i raggi cosmici, dovessimo limitarci a considerare *solo* quelli più energetici, diciamo sopra da 10^{15} eV, allora il contenuto energetico di questa parte sola dello spettro scenderebbe di un fattore $10^3 \div 10^4$. Non pare quindi implausibile che i raggi cosmici di più alta energia possano essere prodotti da radiogalassie, ancora attive o spente, nel superammasso locale. Questo, d'altra parte, semplificherebbe i problemi legati al confinamento delle particelle più energetiche.

In conclusione allo stato attuale delle conoscenze l'ipotesi galattica sembra ancora la più plausibile (certamente l'unica possibile per gli elettroni cosmici) anche se non si può escludere che almeno una parte dei raggi cosmici (per esempio quelli più energetici) possano avere origine fuori della Galassia ma probabilmente nelle nostre vicinanze, per esempio in Virgo A o Centauro A.

Osservazioni col satellite GRO hanno mostrato emissione γ dalla Grande Nube di Magellano, ma non dalla Piccola Nube. Se questa emissione è, come si pensa probabile, dovuta ai raggi cosmici allora bisogna concluderne che, almeno fino a 10 GeV (che è il limite di sensibilità del satellite), questi sono locali e non universali.

12.4.2 Gli elettroni sono sicuramente galattici

Per questi il modello galattico è piuttosto convincente. Tutto l'Universo è permeato dalla radiazione di fondo a 3 K, con una densità di energia dell'ordine di ~ 0.25 eV cm^{-3} , per cui gli elettroni relativistici

sono soggetti a perdite di energia per Compton Inverso, e quindi hanno una vita media che è (eq. 5.12) dell'ordine di

$$\tau = \frac{3 \times 10^8}{w_f |eV \text{ cm}^{-3} \mathcal{E}| \text{GeV}} \text{ anni}$$

Quindi elettroni da 100 GeV possono avere viaggiato al massimo per qualche Mpc, il che significa che è estremamente improbabile che gli elettroni che noi osserviamo provengano da radiogalassie lontane, e neppure dal centro del superammasso locale, che dista da noi circa 20 Mpc. Quindi per lo meno gli elettroni sembrano essere di origine galattica.

E' plausibile pensare che anche la componente nucleonica con energie confrontabili a quella elettronica abbia pure origine galattica.

12.4.3 I Raggi Cosmici di altissima energia (UHECR) sono quasi certamente di origine extragalattica

Ricordiamo che il raggio di curvatura di una particella di massa m_0 , carica q ed energia \mathcal{E} in un campo magnetico H è dato da (eq. 4.4):

$$r_L = \frac{m_0 c}{qH} v \gamma = \frac{\mathcal{E} |eV|}{300 q H |G|} \text{ cm}$$

Poichè il campo magnetico galattico è sostanzialmente diretto parallelamente al piano (cap. 11) queste orbite saranno prevalentemente perpendicolari ad esso. Le particelle di energia più bassa possono essere agevolmente confinate nel disco, ma i protoni con energia $\gg 10^{18}$ eV hanno un raggio di curvatura $\gg 300$ pc, cioè più grande dello spessore del disco. Poichè fuori del disco il campo magnetico è molto minore, se la variazione di H avviene su una scala confrontabile con r_L si manifesterà un moto di deriva

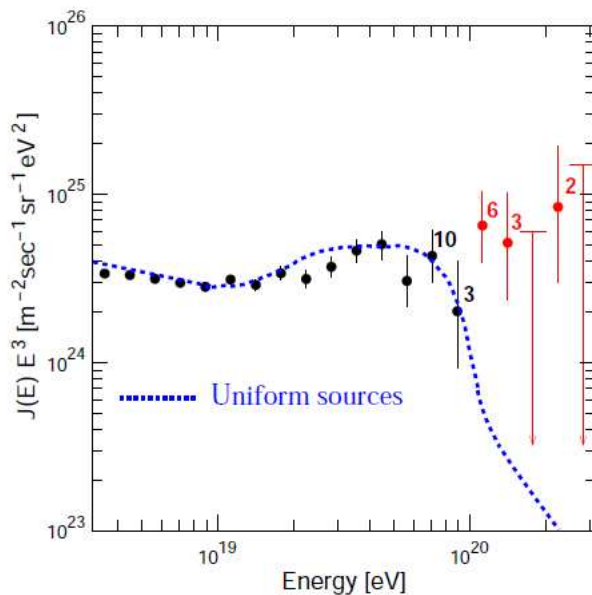


Figura 12.8: *sinistra*) Spettro differenziale degli UHECR, moltiplicato per \mathcal{E}^3 per mettere meglio in evidenza la regione di altissima energia, osservato da AGASA. La curva rappresenta il flusso atteso per un modello GZK con una distribuzione spaziale uniforme delle sorgenti. Lo spettro iniziale si assume del tipo $\propto \mathcal{E}^{-2.3}$. Questi dati (Shinozaky 2004) sono stati raccolti nell'arco di 14 anni. I numeri rappresentano il numero di eventi. Ad $\mathcal{E} > 10^{20}$ eV si sono osservati 11 eventi contro < 1 aspettati. *destra*) Visione aerea di AGASA

in direzione perpendicolare al piano galattico (cap. 4) che tenderà a fare sfuggire queste particelle. Bisogna concluderne che i raggi cosmici migrano dal disco all'alone.

Le particelle di altissima energia ($\gtrsim 10^{19}$ eV), invece, avrebbero $r_L \gtrsim 3$ kpc e quindi subirebbero deflessioni trascurabili ad opera del campo magnetico galattico e dovrebbero abbandonare il loro luogo di origine praticamente in linea retta, sfuggendo dalla Galassia. Ci dovremmo quindi aspettare un flusso fortemente anisotropo di questi particelle, con un massimo nella direzione delle regioni centrali della Galassia, dove si presume che la produzione sia maggiore a causa dell'elevato numero di stelle, mentre il flusso osservato è invece sostanzialmente isotropo. L'isotropia di queste particelle è quindi un forte argomento per suggerirne una origine extragalattica.

Si deve però osservare che anche questi raggi cosmici di altissima energia, pur essendo extragalattici, non possono aver percorso distanze troppo grandi. Infatti (*effetto GZK*, da Greisen 1966, Physical Review Letters, 16, 748 e Zatsepin&Kuz'min, 1966, Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 4, 78), la loro interazione con i fotoni della radiazione cosmologica di fondo a 3 K ne degrada l'energia attraverso la produzione di π_0 :

$$R.C. + \text{fotone } 3K \rightarrow p + \pi_0 \rightarrow p + 2\gamma \quad (12.15)$$

In ogni interazione il protone perde $\gtrsim 10$ % della propria energia, che si trasforma, secondo il processo di eq. 12.15, in fotoni nella banda γ , per cui il protone perde sostanzialmente tutta la sua energia in circa 10 interazioni. Indicando con $\sigma_{p\pi} = 2.5 \cdot 10^{-28}$ cm² la sezione d'urto del processo e con $n_f \approx 400$ cm⁻³ la densità dei fotoni della radiazione cosmologica di fondo a 3 K (§ 28.3.4), il libero cammino medio è dato da:

$$\ell = (\sigma_{p\pi} n_f)^{-1} \approx 10^{25} \text{ cm} \approx 3 \text{ Mpc}$$

per cui i Raggi Cosmici di altissima energia, pur essendo probabilmente di origine extragalattica, devono comunque provenire da distanze $\lesssim 30$ Mpc. Questo fenomeno provoca un brusco taglio nello spettro, noto come "GZK cutoff" (dalle iniziali degli studiosi che per primi l'hanno previsto).

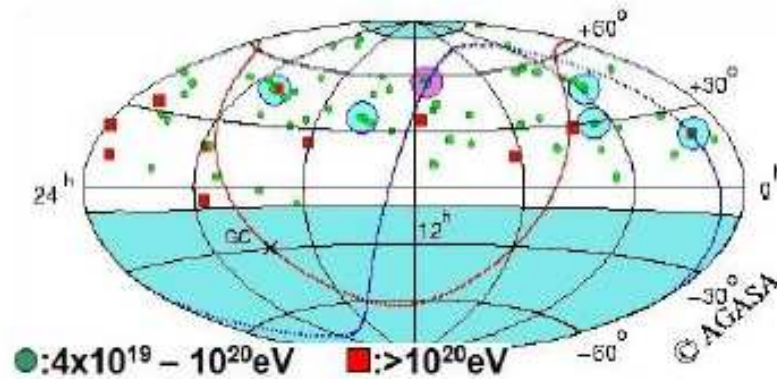


Figura 12.9: Direzioni di arrivo di 67 eventi osservati da AGASA sopra i $4 \cdot 10^{19}$ eV nell'emisfero galattico nord. Al di sopra questa energia, su una scala angolare di 2.5° si trovano 5 doppietti (due eventi coincidenti, verde) e 1 tripletto (viola) contro 2 doppietti attesi (adattato da Kenji Shinozaki 2004 – AGASA Results - non pubblicato ufficialmente)

In fig. 12.8 è mostrato lo spettro di energia dei raggi cosmici per $\mathcal{E} > 10^{18.5}$ eV misurato da AGASA⁶, cui è sovrapposto un modello, basato su una distribuzione spazialmente uniforme di sorgenti, che tiene conto delle perdite di energia secondo la (12.15). Si vede come tale modello preveda un

⁶AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) è un rivelatore di "shower" (cascata) di particelle e fotoni costruiti dall'Osservatorio di Akeno, ~ 100 km da Tokio. Operativo dal 1991, è costituito da 111 contatori a scintillazione di 2.2 m² di superficie, distribuiti su un'area di circa 100 km² (fig. 12.8). Dai dati di fig. 12.4 sinistra si vede che per $\mathcal{E} \gtrsim 10^{18.5}$ eV con questo strumento ci si può aspettare di rivelare un centinaio di eventi all'anno.

crollo dello spettro a $\approx 10^{20}$ eV, in disaccordo con quanto osservato. Ciò implica effettivamente che le sorgenti che contribuiscono al flusso osservato debbano essere relativamente vicine (distanza < 30 Mpc). Si tratta di capire di che tipo di sorgenti si tratta e quante sono.

La fig. 12.9 mostra la distribuzione di arrivo di raggi cosmici di altissima energia. Dato che particelle di questo tipo subiscono deviazioni molto modeste ad opera dei campi magnetici diffusi, la figura è con buona approssimazione una mappa delle sorgenti di queste particelle e sembra mostrare, pur con qualche eccesso di doppietti, una distribuzione uniforme.

Si tratta poi di capire di che natura possono essere gli acceleratori (sorgenti). Fra le ipotesi “non

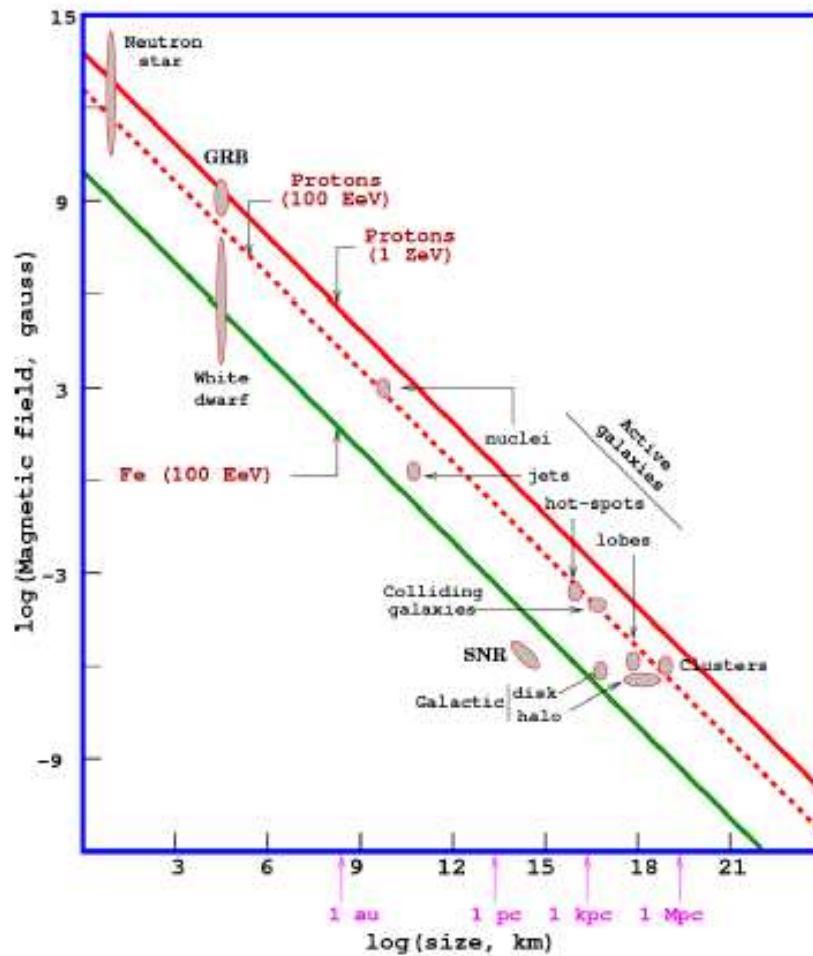


Figura 12.10: Diagramma di Hillas (ARA&A 1984, 22, 425). Le possibili sorgenti di raggi cosmici (protoni con energie $E = 10^{20}$ eV ed $E = 10^{21}$ eV e nuclei di ferro con $E = 10^{20}$ eV) sono classificate in funzione del campo magnetico dell'acceleratore e delle sue dimensioni.

esotiche”, si considerano processi elettromagnetici in *acceleratori* contenenti un campo magnetico H_{acc} che si estende su una scala L_{acc} . In tali ipotetici acceleratori, la particella viene accelerata per effetto della forza di Lorentz. Al crescere dell'energia aumenta anche il raggio di Larmor e quando questo supera L_{acc} la particella sfugge dall'acceleratore ed eventualmente raggiunge la Terra. La massima energia raggiungibile è quindi (da eq. 4.4) $\mathcal{E}_{max} \propto ZeH_{acc}L_{acc}$. Potrebbe dunque trattarsi di oggetti compatti ma con campi magnetici enormi, oppure di situazioni fisiche con campi magnetici deboli, ma su scale molto grandi. La fig. 12.10 illustra un certo numero di possibilità. Le rette (rossa continua, rossa tratteggiata, verde) danno le coppie di valori $L_{acc} - H_{acc}$ in funzione di tre valori \mathcal{E}_{max} protoni (linee rosse) e nuclei di Ferro. Sovrapposti sono rappresentati oggetti astrofisici che hanno le combinazioni di L_{acc} e H_{acc} opportuni. Oggetti (non riportati) al di sotto, della linea verde o della

linea rossa tratteggiata non sono in grado di accelerare a 10^{20} eV i nuclei del Ferro e, rispettivamente, i protoni.

Il problema è a tutt'oggi aperto.

13 La Materia Interstellare nella Galassia

Aggiornato Dicembre 2008, rivisto 2011

Nelle regioni periferiche della Galassia, in vicinanza del Sole, in media il rapporto della distanza fra le stelle ed il loro diametro è dell'ordine di $1\text{pc}/10^6\text{ km}$, cioè $\sim 3 \times 10^7$. Quindi solo una piccolissima parte dello spazio, $1/(3 \times 10^7)^3 \approx 4 \times 10^{-23}$, è occupata da materia in forma di stelle. Il resto è riempito da grandi masse di *gas* (molecole, atomi, ioni) e particelle solide piccolissime, la *polvere interstellare*, costituita di granelli di ghiaccio di varie specie, grafite, silicati e forse metalli. Mentre il gas rivela la sua presenza mediante righe di assorbimento e di emissione, sia nell'ottico che nel radio, la polvere si osserva come grandi nubi oscure, che mascherano alla vista le stelle retrostanti, o nelle nebulose a riflessione, che brillano per la luce di stelle ad esse vicine, riflessa dai grani di polvere. Altro tracciante della presenza di polvere è la radiazione infrarossa emessa dalla polvere riscaldata dai fotoni ultravioletti.

L'insieme di questo gas e polveri è ciò che chiamiamo *materia interstellare* (*interstellar medium*, *ISM*). Essa costituisce $\sim 5 \div 10\%$ della massa totale della Galassia. Nelle vicinanze del Sole, dove il contenuto stellare è più basso, la materia interstellare può raggiungere anche il 30% della massa totale. La densità di tale mezzo comunque ammonta in media a qualche atomo per cm^{-3} .

Le prime indicazioni che lo spazio fra stella e stella fosse riempito da qualche tipo di materia risalgono all'inizio del secolo, quando lo studio dello spettro di stelle binarie spettroscopiche rivelò l'esistenza di righe stazionarie, in assorbimento, del calcio e del sodio. Essendo stazionarie queste righe non potevano quindi appartenere agli spettri delle due stelle (in rotazione reciproca), ma dovevano essere prodotte da un mezzo interposto, fermo rispetto all'osservatore.

Le manifestazioni della materia interstellare sono le più variegata, e variano considerevolmente da regione a regione, dipendendo dalla densità, temperatura, costituzione di atomi, ioni, molecole e particelle solide che la costituiscono, e dallo stato di moto. Nel visuale si osservano grandi nebulose brillanti e nubi oscure. Altre informazioni sul mezzo interstellare si sono ottenute per via indiretta (ad esempio l'estinzione della luce stellare, maggiore a lunghezze d'onda corte, che dà luogo al fenomeno dell'arrossamento della luce delle stelle è attribuito alle polveri), o in altre zone dello spettro elettromagnetico (radio, infrarosso, etc.).

Per quello che riguarda il gas come componente diffusa del mezzo interstellare, la sua presenza fu rivelata inizialmente intorno alle nebulose brillanti tramite righe in assorbimento che cadono nella zona del visibile, come C^+ , CN e CH o in emissione come righe della serie Balmer dell'idrogeno. Ma la maggior parte dell'idrogeno neutro (HI) e molecolare (H_2), che costituiscono l'elemento più abbondante nella materia interstellare, non si poteva invece osservare nel visibile. Infatti l' H_2 , presente nella Galassia a temperature inferiori a $\sim 10\text{ K}$, può irradiare nell'IR solo in particolari condizioni, mentre l'idrogeno atomico, presente a temperature superiori a qualche decina di gradi Kelvin, lontano dalle regioni *HII* (§ 13.2) dove può venire eccitato dalla radiazione circostante, si trova normalmente nello stato fondamentale, per cui può passare ad uno stato eccitato, da cui eventualmente decade, solo assorbendo i fotoni energetici che corrispondono alla serie di Lyman, a cominciare dalla Lyman- α , a 1216 \AA . Siccome questa riga cade nell'ultravioletto, non è osservabile da Terra.

Un forte impulso allo studio del mezzo interstellare si è avuto con l'avvento della radioastronomia. La distribuzione dell'idrogeno nella nostra Galassia, sia neutro che ionizzato, può essere infatti studiato bene con tecniche radioastronomiche. Infatti l'idrogeno, se è sotto forma neutra, può subire una transizione iperfine nel suo stato fondamentale che dà luogo ad emissione o assorbimento di radiazione alla lunghezza d'onda di $\sim 21\text{ cm}$ (§ 13.1). Se l'idrogeno è ionizzato, l'emissione è di bremsstrahlung a temperature dell'ordine di 10^4 K ; a questa si aggiungono righe di ricombinazione, che cadono anche nella banda radio (§ 13.2).

Per quello che riguarda l'idrogeno molecolare, H_2 , poichè, come si è detto non irradia in maniera apprezzabile, la sua distribuzione può essere studiata solo mediante molecole che sono con esso coesistenti, come la molecola di CO (1–3 mm).

Nella banda radio si può effettuare non solo lo studio dell'idrogeno ma anche quello di radicali molecolari, come l'OH (18 cm) e l'ammoniaca (1.3 cm) e di quasi un centinaio di molecole, da semplici come il CO, a complessi composti organici, che irradiano nella regione delle microonde. Queste complesse molecole si trovano in concentrazioni di materia non penetrabile dalle radiazioni ottiche, dove il campo di radiazione interstellare, che le dissocerebbe, è praticamente inesistente, e devono la loro esistenza alla alta densità di polveri ed alle basse temperature.

Tutte le osservazioni fatte mostrano che la materia interstellare è distribuita prevalentemente sul piano della Galassia. La fig. 13.1 mostra alcuni esempi diversi dal più noto HI.

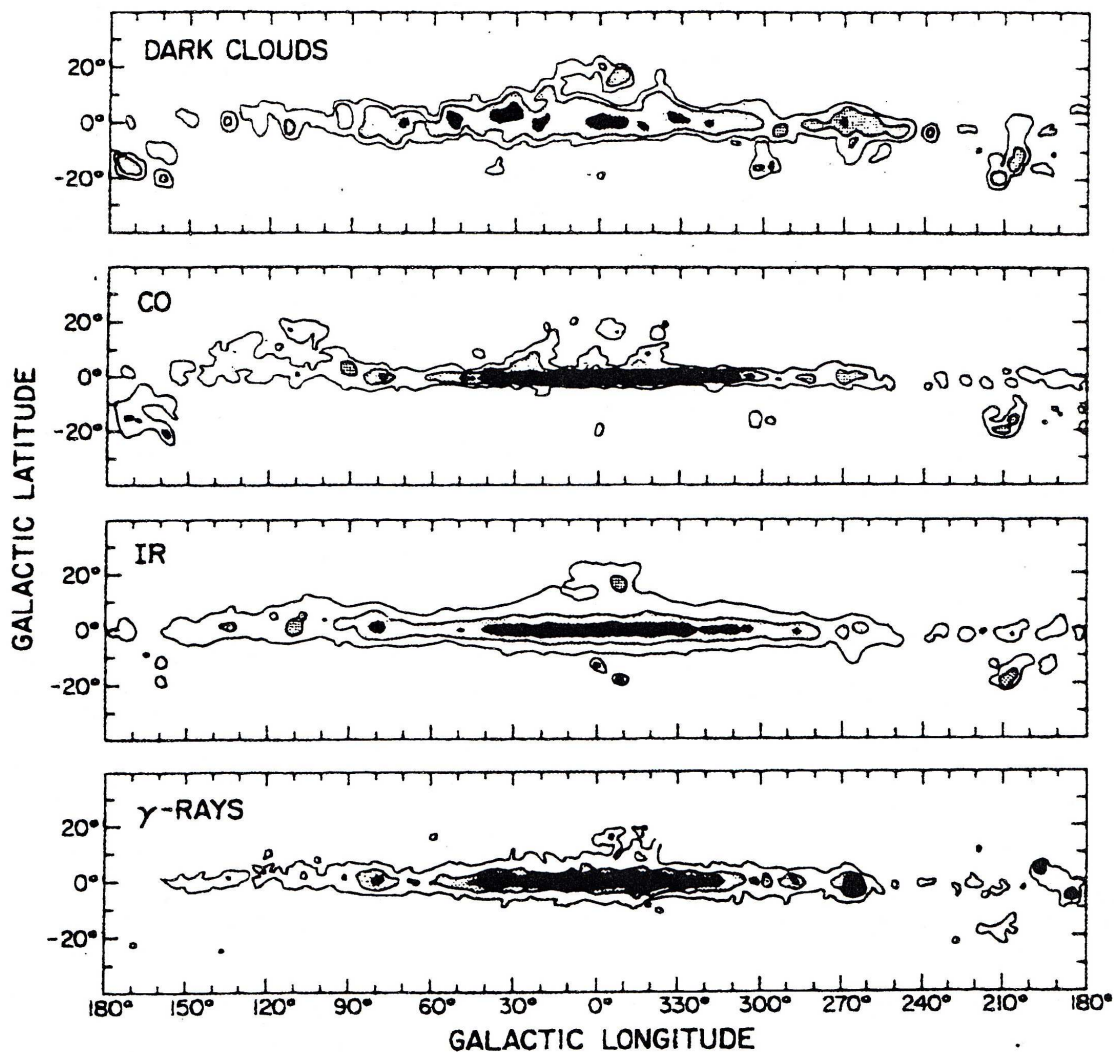


Figura 13.1: Diagrammi $\ell-b$ (longitudine–latitudine) di quattro diversi traccianti del gas interstellare. Dall'alto al basso: nubi oscure, CO (§ 13.3.1), infrarosso (IR, 100 micron), raggi γ prodotti dalla interazione dei raggi cosmici (cap. 12) col mezzo interstellare (Dame et al. 1987, ApJ 322, 706)

Dal punto di vista dei parametri fisici, il mezzo interstellare si presenta sotto forma di *fasi a differenti temperature e densità*, approssimativamente in equilibrio di pressione. Queste diverse fasi sono il risultato dei processi di riscaldamento e raffreddamento cui lo *ISM* è soggetto.

La fase più calda (*hot ionized medium, HIM*) è a temperature $\gtrsim 10^6$ K. Il gas più caldo è prodotto in seguito alla *esplosione di supernovæ*. Le onde d'urto ad esse associate generano temperature $\gtrsim 10^7$ K.

A queste temperature il processo principale di raffreddamento è la bremsstrahlung termica (§ 3.3.1), che produce tipicamente radiazione X. Osservazioni con il satellite *X* Rosat hanno mostrato che il Sistema Solare è posto all'interno di una bolla di gas caldo di circa 500 pc di diametro, verosimilmente un resto di supernova molto antico (§ 15.12.1).

Vecchi Resti di Supernovæ (cap. 15) possono collidere fra di loro, generando fronti d'urto e conseguente ulteriore riscaldamento attraverso la conversione di energia cinetica in calore. E' stato mostrato che $\gtrsim 10\%$ del volume occupato dallo *ISM* è riscaldato in questa maniera a temperature $\lesssim 10^6$ K. A queste temperature il processo di raffreddamento principale è dovuto a radiazione prodotta da ricombinazione (*transizioni libero-legato* e *legato-legato*) degli elementi più comuni H, He, C, O, etc.). L'emissione "libero-legato" giustifica l'emissione diffusa a lunghezze d'onda *X*"soffice" (0.2 - 2 keV) proveniente dal disco della Galassia.

E' verosimile che anche il gas caldo presente nell'alone della nostra galassia, individuato attraverso la scoperta delle righe del carbonio e dell'ossigeno altamente ionizzati (C IV e O VI) abbia la stessa origine.

Una seconda fase è costituita da gas ionizzato dalla radiazione ultravioletta emessa da stelle giovani di grande massa (*worm ionized medium*, *WIM*). Il gas riscaldato si manifesta prevalentemente con forti righe di emissione dell'idrogeno e dell'ossigeno e la temperatura a cui si stabilizza ($\approx 10^4$ K) è determinata dal bilancio fra la fotoionizzazione del gas neutro e la ricombinazione del gas ionizzato. Questa fase si manifesta come *regioni di HII*.

Le ultime fasi sono costituite da gas neutro diffuso a temperatura ≈ 8000 K e bassa densità ($\lesssim 10^{-1}$ cm $^{-3}$, *warm neutral medium*, *WNM*) e da gas neutro freddo (*cold neutral medium*, *CNM*) prevalentemente condensato in nubi e costituito da idrogeno atomico con $T \approx 100$ K e densità atomica $\approx 1 - 10$ cm $^{-3}$ o idrogeno molecolare molto piu' freddo e denso ($T \approx 20$ K e densità $\gtrsim 10^3$ cm $^{-3}$). I processi di riscaldamento sono principalmente individuati nella radiazione UV/X diffusa per il *WNM* e nella ionizzazione dovuta ai raggi cosmici di bassa energia per le nubi dense.

La polvere gioca un ruolo importante nel determinare lo stato del gas a temperature $< 10^3$ K. I grani di polvere assorbono molto efficientemente radiazione elettromagnetica a λ minori delle loro dimensioni e, in condizioni di equilibrio, riemettono l'energia assorbita nell'infrarosso. La maggior parte della polvere si stabilizza a temperature fra 30 K e 100 K. I grani di polvere hanno una funzione importante nel mezzo interstellare in quanto agiscono come catalizzatori per la formazione di molecole (H $_2$ e CO sono le piu' abbondanti). Di conseguenza le grandi nubi di polvere contengono grandi concentrazione di molecole. Queste a loro volta emettono radiazione per transizioni rotazionale e contribuiscono a definire la temperatura di equilibrio.

Infine ricordiamo le onde d'urto associate alle *onde di densità* della struttura a spirale (§ 18.5).

13.1 L'Idrogeno atomico (HI) nella Galassia

L'idrogeno atomico è il principale componente del mezzo interstellare. La sua massa è stimata in $\sim 4.8 \times 10^9 M_\odot$ corrispondente ad una densità media di 0.4 atomi per cm 3 . E' rilevabile nella banda radio tramite la sua emissione a 21 cm, e poichè il mezzo interstellare è completamente trasparente alla radiazione a 21 cm, è possibile esaminare in questo modo la struttura della Galassia anche in regioni che sono troppo lontane per potervi effettuare degli studi ottici, o in regioni dove l'assorbimento nell'ottico è molto elevato. La riga a 21 cm è stata rivelata e misurata in emissione a tutte le longitudini, con emissione più intensa sul piano della Galassia.

13.1.1 Caratteristiche della riga a 21 cm

Lo stato fondamentale dell'atomo di idrogeno consiste di due livelli iperfini che corrispondono alle configurazioni con spin dell'elettrone e del protone paralleli (livello superiore) e antiparalleli (livello inferiore). I pesi statistici delle popolazioni al livello superiore (n_1) e inferiore (n_0) sono, sulla base

delle teorie quantistiche: $n_1 : n_0 = 3 : 1$ (il livello superiore è costituito da tre livelli iperfini degeneri). La differenza di energia fra i due livelli, corrisponde ad una frequenza, misurata in laboratorio

$$\nu_H = \Delta\mathcal{E}/h_P = 1420.40575 \text{ MHz}$$

corrispondente ad una lunghezza d'onda $\lambda = 21.1049 \text{ cm}$. La transizione fra i due livelli è fortemente proibita, infatti la probabilità di transizione spontanea fra il livello superiore e quello inferiore, espressa dal coefficiente di Einstein, è $A_H = 2.87 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ che corrisponde ad una vita media per il livello superiore $\tau = 1/A_H = 1.1 \times 10^7$ anni. Le collisioni fra atomi accorciano il tempo di transizione al valore $\tau_{coll} \approx 300 \text{ anni} \approx 10^{10}$ secondi, con conseguente allargamento della riga da $\sim 10^{-15}$ a $\sim 10^{-10}$ Hz. Questa è ancora una riga molto stretta, non risolvibile in frequenza con gli strumenti esistenti. Il rapporto x fra il tempo collisionale τ_{coll} e il tempo radiativo τ_{rad} è dato, in questo caso, da $x = 4 \cdot 10^{-4} T/N_H \sim 4 \cdot 10^{-3}$ per valori tipici di $T = 100\text{K}$ e $N_H = 10 \text{ cm}^{-3}$ e quindi il rapporto fra il numero delle transizioni collisionali e di quelle radiative al livello inferiore è $\sim 10^3$.

La popolazione di ciascuno dei due livelli iperfini dipende dalla sua energia secondo la legge di Boltzmann:

$$n \propto e^{-\mathcal{E}/k_B T_s} \quad (13.1)$$

dove T_s è la cosiddetta *temperatura di spin*. Tenendo conto anche dei pesi statistici quantistici, si ha:

$$\frac{n_1}{n_0} = 3 \times e^{-(\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_0)/k_B T_s} = 3 \times e^{-h\nu_H/k_B T_s} \approx 3 \left(1 - \frac{h\nu_H}{k_B T_s} \right) \approx 3 \quad (13.2)$$

La riga non è infinitamente stretta, ma avrà un suo profilo, $\phi(\nu)$, dovuto al fatto che gli atomi di HI hanno una loro distribuzione di velocità, che si riflette in un allargamento della riga. La brillantezza della riga è quindi descritta da una temperatura di brillantezza, $T_{BH}(\nu)$, funzione della frequenza (o, come spesso si fa, $T_{BH}(v)$, in funzione della velocità corrispondente a ν).

La temperatura di brillantezza si ricava dall'equazione del trasporto radiativo (eq. 2.15) e si può scrivere come:

$$T_{BH}(\nu) = T_s \left(1 - e^{-\tau_H(\nu)} \right) \longrightarrow T_s \tau_H(\nu) \quad \text{per } \tau_H \ll 1$$

dove $\tau_H(\nu)$ è lo spessore ottico dell'idrogeno che emette la riga alla frequenza ν . Si dimostra che:

$$\tau_H(\nu) \approx 2.58 \times 10^{-15} \frac{n_H \phi(\nu) \ell}{T_s} = 2.58 \times 10^{-15} \frac{N_H \phi(\nu)}{T_s} \quad (\text{c.g.s.})$$

dove n_H è la densità di atomi di idrogeno neutro ed ℓ lo spessore lungo la linea di vista. La quantità $N_H = n_H \ell$ è detta *densità di colonna*, e rappresenta il numero di atomi di idrogeno contenuti in una colonna di sezione unitaria e altezza ℓ .

Integrando sul profilo della riga, si ottiene:

$$T_{BH} = \int T_{BH} d\nu \approx \int T_s \times \tau_H(\nu) d\nu = 2.58 \times 10^{-15} N_H \quad (13.3)$$

(se la temperatura di brillantezza è espressa in funzione della velocità, anziché della frequenza, allora la costante nell'equazione precedente diventa $5.49 \cdot 10^{-19}$) e quindi:

$$N_H \approx 3.88 \cdot 10^{14} T_{BH}$$

In queste condizioni, la temperatura di brillantezza non dipende dalla temperatura cinetica T_s ma *solo* dalla densità di colonna. Quindi una misura della temperatura di brillantezza fornisce una stima del numero totale di atomi di idrogeno che emettono la riga in una certa direzione. La condizione $\tau_H \ll 1$ non è sempre verificata e se lo spessore ottico non è trascurabile la (13.3) fornisce una sottostima della densità di colonna.

I fattori che determinano la temperatura di spin T_s sono vari. In primo luogo vanno considerate le collisioni fra atomi. In una collisione si può avere uno scambio di elettroni fra i due atomi. Un atomo può ricevere un *nuovo elettrone* con la stessa orientazione di spin del vecchio elettrone, oppure con orientazione opposta. L'aumento di energia dell'atomo che si ha nel secondo caso è a spese dell'energia cinetica degli atomi stessi.

Anche processi di tipo radiativo possono determinare lo stato di spin, ma diventano importanti solo per flussi di radiazione molto elevati, oppure in situazioni di densità molto basse. Uno di questi processi consiste nell'assorbimento e riemissione di un fotone Lyman- α . L'elettrone, al termine di tale processo, può ritornare o meno nello stato di spin iniziale.

Infine, se radiazione alla frequenza di 1420.40575 MHz attraversa una nube di idrogeno atomico, alcuni dei fotoni saranno assorbiti, eccitando degli atomi dal livello inferiore a quello superiore. In altri atomi l'interazione genererà la transizione opposta, con emissione di un fotone aggiuntivo (*emissione stimolata*).

Quando le collisioni sono il fattore dominante nel determinare lo stato degli spin, T_s è a tutti gli effetti la temperatura cinetica del gas, T_c . Questa è, in effetti, la situazione nella maggior parte della Galassia. Nell'alone galattico e nello spazio intergalattico, invece, dove la densità è bassa T_s è determinato sostanzialmente dal campo di radiazione presente.

13.1.2 Riga in assorbimento

La riga si può vedere anche in assorbimento quando una nube di idrogeno si trova interposta sulla linea di vista fra l'osservatore ed una radiosorgente, che emette con uno spettro continuo. Vediamo come in questa situazione si possa determinare il coefficiente di assorbimento τ_H e quindi risalire alla temperatura cinetica T_c della nube (fig. 13.2).

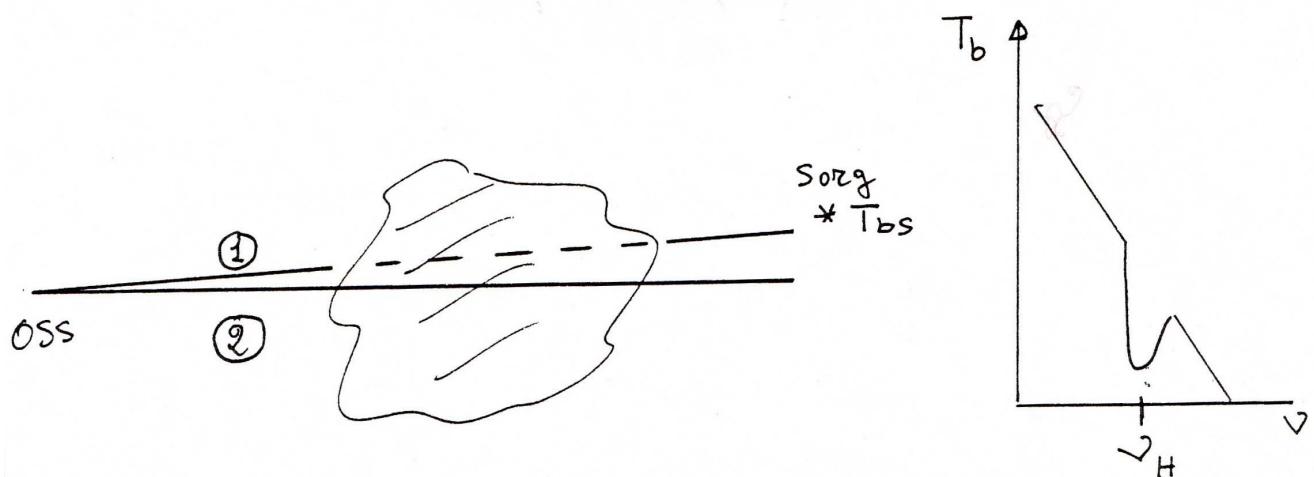


Figura 13.2: Schema per la misura del coefficiente di assorbimento dell'HI (vedi testo).

Sia T_{B_s} la temperatura di brillanza di una radiosorgente di sincrotrone localizzata dietro una nube di idrogeno. Alla frequenza ν_H la brillanza, osservata in direzione della radiosorgente, per l'equazione del trasporto radiativo (2.17) e per la 3.11, è data da:

$$T_{B_1} = T_{B_s} e^{-\tau_H} + T_c (1 - e^{-\tau_H})$$

mentre in una direzione che esclude la radiosorgente ma attraversa ancora la nube è data da:

$$T_{B_2} = T_c (1 - e^{-\tau_H})$$

Ad una frequenza ν' leggermente diversa da ν_H , la nube è completamente trasparente alla radiazione della sorgente di fondo, e la temperatura di brillantezza in direzione della sorgente sarà $T'_{B_1} = T'_{B_S} \approx T_{B_S}$. La differenza fra le temperature osservate è quindi:

$$\Delta T_B = T_{B_1} - T'_{B_1} = (T_c - T_{B_S})(1 - e^{-\tau_H}) \quad (13.4)$$

e sarà negativa o positiva a seconda che $T_{B_S} > T_c$ o $T_{B_S} < T_c$ rispettivamente. La temperatura osservata alla frequenza ν_H sarà quindi più bassa nel primo caso di quella osservata a frequenze nelle immediate vicinanze, e diremo che osserviamo la sorgente di sincrotrone in assorbimento attraverso la nube di idrogeno. Combinando ora le espressioni precedenti ricaviamo:

$$\Delta T_B - T_{B_2} = -T_{B_S}(1 - e^{-\tau_H})$$

che permette di ricavare τ_H e quindi (eq. 13.3) la densità di colonna N_H . Noto τ_H , dalla (13.4) si ricava anche T_c .

In § 13.1.3 si discute la forma delle righe. Qui anticipiamo che se lungo una direzione si osservano sia righe in emissione che in assorbimento, queste ultime risultano più “strutturate” che quelle in emissione (fig. 13.3). Dato che T_c (in assorbimento) $<$ T_c (in emissione) le righe in assorbimento danno informazioni sul gas freddo e la struttura complicata indica la presenza di nubi. Le righe in emissione rappresentano invece il gas caldo diffuso.

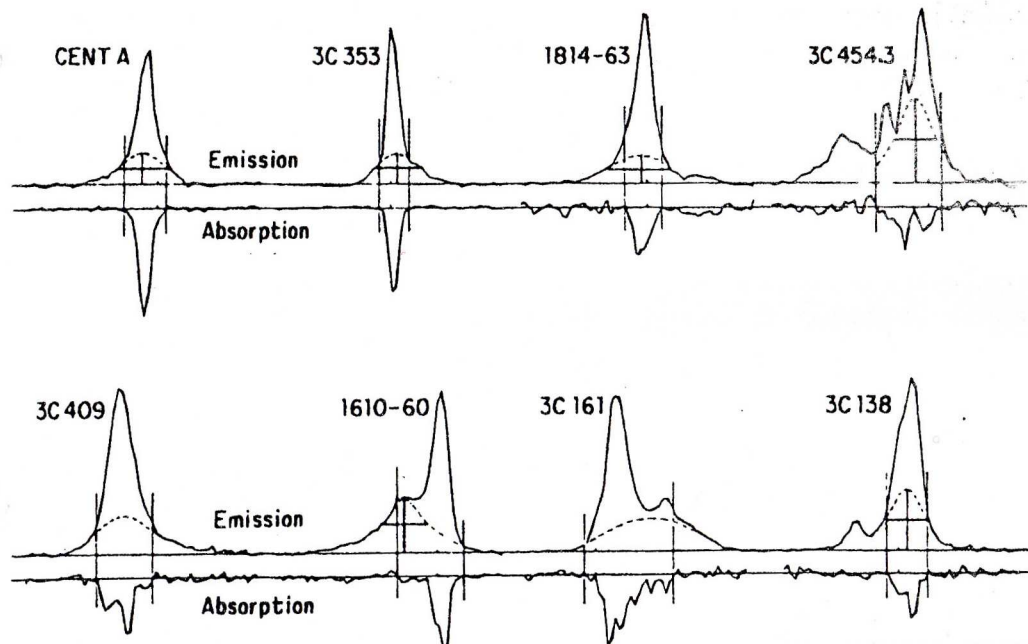


Figura 13.3: Righe a 21 cm in emissione ed in assorbimento a confronto in direzione di varie sorgenti extragalattiche. Si noti la morfologia più semplice delle righe in emissione (Kulkarni&Heiles, in “Galactic and Extragalactic Radio Astronomy”, p. 97, Verschuur & Kellermann 1988, Springer-Verlag, da Rhadakrishnan et al 1972).

13.1.3 Effetto Doppler sulla riga

Se la regione emittente è in movimento, si osserverà, per effetto Doppler, uno spostamento della frequenza di emissione della riga:

$$\nu_{H_{oss}} = \nu_H \left(1 - \frac{v_r}{c} \right)$$

dove la velocità v_r è la componente della velocità lungo la linea di vista (che chiameremo *velocità radiale*) ed si assume positiva per la nube in allontanamento. Moti puramente sistematici danno luogo ad uno spostamento della riga, ma, poichè il gas è soggetto a moti termici con distribuzione di velocità Maxwelliana ($F(v) \propto e^{-mv^2/2k_B T}$), si produce anche un allargamento della riga, dovuto al sovrapporsi di effetti Doppler diversi. Per una temperatura tipica di 70 K la larghezza della distribuzione Maxwelliana, $\Delta v \approx 1 \text{ km s}^{-1}$, comporta un allargamento della riga $\Delta \nu \approx 5 \text{ kHz}$. Per cui anche se la larghezza naturale della riga a 21 cm è piccolissima, moti termici all'interno della nube di idrogeno danno luogo ad un allargamento che può anche essere considerevole. Lo studio della riga dell'idrogeno permette quindi di studiare moti termici turbolenti e/o sistematici delle nubi che la emettono.

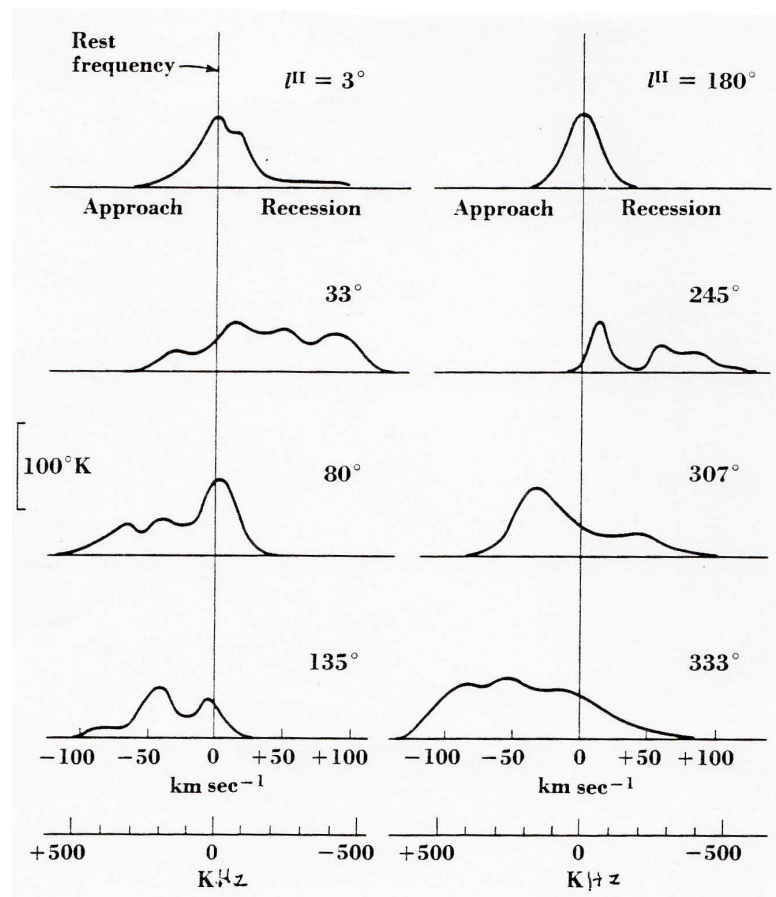


Figura 13.4: Profili della riga a 21 cm osservati a varie longitudini galattiche (Kerr, 1964, in "Galactic Structure", Univ. of Chicago Press).

Se la distribuzione di velocità è Maxwelliana il numero di atomi la cui radiazione viene ricevuta dall'osservatore ad una frequenza ν sarà data da:

$$N(\nu) = N(\nu_H) e^{-(\nu - \nu_H)^2 / 2\sigma^2} \quad \left[\sigma^2 = \frac{k_B T}{m} \left(\frac{\nu_H}{c} \right)^2 \right]$$

quindi, nell'ipotesi $\tau_H \ll 1$, dalla (13.3) anche la temperatura di brillantezza osservata avrà la stessa forma. Cioè a causa della agitazione termica degli atomi la forma della riga dell'idrogeno dovrebbe essere una gaussiana. Questo è verificato nelle righe più strette viste in assorbimento, mentre per le righe in emissione, anche le più strette, l'andamento della temperatura di brillantezza in funzione della frequenza non è gaussiano, il che fa pensare che, in questi casi, lo spessore ottico sia maggiore di 1.

In fig. 13.4 sono mostrati profili della riga a 21 cm osservati a varie longitudini nella Galassia. In ascissa sono riportate sia la differenza rispetto alla frequenza di laboratorio, in kHz, che le velocità corrispondenti, in km s^{-1} .

L'esame di fig. 13.4 mostra una notevole varietà di forme per il profilo di velocità. Questo si interpreta supponendo che la linea di vista intercetti molte nubi, ciascuna dotata di larghezza e velocità proprie, e che quindi il profilo finale sia la composizione di profili distinti. Il fatto che a $\ell = 0^\circ$ e $\ell = 180^\circ$ i profili delle righe abbiano larghezza minima e siano centrati intorno a $v_r = 0$ indica che in queste direzioni i moti sono prevalentemente perpendicolari alla linea di vista a tutte le distanze dal Sole. Questo è compatibile con l'ipotesi che la Galassia sia dotata di moto di rotazione intorno al suo centro. Lo spostarsi sistematico del massimo dei profili rispetto alla velocità 0 indica moti sistematici in avvicinamento o in allontanamento di tutto il gruppo di nubi visibili ad una certa longitudine: anche questi moti su grande scala vengono interpretati come dovuti a rotazione differenziale della Galassia intorno al suo centro.

La larghezza tipica dei profili della riga è $\sim 0.5 \div 1$ MHz, (corrispondente a velocità radiali massime dell'ordine di $\pm 200 \text{ km s}^{-1}$). Le prime osservazioni sistematiche, effettuate in Olanda, Stati Uniti ed Australia all'inizio degli anni '50 avevano una risoluzione spettrale di ~ 40 kHz, corrispondenti a 8 km s^{-1} . Oggi si arriva a $\lesssim 1$ kHz, corrispondenti a 0.2 km s^{-1} .

Oltre che sotto forma di profili i dati sono più spesso presentati come mappe bidimensionali (sotto forma di isofote, in toni di grigio o falsi colori) della temperatura di brillantezza in funzione di v_r ed ℓ per un dato b oppure in funzione di v_r e b per un dato ℓ . In fig. 13.5 e fig. 13.6 sono riportati alcuni esempi.

In fig. 13.5 i massimi della temperatura di brillantezza si hanno per valori di v_r che mostrano un andamento grossolanamente sinusoidale in funzione di ℓ , come previsto dal modello di rotazione galattica (eq. 13.5). La larghezza della curva è dovuta all'allargamento dei profili di velocità, causati, come si è detto, dalla presenza di molte nubi di idrogeno lungo la linea di vista alla stessa longitudine galattica.

L'esame delle mappe di fig. 13.6 mostra che solo a $b = 0$, cioè sul piano galattico, si hanno velocità sensibilmente diverse da zero, a tutte le longitudini. I dati ad alta latitudine derivano da nubi molto vicine al sistema solare, e che noi osserviamo sotto grandi angoli. Queste, essendo vicine a noi, ruotano intorno al centro con velocità angolari simili a quella del Sole, e quindi con piccole velocità relative.

13.1.4 Curva di rotazione della Galassia: distribuzione dell'idrogeno nel disco e massa della Galassia

Lo studio dei moti propri delle stelle nelle vicinanze del Sole aveva già mostrato che la Galassia è soggetta ad un moto di *rotazione differenziale*, cioè le sue parti esterne si muovono con velocità angolari Ω minori che nelle parti interne. Nel 1927 Oort derivò le espressioni (13.7), e le cosiddette *costanti di Oort* (eq. 13.6), che consentono di determinare il rapporto Θ_0/R_0 fra la velocità di rotazione del Sole (Θ_0) e la sua distanza dal centro galattico (R_0), per cui, stimato R_0 , si poteva determinare Θ_0 .

Per fare il passo successivo, cioè determinare la *curva di rotazione* della Galassia, ossia la velocità di rotazione, $\Theta(R)$ secondo la notazione di Oort, per ogni distanza galattocentrica R (da cui si può poi ricavare la distribuzione di massa nella Galassia) occorre determinare le velocità radiali, v_r , di un gran numero di oggetti di disco, distribuiti su un vasto intervallo di distanze rispetto al centro galattico. Le misure di v_r più accurate sono quelle che oggi si ottengono dallo spostamento Doppler delle righe molecolari, che sono molto strette. Ma la prima determinazione della curva di rotazione della Galassia

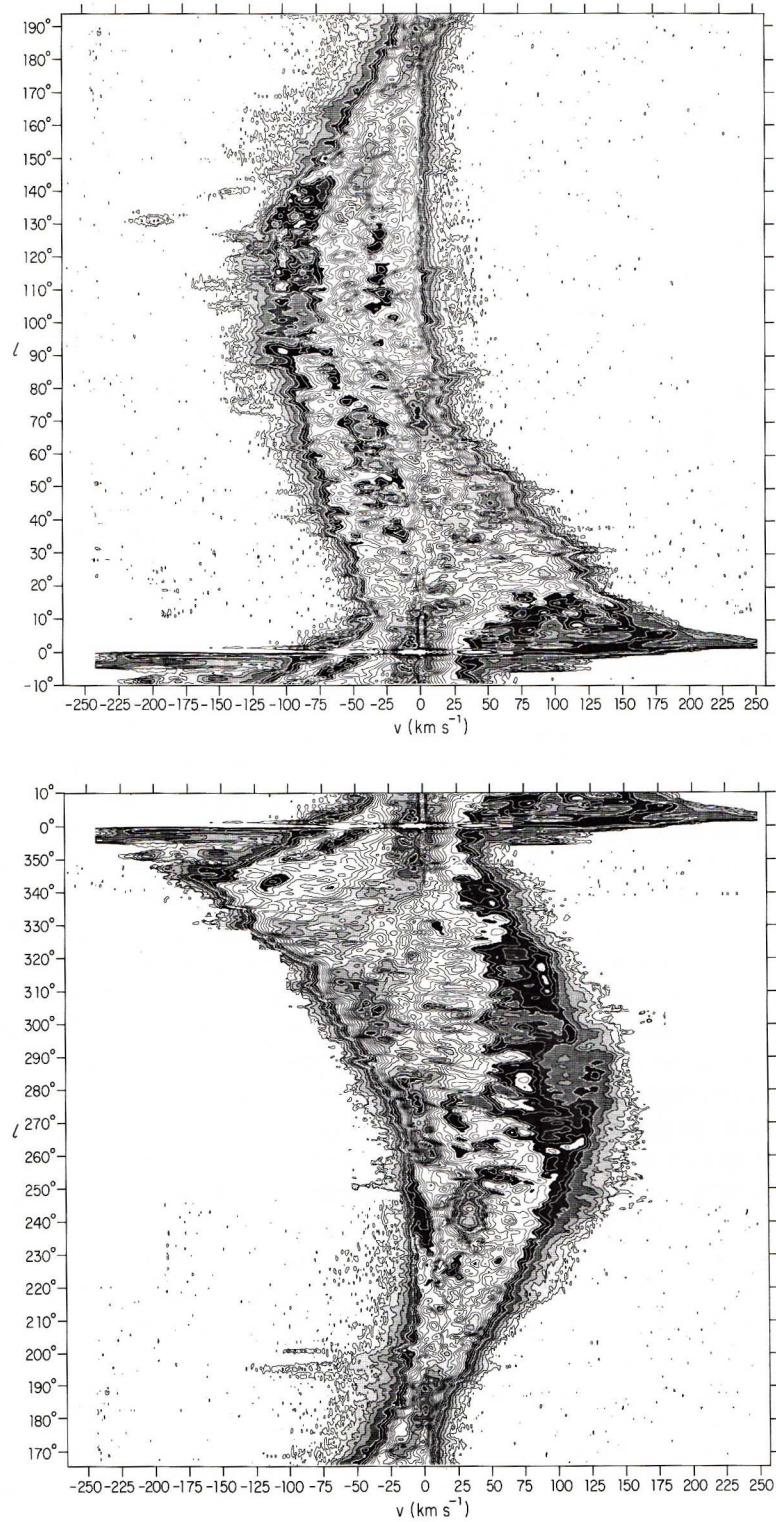


Figura 13.5: Distribuzione di T_{BH} in funzione di v_r e l per $b = 0$ (Burton, in “Galactic and Extragalactic Radio Astronomy”, p. 299).

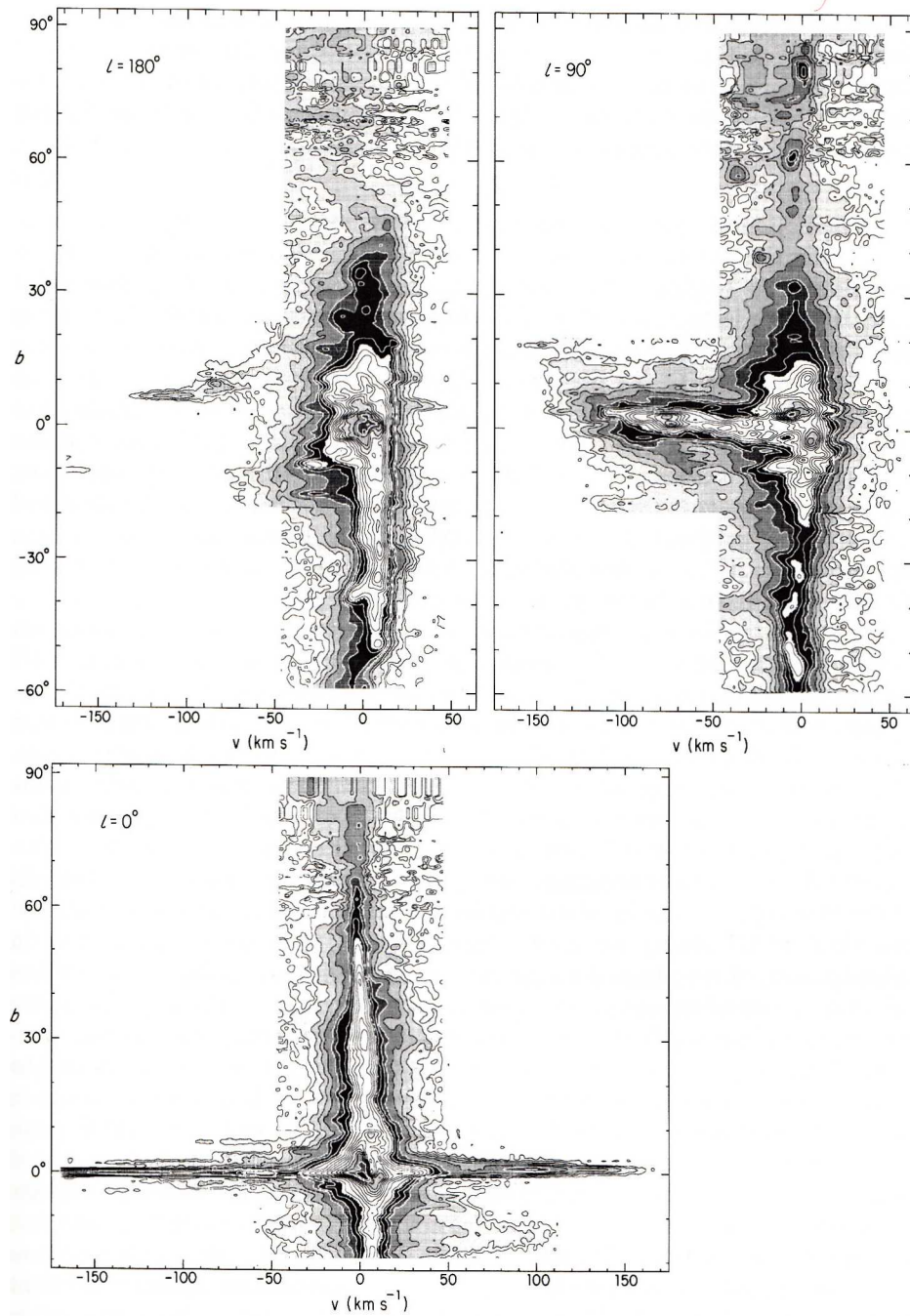


Figura 13.6: Distribuzione di T_{BH} in funzione di v_r e b per vari l (Burton, in “Galactic and Extragalactic Radio Astronomy”, p. 301).

e della distribuzione della sua massa fu effettuata negli anni '50 mediante l'utilizzo della riga a 21 cm. dell'idrogeno.

Per passare dalle velocità radiali v_r delle nubi, derivate dai profili della riga, alle loro velocità di rotazione $\Theta(R)$, occorre poi un modello di Galassia. Si fa, in prima approssimazione, l'ipotesi che la Galassia sia dotata solamente di moti di rotazione circolari intorno al suo centro, cioè che non esistano moti radiali su larga scala. Lo schema di lavoro che si utilizza è riportato in fig. 13.7.

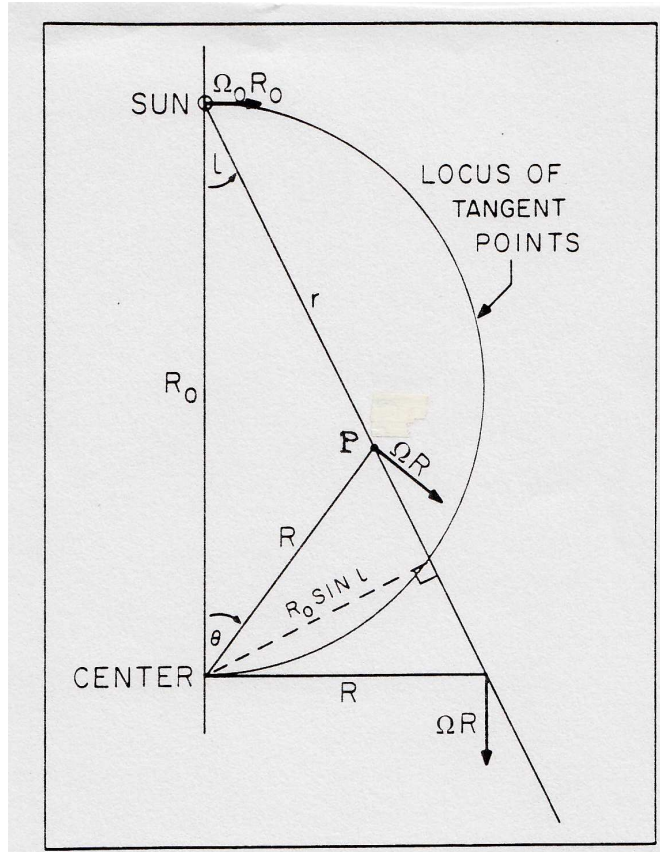


Figura 13.7: Costruzione geometrica usata per derivare l'espressione della velocità radiale delle nubi di HI (Burton, in "Galactic and Extragalactic Radio Astronomy", p. 305).

Sia P la regione di idrogeno che emette la riga, e siano ℓ (longitudine galattica) ed r le sue coordinate polari rispetto al Sole, e θ ed R quelle rispetto al centro galattico. Indichiamo con R_0 e con Ω_0 la distanza dell'osservatore dal centro galattico e la sua velocità angolare. Nell'ipotesi di pura rotazione della Galassia, la velocità radiale v_r di P , cioè la componente lungo la linea di vista dell'osservatore della sua velocità di rotazione è data da:

$$v_r = \Omega(R)R \cos[90^\circ - (\ell + \theta)] - \Omega_0 R_0 \cos(90^\circ - \ell) = \Omega(R)R(\sin \theta \cos \ell + \cos \theta \sin \ell) - \Omega_0 R_0 \sin \ell$$

Poichè $R \sin \theta = r \sin \ell$ e $R \cos \theta = R_0 - r \cos \ell$, si ottiene:

$$v_r = R_0 [\Omega(R) - \Omega_0] \sin \ell \quad (13.5)$$

Questa è la relazione fondamentale per determinare la curva di rotazione, in quanto permette di ricavare $\Omega(R)$ per ogni velocità radiale v_r e quindi, se si conosce R , la velocità di rotazione $\Theta(R) = \Omega(R) \times R$. In qualche caso (stelle particolarmente luminose, nebulose planetarie, regioni III) R è noto e consente la determinazione della curva di rotazione nelle regioni dove l'assorbimento non

è troppo forte. Ma nel caso dell' idrogeno o di altre righe molecolari (ad esempio quelle del CO), questa informazione è assente. Nell'ipotesi di moti puramente circolari, e di rotazione differenziale della Galassia, il metodo che si adotta allora è il seguente.

Per ogni ragionevole curva di rotazione, v_r varierà con la distanza r di P lungo la linea di vista proporzionalmente a $\Omega(R)$, che, abbiamo supposto cresca al calare di R , e sarà massima nel punto, lungo la direzione ℓ , in cui R è minimo, cioè per

$$R^* = R_0 \sin \ell \quad \text{ovvero} \quad r^* = R_0 \cos \ell$$

Per ogni ℓ , il punto di minima distanza R^* dal centro galattico è detto *punto subcentrale* (o *tangente*) e la velocità radiale attribuita a quel punto è detta *velocità terminale*, e, per la (13.5) vale:

$$(v_r)_{max} = R_0 [\Omega(R^*) - \Omega_0] \sin \ell = R^* [\Omega(R^*) - \Omega_0]$$

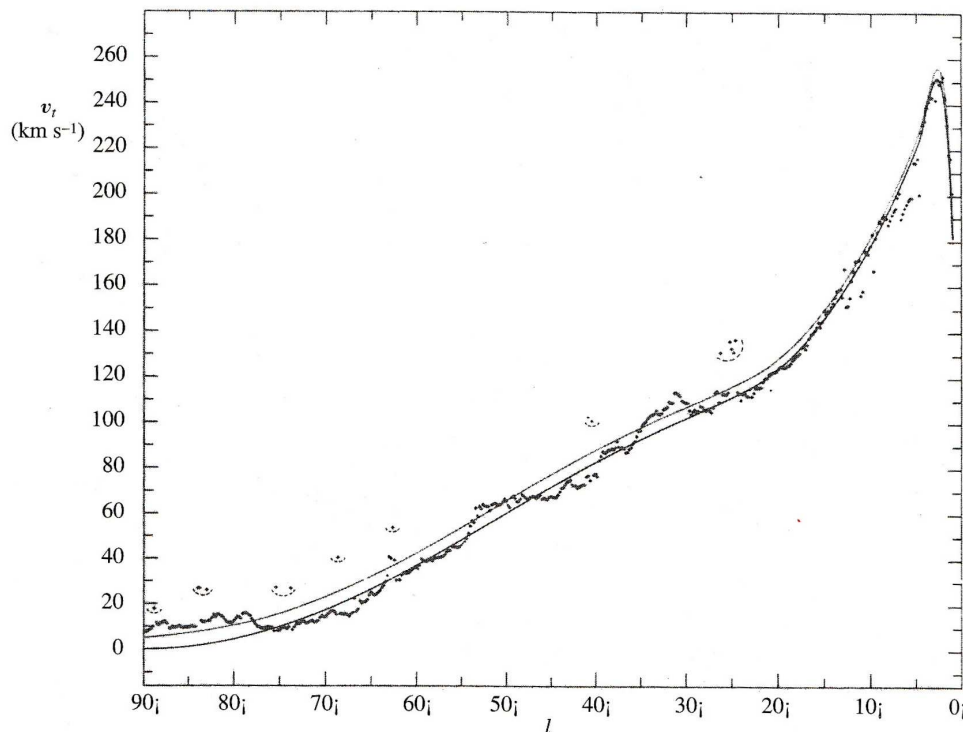


Figura 13.8: Andamento delle velocità terminali dell'HI in funzione della longitudine galattica. Le curve continue rappresentano gli andamenti previsti per due modelli di rotazione dedotti dai dati (Burton & Gordon 1978, A&A 63,7).

Quindi se, nel profilo della riga, si misura la velocità massima ad ogni longitudine ℓ e, interpretandola come velocità terminale $(v_r)_{max}$, la si attribuisce ai punti R^* , si può ricavare la $\Omega(R)$ mediante interpolazione con una curva regolare dei valori $\Omega(R^*)$ così determinati. In fig. 13.8 sono mostrata le velocità terminali in funzione della longitudine. Si vede come, a parte una manciata di punti spuri, le misure siano coerenti fra di loro.

Si può quindi ricavare la velocità di rotazione della Galassia dai valori di v_r nei punti terminali:

$$\Theta(R^*) = \Omega(R^*) \cdot R^* = (v_r)_{max} + \Omega_0 R^* = (v_r)_{max} + \Omega_0 R_0 |\sin \ell|$$

e quindi la curva di rotazione $\Theta(R) = \Omega(R)R$ della Galassia. Ovviamente per applicare questo metodo bisogna supporre che nel punto subcentrale ci sia dell'idrogeno.

Anche lo studio del CO (§ 13.3.1), presente nelle grandi nubi molecolari, consente la determinazione della curva di rotazione. Si usa ancora il metodo dei punti subcentrali, anche se in questo caso occorre apportare delle correzioni (su cui non entriamo) dovute al fatto che questa molecola non ha una distribuzione uniforme sul disco, ma è raccolta in nubi, percui non è detto che nei punti subcentrali vi sia sempre del CO. Le curve di rotazione ottenute con l'HI e il CO sono molto simili.

Facciamo notare che il metodo non funziona bene per longitudini $\lesssim 20^\circ$ perchè in tali direzioni, nel caso di moti puramente circolari, l'effetto Doppler è piccolo (inoltre si vede, nel cap. 14, che in queste regioni si hanno forti moti radiali). Anche per $75^\circ < \ell < 90^\circ$ e $270^\circ < \ell < 295^\circ$ il metodo è poco preciso, in quanto in queste zone R e quindi v_r cambiano molto lentamente con ℓ , rendendo difficile associare una distanza a $(v_r)_{max}$.

Infine il metodo per la stima della velocità massima non è utilizzabile per longitudini comprese fra 90° e 270° in quanto in tali direzioni R cresce sempre con r per cui $\Omega(R) - \Omega_0$ diventa sempre più negativo. Di conseguenza anche v_r cresce (o cala, secondo il segno di $\sin \ell$) regolarmente, e non esiste più alcuna corrispondenza univoca fra la velocità e la distanza. Quindi la curva di rotazione per $R > R_0$ non può essere ricostruita direttamente dai profili della riga dell'HI.

Si noti infine che la curva di rotazione che si ottiene dipende da R_0 e da Θ_0 , che devono essere determinati in maniera indipendente (vedi anche § 13.1.5).

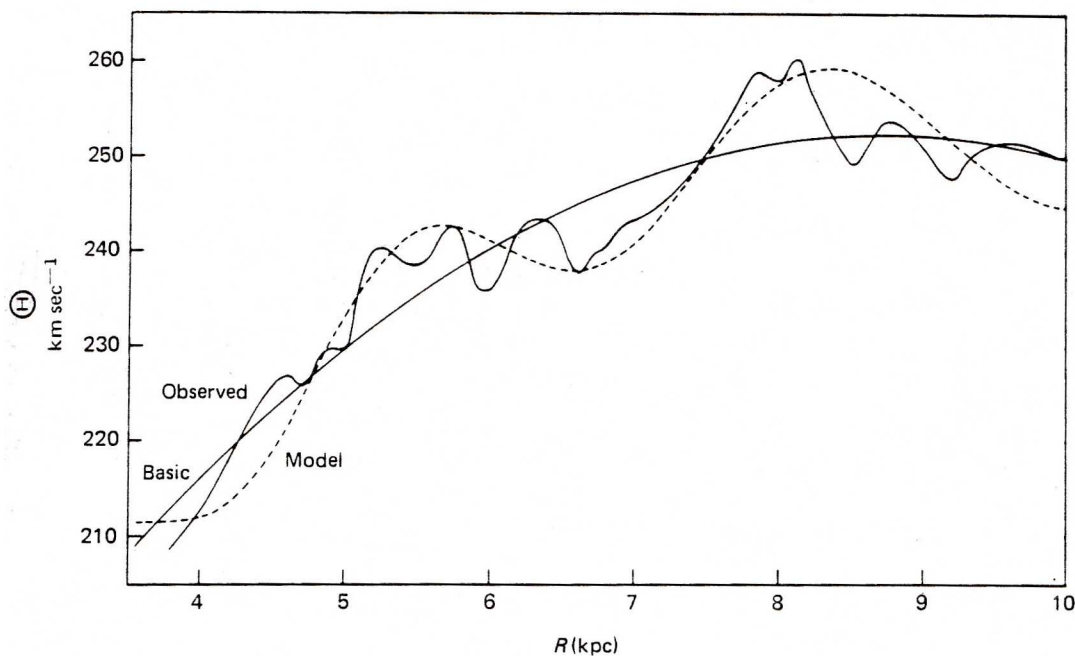


Figura 13.9: Curve di rotazione della galassia. La curva continua irregolare è stata ottenuta da Shane&Bigger-Smith 1966, B.A.N. 18, 263). La curva continua regolare è un'interpolazione della precedente con un polinomio di secondo grado (eq. 7 di Burton 1971, A&A 10, 76). La curva tratteggiata include un modello di onde di densità (§ 18.5). A differenza di fig. 13.10, in questa, più antica, è stato assunto $R_0=10$ kpc e $\Theta_0 = 250$ km/s (vedi nota a pag. 13.18)

La fig. 13.9 mostra la curva di rotazione della Galassia, ottenuta da Shane&Biger-Smith (1966) col metodo dei punti subcentrali e assumendo $R_0 = 10$ kpc e $\Theta_0 = 250$ km sec⁻¹, per $3.5 \leq R(\text{kpc}) \leq 10$. La velocità di rotazione cresce da 4 a $\lesssim 8$ kpc, dove sembra stabilizzarsi o mostrare una leggera decrescita. Per $R < 4$ kpc (vedasi § 14.1 e fig. 14.2) si trova che la curva di rotazione cresce rapidamente per la presenza di una massa notevole, dell'ordine di $10^9 \div 10^{10} M_\odot$ in una regione abbastanza ristretta, cui segue una diminuzione fino a ~ 3 kpc che porta ad un raccordo con la curva di rotazione a R maggiori.

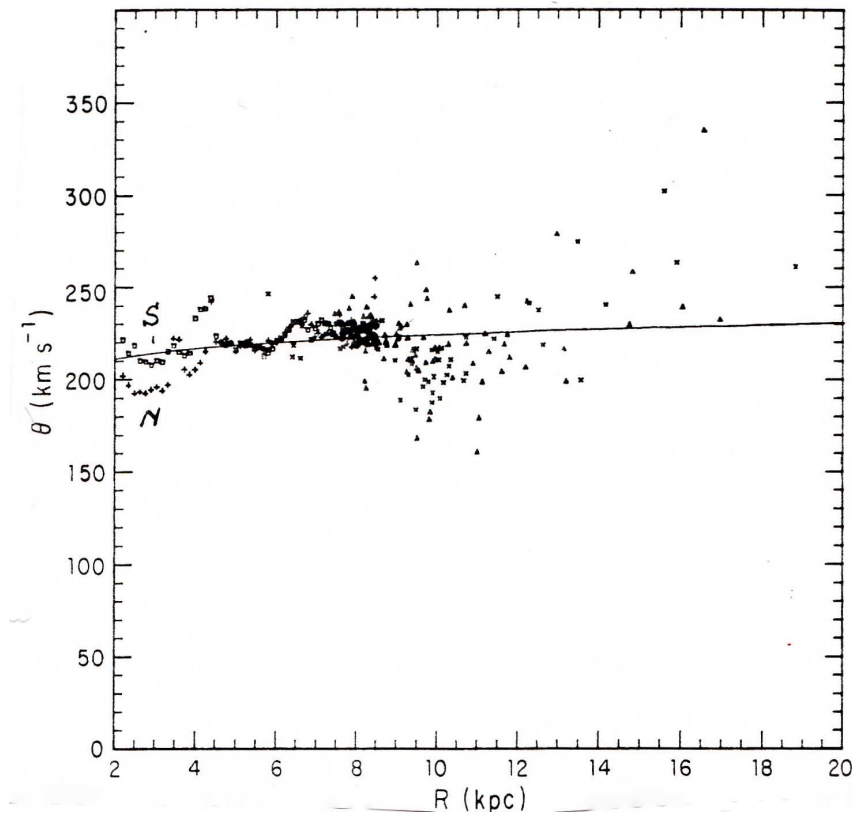


Figura 13.10: Curva di rotazione ottenuta combinando ai dati di HI e CO entro R_0 quelli relativi a regioni HII con distanza nota maggiore di R_0 (Burton in “Galactic and Extragalactic Radio Astronomy”, p. 309). Con **S** e **N** sono indicate le velocità di rotazione per $R < 5$ kpc ottenute da osservazioni negli emisferi sud e nord. Si è assunto $R_0 = 8.5$ kpc e $\Theta_0 = 220$ km/s.

Per estendere la curva di rotazione oltre R_0 , nel passato si è proceduto costruendo, dalla curva di rotazione per $R < R_0$, un modello della distribuzione di massa della Galassia entro R_0 . Tale modello veniva estrapolato a $R > R_0$ e usato per calcolare la curva di rotazione nelle regioni esterne della galassia. In realtà questo metodo non è attendibile poichè la massa che agisce gravitazionalmente, come si vedrà in § 18.4.3, è molto maggiore di quella estrapolata.

Oggi è possibile fare misure dirette di distanza osservando regioni *HII* nelle regioni dell’anticentro della Galassia, dove queste sono visibili anche a grandi distanze dal Sole, dato che l’assorbimento causato dalle polveri interstellari è molto minore che non in direzione del centro galattico. La loro distanza può essere determinata con osservazioni spettroscopiche delle stelle di tipo *O* o *B* ad esse associate, e le loro velocità radiali possono essere determinate osservando righe spettrali di molecole, come il CO, che sono invariabilmente associate alle regioni *HII* o righe spettrali stellari.

Utilizzando queste misure si trova, per grandi R , un andamento completamente diverso da quello che ci si attendeva (fig. 13.10): la curva non decresce come $R^{-1/2}$, ma si mantiene piatta, se non leggermente crescente, indicando che la massa che agisce dinamicamente è molto maggiore di quella stimata dalle misure nell’HI ad $R < R_0$.

La conoscenza della curva di rotazione permette di derivare la massa della Galassia entro un raggio R qualsiasi (cap. 18). Nel 1965 M. Schmidt (tesi di Ph.D.), con i dati disponibili all’epoca, determinò la distribuzione di massa nella Galassia (tab. 13.1, riportata per il suo interesse storico). Il modello di distribuzione di massa utilizzato per spiegare la curva media di rotazione era costituito da un disco di spessore decrescente dal centro alla periferia, più una massa puntiforme centrale di $7 \times 10^9 M_\odot$.

Tabella 13.1: Modello di Schmidt per la distribuzione di massa della Galassia

R (kpc)	$\sigma(R)$ ($M_{\odot}\text{pc}^{-2}$)	M(R) ($10^9 M_{\odot}$)	R (kpc)	$\sigma(R)$ ($M_{\odot}\text{pc}^{-2}$)	M(R) ($10^9 M_{\odot}$)
1	1097	11	11	86	117
2	817	20	12	66	123
3	646	31	13	52	127
4	521	44	14	42	131
5	421	57	15	34	135
6	338	70	16	28	138
7	267	82	17	23	140
8	206	93	18	20	143
9	155	103	19	17	145
10	114	111	20	14	147

In tab. 13.1 sono riportati i valori integrati, cioè entro raggi crescenti dal centro (inclusendo la massa puntiforme centrale) della densità superficiale di massa, $\sigma(R)$, e della massa, $M(R)$.

La massa totale ottenuta da Schmidt ammonta a $\sim 1.5 \times 10^{11} M_{\odot}$. Sappiamo oggi, dal fatto che la curva di rotazione rimane pressochè stabile a grandi raggi, che per $R \gtrsim R_0$ la massa è sottostimata. Usando una curva di rotazione del tipo di fig. 13.10 si trova un valore $3 \div 5$ volte maggiore.

Dalla conoscenza della curva di rotazione si può anche ricostruire la distribuzione spaziale dell'HI (e del CO). Infatti dalla (13.5), per ogni v_r osservata si ricava un valore di $\Omega(R)$ e quindi, dalla curva ottenuta interpolando le $\Omega(R^*)$, il corrispondente valore di R . E' dunque possibile attribuire ad ogni nube di HI una distanza dal centro galattico. Poichè dalla temperatura di brillanza della riga si ricava, secondo la (13.3), la quantità di idrogeno presente, ecco ottenuta la distribuzione dell'idrogeno sul piano galattico. Questa è mostrata in fig. 13.11.

L'idrogeno non è distribuito uniformemente, ma appare concentrato in strutture filamentari con densità di $1 \div 10^2$ atomi cm^{-3} separate da regioni di densità alquanto inferiore ($\sim 10^{-1} \text{cm}^{-3}$). Queste strutture filamentari sono considerate una forte evidenza di struttura a spirale, che rafforza le indicazioni date in cap. 10.

13.1.5 Le costanti di Oort

Nella determinazione della curva di rotazione abbiamo dato per conosciuti sia R_0 che $\Theta_0 = \Omega_0 R_0$, cioè la distanza del Sole dal centro galattico e la sua velocità di rotazione intorno ad esso. La determinazione di queste due quantità è stata basata nel passato principalmente su osservazioni ottiche, ma nuove e migliori determinazioni si possono ottenere oggi dallo studio dei *Maser* (§ 13.4.4).

La distanza R_0 del Sole dal centro galattico può essere determinata direttamente osservando la regione dove si ha la massima densità di oggetti particolari, come le *RR Lyrae* o gli ammassi globulari, e che si assume essere il centro galattico. Per questi oggetti si ha una buona stima della magnitudine assoluta, per cui, dal confronto con la magnitudine apparente osservata è possibile valutare la distanza. Le stime ottiche migliori danno $R_0 = 8.5$ kpc.

La velocità di rotazione del Sole intorno al centro galattico si ottiene mediante le *costanti di Oort* che servono per descrivere i moti propri e le velocità radiali delle stelle nelle vicinanze ($\lesssim 1$ kpc) del Sole. Queste grandezze sono schematizzate in fig.13.12. Vediamo come si calcolano le *costanti di Oort*, facendo uso della fig. 13.13.



Figura 13.11: Distribuzione schematica dell'idrogeno neutro nella Galassia come dedotta dalla riga a 21 cm (Oort et al. 1958, MNRAS., 118, 379). I livelli di grigio rappresentano densità diverse di atomi di H (crescente dal bianco al nero). Al centro sono schematizzati il disco nucleare e il braccio in espansione a 3 kpc (cap. 14, collage dovuto a Binney & Merrifield 1998, Galactic Astronomy, Princeton)

Consideriamo una stella S ad una longitudine galattica ℓ e ad una distanza r dal Sole (S_0) non molto grande. Se indichiamo con R la distanza di S dal centro galattico, Z , e se $r \ll R_0$ potremo scrivere che $R_0 - R \approx r \cos \ell$ e la sua velocità di rotazione, Θ , intorno al centro galattico sarà, in prima approssimazione:

$$\Theta \approx \Theta_0 + \left(\frac{\partial \Theta}{\partial R} \right)_{R_0} (R - R_0) \approx \Theta_0 - \left(\frac{\partial \Theta}{\partial R} \right)_{R_0} r \cos \ell$$

Inoltre, se γ è l'angolo fra i due raggi vettoriali che congiungono S_0 ed S al centro galattico, potremo fare l'approssimazione:

$$\sin \gamma \approx \frac{r}{R_0} \sin \ell \ll 1 \quad \text{e} \quad \cos \gamma \approx 1$$

Le componenti di Θ parallela e perpendicolare alla congiungente $S_0 - S$ saranno allora:

$$\begin{aligned} \Theta_{\parallel} &= \Theta \sin(\ell + \gamma) = \Theta \left(\sin \ell + \frac{r}{R_0} \sin \ell \cos \ell \right) \\ \Theta_{\perp} &= \Theta \cos(\ell + \gamma) = \Theta \left(\cos \ell - \frac{r}{R_0} \sin^2 \ell \right) \end{aligned}$$

Dato che le componenti radiale e trasversale rispetto al Sole della velocità Θ della stella sono:

$$\Theta_r = \Theta_{\parallel} - \Theta_0 \sin \ell \quad \text{e} \quad \Theta_t = \Theta_{\perp} - \Theta_0 \cos \ell$$

trascurando termini dell'ordine di r^2 , si ricava:

$$\begin{aligned} \Theta_r &\approx \left[\frac{\Theta_0}{R_0} - \left(\frac{\partial \Theta}{\partial R} \right)_{R_0} \right] r \sin \ell \cos \ell \\ \Theta_t &\approx - \left(\frac{\partial \Theta}{\partial R} \right)_{R_0} r \cos^2 \ell - \frac{\Theta_0}{R_0} r \sin^2 \ell \end{aligned}$$

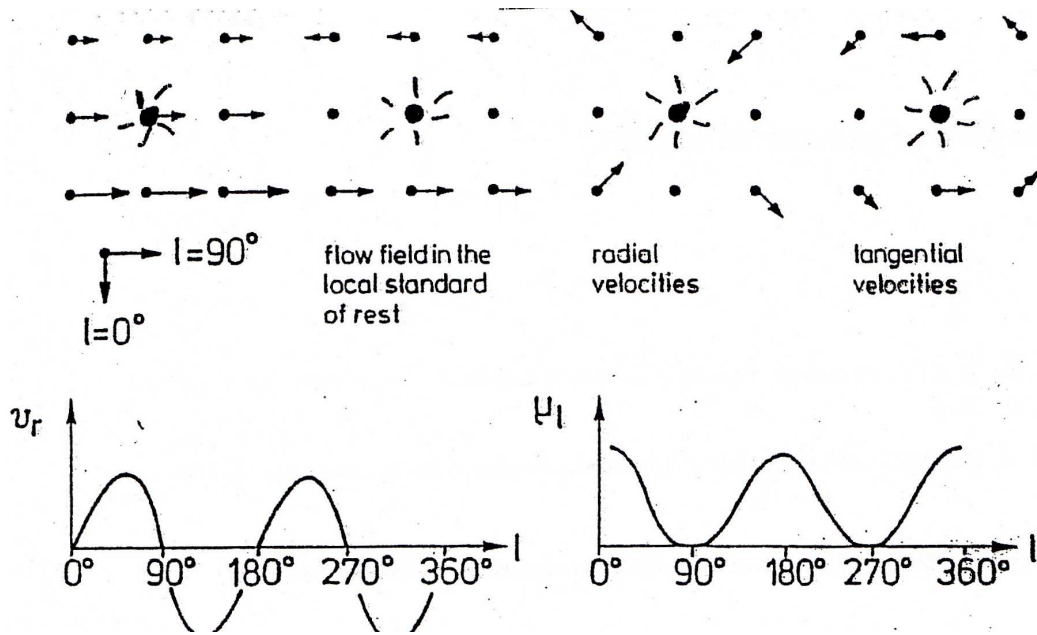


Figura 13.12: Rappresentazione schematica del moto delle stelle intorno al Sole. In *alto*, da sinistra a destra, le frecce rappresentano: il moto complessivo del Sole e delle stelle intorno al centro galattico, il moto delle stelle relativamente al Sole, le componenti radiale e tangenziale delle velocità rispetto al Sole. In *basso* i valori della velocità radiale e del moto proprio (che dipende dalla velocità tangenziale) in funzione della longitudine (Scheffler&Elsasser, “Physics of the Galaxy and Interstellar Medium”).

Introducendo ora le costanti di Oort, definite come:

$$A = \frac{1}{2} \left[\frac{\Theta_0}{R_0} - \left(\frac{\partial \Theta}{\partial R} \right)_{R_0} \right] \quad B = -\frac{1}{2} \left[\frac{\Theta_0}{R_0} + \left(\frac{\partial \Theta}{\partial R} \right)_{R_0} \right] \quad (13.6)$$

si ha:

$$\Theta_r = A \times r \sin 2\ell \quad \Theta_t = (B + A \cos 2\ell)r \quad (13.7)$$

La velocità radiale Θ_r e la distanza r delle stelle rispetto al Sole si determinano dallo studio del loro spettro e dalla magnitudine apparente (occorre naturalmente utilizzare stelle di magnitudine assoluta nota). Per quanto riguarda la velocità trasversale, Θ_t , il dato sperimentale è costituito dal moto proprio della stella, μ , che di solito si misura in arcsec anni⁻¹. Dato che $\Theta_t = \mu \times r$, se si misura r in

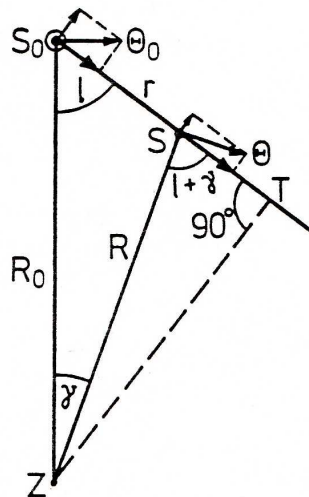


Figura 13.13: Geometria utilizzata per la determinazione delle costanti di Oort

kpc, e V_t in km s^{-1} la (13.7) si riscrive:

$$4.74 \times 10^3 \mu = B + A \cos 2\ell$$

Le costanti di Oort descrivono gli effetti della rotazione differenziale della Galassia entro circa 1 kpc dal Sole, e dato che questi effetti sono osservati sperimentalmente questa ha rappresentato nel passato la conferma definitiva del modello di Galassia immaginato da Oort.

Le velocità radiali osservate per oggetti vicini mostrano effettivamente l'andamento sinusoidale in funzione di 2ℓ previsto dalle (13.7) e la misura dell'ampiezza di questa sinusoide per oggetti di distanza nota permette di determinare A . Anche l'osservazione dei moti propri è in accordo con l'espressione di Θ_t data dalla (13.7). L'ampiezza della cosinusoide fornisce una stima indipendente di A , mentre lo spostamento della curva dallo zero fornisce una misura di B . Poichè i moti propri sono più difficili da misurare che le velocità radiali, la determinazione di B è più incerta. Valori medi arrotondati delle costanti di Oort dedotti dagli ammassi aperti e dalle Cefeidi sono: $A = 14 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ e $B = -12 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$.

Dato che $A - B = \Theta_0/R_0$, ponendo $R_0 = 8.5 \text{ kpc}$ si ricava che la velocità di rotazione del Sole intorno al centro galattico è $\Theta_0 \approx 220 \text{ km s}^{-1}$, che corrisponde ad un periodo di rivoluzione del Sole intorno al centro galattico di $\sim 2.4 \times 10^8$ anni¹

Notare che poichè:

$$\left(\frac{\partial\Theta}{\partial R}\right)_{R_0} = \left(\frac{\partial\Omega}{\partial R}R + \Omega\right)_{R_0} = R_0 \left(\frac{\partial\Omega}{\partial R}\right)_{R_0} + \Omega_0$$

si può anche porre:

$$A = -\frac{1}{2}R_0 \left(\frac{\partial\Omega}{\partial R}\right)_{R_0}$$

che indica che A rappresenta, nella zona del Sole, l'incremento della velocità di rotazione per unità di raggio (es. kpc).

Le osservazioni dell'idrogeno a 21 cm o del CO permettono una determinazione indipendente del prodotto AR_0 . Se R non è troppo diverso da R_0 si può sviluppare in serie di Taylor, fermandosi al primo ordine, la velocità angolare $\Omega(R)$ e si ottiene:

$$\Omega(R) = \Omega_0 + (R - R_0) \left(\frac{\partial\Omega}{\partial R}\right)_{R_0} = \Omega_0 - (R - R_0) \frac{2A}{R_0}$$

che sostituita nella (13.5) dà

$$v_r = -2A(R - R_0) \sin \ell$$

Applicando questa relazione ai punti subcentrali, cui compete la velocità radiale massima, si ottiene:

$$AR_0 = \frac{v_{r_{max}}}{2(1 - |\sin \ell|) \sin \ell}$$

Misure effettuate a varie longitudini galattiche danno valori consistenti con le stime precedenti di A ed R_0 . Naturalmente, dato che la derivazione delle costanti di Oort fa l'ipotesi che $R \sim R_0$, anche per l'utilizzo delle osservazioni a 21 cm è necessario mettersi in questa condizione, e quindi osservare solo a longitudini non lontane da 90° e 270° .

¹Questi sono i valori ufficialmente adottati dalla Unione Astronomica Internazionale nel 1985. Precedentemente (1964) i valori "ufficiali" erano $R_0 = 10 \text{ kpc}$ e $\Theta_0 = 260 \text{ km s}^{-1}$.

13.1.6 Deviazioni dal modello di rotazione differenziale

Tutta la discussione di § 13.1.4 si basa sulle ipotesi che: *i)* la Galassia abbia una simmetria assiale rispetto al centro galattico; *ii)* la sua rotazione possa essere descritta da una funzione che dipende dalla sola distanza R dal centro; *iii)* non vi siano moti radiali macroscopici; *iv)* ci sia idrogeno neutro in ogni punto del piano. Ci sono tuttavia varie indicazioni che queste ipotesi non siano rigorosamente valide.

La presenza di moti non-circolari è rilevabile già nelle mappe di fig. 13.6 dove i profili di velocità a $\ell = 0^\circ$ e $\ell = 180^\circ$ non sono centrati esattamente a $v = 0 \text{ km s}^{-1}$ come dovrebbero secondo la (13.5), ma questo effetto corrisponde a deviazioni dal moto puramente circolare di pochi percento. L'esempio più vistoso si ha nei kpc centrali, ed in particolare in corrispondenza del così detto braccio a 3 kpc (§ 14.1) che mostra una velocità di espansione rispetto al centro di circa 50 km s^{-1} . Questa struttura è visibile nella mappa di fig. 13.5 come una struttura più intensa che si estende fra $\ell \approx 338^\circ$, $v_r \approx -140 \text{ km s}^{-1}$ e $\ell \approx 0^\circ$, $v_r \approx -53 \text{ km s}^{-1}$.

Un'altra evidenza è costituita dalle irregolarità che presenta la curva di rotazione dedotta dalle osservazioni (fig. 13.9 e 13.10). In un primo tempo queste irregolarità furono attribuite al fatto che in corrispondenza di certi punti subcentrali non vi fosse sufficiente idrogeno, e che ciò che si era misurata fosse in realtà la velocità di un punto più lontano dal centro di $R_0 |\sin \ell|$. In questo caso si sarebbe dovuta prendere come curva di rotazione osservata l'involuppo superiore della curva riportata in fig. 13.9. Le regioni vuote di idrogeno (un fattore ~ 100 meno della densità media) però avrebbero dovuto avere delle dimensioni troppo grandi, $\sim 4 \div 5 \text{ kpc}$. Di conseguenza si deve accettare la possibilità che esistano dei moti radiali su larga scala con velocità di $\sim 5 \div 10 \text{ km s}^{-1}$. Infatti, tranne che nei punti subcentrali, moti radiali alterano v_r e quindi la Ω derivata dalle misure di v_r può essere maggiore o minore di quella effettiva. Pertanto alle nubi può essere attribuita una distanza dal centro minore o maggiore di quella vera. Ne segue che anche $\Theta(R) = \Omega(R) \times R$ risulta determinata in modo erroneo, con conseguente distorsione della curva di rotazione.

Anche l'esistenza di moti non circolari, con velocità di qualche km s^{-1} , complica notevolmente l'interpretazione dei profili della riga e quindi la valutazione della distribuzione spaziale dell'idrogeno. Infatti, in presenza di moti radiali, l'andamento di v_r lungo la linea di vista potrà risultare assai più irregolare di quanto supposto.

Infine il "velocity crowding" rende difficile l'interpretazione del profilo della riga. Questo effetto si ha quando la velocità radiale lungo una data direzione ha una debole (quasi nulla) dipendenza da r . In questo caso l'HI, anche se situato a distanze molto diverse dall'osservatore, mostra più o meno, la stessa velocità radiale, per cui non è possibile localizzarne con precisione la posizione.

Un esempio degli effetti che possono avere sulla forma della riga il "velocity crowding" e deviazioni anche piccole da un moto puramente orbitale è riportato in fig. 13.14.

La parte superiore della figura rappresenta l'andamento della velocità radiale, ($\ell = 50^\circ, b = 0^\circ$) in funzione della distanza r dall'osservatore nel caso di moti puramente circolari (linea continua) ed introducendo una piccola perturbazione di 5 km s^{-1} (linea tratteggiata); la parte inferiore rappresenta, con la stessa simbologia, le temperature di brillantezza previste, supponendo una densità spaziale uniforme di HI, nel caso delle due distribuzioni di velocità, mentre la linea punteggiata raffigura dati osservativi. Si nota che la curva tratteggiata (presenza di piccole velocità radiali) assomiglia molto a quella osservata, dimostrando che non è possibile distinguere fra variazioni di velocità e di densità lungo la linea di vista.

Un'altra discrepanza si ha nel confronto delle curve di rotazione in fig. 13.10 nei due quadranti $0^\circ < \ell < 90^\circ$ (Nord) e $270^\circ < \ell < 360^\circ$ (Sud). Se i moti fossero perfettamente circolari, per ragioni di simmetria le due curve dovrebbero sovrapporsi, mentre è chiaro dalla figura che almeno nella regione fra 4 e 7 kpc dal centro esse differiscono sistematicamente di $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$. A parte i diversi valori numerici delle velocità le due curve si assomigliano notevolmente, anche nei dettagli. Questa fenomenologia è spiegata con la presenza di un moto di espansione radiale nelle vicinanze del Sole alla

velocità di $\sim 7 \text{ km s}^{-1}$.

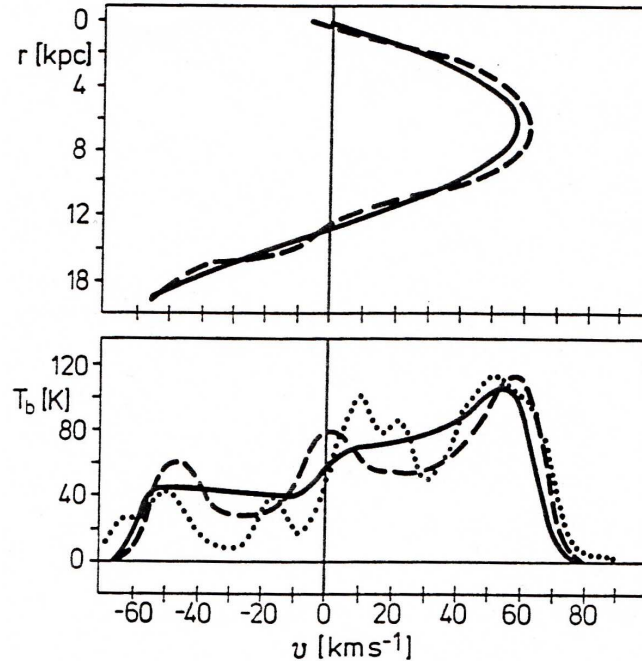


Figura 13.14: *sopra*) R vs v_R (r ed v in figura) per moti circolari (linea continua) e lievemente perturbati (linea tratteggiata; *sotto*) modello del profilo della riga a 21 cm nel caso di rotazione uniforme e di piccole perturbazioni della velocità radiale (stessi simboli) a confronto coi dati sperimentali (linea punteggiata). La presenza di anche piccole velocità radiali introduce forti modulazioni di T_b che potrebbero essere interpretate come nubi a densità diverse. Notare il “velocity crowding” a $v \approx 60 \text{ km s}^{-1}$ dove la velocità raggiunge un massimo (Scheffler&Elsasser, “Physics of the Galaxy and Interstellar Medium”).

C'è infine da considerare la teoria delle onde di densità che viene comunemente utilizzata per spiegare la struttura a spirale (cap. 18) e che predice l'esistenza di moti non circolari.

Facendo riferimento alla fig. 13.7 possiamo dare la seguente spiegazione qualitativa. Se in un intervallo dr lungo la linea di vista (Sole-P) v cambia poco, o dv/dr passa attraverso lo zero, si può percorrere un lungo tratto in r prima di uscire dalla risoluzione Δv dello spettrometro, quindi si contano più atomi di H e T_B risulta maggiore.

13.1.7 L'idrogeno nelle regioni periferiche della Galassia

Integrando la distribuzione di idrogeno di fig. 13.11 in anelli concentrici rispetto al centro galattico, si può determinare la densità media dell'idrogeno in funzione di R . Si trova che la distribuzione radiale della densità non è piccata al centro, come uno avrebbe potuto aspettarsi in analogia con la distribuzione della materia luminosa, ma anzi si ha una forte depressione per $R < 4 \text{ kpc}$. La densità si mantiene abbastanza costante intorno al valore di 0.4 cm^{-3} per $5 \lesssim R \lesssim 13 \text{ kpc}$ poi crolla piuttosto rapidamente ad R piccoli. Ricordiamo che una simile carenza nelle regioni centrali si nota anche per l'HII (cap 10).

Molto interessante è la distribuzione dell'idrogeno neutro in direzione $|z|$, cioè perpendicolarmente al piano della Galassia, in funzione della distanza dal centro. Se si escludono i $\sim 3 \text{ kpc}$ centrali, il piano galattico è ben definito, piatto e sottile ($\sim 250 \text{ pc}$, di spessore), fino a distanze dell'ordine di R_0 , la distanza Sole-centro galattico, dove il disco definito dalla materia luminosa più o meno termina. A distanze di poco maggiori lo strato d'idrogeno si fa più spesso ed appare sistematicamente distorto

dal piano definito da $b = 0^\circ$, secondo una simmetria ad S molto allungata (a forma del segno di integrale o *warp*). L'idrogeno può essere osservato fino a ~ 25 kpc dal centro; oltre questa distanza l'emissione è così bassa che raggiunge i limiti di sensibilità dei radiotelescopi attuali. Il disco galattico definito dall'HI ha quindi un diametro che è almeno il doppio del diametro dell'idrogeno molecolare H_2 (§ 13.3.1) e ionizzato, HII (§ 13.2), ed è anche più grande di quello definito da qualunque altro tracciante di disco, come popolazione stellare I, molecole interstellari, Resti di Supernovæ, pulsar, e radiazioni γ , *IR* (polvere) e di sincrotrone. Vale a dire che molti componenti della Galassia, che sono comuni nelle parti centrali, risultano piuttosto rari nelle regioni periferiche.

A questa distanza dal centro il centroide dell'emissione è a ~ 4 kpc sopra il piano galattico (definito dalle regioni entro R_0) nell'emisfero nord, mentre nell'emisfero sud, dopo aver raggiunto una distanza sotto il piano galattico di ~ 1 kpc a ~ 18 kpc dal centro sembra ripiegarsi nuovamente verso il piano galattico. In fig. 13.15 è riportata un'immagine schematica di come sarebbe vista la Galassia, di taglio, a 21 cm, da un osservatore esterno: nei 2-3 kpc centrali si nota il disco inclinato descritto nel cap. 14.

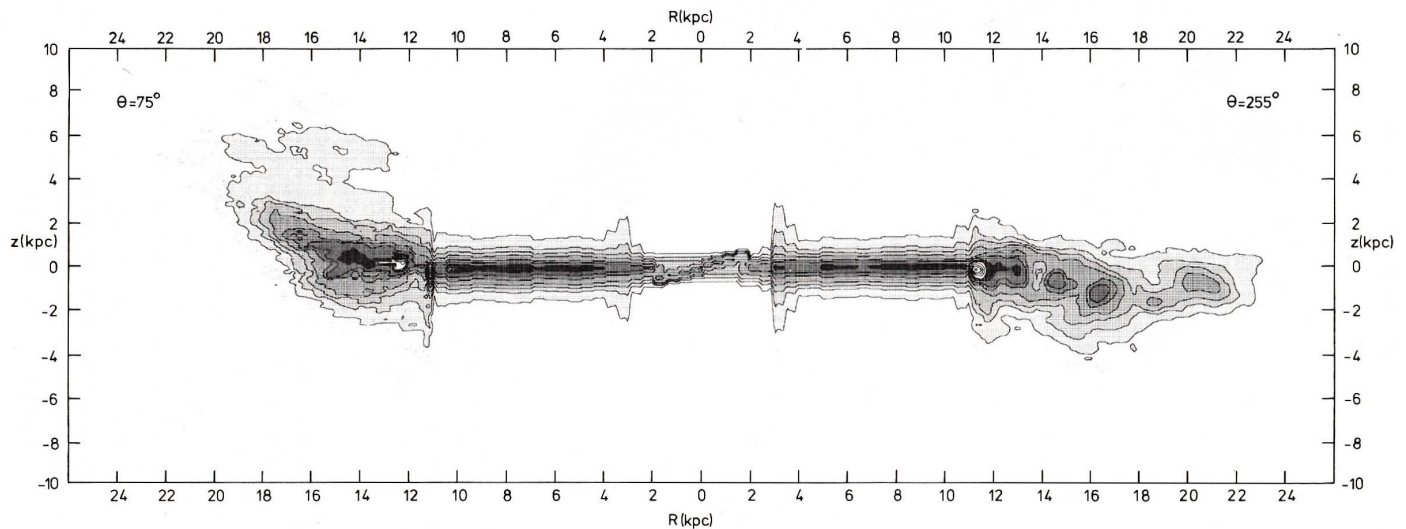


Figura 13.15: Immagine composta del disco galattico, visto di taglio, come dedotto combinando osservazioni nell'HI effettuate in vari momenti (Burton, "Galactic and Extragalactic Radio Astronomy", p. 348). Notare l'effetto *warp*.

Questi *warp* sono visibili in molte altre galassie a spirale (cap. 18). Nel caso della Galassia si era pensato che la distorsione delle sue regioni periferiche potesse essere attribuita ad effetti mareali causati dalle Nubi di Magellano, ma oggi questa ipotesi non è più considerata plausibile. Quale sia la ragione vera dei warp nella Galassia ed in altre spirali non è ancora stato spiegato in maniera soddisfacente.

Alla distanza di due raggi Sole-centro galattico lo spessore dell'idrogeno è circa il doppio che nel disco convenzionale. Anche questa fenomenologia è comune ad altre galassie a spirale e sembra connessa col problema della materia oscura discusso nel cap. 18.

13.2 L'idrogeno ionizzato (HII)

Circa l'1% dell'idrogeno interstellare presente nella Galassia è ionizzato. L'energia di ionizzazione dell'atomo di idrogeno è ~ 13.6 eV quindi sono necessari fotoni con energia superiore a tale valore, ossia fotoni ultravioletti ($\lambda < 916 \text{ \AA}$). Le stelle che producono la ionizzazione devono essere molto calde, infatti, affinché l'energia dei fotoni sia $\mathcal{E}_f \approx 3k_B T \gtrsim 13.6$ eV la temperatura superficiale delle stelle deve essere $\geq 5 \times 10^4$ K. Si tratta quindi tipicamente di stelle di tipo spettrale *O* e *B*. Stelle ancora più calde saranno in grado di ionizzare altri elementi. Per esempio fotoni con $\lambda < 504 \text{ \AA}$ sono in

grado di ionizzare l'elio. Quindi l'idrogeno (e più in generale il gas) ionizzato tracciano la distribuzione delle stelle molto calde, di formazione recente. Una volta che il fotone ultravioletto ha ionizzato un atomo di idrogeno, liberando una coppia elettrone–protone, le due particelle possono perdere energia per collisioni con altri atomi, riscaldando il gas, per irraggiamento di bremsstrahlung degli elettroni, oppure può succedere che la coppia si ricombini (o che le due particelle si combinino separatamente con altri protoni ed elettroni del gas ionizzato) formando un atomo eccitato che poi decade a livelli di energia inferiore emettendo fotoni ad una precisa frequenza.

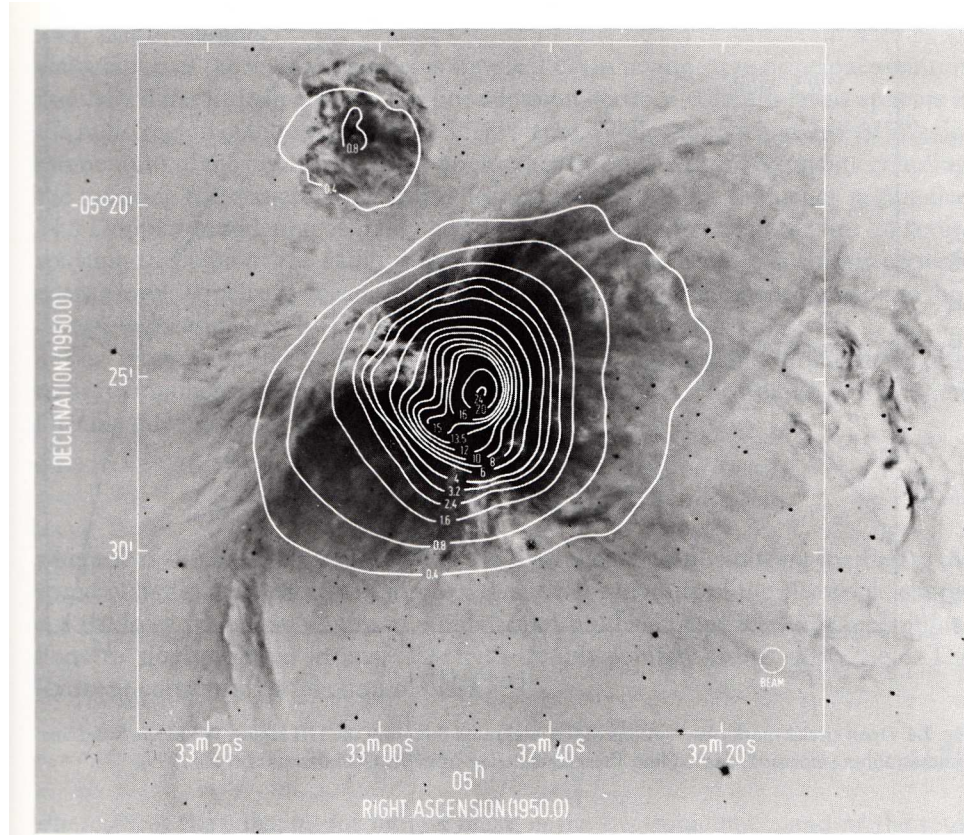


Figura 13.16: Isofote radio a 23 GHz sovrapposte alla immagine ottica della Nebulosa di Orione fotografata in $H\alpha + NII$ (Gordon, “Galactic and Extragalactic Radio Astronomy”, p. 45).

L'emissione è quindi dovuta sia a *transizioni libero-libero* (bremsstrahlung termica), che produce uno spettro continuo, che a *processi di ricombinazione*, (§ 13.2.2) che producono anche uno spettro di righe. Poichè l'emissione, sia di bremsstrahlung che da parte di righe di ricombinazione, avviene anche nella banda radio, è possibile scandagliare la Galassia anche in zone non accessibili ad osservazioni visuali.

L'idrogeno ionizzato è presente nella nostra Galassia sotto forma di nubi discrete, la cui densità supera i 10 atomi cm^{-3} . Alcune di esse formano dei complessi spettacolari, sia per dimensioni che per densità del gas (es. Nebulosa di Orione, fig. 13.16) e sono note come *regioni HII*. Spesso le regioni *HII* contengono grandi quantità di polveri che ne rendono difficile o impossibile l'osservazione visuale. La maggior parte dell'idrogeno ionizzato tuttavia è distribuito in maniera diffusa o in nubi più piccole, non individuabili singolarmente. E' questo l'idrogeno responsabile dell'emissione termica diffusa della Galassia a lunghezze d'onda inferiori ai 20 cm (cap. 10), della dispersione temporale degli impulsi delle pulsar e della rotazione di Faraday del piano di polarizzazione della radiazione di sincrotrone. (cap. 7 e 17). L'emissività dell'idrogeno ionizzato mostra una distribuzione fortemente non uniforme in funzione della distanza dal centro galattico, (cap. 10) con un massimo pronunciato a $\sim 5 \text{ kpc}$. Questa deficienza di idrogeno ionizzato che sembra esistere per $R < 4 \text{ kpc}$ è confermata dalla distribuzione

delle regioni *HII* (fig. 13.17).

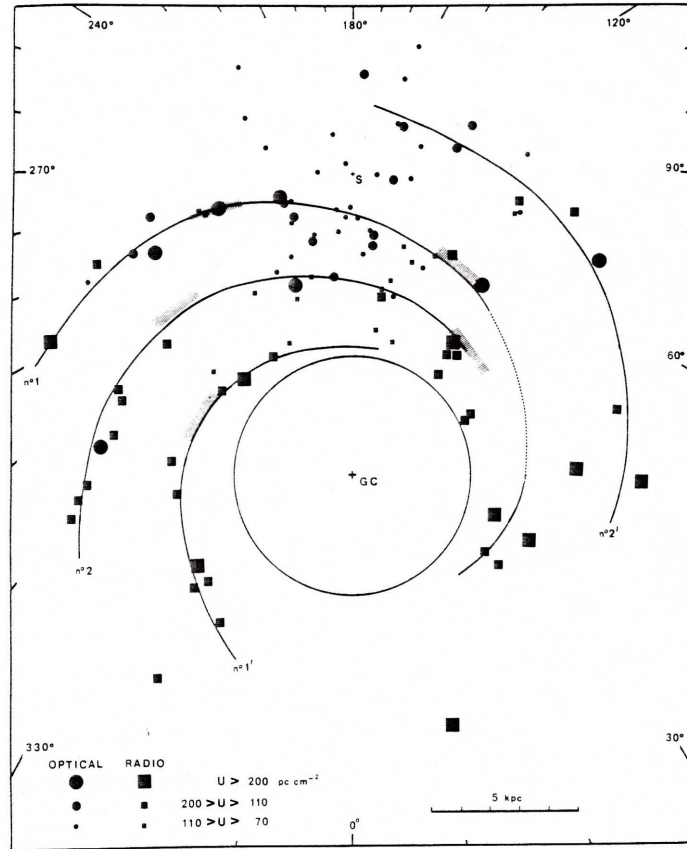


Figura 13.17: Distribuzione delle regioni *HII*, ottiche (cerchi) e radio (quadrati), sul piano della Galassia (Georgelin&Georgelin 1976, A&A., 49, 57). Le regioni tratteggiate indicano zone di massima emissione radio, nel continuo o nell'HI. Sovrapposta è una possibile struttura a spirale deducibile da questi dati.

E' noto dallo studio delle galassie a spirale che le regioni *HII* sono distribuite sostanzialmente sui bracci a spirale (si veda anche discussione nel cap. 10), per cui è importante poterne studiare la distribuzione spaziale anche all'interno della Galassia. Questo si può fare solo se si conosce la loro distanza. La determinazione delle distanze si può fare dallo studio delle caratteristiche delle stelle eccitatrici, quando sono visibili, oppure, dalle velocità radiali delle regioni stesse, misurate sulla base delle righe di ricombinazione, e assumendo un modello di rotazione della Galassia, come si fa per l'idrogeno neutro. In fig. 13.17 sono riportate un centinaio di regioni *HII* giganti. La loro distribuzione mostra addensamenti che si accordano ragionevolmente bene con quelli dell'idrogeno neutro di fig. 13.11 ma anche con le distribuzioni di stelle giovani o di altri traccianti di braccia a spirale (cap. 10), per cui tali addensamenti sono interpretati come braccia a spirale.

13.2.1 Emissione per bremsstrahlung

Di questo processo radiativo si parla diffusamente nel cap. 3, per cui richiamiamo qui solo alcuni punti. La brillantezza superficiale di una regione che emette per bremsstrahlung nella banda radio (approssimazione di Rayleigh-Jeans) è data dalla (3.11)

$$B(\nu) \approx \frac{2k_B T_e^2}{c} \nu^2 (1 - e^{-\tau})$$

dove $\tau \propto n_e^2 \nu^{-2} T^{-3/2} g_{ff}(\nu, T_e) \ell \approx \nu^{-2.1} n_e^2 T_e^{-1.35} \ell$ è lo spessore ottico della nube. Quindi lo spettro ha un andamento $\propto \nu^2$ a bassa frequenza, dove $\tau \gg 1$, per poi appiattirsi e restare quasi costante ($\propto \nu^{-0.1}$, fig. 3.4). Lo studio dello spettro di radiazione nella parte opaca ed in quella trasparente permettono di determinare la temperatura elettronica e lo spessore ottico, e quindi, facendo ipotesi ragionevoli sulle dimensioni della regione, anche la densità elettronica.

Immersi nel gas interstellare si trovano grani di polvere che vengono riscaldati dal campo locale di radiazione della regione *HII* fino ad una temperatura di equilibrio. Questa polvere irradia a sua volta ma l'emissione ha in genere un massimo intorno ai $100 \mu\text{m}$ per cui non modifica sostanzialmente l'emissione di bremsstrahlung, se non a lunghezze d'onda più corte di $\approx 3 \text{ mm}$ (fig. 13.18).

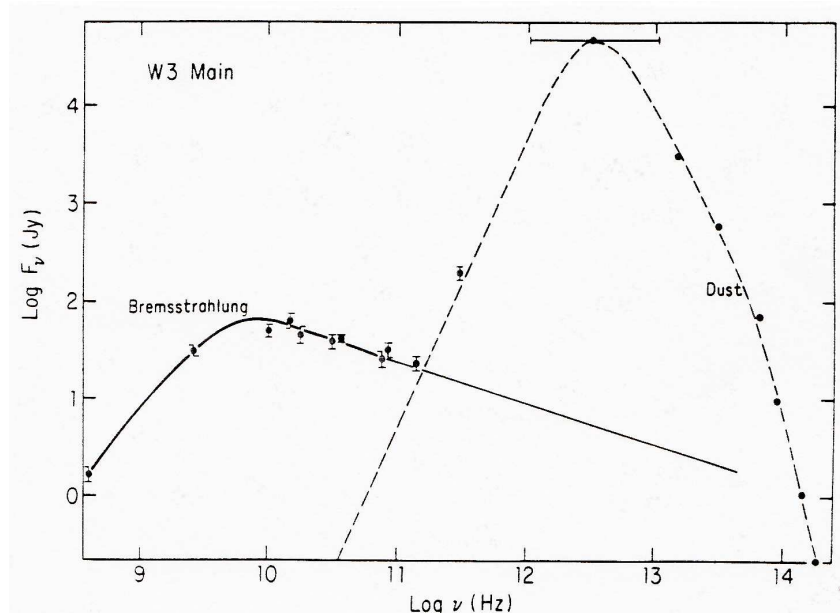


Figura 13.18: Spettro della emissione da bremsstrahlung ed infrarossa da polvere nella regione *HII* “W3 Main” (Gordon, in “Galactic and Extragalactic Radio Astronomy”, p. 46).

13.2.2 Righe di ricombinazione

Quando la coppia protone–elettrone si ricombina, in genere è più probabile ottenere uno stato eccitato che non lo stato fondamentale. Di conseguenza per ogni fotone ultravioletto originario che aveva prodotto la ionizzazione verranno prodotti almeno due fotoni secondari di energia inferiore: il primo prodotto dalla cattura dell’elettrone da parte del nucleo (ad una frequenza qualsiasi dato che deriva da una transizione libero–legato, e che contribuisce all’emissione continua), il secondo dalla diseccitazione dell’elettrone appena legato (producendo una riga ad una frequenza ben definita). Quindi nel processo di ricombinazione l’energia dei fotoni ultravioletti emessi dalla stella subisce un processo di degrado e, in generale, nessuno di questi fotoni secondari è in grado di produrre ulteriore eccitazione.

Gli effetti della interazione della radiazione ultravioletta con le nebulose gassose è stato studiato bene alle lunghezze d’onda ottiche, dove si osservano le righe di ricombinazione della serie di Balmer dell’idrogeno, ma anche righe proibite di [OII], [NII] e [OIII]. Altre righe di ricombinazione appartengono alla serie di Lyman che però non è osservabile da Terra a causa dell’opacità atmosferica. La ricombinazione però può produrre anche righe nella banda radio se l’atomo si diseccita mediante transizioni fra livelli energetici elevati e quindi aventi differenza di energia piccola.

Ricordiamo che la frequenza dei fotoni prodotti in transizioni fra due livelli energetici di un atomo

idrogenoide, caratterizzati da numeri quantici n ed $n + \Delta n$ è data dalla formula di Rydberg

$$\nu = \frac{\Delta\mathcal{E}}{h_P} = RcZ^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right] \approx 2RcZ^2 \frac{\Delta n}{n^3} \quad \text{per } \Delta n \ll n \quad (13.8)$$

dove Z è la carica del nucleo, c la velocità della luce, $R = R_\infty(1 - m_e/M)$ è la costante di Rydberg, m_e ed M la massa dell'elettrone e la massa totale dell'atomo, inclusi gli elettroni. $R_\infty \approx 1.1 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ è il valore asintotico della costante di Rydberg. Si vede che per avere righe nella banda radio deve essere $n > 60$. Dato l'elevato numero di transizioni possibili si adotta per la loro identificazione la seguente convenzione: le transizioni con $\Delta n = 1, 2, \dots$ sono chiamate transizioni α, β, \dots , come per le righe delle serie di Lyman, Balmer, etc; una riga è identificata dal simbolo dell'elemento, dal numero quantico principale n e dal tipo di transizione prodotta. Così per esempio la riga H 109 α indica la riga prodotta dall'idrogeno nella transizione fra $n = 110$ ed $n = 109$.

Dalla (13.8) si vede che la frequenza emessa decresce rapidamente col crescere del numero quantico principale n . La (13.8) può essere applicata con buona approssimazione anche ad atomi non idrogenoidi se questi si trovano a livelli energetici molto elevati dato che in questo caso l'elettrone che si ricombina "vede" il nucleo schermato dalla nuvola di elettroni rimasti. Se l'atomo aveva perso un solo elettrone, questo, quando si ricombina in un'orbita con numero quantico elevato, sente in pratica una carica $+e$, qualunque sia la specie atomica considerata, cioè $Z \approx 1$, e dato che $M \gg m_e$ il valore della costante di Rydberg cambia poco al variare della massa dell'atomo. Di conseguenza elementi diversi producono righe dello stesso tipo (per esempio $n\alpha$) abbastanza vicine in frequenza. Ad esempio la H 109 α e la He 109 α hanno frequenze di 5009 e 5011 MHz rispettivamente.

Lo studio del rapporto fra l'intensità delle righe di ricombinazione e l'emissione termica del continuo dà una misura del rapporto fra elettroni legati ed elettroni liberi e permette quindi di analizzare le variazioni della temperatura delle regioni *HII* nella Galassia. Si è trovato che la loro temperatura elettronica cresce con la distanza dal centro galattico. Dalla conoscenza delle temperature, gli spettri ottici delle stesse regioni *HII* permettono di determinarne la metallicità. Questa risulta decrescere dal centro della Galassia verso la periferia, indicando che nelle regioni periferiche si ha minor formazione stellare. Il rapporto He^+/H^+ , derivato sia da osservazioni ottiche che radio, è invece uniforme su tutta la Galassia, sintomo che la quantità di He non è stata sensibilmente alterata dai processi di formazione stellare, e quindi è presumibilmente rappresentativa di quella primordiale (§ 28.3.3).

Infine si hanno linee di ricombinazione anche da regioni dove non sono visibili regioni *HII*. Queste sembrano avere origine nel gas caldo e diffuso che permea la Galassia; sono molto più estese in velocità e più deboli, ed hanno forme ed estensione in velocità simili a quelle delle righe dell'idrogeno neutro osservate nelle stesse regioni.

Alcune righe di ricombinazione sono sufficientemente intense da permettere di ottenere grafici $v - \ell$ come con l'HI. Si veda per esempio in fig. 13.19 un grafico di questo tipo ottenuto, a $b = 0^\circ$ con la riga H 166 α , a $\nu = 1418 \text{ MHz}$. Grazie al fatto che questa riga è molto stretta ($\Delta\nu \lesssim 1 \text{ MHz}$) è possibile separare il suo contributo da quello dell'HI. Si noti la grande somiglianza di questa figura con la fig. 13.5

13.3 Molecole interstellari

Un radicale molecolare semplice come l'OH può ruotare in due maniere: intorno all'asse che unisce i due atomi, o intorno ad un asse ad esso perpendicolare e passante per l'atomo di O, che ha una massa molto maggiore. Dato che l'energia di rotazione è quantizzata, quando una molecola passa da uno stato di rotazione ad un altro, viene assorbito od emesso un fotone di frequenza corrispondente. Molecole o radicali più complessi hanno dozzine di possibili livelli energetici, a seconda della loro architettura, e quindi il numero di possibili transizioni fra livelli diversi, corrispondenti ad emissione o assorbimento di fotoni a determinate frequenze, può contarsi a centinaia. Altre come l'H₂ invece,

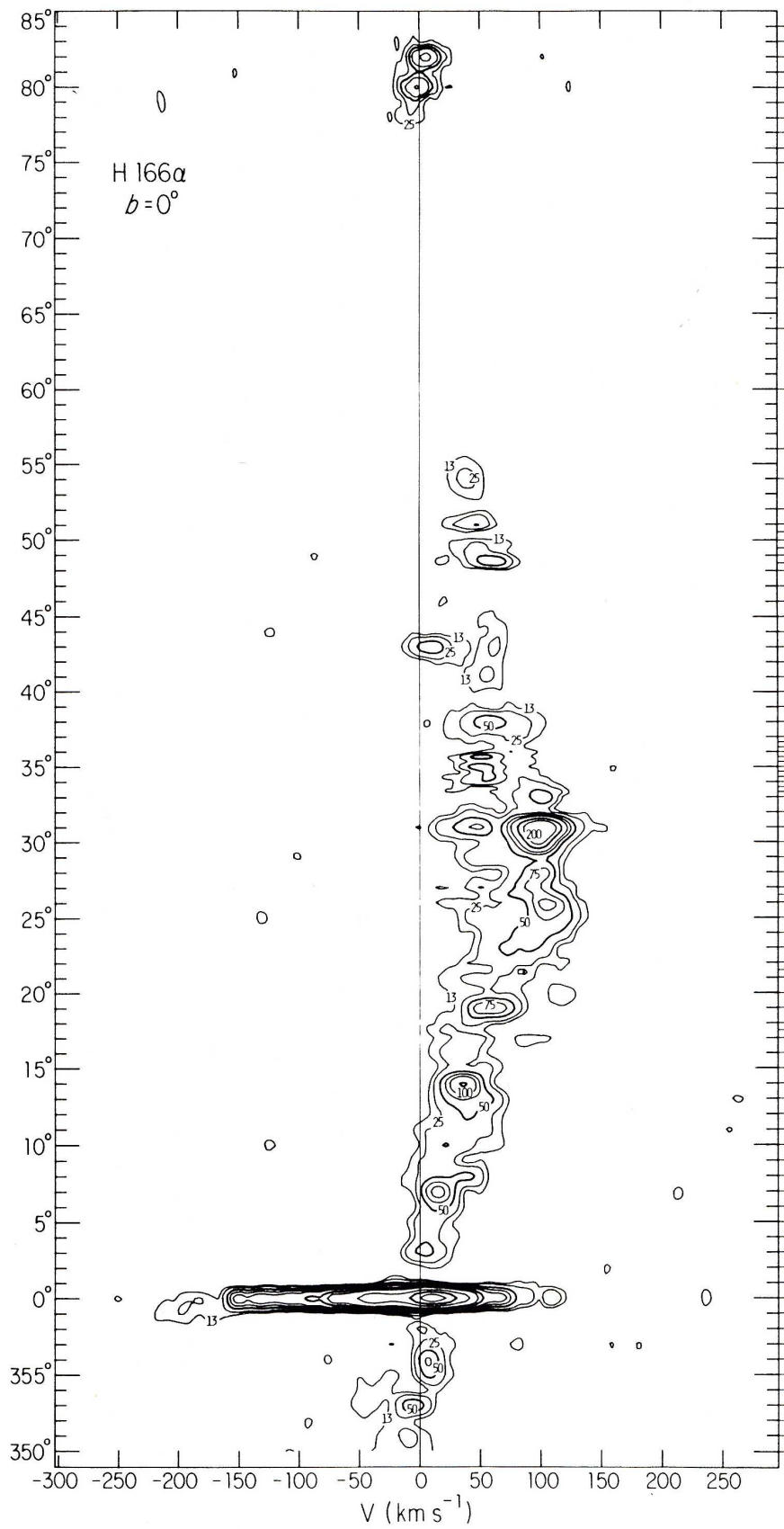


Figura 13.19: Isofote di T_B nel piano $v-l$ per la riga di ricombinazione H166 α (Gordon, in "Galactic and Extragalactic Radio Astronomy", p. 80).

Tabella 12.2: Molecole interstellari (circa 1990)

INTERSTELLAR MOLECULES							
<i>Chemical symbol</i>	<i>Name of molecule</i>	<i>Year of discovery</i>	<i>Part of spectrum</i>	<i>Chemical symbol</i>	<i>Name of molecule</i>	<i>Year of discovery</i>	<i>Part of spectrum</i>
<i>Two atoms</i>							
CH	methylidyne	1937	visible	C ₃ S	tricarbon monosulfide	1986	radio
CN	cyanogen radical	1940	visible	HCCN	(unnamed)	1991	radio
CH ⁺	methyladyne ion	1941	visible	<i>Five atoms</i>			
OH	hydroxyl radical	1963	radio	HCOOH	formic acid	1970	radio
CO	carbon monoxide	1970	radio	HC ₃ N	cynoacetylene	1970	radio
H ₂	molecular hydrogen	1970	ultraviolet	CH ₂ NH	methanimine	1972	radio
C ₂	carbon monosulfide	1971	radio	NH ₂ CN	cyanamide	1975	radio
SiO	silicon monoxide	1971	radio	H ₂ CCO	ketene	1976	radio
SO	sulfur monoxide	1973	radio	C ₄ H	butadiynyl radical	1978	radio
NS	nitrogen sulfide radical	1975	radio	CH ₄	methane	1978	radio
SiS	silicon sulfide	1975	radio	SiH ₄	silane	1984	infrared
C ₂	diatomic carbon	1977	infrared	C ₃ H ₂	cyclopropenylidene	1985	radio
NO	nitric oxide	1978	radio	CH ₂ CN	cyanomethyl radical	1987	radio
HCl	hydrogen chloride	1984	infrared	C ₄ Si	(unnamed)	1989	radio
PN	phosphorus nitride	1987	radio	H ₂ C ₃	propadienyldiene	1990	radio
NaCl	sodium chloride	1987	radio	<i>Six atoms</i>			
AlCl	aluminum chloride	1987	radio	CH ₃ OH	methyl alcohol	1970	radio
KCl	potassium chloride	1987	radio	CH ₃ CN	methyl cyanide	1971	radio
AlF	aluminum fluoride	1987	radio	NH ₂ CHO	formamide	1971	radio
SiC	silicon carbide	1989	radio	CH ₃ SH	methyl mercaptan	1979	radio
CP	phosphorus carbide	1989	radio	C ₂ H ₄	ethylene	1980	infrared
SiN	silicon nitride	1990	radio	C ₅ H	pentynylidyne radical	1986	radio
NH	nitrogen hydride	1991	ultraviolet	CH ₃ NC	methyl isocyanide	1987	radio
<i>Three atoms</i>							
H ₂ O	water	1968	radio	HCCCHO	propynal	1989	radio
HCO ⁺	formyl ion	1970	radio	H ₂ C ₄	butatrienyldiene	1990	radio
HCN	hydrogen cyanide	1970	radio	<i>Seven atoms</i>			
HNC	hydrogen isocyanide	1971	radio	CH ₃ C ₂ H	methylacetylene	1971	radio
OCS	carbonyl sulfide	1971	radio	CH ₃ CHO	acetaldehyde	1971	radio
HS	hydrogen sulfide	1972	radio	CH ₃ NH ₂	methylamine	1974	radio
C ₂ H	ethynyl radical	1974	radio	CH ₂ CHCN	vinyl cyanide	1975	radio
N ₂ H ⁺	diazenylium	1974	radio	HC ₃ N	cyanodiacetylene	1976	radio
SO ₂	sulfur dioxide	1975	radio	C ₆ H	hexatriynyl radical	1986	radio
HCO	formyl radical	1976	radio	<i>Eight atoms</i>			
HNO	nitroxyl radical	1977	radio	CH ₃ OHCO	methyl formate	1975	radio
HCS ⁺	thioformylium	1980	radio	CH ₃ C ₃ N	methyl cyanoacetylene	1983	radio
SiC ₂	silicon dicarbide	1984	radio	<i>Nine atoms</i>			
H ₂ D ⁺	(unnamed)	1985	infrared	CH ₃ CH ₂ OH	ethyl alcohol (ethanol)	1974	radio
C ₂ S	(unnamed)	1986	radio	(CH ₃) ₂ O	dimethyl ether	1974	radio
SiH ₂	silylene (unconfirmed)	1990	radio	CH ₃ CH ₂ CN	ethyl cyanide	1977	radio
C ₂ O	dicarbon monoxide	1991	radio	HC ₃ N	cyanotriacetylene	1977	radio
<i>Four atoms</i>							
NH ₃	ammonia	1968	radio	CH ₃ C ₄ H	methyl diacetylene	1984	radio
H ₂ CO	formaldehyde	1969	radio	<i>Ten atoms</i>			
HNCO	isocyanic acid	1971	radio	(CH ₃) ₂ CO	acetone (unconfirmed)	1987	radio
H ₂ CS	thioformaldehyde	1971	radio	<i>Eleven atoms</i>			
C ₂ H ₂	acetylene	1976	infrared	HC ₉ N	cyano-octatetrayne	1977	radio
C ₂ N	cyanoethynyl radical	1976	radio	<i>Thirteen atoms</i>			
HNCS	isothiocyanic acid	1979	radio	HC ₁₁ N	cyanotetracetylene	1981	radio
HOCO ⁺	protonated carbon dioxide	1980	radio				
C ₃ H	propynylidyne	1984	radio				
C ₃ O	tricarbon monoxide	1984	radio				
HCNH ⁺	protonated HCN	1984	radio				
H ₃ O ⁺	protonated water	1986	radio				

non posseggono livelli di energia rotazionale corrispondenti alla banda radio ².

L'energia rotazionale del livello fondamentale di molecole non troppo complesse corrisponde tipicamente a temperature dell'ordine di $\mathcal{E}/k_B \approx 0.1 \div 1000$ K. Quindi il grande numero di livelli energetici rotazionali che caratterizza la maggior parte delle molecole interstellari comporta salti di livello con energie sufficientemente basse da poter venire eccitati per collisione o radiazione sotto tutte le possibili condizioni interstellari.

A differenza degli atomi, con le molecole è dunque possibile sondare un vasto intervallo di condizioni fisiche nel mezzo interstellare (principalmente temperatura e densità) mediante l'osservazione delle loro numerosissime transizioni fra livelli di energia rotazionale o roto-vibrazionale, sia in assorbimento che in emissione, accessibili nella banda radio e submillimetrica.

Circa metà della massa del mezzo interstellare è sotto forma molecolare, e di questo la stragrande maggioranza sembra essere H_2 . Dato che l'idrogeno molecolare non può essere studiato direttamente, le stime sono alquanto incerte e vanno da $\sim 25\%$ a $\approx 100\%$ della massa di HI ($3.5 \times 10^9 M_\odot$). In certe regioni (come il così detto *anello molecolare* che si trova fra 3 e 7 kpc dal centro galattico) fino al 90% in massa del mezzo interstellare è sotto forma molecolare. Gran parte è raccolto in nubi, sia compatte che diffuse, con dimensioni che possono raggiungere ~ 50 pc, la cui densità può anche essere altissima (10^{10} molecole cm^{-3}) e le cui temperature variano da meno di 10 ad alcune migliaia di gradi. Da queste nubi si formeranno poi le stelle. E' stato stimato che vi siano nella Galassia circa 4000 nubi giganti, ciascuna costituita quasi interamente da idrogeno molecolare e CO, con massa $M \approx 10^6 M_\odot$. Questa stima, se corretta, implica appunto una massa totale di $\approx 4 \times 10^9 M_\odot$.

Oggi (2011) si conoscono, presenti nell'*ISM*, circa 160 molecole e radicali molecolari diversi. Si va da semplici molecole biatomiche a complessi che contano decine di atomi. Una forma di *fullerene* scoperto nel 2010 è costituito da 70 atomi di C !... Fra di esse(i) i più facili da osservare nella banda radio sono OH(1.7 GHz), NH_3 (23.7 GHz), H_2O (22.2 GHz), SiO(43 e 86 GHz) che irradiano a lunghezze d'onda relativamente lunghe dove la tecnologia radio è più semplice, oltre al CO che, pur irradiando a frequenze superiori ai 100 GHz è sufficientemente abbondante da essere rivelabile agevolmente.

Inoltre si osservano molte righe di specie non ancora identificate. La maggior parte delle molecole sono state trovate in addensamenti di nubi molecolari o negli involuipi circumstellari. La maggior parte

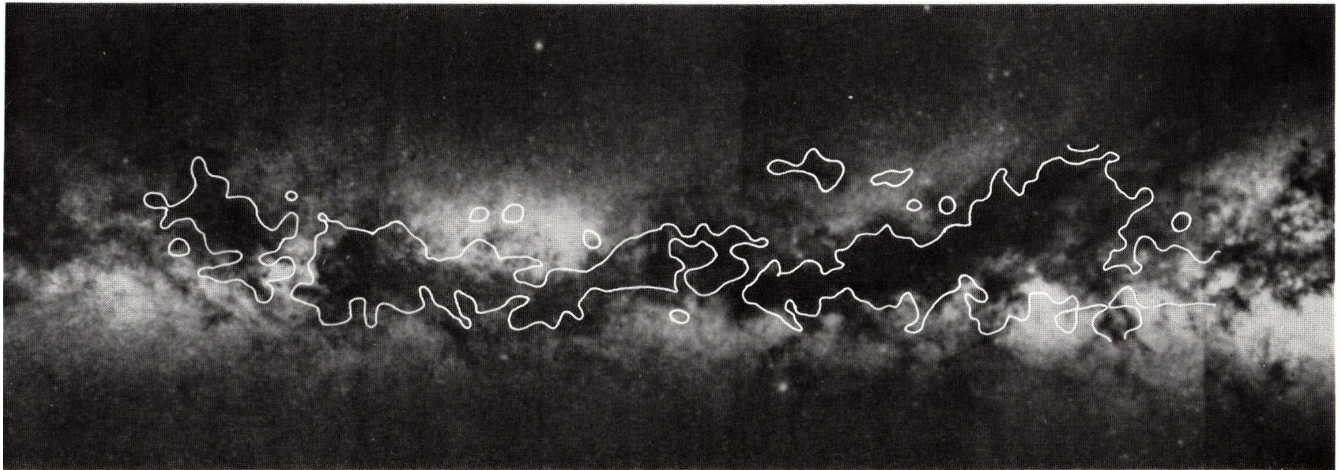


Figura 13.20: Piano della Galassia nel visibile. Il contorno bianco indica la regione di emissione nel CO (adattato da Dame et al. 1987). Notare come la luce delle stelle è oscurata in questa zona dalla presenza di polveri (Verschuur, “The Invisible Universe Revealed”, 1987, Springer-Verlag, p. 132).

²L'idrogeno molecolare irradia debolmente nell'*UV*, non osservabile da terra, per transizioni elettroniche, e nell'*IR* per transizioni roto-vibrazionali

delle molecole complesse sono organiche e nessuna delle molecole inorganiche, se si esclude l'ammoniaca NH_3 , contiene più di tre atomi. Apparentemente, come sulla Terra, il legame col carbonio è la chiave per la formazione di molecole complesse. Inoltre, sebbene molte sostanze siano comuni anche sulla Terra, come H_2O , NH_3 , H_2CO (formaldeide), HCOOH (acido formico) ed altre (tab. 13.3), una gran parte delle molecole interstellari sono sostanze estremamente reattive, e perciò transienti in un contesto terrestre. Alcune molecole e radicali sono stati sintetizzati solo recentemente in laboratorio, dopo essere stati osservati nello spazio: la Galassia può quindi essere utilizzata come un laboratorio chimico estremamente avanzato.

13.3.1 L'H₂ e il CO

Una delle molecole di particolare interesse e che può essere studiata con tecniche radioastronomiche, è il CO, che ha tre righe nell'intervallo $\sim 1 \div 3$ mm. E' la molecola più abbondante dopo l'H₂ (circa 100 volte più abbondante di qualsiasi altra molecola). Nelle zone del piano galattico ricche di polvere si trova invariabilmente anche emissione da CO (fig. 13.20).

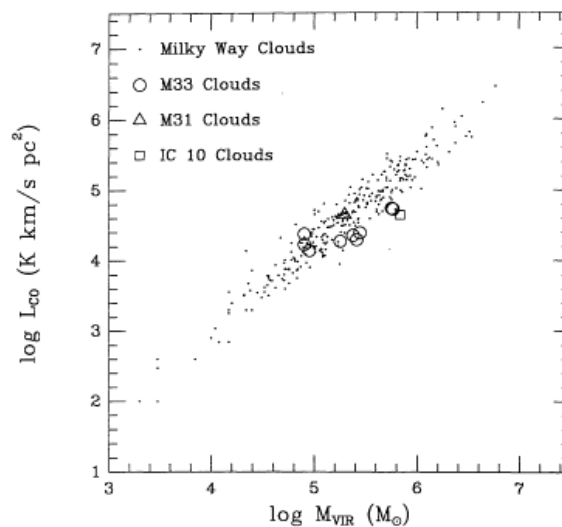


Figura 13.21: Confronto fra la luminosità del CO e la massa viriale di nubi molecolari nella Via Lattea ed in altre galassie a spirale (Young & Scoville 1991, ARA&A 29, 581). Nella Galassia la correlazione vale sia per le nubi con che senza formazione stellare. La proporzionalità fra le due grandezze giustifica l'uso del CO come tracciante per la massa dell'H₂.

Il CO si trova in grosse nubi di massa $\gtrsim 10^7 M_\odot$, gli oggetti più massivi della Galassia, contenenti anche idrogeno molecolare e polvere. Esso è un ottimo tracciante del mezzo interstellare: è noto infatti, che la luminosità delle righe del CO si correla molto bene con la massa viriale delle *nubi molecolari giganti*, nella nostra Galassia e in altre galassie a spirale (fig. 13.21). Il fattore di conversione comunemente usato è il rapporto $X = N_{\text{H}_2}/I_{\text{CO}}$ fra la densità di colonna dell'H₂ e la luminosità nella riga del CO in unità di $(\text{mol cm}^{-2}/\text{K km s}^{-1})$. L'interpolazione dei dati di fig. 13.21 nell'intervallo di massa $10^5 - 2 \cdot 10^6$, dove anche i dati da altre spirali sono presenti dà $X = 3.0 \cdot 10^{20}$. La somiglianza fra i dati delle varie galassie autorizza l'uso di questa stessa proporzionalità fra CO e H₂ per le spirali in generale.

Queste nubi giganti sono regioni di formazione stellare ("Star Formation", *SF*), e il confronto di vari traccianti di *SF* con le masse delle nubi molecolari può fornire uno strumento per investigare la *Star Formation Efficiency (SFE)* all'interno e fra le galassie.

L'interesse principale deriva dal fatto che il CO serve da surrogato per lo studio della distribuzione dell'idrogeno molecolare, H₂, che, pur essendo molto più abbondante, non è osservabile nel radio e

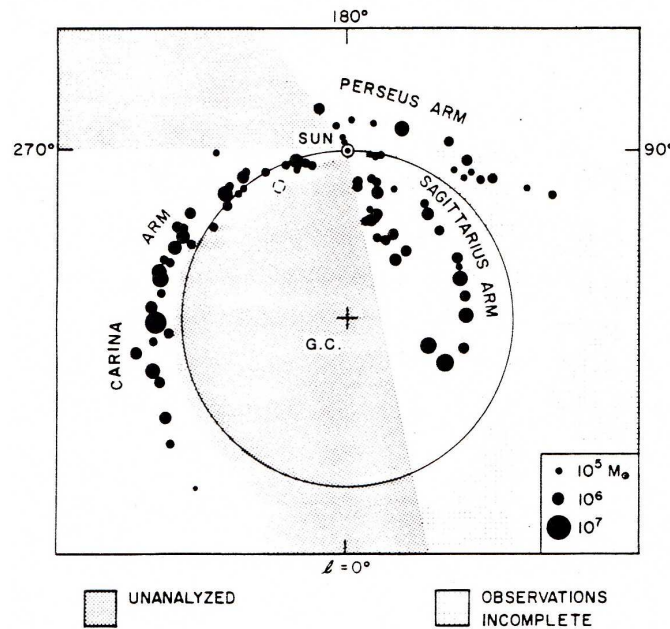


Figura 13.22: Distribuzione sul piano galattico delle nubi molecolari giganti come dedotta dallo studio del CO (Verschuur “The Invisible Universe Revealed” adattato da Dame et al. 1987, p. 138).

lo è a fatica nell’UV, alle temperature caratteristiche del mezzo interstellare. La molecola del CO fa da tracciante dell’idrogeno molecolare in quanto la sua principale sorgente di eccitazione è costituita proprio dalle collisioni con l’H₂.

Tabella 13.3: Contenuto di HI e H₂ a varie distanze dal centro galattico

	0 – 1.5kpc	1.5 – 10kpc	10 – 20kpc	totale
$M(\text{H}_2)$	$5 \times 10^8 M_\odot$	$2.7 \times 10^9 M_\odot$	$0.8 \times 10^9 M_\odot$	$4 \times 10^9 M_\odot$
$M(\text{H}_2)/M_T(\text{H}_2)$	12%	68%	20%	100%
$M(\text{HI})$	$1 \times 10^7 M_\odot$	$0.9 \times 10^9 M_\odot$	$4 \times 10^9 M_\odot$	$4.9 \times 10^9 M_\odot$
$M(\text{HI})/M_T(\text{HI})$	0.2%	18%	82%	100%
$M(\text{H}_2)/M(\text{HI})$	50	3.0	0.2	0.82

Le sorgenti di CO, e quindi l’idrogeno molecolare, descrivono molto bene la struttura a spirale individuata con gli altri metodi. Si confrontino le figure 13.11 e 13.17 con la fig. 13.22 dove sono mostrate una novantina di nubi molecolari di masse comprese fra 10^5 e $10^7 M_\odot$.

La distribuzione radiale delle nubi molecolari nel piano della Galassia, come dedotta dalle osservazioni nel CO, mostra che la maggior parte del materiale è concentrato in un anello, il *molecular ring* (§ 13.3) di raggio medio ≈ 5.5 kpc e larghezza ≈ 4 kpc che non ha riscontro nella distribuzione dell’HI. L’idrogeno neutro mostra una deficienza anche a distanze inferiori di ~ 4 kpc (§ 13.1.7), ma all’esterno ha una distribuzione che decresce più lentamente, e si estende molto oltre il diametro ottico

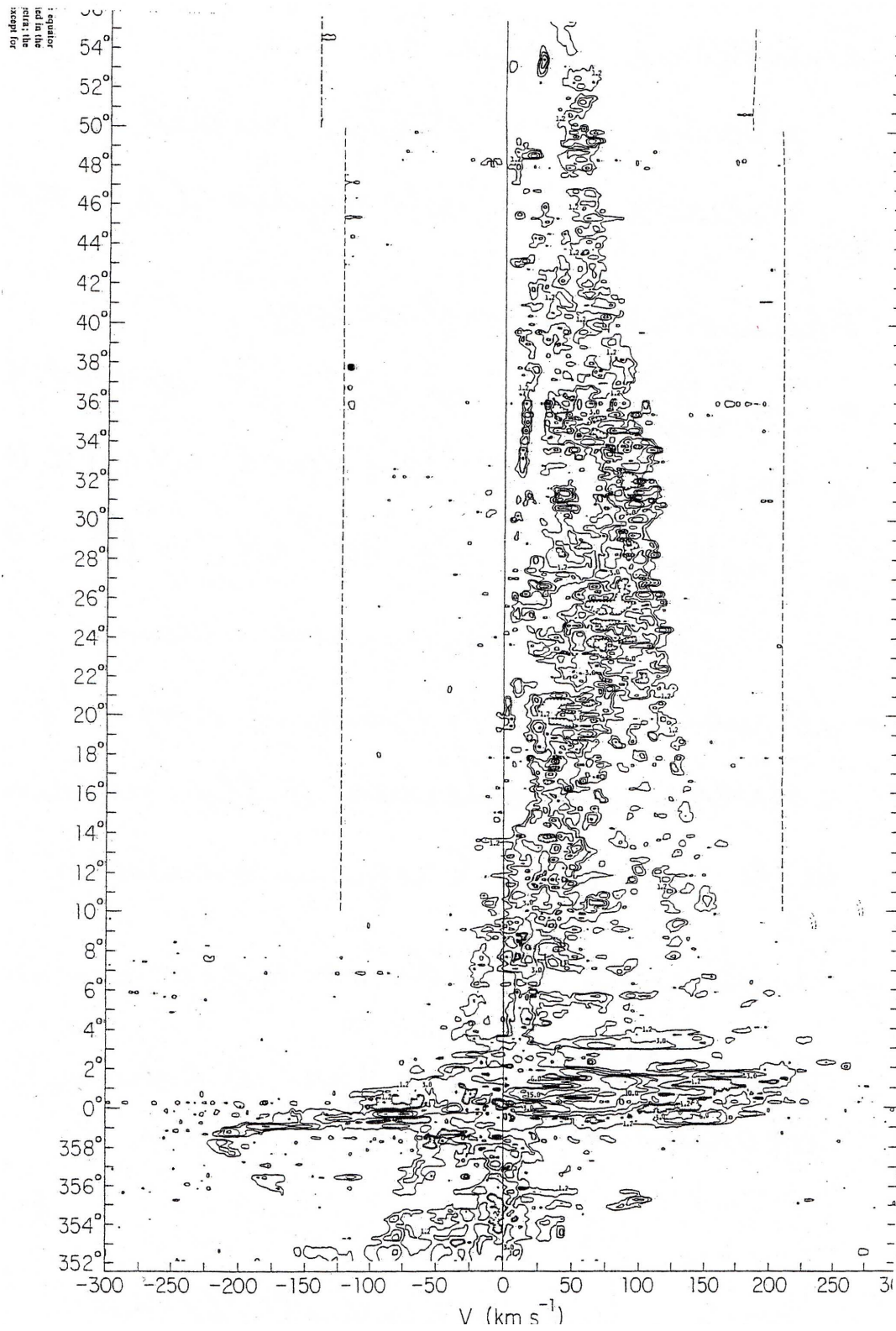


Figura 13.23: Contorni $v - l$ per $b = 0^\circ$ ottenuti nella riga del CO (Burton&Gordon, 1978, A&A, 63, 7).

della Galassia. La tab. 13.3 mostra il contenuto di HI e H₂ in corone circolari a varie distanze dal centro.

La distribuzione del CO nel piano della Galassia si può determinare con tecniche simili a quelle utilizzate per lo studio della distribuzione dell'HI (§ 13.1.4, fig. 13.23).

Anche in altezza sul piano il materiale molecolare sembra più concentrato che non l'idrogeno neutro, avendo una larghezza a metà del massimo di intensità di ~120 pc.

13.4 I maser

E' noto da diverso tempo che emissione radio monocromatica molto intensa viene prodotta nei nuclei delle regioni di formazione stellare ed in certi tipi di stelle evolute. Si ritiene che l'elevata intensità di questa emissione non sia spontanea ma amplificata dal processo *MASER* (acronimo di *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, simile al processo *laser*). Il meccanismo del processo maser è il seguente.

Consideriamo, in un atomo, radicale o molecola di un gas, tre livelli di energia con popolazioni relative n_1, n_2, n_3 . Se il gas è in equilibrio termodinamico alla temperatura T , la popolazione di ciascun livello dipende dalla sua energia secondo la legge di Boltzmann (eq. 13.1). Quindi il rapporto fra la popolazione di due livelli, per esempio 2 e 1, con $\mathcal{E}_2 > \mathcal{E}_1$ è dato da:

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-(\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)/k_B T} = e^{-h\nu_{12}/k_B T} < 1$$

dove abbiamo indicato con ν_{12} la frequenza emessa nella transizione $2 \rightarrow 1$. In condizioni di equilibrio termodinamico i livelli con energia maggiore sono dunque i meno popolati.

Una molecola nello stato eccitato 2 può decadere allo stato 1 spontaneamente oppure la transizione può essere stimolata, vale a dire che se la molecola è irradiata con fotoni di frequenza ν_{12} essa può diseccitarsi emettendo a sua volta un fotone di frequenza ν_{12} . Nella transizione stimolata, quindi, ogni fotone che irradia il gas causa la produzione di un secondo fotone della stessa frequenza, che viene emesso nella stessa direzione di quello incidente ed in fase con questo. In una situazione di equilibrio termodinamico, un fotone ha una uguale probabilità di essere assorbito dal gas e provocare una transizione $1 \rightarrow 2$ o di stimolare una transizione $2 \rightarrow 1$. Possiamo schematizzare il discorso pensando che per ogni fotone che viene assorbito e porta la molecola in uno stato eccitato ve ne sarà un altro che causerà la diseccitazione della molecola, con restituzione del fotone precedentemente assorbito. Questo è vero però solo finché la popolazione del livello 2 resta inferiore a quella del livello 1. Ma se, per qualche ragione, si ha una inversione di popolazione, cioè se n_2 diventa maggiore di n_1 , e tale inversione viene mantenuta nel tempo, allora la radiazione incidente alla frequenza ν_{12} stimolerà nel gas un numero di transizioni $2 \rightarrow 1$ maggiori di quelle opposte, aumentando così il numero di fotoni di frequenza ν_{12} presenti, che a loro volta stimoleranno l'emissione di altri fotoni, e così via in un processo a cascata.

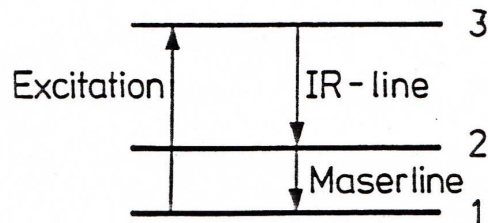


Figura 13.24: Schema di funzionamento di maser (vedi testo). Qui si suppone che la riga a frequenza ν_{23} cada nell'infrarosso (*IR*)

Per ottenere questa sovrappopolazione del livello 2 è necessario rompere l'equilibrio termodinamico, fornendo energia al gas. Questa energia è normalmente chiamata *pompa del maser*. Può essere

radiativa, come è nella maggior parte dei casi astronomici, ma può anche essere di origine chimica, magnetica o collisionale.

Per illustrare uno schema di pompaggio radiativo, supponiamo, facendo riferimento alla fig. 13.24, di irradiare il gas con fotoni di frequenza ν_{13} .

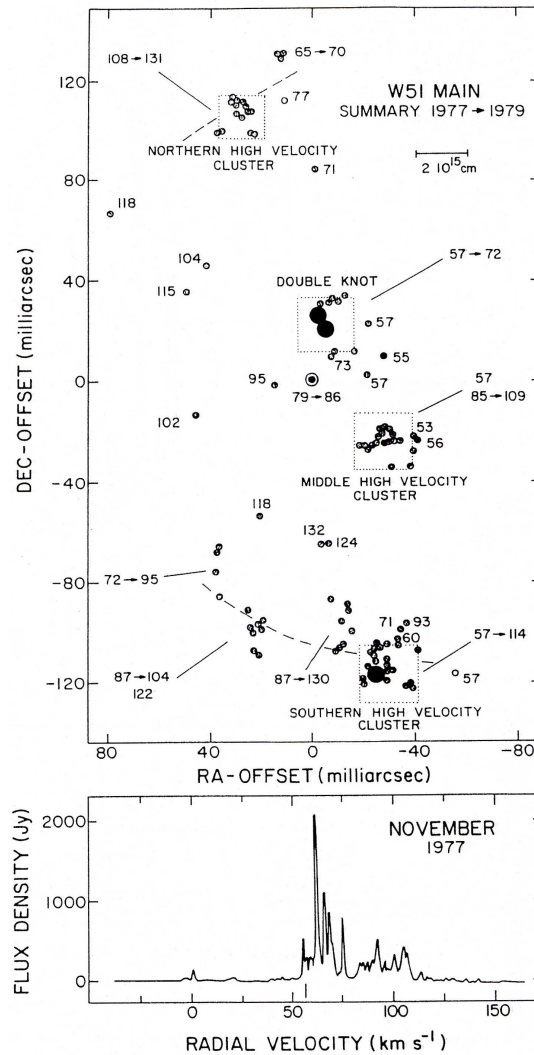


Figura 13.25: Emissione maser nella riga dell' H_2O dalla regione centrale di W51 (Main). In *basso* lo spettro di velocità radiali, in *alto* un'immagine VLBI delle regioni maser cui sono associate misure di velocità in km s^{-1} (Reid&Moran in "Galactic and Extragalactic Radio Astronomy", p. 276).

Questi verranno assorbiti dal gas e lo ecciteranno al livello 3. Quando la probabilità di decadimento spontaneo $3 \rightarrow 2$ (nei casi astronomici queste transizioni spontanee sono prevalentemente nell'*IR*) è maggiore della probabilità di decadimento spontaneo $2 \rightarrow 1$, livello 2 finisce per essere sovrappopolato e quindi una sorgente di radiazione alla frequenza ν_{12} potrà venire amplificata.

13.4.1 Caratteristiche osservative dei maser

I maser³ più comuni sono quelli dell' OH , H_2O e SiO , e si trovano associati o a regioni *HII* molto compatte o a stelle supergiganti rosse (§ 13.4.3). La loro associazione con le regioni *HII* ha fatto

³Nel linguaggio corrente si usa chiamare "maser" anche l'oggetto celeste che irradia per "processo maser". Più correttamente in inglese si dice "maser spots", regioni maser (figg. 13.25 e 13.26).

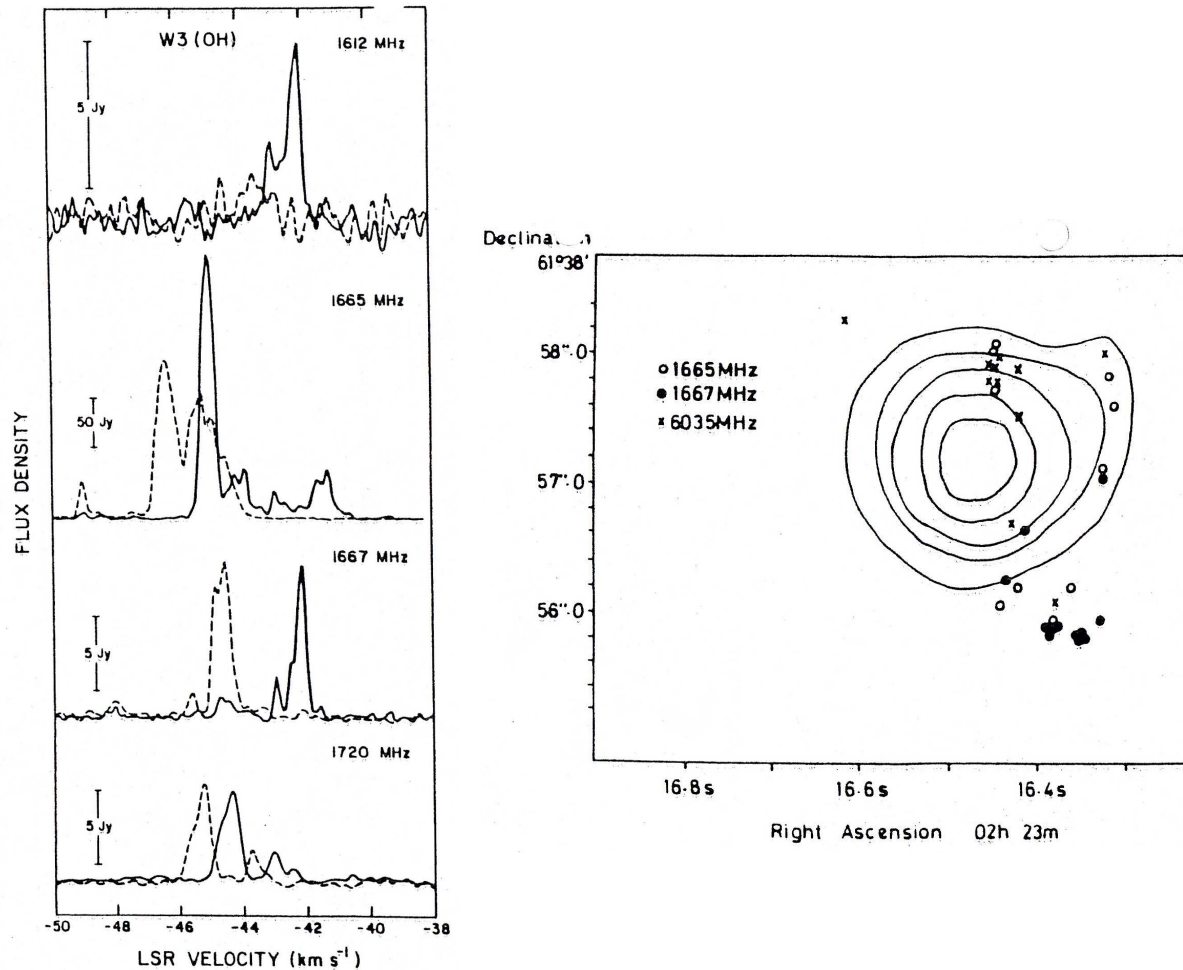


Figura 13.26: Osservazioni nella regione HII gigante W3(OH). A *sinistra* spettri di velocità radiali (nel sistema di riferimento del sistema solare) di maser nelle quattro righe dell'OH (Reid&Moran, "Galactic and Extragalactic Radio Astronomy" p. 279). Le linee continua e tratteggiata rappresentano l'emissione polarizzata circolarmente destra e sinistra rispettivamente. A *destra* distribuzione di regioni maser, osservate a varie frequenze, sovrapposte ai contorni della emissione radio a 15 GHz di Harris & Scott 1976 (MNRAS 175, 371).

pensare fin dall'inizio ad una loro connessione col processo di formazione stellare. I maser di SiO, con l'eccezione dei maser nella Nebulosa di Orione, si trovano esclusivamente vicino a stelle evolute. Le misure effettuate con tecniche di interferometria intercontinentale (*VLBI*, *Very Long Baseline Interferometry*) hanno mostrato diametri $\sim 10^{-3}$ secondi d'arco, e, conseguentemente temperature di brillantezza molto elevate, $\sim 10^{12}$ K, che possono essere giustificate solo se è presente un processo coerente di amplificazione come è appunto il processo maser.

I dati interferometrici implicano che le regioni emittenti sono fisicamente molto piccole, $\sim 10^{14}$ cm ($< 10^{-4}$ pc), paragonabili con le dimensioni del raggio Terra-Sole, si muovono con velocità dell'ordine di 50–100 km s^{-1} e sono raggruppate (figg. 13.25 e fig. 13.26) in zone delle dimensioni del sistema solare ($\sim 10^{16}$ cm). La densità di queste regioni è molto elevata, fino a 10^9 cm^{-3} per qualche maser dell' H_2O . La luminosità può raggiungere livelli elevatissimi. Un maser H_2O può dare una luminosità di $1 L_{\odot}$ in una singola riga spettrale di qualche decina di kHz di larghezza.

Sono sorgenti di radiazione altamente monocromatica, spesso fortemente polarizzata circolarmente, anche del 100%, (fig. 13.26) a causa dell'effetto Zeeman. Ciò comporta l'esistenza di campi magnetici di parecchi milligauss nella zona circostante il maser. Ci si aspetta anche che l'emissione sia altamente

coerente, dato che i fotoni stimolati sono tutti in fase coi fotoni da cui hanno origine. Le righe sono molto intense: i maser H_2O possono produrre righe con densità di flusso $> 10^3$ Jy e, in casi eccezionali, arrivare anche a 10^6 Jy.

Il fatto che le righe siano molto strette indicherebbe che il gas sia a temperature molto basse (~ 10 K), mentre la loro intensità suggerirebbe un gas molto caldo, se in condizioni di equilibrio termodinamico. Chiaramente deve essere al lavoro qualche processo che rompe l'equilibrio termodinamico.

13.4.2 Maser associati a formazione stellare

Dato che i maser si raggruppano vicino alle regioni *HII*, è possibile che essi siano dei frammenti di materiale legato gravitazionalmente, ma non così denso come le stelle; potrebbero essere protostelle. E' perciò possibile che la radiazione infrarossa di questi frammenti sia la sorgente di energia che fa da pompa al processo.

Questi frammenti di gas e polveri potrebbero poi cadere sulla stella in via di formazione, lasciandosi dietro una scia di materiale che continua a cadere. Se la nube di gas è in rotazione, si può formare un disco di accrescimento intorno alla stella, rivelabile osservando la riga dell'OH. Quando la stella inizia i processi di nucleosintesi produce un forte vento bipolare, preferenzialmente nella direzione dell'asse di rotazione, che soffia via (*outflow*) il materiale residuo rimasto indietro nella sua fase di collasso. Questo è osservato come un insieme di maser H_2O vicino alla stella. A distanze maggiori il materiale soffiato via è costituito da ossido di carbonio e altre molecole. Una rappresentazione schematica della situazione nei pressi di una protostella è data in fig. 13.27.

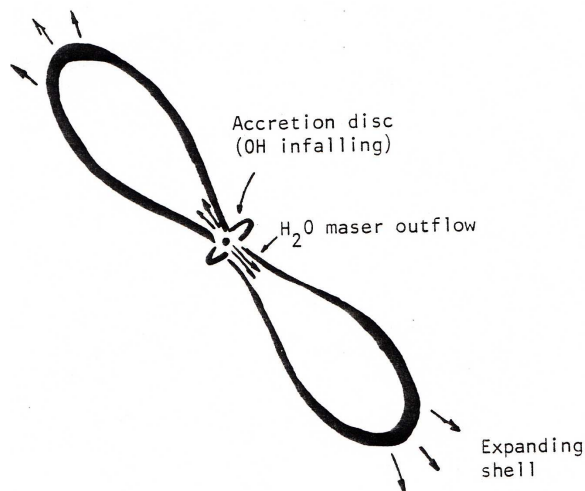


Figura 13.27: Schema di processo di formazione stellare, nella fase di protostella, secondo le informazioni fornite dallo studio dei maser

13.4.3 Maser circumstellari

Si ritiene che le stelle vecchie, e principalmente le variabili di tipo Mira e le giganti rosse, espellano materia nel mezzo interstellare quando arrivano nelle fasi finali del loro ciclo evolutivo. E di fatti mostrano maser di SiO , H_2O e OH , a distanze crescenti, nell'ordine, dal centro della stella.

Siccome queste stelle mostrano anche una forte emissione infrarossa, sintomo della presenza abbondante di polveri, si ritiene che l'emissione *IR* sia la pompa del processo maser. Questa idea è confermata dal fatto che l'emissione maser varia in sintonia con le variazioni di quest'ultima. Quello meglio studiato è il maser OH che emette in due intervalli distinti di velocità, separati tipicamente di $\sim 10 \div 20 \text{ km s}^{-1}$. Questo spettro potrebbe indicare che il maser si trova in un involuppo circumstellare di gas (fig. 13.28) che può essere in espansione o che si contrae, o è in rotazione. Se l'involuppo si espande o si contrae a velocità più o meno costante, i due picchi di velocità dovrebbero provenire

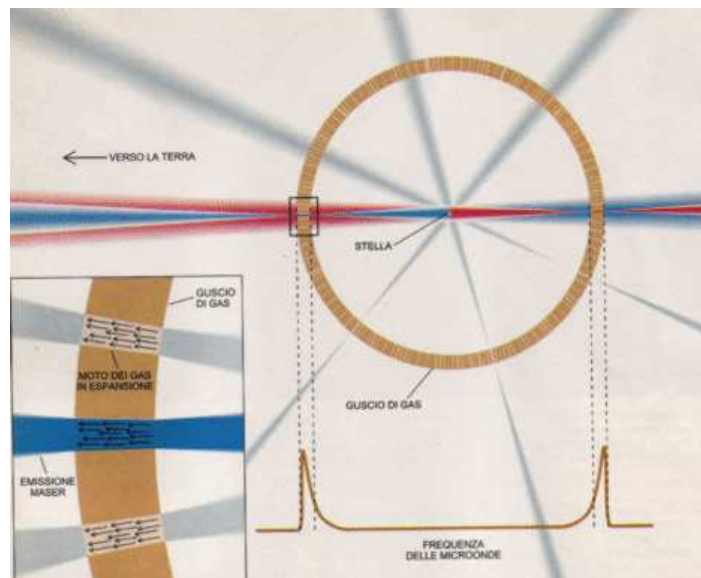


Figura 13.28: Schema di Maser circumstellare(da Google).

dai punti più vicino e più lontano dell'involuppo lungo la linea di vista (non si può però dire se la nube di gas si contrae o si espande). Se si tratta di rotazione i due picchi di velocità dovrebbero corrispondere ai bordi esterni della shell, che hanno le massime componenti radiali della velocità di rotazione. Trattandosi di associazione con stelle vecchie, l'ipotesi preferita è la prima, cioè che il maser si trovi in una buccia di gas in espansione. In questo caso la velocità positiva corrisponde alla parte dell'involuppo che sta dietro la nube, e che si allontana da noi.

Questo è confermato da misure *VLBI* effettuate a varie frequenze, cioè in corrispondenza di varie velocità relativamente all'osservatore (vedi schema in fig. 13.29).

Nelle immagini ottenute alle frequenze estreme (fig. 13.30) il maser è sostanzialmente non risolto (come se si trattasse dell'intersezione di un guscio sferico con un piano quasi tangente alla sua superficie) mentre alle frequenze intermedie mostra chiaramente una struttura, almeno parziale, ad anello.

Nell'ipotesi di un guscio di gas in espansione, le osservazioni si spiegano nel modo seguente. Dato che l'emissione maser si sviluppa prevalentemente lungo linee radiali rispetto alla stella centrale, all'interno di una regione dove il gas si muove più o meno con la stessa velocità (fig.13.28) tutti gli atomi, se irradiano alla ν opportuna (cioè quella che modificata per l'effetto Doppler dovuto al moto di espansione coincide con la frequenza del maser), contribuiscono a mantenere la cascata maser. Visto dalla Terra questo corrisponde alle due piccole regioni del guscio diametralmente opposte e lungo la linea di vista. Dalle altre regioni si riceve ancora parte della emissione, ma solo da parte di quegli atomi in cui la componente lungo la linea di vista della velocità di espansione è tale da produrre, per effetto Doppler, una frequenza utile per mantenere la cascata. A parità di numero di atomi per unità di volume, quindi, l'emissione sarà ridotta, in quanto non tutti gli atomi si trovano nella condizione di produrre la ν del maser.

Dalla velocità di espansione fornita dallo spettro radio ($10\text{--}40\text{ km s}^{-1}$), assumendo che questa sia costante, e dalla stima della densità del gas ($n_e \approx 10^4\text{ cm}^{-3}$), si calcola il flusso di materia attraverso la superficie dell'involuppo. Dalle dimensioni angolari della shell (da osservazioni *VLBI*) e dalla conoscenza della distanza (§ 13.4.4) si ricavano le dimensioni lineari ed è quindi possibile calcolare la perdita di massa della stella. Si trovano valori molto alti, $\sim 10^{-5}\text{ M}_\odot$ per anno, che è dell'ordine di $10\div 100$ volte più grande di quello che si pensava.

13.4.4 Misure di distanza mediante i Maser

Dallo studio dei maser circumstellari è possibile effettuare misure di distanza all'interno della Galassia. Infatti l'emissione dell'OH varia nel tempo, e le variazioni nella parte "rossa", dello spettro sono ben

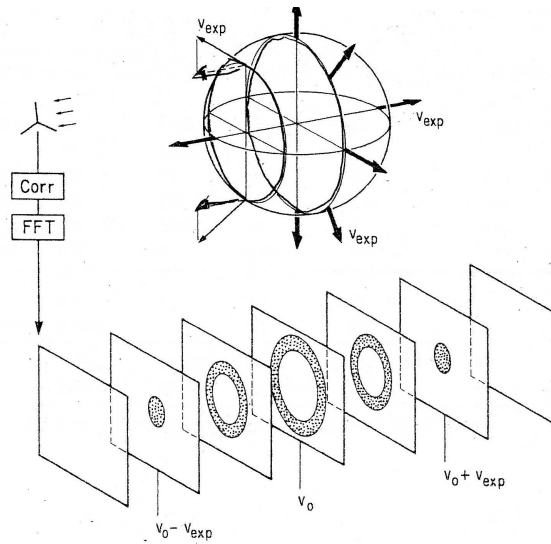


Figura 13.29: Schema di una buccia di gas in espansione come vista in una riga di emissione da un radiotelescopio (lo schema a blocchi a sinistra rappresenta un interferometro, ma è ininfluenza nel discorso). Ogni frequenza utilizzata misura solo il segnale corrispondente ad una determinata “fetta” di gas, in moto con la velocità opportuna.

correlate con quelle nella parte “blu” ma avvengono con un ritardo Δt in tempo. Se questa differenza è interpretata come il tempo che il segnale impiega ad attraversare la shell, otteniamo le dimensioni lineari di questa buccia in espansione dal prodotto $L = c \times \Delta t$, dove c è la velocità della luce. Quindi dalle misure *VLBI* del diametro angolare θ si ottiene immediatamente la distanza.

Per i maser associati a proto-stelle, misure accurate ottenute col *VLBI* delle posizioni relative di maser H_2O , ripetute ad intervalli di pochi mesi, permettono di determinarne i moti propri. Naturalmente i maser si muovono in tre dimensioni, mentre noi osserviamo la proiezione di questo moto sul piano del cielo. Tuttavia si può ottenere la distanza dal confronto fra i moti propri μ e le velocità radiali di un gruppo “numeroso” (almeno una ventina) di maser. Se le velocità hanno una distribuzione normale (gaussiana), di dispersione σ , anche la velocità radiale v'_r e μ hanno una distribuzione normale, quindi la distanza si può ricavare come:

$$D = \frac{\sigma(v_r)}{\sigma(\mu)}$$

Questo è il metodo della parallasse statistica, ben nota agli studiosi di statistica stellare. Si noti che esso dà una misura assoluta, indipendente dagli altri metodi per la determinazione delle distanze astronomiche.

Queste misure di distanza, che sono fra le più accurate oggi disponibili, applicate ai maser presenti nella regione del *Sgr B* (§ 14.2), hanno fornito una distanza di 7.1 ± 1.5 kpc fra il centro galattico (fig. 13.31) e il Sole, in marginale accordo col valore di 8.5 kpc adottato a partire dal 1985 (§ 13.1.5). Questa diminuzione del valore di R_0 , consistente con una recente revisione delle magnitudini delle RR Lyrae (che ridurrebbe tutte le scale extragalattiche), comporta la diminuzione di tutte le distanze cinematiche e anche la massa della Galassia risulta circa la metà di quanto si pensava in precedenza.

13.4.5 Megamaser

I maser dell' H_2O sono rivelabili anche nelle altre galassie fino ad una distanza di ~ 10 Mpc. Essi sono decine e centinaia di volte più forti dei maser galattici, e sono spesso chiamati *megamaser*. Il meccanismo che li fa funzionare non è ancora ben compreso, ma si pensa che la pompa possa essere ricercata nelle regioni centrali di queste galassie, dove si può avere formazione stellare in quantità notevole.

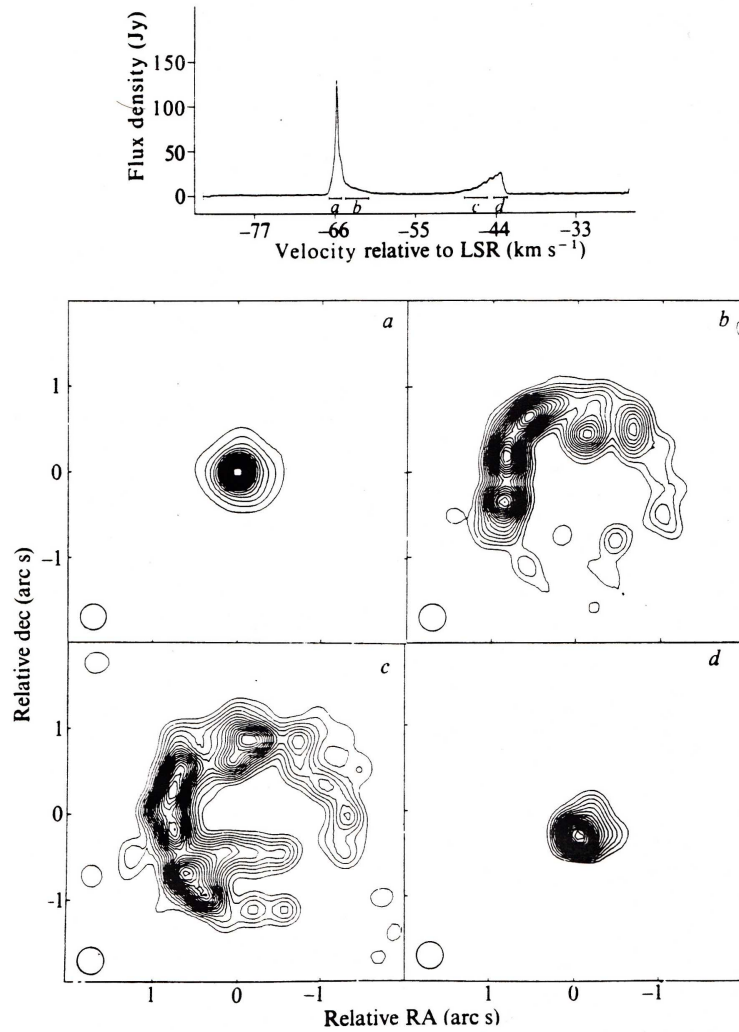


Figura 13.30: Spettro del maser OH 127.8–0.0 e immagini dello stesso ottenute negli intervalli di velocità indicati nella figura in alto (Reid&Moran in “Galactic and Extragalactic Radio Astronomy”, p. 285).

L’interesse per questi maser, oltre al meccanismo che agisce, risiede nel fatto che essi potrebbero permettere di determinare la distanza delle galassie in cui si trovano.

Alla distanza di 1 Mpc, infatti, velocità casuali del maser di $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$ corrispondono ad uno spostamento di $6 \mu\text{arcsec anni}^{-1}$ e moti di rotazione, intorno a punti particolari, di $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$ a $60 \mu\text{arcsec anni}^{-1}$. Queste piccole dimensioni angolari sono oggi rilevabili con gli attuali radiotelescopi.

In alcune galassie sono stati scoperti megamasers con moti sistematici che sono stati interpretati come dovuti a moti Kepleriani di regioni localizzate su un disco in rapida rotazione intorno ad una massa centrale di piccole dimensioni. Per es. in NGC 4258, distante 6.4 Mpc, il disco (in realtà un anello di raggio interno 0.13 pc e raggio esterno 0.26 pc (fig. 13.32 sinistra) ruota con velocità tangenziale di $\sim 900 \text{ km s}^{-1}$. Misure di velocità effettuate a varie distanze dal centro sono interpolabili con grandissima precisione con una curva Kepleriana (fig. 13.32 destra), indicando che il disco ruota appunto intorno ad una massa di $\sim 3.6 \cdot 10^7 M_{\odot}$ e di dimensioni piccolissime (puntiforme). La densità corrispondente suggerisce che si tratti di un mini-buco nero al centro della galassia (vedi anche § 14.5, § 18.1.4)

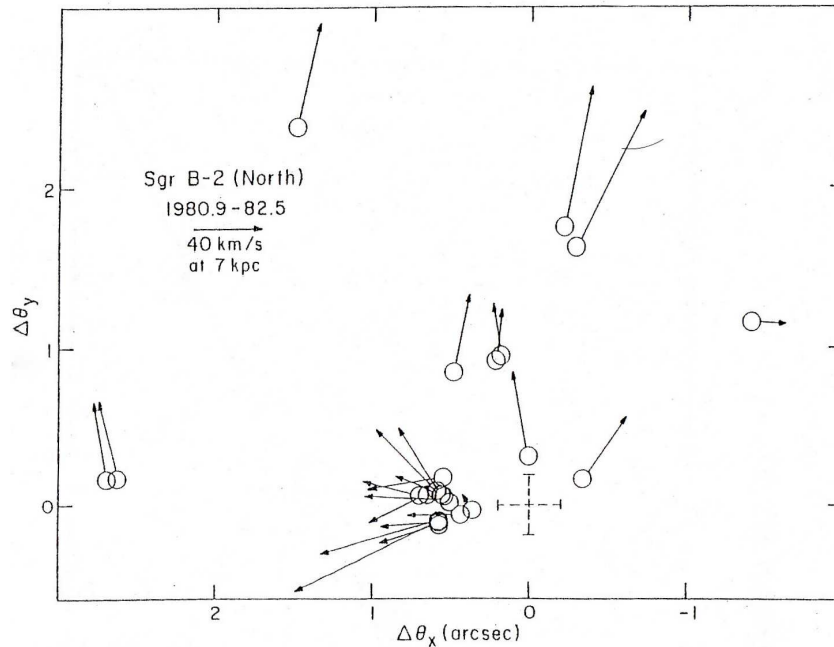


Figura 13.31: Moti propri dei maser H_2O nella regione di formazione stellare Sgr B2 (Nord) (Reid&Moran in “Galactic and Extragalactic Radio Astronomy”, p. 291). I cerchietti indicano le posizioni dei maser, e le frecce le ampiezze e direzione delle velocità (proiettate). Estrapolando all’indietro la posizione dei maser si trova la posizione della neo-stella (indicata dalla croce tratteggiata) da cui si sono formati.

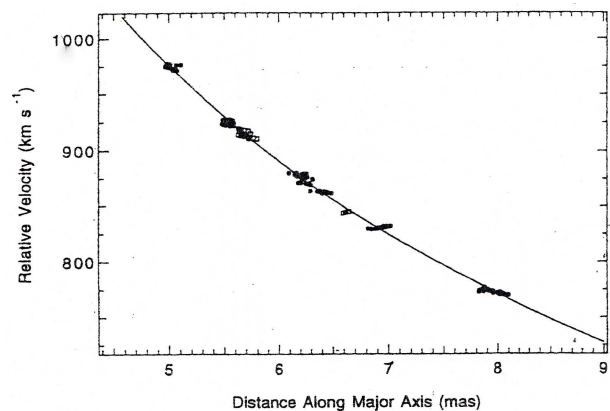
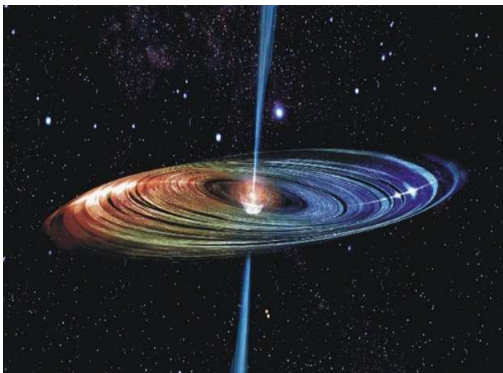


Figura 13.32: A sinistra “visione d’artista” (NRAO Image Gallery) del disco al centro di NGC 4258 che ruota intorno al buco nero centrale (da cui esce il getto, come descritto in cap. 22). I colori rosso e blu rappresentano un moto in allontanamento e avvicinamento, rispettivamente. I megamaser ruotano con il disco e l’andamento della loro velocità in funzione della distanza dal centro è in accordo con un andamento Kepleriano (a destra, Miyoshi et al. 1995, Nature 373, 127)

14 Le regioni centrali della Galassia

Aggiornato Novembre 2001, rivisto 2011

Nella letteratura astronomica il termine *centro galattico* si riferisce, a seconda degli autori, a regioni diverse, le cui dimensioni variano da 10^{14} a 10^{22} cm. La dimensione più piccola riguarda la regione più compatta trovata nel nucleo galattico, e conosciuta come *Sgr A** (§ 14.2). La dimensione maggiore è relativa a quella zona nel centro della Galassia in cui il disco si differenzia dalla struttura larga scala ($4 \div 12$ kpc) in quanto mostra una marcata inclinazione rispetto ad essa e moti altamente non circolari (figg. 13.15 e 13.11).

Il centro galattico non è accessibile alle lunghezze d'onda ottiche a causa del forte assorbimento dovuto alla polvere, che, in certe direzioni, può arrivare a 30 magnitudini nella banda visuale. A $\lambda = 2\mu\text{m}$ l'assorbimento può raggiungere ancora 8 magnitudini, ma a $\lambda = 5\mu\text{m}$ è già inferiore a 3 magnitudini. A lunghezze d'onda maggiori non ci sono più problemi.

La maggior parte delle informazioni che abbiamo provengono dalla riga a 21 cm e da osservazioni nell'infrarosso e nel continuo radio.

14.1 L'idrogeno neutro

Sappiamo (cap. 13) che entro un raggio di 4 kpc dal centro (geometrico) della Galassia la densità di idrogeno neutro mostra una brusca diminuzione. In compenso si osserva che su tutta la zona fra ~ 200 e ~ 1500 pc il gas è distribuito su un piano che forma un angolo di $\approx 30^\circ$ rispetto al piano della Galassia definito su larga scala ($4 \div 12$ kpc). Inclinazioni simili sono visibili anche in galassie esterne.

Forse la caratteristica più peculiare di questa regione è che i moti che in essa hanno luogo manifestano marcate deviazioni dal moto puramente circolare.

Una rappresentazione dettagliata della velocità radiale in funzione della longitudine di queste regioni è riportata in fig. 14.1, la cui analisi permette di derivare uno schema della distribuzione dell'idrogeno neutro nelle parti centrali della Galassia (mostrato in fig. 14.3, ma vedi anche fig. 13.11).

In fig. 14.1 sono visibili strutture complesse, fra le quali se ne possono isolare alcune di relativamente semplice interpretazione.

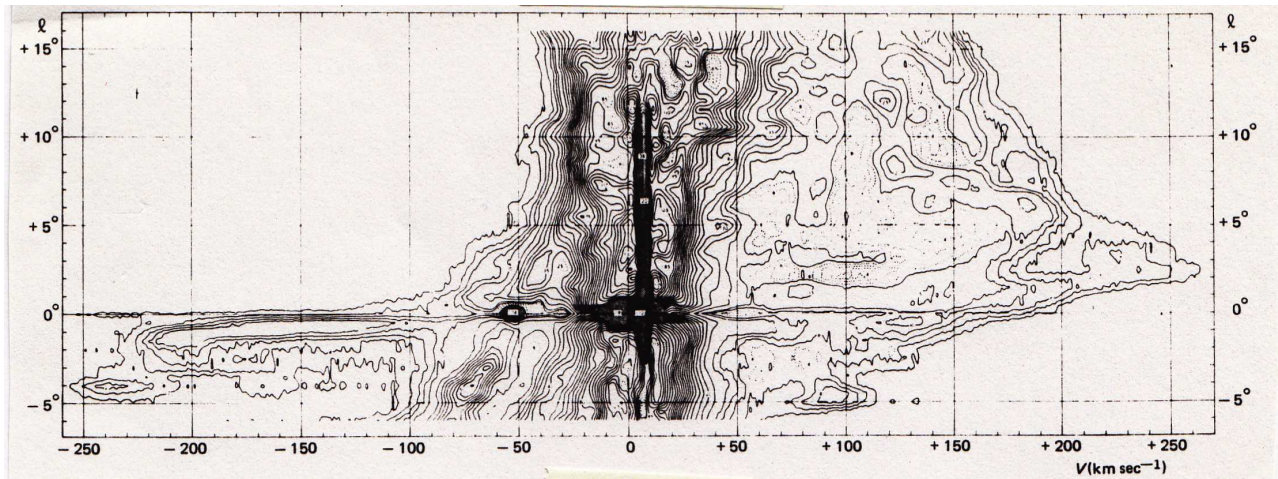


Figura 14.1: Mappa longitudine-velocità delle regioni centrali della Galassia (Burton, 1970, A&AS, 2, 261)

Una struttura stretta fra $l = 0^\circ$ e $l = -1.5^\circ$ si estende dalla parte delle velocità negative fino a $\sim -210 \text{ km s}^{-1}$. Una struttura simile è visibile fra $l = 0^\circ$ e $l = 1.5^\circ$ a velocità positive, e,

pur essendo più confusa della precedente, è chiaramente simmetrica ad essa. Questa simmetria, sia spaziale, rispetto al centro galattico, che in velocità rispetto allo zero, suggerisce che la riga si origini in un disco centrale in rapida rotazione. Ad $\ell = \pm 1.5^\circ$, dove la velocità radiale è massima, il disco deve essere visto tangenzialmente, per cui possiamo stimarne il raggio:

$$r_{\text{disco}} \approx R_0 \left(1.5 \times \frac{\pi}{180} \right) \approx 260 \text{ pc} \quad (R_0(1964) = 10 \text{ kpc})$$

Fra $\ell = -3.5^\circ$ e $\ell = -4.5^\circ$, $v_r = -240 \text{ km s}^{-1}$ c'è un'altra struttura che ha una controparte simmetrica a $\ell = 3^\circ$ e $v_r = 240 \text{ km s}^{-1}$. Questa doppia struttura sembra essere dovuta ad un anello di $\sim 750 \text{ pc}$ di raggio, che è separata del disco precedente da una zona in cui l'idrogeno scarseggia.

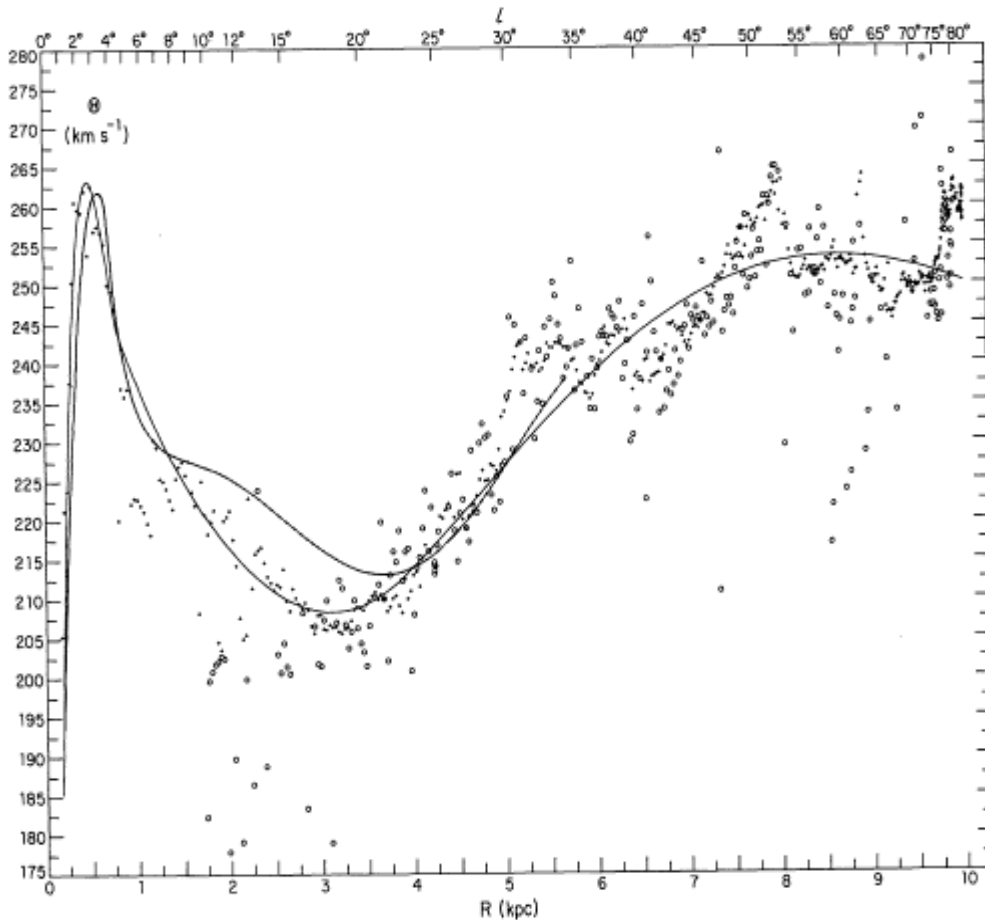


Figura 14.2: Curva di rotazione della Galassia, che mostra la regione nucleare. Le velocità per $R \lesssim 1.5 \text{ kpc}$ sono derivate dall'HI, come discusso in questo paragrafo. E' stato assunto $R_0 = 10 \text{ kpc}$ e $\Theta_0 = 250 \text{ km s}^{-1}$. Per $R_0 \gtrsim 1.5 \text{ kpc}$ sono stati usati sia i dati dell'HI (\cdot) che quelli del CO (\circ) (Burton&Gordon, 1978, A&AS, 63, 7; Clemens, 1985, ApJ, 295, 422).

Assumendo che le velocità radiali che osserviamo del disco nucleare e dell'anello siano dovute a puri moti rotazionali, si può ottenere la curva di rotazione per $R < 2 \text{ kpc}$ (fig. 14.2) e, con l'uso di modelli, derivare la massa presente nelle regioni nucleari della Galassia. In tab. 14.1 (adattata da Oort, 1977, ARA&A, 15, 295) sono riportati i valori della massa, $M(R)$, che agisce gravitazionalmente entro varie distanze galatto-centriche oltre alle velocità di rotazione, $\Theta(R)$, e ai loro tempi di rivoluzione, T , intorno al centro (con $R_0 = 10 \text{ kpc}$). La massa totale racchiusa in questa zona, $\sim 1.5 \times 10^{10} M_\odot$, è presumibilmente dovuta a stelle di popolazione II. La massa di idrogeno neutro dovuta ai soli disco ed anello è invece una frazione esigua del totale: $\sim 4 \times 10^6 M_\odot$ (cfr. tab. 13.3).

Tabella 14.1: Caratteristiche del kpc centrale della Galassia

R (pc)	M(R) ($10^8 M_\odot$)	$\Theta(R)$ (km s^{-1})	T (10^6a)
1	0.04	140	0.05
10	0.7	170	0.4
100	8	180	3
1000	150	250	25

Un'altra struttura assai prominente in fig. 14.1 è la stretta banda di intensa emissione che si estende da $\ell = 354^\circ, v_r = -80 \text{ km s}^{-1}$ attraverso $\ell = 0^\circ, v_r = -53 \text{ km s}^{-1}$ e si confonde con altro idrogeno a $\ell \sim 5^\circ$. In corrispondenza di $\ell = 0^\circ, v_r = -53 \text{ km s}^{-1}$ questa struttura è vista in assorbimento sullo sfondo della intensa sorgente Sagittario A (*Sgr A*) che si ritiene coincidere col centro della Galassia (§ 14.2). La velocità radiale negativa e l'assorbimento in corrispondenza di *Sgr A* indicano che si tratta di un "braccio" fra il Sole e *Sgr A*, con moto verso l'osservatore, e quindi in espansione dal centro. A causa del moto di espansione la distanza di questo braccio dal centro non si può misurare con metodi cinematici del tipo di quelli descritti nel cap. 13. Si può tuttavia averne una stima sulla base della seguente considerazione.

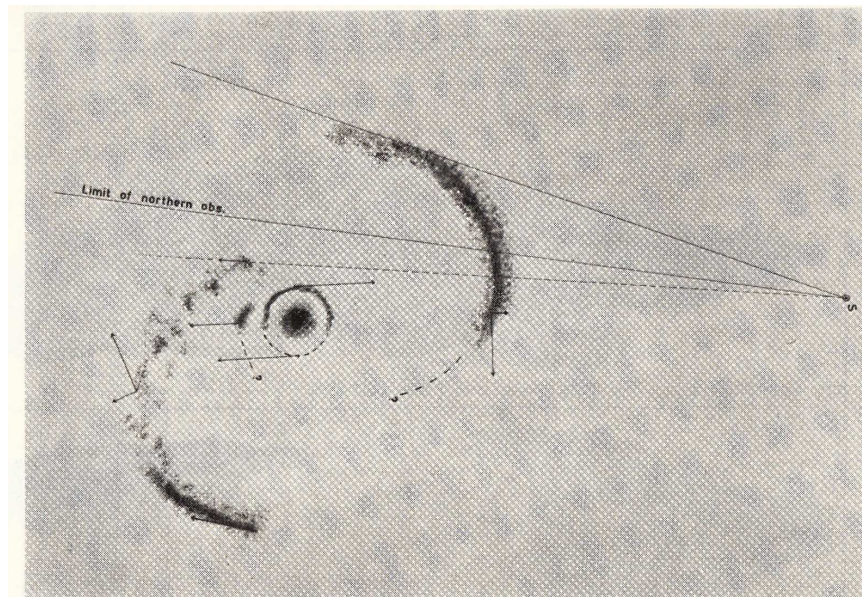


Figura 14.3: Schema della distribuzione dell'idrogeno nelle regioni centrali della Galassia (Rougor&Oort, 1960, Proc.Nat.Ac., 46, 1). L'osservatore è nel punto a destra, da cui partono le linee di vista discusse nel testo.

La struttura in oggetto può essere seguita fino a $\ell = 338^\circ$ (fig. 13.5) dove ha una velocità radiale di $\sim -140 \text{ km s}^{-1}$. Qui diventa molto intensa e scompare bruscamente. Si suppone che per questo valore di ℓ il braccio sia visto tangenzialmente. In questo punto di tangenza la distanza dal centro sarà $R = R_0 |\sin 338^\circ| \approx 3.2 \text{ kpc}$, ($R_0 = 8.5 \text{ kpc}$). Di qui il nome di *braccio a 3 kpc*. Questo braccio

dovrebbe avere una velocità di espansione di $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$ (dalla misura in assorbimento) e una di rotazione di $\sim 140 \text{ km s}^{-1}$ (velocità radiale massima). Se ora consideriamo anche le velocità positive, vediamo che c'è una notevole emissione di idrogeno per $\ell \gtrsim -1^\circ$ e $v_r > 100 \text{ km s}^{-1}$. Questa struttura non è così immediatamente associabile al braccio a 3 kpc, ma è stata interpretata in maniera analoga, come dovuta ad idrogeno distribuito in una struttura ad arco che si espande ad una velocità di 135 km s^{-1} . Inoltre non vi è traccia di assorbimento, per cui questa struttura deve trovarsi al di là di *Sgr A* rispetto al Sole. Il braccio a 3 kpc è una struttura difficile da interpretare, perchè non pare una struttura simmetrica e non è un tipico braccio a spirale, in quanto non si osserva in esso apprezzabile formazione stellare. Esso non è tuttavia un fatto eccezionale in quanto strutture analoghe si sono osservate in altre galassie; resta il fatto che una spiegazione totalmente consistente ancora non esiste. Queste due strutture in espansione contengono una massa totale di idrogeno di $\sim 10^7 M_\odot$. L'interpretazione, data da Oort, è che $\sim 10^7$ anni fa un fenomeno esplosivo avvenuto nel nucleo abbia espulso la massa suddetta con velocità iniziale di $\sim 600 \text{ km s}^{-1}$, che è progressivamente diminuita fino a raggiungere i valori ora osservati.

L'energetica implicata sarebbe stata di $\sim 10^{55}$ erg.

14.2 Emissione nel continuo a frequenze radio

La fig. 14.4 mostra immagini del Centro Galattico a diverse risoluzioni (da destra in alto in verso antiorario, da: Downes et al., 1965, *Nature*, 208, 1189; Yusef-Zadeh et al., 1984, *Nature*, 310, 557; Ekers et al., 1983, *A&A*, 122, 143; Lo&claussen, *Nature*, 1983, 306, 649).

Il riquadro in alto a destra mostra una immagine radio, a $\lambda=3.75 \text{ cm}$, di bassa risoluzione della regione nucleare della Galassia ($<260 \text{ pc}$), denominata Sagittario (*Sgr*). Il picco di brillantezza corrisponde alla sorgente *Sgr A*, che si trova all'estremità di una struttura ad arco di brillantezza più elevata che nelle regioni circostanti. Altri picchi di brillantezza sono visibili intorno a *Sgr A*, ben allineati lungo l'equatore galattico. Una immagine di più alta risoluzione, ottenuta col VLA a 18 cm , della zona compresa fra le longitudini $\ell = -1.5^\circ$ e $\ell = 1.5^\circ$ è riportata¹ in fig. 14.5.

In questa regione, si distinguono 5 zone di emissione, denominate, in ordine di longitudine decrescente: *Sgr D* [$\ell = 1.1^\circ$], *Sgr B* [$\ell = 0.8^\circ \div 0.6^\circ$], *Sgr A* [$\ell = 0.2^\circ \div 0.0^\circ$], *Sgr C* [$\ell = -0.6^\circ$] e *Sgr E* [$\ell = \leq -1.0^\circ$]. L'ordine delle lettere con cui sono individuate riflette l'ordine temporale con cui queste strutture sono state scoperte e studiate. La più notevole è *Sgr A* e la descriveremo, separatamente, per ultima; prima daremo una sommaria descrizione delle altre.

Sgr D: In figura appare costituita di due componenti, la più brillante delle quali è un complesso di regioni *HII*, mentre l'altra a latitudine più bassa, è un Resto di Supernova approssimativamente delle stesse dimensioni del complesso precedente ($\sim 15 \div 20 \text{ pc}$). Nelle vicinanze è anche presente una concentrazione di gas molecolare, ben visibile in una mappa di *CO* a $\lambda = 2.7 \text{ mm}$.

Sgr B: Questa regione è intensamente studiata per la presenza di numerose regioni *HII*, dei maser di H_2O e OH ad esse associati, e della grande quantità di gas molecolare che le circonda. Qui la densità elettronica è parecchio più alta della media galattica essendo stimata in $\sqrt{\langle n_e^2 \rangle} \approx 15 \text{ cm}^{-3}$. Questa è una della tre o quattro regioni della Galassia nelle quali è possibile studiare i complessi processi della chimica interstellare in regioni dense di gas. Gli oggetti brillanti e compatti che si vedono nella zona a longitudini maggiori (*Sgr B2*) sono fra le regioni *HII* più dense della Galassia. Il loro diametro è di $\sim 20 \text{ pc}$ e le densità e masse caratteristiche implicate da ciascuna di queste regioni sono $\sqrt{\langle n_e^2 \rangle} \approx 100 \text{ cm}^{-3}$ e $M(\text{HII}) \approx 10^4 M_\odot$. La massa totale di gas ionizzato è $M(\text{HII}) \approx 10^6 M_\odot$. E' stato valutato che per giustificare la ionizzazione di una tale massa devono essere presenti entro 170 pc dal centro galattico $\sim 10^3$ stelle di tipo O6. Dato che il numero di stelle di questo tipo presenti nei

¹Per apprezzare tutti i dettagli delle figure si vedano gli originali in Liszt, *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy* pag. 361 e seguenti.

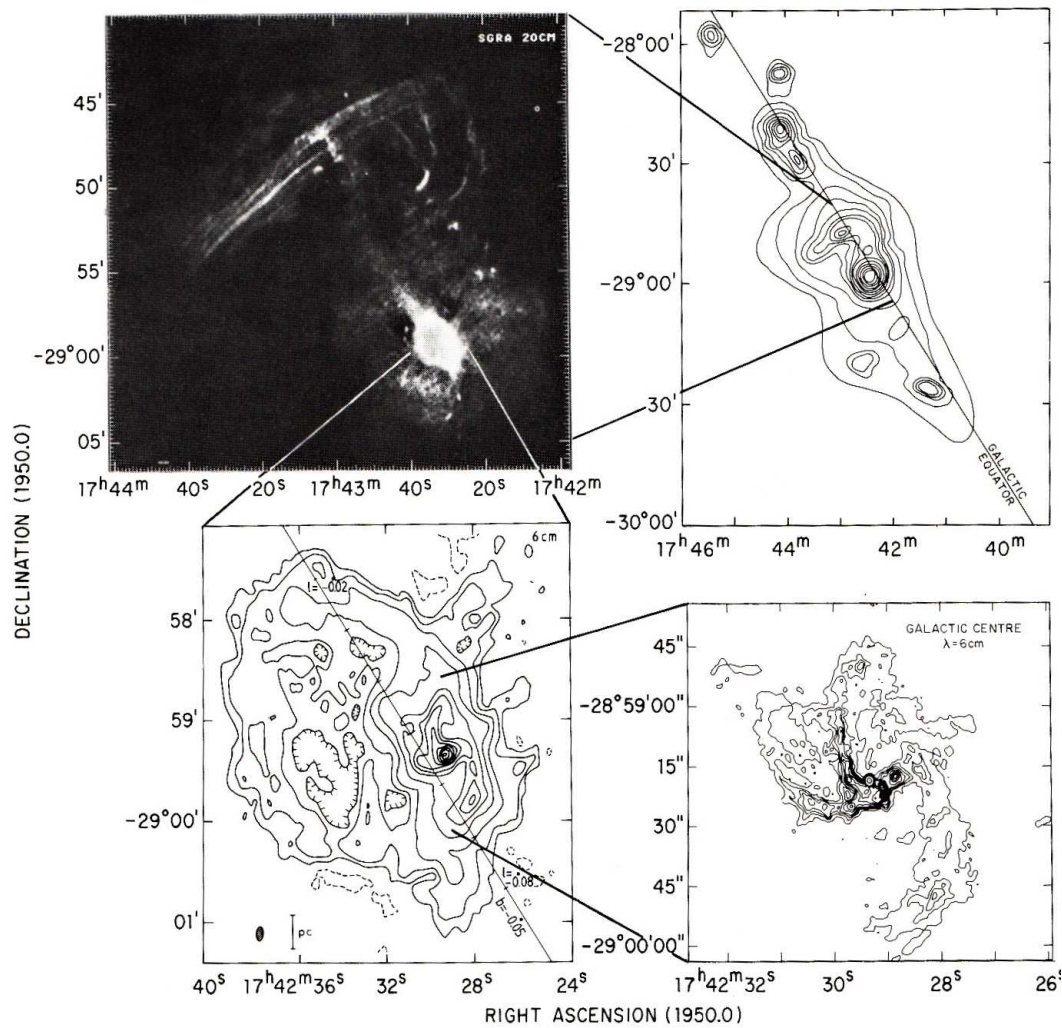


Figura 14.4: in alto a sinistra *Sgr A* a 18 cm e a destra sua collocazione in *Sgr*. in basso a sinistra il complesso *Sgr A West* e *Sgr A East*; a destra *Sgr A West* riprodotto anche in fig. 14.6

bracci a spirale si stima sia $\sim 5 \times 10^3$, se ne conclude che le regioni centrali della Galassia potrebbero essere sede di formazione stellare ad un ritmo confrontabile con quello delle braccia a spirale. Si vede inoltre una fitta serie di filamenti, quasi una rete, che congiungono le due parti di cui è costituito *Sgr B* e nascono probabilmente da interazioni fra le stelle e il gas molecolare. La loro emissione deve essere termica, dato che *Sgr B* è complessivamente una sorgente termica, e i filamenti rappresentano una frazione notevole del suo flusso totale. Strutture simili non sono mai state osservate in altre regioni della Galassia, ma questo non è significativo, dato che nessun'altra regione della Galassia è stata mai studiata con una risoluzione così elevata.

Sgr C: Di questa regione, come anche di *Sgr D* e *Sgr E*, si sa poco, ma la sua struttura, che richiama un poco quella di *Sgr A*, fa presumere che vi possano essere delle somiglianze fra le due. La sorgente centrale è una shell, leggermente allungata parallelamente al piano galattico. Sovrapposta ad essa, a nord, c'è una condensazione di materiale termico che produce una riga di ricombinazione $H110\alpha$ alla velocità di -60 km s^{-1} . Infine ad est, un lungo brillante filamento si estende per circa 40 pc.



Figura 14.5: Immagine radio a 18 cm del centro galattico. Nell'ordine, da sinistra a destra, *Sgr D*, *Sgr B*, *Sgr A*, *Sgr C* e *Sgr E* (Liszt, "The Galactic Center", p. 361, in "Galactic and Extragalactic Radioastronomy").

Sgr E: Questa è la regione meno studiata del centro galattico. Forse parte del disinteresse deriva dal fatto che in questa regione si osservano solo regioni discrete, di piccolo diametro ($< 2'$) e nessuna mostra strutture che meritino un esame più approfondito. Si tratta probabilmente di regioni *HII*. Recentemente è stata osservata una riga ricombinazione da questa regione, alla velocità di -209 km s^{-1} . Una mappa nel *CO* mostra una concentrazione di gas molecolare che si muove con la stessa velocità.

Considerate individualmente le strutture descritte sono per la maggior parte esempi di fenomeni (regioni di attiva formazione stellare, regioni *HII*, complessi di nubi molecolari) che sono ben noti nel disco galattico (*Sgr C* è una notevole eccezione, non la regola). Al più esse rappresentano estreme (*Sgr B*) o interessanti (*Sgr D*) variazioni sul tema. Meno comune, invece, è trovare così tanta attività in una regione così limitata di spazio.

14.2.1 Sgr A

Questa è probabilmente la regione più studiata della Galassia. La fig. 14.4 mostra la sua collocazione nel complesso del Sagittario e presenta alcune immagini con poteri risolutivi via via crescenti. Nella regione di *Sgr A* è presente una sorgente infrarossa, rivelata a $\lambda = 2 \mu\text{m}$, che si pensa coincidere col centro galattico, per cui si ritiene che anche *Sgr A* sia associato ad esso. Comunemente questa regione infrarossa è interpretata come un ammasso di stelle che contiene $\sim 3 \times 10^6 M_{\odot}$.

Sgr A ha dimensioni di 4 minuti d'arco, che corrispondono poco più di 10 pc. Il suo spettro a frequenze $\gtrsim 200 \text{ MHz}$ ($\alpha \sim 0.3, \propto \nu^{-\alpha}$) indica chiaramente che una parte notevole del suo flusso ha origine non-termica. Il flusso poi mostra un crollo considerevole a frequenze più basse (a 100 MHz è quasi un fattore 10 più basso) a causa dell'assorbimento da parte del gas termico circostante.

Nella fig. 14.4 (basso a sinistra) la radiosorgente risulta chiaramente costituita da due componenti, denominate *Sgr A East*, dallo spettro non-termico, e *Sgr A West*, a spettro termico, cui si sovrappone una sorgente non-termica, molto compatta e brillante, *Sgr A**, ben visibile in fig. 14.6.

La sorgente *Sgr A East* ha una struttura a shell, allungata nella direzione dell'equatore galattico, che sembra sovrapporsi anche a *Sgr A West*. Avendo uno spettro non-termico essa potrebbe essere un Resto di Supernova (*SNR*). Utilizzando il modello per l'espansione dei *SNR* (cap. 15), dalla misura del raggio della shell ($\sim 5 \text{ pc}$), assumendo una velocità di espansione di 1000 km s^{-1} , si stima per questo oggetto un'età non superiore ai 5000 anni.

La struttura dettagliata, a 6 cm e rispettivamente 3.6 cm, della radiosorgente termica *Sgr A West* è mostrata in figg. 14.4 (basso a destra) e 14.6.

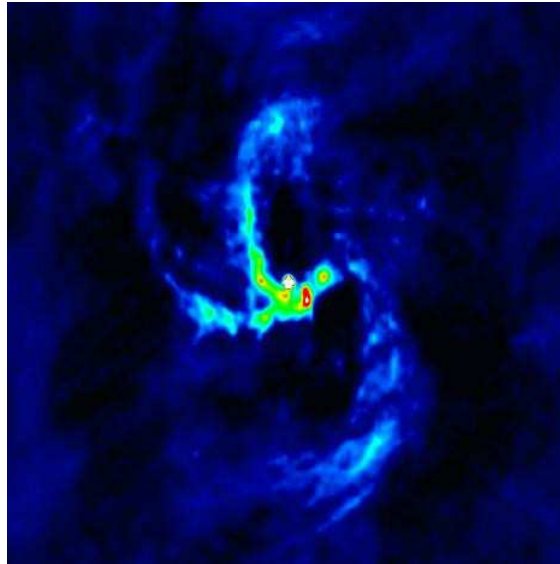


Figura 14.6: Immagine radio a 3.6 cm di *Sgr A West*. *Sgr A** è la componente brillante di colore bianco (NRAO Image Gallery).

La posizione di *Sgr A West* coincide entro gli errori con quella della sorgente infrarossa a $2.2 \mu\text{m}$ per cui si ritiene che si trovi nel centro galattico.

Le due strutture simili a bracci a spirale che si estendono a nord e sud di *Sgr A** sono più fredde e i loro moti sono dominati dalla rotazione galattica, con velocità che crescono dal centro alla periferia, raggiungendo $\approx 100 \text{ km s}^{-1}$. L'interpretazione, che fa uso anche di informazioni nel lontano infrarosso, è che il materiale freddo costituisca un anello² massiccio (forse di $10^4 M_{\odot}$), delle dimensioni di alcuni pc, inclinato rispetto all'equatore galattico e che appare ellittico perchè molto inclinato rispetto alla nostra linea di vista.

Immediatamente al di sotto di *Sgr A**, nella struttura brillante ed allungata (che potrebbe essere una barra con l'asse parallelo all'asse di rotazione della Galassia) la situazione è rovesciata: la temperatura è più elevata e le velocità, alte ($\pm 250 \text{ km s}^{-1}$) vicino al centro di simmetria, decrescono verso la periferia.

Infine il grande arco a nord (fig. 14.4 in alto a sinistra), di origine non-termica, decisamente polarizzato, sembra essere connesso, con un ponte di materiale termico, al complesso *Sgr A East - West*. Potrebbe essere parente stretto dell'arco dei filamenti presenti in *Sgr C*, anzi qualcuno pensa che possano essere parte di una stessa struttura; tuttavia non hanno l'orientazione e la simmetria che ci si aspetterebbe in questa ipotesi. Inoltre l'indice spettrale del grande arco è più piatto di quello dei filamenti di *Sgr C*, indicando un possibile rifornimento di energia agli elettroni, che rende implausibile che le due strutture siano connesse.

14.2.2 *Sgr A**

La radiosorgente compatta *Sgr A**, è la struttura più vicina al picco di emissione della sorgente infrarossa. La densità di flusso media a 6 cm è di circa 1 Jy. Lo spettro è leggermente invertito, con indice spettrale $\alpha \approx -0.2$, $S_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$ per $\nu \lesssim 100 \text{ GHz}$, dove diventa positivo. Questa è tipica

²In effetti nell'immagine a colori di fig. 14.6 i bracci nord e sud possono rammentare un anello spezzato.

emissione di sincrotrone, in un campo magnetico stimato in alcuni G. La luminosità, integrata nella banda radio, è $\approx 100 L_{\odot}$ (ma è parecchie volte più forte in X). Si sono osservate modeste variazioni di flusso di $Sgr A^*$, con una scala di tempo dell'ordine del giorno, che implicano dimensioni inferiori a $\approx 10^{15}$ cm. Il suo diametro angolare varia $\propto \lambda^2$ (fig. 14.7). Questo è esattamente ciò che ci si aspetta per effetto della scintillazione nel denso plasma interstellare (*scintillation* a lunghezze d'onda radio), per cui, per stimare il diametro intrinseco (“vero”) bisogna effettuare misure a lunghezza d'onda il più corte possibili. Misure VLBI di Shen et al., 2005 a 85 GHz ($\lambda = 3.5$ mm) forniscono un diametro angolare di (0.18 ± 0.02) mas. Utilizzando questo come limite superiore si trova che le dimensioni di $Sgr A^*$ sono inferiori $\approx 2.2 \times 10^{13}$ cm ≈ 1.5 u.a. Estrapolando le misure di diametro a 0.8 mm, la più corta lunghezza d'onda usata a tutt'oggi e dove esiste un limite inferiore, si trova un diametro che è solo ~ 2 raggi di Schwarzschild (\mathcal{R} , eq. 16.4). La temperatura di brillantezza è $T_B \sim 4 \cdot 10^{10}$ K, ancora lontana dal limite di 10^{12} K dato dalla teoria di sincrotrone.

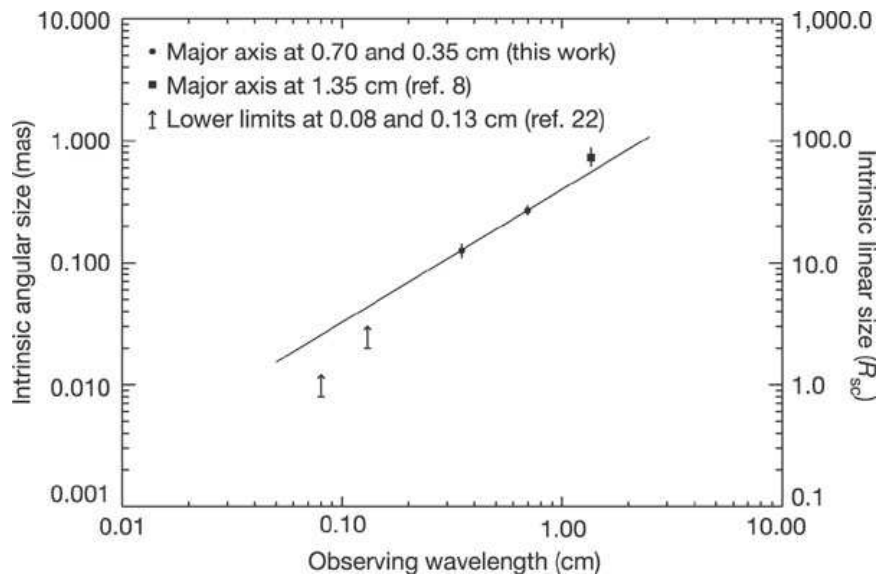


Figura 14.7: Misure angolari di $Sgr A^*$ (deconvolute, “intrinsic” in figura) a varie lunghezze d’onda (Shen et al., 2005, Letters to Nature 438, 62). La riga è la congiungente i due punti a 3.5 e 7 mm.

Questa sorgente compatta è stata oggetto di misure astrometriche per determinarne la posizione relativamente al centro della Galassia. Il moto proprio osservato nell’arco di ormai parecchi anni, che è la combinazione del moto di rotazione del Sole attorno al centro galattico e dell’eventuale moto di $Sgr A^*$, è consistente con quello previsto per un oggetto sostanzialmente fermo al centro della Via Lattea.

14.3 Osservazioni infrarosse

La fig. 14.8 mostra un’immagine a $2.2 \mu\text{m}$ del centro galattico da cui si vede che $Sgr A West$ (la cui posizione è segnata con una croce a $RA=17\ 42\ 29.3$, $\delta = -28\ 19\ 18$) è situata al centro di un cerchio di sorgenti infrarosse ed a soli $5''$ dalla sorgente più brillante.

La distribuzione radiale della luminosità infrarossa della Galassia, piccata al centro, è molto simile a quella del nucleo di Andromeda. Nel caso del nucleo di Andromeda, dove l’assorbimento ottico è relativamente piccolo, è possibile ottenere anche osservazioni spettroscopiche dalle quali si deduce che la maggior parte dell’emissione infrarossa è dovuta a stelle giganti rosse di tipo spettrale K che rendono conto in maniera adeguata della luminosità in questa banda spettrale. In analogia con Andromeda è plausibile assumere che anche per la nostra Galassia l’emissione infrarossa sia dovuta soprattutto

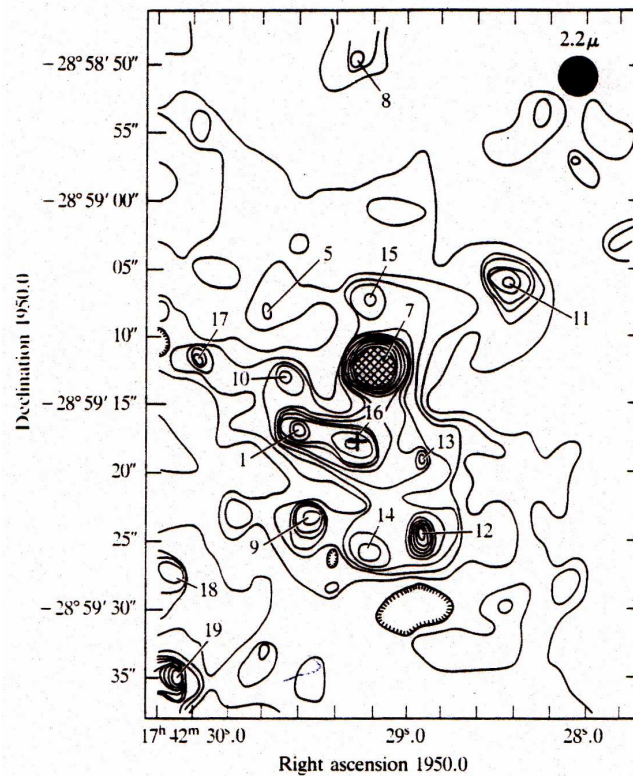


Figura 14.8: Immagine infrarossa, a $2.2 \mu\text{m}$, del centro galattico. Il disco nero nell'angolo in alto a destra rappresenta il potere risolutivo del telescopio che ha effettuato l'osservazione; la regione centrale tratteggiata corrisponde ad una sorgente che è circa 30 volte più forte del minimo contorno disegnato (Becklin&Neugebauer, 1975, ApJ, 200, L71).

a stelle giganti K più che alla polvere interstellare, e quindi si può assumere la distribuzione radiale della luminosità infrarossa come indicativa della distribuzione della densità stellare. Questo indica che *Sgr A West* è proprio al centro della Galassia. La distribuzione di densità della massa stellare che si ricava è:

$$\rho(R) = 7.6 \times 10^5 R^{-1.8} M_{\odot} \text{pc}^{-3}$$

che corrisponde a $\sim 5 \times 10^8 M_{\odot}$ entro 50 pc, in discreto accordo con quanto si deduce dalle velocità di rotazione osservate per il disco nucleare (tab. 14.1).

Osservazioni effettuate nella riga del NeII a $12.8 \mu\text{m}$ hanno mostrato che *Sgr A West* è circondato da una massa di gas ionizzato molto frammentato in piccole nubi, in rotazione intorno ad un asse assai inclinato rispetto all'asse generale di rotazione della Galassia. Questo gas è rivelabile fino ad una distanza di $\sim 15''$ (0.7 pc) tutto intorno a *Sgr A West*. Da questi moti è stato possibile stimare in $\sim 5 \times 10^6 M_{\odot}$ la massa contenuta entro 0.4 pc. Questa massa è circa un fattore 3 superiore a quella ipotizzata sulla base della distribuzione dell'idrogeno nelle regioni nucleari.

14.4 Osservazioni di molecole

A circa 300 pc dal centro la densità dei complessi di nubi molecolari, che è in genere bassa per distanze galattocentriche inferiori a $2 \div 3$ kpc (§ 13.1.7), torna a salire rapidamente. La distribuzione e la cinematica del materiale molecolare può essere analizzata mediante lo studio del CO. Dalle osservazioni del CO a 2.6 mm si trova che la maggior parte del materiale gassoso entro 300 pc ($\ell < 2^{\circ}$) è costituito

da idrogeno molecolare e che $M_{H_2} > 10^8 M_\odot$, da confrontarsi con le $4 \times 10^6 M_\odot$ dell'idrogeno atomico contenute entro un raggio di 700 pc. I moti che si osservano sono abbastanza simili a quelli dell'idrogeno atomico. In un grafico velocità-longitudine si osservano inoltre due complessi molecolari giganti a $\ell = 10'$, $v \approx 40 \text{ km s}^{-1}$ e $\ell = 45'$, $v \approx 70 \text{ km s}^{-1}$. La prima di queste nubi è probabilmente associata a *Sgr A*, l'altra ad almeno sette regioni *HII* contenute in *Sgr B2*. Come le osservazioni in assorbimento nella riga a 21 cm provano che il braccio a 3 kpc si trova davanti a *Sgr A* e si allontana da esso, così misure in assorbimento nel radicale OH e nella formaldeide (H_2CO) hanno provato che *Sgr B2* si trova dietro il centro galattico e si allontana da esso.

14.5 Un Buco Nero al centro della Galassia?

Da molto tempo si è ipotizzato che la sorgente compatta *Sgr A** possa essere associata ad un Buco Nero. Le sue piccole dimensioni e l'elevata brillantezza la rendono un oggetto inconsueto. Inoltre, come detto in § 14.2.2, essa individua con grande precisione il centro dinamico della galassia.

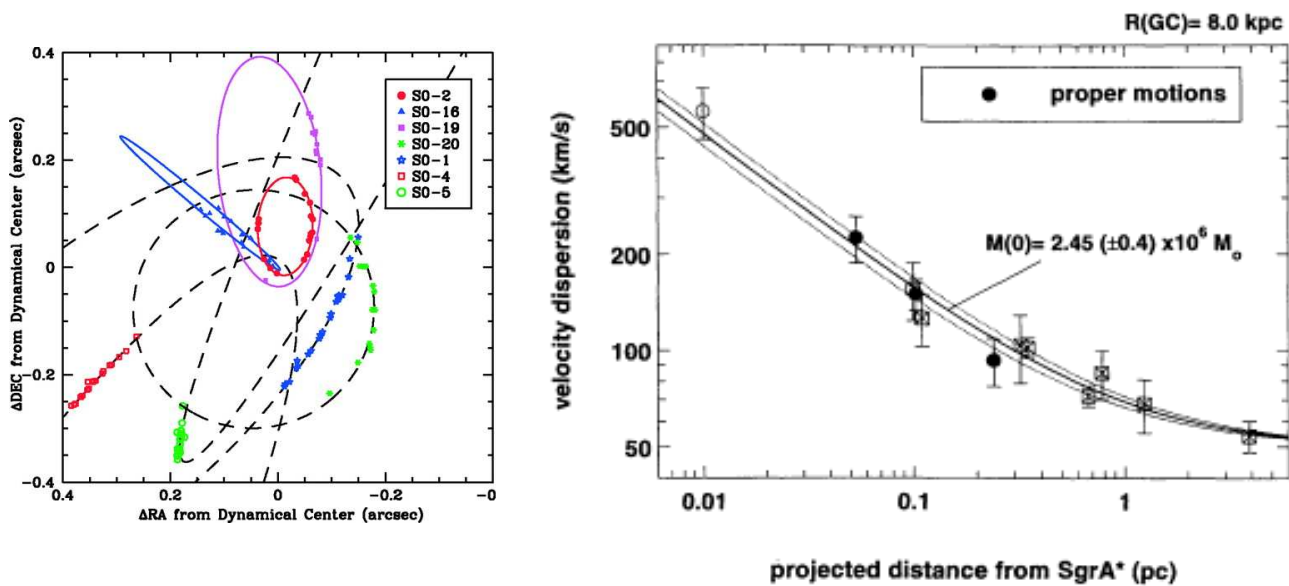


Figura 14.9: *sinistra*) Orbite di 7 stelle che ruotano intorno a *Sgr A** e che hanno un numero di misure di posizione sufficiente per determinarne l'orbita (Ghez et al., 2005, ApJ., 620, 744); *destra*) Dispersione di velocità delle stelle in funzione della distanza proiettata da *Sgr A** (Eckart & Genzel 1997, MNRAS 284, 576) derivate da dispersione di moti propri (pallini) e di velocità radiali (quadrati). Le curve rappresentano l'andamento previsto e la sua incertezza per una massa di $(2.45 \pm 0.4) \times 10^6 M_\odot$

Uno studio dettagliato a $2.2 \mu\text{m}$, effettuato col Keck, dei moti propri e delle velocità radiali di 17 stelle brillanti intorno a *Sgr A**, oscurate dalla polvere nel visibile, ma osservabili nell'infrarosso, ha fornito una accurata determinazione dell'andamento della dispersione di velocità stellare in funzione della distanza da *Sgr A** fino a $\approx 0.05 \text{ pc}$ dal centro (fig. 14.9 destra).

I dati ottenuti sono in ottimo accordo con un modello dinamico in cui il campo delle velocità è isotropo ed è presente nel centro, entro 1.3 mas ($\sim 10 \text{ u.a.}$) da *Sgr A**, una massa puntiforme pari a:

$$M_{CG} \sim (2.4 \pm 0.4) \times 10^6 M_\odot$$

È difficile pensare che una massa di questo genere, concentrata in una regione di raggio $\lesssim 1 \text{ u.a.}$ (§ 14.2.2) non sia un Buco Nero.

Una ulteriore conferma della possibile presenza di un Buco Nero si è avuta nel 2000, mediante osservazioni *X* del satellite CHANDRA, che hanno rivelato una grossa variazione del flusso (*burst*),

della durata di circa 3 ore, facilmente riconducibile all'accrescimento improvviso di una certa quantità di gas (un stella???) da parte di un Buco Nero (cap. 26). L'intensità e la durata temporale della variazione di luminosità sono compatibili coi risultati precedenti, e cioè $\sim 2.6 \times 10^6 M_{\odot}$ entro un raggio $\lesssim 10$ raggi di Schwarzschild (cap. 16). In fig. 14.10 sono mostrate due osservazioni pre- e durante il *burst*.

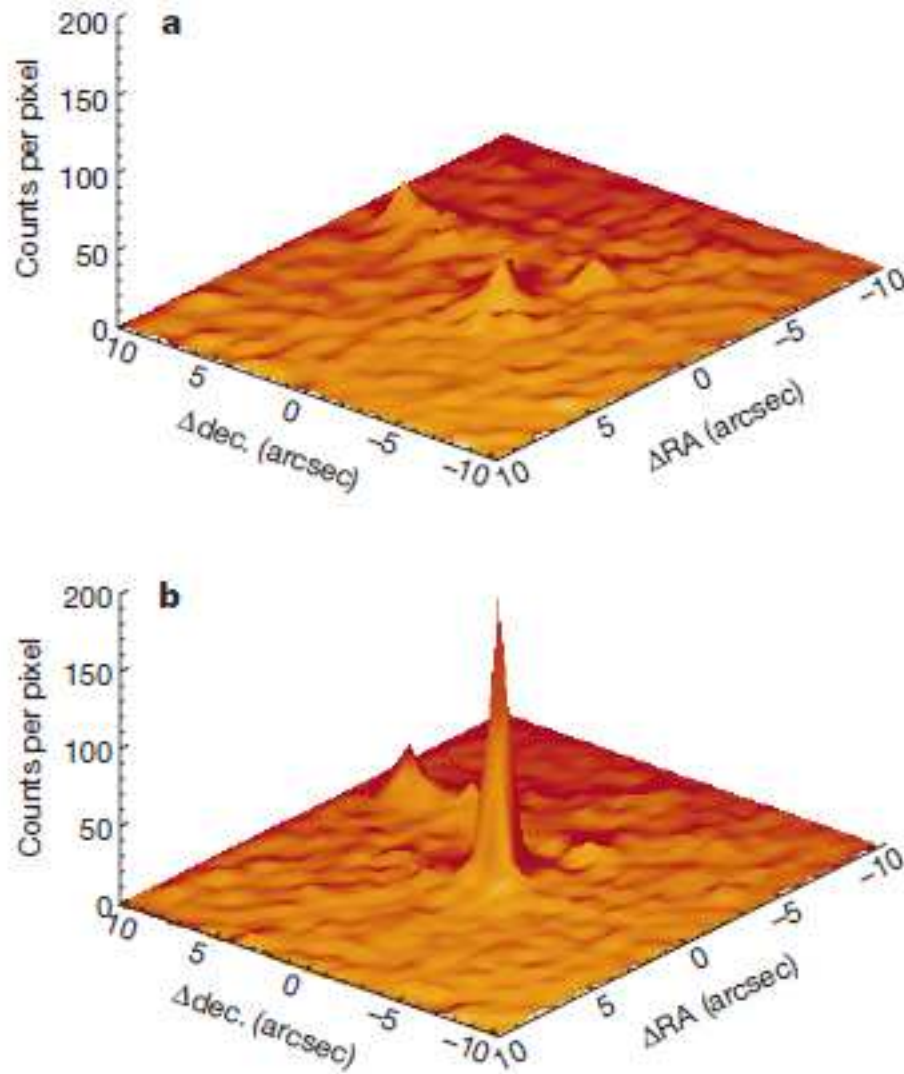


Figura 14.10: Osservazioni X del centro galattico effettuate il 21/09/1999 (**a**) e il 26-27/10/2000 (**b**). Il picco al centro dell'immagine, coincidente con la posizione radio, è cresciuto di circa 10 volte nel 2000 (Baganoff et al., 2001, Letters to Nature 413, 45)

15 Resti di Supernovæ

Aggiornato Dicembre 2008, rivisto 2011

15.1 Le Supernovæ

Le Supernovæ (Sn) sono stelle che, al termine della loro evoluzione, raggiungono improvvisamente e in tempi assai brevi luminosità altissime a causa di un processo esplosivo su larga scala. Questo può essere dovuto al collasso gravitazionale del nucleo di ferro della stella stessa e che termina con la formazione di una Stella di Neutroni o di un Buco Nero (cap. 16), oppure porta alla sua esplosione e completa distruzione. In entrambi i casi una frazione notevole, o la totalità, della massa stellare viene espulsa nello spazio. Durante questa fase la stella raggiunge magnitudini assolute dell'ordine di $-15 \div -20$ per periodi dell'ordine della settimana, durante i quali risulta luminosa quanto una piccola galassia. Per questo le Supernovæ, anche moderatamente distanti, sono agevolmente visibili otticamente. In genere il gas espulso diviene "visibile" come un residuo radio emittente (*Resto di Supernova* o *SuperNova Remnant*, *SNR*, § 15.4).

Le Supernovæ apparse nella nostra Galassia nell'ultimo millennio (di solito citate come *Supernovæ storiche*) sono, in ordine di data: *Sn1006*, (Lupus Loop, 1006, descritta anche da osservatori cinesi e giapponesi), Nebulosa del Granchio (Crab, 1054, famosa per essere citata nelle antiche cronache cinesi, ma notata anche dagli indiani d'America, fig. 15.1), *3C58* (1181?), Tycho (1572), Keplero (1604), Cas A, in Cassiopea, (1670?). Di *Sn1054*, *SN1572* e *Sn1604* si ha una accurata documentazione scritta, mentre invece Cas A non fu vista, per cui sappiamo della sua esistenza solo dal suo *SNR*. Forse non



Figura 15.1: Pittura rupestre trovata sulla parte inferiore di una sporgenza di roccia nel Chaco Canyon National Monument, nel Nuovo Messico, dove abitavano, nell'anno 1000, gli indiani Anazasi. Dalla posizione rispetto alla Luna della luminosissima stella, ricalcolando all'indietro nel tempo il moto degli astri, si è dedotto che la stella potrebbe essere la supernova esplosa nel 1054. Il simbolo religioso della mano aperta potrebbe indicare che il graffito rappresenta un evento eccezionale (Verschuur, "The Invisible Universe Revealed", 1987, Springer-Verlag)

è stata intrinsecamente molto luminosa e l'estinzione stellare (si trova a 3 kpc da noi) ha contribuito a renderla non eccezionale nel cielo. La data della sua esplosione (e la sua distanza) è quindi solo approssimativa, ed è stata ottenuta in tempi moderni misurando la velocità apparente di espansione dei filamenti ottici ancora visibili nel *SNR* (fig. 15.7) ed estrapolando all'indietro nel tempo l'epoca plausibile dell'esplosione.

Molte altre Supernovæ sono esplose in epoche più antiche, e di queste non esiste documentazione da parte dell'uomo, ma il loro *SNR* (per lo più radio) permette di studiarne la fisica e l'evoluzione anche dopo 100 000 anni dalla esplosione. Se poi nell'esplosione si è formata una Stella di Neutroni allora è possibile osservarla come pulsar (cap. 17) anche dopo 10^7-10^8 anni.

Poichè l'esplosione di una Supernova è un fenomeno abbastanza raro, l'unico modo per raccogliere dati in quantità sufficiente per quanto riguarda le fasi iniziali è quello di riferirsi alle osservazioni di Supernovæ nelle altre galassie.

Le Supernovæ vengono catalogate con nomi del tipo *Sn1987A*, che indica la prima (lettera *A*) Supernova extragalattica scoperta nell'anno 1987. L'esplosione di Supernovæ extragalattiche furono notate fin dalla fine del 1800 ma il loro studio scientifico è stato possibile solo dopo la metà del secolo scorso con l'avvento dei grandi telescopi ottici. Il numero di quelle classificate a tutt'oggi supera alcune migliaia, ed ogni anno se ne aggiungono di nuove. Ogni nuova scoperta dà il via a programmi di monitoraggio, coordinati fra molti osservatori, a tutte le frequenze possibili per studiarne l'evoluzione. La Supernova esplosa più vicino a noi in tempi moderni è la *Sn1987A*, scoppiata nella Grande Nube di Magellano nel febbraio 1987 (§ 15.11.1).

La classificazione tradizionale delle Supernovæ è basata sulle caratteristiche del loro spettro ottico all'epoca del massimo di luminosità. Si dicono di *Tipo I* quelle che *non* mostrano righe di idrogeno o *Tipo II* quelle che, viceversa, *hanno* righe di questo tipo. Questa divisione è molto netta e permette di classificare con certezza una Supernova di cui non si sappia altro. Questa semplice classificazione tuttavia è stata ulteriormente articolata e parliamo di *Tipo Ia*, *Ib*, *II-L*, *II-P*, che individuano sottoclassi caratteristiche, e non è escluso che la classificazione possa complicarsi ulteriormente col procedere delle conoscenze.

Una distinzione importante fra le due categorie di oggetti è che mentre i Tipi *Ia* si trovano in tutti i tipi di galassie, le Supernovæ di Tipo *II* si trovano solo nelle galassie a spirale con braccia piuttosto aperte (galassie *Sb* ed *Sc*) ma *non* nelle galassie ellittiche o irregolari. Questo si interpreta comunemente ammettendo che le Supernovæ di Tipo *II* siano associate solo a stelle di popolazione I (giovani e ricche di metalli) e sono tutti d'accordo nel ritenere che queste Supernovæ derivino dal collasso gravitazionale di stelle massicce.

Le Supernovæ di Tipo *Ia*, invece, derivano quasi certamente dall'esplosione di una Nana Bianca che ha raggiunto il limite di Chandrasekhar in seguito a trasferimento di massa da una stella compagna (cap. 16). Questo è in accordo col dato osservativo che queste sono le uniche Supernovæ che si possono trovare in galassie ellittiche, dato che non necessitano di progenitori massicci.

Agli studi ottici, poi, dalla fine degli anni '70 si sono aggiunti, osservazioni radio che hanno mostrato che alcuni oggetti, già nella loro fase iniziale, sono potenti sorgenti di onde radio (§ 15.3), la cui luminosità cresce rapidamente nel tempo fino a valori che sono centinaia di volte maggiori del più luminoso (nel radio) Resto di Supernova galattico conosciuto, e cioè Cas A, per poi attenuarsi nuovamente nell'arco di settimane o mesi. Queste osservazioni forniscono importanti informazioni sulla natura delle stelle progenitrici, sul ritmo di perdita di massa e sul materiale interstellare che le circonda.

Per quanto concerne le Supernovæ storiche, Cassiopea, come si è detto, non fu vista durante la fase di massima luminosità ottica, e quindi non si conosce la sua curva di luce intorno al massimo, ma dalla composizione chimica dei filamenti ottici del suo *SNR* si ritiene che il progenitore sia stata una stella massiccia. Quindi si tratta probabilmente di una Supernova di Tipo *II* (presumibilmente ha avuto una magnitudine assoluta piccola). Le altre, sulla base della descrizione dell'andamento della luminosità nel tempo descritto nelle cronache cinesi e giapponesi (per ciò che riguarda *Sn1006* e *SN1054*) e sulla base delle osservazioni dirette fatte da Tycho e rispettivamente Keplero, insieme ad altri astronomi dell'epoca, si ritiene siano state di Tipo *I*, tranne *Sn1054* che è di Tipo *II*.

15.1.1 Supernovæ di Tipo I

Le proprietà delle Supernovæ di Tipo I (in particolare le *Ia*) sono piuttosto uniformi. Oltre alla caratteristica assenza delle righe dell'idrogeno nello spettro ottico, le loro curve di luce hanno tutte la stessa forma (fig. 15.2): un rapido aumento della luminosità che resta al suo valore massimo per circa una settimana, poi una diminuzione di circa tre magnitudini nell'arco dei successivi 75 giorni circa, e, infine, una più lenta diminuzione della luminosità, con andamento quasi esponenziale, al ritmo di circa una magnitudine ogni 70 giorni. La presenza di bande di emissione nello spettro ottico indicano materia espulsa alla velocità di $\gtrsim 10^4 \text{ km s}^{-1}$.

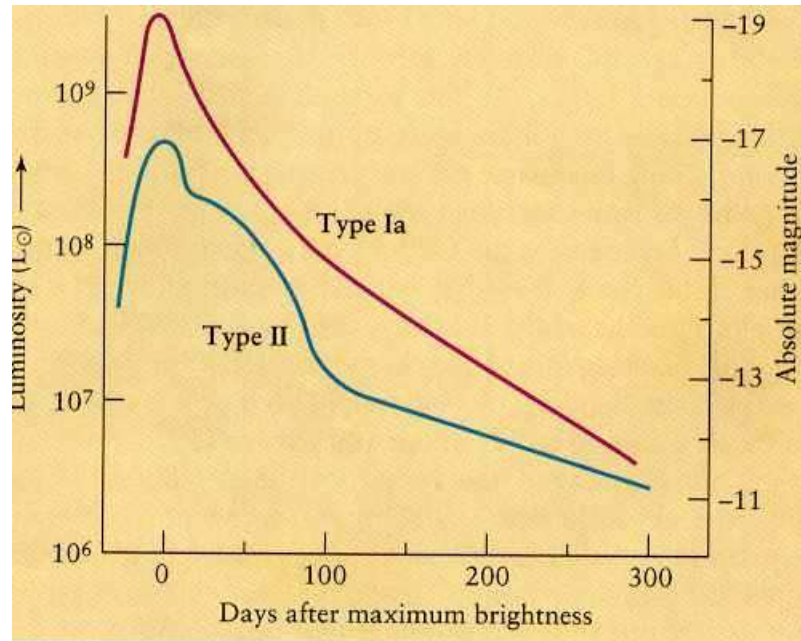


Figura 15.2: Curve di luce (schematiche) di Supernovæ di Tipo *Ia* e *II*

La distinzione nei due Tipi *Ia* e *Ib* deriva dalla presenza nello spettro delle prime della forte riga in assorbimento del *SiII* ($\lambda 6355 \text{ \AA}$), spostata verso il blu a ($\lambda 6150 \text{ \AA}$): questa non sembra essere solo una differenza occasionale, ma pare indicare un'origine stellare differente. Lo spettro ottico indica che le Tipo *Ia* sono associate ad una popolazione stellare vecchia, quindi evoluta che ha consumato tutto l'idrogeno, mentre le Tipo *Ib* sono associate ad una popolazione stellare più giovane. Inoltre le Tipo *Ib* raggiungono magnitudini assolute $\sim 1.5^m$ meno brillanti che le Tipo *Ia*, sono più rosse al massimo di luce, spesso sono associate a regioni *HII* e producono emissione radio nelle loro fasi iniziali. Queste sono in genere considerate indicazioni che i progenitori delle *Ib* sono stelle massicce, ma non molto estese, con poca materia circumstellare, e che in particolare avrebbero perso lo strato esterno di idrogeno a causa di venti stellari o per trasferimento di massa ad una stella compagna. Una buona possibilità potrebbero essere stelle di Wolf-Rayet.

Le Tipo *Ia* invece sarebbero il risultato della deflagrazione di una Nana Bianca appartenente ad un sistema binario, che, in seguito ad accrescimento di materia dalla compagna, ha superato il limite di stabilità di Chandrasekhar, innescando un processo di nucleosintesi esplosivo.

Tradizionalmente le Supernovæ di Tipo I sono sempre state adottate come “candele standard” per la determinazione delle distanze extragalattiche. Questa ipotesi, però, ora risulta valida solo per le Tipo *Ia* la cui magnitudine assoluta ($\approx -18.5^m$, per $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) presenta valori molto più omogenei (cap. 28).

15.1.2 Supernovæ di Tipo II

Le Supernovæ di Tipo II sono molto meno omogenee fra di loro: si potrebbe dire che vengono classificate come classe II tutte le Supernovæ che non si possono definire di Tipo I, il che sottintende che vi siano parametri non ancora individuati che le differenziano. Per definizione esse hanno nello spettro ottico forti righe in emissione dell'idrogeno, in particolare l' $H\alpha$. Il massimo della loro curva di luce raggiunge una magnitudine assoluta media oltre 2 magnitudini più debole delle Tipo Ia, e la dispersione dei valori è assai maggiore che per l'altra categoria. Le loro curve di luce decrescono dopo il massimo in modo meno ripido che le altre, generalmente con un decadimento lineare (II – L) anche se a volte formano una specie di plateau (II – P). Inoltre c'è spesso una evidenza di irripidimento nella lunga coda esponenziale della curva di luce. Dall'esame degli spettri ottici si deducono velocità di espulsione dell'ordine di 5000 km s^{-1} .

I progenitori sono generalmente giganti rosse (il fatto che *Sn1987A* abbia avuto come progenitore una gigante blu è stato spiegato nell'ambito delle conoscenze attuali dell'evoluzione stellare, § 15.11.1).

15.2 Frequenza di Supernovæ in diversi tipi di Galassie

La frequenza con cui le supernovæ esplodono in una data galassia dipende sia dalla luminosità della galassia stessa che dal suo tipo morfologico.

Nella tab. 15.1 (Tammann 1982, in: "Supernovae.. A survey of current research" p. 371) sono riportate le stime relative a diversi tipi morfologici, per una luminosità di riferimento della galassia, nella banda blu, $L_B = 10^{10} L_{B\odot}$, per un valore assunto della costante di Hubble $H_0 = 75 \text{ km sec}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Cappellaro, da "Supernovae and Gamma-Ray Bursters", ed. Weiler, Springer-Verlag). Le frequenze riportate si scalano in maniera proporzionale alla luminosità della galassia. Nel caso della nostra Galassia, la cui luminosità stimata è $\approx 4 \times 10^{10} L_{B\odot}$, e il cui tipo morfologico è stimato fra Sb e Sbc, i numeri in tabella vanno moltiplicati per un fattore quattro. Si ottiene così una stima di $\nu_{Sn} \approx 0.04 \pm 0.01 \text{ anno}^{-1}$, ossia una ogni 25 anni, consistente con le valutazioni di tipo più diretto fatte in § 15.7.

Tabella 15.1: Frequenza di supernovæ(100 anni)⁻¹, per galassia con luminosità $L_B = 10^{10} L_{B\odot}$

Tipo Morfologico	Sn Ia	Sn Ib	Sn II
E-SO	0.18±0.06	< 0.01	< 0.02
SOa-Sb	0.18±0.07	0.11±0.06	0.42±0.19
Scd- Sd	0.21±0.08	0.14±0.07	0.86±0.35

15.3 Radio–Supernovæ e ipernovæ

Come discusso in § 15.4, le Supernovæ producono un residuo, detto *Resto di Supernova* o *Supernova Remnant (SNR)* che è individuabile come forte sorgente di sincrotrone. Ci si è quindi domandati se non sia possibile rivelare emissione radio già nella fase esplosiva della stella. Fin dagli anni '60, con la costruzione di radiotelescopi con prestazioni sempre migliori, sono state effettuate osservazioni sistematiche nella posizione delle Supernovæ ottiche viste nelle galassie esterne, ma, inizialmente, senza successo.

La prima osservazione positiva è dell'aprile 1980, quando, osservando col VLA a 6 cm nella posizione ottica della Supernova *Sn1979C*, di Tipo *II-L*, scoppiata in M100, fu messa in evidenza una debole (~ 5 mJy) radiosorgente di sincrotrone, che non era visibile in una immagine radio dello stesso campo presa un anno prima, all'epoca dell'esplosione della Supernova. Questa Supernova è stata studiata particolarmente bene, osservandola regolarmente inizialmente una volta al mese, e più raramente in seguito, a 20, 6 e 2 cm per circa 10 anni, per cui è stato possibile studiarne le curve di luce radio e l'evoluzione dell'indice spettrale con grande cura (fig. 15.3).

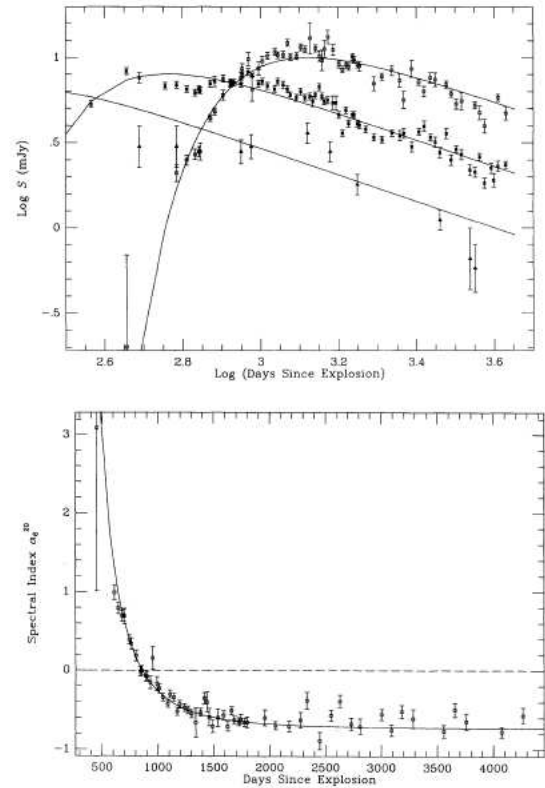


Figura 15.3: (*sinistra*): Immagine composita ottico-IR di M100; la freccia in basso indica *Sn 1979C* (immagine di repertorio da Google). (*destra*): in alto “curve di luce” radio a 20 (col picco a ~ 1000 giorni), 6 e 2 cm; in basso indice spettrale ($S \propto \nu^{+\alpha}$) fra 20 e 6 cm. La riga tratteggiata mostra $\alpha = 0$ (Weiler et al., Ap.J. 1991, 380, 161)

L'emissione radio è apparsa prima a 2 cm (dove però le osservazioni sono state meno numerose), poi a 6 cm, oltre un anno dopo l'esplosione. E' aumentata molto rapidamente per poi decadere più dolcemente in un tempo dell'ordine degli anni. L'emissione a frequenze più basse è comparsa in un'epoca successiva, indice del fatto che nel periodo iniziale l'emissione radio era assorbita dal materiale termico circostante (il cui coefficiente di assorbimento va come ν^{-2} , eq. 3.10). Dopo circa 1000 giorni dall'esplosione, quando la regione emittente è diventata otticamente sottile, lo spettro radio è risultato quello tipico del sincrotrone con valore $\alpha \sim 0.7$ simile a quello medio dei Resti di Supernova (§ 15.4).

Osservazioni *VLBI* a 6, 13 e 18 cm hanno inoltre rivelato che il diametro della radiosorgente è cresciuto da 1.05 milliarcsec (dicembre 1982) a 6.04 milliarcsec (febbraio 2001, Bartel et al., ApJ, 2003, 591, 301)). In questo arco di tempo l'espansione è stata pressochè uniforme, almeno fino a 17 anni dall'evento, per cui se ne deduce, alla distanza di ~ 20 Mpc che è la distanza di M100, una velocità di espansione di ~ 14000 km s $^{-1}$ e ad un aumento del diametro da ~ 0.04 a ~ 0.5 pc.

Dopo questo successo parecchie altre Supernovæ sono state osservate nel radio immediatamente dopo la loro scoperta nel visibile (es. *Sn1993J* in fig. 15.4). Nella maggior parte dei casi però l'emissione radio ha tardato a comparire. *Sn1983N*, in *M83*, invece poté essere osservata nel radio ben 11 giorni

prima del massimo ottico.

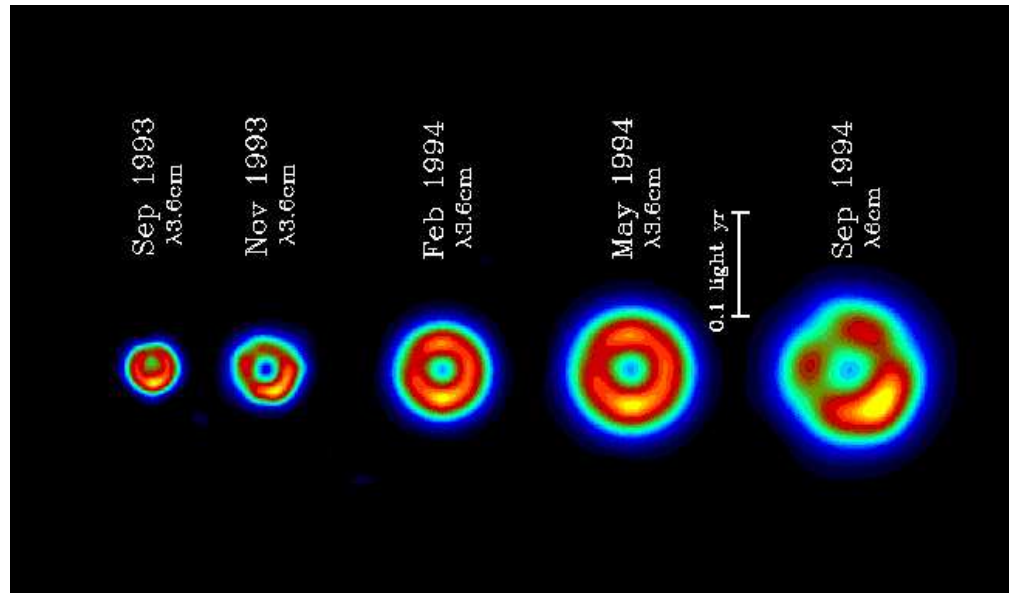


Figura 15.4: Immagini radio della Sn1993J, in M 81 (distante 3.6 Mpc) scoperta nell’ottico il 28/3/1993. Nel radio è stata vista per la prima volta nel Settembre 1993. Il diametro era <2 milliarcsec. Nella figura sono riportate le prime cinque epoche di osservazione. Assumendo un’espansione uniforme (§ 15.6) si deduce una velocità di espansione di $\sim 5 \cdot 10^4 \text{ km s}^{-1}$. Date le piccole dimensioni angolari, ovviamente, è stato necessario fare le osservazioni con tecnica VLBI (Marcaide et al., 1995, Science 270, 1475)

Il comportamento dell’emissione radio descritto per *Sn1979C* è generale: l’emissione appare prima ad alta poi a bassa frequenza, indicando che la profondità ottica del materiale termico che causa assorbimento di free-free diminuisce col tempo. Il ritardo di tempo rispetto all’esplosione con cui la radiosorgente appare dipende dalla quantità di materiale termico nelle vicinanze della Supernova e dalla velocità dell’onda d’urto, e può variare da una decina di giorni prima ad un anno dopo il massimo nella curva di luce ottica.

Quello che risulta a tutt’oggi è che le Supernovæ di Tipo *II* osservate sono quasi sempre deboli radiosorgenti, mentre fra quelle di Tipo *I* solo quelle classificate come Tipo *Ib* mostrano questo fenomeno. Sembra inoltre che queste ultime abbiano un indice spettrale nella regione trasparente dello spettro più ripido che le radiosorgenti associate alle Supernovæ di Tipo *II*, e che la loro curva di luce radio decada molto più rapidamente, per cui restano visibili per meno di un anno.

Per capire se questa fase iniziale è preliminare alla formazione del *SNR* sono state riportate in fig. 15.5 le curve di luce radio, o misure individuali, di un certo numero di radio-Supernovæ insieme ai valori relativi alle Supernovæ storiche (della nostra Galassia). I quadrati vuoti rappresentano le Supernovæ di Tipo *Ib*, quelli pieni le Supernovæ di Tipo *II*. I pallini pieni sono plerioni (§ 15.4.1) e i pallini vuoti sono supernovæ storiche della Galassia. I resti storici seguono una relazione fra diametro, D , e tempo, t , consistente con la relazione $\Sigma - D$ (eq. 15.25) nell’ipotesi che i *SNR* siano in espansione libera ($D \propto t$), che dà un’idea dell’andamento medio della luminosità in funzione del tempo per i *SNR* storici (vedi anche § 15.8.2). E’ chiaro dalla figura che alcune radio-Supernovæ potrebbero, evolvendosi nel tempo, migrare nella regione occupata dai resti storici, ma in alcuni casi (es. *Sn1983N*) questo non sembra assolutamente possibile. Quindi può darsi che questi non siano i progenitori di Resti di Supernova discussi in § 15.4, oppure che la fase *SNR* cominci più tardi e non sia collegata alla fase iniziale. Certamente individuare *SNR* nell’intervallo di tempo 10–100 anni sarebbe molto importante per capire se le due popolazioni in qualche modo si raccordano, e quindi rappresentano l’evolversi

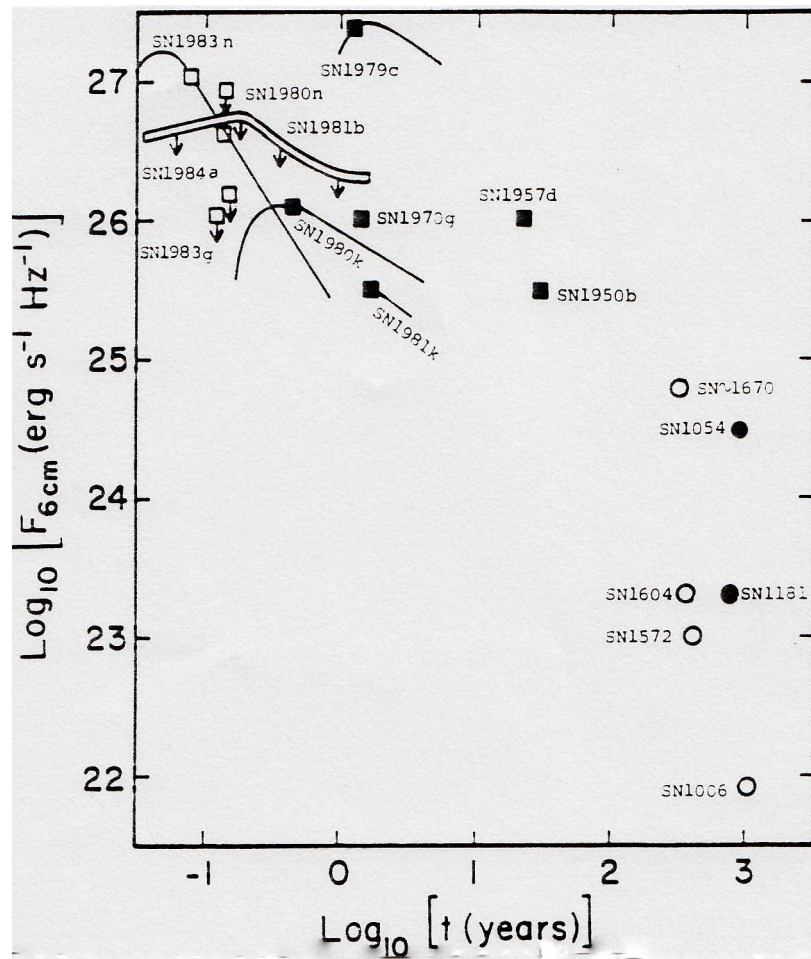


Figura 15.5: Andamento della luminosità a 6 cm in funzione del tempo per alcune radio-Supernovæ e per i *SNR* storici rappresentati dai cerchietti e pallini pieni (plerioni) (Weiler et al., 1986, ApJ, 301, 790).

dello stesso fenomeno, oppure se la fase *SNR* comincia più tardi e non è collegata alla fase iniziale. La ricerca di tali oggetti, però, deve necessariamente essere effettuata in galassie esterne, ed è alquanto difficoltosa (§ 15.11).

Una emissione radio così precoce viene spiegata o ipotizzando l'esistenza di un "mini-plerione" oppure, più promettentemente, di una "mini-shell".

Nel primo caso il campo magnetico e l'accelerazione degli elettroni sarebbero prodotti dalla energia rotazionale della pulsar formatasi nella esplosione della Supernova.

Nel secondo una shell molto densa si formerebbe quando lo shock emerge dalla stella. L'interazione di questa shell in rapido movimento col materiale circumstellare prodotto dai venti stellari nella fase di pre-Supernova sarebbe all'origine della emissione radio.

E' stato infine fatto notare che se si considerano solo le Supernovæ di Tipo *II* i dati riportati in fig. 15.5 sembrano dividersi in due gruppi: *Sn1970G*, *Sn1980K* e *Sn1981K* che sono in media 10 volte più luminose di quanto sia oggi Cas A (*Sn1670*), e gli altri (*1979C*, *1957D*, *1950B*) che sembrano allinearsi con la retta che passa fra le Supernovæ storiche e raggiungere, nelle età più giovani, luminosità anche 1000 volte quella presente di Cas A. In altre parole sembra che nei primi 10 anni dalla esplosione della Supernova si possano manifestare due tipi di radiosorgenti, dei quali uno 100 volte più luminoso dell'altro. Malgrado la piccola statistica è stato argomentato che questo effetto è reale ed è stato anche proposto di chiamare queste radio-Supernovæ potenti *ipernovæ*. Ad esse sarebbero appartenuti probabilmente anche i *SNR* storici, se è corretto interpretare la sequenza

dei cerchietti in fig. 15.5 come traccia evolutiva.

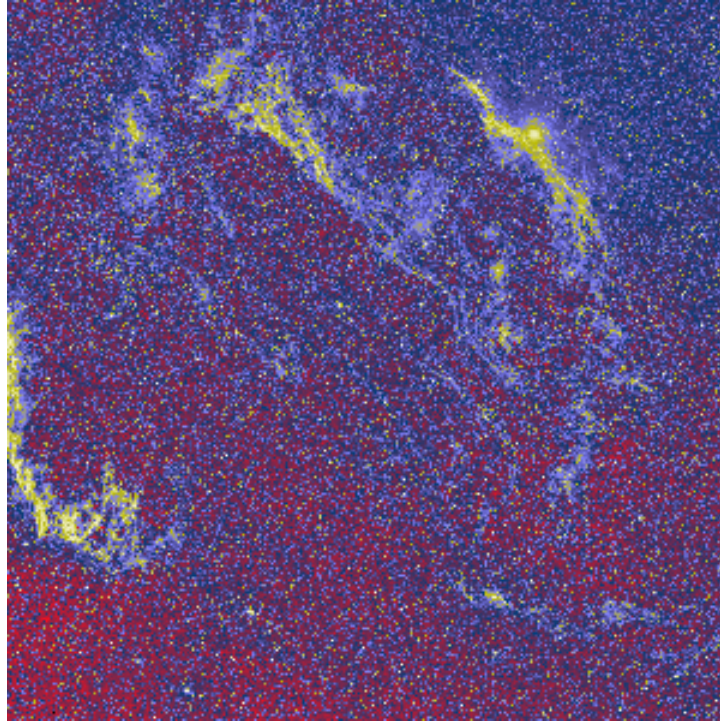


Figura 15.6: Immagine ottica del Cygnus Loop dalla Palomar Digitized Sky Survey (*DSS*)

15.4 Resti di Supernova (*SNR*)

In seguito alla esplosione una parte considerevole della massa stellare viene espulsa ad alta velocità e spazza il mezzo interstellare che incontra, formando un guscio gassoso (*shell*) intorno alla posizione iniziale della stella. Questo guscio, in teoria sferico, ma in realtà spesso distorto a causa della sua interazione col mezzo interstellare, ci appare in proiezione sul cielo come un anello più o meno irregolare. Questi *Resti di Supernova* si distinguono in *giovani* con età inferiori a 1000 anni, e *vecchi* con età superiori a $10^4 - 10^5$ anni.

I Resti di Supernova vecchi si espandono con velocità inferiore a quelle dei resti giovani, $v \approx 150$ km s⁻¹, e sono molto più grandi, $r \approx 10-20$ pc. Da ciò si deduce che le età tipiche devono essere $\approx (50-100) \times 10^3$ anni. Fra di essi alcuni sono ancora visibili otticamente, come tenui archi e filamenti. Un esempio notevole è *Cygnus Loop* (fig. 15.6), che mostra tutt'ora una velocità di espansione di 200 km s⁻¹. Se questa velocità si fosse mantenuta costante nel tempo, l'esplosione sarebbe avvenuta circa 40 000 anni fa, cioè quando sulla Terra l'uomo di Cro-Magnon cominciava a prendere il posto dell'uomo di Neanderthal: nessuna sorpresa quindi che non siano rimaste tracce documentate di questo evento astronomico.

Le Supernovæ storiche, citate in § 15.1, mostrano tutte una struttura ad anello piuttosto regolare (fig. 15.7), tranne la Nebulosa del Granchio (fig. 15.11) il cui volume ellissoidale sembra tutto riempito di massa.

In tab. 15.2 sono riportati i parametri fisici relativi ad alcuni resti particolarmente ben studiati.

Tutti i *SNR* mostrano emissione radio, particolarmente intensa nei resti giovani, che si sovrappone con grande precisione a quella ottica (quando visibile). Nel caso della Crab, l'emissione ottica e radio non hanno la struttura a guscio, ma riempiono tutto il volume disponibile. In genere l'emissione è

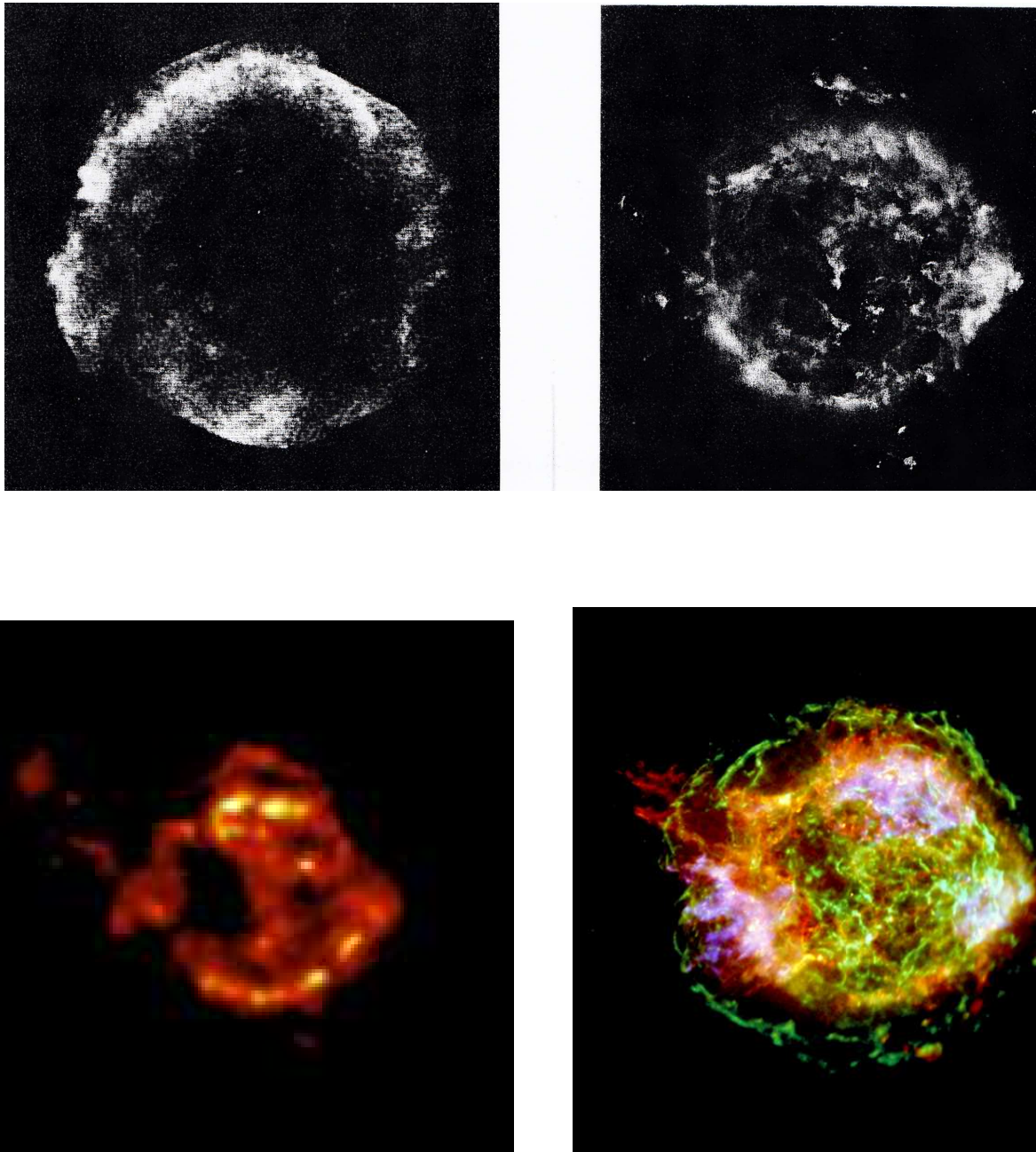


Figura 15.7: (*In alto*) Immagini radio dei Resti di Supernova Tycho (*sinistra*) e Cas A. (*In basso*) A *sinistra* immagine nell'IR a $12\ \mu\text{m}$ di Cas A. A *destra* immagine X “multi-colore” di Cas A. L’anello verde più esterno individua lo shock in espansione (§ 15.6), la struttura rossa in alto a sinistra che passa attraverso lo shock indica un’emissione asimmetrica. Il debolissimo puntino al centro potrebbe essere la stella di neutroni residua (§ 15.4.1) che irradia nell’X (immagini di repertorio da Google).

Tabella 15.2: Parametri fisici di alcuni SNR

Nome	d(kpc)	D(pc)	v_{esp} km s ⁻¹	L_R erg s ⁻¹	α	$U(p+H)$ erg	Età anni
Cas A	3.0	3.8	6000	4×10^{35}	0.78	1×10^{49}	300
Keplero	6÷10	5÷9	300	1×10^{34}	0.58	2×10^{48}	380
Tycho	3.0	6.0	4700	2×10^{34}	0.74	7×10^{48}	420
<i>Sn</i> 1181	2.6	5.3		4×10^{34}	0.10	4×10^{48}	800
Crab	2.0	2.1	1400	5×10^{35}	0.25	4×10^{48}	930
<i>Sn</i> 1006	1.3	10.0		5×10^{32}	0.63	1×10^{48}	980
<i>IC</i> 443	1÷2	12÷23	200	5×10^{33}	0.45	8×10^{48}	20000
Vela	0.5	29	200	5×10^{33}	0.30	1×10^{49}	20000
Cygnus Loop	0.8	42	100	1×10^{35}	0.45	8×10^{49}	40000

fortemente polarizzata e lo spettro radio è rappresentato da una legge di potenza del tipo:

$$S(\nu) \propto \nu^{-\alpha} \quad < \alpha > \sim 0.5$$

Questi sono i caratteri distintivi della emissione di sincrotrone, indicativa della presenza di elettroni ultrarelativistici e campo magnetico.

Immagini radio di alcuni Resti di Supernova sono riportati in fig. 15.7. In generale si considera l'emissione non-termica associata a nebulose ad anello come criterio sicuro di riconoscimento di un Resto di Supernova (anche le nebulose planetarie hanno una struttura ad anello, ma la loro debole emissione radio è di tipo termico).

I Resti di Supernova individuati nella Galassia sono ~ 200 .

In qualche caso i SNR sono visibili anche nell'infrarosso (IR) indicando che contengono polveri calde. Cas A è uno di questi (fig. 15.7 in basso a sinistra). Molti Resti di Supernovæ sono anche sorgenti X. L'emissione è dovuta a bremsstrahlung termica (cap. 3) prodotta dal gas ionizzato ad altissima temperatura che costituisce il guscio in espansione. Un bell'esempio è Cas A di cui la fig. 15.7 (in basso a destra) mostra la sovrapposizione delle immagini X ottenute in tre diverse bande di energia (rosso=bassa, verde=media, blu=alta). Fa eccezione la Crab in cui l'emissione X è di tipo non-termico.

15.4.1 I plerioni

Una categoria a parte di Resti di Supernova è rappresentata dai così detti *plerioni* (dalla parola greca *pleres*, pieno), di cui la Crab nebula è il prototipo. Ad essa è dedicato un paragrafo a parte (§ 15.6.1). Questi oggetti non mostrano una forma ad anello (quindi non possono essere gusci) ma sono pieni al centro.

Ad essi si aggiungono i *plerioni compositi* in cui sia il plerione che il guscio sono visibili. Un esempio di plerione e di plerione composito sono costituiti da 3C58 e G326.3-1.8 mostrati in fig. 15.8.

Si ritiene che i plerioni, anziché ricevere la loro energia dall'onda d'urto (§ 15.6) creatasi nell'esplosione della Supernova, derivino la loro energia e struttura piena dalle perdite di energia rotazionale della Stella di Neutroni centrale (cap. 16 e § 17.9.1 per il fenomeno della *pulsar-powered wind nebula*). Questi oggetti sembrano essere assai meno numerosi nella Galassia dei Resti di Supernova a shell, anche se le stime sono ancora incerte. Infine non è ancora chiara la ragione per cui alcuni plerioni formino la shell (i plerioni compositi) ed altri no. Una spiegazione potrebbe essere che i plerioni ordinari si siano formati dove il mezzo interstellare è più tenue e quindi l'onda d'urto non lo comprime abbastanza da formare una shell che sia rivelabile con gli strumenti radio attuali.

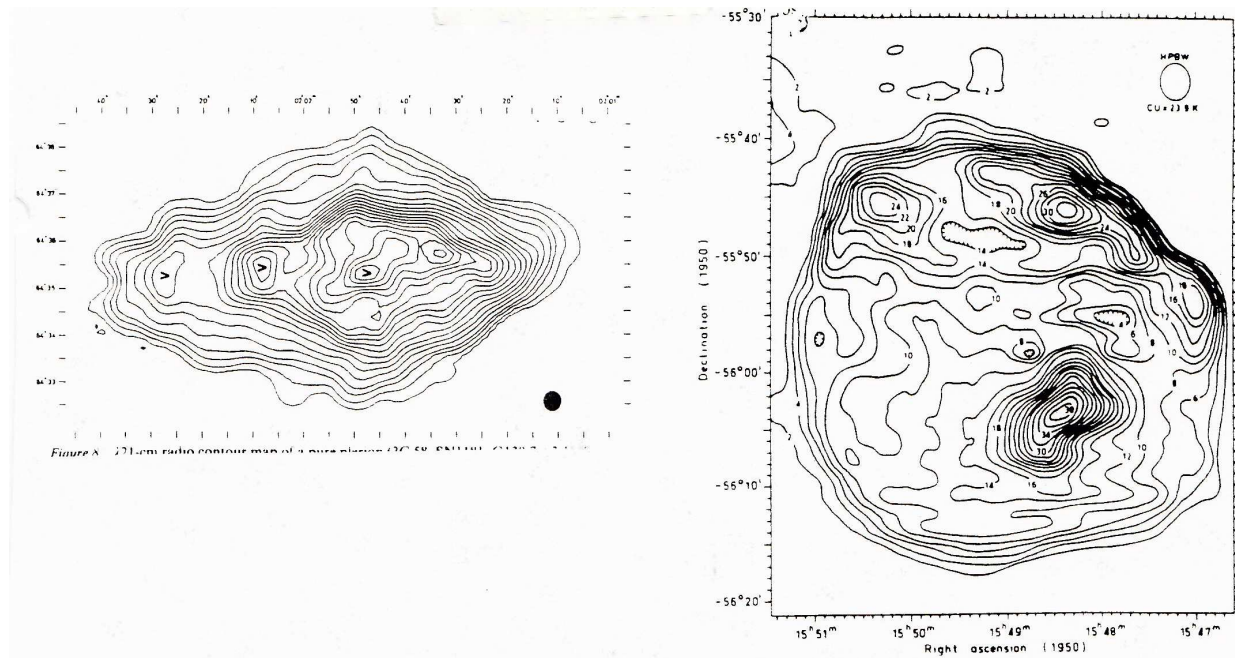


Figura 15.8: Immagini radio del plerione 3C58 (*sinistra*, Wilson&Weiler, 1976, A&A, 49, 357) e del plerione composito G326.3-1.8 (Clark et al., 1975, Austr.J.Phys.Astrophys.Suppl., 37, 75)

15.4.2 Il campo magnetico nei SNR

Lo studio della polarizzazione ha mostrato che la distribuzione spaziale del campo magnetico è strettamente connessa con la natura del Resto di Supernova. Nei plerioni, infatti, tutto il volume del *SNR* è riempito dal campo magnetico, che appare alquanto disordinato (fig. 15.9c). Nei *SNR* a shell giovani *H* è radiale indicando che le linee di forza del campo magnetico sono “stirate” (§ 8.4.8) dal materiale espulso e in rapida espansione dalla stella (fig. 15.9a). Nei resti vecchi invece il campo magnetico diviene tangenziale. E’ cosa nota che in presenza di shock, il campo magnetico, compresso come la materia in cui è congelato, tende a disporsi con le linee di forza perpendicolari all’avanzare del fronte d’urto, e quindi, in questo caso, parallelamente al guscio (fig. 15.9b). Non si può escludere che in questo caso esso non si mescoli anche con quello presente nel mezzo interstellare. In alcuni *SNR* relativamente giovani (Crab, Keplero, Cassiopea) si può stimare anche l’intensità del campo magnetico¹ e si trova che è dell’ordine di qualche unità in $10^{-4} - 10^{-5}$ Gauss

15.4.3 Determinazione della distanza dei Resti di Supernova

– 1) Quando i Resti di Supernova sono visibili anche nell’ottico è possibile determinarne la distanza con una certa cura misurando, mediante l’effetto Doppler sulle righe in emissione dei filamenti, la componente radiale v_r della velocità di espansione v_{exp} . Facendo l’ipotesi che l’espansione sia a simmetria sferica, si assume che $v_{exp} \equiv v_r$. In un intervallo di tempo Δt il raggio del *SNR* sarà aumentato di $\Delta R = v_{exp} \Delta t$. Dal confronto con l’espansione angolare $\Delta\theta$ si ricava immediatamente la distanza $D = \Delta R / \Delta\theta$.

– 2) Per i *SNR* che sono visibili solo nel radio si può stimare la distanza osservandoli nella riga a 21 cm dell’HI. Un Resto di Supernova apparirà in assorbimento attraverso le nubi di idrogeno interposte lungo la linea di vista. Il *SNR* sarà localizzato fra la nube più lontana dall’osservatore fra quelle che

¹Sempre dalla equipartizione della energia e in casi particolari: dalla frequenza di break nello spettro (Crab), dalla accelerazione nell’espansione del *SNR* (Crab, § 15.6.1), dalla misura di rotazione e percentuale di polarizzazione (Keplero), dalla mancanza di emissione γ per Bremsstrahlung degli elettroni relativistici (Cas A) che fornisce un limite superiore al numero di e^- presenti. La emissione di sincrotrone quindi fornisce un limite inferiore per H_{\perp} (eq. 4.22).

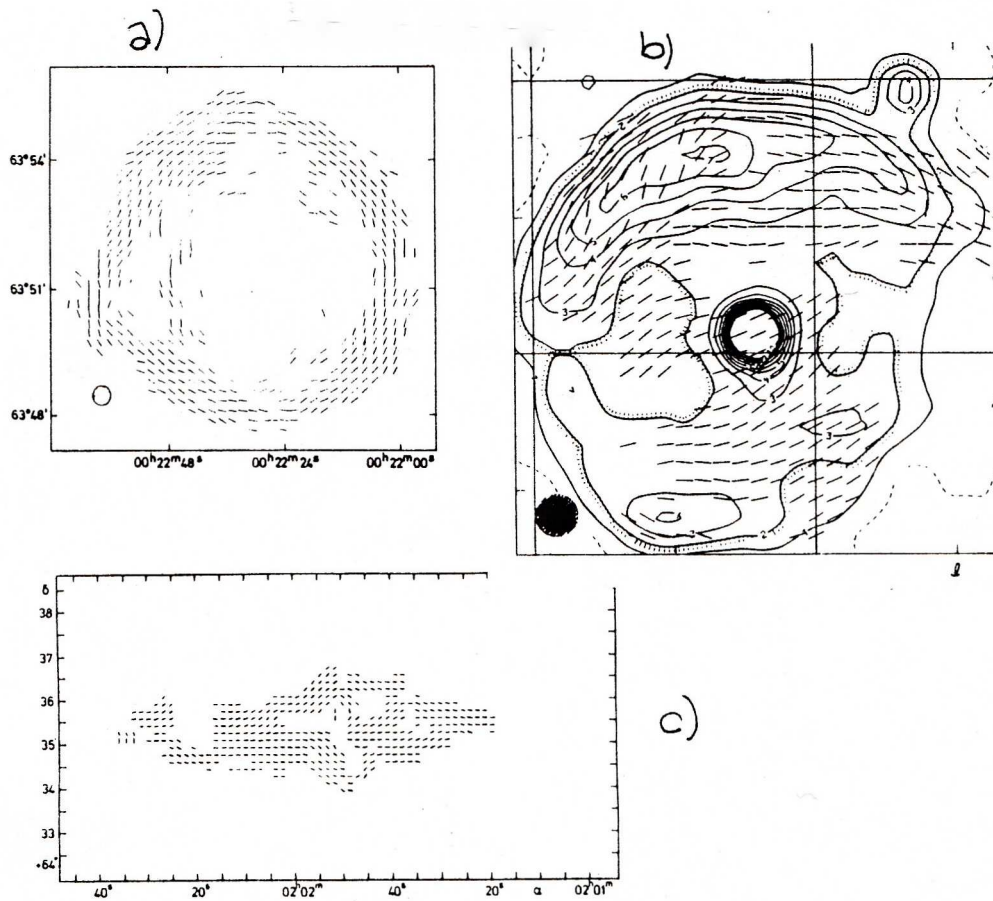


Figura 15.9: a) campo elettrico in un *SNR* giovane; b) campo magnetico in un *SNR* vecchio e c) in un plerione (Fürst, 1987, 1987imfo[Interstellar MAGnetic Field].work, p. 179)

assorbono la sua radiazione e la più vicina fra quelle che non mostrano assorbimento. Conoscendo la distanza approssimativa di tali nubi (§ 13.1.4), questo metodo fornisce un intervallo di valori possibili per la distanza.

– 3) Dalla relazione empirica brillantezza $\Sigma - -D$ (§ 15.8.1) nota la brillantezza superficiale si può valutare il diametro lineare, che, confrontato con il diametro angolare, fornisce la distanza dell'oggetto.

15.5 Distribuzione dei Resti di Supernova nella Galassia

Una volta che si sia misurata (o stimata dalla $\Sigma - D$, § 15.8.1) la distanza dei Resti di Supernova è possibile derivarne la densità superficiale in funzione della distanza dal centro galattico, la distribuzione in altezza sul piano galattico ed infine la distribuzione sul piano della Galassia.

In fig. 15.10 è mostrata la densità superficiale dei resti con $D \leq 30$ pc in funzione della loro distanza galattocentrica (Lequeux&Ilovaisky, 1972, A&A, 20, 347). Per diametri maggiori i cataloghi possono mostrare incompletezze, e quindi i conteggi possono essere fortemente sottostimati.

La densità dei *SNR* sembra essere relativamente costante, con una densità superficiale di ~ 0.55 *SNR* kpc^{-2} , fino a distanze $\lesssim 8$ kpc dal centro, e poi si riduce rapidamente. Non si conoscono Resti di Supernova con distanza dal centro maggiore di 16 kpc. Se si considerano solo i resti con $D \leq 25$ pc, l'integrale dell'istogramma di fig. 15.10 fornisce 170 *SNR* di queste dimensioni su tutta la Galassia, in accordo con quanto effettivamente osservato. Si noti che tale distribuzione segue assai bene la distribuzione della emissività di sincrotrone vista nel cap. 10.

La distribuzione in altezza $|z|$ sul piano della Galassia, mostra una forte concentrazione per piccoli

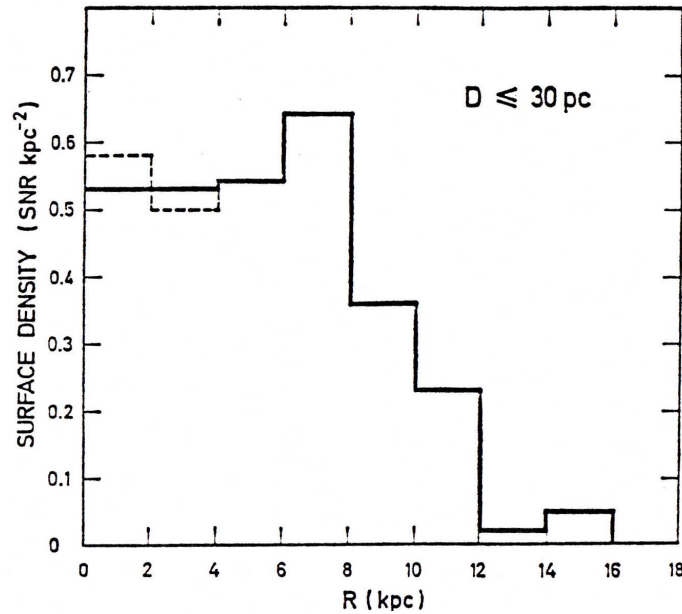


Figura 15.10: Distribuzione della densità superficiale dei *SNR* nella Galassia. I conteggi entro i primi 4 kpc sono incerti a causa del piccolo numero di *SNR* osservati, e la cattiva conoscenza delle distanze (Ilovaisky&Lequeux, referenza citata).

valori di $|z|$ e poi il numero decade esponenzialmente con una legge del tipo:

$$N(|z|) = N_0 e^{-|z|/z_0} = N_0 e^{-|z|/100\text{pc}}$$

almeno per i Resti di Supernova entro 8 kpc dal centro galattico. Questa distribuzione è pressochè identica a quella delle stelle di popolazione I estrema (*O* e *B*) e leggermente più stretta di quella delle Cefeidi, indicando che i *SNR* hanno avuto origine prevalentemente da Supernovæ di Tipo *II* (popolazione stellare I).

I *SNR* nelle regioni più periferiche della Galassia, malgrado la statistica più povera, sembrano essere meno concentrati sul piano, come si è osservato avvenire anche per l'HI (§ 13.1.7).

Infine è stata suggerita una possibile corrispondenza fra le regioni in cui sono localizzati i *SNR* e quelle in cui l'idrogeno neutro è più concentrato e che tracciano le posizioni delle braccia a spirale. Questa associazione suggerisce che le Supernovæ che lasciano resti cospicui si formino prevalentemente nelle braccia a spirale e che quindi, nuovamente, esse siano da associare a stelle di popolazione I.

15.6 Evoluzione dinamica di un Resto di Supernova

Molte delle caratteristiche osservate nei *SNR* di tipo shell possono essere spiegate da considerazioni generali in termini di espansione di una nube di gas caldissimo nel mezzo interstellare diffuso (vedi Woltjer, 1972, ARA&A, 10, p. 129). Tralasciando tutti i complicati dettagli della esplosione della stella e del tipo di Supernova che essa origina, della eventuale formazione di una pulsar, delle caratteristiche del mezzo interstellare, possiamo schematizzare la formazione di un Resto di Supernova come segue.

Supponiamo di avere un mezzo interstellare (supporremo sia soprattutto idrogeno) uniforme, indefinito e freddo, con una densità n_{int} particelle cm^{-3} . Al tempo $t = 0$ si verifica il collasso/esplosione di una stella. L'energia liberata² viene trasferita alla materia stellare, che viene espulsa a velocità dell'ordine di $5-10 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$. L'esplosione della stella rilascia una quantità di energia \mathcal{E}_0 e immette

²Nel caso delle Sn di Tipo *I* tutta l'energia è dovuta alla esplosione nucleare derivante dalla fusione di due Nane Bianche (§ 15.1.1), nelle Sn di Tipo *II* il 99% dell'energia gravitazionale liberatasi nel collasso del nucleo della supergigante va in neutrini (come descritto in § 15.11.1) e il rimanente 1% contribuisce all'evoluzione del *SNR*

nel mezzo interstellare una massa M_0 . Questa massa si espande nel mezzo circostante, e, dato che abbiamo supposto che questo sia freddo (nota a pag. 8.8), e che quindi la velocità del suono in esso sia molto bassa, l'espansione è, inizialmente, altamente supersonica. Si forma quindi un'onda d'urto forte, sferica, che avanza davanti alla nube in espansione e separa il mezzo indisturbato dal gas caldo (cap. 8). Man mano che il fronte d'urto si espande ingloba gradatamente la materia sulla quale si trova a passare, e quindi la massa contenuta entro il fronte d'urto cresce gradualmente nel tempo. Ad un certo punto la massa espulsa, che ha funto da pistone per instaurare lo shock, non è più distinguibile dal resto del mezzo interstellare e contribuisce alla densità del mezzo perturbato in modo trascurabile. L'evoluzione del resto procede governata da meccanismi differenti, a seconda dei parametri fisici caratteristici del momento, fino a che il materiale che lo costituisce si dissolve nel mezzo interstellare.

L'evoluzione dinamica di un Resto di Supernova può essere sostanzialmente divisa in quattro fasi, in ciascuna delle quali un aspetto fisico domina sugli altri, che possono quindi essere trascurati (Woltjer, 1972, referenza citata).

(1) **Espansione libera:** La massa espulsa M_0 è molto maggiore della massa del mezzo interstellare inglobato dal fronte d'urto, e l'espansione si comporta come se fosse libera, cioè, finché questa condizione rimane verificata, la velocità di espansione si mantiene costante. La densità e pressione dipendono fortemente dalle condizioni iniziali per cui non è possibile fare delle considerazioni di tipo generale. La temperatura dentro la nube decresce adiabaticamente al crescere del raggio R ($T_{nube} V^{\Gamma-1} = \text{cost}, T_{nube} \propto R^{-3(\Gamma-1)}$, dove Γ è il rapporto fra i calori specifici) mentre il gas interstellare perturbato dal fronte d'urto si riscalda ad una temperatura elevata, che rimane costante finché la velocità della shell rimane costante (eq. 8.39).

(2) **Fase adiabatica** (o di Sedov) o **della conservazione della energia.** Dopo un certo tempo la massa incorporata dal fronte d'urto diviene confrontabile e poi supera la massa immessa inizialmente nel mezzo interstellare dalla esplosione. A questo punto la situazione non è diversa dalla classica situazione fluidodinamica in cui al tempo $t = 0$ una esplosione immette energia (ma non massa) nel mezzo, dando luogo al propagarsi di un fronte d'urto. In questa situazione la massa iniziale espulsa dalla stella si è diluita nel mezzo e confusa con esso, diventando quantitativamente trascurabile, e non si ha più traccia della nube di gas caldo originale. In questa fase vedremo che le perdite di energia per irraggiamento sono molto piccole e si possono trascurare e quindi si può considerare che l'evoluzione del fenomeno avvenga ad energia costante (adiabatica).

Dietro il fronte d'urto siamo dunque in presenza di un gas caldo ad energia costante \mathcal{E}_0 che accresce gradatamente la sua massa raccogliendola dal mezzo circostante. Quindi l'energia si conserva, ma la massa no. La dinamica complessiva dipende solo dalla massa totale del gas e dalla energia rilasciata nella esplosione. Le soluzioni trovate da Taylor (1950) e Sedov (1959) per descrivere questa fase (simili a quella per un'esplosione atomica), sono del tipo auto-similare, nel senso che sono descritte da grandezze indipendenti dalle dimensioni lineari del problema.

Questa fase si fa convenzionalmente cominciare quando l'espansione ha raggiunto un raggio $R(t)$ tale che la massa del gas interstellare che è stato via via inglobato dal fronte d'urto diventa confrontabile con quella espulsa inizialmente:

$$M_{int} = \frac{4}{3}\pi R(t)^3 \rho_{int} \gtrsim M_0 \quad (15.1)$$

dove $\rho_{int} = n_{int} \times m_H$ è la densità del gas. Se $n_{int} = 1 \text{ cm}^{-3}$, $M_0 = 1 M_\odot$ e $v = 10\,000 \text{ km s}^{-1}$, troviamo che la condizione (15.1) si realizza a circa 200 anni dall'esplosione, quando $R \sim 2 \text{ pc}$. Il fenomeno di espansione, che era libera nelle primissime fasi, si è andato trasformando nella propagazione di un fronte d'urto approssimativamente sferico, dietro il quale si viene formando un guscio relativamente sottile di materia. La formazione di questo guscio è dovuta al fatto che, immediatamente dietro il fronte d'urto, la densità del mezzo inglobato è 4 volte più alta che nel mezzo imperturbato, ma poi decresce gradatamente, tendendo a 0 nella soluzione di Sedov, verso il centro dello shock. Quindi

immediatamente dietro il fronte d'urto si ha una densità maggiore (praticamente la maggior parte della massa è concentrata qui) che altrove entro il volume coinvolto nell'esplosione. Una sorta di *buccia*, che è la regione che osserviamo come Resto di Supernova.

Il parametro fisico importante è l'energia cinetica iniziale del pistone, U_0 , che si va trasferendo a tutto il materiale via via raccolto, sia sotto forma di energia cinetica (K) che, in quantità approssimativamente uguale (eq. 8.41), come energia termica (U_{th}).

L'energia totale si conserva in questa fase, e anche l'energia termica e cinetica si conservano separatamente, per cui ad un tempo t qualsiasi potremo scrivere, considerando che la massa contenuta entro il fronte d'urto è praticamente solo quella del mezzo interstellare inglobato, $M_{int} = \frac{4}{3}\pi R^3 n_{int} m_H$:

$$\frac{1}{2}U_0 = \frac{1}{2}M_{int}v_{esp}^2(t) = \frac{1}{2} \left[\frac{4}{3}\pi R^3(t) \right] n_{int} m_H \left[\frac{dR(t)}{dt} \right]_{esp}^2 \quad (15.2)$$

che integrata fornisce la legge di espansione del fronte d'urto, ossia della shell:

$$R(t) = \left(\frac{75}{8\pi} \right)^{1/5} \left(\frac{U_0}{2n_{int}m_H} \right)^{1/5} t^{2/5} \approx 6 \times 10^4 \left(\frac{U_0}{n_{int}} \right)^{1/5} t^{2/5} \quad (15.3)$$

La velocità di espansione:

$$v_{esp} = \dot{R}(t) \approx 6 \times 10^4 \left(\frac{U_0}{n_{int}} \right)^{1/5} \frac{2}{5} t^{-3/5} = \frac{2}{5} \frac{R(t)}{t} \quad (15.4)$$

ovviamente diminuisce col tempo a causa dell'accumularsi di nuovo materiale.

Nell'integrare la (15.2) si dovrebbe tenere conto anche del raggio iniziale R_0 che ha la nube quando entra nella fase adiabatica, ma questo è abbastanza piccolo da divenire rapidamente trascurabile.

In cap. 8 è dimostrato che nel caso dell'onda d'urto forte, immediatamente dietro il fronte d'urto la densità, la pressione e la temperatura del mezzo perturbato, sono date da:

$$\rho = 4\rho_{int} \quad (15.5)$$

$$p = \frac{3}{4} \rho_{int} v_{esp}^2 \quad (15.6)$$

$$T = \frac{3}{16} \frac{m_H v_{esp}^2}{k_B} = 6.4 \cdot 10^{11} \left(\frac{U_0}{10^{51}} \right)^{2/5} n_{int}^{-2/5} t_{anni}^{-6/5} \quad (15.7)$$

Se si conosce la velocità di espansione di un Resto di Supernova se ne può quindi calcolare la temperatura. Per esempio se $v_{esp} \sim 5 \times 10^3$ km s⁻¹ si ottiene $T \approx 5 \times 10^8$ K, che è ordini di grandezza maggiore che nel mezzo interstellare. Se poi si conosce anche l'età (come in Cas A, Tycho, Keplero, Vela) si trova anche $U_0/n_{int} \approx 10^{50} - 10^{53}$ erg cm⁻³

Durante questa fase abbiamo supposto l'energia costante nel tempo. In realtà si avrà emissione di bremsstrahlung termica prodotta dalle interazioni elettrone-protoni. Questa emissione tende a raffreddare il gas, cioè a diminuirne l'energia. Per valutare questa perdita di energia, moltiplichiamo per il volume V_{SNR} del Resto di Supernova l'emissività per bremsstrahlung su tutto lo spettro elettromagnetico (eq. 3.6). Facendo uso delle (15.4) e (15.7) si trova che l'energia irradiata per bremsstrahlung dal Resto di Supernova, che a queste temperature è emessa prevalentemente nella banda X, è data da:

$$-\frac{dU_{tot}}{dt} \sim V_{SNR} \times J_{br}(T) \propto n_e^2 T^{1/2} R(t)^3 \sim 4 \times 10^{-12} t^{3/5} U_0^{4/5} \quad \text{erg s}^{-1}$$

($n_e \approx n_{int} \approx 1 \text{ cm}^{-3}$). L'energia totale emessa per bremsstrahlung, W_{br} , da parte del Resto di Supernova, ad un tempo t dal momento della esplosione della stella è perciò:

$$W_{br} \sim - \int_0^t \frac{dU}{dt} dt \sim 2.5 \times 10^{-12} t^{8/5} U_0^{4/5} \quad \text{erg} \quad (15.8)$$

La frazione dell'energia iniziale che viene irradiata durante il processo è dunque:

$$\frac{W_{br}}{U_0} \sim 2.5 \times 10^{-12} t^{8/5} U_0^{-1/5} \quad (\times n_{int}^{6/5} \text{ se } n_{int} \neq 1) \quad (15.9)$$

L'energia a riposo di una massa solare è $\approx \times 10^{53}$ erg. Nell'esplosione di una Supernova di Tipo *II* la maggior parte dell'energia viene rilasciata sotto forma di neutrini, mentre solo lo 0.1 ÷ 1% si trasforma in energia cinetica della massa espulsa. Questo è compatibile con una massa di 0.5 ÷ 1 M_\odot espulsa a velocità di 5000 ÷ 10000 km s^{-1} . Adotteremo perciò energie cinetiche iniziali dell'ordine di $U_0 \geq 10^{50}$ erg. Si trova quindi che l'energia irradiata per bremsstrahlung su un arco di tempo di $\sim 6 \times 10^4$ anni (età tipica di un Resto di Supernova) è $\ll 1$, e quindi l'ipotesi che il processo sia adiabatico su queste scale di tempo è valida³.

Poichè l'energia si conserva possiamo scrivere per l'energia cinetica, K , (eq. 15.2):

$$K = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{3} \pi \rho_{int} R^3 \right) v_{esp}^2 = \frac{2}{3} \pi \rho_{int} R^3 \dot{R}^2 = \frac{1}{2} U_0$$

da cui:

$$\frac{dK}{dt} = 0 = \frac{4}{3} \pi \rho_{int} R^3 \dot{R} \ddot{R} + 2\pi \rho_{int} R^2 \dot{R}^3 \quad \text{ossia} \quad \frac{4}{3} \pi \rho_{int} R^3 \ddot{R} + 2\pi \rho_{int} R^2 \dot{R}^2 = 0$$

che, aggiungendo ad entrambi i suoi membri la quantità $2\pi \rho_{int} R^2 \dot{R}^2$, diventa:

$$\left(\frac{4}{3} \pi \rho_{int} R^3 \right) \ddot{R} + 4\pi \rho_{int} R^2 \dot{R}^2 = \frac{d(mv)}{dt} = 4\pi R^2 \left(\frac{1}{2} \rho_{int} \dot{R}^2 \right) = p \times S \quad (15.10)$$

La somma dei due termini a sinistra del primo segno di uguale non è altro che la derivata della quantità di moto (il primo termine a sinistra dell'uguale è semplicemente il prodotto massa × accelerazione e il secondo l'impulso ceduto al gas) e il termine a destra del secondo segno di uguale ha le caratteristiche della forza esercitata sulla superficie del fronte d'urto da una pressione, che è la pressione termica dovuta alle particelle. L'espansione del guscio è dunque determinata dalla spinta della pressione termica. Notare che il termine di pressione nella (15.10) rappresenta un valor medio su tutto il volume ed è quindi inferiore ($\sim 2/3$) a quello dato nella (15.6) che si riferisce al valore della pressione immediatamente dietro lo shock.

Oltre all'emissione di bremsstrahlung si ha irraggiamento anche a causa di transizioni libero-legato e legato-legato (ossia di ricombinazione, § 13.2.2) di elementi più pesanti dell'idrogeno (C, O, N), che si manifesta con emissione di righe nel visibile. In questo caso la potenza emessa è approssimativamente proporzionale al quadrato della densità ed all'inverso della temperatura e precisamente:

$$- \left(\frac{dU}{dt} \right)_{\text{CNO}} = 8 \times 10^{-17} \times \frac{n_{int}^2}{T} R^3(t) \quad (15.11)$$

Questa equazione mostra che in questo processo le perdite radiative crescono al diminuire della temperatura, al contrario di ciò che avviene per la bremsstrahlung, per cui, poichè durante l'espansione la velocità del *SNR* decresce (eq. 15.4), e con essa decresce la temperatura T (eq. 15.7), prima o poi

³Nel caso di una Sn di Tipo *I* tutta l'energia cinetica deriva dalla coalescenza delle due stelle, quindi \mathcal{E}_0 è maggiore e, dalla (15.9) la frazione irradiata per bremsstrahlung ancora minore.

il secondo processo radiativo diventa dominante e la fase adiabatica deve finire. In pratica questo processo comincia ad essere importante quando la temperatura è scesa a valori inferiori a $\sim 5 \times 10^6$ K.

Finchè vale l'approssimazione adiabatica, facendo uso delle (15.3) e (15.7) si può scrivere l'equazione (15.11) come:

$$-\left(\frac{dU}{dt}\right)_{CNO} \sim 3 \times 10^{-4} n_{int}^{9/5} U_0^{1/5} t^{12/5} \quad (15.12)$$

da cui si vede che in effetti le perdite radiative per ricombinazione crescono col tempo più rapidamente che nel caso della bremsstrahlung e ad un certo punto diventeranno dominanti. Il tempo a cui l'approssimazione adiabatica non è più valida si definisce convenzionalmente come quel tempo t^* in cui l'energia totale irradiata è pari alla metà della energia iniziale.

$$\int_0^{t^*} \left(\frac{dU}{dt}\right)_{CNO} dt = \frac{1}{2} U_0$$

Dalla (15.12) si ricava:

$$t^* \approx 13 \times U_0^{4/17} n_{int}^{-9/17} \quad (15.13)$$

e dalla (15.3) il raggio:

$$R(t^*) = 1.7 \times 10^5 U_0^{5/17} n_{int}^{-7/17}$$

mentre la velocità di espansione, \dot{R} , al tempo t^* vale (eq. 15.4):

$$v_{esp}(t^*) \approx 5 \times 10^3 \times U_0^{1/17} n_{int}^{2/17}$$

Se si assumono: $U_0 = 10^{50}$ erg e $n_{int} = 1$ atomo cm^{-3} se ne deduce: $t^* \approx 2.5 \times 10^5$ anni, $v(t^*) \approx 50 \text{ km s}^{-1}$, $R(t^*) \approx 30$ pc (che sono molto vicini ai valori corrispondenti ad oggetti tipo Cygnus Loop, fig. 15.6 e IC 443) e $T \approx 50\,000$ K.

Quando la temperatura del mezzo si è abbassata sufficientemente, ed anche la pressione termica (15.6) è diventata abbastanza piccola ($p \approx 0$), essa non è più in grado di mantenere l'espansione del fronte d'urto e la (15.10) ci dice che la quantità di moto approssimativamente si conserva.

(3) **Fase radiativa o isoterma o della conservazione della quantità di moto.** Quando le perdite radiative diventano confrontabili con la energia iniziale U_0 lo shock si comporta a tutti gli effetti come uno *shock isoterma*, nel senso che l'aumento della temperatura dietro il fronte d'urto è compensato in buona parte dal raffreddamento prodotto dalle perdite radiative. Quindi, dalle (8.42), sappiamo che il rapporto delle densità dietro e davanti allo shock non è più limitato al valore 4 ma può crescere arbitrariamente. Si stima che possa divenire anche 100.

La fase (3) è qualitativamente descrivibile col modello a *palla di neve* in cui una certa quantità di gas in espansione, dotata di una certa quantità di moto, continua ad aumentare il suo volume raccogliendo ulteriore massa⁴: l'energia non si conserva più, ma la quantità di moto invece sì.

Per $t > t^*$ la legge del moto è determinata dalla conservazione della quantità di moto (a differenza della fase (2) dove la quantità di moto *non* si conserva, eq. 15.10), e si ricava integrando fra t^* e t la:

$$R^3(t) n_{int} v_{esp} = R^3(t) \dot{R}(t) n_{int} = R^3(t^*) \dot{R}(t^*) n_{int} = \text{cost}$$

da cui:

$$R(t) \propto (t + \text{cost})^{1/4} \quad \text{e} \quad \dot{R}(t) \propto (t + \text{cost})^{-3/4} \quad (15.14)$$

L'energia cinetica, che non si conserva più a causa delle perdite radiative diventate cospicue, si può scrivere come la quantità di moto moltiplicata per la velocità ($K = \frac{1}{2} v(mv)$), per cui la condizione che la quantità di moto si conserva ($mv \sim m^* v^*$) porta alla:

$$K(t) = \frac{1}{2} U_0 \left(\frac{v_{esp}(t)}{v_{esp}(t^*)} \right) \propto (t + \text{cost})^{-3/4} \quad (15.15)$$

⁴Appunto come una palla di neve che, rotolando, aumenta via via la sua massa.

cioè l'energia cinetica decresce, a partire dal valore $U_0/2$ che aveva al termine della fase adiabatica. Anche la temperatura e la pressione dietro il fronte d'urto diminuiscono al diminuire della velocità.

Ora che la pressione interna del gas è diventata trascurabile è possibile che la pressione dovuta alle particelle relativistiche presenti nel guscio in espansione (certamente elettroni, e probabilmente anche protoni) acquisti un ruolo importante. Se il moto di espansione è sostenuto dalle particelle relativistiche esso è descritto da una equazione analoga alla (15.10):

$$\frac{d(mv)}{dt} = \frac{4\pi}{3} n_{int} m_H R^3 \ddot{R} + 4\pi n_{int} m_H R^2 \dot{R}^2 = 4\pi R^2 \left[\frac{1}{3} \times \frac{U_{RC}}{4\pi R^3/3} \right] \quad (15.16)$$

dove U_{RC} rappresenta l'energia totale delle particelle relativistiche (qui considerate raggi cosmici, RC) e il termine entro parentesi quadra rappresenta la pressione che esse esercitano (eq. 2.7).

Assumendo che la espansione dei raggi cosmici sia adiabatica, ossia che non ci sia riaccelerazione o iniezione di nuove particelle, la loro energia al tempo t sarà data da (eq. 6.6):

$$U_{RC}(t) = \frac{R_0}{R(t)} U_{RC_0} \quad \text{ossia} \quad \frac{d(mv)}{dt} = \frac{U_{RC_0} R_0}{[R(t)]^2}$$

Integrando la (15.16) si trova:

$$\dot{R}^2 = \frac{3}{4\pi} \frac{U_{RC_0} R_0}{n_{int} m_H} \frac{1}{R^4} + \frac{\text{cost}}{R^6} = \frac{3}{4\pi} \frac{U_{RC}(t)}{n_{int} m_H} \frac{1}{R^3} + \frac{\text{cost}}{R^6} \quad (15.17)$$

Trascurando l'ultimo addendo rispetto al primo e integrando ulteriormente si ha:

$$R(t) \propto (t + \text{cost})^{1/3} \quad (15.18)$$

che è intermedia fra la (15.3, adiabatica) e la (15.14, isoterma). Dalla (15.17) si ottiene:

$$U_{RC}(t) \approx \left[\frac{4}{3} \pi R(t)^3 n_{int} m_H \right] \dot{R}^2 = M_{int} v_{esp}^2 = 2K$$

che esprime il fatto che anche in una espansione regolata dalla pressione delle particelle relativistiche l'energia di queste ultime si equipartisce, approssimativamente, fra energia cinetica di espansione ed energia termica del gas contenuto nell'involuppo.

(4) **Dissolvimento del SNR.** Nelle tre fasi precedenti abbiamo visto che il raggio del *SNR* continua a crescere come $R(t) \propto t^s$ ma con s via via decrescente ($s = 1, 2/5, 1/4$)⁵. Quando la velocità di espansione che, per la conservazione della quantità di moto si è progressivamente ridotta a causa dell'accumularsi di sempre nuovo materiale, è diventata sonica, cioè confrontabile con la velocità locale del suono del mezzo interstellare ($\lesssim 20 \text{ km s}^{-1}$, $T \sim 10^4 \text{ K}$), inizia questa ultima fase. A questo punto il fronte d'urto si dissolve e il guscio in espansione, mischiandosi col mezzo circostante, non è più distinguibile. Questo tipicamente avviene dopo tempi dell'ordine di 10^6 anni dall'esplosione iniziale

Da quanto detto sulle caratteristiche delle varie fasi della evoluzione di un Resto di Supernova risulta che i *SNR* con $R \lesssim 20 - 30 \text{ pc}$ sono verosimilmente nella fase adiabatica. Le energie cinetiche, che si possono stimare sulla base della massa in espansione e della velocità attuale, sono $\gtrsim 10^{50}$ erg, assicurando la validità delle ipotesi fatte a pag. 15.16.

E' interessante osservare di nuovo che l'equazione (15.3) permette di stimare U_0/n_{int} semplicemente dall'età della Supernova e dal suo raggio:

$$\frac{U_0}{n_{int}} \approx 1.6 \times 10^{53} R^5 (\text{pc}) t^{-2} (\text{anni}) \quad (15.19)$$

⁵La durata media e il raggio raggiunto in ogni fase sono, approssimativamente: $t = 200-300$ anni, $R \approx 2-3 \text{ pc}$; $300 \lesssim t \lesssim 10^5$ anni, $R \lesssim 20-30 \text{ pc}$; $t \gtrsim 10^5$ anni, $R > 30 \text{ pc}$.

Si noti tuttavia che le incertezze su R entrano nel calcolo con la quinta potenza e quindi la (15.19) può dare solo un ordine di grandezza, quando la determinazione del diametro del resto non sia abbastanza accurata (per esempio se la shell è incompleta). Se si applica la (15.19) ad oggetti di età e raggio noti, come Cas A, Tycho, Keplero, Vela si ottengono valori di \mathcal{E}_0 dell'ordine di $10^{50} - 10^{53}$ erg cm⁻³.

Questo semplice modello è un buon punto di partenza per lo studio della evoluzione dinamica dei Resti di Supernova, ma trascura parecchi punti importanti, come l'effetto delle disomogeneità del mezzo, il rifornimento continuo di energia da parte di una eventuale pulsar, gli effetti del campo magnetico, sia dentro che intorno al SNR . Alcune modifiche al modello dovrebbero includere la formazione di uno shock riflesso che viaggia all'indietro dalla discontinuità verso il materiale prodotto nell'esplosione della stella (come sembrano indicare osservazioni X di Tycho, o l'esistenza di emissione radio nelle fasi iniziali della Supernova). Questo shock riflesso provoca l'evaporazione delle nubi di materiale interstellare, che aumenta la densità del mezzo dietro lo shock, e può causare una deviazione della legge $R \propto t^{2/5}$. Per esempio un andamento del tipo $n_{int} \propto R^\alpha$ con $\alpha > 0$ porta a $R \propto t^{2/(5+\alpha)}$ che significa un appiattimento dell'esponente, cioè una espansione del resto più lenta nel tempo.

15.6.1 Caratteristiche fisiche ed evoluzione della Nebulosa del Granchio (Crab Nebula)

La Crab Nebula appare nell'ottico come una nebulosa amorfa alla quale sono sovrapposti numerosi filamenti brillanti, la cui emissione è termica e dovuta al gas altamente ionizzato (fig. 15.11).

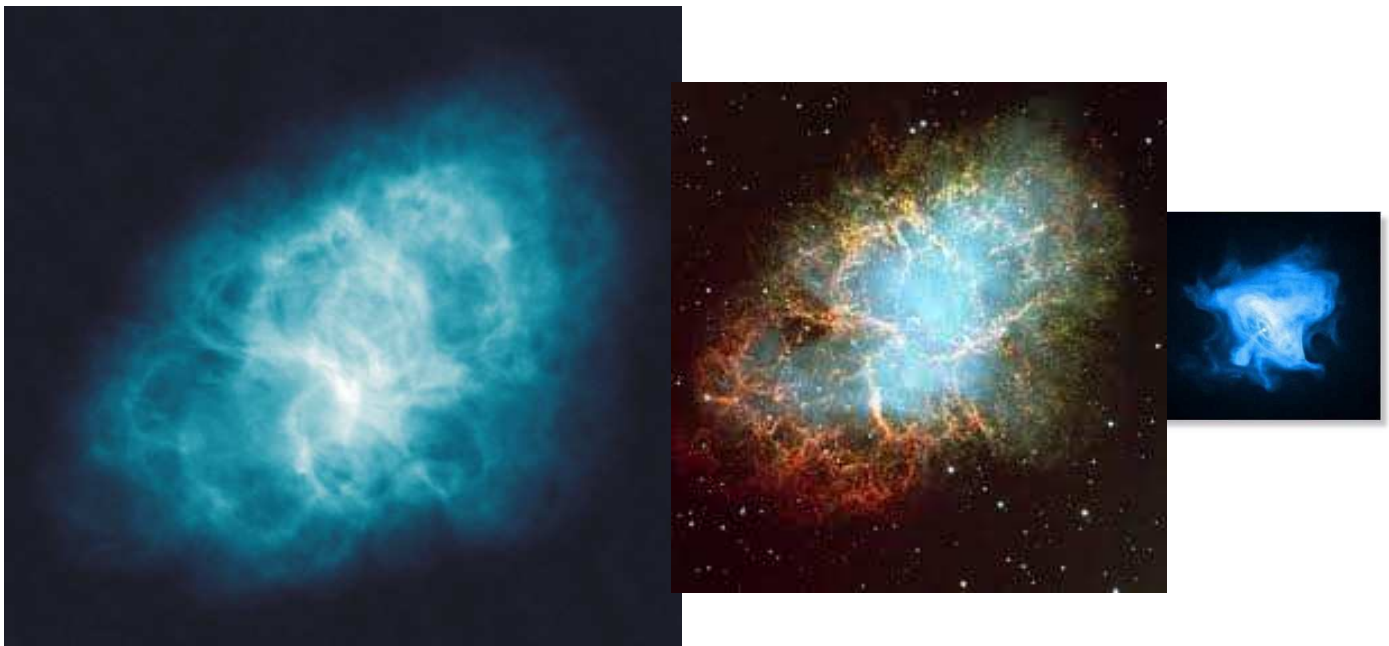


Figura 15.11: Immagini (approssimativamente in scala) radio a 6 cm (*sinistra*), ottica (*centro*) e X (*destra*) della Crab Nebula. Si noti la grande somiglianza delle immagini ottica e radio. Nella immagine X è visibile la pulsar (puntino bianco al centro) ed i due getti di materia emessi. L'anello più interno, di ~ 0.3 pc di diametro, si pensa sia un'onda d'urto che separa il materiale che fluisce dalla pulsar dal restante mezzo (immagini di repertorio da Google).

L'emissione della componente amorfa è invece non-termica, come è indicato dalla polarizzazione osservata. La Nebulosa del Granchio è anche una potente sorgente X ed anche in questo caso il meccanismo di emissione è il sincrotrone.

Lo spettro (fig. 17.12) globale cambia notevolmente la sua pendenza andando dalla banda radio ($\alpha \sim 0.25$) alla banda ottica ($\alpha \sim 0.8$) alla banda X ($\alpha \sim 1.2$). La luminosità totale su tutto questo arco di frequenze raggiunge i 10^{38} erg s $^{-1}$, di cui solo 5×10^{35} erg s $^{-1}$ nella banda radio. Di conseguenza la maggior parte dell'emissione interessa la banda ottica e X . L'emissione X implica l'esistenza di elettroni estremamente energetici. Se si assume il campo magnetico di equipartizione, $H_{eq} \approx 3.2 \times 10^{-4}$ G, gli elettroni responsabili dell'emissione X devono avere un'energia $\mathcal{E} \gtrsim 2 \times 10^4$ GeV e quindi una vita media radiativa assai breve.

Una stima diretta dei parametri fisici della Crab Nebula può essere derivata dall'analisi del suo spettro. Naturalmente, data la rapida evoluzione dell'oggetto (§ 15.8.2) bisognerà utilizzare dati tutti corrispondenti approssimativamente alla stessa epoca. Se assumiamo che il *break* che si osserva nello spettro sia da attribuire a perdite radiative, e che all'epoca in cui il break si trovava a $\sim 10^{13}$ Hz l'età della radiosorgente, e quindi dei suoi elettroni, fosse di circa 900 anni, il valore che si ricava per il campo magnetico è $H \sim 6.3 \times 10^{-4}$ G, abbastanza vicino a quello di equipartizione.

Utilizzando ora la (4.18) che lega la frequenza a cui irradiano gli elettroni di sincrotrone al campo magnetico ed al fattore di Lorentz γ troviamo che gli elettroni che emettono nel radio ($\nu=10^9$ Hz) devono avere $\gamma \sim 10^3$ e vita media radiativa $\tau_{el} \sim 10^5$ anni, cioè assai maggiore del tempo di vita della Supernova. Ne segue che essi non sono apprezzabilmente invecchiati. Per quanto riguarda l' X ($\nu=10^{18}$ Hz) ricaviamo $\gamma \approx 2 \times 10^7$ e $\tau_{el} \sim 2$ anni. Una vita media per gli X così breve se confrontata con l'età della Nebulosa, indica che questi elettroni non possono essere stati prodotti al momento dell'esplosione, ma che vengono continuamente accelerati. Questa accelerazione è attribuita alla presenza, al centro della Nebulosa del Granchio di una pulsar (cap. 17).

La velocità di espansione attuale della Crab Nebula, determinata da misure spettroscopiche sui suoi filamenti ottici, è di 1450 km s $^{-1}$. Dalle dimensioni osservate, nell'ipotesi che la velocità si sia mantenuta costante nel tempo, si deduce che l'esplosione avrebbe dovuto avvenire nel 1170 anzichè nel 1054 come l'hanno registrata le cronache antiche. Se la velocità osservata oggi fosse già diminuita a causa della espansione adiabatica, se cioè nel passato la Crab si fosse espansa più rapidamente, il tempo trascorso dall'esplosione sarebbe ancora più breve. Poichè la differenza fra le due stime è decisamente significativa, se ne deduce che l'espansione deve essere stata accelerata. Dato che si conoscono l'età, le dimensioni e la velocità attuale di espansione con semplici formule cinematiche si può stimare che l'accelerazione deve essere stata $\dot{v} \approx 10^{-3}$ cm s $^{-2}$. Indicata con $M = M_* + M_{int}$ ($M_* \gg M_{int}$) la massa totale coinvolta nell'espansione (stella esplosa + mezzo interstellare) possiamo stimare il rifornimento continuo di energia richiesto per produrre questa accelerazione come:

$$\frac{dK}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} M v^2 \right) = M v \dot{v} + \frac{1}{2} \dot{M} v^2 = (M_* + M_{int}) v \dot{v} + \frac{1}{2} \dot{M}_{int} v^2 \approx M_* v \dot{v} + \frac{1}{2} \dot{M}_{int} v^2$$

Adottando: $M \approx 1 M_\odot$, $v \approx 1.45 \times 10^8$ cm s $^{-1}$, e $\dot{v} \approx 10^{-3}$ cm sec $^{-2}$ si trova:

$$\left(\frac{dK}{dt} \right) \approx 3 \cdot 10^{38} + 2.5 \cdot 10^{38} n_H \text{ erg/sec}$$

Si ottiene che l'energia che deve essere fornita nell'unità di tempo per produrre l'accelerazione osservata è: $\dot{K} \sim 4 \div 6 \times 10^{38}$ erg s $^{-1}$ per $0.2 < n_H < 1.0$. Adottando per il raggio della Crab il valore ≈ 1.3 pc si trova che l'incremento di massa $\dot{M}_{int} = 4\pi R^2 v m_H n_H$ è piccolo ($\approx 6 \times 10^{-4}$ M $_\odot$ /anno, quindi qualche frazione di M $_\odot$ su tutta la vita del SNR) per cui è stato lecito trascurare M_{int} nel calcolo della potenza fornita.

Se indichiamo ora con p_i la pressione interna che mantiene l'espansione, possiamo scrivere, dalla seconda legge della dinamica, in analogia con la (15.10):

$$4\pi R^2 p_i = M \dot{v} + \dot{M} v \approx 2 \cdot 10^{30} + 3 \cdot 10^{30} n_H \quad (15.20)$$

da cui, per $n_H \approx 0.2$ cm $^{-3}$

$$p_i \approx 1.3 \times 10^{-8} \text{ dyne cm}^{-2}$$

Dallo studio dello spettro di emissione abbiamo dedotto un campo magnetico $H \approx 6.3 \times 10^{-4}$ gauss, cui corrispondono una densità di energia magnetica ed una pressione magnetica p_m date rispettivamente da:

$$\frac{H^2}{8\pi} \approx 1.6 \times 10^{-8} \quad p_m \approx 0.6 \times 10^{-8} \text{ dyne cm}^{-2}$$

Quindi la pressione magnetica è dell'ordine della metà della pressione interna stimata a partire dalla (15.20). Questo indica che l'energia è approssimativamente equipartita fra campo magnetico e particelle, come del resto avevamo già visto constatando che il campo magnetico di equipartizione è vicino a quello calcolato dallo spettro di sincrotrone. Perciò l'energia disponibile in particelle e campo magnetico è $H^2/8\pi \times \text{Vol} \sim 2 - 3 \times 10^{46}$ erg.

15.7 Determinazione della frequenza di Supernovæ nella Galassia

Lo studio della frequenza delle Supernovæ all'interno della nostra Galassia non può essere effettuato direttamente, data la poca statistica. Negli ultimi 1000 anni sono esplose 7 Supernovæ che porterebbe ad una frequenza media di 1 Supernova ogni ~ 160 anni (anche se è curioso notare che la loro distribuzione non è affatto uniforme nel tempo, ma che le esplosioni si sono verificate fra il 1000 e il 1200 e fra il 1500 il 1700). In realtà queste 7 Supernovæ sono esplose entro 3-4 kpc dal Sole e quindi rappresentano solo una piccola frazione degli eventi che possono effettivamente essersi verificati. Estrapolando questo numero a tutta la Galassia si ottiene una frequenza dell'ordine di una ogni 15 anni (che pare un po' alta rispetto ad altre determinazioni).

Un metodo alternativo e più diretto potrebbe essere quello di contare i Resti di Supernova (Lequeux&Ilovaisky, 1972, *referenza citata*; Clark&Caswell, 1976, MNRAS, 174, 267)

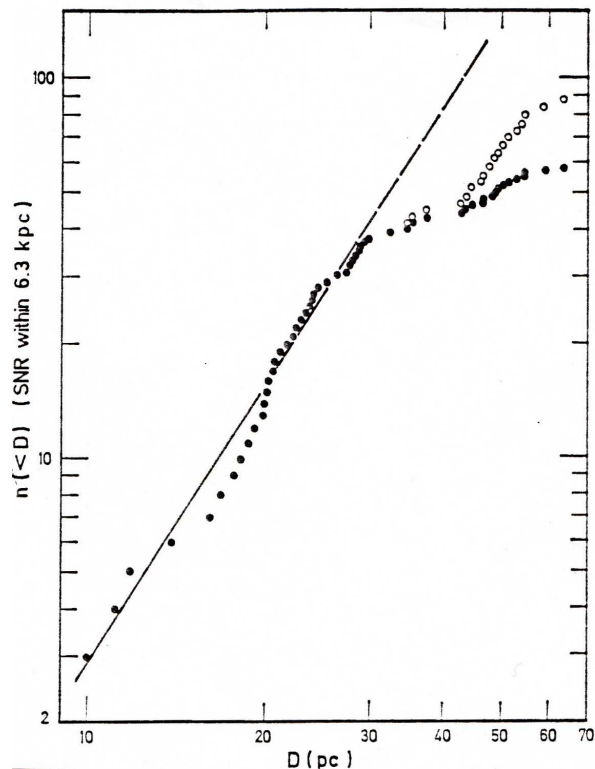


Figura 15.12: Relazione $N(R)$ per i Resti di Supernovæ galattici entro ≈ 6 kpc dal Sole. I cerchi vuoti rappresentano i conteggi corretti per le incompletezze dei cataloghi. Si vede che le correzioni non sono sufficienti e si ritiene che non siano valutate in modo adeguato (*Lequeux&Ilovaisky, 1972, referenza citata*)

Abbiamo visto che il modello per l'evoluzione dinamica di un Resto di Supernova prevede un andamento del suo raggio col tempo del tipo $R(t) \propto t^s$ con $s = 2/5, 1/3, 1/4$ a seconda della fase considerata (eqq. 15.3, 15.18, 15.14). Dato quindi che, fissato un raggio R^* ad esso corrisponde una età t^* , contare quanti *SNR* si osservano con $R < R^*$ equivale a contare quanti sono i *SNR* più giovani di t^* ossia quante sono le Supernovæ esplose negli ultimi t^* anni. Da cui sarebbe immediato stimare la frequenza f_{Sn} di esplosione di Supernovæ come rapporto:

$$f_{Sn} = \frac{N(< R)}{t(< R)}$$

In realtà la cosa è molto incerta, come illustrato nella fig. 15.12 dove sono riportati i conteggi osservati in funzione del diametro (per *SNR* con distanze $d < 6$ kpc dal Sole). Dai modelli ci dovremmo aspettare una retta (in scala logaritmica) con pendenza 2.5, 3 o 4 a seconda dei casi.

Abbiamo visto che i Resti di Supernovæ con diametro $\lesssim 40$ pc sono quasi certamente ancora nella fase adiabatica, per cui, fino a questo raggio, dovremmo aspettarci una pendenza di ~ 2.5 nei conteggi. Per $10 \lesssim D \sim 30$ pc i conteggi sono effettivamente interpolabili ragionevolmente bene con una retta di pendenza 2.4 ± 0.6 , in buon accordo con le previsioni. Per diametri maggiori però il numero di Resti di Supernova osservato è molto più basso di quanto previsto dalla estrapolazione dei conteggi a diametri più piccoli. E' difficile pensare che questo corrisponda ad un effetto reale, in quanto starebbe a significare che t varia in funzione di R con un esponente minore di 2.5, ossia che R cresce con t più velocemente che $t^{2/5}$, come nella fase di transizione dalla espansione a libera a quella adiabatica. Questo comporterebbe una fase di "ri-accelerazione" dopo quella adiabatica, assai difficile spiegare, e comunque sarebbe inconsistente con misure dirette della velocità di espansione.

E' più probabile che si tratti di un effetto di selezione che fa perdere i *SNR* di diametro maggiore che mostrano sia un'emissione radio sia una brillantezza superficiale minori (§ 15.8), per cui è possibile che un numero considerevole di questi venga perso nei cataloghi. Inoltre, data la distribuzione dei *SNR* rispetto al centro galattico di fig. 15.10, in cui si vede che alla distanza del Sole sembra che i conteggi di *SNR* comincino a diminuire, forse sarebbe utile poter estendere i conteggi a tutta la Galassia. Si ricadrebbe però anche nella situazione di perdere oggetti lontani.

Oltre alla incompletezza dei cataloghi, altre incertezze sul metodo descritto derivano dalle incertezze su $U_0 \approx 10^{50-51}$ erg ed $n_{int} = 1$, che si riflettono sull'età ($t(R) \propto (U_0/n_{int})^{-0.5}$, eq. 15.19), e incertezze sulla stima della distanza (che si riflettono su R).

Con tutte queste precauzioni, le stime basate sul conteggio dei resti con diametro < 30 pc danno una frequenza di Supernovæ pari a:

$$1/f_{Sn} \approx 50 \begin{matrix} +50 \\ -25 \end{matrix} \text{ anni}$$

15.8 Evoluzione dell'emissione radio

Uno degli aspetti più importanti dei Resti di Supernova è che essi emettono onde radio e di fatto la maggior parte dei *SNR* sono stati individuati, fino a tempi recenti, proprio grazie a questa loro proprietà (oggi anche le osservazioni nella banda X sono di grande aiuto soprattutto per la ricerca di *SNR* nelle galassie esterne). Vediamo come questa emissione, una volta instauratasi, si evolve nel corso del tempo e quali previsioni si possono fare.

15.8.1 Relazione Brillanza–Diametro ($\Sigma - D$)

Se, durante l'espansione di un *SNR*, gli elettroni relativistici in esso contenuti, che emettono la radiazione di sincrotrone, si espandono in modo adiabatico, ossia non vi è rifornimento di particelle relativistiche nè loro riaccelerazione, utilizzando le espressioni date nel § 6.1.2 per l'evoluzione della densità di particelle e del campo magnetico in funzione di R , possiamo fare delle previsioni su come

ci si aspetta che evolvano la luminosità (o la brillantezza) del Resto di Supernova durante l'espansione⁶. Dalla (6.10) abbiamo:

$$L_R(\nu) \propto R^{-2\delta} = R^{-2(2\alpha+1)} \quad B_R(\nu) \propto L_R(\nu)/R^2 \propto R^{-2\delta-2} \quad (15.21)$$

Per quei Resti di Supernovæ che possono essere approssimati con una shell in espansione di spessore costante, come forse è Cas A, allora la dipendenza di L e B da R devono essere modificate nelle:

$$L_R(\nu) \propto R^{-(3\delta-1)/2} = R^{-3\alpha-1} \quad B_R(\nu) \propto L_R(\nu)/R^2 \propto R^{-3(\delta+1)/2} \quad (15.22)$$

Se assumiamo per l'indice spettrale il valor medio osservato, $\alpha \sim 0.5$ ($\delta \sim 2$), troviamo:

$$L_R(\nu) \propto R^{-4} \quad B_R(\nu) \propto R^{-6} \quad (15.23)$$

oppure, per uno spessore costante della buccia,

$$L_R(\nu) \propto R^{-5/2} \quad B_R(\nu) \propto R^{-9/2} \quad (15.24)$$

Per i Resti di Supernova di cui si conosce la distanza è possibile verificare direttamente la dipendenza di B_R da R . Si trova che effettivamente una relazione del tipo legge di potenza sussiste fra brillantezza superficiale e diametro (fig. 15.13), ma l'esponente che si trova è inferiore, in valore assoluto, a quello previsto sia dalla (15.21) che dalla (15.22).

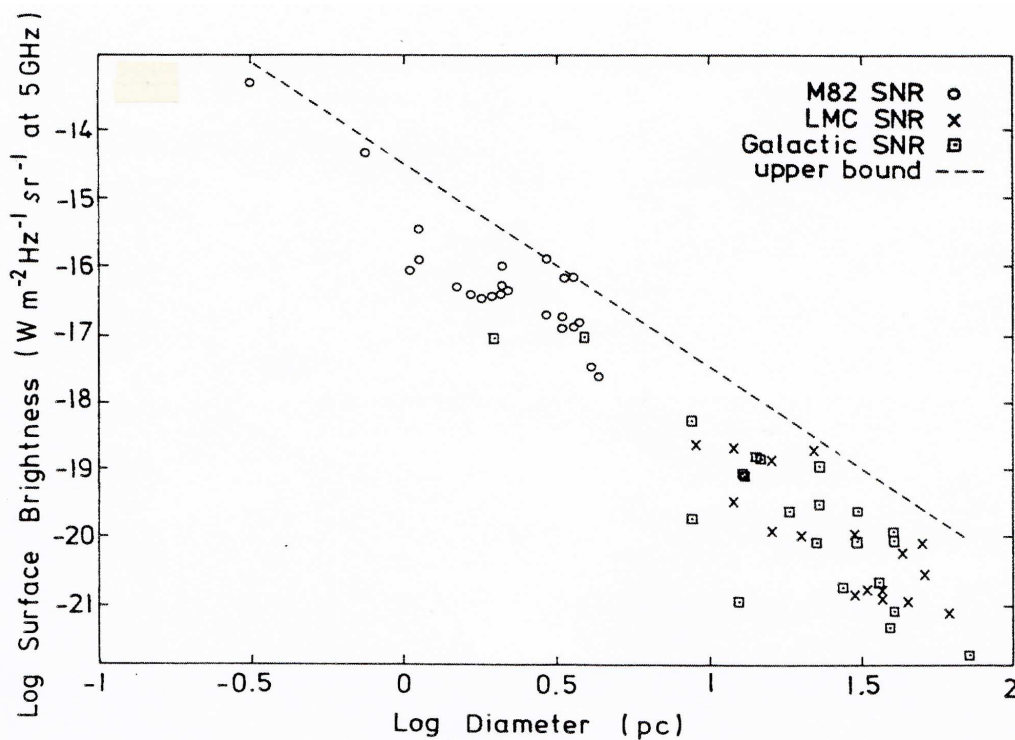


Figura 15.13: Relazione $\Sigma - D$ per SNR in vari ambienti galattici. Notare che la relazione che i SNR galattici (quadrantini) si allineano perfettamente agli altri SNR (Muxlow et al., 1994, MNRAS, 266, 455).

Precisamente la relazione sperimentale (nota come $\Sigma - D$) derivata per i SNR galattici (quadrantini in fig. 15.13) dà:

$$B_R(\nu) \propto R^{-3.5 \pm 0.4} \quad (15.25)$$

⁶Qui il volume utile è quello della buccia, ma se si assume che il suo spessore sia $\propto R$ la dipendenza dal raggio non cambia.

che comporta un andamento per la luminosità del tipo $L \propto R^{-1.5 \pm 0.4}$. Questo risultato è in netto disaccordo con le previsioni.

Una maniera per portare le previsioni in accordo con le osservazioni, sarebbe supporre che il campo magnetico, anzichè essere congelato nella materia ed espandersi col Resto di Supernova, sia costante. In questo caso la emissività sarebbe

$$J(\nu) \propto N_0 H^{(\delta+1)/2} \propto R^{-(\delta+2)}$$

e la brillantezza

$$B_R(\nu) = L_R(\nu) R^{-2} = J(\nu) \times V R^{-2} \propto R^{-3} \quad \text{per } \delta = 2$$

in marginale accordo con le osservazioni. Questa situazione si realizzerebbe se il campo magnetico in gioco fosse quello del mezzo interstellare perturbato, che risulterebbe compresso, come la materia, di un fattore costante 4, indipendentemente dal raggio raggiunto dal Resto di Supernova.

Dato che nei Resti di Supernova più vecchi il campo magnetico potrebbe essere in parte mescolato con quello interstellare (fig. 15.9) è possibile che almeno in questi sia il campo magnetico il responsabile dell'appiattimento della $\Sigma - D$, ma non in quelli giovani, come in quelli della galassia M82 (§ 15.11). Quindi bisogna trovare un altro meccanismo per spiegare il fatto che la brillantezza superficiale osservata in funzione del raggio è maggiore di quella prevista dal modello di espansione adiabatica. Forse bisogna ricorrere a meccanismi di riaccelerazione delle particelle, che compensano parzialmente le perdite di radiazione dovute all'espansione adiabatica.

La relazione (15.25) ottenuta coi SNR di cui è nota la distanza, può essere usata come misuratore di distanza per altri Resti di Supernova. Dalla brillantezza superficiale osservata si ricava il diametro fisico, che, confrontato col diametro angolare, fornisce la distanza. La precisione con cui si può misurare la distanza, tuttavia, è solo dell'ordine del 30%, a causa all'incertezza nell'esponente.

Se la $\Sigma - D$ fosse una relazione *universale*, come sembra indicare la fig. 15.13 sarebbe possibile usare i SNR come candele standard per determinare, dalla loro brillantezza, il loro diametro lineare, e, per confronto con quello angolare, la distanza della galassia cui appartengono. Purtroppo per verificare se la $\Sigma - D$ è una legge generale occorrerebbe, viceversa, conoscere la distanza di un numero ragionevole di galassie in cui si siano osservati dei SNR . Le galassie adatte allo scopo sono poche (§ 15.11) e la scala delle distanze determinata coi metodi classici è incerta di almeno un fattore 2. Perciò, almeno per il momento la $\Sigma - D$ non è utilizzabile come misuratore di distanze.

15.8.2 Variazioni “secolari” della luminosità di un SNR

Una relazione fra luminosità e raggio del tipo $L(t) \propto R(t)^{-\beta}$, come quella prevista dal modello di espansione adiabatica delle particelle relativistiche, o derivabile dalla $\Sigma - D$, predice variazioni “secolari”, cioè su tempi molto lunghi, del flusso radio osservato. Infatti, se $R(t) \propto t^s$ come previsto dai modelli di evoluzione dinamica dei SNR , avremo:

$$\frac{\Delta L}{L} = -s\beta \frac{\Delta t}{t} \quad (15.26)$$

Per Cas A, che ha circa 300 anni (quindi per $t \sim 300$ anni) ci si aspetta all'epoca presente una diminuzione annua di:

$$\frac{\Delta L}{L} = s\beta \frac{1}{300}$$

Poichè la variazione di flusso osservata è attualmente dello $(0.7 \pm 0.1)\%$ all'anno si ricava $s\beta \sim 2$. Questo corrisponderebbe a $\beta \approx 2$ se Cas A fosse nella fase di espansione libera ($s = 1$) o $\beta \approx 5$ se fosse nella fase adiabatica ($s=0.4$). Poichè dalla (15.21) $\beta = 2\delta$ e l'indice spettrale di Cas A è $\alpha = 0.77$ ($\delta = 2.54$) se ne conclude che Cas A è assai presumibilmente nella fase adiabatica ($\beta \sim 5$).

Dalla relazione

$$L(t) \propto R(t)^{-\beta} \propto t^{-s\beta}$$

e dalla misura di $s\beta$ si può stimare quale deve essere stata la luminosità radio di Cas A in epoche più antiche. Si trova così che quando il Resto di Supernova aveva 100 anni la sua luminosità era circa 9 volte quella attuale e che doveva essere circa 900 volte quella attuale all'età di 10 anni (se l'approssimazione adiabatica è valida anche per epoche così vicine all'esplosione). Questi valori sono confrontabili con quelli di alcune delle più luminose radio-Supernovæ (ipernovæ), trattate in § 15.3.

15.9 Considerazioni energetiche

Assumendo la condizione di equipartizione dell'energia sappiamo dalla (4.45) che l'energia minima contenuta nel Resto di Supernova sotto forma di particelle relativistiche e campo magnetico dipende dalla luminosità radio e dal volume secondo la:

$$U_{min} \propto L^{4/7} V^{3/7} \propto L^{4/7} R^{9/7}$$

Se le particelle relativistiche si espandessero adiabaticamente ci si aspetterebbe per la luminosità un andamento in funzione del raggio del tipo $L \propto R^{-4}$ (eq. 15.21, $\alpha_{SNR} \sim 0.5$), per cui dovrebbe essere $U_{min} \propto R^{-1}$. Dalla relazione empirica brillantezza superficiale-diametro invece sappiamo che è approssimativamente $B_R \propto R^{-3.5}$ e cioè $L \propto R^{-1.5}$, e quindi:

$$U_{min} \propto R^{3/7}$$

Il contenuto di energia in particelle e campo, quindi, non solo non diminuisce al crescere del raggio ma si mantiene quasi costante o potrebbe anche crescere leggermente (dipende dal valore esatto dell'esponente nella $\Sigma - D$). Se ne conclude che l'ipotesi adiabatica per gli e^- non è accettabile e che è necessaria una qualche forma di rifornimento di energia, o di accelerazione delle particelle, come già osservato dall'esame della relazione brillantezza superficiale-diametro. Nel § 15.10 si esamina come l'avanzare nel mezzo interstellare del fronte d'urto prodottosi a seguito dell'esplosione della Supernova possa essere in grado di accelerare le particelle relativistiche, convertendo quindi l'energia cinetica liberatasi nell'esplosione in energia delle particelle stesse, che compensa quella persa nella espansione adiabatica. Questa potrebbe essere una spiegazione.

Infine ci si deve domandare se la quantità di energia rilasciata dai *SNR* è sufficiente a rimpiazzare quella costantemente persa per radiazione dai raggi cosmici nella Galassia, e stimata, nel cap. 12, in $\sim 2 \times 10^{40}$ erg s^{-1} .

L'energia totale contenuta in un *SNR* sotto forma particelle relativistiche e campo magnetico, ricavata da considerazioni di equipartizione (tab. 15.2) è di $\sim 10^{49}$ erg. Se adottiamo una frequenza di formazione di 1 Supernova ogni 50 anni, ne deriviamo un rifornimento energetico di $\sim 6 \times 10^{39}$ erg s^{-1} , che è un po' scarso. Dobbiamo considerare però che questo è il contenuto energetico dei *SNR* che vediamo ancora, quelli cioè che non si sono ancora dissolti nel mezzo interstellare, e i cui gusci, quindi, sono ancora riconoscibili. Inoltre, poichè dall'andamento sperimentale della $\Sigma - D$ si deduce che il contenuto energetico minimo di un *SNR* potrebbe anche crescere col raggio, si può ritenere che i raggi cosmici immessi nella Galassia dai Resti di Supernovæ vecchissimi, che non siamo più in grado di osservare, abbiano un contenuto energetico maggiore di quanto stimato qui.

L'energia cinetica che si libera nell'esplosione di una Supernova, è dell'ordine di 10^{51} erg che corrisponde ad un rifornimento medio nel tempo di $\sim 6 \times 10^{41}$ erg s^{-1} , quindi basterebbe che circa 5% di questa venisse convertita in energia delle particelle relativistiche per soddisfare la richiesta energetica dei raggi cosmici.

15.10 Accelerazione delle particelle relativistiche nei SNR (meccanismo di Fermi)

Come si è detto, l'espansione nel mezzo interstellare del materiale espulso in seguito all'esplosione genera un'onda d'urto. Come è detto in § 9.3, in queste condizioni siamo in presenza di processi di accelerazione alla Fermi di prima specie, in cui il tempo scala τ_F è molto breve, il processo è molto efficiente e lo spettro di energia previsto per le particelle è molto simile a quello osservato.

In realtà, durante l'espansione del SNR le particelle subiscono perdite di energia per *espansione adiabatica* ed è necessario confrontarle con l'accelerazione di Fermi, per vedere quale dei due processi prevale. Le perdite di energia delle particelle del SNR per espansione adiabatica valgono (eq. 6.6):

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{ad} = -\frac{v_1}{R}\mathcal{E}$$

mentre la crescita di energia dovuta al meccanismo di accelerazione di Fermi (praticamente prima specie solamente) è data dalla (9.9). Il bilancio energetico complessivo è quindi dato da:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_F + \left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{ad} \approx \left(\frac{3}{4}\frac{1}{\ell} - \frac{1}{R}\right)v_1\mathcal{E}$$

dove ℓ è lo spessore dello shock. Complessivamente si ha dunque accelerazione di particelle ($d\mathcal{E}/dt > 0$) se

$$\ell \leq \frac{3}{4}R$$

che quindi non è una richiesta troppo stringente.

15.11 SNR nelle altre galassie

La ricerca nella banda radio di Resti di Supernovæ su altre galassie non è molto semplice, data l'estrema debolezza del segnale che ci si aspetta di misurare. Un SNR come Cas A, che è il più luminoso della Galassia, alla distanza di Andromeda (~ 700 kpc) darebbe luogo ad una radiosorgente di ~ 10 mJy. Anche se oggi radiosorgenti di questa densità di flusso si possono osservare agevolmente, l'esempio illustra come solo nelle galassie più vicine a noi possiamo sperare di osservare dei SNR. Occorre inoltre notare che, data la limitata sensibilità dei radiotelescopi, è possibile rivelare solo i SNR più brillanti, e quindi più giovani, per cui un confronto coi risultati ottenuti nella Galassia deve essere fatto con cautela.

Comunque su alcune galassie questa ricerca è stata effettuata. Le ricordiamo brevemente.

Nelle *nubi di Magellano* (distanza ~ 50 kpc) SNR sono stati rivelati a più riprese. In seguito alle osservazioni nella banda X effettuate col satellite *Einstein* nel 1980–81 è stato possibile produrre un catalogo completo di tali oggetti, per i quali esistono oggi anche dati ottici (alcuni esempi in fig. 15.14) e radio. Questo catalogo conta 25 SNR nella Grande Nube e 6 nella Piccola Nube. I loro diametri (ottici) vanno da 2 a 76 pc, ma $\sim 80\%$ sono inferiori a 40 pc. Il valore mediano della potenza radio (a 408 MHz) è $\sim 10^{17}$ W Hz $^{-1}$, 10 volte meno che Cas A. Le frequenze di Supernovæ calcolate sono di 3.6×10^{-3} e 1.3×10^{-3} per anno, rispettivamente per la Grande e la Piccola Nube. Il rapporto fra le due frequenze è all'incirca il rapporto fra le luminosità delle due galassie (§ 15.2).

Anche in *Andromeda* si è cercato di metter in evidenza emissione radio da parte di oggetti ottici considerati come Resti di Supernovæ. Di 9 possibili candidati solo 5 sono stati rivelati, ad un livello di flusso < 3.4 mJy (a 20 cm). Sembra che questi Resti di Supernovæ abbiano una brillantezza superficiale minore che di quelli nella Galassia.

In *M33* (distanza 770 kpc) sono stati rivelati tre SNR osservando oggetti che mostravano anomalie nello spettro ottico e che per questo venivano considerati possibili Resti di Supernova. I diametri di questi oggetti sarebbero dell'ordine di 12 pc, la loro brillantezza $> 10^{19}$ W m $^{-2}$ Hz $^{-1}$ ster $^{-1}$.



Figura 15.14: Immagini ottiche di alcuni *SNR* scoperti nelle Nubi di Magellano. Le figure sono mostrate in modo che i *SNR* abbiano approssimativamente la stessa grandezza apparente.

Una galassia particolarmente ricca di *SNR* è *M82*, una galassia irregolare relativamente vicina (a 3.3 Mpc) con una relativamente intensa emissione radio. In essa è stata individuata una popolazione di oltre 40 radiosorgenti di piccolo diametro nei 300 pc centrali, interpretate con confidenza come radio-Supernovæ (§ 15.3) e/o *SNR* (fig. 15.15). Di questi *SNR* non è visibile la controparte ottica a causa dell'elevato assorbimento da parte delle polveri.

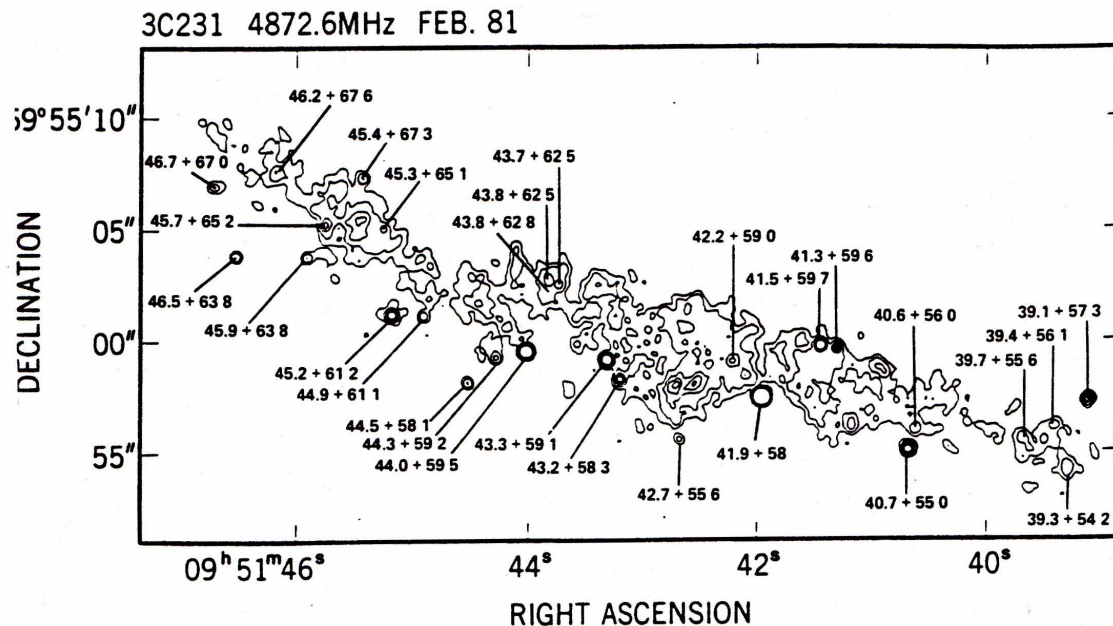


Figura 15.15: Immagine radio a 5 GHz dei 600 pc centrali di *M82* (3C231) che mostra i *SNR* trovati. Le dimensioni dei cerchietti sono proporzionali al flusso radio. La radiosorgente 41.9+58 si trova a $09^{\text{h}} 51^{\text{m}} 42^{\text{s}}$ (Kronberg et al., 1985, ApJ, 291, 693).

La loro luminosità è $> 10^{18} \text{ W Hz}^{-1}$, cioè è maggiore di ogni *SNR* nella nostra Galassia, inclusa Cas A, ed è mediamente almeno un ordine di grandezza superiore a quella dei *SNR* in *M31* e due ordini di grandezza maggiore della luminosità dei *SNR* della Grande Nube di Magellano. La loro elevata luminosità permette una eccellente determinazione della $\Sigma - D$ anche a piccoli diametri (fig. 15.13). Osservazioni radio ripetute a distanza di anni hanno mostrato che il flusso della maggior parte di questi oggetti diminuisce, in accordo con l'ipotesi che gli e^- si espandano adiabaticamente. Il loro flusso si dimezza su una scala di tempo caratteristica di alcune decine di anni.

La radiosorgente più luminosa, 41.9+58, da 10 a 100 volte più luminosa delle altre, ha una potenza (a 5 GHz) di $1.3 \times 10^{27} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$, che è confrontabile con la luminosità delle radio-Supernovæ più

luminose (fig. 15.5) o “ipernovæ”. L’emissione radio si origina da una shell di dimensioni 35×20 m.a.s. corrispondente a 0.56×0.32 pc.

Le altre radiosorgenti hanno dimensioni per lo più comprese fra 1 e 5 pc. Con una velocità di espansione di $\approx 10^4$ km sec $^{-1}$, gli oggetti più grandi avrebbero un’età di ≈ 500 anni e la frequenza di formazione di SN sarebbe $f_{SN} \approx 0.1$ anno $^{-1}$.

15.11.1 La Supernova 1987A

Fra le Supernovæ recenti scoperte in altre galassie, la Sn 1987A, nella grande Nube di Magellano, ha una grande importanza. Infatti, data la sua vicinanza, ha permesso di ottenere delle preziose informazioni, non ottenibili da Sn più lontane. Un’immagine della regione dove è esplosa è mostrata in fig. 15.16.



Figura 15.16: Immagine della nebulosa 30 Doradus (Tarantola), nella grande Nube di Magellano, prima e dopo l’esplosione della Sn 1987A (immagine di repertorio da Google).

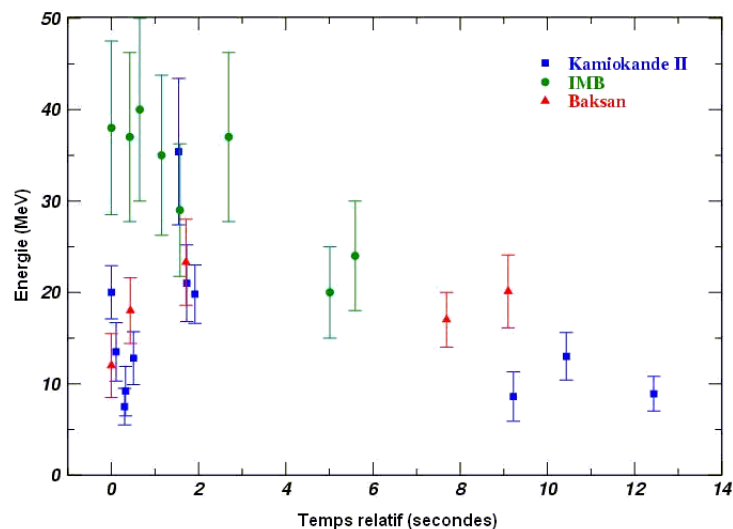


Figura 15.17: Rivelazione di neutrini da parte degli osservatori Kamiokande, IMB e Baksan (2007, CERN Courier, 30 gennaio).

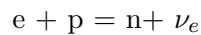
Elenchiamo le informazioni principali ottenute:

- Supernova di tipo II; progenitore: stella B3 ($M \approx 20M_{\odot}$); $m_v = 4.5$, $M_v = -14$ al massimo;
- emissione di neutrini;
- ritardo di circa 2 ore dell'evento visto nella banda ottica rispetto alla rivelazione dei neutrini;
- curva di luce spiegabile come dovuta al decadimento di nuclei radioattivi;
- anello luminoso, dovuto a *eco di luce*, da cui determinazione accurata della distanza.
- caratteristiche dell'emissione radio

Esaminiamo i punti precedenti.

a) Prima di questo evento ci si aspettava che il progenitore di una SnII dovesse essere una *Super-Gigante Rossa* (SGR). E' stato poi mostrato che la situazione può essere più complessa. Per perdite di massa elevate la stella dopo essere passata alla fase di super-gigante rossa può ritornare a quella di Super-Gigante Blu (SGB), e quindi la sorpresa iniziale di scoprire che il progenitore era una super-gigante blu è rientrata.

b) Emissione di neutrini da una SnII era largamente prevista. Nel collasso del nucleo di Fe della stella si producono neutrini attraverso il processo:



che avviene in pochi ms. Nell'arco di qualche secondo successivo, a seguito della termalizzazione (i neutrini non fuoriescono liberamente a causa dell'altissima densità del nucleo ma subiscono numerosi processi di diffusione), si hanno anche ν_{μ} e ν_{τ} e i rispettivi anti-neutrini. Il flusso di energia neutrinica aspettato è dell'ordine dell'energia gravitazionale di legame, $\approx 3 \cdot 10^{53}$ erg. I rivelatori di neutrini (fig. 15.17) Kamiokande (Giappone, 10 conteggi), Baksan (Caucaso, 5 conteggi) e IMB (Irvine-Michigan-Brookhaven, USA, 7 conteggi), hanno rivelato un flusso di una ventina di ν_e diversi che, tenendo conto dell'efficienza dei rivelatori, corrisponde ad una energia di $\approx 4 \cdot 10^{52}$ erg. Tenendo conto delle altre specie di neutrini l'energia totale emessa dalla Sn in questa forma risulta essere di $\approx 2-3 \cdot 10^{53}$ erg, in ottimo accordo con la teoria. La rivelazione di neutrini è la *prova della formazione di una stella di neutroni*.

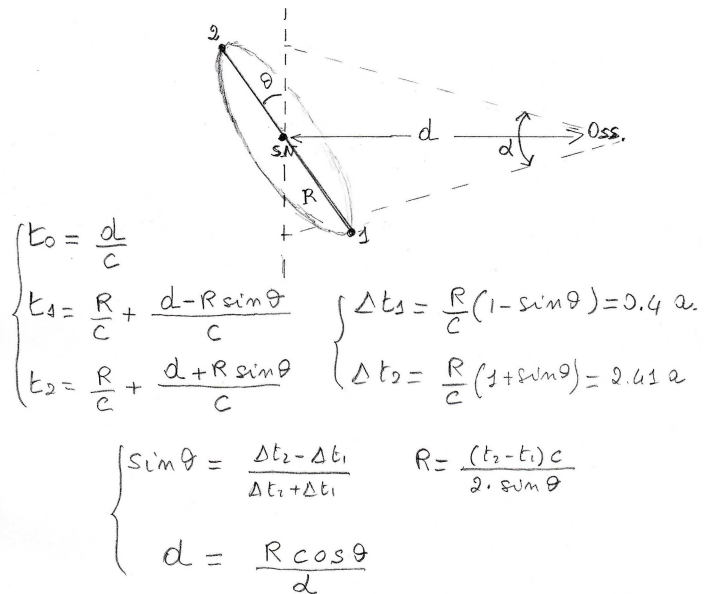
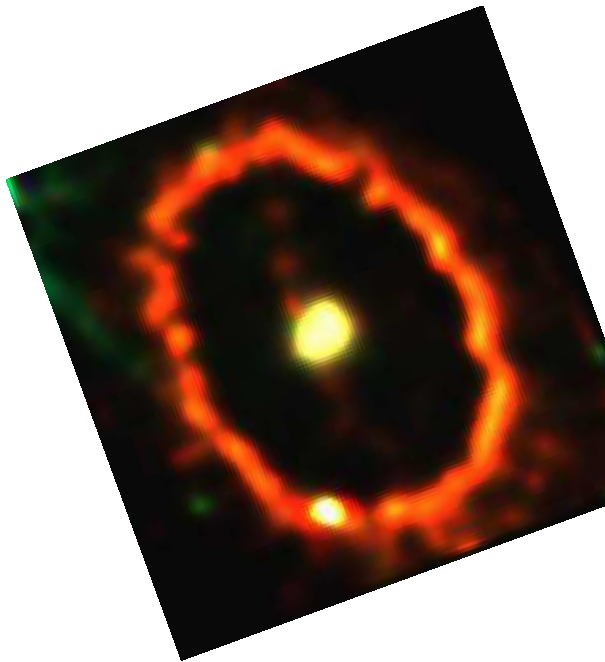


Figura 15.18: (*sinistra*) L'anello di gas ionizzato intorno alla Sn1987A, in luce dell'[OIII] (immagine di repertorio da Google); (*a destra*) la geometria utilizzata per il calcolo delle dimensioni fisiche dell'anello. t_0, t_1, t_2 sono i tempi di arrivo, in anni, della luce dal centro dell'anello e dai punti 1 e 2. Gli altri parametri si ricavano dalla figura

c) Al collasso del nucleo di Fe della stella, che avviene rapidamente (frazione di secondo), segue una fase di rimbalzo del materiale con formazione di un'onda d'urto che si propaga verso l'esterno, investendo gli strati esterni della stella che stanno ancora cadendo e trascinandoli rapidamente via. Quando l'onda d'urto raggiunge la finalmente lo strato più esterno la Sn diventa visibile otticamente. Il tempo di ritardo è quello necessario perchè l'onda d'urto percorra una distanza pari al raggio della stella. Per una SGR (raggio $\approx 1.5 \cdot 10^{13}$ cm) il ritardo atteso sarebbe dell'ordine del giorno, mentre quello osservato è stato di 2 ore, consistente con il fatto che il progenitore era una SGB, di raggio molto inferiore.

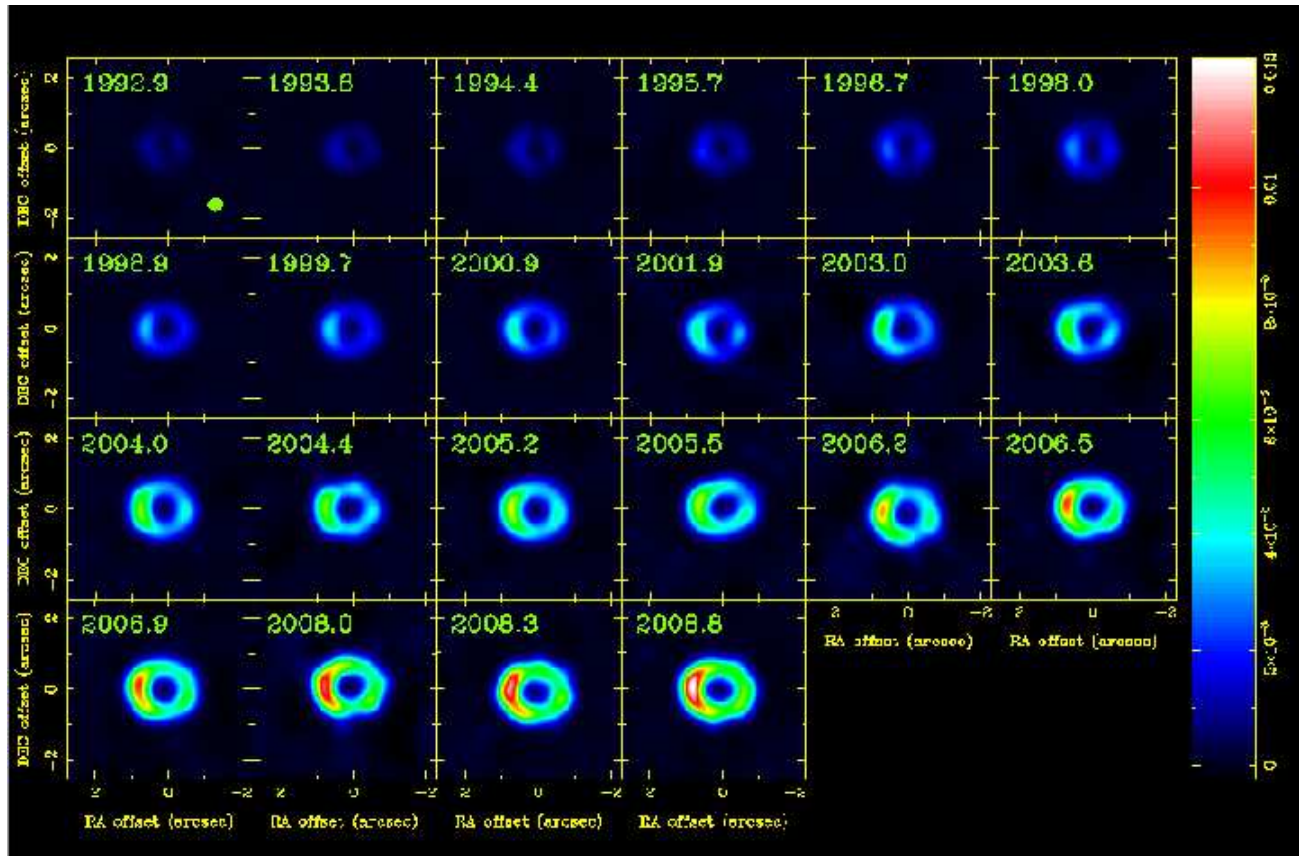


Figura 15.19: Serie di immagini del SNR di Sn1987A ottenute con l'Australia Telescope Compact Array alla frequenza di 9 GHz (Gaensler et al., 2007, in "Supernovae and Gamma-Ray Bursters. AIP Conference Proceedings, Vol. 937, p. 86 - l'immagine a colori è dal Power Point in Google).

d) Dopo circa 120 giorni di rapida diminuzione della luce, è seguita una fase di decadimento esponenziale con tempo-scala $\tau \approx 77$ giorni. Tale fase è causata da decadimenti radioattivi successivi, con emissione di un β^+ prima e di un γ poi.



L'energia di e^+ e γ viene acquisita dal guscio in espansione e riemessa come radiazione. L'esistenza di questi processi è stata confermata dalla rivelazione di righe del ${}^{56}\text{Co}$ (≈ 1 MeV) e di emissione X, derivante da Comptonizzazione dei γ .

e) In un intervallo di tempo di 0.4 - 2.4 anni dall'esplosione è comparso, gradatamente, intorno alla posizione della Sn, un anello luminoso (fig. 15.18 sinistra), di forma ellittica, con diametro maggiore

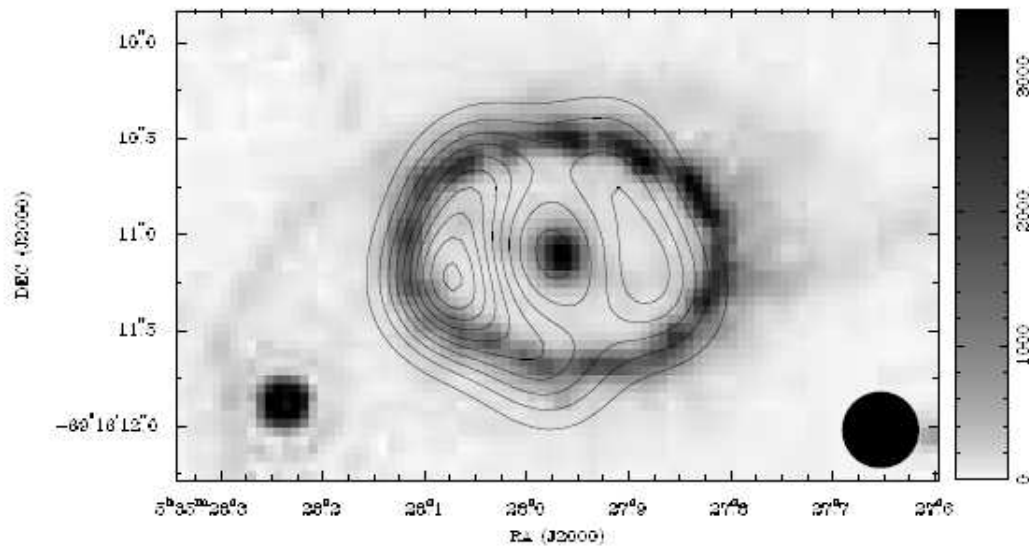


Figura 15.20: Immagine ottica della Sn 1987A, in cui si vede l'anello, con sovrapposte le isofote dell'emissione dell'anello radio, più piccolo, all'epoca (~ 1985), di quello ottico (Gaensler et al., 1997, ApJ, 479, 845).

di $1.66''$, visibile nella luce dell'[OIII]. Si è assunto che si tratti di un anello circolare (che ci appare ellittico perchè inclinato rispetto al piano del cielo di $\sim 45^\circ$, come suggerito dal rapporto assiale), probabilmente di materia espulsa dalla stella prima del collasso e ionizzata dal lampo UV iniziale della Sn. L'anello non si è illuminato in tutti i punti simultaneamente, ma in tempi diversi secondo una progressione del tutto regolare: prima in un vertice dell'asse minore e da questo progressivamente lungo l'anello in entrambi i versi, fino al vertice opposto. Il fenomeno è facilmente spiegabile come *eco di luce*. Il lampo UV raggiunge l'anello simultaneamente in tutti i suoi punti. Se però l'anello si trova su un piano non perpendicolare alla linea di vista (fig. 15.18 destra), all'osservatore arriverà prima la luce dei punti ad esso più vicini e poi, progressivamente, da tutti gli altri. Dal ritardo temporale fra il primo e l'ultimo brillamento si ricava $R_{\text{anello}} \cdot \sin \theta$, e, dal confronto con la sua dimensione angolare, si deduce con grande precisione la distanza della grande nube di Magellano (51.2 ± 3 kpc)

g) L'emissione radio, molto debole, è stata rivelata dopo 2 giorni dall'evento, ha raggiunto un massimo dopo 4 giorni e si è attenuata fino a non essere più rivelabile dopo circa un anno. Si presume che sia stata prodotta dall'interazione dello shock con il vento stellare emesso precedentemente dalla SGB.

E' ricomparsa dopo circa 1200 giorni, ad una distanza di ≈ 0.1 pc dal centro, presumibilmente per interazione con materia molto più densa emessa dal progenitore in una fase molto anteriore (SGR?). Se ne deduce una velocità dello shock, a quell'epoca, di ≈ 0.1 c. Il monitoraggio delle dimensioni del SNR negli anni successivi (fig. 15.19), tuttavia, ha rivelato una velocità di espansione del nuovo guscio radio molto minore [$v_{\text{exp}} = (4700 \pm 100) \text{ km/s}^{-1}$], probabilmente a causa del frenamento prodotto dalla materia con cui interagisce, che è per l'appunto molto più densa. I parametri di questo *SNR* si discostano molto dalla $\Sigma - D$ di fig. 15.13 (diametro troppo piccolo rispetto alla brillantezza superficiale o, equivalentemente, brillantezza troppo bassa per il suo diametro). Misure fatte in epoche successive, però mostrano che i valori si stanno avvicinando a quelli della distribuzione generale. In fig. 15.20 l'anello radio (isofote) sovrapposto all'immagine dell'anello ottico.

15.12 Appendici

15.12.1 Bolla Solare - *Local Bubble*

E' noto fin dagli anni '80 del secolo scorso che il Sole si trova in una cavità del mezzo interstellare, nota come *Local Bubble* delle dimensioni di 100–200 pc. La bolla è costituita da due rdezioni attaccate che ricordano grossolanamente una clessidra, posta perpendicolarmente al piano della Galassia, e con la parte stretta sul piano stesso. Contiene gas caldo ($T \approx 10^5 - 10^6$) K la cui densità media è di $\approx 5 - 10 \cdot 10^{-3}$ atomi cm^{-3} , contro la densità media nel resto della Galassia $\approx 0.1 - 1$ atomi cm^{-3} .

Questi risultati sono stati ottenuti (Cox&Reynolds, 1987, ARA&A, 25, 303) osservando che:

- le righe di assorbimento negli spettri di stelle vicine al Sole (distanza $\lesssim 50$ pc) sono molto deboli o assenti
- sono state trovate invece righe in assorbimento di alta eccitazione (es. [OVI] nell'UV). Poichè il potenziale di ionizzazione è 114 eV, il gas deve avere una temperatura molto elevata
- l'emissione di radiazione *X* soffice, cioè di bassa energia, visibile su ampie aree di cielo, è di origine locale

Molti astronomi hanno proposto che l'origine di tale Bolla vada ricondotta alla esplosione di una antica supernova scoppiata 10 000 anni fa a 15–20 pc dal Sole.

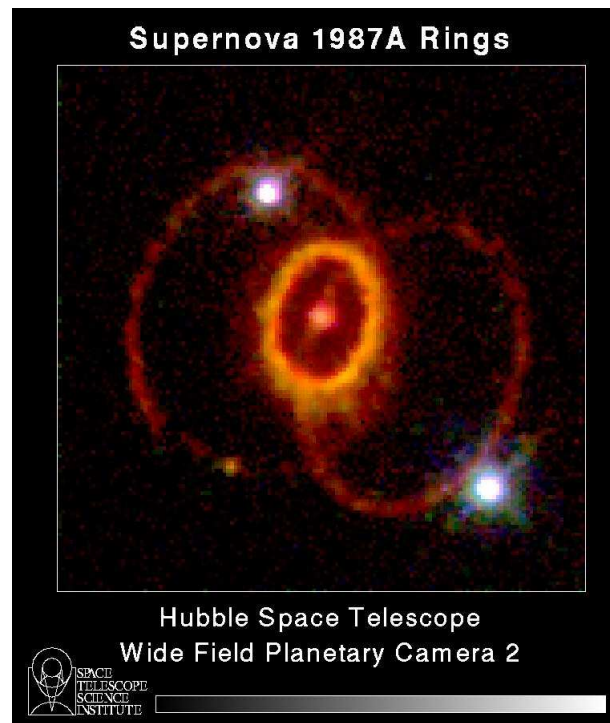


Figura 15.21: I tre anelli in Sn1987A. I due oggetti luminosi sono stelle di campo.

15.12.2 Limiti alla massa del neutrino

Un limite alla massa del neutrino potrebbe essere stimato dalla dispersione dei tempi di arrivo ($\tau \approx 10$ sec) dei neutrini (fig. 15.17) partendo dalla relazione $\mathcal{E}_n = m_n c^2 \gamma$. Assumiamo che i primi neutrini arrivati avessero velocità $\sim c$ mentre quelli arrivati per ultimi avessero velocità v ed energia ~ 10 Mev

(la più bassa rivelata). Il ritardo allora si può scrivere:

$$\tau = 10 \text{ sec} = \frac{L}{v} - \frac{L}{c} = L \left(\frac{c-v}{c v} \right)$$

(dove L è la distanza di Sn1987A) da cui

$$v = c \left(1 - \frac{c \tau}{L} \right)$$

che, sostituita nella espressione per l'energia fornisce

$$\mathcal{E}_n = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - (1 - c\tau/L)^2}} \approx \frac{m_0 c^2}{\sqrt{2 c\tau}}$$

e quindi

$$m_0 c^2 \approx \mathcal{E}_n \sqrt{\frac{2 c\tau}{L}}$$

Ponendo: $L = 1.5 \cdot 10^{23}$ cm, $\mathcal{E}_n \sim 10$ Mev e $\tau \sim 10$ sec si ottiene per la massa del neutrino $m_0 \sim 20$ eV.

Tale massa è decisamente una sovrastima rispetto alle misure accurate ora disponibili, ma non lo era all'epoca della supernova. Ma abbiamo voluto presentare ugualmente questi calcoli come un interessante esercizio di fisica.

15.12.3 I tre anelli luminosi in Sn 1987A

Un'immagine dello Hubble Space Telescope del Febbraio 1994 (fig. 15.21) mostra la comparsa di altri due anelli luminosi, disposti simmetricamente rispetto all'anello descritto precedentemente. Una delle possibili spiegazioni, simile a quella adottata per la mini-quasar SS433 (§ 27.1), è che dalla stella collassata, residuo della SBG esplosa, emergano due getti opposti di materia (gas accresciuto da una stella compagna?) che illuminano a loro volta il gas circostante. Se la stella esplosa appartiene veramente ad un sistema binario allora è plausibile che il suo asse di rotazione, lungo il quale avanzerebbero i getti, abbia un moto di precessione. L'estremità luminosa di ciascun getto traccerebbe nel cielo un anello.

16 Teoria delle stelle collassate

Aggiornato Marzo 2002, rivisto 2011

Quanto segue è una trattazione semplificata dell'argomento, tratta da "Sexl & Sexl, 1980, White Dwarfs–Black Holes, Academic Press".

16.1 Condizioni di stabilità di una stella

Consideriamo una stella di raggio R e densità $\rho(r)$, (r distanza dal centro. In essa l'equilibrio si mantiene grazie ad una pressione interna che bilancia esattamente la forza di gravità, e l'aumento di pressione dp , all'interno della stella, è determinato dalla condizione che esso deve sostenere una buccia addizionale di materia dello spessore dr (fig. 16.1).

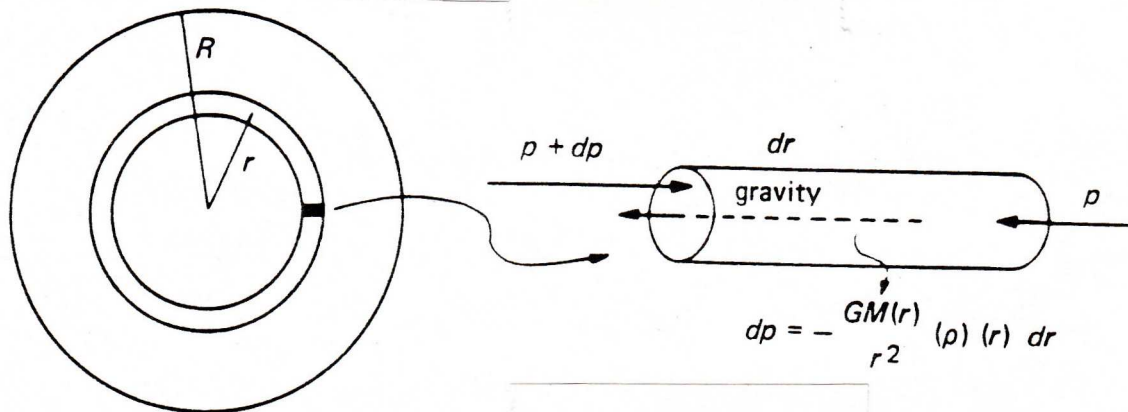


Figura 16.1: Calcolo della pressione all'interno di una stella

Quindi un volumetto elementare, dV , di base unitaria ed altezza dr è in equilibrio all'interno della stella se la differenza di pressione fra le due basi uguaglia la forza di gravità dovuta alla massa di stella, $M(r)$, contenuta entro il raggio r , cioè:

$$\begin{aligned}
 dp &= -\frac{G M(r)}{r^2} \rho(r) dr \quad \text{ossia} \\
 \frac{dp}{dr} &= -\frac{G M(r)}{r^2} \rho(r) \quad \text{dove} \\
 M(r) &= \int_0^r 4\pi l^2 \rho(l) dl \quad (G = 6.674 \cdot 10^{-8} \text{cm}^3 \text{g}^{-1} \text{s}^{-2} \text{ costante di gravità}) \quad (16.1)
 \end{aligned}$$

L'equazione differenziale (16.1) contiene due incognite: pressione e densità, quindi per risolverla abbiamo bisogno di un'altra equazione. Useremo un'equazione di stato $p = p(\rho, T)$, dove T è la temperatura, che si assume nota.

Se approssimiamo la derivata nella (16.1) col rapporto incrementale e assumiamo che la pressione sulla superficie della stella sia nulla ($p(R) \approx 0$), indichiamo con p e ρ la pressione e la densità medie all'interno della stella e con M la massa racchiusa entro il raggio medio ($R/2$), otteniamo le seguenti espressioni approssimate:

$$\begin{aligned}
 \frac{dp}{dr} &\approx \frac{p(R) - p(0)}{R} = -\frac{p(0)}{R} \approx -\frac{p}{R/2} \\
 \frac{G M(r) \rho(r)}{r^2} &\approx \frac{GM\rho}{(R/2)^2} \\
 M &\approx \frac{4}{3}\pi \left(\frac{R}{2}\right)^3 \rho \approx \frac{1}{2}\rho R^3
 \end{aligned}$$

per cui la seconda delle (16.1) diviene:

$$\frac{p}{R} \approx \frac{2GM}{R^2} \rho \quad (16.2)$$

che, dividendo per $\rho c^2/R$ fornisce:

$$\frac{p}{\rho c^2} \approx \frac{2GM}{Rc^2} \approx \frac{\mathcal{R}}{R} = f(\rho, T) \quad (16.3)$$

La quantità

$$\mathcal{R} = \frac{2GM}{c^2} \quad (16.4)$$

è il raggio di Schwarzschild. La funzione adimensionale $f(\rho, T) = p/\rho c^2$ che appare nella equazione (16.3) rappresenta il rapporto fra la pressione media all'interno della stella e la densità media di energia a riposo, e dipende solo dalla equazione di stato adottata per descrivere la materia. Essa in genere dipende sia da T che da ρ , salvo nei casi speciali delle stelle ordinarie (§ 16.1.1), in cui dipende solo da T , e della materia degenere (§ 16.2) in cui dipende solo da ρ .

16.1.1 Stelle ordinarie

Col termine di stelle “ordinarie”, intendiamo quelle che si trovano sulla sequenza principale del diagramma di Hertzsprung–Russel. In questo caso l'equazione di stato può essere approssimata bene con quella dei gas perfetti, quindi $f(\rho, T) = k_B T / m_p c^2 = f(T)$, (dove m_p è massa delle particelle del gas, in genere nuclei di idrogeno, e quindi protoni). In questo caso la (16.3) diviene:

$$\frac{\mathcal{R}}{R} \approx \frac{p}{\rho c^2} = \frac{k_B T}{m_p c^2} = f(T) \quad (16.5)$$

cioè dipende solo dalla temperatura T della stella. Essa fornisce una stima del rapporto fra l'energia cinetica media (kT) degli atomi del gas e la loro energia a riposo ($m_p c^2$). Il rapporto \mathcal{R}/R dà perciò una misura della entità degli effetti relativistici presenti in una stella. In una stella ordinaria la temperatura media è $\sim 10^7$ K, quindi, dalla (16.5), $\mathcal{R}/R \approx 1$ keV/1 GeV $\approx 10^{-6}$. Si trova inoltre che:

$$R = \mathcal{R} \frac{m_p c^2}{k_B T} \quad (16.6)$$

cioè le dimensioni che una stella può raggiungere dipendono solo dalla sua massa totale (attraverso il raggio di Schwarzschild) e dalla sua temperatura T .

16.1.2 Collasso gravitazionale

Quando la stella si avvicina alla fine della sua vita sulla sequenza principale ed ha bruciato quasi tutto il combustibile, comincia a raffreddarsi, e, per mantenere l'equilibrio, dalla (16.6) se T cala R deve crescere. La stella diviene una gigante rossa, nel cui nucleo sono l'He e gli elementi più pesanti che mantengono le reazioni nucleari. Se il raffreddamento continua, la stella giungerà ad un punto tale che la sua energia interna non sarà più in grado di equilibrare la forza di gravità (teorema del viriale, § 8.4.9) e la stella comincerà a collassare su stessa, in modo quasi inarrestabile. Questo naturalmente è uno schema molto semplificato, che però rende conto, a grandi linee, del processo che si verifica.

La fisica di Newton prevede che il collasso termini quando tutta la massa è concentrata in un punto. Una stima del tempo di collasso quindi può essere fatta assumendo che, nel momento in cui la pressione interna crolla improvvisamente a zero, la nube di gas (stella, galassia, ecc.) cominci a collassare in caduta libera. L'equazione del moto di un punto materiale che dalla superficie della nube cade verso il suo centro è data da:

$$\frac{d^2 r(t)}{dt^2} = -\frac{MG}{r(t)^2}$$

dove $r(t)$ è il raggio della nube al tempo t , M la sua massa e G la costante di gravitazione universale. L'accelerazione di gravità cui il punto materiale è soggetto quindi non è costante ma cresce col tempo. Integrando si ottiene:

$$\tau_{coll} = \pi \sqrt{\frac{R_0^3}{8MG}} \approx 0.5 \sqrt{\frac{1}{G\rho_0}} \quad (16.7)$$

dove R_0 e ρ_0 sono il raggio iniziale e la densità media iniziale della nube di gas.

Si noti che il tempo di collasso non dipende dalle dimensioni della nube ma solo dalla sua densità iniziale.

Una stella come il Sole ($\rho_0 \approx 1 \text{ gr cm}^{-3}$) collaserebbe in un tempo dell'ordine dell'ora se non fosse sostenuta dalla pressione interna, mentre una Stella di Neutroni (§ 16.2.2) impiega una frazione piccolissima di secondo.

Nel caso della Galassia ($M \approx 10^{11} M_\odot \approx 10^{44} \text{ gr}$, $R_0 \approx 10 \text{ kpc}$, $\rho_0 \approx 10^{-23} \text{ gr cm}^{-3}$), che non è stabilizzata dalla pressione interna, si avrebbe $\tau_{coll} \approx 10^{15} \text{ s} \approx 100 \text{ milioni di anni}$. La Galassia, tuttavia, non collassa perchè dotata di rotazione intorno al suo asse.

E' interessante notare come il tempo $\tau \propto (G\rho_0)^{-1/2}$ sia un parametro importante in molte situazioni. Oltre al tempo di collasso di una stella, esso rappresenta il periodo di rotazione necessario per stabilizzarla contro la forza di gravità (in assenza di pressione interna), il suo periodo di pulsazione o il periodo orbitale di un satellite che si muove sulla superficie della stella (§ 17.4). Quindi, nel caso della nostra Galassia, essa per non collassare deve ruotare su se stessa con un periodo dell'ordine di 10^8 anni, in accordo con le osservazioni (§ 13.1.5).

16.2 Equazione di stato per la materia degenera

Se nella fase di collasso la densità del nucleo stellare diviene molto elevata, il fluido che costituisce la stella non è più approssimabile ad un gas perfetto, per cui occorre cercare una nuova funzione di stato $f(\rho, T)$ che descriva questa situazione fisica.

Quando la densità è molto elevata la pressione, determinata dagli elettroni (o dai neutroni), diventa *indipendente* da T e l'equazione di stato dipende solo da ρ : $f(\rho, T) = f(\rho)$. In questa situazione la materia si dice *degenera*. L'alta pressione di un gas di elettroni (o neutroni) è il risultato del *principio*

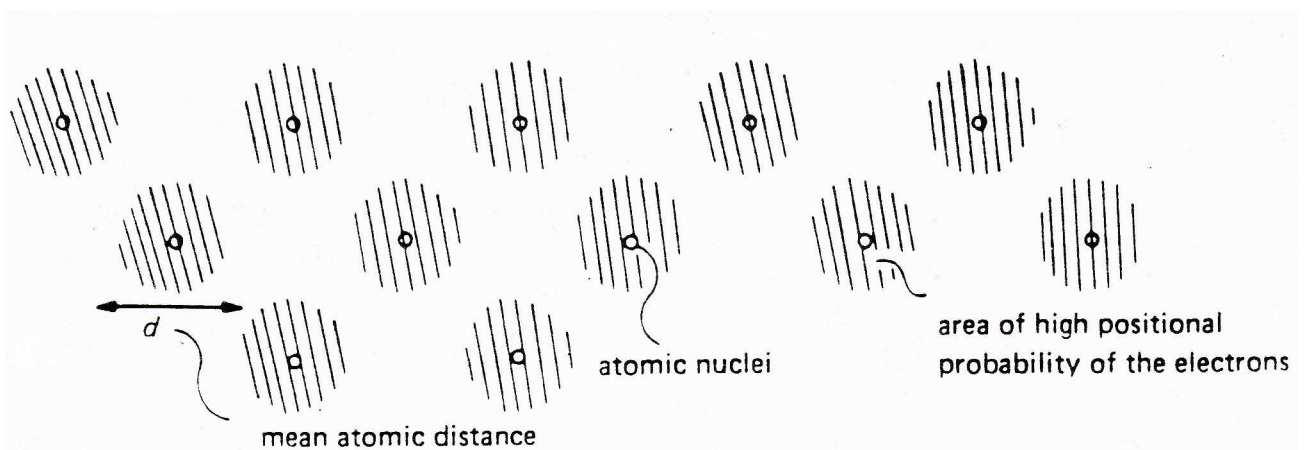


Figura 16.2: Distribuzione degli elettroni in un gas di Fermi (da Sexl&Sexl, referenza citata)

di esclusione di Pauli che afferma che due fermioni non possono occupare lo stesso stato quantico. Schematizzando al massimo il problema, possiamo dire che per distinguere ad esempio due elettroni sulla base delle loro posizioni, le loro funzioni d'onda devono essere confinate ad una regione di volume $< d^3$, dove d è la distanza media fra due elettroni (fig. 16.2). Questa condizione, per il principio

di indeterminazione, si traduce nelle seguenti condizioni per l'impulso p_F dell'elettrone e per la sua energia cinetica \mathcal{E}_F :

$$p_F \times d \approx \hbar_P \quad \mathcal{E}_F = \frac{p_F^2}{2m_e} \approx \frac{\hbar_P^2}{m_e d^2} \quad (\hbar_P = h_P/2\pi) \quad (16.8)$$

Chiamiamo \mathcal{E}_F *energia di Fermi* e *gas di Fermi* un gas che si trovi in queste condizioni di così alta densità. Più piccola è la distanza media d fra gli elettroni, più alta è l'energia di Fermi che ne risulta. Quindi in un gas di elettroni ad altissima densità *non* è la temperatura, ma è la densità che determina l'energia cinetica degli elettroni. Questo naturalmente avviene se $\mathcal{E}_F \gg k_B T$, che è la condizione per definire degenerare la materia.

La (16.8) vale, ovviamente, per qualsiasi altro fermione.

Si vede che, per una data distanza media d , più leggere sono le particelle tanto maggiore è l'energia di Fermi ad esse associata.

A questo punto, trascurando i precisi valori numerici, possiamo ricavare l'equazione di stato per la materia degenerare sostituendo nella (16.5) a $k_B T$ l'energia di Fermi \mathcal{E}_F :

$$\frac{p}{\rho c^2} \approx \frac{\mathcal{E}_F}{m_p c^2} \approx \frac{\hbar_P^2}{m_e m_p d^2 c^2} \quad (16.9)$$

da cui si vede che sono le particelle leggere quelle che contribuiscono maggiormente alla pressione, mentre i protoni, con la loro massa più grande, contribuiscono sostanzialmente alla energia a riposo del gas. Considerando elettroni e protoni in ugual numero, entro un volumetto d^3 si troveranno mediamente un protone ed un elettrone, quindi la densità ρ del gas sarà data da:

$$\rho \approx \frac{m_e + m_p}{d^3} \approx \frac{m_p}{d^3}$$

Sostituendo nella (16.9) si ottiene l'equazione di stato per un gas degenerare di Fermi:

$$\frac{p}{\rho c^2} \approx \frac{\hbar_P^2 \rho^{2/3}}{m_e m_p^{5/3} c^2} = \frac{m_e}{m_p} \left(\frac{\rho}{\rho_c} \right)^{2/3} \quad (16.10)$$

La quantità

$$\rho_c = \frac{m_p}{(\hbar_P/m_e c)^3} \approx 3 \times 10^7 \text{ gr cm}^{-3} \quad (16.11)$$

è chiamata *densità critica*.

Quando la materia raggiunge la densità critica, la distanza media fra i protoni (e quindi fra gli elettroni) è dell'ordine della lunghezza d'onda Compton dell'elettrone: $d = \lambda_e = h_P/m_e c = 2.426 \times 10^{-10}$ cm.

La (16.10) mette in evidenza due fatti importanti. Primo, già visto, il fattore m_e/m_p mostra che la pressione dipende dalla massa degli elettroni, mentre la densità di energia a riposo dipende dai protoni. Secondo, per $\rho = \rho_c$ si ha un brusco cambiamento nella fisica del gas. Infatti ponendo $d \approx \lambda_e$ nella prima delle (16.8) abbiamo

$$p_F \frac{\hbar_P}{m_e c} \approx \hbar_P \quad \text{ossia} \quad p_F \approx m_e c$$

cioè per $\rho \gtrsim \rho_c$ gli elettroni diventano *relativistici*. L'energia di Fermi è data perciò dalla espressione relativistica $\mathcal{E}_F \approx p_F c$, che sostituita nella (16.9) fornisce:

$$\frac{p}{\rho c^2} \approx \frac{m_e}{m_p} \left(\frac{\rho}{\rho_c} \right)^{1/3} \quad \text{per} \quad \rho > \rho_c$$

Quindi, per riassumere, l'equazione di stato della materia degenerare si può scrivere:

$$f(\rho) = \frac{p}{\rho c^2} \approx \frac{m_e}{m_p} \left(\frac{\rho}{\rho_c} \right)^{n/3} \quad (16.12)$$

dove $n=2$ per $\rho < \rho_c \approx 3 \times 10^7$ gr cm^{-3} ed $n=1$ per $\rho > \rho_c$

16.2.1 Le Nane Bianche

Costruiamo ora un modello per stelle nell'intervallo di densità $10^6 \div 10^{10} \text{ gr cm}^{-3}$, caratteristica delle Nane Bianche, di cui calcoleremo massa, densità e raggio. Il punto di partenza è la (16.3), scritta per la materia degenere [$f(\rho, T) = f(\rho)$]. Trascurando i fattori numerici esatti, dato che $M \approx \rho R^3$ otteniamo:

$$\begin{aligned} f(\rho) &\approx \frac{GM^{2/3}\rho^{1/3}}{c^2} && \text{da cui} \\ M(\rho) &\approx \frac{f(\rho)^{3/2}}{\rho^{1/2}} \frac{c^3}{G^{3/2}} \\ &\approx \frac{1}{\rho^{1/2}} \left(\frac{m_e}{m_p}\right)^{3/2} \left(\frac{\rho}{\rho_c}\right)^{n/2} \frac{c^3}{G^{3/2}} \end{aligned}$$

definendo:

$$M_{Ch} = \left(\frac{m_e c^2}{G m_p}\right)^{3/2} \frac{1}{\rho_c^{1/2}} = \left(\frac{\hbar_{PC}}{G m_p^2}\right)^{3/2} m_p = \frac{m_p}{(\alpha_G)^{3/2}} = 3 \times 10^{33} \text{ gr} = 1.5 M_\odot \quad (16.13)$$

possiamo scrivere:

$$M(\rho) \approx \begin{cases} (m_e c^2 / G m_p)^{3/2} \rho^{1/2} / \rho_c = M_{Ch} (\rho / \rho_c)^{1/2} & \text{per } \rho < \rho_c \\ (m_e c^2 / G m_p)^{3/2} 1 / \rho_c^{1/2} = M_{Ch} & \text{per } \rho > \rho_c \end{cases}$$

La quantità adimensionale $\alpha_G = G m_p^2 / \hbar_{PC} = 6 \times 10^{-39}$ che figura nella (16.13) si può considerare l'analogo gravitazionale della costante adimensionale di struttura fine della interazione elettromagnetica $\alpha = e^2 / [(\hbar_{PC})] = 1/137$ e dà una misura della forza della interazione gravitazionale.

La massa critica, M_{Ch} , è detta *massa di Chandrasekhar*. E' interessante notare che essa dipende dalla costante di Planck \hbar_P , la quale dunque non solo determina la struttura delle particelle elementari, ma anche le strutture interne delle stelle.

Dalle relazioni che danno la massa in funzione di ρ si vede che per $\rho = \rho_c$ la massa raggiunge il valore massimo $M(\rho_c) = M_{Ch}$, che rappresenta quindi il limite di massa per una Nana Bianca. Vale a dire che perchè una stella possa avere una configurazione stabile la sua massa non può superare la massa di Chadrasekhar. Se una Nana Bianca si forma da una stella più massiccia, questa, durante il collasso deve espellere massa, per esempio mediante venti stellari che rimuovono i suoi strati esterni.

Analogamente possiamo scrivere come segue i raggi delle Nane Bianche in funzione della loro densità:

$$R(\rho) \approx \begin{cases} R_c (\rho / \rho_c)^{-1/6} & \text{per } \rho < \rho_c \\ (R_c (\rho / \rho_c)^{-1/3}) & \text{per } \rho > \rho_c \end{cases}$$

dove

$$R_c = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{M_{Ch}}{\rho_c}\right)^{1/3} \approx \left[\frac{3 \times 10^{33}}{3 \times 10^7}\right]^{1/3} \approx 4.5 \times 10^8 \text{ cm} = 4500 \text{ km}$$

è detto raggio critico, e rappresenta il raggio della Nana Bianca più massiccia che si può formare ($M = M_{Ch}$) alla densità critica ($\rho = \rho_c$). Il raggio quindi decresce all'aumentare della densità, ma in maniera più lenta per $\rho < \rho_c$ dato che in questo caso all'aumentare della densità cresce anche la massa della stella.

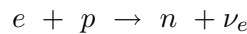
Dalla espressione della massa in funzione della massa critica, per $\rho < \rho_c$, $M(\rho) = M_{Ch}(\rho/\rho_c)^{1/2}$, si ricava che $M(\rho)R^3(\rho) = M_{Ch}R_c^3$: Nane Bianche di massa maggiore hanno raggi minori. Questo fino a raggiungere i valori critici M_{Ch}, R_c . Quindi R_c rappresenta il raggio minimo che una Nana Bianca può avere. Questo comporta anche che ρ_c è praticamente la massima densità della materia in una Nana Bianca.

La Nana Bianca meglio conosciuta è probabilmente Sirio B, la cui esistenza fu postulata da Bessel per spiegare le variazioni sinusoidali dell'orbita di Sirio, nel 1834, e che poi fu osservata una ventina di anni dopo. Le sue caratteristiche sono: $M = 1.02 M_\odot$, $\rho = 3 \times 10^6 \text{ gr cm}^{-3}$, $R = 5400 \text{ km}$, meno del raggio terrestre.

16.2.2 Le Stelle di Neutroni

Molto prima della loro scoperta, le Stelle di Neutroni furono, in qualche maniera, ipotizzate da Landau¹(1932, Phys. Zeitschrift der Sowjetunion, 1, 285) e da Baade e Zwicky (1934, Phys.Rev., 46, 76). Nel 1939 Oppenheimer e Volkoff (Phys. Rev., 55,374) ne svilupparono la teoria.

A densità maggiori di quelle considerate per le Nane Bianche ($10^{14} < \rho < 10^{17} \text{ gr cm}^{-3}$) l'energia di Fermi degli elettroni diventa tale da consentire il processo inverso del decadimento β , cioè:



per cui al crescere della densità gli elettroni spariscono e si formano sempre più neutroni e nuclei atomici pesanti ricchi di neutroni. La diminuzione degli elettroni fa sì che la pressione all'interno della stella smette di crescere, anzi, all'aumentare della densità comincia a diminuire finché l'equilibrio si rompe e la stella ricomincia a collassare su se stessa. Quando la densità supera in $10^{13} \text{ gr cm}^{-3}$ i nuclei atomici si spaccano e la materia risulta tutta costituita di neutroni.

In questa situazione i neutroni assumono il ruolo che avevano gli elettroni nelle Nane Bianche: all'aumentare della densità l'energia di Fermi dei neutroni cresce e anche la pressione all'interno della stella ricomincia a crescere, fermando il collasso. Per ottenere l'equazione di stato $f(\rho)$ per i neutroni basta sostituire la massa del neutrone, m_n , alla massa dell'elettrone m_e in tutte le equazioni di interesse. Dato però che $m_n \sim m_p$ le equazioni diventano:

$$f(\rho) = \frac{p}{\rho c^2} \approx \left(\frac{\rho}{\rho_{SN}} \right)^{n/3} \quad n = \begin{cases} 2 & \text{per } \rho < \rho_{SN} \\ 1 & \text{per } \rho > \rho_{SN} \end{cases}$$

dove

$$\rho_{SN} = \frac{m_p}{(\hbar_P/m_p c)^3} \approx 10^{17} \text{ gr cm}^{-3}$$

è la densità a cui i neutroni raggiungono velocità relativistiche a causa della loro energia di Fermi. L'equazione della massa diviene:

$$M(\rho) = \begin{cases} (c^2/G)^{3/2} \rho^{1/2}/\rho_{SN} = M_{Ch} (\rho/\rho_{SN})^{1/2} & \text{per } \rho < \rho_{SN} \\ (c^2/G)^{3/2} 1/\rho_{SN}^{1/2} = M_{Ch} & \text{per } \rho > \rho_{SN} \end{cases}$$

dove M_{Ch} è ancora massa di Chandrasekhar. Questo mostra che il limite superiore per la massa di una Stella di Neutroni, che viene raggiunto quando $\rho = \rho_{SN}$, è uguale a quello per le Nane Bianche,

¹Il neutrone non era ancora stato scoperto. Landau, in realtà scrisse di stelle in cui "... i nuclei degli atomi vengono a stretto contatto, formando un nucleo gigantesco". Questo lavoro creò a Landau la fama di avere anticipato l'esistenza delle stelle di Neutroni, ma ovviamente egli non poteva averne sviluppato la fisica, non essendo ancora stato scoperto il neutrone.

dato che M_{Ch} non contiene m_e (o m_n) ma solo m_p . Analogamente il raggio si scrive:

$$R(\rho) = \begin{cases} R_{SN} (\rho/\rho_{SN})^{-1/6} & \text{per } \rho < \rho_{SN} \\ R_{SN} (\rho/\rho_{SN})^{-1/3} & \text{per } \rho > \rho_{SN} \end{cases}$$

dove R_{SN} è il raggio critico della Stella di Neutroni più massiccia che si può formare ($M = M_{SN}$) alla densità critica ($\rho = \rho_{SN}$). Come per le Nane Bianche si ricava che $M(\rho)R^3(\rho) = M_{SN}R_{SN}^3$, cioè il raggio di una Stella di Neutroni diminuisce al crescere della massa fino a raggiungere il valore minimo di qualche chilometro.

16.2.3 Spettro di massa per la materia degenere

Quella descritta nei §§ 16.2.1 e 16.2.2 non deve intendersi come una sequenza evolutiva, nel senso che, a seconda delle condizioni iniziali in cui la stella si trova quando inizia il collasso essa potrà o non potrà raggiungere una configurazione stabile come Nana Bianca o Stella di Neutroni. Il punto cruciale è che stelle degeneri, cioè quelle che sono rese stabili dagli effetti quantistici e non dalla pressione termica, possono esistere solo se hanno masse non superiori alla massa di Chandrasekhar ².

Lo spettro di massa per una stella degenere è schematizzato in fig. 16.3: esistono due regioni disgiunte di densità in cui si possono formare stelle stabili di masse comprese fra qualche millesimo di massa solare e qualche massa solare. In queste due regioni la massa della stella è proporzionale alla radice della densità finale raggiunta, fino al limite di Chandrasekhar.

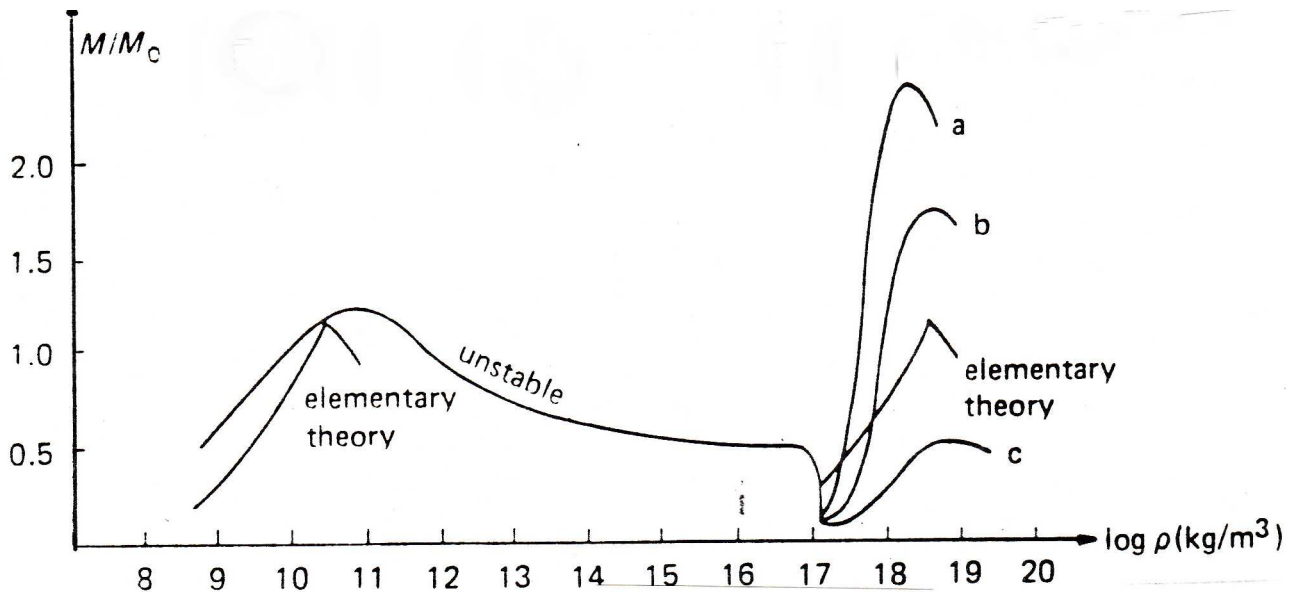


Figura 16.3: Spettro di massa per una stella degenere (da Sexl & Sexl, 1980, referenza citata)

Densità $10^8 < \rho < 10^{14}$ gr cm^{-3} non consentono la formazione di configurazioni stabili. Siamo infatti nell'intervallo di densità in cui comincia a verificarsi il processo inverso del decadimento β , per cui la pressione del gas di elettroni diminuisce e non è in grado di bilanciare la forza di gravità, neanche per stelle di massa più piccola della massa di Chandrasekhar.

Si può spiegare qualitativamente la ragione per cui non si possono formare stelle stabili in questa regione nel modo seguente. Supponiamo che una stella, inizialmente in equilibrio, si metta ad oscillare,

²Dai conti semplificati fatti in questo capitolo risulta che il limite superiore per le masse è rigorosamente M_{Ch} ; calcoli più sofisticati suggeriscono che Stelle di Neutroni potrebbero esistere anche con masse dell'ordine di $2 \div 3M_{Ch}$.

e quindi si contragga leggermente. Poichè $R \propto \rho^{-1/6}$, una contrazione delle dimensioni fra aumentare proporzionalmente la densità. Sostituendo R nella (16.3) vediamo che, per mantenere l'equilibrio, la stella dovrebbe avere una massa un po' più piccola, cioè esercitare minore attrazione gravitazionale. Ma la massa è troppo grande, cioè la forza di gravità è troppo grande e quindi la stella si contrarrà ulteriormente anzichè tornare alle sue dimensioni iniziali.

Per densità ancora superiori a quelle delle Stelle di Neutroni non esistono configurazioni stabili, e la stella collassa inevitabilmente “in un punto”, formando un *buco nero* (§ 26.2), in un tempo dato, come ordine di grandezza dalla (16.7). Apparentemente il fato finale di una stella dipende dalla sua massa iniziale e dalla efficienza con cui vengono espulsi gli strati più esterni.

Stelle con massa inferiore a $0.9 M_{\odot}$, si trovano ancora sulla sequenza principale, per cui solo stelle di masse più grandi possono produrre Nane Bianche o Stelle di Neutroni. Stelle con masse $\lesssim 4 M_{\odot}$, arrivate alla fine della loro evoluzione, espellono lentamente i loro strati esterni (che si osservano come Nebulose Planetarie) e nell'arco di 10^4 anni si trasformano dolcemente in Nane Bianche. Stelle più massicce concludono la loro vita con una espulsione violenta degli strati esterni (Supernova, § 15.1) e collasso nel nucleo con formazione di una Stella di Neutroni. Per masse iniziali $>10 M_{\odot}$, nè la pressione del gas di elettroni nè quella del gas di neutroni è sufficiente a fermare il collasso, per cui la stella raggiunge lo stadio di buco nero.

16.2.4 Redshift gravitazionale

La teoria della relatività generale prevede che la frequenza dei fotoni emessi da una stella venga diminuita per effetto della gravità (*redshift gravitazionale*) esercitato dalla massa stessa. Per un corpo di massa M e raggio R , l'espressione esatta è:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = z_g = \left(1 - 2\frac{GM}{Rc^2}\right)^{-1/2} - 1 = \left(1 - \frac{\mathcal{R}}{R}\right)^{-1/2} - 1 \quad (16.14)$$

Per valori piccoli di z_g una stima può essere fatta anche nella approssimazione newtoniana, che dà una previsione corretta al primo ordine. Siano ν_0 la frequenza del fotone, $\mathcal{E}_0 = h\nu_0$ la sua energia e $m_{\gamma} = \mathcal{E}_0/c^2$ una massa fittizia che possiamo associare a questa energia. Quando il fotone lascia la superficie della stella compie lavoro contro il campo gravitazionale, e se indichiamo con ΔU_g la differenza di potenziale fra il punto di partenza ed un altro punto lungo la sua traiettoria l'energia del fotone sarà data da $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 - m_{\gamma}\Delta U_g$ e la frequenza corrispondente da:

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{\Delta U_g}{c^2}\right)$$

da cui:

$$z_g = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \approx \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\Delta U_g}{c^2}$$

Il potenziale gravitazionale sulla superficie di una stella di massa M e raggio R vale $U_g = GM/R$, quindi un fotone emesso da tale stella verrà osservato a Terra ($U = 0$) con un redshift pari a:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{GM}{Rc^2} = \frac{\mathcal{R}}{2R} \quad (16.15)$$

che coincide con lo sviluppo in serie della (16.14) quanto $\mathcal{R}/R \ll 1$, cioè $z_g \ll 1$. Si vede così che, mentre la Terra dà luogo ad un redshift gravitazionale $\sim 10^{-9}$ e il Sole ad un redshift $\sim 10^{-6}$, una Nana Bianca produce un redshift $\sim 3 \times 10^{-4}$ ed una Stella di Neutroni di qualche decimo.

16.3 Caratteristiche delle Stelle di Neutroni

Riassumiamo qui i dati caratteristici di una Stella di Neutroni (SN) tipica:

$$\text{Massa} \sim 1 M_{\odot} \sim 2 \times 10^{33} \text{ gr}$$

$$\text{Raggio} \sim 10 \text{ km} = 10^6 \text{ cm}$$

$$\text{Densità} \sim 10^{15} \text{ gr cm}^{-3}$$

$$\text{Energia gravitazionale} \sim 10^{53} \text{ erg} \approx 0.2 \text{ Massa} \times c^2 \quad (\S 16.4.2)$$

$$\text{Momento d'inerzia } I_{SN} \approx 0.4 \text{ Massa} \times \text{raggio}^2 \sim 10^{45} \text{ gr cm}^2$$

$$\text{Energia di rotazione } K_{rot} = \frac{1}{2} I_{SN} \omega_{SN}^2 \approx 0.5 \times 10^{45} \omega_{SN}^2$$

$$\text{Variazione di energia rotazionale: } dT_{rot}/dt = -I_{SN} \omega_{SN} \dot{\omega}_{SN} \approx 10^{23} - 10^{26} \text{ watt}$$

Se una Stella di Neutroni si origina da una stella normale, come abbiamo visto per un processo di collasso o contrazione, il momento angolare deve conservarsi. Quindi se indichiamo con pedici 0 e SN i parametri della stella originaria e quelli della Stella di Neutroni dovrà aversi

$$\omega_{SN} I_{SN} = \omega_0 I_0$$

Adottando per la stella originaria parametri di tipo solare ($M \approx 2 \times 10^{33} \text{ gr}$, $R \approx 7 \times 10^{10} \text{ cm}$, $\omega_0 \approx 3 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$), si ottiene $\omega_{SN} \approx 10^4 \text{ s}^{-1}$, ovvero un periodo $\sim 10^{-4} \text{ s}$. In altre parole una stella, dotata di una velocità di rotazione anche moderata, comincerà a ruotare su sè stessa sempre più velocemente man mano che collassa. Ovviamente non tutto il momento angolare resterà nell'oggetto collassato, specialmente se la formazione della Stella di Neutroni si accompagna ad un fenomeno esplosivo, come è la formazione di una Supernova, tuttavia l'ordine di grandezza è quello giusto per spiegare i periodi più brevi osservati nelle pulsar (cap. 17). Anche l'energia rotazionale cresce enormemente, passando da valori dell'ordine di $10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ per una stella normale a $10^{52} \text{ erg s}^{-1}$ per una Stella di Neutroni. Questa energia è confrontabile con *tutta* l'energia che una stella ordinaria produce per fusione nucleare durante *tutta* la sua vita.

Se la stella prima della contrazione possedeva un campo magnetico, si deve presumere che nella fase finale anche il campo magnetico risulti fortemente amplificato, a causa della conservazione del flusso magnetico (§ 8.4.3), e cioè:

$$H_{SN} R_{SN}^2 = H_0 R_0^2$$

Assumendo campi magnetici iniziali di qualche G, come nel Sole (ma ci sono anche stelle che hanno campi magnetici assai più intensi) si ha $H_{SN} \approx 10^{10} \text{ G}$, e campi magnetici fino a 10^{14} G sono tutt'altro che da escludere.

16.4 Binarie X

Un certo numero di sorgenti X mostrano variazioni periodiche di flusso, con scale di tempo di qualche giorno e minimi prossimi allo zero nella loro curva di luce (parte bassa di fig. 16.4). Queste variazioni sono interpretate come dovute al moto orbitale della sorgente X intorno al centro di massa di un sistema binario³, in cui la compagna ha dimensioni sufficientemente grandi da eclissarla periodicamente. Osservazioni ottiche mirate hanno portato alla scoperta, in corrispondenza di alcune di queste sorgenti, di una stella normale il cui moto rivela, da studi spettroscopici, che anch'essa è in orbita intorno al centro di massa di un sistema doppio. Queste sorgenti X appartengono quindi

³Altri sistemi binari sono descritti in cap. 27, Mini-Quasar.

a sistemi binari molto stretti, che si ritengono costituiti da una Stella di Neutroni (non visibile otticamente) che emette i raggi X , ed una stella normale.

I periodi orbitali sono in genere di alcuni giorni, e le variazioni di velocità radiale, misurata spettroscopicamente per la stella visibile, hanno in genere un andamento quasi sinusoidale, indicando che l'orbita deve essere approssimativamente circolare. Le piccole variazioni di magnitudine che si osservano (in genere < 0.1 magnitudini) sono più complicate da spiegare e sono in genere attribuite a diversi livelli di riscaldamento della superficie e a distorsioni mareali della stella normale da parte della Stella di Neutroni.

In fig. 16.4 sono mostrate le osservazioni ottiche ed X della coppia HD 153919 (stella visibile) –3U 1700–37 (sorgente X), mediate su un intervallo di tempo molto lungo.

Il periodo orbitale di questo sistema è di 3.412 giorni, e la durata dell'eclisse della sorgente X di circa $1/3$ del periodo orbitale. Nella parte superiore della figura è riportata schematicamente la posizione relativa della stella visibile rispetto alla Stella di Neutroni come dedotta dall'andamento della sua velocità. Chiaramente l'emissione X è occultata quando la Stella di Neutroni si trova dietro la stella ordinaria.

L'emissione X è attribuita al fatto che la Stella di Neutroni (secondaria) accresce materia a spese della stella normale (primaria) e cioè alla trasformazione in radiazione dell'energia gravitazionale rilasciata dal materiale che cade nella profonda buca di potenziale creata dalla Stella di Neutroni. La luminosità di queste *binarie* X è dell'ordine di $10^{36} \div 10^{38}$ erg s $^{-1}$ cioè $10^3 \div 10^5$ volte la luminosità totale del Sole.

Alcune binarie X emettono radiazione pulsata con un periodo intorno al secondo, o inferiore, simile al periodo delle pulsar. Questo ha indotto a chiamare questi oggetti *pulsar*– X (§ 16.4.3), anche se in realtà il meccanismo che produce questi impulsi è totalmente diverso da quello delle pulsar radio (cap. 17).

16.4.1 Funzione di massa dei sistemi binari

Le binarie X forniscono agli astronomi l'opportunità unica di stimare da dati osservativi la massa di stelle morte.

Consideriamo un sistema binario del tutto generale. Se M_1 è la massa della stella di cui si conosce la velocità radiale (nel caso delle binarie X sarà la stella visibile, mentre nel caso delle pulsar binarie trattate in § 17.7 sarà la pulsar stessa), i l'inclinazione fra il piano dell'orbita ed il piano del cielo, $(a_1 \sin i)$ il semi-asse maggiore proiettato dell'orbita della stella, M_2 ed a_2 la massa e il semi-asse maggiore dell'orbita della compagna, P_b il periodo orbitale della binaria, dalle leggi di Newton si ha:

$$\begin{aligned} a_1 + a_2 &= a \\ a_1 M_1 &= a_2 M_2 \quad (\text{teorema del centro di massa}) \\ \frac{a^3}{P_b^2} &= M_1 + M_2 \quad (3^a \text{ legge di Keplero}) \end{aligned}$$

(le grandezze sono misurate in unità solari) che si combinano per dare la così detta funzione di massa:

$$f_1(M_1, M_2, i) = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{4\pi^2}{G} \frac{(a_1 \sin i)^3}{P_b^2} \quad (16.16)$$

Il semiasse a_1 dell'orbita della stella visibile si ottiene dalla conoscenza della velocità radiale in funzione del tempo. Nell'ipotesi più semplice di moto circolare si ottiene subito:

$$a_1 = \frac{P_b v_{1r,max}}{2\pi \sin i}$$

avendo indicato con $v_{r1,max}$ la massima velocità radiale osservata (corrispondente alla velocità circolare moltiplicata per $\sin i$). Nel caso più generale di orbita ellittica, si può dimostrare che:

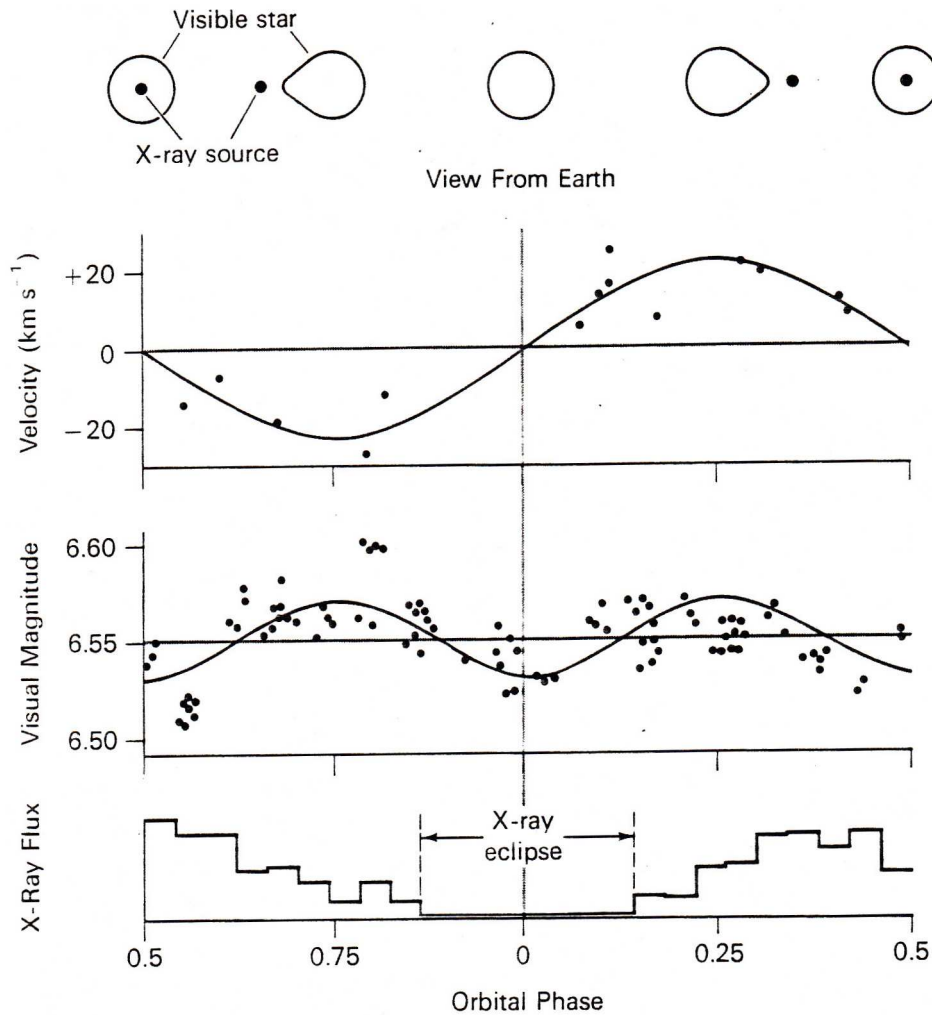


Figura 16.4: Binaria X HD 153919→3U 1700-37: velocità radiale e osservazioni ottiche ed X

$$v_r = \frac{2\pi}{P_b} (\cos \theta + e \cos \omega) \frac{a_1 \sin i}{\sqrt{1 - e^2}}$$

In questo caso un “best fit” di v_r in funzione del tempo permette di ricavare P_b , a_1 , $\sin i$, e (eccentricità dell’orbita) e ed ω (anomalia).

E’ chiaro che nei casi in cui si riesce a determinare anche a_2 le masse delle due stelle sono univocamente determinate, a meno di $(\sin i)$. Tuttavia, sebbene la (16.16) non sia sufficiente da sola per determinare i e le masse separatamente, essa permette di porre dei limiti ai valori di questi parametri. In qualche caso è possibile stimare un intervallo di valori per M_1 sulla base delle sue caratteristiche spettrali, e questo si traduce in un intervallo di valori per M_2 . La stella visibile può essere anche piuttosto massiccia ($2 \div 30 M_\odot$) mentre la massa della stella compagna è di solito molto più piccola ($1 \div 3 M_\odot$), in accordo con l’ipotesi fatta che si tratti di una Stella di Neutroni. Nello studio delle pulsar appartenenti a sistemi binari si trova invece, che in generale entrambe le stelle hanno masse tipiche delle Stelle di Neutroni.

Supplemento: velocità radiale di una stella in orbita ellittica. Consideriamo una stella che orbita intorno al centro di massa di un sistema binario, descrivendo un'ellisse di semiasse maggiore a , e supponiamo, per cominciare, che la linea di vista sia contenuta nel piano dell'orbita (inclinazione $i = \pi/2$). L'equazione dell'ellisse, in coordinate polari, è (fig. 16.5):

$$R = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos(\theta - \omega)}$$

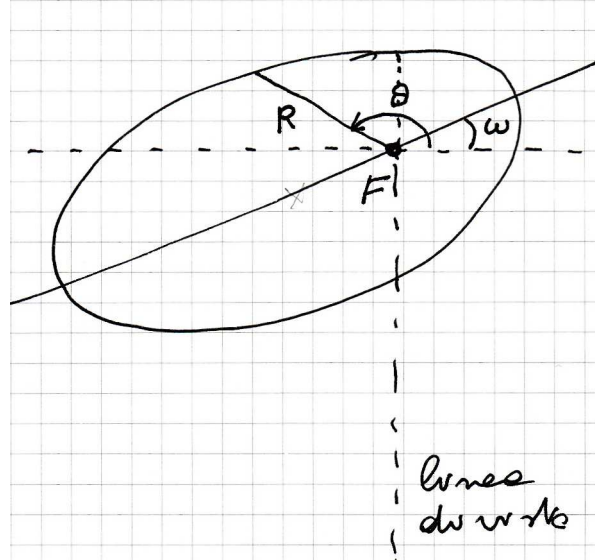


Figura 16.5: Geometria di orbita ellittica

La componente di R lungo la linea di vista è:

$$R_{\parallel} = R \sin \theta = \frac{a(1 - e^2) \sin \theta}{1 + e \cos(\theta - \omega)}$$

da cui la velocità radiale risulta:

$$v_r = \frac{dR_{\parallel}}{dt} = \frac{a(1 - e^2) \cos \theta \dot{\theta}}{1 + e \cos(\theta - \omega)} + \frac{a(1 - e^2) \sin \theta e \sin(\theta - \omega) \dot{\theta}}{(1 + e \cos(\theta - \omega))^2} = \dot{\theta} R \frac{\cos \theta + e \cos \omega}{1 + e \cos(\theta - \omega)} \quad (*)$$

Dalla definizione di momento angolare $L = \mu \dot{\theta} R^2 = \frac{2\pi \mu a b}{P_b}$ (dove μ è la massa ridotta e b il semiasse minore) ricaviamo $\dot{\theta} R^2 = (\dot{\theta} R) R = \frac{2\pi a b}{P_b}$, ovvero $\dot{\theta} R = \frac{2\pi a b}{P_b R}$. Sostituendo nell'espressione (*) $\dot{\theta} R$ ed R , e ricordando la definizione di eccentricità $e = \sqrt{1 - b^2/a^2}$ si ottiene:

$$v_r = \frac{2\pi}{P_b} (\cos \theta + e \cos \omega) \frac{a}{\sqrt{1 - e^2}}$$

Se la linea di vista non è contenuta nel piano dell'orbita bisogna moltiplicare, come ovvio, l'espressione precedente per $\sin i$.

16.4.2 Tipologie di accrescimento

Le evidenze osservative suggeriscono che l'emissione X da parte di queste stelle binarie sia prodotta per accrescimento di materia sulla stella secondaria (Stella di Neutroni) a spese della primaria. Il materiale può venir trasferito dalla stella primaria sulla secondaria sostanzialmente mediante due meccanismi (fig. 16.6 e fig. 16.7; una visione "d'artista" del fenomeno è riprodotta in fig. 16.9):

- 1) man mano che la stella evolve e lascia la sequenza principale, si espande e finisce per riempire il suo lobo di Roche da cui il materiale trabocca, sfuggendo attraverso il punto Lagrangiano interno ed entra nel lobo di Roche della secondaria. In questo caso viene trasferita una grande quantità di momento angolare e si forma un disco di accrescimento intorno alla Stella di Neutroni. Questo meccanismo si manifesta soprattutto per compagni di piccola massa (dell'ordine di $1 M_{\odot}$)
- 2) nella primaria possono svilupparsi venti stellari dovuti alla sua stessa luminosità e, successivamente, anche al surriscaldamento degli strati esterni a causa della sorgente X , che risiede sulla secondaria. Il materiale del vento che fluisce verso la secondaria viene quindi catturato. In questo caso non si ha certezza che venga a formarsi un disco di accrescimento. Se il materiale accresciuto non ha momento angolare, è probabile che semplicemente cada radialmente sulla Stella di Neutroni. Questo meccanismo si manifesta soprattutto per stelle primarie di grande massa (anche decine di M_{\odot})

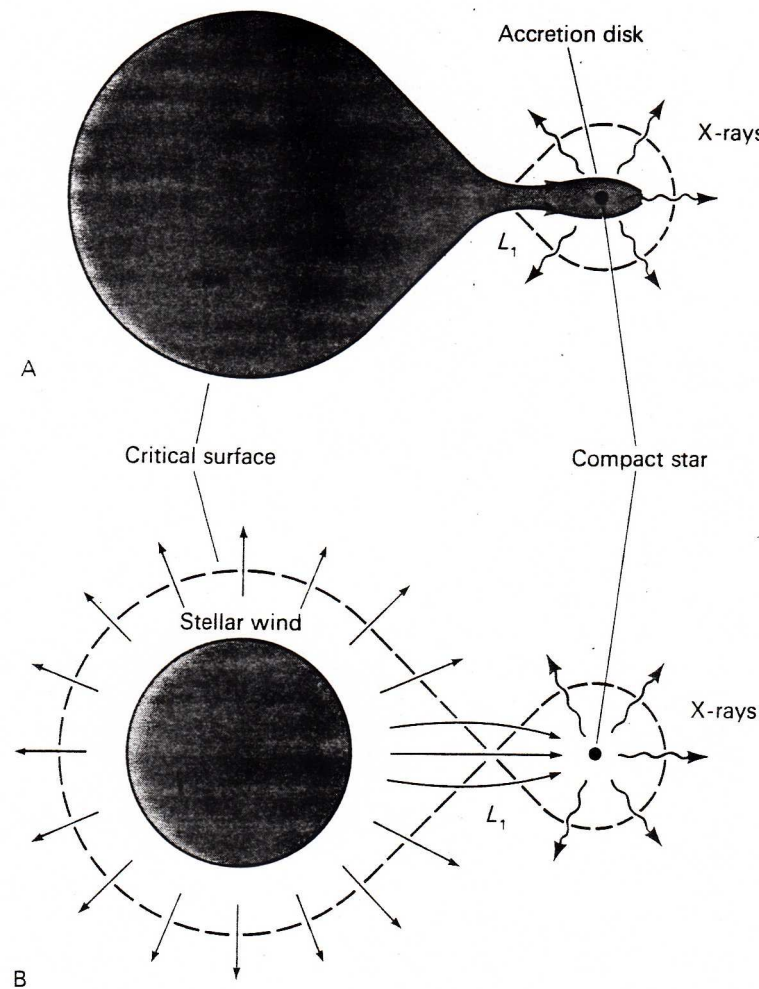


Figura 16.6: Modelli di accrescimento per una stella binaria. *A*) Gigante Rossa (GR), $\dot{M} \approx 3 \cdot 10^{-4} - 3 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{anno}$; *B*) Gigante Blu (GB), $\dot{M} \approx 10^{-6} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{anno}$

Una massa m che cade da grande distanza su un oggetto di massa M e raggio R libera una quantità di energia gravitazionale data da

$$\Delta U_g = \frac{GMm}{R}$$

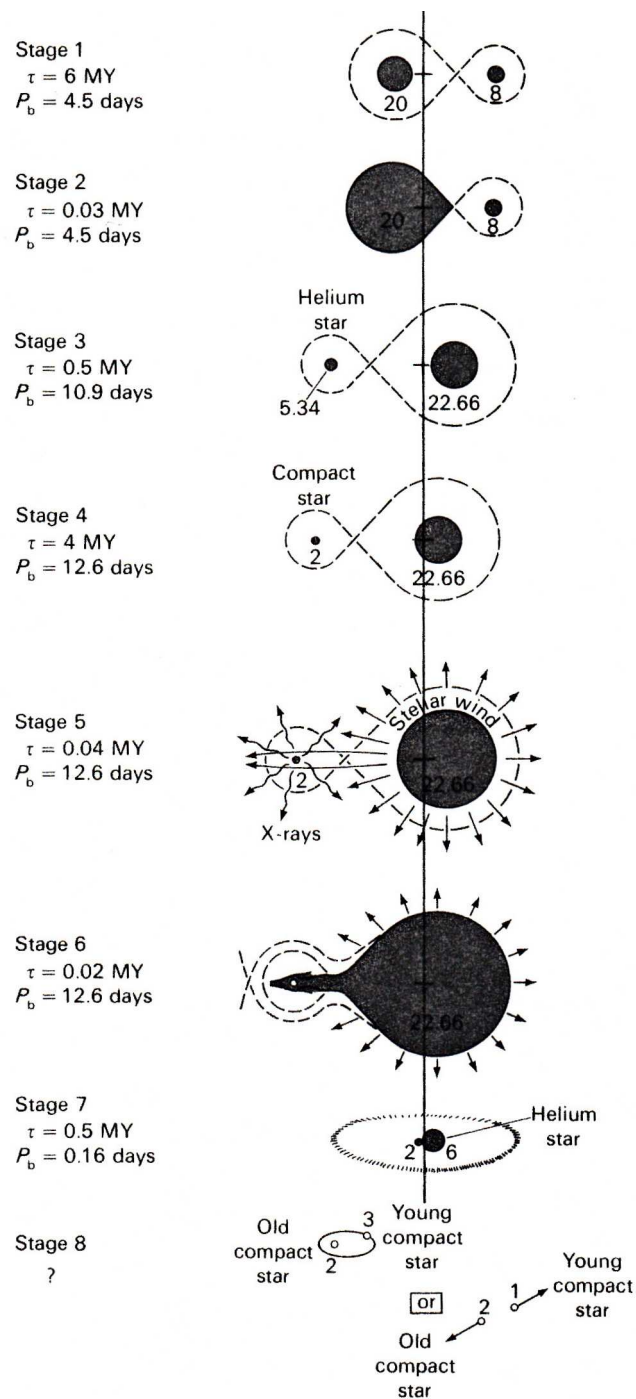


Figura 16.7: Evoluzione di una ipotetica stella binaria stretta, con masse iniziali di 8 e $20 M_{\odot}$. Ogni stadio dell'evoluzione è contrassegnato dalla sua durata (τ), in 10^6 anni, e dal periodo della binaria (P_b), in giorni. I numeri all'interno delle due stelle indicano le masse (M_{\odot}) (van den Heuvel, 1980, "X-Ray Astronomy", ed. Giacconi&Setti, Reidel)

da cui si ricava l'efficienza, ε , con cui energia viene prodotta per caduta, definita come il rapporto fra l'energia liberata da una certa massa m e la sua energia a riposo

$$\varepsilon = \frac{\Delta\mathcal{E}}{mc^2} = \frac{GM}{c^2 R} = \frac{\mathcal{R}}{2R}$$

dove \mathcal{R} è il raggio di Schwarzschild (eq. 16.4). Per una Stella di Neutroni $\varepsilon \approx 0.2$ che è una efficienza elevatissima se confrontata con quella di processi nucleari come la fissione dell'Uranio ($\varepsilon \approx 10^{-3}$) o la combustione termonucleare che trasforma H in He nelle stelle ($\varepsilon \approx 10^{-2}$). Quindi un protone, che ha una massa a riposo di 1 GeV, può liberare, cadendo su una Stella di Neutroni, ~ 200 KeV.

Se la Stella di Neutroni accresce massa ad un ritmo \dot{M} , l'energia che si libera per unità di tempo, e che viene irradiata, cioè la luminosità della stella sarà:

$$L = \varepsilon c^2 \dot{M} = G \frac{M \dot{M}}{R} \quad (16.17)$$

Se tale energia viene irradiata come radiazione di corpo nero, la temperatura effettiva della radiazione, derivabile dalla brillantezza superficiale mediante la legge di Stefan–Boltzmann (2.11) sarà data da:

$$T_e = \left(\frac{L}{R^2 \sigma_{SB}} \right)^{1/4} \sim \left(\frac{\varepsilon c^2 \dot{M}}{\sigma_{SB} R^2} \right)^{1/4}$$

dove σ_{SB} è la costante di Stefan–Boltzmann. Per un accrescimento di massa di 10^{17} gr s $^{-1}$ ($1.5 \cdot 10^{-9} M_\odot$ all'anno), che, per una stella di $1 M_\odot$, è vicino all'accrescimento massimo di materia che si può avere (eq. 16.19), si ha $T_e \sim 10^7$ K. A queste temperature un corpo nero irradia sostanzialmente nella banda X e γ , consistentemente con le osservazioni X .

La luminosità calcolata con la (16.17), la cui origine è sostanzialmente la gravità, non può essere arbitrariamente grande, ma ha un limite superiore. Questa luminosità limite è chiamata *limite di luminosità di Eddington*.

Possiamo calcolarla come segue. Consideriamo un plasma totalmente ionizzato, con densità uguali di elettroni e protoni ($n_e = n_p$), ad una distanza R da un oggetto di massa M e luminosità L . Sul plasma agiscono due forze: la forza gravitazionale che agisce sostanzialmente sui protoni, e che si scrive, per un solo protone:

$$f_{grav} \approx \frac{GMm_p}{R^2}$$

e la forza, di segno opposto, dovuta alla pressione della radiazione emessa. Assumendo che la radiazione sia emessa in modo isotropo, il flusso di radiazione alla distanza R sarà $F = L/4\pi R^2$ e l'impulso trasmesso nell'unità di tempo ad una particella carica, cioè la forza che agisce su di esso è data da:

$$f_p = \frac{\sigma_T F}{c} = \frac{\sigma_T L}{4\pi R^2 c}$$

dove, ricordiamo, per i fotoni $\mathcal{E} = p \cdot c$ e σ_T è la sezione d'urto Thomson dell'elettrone (eq. 5.2). La f_p agisce sostanzialmente sugli elettroni che hanno una sezione d'urto maggiore.

Gli elettroni e i protoni sono legati da intense forze elettrostatiche, per cui possiamo considerare le due forze f_{grav} e f_p come agenti *insieme* su queste particelle di segno opposto e fortemente legate fra di loro. La luminosità per cui la pressione di radiazione bilancia la forza di gravità è la *luminosità di Eddington*, che ricaviamo uguagliando (situazione di equilibrio), le due forze:

$$L_E = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} = \frac{2\pi \mathcal{R} m_p c^3}{\sigma_T} = 1.3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg s}^{-1} \approx 6 \times 10^4 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) L_\odot \quad (16.18)$$

so di accrescimento è dunque controllato da una specie di “termostato” nel senso che la temperatura della stella cresce fino a che si raggiunge la luminosità di Eddington, dopo di che l'accrescimento

cessa e la sorgente X “si spegne”, oppure, se la Stella di Neutroni è investita da un flusso di materia superiore a quello che può ricevere, se ne libera espellendone una parte.

Come conseguenza della (16.18) si ha che anche la massa accresciuta per unità di tempo non può essere arbitrariamente grande, ma è data da:

$$\dot{M}_E = \frac{L_E}{\varepsilon c^2} = \frac{4\pi GM}{\varepsilon c} \left(\frac{m_p}{\sigma_T} \right) \approx 7 \times 10^{17} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ gr s}^{-1} \quad (16.19)$$

(il valore numerico è calcolato per $\varepsilon = 0.2$).

tuazione di equilibrio si può ritenere che la massa sia accresciuta sempre al ritmo massimo.

16.4.3 Pulsar- X

Una parte delle sorgenti X presenta, oltre a fenomeni di eclisse, con periodicità dell'ordine dei giorni, anche pulsazioni regolari, con periodi, P_X , assai più brevi, che vanno da 10^{-1} a 10^3 secondi. Questi periodi sono in genere più lunghi, sebbene a volte confrontabili, di quelli delle pulsar radio, e, a differenza di questi, diminuiscono col tempo: ciò significa che, se la periodicità degli impulsi è da attribuire ad un moto di rotazione della stella, questa viene accelerata nel tempo.

Queste sorgenti vengono chiamate spesso *pulsar- X* anche se la scelta del nome è un po' infelice perchè porta a pensare che il meccanismo che produce gli impulsi X in queste sorgenti sia lo stesso delle pulsar radio. Vedremo che non è così.

I periodi di questi oggetti sono stabili in prima approssimazione (di fatto si accorciano al trascorrere del tempo), a meno di modulazioni armoniche facilmente interpretabili come effetto Doppler dovuto al moto orbitale della pulsar- X in un sistema doppio. I dati possono essere interpolati molto bene con una legge del tipo:

$$P = P_X \left(1 + \frac{v}{c} \sin i \cos \omega t \right)$$

dove P_X è il periodo di rotazione della cosiddetta pulsar- X (cioè della Stella di Neutroni) nel suo sistema di riferimento, v la velocità con cui essa si muove sulla sua orbita, $\omega = 2\pi/P_b$ dove P_b è il periodo orbitale del sistema. La determinazione dell'orbita della pulsar X è molto importante perchè permette di calcolare (§ 16.4.1) le masse delle Stelle di Neutroni e delle loro compagne.

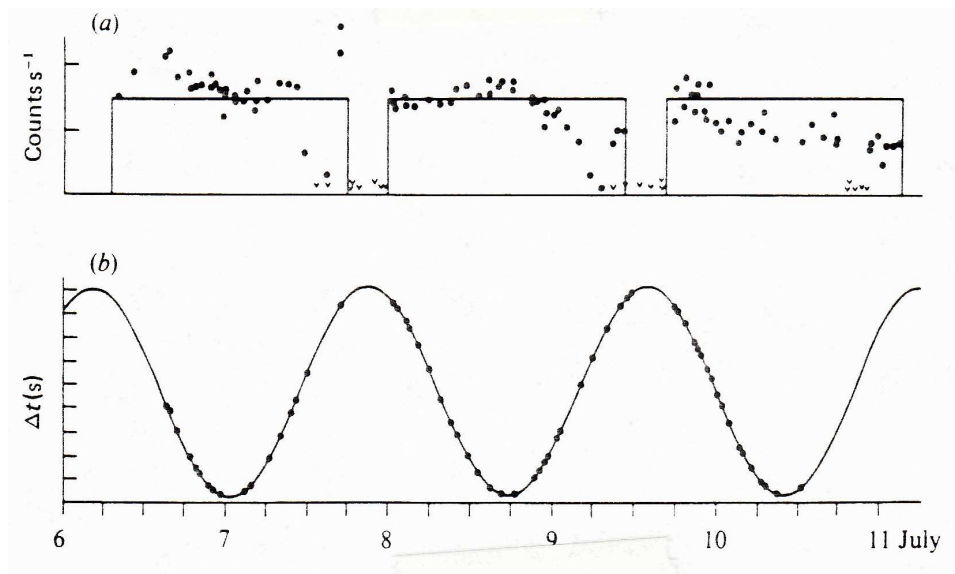


Figura 16.8: Osservazioni della pulsar- X Her X-1 (Longair, 1981, “High Energy Astrophysics”, Cambridge Univ. Press).

Osservazioni ottiche di queste sorgenti X mostrano normali stelle non degeneri con periodi orbitali uguali a quelli della pulsar- X ma con spostamento Doppler di segno opposto: queste stelle devono essere le compagne delle sorgenti X ed essere la sorgente della massa che la Stella di Neutroni accresce per poter emettere in X . In fig. 16.8 sono riportate le osservazioni X e le variazioni di periodo della pulsar- X per la sorgente Her X-1. La sorgente X è visibile per 34 ore, sparisce per 6, eclissata dalla stella primaria, poi ricompare, e così via (fig. 16.8a).

Le variazioni nei tempi di arrivo (TOA) degli impulsi della pulsar- X (fig. 16.8b) sono sincronizzate con le fasi di apparizione e sparizione della sorgente X ; in particolare il ritardo massimo si ha in prossimità del momento in cui la Stella di Neutroni è eclissata, cioè si trova dietro la stella primaria e quindi è più lontana dall'osservatore.

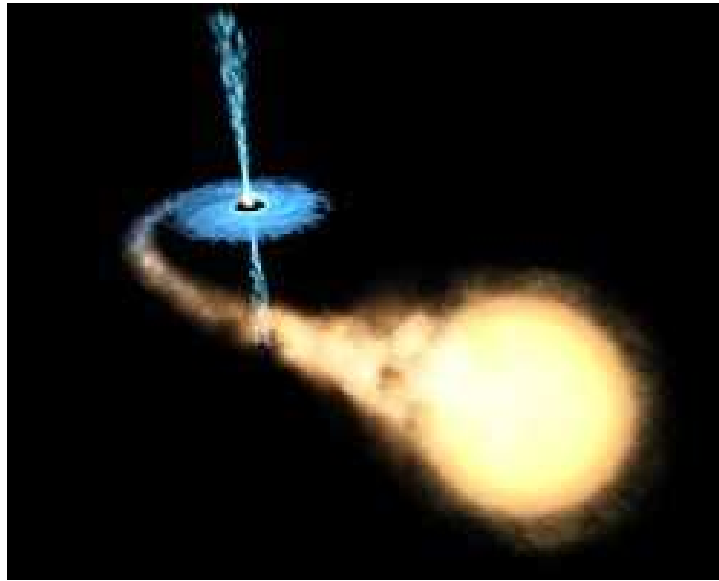


Figura 16.9: Visione artistica di una binaria X (immagine di repertorio da Google)

16.4.4 Modello di accrescimento in presenza di campo magnetico

La teoria per le pulsar X è relativamente facile da delineare: in presenza di una Stella di Neutroni *magnetizzata* l'accrescimento di materia è incanalato verso i poli magnetici, cosicchè l'emissione X è circoscritta ad una zona circoscritta sulla superficie della stella. Se questa ruota su se stessa, e l'asse magnetico non è allineato con quello di rotazione, ad un osservatore potrà capitare di vedere per qualche tempo i poli magnetici, e quindi una emissione X variabile col periodo di rotazione della stella. Questo periodo, a sua volta, è modulato dal moto di rivoluzione della Stella di Neutroni intorno alla primaria.

Inoltre, se la stella ha formato un disco di accrescimento, il continuo trasferimento di materia, e quindi di momento angolare, fa aumentare la velocità angolare della Stella di Neutroni, diminuendone il periodo.

I dettagli della teoria sono però complicati, e soprattutto dipendono molto dal modello che si fa per il flusso di accrescimento. Si può, tuttavia, semplificare molto la situazione reale e fare un modello semplice per capire come vanno le cose.

Si introduce una distanza caratteristica, r_A , detta *raggio di Alfvén*, che gioca un ruolo importante nell'accrescimento. Per $r < r_A$ la pressione magnetica $H^2/8\pi$ è maggiore della pressione dinamica del fluido ρu^2 . In questo caso il moto del fluido è dominato dal campo magnetico e le particelle potranno solo seguirne le linee di forza e, se $r_A \gg R_{SN}$, raggio della Stella di Neutroni, il flusso di materia

verrà convogliato in una piccola area intorno alle calotte polari magnetiche. Questa zona interna dove $H^2/8\pi > \rho u^2$ è detta *magnetosfera* o *magnetopausa*.

Per $r > r_A$ invece la pressione dinamica del fluido supera la pressione magnetica ed il fluido si comporta come se non ci fosse campo magnetico. Se il materiale in caduta è dotato di momento angolare, si formerà un disco di accrescimento la cui velocità di rotazione, alla distanza r_A , cioè al suo bordo interno, si potrà stimare attraverso la velocità Kepleriana del materiale in caduta intorno alla Stella di Neutroni.

Il valore di r_A corrisponde al raggio a cui le due pressioni si equivalgono ($H^2/8\pi \approx \rho u^2$). Se m_d è il momento di dipolo associato ad H , avremo $H = m_d/r^3$; per u usiamo la velocità Kepleriana acquisita dalla materia in caduta sulla Stella di Neutroni, cioè $u = \sqrt{GM_{SN}/r}$. La densità del disco di accrescimento è più difficile da calcolare, perchè dipende da parametri che sono sconosciuti, anche come ordini di grandezza. La si può valutare⁴ dal ritmo di accrescimento \dot{M} come: $\rho \approx \dot{M}/(4\pi r^2 u)$. Fatte queste approssimazioni, il raggio critico, a cui le due pressioni si equivalgono, diventa:

$$r_A = \left(\frac{m_d^2}{2\dot{M}\sqrt{GM_{SN}}} \right)^{2/7} \quad (16.20)$$

Per valori rappresentativi dei parametri di una Stella di Neutroni ($m = 10^{30}$ G cm³, $\dot{M} = 10^{17}$ gr s⁻¹, $M_{SN} = 1.4 M_\odot$) si trova $r_A \approx 3 \times 10^8$ cm $\gg R_{SN}$. Per potere “canalizzare” il flusso in accrescimento deve essere $r_A \gtrsim R_{SN}$, quindi il valore minimo del campo magnetico richiesto per questo processo si ottiene dalla (16.20) per $r_A = R_{SN}$ e ponendo $m = HR_{SN}^3$. Si ha:

$$H_{min} = \frac{(2\dot{M})^{1/2}(GM_{SN})^{1/4}}{R_{SN}^{5/4}} \quad (16.21)$$

che per i parametri tipici delle Stelle di Neutroni ed un ritmo di accrescimento pari a 10^{17} gr s⁻¹ dà $H \approx 5 \times 10^7$ gauss. Questo è un valore molto più piccolo di quello richiesto per le pulsar radio, dove, dal modello del rotatore obliquo (§ 17.5.1), si trova $H = 10^{10 \pm 14}$ gauss.

Il meccanismo di emissione è dunque completamente diverso da quello delle pulsar radio (§ 17.5): nelle pulsar radio è il campo elettrico indotto dalla rotazione della Stella di Neutroni magnetizzata che estrae gli elettroni che poi irradiano, scorrendo lungo le linee di forza ricurve del campo magnetico, mentre la rotazione della stella di neutroni viene frenata; nelle pulsar-X l'emissione è dovuta alla conversione in radiazione della energia gravitazionale liberatasi nell'accrescimento di materia nelle zone polari magnetiche della Stella di Neutroni e l'azione frenante dovuta al dipolo magnetico ruotante è trascurabile rispetto al momento angolare trasferito dalla materia accresciuta.

In entrambi i casi il campo magnetico ha il ruolo essenziale di rendere anisotropa l'emissione, ed in entrambi i casi è la rotazione della stella su sè stessa che, se il suo asse non coincide con l'asse magnetico, rende conto degli impulsi nella emissione.

Ci si può domandare se le pulsar X non dovrebbero essere anche pulsar radio. La risposta a questa domanda è in genere negativa. Infatti campi magnetici come quelli stimati ($\sim 10^7 \div 10^8$ gauss) sono troppo deboli, tenuto conto dei periodi di rotazione, per dare luogo ad emissione radio, come invece avviene nel caso delle milli-second pulsar (§ 17.6.2)

⁴Da $\dot{M} = \rho \cdot u \cdot S$, dove S è la superficie della sfera di raggio r e $u \cdot S$ è il volumetto spazzato nell'unità di tempo della materia accresciuta.

17 Le Pulsar

Aggiornato Marzo 2002, rivisto 2011

La scoperta delle pulsar (**pulsating radio Source**) da parte degli astronomi inglesi di Cambridge nel 1967 (Hewish et al., 1968, *Nature*, 217, 709), è certamente stata una delle scoperte più importanti per l'astronomia, e lo studio delle proprietà, del tutto particolari, di questi oggetti ha richiesto sforzi notevoli sia dal punto di vista osservativo che teorico. L'emissione radio delle pulsar è, come vedremo meglio nei prossimi paragrafi, caratterizzata da impulsi che si ripetono periodicamente ad intervalli regolari, spazati da qualche millesimo di secondo a qualche secondo (fig. 17.1), e che durano qualche per cento del periodo.

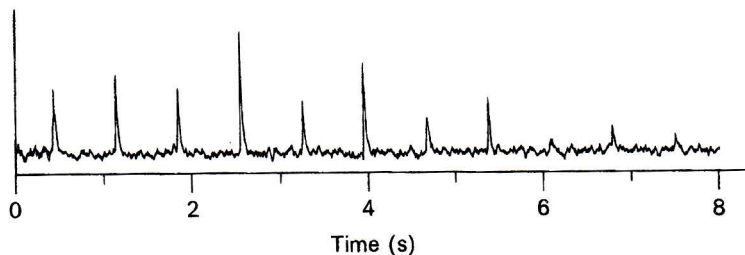


Figura 17.1: Tracciato di una delle prime pulsar scoperte, PSR 0329+54 (Manchester & Taylor, *Pulsars*, Freeman, 1977, MT77, p.7)

La larghezza degli impulsi della prima pulsar scoperta era alcuni centesimi di secondo. Poichè la durata δt di un segnale e le dimensioni d dell'oggetto che lo emette sono legati dalla relazione $d \leq c \times \delta t$, dove c è la velocità della luce (argomento di causalità), nel caso delle pulsar d , come dedotto dalla durata degli impulsi, risultava essere inferiore a qualche migliaio di chilometri (\sim il diametro della Luna). Questo induceva a pensare che questi segnali potessero essere artificiali, e magari provenire da qualche pianeta i cui abitanti tentavano di mettersi in contatto con noi. Un po' per scherzo, un po' per davvero, le sigle date alle prime quattro pulsar scoperte furono quindi *LGM1, 2, 3, 4*, dove *LGM* sta per *little green men*. . . . Un'esame più accurato dei segnali rivelò che, se la sorgente degli impulsi fosse stata alla distanza del Sole dalla Terra, essi avrebbero trasportato una quantità enorme di energia, il che rendeva poco plausibile l'idea di segnali artificiali inviati da una civiltà aliena.

Ma dove trovare oggetti celesti di dimensioni planetarie, capaci di produrre i segnali con le caratteristiche riscontrate nelle pulsar? L'attenzione cominciò a rivolgersi alle Stelle di Neutroni, la cui esistenza in qualche maniera era stata già ipotizzata nel 1931 da Landau (*Phys.Zeit.der Sow.*, 1, 285) nel 1934 da Baade e Zwicky (*Phys.Tev.*, 46, 76) e di cui Oppenheimer & Volkoff (1939 *Phys.Rev* 15, 374) svilupparono la teoria.

Queste Stelle di Neutroni possono formarsi a seguito dell'esplosione di Supernovæ o anche in sistemi binari, in cui l'accrescimento di materia su una Nana Bianca (cap. 16) la spinge oltre il limite di massa di Chandrasekhar e la fa collassare, senza manifestazioni vistose. Oggi questa teoria è totalmente accreditata. Inoltre la scoperta di una pulsar associata al *SNR* Nebulosa del Granchio (ed in seguito a qualche altra decina di Resti di Supernovæ) ha stabilito la stretta connessione fra pulsar e Resti di Supernovæ convalidando ulteriormente la teoria delle Stelle di Neutroni.

Le pulsar conosciute oggi (2011) sono circa 2000. I loro nomi sono in genere costruiti utilizzando le coordinate equatoriali approssimate, precedute dalla sigla *PSR*¹. La distribuzione delle pulsar in coordinate galattiche è mostrata in fig. 17.2, e rivela una forte concentrazione sul piano galattico, in accordo con l'ipotesi che esse siano il prodotto finale di stelle di grande massa molto evolute, di popolazione I.

¹Inizialmente la sigla fu CP, per Cambridge Pulsar.

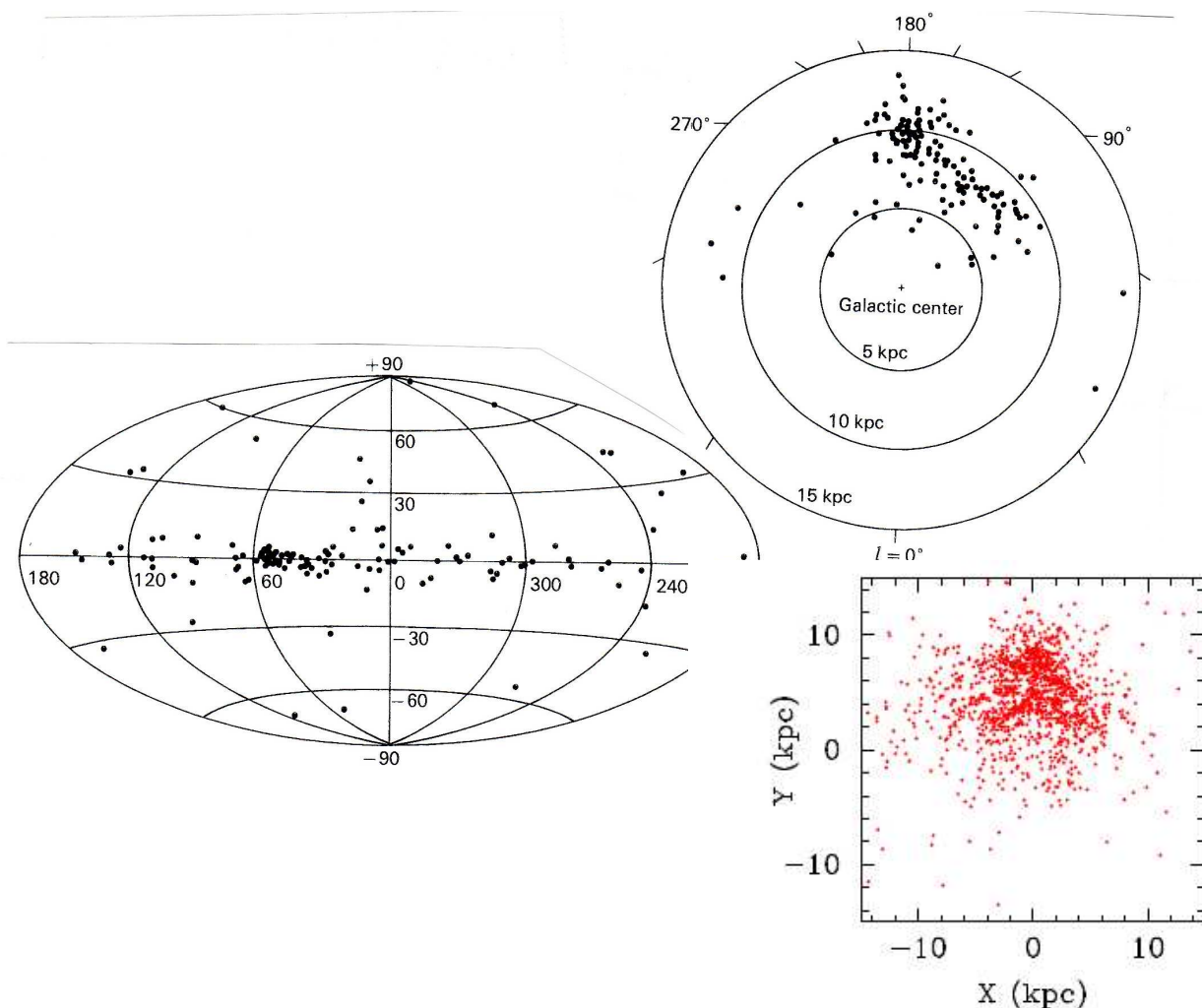


Figura 17.2: Distribuzione di 440 pulsar in coordinate galattiche $-\ell, b$ (*sinistra*) e in coordinate galattocentriche (*destra*) proiettate sul piano galattico. In quest'ultima figura il centro galattico è in posizione (0,0) e il Sole (0,8.5) (MT77, p.10). La figura in rosso (Lorimer 2004, astro-ph/0308501) mostra la distribuzione galattocentrica per 1600 pulsar dal catalogo di Manchester et al. 2005 (AJ, 129, 1993). La distribuzione mette ora in evidenza i bracci a spirale mentre l'effetto di distanza dal Sole persiste, malgrado la statistica quasi quadruplicata

L'esame delle loro distanze, stimate ad esempio dalla loro misura di dispersione (§ 7.2), da misure di parallassi, misure di assorbimento attraverso regioni di HI, dalla loro associazione con Resti di Supernovæ, mostra che la grande maggioranza di quelle osservate si trovano al più a qualche kpc dal Sole (fig. 17.2). Questo è ovviamente un effetto di selezione dovuto al fatto che le pulsar più deboli, che sono la maggior parte (§ 17.3.5), non vengono rivelate se sono troppo lontane, malgrado il grande miglioramento strumentale avvenuto nel corso degli anni. Questo effetto di selezione implica che solo una parte della popolazione delle pulsar (si stima $\sim 10\%$) è stata rivelata fino ad ora.

Il meccanismo che nelle pulsar produce particelle relativistiche è generalmente noto come *rotatore obliquo* (§ 17.5.1). In questo modello le pulsar radio sono Stelle di Neutroni, cioè il nucleo collassato di stelle massicce, dotate di intenso campo magnetico. Esse nascono con periodi di rotazione brevi, dell'ordine di alcuni millesimi di secondo (*ms*), che si allungano nel tempo a seguito di processi elettromagnetici che estraggono una parte della loro energia di rotazione. Il segnale pulsato deriva dal fatto che l'emissione è circoscritta alle regioni intorno ai poli magnetici e che l'asse magnetico è inclinato (fino a 90 gradi) rispetto a quello di rotazione (effetto "faro rotante", fig. 17.24). Il loro campo magnetico decade con una scala di tempo dell'ordine di alcuni milioni di anni, tendendo ad un

valore asintotico dell'ordine di $\sim 10^8$ G (§ 17.6.1). A questo punto il processo si dovrebbe fermare, ma, in pulsar appartenenti a sistemi binari, fenomeni di trasferimento di massa possono “riaccendere” la pulsar dando luogo alle “milli-second” (*ms*) pulsar (§ 17.6.2).

Sono dotate di elevati moti propri (velocità medie ~ 200 km s $^{-1}$) e il loro ritmo di formazione è paragonabile a quello delle stelle massicce nella Galassia.

L'emissione delle pulsar è prevalentemente nella banda radio, ma la pulsar nella Crab Nebula è visibile anche nelle banda ottica- X - γ , e che la pulsar nella Vela è anche una pulsar γ . Per molto tempo questi due sono stati oggetti 'anomali' ma da quando sono stati lanciati satelliti per osservazioni X e γ , tuttavia, il numero di pulsar che emettono in queste bande è sensibilmente aumentato, ed ora (2010) se ne contano circa 70 su 1800 radio pulsar note. La maggior parte di queste sono PSR radio già note, ma un certo numero di esse sembra “pulsino” solo ad altissima energia (X e γ). Storicamente Geminga è stata la prima ad essere scoperta in banda γ nel 1975 dal satellite SAS-2 (Bignami e Caraveo 1996, ARA&A, 34, 331). Qualche ulteriore nota in appendice § 17.9.3.

Vi sono poi le cosiddette pulsar X , che sono però oggetti di tipo diverso e che sono discussi a parte nel § 16.4.3.

17.1 Caratteristiche degli impulsi

La stragrande maggioranza delle pulsar note, dunque, emette nella banda radio, ed è quindi di queste che si parlerà nei paragrafi seguenti.

17.1.1 Periodo

Il segnale inviato da una pulsar consiste di una serie di stretti impulsi di intensità variabile, ricorrenti ad intervalli di tempo regolari (fig. 17.1). L'intervallo di tempo fra due impulsi successivi è il periodo P della pulsar o *duty cycle*. Poichè il modello di una Stella di Neutroni rotante è comunemente accettato, il tempo a cui il segnale viene emesso è a volte descritto in termini di *longitudine* ϕ lungo l'orbita percorsa dal punto che radio-emette durante la rotazione della SN su sè stessa, per cui $P \equiv 360^\circ$.

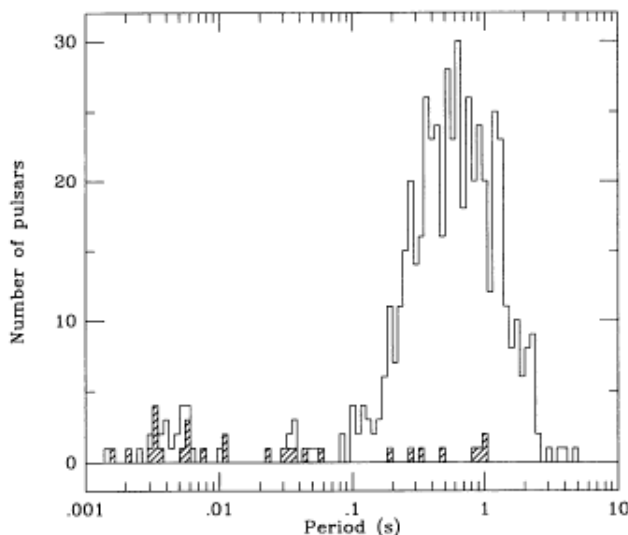


Figura 17.3: Distribuzione dei periodi delle 558 pulsar del catalogo di Taylor et al., 1993 (ApJS 88, 529). Con tratteggio sono indicate le pulsar che appartengono a sistemi binari (§ 17.7)

I periodi osservati variano da un minimo di un po' più di ~ 1 ms fino a circa 5 s. In fig. 17.3 sono riportati i periodi delle 558 pulsar del catalogo di Taylor et al, 1993. L'istogramma ha un picco intorno al periodo di 0.65 s e contiene già parecchie *milli-second* pulsar (§ 17.6.2).

17.1.2 Forma

Gli impulsi provenienti dalla pulsar, nell'attraversare il mezzo interstellare, subiscono il fenomeno della *dispersione*, tanto maggiore quanto minore è la frequenza di osservazione, trattato in § 7.2.

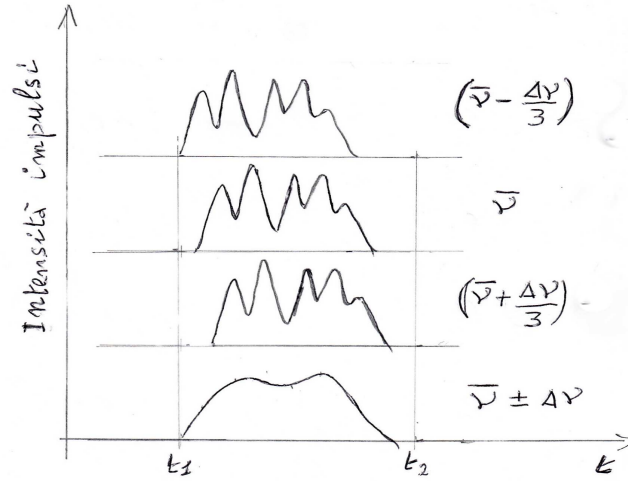


Figura 17.4: Esempio schematico di come il fenomeno della dispersione modifica la forma degli impulsi

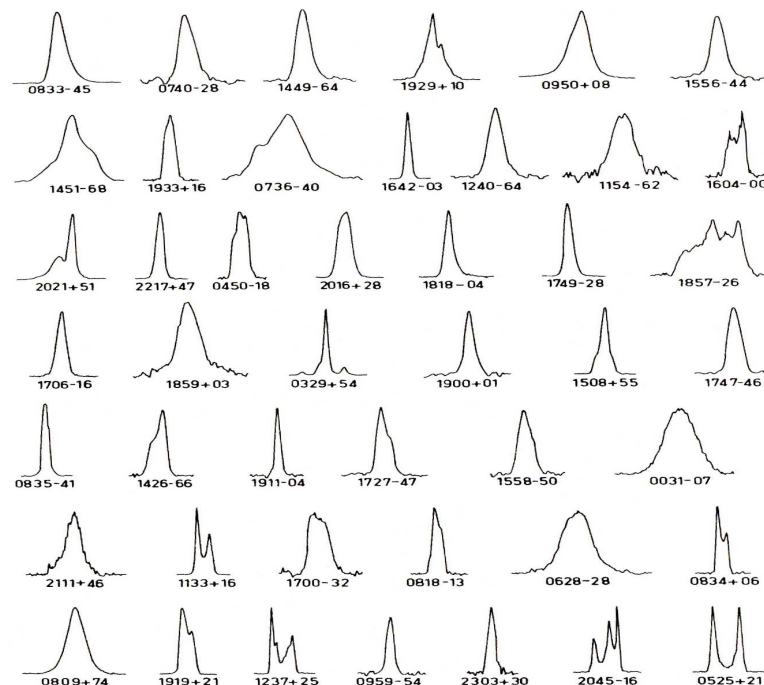


Figura 17.5: Impulsi integrati di un campione di pulsar. L'asse orizzontale dà la longitudine ϕ . Come riferimento la larghezza dell'impulso di PSR 0736-40 (seconda riga dall'alto) è $\sim 90^\circ$, cioè 1/4 del periodo (MT77, p.14)

In fig. 17.4 è mostrato uno schema di come il fenomeno della dispersione modifica la forma degli impulsi. I tre profili superiori sono ottenuti con tre bande di larghezza $\Delta\nu/3$ adiacenti l'una all'altra. Sono sostanzialmente simili ma spostati di una quantità dt l'uno rispetto all'altro, a causa della dispersione. In basso il profilo dello stesso impulso osservato con una banda di larghezza $\Delta\nu$. Le microstrutture si smorzano o scompaiono nel profilo integrato su $\Delta\nu$.

Dato che la larghezza della banda di frequenza di ricezione è non nulla, gli impulsi ricevuti avranno

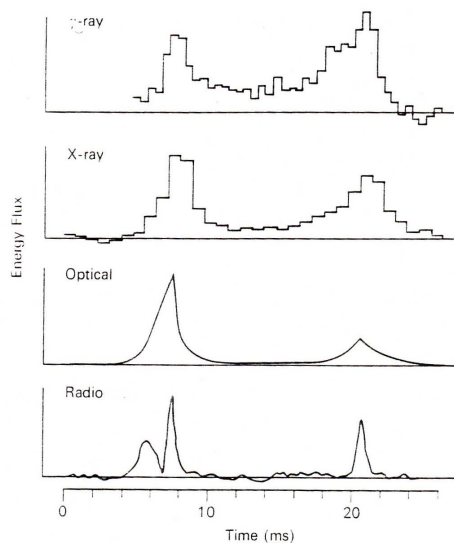


Figura 17.6: Impulsi della pulsar nella Nebulosa del Granchio a frequenze radio, ottiche, X e γ (MT77, p.70). Il picco a ~ 20 ms è l'interpulso

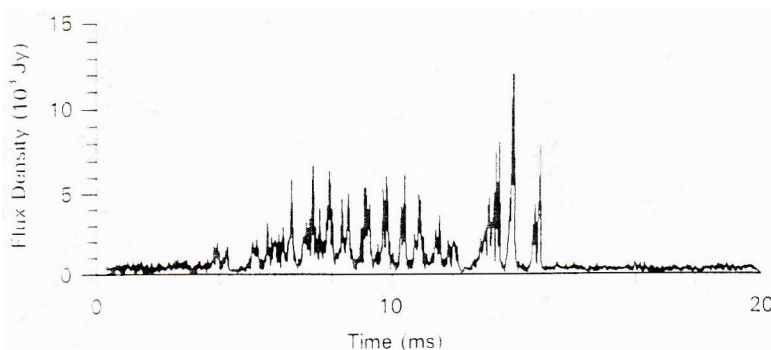


Figura 17.7: Microimpulsi, de-dispersi, nella pulsar PSR 0950+08 - vedi prima riga in fig. 17.5 (MT77, p.46)

sempre una larghezza maggiore e una forma più smussata di quelle naturali. Quindi, nel discutere le caratteristiche della forma degli impulsi, qui nel seguito ci riferiremo sempre a quelli corretti per questo effetto (de-dispersi).

La forma dell'impulso varia notevolmente da pulsar a pulsar, e si osservano anche variazioni significative da impulso ad impulso per ogni singola pulsar. In ogni pulsar l'impulso medio, o integrato, ottenuto sommando in modo sincrono molti impulsi successivi è tuttavia piuttosto stabile, su scale di tempo dell'ordine delle ore, mentre le differenze fra oggetto ed oggetto possono essere notevoli. In fig. 17.5 sono riportati i profili integrati degli impulsi di alcune pulsar da cui è possibile vedere la grande varietà di forme. In molti casi il profilo medio rivela due picchi, ma, seppur raramente, se ne possono avere fino a quattro. In circa il 3% dei casi, fra cui la pulsar nella Crab Nebula (fig. 17.6), oltre all'impulso principale ne esiste uno secondario, detto *interpulso*, situato in tempo circa a metà periodo. Questo sarebbe dovuto, nel modello a "faro rotante", al segnale proveniente dal polo della stella diametralmente opposto a quello che emette l'impulso principale ed è visibile solo per inclinazioni abbastanza grandi dell'asse magnetico rispetto all'asse di rotazione della stella.

Studiati con risoluzione temporale adeguata, e dopo averli de-dispersi, alcuni impulsi mostrano di essere in realtà costituiti da famiglie di impulsi molto più stretti, che possono essere anche dell'ordine di qualche decimo di ms (microimpulsi, fig. 17.7), che per lo più compaiono in posizione variabile

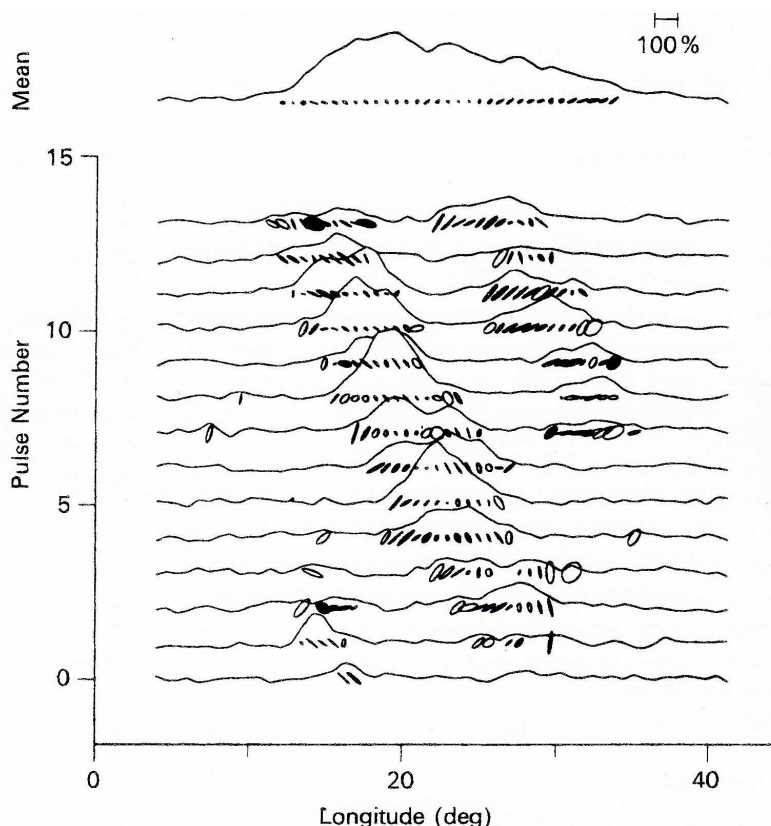


Figura 17.8: Esempio di impulsi *mobili* in PSR 0809+74. Le piccole ellissi rappresentano l'entità e l'orientazione della polarizzazione (MT77, p.54)

da un periodo all'altro. Ancora non è stata formulata una teoria completa per spiegarli (ma vedi § 17.5.7). Dall'argomento di causalità si deduce che le dimensioni della regione emittente nelle pulsar che mostrano microimpulsi devono essere $\lesssim 30$ km.

In alcune pulsar che hanno impulsi di forma complicata, la longitudine dei sub-impulsi che costituiscono l'impulso si sposta sistematicamente attraverso il profilo medio a velocità regolare, in genere tendendo ad anticipare (fig. 17.8).

Infine, come detto, mentre l'impulso medio è molto stabile nel tempo, le variazioni che si osservano da impulso ad impulso sono notevoli (fig. 17.9). Spesso sono altamente correlate alle varie frequenze di osservazione, su bande dell'ordine di 200 MHz, e quindi sono probabilmente intrinseche al meccanismo di emissione, e non dovute al mezzo interstellare attraversato. Sovrapposta a questa variabilità a larga banda si osservano spesso variazioni più lente, con scale di tempo di minuti od ore, correlate su bande dell'ordine di 0.1÷10 MHz. Queste variazioni sono dovute a scintillazione interstellare prodotta dalle irregolarità del mezzo attraversato.

La *larghezza equivalente* degli impulsi medi, definita come il rapporto fra la luminosità integrata dell'impulso e la densità di flusso nel picco, è, in genere, $\sim 3\%$ del periodo ($\sim 10^\circ$ di longitudine) con un intervallo di valori compreso fra 1 e 10% (fig. 17.10) e con una moderata dipendenza dal periodo ($\propto 6.5 P^{-1/3}$, P in s).

17.1.3 Spettro

Il calcolo dello spettro dell'emissione radio degli impulsi è complicato dal fatto che l'ampiezza dell'impulso è fortemente variabile. Prendendo gli impulsi medi si trova che lo spettro segue una legge di potenza con indice spettrale molto ripido, tipicamente compreso fra 1 e 3 [$S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$] con un valore mediano di $\alpha \sim 1.5$ (fig. 17.11).

Per la maggior parte delle pulsar lo spettro si irripidisce a frequenze > 1 GHz. Alcune mostrano un

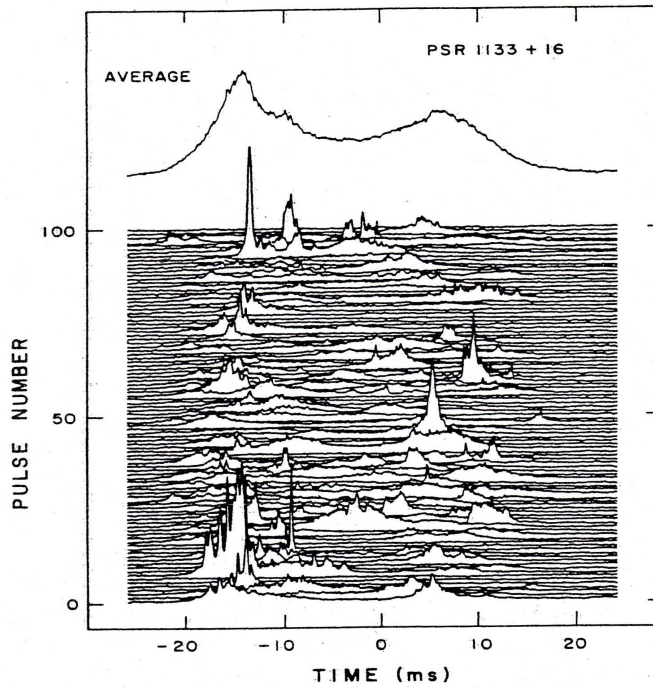


Figura 17.9: Sequenza di 100 impulsi consecutivi (a $\nu = 600$ MHz) della PSR 1133+16 (la stessa di fig. 17.14). Gli impulsi sono riportati in verticale, ciascuno sopra il precedente. In alto è rappresentata la media di 500 impulsi consecutivi. In ascissa il tempo è dato come differenza dal tempo medio di arrivo dell'impulso. Come si vede la forma del singolo impulso è estremamente complessa e variabile. Tuttavia, osservazioni ripetute mostrano che la forma media è molto stabile (MT77, p.54)

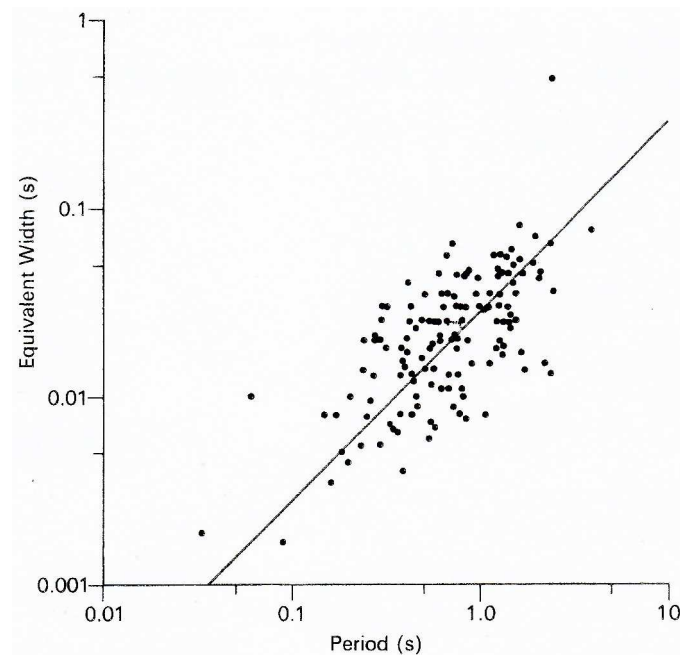


Figura 17.10: Larghezza equivalente dell'impulso integrato in funzione del periodo. La retta rappresenta una larghezza media equivalente di 10° (MT77, p.18)

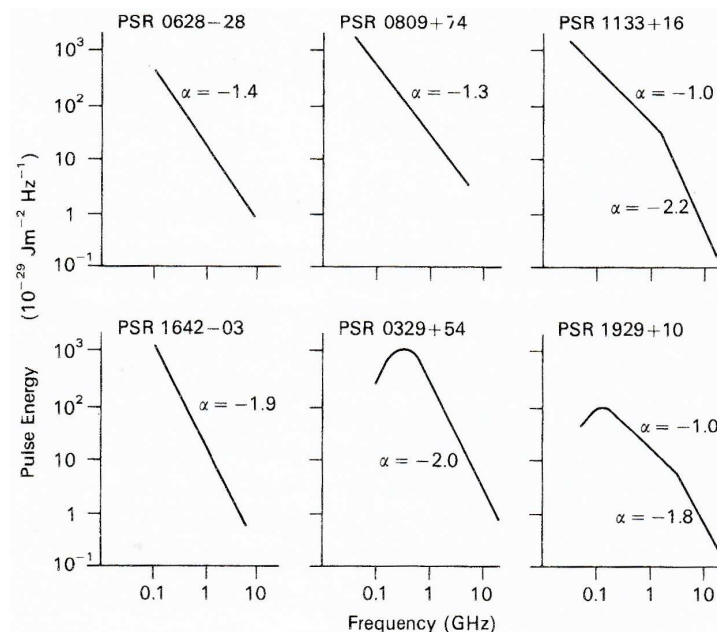


Figura 17.11: Esempi di spettri radio di impulsi (MT77, p.23)

picco fra 100 e 500 MHz, al di sotto del quale il flusso cresce con la frequenza. Questo andamento è probabilmente intrinseco al meccanismo di emissione e non dovuto ad assorbimento di free-free (cap. 3) da parte del gas termico circostante, dato che non ha l'andamento esponenziale previsto, nè vi è alcuna correlazione fra la frequenza a cui lo spettro inverte il suo andamento e la misura di dispersione osservata.

In fig. 17.12 è riportato lo spettro della pulsar nella Crab Nebula insieme a quello del Resto di Supernova. Mentre lo spettro della *SNR* ("nebula" in figura) è sostanzialmente continuo, dalla banda radio a quella γ , ed è spiegabile come emissione di sincrotrone, lo spettro della pulsar cambia molto a seconda della banda di osservazione. Nella banda radio è fortemente piccato intorno a 100 MHz con $\alpha = -2.0$ e $\alpha = 3.5$ [$S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$] sotto e sopra questa frequenza. Nell'IR $\alpha \sim -0.3$, raggiunge un massimo locale nella banda ottica e sembra poi saldarsi bene con lo spettro X . A ~ 20 keV (10^{19} Hz) lo spettro si irripidisce ulteriormente e l'indice spettrale assume il valore $\alpha \sim 1.2$ fino ad almeno 1 GeV. Tale differenza nella forma dello spettro fa pensare a due meccanismi diversi per la produzione degli impulsi radio e di quelli a più alta frequenza (§ 17.5.6).

17.1.4 Polarizzazione

L'emissione delle pulsar è fortemente polarizzata, con polarizzazione lineare che prevale su quella circolare (che può raggiungere anche il 20%). L'angolo di polarizzazione varia all'interno dell'impulso e da un impulso all'altro, per cui anche pulsar in cui la polarizzazione del singolo impulso è considerevole possono avere un impulso medio poco polarizzato (fig. 17.8). In genere l'angolo di polarizzazione ruota con regolarità all'interno dell'impulso ed la variazione complessiva dell'orientazione è dell'ordine o inferiore a 180° .

17.1.5 Luminosità

Alla frequenza di 400 MHz (radiotelescopio di Arecibo), le pulsar più forti, osservate su tempi lunghi rispetto al loro periodo (es. decine di secondi) hanno densità di flusso medie di ~ 0.1 Jy. Poichè la larghezza degli impulsi è $\sim 3\%$ questo comporta che, in una osservazione lunga, $\sim 97\%$ del tempo *non* si riceve segnale. Tenendo conto di ciò si vede che gli impulsi possono avere flussi di picco anche dell'ordine di qualche Jy.

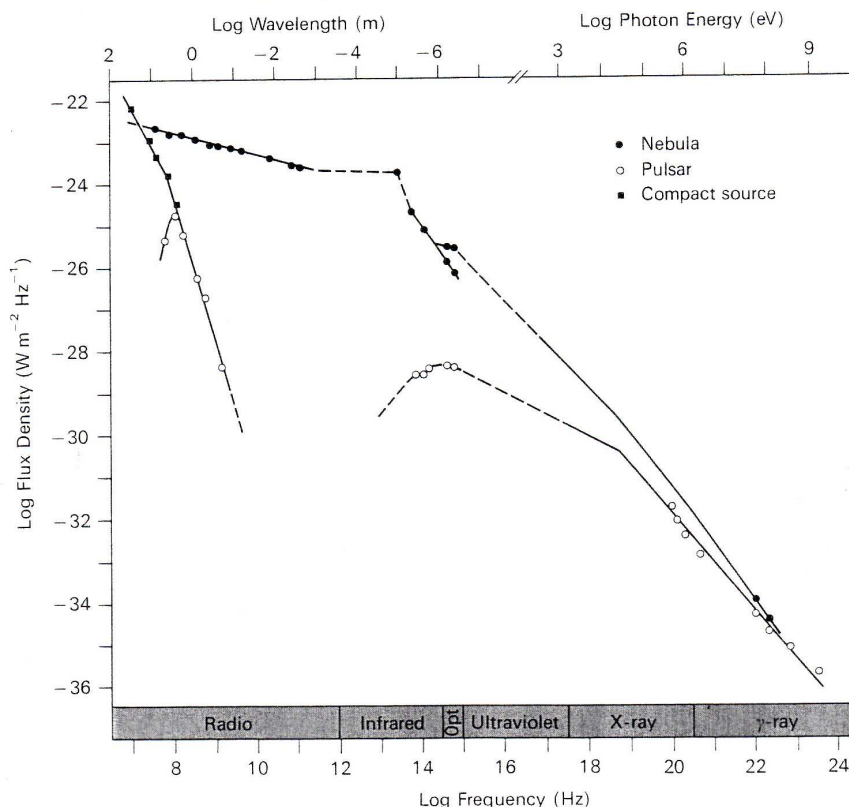


Figura 17.12: Spettro del *SNR* (pallini pieni) e della pulsar nella Crab Nebula (cerchietti) dal radio al γ (MT77, p.59). Nell'ottico vi sono due serie di punti: quelli piú bassi sono i dati osservati, quelli sopra sono i dati corretti per l'estinzione interstellare. La "Compact source" (quadratinetti pieni, a λ decimetriche, dove ormai il flusso integrato della pulsar è fortemente ridotto) è una sorgente di diametro $\lesssim 1''$, non pulsante, il cui spettro, ripidissimo, si salda sorprendentemente bene con la parte non autoassorbita dello spettro della pulsar. È stata scoperta nel 1964 da Andrew et al. (Nature 203, 171) e poi confermata da altri. Bridle 1970 (Nature 225, 1035) suggerisce che sia associata alla pulsar. Un PWN (§ 17.9.1) ante-litteram??

Dato che l'emissione di una pulsar non è isotropa ma avviene entro un cono di apertura Ω , nel calcolo della sua luminosità si tiene conto di ciò sostituendo Ω al 4π nella (2.2).

Quindi $L = S(\nu) d^2 \Delta\nu \Omega$, dove $S(\nu)$ è in genere il flusso medio dell'impulso, $\Delta\nu$ l'intervallo di frequenze della emissione considerata e il prodotto $S(\nu)\Delta\nu$ sostituisce l'integrale della (2.1). Le maggiori incertezze nel calcolo della luminosità derivano dalla conoscenza di d ed Ω .

Le luminosità radio sono tipicamente dell'ordine di $10^{20} \div 10^{24}$ watt. Le pulsar nella Vela e nella Nebulosa del Granchio sono invece eccezionali dal punto di vista energetico in quanto hanno, la prima una luminosità di $\sim 5 \cdot 10^{28}$ watt nella banda γ e la seconda di $\sim 10^{26}$, $\sim 10^{29}$ e $\sim 1.8 \cdot 10^{29}$ nelle bande ottica, X e γ rispettivamente. Nella banda radio la luminosità della pulsar della Crab è relativamente normale ($\sim 10^{24}$ watt).

17.1.6 Temperatura di brillantezza

Dalla luminosità L e dalla stima del diametro D delle regioni emittenti, usando la (2.4), si ricava la temperatura di brillantezza:

$$T_B = \frac{B(\nu)\lambda^2}{2k_B} \approx \frac{L(\nu)}{4\pi D^2} \frac{\lambda^2}{2k_B}$$

Nella banda radio si ottengono temperature di brillantezza degli impulsi assai elevate: $T_B \gg 10^{22}$ K. Temperature così elevate non possono essere prodotte da processi di emissione incoerente, come il

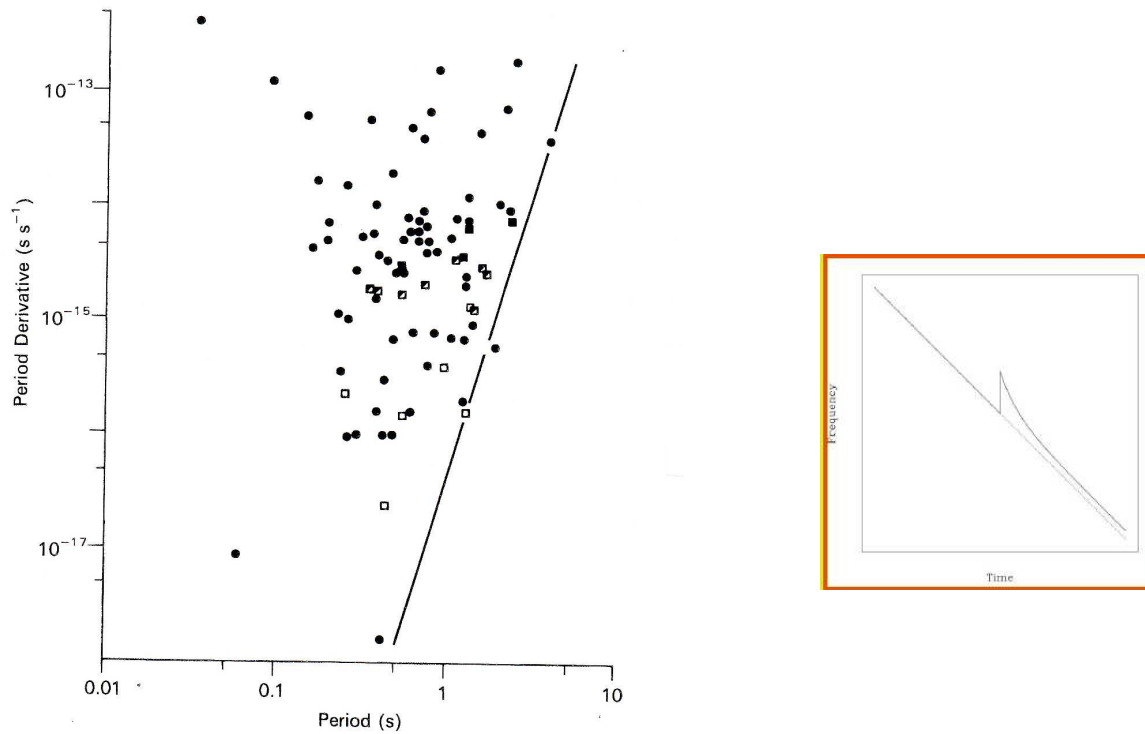


Figura 17.13: (*sinistra*) Derivata del periodo in funzione del periodo per 87 pulsar. I quadrati vuoti rappresentano pulsar con sub-impulsi mobili (§ 17.1.2). Questi tendono ad avere P più lunghi a parità di \dot{P} , ma omettiamo la discussione (MT77, p.204). (*destra*) schema di “glitch” (frequenza *vs* tempo)

sincrotrone. Infatti ricordando che deve sempre essere

$$T_B \leq T_{cin} = \frac{m_e c^2 \gamma}{k_B} \quad (17.1)$$

ne risulterebbe che le particelle che irradiano dovrebbero avere energia $>10^9$ GeV. Particelle così energetiche però, irradierebbero non nella banda radio, ma a lunghezze d’onda molto più corte cioè X o γ (ma vedi § 17.9.3).

Si noti che l’emissione ottica, X e γ delle pulsar della Crab e della Vela comportano invece temperature di brillantezza molto più basse ($\sim 10^{10}$ e $\sim 10^6$ K) perfettamente compatibili con un processo di emissione incoerente. Anche questo risultato sta ad indicare che l’emissione radio e quelle nelle bande ottico- X - γ sono dovute a processi diversi (§ 17.5.6).

17.2 Variazioni secolari del periodo delle pulsar

Il periodo delle pulsar, determinato come descritto in § 17.2.1, ha in genere una stabilità elevatissima, anche di una parte in 10^{10} (quasi quanto un orologio atomico) che permette di predire l’arrivo di un impulso anche a distanza di anni. Questo fa pensare che i segnali siano emessi da oggetti estremamente rigidi (come sono appunto le Stelle di Neutroni). Misurati con precisione adeguata, però, i periodi delle pulsar mostrano lente variazioni sistematiche, sempre positive (ma si veda il fenomeno dei “glitch”² a pag. 17.11): il moto di rotazione della pulsar rallenta. Le variazioni più lente osservate sono dell’ordine di 10^{-13} s/giorno (o 10^{-18} s/s), le più rapide sono dell’ordine di 10^{-13-12} s/s. La pulsar della Crab, è fra queste ed ha $\dot{P} \sim 3.5 \times 10^{-8}$ s/giorno ($\sim 4.2 \cdot 10^{-13}$ s/s).

In tab. 17.1 sono riportati i periodi P e le derivate rispetto al tempo, \dot{P} , di alcune delle pulsar più studiate. Notare il numero elevato di cifre significative con cui è conosciuto il periodo.

²Il significato della parola è “problema secondario”, “piccolo guasto” e si riferisce alla temporanea rottura del regolare progressivo allungamento del periodo.

Tabella 17.1: Valori di P e \dot{P} per alcune pulsar ben studiate (~ 2000)

Nome	P (s)	\dot{P} (10^{-15} s/s)
CP 0834	1.2737631515	5.0 ± 0.8
CP 0950	0.2530650372	0.3 ± 0.1
CP 1133	1.1879109795	4.1 ± 0.5
CP 1919	1.337301109	1.1 ± 0.5
Crab	0.03309114	420
Vela	0.089	125

In fig. 17.13 sono riportati i periodi e le loro derivate per un campione di 87 pulsar.

La retta inclinata, di equazione $\dot{P}P^{-5} = \text{cost} = 5 \cdot 10^{-17} \text{s}^{-5}$, sembra rappresentare un limite al di sotto del quale non si possono avere pulsazioni.³ Il modello del rotatore obliquo prevede che $P\dot{P} = \text{cost}$ (eq. 17.7) per cui se tutte le pulsar fossero prodotte con condizioni iniziali simili e seguissero tutte la stessa evoluzione, per esempio quella prevista dal modello del rotatore obliquo, i punti di fig. 17.13 dovrebbero essere distribuiti sulla curva $P\dot{P} = \text{cost}$ (cioè una retta di pendenza -1 in una scala bi-logaritmica). Poichè il grafico di fig. 17.13 non mostra alcuna correlazione di questo tipo fra le due grandezze, ne segue che le condizioni iniziali delle pulsar, e quindi i valori della costante, possono essere molto diversi da caso a caso. Dalla eq. 17.7 si deduce che, dato che le massa delle SN sono tutte molto simili (§ 17.7.1) e, presumibilmente, anche i raggi lo sono, la grande dispersione dei dati deve derivare da una dispersione nei valori di H . Secondo il modello del rotatore obliquo (eq. 17.7) un fattore 10 in H comporta un fattore 100 in \dot{P} .

Sebbene il periodo cresca in genere in modo regolare e \ddot{P} sia così piccolo da potersi spesso trascurare, a volte alcune pulsar mostrano diminuzioni improvvise di P , che corrispondono quindi ad un aumento improvviso della velocità di rotazione (o frequenza) seguito poi da un periodo di recupero con andamento quasi esponenziale (fig. 17.13, destra). Questi “glitch”, insieme ad irregolarità minori, sembrano avvenire più di frequente nella PSR più giovani, e sono probabilmente causati da moti irregolari dell’interno ancora fluido della stella.

La variazione forse maggiore di questo tipo (e per questo scoperta per prima) è stata osservata nella pulsar della Vela nel 1968, quando si ebbe una improvvisa accelerazione di circa un milionesimo di periodo ($\delta P/P \sim 10^{-6}$). Oltre che nella Vela e nella Crab, glitch sono stati osservati solo in una trentina di altre pulsar, malgrado l’intenso monitoraggio effettuato su campioni estesi di oggetti (Shemar e Lyne 1996, MNRAS 282, 677) e restano quindi un fenomeno raro. Il loro verificarsi permetterebbe di studiare la struttura interna e la dinamica delle SN .

17.2.1 Determinazione di P e \dot{P} e moti propri

La misura del periodo di una pulsar, che è basata sulla misura dei tempi di arrivo (*Time Of Arrival*, *TOA*) degli impulsi, risente del moto di rivoluzione della Terra intorno al Sole, nel senso che il periodo è si abbrevia o si allunga a seconda che la Terra si stia muovendo, sulla sua orbita intorno al Sole, verso la pulsar o in verso opposto (effetto Doppler). Poichè la velocità della Terra è $\sim 10^{-4}c$ ci si devono attendere variazioni sinusoidali di P , dovute all’effetto Doppler, con periodo di un anno e ampiezza dell’ordine di una parte su 10^4 . Questo effetto si può eliminare utilizzando un sistema di riferimento solidale col Sole (§ 17.9.5).

³La condizione $\dot{P}P^{-5} < 5 \cdot 10^{-17} \text{s}^{-5}$, usando la (17.7), per valori standard (§ 16.3), si traduce nella $H^2 < 5 \cdot 10^{22} P^6$ che, per $P = 1$ s fornisce $H \lesssim 2 \cdot 10^{11}$ G, o $H \lesssim 2 \cdot 10^8$ per $P = 0.1$ s, in discreto accordo con i risultati di § 17.6.1 (ma si veda anche MT77, p.233)

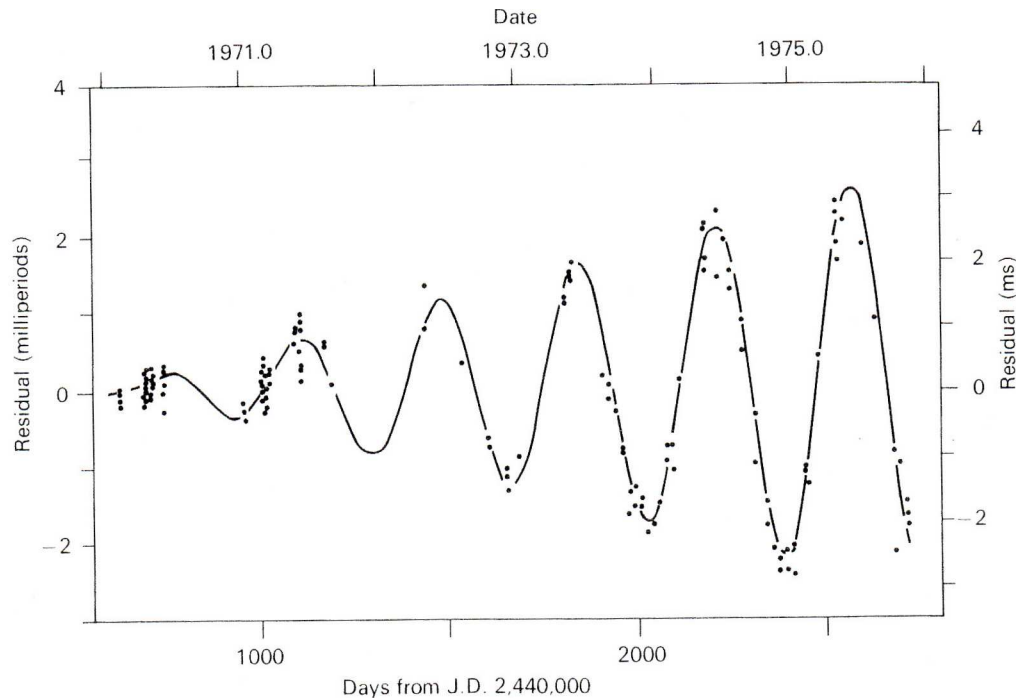


Figura 17.14: Tempi di arrivo (*TOA*) residui degli impulsi per la pulsar PSR 1133+16 (MT77, p.107). L'ampiezza della oscillazione crescente indica che la pulsar non è ferma. Gli autori, valutando la distanza mediante la *M.D.*, stimarono all'epoca $v_{\perp} = 380 \text{ km s}^{-1}$. Misure di parallasse più recenti (§ 17.3.1) danno invece $v_{\perp} = 631 \text{ km s}^{-1}$ (Briskin 2002, ApJ 571, 906).

Se la pulsar fosse ferma, e le sue coordinate perfettamente conosciute, i periodi misurati dovrebbero essere gli stessi entro gli errori, ossia mostrare un valor medio costante nel tempo, con una certa piccola dispersione. In altre parole i tempi di arrivo degli impulsi, sottratto il numero appropriato di periodi, dovrebbero coincidere, e i residui disporsi casualmente intorno allo zero. I residui sui *TOA* degli impulsi, che in realtà si osservano dopo questa correzione in molti casi mostrano ancora un andamento sinusoidale (fig. 17.14), col periodo di un anno, la cui ampiezza può essere crescente col tempo e diventare dell'ordine dei millesimi di secondo dopo alcuni anni. E' una frazione piccola del periodo per la maggior parte delle pulsar, ma ben evidente. Questo riflette un errore nelle coordinate (α, δ) adottate per la pulsar, a causa del quale le correzioni all'andamento sistematico sinusoidale, dovuto al moto della Terra, sono imprecise

Siccome poi, in molti casi, l'errore cresce col tempo se ne conclude che la pulsar non è ferma ma dotata di un moto proprio, cioè di uno spostamento annuo apparente con velocità trasversale (cioè proiettata sul piano del cielo, § 17.2.2) v_{\perp} . Per valutare accuratamente i parametri caratteristici di una pulsar quello che si fa, partendo da una stima di ordine zero delle sue coordinate celesti e di P e \dot{P} , è di determinare simultaneamente, con metodi di minimi quadrati, tutti i parametri incogniti: $P, \dot{P}, \alpha, \delta, v_{\perp}, \dots$ (§ 17.9.5), utilizzando una lunga serie di residui dei tempi di arrivo, come in fig. 17.14. Con questo metodo, anche se gli errori di misura dei singoli *TOA* del segnale possono essere $\sim 200 \mu\text{s}$, accumulando i dati di molti anni di osservazione si possono determinare i periodi entro $\pm 10^{-12} \text{ s}$, le loro derivate entro $\pm 10^{-18} \text{ s}$, e le coordinate α e δ entro $0.1''$.

I moti propri sono tipicamente di qualche decimo di secondo d'arco all'anno.

17.2.2 Velocità delle pulsar

Conoscendo le distanze delle pulsar (§ 17.3.1) i moti propri possono essere convertiti in velocità trasversali v_{\perp} . Queste risultano per lo più comprese fra ~ 80 e $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$ con un valore medio

intorno a 200 km s^{-1} e sono molto maggiori delle velocità tipiche delle stelle di popolazione di disco. Esistono però in letteratura anche (rari) esempi di PSR con velocità ben più elevate. Harrison et al., 1993 (MNRAS 261,113) su 87 PSR, con distanza stimata mediante $M.D.$, trovano che tre di queste hanno $v_{\perp} > 600 \text{ km s}^{-1}$. Precisamente: PSR 0736–40 ($v_{\perp} = 734 \text{ km s}^{-1}$), PSR 1706–65 ($v_{\perp} = 645 \text{ km s}^{-1}$) e PSR 2224+65 ($v_{\perp} = 986 \text{ km s}^{-1}$). Chatterjee et al. (2005, ApJ 630, L61) riportano per PSR 1133 + 16 $v_{\perp} = 631 \text{ km s}^{-1}$ (fig. 17.14) e per PSR 1508 + 55 $v_{\perp} = 1083 \text{ km s}^{-1}$. PSR J1437 – 5959, (fig. 17.15) associata a SNR^4 G315.9–0.0, sembra avere $v_{\perp} \sim 300 \text{ km s}^{-1}$. La pulsar, piuttosto debole ($S_{1.4} = 75 \mu\text{Jy}$) ha un periodo di $P = 61 \text{ ms}$ ed una derivata $\dot{P} = 8.1 \cdot 10^{-15}$. Camilo et al. 2009 (ApJ 703, L55), vista la sua età caratteristica (§ 17.2.3), $\tau_c = 114000$ anni, considerano improbabile che questa sia anche l'età τ del SNR , ancora ben visibile, anche se parzialmente incompleto nel lato est. Inoltre il diametro del SNR sarebbe troppo piccolo ($\sim 35 \text{ pc}$) per un resto di $\sim 10^5$ anni. Se quindi l'età della pulsar fosse $\ll \tau_c$, la sua velocità trasversale sarebbe $\gg 300 \text{ km s}^{-1}$. Per es. per $\tau = 0.2\tau_c$ si avrebbe $v_{\perp} \sim 1500 \text{ km s}^{-1}$. Bisogna aspettare che vengano effettuate misure dirette di v_{\perp} per la conferma, cosa alquanto difficile dato che la PSR è molto debole (5 mJy). Notare che il prolungamento del “manico” non passa per il centro del SNR ma circa 3' a nord, come in PSR B1757–24, altro caso interessante discusso in §17.3.6 e §17.9.2.

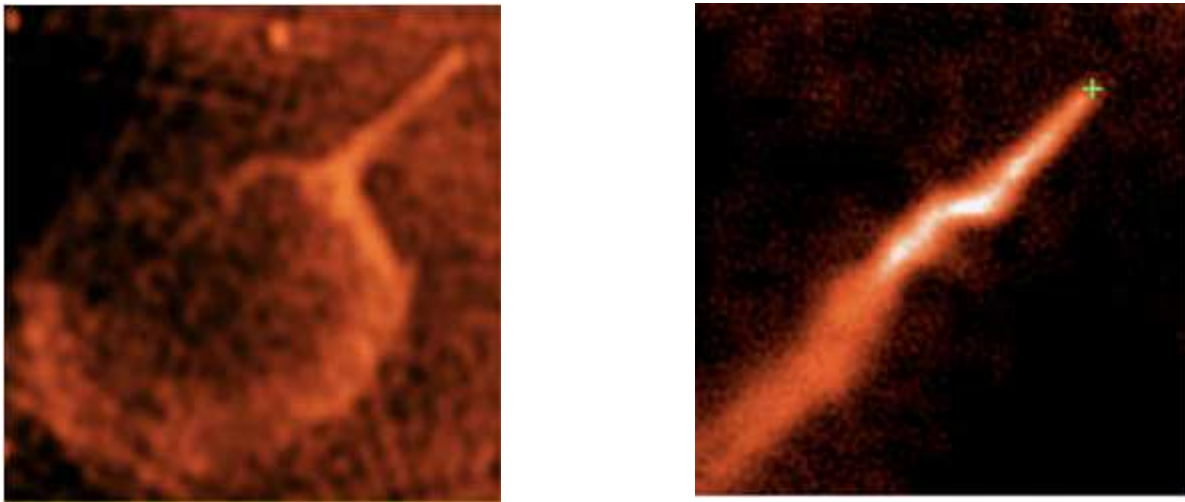


Figura 17.15: Associazione SNR G315.9–0.0–PSR J1437–5959 (“frying pan”). A sinistra immagine MOST a 843 MHz (Whiteoak, J. B. Z.& Green, A. J. 1996, A&AS, 118, 329) destra ingrandimento del “manico” (ATCA a 2.4 GHz). La crocetta indica la posizione della pulsar (Camilo et al. 2009, ApJ 703, L55)

Per giustificare queste velocità si è pensato a due possibilità:

- a) le pulsar con velocità maggiori siano il risultato di una esplosione asimmetrica in una stella massiccia di popolazione I, che ha lanciato la pulsar in una direzione casuale con alta velocità casuale;
- b) la Stella di Neutroni apparteneva ad un sistema binario che si è slegato in seguito all'esplosione.

Dato che la velocità di fuga media dalla Galassia è stimata in $\approx 540 \text{ km s}^{-1}$ le pulsar più veloci sfuggiranno⁵

⁴Detta “frying pan”, la “padella”, a causa del fatto che la PSR esce dall'anello SNR lasciandosi dietro una scia - PWN (§ 17.9.1) - lunga $\sim 8'$ che pare il “manico” della “padella”, di diametro $\sim 15'$

⁵E' interessante confrontare queste velocità con la velocità di fuga dalla Galassia. Smith et al. 2007 (IAUS 235, 137), utilizzando un campione di stelle ad alta velocità dall'esperimento RAVE (Radial Velocity Escape), hanno determinato la velocità di fuga in varie regioni della Galassia, trovando $492 \lesssim v_{\text{fuga}} \lesssim 594 \text{ km s}^{-1}$.

17.2.3 Età delle pulsar

Dalla conoscenza di P e \dot{P} è possibile stimare un'età media della pulsar, come P/\dot{P} . Se si conosce la relazione fra P e \dot{P} , naturalmente la determinazione è più accurata. Il modello del rotatore obliquo (§ 17.5.1) fornisce una relazione del tipo:

$$P\dot{P} = \text{cost} = a \quad \dot{P} = \frac{dP}{dt} = a P^{-1} \quad \text{da cui:} \quad \int_{P_0}^P P dP = a \int_0^\tau dt \quad \frac{P^2}{2} - \frac{P_0^2}{2} = a \tau$$

Poichè i modelli prevedono che le pulsar nascano con un periodo molto più piccolo di quanto misurato oggi, si può assumere che $P_0 \approx 0$, e quindi ⁶:

$$\tau \approx \frac{P^2}{2a} = \frac{P}{2\dot{P}} \quad (17.2)$$

Questa è detta *età caratteristica*, τ_c .

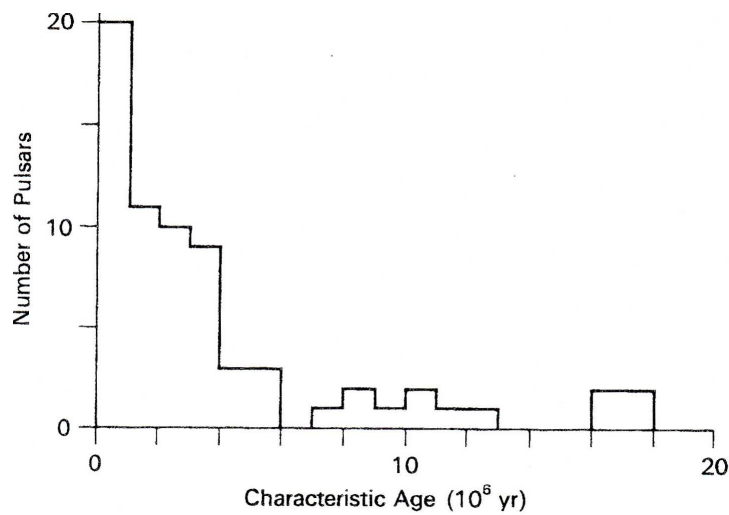


Figura 17.16: Distribuzione delle età caratteristiche in un campione di 68 pulsar stimate da P e \dot{P} (MT77, p.163)

In fig. 17.16 sono mostrate le età caratteristiche di un certo numero di pulsar. Si può vedere che, per la maggior parte di esse, $\tau_c \lesssim 4 \times 10^6$ anni. Questa stima applicata alla pulsar nella Nebulosa del Granchio porta ad un'età di 1240 anni, e per la Vela a 1.1×10^4 anni, in moderato accordo con l'età nota per la Crab e stimata, nel caso della Vela, dal il suo Resto di Supernova.

Un'altra stima dell'età delle pulsar si può ottenere dalla loro distribuzione in altezza sul piano galattico $|z|$ (§ 17.3.2), assumendo che tutte nascano *sul* piano galattico ($z=0$), ed abbiano una distribuzione iniziale di velocità simile a quella osservata. Questa età è detta *cinematica*, τ_k . Essa è in accordo con l'età caratteristica per $\tau_c \lesssim 10^7$ anni, mentre le età maggiori, calcolate con la (17.2), sono largamente superiori a quelle cinematiche (fig. 17.17). Se però per le pulsar più vecchie \dot{P} non si mantenesse costante, ma calasse col tempo, allora nella (17.2) si dovrebbe tener conto anche di \ddot{P} e utilizzare, per le epoche passate, un \dot{P} maggiore di quello misurato oggi e quindi sarebbe possibile portare le due stime in accordo. Ciò è ancora compatibile col modello del rotatore obliquo. Infatti (§ 17.6) $P\dot{P} \propto H^2$ ed è stato ipotizzato che il campo magnetico H possa subire un decadimento apprezzabile nel tempo (eq. 8.62), rallentando quindi il ritmo di variazione di P .

⁶In realtà l'espressione accurata è $\tau_c = \frac{P}{(n-1)\dot{P}} - \frac{P_0}{(n-1)\dot{P}_0}$ dove n è l'indice di frenamento (§ 17.5.1)

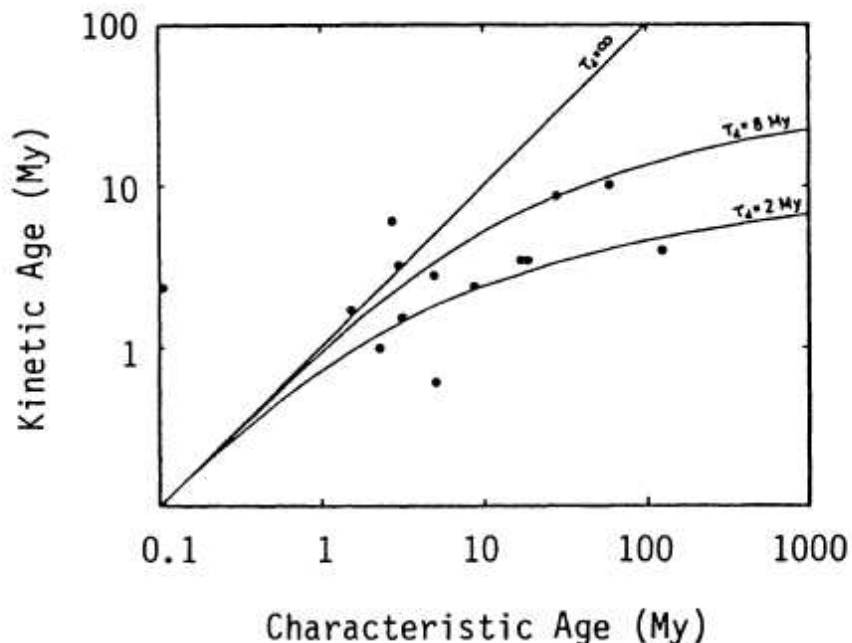


Figura 17.17: Grafico che mostra, per 14 pulsar, età cinematica, τ_k , versus età caratteristica, τ_c . Le tre curve mostrano le tracce evolutive previste per pulsar il cui campo magnetico decade con le scale di tempo indicate (Lyne 1981, IAU Symp. n.95, 423)

Una possibilità alternativa è che le pulsar più vecchie in realtà abbiano raggiunto in precedenza le massime distanze dal piano galattico compatibili con la loro velocità e che stiano ricadendo. Di conseguenza l'età cinematica risulterebbe una sottostima dell'età vera.

Il problema è dunque ancora aperto.

17.3 Distribuzione delle pulsar nella Galassia

17.3.1 Misure di distanza

Nel caso delle pulsar associate a Resti di Supernovæ (Vela, Crab e poche altre, § 17.3.6), si può assumere la distanza del SNR (§ 15.4.3). In altri casi si può determinare un intervallo di distanze possibili da osservazioni della riga a 21 cm in assorbimento dell'HI. In altri casi si usa la Misura di Dispersione ($M.D.$, eq. 7.5), adottando una densità elettronica media.

Usando una trentina di pulsar la cui distanza è stata determinata da misure in assorbimento da HI e conoscendone la $M.D.$ è stato possibile stabilire che n_e è 0.03 cm^{-3} entro un fattore due (MT77, p.130 e Lyne et al., 1985, MNRAS 213, 613 per un modello di $n_e(|z|, R)$), su una grande porzione della Galassia, per cui, a meno di indicazioni precise, questo è il valore generalmente utilizzato. Naturalmente le incertezze sulla conoscenza di n_e si traducono in incertezze sulla distanza, che, in qualche caso, può anche essere sbagliata di un fattore 2.

Il metodo di gran lunga più accurato, perchè indipendente dalla conoscenza di n_e , è quello della *parallasse trigonometrica*, ben nota agli astronomi stellari. Questo metodo utilizza prevalentemente tecniche interferometriche, soprattutto VLBI (ma anche il timing può essere usato) per misurare con grande precisione la posizione nel cielo della pulsar per periodi di uno o più anni e permette di determinare la distanza dell'oggetto direttamente, senza dover utilizzare la $M.D.$, assai incerta. Il problema con questo metodo è (stato a lungo) la scarsa sensibilità del VLBI per cui, inizialmente (es. Salter et al. 1979, Nature 280, 477) si sono potuti osservare solo oggetti relativamente vicini e forti. A tutt'oggi (Settembre 2011) però una sessantina di pulsar hanno misure di parallasse (vedi Chatterjee, *All published pulsar parallaxes* reperibile su *Google*).

E' interessante che, come sottoprodotto, la distanza così ottenuta delle pulsar, combinata con la loro

M.D. permette di determinare n_e con cura, praticamente su tutta la Galassia, e, di conseguenza, di stimare tramite *M.D.* la distanza di pulsar per le quali non è possibile ricavare la parallasse o di aggiornare vecchi risultati ottenuti con valori di n_e approssimati (es. 1133+16 in fig. 17.14).

17.3.2 Distribuzione in altezza ($|z|$)

Come già detto, le pulsar appaiono concentrate sul piano galattico (fig. 17.2) e le loro misure di distanza localizzano la maggior parte di esse a qualche kpc dal Sole.

La distribuzione delle pulsar in altezza rispetto al piano galattico, $|z|$, può essere espressa dalla:

$$N_P(|z|) = N_0 e^{-|z|/h_P} \quad \text{con } h_P = (230 \pm 20) \text{ pc}$$

Lo spessore caratteristico h_P è molto maggiore di quello osservato ad esempio per le stelle *O–B* ($h_{OB} \sim 80$ pc) e per i *SNR* ($h_{SNR} \leq 100$ pc). Tuttavia, dato che le pulsar sono dotate di velocità elevate, esse potrebbero effettivamente essere nate entro uno spessore abbastanza piccolo dal piano e poi essersi allontanate nel corso del tempo. Assumendo che esse abbiano avuto origine entro uno spessore di circa ± 100 pc, consistentemente con l'ipotesi che siano il prodotto finale dell'evoluzione di stelle di popolazione I, e che siano dotate di una velocità media di ~ 100 km s⁻¹ è possibile produrre in qualche milione di anni uno spessore caratteristico di $h_P \sim 200$ pc, in accordo con le osservazioni. Questa stima non è più valida per le pulsar con $\tau_c \gtrsim 10^7$ anni, le quali fornirebbero uno spessore caratteristico per la distribuzione in $|z|$ ben maggiore; (vedi però discussione sul calcolo dell'età in § 17.2.3).

17.3.3 Distribuzione radiale

Conoscendo la distanza galattocentrica e cercando di correggere per gli effetti di selezione legati al fatto che le pulsar deboli lontane non sono osservabili, e quindi mancano nei conteggi, si può calcolare la densità superficiale $\sigma(R)$ delle pulsar sul piano galattico in funzione della distanza R dal centro della Galassia (dopo aver integrato in $|z|$, assumendo cioè che le pulsar si trovino tutte sul piano della Galassia). La $\sigma(R)$ è mostrata in fig. 17.18, dove, per confronto, è rappresentata anche la densità superficiale dei Resti di Supernova.

La densità di pulsar in funzione di R diminuisce rapidamente fra 7 e 14 kpc, ed è di fatto zero per $R > 14$ kpc. Ad R piccoli la distribuzione è mal determinata, ma sembrerebbe che per $R < 5$ kpc effettivamente non vi siano pulsar. In linea di principio il numero di pulsar potenzialmente osservabili nella Galassia si può ottenere dall'integrale:

$$N_{PSR} = 2\pi \int_0^\infty R\sigma(R)dR \quad (17.3)$$

La somma numerica dell'istogramma di fig. 17.18, che è una approssimazione dell'integrale (17.3), fornisce $N_{PSR} = (1.3 \pm 0.4) \times 10^5$ pulsar nella zona compresa entro 14 kpc. Notare che il fatto che la densità delle pulsar sia male determinata per $R < 7$ kpc influisce poco su questo risultato, data la piccola area, rispetto a quella totale, che compete a questa zona interna. L'indeterminazione maggiore deriva dalle incertezze sulla conoscenza loro distanza, nella maggior parte dei casi basate sulla *M.D.* e sull'adozione di un valor medio di n_e .

17.3.4 Frequenza di formazione

Assumendo un'età media (caratteristica o cinematica) di $\sim 5 \times 10^6$ anni ed il numero di pulsar $N_{PSR} \gtrsim 10^5$, trovato con la (17.3), si stima una frequenza di formazione di:

$$1 \text{ pulsar ogni } 30\text{--}120 \text{ anni}$$

Tale frequenza, che ad un primo esame sembra accordarsi con la frequenza di esplosione delle Supernovæ (cap. 15) è in realtà largamente sottostimata. Infatti:

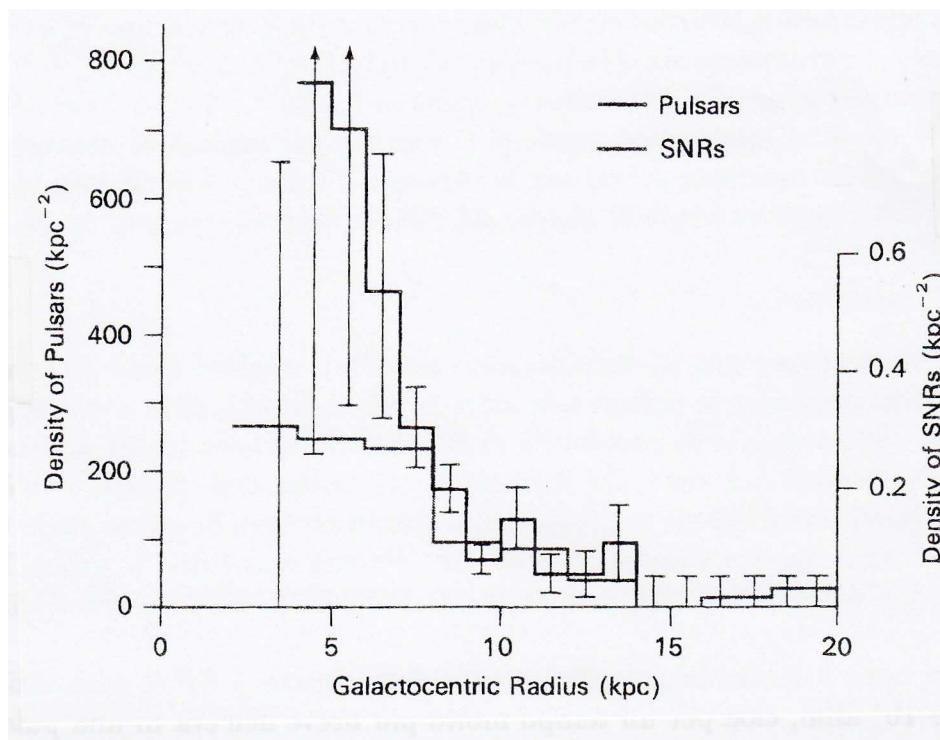


Figura 17.18: Densità delle pulsar osservate in funzione della loro distanza galattocentrica. La linea più grossa (istogramma con picco a ~ 800) rappresenta le pulsar. Notare le due scale (numero di oggetti per kpc^2) che differiscono di circa un fattore 1000 (MT77, p.159). Le grandi barre di errore riflettono la difficoltà nello stimare il numero di pulsar a grandi distanze dal Sole, verso il centro galattico. La differenza fra i due istogrammi, dunque, è meno significativa di quanto sembri a prima vista.

- le pulsar più lontane dal Sole si perdono, a meno che non siano particolarmente luminose (di questo effetto si è cercato di tenere conto nella fig. 17.18);
- vediamo una pulsar solo quando l'orientazione del suo dipolo magnetico (effetto "faro") è entro un piccolo angolo dalla nostra linea di vista; tipicamente si stima che possiamo osservare meno di una pulsar su ~ 5 ;
- il campo magnetico della Stella di Neutroni decade nel corso del tempo, (eq. 8.62) per cui le pulsar vecchie sono meno luminose di quelle giovani.

Quindi nulla esclude che si possa anche avere la formazione di una pulsar ogni pochi anni.

17.3.5 Funzione di luminosità

Conoscendo la distanza delle pulsar è possibile calcolarne la luminosità radio assoluta e valutarne la *funzione di luminosità (FdL) differenziale*⁷, cioè il numero di oggetti, per unità di volume e di intervallo di luminosità (dL o $d \log L$).

In fig. 17.19, in alto, è riportata la distribuzione delle luminosità di un campione di circa 300 pulsar. Le luminosità sono state calcolate moltiplicando la densità di flusso medio degli impulsi (§ 17.1.5) a 400 MHz, espresso in mJy, per il quadrato della distanza⁸, espressa in kpc.

La distribuzione di luminosità non rappresenta la distribuzione reale, poichè le pulsar intrinsecamente più deboli, che in figura appaiono molto rare, sono in realtà visibili solo entro piccole distanze da noi,

⁷Definizione in § 18.2.

⁸Moltiplicando per 10^{10} le luminosità *monocromatiche* espresse in queste inconsuete unità di misura, si ottiene la luminosità in watt Hz^{-1} . Per ottenere la luminosità totale occorre ancora moltiplicare per Ω e per $\Delta\nu$ (§ 17.1.5)

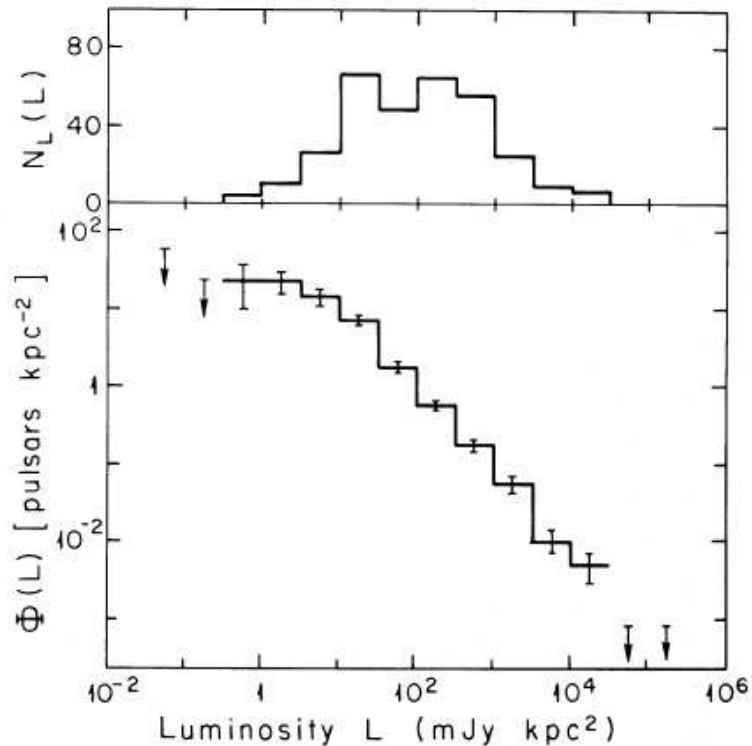


Figura 17.19: In *alto* distribuzione di luminosità; in *basso* Funzione di Luminosità differenziale (indicata con Φ) di circa 300 pulsar, a 400 MHz (Lyne et al. 1985. MNRAS 213, 613). Notare in ascissa la scala di Luminosità assolute espressa in mJy kpc^2 , anziché col convenzionale watt Hz^{-1} .

e cioè in un volume molto piccolo, al contrario delle più luminose, che possono essere anche molto lontane. Se si tiene conto di questo effetto di selezione con la distanza e lo si corregge, si ottiene la distribuzione di luminosità reale (*Funzione di Luminosità*, fig. 17.19 in basso). Come si vede, in realtà, sono le pulsar più luminose ad essere le più rare, come avviene per le stelle.

La funzione di luminosità è approssimabile bene con una legge di potenza $FdL \propto L^{-1}$ entro almeno quattro ordini di grandezza $\sim 3 < L(\nu)_{400\text{MHz}} \lesssim 2 \times 10^4 \text{ mJy kpc}^2$ (corrispondenti all'intervallo di luminosità spettrali $3 \times 10^{10} \div 2 \times 10^{14} \text{ watt Hz}^{-1}$). Per $L < 3 \text{ mJy kpc}^2$, la curva si appiattisce. Non sono ancora (\approx nel 2003) state osservate pulsar con luminosità < 0.3 (che giustifica l'asserzione fatta ripetutamente di quanto sia difficile osservare oggetti apparentemente deboli, ossia, in genere molto lontani dal Sole) o $> 2 \times 10^4 \text{ mJy kpc}^2$.

17.3.6 Problema dei progenitori

Sebbene le Supernovæ siano da considerarsi i candidati migliori come progenitori delle Stelle di Neutroni, da cui possono originarsi le pulsar, poche altre decine di pulsar, oltre a quelle ben note di Crab e Vela, sono state scoperte in prossimità (associazione?) di *SNR*.

V. Kaspi (1996, ASP Conference Series, 105, 375) su 28 possibili associazioni ne dichiara 7 attendibili, 11 incerte e le rimanenti sbagliate.

Una simile ricerca è stata condotta, con analoghe incertezze, da Tian e Leahy 2004 (Progress in Astronomy, 22, 308). Il confronto fra le posizioni (tridimensionali) di 230 *SNR* e 1300 PSR ha prodotto 50 possibili associazioni, la maggior parte con *SNR* a shell. In 22 di questi sistemi è stata rivelata la presenza di una *pulsar-powered wind nebula*, PWN (§ 17.9.1) che rende l'associazione più sicura, particolarmente per le PWN radio.

In tabella 17.2 sono riportate le associazioni più attendibili derivate da questi autori. Notare che si

Tabella 17.2: Associazioni SNR/PSR

PSR	SNR	$Età_{PSR}$ 10^3 anni	Note	PSR	SNR	$Età_{PSR}$ 10^3 anni	Note
B0531+21	Crab	1.3	K T	B1509-58	MSH 155	1.7	K? T
B0540-69	SNR0540-693	1.7	K T	B1610-50	Kes 32	7.5	K?
B0833-45	Vela	11	K T	J1627-4845	335.2+0.1	2700	K?
J1341-6220	G308.8-0.1	12	K T?	B1643-43	G341.2+0.9	33	K? T
B1757-24	G5.4-1.2	16	K T	B1706-44	G343.1-2.3	17.5	K? T
J1811-1925	G11.2-0.3	24	T	B1727-33	G354.1+0.1	26	K?
J1846-0258	Kes 75	~ 0.725	T	J1747-2809	G0.9+0.1	< 2.7	T?
B1853+01	W44	20	K T	B1758-23	W28	58	K?
B1951+32	CTB 80	107	K T	B1800-21	58.7-0.1	16	K?
J0205+6449	3C 58	5.4	T?	B1830-0.8	W41	148	K?
J0538+2817	S147	600	T?	B1855+02	G35.6-0.5	160	K?
J0537-69	SNR 0538-691	~ 5	T?	J1930+1852	G54.1+0.3	2.9	T?
B0611+22	IC 433	~ 80	T?	J2220+6114	G106.6+2.7	10.5	T?
J1124-5916	MSH11-54	2.9	T?	B2334+61	G114.3+0.3	41	K? T?

Note: associazione sicura/incerta secondo Kaspi (K/K?) e Tian (T/T?). Dove la nota manca significa che l'oggetto non è stato studiato da uno degli autori. Notare che 6 delle 7 associazioni sicure di Kaspi sono confermate da Tian (la J1341-6220 è considerata incerta perchè la presenza di una PWN non è molto sicura), mentre 3 associazioni sicure di Tian sono considerate incerte da Kaspi.

tratta per lo più di PSR giovani ($età < 10^3 \div 10^5$ anni).

Questi lavori provano che il problema della associazione SNR/PSR tuttora esiste.

Le domande aperte sono quindi: perchè non tutte le pulsar hanno intorno un SNR , e, viceversa, perchè solo qualche decina di SNR fra i ~ 230 conosciuti hanno una pulsar associata?

Il primo fatto è facile da giustificare considerando che i SNR sono visibili al massimo per $\sim 10^4 \div 10^5$ anni, cioè per un tempo molto più breve dell'età di una pulsar, quindi nella maggior parte dei casi il SNR si è espanso tanto da mescolarsi col mezzo interstellare, e quindi non essere più riconoscibile. Non a caso le PSR in tabella sono per lo più giovani. Dal rapporto fra le età, ci possiamo aspettare che solo in una pulsar su 50–100 sia ancora osservabile un SNR .

Al fatto invece che i Resti di Supernovæ non abbiano pulsar associate in genere si danno le seguenti spiegazioni: potremmo perdere molte associazioni pulsar- SNR a causa della sfavorevole orientazione del cono di emissione; i SNR sono molto più luminosi delle pulsar, per cui sono ancora ben visibili anche a distanze (~ 10 kpc) a cui le eventuali pulsar ad essi associate non lo sono più.

Fino ad ora si sono considerate solo le pulsar radio, ma la scoperta di pulsar che emettono *solo* in X o γ (§ 17.9.3) potrebbe fare aumentare il numero delle associazioni.

Tuttavia, anche se la maggior parte delle pulsar all'interno di un SNR fossero invisibili nel radio solo per questione di scarsa sensibilità degli strumenti, e fossero quindi state perse perchè non cercate ad alta energia, la loro presenza potrebbe essere smascherata dalla capacità di accelerare le particelle (§ 17.5.3) presenti nei frammenti prodotti dalla esplosione della stella, dando luogo a plerioni o almeno a PWN mentre la quasi totalità dei SNR sono shell. Ma vedi discussione in § 17.9.1.

Notiamo infine che, poichè le pulsar sono mediamente oggetti ad alta velocità ($\lesssim 500$ km s $^{-1}$), nei resti più vecchi la pulsar può essersi spostata dal centro abbastanza da non rendere più riconoscibile l'associazione col SNR .

Esempi di pulsar molto lontane dal centro, ma, in questi casi, ancora ricollegabili al SNR , oltre alla coppia PSRJ1437-5959 & SNR G315.9-0.0 (§17.2.2) sono PSR 1951+32 in CTB 80 (es. Strom

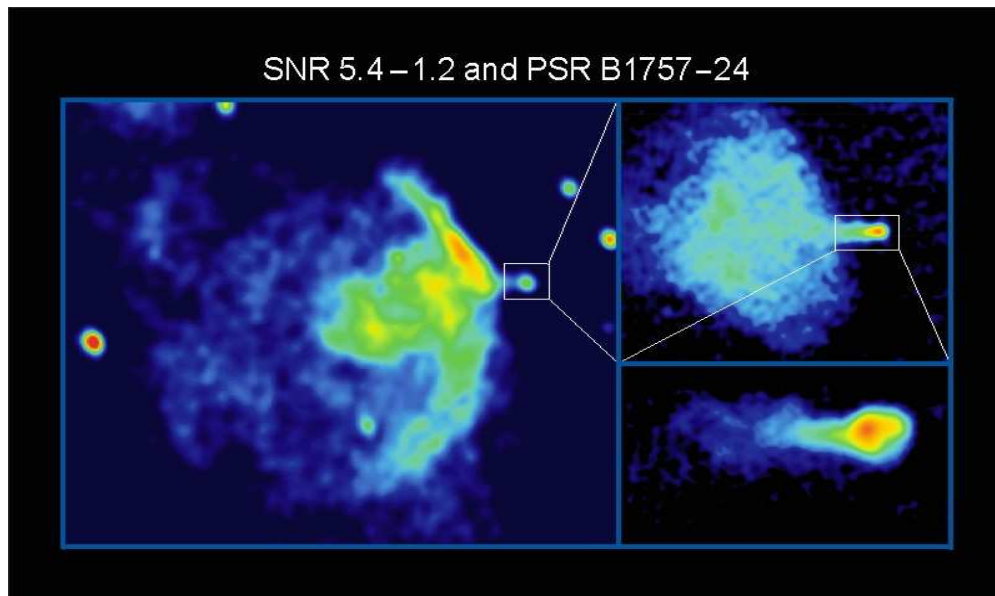


Figura 17.20: *sinistra*) Immagine a 327 MHz di SNR 5.4 – 1.2 ottenuta col Molonglo Observatory Synthesis Telescope (MOST, Australia) adattata da Frail et al. 1994 (AJ 107, 1120) che mette in evidenza la debole emissione ad est del centro, non visibile nelle osservazioni originali di Caswell et al. 1987 (MNRAS 225, 329) a 843 MHz. La PSR è localizzata nella struttura compatta che esce dal SNR a ovest. *destra*) Ingrandimenti della struttura compatta. Le due immagini (adattate da Frail & Kulkarni 1991, Nature 352, 785) sono state ottenute col VLA a 1.4 GHz (in alto) e a 4.9 GHz (in basso). La prima mostra una struttura compatta a ovest e una lunga coda (PWN, § 17.9.1), inizialmente collimata, che, nella immagine originale si connette col bordo del SNR . L'altra è un ingrandimento della parte collimata e contiene la PSR nel suo picco, che è a spettro piatto.

& Stappers 2000, ASP Conference Series 202, 509) e PSR B1757–24 in G1.4–1.2–Milne 5, fig. 17.20 sinistra (es. Frail & Kulkarni 1991, Nature 352, 785). Questi due ultimi SNR hanno molte caratteristiche in comune, come il fatto che nelle vicinanze della PSR la brillantezza superficiale appare notevolmente aumentata, come se la pulsar avesse ceduto energia nell'interazione col SNR . Mentre in CTB 80 la PSR è al bordo del SNR , in G1.4–1.2 la PSR si trova definitivamente *fuori* (anche se non tanto come PSR J1437 – 5959) dal resto cui sarebbe associata (struttura compatta a Ovest). Inoltre, mentre per PSR 1951+32, in CTB 80, vi è una stima della velocità ($\lesssim 500 \text{ km s}^{-1}$, Strom 1987, ApJ 319L, 103), alta ma non eccezionale, per PSR B1757–24 la sola stima di velocità disponibile deriva dal rapporto fra la sua distanza dal centro del SNR e l'età caratteristica, $\tau_c \sim 14\,000$ anni, e risulta $\sim 1600 \text{ km s}^{-1}$, un valore molto alto (anche se non del tutto inconsueto, § 17.2.2). Questa particolarità ha fatto sì che il sistema PSR B1757–24 & G1.4–1.2 sia stato studiato a lungo negli anni (§ 17.9.2).

17.4 Natura dell'orologio presente nelle pulsar

I primi tentativi di spiegare la estrema regolarità del periodo delle pulsar si basarono su analogie con fenomeni noti, quali la variabilità delle Cefeidi, dovuta a vibrazioni radiali (pulsazioni) della stella, o supponendo che la radiazione fosse emessa da un corpo in rapida rotazione che contraendosi aumenta la sua velocità di rotazione, come una stella che evolve in una nana bianca, da sistemi binari costituiti da nane bianche o Stelle di Neutroni.

Vediamo, in queste ipotesi, quale è la dipendenza del periodo vibrazionale o rotazionale di una stella di massa M , raggio R e densità ρ dalle sue caratteristiche fisiche.

a) Vibrazioni radiali

Riprendendo la (16.1) nella sua forma approssimata (16.2), e adottando come equazione di stato

quella dei gas perfetti (16.5), abbiamo:

$$2 \frac{GM}{R} \approx \frac{k_B T}{m_p}$$

(si è assunto il gas tutto costituito da protoni). Poichè $M = 4\pi R^3 \rho / 3$ si ha:

$$\frac{8}{3} \pi G R^2 \rho = \frac{k_B T}{m_p} = \frac{p}{\rho}$$

Ricordando l'espressione (8.16) che dà la velocità del suono in un gas perfetto, abbiamo, per un gas monoatomico:

$$c_s^2 \approx \Gamma \frac{p}{\rho} = \frac{5}{3} \frac{k_B T}{m_p} = \frac{40}{9} \pi G R^2 \rho$$

Di qui si ricavano l'ordine di grandezza della velocità del suono nella stella e del suo periodo di vibrazione, T_v :

$$c_s \approx 4R\sqrt{G\rho} \quad P_v \approx \frac{R}{c_s} \approx \frac{1}{4\sqrt{G\rho}}$$

b) Moti rotazionali di un oggetto singolo

Affinchè una stella in rotazione non si spezzi a causa della forza centrifuga è necessario che sulla sua superficie l'accelerazione centrifuga sia inferiore l'accelerazione di gravità, cioè:

$$\omega^2 R = \frac{4\pi^2}{P_r^2} R \leq \frac{GM}{R^2}$$

dove P_r ed ω sono il periodo di rotazione e la velocità angolare. Di qui deriviamo:

$$\frac{4\pi^2}{P_r^2} \leq \frac{GM}{R^3} = \frac{4}{3} \pi \rho G \quad P_r \gtrsim \frac{3}{\sqrt{G\rho}}$$

c) Sistema binario

Se abbiamo due corpi, per semplicità di uguale massa M ed uguale raggio R , in orbita intorno al centro di massa, il periodo minimo, P_b , del sistema binario si avrà quando le loro superfici sono a contatto, e quindi:

$$\frac{M}{2} \omega^2 \times 2R = \frac{GM^2}{4R^2} \quad P_b \gtrsim \frac{6}{\sqrt{G\rho}}$$

Quindi i periodi vibrazionale e rotazionale hanno la stessa dipendenza $\propto (G\rho)^{-1/2}$ dalla densità della stella. Notare che questa è anche la dipendenza trovata per il tempo di collasso gravitazionale (16.7). Per ottenere i periodi osservati nelle pulsar occorrono stelle molto dense. Questo esclude le Cefeidi (che, infatti, hanno periodi di ore o giorni). Le nane bianche o le Stelle di Neutroni, invece, potrebbero dare i valori osservati. Introducendo infatti le densità note delle nane bianche e delle Stelle di Neutroni si trovano periodi dell'ordine di 1 s per le prime e 0.001 s per le seconde.

Quindi le Stelle di Neutroni sembrano le più plausibili. Se si tratti di rotazione o pulsazione, tuttavia, a questo livello di discussione non si può dire, anche se pare difficile ottenere vibrazioni con questi periodi da Stelle di Neutroni, data la rigidità della loro crosta superficiale. Infine, il modello del rotatore obliquo (§ 17.5.1) prevede che il moto di rotazione della pulsar rallenti nel tempo, per cui l'aver trovato che i periodi delle pulsar si allungano è la prova che esclude trattarsi di vibrazioni della stella.

17.5 Elettrodinamica delle pulsar

Assunto che la natura dell'*orologio pulsar* sia legata ad un fenomeno di rotazione, che cosa deve spiegare un modello di pulsar?

- a) L'allungamento del periodo, ossia il rallentamento della rotazione.
- b) Il trasferimento dell'energia di rotazione in altre forme.
- c) La produzione di radiazione pulsata.
- d) Uno spettro di radiazione a banda larga.
- e) Le temperature di brillantezza nelle varie bande.
- f) Le caratteristiche della struttura degli impulsi e della polarizzazione.
- g) Le caratteristiche particolari di alcuni oggetti (per esempio, la Nebulosa del Granchio).

Il modello base, comunemente accettato, è quello di Stelle di Neutroni rotanti dotate di campi magnetici intensissimi, forse i più intensi che si possano trovare nell'Universo. La presenza di un campo di questo tipo in un oggetto in rapida rotazione dà luogo alla produzione di intensi campi elettrici e ad una serie di fenomeni elettrodinamici che consentono, almeno in maniera semi-quantitativa e non priva di punti ancora oscuri, di giustificare le principali caratteristiche sopra elencate delle pulsar.

La letteratura esistente è molto vasta e complessa. Un'idea si può avere dall'articolo di rassegna di Arons (1979, *Space Science Reviews*, 24, 437), di 73 pagine (che, come si vede, è di 32 anni fa). Di conseguenza ci guardiamo bene dal tentare di fare una rassegna che abbia pretese di essere completa e di rispondere a tutti gli interrogativi.

Ci limitiamo a considerare i modelli forse più noti (Pacini 1967, Goldreich&Giulian 1969, Sturrock 1971, Ruderman&Sutherland 1975), che descriviamo in maniera il più semplificata possibile, anche a spese di imprecisioni e sorvoli, più o meno coscienti, su vari punti un po' scabrosi.

17.5.1 Il rotatore obliquo

Ancor prima della scoperta delle pulsar era stato proposto (Pacini 1967, *Nature*, 216, 567) che una Stella di Neutroni in rapida rotazione, magnetizzata con la direzione del dipolo magnetico diversa da quella dell'asse di rotazione, dovesse irradiare una quantità notevole di energia sotto forma di onde elettromagnetiche, alla frequenza della rotazione e a spese della energia cinetica della stella, causandone quindi il rallentamento, come osservato poi nelle pulsar.

A grandi linee il meccanismo è il seguente.

Se \vec{m}_d è il momento di dipolo magnetico, e α l'angolo che esso forma con l'asse di rotazione, la sua componente sul piano equatoriale, $\vec{m}_{d,e} = \vec{m}_d \sin \alpha$, ruoterà con la stella, con la sua stessa pulsazione ω_{SN} . La potenza w_d irradiata dal dipolo magnetico (formula di Larmor, eq. 2.20) è:

$$w_d = \frac{2}{3} \frac{1}{c^3} \left(\frac{d^2 \vec{m}_{d,e}}{dt^2} \right)^2 = \frac{2}{3} \frac{1}{c^3} \omega_{SN}^4 (\vec{m}_d \sin \alpha)^2 \quad (17.4)$$

Tale radiazione viene emessa alla frequenza $\nu = \omega_{SN}/2\pi$ del moto di rotazione della Stella di Neutroni, ossia nell'intervallo $\sim 0.2 \div \sim 30$ Hz. Se *tutta* l'energia irradiata è a spese dell'energia cinetica di rotazione, K_{SN} , della Stella di Neutroni, possiamo scrivere:

$$w_d = \frac{2}{3} \frac{1}{c^3} \omega_{SN}^4 (\vec{m}_d \sin \alpha)^2 = -\frac{dK_{SN}}{dt} = -I_{SN} \omega_{SN} \dot{\omega}_{SN} \quad (17.5)$$

dove I_{SN} è il momento d'inerzia della stella. Di qui si ricava:

$$\dot{\omega} = -\frac{2}{3} \frac{1}{c^3} \omega_{SN}^3 \frac{(\vec{m}_d \sin \alpha)^2}{I_{SN}} \quad \text{ovvero} \quad P\dot{P} = \frac{8\pi^2}{3c^3} \frac{(\vec{m}_d \sin \alpha)^2}{I_{SN}} \quad (17.6)$$

La (17.6) è la relazione $\dot{P} \propto P^{-1}$, che abbiamo utilizzato nella (17.2) per stimare l'età caratteristica delle pulsar.

Una relazione del tipo $\dot{\omega} \propto -\omega^n$ (dove n è chiamato *indice di frenamento, braking index*) è prevista anche da altri modelli; per esempio se la decelerazione è dovuta a radiazione da parte di un quadrupolo magnetico o gravitazionale, $n = 5$. Quindi una misura diretta di n è importante per discriminare fra i vari modelli (§ 17.5.2).

Se esprimiamo il momento di dipolo mediante il campo magnetico H_{SN} , sulla superficie della Stella di Neutroni, ossia $|\vec{m}_d| \sim H_{SN} R_{SN}^3$, (pag. 17.26) dove R_{SN} è il raggio della stella, le (17.6) si riscrivono (per $\sin \alpha = 1$):

$$\dot{\omega}_{SN} = -\frac{2}{3} \frac{\omega_{SN}^3 H_{SN}^2 R_{SN}^6}{c^3 I_{SN}} \quad \text{ossia} \quad P\dot{P} = \frac{8\pi^2}{3c^3} \frac{R_{SN}^6}{I_{SN}} H_{SN}^2 \quad (17.7)$$

Conoscendo P e \dot{P} dalla seconda eq. 17.7 si può dunque determinare il campo magnetico superficiale:

$$H_{SN} = \left(\frac{3c^3}{8\pi^2} \frac{I_{SN}}{R_{SN}^6} P\dot{P} \right)^{1/2} = \left(10^{39} P\dot{P} \right)^{1/2} \quad G$$

(la costante è stata calcolata usando valori standard, § 16.3, per I_{SN} e R_{SN}).

Le stime forniscono $10^{10} < H_{SN} < 10^{14}$ G, in accordo con quanto stimato in § 16.3 (ma vedi anche fig. 17.27).

Conoscendo il periodo di rotazione della pulsar e la sua derivata si può stimare dalla (17.5), utilizzando valori standard per il calcolo di I_{SN} , l'energia di rotazione che viene sottratta alla Stella di Neutroni per unità di tempo.

Nella maggior parte dei casi si trova:

$$\frac{dK_{SN}}{dt} \approx 10^{30} \div 10^{33} \quad \text{erg s}^{-1}$$

che è circa due-quattro ordini di grandezza superiore alle luminosità radio integrate L_R delle pulsar. Quindi solo una frazione $\eta \sim 10^{-4} - 10^{-2}$ dell'energia cinetica di rotazione viene utilizzata per produrre la luminosità delle pulsar in banda radio.

Fa eccezione la pulsar della Crab, dove $dK_{SN}/dt \sim 5 \cdot 10^{38}$ erg s⁻¹ è solo di qualche unità maggiore della luminosità della pulsar nella banda radio- γ ($\approx 10^{38}$ erg s⁻¹).

In § 15.6.1 si è visto che l'energia per unità di tempo che deve essere fornita al SNR per accelerare il suo moto di espansione è dell'ordine di $4 - 8 \times 10^{38}$ erg s⁻¹, quindi è ragionevole pensare che questa accelerazione avvenga a spese dell'energia cinetica di rotazione persa dalla pulsar. Nella maggior parte dei casi, però, una grande frazione della energia rotazionale sparisce in una forma invisibile, a meno che il materiale circostante la pulsar non la catturi e non la riproccesi in una forma visibile, come fotoni che noi riusciamo ad osservare. I plerioni, le PWN visibili nelle bande X e γ rappresentano questa situazione. La grandezza

$$\eta_\nu = \frac{L_\nu}{dK_{SN}/dt} \quad (17.8)$$

è detta *efficienza* del processo, alla frequenza ν . Nelle bande X e γ in genere l'efficienza è maggiore che nella banda radio.

17.5.2 Braking Index

Per determinare n sperimentalmente occorre misurare $\ddot{\omega}$ in quanto si vede immediatamente che:

$$n = \frac{\omega \ddot{\omega}}{\dot{\omega}^2} = 2 - \frac{P\ddot{P}}{\dot{P}^2} \quad (17.9)$$

Questo è stato fatto per un numero limitato di oggetti giovani, che per lo più mostrano glitch. Questi hanno periodo più breve, cioè ω maggiore, per cui la determinazione di $\dot{\omega}$ è meno ardua⁹.

Per la pulsar della Nebulosa del Granchio, si è trovato $n = 2.509 \pm 0.001$. Per alcuni altri oggetti Alpar & Baykal 2006 (MNRAS 372, 489) riportano, dalla letteratura, i seguenti valori di n : 1.4 ± 0.2 (Vela), 2.04 ± 0.02 (0540–69), 2.65 ± 0.01 (1846–0258), 2.837 ± 0.001 (1509–58), 2.91 ± 0.05 (1119–6127).

Questi valori sono vicino a ciò che ci si aspetta per il modello del rotatore obliquo, anche se l'esponente medio di 2.6 (se si esclude Vela, se no è 2.4) non è proprio quello previsto da eq. 17.6.

Dalla (17.9) notiamo che se $\ddot{P} \leq 0$ ($n \geq 2$) il periodo cresce col tempo, ma sempre più lentamente. Invece $\ddot{P} > 0$ ($n < 2$) corrisponde ad un rallentamento cospicuo (variazione rapida di \dot{P}) che si riscontra solitamente in pulsar con glitch, nella fase di recupero di \dot{P} .

Un valore $n \neq 3$ implica che altri processi, oltre all'emissione di energia elettromagnetica, contribuiscono alla variazione di P e \dot{P} .

Livingstone et al. 2006 (ApJ. 647, 1286) elencano una serie di possibilità, in particolare per $n < 2$ ($\ddot{P} > 0$). Fra le altre un vento stellare relativistico, che potrebbe manifestarsi come PWN (§ 17.9.1), il quale rallenta la rotazione della PSR (Michel & Tucker 1969, Nature 223, 277; Michel 1969, ApJ. 158, 727); oppure un disco di accrescimento formatosi coi frammenti della esplosione, che ricadono sulla SN (§ 17.9.2).

Infine alcune misure sono state effettuate anche su pulsar più vecchie (10^5 anni, Alpar & Baykal, 2006) ed hanno prodotto valori anomalidi n , ma considerati attendibili malgrado le incertezze, che sono anche dell'ordine di 100. Questi casi sembrano associati a pulsar con forti glitch e quindi sembrano da attribuirsi alla dinamica interna della stella di neutroni (pag. 17.11).

17.5.3 Accelerazione di cariche nel modello del rotatore obliquo

La radiazione elettromagnetica di bassa frequenza emessa, a causa della rotazione, dalla Stella di Neutroni, può essere in grado di accelerare particelle ad altissime energie. Nel caso delle pulsar si tratterebbe degli elettroni e nuclei che si trovano nello spazio circostante, fuori dal cilindro di luce (§ 17.5.4), e che sono il residuo della esplosione della Supernova o sono stati immessi dalla pulsar stessa. Si è detto che nel caso dei plerioni, come la Crab Nebula (e forse anche dei PWN), gli elettroni relativistici che riempiono tutto il volume del SNR sono presumibilmente accelerati dalla pulsar centrale: quello che stiamo per descrivere è stato il primo meccanismo proposto Per una pulsar che abbia un periodo tipico di 1 s, la lunghezza d'onda della radiazione emessa sarà $\lambda = c/\nu \sim 3 \times 10^{10}$ cm = 300 000 km. Ad una distanza λ dalla Stella di Neutroni, il campo elettrico associato all'onda elettromagnetica (di campi \vec{E}' e \vec{H}') sentito da una particella carica si può stimare uguagliando il flusso di energia elettromagnetica attraverso la superficie $4\pi\lambda^2$ all'energia cinetica di rotazione persa nell'unità di tempo cioè:

$$4\pi\lambda^2 \times \frac{|\vec{E}'|^2}{8\pi} \times c \approx - \frac{dK_{SN}}{dt}$$

Per esempio, per $\frac{dK_{SN}}{dt} = 10^{35}$ erg s^{-1} sarebbe $|\vec{E}'| \sim 10^6$ V m^{-1} . Per la pulsar della Nebulosa del Granchio E' è ≈ 30 volte maggiore.

Vediamo come questo campo elettrico piuttosto intenso e di bassa frequenza agisce sugli elettroni. Iniziamo considerando il seguente problema propedeutico (Landau & Lifchitz, Teoria dei campi, § 22). Supponiamo di essere in presenza di un campo elettrico E ed uno magnetico H statici e perpendicolari tra di loro. L'equazione del moto di un elettrone che si muove con velocità \vec{v} è data da:

$$m_e \dot{\vec{v}} = e(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{H}) \quad (17.10)$$

⁹Per una pulsar con $P = 1$ s e $\dot{P} = 10^{-15}$ s/s per $n = 3$ si ha $\dot{\omega} \sim 2 \cdot 10^{-29}$ s^{-2} , per la Crab, invece, usando i dati di tabella 17.1 si ha $\dot{\omega} \sim 6 \cdot 10^{-20}$ s^{-2} .

dove e ed m_e sono la carica e la massa dell'elettrone.

Indichiamo con \vec{X} la direzione perpendicolare al piano $\vec{E} - \vec{H}$ (fig. 17.21) e decomponiamo \vec{v} in due componenti opportunamente scelte: \vec{v}_X lungo X , che definiamo, per comodità, $\vec{v}_X = c(\vec{E} \times \vec{H})/H^2$, e che, essendo \vec{E} e \vec{H} stazionari, è costante nel tempo, e $\vec{v}' = \vec{v} - \vec{v}_X$, che è il vettore rimanente. Quindi:

$$\vec{v} = \vec{v}_X + \vec{v}' = c \frac{\vec{E} \times \vec{H}}{H^2} + \vec{v}' \quad \text{e} \quad \dot{\vec{v}} = \dot{\vec{v}}'$$

La forza di Lorentz nella (17.10) si scrive allora:

$$\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{H} = \frac{\vec{v}_X}{c} \times \vec{H} + \frac{\vec{v}'}{c} \times \vec{H} = -\vec{E} + \frac{\vec{v}'}{c} \times \vec{H}$$

quindi la (17.10) si riduce a:

$$m_e \dot{\vec{v}} = \frac{e}{c} \vec{v}' \times \vec{H} = m_e \dot{\vec{v}}'$$

Solo \vec{v}' quindi contribuisce alla accelerazione che risulta perpendicolare ad H e quindi contenuta nel piano $\vec{E} - \vec{X}$. Questa equazione rappresenta il moto elicoidale di una carica in un campo magnetico \vec{H} , che, vedremo, è rilevante nel modello che stiamo sviluppando solo in una fase iniziale e per brevissimo tempo. A questo moto è sovrapposto un moto di deriva con velocità costante \vec{v}_X . Si noti che il fatto che la componente dell'accelerazione lungo H è nulla implica che potrebbe esservi un moto uniforme in quella direzione. Questo, però, può essere trascurato se la velocità iniziale dell'elettrone è piccola, e tale resta dato che l'accelerazione lungo H è zero. Si vede inoltre dalla (17.10) che H contribuisce al moto solo con la forza di Lorentz, che quindi non fa lavoro essendo perpendicolare a \vec{v} , perciò il lavoro necessario per variare l'energia cinetica dell'elettrone e quindi $|\vec{v}|$ deve necessariamente venir fatto da \vec{E} : l'incremento di energia degli elettroni è dovuto solo al campo elettrico.

Supponiamo ora che \vec{E}' ed \vec{H}' rappresentino il campo elettromagnetico dell'onda lunga emessa dalla Stella di Neutroni, che si propaga lungo X . Facciamo vedere che l'approssimazione di campi statici è valida, in questo caso, e che il meccanismo appena descritto è applicabile.

Il modulo di \vec{v}_X vale $|\vec{v}_X| = cE'/H'$, e, poichè nel caso di un'onda piana $|\vec{E}'| = |\vec{H}'|$, si ha che $v_X \approx c$, cioè l'elettrone si muove con velocità relativistica. Tale velocità viene raggiunta in un tempo τ_X che è dell'ordine di v_X/a , dove a è l'accelerazione indotta da E' (che, abbiamo detto, è il solo che compie lavoro), cioè:

$$\tau_X \approx v_X \frac{m_e}{eE'} = \frac{cm_e}{eH'} \approx \tau_L \ll \frac{2\pi}{\omega_{SN}} \quad (\tau_L : \text{periodo di Larmor, eq.4.3})$$

Essendo τ_X molto più corto del periodo dell'onda, si può considerare che $v_X \sim c$ sia raggiunta quasi istantaneamente.

Possiamo visualizzare il processo di accelerazione nel modo seguente (fig. 17.21): l'onda elettromagnetica raggiunge l'elettrone (che possiamo pensare inizialmente fermo) ed il campo elettrico lo mette in movimento in direzione di \vec{E}' . A questo punto comincia ad agire la forza di Lorentz e l'elettrone viene deflesso nel piano $\vec{E}' - \vec{X}$, lungo X . Nel frattempo, però è diventato relativistico, si muove cioè lungo X quasi alla stessa velocità dell'onda elettromagnetica, per cui rimane in fase con \vec{E}' , vale a dire che, se per esempio si trovava su una cresta dell'onda, vi rimane per sempre (effetto *surf*): l'elettrone non sente più le variazioni nel tempo di E' , che è quindi lecito trattare come un campo elettrico statico.

Per una pulsar media E' è dell'ordine di 1 u.e.s., equivalente a $3 \cdot 10^4 \text{ V m}^{-1}$. Per la pulsar della Nebulosa del Granchio $E' \approx 4 \cdot 10^4 \text{ u.e.s.}$, ossia $\approx 10^9 \text{ V m}^{-1}$.

L'energia che l'elettrone acquista in un mezzo periodo dell'onda vale, ad esempio per $|\vec{E}'| = 10^6 \text{ V m}^{-1}$:

$$\mathcal{E} = e|\vec{E}'| \frac{\lambda}{2} \sim 10^{14} \text{ eV}$$

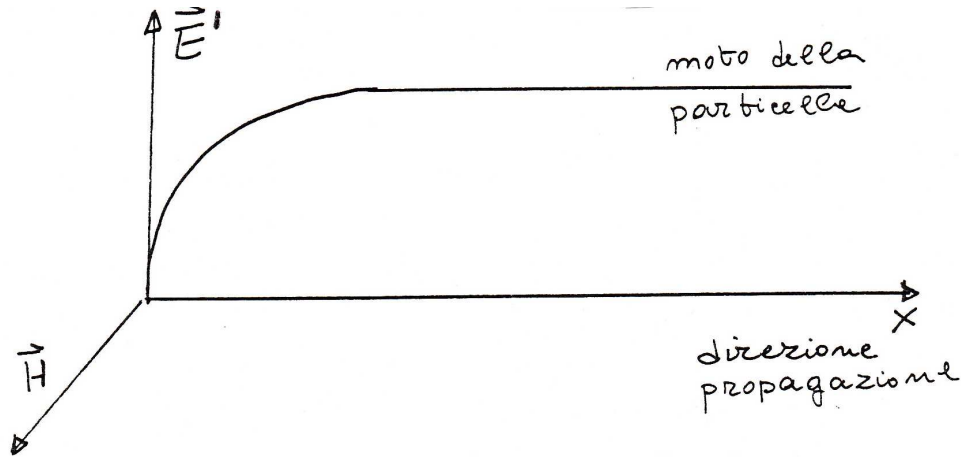


Figura 17.21: Schema per il meccanismo di accelerazione dovuto all'onda lunga emessa dal rotatore obliquo ($\vec{H} \equiv \vec{H}'$ nel testo)

Gli elettroni raggiungono perciò un fattore di Lorentz $\gamma = \mathcal{E}/m_e c^2 \approx 10^8$, diventando super-relativistici. Siamo quindi in presenza di un processo altamente efficiente che estrae l'energia di rotazione della Stella di Neutroni sotto forma di un'onda elettromagnetica di bassa frequenza che, a sua volta, è in grado di accelerare efficacemente gli elettroni.

17.5.4 Modello di Goldreich e Julian, o Macchina Unipolare

(vedi anche Katz 1987, High Energy Astrophysics, p.277)

Inizialmente si era creduto che intorno alla Stella di Neutroni non vi fosse praticamente atmosfera. Infatti a causa dei campi gravitazionali così straordinariamente intensi alla superficie della stella, ($\sim 10^{11}$ volte maggiori del campo gravitazionale terrestre, nota a pag. 17.28) lo spessore di una normale atmosfera stellare dovrebbe essere dell'ordine di 1 cm alla temperatura di 10^6 K. La mancanza di materia all'esterno della Stella di Neutroni era considerata la condizione per la validità del modello del rotatore obliquo, in quanto la propagazione di onde di frequenza da qualche Hz a qualche decina di Hz è possibile solo se la frequenza di plasma (eq. 7.2) è minore di questi valori, il che richiede densità elettroniche $n_e < 10^{-4}$.

In realtà è stato mostrato (Goldreich & Julian, 1969, ApJ., 157, 869) che questa ipotesi è errata e che, se la stella è magnetizzata ed in rotazione, gli effetti elettromagnetici che si creano hanno il risultato di estrarre dalla sua superficie particelle cariche che poi restano intrappolate dal campo magnetico e riempiono una vasta zona dello spazio formando quella che si chiama la *magnetosfera*, di densità assai elevata. Vediamo come ciò avviene.

Consideriamo una Stella di Neutroni dotata di un campo magnetico bipolare con momento di dipolo $|\vec{m}_d|$ e, in prima battuta, parallelo a $\vec{\omega}_{SN}$. In un punto generico all'esterno della Stella di Neutroni \vec{H} è dato da (es. Jackson 1988, Classical Electrodynamics, p.125):

$$\vec{H} = \frac{m_d}{r^3} (2 \cos \theta \vec{r} + \sin \theta \vec{\theta}) \quad (17.11)$$

dove r e θ sono le coordinate polari del punto considerato (fig. 17.22), θ misurato rispetto all'asse magnetico (che, in questo caso, coincide con l'asse di rotazione) e \vec{r} e $\vec{\theta}$ sono i versori in coordinate polari. Indicati con H_p e R_{SN} il campo magnetico in corrispondenza dei poli sulla superficie della Stella di Neutroni e il suo raggio, dalla (17.11) si ha $|\vec{m}_d| \sim |H_p| R_{SN}^3$, da cui:

$$\vec{H} \approx \frac{H_p R_{SN}^3}{r^3} (2 \cos \theta \vec{r} + \sin \theta \vec{\theta})$$

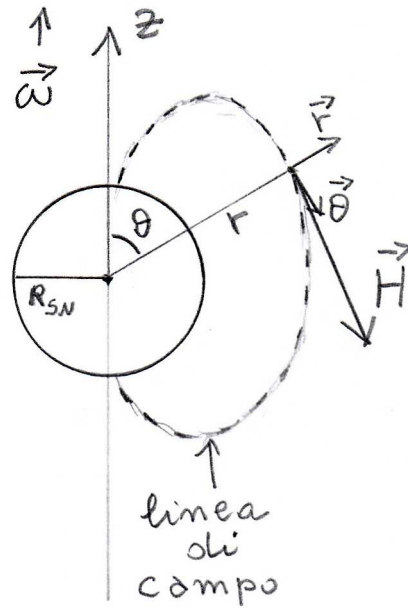


Figura 17.22: Schema del campo magnetico della Stella di Neutroni

Se la stella è in rotazione, si generano al suo interno campi elettrici molto forti, che, poichè la conducibilità elettrica del materiale che costituisce la Stella di Neutroni è altissima ($\sigma \rightarrow \infty$), soddisfano l'equazione (8.56), qui riscritta per comodità:

$$\vec{E} + \frac{1}{c}(\vec{\omega}_{SN} \times \vec{R}) \times \vec{H} = 0. \quad (17.12)$$

Moltiplicando scalarmente la (17.12) per \vec{H} si trova che all'interno della stella \vec{E} è perpendicolare ad \vec{H}_{SN} ($\vec{E} \cdot \vec{H} = 0$).

Il crearsi del campo elettrico \vec{E} **all'interno** della Stella di Neutroni può essere attribuito alla forza di Lorentz che causa una separazione delle cariche positive da quelle negative. La presenza di questo campo elettrico implica una redistribuzione delle cariche elettriche la cui densità, dalla (17.12), soddisfa l'equazione:

$$\rho_i = \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \vec{E} = -\frac{1}{2\pi c} \vec{\omega}_{SN} \cdot \vec{H} \quad (17.13)$$

La corrispondente densità numerica di carica è:

$$n_i = \rho_i/e = \frac{\omega_{SN} H_z}{2\pi c e} = 7 \times 10^{-2} H_z P^{-1} \text{ cm}^{-3}$$

dove H_z (in Gauss) è la componente di \vec{H} parallela ad $\vec{\omega}_{SN}$, P il periodo di rotazione in secondi ed e è la carica dell'elettrone ($4.8 \cdot 10^{-10}$ u.e.s). Dalla (17.13) si vede che c'è una segregazione di cariche. Per esempio, se nella cappa polare $\vec{\omega}_{SN} \cdot \vec{H} > 0$ (campo magnetico e $\vec{\omega}_{SN}$ concordi) allora ai poli la densità di carica è negativa mentre all'equatore, dove \vec{H} ha cambiato direzione, è positiva. Il contrario accade se ai poli $\vec{\omega}_{SN} \cdot \vec{H} < 0$.

Dalla (17.12) possiamo scrivere, usando la (17.11), il campo elettrico \vec{E}_s alla superficie della Stella di Neutroni:

$$\vec{E}_s = -\frac{H_p R_{SN} \omega_{SN} \sin \theta}{c} (-\sin \theta \vec{r} + 2 \cos \theta \vec{\theta})$$

La componente tangenziale di \vec{E}_s , E_θ , è continua attraverso la superficie della Stella di Neutroni. Per integrazione in θ (ad r costante¹⁰), e scrivendo $d\Phi_e = \vec{E} \cdot d\vec{l} = E_\theta r d\theta$, si può ottenere, a meno di una

¹⁰ $d\vec{l} = r d\theta \vec{\theta} + |dr| \vec{r}$, ma $dr = 0$

costante, il potenziale elettrostatico $\Phi_{e,s}$ sulla superficie.

$$\Phi_{e,s} = \frac{H_p R_{SN}^2 \omega_{SN}}{c} (\sin^2 \theta + C) \quad (17.14)$$

All'esterno della Stella di Neutroni, il potenziale del campo elettrico si ottiene risolvendo l'equazione di Laplace nel vuoto ($\nabla^2 \Phi_e = 0$), usando come condizione al contorno il potenziale trovato (eq. 17.14) alla superficie della Stella di Neutroni, che in funzione di r e θ , è dato da:¹¹

$$\Phi_e = -\frac{H_p \omega_{SN} R_{SN}^5}{3cr^3} (3 \cos^2 \theta - 1) \quad (17.15)$$

che rappresenta un potenziale di quadrupolo. Le due equazioni (17.15) e (17.14) devono coincidere sulla superficie della Stella di Neutroni, per cui, ponendo ponendo $r = R_{SN}$ ed uguagliandole si trova che $C = -2/3$.

Il campo elettrico è dato da:

$$\vec{E}(r, \theta) = -\nabla \Phi_e(r, \theta) = \frac{H_p R_{SN}^5 \omega_{SN}}{r^4 c} \left[3\vec{r} \left(\sin^2 \theta - \frac{2}{3} \right) - 2\vec{\theta} \sin \theta \cos \theta \right] \quad (17.16)$$

Inoltre:

$$(\vec{E} \cdot \vec{H}) = -\frac{\omega_{SN} R_{SN}}{c} H_p^2 \cos^3 \theta \left(\frac{R_{SN}}{r} \right)^7 \quad (17.17)$$

cioè, tranne che all'equatore ($\theta = 90^\circ$), esiste sempre una componente di \vec{E} parallela ad \vec{H} , che è massima ai poli, dove i due campi sono paralleli, e decresce verso l'equatore dove \vec{E} è perpendicolare ad \vec{H} . Sulla superficie della Stella di Neutroni ($r = R_{SN}$) la componente del campo elettrico parallela all'asse magnetico ($\cos \theta = 1$), per $R_{SN} \sim 10$ km, vale approssimativamente:

$$E_{\parallel} \approx \frac{\omega_{SN} R_{SN}}{c} H_p \approx \frac{2 \times 10^8}{P} \frac{H_p}{10^{12}} \text{ c.g.s.} \approx \frac{6 \times 10^{12}}{P} \left(\frac{H_p}{10^{12}} \right) \text{ V m}^{-1} \quad (17.18)$$

dove P è in secondi e H_p in Gauss.

Se l'asse magnetico è inclinato la valutazione delle grandezze fisiche è molto più complessa ma i risultati sono sostanzialmente gli stessi. In questo caso parliamo ancora di *rotatore obliquo* (§ 17.5.1).

Un campo elettrico così forte supera di molti ordini di grandezza¹² la forza di gravità che agisce sia sugli elettroni che sugli ioni, e quindi, a patto che le energie di legame non siano troppo elevate, è in grado di estrarli dallo strato superficiale di cariche. Di conseguenza, malgrado l'elevata forza di gravità che agisce alla sua superficie, la Stella di Neutroni *non può* essere circondata dal vuoto ma deve essere dotata di una magnetosfera. Il plasma della magnetosfera sarà una sorgente di carica e corrente, invalidando le soluzioni 17.16, 17.17 e 17.18, valide se all'esterno c'è il vuoto. Ci si può aspettare che la soluzione corretta sia simile a quella valida all'interno della Stella di Neutroni, ossia come in eq. 17.11 e eq. 17.12.

La (17.12) implica $\vec{E} \cdot \vec{H} = 0$ e la densità di carica esterna ρ_e , alla distanza r , necessaria perchè questo avvenga è data dalle 17.13 e 17.11, cioè:

$$\rho_e = \frac{\nabla \cdot \vec{E}}{4\pi} = -\frac{\vec{H} \cdot \vec{\omega}_{SN}}{2\pi c} = \frac{H_p R_{SN}^3 \omega_{SN}}{2\pi c r^3} (\sin^2 \theta - 2 \cos^2 \theta) \quad (17.19)$$

(che si ricava avendo usato le coordinate polari: $\vec{\omega} = |\vec{\omega}|(\cos \theta \vec{r} - \sin \theta \vec{\theta})$).

¹¹La soluzione della equazione di Laplace ha un fattore 1/2 che noi non abbiamo scritto nella (17.15). Ma in questo caso non ci sarebbe continuità delle soluzioni attraverso la superficie della SN .

¹² $F_{el} = eE \approx 4.8 \cdot 10^{-10} \times 2 \cdot 10^8 \approx 0.1$ dyne (per $P = 1$ sec e $H = 10^{12}$ G); $F_{gr} = Gm_e M_{SN} / R_{SN}^2 \approx 2 \cdot 10^{-13}$ dyne.

Se fossero valide le (17.12) e (17.19) all'esterno della Stella di Neutroni, non ci sarebbe nessuna possibilità di accelerare particelle cariche, perchè la (17.12) implica che le linee di \vec{H} , solo lungo le quali le particelle possono scorrere, siano equipotenziali ($\vec{E} \perp \vec{H}$).

Tuttavia...

Le linee di forza del campo magnetico ruotano insieme alla Stella di Neutroni con la sua stessa velocità angolare. Le particelle cariche quindi sono costrette a co-ruotare con la stella. Questa co-rotazione, tuttavia, non può persistere oltre una superficie cilindrica di raggio R_L al di là della quale la velocità sarebbe maggiore c . Questa superficie è detta *cilindro di luce* (fig. 17.23), e il suo raggio è dato da:

$$R_L \times \omega_{SN} = c \implies R_L \approx 5 \times 10^9 P \quad (\text{cm})$$

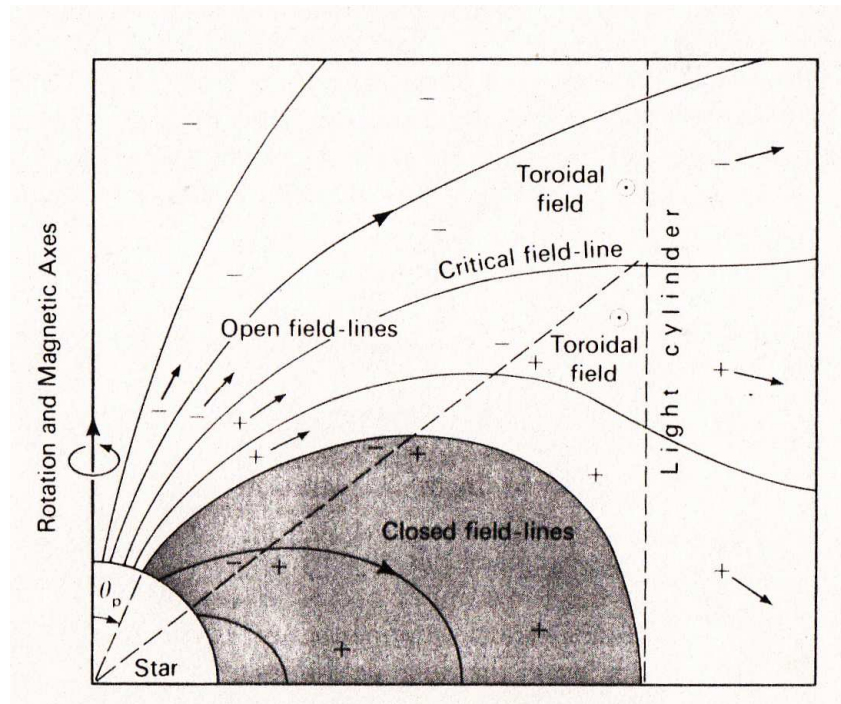


Figura 17.23: Modello di magnetosfera di una pulsar con $\vec{H} \parallel \vec{\omega}_{SN}$ (MT77, p.179). La linea tratteggiata diagonale rappresenta il luogo dei punti $H_z(r, \theta) = 0$ (campo magnetico in quel punto $\perp \vec{\omega}_{SN}$). Notare la linea critica, che separa il flusso di elettroni (-) da quello dei protoni (+) e la magnetosfera co-rotante (regione grigia).

Esiste un angolo particolare, θ_P , tale che per $\theta > \theta_P$ le linee di forza del campo magnetico sono chiuse entro il cilindro di luce. Una stima di θ_P si può ottenere considerando quella linea di forza che, spiccata dalla superficie della stella, è ancora chiusa e tangente al cilindro di luce. Dalla equazione che descrive una linea di forza: $\sin^2 \theta / r = \text{cost}$, otteniamo:

$$\frac{\sin^2 \theta_P}{R_{SN}} = \frac{\sin^2(90^\circ)}{R_L}$$

e quindi

$$\sin^2 \theta_P = \frac{R_{SN}}{R_L} = \frac{R_{SN} \omega_{SN}}{c} = \frac{2\pi}{c} \frac{R_{SN}}{P} \approx 2 \times 10^{-4} P^{-1} \quad (R_{SN} = 10^6 \text{cm}) \quad (17.20)$$

Il raggio r_p della calotta polare da cui escono le linee aperte di H è dato da:

$$r_p = \sin \theta_P R_{SN} \approx 1.4 \times 10^4 P^{-1/2} \text{ cm} \quad (17.21)$$

Le linee di campo aperte, per le quali $\theta < \theta_p$, attraversano il cilindro di luce ma al di fuori esso non possono co-ruotare perchè la loro velocità di rotazione sarebbe maggiore di c . Diventano dunque linee aperte che si avviluppano su se stesse, in una specie di struttura a spirale.

Poichè le particelle cariche sono intrappolate nelle linee di forza del campo magnetico, non possono sfuggire dalle linee chiuse, per cui ci aspettiamo che nella regione spaziale occupata da queste la densità di carica raggiunga il valore dato dalla eq. (17.19), come all'interno della stella. Tale distribuzione di carica annullerebbe la componente E_{\parallel} .

Invece le cariche che si trovano nella regione spaziale delle linee aperte possono invece scorrere lungo di esse sfuggendo dalla Stella di Neutroni. Si può pensare che, grazie a questa possibilità, la carica magnetosferica possa essere molto ridotta rispetto all'eq. (17.19), per cui ci possa essere, lungo tali linee, un E_{\parallel} non troppo diverso da quello di eq. (17.18) e quindi possa sussistere una differenza di potenziale $\Delta\Phi_e \neq 0$ fra la superficie della stella e l'infinito, sufficiente a permettere accelerazione di cariche.

Se il dipolo magnetico è parallelo all'asse di rotazione, ci aspetteremmo, come detto più sopra, che siano gli elettroni a fuoruscire dalla regione polare. Notiamo, però, che se dalla calotta polare uscissero solo elettroni, la Stella di Neutroni acquisirebbe una carica totale > 0 . Affinchè essa resti elettricamente neutra, è necessario che ci sia anche un flusso entrante uguale e dello stesso segno. Poichè le cariche possono entrare e uscire solo lungo le linee di campo aperte, la regione polare corrispondente risulterà divisa in due parti: una calotta interna dalla quale fuoriescono gli elettroni che sfuggono a distanza infinita, ed una corona esterna dalla quale devono fuoruscire i protoni, oppure entrare da grande distanza altri elettroni. Tali regioni sono separate dalla cosiddetta "linea critica" (fig. 17.23) per la quale $\Phi_{e,l.cr.} = \Phi_{e,\infty}$, ossia lungo di essa $\Delta\Phi_e = 0$.

Cerchiamo ora di valutare l'ordine di grandezza dell'energia massima che le particelle possono raggiungere. In primo luogo utilizziamo l'eq. 17.15, come se non ci fosse magnetosfera. Assumiamo, inoltre, che la differenza di potenziale necessaria per muovere le cariche sia la media fra la differenza di potenziale necessaria per accelerare gli elettroni e quella, di segno opposto, per accelerare le cariche positive. Cioè, usando la (17.15), scritta sulla superficie della stella ($r = R_{SN}$) per $\theta = 0$ e per $\theta = \theta_p$ avremo:

$$\Delta\Phi_e(\theta = 0) = \Phi_e(\theta = 0) - \Phi_e(\infty) = \frac{H_p R_{SN}^2 \omega_{SN}}{3c} \times 2 - \Phi_e(\infty)$$

$$\Delta\Phi_e(\theta_p) = -[\Phi_e(\theta_p) - \Phi_e(\infty)] = -\left[\frac{H_p R_{SN}^2 \omega_{SN}}{3c} (2 - 3 \sin^2 \theta_p) - \Phi_e(\infty) \right]$$

con $\sin^2 \theta_p$ dalla (17.20) Ne segue che la differenza di potenziale disponibile all'accelerazione è data, come ordine di grandezza, da:

$$\Delta\Phi_e = \Phi_{e,SN} - \Phi_e(\infty) \approx \frac{\Delta\Phi_e(\theta = 0) + \Delta\Phi_e(\theta_p)}{2} = \frac{\omega_{SN}^2 R_{SN}^3 H_p}{2c^2} \approx 2 \cdot 10^{10} \frac{R_{SN,6}^3 H_{12}}{P^2} \quad (\text{u.e.s.}) \quad (17.22)$$

($R_{SN,6}$ raggio della SN in unità di 10^6 cm e H_{12} campo magnetico in unità di 10^{12} G).

L'energia disponibile alle particelle che sfuggono sarà allora:

$$\mathcal{E} \approx e \times \Delta\Phi_e \approx 10 \frac{R_{SN,6}^3 H_{12}}{P^2} \text{erg} \approx 6 \cdot 10^{12} \frac{R_{SN,6}^3 H_{12}}{P^2} \text{eV} \quad (17.23)$$

e il fattore di Lorentz corrispondente è, per un elettrone,

$$\gamma_{(max)} = \mathcal{E}/m_e c^2 \approx 10^7 R_{SN,6}^3 H_{12}/P^2$$

Se il numero di cariche che si trova nelle linee aperte di \vec{H} è molto elevato, la loro carica spaziale può ridurre il potenziale accelerante, mentre se ce ne sono molto poche, allora il potenziale accelerante può essere molto vicino al valore appena considerato, che rappresenta quindi il massimo.

Le particelle accelerate, scorrendo lungo le linee di forza curve di \vec{H} , hanno una accelerazione centripeta, per cui emettono radiazione, analoga alla radiazione di sincrotrone, che è detta *radiazione di curvatura*. In un campo \vec{H} di tipo dipolare il raggio di curvatura per le linee di campo nella calotta polare racchiusa dalle linee critiche è dato da (§ 17.9.4):

$$R_c = 1.8 \cdot 10^5 r^{1/2} P^{1/2} \approx 1.8 \cdot 10^8 \text{ cm (per } r = R_{SN} = 10^6 \text{ cm)}$$

Utilizzando l'espressione (4.18), riscritta in modo da farvi figurare il raggio di Larmor, e sostituendo R_c ad esso, si ha una stima della frequenza ν a cui viene emessa la radiazione:

$$\nu = \frac{3}{2} \gamma^3 \frac{c}{R_c} \quad (17.24)$$

Adottando i valori tipici $R_{SN,6} = 1$, $H_{12} = 1$, $P = 1$ si ha $\gamma_{max} = 10^7$. Per $r = R_{SN}$, $R_c \sim 1.8 \cdot 10^8$ cm, per cui dalla (17.24) si trova che l'emissione dovrebbe avvenire a frequenze $\gtrsim 10^{23}$ Hz, corrispondenti a fotoni di energie dell'ordine di 10^{-3} erg. Si tratta tipicamente di radiazione *ultra-gamma*. In realtà fotoni di energie così elevate producono, mediante interazione con il campo magnetico o con fotoni di più bassa energia, coppie e^+/e^- , che a loro volta vengono accelerati producendo altri fotoni, a energie inferiori, che possono produrre, per lo stesso tipo di interazione, altre coppie e così via. In altre parole, viene prodotta una *cascata* di coppie (e^- -fotoni) a energie progressivamente più basse, che degradano l'energia irradiata a frequenze sempre più basse, fino alla banda radio. L'esistenza di γ -pulsar (§ 17.9.3) potrebbe significare, però, che in certe situazioni questo degrado di energia non è ancora avvenuto.

La radiazione, in ogni caso, essendo prodotta da particelle relativistiche, è tutta emessa lungo la direzione della velocità delle particelle stesse, ossia, nel nostro caso, entro il cono definito dalle linee aperte di \vec{H} . L'emissione è, dunque, fortemente anisotropa e può essere percepita da un osservatore solo se questi è localizzato lungo il cono di emissione. E, se l'asse magnetico ha una orientazione diversa dall'asse di rotazione il segnale è ricevuto solo quando, durante la sua rotazione, la stella punta il cono verso l'osservatore (effetto "faro", fig. 17.24). Naturalmente, se i due assi fossero paralleli l'intermittenza del segnale non avrebbe luogo.

L'ampiezza di questo cono dovrebbe dare una misura della larghezza dell'impulso in unità di periodo e la frazione di angolo solido occupato dal cono dare una misura della frazione di pulsar osservabili. Per esempio per $R_{SN}=10$ km e $P=0.01$ sec si trova $\theta \approx 8^\circ$, larghezza dell'impulso $2\theta/360^\circ \approx 5\%$ e frazione di volume $\theta^2/4\pi \approx 0.1\%$. Calcolato in questo modo l'angolo risulta molto piccolo. Tuttavia bisogna considerare che le linee di forza lungo cui scorrono le particelle sono curve e quindi il cono "si apre" e la radiazione viene emessa entro un angolo maggiore.

Notiamo, inoltre, che se l'emissione radio è dovuta a radiazione di curvatura, allora il fascio di emissione deve essere "vuoto" al centro (*hollow cone*), poichè le linee di forza molto vicino all'asse magnetico hanno una curvatura molto piccola e le particelle accelerate lungo di esse emetteranno poca o nulla radiazione. Questo può spiegare gli impulsi doppi (§ 17.1.2) che a volte si osservano. Anche la *rotazione dell'angolo di polarizzazione* all'interno dell'impulso (§ 17.1.4) diventa semplice da capire. Infatti la radiazione di curvatura è polarizzata linearmente, come quella di sincrotrone, con vettore elettrico perpendicolare alla proiezione di \vec{H} nel piano del cielo. Poichè le linee di campo polari, in cui avviene l'emissione, ruotano, anche l'angolo di polarizzazione deve ruotare (fig. 17.24).

17.5.5 Frenamento della Stella di Neutroni

È interessante notare che le correnti entrante e uscente dalla calotta polare causano, sulla Stella di Neutroni, un momento frenante ad opera della forza di Lorentz (fig. 17.25).

Tale momento riduce la rotazione della stella di neutroni in maniera del tutto simile a quanto avviene nel modello del rotatore obliquo, per cui le considerazioni energetiche fatte per quel modello

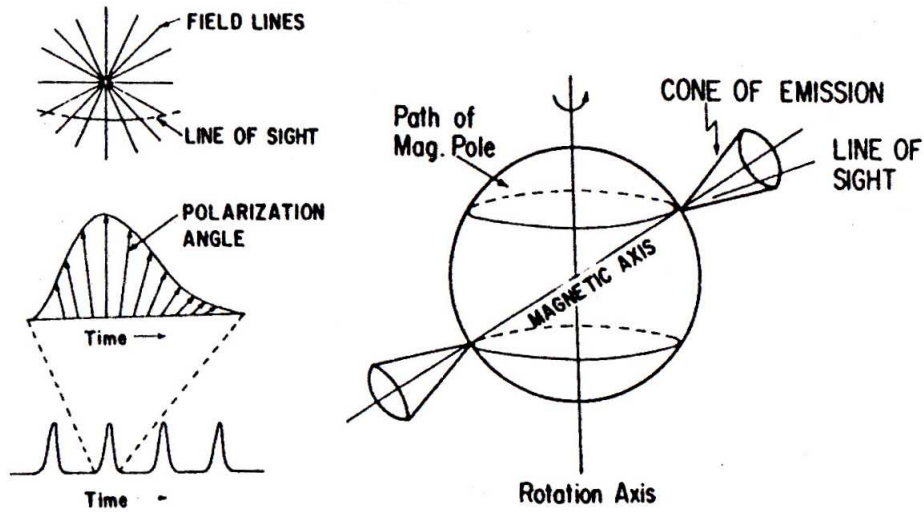


Figura 17.24: Il modello di "calotta polare" di Radhakrishnan & Cooke (1969, *Astrophys. J.*, 3, 225). A *destra* il modello di "faro rotante": la radiazione osservata viene prodotta nelle zone polari ed emessa entro uno stretto cono, con intensità crescente verso la superficie esterna (e nulla lungo l'asse). In *alto a sinistra* le linee di campo magnetico viste guardando lungo l'asse magnetico. Nel *centro a sinistra* la variazione dell'angolo di polarizzazione all'interno di un impulso.

sono valide anche per il modello di Goldreich e Julian. Anche in questo caso, dunque, l'energia richiesta per accelerare le cariche a energie relativistiche corrisponde alla diminuzione dell'energia di rotazione. Possiamo valutare il momento frenante con un calcolo schematico, facendo riferimento alla fig. 17.25 nella vista lungo l'asse polare (a destra). Nella calotta polare di raggio r_p (eq. 17.21) usando la (17.19) per stimare la densità di carica esterna sulla superficie della stella ($r = R_{SN}$) e ponendo $\theta \approx 0$ dato che siamo molto vicini all'asse magnetico, abbiamo, come ordine di grandezza, una corrente superficiale uscente data da:

$$i \approx \rho_e c (\pi r_p^2) = \frac{H_p \omega_{SN}^2 R_{SN}^3}{c}$$

che deve essere compensata, per mantenere la neutralità, da una corrente superficiale entrante dal suo bordo. La densità di corrente superficiale attraverso una circonferenza di raggio r (unidimensionale) sarà dell'ordine di:

$$j_s \approx \frac{i}{2\pi r} = \frac{H_p \omega_{SN}^2 R_{SN}^3}{2\pi c r}$$

Se consideriamo un elemento superficiale della calotta, di forma tronco-conica, compreso fra r e $r + dr$ e α e $\alpha + d\alpha$, la forza di Lorentz esercitata dal campo magnetico e il relativo momento torcente sono:

$$dF = \frac{j_s H_p r d\alpha dr}{c} \quad \text{e} \quad d\mathcal{M}_t = r dF$$

Integrando su tutta la calotta, si ottiene:

$$\mathcal{M}_t = \int_0^{2\pi} \int_0^{R_p} dK = \frac{H^2 \omega_{SN}^3 R_{SN}^6}{2c^3} \quad (17.25)$$

e quindi il frenamento risulta:

$$\dot{\omega} = \frac{\mathcal{M}_t}{I_{SN}} = \frac{H^2 \omega_{SN}^3 R_{SN}^6}{2c^3 I_{SN}} \quad (17.26)$$

che è dello stesso ordine di grandezza di quanto ottenuto con il modello del rotatore obliquo (prima delle eq. 17.7).

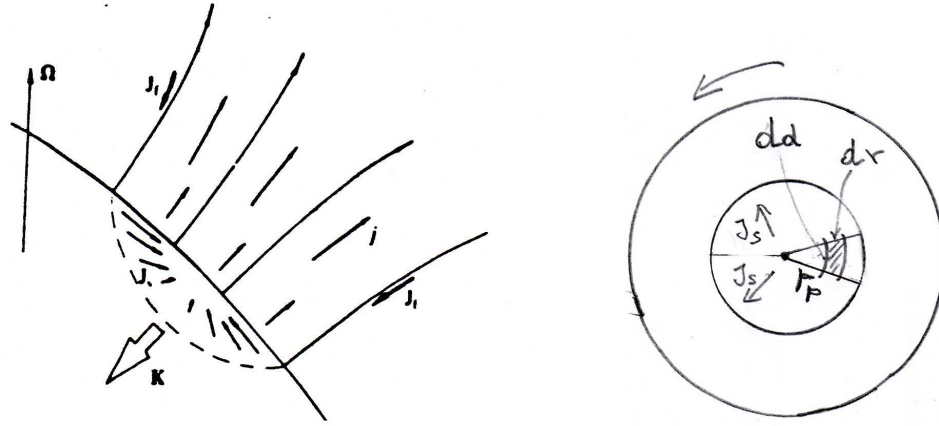


Figura 17.25: Distribuzione delle correnti nelle regioni polari di una Stella di Neutroni. A *sinistra* la linea di vista è tangente alla calotta magnetica. A *destra* è lungo l'asse magnetico. Le forze magnetiche che agiscono sulle correnti superficiali generano il momento torcente (indicato con \vec{K} in figura) che si oppone al vettore $\vec{\omega}_{SN}$ (Ω in figura) ed è esattamente opposto se $\vec{H} \parallel \vec{\Omega}$.

17.5.6 Meccanismo di irraggiamento coerente

L'elevata temperatura di brillanza ($T_B \gg 10^{22}$, § 17.1.6) osservata in banda radio nelle pulsar non è spiegabile in termini di processi di emissione tradizionali. È necessario assumere che agiscano processi collettivi di emissione.

Si suppone cioè che le particelle siano raggruppate in *pacchetti* di dimensioni ℓ , ciascuno contenente N particelle per cm^3 . Finché $\ell \ll \lambda$, dove λ è la lunghezza d'onda a cui si osservano gli impulsi, il pacchetto si comporta come un'unica particella di massa $m' \approx N\ell^3 m_e$ e carica $q' \approx N\ell^3 e$. In questo caso i campi elettromagnetici generati sono *coerenti* o in fase e quindi si sommano (nel caso di radiazione *non* coerente si sommano le ampiezze delle singole onde elettromagnetiche). La (17.1), sostituendo quivi m' ad m_0 , consente una temperatura di brillanza $N\ell^3$ volte maggiore di quella possibile ad un elettrone singolo. Se T_B è la temperatura di brillanza osservata, la condizione

$$\frac{m'c^2\gamma}{k_B} = \frac{N\ell^3(m_e c^2\gamma)}{k_B} > T_B > 10^{22}$$

fornisce $N\ell^3 > 10^{12}/k_B$. Quindi se ad esempio $\ell < 10$ cm e $\gamma \sim 10^3$ si ricava $N > 10^6 \text{ cm}^{-3}$. È stato ipotizzato che questi pacchetti di cariche si trovino ai bordi della magnetosfera, vicino al cilindro di luce, ma un modello completo non esiste.

Quando si esce dalla banda radio e si entra in quella ottica od X , è possibile che la condizione $\ell \ll \lambda$ non sia più verificata, e che il pacchetto non sia più visto come un oggetto unico. In questo caso non si ha più emissione coerente dal pacchetto di particelle, ma solo incoerente dalle singole particelle, che comunque non rappresenta un problema, come abbiamo visto per la Crab e la Vela.

17.5.7 Modello di Ruderman e Sutherland

Il modello (1975, Ap.J., 196, 51), che qui viene descritto molto sommariamente, parte dalla considerazione che l'estrazione di protoni dalla corona esterna della calotta polare di raggio r_p , che servirebbe per bilanciare la fuoriuscita degli elettroni mantenendo la neutralità elettrica, non è possibile. Infatti è stato mostrato che l'energia di legame dei protoni è talmente elevata da rendere nullo l'effetto del campo elettrico. Poiché viene anche considerato non plausibile che gli elettroni estratti entro il cono

limitato dalla linea critica possano rifluire, da grandi distanze, sulla stella di neutroni lungo le linee di campo esterne alla linea critica, la stella di neutroni verrebbe ad acquisire una carica positiva tale da modificare il campo esterno nelle zone polari, impedendo l'estrazione degli elettroni.

Si è pensato allora ad un modello dove gli elettroni che producono la radiazione *non* provengono dalla *SN* e il modello del rotatore obliquo è stato modificato assumendo che $\vec{\omega}_{SN}$ e \vec{H} siano *antiparalleli*.

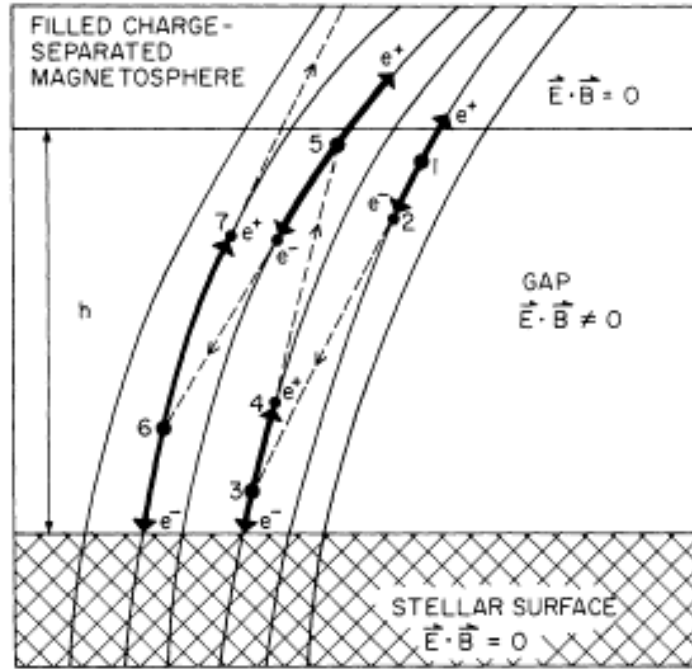


Figura 17.26: Processi che avvengono nella regione priva di magnetosfera sopra la calotta polare (“polar gap” di altezza h in figura, h_g nel testo per non confondersi con la costante di Planck, h). Un fotone di energia $\geq 2m_e c^2$ produce una coppia e^+/e^- nel punto 1. Il campo elettrico accelera l' e^+ verso l'esterno, e l' e^- verso la superficie della stella. L' e^- si muove lungo una linea di campo curva e emette, per radiazione di curvatura, un fotone di alta energia nel punto 2, il quale a sua volta produce una coppia nel punto 3, dove H_\perp ha un valore appropriato (Ruderman e Sutherland, 1975, *referenza citata*).

In questo caso ai poli magnetici ci sono le cariche positive, mentre gli elettroni sono all'equatore. Le cariche positive, come già detto, non possono essere estratte, mentre gli elettroni delle regioni equatoriali non possono essere accelerati perchè dovrebbero muoversi perpendicolarmente ad \vec{H} .

Si afferma, inoltre, che anche in questo modello la stella di neutroni è circondata da una magnetosfera, per cui il campo elettrico esterno dovrebbe essere ortogonale al campo magnetico (come all'interno della stella di neutroni) e quindi non potrebbe accelerare particelle.

Viene mostrato, però, che nel cono di linee di campo polari contenute entro la linea critica la magnetosfera è staccata dal superficie della stella di neutroni, generando una regione priva di cariche magnetosferiche (chiamata “polar gap”, fig. 17.26), di spessore

$$h_g < r_p = \sin \theta_p R_{SN} \approx 10^4 \text{cm}$$

in cui $\vec{E} \cdot \vec{H} \neq 0$ e in cui, quindi, si stabilisce una differenza di potenziale:

$$\Delta\Phi_e \approx \frac{\omega_{SN} H h_g^2}{c}$$

In particolari condizioni h_g può crescere fino a $\approx r_p$, e quindi $\Delta\Phi_e$ può raggiungere un valore $\geq 10^{12}$ V (eq. 17.22).

In questo modello il funzionamento della pulsar avviene in maniera alquanto dissimile dai modelli precedenti, poichè le cariche elettriche che producono la radiazione non sono originate dalla stella di neutroni. Fotoni *gamma* di energia $\gg 1$ Mev, non necessariamente prodotti dalla pulsar, ma presenti nell'ambiente, interagendo col campo magnetico della pulsar, producono coppie e^+/e^- (vedasi anche Sturrock, 1971, ApJ, 164, 529).

Gli elettroni sono accelerati dal campo elettrico verso la superficie stellare, mentre i positroni lo sono in direzione opposta verso l'esterno, al di fuori del "polar gap", continuando a produrre radiazione di curvatura, tipicamente in banda γ . I fotoni relativi interagendo con il campo magnetico produrranno altre coppie e così via.

Ci dobbiamo aspettare che la copiosa produzione di cariche finisca coll'annullare temporaneamente nel "gap polare" la componente E_{\parallel} , interrompendo il processo di produzione di nuove coppie. Le coppie prodotte in precedenza fluiscono all'esterno continuando a produrre radiazione di curvatura. Il "gap polare" si riforma e il processo globale ricomincia. In altre parole, la produzione delle particelle non è continua ma "a singhiozzo" e di conseguenza lo è pure la radiazione. Si spiega così la struttura fine degli impulsi (fig. 17.9).

Nel modello si assume che il campo magnetico entro una distanza h_g dalla superficie della stella di neutroni sia dominato da multipoli, nel qual caso si ha $R_c \approx R_{SN}$. La componente dipolare diventa dominante a distanze $\gg h_g$.

Perchè questo processo, che richiede la produzione della scarica ad opera di γ primari, possa funzionare, sono necessarie due condizioni:

a) che gli e^+/e^- prodotti possano raggiungere energie sufficienti da emettere γ che a loro volta possano produrre coppie.

b) che il libero cammino medio dei γ sia inferiore alla scala caratteristica del campo magnetico.

Condizione a)

Gli elettroni accelerati, da eq. 17.23 risultano avere $\gamma_{max}^{el} \approx \frac{10^7 H_{12} R_{SN,6}^3}{P^2}$

I fotoni emessi per radiazione di curvatura alla frequenza ν_c (eq. 17.24) hanno energia

$$\mathcal{E}_f = h_P \nu_c \sim \frac{3}{2} \frac{(\gamma^{el})^3 h_{PC}}{R_c} \lesssim \frac{3}{2} \frac{(\gamma_{max}^{el})^3 h_{PC}}{R_c} = \frac{3 \cdot 10^5}{R_c} \left(\frac{H_{12}}{P^2} \right)^3 R_{SN,6}^9$$

Per produrre la cascata e^+/e^- deve essere $\mathcal{E}_f > 2m_e c^2 = 1.7 \cdot 10^{-6}$ erg, ossia $\frac{H_{12}}{P^2} > 1.8 \cdot 10^{-4} R_c^{1/3}$.

Usando $R_c = R_{SN} = 10^6$ cm (campo multipolare) si ottiene ¹³.

$$\frac{H_{12}}{P^2} > 2 \cdot 10^{-2}$$

Condizione b)

Il cammino libero medio ℓ per produzione di coppie e^+/e^- di un fotone di alta energia in campo magnetico (citato da Ruderman & Sutherland) è dato da :

$$\ell = \frac{4.4 h_P^2}{e^2 m_e} \frac{H_q}{H_{\perp}} e^{\frac{4}{3\chi}} \quad H_q = \frac{2\pi m_e^2 c^3}{h_P e} \quad \chi = \frac{h_P \nu_f H_{\perp}}{2m_e c^2 H_q} \ll 1 \quad (17.27)$$

dove ν_f è la frequenza del fotone e H_{\perp} è la componente di H perpendicolare alla direzione di moto del fotone. Si vede dunque che la condizione importante è che il fotone veda un campo H_{\perp} diverso da zero.

¹³Per un campo dipolare, con $R_c \approx 2 \cdot 10^2 R_{SN}$, si troverebbe $\frac{H_{12}}{P^2} \gtrsim 0.1$.

Poiché i fotoni, prodotti dagli elettroni (iper-relativistici) per radiazione di curvatura, sono diretti lungo la direzione del moto degli elettroni, ossia lungo le linee di campo di \vec{H} , inizialmente vedono solo un H_{\parallel} . Poiché, però, si muovono in linea retta, mentre le linee di campo sono curve, all'aumentare della distanza s percorsa, il campo magnetico *mostrerà ai fotoni* una componente $H_{\perp} \approx \frac{s}{R_c} H$ via via crescente. Ovviamente sarà $s \sim \ell$.

Sviluppando l'eq. 17.27, si ottiene:

$$\ell [2 \ln \ell - \ln R_{c,6} + \ln H_{12}] = 3.4 \cdot 10^2 \left(\frac{H_{12}}{P^{1.5}} \right)^{-4} R_{RSN,6}^{-9} R_{c,6}^2$$

Assumendo la condizione $\ell \leq h_g \leq 10^4$, si avrà anche $2\ell \ln \ell \leq 1.8 \cdot 10^5$.

Per $R_c = 10^6$ cm (campo multipolare) $R_{c,6} \approx 1$ per cui si può trascurare $\ln R_{c,6}$ e $\ln H_{12}$ rispetto a $2 \ln \ell$. Si ottiene quindi:

$$\frac{H_{12}}{P^{1.5}} \geq 0.2 R_{SN,6}^{9/4} R_{c,6}^{1/2} \approx 0.2$$

Se confrontiamo i limiti posti dalle condizioni precedenti su H_{12}/P^2 con la fig. 17.27, possiamo vedere che la condizione b) per campo multipolare, pur non coincidendo con la “death line” disegnata ($H_{12}/P^2 \approx 0.2$), descriverebbe altrettanto bene la frontiera alla quale le pulsar sembrano scomparire.

Per un campo dipolare ($R_c \approx 2 \cdot 10^8 (r/R_{SN})^{1/2}$ cm), la condizione b) comporterebbe $\frac{H_{12}}{P^{13/8}} \gtrsim 3$, decisamente inconsistente con la linea di morte.

La condizione a) invece non sembra vincolante

17.6 Evoluzione delle Pulsar

Lo scenario evolutivo delle pulsar radio si discute agevolmente con l'aiuto del diagramma campo magnetico–periodo riportato in fig. 17.27.

Le pulsar nascono presumibilmente con periodi molto brevi, come risultato della conservazione del momento della quantità di moto, durante il collasso di una stella (§ 16.3), ma, invecchiando, il loro periodo cresce. Dal modello del rotatore obliquo sappiamo però che (eq. 17.7):

$$P\dot{P} \propto H_{SN}^2 \left(\frac{R_{SN}^6}{I_{SN}} \right) \propto H_{SN}^2$$

quindi, finché il campo magnetico rimane costante la pulsar si muoverà in questo diagramma lungo una retta orizzontale, corrispondente per esempio ad $H \approx 10^{12}$ G. C'è tuttavia una forte evidenza osservativa (per esempio la discrepanza fra l'età cinematica e quella caratteristica per le pulsar più vecchie, § 17.2.3), che la quantità $P\dot{P}$ diminuisca, e quindi il campo magnetico di una Stella di Neutroni decada, presumibilmente per diffusione nello spazio interstellare, a valori dell'ordine di $10^8 \div 10^{10}$ G. La scala di tempo per il decadimento di H è stimata dell'ordine di $1 \div 10$ milioni di anni. Al diminuire del campo magnetico il rotatore obliquo diviene sempre meno efficace, ed il periodo rallenta la sua crescita.

Quando questo effetto comincia a diventare importante la traiettoria della pulsar in fig. 17.27 comincerà a piegarsi in basso (H diminuisce e P cresce poco) per poi diventare verticale, e la pulsar si troverà ad attraversare la cosiddetta *linea della morte* (*death line, d.l.*), al di sotto della quale il meccanismo non funziona più. La linea della morte in fig. 17.27 è descritta empiricamente dall'equazione:

$$\left(\frac{H}{10^{12}} \right) P^{-2} = 0.2 \quad \text{ossia} \quad \frac{\dot{P}}{P^3} \sim (5 \div 10) 10^{-17} \text{ sec}^{-3} \quad (\text{per valori tipici, § 16.3}) \quad (17.28)$$

che corrisponderebbe, secondo l'eq. 17.23, ad una energia delle particelle di 10^{12} eV.

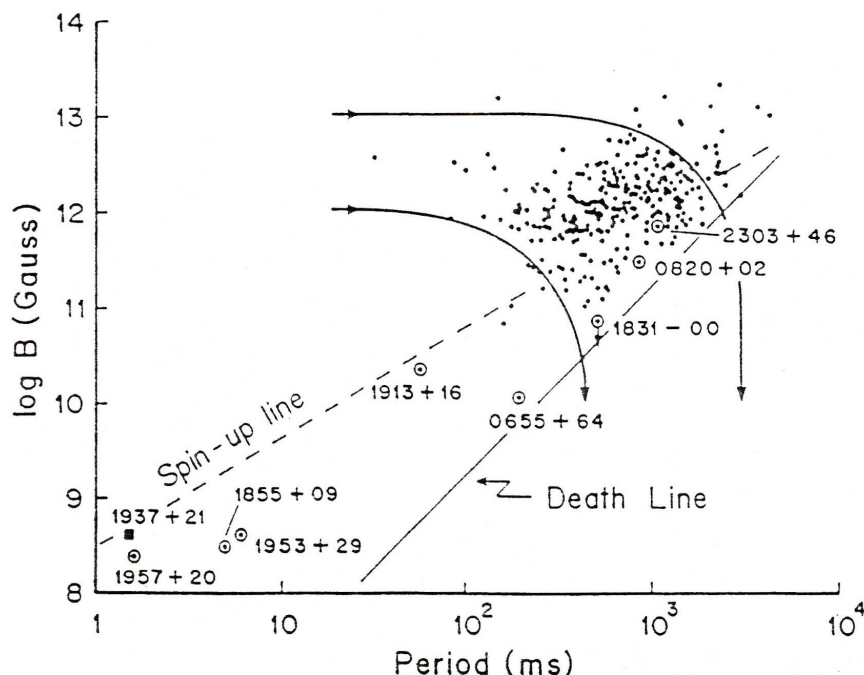


Figura 17.27: Periodi e campi magnetici B (H nel testo) per circa 300 pulsar (Srinivasan & Bhattacharya 1987, IAU Symp. 125, 103). Il significato delle linee è descritto nel testo. I punti nei cerchietti rappresentano pulsar binarie (§ 17.7), il quadratino nero la ms pulsar isolata (§ 17.6.2)

A destra di tale linea c'è il *cimitero*, (*graveyard*), delle pulsar. La maggior parte delle pulsar muoiono probabilmente entro $\sim 10^7$ anni dalla loro formazione con periodi terminali compresi fra ~ 0.3 e ~ 3 secondi, coerentemente con l'istogramma di fig. 17.3.

La maggior parte delle pulsar che noi osserviamo sono vecchie, perchè il primo tratto del diagramma in fig. 17.27 è percorso velocemente¹⁴. Quindi le osserviamo addensate prevalentemente vicino alla zona in cui il periodo è allungato e il campo magnetico comincia a diminuire

Vi è però un gruppo di pulsar, nell'angolo in basso a sinistra di fig.17.27, con campo magnetici molto piccoli, che non obbediscono allo schema evolutivo appena discusso.

Si tratta delle *milli-second* (ms) pulsar, così chiamate appunto perchè hanno periodi tipici di qualche millesimo o al più qualche decina di millesimi di secondo.

Queste pulsar sono molto più vecchie delle pulsar ordinarie ma hanno periodi più brevi. Poichè il periodo cresce col tempo, non si può pensare che le *milli-second* pulsar siano prodotte dal semplice invecchiamento delle altre.

I loro campi magnetici sono molto più piccoli di quelli di pulsar giovani di periodo confrontabile, come quelle nella Crab o nella Vela.

Il modello che giustifica queste caratteristiche è esposto in § 17.6.1.

17.6.1 Riaccelerazione o *spin-up* di una Stella di Neutroni magnetizzata in un sistema binario

Normalmente quando una pulsar è finita al di là della death line è spenta per sempre. Se però la Stella di Neutroni appartiene ad un sistema binario può succedere che ad un certo punto cominci ad accrescere materia dalla stella compagna non degenere, quando questa si allontana dalla sequenza principale e diviene una stella gigante. In questa fase è probabile che la stella sia vista come sorgente X o pulsar- X

¹⁴Dato che $\tau_c = P^2/2H^2$, come risulta ponendo la (17.2) nella (17.7), le linee di età costante sono parallele in fig. 17.27 che si infittiscono al crescere di P .

(§ 16.4.3). Accrescendo materia, la Stella di Neutroni acquisisce anche una grande quantità di momento angolare (§ 16.4), aumentando la sua velocità di rotazione, come avviene nelle binarie X e nelle pulsar- X . Diminuendo il suo periodo, la Stella di Neutroni magnetizzata comincerà a muoversi nel grafico di fig. 17.27 nella direzione dei P decrescenti. Se la stella è già abbastanza vecchia, il suo campo magnetico sarà piuttosto piccolo e la sua variazione nel tempo lenta (il decadimento di H è esponenziale) per cui si potrà rappresentare questa fase dell'evoluzione con una retta approssimativamente parallela all'asse P . La stella aggiusterà il suo periodo in modo da ruotare alla stessa velocità del bordo interno del disco di accrescimento. Il periodo di equilibrio sarà cioè tale che la velocità di rotazione al raggio di Alfvén r_A (§ 16.4.4) è uguale alla velocità Kepleriana del materiale in caduta libera (se ruotasse più in fretta il materiale accresciuto la rallenterebbe, se ruotasse più adagio la accelererebbe). Vale a dire:

$$\omega_{SN} \times r_A = \frac{2\pi}{P_{\text{Kepl}}} r_A = \sqrt{\frac{GM}{r_A}}$$

da cui, sostituendo l'espressione di r_A data nella (16.20), dove $m = H_{SN} R_{SN}^3$, (pag. 17.26) ed esprimendo i parametri in unità opportune si ha per il periodo di equilibrio:

$$P_{\text{Kepl}} \sim 2 \left(\frac{R_{SN}}{10^6} \right)^{18/7} \left(\frac{M_{SN}}{1.5M_{\odot}} \right)^{-5/7} \left(\frac{H_{SN}}{10^9} \right)^{6/7} \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} \right)^{-3/7} \text{ ms} \quad (17.29)$$

col raggio in cm e il campo magnetico in G. Dati la massa ed il raggio di una Stella di Neutroni, che comunque variano poco da oggetto ad oggetto, il periodo di rotazione minimo che essa può raggiungere dipende esclusivamente dal suo campo magnetico e dal ritmo di accrescimento di materia. E, per un dato campo magnetico, maggiore è l'accrescimento, minore sarà il periodo di equilibrio raggiunto. Ma dato che c'è un limite superiore all'accrescimento di materia, il limite di Eddington (16.19), esiste un valore minimo per il periodo di equilibrio, che è fissato esclusivamente dal campo magnetico. Quindi ci aspettiamo di trovare queste Stelle di Neutroni tutte vicino al periodo limite, cioè vicino alla retta del piano $H - P$ detta *linea di accelerazione (spin-up line)*, che, dalla (17.29) avrà un'equazione del tipo $P \propto H^{6/7}$.

Raggiunto il periodo di equilibrio la Stella di Neutroni continuerà a scendere lungo la spin-up line, cioè, a meno che la fase di trasferimento della massa non cessi, il suo periodo di equilibrio continuerà a diminuire a causa del lento decadere del campo magnetico, fino eventualmente a raggiungere quello che sembra essere un valore asintotico di $\sim 5 \times 10^8$ G. La durata del trasferimento di massa dipende dalla distanza fra le due stelle, e può essere anche di 10^9 anni.

Dalla fig. 17.27 si vede che, per raggiungere $P < 10$ ms nella fase di accrescimento di materia il campo magnetico della Stella di Neutroni deve essere $\lesssim 6 \times 10^9$ G. Con campi magnetici più intensi nella fase in cui inizia l'accrescimento, periodi dell'ordine del millesimo di secondo non si riescono a raggiungere.

Un altro vincolo è rappresentato dal fatto che anche la massa trasferita deve superare una certa quantità, altrimenti non si ha sufficiente trasferimento di momento angolare. Per esempio, per raggiungere $P = 1.55$ ms con $H = 5 \times 10^8$ G occorre un accrescimento complessivo di almeno $0.12 M_{\odot}$, il che vuol dire che se anche l'accrescimento avvenisse al ritmo di Eddington, questo trasferimento di massa dovrebbe durare oltre 10^7 anni. Un tempo così lungo per la durata dell'accrescimento è considerato un'indicazione che la stella compagna non può essere in generale, una stella di grande massa, che ha vita media abbastanza breve, ma più probabilmente una Nana Bianca.

Se nel frattempo però si sono venute a creare le condizioni fisiche favorevoli (§ 17.6.2) la Stella di Neutroni comincerà a comportarsi nuovamente come pulsar, il suo periodo ricomincerà a crescere ed essa si staccherà dalla spin-up line muovendosi verso P crescenti.

Usando nella (17.29) valori tipici per R_{SN} e M_{SN} (§ 16.3), si ha $P_{\text{Kepl}} \sim 2 \times (H/10^9)^{6/7}$ ms, che comporta, per $H \approx 10^9$ G, un valore di ~ 2 ms. La SN è diventata una *ms pulsar* (§ 17.6.2).

17.6.2 Caratteristiche delle Milli-second (ms) pulsar

La maggioranza delle milli-second pulsar note appartiene a sistemi binari, e rappresentano una grossa frazione delle pulsar appartenenti a sistemi binari (fig. 17.28).

Questo fatto suggerisce fortemente che le milli-second pulsar siano pulsar “resuscitate” o “riciclate”, cioè oggetti che sono stati estratti dal cimitero e riaccelerati mediante il meccanismo del trasferimento di massa da una stella compagna.

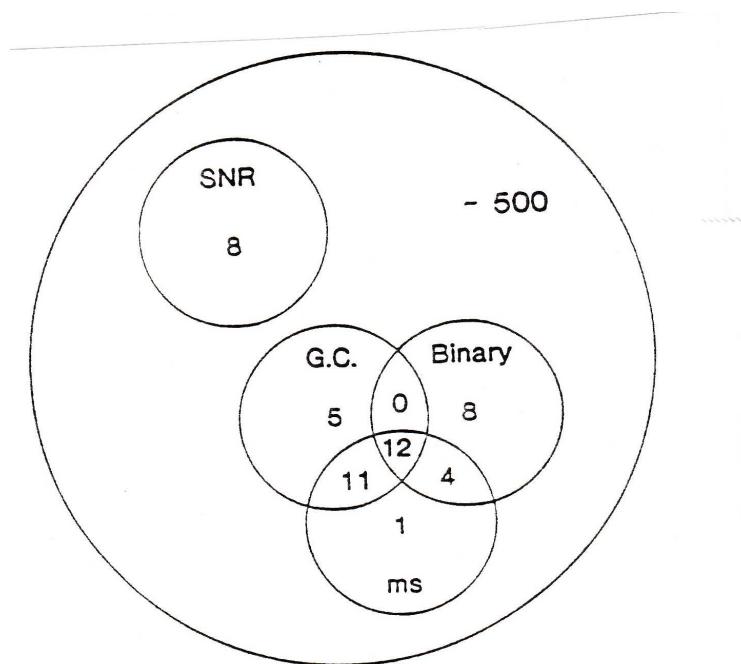


Figura 17.28: Diagramma di Venn (J. Venn 1880, Philosophical Magazine and Journal of Science, Series 5, vol. 10, No. 59) delle pulsar note (al 1992). Le sottoclassi nei cerchi sono: pulsar in Resti di Supernovæ (SNR), in Globular Clusters (ammassi globulari, G.C.), in sistemi binari e milli-second

Quando la Stella di Neutroni ha raggiunto il suo periodo minimo di rotazione di ~ 1 ms, e l'accrescimento di materia è sufficientemente diminuito da far sì che il momento angolare trasferito non sia più sufficiente a mantenere stabile la velocità di rotazione, essa ricomincerà a funzionare come pulsar, perdendo energia di rotazione e rallentando di nuovo il periodo. Se poi la densità del mezzo circostante è diminuita abbastanza da renderlo sufficientemente trasparente alle onde radio, la pulsar sarà anche visibile. Essa lascerà la spin-up line spostandosi nuovamente verso i periodi crescenti, ma il periodo resterà *molto più breve* che nelle pulsar ordinarie, dell'ordine del millesimo di secondo, perchè anche la variazione temporale del periodo, \dot{P} , sarà più piccola che nelle pulsar ordinarie a causa del basso campo magnetico.

La durata di vita futura di queste ms pulsar, calcolate come il tempo necessario per far crescere, ad H costante, il periodo dal valore dato dalla spin-up line a quello della “death-line”, è $\gtrsim 10^9$ anni. Su tempi così lunghi il decadimento di H è molto lento. Quindi, dato che il campo magnetico non diminuisce praticamente più, la pulsar rinata, vivrà ora per sempre.

Le pulsar oggi conosciute con periodo inferiore a ~ 30 ms sono solo poche decine, ma considerazioni statistiche portano a pensare che ce ne possa essere qualche centinaio entro ~ 4 kpc dal Sole, che significa forse 10^4 in tutta la Galassia, e ancora di più se saranno confermati i primi risultati del satellite per osservazioni γ Fermi, cioè che molte sorgenti gamma sono associate a ms -pulsar (§ 17.9.3).

La prima milli-second pulsar scoperta (PSR 1937+21) ha un periodo di 1.5 ms, e non appartiene ad un sistema binario. Tuttavia il suo periodo così breve, rispetto ad H , che la pone praticamente

sulla spin-up line, fa pensare che anch'essa debba essersi evoluta in un sistema doppio, in cui però col tempo le due stelle si sono fuse o la compagna è “evaporata” (§ 17.8).

Dallo studio delle funzioni di massa delle milli-second pulsar appartenenti a sistemi binari, si è visto che, in genere le stelle compagne sono effettivamente di piccola massa (Nane Bianche). Gli ammassi globulari, a causa dell'alta densità di stelle contengono un numero di binarie X con compagne di piccola massa assai maggiore che non il disco della Galassia. Quindi indirizzare la ricerca delle milli-second pulsar agli ammassi globulari è stata una scelta ovvia e premiante. Da fig. 17.28 vediamo infatti che la quasi totalità (23/28) delle milli-second pulsar appartiene ad ammassi globulari e che di queste 12 appartengono a sistemi binari.

In questo contesto è stato uno svantaggio che il radiotelescopio di Arecibo, con la sua grande superficie di raccolta, si trovi nell'emisfero Nord, dove il numero degli ammassi globulari, che si concentrano intorno al centro galattico, è più scarso. Negli ultimi 5–10 anni, tuttavia, il potenziamento del radiotelescopio di Parkes (Australia) ha dato un grande impulso a questo campo di ricerca.

17.7 Pulsar appartenenti a sistemi binari (~ 1992)

Delle circa 600 pulsar note¹⁵, quelle che appartengono a sistemi binari (*pulsar binarie*) sono 24, di cui 13 nel piano della Galassia (così dette “di campo”), e le rimanenti in ammassi globulari. Di queste 24, 16 sono milli-second pulsar.

Data l'alta qualità delle misure temporali, le informazioni che, in linea di principio, si possono derivare da questi sistemi sono molte e molto interessanti. Le misure dei periodi delle pulsar radio sono di molti ordini di grandezza più accurate di quelle normalmente ottenibili per le pulsar- X , di conseguenza è possibile determinare il periodo orbitale della pulsar sufficientemente bene da fornire la funzione di massa (eq. 16.16). Inoltre con misure prolungate nel tempo è possibile misurare la eventuale precessione del peri-astro, che consente di determinare la massa totale del sistema e verificare le teorie della gravitazione e della relatività generale.

In tab. 17.3 sono riportati i dati più importanti relativi ad alcune delle pulsar binarie di campo.

Nella tabella è elencata anche PSR 1937 + 21, che, anche se attualmente singola, si ritiene si sia formata in un sistema binario che poi è degenerato (§ 17.6.2). Gli oggetti di cui non è riportata la massa, M_p , della pulsar non hanno dati sufficienti per poter determinare le masse accuratamente. Per questi la massa della compagna, M_c , è stata ricavata dalla funzione di massa supponendo che per tutti gli oggetti sia $M_p = 1.4 M_\odot$ e che le orientazioni delle orbite siano distribuite in modo casuale rispetto alla linea di vista; si è quindi adottato per i il valore di 60° , per cui $\cos i = 0.5$

I periodi orbitali di queste pulsar vanno da 7 ore ad alcuni anni, e orbite da quasi circolari a molto ellittiche. In alcuni casi (PSR 0655 + 64 e PSR 0820 + 02 e presumibilmente PSR 1802 – 07 e PSR 1855 + 09) si sa che le stelle compagne sono nane bianche. La PSR 1259 – 63 invece è una eccezione, essendo associata ad una stella di 8–10 M_\odot , di tipo B_e e di 10^a magnitudine.

Delle 14 pulsar elencate in tabella 17.3, solo 5 sono milli-second pulsar.

Cinque hanno dati sufficienti per misurarne l'avanzamento del peri-astro e quindi per determinare la massa totale del sistema e porre stretti vincoli sulle due masse separate. Di esse si parla separatamente in § 17.7.1.

E' interessante notare che, oltre alle pulsar, anche alcune stelle compagne sono presumibilmente Stelle di Neutroni, di massa molto vicino alla massa di Chandrasekhar. Questo sembra un risultato molto generale, che vale, pur se con maggiore incertezza, anche per le binarie X (Thorsett et al. 1993, ApJ. 405, L29). Aggiungendo agli oggetti di tabella 17.3 la 2127+11C (da Thorsett et al, la cui lista è largamente sovrapposta alla nostra) e la pulsar doppia J0737-3039 (§ 17.7.3) si trova che il valor medio della massa delle pulsar e delle stelle compagne che sono SN è $1.44 M_\odot$ con una dispersione $0.31 M_\odot$ (1.38 con dispersione $0.16 M_\odot$ se si esclude la 1957+20 che differisce dalla media di $\sim 3\sigma$).

¹⁵La statistica è aumentata ma il panorama non è cambiato.

Tabella 17.3: Pulsar in sistemi binari

Nome	P (ms)	$\dot{P}(10^{-19})$ s (s ⁻¹)	P_b (giorni)	e	$f(M_p, M_c)$ (M _⊙)	M_c (M _⊙)	M_p (M _⊙)
1937+21	1.55	1.00	–	–	–	–	–
1957+20	1.61	0.16	0.382	<0.00001	5 10 ⁻⁶	0.02 ^a	2.4
1855+09	5.36	0.18	12.33	0.00002	0.0055	0.23	1.27
1953+29	6.13	0.32	117.35	0.0003	0.0027	0.2–0.4	1.88
1257+12	6.21	1.2	~68	0.02	5.3 10 ⁻¹⁶	4.4 _⊕ ^c	(1.4)
1802–07	23.1	4.75	2.62	0.212	0.009	0.33	~1.4
1534+12	37.9	24	0.421	0.2736	0.315	1.36	1.32
1259-63	47.6	2.8 10 ⁴	~1200	~0.87	~1,53	~10 ^b	(1.4)
1913+16	59.0	88	0.323	0.617	0.1322	1.3874	1.4411
0655+64	195.6	6.31	1.028	0.000007	0.0172	0.7–0.8	(1.4)
1820–11	279.8	–	357.7	0.7946	0.068	(0.8)	(1.4)
1831–00	520.9	100	1.811	<0.004	0.00012	0.06–0.13	(1.4)
0820+02	864.9	1000	1232.4	0.0119	0.0030	0.2–0.4	(1.4)
2303+46	1066.4	5690	12.34	0.6584	0.2463	1.37	1.16

NOTE: ^a - la stella compagna è probabilmente una nana bruna; ^b - unica pulsar nota (a questa data) associata ad una stella massiccia (in questo caso una Be); ^c - questa è una PSR con pianeti (ma vedi discussione in § 17.8); (1.4) indica che la massa della pulsar non è nota (vedi testo). I dati sono ricavati, per lo più, da Phinney & Kulkarni 1994, ARA&A 32, 591 e citazioni riportate

Quindi, sebbene l'equazione di stato della materia degenere (§ 16.2) permetta la formazione di Stelle di Neutroni anche con masse piccole (fino a 0.1 M_⊙) le osservazioni sembrano indicare che la natura preferisce formarle entro 0.15 M_⊙ dalla massa di Chandrasekhar.

Questi risultati sono molto importanti perchè forniscono una solida base sperimentale su cui fondare la teoria delle Stelle di Neutroni.

Dato che circa il 50% delle stelle della Galassia appartengono a sistemi doppi o più complessi, è sorprendente che le pulsar radio siano in genere oggetti isolati. Inoltre le stelle relativamente massicce che si pensa siano i progenitori delle Supernovæ, e quindi di Stelle di Neutroni, sono particolarmente comuni fra i sistemi binari, e i calcoli teorici suggeriscono che una frazione considerevole di Stelle di Neutroni create in sistemi binari rimangono legate gravitazionalmente alle loro compagne inesplose. Ma allora, perchè ci sono così poche pulsar in sistemi doppi?

Non c'è per ora nessuna ragione teorica per escludere la formazione di pulsar radio in sistemi binari. Ci si può domandare allora se non ci sono effetti osservativi che hanno fatto perdere queste pulsar in sistemi doppi. L'accuratezza con cui si determinano il periodo e gli altri parametri dall'osservazione dei tempi di arrivo degli impulsi lascia dei residui, dopo l'interpolazione, inferiori a 1 ms, su scale di tempo di parecchi anni. In condizioni ottimali l'accuratezza può anche essere di alcuni µs. Perciò una pulsar che si muovesse su un'orbita di 300 km di diametro, dando luogo ad una modulazione di 1 ms nei residui, sarebbe perfettamente individuabile come appartenente ad un sistema binario. Persino una compagna piccola come la Terra sarebbe visibile con questo metodo, dato che il suo moto annuo sposta il Sole dal centro della congiungente Terra–Sole di circa 0.0015 secondi–luce, cioè rivelerebbe una periodicità di 1.5 ms.

Malgrado ciò resta il fatto che i dati osservativi escludono che le pulsar osservate come singole appartengano di fatto a sistemi binari. L'esame accurato dei TOA permette di porre dei limiti superiori alle perturbazioni del periodo delle pulsar, che si traducono quindi in limiti sulle masse delle stelle

compagne e/o dei periodi orbitali. Dallo studio di una cinquantina di pulsar osservate per almeno un anno, e che mostrano residui, rispetto al modello di pulsar singola, inferiori ad 1 ms si conclude che queste pulsar potrebbero avere una stella compagna, solo se la sua massa è inferiore a $10^{-4} M_{\odot}$ per periodi orbitali compresi fra 1 giorno e 5 anni, oppure, una massa fino a $\sim 0.1 M_{\odot}$ per i periodi orbitali inferiori a qualche minuto o superiori a qualche decina di anni (MT77, p.90). Quindi nessuna delle pulsar di questo campione può avere una stella compagna di dimensioni stellari.

Una spiegazione potrebbe trovarsi nell'ipotesi che nella fase di accrescimento il plasma che circonda la Stella di Neutroni sia sufficientemente denso da essere opaco all'emissione radio. Se questa fase dura un tempo confrontabile con la vita della pulsar, allora si capisce perchè poche di esse sono rivelabili.

17.7.1 Pulsar e relatività generale

Delle pulsar binarie per le quali può essere determinata la massa del sistema, PSR 1913+16 è una di quelle studiate meglio essendo stata osservata ad intervalli più o meno regolari fin dal 1974, quindi la discuteremo per prima e la useremo come esempio per illustrare il metodo di determinazione delle masse.

PSR 1913+16 ha un periodo di 0.059 s. Una serie di curve di velocità radiale misurate in epoche diverse è mostrata in fig. 17.29. Il fatto che, osservate a distanza di tempo, le curve di velocità

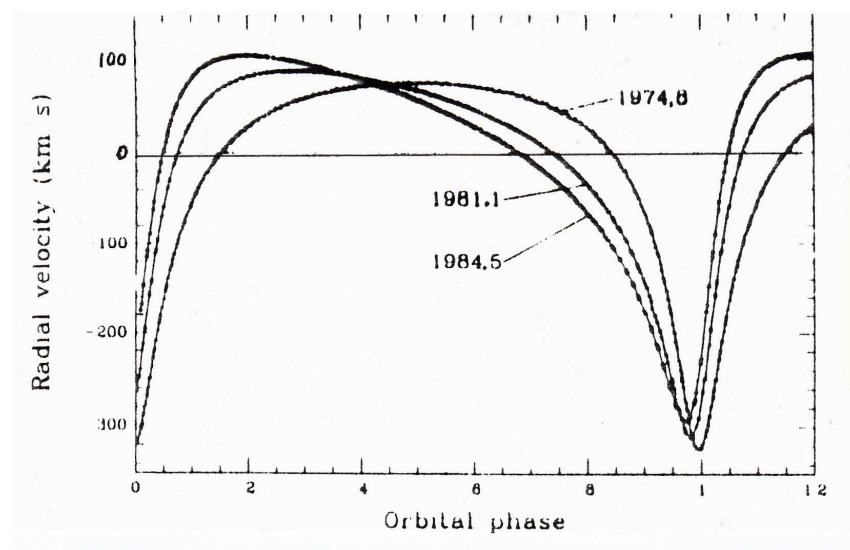


Figura 17.29: Velocità radiali di PSR 1913+16 a tre epoche diverse (forse Taylor 1987, XIII Texas Symposium, p. 467)

mostrino forme diverse, che variano con regolarità, indica che l'orbita cambia la sua orientazione rispetto all'osservatore: si tratta dell'effetto relativistico dell'avanzamento del periastro, che è oggi misurabile anche su un arco di tempo di soli 10 giorni, con una precisione di una parte in 10^5 . Dalle curve di velocità si possono ricavare i parametri dell'orbita (semiasse proiettata, eccentricità, periodo orbitale, funzione di massa, velocità di avanzamento del periastro) che sono:

$$\begin{array}{lll}
 a_p \sin i & 1.0 & R_{\odot} \\
 e & 0.62 & \\
 P_b & 7.75 & \text{ore} \\
 f(M_p, M_c, i) & 0.13 & M_{\odot} \\
 \dot{\omega} & 4^{\circ} & \text{anno}^{-1}
 \end{array}$$

Notare, per confronto, che il periodo di avanzamento del periastro di Mercurio è di $0.43''$ all'anno! ...

Poichè la PSR 1913+16 ha la combinazione ideale di parametri (periodo orbitale e pulsazione brevi, masse non troppo piccole e grande eccentricità) tale da permettere di misurare effetti relativistici di ordine superiore, è possibile in questo sistema determinare le due masse molto accuratamente. Oltre alla precessione dell'orbita si può infatti misurare l'effetto Doppler del secondo ordine (ossia la dilatazione dei tempi dovuti al moto orbitale della pulsar), e il redshift gravitazionale. Inoltre si può misurare la variazione \dot{P}_b del periodo orbitale dovuto all'emissione di onde gravitazionali, facendo così una verifica diretta delle teorie della relatività generale.

Per conoscere completamente la dinamica del sistema occorre determinare le masse, M_c e M_p della compagna e della pulsar, il semi-asse dell'orbita a_p e l'inclinazione i . I dati osservativi ci permettono di scrivere subito due delle relazioni che legano le quattro incognite:

$$a_p \sin i = 7.0043 \times 10^{10} \text{ cm} \quad (17.30)$$

$$f = \frac{(M_c \sin i)^3}{(M_p + M_c)^2} = \frac{4\pi^2}{G} \frac{(a_p \sin i)^3}{P_b^2} = 0.13126 M_\odot \quad (17.31)$$

Supponendo che M_c sia abbastanza piccola da potere trascurare gli effetti mareali e poterla considerare un punto materiale (vedremo che è lecito), si può scrivere la terza relazione:

$$\dot{\omega} = \left[\frac{6\pi G}{c^2 P_b a_p (1 - e^2) \sin i} \right] [M_c \sin i] \quad (17.32)$$

dove l'espressione entro la prima parentesi quadra contiene tutti termini già noti. Questa permette di ricavare $M_c \sin i = 1.006 M_\odot$. Introducendo nella funzione di massa (17.31) i valori numerici delle quantità note, si ottiene per la massa totale, M_t , del sistema l'espressione:

$$M_t = \frac{M_p + M_c}{M_\odot} = \left(\frac{\dot{\omega}}{2.11 \text{ gradi anni}^{-1}} \right)^{3/2} \quad (17.33)$$

Dal valore osservato di $\dot{\omega}$, otteniamo $\mathcal{M} = 2.83$. Sostituendo questo valore nella funzione di massa si ricava l'intervallo di possibili valori dell'inclinazione dell'orbita che risulta $21^\circ < i < 90^\circ$, dove il limite inferiore si avrebbe, dalla (17.31), assumendo che la massa del sistema sia tutta nella stella compagna ($M_p \approx 0$), anche se questo non è verosimile.

L'ultima relazione è fornita dalla misura dell'effetto Doppler del secondo ordine e redshift gravitazionale che si combinano nel termine:

$$\gamma = \frac{2\pi a_p^2 e}{c^2 P_b} \left(2 + \frac{M_p}{M_c} \right) \quad (17.34)$$

Questo parametro può essere determinato durante il processo di interpolazione dei *TOA*, a patto di avere osservazioni sufficientemente lunghe. Utilizzando le stime di γ si ottiene:

$$\begin{aligned} M_c &= (1.3875 \pm 0.0012) M_\odot \\ M_p &= (1.4409 \pm 0.0012) M_\odot \\ i &= 46.89^\circ \\ a_p &= 9.59 \times 10^{10} \text{ cm} \quad (\sim R_\odot = 7 \cdot 10^{10} \text{ cm}) \end{aligned}$$

Il valore trovato delle masse, insieme all'assenza di eclissi nelle osservazioni radio, suggeriscono fortemente che la compagna di PSR 1913+16 sia anch'essa una Stella di Neutroni, anche se non è osservata come pulsar.

I dati osservativi e derivati per PSR1913+16 e per altre 4 pulsar binarie per le quali queste valutazioni sono possibili sono riportati in tab. 17.4. Di queste anche PSR 1534+12 e PSR 1855+09 hanno γ misurato per cui si possono dare le due masse e l'inclinazione dell'orbita ($i \sim 74^\circ$ e $\sim 90^\circ$ rispettivamente): per le altre si possono dare solo delle stime, che risultano comunque piuttosto accurate dato che la massa totale è ben determinata dalla conoscenza di $\dot{\omega}$.

Tabella 17.4: Parametri relativistici di alcuni dei sistemi binari di tabella 17.3 (circa 2000)

Nome	$a_p \sin i/c$ s-luce	$\dot{\omega}$ °anni ⁻¹	γ	\mathcal{M} (M_\odot)	M_c (M_\odot)	M_p (M_\odot)
1534+12	3.73	1.76	2.1×10^{-3}	2.68 ± 0.003	1.36 ± 0.03	1.32 ± 0.03
1802-07	3.92	0.06	–	1.7 ± 0.4	0.33 ± 0.12	1.4 ± 0.4
1855+09	9.23	0.004	8×10^{-8}	1.5 ± 0.19	0.23 ± 0.02	1.27 ± 0.19
1913+16	2.33	4.22	4.4×10^{-3}	2.83 ± 0.0017	1.38756 ± 0.0012	1.4409 ± 0.0012
2303+46	32.69	0.0099	–	2.53 ± 0.08	1.37 ± 0.24	1.16 ± 0.28

17.7.2 Emissione di onde gravitazionali

I parametri misurati così accuratamente permettono una verifica osservativa precisa della predizione di emissione di *onde gravitazionali*, *OG*.

Secondo la teoria della relatività generale un sistema di masse in movimento che interagiscono gravitazionalmente irradia energia (onde gravitazionali) secondo la:

$$w_G = -\frac{G}{45c^5} \left(\frac{d^3 Q}{dt^3} \right)^2 \quad (17.35)$$

(Landau & Lifchitz, Teoria dei Campi, § 104) dove Q è il momento di quadrupolo totale del sistema di masse m_i , la cui espressione classica è:

$$Q = \frac{\sum_i m_i (3 \cos^2 \theta_i - 1) \delta_i^2}{2} \quad (17.36)$$

(δ_i e θ_i sono le coordinate polari della massa m_i).

Per un sistema di due masse (m_1 e m_2) in orbita intorno al loro centro di massa, ponendo il punto di riferimento su una delle due masse, l'eq. 17.36 diventa:

$$Q = (3 \cos^2 \theta - 1) \frac{\mu r^2}{2} \quad \mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} = \frac{m_1 m_2}{M} \quad (\text{massa ridotta, } M \text{ massa totale}) \quad (17.37)$$

dove r è la distanza delle due masse. Dalla espressione per Q (17.37), sotto l'ipotesi semplificativa che il moto sia circolare uniforme e mediando su tutti gli angoli, si ottiene:

$$w_G = \frac{32 G^4}{5 c^5} \frac{M^3 \mu^2}{a^5} \quad (17.38)$$

(dove a è il raggio del sistema).

Tale energia viene emessa a spese dell'energia totale, gravitazionale più cinetica¹⁶, $U_t = -(G\mu M/2a)$. Utilizzando la III^a legge di Keplero [$P_b^2 = 4\pi^2 a^3/(GM)$] si può calcolare la variazione del periodo orbitale del sistema binario P_b :

$$\frac{1}{P_b} \frac{dP_b}{dt} = \frac{3}{2} \frac{da}{dt} = -\frac{3}{2} \frac{dU_t}{dt} = -\frac{96 G^3}{5 c^5} \frac{M^2 \mu}{a^4}$$

Un calcolo più preciso, che tiene conto anche dell'eccentricità dell'orbita, dà il seguente risultato [Damour & Deruelle 1986, Ann.Inst.H.Poincaré (Physique Théorique), 44, 263]:

$$\dot{P}_b = -\frac{192\pi}{5} T_\odot^{5/3} \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-5/3} \frac{1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4}{(1-e^2)^{7/2}} \frac{m_1 m_2}{M^{1/3}} < 0$$

¹⁶ $U_t = \mu v^2/2 - Gm_1 m_2/a$; dalla condizione di equilibrio fra forza gravitazionale e forza centrifuga $\mu v^2/a = Gm_1 m_2/a^2$ si ottiene $U_t = -Gm_1 m_2/2a = -G\mu M/2a$

(dove $T_{\odot} = G \cdot M_{\odot} / c^3 = 4.295490947 \mu\text{s}$ se le masse sono misurate in M_{\odot} , $T_{\odot} = G / c^3$ se le masse sono in grammi) che si riduce alla precedente quando $e = 0$. Il rapporto fra i valori osservato e previsto per

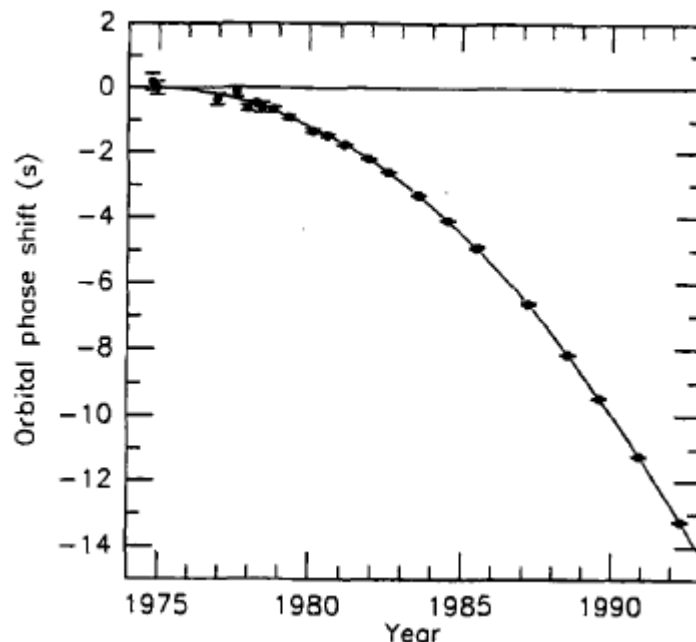


Figura 17.30: Ritardo del passaggio al peri-astro in funzione del tempo per PSR 1913+16 (Manchester 1992, XVI Texas Symp. p. 331)

\dot{P}_b è 1.0023 ± 0.0047 , che è un accordo eccellente. Il periodo orbitale si accorcia col tempo e l'orbita si stringe, col risultato che il passaggio al periastro avviene sempre prima, con una dipendenza dal tempo prevista del tipo t^2 . Questo si osserva puntualmente, come è mostrato in fig. 17.30 per PSR 1913+16, da cui si vede che nel 1990 il passaggio al peri-astro avveniva circa 10 sec prima che nel 1974.

Questo notevole risultato è stata la prima evidenza osservativa dell'esistenza delle onde gravitazionali ed indica con forza che la teoria generale della relatività di Einstein è una teoria che descrive accuratamente la gravità.

17.7.3 Addendum su Pulsar Binarie: PSR J0737-3039 (febb. 2011)

La pulsar binaria PSR 1913+16 è stata a lungo il sistema stellare più stretto che si conoscesse e quindi il migliore per verifiche sulle previsioni della relatività generale. Ma come abbiamo già visto (tabella 17.4), in tempi più recenti ne è stato scoperto qualche altro. Quello di gran lunga più interessante è il sistema PSR J0737-3039 (Burgay et al., 2003, Nature, 426, 531), il più stretto che si conosca. Inoltre, in questo sistema entrambe le stelle sono pulsar (indicate con A e B). Per queste caratteristiche le verifiche sulle previsioni della relatività generale sono molto più stringenti. Dopo solo tre anni dalla scoperta, il parametro γ (effetto Doppler del secondo ordine e gravitazionale, eq. 17.34) è stato misurato con precisione molto maggiore rispetto a quello di PSR 1913+16. Infine sono stati misurati anche i *parametri di Shapiro*, r e s , che sono collegati al ritardo nei tempi di arrivo degli impulsi di A dovuto al campo gravitazionale di B. Si hanno così 6 differenti relazioni ($\dot{\omega}$, \dot{P}_o , γ , r , s , $f(m_A, m_B)$) che legano fra di loro le masse delle due pulsar. Questo permette dunque di determinare con grandissima precisione le masse stesse.

L'insieme dei valori ottenuti per questi sei parametri costituisce il risultato più notevole per la conferma della validità della teoria della relatività in una situazione di campo gravitazionale forte.

In tab. 17.5 sono riportati i valori numerici dei parametri del sistema, in data 2006.

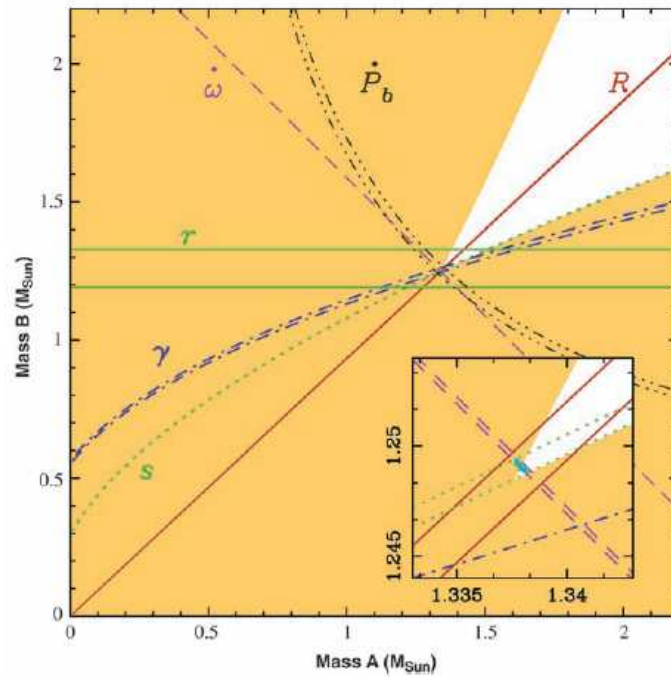


Figura 17.31: Valori di m_A ed m_B per PSR J0737-3039, come vincolati dai valori sperimentali dei sei parametri $\dot{\omega}$, \dot{P}_o , γ , r , s , $R = m_A/m_B$ (da Kramer et al., 2006, Science, 314, 97). L'area colorata è esclusa perchè le coppie di valori (m_A, m_B) , inserite nella funzione di massa, comporterebbero $\sin i > 1$. Il quadrato in basso rappresenta un ingrandimento della regione in cui tutte le curve si intersecano.

In fig. 17.31 è riportato in forma grafica il sunto della situazione. Ogni curva rappresenta m_B vs m_A dato il valore misurato di un certo parametro (es. γ). Le doppie curve indicano l'incertezza sulla determinazione. Il parametro $R = m_A/m_B$ è ottenuto dalla funzione di massa $f(m_A, m_B)$ (eq. 16.16). La regione in cui tutte le curve si intersecano dà i valori di m_A e m_B , entrambe molto vicine al limite di Chandrasekhar, in accordo con quanto commentato in § 17.7.1.

Infine, oltre alle implicazioni per la relatività generale, il sistema PSRJ0737-3039A/B è molto interessante dal punto di vista astrofisico. Le due pulsar hanno età caratteristiche molto diverse. La A è una *pulsar ms* con debole campo magnetico e molto vecchia, mentre la B ha una età alquanto inferiore (vedi tabella) e campo magnetico e periodo ad essa corrispondenti. Queste caratteristiche si possono inquadrare nell'ambito evolutivo di un sistema binario di due stelle di sequenza principale (fig. 16.7) che in tempi diversi esplodono come Supernova, formando ciascuna una stella di neutroni. La più vecchia (in questo caso la A) ha avuto sufficiente tempo, prima che anche la B esplodesse, per acquisire da essa materia, e quindi momento angolare, fino a diventare una pulsar-ms.

17.8 Pulsar con pianeti

L'accuratezza con cui si fanno oggi le misure dei tempi di arrivo degli impulsi delle pulsar nella banda radio consente di mettere in evidenza perturbazioni piccolissime rispetto al modello di pulsar singola, prodotte anche da corpi piccoli come un pianeta (§ 17.7).

La prima evidenza osservativa dell'esistenza di un corpo di massa planetaria in orbita intorno ad una Stella di Neutroni è stata presentata nel 1991 come risultato dello studio della pulsar PSR 1829-10 (Bailes et al., Nature 352, 311). Questa pulsar ha un'età caratteristica di 1.25×10^6 anni, ed un periodo di 0.3 s. Lo studio dei residui dei *TOA* aveva suggerito una modulazione compatibile con la presenza di un compagno di $10 M_{\oplus}$ in orbita con un periodo di ~ 6 mesi alla distanza di 0.71 u.a. dalla pulsar,

Tabella 17.5: Parametri della pulsar binaria PSR J0737-3039A/B (*)

	PSR J0737-3039 A	PSR J0737-3039 B
P(s)	0.0226993785561	2.773460747
\dot{P}	$1.74 \cdot 10^{-18}$	$0.88 \cdot 10^{-15}$
Età (10^6 anni)	210	50
H (G)	$6.3 \cdot 10^9$	$1.2 \cdot 10^{12}$
$\dot{\mathcal{E}}$ (erg/s)	$6000 \cdot 10^{30}$	$2 \cdot 10^{30}$
D.M. (cm^{-3} pc)	48.9	48.7
P_b (ore)	2.4540375	—
e	0.08777775	—
$a \sin(i)$ (s-luce)	1.415032	1.516
$\dot{\omega}$ (gradi/anno)	16.8995	16.96
γ (ms)	0.386	—
s	0.9997	—
r (μs)	6.2	—
\dot{P}_b	$1.252 \cdot 10^{-12}$	—
i (gradi)	88.7	—
$f(m_1, m_2)$ (M_\odot)	0.2909657	0.358
Rapporto masse		1.071
Massa totale (M_\odot)		2.5871
Massa (M_\odot)	1.338	1.249

(*) Lyne et al. 2004, Science 303, 1153

circa le dimensioni dell'orbita di Venere intorno al Sole. In realtà la scoperta è stata ritrattata l'anno successivo (Lyne & Bailes 1992, Nature 355, 213).

Nel 1992 Wolszczan & Frail (Nature 355, 145) hanno trovato che la milli-second pulsar PSR 1257+12 (tab. 17.3), che ha un periodo di 6.2 ms, ed età caratteristica 0.8×10^9 anni, appartiene addirittura ad un sistema che è *almeno triplo*, ha cioè due pianeti, ma potrebbe averne fino a quattro ¹⁷. Lo studio accurato dei residui dei *TOA* ha infatti mostrato che essi sono interpolabili bene con la sovrapposizione di almeno due sinusoidi, con periodi di 98.2 e 66.6 giorni. Il modello che meglio interpola i dati fornisce i seguenti valori per la massa (M), la distanza (d) dalla pulsar e il periodo orbitale (P_b) dei due pianeti:

$$\begin{array}{llll}
 M: & 2.8 & M_\oplus & 3.4 & M_\oplus \\
 d: & 0.47 & \text{u.a.} & 0.36 & \text{u.a.} \\
 P_b: & 98.2 & \text{g} & 66.6 & \text{g}
 \end{array}$$

Anche in questo caso le masse sono di tipo planetario, non molto diverse da quelle dei pianeti interni del sistema solare e la loro distanza dalla pulsar confrontabile con la distanza di Mercurio dal Sole. E' interessante notare che il rapporto fra i periodi orbitali (1.47 ± 0.001) è vicino alla risonanza orbitale 3/2 che si incontra nel sistema solare fra Giove e qualcuno degli asteroidi e fra Nettuno e Plutone. Dato il suo periodo ed il suo basso campo magnetico superficiale, (8.8×10^8 G) PSR1257+12 è certamente una pulsar "riciclata", ed è del tutto improbabile che il sistema planetario che l'accompagna abbia

¹⁷Un terzo pianeta ($M = 0.02 M_\oplus$, $d = 0.19$ u.a., $P_b = 23.3$ g) è stato scoperto in seguito (Wolszczan 1994, Science 264, 538) mentre un quarto possibile piccolo corpo ($M \sim 0.0004 m_\oplus$) potrebbe essere un asteroide o una cometa.

potuto sopravvivere alla fase di Supernova e alla fase di accrescimento di materia che ha ri-accelerato la pulsar, ma pare debba essersi formato in seguito. e il rapporto $3/2$ fra i due periodi. Dato però che la pulsar è stata ri-accelerata deve avere avuto nel passato una compagna da cui ha accresciuto materia, e che poi è “evaporata”. Data la smentita sui pianeti intorno a PSR 1829-10 ci sono state delle incertezze sull’acceptare questa scoperta. Le misure sono però state confermate da osservazioni successive, e non vi sono più dubbi che almeno questi due pianeti siano reali.

Un altro pianeta sicuro si trova intorno alla *ms* pulsar PSR 1620-26. Esso orbita intorno alla coppia pulsar-nana bianca e, se si è formato quando le stelle (e l’ammasso globulare in cui si trova) si sono formati, allora è il pianeta più vecchio che si conosca, avendo un’età di 12.6 miliardi di anni. Si pensa che fosse in origine un pianeta in orbita intorno alla nana bianca, e quindi dovrebbe avere una storia di formazione diversa dagli altri pianeti intorno alle PSR.

Altre possibili pulsar con pianeti sono Geminga (Mattox et al 1998, ApJ, 493, 891, PSR 0329 + 54 (Shabanova 1995, ApJ. 453, 779), una delle prime pulsar scoperte, e PSR 1828 – 10 (non trovata la referenza)

Come dei pianeti possano essere sopravvissuti alla fase di Supernova che dovrebbe avere trasformato la stella in una Stella di Neutroni è ancora un mistero. Si è ipotizzata una esplosione asimmetrica, ma questo è un evento assai raro, e quindi improbabile. Fra le tante possibilità vi è quella che in realtà questi piccoli corpi siano state stelle che la radiazione proveniente dalla pulsar sta lentamente distruggendo, e quindi noi saremmo spettatori delle ultime fasi della vita di questi oggetti.

Un’altra possibilità è invece che i “pianeti” si siano formati dopo l’ esplosione della Supernova, da un disco di accrescimento creatosi intorno alla Stella di Neutroni col materiale della stella compagna, che sarebbe “evaporata” durante il cataclisma. Questo, incidentalmente, spiegherebbe l’orbita quasi circolare di alcuni dei pianeti (e la risonanza orbitale $3/2$ osservata nel sistema di PSR 1257+12). Questa spiegazione potrebbe essere applicabile anche per pulsar lente, come PSR 0329 + 54, se il materiale del disco è quello della supernova stessa in ricaduta.

Dato che si sono trovati esempi in cui sembra che la radiazione emessa dalla milli-second pulsar stia facendo evaporare la stella compagna, questo meccanismo potrebbe essere quello che spiega l’assenza del compagno in PSR1257+12 e l’esistenza di un probabile disco di accrescimento.

17.9 Appendici

17.9.1 Pulsar-powered wind nebulae– PWN

Nelle vicinanze di un certo numero di PSR relativamente giovani (età $< 10^5$ anni) è stata osservata emissione radio di sincrotrone o X sotto forma di filamenti, “pennacchi” o nebulosità (esempi in figg. 17.15, 17.32 e 17.33), che in casi estremi sono *plerioni* (§ 15.4.1). Questo tipo di nebulosità è stata chiamata *PWN*, *pulsar-powered wind nebula* (vedi la review di Kaspi et al., 2004, Astro-ph/0402136). L’origine sembra essere la seguente.

Le pulsar perdono la loro energia rotazionale non solo per emissione di radiazione, come detto in § 17.5.1 e § 17.5.5, ma anche a causa della emissione di un vento di plasma magnetizzato, relativamente denso, costituito da coppie elettrone-positrone. Questo “vento” altamente relativistico, che è responsabile al 90% del rallentamento¹⁸ della pulsar, può interagire col mezzo circostante ed emettere radiazione di sincrotrone, dal radio al γ . Dato che una pulsar nasce dalla esplosione di una supernova, il materiale che il vento relativistico incontra inizialmente sono i frammenti della stella esplosa, in espansione (quasi) libera.

Già Pacini & Salvati 1973 (ApJ, 186, 249) avevano previsto questo fenomeno, anche se all’epoca non era possibile verificarlo sperimentalmente. Nel loro modello, ancora accettato, al centro del SNR si forma una “bolla” contenente particelle e campo magnetico, che si espandono a velocità supersonica, confinata dall’onda d’urto che avanza. Le particelle, intrappolate nel campo magnetico, cominciano

¹⁸Vedi nota a pag. 17.24

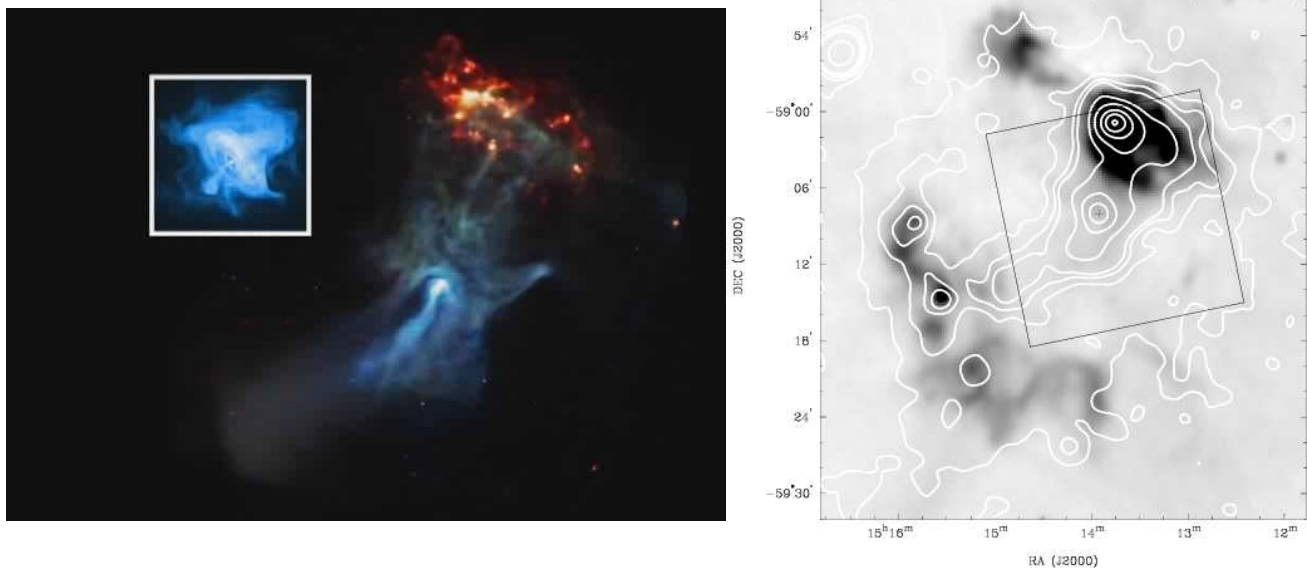


Figura 17.32: *sinistra*) Immagine in banda X (alta energia, blu) di PSR 1509–58; in rosso e verde (X a bassa e media energia) un pezzo del SNR che la circonda. Il punto luminoso è la pulsar. La PWN si estende per circa 50 pc. Nel piccolo riquadro l’immagine X, in scala, della Crab Nebula (Slane et al., 2009, CHANDRA photo album); *destra*) immagine radio a 843 MHz (grigi, Whiteoak & Green 1996) con sovrapposta l’immagine X (contorni bianchi) di ROSAT (Trussoni et al. 1996). Il riquadro rappresenta il campo CHANDRA; il segno +, nel picco centrale non risolto, marca la posizione della pulsar (Gaensler 2002, ApJ 569, 893)

ad irradiare per sincrotrone, alla frequenza propria della loro energia. Quando la bolla incontra l’onda d’urto riflessa del resto di supernova (circa 2000 anni dopo l’esplosione), la velocità d’insieme si trasforma in velocità casuale. Questo può spiegare le morfologie irregolari che si osservano, anche se vi sono casi in cui il vento assume una forma bipolare simile ad un piccolo jet (cap. 22) All’epoca della review di Kaspi (2004) le pulsar con PWN note erano circa una trentina e il loro numero è solo approssimamente raddoppiato ad oggi (2011). Questo può essere sorprendente, tuttavia è possibile che, col passare del tempo l’interno del guscio che costituisce il SNR in espansione si vada svuotando e la PWN si attenui fino a non essere più rivelabile.

17.9.2 L’anomalo sistema PSR B1757–24 & SNR G1.4–1.2

Il SNR G1.4–1.2, studiato inizialmente da Caswell et al. 1987 col MOST a 843 MHz, mostrava solo la parte più brillante a Ovest (verde e giallo in fig. 17.20) e appena qualche traccia dell’emissione a Est, sufficiente tuttavia a suggerire che potesse trattarsi di una struttura ad anello. L’immagine VLA di fig. 17.20, a 327 MHz (Frail et al. 1994, AJ 107, 1120) conferma la struttura quasi perfettamente circolare. La parte più brillante, insieme alla struttura compatta all’esterno sul lato ovest, connessa al resto, ricorda vagamente un uccello in volo, ad ali aperte, per cui questo SNR è chiamato spesso “The Duck” (l’Anatra, un Germano??). Già Caswell et al. avevano suggerito che PSR 1757 – 24, nelle vicinanze della ”testa” dell’anitra potesse in realtà appartenere ad essa. “Timing” accurato (Manchester et al., 1991, MNRAS 253, 7) localizza la PSR lievemente ad ovest della “testa”, mentre Frail & Kulkarni (1991) la fanno coincidere con essa. Gli altri pannelli di fig. 17.20 sono ingrandimenti (Frail & Kulkarni, 1991) delle regioni racchiuse nei rettangoli. Vediamo così che la “testa” e il “collo” dell’Anatra (destra in alto) sono in realtà costituiti da una struttura lunga e stretta che termina ad ovest in una molto compatta, 2” di diametro (ingrandita a destra in basso), preceduta da una regione di emissione diffusa. La regione estesa a forma di “cometa” rappresenterebbe la PWN (vista anche in

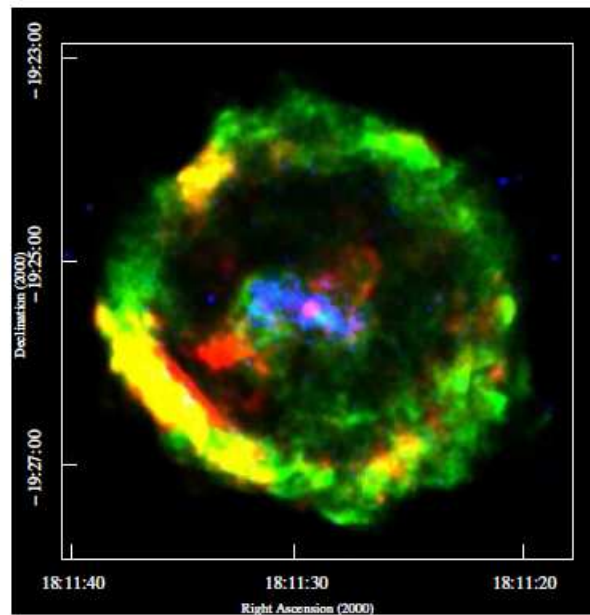


Figura 17.33: Immagine CHANDRA e VLA di SNR G11.2-0. In *rosso* l'emissione X termica e in *blu* l'emissione X non-termica (di sincrotrone); in *verde* emissione radio a 3.5 cm. Il punto luminoso (rosa) al centro è la pulsar, che irradia solo in X . La PWN è abbastanza collimata e ben distinta dalla regione di emissione termica (Roberts et al., 2003, ApJ. 588, 992).

banda X , Kaspi et al. 2001, ApJ 562, L163).

La pulsar e il SNR , malgrado le incertezze, sono considerate alla stessa distanza dal Sole, hanno all'incirca la stessa età (valutata dai modelli, § 15.6, per l' SNR e da $P/2\dot{P}$ per la PSR), e quindi dalla loro vicinanza angolare si è sempre assunto che siano fisicamente associati. La pulsar sarebbe nata vicino al centro del SNR , sarebbe stata espulsa a grande velocità, forse nella rottura di un sistema binario, e avrebbe raggiunto e oltrepassato il guscio, cedendogli energia, ed ora sarebbe al suo esterno. Prove aggiuntive sono considerate l'indice spettrale (fra 327 e 1465 MHz) che si appiattisce, arrivando ad un indice spettrale $\alpha \sim 0$, lungo il bordo ovest brillante quando ci si avvicina al punto in cui la PSR ha bucato la shell, (segno di riaccelerazione delle particelle, Frail et al, 1994) e la PWN che indica un moto della PSR dall'interno verso l'esterno della shell. Per completare il quadro manca solo la misura dell'avanzamento della PSR, che, se la sua velocità è così alta come stimato, dovrebbe essere agevole da ottenere, anche se la PSR ha una densità di flusso di solo 1 mJy.

Molti autori (Thorsett et al. 2002, ApJ 573, L11, Blazek et al. 2006, ApJ 654, 1523) hanno provato, in maniera indipendente, a misurare lo spostamento della testa della "cometa" con risultati destabilizzanti per il quadro che ci si era fatto. Questi ultimi, dopo misure effettuate tre volte su un arco di tempo di 12 anni, trovano un limite superiore al moto proprio della PSR di 14 mas/anno (a 5σ) che corrisponde ad una velocità proiettata $\lesssim 300 \text{ km s}^{-1}$ e concludono che l'esplosione che ha formato SNR e PSR non può essere avvenuta 15 000 ma $\sim 70\,000$ anni fa.

Inoltre, la coda della "cometa" che dovrebbe tracciare il moto della pulsar, *non* punta al centro geometrico del SNR , ma in una direzione che passa $\sim 5'$ a nord del centro: l'esplosione, cioè, dovrebbe essere avvenuta in un punto di questa traiettoria.

Dato che pare inevitabile che PSR e SNR siano collegati, sono state proposte molte spiegazioni per giustificare i risultati contraddittori, per esempio:

- le discrepanze fra le stime delle età: τ_c potrebbe essere sottostimato se la pulsar avesse acquisito un disco di accrescimento, formatosi coi frammenti della SN all'interno del guscio del SNR (Marsden et al. 2001, ApJ 547, L48), che contribuisce al rallentamento della rotazione (braking index $n < 3$, vedi nota a pag. 17.14). Il \dot{P} dovuto alla sola radiazione di dipolo magnetico sarebbe in realtà più piccolo

di quello misurato e τ_c conseguentemente più grande. Gli autori, nel loro modello, stimano un'età $\lesssim 60\,000$ anni. Anche l'età del SNR potrebbe essere stata sottostimata a causa della alta brillantezza del lato ovest. La debole emissione a est potrebbe anche indicare un'età maggiore.

– la forma circolare assunta dalla shell, malgrado la possibile origine fuori centro della PSR, si potrebbe spiegare, se il SNR si espandesse in una regione con un gradiente esponenziale di densità diretto in nord-sud. Assumendo che l'esplosione sia avvenuta 5' a nord del centro del SNR si potrebbero adattare i parametri del modello in modo tale da avere ancora un'onda d'urto circolare molto simile alla forma osservata per G 5.4–1.2. In questo caso la distanza attuale della PSR dal suo punto di origine sarebbe minore di quanto stimato in precedenza, ma non abbastanza da ridurre la v_t in maniera cospicua.

Rimandiamo a Blazek 2006, AJ 652, 1530 per un buon riassunto della situazione e agli articoli originali per maggiori dettagli.

17.9.3 Pulsar γ – circa 2010

Il fatto che fino a una decina di anni fa lo studio delle pulsar sia stato condotto solo a frequenze radio ha certamente limitato la conoscenza di questi oggetti. Infatti alcuni stimano che, della energia irradiata su *tutto* lo spettro elettromagnetico, solo qualche parte per milione è emesso nella banda radio, mentre almeno il 10% è emesso in banda γ .

Oltre alle pulsar della Crab e della Vela, la cui emissione in banda gamma è nota dagli inizi degli anni 1970 (Browning et al 1971, Nature 232, 99 e Albats et al. 1974, Nature 251, 400) un'altra precoce scoperta è stata Geminga¹⁹ (es. Fitchel et al., 1975, ApJ 198,163), grazie ad osservazioni SAS-2 (Small Astronomy-Satellite-2), lanciato nel novembre 1972, che ha compiuto osservazioni nella banda $\sim 35 - 200$ MeV.

Successivamente EGRET, *Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*, uno dei quattro esperimenti a bordo del satellite GRO, *Compton Gamma Ray Observatory*, lanciato nell'Aprile 1991, ha fornito informazioni ad energie >100 MeV per circa 200 oggetti, fra cui una ventina di pulsar, di cui 13 già note nella banda radio (Casandjian & Grenier, 2008, A&A 489, 849).

Infine, nel giugno 2008 è stato lanciato il satellite denominato *Fermi Gamma-ray Space Telescope* (inizialmente GLAST), ed un vasto consorzio di istituti e ricercatori sta conducendo, da allora, una campagna di monitoraggio di pulsar col *Large Area Telescope* (LAT) a bordo di Fermi (Smith et al. 2008, A&A 492, 923).

Il LAT (Atwood et al. 2009, ApJ 697, 1071) può rivelare fotoni nell'intervallo 20 MeV–300 GeV, ha un'area efficace (per un'incidenza dei fotoni perpendicolare) che va da ~ 500 cm² a 20 MeV a ~ 8000 cm² a 10 GeV, dove poi resta praticamente costante. I tempi di arrivo dei fotoni sul LAT sono misurati con un'accuratezza di 300 ns.

E' anche grazie alla grande area che il LAT è molto più sensibile degli strumenti per osservazioni γ che lo hanno preceduto. Tuttavia, se per la pulsar nella Crab basta un giorno di osservazione per rivelarla, per oggetti al limite della sensibilità, quando i fotoni arrivano al ritmo di uno al giorno, occorreranno *anni* di osservazione. Si vede quindi come sia difficile cercare pulsazioni nella banda γ senza nessuna altra indicazione sulle caratteristiche degli impulsi, provenienti, per esempio, da osservazioni radio o X . Per questa ragione la campagna di "pulsar timing" si avvale della collaborazione di radio- (ed X -) astronomi che osservano in simultanea (o, su richiesta, ad hoc) gli oggetti da studiare per ottenere i dati preliminari alla elaborazione dei dati γ .

Tenendo conto dei limiti inferiori alla perdita di energia rotazionale, dK_{SN}/dt , dedotti da Arons 1996 (A&AS 120, 49) usando pochi dati EGRET (discussi più avanti, relazione [**]), e considerando che il flusso di fotoni osservato deve essere comunque rivelabile ($L_\gamma = \eta(dK_{SN}/dt)$ con $\eta \ll 1$)

¹⁹ Acronimo di "Gemini gamma-ray", dato che si trova proiettata nella costellazione dei Gemelli. Il gioco di parole (in dialetto milanese significa "non c'è") è stato fatto da Bignami et al. 1983 (ApJ 272, L9), appunto milanesi, in quanto all'epoca non si era ancora trovata una controparte ne' radio ne' ottica di questo oggetto.

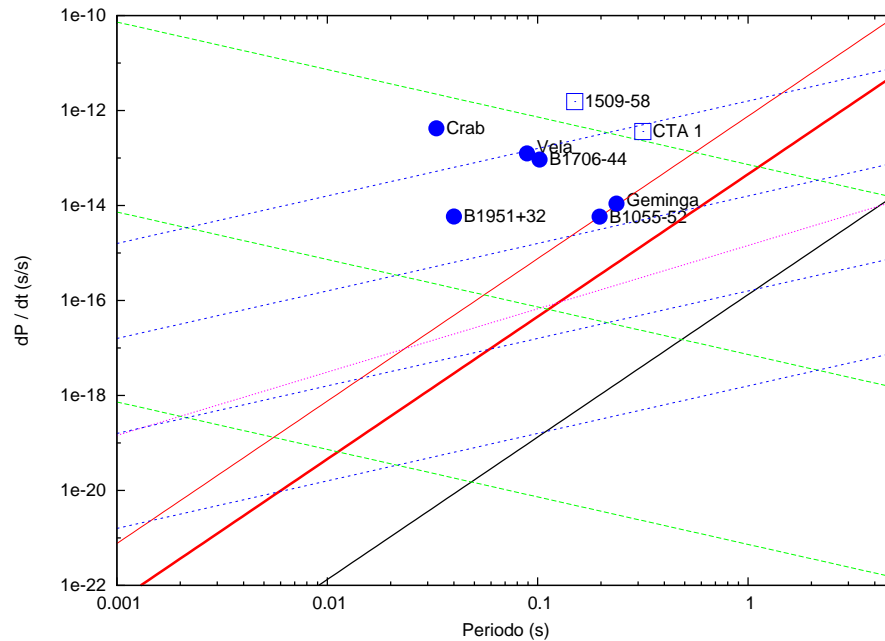


Figura 17.34: Spazio dei parametri per le pulsar- γ . La linea rossa spessa rappresenta la death-line γ [dalla condizione (**), risultati EGRET] quella rossa sottile il limite delle osservazioni di Fermi ($dK_{SN}/dt \approx 3 \cdot 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$). La linea nera è la death-line radio e quella rosa la “spin-up” line (§ 17.6.1). Le linee verdi sono linee di uguale campo magnetico (dall’alto 10^{13} , 10^{11} , 10^9 G) e quelle blu sono quelle di uguale età (dall’alto al basso 10^4 , 10^6 , 10^8 , 10^{10} anni). I pallini pieni sono le sei pulsar EGRET usate da Arons (1996) più B1509–58 (Thompson et al., 1999) e CTA01 (Fermi)

per la campagna di timing, Smith et al. (2008) hanno empiricamente adottato il limite inferiore $dK_{SN}/dt \approx 3 \cdot 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ per le PSR da osservare.

La lista di oggetti così selezionati comprende 224 pulsar radio dal catalogo di Manchester et al. 2005 (AJ 129, 1993), alcune PWN, le rare pulsar viste fuori della banda radio (ottico o X) e qualche sorgente γ di particolare interesse, rivelata da EGRET di cui però non si sa se sia pulsante. E’ inoltre prevista una ricerca “alla cieca” per trovare pulsar- γ radio-quiete (sempre nella posizione di sorgenti γ).

La fig. 17.34 mostra, in un grafico $\dot{P} - P$, la regione dove ci si aspetta di rivelare pulsar- γ . Dato che campi magnetici $> 10^{13}$ G sono molto rari, le pulsar γ saranno in genere di breve periodo ($\lesssim 0.5$ s). Le sei pulsar EGRET usate da (Arons 1996) per la sua analisi (pallini in figura) sono anche per lo più giovani, ma questo potrebbe essere un effetto di selezione (essendo EGRET meno sensibile ha rivelato solo oggetti di alta luminosità e quindi elevato \dot{P}). Ma la figura mostra che nei dati di Fermi vi è ampio spazio anche per *ms* pulsar vecchie.

Dato il debole segnale raccolto sono necessarie osservazioni molto lunghe ed il metodo per ricavare P e \dot{P} in questo caso, diverso da quello per le pulsar radio, richiede il calcolo di grandi DFT, trasformate di Fourier discrete (Atwood 2006, ApJ 652, L52). Nondimeno si cominciano ad avere risultati interessanti.

La prima pulsar *solo* γ è stata trovata all’interno del giovane *SNR* CTA 1²⁰. Era già noto dal 2004 che al centro del *SNR* era presente una sorgente γ , che, anche se con emissione apparentemente costante, data la sua collocazione poteva essere una PSR di cui non si riusciva a rivelare gli impulsi. Sono stati selezionati tutti i fotoni di energia > 100 MeV entro un raggio di 1° dalla posizione della sorgente γ ed elaborati per cercare se c’era qualche periodicità. Si è trovato $P = 315.9$ ms e $\dot{P} = 3.62 \cdot 10^{-13} \text{ s s}^{-1}$ ($dK_{SN}/dt = 4.5 \cdot 10^{35}$). La luminosità, calcolata assumendo un cono di emissione di 1 sr, è $L_\gamma = (4 \pm 2) \cdot 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ da cui $\eta = (8.9 \pm 4.4) \cdot 10^{-3}$.

²⁰E’ la prima radiosorgente del catalogo del Caltech, a 960 MHz, realizzato con lo Owens Valley Radio Observatory (OVRO), in California negli anni ’60 del 1900 (Abdo et al. 2008, Science 322, 1218)

A distanza di un paio di anni dall'inizio dell'indagine sono state scoperte quasi 100 pulsar γ . Alcune decine di pulsar irradiano solo nella banda γ , altre si sono poi rivelate anche radiosorgenti quando sono state oggetto di osservazioni mirate. Di queste ultime una grossa frazione si sono rivelate *ms* pulsar (§ 17.6.2). Quest'ultima scoperta è interessantissima in quanto sappiamo che le *ms* pulsar sono importanti tasselli dello studio della relatività generale.

Prima della scoperta che molte pulsar γ sono anche *ms* pulsar, di queste se ne conosceva una sessantina, e, come discusso nei paragrafi appropriati, aumentarne la statistica con le sole osservazioni radio fatte "alla cieca" è un lavoro arduo. Ora le osservazioni gamma possono invece fornire dei buoni candidati da esaminarsi coi radiotelescopi.

Risultati da EGRET. Perchè una pulsar possa emettere nella banda γ è necessario che la differenza di potenziale $\Delta\Phi_e$ per le linee di campo aperte raggiunga il valore necessario a produrre la cascata e^+/e^- .

Dal modello di Goldreich & Julian, usando le eqq. 17.22, 17.26 e 17.5 abbiamo che la differenza di potenziale disponibile per accelerare le particelle e l'energia rotazionale disponibile sono²¹:

$$\Delta\Phi_e = 0.02 H/P^2 = 7.4 \cdot 10^{17} \sqrt{\dot{P} P^{-3}} \quad \frac{dK_{SN}}{dt} = -I_{SN} \omega \dot{\omega} = 4\pi^2 \times 10^{45} \dot{P} P^{-3} \approx 7 \cdot 10^{10} (\Delta\Phi_e)^2$$

(in c.g.s.) Notiamo che vari autori usano "il potenziale", non la differenza di potenziale, e danno espressioni leggermente diverse dalla nostra: $\Phi_e = 1.1 \cdot 10^{18} \sqrt{\dot{P} P^{-3}}$ (c.g.s) (Arons 1996) e $\Phi_e = 2.1 \cdot 10^{18} \sqrt{\dot{P} P^{-3}}$ (c.g.s.) (Smith et al. 2008). Quindi nel seguito seguiremo Arons (1996) per illustrare la situazione, usando le seguenti espressioni, compatibili con la forma da lui adottata per Φ_e :

$$\Phi_e \sim 0.03 H/P^2 \quad (\text{c.g.s.}) \quad \frac{dK_{SN}}{dt} \approx 3.3 \cdot 10^{10} \Phi_e^2 \quad (*)$$

Studiando un piccolo campione di sei pulsar, Arons (1996) ha trovato il sorprendente risultato che l'efficienza η_γ (eq. 17.8) cresce, con un andamento approssimativamente lineare (sua fig. 7), al diminuire di $\Delta\Phi_e$, o, equivalentemente, dalla (*), al diminuire dell'energia rotazionale persa. Malgrado la dispersione dei dati, sembra non esserci alcun dubbio sull'andamento dell'efficienza in funzione di Φ_e .

Questo sarebbe consistente con l'ipotesi che la luminosità prodotta dal processo sia $L_\gamma \propto \Phi_e$, in quanto si avrebbe $L_\gamma \propto \sqrt{dK_{SN}/dt}$ (relazione verificata poi da Thompson et al., 1999, ApJ. 516, 297, sua fig. 5) e quindi appunto

$$\eta_\gamma = \frac{L_\gamma}{dK_{SN}/dt} \propto \left(\frac{1}{dK_{SN}/dt} \right)^{1/2} \propto (\Phi_e)^{-1}$$

Arons interpola con l'espressione:

$$\eta_\gamma \approx 10.5/\Phi_{e,13} = 10.5 \times 10^{13}/\Phi_e \quad (\Phi_e \text{ in V}) \quad \text{ovvero} \quad \eta_\gamma \approx 3.5 \cdot 10^{11}/\Phi_e \quad (\Phi_e \text{ in c.g.s.})$$

Dato che η_γ non può superare il 100%, è chiaro che questa relazione dà una stima del potenziale minimo (o, equivalentemente, della perdita minima di energia rotazionale) necessaria perchè si abbia emissione gamma.

Il 100% della efficienza ($\eta_\gamma = 1$) si ha per $\Phi_e^* = 3.5 \cdot 10^{11}$ c.g.s., quindi l'energia rotazionale minima necessaria per produrre emissione nella banda γ risulta:

$$\frac{dK_{SN}^*}{dt} \approx 4 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1} \quad (**)$$

²¹Usiamo i valori standard dei parametri (§ 16.3) e la (17.26) per derivare la prima delle (*)

Questa rappresenta una sorta di death-line per l'emissione gamma, nel senso che se l'energia rotazionale è inferiore a detto valore, radiazione in questa banda è impossibile (fig. 17.34). Dalla prima delle (*) abbiamo anche che, per Φ_e^*

$$\frac{H}{P^2} \gtrsim 1.17 \cdot 10^{13}, \quad \frac{H_{12}}{P^2} \gtrsim 11.7$$

Questo valore è circa 50 volte maggiore che per la death-line relativa all'emissione radio²².

Il fatto che l'emissione γ potrebbe cessare quando l'emissione radio è ancora possibile suggerisce che il luogo dove si origina l'emissione gamma nella magnetosfera possa essere diverso da quello in cui si origina l'emissione radio. Questa conclusione, tuttavia, risente di molte incertezze. Tutto il ragionamento si basa su pochissimi oggetti, quindi non si può essere totalmente certi dei valori numerici. Per esempio se anzichè un cono di $(1-2)\pi$ ster come si fa di solito per calcolare le luminosità, lo si prendesse 5-10 volte più piccolo le due death-line non sarebbero più tanto differenti.

Le pulsar osservate da EGRET hanno mostrato una grande varietà di profili degli impulsi e spettri di emissione, sollevando tanti problemi quanti ne hanno potuti (forse) risolvere.

Si ritiene che l'emissione sia sostanzialmente di curvatura (§ 17.5.4), con le particelle cariche accelerate lungo le linee di forza del dipolo magnetico da campi elettrici ad esse paralleli, e di Compton Inverso. Ci sono sostanzialmente due modelli che cercano di spiegare l'emissione gamma e le sue caratteristiche: il modello "calotta polare" di Ruderman & Southerland (§ 17.5.7) secondo cui l'accelerazione comincia al di sopra del polo magnetico della SN e si estende alla magnetosfera, e il modello "outer gap" (es. Cheng et al., 1986, ApJ.300, 500) in cui le particelle possono venire accelerate solo nella magnetosfera esterna, a centinaia di chilometri dalla superficie della stella, entro regioni vuote di carica (*gap*) che vengono a formarsi (non discutiamo come).

I due modelli fanno previsioni diverse del rapporto fra pulsar- γ che emettono e che non emettono anche in banda radio (il secondo modello prevede molte meno pulsar radio), quindi osservazioni in entrambe le bande sono fondamentali per la comprensione del fenomeno.

Quando il "faro" spazzola la Terra, descrive una sezione della regione nella magnetosfera da cui l'emissione ha origine, quindi anche lo studio della forma degli impulsi può fornire informazioni utili. Il profilo degli impulsi è in genere piuttosto largo (suggerendo che l'emissione avvenga lontano dalla superficie della SN , quando le linee di forza di H sono ben separate fra di loro ed il cono di emissione, quindi, largo) e spesso con due picchi, di cui il primo leggermente spostato dal picco radio (la Crab fa eccezione) e il secondo a circa $0.4 - 0.5 P$ dal primo. Questo disallineamento fra gli impulsi radio e γ potrebbe spiegare facilmente perchè non tutte le pulsar sono visibili nelle due bande: può darsi che solo ad una frequenza il faro intercetti la Terra.

17.9.4 Raggio di curvatura delle linee di un campo \vec{H} dipolare

Facendo riferimento alla fig. 17.35 facciamo una stima approssimata del raggio di curvatura di una linea di forza del campo magnetico in un suo punto generico P , di coordinate polari r, θ , (origine nel centro della SN e asse polare coincidente con l'asse magnetico/rotazionale). Le linee di campo che ci interessano sono quelle aperte, lungo le quali hanno luogo i processi di accelerazione delle particelle, e quindi che escono dalla calotta polare entro la "linea critica". Consideriamo quindi tale linea e un punto generico $P(r, \theta)$ posto su di essa, per il quale, da eq. a pag. 17.29, si ha:

$$\frac{\sin^2 \theta(r)}{r} = \frac{\sin^2(\theta_P/2)}{R_{SN}} \quad (*)$$

con θ_P angolo che sottende la calotta polare e $\theta_P/2$ l'angolo a cui si assume spiccata la linea critica.

²²In fig. 8 di Arons si leggono i valori $\Phi_{e,\gamma} \sim 1.1 \cdot 10^{14}$ V (= $3.3 \cdot 10^{11}$ c.g.s.) e $\Phi_{e,\text{radio}} \sim 5 \cdot 10^{12}$ V (= $1.7 \cdot 10^{10}$ c.g.s.) Mentre il primo valore è simile al nostro Φ_e^* l'altro corrisponde ad $H_{12}/P^2 \approx 0.56$, ~ 2.5 volte quello dato nella (17.28)

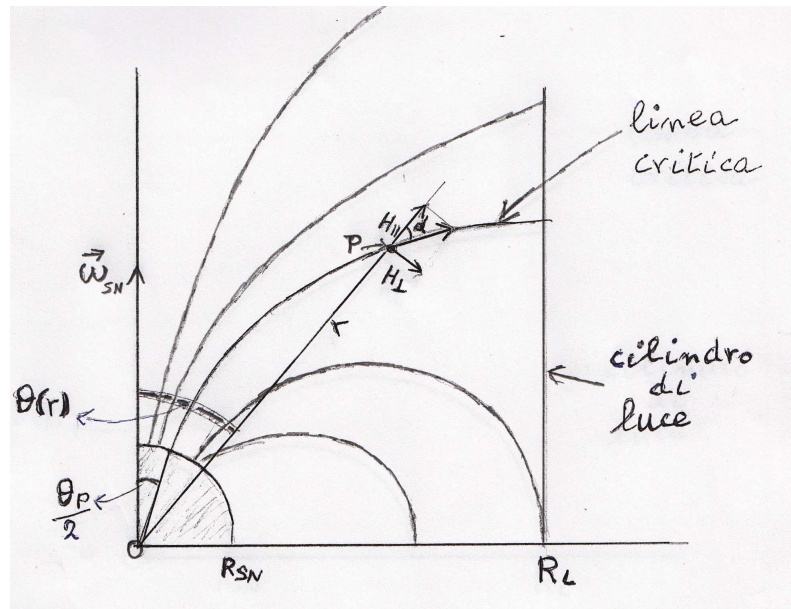


Figura 17.35: Schema per calcolare il raggio di curvatura delle linee di forza in un campo dipolare

Dalla (17.20) vediamo che $\sin \theta_p$ è molto piccolo e quindi approssimabile con θ_p , per cui, dalla (*) potremo scrivere:

$$\sin \theta(r) \approx (\theta_P/2) \sqrt{\frac{r}{R_{SN}}} = 0.7 \cdot 10^{-5} \left(\frac{R_{SN}}{P}\right)^{1/2} \left(\frac{r}{R_{SN}}\right)^{1/2} \approx \theta_r \quad (**)$$

(l'approssimazione $\sin \theta_r \approx \theta_r$ è valida per $r \lesssim 2 \cdot 10^8 P$)

Nel punto $P(r, \theta)$ la direzione di \vec{H} , cioè l'angolo che esso forma rispetto all'asse polare, è (fig. 17.35):

$$\psi(r, \theta) = \theta + \alpha$$

dove α si ricava dalla (17.11) e risulta:

$$\tan \alpha = \frac{1}{2} \tan \theta \longrightarrow \alpha \sim \theta/2 \quad \text{e} \quad \psi(r, \theta) = \frac{3}{2} \theta$$

Se consideriamo un punto $P'(r + dr, \theta + d\theta)$, infinitamente vicino a P , avremo per esso $\psi' = (3/2)(\theta + d\theta)$, per cui l'angolo del campo magnetico sarà ruotato di

$$d\psi = (3/2)d\theta$$

L'arco di linea di campo fra P e P' ha una lunghezza $dl \sim dr$, a meno di infinitesimi di ordine superiore. Il raggio di curvatura, R_c dell'arco dl è dato dunque da:

$$R_c = \frac{dl}{d\psi} \sim \frac{2}{3} \frac{dr}{d\theta}$$

Differenziando l'equazione (**) che descrive la linea critica si ottiene:

$$\frac{dr}{d\theta} = 2.8 \cdot 10^5 r^{1/2} P^{1/2}$$

e quindi

$$R_c = 1.8 \cdot 10^5 r^{1/2} P^{1/2} \quad (17.39)$$

17.9.5 Timing delle pulsar

I tempi di arrivo (*TOA*) osservati degli impulsi sono affetti dal moto di rivoluzione della Terra intorno al Sole e da vari altri errori sistematici. Occorre quindi riportarli ad un sistema di riferimento inerziale. Una buona approssimazione è il centro di massa (*c.m.*) del sistema solare. Il *TOA* corretto è dunque:

$$t_S = t_T + \frac{\vec{r}_T \cdot \vec{n}}{c} - \frac{D}{\nu^2} + dT_r \quad (\nu \text{ frequenza della osservazione}) \quad (*)$$

dove abbiamo posto:

t_S	tempo di arrivo riportato al <i>c.m.</i> del sistema solare
t_T	tempo di arrivo nel sistema di riferimento terrestre
\vec{r}_T	raggio vettore Terra- <i>c.m.</i> del sistema solare
\vec{n}	versore diretto dalla Terra alla pulsar
D	costante di dispersione, legata alla misura di dispersione da $DM = 2\pi mc D/e^2$ (eq. 7.6)
dT_r	correzioni relativistiche (dilatazione dei tempi per il moto della terra, rallentamento orologi nel campo gravitazionale solare, rallentamento della radiazione nel campo gravitazionale)

Il termine di gran lunga maggiore nella (*) è il secondo, di cui possiamo facilmente valutare l'entità. Supponiamo, per semplicità, la pulsar sul piano dell'eclittica. Se indichiamo con P_0 il periodo proprio della pulsar, quello osservato, modificato per effetto Doppler, sarà:

$$P[\theta(t)] = P_0 \left(1 + \left[\frac{v_T}{c} \cos(\theta(t) - \theta_0) \right] \right)$$

dove v_T è velocità di rivoluzione della Terra intorno al Sole, $\theta(t)$ l'angolo spazzato da \vec{r} al tempo t e θ_0 il valore a $t = 0$ (arbitrariamente scelto). Di qui, essendo $v_T \approx 30$ km/s, si ha che $P(t)$ varierà sinusoidalmente in funzione di θ , intorno a P_0 con una ampiezza dell'ordine di 0.01 %. Come conseguenza ci sarà una differenza, variabile col tempo, fra il *TOA* osservato (alterato dall'effetto Doppler) e quello nominale. Dopo un tempo τ la differenza accumulata sarà data da:

$$\Delta t(\tau) = \int_0^\tau [P(t) - P_0] \frac{dt}{P_0} = \frac{v_T}{c} \int_0^\tau \cos(\omega_T t - \theta_0) dt = \frac{v_T}{c} \frac{T}{2\pi} \sin(\omega_T \tau - \theta_0)$$

(T è il periodo di rivoluzione della Terra). Le massime deviazioni, dell'ordine di 500 s., si hanno ovviamente quando la velocità della Terra è diretta lungo la direzione terra-pulsar.

Le altre correzioni sono più difficili da valutare, e non entriamo nella discussione qui, ma sono illustrate chiaramente in MT77, p.103.

Una volta ottenuta, in questo modo, una sequenza la più accurata possibile di tempi di arrivo degli impulsi nel *c.m.* del sistema solare, li si può analizzare per ottenere valori accurati di P e della sua derivata \dot{P} (oppure ω e $\dot{\omega}$) e della posizione della pulsar, mediante interpolazione dei dati. Per farlo occorre accumulare in genere centinaia o migliaia di misure in un intervallo di tempo che sia sufficientemente lungo da permettere di valutare la differenza che c'è fra il numero di impulsi che arriverebbero per $P =$ costante ed il numero effettivamente osservato.

Si procede come segue.

La pulsazione della PSR al tempo t , $\omega(t)$, si può scrivere mediante sviluppo in serie, troncato, per esempio, al secondo ordine, come:

$$\omega(t) \approx \omega_0 + \dot{\omega}(t - t_0) + \frac{\ddot{\omega}(t - t_0)^2}{2}$$

dove t_0 è un tempo di riferimento.

Dopo un certo intervallo di tempo, $\Delta t = t^* - t_0$, il numero di impulsi arrivati è pari a:

$$\begin{aligned} n(t^* - t_0) &= \int_{t_0}^{t^*} \frac{dt}{P(t)} = \int_{t_0}^{t^*} \frac{\omega(t)}{2\pi} dt \approx \frac{1}{2\pi} \int_{t_0}^{t^*} \left[\omega_0 + \dot{\omega} (t - t_0) + \frac{\ddot{\omega} (t - t_0)^2}{2} \right] dt = \\ &= \frac{1}{2\pi} \left[\omega_0 (t^* - t_0) + \frac{\dot{\omega} (t^* - t_0)^2}{2} + \frac{\ddot{\omega} (t^* - t_0)^3}{6} \right] \quad (**) \end{aligned}$$

Anzichè interpolare direttamente la (**), si adottano valori di partenza approssimati delle incognite ω' e $\dot{\omega}'$ e ci si propone di trovare $\Delta\omega = \omega_0 - \omega'_0$ e $\Delta\dot{\omega}_0 = \dot{\omega}_0 - \dot{\omega}'$ che sono molto più piccoli. Si cerca cioè la soluzione del problema non in tutto lo spazio, ma nelle vicinanze di valori plausibili dei parametri. Il numero approssimato, n' , di impulsi atteso è:

$$n' = \frac{1}{2\pi} \left[\omega' (t^* - t_0) + \frac{\dot{\omega}' (t^* - t_0)^2}{2} \right]$$

per cui al tempo t^* ci sarà una discrepanza fra il numero di impulsi ricevuti e il numero degli impulsi aspettati. Il numero di impulsi ricevuti pari a quello aspettato avverrà cioè con un Δt , fra il tempo di arrivo vero e quello aspettato, dato da:

$$\Delta t = (n - n')P(t^*) \approx (n - n')P_0 = \frac{2\pi(t^* - t_0)}{\omega_0} \left[\Delta\omega + \frac{\Delta\dot{\omega}(t^* - t_0)}{2} + \frac{\ddot{\omega}(t^* - t_0)^2}{6} \right]$$

Facendo un best-fit a tre parametri di Δt , in funzione di $(t^* - t_0)$, si possono determinare $\Delta\omega$, $\Delta\dot{\omega}$ e $\ddot{\omega}$, da cui si ricavano $\omega = \omega' + \Delta\omega$ e $\dot{\omega} = \dot{\omega}' + \Delta\dot{\omega}$.

Se la posizione (α, δ) della pulsar non è nota con precisione (errori $\Delta\alpha$ e $\Delta\delta$), oppure se la pulsar ha un moto proprio (μ_α, μ_δ) , allora i tempi di arrivo t_S dati dalla (*) non saranno corretti a sufficienza e conterranno dei residui che hanno periodicità di un anno e che sono dati da:

$$\delta t_{res} = A [\delta\alpha + \mu_\alpha(t - t_0)] + B [\Delta\delta + \mu_\delta(t - t_0)]$$

dove

$$A = (r_T/c) \cos \delta_T \cos \delta \sin(\alpha - \alpha_T) \quad B = (r_T/c) [\cos \delta_T \sin \delta \cos(\alpha - \alpha_T) - \sin \delta_T \cos \theta]$$

e α_T e δ_T sono le coordinate della Terra rispetto al *c.m.* del sistema solare.

Se si hanno dati per un intervallo di tempo che supera l'anno, allora, introducendo nel fit questi ulteriori parametri, si possono ottenere $\Delta\alpha$, $\Delta\delta$, μ_α e μ_δ .

A questo punto, corretto il periodo delle pulsar per tutti gli effetti precedenti, si possono indagare altre peculiarità, quali quelle dovute a moti orbitali (§ 17.7).

18 L'emissione radio delle galassie a spirale

Aggiornato Novembre 2008, rivisto 2011

Dal punto di vista radio, nelle galassie a spirale si osservano sia emissione nel continuo, prevalentemente *non-termica*, cioè di sincrotrone (es. Gioia et al. 1982, A&A 116, 164)), che nelle righe dell'HI a 21 cm, che permette di determinarne la curva di rotazione e la massa (§ 18.4.2), e nelle righe del CO (§ 18.3.2).

Prima dell'avvento dei grandi interferometri (es. WSRT, circa 1970 in Olanda, VLA circa 1980 negli USA, ATCA circa 2000 in Australia) le galassie a spirale di cui si era potuto studiare l'emissione radio con ragionevole dettaglio erano state necessariamente solo quelle molto vicine, sia perchè i limitati poteri risolutivi degli strumenti (qualche decina di secondi d'arco) non consentivano di risolvere abbastanza i dettagli di oggetti che fossero meno estesi di qualche primo, sia perchè queste hanno in genere una luminosità assai bassa, e quindi solo gli oggetti relativamente vicini fornivano un flusso sufficientemente elevato per potere ottenere delle immagini radio soddisfacenti.

Con l'utilizzo dei nuovi strumenti, che forniscono sia poteri risolutivi elevati che alta sensibilità, entrambi i problemi sono stati superati (es. fig. 18.1). Sono state prodotte immagini di centinaia di galassie a spirale in campioni completi, con una sensibilità sufficiente per rivelare dozzine di radio Supernovæ e *SNR* (cap. 14) ed una risoluzione tale da rivelare anche le più compatte e deboli regioni nucleari.

Parimenti importante è stato il ruolo del satellite *IRAS* (*InfraRed Astronomical Satellite*, operativo nel periodo gennaio–novembre 1983) che ha fornito del cielo una mappa a varie frequenze nel lontano infrarosso (*Far InfraRed*, *FIR*), da 12 a $200\mu\text{m}$, permettendo di catalogare numerose galassie normali e di provare che esiste una stretta ed universale relazione fra l'emissione radio e quella *FIR*, che ha permesso di chiarire, almeno in parte, quale sia l'origine della emissione radio delle galassie a spirale (§18.3).



Figura 18.1: Immagine radio ottenuta con radiotelescopio di Westerbork (contorni), sovrapposta alla immagine ottica della galassia a spirale *M 51* (*NGC 5194*) (Whirlpool/Vortice galaxy), e della piccola compagna *NGC 5195*, alla frequenza di 1415 MHz (van der Kruit & Allen 1976, ARA&A 14, 417, da Mathewson et al., 1972, A&A 17, 468).

18.1 Emissione nel continuo

L'emissione continua è dovuta sia a bremsstrahlung termica che, soprattutto, a sincrotrone.

Della emissione termica non ci occuperemo. Accenniamo solo al fatto che contribuisce per circa il 10% all'emissione totale ad 1.4 GHz (es. fig. 18.2). Quindi il rapporto fra la densità di flusso totale (S) e flusso termico, S_T , a frequenze dove l'assorbimento termico è trascurabile, può essere scritto, in funzione della frequenza, approssimativamente come (da Condon et al. 2002, AJ 124, 689):

$$\frac{S}{S_T} \sim 1 + 10 \times \nu_{\text{GHz}}^{0.1-\alpha} \quad (18.1)$$

dove α è l'indice spettrale dell'emissione non-termica ($S \propto \nu^{-\alpha}$). Separare il contributo termico da quello non-termico è in genere assai difficile in quanto alle frequenze alte, dove il primo dominerebbe, le galassie sono spesso troppo deboli per permettere misure sicure. Un buon indicatore della quantità di emissione termica è considerato il rapporto $S_{1.4 \text{ GHz}}/S(H\alpha)$ tra il flusso radio e il flusso nella riga di ricombinazione $H\alpha$ (§ 13.2.2). Si è trovato infatti che, malgrado il fatto che a questa frequenza il flusso osservato sia ancora dominato dalla emissione non-termica, le due sono ben correlate, per cui dal flusso radio si può stimare $S(H\alpha)$ e di qui dedurre l'entità dell'emissione termica.

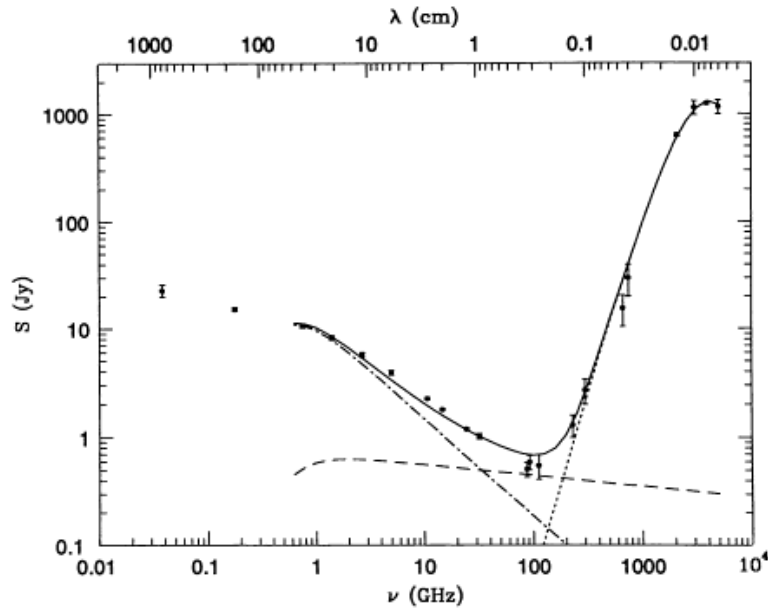


Figura 18.2: Osservazioni nel radio e IR (pallini pieni) in $M 82$ (Condon 1992, ARA&A 30, 575). La linea tratteggiata rappresenta l'emissione termica di bremsstrahlung, quella tratto-punto l'emissione non-termica di sincrotrone e la linea continua la loro somma. In questa galassia si ha intensa formazione stellare e quindi lo spettro alle alte frequenze è dominato dall'emissione IR (linea punteggiata).

Conferma della applicabilità di questa misura per determinare il contributo termico alla emissione radio delle galassie a spirale si è avuto con alcune galassie, es. $NGC 331$ (Duric et al. 1986, ApJ, 304, 82, discussa da Condon 1992, *referenza citata*), per le quali è stato possibile, decomponendo lo spettro radio in parte termica e non, produrre una mappa separata della emissione termica: la brillantezza dovuta a quest'ultima e quella nella $H\alpha$ si assomigliano in maniera notevole.

L'emissione radio di sincrotrone nelle galassie a spirale è un fenomeno assai diffuso (§ 18.2), anche se a livelli di potenza molto più bassi che nel caso delle radio galassie ellittiche giganti o delle quasar (cap. 19) e si può dire che praticamente tutte le galassie a spirale mostrano una emissione radio a livelli dell'ordine di $10^{17} \div 10^{23}$ watt Hz^{-1} (a 1.4 GHz). Che l'emissione che osserviamo sia prevalentemente di sincrotrone è indicato dallo spettro radio ripido ($\alpha \approx 0.7$, $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$) e dalla presenza di polarizzazione (fig. 18.3).

Immagini radio nel continuo non-termico sono riportate in varie figure (es. fig. 10.4, 18.1, 18.6, 18.24, ...).

Nella immagine di *NGC 891*, (fig. 10.4) dove la galassia è vista “di taglio”¹, si osserva che la emissione radio è concentrata prevalentemente nella zona corrispondente al disco ottico, ma emissione, anche se più debole, si nota anche su una zona estesa fuori dal piano galattico. Nella immagine di *NGC 5194* (*M 51*), vista di fronte (fig. 18.1), si nota che la emissione radio presenta dei massimi di intensità in corrispondenza delle braccia a spirale tracciate dalla materia luminosa. In realtà l’emissione radio delle galassie a spirale è diffusa su tutto il disco, e, almeno in alcune galassie, è più intensa verso il centro. Schematicamente l’emissione non-termica si può considerare localizzata nelle stesse quattro regioni in cui viene suddivisa, per comodità di discussione, la nostra Galassia (cap. 10):

- 1) le braccia a spirale
- 2) il disco
- 3) il nucleo
- 4) l’alone

anche se non tutte le galassie a spirale presentano tutte quattro le componenti.

Non sembra esserci una stretta connessione fra le caratteristiche dell’emissione radio nel continuo, e la morfologia ottica, anche se sembra che le componenti centrali si trovino più di frequente nei primi tipi morfologici (*Sa*) mentre componenti di disco più forti si trovano più spesso nei tipi tardi, *Sbc*, *Sc*. Come per la nostra Galassia, domande che immediatamente si pongono sono: quali sono le sorgenti degli elettroni relativistici e come sono distribuite nella galassia? Quale è l’intensità del campo magnetico e come si origina? Come si propagano gli elettroni attraverso la galassia? C’è qualche tipo di confinamento? Quali meccanismi di perdita di energia dominano e in quali regioni della galassia?

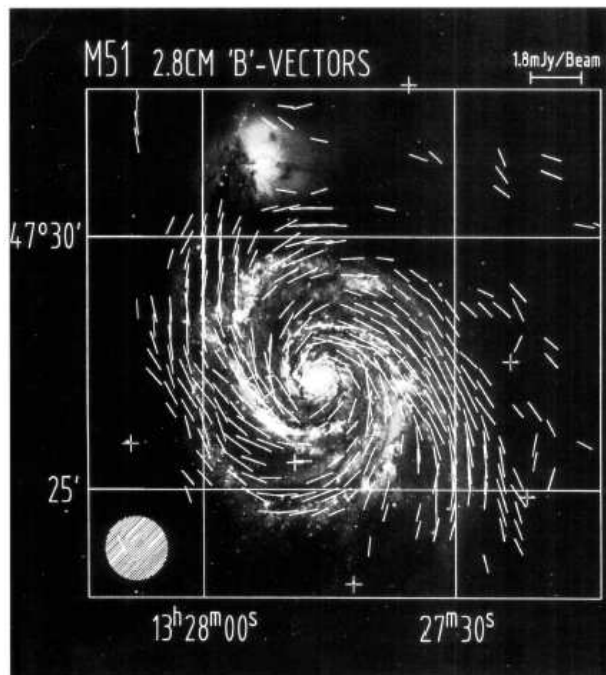


Figura 18.3: Struttura del campo magnetico in M51 (fig. 18.1) derivata dalle misure di polarizzazione a 2.8 cm col radio telescopio di Effelsberg (Neininger 1992, *A&A* 263, 30)

¹Si indica con i l’angolo che il piano della della galassia forma rispetto al piano del cielo. Se $i = 90^\circ$ diciamo che la galassia è vista di taglio, se $i = 0^\circ$ di fronte o di faccia.

18.1.1 Il campo magnetico

Le stime dell'intensità del campo magnetico vengono ricavate in genere da considerazioni di equipartizione fra energia magnetica ed energia in particelle. Il valori tipici ottenuti da un numero considerevole di galassie è $\sim 1 - 5 \mu\text{G}$ (Beck 2001, Space Sci. Rev. 99, 243), vicino alle stime che si hanno per il campo magnetico della Galassia di $\sim 3 - 5 \mu\text{G}$ (§ 11.2), e sembra essere alquanto uniforme all'interno della stessa galassia. Un valore eccezionalmente alto ($13 \mu\text{G}$) si è trovato in una regione inter-braccio di *NGC 6946*, che mostra un campo magnetico molto regolare (Beck & Hoernes 1996, Nature 379, 47)

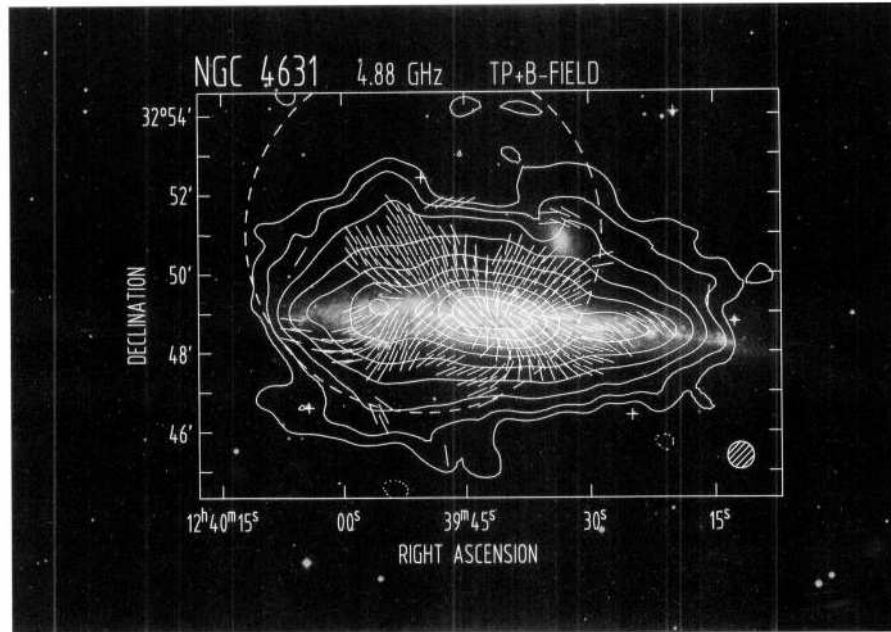


Figura 18.4: Immagine VLA a 4.86 GHz (Golla & Hummel 1994, A&A 284, 777) che mostra l'orientazione del campo magnetico in *NGC 4631* insieme ai contorni dell'alone radio (§ 18.1.5). (Il cerchio tratteggiato dà le dimensioni del "primary beam" del VLA, e non interessa la nostra discussione)

Dallo studio della polarizzazione è stato possibile stabilire che il campo magnetico mostra una struttura a spirale, che mimica bene quella delle braccia (fig. 18.3). E' in genere più uniforme nelle regioni dove si ha bassa formazione stellare e più turbolento dove questa è cospicua e sembra esservi una netta anticorrelazione fra l'intensità della polarizzazione e la formazione stellare. Per esempio in *M 81* il grado massimo di polarizzazione si riscontra proprio in una regione intra-braccia. La stretta correlazione trovata fra emissione *FIR* e radio (§18.3) indica inoltre che non solo gli elettroni hanno origine nelle zone di formazione stellare, ma che anche il campo magnetico deve essere più intenso in queste regioni.

Perchè il campo magnetico debba essere più intenso nelle regioni di formazione stellare, però, non è chiaro. Sono state suggerite tre ipotesi: *i*) l'aumento di formazione stellare in certe regioni provocherebbe una maggior turbolenza del mezzo interstellare, come osservato, e quindi un effetto dinamo (§ 8.4.10) maggiore; *ii*) l'intensità e la struttura del campo magnetico possono influenzare la formazione di stelle nel senso che possono influenzare il collasso di una nube di gas; *iii*) sia il campo magnetico che la formazione stellare vengono aumentati dallo stesso meccanismo, le onde di densità (§18.1.3).

Infine si è trovato che il campo magnetico ha una topologia tridimensionale, come si presume avvenga nella nostra Galassia (§ 11.4.3). La maniera migliore per studiarla è mediante galassie viste più o meno di taglio (es. *NGC 4631* in fig. 18.4). In questa galassia si è trovato che $H \sim 1 \div 3 \mu\text{G}$ fino a distanze dell'ordine di 8 kpc in altezza sul piano galattico (Hummel et al. 1988, A&A 197L, 29).

18.1.2 Emissione dal disco

L'emissione dal disco è un'emissione diffusa che riempie tutto il volume occupato dalla galassia ottica. In generale la brillantezza del disco decresce regolarmente all'aumentare della distanza dal centro. Nei casi meglio studiati, come per es. *NGC* 5194 (*M* 51) e *NGC* 6946 (immagine ottica in fig. 18.13), l'andamento della brillantezza in funzione della distanza dal centro della galassia è descritto molto bene da una legge esponenziale del tipo e^{-R/R_0} , del tutto simile, anche per quanto riguarda il fattore di scala R_0 , alla legge che rappresenta la distribuzione di brillantezza ottica.

Nel caso di galassie viste di taglio l'orientazione favorevole permette di separare l'emissione del disco in due componenti: una termica, proveniente da uno strato sottile, ed una non-termica proveniente da una regione più spessa, come per la nostra Galassia (§ 10.3.2). L'emissione della componente di disco è comunque prevalentemente non-termica, con un valore medio dell'indice spettrale $\alpha \sim 0.7$.

Solo in alcune galassie si ha un contributo termico notevole alla radiazione. Ad es. in *NGC* 6946 e *NGC* 5194 a 1400 MHz la componente termica rappresenta il $\sim 30\%$ e $\sim 15\%$ rispettivamente. Nel caso di *M* 33 a 1400 MHz il contributo termico è addirittura decisamente dominante. In generale il rapporto fra emissione non-termica e termica, oltre a cambiare con frequenza di osservazione (eq. 18.1), dipende anche dalla posizione sul disco. Questo fatto è in larga misura responsabile delle variazioni dell'indice spettrale spesso osservate fra il centro e la periferia delle galassie, quando lo si calcoli senza separare le due componenti di emissione.

Quando si sottrae alla distribuzione della radiazione totale quella della radiazione termica, deducibile per esempio da misure di flusso in $H\alpha$ (pag. 18.2), si trova che la radiazione rimanente, di sincrotrone, mostra un indice spettrale abbastanza uniforme all'interno del disco.

La mancanza, dal centro alla periferia, di un irripidimento dell'indice spettrale, per l'invecchiamento degli elettroni, prova che vi deve essere un rifornimento continuo e diffuso di queste particelle². Si stima inoltre che, per campi magnetici di $\approx 1-10 \mu\text{G}$, (§ 18.1.1) l'età degli elettroni è di $\sim 10^7$ anni, che è confrontabile col tempo di confinamento (degli elettroni) dei raggi cosmici nella nostra Galassia (§ 12.1.5).

18.1.3 L'emissione della braccia a spirale

Una emissione non-termica così forte da parte dei bracci a spirale, come in *NGC* 5194(*M*51) ed *M* 31 è eccezionale. Emissione, anche se più debole, si osserva in altri oggetti, come per es. *M* 81, *M* 101, *NGC* 2903, *NGC* 4321, *NGC* 5055, ma in molte altre galassie l'emissione dai bracci è troppo debole per essere rilevata.

Dove i bracci sono ben visibili, si trova che il contrasto fra la emissione che ha origine nelle braccia e l'emissione intra-braccia è un fattore $\lesssim 3$. Particolarmente interessante è il caso di *NGC* 5194(*M* 51) in cui il massimo della emissione radio coincide piuttosto bene con le bande di polvere (fig. 18.5).

Questa situazione è prevista nell'ambito della teoria delle onde di densità, (§ 18.5) sviluppata per spiegare la formazione delle braccia a spirale. In una galassia con le braccia che nella rotazione tendono ad avvolgersi (spirale "leading", § 18.5), e in cui la struttura a spirale ruota più lentamente delle componenti materiali, ci si aspetta che si sviluppino fronti d'urto nelle parti interne dei bracci, che fanno aumentare l'emissività di sincrotrone. In queste regioni il gas viene fortemente compresso e si suppone che tale processo determini una continua formazione stellare. Le stelle però impiegheranno un certo tempo a formarsi e quindi si troveranno in una regione leggermente spostata rispetto a quella dove si ha l'emissione radio. E anche le regioni HII saranno situate più avanti del braccio nel senso della rotazione della galassia.

Dalla separazione fra la cresta dei massimi della emissione radio, in cui ha luogo la compressione dovuta alla presenza del fronte d'urto, e le zone in cui si vedono le regioni HII, indicatrici della presenza di

²Se gli elettroni fossero prodotti al centro e diffondessero nella galassia, l'indice spettrale si irripidirebbe, per invecchiamento, verso la periferia contrariamente a quanto osservato.



Figura 18.5: Le creste della emissione radio in $M\ 51$ sovrapposte all'immagine ottica (Mathewson 1972). I vari simboli non interessano la nostra discussione e ne omettiamo il significato.

stelle O e B , si deduce che il tempo necessario per la formazione stellare è circa 10^7 anni.

Nel fronte d'urto che si genera, anche il campo magnetico, che è congelato nel gas, verrà compresso e la sua intensità risulterà aumentata.

Nel caso di una compressione unidimensionale parallela al piano della galassia, se le dimensioni lineari variano del rapporto ℓ/ℓ_0 , il rapporto fra le densità del gas compresso (ρ) e non compresso (ρ_0), sarà $\rho/\rho_0 \propto \ell_0/\ell$, e la densità degli elettroni N_0 e il campo magnetico H , dopo la compressione, saranno (Mathewson 1972):

$$N_0 \propto \frac{\rho}{\rho_0} \quad \text{e} \quad H \propto \frac{\rho}{\rho_0}$$

Poichè l'emissività di sincrotrone è proporzionale a $N_0 H^{1+\alpha}$ (eq. 4.22) in seguito alla compressione essa risulterà aumentata e il rapporto fra le emissività sarà dato da:

$$\frac{J}{J_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2+\alpha}$$

In $M51$ dove, dalle misure nell'HI si ha $\rho/\rho_0 \approx 3$, per $\alpha = 0.7$ ci si aspetta un rapporto fra le emissività ≈ 20 , mentre il valore osservato è ~ 3 . Questa discrepanza si può giustificare se si ammette che il campo magnetico e le particelle relativistiche siano distribuite su uno spessore maggiore di quello del gas termico, come nel caso della nostra Galassia (§ 10.3.2). In questo caso solo la parte di elettroni e di campo magnetico mescolati col gas termico risentono della compressione. Se indichiamo con f_1 la frazione (in altezza sul piano) del disco che contiene le particelle relativistiche e il campo magnetico che subiscono la compressione e con $f_2 = 1 - f_1$ il rimanente, avremo:

$$J \approx J_0 \left(f_2 + f_1 \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2+\alpha}$$

Il valore $J/J_0 \approx 3$ si ottiene con $f_1 \approx 1/4$, cioè assumendo che lo spessore del materiale radioemittente sia circa 4 volte quello del gas termico, non molto diverso da quello della nostra Galassia (§ 10.3.2).

In generale sembra che il rapporto fra l'emissività dei bracci e quella delle regioni intra-braccio, *rapporto di compressione*, sia legato alle caratteristiche della curva di rotazione della galassia (§ 18.4.2). Se si confrontano il rapporto di compressione ed il valore R_{\max}/R_{opt} , dove R_{\max} è la distanza galattocentrica a cui la curva di rotazione raggiunge il valore massimo (fig. 18.17) e R_{opt} il raggio di Hölmlberg³, si trova che il fattore di compressione aumenta al diminuire di detto rapporto. Anche questo è in accordo con la teoria delle onde di densità (§ 18.5).

Infatti il fattore di compressione dipende, localmente, dalla velocità con cui il gas entra nel fronte d'urto associato alle braccia a spirale, ossia dipende dalla differenza Δv fra la velocità del materiale che ruota nella galassia e quella della struttura a spirale: tanto maggiore Δv tanto maggiore è il rapporto di compressione.

Ma Δv cresce al diminuire di R_{\max}/R_{opt} . Infatti la struttura a spirale si muove come un corpo rigido ($V_{\text{rot,spir}} = \Omega R$), con velocità angolare Ω confrontabile con quella dei componenti materiali periferici della galassia [$\Omega(\text{onda d'urto}) \approx \Omega(\text{gas periferico})$, § 18.5]; il gas, invece, si muove con V_{rot} che raggiunge un massimo ad un valore R_{\max} , variabile da galassia a galassia, e poi, approssimativamente, si stabilizza. Tanto più ripido è il tratto iniziale della curva di rotazione (tratto [1] in fig. 18.17), tanto più vicino al centro è il massimo della curva di rotazione, ossia tanto più piccolo è R_{\max}/R_{opt} e tanto più grande è Δv .

Questo, qualitativamente, giustifica il risultato sperimentale trovato. Si può quindi concludere che, in generale, le caratteristiche dell'emissione non-termica delle braccia nelle galassie a spirale è una buona conferma della teoria delle onde di densità.

18.1.4 Radiosorgenti centrali

In molte galassie a spirale si osserva emissione proveniente da una regione piuttosto ristretta coincidente col centro della galassia ottica che ricorda l'emissione dalle regioni centrali della nostra Galassia. In genere questa emissione nucleare rappresenta meno del 20% della emissione totale della galassia e si estende su dimensioni $\lesssim 600$ pc, confrontabili con le dimensioni delle regioni centrali della nostra Galassia.

Gli indici spettrali hanno una distribuzione più dispersa di quella della emissione di disco, ma con valor medio confrontabile ($\alpha \sim 0.6$). La maggiore dispersione è presumibilmente dovuta, in buona parte, alle incertezze nella determinazione del flusso della componente centrale, che non sempre si separa bene dal disco.

Alcune, poche, spirali si differenziano però nettamente dalle altre, poichè lo spettro delle regioni nucleari è genuinamente invertito, sintomo di autoassorbimento di sincrotrone, e quindi di dimensioni molto piccole della radiosorgente centrale. Inoltre il loro flusso è variabile nel tempo. Osservazioni con risoluzione angolare adeguatamente elevata per rivelare questi nuclei sono scarse.

Una ricerca sistematica effettuata a 6cm, con una "preistorica" rete VLBI costituita da sole 4 antenne (risoluzione angolare 15–65 mas), da parte di Hummel et al. 1982 (A&A 114, 400) su 12 spirali ha rivelato un nucleo compatto solo nella galassia *Sa* NGC 2639 ($S_{5 \text{ GHz}} = 27$ mJy, di dimensione ≈ 1 pc). Nelle altre 11 non si ha emissione radio significativa. In realtà Ulvestad & Wilson 1989 (ApJ, 343, 659) hanno riclassificato questa galassia come Seyfert I (§ 24.1) e quindi neppure questa dovrebbe essere considerata.

Quindi, se prendiamo questo piccolo campione di spirali come rappresentativo, risulta che la percentuale di spirali con nucleo radio compatto è inferiore all'8%.

Esempi vistosi sono invece *M* 81 (*NGC* 3031) e *M* 104 (*NGC* 4594, Sombbrero). La sorgente centrale ha un flusso che è $\sim 25\%$ del totale a 1.4 GHz in *NGC* 4594 e $\sim 18\%$ in *M* 81. Il nucleo radio di *M* 81 ha dimensioni $< 6 \times 10^{-3}$ pc ($\sim 2 \cdot 10^{16}$ cm), ed è una delle strutture più piccole misurate in

³Definito come il raggio a cui la brillantezza superficiale raggiunge, nell'ottico, il valore di 26 mag arcsec⁻² ed è quindi una misura delle dimensioni della galassia ottica.

radiosorgenti extragalattiche. La sua luminosità di 10^{37} erg s⁻¹ permette di classificarlo come un mini-AGN, simile a quello al centro della Via Lattea (10^{35} erg s⁻¹ entro $3 \cdot 10^{14}$ cm, § 14.5).

E' interessante notare che non sembra esserci nessuna correlazione fra l'emissione delle componenti centrali e quella di disco, sintomo del fatto che le due sono del tutto indipendenti.

18.1.5 Aloni

L'importanza dell'esistenza di un alone nella nostra Galassia per il problema del confinamento dei raggi cosmici, è analizzato nel cap 12. Nell'alone della Galassia (§ 10.3.3) l'emissività è ~30 volte inferiore e lo spettro di radiazione di sincrotrone più ripido che non nel disco.

Inizialmente la ricerca degli aloni radio nelle altre galassie è stata fortemente incoraggiata da chi si occupava di raggi cosmici allo scopo di studiarne il confinamento e in particolare il confinamento della componente elettronica, riconosciuta come la responsabile della emissione radio. In seguito l'interesse è stato rinnovato dagli studi della distribuzione su larga scala del campo magnetico. Naturalmente le



Figura 18.6: Immagine composta di *NGC 4631* in banda *X* (blu e rosa) dal telescopio Chandra e *UV* (bianco). Le osservazioni *X* hanno fornito la prima inequivocabile evidenza di un alone di gas caldo intorno ad una galassia molto simile alla nostra. L'*UV* traccia invece stelle massicce nella galassia (Wang 2001, Chandra Photo Album). Notare, dal confronto con fig. 18.4 quanto più esteso sia l'alone dovuto agli elettroni termici, visibile in banda *X*.

sole galassie dove è possibile mettere in evidenza un alone sono quelle viste *di taglio*. Il primo alone radio fu scoperto in *NGC 4631* (fig. 18.4). In fig. 18.6 viene mostrata, per confronto, una immagine composta in banda *X*, in cui, oltre all'emissione del disco, si vede anche l'alone.

NGC 4631, insieme a *NGC 891*, è uno degli esempi migliori di aloni.

Non in tutte le galassie è stata accertata la presenza dell'alone. Gli aloni osservati hanno uno spessore che è in genere dell'ordine di alcuni kpc, cioè sarebbero molto meno spessi, relativamente al diametro del disco, di quanto stimato per la nostra Galassia. Fanno eccezione gli aloni di *NGC 891* e *NGC 4631* che si estendono fino a ~6 kpc e ~12 kpc rispettivamente. Un alone sembra essere presente anche in *M 31*, anche se la situazione non è molto chiara poichè, essendo la galassia vicina e quindi angolarmente

molto estesa, nelle osservazioni la emissione da parte della nostra Galassia si sovrappone a quella di Andromeda rendendo difficile separare i due contributi.

Le distribuzioni di brillantezza e dell'indice spettrale perpendicolarmente al piano permettono di ricavare informazioni sulla distribuzione in altezza sul piano ($|z|$) degli elettroni relativistici (n_e), del campo magnetico e dei processi di perdita di energia che operano. L'ipotesi di lavoro è che gli elettroni relativistici abbiano origine nel disco sottile, (§18.3) e che di qui si propagano in direzione z . Dallo studio della distribuzione degli indici spettrali in varie regioni di una galassia, sarebbe possibile, in linea di principio, capire quale sia il meccanismo che causa queste perdite di energia: radiazione di sincrotrone, Compton Inverso, o perdite adiabatiche. In pratica le informazioni disponibili sono limitate. Solo per alcune galassie (es. *NGC* 253, 891, 3556, 4631 e 4666) è disponibile la distribuzione degli indici spettrali. In genere si osserva un irripidimento al crescere di $|z|$, come nella nostra Galassia, sintomo del fatto che gli elettroni che qui irradiano hanno perso energia rispetto ai valori iniziali, ma non si è in grado per il momento di stabilire quale sia il meccanismo dominante di perdita di energia.

18.2 Funzione di luminosità

18.2.1 Definizioni

Col termine *funzione di luminosità* (FdL) di un certo tipo di oggetti si intende la funzione che dà la distribuzione, in densità numerica, delle loro luminosità, cioè dà il numero di oggetti *per unità di volume* che hanno una luminosità in un dato intervallo di valori, o una luminosità superiore ad un dato valore.

La FdL può quindi essere espressa in forma differenziale, come la densità $n(P)$ di oggetti con luminosità compresa fra P e $P+dP$, per unità di intervallo dP , o $n'(P)$ per intervallo logaritmico $d \log P$, oppure in forma integrale come densità $n(>P)$ di oggetti con luminosità $>P$. Se N è il numero di oggetti presente nel volume ΔV , valgono quindi le seguenti definizioni e relazioni:

$$\begin{aligned} n(P) &= \frac{N(P, P+dP)}{\Delta V dP} \\ n'(P) &= \frac{N(\log P, \log P + d \log P)}{\Delta V d \log P} \quad \text{da cui } n'(P) = n(P) P \\ n(>P) &= \frac{N(>P)}{\Delta V} = \int_P^\infty n(P) dP \end{aligned}$$

Se, come spesso avviene, $n(P)$ è rappresentabile con una legge di potenza, $n(P) \propto P^{-\alpha}$, si ha ovviamente:

$$n'(P) \propto P^{-\alpha+1} \quad \text{e} \quad n(>P) \propto P^{-\alpha+1}$$

Si vede quindi che può essere comodo calcolare la FdL differenziale per intervalli logaritmici, dato che in questo caso essa ha la stessa pendenza della FdL integrale, e può facilitare i confronti fra studi diversi. Spesso viene utilizzato l'intervallo $d \log P = 0.4$ che corrisponde ad un rapporto 2.51 fra le luminosità medie di ogni intervallo, e sarebbe una magnitudine se usassimo le unità di misura ottiche. Consideriamo infine la FdL (differenziale o integrale) *frazionaria*, definita come il rapporto fra il numero di oggetti, per unità di volume, in un certo intervallo di potenza (o al di sopra di una certa potenza), e la densità di *tutti* gli oggetti della classe considerata. Cioè:

$$\begin{aligned} F(P) &= \frac{n(P)}{\int n(P) dP} \\ F'(P) &= \frac{n'(P)}{\int n'(P) d \log P} \\ F(>P) &= \frac{n(>P)}{\int n(P) dP} \end{aligned}$$

18.2.2 Funzione di luminosità radio delle galassie a spirale

In fig. 18.7 è riportata la FdL radio differenziale $n'(P)$, a 1.4 GHz, per un campione di spirali (pallini) ed uno di ellittiche (cerchietti)⁴

La luminosità radio delle spirali si estende (a 1.4 GHz) da $\sim 10^{18}$ a $\sim 10^{24}$ W Hz⁻¹ ma la stragrande maggioranza di tali oggetti ha una luminosità $< 10^{21}$ W Hz⁻¹. Per esempio, persino *M* 82 ed *NGC* 253, che sono spirali con intensa formazione stellare (“star-burst”) hanno luminosità a 1.4 GHz di soli $\sim 1.6 \cdot 10^{22}$ e $\sim 4 \cdot 10^{21}$ W Hz⁻¹ rispettivamente (es. Strickland 2004, AJ 606, 829). Inoltre non si conoscono spirali con potenze maggiori di 10^{24} W Hz⁻¹.

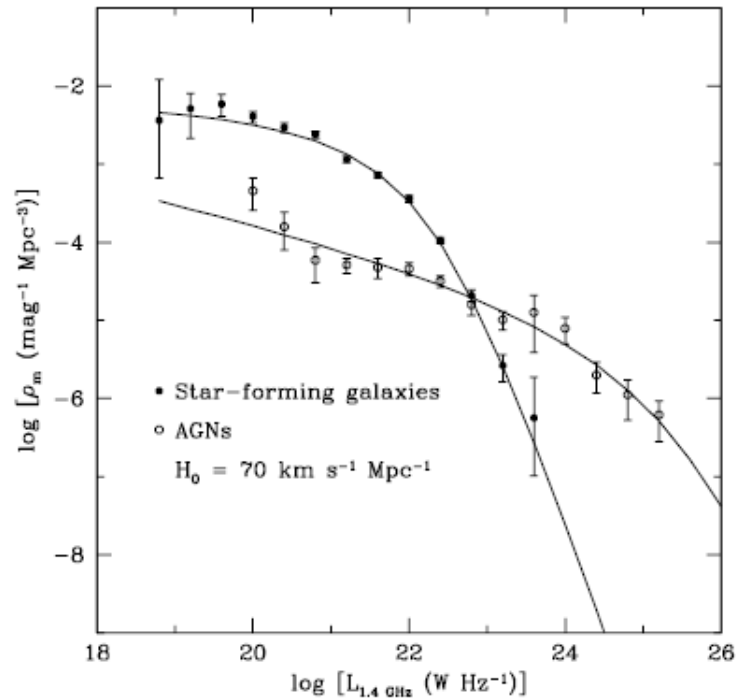


Figura 18.7: Funzione di luminosità differenziale logaritmica, a 1400 MHz, di un campione di spirali (“star-forming” in figura (pallini), e di ellittiche (“AGN”, cerchi) da Condon (1992, riferimento citato). Si noti che gli assi sono indicati con ρ_m e $L(\nu)$, anzichè con n' e P , come nel testo.

Confrontando la FdL radio integrale, estesa su tutto l’intervallo di P , con la densità spaziale di spirali (nello stesso intervallo di luminosità ottica), si vede che $\gtrsim 90\%$ delle spirali hanno $P \gtrsim 10^{17}$ W/Hz⁻¹. La funzione di luminosità delle ellittiche, riportata per confronto in fig. 18.7, permette di apprezzare come il “fenomeno ellittica”, pur producendo radiosorgenti ordini di grandezza più potenti, è assai più raro che il “fenomeno spirale”.

L’emissione radio delle galassie a spirale è dunque un fenomeno assai comune, e dal momento che “tutte” le galassie a spirale emettono, sembra inevitabile pensare che, a questi bassi livelli di luminosità radio, l’emissione sia presente durante tutta la vita della galassia.

Analizzando le spirali in funzione della loro luminosità ottica, si vede anche che $P \propto L_{\text{ott}}$, anche se con una dispersione abbastanza grande (~ 0.5 in $\log P$). Questa correlazione ci fa pensare che la luminosità radio di una spirale sia principalmente determinata dal numero di stelle in essa presenti. Una correlazione molto più stringente fra emissione radio luminosità infrarossa è discussa in § 18.3.

⁴Essendo i due campioni limitati in flusso radio e magnitudine ottica apparente, il calcolo effettivo della FdL avviene tenendo conto del volume V_{max} entro cui ogni oggetto è visibile, come discusso in § 19.1.2

18.3 Origine degli elettroni ed emissione (F) IR e nelle righe del CO

In analogia con quanto discusso per la nostra Galassia sembrerebbe ragionevole postulare che gli iniettori di particelle relativistiche siano Supernovæ e pulsar.

L'argomento più forte a favore di questa ipotesi è la stretta correlazione esistente fra luminosità radio e infrarossa. Questa correlazione, inizialmente scoperta da van der Kruit 1971 (A&A 15, 110) per i nuclei di un campione di galassie di Seyfert (§ 24.1) fra $L_{1450\text{MHz}}$ (WSRT) e $L_{10\mu\text{m}}$ (Catalina Observing Station, Univ. Arizona) è poi stata confermata da van der Kruit 1973 (A&A 29, 263) per un esteso campione di galassie a spirale brillanti. All'inizio si pensò che sia l'emissione radio che quella infrarossa fossero dovute a radiazione di sincrotrone, ma vari argomenti (riassunti in Condon 1992, *referenza citata*) presto dimostrarono che il meccanismo doveva essere un altro.

Il vero significato della correlazione IR /radio per le galassie a spirale, così stretta ed universale (fig. 18.8) non è stato apprezzato fino a quando non sono stati disponibili i dati ottenuti col satellite per osservazioni nell'infrarosso $IRAS$, che hanno provato in maniera definitiva la forte correlazione fra l'emissione radio *non-termica* e l'emissione *termica* nel lontano infrarosso, a $\lambda = 60 \mu\text{m}$. Essa è valida per una gran varietà di galassie, incluse le galassie nane, le irregolari, le barrate, e perfino per le E/S0 che mostrano tracce di formazione stellare, le Seyfert e le quasar radio-quiete (Condon 1992, *referenza citata*).

La spiegazione ora comunemente accettata è che la prima è dovuta agli elettroni relativistici che irradiano nel campo magnetico della galassia; l'altra è invece dovuta ai grani di polvere presenti nelle

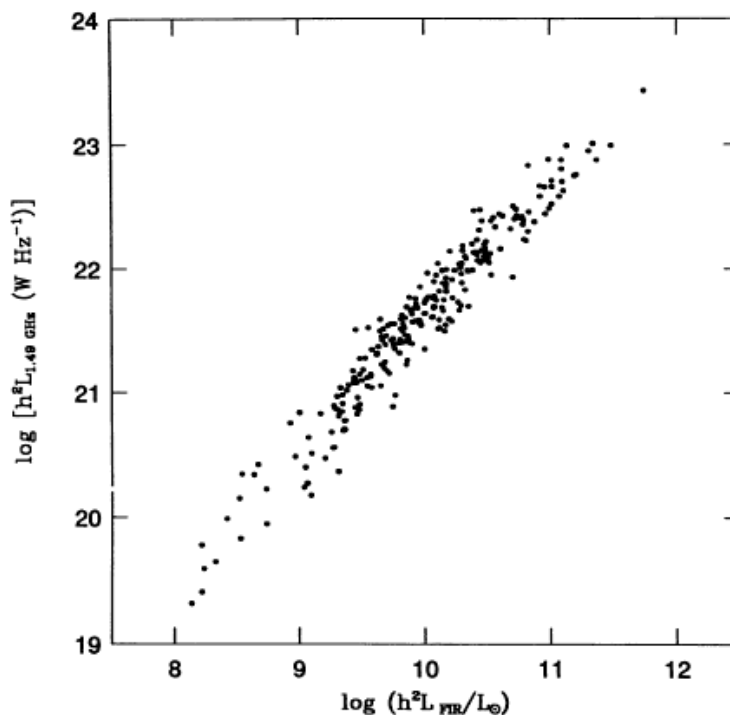


Figura 18.8: Correlazione FIR/radio per le spirali forti ($S_{60\mu\text{m}} > 5.24 \text{ Jy}$) dell' $IRAS$ Bright Galaxy Sample (BGS, Soifer et al. 1989, AJ 98, 766). Sono escluse galassie che contengono AGN noti, come nuclei di Seyfert (§ 24.1) e quelle con spettro autoassorbito a $\nu = 1.49 \text{ GHz}$ (Condon 1992, *referenza citata*)

nubi molecolari dove si ha formazione stellare. Questi grani, riscaldati dalla radiazione ottica/ UV prodotta dalle stelle in formazione, convertono la maggior parte ($\sim 2/3$) della luce visibile e ultravioletta in emissione FIR . L'attività di formazione stellare più intensa tende ad essere mascherata, a lunghezze

d'onda corte, dall'opacità della densa polvere interstellare in queste nubi, per cui le osservazioni ottiche non sono state in grado di dare misure quantitative della energia coinvolta nel fenomeno.

La correlazione fra la luminosità radio integrata, L_{radio} , e quella infrarossa a $60 \mu\text{m}$, L_{FIR} , è esprimibile con la legge⁵:

$$L_{\text{FIR}} \approx 3 \times 10^5 L_{\text{radio}} \quad (18.2)$$

con una dispersione $\sigma \approx 0.1$ in scala logaritmica e si estende su un intervallo di circa 5 ordini di grandezza. Lo stesso grafico realizzato per le galassie ellittiche ed S0 ordinarie non mostra invece alcuna correlazione ovvia fra le due grandezze.

Le stelle che irradiano e riscaldano la polvere sono probabilmente stelle massicce, con $M \gtrsim 5M_{\odot}$, in quanto sono queste le stelle che si formano entro grandi nubi molecolari che contengono grandi quantità di polvere (fig. 18.9).

Una correlazione così forte indica che il fenomeno responsabile della emissione infrarossa e quello della emissione radio sono probabilmente connessi e quindi è possibile che gli elettroni siano prodotti dalle stesse stelle che riscaldano le polveri.

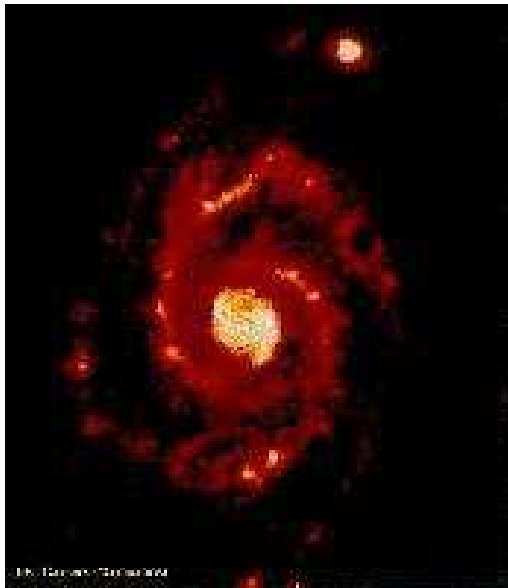


Figura 18.9: Ancora un'immagine di $M\ 51$, questa volta a $\lambda = 15\mu\text{m}$ (ISO-CAM Gallery, da Sauvage et al., 1996, A&A 315, L89). Le regioni più brillanti lungo le braccia a spirale corrispondono a nubi di polvere calda ($T \sim 300\text{K}$) dove si ha formazione stellare su grande scala. Mentre $M\ 51$ è molto simile nel FIR alla sua immagine ottica (es. fig. 18.1) la compagna a Nord appare molto più piccola, a causa del fatto che qui la formazione stellare, e quindi l'emissione FIR, è concentrata nel nucleo.

L'idea è che stelle giovani e massicce (*popolazione I giovane*) non solo riscaldano la polvere in cui sono ancora immerse, ma esplodendo come Supernovæ producono gli elettroni relativistici che poi diffondono nello spazio interstellare e producono la radiazione di sincrotrone.

Poichè la vita media delle stelle massicce è molto più corta della vita dell'Universo, la luminosità radio osservata dipende dal ritmo recente di formazione di Supernovæ (ν_{SN}) (vedi però l'interpretazione alternativa accennata in § 18.3.2).

Un'altra importante correlazione fra emissione nelle righe del CO e l'emissione radio è accennata in § 18.3.2.

⁵Yun et al. 2001 (§ 18.3.2) danno la relazione $L_{1.4}(\text{W Hz}^{-1}) = 1.18 \cdot 10^{12} L_{\text{FIR}}/L_{\odot} = 2.95 \cdot 10^{-15} L_{\text{FIR}}(\text{W})$ da cui $L_{\text{FIR}}(\text{W}) = 3.4 \cdot 10^{14} L(\text{W Hz}^{-1})$. Ponendo $L_{\text{radio}}(\text{W}) \approx L_{1.4}(\text{W Hz}^{-1}) \times 1.4 \cdot 10^9$ si ottiene $L_{\text{FIR}} \approx 2.4 \cdot 10^5 L_{\text{radio}}(\text{W})$.

18.3.1 Modello per la correlazione FIR/radio

E' possibile costruire un semplice modello⁶ che, avendo un solo parametro libero, il ritmo (all'anno) di formazione stellare (*Star Formation Rate, SFR*) delle stelle massicce, è capace di spiegare l'emissione termica, non-termica e infrarossa delle galassie a spirale. L'ipotesi di partenza è che le stelle di massa $\gtrsim 5M_{\odot}$ producano la necessaria⁷ radiazione ottica/UV che, assorbita dalle polveri, viene poi riemessa nel FIR, mentre tutte le stelle di massa $\gtrsim 8M_{\odot}$ diventano Supernovæ.

Se assumiamo una "funzione iniziale di massa" (cioè la distribuzione in massa delle stelle che si formano con massa nell'intervallo $[M, M + dM]$) del tipo $\psi(M) \propto M^{-2.5}$, troncata a $M_{\text{sup}} \approx 100M_{\odot}$ (Miller-Scalo 1979, ApJS 41, 513), la *SFR*, in termini di numero all'anno, o in termini di masse solari all'anno sarà data da:

$$\left[\frac{SFR}{N \text{ anni}^{-1}} \right] = \mathcal{A} \psi(M) dM = \mathcal{A} M^{-2.5} dM \quad ; \quad \left[\frac{SFR}{M_{\odot} \text{anni}^{-1}} \right] = \mathcal{A} M \psi(M) dM = \mathcal{A} M^{-1.5} dM \quad (18.3)$$

dove \mathcal{A} è una costante di normalizzazione da determinare sperimentalmente.

Integrando la seconda delle (18.3) fra $5M_{\odot}$ e $100M_{\odot}$ otteniamo la quantità in massa delle stelle che forniscono la necessaria radiazione UV: $\left[\frac{SFR(M > 5M_{\odot})}{M_{\odot} \text{anni}^{-1}} \right] \sim 0.7 \mathcal{A}$. Integrando la prima fra $8M_{\odot}$ e $100M_{\odot}$ otteniamo il numero di stelle formate all'anno con massa $> 8M_{\odot}$, cioè all'incirca il numero di supernovæ all'anno, che è:

$$\nu_{SN}(\text{anni}^{-1}) \approx \left[\frac{N(M > 8M_{\odot})}{\text{anni}^{-1}} \right] = 0.029 \mathcal{A} \quad \text{e quindi} \quad \nu_{SN}(\text{anni}^{-1}) \approx 0.04 \left[\frac{SFR(> 5M_{\odot})}{M_{\odot} \text{anni}^{-1}} \right]$$

E' stato stimato che $\approx 2/3$ della radiazione ottica/UV assorbita dalle polveri viene riemessa nell'intervallo di lunghezze d'onda fra 40 e 120 μm quindi, assumendo una situazione stazionaria, si ha:

$$L_{FIR} \approx \frac{2}{3} \int_{5M_{\odot}}^{100M_{\odot}} \mathcal{A} \psi(M) L(M) \tau(M) dM \quad (18.4)$$

dove $\tau(M)$ è la vita media, in anni, di una stella di massa M , $L(M)$ la sua luminosità bolometrica e il prodotto $\psi(M) \tau(M)$ rappresenta il numero di stelle di massa M presenti in un dato istante (in una situazione stazionaria). Dai modelli di evoluzione stellare (es. Maeder 1987, A&A 173, 247), con buona approssimazione si può scrivere:

$$L(M) \tau(M) \approx 10^{9.6} (M/M_{\odot})^{3/2} L_{\odot} \text{ anni}$$

che, sostituito nella (18.4) insieme alla $\psi(M)$, fornisce:

$$\begin{aligned} L_{FIR} &\approx 7.9 \cdot 10^9 \mathcal{A} L_{\odot} \approx 7.9 \cdot 10^9 \frac{1}{0.7} \left[\frac{SFR(M > 5M_{\odot})}{M_{\odot} \text{anni}^{-1}} \right] L_{\odot} \approx 7.9 \cdot 10^9 \frac{1}{0.7 \times 0.04} \nu_{SN} L_{\odot} \\ &\approx 2.7 \cdot 10^{11} \nu_{SN} L_{\odot} \approx 1.1 \cdot 10^{45} \nu_{SN} \text{erg s}^{-1} \end{aligned}$$

Dalla relazione empirica ricavabile dal grafico di fig. 18.8 [$P_{1.4}(\text{W Hz}^{-1}) = 4 \cdot 10^{11} L_{FIR}(L_{\odot})$] si ottiene la potenza radio dovuta alla emissione di sincrotrone (s):

$$P_{s,1.4} \approx 1.1 \cdot 10^{23} \nu_{SN} \approx 4.4 \cdot 10^{21} \left[\frac{SFR(M > 5M_{\odot})}{M_{\odot} \text{anni}^{-1}} \right] \text{ W Hz}^{-1} \quad (18.5)$$

Questa relazione è in ottimo accordo con le stime di Condon (1992, referenza citata) per la nostra Galassia (sua eq. 18) e per la galassia "star-burst" M 82 (sua pag. 25) e vale probabilmente per

⁶Da Condon 1992, referenza citata, leggermente modificato.

⁷Tutte le stelle di piccola massa, insieme, contribuiscono per meno della metà al FIR.

la maggior parte delle galassie a spirale dato che variazioni significative del rapporto $P_{s,1.4}/\nu_{SN}$ cancellerebbero o renderebbero più debole la correlazione radio/*FIR*

Il modello permette anche di determinare una relazione fra la $SFR(M > 5M_{\odot})$ e l'emissione termica di bremsstrahlung (P_{br}) da parte del gas ionizzato dalla radiazione UV emessa dalle stelle di grande massa. Condon (1992, *referenza citata*) fornisce la relazione (di cui omettiamo la dimostrazione):

$$P_{br,1.4} \approx 5.5 \cdot 10^{20} \left[\frac{SFR(M > 5M_{\odot})}{M_{\odot} \text{ anni}^{-1}} \right] = 5.5 \cdot 10^{20} \times 25\nu_{SNI} \approx 1.38 \cdot 10^{22} \quad (18.6)$$

Dalle 18.5 e 18.6 si deduce che un rapporto $P_{br}/P_{s,1.4} \approx 0.12$, in accordo con le osservazioni (eq. 18.1)

18.3.2 Correlazione CO–radio–*FIR*

Come visto in § 13.3.1, il CO è una delle molecole più abbondanti nella nostra e nelle altre galassie e oggi può essere studiata agevolmente nella banda radio.

E' noto che l'emissione del CO nelle galassie a spirale è ben correlata con l'infrarosso su larga scala (es. Devereux & Young 1990, ApJ 359, 42; 58 galassie *IRAS*), come l'emissione radio (§ 18.3). Inoltre la luminosità integrata nella riga del CO si correla bene anche col radio su scala globale (es. Adler et al. 1991, ApJ 382,475). Il rapporto delle brillanze CO/radio, $Q_{CO/radio} \equiv B_{CO}/B_{1.4}$, si mantiene costante entro un fattore 3 sia entro la stessa galassia, che da galassia a galassia, fino a scale piccole, dell'ordine del kpc. Ci si aspetta quindi che ci sia una relazione fra il gas molecolare e le emissioni nel *FIR* e nel radio.

Riassumiamo quindi, per sommi capi, il lavoro fatto in questa direzione da Murgia et al 2005 (A&A, 437, 389).

Questi autori hanno utilizzato le immagini di 24 galassie dalla Berkeley-Illinois-Maryland Association Survey of Nearby Galaxies (BIMA SONG) ottenute nel CO ($J = 1 - 0$), con la risoluzione di 6", corredate da osservazioni radio a 1.4 GHz a varie risoluzioni e flussi *IRAS* a 60 μm . Per 9 di queste galassie Murgia et al. (2005) riportano immagini radio e nel CO alla stessa risoluzione (55" e 6") in modo da sovrapporre e calcolare la brillantezza radio, $B_{1.4}$, e l'intensità integrata sulla riga del CO, B_{CO} entro celle di pari dimensioni, coincidenti spazialmente, e confrontare i valori di $B_{1.4}$ e B_{CO} "punto-per-punto".

Per quanto riguarda i valori globali del confronto CO–radio, CO–*FIR* e *FIR*–radio essi trovano:

$$\begin{aligned} \log(S_{1.4})/\log(S_{CO}) &\propto 1.28 \pm 0.13 \\ \log(S_{FIR})/\log(S_{CO}) &\propto 1.05 \pm 0.11 \\ \log(S_{1.4})/\log(S_{FIR}) &\propto 1.05 \pm 0.14 \end{aligned} \quad (18.7)$$

La pendenza della relazione *FIR*–radio è perfettamente consistente con la migliore determinazione esistente di Yun et al 2001 (ApJ 554, 803) che, su un campione di 1809 galassie trova 0.99 ± 0.01 .

Delle tre relazioni la pendenza della CO–radio è la più ripida ed è l'unica che sembra non essere perfettamente consistente con l'unità. Tuttavia, visto il campione limitato, Murgia et al. considerano che le tre relazioni siano ugualmente strette e che non si possa dire quale delle tre sia quella "fondamentale".

Lo studio della correlazione punto-punto CO–radio e del suo andamento in funzione della distanza dal centro della galassia è illustrato in fig. 18.10 per una delle 9 galassie, IC 342.

A sinistra sono mostrate le immagini sovrapposte (radio a colori, CO in contorni), a destra vari grafici. Il confronto punto-punto della correlazione $B_{1.4} - B_{CO}$ (fig. 18.10 in alto a destra) mostra, un accordo eccellente fra i due insiemi di dati. Si noti che i dati a bassa risoluzione (pallini) sono allineati con l'estrapolazione a intensità minori dei dati ad alta risoluzione (cerchietti). Inoltre i profili radiali (fig 18.10 in basso a destra) di $B_{1.4}$ (rossi) e B_{CO} (blu) sono molto simili, mostrando che *non* c'è nessun andamento radiale del rapporto $Q_{CO/radio} \equiv B_{CO}/B_{1.4}$, a differenza di quanto avviene, anche

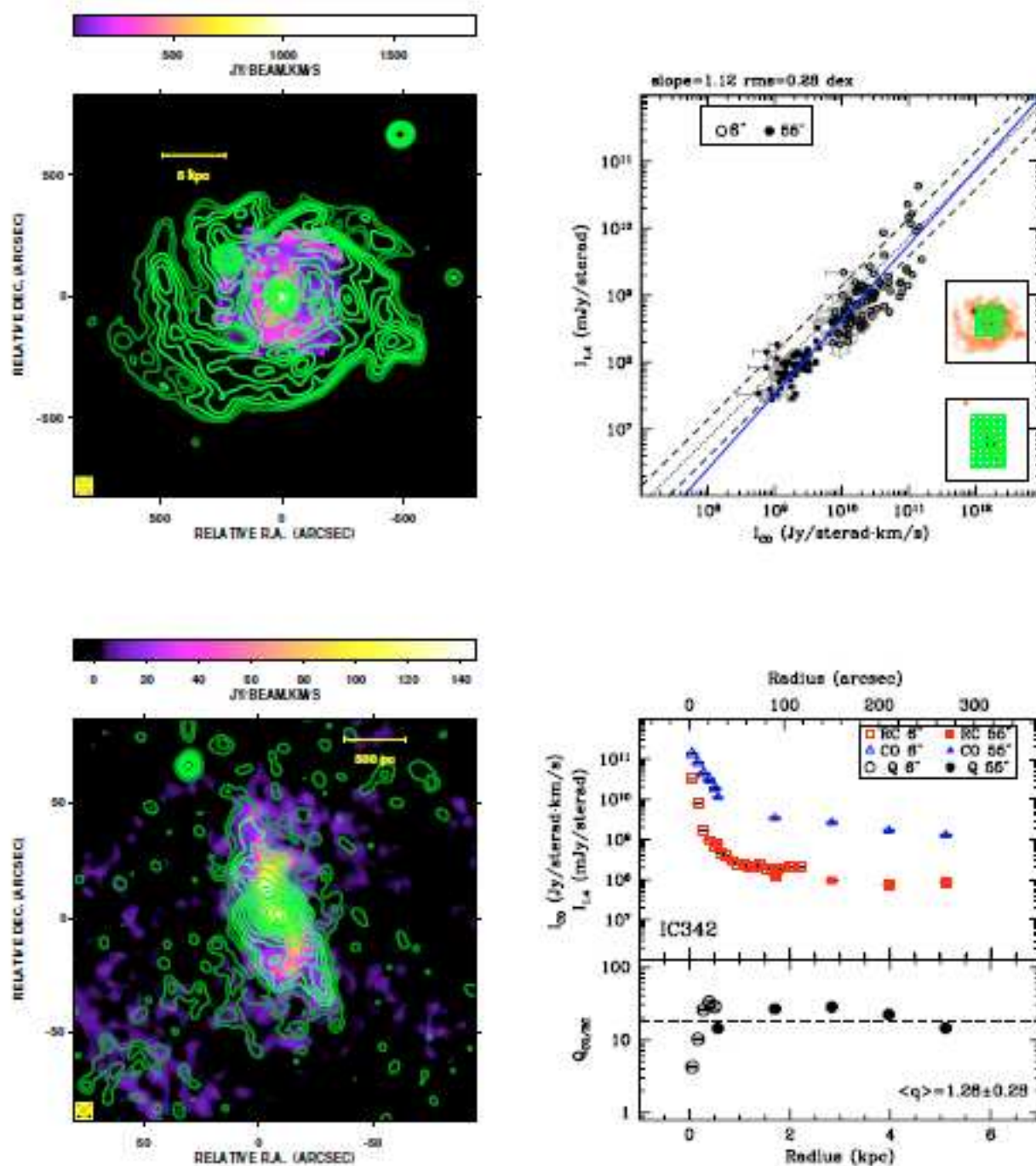


Figura 18.10: A *sinistra* sono mostrate le immagini di IC 342 nel CO (a colori) e nel radio (contorni) a 55" di risoluzione (alto) e 6" (basso). Le sorgenti puntiformi nella immagine radio sono oggetti di fondo. A *destra in alto*) $B_{1.4}$ in funzione di B_{CO} alla risoluzione di 55" e 6". I quadratini piccoli dentro questa figura mostrano la griglia di celle (grandi come la risoluzione e quindi indipendenti) usate per il confronto punto-punto. Le rette punteggiata (tratteggiata) rappresentano il valor medio (la dispersione) del rapporto radio/CO; la linea continua l'interpolazione, pesata con gli errori su entrambi gli assi. Nel pannello a *destra in basso* i profili radiali di $B_{1.4}$ e B_{CO} (notare le scale diverse in y) nella parte superiore, l'andamento radiale di $Q_{CO/radio}$ (vedi testo) nella parte inferiore.

se in quantità modesta, per la correlazione FIR –radio (Israel & Rowan-Robinson 1984, ApJ 283, 81) che trovano che il rapporto FIR /radio decresce leggermente allontanandosi dal centro. Infine i dati di alta e bassa risoluzione (simboli vuoti e simboli pieni) sono in buon accordo fra di loro. Questo vale per tutte le 9 galassie del sotto-campione.

In fig. 18.11 è mostrata la correlazione di tutte 9 le galassie insieme. Questa figura sottolinea e sintetizza quanto detto a proposito della generalità della relazione CO –radio.

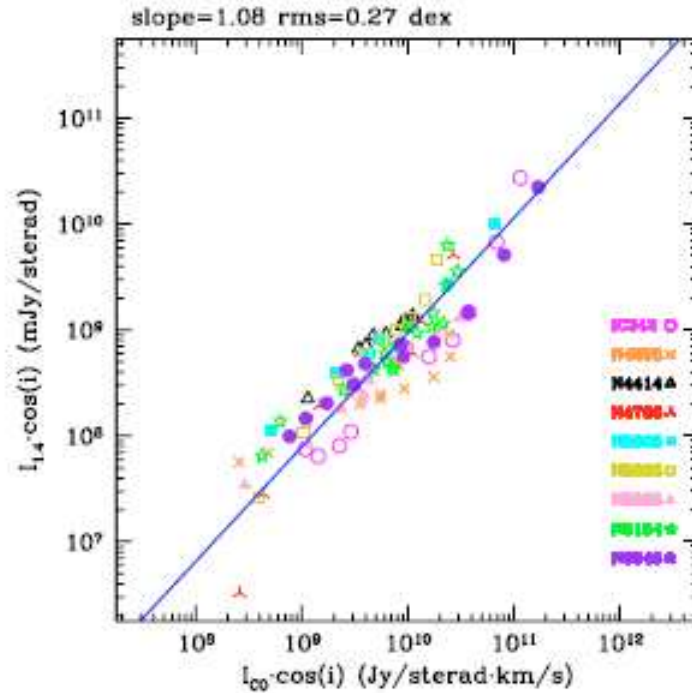


Figura 18.11: Correlazione CO –radio per le 9 galassie del sottocampione. Ogni simbolo rappresenta una galassia. I punti della stessa galassia danno la media dei valori in un anello centrato sul centro dell’oggetto. La retta rappresenta l’interpolazione pesata di tutti i punti tenendo conto degli errori su entrambi gli assi ed ha una pendenza pari a 1.08

Infine l’esame del parametro $q_{CO/radio} \equiv \log(Q_{CO/radio})$ ha una dispersione che va da 0.09 a 0.35, che corrisponde ad una dispersione nel rapporto dei flussi, $CO/radio$ di un fattore 1.2–2.2. Il valor medio di $q_{CO/radio}$ è 1.03 ± 0.06 con una deviazione standard di ± 0.17 . Il che vuol dire che i rapporti $CO/radio$ fra tutte le 9 sorgenti sono costanti entro una dispersione di un fattore 1.5. Malgrado la piccola dispersione complessiva si trovano variazioni sistematiche di $q_{CO/radio}$ all’interno delle singole galassie. Le strutture organizzate in $q_{CO/radio}$ sembrano tracciare le braccia a spirale. Questi risultati sottolineano la piccola dispersione esistente in $q_{CO/radio}$ sia all’interno di ogni galassia che fra galassia e galassia.

Malgrado le correlazioni, due a due, di emissione radio, FIR e CO siano ben stabilite e valide su vari ordini di grandezza il modello interpretativo non è ben chiaro.

Abbiamo già visto (§ 18.3) che la relazione FIR –radio è spiegabile col fatto che le stelle massicce, da un lato, esplodendo come supernovæ immettono nell’ambiente elettroni relativistici che irradiano per sincrotrone, dall’altro scaldano, con la loro radiazione UV , la polvere in cui sono immerse, che poi re-irradia l’energia assorbita nell’ FIR .

D’altronde il CO è un ottimo tracciante del mezzo interstellare, dato che la luminosità delle righe del CO si correla molto bene con la massa viriale delle nubi molecolari giganti nella nostra Galassia (fig. 13.21) e in altre galassie a spirale, quindi ci aspetteremmo che maggiore è la massa di una nube di

polvere maggiore è il numero di stelle massicce che vi si formano, e quindi maggiori sono le emissioni nel *FIR* e nel radio.

Anche se lo schema che attribuisce le correlazioni mutue *CO–FIR–radio* alla *SFR* sembra semplice e “perfetto”, tuttavia richiede, per funzionare così bene, molte (sottintese) assunzioni quantitative che sembra difficile si realizzino senza una delicata sintonizzazione nella scelta dei parametri, che renda le tre correlazioni così esatte e così estese, su scale che vanno dalla centinaia di pc alle dimensioni della intera galassia, e da galassia a galassia. Molti autori hanno cercato spiegazioni alternative ma mai completamente soddisfacenti (vedi ampia discussione in Murgia et al. 2005).

La spiegazione invocata da Murgia et al. 2005 (referenza citata) evita il passaggio dalla *SFR* e individua come *unico* parametro fisico la *pressione idrostatica*, p_I , del mezzo interstellare.

Senza entrare nei dettagli, citiamo che gli autori mostrano che:

– Dato che la brillantezza superficiale del *CO* è proporzionale a quella dell’ H_2 e che, sul piano (cioè a metà disco, “midplane”) quest’ultima dipende dalla pressione idrostatica, si trova $B_{CO} \propto p_I^{0.8}$.

– L’emissione radio, sostanzialmente di sincrotrone, è data dalla $J_s(\nu) \propto N_0(H_\perp)^{(\delta+1)/2}\nu^{-(\delta-1)/2}$ (eq. 4.22). H ed N_0 , espressi in funzione di p_I , danno luogo alla relazione $B_{radio} \propto p_I^{1.15}$ da cui, usando la dipendenza di B_{CO} da p_I vista sopra, si trova $B_{radio} \propto B_{CO}^{1.4}$, in accordo con la (18.7).

– Dopita et al. 2005 (ApJ 619, 755) hanno mostrato che p_I influenza anche la emissione *FIR* nel senso che al crescere di p_I il raggio della regioni *HII* diminuisce e conseguentemente cresce la temperatura delle polveri che le circondano. Dopita et al. mostrano che il flusso a $60\mu\text{m}$ ha una correlazione positiva con la pressione p_I dell’*ISM*.

Questi modelli dunque potrebbero servire a chiudere il triangolo delle correlazioni *CO–FIR–radio*.

18.4 Emissione nelle righe dell’idrogeno a 21 cm



Figura 18.12: Immagini di *M* 31-Andromeda (scale arbitrarie) nel visibile (*sinistra*) e nella riga 21 cm (*destra*). I colori di quest’ultima rappresentano le velocità dell’HI (blu in avvicinamento e rosso in allontanamento) e indicano che la galassia ruota intorno al suo asse. Notare la deficienza di HI al centro (vedi anche fig. 1.2 e nostra Galassia in § 13.1.7) e l’accento di *warp* (fig. 18.14) (immagini da Google, autore sconosciuto)

18.4.1 Distribuzione dell'idrogeno neutro nelle galassie a spirale

Le concentrazioni o nubi di idrogeno neutro sono il punto di partenza per la formazione delle stelle. Abbondante presenza di HI in una galassia indica una potenziale attività di formazione stellare, mentre una galassia povera di HI è inevitabilmente destinata ad invecchiare con le sue stelle. La frazione di massa in HI nelle galassie dipende molto dal tipo morfologico: in certe galassie blu, otticamente deboli, l'idrogeno atomico può essere anche il massimo costituente della massa visibile, mentre nelle spirali dei primi tipi morfologici può costituire meno dello 0.01% e nelle ellittiche può essere anche meno. Nelle galassie a spirale di tipo intermedio o tardo, come la nostra, il contenuto di idrogeno si aggira intorno al 5÷10%.

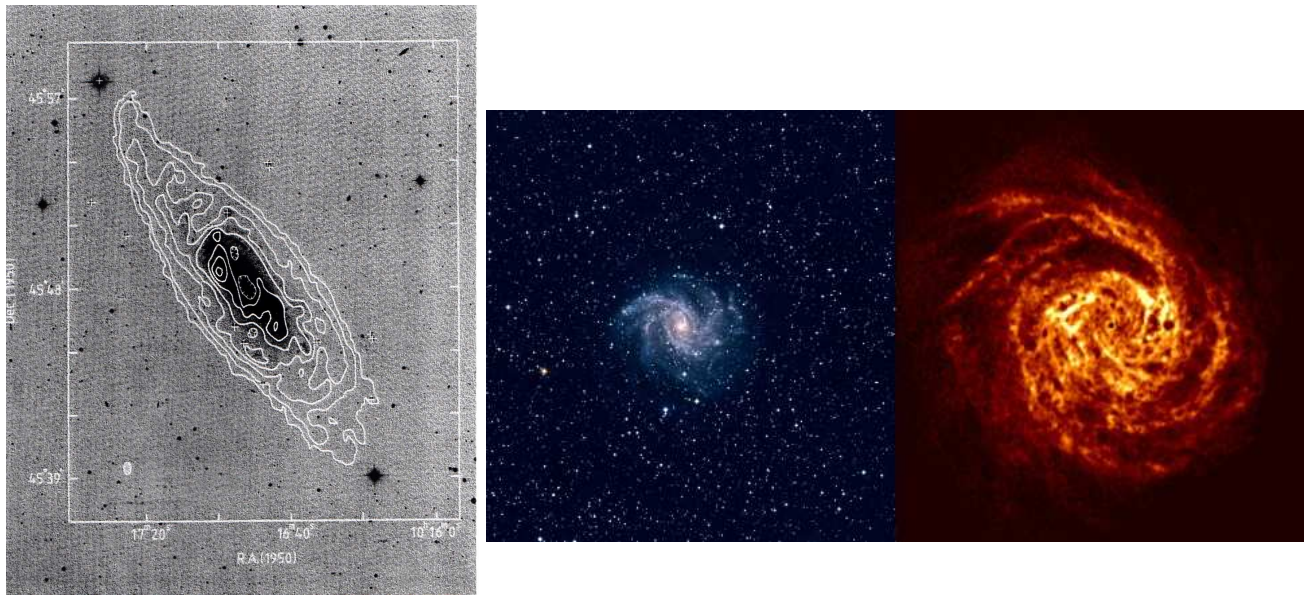


Figura 18.13: *grigi*) Immagine a $\lambda = 21$ cm di NGC 3198 (che è vista di taglio) sovrapposta all'immagine ottica (van Albada et al. 1985, ApJ. 295, 305); *colori*) NGC 6946 (Boomsma et al. 2008, A&A 490, 555) nell'ottico (a sinistra) e nella riga dell'HI (a destra). Queste due immagini sono sulla stessa scala

Grazie alla proprietà che ha di emettere una riga nella banda radio alla lunghezza d'onda di ~ 21 cm (§ 13.1), l'HI è uno strumento importante per lo studio della struttura e della dinamica delle galassie. Nonostante la presenza di nubi di idrogeno favorisca la formazione stellare, non ci si deve aspettare, però, che la distribuzione dell'idrogeno e quella della luce visibile siano necessariamente simili. Nelle galassie che mostrano una componente di disco stellare, anche l'idrogeno ha una distribuzione piatta, e le braccia a spirale, in genere, sono ben tracciate dall'HI, come si osserva nelle galassie meglio studiate, ad es. *M* 31 (Andromeda) e *M* 81 (NGC 3031) in fig. 18.12, *M* 33 (NGC 594), *M* 51 (NGC 5194), *M* 101 (NGC 5447) (galassia Girandola, fig. 18.24). In Andromeda la massima densità dell'idrogeno neutro si ha dove anche le braccia ottiche e quelle nel continuo radio sono più intense, in un anello di raggio ~ 10 kpc. In *M* 51 invece le braccia ottiche sono più brillanti dove la densità dell'idrogeno è ancora abbastanza bassa.

Spesso si osserva una deficienza di idrogeno nelle regioni centrali, soprattutto nel caso di galassie con un cospicuo rigonfiamento (*bulge*) centrale. Un esempio è dato da *M* 31 in fig. 18.12 destra. In questa galassia la regione centrale di bassa densità di HI ha un raggio di 7.5 kpc. Anche l'idrogeno ionizzato, visibile come regioni HII, è alquanto scarso nelle regioni centrali, raggiunge il suo massimo a 4–5 kpc dal centro, poi decresce progressivamente verso i bordi ottici della galassia.

La densità del gas relativamente bassa nelle regioni centrali delle spirali, inclusa la nostra Galassia, è probabilmente il risultato di un'intensa formazione stellare nel passato. Questo di nuovo sarebbe

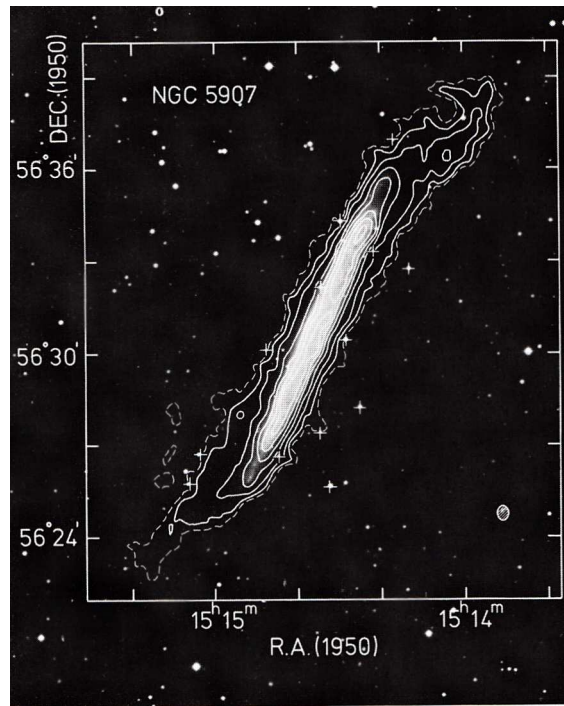


Figura 18.14: Esempio di *warp* in *NGC 5907* (Sancisi 1976, *A&A* 53, 159; questa immagine è migliore di quella pubblicata).

compatibile con la teoria delle onde di densità di materia (§18.5), in quanto, se le stelle si formano nei fronti d'urto delle onde a spirale, il loro ritmo di formazione dovrebbe essere proporzionale alla frequenza con cui il gas attraversa l'onda. Siccome la velocità angolare del gas aumenta verso il centro della galassia ci aspettiamo che qui si abbia formazione stellare più intensa.

L'idrogeno neutro ha in genere un'estensione assai maggiore che la regione visibile nell'ottico nell'ottico, (fig. 18.13) e spesso mostra nelle sue parti esterne delle distorsioni ad *S*, dette *warp*, (fig. 18.14) che in genere iniziano proprio all'incirca al raggio di Hölmborg, dove la galassia luminosa termina, e delle quali si ha evidenza anche nella nostra Galassia (fig. 13.15)

Nel caso della nostra Galassia si era pensato originariamente che questa deviazione dal piano del disco potesse essere il risultato di effetti mareali dovuti alla presenza delle Nubi di Magellano, ma la generalità del fenomeno richiede una spiegazione differente. Qualcuno pensa che queste distorsioni possano in qualche modo essere collegate con la "materia oscura" (cioè l'ipotizzata materia che agisce da un punto di vista gravitazionale, ma che non è ancora stata osservata, § 18.4.3), dato che esse si manifestano dove la materia luminosa termina.

In piccoli gruppi di galassie, l'idrogeno è a volte visibile sotto forma di ponti o appendici che si estendono fra una galassia e l'altra, che sono di solito interpretati come dovuti ad effetti mareali fra le galassie del gruppo (fig. 18.12 e 18.15).

Per quanto ci concerne, ci limiteremo a studiare l'HI nelle galassie a spirale solo dal punto di vista dinamico, per la determinazione della curva di rotazione della galassia e della sua massa.

18.4.2 Curva di rotazione e determinazione della massa

La maggior parte dei lavori volti a determinare la massa di galassie a spirale si sono serviti del gas interstellare come tracciante del potenziale gravitazionale prodotto dalla massa presente, costruendo la *curva di rotazione*. Questo termine si riferisce, come per la nostra Galassia, alla funzione $V(R)$ che

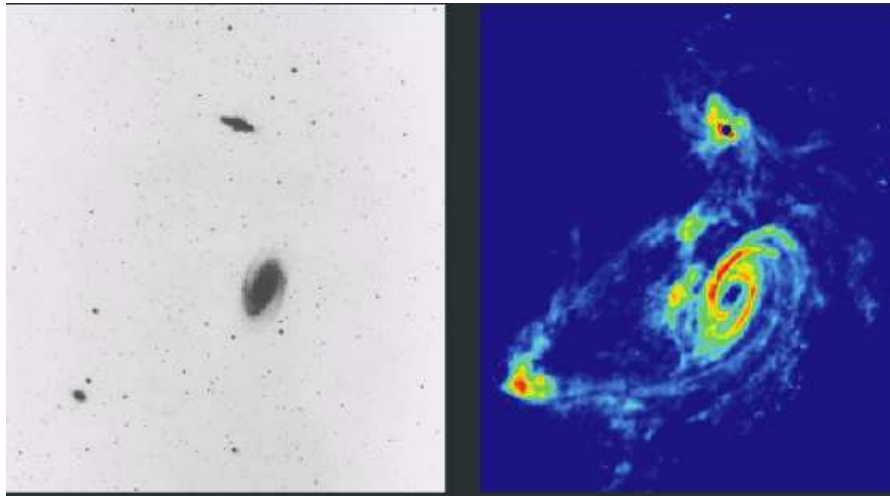
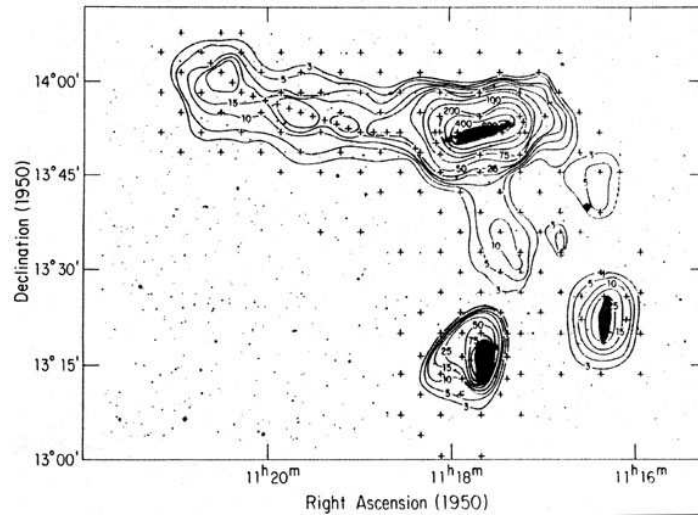


Figura 18.15: In *alto*: Idrogeno nel tripletto di galassie *NGC 3623*, *NGC 3627*, *NGC 3628* (Haynes et al. 1979, ApJ. 229, 83). In *basso*: *M 81* da Yun et al. 2000 (ASP Conf. Ser. 217, 374), nell'ottico (*sinistra*) e nella riga a 21 cm (*destra*, NRAO/AUI per l'immagine a colori). Notare in *M 81* le interazioni mareali.

descrive la velocità tangenziale dei punti del disco, in rotazione, in funzione della loro distanza R dal centro della galassia. Originariamente la maggior parte delle informazioni sulle curve di rotazione delle galassie è stata derivata dall'osservazione delle righe di ricombinazione emesse nel visibile dalle regioni HII. Ma le regioni HII, numerose nelle zone delle galassie vicine al centro, diventano abbastanza rare nelle zone periferiche, non consentendo di estendere lo studio della curva di rotazione a queste regioni. Dato che l'idrogeno neutro, invece, si estende ben al di là della distribuzione della materia luminosa (fig. 18.13), l'uso della emissione nella riga a 21 cm dell'HI è risultato il metodo migliore per determinare la curva di rotazione delle galassie a spirale.

Per produrre la curva di rotazione di una galassia è necessario determinarne il campo di velocità radiale, cioè misurare la componente radiale lungo la linea di vista della velocità di rotazione, utilizzando l'effetto Doppler, in varie regioni della galassia. Di qui è poi possibile ricostruire le velocità tangenziali sul piano della galassia, a meno della inclinazione i del piano della galassia rispetto alla volta celeste. Tale angolo, che è anche l'angolo fra l'asse di rotazione e la linea di vista, si può determinare assumendo che la galassia abbia una simmetria circolare (come suggeriscono le osservazioni, es. fig. 18.1, 18.13 destra, etc) e che la forma ellittica che noi osserviamo sia dovuta solo all'effetto della proiezione. Un esempio di tali misure di velocità radiali è riportato in fig. 18.16.

Una collezione di campi di velocità è raccolta in fig. 18.26, alla fine del capitolo

Le ipotesi che stanno alla base del metodo per la determinazione della curva di velocità sono sostanzialmente due: *i*) le misure effettuate si riferiscono a punti che stanno in un piano (il piano della galassia), inclinato di un angolo i rispetto al piano tangente alla sfera celeste; *ii*) la rotazione costituisce il moto dominante del disco, e i moti non circolari sono trascurabili.

Non tutte le galassie hanno l'orientazione giusta per permettere di effettuare queste misure. Se la galassia è vista di fronte, le velocità di rotazione sono tutte sul piano del cielo, e quindi, non avendo componente lungo la linea di vista, non si misura nessun effetto Doppler. Se la galassia è perfettamente di taglio la componente radiale è ben misurabile, ma non si riesce a stabilire a quale punto lungo la linea di vista tale velocità vada attribuita. Occorrono quindi galassie con inclinazione intermedia.

In questa ipotesi, se V_{sis} è la velocità sistematica di tutta la galassia, dovuta per esempio all'espansione dell'Universo o al suo moto all'interno di un ammasso, e $V(R)$ la velocità di rotazione di un suo punto P , di coordinate polari R, θ (in un riferimento solidale con la galassia), la velocità radiale osservata di questo punto, V_{oss} , sarà data da:

$$V_{oss} = V_{sis} + V(R) \sin i \sin \theta \quad (18.8)$$

Le massime velocità osservate sono di $\approx 500 \text{ km s}^{-1}$.

In generale la curva di rotazione di una galassia a spirale, una volta corretta per l'angolo di inclinazione i , è del tipo schematizzato in fig. 18.17.

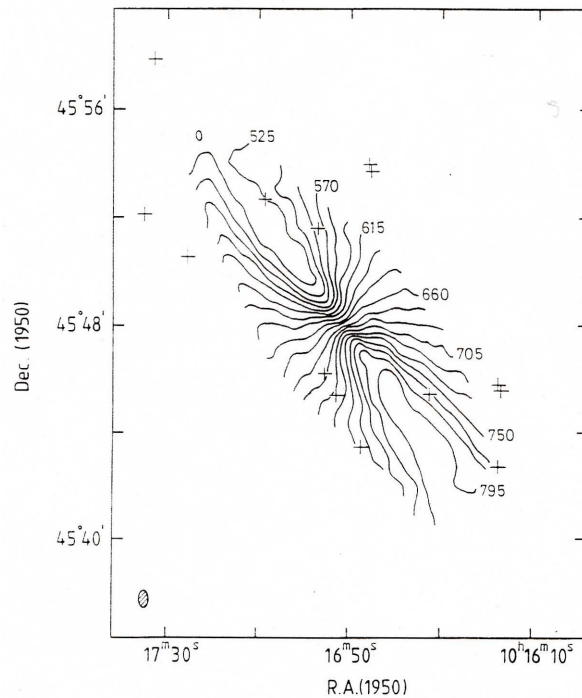


Figura 18.16: Campo di velocità radiali di *NGC* 3198. Le linee congiungono i punti sul piano della galassia aventi la stessa velocità tangenziale, quelli cioè che si trovano sulla stessa circonferenza. La velocità centrale (660 km s^{-1} in questo caso) è la V_{sis} (Begeman 1989, *A&A* 223, 47)

Essa risulta costituita da tre zone: una prima parte (1) in cui $V(R) \propto R$, una zona centrale (2) in cui $V(R)$ raggiunge un massimo, che può anche essere piuttosto largo, ed infine una parte (3) in cui $V(R) \propto R^{-1/2}$. La galassia è quindi soggetta ad una rotazione differenziale, in cui la velocità angolare ($\Omega \propto V/R$) diminuisce dal centro alla periferia, come trovato per la nostra Galassia. Il massimo di velocità raggiunto dipende, statisticamente, dalla luminosità e dal tipo morfologico della galassia. Per un dato tipo morfologico gli oggetti più luminosi raggiungono velocità di rotazione più elevate, mentre per una data luminosità i primi tipi morfologia ci sono i più veloci.

La forma della curva di rotazione può essere giustificata con un modello semplice nella ipotesi che gli oggetti osservati (gas, stelle, ecc.) si muovano di moti puramente rotazionali per effetto della sola forza di gravità, cioè ignorando la pressione del gas, delle particelle relativistiche, del campo magnetico ecc. per cui l'accelerazione centripeta, ad una distanza R dal centro della galassia, $a = V^2(R)/R$, è dovuta solamente alla forza di gravità che la massa $M(R)$, contenuta entro la sfera di raggio R . esercita su una massa unitaria, cioè:

$$\frac{V^2(R)}{R} = a = F_g = \frac{GM(R)}{R^2} \quad (18.9)$$

Sotto questa ipotesi nella zona centrale, dove la densità di materia è maggiore, la galassia si può approssimare bene col modello di una sfera omogenea di densità $\rho(r)$. In questo caso:

$$F_g(R) = \frac{GM(R)}{R^2} = \frac{G}{R^2} \int_0^R 4\pi r^2 \rho(r) dr$$

per cui, dalla (18.9) si ha:

$$V^2(R) = \frac{G}{R} \int_0^R 4\pi r^2 \rho(r) dr \quad (18.10)$$

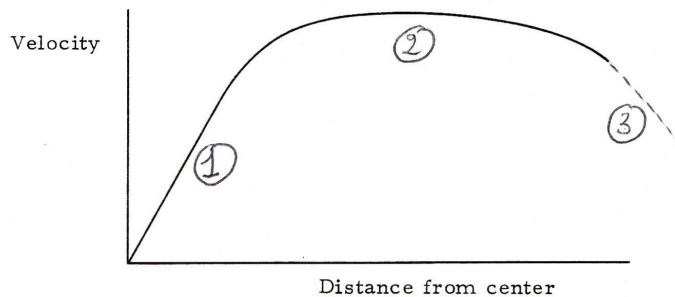


Figura 18.17: Andamento schematico della curva di rotazione di una galassia a spirale. Il tratto (3) non sempre si osserva.

Se $\rho(r) = \text{cost} = \rho$, $V^2(R) = 4/3 \pi \rho R^2 G$ cioè $V(R) \propto R$.

Se, anzichè essere costante, la densità decresce secondo una legge di potenza del tipo $\rho(r) \propto r^{-\alpha}$, allora $V^2(R) \propto R^{2-\alpha}$ e $V(R) \propto R^{1-\alpha/2}$. Questi andamenti sono riconoscibili nel tratto (1) della curva di fig. 18.17.

A distanze dal centro così grandi da poter considerare tutta la massa M concentrata nel suo centro, una massa unitaria è soggetta ad una forza di gravità $F_g = GM/R^2$ e, dalla (18.9), abbiamo:

$$\frac{V^2(R)}{R} = G \frac{M}{R^2} \quad V(R) = \sqrt{\frac{GM}{R}} \quad V(R) \propto R^{-1/2} \quad (18.11)$$

Il moto è di tipo Kepleriano, come nel tratto (3), che, per questa ragione chiamato appunto *parte Kepleriana* della curva, raramente osservato. In questa situazione misure di $V(R)$ permettono di determinare la massa di galassia contenuta entro un determinato raggio; in linea di principio si può pensare di misurare con questo sistema la massa totale M_{tot} della galassia.

Nella situazione intermedia, che in genere si riferisce alla maggior parte della galassia visibile, nessuno dei due modelli è applicabile. Qui la situazione si può schematizzare con un disco estremamente sottile (al limite di spessore nullo) con una densità superficiale di materia $\sigma(r)$. In questo caso la forza di gravità sentita da un elemento di massa unitaria si può ottenere approssimativamente (fig. 18.18) integrando in θ la $dF_g = G\sigma(rdrd\theta)/(R')^2$ dove $(R')^2 = r^2 + R^2 - 2Rr \cos \theta$.

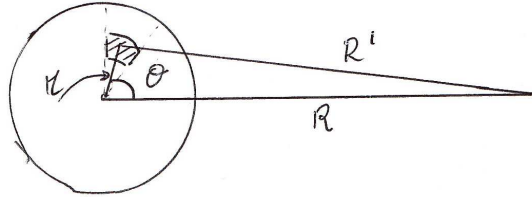


Figura 18.18: Schema per la derivazione approssimata di eq. (18.12)

Si ha quindi⁸:

$$\frac{V^2(R)}{R} = F_g = 4\pi \frac{G}{R} \int_0^R \frac{\sigma(r)rdr}{\sqrt{R^2 - r^2}} \quad (18.12)$$

Per $\sigma(r) = \text{cost} = \sigma$ si troverebbe $F_g = 4\pi G\sigma$ e quindi $V(R) \propto \sqrt{R}$, ma dato che la densità decresce al crescere del raggio è chiaro come sia facile ottenere un andamento piatto per $V(R)$.

La (18.12) ha una forma ben conosciuta (è l'equazione integrale di Abel (1823)⁹ e può essere invertita per dare σ in funzione di $V^2(R)$ e fornire quindi la massa contenuta entro un raggio R :

$$M(< R) = \int_0^R 2\pi\sigma(r)rdr = \frac{2}{G\pi} \int_0^R \frac{V^2(r) r dr}{\sqrt{R^2 - r^2}}$$

La curva di rotazione standard si può approssimare con l'espressione:

$$V(R) = \frac{AR}{(1 + B^n R^n)^{3/2n}} \quad \text{con} \quad \frac{3}{2} < n < 3 \quad (18.13)$$

Per valori molto grandi di R si ottiene:

$$V^2(R) = \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{A^2 R^2}{(1 + B^n R^n)^{3/n}} \approx \frac{A^2}{B^3 R}$$

che corrisponde all'andamento Kepleriano (3) della curva di rotazione. Ma siccome dalla (18.11):

$$V^2(R) \approx \frac{A^2}{B^3 R} \approx \frac{GM_{tot}}{R} \quad (18.14)$$

si vede che si potrebbe determinare la massa totale della galassia, anche se la parte Kepleriana della curva di rotazione non è stata misurata, a patto di conoscere le costanti A e B . Queste si possono ricavare dalla interpolazione dei dati sperimentali con una legge data dalla (18.13) oppure mediante i valori $V(R)_{\max}$ ed il raggio R_{\max} che corrispondono al massimo della curva di rotazione.

Derivando infatti la (18.13) rispetto ad R e ponendo la derivata uguale a zero si trova $R_{\max}^n = 2/B^n$ e $A = 3^{3/2n} V(R)_{\max} / R_{\max}$.

Quindi la massa totale della galassia che agisce da un punto di vista dinamico può essere calcolata dalla relazione:

$$M_{tot} = \frac{A^2}{GB^3} = \left(\frac{3}{2}\right)^{3/n} \frac{V^2(R)_{\max} R_{\max}}{G} \quad (18.15)$$

Dunque, dalla curva di velocità radiale è possibile stimare la massa totale purchè si osservi il massimo della curva di rotazione. La determinazione delle costanti A e B può essere alquanto incerta quando il massimo della curva di rotazione è molto largo. Chiaramente, più estesa è la determinazione di tale curva più accurata è la misura della massa.

⁸Per una derivazione accurata vedi Scheffler & Elsässer, "Physics of the Galaxy and Interstellar Matter, pag.394.

⁹Risolta da Abel all'età di 21 anni, l'equazione integrale di Abel sarebbe $f(X) = \int_0^X \phi(s)(X-s)^{1/2} ds$ (es. Brandt 1960, ApJ 131, 293) che è la (18.12) per $s = r^2$ salvo che in questa espressione c'è $\sigma(r) = \sigma(s^{1/2})$.

18.4.3 La materia oscura

Le limitate tecniche osservative dei primi anni della radioastronomia non avevano consentito di tracciare la curva di rotazione delle galassie a spirale a grandi distanze dal centro, dove la densità dell'idrogeno è molto più bassa. Per cui di fatto, solo i tratti (1) e (2) della curva di fig. 18.17 erano stati determinati per un certo numero di galassie a spirale. Il migliorare della tecnica nell'ultimo quarto del secolo scorso ha permesso di misurare le velocità radiali anche a distanze corrispondenti a molti raggi dell'immagine ottica.

Curve di rotazione accurate sono disponibili oggi per molte galassie a spirale. Nella maggior parte di queste *non* si osserva la caduta Kepleriana prevista dalla teoria, segno evidente che, anche a grande distanza dal centro, dove non si vedono più stelle, l'ipotesi di concentrare in un unico punto al centro della galassia tutta la massa che agisce da un punto di vista dinamico non può ancora essere adottata. In fig. 18.19 sono mostrati i profili di luminosità fino al raggio di Hölmborg e le curve di rotazione delle due galassie *NGC 2403* e *NGC 3198*. Le linee continue rappresentano le curve di rotazione previste da una distribuzione della materia luminosa che assume un rapporto massa/luminosità costante. La discrepanza fra dati e modello è molto evidente: anche quando la luminosità ottica è divenuta virtualmente zero, la curva di rotazione si mantiene piatta. Numerose altre galassie mostrano situazioni analoghe. In qualche caso il risultato non è sicuro perchè spesso nelle regioni esterne della galassia vengono a cadere le caratteristiche di simmetria nella distribuzione dell'HI e l'ipotesi che i moti del gas siano puramente circolari, che sono alla base del metodo per la determinazione della curva di rotazione, tuttavia la grande abbondanza di casi osservati non lascia dubbi sulla realtà del fenomeno. In fig. 18.20 una impressionante immagine di *M 31*.

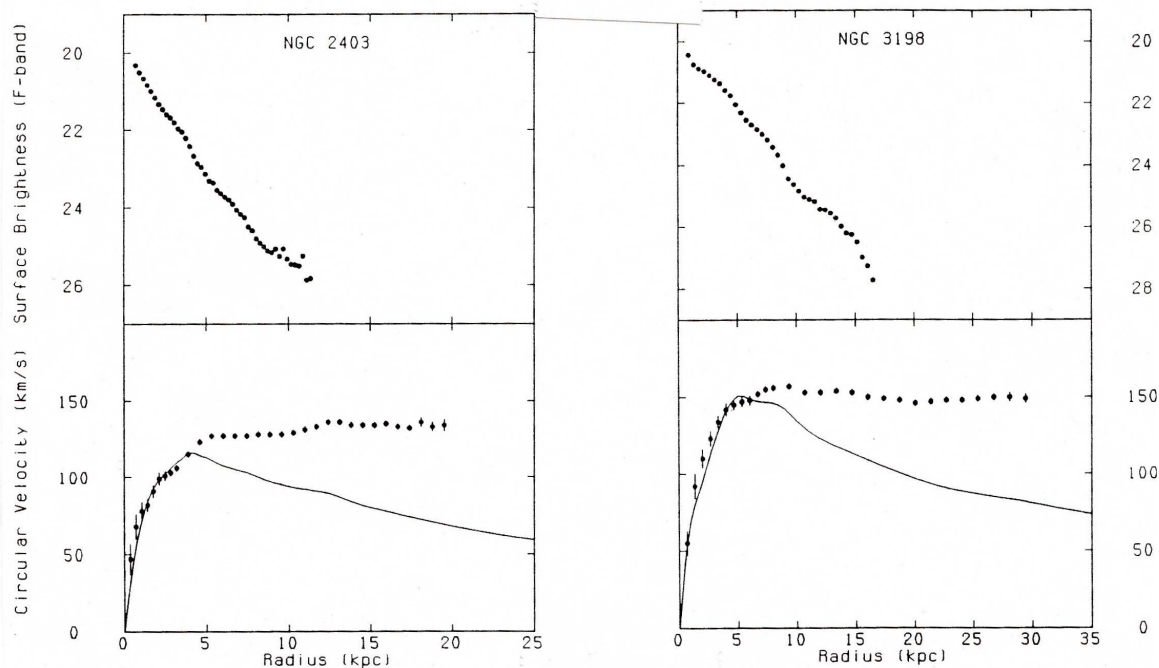


Figura 18.19: Curve di rotazione (*basso*) di galassie a spirale confrontate con il loro profilo di luminosità (*alto*) (Sancisi & van Albada 1997, IAU Symp. 124, 699)

Il fatto che la curva di rotazione si mantenga piatta, significa che la massa racchiusa entro il raggio R continua a crescere con la distanza dal centro, anche quando non si vedono più stelle. Questa massa non visibile sotto forma di stelle o di gas ionizzato, che non irradia e non riflette, è stata chiamata *massa oscura*, (o *nascosta* come era chiamata all'inizio), per contrasto con la massa luminosa.

Per analizzare la distribuzione della materia oscura, è necessario valutare il contributo alla curva di

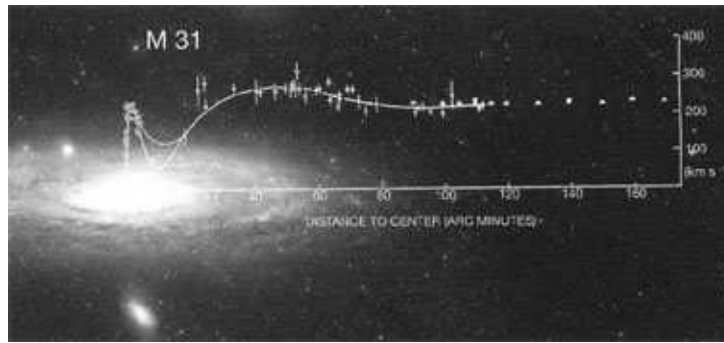


Figura 18.20: Immagine ottica di $M\ 31$ e sua curva di rotazione da Whitehurst & Roberts 1972 (ApJ. 175, 347). Sovrapposizione radio-ottica realizzata da Vera Rubin, fra i primi astronomi, agli inizi degli anni '70, a suggerire l'esistenza della materia oscura.

rotazione della materia luminosa per poi poterlo sottrarre. Disponendo di accurati profili di luminosità ottica, si può calcolare una curva di rotazione del disco (+bulge) prodotta dalla materia visibile assumendo che il rapporto massa/luminosità sia costante e poi confrontarla coi risultati ottenuti dall'HI. Si fa cioè un modello di galassia costituito da un disco luminoso ed un alone sferoidale di materia oscura. Dato che la conoscenza del rapporto M/L è alquanto incerta, si cerca una soluzione che, per il principio di prudenza, minimizzi il contributo di materia oscura, e cioè si adotta il massimo valore di M/L che permette di calcolare una curva di rotazione compatibile con la curva osservata nella sua parte centrale (fig. 18.22). Questo modello è detto del *massimo disco* per indicare che appunto si cerca di attribuire le caratteristiche della curva di rotazione, per quanto possibile, al disco ottico. Questo modello fornisce la quantità e dislocazione della materia oscura associata alle galassie a spirale nell'ipotesi che la parte centrale sia dominata dalle stelle.

La presenza della materia oscura è di grande interesse sia dal punto di vista cosmologico che da quello della formazione delle galassie. Sappiamo infatti che la quantità di massa visibile è ben lontana da quella necessaria per “chiudere” l'Universo (§ 28.3.4), per cui sono state condotte ricerche intensive di massa, non visibile come materia luminosa, ma rintracciabile attraverso i suoi effetti dinamici (es. fig. 18.21).

Lo studio della dinamica delle galassie in gruppi o ammassi ha fornito la migliore evidenza della presenza di materia oscura e ha permesso di stimarne la quantità e la distribuzione. La quantità di materia oscura presente negli ammassi di galassie è ancora un fattore ~ 5 più bassa di quella che occorre per chiudere l'Universo, e quella contenuta nelle galassie a spirale ancora meno. Per alcune galassie a spirale, dove la curva di rotazione è stata misurata fino a 10 raggi ottici di distanza, sono stati trovati rapporti M/L_B (M ed L in unità solari) fra la massa determinata dalla curva di rotazione e la luminosità nel blu, compresi fra 10 e 30, che sono ~ 5 volte più grandi di quello stimato normalmente per la materia visibile, ma un ordine di grandezza inferiori a quelli dedotti per gli ammassi di galassie. I valori diversi trovati per le stime della materia oscura nelle singole galassie e negli ammassi starebbero a significare che, se l'Universo è chiuso, la materia oscura deve essere distribuita in maniera diversa da quella visibile.

Sulla composizione di questa materia oscura si fanno varie ipotesi, nessuna delle quali per il momento verificata. Si pensa a materia sia barionica che non-barionica.

Se si tratta di materia barionica, potrebbe trattarsi di oggetti massicci collassati o di oggetti simili a Giove, che non contengono abbastanza massa da iniziare la combustione dell'idrogeno e diventare stelle. Oggetti di questo tipo hanno rivelato la loro presenza nella nostra Galassia, mediante effetto di lente gravitazionale (§25.8) sulla luce di stelle nella Grande Nube di Magellano, causato dal loro

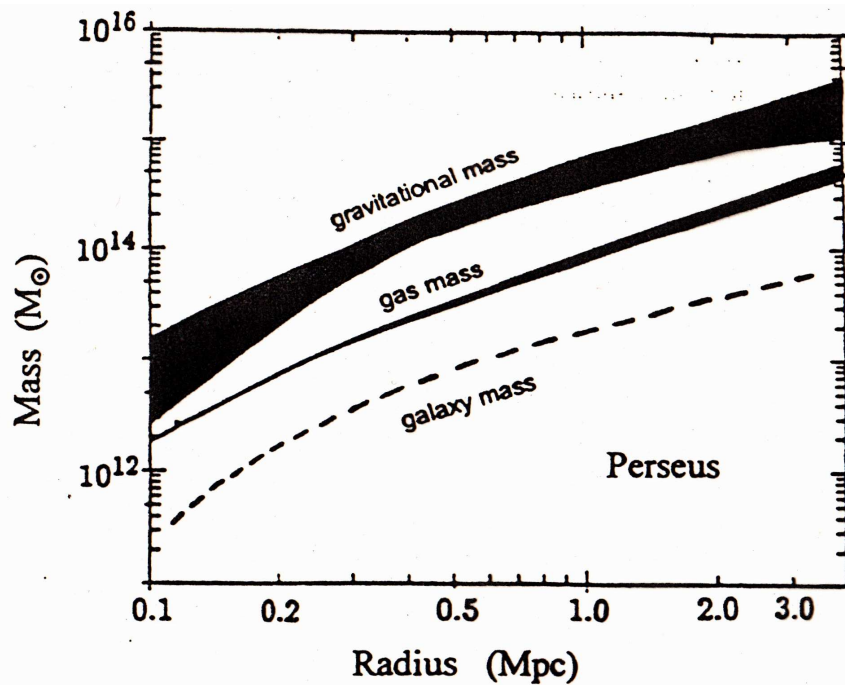


Figura 18.21: Profili radiali integrati della massa nell'ammasso del Perseo, come determinati sulla base della luce visibile (galassie, riferimento non trovato), dal gas caldo che emette in X (intervallo di incertezza) e la massa totale gravitazionale (teorema del viriale) col relativo intervallo di incertezza (Röhrlinger et al. 1993, ASAP Conf. Series 51, 368). Si vede che, entro 4 Mpc di raggio, la massa del gas caldo è circa 5 volte quella delle stelle (calcolata assumendo $M/L = 5 M_{\odot}/L_{\odot}$) e che la massa gravitazionale, che è quella che tiene insieme le galassie dell'ammasso, potrebbe essere 30÷60 volte maggiore di quella stimata dalle galassie.

transito nell'alone. Scoperti all'inizio degli anni '90 furono denominati *MACHO* (dall'inglese **M**Assive **C**ompact **H**alo **O**bject, ossia oggetto compatto massiccio di alone). Tuttavia questi eventi sono in numero molto inferiore a quello che ci si aspetterebbe nel caso che l'alone galattico fosse composto in larga parte da MACHOs. La conclusione generalmente accettata che i MACHO esistono, ma la loro massa totale è molto inferiore a quella dell'alone di materia oscura stimata dalla curva di rotazione, per cui essi non sono importanti a livello cosmologico; inoltre essi sono quasi sicuramente trascurabili anche al livello della dinamica interna delle galassie.

Se si tratta di materia non-barionica, potrebbe trattarsi di neutrini pesanti, nucleariti (ipotetiche particelle elementari dalla composizione simile a quella dei nuclei atomici ma che possono raggiungere masse notevoli) o di qualche altra particella esotica.

Modifiche alla legge di Gravitazione Universale Ci sono infine alternative radicali al problema della massa oscura, quali supporre che in certe situazioni le leggi della meccanica Newtoniana vadano modificate.

Per esempio la legge della gravitazione universale potrebbe contenere anche un termine inversamente proporzionale a R

$$F_g \propto \left(\frac{A}{R^2} + \frac{B}{R} \right)$$

che diventa efficace solo a distanze confrontabili con quelle galattiche.

Oppure la costante di gravitazione universale, G , potrebbe *non* essere costante in presenza di accelerazioni piccolissime (e cioè a grandi distanze dal centro della galassia), ma crescere al diminuire della

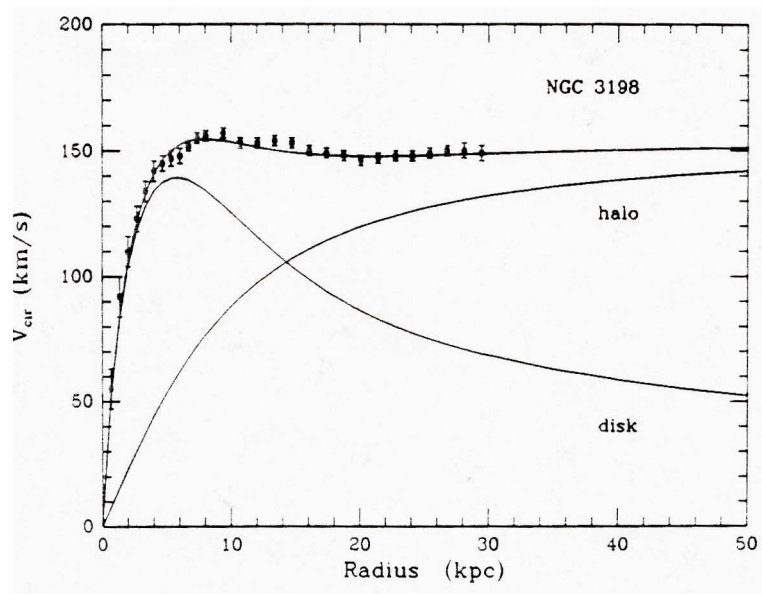


Figura 18.22: Esempio di scomposizione della curva di rotazione di *NGC 3198* secondo il modello di massimo disco (van Albada et al., 1985)

accelerazione, per cui nella (18.11), nei casi in cui la V_{rot} si mantiene piatta e alta rispetto alle previsioni, potrebbe essere G e non M (come assunto con l'ipotesi della materia oscura) ad essere stato sottostimato.

Entrambe le ipotesi hanno come risultato quello di mantenere piatta la velocità di rotazione anche nel tratto Kepleriano della curva di velocità.

Milgrom 1983 (ApJ. 270, 365 e 371) ha ragionato sulla seconda ipotesi, assumendo che il valore Newtoniano della costante di gravità abitualmente usato, G_N , sia sottostimato per piccole accelerazioni ed ha fatto l'ipotesi che il valore corretto, alla distanza R , cui corrisponde una accelerazione $a = V_{\text{rot}}^2(R)/R$, sia:

$$G'(a) = G_N / f(a/a_0)$$

dove a_0 è un valore da determinare sperimentalmente.

La funzione $f(a/a_0)$ è definita da Milgrom come $\propto a/a_0$ per $a/a_0 \ll 1$ e $= 1$ per $a/a_0 \gg 1$ per cui $G'(a) \rightarrow G_N$ per $a \gg a_0$.

La forza gravitazionale, che agisce una massa unitaria, prodotta da una massa M , alla distanza R , nella (18.9) va dunque corretta come segue:

$$\mathcal{F}_g = a = \frac{MG'(a)}{R^2} = \frac{MG_N a_0}{R^2 a} \quad \text{e quindi} \quad \frac{MG_N}{R^2} = \frac{a^2}{a_0}$$

da cui, sostituendo $a = V_{\text{rot}}^2/R$, si ottiene

$$V_{\text{rot}}^4 = M G_N a_0 = \text{costante}$$

Il valore di a_0 , stimato da Milgrom 1983 (ApJ. 270,371) con vari metodi dai dati sperimentali, risulterebbe $\sim 10^{-8} \text{ cm s}^{-2}$, che è l'ordine di grandezza dell'accelerazione gravitazionale a nella nostra Galassia, calcolata con G_N , alla distanza di 8 kpc.

18.4.4 La relazione Tully–Fisher

Tully & Fisher 1977 (A&A 54, 661) hanno mostrato che esiste, per le galassie a spirale, una forte correlazione osservativa fra la larghezza della riga dell'HI, ΔV (misurata al 20% del suo massimo),

che è una misura della massima velocità presente, V_{\max} , e quindi una stima dell'ampiezza della curva di rotazione, e la luminosità assoluta nell'ottico (ricavata per alcuni campioni di galassie vicine la cui distanza è conosciuta con buona approssimazione).

La correlazione è ancora migliore se si usa la luminosità assoluta infrarossa, (fig. 18.23 a 1.6μ). La ragione della minor dispersione nei dati è dovuta sostanzialmente al fatto che nell'infrarosso ($\lambda \gtrsim 1 \mu\text{m}$) l'estinzione dovuta al mezzo interstellare è molto ridotta, per cui le misure di magnitudine sono più accurate.

La relazione è del tipo :

$$L_o \propto (V_{\max})^n \quad n \approx 4 \pm 0.5 \quad (18.16)$$

L'esponente n dipende leggermente dalla banda di frequenze scelta. La costante di proporzionalità dipende dal tipo morfologico della galassia (Sa, Sb, etc..).

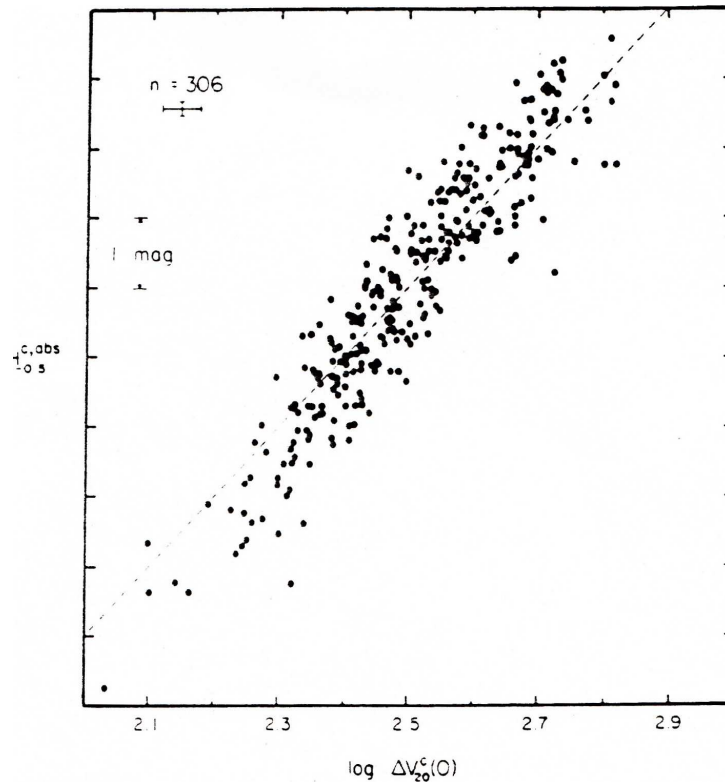


Figura 18.23: Relazione, per 306 galassie, fra magnitudine infrarossa a $1.6 \mu\text{m}$ (indicata con H) e la larghezza, in velocità, della riga a 21 cm, indicata con ΔV . Quest'ultima è proporzionale a $V(R)_{\max}$ (Aaronson et al. 1982, ApJS 50, 241)

Si osservi che una relazione come quella di Tully e Fisher permette di determinare con una precisione discreta ($\sim 0.5 \text{ mag}$) la distanza di un oggetto dalla sola conoscenza della sua curva di rotazione o almeno della larghezza della sua riga dell'idrogeno neutro. Un errore di 0.5 magnitudini comporta un errore sulla distanza del 10%. Quindi questa relazione è un ottimo surrogato per valutare la distanza di una spirale di cui non si conosce il red-shift.

Una spiegazione elementare della relazione Tully–Fisher è la seguente. Detto R_o il raggio entro cui si origina la maggior parte dell'emissione ottica (o), con riferimento alla (18.15), si può scrivere:

$$V_{\max}^2 \propto \frac{M(< R_o)}{R_o}$$

(dalla fig. 18.19 si vede che al raggio di Hölmborg in genere la curva di rotazione ha raggiunto il suo massimo e poi resta piatta).

Introducendo il rapporto massa/luminosità, M/L , e la brillantezza ottica della galassia, $B_o = L_o/R_o^2$, si ottiene

$$R_o = (L_o/B_o)^{1/2}; \quad V_{\max}^2 = \frac{M}{(L_o/B_o)^{1/2}} = \frac{M}{L}(B_o L_o)^{1/2}$$

da cui:

$$L_o \propto V_{\max}^4 B_o^{-1} (M/L)^{-2}$$

La stretta correlazione fra L_o e V_{\max} implicherebbe una sostanziale indipendenza di M/L e di B_o da L_o , almeno all'interno di ogni tipo morfologico.

Si ricorda che anche per le galassie ellittiche esiste una relazione analoga alla precedente, detta *relazione Faber-Jackson*, (Faber & Jackson, 1976, ApJ 204, 668) fra la luminosità assoluta e la dispersione di velocità nella banda ottica, σ_v ($L \propto \sigma_v^4$).

18.5 Generalità sul problema della struttura a spirale

La forma a spirale è assai cospicua nelle immagini ottiche di un grande numero di galassie (es. fig. 18.1, 18.13, 18.24). Geometricamente dà l'impressione di una grande regolarità e simmetria. Le linee mediane dei bracci sono approssimate assai bene da spirali logaritmiche di equazione

$$\theta = \theta_1 + \frac{1}{K} \log \left(\frac{R}{R_0} \right)$$

dove θ ed R sono le coordinate polari galattocentriche e K è una costante. La distanza fra due bracci è data da $\lambda = R(e^{K\pi} - 1)$ mentre l'inclinazione ψ di un braccio rispetto alla normale al raggio (angolo di *pitch*) è data da $\tan \psi = K$. In generale ψ è piuttosto piccolo; per esempio in Andromeda (M 31) $\psi = 7^\circ$.

Le spirali sono dette convergenti (*leading*) se, muovendosi lungo il braccio verso l'esterno si segue il verso della rotazione; sono dette divergenti (*trailing*) nel verso opposto, come nello schema di fig. 18.25. Dalle osservazioni spettroscopiche non si riesce in genere a capire se un sistema è convergente o divergente.

I bracci delle spirali sono costituiti in larga misura da materia interstellare e da stelle giovani. Le regioni HII sono di solito ben allineate lungo le spire (fig. 18.24 sinistra).

Benchè i bracci siano cospicui, le masse interessate sono in genere modeste: le stelle più giovani di popolazione I rappresentano meno dell'1% della massa totale del disco galattico, costituito soprattutto di stelle vecchie.

Il primo problema che si deve affrontare quando ci si occupa della struttura a spirale è il cosiddetto dilemma dell'arrotolamento: a causa della rotazione differenziale della galassia, le braccia a spirale, nel corso delle molte rivoluzioni che la galassia ha subito nel corso della sua vita, avrebbero dovuto avvilupparsi sempre più, se la spirale è trailing, dato che le regioni esterne hanno una velocità angolare inferiore a quelle interne o srotolarsi se la spirale è leading. Poichè i periodi di rivoluzione, nelle regioni esterne, sono dell'ordine di 10^8 anni, nel corso della sua vita una galassia avrebbe dovuto compiere un centinaio di rivoluzioni, e quindi le braccia a spirale, quando presenti, vorrebbero essere strettamente arrotolate, il chè non è.

Bisogna concludere che le braccia a spirale non si formano da strutture presenti fin dalla formazione della galassia e che poi si avvolgono su sè stesse a causa della sua rotazione.

Il dilemma si risolve supponendo che la struttura a spirale sia il risultato di una perturbazione di densità in una distribuzione di massa con simmetria assiale. I bracci sarebbero le linee ventrali di un sistema di onde stazionarie che, essendo la galassia in rotazione, assume una struttura a spirale. Questo modello, dovuto a Lin & Shu 1964 (ApJ. 140, 646), è noto come *onde di densità di materia*. La perturbazione della densità comporta una perturbazione del potenziale generato dal disco, il quale a sua

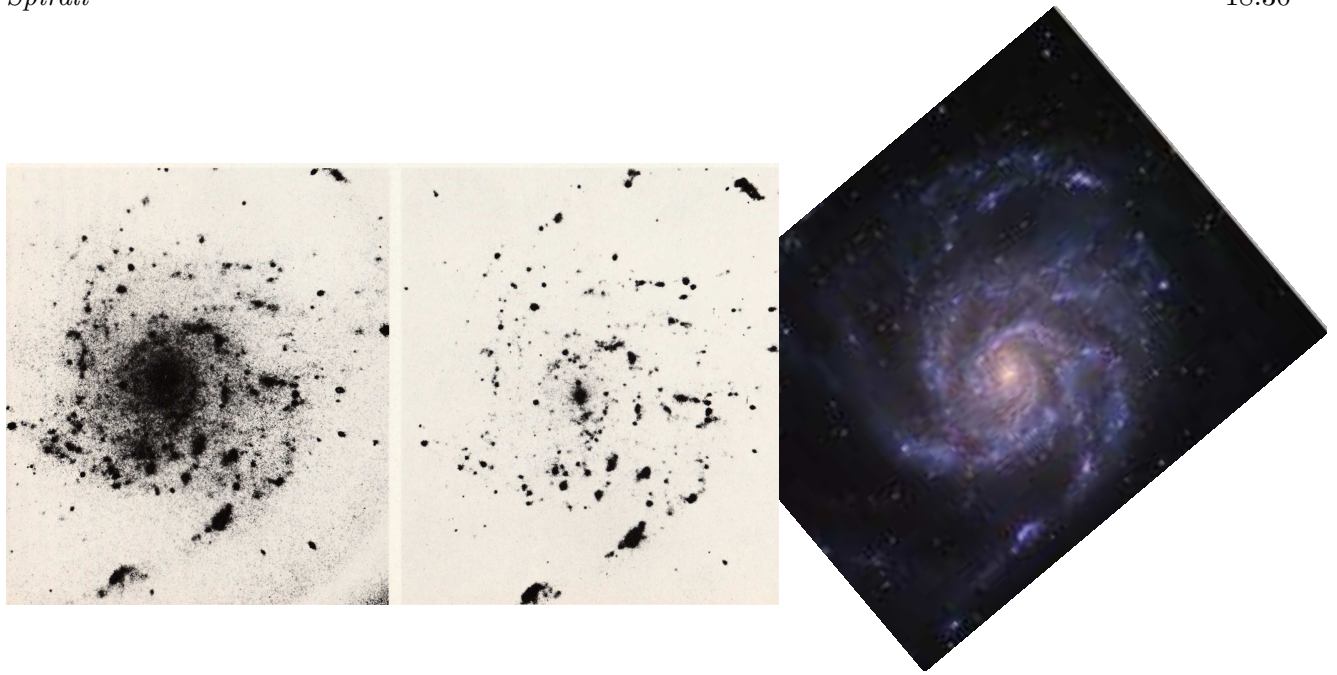


Figura 18.24: Regioni HII in *M101*: nelle righe $\lambda 6583$ [NII] (*sinistra*) e $H\alpha$ (*centro*, da Gratton 1977, Zanichelli, “Introduzione all’Astrofisica”, cap XV); nel visibile a *destra* su scala un po’ più compressa (Adam Block. Mt. Lemmon Sky Center, U. Arizona)

volta perturba il moto dei costituenti materiali della galassia (stelle e gas). Queste perturbazioni della velocità si riflettono su una ulteriore variazione di densità, in quanto dove si verifica un rallentamento del moto si ha un accumulo di particelle, e quindi un aumento di densità. La teoria mostra che si può formare un sistema di onde persistenti in cui la densità è massima lungo linee che hanno la forma di spirali logaritmiche.

Perché si formi un’onda di densità è importante il fatto che la velocità disordinata del gas e delle stelle non superino determinati valori critici. Le stelle in genere sono dotate di alte velocità casuali, sovrapposte al moto circolare medio, per cui rispondono debolmente al potenziale della perturbazione e non subiscono una apprezzabile variazione di densità. Il gas, invece, le cui velocità disordinate sono piuttosto basse a causa di effetti di tipo viscoso, risponde meglio alla perturbazione. Dalla teoria risulta che si formano più facilmente spirali con due braccia simmetriche e che queste sono trailing. In questo caso una stella o una nube di gas, ad ogni rivoluzione intorno al centro galattico, passa due volte attraverso l’onda di densità, ed in ciascun passaggio subisce ora un’accelerazione, ora un rallentamento. Il gas ad ogni passaggio entra nell’onda di densità con una velocità supersonica, per cui si sviluppa un fronte d’urto e si ha una forte compressione. Questa compressione produce nel gas delle instabilità che ne favoriscono la frammentazione e quindi la formazione di stelle. Le stelle più grosse possono poi ionizzare l’idrogeno circostante e quindi generare regioni HII.

L’onda di densità ruota come una struttura rigida più lentamente della materia, ma nel suo stesso verso (segue la rotazione della galassia) e la sua velocità angolare risulta dello stesso ordine di quella dei costituenti materiali nelle parti più periferiche. Le stelle e il gas in rotazione penetrano dunque attraverso la struttura a spirale dal lato concavo delle braccia (fig. 18.25).

Il gas è prima compresso dall’onda, poi una parte è trasformato in stelle, alcune delle quali formano regioni HII. Trascorre un certo tempo, breve ma non trascurabile, fra la fase di compressione del gas e l’apparizione delle nuove stelle e delle regioni HII, ed effettivamente in numerose galassie si possono osservare bande oscure che corrispondono a concentrazioni di polvere interstellare e gas nella concavità delle braccia. Si veda per esempio il caso di *M 51* (§18.1.3). Nelle stesse galassie le braccia a spirale definite dalle regioni HII sono poco più avanti nel senso della rotazione.

Le linee di corrente del gas, che in una situazione imperturbata sarebbero delle circonferenze

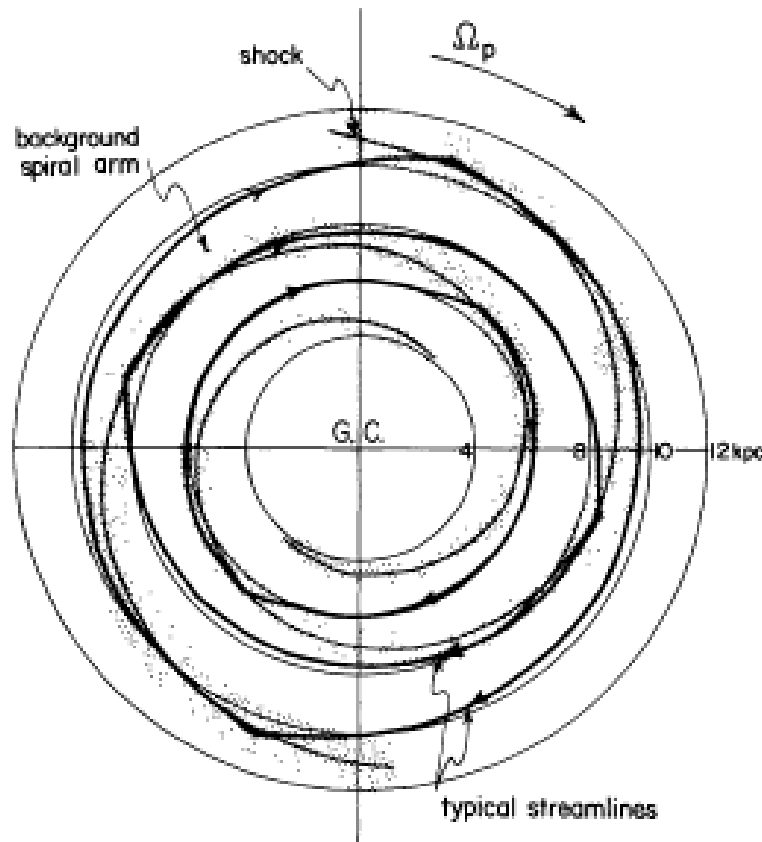


Figura 18.25: Formazione di braccia a spirale mediante onde di densità (W.W. Roberts 1969, ApJ 158, 123). I puntini grigi rappresentano le braccia a spirale, le circonferenze (linee sottili) indicano il moto di rotazione del gas indisturbato, le linee più grosse, indicate con le frecce, sono le traiettorie del gas dopo gli shock che si formano quando il gas entra nella struttura a spirale. Per una galassia trailing come questa di figura, gli shock si formano sul lato interno, ma vicino, delle braccia a spirale e le traiettorie del gas si “ovalizzano” con bruschi cambi di direzione ad ogni urto.

(fig. 18.25), a causa dell’onda di densità, vengono piegate bruscamente verso il centro ogni volta che il gas passa attraverso il fronte d’urto associato alla struttura a spirale. Queste deviazioni dal moto circolare introducono delle componenti di velocità radiale del gas, alle quali possiamo attribuire le irregolarità spesso osservate nella curva di rotazione della nostra (§ 13.1.4) e nelle altre galassie.

Se assumiamo che la formazione stellare sia dovuta soprattutto alla compressione che il gas subisce quando, nel suo moto di rotazione, entra nella struttura a spirale prodotta all’onda di densità, allora il ritmo di formazione dovrà essere proporzionale alla frequenza con cui il gas passa attraverso la struttura a spirale (Oort 1975, in “Structure and Evolution of Galaxies” Reidel Publ. Co., pag.85). Questa, a sua volta, dipenderà dalla differenza fra la velocità angolare $\omega_g(R)$ con cui ruota il gas e la velocità angolare della struttura a spirale Ω , e, ovviamente, dalla densità del gas ρ . Supponiamo che ad ogni passaggio attraverso la struttura a spirale una frazione α del gas venga convertita in stelle, quindi $d\rho = -\alpha\rho$. Se indichiamo con ρ_i la densità iniziale del gas all’epoca in cui si iniziò la formazione stellare, e con ρ_T la densità all’epoca attuale, sarà allora¹⁰: $\rho_T = \rho_i e^{-n\alpha}$ dove $n = T(\omega_g - \Omega)/\pi$ è il numero di volte che il gas è passato attraverso un braccio della struttura a spirale e T è il tempo (in unità di 10^9 anni) da cui la struttura a spirale esiste. In pratica in tutte le spirali esaminate ω_g decresce considerevolmente al crescere della distanza R dal centro. Di conseguenza n decresce e ρ_T/ρ_i cresce. Questo ragionamento fornisce una descrizione qualitativa della carenza di HI al centro delle

¹⁰ $\rho_T = \int_0^T d\rho/\rho = n\alpha; \ln(\rho_T/\rho_i) = n\alpha$

galassie a spirale.

Per un confronto quantitativo fra la teoria e le osservazioni dovremmo conoscere come la densità iniziale ρ_i dipendeva da R . In prima approssimazione si può assumere che $\rho_i(R) \propto R^{-2}$ come per la popolazione stellare di disco più vecchia.

Tabella 18.1: Modello di densità per M 81

R kpc	ρ_{oss} 10^{20}cm^{-2}	$\rho(R)/\rho(R=9)$		
		osservato	calcolato	
			$\alpha = 0.022$	$\alpha = 0.033$
9.0	16.5			
4.8	12.0	0.73	0.54	0.22
3.3	6.0	0.36	0.35	0.07
2.0	~ 3	~ 0.2	0.27	0.03

In tab. 18.1 sono riportati i risultati dell'applicazione di questo modello ad M 81, nell'ipotesi che $T=10$. La densità osservata è una densità di colonna (§ 13.1.1). Come si vede si ottiene un discreto accordo con le osservazioni se $\alpha \approx 0.022$ ($\alpha = 0.033$ dà un accordo peggiore).

Possiamo concludere che la variazione osservata della densità con la distanza dal centro è giustificabile se la frazione di gas utilizzata per produrre nuove stelle in ogni passaggio attraverso la struttura a spirale è $\approx 2\%$.

Un modello di questo genere si può applicare anche alla nostra Galassia. Sulla base della densità osservata di gas si ottiene anche in questo caso $\alpha \approx 2\%$. Se in prossimità del Sole assumiamo $\omega_g \approx 25 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ e $\Omega \approx 15 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ troviamo $n=32$. Questo implicherebbe $\rho/\rho_i \approx 0.5$. In realtà il rapporto fra la densità di gas e la densità totale che si osserva in prossimità del Sole è ≈ 0.1 . Questo ci fa concludere che solo una piccola parte delle stelle nei dintorni del sistema solare sono state formate dalla compressione causata dall'onda di densità. La maggior parte di esse si deve essere formata in seguito ad un processo, probabilmente il collasso iniziale, che ha portato alla formazione del disco della Galassia.

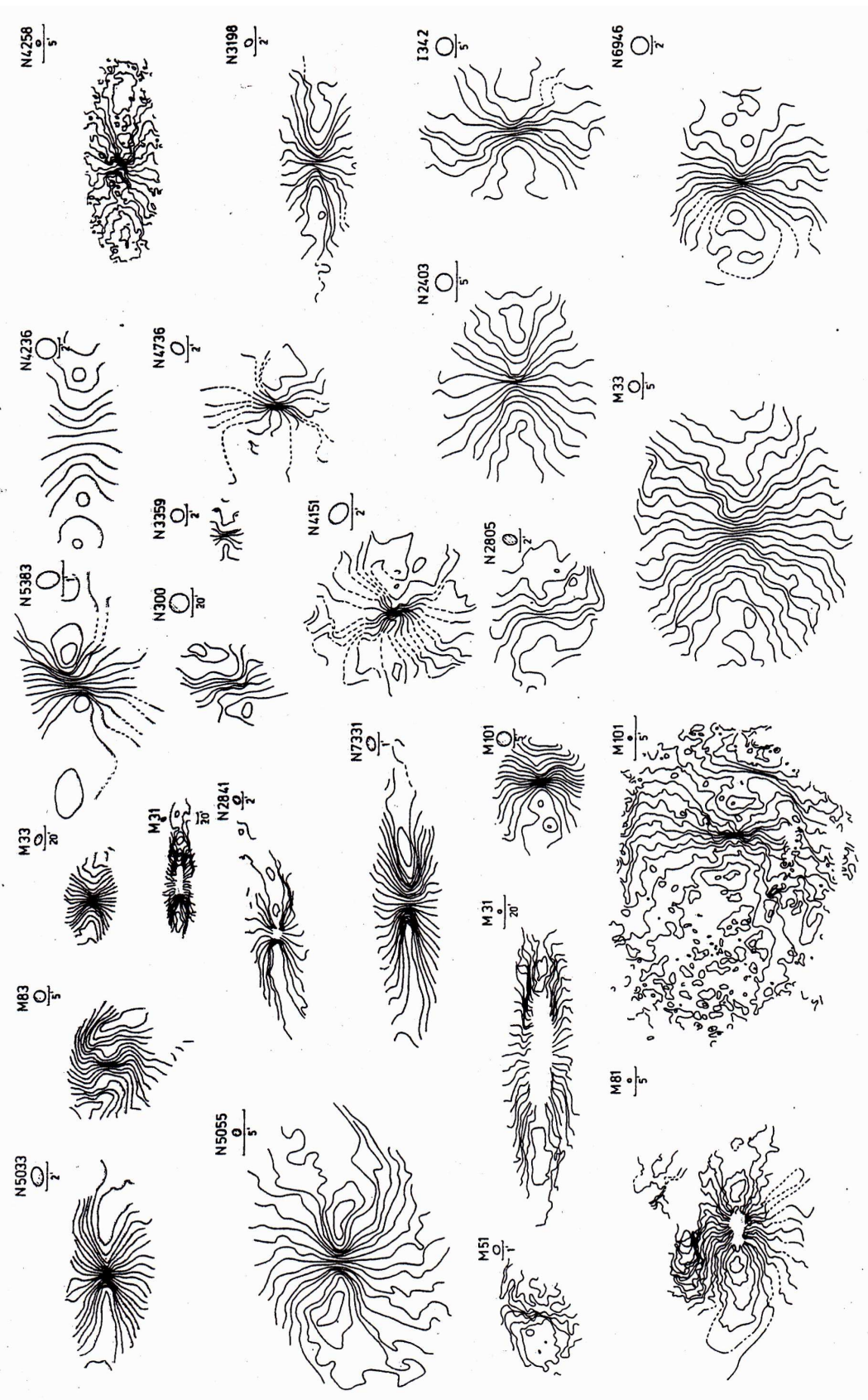


Figura 18.26: Campi di velocità (§ 18.4.2) di varie galassie a spirale. Sotto al nome dell'oggetto l'ellisse rappresenta la risoluzione dell'immagine e il trattino la dimensione indicata nel numero sottostante, in minuti d'arco (Bosma 1981, AJ 86, 1825)

19 Radiogalassie e radio-Quasar

Aggiornato Marzo 2002, rivisto 2011

La scoperta delle prime radiosorgenti extragalattiche risale al 1949 (Nature, 64, 101), quando Bolton e Stanley trovarono che le posizioni di due fra le *radio stelle* più forti coincidevano con quelle di due galassie vicine, *M 87* e *NGC 5128*. Si capì allora che un certo numero di questi oggetti doveva essere extragalattico. Alcuni anni più tardi la posizione di *Cygnus A*, la radiosorgente di luminosità apparente maggiore dopo Cas A, fu misurata con sufficiente precisione da permetterne l'identificazione ottica (Minkowski, 1954, ApJ, 119, 206) con una galassia ellittica relativamente debole, di 15^a magnitudine e redshift $z = 0.06$ (fig. 19.8). Altre radiosorgenti vennero identificate negli anni successivi con galassie ellittiche giganti, e in seguito anche con quasar (cap. 25), anche se i progressi furono all'inizio lenti a causa della inaccuratezza delle posizioni radio. Comunque all'inizio degli anni '60 l'idea che la stragrande maggioranza delle radiosorgenti di piccolo diametro fosse di origine extragalattica era nozione completamente acquisita.

19.1 Cataloghi di radiosorgenti

Il numero di radiosorgenti extragalattiche individuate si conta oggi in milioni. Esse sono di solito raccolte in cataloghi ottenuti a varie frequenze e con strumenti differenti, quindi con sensibilità e poteri risolutivi differenti. In alcuni casi (es. *FIRST*, *NVSS* ed altri) forniscono anche le immagini "on-line" delle zone di cielo di interesse. Una lista dei cataloghi più noti è riportata in tab. 19.1.

Tabella 19.1: Cataloghi di radiosorgenti

Catalogo	ν_{oss} (MHz)	Data	Numero sorgenti	S_{lim} (Jy)	Potere risolutivo	Area ster
3C	178	1960	350	9.0	20'	6.0
4C	178	1965	$\sim 4 \cdot 10^3$	2.0	4'	6.0
PKS	2700	1970	$\sim 7 \cdot 10^3$	0.2	8'	7.0
B2	408	1970	$\sim 10^4$	0.2	3'	1.5
B3	408	1980	$\sim 1.4 \cdot 10^3$	0.1	3'	0.78
WSRT	1415	1975	$\sim 1.3 \cdot 10^3$	0.01	20"	0.03
NRAO-PKS	5000	1990	$\sim 10^5$.035	3'	12
6C	151	1985	$\sim 3 \cdot 10^4$.25	3'	3.0
WENSS	327	1995	$\sim 3 \cdot 10^5$.015	50"	3.0
NVSS	1415	1995	$\sim 2 \cdot 10^6$.0025	50"	8.0
First	1415	1995	$\sim 10^6$.001	2"	3.0
vdWSRT	1415	1995	~ 500	.0005	12"	10^{-3}
vdVLA	1400-8000	1995	~ 120	$15\mu\text{Jy}$	4"- 10"	10^{-4}

I nomi dei cataloghi si riferiscono agli osservatori dove sono stati elaborati: *C* Cambridge, *B* Bologna, *WSRT* Westerbork Synthesis RadioTelescope (Olanda), *PKS* Parkes (Australia), *NRAO* National Radio Astronomical Observatory (USA), *VLA* Very Large Array (Socorro, USA). Il catalogo WENSS è stato prodotto con il radiotelescopio di Westerbork; i cataloghi *NVSS* e *FIRST* con il VLA. Le date riportate in tabella sono indicative. I vari cataloghi in genere coprono le regioni di cielo accessibili allo strumento. Alcuni, come vdWSRT e vdVLA, coprono invece aree molto piccole, ma raggiungono flussi molto deboli (*vd* sta per "very deep", molto profondo).

All'interno dei cataloghi le radiosorgenti, in ordine di ascensione retta crescente, erano date con un nome che contiene il numero d'ordine (es.: 3C 48 per la 48-esima radiosorgente del catalogo), ma quando il numero degli oggetti in un catalogo diventa troppo grande questo metodo non è più pratico. Si usa allora individuare una radiosorgente con le sue coordinate equatoriali approssimate. Per esempio PKS 0325+113 (si legge 03, 25, +113) individua una radiosorgente del catalogo di Parkes, di ascensione retta $\alpha \sim 03^h 25^m$ e declinazione $\delta \sim 11.3^\circ$. Le radiosorgenti di flusso maggiore raggiungono $\sim 10^3$ Jy, mentre le più deboli osservate oggi arrivano al μJy .

Dall'esame di tab. 19.1 si notano due andamenti: il flusso limite dei cataloghi, cioè il flusso della radiosorgente più debole misurata, e il potere risolutivo sono andati migliorando col tempo. Questo riflette il migliorare della tecnologia che ha permesso di costruire negli anni radiotelescopi con prestazioni sempre migliori.

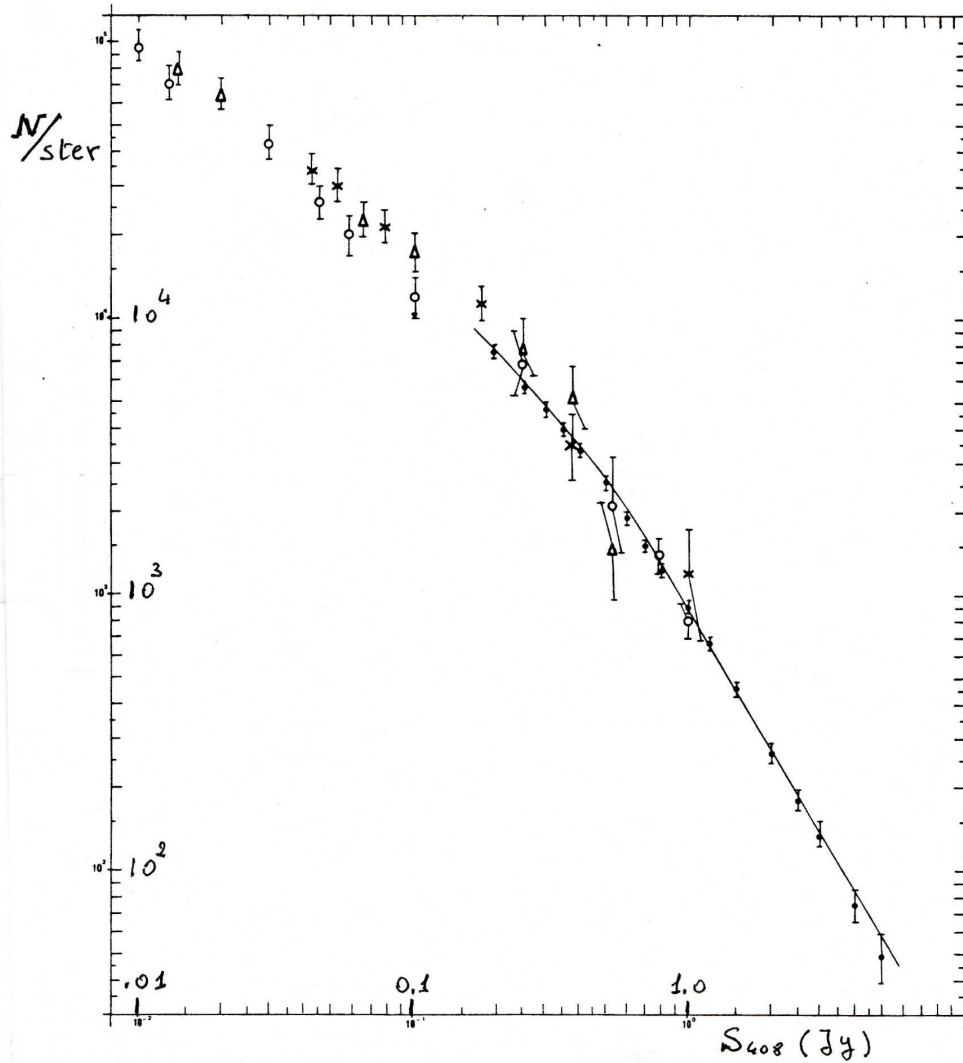


Figura 19.1: Relazione $\text{Log}N\text{-Log}S$ a 408 MHz, ottenuta dal catalogo B2 (Colla et al., 1972, A&AS, 7, 1)

19.1.1 La funzione $\text{Log}N\text{-Log}S$

Un esame veloce di qualsiasi catalogo radio rivela che il numero di radiosorgenti visibili per unità di angolo solido aumenta al diminuire del flusso. Un esempio di conteggio di radiosorgenti (la relazione

$\text{Log}N\text{-Log}S$ che dà il numero N di radiosorgenti, per unità di angolo solido, con flusso maggiore di S) è riportato in fig. 19.1. I vari simboli rappresentano conteggi ottenuti da cataloghi diversi.

Vediamo che a 0.01 Jy abbiamo già 10^5 radiosorgenti per steradiante, cioè circa 30 per grado quadrato. Inoltre la pendenza della curva, almeno a flussi > 0.1 Jy è più ripida del valore 1.5 atteso un Universo Euclideo. Modelli cosmologici in cui l'Universo sia in espansione prevedono una pendenza ancora più bassa. In cap. 28 questo comportamento dei conteggi è interpretato come evidenza che la popolazione delle radiosorgenti è cambiata su scale di tempo cosmologiche nel senso che nel passato la densità delle radiosorgenti per unità di volume era più alta e/o le radiosorgenti nel passato erano più luminose.

19.1.2 La distribuzione di luminosità

Il contenuto, in termini di potenza assoluta, di radiosorgenti in un catalogo, dipende esclusivamente dalla funzione di luminosità (FdL) delle radiosorgenti (definita in § 18.2) e dal flusso limite del catalogo, cioè dal flusso della più debole radiosorgente in esso elencata.

In genere in un catalogo limitato in flusso il numero di oggetti di grande potenza è maggiore del numero di quelli deboli. Ciò è dovuto ad un semplice effetto di selezione, introdotto dal fatto che oggetti potenti si possono osservare anche a distanze alle quali le radiosorgenti deboli non sarebbero più visibili, e quindi sono raggiungibili su un volume maggiore. Ciò si può vedere semplicemente da quanto segue. Se S_0 è la densità di flusso limite di un catalogo radio, una radiosorgente di potenza P

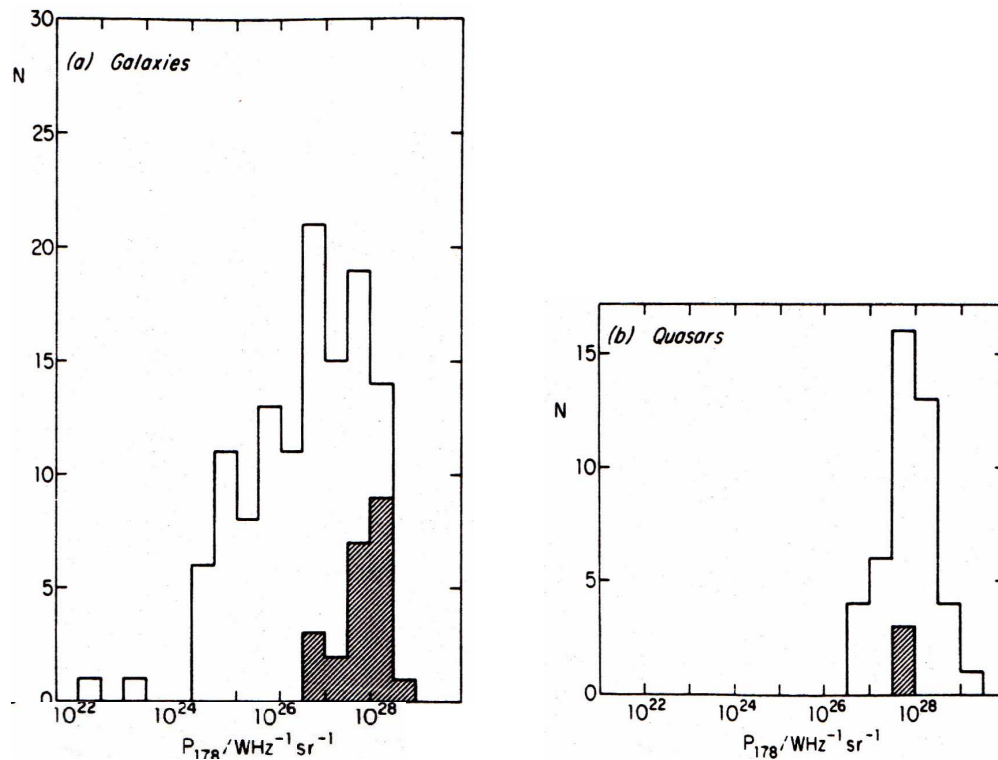


Figura 19.2: Distribuzione in potenza monocromatica, a 178 MHz, delle radiogalassie e quasar nel catalogo 3CR (Laing et al., 1983, 204, 151). Le caselle tratteggiate indicano oggetti di cui, all'epoca, il redshift spettroscopico non era ancora disponibile, ma era stato stimato dalla magnitudine apparente. Ora tutti i redshift sono noti. Le potenze sono state calcolate per steradiante e con $H_0 = 50 \text{ km sec}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

vi compare solo se si trova ad una distanza d inferiore ad un valore massimo $d_{max} = \sqrt{P/(4\pi S_0)}$. Essa quindi è visibile in un volume di spazio che, per ora senza tener conto delle correzioni cosmologiche,

assumeremo essere $V = 4\pi d_{max}^3/3$.

Indicando con $n(P)$ la FdL , cioè il numero di radiosorgenti per unità di volume di potenza P e assumendo che essa sia indipendente dalla distanza, troviamo che la *distribuzione di luminosità*, cioè il numero $N(P, S_0)$ di radiosorgenti di potenza intrinseca P in un catalogo che ha flusso limite S_0 è dato da:

$$N(P, S_0) = n(P) \times V(P) \propto n(P) \times \left(\frac{P}{S_0}\right)^{3/2}$$

Se la FdL è rappresentata da una legge di potenza del tipo $n \propto P^{-\alpha}$ la distribuzione di luminosità si potrà scrivere $N(P, S_0) \propto P^{1.5-\alpha}$, e sarà crescente o decrescente con P a seconda che α sia minore o maggiore di 1.5.

In fig. 19.2 è riportata la distribuzione in funzione della potenza a 178 MHz delle radiosorgenti del catalogo *3CR* (Laing et al., 1983), separatamente per radiogalassie e quasar. Si trova che il loro numero cresce inizialmente con la potenza, suggerendo che la FdL delle radiosorgenti extragalattiche di bassa luminosità abbia un esponente < 1.5 . Raggiunge poi un massimo e oltre il valore $P_{178} \sim 10^{28}$ W Hz⁻¹ per le radiogalassie e $P_{178} \sim 10^{29}$ W Hz⁻¹ per le quasar non si hanno praticamente più radiosorgenti. Da ciò si deduce immediatamente, che, per $P \gtrsim 10^{27}$ W Hz⁻¹, la FdL si deve irripidire oltre il valore critico di 1.5.

Si noti anche che la potenza delle quasar è mediamente un ordine di grandezza superiore a quella delle radiogalassie.

Richiamo al calcolo di alcune grandezze fisiche Ricordiamo alcune espressioni, definite sommariamente in cap. 2.1, usate di frequente in queste dispense:

$$\text{Potenza monocromatica} \quad P_\nu = 4\pi d_L^2 S_\nu k_c(z) \quad (*)$$

$$\text{Dimensioni Lineari} \quad LS = \theta d_L / (1+z)^2$$

dove: d_L è la distanza di luminosità (eq. 19.1); S_ν il flusso alla frequenza ν ; θ la dimensione apparente e $k_c(z) = (1+z)^{\alpha-1}$ (α l'indice spettrale della radiosorgente) è detta *correzione k*.

L'utilizzo della *correzione k* nasce dalla necessità di definire le potenze ad una frequenza e in una banda di riferimento uguali per tutti gli oggetti, qualunque sia il loro redshift. Infatti, se un oggetto emette ad una frequenza ν_{em} il segnale sarà ricevuto alla frequenza osservata $\nu_{oss} = \nu_{em}/(1+z)$ entro una banda $\Delta\nu_{oss} = \Delta\nu_{em}/(1+z)$, rendendo impossibile confrontare le proprietà di oggetti a z diversi. Si deve cioè fare in modo che la relazione P-S dipenda solo da d_L . Si procede quindi come segue.

Si calcola, utilizzando lo spettro dell'oggetto, quale flusso si avrebbe ad una frequenza emessa pari a ν_{oss} . Nel caso radio la cosa è particolarmente semplice se lo spettro è sincrotrone [$S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$], per cui:

$$S_{em}(\nu_{oss}) = S_{oss}(\nu_{oss}) \cdot \left(\frac{\nu_{em}}{\nu_{oss}}\right)^\alpha = S_{oss}(\nu_{oss})(1+z)^\alpha$$

La potenza si calcola ora con la formula (*) tenendo conto della variazione della banda, e cioè:

$$P(\nu_{oss}) = 4\pi d_L^2 S_{em}(\nu_{oss}) \cdot \frac{\Delta\nu_{oss}}{\Delta\nu_{em}} = 4\pi d_L^2 S_{oss}(\nu_{oss}) \frac{(1+z)^\alpha}{1+z} = 4\pi d_L^2 S_{oss}(\nu_{oss})(1+z)^{\alpha-1}$$

Per spettri complessi, come nel caso IR-ottico-UV, la correzione $k_c(z)$ varia in funzione della frequenza, e va calcolata caso per caso.

19.2 Identificazioni ottiche

Con questo termine si intende la ricerca dell'oggetto ottico che si può considerare responsabile della emissione radio osservata. L'importanza della identificazione ottica delle radiosorgenti extragalattiche è duplice: *i*) individuare se le varie categorie di oggetti ottici associati alle radiosorgenti presentano caratteristiche fisiche diverse che aiutino ad interpretare quali sono i meccanismi di emissione; *ii*) determinare la distanza dell'oggetto ottico, e quindi della radiosorgente associata, mediante la misura del suo redshift z con spettroscopia ottica, dato che le righe nella banda radio (es., HI) sono in genere troppo deboli per essere rivelate.

Per piccoli z tale distanza può essere determinata dalla relazione $cz = H_0 d$, dove c è la velocità della luce, d la distanza in Mpc e H_0 la costante di Hubble¹. Per $z \gtrsim 0.1$ questa espressione approssimata non è più valida e si deve usare la *distanza di luminosità*, d_L , che tiene conto della metrica dell'Universo e della sua espansione. Per un modello standard di Friedmann–Robertson–Walker si ha:

$$d_L = \frac{c}{H_0 q_0} \left(q_0 z + (q_0 - 1)(\sqrt{1 + 2q_0 z} - 1) \right) \quad (19.1)$$

dove q_0 è il *parametro di decelerazione* (cap. 28).

Si dice che una radiosorgente è stata identificata otticamente quando entro l'area d'errore della posizione radio si trova qualche oggetto, per lo più una galassia o una quasar. Le stelle della nostra Galassia, che si trovano per caso davanti alla radiosorgente lungo la linea di vista non sono in genere prese in considerazione poichè la loro emissione radio è di norma un fenomeno molto raro. Alcune stelle, come le binarie strette del tipo *RSCVn* (RS Canum Venaticorum) emettono a livelli di potenza estremamente bassi, tuttavia, a meno di ragioni molto valide, l'identificazione ottica di una radiosorgente con una stella è di solito spuria.

Abitualmente si parla di *radiogalassia* quando l'identificazione è con una galassia ellittica gigante ($M_v \lesssim -20$). Questo (§ 19.3) è il caso più comune per le identificazioni con galassie. Le galassie a spirale, che emettono a livelli di potenza dell'ordine di $\approx 10^{17} \div 10^{23} \text{ W Hz}^{-1}$ (cap 18), sono alquanto rare nei cataloghi di radiosorgenti. Infatti perchè una galassia a spirale di $10^{21} \text{ watt Hz}^{-1}$ compaia in un catalogo radio con flusso limite 0.1 Jy, occorre che sia più vicina di 10 Mpc. Il volume relativo è dunque alquanto modesto. In genere gli studi sull'emissione radio delle galassie a spirale sono partiti dal punto di vista opposto: dato un catalogo ottico di galassie a spirale, si sono cercate quelle che emettono in radio.

Nel seguito, parlando di radiosorgenti extragalattiche intenderemo sempre *galassie ellittiche* o *quasar*.

A volte nell'area d'errore della posizione radio non si trova nulla di particolarmente significativo (stelle o nulla di visibile ai limiti dell'osservazione ottica); allora si dice che la radiosorgente non è stata identificata e si parla di un *campo vuoto*, *Empty Field*, *EF* o *campo bianco* (*blank field*). Questo non significa che non vi sia nessun oggetto ottico associato alla radiosorgente e responsabile della sua emissione, ma semplicemente che esso è troppo debole per le osservazioni ottiche effettuate. Solo in casi estremamente rari si può pensare che la galassia che ha dato luogo alla radiosorgente si sia spostata e quindi non sia più riconoscibile come origine della emissione.

Quando le posizioni radio sono sufficientemente accurate ($< 1''$) in genere la coincidenza è di uno a uno, ma se la posizione non è abbastanza precisa nell'area d'errore intorno alla posizione della radiosorgente possono trovarsi vari oggetti plausibili: in questo caso non c'è una maniera certa per decidere quale dei vari candidati sia il responsabile della emissione radio. A volte si fanno discorsi di plausibilità basati sulle caratteristiche radio e/o ottiche ma in genere questo è un metodo inaffidabile, ed è sempre meglio cercare di migliorare la posizione radio.

¹In quanto segue si assumerà $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$; tuttavia in alcune figure, tratte da lavori di vari autori, può essere stato assunto un valore diverso, che sarà precisato nella didascalia.

Il lavoro di identificazione ottica avviene di solito mediante l'utilizzo di lastre fotografiche pre-esistenti in più colori. La maggior parte del lavoro ottico di identificazione è stato fatto, negli anni, utilizzando le lastre della *Palomar Sky Survey (PSS)*², ottenute col telescopio da 1.20 m (48 pollici) di Monte Palomar, a partire dal 1950 quando il telescopio entrò in funzione. Successivamente fu fatta una seconda survey, sempre con il 48 pollici di Monte Palomar, con lastre più sensibili, chiamata PSS-II, anch'essa digitalizzata. Ora esiste altre serie di lastre fotografiche che coprono l'emisfero sud, prodotte dall'*European Southern Observatory, ESO*. Quando il materiale fotografico è inesistente o non adeguato, per esempio, per gli oggetti che rimangono non identificati nella *PSS*, è necessario fare osservazioni ad hoc con telescopi più potenti e con rivelatori migliori (CCD), o, meglio ancora, con lo Hubble Space Telescope (HST) se si riesce ad usufruirne....

Il contenuto di identificazioni ottiche in alcuni cataloghi radio, basate sull'uso delle lastre della *PSS* (che ha un limite di magnitudine visuale $m_v \sim 20$) è riportato in tab. 19.2

Tabella 19.2: Percentuale di identificazioni nella *PSS* in alcuni cataloghi

Catalogo	$S_{lim}(\text{Jy})$	%Galassie	%Quasar
3C	9	~50	~20
B2	2	35	18
B2	1	24	15
B2	0.2	15	10
WSRT	0.005	10	10

Nei cataloghi con flussi limiti più elevati, il numero di radiosorgenti identificate sulla *PSS* con galassie è dell'ordine del doppio di quelle identificate con quasar. E' chiaro inoltre, dalla tab. 19.2, che la percentuale di radiosorgenti che si riesce a identificare ad una data magnitudine limite diminuisce al diminuire del flusso limite del catalogo considerato. Questo è un puro effetto osservativo, dovuto in buona parte al fatto che radiosorgenti sempre più deboli in flusso sono mediamente associate ad oggetti ottici di magnitudine apparente più debole (per effetto della distanza), per cui occorrerebbero osservazioni ottiche più "profonde". La tab. 19.2 mostra che persino al livello del 3C, che contiene le radiosorgenti più luminose del cielo nord, solo ~70% delle radiosorgenti hanno una controparte ottica visibile sulle lastre della *PSS*. Quindi quando il limite di flusso dei cataloghi radio viene abbassato non deve sorprendere che le controparti ottiche possano non essere più visibili nella *PSS*. Questo effetto è più vistoso per le galassie, che sono intrinsecamente meno luminose delle quasar.

Del catalogo 3C esiste un sottinsieme completo (il 3CR, dove *R* sta per "Revised", rivisto), contenente 166 radiosorgenti per il quale, alla fine degli anni 70, fu condotta una campagna di osservazioni con il telescopio da 5 m di Mt. Palomar. Le 60 radiosorgenti per le quali non si era potuta ottenere l'identificazione ottica con la *PSS* risultarono tutte radiogalassie con magnitudini comprese fra la 20^a e la 24^a. Le poche radiosorgenti 3CR non visibili neppure col 5 m del Palomar sono state poi identificate nell'IR grazie allo spostamento in questa banda del loro spettro ottico (fig. 19.3)

²Le lastre della *PSS* sono state tutte digitalizzate per essere utilizzate direttamente da calcolatore. Esse costituiscono la *Digitized Sky Survey, (DSS)*. L'operazione ha lievemente degradato la qualità originale, ma i dati restano ottimi per la maggior parte delle applicazioni.

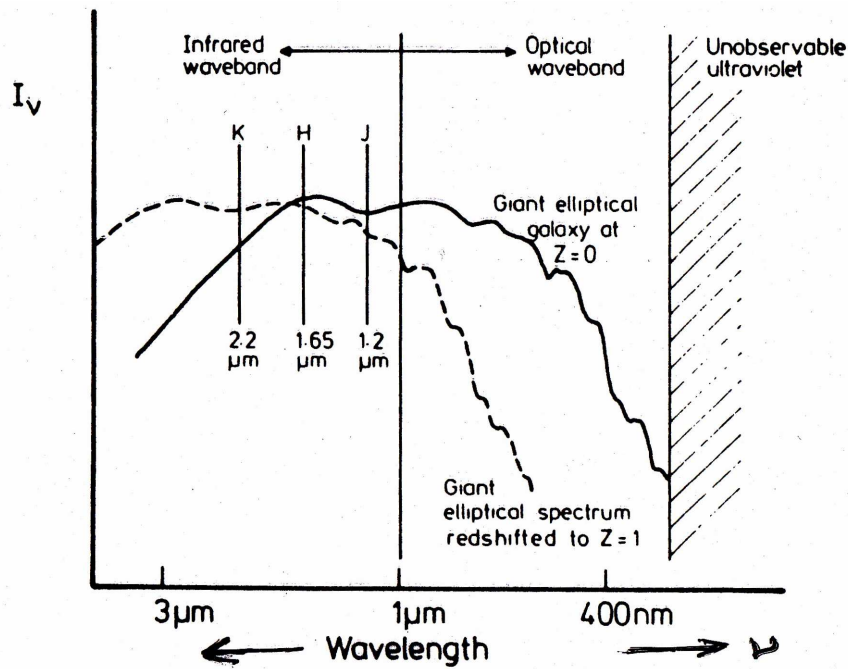


Figura 19.3: Illustrazione di come si modifica lo spettro osservato di una galassia ellittica gigante quando si passa da $z = 0$ (linea continua) a $z = 1$ (linea tratteggiata). Le galassie a $z = 1$ sono piuttosto forti, e quindi ben visibili, nell'IR ($\lambda > 1\mu\text{m}$) ma assai più deboli, e quindi a volte non rivelabili, nella banda ottica (Longair, 1985, in "Radio Astronomy and the Physics of the Universe", p. 46, editrice CLUEB).

19.2.1 Distribuzione in magnitudine e redshift

In fig. 19.4, a destra, sono riportati, separatamente per galassie e quasar del catalogo *3CR*, le distribuzioni della magnitudine visuale, m_v (V in figura) e del redshift. Nell'istogramma delle magnitudini delle galassie sono indicati i limiti raggiunti dalla *PSS* e dalle osservazioni fatte col 5 m del Palomar. Il limite estremo è quello ottenuto equipaggiando il telescopio con un CCD. Pur non essendo rappresentativi delle radiosorgenti in generale questi istogrammi forniscono informazioni utili sulle differenze fra le due categorie di oggetti ottici.

Le galassie si estendono in magnitudine fino a $m_v \sim 25$, mentre le quasar terminano praticamente a $m_v = 20$. Questo è ben al di sopra dei limiti ottici ottenuti per l'identificazione, e quindi è un effetto reale.

Il redshift mediano delle quasar (fig. 19.4, a sinistra) è più elevato che quello delle galassie, ma questo è dovuto in buona parte alla diversa funzione di luminosità delle galassie e delle quasar (§ 19.3). Infatti vediamo dalla fig. 19.5 che ci si aspetta che la densità delle quasar vicine sia 3–4 ordini di grandezza inferiore a quella delle galassie. Per poterne conteggiare un buon numero, occorre pertanto esplorare volumi molto grandi e quindi considerare distanze mediamente maggiori. E' come dire che praticamente "non ci sono quasar vicine". E' invece interessante notare che per $z > 0.4$ le distribuzioni dei redshift delle galassie e quasar sono simili e che anche le galassie si estendono a redshift confrontabili con quelli delle quasar. Questo ha fatto pensare che le due classi di oggetti potessero essere in qualche modo connesse, come poi dimostrato (§ 24.5). I più alti redshift misurati in questo campione per le galassie e per le quasar sono 1.6 e ~ 2 rispettivamente, ma per radiosorgenti *non* appartenenti al *3CR* sono stati misurati anche redshift molto elevati, anche $z \approx 6 - 7$. Redshift così elevati non compaiono nell'istogramma di fig. 19.4 perchè il catalogo *3C* ha un taglio in flusso radio abbastanza elevato, e quindi contiene sostanzialmente oggetti "relativamente vicini". Infine dato che le quasar sono mediamente 10–100 volte più luminose otticamente delle galassie ellittiche giganti, è possibile spingere

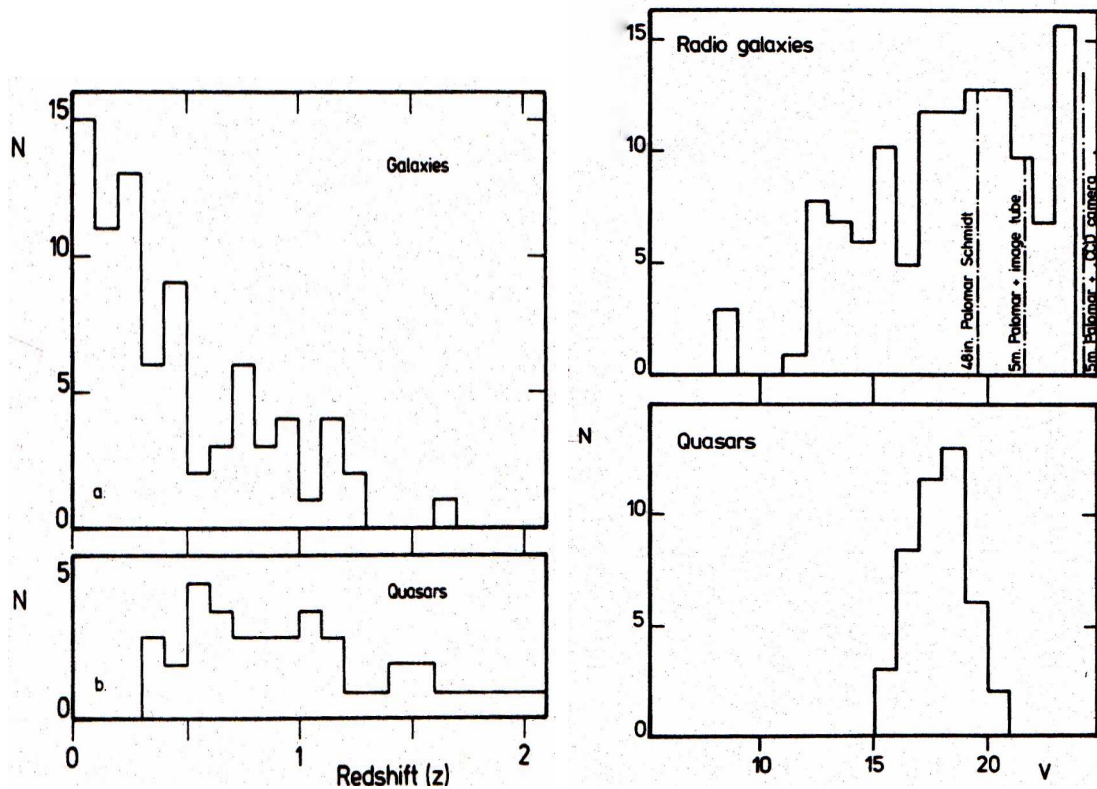


Figura 19.4: Distribuzioni in redshift (*sinistra*) e magnitudine (*destra*) delle galassie e quasar del 3CR (vedi testo). (Longair, 1985, in “Radio Astronomy and the Physics of the Universe”, p. 48, editrice CLUEB).

l’identificazione delle radiosorgenti con quasar fino a distanze dove le galassie non sarebbero più visibili con i telescopi ottici attuali. Questo spiega perchè è stato più facile, inizialmente, identificare quasar che non galassie a grandi redshift.

19.3 La Funzione di luminosità *locale* delle radiogalassie

La luminosità radio o potenza delle radiosorgenti extragalattiche nel loro complesso (galassie, sia spirali che ellittiche, e quasar) copre circa 10 ordini di grandezza, come risulta evidente dalla funzione di luminosità differenziale (§ 18.2.1) *locale*, calcolata a 408 MHz, e riportata in fig. 19.5. La retta rappresenta, per confronto, una legge di potenza con esponente -1.5 , che, come dedotto in § 19.2.1, è una pendenza più ripida di quella della FdL .

La precisazione *locale* sta ad indicare che questa distribuzione è stata calcolata utilizzando solo oggetti vicini ($z < 0.1$) per evitare gli effetti evolutivi accennati nel § 19.1 e discussi nel § 28.2.2, e quindi si riferisce all’epoca cosmologica “presente”. L’importanza di una buona conoscenza della funzione di luminosità locale, risiede nel fatto che, per lo studio della evoluzione cosmologica delle galassie, si usa modificare la FdL locale secondo i modelli evolutivi che si intende verificare, per poi confrontare le previsioni coi dati osservativi.

La FdL locale è nota abbastanza bene fino a luminosità monocromatiche $P_{408} \lesssim 10^{27} \text{ W Hz}^{-1}$, dove si hanno circa 10^{-8} ellittiche per Mpc^3 . Per potenze superiori si hanno forti incertezze legate sia alla bassa statistica (le radiosorgenti potenti e vicine sono poche) sia al fatto che per quelle lontane e potenti, che potrebbero essere usate per costruire il ramo brillante della FdL , sarebbe necessario conoscere la loro evoluzione (cap. 28). In fig. 19.5 le galassie ellittiche coprono l’intervallo di potenza $P_{408} \sim 10^{23} \div 10^{28} \text{ W Hz}^{-1}$, ma se ne conoscono molte anche di luminosità $\sim 10^{21} \text{ W Hz}^{-1}$; le spirali e le quasar, in figura per confronto, coprono rispettivamente l’intervallo di potenza $P_{408} \lesssim 10^{22} \text{ W Hz}^{-1}$

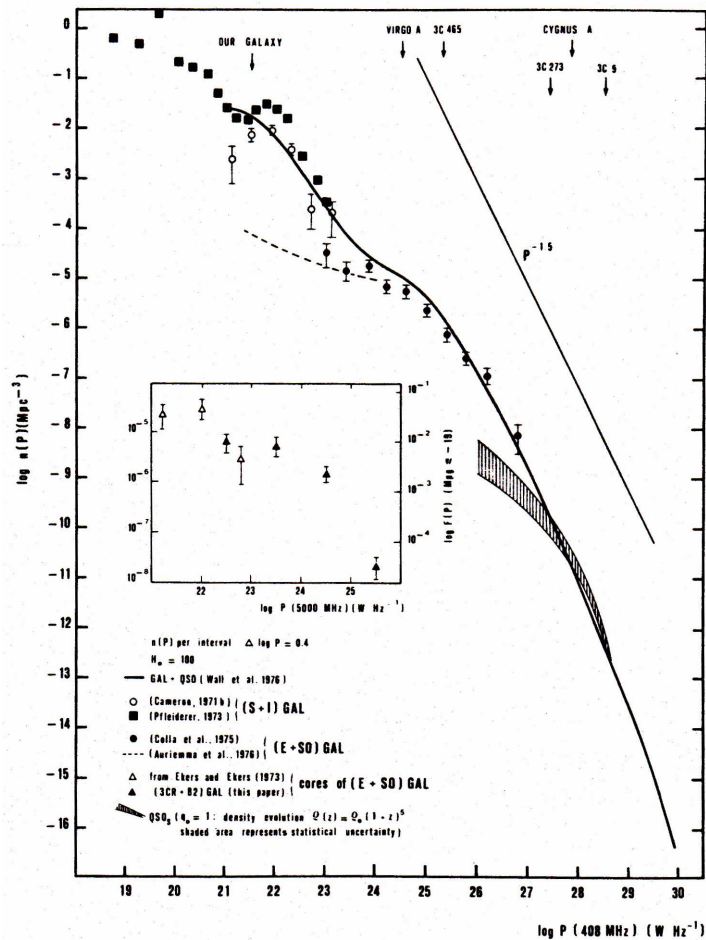


Figura 19.5: FdL locale (per intervalli $\Delta \log P = 0.4$; $H_0 = 100 \text{ km sec}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). I quadrati e i cerchietti rappresentano le galassie a spirale, i pallini pieni le galassie ellittiche e la regione tratteggiata la funzione di luminosità delle quasar “riportata” all’Universo locale facendo uso di modelli evolutivi (§ 28.2.2). Nel riquadro la FdL dei nuclei delle E+S0 (Fanti&Perola, 1977, IAU Symp. 74, p.171).

e quello $P_{408} \gtrsim 10^{26} \text{ W Hz}^{-1}$ (rappresentato dalla banda tratteggiata e ottenuta dalla FdL generale scalandola a piccoli redshift mediante modelli evolutivi). Anche in questo caso le incertezze sono considerevoli. Si vede dunque che si possono trovare galassie ellittiche che sono radiosorgenti a livelli di potenza confrontabili o inferiori a quelli delle galassie a spirale, ma che il loro numero è 10–100 volte inferiore a quello delle spirali, per cui oggetti di bassa potenza radio hanno una probabilità assai maggiore di essere associati a galassie a spirale che non ad ellittiche (vedi anche § 18.2.2).

Al di là della forma precisa della FdL delle radiosorgenti extragalattiche, notiamo che gli oggetti più numerosi, per unità di volume, all’epoca cosmologica attuale, quelli quindi che danno una densità maggiore ad una determinata potenza radio, sono quelli più deboli, sia fra le quasar che fra le galassie, sia ellittiche che spirali, e che le radiosorgenti più deboli associate a galassie a spirale ($\sim 1 \text{ Mpc}^{-3}$) sono $\sim 10^{12}$ volte più numerose, all’epoca attuale, delle quasar più potenti.

Queste considerazioni, però, ancora non ci dicono nulla sul fenomeno radiosorgente associato a galassie ellittiche e quasar. Si vede nel cap. 18 che nelle spirali l’emissione radio è un fenomeno comune, mentre nel caso delle ellittiche e delle quasar esso è assai più raro. Per quantificare quest’ultima affermazione dobbiamo calcolare la FdL frazionaria.

In fig. 19.6 è riportata la FdL , differenziale e integrale, delle galassie ellittiche, separatamente per gli intervalli di magnitudine B (M_b) assoluta ($-22 \div -21$), ($-21 \div -20$), ($-20 \div -19$), ($-19 \div -18$). Questa è nota con il nome di FdL bivariata, poichè esprime la densità ρ di radiogalassie in funzione di due parametri, P e M . Le figure di sinistra rappresentano le FdL differenziali (la scala a sinistra dà

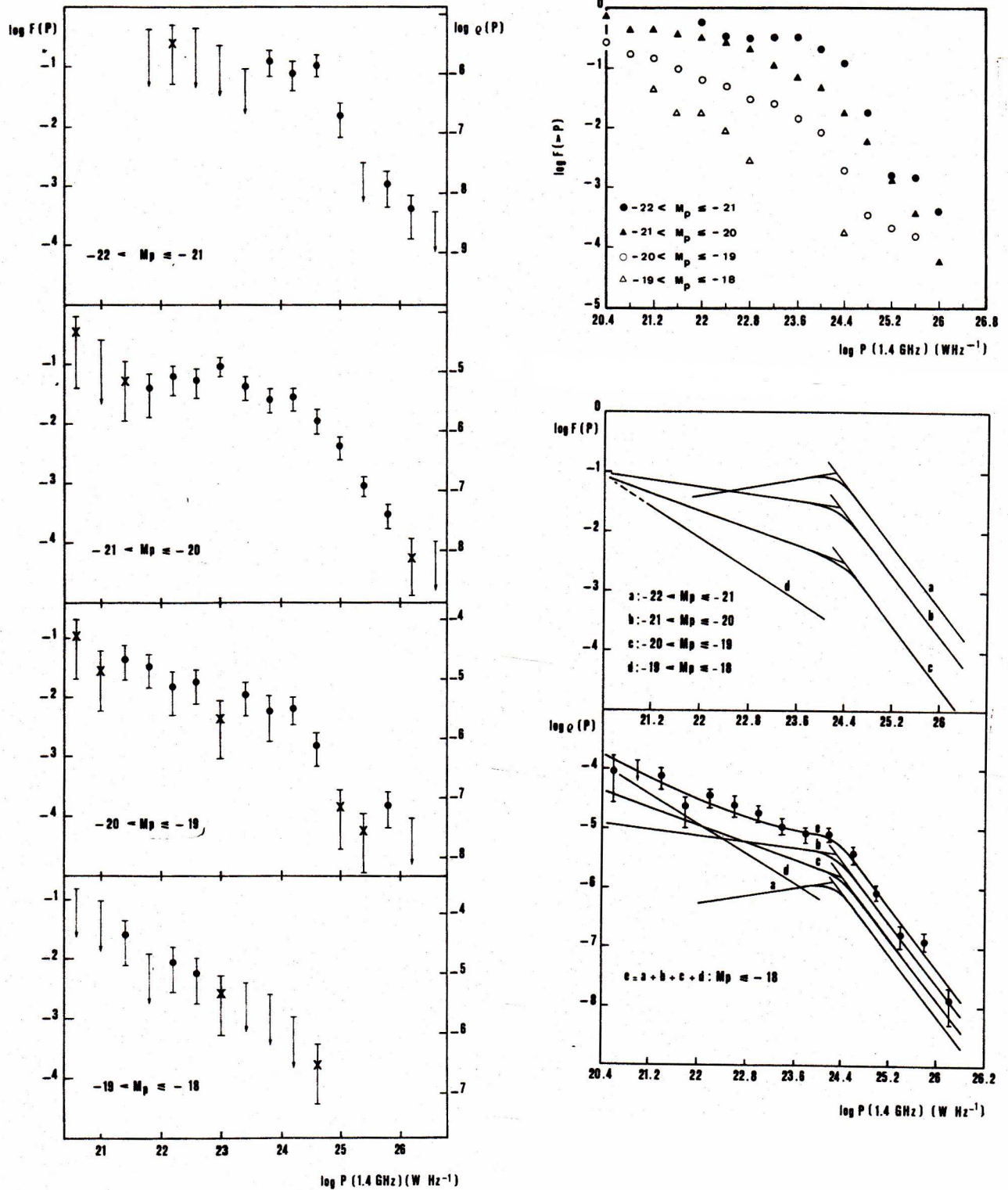


Figura 19.6: FdL bivariata differenziale e integrale per le galassie ellittiche ($H_0 = 100 \text{ km sec}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Descrizione nel testo (Auriemma et al., A&A, 1977, 57, 41).

la frazione, la scala di destra la densità per Mpc^3); a destra in alto le FdL integrali. E' evidente che i dati non sono rappresentabili con una sola legge di potenza, ma che ne occorrono almeno due, con esponenti diversi. In ogni intervallo di magnitudine ottica le FdL sono state quindi interpolate con due leggi di potenza con esponenti diversi. Le curve che interpolano i dati delle FdL , sono raffigurate in fig. 19.6 in basso a destra: sopra i valori integrali sotto quelli differenziali. In quest'ultima figura i punti rappresentano la somma delle quattro FdL differenziali, e danno quindi la FdL differenziale complessiva delle galassie ellittiche con $M_b < -18$. La linea indicata con "e" che interpola questi punti è la linea tratteggiata in fig. 19.5.

Si nota che le curve sono simili fra di loro e mostrano tutte un forte cambio della pendenza (*break*) intorno a $P_{1.4}^* = 10^{24.5}$ watt Hz^{-1} , indipendentemente da M_b . Questa è all'incirca la potenza a cui la morfologia delle radiosorgenti passa dal tipo *FRI* al tipo *FRII* (§ 19.4). Per $P > P^*$ la pendenza delle rette è la stessa (-1.3 ± 0.1) fino almeno a $\text{Log}P=26$, ma le rette si spostano sistematicamente verso l'alto al crescere della magnitudine ottica assoluta, indicando che la percentuale di ellittiche che mostrano emissione radio ad un dato livello di potenza dipende fortemente dalla loro luminosità ottica. Per potenze maggiori di P^* la probabilità di essere radiosorgente dipende dalla luminosità ottica, $L_{\text{ott}} \propto 10^{-0.4 M_b}$, come $F(P) \propto L_{\text{ott}}^{1.5 \pm 0.2}$. In questa zona la magnitudine assoluta media di una radiogalassia è $< M_b > \sim -20.3$, indipendente da P , mentre invece la potenza media cresce con la luminosità ottica di ogni classe.

Analizzando la FdL bivariata integrale (fig. 19.6 in alto a destra) si trova che fra le galassie ellittiche giganti ($M_b \lesssim -20$) circa il 20÷40% sono radiosorgenti con $P_{1.4} \geq 10^{22}$ watt Hz^{-1} , ma tale percentuale decresce rapidamente al diminuire di L_{ott} . Per $M_b \gtrsim -18$ il numero di galassie ellittiche che diventano forti radiosorgenti è trascurabile, e la maggior parte delle ellittiche ha livelli di emissione radio spesso inferiori a quelli caratteristici delle galassie a spirale. In pratica non si conoscono galassie ellittiche con $M_b > -18.5$ che mostrino emissione radio a livelli importanti.

La dipendenza della probabilità di emissione dalla luminosità ottica assoluta è così forte che, malgrado la FdL ottica delle ellittiche sia una funzione fortemente decrescente di L_{ott} , (nell'intervallo di $M_b -22 \div -21$ le galassie ellittiche sono cento volte meno numerose che nell'intervallo $-19 \div -18$) ugualmente le ellittiche con emissione radio sono prevalentemente dei sistemi giganti, con $M_b \leq -19$.

19.4 Morfologia

Le dimensioni totali delle radiosorgenti vanno da pochi pc ai Mpc. In fig. 19.7 è riportata la distribuzione dei diametri lineari (proiettati sulla volta del cielo) delle radiosorgenti del catalogo *3CR*, misurati a 178 MHz (le poche radiosorgenti giganti, di dimensioni superiori a 1 Mpc e alcune altre più piccole di 1 kpc non sono riportate in figura). Le quasar hanno mediamente dimensioni più piccole (valore mediano ~ 30 kpc) delle radiogalassie (valore mediano ~ 100 kpc). Le sorgenti di piccolo diametro sono percentualmente le più numerose in entrambe le classi; si noti in particolare la frazione elevata di diametri inferiori a 10 kpc, soprattutto a potenze elevate³.

Malgrado la grande diversità delle dimensioni lineari, le strutture delle radiosorgenti sono relativamente simili tra loro, almeno a grandi linee. Già negli anni (19)60 (Maltby&Moffet, 1962, ApJ.S, 1962, 7, 141) si era scoperto che la maggior parte delle radiosorgenti extragalattiche estese, cioè con dimensioni apparenti superiori a qualche minuto d'arco, avevano una semplice struttura doppia, con due componenti di flusso simile, i *lobi radio*, disposte simmetricamente rispetto alla galassia o quasar cui la radiosorgente era associata, generalmente esterne ed allineate con essa (fig. 19.8). Questo portò a teorie che prevedevano fenomeni esplosivi all'interno dell'oggetto ottico che causavano la fuoriuscita di plasma magnetizzato e particelle relativistiche. Abbastanza presto però fu chiaro che in questi semplici modelli esplosivi le perdite di energia per espansione adiabatica erano troppo grandi, che era

³La scala logaritmica in fig. 19.7 dilata la figura a valori piccoli e la comprime a quelli grandi. Per una valutazione quantitativa occorre considerare intervalli di D uguali.

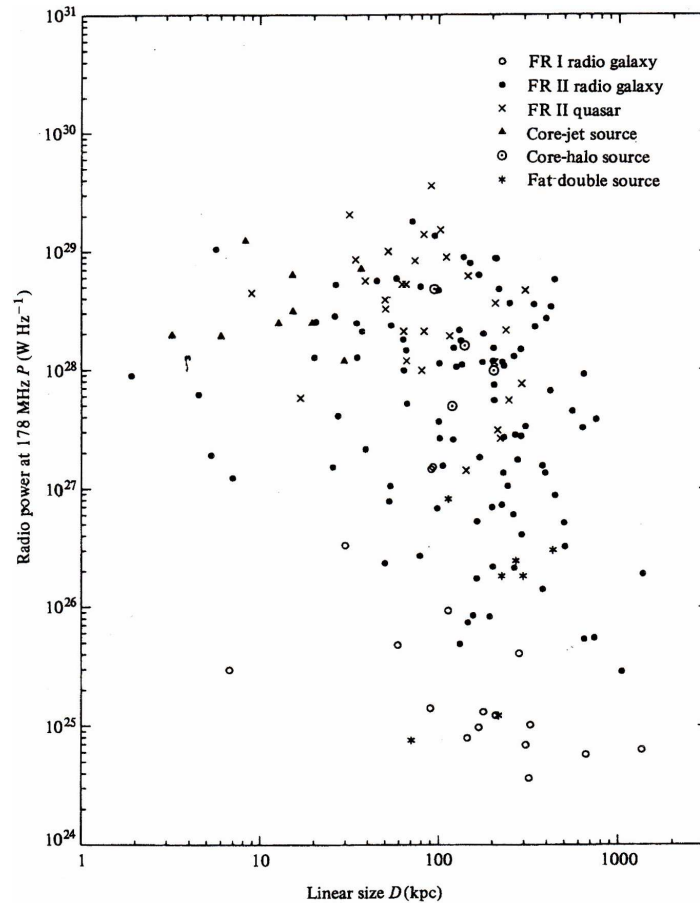


Figura 19.7: Diametri lineari proiettati nel catalogo *3CR* per radio galassie e quasar, in funzione della potenza radio a 178 MHz ($H_0 = 100 \text{ km sec}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Notare che le scale sono logaritmiche.

quindi necessaria ri-accelerazione locale delle particelle, e che doveva esistere un mezzo esterno capace di confinare la radiosorgente, in modo che non si disperdesse troppo rapidamente nello spazio.

Vari modelli furono proposti per spiegare questa caratteristica struttura doppia e la classe di modelli che finì per essere considerata la più soddisfacente fu quella in cui i lobi vengono riforniti da un flusso o “iniezione” continua di particelle che si origina nel nucleo della galassia o quasar associata (§ 19.11.3). Queste caratteristiche apparentemente così semplici per le radiosorgenti extragalattiche più potenti ($P_{408} \gtrsim 10^{23} \text{ W Hz}^{-1}$) si sono venute complicando col migliorare del potere risolutivo dei radiotelescopi, (che ha permesso di rivelare sempre nuovi dettagli), con la possibilità di fare osservazioni a molte frequenze (quindi studiare l’andamento dello spettro in varie regioni della struttura), e la possibilità di studiare la polarizzazione.

19.4.1 La struttura *standard* delle radiosorgenti

Lo schema che oggi si fa di una radiosorgente extragalattica “standard” è il seguente (vedi Cygus A in fig. 19.8, *M 87* e Fornax A in fig. 19.9, altre radiosorgenti in fig. 19.10).

– *Lobi*:

due strutture estese, di forma ellissoidale, poste simmetricamente rispetto all’oggetto ottico associato ed allineate con questo (almeno negli oggetti più potenti) su distanze che vanno da qualche decina di pc (nei *CSO*, § 19.10.1) ad anche 1 Mpc, quindi su regioni che possono essere anche ordini di grandezza maggiori dell’oggetto ottico associato. La loro brillantezza superficiale varia in genere dal centro alla periferia, e in certe regioni, generalmente nella zona più vicina al centro, può anche essere

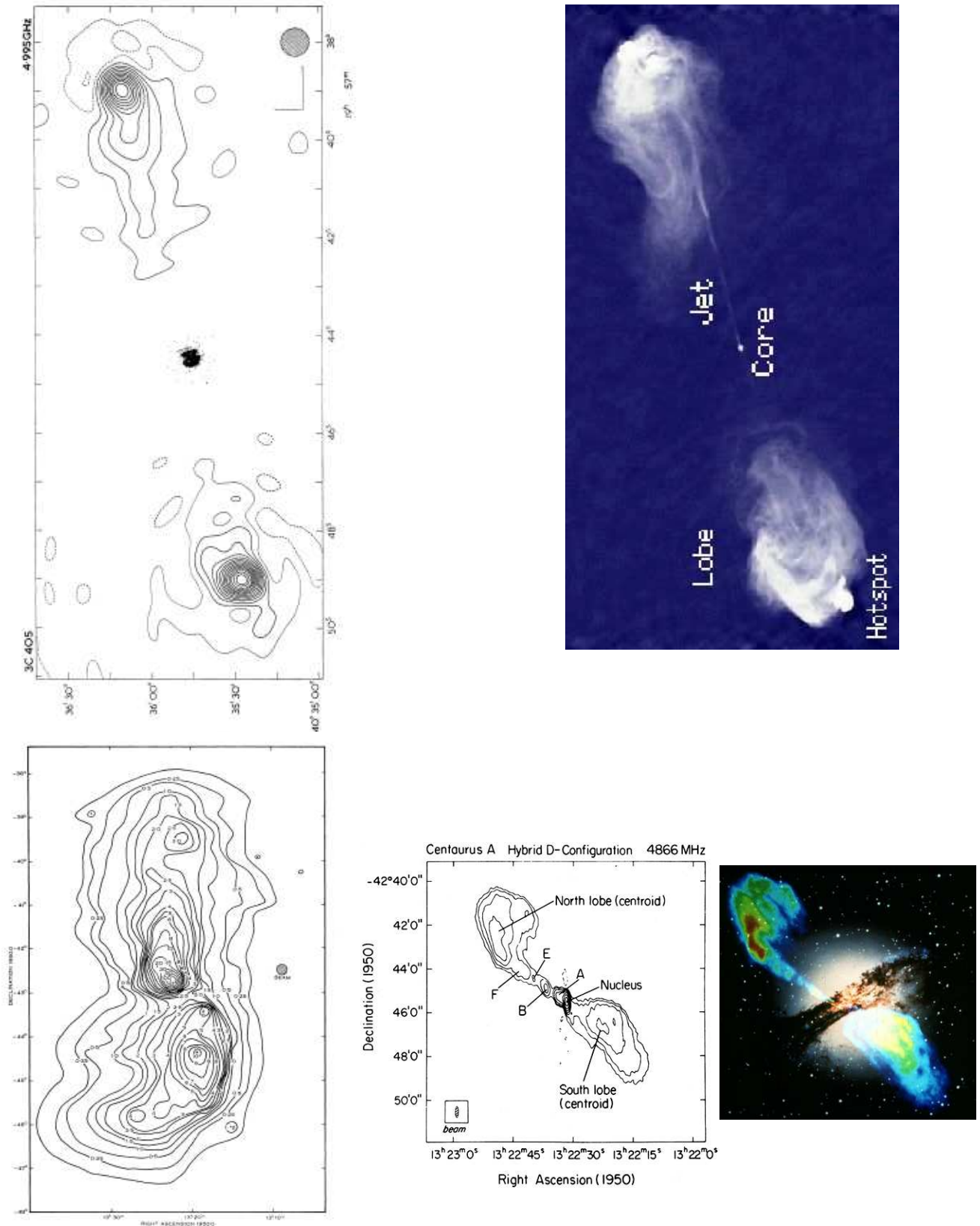


Figura 19.8: Vecchie immagini di Cyg A (in alto) e Cen A (in basso) a confronto con immagini più recenti ad alta risoluzione. *Cyg A*: One-Mile (UK) 6 cm (Mitton&Ryle, 1969, MNRAS, 146, 221) con la galassia al centro, $6'' \times 10''$; VLA 5GHz, 1984, $0.4''$ (Perley et al., 1984, ApJ, 285, L35); *Cen A*: Parkes (Australia) 1.4 GHz, 1965, $14'$ (Cooper et al., 1965, Austr.J.Phys, 18, 589); VLA 5GHz, 1983, $4'' \times 1''$ (Burns, 1983, ApJ, 273, 128, sovrapposta a destra all'immagine HST), ingrandimento della regione più brillante del lobo nord situata vicino al centro di questa radiosorgente di quasi 10°

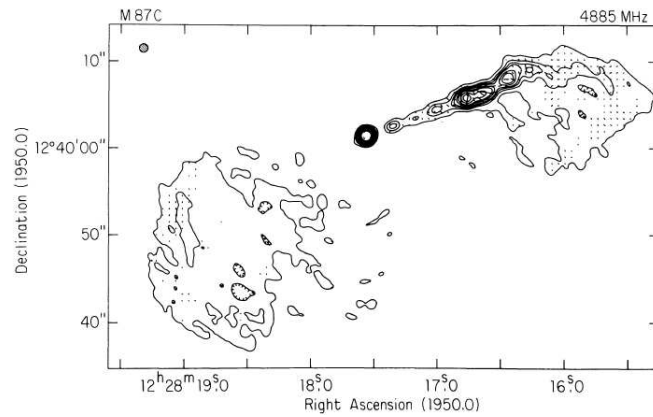
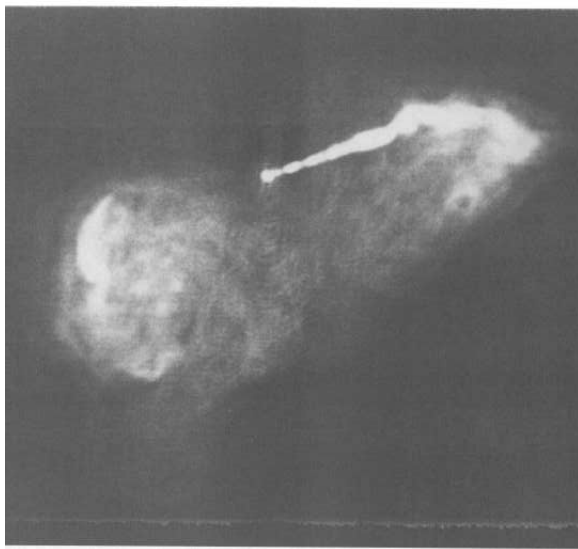
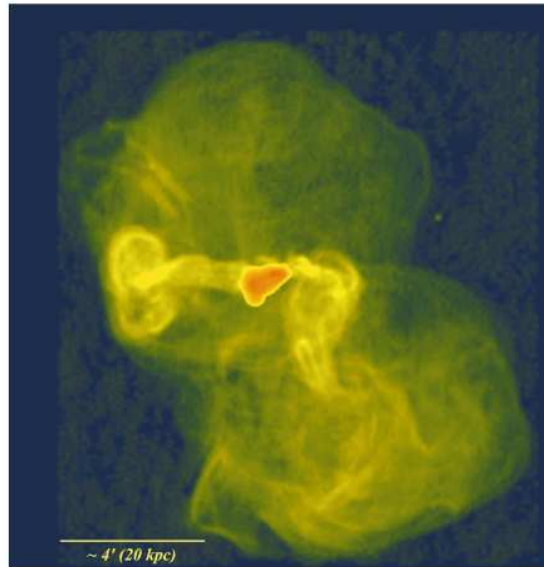


Figura 19.9: Immagini di: *M* 87 (3C 274), al centro dell'ammasso di galassie della Vergine, a varie frequenze e risoluzioni; in *alto* a 90 cm con risoluzione di $7.8'' \times 6.2''$ (Owen et al., 2000, ApJ, 543, 611); al *centro* a 6 cm, $0.4''$ di risoluzione, è mostrata la parte interna della struttura color arancio (Hines et al., 1898, ApJ. 347, 713 – *sinistra*); a *destra* sono mostrati i vettori di polarizzazione sovrapposti ai contorni di uguale intensità (Owen et al., 1980, ApJ, 239, L11). In *basso* Fornax A a 1.4 GHz, color arancio (Fomalont et al. 2005, NRAO Image gallery) sovrapposta all'immagine ottica HST.

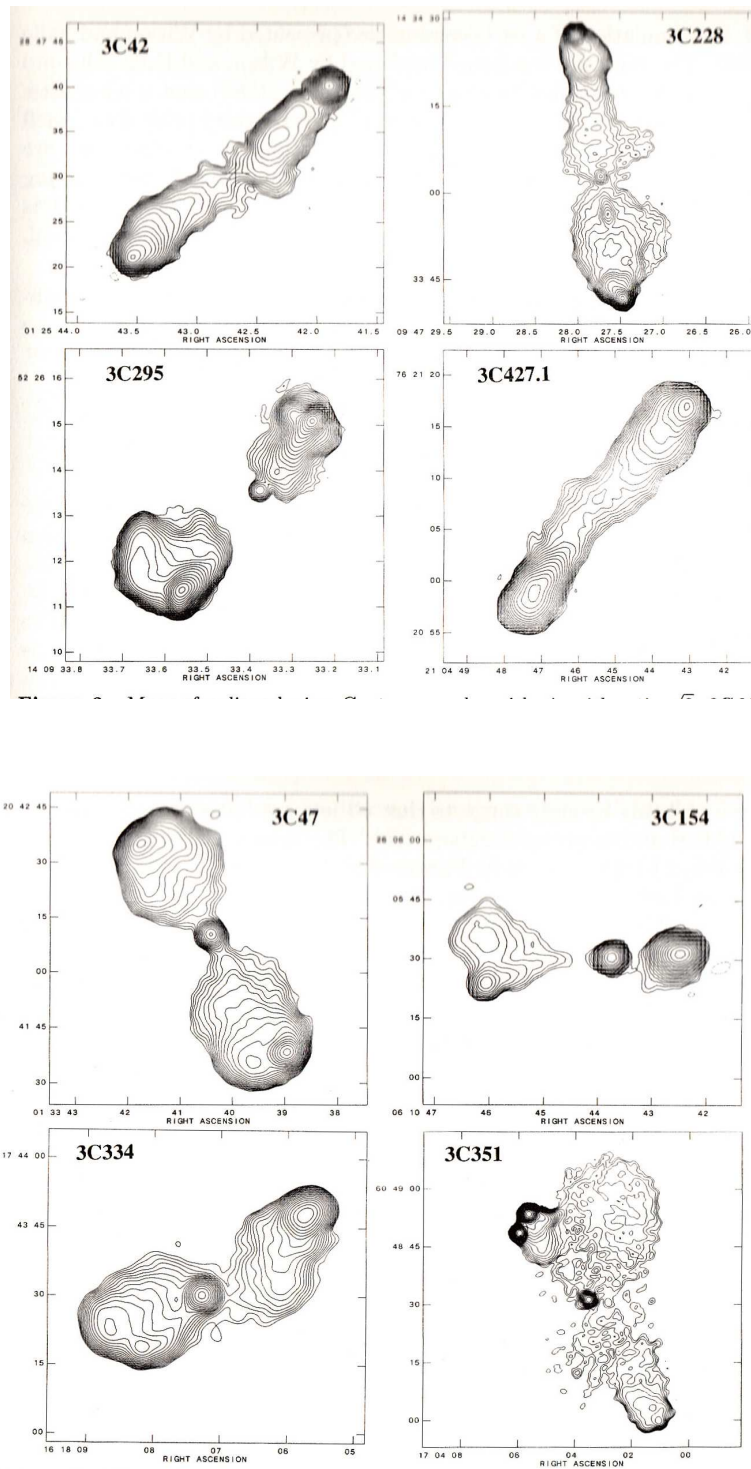


Figura 19.10: Mappe di radiosorgenti FR II (§ 19.4.2). *Pannello superiore*: radiogalassie; *Pannello inferiore*: quasar (Leahy, “Lessons from Large-Scale Radio Sources”, in “Parsec-scale Radio Jets”, p. 182, Cambridge Univ. Press).

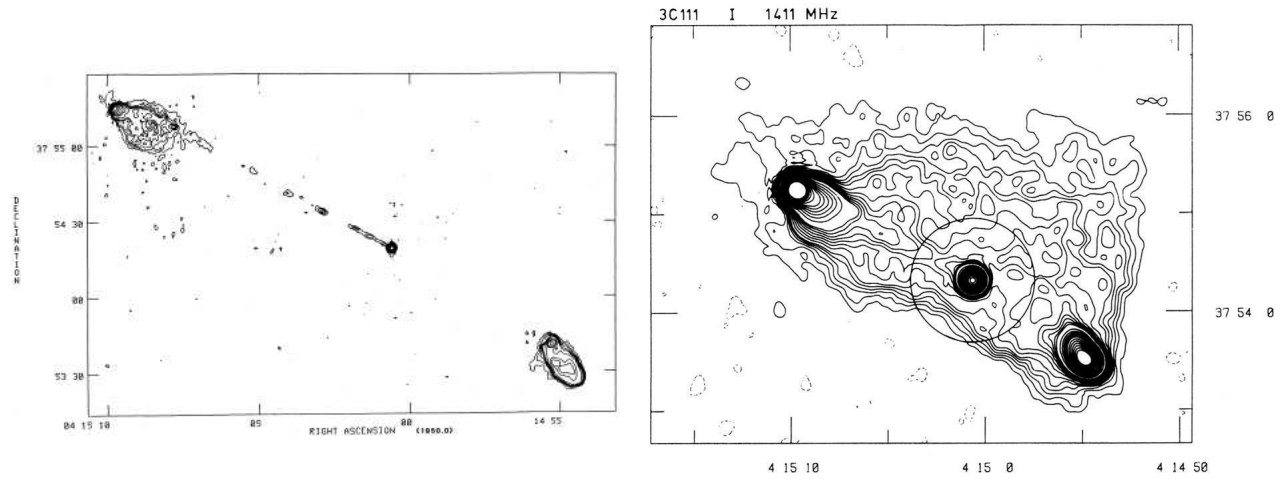


Figura 19.11: Immagini VLA a 1,4 GHz di 3C 111, radiogalassia di tipo FR II estremo (§ 19.4.2). A sinistra: alla risoluzione di $\sim 1.2''$; si vede solo il getto a NE, ben collimato e ricco di “knot” (Linfield&Perley, 1984, ApJ, 279, 60). A destra (risoluzione $10''$); notare l’ emissione di bassa brillantezza. Il cerchio (raggio di 25 kpc) rappresenta la dimensione della galassia (Leahy&Williams, 1984, MNRAS, 210, 929).

abbastanza debole. Lo spettro radio dei lobi è descritto da una legge di potenza con valori tipici dell’indice spettrale ($\alpha \approx 0.7 \div 1.0$) che indica radiazione non-termica (di sincrotrone).

– *Hot-Spot*:

una regione di piccolo diametro (al più qualche kpc) con brillantezza superficiale assai maggiore (> 10) di quella del lobo radio (da cui il nome “macchia calda”), che può essere presente, anche se non sempre, in prossimità delle parti esterne di ciascuno dei lobi, e che può contenere fino a qualche % della luminosità totale della radiosorgente. A volte una sola hot-spot è visibile in uno dei due lobi. Altre volte si hanno più hot-spot nello stesso lobo. Quando esistono in entrambi i lobi sono di solito ben allineate con il nucleo centrale. L’indice spettrale è in genere più basso ($\alpha \approx 0.5 \div 0.6$) che nelle regioni circostanti, suggerendo la presenza di elettroni più giovani. Nelle *Hot-Spot* può originarsi emissione X da Compton Inverso (fig. 19.21).

– *Nucleo (Core)*:

una componente centrale molto compatta ($< 1 \div 100$ pc), a spettro piatto o convesso, coincidente col centro dell’oggetto ottico associato alla radiosorgente. Il suo contributo alla emissione totale è nella maggior parte dei casi molto piccolo (da qualche 0.1% a qualche %), ma che può, in certi casi, superare addirittura l’emissione dei lobi stessi, come si vede nel cap 21. Queste componenti compatte possono mostrare variazioni di flusso con scale di tempi dell’ordine di mesi o anni, e, a volte, variazioni di struttura del tipo cosiddetto *superluminale* (cap. 21).

– *Getti (Jets)*:

strutture strette ed allungate, di geometria cilindrica o conica (es. figg. 19.11, 19.12 e cap. 22), che partono dal nucleo e puntano approssimativamente alle hot-spot, e tracciano i condotti, *beam*, attraverso cui energia, campo magnetico, particelle relativistiche e anche plasma termico sono convogliati dal nucleo verso lobi esterni.⁴ Le hot-spot rappresenterebbero le regioni dove il materiale contenuto nei jet “urta” contro il mezzo intergalattico, viene frenato formando uno shock e si deposita successivamente nei lobi. Questi jet confermano il modello a flusso continuo (§ 19.11.3), ma mostrano che il processo di trasporto può essere parzialmente inefficiente, ed i getti diventano visibili a causa di perdite radiative di energia lungo la strada.

⁴Come confermato dai “moti propri superluminali” (§ 21.5) che si vedono nelle regioni nucleari.

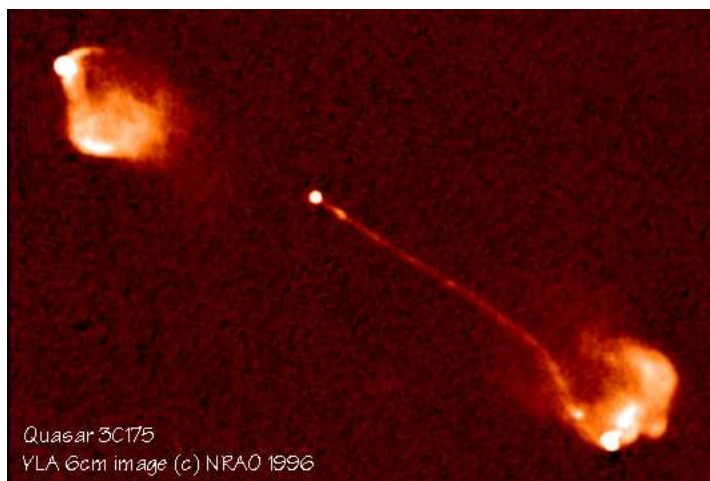


Figura 19.12: Immagine della quasar 3C 175 (FRII, § 19.4.2). Si vede solo il getto a SW, molto collimato (Bridle et al., 1994, AJ, 108, 766; nell’articolo in contorni isofotali)

Bisogna notare che i rapporti fra le luminosità delle diverse componenti possono avere valori molto diversi da sorgente a sorgente. Ci sono casi estremi in cui la luminosità del nucleo è molto maggiore di quella dei lobi (di qualche *ordine di grandezza*), così da rendere difficile la visibilità dei lobi. Queste radiosorgenti vengono chiamate “*core dominated*”. Il loro spettro radio è piatto (è quello del nucleo, $\alpha \gtrsim 0.0$). Radiosorgenti di questo tipo sono in larga prevalenza quasar e (§ 19.5) sono frequenti in cataloghi selezionati a frequenze elevate, $\nu \geq 1$ GHz. Saranno trattate diffusamente nel cap. 21. Le radiosorgenti in cui la luminosità del nucleo è percentualmente debole (diciamo $\lesssim 10\%$) sono chiamate “*lobe dominated*”.

In fig. 19.13 è mostrato, in forma schematica, in funzione della luminosità totale (a 178 MHz), l’andamento medio della luminosità (a 5 GHz) delle varie sottostrutture per le radiosorgenti del catalogo 3CR (*lobe dominated*).⁵ Al crescere della potenza totale mediamente anche la potenza di core, jet, hot-spot e code aumenta, ma cambia il loro contrasto relativamente alla emissione totale. Per esempio in una radiosorgente di 10^{22} watt Hz^{-1} i getti rappresentano $\sim 70\%$, mentre in un oggetto di 10^{27} watt Hz^{-1} essi contribuiscono con $\sim 10^{-4}$ della potenza totale.

Lobi, hot-spot, nucleo e getti sono gli ingredienti principali, anche se non sempre tutti visibili, sui quali si deve basare ogni teoria fisica delle radiosorgenti extragalattiche (spirali escluse) nel loro vasto arco di luminosità radio e dimensioni. Essi sono presenti sia in radiosorgenti potenti come *Cyga* ($P_{408} = 10^{28}$ watt Hz^{-1}) che in radiosorgenti debolissime, come *NGC4472* ($P_{408} = 10^{21}$ watt Hz^{-1}).

Ci sono, ovviamente, variazioni notevoli da un oggetto all’altro, e anche deviazioni dallo schema generale di simmetria, che, però, possono venire considerate più delle “variazioni sul tema” indotte dall’ambiente circostante, che differenze fisiche vere e proprie. Citiamo le più curiose, oltre che interessanti.

– *Radiosorgenti a X (X-shaped)*, mostrano due lobi principali e due strutture ad esse ortogonali, in genere più deboli. Esempi di questa tipologia sono *NGC326* e *B2 0828+32* (fig. 19.14). Si ritiene che i getti che riforniscono i lobi (§ 19.11.3) siano ruotati, a causa di un moto di precessione del nucleo, di un angolo $\geq 30^\circ$ in un tempo dell’ordine di 10^{7-8} anni, o più, nel caso della prima, o che i getti abbiano avuto un improvviso cambio di direzione, nella seconda, per es. perchè la galassia ne ha “fagocitata” un’altra, e dalla direzione NS abbiano ruotato alla direzione NE-SW.

– *Radiosorgenti testa-coda (head-tail e wide angle tail)* come quelle di fig. 19.27 sono interpretate

⁵Per via della selezione a bassa frequenza le sorgenti “*core dominated*” sono molto rare e quindi non rappresentate in figura.

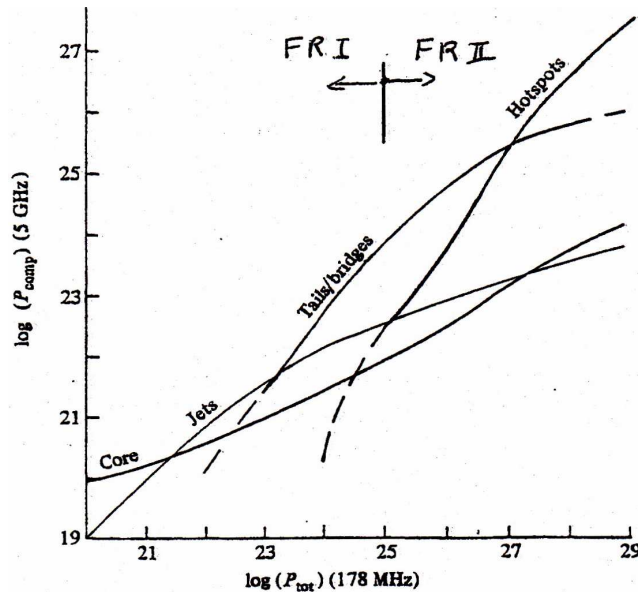


Figura 19.13: Rappresentazione schematica della potenza a 5 GHz delle varie sotto-componenti in funzione della potenza totale per le sorgenti del 3CR (Leahy, 1991, in “Beams and Jets in Astrophysics”, p.100, Cambridge Univ. Press). E’ indicata approssimativamente la potenza che descrimina le due categorie FRI ed FR II (§ 19.4.2)

come dovute al moto della galassia associata alla radiosorgente. Di queste ultime si parla in dettaglio nel § 19.9.

E’ bene notare come una accurata classificazione morfologica richieda la giusta sensibilità dello strumento, una risoluzione adeguata e spesso misure a più frequenze per indagini spettrali. Infatti osservazioni non sufficientemente profonde potrebbero far perdere lobi o code deboli e di bassa brillantezza superficiale, mentre una bassa risoluzione potrebbe non essere in grado di mettere in evidenza strutture fini come core, hot-spot o getti (es., fig. 19.11). Infine osservazioni ad una sola frequenza potrebbero far perdere un nucleo eventualmente autoassorbito a *quella* frequenza.

Si noti, infine, che nelle galassie a spirale non si forma mai struttura doppia e che l’emissione radio non supera mai in dimensioni quella del disco della galassia.

19.4.2 Classificazione Morfologica

Le radiosorgenti estese, o “lobe dominated”, mostrano un cambio drastico in morfologia intorno alla potenza $P_{1.4GHz}^* \sim 10^{24.5}$ watt Hz^{-1} , che è la potenza al di sotto della quale la funzione di luminosità si appiattisce significativamente.

1) Le radiosorgenti più potenti hanno le parti estreme brillanti, (*edge brightened*), (vedi, per es., Cygnus A in fig. 19.8) per la presenza di hot-spot compatte (a volte anche <1 kpc) che in genere sono allineate con grande precisione con l’oggetto ottico centrale. I lobi sono ben separati, più lunghi che larghi, e il rapporto medio fra separazione delle hot-spot, D , e le dimensioni trasversali, d_l , dei lobi è $D/d_l \geq 3 \div 5$, raggiungendo valori ~ 40 se si considera il diametro delle sole hot-spot. Mostrano a volte dei getti deboli e ben collimati, il che fa pensare ad un meccanismo efficiente di trasporto. Spesso si vede un solo jet.

2) Nelle radiosorgenti più deboli le hot-spot sono deboli o assenti. I lobi non sono sempre così ben allineati con l’oggetto centrale; sono in genere piuttosto estesi (“fat”, “grassi”) rispetto alle dimensioni totali della radiosorgente e spesso quasi a contatto. I getti sono sempre bilaterali sulla scala del secondo

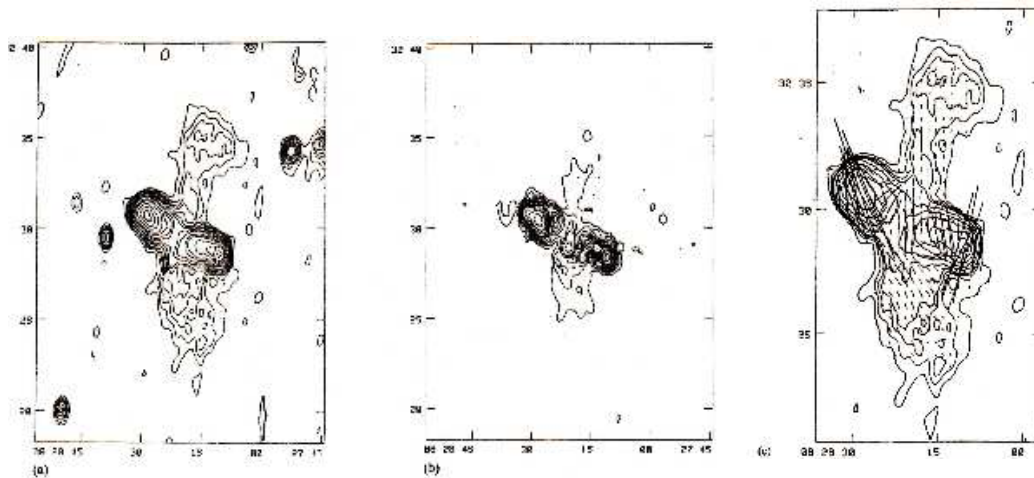
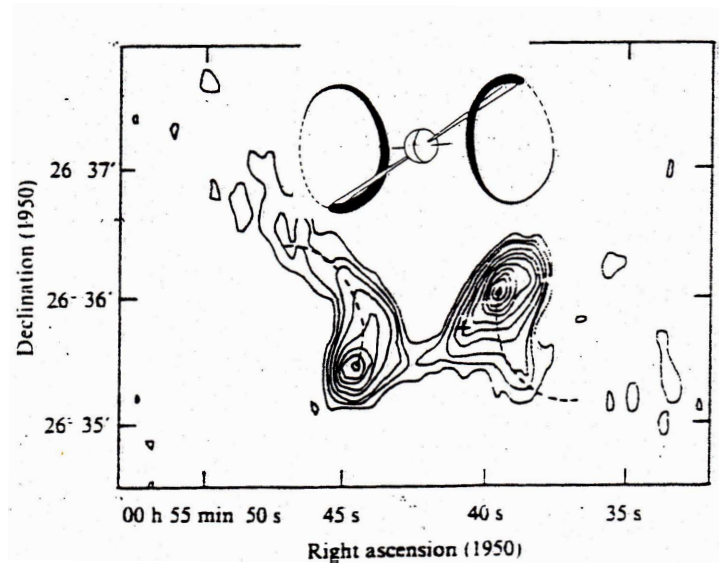


Figura 19.14: Esempi di radiosorgenti in cui la direzione dei getti è cambiata nel corso del tempo: (*in alto*) NGC 326 (Ekers et al., 1978, *Nature*, 276, 588) (schema del fenomeno associato all'immagine radio); (*in basso*) B2 0828+32 a 0.6GHz, in intensità totale (*sinistra*) e in polarizzazione (*centro*). L'immagine a *destra* mostra l'orientazione del campo magnetico sovrapposta all'immagine di sinistra (Parma et al., 1985, *A&A*, 59, 511)

d'arco. Sulle scale dei *mas* osservazioni con *Very Long Baseline Interferometry* (VLBI) hanno mostrato che essi sono invece molto spesso “one sided” (da una parte sola). Sono più brillanti e con angoli di apertura maggiori che nelle radiosorgenti con $P > P^*$, indice che qui il meccanismo di trasporto è meno efficiente. A volte mostrano anche distorsioni, più o meno pronunciate, nella struttura (es: B2 0055+30, fig. 19.15 o 3C31, fig. 19.23). Anche il nucleo radio tende ad essere percentualmente più luminoso. A bassa risoluzione queste caratteristiche li fanno apparire con una brillantezza maggiore nella parte centrale, che poi decresce lentamente allontanandosi dal nucleo. Per questo sono dette, in inglese, *edge darkened*, cioè “scure ai bordi”.

Le due classi portano i nomi di *Fanaroff e Riley II e I* (*FRII e FRI*) dai nomi degli autori che hanno originariamente operato la classificazione (Fanaroff&Riley, 1974, *MNRAS*, 167, 31). Cygnus A è il prototipo di radiosorgente FRII. In fig. 19.15 è mostrato il confronto fra una radiosorgente FRII (3C223) e una FRI (3C296).

Le radiosorgenti di tipo testa-coda (fig. 19.27), discusse nel § 19.9, sono di tipo *FRI*.

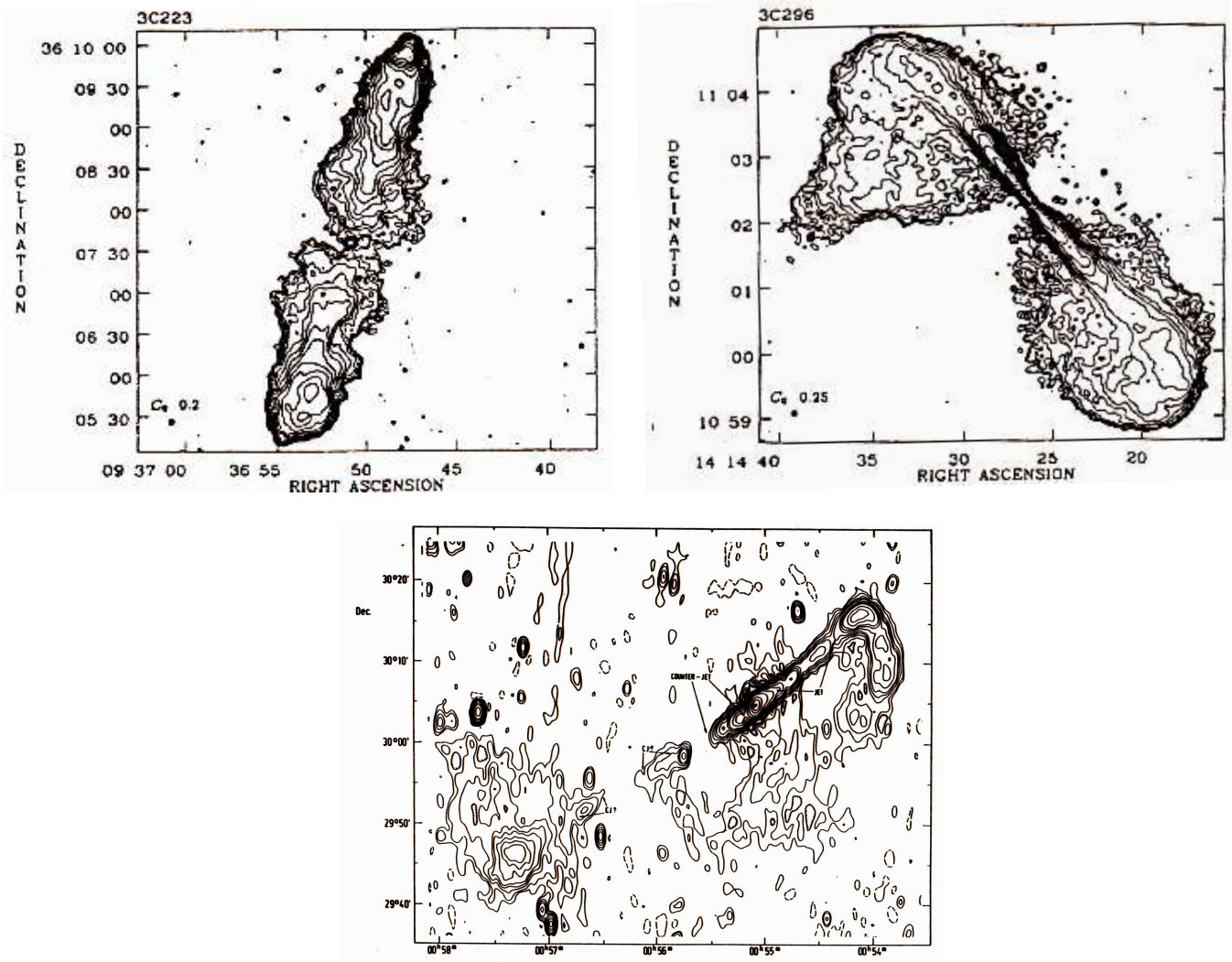


Figura 19.15: (*in alto*) Esempio di radiogalassia *FR II* (a sinistra) e *FR I* (a destra). Si notino, in 3C223, le hot-spot, assenti in 3C296 che, invece, mostra getti simmetrici, molto brillanti, non visibili in 3C223 (Lehay&Perley, 1991, AJ, 102, 537). (*in basso*) B2 0055+30 (*NGC 315*) a 0.6 GHz, *FR I* molto asimmetrica e distorta. La galassia coincide col picco più brillante lungo il getto, a Dec $\approx 30^{\circ}05'$. Notare le discontinuità nel contro-getto diretto a sud-est (Willis et al., 1981, A&A, 95, 250).

Data la loro maggiore luminosità e, come si vede dalla funzione di luminosità di fig. 19.6, minore densità spaziale, le sorgenti *FR II* tendono ad essere associate prevalentemente ad oggetti distanti, sia galassie che quasar. Ci sono però anche esempi di oggetti vicini, come *Cyg A*, che ha un redshift di solo 0.057.

Le strutture radio associate alle quasar sono generalmente di tipo *FR II* ma differiscono un po' da quelle associate alle galassie ellittiche nel senso che nelle quasar il nucleo centrale e i getti sono mediamente di uno o due ordini di grandezza più forti, sia relativamente alla luminosità dei lobi che in senso assoluto. I getti sono asimmetrici in brillantezza, e quasi sempre se ne vede uno solo (fig. 19.12). A differenza delle galassie, presentano spesso marcate distorsioni. I getti inoltre hanno una struttura più discontinua, nel senso che sembrano costituiti di "noccioni" più brillanti (*knot*) all'interno di una emissione diffusa molto più debole anziché da una distribuzione di brillantezza più uniforme.

Uno studio accurato della potenza radio in funzione della magnitudine assoluta in banda *R*, condotto da Owen et al. (1993, "Jets in extragalactic Radio Sources", p. 273, Springer-Verlag),

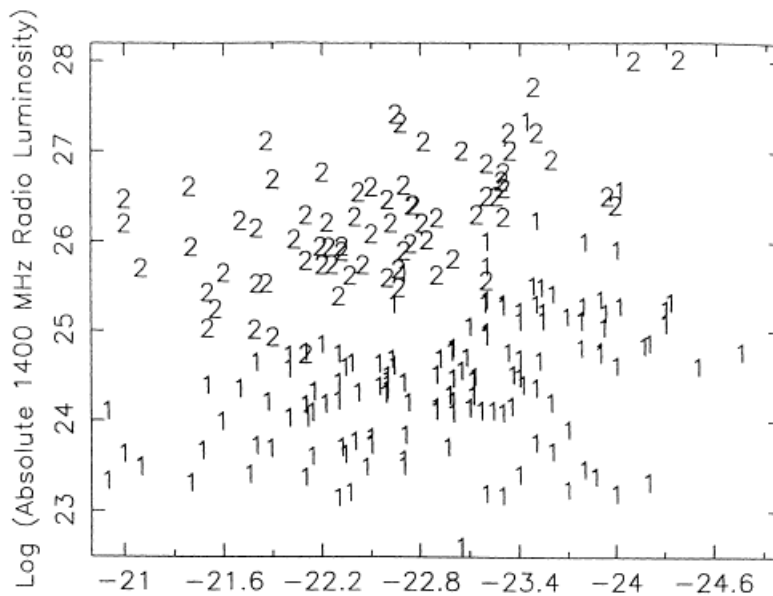


Figura 19.16: Distribuzione della radiosorgenti *FRI* (1) e *FRII* (2) nel piano $P_{1400\text{ GHz}}$ (in figura “Luminosity”) e la magnitudine ottica in banda *R*. La separazione è molto netta: c’è un solo oggetto di tipo (2) mescolato agli (1) e solo alcuni (1) mescolati ai (2) (Owen, 1993, già citato).

ha mostrato che la separazione tra *FRI* ed *FRII* dipende lievemente dalla magnitudine (fig. 19.16). La figura sembrerebbe indicare che le galassie più luminose, e quindi più massicce, possano produrre una *FRII* (e cioè un getto molto collimato) solo se il “motore centrale” è molto potente (§ 22.2).

19.5 Gli spettri radio

Lo studio dello spettro radio fornisce una quantità notevole di informazioni fisiche sulle radiosorgenti. In generale lo spettro totale delle radiosorgenti extragalattiche è ben rappresentato da una legge di potenza del tipo $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$ con $\alpha = 0.8 \pm 0.2$, indice del fatto che l’emissione è di sincrotrone. La distribuzione degli indici spettrali per le radiosorgenti del catalogo 3CR è mostrata in fig. 4.9.

Oltre al picco principale, che contiene la maggior parte delle radiosorgenti, si notano due code non trascurabili di indici spettrali rispettivamente molto piatti e molto ripidi. Da ciò che sappiamo dell’emissione di sincrotrone possiamo ragionevolmente supporre che gli spettri piatti si riferiscano a sorgenti dominate da strutture compatte (*core dominated*), in cui si manifesta il fenomeno dell’autoassorbimento di sincrotrone; quelli ripidi a sorgenti estese e vecchie, in cui lo spettro si è irripidito a causa delle perdite radiative degli elettroni relativistici.

Si noti che la distribuzione degli indici spettrali in un catalogo di radiosorgenti dipende dalla frequenza di selezione del catalogo stesso (vedi fig. 19.17). Cataloghi selezionati a frequenze elevate (per es., il catalogo NRAO a 5 GHz) contengono una proporzione di sorgenti con spettro piatto ($\alpha < 0.5$) maggiore che non cataloghi selezionati a bassa frequenza (es.: i cataloghi 3C, 4C, 6C o B2 e B3). E’ facile dimostrare che, se indichiamo con $P(\alpha)$ e $Q(\alpha)$ le funzioni di distribuzioni degli indici spettrali alle frequenze di selezione ν_1 e ν_2 (con $\nu_1 < \nu_2$), si ha:

$$Q(\alpha) = P(\alpha) \times (\nu_2/\nu_1)^{-(\alpha k)}$$

avendo indicato con k l’esponente della $\text{Log } N - \text{Log } S$, espressa nella forma $N(> S) \propto S^{-k}$, nell’intervallo di flussi interessato.

In un certo numero di radiosorgenti lo spettro devia dalla pura legge di potenza, sia mostrando una curvatura verso il basso a bassa frequenza (*turnover*), sia mostrando forme complesse che si interpretano come la sovrapposizione degli spettri di sottostrutture della radiosorgente che hanno

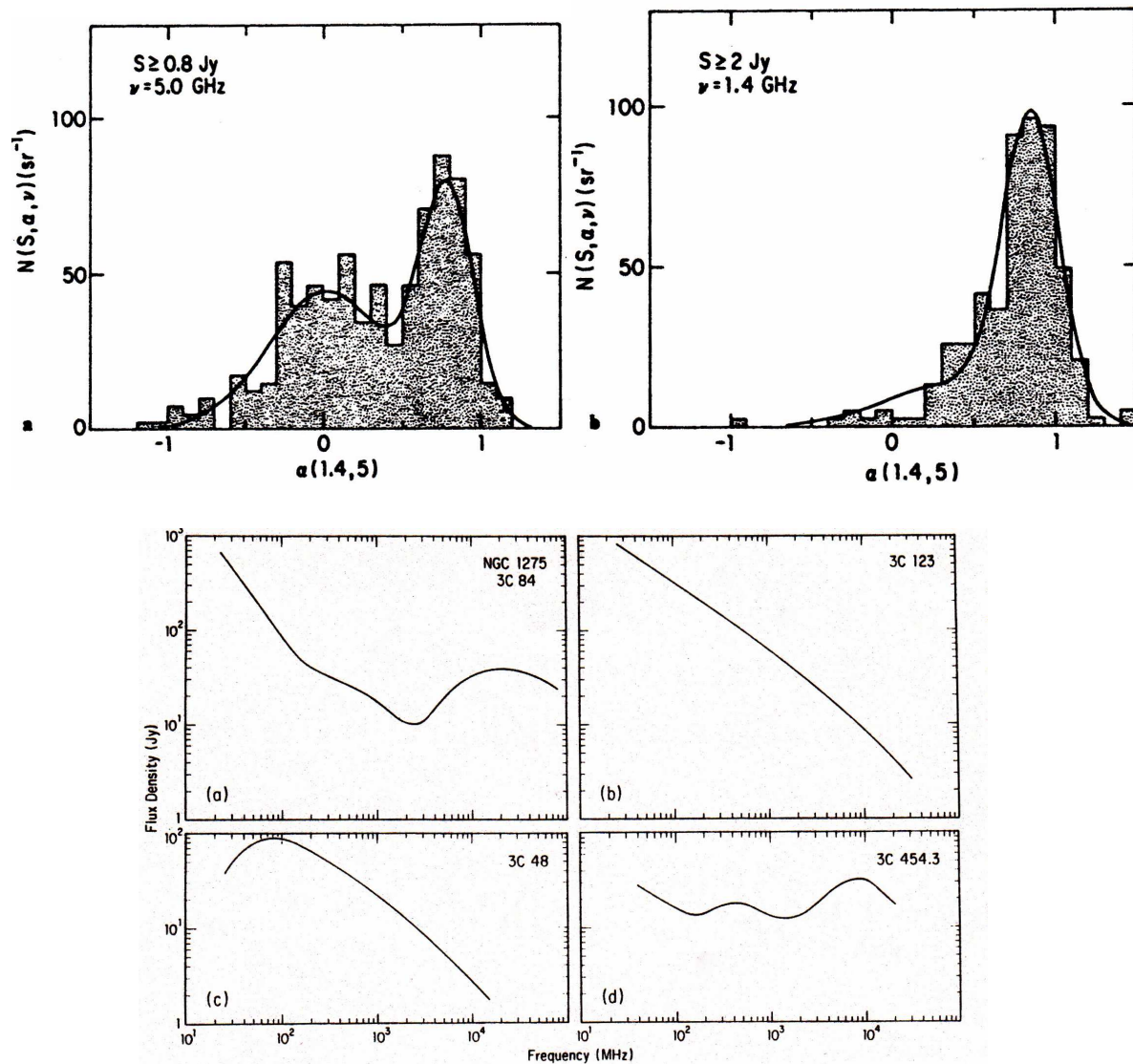


Figura 19.17: (*in alto*) Distribuzione di indici spettrali fra 1.4 e 5 GHz, in cataloghi selezionati a frequenze diverse: a 5 GHz (sinistra, Witzel et al., 1979, AJ, 84, 942); a 1.4 GHz (destra, Condon 1984, ApJ, 287, 461). (*in basso*) Esempi di spettri di radiosorgenti (da “Galactic and Extragalactic Radio Astronomy”, p.570, Verschuur & Kellermann 1988, Springer-Verlag)

caratteristiche fisiche e morfologiche differenti (fig. 19.17; si veda anche fig. 4.13 per una raccolta di esempi più estesa).

In tutti i casi in cui lo spettro della radiosorgente è stato analizzato in dettaglio, si è notato che:

- i*) il nucleo radio ha uno spettro piatto ($\alpha \approx 0.0 \pm 0.2$) o comunque molto più piatto di quello della struttura estesa, o ha una forma a “campana”, indicando che è compatto (o contiene una struttura dominante compatta) e quindi opaco alla sua stessa radiazione in un vasto intervallo di frequenze radio.

- ii*) lo spettro delle hot-spot tende ad essere più piatto ($\alpha \sim 0.5 \div 0.7$) delle regioni immediatamente circostanti.

- iii*) nei lobi lo spettro si irripidisce dalle hot-spot al centro, (figg. 19.18 e 19.19)

- iv*) in genere l’andamento dell’indice spettrale è uguale, entro le incertezze di misura, nei due lobi, ma in qualche radiosorgente si osservano differenze cospicue.

Spectral Index Mapping

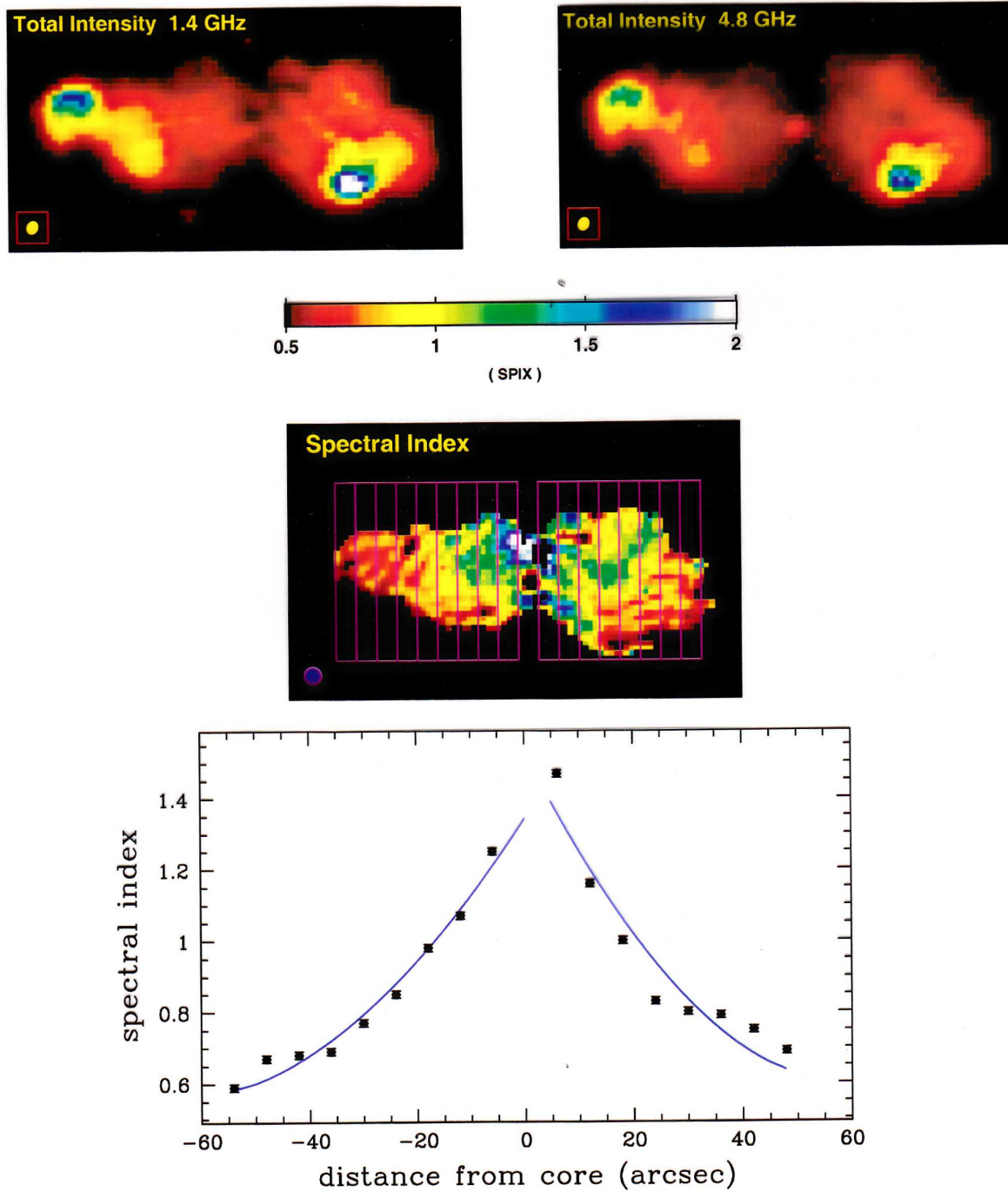


Figura 19.18: In alto le immagini VLA ad 1.4 GHz (*sinistra*) e 4.8 GHz (*destra*) dove è visibile un debole nucleo) di B2 1726+31 (3C 357); in mezzo l'immagine a colori dell'indice spettrale α ($S \propto \nu^{-\alpha}$) – notare il nucleo *nero* ($\alpha = 0$); in basso i valori di α mediati lungo le righe rosse (Murgia??)

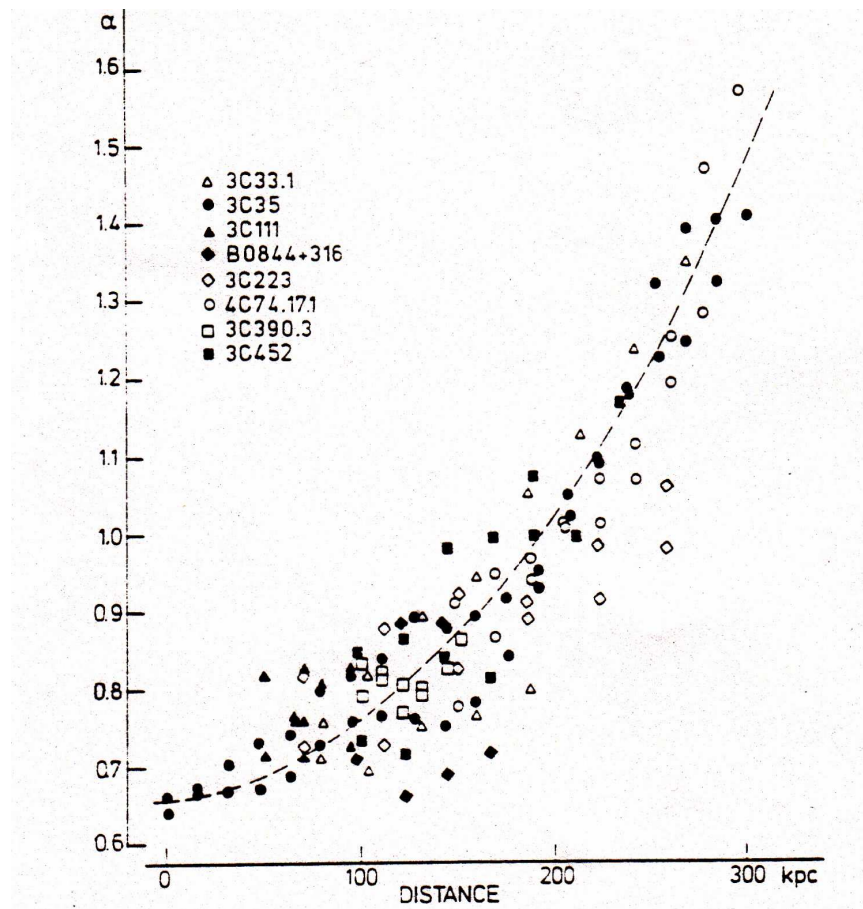


Figura 19.19: Andamento degli indici spettrali α (fra 0.6 e 1.4 GHz, $S \propto \nu^{-\alpha}$) di 8 radiosorgenti *FRII* in varie regioni dei rispettivi lobi in funzione dalla distanza delle hot-spot (da Jagers, 1980, Ph.D. thesis, Leiden Univ.)

19.6 Polarizzazione

Sia le *FRI* che le *FRII* possono mostrare livelli elevati di polarizzazione lineare, in certe zone anche $\gtrsim 50\%$. La percentuale di polarizzazione decresce al crescere della lunghezza d'onda (§ 7.4).

Se la depolarizzazione fosse dovuta a rotazione di Faraday differenziale all'interno della radiosorgente (cap. 7), sarebbe possibile determinare la misura di rotazione interna, $(M.R.)_{int}$, e da essa, con semplici assunzioni sulla geometria della sorgente e con una stima del campo magnetico (§ 19.7), si potrebbe determinare la densità media n_e del gas termico contenuto nei lobi.

Una possibilità alternativa, che ora viene considerata più realistica, è invece che la depolarizzazione sia prodotta esternamente, ad opera di un mezzo disomogeneo, sia in densità che in campo magnetico, che produce rotazioni di Faraday variabili in maniera casuale trasversalmente alla radiosorgente. In questo caso si possono ottenere solo dei limiti superiori per n_e che risultano essere $\sim 10^{-4} \div 10^{-6} \text{ cm}^{-3}$ nei lobi e $\sim 10^{-4} \div 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$ nelle hot-spot (tab. 19.3).

L'angolo del vettore polarizzazione in genere ruota al variare della frequenza di osservazione a causa della rotazione di Faraday che il segnale subisce nell'attraversare la nostra Galassia o in schermi, esterni alla radiosorgente, interposti lungo la linea di vista (per esempio del plasma magnetizzato nelle vicinanze delle sorgente stessa). Correggendo per questo effetto, o facendo osservazioni a frequenze alte ($\gtrsim 5$ GHz) dove la rotazione di Faraday diventa trascurabile, si può determinare l'orientazione intrinseca del vettore di polarizzazione, e quindi del campo magnetico nelle varie parti di una radiosorgente. Si trova che nei lobi il campo magnetico è in genere tangenziale ai bordi dei lobi, sia nelle

FRII che nelle *FRI*, come se fosse avvolto intorno alla radiosorgente. Nelle hot-spot è in genere perpendicolare all'asse radio. L'orientazione invece differisce nei jet delle due classi. La maggior parte delle *FRI* mostrano campi magnetici prevalentemente perpendicolari all'asse del getto, che però possono poi cambiare l'orientazione per diventare prevalentemente paralleli avvicinandosi al nucleo. Nelle *FRII* invece il campo magnetico del jet è solitamente parallelo all'asse per tutta la lunghezza del getto (§ 22.1.4). I nuclei al contrario sono in genere poco polarizzati (cap 21).

Infine dalla percentuale di polarizzazione osservata si può risalire, mediante la (4.33) al rapporto fra campo magnetico ordinato e campo magnetico disordinato.

19.7 Parametri fisici

Calcolare i parametri fisici di una radiosorgente significa determinarne non solo la luminosità e le dimensioni lineari, ma anche il campo magnetico, il contenuto energetico, la pressione interna e la densità del plasma.

Per alcuni di questi, in molti casi l'unica maniera di valutarli è mediante l'assunzione di equipartizione dell'energia (cap. 4). Per la verità non ci sono indicazioni sicure che le radiosorgenti siano in condizione di energia minima, e quindi di equipartizione, così che le stime fatte con questo metodo devono essere prese con cautela. Occorre anche notare che osservazioni ad alta risoluzione di alcune radiosorgenti (e.g. Cygnus A, fig. 19.8) hanno mostrato che la emissione radio non si origina da tutto il volume in maniera uniforme, ma pare in parte localizzata in filamenti che occupano solo una frazione ϕ del volume totale. Questa frazione è detta *filling factor* (fattore di riempimento). Le stime di ϕ sono molto incerte, comprese fra 0.1 e 0.01. Come già detto in § 4.6.1, del filling factor occorre tenere conto nel calcolo dei volumi tutte le volte che si usano le formule di equipartizione, dato che il suo effetto è di diminuire la stima del contenuto energetico totale e di aumentare le stime sia del campo magnetico, H_{eq} , che della pressione interna, p_{eq} .

In fig. 19.20 è raffigurato uno schema a blocchi delle informazioni fisiche che si possono derivare dai dati osservativi delle radiosorgenti.

In tab. 19.3 sono riportati valori caratteristici dei parametri fisici delle radiosorgenti extragalattiche estese e le loro vite medie radiative derivate come discusso in § 19.10.

Tabella 19.3: Ordini di grandezza di parametri fisici tipici

Tipo Morfologico	U_{tot} (erg)	p_{eq} (dyne cm ⁻²)	H_{eq} (gauss)	$\tau_{el}(5GHz)$ (anni)	n_e (cm ⁻³)
<i>FRII</i> hot-spot	$\approx 10^{57}$	$10^{-9} - 10^{-10}$	$10^{-4} - 10^{-5}$	$10^4 - 10^5$	$10^{-4} - 10^{-5}$
<i>FRII</i> lobi	$10^{58} - 10^{61}$	$10^{-11} - 10^{-13}$	$\approx 10^{-5}$	$10^6 - 10^7$	$10^{-4} - 10^{-6}$
<i>FRI</i> lobi	$10^{55} - 10^{59}$	$10^{-11} - 10^{-12}$	$\gtrsim 10^{-6}$	$10^7 - 10^8$	$10^{-4} - 10^{-6}$

19.7.1 Campo Magnetico (stima)

Come detto, di solito H è valutato dalla equipartizione fra energia magnetica ed energia in particelle (§ 4.6, eq. 4.48 e 4.47):

$$H_{eq} \approx 10^{-11} \left(\frac{P_{1.4}(WHz^{-1}) (1+k)}{\phi V(\text{kpc}^3)} \right)^{2/7} \quad (\text{G})$$

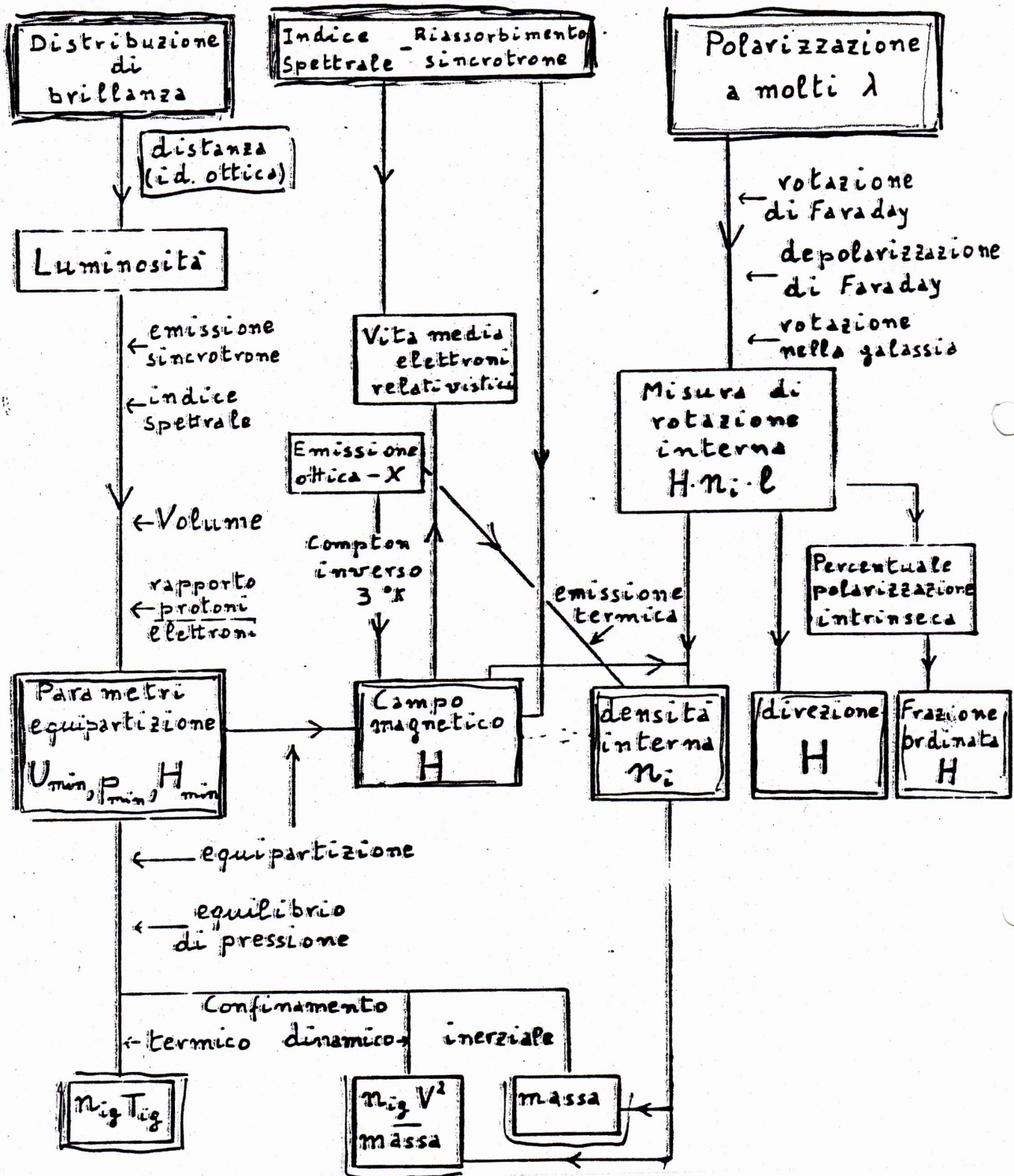


Figura 19.20: Schema dei parametri fisici che si possono valutare a partire da: distribuzione di brillantezza, indice spettrale, redshift e polarizzazione (modificato da uno schema precedente di Miley, 1975, "The Physics of non Thermal Radio Sources", p.1, Kluwer)

$P_{1.4}$ e V sono la luminosità monocromatica a 1.4 GHz (W Hz^{-1}) e il volume (kpc^3) della radiosorgente, k il rapporto fra l'energia associata ai protoni e quella associata agli elettroni (sconosciuto, in genere assunto uguale ad 1) e ϕ è il filling factor, probabilmente minore di uno, come risulta in alcune radiosorgenti ben studiate, tipo Cygnus A (fig. 19.8) e Fornax A (fig. 19.9), ma molto incerto. Nell'espressione precedente si è assunto che lo spettro di energia degli elettroni sia compreso nell'intervallo $\mathcal{E}_{min} \leq \mathcal{E} \leq \mathcal{E}_{max}$ corrispondente all'intervallo di frequenze $10^{-2} \leq \nu$ (GHz) $\leq 10^2$. Tipicamente $0.1 < \mathcal{E}_{min}(\text{Gev}) < 1$, o, equivalente, $10^2 < \gamma_{el} < 10^3$.

Con queste ultime posizioni l'energia interna calcolata è al suo valore minimo possibile.

Se invece si assume che lo spettro di energia degli elettroni si estenda a valori inferiori, dell'ordine di 10 Mev ($\gamma \approx 20$), l'energetica totale e il campo magnetico possono essere superiori di fattori ≈ 3 e 1.7 rispettivamente (vedi § 4.6).

I valori tipici del campo magnetico di equipartizione sono compresi fra 10^{-6} e 10^{-4} Gauss, nei lobi radio, nelle hot-spot e nei getti. Nelle componenti molto compatte (\sim milli-arcsec) invece si può raggiungere anche qualche decimo di Gauss.

Le assunzioni k e $\phi = 1$ minimizzano H_{eq} , come anche la scelta di frequenza minima (o energia minima). Resta poi l'incertezza sulla sull'assunzione stessa di energia minima (o di equipartizione).

Ci sono, però, anche metodi diretti per determinare il campo magnetico:

- 1) misura della luminosità in banda X, per effetto Compton Inverso con i fotoni di origine esterna, nei lobi radio;
- 2) misura della luminosità in banda X, per effetto Compton Inverso con i fotoni della radiazione di sincrotrone (Sincrotron self Compton) nelle "hot spot";
(indichiamo con H_{IC} il valore ottenuto con questi due metodi);
- 3) l'auto-assorbimento di sincrotrone e la misura della luminosità in banda X, per effetto Compton Inverso con i fotoni di sincrotrone per quanto riguarda le componenti compatte nucleari, per le quali la frequenza di auto-assorbimento cade nella banda radio (*SSC*, § 5.3.2).

1) Questo metodo ha trovato applicazione solo in tempi relativamente recenti (seconda metà anni 90 e seguenti), poichè l'emissione X, di C.I., cercata è molto debole e inoltre può essere confusa con emissione X termica da gas caldo nella "atmosfera galattica".

In genere nell'analisi si considerano i fotoni della radiazione cosmologica a 3 K. Dalla misura del flusso X da C.I. si può calcolare H con l'eq. 5.15, che riportiamo:

$$H_{IC}^{1+\alpha} \approx 1.6 \cdot 10^{-16} \cdot (6 \cdot 10^4)^\alpha G(\alpha) \left[\frac{S(\nu_{R0})}{S(\nu_{X0})} \right] \left(\frac{\nu_{R0}}{\nu_{X0}} \right) \quad \text{G}$$

($G(\alpha)$ è una funzione dell'indice spettrale α , i cui valori sono ≈ 0.5).

Il primo risultato credibile è del 1995 e riguarda la radiogalassia Fornax A, la cui emissione da C.I. fu rivelata dal satellite ROSAT (Feigelson et al., 1995, ApJ., 449, L149). Il campo magnetico ottenuto è dell'ordine di $2 \mu\text{G}$, e risulta un fattore $\approx 2 - 3$ inferiore ad H_{eq} .

Altre misure simili su radiogalassie sono seguite negli anni successivi. Ci limitiamo a citare lo studio recente di Croston et al. (2005, ApJ., 626, 733), che riguarda un campione di 33 radiogalassie e quasar (morfologia radio FRII), osservate con i satelliti Chandra e XMM-Newton. Nel 75 % degli oggetti fu rivelata emissione X per C.I. da almeno uno dei lobi. In breve, i risultati sono:

$$0.3 \lesssim \left[\frac{H_{IC}}{H_{eq}} \right] \lesssim 1.3, \quad \text{valore più probabile} \approx 0.7$$

Per calcolare H_{eq} è stato usato $k = 1$ $\phi = 1$ e per le particelle relativistiche $\gamma_{min} = 10$.

C'è quindi una indicazione per H leggermente minore di H_{eq} , e quindi per una prevalenza dell'energia delle particelle sull'energia magnetica. L'energia totale sarebbe superiore a quella minima di un fattore in media $\lesssim 2$, con una dispersione ≈ 0.5 . Un "filling factor" ≈ 0.3 (oppure $k \approx 3$) sarebbe sufficiente per avere accordo fra H_{IC} e H_{eq}

D'altra parte, invece, si può escludere $k \gg 10$, perchè risulterebbe $H_{IC} \ll 0.5 H_{eq}$.

Se il flusso X misurato dovesse contenere un contributo f di radiazione termica (dal gas caldo esterno, § 19.8), allora H_{IC} sarebbe sottostimato per un fattore $\left(\frac{1}{1-f}\right)^{1/(1+\alpha)}$. Tuttavia gli effetti di una sopravvalutazione della luminosità X da C.I. non sembrano molto gravi. Per es., per $f=0.5$ la sottostima di H_{IC} sarebbe un fattore 1.5.

Brunetti et al.(1997, A&A, 325, 898, e studi successivi) hanno considerato, oltre ai fotoni della radiazione cosmologica, fotoni di provenienza nucleare (tipicamente IR), necessari in alcune radiogalassie per rendere conto completamente dell'emissione X da C.I. nei lobi.⁶ I fotoni nucleari sono attribuiti alla presenza di una "quasar nascosta". Nei casi esaminati c'è consistenza con un campo relativamente simile (fattori numerici di qualche unità) ad H_{eq} .

2) In alcune radiogalassie è stata rivelata con chiarezza emissione X dalle "hot spot" (vedi in particolare Carilli et al., 1994, Nature, 367, 713, per Cygnus A, fig. 19.21). L'emissione è spiegata con l'effetto Compton Inverso sui fotoni della radiazione di sincrotrone stessa. Nel caso di Cygnus A

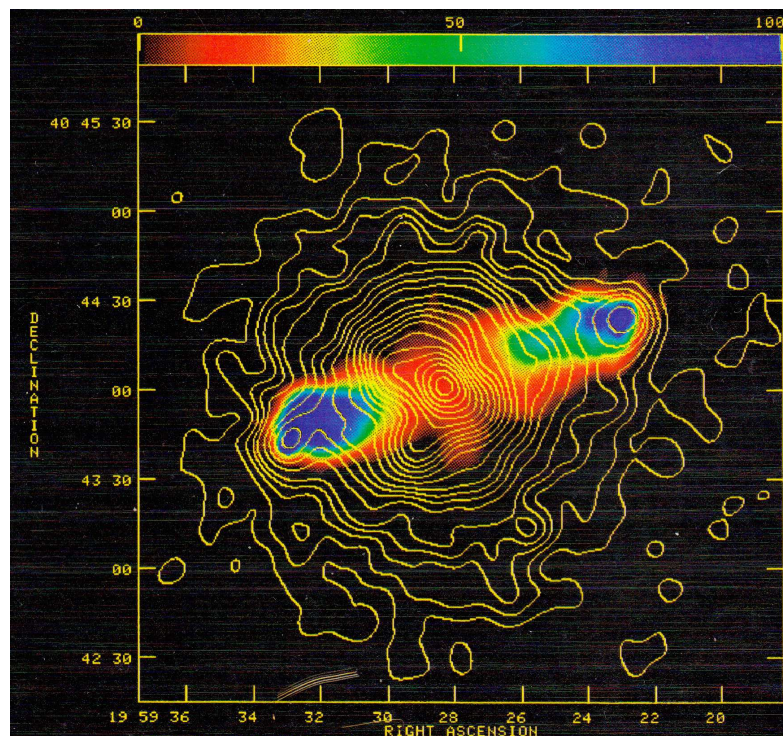


Figura 19.21: Le isofote in giallo rappresentano l'immagine in banda X della regione centrale dell'ammasso in cui risiede Cyg A (fig. 19.8). L'immagine a colori sottostante rappresenta l'emissione radio, a bassa risoluzione. La barra di colori in alto dà la intensità radio, crescente dal rosso al blu. Nella banda X si notano due picchi di emissione in corrispondenza delle hot-spot (Harris et al., 1994, Nature, 367, 713).

i valori di H_{IC} e H_{eq} coincidono entro il 20 %. In altri casi esaminati (vedi per es. Brunetti et al., 2001, ApJ, 561, L157), si riscontra ancora un discreto accordo (entro qualche unità) fra H_{IC} e H_{eq} .

I risultati descritti indicano in maniera convincente che, pur con tutte le incertezze residue, nelle radiosorgenti potenti il campo di equipartizione, entro qualche unità, è una ragionevole valutazione di H .

⁶In questa trattazione è stato necessario sviluppare una variante dell'effetto Compton Inverso, che tenga conto dell'anisotropia dei fotoni.

3) Il valore del campo magnetico si ricava dalla frequenza ν_{max} di riassorbimento di sincrotrone e dal valore S_{max} del flusso a questa frequenza, secondo la relazione (4.29):

$$H \approx 2.5 \times 10^{-5} \nu_{max}^5 (\text{GHz}) S_{max}^{-2} (\text{Jy}) \theta^4 (\text{mas})$$

oppure addirittura dalla parte autoassorbita dello spettro (eq. 4.27).

La relazione precedente si può combinare con quelle che descrivono l'emissione in banda X da self-Compton, e i moti superluminali che si osservano (vedasi § 25.1). Purtroppo in questa relazione H dipende con esponenti così elevati da ν_{max} e θ che, errori anche modesti, sulla loro valutazione si propagano in maniera sensibile sulla determinazione di H . Inoltre compaiono altre incognite, come il fattore di Lorenz γ_{bulk} e l'orientazione del moto rispetto all'osservatore (§ 21.2 e eq. 21.1)

Infine, un *metodo indiretto* per valutare il campo magnetico consiste nel confrontare la pressione interna, magnetica e delle particelle relativistiche, calcolata con l'equipartizione (eq. 4.49), con la pressione del gas esterno, $p_e = 3n_e k_B T$ (n_e e T sono determinabili dallo studio dell'emissione termica in banda X, § 19.8). Questo aspetto sarà esaminato in dettaglio in § 19.8. Qui ci limitiamo a riportarne la conclusione principale, che $p_{eq} \leq 10p_e$.

Quali conclusioni si possono trarre da ciò che abbiamo esaminato?

a) Le misure basate sul C.I. forniscono valori del campo magnetico piuttosto simili al campo di equipartizione, forse di poco inferiori, e comunque, tenendo conto di tutte le possibili incertezze, con un rapporto H_{IC}/H_{eq} ben entro un fattore 2–3.

b) Il confronto fra le pressioni interna ed esterna indica che p_{eq} è inferiore a p_e anche di un ordine di grandezza, il che implica campi magnetici inferiori a quelli di equipartizione per fattori ≥ 4 .

La discrepanza può essere ridotta tenendo conto del fatto che, in larga misura, le p_{eq} presenti nella letteratura sono basate sull'assunzione di una frequenza minima fissata a 10 MHz per lo spettro di radiazione ($\gamma_{el} \geq 500$), mentre i campi magnetici di equipartizione utilizzati per confronto con H_{IC} sono stati calcolati assumendo un'energia minima dello spettro degli elettroni fissata a 5 Mev ($\gamma_{min} = 10$). Come si è già avuto occasione di ricordare, le due assunzioni su γ_{min} comportano una differenza in p_e di un fattore ≈ 3 . Discrepanza ridotta quindi, ma non annullata.

19.7.2 Energia totale e pressione interna

L'energia totale minima contenuta nella radiosorgente si può calcolare nell'ipotesi di equipartizione. Assumendo la frequenza minima dello spettro $\nu_l = 10$ MHz, si ha (eq. 4.45):

$$U_{min} \approx 2.5 \times 10^{41} P_{1.4}^{4/7} V_{kpc^3}^{3/7} \phi^{3/7} (1+k)^{4/7}$$

dove $P_{1.4}$ è la luminosità monocromatica, in W Hz^{-1} a 1.4 GHz, e V_{kpc^3} è il volume in kpc^3 .

I valori tipici per le radiosorgenti estese sono nell'intervallo $10^{57} - 10^{61}$ erg (tabella 19.3)

In condizioni di equipartizione l'energia totale ha una forte dipendenza (come $R^{9/7}$) dalle dimensioni lineari R della radiosorgente o delle sotto-strutture che si considerano, per cui radiosorgenti molto grandi, anche se di bassa luminosità e brillantezza superficiale, potrebbero avere un contenuto energetico assai maggiore di radiosorgenti più luminose e brillanti, come *CygA*. Sembra però che nelle radiosorgenti di maggiore estensione la struttura filamentare possa essere spesso assai cospicua, indicando che $\phi \ll 1$, e ridimensionando quindi il problema energetico che ne potrebbe derivare.

Dalla conoscenza di U_{min} si può derivare la pressione interna minima, p_{eq} , esercitata dalle particelle relativistiche e dal campo magnetico, che è legata alla densità di energia minima $u_{min} = U_{min}/V$ dalla relazione (eq. 4.49, per frequenza minima fissata):

$$p_{eq} = \frac{11}{21} u_{min} \approx 4.5 \cdot 10^{-24} \left(\frac{P_{1.4} (\text{W}/\text{Hz}) (1+k)}{V_{kpc^3}} \right)^{4/7} \phi^{-4/7}$$

(o dalla eq. 4.55 per energia minima fissata). Questa grandezza è importante nello studio delle condizioni di equilibrio dei lobi, hot-spot e getti (§ 19.8).

19.8 Gas ambiente e sua azione sulla dinamica dei lobi

Evidenza diretta che le radiosorgenti sono immerse in un gas caldo deriva sostanzialmente da osservazioni nella banda X , dei satelliti EINSTEIN e ROSAT (e altri), dove l'emissione può essere nel continuo (bremstrahlung) o di riga, nelle linee del Fe molte volte ionizzato. Questo gas può essere associato alla galassia singola, oppure all'ammasso cui la galassia appartiene. Le temperature tipiche vanno da $\approx 10^7$ a 10^8 K. In entrambe le situazioni la densità ha un andamento decrescente in funzione della distanza dal centro (della galassia o dell'ammasso) del tipo:

$$n(r) = \frac{n_0}{[1 + (r/a)^2]^\xi} \quad \text{con } \xi \sim 0.7 \div 1 \quad (\text{legge di King}) \quad (19.2)$$

dove a è chiamato "core radius".

A seconda della estensione della emissione X si parla di:

– Corona galattica

Si manifesta come più o meno intensa sorgente X di tipo termico, associata ad una singola galassia (fig. 19.22) e che si estende su dimensioni maggiori della immagine ottica (Forman et al., 1985, ApJ, 293, 102).

In questo caso i parametri della (19.2) sono: $a \approx 1$ kpc, e $n_0 \approx 0.1 - 1 \text{ cm}^{-3}$. La temperatura è $T \approx 10^7$ K per cui la pressione termica di questo gas, p_e , è dell'ordine di $10^{-10} - 10^{-13} \text{ dyne cm}^{-2}$, a seconda della distanza dal centro.

– Gas Intergalattico in un ammasso di galassie.

Un esempio è riportato in fig. 19.23. Il fattore di scala nella (19.2), è $a \approx 100$ kpc e la densità del gas al centro dell'ammasso è $n_0 = n_{ig} \approx 10^{-3} - 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$. Dato che la temperatura $T_{ig} \approx 10^7 - 10^8$ K questo gas esercita una pressione $\approx 10^{-13} \text{ dyne cm}^{-2}$.

La presenza di questo gas, sia esso quello di una corona galattica e/o di un ammasso di galassie, ha un ruolo determinante sull'evoluzione dinamica della radiosorgente, che si espande all'interno di esso, in quanto esercita su di essa: a) la pressione termica, statica, del gas caldo e b) una pressione dinamica, *ram pressure*, dovuta al moto di avanzamento ed espansione della radiosorgente stessa.

Ne esaminiamo gli effetti.

a) La pressione *statica*, termica, dipende solo dalla temperatura T_{ig} e dalla densità numerica n_{ig} delle particelle del gas interstellare o intergalattico responsabile della emissione X ed è data da:

$$p_e = 2(\Gamma - 1) \frac{3}{2} n_{ig} k_B T_{ig} = 2n_{ig} k_B T_{ig} \quad (\Gamma = 5/3) \quad (19.3)$$

(il fattore 2 deriva dal fatto che si assume un ugual numero di protoni ed elettroni per cm^3).

Ci si deve aspettare che la pressione interna nei lobi radio sia maggiore di quella esterna, poichè i lobi si espandono nel mezzo esterno, rimuovendolo dal volume che vanno via via occupando (fig. 19.24). La pressione interna minima è quella di equipartizione (eq. 4.49), per cui è importante confrontarla con p_e .

Analisi di questo tipo hanno delle incertezze. Per quanto riguarda le *corone galattiche*, è necessario avere una buona risoluzione spaziale e una elevata sensibilità a brillanze deboli per poter ricostruire la distribuzione spaziale (eq. 19.2) del gas caldo, cosa possibile per lo più per radiosorgenti vicine.

Per quanto riguarda il *gas intergalattico*, delle singole galassie si conosce solo la distanza proiettata sulla sfera celeste dal centro dell'ammasso e non la distanza tridimensionale.

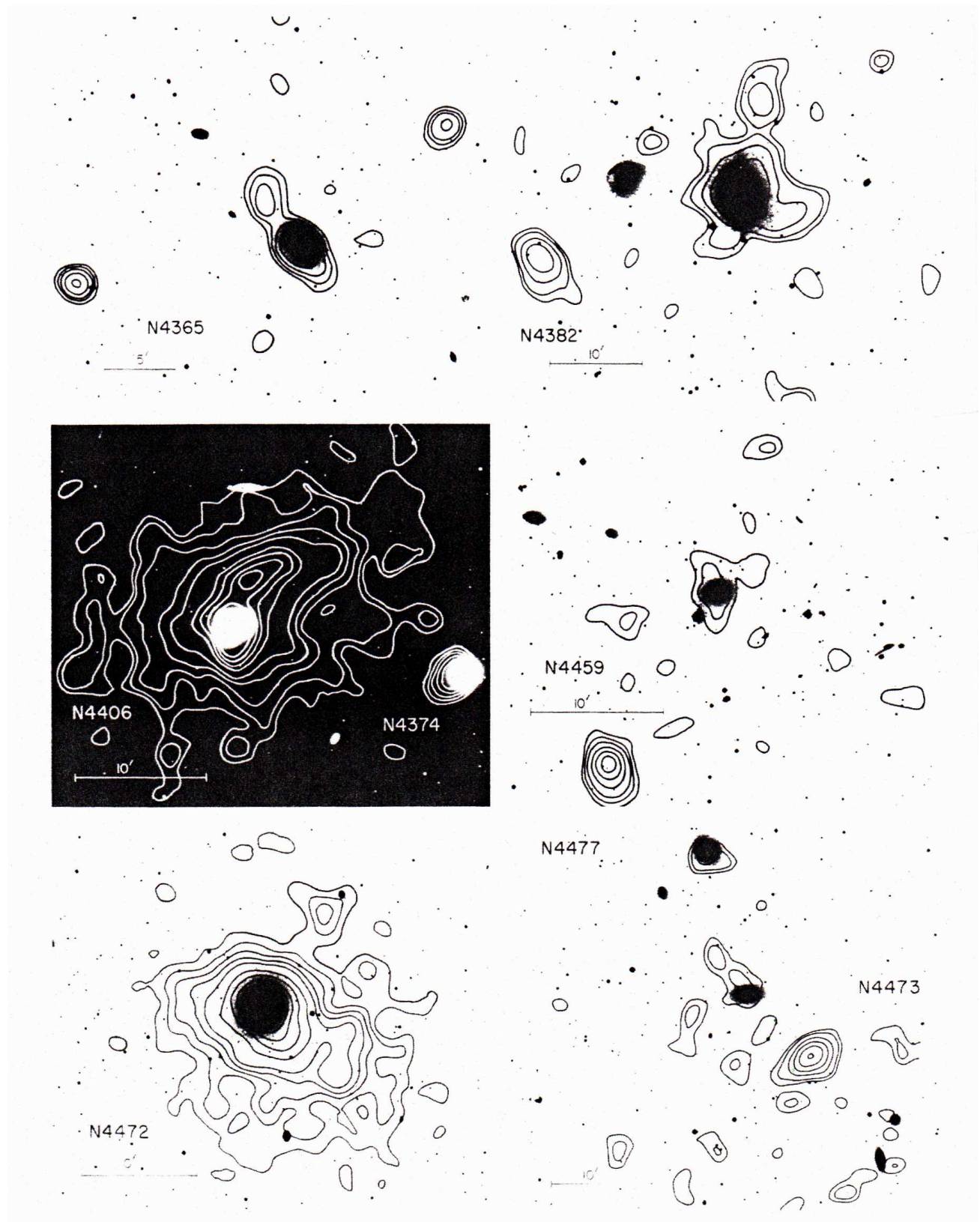


Figura 19.22: Esempi di corone galattiche (Forman et al., 1985, referenza citata). I contorni rappresentano l'emissione X.

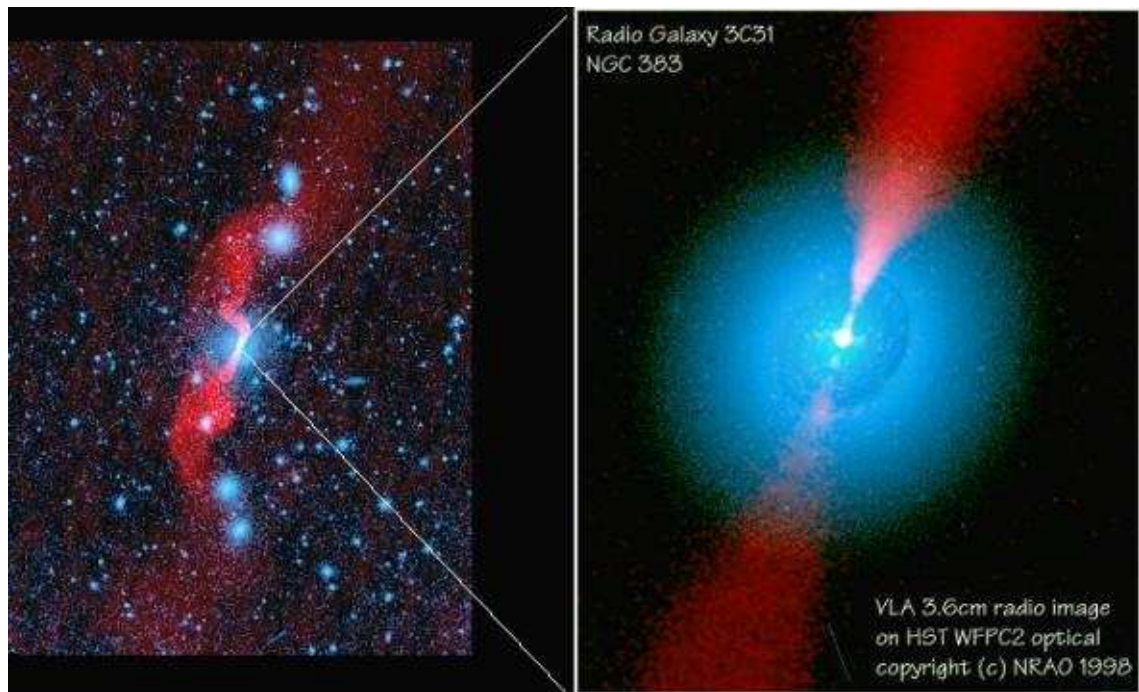
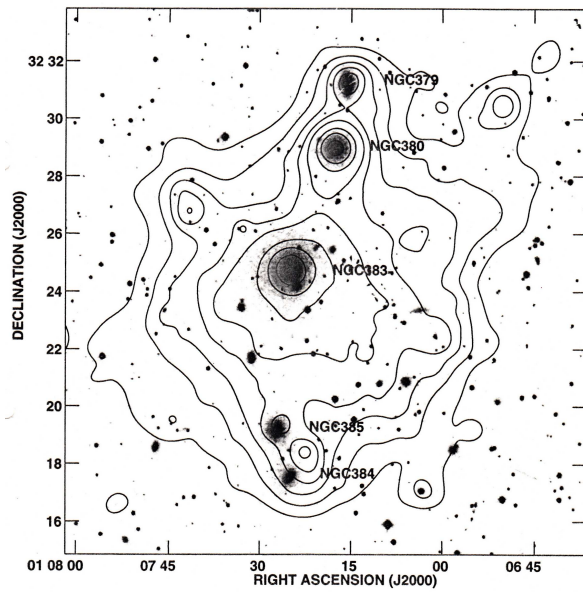


Figura 19.23: In *alto* emissione X (isofote), che mostra l'emissione diffusa del gas intergalattico intorno alla catena di galassie centrata su *NGC383*, sovrapposta all'immagine ottica. Si vedono chiaramente anche le corone galattiche intorno a *NGC383*, *NGC380* e *NGC379* (Trussoni et al., 1997, A&A, 327, 27). In *basso* radiosorgente 3C 31, associata a *NGC383*. Notare l'emissione radio distorta forse dalla presenza delle altre galassie. A *destra* immagine radio-ottica del getto della radiosorgente (Laing et al., 2008, MNRAS, 386, 657; nell'articolo in contorni isofotali).

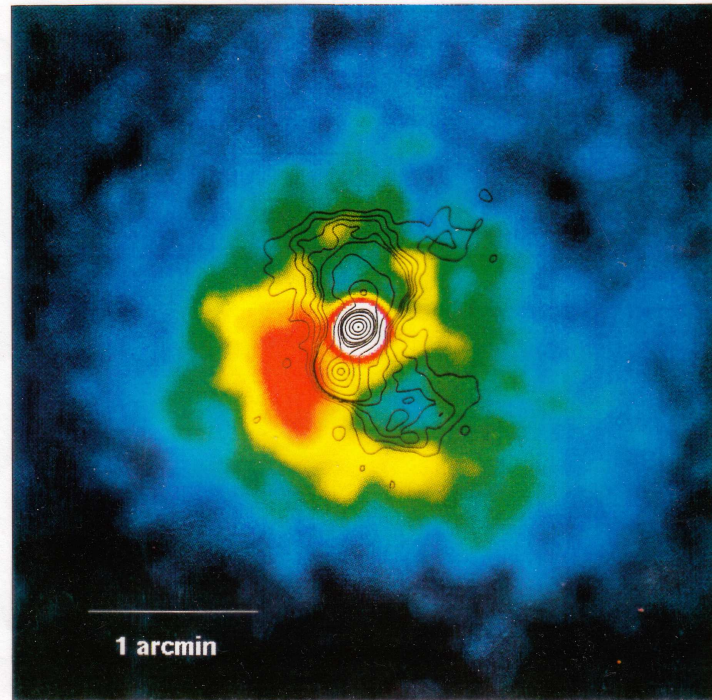


Figura 19.24: Immagine ROSAT della regione centrale di Perseo, intorno a *NGC1275* dove i lobi della radiosorgente associata, *3C 84* (contorni neri), espandendosi nel mezzo hanno spazzato via il gas caldo, creando così dei “buchi” nella emissione *X*. L’immagine X-ottico-radio dell’ammasso è riportata in fig. 19.26 (Bohringer et al., 1993, *referenza citata*).

Questo comporta in molti casi notevoli incertezze nella valutazione della pressione del gas in cui si trova la radiosorgente (§ 19.9).

In radiosorgenti di alta luminosità si è ritenuto a lungo che p_{eq} fosse maggiore di p_e . Tuttavia Carilli et al. (1994, *MNRAS.*, 270, 173) trovano che in Cygnus A, una delle radiogalassie più potenti, $p_{eq} \approx 0.2p_e$. Questa discrepanza può essere ridotta tenendo conto del “filling factor” ($\ll 1$, ma posto uguale a 1 nel calcolo di H_{eq}) e assumendo che lo spettro di energia degli elettroni si estenda a energie minori di quanto assunto ($\gamma \approx 200$). Alternativamente si deve richiedere una deviazioni da H_{eq} di un fattore ≈ 3).

In radiosorgenti di luminosità medio-bassa la pressione interna sembra inferiore a quella esterna, per fattori di qualche unità, fino anche ad un fattore ≈ 10 (Morganti et al., 1988, *A&A*, 189, 11; § 19.9). Certamente la pressione esterna è molto inferiore nelle hot-spot, che devono essere confinate da un processo diverso, che è la *ram pressure*.

b) La pressione *dinamica*, detta *pressione d’ariete* o *ram pressure* (de Young&Axford, 1967, *Nature*, 216, 129) dipende dalla velocità v con cui un lobo si espande (v_{exp}) o la sua testa (hot-spot) avanza (v_{sep}) nel mezzo intergalattico, di densità ρ_{ig} , ed è data da:

$$p_{ram} = \rho_{ig}v^2 \quad (19.4)$$

Essa agisce sulla dinamica dei lobi a due livelli: *i*) regola la velocità con cui i lobi avanzano, separandosi dal nucleo (v_{sep}) e ne confina la parte anteriore mediante la componente di v_{sep} perpendicolare alla superficie del lobo (fig. 19.33), che assume quindi la forma approssimativamente ovoidale che si osserva; *ii*) contrasta l’espansione dei lobi, determinandone la velocità v_{exp} , qualora $p_e \ll p_{int}$.

Assumendo che la pressione interna nelle hot-spot sia p_{eq} , se si conosce la densità del mezzo esterno, si può calcolare (eq. 19.4) la velocità *istantanea* di avanzamento dei lobi. Questa velocità può essere diversa dalla velocità media con cui il lobo è avanzato durante la sua vita, per cui una valutazione dell’età della sorgente basata sulla “ram-pressure” dovrebbe essere considerata come ordine di grandezza.

Per valutazioni migliori si dovrebbe tenere conto della diminuzione della densità esterna con la distanza e avere un modello per la pressione delle “hot spot” con la dimensione della sorgente.

Come esercizio, supponiamo che la densità del gas segua l’eq. 19.2 con $\xi = 1$ e che $p \propto z$, cioè

$$p_h(z) = p_h^* \left(\frac{z^*}{z} \right)^2$$

dove p_h^* e z^* sono la pressione e la distanza dal centro all’epoca in cui la sorgente è osservata e p_h e z le quantità corrispondenti a un tempo generico (modello conico del getto). Allora, ponendo $v_{sep} = dz/dt$, l’eq. 19.4 diventa:

$$\frac{dz}{dt} \left[\frac{n_0 m_p}{1 + (z/a)^2} \right]^{1/2} = \left[p_h^* \left(\frac{z^*}{z} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (19.5)$$

Tale equazione può essere facilmente integrata (cambio di variabile $x = 1 + (z/a)^2$) e, ponendo $\tau_{ram} = \frac{n_0 m_p}{p_h^* (z^*)^2}$ si ottiene:

$$\begin{aligned} z(t) &= a \left[\left(\frac{t}{\tau_{ram}} + 1 \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \\ v &= \frac{dz}{dt} = \frac{a}{\tau_{ram}} \frac{(t/\tau_{ram}) + 1}{\sqrt{[(t/\tau_{ram}) + 1]^2 - 1}} \end{aligned} \quad (19.6)$$

Si vede facilmente che:

- i) per $t \ll \tau_{ram}$ il moto è decelerato: $z \approx 1.4 a (t/\tau_{ram})^{1/2}$
- ii) per $t \gg \tau_{ram}$ il moto è uniforme: $(z \approx (a/\tau_{ram}) t$

Ovviamente ci possono essere altre scelte di parametri, che comportano altre soluzioni, più o meno diverse.

19.9 Radiosorgenti in ammassi di galassie

Nelle figg. 19.25 e 19.26 sono mostrate le immagini radio degli ammassi A2256 e Perseo. In esse si vedono numerose radiosorgenti la maggior parte delle quali hanno caratteristiche atipiche rispetto quelle che non sono in ammassi.

Le tipologie principali delle radiosorgenti associate alle galassie di ammasso sono quelle di *head-tail* (H-T) e *wide angle tail* (WAT) (quattro in A2256 e due in Perseo).

Inoltre sono presenti radiosorgenti di grandi dimensioni, apparentemente non associate ad alcuna galassia.

Da una analisi statistica su alcune decine di ammassi ben studiati nella banda radio risulta che $\approx 2/3$ delle radiosorgenti con dimensioni ≥ 50 kpc (esterne alla corona galattica e circondate dal gas integalattico) hanno struttura di tipo *head-tail* o WAT. La morfologia *doppia classica*, che fuori dagli ammassi di galassie è largamente dominante ($\geq 80\%$) è nettamente minoritaria.

Le radiosorgenti non associate a galassie, si distinguono in due sotto-tipi: i) gli *aloni*, nella regione centrale dell’ammasso, di morfologia tondeggiante; ii) i cosiddetti *relitti* (denominazione storica) localizzati nelle periferie degli ammassi e con strutture arcuate.

Descriviamo le varie tipologie.

– *Head-Tail* e *Wide Angle Tail*

Sono caratterizzate da una regione brillante di emissione che coincide con una galassia, (*testa*), ed una *coda* lungo la quale la brillantezza diminuisce, spesso in modo irregolare, allontanandosi dalla galassia. Spesso queste radiosorgenti sono doppie, sia nella testa che nella coda (fig. 19.27). I due rami della

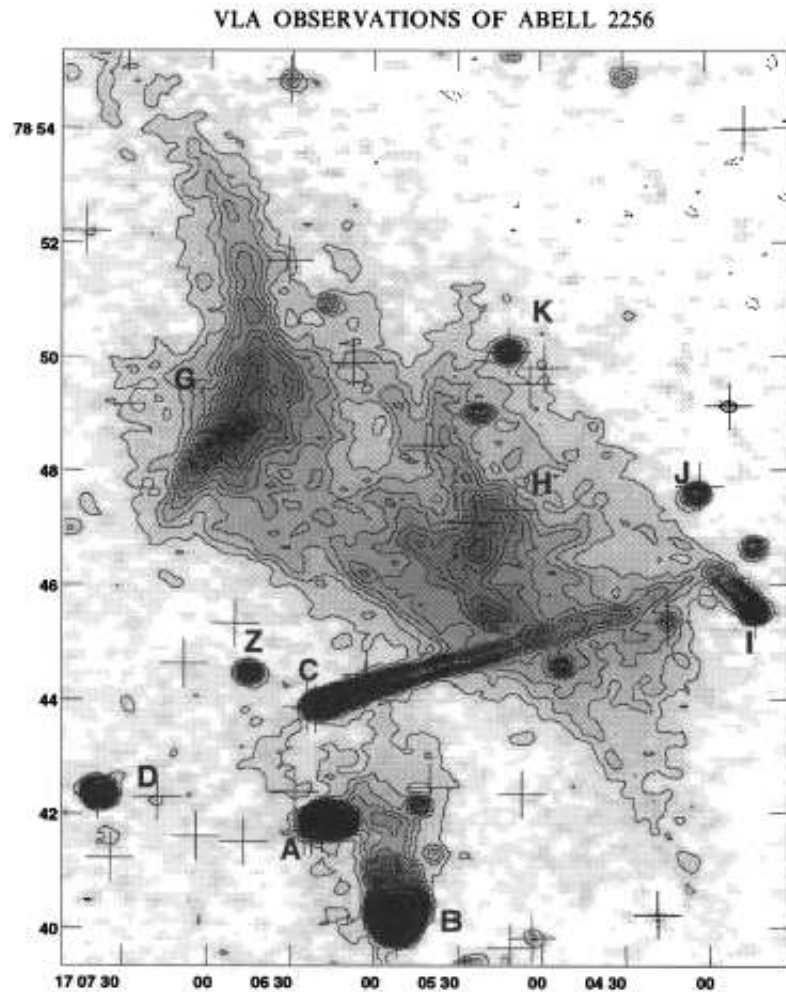


Figura 19.25: Immagine VLA a 1.465 GHz (Röttgering et al., 1994) di Abell 2256 ($\sim 17 \times 14$ arcsec di risoluzione). Le radiosorgenti indicate con *A, B, C, I* sono definitivamente testa-coda. Notevole è la *C*, di lunghezza proiettata ~ 700 kpc e straordinariamente stretta e diritta. Le regioni *G* ed *H*, credute in origine sovrapposizione di code, non sono associate ad alcuna galassia dell'ammasso (aloni/relitti, vedi testo). I toni di grigio sono usati qui per visualizzare meglio le emissioni diffuse. Le croci indicano galassie dell'ammasso.

codice tendono a divaricarsi. Se l'angolo di apertura è piccolo ($\leq 10^\circ$) vengono chiamate "testa-coda, head-tail" (H-T, o anche NAT per "narrow angle tail"). Se l'angolo è maggiore sono chiamate "wide angle tail" (WAT).

Le prime radiosorgenti H-T, nell'ammasso di Perseo, scoperte nel 1968 (Ryle&Windram, MNRAS, 138, 1), furono comprese solo alcuni anni dopo (Miley et al., 1972, Nature, 237, 269). La loro origine va attribuita al moto supersonico della galassia nel mezzo circostante (vedasi anche Jaffe&Perola, 1973, A&A, 26, 423). In questa situazione la struttura radio, che altrimenti sarebbe di una doppia classica, viene fortemente deformata dalla "ram pressure del vento" sentito dai lobi durante il moto della galassia attraverso il gas intergalattico. Il getto, esposto ad un flusso di quantità di moto trasversale alla direzione dei getti, viene piegato all'indietro, e le particelle relativistiche, anziché imbozzolarsi intorno ai getti, formando i lobi radio come nelle radiosorgenti doppie, vengono lasciati indietro, come una scia, dal moto della galassia. In altre parole queste radiosorgenti sono una deformazione delle radiosorgenti doppie classiche.

Naturalmente ci si aspetta che tutte le code delle H-T siano doppie. Tuttavia, a seconda dell'orientazione rispetto alla linea di vista, i due rami della coda possono sovrapporsi per proiezione nel qual caso

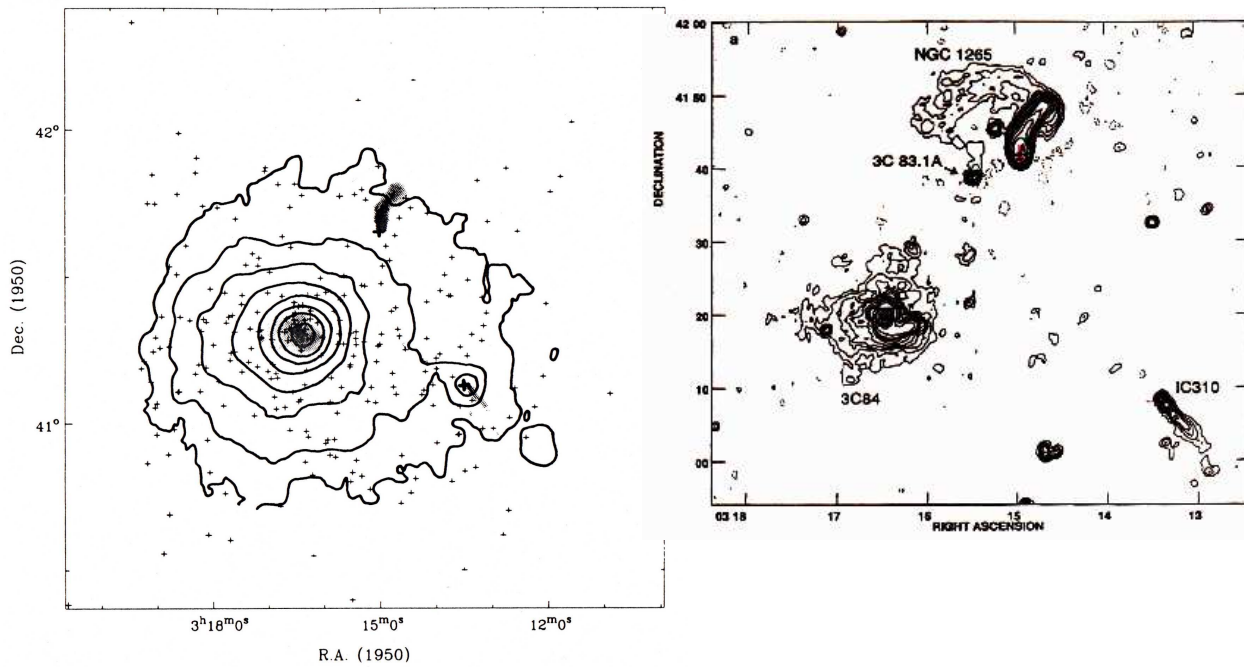


Figura 19.26: A *sinistra* i contorni rappresentano l'emissione X dell'ammasso del Perseo. Le crocette indicano le posizioni delle galassie, in grigio le radiosorgenti h-t e il "mini-halo" (vedi didascalia in fig. 19.25). A *destra* l'immagine VLA a 330 MHz, alla risoluzione di 50×50 arcsec. Il mini-halo è centrato su NGC1275/3C84, la radiosorgente associata a NGC1265 è mostrata in dettaglio in fig. 19.27.

la coda appare singola.

La particolarità di queste radiogalassie permette di fare valutazioni che negli altri casi non sono possibili.

Le osservazioni ottiche spettroscopiche permettono di ottenere la velocità radiale della galassia (proiezione della velocità lungo la linea di vista), sottraendo alla quale *la velocità di recessione dell'ammasso* si ottiene la velocità radiale con cui la galassia si muove nel mezzo intergalattico. Le velocità radiali delle galassie associate ad una radiosorgente head-tail sono fra le più elevate all'interno degli amassi, di molte centinaia fino a qualche migliaio di km sec^{-1} , mentre nel caso delle WAT le velocità sono alquanto inferiori. La maggiore o minore velocità della galassia determina l'ammontare del "ram pressure" che piega di più o di meno la struttura radio, che altrimenti sarebbe dritta, producendo "H-T" o "WAT". Per es., la galassia NGC1265 dell'ammasso di Perseo, cui è associata la H-T 3C83.1 (fig. 19.27) ha una velocità radiale rispetto all'ammasso di 2000 km/s.

Per orientazioni non estreme della head-tail rispetto alla linea di vista il rapporto fra la lunghezza misurata della coda (che è quella proiettata sulla sfera celeste), e la velocità radiale della galassia permette di determinare l'età di ogni regione della radiosorgente (a meno di un fattore numerico ($\tan(\alpha)$, dove α è l'angolo fra la direzione, in tre dimensioni, della coda e la linea di vista) e metterla a confronto con quella dedotta dalla teoria di sincrotrone, sulla base dell'irripidimento dello spettro lungo la coda. Da tale confronto risulta che gli elettroni che irradiano nelle code sembrano più giovani di quanto dedotto dalla velocità della galassia. Questo starebbe ad indicare che anche all'interno dei plasmoidi più vecchi possono esistere meccanismi di riaccelerazione. Si pensa che possa trattarsi di accelerazione di Fermi in regioni di alta turbolenza.

Feretti et al. (1992, A&A, 265, 9) hanno studiato un campione di 27 galassie testa-coda (§ 19.9) in ammassi di galassie per i quali esistevano osservazioni in banda X (§ 19.8). Da queste è possibile dedurre la temperatura e, dal profilo della brillantezza X, la distribuzione della densità del gas e, quindi,

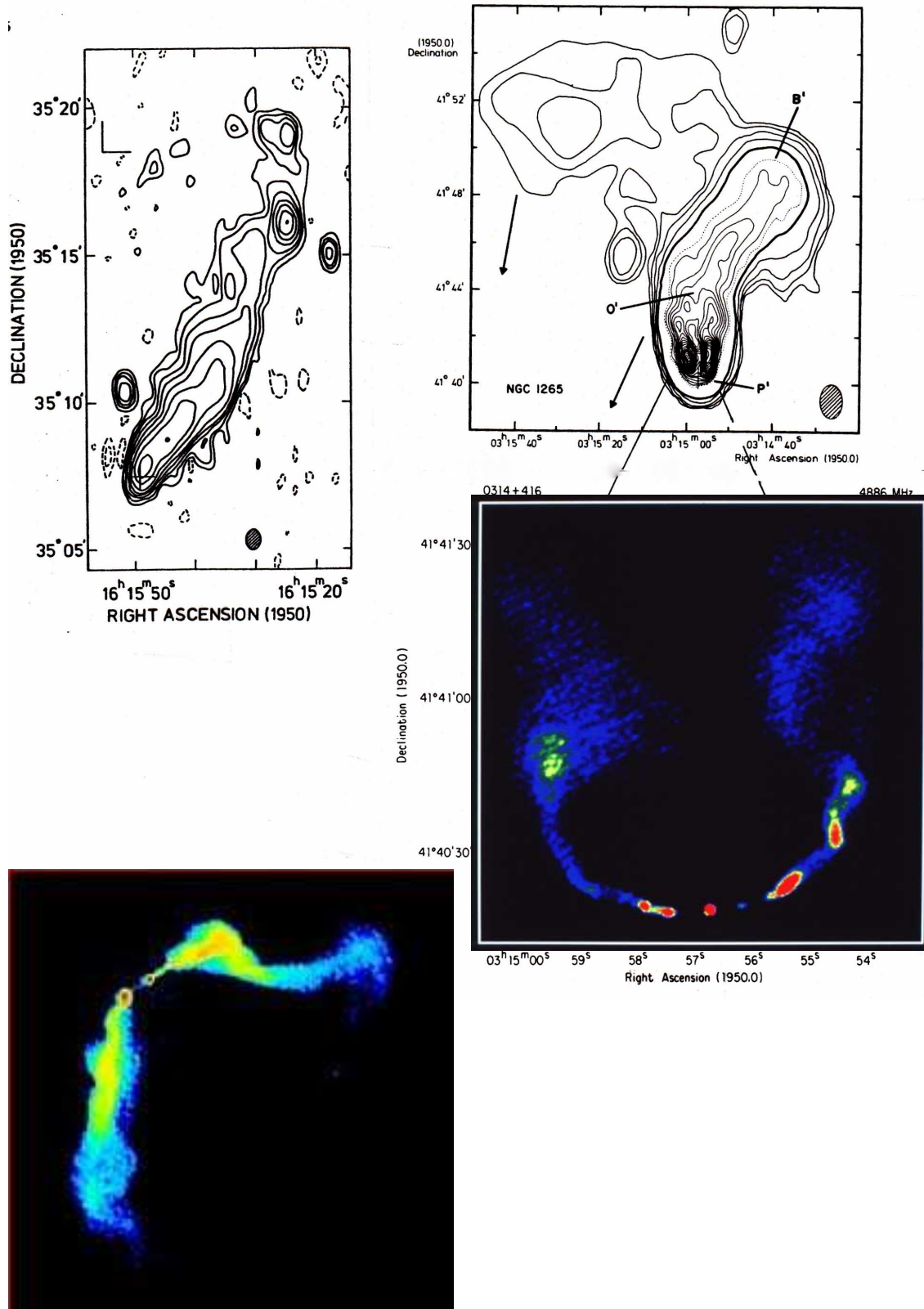


Figura 19.27: Le radiosorgenti 3C83.1 (NGC1265), a destra (vedi anche fig. 19.26), B2 1615+35 (H-T; Ekers et al., 1978, A&A, 69, 253) a sinistra in alto e 3C 465 (WAT) a sinistra in basso

della pressione termica (p_e) in funzione della distanza dal centro dell'ammasso. Questa è confrontata con la pressione interna, p_{eq} , in fig. 19.28.

Dal confronto la pressione esterna risulta di 1–2 ordini di grandezza superiore a p_{eq} e suggerisce che in queste radiosorgenti la pressione interna sia $> p_{eq}$ e cioè che *non* si sia in condizione di equipartizione dell'energia. Bisogna, però, tenere conto degli effetti di proiezione. La distanza della radiosorgente dal centro dell'ammasso, riportata in figura, è quella proiettata nel cielo e quindi sottostima, anche fortemente, la distanza vera. Di conseguenza la pressione termica esterna, calcolata con la distanza proiettata, è una sovrastima della pressione esterna. Applicando delle correzioni di tipo statistico, la discrepanza si riduce parecchio, ma resta pur sempre di un fattore 5–10.

Le sorgenti testa-coda sono presenti prevalentemente negli ammassi di galassie più ricchi, dove le velocità delle galassie sono più elevate perchè la buca di potenziale gravitazionale è più profonda.

Si trovano però, anche se con minor frequenza, in piccoli gruppi di galassie. La H-T B21615+35 (fig. 19.27) è proprio un caso di questo genere (Ekers et al, 1978, A&A, 69, 253).

Ciò costituisce un'indicazione che anche in piccoli gruppi esiste abbastanza gas intergalattico per produrre radiosorgenti H-T.

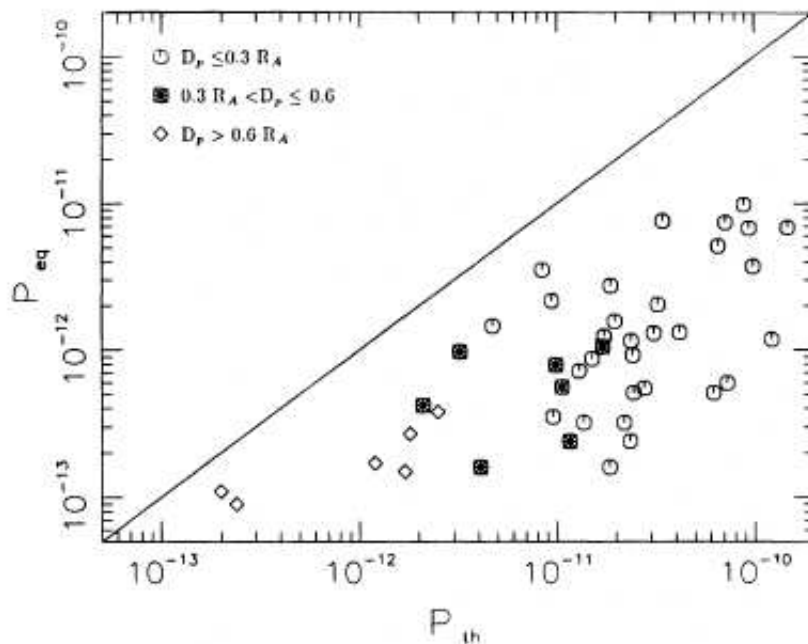


Figura 19.28: Confronto fra p_{eq} e p_e (in figura P_{th}). I diversi simboli rappresentano misure effettuate a diverse distanze (proiettate) dal centro dell'ammasso, in unità di “raggi di Abell” ($R_A = 2 \text{ Mpc}$ per $H_0 = 0.75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). La linea continua rappresenta $p_{eq} = p_{th}$. Chiaramente $p_{th} > p_{eq}$ per tutti gli oggetti (Feretti et al. 1992, *referenza citata*). Vedi discussione nel testo.

Le caratteristiche fisiche delle radiosorgenti testa-coda possono essere così riassunte. Se v_g è la velocità con cui si muove la galassia, e ρ_{ig} è la densità del mezzo esterno, la pressione interna nella testa (t), che possiamo valutare mediante la densità di energia interna di equipartizione, è determinata dall'equilibrio con la ram pressure:

$$p_t \approx \frac{1}{3} u_t = \rho_{ig} v_g^2 = n_{ig} m_p v_g^2 \quad (19.7)$$

Nella coda, invece, il confinamento è statico e la pressione interna è:

$$p_c \approx \frac{1}{3} u_c = 2n_{ig} k_B T = 2n_{ig} m_p \frac{c_s^2}{\Gamma} \quad (19.8)$$

dove c_s è la velocità del suono nel mezzo intergalattico. Il rapporto

$$\frac{p_t}{p_c} \approx \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{v_g}{c_s} \right)^2 = \Gamma M^2 / 2 \quad (19.9)$$

fornisce il numero di Mach della galassia. Poichè p_t e p_c sono determinabili dalle osservazioni radio, se la velocità v_g della galassia è nota, dalla (19.9) si ricava c_s , e quindi la temperatura del mezzo intergalattico, $T = c_s^2 m_p / \Gamma k_B$, mentre la (19.8) fornisce la densità del gas intergalattico. Entrambe le quantità possono poi essere confrontate coi valori ottenuti da osservazioni X.

Un modello più dettagliato è esposto in § 22.4.5.

–Aloni e Relitti

Come già anticipato, si tratta di regioni di emissione radio la cui origine non è dovuta ad una singola galassia (Feretti, 2005, *Advances in Space Research*, 36, 729)

I *Relitti* si trovano prevalentemente nella periferia degli ammassi e hanno forme più o meno arcuate, approssimativamente perpendicolari alla direzione della congiungente al centro del cluster. Lo spettro radio è molto ripido ($\alpha \gtrsim 1$) e la percentuale di polarizzazione è elevata (20 - 30 %).

Per qualche tempo si pensò che si potesse trattare di radiogalassie molto vecchie, in cui il rifornimento di energia è cessato. Nel corso del tempo, poi, la galassia-madre si sarebbe spostata, abbandonando dietro di sé la radiosorgente orfana. Di qui il nome, *relitti*.

Questa interpretazione è stata poi scartata, ma il nome è rimasto, il che tende a generare confusione. L'interpretazione attualmente più accreditata è che queste radiosorgenti siano prodotte da shock nel gas intergalattico, che si genera a seguito di fusione (*merging*) di due ammassi di galassie, o anche solo dall'acquisizione di un gruppetto di galassie da parte di un ammasso più ricco.

Gli *aloni* sono strutture diffuse più o meno circolari in proiezione, concentriche con l'ammasso, con estensioni dell'ordine del Mpc, indice spettrale ripido e non polarizzate.

Il problema principale per gli aloni è che le vite medie degli elettroni che emettono la radiazione di sincrotrone sono molto più brevi del tempo richiesto per estendersi sul volume occupato con un processo di diffusione. Per superare questo problema è necessario ipotizzare processi di riaccelerazione continua, di tipo Fermi II^a specie, ad opera della turbolenza presente nel mezzo intergalattico (Cassano et al., 2008, *A&A*, 480, 687).

19.10 Vite medie delle radiosorgenti extragalattiche

La vita media di una radiosorgente può essere stimata con diversi metodi, ciascuno dei quali da solo può avere una validità limitata, ma che presi complessivamente danno informazioni fisiche importanti sulla radiosorgente.

19.10.1 Vite medie cinematiche

Se le radiosorgenti doppie sono state prodotte da fenomeni di alta energia nelle regioni nucleari (§ 19.11.3), poichè la velocità massima con cui i due lobi radio possono allontanarsi dalla galassia o quasar è data dalla velocità della luce, se $D \sim 1 \div 500$ kpc è la dimensione lineare totale della radiosorgente la sua età deve essere $\tau_{RS} \gtrsim D/c \approx 3 \times 10^3 \div 1.5 \times 10^6$ anni.

Si deve presumere, però, che le velocità medie di avanzamento dei lobi siano alquanto inferiori a c . Infatti, quand'anche l'espulsione fosse avvenuta alla velocità della luce, nel loro moto di allontanamento i lobi radio, interagendo col gas intergalattico, verrebbero inevitabilmente frenati.

a) Metodo statistico

Una stima statistica delle velocità di separazione dei lobi si può fare analizzando le asimmetrie nella lunghezza dei due lobi e assumendo che non siano intrinseche, ma dovute solamente a ritardi nel tempo di propagazione del segnale proveniente dai due lobi.

Infatti (§ 20.3), se entrambi i lobi avanzano con la stessa velocità (v_{sep}) e lungo una direzione che forma un angolo θ con la linea di vista (fig. 20.2), a causa della velocità finita della luce, il lobo che si muove verso l'osservatore sembrerà essere avanzato (a) di più del lobo che recede (r) in quanto quest'ultimo è visto ad un'epoca antecedente, e quindi quando era più vicino al nucleo. Le lunghezze dei due lobi o la loro distanza dal centro della radiosorgente saranno dunque, in generale, diverse e il lobo più lungo sarà quello che si muove verso l'osservatore. Il rapporto fra le dimensioni (proiettate sulla sfera celeste) dei due lobi è dato da (eq 20.14):

$$\frac{D_a}{D_r} = \frac{1 + \beta_{sep} \cos \theta}{1 - \beta_{sep} \cos \theta} \quad (\beta_{sep} = v_{sep}/c)$$

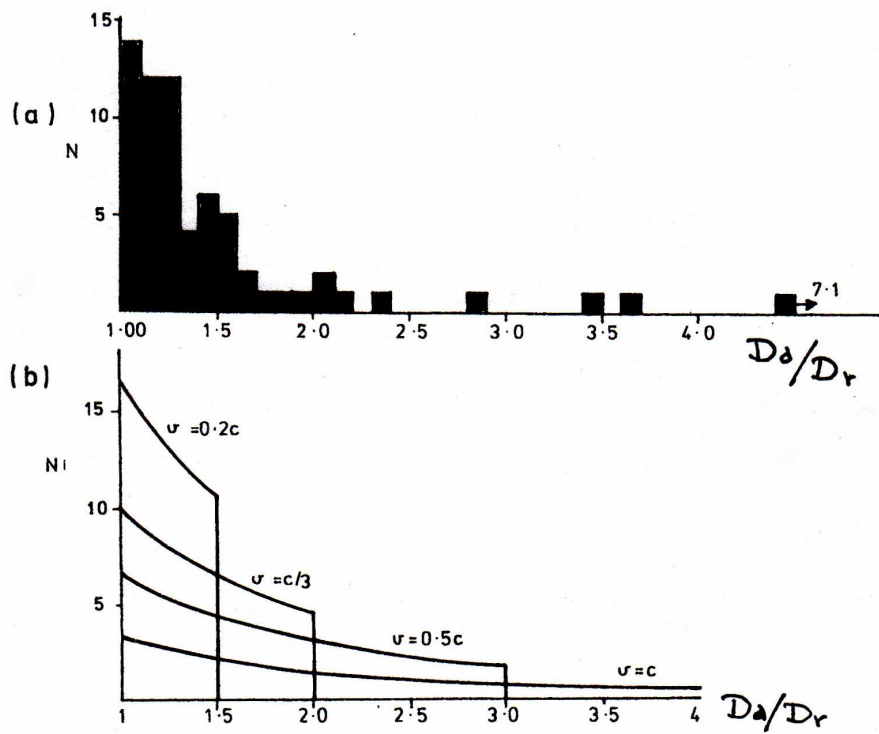


Figura 19.29: a) Distribuzione del rapporto fra le lunghezze dei lobi in un campione di radiosorgenti. b) Distribuzioni aspettate per diversi valori del rapporto v/c e per una distribuzione isotropa di orientazioni rispetto alla linea di vista.

Per velocità superiori a qualche centesimo di c e θ abbastanza piccolo, queste asimmetrie possono essere misurabili anche su sorgenti molto grandi (fig.19.29). Assumendo che le radiosorgenti siano orientate a caso rispetto alla linea di vista, si può calcolare la distribuzione che i rapporti D_a/D_r devono assumere per diversi valori di β_{sep} e confrontarla con la distribuzione osservata.

In questa maniera si trova $v_{sep} \lesssim 0.2 c$ (fig. 19.29), e quindi che le età sono, per esempio per $D = 200$ kpc e $v_{sep} = 0.1c$, $\approx D/2v_{sep} = 3 \cdot 10^6$ anni.

In realtà possiamo anche aspettarci che una parte delle asimmetrie possa anche essere intrinseca (per es.: velocità iniziali diverse dei due lobi, asimmetrie nella distribuzione del gas esterno con conseguente frenamento diverso dei due lobi, etc.), per cui la stima precedente per β_{sep} è un limite

superiore. In effetti studi più raffinati, che tengono conto di possibili asimmetrie intrinseche hanno ridotto le velocità di espansione a $\approx 0.1 c$ (Scheuer, 1995, MNRAS, 277, 331; Arshakian & Longair, 2000, MNRAS, 311, 846)

Di conseguenza le vite medie cinematiche saranno piuttosto dell'ordine $\gtrsim 10^5 - 10^7$ anni.

b) *Misure di moti propri*

A partire dagli anni '80 è stato possibile monitorare con tecniche VLBI alcune radiosorgenti doppie di dimensioni $\lesssim 100$ pc (note come Compact Symmetric Objects o *CSO*) e quindi con hot-spot proporzionatamente piccole (~ 1 mas). Queste radiosorgenti hanno rivelato un aumento progressivo nel tempo delle loro dimensioni, al ritmo della decina di μas all'anno (Owsianik&Conway, 1998, A&A, 337, 69; Polatidis&Conway, 2003, PASA, 20, 69). Tale valore è troppo piccolo rispetto agli errori di misura per essere preso in considerazione individualmente, tuttavia osservazioni della durata della decina di anni hanno permesso di stimare velocità relative di allontanamento dei due lobi dell'ordine di $0.2 - 0.4 c$, ossia $v_{sep} \lesssim 0.2 c$. Quindi, almeno per queste radiosorgenti la velocità di espansione, e di conseguenza l'età, è un dato osservativo, indipendente da modelli. Alcuni CSO, ben studiati, sono riportati in tab. 19.4. E' interessante notare che nell'unico caso in cui è stato possibile fare la verifica (la radiosorgente 1943+546) l'età cinematica coincide con quella radiativa, calcolata dallo spettro ed assumendo $H = H_{eq}$ (Murgia, 2003, PASA, 20, 19).

È forse inutile ricordare che non è possibile misurare moti propri di hot-spot in radiosorgenti di dimensioni $\gg 0.1$ kpc. Infatti le hot spot sono già troppo grandi per poter avere la precisione di posizione necessaria alla determinazione di moti propri $\leq 10^{-5}$ arcsec.

19.10.2 Vite medie radiative

Gli elettroni relativistici presenti nelle radiosorgenti hanno una vita media finita, determinata dalle perdite di energia per emissione di sincrotrone e di Compton Inverso con la radiazione cosmologica di fondo a 3 K (eq. 5.12) e per espansione adiabatica⁷. Si è visto (cap. 6) che, in conseguenza di ciò, uno spettro di energia $\mathcal{N}(\mathcal{E}, t)$, inizialmente descritto da una legge di potenza, si modifica nel tempo, mostrando un drastico irripidimento oltre una certa energia \mathcal{E}^* , che diminuisce con il tempo (equazioni 6.4 e 6.30). Corrispondentemente nello spettro di radiazione compare un irripidimento, più o meno pronunciato, oltre una frequenza di "break" (ν^*) che si sposta progressivamente nel tempo a frequenze sempre più basse (eq. 6.19, 6.32, 6.38).

L'irripidimento dello spettro è molto forte (quasi esponenziale) se gli elettroni sono stati prodotti in un singolo evento di breve durata rispetto all'età della radiosorgente. Nel caso, invece, di una produzione continua l'irripidimento dello spettro risulta meno pronunciato, potendosi raggiungere, in condizioni stazionarie, una variazione dell'indice spettrale $\Delta\alpha = 0.5$ (cap. 6).

Se si conosce il campo magnetico, dalla frequenza ν^* è possibile calcolare l'età della sorgente con l'eq. 6.19:

$$t(\nu) \approx \frac{1.6 \cdot 10^3 \times H_{\mu\text{G}}^{1/2}}{(H_{\text{cr}}^2 + H^2)_{\mu\text{G}}} (\nu_{s,ci}^* (\text{GHz}))^{-1/2} \quad 10^6 \text{anni}$$

nel caso dei soli processi di sincrotrone e C.I., oppure con le eqq. 6.32, 6.38 se si considerano anche le perdite adiabatiche. H_{cr} è il campo magnetico equivalente, per quanto riguarda le perdite di energia degli elettroni, alla densità di energia della radiazione cosmica a 3 K.

In mancanza di misure del campo magnetico, si assume $H = H_{eq}$ e naturalmente le incertezze su esso si trasmettono all'età ottenuta con l'equazione precedente. Se però riteniamo che H possa differire da H_{eq} non più di qualche unità, allora le incertezze su t dovrebbero essere inferiori ad un ordine di grandezza.

⁷Non prendiamo in considerazione le perdite di energia per ionizzazione e bremsstrahlung relativistica perchè sono di scarsa importanza in questo contesto.

Tabella 19.4: CSOs con velocità di separazione misurate (autori vari, circa 2001)

Object	z	$LS(\text{pc})$	$\mu(\mu\text{as/y})$	v_{sep}/c	Age(y)
0108+388	0.669	22.2	9.27 11	0.196 0.24	367 310
0710+439	0.518	87.07	15.538 14	0.251 0.52	1100 550
0711+356	1.62	32		<0.4	> 250
1031+567	0.4597	32.06	14.6	0.62	620
OQ208	0.0766	7	(33×2)	0.208	103
1943+546	0.263	105	41.5	0.419	800
1946+708	0.101	40	(< 23×2)	<0.8	>200
2021+614	0.2266	30	14.9	0.14	380
2352+495	0.238	117.03	21.062 33	[0.202] 0.32	1900 1200

In ogni caso, se si tiene conto dell'effetto C.I. con la radiazione cosmologica di fondo, si può fissare un limite superiore all'età, indipendentemente dal valore di H . Infatti l'età radiativa è crescente come $H^{1/2}$ per $H \ll H_{\text{cr}}$ e decrescente come $H^{-3/2}$ per $H \gg H_{\text{cr}}$, per cui ci sarà un valore massimo, t_{max} , che si ottiene per $H(t_{\text{max}}) = H_{\text{cr}}/\sqrt{3}$ ⁸. Poichè $H_{\text{cr}} \sim 3(1+z)\mu\text{G}$, l'età massima possibile per una radiosorgente con frequenza di break ν^* risulta essere:

$$t_{\text{max}} \approx 2.3 \cdot 10^8 (\nu^*(\text{GHz}))^{-1/2} (1+z)^{-1} \quad \text{anni} \quad (19.10)$$

per es., per $\nu^* = 5 \text{ GHz}$ si ha: $t_{\text{max}} \approx 4 \cdot 10^7$ anni per $z = 0$, ma già la metà per $z = 1$ e un quarto per $z = 3$. Quindi per radiosorgenti ad alto z la radiazione cosmica è molto importante per determinare l'età della sorgente.

Le informazioni ottenibili dallo studio spettrale di una radiosorgente dipendono molto non solo dalla copertura osservativa della banda di frequenze radio, ma anche dalla risoluzione spaziale con cui lo studio viene fatto.

Se non si ha una sufficiente risoluzione spaziale lo studio spettrale è inevitabilmente limitato al solo spettro di radiazione integrato su tutto il volume della radiosorgente, che va confrontato con lo spettro dei modelli di invecchiamento degli elettroni, con o senza iniezione continua e con o senza espansione.

⁸Se si considera anche l'espansione adiabatica (§ 6.1.2), si trova $H(t_{\text{max}}) = H_{\text{cr}}/\sqrt{(2n \ln \Delta)/3(\Delta^{2n} - 1)}$.

I primi studi di questo tipo su larghi campioni di radiosorgenti sono stati quelli di Kellermann (1964, *ApJ*, 140,969), che è stato per lungo tempo un classico sull'argomento.

Nella maggior parte delle radiosorgenti studiate lo spettro integrato mostra un moderato irripidimento al crescere della frequenza, compatibile con la presenza di un rifornimento continuo di elettroni freschi. Le variazioni massime osservate dell'indice spettrale α è di solito consistente 0.5, valore atteso per rifornimento stazionario di elettroni freschi.

Poichè l'irripidimento dello spettro radio integrato è poco pronunciato, per una buona determinazione di ν^* si richiede una copertura in frequenze molto alta.

Un accurato studio spettrale di questo tipo è stato fatto (Murgia et al., 1999, *A&A*, 345,769) per la classe di radiosorgenti chiamate CSS (Compact Steep-Spectrum Sources, dimensioni comprese fra 1 e 20 kpc). I risultati sono alquanto interessanti, poichè indicano età dell'ordine di $10^3 - 10^5$ anni, intermedie fra quelle dei CSO e quelle delle radiosorgenti doppie di grandi dimensioni. Le velocità di espansione dedotte sono dell'ordine⁹ di $0.25 c$, simili a quelle dei CSO.

Un risultato sorprendente, è che gli spettri sono rappresentati molto meglio da un modello che non contiene espansione adiabatica (si veda più avanti il caso di Cygnus A).

Maggiori informazioni si hanno quando la risoluzione spaziale è elevata rispetto alle dimensioni della sorgente. Se si ha anche una buona copertura in frequenza, è possibile determinare lo spettro in zone distinte lungo l'asse della radiosorgente.

Fra questi tipi di studi il più dettagliato è quello di Carilli et al. (1991, *ApJ*, 383, 554) relativo a Cygnus A. (vedasi anche Alexander, 1987, *MNRAS*, 225, 27, per 3C 234).

Lo studio di Carilli, condotto con un'eccellente risoluzione spaziale e in un ampio intervallo di frequenze ($0.1 \lesssim \nu(\text{GHz}) \lesssim 30$), mostra che in ogni regione della sorgente lo spettro si irripidisce ad alta frequenza, in maniera consistente con i modelli di invecchiamento spettrale.

1) Nelle hot spot l'irripidimento spettrale corrisponde a $\Delta\alpha \sim 0.5$, in buon accordo con l'idea che in queste regioni avvenga una produzione continua di elettroni.

2) Nelle regioni dei lobi interne alle hot spot l'irripidimento è molto maggiore. Di fatto si osserva un crollo della luminosità di tipo "quasi" esponenziale oltre la frequenza di break (es., fig. 19.30). Questo significa che gli elettroni di ogni zona sono immessi in essa in un intervallo di tempo molto breve rispetto alla loro età attuale. La frequenza di break cala progressivamente (da $\gtrsim 10 \text{ GHz}$ a $\lesssim 1 \text{ GHz}$) al crescere della distanza della regione considerata, misurata dalla "hot spot" verso il centro (fig. 19.30). Quindi gli elettroni più vecchi sono quelli nelle zone più vicine al nucleo.

Questi risultati portano ad un modello (§ 19.11.3) in cui gli elettroni relativistici sono accelerati in maniera continua nelle hot spot, e vengono rilasciati via via nella regione retrostante (le hot spot avanzano) dove invecchiano al trascorrere del tempo senza (?) ulteriori rifornimenti di particelle nuove/energia. In ciascuna di queste regioni i modelli di invecchiamento da usare come confronto sono quelli senza iniezione continua e senza e con espansione adiabatica.

Carilli et al. (1991, riferimento già citato) esaminano anche l'importanza delle perdite adiabatiche ed escludono una importanza primaria di queste, sulla base del fatto che la brillantezza della sorgente nei lobi, a frequenze minori della ν^* , non mostra, dalle regioni più esterne a quelle più interne, quelle forti diminuzioni che espansioni adiabatiche robuste implicherebbero (vedasi anche Alexander, 1987, *MNRAS*, 225, 27, per considerazioni simili relative a 3C234). La ridotta rilevanza di effetti di espansione potrebbe non essere una sorpresa. Infatti gli elettroni depositati ad una certa epoca in un settore del lobo sono limitati nella loro espansione, perchè andrebbero ad invadere zone già occupate in precedenza, o occupande in un tempo immediatamente successivo, da altri elettroni.

L'età radiativa degli elettroni di Cygnus A (fig. 19.31) passa da $\approx (3.5 - 4) 10^6$ anni nelle regioni più vicine al nucleo (~ 60 kpc dalla hot spot, $H_0=100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) a $\lesssim 1 \times 10^6$ anni nella regione delle

⁹Valore rivisto, rispetto a quello dato nell'articolo, sulla base di $H_0 = 75$.

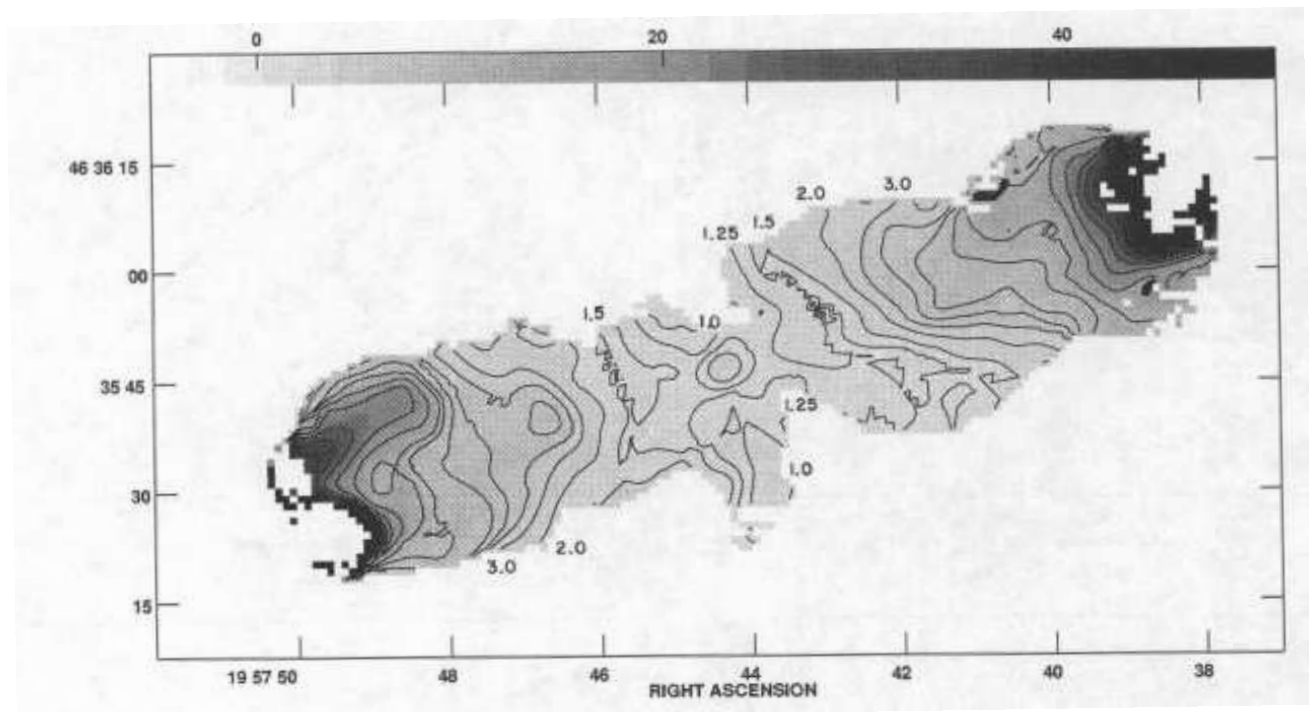
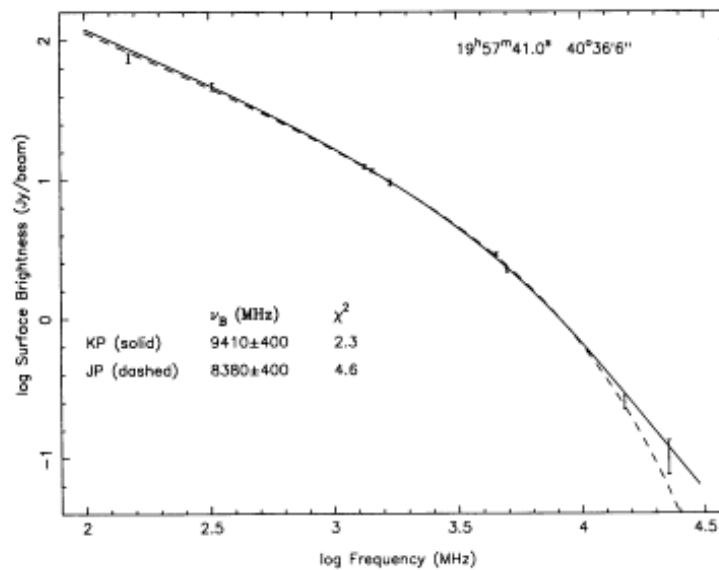


Figura 19.30: Analisi spettrale di Cygnus A (Carilli et al., 1991, *referenza citata*). (*alto*) Esempio di spettro in una data regione. Le due curve mostrano la migliore l'interpolazione dei dati con i modelli di invecchiamento di Jaffe&Perola e Kardashev (cap. 6). (*basso*) Mappa delle frequenze di break ν^* . Le linee continue rappresentano luoghi di uguale ν^* (1, 1.25, 1.5, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10, 15, .. GHz). In toni di grigio ancora ν^* , secondo la barra in alto (in GHz). La risoluzione angolare è di 4.5".

hot-spot. L'andamento, interpolabile con una retta, è compatibilmente con una velocità di $\approx 0.05 c$, costante nel tempo (fig. 19.31).

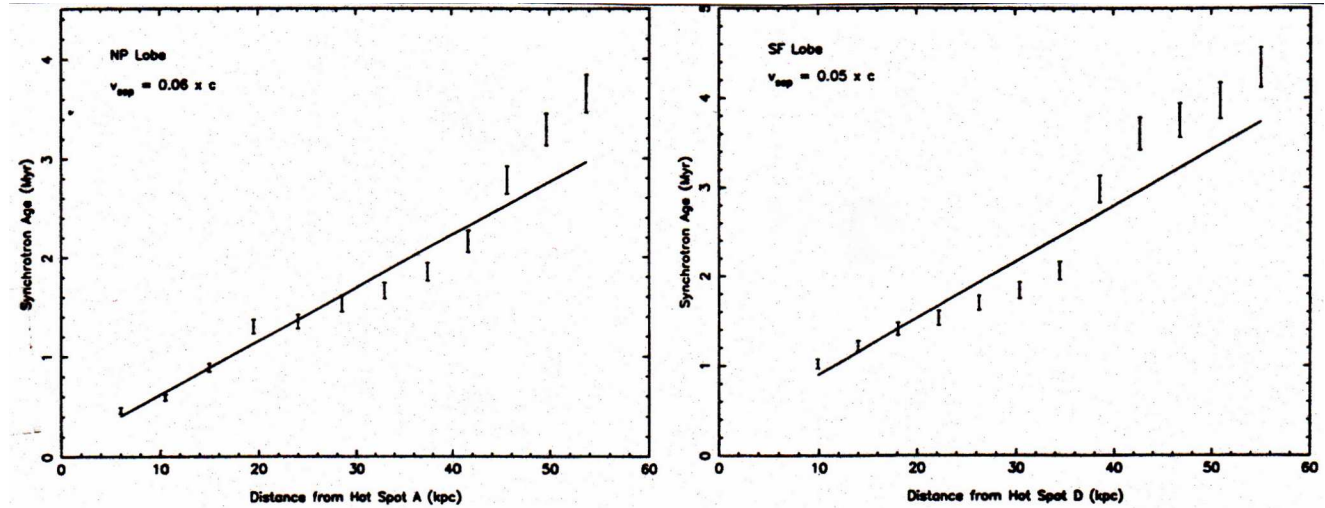


Figura 19.31: Andamento dell'età nei lobi di *Cyg A* (fig. 19.8) in funzione della distanza da ciascuna delle due hot-spot. Lobo Nord a sinistra, Lobo Sud a destra (Carilli et al., 1991, già citato).

Bisogna ricordare che, anche se il quadro che emerge è sostanzialmente chiaro e consistente con i modelli, resta però qualche inconsistenza, in primis legata alle incertezze sul campo magnetico, ma non soltanto (per un approfondimento si legga in dettaglio l'articolo di Carilli et al., 1991, già citato).

Cygnus A resta il caso di gran lunga meglio studiato. Per la maggior parte delle radiosorgenti per cui è stato effettuato questo tipo di studio (alta risoluzione spaziale) si avevano a disposizione solo due o tre frequenze. Per es., per radiosorgenti prevalentemente di tipo FRII: Myers&Spangler (1985, ApJ, 291, 52) e Alexander&Lehay 1987, MNRAS, 225, 1) a 1.4 e 5 GHz; Leahy et al. (1989, MNRAS, 239, 401) a 0.15 e 1.5 GHz; Liu et al. (1982, MNRAS, 257, 545) a 1.4, 5.0 e 15 GHz.

Per radiogalassie prevalentemente di tipo FRI: Parma et al. (1999, A&A, 344, 7, a 1.4 e 5 GHz)

Ovviamente, con due solo frequenze non si può ottenere lo spettro di radiazione, ma soltanto un indice spettrale α'_{ν_1} fra le due frequenze di osservazione (fig. 19.18 e 19.19), il quale dipende, oltre che dall'indice spettrale di iniezione α_{inj} , da ν^* . Utilizzando i modelli spettrali, da α'_{ν_1} si determina ν^* , anche senza "vedere" lo spettro di radiazione.

In fig. 19.32 si ha un grafico che mostra età radiative versus la luminosità radio per un campione rappresentativo di radiosorgenti. Le età sono state calcolate assumendo un campo magnetico di equipartizione.

Come si vede chiaramente c'è una forte correlazione fra le due quantità, pur se con una certa dispersione. Le radiosorgenti più potenti sembrano avere età circa 2 ordini di grandezza inferiori a quelle più deboli. Ricordiamo ancora che questo risultato dipende fortemente dall'assunzione che il campo magnetico sia quello di equipartizione. Se il campo magnetico non fosse quello di equipartizione, la correlazione età/luminosità potrebbe essere semplicemente indotta dall'assunzione di equipartizione. In effetti, poichè $H_{eq} \propto P_r^{2/7}$, e $t \propto H^{-3}$ si otterrebbe $t \propto P_r^{-6/7}$, che è circa ciò che risulta nella fig. 19.32.

Abbiamo però visto che le incertezze sul campo di equipartizione, proprio per le radiosorgenti FRII (Croston et al, 2005, già citato), non sono superiori ad un fattore di qualche unità, per cui l'effetto che appare in figura dovrebbe essere reale.

Le età tipiche che si ottengono corrispondono a velocità di avanzamento delle hot spot $\lesssim 0.1 c$ per le sorgenti più potenti e di un ordine di grandezza inferiori per quelle meno potenti.

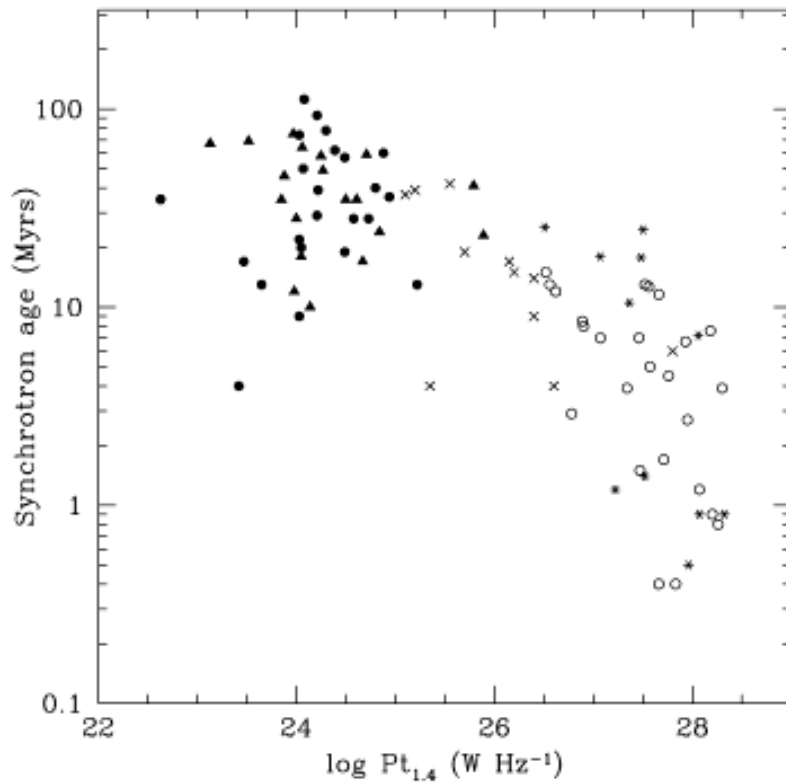


Figura 19.32: Età radiative vs $P_{t,1.4}$ (Parma et al., 1999, ref. citata). **Simboli pieni** le radiogalassie studiate da Parma et al.; **x** le radiogalassie 3CR con $z < 2$; **o** le radiogalassie 3C con $z > 0.2$; ***** quasar con struttura radio doppia .

Infine facciamo notare che non si può escludere la presenza di processi di riaccelerazione (per es. “alla Fermi”), che potrebbero ridurre o compensare le perdite radiative. Processi di questo genere sembrano suggeriti nelle radiosorgenti testa-coda. In queste situazioni l’età radiativa fornirebbe una sottostima dell’età della radiosorgente.

19.10.3 Vite medie dalla ram pressure (dinamiche)

Facciamo riferimento al modello a “iniezione” continua di particelle trattato in § 19.11.3.

Dalla (19.19), riscritta come $p_{h.sp} = \rho_{ig} v_{h.sp}^2$, abbiamo $\tau_{din} \approx \frac{D}{v_{h.sp}} = D \left(\frac{\rho_{ig}}{p_{h.sp}} \right)^{1/2}$, dove D è la distanza della hot-spot dal nucleo, ρ_{ig} la densità del mezzo in cui la radiosorgente si espande e $v_{h.sp}$ la velocità con cui ciascuna hot-spot si allontana dal nucleo.

Si deve notare che la velocità ottenuta con la “ram-pressure” è una velocità istantanea, corrispondente all’epoca in cui vediamo la sorgente e non la velocità media con cui la sorgente si è espansa dalla sua formazione. Le due velocità sarebbero uguali solo se $v_{h.sp}$ rimanesse costante nel tempo, come sarebbe per un getto conico in cui $p_{h.sp} \propto r^{-2}$ e, per $r \gg a$ (eq. 19.2), anche $\rho_{ig} \propto r^{-2}$.

Almeno nella fase iniziale, quando le “hot spot” sono ancora entro il “core radius”, la densità è quasi costante, e il moto di avanzamento è quasi certamente decelerato. Nel caso generale l’età dinamica dovrà essere calcolata (eq. 19.5) come:

$$\tau_{din} = \int dt = \int \left[\frac{p_{h.sp}(z)}{\rho_{ig}(z)} \right]^{1/2} dz$$

Nella radiosorgente meglio studiata, Cygnus A, l’età della radiosorgente determinate sulla base dell’età radiativa dei lobi è inferiore di un fattore *sei* a quella calcolata dividendo la lunghezza dei lobi per la

velocità delle hot-spot ottenuta dalla ram-pressure. La soluzione, “in corner”, proposta è quella di ritoccare i valori del campo magnetico rispetto a quelli di equipartizione, riducendoli nei lobi e aumentandolo nelle hot-spot di un fattore $\lesssim 2$. Quello che si chiama un “fine tuning” (sintonizzazione accurata) dei parametri.

Una soluzione più simpatica e forse più realistica consiste nel fatto che, con i parametri del mezzo esterno (raggio di core ≈ 35 kpc, densità centrale 0.07 cm^{-3}) la testa dei lobi radio è stata a lungo in una regione a forte e quasi costante densità esterna, per cui il moto di espansione deve essere stato fortemente decelerato. Di conseguenza non è plausibile assumere che la velocità delle hot-spot misurata nella loro posizione attuale sia stata la stessa anche nel passato.

Se, invece, si calcola l’età usando l’eq. 19.6 la discrepanza fra l’età radiativa dei lobi e quella dinamica (ram-pressure) si riduce ad un fattore ≈ 2 , senza bisogno di fine tuning.

È stato anche suggerito che la “ram pressure” possa fornire una sopravvalutazione della velocità media dei lobi a causa dell’effetto noto come “dentist drill” (trapano del dentista) secondo il quale la direzione di moto del getto che produce la “hot spot” potrebbe non essere perfettamente stabile ma oscillante, più o meno casualmente, intorno ad una direzione media. La hot-spot si sposterebbe a caso da una posizione all’altra nella testa del lobo. La spinta del getto non si eserciterebbe dunque su una zona fissa, per cui l’avanzamento globale della testa del lobo dovrebbe avvenire ad una velocità ridotta (Scheuer, 1982, IAUS 97, 163).

Un’ulteriore critica al metodo, che si aggiunge al “dentist drill”, è che la “hot spot” stessa potrebbe essere instabile, nel senso che la sua sezione trasversale varierebbe più o meno casualmente, comportando una variabilità di $p_{h.sp}$. Per questa ragione potrebbe succedere che $v_{h.sp}$ possa essere sia maggiore che minore della velocità media.

Come ultimo commento, potrebbe anche succedere che il flusso di energia del getto possa essere instabile, con fasi di attività alternati a pause. In questo scenario la velocità media di avanzamento sarebbe sistemariamente inferiore a quella determinata dalle “hot spot”.

In conclusione, è prudente considerare questo metodo utile *solo* per ottenere delle valutazioni di ordine di grandezza.

19.10.4 Vita media per le radiosorgenti Head-Tail

Anche se si tratta di una sottoclasse particolare di radiosorgenti, è molto interessante esaminarle perchè con esse si può fare un confronto fra le vite medie radiative e l’età dedotta dalle dimensioni della coda e dalla velocità della galassia (vedi anche § 19.9). Prendiamo in esame, come esempio, due di queste sorgenti (fig. 19.27)

– B2 1615+35, radiosorgente testa-coda in un piccolo gruppo di galassie

Lo spettro radio si irripidisce dalla testa alla coda nella prima metà iniziale e poi rimane costante, ossia ν^* rimane costante. Ciò significa che gli elettroni nella seconda parte della coda non subiscono più perdite di energia. La spiegazione più semplice è che compare un processo di compensazione alle perdite radiative, molto plausibilmente il processo di Fermi di II specie, ad opera di turbolenza presente nella coda.

– 3C 83.1 (NGC 1265), radiosorgente testa-coda nell’ammasso di Perseo.

Murgia (2000, Tesi di Dottorato) ha effettuato un accurato studio dello spettro radio lungo la coda di questa radiosorgente e lo ha confrontato con l’età attesa per gli elettroni sulla base della velocità (radiale) misurata ($\approx 2000 \text{ km s}^{-1}$). Nel primo terzo della coda c’è un ottimo accordo fra le età radiativa e cinematica sulla base della suddetta velocità. A distanze maggiori tuttavia le due età cominciano a differire, nel senso che l’età radiativa diventa progressivamente minore di quella cinematica, fino ad un fattore 2. Si può però ottenere un buon accordo fra le osservazioni e la teoria se si assume che ci sia un processo di riaccelerazione di tipo Fermi II, con una scala di tempo $\tau_{FII} \approx 6 \cdot 10^7$ anni.

– Qualche riflessione da corridoio

Ci dobbiamo chiedere se processi di riaccelerazione esistono anche nelle radiosorgenti doppie classiche e con quali scale di tempi.

Si potrebbe anche pensare che processi di riaccelerazione compensino le perdite di energia per espansione, che anche se moderate dovrebbero più o meno esserci. Certamente sarebbe veramente curioso se i due processi si annullassero, anche se solo in prima approssimazione.

La realtà complessiva può essere molto più complessa: “Ci sono più cose in cielo che”.

19.10.5 Vite medie dalla funzione di luminosità

Questo metodo (Schmidt, 1960, Ap.J., 146, 7) è applicabile alle radiogalassie, per le quali la funzione di luminosità (§ 18.2.1) è relativamente ben conosciuta e la popolazione ottica parente è ben nota (galassie ellittiche) (non è così per le quasar) ed è naturalmente solo un metodo statistico.

Dato che solo una percentuale limitata delle galassie ellittiche ha una radiosorgente associata (§ 19.3) si può pensare che il fenomeno “radiosorgente” sia un fenomeno *transiente* nella vita di una galassia.

Se supponiamo che tutte le galassie ellittiche (per esempio di una certa magnitudine assoluta, dato che la percentuale di quelle che formano una radiosorgente di potenza P dipende fortemente da questo parametro) abbiano la stessa probabilità di produrre una radiosorgente, e che nella storia dell’Universo ogni ellittica sia passata almeno una volta attraverso questa fase, allora la frazione di ellittiche che noi oggi osserviamo come radiosorgenti in una determinata classe di potenza deve essere rappresentativa del rapporto fra la durata τ_{RS} del *transiente* “radiosorgente” e la durata del fenomeno stabile, cioè l’età della galassia ellittica, $T_{gE} \approx 10^{10}$ anni. Vediamo come si arriva a questa conclusione utilizzando due schematizzazioni semplici.

i) Le radiosorgenti vengono formate inizialmente ad una certa potenza $P_0(M_v)$ che, durante la successiva evoluzione varia (per esempio diminuisce) per cui esse descrivono tutta la funzione di luminosità radio. Possiamo scrivere una equazione di continuità del tipo:

$$\frac{\partial n(P)}{\partial t} + \frac{d}{dP} \left[n(P) \frac{dP}{dt} \right] = \delta(P - P_0) Q(M_v) N_{gE} \quad (19.11)$$

dove $n(P)$ è la funzione di luminosità, la δ di Dirac indica l’immissione delle radiosorgenti tutte alla stessa potenza P_0 , N_{gE} è la densità delle galassie ellittiche (o della sottoclasse di luminosità ottica considerata), senza alcun riferimento alla loro emissione radio, e $Q(M_v)$ è la probabilità, nell’unità di tempo, che un’ellittica diventi radiosorgente con potenza iniziale P_0 . Se tutte le galassie passano per la fase radiosorgente, il prodotto della probabilità di formazione (nell’unità di tempo), per la vita media, T_{gE} , di un’ellittica dovrà essere l’unità, cioè $Q(M_v) T_{gE} = 1$ e quindi $Q(M_v) = 1/T_{gE}$. Se inoltre il fenomeno è stazionario, cioè la funzione di luminosità non cambia nel tempo ($\partial n(P)/\partial t = 0$), l’equazione di continuità si riduce a:

$$\frac{d}{dP} \left[n(P) \frac{dP}{dt} \right] = \delta(P - P_0) Q(M_v) N_{gE}$$

da cui:

$$\int d \left[n(P) \frac{dP}{dt} \right] = \int \delta(P - P_0) Q(M_v) N_{gE} dP$$

ossia

$$n(P) \frac{dP}{dt} = Q(M_v) N_{gE} = \frac{N_{gE}}{T_{gE}}$$

Di qui ricaviamo la durata totale del fenomeno radiosorgente:

$$\tau_{RS} = \int dt = \int_{P_{min}}^{P_{max}} n(P) dP \left[\frac{T_{gE}}{N_{gE}} \right] = T_{gE} \times F(> P_{min}) \quad (19.12)$$

dove $F(> P_{min})$ è la funzione di luminosità frazionaria integrale.

Il tempo in cui la radosorgente ha potenza radio compresa in un intervallo $d \log P$ vale:

$$\begin{aligned} \tau'_{RS}(P) &= \int_{t_1}^{t_2} dt = \frac{T_{gE}}{N_{gE}} \int_{\log P}^{\log P + d \log P} n(P) dP = \frac{T_{gE}}{N_{gE}} \int_{\log P}^{\log P + d \log P} n'(P) \frac{dP}{P} = \\ &= \int_{\log P}^{\log P + d \log P} \frac{n'(P) d \log P}{N_{gE}} T_{gE} = F'(P) T_{gE} \end{aligned} \quad (19.13)$$

dove $F'(P)$ è la FdL frazionaria. In questo schema la forma della FdL dipende solo da $\tau'_{RS}(P)$ ossia dalla evoluzione fisica della radosorgente, e dalla $F'(P)$ possiamo ricavare l'età τ'_{RS} delle radosorgenti di questa classe di potenza.

ii) Ogni radosorgente viene formata in un certo intervallo di potenza $d \log P$, nel quale rimane per un tempo τ'_{RS} , dopo di che “muore”, come dire che le variazioni di P durante τ_{RS} sono trascurabili rispetto a P , e non c'è perciò scorrimento lungo la FdL . Indichiamo con $q'(P)$ la probabilità nell'unità di tempo che una galassia ellittica diventi radosorgente con luminosità compresa fra $\log P$ e $\log P + d \log P$. Se durante la loro vita tutte le ellittiche diventano almeno una volta radosorgenti dovrà essere:

$$\left[\int_{P_{min}}^{P_{max}} q'(P) d \log P \right] \times T_{gE} = QT_{gE} = 1 \quad (19.14)$$

L'equazione di continuità in $\rho'(P)$ si scrive in questo caso:

$$\frac{\partial n'(P)}{\partial t} + \frac{d}{d(\log P)} \left(n'(P) \frac{d(\log P)}{dt} \right) + \frac{n'(P)}{\tau'_{RS}} = q'(P) N_{gE}$$

Nel caso stazionario, poichè non si ha variazione di P col tempo, si ottiene:

$$n'(P) = q'(P) N_{gE} \tau'_{RS}(P) \quad (19.15)$$

Consideriamo adesso due possibilità estreme:

a) la durata della fase radosorgente è identica per tutte le ellittiche: $\tau'_{RS}(P) = \tau = \text{cost}$. In questo caso la FdL , $n'(P)$, dipende solo da $q'(P)$. Poichè si osserva che le radosorgenti più potenti sono anche le più rare se ne conclude che la loro probabilità di formazione è più piccola. Inoltre dalle relazioni (19.14) e (19.15) si ottiene che la durata del fenomeno radosorgente, τ , è data da:

$$\tau'_{RS} = \tau = \int_{P_{min}}^{P_{max}} n'(P) d \log P \frac{T_{gE}}{N_{gE}} = T_{gE} F'(> P_{min}) \quad (19.16)$$

b) la probabilità di formazione di una radosorgente è indipendente dalla sua potenza: $q'(P) = q' = \text{cost}$, per cui la probabilità totale di formazione è data da:

$$\int_{P_{min}}^{P_{max}} q'(P) d \log P = q' \log \left(\frac{P_{max}}{P_{min}} \right) \approx 6q' = Q = \frac{1}{T_{gE}}$$

Il numero 6 deriva dalla osservazione che le potenze radio per le galassie ellittiche coprono circa sei ordini di grandezza. Di qui la (19.15) si scrive:

$$n'(P) = q' N_{gE} \tau'_{RS}(P) \approx \frac{1}{6} \frac{N_{gE}}{T_{gE}} \tau'_{RS}(P)$$

e quindi:

$$\tau'_{RS}(P) \approx 6 \times \frac{n'(P)}{N_{gE}} T_{gE} \approx 6 \times F'(P) T_{gE} \quad (19.17)$$

La forma della FdL dipende solo da $\tau'_{RS}(P)$ e se ne ricava che in questo caso le radiosorgenti più potenti sono poche perchè la loro vita media è più breve di quella delle radiosorgenti più deboli.

In entrambi i modelli considerati si ottengono vite medie che vanno da 10^6 anni per le radiogalassie più potenti fino a $10^8 - 10^9$ anni per quelle di bassa luminosità radio.

Si noti che il significato di vite medie dedotto dalla funzione di luminosità è diverso da quello dei casi precedenti. Nel caso presente le vite medie hanno un significato “cumulativo” nel senso che esse rappresentano il tempo totale in cui una galassia ellittica si manifesta come radiosorgente, vale a dire che se questo fenomeno è ricorrente, la vita media sta ad indicare il tempo globale di tutti gli eventi radiosorgente.

19.11 Origine dell'emissione radio

19.11.1 Un breve excursus storico

– *Le galassie in collisione*

Storicamente, il primo tentativo di comprendere l'origine delle radiogalassie fu l'ipotesi di Baade e Minkovski (1954, ApJ, 119, 206): *galassie in collisione*.

L'origine di questa idea fu l'identificazione di Cygnus A (struttura radio doppia) con una galassia apparentemente doppia (in realtà è una galassia con una banda di polvere che la fa apparire un sistema doppio molto stretto). L'idea è che mentre le componenti stellari di due galassie in collisione si attraversano senza conseguenze, data la grande distanza fra stella e stella (argomento molto semplicistico), le componenti di gas interstellare interagiscono fortemente, con conseguente dissipazione della loro energia cinetica, mediante shock e turbolenza che portano ad accelerazione di particelle ad energie relativistiche (processi alla *Fermi*) e ad amplificazione del campo magnetico.

Questa idea fu abbandonata abbastanza rapidamente a seguito di varie critiche, non tutte fondate, di cui la principale era che l'energia disponibile era largamente insufficiente rispetto all'energia minima della radiosorgente.

– *Esplosioni in nuclei galattici*

Lo scenario successivo fu quello di fenomeni esplosivi nei nuclei delle galassie (Burbidge et al., 1963, Review of Modern Physics, 35, 947).

Un punto ritenuto importante era l'esistenza di velocità molto elevate (≥ 1000 km/s) nella materia interstellare (le galassie di Seyfert ne davano l'evidenza). Velocità di questo ordine sono quelle che si osservano nelle Supernovae, per cui si cercò di capire se il fenomeno radiosorgente (e anche altro) poteva essere giustificato su questa base. Tipicamente una Supernova fornisce $\approx 10^{51}$ erg di energia, di cui solo una frazione è utile per produrre le condizioni necessarie per l'emissione di sincrotrone (particelle relativistiche e campo magnetico). Sarebbero necessarie $\gg 10^9$ Supernovae. Poichè già a quell'epoca le vite medie delle radiogalassie potenti erano valutate $\approx 10^6$ anni, la frequenza di supernovae necessaria per produrre l'energia richiesta in quel lasso di tempo, doveva essere almeno di 10^3 /anno, ma in realtà molto più grande, mentre quella tipica è $\approx 10^{-2}$ /anno. Furono perciò proposti degli scenari in cui si poteva avere una iper-produzione accelerata di supernovae

Burbidge (1963, Nature, 190, 1053) propose che in nuclei galattici a densità stellare molto alta l'esplosione di una supernova potesse innescarne un'altra in una stella molto vicina e così via, in un processo a catena.

Woltjer (1964, Nature, 201, 803) propose invece che in nuclei con alta densità stellare possano prodursi con grande frequenza collisioni stella-stella che portano di nuovo a esplosioni stellari.

Entrambi gli scenari non resistettero però ad analisi quantitative.

– *Oggetti iper-massicci nei nuclei galattici*

Si ipotizzò che i processi che potrebbero avvenire nei nuclei galattici (es., le collisioni stellari) potessero portare alla formazione di oggetti di grande massa ($10^5 - 10^8 m_\odot$, i cosiddetti *stelloni* di Hoyle e Fowler (1963, MNRAS, 125, 169), ritenuti una efficiente sorgente di energia non solo nucleare, ma anche gravitazionale.

– *Cosa è rimasto o è ricomparso* di queste vecchie idee?

– Supernovae come origine dell'energia delle radiosorgenti? Se questo scenario è adatto alle galassie a Spirale, come conferma la relazione radio – infrarossa vista in § 18.3, questo non è il caso per le radiogalassie, per le quali una relazione radio – infrarossa di quel tipo non c'è.

– L'idea di *stellone* è evoluta, una decina di anni dopo, in quella di *Buco Nero Massiccio*.

– L'idea di *galassie in collisione* è stata ripresa con terminologie diverse: fusione, cannibalismo, ..., di galassie, associata però al Buco Nero Massiccio, su cui cade materia a seguito della fusione di due galassie.

In che maniera il "Buco Nero" (in un certo gergo *il mostro*) libera l'energia che genera la radiosorgente? Vediamo, in maniera molto sommaria, l'evoluzione delle idee al riguardo. I dettagli dei modelli saranno riportati in §§ 22 e 23.

19.11.2 Lo scenario esplosivo

Nei primi tentativi (circa pre - 1970) di comprendere la formazione e l'evoluzione delle radiosorgenti extragalattiche si tendeva ad ipotizzare che tutto iniziasse con un evento esplosivo di grande energia, e breve durata, che da luogo a due "nubi" di plasma relativistico che si espandono e si allontanano in veri opposti al trascorrere del tempo.

Questo scenario si scontrava con un enorme problema. Infatti, se i lobi delle radiosorgenti si formassero in un unico evento nel nucleo della galassia, con dimensioni iniziali $\ll 1$ kpc, per poi espandersi nel circostante mezzo intergalattico, dovrebbero inevitabilmente andare incontro a perdite adiabatiche enormi. Giustificare i valori osservati comporterebbe energetiche iniziali gigantesche. Se infatti U_{int} , L_r e B_r sono l'energia interna, la luminosità e la brillantezza radio, di sincrotrone, utilizzando le (6.10) e (4.45) possiamo ricavare le dipendenze di queste grandezze dalle dimensioni r :

$$U_{int} \propto r^{(9-8\delta)/7} \approx r^{-1.5} \quad L_r \propto r^{-2\delta} \approx r^{-5} \quad B_r \propto r^{-2\delta-2} \approx r^{-7}$$

(dove $\delta = 2\alpha + 1 \sim 2.5$ è la pendenza dello spettro iniziale di energia degli elettroni) e quindi risalire, dai valori attuali, a quelli che dovevano essere i valori, U_{int}^0 , L_r^0 e B_r^0 , al momento in cui i lobi sono stati formati. Considerando le dimensioni attuali dei lobi radio ($10 \div 100$ kpc) se ne deduce che i valori iniziali delle grandezze considerate avrebbero dovuto essere almeno dell'ordine di:

$$\begin{aligned} U_{int}^0 &\gtrsim 100 \times U_{int} \gg 10^{62} \text{ erg} \\ L_r^0 &\gtrsim 10^{10} \times L_r \gg 10^{35} \text{ W Hz}^{-1} \\ B_r^0 &\gtrsim 10^{14} \times B_r \gg 1 \text{ G} \end{aligned}$$

che appunto implicano una energetica assai elevata.

Fra l'altro l'intenso campo magnetico iniziale avrebbe dovuto causare perdite così forti, per emissione di sincrotrone, da tagliare tutti gli elettroni di maggiore energia, rendendo la sorgente visibile soltanto a lunghezze d'onda ultra-decamentriche.

Lo scenario era era molto difficile da accettare.

19.11.3 Modelli con produzione di energia prolungata (*continuum injection*)

Le considerazioni sulle perdite adiabatiche (Longair et al., 1973, MNRAS, 164, 243) portarono, agli inizi degli anni 70, a formulare modelli in cui i lobi radio sono il risultato di un processo esteso nel tempo.

I primi modelli assumevano espulsione dal nucleo della galassia di molte coppie di plasmoidi, in successione più o meno continua, che si allontanano in versi opposti lungo una specie di “canale”, a bassa densità di materia, che connette il nucleo con le hot-spot. Tale “canale” è scavato dai plasmoidi emessi in precedenza ed è praticamente privo di gas, per cui non assorbe lavoro (Christiansen, 1973, MNRAS, 164, 211). Il problema delle perdite adiabatiche è fortemente ridotto, poichè ogni coppia di plasmoidi trova “strada libera” fino alla fine del canale e compie del lavoro solo alla fine di esso. Ogni coppia di plasmoidi, di conseguenza, compie sempre meno lavoro delle coppie precedenti.

Il modello è poi stato modificato, anche a seguito della generale ubiquità, nelle radiosorgenti, di strutture radio collimate, che fanno pensare a “getti”, contenenti elettroni relativistici che emettono radiazione di sincrotrone, che fuoriescono dalle regioni nucleari e terminano all’interno dei lobi. La presenza di queste strutture suggeriscono che ci sia un trasporto continuo di particelle relativistiche che riforniscono i lobi stessi. Si è passati così ai *modelli a getti* (Scheuer, 1974, MNRAS, 164, 211; Blandford&Rees, 1974, MNRAS, 169, 395).

Nelle radiosorgenti più potenti (*FR II*) la fine del getto è determinata dall’impatto del flusso continuo di particelle con il gas intergalattico. In seguito a questa interazione si forma uno shock forte, per cui il flusso delle particelle, che nei getti è almeno parzialmente ordinato, si ri-isotropizza, e si ha una forte riaccelerazione, con un aumento dell’emissione radio locale, che costituisce le hot-spot. Di qui le particelle sfuggono, in tempi dell’ordine delle vite medie radiative degli elettroni ($< 10^5$ anni), con velocità di fuga v_f (stimata dal rapporto fra le dimensioni delle hot-spot e il tempo di permanenza) che è dell’ordine di c e diffondono all’indietro in una regione più vasta, formando il *lobo radio*, a volte chiamato *cocoon*, ovvero *bozzolo* (fig. 19.33). In altre parole, i lobi radio sono costituiti da plasma relativistico *lasciato indietro* dalle “hot spot”.

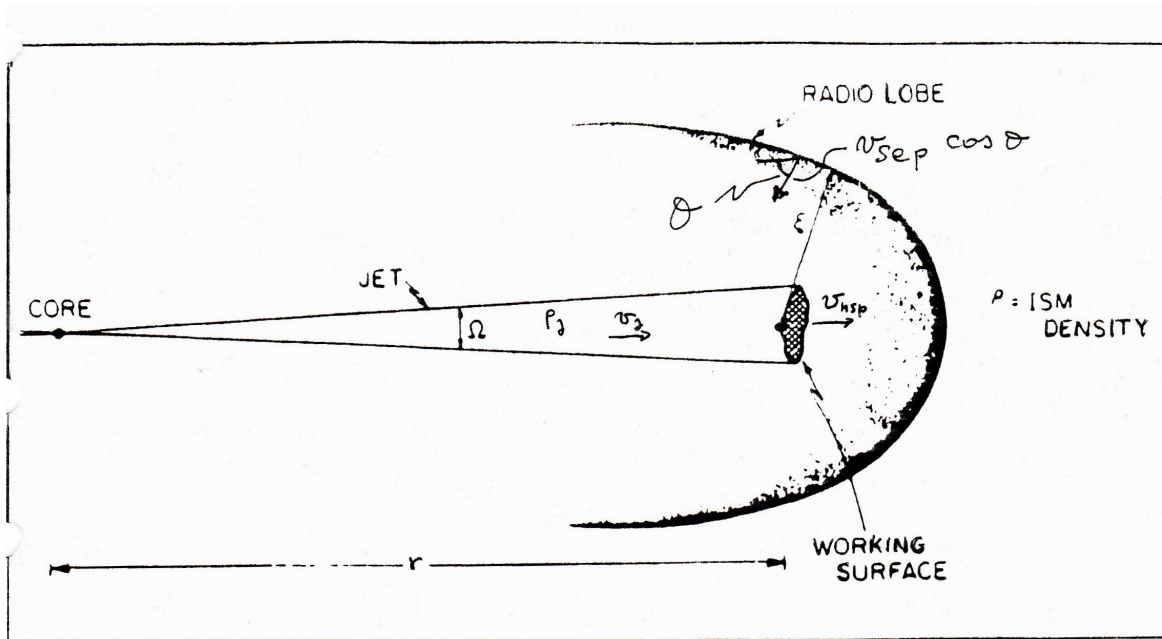


Figura 19.33: Schema del modello a “iniezione” continua

Se d è il diametro della hot-spot e $U_{h.sp.}$ e $u_{h.sp.}$ sono la sua energia e densità di energia interna, la quantità di energia che il nucleo deve fornire a ciascuna delle hot-spot nell'unità di tempo per rimpiazzare quella che sfugge e riempie i lobi sarà dell'ordine di

$$\Phi \approx u_{h.sp.} \times v_f \times d^2 = U_{h.sp.} \frac{v_f}{d} \sim U_{h.sp.} \frac{c}{d} \quad (19.18)$$

Nel caso ad esempio di *CygA* questa energia è pari a 10^{45} erg s⁻¹.

Le hot-spot avanzano nel mezzo intergalattico con una velocità, $v_{h.sp.}$ ¹⁰, che è determinata dall'equilibrio fra la pressione interna nella hot-spot, $P_{h.sp.}$, e la ram pressure (eq. 19.4) esercitata dal mezzo. La condizione di equilibrio si scrive quindi:

$$p_{ram} = \rho_{ig} v_{h.sp.}^2 = n_{ig} m_p v_{h.sp.}^2 \approx p_{h.sp.} \approx \frac{u_{h.sp.}}{3} \quad (19.19)$$

Al moto di allontanamento dal nucleo delle “hot spot” è associato un semplice moto di espansione dei lobi, che, come detto in § 19.8, ne determina la forma ovoidale; se non fosse per questo moto di allontanamento dal nucleo, i lobi si espanderebbero in maniera isotropa ed avrebbero quindi un aspetto più o meno sferico. A seguito dell'espansione i lobi compiono una azione da “spazzini” rimuovendo il gas esterno, in toto o in buona parte, dal volume che vanno occupando. Un esempio di ciò di questo quanto si osserva nel caso della radiosorgente Perseus A (fig. 19.24, Bohringer et al., 1993, MNRAS, 264, L25). Questa radiosorgente è situata nel centro dell'ammasso del Perseo che è sede di intensa emissione X ad opera del gas caldo intergalattico. Nella posizione dei lobi radio l'emissione X è praticamente assente, il che significa che il gas caldo che occupava quei volumi è stato rimosso. Situazioni simili sono state riscontrate in altre radiosorgenti, fra cui Cygnus A.

Se la velocità di avanzamento delle hot-spot, v_{sep} è circa costante nel tempo, l'età della radiosorgente si potrà valutare come $\tau_{din} \approx D/v_{sep}$. L'energia totale che occorre fornire alle hot-spot durante tutta la vita della radiosorgente per rimpiazzare quella che ne sfugge, dalla (19.18) sarà:

$$U_{tot} = \Phi \times \tau_{din} \approx U_{h.sp.} \times \left(\frac{v_f}{d} \right) \times \left(\frac{D}{v_{sep}} \right) \quad (19.20)$$

Per *CygA* questo corrisponde a 10^{58} erg.

¹⁰Ignoriamo il problema del “dentist drill” (§ 19.10.3) e assumiamo una hot-spot singola, per cui $v_{sep} \equiv v_{h.sp.}$

20 Effetti relativistici in sorgenti di radiazione in movimento

Aggiornato Marzo 2002, rivisto 2011

20.1 Effetto Doppler

Se una sorgente di radiazione si muove con velocità $v = \beta c$ in una direzione che forma (nel sistema di riferimento dell'osservatore) un angolo θ_o con la linea di vista (es. fig 20.2), la frequenza ν_o a cui l'osservatore riceve il segnale differisce da quella ν_e a cui esso è emesso dalla sorgente a causa dell'effetto Doppler e la relazione fra le due frequenze è data da:

$$\nu_o = \frac{\nu_e}{\gamma(1 - \beta \cos \theta_o)} = \nu_e \times \mathcal{D} \quad (20.1)$$

dove $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ è il fattore di Lorentz. Il termine:

$$\mathcal{D} = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta_o)} \quad (20.2)$$

è chiamato fattore Doppler.

Notare che qui adottiamo la convenzione opposta a quella abituale in astronomia¹, per cui consideriamo positive le velocità *in avvicinamento* ($\cos \theta_o > 0$, $-90^\circ < \theta_o < +90^\circ$) e quindi, correttamente, $\mathcal{D} > 1$, ossia $\nu_o > \nu_e$, se la sorgente di radiazione si avvicina all'osservatore. Per $\beta \rightarrow 0$, cioè $v \ll c$, ossia $\gamma \approx 1$, $\mathcal{D} \rightarrow (1 + \beta \cos \theta_o)$, che è l'espressione dell'effetto Doppler classico.

Il valore massimo del fattore Doppler si ottiene per $\theta_o = 0$ ed è dato da:

$$\mathcal{D} = \frac{1}{\gamma(1 - \beta)} = \gamma(1 + \beta) = \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}} \quad \text{cui corrisponde } \gamma_{min} = \frac{1}{2} \left(\frac{\mathcal{D}_{max}^2 + 1}{\mathcal{D}_{max}} \right)$$

che fornisce il minimo valore di γ compatibile con un dato $\mathcal{D} \leq \mathcal{D}_{max}$.

Dall'eq. (20.2) si può ricavare infine β in funzione di θ_o e \mathcal{D} :

$$\beta = \frac{\mathcal{D}^2 \cos \theta_o \pm \sqrt{1 - \mathcal{D}^2 \sin^2 \theta_o}}{1 + \mathcal{D}^2 \cos^2 \theta_o} \quad (20.3)$$

Dalla (20.3) si deduce che deve essere $\sin \theta_o \leq \frac{1}{\mathcal{D}}$. Si vede inoltre che per $\mathcal{D} < 1$ il secondo termine al numeratore della (20.3) è maggiore del primo, quindi si ha per β una sola soluzione (quella col segno +).

20.1.1 Amplificazione di luminosità in presenza di moto relativistico

Consideriamo una sorgente che emette una luminosità totale L_e , cui corrisponde una luminosità monocromatica $L(\nu_e)$. Notiamo subito che se la potenza è irradiata in una banda di frequenza $\Delta\nu_e$, a causa della (20.1) essa sarà ricevuta in una banda $\Delta\nu_o = \Delta\nu_e \times \mathcal{D}$.

Vediamo come il moto della sorgente rispetto all'osservatore ne modifica la luminosità, secondo la valutazione dell'osservatore (fig. 20.1).

Consideriamo, in primo luogo, la luminosità integrata su tutto lo spettro. Poichè la luminosità è energia di radiazione per unità di tempo, dovremo tenere conto di alcune trasformazioni relativistiche per passare da L_e a L_o .

¹Se l'effetto Doppler è dovuto alla recessione cosmologica delle galassie/quasar, allora la velocità è considerata positiva in allontanamento e il fattore Doppler nella (20.1) e in tutte le altre relazioni è rappresentato dal termine $1 + z$ = $\sqrt{1 + \beta/(1 - \beta)}$, dove z è il redshift. Data la convenzione diversa sul segno di β si vede immediatamente che $1 + z = \mathcal{D}^{-1}$.

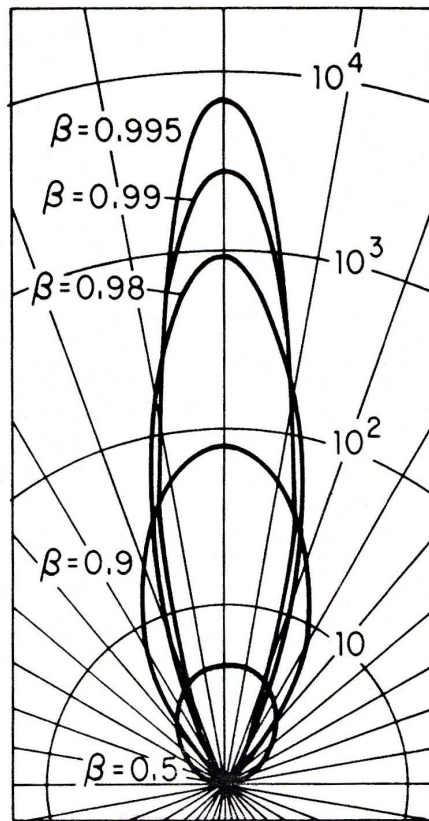


Figura 20.1: Amplificazione della luminosità monocromatica (potenze di 10) dovuta all'effetto Doppler, in funzione di β e dell'angolo θ rispetto alla linea di vista. La linea verticale corrisponde a $\theta = 0^\circ$ e le altre rette oblique sono multipli di 10° (Kellermann & Verschuur 1988, "Galactic and Extragalactic Radio Astronomy", p. 588, Springer-Verlag).

- Trasformazione dell'energia dei fotoni

L'energia dei fotoni, $h\nu$, si trasforma evidentemente secondo la (20.1). Questo produce una variazione sulla L_o di un fattore \mathcal{D} rispetto a L_e .

- Trasformazione dei tempi.

Indicando con dt_e e dt_o gli intervalli di tempo durante i quali viene rispettivamente emesso dalla sorgente e ricevuto dall'osservatore un pacchetto di fotoni, per l'effetto Doppler, si può vedere facilmente che:

$$dt_e = dt_o \times \mathcal{D}$$

Infatti l'intervallo di tempo dt_e è un tempo proprio e quindi per l'osservatore risulta dilatato a γdt_e . L'intervallo di tempo dt_o in cui l'osservatore riceve la radiazione emessa dalla sorgente in dt_e (che per lui è γdt_e) è però ancora più corto. Infatti poichè la sorgente si muove verso l'osservatore, fra il primo fotone emesso e l'ultimo la sorgente si è avvicinata di $\gamma dt_e v \cos \theta_o$, per cui, come detto:

$$dt_o = dt_e \gamma - dt_e \gamma \frac{v \cos \theta_o}{c} = dt_e \gamma (1 - \beta \cos \theta_o) = dt_e / \mathcal{D} \quad (20.4)$$

Se, per esempio, $dt_e = 1$ sec, e $\mathcal{D} > 1$, allora dt_o sarà < 1 sec. Poichè la luminosità è l'energia ricevuta in un secondo, tutto ciò implica un'altra variazione di un fattore \mathcal{D} sulla L_o , rispetto a L_e .

- Trasformazione degli angoli.

La radiazione ricevuta dall'osservatore attraverso una superficie unitaria, perpendicolare alla linea di vista, sarà compresa entro un cono di angolo solido $d\Omega_o$, centrato sulla sorgente, diverso da quello

del cono di emissione alla sorgente, $d\Omega_e$, a causa dell'aberrazione relativistica. I due coni sono legati dalla relazione:

$$d\Omega_o = d\Omega_e / \mathcal{D}^2$$

Infatti, se indichiamo con $d\theta_e$ e $d\theta_o$ gli angoli di apertura dei due coni, per cui $d\Omega_o \approx \pi d\theta_o^2$ e $d\Omega_e \approx \pi d\theta_e^2$, differenziando l'espressione dell'aberrazione relativistica (eq. 4.15):

$$\tan \theta_e = \frac{\sin \theta_o}{\gamma(\cos \theta_o - \beta)}$$

si ottiene:

$$\frac{d\theta_e}{\cos^2 \theta_e} = \left[\frac{\cos \theta_o}{\gamma(\cos \theta_o - \beta)} + \frac{\sin^2 \theta_o}{\gamma(\cos \theta_o - \beta)^2} \right] d\theta_o$$

Utilizzando l'altra espressione dell'aberrazione relativistica:

$$\cos \theta_e = \frac{\cos \theta_o - \beta}{1 - \beta \cos \theta_o}$$

si ottiene, dopo qualche semplificazione, il risultato cercato.

Se $\mathcal{D} > 1$, il ch  avviene per angoli $\theta_o < \theta_b$ tali che $\cos \theta_b = \frac{\gamma - 1}{\beta\gamma}$, la radiazione emessa alla sorgente entro un certo angolo solido $d\Omega_e$ verr  concentrata per l'osservatore in un angolo solido $d\Omega_o$ minore (si usa il termine *beaming*). Abbiamo gi  incontrato questo effetto nello studio del processo di sincrotrone: la sorgente, nel sistema di riferimento dell'osservatore non emette pi  in maniera isotropa, ma preferenzialmente in avanti. Poich  l'osservatore nel calcolare la luminosit  L_o assume che l'emissione sia isotropa, questo comporta un'altra variazione di un fattore \mathcal{D}^2 sulla L_o , rispetto a L_e . In conclusione, avremo dunque:

$$L_o = L_e \times \mathcal{D}^4 \quad (20.5)$$

(Una deduzione alternativa   presentata in   20.6). Questa relazione mostra che la luminosit , e quindi il flusso che si riceve da una sorgente di radiazione in movimento, differisce di un fattore \mathcal{D}^4 dal valore che si misurerebbe se essa fosse ferma. Tale fattore sar  > 0 o < 1 a seconda che essa si muova verso l'osservatore o in direzione opposta. Questo incremento del flusso, causato dall'effetto Doppler, diventa importante a θ_o piccoli e soprattutto per $\beta \sim 1$. Per esempio, per $\beta = 0.9$ e $\theta_o = 0^\circ$, $\mathcal{D} = 4.4$ e l'aumento di flusso   ~ 370 , un valore considerevole. Questo effetto relativistico   conosciuto come *boosting* (potenziamento) *relativistico* o *Doppler boosting* dei flussi o anche *relativistic beaming*.

Se, anzich  le luminosit  totali, vogliamo considerare quelle monocromatiche, $P_o(\nu_o)$ e $P'_e(\nu_e)$, dobbiamo tenere conto della relazione fra le bande di emissione e di osservazione, per cui avremo:

$$P_o(\nu_o) d\nu_o = P_e(\nu_e) d\nu_e \times \mathcal{D}^4$$

da cui:

$$P_o(\nu_o) = P_e(\nu_e) \times \mathcal{D}^3 \quad (20.6)$$

Se lo spettro della sorgente   uno spettro tipico di sincrotrone, $P(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$, possiamo riscrivere la (20.6) in funzione della luminosit  *emessa* ad una frequenza pari a quella di *osservazione* e ci :

$$P_o(\nu_o) = [P_e(\nu_o)(\nu_o/\nu_e)^\alpha] \times \mathcal{D}^3 = P_e(\nu_o) \times \mathcal{D}^{3+\alpha} = P_e(\nu_o) \times \mathcal{D}^4 \times \mathcal{D}^{-(1-\alpha)} \quad (20.7)$$

Il termine correttivo $\mathcal{D}^{1-\alpha}$   la *correzione* k_c . Si rimanda alla nota di pag. 20.1 per l'applicazione della (20.7) al caso in cui l'effetto Doppler sia da attribuirsi al redshift.

Se si conosce il fattore Doppler \mathcal{D} , utilizzando le (20.5) e (20.7) si possono calcolare, dal flusso osservato, la luminosità totale o la luminosità monocromatica emesse dalla sorgente, ossia quelle che misurerebbe un osservatore in quiete rispetto ad essa, rimuovendo così gli effetti sistematici dovuti al suo moto. Questo è molto utile quando si devono confrontare fra di loro oggetti osservati ad una stessa frequenza, ma dotati di velocità diverse, per i quali, quindi, data ν_o , diversa è la frequenza di emissione. Questo caso si presenta puntualmente, per esempio, quando si confrontano, nella stessa radiosorgente, valori di flusso relativi al nucleo (spesso dotato di moti relativistici) coi valori relativi alle componenti estese (dotate di moti molto più lenti, § 20.1.3).

Notiamo infine che i cataloghi limitati in flusso possono contenere radiosorgenti intrinsecamente deboli il cui flusso, se sono orientate a piccoli angoli rispetto alla linea di vista, risulta aumentato per effetti relativistici sulle loro sotto-strutture in movimento. Queste radiosorgenti non entrerebbero nel catalogo se fossero orientate a grandi angoli dalla linea di vista. Questo effetto di selezione, di cui si deve tener conto quando si tratta con radiosorgenti le cui parti si muovono a velocità relativistiche, è conosciuto come *favoritismo Doppler*.

20.1.2 Asimmetrie di flusso e di brillantezza superficiale

Supponiamo che due “plasmoidi” radio aventi la stessa luminosità L siano espulsi simultaneamente e con la stessa velocità, ma in direzioni opposte ($\cos\theta_o$ di segno opposto), dal nucleo di una radiosorgente. Per la (20.7), il flusso di quello in *avvicinamento* (S_a) sarà maggiore di quello che *recede* (S_r) della quantità:

$$\frac{S_a}{S_r} = \left(\frac{1 + \beta \cos \theta_o}{1 - \beta \cos \theta_o} \right)^{3+\alpha} \quad (20.8)$$

Questa relazione si applica a componenti isolate che si allontanano dal nucleo della radiosorgente, come quelle che si osservano nelle radiosorgenti *superluminali* (§ 21.5), o ai lobi radio presi nel loro complesso.

Se invece si vuole studiare l'effetto del boosting relativistico su strutture quasi continue come sono i getti, dove i plasmoidi sono pressochè contigui, è più conveniente ragionare in termini di brillantezza superficiale. Quindi se indichiamo con ℓ la lunghezza di ciascun getto, con $\ell_a \propto \ell \mathcal{D}_a$ ed $\ell_b \propto \ell \mathcal{D}_b$ (eq. 20.14) la lunghezza osservata delle due strutture e con $s_a = s_r = s$ il loro spessore, che non risente di effetti relativistici causati dal moto, possiamo scrivere la brillantezza per i getti in avvicinamento e in recessione:

$$B_{a,r}(\nu_o) \propto \frac{S(\nu_o)}{(\ell \mathcal{D}_{a,r})s} = \frac{P(\nu_o)}{4\pi d^2 \ell s} \mathcal{D}_{a,r}^{2+\alpha} \quad (20.9)$$

La (20.8), scritta in termini di brillantezza superficiale, diventerà quindi:

$$\frac{B_a}{B_r} = R_B = \left(\frac{\mathcal{D}_a}{\mathcal{D}_r} \right)^{2+\alpha} = \left(\frac{1 + \beta \cos \theta_o}{1 - \beta \cos \theta_o} \right)^{2+\alpha} \quad (20.10)$$

Per valori grandi di γ e piccoli angoli, R_B può facilmente diventare molto grande. Per esempio, se $\gamma = 5$ ($\beta = 0.98$), $\theta_o = 0$ e $\alpha = 0.7$, $R_B \approx 2 \times 10^4$. Questo può far sì che dei due getti di una radiosorgente uno solo sia visibile.

20.1.3 Rapporto $R = S_{core}/S_{ext}$

Relazioni analoghe alla (20.8) o (20.10) si possono scrivere naturalmente, anche per componenti dotate di β diversi. Particolarmente utile per la diagnostica dei moti degli elementi che costituiscono una radiosorgente, è il comportamento del rapporto $R = S_{core}/S_{ext}$ tra il flusso misurato nel nucleo (S_{core}) di una radiosorgente e quello misurato nella sua struttura estesa (S_{ext}).

Si considera che il flusso che noi diciamo “del nucleo”, sia la somma dei due flussi, supposti intrinsecamente uguali, dei due tratti iniziali del getto e del controgetto, che si muovono a velocità relativistica (fig. 21.1). In questo caso se S_0 è il flusso del nucleo che un osservatore misurerebbe se le basi dei due getti fossero ferme, scriveremo per la (20.7).

$$\begin{aligned} S_{core} &= \frac{1}{2} S_0 \left\{ \frac{1}{[\gamma(1 - \beta \cos \theta_o)]^{3+\alpha}} + \frac{1}{[\gamma(1 + \beta \cos \theta_o)]^{3+\alpha}} \right\} = \\ &= \frac{1}{2} S_{90} \left\{ \frac{1}{[(1 - \beta \cos \theta_o)]^{3+\alpha}} + \frac{1}{[(1 + \beta \cos \theta_o)]^{3+\alpha}} \right\} \end{aligned} \quad (20.11)$$

Con S_{90} si intende il flusso che si osserverebbe per getti dotati di velocità $v = \beta c$ ma orientati a 90° rispetto alla linea di vista: si noti che $S_{90} \neq S_0$, cioè si ha un effetto di boosting relativistico anche se la radiosorgente è orientata nel piano del cielo e quindi non ha nessuna componente di moto *lungo* la linea di vista (*effetto Doppler trasversale*) che può anche essere considerevole. Per esempio per $\alpha = 0.7$, $\gamma = 5$, $S_{90} \approx 400 S_0$.

Poichè i lobi si muovono con velocità $< 0.1 c$ (§ 20.4) gli effetti relativistici su di essi sono trascurabili. Adottando $\gamma_{ext} \approx 1$ e $\alpha_{core} \approx 0$ il rapporto tra il flusso del nucleo e quello della componente estesa può essere scritto approssimativamente come:

$$R = \frac{S_{core}}{S_{ext}} \approx \left(\frac{S_{core}}{S_{ext}} \right)_0 \left\{ \frac{[\gamma_{core}(1 - \beta_{core} \cos \theta_o)]^{-3} + [\gamma_{core}(1 + \beta_{core} \cos \theta_o)]^{-3}}{(1 - \beta_{ext} \cos \theta_o)^{-(3+\alpha)} + (1 + \beta_{ext} \cos \theta_o)^{-(3+\alpha)}} \right\} \quad (20.12)$$

che, come si vede, può diventare molto grande. Per esempio per $\beta_{ext} = 0.1$, $\beta_{core} = 0.99$ ($\gamma_{core} = 7$), $\alpha = 0.7$, $\theta_o \sim 0^\circ$ si ottiene $R \sim 10^3 (S_{core}/S_{ext})_0$.

In questo caso il favoritismo Doppler può far sì che deboli sorgenti orientate vicino alla linea di vista, possano subire un aumento del flusso del loro nucleo così notevole da apparire come sorgenti “compatte”, con struttura estesa associata debole o assente (cap. 21).

Il confronto del rapporto $R = S_{core}/S_{ext}$ osservato in radiosorgenti individuali con quello previsto per strutture orientate nel piano del cielo consente di trarre informazioni sulla plausibile orientazione del jet e sulla sua velocità nel tratto iniziale, dove è ancora relativistico.

20.2 Ritardo nei tempi di transito della radiazione

Se una sorgente di radiazione si muove ad una velocità vicina a quella della luce ($v \sim c$, $\beta = v/c \sim 1$, $\gamma \gg 1$), in una direzione vicina alla linea di vista, allora essa “insegue” la sua propria radiazione a distanza ravvicinata. Di conseguenza intervalli di tempo relativi ad eventi di emissione di radiazione misurati alla sorgente sono diversi da quanto misura un osservatore verso cui la sorgente si muove a velocità relativistiche.

Il processo è schematizzato in fig. 20.2. Al tempo $t = 0$ un segnale viene emesso dal nucleo O di una radiosorgente. Se d è la distanza della radiosorgente dall’osservatore, il segnale verrà ricevuto dopo un tempo $t_1 = d/c$. Contemporaneamente viene emessa una nube di plasma che emette radiazione e che si muove verso l’osservatore, con velocità $v > 0$, in una direzione che forma un angolo θ con la linea di vista. Dopo un tempo t_a (la struttura *avanza* verso l’osservatore) la nube avrà raggiunto il punto C , avendo percorso un tratto pari a $D_a = vt_a$. Se qui viene emesso un segnale, questo sarà ricevuto dall’osservatore dopo un tempo $t_2 = t_a + (d - vt_a \cos \theta)/c$ dall’istante iniziale.

Quindi l’intervallo di tempo fra il momento in cui l’osservatore riceve la radiazione dal nucleo e quello in cui riceve la radiazione dalla nube è dato da:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = t_a(1 - v/c \cos \theta) = t_a(1 - \beta \cos \theta) \quad (20.13)$$

che può essere anche molto più breve del tempo t_a intercorso fra l’emissione dei due segnali.

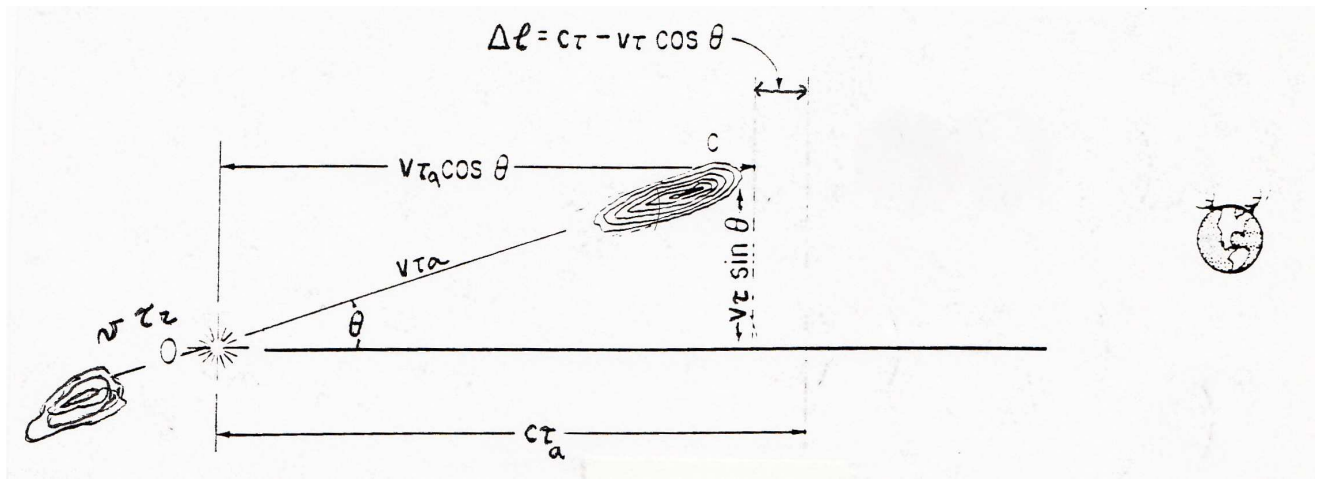


Figura 20.2: Effetti relativistici sulle componenti in moto di radiosorgenti (qui il tempo è indicato con τ . Il globo terrestre sulla destra indica la posizione dell'osservatore (adattato da "Galactic and Extragalactic Radio Astronomy", p. 588, referenza citata).

20.3 Asimmetrie nelle dimensioni dei lobi radio

Utilizzando ancora la fig. 20.2, supponiamo che al tempo $t = 0$ siano emesse simultaneamente dal nucleo della radiosorgente due nubi, in direzioni opposte e con la stessa velocità v , in modo che l'asse della radiosorgente formi un angolo θ con la linea di vista. Ad un tempo Δt dopo l'espulsione si osserva la radiosorgente: il segnale emesso dalla nube che si allontana impiega un tempo maggiore per raggiungere l'osservatore che non quello emesso dalla nube che si avvicina, quindi ciò che si riceve al tempo Δt sarà un segnale che è stato emesso da questa nube ad un'epoca precedente quella a cui è emesso il segnale che si riceve dalla nube in avvicinamento. Il segnale proveniente dalla nube che recede deriverà dunque da una regione che è più vicina al nucleo che non il segnale proveniente dalla nube in avvicinamento. Dato Δt quindi, i tempi di percorrenza t_a e t_r (i pedici a ed r indicano la struttura che *avanza* e quella che *recede* dall'osservatore) si ricavano dalla (20.13) ponendo $\cos \theta > 0$ e $\cos \theta < 0$ rispettivamente per la nube che si avvicina e per quella che si allontana, cioè:

$$t_a = \frac{\Delta t}{1 - \beta \cos \theta} \quad t_r = \frac{\Delta t}{1 + \beta \cos \theta}$$

Poichè le dimensioni lineari proiettate sul piano del cielo delle due strutture sono $D'_a = D_a \sin \theta = vt_a \sin \theta$ e $D'_r = D_r \sin \theta = vt_r \sin \theta$ si ottiene:

$$\frac{D'_a}{D'_r} = \frac{t_a}{t_r} = \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (20.14)$$

ovvero, facendo uso del fattore Doppler ed introducendo anche le distanze angolari (θ_a, θ_r) sotto cui sono viste le due nubi.

$$\frac{D_a}{D_r} = \frac{D'_a}{D'_r} = \frac{\theta_a}{\theta_r} = \frac{D_a}{D_r}$$

Le implicazioni sperimentali sono discusse anche in § 19.10.1.

20.4 Asimmetrie osservate nei lobi radio

Le osservazioni forniscono per il rapporto tra il flusso del lobo più luminoso e l'altro un valore mediano di ≈ 1.6 . Se attribuiamo questa asimmetria in flusso ad effetti relativistici, dalla (20.8) si ricaverebbe un valor mediano $\beta \cos \theta \approx 0.06$. Se le radiosorgenti sono orientate a caso nel cielo l'angolo mediano che esse formano con la linea di vista è $\theta_{\text{mediano}} = 60^\circ$ per cui si troverebbe $\beta \lesssim 0.1$. Ne concluderemmo,

attribuendo le (piccole) asimmetrie a Doppler boosting, che i lobi si muovono e si allontanano dal centro della radiosorgente ma a velocità *non* relativistiche, come invece avviene per la parte iniziale dei getti (§ 21.5).

Nell'ipotesi che le asimmetrie osservate nei lobi fossero dovute a effetti relativistici della loro velocità di insieme, combinando le relazioni (20.14) e (20.8), otterremo una relazione fra i flussi e le dimensioni dei lobi

$$\frac{S_a}{S_r} = \left(\frac{\theta_a}{\theta_r} \right)^{3+\alpha} \quad (20.15)$$

Secondo tale relazione, il lobo più lontano al nucleo dovrebbe essere quello più luminoso, ma questa previsione non è affatto confermata dalle osservazioni. Semmai c'è una tendenza a che sia il lobo più vicino al nucleo ad essere il più luminoso. Ciò indica chiaramente che nei lobi radio le velocità globali non sono le responsabili delle asimmetrie osservate.

In effetti, secondo il modello a flusso continuo visto in § 19.11.3 è solo la testa del lobo (la “hot-spot”) che può avanzare con velocità $\lesssim 0.2 c$, mentre la maggior parte del lobo è costituita da materiale in quiete. Quindi solo le asimmetrie in lunghezza dei lobi viste in § 20.3 possono essere ragionevolmente attribuite al loro moto. Trarre una conferma facendo uso di una relazione come la (20.15) scritta per le hot-spot è però complicato dato che queste non possono essere considerate due nubi “identiche” vista la loro varietà di morfologie.

A cosa attribuire, allora, le asimmetrie in flusso se queste non sono coerenti con le asimmetrie in lunghezza? Potrebbe trattarsi di asimmetrie intrinseche, per esempio dovute al mezzo circostante, come discusso da Arshakian & Longair (2000, MNRAS, 311, 846, vedi anche § 19.10.1).

20.5 Velocità trasversale apparente

La distanza percorsa in un tempo t_a è proiettata sul piano del cielo nel segmento $D'_a = D_a \sin \theta$ (fig. 20.2). L'osservatore misura quindi una velocità trasversale

$$v_{app} = \frac{D'_a}{\Delta t} = \frac{D_a \sin \theta}{t_a(1 - \beta \cos \theta)} = \frac{v \sin \theta}{(1 - \beta \cos \theta)} \quad (20.16)$$

che può essere molto maggiore di $v \sin \theta$ che è la velocità trasversale vera.

La velocità apparente raggiunge un massimo per $\cos \theta = \beta$ ossia $\sin \theta = 1/\gamma$, ($\theta \approx 1/\gamma$ per γ grandi) e vale:

$$\beta_{app}^{max} = \gamma \beta \approx \gamma \quad \text{per } v \sim c \quad (20.17)$$

La velocità apparente può quindi essere superiore a quella della luce se la nube si muove con velocità molto vicina a c ed in una direzione che forma un angolo θ piccolo con la linea di vista.

L'andamento di $\beta_{app} = v_{app}/c$ in funzione di θ è mostrato in fig. 20.3 per diversi valori di γ . β_{app} cresce al diminuire dell'angolo con la linea di vista (θ) fino ad un valore massimo, poi comincia a decrescere. Si noti che il picco di velocità diviene sempre più stretto al crescere di γ . Per $\gamma \gg 1$ un dato β_{app} si ottiene, col minimo γ , in prossimità di β_{app}^{max} , e cioè per $\theta \approx \sin \theta \sim 1/\gamma$, e comunque, gli angoli possibili che danno luogo ad una determinata velocità apparente (larghezza del picco) sono tutti quelli contenuti entro un piccolo cono di ampiezza $\sim 1/\gamma$. Per cui, in mancanza di altre informazioni si adottano generalmente i valori: $\gamma \approx \beta_{app} \approx \beta_{app}^{max}$ e $\theta = 1/\gamma \pm 1/(2\gamma)$. Per esempio, se $\beta_{app}^{max} = 5$ si avrà: $\gamma \approx 5$, $\theta \approx 12^\circ \pm 6^\circ$.

Dall'eq. (20.16) si possono dedurre altre utili relazioni.

1) Per un dato angolo θ , il valore massimo di β_{app} , che si ha per $\beta = 1$, risulta:

$$\beta_{app}^{max}(\theta) = \frac{\sin \theta}{1 - \cos \theta}$$

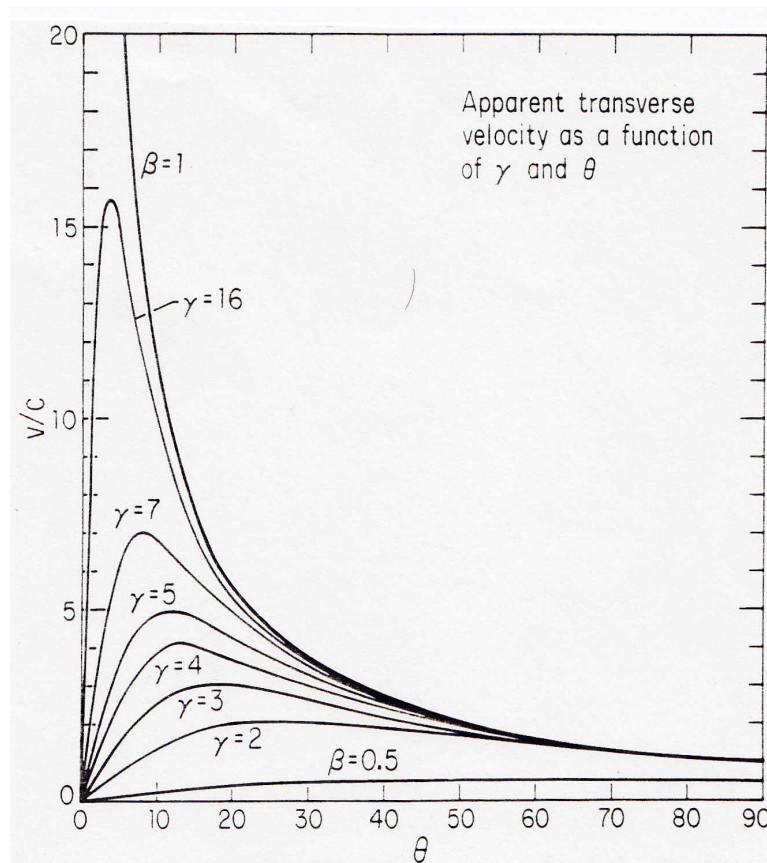


Figura 20.3: Velocità apparente in funzione di θ e γ (Kellermann&Verschuur, referenza citata , p. 589).

2) Viceversa, per un dato β_{app} c'è un angolo massimo possibile, dato da:

$$\cos(\theta_{max}) = \frac{\beta_{app}^2 - 1}{\beta^2 + 1}$$

3) Inoltre, fissato β_{app} , il valore di β compatibile con esso, in funzione di θ , è dato da:

$$\beta = \frac{\beta_{app}}{\beta_{app} \cos \theta + \sin \theta}$$

20.5.1 Velocità apparenti e boosting Doppler

Se si conoscono sia β_{app} che \mathcal{D} , dalle eq. (20.2) e (20.16) si ottiene² (Ghisellini et al. 1993, ApJ 407, 65):

$$\gamma = \frac{\beta_{app}^2 + \mathcal{D}^2 + 1}{2 \mathcal{D}} \quad (20.18)$$

mentre l'angolo rispetto alla linea di vista è dato da:

$$\tan \theta = \frac{2\beta_{app}}{\beta_{app}^2 + \mathcal{D}^2 - 1} \quad (20.19)$$

Infine, noto γ , ovvero β , si ricava anche lo spostamento vero ($\beta \cdot \Delta t$) in un dato intervallo di tempo. Dal confronto di questo con lo spostamento apparente, si ottiene la distanza e, dal redshift, la costante di Hubble, H_0 .

²Naturalmente vale anche per le altre relazioni che coinvolgono β e θ discusse in §§ 20.1.2, 20.1.3 o 20.4.

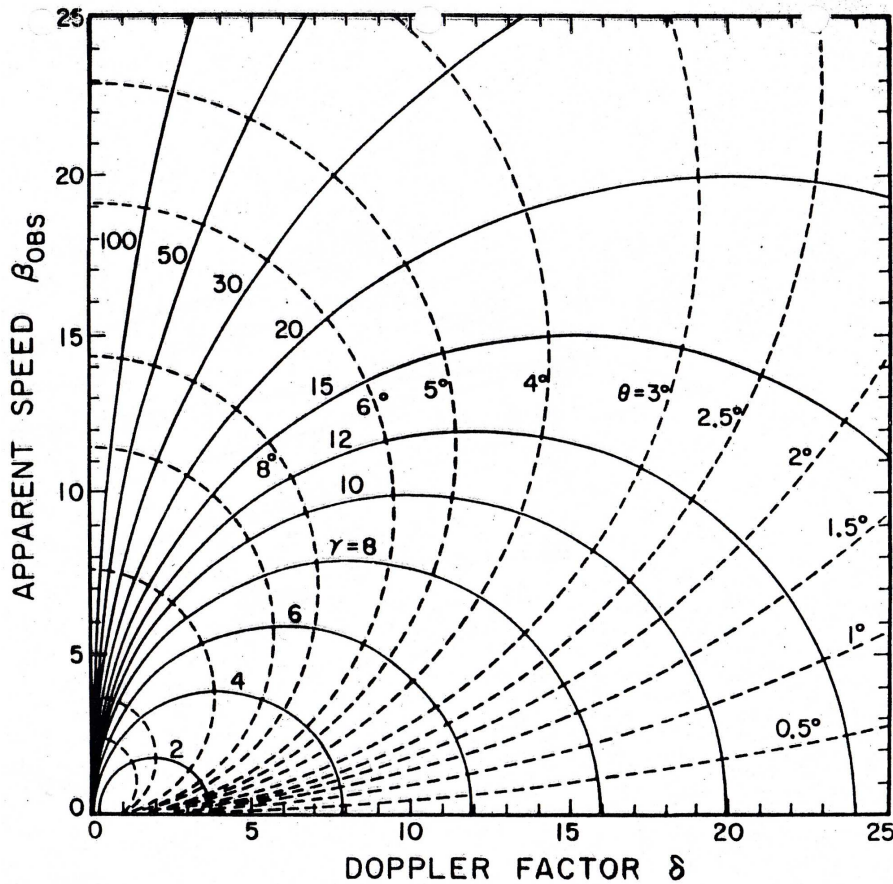


Figura 20.4: Grafico che visualizza le relazioni fra γ , θ , \mathcal{D} (δ in figura) e β_{app} (β_{obs} in figura). Le curve a tratto continuo e quelle tratteggiate sono rispettivamente i luoghi a γ costante e a θ costante. La localizzazione nel piano \mathcal{D} , β_{app} di una coppia di valori del fattore Doppler e della velocità apparente permette di vedere subito quali sono i valori di γ e θ implicati. (Cohen & Unwin 1984, IAU Symp. 110, “VLBI and Compact Radio sources”, Fanti, Kellermann & Setti, p. 95)

Se \mathcal{D} è un limite inferiore, come nel caso in cui viene dedotto dal *synchrotron self-Compton* (§ 5.4), allora γ è:

a) un limite superiore se
$$\mathcal{D} < \sqrt{\beta_{app}^2 + 1}$$

b) un limite inferiore se
$$\mathcal{D} > \sqrt{\beta_{app}^2 + 1}$$

Nei due casi, per $\mathcal{D} \ll$ e $\mathcal{D} \gg$, si ha rispettivamente:

$$\text{a) } \gamma \approx \frac{\sqrt{\beta_{app}^2 + 1}}{2\mathcal{D}} \qquad \text{b) } \gamma \approx \frac{\mathcal{D}}{2}$$

Le eq. (20.18) e (20.19) precedenti sono visualizzate in maniera molto efficiente nel nomogramma di fig. 20.4

20.6 Deduzione alternativa del *Doppler boosting*.

La sorgente di radiazione \mathbf{S} è in moto rispetto all'osservatore \mathbf{O} con velocità \vec{v} , in avvicinamento. Consideriamo due sistemi di riferimento, $SR'(x',y',z')$ e $SR(x,y,z)$, con origini \mathbf{O} e \mathbf{O}' , istantaneamente coincidenti al tempo $t = t'$ (fig. 20.5). Il primo è in quiete rispetto alla sorgente \mathbf{S} . Il secondo (SR , il sistema dell'osservatore) si avvicina alla sorgente con velocità \vec{v} lungo gli assi y, y' , verso negativo. Tutte le grandezze accentate si riferiscono a SR' . Quelle non accentate a SR .

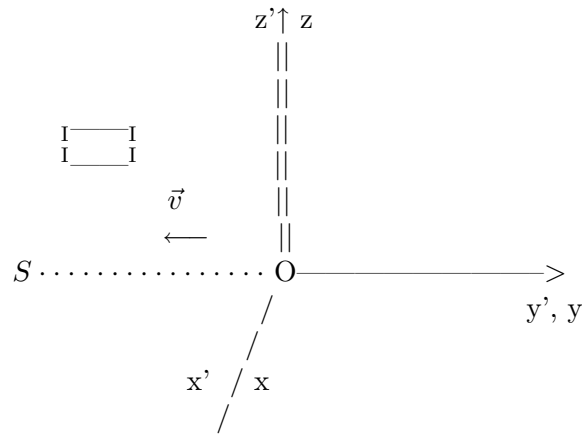


Figura 20.5: Schema dei Sistemi di Riferimento. Il rettangolo nel quadrante in alto a sinistra rappresenta il pacchetto di fotoni discusso nel testo di sezione A e lunghezza ℓ (ℓ').

In primo luogo, abbiamo la relazione $\nu' = \nu \mathcal{D}^{-1}$.

Vogliamo ora trovare la relazione fra la densità di flusso $S(\nu)$ e $S'(\nu')$, misurate da O (SR) e da O' (SR'). Scriviamo le due quantità come segue:

$$S(\nu) = n(\nu) c h \nu \quad S'(\nu') = n'(\nu') c h \nu'$$

dove $n(\nu)$ e $n'(\nu')$ sono le densità di fotoni nei due sistemi. Mostriamo che $n(\nu) = n'(\nu')$. Allo scopo consideriamo un pacchetto di fotoni di sezione A e lunghezza ℓ in SR e ℓ' in SR', rappresentato dal rettangolino in fig. 20.5. Il numero di fotoni con frequenza fra ν e $\nu + d\nu$ (o ν' e $\nu' + d\nu'$), contenuto nel pacchetto è dato da:

$$dN = n(\nu) d\nu A \ell \quad dN' = n'(\nu') d\nu' A \ell'$$

Le due lunghezze ℓ e ℓ' non sono legate dal fenomeno della contrazione delle lunghezze, poichè ne' ℓ' ne' ℓ sono in quiete rispetto ad alcun sistema di riferimento.

Calcoliamo gli intervalli di tempo $\Delta t'$ e Δt necessari al pacchetto di fotoni per transitare da $O \equiv O'$. $\Delta t' = \ell'/c$ è un tempo proprio (le coordinate spaziali dei due eventi coincidono [$y'_1 = y'_2 = 0$]), per cui Δt si calcola con la dilatazione dei tempi:

$$\Delta t = \Delta t' \gamma = \frac{\ell'}{c} \gamma$$

Ma al tempo stesso avremo:

$$\Delta t = \frac{\ell}{c - v} \quad [\ell + v \Delta t = c \Delta t]$$

per cui uguagliando le due espressioni per Δt di ha:

$$\ell = \ell' \gamma (1 - \beta) = \frac{\ell'}{\mathcal{D}}$$

e, infine, uguagliando dN e dN' (il numero di fotoni del pacchetto si conserva):

$$n(\nu) d\nu \frac{\ell'}{\mathcal{D}} = n'(\nu') d\nu' \ell$$

e, poichè $d\nu' = d\nu/\mathcal{D}$ si ha $n(\nu) = n'(\nu')$ e, di conseguenza

$$S(\nu) = S'(\nu') \mathcal{D}$$

Vogliamo trovare ora la relazione fra $S(\nu)$ e la luminosità monocromatica $P'(\nu')$ emessa dalla sorgente (in altre parole, nel sistema SR' della sorgente). Indichiamo con d e d' le distanze S-O e S-O', in SR e SR'. Notiamo che O e O' sono coincidenti al momento della ricezione degli stessi fotoni.

In SR abbiamo, ovviamente:

$$P'(\nu) = 4\pi d'^2 S'(\nu') = 4\pi d'^2 \frac{S(\nu)}{\mathcal{D}}$$

Dobbiamo ora esprimere d' in funzione di d . Non si può applicare la contrazione delle lunghezze perchè ne' d ne' d' sono distanze fra eventi simultanei. Indichiamo con Ev_1 ed Ev_2 gli eventi costituiti dall'emissione e dal ricevimento di un fotone in $O \equiv O'$:

$$\begin{array}{ll} Ev_1 & x_1 = -d \quad t_1 = -d/c \\ & x'_1 = -d' \quad t'_1 = -d'/c \\ Ev_2 & x_2 = 0 \quad t_2 = 0 \\ & x'_2 = 0 \quad t'_2 = 0 \end{array}$$

Applichiamo agli eventi Ev_1 la trasformazione di Lorentz:

$$x'_1 = -d' = (x_1 - vt_1)\gamma = -\gamma d(1 - \beta)$$

da cui, infine:

$$P'(\nu') = \frac{4\pi d^2 S(\nu)}{\mathcal{D}^3}$$

21 Nuclei radio e radiosorgenti compatte

Aggiornato Aprile 2002, rivisto 2011

Nel cap. 19 sono discusse le motivazioni che fanno ritenere che le radiosorgenti extragalattiche abbiano la loro origine nelle regioni nucleari della galassia o quasar associata e da qui si espandono lungo una direzione stabile con velocità $v_{sep} \lesssim 0.2 c$.

Le osservazioni hanno mostrato che effettivamente nelle regioni nucleari di galassie e quasar avvengono fenomeni violenti che liberano grandi quantità di energia, che si manifestano con emissione radio, infrarossa, ottica ed X . Queste regioni nucleari sono molto piccole, non solo ben al di sotto dei limiti di risoluzione dei telescopi ottici, infrarossi ed X (cap. 24), ma anche, nella banda radio, per sistemi interferometrici connessi, quali WSRT, VLA e Merlin, che pure hanno risoluzioni migliori del secondo d'arco. Solo l'interferometria intercontinentale (*Very Long Baseline Interferometry, VLBI*) consente di raggiungere risoluzioni anche inferiori al millesimo di secondo d'arco (*mas*), permettendo di studiare scale lineari fino a qualche frazione di pc. A queste risoluzioni lineari l'emissione radio dalle regioni nucleari viene risolta un più componenti di dimensioni diverse, organizzate in strutture relativamente semplici, tipo *getto(i)*.

Le luminosità radio monocromatiche, per es. a 1.4 GHz, sono tipicamente di $10^{23} - 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$ nelle radiogalassie e raggiungono anche i $10^{28} \text{ W Hz}^{-1}$ nelle quasar. In questo capitolo parliamo, senza fare distinzione, sia delle sorgenti nucleari che si trovano al centro delle strutture radio estese o *lobe-dominated* (sia radio-galassie che quasar), discusse in cap. 19, che delle radiosorgenti compatte, (apparentemente) isolate, o *core-dominated* (in prevalenza quasar), quelle cioè dove il contributo dei lobi è molto minore, tanto da risultare a volte non apprezzabile. Le connessioni fra queste due classi di oggetti non sono molto marcate e sono delineate brevemente in § 21.7.

La definizione di *nucleo radio* è in genere alquanto imprecisa, in quanto legata fortemente ad aspetti osservativo–strumentali. Una classificazione basata sulle dimensioni angolari dipende fortemente dalla distanza, per cui sarebbe più appropriata una definizione basata su proprietà fisiche, per esempio le dimensioni lineari. Questo però non è possibile, poichè, a parità di risoluzione angolare, le scale spaziali esplorate dipendono dalla distanza dell'oggetto studiato. A scopo esemplificativo, nelle tab. 21.1 e 21.2 sono riportate le dimensioni lineari delle regioni nucleari con emissione radio in galassie vicine e le dimensioni lineari corrispondenti ad un potere risolutivo di $1''$ (*VLA*) e 0.1 mas (*VLBI*) in funzione della distanza dell'oggetto. Da esse si vede che in galassie vicine si possono studiare scale $\leq 0.1 \text{ pc}$, ma già ad un redshift ≥ 0.1 tale risoluzione diventa non agevole da ottenere. Anche il *VLBI* riesce a malapena a isolare il nucleo radio.

Da un punto di vista fisico, cosa si intende quando si dice di avere osservato “il nucleo” di una radiosorgente? Certamente non si intende il disco di accrescimento (cap. 26) nè tanto meno il buco nero, che hanno dimensioni ancora molto al di sotto degli attuali poteri risolutivi. Piuttosto si darebbe il nome di “nucleo” alla parte iniziale dei due getti opposti, non risolta e ancora otticamente spessa. Una rappresentazione schematica è data in fig. 21.1.

Nella realtà, si vede pressochè sempre un solo getto, per cui l'unico criterio rimanente è la maggiore opacità. In pratica, quindi, una sorgente compatta viene considerata un buon candidato come *nucleo*, (o *contenente* il nucleo), tanto più quanto più il suo spettro risulta piatto o convesso ad alte frequenze, indice di autoassorbimento di sincrotrone (§ 21.2), e quindi di dimensioni molto piccole.

21.1 Struttura radio delle regioni nucleari.

Quando è possibile ottenere delle immagini radio dettagliate, le sorgenti compatte mostrano una grande varietà di forme. La maggior parte di esse ha una struttura asimmetrica costituita da una regione brillante e compatta, con spettro autoassorbito a frequenze elevate (e.g. $\nu_{max} \geq 10 \text{ GHz}$) che è considerata il nucleo (o contenente il nucleo) vero e proprio, più una struttura allungata, che ricorda i getti che si vedono sulle scale maggiori. Questa struttura a getto, che chiameremo *il getto nucleare*,

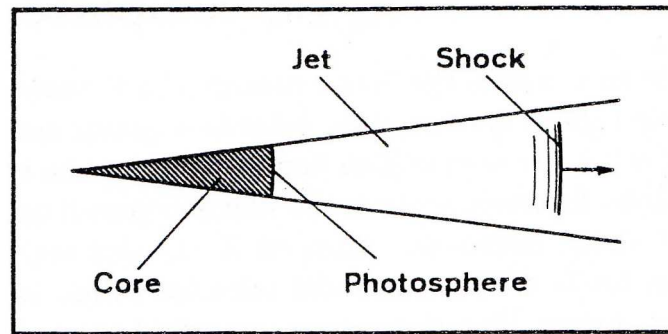


Figura 21.1: Rappresentazione schematica di un getto. La parte tratteggiata, otticamente spessa, è quella che operativamente viene definita nucleo (“core”)

è generalmente frammentata in componenti distinte, che hanno brillanze superficiali diverse e quindi spettri radio con differenti frequenze di autoassorbimento (§ 21.2). A causa del fatto che le varie sottostrutture hanno spettri di sincrotrone differenti, la struttura radio complessiva può cambiare, anche considerevolmente a seconda della frequenza di osservazione, in quanto vengono rivelate ogni volta solo le componenti *non* autoassorbite a *quella* frequenza. Quindi una classificazione morfologica accurata delle radiosorgenti compatte deve basarsi su osservazioni effettuate a molte frequenze con risoluzioni confrontabili.

Raramente la struttura a getto appare simmetrica su piccola scala.

Tabella 21.1: Nuclei radio in radiosorgenti vicine

Nome	Morf.	Dimensioni
Sgr A	S	≤ 20 u.a. ($\sim 3 \times 10^{14}$ cm)
M81	S	$\sim 10^3$ u.a. ($\sim 10^{16}$ cm)
M104	S	~ 0.1 pc (3×10^{17} cm)
NGC1068	Sy	$\gtrsim 1$ pc
NGC4151	Sy	~ 0.5 pc
NGC1052	E	~ 0.1 pc
NGC4278	E	~ 0.1 pc
NGC4552	E	~ 0.1 pc

I getti nucleari, che appaiono già collimati su scale inferiori al pc, in alcuni casi sono ben allineati con il getto su grande scala, che può raggiungere dimensioni di centinaia di kpc. Questa situazione è comune nelle radiosorgenti “lobe dominated”. L’allineamento di queste strutture, su dimensioni che possono essere anche di 5 ordini di grandezza (fig. 21.2), significa che deve esistere un unico asse di emissione che si estende da pochi pc alle centinaia di kpc, e che il processo di emissione deve avere una memoria che va indietro anche di $10^5 - 10^6$ anni.

In altri casi, tipicamente in radiosorgenti “core-dominated”, il getto nucleare mostra una curvatura di molte decine di gradi (anche 90°), prima di allinearsi con il getto su grande scala (es. fig. 21.3). Questi disallineamenti fra il getto nucleare e quello esterno sono interpretabili in termini di effetti di proiezione se l’asse della sorgente è orientato, entro $\leq 10 - 20$ gradi, con la linea di vista. Se si vede un solo jet su larga scala, questo si trova dalla stessa parte, rispetto al nucleo, del getto su piccola scala.

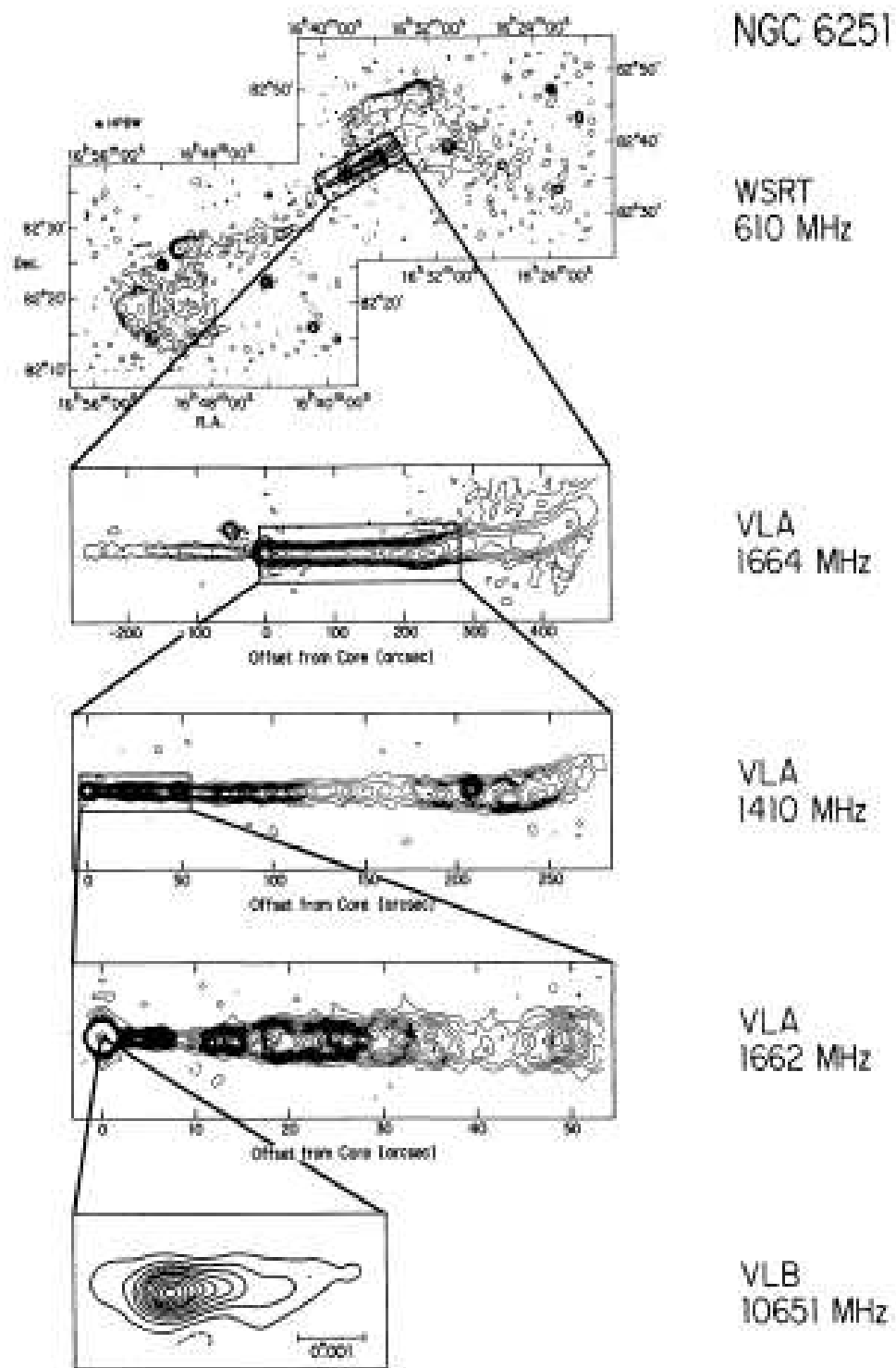


Figura 21.2: Allineamento del getto su grande e piccola scala nella radiosorgente associata alla galassia NGC6251 (da Bridle & Perley, 1984, ARAA, 22)

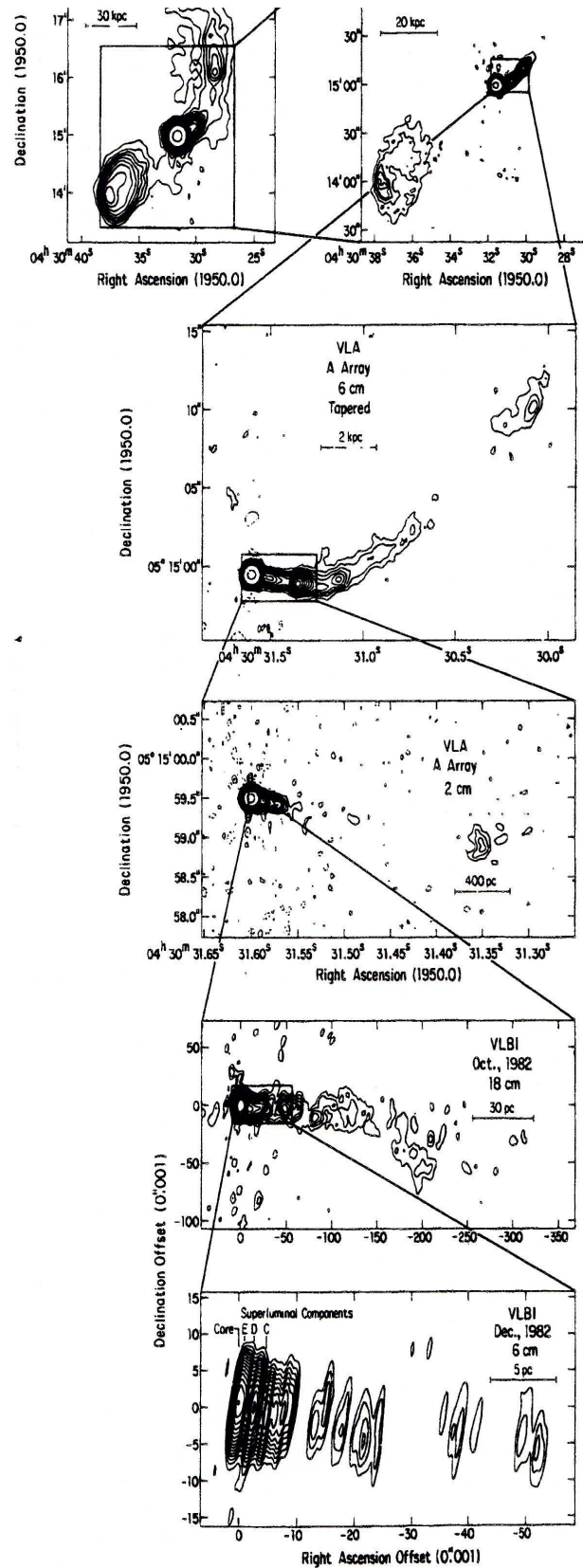


Figura 21.3: Ri-allineamento del getto su grande e piccola scala in 3C120 (Walker, 1987, Ap.J., 316, 546)

Tabella 21.2: Dimensioni lineari corrispondenti a poteri risolutivi diversi

Distanza	$\theta = 1''$	$\theta = 0.1\text{mas}$
10 Mpc (Virgo cl.)	~ 45 pc	~ 0.005 pc
50 Mpc (Perseus cl.)	~ 250 pc	~ 0.025 pc
180 Mpc (<i>Cygnus A</i>)	~ 0.8 kpc	~ 0.1 pc
$z=0.06$		
480 Mpc (3C273)	~ 2.0 kpc	~ 0.2 pc
$z=0.16$		
1500 Mpc (3C48, 3C295)	~ 3.0 kpc	~ 0.3 pc
$z\sim 0.5$		

21.2 Autoassorbimento di sincrotrone

Quando la temperatura di brillantezza di una radiosorgente di sincrotrone si avvicina alla temperatura cinetica dei suoi elettroni relativistici l'auto-assorbimento diventa importante (§ 4.4) e lo spettro della radiosorgente non ha più l'andamento di una legge di potenza ma piega bruscamente verso il basso dalla parte delle basse frequenze, assumendo la tipica forma a "campana", con la parte di bassa frequenza (regime opaco), che cresce come $\nu^{2.5}$ e la parte di alta frequenza (regime trasparente), che decresce come $\nu^{-\alpha}$. Indicando con ν_{max} e S_{max} rispettivamente la frequenza dove lo spettro raggiunge il massimo ed il valore del flusso in quel punto, abbiamo l'eq. 4.31:

$$H/G \approx 10^{-4}(\theta/\text{mas})^4(\nu_{max}/\text{GHz})^5(S_{max}/\text{Jy})^{-2} \frac{\mathcal{D}}{(1+z)} \quad (21.1)$$

dove θ è il diametro angolare della regione emittente in cui si ha la transizione fra regime opaco e trasparente e \mathcal{D} è il fattore Doppler causato dal moto (§ 20.1, § 21.6). Questa relazione permette di calcolare il campo magnetico se si conosce il diametro θ della componente. I valori tipici sono $10^{-(3\pm 1)}$ G, cioè alcuni ordini di grandezza maggiori che nelle strutture estese. Viceversa assumendo dei valori plausibili per il campo magnetico (per esempio nell'ipotesi di equipartizione) si possono stimare le dimensioni della radiosorgente:

$$\theta/\text{mas} \approx 10 \times (H/G)^{1/4}(\nu_{max}/\text{GHz})^{-5/4}(S_{max}/\text{Jy})^{1/2} \left[\frac{(1+z)}{\mathcal{D}} \right]^{1/4}$$

Si osservi che la dipendenza di θ da H è molto debole, per cui il valore adottato per il campo magnetico non è molto critico, ed il valore del diametro è determinato in massima parte dalla frequenza di autoassorbimento. Le dimensioni angolari implicate dagli spettri di molte radiosorgenti compatte sono dell'ordine di $0.1 \div 10$ mas.

Dato che le componenti radio nucleari sono in genere caratterizzate da opacità diverse, lo spettro radio complessivo, sovrapposizione degli spettri con differenti frequenze di autoassorbimento, ha in genere un andamento complicato (vedi 3C 84 e 3C 454.3 in fig. 19.17). In qualche caso si può avere uno spettro totale *quasi piatto*, dove non si hanno grandi variazioni del flusso in funzione della frequenza (fig. 21.4): questa è una delle cosiddette "cospirazioni cosmiche".

21.3 Energetica

Dalla conoscenza di H , si può calcolare la energia magnetica contenuta nella radiosorgente (eq. 4.41) e, dalla eq. 4.40, l'energia in particelle.

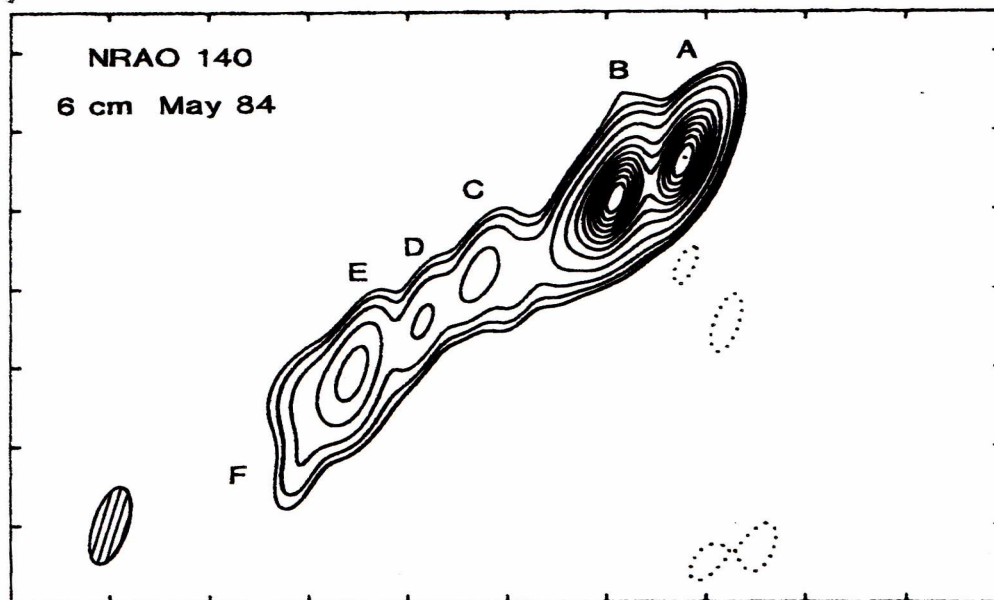
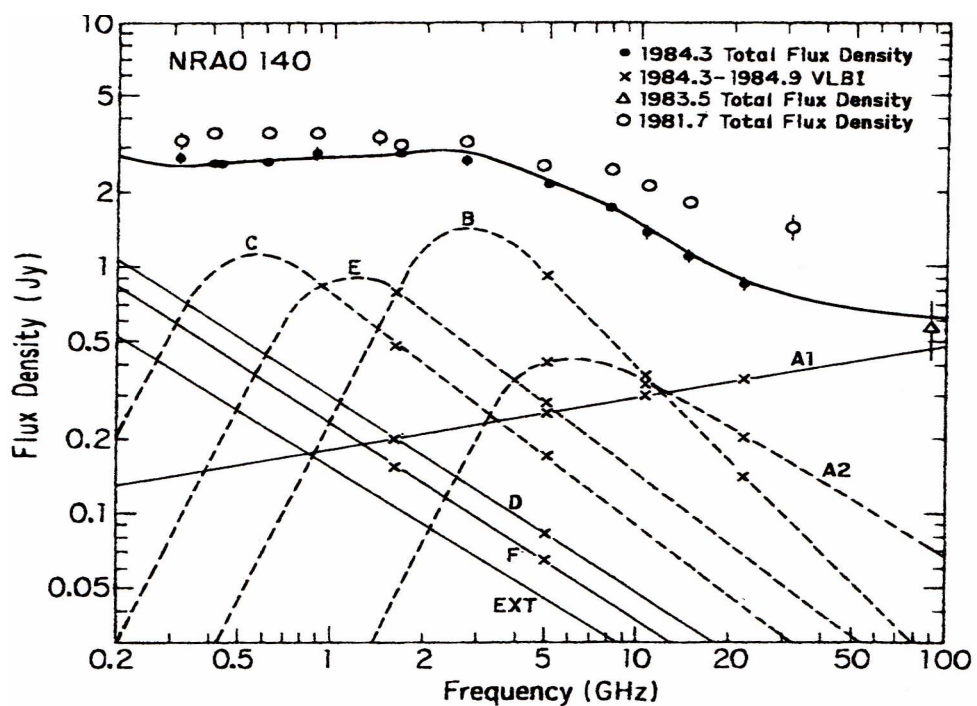


Figura 21.4: Esempio di spettro composto che simula uno spettro totale quasi piatto. In basso la mappa della sorgente con indicate le componenti che contribuiscono allo spettro totale (Marscher, 1988, Ap.J., 334, 552)

L'energetica coinvolta è tipicamente di $10^{52} - 10^{55}$ erg. In quasi tutti i casi in cui queste misure sono state effettuate l'energia delle particelle sembra essere molto più grande di quella magnetica (anche se si conoscono dei controesempi): le radiosorgenti compatte o nucleari non sarebbero cioè in condizioni di equipartizione ovvero di energia minima.

C'è da notare però che la derivazione di H da uno spettro autoassorbito è molto incerta in quanto esso dipende da potenze elevate di θ e ν_{max} . Inoltre θ dovrebbe essere misurato alla frequenza dove si ha il riassorbimento, il che è raramente possibile dato che i radiotelescopi lavorano a frequenze prefissate, che a volte possono essere lontane da quelle di interesse.

Infine i moti relativistici presenti nelle sorgenti compatte (§ 21.5), causando Doppler boosting, possono falsare le considerazioni energetiche. Poichè il flusso è sovrastimato a causa dei moti relativistici, anche L è sovrastimata, mentre il campo magnetico, valutato sulla base dell'autoassorbimento di sincrotrone, è sottostimato. Questo fa crescere U_{el} e diminuire U_M (§ 4.6), per cui il disaccordo fra le due forme di energia potrebbe essere molto inferiore. Pertanto l'affermazione che le radiosorgenti compatte non sono in equipartizione va presa con cautela.

21.4 Variabilità

Quasi tutte le radiosorgenti compatte, quando vengono osservate per periodi sufficientemente lunghi e con l'accuratezza sufficiente, finiscono per mostrare variazioni irregolari di flusso su scale di tempo che vanno da qualche giorno a qualche anno, con variazioni percentuali che vanno da qualche per cento anche fino a $\geq 100\%$ (in particolare per le radiosorgenti "core-dominated").

In genere si osserva un aumento di flusso, rispetto ad un fondo stabile o lentamente variabile, seguito da una diminuzione più lenta che tende a riportare alla situazione iniziale. La variazione di flusso si manifesta prima alle frequenze più elevate, $\nu > 10$ GHz, dove lo spettro è opaco, ed è costituita da un aumento di luminosità seguito poi da una decrescita. Il picco di flusso viene raggiunto in tempi successivi, partendo dalle frequenze più elevate a frequenze minori. Anche l'ampiezza del picco diminuisce al decrescere della frequenza.

Ci sono anche molte radiosorgenti variabili per le quali sembra non esservi alcuna correlazione fra le variazioni che avvengono a frequenze minori e maggiori di ~ 1 GHz. In questo caso si tende ad attribuire la variazione del flusso alle frequenze $\lesssim 1$ GHz a scintillazione della radiazione nel mezzo interstellare, cioè ad un fenomeno esterno alla radiosorgente stessa, e che non ha perciò nulla a che fare con la sua fisica. Di questo fenomeno, conosciuto come *scintillazione rifrattiva*, non ci occuperemo.

Esaminiamo invece la situazione in cui le variazioni di flusso sono da attribuirsi ad un fenomeno *intrinseco* alla radiosorgente. Il modello generalmente accettato considera una nube di particelle relativistiche e campo magnetico, inizialmente opaca fino a frequenze elevate, che si espande adiabaticamente (van der Laan, 1966, Nature, 211, 1131). Nell'espansione la nube diviene otticamente trasparente a frequenze via via più basse e in questa stessa direzione si sposta quindi il massimo dello spettro. Ci si aspetta quindi che nell'intervallo spettrale in cui c'è assorbimento, l'intensità cresca, in accordo con le osservazioni. Poichè, poi, in seguito all'espansione le particelle perdono anche energia per espansione adiabatica e il campo magnetico diminuisce per la conservazione del flusso, ci si aspetta che il flusso diminuisca nell'intervallo spettrale in cui la radiosorgente è trasparente, come effettivamente si osserva.

Quantitativamente si ragiona come segue. Ad un tempo t , nell'intervallo di frequenze in cui la radiosorgente è otticamente spessa ($\nu < \nu_{max}$) il flusso ad una determinata frequenza ν è dato dalla eq. 4.28:

$$S(\nu, t) \propto \nu^{5/2} \theta^2(t) H^{-1/2}(t)$$

Detti θ e d i diametri angolare e lineare della nube di plasma, se l'espansione avviene a velocità uniforme ($\theta \propto d \propto t$), per cui $H(t) \propto d^{-2} \propto t^{-2}$, si ottiene:

$$S(\nu, t) \propto d^3 \propto t^3 \quad \text{per } \nu < \nu_{max}$$

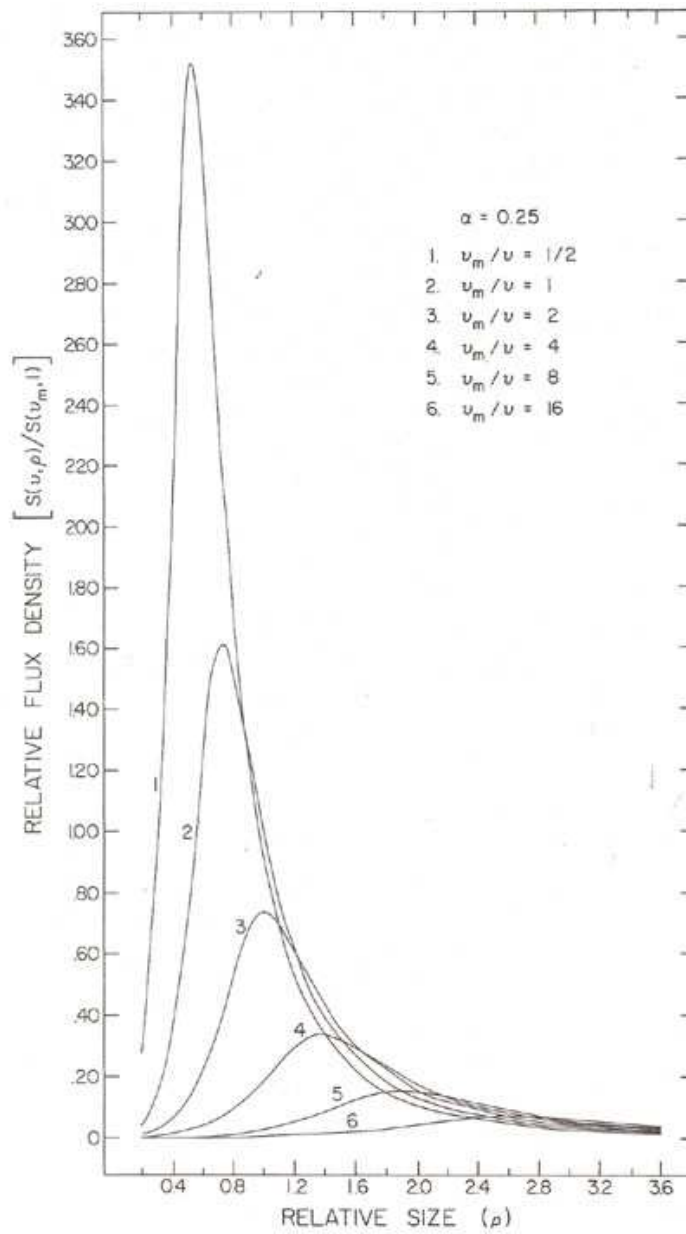


Figura 21.5: Variazione del flusso in funzione del diametro (o tempo) e della frequenza ν_{max} di una nube di plasma in espansione (van der Laan, 1966, Nature, 211, 1131).

Invece, nell'intervallo di frequenze in cui la sorgente è trasparente, a causa delle perdite adiabatiche, dalla (6.10) si avrà:

$$S(\nu, t) \propto d^{-2\delta} \propto t^{-2\delta} \quad \text{per } \nu > \nu_{max}$$

Si potrebbe far vedere che la frequenza dove lo spettro raggiunge il massimo ed il flusso corrispondente dipendono dal diametro secondo le:

$$\begin{aligned} \frac{\nu_{max}(d)}{\nu_{max}(d_0)} &= \left(\frac{d}{d_0} \right)^{-(4\delta+6)/(\delta+4)} \\ \frac{S_{max}(d)}{S_{max}(d_0)} &= \left(\frac{d}{d_0} \right)^{-(7\delta+3)/(\delta+4)} = \left[\frac{\nu_{max}(d)}{\nu_{max}(d_0)} \right]^{(7\delta+3)/(4\delta+6)} \end{aligned} \quad (21.2)$$

dove d_0 è il diametro della nube al tempo di riferimento $t = t_0$.

Esaminando la fig. 21.5, dove il fenomeno è visualizzato, si può vedere come il modello preveda che si manifestino, ad un determinato tempo, le variazioni di flusso a frequenze diverse. Dato che $d \propto t$, esaminare il grafico a $d=\text{cost}$ equivale ad esaminarlo a $t=\text{cost}$. Le 6 curve in figura, danno il flusso previsto alle frequenze $\nu = \nu_{max}/k$, con $k = 0.5, 1, 2, 4, 8, 16$, dove ν_{max} è la frequenza di massimo corrispondente ad un diametro iniziale di riferimento. Si vede che per ogni frequenza il flusso cresce rapidamente col tempo (come t^3), fintanto che la sorgente è otticamente spessa, raggiunge un massimo quando lo spessore ottico è ≈ 1 e poi decresce con una legge di potenza. In funzione del tempo (o di d) il massimo si manifesta inizialmente alle frequenze più alte e poi si sposta a quelle basse con un ritardo di tempo sempre maggiore. Il flusso misurato in corrispondenza del massimo diminuisce al diminuire di ν , come previsto dalle (21.2).

La fig. 21.6 mostra le curve di luce a diverse frequenze di alcune radiosorgenti variabili: in genere le osservazioni si accordano bene col modello.

Questi fenomeni di variabilità sono una eccellente indicazione della presenza di attività violenta nelle regioni nucleari delle radiosorgenti. La produzione di energia implicata è dell'ordine di $10^{43} - 10^{46}$ erg s⁻¹. I valori inferiori sono più comuni, mentre i valori più elevati sono relativamente rari e di solito associati a radiosorgenti "core-dominated".

La difficoltà teorica principale nell'interpretazione delle radiosorgenti variabili in termini dei modelli convenzionali di sincrotrone deriva dalle elevate temperature di brillantezza implicate dalle scale di tempo osservate, $\tau_{(v,o)}$, della variabilità. Infatti, assumendo che le dimensioni lineari della regione in cui si produce la variabilità non possano superare $c \times \tau_{(v,o)}$, indicando con d_A la distanza-diametro (§ 28.1.3) (dal redshift), si deducono dimensioni angolari $\theta_{(v,o)} = c \tau_{v,o}/d_A \leq 10^{-4} - 10^{-5}$ secondi d'arco, al momento ancora di non agevole misura. Le temperature di brillantezza massima, per all'osservatore, risulta:

$$T_{B_{max,o}}(\nu_o) \propto \frac{S(\nu)_{(max,o)}}{\theta_{(v,o)}^2} \frac{\lambda_o^2}{2k_B} \propto \frac{S(\nu)_{(max,o)} \lambda_o^2}{\tau_{(v,o)}^2}$$

che, per i valori di $\tau_{v,o}$ alle λ_o di osservazione, può essere molto maggiore di 10^{12} K, che è il limite superiore alla temperatura di brillantezza per radiazione di sincrotrone incoerente (§ 5.3.2).

Quanto sopra comporta, secondo la (5.16):

$$\frac{L_{C.I.}}{L_s} \simeq \left(\frac{T_{B_{max,o}}(\nu_o)}{10^{12}} \right)^5 \nu_c/\text{GHz} \times f(\alpha)$$

e quindi una forte emissione da Compton Inverso nella banda X. Questa emissione effettivamente si osserva, in alcuni casi, ed è ben correlata con la luminosità radio, a riprova del fatto che il meccanismo di emissione è sincrotrone, ma è molti ordini di grandezza inferiore a quella prevista.

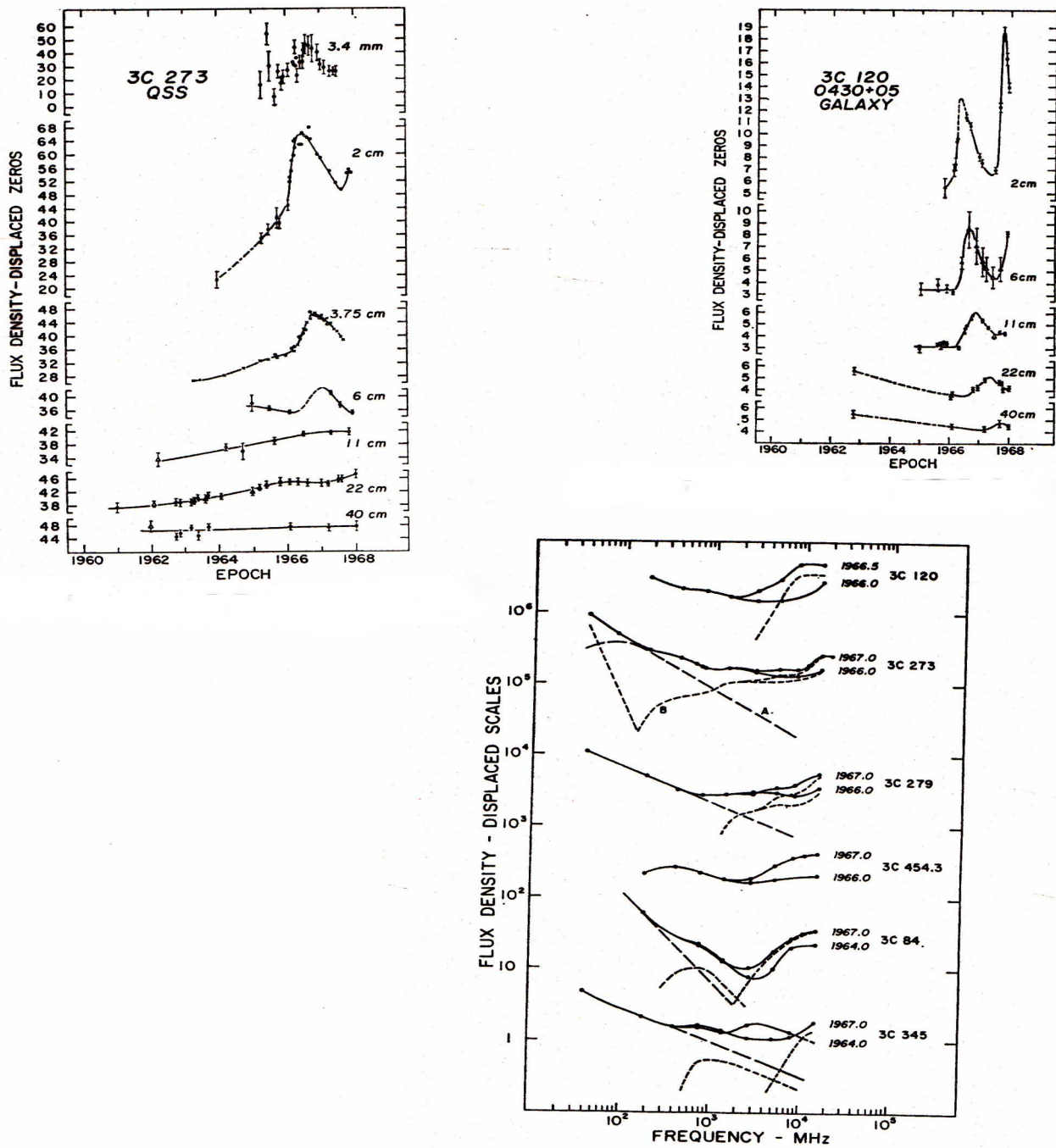


Figura 21.6: Curve di luce a varie frequenze di radiosorgenti variabili e variazioni spettrali (Kellermann&Pauliny-Toth, 1968, ARAA, 6, 417).

Quindi, a meno di non ricorrere a meccanismi di radiazione coerente, come per le pulsar (§ 17.5.6), che sono difficili da immaginare per strutture così grandi come le radiosorgenti extragalattiche, bisognerebbe concludere che i valori ottenuti in questo modo per i diametri sono fortemente sottostimati.

Quando, con il *VLBI*, è possibile misurare direttamente il diametro angolare delle componenti compatte variabili, lo si può confrontare con quello dedotto dall'argomento di causalità e dalla distanza. Si trova che i diametri osservati sono effettivamente maggiori di quelli, $\theta_{v,o}$, dedotti dai tempi di variabilità.

Quindi il problema principale è proprio capire perchè i diametri angolari $c \times \tau_v$ dedotti dal principio di causalità e dalla distanza, che dovrebbero rappresentare dei limiti superiori, sono in realtà fortemente sottostimati. Si deve però notare che anche usando i diametri misurati con il VLBI ci sono non pochi casi in cui $T_B > 10^{12}$ K, per cui il problema, pur se ridimensionato, permane (ma si veda § 21.6).

21.5 Moti superluminali

I fenomeni di variabilità, e il modello interpretativo basato sull'espansione adiabatica delle componenti compatte, avevano rapidamente stimolato osservazioni con il VLBI allora disponibile, che pure aveva molti limiti per quanto concerne la ricostruzione delle immagini.

I primi risultati (Knight et al., 1971, *Science*, 172, 52; Whitney et al., 1971, *Science*, 173, 225; Cohen et al., *Ap.J.*, 170, 207) misero in evidenza non moti di espansioni delle componenti compatte, per vedere le quali in realtà la risoluzione non era sufficiente, ma moti sistematici di allontanamento dal nucleo di varie componenti brillanti localizzate lungo i getti nucleari (3C273, 3C279).

La, per così dire, sorpresa fu che le velocità osservate, v_{app} (nel piano del cielo, cioè trasversali) di questi moti, dedotte dal moto proprio osservato, μ , e dalla distanza di diametro, $d_A(z)$, dell'oggetto

$$v_{app} = \frac{\mu \cdot d_A(z)}{1 + z}$$

(il fattore $1 + z$ corregge per la dilatazione dei tempi) risultavano maggiori, anche molto maggiori, della velocità della luce. Di qui la denominazione di *moti superluminali*.

In effetti i primi risultati lasciavano dei dubbi su queste "elevate" velocità, poichè le osservazioni VLBI erano interpretabili anche in maniera diversa.

La conferma, accettata da tutti, venne nel 1976 (Wittels et al., *Ap.J.*, 206, L.75), a seguito di una campagna di osservazioni VLBI, condotta su un arco di tempo di quattro anni (12 epoche di osservazioni), in cui fu possibile avere molte linee di base interferometriche e utilizzare anche le fasi delle frangie di interferenza, che permisero di ottenere le immagini radio degli oggetti osservati¹.

Da allora sono state condotte molte campagne di osservazioni VLBI su un numero crescente di radiosorgenti (vedasi, nei tempi più recenti, il progetto "Mojave", Lister et al., 2009, *A.J.*, 137, 3718 e lavori precedenti).

Fra le sorgenti che sono state studiate in dettaglio per un certo tempo, molto più della metà hanno mostrato velocità apparenti da 5 a 10 volte, o più, la velocità della luce (sempre Lister et al., 2009)). Una delle radiosorgenti superluminali più studiate è la quasar 3C273. In fig. 21.7 (Unwin, 1985, *Ap.J.*, 289, 109) sono riportate i risultati di una delle prime campagne sistematiche di osservazione con una rete VLBI di molti telescopi : *a)* immagini della quasar a varie epoche, che mostrano le variazioni di struttura; *b)* la separazione, alle varie epoche, di alcune delle sue componenti rispetto a quella che è giudicata il "vero" nucleo, e che è pertanto considerata stazionaria (si noti la regolarità con cui le componenti si allontanano dal nucleo); *c)* la posizione rispetto al nucleo che le diverse componenti hanno assunto nel tempo, che risulta essere allineata col getto ottico di 3C273.

¹Negli esperimenti precedenti le fasi non erano misurabili e si utilizzavano solo le ampiezze delle frangie. Ciò toglieva la possibilità di ottenere immagini. Le sole ampiezze di frangia lasciavano delle ambiguità di interpretazione.

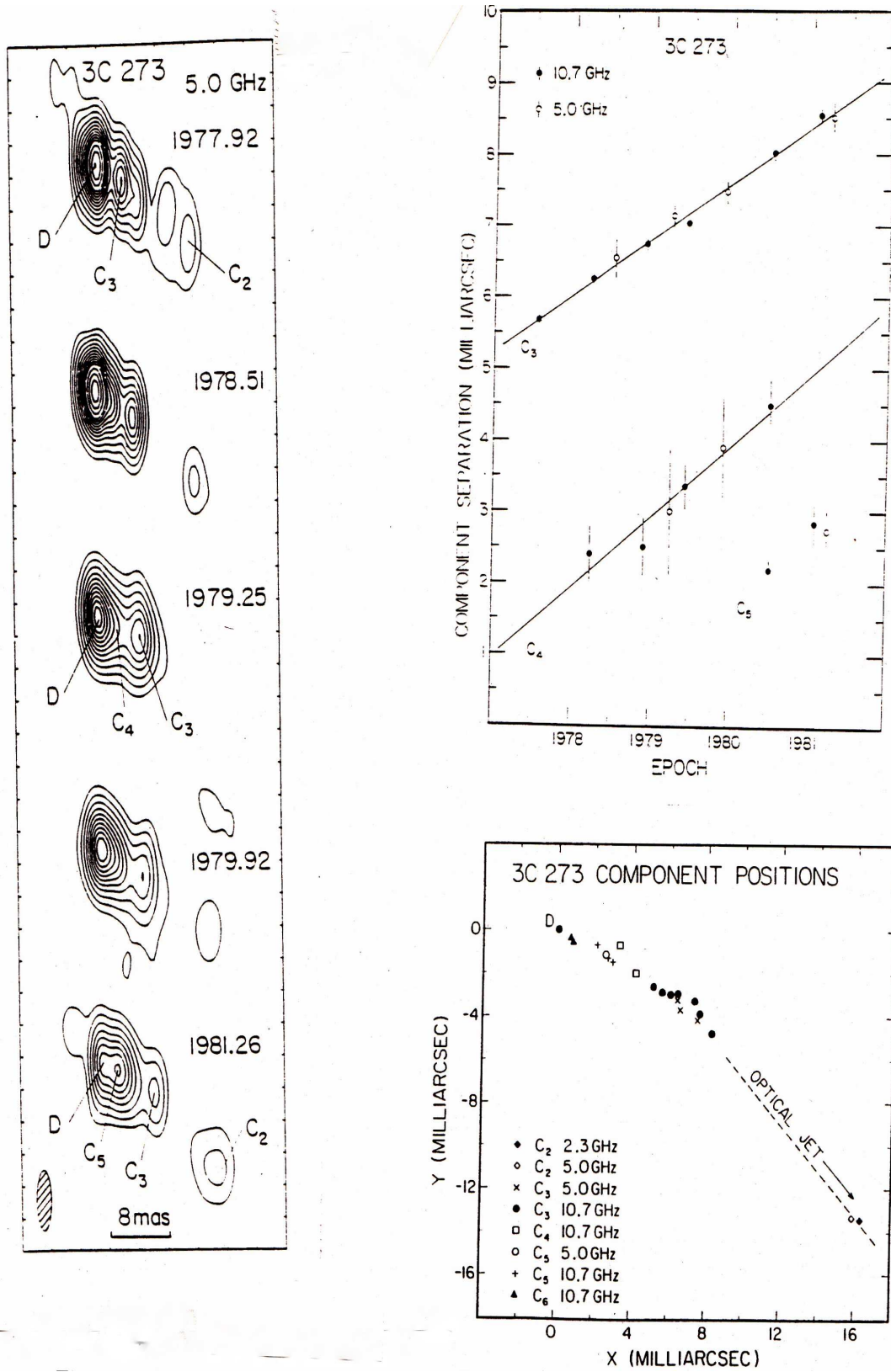


Figura 21.7: Osservazioni a molte epoche di 3C273 e moti propri di alcune sue componenti (Unwin et al., 1985, ApJ, 289, 109).

I moti superluminali si trovano prevalentemente nelle regioni nucleari delle sorgenti “core-dominated” e più raramente (e con valori inferiori della velocità superluminale) nelle sorgenti “lobe-dominated”. Ci sono poi anche casi in cui la velocità apparente è inferiore a c (moto “sub-luminale”). Ad esempio, nel nucleo di *NGC1275* (3C84) si ha un moto definitivamente sub-luminale con velocità trasversale $\sim 0.5 c$.

Le proprietà delle radiosorgenti superluminali possono essere riassunte come segue:

1. I moti superluminali si osservano soprattutto in radiosorgenti con nuclei molto luminosi e strutture asimmetriche. La maggior parte di esse sono identificate con quasar, ma alcune anche con radiogalassie relativamente vicine (per es. 3C120, $z = 0.03$)
2. Si osservano in genere moti di allontanamento dal nucleo. Tuttavia in alcune sorgenti, oltre alle componenti in allontanamento, ve ne sono di stazionarie, per cui la separazione relativa di alcune coppie può decrescere.
3. Le velocità trasversali sono tipicamente di $4 \div 10 c$ e la separazione delle varie componenti è tipicamente di $10 \div 50 pc$
4. Il nucleo è più opaco delle componenti mobili e quindi mostra uno spettro più piatto o più invertito, per cui è più prominente alle lunghezze d’onda corte. Queste differenze spettrali possono dare delle ambiguità nel riconoscimento delle varie componenti e del nucleo stesso.
5. Vicino al nucleo il getto è spesso fortemente curvo, anche di parecchie decine di gradi. Tuttavia la parte estrema del getto nucleare in genere si allinea bene (o tende ad allinearsi), in direzione e verso, col getto su larga scala, se questo è visibile, anche quando si estende per centinaia di kpc.
6. Le varie componenti della stessa sorgente possono mostrare velocità diverse. Il loro flusso diminuisce nel tempo e il loro spettro si irripidisce man mano che si allontanano dal nucleo.
7. In genere ogni componente si muove con velocità costante, anche se in qualche caso (es. nella quasar 3C345) si sono osservate componenti in moto accelerato.
8. Il moto è di solito radiale, ma ci sono eccezioni (per es. in 3C345).
9. Estrapolando all’indietro nel tempo il moto delle componenti in genere si trova che l’epoca a cui la componente mobile sarebbe emersa dal nucleo corrisponde al momento in cui il flusso totale della radiosorgente ha cominciato ad aumentare.

21.6 Il modello relativistico

Come detto in § 21.4, le rapide variazioni della luminosità radio delle sorgenti compatte nelle regioni nucleare, prevalentemente (ma non esclusivamente) nelle quasar “radio-loud” e “core-dominated”, implicano temperature di brillantezza inconciliabili con il “self-Compton inverso” e le osservazioni nella banda X. Il problema deriva dal valutare la dimensione angolare θ della radiosorgente variabile dalla scala di tempo della variabilità ($\theta \leq c \tau_{(v,0)}/d_A$, d_A = distanza di diametro).

Si incontra un problema analogo con i “moti super-luminali”. In questo caso ciò che le osservazioni forniscono è un moto proprio osservato, μ , che si traduce in un velocità lineare trasversale, molto spesso super-luminale, attraverso la distanza di diametro, d_A , dedotta dal redshift..

Nel passato alcuni hanno ipotizzato che le distanza, dedotte dal red-shift interpretato come cosmologico, fossero largamente sovrastimate. In altre parole, che il redshift delle quasar non fosse cosmologico, ma di altra natura. Non è il caso di dedicare altro spazio a questa spiegazione, che ha avuto poco seguito e per poco tempo. Basti considerare che fenomeni superluminali si osservano anche in alcune galassie vicine (per es., 3C120, fig. 21.3) in cui la distanza è determinabile anche con metodi che non utilizzano il redshift.

L’interpretazione largamente accettata, a parte qualche “giapponese” non ancora arresosi, è basata sull’ipotesi di fenomeni relativistici (cap 20).

Già subito dopo la scoperta della variabilità nelle radiosorgenti compatte Rees (1966, Nature, 211, 468; 1967, MNRAS, 135, 345) aveva mostrato che una espansione relativistica avrebbe risolto tutti i problemi legati alla temuta catastrofe Compton. Una formulazione più generale la si trova in Blandford et al. (1977, Nature, 267, 211), dove sono illustrati anche altri modelli (fra cui, per es., gli *echi di luce*).

Le rapide variazioni di luminosità e i moti propri delle componenti compatte nucleari sono, in primis, ottenute in funzione del tempo dell'osservatore, ma per essere tradotte in dimensioni e/o velocità lineari devono essere riferite al tempo proprio nella sorgente, τ_s . Dalla eq. 20.4 si ha:

$$\tau_s = \frac{\tau_o}{\gamma(\sqrt{1 - \beta \cos \theta})} = \tau_o \mathcal{D}$$

dove \mathcal{D} è il fattore Doppler. Si vede che i tempi propri τ_s possono essere molto più lunghi di quelli apparenti (τ_o). Inoltre, in presenza di moti relativistici, la luminosità L_s nel sistema di riferimento della sorgente è amplificata per effetto Doppler nel sistema dell'osservatore (eq. 20.7):

$$L_0(\nu_o) = L_s(\nu_s) \mathcal{D}^{3+\alpha}$$

Di conseguenza i problemi sorti con la scoperta della variabilità rapida e dei moti propri nei getti nucleari sono naturalmente risolti se i moti sono relativistici con fattori Doppler opportuni.

21.6.1 Revisione del Compton Inverso

Sulla base delle considerazioni precedenti, in presenza di moti relativistici la brillantezza intrinseca (ossia nel sistema di riferimento della sorgente), B_i , di una sorgente variabile, per la quale il diametro è stimato dal tempo scala $\tau_{(v,0)}$, sarà data da:

$$B_i \propto \frac{L_o}{\tau_{(v,0)}^2} \mathcal{D}^{-(5+\alpha)}$$

e la temperatura di brillantezza intrinseca:

$$T_{B,i} \propto B_i \lambda_s^2 \approx T_{B,o} \lambda_o^2 \mathcal{D}^{-(3+\alpha)}$$

Si vede quindi come il problema delle temperature di brillantezza troppo elevate potrebbe essere facilmente ridimensionato. Per $\gamma = 10$, $\theta = 5^\circ$ ed $\alpha \approx 0$ ad esempio la temperatura di brillantezza intrinseca risulterebbe ridotta di un fattore $\sim 10^3$.

Quando, invece, si misura direttamente il diametro della sorgente (VLBI) le espressioni precedenti diventano:

$$B_i \propto \frac{L_i}{d^2} \propto \frac{L_o}{d^2} \mathcal{D}^{-(3+\alpha)} \quad T_i \propto B_i \lambda_s^2 \approx T_o \lambda_o^2 \mathcal{D}^{-(1+\alpha)}$$

Sviluppando queste ultime espressioni per ricavare il flusso, S_X , in banda X (vedasi anche Marscher, 1983, Ap.J., 264, 296), l'eq 5.19 contiene un nuovo fattore dipendente da \mathcal{D} :²

$$S_X = h(\alpha) S_{max}^{4+2\alpha} \nu_{max}^{-(5+3\alpha)} \theta^{-(6+4\alpha)} \ln \Lambda \left(\frac{1+z}{\mathcal{D}} \right)^{4+2\alpha} \nu_{c.i.}^{-\alpha} \quad (21.3)$$

I termini $h(\alpha)$ e Λ sono dati in § 5.4. In presenza di misure del flusso S_X e delle altre quantità S_{max} , ν_{max} e θ , si potrebbe ricavare il fattore Doppler. Si deve però tenere presente che, poichè la risoluzione angolare dell'osservazioni X è insufficiente per separare le diverse componenti radio compatte, il flusso X misurato può essere una sovrastima, il che comporta anche una sovrastima di \mathcal{D} .

²Anche da $(1+z)$, non considerato in eq. 5.19.

21.6.2 Riesame dei moti superluminali

La descrizione di come un moto relativistico possa apparire superluminale ($v_{app}/c > 1$) è stata già fatta in cap 20. Ne riprendiamo i punti salienti.

Dalla fig. 20.3 si vede che non è difficile ottenere velocità apparenti superiori a quella della luce anche con γ modesti. Il valore $\gamma = 2$, per esempio, fornisce $v_{app} > 2c$ a quasi tutti gli angoli. Per avere velocità veramente elevate, invece, è necessario che la direzione in cui la nube è emessa formi un angolo relativamente piccolo rispetto alla linea di vista, $\approx \gamma^{-1}$.

L'osservazione dei moti superluminali dà quindi informazioni complessive sulla presenza di moti relativistici e sull'orientazione della radiosorgente, ma non può dare separatamente β e θ , bensì come si vede da fig. 20.3 solo un intervallo di valori possibili.

Altre relazioni indipendenti si possono ottenere, nel caso di sorgenti con getti visibili da entrambe le parti del nucleo (bilaterale). Si è visto (§ 20) che se un getto è bilaterale, l'effetto Doppler relativistico modifica la luminosità (e la brillantezza) osservata in maniera asimmetrica, aumentando quella del getto in avvicinamento e deprimendo quella del getto che si allontana (che chiamiamo *controgetto*). Nell'ipotesi che getto e controgetto abbiano la stessa luminosità intrinseca e lo stesso indice spettrale, si trova (eq. 20.10) che il rapporto fra le brillanze vale:

$$\frac{B_j}{B_{cj}} = R_B = \left(\frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right)^{2+\alpha}$$

Quindi dalla osservazione della brillantezza del getto e controgetto si può ricavare un altro valore per il prodotto $\beta \cos \theta$. In realtà si deve considerare che l'effetto di boosting deprime molto rapidamente la brillantezza del getto che recede (§ 21.6.4) per cui nei casi concreti questa valutazione spesso non si può fare perchè il controgetto risulta troppo debole per poter essere rivelato.

Infine, se si hanno misure di flusso X , da C.I., si può determinare il fattore Doppler, dal confronto fra il flusso X osservato e quello dedotto dai dati radio (eq. 21.3).

Uno dei primi esempi di questa analisi (alcune componenti di 3C345, Unwin, 1983, Ap.J., 271, 536) è riportato in tab. 21.3.

Tabella 21.3: Studio della cinematica delle componenti di 3C345

Componente	D	C_3	C_2
S_X/S_{obs}	8×10^6	4×10^4	...
\mathcal{D}	18	8	...
β_{app}	...	7	9.5
θ	$< 3^\circ$	7°	$< 10^\circ$
γ	> 9	~ 7	> 12

Si notino gli elevati valori di S_X/S_{obs} (S_X è il flusso X previsto per Compton inverso sulla base del diametro misurato, mentre S_{obs} è il flusso X misurato). La componente D , che ha uno spettro autoassorbito, è il nucleo. Solo per C_3 si hanno le due equazioni che permettono di determinare sia β che θ . Per le altre si possono solo fissare degli intervalli. Si noti che la presenza di un forte effetto Doppler nel nucleo, comporta che anche in questo devono esistere moti relativistici, consistentemente con l'idea che ciò che noi chiamiamo nucleo sia in realtà la base del getto, il quale, quindi potrà essere dotato di moti altamente relativistici.

In mancanza di altre informazioni, oltre alla velocità v_{app} , si fa l'ipotesi che la velocità osservata sia quella che si ottiene col γ minimo, per cui dalla (20.17) si può ricavare γ e di qui $\theta = \sin^{-1}(1/\gamma)$. In alternativa si stabiliscono degli intervalli di valori per β e θ compatibili col valore osservato di β_{app} .

Facciamo notare che se si possono ricavare sia β che θ si può determinare, in un intervallo di tempo Δt , la variazione di struttura proiettata sul piano del cielo ($\Delta d = v\Delta t \sin \theta$) e, da $\Delta\theta$, la distanza. Si potrebbe, perciò, avere una determinazione di H_0 *indipendente* dai metodi ottici convenzionali.

21.6.3 Cosa si muove?

Il modello esaminato § 21.6, basato sul moto di componenti discrete in movimento indipendente, è quasi certamente troppo semplicistico. Un modello più realistico è quello di un getto continuo di plasma, nel quale si formano degli shock (§§ 22.2.6, 22.2.7 e 22.2.8), che noi identifichiamo con componenti compatte dei getti. In questo caso disaccoppiamo il moto del fluido, che può, eventualmente, dare luogo al boosting relativistico sui flussi, dal moto degli shock, che, eventualmente, possono mostrare moti superluminali.

Dato che la velocità con cui si muove il fluido può essere diversa dalla velocità con cui avanza lo shock, non si hanno più equazioni in numero sufficiente per determinare le velocità e le direzioni rispetto alla linea di vista che descrivono questi moti. Tuttavia se ciò che si muove con $v_{app} > c$ non è il fluido, ma una “forma” nel fluido, alcune discordanze forti che si rilevano a volte nella determinazione di β e θ dai moti superluminali e dal boosting Doppler potrebbero essere spiegate (vedi l’analisi statistica di Cohen et al, 2007, Ap.J., 658, 23).

21.6.4 Argomenti Pro e Contro i modelli relativistici

Anche se occorre ancora risolvere alcuni aspetti particolari, di tutti i modelli proposti solo i modelli relativistici (vedi ancora Blandford&Konigl, 1979, Ap.J., 232, 34) sembrano soddisfacenti, per cui tutta la discussione che si trova oggi in letteratura verte su di questi. La ragione principale di un tale gradimento è che questo modello, con un numero minimo di ipotesi giustifica:

- i moti superluminali;
- le variazioni apparentemente troppo rapide della densità di flusso, riducendo quindi anche i problemi connessi all’effetto Compton Inverso;
- l’asimmetria su piccola scala delle radiosorgenti come dovuta a Doppler boosting del flusso: il getto che recede è

$$\frac{1}{R_B} = \left(\frac{1 - \beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \right)^{2+\alpha}$$

volte meno brillante del getto che avanza (eq. 20.10), per cui basta poco perchè non sia più visibile in un’immagine. Per esempio un $R_B = 20$ si ottiene con un largo intervallo di valori $0.5 < \beta < 1$ e $0^\circ < \theta < 60^\circ$.

- le curvature elevate che si vedono alla base del getto, soprattutto nelle sorgenti dominate dal nucleo, come dovute ad effetti di proiezione: se il nucleo ha il flusso accresciuto da effetto Doppler, significa che punta entro un piccolo angolo dalla linea di vista, per cui piccole curvature intrinseche del getto vengono amplificate;
- Il modello prevede variazioni di luminosità e velocità apparente (come si è visto in qualche caso) se la componente si muove su traiettoria curva poichè in questo caso θ cambia e con esso cambiano gli effetti relativistici. In questo caso sono possibili anche contrazioni nei moti delle componenti.

Una obiezione che si può fare al modello riguarda la statistica. Supponiamo le radiosorgenti orientate a caso nel cielo; per γ dato, una radiosorgente è visibile come superluminale praticamente solo entro un cono di apertura $\sim 1/\gamma$ e quindi entro un angolo solido $\sim 1/\gamma^2$, cioè interessa solo una frazione dei 4π steradiani che rappresentano l’angolo solido sotto cui è visto tutto il cielo. Il rapporto $\sim (1/\gamma^2)/4\pi$ fra questi due angoli solidi, quindi, ci dà la frazione della popolazione totale delle radiosorgenti che è orientata ad un angolo $\lesssim 1/\gamma$ rispetto alla linea di vista tale da mostrare

moti superluminali. Per $\gamma = 5$ quindi solo lo 0.3% dovrebbe rivelare tale fenomeno, mentre invece oltre la metà delle sorgenti core-dominated studiate sono risultate superluminali.

A questo problema si può, però, dare una risposta molto plausibile, nota come *favoritismo Doppler* (§ 20.1) che si manifesta quando si lavora con un catalogo limitato in flusso. L'effetto Doppler, aumentando il flusso delle radiosorgenti orientate a piccoli angoli rispetto alla linea di vista, introduce in un catalogo limitato in flusso oggetti che non vi apparirebbero se fossero a grandi angoli. Quindi le radiosorgenti in cui il nucleo domina la luminosità complessiva non sarebbero orientate a caso, ma prevalentemente orientate verso l'osservatore. Questo potrebbe spiegare il grande numero di oggetti che mostrano moti superluminali. Per una quasar brillante nell'ottico come 3C273 ($\gamma = 5.3$, $\theta \lesssim 10^\circ$), tuttavia, ce ne dovrebbero essere ~ 350 di pari luminosità, orientate ad angoli $> 1/\gamma$, che non vediamo (a meno che non si pensi che anche l'emissione ottica possa subire Doppler boosting).

21.7 Radiosorgenti compatte ed estese: schemi unificanti

Le sorgenti compatte, o core-dominated, non hanno caratteristiche marcatamente differenti dai nuclei nelle sorgenti doppie di grandi dimensioni lineari (lobe-dominated). Le differenze più notevoli stanno nella loro maggiore luminosità rispetto a quella dei nuclei delle doppie, apparentemente maggiori distorsioni nel tratto iniziale del getto e nella maggiore percentuale osservata, in queste, di moti superluminali. Questo ha portato alla costruzione di vari schemi unificanti che cercano di spiegare le due classi di radiosorgenti come appartenenti ad una unica categoria, in cui le differenze di comportamento sono da attribuirsi ad effetti di Doppler boosting e/o orientazione.

21.7.1 Modello di Orr e Browne

Questo modello (Orr&Browne, 1982, MNRAS, 200, 1067) assume che le quasar siano orientate a caso nel cielo. Poichè i lobi si allontanano dal nucleo con velocità $v_{sep} < 0.1 c$, e i getti si muovono, almeno nel tratto iniziale, (dentro o nelle immediate vicinanze del nucleo) con velocità relativistiche, questo modello predice che:

- a) le sorgenti che sono poco inclinate dal piano del cielo appaiano come doppie classiche di tipo *FR II* (ricordiamo che la maggior parte di moti superluminali sono osservati nelle quasar, le quali hanno questa morfologia), con un nucleo debole e lobi luminosi;
- b) le sorgenti orientate ad angoli piccoli rispetto alla linea di vista hanno il flusso del nucleo fortemente aumentato per effetto Doppler, mentre il flusso dei lobi rimane inalterato dato che questi si muovono a bassa velocità. Il rapporto S_{core}/S_{ext} (eq. 20.12) permette di avere una stima dell'entità degli effetti relativistici presenti, vale a dire: un rapporto S_{core}/S_{ext} molto più elevato dei valori medi osservati può far presumere l'esistenza di velocità grandi ed angoli piccoli rispetto alla linea di vista. Se un angolo poi è sufficientemente piccolo ci si possono aspettare moti superluminali.
- c) Quando il fattore Doppler è molto grande può accadere che una radiosorgente debole, che non rientrerebbe in un determinato catalogo, abbia il flusso del nucleo (ma non dei lobi) aumentato tanto da superare il flusso limite. In questo caso essa ci appare come una sorgente compatta e a spettro piatto, senza lobi.

Questo modello spiega gran parte delle osservazioni. Il suo punto debole resta la statistica: si osservano cioè troppe radiosorgenti che mostrano moti superluminali.

21.7.2 Modello di Barthel

Questo modello³ (Barthel, 1989, Ap.J., 336, 606) estende quello di Orr e Browne perchè, oltre a tentare l'unificazione, nelle quasar, fra sorgenti estese e sorgenti compatte, cerca di descrivere quasar

³In realtà questo modello era già stato proposto da Scheuer nel 1987 (in "Superluminal Radio Sources", p. 104, Zensus e Pearson editori, Cambridge Univ. Press)

e radiogalassie come oggetti di una unica categoria che ci appaiono diversi solo a causa della diversa orientazione rispetto alla linea di vista (fig. 21.7.2). In questo modello il nucleo della galassia,

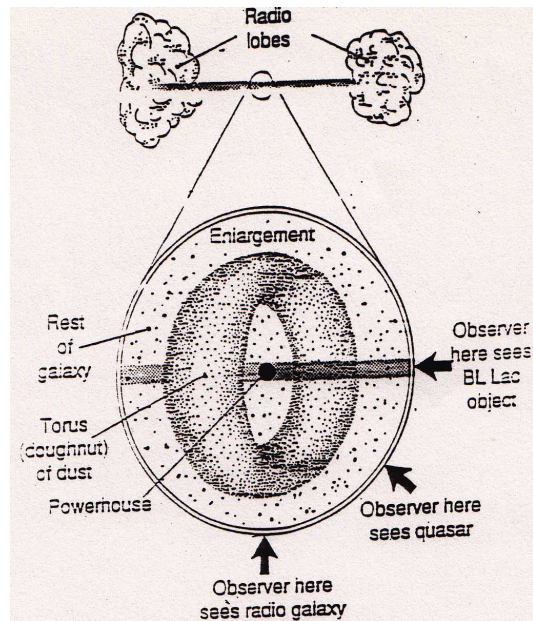


Figura 21.8: Modello di Barthel per l'unificazione di galassie e quasar

otticamente molto luminoso, è circondato da un toro costituito di materiale parzialmente opaco alla radiazione ottica, lungo il cui asse prevalentemente avviene l'emissione radio (fig. 21.8).

Quando la radiosorgente è nel piano del cielo, il toro oscura in parte il nucleo, che ci appare otticamente poco luminoso, per cui la galassia è classificata come tale, e la radiosorgente manifesta le sue caratteristiche classiche di *FRII*. Se la radiosorgente è orientata ad un angolo più piccolo di una determinata quantità il nucleo ottico diventa visibile e l'oggetto ci appare come quasar. Di questi tori si ha evidenza (anche se ancora non sono stati effettivamente osservati) in galassie di Seyfert, dove producono coni di materiale ionizzato visibile nell'ottico (§ 24.5).

In questa ipotesi le radiosorgenti associate alle quasar, per effetto di proiezione, dovrebbero avere mediamente dimensioni totali più piccole delle radiogalassie, come effettivamente osservato (fig. 19.7), e il rapporto fra il numero di radiosorgenti associate a quasar e galassie dovrebbe rispettare i rapporti di volume entro i quali un oggetto è visto come dell'una o dell'altra categoria ottica.

L'angolo che discrimina le due categorie, valutato in modo da giustificare le distribuzioni osservate dei diametri e il numero relativo di radiosorgenti associate a galassie e quasar, a parità di potenza radio, è $\theta \sim 45^\circ$. L'angolo mediano rispetto alla linea di vista per le radiogalassie risulta quindi $\theta \approx 70^\circ$ mentre per le quasar risulta $\theta \approx 30^\circ$. Se tutti gli oggetti avessero la stessa dimensione intrinseca il rapporto fra le dimensioni apparenti medie sarebbe $D_G/D_Q \sim \sin 70^\circ / \sin 30^\circ \approx 2$ e dato che il volume sotteso da un cono di apertura θ è proporzionale a $(1 - \cos \theta)$ il rapporto fra i volumi in cui le radiosorgenti ci appaiono come galassie o come quasar, ovvero il rapporto fra i loro numeri, dovrebbe essere dato da: $\cos 45^\circ / (1 - \cos 45^\circ) \approx 2.4$.

Oltre al numero minore, a parità di potenza, di radiosorgenti associate a quasar e alle loro dimensioni lineari mediamente più piccole, questo modello giustifica, qualitativamente, alcune altre delle differenze osservate rispetto alle radiogalassie, come le strutture maggiormente distorte e la maggior frequenza di moti superluminali. Cercando di applicarlo nei dettagli, però, anche questo modello risulta troppo semplificato.

21.8 Modelli non relativistici, di interesse storico

A scopo di completezza storica, descriviamo due modelli proposti per spiegare i moti superluminali, poco dopo la loro scoperta dei. Questi modelli non sono più considerati da tempo, ma è interessante esaminarli per vedere come, anche al fuori del modello basato sull'effetto Doppler, ci possano essere velocità apparenti $> c$, senza alcuna violazione della teoria della relatività.

21.8.1 Modello ad albero di Natale

E' un modello estremamente semplice, che suppone l'esistenza di variazioni di luminosità *scorrelate* in posizioni diverse nella radiosorgente. Queste, come le luci di un albero di Natale, o di un'insegna luminosa, possono dare l'impressione di movimento. Cioè verrebbero attribuite ad una stessa componente, che per questa ragione appare spostarsi, segnali che in realtà provengono da punti diversi della radiosorgente. Con questo modello, è facile produrre in qualche caso moti che possano anche apparire superluminali.

Se questo modello è corretto, però, si dovrebbero avere anche casi di moto delle componenti *verso* il nucleo e non solo in allontanamento da esso, oppure moti casuali. Inoltre le velocità misurate si mantengono troppo regolari nel tempo per essere attribuite ad una sovrapposizione di fenomeni casuali: occorrerebbe un meccanismo che guida con un ordine preciso l'accendersi e lo spegnersi delle varie regioni (albero di Natale "computer controlled" ...).

Il modello non è quindi accettabile.

21.8.2 Modelli con velocità di fase $> c$

Si tratta di modelli in cui velocità ordinarie vengono apparentemente amplificate da effetti puramente geometrici. Ne consideriamo sostanzialmente due: a) echi di luce e b) fari rotanti.

a) Un segnale emesso da un centro O (fig. 21.9) colpisce un filamento o uno schermo di materiale interstellare nella zona della radiosorgente ad una distanza r dall'origine del segnale e lo rende luminoso. Se il filamento è lineare (o lo schermo piano) e posto perpendicolarmente alla linea di vista, i suoi punti verranno illuminati in tempi successivi, man mano che l'onda elettromagnetica li raggiunge, e precisamente, mentre il punto P sarà raggiunto al tempo $t = r/c$, un punto P_1 alla distanza x da P sarà raggiunto dopo un ulteriore intervallo di tempo $\Delta t = \Delta r/c$. Se l'angolo θ non è troppo grande, ($\theta < 0.1$ rad) per cui si possa fare l'approssimazione $\theta \approx \sin \theta \approx \tan \theta = x/r$ il ritardo di tempo diviene:

$$\Delta t = \frac{\Delta r}{c} \approx \frac{x\theta/2}{c} \approx \frac{x^2}{2rc}$$

Per cui la velocità con cui P_1 sembra spostarsi è data da:

$$\beta_{app}(P_1) = \frac{v_{app}(P_1)}{c} = \frac{x}{\Delta t c} \approx 2 \frac{r}{x}$$

che, nella approssimazione fatta di $r > 10x$ ($\theta < 0.1$) rappresenta una velocità superluminale. E dato che $x \sim 10 - 50$ pc, questa condizione non è difficile da realizzare. Se il filamento è obliquo e forma un angolo α con la linea di vista, si trova che la velocità apparente è ridotta della quantità $\sin^2 \alpha$.

Facciamo notare che il calcolo esatto, valido per ogni θ , dà come risultato $\beta_{app}(P_1) = \sin \theta / (1 - \cos \theta)$ che è un numero sempre ≥ 1 . Cioè questo modello prevede sempre velocità apparenti maggiori di quella della luce, che decrescono al crescere di θ . Per $\theta = 10^\circ$, $\beta_{app} = 10$, per $\theta = 30^\circ$, $\beta_{app} = 3.5$ etc.

a') Una variante di questo modello assume che dal nucleo della radiosorgente venga emesso del materiale, in direzioni opposte, secondo il modello standard di radiosorgente, e che viaggia a velocità β . Questo materiale non irradia, ma stimola l'emissione di radiazione da parte del mezzo in cui si

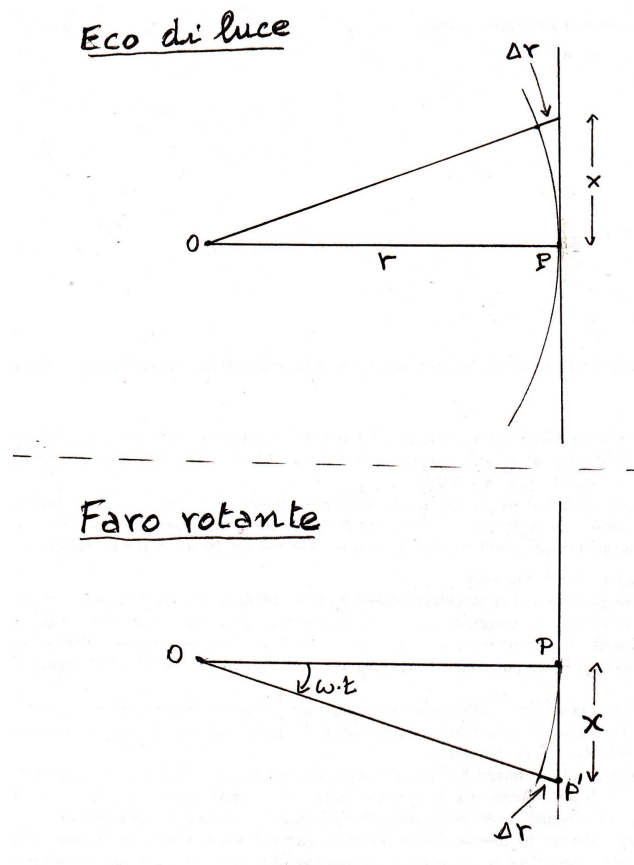


Figura 21.9: Illustrazione dei modelli ad echi di luce (in alto) e a faro rotante (in basso)

propaga e, per tutto il tempo in cui dura questa interazione col mezzo esterno, noi vediamo un getto e un contro-getto, con velocità apparenti date rispettivamente dall'eq. 20.16:

$$\beta_a = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \quad \beta_r = -\frac{\beta \sin \theta}{1 + \beta \cos \theta}$$

Il rapporto fra le lunghezze dei due getti è dato dalla (20.14) e vale

$$\frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta}$$

che per θ piccoli può essere molto elevato ed è possibile che il controgetto appaia non risolto. A causa del ritardo nella propagazione dei segnali il controgetto sarà inoltre più giovane del getto, e quindi più potente ed otticamente spesso. Ciò potrà avere tutte le caratteristiche dei nuclei. In altre parole è possibile che molti di quelli che vengono chiamati "nuclei" siano in realtà dei controgetti: questo spiega in modo ovvio le strutture core-jet.

In questo caso la velocità apparente di separazione del getto dal nucleo sarà:

$$\beta_{app} = |\beta_a| + |\beta_r| = \frac{2\beta \sin \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta}$$

La distribuzione di β_{app} messa a confronto con le osservazioni dà un accordo passabile. Questo modello inoltre prevede che i "nuclei" non siano stazionari, cosa che si può verificare, in linea di principio, con osservazioni astrometriche.

L'aspetto interessante di questo modello è che elimina il Doppler boosting sulle componenti, dato che ciò che produce la radiazione è il mezzo circostante, che è in quiete, per cui risultano disaccoppiati gli aspetti geometrici da quelli relativi alle luminosità.

b) Per la descrizione usiamo lo stesso schema di fig. 21.9. In questo caso supponiamo che nel punto O si abbia un faro che ruota con velocità angolare ω e che quindi spazza in un tempo t un angolo $\theta = \omega t$. Inizialmente il faro illumina uno schermo a distanza r da O nel punto P . Dopo aver ruotato di un angolo θ , il faro illumina P_1 , che viene raggiunto dal segnale con un ritardo, rispetto a P , dato dal tempo che il faro impiega a ruotare dell'angolo θ più l'ulteriore tempo necessario al segnale per percorrere il tratto Δr . Nella approssimazione dei piccoli angoli avremo:

$$\Delta t = \frac{\theta}{\omega} + \frac{\Delta r}{c} \approx \frac{\theta}{\omega} + \frac{x\theta}{2c} \approx \frac{x}{r\omega} + \frac{x^2}{2rc}$$

La velocità apparente di P_1 in questo caso diventa:

$$\beta_{app} = \frac{1}{c} \frac{x}{\Delta t} \approx \frac{r\omega}{c + \omega x/2}$$

che per opportune combinazioni dei parametri può facilmente diventare maggiore di c . Per esempio, ad $x = 10$ pc, se $r \approx 10x$, basta che sia $\omega > 10^{-10} \text{s}^{-1}$, ossia il periodo < 300 anni.

Questi modelli sono stati respinti perchè presentano una serie di difficoltà che riassumiamo brevemente qui di seguito:

- i) occorre trovare un processo fisico che produca "illuminazione", ai livelli di potenza osservati, dello schermo, filamento o mezzo attraversato dalla radiazione o dal materiale emesso dal nucleo
- ii) nel caso a) la velocità apparente dovrebbe diminuire allontanandosi dal nucleo, in maniera inversamente proporzionale alla distanza;
- iii) l'illuminazione dovrebbe essere simmetrica, almeno nel caso a), e si dovrebbero osservare anche delle contrazioni se il modello è il b);
- iv) non è chiaro come, usando i fari o gli echi di luce, si possa riprodurre la morfologia radio osservata: una struttura core-jet nelle regioni che mostrano moti superluminali e radiosorgenti doppie, con jet bilaterali, hot-spot e lobi. Col modello a') questo sarebbe invece possibile in quanto il meccanismo per spiegare i moti superluminali non esclude l'esistenza dei beam come mezzo per convogliare il materiale, che ad un certo punto deve diventare radioemittente, dal nucleo ai lobi.
- v) nei pochi casi in cui è stato possibile effettuare la misura (es. 3C345), il nucleo è stato trovato stazionario, rispetto ad un'altra radiosorgente angolarmente vicina, contrariamente alle previsioni del modello a').
- vi) quand'anche tutti i dettagli del modello a') venissero spiegati in modo soddisfacente, resta il fatto che occorrerebbe utilizzare un modello diverso (quello relativistico) per risolvere i problemi legati alla emissione X (§ 21.6.1): il fatto che il modello relativistico (§ 21.6) spieghi sia i moti superluminali che le apparenti anomalie nella emissione X lo rende, al momento, di gran lunga preferibile agli altri proposti.

22 Getti radio

Aggiornato Aprile 2002, rivisto 2011

Lo studio dei “getti astrofisici”, sia da un punto di vista osservativo che teorico rappresenta oggi uno dei filoni principali della ricerca astronomica, sia per la presenza diffusa di queste strutture in oggetti del tutto diversi nel cosmo, sia per la loro origine e natura, che non si può dire ancora pienamente compresa.

Il famoso getto ottico scoperto da Curtis nel 1918 (Pubbl. Lick Obs., Univ. of California Press, 13, 31) nella galassia gigante *M87* (fig. 22.4) nell’ammasso della Vergine è rimasto una curiosità astronomica fino agli inizi del 1970 quando getti radio cominciarono ad essere rivelati in un grande numero di radiosorgenti del catalogo *3C*.

Oltre due decenni di intenso lavoro osservativo da parte di molti gruppi di ricerca hanno rivelato che i getti sono associati a galassie attive di ogni tipo, dalle Seyfert (cap. 24), alle galassie ellittiche, alle quasar (cap. 25). In alcuni casi il getto radio è stato poi rivelato anche nell’ottico grazie alle potenzialità dello Hubble Space Telescope (vedi Scarpa&Urry, 2002, New AR, 46, 405).

All’inizio degli anni ’80 la scoperta di getti di materiale ionizzato ad alta velocità in regioni di formazione stellare nella nostra Galassia, (es. HH 34, Bührke et al., 1988, A&A 200, 99) oltre che in sistemi stellari binari contenenti una stella collassata (cap. 27) hanno ampliato la prospettiva, mostrando che i getti possono essere prodotti in sistemi con masse caratteristiche e dimensioni lineari milioni di volte più piccoli dei nuclei galattici attivi, ma con caratteristiche strutturali simili per quanto concerne il grado di collimazione e dettagli di struttura.

Pertanto i getti si sono imposti alla attenzione come *oggetti astronomici* che meritano di essere studiati come tali, indipendentemente dall’ambiente in cui si formano. L’idea corrente è che i getti associati alle regioni di formazione stellare sono una conseguenza diretta della formazione di un disco di accrescimento nelle protostelle: l’espulsione di materia sotto forma di getti lungo l’asse di rotazione del disco rappresenterebbe il mezzo con cui la protostella si libera dell’eccesso di momento angolare portato dal materiale accresciuto. E’ plausibile che i getti negli *AGN* (cap. 24) derivino da simili processi di accrescimento, per cui la spiegazione del perchè i getti esistano su scale lineari così enormemente differenti è che la fisica che governa l’accrescimento è la stessa dalle protostelle ai buchi neri supermassicci.

In questo capitolo ci occuperemo solo dei getti associati alle radiosorgenti extragalattiche.

Il modello “a flusso continuo”, introdotto nel cap. 19, suppone che l’energia prodotta nel nucleo di una galassia o quasar venga fornita ai lobi radio, che possono essere lontani anche centinaia di kpc, attraverso un canale “scavato” nel mezzo esterno (*beam*) in cui l’energia viene trasferita con altissima efficienza. Se l’efficienza di trasferimento non è totale, il plasma irradia energia lungo la strada, ed il condotto diventa visibile. Si dice allora che nella radiosorgente è presente un “getto”, più o meno brillante, che connette il nucleo con i lobi, e termina, in molti casi, in una hot-spot. Il termine di *getto*, (*jet*) viene usato proprio perchè si ritiene sia presente un flusso continuo di materia, sebbene il moto relativo non sia di fatto osservabile nella quasi totalità dei casi, eccetto che nelle regioni nucleari (sulla scala dei pc). In tali regioni le osservazioni *VLBI*, discusse in cap. 21, rivelano moti di allontanamento delle componenti dal nucleo, *ipotizzato* stazionario. Solo per *3C345* e poche altre radiosorgenti esistono misure astrometriche rispetto ad un sistema di riferimento esterno (una quasar) che mostrano che effettivamente il nucleo è fermo, e che quindi il moto osservato è in uscita da esso.

In tutti gli altri casi le strutture collimate che si osservano nelle radiosorgenti vengono comunque chiamate getti, anche se non c’è evidenza diretta di moto, semplicemente perchè è plausibile che essi lo siano sulla base dei modelli a flusso continuo e delle previsioni, poi verificabili, che essi fanno.

Se in molti casi è ovvio ciò che si intende per getto, in altri può esserlo molto meno. Si è convenuto, perciò, di dare la seguente definizione operativa, basata su alcuni criteri empirici:

1. almeno quattro volte più lunga che larga;
2. separabile ad alta risoluzione da altre strutture estese eventualmente presenti, per contrasto di brillantezza o spazialmente; dovrebbe cioè apparire come una stretta increspatura di una struttura più estesa, almeno nelle regioni più interne della radiosorgente;
3. allineata col nucleo, almeno nel tratto iniziale.

Come si vede, malgrado tutto, le condizioni elencate (tranne la prima) rimangono qualitative, e a volte non è chiaro se una struttura può realmente essere considerata un getto. Spesso, ad alta risoluzione, un getto può apparire frammentato in una serie di componenti di alta brillantezza (“nocioli”, *knot*), separate da zone di brillantezza nettamente inferiore. Questa struttura operativamente viene ancora considerata un getto se mostra più di due componenti brillanti e se almeno qualcuna di esse è allungata nella direzione della fila dei *knot*. I lobi allungati di alcune *FRI*, come la 3C31 (fig. 19.23) potrebbero anche essere considerati getti larghi, tuttavia di solito si richiede che il getto rappresenti una specie di “spina dorsale” nella struttura estesa (criterio 2). In fig. 22.1 e 22.2 sono riportati due esempi.

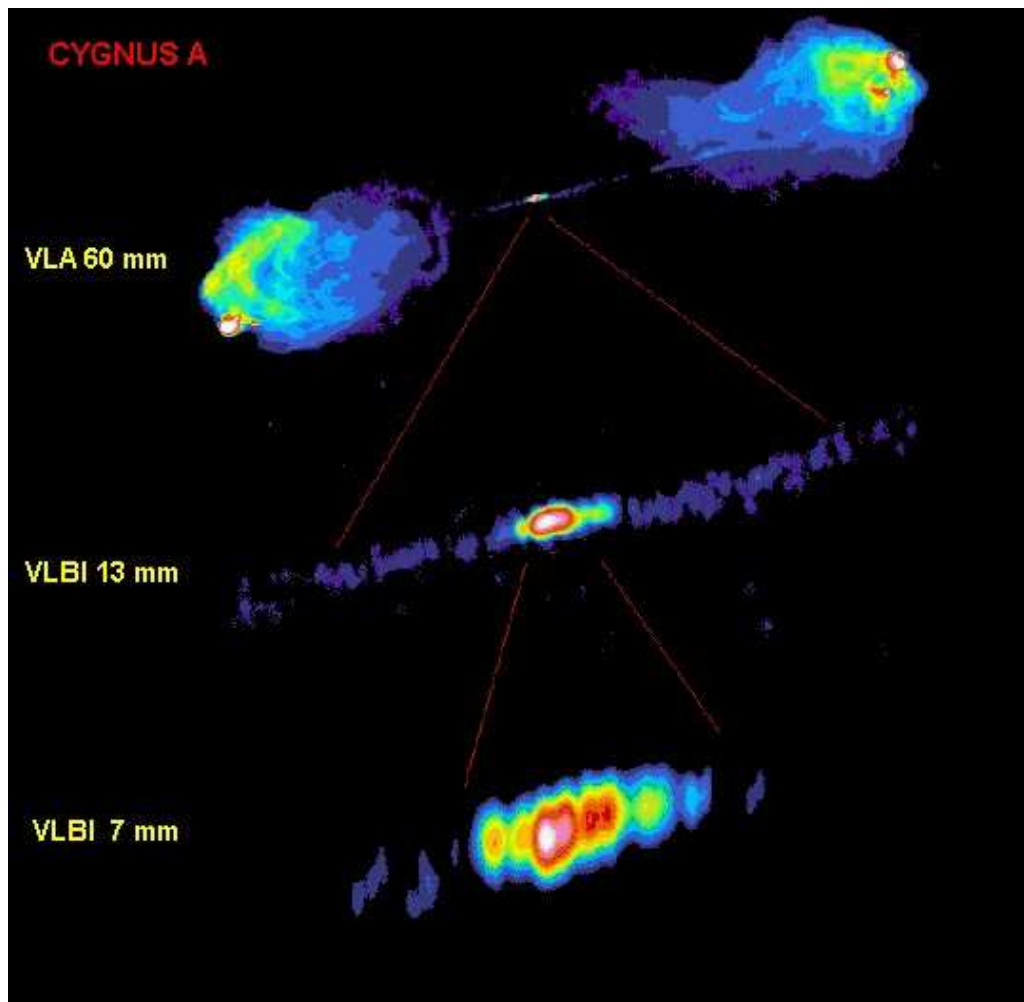


Figura 22.1: Getti di Cyg A a varie risoluzioni. In *alto*: 0. 4". In *mezzo*: 0.15 mas, il getto è visibile entro ± 10 pc dal nucleo. In *basso*: 0.13 mas, il getto è visibile entro ± 1.5 pc dal nucleo (Krichbaum et al., 1998, A&A, 329, 873).

22.1 Proprietà osservative dei getti

Elenchiamo qui di seguito le informazioni più importanti che si possono ricavare dalle osservazioni radio e che vengono utilizzate per studiare la fisica dei getti (vedi, per es., Bridle&Perley, 1984, ARAA. 22, 319; Parma et al., 1987, A&A, 181, 244).

1. Geometria dell'espansione (larghezza del getto in funzione della distanza dal nucleo)
2. Simmetria/asimmetria. In caso di getti asimmetrici si usa chiamare *contro-getto* quello meno brillante (o assente).
3. Distribuzione della brillantezza lungo il getto e in direzione trasversale
4. Polarizzazione – Densità del plasma termico (n_e)
5. Densità di energia relativistica di equipartizione (u_{eq})
6. Oscillazioni e deformazioni della struttura
7. Luminosità

Le domande a cui si cercherà di rispondere (ma non c'è risposta per tutte) si possono riassumere nei punti seguenti:

- i)* velocità: costante? variabile? supersonica? relativistica?
- ii)* collimazione: jet liberi? collimati? da cosa?
- iii)* energetica: quanta energia viene trasportata? in che forma?
quali trasformazioni subisce?
- iv)* di cosa sono costituiti i getti? quant'è la massa trasportata? da dove viene?
- v)* struttura del campo magnetico: parallela? perpendicolare? avvolgente?
- vi)* origine delle oscillazioni e curvature
- vii)* asimmetria: perchè i getti sono sovente asimmetrici e i lobi no?

22.1.1 Geometria di espansione

Si definisce *semi-angolo di apertura medio* (*spreading rate*) di un getto ad una distanza Z dall'origine l'angolo $\langle \theta \rangle$ tale che $\tan \langle \theta \rangle = r_j(Z)/Z$, dove con $r_j(Z)$ indichiamo il raggio del getto, supposto a sezione circolare. Definiamo anche un *angolo di apertura locale* come $\tan \theta = dr_j/dZ$, che è utile per studiare l'andamento dell'angolo di apertura lungo il getto.

L'angolo medio di apertura diminuisce in genere al crescere della potenza radio totale P_{tot} della radiosorgente e i valori più elevati si osservano nei getti associati a radiosorgenti di tipo *FRI*. L'angolo di apertura varia molto da una radiosorgente all'altra; si sono misurati valori fino a 30° . In genere l'angolo di apertura non è costante lungo il getto, ma si alternano spesso regimi di espansione a regimi di ricollimazione nei quali r_j si mantiene pressochè costante al variare di Z ($dr_j/dZ \sim 0$).

In fig. 22.2 è riportato l'andamento del diametro del getto e del contro-getto in funzione della distanza dal nucleo per la radiogalassia *B2 0326 + 396*. Sia il getto principale che il contro-getto, dopo una rapida espansione con crescita quasi lineare di r_j (ϕ in figura), mostrano una zona a crescita zero. Nel getto principale, a distanza ancora maggiore il raggio ricomincia a crescere all'incirca con la pendenza iniziale, mentre il contro-getto è troppo debole e confuso con l'emissione del lobo radio per poterne studiare ulteriormente l'espansione.

La geometria di espansione ci può aiutare a capire se il getto è libero (pressione interna molto maggiore della pressione esterna) oppure confinato (uguaglianza fra pressione esterna e pressione interna). Regimi di propagazione in cui il diametro del getto resta costante devono necessariamente indicare situazioni di confinamento. Se il getto, invece, è "libero", ci si può aspettare che il semi-angolo di apertura sia $dr_j/dZ \approx c_s/v_j = 1/M_j$, dove c_s è la velocità del suono, e v_j la velocità di avanzamento del getto. In un regime supersonico c_s diminuisce, seppure lentamente, al crescere di Z , in quanto diminuisce la temperatura (eq. 22.15), per cui ci si aspetta che dr_j/dZ sia circa costante o leggermente decrescente in questo tipo di getti. Ma un angolo di apertura costante o decrescente

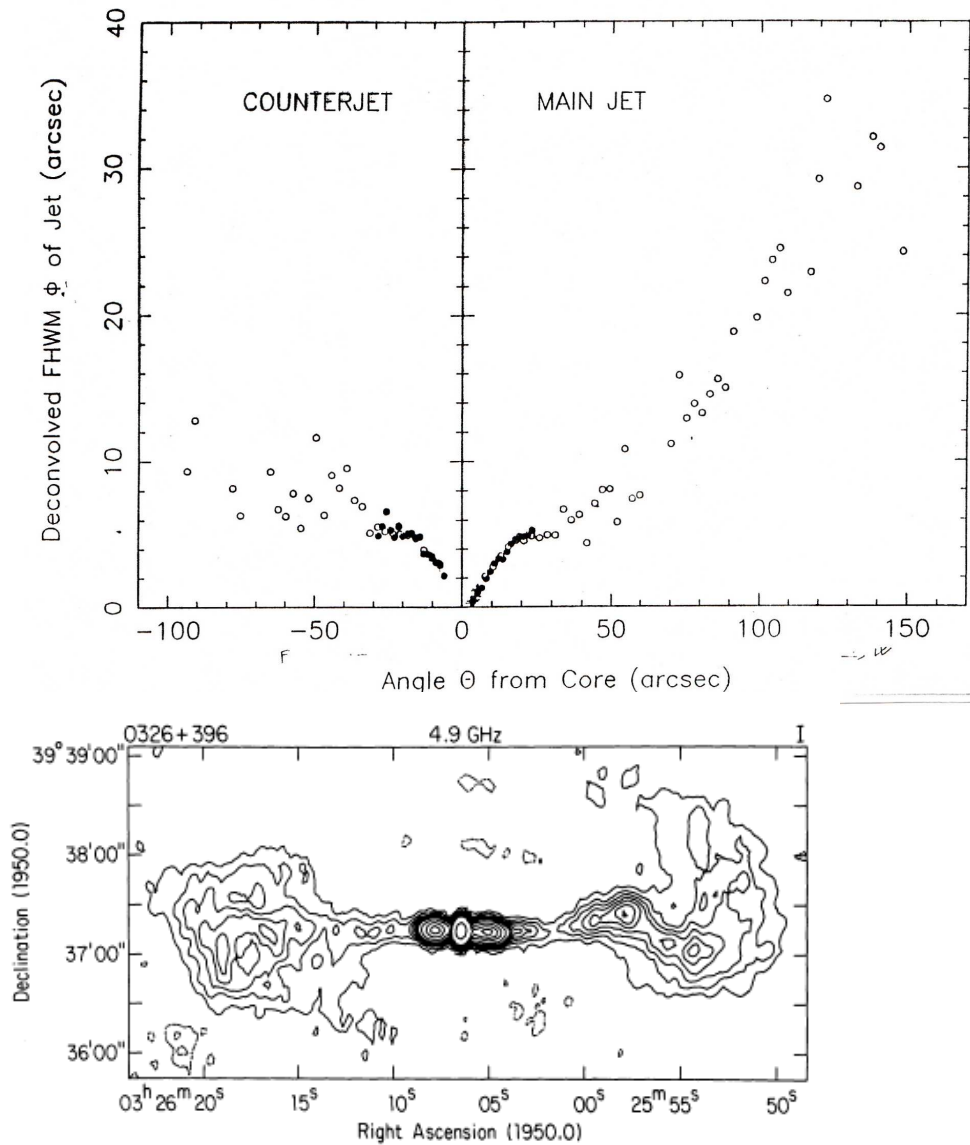


Figura 22.2: Andamento, in funzione della distanza dal centro, delle dimensioni trasversali dei due getti in $B2\ 0326 + 396$ (Bridle et al., 1991, A&A, 245, 371), misurati fin dove questi si immergono nei lobi (notare la scala di ascensione retta in arcsec sopra e in secondi di tempo sotto)

può essere anche compatibile con una situazione di confinamento (§ 22.2.2) e quindi non comporta necessariamente un getto supersonico.

22.1.2 Simmetria

Come per la definizione di getto, anche per la sua (a)simmetria si conviene di dare una definizione operativa. Se indichiamo con R_j il rapporto fra le brillanze del getto più luminoso e di quello più debole, misurate alla stessa distanza dal nucleo radio, diremo che un getto è asimmetrico, (o unilaterale, *one-sided*) quando $R_j > 4$ in tutte le zone dove è possibile fare le misure e simmetrico (o bilaterale, *two-sided*) se è $R_j < 4$ dappertutto.

La scelta del valore 4 è totalmente arbitraria, e serve a dividere i getti conosciuti in due gruppi che contengano approssimativamente lo stesso numero di oggetti, per ragioni di analisi statistica. Comunque la si continua ad usare, *cum grano salis*.

La simmetria dei getti, comune nelle *FRI*, si riduce al crescere della luminosità della radiosorgente.

Dalle osservazioni si deduce una relazione empirica:

$$R_j = \frac{P_j}{P_{cj}} \propto P_{tot}^{1/4} \quad (22.1)$$

In generale l'asimmetria di brillantezza è maggiore vicino al nucleo e tende a ridursi a distanze maggiori. Le radiosorgenti di bassa luminosità radio ($P_{1.4} \lesssim 10^{24} \text{W/Hz}$, tipicamente *FRI*) appaiono one-sided nella parte iniziale (entro ≈ 1 kpc dal nucleo), ma poi diventano two-sided (fig. 22.3) dopo alcuni kpc. Nella maggior parte dei casi, invece, i getti in radiosorgenti potenti ($P_{1.4\text{GHz}} \gtrsim 10^{25} \text{ watt Hz}^{-1}$), siano esse galassie o quasar, sono asimmetrici (fig. 19.11 e 19.12). Ricordiamo che questa è la potenza a cui la pendenza nella funzione di luminosità delle radiogalassie (§ 19.4) cambia in modo marcato, ed è anche quella che segna la transizione fra le due classi morfologiche *FRI* e *FR II*.

Il getto più brillante (o l'eventuale unico getto visibile) punta, di solito, verso la hot-spot più brillante.

Possibili spiegazioni per l'asimmetria dei getti sono:

- l'asimmetria è intrinseca; poichè, però, i lobi radio sono molto simmetrici, ed hanno anche spettri radio molto simili, indicando età radiative confrontabili, è richiesto per essi un uguale rifornimento di energia integrato nella vita della sorgente. L'asimmetria quindi, se intrinseca, non può essere duratura nel tempo. E' perciò necessario ipotizzare un continuo *flip-flop* del getto nelle due direzioni. Bisogna notare che, in questo scenario, il tempo di spegnimento del getto, dall'una o dall'altra parte, deve essere breve perchè lo spettro radio non si irripidisca a seguito delle perdite radiative non più compensate dalle nuove particelle trasportate dal getto.
- effetti relativistici: certi su piccola scala (pc), non sono dimostrati alle distanze di decine o centinaia di kpc dal nucleo, dove la velocità potrebbe essere scesa ad una frazione piccola di c .
- il getto che vediamo è più dissipativo dell'altro, ma questo è in contrasto, oltre che con la simmetria dei lobi, col fatto che esso punta dalla parte della hot-spot più brillante (ci aspetteremmo il contrario)

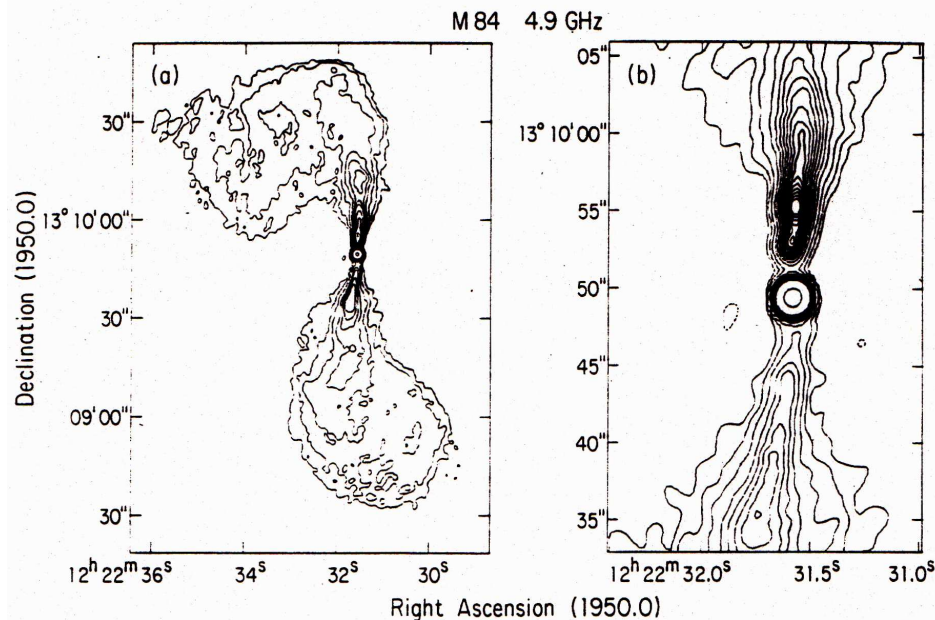


Figura 22.3: Immagine a 4.9 GHz del getto nella radiosorgente 3C272.1, associata ad M84, luminosa galassia nell'ammasso della Vergine. A destra ingrandimento della regione centrale (Bridle&Perley, 1984, ARA&A, 22, 319)

La spiegazione b) è quella comunemente accettata. In questa ipotesi l'aumentare di R_j con la potenza radio indicherebbe che anche β_j aumenta con essa.

La spiegazione b) è giustificata anche dal fatto che in radiosorgenti con getti fortemente asimmetrici (one-sided), sia in galassie che in quasar, il lobo dalla parte del contro-getto mostra una depolarizzazione più marcata che l'altro (*effetto Laing-Garrington*, Garrington et al., 1988, *Nature*, 331, 147; Laing, 1988, *Nature*, 331, 149). Se le radiosorgenti sono immerse in un plasma termico magnetizzato, capace di depolarizzare la radiazione di sincrotrone, allora, chiaramente, il lobo più depolarizzato è quello la cui radiazione ha attraversato più plasma e quindi quello dalla parte opposta all'osservatore, rispetto al nucleo della radiosorgente. Questo indicherebbe allora che il getto visibile è quello che punta verso l'osservatore. Diventa quindi naturale spiegare l'asimmetria dei getti con effetti di *Doppler boosting* e quindi concludere che la loro velocità deve essere almeno moderatamente relativistica. Questo effetto è molto marcato per le *FR II*. Pur presente, lo è meno nelle *FRI*, facendo pensare che i getti siano meno relativistici, in accordo con quanto detto sopra.

La diminuzione di R_j con la distanza dal nucleo implica un frenamento del getto, che deve essere particolarmente forte nelle radiosorgenti di tipo *FRI*.

22.1.3 Distribuzione di brillantezza

Perpendicolarmente all'asse del getto, in genere la brillantezza è massima al centro e decresce in maniera regolare ai bordi. Questa fenomenologia è consistente con l'ipotesi che l'emissione si origini da tutto il volume del getto. Vi sono però alcune eccezioni, la più notevole delle quali è *M87*, dove i bordi sembrano più brillanti del centro, quasi che il getto fosse un tubo vuoto con le pareti di un certo spessore da cui si origina l'emissione radio. Sembrano esserci anche segni che le regioni emittenti (fig. 22.4) si avvolgono ad elica attorno all'asse del getto.

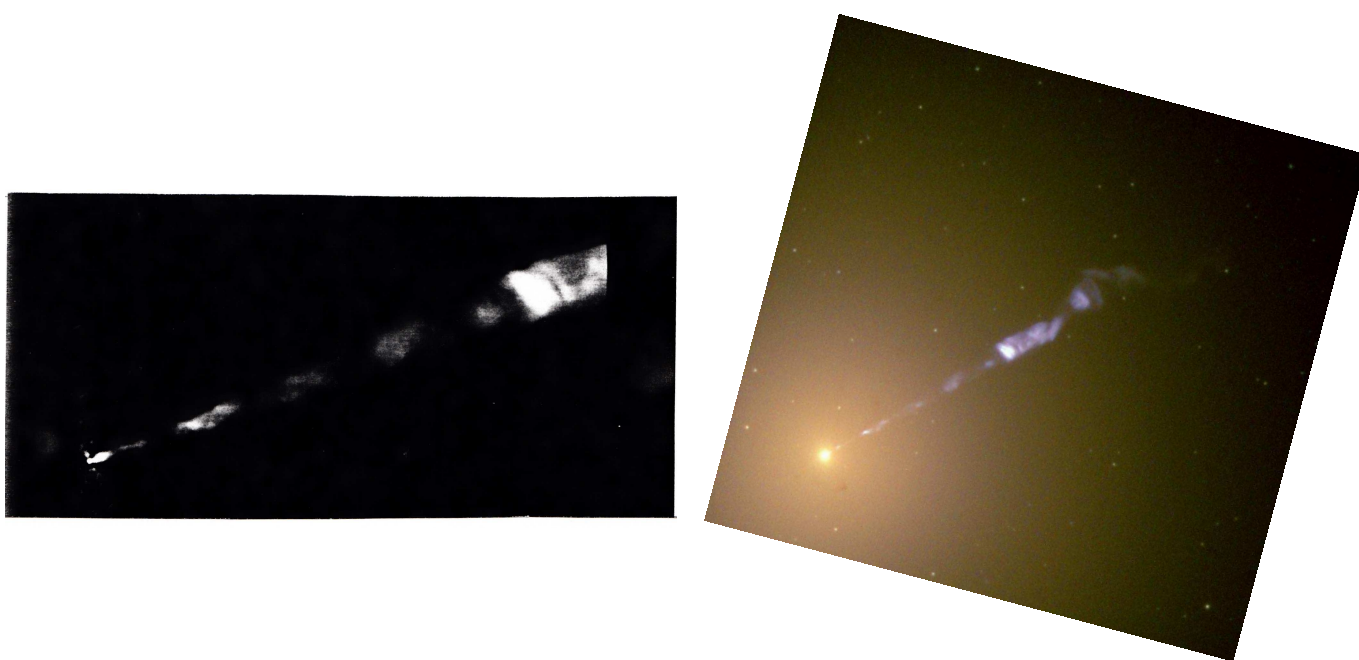


Figura 22.4: A *sinistra* getto radio in 3C274 (Virgo A), associata ad *M87* (VLA a 2 cm, Owen et al., 1989, *ApJ*, 340, 698). A *destra*, in scala un po' ridotta, l'immagine ottica ottenuta con lo Hubble Space Telescope (STScI image gallery, adattato da Biretta et al., 1999, *ApJ*, 520, 621). Il getto ottico, scoperto da Curtis nel 1918, mostra, nei dettagli, grande somiglianza a quello radio. Notare la luce diffusa della regione più interna della galassia.

Per quanto riguarda la distribuzione di brillantezza *lungo* l'asse del getto, si osserva quasi sempre vicino al nucleo una zona iniziale di brillantezza molto più bassa che nel resto del getto (fig. 22.3), per

cui il getto pare staccato dal nucleo. La lunghezza di questo tratto iniziale cresce con la luminosità totale della radiosorgente. A distanze maggiori il getto mostra sovente picchi di brillantezza sovrapposti ad una emissione molto più debole e più uniforme.

Infine la brillantezza mostra spesso una dipendenza dal raggio del getto del tipo $B_s \propto r_j^{-\zeta}$, con $\zeta \approx 1 - 2$. Tale dipendenza non è compatibile con una espansione adiabatica del getto (§ 22.2.3).

22.1.4 Polarizzazione

In generale la polarizzazione nei getti è molto regolare ed elevata, raggiungendo percentuali del 20 ÷ 40%. Una volta corretto per la rotazione di Faraday, l'angolo di polarizzazione (cioè del vettore campo elettrico) fornisce l'orientazione del campo magnetico, ad esso perpendicolare. Il campo magnetico può essere sia parallelo che perpendicolare alla direzione del getto. Nelle *FRII* è di solito parallelo, mentre nelle *FRI* inizia parallelo, poi di solito ruota per diventare perpendicolare.

Per la conservazione del flusso magnetico ci si aspetta che l'intensità del campo magnetico si scali con le dimensioni trasversali, r_j , del getto come segue:

$$H_{\parallel} \propto r_j^{-2} \quad H_{\perp} \propto r_j^{-1}$$

dato che il flusso di H_{\parallel} dipende dalla sezione trasversale del getto ($\propto r_j^2$) e il flusso di H_{\perp} dipende dalla sua superficie laterale ($\propto r_j$). Questo può spiegare in maniera ragionevole la diversa struttura del campo magnetico in radiosorgenti di alta e bassa luminosità radio, poichè le seconde sono caratterizzate da una maggior variazione del diametro del getto con la distanza dal centro, che determina una riduzione maggiore della componente H_{\parallel} , per cui a grandi raggi H_{\perp} finisce per prevalere.

L'orientazione può cambiare da parallela a perpendicolare nei picchi di brillantezza: questo si interpreta come dovuto a compressione del plasma da parte degli shock che si formano nei getti supersonici (§§ 22.2.6, 22.2.7 e 22.2.8), i quali non solo aumentano localmente l'intensità del campo magnetico, e quindi la luminosità dando luogo ai picchi di brillantezza, ma tendono anche ad ordinarlo perpendicolarmente alla loro stessa direzione di propagazione.

Dallo studio della percentuale di polarizzazione in funzione della lunghezza d'onda, infine, si potrebbe ricavare la misura di rotazione interna (cap. 7) e quindi stimare la densità del plasma termico nel getto ($n_j \leq 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$), che rimane comunque un parametro molto incerto.

22.1.5 Pressione interna nei getti

La brillantezza dei getti ci permette di calcolare, mediante la teoria di sincrotrone e nell'ipotesi di energia minima, la pressione interna minima nei getti. I valori stimati per i getti coprono un intervallo molto ampio che va da valori alquanto alti di $\approx 10^{-9} \text{ dyne cm}^{-2}$ nel caso del getto di *CygA* a valori molto più comuni di $\lesssim 10^{-10} \div 10^{-12} \text{ dyne cm}^{-2}$ per la maggior parte degli oggetti. I valori più elevati (come in *CygA*) si riscontrano in genere in corrispondenza dei knot, mentre le pressioni minime interne, intra-knot, sono molto inferiori (spesso non misurabili).

E' importante confrontare i valori così stimati con la pressione del gas esterno, per verificare se i getti sono confinati. Dalle osservazioni nella banda *X* del gas caldo in cui molte galassie sono immerse (§ 19.8), la pressione risulta, nella maggior parte dei casi, dell'ordine di $10^{-10} \text{ dyne cm}^{-2}$ entro alcuni kpc dal nucleo e poi decresce. Sebbene manchino informazioni sistematiche e di buona qualità su un numero sufficientemente ampio di oggetti, si ha l'impressione che l'equilibrio di pressione possa essere per lo più verificato.

Solo per i knot si ha un disaccordo apprezzabile; se però questi, come sembra probabile, sono da identificarsi con degli shock interni (§§ 22.2.6, 22.2.7 e 22.2.8) la pressione misurata in loro corrispondenza non deve essere necessariamente in equilibrio con la pressione esterna, dato che si tratta di strutture transienti.

Bisogna anche considerare che, se le velocità sono anche solo moderatamente relativistiche, la brillantezza osservata è amplificata per *Doppler boosting* e questo porta ad una sovrastima della pressione interna (e quindi di H se si è in condizioni di energia minima, eq. 4.48).

22.1.6 Luminosità dei getti

C'è una relazione empirica fra la potenza radio del getto e quella totale della radiogalassia, del tipo:

$$P_j/P_{tot} \propto P_{tot}^{-1/2}$$

che rispecchia il fatto che nelle radiosorgenti di bassa luminosità la prominente del getto è maggiore che nelle altre, in accordo con l'osservazione che la presenza di getti è più frequente nelle radiosorgenti di tipo *FRI*. Si veda anche fig. 19.13.

22.1.7 Curvature e Oscillazioni

Raramente i getti sono perfettamente dritti; nella maggior parte dei casi si osservano curvature o oscillazioni. In fig. 22.5 sono mostrati alcuni esempi tipici.

Si possono, a grandi linee, indicare alcune tipologie:

- a) cambi di curvatura sistematici nei due getti e con simmetria speculare (radiosorgenti testa-coda, fig. 19.27; 3C449 in fig. 22.5);
- b) cambi di curvatura sistematici antisimmetrici, o a simmetria rotazionale (i due getti si possono riprodurre l'uno dall'altro per una rotazione di $\approx 180^\circ$) (es. B2 0055+26 in fig. 22.5);
- c) oscillazioni su grande scala intorno ad una direzione media costante, spesso simmetriche o antisimmetriche rispetto all'asse del getto, quando entrambi i getti sono presenti (es. 3C449 in fig. 22.5);
- d) oscillazioni su piccola scala e di piccola ampiezza (es. 0913+38 in fig. 22.5);
- e) brusche variazioni di direzione nella direzione del getto, anche di angoli molto grandi (es. 0836+29 in fig. 22.5).

Evidentemente la distinzione fra le varie tipologie è tutt'altro che ben definita. Inoltre spesso queste tipologie possono essere presenti contemporaneamente nello stesso oggetto. Le spiegazioni che si danno sono molteplici e nella maggior parte dei casi tutt'altro che definitive.

Un consenso generale si ha per la tipologia a) (radiosorgenti testa-coda), dove la causa della curvatura è attribuita alla "ram-pressure" esercitata dal gas intergalattico a causa del moto della galassia.

Questa interpretazione è rafforzata dal fatto che per lo più (ma non solo) questi oggetti si trovano in ammassi di galassie. Un semplice modello che descrive il meccanismo di distorsione è esposto in § 22.4.5.

Nel caso b), alquanto raro, si ipotizza o una variazione regolare e sistematica dell'asse di espulsione dei getti, oppure una interazione dei getti con un gas esterno dotato di moti sistematici di rotazione.

Per le tipologie c), a seconda della loro simmetria, si può pensare o a precessione dell'asse di emissione dei getti (strutture a simmetria rotazionale) o effetti dovuti a moto orbitale della galassia in un sistema binario (simmetria speculare).

Infine, le varie tipologie si possono interpretare, tranne che nel caso a), in termini di instabilità di tipo magnetoidrodinamico, dette di Kelvin-Helmoltz dovute all'interazione del getto con il mezzo esterno (§ 22.2.6). E' possibile, se non probabile, che più d'una delle varie spiegazioni concorrano simultaneamente a determinare le strutture osservate.



Figura 22.5: Esempi di curvature e oscillazioni in getti radio (da Parma et al., 1987, A&A, 181, 244)

22.1.8 Due Tipi di Getti

Dall'esame delle loro caratteristiche morfologiche, si possono individuare sostanzialmente due tipologie di getti:

- Tipo 1)

- i) Mostrano un getto principale, mentre l'altro getto è non visibile o comunque molto più debole.
- ii) L'angolo di apertura è alquanto piccolo ($< 10^\circ$).
- iii) La brillantezza è decisamente non uniforme, con delle piccole componenti di emissione radio brillanti, all'interno di una emissione diffusa o non visibile.
- iv) Il campo magnetico tende ad essere parallelo all'asse.
- v) Ci sono due "hot-spot", una alla fine del getto visibile e l'altra alla fine del getto invisibile ?!
- vi) Si trovano in radiosorgenti di alta luminosità ($FRII$, $P_{1.4GHz} \gtrsim 10^{25}$ watt Hz^{-1}).

Esempi sono Cygnus A (fig. 22.1), 3C111 (fig. 19.11) e 3C175 (fig. 19.12).

- Tipo 2)

- i) Mostrano due getti, abbastanza simmetrici su scale di molti kpc, mentre sono asimmetrici su scale ≤ 1 kpc. Si notano, a volte, forti curvature nelle parti più esterne.
- ii) L'angolo di apertura del getto è $\gtrsim 10^\circ$.
- iii) La brillantezza è molto più uniforme che nel caso precedente.
- iv) Il campo magnetico è prevalentemente perpendicolare all'asse (a volte è parallelo nel tratto iniziale).
- v) Le hot-spot sono deboli o assenti.
- vi) Si trovano in radiosorgenti di bassa luminosità (tipicamente *FRI*).

Esempi son B2 0326+392 (fig. 22.2), 3C272.1 (fig. 22.3), 3C296 (fig. 19.15).

Si ritiene che la caratterizzazione fra i due tipi sia legata al numero di Mach (§ 22.4). Il primo tipo sarebbe caratterizzato da numeri di Mach alti (> 2), mentre il secondo tipo sarebbe caratterizzato da getti transonici, o addirittura subsonici.

22.1.9 Di cosa sono costituiti i getti?

Uno dei problemi principali relativi ai getti è la loro composizione. Poichè emettono radiazione di sincrotrone, non v'è dubbio che debbano contenere campo magnetico ed elettroni relativistici. Nell'ipotesi di neutralità elettrica, essi devono contenere anche un insieme di cariche positive. Comunemente si assume siano protoni, ma è stata avanzata anche l'ipotesi che si possa trattare di positroni. Mentre la prima ipotesi è certamente la meno esotica, la seconda possibilità è suggerita da alcune considerazioni, peraltro non conclusive.

a) La *Mini-quasar Galattica* nota con il nome di *Grande Annichilatore* (§ 27.2) contiene certamente positroni, dato che la sua emissione γ è attribuita alla annichilazione $e^+ - e^-$.

b) I getti, su piccola scala (pc), mostrano rotazioni di Faraday molto modeste, che, a loro volta, non solo implicherebbero quantità di elettroni termici del tutto trascurabili, ma anche una sostanziale assenza di elettroni poco relativistici, con energie inferiori a qualche Mev, dato che questi ultimi, come gli elettroni termici, dovrebbero dare luogo a rotazione di Faraday interna superiore a quanto osservato. Ne risulterebbe che il processo di formazione dei getti sarebbe così efficiente da produrre solo elettroni di energia maggiore, il che è poco credibile.

Se però i getti contenessero in ugual misura elettroni e positroni, allora la rotazione di Faraday interna sarebbe nulla.

c) Se il processo che produce l'energia è l'accrescimento su un Buco Nero, (cap. 26), allora si possono avere le condizioni per produzione di coppie "elettroni/positroni".

Il problema non è ancora risolto.

22.2 Fisica dei getti

La fisica di un getto fluidodinamico (o magnetofluidodinamico) è estremamente complessa e non si riesce a farne una trattazione generale di tipo analitico.

Essa si semplifica notevolmente qualora si faccia l'ipotesi che *il getto è in equilibrio di pressione con l'esterno ed adiabatico*, vale a dire che $p_j \approx p_e$ e che valga fra p_j e ρ_j la relazione adiabatica:

$$\rho_j = \left(\frac{p_j}{p_0} \right)^{1/\Gamma} \rho_0 \quad (22.2)$$

dove $\Gamma = c_p/c_v$ è il rapporto fra i calori specifici a pressione e volume costante. In questo caso si possono studiare le proprietà del getto in maniera relativamente semplice utilizzando le equazioni fondamentali di conservazione del flusso di massa, di energia e di quantità di moto.

Queste assunzioni certamente non sono realizzate nei getti astrofisici. Infatti esistono dei processi dissipativi che degradano l'energia cinetica del getto in energia termica. Questi processi si possono individuare nella formazione di "shock" all'interno dei getti e nel trascinarsi dentro il getto di

materiale esterno, inizialmente a riposo. Tuttavia una trattazione delle proprietà di un getto adiabatico possono, almeno parzialmente, servire come guida per lo studio dei getti astrofisici. Una trattazione completa, che includa gli effetti dissipativi, non esiste. Bisogna far ricorso a metodi di validità limitata, che possono applicarsi in situazioni diverse.

Citiamo fra di essi :

- a) il ricorso a risultati sperimentali relativi a getti prodotti in laboratorio;
- b) metodi di tipo numerico per lo studio dell'evoluzione di getti caratterizzati da diverse densità e numero di Mach;
- c) un metodo analitico semi-empirico che può essere applicato a getti a basso numero di Mach ($M_j \lesssim 2$).

22.2.1 Fisica di un getto adiabatico

Approssimiamo il getto con un flusso collimato di sezione variabile, A_j e studiamo il moto del plasma (vedi Landau&Lifchitz, "Mecanique des Fluides", cap. IX, § 80, ed. MIR) come se si trattasse del moto adiabatico di un fluido compressibile in un condotto. Questo equivale a supporre il getto in equilibrio di pressione con l'esterno (getto confinato). In questa ipotesi, attraverso ogni sezione del getto di area $A_j = \pi r_j^2$, devono valere:

- i) conservazione del flusso di massa, o portata, \dot{M} ;
- ii) conservazione del flusso di energia, Φ (chiamato anche "luminosità", da non confondersi con la luminosità irradiata);
- iii) conservazione del flusso di quantità di moto, o *thrust* Π .¹

Quindi se, in un certo punto lungo il getto, r_j è il suo raggio, v_j , p_j , ρ_j la velocità, pressione e densità del fluido ed u_j è la sua energia interna per unità di volume, per ogni sezione A_j possiamo riscrivere le equazioni 8.20, 8.22 e 8.21 (notare i simboli diversi colà usati per velocità e densità di energia) come:

$$\rho_j v_j A_j = \text{cost} = \dot{M} \quad (22.3)$$

$$\rho_j v_j \left(\frac{v_j^2}{2} + \frac{u_j}{\rho_j} + \frac{p_j}{\rho_j} \right) A_j = \text{cost} = \Phi \quad (22.4)$$

$$(\rho_j v_j^2 + p_j) A_j = \text{cost} = \Pi \quad (22.5)$$

Ricordando che $c_s^2 = \sqrt{\Gamma p_j / \rho_j}$ è la velocità del suono (eq. 8.16) e ponendo $h = u_j + p_j$ l'entalpia per unità di volume, utilizzando la (8.33) la conservazione del flusso di energia e del flusso d'impulso si possono anche scrivere:

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{1}{2} \dot{M} v_j^2 + \dot{M} \left(\frac{u_j}{\rho_j} + \frac{p_j}{\rho_j} \right) = \frac{1}{2} \dot{M} v_j^2 + \dot{M} \frac{h}{\rho_j} = \frac{1}{2} \dot{M} v_j^2 + \frac{\dot{M} \Gamma p_j}{(\Gamma - 1) \rho_j} \\ &= \frac{1}{2} \dot{M} v_j^2 \left[1 + \frac{2c_s^2}{(\Gamma - 1)v_j^2} \right] = \frac{1}{2} \dot{M} v_j^2 \left[1 + \frac{2}{(\Gamma - 1)M_j^2} \right] \end{aligned} \quad (22.6)$$

$$\Pi = \dot{M} v_j + \frac{p_j \dot{M}}{\rho_j v_j^2} = \dot{M} v_j \left(1 + \frac{p_j}{\rho_j v_j^2} \right) = \dot{M} v_j \left(1 + \frac{1}{\Gamma M_j^2} \right) \quad (22.7)$$

¹Questa condizione è rigorosamente valida solo nel caso di getti cilindrici; quando l'apertura del getto non è costante dato che la superficie del getto non è esattamente parallela alla direzione media del moto del fluido, esisterà una forza risultante dovuta alla pressione esterna, con componente parallela al moto del fluido, capace di alterarne la quantità di moto.

Il primo termine nella (22.6) rappresenta l'energia cinetica d'insieme trasportata dal fluido nell'unità di tempo, mentre il secondo descrive il trasporto di una combinazione di energia interna e del lavoro " $p_j V$ ", cioè dell'entalpia. Analogamente, nella (22.7) il primo termine è il flusso complessivo della quantità di moto del fluido, mentre il secondo termine rappresenta il contributo della pressione statica. Quando $M_j \gg 1$ il secondo termine si può trascurare.

La (22.6), quando si ponga $\Phi = \text{cost}$, non è altro che l'equazione di Bernoulli (8.26). La costante può essere determinata dalle condizioni iniziali ($v_j = 0, p_j = p_0, \rho_j = \rho_0, h = h_0 = u_0 + p_0$), quindi:

$$\frac{1}{2}v_j^2 + h = \frac{1}{2}v_j^2 + \frac{h}{\rho_j} = \frac{1}{2}v_j^2 + \frac{\Gamma p_j}{(\Gamma - 1)\rho_j} = \frac{h_0}{\rho_0} \quad (22.8)$$

($\Gamma = C_p/C_v$). Indicando con $p_0 = (\Gamma - 1)u_0 = h_0(\Gamma - 1)/\Gamma$ il valore iniziale, o di *stagnazione*, della pressione, che corrisponde a $v_j = 0$, dalla (22.8) si vede che per $v_j \neq 0$ $p_j < p_0$. Quindi il valore iniziale p_0 è il valore massimo che la pressione può assumere, e la pressione, in queste condizioni, diminuisce sempre all'aumentare di v_j .

Sempre dalla (22.8) si vede che la velocità del fluido cresce al diminuire dell'entalpia, ossia al diminuire della energia e/o pressione interna. Il valore massimo che la velocità può assumere si ottiene per $h = 0$ e vale:

$$v_{max} = \sqrt{\frac{2h_0}{\rho_0}} = c_{s0} \sqrt{\frac{2}{\Gamma - 1}} \quad (22.9)$$

dove $c_{s0} = \sqrt{\Gamma(p_0/\rho_0)} = \sqrt{(\Gamma - 1)(\epsilon_0/\rho_0)}$ è la velocità del suono iniziale.

L'equazione di Bernoulli (22.8) permette di ricavare l'andamento di diversi parametri fisici del getto in funzione della pressione, che, dato l'equilibrio di pressione assunto, sarà indifferentemente quella interna od esterna. Precisamente ricaveremo: *i*) il numero di Mach, *ii*) la sezione, *iii*) la velocità e *iv*) la temperatura.

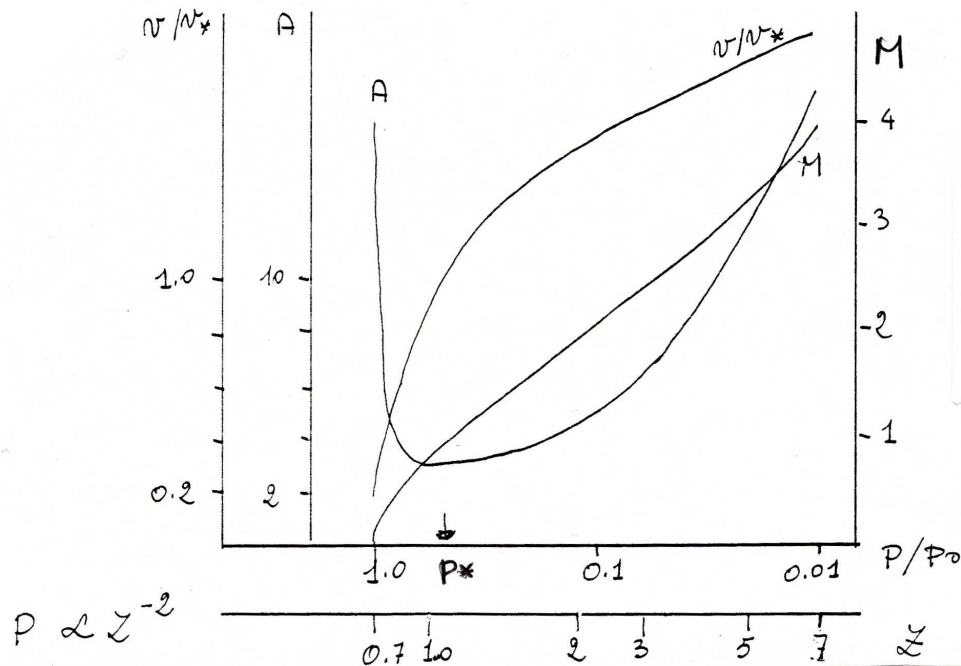


Figura 22.6: Andamento di A_j , M_j e v_j/v_* al diminuire della pressione

i) *Numero di Mach*: Usando la (22.2), la (22.8) fornisce:

$$\frac{v_j^2 \rho_j}{\Gamma p_j} + \frac{2}{\Gamma - 1} = M_j^2 + \frac{2}{\Gamma - 1} = \frac{2}{\Gamma - 1} \frac{p_0 \rho_j}{p_j \rho_0} = \frac{2}{\Gamma - 1} \left(\frac{p_0}{p_j} \right)^{\frac{\Gamma-1}{\Gamma}} \quad (22.10)$$

da cui si ricava immediatamente il numero di Mach in funzione di p_j

$$M_j^2 = \frac{2}{\Gamma - 1} \left[\left(\frac{p_0}{p_j} \right)^{\frac{\Gamma-1}{\Gamma}} - 1 \right] \approx \frac{2}{\Gamma - 1} \left(\frac{p_j}{p_0} \right)^{-\frac{\Gamma-1}{\Gamma}} \quad \text{per } p_j \ll p_0 \quad (22.11)$$

Dalla (22.11) si vede che M_j è sempre crescente (fig. 22.6) al decrescere di p_j . A seconda dei valori di Γ (gas relativistico o meno) si ha:

$$\begin{aligned} M_j^2 &= 6 \left[\left(\frac{p_0}{p_j} \right)^{1/4} - 1 \right] & \Gamma &= \frac{4}{3} \\ &= 3 \left[\left(\frac{p_0}{p_j} \right)^{2/5} - 1 \right] & \Gamma &= \frac{5}{3} \end{aligned}$$

ii) *Sezione del getto*:

Dalla (22.11) che dà il numero di Mach in funzione della pressione e dalla (22.3) che dà la conservazione della portata e usando la relazione adiabatica (22.2), si può trovare come varia la sezione del getto $A_j = \pi r_j^2$ in funzione della pressione (fig. 22.6). Dato che $\dot{M} = A_j \rho_j v_j = \text{cost}$, abbiamo:

$$A_j \propto \rho_j^{-1} v_j^{-1} = \rho_j^{-1} (M_j c_s)^{-1} \propto \left[\left(\frac{p_0}{p_j} \right)^{(\Gamma-1)/\Gamma} - 1 \right]^{-0.5} p_j^{-(\Gamma+1)/2\Gamma} \quad (22.12)$$

La sezione del getto A_j ha un minimo per:

$$p_* = \left(\frac{2}{\Gamma + 1} \right)^{\Gamma/(\Gamma-1)} p_0$$

ossia $p_* = 0.49 p_0$ se $\Gamma = 5/3$ e $p_* = 0.54 p_0$ se $\Gamma = 4/3$. Per $p = p_*$ si ha anche $M_j \approx 1$, cioè per questo valore della pressione il plasma nel getto si muove con la velocità del suono: $v_* = c_{s*}$.

Per $p_0 > p > p_*$ il flusso è subsonico e, al diminuire della pressione, la sezione del getto si restringe mentre M_j cresce. Per $p = p_*$ e $M_j = 1$ la sezione raggiunge il minimo e una successiva diminuzione della pressione comporta un nuovo allargamento del getto e un ulteriore aumento di M_j (il flusso diventa supersonico).

In altre parole, se un getto adiabatico viene accelerato a velocità supersonica deve farlo passando attraverso una strozzatura (o *nozzle*) *convergente-divergente*, detta anche di *de Laval*, dove la pressione è circa la metà di quella di stagnazione. Con un meccanismo di questo tipo (diminuzione della pressione) è possibile trasformare un getto da subsonico in supersonico. Gli ugelli degli aerei supersonici hanno l'analogia funzione di trasformare in supersonico un flusso inizialmente subsonico.

Per $p_j \ll p_0$ (regime supersonico) la (22.12) si approssima con:

$$A_j \propto p_j^{-1/\Gamma} \quad \text{o anche} \quad r_j \propto p_j^{-1/2\Gamma} \quad (22.13)$$

Se la pressione esterna varia con la distanza dal nucleo come $p_e \propto Z^{-n}$ (eq. 22.16) si ha: $A_j \propto Z^{n/\Gamma}$, $r_j \propto Z^{n/2\Gamma}$, che, per $n = 2$ e $\Gamma = 5/3$ fornisce $r_j \propto Z^{3/5}$: il raggio del getto continua a crescere, anche se piuttosto lentamente, con la distanza dal nucleo.

iii) *Velocità del getto:*

L'equazione di Bernoulli (22.8) permette anche di trovare l'andamento di v_j in funzione di p_j e dei valori caratteristici p_* e v_* . Ricordando che per $p_j = p_*$ si ha $M_j = 1$, cioè $c_{s*} = v_*$, si ottiene:

$$\frac{1}{2}v_j^2 + \frac{\Gamma}{\Gamma-1} \frac{p_j}{\rho_j} = \text{cost} = \frac{1}{2}v_*^2 + \frac{\Gamma}{\Gamma-1} \frac{p_*}{\rho_*}$$

ossia

$$\frac{v_j^2}{2} + \frac{c_s^2}{\Gamma-1} = \frac{v_*^2}{2} + \frac{c_{s*}^2}{\Gamma-1} = \frac{v_*^2(\Gamma+1)}{2(\Gamma-1)}$$

da cui, utilizzando la (22.2):

$$\left(\frac{v_j}{v_*}\right)^2 = \frac{\Gamma+1}{\Gamma-1} - \frac{2}{\Gamma-1} \left(\frac{p_j}{p_*}\right)^{\frac{\Gamma-1}{\Gamma}} = \frac{\Gamma+1}{\Gamma-1} - \frac{2}{\Gamma-1} \left(\frac{p_j}{p_0}\right)^{\frac{\Gamma-1}{\Gamma}} \quad (22.14)$$

e, per $p_j \ll p_0$, dalla (22.11):

$$\left(\frac{v_j}{v_*}\right)^2 \approx \frac{\Gamma+1}{\Gamma-1} - \left(\frac{4}{\Gamma-1}\right)^2 M_j^{-2}$$

Di nuovo si vede che v_j aumenta sempre al diminuire di p_j . La velocità massima è $v_*\sqrt{(\Gamma+1)/(\Gamma-1)}$, ossia $2v_*$ se $\Gamma = 5/3$ o $v_*\sqrt{7}$ se $\Gamma = 4/3$.

Ricordando la espressione (22.9) per v_{max} , possiamo scrivere:

$$v_{max} = v_*\sqrt{\frac{\Gamma+1}{\Gamma-1}} = c_{s*}\sqrt{\frac{\Gamma+1}{\Gamma-1}} = c_{s0}\sqrt{\frac{2}{\Gamma-1}}$$

da cui la relazione fra c_{s*} e c_{s0}

$$c_{s*} = v_* = c_{s0}\sqrt{\frac{2}{\Gamma+1}} = \sqrt{\frac{2\Gamma}{\Gamma+1} \frac{p_0}{\rho_0}}$$

iv) *Temperatura del getto:*

Infine dall'equazione di Bernoulli (22.8) si può ottenere l'andamento di h , e quindi della temperatura, ricordando che $h = \Gamma u_j = \Gamma c_v \rho_j T_j$ (c_v è il calore specifico a volume costate) in funzione della velocità e di p_j :

$$\begin{aligned} T &= \frac{h_j}{\Gamma c_v \rho_j} = \frac{h_0}{\Gamma c_v \rho_0} \left(1 - \frac{\rho_0 v_j^2}{2h_0}\right) = T_0 \left(1 - \frac{\Gamma-1}{2} \frac{v_j^2}{c_{s0}^2}\right) = \\ &= T_0 \left(1 - \frac{v_j^2}{v_{max}^2}\right) = T_0 \left(1 - \frac{\Gamma-1}{\Gamma+1} \frac{v_j^2}{c_{s*}^2}\right) = T_0 \frac{2}{\Gamma+1} \left(\frac{p_j}{p_*}\right)^{(\Gamma-1)/\Gamma} \end{aligned} \quad (22.15)$$

Si vede dalla (22.15) che quando la pressione $\rightarrow 0$, ossia il getto è fortemente supersonico, $v_j \rightarrow v_{max}$, $T \rightarrow 0$, $u_j \rightarrow 0$ e $c_s \propto \sqrt{\Gamma k_B T} \rightarrow 0$. Si ottiene quindi una trasformazione completa di energia termica disordinata in energia cinetica ordinata.

22.2.2 Getto libero o confinato? Dipendenza dall'ambiente esterno.

Abbiamo supposto che il getto sia confinato, cioè $p_e(Z) = p_j(Z)$ ad ogni distanza Z dal nucleo. Vediamo dunque come un mezzo esterno contribuisce al confinamento. Supponiamo che la pressione esterna al getto decresca con Z , andando dal centro alla periferia della galassia/quasar in cui il getto si è formato, secondo una legge di potenza del tipo:

$$p_e(Z) \propto Z^{-n} \quad (22.16)$$

come è plausibile e come confermato da osservazioni X del gas ambiente. Se il getto è adiabatico, dall'eq. 22.13 otteniamo subito l'angolo di apertura del getto :

$$\frac{d r_j}{d Z} = \tan \theta_j \propto Z^{(n-2\Gamma)/2\Gamma} v_j^{-1/2} \quad (22.17)$$

da cui si vede che, per $v_j \approx \text{costante}$, come avviene nel caso supersonico,

per	$n = 2\Gamma$	θ cost
	$n > 2\Gamma$	θ cresce con Z
	$n < 2\Gamma$	θ cala con Z

Quindi se $n < 2\Gamma$ un getto supersonico può risultare collimato dalla pressione esterna, nel senso che l'angolo di apertura *non aumenta* malgrado la sua sezione trasversale continui ad aumentare come $Z^{n/\Gamma}$. Il comportamento dell'angolo di apertura dà pertanto informazioni sull'andamento della pressione nel ed intorno al getto.

Un getto confinato dalla pressione esterna resterà sempre confinato? Vediamo che, perchè ciò avvenga, il gradiente dell'atmosfera esterna deve essere opportuno. Infatti, se la pressione esterna diminuisce ad un ritmo dp/dZ , è necessario che il materiale che costituisce il getto possa reagire con sufficiente rapidità alla variazione di pressione esterna per mantenere l'equilibrio di pressione. In altre parole il tempo di propagazione della perturbazione, che viaggia attraverso la sezione del getto alla velocità del suono, c_s , sarà dell'ordine di $\tau_j \approx r_j/c_s$, e deve essere minore del tempo che un elemento di getto impiega a spostarsi fra due zone dove la pressione è variata sensibilmente (fig. 22.7). Quindi se indichiamo con $l_p = p_j/(dp_j/dZ)$ la scala caratteristica della variazione della pressione, perchè si mantenga l'equilibrio è necessario che sia:

$$\tau_j < \frac{l_p}{v_j}$$

ossia:

$$\frac{r_j}{c_s} v_j \leq \frac{p_j}{dp_j/dZ} \quad (22.18)$$

Se il getto è fortemente supersonico, dall'eq. 22.13 otteniamo:

$$\left| \frac{dp_j}{dZ} \right| = \left| \frac{dp_j}{dr} \right| \frac{dr}{dZ} = 2\Gamma r^{-(2\Gamma+1)} \frac{dr}{dZ} = 2\Gamma \frac{p_j}{r_j} \frac{dr}{dZ}$$

che sostituita nella (22.18) dà la condizione:

$$\theta_j = \frac{dr}{dZ} = \frac{1}{2M_j\Gamma} \quad (22.19)$$

Si osservi che quanto maggiore è M_j tanto minore è lo *spreading rate* θ .

Come deve essere l'andamento della pressione esterna perchè la condizione di stabilità dell'equilibrio (eq. 22.18) rimanga sempre soddisfatta?

Se $p(Z) \propto Z^{-n}$, $l_p = Z/n$, mentre, per la conservazione della portata (22.3) e la condizione $v_j \approx$ costante:

$$l_j = v_j \frac{r_j}{c_s} \propto r_j \sqrt{\frac{\rho_j}{\Gamma p_j}} \propto r_j \sqrt{\frac{r_j^{-2}}{\Gamma p_j}} \propto p_j^{-0.5} \propto Z^{n/2}$$

per cui:

$$\frac{l_j}{l_p} \propto Z^{(n-2)/2}$$

Per $n > 2$, l_j/l_p cresce con Z e ad un certo punto la condizione (22.18) non sarà più soddisfatta: il getto non riuscirà a mantenere per sempre l'equilibrio di pressione e ad un certo punto diventerà libero.

22.2.3 Brillanza di sincrotrone in un getto in espansione

Considereremo la situazione stazionaria di una regione di un getto (e del plasma in essa contenuto) e un volume tronco-conico di raggio $\sim r_j$ e lunghezza $\sim \ell_j$, che nell'intervallo di tempo dt avanza, lungo l'asse del getto, Z , della quantità $\Delta Z \sim v_j dt$ (fig. 22.7).

Il volume occupato varierà da V a V' ed il gas potrà subire globalmente una espansione o una compressione. Se $v_j \approx$ costante, il volume varierà solo come r_j^2 , mentre, se v_j varia, la nuova lunghezza ℓ'_j sarà diversa da ℓ_j e il plasma subirà una compressione od una espansione longitudinale a seconda che v_j sia decrescente o crescente.

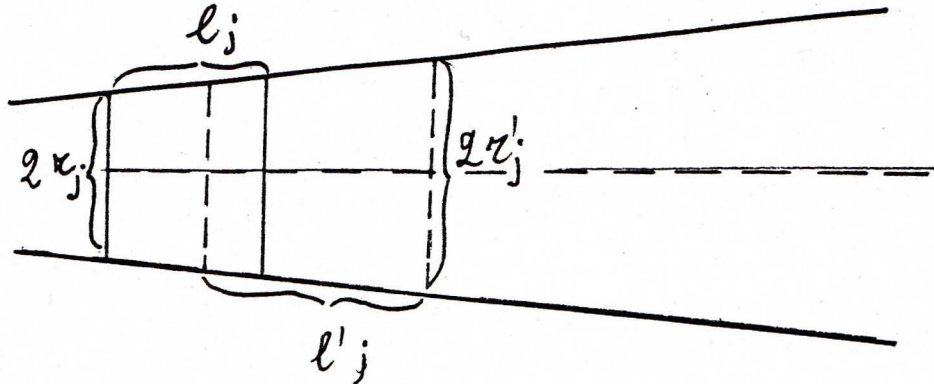


Figura 22.7: Schema di sezione di getto

Se l'espansione del getto è puramente adiabatica, campo magnetico e densità delle particelle si modificano secondo relazioni ottenibili dalle (6.8) e (6.9) disaccoppiando le variazioni delle dimensioni in senso trasversale e longitudinale del volume considerato (Bicknell, 1984, ApJ, 286, 68). Per la densità si ha l'espressione:

$$N_0 \propto r_j^{-2(2+\delta)/3} v_j^{-(\delta+2)/3}$$

mentre per il campo magnetico, a seconda che sia perpendicolare o parallelo al getto, si ha:

$$H_{\perp} \propto r_j^{-1} \ell_j^{-1} \propto r_j^{-1} v_j^{-1}$$

$$H_{\parallel} \propto r_j^{-2}$$

per cui ci si aspetta che la brillantezza di sincrotrone, B_s , dipenda dal raggio del getto e dalla sua velocità come:

$$B_s \propto N_0 H_{\perp}^{(\delta+1)/2} r_j \propto r_j^{-(7\alpha+6)/3} v_j^{-(5\alpha+6)/3} \quad (22.20)$$

$$B_s \propto N_0 H_{\parallel}^{(\delta+1)/2} r_j \propto r_j^{-(10\alpha+9)/3} v_j^{-(2\alpha+3)/3} \quad (22.21)$$

Se v_j fosse costante lungo tutto il getto, la brillantezza dovrebbe decrescere al crescere di r_j e, per un indice spettrale medio $\alpha \sim 0.6$, ci si aspetterebbe, per esempio per H_{\perp} , un *indice di brillantezza* $\zeta \approx 3.4$ ($B_s \propto r_j^{-\zeta}$). In un getto adiabatico e supersonico v_j cresce al crescere di r_j , per cui l'indice di brillantezza ζ dovrebbe essere ancora maggiore.

In molti getti l'andamento osservato della brillantezza in funzione di r_j mostra alternanze di regioni in cui l'espansione del getto è approssimativamente adiabatica con regioni in cui essa è fortemente sub-adiabatica, cioè la brillantezza cala molto più lentamente di quanto ci si aspetterebbe e qualche volta super-adiabatica, cioè la brillantezza cala molto più velocemente di quanto previsto dalle 22.20 e 22.20.

Un esempio è riportato in fig. 22.8, dove si nota che espansione adiabatica è presente solo nell'intervallo $\sim 3 \div 10$ arcsec che competono al tratto iniziale-medio del getto (fig. 22.2). Nelle altre zone la brillantezza decresce molto più lentamente (anzi in un tratto del contro-getto sembra addirittura aumentare) e rimane quasi costante nelle regioni periferiche del getto.

Le regioni dove l'espansione è sub(super)-adiabatica si interpretano come zone in cui v_j diminuisce (cresce), per cui a parità di variazione di r_j la brillantezza varia diversamente da quanto previsto dalle 22.20, 22.21.

Nella maggior parte dei getti studiati l'indice di brillantezza medio è compreso fra 1 e 2, dal che si deduce che la velocità diminuisce come $r_j^{-(0.4 \div 0.8)}$.

Si osserva inoltre una moderata dipendenza dell'indice di brillantezza dall'angolo di apertura medio, nel senso che esso è più piccolo nelle zone dove l'angolo d'apertura del getto è maggiore. Questo è in accordo col modello di getto dissipativo discusso in § 22.3.1.

22.2.4 Getti reali (dissipativi)

Che i getti astrofisici *non possano essere adiabatici* è mostrato da vari tipi di considerazioni:

- Dai risultati ottenuti in § reffisja e riassunti in fig. 22.6, si vede che, in un regime supersonico, dove v_j aumenta, lì dovrebbe aumentare anche A_j (il contrario di quanto previsto per i regimi subsonici). Le osservazioni invece mostrano che spesso dove lo spreading rate aumenta, la velocità diminuisce, come suggerito dal decremento osservato, spesso sub-adiabatico, della brillantezza in funzione del diametro trasversale del getto. Questo andamento, come suggeriscono i modelli, implica o un rallentamento del getto (per esempio a causa del trascinamento di gas esterno) oppure la formazione di shock, in corrispondenza dei quali si ha riaccelerazione localizzata di particelle relativistiche che può compensare le perdite per espansione adiabatica. L'importanza dei due processi è definita dal numero di Mach. In ciascuno dei due casi il flusso di massa, o portata, e quello di energia non possono più essere considerati costanti.

- Un altro modo di vedere lo stesso fenomeno è attraverso lo studio della pressione, p_j , che è legata alla brillantezza superficiale dalle formule di equipartizione. In molti getti ben studiati, si trova che la variazione della pressione di equipartizione lungo il getto non segue la legge (22.13) $p_j \propto r^{-2\Gamma}$ trovata per i getti adiabatici, supersonici, non-relativistici, ma decresce più lentamente, suggerendo che ci debba essere dissipazione interna lungo il getto, con trasformazione di energia cinetica (e conseguente diminuzione della velocità v_j) in energia interna e conseguente aumento della temperatura e quindi della pressione;

- La diminuzione del rapporto di asimmetria in brillantezza dei getti, R_j , lungo il getto, nell'assunzione che le velocità siano almeno moderatamente relativistiche, implica una diminuzione di β_j , che è incompatibile col modello di getto supersonico adiabatico.

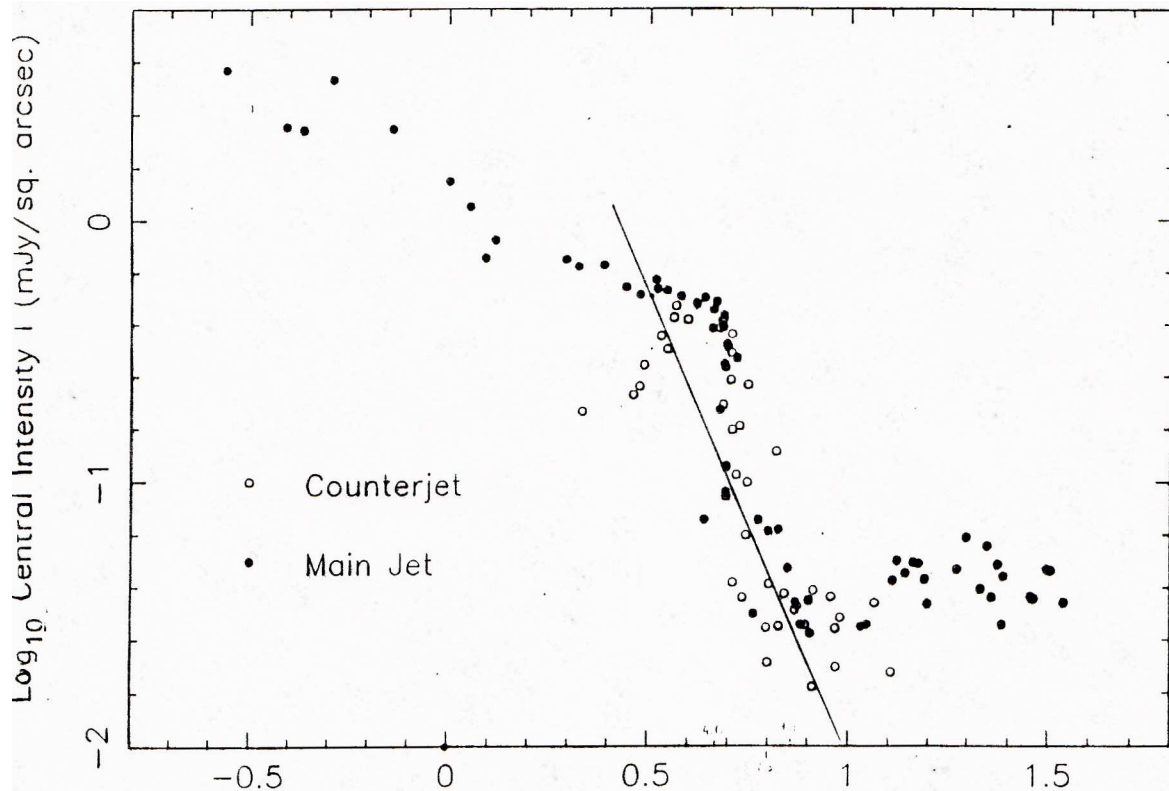


Figura 22.8: Andamento, in scale logaritmiche, della brillantezza in funzione del diametro del getto (ascissa, in arcsec), per i getti di *B2 0326 + 396* (fig. 22.2). La retta, di pendenza -3.4 , è data per confronto (da Bridle et al., 1991, referenza citata).

- Sia i risultati da esperimenti di laboratorio (§ 22.2.6) che quelli da simulazioni numeriche (§ refsimnu) mostrano che si ha dissipazione di energia cinetica attraverso due tipi di processi: a) trascinarsi di gas esterno entro il getto, con conseguente rallentamento dello stesso e dissipazione di energia cinetica, prevalentemente in getti a basso numero di Mach; b) formazione di shock all'interno del getto (per numeri di Mach medio-alti) con dissipazione di energia cinetica che si trasforma in energia interna. Se gli shock sono di tipo obliquo, la dissipazione è modesta e il processo dominante resta il trascinarsi di materiale esterno, inizialmente in quiete, entro il getto.

22.2.5 Dissipazione della energia cinetica

Valutiamo quale effetto ha sulla dinamica del getto la dissipazione di energia cinetica causata dal trascinarsi all'interno del getto di gas esterno (Scheuer, 1982, "Highlights of Astronomy", Vol. 6, 735).

Indichiamo con m la massa racchiusa nel volume V ($m = V\rho_j$) e con $K = mv_j^2/2$ la sua energia cinetica d'insieme. Il trascinarsi di gas esterno, causerà una dissipazione di energia cinetica lungo l'asse che esprimiamo come:

$$\frac{dK}{dZ} = \frac{d(mv_j^2/2)}{dZ} = \frac{v_j}{2} \frac{d(mv_j)}{dZ} + \frac{mv_j}{2} \frac{dv_j}{dZ} \quad (22.22)$$

Se Δp_j è la differenza di pressione fra le due superfici del volume, di area $\approx A_j$ trasversalmente al moto del getto, ed ℓ_j la lunghezza di detto volume (fig. 22.7), possiamo valutare la variazione della

quantità di moto $d(mv_j)$ in un intervallo di tempo dt come:

$$d(mv_j) \approx -\Delta p_j \times A_j \times dt \approx -\left(\frac{dp_j}{dZ} \times \ell_j\right) \times A_j \times dt \approx -\frac{dp_j}{dZ} \times V \times \frac{dZ}{v_j}$$

che sostituita nella (22.22) dà:

$$\frac{dK}{dZ} \approx \frac{1}{dZ} \left[-\frac{1}{2}V dp_j + \frac{dv_j}{v_j} \frac{mv_j^2}{2} \right]$$

da cui:

$$\frac{dK}{K} = \frac{d(mv_j^2/2)}{mv_j^2/2} = \frac{dv_j}{v_j} - \frac{V}{m} \frac{dp_j}{v_j^2} = \frac{dv_j}{v_j} - \frac{dp_j}{\rho_j v_j^2} = \frac{dv_j}{v_j} - \frac{1}{\Gamma M_j^2} \frac{dp_j}{p_j} \quad (22.23)$$

Affinchè la dissipazione di energia cinetica da parte del getto sia piccola occorre che l'ultimo membro della (22.23) sia ≈ 0 , cioè che:

$$\frac{dv_j}{v_j} \approx \frac{1}{\Gamma M_j^2} \frac{dp_j}{p_j} \quad (22.24)$$

In questo caso è possibile ricavare l'andamento della velocità in funzione di Z integrando la (22.24). E precisamente si ottiene:

$$v_j = v_o \left(\frac{p_j}{p_o}\right)^{1/(\Gamma M_j^2)} \propto Z^{-n/(\Gamma M_j^2)} \quad (22.25)$$

dove abbiamo assunto, al solito, $p_j(Z) \propto Z^{-n}$. Si vede che per $M_j > 3$, v_j risulta praticamente costante in funzione di Z . Per $M_j = 1$, invece, si ha una decrescita della velocità.

I risultati precedenti evidenziano l'importanza del numero di Mach, M_j , per quanto riguarda gli effetti della dissipazione: per $M_j > 2 - 3$ il decremento di velocità è modesto, mentre per getti transonici esso risulta importante. Comunque si vede che, purchè ci sia un gradiente nella pressione esterna, il trascinarsi di materiale esterno all'interno del getto produce una riduzione dell'energia cinetica del getto che può anche essere modesta. In realtà l'energia dissipata anzichè far "esplodere" il getto trasversalmente, lo spinge in senso longitudinale, con $u_j \approx$ costante, compensando in parte il rallentamento causato dal trascinarsi (il getto "scivola" lungo il gradiente di pressione).

Infine, se M_j è molto grande, assumendo $v_j \approx$ costante, esprimendo M_j in funzione di $p_j \approx p_e$, tramite la velocità del suono, e ricordando che, quando la velocità è costante, per la (22.3), $\rho_j \propto r_j^{-2}$, nell'ipotesi ulteriore che:

$$p_e \propto Z^{-n} \quad \text{e} \quad \theta = \frac{r_j}{Z} \approx \text{cost}$$

(eq. 22.16) troviamo:

$$M_j \propto r_j^{-1} p_e^{-0.5} \propto Z^{(n-2)/2} \propto p_j^{-(n-2)/2n}$$

Per $n < 2$, M_j decresce. Alla lunga, quindi, anche un getto ad alto M_j verrà rallentato.

22.2.6 Getti di laboratorio

Oltre un secolo fa, nel 1897, Ludwig Mach, seguendo la scia del padre Ernst che aveva studiato il comportamento di getti d'aria supersonici allo scopo di investigarne il flusso dietro i proiettili, osservò che aria pressurizzata che viene immessa nell'atmosfera attraverso un orifizio produce un getto che, se opportunamente illuminato, mostra "zone brillanti, uniformemente distribuite e quasi equidistanti, la cui separazione decresce al diminuire della pressione con cui l'aria è immessa nell'atmosfera" (fig. 22.9). Quando i getti furono osservati con tecniche più sofisticate fu evidente che le zone brillanti erano racchiuse in una rete di linee incrociate ("criss-cross shockwaves") che Mach individuò come onde

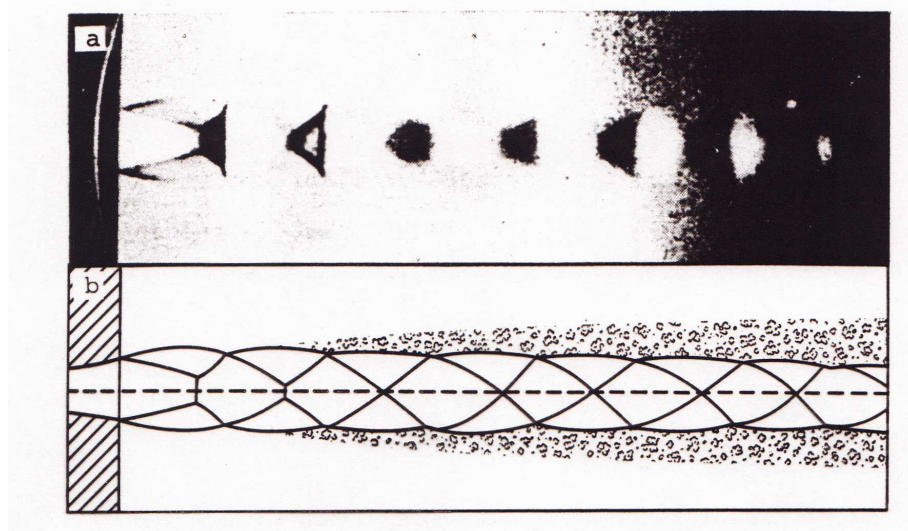


Figura 22.9: Esperimento originale di L.Mach (1897, Wien.Ber. 106-II, 1025). Sopra: la fotografia, ottenuta con tecniche speciali (“Schlieren”) che evidenzia le compressioni-rarefazioni del gas. Sotto: il flusso schematizzato che mostra le onde d’urto “criss-cross” e lo strato turbolento esterno al getto.

d’urto stazionarie. Queste onde d’urto sono caratteristiche dei getti supersonici che emergono da un orifizio e sono oggetto di studio fra chi si occupa di aerodinamica. La forma “a salsicciotto” che ha la scia degli aerei supersonici è dovuta alla presenza di queste onde d’urto.

Un getto di laboratorio a simmetria assiale imita abbastanza bene un getto astrofisico (a parte la presenza di campo magnetico in quest’ ultimo) per cui lo studio e la costruzione dei modelli di jet astrofisici si sono avvalsi dei risultati ottenuti nelle gallerie a vento dell’areonautica usati per la comprensione dei getti degli aerei. I risultati di laboratorio mostrano come si ottengano due tipi di strutture ben distinte a seconda che si considerino jet subsonici o supersonici. Le morfologie dei getti di laboratorio a basso ed alto numero di Mach si adattano bene alle morfologie osservate nelle radiosorgenti di classe *FRI* e *FRII* rispettivamente. I due modelli di laboratorio sono rappresentati in fig. 22.10

Si osserva che nel caso dei jet *subsonici* che emergono da un foro o ugello (*nozzle*) come un flusso laminare, collimato, in un ambiente con il quale siano in equilibrio di pressione, si creano rapidamente delle instabilità, dette di Kelvin–Helmholtz (§ 22.2.8), sulla superficie di contatto dei due fluidi (jet e ambiente) in moto relativo. Queste instabilità fanno sì che il flusso diventi turbolento e comunichi parte della sua energia cinetica al mezzo circostante, trasformandolo di fatto in getto esso stesso. Quindi, a causa del rimescolamento col materiale esterno, il jet si espande con un grande angolo di apertura. Una parte della quantità di moto del jet viene trasferita al mezzo circostante, ed il getto decelera.

Un getto *supersonico*, invece, mostra una struttura assai più complicata, perchè caratterizzata dalla presenza di una serie di onde d’urto incrociate, che danno origine alla cosiddetta *struttura a diamante* (§ 22.2.8). La struttura complessiva di questo tipo di jet dipende fortemente dal rapporto K_p fra la pressione del jet e quella dell’ambiente circostante. Il caso $K_p > 1$ è il più frequente nei getti di laboratorio. In questa situazione la prima parte del getto è caratterizzata da una serie di shock mediante i quali viene dissipata la pressione in eccesso e tende a ricrearsi un equilibrio di pressione. La perdita di pressione causata da questi shock e l’allargamento dello strato turbolento della parte esterna del jet fanno sì che il jet diventi subsonico nella zona esterna mescolandosi con l’ambiente.

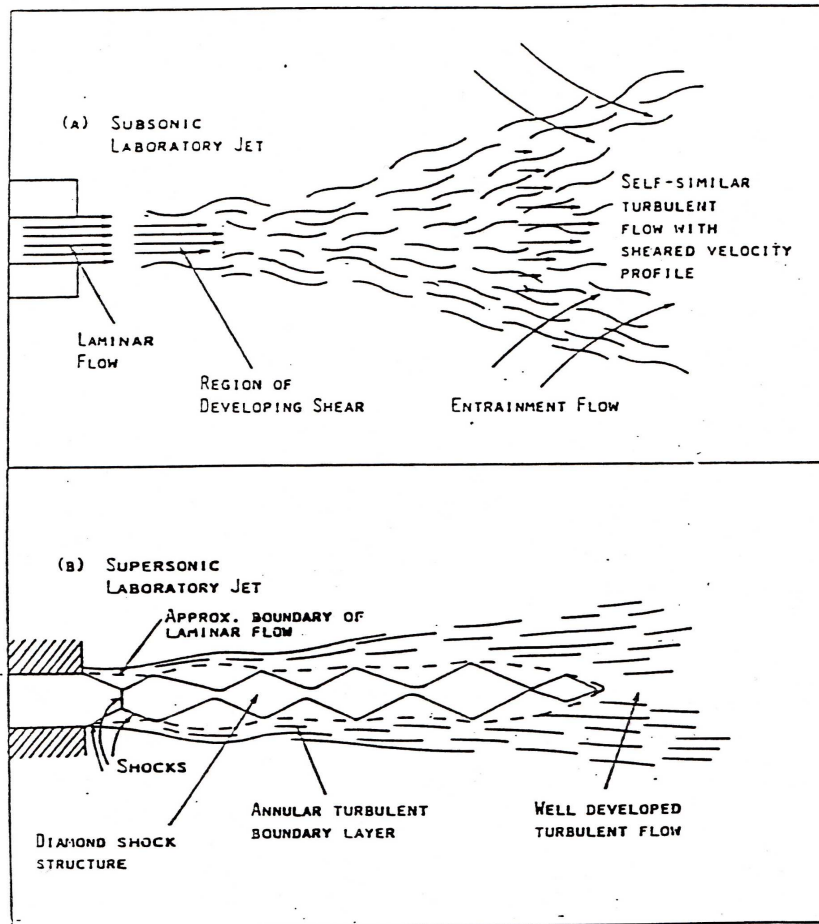


Figura 22.10: Evoluzione di un getto di laboratorio. In *alto*: schema dell'evoluzione di un getto sub-sonico. In *basso*: getto supersonico (Bicknell, 1984, in "Physics of the Energy transport in Extragalactic Radio Sources", NRAO workshop, Eilek&Bridle ed.). Vedi, per confronto, fig. 22.9 dell'esperimento di Mach

22.2.7 Simulazioni Numeriche

Nelle simulazioni numeriche in genere si considera un flusso di gas ideale in equilibrio di pressione col mezzo circostante. La maggior parte degli studi assumono simmetria cilindrica, per ridurre i tempi di calcolo.

Quanto segue è una sintesi di lavori di Norman et al. (1982, A&A, 113, 285; 1983, "Astrophysical Jets", ed. Ferrari&Pacholczyk, Reidel).

Le strutture prodotte dipendono essenzialmente da due parametri: il numero di Mach, e il rapporto η fra la densità all'interno del getto e quella del mezzo circostante.

In fig. 22.11 sono riportati esempi di getti supersonici con $M_j = 6$ e valori di η decrescenti. Si osservi (fig. 22.11) come il getto più "pesante" sia praticamente a contatto col mezzo esterno, mentre al diminuire di η si vada formando intorno ad esso un bozzolo (*cocoon*) sempre più spesso, costituito dal materiale trasportato in precedenza dal getto. Il bozzolo viene identificato con il *lobo radio* generato dal getto.

In fig. 22.12 sono riportati esempi di getti supersonici con $\eta = 0.1$ e valori di M_j crescenti. In questa sequenza il bozzolo cresce al crescere di M_j .

La presenza del bozzolo dipende quindi dalla combinazione dei due parametri M_j e η_j . Un relazione

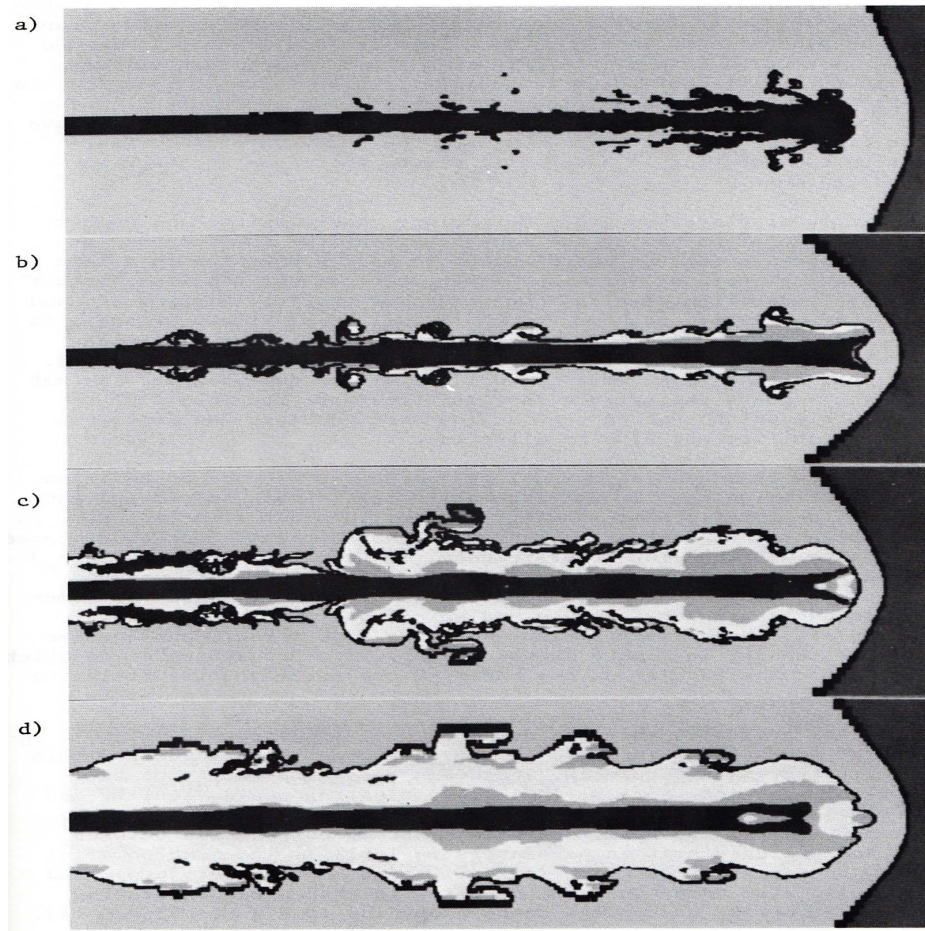


Figura 22.11: Esempi di jet simulati per $M_j = 6$, e valori decrescenti, dall'alto al basso, di $\eta = 10, 1, 0.1, 0.01$ (Norman et al., 1983, “Astrophysical Jets” Ferrari&Pacholczyk eds., Reidel

approssimata che descrive la combinazione necessaria fra i due parametri è:

$$\log \eta < 0.37 M_j - 2.t \quad 2 \leq M_j \leq 6$$

e $\log \eta < 0.5$ per $M_j > 6$.

Altra caratteristica dei getti supersonici è la presenza di “knot” di brillantezza sovrapposti ad un andamento di decrescita regolare della brillantezza, come si osserva effettivamente nei getti astrofisici con numero di Mach elevato. Questi knot corrisponderebbero alle onde d’urto oblique con struttura a diamante (fig. 22.13) prodotte da instabilità idrodinamiche (§ 22.2.8), viste anche nei getti di laboratorio.

22.2.8 Instabilità idrodinamiche

Quando due fluidi scorrono l’uno rispetto all’altro (come il caso di un getto in un mezzo esterno), si ha una discontinuità di velocità alla superficie di contatto. In questa situazione piccole perturbazioni sulla superficie di contatto tendono a produrre delle oscillazioni sulla superficie stessa, che in generale si amplificano e determinano effetti importanti sullo scorrimento dei due fluidi (instabilità di Kelvin–Helmoltz). In generale esiste una lunghezza d’onda λ per cui l’oscillazione corrispondente cresce più rapidamente delle altre e determina la forma della superficie di separazione. Al trascorrere del tempo i due fluidi tendono a mischiarsi.

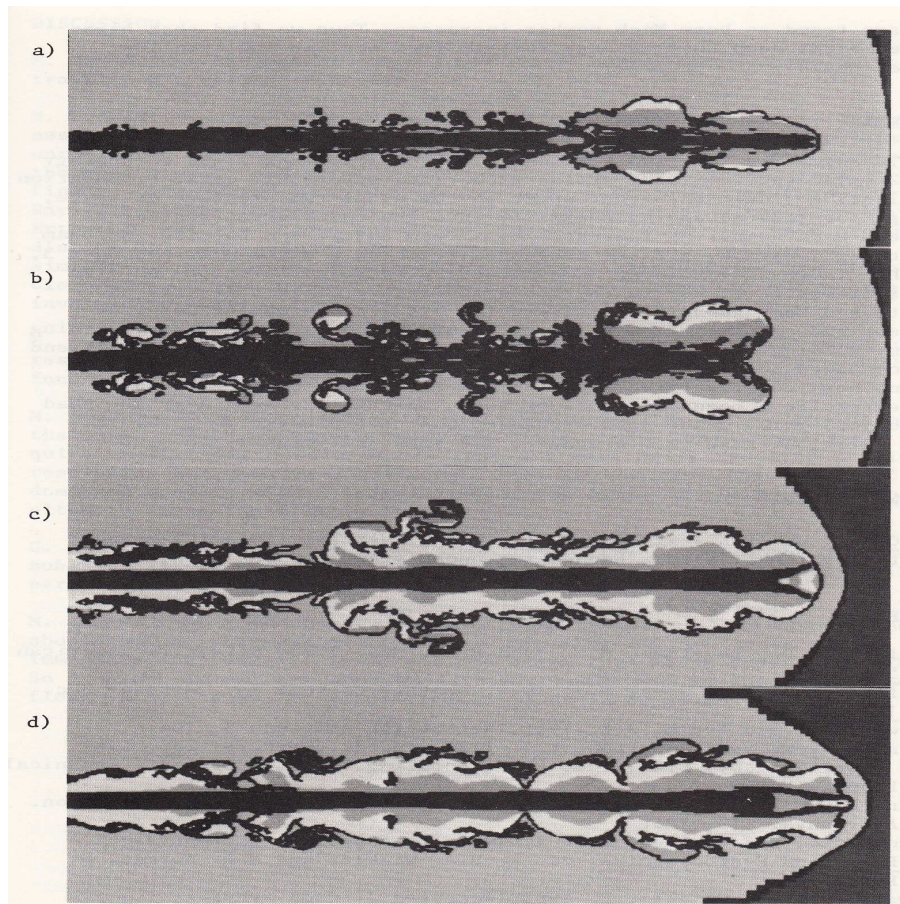


Figura 22.12: Esempi di jet simulati per $\eta = 0.1$, con valori decrescenti, dall'alto al basso, di $M_j = 1.5, 3, 6, 12$ (Norman et al., 1983, ref. citata).

Nel caso dei getti extragalattici, abbiamo a che fare con una geometria di tipo cilindrico. In questa situazione, si può vedere che, fra le possibili perturbazioni che si sviluppano, due tipi assumono particolare importanza per il riscontro osservativo che possono avere: a) instabilità di “pinch”, assisimmetriche, che sono costituite da successioni di strozzature e allargamenti trasversali del getto, b) instabilità elicoidali, non assisimmetriche, che fanno assumere al getto una struttura elicoidale e di tipo flute, che noi però non consideriamo (fig. 22.14).

Lo sviluppo di queste instabilità si può studiare in maniera analitica soltanto nella fase di “regime lineare”. In tale regime risulta che questi due tipi di instabilità si sviluppano più o meno con la stessa rapidità; le oscillazioni elicoidali hanno una lunghezza d'onda maggiore di quella di pinch di un fattore 2–3. La rapidità con cui le oscillazioni crescono e la lunghezza d'onda dipendono essenzialmente dal numero di Mach e dal rapporto η delle densità del getto e quella esterna.

Quando si esce dal regime lineare, bisogna far ricorso ai risultati di laboratorio o di simulazioni numeriche. Sulla base di questi, sembra che l'ampiezza delle oscillazioni dell'uno e dell'altro tipo tenda a saturarsi. In particolare le oscillazioni di pinch si evolvono in onde d'urto, trasversali od oblique, che, da un punto di vista osservativo dovrebbero corrispondere ai “knot” di brillantezza visibili nei getti. Sia i risultati di laboratorio che le simulazioni numeriche mostrano una dipendenza da M_j della distanza fra tali knot, λ_{kn} , secondo una relazione trovata da Prandtl all'inizio del secolo scorso:

$$\lambda_{kn} = 2.6r_j \sqrt{M_j^2 - 1}$$

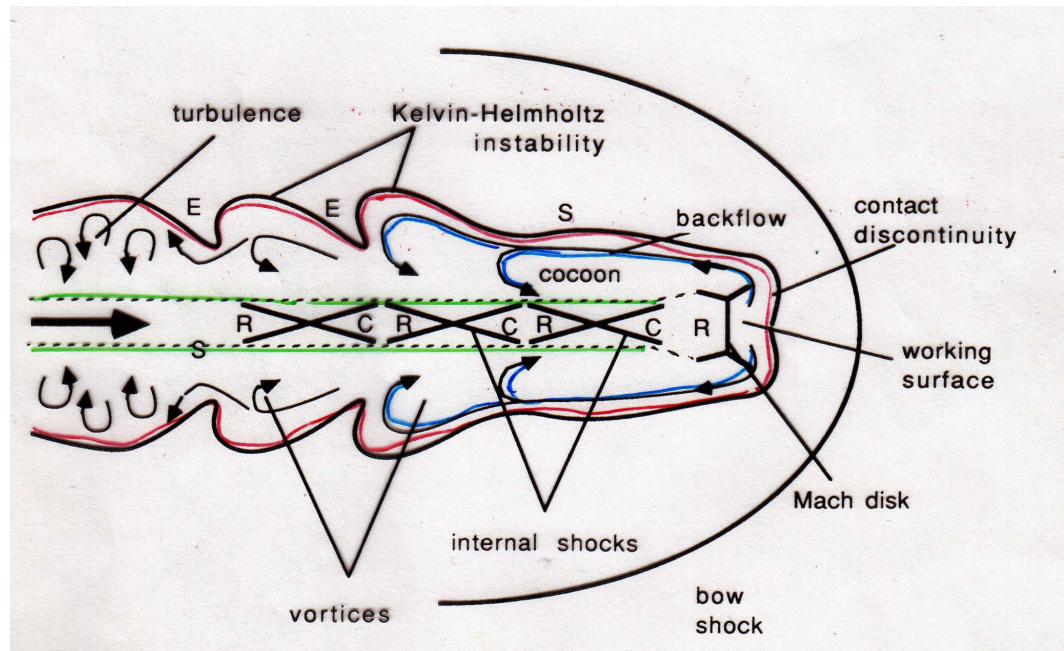


Figura 22.13: Strutture schematiche prodotte da simulazioni numeriche in un getto supersonico leggero ($\eta < 1$). Il getto entra da sinistra (freccia). Il “Mach disk” è interpretato, nel caso astrofisico, come hot-spot (cap. 19.4)

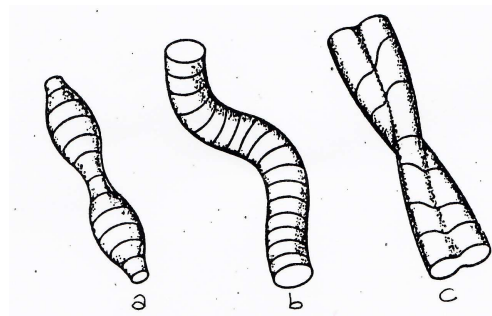


Figura 22.14: Esempi di instabilità: [a] di pinch, [b] elicoidali e [c] di tipo flute

Al crescere di M_j le simulazioni numeriche mostrano una saturazione a $\lambda_{kn} \approx 4r_j$.

Per quanto riguarda le oscillazioni elicoidali, una espressione, valida per $M_j > 2$, che esprime la lunghezza d'onda λ_{el} in funzione di M_j e η è:

$$\lambda_{el} = \frac{5.2M_j r_j}{0.66 + \sqrt{\eta}}$$

22.3 Interpretazione fisica delle due tipologie dei getti

Sulla base delle caratteristiche morfologiche dei getti e di quanto discusso in § 22.2, risulta naturale considerare le due tipologie come determinate dal numero di Mach.

I getti di Tipo 1), con alto M_j , mantengono gran parte della loro velocità iniziale, moderatamente relativistica per giustificare l'asimmetria per effetto Doppler, sono molto collimati, hanno shock interni e al termine producono la “hot-spot”.

I getti di classe 2), con basso M_j , hanno subito una significativa decelerazione, a causa di mescolamento col gas esterno, e acquisito una struttura dominata dalla turbolenza, con angoli di apertura grandi e mancanza di shock (“hot spot”) al loro termine. La loro velocità iniziale, moderatamente relativistica

nelle fasi iniziali come indicato dall'asimmetria, è stata fortemente ridotta a valori non relativistici, $v_j/c < 0.3$).

Esaminiamo separatamente alcuni aspetti delle due tipologie.

22.3.1 Getti di Tipo 2): un modello a basso numero di Mach

Quello che viene presentato è un modello idrodinamico per getti turbolenti a basso numero di Mach (≤ 2), proposto da Bicknell (1984, "The Relationship between Laboratory and Astrophysical Jets", in "Physics of Energy Transport in Extragalactic Radio Sources", NRAO workshop, p. 229; 1984, Ap.J., 286, 68; 1986, Can.J.Phys., 64, 495).

Tale modello si può considerare semi-empirico, in quanto alcune delle funzioni che utilizza, ed in particolare lo spreading rate, sono derivate direttamente dalle osservazioni, e non si basano su alcun modello teorico. Il ritmo di espansione è legato, mediante equazioni ordinarie di idrodinamica, alla turbolenza del getto ed al tasso di accrescimento della massa dal mezzo esterno; ma queste non necessitano di essere formulate se si usa come dato d'ingresso l'angolo di apertura osservato a varie distanze lungo il getto. Fatto un modello per l'atmosfera del gas che circonda il getto, si possono derivare la velocità e la densità del getto in ogni suo punto mediante le equazioni di conservazione di massa (del getto più quella incorporata), momento ed energia e, dalla (22.20), la sua brillantezza superficiale da confrontare con le osservazioni.

Il modello quindi da un lato verifica la validità dei principi fisici su cui si basa e permette dall'altro di dedurre parametri non direttamente osservabili, quali ad esempio il rapporto η fra le densità del getto e del mezzo esterno.

Il modello assume jet leggeri ($\eta = \rho_j/\rho_e < 1$) ed in equilibrio di pressione col mezzo esterno ($p_j = p_e$). Si assume inoltre che:

– la pressione interna sia dovuta esclusivamente alle particelle relativistiche, quindi:

$$p_e = p_j \propto V^{-4/3} \propto n_{rel}^{4/3} \quad (22.26)$$

– il numero totale di particelle relativistiche si conservi, $n_{rel} v_j r_j^2 = \text{cost}$ da cui:

$$r_j^2 \propto v_j^{-1} p_j^{-3/4} = v_j^{-1} p_e^{-3/4} \quad (22.27)$$

Questa equazione definisce l'aumento del raggio del getto in funzione della pressione esterna e della velocità del getto;

– l'andamento della pressione esterna in funzione di Z , cioè dal centro alla periferia della galassia in cui il getto risiede, sia decrescente; nella sua forma più semplice sarà ancora la (22.16):

$$p_e(Z) \propto Z^{-n}$$

Infine l'equazione della conservazione del flusso di impulso, Π , che determina la variazione di velocità del getto sotto l'azione combinata della gravità e della spinta di Archimede:

$$\frac{d(\rho_j v_j^2 r_j^2)}{dZ} = r_j^2 g (\rho_j - \rho_e) = r_j^2 \frac{dp_e}{dZ} \left(\frac{\rho_j}{\rho_e} - 1 \right) \quad (22.28)$$

dove con g abbiamo indicato l'accelerazione di gravità. Le equazioni (22.26), (22.27), (22.16) e (22.28), permettono di determinare l'evoluzione di v_j e r_j e l'andamento della brillantezza di sincrotrone.

Se lo spreading rate, θ , fosse costante, e cioè se in ogni punto del getto fosse semplicemente $r_j \propto Z$, la velocità del getto (22.27) dipenderebbe dalla pressione esterna secondo la:

$$v_j \propto r_j^{-2} p_e^{-3/4} \propto Z^{(3n-8)/4} \quad (22.29)$$

da cui si vede che, per esempio, per $n = 2$, v_j decrescerebbe come $Z^{-1/2}$.

Si può ora riscrivere la (22.20) che dà la brillantezza in funzione di r_j e v_j in modo da fare figurare oltre all'indice spettrale α anche n :

$$B_s \propto r_j^{-(7\alpha+6)/3} Z^{-[(3n-8)/4 \times (5\alpha+6)/3]}$$

e quindi cercare di ricavare n (α , è noto dalle osservazioni).

Sempre per $n = 2$, se $\alpha = 0.6$ si ottiene

$$B_s \propto r^{-3.4} v_j^{-3} \propto Z^{-3.4} Z^{1.5} \propto Z^{-1.9} \quad (22.30)$$

che è una pendenza molto meno ripida di quanto previsto dalla (22.20). Per $n = 1$ invece si avrebbe

$$B_s \propto Z^{-3.4} Z^{3.8} \propto Z^{0.4}$$

che mostra come, con una combinazione opportuna dei parametri, la brillantezza potrebbe addirittura restare costante o crescere leggermente lungo il getto e in funzione di r_j .

Naturalmente l'ipotesi che lo spreading rate sia costante lungo tutto il getto è eccessivamente semplificativa, ed è stata usata solo a scopo dimostrativo. L'approccio al modello è invece quello di utilizzare il valore osservato, punto per punto lungo tutto il getto, dello spreading rate, dr_j/dZ , e di variare per approssimazioni successive, in via numerica, gli altri parametri del modello finchè le previsioni non si accordano con le osservazioni.

Una applicazione del modello a un esteso campione di radiosorgenti FRI si trova in Bicknell et al. (1990, ApJ, 354, 98).

22.4 Getti di Tipo 1)

In questa classe di getti la parte terminale è la regione di interazione con il mezzo esterno. Il getto deve continuamente aprirsi la strada e quindi trasferire quantità di moto al gas intergalattico, che è in quiete. Ci dobbiamo aspettare che il materiale che fluisce nel getto subisca una brusca discontinuità di velocità $\Delta v = |v_j - v_h|$ nella zona d'impatto, passando da v_j (velocità nel getto) a v_h (velocità della parte terminale del getto dopo lo shock, identificata con la hot-spot)², e che quindi si formi uno shock. In corrispondenza di esso devono valere le relazioni di continuità attraverso lo shock (§ 8.3). In particolare il gas perturbato dallo shock viene compresso (pressione $p_h \gg p_j$) e "riscaldato". La condizione di continuità attraverso lo shock (nel riferimento dello shock) richiede che:

$$p_j + \rho_j(v_j - v_h)^2 = p_h = \rho_e v_h^2 + p_e \quad (22.31)$$

Poichè il getto è supersonico e v_h è supersonica rispetto al mezzo esterno, si vede, esprimendo le pressioni attraverso le velocità e i numeri di Mach, che p_j e p_e si possono trascurare, e dalla (22.31) si ottiene:

$$v_h \approx \sqrt{\frac{p_h}{\rho_e}} \quad (22.32)$$

che ci permette di valutare la velocità di avanzamento della hot spot (vedi § refrgas, eq. 19.4 e 19.5), conoscendo p_h (per esempio, assumendo che sia prevalentemente dovuta alle particelle relativistiche e al campo magnetico) e ρ_e (dall'emissione X del gas caldo). Inoltre si ha anche:

$$\frac{v_j}{v_h} \approx 1 + \left(\frac{\rho_e}{\rho_j}\right)^{0.5} = 1 + \eta^{-0.5} \quad (22.33)$$

²In cap. 19 la velocità con cui si allontanano le hot-spot è stata chiamata v_{sep}

che permette di collegare il rapporto fra le velocità nel getto e nelle hot-spot al rapporto di densità fra il mezzo esterno ed interno.

Infine deve valere la relazione fra le pressioni davanti e dietro lo shock (eq. 8.37)

$$\frac{p_h}{p_j} = \frac{2\Gamma}{\Gamma + 1} M_j^2 - \frac{\Gamma - 1}{\Gamma + 1} \quad (22.34)$$

che consente una valutazione di M_j .

22.4.1 Energetica delle due classi di getti

Il flusso di energia trasportato dal getto deve trasferirsi nei lobi radio sia sotto forma di energia interna che come energia irradiata, per cui:

$$\Phi = f \frac{U_l}{\tau_s} + L_{rl} \approx f \frac{U_l}{\tau_s} \quad (22.35)$$

dove U_l è l'energia minima racchiusa nei lobi radio, f un fattore, ≈ 2 , che tiene conto del lavoro fatto sul gas esterno durante l'espansione dei lobi (§ refcap22), L_{rl} è la luminosità radio del lobo, integrata su tutto lo spettro e τ_s è l'età del lobo (generalmente stimata dallo studio dello spettro di sincrotrone). Poichè abbiamo visto che τ_s sembra più breve e U_l e mediamente maggiore nelle radiosorgenti di tipo FR II (§ 19.7.2), ne risulta che anche Φ dovrà essere maggiore per queste radiosorgenti

Assumeremo che per le radiosorgenti FRI il flusso di energia non sia relativistico sulla scala della decina di kpc e useremo quindi l'espressione 22.6. Inoltre esprimeremo Φ , anzichè in funzione di ρ_j , che non è ben noto, da una delle seguenti relazioni, deducibili dalla (22.6) per $\Gamma = 4/3$ e nell'ipotesi che i getti siano in equilibrio di pressione ($p_j = p_e$) col mezzo esterno:

$$\Phi = 1.2 \times 10^{41} p_{j-11} r_j^2(\text{kpc}) v_{j8} \times \left(1 + \frac{M_j^2}{6}\right) \text{ erg s}^{-1} \quad (22.36)$$

oppure:

$$\Phi = 2 \times 10^{40} r_j^2(\text{kpc}) p_{e-11} T_{e7}^{0.5} \eta^{-0.5} M_j \times \left(1 + \frac{M_j^2}{6}\right) \text{ erg s}^{-1} \quad (22.37)$$

dove p_{e-11} , T_{e7} e v_{j8} sono rispettivamente la pressione esterna (uguale a quella interna) in unità di 10^{-11} dyne cm^{-2} , la temperatura esterna in unità di 10^7 K e la velocità del jet in unità di 10^8 cm s^{-1} . Assumendo $\eta \approx 10^{-2}$, $p_{e-11} \approx 1$ e $T_{e7} \approx 1$, $r_j \approx 1$ kpc e $M_j \approx 3$, si ottiene:

$$\Phi(M_j \leq 3) \leq 10^{42} \text{ erg s}^{-1}, \quad (22.38)$$

Si vede in § 22.2.5 che il valore $M_j \leq 3$ è rappresentativo di quei getti in cui la dissipazione di energia cinetica determina un forte rallentamento. La (22.38) dà una stima della potenza a cui ciò avviene. Questo valore è molto vicino alla luminosità di transizione fra le radiosorgenti di tipo *FRI* e *FR II*, e rafforza quindi l'ipotesi che il parametro che definisce la distinzione fra le due categorie sia il numero di Mach, M_j .

Per le radiosorgenti FR II il getto è quasi certamente relativistico anche su scale di molte decine di kpc, per cui è necessario utilizzare l'equazione appropriata. Indicando con γ_j il fattore di Lorentz del flusso nel getto, si ha:

$$\Phi = A_j v_j \gamma_j \left[(\gamma - 1) \rho_j c^2 + \gamma (\epsilon_j + p_j) \right] \quad (22.39)$$

$$= A_j v_j p_j \frac{\Gamma}{\Gamma - 1} \gamma^2 \left[1 + \frac{\gamma - 1}{\beta^2 \gamma} \mathcal{M}_j^2 (\Gamma - 1) \right] \quad (22.40)$$

Il confronto di queste espressioni con quelle non relativistiche mostra due differenze:

- a) il fattore γ^2 , fuori [], che aumenta Φ a parità di altri parametri.
- b) il fattore $\frac{\gamma-1}{\beta^2\gamma}$, che a piccole velocità è $\approx 1/2$, mentre per elevati valori di γ tende all'unità, aumentando l'importanza del termine contenente \mathcal{M}_j^2 .

22.4.2 Determinazione di parametri fisici

I parametri fisici principali che occorre conoscere sono:

- a) la velocità;
- b) il numero di Mach;
- c) la densità interna (o il rapporto fra la densità interna e quella esterna, η)
- d) la pressione interna (o il rapporto fra pressione interna e pressione esterna, K_p)

E' possibile determinarli sulla base delle osservazioni e/o dei modelli?

Le quantità osservabili che si possono utilizzare sono:

a) *pressioni*: la pressione nel getto e nelle hot-spot, p_j e p_h , si determinano dalla brillantezza assumendo di essere in condizione di equipartizione della energia. Il loro rapporto è proporzionale a M_j^2 (eq. 22.34). La pressione esterna, p_e , può essere stimata sulla base dell'emissione X del gas caldo esterno. Queste pressioni possono essere incerte di un fattore due o più, ma in molti casi p_e e p_j sono abbastanza simili e fanno pensare che i getti per lo più siano in equilibrio di pressione.

b) *età* τ_s della sorgente, da studi sullo spettro radio, assieme alla dimensione della sorgente, fornisce la velocità v_h con cui i lobi radio si allontanano. La conoscenza di τ_s è necessaria anche per la valutazione del flusso di energia.

c) *flusso d'impulso* Π : per un getto leggero e supersonico, dalla (22.33) si ha: $p_h \approx v_h^2 \rho_e = v_j^2 \rho_j$, da cui $\Pi = \pi r_j^2 \times \rho_j v_j^2 = p_h \times \pi r_j^2$.

d) *flusso di energia* Φ : dal rapporto U_l/τ_s e dalla luminosità del lobo, L_{rl} , si possono avere informazioni su una combinazione di v_j , M_j e ρ_j (eq. 22.36 e 22.37).

e) *velocità del getto*: il rapporto $\Phi/\Pi \approx v_j/2$ fornisce una stima della velocità del getto

f) *angolo di apertura* del getto che dipende da M_j (§ refconfj) anche se l'espansione non è libera. Il valore $M_j = 1/\theta$ fornisce un limite superiore del numero di Mach

g) *aspetti morfologici* dei getti, che, sulla base di modelli particolari (es. le radiosorgenti testa-coda, oppure l'interpretazione delle oscillazioni o dei knot), possono fornire informazioni su M_j .

Il parametro di gran lunga più incerto è ρ_j . Le speranze di determinarlo mediante misure di depolarizzazione della radiazione sono state frustrate dall'evidenza che quest'ultima non è di origine interna, ma prodotta in un mezzo esterno alquanto irregolare, come indicano osservazioni effettuate con poteri risolutivi diversi (beam depolarization, cap. 7).

22.4.3 Misure di velocità

Uno dei pochi casi, fino ad ora, in cui si sono ottenute misure di moti propri di knot lungo il getto, sulla scala dei kpc, da cui determinare la velocità, è M87 (fig. 22.4). In fig. 22.15 è data una rappresentazione schematica del suo getto allo scopo di indicare i knot su cui le misure sono effettuate. La tab. 22.1 riporta i valori osservati (per i "knot" D, A, B, C i dati sono di Biretta et al., 1995, Ap.J., 447, 582; per il "knot" N2, nel nucleo, il dato è da Reid et al., 1989, Ap.J., 336, 112).

All'interno di ciascun knot, tuttavia, il campo delle velocità apparenti sembra variare considerevolmente da punto a punto, raggiungendo localmente anche valori $\approx 1 - 2 c$.

Tabella 22.1: Velocità dei knot di M87

knot	distanza (pc)	v/c
D	249	0.41 ± 0.1
A	940	0.51 ± 0.01
B	1170	0.62 ± 0.05
C	1400	0.11 ± 0.04
N2	2	0.28 ± 0.08

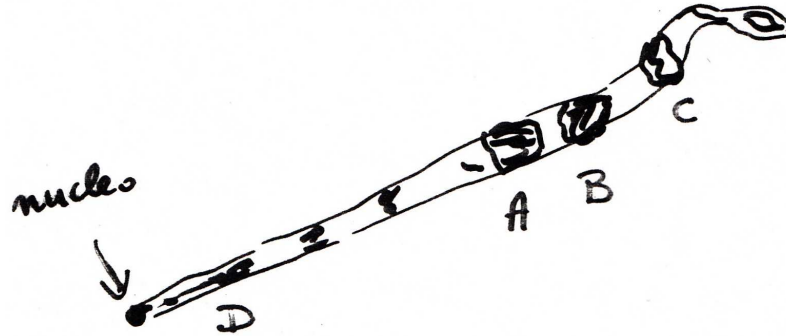


Figura 22.15: Rappresentazione schematica del getto di M87

Esaminiamo quindi gli argomenti che per lo più si usano per stimare v in tutti gli altri casi. Purtroppo nessuno di questi, isolato, ha una buona attendibilità e spesso i vari metodi, quando applicabili allo stesso oggetto, forniscono indicazioni contraddittorie, per cui i risultati vanno presi con cautela.

- Asimmetria di brillantezza dei getti

Se l'asimmetria fosse dovuta ad effetti relativistici su due getti intrinsecamente simmetrici, il rapporto delle brillanze, R_j , sarebbe dato da (eq. 20.10):

$$R_j = \left[\frac{1 + \beta_j \cos \theta_j}{1 - \beta_j \cos \theta_j} \right]^{2+\alpha}$$

Da questa relazione, assumendo che le radiosorgenti siano orientate a caso (e quindi che $\langle \theta \rangle = 60^\circ$), facendo uso della relazione empirica (22.1) si può valutare, dai valori medi di R_j per ogni classe di luminosità radio, valori medi di β_j e quindi di v_j . Questi sono riportati in tabella (22.2).

Questo metodo fornisce i valori più elevati delle velocità.

- Energetica dei lobi radio

Se si fa l'ipotesi che l'energia interna di lobi e getti sia dovuta solo agli elettroni relativistici e al campo magnetico in condizioni di equipartizione, dalla (22.35) si può calcolare Φ .

Poiché in un getto supersonico Φ dipende sostanzialmente da ρ_j , che è poco conosciuto, oppure, attraverso le espressioni (22.36 e 22.37) da M_j , per ricavare v_j occorre prima determinare una di tali quantità.

- Rapporto Φ/Π

Per un getto con M_j molto alto, $\Phi/\Pi \approx v_j/2$ (eq. 22.6 e 22.7). Se si assume che $\Pi \approx p_h \times (\pi r_{hsp}^2)$ si può determinare v_j .

Tabella 22.2: Stima di β dalla asimmetria dei getti

$P_{1.4\text{GHz}}$ (watt Hz ⁻¹)	R_j	β_j
10^{27}	0.1	0.8 ± 0.1
10^{25}	0.4	0.3 ± 0.1
10^{24}	>0.7	$\lesssim 0.2$

Infine, si possono usare alcuni metodi, che in realtà danno informazioni su M_j . Da essi si potrebbe dedurre v_j , se si potesse conoscere c_s , ossia ρ_j , che però, come abbiamo detto, è estremamente incerto. Essi sono:

- Angolo di apertura (*spreading rate*)

Se il getto è libero di espandersi sotto l'azione della sua pressione interna (§ 22.1.1), l'angolo di apertura è $\propto 1/M_j$; se il getto è confinato vale la (22.19); in ogni caso, quindi, lo spreading rate fornisce un limite superiore per M_j ;

- Radiosorgenti testa-coda

Il rapporto fra il raggio di curvatura del getto e il diametro del getto è proporzionale al numero di Mach al quadrato (eq. 22.42);

- Oscillazioni e knot

Se le oscillazioni e i knot sono interpretati come risultato di instabilità di Kelvin–Helmoltz (§ refK-H) le lunghezze d'onda di tali oscillazioni sono legate ad M_j .

- Pressione minima nella hot-spot e nel getto. Il rapporto fra p_h e p_j è proporzionale a M_j^2 (eq. 22.34).

22.4.4 Applicazioni

- Cygnus A

I dati osservativi principali per *CygA* sono:

$$\begin{aligned}
 p_j &\approx 4 \cdot 10^{-10} \text{ dyne cm}^{-2} & p_h &\approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ dyne cm}^{-2} \\
 \rho_e &\approx 5 \cdot 10^{-27} \text{ gr cm}^{-3} & T_e &\approx 7 \cdot 10^7 \text{ K} & P_e &\approx 10^{-10} \text{ dyne cm}^{-2} \\
 \Phi &\approx U_l/\tau_s + L_{rl} \approx 10^{46} \text{ erg s}^{-1} & r_j &\approx r_h \approx 2 \text{ kpc} \\
 \tau_s &\approx 5 \cdot 10^6 \text{ anni} & \langle v_h \rangle &\approx 1.4 \cdot 10^9 \text{ cm s}^{-1}
 \end{aligned}$$

Sulla base dei dati precedenti, si può ottenere

$$v_j \approx 2 \times \Phi/\Pi \approx 3 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$$

da cui risulterebbe che il getto è altamente relativistico (e quindi si dovrebbero usare espressioni relativistiche appropriate per Φ e Π).

$$\eta = \rho_j/\rho_e \approx (v_h/v_j)^2 \approx 2 \times 10^{-3}$$

Assumendo $v_j \approx c$, si può valutare M_j da Φ , (eq. 22.36), ottenendo $M_j \approx 10$

Si noti che se si utilizza il rapporto p_h/p_j (eq. 22.34), si trova

$$M_j \approx (p_h/p_j)^{0.5} \approx 3$$

decisamente inferiore al valore precedente. Questo è probabilmente dovuto al fatto che il valore usato per p_j non è rappresentativo della pressione media del getto, ma di zone ad alta pressione e non in equilibrio, quali shock interni.

- Altre radiosorgenti di alta luminosità

Sebbene informazioni dettagliate come quelle disponibili per *CygA* manchino per altre radiosorgenti, si possono usare alcuni degli argomenti precedenti. Per radiosorgenti di cui è stata stimata l'età sulla base di studi spettrali, si trova all'incirca $\Phi \gtrsim 10L_r$, per cui, per esempio, per $P_{1.4} \approx 10^{27}$ watt Hz⁻¹ si ha $\Phi \gtrsim 10^{45}$ erg s⁻¹.

Inoltre, tipicamente, $p_h \approx 10^{-9}$ dyne cm⁻² e $r_h \approx 2$ kpc, per cui

$$v_j \approx 2\Phi/\Pi = 2\Phi/(\pi r_j^2 p_h) \approx c$$

e poichè tipicamente $v_h < 0.1 c$, segue dalla (22.33) che $\eta \approx 10^{-2}$, cioè i getti sono leggeri.

Infine dall'espressione per Φ (eq. 22.36) si deduce $M_j > 4$.

- Radiosorgenti di bassa luminosità ($P_{1.4} < 10^{24}$) watt Hz⁻¹

Per queste radiosorgenti tipicamente si ha:

$$\begin{aligned} p_j &\approx p_h \approx 10^{-12} \text{ dyne cm}^{-2} \\ \Phi &\approx 10^{42} \left[P_{1.4} / (10^{24} \text{ watt Hz}^{-1}) \right] \text{ erg s}^{-1} \end{aligned}$$

La mancanza (o debole intensità) delle hot-spot fa pensare (22.34) che $M_j < 1 \div 2$, per cui, dall'espressione di Φ , (eq. 22.36 o eq. 22.37) si può stimare che

$$v_j \lesssim 2 \cdot 10^9 \text{ cm s}^{-1}$$

Dato che $v_h \approx 3 \times 10^7$ cm s⁻¹ anche per le radiosorgenti di bassa luminosità risulta $\eta \approx 0.01$. Queste stime di velocità sono compatibili con le valutazioni fatte sulla base delle asimmetrie

22.4.5 Modello per la curvatura dei getti nelle radiosorgetti testa-coda

Il modello è stato formulato da Begelman et al., 1979 (Nature, 279, 770).

Sia ρ_e la densità del mezzo esterno in cui la galassia si muove con velocità v_g , determinabile spettroscopicamente. La ram-pressure $P_e = \rho_e v_g^2$ agisce sul getto, piegandolo in direzione opposta al moto della galassia (fig. 22.16). Se $d_j = 2r_j$ è il diametro della sezione trasversale del getto, su un tratto di getto di lunghezza ℓ la forza che agisce è data approssimativamente da $|\vec{F}_e| \approx (\rho_e v_g^2) d_j \ell$, mentre la quantità di moto della sezione di getto sarà $|\vec{p}| \approx (d_j^2 \ell) \rho_j v_j$. In un intervallo di tempo Δt il vettore quantità di moto varia di una quantità che si può esprimere mediante l'angolo $\Delta\alpha \sim \ell/R$ (dove R è il raggio di curvatura del getto) di cui il getto cambia direzione sotto l'azione del mezzo esterno, vale a dire: $|\Delta\vec{p}| \approx |\vec{p}| \Delta\alpha$, quindi:

$$F_e = \frac{\Delta p}{\Delta t} = \ell d_j \rho_e v_g^2 \approx p \frac{\Delta\alpha}{\Delta t} = (\ell d_j^2 \rho_j v_j) \frac{v_j}{R}$$

Di qui si ottiene:

$$\frac{d_j}{R} \frac{\rho_j}{\rho_e} \left(\frac{v_j}{v_g} \right)^2 \approx 1 \quad (22.41)$$

Se si conoscono le densità del gas esterno, stimabile da osservazioni X o come detto in § 19.9 ed interno al getto (22.4.2) si può determinare la velocità con cui il getto si muove in ogni punto della coda.

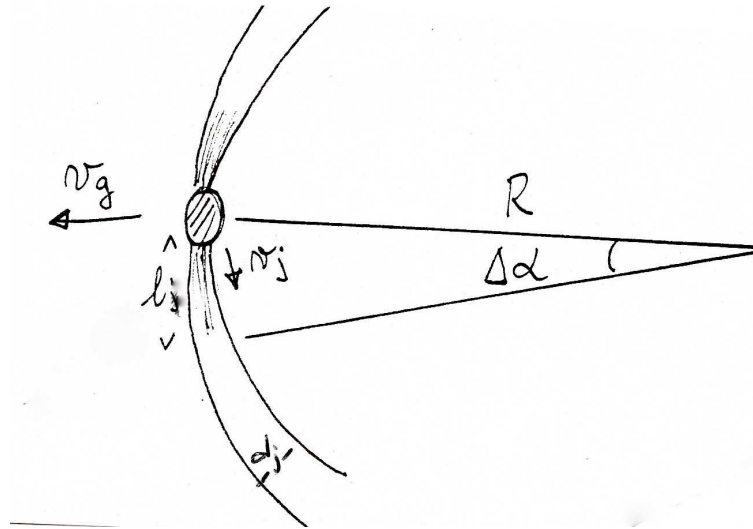


Figura 22.16: Schema per il calcolo della velocità nelle radiosorgenti testa-coda

La (22.41), tenendo conto che la ram-pressure dovuta al moto della galassia dovrà essere bilanciata dalla pressione interna p_j , ossia che $p_j \approx v_g^2 \rho_e$, si può riscrivere come:

$$\rho_e v_g^2 \approx p_j = \left(\frac{d_j}{R} \right) \rho_j v_j^2$$

che diventa:

$$M_j = \sqrt{\frac{R}{\Gamma d_j}} \quad (22.42)$$

Quindi il rapporto fra due parametri geometrici facilmente misurabili, il diametro del getto e il raggio di curvatura, ci permettono di determinare il numero di Mach del getto, M_j .

Se nella sua parte iniziale il getto è immerso in un denso gas interstellare, di spessore L nel senso del moto della galassia, che lo schermava dall'azione della ram-pressure esterna, la ram-pressure decresce attraverso lo strato con un gradiente dell'ordine di $1/L$ per cui il suo effetto sul getto sarà ridotto approssimativamente del rapporto d_j/L e la (22.41) diviene:

$$\frac{L}{R} \frac{\rho_j}{\rho_e} \left(\frac{v_j}{v_g} \right)^2 \approx 1$$

e analogamente il numero di Mach sarà:

$$M_j = \sqrt{\frac{R}{\Gamma L}}$$

22.4.6 Effetto dei moti orbitali sui getti

Il modello è di Blandford&Icke, 1978 (MNRAS, 185, 527).

In un certo numero di casi la galassia che produce i getti appartiene ad un sistema binario relativamente stretto (separazione di qualche kpc) in cui i due nuclei, immersi in un involucro stellare comune, orbitano intorno al loro comune centro di massa. In questa situazione il periodo orbitale, τ_{or} , è dell'ordine di 10^8 anni e la velocità orbitale di qualche centinaio di km s^{-1} .

Se il getto è "balistico", il materiale che lo costituisce si muove mantenendo costante la velocità con cui viene espulso dal nucleo, che è la somma vettoriale della velocità \vec{v}_j del getto nel sistema della galassia e di quella orbitale, \vec{v}_g , della galassia. Tale velocità cambierà periodicamente con il periodo orbitale della galassia.

Questo determina una oscillazione nella forma del getto (fig. 22.17). Inoltre il centro di emissione dei getti si sposta lungo l'orbita della galassia, e anche questo contribuisce a produrre oscillazioni.

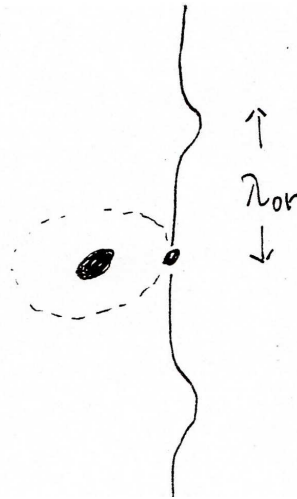


Figura 22.17: Schema di radiosorgente associata ad un sistema doppio di galassie e determinazione del suo periodo orbitale

Se la velocità orbitale v_{or} è molto minore di v_j , le oscillazioni nella struttura del jet sono sostanzialmente dovute allo spostamento del centro di emissione e i due getti mostreranno oscillazioni simmetriche (es. 3C449 in fig. 22.5). La lunghezza d'onda dell'oscillazione sarà:

$$\lambda_{or} \approx v_j \tau_{or}$$

22.5 Formazione dei getti

Il problema principale della fisica dei getti è relativo alla loro formazione. Sono stati proposti molti meccanismi ma tutti presentano delle difficoltà. Inoltre c'è una notevole varietà nelle proprietà osservative dei getti, per cui è possibile che esistano anche meccanismi di collimazione differenti, e che pensare ad un modello unico che giustifichi tutte le caratteristiche osservative possa essere semplicistico.

Il vincolo principale è che molti getti sono già ben collimati a distanze $\lesssim 1$ pc dal nucleo, come provano le osservazioni *VLBI*. Nel caso di *M87* il getto appare già ben collimato a 0.01 pc dal nucleo.

A questa distanza, la loro pressione interna, calcolata sia come densità di energia minima (nell'ipotesi che l'emissione sia di sincrotrone, e tenendo conto di un eventuale boosting relativistico), sia usando la potenza che si ritiene essi trasportino, può essere molto grande. Questo richiede forze notevoli per modellare il getto.

Un modello molto semplice di produzione di getti supersonici collimati, ma rivelatosi poco realistico, è basato su quanto visto in § 22.2.1. Esso è noto come *twin-exhaust model* (modello del doppio ugello di scarico, fig. 22.18; Blandford&Rees, 1974, *MNRAS*, 169, 395). Si ipotizza che il plasma relativistico, che darà luogo ai getti, sia generato, nel nucleo della galassia, senza una particolare collimazione iniziale. Si ipotizza inoltre che il gas ambiente, denso e caldo, sia in rapida rotazione, acquisendo quindi una struttura ellissoidale più schiacciata lungo l'asse di rotazione. Il plasma relativistico si espanderà lungo tale direzione, che è anche quella di minima resistenza, in cui la densità e la pressione ambiente calano più rapidamente. Se c'è equilibrio di pressione fra il plasma relativistico e il gas esterno, si avrà naturalmente la formazione di un doppio getto supersonico, come visto in § 22.2.1 (nella strozzatura il gas passerà da sub-sonico a supersonico).

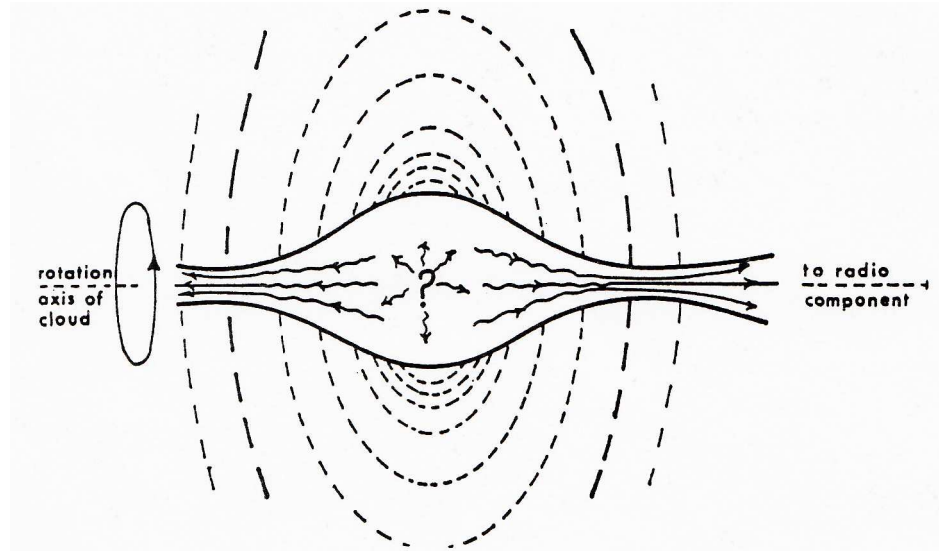


Figura 22.18: Twin-exhaust model (Blandford&Rees, 1974, referenza citata)

Il problema di questo modello, puramente idrodinamico, è che, se la collimazione avviene su scale $\lesssim 1$ pc, la pressione esterna, necessaria per confinare i getti, deve essere molto elevata, per cui sono necessarie densità e temperature del gas esterno così alte da implicare una emissione X per bremsstrahlung di gran lunga superiore di quella osservata. Per esempio, se un jet trasporta una potenza pari a $\Phi = 10^{45}$ erg s $^{-1}$ e se la strozzatura a cui si ha la transizione al regime supersonico si forma a distanze $Z \lesssim 10^{18}$ cm, dove la sua sezione è $A_j \sim 10^{34}$ cm 2 (supponiamo $\theta \approx 10^\circ$), la pressione in questo punto (vedi eq. 22.36) dovrebbe essere $p_e \gtrsim 1$ dyne cm $^{-2}$. Se il gas riempie la buca di potenziale gravitazionale, la sua velocità del suono deve essere paragonabile alla dispersione di velocità delle stelle nel centro della galassia e la sua temperatura sarà allora $T \sim 3 \times 10^7$ K. Poiché $p_e = 2n_e k_B T$, la densità sarebbe così elevata da implicare una luminosità $X \gg 10^{45}$ erg/se. Solo getti di bassa potenza ($L \ll 10^{43}$ erg s $^{-1}$) potrebbero essere collimati in questa maniera, senza produrre una emissione X eccessiva.

Una alternativa sono i modelli in cui la collimazione avviene nelle vicinanze del Buco Nero massiccio, o lungo i *funnel* (“imbuti”, fig. 26.3) formati da un disco di accrescimento spesso (§ 26.4.1), oppure è prodotta, per effetto centrifugo, in un campo magnetico poloidale legato al disco di accrescimento (§ 26.4.2).

23 Un modello per l'evoluzione delle radiosorgenti potenti

Aggiornato Aprile 2002, rivisto 2011

Sulla base delle considerazioni fatte nei cap. 19 e 22, cercheremo di delineare un semplice modello di evoluzione di una radiosorgente. Il modello è una rielaborazione di quello di Scheuer (1974, MNRAS, 166, 513), secondo le modifiche introdotte da Baldwin (1982, in "Extragalactic Radio Sources", IAU Symp. 97, p.21, Reidel) per quanto riguarda la distribuzione del gas ambiente.

23.1 Assunzioni del Modello

Il modello (fig. 23.1), che si riferisce alle *radiosorgenti di tipo FR II*, è basato sulle seguenti assunzioni:

– a) La radiosorgente è alimentata da un getto fortemente supersonico ($M_j \gg 3$) e stabile come direzione, che trasporta un flusso costante di energia Φ e di quantità di moto Π , con

$$\Phi/\Pi = \frac{m_0 c^2 (\gamma - 1)}{m_0 v \gamma} = \frac{c}{\beta_j} (1 - \gamma_j^{-1}) \quad (23.1)$$

Il secondo membro della 23.1, espressione generale del rapporto fra energia e quantità di moto di una particella, è compreso fra $v_j/2$ per moto non relativistico e c per moto super-relativistico. In quanto segue assumeremo $\Phi/\Pi = c/2$, che corrisponde a un getto moderatamente relativistico ($\gamma_j \approx 1.7$).

– b) La densità esterna è data dalla eq. 19.2, che riportiamo

$$\rho_e(Z) = \frac{\rho_0}{[1 + (Z/Z_0)^2]^\xi}$$

In seguito assumeremo $\xi = 1$.

– c) Il raggio della hot-spot è $r_h = r_0 (Z/Z_0)^\zeta$ (Z rappresenta la distanza dal nucleo della radiosorgente).

– d) La pressione esterna è:

$$p_e(Z) = 2 n(Z) k_B T_e \approx 2.8 \cdot 10^{-9} T_{e,7} n_e \quad (T_{e,7} = T_e/10^7)$$

– e) La velocità di avanzamento della testa (hot-spot) di ogni lobo, $v_h = dD/dt$, è determinata dall'equilibrio con la "ram pressure" (D è la distanza dal nucleo della hot-spot), per cui:

$$\rho_e v_h^2 = \frac{\Phi}{(c/2)\pi r_h^2} = p_h \quad (23.2)$$

(p_h è la pressione nella hot-spot).

– f) Il flusso di energia Φ , oltre che in lavoro di espansione ($p dV_l = (u/3)dV_l$, u densità di energia interna), va ad aumentare l'energia U_l del lobo radio, di volume V_l , per cui, trascurando l'energia persa in radiazione (approssimazione da verificare a posteriori), si ha:

$$dU_l = \Phi dt - \frac{u}{3} dV_l \quad (23.3)$$

– g) La pressione interna del lobo, p_l , è molto maggiore della pressione esterna, per cui il lobo radio si espande trasversalmente ad una velocità v_{exp} determinata dalla "ram pressure", ossia:

$$\rho_e v_{exp}^2 \approx p_l = u_l/3 \quad (23.4)$$

– h) Assumendo che valga l'equipartizione, si può ottenere la luminosità L_l del lobo radio, integrata nella banda radio:

$$L_l \propto U_l^{7/4} V_l^{-3/4} (1+k)^{-1} \quad (23.5)$$

(k è il rapporto protoni/elettroni).

Si noti che le assunzioni a), e) ed h) non sono probabilmente valide per radiosorgenti di luminosità medio-bassa (tipo *FRI*), nelle quali si ritiene che $M_j \gtrsim 1$, non ci sono hot-spot e i lobi potrebbero essere in equilibrio con la pressione statica (termica) del mezzo esterno.

Inoltre anche le assunzione sulla geometria del getto (sua stabilità di direzione e forma), sono una forte semplificazione rispetto a quanto si osserva. Di conseguenza i risultati che si ottengono vanno presi solo come indicativi.

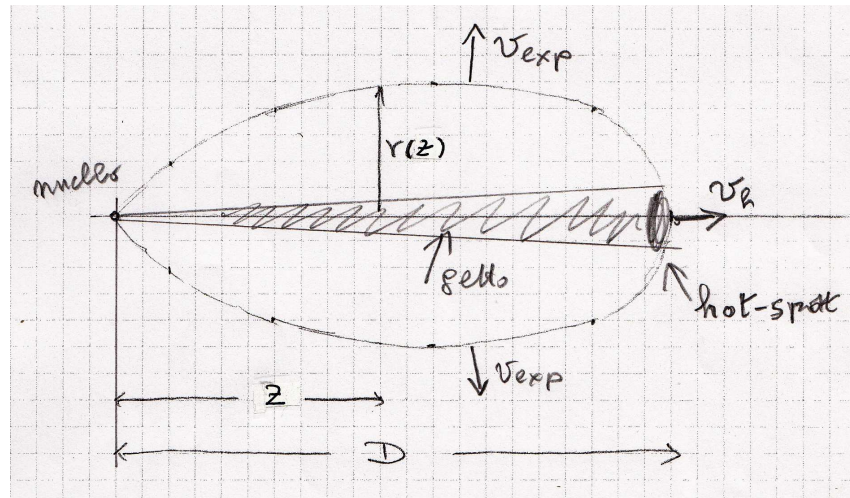


Figura 23.1: Schema geometrico del modello.

23.2 Soluzione delle equazioni

Nelle ipotesi precedenti, si può risolvere il sistema di equazioni differenziali (23.2), (23.3) e (23.4), anche se in maniera approssimata, e trovare D , v_h , U_l , V_l in funzione del tempo. In quanto segue indicheremo come si affronta la soluzione dei vari punti, lasciando i singoli passaggi (solo algebra, molto tediosa ma necessaria) al lettore.

Infine daremo soluzioni numeriche per casi particolari.

- *Velocità di avanzamento delle hot spot.*

La soluzione esatta dell'eq. 23.2, integrabile per separazione di variabili, già vista in § 19.8 (eq. 19.6), è data da:

$$\begin{aligned} D(t) &= Z_0 \sqrt{(A t + 1)^2 - 1} \\ v_h(t) &= A Z_0 \frac{A t + 1}{\sqrt{(A t + 1)^2 - 1}} \end{aligned} \quad (23.6)$$

avendo posto $A = \left(\frac{2 \Phi}{\pi c \rho_0 r_0^2 Z_0^2} \right)^{1/2}$

- *Energetica dei lobi.*

L'equazione corrispondente si può risolvere in maniera approssimata, separatamente per $Z < Z_0$ e per $Z > Z_0$, approssimando la distribuzione della densità esterna (eq. 19.2) con una legge di potenza del tipo:

$$\rho(Z) = \rho^* Z_0^\beta Z^{-\beta}$$

con $\rho^* = 0.7 \rho_0$; $\beta = 0.15$ per $Z < Z_0$; $\beta = 2$ per $Z > Z_0$.

Si assume (ipotesi verificata a posteriori), che $V_l = CD^\lambda$. Dividendo l'eq. 23.3 per $v_h dt = dD$, si ottiene:

$$\frac{dU_l}{dD} = \frac{\Phi}{v_h} - \frac{u}{3} \lambda CD^{\lambda-1} = \frac{\Phi}{v_l} - \frac{\lambda U_l}{3D} = \Phi \sqrt{\frac{\pi \rho_0 r_0^2 Z_0^{\beta-2\zeta}}{\Pi}} D^\eta - \frac{\lambda U_l}{3D}$$

la cui soluzione, come si può facilmente verificare, è:

$$U_l = \sqrt{\frac{\pi (c/2) \rho_0 r_0^2 Z_0^{\beta-2\zeta}}{\Phi}} \Phi \left(\frac{3}{3\eta + \lambda + 3} \right) D^{\eta+1} = \Phi \left(\frac{3\eta + 3}{3\eta + \lambda + 3} \right) t$$

avendo posto $\eta = \frac{2\zeta - \beta}{2}$. Poichè, come si vedrà, $\lambda = \frac{3\eta + \beta + 4}{2}$, si può anche scrivere:

$$\begin{aligned} U &= \Phi \left(\frac{6\eta + 6}{9\eta + \beta + 10} \right) t \\ &= (\pi \rho_0 r_0^2 Z_0^{\beta-2\zeta} (c/2))^{1/2} \Phi^{1/2} \left(\frac{12}{18\zeta - 7\beta + 20} \right) D^{(2\zeta - \beta + 2)/2} \end{aligned} \quad (23.7)$$

- *Forma ed evoluzione del lobo.*

La (23.4) permette di studiare l'evoluzione del lobo:

$$v_{exp} = \sqrt{\frac{p_l}{\rho_e}} = \sqrt{\frac{U_l}{3 CD^\lambda \rho_e(Z)}}$$

Assumiamo che in ogni fase dell'evoluzione la densità di energia nel lobo, u_l , sia uniforme. Indicando con $r_l(Z)$ la dimensione trasversale del lobo a distanza Z dal nucleo, si ha

$$\frac{dr_l(Z)}{dt} = v_{exp}(Z)$$

Sostituendo nell'equazione (23.4) e integrando, dopo molti passaggi, si ottiene:

$$r_l(Z, D) \propto \rho_0^{1/8} Z_0^{(-6\zeta + \beta)/8} r_0^{3/4} \Phi^{-1/8} Z^{\beta/2} \left(D^{(6\zeta - 5\beta + 4)/8} - Z^{(6\zeta - 5\beta + 4)/8} \right) \quad (23.8)$$

Il volume del lobo è dato da:

$$V_l(D) = \int_0^D \pi r_l(Z)^2 dZ$$

che, integrato usando per $r_l(Z, D)$ la (23.8), dopo altri passaggi, fornisce:

$$V_l \approx \rho_0^{1/4} r_0^{3/2} Z_0^{(-6\zeta + \beta)/4} (c/2)^{3/4} \pi^{5/4} \Phi^{-1/4} D^{3\eta - \lambda + 4 + \beta} f(\zeta, \beta) \quad (23.9)$$

dove $f(\zeta, \beta)$ assume dei valori compresi nell'intervallo 0.1 – 0.3. Dal confronto di questa relazione con l'assunzione $V_l = C D^\lambda$, si ottiene immediatamente:

$$\lambda = \frac{3\eta + \beta + 4}{2}$$

e l'esponente di D nell'eq. 23.9 diventa $\frac{6\zeta - \beta + 8}{4}$.

- *Luminosità in funzione del tempo.*

Se si assume l'equipartizione, (eq. 4.46), assumendo $(1 + \chi) = 2$ e l'indice spettrale $\alpha = 0.7$, dopo vari passaggi, si ottiene::

$$L_l \approx 3.7 \cdot 10^{-8} (1 + \chi)^{-1} \Phi^{17/16} (c/2)^{5/16} \rho_0^{11/16} r_0^{5/8} Z_0^{(11\beta - 10\zeta)/16} D^{(10\zeta - 11\beta + 4)/16} g(\zeta, \beta) \quad (23.10)$$

dove $g(\zeta, \beta)$ assume dei valori compresi nell'intervallo 0.5 – 1.5.

23.3 Risultati

Vogliamo ora illustrare i risultati precedenti introducendo i seguenti parametri, abbastanza realistici:

$$n_0 = \rho_0/m_p = 0.1 \text{ cm}^{-3}; \quad Z_0 = 1 \text{ kpc}; \quad r_0 = 0.1 \text{ kpc}; \quad \zeta = 1$$

I primi due sono consistenti con le osservazioni X del gas caldo intorno alle galassie (§ 19.8). Gli altri due si riferiscono alla geometria del getto, conica ($\zeta = 1$) e con un piccolo angolo di apertura $\theta_j = 0.1$.

– *Lunghezza del lobo e Velocità della hot spot*

Con i parametri scelti si ottiene:

$$A = 3.7 \cdot 10^{-13} \Phi_{45}^{1/2} \text{ sec}^{-1} \quad \Phi_{45} = \frac{\Phi_{\text{erg}}}{10^{45}}$$

In fig. 23.2 sono mostrate la lunghezza del lobo, D , e la velocità, v_h della testa in funzione del tempo.

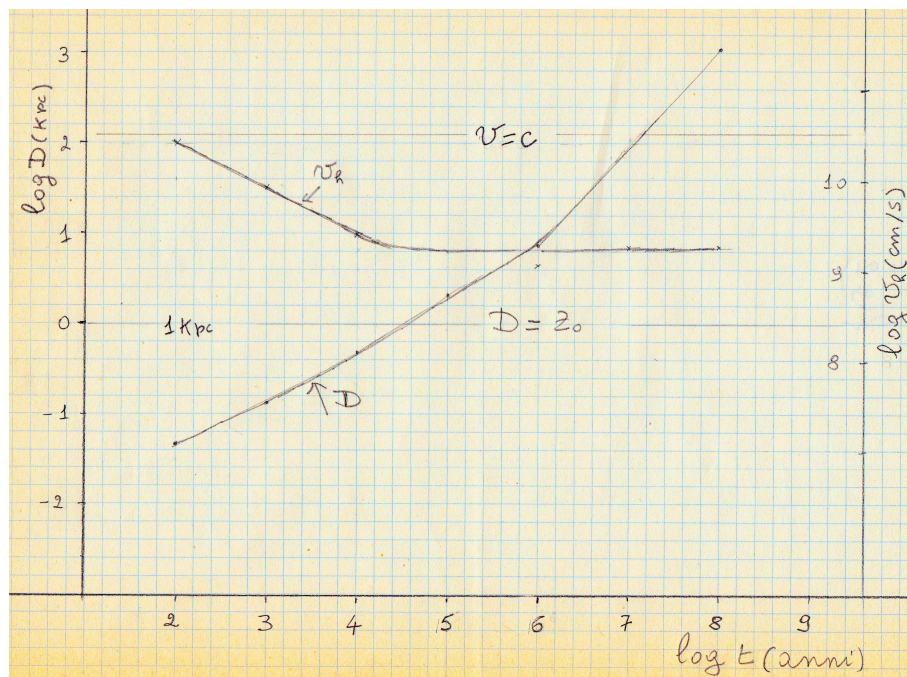


Figura 23.2: Lunghezza, D , e velocità, v_h , di avanzamento del lobo, in funzione del tempo, per i parametri assunti.

– *Energia interna del lobo*

$$U_l \approx 0.7 \cdot 10^{57} \Phi_{45}^{1/2} D_{\text{kpc}}^{1.925} \text{ erg} \quad Z < Z_0$$

$$U_l \approx 1.1 \cdot 10^{57} \Phi_{45}^{1/2} D_{\text{kpc}} \text{ erg} \quad Z > Z_0$$

– *Volume del lobo*

$$V_l \approx 0.18 \Phi_{45}^{-1/4} D_{\text{kpc}}^{3.463} \text{ kpc}^3 \quad Z < Z_0$$

$$V_l \approx 0.12 \Phi_{45}^{-1/4} D_{\text{kpc}}^3 \text{ kpc}^3 \quad Z > Z_0$$

– Luminosità radio integrata e monocromatica del lobo

Assumendo un rapporto elettroni/protoni = 1 e $\alpha = 0.7$, si ottiene:

$$L_l \approx 1.1 \cdot 10^{44} \Phi_{45}^{17/16} D_{\text{kpc}}^{0.772} \quad \text{erg/sec} \quad Z < Z_0$$

$$L_l \approx 3.4 \cdot 10^{44} \Phi_{45}^{17/16} D_{\text{kpc}}^{-1/2} \quad \text{erg/sec} \quad Z > Z_0$$

$$P_l(\nu) \approx 0.9 \cdot 10^{27} \Phi_{45}^{17/16} D_{\text{kpc}}^{0.772} \nu_{\text{GHz}}^{-0.7} \quad \text{W/Hz} \quad Z < Z_0$$

$$P_l(\nu) \approx 3.0 \cdot 10^{27} \Phi_{45}^{17/16} D_{\text{kpc}}^{-1/2} \nu_{\text{GHz}}^{-0.7} \quad \text{W/Hz} \quad Z > Z_0$$

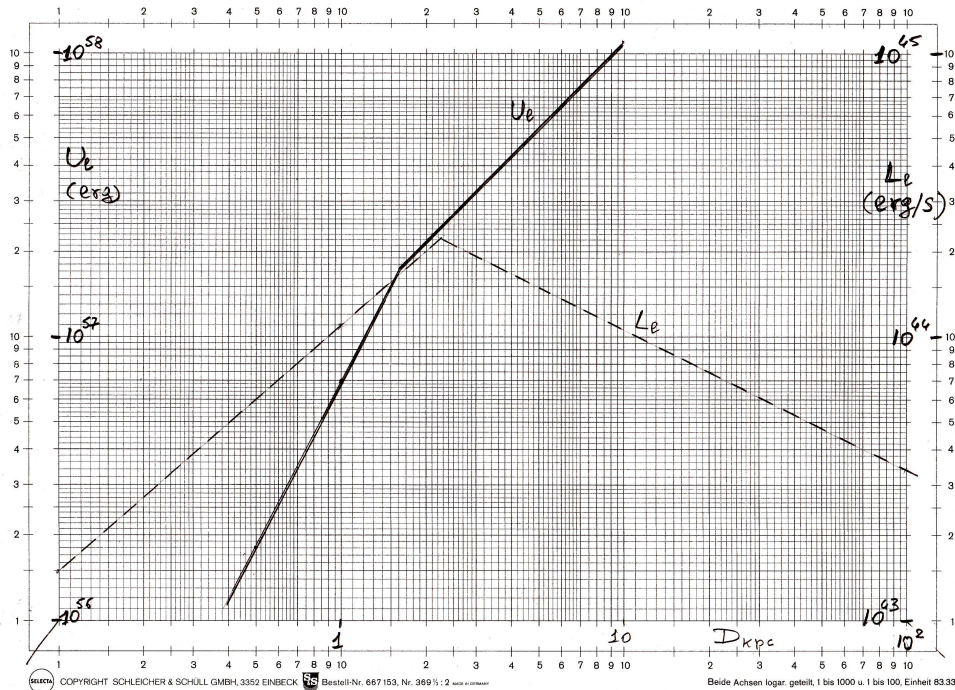


Figura 23.3: Energia interna, U_l , e luminosità, L_l , del lobo radio, in funzione della lunghezza, D , del lobo, per i parametri assunti.

Commentiamo ora i risultati del modello proposto.

– i) *Crescita del lobo*

Il moto di avanzamento del lobo è fortemente decelerato all'interno del "core-radius" e si stabilizza ad una velocità costante in vicinanza di esso. Per $D \leq 100$ pc si ha $v_h \geq 0.1 c$. La velocità terminale scende a $\approx 0.05 c$.

Si noti che per $t \leq 1 \cdot 10^9$ sec = 33 anni, v_h sarebbe superiore a c , il che, ovviamente, non è possibile. Questo è dovuto al fatto che per $\zeta = 1$ la pressione nella hot spot diverge per $t \rightarrow 0$. Le relazioni precedenti devono quindi essere modificate a tempi inferiori a $\leq 10^2$ anni, per es, assumendo $\zeta = 0$.

– ii) *Energetica*

Per queste grandezze ci manca una soluzione globale. Abbiamo due soluzioni separate, per $Z < Z_0$ e $Z > Z_0$, certamente approssimate nell'intervallo $Z_0/2 - 1.5 Z_0$ a seguito delle approssimazioni fatte per $\rho(Z)$. Con i parametri scelti, le due soluzioni si saldano per $D_l \approx 2 Z_0$. Con scelte un po' diverse la saldatura avverrebbe a valori di D_l un pò diversi. Ci dobbiamo aspettare qualche incertezza sui valori ottenuti per U_l e L_l . Inoltre la transizione fra i due regimi entro e oltre Z_0 quasi certamente avviene in maniera più graduale.

L'energia che si accumula nei lobi cresce continuamente, più rapidamente entro il raggio di core, ed è sempre circa la metà di quella trasportata dal getto (eq. 23.7). La parte mancante è stata usata come lavoro di espansione del lobo sul mezzo esterno.

– iii) *Luminosità*

La luminosità L_l cresce fortemente con il tempo (dimensioni) per $D \leq Z_0$, per poi decrescere con $D^{-1/2}$ ($t^{-1/2}$). Anche in questo caso, sicuramente, la transizione fra i due regimi avviene in maniera più graduale di quanto abbiamo ottenuto. Si deve notare che L_e è molto minore di Φ , eccetto per $D_l \approx (1.5 - 5)Z_0$ dove è $\approx 0.2\Phi$, ma in questo intervallo L_l è probabilmente sovrastimata, per cui l'assunzione di trascurarla nell'eq. 23.3 è abbastanza giustificata.

– iv) *Pressione interna della radiosorgente*

La fig. 23.4 mostra l'andamento della pressione nella hot-spot (eq. 23.2) in funzione della dimensione del lobo, confrontata con le pressioni del gas galattico (per i parametri assunti) e del gas intergalattico ($n_{0,ig} = 10^{-3}$, $T_{e,ig} = 10^7$, $r_{0,ig} = 100$ kpc).

Per $\Phi_{45} > 0.1$, la pressione p_h della hot-spot è maggiore di quella del mezzo esterno, sia esso quello della corona galattica o del mezzo intergalattico. Il modello di evoluzione a due fasi temporali, nell'ambito delle incertezze dovute ad assunzioni e approssimazioni, è dunque sempre valido. In queste condizioni ci aspettiamo quindi che la radiosorgente sia di tipo *FR II*.

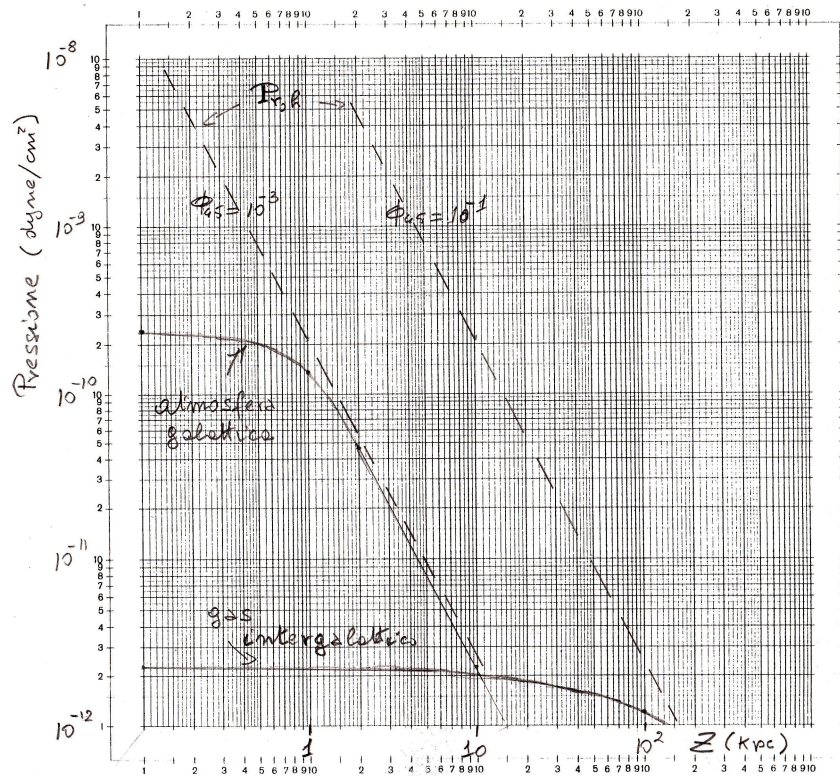


Figura 23.4: Pressione nella hot-spot, $p_{r,h}$ per due valori diversi di Φ e pressione esterna dell'atmosfera galattica ($n_0 = 0.1$ e $T_{e,7} = 1$) e del mezzo intergalattico ($n_0 = 10^{-3}$ e $T_{e,7} = 1$) in un ammasso di galassie.

Per $10^{-3} \leq \Phi_{45} \leq 10^{-1}$, p_h è sempre maggiore della pressione del gas galattico ma non di quella del gas dell'ammasso. Di conseguenza soltanto se la galassia non è contenuta in un ammasso ad alta densità il modello a due fasi temporali è valido. Radiosorgenti in questo intervallo di energetica appaiono come

FRII nella loro giovinezza, ma quando inizia la loro interazione col gas intergalattico probabilmente cambiano di morfologia (*FRI?*).

Radiosorgenti con $\Phi_{45} < 10^{-3}$ non potrebbero evolvere come *FRII* di grandi dimensioni, poichè la pressione esercitata dal getto diventerebbe inferiore a quella del gas esterno già all'interno della regione nucleare ($Z < Z_0$).

È comunque interessante notare che $\Phi_{45} = 10^{-3}$, che appare come un limite nel modello per avere una radiosorgente *FRII* corrisponde a quello che abbiamo già visto in § 22.4.1.

Rimane infine da considerare la pressione, p_l , nel lobo. Senza fare ulteriori calcoli numerici, si può però verificare facilmente che p_l è inferiore a p_h per un fattore di alcune unità.

Durante l'evoluzione della radiosorgente, per $D > Z_0$, P_l (supposta uniforme entro il lobo), diminuisce, per cui è inevitabile che P_l , a cominciare dalle regioni più interne e progressivamente sempre più verso l'esterno, raggiunga l'equilibrio con la pressione esterna e quindi l'espansione si arresti. Chiaramente, a quel punto il modello non è più valido.

A livello molto qualitativo, per un rapporto $p_h/p_l = 2$ e $\Phi_{45} = 10^{-3}$ si può valutare che solo la parte interna del lobo con $Z \leq 0.15D_l$ raggiunga l'equilibrio di pressione con il gas esterno, per cui si può ritenere che il modello sia ancora valido.

Se invece per lo stesso rapporto p_h/p_l prendiamo $\Phi_{45} = 10^{-3}$ si potrebbe vedere che già per $D_l \geq 1$ kpc tutto il lobo è in equilibrio di pressione con il mezzo esterno, eccetto ovviamente la nuova porzione che si sta formando dietro alla hot-spot che continua ad avanzare.

È quindi inevitabile ritenere che per $\Phi_{45} \leq 10^{-2}$ il modello debba essere cambiato.

24 Nuclei Galattici Attivi (AGN)

Aggiornato Aprile 2002, rivisto 2011

I *Nuclei Galattici Attivi* (*Active Galactic Nuclei, AGN*) costituiscono una classe alquanto eterogenea di oggetti nelle cui regioni centrali si hanno manifestazioni energetiche “notevoli” non imputabili agli ordinari processi stellari, inclusa una normale attività di Supernovæ. Queste manifestazioni possono risultare dominanti in tutto o in parte dello spettro elettromagnetico.

Alcune delle caratteristiche (non necessariamente tutte presenti) sufficienti per definire, da un punto di vista ottico, una galassia come *AGN* sono:

- **a:** regione nucleare compatta, più brillante della corrispondente regione in galassie dello stesso tipo di Hubble;
- **b:** emissione nucleare nel continuo, che può essere sia termica che non-termica, su tutto lo spettro elettromagnetico o parte di esso (§§ 24.2, 24.3);
- **c:** righe di emissione nucleari di alta eccitazione, da parte di un continuo, di solito non-termico (§ 24.4) o da shock;
- **d:** continuo e/o righe di emissione variabili.

Storicamente la prima classe di AGN, le galassie di Seyfert (§ 24.1.1), risale a Seyfert (1937, tesi Ph.D; 1943, ApJ, 97, 28), che scoprì una dozzina di galassie spirali con nuclei estremamente brillanti e con righe di emissione di alta eccitazione e molto larghe.

Al dopo II guerra mondiale risale, da osservazioni radio, la scoperta di radiogalassie e quasar. In seguito, *AGN* sono stati individuati anche mediante indagini puramente ottiche, *X*, *IR*. Dato che gli effetti di selezione nelle varie bande di frequenze sono diversi, anche le proporzioni dei vari oggetti trovati possono essere diverse e questo può portare a conclusioni differenti circa le loro proprietà fisiche e cosmologiche. La questione interessante infatti è capire se questi oggetti, apparentemente così diversi, hanno qualcosa in comune e in questo caso quali sono le cause fisiche che ne differenziano il comportamento.

La classificazione degli AGN in sotto-classi dipende dalle possibilità osservative. Infatti non è sempre possibile ottenere una copertura spettrale completa per tutti gli oggetti, per cui può essere difficile conciliare una classificazione basata per esempio sulle linee spettrali con quella basata su osservazioni *X*. A questo spesso si aggiunge una sorta di “chauvinismo spettrale”, consistente nel privilegiare questa o quella banda spettrale rispetto ad altre, anche per la difficoltà oggettiva del combinare le informazioni provenienti dalle varie parti dello spettro elettromagnetico. Inoltre sarebbe opportuno definire esattamente cosa si intende con *nucleo*: una regione delle dimensioni del pc? del kpc? del μpc ? Anche qui adotteremo per il momento una definizione alquanto lasca, come del resto avviene in letteratura. Un tentativo di quantificare meglio questo punto è fatto nel cap 26.

In genere vengono classificati come *AGN* i seguenti oggetti astronomici (§ 24.1):

- Radiogalassie (cap.19)
- Galassie di Seyfert (tipi 1 e 2) (§ 24.1.1)
- Quasar (cap.25)
- BL Lac (§ 24.1.4)
- *OVV*(Optically Violent Variables) (cap. 24.1.4)

Vanno citate anche altre categorie di oggetti, quali *LINER*, Nuclear *HII*, Star Burst Galaxies, Strong IRAS galaxies (§ 24.1.5), che possono avere collegamenti con gli AGN veri e propri, listati sopra.

A volte non è immediato distinguere gli AGN veri e propri e i *LINER* da regioni *HII* nucleari o da galassie con intensa formazione stellare. Per questo si usano i cosiddetti “diagrammi diagnostici”

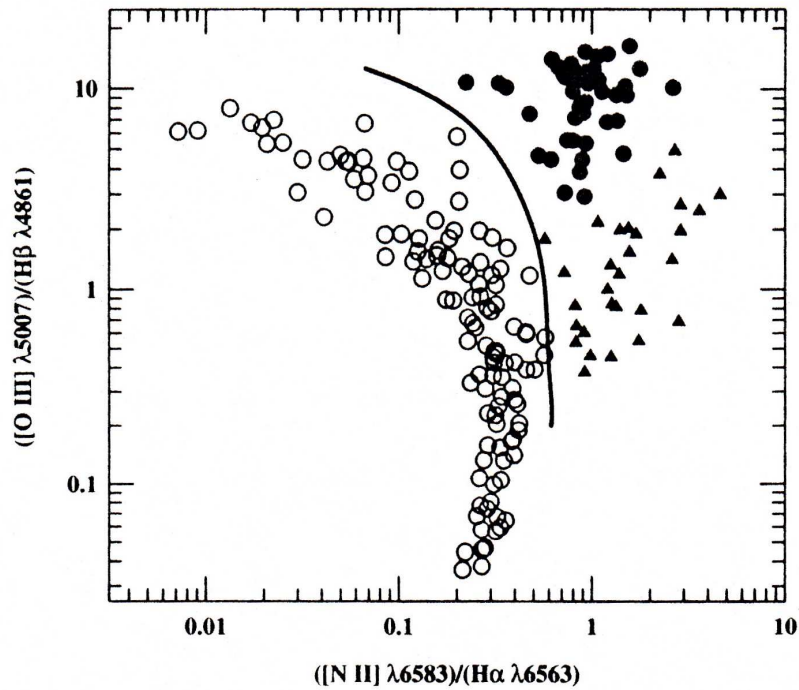


Figura 24.1: Diagramma diagnostico per galassie con righe di emissione. I cerchi vuoti rappresentano regioni HII, ionizzate da stelle. I cerchi pieni sono AGN con righe strette, ionizzate da radiazione con uno spettro continuo che contiene una frazione molto elevata di fotoni di alta energia, tipo spettro di potenza. I triangoli rappresentano oggetti tipo *LINER* (Peterson, 1997, “An Introduction to Active Galactic Nuclei”, Cambridge Univ. Press, p.26, tratto e modificato da Vielleux&Osterbrok, 1987, ApJS, 63, 295).

(fig. 24.1) che permettono di separare gli oggetti in cui la fotoionizzazione è dovuta a radiazione di corpo nero da quelli in cui essa è prodotta da continuo non-termico o da shock. In genere in questi diagrammi sono riportati i rapporti fra righe particolari, come $[O III]\lambda 5007/H\beta$ in funzione di $[N II]/H\alpha$ oppure $[O III]\lambda 5007/H\beta$ in funzione di $[O II]\lambda 3727/[O III]\lambda 5007$ che rappresentano buone stime dell’energia ionizzante media. I vari AGN occupano in questi diagrammi regioni ben distinte, per cui, dallo studio dei rapporti fra certe righe è possibile separarli con una certa confidenza.

Una stima della densità spaziale di questi oggetti, confrontata con galassie meno “attive”, è data in tab. 24.1.

Tabella 24.1: Densità spaziale qui ed ora ($z = 0$)

Tipo	N (Mpc ⁻³)
Galassie di campo	10 ⁻¹
Spirali luminose	10 ⁻²
Galassie di Seyfert	10 ⁻⁴
Radiogalassia	10 ⁻⁶
Quasar radio-quiete	10 ⁻⁷
Quasar radio	10 ⁻⁹

24.1 Le classi di AGN

Le manifestazioni degli AGN nello spettro elettromagnetico hanno origine in un ampio intervallo di scale spaziali, come è illustrato in. fig. 24.2.

Per semplicità suddivideremo lo spettro continuo in bande di frequenza: *radio* ($\nu \leq 3 \times 10^{11}$ Hz), *Infrarosso (IR)*, ($3 \times 10^{11} \text{ Hz} \leq \nu \leq 10^{14}$ Hz), *Ottico* ($10^{14} \text{ Hz} \leq \nu \leq 10^{15} \text{ Hz}$), *Ultravioletto (UV)*, ($10^{15} \text{ Hz} \leq \nu \leq 3 \times 10^{16}$ Hz), *X* ($3 \times 10^{16} \text{ Hz} \leq \nu \leq 10^{20}$ Hz), *Gamma* ($\nu \geq 10^{20}$ Hz). Ovviamente, i limiti di queste bande non hanno un significato fisico preciso, ma sono convenzionali e per lo più determinati dall'uso di tecniche strumentali diverse.

Nella descrizione dello spettro continuo degli AGN, accanto alla densità di flusso $S(\nu)$, è usata anche la quantità $\nu S(\nu)$, che serve per “raddrizzare” lo spettro e mettere meglio in evidenza eventuali oscillazioni. Infatti, se $S(\nu) = k \nu^{-\alpha}$, per $\alpha = 1$, $\nu S(\nu) = k \nu^{-(\alpha-1)} = \text{cost.}$ La quantità $\nu S(\nu)$ rappresenta anche, in prima approssimazione, una misura del flusso bolometrico, per unità di tempo, in una banda $\Delta\nu \approx \nu$. Infatti¹, se, per esempio, $S(\nu) = k \nu^{-\alpha}$, allora $\nu S(\nu)$ rappresenta, per $\alpha = 0.7$, l'energia contenuta in un intervallo $\Delta \log \nu = 0.4$ centrato su ν , mentre per $0.3 < \alpha < 1$, il valore è corretto entro il $\sim 10\%$.

Lo spettro continuo degli AGN può estendersi su tutto lo spettro accessibile sia da terra che dallo spazio, ma le intensità relative fra le diverse bande possono essere, in generale, estremamente diverse da caso a caso e costituiscono una base per la classificazione degli AGN stessi, come riassunta più sopra, e come descritta più dettagliatamente nei prossimi paragrafi. Allo spettro continuo è sovrapposto uno spettro a righe di emissione (§ 24.4), particolarmente ben studiato alle frequenze ottiche e UV e, in tempi più recenti, alle frequenze IR e X. Anch'esso è alla base della classificazione degli AGN.

24.1.1 Galassie di Seyfert

Scoperte inizialmente in galassie a spirale² con $M_v > -23$, sono deboli radiosorgenti. Le loro luminosità radio nucleari raramente superano di un ordine di grandezza quelle tipiche delle galassie a spirale.

Si suddividono in due tipi, a seconda del tipo di righe di emissione presenti nello spettro.

– *Seyfert1 (Sy1)*, di cui *NGC4151* è il prototipo

Possiedono righe di emissione larghe ($\sigma_v \sim 5 \div 10 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$) e strette ($\sigma_v \sim 5 \times 10^2 \text{ km s}^{-1}$) righe proibite. La variabilità del continuo e delle righe larghe sono chiaramente correlate, come nel caso delle quasar (cap. 25). Vi sono righe di alta eccitazione, ionizzate dal continuo, quali [Ne V], [Fe VII] (potenziale di ionizzazione, $PI \approx 100 \text{ eV}$), [Fe X], [Fe XI] ($PI \approx 250 \text{ eV}$), [Fe XIV] ($PI \approx 360 \text{ eV}$).

Lo spettro continuo del nucleo [semistellare], responsabile della ionizzazione, è simile a quello delle quasar radio-quiete, estendendosi dall'IR all'X, attraverso l'ottico e l'UV.

La classificazione di un oggetto come *Sy1* o quasar radio-quieta dipende spesso dal metodo di ricerca: una galassia che abbia un nucleo blu e larghe righe di emissione è di solito considerata una *Sy1*, mentre invece un oggetto stellare blu con larghe righe di emissione, un redshift non troppo piccolo e senza indicazioni chiare che sia circondato da una galassia è di solito considerato una quasar radio-quieta. È dato che la brillantezza superficiale di una galassia diminuisce col redshift come $(1+z)^{-4}$ non c'è da sorprendersi se un oggetto di $M_v = -21 \div -22$ sia considerato una Seyfert a z piccoli ($z < 0.01$), dove la galassia sottostante si vede, e una quasar a z grandi ($z > 0.1$)

– *Seyfert2 (Sy2)*, di cui *NGC1068* è il prototipo.

Hanno righe sia permesse che proibite entrambe strette ($\sigma_v \sim 5 \times 10^2 \text{ km s}^{-1}$), il nucleo stellare non-termico è debole o assente, manca l'emissione X o per lo meno è molto più debole rispetto alla luminosità ottica che nelle *Sy1*.

$$\int_{\nu_1}^{\nu_2} S(\nu) d\nu = k \int_{\nu_1}^{\nu_2} \nu^{-\alpha} d\nu = \frac{k \nu_1^{1-\alpha}}{1-\alpha} \left[\left(\frac{\nu_2}{\nu_1} \right)^{1-\alpha} - 1 \right] = \frac{\nu_1 S(\nu_1)}{1-\alpha} [2.5^{1-\alpha} - 1] \text{ se } \Delta \log \nu = 0.4.$$

¹La classificazione iniziale di “galassie di Seyfert” si riferiva a galassie con morfologia a spirale. Col tempo è stata estesa basandolo *solo* sulle caratteristiche delle righe in emissione, senza più riferimento alla tipologia morfologica.

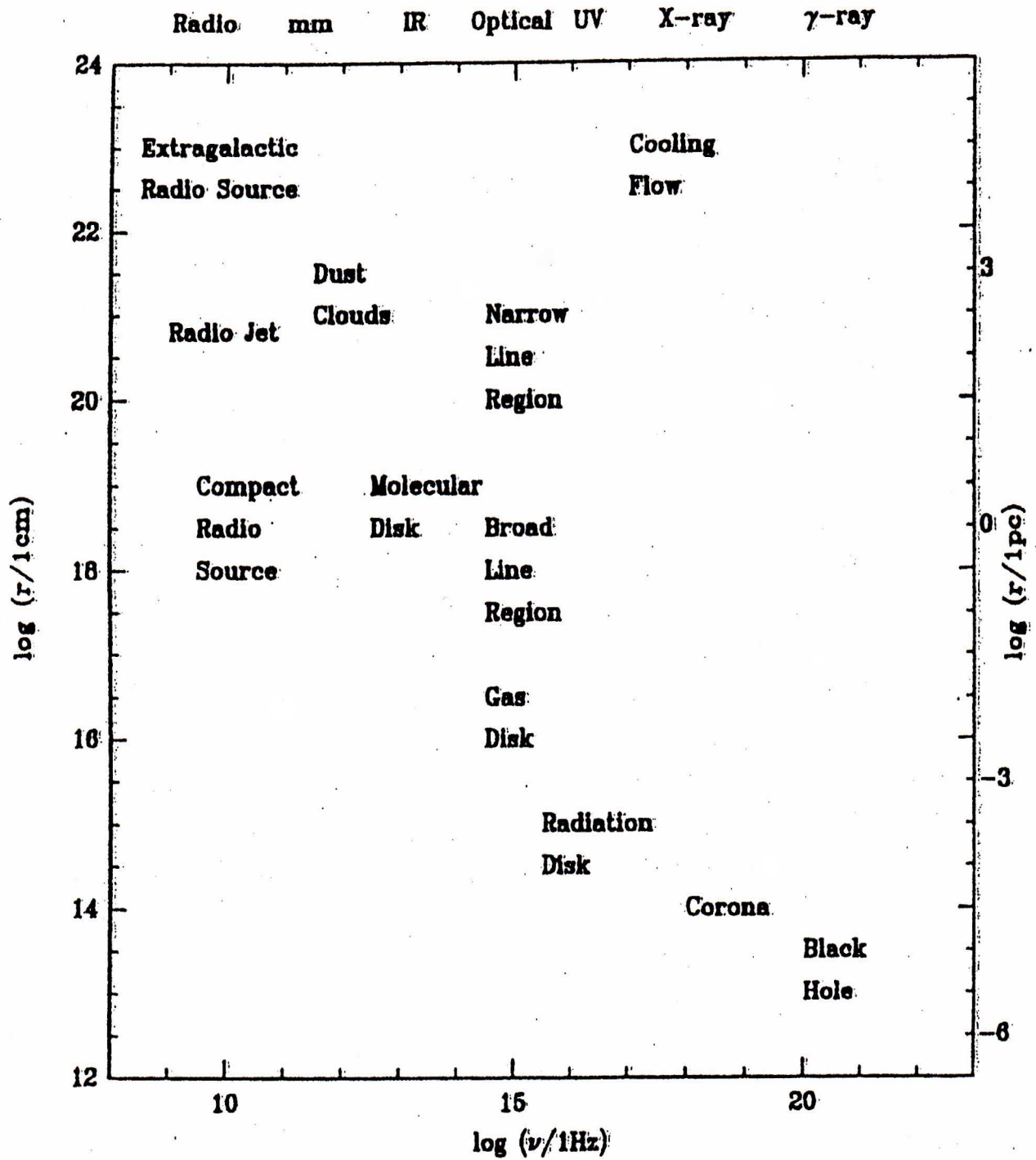


Figura 24.2: Illustrazione schematica delle varie attività di AGN. In ascissa le frequenze a cui, prevalentemente, si osserva radiazione; in ordinata le scale lineari (in cm a sinistra, in pc a destra) in cui la radiazione è prodotta (da Blandford, 1990, "Physical Processes in Active Galactic Nuclei", in "Active Galactic Nuclei", Courvoisier&Mayor, Springer-Verlag).

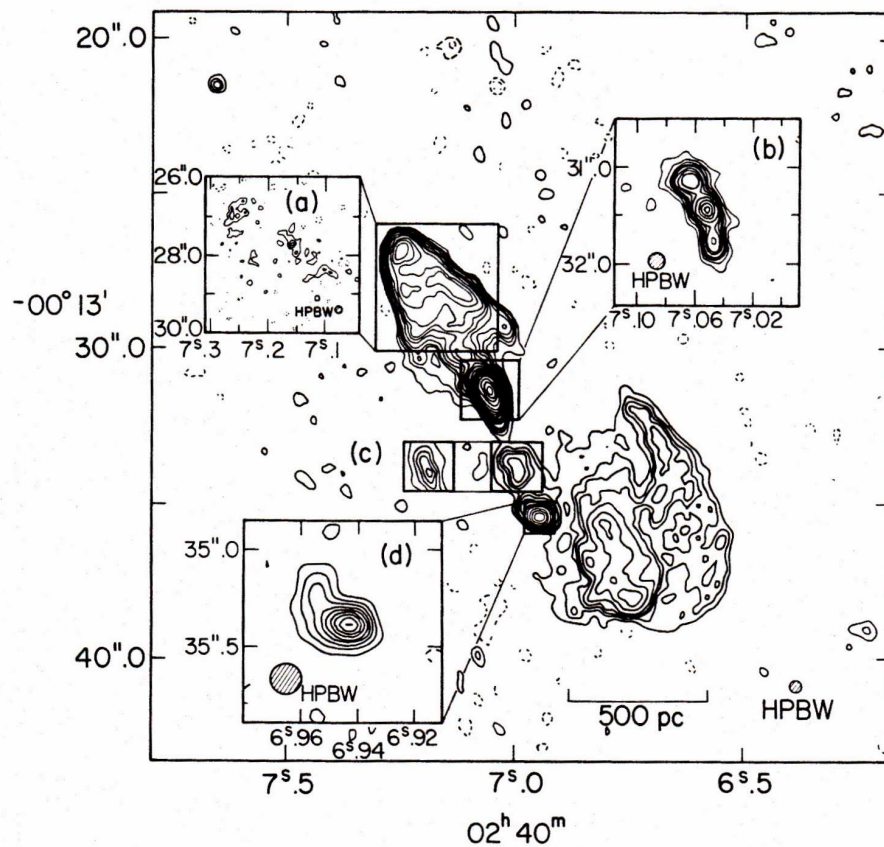
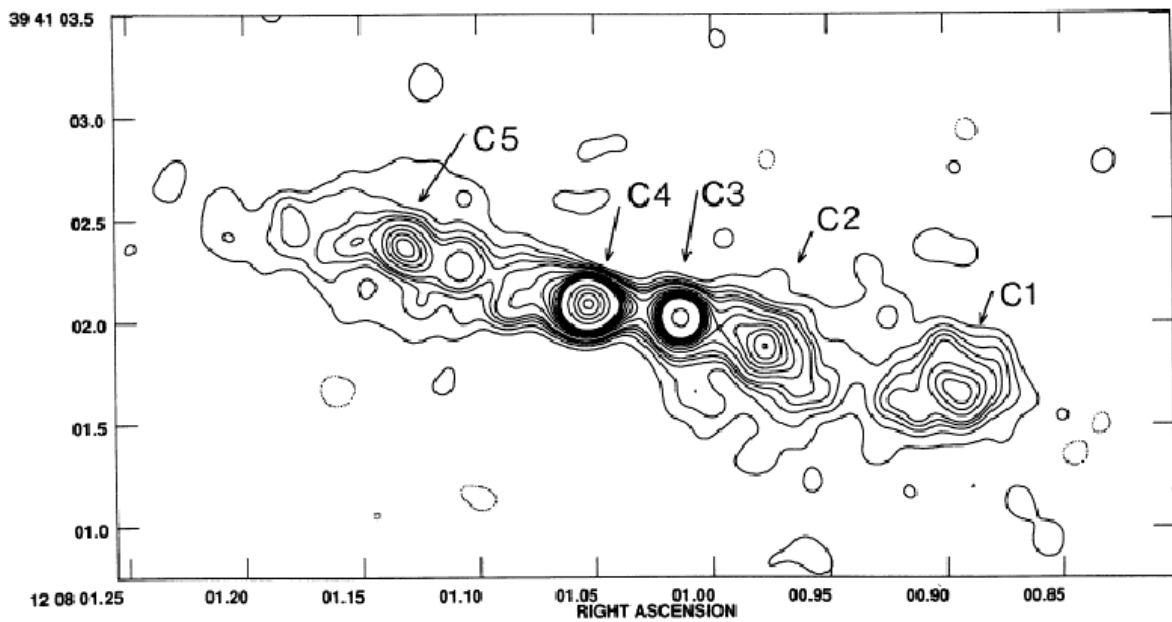


Figura 24.3: *In alto*: immagine radio a 5 GHz della regione nucleare di NGC 4151; la componente a spettro più piatto, C4, sarebbe il nucleo vero e proprio (Pedlar et al., 1993, MNRAS, 263, 471). *In basso*: immagine radio (5 e 15 GHz) della regione nucleare di NGC 1068 (Wilson and Ulvestad, ApJ, 275, 8, 1983).

Un risultato importante, rivelatore di una situazione più generale, è che, quando la si osserva in luce polarizzata, la *Sy2* NGC1068, mostra deboli righe della serie di Balmer *molto larghe*, tipiche delle *Sy1*. Questo si può spiegare se si pensa che il nucleo e la *BLR* della galassia (§ 24.4.1) siano circondati da un toro di materiale assorbente, orientato in modo da mascherare alla osservazione diretta (fig. 24.4) sia il nucleo vero e proprio che la *BLR*.

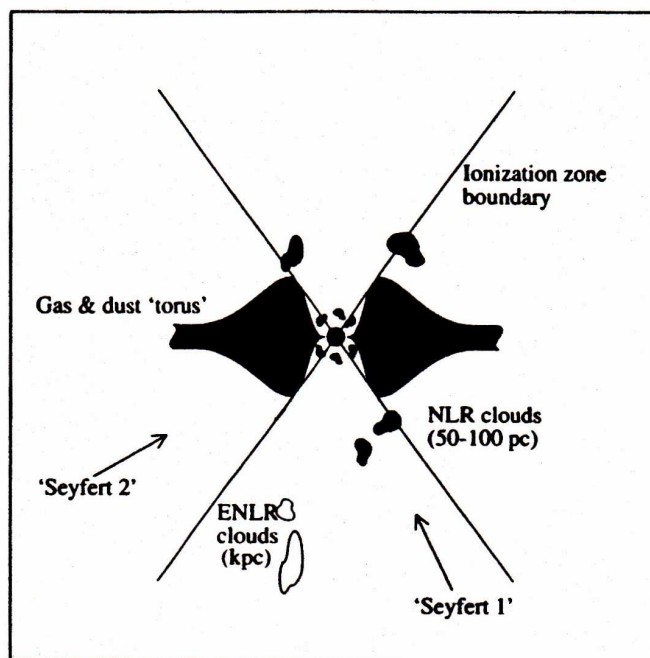


Figura 24.4: Schema per l'unificazione delle Seyfert1 e Seyfert2 (Peterson, 1997, "An Introduction to Active Galactic Nuclei", p.113).

In questo modello la luce polarizzata sarebbe luce proveniente dal nucleo oscurato che si polarizza per riflessione da parte degli elettroni liberi nel mezzo esterno alla regione di oscuramento. Se questo è vero allora probabilmente le *Sy1* e le *Sy2* sono lo stesso oggetto visto sotto angolazioni differenti: *Sy1* quando l'oggetto è visto circa *lungo* l'asse del toro e si possono osservare sia il nucleo che la *BLR* e la *NLR*; *Sy2* quando l'oggetto è visto circa *perpendicolarmente* all'asse, e quindi il nucleo è assorbito, e le righe larghe, tipiche di questa regione interna, non si osservano. Questo schema ha anche il vantaggio di spiegare varie situazioni intermedie fra le *Sy1* e le *Sy2*, che sono riportate in letteratura come *Sy1.5*, *Sy1.8*, etc.

Il toro dovrebbe essere composto di dense nubi molecolari, contenenti una grande quantità di polvere, con una densità di colonna (§ 13.1.1) di 10^{24} cm^{-2} , relativamente calde (10^3 K) e dense (10^7 cm^{-3}), che comporta uno spessore di $\approx 10^{17} \text{ cm}$ ($\approx 0.03 \text{ pc}$) e confinate dalla pressione del gas caldo nelle regioni più interne della galassia. Esso costituirebbe la parte più esterna e fredda di un disco di accrescimento (§ 26.3.3) intorno ad un buco nero centrale.

Dal punto di vista radio, le galassie di Seyfert, di entrambi i tipi, sono modesti radioemettitori. La loro funzione di luminosità è poco più estesa in potenza di quella delle spirali normali. Tuttavia, oltre alla normale emissione radio da spirale, nelle regioni nucleari delle Seyfert si trovano delle radiosorgenti compatte che, pur molto più deboli, ricordano le strutture collimate a getto presenti in radiogalassie e quasar. Esempi di questo tipo sono in fig. 24.3.

24.1.2 Radiogalassie

Le proprietà dell'emissione radio e la fisica relativa sono state già ampiamente discusse in cap. 19.

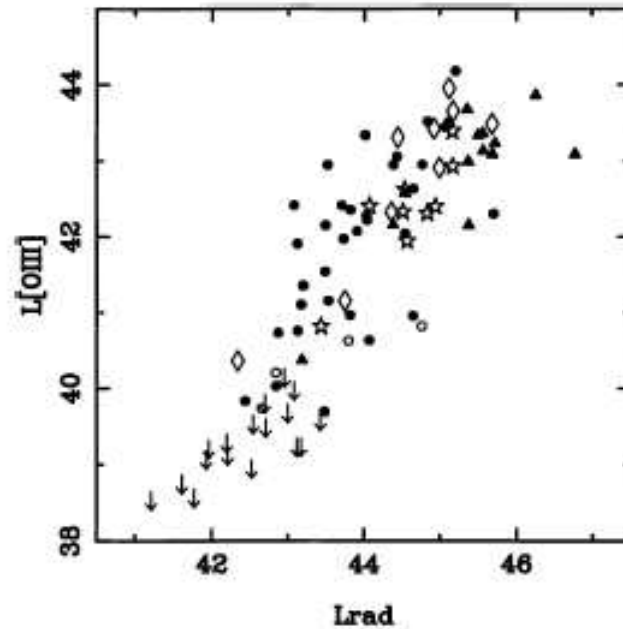


Figura 24.5: Correlazione fra Luminosità dell'[OIII] ($\lambda 5007$) e Luminosità integrata nella banda radio (entrambe luminosità in erg sec^{-1}) per vari tipi di radiogalassie (Tadhunter et al., 1998, MNRAS, 298, 1035). Cerchietti pieni e vuoti: FRII e FRI; stelle e triangoli pieni: sorgenti compatte a spettro ripido (§ 19.10.1) e a spettro piatto; rombi vuoti: classificazione morfologica incerta; le frecce indicano limiti superiori.

Dal punto di vista della spettroscopia ottica le radiogalassie si possono dividere in tre gruppi, a seconda della larghezza delle righe di emissione nucleari e dello stato di eccitazione, che si riflette nelle intensità relative delle righe stesse (§ 24.4):

- 1) *NLRG* (Narrow Line Radio Galaxy), in cui le righe di emissione sono relativamente strette, in maniera simile alle Seyfert 2. La maggior parte ($\approx 90\%$) della luminosità delle righe strette (*NL*) si origina entro ≤ 1 kpc dal nucleo, ma l'emissione in molti casi si estende fino a molte decine di kpc. In quest'ultimo caso si parla di righe strette *spazialmente estese* (*extended narrow emission lines*, *ENEL*)
- 2) *BLRG* (Broad Line Radio Galaxy), in cui sono presenti righe in emissione, sia strette che larghe, come nelle Seyfert 1 e nelle quasar, e in cui si ha un continuo nucleare che si può estendere fino alla banda *X*. La regione da cui si originano le righe larghe (*BL*) ha un'estensione approssimativamente di qualche pc dal nucleo.
- 3) *LINER*, in cui le righe in emissione sono di bassa eccitazione (e strette), simili alle *LINER* presenti nelle spirali.

I primi due tipi di galassie sono più frequenti fra le radiogalassie di elevata luminosità radio.

Come nel caso di alcune Seyfert 2, anche in alcune *NLRG* si sono viste righe larghe in luce polarizzata con conseguente analogia interpretazione.

Di particolare interesse sono alcune caratteristiche delle righe strette (*NL*). La luminosità di queste righe (fig. 24.5), ed anche quella integrata su tutte le righe, mostra una chiara proporzionalità con la luminosità radio integrata della radiogalassia (vedi Rawlings&Saunders, 1991, Nature, 349, 138), seppure con una certa dispersione. E' stato suggerito che la correlazione è ancora più forte se si considera, anziché la luminosità radio, il flusso di energia trasportato dai getti (*potenza dei getti*).

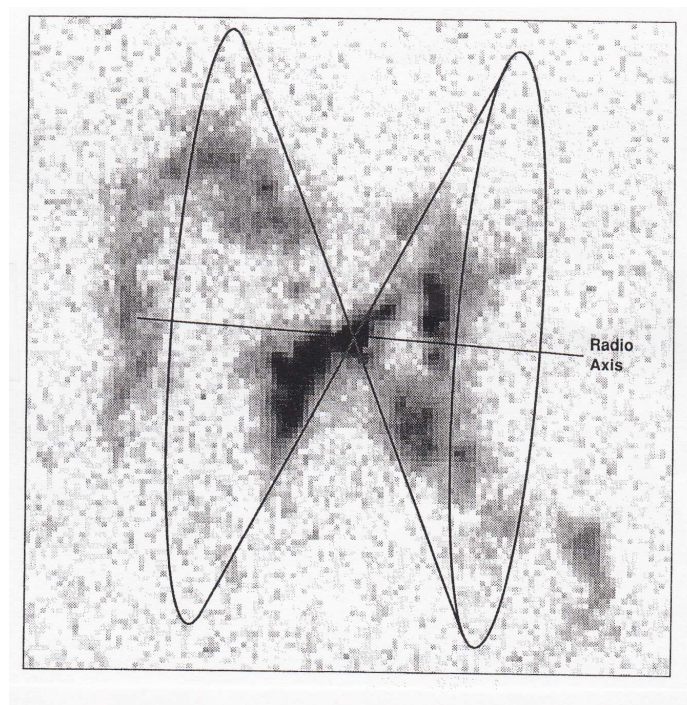
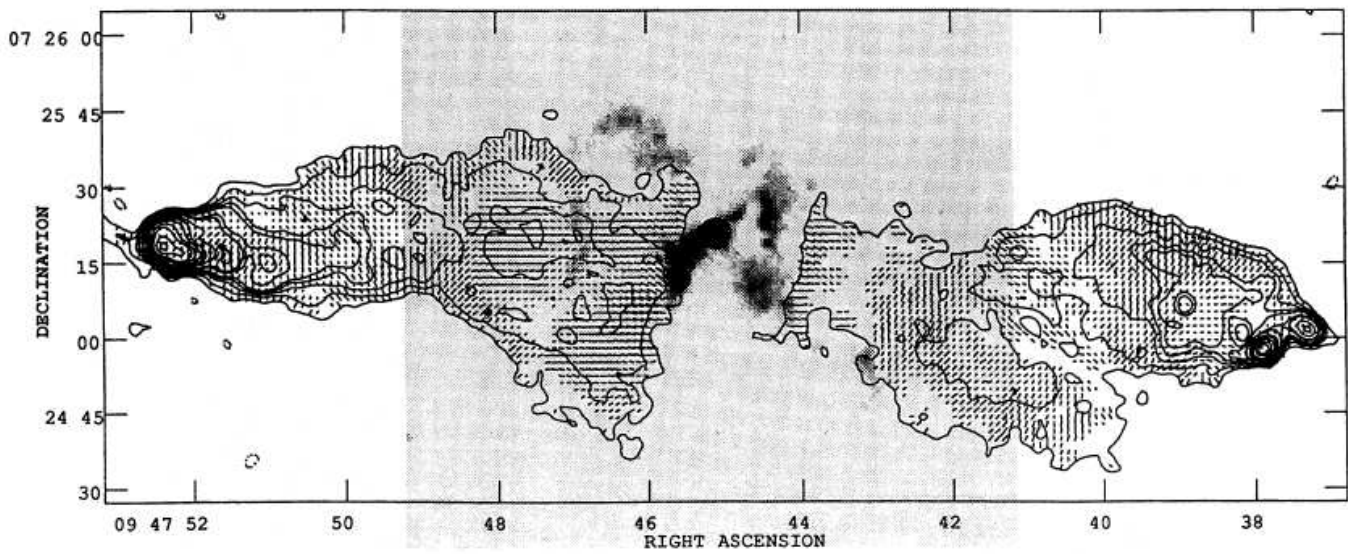


Figura 24.6: 3C227: esempio di radiogalassia con *coni di ionizzazione*. *In alto*: la mappa della radiosorgente a 8 GHz, con risoluzione di $2.5''$ (i segmenti entro i contorni sono i vettori di polarizzazione); sovrapposta, in toni di grigio, l'immagine della emissione nella riga $[OIII]5007\text{-}\text{\AA}$ (Prieto et al., 1993, MNRAS, 263, 10). *In basso*: immagine dell'emissione in $[OIII]$, ingrandita per migliore visibilità, cui sono sovrapposti due coni geometrici che evidenziano la geometria a cono (Fosbury, 1989, Eso workshop on "Extranuclear Activity in Galaxies", p. 169).

24.1.3 Quasar

Sono gli *AGN* più potenti. Sono associate a galassie sia ellittiche che spirali e manifestano la loro emissione prevalente nell'*IR, O, UV, X*. La loro emissione è dominata da un nucleo non risolto dai telescopi a terra ($< 1''$), spesso blu, molto luminoso. Hanno righe di emissione larghe molto forti. Sia il continuo che le righe larghe sono variabili. La variabilità nelle righe di emissione larghe è chiaramente correlata con la variabilità del continuo ottico, *UV* e *X*, anche se con ritardi temporali dell'ordine dei mesi-anni.

In $\lesssim 10\%$ dei casi sono forti radiosorgenti. In realtà nessuna quasar è completamente priva di emissione radio. Tuttavia quelle in cui l'emissione è inferiore ad un determinato valore (alcuni autori adottano $P_{5\text{GHz}} < 5 \times 10^{24}$ watt Hz^{-1} , altri richiedono un rapporto fra la densità di flusso radio a 1.4 GHz e quella ottica a 4000 Å minore di 10) vengono convenzionalmente dette quasar *radio-quiet*, le altre *radio-loud*. Dal punto di vista della morfologia e delle caratteristiche dello spettro radio, le quasar *radio loud* sono suddivise in: a) *quasar a spettro ripido*, con spettro radio del tipo *sincrotrone trasparente* ($\alpha > 0.5$) e morfologia del tipo FRII; b) *quasar a spettro radio piatto* ($\alpha < 0.5$), in cui l'emissione radio proviene dalla regione nucleare con dimensioni $\lll 1$ kpc ed è di tipo *sincrotrone opaco*, mentre l'emissione estesa (i lobi) è molto più debole.

Nelle quasar radio a spettro piatto il nucleo è spesso variabile, sia nell'ottico che nel radio e si ha un'alta incidenza di moti superluminali (§ 21.5). A differenza delle quasar radio a spettro ripido, esse mostrano di frequente considerevole polarizzazione nell'ottico, indice della presenza di emissione non-termica anche in questa banda. Inoltre lo spettro continuo si può estendere fino alla banda gamma.

Vari aspetti di questa categoria di oggetti sono trattati più estesamente nel cap. 25.

24.1.4 BL Lac e OVV

Il nome *BL Lac* deriva dal prototipo BL Lacertae. Questa tipologia di *AGN* è associata a galassie ellittiche e si manifesta in tutto lo spettro elettromagnetico *radio, IR, O, UV, X*. Per certi aspetti i BL Lac ricordano le quasar radio a spettro piatto. Mostrano una elevata polarizzazione radio e ottica, indice di emissione di sincrotrone, e una variabilità notevole a tutte le frequenze, che, nell'ottico e nell'*X*, può anche avere scale di tempi inferiori al giorno. Nel radio la variabilità è più lenta e correlata alle varie frequenze in accordo col modello descritto in (§ 21.4). Il loro spettro ottico è più ripido che negli altri *AGN* ($\alpha \sim 2$).

Caratteristica distintiva dei BL Lac è la debolezza, o apparente assenza, di righe di emissione. Tale mancanza non è certo dovuta a mancanza di flusso ionizzante, che in realtà è molto abbondante. Si fanno due ipotesi: i) non vi è abbastanza gas da produrre righe di emissione misurabili; ii) il continuo è così forte da mascherare le righe. Ciò potrebbe essere dovuto alla presenza di Doppler boosting per l'emissione continua.

Gli *OVV* sono una sotto-classe delle quasar radio, con alcune caratteristiche ottiche in comune coi BL Lac, salvo che qui le righe larghe (*BL, Broad Line*) sono presenti, anche se sono più deboli che nelle quasar tipiche. Vengono spesso distinti dagli altri oggetti per la loro eccezionale variabilità nell'ottico, dove l'intensità può variare anche di un fattore 5–10 nell'arco di giorni o mesi, suggerendo dimensioni $\ll 1$ pc per la regione emittente.

A volte *OVV* e BL Lac vengono indicati insieme come *blazar*, anche se non è del tutto chiaro che si tratti della stessa popolazione di oggetti.

24.1.5 Galassie con Nuclei luminosi, simil-AGN

Brevemente le caratteristiche degli altri oggetti che presentano qualche somiglianza con le classi di *AGN* si possono riassumere come segue:

- *LINER*: (acronimo per Low Ionization Nuclear Emission–line Region) sono i meno luminosi e più comuni *AGN*. Sono associati prevalentemente a galassie a spirale, almeno il 30% delle quali conosce questo fenomeno. Sono caratterizzati da righe relativamente forti a bassa ionizzazione (OI, SII, ...). La larghezza di queste righe ($200\text{--}400\text{ km s}^{-1}$) è inferiore a quella delle Seyfert ed è piuttosto confrontabile con la velocità di rotazione delle stelle nel nucleo. La luminosità del continuo non stellare è circa l'1% che nelle *Sy1*. A differenza delle Seyfert, dove la ionizzazione è dovuta principalmente alla radiazione proveniente dal nucleo, essa sembra essere dovuta soprattutto a collisioni (shock).
- *Nuclear HII regions*: molti *AGN* in galassie a spirale mostrano righe strette (Balmer, [O III]) che sono caratteristiche delle regioni *HII*, ionizzate da stelle calde. Solo se il fenomeno è molto intenso il nucleo appare come un *AGN*, diversamente non è distinguibile dai nuclei normali delle galassie. A volte possono essere confuse coi *LINER* ed è solo lo studio dei “diagrammi diagnostici” (fig. 24.1) che permette di riconoscerle con una certa sicurezza.
- *Star burst*: sono galassie di tutti i tipi dove la formazione stellare è molto più intensa della media. Il fenomeno è riconoscibile dai colori e dagli spettri ottici, tipici delle stelle giovani, e da una forte emissione *IR* dovuta alla polvere presente. Una intensa formazione stellare può essere prodotta da galassie in interazione gravitazionale o in fase di *merger*.
- *Strong IRAS galaxies*: sono state scoperte durante il volo del satellite per osservazioni infrarosse *IRAS* e sono sorgenti estremamente luminose ($10^{12} L_{\odot}$) nel lontano infrarosso ($\lambda=100, 60, 25, 12\ \mu\text{m}$). Si ritiene che gran parte di questa radiazione sia dovuta a polvere riscaldata da un *AGN* oscurato o da intensa formazione stellare.

24.2 Lo spettro continuo degli *AGN*

Le proprietà radio sono descritte in dettaglio nei capitoli 19, 21 e 22. Qui viene data una descrizione dello spettro continuo dalla banda *IR* alla banda gamma, ricordando però che le intensità relative nelle varie bande spettrali cambiano enormemente fra le categorie descritte in § 24.1.

Bisogna subito notare che i flussi misurati, dal vicino *IR*, all'ottico, *UV* e *X* sono in genere variabili, anche fortemente variabili. Nella banda *X* la variabilità può essere estremamente rapida (ore o minuti). Di conseguenza può essere alquanto difficile interpretare uno spettro basato su osservazioni effettuate ad epoche diverse. Inoltre osservazioni che non hanno sufficiente risoluzione spaziale possono mescolare il contributo della galassia sottostante a quello del nucleo, confondendo il quadro. Infine assorbimento da parte di polvere può avere effetti importanti nell'ottico e nell'*UV*, mentre l'emissione *X* di bassa energia può venire assorbita da idrogeno (sia locale che della nostra Galassia) per effetto fotoelettrico (fig. 10.12).

Se confrontiamo le Seyfert 1 e le quasar, a grandi linee le caratteristiche generali dello spettro continuo mostrano una certa uniformità, nel senso che la gran parte della energia è emessa nella zona *IR* – *UV* (fig. refcontagn). Per molto tempo lo spettro dall'*IR* all'ottico all'*UV* è stato descritto mediante una legge di potenza, con indice spettrale $\alpha \approx 1$ (e interpretato come dovuto a radiazione di sincrotrone), che si appiattiva ($\alpha \approx 0.2$) alle frequenze più elevate. Tale descrizione è risultata però inadeguata. Più in particolare, lo spettro continuo mostra cambi di pendenza che, nella rappresentazione $\nu F(\nu)$, si rivelano come picchi: uno nell'*IR* ($\approx 3 \times 10^{13}\text{Hz}$, ossia $\lambda \approx 10\mu$), l'altro nell'*UV* ($\gtrsim 10^{15}\text{Hz}$, ossia $\lambda \lesssim 0.3\mu$, vedi anche fig. 24.8) detto comunemente ultraviolet (*UV*) o blue “bump”. Fra di essi lo spettro mostra un minimo a circa $\lambda = 1\mu$. Un ulteriore picco è in genere presente nella zona *X* – γ .

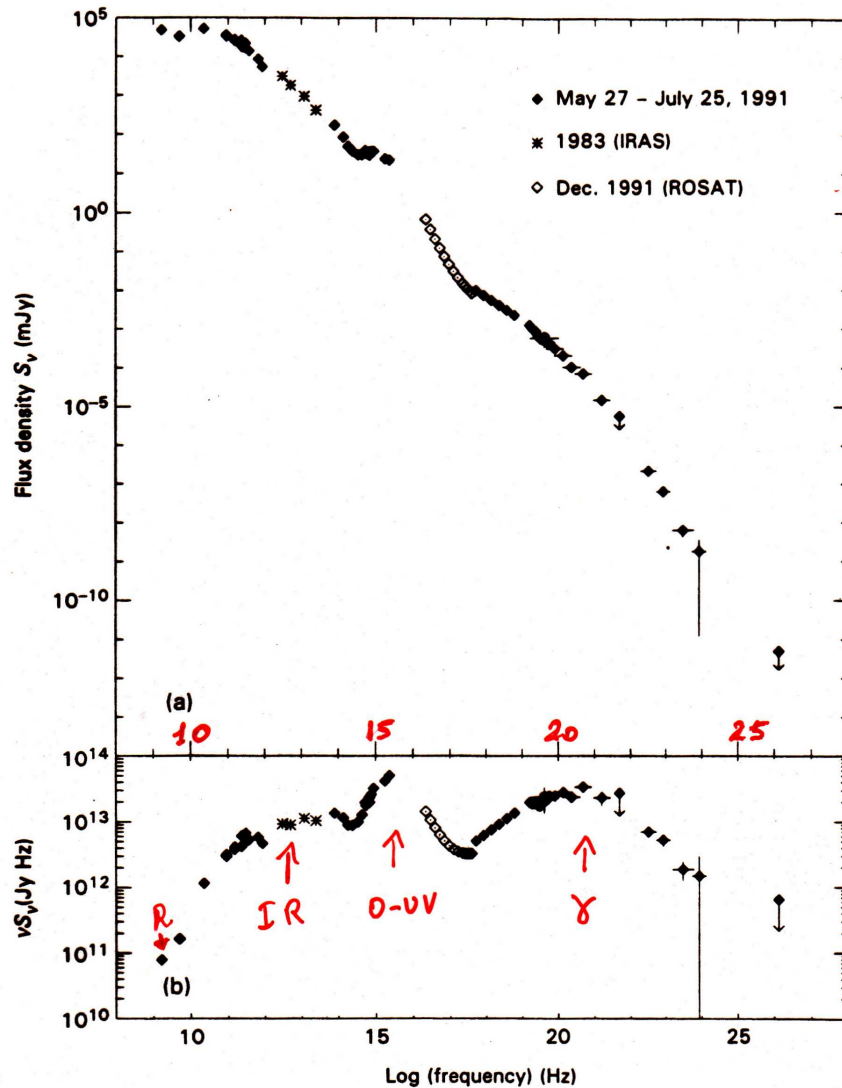


Figura 24.7: Spettro continuo di 3C 273 (quasar *radio loud*), dal radio all’X e al γ (von Montigny, 1997, ApJ, 483, 161, con alcune aggiunte). Si noti, nel pannello inferiore, come la rappresentazione in $\nu S(\nu)$ evidenzia i massimi nell’IR, UV e γ .

a) Banda IR

In genere lo spettro declina piuttosto rapidamente fra le lunghezze d’onda radio e $100 \mu\text{m}$. In qualche caso il declino è più ripido di $S(\nu) \propto \nu^{2.5}$, che è l’andamento previsto per l’autoassorbimento di sincrotrone. Non sembra, quindi, esserci continuità, fra l’emissione nella banda radio e l’emissione alle frequenze superiori. L’emissione infrarossa in genere non è variabile, o, quando lo è, appare correlata a quella ottico/UV/X, ma con ritardi temporali dell’ordine degli anni.

b) Banda ottico-UV

Lo spettro della radiazione tende ad appiattirsi, in questa banda di frequenze, mostrando addirittura in molti casi, un massimo largo, normalmente indicato con il termine “UV Bump”, o *Big Blue Bump*. Esso è ben descrivibile come emissione di corpo nero a temperature $\approx 10^4 - 10^5$. In realtà una migliore descrizione dello spettro si ha non con un singolo corpo nero, ma con una sovrapposizione di corpi neri a temperature comprese nell’intervallo precedente. La figura fig. 24.8 mostra un modello semplificato con solo tre spettri di corpo nero corrispondenti a regioni a distanza diverse dal Black Hole centrale.

c) *Banda*³ *X*

Uno schema dello spettro *X* è mostrato in fig. 24.9.

A energie ≤ 0.5 keV, spesso lo spettro cade molto rapidamente e probabilmente rappresenta la parte di alta energia del “Big Blue Bump”.

A energie superiori, fra ≈ 1 e 10 keV ($2 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{18}$ Hz), lo spettro è descrivibile con una legge di potenza $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha_X}$, con $\alpha_X \approx 0.9$. La luminosità *X* appare ben correlata con quella ottica.

Ad energie > 10 keV ($\nu \gtrsim 2 \cdot 10^{18}$ Hz) lo spettro sembra appiattirsi.

Inoltre vi si trovano righe del Ferro altamente ionizzato. Tali righe sono molto larghe, da migliaia di km s^{-1} fino a 10^5 km s^{-1} . A parte i Blazar, lo spettro *X* si irripidisce di nuovo fortemente a energie (dei fotoni) ≈ 100 keV.

Nelle quasar “radio-loud” si ritrovano in genere le caratteristiche precedenti. La differenza più rilevante è che l’emissione *X*, a parità di emissione ottica, tende ad essere maggiore che nelle quasar “radioquiete” per un fattore $\gtrsim 2$ (§ 24.3.3).

Se, infine, si considerano AGN con emissione radio nucleare molto forte (Blazar), come le quasar a spettro piatto e rapidamente variabili, o gli oggetti di tipo BL Lac, lo spettro radio si raccorda molto bene con l’*IR* e si estende, senza alcuna discontinuità all’ottico, *UV* e *X*. Ciò indica un unico processo principale, non termico, responsabile dell’emissione in una così estesa banda elettromagnetica.

d) *Banda* γ

Nei blazar si osserva in genere un picco nella banda gamma ($\nu \gtrsim 10^{23}$ Hz, corrispondenti a fotoni con energie $\gtrsim 1$ GeV) la cui luminosità ($L_\gamma \approx 10^{46} \div 10^{48}$ erg/sec), a prima vista è enormemente superiore a quella in tutto il resto dello spettro. La luminosità gamma è fortemente variabile, con scale di tempo che vanno da qualche giorno a qualche mese.

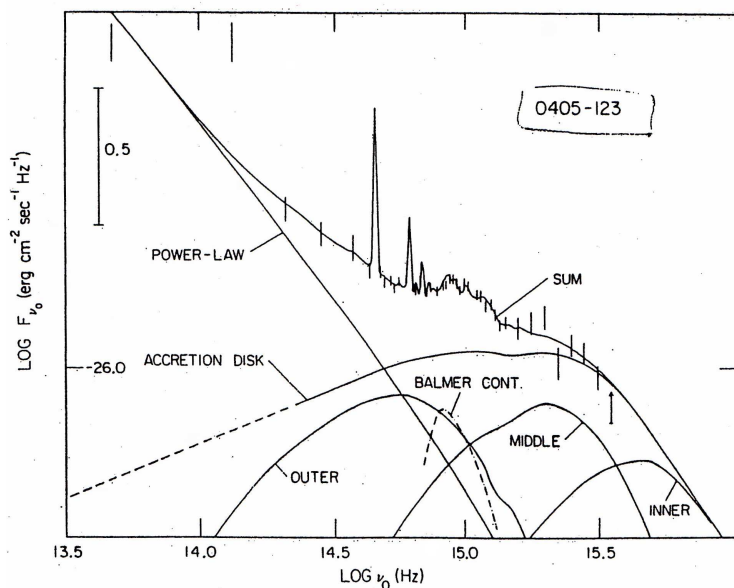


Figura 24.8: Spettro di PKS 0405-123 (quasar *radio loud*, dall’*IR* all’*X* e all’*UV* (da Malkan, 1983, ApJ, 268, 582). La figura mostra il modello di emissione dal disco di accrescimento, diviso in tre regioni: *interna* da 1.3 a 20 raggi di Schwarzschild; *intermedia* da 20 a 100 raggi di Schwarzschild; *esterna* oltre 100 raggi di Schwarzschild.

³In questa regione spettrale occorre correggere per l’assorbimento per fotoionizzazione dell’idrogeno galattico, fig.10.12

24.3 I processi fisici che producono lo spettro continuo

I processi che interessano lo spettro continuo sono: il sincrotrone, emissione termica da corpo nero o grigio, Comptonizzazione e effetto Compton Inverso.

Nella maggior parte degli *AGN* ciascuno dei processi interessa una delle bande elettromagnetiche, con il sincrotrone che domina alle frequenze più basse (radio) e i processi Compton alle frequenze più elevate (X e γ).

Negli oggetti Blazar invece l'emissione di sincrotrone si estende dal radio all' X , dominando anche le bande intermedie, mentre l'emissione dall' X al Gamma è dovuta a effetto Compton Inverso in un getto relativistico.

24.3.1 Emissione Infrarossa

L'emissione Infrarossa, che in un grafico $\nu F(\nu)$, ν è piccata a qualche decina di μ , termina a $\approx 1\mu$. Particolarmente importante è la crescita dello spettro fra $\approx 10^{11}$ e 3×10^{12} Hz, particolarmente ben visibile negli *AGN* con debole emissione radio, che è troppo ripida ($S(\nu) \propto \nu^{(3 \div 4)}$) per essere dovuta a sincrotrone opaco. L'emissione *IR* è attribuita ad emissione termica da polvere, riscaldata, a temperature $\approx 1500 \div 2000$ K, dalla radiazione ultravioletta emessa dall'*AGN*. La polvere si comporta come un corpo grigio con coefficiente di assorbimento $\mu(\nu) \propto \nu^2$, per $\nu \leq 3 \times 10^{12}$ Hz, per cui lo spettro di emissione dovuto a questo processo, a tali frequenze, nell'approssimazione di Rayleigh–Jeans (dato che $\nu < k_B T/h_P$), è:

$$B_{\text{polvere}}(\nu) = \mu(\nu)B_{c.n.}(\nu) \propto \nu^4$$

in accordo con la ripida crescita che si osserva.

A frequenze $\geq 3 \times 10^{12}$ Hz, $\mu(\nu) \propto \nu$, per cui ci si attende:

$$\begin{aligned} B_{\text{polvere}}(\nu) &= \mu(\nu)B_{c.n.}(\nu) \propto \nu^3 & \nu < k_B T/h_P \\ B_{\text{polvere}}(\nu) &= \mu(\nu)B_{c.n.}(\nu) \propto \nu e^{-h\nu/kT} & \nu > k_B T/h_P \end{aligned}$$

La temperatura della polvere, in situazione di equilibrio radiativo, è determinata dal bilancio fra il flusso di radiazione ottica–*UV* assorbita (F) e quello irradiato nell'*IR*. Indicando con a le dimensioni dei grani di polvere, la condizione di equilibrio è:

$$\pi a^2 F \approx 4\pi a^2 \int \mu(\nu)B_{c.n.}(\nu)d\nu \propto T_{\text{polvere}}^5$$

da cui si può determinare la temperatura della polvere:

$$T_{\text{polvere}} \approx 10^3 L_{46}^{0.2} r_{pc}^{-0.4} \text{ K}$$

avendo indicato con L_{46} la luminosità della radiazione della sorgente centrale che riscalda la polvere, in unità di 10^{46} erg s $^{-1}$, e con r_{pc} la distanza, in pc, della polvere dalla sorgente centrale.

In pratica la polvere ha una temperatura che varia da alcune decine di Kelvin a ≈ 1500 K.

Il ritardo temporale con cui la radiazione *IR* varia al variare della radiazione ottica/*UV*/ X ci dice che la polvere è localizzata a distanze $\gtrsim 1$ pc dalla sorgente della radiazione.

Il minimo dell'emissione a $\approx 1\mu$ (*NIR*, *near IR*, vicino *IR*), che implica una temperatura della polvere $\lesssim 1500$, è dovuto al fatto che la polvere a temperature superiori sublima.

24.3.2 Emissione Ottico - Ultravioletta

L'emissione ottica/*UV* è dominata generalmente dallo "Ultraviolet bump", che, come si è detto in § 24.2, è descrivibile come sovrapposizione di spettri di corpi neri con temperature fra 10^4 e 10^5 K. L'interpretazione generalmente accettata è che si tratti dell'emissione termica da un disco di

accrescimento intorno ad un Buco Nero di grande massa, per il quale ci si aspettano proprio le temperature citate (§ 26.2).

Sono anche stati proposti modelli alternativi, per es. basati su un'alta frequenza di supernovae, o da sola emissione di tipo “free-free”, che comunque in genere sono considerati non soddisfacenti.

24.3.3 Emissione X

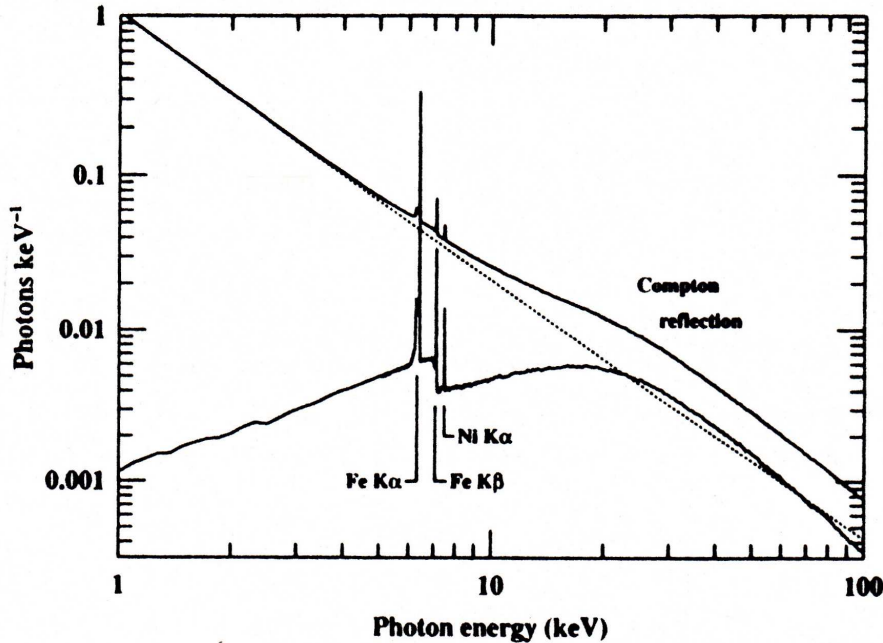


Figura 24.9: Esempio di spettro X con riflessione dal disco e. La riga tratteggiata rappresenta lo spettro primario (legge di potenza con $\alpha \approx 1$). La curva inferiore mostra lo spettro riflesso dal disco, che contiene le righe del ferro $K\alpha$ (6.4 keV) e $K\beta$ (7.06 keV) e del Nichelio $K\alpha$ (7.48 keV) e la discontinuità K in assorbimento del Ferro a 7.11 keV. Lo spettro continuo riflesso differisce da quello primario a causa dell'assorbimento fotoelettrico a energie inferiori a 20 keV e dell'effetto Compton ad energie superiori a 20 keV. La sovrapposizione dello spettro primario e di quello riflesso costituisce lo spettro X osservato (curva superiore) che mostra l'appiattimento caratteristico oltre i 10 keV. Lo spettro è dato come numero di fotoni emessi per unità di tempo, e per unità di energia (espressa in keV) (Peterson, 1997, “An Introduction to Active Galactic Nuclei”, p.54).

Nella banda X lo spettro di potenza, con $\alpha_X = 0.9$, è attribuito a Comptonizzazione dei fotoni ottici/UV ad opera di un'atmosfera di elettroni ad altissima temperatura $T \gg 10^8$ K sovrastante le parti più interne del disco di accrescimento (George&Fabian, 1991, MNRAS, 249, 352). Parte della radiazione diffusa incide sul disco e viene parzialmente assorbita e riflessa da questo e al tempo stesso eccita l'emissione delle righe del Ferro (fig. 24.9).

La maggior luminosità X (a parità di luminosità ottica) delle quasar “radio loud” rispetto alle “radio quiete” (un fattore ≈ 2 per le quasar a spettro radio ripido e un fattore $\gtrsim 4$ per le quasar a spettro radio piatto), suggerisce la presenza di una addizionale componente di emissione X associata all'emissione radio. In effetti si trova una relazione statistica fra la luminosità X (L_X) e le luminosità ottica (L_o) e radio (L_R): $L_X \approx aL_o^{0.7} + bL_R$, dove a e b sono costanti (§ 25.5). L'interpretazione più ovvia è che la componente aggiuntiva sia dovuta a effetto Compton Inverso con i fotoni della radiazione di sincrotrone (“synchrotron self-Compton”), nel nucleo-getto radio sulla scala del parsec.

24.3.4 Emissione gamma

Resta, infine, da discutere l'emissione gamma degli oggetti *OVV*, di cui si sono viste luminosità estremamente elevate. Il processo di emissione sarebbe Compton Inverso degli elettroni relativistici che producono la radiazione radio, con i fotoni della radiazione di sincrotrone e/o del "bump ultravioletto". I fotoni γ poi, per interazione fra di loro, o anche con fotoni di energia inferiore, possono produrre coppie e^+/e^- sotto la condizione che:

$$h_p^2 \nu \nu' \gtrsim (m_e c^2)^2$$

dove ν e ν' sono le frequenze dei due fotoni. Lo spessore ottico per produzione di coppie è:

$$\tau_{\gamma\gamma} \approx n_\gamma \sigma_T d_\gamma$$

dove σ_T è la sezione d'urto Thomson, d_γ è il diametro della regione in cui avviene il fenomeno, e n_γ è la densità di fotoni ad una frequenza ν , data da:

$$n_\gamma \approx \frac{L_\gamma}{4\pi d_\gamma^2 c (h\nu)} \approx \frac{L_\gamma}{4\pi d_\gamma^2 m_e c^3}$$

si ha:

$$\tau_{\gamma\gamma} \approx \frac{1}{4\pi} \frac{L_\gamma \sigma_T}{d_\gamma m_e c^3}$$

Se fosse $\tau_{\gamma\gamma} > 1$, i fotoni γ dovrebbero produrre una enorme quantità di coppie e^+, e^- , senza poter fuoruscire dalla sorgente, contrariamente all'osservazione di emissione γ .

Si suole introdurre un parametro adimensionale l , detto *parametro di compattezza*, definito da:

$$l = \frac{L_\gamma \sigma_T}{d_\gamma m_e c^3}$$

usando il quale la condizione per cui la produzione di coppie e^+/e^- diventa importante è:

$$l \gtrsim 4\pi$$

Per $l < 4\pi$ si ha invece emissione di γ . Di qui un limite sul rapporto L_γ/d_γ .

Il parametro l si può scrivere anche in funzione della luminosità di Eddington (eq. 16.18)

$$l = \frac{L_\gamma}{L_E} \left(\frac{4\pi G c m_p M}{\sigma_T} \right) \left(\frac{c^2}{2GM} \right) \frac{\mathcal{R}}{d_\gamma} \frac{\sigma_T}{m_e c^3} = 2\pi \left(\frac{L_\gamma}{L_E} \right) \left(\frac{\mathcal{R}}{d_\gamma} \right) \left(\frac{m_p}{m_e} \right)$$

(\mathcal{R} è il raggio di Schwarzschild del Buco Nero). La condizione $l \gtrsim 4\pi$ si traduce quindi nella

$$\frac{L_\gamma}{L_e} \gtrsim 2 \left(\frac{m_e}{m_p} \right) \left(\frac{d_\gamma}{\mathcal{R}} \right) \approx 10^{-3} \left(\frac{d_\gamma}{\mathcal{R}} \right)$$

Quindi, se per es. $d_\gamma = \mathcal{R}$, per produrre in abbondanza coppie e^+, e^- basta che L_γ sia $> 10^{-3} L_E$.

Poichè L_γ varia su scale di tempi t_γ dell'ordine anche dei giorni, se ne deduce, applicando l'argomento di causalità, che $d_\gamma \leq 3 \times 10^{15}$ cm. Con tali valori per d_γ e per le luminosità gamma viste in § 24.2, risulta che $\tau_{\gamma\gamma} > 1$.

La spiegazione più ragionevole è che L_γ sia sovrastimato e t_γ sottostimato. Ciò è facilmente comprensibile se l'emissione ha luogo in un getto relativistico, poichè in questo caso, indicando con $L_{\gamma,i}$ e con $t_{\gamma,i}$ luminosità e tempo di variabilità intrinseci e con \mathcal{D} il fattore Doppler, avremo (cap. 20):

$$L_\gamma = L_{\gamma,i} \mathcal{D}^4 \quad \text{e} \quad t_\gamma = t_{\gamma,i} / \mathcal{D}$$

Queste considerazioni, applicate ad una delle più intense sorgenti gamma, la quasar 3C 279, per la quale $L_\gamma \approx 10^{48}$ erg s⁻¹ e $t_\gamma \approx 2$ giorni, imponendo che $\tau_{\gamma\gamma} < 1$ permettono di ottenere un fattore di Lorentz $\gamma \approx 6$ e $d_\gamma \approx 3 \times 10^{16}$ cm.

24.4 Le righe in emissione

Lo spettro degli AGN mostra, oltre alla emissione continua, una grande varietà di righe di emissione (fig 24.10).

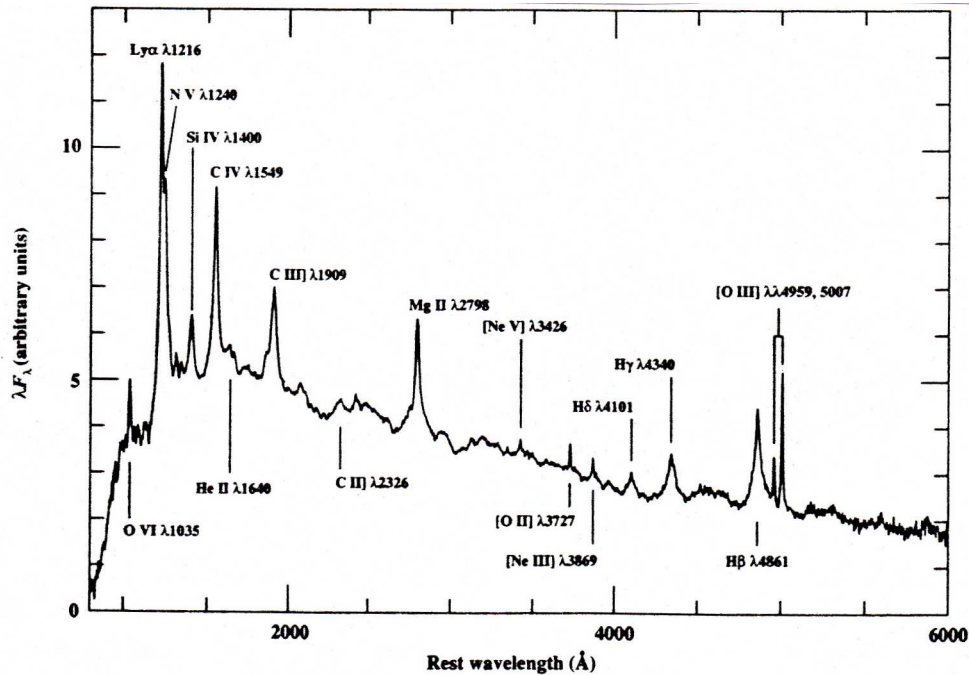


Figura 24.10: Spettro caratteristico di una “quasar media”, ottenuto mediando gli spettri di molte quasar. Si noti che le righe permesse, per es. H_β , H_γ e $Mg\ II$, hanno una base molto larga cui si sovrappone una componente stretta (Peterson, 1997, “An Introduction to Active Galactic Nuclei”, p.25, tratto e modificato da Francis et al., 1991, ApJ, 373, 465).

Dalla intensità delle righe e dal rapporto fra le loro intensità si ricavano le condizioni fisiche del gas che le emette, e cioè la massa (dalla intensità) e la densità elettronica, la temperatura, il grado di ionizzazione e di eccitazione e la composizione chimica (dal rapporto fra le intensità). Le abbondanze chimiche osservate sono simili a quelle presenti nelle stelle o nel mezzo interstellare della Galassia.

La larghezza delle righe, anche di quelle dette strette, è molto maggiore di quella prevista dall’agitazione termica, ed è quindi interpretata come dovuta a moti turbolenti del gas o delle nubi responsabili della emissione, e dà informazioni sulla dinamica del mezzo. Una larghezza $\Delta\lambda \approx 30\text{-}40\ \text{\AA}$ corrisponde ad una dispersione di velocità di $\approx 2000 - 3000\ \text{km s}^{-1}$.

Le righe vengono normalmente classificate in due classi: a) *righe strette*, cioè dispersione di velocità $\sigma_v < 1000\ \text{km s}^{-1}$; b) *righe larghe* ($\sigma_v > 1000\ \text{km s}^{-1}$).

Particolarmente importante è anche la distinzione fra *righe permesse* e *righe proibite*, queste ultime indicate fra []. Ricordiamo brevemente che le righe proibite hanno origine da transizioni atomiche di quadrupolo elettrico o di dipolo magnetico (la riga a 21 cm dell’HI è un esempio di transizione di dipolo magnetico) e sono caratterizzate da tempi di diseccitazione radiativa molto lunghi. Se però la densità del gas è sufficientemente elevata l’atomo si diseccita più facilmente per collisione. In questo caso l’energia è rilasciata come energia cinetica e non vengono emessi fotoni. L’emissione della riga è quindi fortemente ridotta. In pratica ogni transizione atomica è caratterizzata da una densità critica del gas al di sopra della quale l’emissione della riga è virtualmente soppressa. La tab. 24.2 presenta le densità critiche per una serie di righe particolarmente importanti nel caso degli AGN. La presenza o meno di una certa riga fornisce immediatamente un’idea della densità del gas. Nella stessa tabella

sono riportati anche i *potenziali di ionizzazione* (P.I.)⁴ Il flusso relative delle righe è dato per oggetti di tipo Seyfert 2. Le righe proibite sono sempre righe strette, mentre le righe permesse mostrano sempre una componente larga cui è sovrapposta una componente stretta (fig. 24.10).

L'esistenza nello spettro degli AGN di righe permesse larghe e di righe proibite strette indica che esse provengono da regioni che hanno caratteristiche fisiche diverse. Queste regioni sono chiamate rispettivamente *broad line region*, *BLR*, dove sono prodotte le righe larghe (*broad lines*, *BL*), e *narrow line region*, *NLR* da cui sono emesse le righe strette (*narrow lines*, *NL*), sia permesse che proibite. La differenza fondamentale di queste due regioni è la densità del mezzo che le produce (tab. 24.3).

24.4.1 La BLR

Nella *BLR* il mezzo deve avere una densità così elevata ($n_e > 10^8 \text{ cm}^{-3}$) da impedire la formazione della maggior parte delle righe proibite, ma non superiore a $n_e \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, come indicato dalla presenza del $[\text{C III}]\lambda 1909$ (tab. 24.2).

La *fotoionizzazione* da parte della radiazione continua è la sorgente di eccitazione del gas presente nella *BLR*, come suggerito dalla forte correlazione esistente fra la luminosità del continuo e l'intensità della maggior parte delle righe larghe (fig. 24.11).

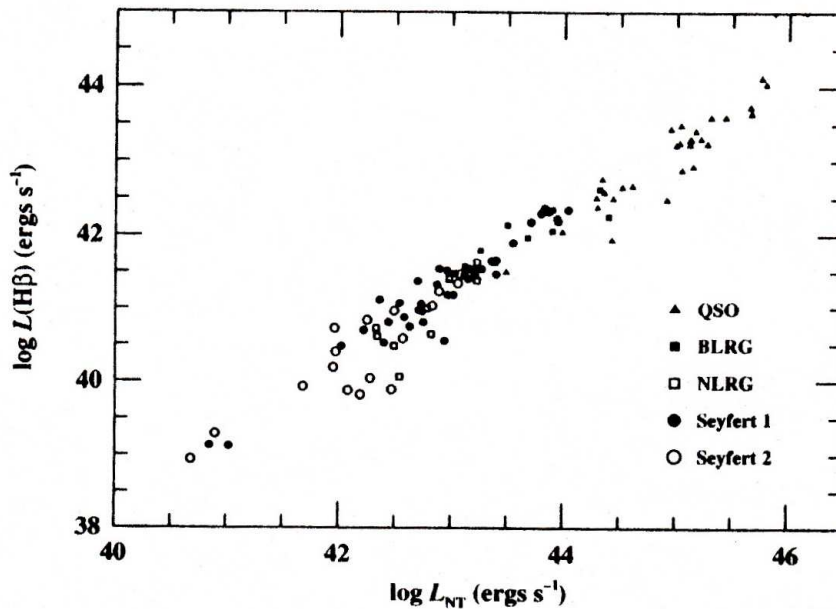


Figura 24.11: Correlazione fra la riga H_β e il continuo non termico (Peterson, 1997, "An Introduction to Active Galactic Nuclei", p.90, tratto e adattato da Yee, 1980, Ap.J., 241, 894)

Poichè l'alta densità delle *BLR* implica tempi di ricombinazione inferiori ad alcuni giorni, ci si aspetta che se l'intensità della radiazione ionizzante varia anche l'intensità delle righe larghe debba variare, cosa che effettivamente si osserva in numerose quasar e Seyfert. L'emissione nelle righe risponde alla variabilità del continuo con un certo ritardo di tempo, che sembra essere più lungo per gli oggetti più luminosi. Poichè la curva di luce delle righe di emissione dipende dalla distribuzione del gas nel nucleo e dalla sorgente di radiazione, se la variabilità delle righe è guidata dalla variabilità del continuo, lo

⁴Nel caso di righe eccitate collisionalmente il P.I. è quello necessario per raggiungere lo stato di ionizzazione osservato. Per le righe di ricombinazione è dato il P.I. minimo, che è quello necessario per raggiungere lo stato di ionizzazione immediatamente superiore. Infatti queste righe si ottengono da ricombinazione dagli stati superiori.

Tabella 24.2: Righe di emissione - densità critiche normalizzate ad $H\beta$. Gli * indicano righe di alta eccitazione. Potenziale di eccitazione ancora più alto hanno, per es., [FeXI] (~ 250) e [FeXIV] (~ 360) (da Peterson, 1977, referenza già citata).

Riga	flusso relativo	potenziale ionizzazione (eV)	densità critica (cm^{-3})
Ly α λ 1216	55	13.6	...
CIV λ 1549	12	47.9	...
[CIII] λ 1909	5.5	24.4	$3.0 \cdot 10^{10}$
MgII λ 2798	1.8	7.6	...
[NeV] λ 3426	1.2	97.1*	$1.6 \cdot 10^7$
[OII] λ 3727	3.2	13.6	$4.5 \cdot 10^3$
[NeIII] λ 3869	1.4	40.0	$9.7 \cdot 10^6$
[OIII] λ 4363	0.21	35.1	$3.3 \cdot 10^7$
HeII λ 4686	0.29	54.4	...
H β λ 4861	1.00	13.6	...
[OIII] λ 4959	3.6	35.1	$7.0 \cdot 10^5$
[OIII] λ 5007	11	35.1	$7.0 \cdot 10^5$
[NI] λ 5199	0.15	0.0	$2.0 \cdot 10^3$
HeI λ 5876	0.13	24.6	...
[FeVII] λ 6087	0.10	100*	$3.6 \cdot 10^7$
[OI] λ 6300	0.57	0.0	$1.8 \cdot 10^6$
[FeX] λ 6375	0.04	235*	$4.8 \cdot 10^9$
[NII] λ 6548	0.9	14.5	$8.7 \cdot 10^4$
H α λ 6563	3.1	13.6	...
[NII] λ 6583	2.9	14.5	$8.7 \cdot 10^4$
[SII] λ 6716	1.5	10.4	$1.5 \cdot 10^3$
[SII] λ 6731	...	10.4	$3.9 \cdot 10^3$
[ArIII] λ 7136	0.24	27.6	$4.8 \cdot 10^6$

studio della correlazione fra le variazioni del continuo e quelle delle righe è uno strumento importante per studiare la distribuzione del gas.

Dal ritardo fra le variazioni di intensità del continuo e quelle delle righe si sono dedotte per le *BLR* dimensioni dell'ordine dei 10–100 giorni luce per le *Sy1* fino a ≈ 1 pc per le quasar più brillanti.

Dalla intensità delle righe si può ricavare la massa del gas che le emette. La massa necessaria per produrre le righe larghe non è in genere molto grande, meno di $100 M_{\odot}$ nella maggior parte dei casi. Dato che questa massa è in genere inferiore a quella calcolabile dal prodotto della densità del gas per il volume della regione da esso occupata, se ne deduce che questo è distribuito in nubi le cui dimensioni sono stimate in 10^{12-13} cm. Il fattore di riempimento ϕ (*filling factor*) in un *AGN* luminoso è molto piccolo ($\lesssim 10^{-6}$).

I modelli teorici indicano che la massa di ciascuna nube deve essere inferiore alla massa di Jeans, per cui l'auto-gravitazione del gas è trascurabile. In queste condizioni ogni nube dovrebbe dissolversi in un tempo che è dell'ordine del rapporto fra le sue dimensioni e la velocità del suono, cioè qualche migliaio di secondi al più, che è ordini di grandezza inferiore al tempo che la nube impiega ad attraversare la *BLR* ($\approx 30 \times L_{46}^{1/2}$ anni, con L_{46} luminosità dell'*AGN* in unità di 10^{46} erg). Quindi o le nubi sono confinate, o vengono formate in continuazione.

Un modo per confinare le nubi è con un modello a *due fasi*, in cui un gas molto caldo e rarefatto

riempie lo spazio fra le nubi che emettono le righe della *BLR*. Le nubi, più “fredde”, sono confinate dalla pressione termica di questo gas molto più caldo.

E’ stato considerato anche il confinamento prodotto da un campo magnetico.

24.4.2 La *NLR*

Nella *NLR* la densità del gas che produce le righe è molto più bassa che nella *BLR* (Tabella 24.3) e il tempo di ricombinazione molto più lungo. Poichè non è stata osservata variabilità nelle righe strette, se ne deduce che la regione da cui queste righe provengono sia molto più estesa che la *BLR*. Le osservazioni da terra di numerose galassie di Seyfert vicine hanno permesso di risolvere, in alcune di esse, la *NLR*, che è risultata di dimensioni dell’ordine di 100–300 pc, ma ci sono ragioni teoriche per ritenere che nelle quasar brillanti esse debbano essere dell’ordine di qualche kpc. È interessante osservare che la distribuzione del gas ionizzato che si osserva sembra indicare che la radiazione ionizzante è emessa non in forma isotropa, ma entro un ampio cono (fig. 24.6). Questo suggerisce che il nucleo da cui proviene la ionizzazione deve essere parzialmente bloccato, per esempio da una struttura toroidale opaca alla radiazione (§ 24.5).

Malgrado le dimensioni delle *NLR* siano assai maggiori che quelle della *BLR*, ($\sim 10^9$ in volume) si stima che le masse implicate non siano troppi ordini di grandezza superiori. Anche in questo caso è molto probabile che il gas ionizzato non sia distribuito entro un volume con densità uniforme, ma piuttosto sotto forma di nubi e/o filamenti, altrimenti lo spessore ottico alle lunghezze d’onda radio sarebbe sufficientemente grande da assorbire la radiazione proveniente dal nucleo. Come per la *BLR*, si pensa ad un modello a due fasi dove gas caldo ($T_e \approx 10^6 - 10^7$ K) e rarefatto ($n_e \approx 0.01 - 0.1 \text{ cm}^{-3}$) confina le nubi fredde. Densità maggiori, a temperature così elevate, non sono consentite in quanto produrrebbero, per bremsstrahlung, una emissione *X* superiore a quella osservata. Il filling factor è $\phi \lesssim 10^{-3}$, per cui, se indichiamo con M_{hot} ed n_{hot} la massa e la densità numerica del gas caldo e con M_{cloud} ed n_{cloud} la massa complessiva e la densità in numero del gas tiepido delle nubi, possiamo scrivere:

$$\frac{M_{\text{hot}}}{M_{\text{cloud}}} = \frac{n_{\text{hot}}}{\phi n_{\text{cloud}}} < 0.1$$

Si vede che la massa del gas caldo contribuisce assai poco alla massa complessiva della *NLR*. Se stimiamo il raggio della *NLR* in 1 kpc, troviamo che $M_{\text{cloud}} > 10 M_{\text{hot}} = n_{\text{hot}} \times 10^7 M_{\odot}$.

Valori caratteristici medi per le le nubi nelle *BLR* e le *NLR* sono riportati in tab. 24.3

Tabella 24.3: Valori tipici per le nubi nelle *BLR* e *NLR*

	<i>BLR</i>	<i>NLR</i>
n_e	$\gtrsim 10^8$	$\approx 10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$
T_e	$\approx 10^4$	$\approx 10^4 \text{ K}$
R	$\lesssim 1$	$\approx 10^2 - 10^3 \text{ pc}$
M	$\approx 10-100$	$\approx 10^7 M_{\odot}$

24.5 Modelli unificanti per gli *AGN*

Sulla base delle informazioni deducibili dallo spettro degli *AGN*, il modello comunemente adottato per descrivere le loro regioni centrali, da cui proviene il continuo termico e non, contiene un Buco Nero di grande massa (§ 26.2). Dalla scala di tempo delle variazioni si stima una regione di dimensioni $\ll 10^{17}$ cm. Queste sono anche le dimensioni del nucleo radio autoassorbito negli *AGN* che sono radiosorgenti. Intorno ad esso la *BLR* contenente nubi di gas denso e turbolento, delle dimensioni di

$\sim 10^{18}$ cm e, ancora più all'esterno, la *NLR*, delle dimensioni di $\sim 10^{22}$ cm, costituita da nubi meno dense. In entrambi i casi le nubi sono presumibilmente confinate da gas molto più caldo e rarefatto.

I vari *AGN* mostrano spesso caratteristiche comuni, insieme a differenze notevoli. E' interessante perciò vedere se è possibile spiegare gli aspetti, comuni e non, mediante un unico modello che giustifica le diverse fenomenologie sulla base di differenze nei suoi parametri fondamentali. Sono state considerate diverse possibilità (Woltjer, 1990, "Phenomenology of Active Galactic Nuclei", in "Active Galactic Nuclei", Courvoisier&Mayor, Springer-Verlag), brevemente riassunte qui di seguito.

- Variabilità.

Dato che molti oggetti variano anche su scale di tempo di qualche anno, può capitare di classificarli in tempi diversi come appartenenti a categorie diverse.

Il problema della variabilità è certamente un problema reale, in quanto si sono già avuti esempi di oggetti la cui classificazione è cambiata a causa del fatto che certe caratteristiche, considerate distintive di una categoria, si sono modificate nel corso del tempo. Per esempio, *NGC3516*, uno degli 11 oggetti che Seyfert stesso descrisse nel 1943 (referenza citata), ha cambiato da *Sy1* a *Sy2*; Fairall 9, una quasar con spettro simile ad una *Sy1*, è diventata una galassia con spettro simile ad una *Sy2* nell'arco di 5 anni, diminuendo nel contempo di quasi tre magnitudini; l'oggetto di tipo BL Lac PKS0521-36 è diventato una *Sy1* in meno di 6 anni.

E' pensabile, in generale, che fenomeni di variabilità possano avvenire in maniera erratica, facendo oscillare casualmente un oggetto da una categoria all'altra.

- Evoluzione.

Se il tempo scala della variabilità fosse molto molto grande (milioni di anni) e la variabilità avesse un carattere sistematico anzichè casuale, allora si dovrebbe parlare più propriamente di *evoluzione* da una categoria un'altra.

Come esempio, si potrebbe pensare ad una quasar *radio loud* in cui la luminosità ottico/*UV/X* diminuisce sistematicamente fino a diventare inapprezzabile, mentre la luminosità radio ha un tempo di decadimento molto maggiore. In questo caso parleremmo di *evoluzione da una quasar ad una radiogalassia*.

Lo studio di come gli *AGN* possano evolvere, su tempi scala molto lunghi, da una categoria all'altra è tuttavia ancora ad un livello molto speculativo.

- Effetti di orientazione.

Molto si è lavorato su quei modelli nei quali si assume che oggetti di classi diverse di *AGN* siano in realtà un unico tipo di oggetto, in cui qualche cosa (materiale assorbente o riflettente, beaming relativistico, emissione del flusso ionizzante entro coni di varie aperture, etc.) rende anisotropa l'emissione di radiazione, per cui l'oggetto cambia aspetto a seconda della direzione da cui lo si guarda (*Unificazione per orientazione*).

Il modello che si è tentato (fig. 24.12) è la fusione di quello che propone l'unificazione di *Sy1* con le *Sy2* (§ 24.1.1) con quello in § 21.7.2, che unifica le radiogalassie con le quasar con forte emissione radio.

Un toro di materiale otticamente opaco (es. una ciambella di polvere, come quella disegnata, in sezione, in fig. 24.12), con un raggio di alcuni pc, circonda il nucleo vero e proprio, come suggerito dall'esistenza dei coni di ionizzazione (fig. 24.6). All'interno del toro si trova la regione che produce lo spettro continuo ottico/*UV/X* e la *BLR* con le sue dense nubi in movimento a grande velocità. Fuori (o parzialmente fuori) dal toro la *NLR* con una densità minore e nubi più lente. Dal nucleo può o meno emergere un getto relativistico. Nel primo caso si avrà la formazione di una radiosorgente e si dovrà tenere conto degli effetti relativistici sui flussi (eq. 20.7) in funzione dell'angolo fra la linea di vista e la direzione del getto. La parte superiore di fig. 24.12 illustra i casi in cui un getto relativistico è presente, la parte bassa i casi in cui questo è assente.

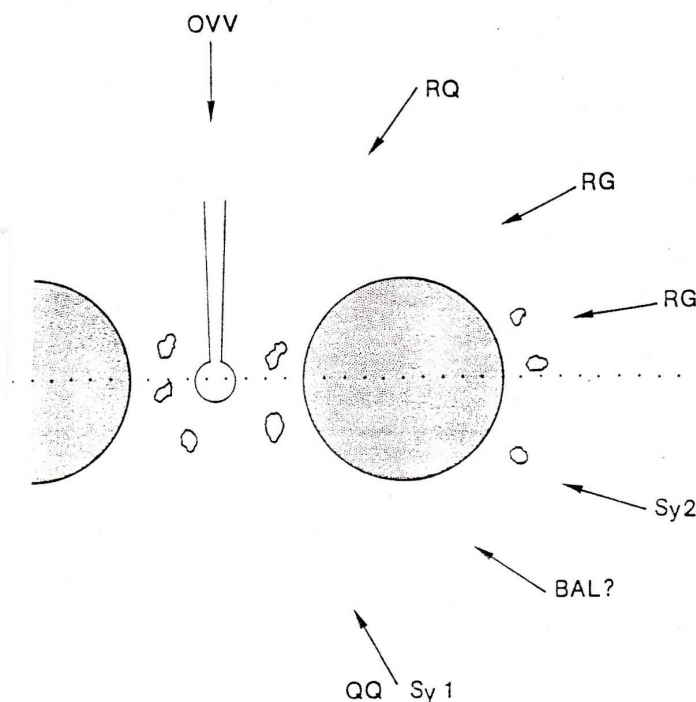


Figura 24.12: Schema di modello unificante (da Woltjer, 1990, referenza già citata) per gli AGN (vedi anche fig. 21.8)

Guardando direttamente lungo il getto si dovrebbero vedere gli *OVV* e i BL Lac che sono gli oggetti che mostrano la variabilità più rapida. Se il materiale delle *BLR* è assente, o il boosting Doppler del continuo ottico, qualora esista, è molto forte, non si dovrebbero vedere le righe larghe. Ad un angolo più grande dal getto, si dovrebbe vedere una quasar radio. Quando la sorgente centrale è oscurata, o parzialmente oscurata, ma la *BLR* è ancora parzialmente visibile, si avrebbero le radiogalassie a righe larghe. Ad angoli ancora più grandi sia la sorgente che emette lo spettro continuo che la BL sarebbero completamente oscurate e resterebbero visibili solo le righe strette: si avrebbe così una *NLRG*. Quando (parte inferiore della figura) il getto radio è molto debole o assente (per esempio la galassia è una spirale), si dovrebbe vedere una *Sy1* o una quasar radio-quieta quando il nucleo è visibile o una *Sy2* se il nucleo è oscurato. Anche in assenza di un getto collimato, ci si può aspettare un forte vento proveniente nucleo, che potrebbe spazzare una parte del toro od una nube della *BLR* e ne potrebbe risultare una quasar a righe di assorbimento larghe (*broad absorption line*, *BAL*, § 25.7.1).

Dall'inizio degli anni '90 osservazioni fatte con il telescopio spaziale Hubble (Jaffe et al., 1993, *Nature*, 364, 213; De Ruiter et al., 2002, *A&A*, 396, 866 e referenze ivi citate) hanno rivelato in numerose radiogalassie vicine dischi di polvere su scale dell'ordine di decine di pc, che potrebbero essere le parti più esterne del toro assorbente. Un esempio particolarmente interessante è NGC 4261, una delle galassie più luminose dell'ammasso della Vergine, cui è associata la radiogalassia 3C 270 (fig. 24.13). La radiosorgente mostra due getti opposti, quasi simmetrici, ortogonali alla banda di polvere e due lobi che si estendono per ~ 30 kpc. Nell'immagine ottica si vede un nucleo brillante non risolto ($< 0.1''$), che può essere una mini-quasar non completamente oscurata dal disco di polvere. Ci potremmo aspettare che, se il disco di polvere fosse stato orientato in maniera più favorevole, il nucleo ottico sarebbe stato più brillante e al centro della galassia avremmo potuto vedere una quasar. Questo tipo di risultati è consistente con il modello unificato per orientazione qui descritto.

Come si vede con un modello così semplice si può riprodurre facilmente, in modo qualitativo, tutta la

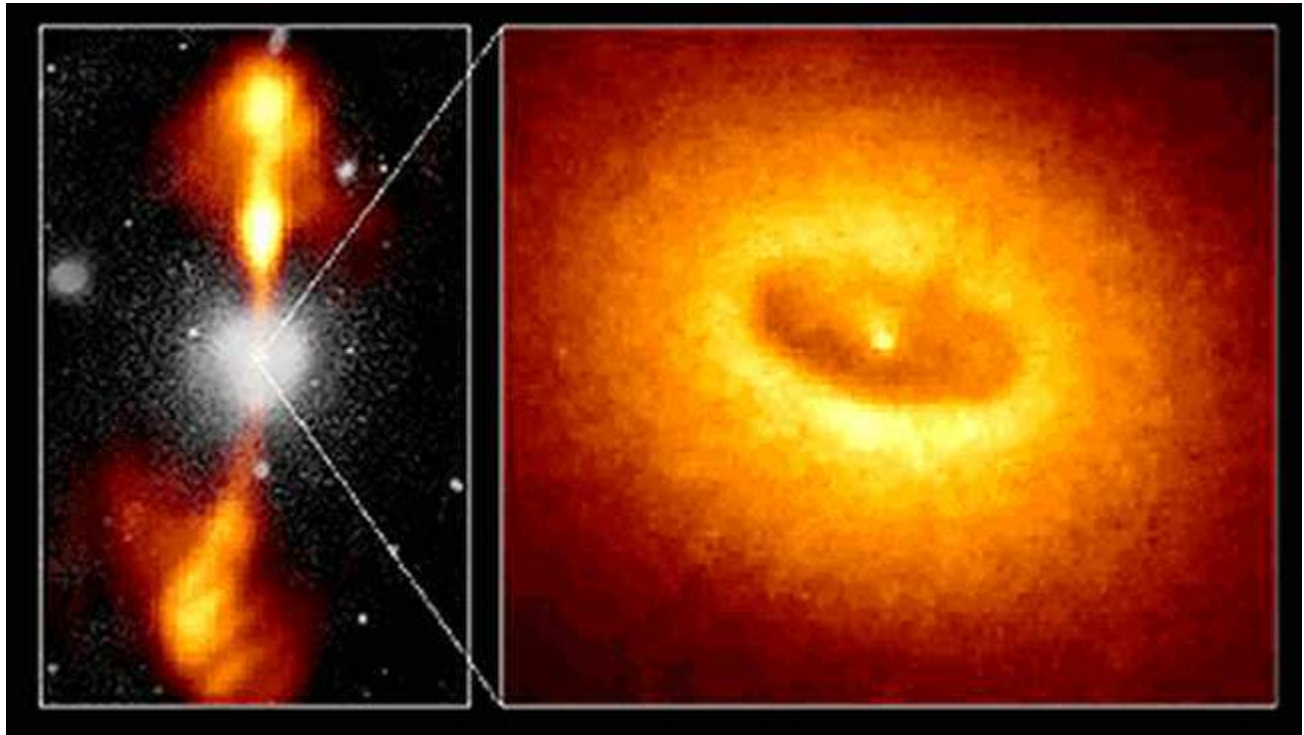


Figura 24.13: Immagine ottenuta con HST del nucleo di NGC 4261 (a destra). A sinistra l'immagine ottica della galassia e della radiosorgente associata (Jaffe et al., 1993, Nature, 364, 213). Notare che le immagini sono ruotate di 90^0 , con N a sinistra e O in alto).

varietà degli *AGN*.

Bisogna verificare però che tutte le previsioni del modello si accordino con le osservazioni.

Per esempio nella sua applicazione originaria fatta da Barthel (§ 21.7.2) alle radiogalassie e quasar, le proporzioni numeriche fra le due categorie di oggetti, e il rapporto fra le dimensioni medie è in buon accordo con le previsioni, ma non tutti gli altri dati (intensità dei nuclei e dei getti di radiogalassie e quasar) sono ben consistenti.

In generale, poi, tutte le grandezze che non dipendono dall'orientazione dovrebbero essere le stesse. Ad esempio, in radiogalassie e quasar (o in *Sy1* e *Sy2*):

a) le galassie dovrebbero essere dello stesso tipo morfologico e dovrebbero avere la stessa funzione di luminosità (cosa che sembra essere verificata per radiogalassie con quasar);

b) l'intensità delle *NL*, che si formano fuori dal toro, dovrebbe essere la stessa (parzialmente verificato)

c) l'emissione *IR* di radiogalassie e quasar dovrebbe essere la stessa, ma la verifica di queste previsioni è ancora incerta;

d) l'emissione *X* per energie $\gtrsim 5$ keV dovrebbe essere simile in radiogalassie e quasar, poiché a queste energie il toro dovrebbe diventare trasparente (il coefficiente di assorbimento per radiazione *X* è $\propto \nu^{-8/3}$). In alcuni casi è stata osservata emissione *X* "dura" (energie > 5 keV) da radiogalassie, ma non sempre.

Il modello gode di notevole considerazione, ma presenta al momento delle inconsistenze non ancora spiegate in maniera convincente, per cui è comunque opportuna una certa cautela. Si noti, infine, che il modello unifica fra loro alcune categorie, ma non tutte.

- Grande Unificazione

I modelli precedenti, in qualche misura, suggeriscono la “unificazione” di una categoria di *AGN* con un'altra. Per es.: Seyfert 1 con Seyfert 2, radiogalassie e quasar, per effetti di variabilità o orientazione. L'obiettivo più ambizioso, però, consiste nell'inquadrare tutti gli *AGN* in un quadro fisico, nel quale le diverse fenomenologie sono determinate, in aggiunta agli effetti di orientazione, da alcuni parametri fisici fondamentali di un unico modello di base. Rientrano in questa classe quei modelli che cercano di spiegare la tipologia degli *AGN* sulla base di parametri fisici associati all'accrescimento su un Buco Nero massiccio. Si parla, in questo schema, di *modelli di grande unificazione* (§ 26.5).

25 Le Quasar

Aggiornato Maggio 2002, rivisto 2011

Fra gli *AGN* le quasar sono gli oggetti di maggiore luminosità e con i redshift più elevati, mentre molte altre loro proprietà sono simili a quelle di altri *AGN*, viste nel cap. 24. Riassumendo brevemente, le caratteristiche principali, che servono anche come definizione della categoria, sono:

- a) oggetti stellari¹ molto luminosi (qualche autore pone la separazione dalle *Sy1* a $M_B < -23$);
- b) forte emissione ultravioletta;
- c) righe di emissione molto larghe insieme a righe strette;
- d) valori elevati del redshift dedotto dalle righe di emissione ($z \gg 0.1$);
- e) variabilità della emissione ottica;
- f) forte emissione *IR* e *X*;
- g) forte emissione radio per $\approx 10\%$ della popolazione.

In quanto segue esamineremo soltanto alcuni aspetti particolari delle quasar, rimandando al cap. 24 per il rimanente.

25.1 La scoperta e i primi tempi

La scoperta delle quasar risale ai primi anni '60 in seguito al lavoro sistematico di identificazione ottica delle radiosorgenti del catalogo *3CR*. Tre radiosorgenti, *3C48*, *3C196* e *3C286*, mostrarono in corrispondenza della loro posizione solamente un oggetto di tipo stellare (Sandage et al., 1963, *Ap.J.*, 138, 30). Lo spettro ottico di *3C48* risultò alquanto inconsueto, dato che vi comparivano numerose righe in emissione, larghe e non identificabili. Inoltre anche i colori di questo oggetto risultavano anomali rispetto a quelli della maggior parte delle stelle, essendo più "ultravioletto" delle stelle normali, e assomigliavano piuttosto a quelli delle nane bianche. Infine la luminosità apparente ($\approx 16^a$ mag.), variava fortemente, con scale di tempo dell'ordine dei mesi.

Inizialmente si pensò che *3C48* fosse una stella della nostra Galassia, che però doveva essere piuttosto anomala, avendo una emissione radio piuttosto forte, e non mostrando nel suo spettro alcuna riga nota. La chiarificazione del problema venne quando Maarten Schmidt (*Nature*, 1963, 197, 1040) si accorse che nello spettro di un'altra *radio stella*, *3C273*, di 13^a mag, anch'esso dotato di righe larghe, si potevano riconoscere le righe della serie di Balmer e del MgII spostate verso il rosso della quantità $z = \Delta\lambda/\lambda = 0.16$. Nel caso di *3C273* l'identificazione ottica era assolutamente sicura, in quanto la posizione radio, misurata col sistema delle occultazioni lunari, era conosciuta con una precisione $\lesssim 1''$ (Hazard et al., 1971, *Nature Phys. Sc.*, 233, 89). Quindi si dovette concludere che la radiosorgente *3C273* doveva essere identificata, al di là di ogni dubbio, con un oggetto di "alto" redshift. Alla luce di questa esperienza, un riesame dello spettro di *3C48* rivelò che anche questo poteva essere letto agevolmente se si attribuiva all'oggetto un redshift di 0.367. Vale la pena di far notare che a quell'epoca il redshift di *3C48* era il secondo più elevato che si conoscesse (il record apparteneva ad una radiogalassia, *3C295*, con $z = 0.46$).

Nel giro di pochi anni un numero sempre crescente di radiosorgenti (inizialmente dal catalog *3C* e successivamente da quello di Parkes) fu identificato con oggetti di tipo stellare e caratteristiche spettrali simili a *3C273* e *3C48*. Furono trovati anche redshift molto maggiori di *3C48* ($z = 0.85$ per *3C286*, $z = 0.87$ per *3C196*). Mediante l'utilizzo della riga Lyman- α (*Ly α*), di gran lunga la più forte in questi spettri, si arrivò rapidamente a redshift ≈ 2 (*3C9* $z = 2.01$). A tutt'oggi si sono trovate quasar con $z > 6$.

Questi oggetti di apparenza stellare, alto redshift ed altissima luminosità sia ottica che radio, furono inizialmente chiamati "Quasi Stellar Sources" (QSS).

¹E tali si rivelano anche con la risoluzione angolare di $0.1''$ dello Hubble Space Telescope, *HST*, (fig. 25.1).

Un secondo passo fondamentale fu compiuto da Sandage (1965, “The existency of a Major Constituent of the Universe: the Quasistellar Galaxies”, Ap.J., 141, 821). Sandage mostrò che, in aggiunta alle QSS, esisteva una popolazione di oggetti stellari con simili proprietà ottiche e alto redshift non identificabili con radiosorgenti note. Si mostrò rapidamente, con osservazione della “Croce del Nord” (Braccesi et al. 1965, Ap.J, 143, 600), che effettivamente questa nuova popolazione aveva luminosità radio di almeno due ordini di grandezza inferiori alle QSS identificate dai cataloghi 3C e Parkes. Gli oggetti di questa nuova tipologia oltre al nome di Quasistellar Galaxies (QSG), furono anche chiamati “Blue Stellar Objects” (BSO) o “Quasi Stellar Objects” (QSO). Dai primi anni 70’ prevalse, però, la denominazione di *quasar*, dalla contrazione delle parole *quasi stellar radio source* (*radiosorgente quasi stellare*)², usata sia per gli oggetti con forte emissione radio (con l’aggiunta di “radio loud”) che per quelli con debole emissione radio (“radio quiet”, § 25.4).

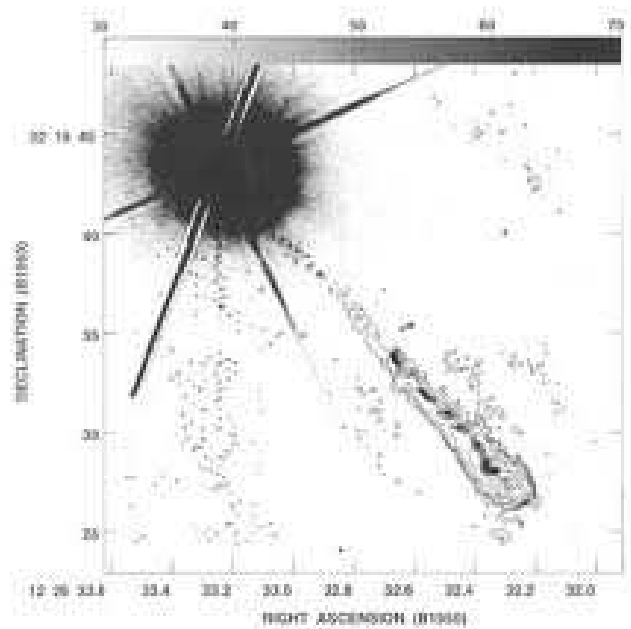


Figura 25.1: Immagine composta, radio (contorni) e ottica(grigi), di 3C273 e del suo getto radio, visibile anche in banda ottica. La grossa “stella” è l’immagine ottica della quasar, mentre la corrispondente immagine radio è resa invisibile dai toni di grigio dell’ottico. L’immagine radio è stata ottenuta con l’interferometro Merlin (GB); quella ottica con HST. Le risoluzioni ottica e radio sono approssimativamente di 0.1” e 0.16 “ rispettivamente.

Alcune delle quasar a redshift più bassi e cioè, nell’ipotesi cosmologica, più vicine, come 3C48, in immagini ottiche profonde appaiono circondate da una tenue emissione diffusa (*fuzz*) le cui dimensioni, luminosità e colore fanno pensare ad una galassia. Questo fece sorgere l’idea che le quasar non fossero altro che nuclei particolarmente luminosi di galassie.

Si era, per lo più, assunto che il redshift fosse cosmologico. Punti di vista diversi, che ipotizzavano una natura diversa del redshift (cinematica o gravitazionale) furono superati quando si potè verificare, in un certo numero di casi (inizialmente 3C48 e 3C273), che il red-shift della quasar e quello della galassia ospite erano uguali. Una bella immagine radio-ottica di 3C273 è riportata in fig. 25.1

25.2 Metodi di ricerca delle quasar

La ricerca delle *candidate* quasar è avvenuta ed avviene con metodologie diverse che sono basate sulle proprietà elencate nell’introduzione.

²In italiano il termine *quasar* dovrebbe essere femminile, come la parola radiosorgente, ma è invalso l’uso di usarlo al maschile.

L'identificazione ottica delle radiosorgenti forti è stato, nei primi tempi, il metodo più efficiente anche se, naturalmente, permetteva di trovare solo le quasar "radio-loud", che, come si è detto, sono una minoranza. Esso richiede, come requisito fondamentale, una accurata conoscenza della posizione radio ($<1''$), cosa che al giorno d'oggi è facile da realizzare. In un catalogo radio, dal 10 al 20% delle radiosorgenti sono quasar (cap. 19).

L'emissione X è un eccellente indicatore, dato che le quasar sono forti sorgenti X e, viceversa, la percentuale di oggetti in un catalogo X che vengono identificati come quasar è molto alta.

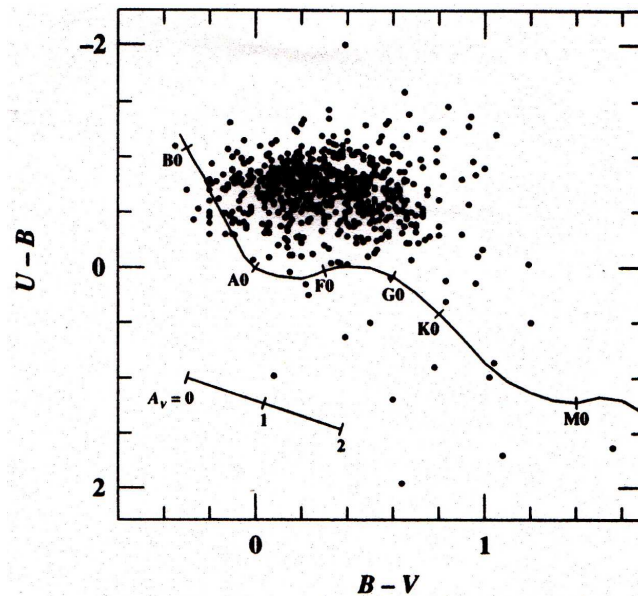


Figura 25.2: Diagramma colore-colore per le quasar e le stelle della sequenza principale. Il segmento in basso a sinistra dà l'arrossamento in funzione della estinzione visuale A_v (Peterson, 1997, "An Introduction to Active Galactic Nuclei", p.15, Cambridge Univ. Press).

Criteri di selezione puramente ottici si basano sui colori peculiari delle quasar. I colori rappresentano la differenza fra le magnitudini in certe bande spettrali, per esempio: U (ultravioletto), B (blu), V (visuale), usate nelle prime ricerche. In fig. 25.2 è mostrato il diagramma nei colori $U - B$ e $B - V$ per un campione di quasar; la curva rappresenta la relazione fra i colori $U - B$ e $B - V$ per le stelle della sequenza principale.

Come si vede, stelle di sequenza principale e quasar sono distribuite su regioni completamente diverse del diagramma. A parità di $B - V$ le quasar sono in genere molto più ultraviolette delle stelle, e il colore $U - B = -0.4$ separa abbastanza bene le due classi. Questa regione, però, è contaminata dalla presenza di nane bianche, che a magnitudini $\leq 16^a$ sono assai più numerose delle quasar. Quindi il diagramma colore-colore deve essere usato con precauzione.

I colori U , B , V , sono così definiti:

$$U - B = 2.5 \log \frac{S(\nu_b)}{S(\nu_u)} - 0.91 \quad B - V = 2.5 \log \frac{S(\nu_v)}{S(\nu_b)} + 0.091 \quad (25.1)$$

con

$$\begin{aligned} \nu_u &= 8.36 \times 10^{14} \text{ Hz} & \lambda_u &= 3593 \text{ \AA} \\ \nu_b &= 6.84 \times 10^{14} \text{ Hz} & \implies \lambda_b &= 4400 \text{ \AA} \\ \nu_v &= 5.45 \times 10^{14} \text{ Hz} & \lambda_v &= 5515 \text{ \AA} \end{aligned}$$

La distribuzione dei colori delle quasar è consistente sia con una legge di potenza del tipo $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$ (sincrotrone, come allora si riteneva) che con un andamento esponenziale, $S(\nu) \propto e^{-\nu/\nu_0}$, come si

avrebbe approssimativamente se, invece, l'emissione fosse di tipo termico, dovuta ad un corpo nero che ha il massimo a frequenze più basse di quelle utilizzate ($T \lesssim 20000$ K, come per le nane bianche). Nel primo caso si trova la relazione $(U - B) = 0.88 \times (B - V) - 0.99$, mentre nel secondo si avrebbe $(U - B) = 1.09 \times (B - V) - 0.91$, non molto diversa dalla precedente. Data la grande dispersione dei punti nel grafico di fig. 25.2, che dipende evidentemente da condizioni intrinseche agli oggetti, come variazioni dell'indice spettrale α e la presenza di righe di emissione nello spettro (§ 25.3.4), non è possibile distinguere, sulla sola base dei colori, se si tratta di quasar o di nane bianche.

Un significativo passo in avanti fu ottenuto quando si aggiunse alle bande U,B,V una banda infrarossa (I, 8000 Å). In un diagramma U-B, V-I le quasar si separano dalle nane bianche (Braccisi, 1967, NCim B, 49, 148) e diventa molto più semplice produrre liste di quasar complete ad una certa magnitudine e con scarsa o nulla contaminazione (Braccisi et al., 1970, A&A, 5, 264).

Il metodo dell'eccesso ultravioletto diventa inefficace per $z > 2$, perchè a redshift superiori la riga *Lya* entra nella banda B e contribuisce a rendere la quasar più intensa nel B rispetto all'U. Il colore U-B cambia significativamente (> -0.2), localizzando questi oggetti in una zona in cui sono confusi con le stelle di sequenza principale (vedi § 25.3.4).

Questo problema si risolve affiancando ai colori $U - B$ e $B - V$ altri i colori $U - J$ e $J - F$, dove il filtro J è vicino al B standard ($B = J + 0.1$) ed F è intermedio fra V ed R . Quasar con redshift > 2.2 hanno colori $J - F$ più blu che le stelle aventi lo stesso $U - J$. Questo metodo è risultato efficace fino a $z \approx 3.2$. Sempre con metodi multicolori, che coprono anche bande spettrali più ampie, sono state trovate le quasar di redshift più alto, oltre 4. Si tratta sempre di selezionare quelle combinazioni di colori che permettono di isolare stelle e galassie compatte dalle quasar.

All'inizio del nuovo millennio la SLOAN Digital Sky Survey, con cinque bande fotometriche, regolarmente spaziate da ≈ 3400 a 9000 Å, ha portato alla scoperta di quasar con redshift compresi fra 6 e 7 (§ 25.7.2).

Altri metodi di ricerca si sono basati sulla presenza nello spettro delle quasar delle caratteristiche righe larghe (§ 25.3.4): un oggetto con forti righe di emissione, come una quasar, appare decisamente diverso, a bassa risoluzione spettrale, dalle stelle più comuni e dalle galassie dalle quali lo si vuole distinguere. Sono state pertanto sviluppate tecniche che consentono di ricavare spettri di un gran numero di oggetti simultaneamente, con bassa risoluzione ma comunque sufficiente per evidenziare forti righe di emissione. Si sono utilizzati sistemi a *prisma obiettivo* o a *grism* (*grating-lens system*), che consiste in un prisma obiettivo associato a reticolo di diffrazione. In questo modo in ogni "lastra" presa ad un telescopio, possibilmente con ampio campo di vista, si è ottenuto, per ogni oggetto, uno spettro ottico che, seppur a bassa risoluzione spettrale, permette di individuare la presenza di forti righe di emissione. Anche in questo caso la completezza dei campioni di quasar così prodotti non è sempre chiara; tuttavia è con questo metodo che sono state trovate le prime quasar con $z > 4$.

Infine si possono selezionare le quasar sulla base della loro variabilità oppure sulla base della assenza di moti propri, che permette di distinguerle da altri oggetti stellari di colori simili. Certamente entrambi i metodi sono poco efficienti poichè richiedono un monitoraggio su lunghe scale di tempo per individuare i possibili candidati, ma in compenso hanno entrambi il vantaggio di non avere limiti legati al colore, all'intensità delle righe di emissione o al redshift.

25.3 L'emissione ottica delle quasar

25.3.1 La funzione di luminosità ottica

Nell'ipotesi fin qui utilizzata che il redshift sia cosmologico, la luminosità ottica delle quasar è estremamente elevata. I valori tipici che si hanno sono $L_{\text{ott}} \approx 10^{22} \div 10^{24}$ watt Hz^{-1} a 2500Å , corrispondenti a magnitudini assolute nel blu $M_B \approx -22 \div -28$ (ricordiamo che le galassie ellittiche giganti hanno

magnitudini assolute $\lesssim -22 \div -23$). Se si considera l'emissione integrata su tutta la banda ottica ($\Delta\nu \sim 10^{15}$ Hz) si ottengono luminosità fino a $10^{44} - 10^{46}$ erg s $^{-1}$.

Per conoscere la rilevanza delle quasar nel contesto della popolazione degli oggetti extragalattici occorre studiarne la funzione di luminosità, FdL , (§§ 18.2, 28.2.2). Allo scopo occorrono campioni *completi* e numericamente abbondanti. Questo comporta un lavoro imponente in quanto, per es., alla 22^a magnitudine blu, in un grado quadrato di cielo su $\sim 10\,000$ oggetti solo ~ 100 sono quasar.

Le quasar sono soggette ad una forte evoluzione cosmologica (cap. 28) di cui si deve tenere conto nel valutarne la funzione di luminosità, che dipende dal tempo cosmico e, quindi, dal redshift.

La fig. 25.3 mostra la FdL ottica delle quasar, per diversi intervalli di redshift (Boyle et al., 2000, MNRAS, 317, 1014 ; $q_0 = 0.5, H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Risulta chiaro, dalla figura, che, nell'intervallo

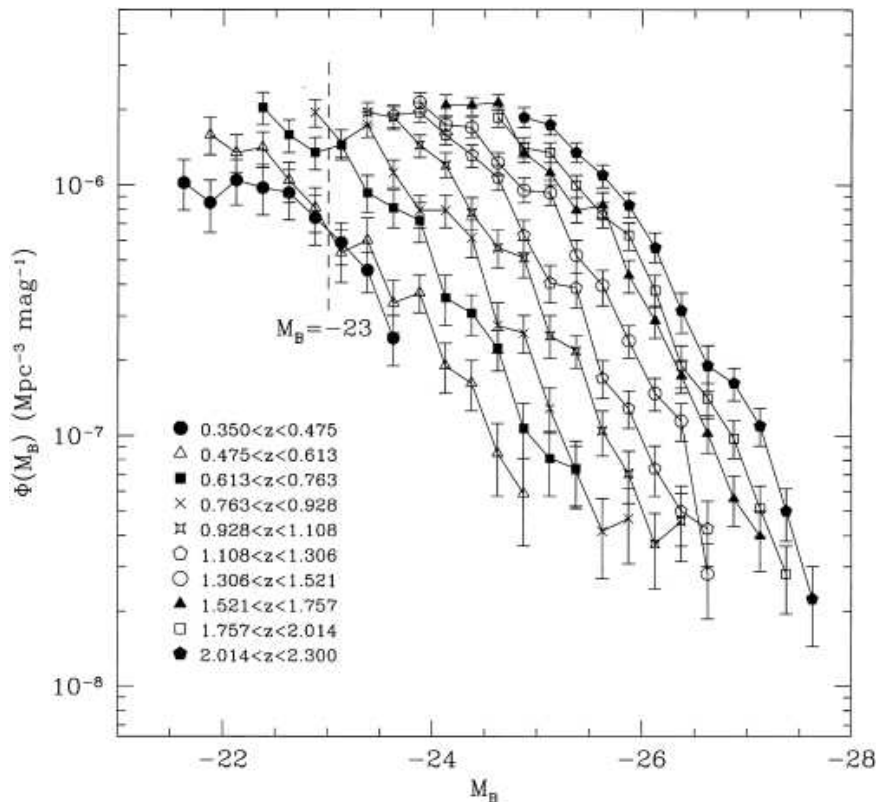


Figura 25.3: Funzione di luminosità ottica delle quasar (Φ in figura) in diversi intervalli di redshift (Boyle et al., 2000, *referenza citata*).

studiato, $0 < z \lesssim 2.2$, la FdL si sposta semplicemente a luminosità più grandi, al crescere di z , senza cambiare forma. Più precisamente, la FdL si può descrivere come combinazione di due leggi di potenza :

$$FdL(L_B, z) = \frac{FdL(L_B^*)}{(L_B/L_B^*)^\alpha + (L_B/L_B^*)^\beta} \quad (25.2)$$

oppure, in termini di magnitudine:

$$FdL(M_B, z) = \frac{FdL(M_B^*)}{10^{0.4[(\alpha+1)(M_B - M_B^*(z))]} + 10^{0.4[(\beta+1)(M_B - M_B^*(z))]}} \quad (25.3)$$

con

$$\alpha \approx 3.5 \quad \beta \approx 1.7$$

Si noti che per $L_B < L_B^*$ (o $M_B > M_B^*$) le eq. 25.2 e eq. 25.3 si approssimano con una semplice legge di potenza:

$$FdL(L_B) \propto L_B^\beta \quad ; \quad FdL(M_B) \propto 10^{-0.4[(\beta+1)(M_B - M_B^*(z))]}$$

e, analogamente, per $L_B > L_B^*$ (o $M_B < M_B^*$)

$$FdL(L_B) \propto L_B^\alpha \quad ; \quad FdL(M_B) \propto 10^{-0.4[(\alpha+1)(M_B - M_B^*(z))]}$$

In altre parole, la $FdL(L_B)$ (o $FdL(M_B)$) è costituita da due leggi di potenza che si saldano a $L_B^*(z)$ ($M_B^*(z)$).

L'evoluzione in luminosità è descrivibile nella forma:

$$L_B^*(z) = L_B^*(0) \times (1+z)^k \quad k \approx 3 \quad L_B^*(0) = 10^{44} \text{ erg s}^{-1} \quad (25.4)$$

o, in termini di magnitudine assoluta $M_B^*(z)$:

$$M_B^*(z) = -23.0 - 2.5 k \log(1+z)$$

A $z > 2$ la situazione non è altrettanto chiara, ma è evidente che l'eq. 25.4 non vale più. La densità spaziale delle quasar più luminose di $M_B = -26$, dopo aver raggiunto un massimo intorno a $z \approx 2-3$, diminuisce rispetto al valore che si trova per $z \approx 2$; a $z \approx 4$ essa è 10 volte più bassa che a $z = 2$. Risultati dalla Sloan Digital Sky Survey (Fan et al., 2001, A.J., 121, 54) mostrano una ulteriore decrescita per $4 < z < 6$.

Estrapolando a $z = 0$ (funzione di luminosità *locale* delle quasar) la FdL dedotta per $z < 2.2$ si trova che essa si raccorda molto bene con la FdL delle galassie di Seyfert. Un confronto con la funzione di luminosità delle galassie ellittiche è un po' più complicato, in quanto la FdL locale delle quasar è determinabile relativamente bene solo per $\sim 10^{22} \leq L_{\text{ott}} \leq 10^{24}$ watt Hz⁻¹.

La maggior parte delle quasar (che sono quelle più deboli), hanno luminosità confrontabili con quelle delle galassie ellittiche ordinarie (si noti tuttavia che questa luminosità è concentrata in un volume assai inferiore), ma la coda della funzione di luminosità contiene oggetti che hanno una luminosità che è più di cento volte quella di una galassia ellittica gigante. Numericamente invece le quasar sono assai meno delle galassie ellittiche, a parità di luminosità. Per esempio, mentre ci sono $\approx 10^4$ galassie per Gpc³ con $M_v < -23$, alla stessa magnitudine assoluta limite le quasar sono solo ≈ 100 Gpc⁻³.

25.3.2 Variabilità ottica

La variabilità della emissione ottica avviene su scale di tempi che vanno da alcune settimane a parecchi mesi, a differenza di quella radio che è generalmente molto più lenta. Essa è un fenomeno molto comune nelle quasar, sia radio-loud che radio-quiet. In genere le variazioni sono di qualche decimo di magnitudine, ma in alcuni casi si possono avere variazioni molto maggiori. Un esempio notevole è costituito dalla quasar radio 3C446 (inclusa anche nella classe degli OVV) che, fra l'ottobre del 1965 e il giugno del 1966 aumentò di oltre 3 magnitudini, per poi ridimunire di 2 magnitudini in soli 10 giorni.

Le scale lineari implicate dalla durata τ delle variazioni, $D \leq c\tau_0 = c\tau/(1+z)$, dove τ_0 è la durata della variazione nel sistema di riferimento della quasar, risultano $\leq 10^{16} - 10^{17}$ cm. Assumendo, come si faceva negli anni 60-70, che la luminosità ottica ($\sim 10^{46}$ erg s⁻¹) sia dovuta al processo di sincrotrone si avrebbe lo stesso tipo di problema (catastrofe Compton) discusso in cap. 21 a proposito delle radiosorgenti variabili. Dal rapporto fra luminosità Compton e luminosità di sincrotrone (eq. 5.16), che in questo caso si scrive:

$$\frac{L_{C.I.}}{L_s} = \frac{6L_s}{D^2 H^2 c} \sim \frac{6 \times 10^{46}}{10^{34} H^2 c} \sim 2 \times 10^2 H^{-2}$$

era stato valutato che per evitare la catastrofe Compton ($L_{C.I.} < L_s$) dovrebbe essere $H \gtrsim 10$ gauss, che pare troppo elevato. Ricordiamo per confronto che i campi magnetici nelle radiosorgenti associate a galassie ellittiche sono dell'ordine dei microgauss, e raggiungono i milligauss nelle loro strutture più compatte. La spiegazione a questi problemi va di nuovo ricercata negli effetti relativistici discussi per le radiosorgenti compatte (cap. 20).

25.3.3 La forma dello spettro ottico

Lo spettro del continuo ottico delle quasar è descritto nel § 24.2. Un esempio è riportato in fig. 25.4 (vedasi anche fig. 24.8). Come si vede questo spettro è costituito da due componenti, di cui una è la coda di alta frequenza dell'emissione radio-*IR* ed, è descritta da una legge di potenza del tipo $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$ con un indice spettrale $\alpha \sim 1.0$. L'altra componente è il "blue bump", descritto in § 24.2 e discusso in § 26.3.

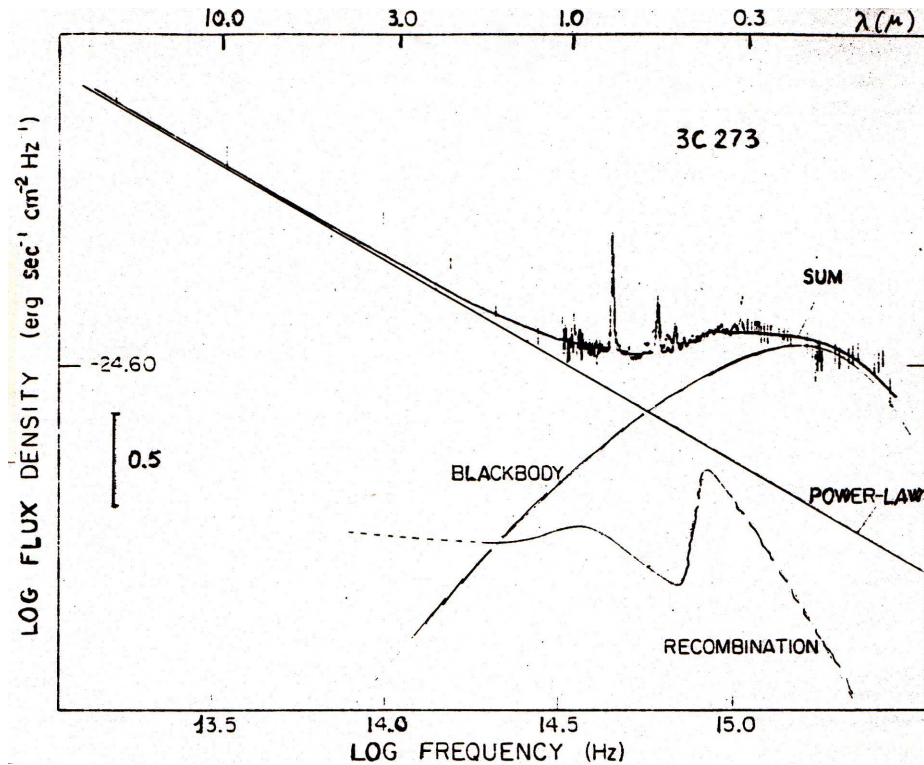


Figura 25.4: Spettro della quasar 3C273 dalla banda radio alla banda *UV* (Malkan&Sargent, 1982, ApJ, 254, 22).

25.3.4 Lo spettro di righe in emissione e i colori delle quasar

Lo spettro delle quasar è caratterizzato da righe di emissione larghe forti. Si veda il cap. 24 per una lista delle righe principali e per la discussione delle loro proprietà fisiche.

Quattro fra le righe più importanti ($Ly\alpha$, $CIV\lambda 1549$, $[CIII]\lambda 1909$ e $Mg\lambda 2798$) cadono nell'*UV*, per cui, dato che la lunghezza d'onda di osservazione dipende da quella di emissione secondo la $\lambda_{\text{oss}} = \lambda_{\text{em}}(1 + z)$, solo per valori relativamente elevati del redshift esse sono osservabili da Terra. Di queste righe la $Ly\alpha$ è di gran lunga la più intensa, per cui in certi casi la sua presenza è sufficiente per determinare il redshift di una quasar. In fig. 24.10 è riportato uno spettro composito ottenuto sommando gli spettri di molte quasar a redshift diversi, dopo avere riportato, naturalmente, le frequenze nel sistema di riferimento dell'oggetto, e che mette in evidenza le righe più comuni.

La presenza di righe, a volte molto intense, sovrapposte al continuo nello spettro delle quasar, ne cambia le proprietà di colore in funzione del red-shift. Se lo spettro fosse solo continuo e descritto da una legge del tipo $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$, l'effetto del redshift non cambierebbe il colore della quasar, come si può verificare immediatamente scrivendo le (25.1) per ν_{oss} e ν_{em} . Lo spettro continuo cioè si sposta col redshift parallelamente a se stesso (in un grafico bilogarithmico), e poichè i colori sono dati da differenze fra logaritmi, questi non cambiano. Le righe invece, "entrano" nelle varie bande di frequenza a seconda di z e alterano anche considerevolmente il colore della quasar. Per esempio quando il redshift è così

elevato che la $Ly\alpha$ entra nello spettro visibile, allora il colore è completamente dominato da questa riga. A $z = 2.4$, $\lambda_{\text{oss}}(Ly\alpha) = 4134$, corrispondente all'incirca alla banda blu. Il colore $U - B$ della quasar si sposta verso i valori tipici della sequenza principale e diciamo che la quasar non appare più "ultravioletta" nelle immagini. Questo giustifica l'obiezione fatta nel § 25.2 a proposito del metodo dei colori per la selezione delle quasar.

25.4 L'emissione radio delle quasar

Non più del 10% delle quasar selezionate otticamente sono anche forti radiosorgenti, con $P_{5\text{GHz}} > 10^{26}$ W Hz^{-1} . Il resto delle quasar, però, non è completamente "silenzioso" (*silent*), e, grazie alla potenza dei moderni radiotelescopi, è stato possibile stabilire che la maggior parte delle quasar così dette *radio-quiete* mostra emissione radio a livelli bassi di potenza ($P_{5\text{GHz}} = 10^{22} - 10^{24}$ watt Hz^{-1}). Si assume come potenza divisoria fra le due categorie $P_{5\text{GHz}} \approx 10^{24}$ watt Hz^{-1} . Un'altra scelta è quella di usare non la luminosità radio, ma il rapporto radio-ottico, $R = P_{5\text{GHz}}/P_{4400\text{\AA}}$, fra la luminosità a 5GHz e quella in banda ottica a 4400 Å (banda B). Con questo parametro la divisione fra le due categorie è posta a $R \approx 3$

La separazione fra le due categorie può sembrare alquanto arbitraria. In realtà essa corrisponde ad una bimodalità della FdL radio, come si vede dalla figura 25.5.

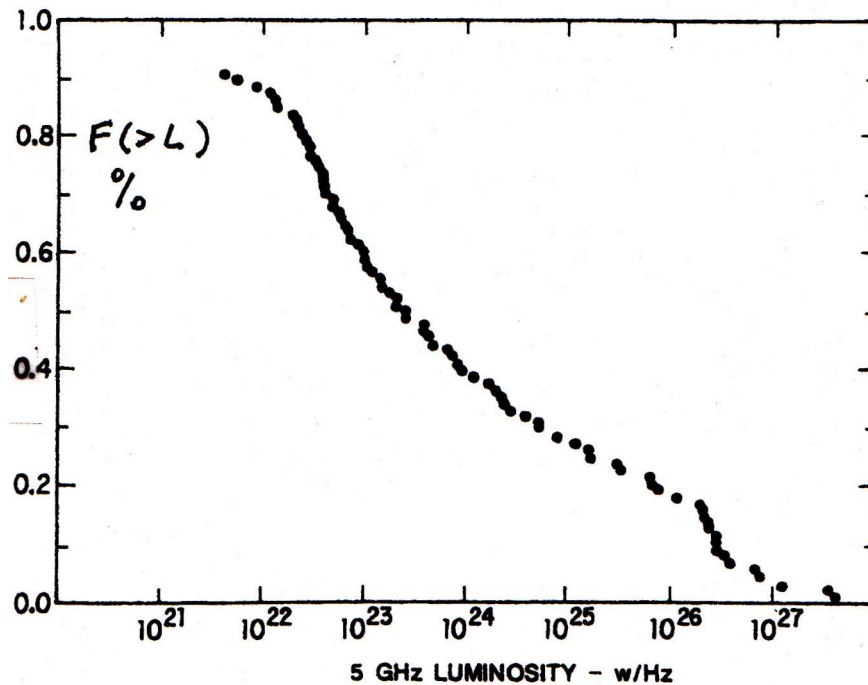


Figura 25.5: Funzione di luminosità radio frazionaria/integrale (Kellermann et al., 1990, Ap.J., 364, 15).

Dato che le quasar radio sono ≈ 10 volte meno numerose che le quasar radio-quiete, quasar selezionate otticamente o sulla base di dati X , in mancanza di altre informazioni, sono in genere considerate radio-quiete, perchè questa è la situazione più probabile.

25.4.1 Morfologia radio

Nel cap. 19 si dice che la morfologia radio delle quasar *non* è marcatamente differente da quella delle radiosorgenti di tipo *FR II* associate alle galassie ellittiche giganti. Alcune differenze però sono presenti.

– Per le quasar in cui esiste una struttura doppia estesa, i lobi sono meno sviluppati, le hot-spot spesso più pronunciate e i getti sono sempre one-sided (per es., fig. 19.12). Le strutture sono dunque di tipo *FRII* estremo, come del resto ci si aspetta data la loro potenza radio. Soprattutto a grandi redshift esse presentano vari gradi di distorsione, come se, in epoche remote, il mezzo intergalattico fosse stato più denso, e quindi avesse influenzato maggiormente la morfologia della radiosorgente. Il rapporto fra la luminosità della componente centrale (compatta e a spettro piatto) e quella della struttura estesa (a spettro ripido) dipende fortemente dalla frequenza di osservazione. A 5 GHz esso varia da $\sim 5\%$ al 100%. Quindi, anche nei casi in cui il nucleo non è la struttura dominante, esso è uno o due ordini di grandezza più luminoso che nelle radiogalassie di uguale luminosità totale.

– Circa il 30–50% delle radiosorgenti associate a quasar sono “core dominated”, cioè prive di componente estesa, o con componente estesa che rappresenta pochi percento della luminosità totale. Dato che le radiosorgenti compatte hanno in genere spettro piatto, lo spettro radio complessivo di queste quasar è mediamente più piatto che nelle altre.

– Studiate col *VLBI*, le strutture compatte rivelano, su piccola scala, l’esistenza di getti asimmetrici, ben allineati con la struttura estesa, salvo a volte nel primissimo tratto iniziale, e dalla stessa parte del getto su larga scala, quando questo è visibile. In realtà anche le radiogalassie che hanno il nucleo abbastanza forte da permettere di osservarlo col *VLBI* mostrano getti asimmetrici (anche nelle *FRI*), per cui questa caratteristica non è peculiare delle quasar ma intrinseca al meccanismo di formazione della radiosorgente (ma si veda la discussione sui modelli unificanti in § 21.7).

– I fenomeni di variabilità di flusso e struttura (moti superluminali) trattati nel cap. 21 sono particolarmente frequenti nelle quasar.

25.5 L’emissione X delle quasar

Le quasar sono potenti emettitori di radiazione X . In fig. 25.6 è mostrato un grafico in cui sono riportate le luminosità L_x , a 2 keV, in funzione della luminosità ottica, L_o , a 2500 Å, per quasar selezionate otticamente (in larga prevalenza radio-quiete). La retta che interpola i dati, e che risulta compatibile anche coi limiti superiori, è espressa dalla relazione:

$$\log L_X = 4.95 + 0.71(\pm 0.04) \log L_O$$

Non vi è alcun dubbio che luminosità ottica ed X sono correlate su un intervallo di almeno quattro ordini di grandezza.

Invece, per quasar “radio-loud” la luminosità X dipende non solo dalla luminosità ottica, ma anche da quella radio, L_R . Inoltre dipende anche dal fatto che lo spettro radio sia ripido o piatto (la separazione si pone, convenzionalmente, ad $\alpha = 0.5$). Per una data luminosità ottica, la luminosità X delle quasar a spettro piatto (ripido) è circa quattro (due) volte più alta che per le quasar radio-quiete. In prima approssimazione, si ha la seguente relazione empirica:

$$L_X = a \times L_O^\zeta + b \times L_R^\eta$$

dove $\zeta \approx 0.7$ e $\eta \approx 1$ per le quasar “radio loud” a spettro piatto.

Fisicamente questo equivale a dire che l’emissione X è la somma di due meccanismi, uno legato alle proprietà ottiche, l’altro legato alle proprietà radio delle quasar.

Da questa analisi risulta che:

- a) La pendenza della correlazione X –ottico (esponente ζ) è, entro gli errori, la stessa per tutte le classi di quasar.
- b) C’è una forte correlazione fra la luminosità X e la luminosità radio per le quasar a spettro piatto. Questa correlazione contribuisce con un fattore $\gtrsim 3$ alla emissione X a parità di luminosità ottica. La proporzionalità diretta fra luminosità radio ed X , suggerisce un meccanismo non-termico per

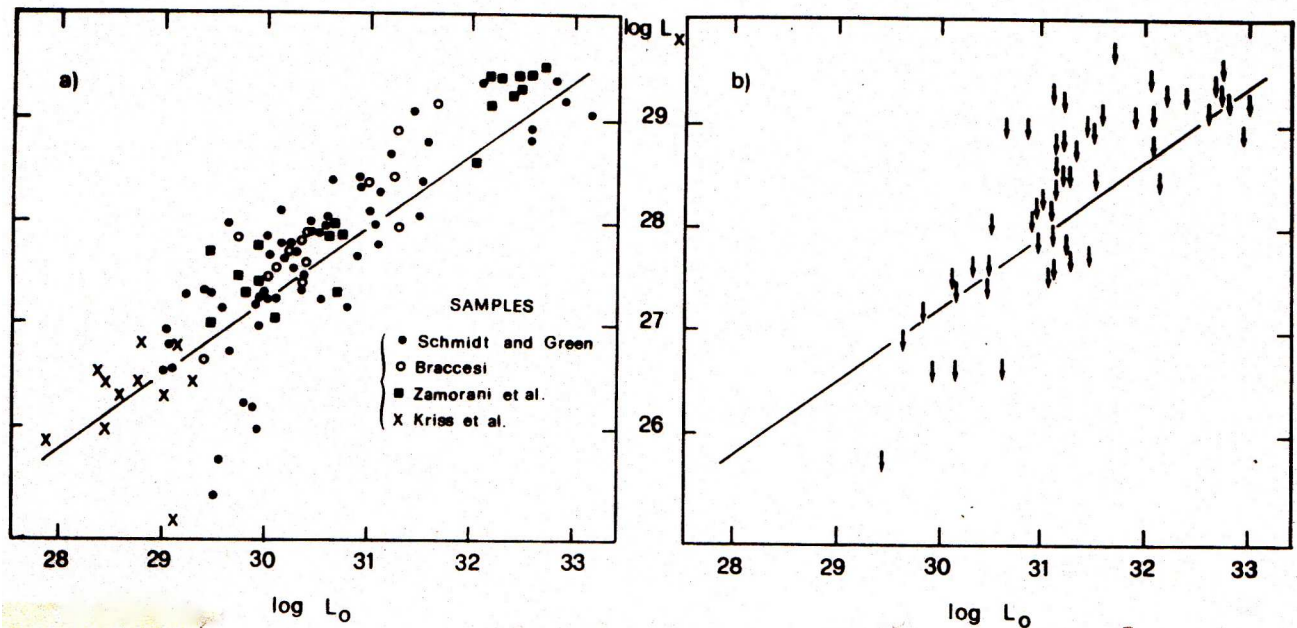


Figura 25.6: Luminosità X (a destra, separatamente, limiti superiori) in funzione della luminosità ottica per un campione di quasar selezionato otticamente (Zamorani, 1984, IAU Symp. 110 "VLBI and Compact Radio Sources", p.85, Reidel)

questa parte di emissione X : si tratta presumibilmente di Compton Inverso da parte dei fotoni che irradiano per sincrotrone nel nucleo. Assumendo il modello semplice di una sorgente sferica omogenea e uniforme, si ottengono dimensioni tipiche per la regione che irradia di $10^{19} - 10^{20}$ cm e campi magnetici dell'ordine di $10^{-3} - 10^{-2}$ gauss.

- c) La correlazione radio- X per le quasar a spettro ripido è assai più debole. Quasi certamente l'emissione X è connessa alla luminosità radio nucleare (effetto Compton Inverso, come per le quasar compatte) e non a quella totale, che viene dai lobi radio. E' sicuramente per questo che la correlazione $L_X - L_R$ è debole.

25.6 Le galassie che ospitano le quasar

L'idea che le quasar siano nuclei particolarmente attivi di galassie è corroborata, come visto in cap. 24, dalla continuità rilevata fra varie proprietà delle quasar e di altri *AGN*. Pertanto ci si è posti il problema di quali siano le galassie che ospitano le quasar.

Un lavoro sistematico in questo senso è molto difficile da Terra, in quanto solo per le quasar più vicine è possibile una osservazione diretta della galassia che la circonda. Con lavori accurati di fotometria, tuttavia, è stato possibile rilevare che in un certo numero di quasar il profilo radiale di intensità è più esteso di quello che ci si aspetterebbe da un oggetto puntiforme, ossia il profilo del "seeing" dell'osservazione. Sottraendo alla immagine osservata quella di una stella del campo, opportunamente scalata in magnitudine, che si assume simile all'immagine (di "seeing") del nucleo della quasar, si è cercato di interpretare ciò che resta in termini di "galassia". I profili radiali di brillantezza, che potrebbero discriminare fra ellittiche e spirali, sono alquanto incerti per capire se l'andamento è una legge di de Vaucouleurs ($\propto e^{-ar^{1/4}}$) tipica delle ellittiche o esponenziale ($\propto e^{-r/r_0}$) tipica delle spirali. Qualche informazione in più sembrano darla invece le magnitudini medie. Le galassie associate alle quasar radio hanno una magnitudine assoluta $\langle M_V \rangle$ ed una dispersione in magnitudine molto simile a quella delle radiogalassie, mentre per le galassie associate alle quasar

radio-quiete si trova che esse sono più deboli di $\sim 0.5 - 1.0$ magnitudini. Quindi apparentemente le radiogalassie e le quasar radio sono ospitate dalla stessa popolazione di galassie, mentre per le quasar radio-quiete la situazione non è molto chiara. Per continuità con le proprietà delle galassie di Seyfert si tendeva a pensare che esse siano nuclei di galassie a spirale.

Un impulso notevole si è avuto con le osservazioni di Hubble Space Telescope, la cui alta risoluzione permette di separare più accuratamente la quasar dalla galassia sottostante (vedi § 25.9, dove a titolo di esempio, sono riportate le immagini HST di 20 quasar, da Bahcall et al., 1997, Ap.J., 479, p.642).

I risultati principali sono:

- Sembra confermato che le quasar "radio loud" (r.l.) siano sostanzialmente in galassie ellittiche;
- le quasar "radio quiet" (r.q.) si trovano sia in galassie ellittiche che in spirali;
- in alcuni casi si vedono chiaramente sistemi in interazione gravitazionale;
- la luminosità delle galassie ospiti di quasar "r.l." è maggiore di quella per le quasar "r.q."

La scoperta che le quasar "r.q." si trovino anche (forse in prevalenza) in galassie ellittiche è contraria all'aspettativa pre-HST, ma forse non deve meravigliare più di un tanto. Infatti le radiogalassie si trovano in galassie ellittiche luminose, ma non tutte le galassie ellittiche luminose sono radiogalassie. Se in una ellittica luminosa si accende una quasar, potrebbero non esserci sempre le condizioni per l'accensione dell'attività radio.

25.7 Le Quasar come sonda del gas intergalattico

25.7.1 Lo spettro di righe in assorbimento

La fig. 25.7 mostra lo spettro della quasar 1331 + 170 in cui accanto alle numerose e forti righe in emissione si osservano varie righe in assorbimento. Le più comuni sono $Ly\alpha$, CIV, MgII, CII, SiIV MgI.

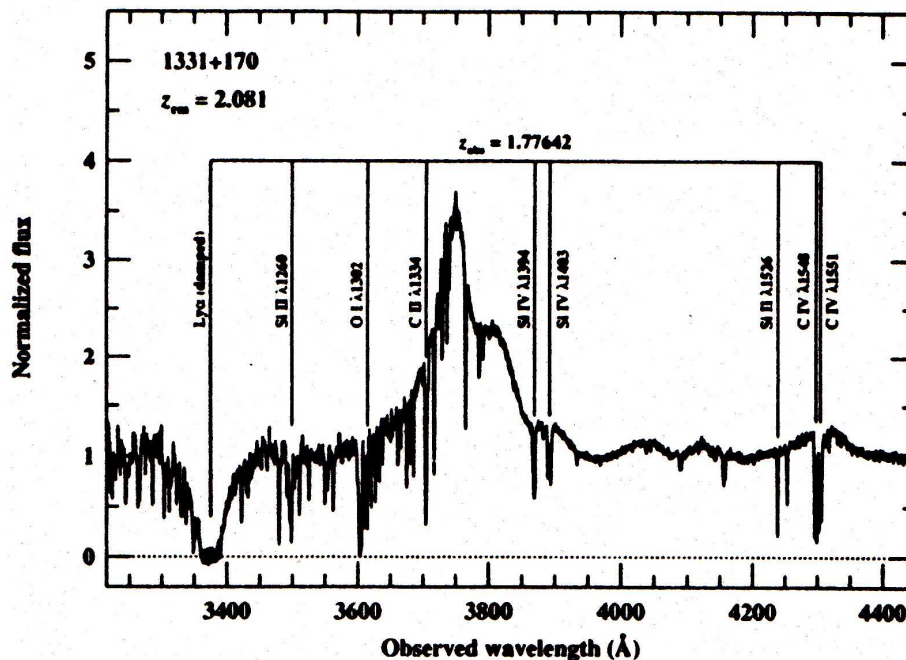


Figura 25.7: Spettro della quasar 1331 + 170 ($z_{em} = 2.081$). La forte riga in emissione a $\approx 3700 \text{ \AA}$ è la $Ly\alpha$. Molte delle ben visibili righe di assorbimento corrispondono ad un red-shift $z_{ass} = 1.7764$ (Peterson, 1997, p.201, riferimento citato; dati originali in Chaffee et al., 1988, ApJ, 335, 584).

Raramente il red-shift determinato dalle righe di assorbimento coincide con quello ottenuto dalle righe di emissione. In genere $z_{ass} < z_{em}$. Nello stesso oggetto si possono avere anche molti sistemi di

righe di assorbimento che corrispondono a redshift diversi. La distribuzione degli z_{ass} è decisamente non uniforme: ci sono pochi sistemi ($\lesssim 1\%$), con $z_{\text{ass}} < 1$. Il loro numero cresce al crescere di z , fino a raggiungere $\approx 100\%$ per $z_{\text{ass}} \sim 1.9$. Questo è dovuto in parte al fatto che le righe di risonanza degli atomi e ioni più abbondanti cadono nell'ultravioletto, per cui diventano facilmente osservabili solo se spostati dal redshift in una regione più conveniente dello spettro. Mediamente si ha $(z_{\text{em}} - z_{\text{ass}})/(1 + z_{\text{em}}) < 0.03$ ma ci sono anche dei casi in cui le differenze sono molto più elevate.

Le righe in assorbimento si interpretano come dovute a nubi di gas presenti lungo la linea di vista della quasar, e, in linea di principio, si potrebbero spiegare in due maniere: *i*) il materiale assorbente è espulso dalla quasar; *ii*) il materiale assorbente si trova lungo la strada fra la quasar e noi, ma non ha nulla a che fare con la quasar stessa.

Se si interpreta la differenza di redshift come dovuta alla velocità relativa, v_r , del gas che produce le righe di assorbimento, rispetto alla quasar, allora, dalla composizione relativistica delle velocità, v_r risulta:

$$v_r = \frac{(1 + z_{\text{em}})^2 - (1 + z_{\text{ass}})^2}{(1 + z_{\text{em}})^2 + (1 + z_{\text{ass}})^2} c \quad (25.5)$$

dove $1 + z = \sqrt{(1 + \beta)/(1 - \beta)} = \mathcal{D}$ ($\beta = v_r/c$; $\beta > 0$ in allontanamento). La distribuzione delle velocità così calcolate ha un picco abbastanza stretto intorno a $v_r \approx 0$ ed una lunga coda dalla parte delle velocità positive. Le velocità negative raggiungono $\approx -3000 \div -4000 \text{ km s}^{-1}$, mentre le velocità positive possono essere anche di $15000 \div 20000 \text{ km s}^{-1}$, vale a dire $0.05 \div 0.07 c$. La quantità di energia necessaria per espellere, a queste velocità, nubi sufficientemente dense da produrre le righe in assorbimento sembra veramente eccessiva, anche perchè questo è un fenomeno comune, per cui l'ipotesi *i*) è respinta ed è invece universalmente accettata la *ii*).

Le righe si osservano quindi allo z corrispondente alla distanza della nube da noi, e le differenze $z_{\text{em}} - z_{\text{ass}}$ saranno tanto più grandi quanto più vicina a noi sarà la nube e/o quanto più distante la quasar. Solo nel caso in cui la nube cada sulla quasar, allora $z_{\text{ass}} > z_{\text{em}}$, ma in genere la differenza è piccola, il che significa che presumibilmente la nube si trova a poca distanza dalla quasar. Quindi la forma marcatamente asimmetrica della distribuzione delle velocità dedotte dalla (25.5) si spiega dicendo che il picco di velocità comprese fra $\approx -3000 \text{ km s}^{-1}$ e $\approx +3000 \text{ km s}^{-1}$ rappresenta i moti casuali delle nubi "vicine" alla quasar, che possono quindi anche essere in caduta su di essa, mentre la lunga coda di velocità positive è dovuta sostanzialmente a nubi lontane interposte lungo la linea di vista fra noi e la quasar.

Le righe che si osservano in assorbimento sono sostanzialmente di tre tipi.

1) *Sistemi metallici*: mostrano righe di assorbimento di metalli neutri e ionizzati, oltre alla $L\alpha$ quando è accessibile. Si presentano in gruppi di due o tre righe e costituiscono un sistema di redshift, cioè i redshift dedotti da ogni elemento coincidono. I sistemi più importanti sono i doppietti del $\text{CIV}\lambda 1548/1551 \text{ \AA}$ e del $\text{MgII}\lambda 2796/2803 \text{ \AA}$ che sono molto facili da individuare e che servono da guida per la ricerca di righe più deboli, che non sarebbero riconoscibili altrimenti. Fra gli altri elementi che presentano righe raggruppate si hanno C, N, O, Si, S, Al ed altre (anche dovute ad elementi pesanti come lo Zn).

La larghezza delle righe è di decine di km/sec, e si ritiene sia causati da moti di diverse nubi assorbenti. Le densità di colonna tipiche sono dell'ordine di $N_H = 10^{17} - 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Le abbondanze degli elementi sono $\gtrsim 0.1$ di quelle solari.

Una sotto-classe importante è costituita dai cosiddetti *damped Ly α systems*, ossia sistemi in cui la densità di colonna è così elevata ($N_H \geq 10^{21} \text{ cm}^{-2}$) che l'intensità della raga non solo si annulla nel centro, ma anche parzialmente nelle ali. La riga appare quindi relativamente larga. Un esempio è visibile in fig. 25.7, a $\approx 3350 \text{ \AA}$. Si ritiene che questi sistemi siano prodotti quando la linea di vista attraversa un disco galattico.

2) La *Lyman- α forest*: a lunghezze d'onda all'emissione $< 0.126 \mu\text{m}$ (1260\AA) vi sono centinaia di righe di assorbimento (fig. 25.8, appunto una *foresta* di righe) che, benchè individualmente deboli e strette, hanno complessivamente l'effetto di abbassare notevolmente la luminosità della quasar a quelle

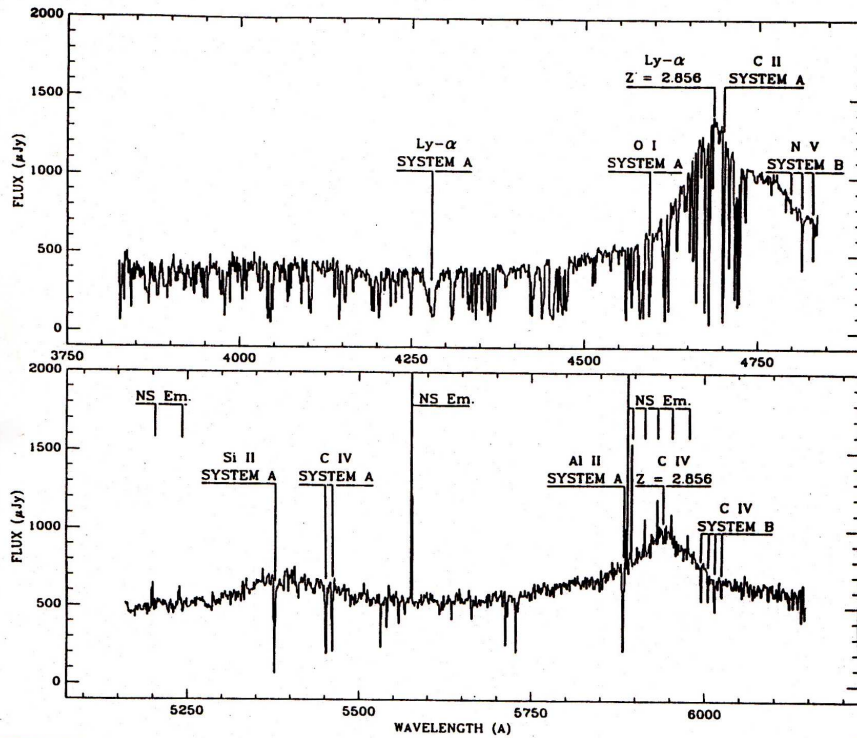


Figura 25.8: La *Ly α forest* della quasar UM402, con $z_{em} = 2.856$. Si notino due sistemi di righe di assorbimento (A e B) a z diversi. Notare anche la rarità di righe di assorbimento a $\lambda > \lambda(Ly\alpha)$ (Wampler, 1990, ApJ, 368, 40).

lunghezze d'onda. A differenza di quelle degli altri elementi a lunghezza d'onda maggiore, queste righe non sembrano appartenere a nessun sistema di redshift: ogni riga, cioè, ha un redshift diverso dalle altre. Si ritiene che queste righe siano quasi esclusivamente *Ly α* in assorbimento in *nubi* di H situate lungo la linea di vista a red-shift diversi, e inferiori a z_{em} . Qualche riga potrebbe anche appartenere ad un *sistema metallico* in cui la densità di colonna è troppo piccola per produrre assorbimento visibile in righe che non siano *Ly α* . Tuttavia in alcuni casi $N_H \approx 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ per cui il fatto che non si abbiano le corrispondenti righe metalliche implica che i metalli sono sotto-abbondanti, ≤ 0.01 dell'abbondanza solare.

Una sottoclasse importante è costituita dai cosiddetti *Lyman-limit systems*, che mostrano assorbimento completo oltre il limite di Lyman (912 \AA).

3) *Sistemi con righe di assorbimento larghe (broad absorption line, BAL)*: si tratta di strutture in assorbimento molto larghe, che cominciano dalla parte blu di forti righe di emissione e si estendono a lunghezze d'onda più corte, corrispondenti a differenze in velocità di parecchie migliaia di km s^{-1} fra il gas che produce la riga di emissione e quello che produce l'assorbimento. A differenza delle altre due classi di righe di assorbimento la loro stretta connessione con delle righe di emissione fa pensare che esse si originino vicino alla quasar. Questi sistemi sono stati trovati solo in quasar "radio-quiete".

Da studi condotti utilizzando quasar doppie (angolarmente vicine), si è stimato che le dimensioni delle "nubi" assorbenti, sia per la *Ly α forest* sia per i sistemi con righe metalliche, siano dell'ordine di 5 – 25 kpc. Nel caso dei sistemi con righe metalliche a volte si è trovata una galassia abbastanza luminosa, col redshift appropriato, ad una distanza trasversale media dalla linea di vista verso la

quasar di ~ 50 kpc. Quindi molti degli “assorbitori” sono effettivamente associati a galassie, sia nella forma di nubi di gas in estesi aloni o dischi, o forse come materiale diffuso che pervade lo spazio in piccoli gruppi di galassie.

Diversa è invece la situazione per la $Ly\alpha$ forest. Osservazioni ad alta risoluzione spettrale di quasar con $2 < z < 3.4$ hanno permesso di stabilire che la $Ly\alpha$ forest è ben riproducibile da un insieme di numerosissime nubi di idrogeno che popolano l’Universo, aventi le stesse caratteristiche fisiche, ma il cui numero per unità di volume aumenta rapidamente col redshift.

Studiando la distribuzione in z delle “nubi” responsabili della $Ly\alpha$ forest e dei sistemi metallici, si trova che:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{cl}}{dz} &\approx 10(1+z)^{2\pm 0.4} && Ly\alpha - \text{forest e sistemi metallici} \\ \frac{dN_{cl}}{dz} &\approx 16 \cdot 10^{-2}(1+z)^{1\pm 0.4} && Ly\alpha - \text{damped e } Ly\alpha - \text{limit} \end{aligned}$$

Per una densità comovente costante ci si aspetta:

$$\frac{N_{cl}}{dz} \propto (1+z)^{(0.5-1)}$$

Di conseguenza si può tentativamente concludere che:

- i sistemi $Ly\alpha$ -damped e $Ly\alpha$ -limit non mostrano una evoluzione significativa nella loro densità comovente;
- i sistemi metallici e $Ly\alpha$ -forest hanno probabilmente una evoluzione cosmologica nella densità comovente $\propto (1+z)^{1.5\pm 0.5}$

25.7.2 L’HI intergalattico e l’effetto Gunn-Peterson

In quasar di alto redshift ($z \geq 2$) la $Ly\alpha$ e lo spettro continuo a $\lambda \leq 1200 \text{ \AA}$ entrano nella finestra elettromagnetica visibile da terra ($\lambda_{\text{oss}} \geq 3200 \text{ \AA}$). Se c’è idrogeno neutro intergalattico fra noi e la quasar, esso potrà assorbire fotoni a $\lambda \approx 1216 \text{ \AA}$ nel suo sistema di riferimento, causando una attenuazione della luminosità della quasar (Gunn & Peterson, 1965, Ap.J., 142, 1633; vedi anche Scheuer, 1965, Nature, 207, 963). L’HI posto lungo la linea di vista avrà un redshift variabile fra quello della quasar (z_q) e 0 (vicino all’osservatore). Di conseguenza l’assorbimento dovrebbe avvenire in un intervallo di lunghezze d’onda che, per l’osservatore, è dato da:

$$1200 \leq \lambda_{\text{oss}} \leq 1200(1+z_q) \quad \text{ossia} \quad \lambda_{\text{oss}} \leq \lambda_{\text{oss}}(Ly\alpha)$$

Se poi l’HI ha una distribuzione spaziale continua anche l’assorbimento sarà continuo in λ . La radiazione osservata in questo intervallo di λ deve quindi risultare minore di ciò che ci si attende da una estrapolazione dello spettro di radiazione da $\lambda_{\text{oss}} \geq \lambda_{\text{oss}}(Ly\alpha)$.

La sezione d’urto della $Ly\alpha$ è data da:

$$\sigma(\lambda) d\lambda = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f \lambda_{Ly\alpha}^2}{c} \delta(\lambda - \lambda_{Ly\alpha}) d\lambda$$

(Peterson, 19997, “An Introduction to Active Galactic Nuclei”, C.U.P) dove $\delta(\lambda - \lambda_{Ly\alpha})$ rappresenta il profilo della riga, che si assume sia una “delta di Dirac” e $f = 0.416$ è la “forza” della riga.

Il corrispondente spessore ottico è dato da:

$$\begin{aligned} \tau(\lambda) &= \int_0^{z_q} \sigma\left(\frac{\lambda}{1+z}\right) n_{HI}(z) dl = \int_0^{z_q} \sigma\left(\frac{\lambda}{1+z}\right) n_{HI}(z) c \frac{dt}{dz} dz = \dots \\ &= \frac{4 \cdot 10^{10} n_{HI}(z=0) (1+z)^3}{h (1+z) (1+\Omega_0 z)^{1/2}} \end{aligned}$$

Per ottenere questo risultato si è usata la relazione $t - (1+z)$ delle cosmologie tradizionali (§ 28.1.1), dove Ω_0 è il parametro di densità a $z = 0$ e $h = H/H_0$.

Assumendo $\Omega_0 = 1$ e la frazione barionica di materia $\Omega_B \approx 1 - 4 \cdot 10^{-2} \Omega_0$, come dedotto dalla nucleosintesi primordiale (§ 28.3.4), e quindi $n_{HI}(z=0) \gtrsim 10^{-7}$, per $z_q = 3$ si ottiene:

$$\tau(\lambda) \leq 1216 (1+z_q) \text{ \AA} \lesssim 4 \cdot 10^4.$$

Ci dovremmo quindi aspettare, a $\lambda_{\text{oss}} \leq \lambda_{Ly\alpha}/(1+z_q)$, un azzeramento della luminosità osservata della quasar. In quasar con redshift ≤ 4 il decremento di luminosità osservata, rispetto all'extrapolazione, è molto modesto:

$$\tau(\lambda_{\text{oss}}) < 0.02 \quad \text{a} \quad z_q \approx 3$$

il che comporta $n_H(z \approx 3) < 5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-3}$, corrispondente a:

$$n_{HI}(z=0) \leq 10^{-13} \text{ cm}^{-3} \leq 10^{-6} n_{HI}(z=0)$$

Da tale risultato si deve concludere che l'H intergalattico deve essere altamente ionizzato, con temperature $> 10^5$ K.

Dato che il gas intergalattico si è ricombinato a $z \approx 1000$ e successivamente si è raffreddato per espansione adiabatica (§ 28.3.2) secondo la:

$$T_{g.i.}(z) \approx \left(\frac{1+z}{10^3} \right)^{-2}$$

è necessario che in una fase successiva, corrispondente ad un redshift > 4 , il gas sia stato ri-ionizzato. Il processo di ri-ionizzazione è quasi certamente legato alla formazione delle prime fasi di aggregazioni della materia dallo stato diffuso, che hanno portato alla formazione di stelle di grande massa, quasar e altri AGN, tutti produttori di radiazione ultravioletta ionizzante. Trovare quindi l'effetto Gunn-Peterson nello spettro di quasar di alto redshift significa scoprire, dal redshift a cui l'effetto compare, l'epoca in cui si sono formate le aggregazioni della materia, precedentemente diffusa, nell'universo. Di qui l'importanza di cercare l'effetto Gunn-Peterson a redshift sempre più alti.

Nei primi anni 2000 si sono trovate le prime prove (fig. 25.9, Becker et al., 2001, A.J., 122, 2850). Gli autori della scoperta hanno studiato lo spettro di 4 quasar con redshift compreso fra 5.8 e 6.3. La quasar col redshift più alto ($z = 6.28$) si differenzia chiaramente dalle altre in quanto la luminosità nella regione spettrale $8750 \geq \lambda_{\text{oss}} \geq 8400$ è almeno 150 volte inferiore ($\tau_{\text{oss}} \approx 5$) al valore ottenuto con l'extrapolazione da $\lambda > \lambda(Ly\alpha)$ ed è consistente con luminosità nulla. Nelle altre tre quasar, invece, si osserva ancora radiazione a $\lambda < \lambda(Ly\alpha)$, con un fattore di riduzione ≈ 10 ($\tau_{\text{oss}} \approx 2$) rispetto all'extrapolato. Gli autori conclusero dunque che a $z > 6$ avviene un rapido aumento della percentuale di gas neutro nel mezzo intergalattico.

Negli anni seguenti sono state trovate altre quasar con $5.7 \leq z \leq 6.5$. In fig. 25.10 viene mostrata una sequenza di 19 quasar con redshift in tale intervallo (Fan et al., 2006, A.J., 132, 117). Negli oggetti con $z > 6$ la mancanza di radiazione osservata a $\lambda < \lambda(Ly\alpha)$ è ben evidente.

Dagli spettri di fig. 25.10, utilizzando anche altre quasar con $3.0 \leq z \leq 5$, si è ricostruito come è cambia lo spessore ottico dell'HI in funzione di z . Per $z < 5.5$ si ha:

$$\tau(z) \propto (1+z)^{4.3 \pm 0.3}$$

(curva tratteggiata in fig. 25.11). A $z > 5.5$ c'è una impennata nella crescita, $\tau(z) \propto (1+z)^{11}$, cui corrisponde anche un incremento della dispersione dei valori di τ .

Questi risultati non indicano, però, che il gas intergalattico, di cui si vedono gli effetti di assorbimento negli spettri mostrati, abbia raggiunto lo stato di totale neutralità. Infatti, da un lato gli spessori ottici

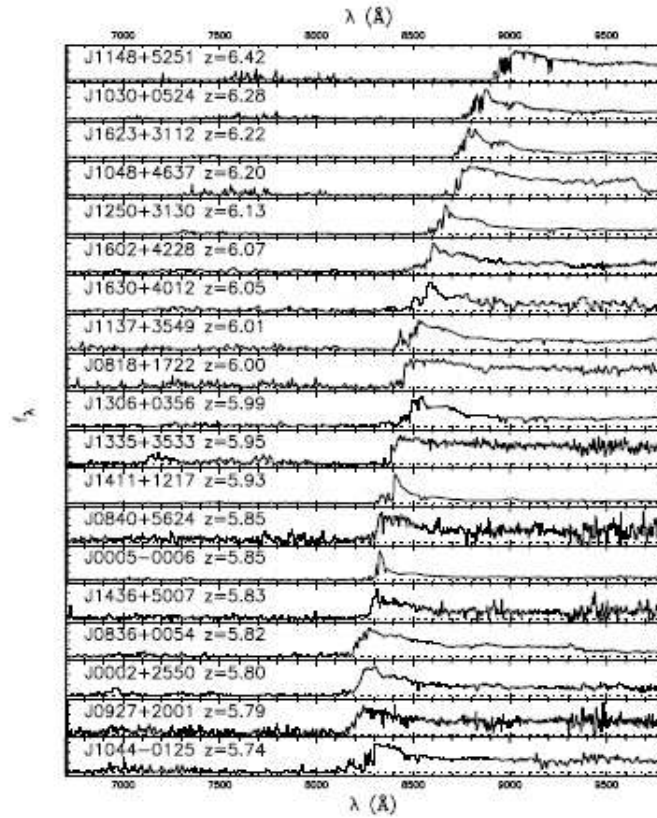


Figura 25.10: La figura mostra lo spettro di 19 quasar con redshift compreso fra 5.7 e 6.42 (Fan et al., 2006, referenza citata nel testo), in ordine di z crescente dal basso verso l'alto.

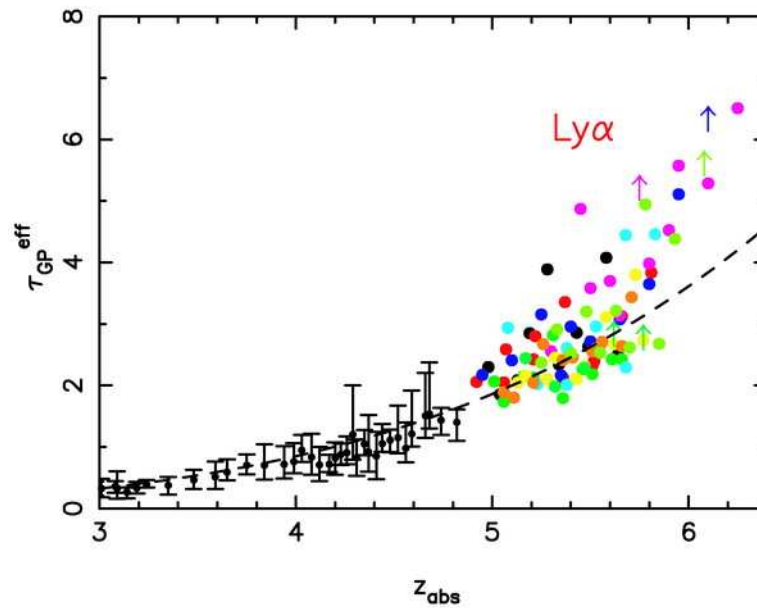


Figura 25.11: Evoluzione dello spessore ottico di HI fra $z = 3$ e $z = 6.5$ (Fan et al., 2006, referenza citata nel testo).

in fig. 25.11 sono ben lontani da ciò che ci si attende in uno stato di totale neutralità, e dall'altro la dispersione dei τ_{oss} indica che il materiale assorbente non è uniforme, ma ancora discontinuo.

La conclusione è che la transizione del gas da neutro a ionizzato è avvenuta in un ampio intervallo di tempo, corrispondente ad un ampio intervallo di valori di redshift (stimato da $z \approx 14$ a $z \approx 6$). Inoltre il processo di ri-ionizzazione non deve essere stato uniforme, ma a macchie di leopardo (come ci si aspetta da sorgenti di ionizzazione discrete, tipo AGN e stelle di grande massa), crescenti nel corso del tempo, fino a raggiungere uniformità a tempi corrispondenti a $z < 3$.

25.8 Lenti gravitazionali: immagini multiple di quasar e anelli di Einstein

La coppia di quasar denominate 0957+561A e 0957+561B, separate nel cielo di 6", hanno costituito per lungo tempo un interessante problema astrofisico, in quanto hanno:

- magnitudini approssimativamente uguali, $M_R \approx 17.0$
- entrambe $z = 1.4136$, con la precisione di 10^{-4} ;
- rapporto di luminosità 1/1.3 a tutte le lunghezze d'onda;
- identico spettro di emissione;
- spettro di assorbimento identico (entro 15 km s^{-1}) con $z_{\text{ass}} = 1.3852$;
- entrambe emettono radio (fig. 25.12).

Dato che la densità media superficiale di quasar a questa magnitudine è di circa una ogni 30 gradi quadrati, la probabilità che due quasar si proiettino così vicine sul piano del cielo è bassissima; se poi si considera che hanno lo stesso redshift, e cioè sono *fisicamente*, e non solo apparentemente, molto vicine, la probabilità che siano due oggetti indipendenti è veramente trascurabile. Per cui si è subito lavorato sull'ipotesi che fossero in qualche modo fisicamente collegate.

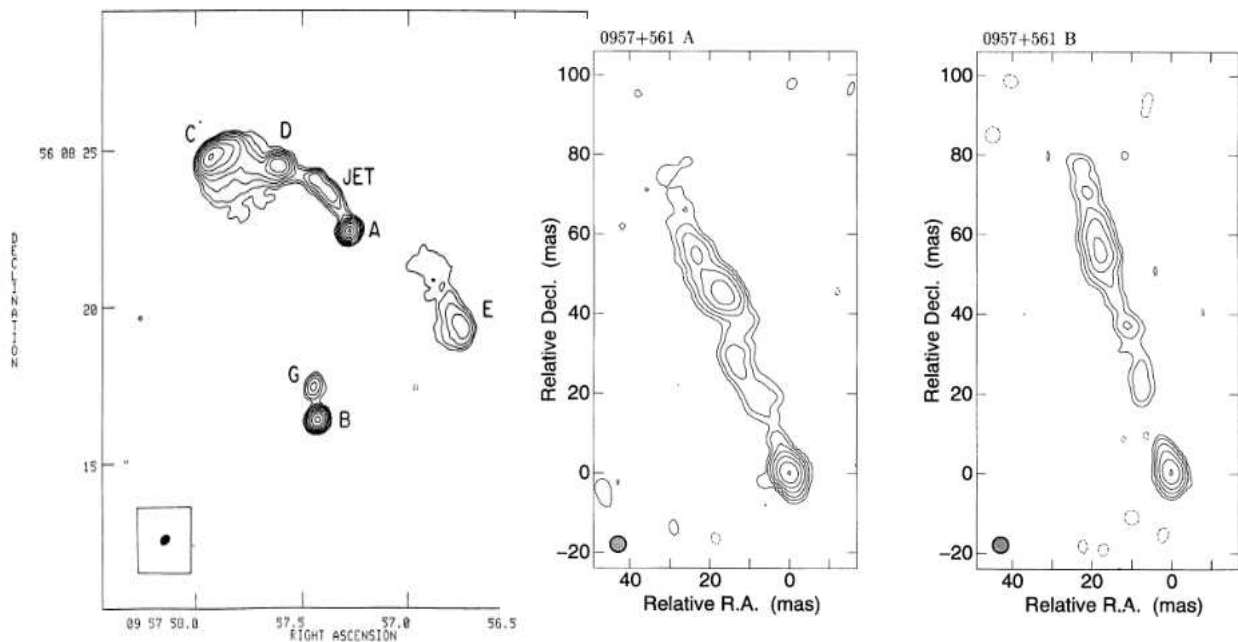


Figura 25.12: *A sinistra*: immagine VLA a 5 GHz, risoluzione 0.4"; A e B sono le due immagini del nucleo radio. *A destra*: immagini VLBI a 1.6 GHz (risoluzione 4 mas) di nucleo e getto nucleare (vedi testo per ulteriore descrizione e referenze).

La spiegazione (Walsh et al., 1979, Nature, 279, p.381), da subito accettata, è che si tratti di due *immagini*, formate da una *lente gravitazionale*, di un'unica quasar.

La possibile esistenza di lenti gravitazionali era stata suggerita da Zwicky nel 1937 (Ph.Rev., 51, 290; ApJ, 86, 217) sulla base della considerazione che, se un campo gravitazionale deflette le onde elettromagnetiche, esso potrebbe anche focalizzarle, producendo immagini (in genere più di una).

Uno schema semplice per valutare di quanto un raggio luminoso viene deviato da una massa puntiforme M è il seguente. Consideriamo un fotone di energia $E = h\nu$ e momento $p = h\nu/c$ che passa ad una distanza b dalla massa M . A causa dell'azione della gravità, il vettore \vec{p} ruota e la differenza fra la direzione iniziale e quella finale può essere stimata come:

$$\Delta \vec{p} = \vec{F}_g \Delta t \approx \vec{F}_g \frac{b}{c} = \frac{h\nu}{c^2} \vec{a}_g \frac{b}{c}$$

dove b è detto "parametro di impatto" del raggio luminoso e a_g è l'accelerazione di gravità sentita dal fotone di "massa" $h\nu/c^2$. L'angolo di cui cambia la direzione del fotone può essere stimato come

$$\alpha \approx \frac{|\Delta \vec{p}|}{p} \approx \frac{h\nu}{c^2} \frac{b}{c} \frac{a_g}{h\nu} \approx \frac{b}{c^2} a_g$$

Se la massa è puntiforme si avrà:

$$\alpha \approx \frac{b}{c^2} \frac{GM}{b^2} = \frac{GM}{c^2 b}$$

cioè il fotone devia tanto meno quanto più lontano è dalla massa. Se la massa invece è estesa e il fotone la attraversa, si ha:

$$\alpha \approx \frac{b}{c^2} \frac{G}{b^2} \frac{4}{3} \pi \rho b^3 \approx 4 \frac{G}{c^2} \rho b^2$$

Cioè i fotoni che passano vicino al centro sono i meno deviati ("sentono" meno massa).

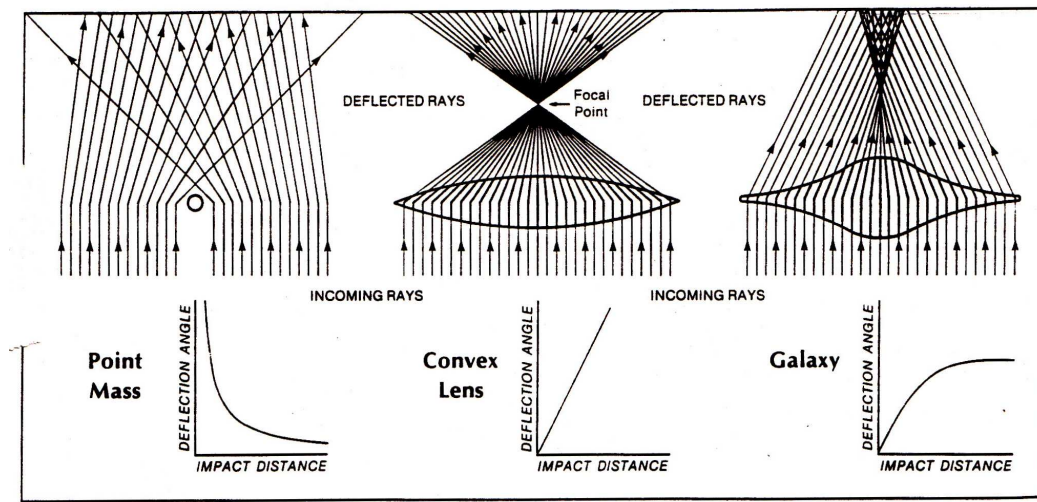


Figura 25.13: Comportamento di una lente ottica e di una lente gravitazionale (Gorenstein, 1983, Sky&Telescope, 66, 390).

L'ottica di una lente gravitazionale è estremamente complessa, per cui ci limitiamo a poche considerazioni elementari.

In fig. 25.13 sono schematicamente rappresentati il comportamento di una lente ottica (al centro), dove i raggi sono tanto più deviati quanto più lontano dal centro della lente si trovano, e di una lente

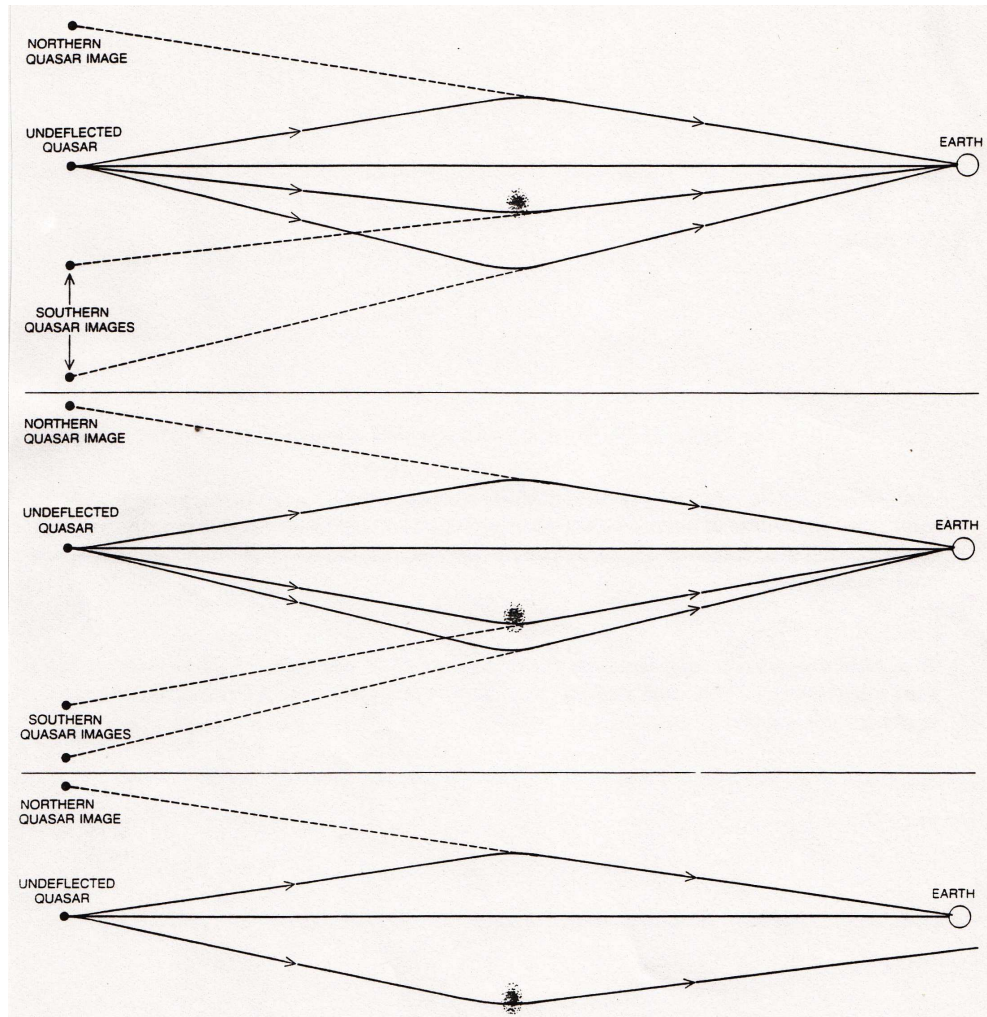


Figura 25.14: Formazione di immagini multiple di una quasar lontana, in presenza di una lente gravitazionale estesa (da Chaffee, 1980, Scientific American, Vol. 243, n.5, p.60). Vedi testo per descrizione della figura.

prodotta da una massa gravitazionale puntiforme e da una estesa (es. una galassia o un ammasso di galassie).

In presenza di una lente gravitazionale, di una quasar lontana, oltre eventualmente all'immagine diretta, si potranno vedere più immagini, dovute ai fotoni deviati. Nel caso di una lente estesa, le immagini possono essere anche tre o più a seconda del grado di allineamento quasar-lente-Terra. In fig. 25.14 sono riportati alcuni esempi di formazione di immagini multiple.

Osservazioni ottiche molto profonde della regione intorno alla quasar doppia 0957 + 561A,B hanno messo in evidenza una tenue nebulosità a nord-est della quasar sud, che potrebbe essere la galassia responsabile dello sdoppiamento dell'immagine. In questo caso la situazione sarebbe quella rappresentata dal grafico di mezzo della fig. 25.14, dove però le due immagini a sud sono così vicine da non essere risolte nelle immagini ottiche da terra.

Una ulteriore verifica di questa ipotesi è stata cercata osservando la quasar doppia alle lunghezze d'onda radio, dove si possono raggiungere poteri risolutivi più elevati. Nelle immagini radio, con il VLA a 5 GHz (fig. 25.12; Roberts et al., 1985, ApJ, 293, 356), la quasar A mostra un nucleo, il getto che lo collega al lobo NE e un lobo a SW. Della componente B si vede solo il nucleo e un inizio di getto verso N. Questa mancanza di simmetria si spiega col fatto che la struttura estesa ha una linea

di vista che passa così lontana dalla lente da non essere deflessa. Del nucleo invece, non solo vediamo le due immagini, ma queste mostrano strutture molto simili quando osservate col *VLBI* (fig. 25.12; Garrett et al., 1994, *MNRAS*, 270, 457). Anche se ci sono ancora dei punti oscuri (dove è la terza immagine del nucleo? alle frequenze radio c'è abbastanza risoluzione per vederla) non c'è ormai alcun dubbio che la quasar 0957+561A, B rappresenta un esempio di lente gravitazionale.

Il fatto che le lenti gravitazionali possono essere osservate come immagini multiple di quasar è oggi completamente acquisito, ed altre quasar multiple sono interpretate in questo schema. In situazioni particolari di allineamento, l'immagine può apparire come un anello (l'*Einstein ring*) più o meno ellittico, di cui si ha evidenza in un certo numero di immagini radio (fig. 25.15) e ottiche (fig. 25.16). Se l'oggetto è perfettamente allineato con la galassia o ammasso che fanno da lente, allora l'anello sarà perfettamente circolare, se l'oggetto è un po' spostato dal centro della lente l'anello risulterà ellittico, e si avranno in aggiunta due altre immagini dell'oggetto: quella principale appena fuori dall'anello, e quella secondaria appena dentro e diametralmente opposta.

Questa struttura si adatta bene alla immagine della radiosorgente *MG1131+0456* riportata in fig. 25.15 (si notino le due sottostrutture indicate con *A1* – *A2* e *B*). In questa immagine non si vede una ulteriore componente a sud-ovest, *C* che compare invece in immagini di risoluzione più bassa, e che è fuori dall'anello, allineata con la coppia *A* – *B*.

Il modello fatto per la radiosorgente non deformata dalla lente consiste in una componente centrale, leggermente estesa o doppia, la cui linea di vista passa abbastanza vicino alla lente per dar luogo all'immagine doppia *A* – *B*, un lobo che si trova praticamente dietro la lente, e dà luogo all'anello, un altro lobo la cui linea di vista che passa abbastanza distante dalla lente da formare una sola immagine, la componente *C*.

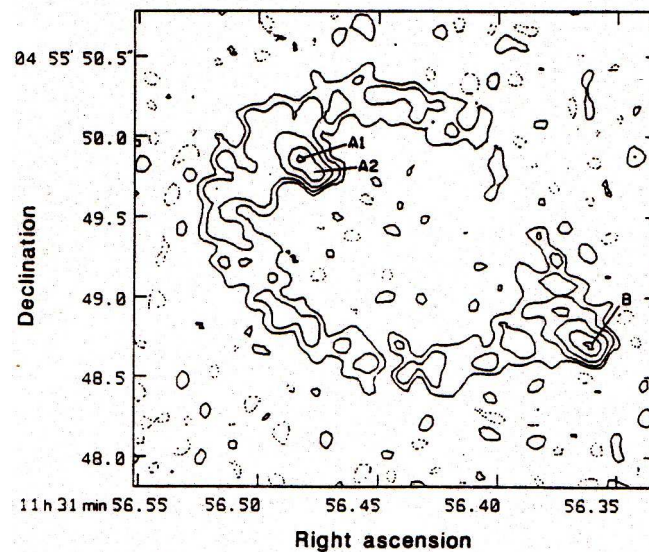


Figura 25.15: *MG1131+0456*: un esempio di lente gravitazionale, con “Einstein ring” (Hewitt et al., 1988, *Nature*, 333, 537).

L'interesse suscitato dalla scoperta delle lenti gravitazionali, risiede non solo nell'aver verificato una delle tante conseguenze della teoria della relatività generale e nella possibilità di “mappare” distribuzioni di massa non visibile (§ 18.4.3), che si manifesta attraverso l'effetto di lente gravitazionale, ma anche nel fatto che queste, in linea di principio potrebbero consentire una determinazione indipendente della costante cosmologica H_0 . Se infatti la quasar è soggetta a variazioni temporali di intensità, dato che i segnali che danno luogo alle due immagini percorrono cammini diversi, essi

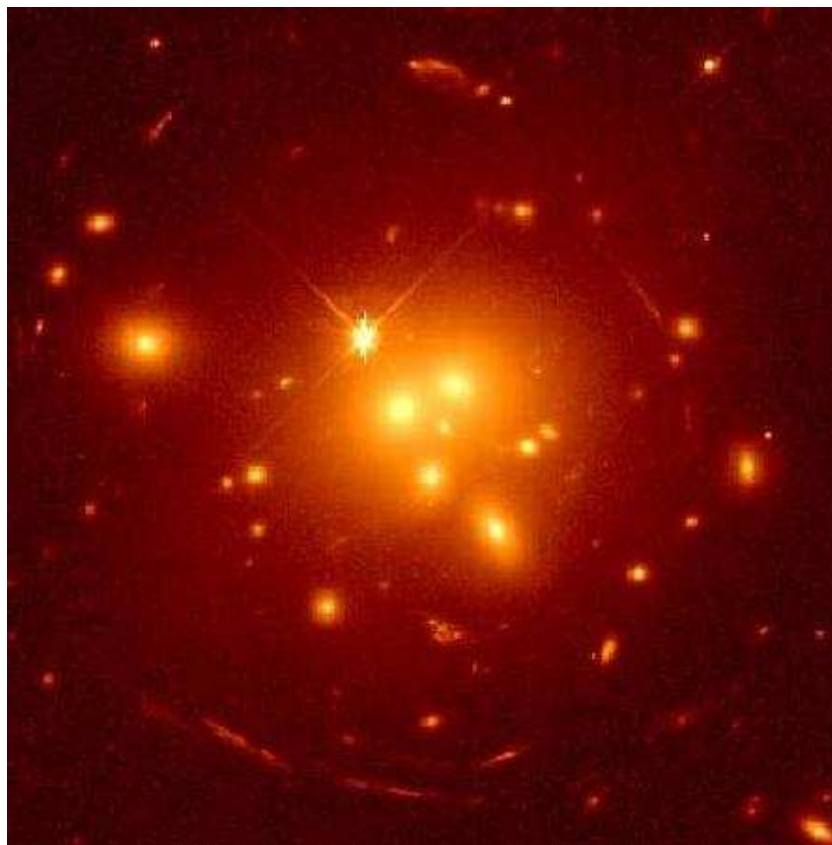


Figura 25.16: Immagine HST dell'ammasso MS 0440+0204 (Gioia et al., 1998, ApJ, 497, 573). Le dimensioni del campo mostrato sono $\approx 200 \times 200 \text{ kpc}^2$. La luminosità, apparentemente diffusa, al centro è dovuta alla sovrapposizione degli aloni stellari delle galassie. Notare i numerosi archi.

giungono all'osservatore con una differenza di tempo data, in prima approssimazione, da:

$$\Delta t \sim \frac{(\Delta\theta)^2 D_{lente}}{c} \quad (25.6)$$

(Refsdal&Surdej, 1992, in Bergeron, "Highlights of Astronomy" vol. 9, p. 3), dove $\Delta\theta$ è la separazione angolare delle due immagini e D_{lente} è la distanza dell'oggetto che fa da lente gravitazionale. Una volta ricavato D_{lente} dalla (25.6), se z è noto è possibile determinare la costante di Hubble.

Una lente gravitazionale può essere costituita anche da un intero ammasso di galassie. La massa che deflette la radiazione è enormemente più grande, ma ha anche una distribuzione discontinua e disuniforme, per cui il valutarne gli effetti è molto più complesso.

Immagini ottiche di ottima qualità di ammassi di galassie hanno mostrato, in un certo numero di casi, delle curiose strutture a forma di piccoli archi, che più o meno circondano l'ammasso e che sono stati interpretati con sicurezza come porzioni di *Einstein ring* spezzati, immagini di galassie o quasar di là dall'ammasso, e quindi più lontane.

Un esempio è riportato in fig. 25.16. Il cluster, MS 0440+0204, ha un redshift $z_{cl} = 0.1965$. Si notano vicino alla periferia dell'immagine una ventina di "archetti", verosimilmente parti di "Einstein ring" non completi, associati a oggetti posti al di là dell'ammasso.

25.9 Appendice: Immagini di quasar ottenute con Hubble Space Telescope

Le immagini HST presentate in figg. 25.17 e 25.18 (Bachall et al., 1997, ApJ, 479, 642) sono di quasar con $z \leq 0.3$ e $M_V < -22.9$ ($H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Usando la PSF di una stella brillante³ la quasar è stata sottratta dall'immagine. Questo sistema permette di evidenziare una galassia sottostante la quasar, con $m_G \lesssim m_q + 4$.

Sei di queste quasar sono "radio loud" ("r.l." nella lista sottostante), secondo la definizione data in § 25.4.

I risultati principali sono:

a) Le galassie ospiti delle 6 quasar "radio-loud" sono ≈ 1 mag. più brillanti di quelle delle 14 quasar "radio-quiete":

$$\langle M_V \rangle_{r.q.} = -20.6 \pm 0.6 \quad \langle M_V \rangle_{r.l.} = -21.6 \pm 0.6$$

in accordo con precedenti risultati ottenuti con osservazioni da terra.

b) 5 delle 6 quasar "radio loud" si trovano in galassie ellittiche. La sesta, PKS2349-014, si trova in un sistema multiplo, con forte interazione gravitazionale.

c) 7 delle 14 quasar "radio quiet" si trovano in galassie ellittiche, 3 in galassie spirali e 2 in sistemi in interazione gravitazionale.

d) Per le ultime due quasar, "radio quiet" le galassie sono deboli e difficili da classificare.

- Lista delle Quasar in figg. 25.17 e 25.18 (M_V e morfologia della galassia sottostante)

PG 0052+251	$z = 0.155$	$M_V = -23.0$	Sb	
PHL 909	0.171	-22.9	E4	
NAB 0205+02	0.155	-23.0	SO?	
0306-346	0.265	-24.5	Inter.	
PG0923+201	0.190	-23.1	E1	
PG0953+414	0.239	-24.1	debole	
PKS1004+130	0.240	-24.2	E2	r.l.
PG1012+008	0.185	-23.2	Inter.	
HE1029-140	0.086	-23.2	E1	
PG1116+215	0.177	-24.0	E2	
PG1202+281	0.165	-23.0	E1	
3C273	0.158	-25.6	E4	r.l.
PKS1302-102	0.286	-24.6	E4	r.l.
PG1307+085	0.155	-23.3	debole	
PG1309+355	0.184	-23.2	Sab	
PG1402+261	0.164	-23.0	SBb	
PG1444+407	0.267	-23.0	E1	
3C323.1	0.266	-22.9	E3	r.l.
PKS2135-147	0.200	-23.5	E1	r.l.
PKS2349-014	0.173	-23.4	Inter.	r.l.

³Point Spread Function è la risposta dello strumento ad una sorgente puntiforme, ed è una combinazione della figura di diffrazione *reale* (cioè comprendente i difetti di fabbricazione) dello stesso e del "seeing".

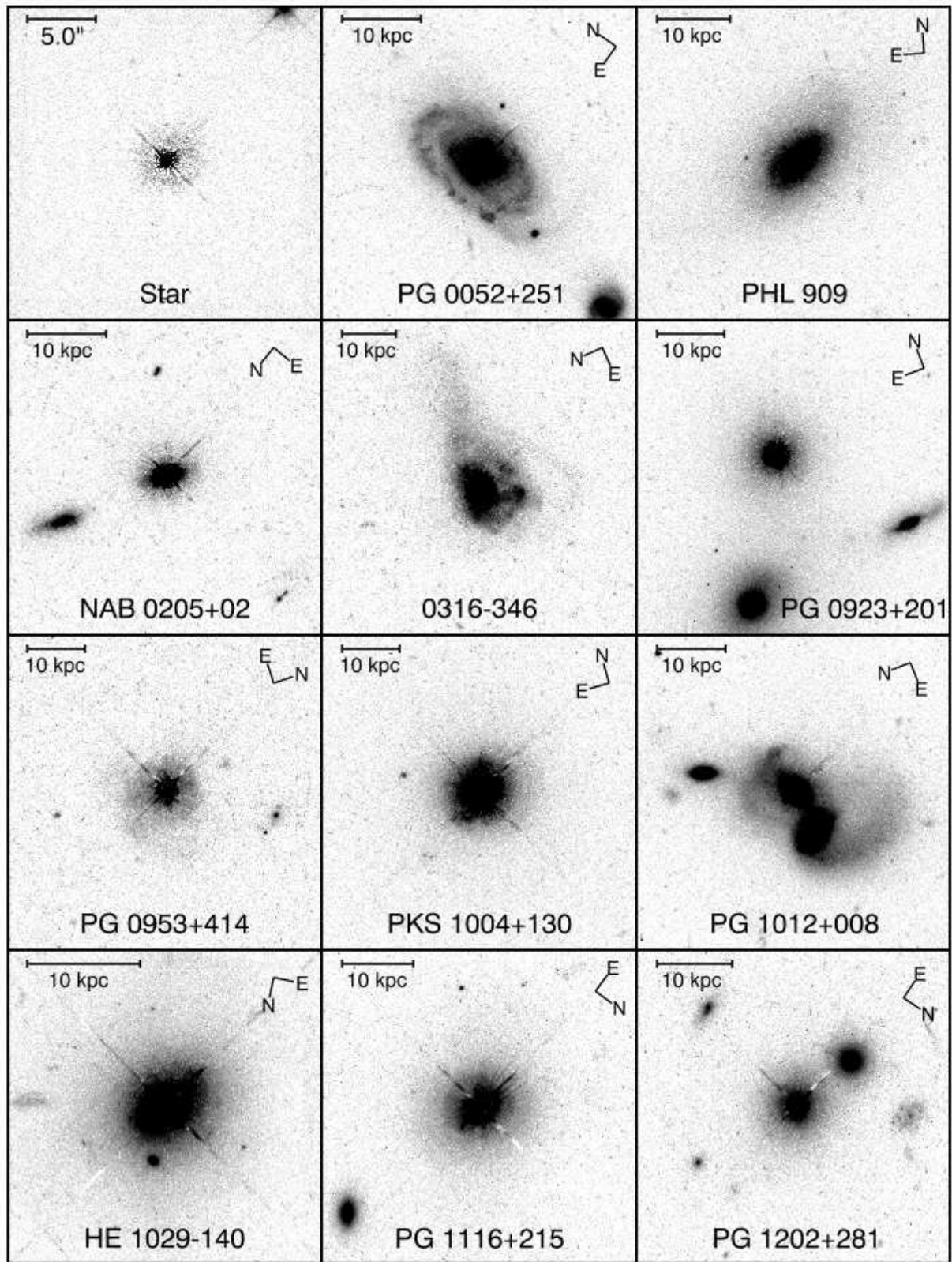


Figura 25.17: Immagini di quasar ottenute da HST. In ciascuna immagine la quasar è stata sottratta usando la PSF di una stella. In alto a sinistra, per confronto, il risultato della sottrazione della PSF da una stella brillante: la sottrazione non è perfetta e rimane un residuo, ma molto più debole della stella di partenza. Anche in alcune immagini delle quasar (e.g. 3C273) si vede il residuo della sottrazione.

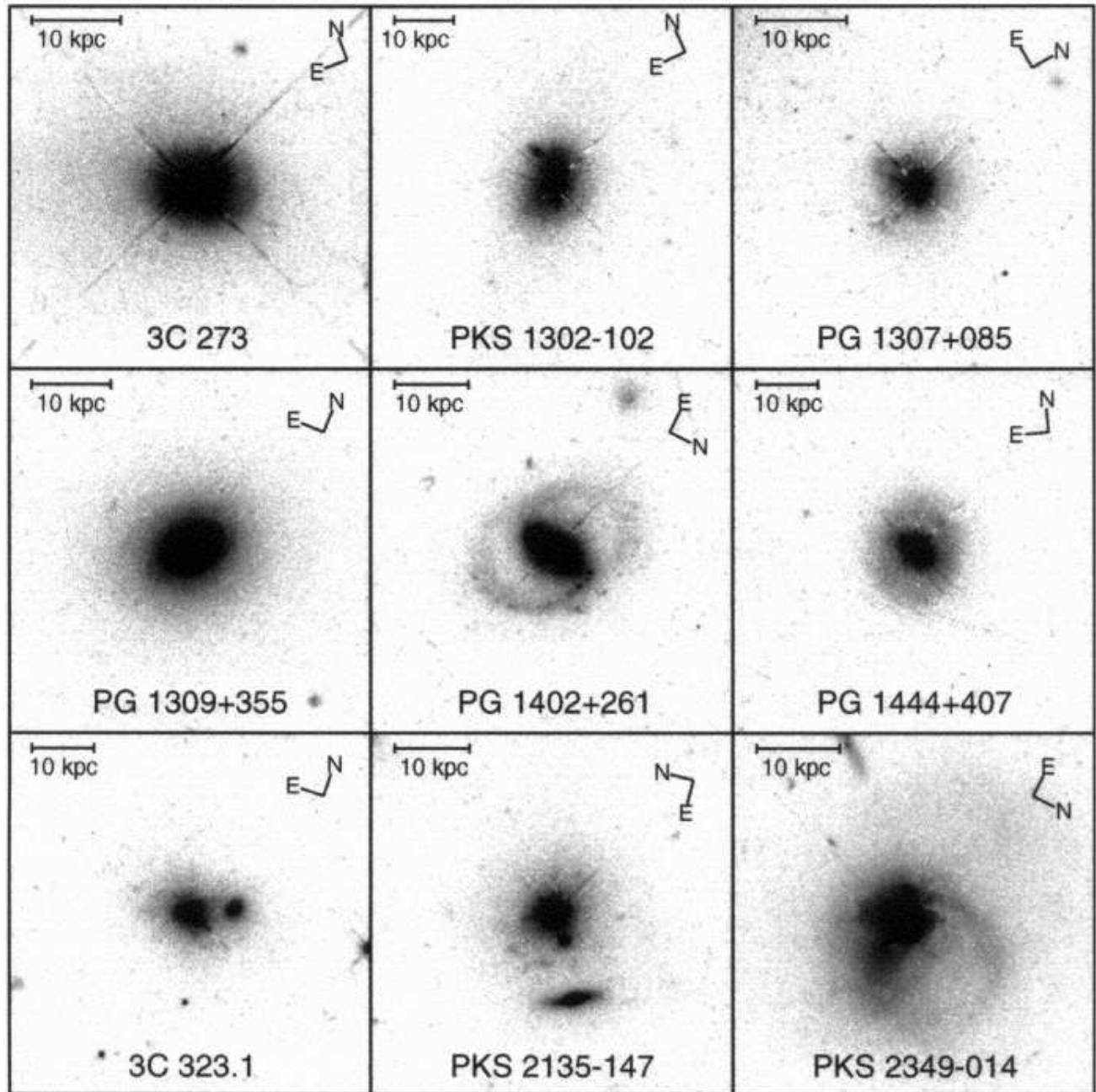


Figura 25.18: Vedi descrizione di fig. 25.17

26 Origine dell'energia negli AGN – Buchi Neri Supermassicci

Aggiornato Maggio 2002, rivisto 2011

L'energia accumulata nei lobi radio delle radiogalassie e quasar più potenti, durante tutta la loro vita e su tutto lo spettro elettromagnetico, è stimata in $\approx 10^{60}$ erg. E' ragionevole pensare che essa derivi dalla conversione in radiazione elettromagnetica di qualche altra forma di energia?

Supponiamo che una massa M sia contenuta entro un raggio inferiore o pari a quello che si deduce dalle scale di tempo delle variazioni più brevi osservate, $\tau \lesssim 10$ giorni, cioè $R \lesssim 3 \times 10^{16}$ cm e che la fonte dell'energia richiesta sia la fusione nucleare dell' H . Considerando un coefficiente di efficienza $\varepsilon_H \leq 10^{-2}$ per questo processo, ed un ulteriore fattore η che dice quale frazione della energia termonucleare si può convertire in energia di particelle relativistiche e di campo magnetico, possiamo stimare la massa M necessaria per produrre l'emissione radio come:

$$Mc^2\varepsilon_H\eta \approx 10^{60}\text{erg} \quad M \approx \frac{10^{41}}{\eta} \text{ gr} \sim \frac{5 \times 10^7}{\eta} M_\odot$$

Si vede quindi che, se $\eta \sim 0.1$ bastano $\sim 10^8 - 10^9 M_\odot$ per produrre l'energia richiesta, una stima del tutto plausibile.

Si deve però notare che il processo di concentrazione della massa M in un volume piccolo come quello considerato libera una quantità di energia gravitazionale data da:

$$\frac{GM^2}{R} = \frac{6.6 \cdot 10^{-8}}{10^{16}} \left(\frac{2 \cdot 10^{41} M_8}{\eta} \right)^2 \approx \frac{8 \cdot 10^{58}}{\eta^2} M_8^2$$

(M_8 è la massa M espressa in unità di $10^8 M_\odot$) che supera di gran lunga quella termonucleare. Pertanto, fin dalla scoperta delle radiogalassie e delle quasar fu accettata l'ipotesi che l'origine della grande quantità di energia in esse contenuta dovesse essere, in ultima analisi, quella gravitazionale, dato che i processi nucleari e atomici sono troppo poco efficienti. L'attenzione fu concentrata su due possibili meccanismi:

- a) oggetti rotanti di grande massa, analoghi alle pulsar, detti *Spinar* (§ 26.1).
- b) Buchi Neri di grande massa (*SBH*, acronimo di "Super-massive Black Hole") che accrescono la materia circostante (§ 26.2).

26.1 Spinar

Il modello di Spinar (Morrison, 1996, Ap.J., 157L, 73) è ormai superato da quello basato sul *SBH*, ma lo presentiamo per completezza storica.

La Spinar è un oggetto rotante di grande massa, M , dotato di campo magnetico. Come le pulsar, perde energia per radiazione di dipolo magnetico. Se ω , R ed H sono frequenza di rotazione, raggio della spinar e intensità del campo magnetico, il ritmo a cui l'energia è irradiata è dato dalla (17.7):

$$w_{sp} = -\frac{dU_{sp}}{dt} \approx \frac{2}{3} \frac{1}{c^3} H^2 R^6 \omega^4$$

Le pulsar però, sono Stelle di Neutroni sostenute dalla pressione della materia degenera, e quindi sono sostanzialmete corpi rigidi, il cui momento d'inerzia non cambia col tempo. La spinar invece è un oggetto che è sostenuto contro il collasso dalla sola forza centrifuga. Se supponiamo quindi che una spinar sia stabilizzata dalla sola rotazione, (se trascuriamo cioè per semplicità la pressione interna e magnetica) per il teorema del viriale (§ 8.4.9) avremo che $2K + U_g = 0$ (K è l'energia cinetica e U_g l'energia gravitazionale). Quindi l'energia totale sarà:

$$U_{sp} = K + U_g = -K = \frac{1}{2} U_g < 0$$

Un oggetto stabilizzato dalla forza centrifuga sarà in genere un disco appiattito, ma dato che ci interessano solo degli ordini di grandezza lo tratteremo come se fosse una sfera.

Poichè l'energia cinetica è dovuta alla rotazione della spinar avremo anche:

$$K \sim \frac{1}{2} I \omega^2 = \frac{1}{2} \frac{2}{5} M R^2 \omega^2 = -\frac{1}{2} U_g = \frac{1}{2} \frac{GM^2}{R}$$

da cui:

$$\omega^2 R^2 = \frac{5}{2} \frac{GM}{R} \quad \text{ovvero} \quad \omega^2 R^3 = \frac{5}{2} GM = \text{cost} \quad (26.1)$$

La variazione percentuale della pulsazione della spinar è:

$$\frac{\dot{\omega}}{\omega} = -\frac{3}{2} \frac{\dot{R}}{R}$$

Poichè $U_{sp} = K$, la perdita di energia per irraggiamento ($-dU_{sp}/dt > 0$) comporta $dK/dt > 0$ e quindi $dU_g/dt < 0$, cioè l'energia cinetica cresce al trascorrere del tempo, mentre l'energia gravitazionale diventa sempre più negativa, il che significa che il raggio diminuisce, ossia $\dot{R} < 0$. Quindi, mentre irradia, la spinar si contrae e dato che $\omega^2 R^3 = \text{cost}$ (eq. 26.1), la sua velocità di rotazione aumenta, al contrario di ciò che avviene per le pulsar.

L'evoluzione temporale di una spinar si può calcolare come segue:

$$-\frac{dU_{sp}}{dt} = \frac{dK}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{5} M R^2 \omega^2 \right) = \frac{2}{3c^3} H^2 R^6 \omega^4$$

ossia:

$$\frac{2}{5} \left(M R \dot{R} \omega^2 + M R^2 \omega \dot{\omega} \right) = \frac{2}{3c^3} R^6 H^2 \omega^4$$

da cui, dividendo entrambi i membri per $R^2 \omega$ e ricordando che $\dot{\omega}/\omega = -\frac{3}{2} \dot{R}/R$ si ha:

$$\frac{2}{5} \left(M \omega \frac{\dot{R}}{R} + M \dot{\omega} \right) = \frac{2}{15} M \dot{\omega} = \frac{2}{3c^3} (R^2 H)^2 \omega^3 \quad \text{da cui:} \quad \int \omega^{-3} d\omega \propto \int dt$$

e, infine:

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - t/\tau_0}} \quad \text{con} \quad \tau_0 = \frac{c^3}{10} \frac{M}{(HR^2)^2 \omega_0^2} \quad (26.2)$$

$HR^2 = H_0 R_0^2$ è il flusso del campo magnetico, che si conserva. Si vede subito che, per $t \rightarrow \tau_0$, $\omega \rightarrow \infty$ e, per la (26.1) $R \rightarrow 0$. La spinar cioè collassa inevitabilmente in un Buco Nero.

Si noti che il modello di spinar contiene parametri come ω_0 , (o R_0), H , M che non sono deducibili direttamente dalle osservazioni, come nel caso delle pulsar. Cercando di applicare questo modello alle quasar, la cui vita media è stimata in $\tau_0 \approx 10^5 - 10^6$ anni, e assumendo che il raggio del nucleo attivo sia vicino al raggio di Schwarzschild (praticamente il termine del collasso) si trova che per produrre una luminosità di 10^{47} erg s⁻¹ (come in 3C 273) occorre una massa di $\approx 10^8 M_\odot$, e che il campo magnetico, il raggio e il periodo di rotazione attuali siano rispettivamente $\approx 10^6$ G, $\sim 10^{13}$ cm e 10^4 s.

26.2 Buchi Neri Supermassicci (SBH)

Il primo lavoro in cui si è tentato di spiegare la fenomenologia degli AGN utilizzando Buchi Neri di grande massa è quello di Lynden-Bell (1969, Nature, 223, 690).

Rassegne recenti delle proprietà dei Buchi Neri Super-massicci nelle galassie sono dovute a Kormendy e Richstone (1995, ARAA, 33, 581) e Ferrarese e Ford (2005, Sp.Sc.Rev., Vol.116, p.523).

Ricordiamo, molto sommariamente, alcune caratteristiche dei Buchi Neri (BH), senza alcun tentativo di svilupparne la teoria fisica, basata sulla Relatività Generale, che è al di fuori dei nostri scopi. Per maggiori e più dettagliate informazioni vedasi "The Physical Processes in Active Galactic Nuclei" (Blandford, 1990, in "Active Galactic Nuclei", Courvoisier&Mayor, Springer-Verlag).

In quanto segue la trattazione è rivolta all'astrofisica dei SBHs, e alla loro relazione con gli AGN.

26.2.1 L'orizzonte degli eventi

La caratteristica primaria di un buco nero (massiccio o meno, BH) è l'*orizzonte degli eventi*, definito da un raggio in corrispondenza del quale ogni radiazione emessa subisce uno spostamento Doppler gravitazionale (§ 16.2.4) infinito. In altre parole l'*orizzonte* racchiude una regione di spazio a cui osservatori esterni non possono accedere in nessuna maniera.

Il BH può essere non rotante, oppure dotato di rotazione. Nel primo caso si parla di BH di Schwarzschild (16.1), nel secondo di BH di Kerr.

Per un BH di Schwarzschild il raggio dell'orizzonte, detto *raggio di Schwarzschild* (§ 16.1), è dato da:

$$\mathcal{R} = 2\frac{GM_{BH}}{c^2} \approx 3 \times 10^{13} M_{BH,8} \text{ cm} \quad \left[M_{BH,8} = \frac{M_{BH}}{10^8 M_{\odot}} \right] \quad (26.3)$$

Nel caso di un BH di Kerr (*rotante*) il raggio dell'orizzonte, \mathcal{R}_K , è dato da:

$$\mathcal{R}_K = \frac{GM_{BH}}{c^2} \left[1 + \left(1 - (J_{BH}/J_{\max})^2 \right)^{1/2} \right] \quad (26.4)$$

che è compreso fra il valore in eq. (26.3) e la sua metà, in funzione del momento angolare J_{BH} , che non può superare $J_{\max} = GM_{BH}^2/c$ (corrispondente a $v_{rot,max} = c$).

Un BH di Kerr possiede una elevata energia cinetica di rotazione:

$$K_{rot,K} \approx 5 \times 10^{61} \left(\frac{J_{BH}}{J_{\max}} \right)^2 M_{BH,8} \text{ erg}$$

26.2.2 Orbite intorno ad un Buco Nero

Un aspetto importante della fisica di un BH riguarda la dinamica delle particelle nelle sue immediate vicinanze. A differenza di quanto accade nella fisica Newtoniana, una particella, indipendentemente dal suo momento angolare, può avere orbite stabili solo al di là di una certa distanza dal BH . A distanze minori la particella cade inevitabilmente entro l'orizzonte.

Se il BH è non rotante, la distanza minima è $r_S = 3\mathcal{R}$. Se il BH è rotante si hanno due distanze minime, r_{K_1} e r_{K_2} , a seconda che la particella ruoti intorno al BH nel verso della sua rotazione o nel verso contrario:

$$r_{K_1} = \mathcal{R}/2 \quad r_{K_2} = \frac{9}{2}\mathcal{R}$$

La materia che cade in un BH può dissipare verso l'esterno l'energia che acquista nella caduta soltanto per $r > r_{min}$, ossia fino all'ultima orbita stabile. L'energia che il materiale in caduta ha ancora a $r < r_{min}$ viene tutta convogliata nel BH .

26.2.3 L'ergosfera di un Buco Nero di Kerr

Un BH rotante produce un altro importante fenomeno, noto come *dragging of inertial frames* (trascinamento di sistemi inerziali). Questo fenomeno consiste nel fatto che un BH in rotazione trascina ogni oggetto fisico ad esso vicino in un moto orbitale nella stessa direzione della sua rotazione. Minore è la distanza dall'orizzonte, maggiore è l'effetto di trascinamento. Prima di raggiungere l'orizzonte, il trascinamento diventa così forte che c'è una distanza limite, nota come *limite statico*, entro il quale nessun oggetto può rimanere in quiete rispetto ad un riferimento inerziale a distanza finita, qualunque cosa faccia (es. accendere motori a razzo di potenza grande a piacere nella direzione opposta alla rotazione). Il limite statico coincide con il raggio dell'orizzonte nelle direzioni polari, ma è maggiore di questo nella regione equatoriale, dove risulta due volte maggiore se la rotazione del BH ha il massimo

valore possibile. La *superficie statica* non è quindi una sfera, ma ha simmetria assiale intorno all'asse di rotazione.

La regione compresa fra la superficie dell'orizzonte e la superficie statica è nota con il nome di *ergosfera* ed ha particolare importanza, in quanto, a seguito di un processo noto col nome di *processo Penrose*, da essa possono sfuggire particelle con energia maggiore di quella che avevano quando ci sono entrate.

26.2.4 L'effetto Lense-Thirring

Per effetto del *dragging* visto in § 26.2.3, qualunque massa in orbita intorno ad un *BH* di Kerr in un piano diverso da quello equatoriale subisce un fenomeno di precessione intorno all'asse di rotazione del *BH*, con una velocità angolare

$$\omega_{LT} \approx 2 \left(\frac{\mathcal{R}_K}{R} \right)^3 \frac{c}{\mathcal{R}_K} \frac{J_{BH}}{J_{max}}$$

che aumenta avvicinandosi a \mathcal{R} . Questo effetto assicura che, vicino al *BH*, il moto della materia in accrescimento è a simmetria assiale rispetto all'asse di rotazione del *BH*, indipendentemente dalla direzione iniziale del suo momento angolare.

26.2.5 Energia sviluppabile per accrescimento

A differenza di quanto avviene per oggetti collassati, quali le Nane Bianche o le Stelle di Neutroni, un *BH* non possiede una superficie solida sulla quale il materiale in caduta possa impattare e convertire in altre forme l'energia cinetica acquisita nella caduta. Una singola particella in caduta perfettamente radiale finirebbe inevitabilmente entro l'orizzonte degli eventi e l'energia da essa acquisita "scomparebbe". Tuttavia in genere vi saranno processi dissipativi, di tipo "viscoso", e in ogni caso il materiale in caduta avrà una, anche se pur piccola, quantità di momento angolare, che impedirà una caduta puramente radiale, dando luogo a traiettorie di tipo kepleriano. Di conseguenza, l'energia cinetica di caduta si convertirà, almeno parzialmente, in energia termica e, in misura maggiore o minore, in radiazione. Ciò che è accessibile a osservatori lontani è, dunque, la conversione di energia che avviene al di fuori dell'ultima orbita stabile.

Vediamo, ora, di farne alcune valutazioni schematiche, riprendendo alcune delle espressioni viste nel cap 16. Nel caso di accrescimento con un ritmo \dot{M} , l'energia massima (efficienza di conversione $\eta = 1$) che si può sviluppare, per unità di tempo (*luminosità di accrescimento*) ad una distanza r dal *BH* è:

$$L_{BH} = \frac{1}{2} \frac{GM_{BH}}{\mathcal{R}} \frac{\mathcal{R}}{r} \dot{M} = \frac{1}{4} \dot{M} c^2 \frac{\mathcal{R}}{r} \approx 1.5 \times 10^{46} \frac{\mathcal{R}}{r} \left(\frac{\dot{M}}{M_{\odot}} \right)_{\text{anno}} \text{ erg s}^{-1}$$

Notare il valore 1/2 dovuto al fatto che si assume che l'accrescimento di materia non sia radiale, ma ottenuto in un disco di accrescimento. In questo caso, per il teorema del viriale (§ 26.3) solo la circa metà dell'energia gravitazionale liberata nel processo può essere trasformata in altra forma (termica + radiazione) mentre l'altra metà va in energia cinetica rotazionale. A seconda che il *BH* sia di Schwarzschild o di Kerr, riferendosi ai raggi minimi delle orbite stabili nei due casi, si ha perciò:

$$\begin{aligned} L_{BH,max} &\leq 0.08 \dot{M} c^2 && BH_S && \text{erg s}^{-1} \\ &\leq 0.5 \dot{M} c^2 && BH_K && \text{erg s}^{-1} \end{aligned}$$

Si hanno due regimi estremi di irraggiamento, a seconda del valore del rapporto t_{acc}/t_{rad} , dove t_{acc} è il *tempo caratteristico di accrescimento* e t_{rad} è il *tempo caratteristico di raffreddamento per radiazione*.

1) Se $t_{acc}/t_{rad} \ll 1$, si parla di *regime Viriale*. La temperatura che il materiale in accrescimento può raggiungere sarà:

$$T_{\text{vir}} \approx \frac{GM_{BH}m_p}{k_B r} \approx 3 \times 10^{12} \frac{\mathcal{R}}{r} \quad \text{K}$$

In questa situazione l'energia massima acquisita da un protone, per $r \approx 3\mathcal{R}$ è dell'ordine di 100 Mev. Per un elettrone, invece, l'energia massima corrispondente è inferiore di un fattore $m_e/m_p \approx 6 \cdot 10^{-4}$. Si può, quindi, asserire che l'energia generata nell'accrescimento dovrebbe essere sostanzialmente contenuta nei protoni. Se, però, il tempo scala di interazione coulombiana fra elettroni e protoni è molto inferiore al tempo caratteristico di accrescimento, allora ci può essere un cospicuo trasferimento di energia dai protoni agli elettroni fino a raggiungere eventualmente una situazione di equipartizione. In questo caso gli elettroni, con energia dell'ordine di 50 Mev, sarebbero relativistici e potrebbero emettere radiazione sia per sincrotrone che per Compton inverso a frequenze fino alla banda gamma. Inoltre sarebbero nelle condizioni per produrre in abbondanza coppie *elettrone/positrone* sia in seguito a collisioni anelastiche, sia come conseguenza della produzione di radiazione gamma.

2) Se $t_{\text{acc}}/t_{\text{rad}} \gg 1$, ossia se il processo di emissione di radiazione risultasse massimamente efficace, il plasma in accrescimento potrebbe stabilizzarsi a temperature molto inferiori. La temperatura minima è quella che corrisponde ad un mezzo denso, otticamente spesso, che emette radiazione come un corpo nero. In questo caso, si ha:

$$T_{\text{cn}} \approx \left(\frac{GM_{BH}\dot{M}}{4\pi r^3 \sigma_{SB}} \right)^{1/4} = 4 \cdot 10^5 \left(\frac{\mathcal{R}}{r} \right)^{1/2} M_{BH,8}^{-1/4} \quad \text{K}$$

Viene naturale associare al primo regime un accrescimento di tipo sferico, in cui t_{acc} è dell'ordine del tempo di caduta libera. Il secondo regime, invece, sarebbe associabile alla formazione di un disco di accrescimento. E' però realistico pensare che il plasma possa essere inomogeneo, con strutture relativamente dense e a bassa temperatura, immerse in una componente a temperatura estremamente elevata.

Ricordiamo l'espressione per la *luminosità di Eddington* (eq. 16.18), corrispondente ad un arresto del collasso ad opera della pressione di radiazione:

$$L_E = \frac{4\pi GM_{BH}m_p c}{\sigma_T} \approx 1.3 \times 10^{46} M_{BH,8} \text{ erg s}^{-1}$$

ed il corrispondente ritmo massimo di accrescimento:

$$\dot{M}_E = \frac{L_E}{c^2} = 1.5 \times 10^{25} M_{BH,8} \text{ gr s}^{-1} \approx 0.2 M_{BH,8} M_{\odot} \text{ anno}^{-1} \quad (26.5)$$

In altre parole un *BH* di $10^8 M_{\odot}$ non può accrescere più di $\sim 0.2 M_{\odot}/\text{anno}$. In realtà il limite di Eddington può essere superato se l'accrescimento non è a simmetria sferica. Per esempio, l'accrescimento potrebbe avvenire attraverso un disco equatoriale, mentre la radiazione prodotta potrebbe essere emessa in direzione perpendicolare al disco.

Se assumiamo che l'energia irradiata abbia lo spettro di corpo nero, possiamo calcolare, dalla legge di Stefan-Boltzman, la *temperatura di Eddington*, T_E associata a L_E :

$$T_E = \left(\frac{L_E}{4\pi \mathcal{R}^2 \sigma_{SB}} \right)^{1/4} \approx 4 \cdot 10^5 M_{BH,8}^{-1/4} \quad \text{K} \quad (26.6)$$

Si noti che $T_E \propto M_{BH}^{-0.25}$ e quindi, per es., un *BH* di una massa solare avrà una temperatura 100 volte maggiore di un *SBH* di $10^8 M_{\odot}$.

26.2.6 Altri parametri dell'accrescimento

La densità n_E di materia accresciuta, associata a L_E , vicino all'orizzonte, è stimata come $\dot{M}_E/(m_p \dot{V})$, dove $\dot{V} = 4\pi r^2 v$ è il volume di una buccia sferica spazzato nell'unità di tempo dalla materia accresciuta a velocità $v \approx c$. Questa ultima approssimazione deriva dalla considerazione che la velocità di accrescimento, valutata nell'ipotesi Kepleriana, è:

$$v \approx \sqrt{\frac{GM_{BH}}{R}} = c \sqrt{\frac{\mathcal{R}}{2R}} \quad (26.7)$$

per cui, effettivamente, al raggio di Schwarzschild $v \sim c$ (entro il 30%). Dopo le opportune sostituzioni, si ottiene:

$$n_E \approx \frac{1}{4} \frac{c^2}{\sigma_T GM_{BH}} \approx 2.5 \times 10^{10} M_{BH,8}^{-1} \text{ cm}^{-3} \quad (26.8)$$

Intorno al BH è plausibile (e i modelli per la collimazione dei getti lo richiedono) che esista un campo magnetico. Una stima del suo valore, in corrispondenza del limite di Eddington, si può ottenere dalla condizione di equipartizione fra energia magnetica e energia cinetica (eq. 8.81), che fornisce:

$$H_E \approx 6 \times 10^4 M_{BH,8}^{-1/2} \text{ gauss}$$

Qualora la L_E fosse dovuta a sincrotrone, su una banda dell'ordine di $\sim 10^{16}$ Hz, in presenza di un campo H_E , la frequenza di autoassorbimento sarebbe:

$$\nu_{SE} \approx 10^{14} M_{BH,8}^{-1/2} \text{ Hz}$$

e quindi in generale, l'emissione non sarebbe visibile che nella banda ottica.

26.2.7 Origine del materiale di accrescimento sui Buchi Neri Super-massicci

Il pre-requisito per una grande produzione di energia è l'accumulo di una grande quantità di gas nella buca di potenziale al centro della galassia ($R \ll 1$ pc). Le osservazioni mostrano che spesso le regioni centrali contengono grandi quantità di gas, e asimmetrie nella distribuzione delle masse possono favorire il moto del gas verso il centro. In particolare sembra che la presenza di una barra abbia un ruolo importante nel convogliare il gas circostante verso il centro. Se tutto il gas che si osserva fosse utilizzato per produrre la luminosità di questi oggetti, cadendo in un SBH centrale e rilasciando un'energia pari a $0.1 M_{\text{gas}} c^2$, tale gas basterebbe per 10^{11} anni. Naturalmente è verosimile che una parte notevole del gas si condensi in stelle. Tuttavia il "combustibile" per il SBH non è difficile da reperire. Può trattarsi di:

- Gas espulso dalle stelle della galassia sotto forma di venti stellari, Supernovæ, etc. Il ritmo stimato di produzione si aggira intorno a $\dot{M}_{\text{gas}} \approx 10^{-11} - 10^{-12} (M_{\text{gal}}/M_{\odot}) M_{\odot} \text{ anno}^{-1}$, che, per $M_{\text{gal}} \approx 10^{11} M_{\odot}$ potrebbe essere compatibile con \dot{M}_E per $M_{SBH,8} = 1$ (eq. 26.5).
- Stelle che entrano nel raggio mareale¹ del SBH , r.m. $\approx \left(\frac{M_{SBH}}{m_{\text{star}}} \right)^{1/3} r_{\text{star}}$, e vengono da questo vaporizzate ed incorporate.
- Gas di origine extragalattica, come gas freddo intergalattico, piccole galassie, ecc.

¹Calcolo del "r.m.": Consideriamo una stella di massa m e raggio r il cui centro dista d da un SMH di massa M . In un punto generico sulla superficie della stella, dalla parte rivolta verso il SBH , si manifestano due accelerazioni: $a_1 = Gm/r^2$ (attrazione gravitazionale della stella) e $a_2 = GM/(d-r)^2 - GM/d^2$ (attrazione gravitazionale differenziale dovuta al SBH alla superficie e al centro della stella, responsabile della "dilatazione" della stessa). La stella si rompe quando $a_2 > a_1$, cioè $M/(d-r)^2 - M/d^2 > m/r^2$ che, per $r \ll d$, diviene $m/r^2 \lesssim 2rM/d^3$.

26.3 Forme di accrescimento

Le osservazioni degli *AGN* mostrano strutture radio totalmente non sferiche. Inoltre sembra difficile pensare che il gas in caduta sia completamente privo di momento angolare tanto da muoversi radialmente. Per cui in generale vengono presi in considerazione quei modelli che trattano dell'accrescimento in presenza di momento angolare. Se il materiale catturato è dotato di una anche piccola quantità di momento angolare, intorno al *SBH* si forma un sottile disco di accrescimento, o un toro², in cui il materiale accresciuto ruota con velocità (Kepleriana) $v = \sqrt{GM_{SBH}/r}$, dove r è la distanza dal *SBH* misurata sul piano del disco (fig. 26.1). I modelli assumono sempre rotazioni solo azimutali su orbite circolari, che determinano l'appiattimento del disco, e le deviazioni da un disco piatto sono considerate perturbazioni. Il materiale che si trova su una data orbita perde progressivamente momento angolare, a seguito di *processi di tipo viscoso* (vedi, per es., §26.4.2) e lentamente spiraleggia, attraverso moti quasi kepleriani, verso il *SBH*. La velocità radiale è sempre molto piccola rispetto a quella orbitale. Su ciascuna orbita kepleriana, per il teorema del viriale, se K è l'energia cinetica di rotazione e U_g l'energia potenziale di una massa m che spiraleggia verso il centro, si ha:

$$2K + U_g = 0 \quad K = -\frac{U_g}{2} \quad U_{tot} = K + U_g = \frac{U_g}{2} < 0$$

Poichè l'energia potenziale diminuisce progressivamente allo stringersi dell'orbita, con essa diminuisce l'energia totale. La diminuzione dell'energia totale corrisponde alla emissione di radiazione dal disco.

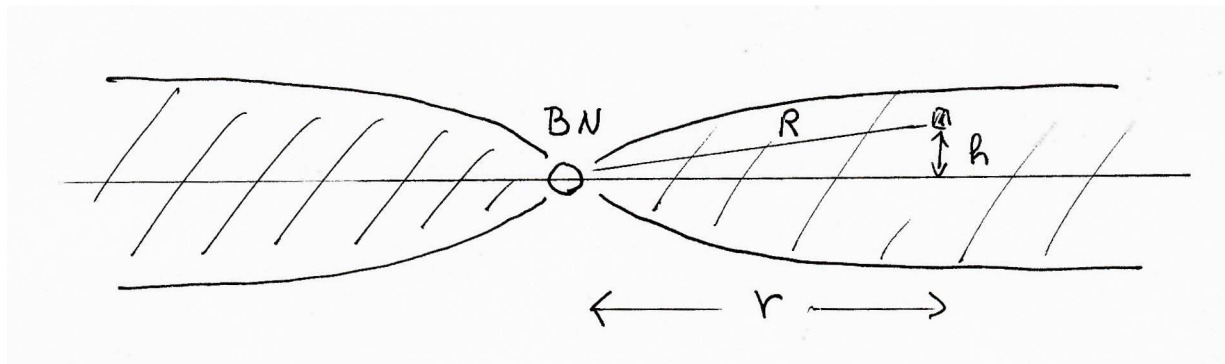


Figura 26.1: Equilibrio idrodinamico di un disco di accrescimento (vedi testo).

26.3.1 Struttura del disco

In direzione perpendicolare al piano la stabilità del disco di accrescimento è assicurata dall'equilibrio fra la forza di gravità (per unità di volume) ed il gradiente della pressione totale p_{rmt} , che per semplicità assumiamo costante. p_t è data dalla somma della pressione del gas, p_{gas} , e della pressione di radiazione, p_{rad} . Perpendicolarmente al disco (fig. 26.1) un elemento di volume unitario ad un'altezza h sul piano e ad una distanza R dal *SBH* è soggetto ad un gradiente medio di pressione $\approx p_t/h$ ed alla componente della accelerazione di gravità, ($a_g \sin \alpha$, dove α è l'angolo fra \vec{R} e il piano del disco), per cui la condizione di equilibrio si scrive:

$$\frac{\Delta p}{\Delta h} \approx \frac{p_t}{h} \approx \rho a_g \sin \alpha = \rho \left(\frac{GM_{SBH}}{R^2} \right) \frac{h}{R} = \rho \cos^3 \alpha \left(\frac{GM_{SBH}}{r^2} \right) \frac{h}{r}$$

da cui, usando anche la (26.7):

²Per $h/r \ll 1$ (fig. 26.1) parliamo di *disco sottile*, per $h/r \approx 1$ di *disco spesso* o *toro*.

$$\begin{aligned}
\left(\frac{h}{r}\right)^2 &\approx \frac{p_t}{\rho} \frac{1}{v_d^2} \approx \left(\frac{p_{\text{gas}}}{\rho v_d^2}\right) \left(1 + \frac{p_{\text{rad}}}{p_{\text{gas}}}\right) \approx \left(\frac{k_B T_{\text{gas}}}{m_p c^2}\right) \left(1 + \frac{p_{\text{rad}}}{p_{\text{gas}}}\right) \left(\frac{R}{\mathcal{R}}\right) \\
&\approx 4 \times 10^{-13} T_{\text{gas}} \left(1 + \frac{p_{\text{rad}}}{p_{\text{gas}}}\right) \left(\frac{R}{\mathcal{R}}\right)
\end{aligned} \tag{26.9}$$

dove abbiamo trascurato il termine $\cos^3 \alpha$, confondendo quindi R , distanza dell'elemento di volume dal SBH , con r , cioè la stessa proiettata sul piano del disco. Si vede dalla (26.9) che lo spessore h cresce come $r\sqrt{R} \approx r^{3/2}$, almeno nel tratto iniziale, dopo di che la pressione e la temperatura non possono più essere considerate costanti ed il disco assume una delle forme schematizzate in fig. 26.3

Se $p_{\text{rad}} > p_{\text{gas}}$ si parla di *radiation supported torus*, RST ; nel caso opposto di *ion supported torus*, IST . Per avere un disco spesso anche per $r \sim \mathcal{R}$ è necessario che $p_{\text{rad}} \gg p_{\text{gas}}$ o che $T_{\text{gas}} \gtrsim 10^{13}$ K, corrispondente ad una energia delle particelle $\gg 100$ Mev.

26.3.2 Irraggiamento termico dal disco

Una volta formato il disco, il materiale che lo costituisce, e che in prima approssimazione supponiamo muoversi in orbite circolari con velocità kepleriane, spiraleggia lentamente verso l'interno sotto l'azione di processi dissipativi. Supponiamo che il processo sia stazionario, ossia che la quantità di materia che attraversa verso l'interno una superficie sul piano del disco di raggio r sia indipendente da r . L'energia gravitazionale liberata andrà per metà ad aumentare l'energia cinetica di rotazione delle nuove orbite kepleriane (teorema del Viriale, § 26.3), mentre l'altra metà sarà dissipata come energia termica e quindi irradiata. Assumendo che l'energia dissipata a distanza r e in uno spessore dr sia irradiata come corpo nero producendo una luminosità $dL(r)$, avremo:

$$dL(r) = 2\pi r dr \sigma_{SB} T^4(r) = -\frac{1}{2} \frac{dU_g(r)}{dr} dr = \frac{1}{2} \frac{GM_{SBH} \dot{M} dr}{r^2}$$

da cui possiamo ricavare la temperatura del disco ad una distanza r :

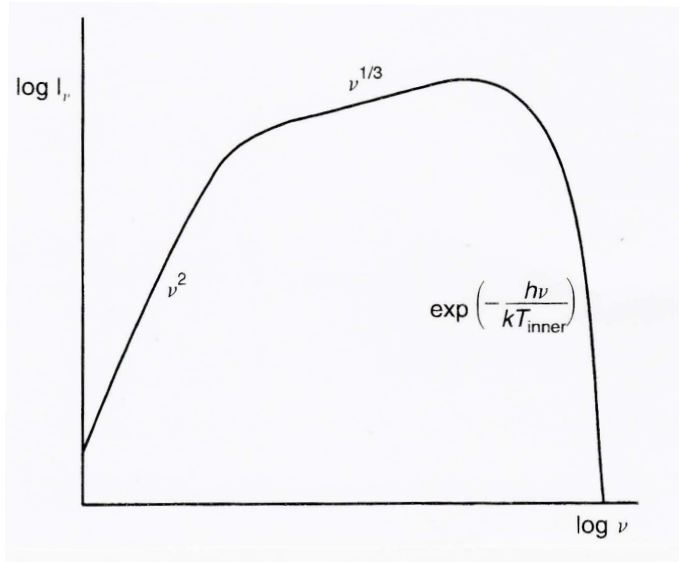


Figura 26.2: Spettro schematico della luminosità (L nel testo) da un disco di accrescimento

$$T(r) \sim \left(\frac{GM_{SBH} \dot{M}}{4\pi\sigma_{SB} r^3}\right)^{1/4} < \left(L_E \frac{\mathcal{R}}{2\pi\sigma_{SB} r^3}\right)^{1/4} \sim 4 \times 10^5 M_{SBH,8}^{-1/4} \left(\frac{\mathcal{R}}{r}\right)^{3/4} \tag{26.10}$$

Il disco risulta quindi avere una temperatura variabile in funzione di r , tanto maggiore quanto più si considerano regioni interne.

Nelle ipotesi fatte, l'emissione totale del disco risulterà costituita dalla sovrapposizione di spettri di corpo nero con temperature diverse, e quindi con picchi via via spostati a ν maggiori al crescere di $T(r)$, secondo la legge di Wien (eq. 2.10). Lo spettro risultante avrà una forma del tipo schematizzato in fig. 26.2 e risulterà costituito da tre parti caratteristiche. A frequenze sufficientemente basse avremo sostanzialmente la sovrapposizione degli spettri di Rayleigh-Jeans alle varie temperature, e $L \propto \nu^2$. A frequenze molto alte vedremo lo spettro di Wien corrispondente alla temperatura più elevata. Nella regione di frequenze intermedia lo spettro è determinato dalle medie dei valori intorno ai massimi di tutti i corpi neri, e risulta $\propto \nu^{1/3}$.

Uno spettro di questo tipo descrive bene il *blue bump* degli AGN.

26.3.3 Tipologie di dischi di accrescimento

Le modalità di accrescimento dipendono dal rapporto fra il tasso di massa accresciuta dal *SBH*, \dot{M} , e il tasso di accrescimento al limite di Eddington, \dot{M}_E . Si considerano sostanzialmente quattro situazioni (fig. 26.3):

- a) *Ion supported torus, IST* ($\dot{M}/\dot{M}_E \lesssim 0.1$). La densità del materiale accresciuto è relativamente bassa e l'interazione coulombiana non è efficiente nel trasferire agli elettroni, che sono i responsabili della radiazione, l'energia sviluppata nell'accrescimento, immagazzinata negli ioni. L'energia resta negli ioni e finisce in larga misura dentro al *SBH*. La radiazione prodotta dal disco è molto debole.
- b) *Disco sottile di accrescimento* ($0.1 \lesssim \dot{M}/\dot{M}_E \lesssim 10$). In queste condizioni il disco è alquanto sottile e irradia con efficienza. Si ha un gradiente di temperature, più alte all'interno e meno all'esterno, cui corrisponde emissione di radiazione che, dall'interno all'esterno, ha i massimi che vanno dall' $X - UV$ all'ottico e *IR*.
- c) *Radiation supported torus, RST* ($10 \lesssim \dot{M}/\dot{M}_E \lesssim 100$). La radiazione prodotta viene parzialmente intrappolata dal materiale in caduta. Predomina la pressione di radiazione e la luminosità del toro è confrontabile con la luminosità di Eddington ($L \gtrsim L_E$).
- d) *Accrescimento super-critico* ($\dot{M} \gtrsim 100\dot{M}_E$). Nessuna configurazione stabile può formarsi, e la maggior parte del gas accresciuto viene nuovamente espulso, probabilmente ad alta velocità, sotto forma di vento o di getti di materia.

26.4 Formazioni di getti da dischi di accrescimento

Abbiamo visto in § 22.5 che modelli puramente idrodinamici del tipo *twin exhaust* non sono in grado di spiegare la produzione di getti supersonici che siano fortemente collimati già su scale ≤ 1 pc.

Nei paragrafi (26.4.1) e (26.4.2) si discute la possibilità di generare getti, con le scale di collimazione osservate, da dischi di accrescimento su *SBH* di grande massa. Poichè i processi considerati sono alquanto complessi, ci si limita ad una trattazione in termini molto elementari, menzionando solo molto brevemente le possibilità più esotiche.

26.4.1 Processi radiativi di accelerazione

L'idea alla base di questo modello è che sia possibile accelerare particelle cariche in una direzione preferenziale, generando un getto, mediante la pressione di radiazione (a seguito di interazione Compton fra fotoni ed elettroni). La situazione ideale per questo processo è quella corrispondente ad un *radiation supported torus* (c) in fig. 26.3) in cui, a seguito dell'accrescimento super-Eddington, l'intensità di radiazione è estremamente intensa e inoltre si formano lungo l'asse di rotazione le strutture ad *imbuto* ("funnel"), particolarmente indicate per la collimazione dei getti. All'interno di tali strutture il plasma

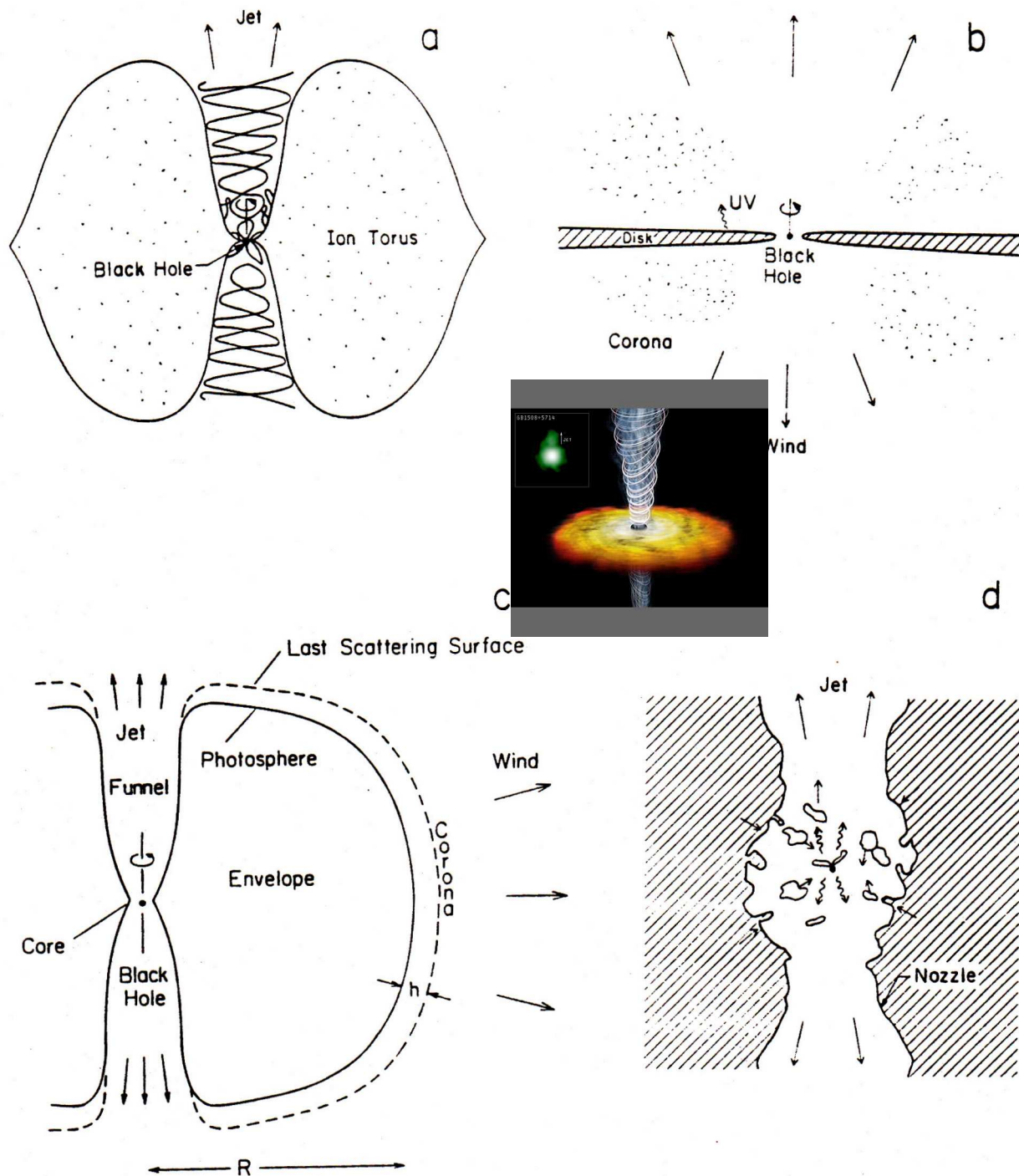


Figura 26.3: Tipologie di dischi di accrescimento. Vedi testo. (Blandford, 1985, "Theoretical Models of Active Galactic Nuclei", in "Active Galactic Nuclei", p. 285, Manchester Univ. Press). Nella figura centrale a colori "visione d'artista" della formazione di un getto dal disco e il getto astrofisico, in alto a sinistra.

presente si troverebbe soggetto ad un campo di radiazione anisotropo, il cui gradiente di pressione lo spingerebbe fortemente lungo l'asse di rotazione del disco.

Questo processo, tuttavia, non permette di raggiungere velocità di espulsione troppo elevate, poichè, man mano che il plasma viene accelerato verso l'esterno dalla pressione di radiazione, questa diventa sempre meno efficace. Infatti, man mano che la velocità aumenta, i fotoni che provengono dal centro (che sarebbero i più numerosi e che spingono verso l'esterno) vengono visti, nel riferimento del plasma, sempre più red-shiftati, e quindi meno energici, per cui la spinta verso l'esterno diminuisce. Al contrario quelli che provengono dal davanti (molti meno ma frenanti) appaiono sempre più blu-shiftati, per cui la loro azione frenante aumenta. Si raggiungerà una situazione di equilibrio fra spinta e frenamento che porterà ad una stabilizzazione della velocità di fuoriuscita del plasma. Calcoli quantitativi portano alla conclusione che non si possono raggiungere fattori di Lorentz $\gamma_j > 2$ per un getto costituito di protoni/elettroni e > 5 per un getto costituito da elettroni/positroni. Tali valori limite non sono sufficienti per spiegare i casi con i moti superluminali più elevati.

Questa situazione di saturazione della spinta accelerante è chiamata *Compton drag*.

Una possibilità per far funzionare con più efficienza i modelli radiativi è quella di considerare, oltre all'interazione Thomson che, come detto, porta ad una saturazione della velocità, l'assorbimento di fotoni per processo di sincrotrone da parte degli elettroni relativistici (se vi è anche campo magnetico). Sebbene la sezione d'urto degli elettroni per tale processo sia molto minore di quella Thomson, essa cresce al diminuire della frequenza (coefficiente di assorbimento $\mu \propto \nu^{-(\delta+4)/2}$), per cui più i fotoni provenienti dal centro, red-shiftati, sono assorbiti efficacemente, portando ad un aumento della spinta verso l'esterno, esattamente al contrario di quanto succede per l'interazione Thomson. E' possibile che questo secondo processo radiativo possa contribuire in maniera efficace a prolungare l'accelerazione del plasma.

26.4.2 Processi magnetici di accelerazione connessi col disco di accrescimento

Blandford&Payne (1982, MNRAS, 199, 883) hanno sviluppato un modello idromagnetico per la formazione di getti in un disco di accrescimento che possieda un campo magnetico di tipo prevalentemente poloidale nelle sue regioni più interne. Il modello è formalmente assai complicato. La trattazione semplificata che segue è tratta da Choudhury (1988, "The Physics of Fluids and Plasmas", p.312, Cambridge Univ. Press).

La fig.26.4 schematizza la situazione ipotizzata..

La retta PQ rappresenta una linea di forza del campo magnetico ancorata ad un punto generico P del disco di accrescimento, distante r_0 dal SBH (pallino nero in figura), la quale forma un angolo α col piano equatoriale. La materia in P ruota con una velocità angolare di tipo Kepleriana $\Omega_0 = \frac{1}{r_0} \left(\frac{GM_{SBH}}{r} \right)^{0.5}$.

Supponiamo che le linee di forza del campo magnetico co-ruotino rigidamente col disco di accrescimento, almeno fino al raggio di Alfvén (dove la pressione magnetica diventa uguale a ρv^2 ; § 16.4.4). Di conseguenza il plasma che si trova lungo la linea di forza PQ ruoterà con la velocità angolare Kepleriana, Ω_0 , del punto P . Usiamo un sistema di coordinate cilindriche r e z e consideriamo le forze che agiscono sul plasma presente nel punto generico R , ad una distanza z dal piano del disco, e ad una distanza dal SBH , proiettata sul disco $r = r_0 + r'$. Tali forze, per unità di massa, sono: a) la forza centrifuga $F_c = \Omega_0^2 r$, b) la forza di gravità F_g prodotta dalla massa del SBH , c) la forza magnetica $\frac{\vec{j} \times \vec{H}}{\rho c}$. Ciò che interessa è la componente risultante lungo RQ , il cui effetto sarebbe quello di spingere il plasma verso l'esterno, producendo un flusso a simmetria cilindrica intorno all'asse di rotazione del disco. Ovviamente la forza magnetica non ha risultante lungo \vec{H} , per cui si devono considerare solo le altre due forze. Per il calcolo conviene considerare il potenziale $\Phi_g(r, z)$ associato alle forze stesse:

$$\Phi_g(r, z) = -\frac{GM_{SBH}}{r_0} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 + \sqrt{\frac{r_0}{r^2 + z^2}} \right] \quad (26.11)$$

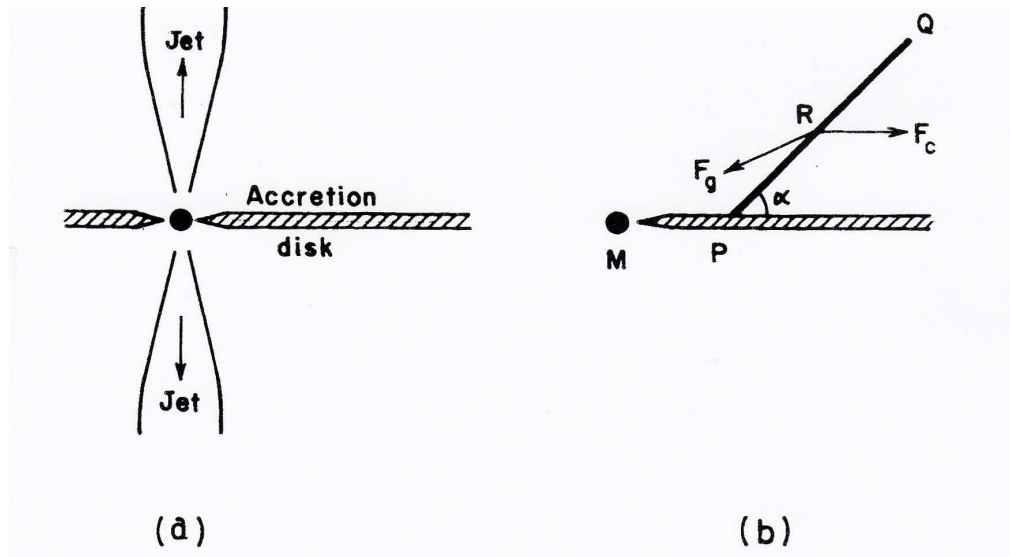


Figura 26.4: Sinistra: disco di accrescimento e getti intorno ad un oggetto centrale. Destra: schema delle forze che agiscono su un elemento di plasma posto lungo la linea di campo magnetico PQ

Assumendo r' e $z \ll r_0$, si può sviluppare in serie la (26.11) fino ai termini dell'ordine di $1/r_0^2$ ottenendo:

$$\Phi_g(r, z) = -\frac{GM_{SBH}}{r_0} \left[\frac{3}{2} + \frac{3r'^2}{2r_0^2} - \frac{z^2}{2r_0^2} \right]$$

Detta $s = \sqrt{r'^2 + z^2}$ la distanza di R da P lungo la linea di forza si può sostituire nell'espressione precedente $r' = s \cos \alpha$ e $z = s \sin \alpha$. Derivando rispetto ad s e cambiando di segno, si ottiene la forza che agisce sul plasma lungo la linea di forza:

$$-\frac{\partial \Phi_g}{\partial s} = \frac{GM_{SBH}}{r_0^3} s (3 \cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha)$$

Tale forza è diretta verso l'esterno se $\alpha < 60^\circ$. In altre parole, se una linea di forza magnetica è ancorata ad un disco di accrescimento e forma con esso un angolo minore di 60° , allora il plasma viene spinto verso l'esterno lungo quella linea di forza.

Questo processo è, fra l'altro, molto efficiente nell'asportare momento angolare dalle regioni più interne del disco. Infatti la tensione magnetica forzerà il plasma espulso verso l'esterno a ruotare con velocità angolare Ω_0 fino alla distanza di Alfvén. Di conseguenza il momento angolare per unità di massa trasportato dal plasma espulso sarà molto maggiore di quello che aveva in P . L'asportazione di momento angolare dalle regioni interne del disco è fondamentale per permettere l'accrescimento sull'oggetto centrale.

Si tratta, poi, di mostrare che l'espulsione di plasma mediante questo processo dà luogo ad un getto ben collimato lungo l'asse polare, il che è intuitivamente poco ovvio, poichè, come si è visto, l'espulsione del plasma avviene ad angoli minori di 60° dal disco. Il processo di collimazione ipotizzato è il seguente. Per $r < r_A$ la pressione dinamica della materia non è sufficiente a distorcere le linee di campo che si comportano come strutture rigide e pertanto a velocità angolare costante. Per $r > r_A$, invece, le linee di campo sono trascinate dalla materia con valori di Ω via via decrescenti, per cui non hanno più

un comportamento rigido e cominciano ad attorcigliarsi, assumendo una struttura di tipo toroidale. Sarebbe la pressione magnetica associata a questa componente toroidale del campo che collimerebbe il plasma espulso lungo l'asse polare, portando alla collimazione dei getti.

26.4.3 Processi magnetici relativi ad un *SBH* rotante

Si tratta di processi molto più esotici e complessi, che verranno esposti in maniera molto sommaria. La superficie dell'orizzonte di un *SBH* si comporta come quella di un buon conduttore. Se il *SBH* è in rotazione entro un campo magnetico esterno H , esso si comporta come un "induttore unipolare". Si possono così avere effetti elettromagnetici simili a quello che avviene in una pulsar (§ 17.5.4). Il *SBH* acquisisce una distribuzione di carica di tipo quadrupolare e fra le regioni polari e l'equatore si stabilisce una differenza di potenziale elettrico:

$$\Delta\Phi_e \approx 10^{20} M_{SBH,8} \left(\frac{H}{10^4 G} \right) \left(\frac{J_{SBH}}{J_{\max}} \right) \quad \text{volt}$$

Se si può stabilire un flusso di cariche fra il polo e l'equatore, ci sarà estrazione di energia di rotazione dal *SBH*, in forma elettromagnetica, indipendentemente da \dot{M} , la quale potrà essere dissipata o fornire lavoro all'esterno.

E' stato dimostrato che non è possibile estrarre più del $\sim 30\%$ dell'energia di rotazione, che comunque è una frazione ragguardevole.

Il massimo estraibile, per unità di tempo, è dato da:

$$L_{SBH,el} \approx 10^{45} M_{SBH,8}^2 \left(\frac{H}{10^4 G} \right) \left(\frac{J_{SBH}}{J_{\max}} \right) \quad \text{erg/sec} \quad (26.12)$$

e può perdurare, data l'energia di rotazione disponibile, per tempi dell'ordine di 10^9 anni.

Si noti che in questo processo l'energia può essere estratta in grande quantità indipendentemente dal ritmo di accrescimento.

In analogia con quanto visto per le pulsar, si possono produrre grandi quantità di coppie *elettrone/positrone*.

26.5 Grande Unificazione

L'obiettivo ambizioso che ci si propone consiste nel costruire una teoria generale di tutti gli *AGN* e di individuare i parametri fondamentali che determinano caso per caso le proprietà relative alle varie classi.

La teoria (vedi Blandford, 1984, Ann.N.Y.Ac.Sc., Vol.422, p.303; Blandford, 1985, "Theoretical models of Active Galactic Nuclei", in "Active Galactic Nuclei", p. 281, Manchester Univ. Press; entrambe referenze non facili da reperire), basata sulle diverse modalità di accrescimento intorno a Buchi Neri di grande massa, è nota con il nome di *Grande Unificazione*.

In tale schema interpretativo il *primo parametro* sembra necessariamente dover essere la massa, M_{SMH} . Il *secondo parametro*, determinante per stabilire la quantità di radiazione che può essere emessa, è il ritmo di accrescimento per unità di tempo, \dot{M} .

Si ipotizza inoltre che di pari importanza sia il momento angolare J_{SBH} . Infatti da un *SBH* rotante (di Kerr) è possibile estrarre, per processi elettromagnetici, una frazione notevole dell'energia di rotazione. Allo scopo, si introduce il *terzo parametro*, Λ_{SBH} , che rappresenta il rapporto fra J_{SBH} e J_{\max} , per cui $0 < \Lambda_{SBH} < 1$.

Il *quarto parametro* è l'orientazione dell'osservatore rispetto all'*AGN*, importante per gli effetti di "Doppler boosting" e/o di oscuramento anisotropo.

Ovviamente ci possono essere altri parametri che determinano la fenomenologia legata ai processi di accrescimento, fra i quali quali, per esempio: a) il tipo morfologico della galassia ospite, b) l'ambiente

in cui essa è collocata (galassia isolata, in ammasso, ..), ecc., che, però, sembrano giocare un ruolo minore.

I primi due parametri, M_{SBH} e \dot{M} , sono chiaramente importanti nel determinare la massima luminosità elettromagnetica (determinata da L_E) e la frazione effettivamente generata.

Il terzo parametro, Λ_{BH} , sarebbe importante per la formazione di getti relativistici, a seguito dell'estrazione dell'energia di rotazione del *SBH* (di Kerr). La situazione che più interessa è quella in cui si può formare un disco spesso, o toro, perchè negli stretti "imbuto" (*funnel*) che costituiscono il foro centrale del toro è possibile che si incanalino i getti che poi costituiranno le radiosorgenti (fig. 26.3). Nel caso delle quasar la radiazione emessa dall'*IR* all'*X* è dell'ordine di $10^{45} - 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ che è confrontabile con la luminosità di Eddington, L_E , di un *SBH* di massa $M_{SBH} \approx 10^8 M_\odot$. In questo caso il toro è presumibilmente del tipo *RST*. Nel caso delle radiogalassie la luminosità è $\lesssim 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ (contro l'energia di $\approx 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ richiesta per alimentare i lobi radio). Potrebbe quindi essere sufficiente un toro del tipo *IST*. In questo caso la sorgente di energia che alimenta i getti relativistici viene individuata nell'energia di rotazione del *SBH* (§ 26.4.3), che deve essere quindi di Kerr.

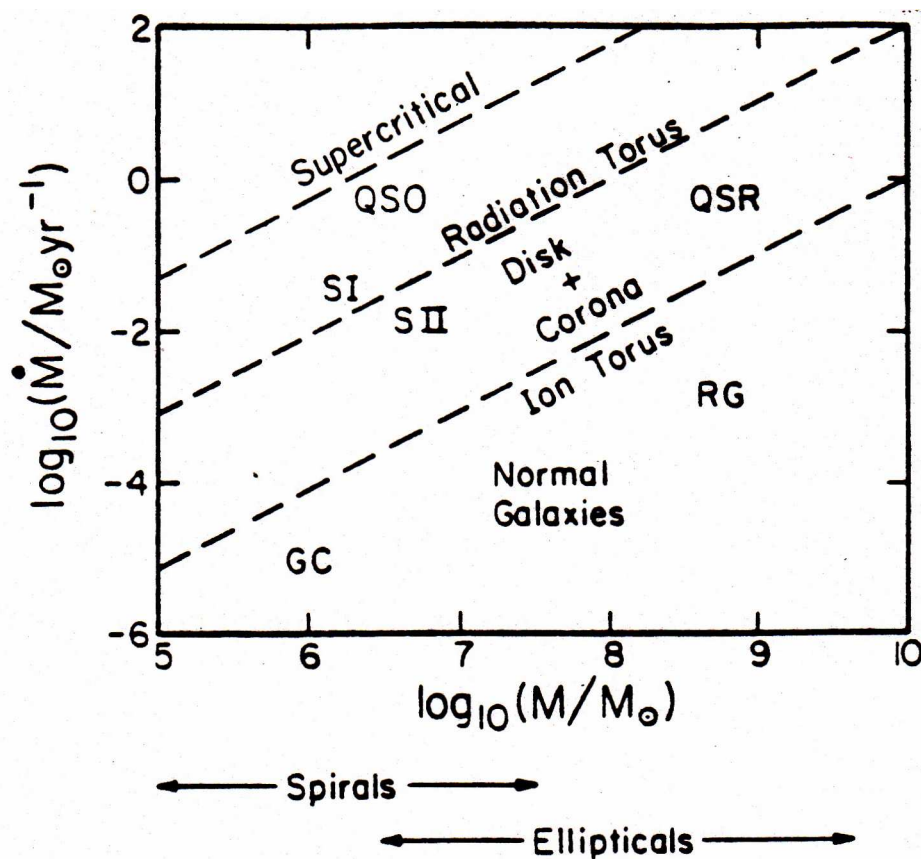


Figura 26.5: Tipologie di dischi di accrescimento in funzione di M_{SBH} e di \dot{M} . In questo grafico il limite di Eddington sarebbe rappresentato da una retta, parallela alle altre, che tocca il bordo inferiore della parola **Disk** (da Blandford, 1985, "Theoretical Models of Active Galactic Nuclei", in "Active Galactic Nuclei", p. 296, Manchester Univ. Press)

In fig. 26.5 sono indicate, nel piano $\dot{M} - M$ le regioni dove si hanno i vari tipi di accrescimento e dove, secondo questo schema, si localizzano i vari tipi di AGN. In tab. 26.1 è presentato uno schema equivalente che contiene tutti i quattro parametri (M_{BH} , \dot{M} , Λ_{BH} e l'angolo θ fra la linea di vista e l'asse della sorgente).

Tabella 26.1: Schema di classificazione di AGN

AGN	M_{BH}	\dot{M}	Λ_{BN}	θ
SS-QSR	H	H	H	H
FS-QSR	H	H	H	L
NLRG-FRII	L	L	H	H
BLRG-FRII	L	H	H	I
QSO	H	H	L	L
Sey 1	L	H	L	L
Sey 2	L	H	L	H
RG-FRI	L	L	I	H
BL Lac	L	L	I	L

Le lettere H , I e L indicano, qualitativamente, se i loro valori sono alti (*high*), intermedi (*intermediate*) o bassi (*low*). Il significato dei simboli è: SS-QSR = quasar con forte emissione radio estesa a spettro ripido (*steep spectrum*); FS-QSR = quasar con forte emissione radio compatta a spettro piatto (*flat spectrum*); QSO = quasar radio-quieta; NLRG-FRII = radiogalassia FRII con righe di emissione strette; BLRG-FRII = radiogalassia FRII con righe di emissione larghe. Gli altri simboli sono noti.

26.6 Evidenze di Buchi Neri Supermassicci e determinazione delle loro masse

Poichè le radiogalassie e le quasar erano un fattore $\approx 10^3$ (§ 28.2.2) più numerose a $z = 2$, di quanto lo siano adesso, ci dobbiamo aspettare che molte delle galassie vicine, attualmente non attive, possano esserlo state nel passato, e debbano quindi contenere dei SBH .

Il metodo di ricerca consiste nell'ottenere informazioni sulla cinematica di stelle e/o gas in regioni il più interne al nucleo della galassia, dove il SBH dominerebbe la dinamica della materia. La dimensione tipica, r_{SBH} , in cui ciò avviene si può valutare assumendo che entro di essa M_{SBH} sia molto maggiore della massa stellare racchiusa, per cui la dispersione di velocità delle stelle è determinata dal solo SBH , ossia:

$$\sigma_v^2 \approx \frac{G M_{SBH}}{r_{SBH}}$$

Sviluppando i conti si ottiene:

$$r_{SBH} \approx 10 M_{SBH,8} \sigma_{(v,200)}^{-2} \text{ pc} \quad (26.13)$$

($M_{SBH,8}$ e $\sigma_{v,200}$ sono la massa del SBH e la dispersione di velocità misurate rispettivamente in unità di $10^8 M_\odot$ e 200 km s^{-1}).

Una rassegna molto dettagliata sui risultati recenti è quella di Ferrarese e Ford (2005, Sp.Sc.Rev., 116, 523), da cui abbiamo tratto le loro tabelle I e II (qui tabelle 25.2 e 25.3), che elencano, rispettivamente le tecniche osservative utilizzate e una lista di galassie nelle quali è considerata sicura la presenza di un SBH .

Tabella 25.2: Metodi per sondare il centro delle galassie

Table I. Probing the Centers of Galaxies

Method & Telescope	Scale (R_S)	No. of SBH Detections	M_\bullet Range (M_\odot)	Typical Densities ($M_\odot \text{ pc}^{-3}$)
Fe $K\alpha$ line (XEUS, ConX)	3-10	0	N/A	N/A
Reverberation Mapping (Ground based optical)	600	36	$10^6 - 4 \times 10^8$	$\gtrsim 10^{10}$
Stellar Proper Motion (Keck, NTT, VLT)	1000	1	4×10^6	4×10^{16}
H_2O Megamasers (VLBI)	10^4	1	4×10^7	4×10^9
Gas Dynamics (optical) (Mostly <i>HST</i>)	10^6	11	$7 \times 10^7 - 4 \times 10^9$	$\sim 10^5$
Stellar Dynamics (Mostly <i>HST</i>)	10^6	17	$10^7 - 3 \times 10^9$	$\sim 10^5$

The columns give all methods which can (or, in the case of the Fe $K\alpha$ line emission, might) be used to estimate SBH masses, and the telescopes needed for the observations; the typical distance from the singularity of the material probed by each method; the number of SBH detections claimed based on that method; the range in the detected SBH masses; and the corresponding implied central mass density.

Vediamo alcuni dei risultati principali ottenuti con le diverse tecniche.

- *Dinamica stellare e della componente gassosa.*

Misure di velocità di rotazione v_r e dispersione di velocità σ_V delle stelle e/o del gas, permettono di dedurre, la massa racchiusa entro la regione osservata, da relazioni del tipo:

$$M(R) \sim \frac{v_r^2 R}{G} + \frac{\sigma_v^2 R}{G} \quad (26.14)$$

Se alla massa dedotta dovesse risultare associato un rapporto M/L troppo elevato, allora si potrebbe pensare di aver individuato un buon candidato Buco Nero.

Un esempio di questo tipo è il caso dello studio del Centro Galattico (§ 14). Un altro esempio, relativo a M31 (Galassia di Andromeda), è mostrato in fig. 26.6.

Le galassie per cui questo tipo di ricerca ha dato i risultati più spettacolari sono M87 (ellittica gigante) e NGC4258 (spirale).

Nel caso di M87, osservazioni spettroscopiche effettuate con il telescopio spaziale HST hanno mostrato moti di rotazione del gas con velocità di $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$ entro $0.25''$ (18 pc) dal nucleo (fig. 26.7). Tali velocità richiedono la presenza di una massa di $(2.4 \pm 0.7) \times 10^9 M_\odot$.

Il caso di NGC4258 è ancora più stringente (fig. 13.32; § 13.4.5). Il nucleo di questa galassia contiene un potente maser H_2O , che è stato studiato con tecniche VLBI (risoluzione migliore di un millesimo di secondo d'arco). L'emissione è prodotta da un anello di raggi compresi fra 0.25 e 0.13 pc, che ruota con una distribuzione di velocità di tipo Kepleriano, con valori compresi fra 770 e 1080 km s^{-1} . La massa necessaria per produrre queste velocità è $\sim 3.6 \times 10^7 M_\odot$.

Tabella 25.3: Lista di galassie con buco nero confermato

Table II. Complete List of SBH Mass Detection Based on Resolved Dynamical Studies

Object	Hubble Type	Distance (Mpc)	M_{\bullet} ($10^8 M_{\odot}$)	M_{\bullet} Ref. & Method	σ (km s^{-1})	$M_{B,T}^0$ (mag)	$L_{B,bulge}/L_{B,total}$	r_h/r_{res}
MW	SbI-II	0.008	$0.040^{+0.003}_{-0.003}$	1,PM	100 ± 20	-20.08 ± 0.50	0.34	1700
N4258	SAB(s)bc	7.2	$0.390^{+0.034}_{-0.034}$	2,MM	138 ± 18	-20.76 ± 0.15	0.16	880
N4486	E0pec	16.1	$35.7^{+10.2}_{-10.2}$	3,GD	345 ± 45	-21.54 ± 0.16	1.0	<u>34.6</u>
N3115	S0	9.7	$9.2^{+3.0}_{-3.0}$	4,SD	278 ± 36	-20.19 ± 0.20	0.64	22.8
I1459	E3	29.2	$26.0^{+11.0}_{-11.0}$	5,SD	312 ± 41	-21.50 ± 0.32	1.0	17.0
N4374	E1	18.7	$17^{+12}_{-6.7}$	6,GD	286 ± 37	-21.31 ± 0.13	1.0	10.3
N4697	E6	11.7	$1.7^{+0.2}_{-0.3}$	7,SD	163 ± 21	-20.34 ± 0.18	1.0	10.2
N4649	E2	16.8	$20.0^{+4.0}_{-6.0}$	7,SD	331 ± 43	-21.43 ± 0.16	1.0	10.1
N221	cE2	0.8	$0.025^{+0.005}_{-0.005}$	8,SD	76 ± 10	-15.76 ± 0.18	1.0	10.1
N5128	S0pec	4.2	$2.0^{+3.0}_{-1.4}$	9,GD	145 ± 25	-20.78 ± 0.15	0.64	8.41
M81	SA(s)ab	3.9	$0.70^{+0.2}_{-0.1}$	10,GD	174 ± 17	-20.42 ± 0.26	0.33	5.50
N4261	E2	31.6	$5.4^{+1.2}_{-1.2}$	11,GD	290 ± 38	-21.14 ± 0.20	1.0	3.77
N4564	E6	15.0	$0.56^{+0.03}_{-0.08}$	7,SD	153 ± 20	-19.00 ± 0.18	1.0	2.96
CygA	E	<u>240</u>	$25.0^{+7.0}_{-7.0}$	12,GD	270 ± 87	-20.03 ± 0.27	1.0	2.65
N2787	SB(r)0	7.5	$0.90^{+6.89}_{-0.69}$	13,GD	210 ± 23	-18.12 ± 0.39	0.64	2.53
N3379	E1	10.6	$1.35^{+0.73}_{-0.73}$	14,SD	201 ± 26	-19.94 ± 0.20	1.0	2.34
N5845	E*	25.9	$2.4^{+0.4}_{-1.4}$	7,SD	275 ± 36	-18.80 ± 0.25	1.0	2.28
N3245	SB(s)b	20.9	$2.1^{+0.5}_{-0.5}$	15,GD	211 ± 19	-20.01 ± 0.25	0.33	2.10
N4473	E5	15.7	$1.1^{+0.5}_{-0.8}$	7,SD	188 ± 25	-19.94 ± 0.14	1.0	1.84
N3608	E2	22.9	$1.9^{+1.0}_{-0.6}$	7,SD	206 ± 27	-20.11 ± 0.17	1.0	1.82
N4342	S0	16.7	$3.3^{+1.9}_{-1.1}$	16,GD	261 ± 34	-17.74 ± 0.20	0.64	1.79
N7052	E	<u>66.1</u>	$3.7^{+2.6}_{-1.5}$	17,GD	261 ± 34	-21.33 ± 0.38	1.0	1.53
N4291	E3	26.2	$3.1^{+0.8}_{-2.3}$	7,SD	269 ± 35	-19.82 ± 0.35	1.0	1.52
N6251	E	104	$5.9^{+2.0}_{-2.0}$	18,GD	297 ± 39	-21.94 ± 0.28	1.0	1.19
N3384	SB(s)0-	11.6	$0.16^{+0.01}_{-0.02}$	7,SD	151 ± 20	-19.59 ± 0.15	0.64	1.12
N7457	SA(rs)0-	13.2	$0.035^{+0.011}_{-0.014}$	7,SD	73 ± 10	-18.74 ± 0.24	0.64	0.92
N1023	S0	11.4	$0.44^{+0.06}_{-0.06}$	7,SD	201 ± 14	-20.20 ± 0.17	0.64	0.89
N821	E6	24.1	$0.37^{+0.24}_{-0.08}$	7,SD	196 ± 26	-20.50 ± 0.21	1.0	0.74
N3377	E5	11.2	$1.00^{+0.9}_{-0.1}$	7,SD	131 ± 17	-19.16 ± 0.13	1.0	0.74
N2778	E	22.9	$0.14^{+0.08}_{-0.09}$	7,SD	171 ± 22	-18.54 ± 0.33	1.0	0.39

Galaxies for which the dynamical models might be in error.

Object	Hubble Type	Distance Mpc	M_{\bullet} $10^8 M_{\odot}$	M_{\bullet} Ref. & Method	Notes
Circinus	SA(s)b	4.2	$0.017^{+0.003}_{-0.003}$	19,MM	disk inclination angle not constrained
N4945	SB(s)cd	3.7	$0.014^{+0.007}_{-0.005}$	20,MM	no 2-D velocity field
N1068	Sb	23.6	$0.17^{+0.13}_{-0.07}$	21,MM	maser disk is self gravitating
N4459	SA(r)0+	16.1	$0.70^{+0.13}_{-0.13}$	13,GD	disk inclination angle not constrained
N4596	SB(r)0+	16.8	$0.8^{+0.4}_{-0.4}$	13,GD	disk inclination angle not constrained
N4594	SA(s)a	9.8	$10.0^{+10.0}_{-7.0}$	22,SD	no 3-integral models
N224	Sb	0.77	$0.35^{+0.25}_{-0.25}$	23,SD	double nucleus
N4041	Sbc	16.4	< 0.2	24,GD	disk might be dynamically decoupled

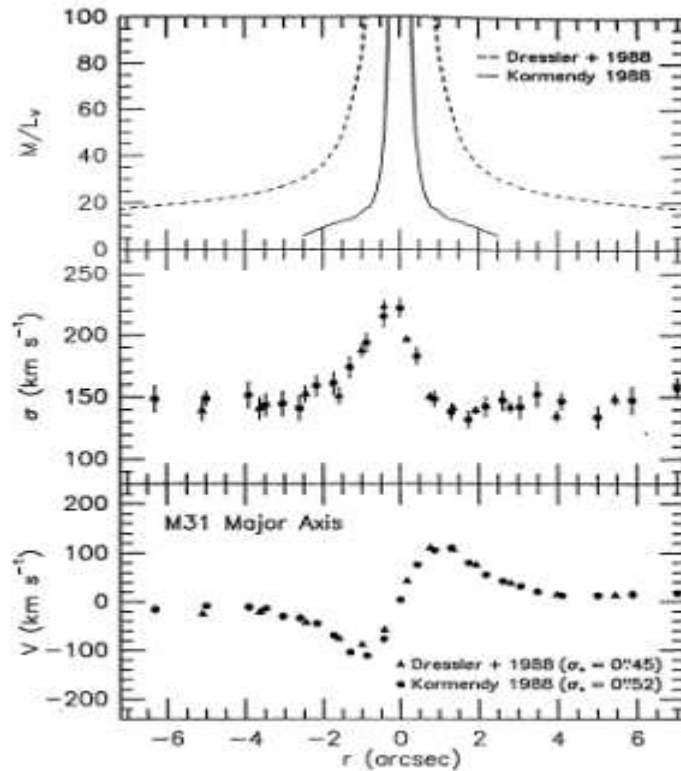


Figura 26.6: Profili della velocità di rotazione V , della dispersione di velocità σ_v e del rapporto M/L in M31 (Kormendy&Richstone, 1995, referenza già citata)

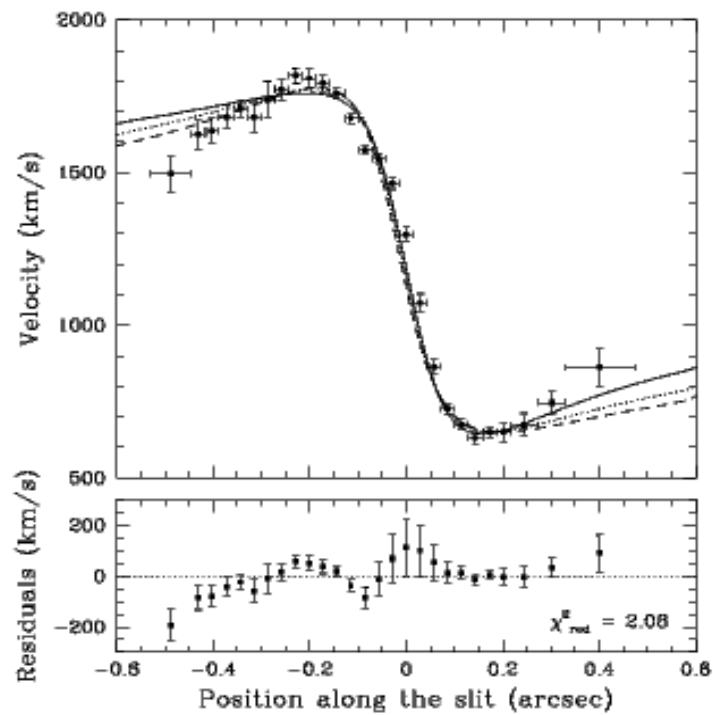


Figura 26.7: Profilo della velocità di rotazione nella regione nucleare di M87. Le diverse curve corrispondono a diversi modelli geometrici del disco di gas in rotazione (Macchetto et al., 1997, ApJ, 489, 579).

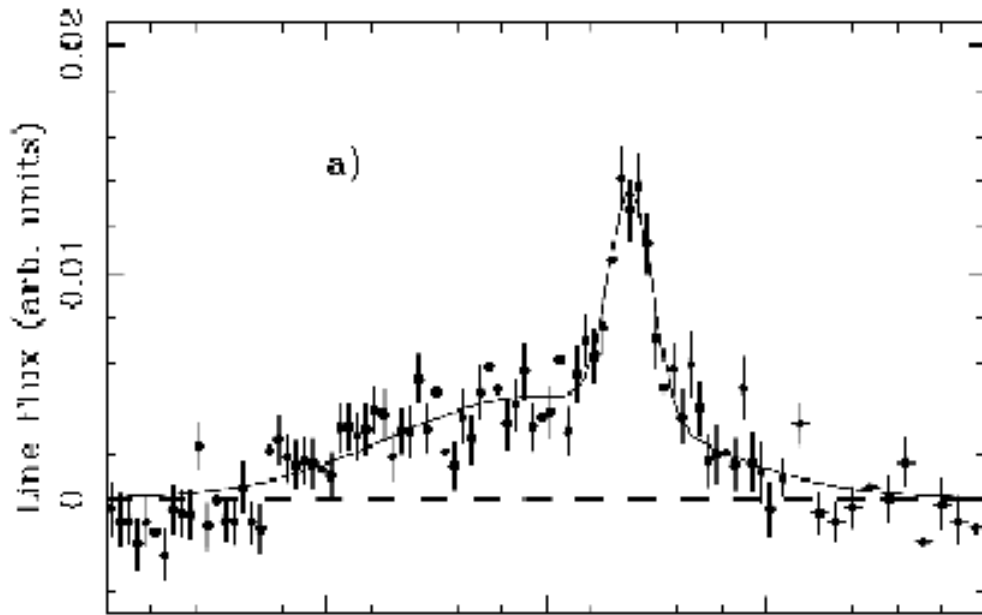


Figura 26.8: Profilo composito della riga $K\alpha$ del Fe, ottenuta combinando i dati di 14 Seyfert 1 (da Nandra, 1997, ApJ, 477, 602). In ascissa l'energia a riposo in keV (da 4 a 8)

- *La riga $K\alpha$ del Fe.*

La riga di fluorescenza $K\alpha$ del Fe a 6.4 keV è quasi sempre visibile negli spettri X delle galassie di Seyfert 1 ed è molto larga e di profilo fortemente asimmetrico (fig. 26.8). Il picco stretto è centrato all'energia a 6.4 keV, ma la riga si estende molto verso il rosso. Senza entrare nei dettagli, il profilo della riga è ben descritto sulla base di un disco di accrescimento in rapida rotazione entro pochi \mathcal{R} dall'orizzonte di un SBH . La rotazione del disco tende a dividere la riga in due componenti. L'effetto di *beaming relativistico* aumenta la luminosità della componente spostata verso il blu rispetto a quella spostata verso il rosso. Il redshift gravitazionale ridistribuisce l'emissione delle parti più interne del disco in un'ala rossa molto estesa. Dallo studio del profilo della riga si può anche pensare di capire se il SBH è dotato di rapida rotazione, poichè il raggio dell'ultima orbita stabile è diverso per un SBH di Kerr rispetto a quello di Schwarzschild (§ 26.2.1), e quindi anche il redshift gravitazionale lo è. Nei casi studiati si è concluso che la maggior parte dell'emissione della riga proviene da una regione da ≈ 20 a qualche \mathcal{R} .

- *Reverberation mapping.*

La *broad line region* permette di studiare moti veloci di nubi di gas eccitate dalla radiazione UV-X emessa dalle regioni centrali del disco di accrescimento. Tuttavia le sue dimensioni non sono deducibili neppure da immagini di HST, se non in oggetti molto vicini.

Il metodo della *Reverberation mapping* permette di risolvere in parte questo problema. L'emissione nel continuo che eccita le righe della *broad line region* è fortemente variabile su scale di tempo anche molto brevi. Ci si aspetta, e si osserva, che anche le righe di emissione varino, ma con un certo ritardo temporale, τ_{bl} , dovuto al tempo finito che la radiazione impiega a raggiungere le nubi della *broad line (bl)*. La dimensione della broad line è dunque $\approx c \tau_{bl}$. Più in dettaglio, righe diverse, con energie di eccitazione diverse sono prodotte a distanze diverse dal SBH e a ciascuna di esse corrisponde un τ_{bl} diverso. Si deducono dimensioni comprese fra qualche giorno luce e qualche settimana luce, o, in altri termini, dimensioni $\leq 10^3 \mathcal{R}$. Poichè le velocità del gas sono note dall'allargamento delle righe, nell'ipotesi che esse siano causate dal campo gravitazionale del SBH , dal teorema del viriale se ne deduce immediatamente la massa.

È importante notare che, per la stessa galassia, se il metodo è corretto, per ogni riga si deve trovare lo stesso valore di $\sigma_{v,bl} c \tau_{bl} = GM_{BH}$. In effetti ciò è verificato (fig. 26.9).

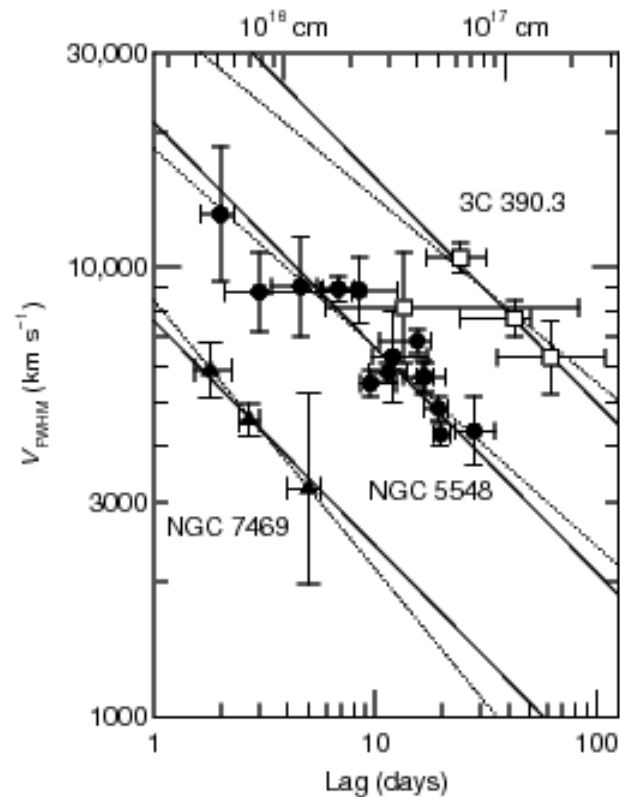


Figura 26.9: Dispersione di velocità delle righe σ_v (V in figura), in funzione del ritardo temporale τ_{bl} per diverse righe di emissione, in tre galassie diverse. In ciascuna galassia le diverse righe hanno lo stesso prodotto $\sigma_v \cdot \tau_{bl}$, consistente con l'esistenza di un SBH (Peterson&Wandel, 2000, ApJ, 540, 13).

È opportuno notare che questo metodo ha un interessante vantaggio rispetto agli altri: non dipende dalla conoscenza della distanza dell'oggetto studiato, poichè la dimensione della *broad line region* è dedotta direttamente da una misura temporale, τ_{bl} .

26.7 Il Buco Nero e la galassia ospite

Nel corso degli anni 2000-2010 sono emerse importanti relazioni fra BH e proprietà della galassia che lo ospita. Ne riassumiamo brevemente le principali e le relative implicazioni.

- M_{SBH} e Luminosità della Galassia

La luminosità nella banda B dei sistemi stellari sferoidali (galassie ellittiche e il *bulge* delle spirali) risulta correlata con la massa del SBH centrale. La relazione fra le due quantità è:

$$\log M_{BH} = (8.4 \pm 0.1) - (0.42 \pm 0.09)(B_T + 20) \quad (26.15)$$

dove B_T è la manitudine assoluta totale nella banda blu (fig. 26.10). La dispersione dei dati intorno alla relazione è dell'ordine di un fattore 6 se si considerano sia galassie ellittiche che la componente sferoidale delle spirali. Si riduce ad un fattore ≈ 2.5 se si considerano le sole galassie ellittiche.

Questa differenza fra i due tipi di galassie è quasi certamente dovuta alla difficoltà di separare accuratamente la luminosità della componente sferoidale da quella di disco nelle spirali. In effetti se invece che la luminosità nella banda B si usa quella in banda IR ($2 \mu\text{m}$) dove è più facile separare la componente di disco da quella sferoidale, la dispersione per le spirali diventa simile a quella per le ellittiche.

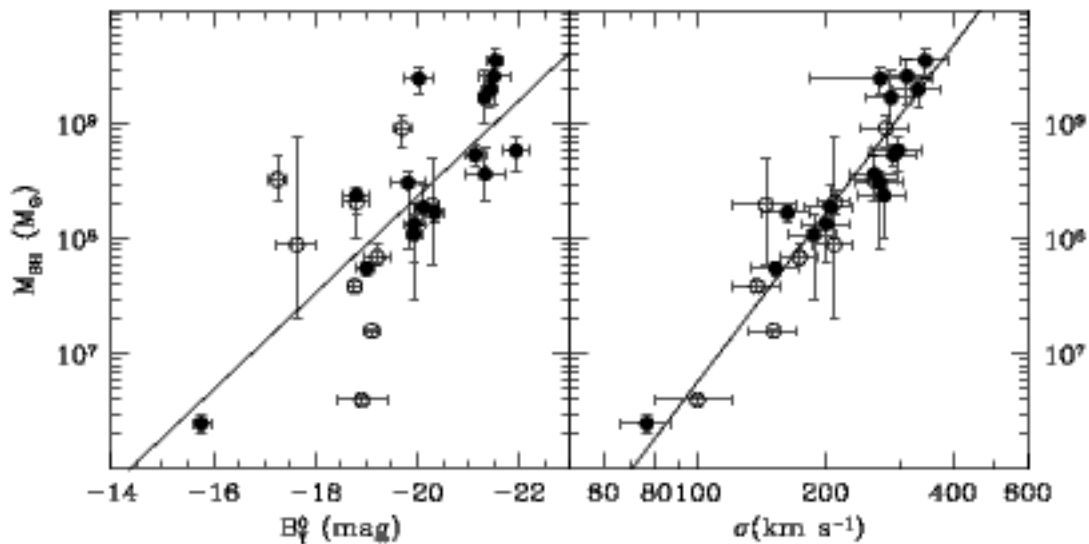


Figura 26.10: Correlazioni fra la massa del SBH e la magnitudine assoluta B_T della galassia *a sinistra*, e la dispersione di velocità nella galassia *a destra* (Ferrarese e Ford, 2005, referenza citata).

- M_{SBH} e dispersione di velocità

Esiste una ulteriore relazione fra la M_{BH} e la dispersione di velocità σ_v , del tipo

$$\frac{M_{SBH}}{10^8 M_\odot} = (1.66 \pm 0.24) \left(\frac{\sigma_v}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^{4.86 \pm 0.43} \quad (26.16)$$

con una dispersione di circa un fattore 2, indipendente dal tipo di galassia, spirale o ellittica (fig. 26.10). Questa relazione, grazie alla piccola dispersione dei dati rispetto ad essa, è di grande importanza per almeno due ragioni:

- a) operativamente, permette una buona valutazione della massa del SBH (precisione $\approx 30\%$) misurando la dispersione di velocità della componente sferoidale della galassia;
- b) costituisce un banco di prova per le teorie sulla formazione ed evoluzione dei SBH .

Un altro risultato interessante (Ferrarese, 2002, ApJ, 578, 90) è la correlazione fra la dispersione di velocità, σ_v , per galassie ellittiche e per la componente sferoidale delle spirale, e la velocità di rotazione misurata alla più grande distanza possibile dal centro. Tale correlazione si traduce in una correlazione fra la massa del SBH e la massa gravitazionale totale della galassia, che è dovuta largamente alla *dark matter* (fig. 26.11).

26.8 Il Buco Nero e l'attività nucleare della galassia.

Lo studio delle regioni centrali delle galassie ellittiche, effettuato con HST, ha mostrato una interessante bimodalità nei profili radiali di brillantezza. Le galassie ellittiche possono essere suddivise in due classi:

- a) ellittiche in cui, al di sotto di una distanza caratteristica dal centro, che chiameremo *raggio di core*, r_c , il profilo di brillantezza diventa quasi costante.
- b) galassie in cui il profilo di brillantezza non mostra alcun appiattimento fino alle più piccole distanze dal centro raggiungibili con le osservazioni.

Per quantificare la differenza, se descriviamo con una legge di potenza $I(r) \propto r^{-\gamma}$ il profilo di brillantezza nelle regioni interne, la distribuzione del parametro γ appare chiaramente bimodale (Gebhardt et al., 1995, A.J., 112, 105), con un minimo intorno a $\gamma \approx 0.3$. Le galassie con $\gamma \leq 0.3$ sono chiamate

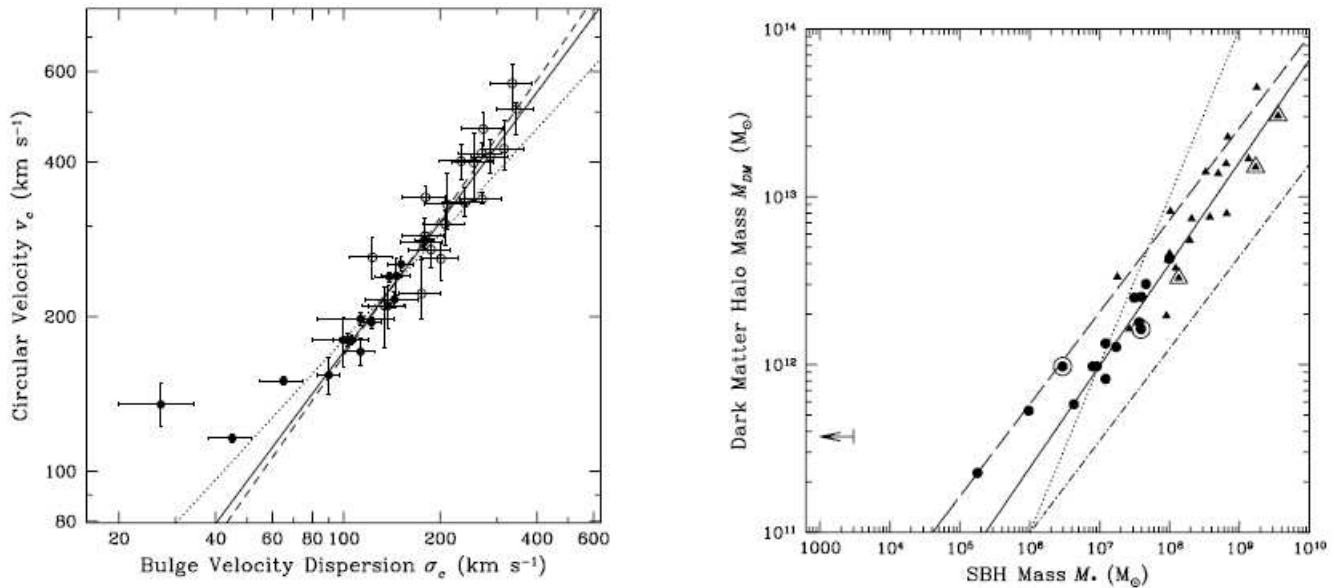


Figura 26.11: A *sinistra*: correlazione fra la velocità massima di rotazione v_c , e la dispersione di velocità, σ_v , della galassia. A *destra*: correlazione fra la massa di materia oscura e la massa della *SBH*. (Ferrarese, 2002, referenza citata).

core-type galaxies; quelle con $\gamma \geq 0.3$ sono dette, con ovvio significato, *power-law galaxies*. Risulta, anche, che le galassie *power-law* sono otticamente meno luminose di quelle tipo *core*, con $M_v \geq -22$, mentre quelle *core-type* si estendono fino a $M_v \approx -24$.

Una sintesi sui modelli sviluppati per spiegare questa bimodalità di proprietà si trova in Faber et al. (1997, A.J., 114, 1771).

L'idea è che in un merger di due galassie ellittiche, ciascuna delle quali contiene un *SBH*, i due *SBH* formino un sistema binario, le cui orbite si restringono progressivamente, per frizione dinamica, e al contempo espellono dalla galassia una larga frazione delle stelle circostanti, generando quindi una zona interna con un deficit di luminosità rispetto al profilo pre-merging di tipo *power-law*.

In conclusione le galassie *core-type* sarebbero il risultato della presenza, nel nucleo, di un sistema binario di *SBH*, che, prima o poi, coalescerà in un unico *SBH* di massa uguale alla somma delle masse singole e di elevato momento angolare, avendo assorbito quello orbitale, e quindi anche di elevata energia di rotazione, ossia un *SBH* di Kerr.

Di recente Kormendy e Bender (2009, Ap.J., 691, L142) hanno mostrato che il *deficit di luce* (definito come la quantità di luce necessaria per riportare il profilo di brillantezza a quello estrapolato verso l'interno dal profilo periferico), è ben correlato con la massa del *SBH*.

Lo scenario interpretativo delle ellittiche *core-type*, con *SBH* binario che finisce in *SBH* rapidamente rotante, si presenta come assai interessante per quanto riguarda le radiogalassie. Recentemente De Ruiter et al. (2005, A&A, 439, 487) hanno mostrato che le radiogalassie sono ellittiche *core-type*, e nessuna ellittica tipo *power-law* ha emissione radio al di sopra di $\approx 10^{21} \text{ W Hz}^{-1}$ (fig. 26.12). Si deve notare che le radiogalassie sono anche di alta luminosità ottica, ma che altre galassie di tipo *core*, con luminosità ottica confrontabile, non sono radiosorgenti a livelli $< 10^{21} \text{ W Hz}^{-1}$.

In conclusione se lo scenario del *SBH* binario che si fonde in un *SBH* di Kerr è corretto, viene naturale immaginarsi che la radiosorgente tragga la sua energia dall'energia di rotazione del nucleo, attraverso processi magnetici o alla Penrose, che possono essere molto efficienti nel produrre energia *pulita* (particelle relativistiche).

Vediamo, però, che la condizione di *core-type* non è sufficiente perché una ellittica sia radiosorgente. Si potrebbe pensare che la galassia sia stata attiva nel passato (la vita media della fase radio è molto

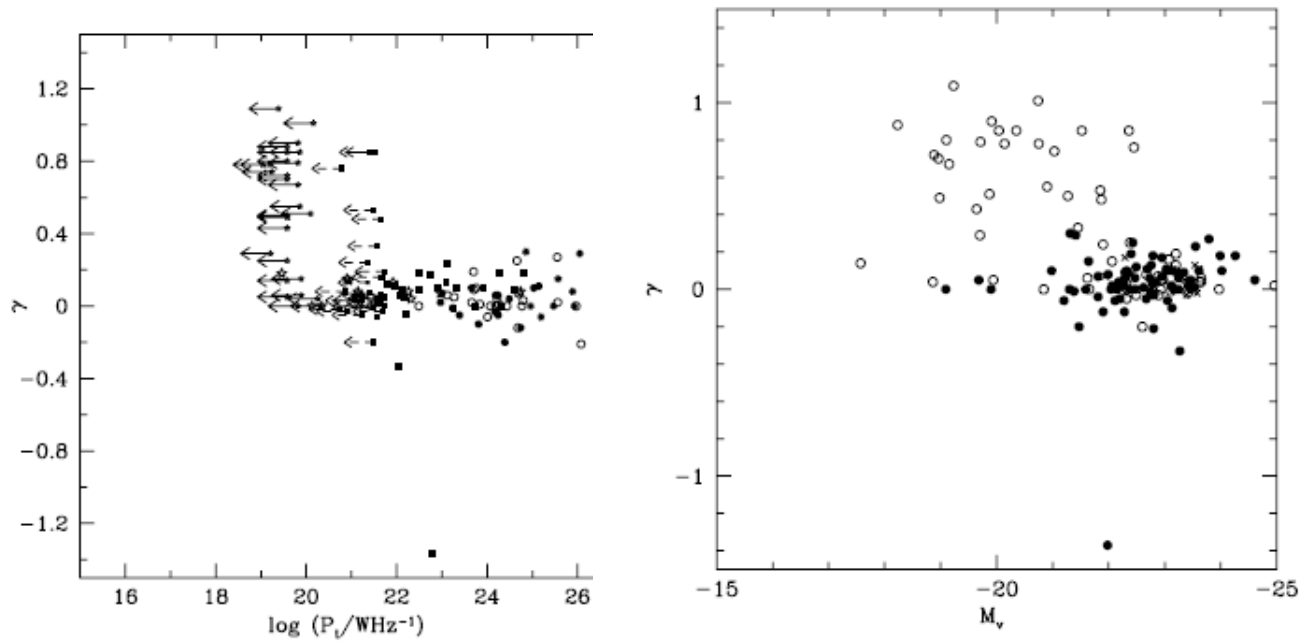


Figura 26.12: *A sinistra*: γ vs luminosità radio a 1.4 GHz. *A destra*: γ vs magnitudine assoluta. I cerchi pieni sono radiogalassie; i cerchi vuoti sono galassie non attive in banda radio.(De Ruiter et al., 2005, referenza citata).

inferiore alla vita della galassia). Così come si potrebbe pensare la galassia possa riattivare la sua emissione radio nel futuro.

Una galassia tipo power-law, invece, non dovrebbe diventare mai radiosorgente.

27 Mini-Quasar Galattiche

Aggiornato Maggio 2002, rivisto 2011

Nell'ultima ventina di anni dello scorso millennio sono state scoperte sorgenti X galattiche che possiedono getti radio, variabili sia in intensità che in struttura. Molte di esse sono chiaramente associate a sistemi binari, contenenti un oggetto collassato. Per le altre, pur mancandone evidenza diretta, si sospetta la stessa natura. Il numero noto di tali oggetti è cresciuto notevolmente nell'ultimo decennio e ammonta ora a parecchie decine. Le loro caratteristiche ricordano quelle delle radiosorgenti extragalattiche, anche se ad un livello di energetica estremamente più debole, per cui vengono chiamati con il nome di *mini quasar galattiche*. Alcune di esse mostrano moti superluminali. Poichè l'emissione X è dovuta ad accrescimento di materia su un oggetto stellare collassato, esse vengono considerate una versione in miniatura delle fenomenologie estremamente più energetiche connesse ai Buchi Neri di grande massa ipotizzati in radiogalassie e quasar. Il loro studio può servirci da guida per comprendere meglio la fisica delle più potenti radiosorgenti extragalattiche.

In tab. 27.1 sono riportate alcune fra le meglio studiate fra queste “Mini-Quasar”, con alcune delle loro caratteristiche. Nei paragrafi che seguono alcuni di questi oggetti sono descritti in maggior dettaglio.

Tabella 27.1: Mini-Quasar galattiche

Nome	Distanza kpc	Oggetto collassato	mag. vis.	$\log L_X$ erg/sec	β_j apparente
SS433	6–8	BN	14	35–36	0.1–0.2
GRS1915+105	10–12	BN	–	37–38	0.65–1.25
GROJ1655-40	3–6	BN	14–17	37–38	0.82–0.98
Cyg X-3	8–12	?	>24	37–38	0.3
Cir X-1	> 6	SN	20.5	37–38	?
LSI+61°303	2	?	10.7	33–34	> 0.01
IE1740.7-2942	8.5	BN	–	> 36	?
GRS 1758-58	8.5	?	–	> 36	?
GX 339-4	\gtrsim 6	BN	15.5	36–37	\gtrsim 0.9

27.1 SS433

Questa “stella” (la numero 433 del catalogo di stelle con forti righe di emissione, compilato nel 1977 da Stephenson e Sanduleak, ApJS, 33, 459) è di 14^a magnitudine ed è ad una distanza di ~ 6 kpc. Il suo flusso radio varia fra 1 e 2 Jy a lunghezze d'onda centimetriche; la luminosità radio media è $\sim 10^{32}$ erg s⁻¹. E' anche una sorgente X ($L_X \sim 10^{35}$ erg s⁻¹) e si trova al centro del Resto di Supernova W50 (fig. 27.1), di età stimata intorno a 40 000 anni.

Il guscio del SNR è deformato, rispetto alla forma sferica, da due estensioni (“orecchie”) in posizioni diametralmente opposte, come se queste due zone fossero soggette ad una pressione maggiore che gli altri punti del guscio.

L'interesse degli astronomi per SS433 fu destato dalle anomalie del suo spettro ottico (Margon et al., 1979, ApJ., 230, L41). Accanto a righe dell'H e dell'He, che denunciano un piccolo spostamento Doppler corrispondente a ~ 70 km s⁻¹, (*righe stazionarie*), velocità dovuta alla rotazione differenziale della Galassia, sono presenti altri due sistemi di righe che possono essere interpretate come righe

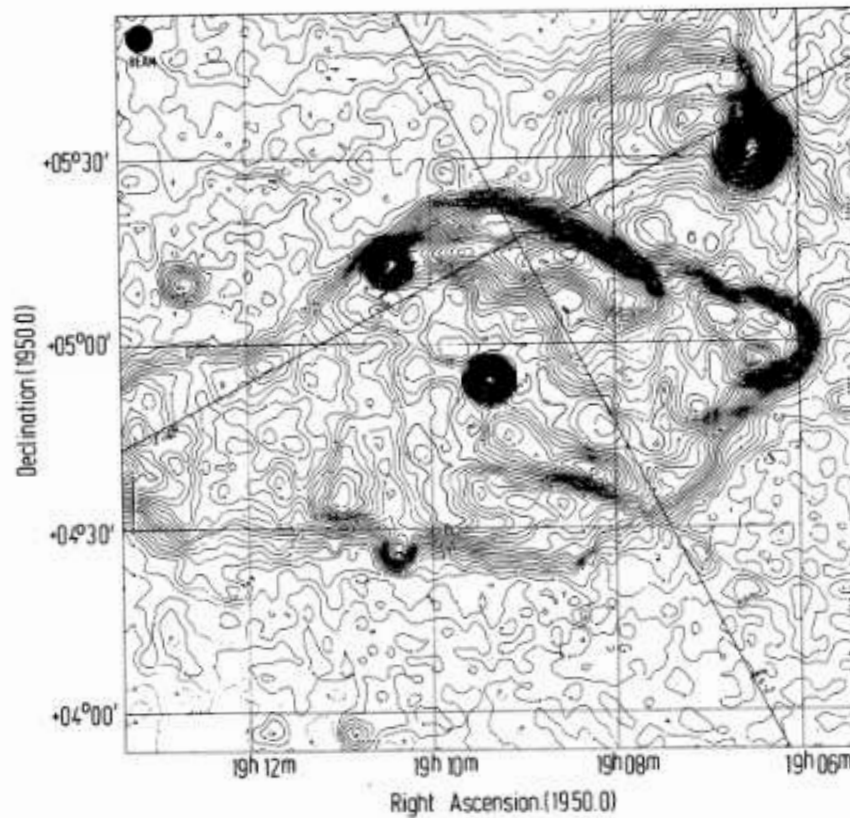


Figura 27.1: Mappa radio, a 2.7 GHz, del SNR W50. La sorgente puntiforme al centro è SS433 (Geldzahler et al., 1980, 84, 237).

dell'idrogeno spostate per effetto Doppler le une verso il rosso, le altre verso il blu. I valori implicati per la velocità si aggirano intorno a vari decimi della velocità della luce. Fatto ancora più bizzarro, queste righe (chiamate *righe mobili*) cambiano sistematicamente di lunghezza d'onda nel corso del tempo, così da richiedere variazioni di velocità del materiale emittente dell'ordine di $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ da un giorno all'altro.

In fig. 27.2 è riportata una serie di spettri presi nell'arco di circa 130 giorni, in cui è evidenziato lo spostamento sistematico delle righe mobili al trascorrere del tempo.

Nell'arco di un paio d'anni fu evidente che le variazioni di velocità radiale avevano un andamento periodico (fig. 27.3), con un periodo di 164 giorni, intorno ad una velocità media di $\sim 12000 \text{ km s}^{-1}$.

Queste caratteristiche sono agevolmente spiegabili con un modello semplice (Abell & Margon, 1979, Nature, 279, 701), ora largamente confermato, illustrato in fig. 27.4. Due getti simmetrici di plasma, ciascuno dei quali produce uno dei due sistemi di righe mobili, sono emessi ad una velocità di $78000 \text{ km/s} \sim 0.26 c$. I getti hanno anche un moto di precessione intorno ad un asse che forma un angolo di $\sim 80^\circ$ con la linea di vista. Il periodo di precessione è di 164 giorni e l'angolo fra la direzione dei getti e l'asse di precessione è $\sim 20^\circ$.

Le curve di velocità radiale dei due getti, derivate da questo modello, sono disegnate in fig. 27.3 e, come si può notare, si accordano estremamente bene con i dati sperimentali.

Questo modello spiega come i sistemi di righe prodotti da ciascuno dei due getti siano spostati ora verso il blu, ora verso il rosso, a seconda della fase della precessione. Spiega anche la velocità media di $\sim 12000 \text{ km s}^{-1}$ come dovuta ad effetto Doppler trasversale. Infatti, nel caso di velocità relativistiche, l'effetto Doppler è dato da (eq. 20.1):

$$\nu_{oss} = \nu_{em} \times \mathcal{D} \quad \mathcal{D} = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)}$$

e quindi anche per $\theta = 90^\circ$, quando cioè il getto si trova esattamente nel piano del cielo, si ha un residuo effetto Doppler di $\approx 4\%$, che corrisponde alla velocità media di $\approx 12000 \text{ km s}^{-1}$.

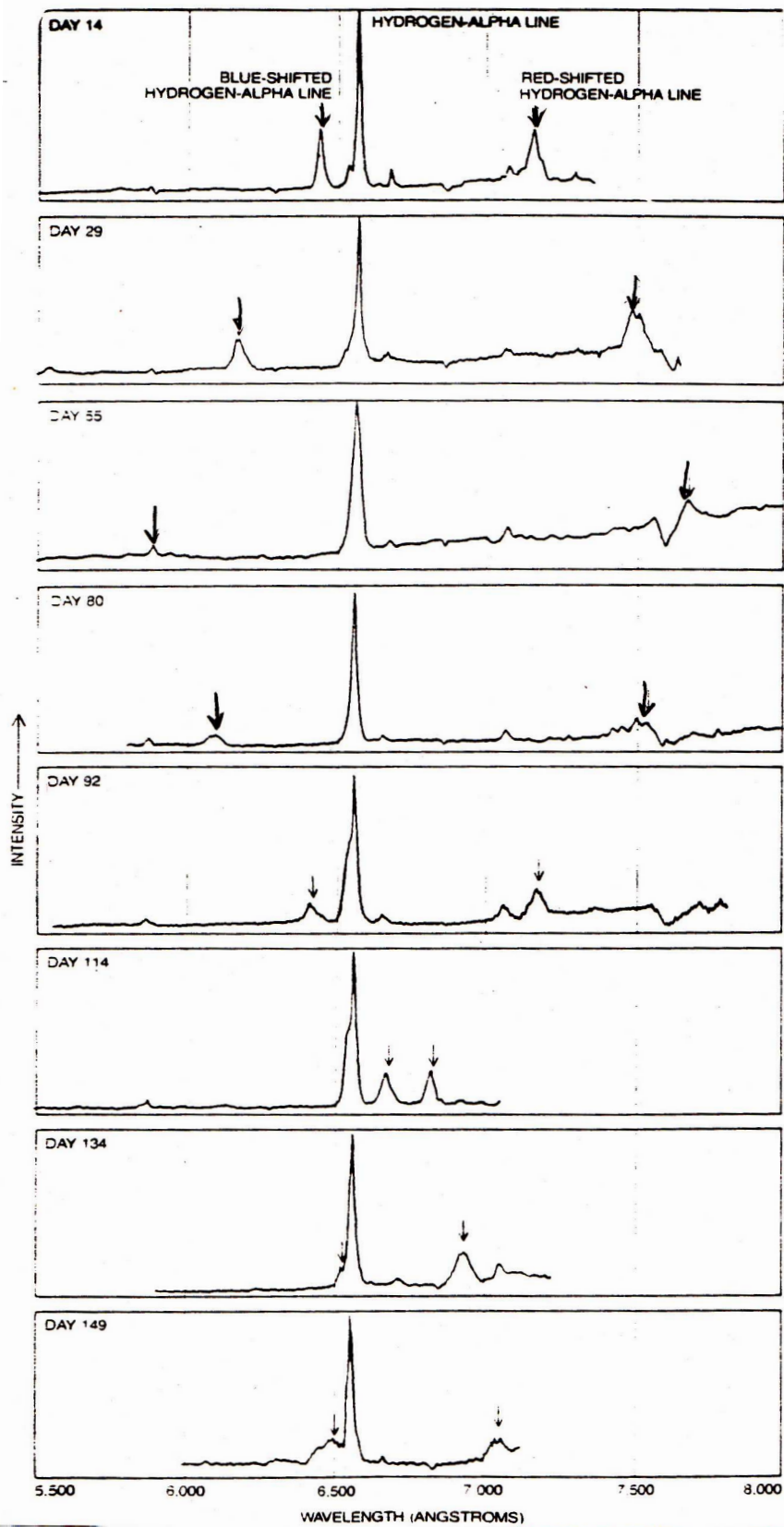


Figura 27.2: Esempi di spettri di *SS433* ad epoche diverse; le frecce indicano le righe mobili, che nel giorno 114 si scambiano (quella red-shiftata passa alla sinistra dell'altra). (Margon, 1980, *Scientific American*, Vol. 243, n.4, p.44)

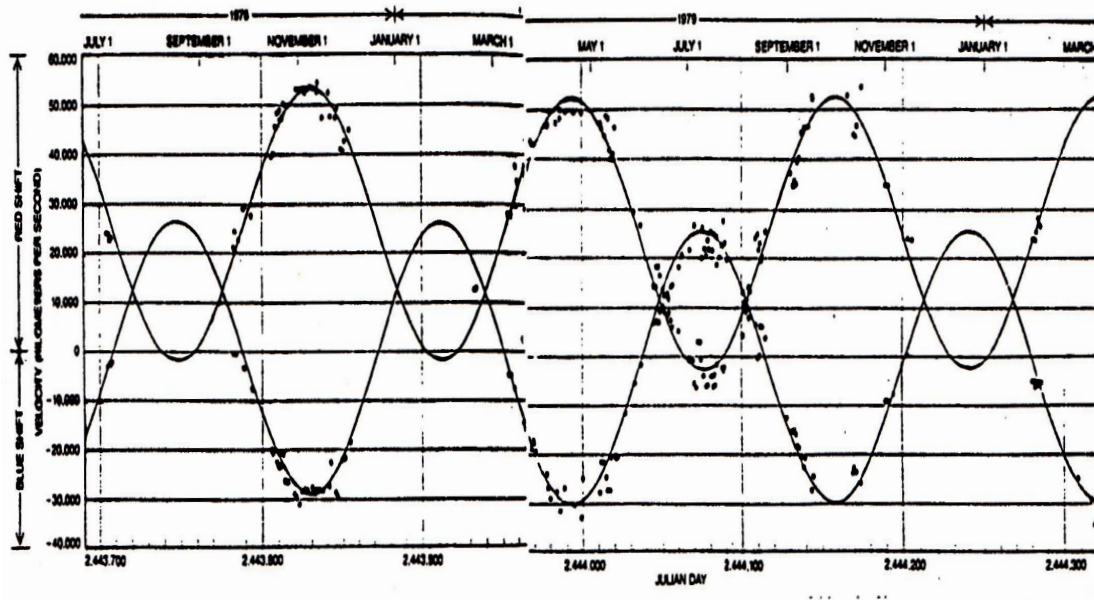


Figura 27.3: Misure di velocità dedotte dalle righe mobili di *SS433* (Margon, 1980, referenza citata).

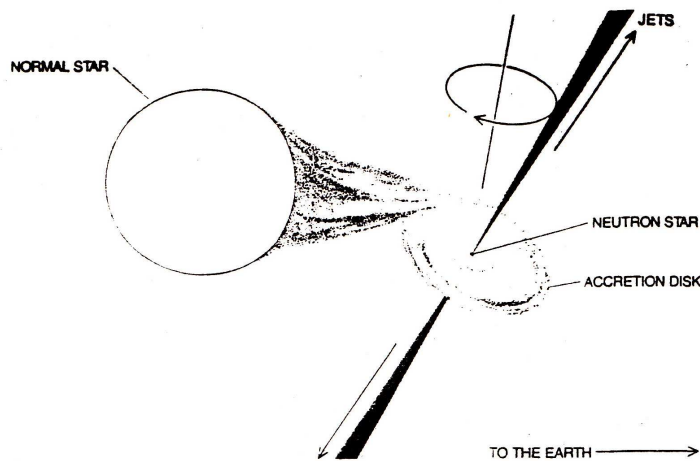


Figura 27.4: Modello di *SS433*; l'asse del disco di accrescimento forma un angolo di 80° con la linea di vista, ed il getto precede intorno a questo asse formando un cono di semiapertura 20° (Margon, 1980, referenza citata)

Il modello ipotizza che alla base del doppio getto ci sia un sistema binario costituito da una stella collassata (stella di neutroni o buco nero) che accresce materia dalla compagna, formando un disco di accrescimento da cui si generano i due getti. Le righe stazionarie proverrebbero dal disco di accrescimento.

La conferma dell'esistenza di un sistema binario venne rapidamente a seguito della scoperta che le righe stazionarie in realtà non sono tali, ma mostrano una variazione ciclica, con periodo di 13 giorni, indicando chiaramente l'appartenenza ad un sistema binario. La stella compagna non risulta però visibile. L'oggetto ottico di 14^a mag. in realtà è il disco di accrescimento.

La precessione dei getti è dovuta a precessione del disco di accrescimento, cui i getti sono ortogonali. La causa di ciò va ricercata nelle modalità con cui avviene l'accrescimento. La stella compagna, infatti, a causa degli effetti mareali prodotti dalla stella collassata non è perfettamente sferica, per cui la forza di gravità produce un momento torcente sul disco.

Le righe mobili sono piuttosto strette, rispetto al loro spostamento Doppler, per cui la dispersione di velocità radiale, che deriva dal fatto che in senso trasversale al getto si osservano porzioni di plasma

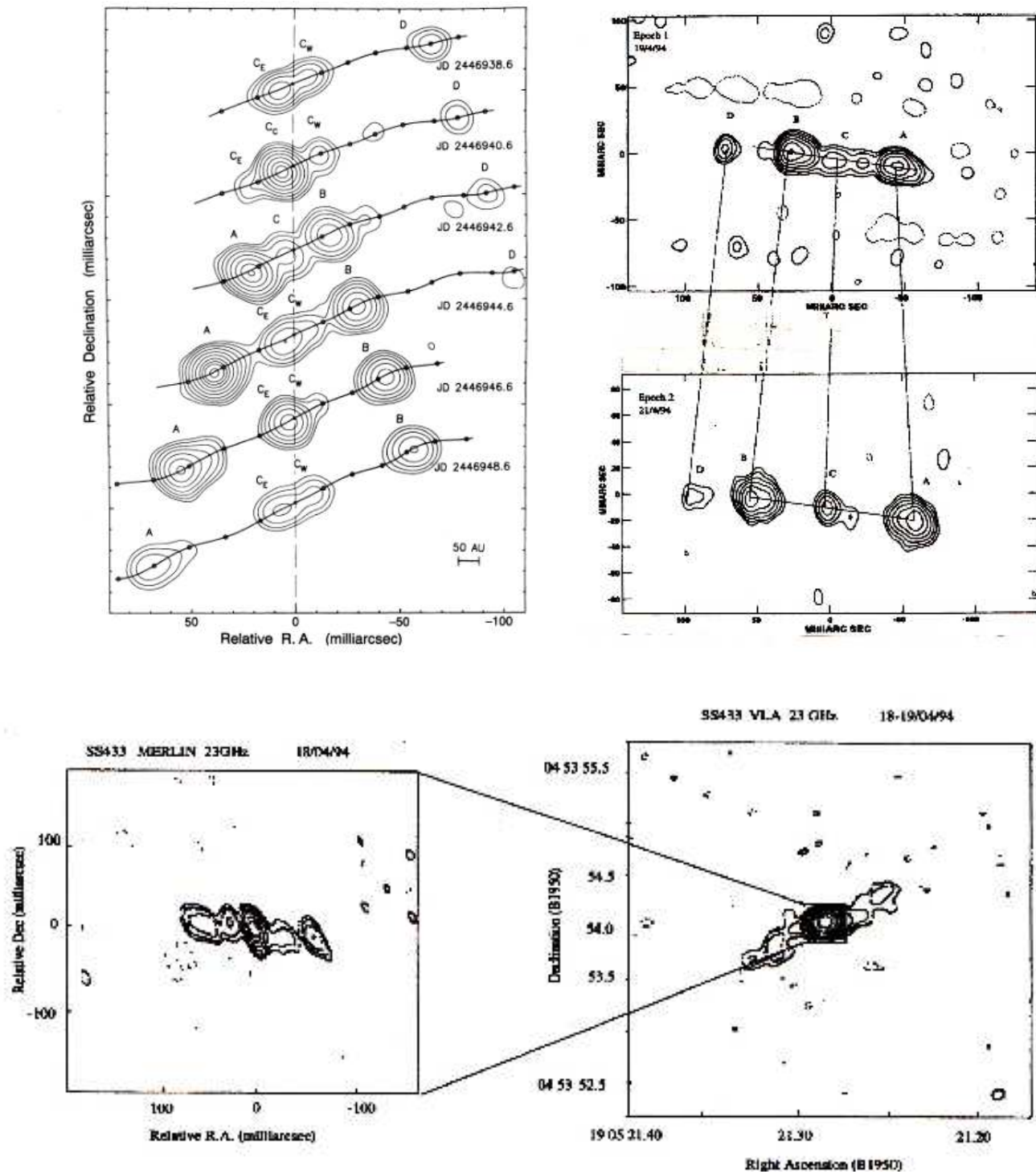


Figura 27.5: In *alto* immagini VLBI di SS433 a diverse epoche e frequenze di osservazione. *sinistra* Osservazioni EVN effettuate nel 1987 a 5 GHz, spaziate di due giorni (Vermeulen et al., 1993, A&A, 270, 177); *destra* a 1.6 GHz col VLBA il 19 e il 21 aprile 1994; in *basso* osservazioni a 23 GHz, il 18/19 aprile 1994, col VLA (*destra*) e col MERLIN (*sinistra*) (Stirling et al, 1997, in "Proc. 3rd EVN/JIVE Symp.", Vistas in Astronomy, 41, 197). Notare il disallineamento fra la struttura estesa vista dal VLA e quella su piccola scala (VLBI-MERLIN), prodotto dalla precessione del getto.

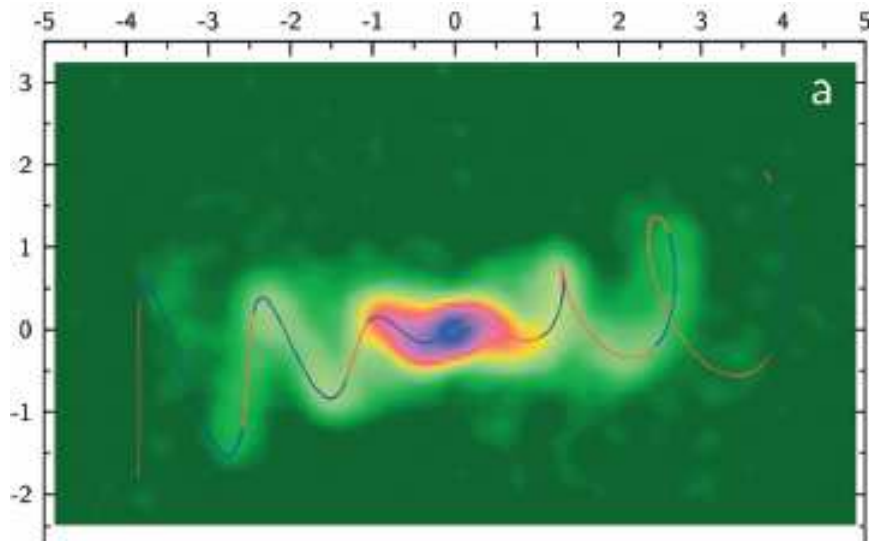


Figura 27.6: Immagine VLA, a 4.85 GHz, di *SS433*, che mostra la struttura a “cavatappi”, descritta nel testo. Le unità delle due scale sono secondi d’arco. (Blundell&Bowler, 2004, ApJ, 616, L159).

che formano angoli diversi con la linea di vista, e quindi sono affette da effetti Doppler diversi, deve essere molto piccola. Ne deriva che questi getti hanno piccoli angoli di apertura, stimati in $\sim 4 \div 5^\circ$.

I getti trasportano elettroni relativistici e campo magnetico, che sono responsabili della radiazione di sincrotrone nella banda radio.

La prova finale della validità del modello descritto è giunta infine da osservazioni radio effettuate ad alta risoluzione. In fig. 27.5 sono mostrate immagini radio di *SS433* ottenute a pochi giorni di distanza l’una dall’altra. Si nota che la struttura si modifica al trascorrere del tempo. Su scale maggiori, e su tempi più lunghi si noterebbe il formarsi di una specie di “cavatappi” (fig. 27.6) che rappresenta l’insieme delle posizioni in cui i plasmoidi, emessi lungo il getto che “precede” intorno al suo asse, vengono via via a trovarsi.

I getti sono responsabili per la struttura elongata del resto di supernova, poichè, con la loro spinta, ne aumentano la velocità di espansione lungo il loro asse. E’ possibile, sulla base di ciò, stimare il flusso di massa, e quindi il flusso di energia cinetica, nei due getti. Si ottengono i seguenti valori:

$$\dot{M} \approx 3 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{anno}$$

$$\Phi \approx 10^{40} \text{erg/sec}$$

Si noti che il flusso di energia cinetica è non solo largamente superiore alla luminosità irradiata in ogni banda di frequenze, ma è anche superiore alla luminosità di Eddington per un buco nero massa solare. Ciò implica che abbiamo a che fare o con un buco nero di grande massa ($\gtrsim 50M_{\odot}$), oppure che l’accrescimento è supercritico.

27.2 IE1740.7-2942: Il Grande Annichilatore

Fra la fine degli anni ’70 e la fine degli anni ’80 del 1900 si sono osservate, nella direzione del centro galattico, saltuarie ma intense e brevi emissioni (*burst*) di raggi gamma a 511 keV, attribuibili alla annichilazione positroni–elettroni (Leventhal et al, 1978, ApJ., 225, L11; Riegler et al., 1985, ApJ., 294, L15).

Lo sporadico apparire di questa radiazione gamma indica che al centro della Galassia devono esistere uno o più oggetti compatti capaci di fabbricare in tempi brevi quantità enormi di antimateria, sotto forma di positroni, che poi si annichilano contro la materia ordinaria. La modesta risoluzione angolare dei telescopi gamma aveva impedito fino alla fine degli anni ’80 di localizzare con precisione la sorgente. L’idea corrente era che si trattasse del “mitico” buco nero di parecchi milioni di masse solari *nel centro*

dinamico della Galassia (§ 14.5). Le osservazioni del telescopio francese per raggi γ SIGMA a bordo del satellite russo GRANAT hanno, invece, rivelato, nel 1991, che la sorgente *non* è nel centro dinamico della Galassia, ma a circa 50' (o 100 pc) di distanza. Questo però non lo rende meno interessante, anzi!... Un potentissimo burst osservato nell'ottobre 1990 ha mostrato che si tratta del più grosso "annichilatore" conosciuto nella Via Lattea, in grado di fabbricare in un secondo $10^{43} e^+$ (Bouchet et al. ApJ., 1991, 383, L45), corrispondenti ad una potenza di $10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ ($2.5 \cdot 10^3 L_{\odot}$).

Alcuni altri candidati buchi neri presenti nella nostra Galassia, come Cygnus X-1, sembrano appartenere a sistemi binari, in cui il buco nero è alimentato a spese della stella compagna. Osservazioni fatte nell'infrarosso hanno escluso, per il "Grande Annichilatore", questa possibilità e quindi, se un buco nero esiste, esso deve essere rifornito in altra maniera.

Oltre alla riga a 511 keV (stretta) è stata vista, una sola volta, una riga più larga spostata a energie minori (420 keV), ossia *red-shiftata*: nell'ipotesi del buco nero, questo "redshift", dell'ordine del 20%, potrebbe essere di origine gravitazionale (§ 16.2.4) e starebbe ad indicare che l'annichilazione che ha prodotto questa riga ha avuto luogo ad una distanza di circa 10 raggi di Schwarzschild (eqq. 26.3 e 26.4) dal buco nero. Se questo, come le osservazioni sembrano indicare, ha una massa di tipo stellare, questo significa che il mezzo con cui i positroni si annichilano deve avere dimensioni di qualche centinaio di chilometri. La larghezza della riga starebbe ad indicare temperature dell'ordine di 10^8 K . Se la sorgente di positroni che dà luogo alle due righe è la stessa, il mezzo annichilatore deve essere diverso per la riga stretta e quella larga, in particolare per la riga stretta si devono avere temperature $\leq 10^5 \text{ K}$ e densità $\geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Questi valori sarebbero compatibili con quelli delle nubi molecolari, che hanno temperature $\sim 100 \text{ K}$ e densità $\geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$: cioè il buco nero potrebbe trovarsi in una nube molecolare e ricavare da essa il suo combustibile. Si calcola che un oggetto compatto di una massa stellare, che si muove lentamente in una densa nube molecolare, può accrescere più di $10^{-8} M_{\odot}$ per anno, equivalente all'accrescimento che si può avere da un compagno massiccio.

Osservazioni a lunghezze d'onda millimetriche hanno effettivamente rivelato l'esistenza di una nube molecolare di $\sim 5 \times 10^4 M_{\odot}$ ed una densità di 10^5 cm^{-3} in questa direzione. Anche se la associazione fra i due oggetti non è provata in via definitiva, tuttavia la probabilità di una coincidenza casuale è abbastanza bassa ($< 7\%$).

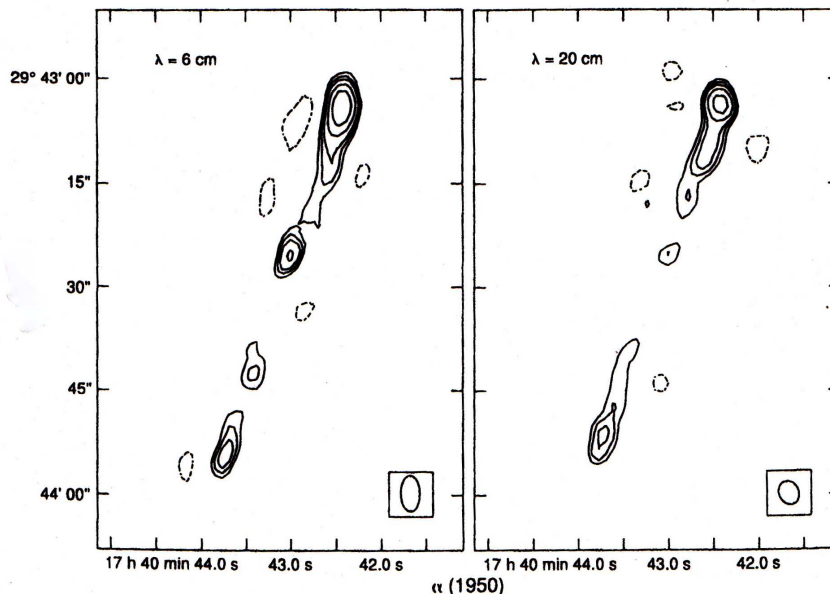


Figura 27.7: Radosorgente associata alla sorgente gamma a 511 keV (Mirabel et al., 1992, Nature, 358, 215).

Infine, osservazioni radio fatte col VLA a 6 e 20 cm (Mirabel et al., 1992, Nature, 258, 315) hanno

rivelato in corrispondenza della sorgente gamma una radiosorgente di sincrotrone, variabile, formata da un nucleo compatto e due getti simmetrici (fig. 27.7).

La probabilità che questa sia una radiosorgente extragalattica che si trova per caso proiettata sulla posizione della sorgente gamma è sufficientemente bassa da far ritenere che essa sia effettivamente associata alla sorgente a 511 keV. In questa ipotesi i getti risultano essere lunghi almeno 1 pc.

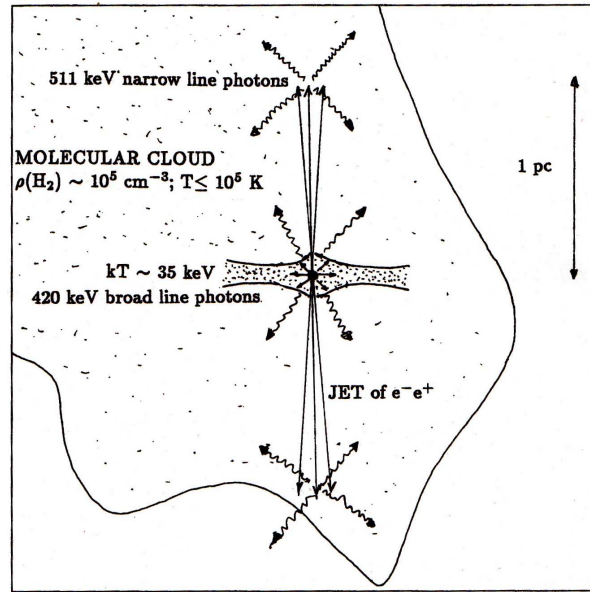


Figura 27.8: Modello per il *Grande Annichilatore* nelle vicinanze del centro galattico (Mirabel, 1992, The Messenger, 70, 51).

Il modello che emerge è dunque il seguente (fig. 27.8). Un buco nero, di massa stellare, è alimentato dalla nube molecolare in cui si trova immerso. Instabilità occasionali del suo disco di accrescimento aumentano temporaneamente la produzione di fotoni energetici (fotoni γ), che, in seguito ad interazioni $\gamma - \gamma$ producono coppie $e^+ - e^-$ che si annichilano entro qualche centinaio di chilometri dal buco nero, producendo la riga allargata a 420 keV. Parte di queste coppie, però, possono venire accelerate e collimate, formando i due getti radio. Alla distanza di circa 1 pc il denso mezzo circostante avrà rallentato le particelle, che non irradiano più e che continueranno però ad annichilarsi formando la riga stretta a 511 keV.

Perché il modello funzioni occorrono due condizioni, ciascuna delle quali ha una probabilità abbastanza bassa di verificarsi: occorrono una nube molecolare molto densa ed un oggetto compatto che si muova lentamente attraverso di essa. Se è vero dunque che al centro della Galassia queste condizioni sono verificate più facilmente che altrove, è stato calcolato tuttavia che delle ~ 40.000 stelle collassate che ci si aspetta esistano entro 200 pc dal centro della Galassia, solo una ha la possibilità di divenire “Grande Annichilatore”. La sorte ha voluto che fosse trovata!

27.3 Sorgenti Superluminali Galattiche

Concludiamo la descrizione di queste fenomenologie con GRS1915+105 e GROJ1655-40, che sono sorgenti caratterizzate da fasi quiescenti e fasi di emissione radio di modesta intensità, approssimativamente costante, a cui si aggiungono brevi ed intensi “burst”, sia nella banda radio che nella banda X.

Osservazioni radio ad alta risoluzione hanno mostrato, in entrambe, che ogni burst corrisponde all’apparizione di strutture radio compatte e simmetriche, su scale dell’ordine del secondo d’arco, o inferiori, caratterizzate da rapidi moti di espansione (fig. 27.9).

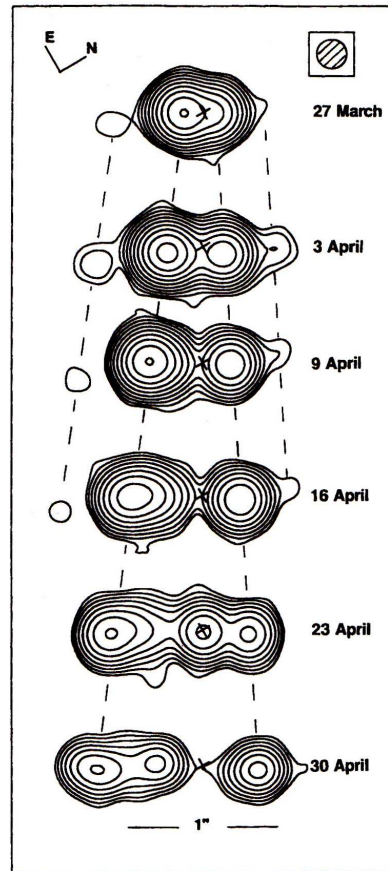


Figura 27.9: Espansione rapida di GRS1915+105 in marzo - aprile 1994 (Mirabel & Rodriguez, 1994, Nature, 371, 46).

I tempi caratteristici dell'apparizione di queste strutture sono dell'ordine del giorno, mentre i tempi di decadimento della loro luminosità sono dell'ordine della decina di giorni.

Sulla base delle distanze dei due oggetti, le velocità apparenti di espansione sono $\approx 1.25 c$ e $0.65 c$ per i getti di GRS1915+105 e $\approx 0.98 c$ e $0.82 c$ per GROJ1655-40. Usando, per entrambi, le coppie di getti, dalla relazione fra velocità apparente e velocità reale (§ 20.5) si possono calcolare le loro velocità reali e l'angolo relativo con la linea di vista. Si trova:

$$\beta \approx 0.98 \quad \theta \approx 66^\circ \quad \text{per GRS1915 + 105}$$

$$\beta \approx 0.90 \quad \theta \approx 84^\circ \quad \text{per GROJ1655 - 40}$$

Nel caso di GRS1915+105, è stata fatta una valutazione dell'energetica coinvolta nella formazione di una singola coppia di getti. La stima minima, comprendente anche l'energia cinetica (Fender et al., 1999, MNRAS, 304, 865), è $\gtrsim 10^{44}$ erg, che, per un tempo scala dell'ordine del giorno, corrisponde a $\approx 2 \times 10^{39}$ erg s $^{-1}$. Ciò è almeno un ordine di grandezza superiore alle massime luminosità osservate nella banda X.

27.4 Proprietà statistiche dell'emissione radio

Nei paragrafi precedenti si è discusso delle caratteristiche di alcune mini-quasar particolarmente ben studiate. Questo paragrafo presenta invece un breve sunto statistico delle proprietà generali dell'emissione radio, nel loro complesso, di questi oggetti che, come già ricordato, appartengono (o si ritiene appartengano) a sistemi binari contenenti un oggetto collassato.

- È stata trovata emissione radio da $\geq 15\%$ delle binarie X note (§ 16.4). L'emissione radio è, di per se, un indicatore della presenza di getti radio. Infatti, poichè, a meno di effetti relativistici, la temperatura di brillanza non può eccedere 10^{12} K (§ 5.3.2), le dimensioni tipiche da cui si origina l'emissione radio devono essere ≥ 1 unità astronomica, il che è molto maggiore delle dimensioni di un disco di accrescimento intorno all'oggetto compatto. Inoltre la variabilità suggerisce che il plasma emittente venga emesso dal "motore centrale".

- In effetti le osservazioni ad alta risoluzione (MERLIN e VLBI) rivelano la presenza di getti in almeno metà delle binarie X e in alcuni casi i moti sono superluminali.

Le velocità reali dedotte vanno da $0.3c$ (SS433) a $0.98c$, o più. Le velocità più alte sono vicine a quelle che si deducono per i getti delle quasar. È interessante notare che, mentre nelle quasar si vede un solo getto (quello con moto verso l'osservatore è amplificato per effetto Doppler, mentre quello che recede è indebolito per lo stesso effetto e quindi non visibile, (§ 20.1.2), nelle mini-quasar il getto è sempre doppio. Questa differenza è probabilmente un effetto di selezione, poichè le mini-quasar sono selezionate sulla base della loro emissione X, che non è certamente amplificata per effetto Doppler.

- L'energetica tipica delle mini-quasar è dell'ordine di 10^{37} erg s^{-1} , che rappresenta una frazione non trascurabile dell'energia fornita da accrescimento sull'oggetto collassato ($L_E = 1.3 \cdot 10^{38} \left(\frac{M_{BH}}{M_\odot} \right)$ erg s^{-1} ; § 16.4.2).

- Per quanto riguarda la morfologia radio, le mini-quasar non mostrano lobi radio, nè hot-spot. Appaiono quindi come *getti nudi*.

- L'emissione radio mostra variabilità di luminosità con varie scale di tempo. Si hanno fasi relativamente stabili su scale di tempo dell'ordine di mesi - anno, seguite periodi di quiescenza quasi totale di simile durata, ma anche episodi molto più brevi con forti aumenti di luminosità e rapido decadimento.

27.5 Connessioni radio – X

Uno dei risultati più importanti, forse il più importante, fra quelli ottenuti per le mini-quasar riguarda le relazioni fra la variabilità dell'emissione X e l'emissione radio.

Per discutere questo aspetto è utile considerare, a mo' di esempio, due particolari mini-quasar: GX 339-4 e GRS 1915+105.

- GX 339-4

Si tratta di un Binaria X (§ 16.4), con possibile periodo di 18.8 giorni, candidata per contenere un buco nero, che mostra variazioni frequenti della luminosità X nelle bande "soft" (≤ 10 keV) e "hard" (≥ 20 keV) ed ha una emissione radio relativamente debole, ma persistente per lunghi intervalli di tempo.

La fig. 27.10 mostra i risultati di un monitoraggio, nella banda radio e nella bande X "soft" e "hard", effettuato per un intervallo di tempo di circa due anni (1998-1999).

In questo intervallo temporale la sorgente ha mostrato due stati diversi di luminosità nelle tre bande. Ne risultano, a prima vista, una correlazione radio/"X-hard" e le anticorrelazioni radio/"X-soft" e "X-hard"/"X-soft".

L'emissione radio è contemporanea alla presenza di emissione "X-hard" e ad un livello basso, anche se non nullo di emissione "X-soft". Quando la luminosità "X-soft" passa al suo livello massimo le emissioni radio e "X-hard" spariscono.

In letteratura i due stati di emissione X sono indicati per lo più con i nomi di *Low/Hard* (L/H) e *High/Soft* (H/S). Il primo aggettivo (Low o High) si riferisce alla luminosità X "soft". Il secondo aggettivo descrive se lo spettro è "hard" o "soft". Si trovano però anche altre terminologie.

L'interpretazione dei due differenti stati è basata sull'origine dell'emissione X nelle due bande. Si ritiene che l'emissione nella banda "soft" sia dovuta al disco di accrescimento presente intorno al buco

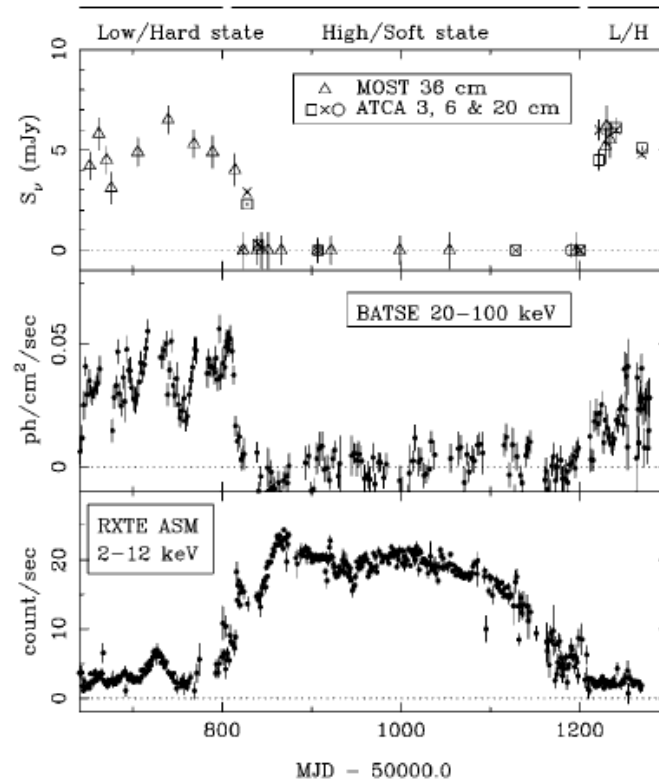


Figura 27.10: Risultati del monitoraggio di GX 339-4 nelle bande radio (pannello superiore), “X-hard” (pannello intermedio) e “X-soft” (pannello inferiore). (Fender et al., 1999, Ap.J., 519, L165).

nero, mentre l’emissione “hard” è interpretata come comptonizzazione di fotoni “soft” in una *corona* contenente elettroni di alta energia.

Nello stato (H/S) il disco si estende fino a pochi raggi di Schwarzschild dal *BH* e la *corona* è molto piccola. La transizione da (H/S) a (L/H) implicherebbe che la parte più interna del disco di accrescimento, responsabile della maggior parte dell’emissione “soft”, venga soppressa, a seguito di un qualche fenomeno di instabilità. Questo non significa che tale regione diventi completamente priva di materia, ma semplicemente che essa subisca una transizione ad uno stato radiativamente inefficiente in cui l’emissione “X-soft” risulta inibita, mentre cresce fortemente la *corona* calda, con aumento dell’emissione “X-hard” da comptonizzazione (fig. 27.11).

In proposito sono stati formulati due modelli.

i) *ADAF* (acronimo di *Advection Dominated Accretion Flow*; Narayan&Yi, 1994, ApJ, 428, L13): l’energia di accrescimento è trasportata dalla materia, sotto forme di calore, dentro il *BH*¹

ii) *ADIOS* (acronimo di *Advection Dominated Inflow-Outflow Solutions*; Blandford&Begelman, 1999, MNRAS, 303, L1): la maggior parte dell’energia liberata è trasportata all’esterno sotto forma di *vento* e solo una piccola parte è convogliata nel *BH*.

È dopo questa transizione che si formerebbe il getto, relativamente stabile. La regione contenente gli elettroni relativistici responsabili della comptonizzazione sarebbe (in toto o in parte) la base del getto. Dopo un certo intervallo di tempo la parte interna del disco di accrescimento si “ricostituisce” e il getto radio viene soppresso assieme all’emissione X-hard.

Questo modello, fenomenologico, è mostrato, in forma schematica, in fig. 27.11.

Comportamenti simili a quello di GX339-4 sono stati riscontrati anche in altri oggetti. Tuttavia in altri ancora si osservano comportamenti più complessi, che oltre agli stati descritti, ne mostrano di

¹Gli *Ion Supported Tori* (§ 26.3.3) rientrano in questa tipologia.

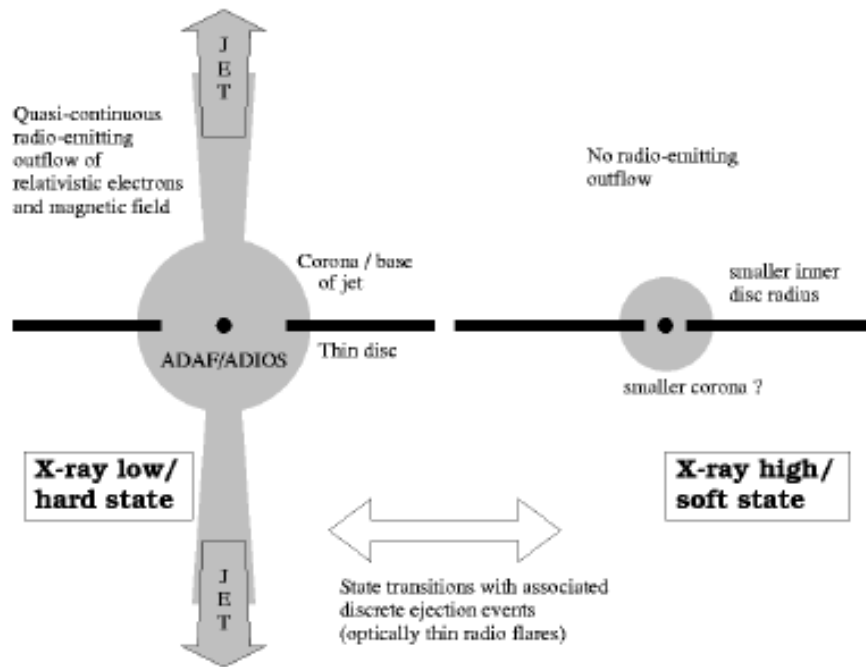


Figura 27.11: Modello fenomenologico per la variabilità radio e X di GX339-4. *A destra* lo stato H/S: il disco di accrescimento rimane localizzato molto vicino al buco nero; il getto e la corona di comptonizzazione sono assenti. *A sinistra* lo stato L/H: la parte interna del disco è assente, forse sostituita da un regime di accrescimento di tipo *ADAF* o *ADIOS* (vedi testo). In questa fase è presente un getto quasi continuo e stabile e la regione di comptonizzazione potrebbe essere la base del getto (Fender et al., 1999, Ap.J., 519, L168).

nuovi. Per descrivere queste situazioni più complesse conviene esaminare la sorgente GRS 1915+105, già vista in § 27.3.

- GRS 1915+105

Il comportamento di questa sorgente è alquanto più complesso (Pooley&Fender, 1997, MNRAS, 292, 932) di quello visto per GR339-4. In fig. 27.12 sono mostrate osservazioni dettagliate relative ad un intervallo di tempo di circa 3 mesi (settembre–novembre 1997, Fender et al., 1999, MNRAS, 304, 865).

Come nel caso mostrato per GX339-4, anche qui si osserva un stato L/H (nella figura è chiamato *plateau*) con emissione radio stabile ed emissione “ X -soft” molto ridotta, anche se la durata di questo stato è alquanto minore di quella in GR339-4. Altri episodi L/H sono stati visti in tempi diversi, durante i quali, quando l’informazione era presente, l’emissione radio risultava dovuta a un piccolo getto simmetrico e stabile. È da presumere che lo sia anche in questo caso.

Un aspetto nuovo è costituito dai “flare” radio, ben evidenti in fig. 27.12 (es. intorno MJD 50725, 5 ottobre), manifestatisi qualche giorno prima dello stabilirsi dello stato L/H e qualche giorno dopo la sua fine. Si noti che l’emissione “ X -soft”, già ricresciuta ai livelli massimi è fortemente variabile.

Un secondo aspetto molto interessante di questi flare è la presenza di oscillazioni quasi periodiche dell’emissione radio, con periodo dell’ordine di 20-40 min., chiamate QPO (quasi periodic oscillations, fig. 27.13 destra).

I picchi di queste oscillazioni radio sono correlati con dei crolli dell’emissione “ X -soft” (fig. 27.14).

Non si hanno informazioni di struttura radio durante il primo flare, ma l’interferometro MERLIN ha eseguito un monitoraggio regolare in occasione del secondo. I risultati sono mostrati in fig. 27.13 sinistra. Si vede chiaramente che nella fase di “flare” sono presenti componenti discrete e alquanto luminose, con spettro trasparente (fig. 27.12, centro), che si allontanano dalla regione centrale con velocità apparenti superluminali, e per le quali si deducono fattori di Lorentz dell’ordine di $2 \leq \gamma \leq 30$.

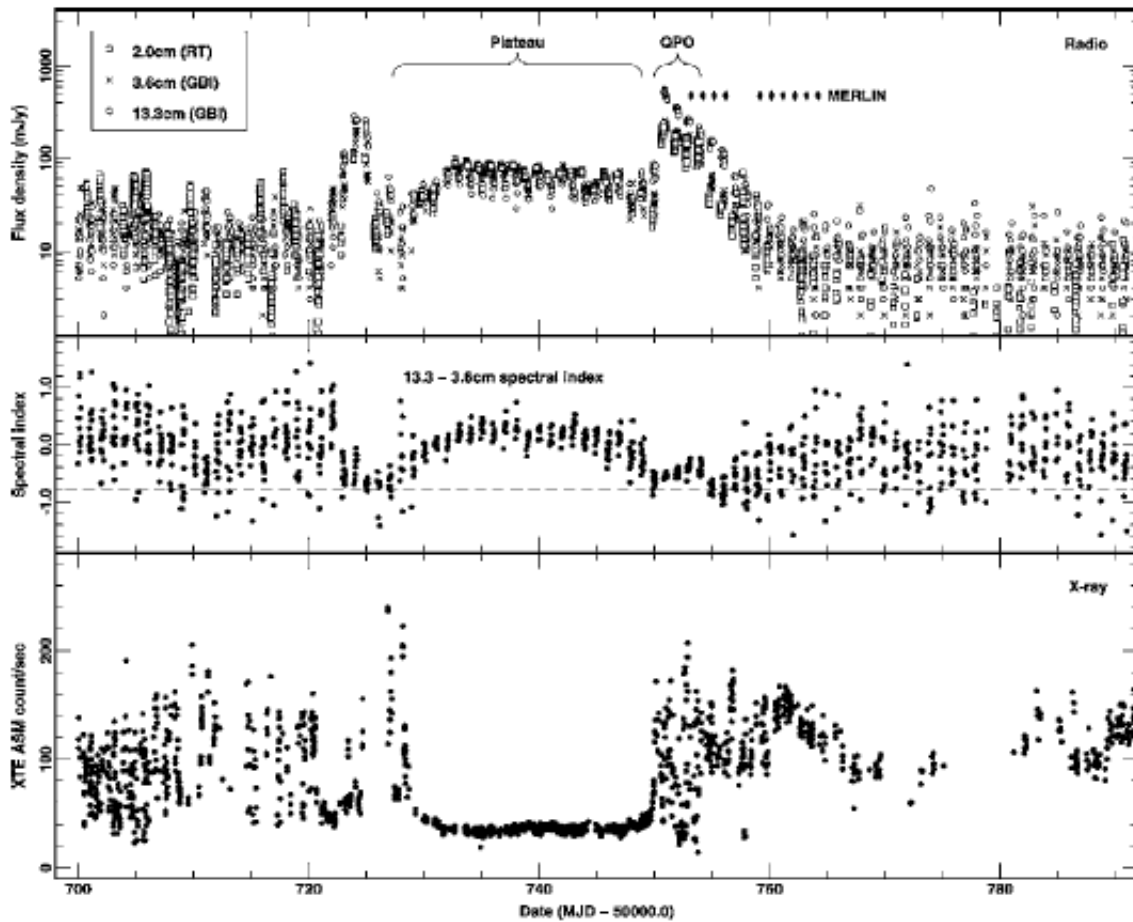


Figura 27.12: Monitoraggio di GRS1915+105 (settembre–novembre 1997). Pannello *superiore*: misure in banda radio, con simboli diversi per le varie λ ; i piccoli rombi con la dicitura MERLIN indicano le epoche delle osservazioni da cui sono prodotte le mappe in fig. 27.13. Pannello *intermedio*: indice spettrale dell’emissione radio fra 13.3 e 3.6 cm. Pannello *inferiore*: misure “X-soft” (2–12 keV). (Fender et al., 1999, *referenza citata*).

Le oscillazioni radio sono interpretate come fasi di emissione di componenti discrete, mentre i crolli nell’emissione X fanno pensare che la riformazione del disco di accrescimento nella regione più interna sia instabile, con una successione di episodi di ricostruzione e scomparsa, prima di raggiungere una certa stabilità finale.

Il modello complessivo che viene proposto (Fender&Belloni, 2004, *ARAA.*, 42, 317), a modifica del modello in fig. 27.11, è rappresentato in fig. 27.15, con un diagramma ”Hardness-Intensity” (H/I). Le fasi temporali, indicate dalle frecce continue, sono schematicamente descritte come segue.

(i) La sorgente è nello stato LS (L/H), con un getto stabile e autoassorbito, di bassa o media luminosità.

(ii) La luminosità “X-soft” comincia a crescere, ma il getto permane ancora fino al raggiungimento del massimo “X-soft”.

(iii) Quando la sorgente raggiunge la “jet line” si ha un forte aumento della velocità del getto e forti shock con il mezzo più lento trasportato dal getto in precedenza. Questi shock appaiono come componenti discrete molto luminose con moto superluminale (fig. 27.13). Ci possono essere più eventi di questo tipo intorno alla jet-line, indicati dalla freccia circolare tratteggiata, o nessuno se la ricostruzione del disco interno (transizione L/H \rightarrow H/S) avviene senza instabilità.

(iv) La sorgente è entrata nel regime H/S e il getto viene soppresso.

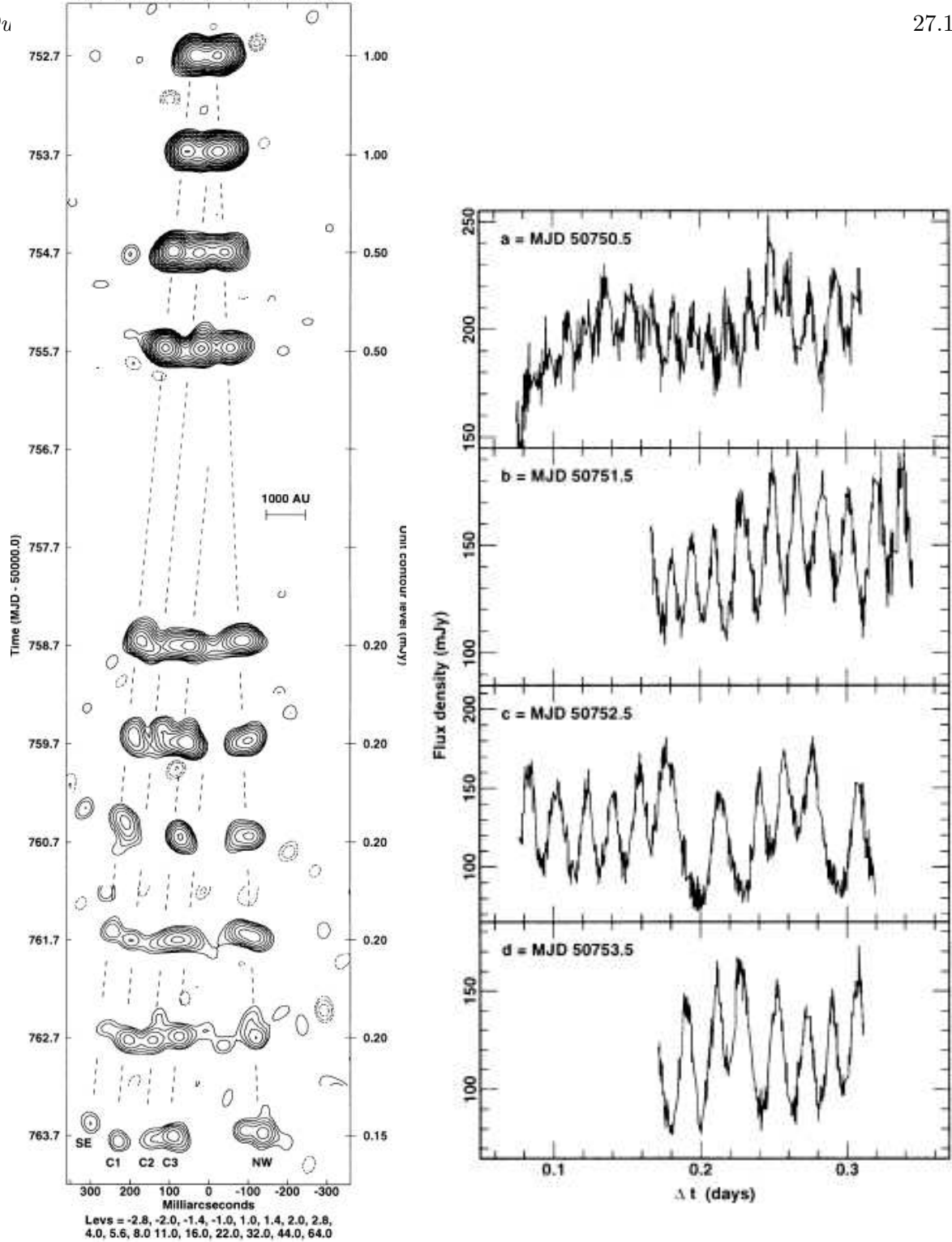


Figura 27.13: A *sinistra*): mappe MERLIN in epoche ravvicinate di GRS1915+105 durante il flare seguente la fine dello stato L/H (\sim MJD 50750). A *destra*): QPO nel periodo delle osservazioni (Fender et al., 1999, *referenza citata*).

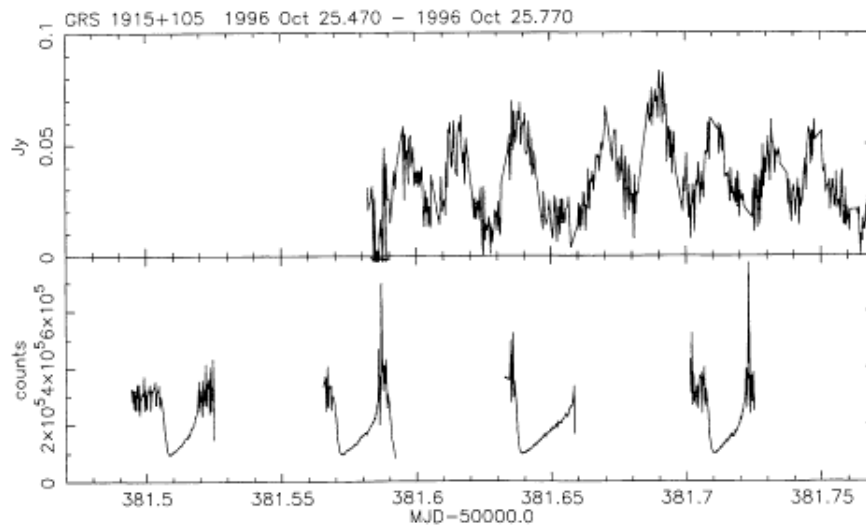


Figura 27.14: *Pannello superiore*: oscillazioni quasi periodiche (QPO) della luminosità radio di GRS1915+105. *Pannello inferiore*: Osservazioni del 1966 nella banda “X-soft”. Malgrado la frammentaria copertura temporale delle osservazioni, si noti la coincidenza di alcuni picchi dell’emissione radio con cali vistosi, di simile durata, dell’emissione “X-soft”. (Pooley&Fender, 1997, referenza citata).

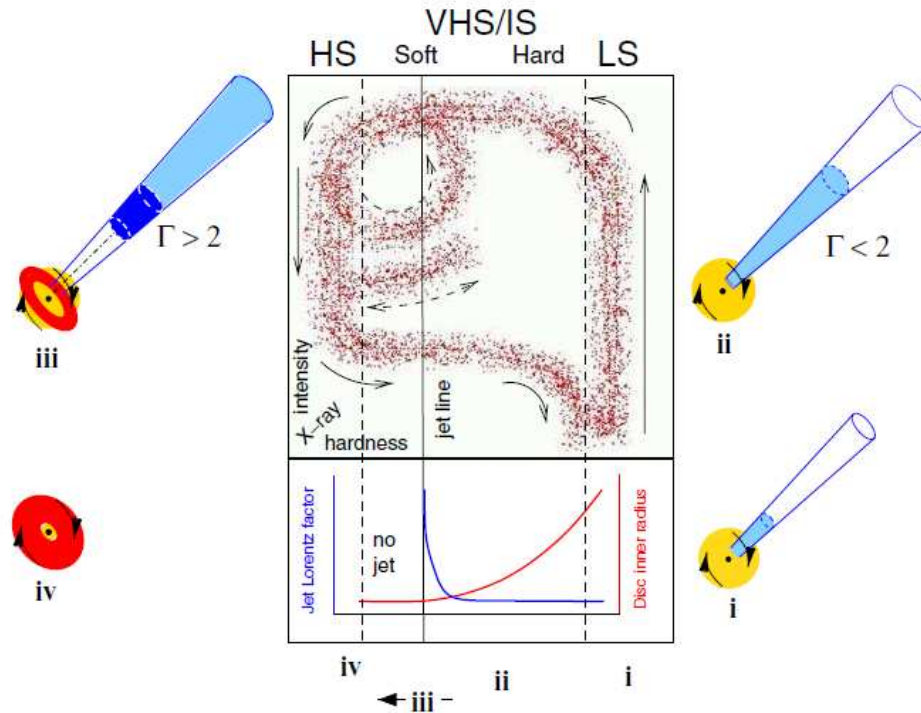


Figura 27.15: Modello fenomenologico per la variabilità radio e X (Fender&Belloni, 2004, referenza citata). Il riquadro superiore rappresenta un diagramma “Hardness-Intensity” (Intensità - Durezza) dell’emissione X. L’intensità cresce verso l’alto e l’hardness verso sinistra. Le frecce continue indicano una successione di stati in cui variano intensità e hardness. Il riquadro inferiore indica le variazioni di γ_{jet} con l’hardness (in blu nella figura), man mano che si passa dallo stato i) a ii). Nello stato LS (precedentemente chiamato L/H) e nello stato VHS/IS (stato intermedio, IS) con massimo di luminosità soft (VHS) il getto è per lo più stazionario, con $\gamma_{jet} \leq 2$. La linea continua verticale (jet line), che corrisponde circa al massimo dell’intensità soft, rappresenta la transizione fra il massimi valori di γ_{jet} e la sparizione del getto.

28 Radioastronomia e Cosmologia

Aggiornato Dicembre 2008, rivisto 2011

28.1 Cenni sui modelli di Universo, anni 1950 - 1990

28.1.1 Modelli di Friedman

I modelli di Universo considerati in quegli anni erano quelli ottenuti dalla Relatività Generale (Friedman, 1922, Z.Phys., 10, 377). Una loro eccellente trattazione, che include il confronto con dati osservativi, è quella di A. Sandage (1961, ApJ., 133, 355).

- *Le equazioni*

Nell'ipotesi che l'Universo sia omogeneo e isotropo (*Principio Cosmologico*), la sua espansione è descritta da una funzione del tempo $R(t)$ e da due costanti, k_g e Λ_c , che soddisfano le relazioni:

$$\dot{R}^2(t) = \frac{8\pi}{3} G\rho R^2 - k_g c^2 + \frac{\Lambda_c c^2}{3} R^2 \quad (28.1)$$

$$\frac{\dot{R}^2}{R^2} + \frac{2\ddot{R}}{R} + \frac{8\pi Gp}{c^2} = -\frac{k_g c^2}{R^2} + \Lambda_c c^2 \quad (28.2)$$

La funzione $R(t)$ è detta *fattore di scala* dell'Universo e dà la dipendenza, dal tempo cosmico t ($t = t_0$ all'epoca presente), della distanza fra due oggetti qualsiasi¹. $\dot{R}(t)$, esprime il tasso di espansione, ρ è la densità totale, che include sia materia, ρ_m , che radiazione, $\rho_r = u_{cr}/c^2$, e p è la pressione totale (materia e radiazione). In situazioni in cui non ci sia travaso fra le due componenti di ρ , le due densità seguono le leggi::

$$\rho_m(t) = \frac{\rho_{0,m} \cdot R_0^3}{R^3} \quad \rho_{0,r}(t) = \frac{\rho_{0,r} \cdot R_0^4}{R^4} \quad (28.3)$$

(conservazione della massa). Λ_c è la cosiddetta *costante cosmologica*, che rappresenta una specie di forza repulsiva, introdotta da Einstein per poter ottenere un modello statico di Universo.² Il parametro k_g determina la *geometria dell'Universo* (da cui il pedice g), che è definita dall'elemento di linea di *Robertson-Walker*, esprimibile mediante varie forme, fra le quali:

$$ds = c^2 dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - k_g r^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] \quad (28.4)$$

dove r , θ e ϕ sono coordinate polari *comoventi*, adimensionali, e k_g assume i valori $+1$, 0 , -1 . Per $k_g = 0$ si ha una *geometria euclidea o piatta*; per $k_g = -1$ la geometria è *iperbolica* e per $k_g = 1$ è *ellittica*.

La quantità $k_g c^2 / R^2$ è la curvatura dello spazio.

I modelli che si derivano dalle equazioni precedenti, con $\Lambda_c = 0$, sono noti come *modelli di Friedman*.³

Dalla (28.1) si vede che, per $\Lambda_c = 0$, se $k_g = 1$, $\dot{R}(t)$ si deve annullare per un particolare valore di t , per cui, al crescere di t , $R(t)$ raggiunge un massimo, dopo il quale ricomincia a decrescere. Se invece $k_g = 0, -1$ l'espansione prosegue indefinitamente.

L'andamento di $R(t)$ in funzione di t per $k_g >, <, = 0$ è schematicamente riportato in fig. 28.1.

¹Spesso si suole porre $R(t_0) = 1$.

²Nelle eqq. 28.1 e 28.2 Λ_c appare, in alcuni autori, moltiplicata per c^2 (es.: Sandage 1961). Si tratta evidentemente di una definizione diversa.

³L'equazione 28.1, senza Λ_c , si può ottenere, anche se con qualche difficoltà concettuale, su basi puramente Newtoniane, con una trattazione matematica molto più semplice di quella della relatività generale. k_g rappresenta l'energia totale, cinetica e potenziale, del sistema, cambiata di segno. In effetti la 28.1 rappresenta proprio la conservazione dell'energia e k_g specifica se la materia dell'Universo è legata gravitazionalmente.

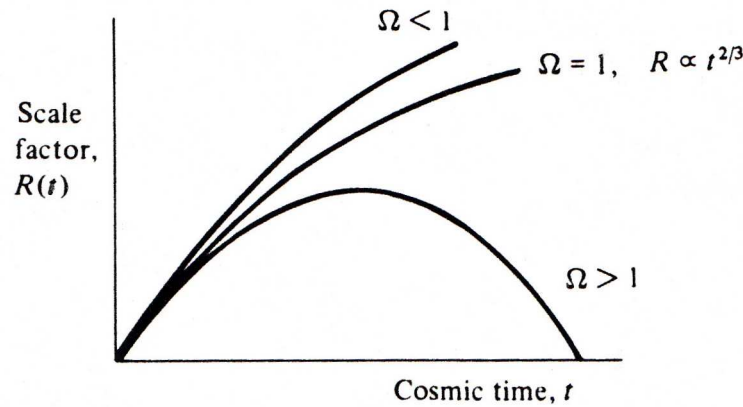


Figura 28.1: Fattore di scala per tre diversi valori di $\Omega_0 = 2 q_0$ (vedi testo per la definizione di q_0).

- *Costante di Hubble e parametro di decelerazione* - $\Lambda_c = 0$.

Prima di esaminare le soluzioni delle equazioni di Friedman è utile introdurre due parametri, la *costante di Hubble*, H , e il *parametro di decelerazione*, q , che descrivono la velocità e l'accelerazione dell'espansione:

$$H = \frac{\dot{R}}{R} \quad q = -\frac{\ddot{R}}{RH^2} \quad (28.5)$$

Questi parametri sono funzioni del tempo cosmico t attraverso $R(t)$. Al tempo presente ($t = t_0$) sono indicati con H_0 e q_0 . L'inverso di H_0 , $\tau_0 = H_0^{-1}$, è chiamato *tempo di Hubble*, e fornisce un valore approssimato per l'*età dell'Universo*. Dato che in tutti modelli \dot{R} diminuisce al crescere di t in maniera inversamente proporzionale ad R (se anche fosse $k_g > 0$ saremmo ancora nella fase di espansione), τ è sempre maggiore dell'età dell'Universo. Per esempio, per $k_g = 0$ si ha $\tau = 1.5 t$.

Sottraendo l'eq. 28.2 dall' eq. 28.1 per $t = t_0$, si ottiene la relazione:

$$\rho_0 + \frac{3p_0}{c^2} = \frac{3H_0^2 q_0}{4\pi G} \quad (28.6)$$

che permette di collegare i parametri H_0 e q_0 alla densità di materia e alla sua pressione, all'epoca presente. Un'altra relazione si ottiene sostituendo l'eq. 28.5 nella (28.2):

$$\frac{k_g c^2}{R_0^2} = \frac{8\pi G \rho_0}{3} - H_0^2 \quad (28.7)$$

che, combinata con la (28.6), diventa:

$$\frac{k c^2}{R_0^2} = \frac{\pi G}{3q_0} \left[\rho_0(2q_0 - 1) - \frac{3p_0}{c^2} \right] \quad (28.8)$$

che collega la curvatura spaziale, $(k_g c^2 / R_0^2)$, alla densità totale di energia (materia + pressione) nell'Universo all'epoca presente. Nelle condizioni in cui il termine di pressione sia trascurabile rispetto agli altri (il cosiddetto Universo di polvere, che descrive bene l'Universo, con esclusione dei primi $\approx 3 \cdot 10^5$ anni in cui dominava la radiazione), le eq. 28.6 e 28.8 diventano:

$$\rho_0 = \frac{3H_0^2 q_0}{4\pi G} \quad (28.9)$$

$$\frac{k_g c^2}{R_0^2} = H_0^2(2q_0 - 1) \quad (28.10)$$

Dalla eq. 28.10 si ottengono subito i seguenti vincoli fra q_0 e k_g :

$$k_g = 1 \rightarrow q_0 > 1/2 \quad k_g = 0 \rightarrow q_0 = 1/2 \quad k_g = -1 \rightarrow q_0 < 1/2 \quad (28.11)$$

Dall'eq. 28.9, per $k_g = 0$ ($q_0 = 1/2$) si ha:

$$\rho_{0,(k_g=0)} = \rho_{\text{cr}} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1.8 \cdot 10^{-29} \quad \text{g cm}^{-3}$$

che viene chiamato *densità critica* (ρ_{cr}). La stessa equazione permette di collegare q_0 e la densità presente dell'Universo, ρ_0 :

$$\frac{\rho_0}{\rho_{\text{cr}}} = \Omega_0 = 2 q_0 \quad (28.12)$$

Ω_0 viene chiamato *parametro di densità*.

Infine due relazioni importanti, senza dimostrazione, per descrivere l'evoluzione di $H(t)$ e $\Omega(t)$, mediante $R(t)$ (e $(1+z)$, eq. 28.18):

$$H(t)^2 = \frac{H_0^2}{R^2} [\Omega_0 R^{-1} + (1 - \Omega_0)] = H_0^2 (1+z)^2 [\Omega_0 (1+z) + (1 - \Omega_0)] \quad (28.13)$$

$$\Omega^{-1}(t) - 1 = (\Omega_0^{-1} - 1) \frac{R}{R_0} = \frac{\Omega_0^{-1} - 1}{1+z} \quad (28.14)$$

• *I modelli con $\Lambda_c = 0$.*

Consideriamo due situazioni limite: a) la radiazione domina sulla materia; b) vale l'opposto.

a) $u_{\text{cr}}/c^2 \gg \rho_m$.

Dalle eq. 28.3 si vede che ci sarà un valore di R al di sotto del quale la radiazione è dominante rispetto alla materia (§ 28.3.2). Tale valore, indicato con R_{eq} , è molto piccolo ($R_{\text{eq}}/R_0 \approx 3 \cdot 10^{-4}$). In queste condizioni l'eq. 28.1 si riduce a:

$$\dot{R}^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} \frac{u_{\text{cr},0}}{R^2}$$

con soluzione, da semplice integrazione::

$$R(t) = \left(\frac{32\pi G}{3c^2} \frac{u_{\text{cr},0}}{R_0^3} \right)^{1/4} t^{1/2} \approx 1.8 \cdot 10^{-10} t^{1/2} \quad \text{s} \quad (28.15)$$

Come mostrato in § 28.3.2 tale equazione vale per $t \leq 3 \cdot 10^5$ anni.

b) $u_{\text{cr}}/c^2 \ll \rho_m$

Per $k_g = 0$ l'eq. 28.1 si approssima a :

$$\dot{R}^2 = \frac{8\pi G \rho_{\text{cr}}}{3} \frac{R_0^3}{R}$$

e, dopo qualche passaggio, la soluzione, per semplice integrazione, è:

$$\frac{R(t)}{R_0} = \left(\frac{3}{2} \frac{t}{\tau_0} \right)^{2/3} \quad (28.16)$$

Per $k_g = 1$ la soluzione generale dell'eq. 28.1 è ottenibile nella forma parametrica:

$$\frac{R}{R_0} = a(1 - \cos \theta) \quad t = b(\theta - \sin \theta) \quad (28.17)$$

dove:

$$a = \frac{\Omega_0}{2(\Omega_0 - 1)} \quad b = \frac{\Omega_0}{2H_0(\Omega_0 - 1)^{3/2}}$$

Tale coppia di relazioni descrive una *cicloide*. Per $\theta = \pi$, R raggiunge il suo valore massimo, R_{max} :

$$\frac{R_{max}}{R_0} = \frac{\Omega_0}{\Omega_0 - 1} \quad e \quad t_{max} = \frac{\pi\Omega_0}{2H_0(\Omega_0 - 1)^{3/2}}$$

Anche per $k_g = -1$ si ha una soluzione parametrica come la precedente, con la sostituzione delle funzioni iperboliche $\sinh \theta$ e $\cosh \theta$, al posto di seno e coseno.

In questo caso, però, si possono facilmente ottenere anche due espressioni approssimate per R piccolo e per R grande. Nel primo caso si può trascurare k rispetto al termine contenente R nella (28.1) per cui l'equazione e relativa soluzione si riducono al caso $k = 0$. Nel secondo caso si può trascurare il termine contenente R , che tende a zero come $1/R$, per t grande, ottenendo immediatamente $R(t) \propto t$.

- *Il redshift*

In un universo in espansione, la radiazione emessa da una sorgente lontana risulta, per l'osservatore, spostata a lunghezze d'onda più lunghe rispetto a quelle di emissione. La quantità $\frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e} = z$ è il *redshift cosmologico*. Dall'eq. 28.4 si ottiene una relazione fra $1 + z$ e il parametro di espansione. Infatti per un raggio di luce vale la relazione:

$$ds = 0 \quad \longrightarrow \quad c dt = \frac{Rdr}{(1 - k r^2)^{1/2}}$$

Se consideriamo una sorgente con coordinata radiale r rispetto all'osservatore che emette, a tempi t e $t + \delta t$, radiazione che viene ricevuta dall'osservatore ai tempi t_0 e $t_0 + \delta t_0$, avremo:

$$\frac{\delta t}{R} = \frac{\delta t_0}{R_0}$$

Se prendiamo $\delta t = 1/\nu_e$ e $\delta t_0 = 1/\nu_0$, otteniamo subito:

$$\nu_e R = \nu_0 R_0 \quad \text{oppure} \quad R\lambda_2 = R_0\lambda_0$$

per cui:

$$1 + z = \frac{R_0}{R(t)} \quad (28.18)$$

Questa relazione si può trasformare in un'altra fra $(1 + z)$ e il tempo cosmico, mediante la relazione $R = R(t)$. Viceversa si può calcolare l'età dell'Universo corrispondente ad una sorgente di radiazione con redshift misurato.

Per piccole distanze la (28.18) si riduce alla classica legge di Hubble

$$z = \frac{H_0 d}{c} \quad (28.19)$$

La relazione fra z e t è mostrata in fig. 28.2, per $\Omega_0 = 1, 0$ ($q_0 = 0.5, 0.0$).

- *L'orizzonte*

Per *orizzonte* di una particella si intende la superficie che racchiude, ad un dato tempo cosmico t , l'insieme delle particelle che possono aver interagito con la particella data, che poniamo nell'origine delle coordinate ($r = 0$). Poichè ogni interazione non può avvenire a velocità maggiore di c , l'insieme delle particelle cercate sarà costituito da quelle che hanno potuto inviare un segnale alla particella

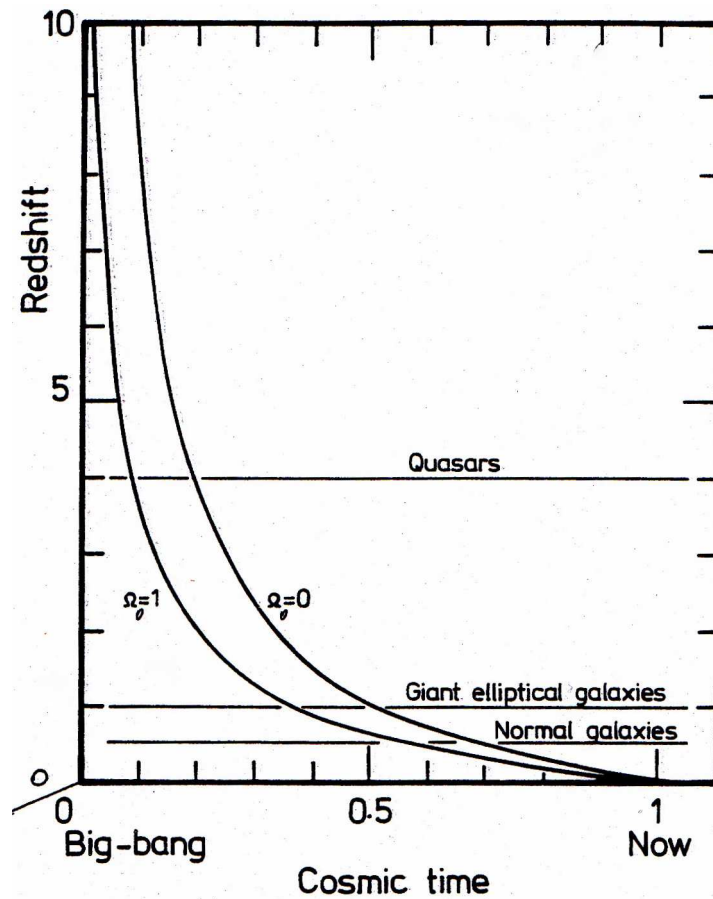


Figura 28.2: Relazione fra redshift ed età dell'Universo (normalizzata all'età presente) per $\Omega_0 = 0$ ($q_0 = 0$) e $\Omega_0 = 1$ ($q_0 = 0.5$) (Longair, 1985, "The Astrophysics of the Most Distant Galaxies Known", in "Radio Astronomy and the Physics of the Universe", Clueb)

data, dal tempo $t = 0$ al tempo t . L'insieme di tali punti è contenuto entro una superficie sferica di raggio:

$$l_{or} = R(t) \int_0^r dr = R(t) \int_0^t \frac{cdt'}{R(t')}$$

Poichè al tendere di t' a zero anche $R(t')$ tende a zero, è possibile che l'integrale diverga. In tal caso la particella posta nell'origine ha ricevuto segnali da tutto l'Universo, per cui non c'è l'orizzonte. Se invece l'integrale converge, allora la superficie di raggio $l_{or}(t)$ è l'*orizzonte della particella* al tempo t . La particella, al tempo t non può essere entrata in contatto con regioni esterne all'orizzonte. Supponiamo che $R(t) = A t^m$ ($m = 1/2$ in Universo dominato da radiazione; $m = 2/3$ in Universo di polvere con $\Omega_0 = 1$; $m = 1$ in Universo con $\Omega_0 = 0$). In tal caso:

$$\int_0^t \frac{dt'}{R(t')} = \frac{t^{1-m}}{A(1-m)}$$

e quindi :

$$l_{or} = \frac{c t}{1-m} \quad (28.20)$$

Si vede dunque che, per $m < 1$, il raggio dell'orizzonte è finito e cresce al crescere del tempo.

Per mostrare un ulteriore significato fisico dell'orizzonte, si può dimostrare che una particella posta sulla superficie di raggio l_{or} avrebbe, per un osservatore posto al centro, un redshift infinito.

28.1.2 Modello dello Stato Stazionario

Nei modelli descritti in § 28.1.1 la densità della materia cambia col tempo. Infatti, dato che la quantità totale di materia nell'Universo si conserva, $\rho(t)R^3(t) = \rho_0$, l'espansione comporta una variazione della densità col tempo ricavabile come:

$$\frac{d\rho(t)}{dt}R^3(t) + 3R^2(t)\frac{dR(t)}{dt}\rho(t) = 0 \quad \text{ossia} \quad \frac{d\rho(t)}{dt} = -3\rho(t)H(t)$$

In alternativa ai modelli di Friedmann, alla fine degli anni '40 fu elaborata da Bondi e Gold (1948, MNRAS, 108, 607) la *Teoria dello Stato Stazionario*, *Steady State Theory*, basata sul *principio cosmologico perfetto* secondo il quale l'Universo ha mediamente le stesse proprietà nello spazio e nel tempo. In particolare: $H=\text{cost}$, $\rho=\text{cost}$ e $k=0$, cioè la metrica è piana. Per mantenere in questo modello la densità della materia costante nel tempo, la diminuzione causata dalla espansione deve essere in qualche modo compensata da una creazione continua di materia. La quantità necessaria si può calcolare conoscendo i valori della costante di Hubble H_0 e della densità di materia ρ_0 . Per $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}$ ($\tau_0 = 10^{10}$ anni e $\rho_0 \sim 10^{-30} \text{ gr cm}^{-3}$) si valutava:

$$\frac{d\rho_N}{dt} \approx 3\rho_0 H_0 \approx 3 \times 10^{-40} \text{ gr cm}^{-3} \text{anni}^{-1}$$

Creazione di materia in queste quantità (un atomo di idrogeno per litro ogni 5×10^{12} anni, o, in maniera più fantasiosa, un atomo di idrogeno ogni 100 anni entro la cattedrale di Colonia) non rappresentava un grosso problema dal punto di vista empirico.

Essendo $H_0 = \dot{R}/R=\text{cost}$, se ne deduce che in questo modello il raggio dell'Universo deve crescere in maniera esponenziale

$$R = R_0 e^{(t-t_0)/\tau_0}$$

La curva esponenziale è autosimile, cioè non si può capire in base alle misure su che punto della curva ci si trovi. Inoltre non si ha nessuna singolarità iniziale, e il parametro di decelerazione, dalla sua definizione, vale $q_0 = -1$.

Questa teoria è stata molto attraente sotto certi aspetti perchè aggirava un certo numero di difficoltà concettuali e quindi ha polarizzato per qualche tempo l'attenzione degli scienziati. In seguito però, è stata totalmente confutata dai conteggi delle radiosorgenti (§ 28.2.2), dalla distribuzione in redshift delle quasar (cap 25) e dalla scoperta della radiazione cosmica di fondo (§ 28.3), per cui è stata abbandonata.

28.1.3 Distanze e Volumi in un Universo di Friedman

In cosmologia ci sono diverse maniere, che dipendono dal problema che si vuole affrontare, per definire la distanza fra due punti. Ciò è dovuto al fatto che in un universo in espansione le distanze fra punti comoventi cambiano continuamente e osservatori terrestri vedono gli oggetti lontani come erano in epoche precedenti alla loro.

A seconda dei problemi da risolvere si usano definizioni differenti, che comunque sono collegate fra di loro. In quanto segue sono riportate la *distanza di luminosità*, la *distanza di diametro* e l'espressione per il calcolo di volumi spaziali, deducibili dalla (28.2) e dalla funzione $R = R(t)$, senza darne la dimostrazione. Si fa riferimento a modelli con costante cosmologica $\Lambda_c = 0$.

- *Distanza di luminosità.*

La distanza di luminosità, d_L , è definita, in analogia al caso euclideo:

$$d_L = \left(\frac{P(\nu)}{4\pi S(\nu) k_c} \right)^{1/2}$$

dove $P(\nu)$ e $S(\nu)$ sono la luminosità monocromatica e la densità di flusso della sorgente e k_c è la *correzione k* (§ 19.2), dovuta al redshift, che tiene conto della differenza fra le frequenze e le bande all'emissione e all'osservazione:

$$k_c(z) = (1+z) \frac{S(\lambda_e)}{S(\lambda_o)}$$

La distanza di luminosità, nel caso di modelli di Friedman, è data dalla seguente espressione:

$$d_L = \frac{c}{H_0 q_0^2} \left[q_0 z + (q_0 - 1) \left((1 + 2q_0 z)^{0.5} - 1 \right) \right] \quad (28.21)$$

Un'espressione equivalente, che però non diverge per $q_0 = 0$ come la precedente, è:

$$d_L = \frac{cz}{H_0} \left[1 + \frac{z(1-q_0)}{(2q_0z+1)^{0.5} + 1 + q_0z} \right] \quad (28.22)$$

Per piccoli valori di z , le espressioni precedenti si riducono all'espressione:

$$d_L \sim \frac{cz}{H_0} [1 + 0.5(1-q_0)z]$$

- *Distanza di diametro*

La *distanza di diametro*, d_A , è quella che permette di passare dal diametro angolare *metrico*, θ , (da non confondere con quello *isofotale*) al corrispondente diametro lineare, D . Essa è data da:

$$D = \theta d_A = \theta \times d_L / (1+z)^2 \quad (28.23)$$

Si noti che, per un dato valore di D , il diametro angolare ha un valore minimo, per $z \approx 0.5 \div 1$ e poi torna a crescere. Questa è una conseguenza del percorso curvo della luce nello spazio curvo dei modelli relativistici di Universo, che hanno un comportamento da lente.

- *Volume in un Universo in espansione.*

Un'altra espressione molto utile è quella che esprime il volume compreso fra z e $z + dz$. Esso è dato dall'espressione:

$$dV(z) = \frac{4\pi d_L^2 c dz}{H_0(1+z)^3(1+2q_0z)^{0.5}} \quad (28.24)$$

Il fattore $(1+z)^3 = [R(0)/R(t)]^3$ rappresenta la variazione di volume dovuta all'espansione dell'Universo. L'espressione (28.24) nella quale venga ommesso il fattore $(1+z)^3$ prende il nome di *volume comovente*, con ovvio significato del termine.

28.1.4 Come determinare la geometria dell'Universo: studi nella banda ottica

Le espressioni in § 28.1.3 permettono, in linea di principio e con opportune osservazioni, di determinare i parametri cosmologici H_0 e q_0, Ω_0, k_g . Gli ultimi tre sono legati fra di loro da relazioni note, per cui la determinazione di uno solo di essi permette anche la conoscenza degli altri. La costante cosmologica Λ_c è stata per lo più semi-ignorata per molto tempo.

Una sintesi delle ricerche fatte negli anni considerati si trova in Sandage (1988, ARAA, 26, 561).

- *Costante di Hubble*

Per quanto riguarda H_0 , il metodo usato consiste nell'utilizzare indicatori di distanza indipendenti dal redshift, con i quali valutare distanze di oggetti in un intervallo il più ampio possibile e determinarla così mediante la legge di Hubble (eq. 28.19). La necessità di estendere il più possibile l'intervallo di distanze esplorato è motivata dalla esigenza che i redshift misurati siano il meno possibile affetti dai moti casuali delle galassie, anche dell'ordine di centinaia di km/s, che si sovrappongono al moto

di espansione di Hubble. Ciò richiede di raggiungere distanze ≥ 10 Mpc, dove avere indicatori di distanza diventa problematico. Nel corso degli anni 1950 - 1990 la valutazione di H_0 era fra 50 e 100 $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ (notare la valutazione di Hubble, anni trenta, di 500 $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$). Le incertezze erano prevalentemente dovute agli indicatori di distanza e ai moti disordinati delle galassie.

Facciamo un salto di dieci anni e arriviamo al decennio 1990 - 2000. Dopo la messa in orbita del telescopio spaziale Hubble (HST) iniziò un progetto avente come obiettivo quello di misurare H_0 con una precisione $\leq 10\%$. Il progetto è consistito inizialmente nel determinare le distanze di una trentina di galassie entro circa 25 Mpc, con il *metodo delle cefeidi*, con una precisione del 5%. Successivamente, usando le nuove accurate distanze, sono stati calibrati altri indicatori di distanza quali le Supernovæ Tipo Ia (§ 15.1.1), la relazione di Tully-Fisher (§ 18.4.4), le Supernovæ di Tipo II, e altri. Il procedimento non è diverso da quanto era stato fatto in passato; la differenza l'ha fatta HST. I risultati, presentati da Freedman et al. (2001, ApJ, 553, 47) indicano:

$$H_0 = 72 \pm 8 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$$

- *Parametro di decelerazione*

Per quanto riguarda il parametro q_0 (e gli altri collegati), se si potesse disporre di una *candela campione*, o di un *regolo campione* ossia di popolazioni di oggetti di luminosità assoluta costante e nota, oppure di dimensioni costanti e note, distribuite in un ampio intervallo di redshift, la misura delle luminosità apparenti, o dei diametri apparenti, in funzione di z , ci permetterebbe di determinare, mediante la *distanza di luminosità*, o la *distanza di diametro*, q_0 e quindi k_g e Ω_0 .

Gli studi fatti, prevalentemente da Sandage e collaboratori, utilizzavano come candele campione le galassie più brillanti degli ammassi ricchi. Un esempio di diagramma di Hubble di questa popolazione con sovrapposte le relazioni distanza-luminosità, per $q_0 = 1$, è mostrato in fig. 28.3.

Questi tipi di studi erano soggetti a grosse incertezze. La prima riguardava la *correzione k*, alquanto incerta negli anni di cui si parla. La seconda incertezza, anche più grave, riguarda l'assunzione che tali galassie siano candele standard, ossia che abbiano tutte la stessa luminosità assoluta e che questa non sia variata nel corso del tempo, cosa dubbia visto che le stelle da cui esse sono costituite hanno una loro evoluzione.

I lavori più antichi, soggetti alle incertezze di cui sopra, suggerivano $q_0 \approx 1$, ossia un Universo di alta densità ($\Omega_0 \approx 2$) e il modello dello *Stato Stazionario* sembrava inconsistente con i dati.

Nella sua rassegna del 1988 Sandage commentava: *You must understand the galaxies before you can get the geometry right*. Questa considerazione si può applicare anche ad altri test basati sulla luminosità delle galassie (o di altre popolazioni di oggetti quali radiosorgenti., sorgenti X, infrarosse ...).

- *Parametro di densità Ω_0 e dark matter*.

Dalla distribuzione spaziale delle galassie si può determinare la *densità di "luce"* media, che risulta essere:

$$\langle u_l \rangle \approx (1 \div 3) 10^8 L_\odot \text{Mpc}^{-3} \approx (2 \div 5) 10^{-32} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}$$

Moltiplicando per il valor medio del rapporto massa/luminosità delle stelle, $\langle M/L \rangle \approx 2$, si ottiene:

$$\rho_{l,0} \approx (7 \pm 2) 10^{-32} \text{ gr cm}^{-3} \quad \Omega_{l,0} \approx 3 \cdot 10^{-3}$$

(abbiamo usato il simbolo $\rho_{l,0}$ per evidenziare che si tratta della densità della *materia luminosa*, ossia accessibile nella banda ottica).

Se si usano invece rapporti massa/luminosità dedotti da studi di dinamica galattica o negli ammassi di galassie si ottiene:

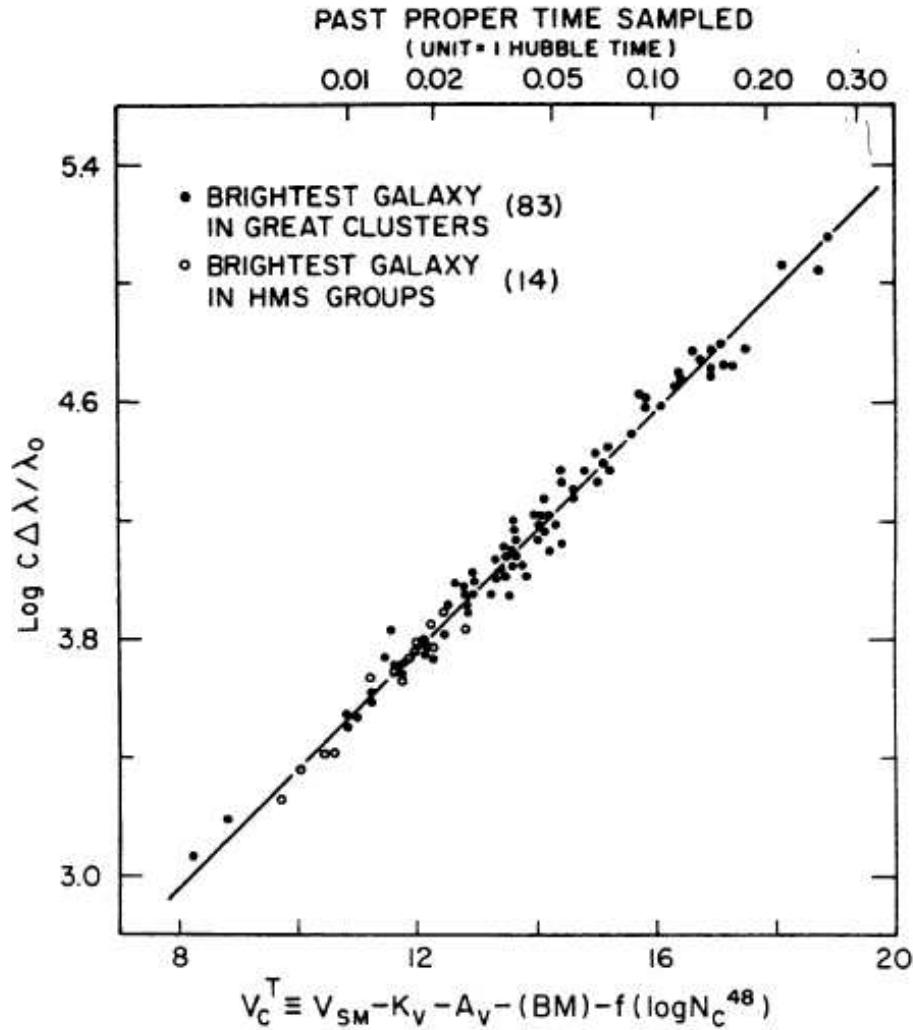


Figura 28.3: Diagramma di Hubble, nella banda V, per le galassie più brillanti di ammassi, nella banda V (Sandage, 1988, ARAA, 26, 561). La retta corrisponde a $q_0 \approx 1$.

dinamica galassie: $\langle M/L \rangle \lesssim 50$ $\rho_0 \approx 2 \cdot 10^{-30}$ gr cm $^{-3}$ $\Omega_0 \approx 0.1$

dinamica ammassi di galassie: $\langle M/L \rangle \lesssim 200$ $\rho_0 \approx (7 \pm 2) \cdot 10^{-30}$ gr cm $^{-3}$ $\Omega_0 \approx 0.3 \pm 0.1$

(in queste determinazioni ρ_0 rappresenta la densità di massa totale).

In primo luogo si deve notare come le stime di ρ_0 basate su studi dinamici siano molto diverse da quelle basate sulle proprietà stellari (§ 18.4.3). Ciò, noto fin dagli anni 30 (Zwicky, 1937, ApJ, 86, 217; 1933, AcHPh, 6, 110, in tedesco), ha portato ad ipotizzare l'esistenza di una grande quantità di massa non rivelabile otticamente (*dark matter*). Ricerche effettuate in bande diverse dello spettro elettromagnetico *non* sono state in grado di mettere in evidenza questa componente materiale *dark* (non emette e non riflette radiazione). In § 28.3.4 si mostra che si tratta di materia *non barionica*.

In ogni caso la densità della materia è molto inferiore a ρ_{cr} , per cui risulterebbe $q_0 \approx 0$, e l'espansione dell'Universo sarebbe indefinita.

- *Metodo dei conteggi*

Fin dalla metà degli anni 30 si erano tentati approcci statistici, che prescindessero dalla conoscenza dei redshift dei singoli oggetti, e che superassero, con la statistica, il fatto che non esistono candele o regoli standard. Il principale di questi metodi è basato sui *conteggi di oggetti* in funzione della loro luminosità apparente ed è descritto in grande dettaglio § 28.2.2.

Col termine *conteggi* di sorgenti, si intende la determinazione del numero di oggetti, per unità di angolo solido, la cui magnitudine in una certa banda spettrale (o la cui densità di flusso ad una certa frequenza) è minore (maggiore) di una determinata quantità m (oppure S). Questi sono detti *conteggi integrali* e si indicano con $N(< m)$ o $N(> S)$ (vedi § 19.1.1). Si usa anche effettuare *conteggi differenziali*, espressi dal numero di (radio)sorgenti per unità di angolo solido che hanno magnitudine compresa fra m ed $m + \Delta m$, o una densità di flusso compresa fra S ed $S + dS$ oppure fra S ed $S + d(\log S)$ (§ 19.1.1).

Hubble, negli anni 30, aveva utilizzato il telescopio da 2.5 m di Mt Wilson (1936, ApJ, 84, 517) per effettuare conteggi di galassie fino alla 19^{ma} magnitudine. I suoi risultati furono però fortemente falsati da errori sistematici nella scala delle magnitudini, tanto maggiori quanto più le galassie erano deboli. Le conclusioni di Hubble furono che i conteggi sembravano in disaccordo con i modelli di Universo di Friedman.

Sandage, nel suo lavoro del 1961 (citato), concluse che con anche con il telescopio da 5 m di Mt. Palomar (con le tecniche di rivelazione di allora, fotografiche) non sarebbe stato possibile discriminare fra i diversi modelli di universo.

- *Età dell'Universo*

Un ultimo problema da considerare riguarda(va) *l'età dell'Universo*: per $q_0 \approx 1$ e $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1}$, si ottiene $t_0 \approx 7.4 \cdot 10^9$ anni, mentre l'età delle stelle più antiche era stimata $\geq 15 \cdot 10^9$ anni. Sandage concludeva che, pur se prematuro pensare a Λ_c diverso da zero, i dati a disposizione lo avrebbero richiesto.

28.1.5 L'Universo inflazionario (cenni)

I modelli di universo derivati dalla relatività generale, con o senza costante cosmologica, presentano alcuni problemi di principio non spiegati. I principali, e più attinenti a questa trattazione, sono:

a) *Il problema dell'orizzonte*

Si assume che l'Universo iniziale sia omogeneo e isotropo e le osservazioni al tempo attuale sostanzialmente lo confermano. Tuttavia esso è costituito da un numero molto grande di regioni separate che sono causalmente disconnesse, ossia che non hanno avuto abbastanza tempo per comunicare fra di loro mediante segnali luce. Non se ne può quindi giustificare l'uniformità.

b) *La piattezza*

Si è visto che la densità ρ_0 , in tutte le sue forme, è vicina alla densità critica ρ_{cr} , che rappresenta la linea di separazione fra universi chiusi e aperti. Tuttavia ciò appare molto strano, perchè un universo con $\Omega \approx 1$ è *instabile*. Infatti, se supponiamo di poter partire, nella nostra ricostruzione della storia dell'Universo dal tempo di Planck, $\tau_P \approx 10^{-43}$ s (§ 28.3.3), si può dimostrare che un tipico Universo chiuso raggiungerebbe il suo massimo di espansione e ricollasserebbe in un tempo dell'ordine di τ_P . Viceversa un tipico universo aperto si sarebbe espanso enormemente, nella stessa scala di tempo, fino a raggiungere valori $\rho_0 \ll \rho_{cr}$.

In conclusione, un universo non può sopravvivere per 10^{10} anni, senza condizioni iniziali per H e ρ estremamente particolari. Se si prende come riferimento τ_P , è necessario che il valore di H a quel tempo, H_p , non abbia differito di più di una parte in 10^{55} dal valore critico necessario per giustificare l'Universo attuale.

Onde evitare questi problemi Guth (1981, Phys.Rev.D., 23, 347) ha proposto il modello: *Inflationary Universe: A possible solution to the horizon and flatness problem.*

Secondo questo modello, fra il tempo di Planck, τ_P , e il tempo $\tau_{GUT} \approx 10^{-38}$ s, nel quale valeva la *Grande Unificazione della interazioni forte e elettro-debole*, l'Universo sarebbe stato in una fase in cui le forze fondamentali si sarebbero comportate in modo molto differente rispetto ad oggi. In un tempo

pari a 10^{-32} secondi, si sarebbe prodotta una enorme espansione, di tipo esponenziale, dell'ordine di un fattore 10^{30} o più. Questa iper-espansione è chiamata in inglese *inflation*, da “to inflate”, gonfiare (fig.28.4).

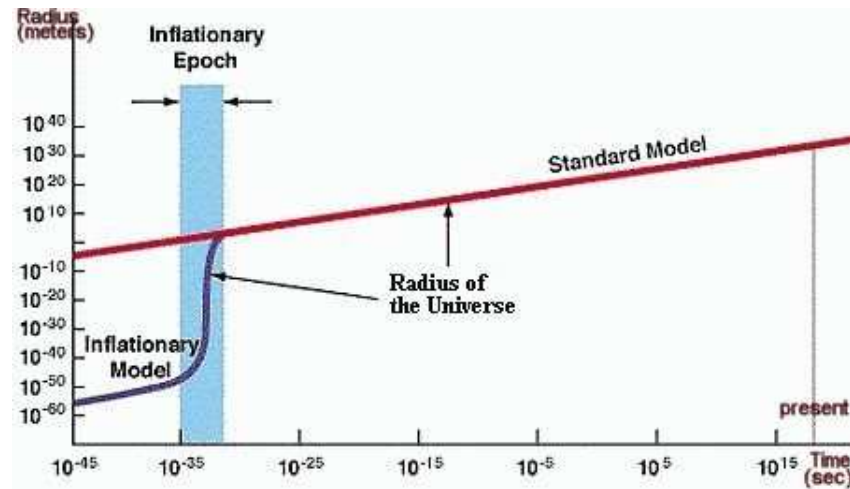


Figura 28.4: Raggio dell'Universo in funzione del tempo, secondo il modello di “inflazione” di Guth (1981, referencia citata) (Google in “Observable Universe and Beyond” - autore sconosciuto)

A seguito di essa regioni piccolissime, causalmente connesse a quell'epoca, si sarebbero dilatate a dimensioni enormi, confrontabili ciascuna con quelle dell'Universo a noi visibile. L'omogeneità che osserviamo è spiegata dal fatto che l'Universo che noi vediamo ora era connesso causalmente già prima dell'inflazione.

La seconda conseguenza importante è che anche se l'Universo avesse avuto una geometria non piatta, una espansione siffatta avrebbe cancellato ogni segno di curvatura pre-esistente portandoci a un $k_g = 0$. Nei modelli inflazionari si richiede, quindi, che $\rho_0 \approx \rho_{cr}$.

28.1.6 Anni 90 - La riscoperta della Costante Cosmologica

All'inizio degli anni 90 le valutazioni sulla costante cosmologica basate su dati osservativi, estremamente incerti, erano così riassunte:

$$-7 < \frac{\Lambda_c}{3H_0^2} < 2$$

La quantità $\frac{\Lambda_c}{3H_0^2}$ viene correntemente indicata con il simbolo Ω_Λ .

(Una estesa *rassegna del tema* è presentata da Carrol&Press, 1992, ARAA, 30, 499).

Negli anni successivi, a seguito della possibilità di rivelare Supernovæ Ia in galassie lontane, è diventato possibile costruire il diagramma di Hubble di questa classe di oggetti, considerati buoni indicatori di distanza, fino a redshift dell'ordine dell'unità e si è potuto verificarne la consistenza con modelli cosmologici con e senza costante cosmologica (Perlmutter et al. 1999, ApJ., 517, 565). In fig. 28.5 è mostrato il diagramma di Hubble di una quarantina di Supernovæ Ia.

Il confronto fra modelli e dati ha indicato che non si ha buon accordo per $\Lambda_c = 0$. Tuttavia il valore di Λ_c non è ancora ben determinato. L'accordo migliore richiede una relazione del tipo:

$$0.8 \Omega_m - 0.6 \Omega_\Lambda = -0.2 \pm 0.1$$

che per $\Omega_m \approx 0.30 \pm 0.1$ corrisponde a $\Omega_\Lambda \approx 0.7 \pm 0.2$. Abbiamo qui usato Ω_m per il parametro densità della materia (luminosa e oscura), anziché Ω_0 , come fatto fino ad ora.

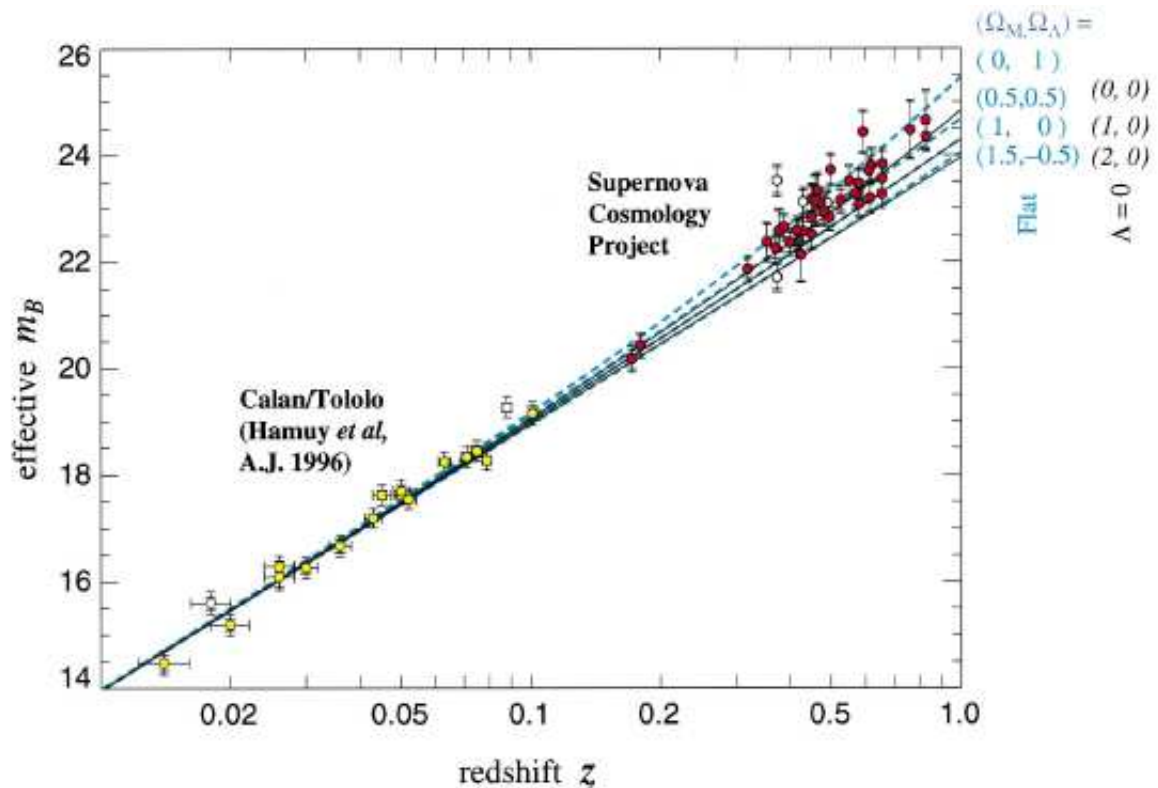


Figura 28.5: Diagramma di Hubble per Supernovæ Ia. Ai dati sono sovrapposte le relazioni magnitudine-redshift per diversi modelli cosmologici, con $\Lambda_c = 0$ e $\neq 0$ (Perlmutter et al., 1999, ApJ, 517, 565).

La fig. 28.6 mostra questa relazione con sovrapposte regioni di diversa confidenza statistica.

Notiamo, a questo punto, che l'eq. 28.1, introducendovi la costante di Hubble H , dopo qualche passaggio, acquista, per $t = t_0$, la forma:

$$-\frac{k_g}{H_0^2 R_0^2} = 1 - [\Omega_{m,0} + \Omega_\Lambda] = 1 - \Omega_0 \quad (28.25)$$

Si vede, dunque, che per $\Lambda_c \neq 0$ il termine che descrive la curvatura dello spazio (primo membro dell'eq. 28.25) è determinato non solo dalla materia ($\Omega_{m,0}$), ma anche da Ω_Λ . Chiamiamo, d'ora in poi, con Ω_0 la somma delle due quantità.

Le relazioni fra $\Omega_{m,0}$ e Ω_Λ indicate dalle Supernovæ Ia unitamente a $\Omega_{m,0}$, dedotta dalla dinamica degli ammassi di galassie, sembra implicare, seppure con qualche incertezza:

$$\Omega_0 = \Omega_m + \Omega_\Lambda = 1 \pm 0.2$$

e quindi, dalla (28.25), $k_g \approx 0$, ossia una geometria dell'Universo molto vicina a quella euclidea.

Naturalmente, se $\Lambda_c \neq 0$ i modelli di Friedman non sono più validi e di conseguenza non lo sono le espressioni per $R(t)$ e per le distanze di luminosità e diametro e per il volume comovente. Per modelli con $\Lambda_c \neq 0$, non ci sono soluzioni deducibili analiticamente se non in casi particolari.

La situazione più attuale al momento è quella, già vista precedentemente, con $k_g \approx 0$, $\Omega_{0,m} \approx 0.27$ e $\Omega_\Lambda \approx 0.73$ ($\Lambda_c \approx 10^{-35} \text{ s}^{-2}$), ed è chiamata *Concordance Cosmology* (c.c.). In questo caso dall'eq. 28.1 si ottiene:

$$R(t) = A^{1/3} R_0 [\sinh(\gamma t)]^{2/3} \quad H(z) = \sqrt{\Lambda_c/3} [1 + A(1 + z^3)]^{1/3} \quad (28.26)$$

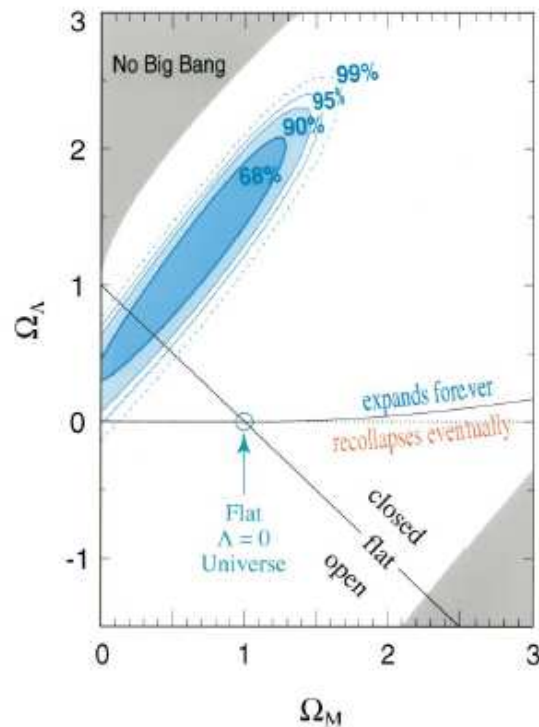


Figura 28.6: La figura mostra le coppie di valori Ω_M, Ω_Λ richieste dal diagramma di Hubble delle Supernovæ Ia (Perlmutter et al., 1999, referenza citata).

da cui si deduce: $H_0 = \sqrt{\frac{\Lambda_c}{3}}(1+A)^{1/2}$. Nella (28.26) è stato posto:

$$A = \frac{\Omega_{0,m}}{\Omega_\Lambda} = \frac{8\pi G\rho_{0,m}}{\Lambda_c} \approx 0.37 \quad \gamma = \frac{\sqrt{3\Lambda_c}}{2} = \frac{3}{2}H_0\sqrt{\Omega_\Lambda}$$

Il tempo cosmico, t , in funzione di $(1+z) = R^{-1}$, ottenuto invertendo l' eq. 28.26, è dato da:

$$t = \frac{\ln([1 + A(1+z)^3]^{1/2}) - (3/2)\ln(1+z) - (1/2)\ln A}{\ln(1 + (1+A)^{1/2}) - (1/2)\ln A}$$

Se si confronta l'espressione di $R(t)$ della "c.c." con quella per l'Universo di Einstein - de Sitter ($\Omega_0 = 1, \Lambda_c = 0$), si può vedere che le due leggi differiscono al più del 15%.

Per quanto riguarda le espressioni per distanze e volumi, non ci sono soluzioni analitiche, ma solo soluzioni per via numerica. Si può fare un confronto qualitativo con le espressioni relative al caso $\Lambda_c = 0$.

La distanza di luminosità, $d_{L,c.c.}$, è abbastanza simile a quella del modello di Friedman con $q_0 = 0$ fino a $z \approx 2$, dopo di ch  continua a crescere, ma meno che nel modello di Friedman.

Qualcosa di simile si ha per quanto riguarda il volume comovente. Nella "c.c." il volume cresce in maniera simile al modello di Friedman (con un eccesso circa del 20 %) fino a $z \approx 2$ per poi ridurre fortemente la crescita.

28.2 Radiosorgenti e Cosmologia pre-1964

Già nelle prime fasi della radioastronomia del II dopoguerra, ci rese conto che la maggior parte delle radiosorgenti extragalattiche, identificate inizialmente con galassie ellittiche, e successivamente anche con Quasar, sono molto potenti e quindi visibili fino a grandi z , largamente superiori a quelli a cui si poteva accedere con i grandi telescopi ottici. Una radiosorgente come *Cignus A*, con una densità di flusso di ≈ 8000 Jy a 178 MHz e identificata con una galassia di 16^a magnitudine e redshift di 0.056, sarebbe stata rivelabile anche con i radiotelescopi degli anni 50 fino a redshift ≥ 1.5 , mentre otticamente di ≥ 23 magnitudine, del tutto al di fuori dalla portata anche del telescopio più potente di allora, il 5 m. di Mt. Palomar.

Queste considerazioni fecero capire la potenzialità delle radiosorgenti come sonde cosmologiche. In particolare, poichè era impensabile ottenere redshift per grandi numeri di radiosorgenti, il test cosmologico più semplice da applicare era quello dei conteggi.

In tempi successivi ci si rese conto che le galassie ellittiche associate alle radiosorgenti potenti potevano essere usate come candele campione grazie alla loro modesta dispersione della luminosità assoluta. Seguendo l'ordine storico descriviamo per primo il test dei conteggi e i risultati ottenuti.

28.2.1 Diagramma di Hubble delle radiogalassie

Per molto tempo, anche le radiogalassie sono state considerate come possibili buone candele campione, grazie alla piccola dispersione delle loro magnitudini assolute, (fig. 28.7) e si è cercato di costruire con esse un diagramma di Hubble per la determinazione di q_0 . Questo studio si è, però, complicato quando ci si è resi conti che, per $z \gtrsim 1$, le radiogalassie più potenti mostrano nella banda ottica (in particolare in quella blu) una componente aggiuntiva di emissione molto forte, allineata con la radiosorgente, che ne aumenta la luminosità totale rispetto alle radiogalassie a redshift più piccoli.

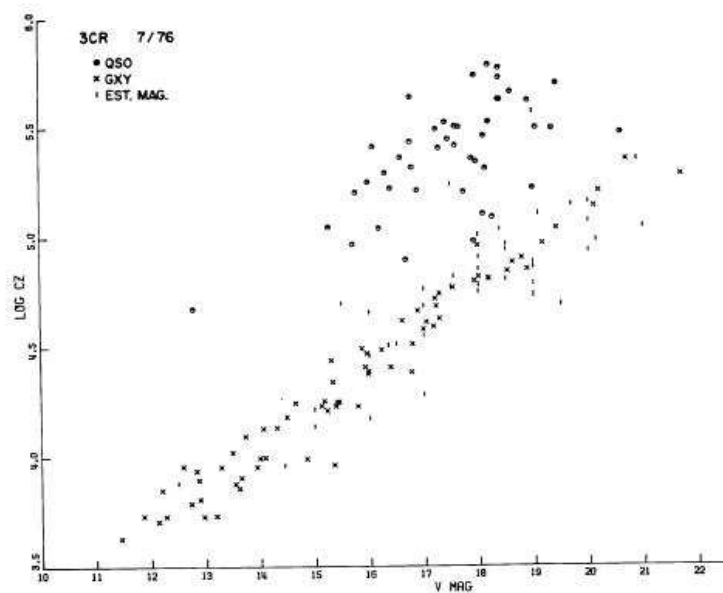


Figura 28.7: Diagramma di Hubble per radiogalassie e quasar (Kristian, 1977, IAU Symp. 74, p. 151). Si noti, per un dato z : 1) la maggior luminosità delle quasar, con ≥ 2 magn. di dispersione; 2) la modesta dispersione della luminosità delle radiogalassie (≈ 0.3 magn.), che le ha fatte considerare per molto tempo delle buone “candele campione” per la Cosmologia.

Esempi di questo effetto, in banda B , sono mostrati in fig. 28.8. Si noti che la morfologia assomiglia molto poco o niente a quella di una galassia ellittica gigante “tradizionale”, che peraltro si riscontra

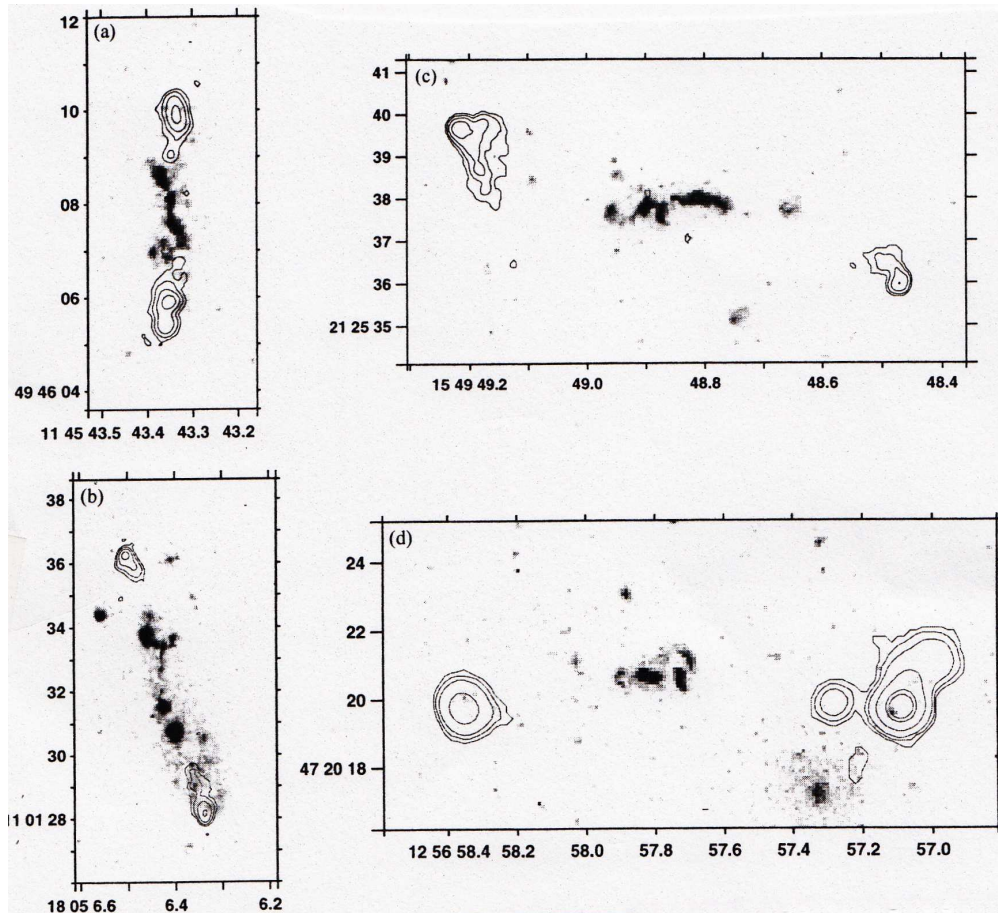


Figura 28.8: Morfologia ottica, in banda blu (*grigi*), di radiogalassie (*contorni*) con $z \gtrsim 1$ (Best et al., 1996, MNRAS, 280, L9).

nella banda infrarossa K , dove domina la popolazione stellare più vecchia. La spiegazione che si tende a dare è che i getti radio perturbano, durante la loro propagazione, il mezzo interstellare circostante, generando onde d'urto che comprimono il mezzo stesso, facendolo condensare e producendo di conseguenza una intensa formazione stellare lungo il percorso del getto. Nella banda B questa popolazione giovane domina completamente la luminosità, così da deformare la morfologia ellittica e, al tempo stesso, rende queste radiogalassie molto più potenti otticamente di galassie ellittiche senza emissione radio.

Si è studiato il diagramma di Hubble anche nell'infrarosso (banda K , $\approx 2\mu\text{m}$), dove la morfologia risulta quella tipica di una galassia ellittica gigante la cui luminosità è dominata dalle stelle più vecchie e non dalla formazione stellare innescata dai getti radio. Tale diagramma è mostrato in fig. 28.9. Come si vede, anche nella banda K la luminosità delle radiogalassie non può essere costante ed è necessario considerare effetti di evoluzione. Non è quindi pensabile di determinare q_0 se l'evoluzione galattica non è ben nota.

28.2.2 Conteggi di Radiosorgenti

Per ragioni di praticità, i conteggi di radiosorgenti sono sovente rappresentati graficamente in scala bi-logaritmica (es. fig. 19.1), di qui il termine di *relazione* $\log N - \log S$ usato frequentemente. La determinazione sperimentale della $\log N - \log S$ è un'operazione semplice che non necessita di descrizioni particolari; deve però essere effettuata con una certa cura in quanto essa può essere soggetta ad incertezze di tipo statistico cui accenneremo.

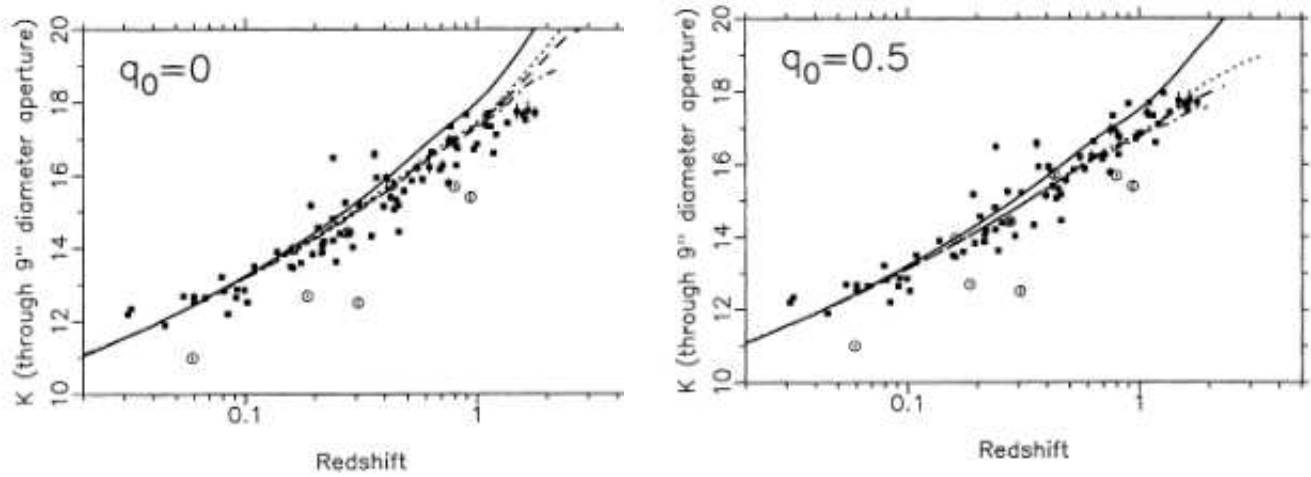


Figura 28.9: Diagramma di Hubble in banda K per radiogalassie potenti. Le curve continue rappresentano ciò che ci si attende per i due valori di q_0 riportati, per una luminosità assoluta costante con z . Le curve tratteggiate corrispondono a diversi modelli di evoluzione galattica (Best et al., 1998, MNRAS, 295, 549).

Escludendo errori sistematici, peraltro non importanti in radioastronomia, si possono avere i seguenti effetti:

- *Completezza del catalogo*: si deve essere sicuri che *tutte* le radiosorgenti con flusso maggiore del limite, S_{\min} , del catalogo siano in esso presenti. A causa degli errori casuali di misura intrinseci nel metodo sperimentale, questa condizione può essere realizzata solo in modo statistico, nel senso che vi potranno essere sempre sorgenti con flusso superiore al limite del catalogo che, a causa degli errori di misura, possono apparire più deboli, e quindi essere perse, e viceversa. Tale incertezza è maggiore vicino al limite di flusso del catalogo, e, data la pendenza della $\log N - \log S$ (fig. 19.1), le radiosorgenti apparentemente deboli sono più numerose di quelle forti, per cui, anche se la distribuzione degli errori di misura è simmetrica intorno allo zero, il numero delle radiosorgenti deboli che entrano nel catalogo è maggiore di quelle che ne escono. Questo ha l'effetto di irripidire i conteggi ai bassi flussi.
- *Confusione*: questo è un termine che sta ad indicare il fatto che due o più radiosorgenti, angularmente più vicine del potere risolutivo del radiotelescopio, sono viste, e quindi contate, come una unica, di flusso pari alla somma dei rispettivi flussi. Di nuovo, poichè le radiosorgenti deboli sono più numerose di quelle forti questo effetto è più importante ai bassi flussi.
- *Effetti di risoluzione* sulle sorgenti estese: sorgenti di diametro angolare molto maggiore del potere risolutivo del radiotelescopio potrebbero avere una brillantezza superficiale inferiore ad S_{\min} , quindi, pur essendo il loro flusso totale maggiore del limite del catalogo, potrebbero venire perse.
- *Isotropia*: i conteggi di radiosorgenti potrebbero cambiare da una zona all'altra del cielo, quindi le deduzioni derivate da una serie di conteggi potrebbero non avere carattere di generalità. Oggi è assodato che, su larga scala, le radiosorgenti sono distribuite in maniera isotropa, ma vi potrebbero essere piccole zone (vicino al piano della Galassia, entro ammassi di galassie, ecc.) in cui l'isotropia non è verificata.

Esaminiamo ora cosa ci si attende dai conteggi, sulla base dei modelli cosmologici.

- *Conteggi di (radio)sorgenti previsti nel caso statico Euclideo*

Nell'ipotesi che gli oggetti da contare (galassie, radiosorgenti ecc.) abbiano una distribuzione uniforme e statica in uno spazio con geometria euclidea, indicato con:

$-n(P) dP$, la Funzione di Luminosità (§ 18.2), FdL , cioè il numero di sorgenti per unità di volume

con luminosità intrinseca compresa fra P e $P + dP$

– S , la luminosità apparente, o densità di flusso, di una (radio)sorgente a distanza d

– $N(> S)$, il numero di (radio)sorgenti osservabili con luminosità apparente $> S$

nel § 19.1.2 si è visto che:

$$N(> S) = \frac{4}{3}\pi d^3 n(P) = \frac{4}{3}\pi n(P) \left(\frac{P}{4\pi}\right)^{3/2} S^{-3/2}$$

Dato che le (radio)sorgenti hanno un'ampia gamma di luminosità (radio) assolute in realtà è meglio sommare su tutte le possibili luminosità e scrivere:

$$N(> S) \propto \left(\int n(P)P^{3/2}dP\right) S^{-3/2} \quad (28.27)$$

Come si vede, l'aver effettuato la sommatoria su tutte le luminosità non influisce sulla dipendenza di N da S , che mantiene l'esponente -1.5 . Espressioni alternative alla (28.27) sono:

$$\log N(> S) = \text{cost} - 1.5 \times \log S \quad \text{oppure} \quad N(> S) \times S^{3/2} = \text{cost}$$

Se si vuole esprimere i conteggi in forma differenziale, derivando l'espressione per $N(> S)$ si ottiene immediatamente:

$$\frac{dN}{dS} \propto \left(\int n(P)P^{3/2}dP\right) S^{-5/2} \quad (28.28)$$

Nel caso si utilizzi la magnitudine anziché il flusso, data la definizione di magnitudine, i conteggi previsti assumono la forma $\log N(< m) = 0.6 m + \text{cost}$.

• *Conteggi di radiosorgenti in un Universo in espansione*

Poiché le radiosorgenti potenti (radiogalassie e quasar) si trovano a distanze molto grandi, è necessario considerare i modelli relativistici di Universo.

Assumeremo che le sorgenti considerate abbiano uno spettro di sincrotrone, per cui la luminosità sarà del tipo $P(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$. Per una radiosorgente a redshift z , la sua densità di flusso sarà data da:

$$S(\nu) = \frac{P(\nu)(1+z)^{1-\alpha}}{4\pi d_L^2} \quad (28.29)$$

dove d_L è la distanza di luminosità. Il termine $(1+z)^{1-\alpha}$ è la correzione k . Poiché, in media, $\alpha \sim 0.75$, la correzione k sarà piccola e, per semplicità la ignoreremo. Se indichiamo con $n(P, z)$ la densità di sorgenti, il numero di esse compreso fra z e $z + dz$ sarà:

$$dN = n(P, z)dV(z) = n(P, z) \times \frac{4\pi d_L^2 cdz}{H_0(1+z)^3(1+2q_0z)^{0.5}}$$

Assumendo che il numero totale di sorgenti resti costante (*densità comovente costante*), per cui $n(P, z)/(1+z)^3 = n_c(P)$, avremo:

$$\frac{dN}{dz} = \frac{d_L^2 n_c(P) c}{H_0(1+2q_0z)^{0.5}} \quad (28.30)$$

Dall'eq. 28.29 si può ottenere:

$$\frac{dS}{dz} = \frac{P}{4\pi} \frac{d}{dz} (d_L^{-2}) = -\frac{P}{4\pi d_L^2} \frac{2}{d_L} \frac{d}{dz} (d_L) \quad (28.31)$$

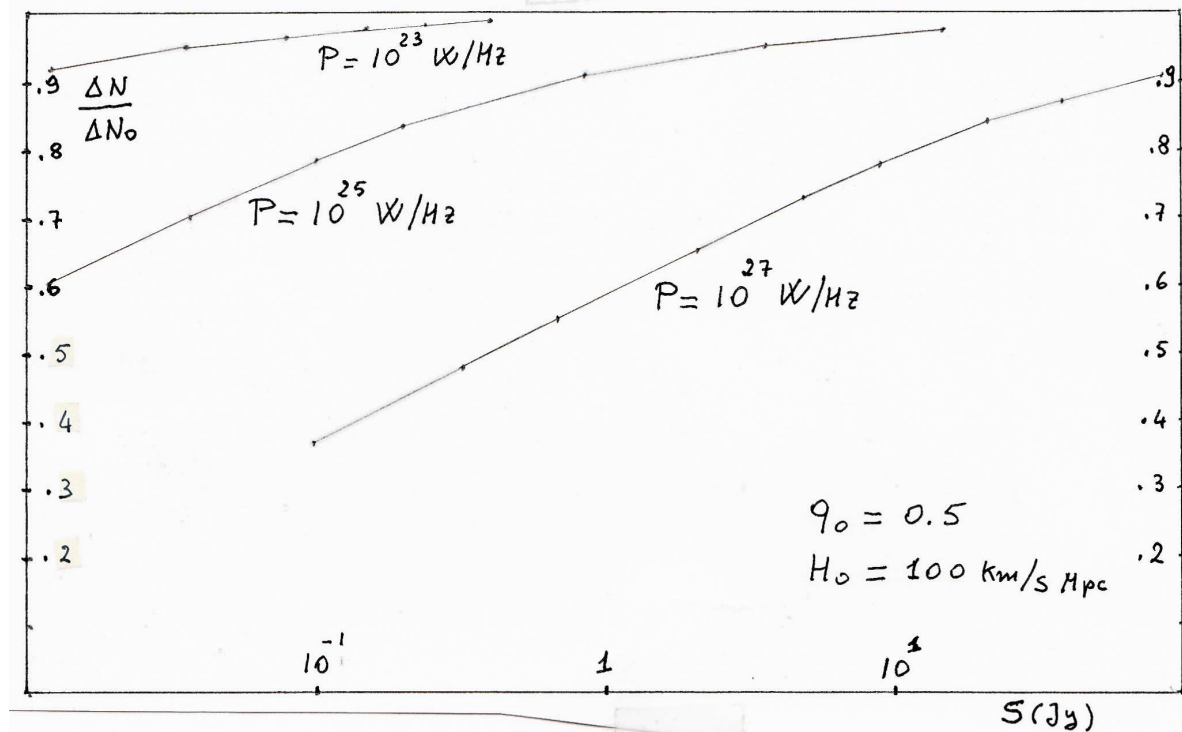


Figura 28.10: Conteggi, normalizzati ad un Universo euclideo, previsti nelle cosmologie relativistiche, per diversi valori di P .

Combinando le eqq. 28.31, 28.30 e 28.29, si ottiene, con qualche passaggio algebrico:

$$\frac{dN}{dS} = -2\pi n_c(P) \left(\frac{P}{4\pi}\right)^{3/2} S^{-5/2} \frac{q_0}{(2q_0 z + 1)^{0.5} + q_0 - 1} \quad (28.32)$$

Se si confronta questa espressione con la corrispondente del caso euclideo (28.28) si notano due differenze importanti:

a) compare un termine aggiuntivo, che è una funzione decrescente di z ; la dipendenza di dN/dS da S risente di questo termine, in quanto, per un dato valore di P , il decrescere del flusso corrisponde ad un aumento di z ; di conseguenza, per un dato valore di P , dN/dS decresce più rapidamente che non nel caso euclideo;

b) per quanto detto sopra, non è possibile integrare in P , come fatto in (28.27) nel caso euclideo.

c) da un esame dell'eq. 28.32, si può vedere che la dipendenza di dN/dS dal parametro di decelerazione q_0 è relativamente modesta.

• *Confronto fra modelli di Universo e conteggi di radiosorgenti*

Nella fig. 19.1 accanto alla $\log N - \log S$ è disegnata per confronto la retta con pendenza -1.5 corrispondente ad un Universo statico ed Euclideo. Si osserva immediatamente che, almeno per flussi a 408 MHz $\gtrsim 0.1$ Jy i conteggi sperimentali hanno una pendenza maggiore di quella prevista e la discrepanza fra dati e teoria aumenta ulteriormente se si considerano modelli di Universo in espansione

Una visualizzazione migliore di questo effetto si ha considerando il conteggio differenziale (dN/dS) normalizzato a quello Euclideo [$(dN/dS)_0 \propto S^{-2.5}$], cioè il rapporto $(dN/dS)/(dN/dS)_0$ (fig. 28.11). Per un Universo statico ed euclideo tale rapporto è costante col flusso, mentre nelle cosmologie relativistiche, per la (28.32), esso è dato da:

$$\frac{(dN/dS)}{(dN/dS)_0} \propto \frac{q_0}{(2q_0z + 1)^{0.5} + q_0 - 1}$$

per cui diminuisce al crescere di z e quindi, per una data potenza, al diminuire di S . La diminuzione sarà tanto maggiore quanto più potenti sono le radiosorgenti (fig. 28.10).

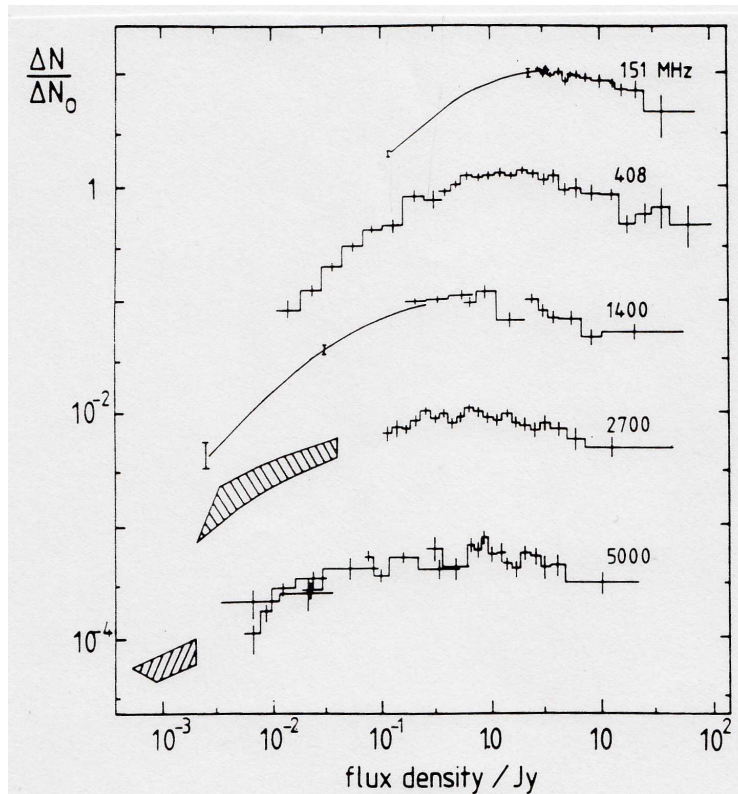


Figura 28.11: Conteggi a varie frequenze di radiosorgenti (qui in forma differenziale) normalizzati alle previsioni per un Universo statico ed Euclideo (Longair&Lilly, 1984, JApA, 5, 349).

Questo è vero anche per la teoria dello *stato stazionario*. Tale risultato è largamente dovuto al fattore $(1+z)^2$ che compare nella relazione “Luminosità apparente – distanza”. La metrica non è molto importante nel determinare la relazione $N(> S)$.

Le osservazioni, invece, mostrano che il rapporto $(dN/dS)/(dN/dS)_0$, normalizzato all’unità ai flussi più alti, inizialmente cresce al diminuire del flusso raggiungendo una discrepanza massima rispetto alla previsione ad un flusso ≈ 1 Jy a 408 MHz (fig. 28.11).

Poiché l’osservare radiosorgenti più deboli corrisponde ad osservare radiosorgenti mediamente più distanti, cioè a z maggiori, l’*eccesso di conteggi* porta a postulare che, al crescere di z , uno o entrambi i seguenti effetti siano presenti:

- 1) la densità *comovente*, n_c , cresce con z , facendo aumentare il numero $dN = n \times dV$;
- 2) la luminosità P aumenta con z , facendo sì che radiosorgenti potenti con flusso osservato S siano visibili a distanze maggiori, quindi entro un volume V maggiore.

Questo è illustrato in fig. 28.12 dove è schematicamente rappresentata la funzione di luminosità delle radiosorgenti a due epoche diverse. Le due FdL non si sovrappongono e quindi deve esservi una *evoluzione col tempo cosmico*. Le frecce in figura indicano come si potrebbero interpretare i dati:

i) la densità comovente n_c era più alta nel passato, e la differenza è tanto maggiore quanto più luminose sono le radiosorgenti; questa è quella che si chiama *evoluzione di densità*;

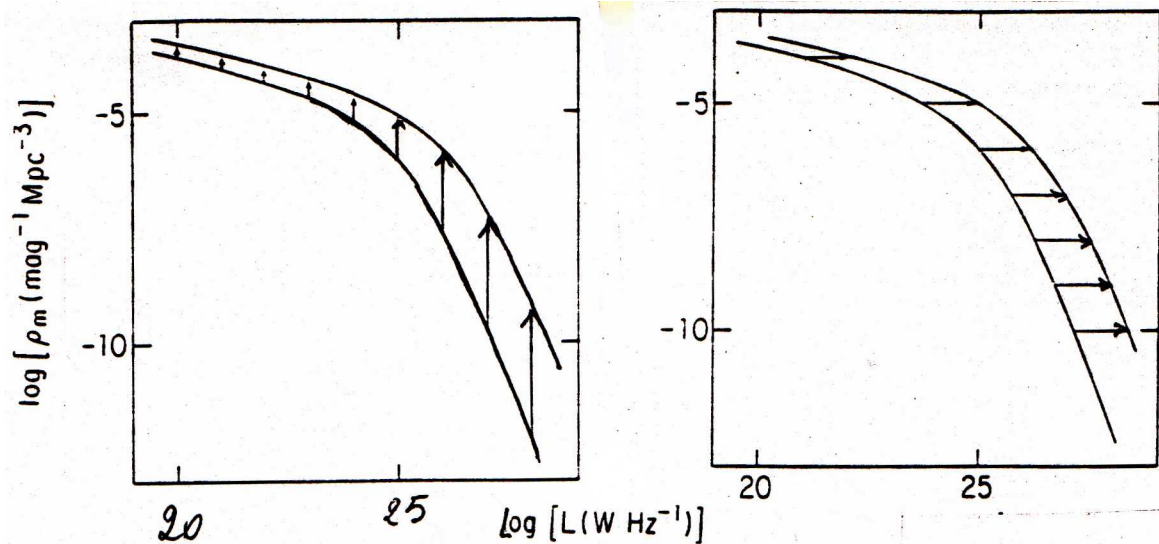


Figura 28.12: Funzione di luminosità (schematica) delle radiosorgenti a due epoche diverse (Condon, “Radiosources and Cosmology”, in “Galactic and Extragalactic Radio Astronomy”, Springer-Verlag, p. 644). Le frecce indicano come quella a $z = 0$ si trasforma nell'altra a seconda che l'evoluzione sia di densità dipendente dalla luminosità *a sinistra* o di luminosità pura *a destra*. (Si noti che l'ordinata è indicata col simbolo ρ , anziché con n , usato nel testo).

ii) la luminosità di *tutte* le sorgenti era maggiore nel passato di una quantità indipendente dalla luminosità stessa. Questa è la *pura evoluzione di luminosità*, che è compatibile con un modello evolutivo che agisce alla stessa maniera sulle radiosorgenti forti e deboli.

Dato che la vita attiva delle radiosorgenti è in genere più breve delle scale di tempo evolutive, che a loro volta sono più brevi della vita dell'Universo, non è pensabile descrivere l'evoluzione di luminosità pura in termini di evoluzione dei singoli oggetti.

Il fatto che le radiosorgenti siano soggette ad evoluzione cosmologica esclude definitivamente la teoria dello stato stazionario, in quanto è in contraddizione col principio cosmologico perfetto.

Va ricordato che anche i conteggi di galassie (fig. 28.13), mostrano, a magnitudini deboli, un significativo eccesso rispetto alle previsioni per popolazioni distribuite uniformemente e con luminosità costante (fig. 28.13), per cui è necessario introdurre, anche in questo caso, effetti evolutivi, ovviamente connessi, in questo caso, all'evoluzione della popolazione stellare.

• Evoluzione cosmologica delle radiosorgenti

Quando si parla di evoluzione cosmologica delle radiosorgenti ci si riferisce alle variazioni col tempo (o con lo z) delle loro proprietà medie, e non alla evoluzione fisica del singolo oggetto. Infatti, data la loro vita media ($10^6 - 10^8$ anni) breve rispetto alla vita dell'Universo, nell'arco di tempo da oggi a, per esempio, $z = 2$ (che corrisponde agli ultimi 4/5 della vita dell'Universo) è chiaro che sono nate e morte molte generazioni di radiosorgenti.

La densità spaziale di radiosorgenti ad un dato tempo t dipende dalla loro probabilità di formazione $q(P)$ e dalla loro vita media $\tau(P)$. Variazioni della $q(P)$ potrebbero essere legate mutamenti delle proprietà delle regioni nucleari delle galassie, (accrescimento diverso in ambiente diverso??); la vita media potrebbe dipendere dalle interazioni col mezzo esterno, se questo era più denso nel passato. Anche la luminosità media delle radiosorgenti potrebbe essere stata diversa nel passato, a seconda delle condizioni ambientali.

Non potendo discriminare al momento fra evoluzione di densità o di luminosità, ragioneremo in

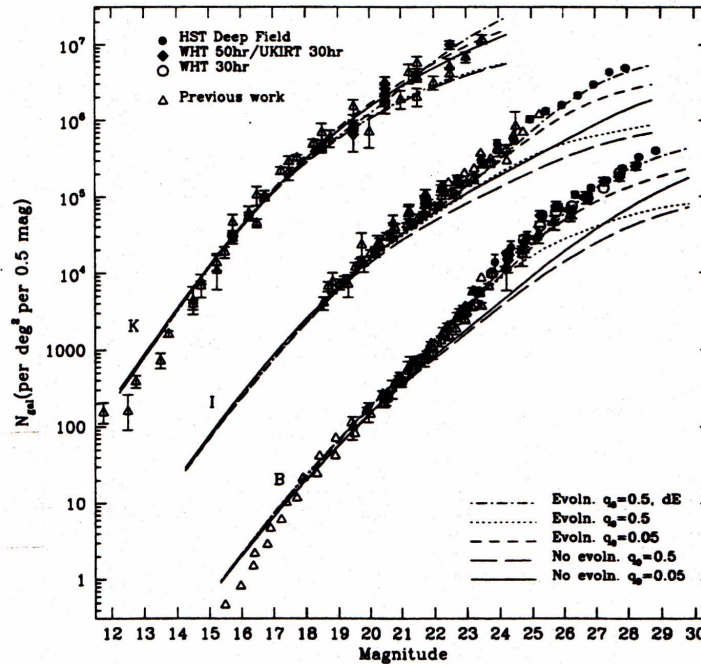


Figura 28.13: Conteggi di galassie in banda B, I, K (Metcalf et al., 1995, Nature, 383, 236)

termini di evoluzione densità e scriveremo la densità comovante, n_c , delle radiosorgenti in funzione di P e z come il prodotto della densità locale $n_0(P)$ per una *funzione di evoluzione*, $E(P, z)$, da determinare, cioè:

$$n_c(P, z) = n_0(P)E(P, z) \quad (28.33)$$

Chiaramente nel caso in cui si disponga di grandi campioni di radiosorgenti identificate otticamente, *assunta una metrica per l'Universo*, si può calcolare la $n(P, z)$ e la determinazione della $E(P, z)$ risulta immediata. Questo è il caso di campioni di quasar selezionati otticamente (§ 25.3.1).

In realtà, poichè le identificazioni ottiche con z misurati sono solo una frazione del campione in studio, occorre procedere per approssimazioni successive e cercare “per tentativi” quella $E(P, z)$ che, dalla conoscenza della funzione di luminosità locale, riproduce il conteggio osservato $N(> S)$. Formalmente:

$$N(> S) = \int_0^\infty \left[\int_{P(z)}^\infty n_0(P')E(P', z)dP' \right] dV(z)$$

Notiamo che per quanto discusso in § 19.1.2 le sorgenti più potenti sono quelle, che, ad un dato flusso, dominano i conteggi.

Le forme delle funzioni di evoluzione che sono state studiate in passato (prima degli anni '80) sono in genere abbastanza semplici, per ridurre al minimo i parametri che si devono introdurre. I dati sperimentali indicano che in genere l'evoluzione interessa solo le radiosorgenti più potenti, per cui la $E(P, z)$ è diversa dall'unità solo per potenze maggiori di una potenza di taglio P_t e cresce con z . Inoltre in molti modelli, per evitare divergenze, è necessario introdurre uno z_c critico o di taglio, oltre il quale non si ha comunque più evoluzione, qualunque sia la potenza.

Le forme di evoluzione più studiate sono:

(1) leggi di potenza:

$$E(P, z) \propto \begin{cases} (1+z)^\beta & \text{per } z \leq z_c, \quad P \geq P_t \\ 1 & \quad \quad \quad P < P_t \end{cases}$$

I parametri che riproducono meglio i conteggi sono: $\beta \approx 6$, $z_c \approx 2.5 \pm 0.5$, $P_t = 3 \times 10^{27} \text{ WHz}^{-1}$. Con questo tipo di evoluzione si vede che a $z = 2$, ossia quando l'Universo aveva circa un quinto della sua età presente, la densità comovente di radiosorgenti era dell'ordine di 1000 volte quella attuale.

(2) leggi esponenziali:

$$E(P, z) \propto \begin{cases} e^{M(1-t/t_0)} & \text{per } P \geq P_t \\ 1 & P < P_t \end{cases}$$

dove t rappresenta il tempo cosmico. e t_0 è l'età presente dell'Universo, per cui $E(P, z) = 1$ per $t = t_0$, cioè a z piccoli, come nel caso (1). Qui non è necessario limitare il redshift, in quanto $E(P, z)$ si satura al valore e^M per $t \rightarrow 0$, ossia per $z \rightarrow \infty$.

I parametri che interpolano meglio i dati sono: $M = 10 \pm 3$, $P_t \approx 10^{27} \text{ W Hz}^{-1}$.

L'accordo migliore coi dati, però, si ottiene utilizzando leggi esponenziali che cambiano gradualmente intorno alla potenza di taglio P_t del tipo:

$$M = \begin{cases} 0 & P < P_1 \\ M_{\max} & P > P_2 \\ M_{\max} \times (\log P - \log P_1) / (\log P_2 - \log P_1) & P_1 < P < P_2 \end{cases}$$

I modelli più soddisfacenti danno:

$$(2a) \quad \begin{array}{ll} P_1 = 3 \times 10^{26} & P_2 = 3 \times 10^{27} \\ M_{\max} = 11.5 & z_c = \infty \end{array} \quad (2b) \quad \begin{array}{ll} P_1 = 3 \times 10^{25} & P_2 = 10^{28} \\ M_{\max} = 11 & z_c = 3.5 \end{array}$$

In alternativa si può avere:

$$(3) \quad M = \begin{cases} 0 & P < P_t \\ 9.8 & P > P_t \end{cases} \quad \text{con } \log P_t = 27.1 + 3 \log z \quad \text{e } z_c = \infty$$

Sono state considerate anche altre forme di evoluzione più complesse e con più parametri, ma con caratteristiche simili alle precedenti, sulle quali non ci soffermeremo.

Malgrado le funzioni $E(P, z)$ descritte soddisfino i conteggi, bisogna notare che esse dipendono dalla metrica adottata per l'Universo. Infatti, per ogni modello cosmologico, è possibile scegliere una legge di evoluzione opportuna, con il numero opportuno di parametri, che spiega i conteggi. Ciò indica che i conteggi di radiosorgenti da soli non sono in grado di fornire le caratteristiche metriche dell'Universo. Inoltre, poichè le radiosorgenti sono associate sia a galassie che a quasar, la domanda ovvia è se una delle due classi di oggetti è la responsabile principale della evoluzione delle radiosorgenti o se entrambe lo sono. Quindi non è sufficiente che la $E(P, z)$ riproduca i conteggi: occorre che faccia previsioni corrette anche sul numero di radiosorgenti identificate come galassie e quasar rispettivamente. Nessuna delle funzioni descritte è completamente soddisfacente da questo punto di vista.

I modelli presentati mostrano in ogni caso che la probabilità dell'evento "radiosorgente" cambia rapidamente col tempo cosmico, e che n_c cresce fortemente al crescere di z di due o tre ordini di grandezza, per poi subire un più o meno rapido declino a redshift $\gtrsim 2.5$

Un effetto simile è presente anche per le quasar selezionate otticamente (§ 25.3.1).

Apparentemente, quindi, c'è stata nel passato lontano un'epoca di massima attività nella formazione delle radiosorgenti, e la comprensione delle ragioni per questo rapido cambiamento col tempo cosmico è uno dei problemi più interessanti della cosmologia.

28.2.3 Conteggi di galassie e quasar in campioni di radiosorgenti

Per valutare se sia le radiogalassie che le quasar contribuiscono all'evoluzione delle radiosorgenti in generale, ed in quale misura, occorrerebbe poter calcolare $\log N - \log S$ separate di radiosorgenti identificate otticamente. Per farlo però occorre tenere conto di un serio effetto di selezione.

Supponiamo di avere un catalogo radio il cui flusso limite sia S_{\min} e di avere usato, per l'identificazione delle radiosorgenti, immagini ottiche che hanno una magnitudine limite m_{\lim} . E' evidente che un certo numero di radiosorgenti nel catalogo non potrà essere identificato perchè di magnitudine apparente superiore ad m_{\lim} . Per calcolare correttamente la $\log N - \log S$ occorrerebbe valutare il numero di quelle radiosorgenti che sarebbero state identificate se la magnitudine limite fosse stata più alta, cosa che in genere non è possibile fare se non in misura minima. Per esemplificare riferiamoci a fig. 28.14 dove è riportato nel piano $\log S - m$ un campione di radiosorgenti identificate.

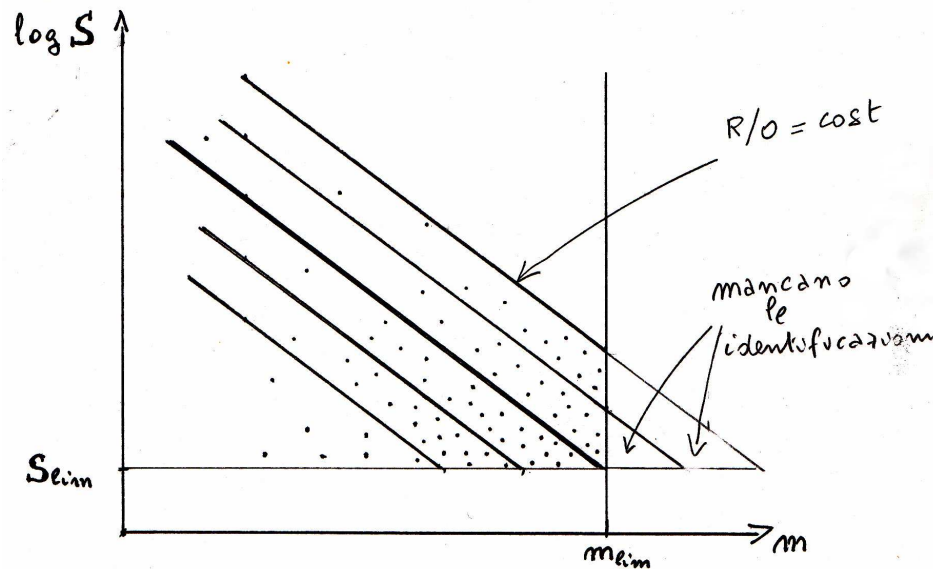


Figura 28.14: Incompletezza delle identificazioni in un catalogo di radiosorgenti. Le rette corrispondono a rapporti costanti (R/O) fra la luminosità radio e quella ottica

Sono segnati i valori limite di $S = S_{\min}$ ed $m = m_{\lim}$ e le rette di rapporto radio-ottico, R/O , costante. Tutte le radiosorgenti che hanno un rapporto radio-ottico inferiore ad un determinato valore, e cioè quelle per cui $\log S/m > \log S_{\min}/m_{\lim}$, (sotto dalla riga spessa in figura) dato il loro flusso S hanno una magnitudine $m < m_{\lim}$, che ne permette l'identificazione ottica. Quelle con R/O maggiore sono, a parità di flusso radio, più deboli otticamente, e quindi potrebbero essere otticamente più deboli di m_{\lim} e non essere identificate otticamente. Al crescere del rapporto radio-ottico questa perdita di identificazioni si manifesta a flussi sempre più elevati, causando una perdita progressiva in funzione del flusso.

28.2.4 Test del V/V_{max}

Questo è un test molto utile per popolazioni di oggetti, selezionati fino ad un flusso minimo $S_{\min}(\nu)$ (per es., in banda radio, X , ...) e identificati con z misurato fino ad una magnitudine limite m_{\lim} , ma non sufficientemente numerosi per determinare, con buona statistica, le FdL in intervalli Δz fra 0 e uno z_{max} sufficientemente elevato ($\gtrsim 0.5$) per vedere l'evoluzione e per i quali non si può usare il metodo dei conteggi, come discusso in § 28.2.3.

Questo test è stato applicato per la prima volta da Schmidt (1968, ApJ,151, 393) ad un campione di 33 quasar⁴ selezionate dal catalogo di radiosorgenti 3CR e con $m_B \leq 19$ ed ha fornito la prima valutazione quantitativa dell'evoluzione delle quasar.

Descriviamo brevemente il metodo.

Sia dato un campione di “sorgenti” di radiazione (quasar, radiogalassie, sorgenti X , ...) in una definita area di cielo, estratto da un catalogo (radio, X , ...) che sia, come detto sopra, completo in flusso ad un certo S_{\min} e per il quale il limite in magnitudine per le identificazioni sia m_{\lim} . Per ogni quasar di redshift z , si può determinare, dato il modello di Universo, il redshift z_{\max} a cui l'oggetto “uscirebbe” dal campione perchè si avrebbe $S < S_{\min}$ e/o $m > m_{\lim}$.

Se indichiamo con $V(z)$ il volume di Universo contenuto entro il raggio corrispondente a z e con V_{\max} il volume corrispondente a z_{\max} , il rapporto $V(z)/V_{\max}$ dà una indicazione della posizione dell'oggetto entro V_{\max} . Se le “sorgenti” appartengono ad una popolazione distribuita uniformemente nello spazio ($\rho = \text{cost}$), allora ogni quasar del campione può trovarsi in un punto qualunque del volume racchiuso da z_{\max} e la quantità $V(z)/V_{\max}$, calcolata per tutte le “sorgenti” del campione, deve perciò essere distribuita uniformemente fra 0 e 1, e quindi avere come valore medio 0.5. In altre parole, la probabilità di trovare la quasar nella metà vicina di V_{\max} deve essere la stessa che di trovarla nella metà lontana.

Schmidt (1967, *referenza citata*), trovò:

$$\left\langle \frac{V(z)}{V_{\max}} \right\rangle \approx 0.7 \pm 0.1$$

Ciò indicò chiaramente che la distribuzione in z delle quasar non è uniforme in quanto queste si addensano maggiormente verso V_{\max} . Schmidt dedusse che la densità comovente delle quasar a $z = 2$ doveva essere stata $\gtrsim 100$ volte di quella a $z = 0$.

L'evoluzione delle quasar radio è simile a quella delle quasar radio-quiete (§ 25.3.1) ma non è sufficiente da sola a rendere conto da sola dell'evoluzione delle radiosorgenti. Quindi questa è una ulteriore prova, anche se indiretta, che anche le radiogalassie sono soggette ad evoluzione.

28.2.5 Relazione diametro - z

Radiosorgenti estese

Discorso analogo si può fare utilizzando la relazione diametro apparente-redshift, che, fra l'altro ha la caratteristica molto appariscente del minimo per $z \sim 0.5 \div 1$ (eq. 28.23). Le radiosorgenti di tipo *FRII* sembrerebbero prestarsi ottimamente allo scopo, sia per la facilità con cui si possono misurare le loro dimensioni, grazie al fatto che le parti esterne hanno il massimo della brillantezza, sia perchè, essendo molto potenti, si possono vedere a redshift molto grandi.

Questo test, tuttavia, ha dato risultati sorprendenti, che non consentono di ottenere l'obiettivo prefissato. Infatti la relazione sperimentale trovata fra diametro apparente e z (fig. 28.15) non mostra assolutamente il minimo che ci si aspetta per z compreso fra 0.5 e 1, ma anzi mostra una diminuzione regolare dei diametri con z , come si avrebbe in un Universo euclideo. Questo risultato inatteso è stato ancora una volta spiegato assumendo che le dimensioni caratteristiche delle radiosorgenti siano cambiate col tempo cosmico. In altre parole, ancora una volta effetti evolutivi presenti nel *regolo campione* usato hanno nascosto gli effetti cosmologici cercati.

Getti relativistici

Nelle radiosorgenti compatte in cui gli effetti relativistici non sono troppo forti, possono essere visibili sia getto che contro-getto e quindi è possibile misurare i parametri di asimmetria (cap. 20). Se

⁴Notare che lo studio dell'evoluzione delle quasar selezionate otticamente, di Boyle (§ 25.3.1), era basato su un campione di circa 6000 quasar.

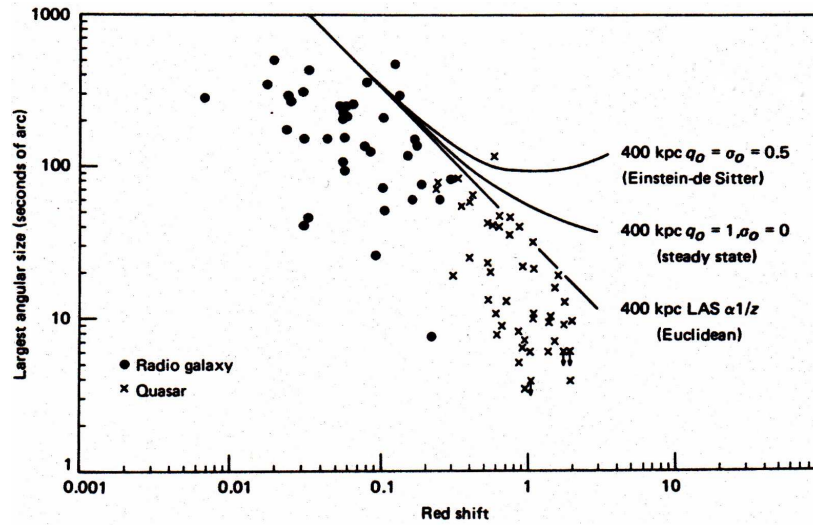


Figura 28.15: Relazione diametro apparente – z per le radiosorgenti (Miley, 1971, MNRAS, 152, 477).

fosse misurabile anche la velocità apparente di avanzamento del getto, allora sarebbe possibile, dalla eq. 20.16 e da una delle eqq. 20.8, 20.10 o 20.14, determinare sia θ che β . A questo punto due misure, opportunamente spaziate nel tempo di un intervallo dt , permetterebbero di ricavare l'incremento lineare ($\Delta D \sim v \times dt$). Dal confronto con l'incremento angolare osservato ($\Delta\theta$), dalla (28.23) si può ricavare $d_L(H_0, q_0)$ per ogni sorgente osservata. Disponendo di valori di d_L per varie sorgenti si potrebbe, in linea di principio, ricavare H_0 e q_0 . In pratica, malgrado i numerosi tentativi, non si è mai giunti a risultati soddisfacenti, a causa, soprattutto, della difficoltà a trovare radiosorgenti adatte all'esperimento ed alla necessità di molte osservazioni VLBI.

28.3 La radiazione cosmica di fondo

Tutti i moderni modelli cosmologici, partendo dalle condizioni attuali dell'Universo, presentano una singolarità nel passato, caratterizzata da una divergenza della densità.

Nel 1931 Lemaître (MNRAS, 91, 490; originale in francese nel 1927) aveva fatto l'ipotesi che prima della espansione che osserviamo attualmente l'Universo fosse concentrato in una specie di gigantesco nucleo atomico primordiale, la cui temperatura però non poteva essere troppo elevata ($< 10^8$ K). Questo modello non era però plausibile perchè la bassa temperatura attribuita alla materia primordiale portava a previsioni sulle abbondanze chimiche inconciliabili con quelle osservate.

Gamow, nel 1948 (Phys.Rev, 73, 803) propose, insieme ad Alpher e Bethe (teoria denominata $\alpha - \beta - \gamma$ dalla assonanza coi loro nomi) che le fasi iniziali dell'espansione dell'Universo fossero state caratterizzate da temperature molto elevate. Tali temperature avrebbero permesso l'instaurarsi delle reazioni nucleari necessarie per rendere conto delle abbondanze chimiche osservate. La teoria fu presto abbandonata perchè non era in grado di prevedere elementi più pesanti dell' ^4He , che, si era capito nel frattempo, si formano invece in seguito a processi nucleari all'interno delle stelle.

Con la teoria $\alpha - \beta - \gamma$ fu dimenticata anche la previsione che delle fasi iniziali ad altissime temperature sarebbe dovuta rimanere una traccia rivelabile anche oggi sotto forma di un campo di radiazione di corpo nero ad una temperatura scesa, per espansione adiabatica, dal valore iniziale ad un valore che Gamow stimò ~ 5 K. La verifica sperimentale di tale previsione non era possibile in quegli anni a causa della immaturità tecnologica: un corpo nero a quella temperatura irradia la massima potenza alle lunghezze d'onda millimetriche, e la tecnologia per queste osservazioni non era disponibile.

Nel 1964 Dicke riformulò l'ipotesi di un Universo primordiale caldissimo, la "sfera di fuoco", ($T > 10^{10}$ K), questa volta non per spiegare la formazione degli elementi, ma per poter risolvere "... *the second paradox, for the matter we see about us now may represent the same baryon content of the previous expansion of a closed Universe, oscillating for all time. .. In this picture it is essential to suppose that at the time of maximum collapse the temperature of the Universe would exceed 10^{10} K, in order that the ashes of the previous cycle would have been reprocessed back to the hydrogen required for the stars in the next cycle.*"

Quasi contemporaneamente, Penzias e Wilson (1965, ApJ, 142, 419), mettendo a punto una sensibilissima antenna, rivelarono, a $\lambda = 7$ cm, un segnale isotropo con una temperatura di brillantezza $T_B \approx 3.5 \pm 0.5$ K. Essi attribuirono quindi questo segnale ad una radiazione diffusa uniforme su tutto il cielo. Immediatamente Dicke e Peebles, informati di questa scoperta, spiegarono che questa radiazione è il residuo della esplosione iniziale, il *Big Bang*, che aveva dato inizio all'espansione dell'Universo (Dicke et al., 1965, ApJ, 414, da cui è tratta la citazione precedente). Questa radiazione è spesso indicata come *Fondo Cosmico a Microonde*, *Cosmic Microwave Background*, *CMB*.

In realtà una misura "inconscia" della temperatura del *CMB* era già stata fatta nel 1941 da Mc Kellar (PDAO, 7, 251) durante il suo studio pionieristico del mezzo interstellare. Egli trovò negli spettri di parecchie stelle una riga di assorbimento dovuta al cianogeno (CN) interstellare. Tale riga in realtà è doppia ($\lambda_1 = 3874 \text{ \AA}$ e $\lambda_2 = 3874.6 \text{ \AA}$). Infatti il livello fondamentale è un doppietto, di cui il sotto-livello superiore corrisponde al primo stato rotazionale eccitato. Nel caso della stella ζ Ophiuci, Mc Kellar riuscì a misurare l'intensità delle due componenti della riga e, da queste, il rapporto fra le popolazioni nei due sottolivelli dello stato fondamentale. Questo rapporto permise di calcolare la temperatura di eccitazione corrispondente, che risultò di 2.4 ± 0.7 K, troppo alta per essere dovuta a eccitazioni collisionali o alla radiazione stellare. Mc Kellar, senza saperlo, aveva scoperto il *CMB*.

Lo studio del CN in assorbimento è stato effettuato, in tempi recenti, anche in quasar lontane. Ciò è particolarmente interessante poiché la temperatura del *CMB* dipende dal redshift secondo la relazione $T_{CMB}(z) = T_{CMB}(0) \times (1 + z)$ (§ 28.3.2). Per esempio, nel caso della quasar 1331+170 ($z=1.776$) la temperatura aspettata è di 7.5 K, in ottimo accordo col valore misurato (≈ 8 K).

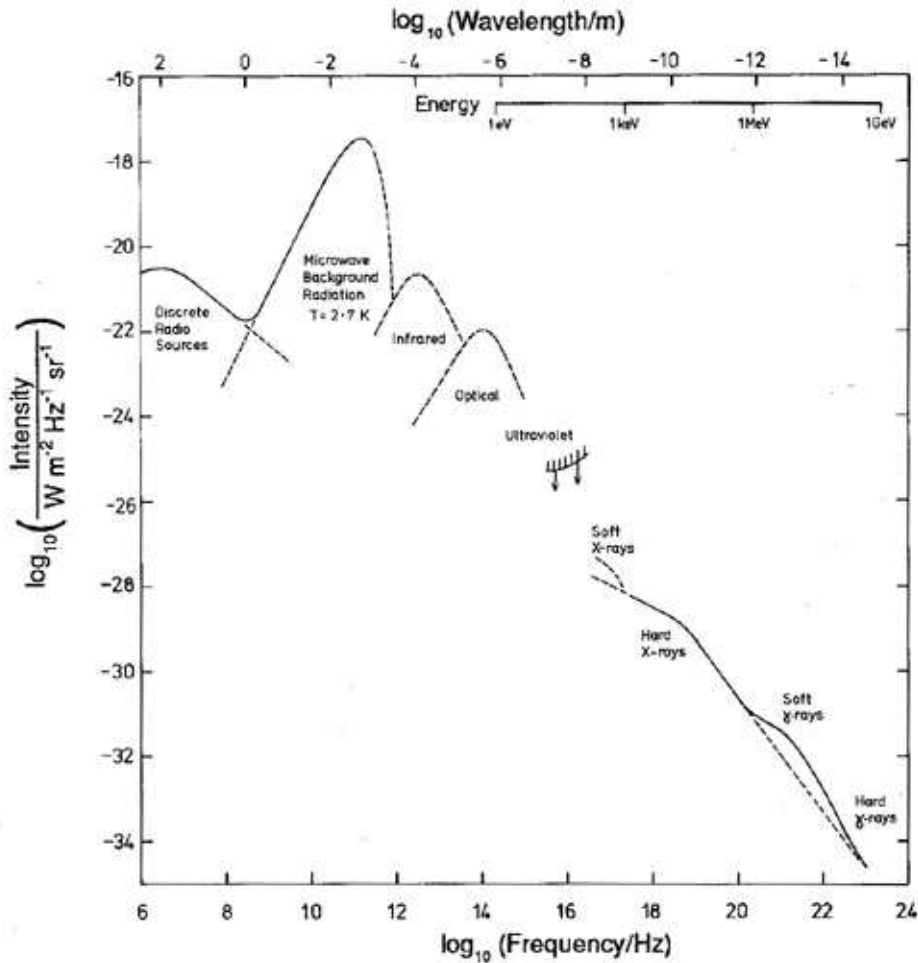


Figura 28.16: Le radiazioni di fondo a varie lunghezze d'onda (Longair, 1995, referenza citata).

28.3.1 Lo spettro del fondo cosmico a microonde

In fig. 28.16 è riportato lo spettro delle varie radiazioni di fondo (radio, ottico, X, γ) in funzione della lunghezza d'onda (Longair, 1995, in "Extragalactic Background Radiation", SRScI Symp. Ser. 7, eds. Calzetti et al.). Si noti come il *CMB* domini l'emissione alle lunghezze d'onda millimetriche.

Misure accurate della radiazione di fondo sono molto difficili da effettuare dati i contributi alla radiazione da parte dell'emissione radio della Galassia alle lunghezze d'onda centimetriche, dell'emissione termica delle polveri interstellari e interplanetarie e, soprattutto, da parte dell'atmosfera terrestre alle lunghezze d'onda millimetriche, che bisogna valutare e rimuovere. Malgrado le difficoltà, le prime misure, a lunghezze d'onda decimetriche, centimetriche e nel lontano infrarosso mediante palloni, avevano mostrato che la brillantezza seguiva la legge $B(\nu) \propto \nu^2$, con una $T_B \lesssim 3$ K, consistente con uno spettro di corpo nero (*black body*, *BB*) nel regime di Rayleigh-Jeans. Le misure più accurate sono state effettuate fra $\lambda = 3$ cm e $\lambda = 2$ mm dove la contaminazione galattica è minima. Nel 1986, con misure da palloni ad alta quota, fu messo in evidenza il picco della curva di Planck, a $\lambda \approx 1.5$ mm.

Risultati fondamentali sono stati ottenuti con l'utilizzo del satellite *COBE* (**CO**smitic **B**ackground **E**xplorer, novembre 1989), in orbita intorno alla Terra ad un'altezza di circa 900 km, entrato in funzione alla fine del 1989, e operante a varie lunghezze d'onda comprese fra 1 cm e 0.5 mm, e che quindi comprendono il massimo della curva (a $\lambda \approx 1.4$ mm). Queste misure hanno confermato definitivamente la natura di corpo nero del *CMB* con $T_B = (2.735 \pm 0.06)$ K. In fig. 28.17 (destra) sono riportate le determinazioni di T_B ottenute da *COBE* insieme a quelle precedenti: si noti l'eccezionale accuratezza

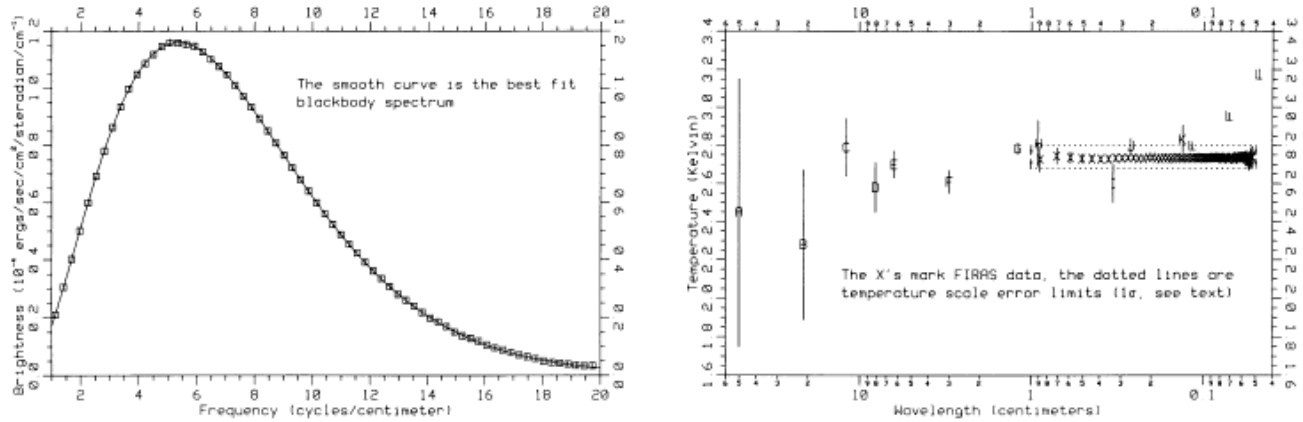


Figura 28.17: A *sinistra*: spettro della *CMB* come determinato da *COBE*. I quadratini sono le misure effettive, e le loro dimensioni rappresentano gli errori di misura. La scala in ascissa è in λ_{cm}^{-1} . A *destra*: le misure di T_B in funzione di λ_{cm} . Gli *X* sono le misure di *COBE*. Notare come gli errori siamo piccoli rispetto a quelli delle altre misure (pre-*COBE*). (Mather et al., 1990, Ap.J. 354, L37)

delle ultime misure. La fig. 28.17 (sinistra) mostra lo spettro della radiazione misurato con *COBE*. La mancanza di anche piccole distorsioni dalla legge di Planck (che denuncerebbero aumenti o diminuzioni della temperatura ad epoche posteriori a quella a cui la radiazione si è disaccoppiata dalla materia, § 28.3.2), sta ad indicare che nessun evento importante dal punto di vista termodinamico, come interazioni della radiazione di fondo con la materia aggregata o in fase di aggregazione, è avvenuto in tempi “recenti”. Per esempio il rilascio di energia dal decadimento di particelle primordiali per redshift fra $z = 10^9$ e 10^3 , oppure l’interazione del *CMB* col plasma ionizzato forse durante la formazione delle galassie, fra $z = 300$ e 3 , potrebbero cambiare la temperatura anche dell’1% in certe zone dello spettro, che è molto superiore agli errori di misura e quindi dovrebbe essere riconoscibile.

La precisione con cui si può determinare oggi la temperatura del *CMB* è anche tale da permettere di cercare possibili deviazioni dall’uniformità spaziale (§ 28.3.5), che potrebbero essere dovute a fenomeni avvenuti prima di $z = 1000$, età del disaccoppiamento fra radiazione e materia (§ 28.3.2) e che poi si sono propagate fino ad oggi.

28.3.2 Radiazione e materia in un Universo in espansione

Il modello di Big Bang caldo, a cui ci si riferisce ormai come al *modello cosmologico standard*, permette di ricostruire con grande credibilità la storia dell’Universo da 0.01 secondi dopo il “Big Bang”, quando la temperatura era $T \approx 10^{11}$ K (≈ 10 MeV) ad oggi. Per andare ad epoche antecedenti occorre una conoscenza migliore della fisica delle particelle fondamentali, quali i quark, ad energie così elevate ($\gg 10^3$ GeV) da non potersi realizzare sulla Terra anche con gli acceleratori più potenti. A titolo di esempio, l’acceleratore *LHC* (*Large Hadron Collider*) del CERN può raggiungere una energia di 14 TeV, che è ben lontana da quelle presenti nelle prime fasi di vita dell’Universo. Per es., per produrre un monopolio magnetico occorrono 10^{16} GeV. Per questa ragione i fisici delle particelle elementari si sono rivolti allo studio dell’Universo primordiale per la sua illimitata riserva di energia (fino a 10^{19} GeV).

Vediamo ora come si è comportato l’Universo nelle epoche anteriori alla attuale. Se l’espansione è adiabatica, la temperatura della materia, T_m , e della radiazione, T_{cr} , si modificano secondo le leggi di Poisson: $TV^{\gamma-1} = \text{cost}$ oppure $PV^\gamma = \text{cost}$, con $\gamma = 4/3$ per la radiazione (§ 2.7), e $\gamma = 5/3$ per la materia. Per cui:

$$T_{\text{cr}} \propto \frac{1}{R(t)} \propto (1+z) \quad T_{\text{m}} \propto \frac{1}{R^2(t)} \propto (1+z)^2 \quad (28.34)$$

dove, ricordiamo, $1+z = R(t_0)/R(t)$ (§ 28.1). Se ora consideriamo la densità di energia a riposo associata alla materia, $\rho_{\text{m}}c^2$, e la densità di energia di radiazione, u_{cr} avremo:

$$\rho_{\text{mat}}c^2 \propto \frac{1}{R^3(t)} \propto (1+z)^3 \quad u_{\text{cr}} \propto p_{\text{cr}} \propto \frac{1}{R^4(t)} \propto (1+z)^4 \quad (28.35)$$

cosicché nelle prime fasi dell'Universo, quando $R(t)$ era sufficientemente piccolo, la radiazione dominava l'energetica dell'Universo, e la decelerazione dell'espansione era sostanzialmente causata dalla "massa" associata alla radiazione. Quando, in seguito all'espansione, ad un certo punto la densità di energia associata alla materia è diventata la parte preponderante, l'ulteriore espansione è stata regolata dalla materia. In queste due epoche il raggio dell'Universo è cresciuto col tempo (§ 28.1) come:

$$\begin{aligned} R(t) &\propto t^{1/2} & (\rho_{\text{r}} > \rho_{\text{m}}) \\ R(t) &\propto t^{2/3} & (\rho_{\text{r}} < \rho_{\text{m}}) \end{aligned}$$

La densità presente di energia della radiazione del fondo a micro-onde è:

$$u_{\text{cr},0} = \frac{4\pi \sigma_{SB}}{c} T_{\text{cr},0}^4 \approx 4.2 \cdot 10^{-13} \text{ erg cm}^{-3} \approx 0.26 \text{ eV cm}^{-3}$$

Esprimendo la densità di materia presente come : $\rho_{\text{m},0} = \rho_{\text{cr}} \cdot \Omega_{\text{m},0}$, abbiamo:

$$\frac{u_{\text{cr},0}}{c^2 \rho_{\text{m},0}} = 2.5 \cdot 10^{-5} (\Omega_{\text{m},0} h^2)^{-1} \quad (h = \frac{H_0}{100})$$

Dalle eq. 28.35 si ottiene il redshift, z_{eq} (il pedice *eq* sta per *equivalenza*) a cui le due densità di energia sono state uguali:

$$z_{\text{eq}} = 4 \cdot 10^4 \Omega_{\text{m},0} h^2$$

Il fattore di scala era $2.5 \cdot 10^{-5} (\Omega_{\text{m},0} h^2)^{-1}$. La temperatura corrispondente è:

$$T_{\text{eq}} = T_{\text{cr},0} (1+z_{\text{eq}}) \approx 1.1 \cdot 10^5 \Omega_{\text{m},0} h^2 \text{ K}$$

Dalle stime attuali $\Omega_0 \approx 1$ e $h \approx 0.7$ si deduce che l'età dell'Universo era $\lesssim 3 \cdot 10^4$ anni.

Nelle fasi precedenti questa epoca, radiazione e materia interagivano fortemente fra loro, tramite diffusione Thomson, perchè la materia, date le elevate temperature, era totalmente ionizzata.

Ad un tempo di $t \lesssim 10$ sec dal "Big Bang", corrispondente ad una temperatura di $\gtrsim 4 \times 10^9$ K, l'energia dei fotoni ($\gtrsim 0.5$ Mev) era tale da poter dar luogo a materializzazione di coppie e^-/e^+ , che si mantenevano in equilibrio con la radiazione.

Procedendo ancora a ritroso, simili situazioni continuavano a ripetersi ogni volta che la radiazione raggiungeva un valore tale che l'energia dei fotoni dava luogo ad altre coppie più pesanti di particella/antiparticella. Per es., per $t \lesssim 10^{-4}$ sec la temperatura era $\gtrsim 3 \times 10^{12}$ K e i fotoni erano talmente energetici da poter produrre coppie protone/antiprotone in equilibrio con la radiazione.

In ciascuna di queste fasi parte dell'energia della radiazione veniva trasferita alla nuova popolazione di particelle/antiparticelle, con un conseguente piccolo raffreddamento (vedi, per es., in fig. 28.18 l'aumento improvviso di ρ_{m} e la diminuzione di T_{cr} in corrispondenza dell'apparizione di e^-/e^+ , a $z \approx 10^{10}$).

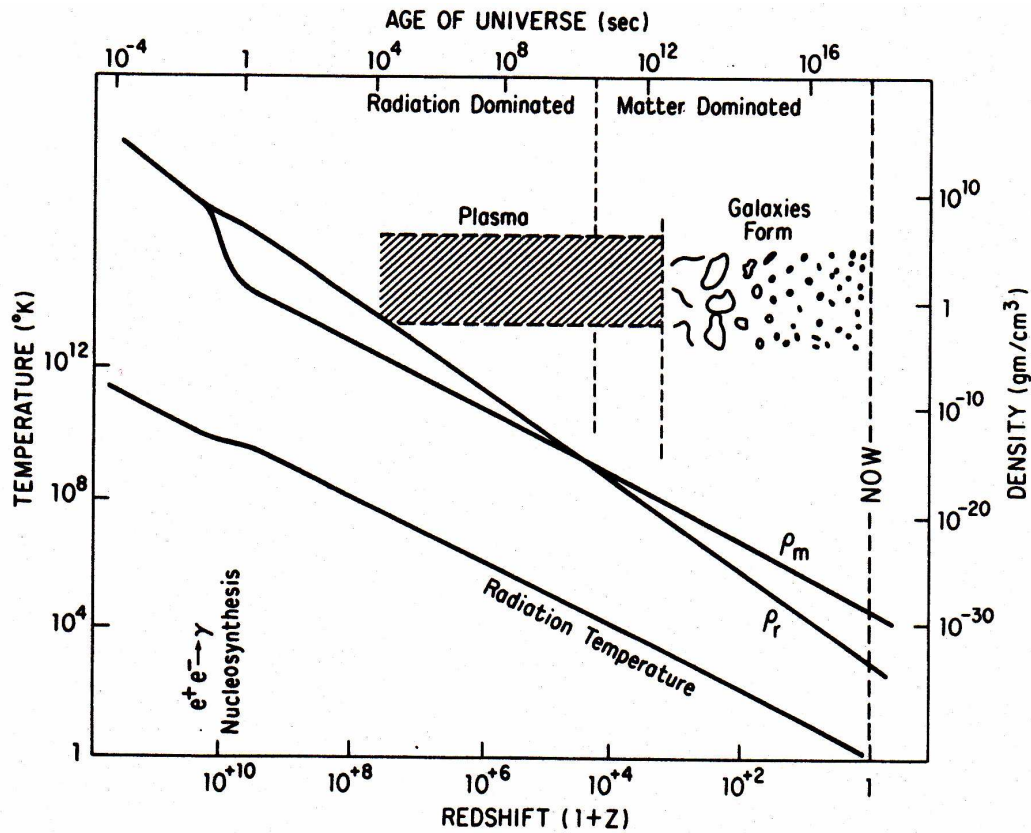


Figura 28.18: Rappresentazione schematica dell'evoluzione termica e materiale dell'Universo, da 10^{-4} sec dopo il Big Bang all'epoca attuale. La corrispondenza fra gli assi opposti (redshift – età e temperatura – densità) è solo approssimata, poichè dipende dai parametri cosmologici H_0 e q_0 (Uson&Wilkinson, “The Microwave Background Radiation”, in “Galactic and Extragalactic Radio Astronomy”, Springer-Verlag, p.604)

In tali situazioni l'Universo era completamente opaco alla radiazione. Materia e radiazione si trovavano in equilibrio termodinamico e questo fatto ci assicura che la radiazione doveva avere uno spettro di corpo nero.

Inoltre per $t \lesssim 10$ sec l'Universo risultava caratterizzato dalla presenza di antimateria in quantità comparabile con la materia ordinaria.

A $z_r \approx 1000$ la temperatura della materia, scesa a ≈ 3000 K (energia dei fotoni $\approx 1/4$ eV), non fu più abbastanza elevata per mantenerla ionizzata. La materia perciò cominciò a **ricombinarsi** (§ 28.3.3) formando elementi neutri (prevalentemente H ed He). L'età dell'Universo era $t_r \approx 4 \cdot 10^5$ anni. Da questo momento materia e radiazione cessarono di interagire, e ciascuna percorse cammini diversi, per cui si riferisce a questa epoca come l'epoca del *disaccoppiamento fra radiazione e materia* o epoca dell'*ultimo scattering*.

Ad epoche più recenti di $z_r \approx 1000$ l'Universo ha continuato a raffreddarsi, ma, dato che radiazione e materia non sono più in equilibrio termodinamico, ciascuna delle due “fasi” ha proseguito il suo cammino indipendentemente dall'altra: la temperatura della radiazione ha continuato a diminuire come $R(t)^{-1}$, mentre quella della materia molto più velocemente, con $R(t)^{-2}$.

In fig. 28.18 è schematizzata la storia termica dell'Universo.

28.3.3 Cronologia dell'Universo – La formazione degli elementi

I modelli relativistici non pongono un limite inferiore al fattore di scala $R(t)$: dal punto di vista puramente matematico *all'inizio* esso è stato rigorosamente zero, e di conseguenza la densità e temperatura dell'Universo infinite in quell'istante. Si possono dettagliare le seguenti fasi evolutive.

- *fase 1*

Considerazioni quantistiche pongono alla densità della materia il limite di 10^{92} gr cm^{-3} . Di conseguenza la quantità di energia associata alla materia deve essere stata finita e così l'intervallo di tempo in cui l'Universo si è mantenuto in tale stato. La durata di questo episodio è stimata in 10^{-44} secondi: più indietro di così nel tempo non si può andare con la gravitazione classica: occorre la teoria quantistica della gravità. Questa branca della fisica studia come, alle altissime densità e temperature dell'Universo nei suoi primi 10^{-43} secondi di vita, gli effetti quantistici e gravitazionali, che oggi appartengono a regni diversi, fossero (o potessero essere) profondamente interconnessi.

- *fase 2*

Anche la fase immediatamente successiva è poco nota in quanto i livelli di energia implicati sono così elevati che, per ora, si può teorizzare solo in maniera molto speculativa l'evolversi degli eventi. La gravità si separa dalle altre forze, ma le forze nucleari, forte e debole, e le forze elettromagnetiche sono ancora unite in un'unica forza: è l'epoca della *grande unificazione* delle forze, e della *inflazione* che dura fino a $\sim 10^{-35}$ secondi dopo il "Big Bang".

- *fase 3*

A circa 10^{-12} secondi, quando l'energia è dell'ordine del TeV, avviene anche la separazione della forza debole da quella elettromagnetica. Nelle varie fasi dell'evoluzione dell'Universo l'energia disponibile è stata in grado di produrre coppie particella-antiparticella di massa appropriata. Per cui nelle fasi iniziali si sono prodotte particelle più pesanti che nelle fasi successive. Molto schematicamente si pensa che dopo 10^{-7} secondi dal Bang si siano formati gli adroni, particelle ad interazione forte, alcune delle quali, come Λ , Σ , K , ecc., si riescono a produrre oggi negli acceleratori di particelle. In seguito, quando la temperatura fu scesa sotto i 10^{12} K questi cominciarono ad annichilarsi e gli unici tipi rimasti oggi sono rappresentati da alcune specie di barioni (protoni e neutroni). La fase successiva all'epoca adronica è invece ben compresa, e le sue previsioni soddisfacentemente verificate.

In questa fase i costituenti principali dell'Universo sono *quark/anti-quark* in forma di particelle libere e *gluoni* (la cosiddetta *quark soup*).

- *fase 4*

Per $t \approx 10^{-6}$ sec, quark e anti-quark si uniscono in tripletti per formare protoni e neutroni e le corrispondenti anti-particelle.

- *fase 5*

Per $t \approx 10^{-4}$ sec ($T \approx 3 \times 10^{12}$ K), protoni e anti-protoni non possono più coesistere in uno stato di equilibrio e si annichilano. La materia di cui è costituito attualmente l'Universo deve essere il risultato di una piccolissima asimmetria fra i due tipi di particelle.

- *fase 6*: $t \approx 10^{-2}$ s, $T \approx 10$ Mev, $\rho = 10^7$ gr cm^{-3} . La densità di energia dell'Universo è dominata dalle specie relativistiche: $\gamma, e^+, e^-, \nu_i, \bar{\nu}_i$ ($i = e, \mu, \tau, \dots$). L'equilibrio termico è mantenuto dalle interazioni:



Entrambi i tipi di interazione avvengono più in fretta del ritmo di espansione dell'Universo (R/\dot{R}). L'equilibrio termodinamico comporta che il rapporto fra il numero dei neutroni e quello dei protoni dipenda dalla temperatura come:

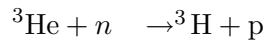
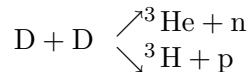
$$\frac{n}{p} = e^{-(m_n - m_p)/T}$$

Poichè il primo passo della nucleosintesi è la formazione del deuterio, D, che ha un'energia di legame di 2.2 Mev, è chiaro che finchè la temperatura non si è abbassata significativamente al di sotto di questo valore, non può formarsi nessun atomo di deuterio: quelli che eventualmente si formano vengono nuovamente distrutti dalla radiazione. A questo fatto si dà spesso il nome di *collo di bottiglia del deuterio*.

- *fase 7*: $t \approx 1$ s, $T \approx 1$ MeV, $\rho = 10^3$ gr cm⁻³. Pressappoco a questa temperatura i tempi caratteristici delle interazioni deboli diventano maggiori del tempo scala di espansione dell'Universo, per cui le interazioni deboli di fatto cessano. I neutrini si disaccoppiano dalla materia, cioè smettono di interagire con essa, e cominciano ad espandersi adiabaticamente ($T_\nu \propto R^{-1}$). Questa epoca è detta di *ultimo scattering dei neutrini*; trovare un mare di neutrini cosmici ci permetterebbe di vedere come era l'Universo quando aveva un secondo di vita. Da questo momento in avanti il rapporto neutroni-protoni non rappresenta più il valore di equilibrio ma si "congela" invece al valore $\approx 1/6$ (corrispondente alla temperatura a cui si disaccoppiano i neutrini), che va lentamente diminuendo per l'eventuale decadimento spontaneo di neutroni liberi. Le coppie e^\pm cominciano ad annichilarsi trasferendo l'energia che liberano ai fotoni. Il collo di bottiglia del deuterio permane, impedendo la nucleosintesi.

- *fase 8*: $t \approx 200$ s, $T \approx 0.1$ Mev, $\rho = 2.5 \times 10^{-2}$ gr cm⁻³.

Inizia la nucleosintesi mediante reazioni del tipo $p + n \rightarrow D + \gamma$ a cui seguono le altre:



Si cominciano dunque a formare abbastanza ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ e D da produrre ${}^4\text{He}$ ad un ritmo confrontabile con l'espansione dell'Universo. Praticamente tutti i neutroni disponibili vengono utilizzati per formare ${}^4\text{He}$ a spese di D e ${}^3\text{He}$ e l'abbondanza dell' ${}^4\text{He}$, in numero, risulta un po' inferiore al 10%. Quando la velocità di formazione dell'elio scende sotto la velocità di espansione dell'Universo tracce di D e di ${}^3\text{He}$ rimangono incombuste, e lasciano per i posteri informazioni sulle epoche primordiali. Nucleosintesi importante al di là dell'elio non si ha per via della mancanza di isotopi stabili con numeri atomici $A = 5 - 8$. Un po' di ${}^7\text{Li}$ si può formare attraverso processi diversi, ma poco efficienti. Questo è il punto in cui, negli anni '50 è "inciampata" la teoria $\alpha - \beta - \gamma$. Oggi sappiamo che la formazione degli elementi più pesanti non è primordiale, ma il prodotto della fusione nucleare all'interno delle stelle.

L'entità della nucleosintesi dipende dal rapporto η_b fra il numero dei barioni e quello dei fotoni, dal numero N_ν di specie di neutrini esistenti e dalla velocità delle reazioni nucleari coinvolte. Nel caso dell' ${}^4\text{He}$ la sua produzione dipende solo da η_b , N_ν e τ_n , la vita media del neutrone libero. La frazione in massa, Y_p , dell'elio prodotto (*primordiale*), cioè il rapporto in massa fra le quantità di ${}^4\text{He}$ e di H, cresce monotonicamente al crescere dei tre parametri suddetti.

Valori più grandi di η_b comportano che il "collo di bottiglia" del deuterio si spezza prima, quando il rapporto n/p è maggiore. Un maggior numero di specie leggere (N_ν) aumenta la velocità di espansione, dato che $H = \dot{R}/R \propto \sqrt{G\rho}$, mentre un valore più grande di τ_n significa interazioni deboli più lente, dato che la loro velocità va come $1/\tau_n$.

La vita media del neutrone oggi è conosciuta solo con la precisione del 2% ($\tau_n = 10.6 \pm 0.2$ min)⁵; dagli esperimenti di laboratorio sappiamo che ci sono 3 specie di neutrini (ν_e e ν_μ , ν_τ), cioè $N_\nu = 3$. Sulla base di queste stime si possono calcolare, in funzione di η_b , le abbondanze previste per D, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ e, sebbene con maggiore incertezza perchè i processi che portano alla sua formazione sono meno conosciuti, di ${}^7\text{Li}$.

⁵Misure più recenti (2000 - 2004) hanno dato $\tau_n = 881.9 \pm 0.6$ sec.

Le ultime fasi, già descritte, sono:

- *fase 9*: $3 \text{ min} \leq t \leq 30\,000 \text{ anni}$

L'Universo continua ad espandersi sotto l'azione della radiazione, la cui densità di energia è dominante rispetto a quella della materia. Quando $z = z_{eq} \leq 6000$ densità di energia di materia e di radiazione diventano uguali.

- *fase 10*: $30\,000 < t < 400\,000 \text{ anni}$

L'energia della materia è dominante. Per $z \approx 1000$, si raggiunge la temperatura di 3000 K e la materia si ricombina, diventando neutra.

- *fase 11*: $t > 400\,000 \text{ anni}$

La materia è neutra. Materia e radiazione evolvono in maniera separata. La materia si raffredda più rapidamente.

28.3.4 Stime sperimentali delle abbondanze primordiali

Nello stimare le abbondanze primordiali degli elementi leggeri bisogna tenere conto del fatto che essi possono essere stati prodotti anche in epoche recenti, per cui è necessario rimuovere questi eventuali contributi prima di procedere al paragone con le previsioni.

– *Deuterio*: la sua abbondanza è stata valutata nel sistema solare e nel mezzo interstellare locale. Nel sistema solare ci si è avvalsi di misure su molecole deuterate nell'atmosfera di Giove e dello studio di meteoriti. Il deuterio ha un'energia di legame alquanto bassa per cui viene distrutto facilmente ed è difficile da formare. A tutt'oggi non si conoscono processi capaci di produrre deuterio, nelle abbondanze osservate, all'interno di nessun oggetto astrofisico. Per cui le abbondanze di deuterio si possono considerare limiti inferiori a quelle primordiali. Si stima $n(D)/n(H) \gtrsim 1 \times 10^{-5}$.

– ^3He : la sua abbondanza è stata determinata nel sistema solare e nelle regioni *HII* dalle osservazioni della riga emessa nella transizione iperfine (analoga alla 21 cm) di $^3\text{He}^+$. Nel sistema solare si sono esaminate le abbondanze di questo elemento nel vento solare, mediante lo studio di meteoriti ricchi di gas, del suolo lunare e del foglio di alluminio lasciato sulla Luna dagli astronauti dell'Apollo (1969). In realtà, poichè l' ^3He deriva dalla combustione del D nella fase pre-sequenza principale del Sole, queste misure rappresentano di fatto la somma di D e ^3He all'epoca precedente la formazione del Sole. La stima è $n(D+^3\text{He})/n(H) \lesssim 10^{-4}$.

– ^7Li : fino ad una decina di anni fa l'unico modo per misurare l'abbondanza del ^7Li era di utilizzare i meteoriti, ma dato che questo elemento si produce anche nella frammentazione dei raggi cosmici non si poteva dedurre neppure una stima lontana della sua abbondanza primordiale. In seguito sono state misurate righe del ^7Li in 13 stelle poco evolute (dell'alone e della popolazione vecchia di disco) di metallicità assai bassa (da 1/12 a 1/250 quella solare) e di piccola massa (0.6–1.1 M_\odot). Dallo studio dell'evoluzione stellare di questi oggetti è possibile stimare la quantità di litio primordiale. Si ha $n(^7\text{Li})/n(H) \approx (1.1 \pm 0.4) \times 10^{-10}$.

– ^4He : dato che l' ^4He è sintetizzato anche nelle stelle, non tutto l'elio osservato è primordiale. Dato però che le stelle producono anche metalli (vedi nota a pag. 10.3) ci si aspetta una correlazione, che in effetti si osserva, fra la frazione di massa dell'elio e la metallicità, nel senso che Y_p cresce con la metallicità. I valori di Y_p per le stelle di più bassa metallicità dovrebbero corrispondere ai valori primordiali. Con questo metodo si è trovato un intervallo $Y_p \approx 0.22 \div 0.26$. Mantenendo il concetto che l'elio presente negli oggetti di bassa metallicità è più probabilmente primordiale, dallo studio di galassie blu compatte, con metallicità inferiore a 5 volte quella del Sole, si è trovato $Y_p = 0.245 \pm 0.003$.

La situazione complessiva è riassunta in fig 28.19 dove sono riportati i valori delle abbondanze previste in funzione di η_b . L'abbondanza di ^4He implica che il numero di neutrini leggeri non può

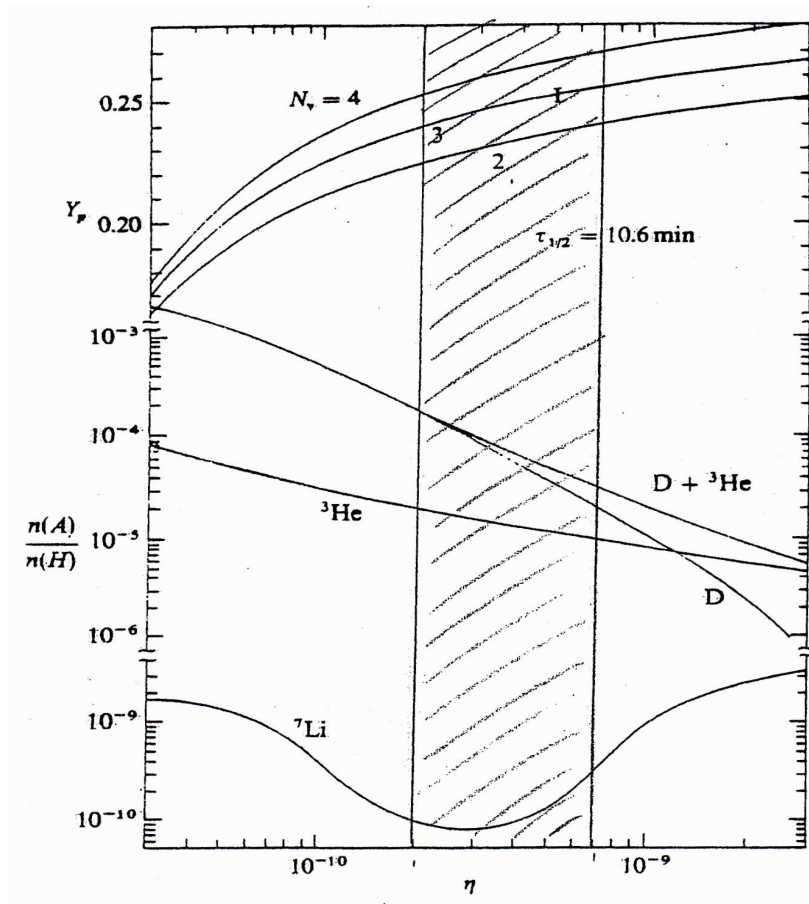


Figura 28.19: Previsione delle abbondanze degli elementi primordiali (Yang et al., 1984, ApJ, 281, 493).

essere maggiore di 4, mentre l'incertezza del 2% sulla stima della vita media del neutrone libero non influisce sulla valutazione⁶

Le abbondanze osservate sono in accordo con le previsioni del Big Bang per:

$$2 \times 10^{-10} \leq \eta_b \leq 7 \times 10^{-10}$$

In termini di densità di barioni, ρ_b , tenendo conto che la densità di fotoni $N_f \approx 400 \text{ cm}^{-3}$,

$$1.4 \times 10^{-31} \leq \rho_b (\text{gr/cm}^3) \leq 4.8 \times 10^{-31}$$

Inoltre dalla relazione fra Ω_b , cioè il rapporto fra la densità di *massa barionica* ρ_b nell'Universo e la densità critica ρ_{cr} , ed η_b :

$$\Omega_b \simeq 3.53 \times 10^{-3} (\eta_b / 10^{-10}) h^{-2} (T / 2.7K)^3$$

Per $h \approx 0.7$ si ha:

$$0.003 < \Omega_b = \frac{\rho_b}{\rho_{cr}} < 0.01$$

Se, come suggeriscono gli studi dinamici, $\Omega_m \approx 0.3$, allora questo risultato suggerisce che la *dark matter* (§§ 18.4.3, 28.1.4), che rende conto della differenza fra Ω_0 e Ω_b , deve essere *non barionica*.

Si noti infine che la ρ_b è superiore alla ρ_l (§ 28.1.4) di un fattore ≈ 10 , il che significa che la maggior parte della materia barionica sfugge alle indagini nella banda ottica.

⁶Le ultime determinazioni di τ_n spostano il valore più probabile di η_b a $6 \cdot 10^{-10}$, per cui le determinazioni di ρ_b e Ω_b devono essere riscalate al tale valore.

28.3.5 Isotropia del fondo cosmico a microonde

- *La componente di dipolo*

La prima anisotropia significativa osservata, messa in evidenza (a livello di 2σ) da Conklin nel 1969 (Nature, 222, 971), confermata nel 1976 da uno strumento a bordo di un aereo spia U2, e ben studiata solo una quindicina di anni dopo con il satellite *COBE* (Smoot et al., 1991, ApJ, 371, L1), si rivela come una modulazione della temperatura in funzione dell'angolo, in ottimo accordo con l'ipotesi di una distribuzione di *dipolo*, cioè varia con il coseno dell'angolo a cui la misura è effettuata. Essa ha una ampiezza leggermente superiore ai 3.3 mK, pari $\Delta T_{\text{cr}}/T_{\text{cr}} \approx 10^{-3}$.

Tale anisotropia si interpreta come dovuta al moto del Sole relativamente alla *CMB*. Infatti, un osservatore in moto con velocità v rispetto alla radiazione di fondo, a causa dell'effetto Doppler vede una variazione della sua temperatura pari a:

$$\frac{\Delta T_{\text{cr}}(\theta)}{T_{\text{cr}}} = \gamma \frac{v \cos \theta}{c}$$

dove γ è il fattore di Lorentz e θ è l'angolo fra la linea di vista e la direzione del moto. Questo effetto permette la determinazione assoluta della velocità del Sole rispetto al *CMB*, e quindi *rispetto all'Universo*. Essa risulta di $(360 \pm 30) \text{ km s}^{-1}$ verso $R.A. = 11.3^{\text{h}}$ e $\text{Dec.} = -7^\circ$. Correggendo per il moto del Sole nella Galassia (§ 13.1.5) e per il moto della Galassia nel Gruppo Locale di galassie (M31, M33, la Via Lattea e una cinquantina di altre galassie minori), si deduce una velocità complessiva del Gruppo Locale di $(600 \pm 30) \text{ km s}^{-1}$ in direzione del punto di coordinate galattiche $\ell = 265^\circ$ e $b = 25^\circ$ che è circa a 50° del centro dell'ammasso della Vergine. Se questo moto è dovuto alla attrazione gravitazionale di un grande agglomerato di masse (un Super-ammasso, chiamato *Grande Attrattore*), la velocità peculiare deve essere l'integrale della accelerazione di gravità a_g , da esso prodotta, sulla vita dell'Universo. Si può dunque determinare a_g e quindi la massa che la provoca. La massa che se ne ricava fornisce una densità ρ tale che $\Omega = \rho/\rho_{\text{cr}} \approx 0.1 \div 0.3$.

- *Disomogeneità della materia ora ed allora*

A parte la componente di dipolo, non erano state trovate, prima di *COBE*, variazioni significative della temperatura della *CMB* nè su piccola scala (fluttuazioni) nè su larga scala (anisotropie). Le stime migliori pre-*COBE* davano un limite superiore di $(\Delta T/T)_{\text{r}} < 2 \times 10^{-5}$. Le misure di *COBE*, che ad una prima rapida elaborazione sembravano avere confermato queste stime, dopo una ulteriore complessa rielaborazione dei dati, orientata ad eliminare i contributi strumentali e del rumore, hanno messo in evidenza che una *anisotropia esiste*, nella misura di $(\Delta T/T)_{\text{r}} = 6 \times 10^{-6}$ (pari cioè a $\sim 1/3$ dei limiti superiori precedenti), su tutte scale angolari $\gtrsim 10^\circ$ (fig. 28.20).

Anisotropie o fluttuazioni nella distribuzione angolare della *CMB* contengono importanti informazioni circa la maniera con cui le strutture nell'Universo si sono sviluppate fino a dare la distribuzione fortemente anisotropa di galassie che osserviamo oggi.

Durante l'espansione adiabatica dell'Universo, fino all'epoca del disaccoppiamento (§ 28.3.2) in cui elettroni e protoni hanno cominciato a ricombinarsi, le fluttuazioni nella densità di materia ρ sono state accompagnate da fluttuazioni nella temperatura di radiazione T_{cr} a causa della diffusione Thomson dei fotoni da parte degli elettroni. Dalle (28.34) e (28.35) si ricava infatti che $\rho_{\text{m}} \propto T_{\text{cr}}^3$ e quindi, finchè le due fasi interagiscono:

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{\text{cr}} = \frac{1}{3} \left(\frac{\Delta \rho}{\rho}\right)_{\text{m}}$$

Dopo la ricombinazione, la radiazione ha viaggiato imperturbata verso l'osservatore mantenendo nella distribuzione di temperatura l'impronta della distribuzione di materia a $z \approx 1000$. L'ampiezza delle fluttuazioni della materia, se tutta barionica, sarebbe, invece, cresciuta col tempo secondo una legge del tipo:

$$\left(\frac{\Delta \rho}{\rho}\right)_{\text{m},z} = \left(\frac{1500}{1+z}\right) \left(\frac{\Delta \rho}{\rho}\right)_{(\text{m},z=1000)}$$

Poichè la struttura in galassie che osserviamo indica che *oggi* le variazioni di densità sono dell'ordine di $(\Delta\rho/\rho)_m \approx 1$ se ne dedurrebbe che all'epoca del disaccoppiamento, $z = 1000$, doveva essere:

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_m (z = 1000) \approx 10^{-3} \quad \text{e quindi} \quad \left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{\text{cr}} (z = 1000) \approx 3 \cdot 10^{-4}$$

I limiti superiori osservati sulle fluttuazioni di temperatura e le misure di *COBE* sono incompatibili con tale previsione.

La soluzione di questo problema è semplice se la *materia oscura* è *non barionica*. Infatti, poichè questa componente non interagisce con la materia ordinaria e con i fotoni, se non gravitazionalmente, subito dopo l'epoca dell'equivalenza può iniziare il processo di frammentazione e collasso formando le prime strutture *oscure*. Dopo l'epoca del disaccoppiamento fra fotoni ed elettroni, la materia barionica potrà collassare molto rapidamente nelle buche di potenziale formate dalla *dark matter*, evitando quindi il problema discusso in precedenza.

- *Anni 2000: Il nuovo quadro delle anisotropie della CMB*

A livelli $(\delta T/T)_r \leq 10^{-6}$ esperimenti da pallone (BOOMERANG, dicembre 2008) e da satellite (*WMAP*, giugno 2001), effettuati a cavallo dell'anno 2000, hanno evidenziato strutture della *CMB* su scale più piccole di quelle esplorate da *COBE*, con fluttuazioni di ampiezza legata alla scala (de Bernardis et al., 2000, *Nature*, 407, 955; Spergel et al., 2003, *ApJS*, 148, 175).

Queste fluttuazioni vengono analizzate, in funzione della loro scala, mediante le funzioni armoniche sferiche Y_{lm} :

$$\delta T_{\text{cr}}(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi)$$

dove

$$Y_{lm}(\theta, \phi) = \sqrt{\left(\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}\right)} P_l^m(\cos\theta) e^{i\phi}$$

[$P_l^m(\cos\theta)$ sono i polinomi di Legendre]. La densità di potenza dell'armonica l è data da:

$$C_l = \frac{1}{2l+1} \sum_m a_{lm}^2$$

La scala angolare θ e il valore quadratico medio dell'ampiezza delle fluttuazioni sono legate ad l dalle relazioni:

$$\theta = 100^\circ/l \quad \frac{\Delta T_{\text{cr}}}{T_{\text{cr}}} = \sqrt{\frac{l(l+1)C_l}{2\pi}}$$

Un angolo θ sottende, alla superficie di *ultimo scattering*, una dimensione lineare che ora, in seguito all'espansione di Hubble, sarebbe di 200 Mpc/grado. Fluttuazioni di scala inferiore al Mpc, da cui sono originate le galassie, sottenderebbero un angolo inferiore al minuto d'arco. Fluttuazioni dell'ordine di 20 Mpc, origine degli ammassi di galassie, avrebbero una scala angolare dell'ordine di $10'$. (Queste scale lineari erano 1000 volte inferiori alla superficie di ultimo scattering, quando le dimensioni dell'Universo erano 1000 volte minori).

In fig. 28.21 è mostrato lo sviluppo in armoniche sferiche di una combinazione di mappe di cielo ottenute da diversi esperimenti, i più importanti dei quali sono *WMAP* e *BOOMERANG*. Sono evidenti un picco principale a $l \approx 200$ e due picchi secondari a $l \approx 550$ e 800 , che corrisponderebbero, ora, a scale di 100, 35 e 25 Mpc rispettivamente.

- *La fisica dello spettro angolare di potenza della CMB*

La teoria (Hu et al., 1997, *Nature*, 386|6, 37) che spiega l'origine delle fluttuazioni osservate è basata sullo *scenario dell'inflazione* (§ 28.1.5), in cui circa 10^{-32} secondi dopo il Big Bang, la ultra-rapida

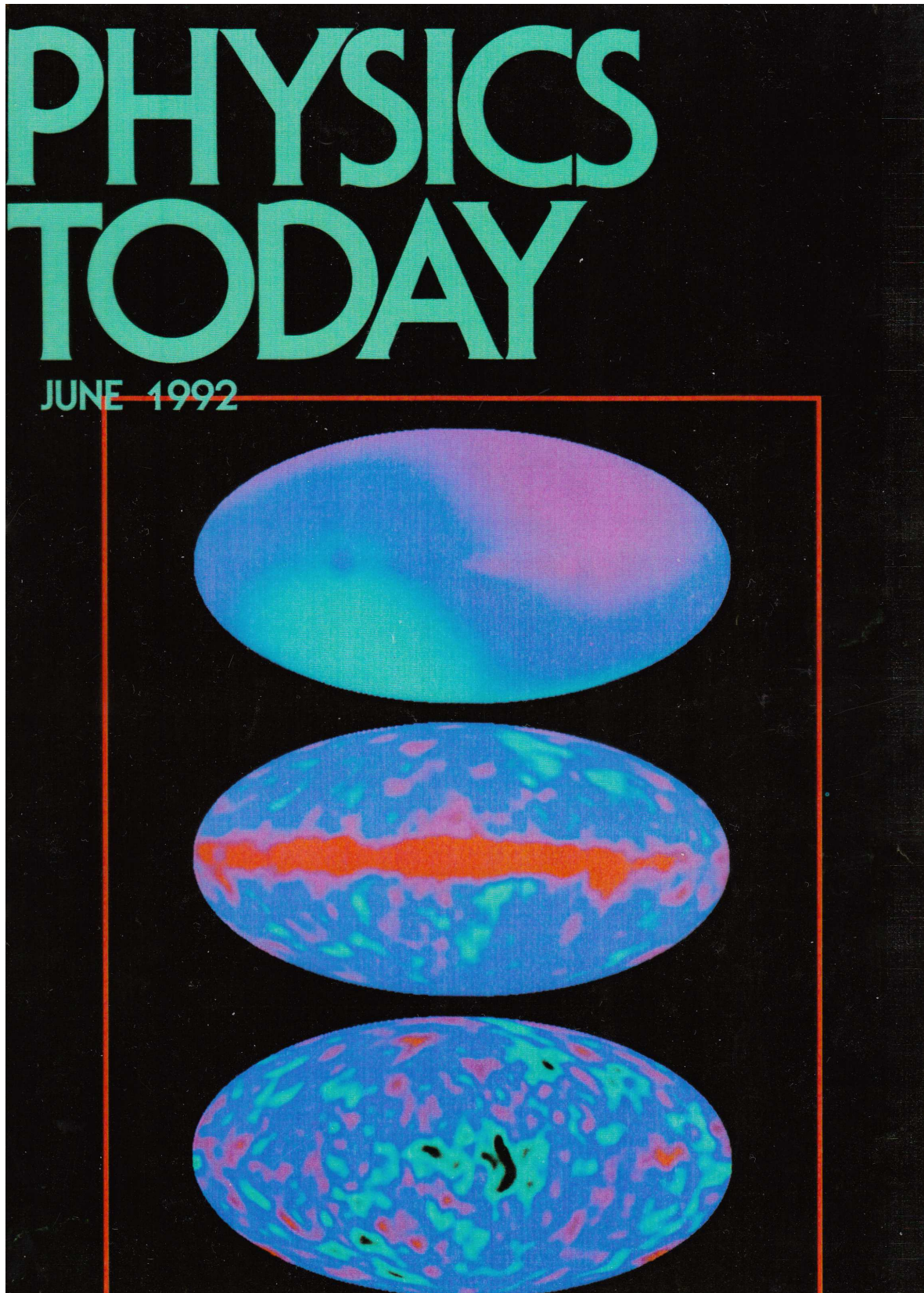


Figura 28.20: La mappa del cielo, in T_{cr} , ottenuta da *COBE*. In alto si vede l'anisotropia di dipolo. La figura intermedia, ottenuta dalla precedente sottraendo la componente di dipolo, mostra l'emissione della polvere nel piano galattico e, ad alta latitudine galattica, alcune fluttuazioni della *CMB*. La figura basso, ottenuta dalla precedente sottraendo l'emissione della Galassia, mostra chiaramente le piccole fluttuazioni della *CMB*.

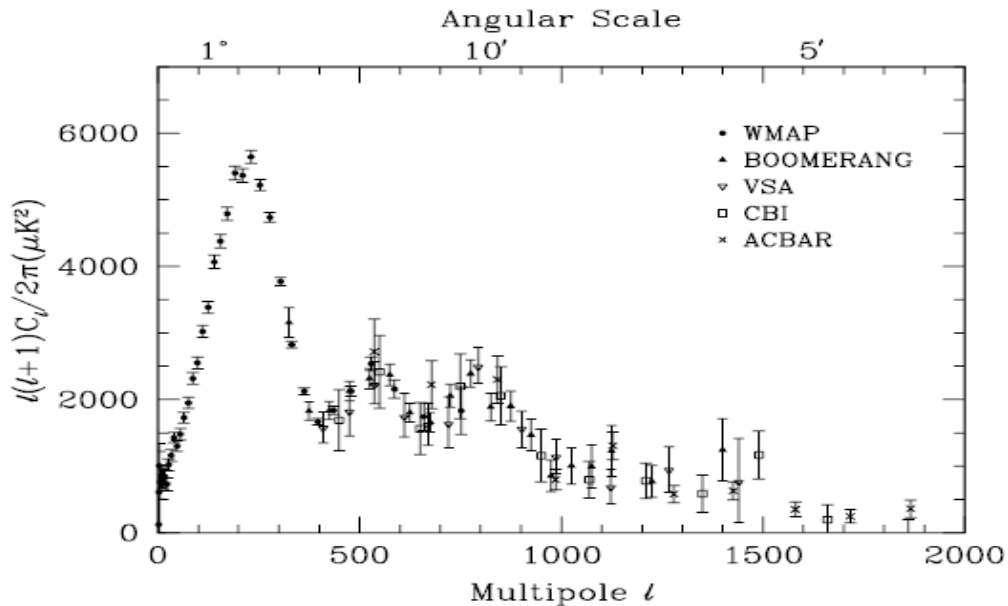


Figura 28.21: Spettro di potenza angolare delle fluttuazioni di temperatura della *CMB*, ottenuto dalla combinazione dei risultati di vari esperimenti, i principali dei quali sono BOOMERANG e WMAP (referenza non ritrovata)

espansione dilatò le fluttuazioni quantiche su scala subatomica, presenti nel micro-Universo, a scale di ordine astrofisico. Queste fluttuazioni divennero perturbazioni di densità alla fine dell'inflazione. In questo scenario le perturbazioni di densità sono scala-invarianti, ossia il loro spettro può essere descritto da una legge di potenza con esponente $n = 1$.

Le fluttuazioni di temperatura della *CMB* derivano dalle fluttuazioni nella densità della materia. Dopo il disaccoppiamento alla superficie di ultimo scattering i fotoni si propagano liberamente e trasportano l'informazione delle disomogeneità da cui provengono. Le anisotropie relative ad una data scala angolare θ_l hanno una dimensione pari alla proiezione di θ_l sulla superficie di ultimo scattering. Prima della ricombinazione elettroni e protoni erano accoppiati, per effetto della diffusione Thomson, e si comportavano come un unico fluido in cui la massa è quella dei protoni e la pressione è quella della radiazione. La tendenza al collasso delle perturbazioni, dovuta alla gravità della materia oscura, era bilanciata dalla pressione, per cui l'effetto dinamico era di oscillazioni corrispondenti a onde sonore.

Torniamo ora alla fig. 28.21. Le fluttuazioni su grande scala ($l < 100$) derivano da perturbazioni di periodo più lungo dell'età dell'Universo all'epoca della ricombinazione. I fotoni della *CMB*, fuoriuscendo dalle buche di potenziale associate a queste perturbazioni, perdono energia (effetto Doppler gravitazionale), simulando una provenienza da regioni più fredde (effetto Sachs-Wolfe, 1967, ApJ, 147, 73). Poiché in questo intervallo di l lo spettro delle perturbazioni è quello primordiale non modificato, ci si aspetta che sia piatto, corrispondente a $n = 1$, come effettivamente si osserva.

Le fluttuazioni che producono le anisotropie su scale $10^2 \leq l \leq 10^3$ hanno avuto abbastanza tempo per oscillare (erano già entrate nell'orizzonte prima del disaccoppiamento elettroni-fotoni). Nelle fasi di massima o minima compressione la temperatura della *CMB* è più alta o più bassa della media. A compressione nulla corrisponde un massimo nella velocità del fluido, con conseguente modifica della temperatura per effetto Doppler cinematico. In complesso, la *CMB* fornisce una fotografia di queste oscillazioni acustiche, che possono essere considerate come *onde stazionarie* (hanno fatto un numero intero di mezze oscillazioni) di scale diverse, colte in fasi diverse. Lo spettro teorico è costituito da picchi (regioni supradense o sottodense) e valli. A scale molto piccole ($l > 2000$) lo spettro è smorzato esponenzialmente.

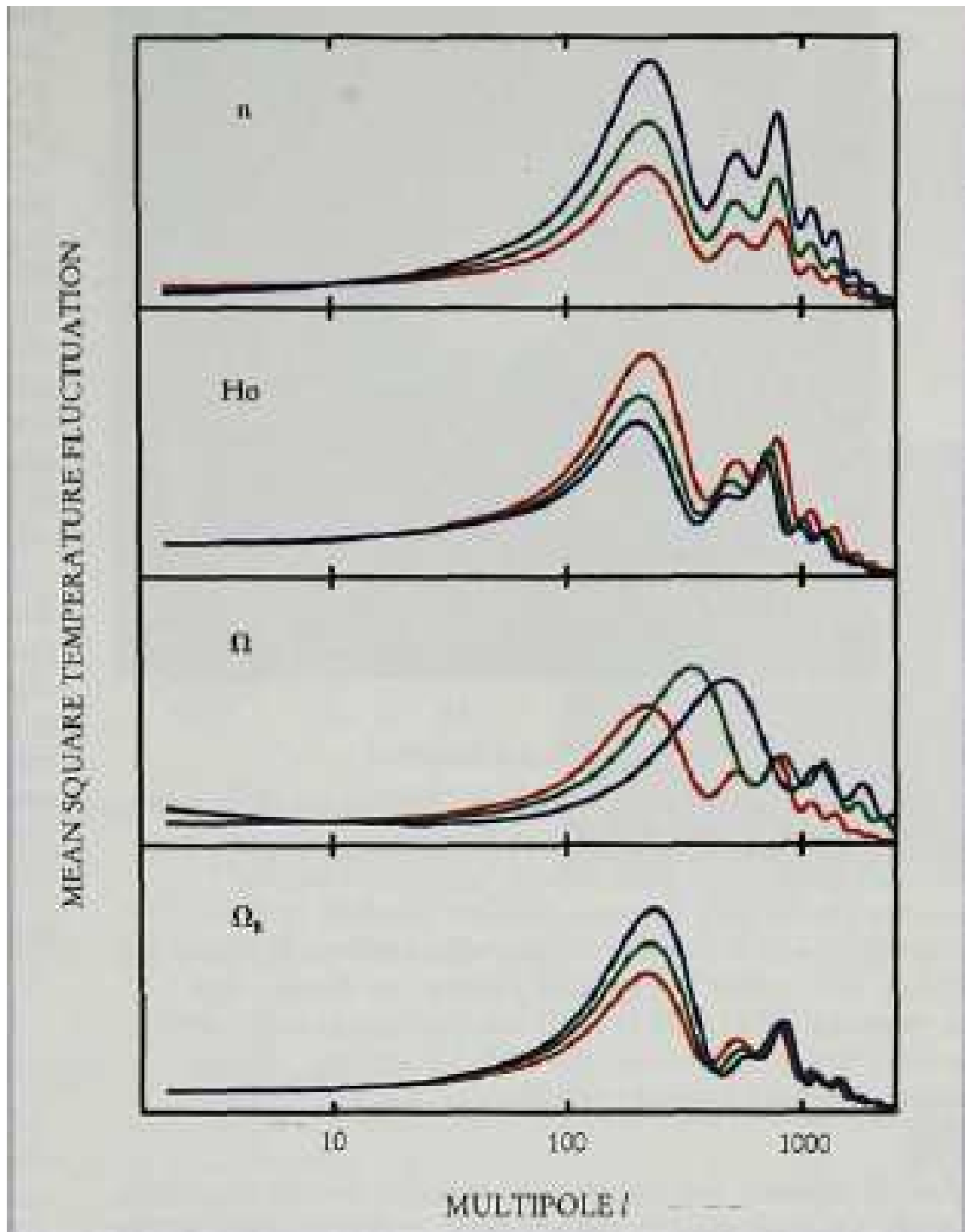


Figura 28.22: Modelli di previsione per lo spettro angolare della CMB, in funzione di alcuni parametri. Dal rosso al verde e al blu, *pannello superiore*: parametro delle perturbazioni primordiali $n = 1, 1.1, 1.2$; *secondo pannello*: $H_0 = 50, 60, 70$ km/(s Mpc); *terzo pannello*: $\Omega_0 = 1, 0.5, 0.3$; *pannello inferiore*: $\Omega_B = 0.005, 0.0075, 0.01$ (Bennett et al., 1997, Physics Today, 50, n. 11, p.32).

I dettagli dello spettro (posizione dei picchi e loro ampiezze) dipendono da parametri cosmologici, quali H_0 , Ω_Λ , $\Omega_{m,o}$, $\Omega_{b,0}$ e dallo spettro delle fluttuazioni primordiali (fig. 28.22).

La posizione del primo picco dipende essenzialmente dalla geometria dell'Universo (Ω_0). La dimensione angolare, θ_h , dell'orizzonte (*horizon*, h) alla superficie di ultimo scattering corrisponde a $l_h \approx 200\Omega_0^{-1/2}$, con dipendenza minore da H_0 . Poichè il primo picco osservato è intorno a 200, ciò comporta che:

$$\Omega_0 = \Omega_{m,o} + \Omega_\Lambda \approx 1$$

ossia che l'Universo è molto prossimo ad una geometria euclidea.

L'altezza del picco dipende da Ω_b , Ω_m e Ω_Λ , che influiscono anche sugli altri picchi.

Un altro parametro importante è il redshift al quale la materia si è ri-ionizzata, z_{ri} , a seguito della formazione delle prime stelle. La ri-ionizzazione produce inevitabilmente una specie di *cortina Thomson* che altera, in misura più o meno seria, la mappa della *CMB* che emerge dalla superficie di ultimo scattering.

È necessario utilizzare tutto lo spettro disponibile, confrontarlo con una serie di modelli in cui si variano i vari parametri e determinare questi con un processo di minimizzazione degli scarti fra modello e dati. Restano comunque delle degenerazioni fra parametri (combinazioni di due parametri che danno lo stesso risultato), di cui una importante è fra Ω_m e Ω_Λ . Per ottenere un miglioramento dei risultati, si possono aggiungere altri tipi di informazioni, quali le determinazioni di H_0 dagli studi ottici più recenti (§ 28.1.4) e di Λ_c dallo studio delle Supernovæ Ia (§ 28.1.6).

Gli ultimi risultati, ottenuti dall'equipe di WMAP (Larson et al., 2011, ApJS, 192, 16; Komatsu et al., 2011, ApJS, 192, 18), per alcuni dei parametri principali, sono :

$$\begin{aligned} \Omega_\Lambda &= 0.73 \pm 0.03 \\ \Omega_{o,dm} &= 0.23 \pm 0.03 \\ \Omega_B &= 0.045 \pm 0.003 \\ H_0 &= 70 \pm 2 \text{ Km}/(\text{s Mpc}) \\ z_{eq} &= 3196 \pm 130 \\ z_{ri} &= 10.5 \pm 1.3 \\ n &= 0.968 \pm 0.011 \end{aligned}$$

29 Lista dei *principali* simboli usati

Di un certo numero di simboli, usati con significati diversi in contesti diversi, vengono riportati solo quelli principali. Comunque di tutti il significato è sempre specificato nel testo.

Simboli usati una volta, o poco più, non sono riportati. Ancora una volta il loro significato è precisato nel testo.

α	Indice spettrale della radiazione
\vec{a}, \vec{a}_c	accelerazione, centripeta
A, B	Costanti di Oort
a.l.	anni luce
A	Numero di Alfven, o Karman (cap.8)
$B(\nu), B_\nu$	Brillanza
B_-	Brillanza, specificata dal pedice; es.: B_i Brillanza intrinseca (nel sistema di riferimento della sorgente)
b	latitudine galattica
β	$=v/c$ anche costante numerica o esponente in legge di potenza
c	Velocità della luce
c_s	Velocità del suono
$C.G.$	Centro Galattico
d	“dimensioni” del problema
d_A	Distanza di diametro
d_L	Distanza di luminosità
D	Diametro
\mathcal{D}	Fattore Doppler
$\vec{\delta}$	Momento di dipolo elettrico
δ	Indice spettrale di energia
δ_-	Indice spettrale di energia, specificato dal pedice es.: δ_e .. degli elettroni
$\mathcal{E}, \mathcal{E}_f$	Energia di una particella, di un fotone
\mathcal{E}_-	Energia caratteristica di una particella, specificata dal pedice es.: \mathcal{E}_F energia di Fermi
\mathcal{E}^*	Energia di taglio (di <i>break</i>)
\vec{E}	Campo elettrico
ε	In genere, efficienza di un processo In cap. 8 energia interna per unità di volume
η	Rapporto fra le densità del gas termico interna ed esterna alla radiosorgente Usata anche per efficienza Viscosità di un fluido (cap. 8)
η_m	Viscosità magnetica (cap 8)
η_b	Rapporto fra barioni e fotoni della radiazione cosmica (cap. 28)
E^{SC}	Rapporto Luminosità Compton/Sincrotrone
F	Numero di Froude (cap. 8)
Φ	Flusso di Energia in un getto
Φ_g	Potenziale gravitazionale
Φ_e	Potenziale elettrostatico (cap. 17)

G	Costante di gravitazione ($= 6.674 \times 10^{-8} \text{cm}^3 \text{g}^{-1} \text{s}^{-2}$)
γ	Fattore di Lorentz
Γ	Rapporto fra i calori specifici c_p/c_V
g_{ff}	Fattore di Gaunt
h_P	costante di Planck ($= 6.626 \times 10^{-27} \text{erg s}$)
h	entalpia per unità di volume H/H_0 (cap. 28)
H_0	Costante di Hubble al tempo presente
\vec{H}	Campo magnetico
H	Campo magnetico, specificato dal pedice es.: H_{IC} campo magnetico calcolato da Compton Inverso
k	Rapporto energie protoni/elettroni numero d'onda (λ^{-1})
k_B	Costante di Boltzmann ($= 1.381 \times 10^{-16} \text{erg K}^{-1}$)
k_c	Correzione k
k_g	parametro cosmologico di geometria (cap. 28)
K	Energia cinetica di un sistema
I	Flusso di particelle/fotoni per unità di angolo solido
I_{SN}, I_{SBH}	Momento d'inerzia di Stella di Neutroni, Buco Nero Supermassiccio
IST	Ion Supported Torus
J_{BH}, J_{max}	Momento angolare di Buco Nero, massimo
$J(\nu), J_\nu$	Emissività specifica
Jy (Jansky)	Unità di misura della Densità di Flusso ($1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{W Hz}^{-1} \text{m}^{-2}$)
λ	Lunghezza d'onda
ℓ	Lunghezza libero cammino medio
ℓ_D	Lunghezza di Debye
l, ℓ	longitudine galattica
l	numero d'onda di armonica sferica (cap. 28)
l_-	scala lineare caratteristica, specificata dal pedice
l_{or}	Dimensione dell'orizzonte cosmologico (cap. 28)
ly	light year (anno luce)
\mathcal{L}	Lavoro termodinamico
L	Luminosità assoluta, o Potenza, integrata sullo spettro
$L(\nu), L_\nu$	Luminosità assoluta monocromatica o spettrale (vedi anche P, P_ν)
L_E	Luminosità di Eddington
L_\odot	Luminosità solare
$L_{SBH,el}$	Energia elettromagnetica massima estraibile da BH di Kerr
Λ_c	Costante Cosmologica (cap. 28)
m_-	massa di una particella, specificata dal pedice es.: m_0 massa a riposo
$m_{intr}, m_{oss}, m_\lambda$	Percentuale di polarizzazione intrinseca, osservata, in funzione di λ
mas	millesimo di secondo d'arco
\vec{m}_d	Momento di dipolo magnetico
μ	moto proprio di stelle, pulsar
$\mu(\nu)$	Coefficiente di assorbimento

M, m	Magnitudine assoluta, apparente
M	Numero di Mach
M_-	Massa di ... , specificata dal pedice es.: M_{\oplus} massa della Terra
\dot{M}_E	Accrescimento di Eddington
$M.D.$	Misura di dispersione
$M.R.$	Misura di rotazione
n_-	Densità numerica, indicata dal pedice es.: n_e densità di elettroni
n_r	Indice di rifrazione
$\mathcal{N}(\mathcal{E})$	Numero totale particelle per intervallo unitario di \mathcal{E}
$N(\mathcal{E})$	Numero totale di particelle per intervallo unitario di volume e di \mathcal{E}
N_0, \mathcal{N}_0	Coefficiente della legge di distribuzione di energia di particelle
N_H	Densità di colonna di HI
ν_-	Frequenza, specificata dal pedice es.: ν_s frequenza caratteristica di sincrotrone
p_-	Pressione, specificata dal pedice es.: p_{eq} pressione, di equipartizione
p	(mv) quantità di moto
P, P_ν	Potenza monocromatica
P, \dot{P}, \ddot{P}	Periodo e derivate del periodo di una Pulsar (cap. 17)
P_b, P_{orb}, P_{Kepl}	Periodo sistema binario, orbitale, Kepleriano
P_{coll}	Probabilità di collisione
Π	Flusso di quantità di moto (thrust) in un getto
q	Carica elettrica
q, q_0	Parametro di decelerazione, al tempo presente (cap. 28)
r_-, R_-	raggio o dimensione caratteristica, specificato dal pedice es.: r_A raggio di Alfvén
\mathcal{R}	Raggio di Schwarzschild
	Numero di Reynolds (cap. 8)
\mathcal{R}_m	Numero di Reynolds magnetico (cap. 8)
R_c	Raggio di curvatura linee di campo dipolare
RST	Radiation Supported Torus
R, \dot{R}	Fattore di scala cosmologico e derivata (cap. 28)
ρ	densità di massa
ρ_{cr}	Densità critica (cap. 28)
$d\vec{S}$	elemento di superficie orientata
$S(\nu), S_\nu$	Luminosità apparente monocromatica o Densità di flusso
SBH	Super-massive (super-massiccio) Black Hole
S_n	Supernova
SN	Stella di neutroni
SNR	Resto di Supernova
σ	Conducibilità elettrica (cap. 8)
σ_{p-p}	Sezione d'urto protone-protone
σ_{SB}	Costante di Stefan-Boltzmann ($= 5.670 \times 10^{-5} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{K}^{-4}$)
σ_T	Sezione d'urto Thomson ($= 6.65 \times 10^{-25} \text{cm}^2$)
$\sigma(v), \sigma_v$	Dispersione di velocità

T_-	Temperatura, specificata dal pedice es.: T_B temperatura di brillantezza
t, t^*	Tempo, caratteristico di dimezzamento
T_{conf}, τ_c	Tempo di confinamento di una particella
T_{gE}	Età galassia ellittica
T_L	Periodo di Larmor
τ	Tempo proprio di una particella relativistica ($d\tau = dt/\gamma$)
τ, τ_0	$H^{-1}, H_0^{-1}, \approx$ età dell' Universo (cap. 28)
τ_-	Tempo caratteristico, specificata dal pedice es: τ_F , tempo di accelerazione di Fermi
$\tau(\nu), \tau_n(\nu)$	Spessore ottico ($\tau(\nu) = \mu(\nu) \times \ell$)
θ	Angolo
Θ	Velocità di rotazione galattica (simbologia di Oort)
u_-	Densità di energia, specificata dal pedice es.: u_{eq} densità di energia di equipartizione
\vec{u}, u	Velocità (prevalentemente in cap. 8)
u_A	velocità di Alfvén
$u.a.$	Unità astronomica
U_-	Energia di un sistema, specificata dal pedice es.: U_{el} energia degli elettroni
v_-, V_-	velocità, specificata dal pedice es.: v_r velocità, radiale
V, dV	Volume, elemento di
w	Entalpia per unità di massa (cap. 8)
w_-	Potenza irradiata, specificata dal pedice es.: w_s potenza irradiata da una carica per sincrotrone
y	Parametro Comptonizzazione
Y_p	Frazione in massa dell'He primordiale (cap. 28)
z	redshift cosmologico
z_g	redshift gravitazionale
Z	Numero Atomico
$\omega, \omega_L, \omega_{rel}$	Pulsazione, di Larmor classica, relativistica
ω_{SN}	Velocità angolare di una Stella di Neutroni
Ω	Angolo solido Vorticità (cap. 8) Velocità angolare
Ω_Λ	Parametro di densità della Costante Cosmologica ($\Lambda/3H_0^2$) (cap. 28)
Ω_0, Ω_B	Parametro cosmologico di densità totale, baronica (cap. 28)

30 Bibliografia

La bibliografia qui presentata è suddivisa in relazione ai vari capitoli del testo.

La scelta delle referenze è fortemente contenuta. Sono state privilegiate pubblicazioni che hanno avuto un importante impatto nello sviluppo di un certo settore della ricerca (alcune possono essere anche alquanto vecchie), oppure pubblicazioni che presentano un quadro generale dell'argomento.

Non poche di esse hanno un taglio specialistico e possono presentare notevoli difficoltà ad una prima lettura.

Altre referenze più specifiche sono riportate nel testo, all'interno dei vari capitoli.

Per le riviste principali sono utilizzate le seguenti abbreviazioni:

Astrophysical Journal	—————>	ApJ
Astrophysical Journal Letters	—————>	ApJ.L
Astronomical Journal	—————>	AJ
Astronomy and Astrophysics	—————>	A&A.
Astronomy and Astrophysics Supplement	—————>	A&AS.
Annual Review of Astronomy and Astrophysics	—————>	ARA&A.
Astronomy and Astrophysics Reviews	—————>	A&A.Rev.
Monthly Notices Royal Astronomical Society	—————>	MNRAS
Physical Review	—————>	Phys.Rev
Publications Astronomical Society Pacific	—————>	PASP
Review of Modern Physics	—————>	Rev.Mod.Phys.
Space Science Reviews	—————>	Sp.Sc.Rev.

Testi Generali

"Galactic and Extragalactic Radioastronomy", 1988, a cura di Verschuur&Kellermann, Springer-Verlag (contenuto astrofisico)

Longair M.S., 1981, "High Energy Astrophysics", Cambridge University Press (1992, edizione rivista, in due volumi)

Rohlfs, "Tools of Radio Astronomy", Springer-Verlag, 1986 (contenuto prevalentemente tecnologico, ma anche molto utile per la "materia interstellare").

Cap. 1 – Introduzione

Verschuur, "The Invisible Universe Revealed", Springer-Verlag

Cap. 2 – Generalità su emissione e trasporto di radiazione

Rybicki G.B.&Lightman A.P., "Radiative Processes in Astrophysics", cap. 1, 2, 3, John Wiley and Sons, New York

Tucker W., "Radiation Processes in Astrophysics", cap. 1, MIT Press

Cap. 3 – Bremsstrahlung (Radiazione di frenamento)

Longair M.S., 1981, "High Energy Astrophysics", cap. 3, Cambridge University Press

Rybicki G.B.&Lightman A.P., "Radiative Processes in Astrophysics", cap. 5, John Wiley and Sons, New York,

Tucker W., "Radiation Processes in Astrophysics", cap. 5, MIT Press

cap. 4 – Radiazione di Sincrotrone

Ginzburg&Syrovatskii, 1965, "Cosmic Magnetobremstrahlung", ARA&A., 3, 297

Longair M.S., 1981, "High Energy Astrophysics", Cambridge University Press, cap. 18

Pacholczyk A.G., "Radio Astrophysics", Freeman and Company

Rybicki G.B.&Lightman A.P., "Radiative Processes in Astrophysics", John Wiley and Sons, New York, cap. 6

Tucker W., "Radiation Processes in Astrophysics", cap. 3, MIT Press

cap. 5 – Interazioni fra fotoni ed elettroni

Pacholczyk A.G., "Radio Astrophysics", Freeman and Company

Rybicki G.B.&Lightman A.P., "Radiative Processes in Astrophysics", John Wiley and Sons, New York, cap. 7

Tucker W., "Radiation Processes in Astrophysics", cap. 4, MIT Press

cap. 6 – Evoluzione dello spettro di energia degli elettroni relativistici

Kardashev N.S., "Non stationariness of spectra of young sources of non thermal radio emission", 1962, Soviet Astronomy, 6, 317

Longair, 1981, "High Energy astrophysics", cap. 19, Cambridge Univ. Press

Pacholczyk A.G., "Radio Astrophysics", Freeman and Company

cap. 7 – Propagazione di onde elettromagnetiche nei plasmi

Burn, 1966, "On the depolarization of discrete radio sources by Faraday dispersion", MNRAS, 133, 67

Jackson, "Elettrodinamica Classica" , cap. 7, Zanichelli

Rybicki G.B.&Lightman A.P., "Radiative Processes in Astrophysics", John Wiley and Sons, New York, cap. 8

cap. 8 – Elementi di dinamica dei fluidi e magnetoidrodinamica*Fluidodinamica*

Choudhuri, "The Physics of Fluids and Plasmas", Cambridge University Press

Landau&Lifshiz, "Fluid Mechanics", Pergamon Press

Magnetoidrodinamica

Choudhuri, "The Physics of Fluids and Plasmas", Cambridge University Press

Cowling, "Magnetohydrodynamics", Adam Hilger Monographs on Astronomical Subjects

Jackson, "Elettrodinamica Classica" , cap. 10, Zanichelli

Jeffrey, 1966, "Magnetohydrodynamics", Oliver&Bayd

Landau&Lifshiz, "Electrodynamics of Continuous Media", cap. 8, Pergamon Press

cap. 9 – Accelerazione stocastica di particelle

Fermi E., 1949, "On the Origin of the Cosmic Radiation", Phys.Rev., 75, 1169

Longair M.S., 1981, "High Energy Astrophysics", Cambridge University Press, Cap. 24

Pacholczyk A.G., "Radio Astrophysics", Freeman and Company, cap. 2.5

Parker E.N., 1976, "The Acceleration of Particles, to High Energy", in "Physics of Non-Thermal Radio Sources", a cura di Setti, Reidel

cap. 10 – L'emissione nel continuo della *Via lattea**Referenze generali*

Scheffler&Elsasser, 1969, "Physics of the Galaxy and Interstellar matter", Springer-Verlag

Emissione radio

"Galactic and Extragalactic Radioastronomy", a cura di Verschuur&Kellermann, Springer-Verlag, cap.1

Bauermann et al., 1985, "Radio structure of the galaxy: thick disk and thin disk at 408 MHz", A&A., 153, p.17

Mills, 1964, "Nonthermal radio frequency radiation from the Galaxy", ARA&A., 2, 185

Webster, 1974, "The spectrum of the galactic non-thermal background radiation", MNRAS, 166, 355

Emissione γ

Fitchel, 1993, "Overview of the first results from EGRET. Galactic diffuse (gamma) radiation", A&A.S. 97, p. 15

Strong et al., 1988, "The radial distribution of galactic gamma rays. The Whole Galaxy", A&A., 207, p.1

cap. 11 – Il campo magnetico della Galassia

"Galactic and Extragalactic Radioastronomy", a cura di Verschuur&Kellermann, Springer-Verlag, cap. 3.4

Beck, Brandenburg, Moss, Shukurov a Sokoloff, 1996, "Galactic magnetism: recent developments and perspectives", *ARA&A.*,155

Longair M.S., 1981, "High Energy Astrophysics", Cambridge University Press, cap. 17

cap. 12 – I Raggi Cosmici

Longair M.S., 1981, "High Energy Astrophysics", Cambridge University Press, cap. 20, 21

Shapiro (editore), 1982, "Composition and origin of Cosmic Rays", NATO ASI Series Series C, n. 107, 1982

Tang et al., 1984, "The energy spectrum of electrons and cosmic ray confinement", *ApJ.*, 278, 881

cap. 13 – La materia interstellare nella Galassia

"Galactic and Extragalactic Radioastronomy", a cura di Verschuur&Kellermann, Springer-Verlag, cap. 2, 3, 4, 5, 6, 7

Georgelin&Georgelin, 1976, "The spiral structure of our galaxy from HII regions", *A&A.*, 49, 57

Gilmore G., King I., van der Kruit P., "The Milky Way as a Galaxy", Saas-Fee Advanced Course 19, Geneva Observatory

Rohlfs K., "Tools of Radio Astronomy", Springer-Verlag, Cap. 11, 12, 13

Scheffler&Elsasser, 1969, "Physics of the Galaxy and Interstellar Matter", Springer-Verlag

cap. 14 – Le regioni centrali della Galassia

"Galactic and Extragalactic Radioastronomy", a cura di Verschuur&Kellermann, Springer-Verlag, cap. 8

Eckart&Genzel, 1996, "Observations of stellar proper motions near the Galactic Center", *Nature*, 383, 415

Genzel&Townes, 1987, "Physical conditions, dynamics and mass distribution in the Center of the Galaxy", *ARA&A.*, 25, 377

Morris&Serabyn, 1996, "The galactic center environment", *ARA&A.*, 645

Reid, 1993, "The distance to the center of the galaxy", *ARA&A.*, 31, 345

cap. 15 – Resti di Supernovæ

"Galactic and Extragalactic Radioastronomy", a cura di Verschuur&Kellermann, Springer-Verlag, cap. 10

Branch, 1998, "Type Ia Supernovae and the Hubble constant", *ARA&A.*, 36, 17

Clark&Caswell, 1976, "A study of galactic Supernova Remnants...", *MNRAS*, 174, 267

Ilovaiski&Lequeux, 1972, "A study of galactic Supernova Remnants. Supernova rates, galactic radio emission and pulsars", A&A., 20, 347

Kronberg et al., 1985, "The nucleus of M82 at radio and X-ray bands: discovery of a new population of SN candidates ", Ap.J., 291, 693

Muxlow et al., 1994, "The structure of young supernova remnants in M82", MNRAS, 266, 455

Weiler&Sramek, 1988, "Supernovae and Supernova Remnants", ARA&A., 26, 295

"Supernovae and Gamma-Ray Bursters", a cura di Weiler K., 2003, Springer

Woltjer 1972, "Supernova Remnants", ARA&A, 10, 129

Cap. 16 – Teoria delle Stelle Collassate

Sexl&Sexl, 1980, "White dwarf and Black Holes", Academic Press

Shapiro S.I.&Teukolski S.A., "Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars: the Physics of Compact Objects", Wiley Interscience, New York, cap. 9, 13

van den Heuvel, E.P.J, 1979, "X-ray sources and Stellar Evolution", in "X-ray Astronomy", a cura di Giacconi e Setti, Reidel

Cap. 17 – Le pulsar

"Galactic and Extragalactic Radioastronomy", a cura di Verschuur&Kellermann, Springer-Verlag, cap. 11

Backer e Hellings, 1986, "Pulsar timing and general relativity", ARA&A., 24, 537

Katz J., 1987, "High Energy Astrophysics", Addison-Wesley

Lyne A.&Graham-Smith F., "Pulsar Astronomy", Cambridge Univ. Press

Manchester R.N.&Taylor J.H., 1977, "Pulsars", Freeman and Co., San Francisco (**MTT77**)

Pacini, 1967, "Energy emission from a neutron star", Nature, 216, 567

Shapiro S.I., Teukolski S.A., "Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars: the Physics of Compact Objects", Wiley Interscience, New York, cap 10, 16

Srinivasan, 1989, "Pulsars: their origin and evolution", A&A.Rev., 1, 209

Srinivasan G., 1995, "Neutron Stars", in "Stellar Remnants", Saas-Fee Advanced Course 25, Kawaler et al., Springer

Taylor&Cordes, 1993, "Pulsar distances and the galactic distribution of free electrons", ApJ., 411, 674

Cap. 18 – L'emissione radio da Galassie a Spirale

La radiazione di sincrotrone

Condon J.J., 1992, "Radio Emission from Normal Galaxies", ARA&A., Vol. 30, 1992, 575

Cram et al., 1998, "Star formation rates in faint radio galaxies", ApJ., 507, 155

Sofue et al., 1986, "Global structure of magnetic fields in spiral galaxies", ARA&A., 24, p.459

L'idrogeno atomico e la riga a 21 cm

"Galactic and Extragalactic Radioastronomy", a cura di Verschuur&Kellermann, Springer-Verlag, Cap. 12

van Albada et al., 1985, "Distribution of dark matter in the spiral galaxy NGC3198", ApJ, 295, 305

Milgrom, 1983, "A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis", ApJ., 270, 365

Sanders, 1984, "Anti-gravity and galaxy rotation curves" A&A, 136, L21

Tully&Fisher, 1977, "A new method of determining distances to galaxies" (Relazione Tully/Fisher), A&A., 54, 661

Cap. 19 – Radiogalassie e radio-Quasar

Referenze generali

Begelman et al., 1984, "Theory of Extragalactic Radio Sources",

"Extragalactic Radio Sources", Rev. Mod. Phys., 56, 255 IAU Symposium 175, 1996, a cura di Ekers et al., Kluwer Academic Publishers

"The Physics of Non-thermal Radio Sources", 1976, a cura di Setti G., Reidel

"Galactic and Extragalactic Radioastronomy", a cura di Verschuur&Kellermann, Springer-Verlag, Cap. 13

Funzioni di Luminosità

Auriemma et al., 1977, "A determination of the local radio luminosity function of elliptical galaxies", A&A., 57, 41

Condon, 1996, "Radio Luminosity Functions", in IAU Symp. 175 "Extragalactic Radio Sources", Kluwer, 535

Schmidt, 1968, "Space distribution and luminosity functions of quasi stellar radio sources", ApJ., 151, 393

Morfologia radio

Bridle&Perley, 1984, "Extragalactic radio jets", ARA&A., 22, 319

Fanaroff&Riley, 1974, "The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity", MNRAS, 1637, 31p

Hardcastle et al., 1998, "FR II radio galaxies with $z < 0.3$. Properties of jets, cores and hot spots", MNRAS, 296, 445

Leahy P., 1993, "DRAGNs", in "Jets in Extragalactic Radio Sources", a cura di Rosen&Meisenheimer, Springer-Verlag

Miley, 1980, "The structure of extended radio sources", ARA&A., 18, 165

de Ruiter et al., 1990, "VLA observations of low luminosity radio galaxies. General properties", A&A, 227, 351

Spettri Radio

Kellermann 1964, "The spectra of non-thermal radio sources", ApJ., 140, 969

Laing&Peacock, 1980, "The relation between radio luminosity and spectrum for extended extragalactic radio sources", MNRAS, 190, 903

Polarizzazione

Garrington et al., 1991, "The interpretation of asymmetric depolarization in extragalactic radio sources", MNRAS, 250, 198

Laing, 1984, "Interpretation of radio polarization data", in "Physics of energy transport in extragalactic radio sources", Bridle&Eilek editori, pubblicazione NRAO

Saikia&Salter, 1988, "Polarization properties of extragalactic radio sources", ARA&A., 26, 93

Determinazione di parametri fisici

Feigelson et al., 1995, "Discovery of Inverse Compton X-rays in Radio lobes", ApJ.L., 449, 149

Feretti et al., 1992, "Tailed radio sources as probes of the intergalactic medium pressure", A&A, 265, 9

Harris&Grindlay, 1979, "The prospects for X-ray detection of inverse-Compton emission from radio source electrons and photons of the microwave background", MNRAS, 188, 25

Gas ambiente e interazioni con le radiosorgenti

Begelman et al., 1979, "A twin jet model for radio trails", Nature, 279, 770

Canizares et al., 1987, "Properties of the X-ray emitting gas in early-type galaxies", ApJ., 313, 503

Donnelly et al., 1990, "The correlation of X-ray and optical luminosities of early-type galaxies ..", ApJ, 354, 52

Forman et al., 1985, "Hot Coronae around early-type galaxies", ApJ, 293, 102

Jaffe&Perola, 1973, "Dynamical models of tailed radio sources in clusters of galaxies", A&A., 26, 423

Jones&Owen, 1979, "Hot gas in elliptical galaxies and the formation of head-tail radio sources", ApJ, 234, 818

Liu e Pooley, 1991, "The correlated radio and optical asymmetries of powerful radio galaxies", MNRAS, 253, 669

Miley et al., 1972, "Active galaxies with radio trails in clusters", *Nature*, 237, 269

Pedelty et al., 1989, "The clumpy medium around distant radio galaxies", *AJ*, 97, 647

Trussoni et al., 1997, "Hot Coronae in nearby radio galaxies", *A&A*, 327, 27

de Young&Axford, 1967, "Inertial Confinement of extended radio sources", *Nature*, 216, 129

Vite medie di radiosorgenti extragalattiche

Carilli et al., "Multifrequency radio observations of Cygnus A: spectral aging in powerful radio galaxies", 1991, *ApJ*, 383, 554

van der Laan H.&Perola C.G., "Aspects of Radio Galaxy Evolution", 1969, *A&A*, 3, 468

Myers&Spangler, "Synchrotron aging in the lobes of luminous radio galaxies", 1985, *ApJ*, 291, 52

Scheuer, 1995, "Lobe asymmetry and expansion speeds of radio sources", *MNRAS*, 277, 331

Schmidt M., 1966, "Life times of extragalactic radio sources", 1966, *ApJ*, 146, 7

Modelli a flusso continuo

Blanford&Rees, 1974, "A twin-exhaust model for double radio sources", *MNRAS*, 169, 395

Longair et al., 1973, "Models of extended radio sources", *MNRAS*, 164, 243

Scheuer, 1974, "Models of extragalactic radio sources with continuum energy supply from a central object", *MNRAS*, 166, 513

Cap. 20 – Effetti relativistici in sorgenti di radiazione in movimento

Blandford et al., 1977, "Superluminal expansion in extragalactic radio sources", *Nature*, 267, 211

Blandford&Konigl, 1979, "Relativistic jets as compact radio sources", *ApJ*, 232, 34

Cap. 21 – Nuclei radio e radiosorgenti compatte

Referenze Generali

Kellermann&Pauliny-Toth, 1981, "Compact Radio Sources", *ARA&A*, 19, 373

Zensus&Pearson (editori), 1990, "Pc-scale radio jets", Cambridge Univ. Press

Zensus&Kellermann (editori), 1994, "Compact Extragalactic Radio Sources", NRAO workshop

Zensus (editore), 1997, "Parsec-scale jets in extragalactic radio sources", *ARA&A*, 35, 607

Variabilità

van der Laan, 1966, "A model for variable extragalactic radio sources", *Nature*, 211, 1131

Marscher et al., 1979, "Search for X-ray emission from boosting radio sources", ApJ, 233, 498

Pauliny-Toth&Kellermann, 1966, "Variation in the radio-frequency spectra of radiosources ", ApJ, 146, 634

Moti superluminali

Blanford et al., 1977, "Superluminal expansion in extragalactic radio sources", Nature, 267, 211

Blanford&Konigl, 1979, "Relativistic jets as compact radio sources", ApJ, 232, 34

Cohen et al., 1971, "The small-scale structure of radio galaxies and quasi stellar sources", ApJ, 170, 207

Zensus&Pearson (editori), 1987, "Superluminal radio sources", Cambridge Univ. Press

Parametri fisici

Cotton et al., 1980, "The very flat radio spectrum of 0735+178: a Cosmic conspiracy? ", ApJ.L., 238, 123

Ghisellini et al., 1993, "Relativistic bulk motion in Active Galactic Nuclei", ApJ, 407, 65

Maraschi et al., 1992, "A jet model for the gamma-ray emitting blazar 3C279", ApJ.L, 397, 5

Marscher, 1987, "Synchro-Compton emission from superluminal sources", in "Superluminal radio sources", Zensus e Pearson editori, Cambridge Univ. Press

Readhead C.S., "Equipartition brightness temperature and the inverse Compton Catastrophe", 1994, ApJ, 426, 51

Cap. 22 – Getti Radio

Referenze Generali

"Physics of energy transport in extragalactic radio sources", 1984, a cura di Bridle&Eilek, pubblicazione NRAO

"Astrophysical Jets", 1983, a cura di Ferrari&Pacholczyk, Reidel

Ferrari, 1998, "Modelling extragalactic jets", ARA&A., 36, 539

"Jets in Extragalactic Radio Sources", 1993, a cura di Rosen&Meisenheimer, Springer-Verlag

Getti Supersonici

Blanford, 1990, "Physical processes in Active Galactic Nuclei", in "Active Galactic Nuclei", Saas-Fee advanced course n. 20, Springer-Verlag, p.161 item [] Landau&Lifshitz, "Fluid Mechanics", Pargamon Press, cap. 9, § 80

Massaglia et al., 1996, "Dynamical and radiative properties of astrophysical supersonic jets. I. Cocoon morphologies", A&A, 307, 997

Norman et al., 1982, "Structure and dynamics of supersonic jets", A&A, 113, 285

Getti turbolenti con basso numero di Mach

Bicknell, 1984, "A model for the surface brightness in a turbulent low Mach number jet. I.", ApJ, 286, 68

Bicknell, 1986, "A model for the surface brightness in a turbulent low Mach number jet. II. The global energy budget and radiative losses.", ApJ, 300, 591

Cap. 23 – Un modello per l'evoluzione delle radiosorgenti potenti

Baldwin, 1982, in IAU Symp. 87 "Extragalactic Radio Sources",

Scheuer, 1974, "Models of extragalactic radio sources with continuum energy supply from a central object", MNRAS, 166, 513 Reidel, 21

Cap. 24 – Nuclei Galattici attivi (AGN)*Referenze generali*

Blanford et al., 1990, "Active Galactic Nuclei", Saas-Fee Advanced Course n.20, Springer-Verlag

Peterson B.M., "An Introduction to Active Galactic Nuclei", Cambridge University Press

Ulrich et al., 1997, "Variability of active galactic nuclei", ARA&A., 35, 445

Spettro continuo

Begelman, 1994, "Thermal and non-thermal processes in AGN", in "The Physics of Active Galaxies", edito da Bicknell et al., ASP Conference series, N. 54

Malkan&Sargent, 1982, "The ultraviolet excess of Seyfert I galaxies and quasars", ApJ, 254, 22

von Montigny et al., 1995, "High-energy gamma-ray emission from active galaxies and their implications", ApJ, 440, 525

Mushotzky et al., 1993, "X-ray spectra and time variability of Active Galactic Nuclei", ARA&A., 31, 717

Sanders et al., 1989, "Continuum energy distributions of quasars: shapes and origins", ApJ, 347, 29

Righe di emissione

Netzer, 1990, "Emission Lines", in "Active Galactic Nuclei", Saas-Fee Advanced Course, Springer-Verlag, 57

Peterson B.M., "An Introduction to Active Galactic Nuclei", Cambridge University Press, cap. 5 e 6

Weedman, "Quasar Astronomy", Cambridge University Press, cap. 8

Modelli Unificati

Antonucci, 1993, "Unified models for active galactic nuclei and quasars", *ARA&A.*, 31, 473

Barthel, 1989, "Is every quasar beamed?", *ApJ*, 336, 606

Browne, 1983, "Is it possible to turn an elliptical radio galaxy into a BL Lac object?", *MNRAS*, 204, p. 23

Urry&Padovani, 1998, "Unufied Schemes for Radio Loud Active Galacric Nuclei", *PASP*, 107, 803

Cap. 25 – Le Quasar*Referenze Generali*

Peterson B.M., "An Introduction to Active Galactic Nuclei", Cambridge University Press

Righe di assorbimento e effetto Gunn-Peterson

Peterson B.M., "An Introduction to Active Galactic Nuclei", Cambridge University Press, cap. 12

Rauch M., 1998, "The Lyman Alpha Forest", *ARA&A*, 36, 267

Lenti Gravitazionali

Hewitt, 1996 "Gravitational lenses", in "Extragalactic Radio Sources", IAU Symp. 175,a cura di Ekers et al., Kluwer, p. 105

Cap. 26 – Origine dell'energia negli AGN – Buchi neri*Modelli di produzione di energia*

Rees, 1984, "Black Hole models for Active Galactic Nuclei", *ARA&A.*, 22, 471

Shapiro&Teukolski, "Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars: the Physics of Compact Objects", Wiley Interscience, New York, cap. 12

Accrescimento su oggetti collassati

Longair, 1981, *High Energy Astrophysics*, Cambridge Univ. Press, cap. 16

Treves et al., 1988, "Some elements of the theory of accretion", *PASP*, 100, 427

Ricerca di Buchi Neri

Eckart&Genzel, 1996, "Observations of stellar proper motions near the galactic center", *Nature*, 383, 415

Ferrarese&Ford, 2005, *Sp.Sc.Rev.*, 116, 523

Kormendy&Richstone, 1995, "The search for supermassive black holes in galactic nuclei", ARA&A., 33, 581

Miyoshi et al., 1995, "Zooming in on a Black Hole", Nature, 373, 127

Cap. 27 – Mini-quasar galattiche

Abell&Margon, 1979, "A kinematic model for SS433", Nature, 279, 701

Fender et al., 1997, "The radio jet X-ray binaries", Vistas in Astronomy, Vol. 41, 3

Fender&Belloni, 2004, ARA&A, 42, 317

Margon, 1984, "Observations of SS433", ARA&A., 22, p. 507

Mirabel et al., 1992, "A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E1740.7-2942", Nature, 358, 215

Mirabel&Rodriguez, 1994, "A superluminal source in the Galaxy", Nature, 282, 46

Cap. 28 – Radioastronomia e Cosmologia

I modelli cosmologici

Sandage A., 1988, ARA&A, "Observational Tests of World Models", 26, 561

Carrol&Press, 1992, "The Cosmological Constant", ARA&A, 30, 499

Evoluzione cosmologica delle radiosorgenti

"Galactic and Extragalactic Radioastronomy", a cura di Verschuur&Kellermann, Springer-Verlag, Cap. 15

Fomalont, 1996, "The radio sky at μ Jansky level", IAU Symp. 175, Ekers et al. editori, Kluwer, 555

Meisenheimer et al., 1996, "High redshift radio galaxies", in "Extragalactic radio Sources", IAU Symp. 175, Ekers et al. editori, Kluwer, p. 571

Schmidt, 1968, "Space distribution and luminosity functions of quasi stellar radio sources", ApJ, 151, 393

Wall, 1996, "Space distribution of radio source populations", in "Extragalactic radio Sources", IAU Symp. 175, Ekers et al. editori, Kluwer, p. 547

Radiazione Cosmologica di fondo

"Galactic and Extragalactic Radioastronomy", a cura di Verschuur&Kellermann, Springer-Verlag, Cap. 15

Boesgard&Steigman, 1985, "Big Bang Nucleosynthesis: Theories and observations", ARA&A, 23, 319

Dicke et al., 1965, "Cosmic black-body radiation", ApJ, 142, 414

Longair, 1984, "The Physics of the background radiation", in "The deep Universe", Saas-Fee Advanced Course n.23, Spinger, 317