

A.A. 2007-2008

P. Monaco

Introduzione all'astrofisica

Dispense del corso tenuto presso l'Università di Trieste, corso di studi triennale in fisica.

La versione html di questo testo, completa di link alle figure, si trova su

<http://physics.infis.univ.trieste.it/~monaco/>



Figura di copertina: fusione di due galassie vista da Hubble Space Telescope.



Il testo di quest'opera è pubblicato sotto una Licenza Creative Commons.

Indice

1	Misure Astronomiche	5
1.1	Coordinate celesti (1h – F)	6
1.2	Magnitudini (1h – F)	10
1.3	Spettri, righe spettrali (2h – F)	14
1.4	Misure di temperatura, massa, raggio e velocità stellari (1h – F)	22
1.5	La misura delle distanze in astronomia (1h – F)	26
1.6	Telescopi e astronomie (2h – F)	30
2	Le Stelle	43
2.1	Classificazioni, diagramma di Hertzsprung-Russell (1h – F)	43
2.2	Le equazioni della struttura stellare (3h – F)	49
2.3	Processi nucleari e nucleosintesi stellare (1h – F)	57
2.4	Neutrini solari ed eliosismologia (1h – A)	63
2.5	La pressione degli elettroni degeneri e la pressione di radiazione (2h – F)	67
2.6	Evoluzione stellare (2h – A)	72
2.7	Gli stadi finali di una stella (2h – F)	80
3	Le Galassie	87
3.1	Il mezzo interstellare (1h – A)	87
3.2	Formazione stellare (1h – A)	95
3.3	La Via Lattea (1h – F)	99
3.4	Classificazione morfologica di Hubble (1h – F)	104
3.5	Proprietà strutturali e materia oscura (1h – A)	111
3.6	I nuclei galattici attivi (3h – F)	116
4	Cosmologia	131
4.1	La scala delle distanze cosmiche e l'espansione di Hubble (2h – F)	132
4.2	I modelli di Friedmann-Robertson-Walker (3h – F)	138
4.3	Le supernove lontane e la costante cosmologica (1h – A)	147
4.4	Il fondo cosmico nelle microonde (2h – A)	152
4.5	Il primo Universo (1h – A)	160
4.6	Bariogenesi e nucleosintesi primordiale (1h – F)	165
5	Cosmogonia	171
5.1	La struttura a grande scala dell'Universo (1h – F)	171
5.2	Le galassie ad alto redshift (1h – A)	180
5.3	Il modello di materia oscura fredda (2h – F)	189
5.4	Osservazioni dell'Universo buio (1h – F)	197
5.5	Fiammate di raggi gamma (1h – A)	203

6	Pianeti	207
6.1	Esopianeti (2h – A)	207
6.2	Il sistema solare e la vita nell’Universo (2h – A)	219

Capitolo 1

Misure Astronomiche

♣ La differenza principale tra l'astrofisica e le altre scienze fisiche è **l'impossibilità di fare esperimenti** sugli astri. In astrofisica l'esperimento è sostituito dall'osservazione dei corpi celesti tramite telescopi. Le quantità direttamente osservabili sono quindi la posizione dei corpi e la luce che questi emettono in tutte le bande elettromagnetiche (più altri tipi di radiazione, come neutrini, raggi cosmici o onde gravitazionali).

♣ Un'ulteriore difficoltà risiede nel rapporto tra i **tempi scala** caratteristici dell'evoluzione degli oggetti astrofisici e i tempi scala umani, che sono molto più brevi. Nella maggiorparte dei casi gli oggetti che osserviamo ci appaiono immobili e stabili per tempi scala fino all'ordine delle centinaia di anni.

♣ Lo studio dell'evoluzione dei corpi celesti è quindi basato sull'**osservazione** di molti oggetti in fasi evolutive diverse, nell'ipotesi che i vari oggetti siano realizzazioni diverse dello stesso sistema fisico. Come vedremo, questa ipotesi funziona bene nel caso delle stelle, mentre richiede molto approfondimento nel caso delle galassie.

♣ Lo studio dell'Universo presenta caratteristiche ancora diverse. Siccome la velocità della luce non è infinita, gli oggetti più lontani sono osservati come erano al momento dell'emissione della luce. **Più si va lontano nello spazio, più si osserva indietro nel tempo.** Questo ci dà la possibilità di osservare in modo diretto l'Universo quando era giovane, e quindi di studiarne l'evoluzione. Spingendoci indietro nel tempo, arriviamo ad un'epoca, detta "della ricombinazione", in cui l'universo era opaco alla radiazione. Di quest'epoca, risalente a circa 13.7 miliardi di anni fa e avvenuta circa 380,000 anni dopo il "big bang", possiamo osservare il fondo cosmico nelle microonde, la radiazione più antica osservabile oggi.

♣ Per l'impossibilità di studiare oggetti singoli durante la loro evoluzione, e per l'impossibilità di semplificare i sistemi in esame, l'astrofisica può essere vista come un campo privilegiato dello studio dei **sistemi complessi**. L'astrofisica non si pone come scopo quello di studiare singoli astri nei minimi dettagli (a parte il Sole!), ma di studiare e capire le grandi regolarità riscontrate in grandi gruppi (**popolazioni**) di oggetti ritenuti simili, come le stelle o le galassie. Infatti, concetti come quello di popolazione stellare sono stati introdotti negli anni '40, ben prima dello sviluppo dello studio dei sistemi complessi propriamente detti, come per esempio le popolazioni biologiche.

♣ Di conseguenza **l'astrofisica non è una scienza di alta precisione**. Spesso misure considerate affidabili hanno errori del 10–20%, mentre molte quantità importanti sono stimate solo come ordine di grandezza.

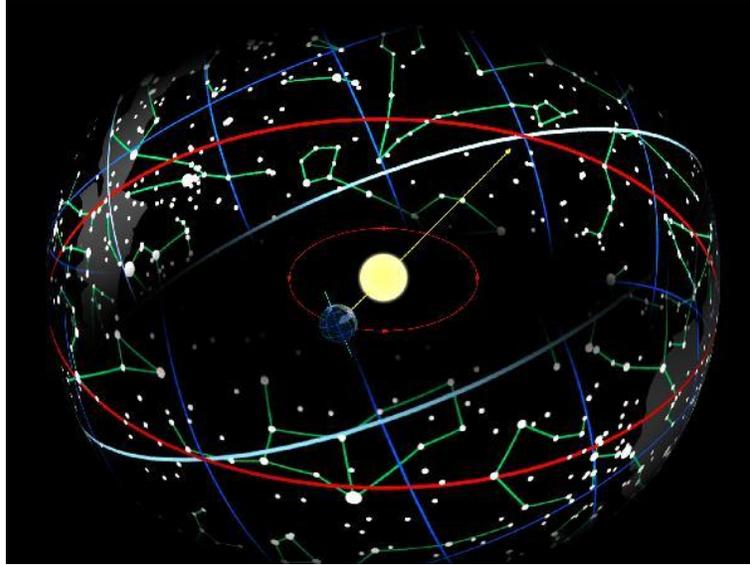


Figura 1.1: Punto gamma dell'equinozio di primavera. Fonte: Wikipedia.

1.1 Coordinate celesti (1h – F)

♣ La posizione di una stella, o di un astro in genere, sulla volta celeste viene quantificata utilizzando un **sistema di coordinate sferiche**. Per costruire un sistema di coordinate celesti c'è bisogno di:

- un osservatore, o meglio un telescopio;
- un piano di riferimento passante per il punto occupato dal telescopio, che definisca l'orizzontale e la verticale;
- una direzione di riferimento sul piano orizzontale, ed un senso di rotazione.

In questo modo ogni punto della volta celeste è identificato da due angoli, l'altezza sul piano orizzontale (da -90° a 90°) e l'angolo tra la proiezione verticale del punto sul piano orizzontale e la direzione di riferimento (da 0° a 360°), misurato nel senso di rotazione convenuto (orario o antiorario). Vale la pena di ricordare che questi sistemi di coordinate, analogamente al sistema di longitudine e latitudine terrestre, sono singolari ai poli.

♣ **Il sistema altazimutale.** La scelta più naturale è quella di identificare il piano orizzontale con quello perpendicolare alla direzione del campo gravitazionale terrestre locale (la verticale per definizione), e la direzione privilegiata come quella di un punto cardinale, tipicamente il nord. L'angolo tra la stella e il piano orizzontale viene chiamato **altezza a** , quello tra la direzione della stella e il nord **azimut A** , il quale viene misurato in senso orario (da nord verso est). Il vantaggio di un tale sistema è la facilità con cui questo si definisce localmente. Lo svantaggio sta nel fatto che le coordinate dipendono dalla posizione sulla superficie terrestre. Inoltre, a causa della rotazione terrestre, tutti gli astri si muovono durante la notte, e quindi le posizioni dipendono, in maniera non del tutto banale, anche dall'ora di osservazione.

♣ **Il sistema equatoriale.** Allineando il piano orizzontale con l'equatore terrestre, ovvero con la proiezione di questo sulla volta celeste (detta **equatore celeste**), si ottiene il sistema

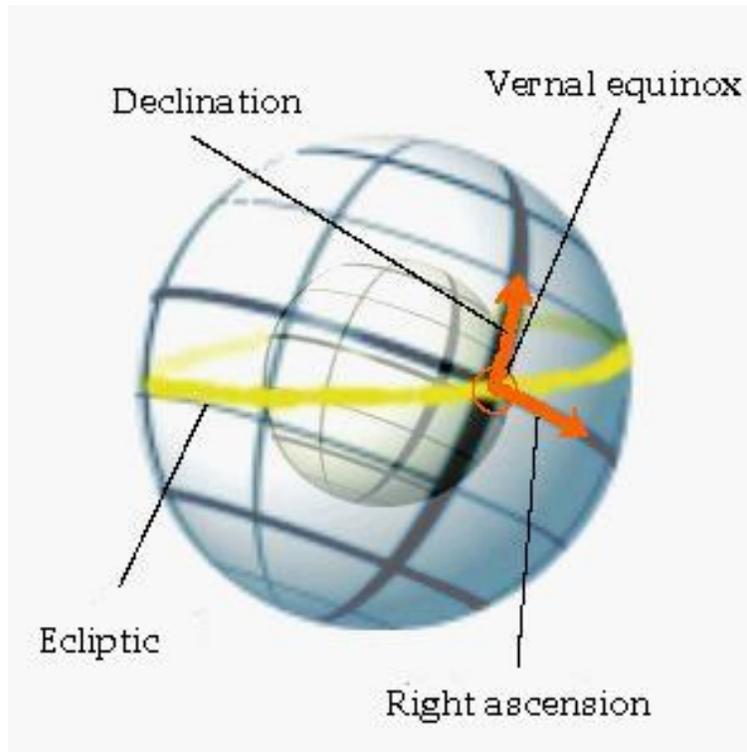


Figura 1.2: Coordinate equatoriali misurate sulla volta celeste. Fonte: Wikipedia.

equatoriale. In questo caso la direzione di riferimento viene presa come una delle due intersezioni dell'eclittica (la traiettoria apparente del Sole) con l'equatore. Infatti il piano dell'orbita terrestre e l'equatore sono inclinati di circa 23.5° , e quindi l'equatore celeste e l'eclittica si intersecano in due punti precisi, che corrispondono ai due equinozi. Come punto di riferimento viene preso l'equinozio di primavera (21 marzo; figura 1.1), che viene chiamato punto γ , poiché ai tempi dei Babilonesi questo punto stava nella costellazione dell'ariete, simboleggiata da una gamma. L'altezza della stella sul piano equatoriale viene chiamata **declinazione** δ , e viene misurata in gradi (da -90 a 90); l'angolo tra la direzione della stella e il punto γ viene chiamata **ascensione retta** α , e viene misurata in ore (da 0 a 24), in direzione est (figura 1.2). Il vantaggio del sistema equatoriale risiede nella sua indipendenza dalla posizione sulla superficie terrestre. Inoltre, montando il telescopio in modo che il suo asse di rotazione sia perpendicolare all'equatore il moto apparente delle stelle viene corretto con una sola rotazione. Lo svantaggio è che, a causa della precessione degli equinozi, la posizione del piano equatoriale, e quindi del punto γ , cambia nel tempo. Di solito si correggono le posizioni osservate in modo da riferirle alla posizione nell'anno 2000.

♣ **Coordinate galattiche e supergalattiche.** Il disco della Galassia è ben visibile (di taglio) nel cielo come una striscia di luminosità diffusa, chiamata dai greci via lattea (o *galactos*, di latte, da cui Galassia; figura 1.3). Può essere comodo allora riferirsi ad un sistema in cui il piano orizzontale è allineato col piano galattico, e la direzione di riferimento è quella del centro della galassia. Si definiscono così **longitudine** e **latitudine galattica**, chiamate l e b e misurate in gradi. Questo sistema è molto utile sia per la descrizione della Galassia che per quello delle galassie esterne, visto che la Via Lattea impedisce l'osservazione di galassie esterne in un'ampia striscia con $|b| < 10^\circ - 20^\circ$. Alternativamente, si può allineare il piano di riferimento con la struttura a grande scala del nostro Universo vicino, il cosiddetto **piano supergalattico**; si ottengono così le coordinate supergalattiche, utili per lo studio dell'Universo vicino.

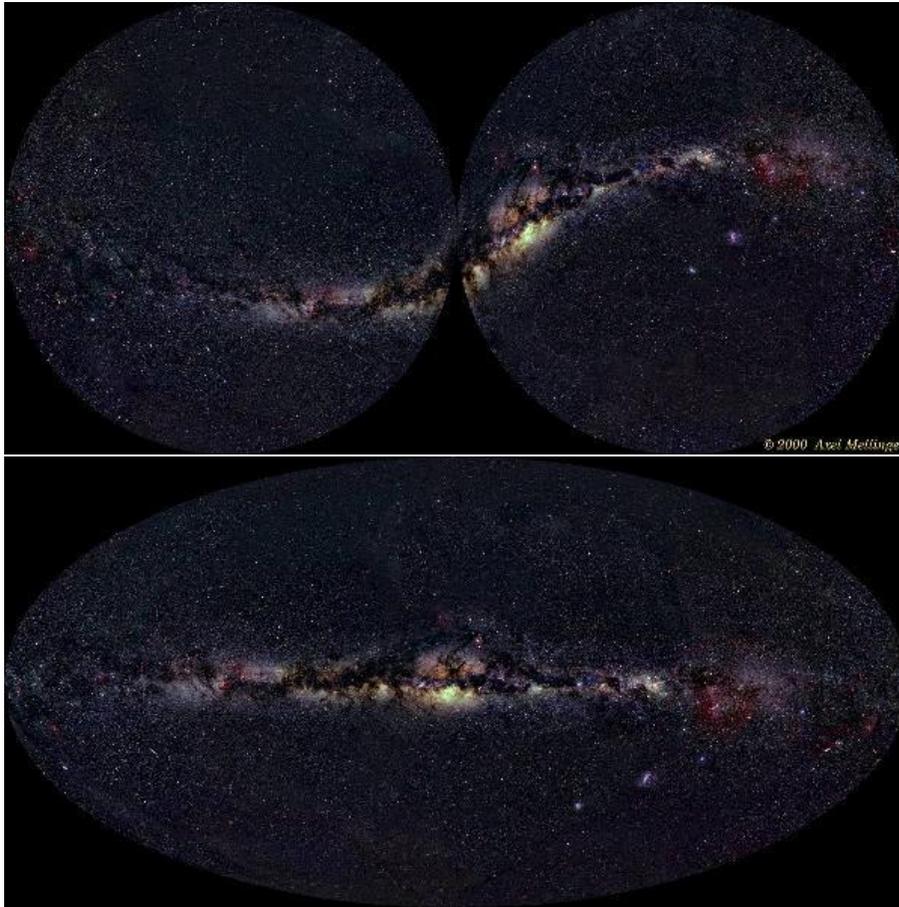


Figura 1.3: La via lattea in coordinate equatoriali e galattiche. Fonte: Axel Mellinger.

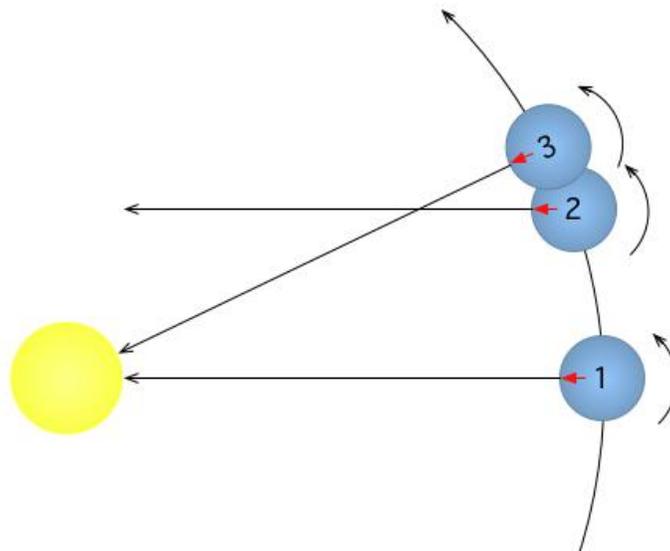


Figura 1.4: Differenza tra giorno solare e giorno siderale. Fonte: Wikipedia.

♣ La misura del tempo in astronomia presenta un aspetto peculiare. La durata del **giorno siderale**, cioè il tempo necessario alla Terra per compiere un giro intero **rispetto alle stelle fisse**, è minore del giorno solare di circa 4 minuti. Questo è dovuto alla combinazione della rotazione della Terra attorno a sé stessa e attorno al Sole: dopo un giro di 360° la posizione apparente del Sole si è spostata di circa $360/365.25$ gradi, corrispondente appunto a 4 minuti (figura 1.4). La mezzanotte siderale viene definita come la culminazione del punto γ . Per le misure astronomiche è conveniente lavorare in termini di giorno siderale, e questo richiede appositi orologi di precisione.

1.2 Magnitudini (1h – F)

♣ Tipicamente, un telescopio con uno specchio (o lente) di superficie S , puntato su un astro, raccoglie in un tempo δt ¹ luce per un'energia δE . Il rivelatore (lastra fotografica, contatore di fotoni, *Charge Coupled Device* o CCD, bolometro etc.) sarà tipicamente **sensibile ad una banda ristretta dello spettro elettromagnetico**, in un intervallo (non necessariamente piccolo) $\Delta\lambda$ di lunghezza d'onda (o $\Delta\nu$ di frequenza) centrato su λ_0 (o ν_0).

♣ Il **flusso in una generica banda** raccolto da un telescopio puntato su un astro si definisce come l'energia raccolta per unità di tempo ed unità di superficie da un rivelatore sensibile in quella banda:

$$f_{\text{banda}} = \frac{\delta E}{S \delta t}. \quad (1.1)$$

È da notare come in astrofisica di solito si usi il sistema cgs (con alcune eccezioni, come la radioastronomia); in questo caso il flusso verrà misurato in $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, oppure, nel SI, in W m^{-2} .

♣ Alternativamente è utile definire il **flusso monocromatico**, ricevuto in un piccolo intervallo di lunghezze d'onda $\delta\lambda$ centrato su λ :

$$f_{\lambda} = \frac{\delta E}{S \delta t \delta \lambda}. \quad (1.2)$$

Le unità in cgs saranno $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$. Analoga definizione vale per il flusso f_{ν} , riferito ad un intervallo di frequenza $\delta\nu$. Notare che la quantità f_{λ} si riferisce al flusso che misurerebbe uno strumento efficiente al 100% alla lunghezza d'onda λ .

♣ In astronomia ottica si usa misurare la **lunghezza d'onda** in Angstrom (\AA), anche se non è raro trovarla in μm o in nm. A lunghezze d'onda maggiori, come nel radio, si usa anche la frequenza, in unità di Hz e dei suoi multipli, mentre a piccolissime lunghezze d'onda si usa l'energia associata al fotone, $E = h\nu$, in unità di eV e dei suoi multipli.

♣ Chiamiamo $s_{\text{banda}}(\lambda)$ la **funzione risposta di un certo rivelatore**, ovvero la frazione di energia che il rivelatore è capace di assorbire ad ogni lunghezza d'onda. Nel caso ideale, per un rivelatore sensibile nella banda $\Delta\lambda$ centrata su λ_0 avremo $s_{\text{banda}}(\lambda) = 1$ se λ è nell'intervallo $[\lambda_0 - \Delta\lambda/2, \lambda_0 + \Delta\lambda/2]$, 0 altrimenti. In casi più realistici, $s_{\text{banda}}(\lambda)$ ha un andamento continuo, e non assume mai il valore 1. La relazione tra il flusso nella banda f_{banda} ed il flusso monocromatico f_{λ} è:

$$f_{\text{banda}} = \int_0^{\infty} f_{\lambda}(\lambda) s_{\text{banda}}(\lambda) d\lambda \quad (1.3)$$

♣ Nell'ottico, le bande più usate per la misura dei flussi sono quelle del **sistema UBVRI**. La figura 1.5 mostra le funzioni di risposta per le cinque bande, arbitrariamente normalizzate a uno al picco. Queste vanno dall'ultravioletto vicino (U) al blu (B), visibile (V), rosso (R) e vicino infrarosso (I). La serie continua nel vicino infrarosso con le bande JHKLMNQ.

¹Indichiamo con δx una variazione piccola della quantità x , con Δx una variazione non necessariamente piccola.

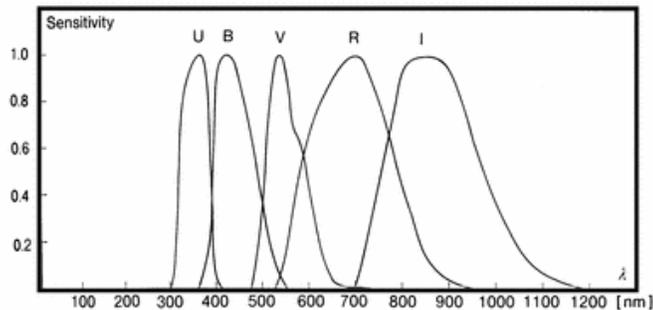


Figura 1.5: Sistema di bande UBVR. Fonte: M. Rieke.

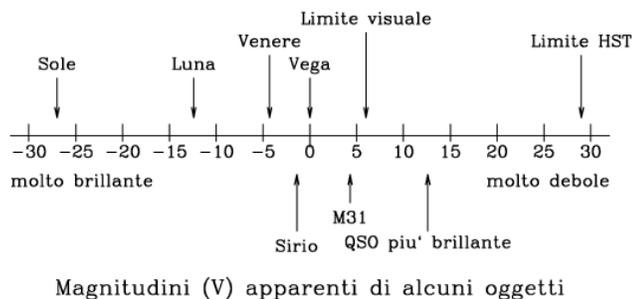


Figura 1.6: Fonte: produzione propria.

♣ Di fatto la curva di risposta di uno strumento $s_{\text{banda}}(\lambda)$ non è facile da determinare, in quanto dipende da (1) l'assorbimento atmosferico, che a sua volta dipende dalla notte e dall'altezza dell'astro, (2) l'assorbimento delle ottiche del telescopio, (3) la risposta del filtro, (4) l'efficienza del rivelatore. Si usa quindi calibrare notte per notte le osservazioni su una serie di **stelle standard**, il cui flusso è noto da osservazioni precedenti. Per questo motivo le curve di risposta date in figura 1.5 sono normalizzate in modo da valere uno al picco; il valore dell'altezza è irrilevante nel momento in cui la misura è calibrata su una stella standard.

♣ In astronomia ottica è d'uso misurare i flussi in termini di **magnitudini**. Questa misura fu introdotta da Ipparco, il quale classificò ad occhio le stelle, catalogandole secondo la loro luminosità apparente come stelle di grandezza (o magnitudine, appunto) dalla prima alla sesta. Constatato che la differenza di flusso tra una stella di prima e di sesta magnitudine era di circa due ordini di grandezza, la definizione qualitativa di Ipparco fu quantificata da Norman Pogson nel 1854. Per due stelle che in una certa banda hanno flussi f_1 ed f_2 si ha:

$$m_1 - m_2 = 2.5 \text{Log} \frac{f_2}{f_1} \quad (1.4)$$

È da notare che a magnitudine maggiore corrisponde flusso minore. Le magnitudini misurano rapporti tra flussi di due oggetti celesti; la magnitudine 0 è definita come la magnitudine apparente in banda visuale V della stella Vega². Per questa banda si ha che $f_0 = 3.03 \times 10^{-6} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ o $3.03 \times 10^{-9} \text{ W m}^{-2}$ (vedi anche l'esercizio 1 per la sezione 1.2). La figura 1.6 riporta le magnitudini apparenti di alcuni oggetti tipici; il rapporto tra il flusso del Sole e della stella o galassia più debole osservata oggi è di più di 55 magnitudini, corrispondente a quasi 23 ordini di grandezza!

²Nel cosiddetto sistema Vega, questa stella ha magnitudine 0 in ogni banda.

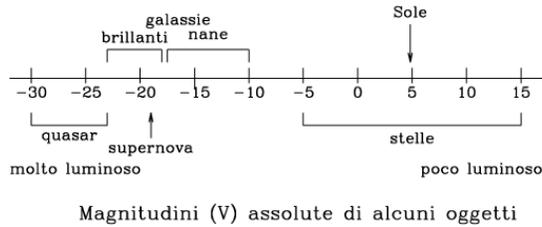


Figura 1.7: Fonte: produzione propria.

♣ Si definisce **indice di colore** per un astro il rapporto tra i flussi misurati in due bande diverse. Normalmente viene espresso come differenza tra due magnitudini, per esempio $B - V$ o $V - I$, dove B , V ed I sono le magnitudini nelle rispettive bande B, V ed I.

♣ La **luminosità** di un astro, in una certa banda, è definita come l'energia isotropicamente emessa dall'astro, per unità di tempo, in fotoni che cadono in quella banda. Se l'oggetto è ad una distanza d dall'osservatore (dalla Terra), il rapporto tra luminosità e flusso in banda è:

$$f_{\text{banda}} = \frac{L_{\text{banda}}}{4\pi d^2} \quad (1.5)$$

È importante notare come una stima della luminosità dell'oggetto richieda una conoscenza non solo del flusso osservato ma anche della distanza dello stesso.

♣ La luminosità di un astro emessa su tutto lo spettro elettromagnetico viene chiamata **luminosità bolometrica**, ed ha una grande importanza per la modellistica degli oggetti. Bisogna tuttavia tenere conto che una stima della luminosità bolometrica richiede la conoscenza della luminosità dell'oggetto su tutte le bande, dal radio al gamma, cosa che per alcuni oggetti come i nuclei galattici attivi non è del tutto banale.

♣ Per misurare la luminosità ottica degli astri si usano le cosiddette **magnitudini assolute**. La magnitudine assoluta di un oggetto è definita come la magnitudine apparente che l'oggetto avrebbe se fosse ad una distanza di 10 parsec³ (pc). Per esempio, la magnitudine assoluta del Sole (sistema Vega) in banda blu B è 5.48, in banda V 4.84, quella bolometrica 4.67. Se quindi d è la distanza dell'oggetto in pc, ed m è la sua magnitudine apparente in una certa banda, la magnitudine assoluta M (nella stessa banda) è:

$$M = m - 5 \text{Log } d + 5 \quad (1.6)$$

Spesso la quantità $5 \text{Log } d - 5$ viene chiamata modulo di distanza ed indicata con la lettera μ . La figura 1.7 riporta i valori tipici di magnitudine V assoluta di alcune classi di oggetti.

♣ Esattamente la stessa definizione viene usata per la **magnitudine assoluta delle galassie**, anche se viene difficile pensare di mettere una galassia alla distanza di 10 pc dal Sole! In questo modo (figura 1.7) una galassia può avere magnitudine assoluta dell'ordine di -20 o minore. Un quasar molto brillante (uno degli oggetti più brillanti a noi noti) a sua volta può avere magnitudine fino a -30 .

♣ Per un corpo esteso come una galassia o come il disco del Sole si può definire la **brillanza superficiale** come il flusso misurato da un telescopio per unità di angolo solido. In questo caso

³Questa unità di misura verrà definita nella sezione 1.5

la quantità osservata viene tipicamente data, nell'ottico, in magnitudini per arcosecondo quadro. Per esempio, il disco di una galassia a spirale nelle sue parti esterne ha una brillantezza superficiale apparente dello stesso ordine della tenue luminosità di fondo emessa dal cielo, che nella banda B è di $\sim 22.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$.

♣ Infine diamo la definizione di **intensità specifica monocromatica** I_λ : questa indica l'energia δE , in fotoni di lunghezza d'onda in un intervallo centrato su λ e di ampiezza $\delta\lambda$, che attraversano in un intervallo di tempo δt un elemento di superficie δS , proveniendo da un angolo solido $\delta\Omega$:

$$I_\lambda = \frac{\delta E}{\delta\Omega \delta\lambda \delta S \delta t} \quad (1.7)$$

Questa sarà misurata in $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, o equivalenti unità nel SI. Il flusso monocromatico attraverso l'elemento di superficie δS si ottiene integrando l'intensità specifica monocromatica I_λ su tutto l'angolo solido.

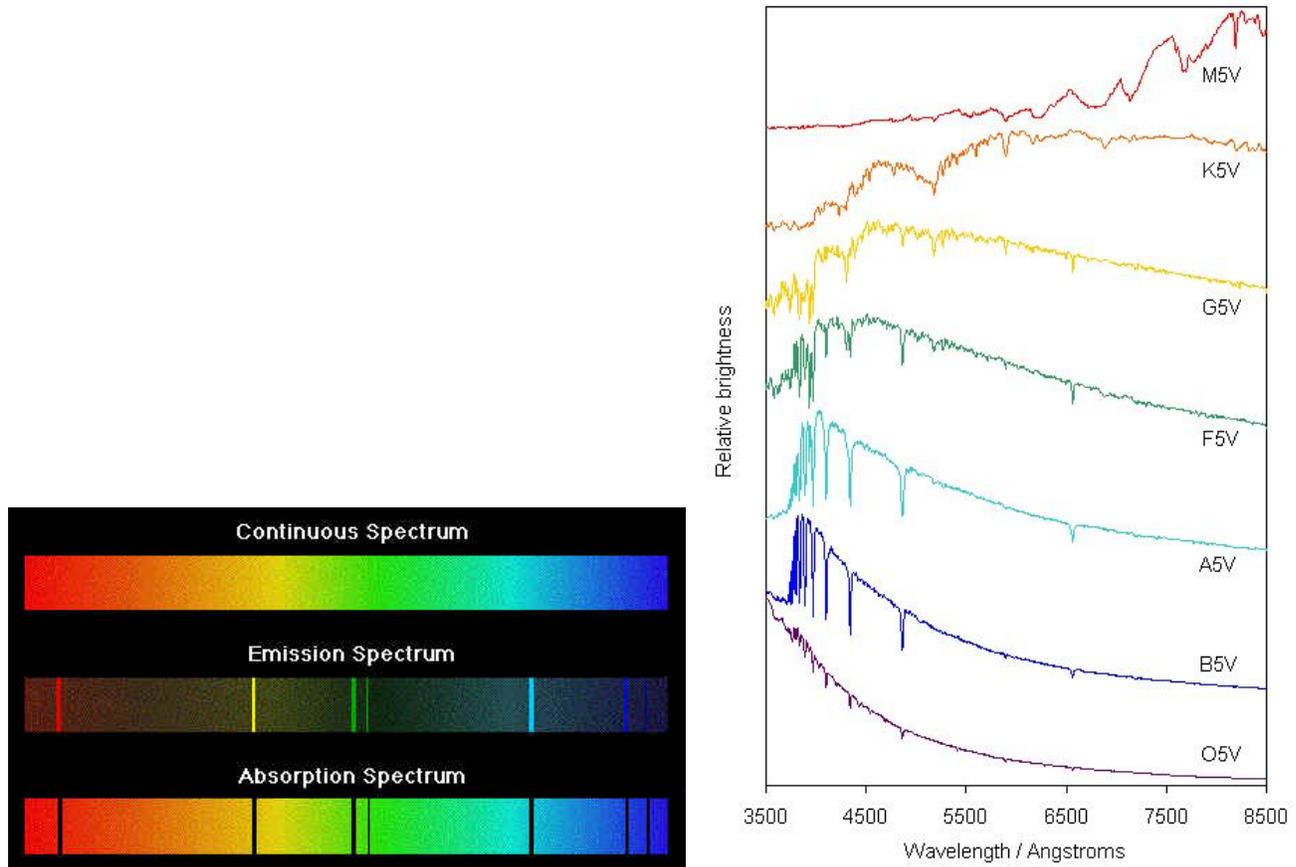


Figura 1.8: Spettri continui e righe di assorbimento o di emissione. Spettri stellari. Fonte: M Rieke; Jodrell Bank Observatory.

1.3 Spettri, righe spettrali (2h – F)

♣ Lo **spettro della radiazione elettromagnetica** emessa da un corpo celeste, quantificato da f_λ o f_ν , contiene molta più informazione rispetto ai flussi in banda, che sono quantità integrate (vedi equazione 1.3).

♣ In uno spettro si distinguono tipicamente una **componente continua** ed un insieme di **righe spettrali**, in assorbimento o in emissione (figura 1.8).

♣ Lo spettro continuo di una stella nelle bande ottiche e vicine IR e UV (figura 1.8) è di solito molto simile allo **spettro di un corpo nero**. Un corpo nero è definito come un corpo a temperatura uniforme, in cui **la radiazione è in equilibrio termodinamico con la materia**. Ottimi esempi di corpo nero sono la luce che esce da una fessura nella parete di un forno, oppure quella emessa da un carbone ardente. L'intensità specifica, monometrica di un corpo nero dipende solo dalla sua temperatura, e viene indicata col simbolo B_λ :

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1} \quad (1.8)$$

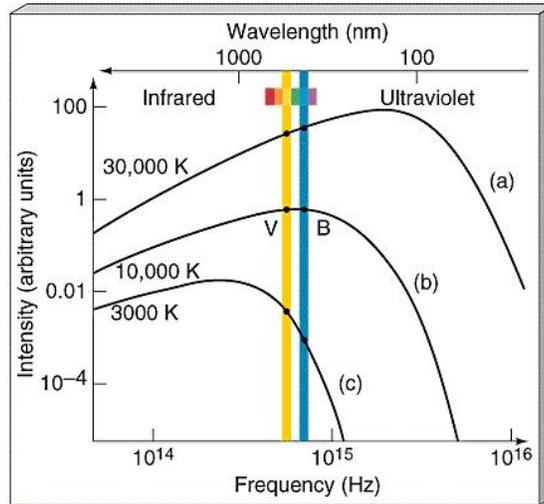


Figura 1.9: Spettro di corpo nero. Fonte: A. Frank.

Il picco dell'emissione segue la cosiddetta **legge dello spostamento di Wien**:

$$\lambda_{\text{picco}} \simeq 1\mu\text{m} \frac{(2900\text{K})}{T} \quad (1.9)$$

Lo spettro di un corpo nero è mostrato in figura 1.9.

♣ La componente continua dà informazioni sui **meccanismi di emissione della luce**. Per esempio, un continuo di corpo nero indica emissione termica da parte di un corpo in equilibrio termodinamico ed a temperatura costante. Altri meccanismi di emissione continua sono i seguenti.

- **Sincrotrone**: elettroni ultrarelativistici che si muovono in un campo magnetico compiono traiettorie elicoidali, emettendo così luce. Questi elettroni sono emessi da oggetti compatti, come le pulsar (stelle di neutroni in rotazione) o gli AGN (buchi neri supermassicci con accrescimento di materia). Il picco dell'emissione dipende sia dall'energia dell'elettrone che dal campo magnetico.
- **Compton inverso**: gli elettroni relativistici possono anche scontrarsi con fotoni di bassa energia (per esempio quelli del fondo cosmico), rendendoli molto più energetici. Questo meccanismo è responsabile per molti casi di emissione continua ad alte energie.
- **Bremsstrahlung termico** (radiazione di frenamento): detto anche free-free termico, si ha nei plasmi otticamente sottili e caldi. L'emissione è dovuta all'accelerazione degli elettroni nel campo elettrostatico dei nuclei.

♣ La maggiorparte dell'informazione sugli oggetti astrofisici, e specialmente sulla loro composizione, viene comunque dalle **righe di assorbimento o di emissione**.

♣ **Righe di assorbimento** si formano quando uno strato di materia non completamente opaca e non completamente ionizzata viene attraversata da luce (con spettro continuo!) proveniente da una sorgente a temperatura più alta (figura 1.10). A causa della non completa opacità, la radiazione non può andare in equilibrio termodinamico con la materia, e quindi l'emissione non è più di corpo nero. Al contrario, i fotoni della sorgente di fondo interagiscono con gli atomi

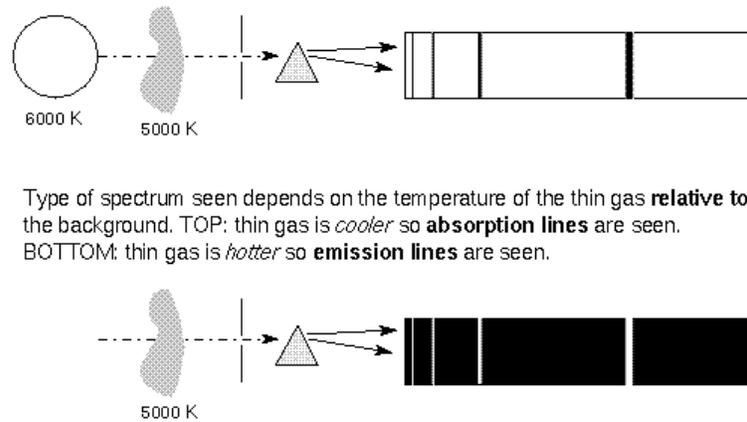


Figura 1.10: Meccanismo per la generazione di righe di assorbimento o emissione. Fonte: M. Rieke.

dello strato di materiale solamente alle lunghezze d'onda corrispondenti a particolari differenze di energia, tali da eccitare elettroni legati. La figura 1.11 riporta le transizioni più importanti nel caso dell'atomo di idrogeno. Perché un fotone sia assorbito è necessaria la presenza di un numero sufficiente di atomi nel giusto stato di eccitazione.

♣ I meccanismi responsabili per la formazione di righe di assorbimento si possono approssimativamente riunire in due categorie:

- **Assorbimento:** il fotone viene assorbito da un elettrone, che passa ad uno stato eccitato. In condizioni di densità sufficientemente alta, come l'atmosfera di una stella, l'atomo eccitato ha una buona probabilità di urtare presto contro un altro atomo. In questo caso la diseccitazione è collisionale, cioè l'energia dell'elettrone eccitato viene acquisita come energia cinetica dagli atomi che si urtano. Il risultato finale è che i fotoni della lunghezza d'onda corrispondente alla transizione atomica vengono assorbiti, a vantaggio dell'energia termica del gas.
- **Scattering:** l'atomo eccitato da un fotone può comunque diseccitarsi radiativamente, cioè emettendo un altro fotone. Nel caso più semplice in cui il fotone emesso abbia la stessa lunghezza d'onda di quello assorbito, i fotoni vengono riemessi in qualsiasi direzione. Ma siccome la luce viene da una direzione preferenziale, questo corrisponde ad uno sparpagliamento della luce su tutto l'angolo solido, e quindi ad una diminuzione del flusso di fotoni nello spettro osservato. Questo è valido ovviamente anche nel caso in cui la radiazione venga riemessa a lunghezze d'onda maggiori.

♣ Un gas caldo, privo di una sorgente di luce a temperatura maggiore alle sue spalle, emette uno spettro di **righe in emissione** a causa di uno dei seguenti meccanismi:

- **Diseccitazione radiativa:** un atomo eccitato collisionalmente si diseccita emettendo un fotone. Il meccanismo è l'esatto opposto dell'assorbimento appena descritto.
- **Scattering:** il gas è illuminato da una sorgente di luce proveniente da una direzione diversa dalla linea di vista. In questo caso i fotoni deviati dalla loro traiettoria per scattering vengono osservati come righe di emissione.

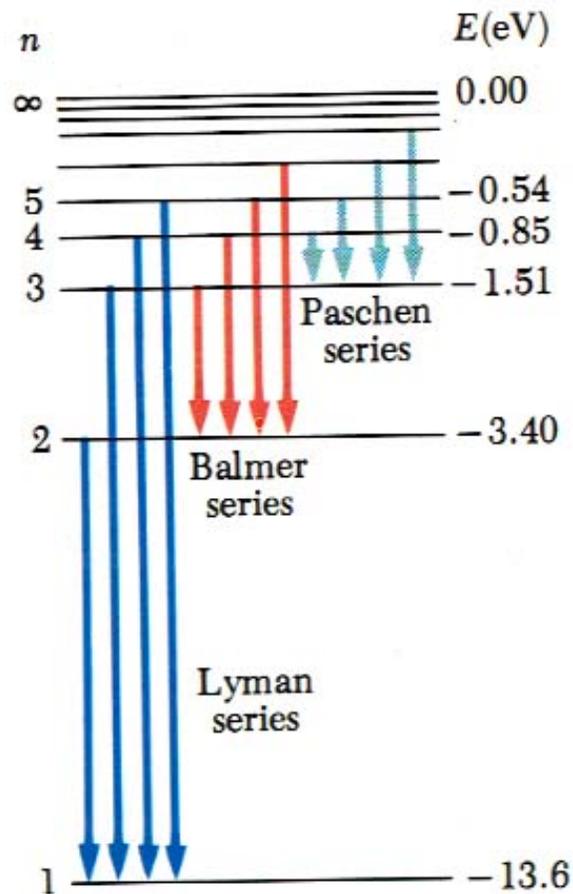


Figura 1.11: Transizioni atomiche per l'atomo di idrogeno. Fonte: A. Frank.

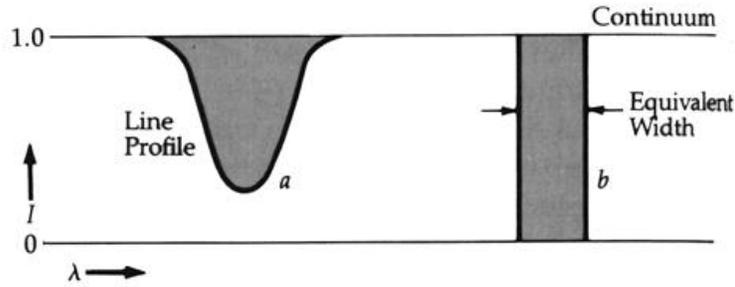


Figura 1.12: Larghezza equivalente di una riga. Fonte: M. Rieke.

- **Fluorescenza:** quando una regione di idrogeno ionizzato (regione *HII*) è sottoposta ad un flusso continuo di fotoni ionizzanti ($\lambda < 912 \text{ \AA}$), la ricombinazione avviene tramite l'emissione di fotoni della serie di Balmer, più un fotone Lyman α per ogni fotone ionizzante. Questo meccanismo verrà studiato in seguito (sezione 3.1). Un analogo meccanismo vale nel caso della ionizzazione di altri atomi.

♣ Il centro di una riga in assorbimento o in emissione corrisponde in genere ad una transizione atomica ben precisa e misurabile in laboratorio. Tipicamente in uno spettro i centri delle righe risultano coerentemente spostati rispetto alla loro posizione di laboratorio di una quantità $\delta\lambda$. Questo effetto è spiegabile in termini di effetto Doppler, e dà la possibilità di stimare la velocità v lungo la linea di vista di qualsiasi astro il cui spettro presenti righe riconoscibili. Se $v \ll c$ si ha:

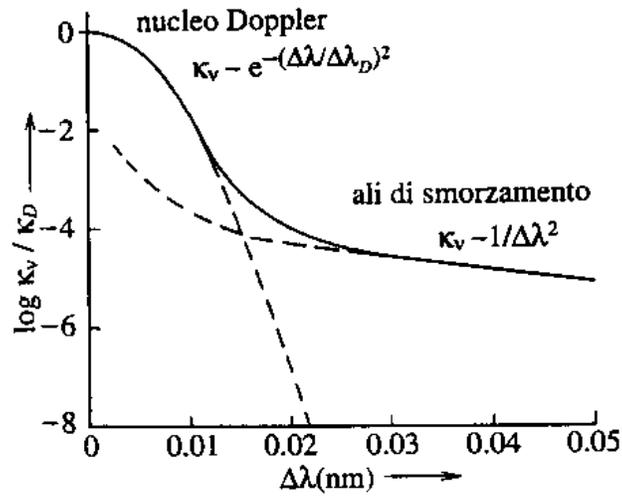
$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \quad (1.10)$$

(c è la velocità della luce). Se lo spostamento è verso il rosso, la quantità $\delta\lambda/\lambda$ viene chiamata (specialmente in ambito extragalattico) **redshift**. Gli spostamenti verso il blu corrispondono a redshift negativi.

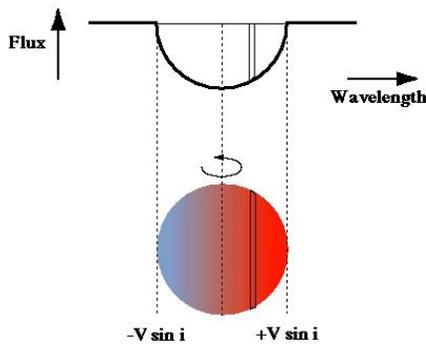
♣ Definiamo la **larghezza equivalente** (EW) di una riga in assorbimento come la larghezza di quella riga che, assorbendo tutti i fotoni in un intervallo $\Delta\lambda$ e nessun fotone al di fuori di esso, produca esattamente lo stesso assorbimento (in termini di energia) della riga in questione (figura 1.12). In questo caso $EW = \Delta\lambda$. Analoga definizione vale per le righe in emissione: si pone EW uguale all'intervallo $\Delta\lambda$ nel quale è necessario raddoppiare i fotoni del continuo in modo da avere lo stesso eccesso di energia.

♣ Malgrado il nome, la larghezza equivalente non dà informazione sulla larghezza della riga. Una riga larga e poco profonda, o una riga stretta e profonda possono assorbire lo stesso numero di fotoni e quindi avere la stessa larghezza equivalente. Per descrivere in maggior dettaglio una riga si deve definire la sua **profondità**, cioè l'assorbimento al massimo, e la sua **larghezza**. Una possibile definizione di quest'ultima è la cosiddetta *Full Width at Half Maximum*, o FWHM, che dà la larghezza totale della riga a metà del massimo di assorbimento o di emissione. Mentre una misura dell'EW di una riga è possibile anche con spettri di modesta risoluzione, una stima di profondità e larghezza di una riga richiede spettri di ottima qualità.

- ♣ I principali meccanismi che contribuiscono ad allargare una riga sono i seguenti:
 - **Allargamento naturale:** anche in condizioni ideali una riga non può mai avere larghezza nulla a causa del principio di indeterminazione di Heisenberg. Questo porta allo sviluppo di



Rotational Broadening of Photospheric Absorption Lines



Formation of a P-Cygni Line-Profile

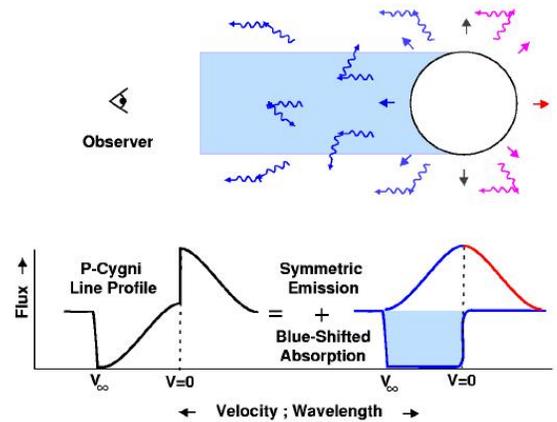


Figura 1.13: Meccanismi di allargamento di riga: naturale, Doppler, rotazione, vento stellare (P-Cygni). Fonte: A. Braccesi, Stanley P. Owocki.

ampie **ali di smorzamento**⁴, come mostrato in figura 1.13. Questo allargamento diventa molto evidente nelle righe più profonde.

- **Allargamento termico:** in un gas a temperatura T gli atomi di massa Am_p (dove m_p è la massa del protone e A è il peso atomico) si muovono lungo la linea di vista a velocità $v \sim \sqrt{kT/Am_p}$. La lunghezza d'onda delle transizioni atomiche va riferita al sistema di riferimento dell'atomo; di conseguenza i fotoni sia assorbiti che emessi avranno una lunghezza d'onda diversa per effetto Doppler. Per una distribuzione Maxwelliana la riga acquisirà un profilo Gaussiano (figura 1.13), di ampiezza data dall'equazione 1.10, dove v è la velocità termica riportata sopra. Per esempio, per un atomo di idrogeno ($A = 1$) a temperatura di 5,800 K (superficie del Sole) si avrà $\delta\lambda/\lambda = 2.3 \times 10^{-5}$.
- **Allargamento collisionale o per pressione:** si ha per effetto della perturbazione degli atomi durante l'emissione di un fotone; dipende dalla pressione del gas, ed è dominante nei gas relativamente densi, come le atmosfere stellari. La sua modellistica, per nulla semplice, è un elemento fondamentale per la teoria delle atmosfere stellari.
- **Micro- e macro-turbolenza:** i moti turbolenti possono essere confrontabili con quelli termici, sia quelli su piccola scala (microturbolenza) che quelli su grande scala, come i moti convettivi di una stella. Anche in questo caso l'allargamento avviene per effetto Doppler, $\delta\lambda/\lambda = v/c$, dove v stavolta è la velocità tipica dei moti turbolenti.
- **Isotopi, struttura iperfine, effetto Zeeman:** in questi classici casi, noti in fisica atomica, una riga si separa in molte righe vicine, che possono facilmente non essere distinte in uno spettro astrofisico. L'allargamento in questi casi dipende da molti dettagli, tra cui, per l'effetto Zeeman, il campo magnetico.
- **Rotazione stellare:** la rotazione coerente di una stella può contribuire, sempre per effetto Doppler, alla larghezza di una riga. Quando questo meccanismo domina, la riga acquisisce una caratteristica forma concava, mostrata in figura 1.13.
- **Venti stellari:** se la stella emette un forte vento stellare, sarà possibile osservare sia assorbimento spostato verso il blu (da parte del gas che si muove in direzione dell'osservatore) che emissione (da parte del gas che va in altre direzioni). Si crea così un profilo caratteristico, detto P-Cygni, dal nome della stella prototipo (figura 1.13).
- **Moti stellari:** un sistema stellare, come un ammasso stellare o una galassia, nel momento in cui non si risolvono le singole stelle, presenta uno spettro pari alla somma degli spettri di tutte le stelle componenti. La dispersione dei moti stellari contribuisce quindi all'allargamento della riga per effetto Doppler. L'effetto è molto diverso se il moto delle stelle è ordinato, come in una galassia a spirale, o disordinato, come in una galassia ellittica. Questo aspetto verrà approfondito nel capitolo 3.
- **Moti di nubi calde:** nei nuclei galattici attivi e nei quasar si osservano righe in emissione estremamente larghe, provenienti da nubi di gas in moto molto veloce, dell'ordine dei 10,000 km s⁻¹.

♣ Dal punto di vista fisico, la larghezza equivalente di una riga dipende dal numero di atomi assorbitori e dal loro stato di eccitazione e ionizzazione. In linea di principio, dalla larghezza equivalente di una riga è possibile ricavare l'abbondanza dell'elemento chimico responsabile dell'assorbimento o dell'emissione. La quantità fondamentale in questo caso è la **densità di**

⁴Il nome è dovuto al fatto che i primi modelli atomici erano basati sull'oscillatore armonico smorzato.

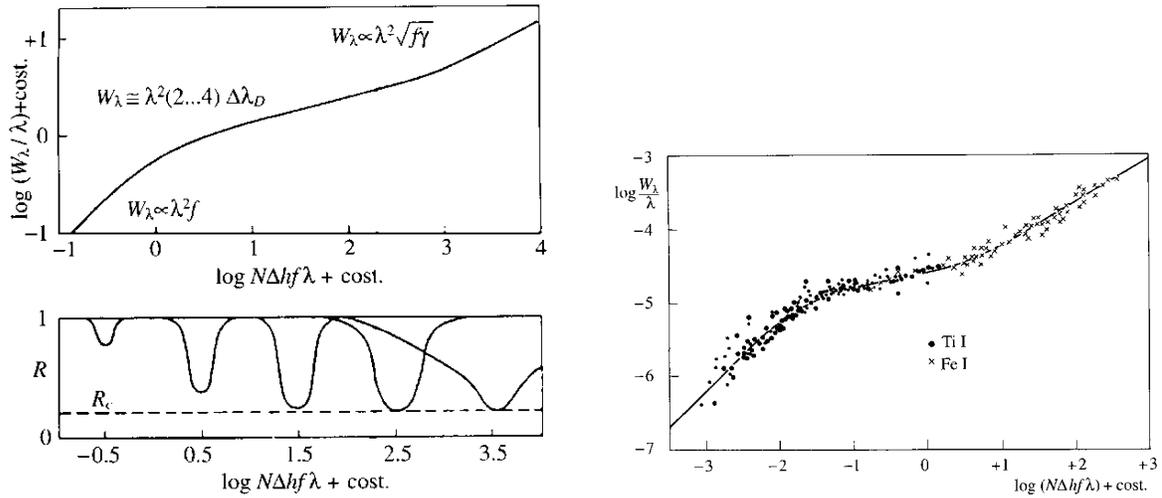


Figura 1.14: Curva di crescita teorica ed osservata (nel Sole). Fonte: A. Braccesi.

colonna degli assorbitori, ovvero il numero di assorbitori per unità di superficie lungo la linea di vista. Quando la densità di colonna è piccola, la profondità della riga è minore di uno, cioè l'assorbimento è parziale a tutte le lunghezze d'onda. In questo caso la larghezza equivalente cresce linearmente con la densità di colonna degli assorbitori. Quando la riga satura, la larghezza equivalente smette di crescere. Successivamente il numero di assorbitori diventa così grande che la riga sviluppa le ali di smorzamento. In questo caso la larghezza equivalente cresce con la radice quadrata del numero di assorbitori. Il grafico della larghezza equivalente in funzione del numero di assorbitori è chiamato **curva di crescita** (figura 1.14), ed è uno strumento fondamentale per la stima delle abbondanze chimiche degli elementi.

♣ Riassumendo, e in parte anticipando alcune discussioni future, dagli spettri, in particolar modo dalle righe spettrali, si possono ricavare molte informazioni, tra cui:

- Meccanismo di emissione, e se questo è termico, temperatura del gas.
- Stato di ionizzazione del gas, e quindi la sua temperatura.
- Velocità dell'astro lungo la linea di vista.
- Velocità di rotazione di una stella.
- Presenza ed entità di venti stellari.
- Campi magnetici sulla superficie di una stella, misurando l'effetto Zeeman.
- Abbondanza dei vari elementi chimici.

Inoltre vedremo in seguito come stimare le seguenti quantità a partire da uno spettro:

- Presenza di stelle binarie.
- Curva di rotazione o di dispersione di velocità di una galassia, e da questa la sua massa.
- Velocità di recessione cosmologica di una galassia, e da questa la sua distanza.
- Presenza di nubi di gas neutro lungo la linea di vista.
- Stato di (re)ionizzazione dell'Universo.

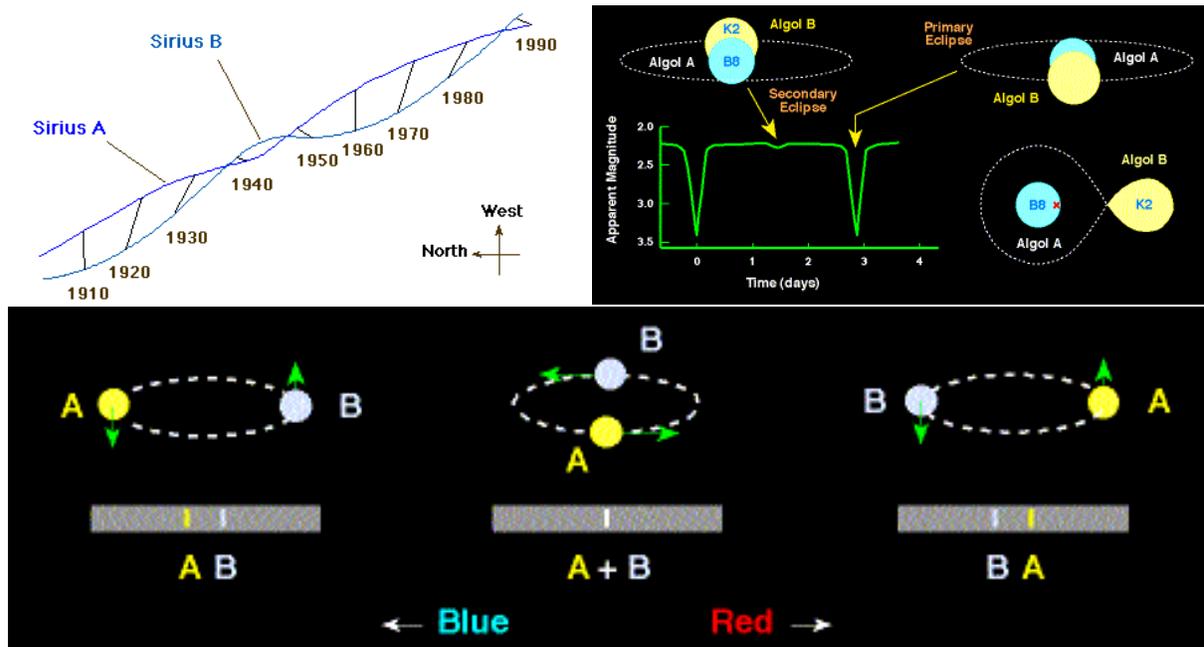


Figura 1.15: Stelle binarie. Sopra: Sirio, binaria astrometrica; Algol, binaria ad eclissi. Sotto: binaria spettroscopica. Fonte: Web syllabus.

1.4 Misure di temperatura, massa, raggio e velocità stellari (1h – F)

♣ Come già accennato, lo spettro continuo delle stelle (figura 1.8) è ragionevolmente simile a quello di un corpo nero (figura 1.9), ed è influenzato in maniera modesta dalle sue righe di assorbimento o di emissione. Ne consegue che una **misura di colore** è in linea di principio sufficiente per la determinazione della temperatura superficiale di una stella.

♣ La luce delle stelle è però assorbita dalle polveri interstellari, di cui si parlerà in futuro. Così come il Sole all'orizzonte appare rosso, mentre il cielo è blu, nello stesso modo (anche se per un meccanismo diverso) il pulviscolo interstellare assorbe preferenzialmente la luce blu, provocando un **arrossamento** dei colori delle stelle. Questo arrossamento induce un errore sistematico nella stima della temperatura superficiale di una stella tramite il colore. L'effetto di arrossamento si può però correggere misurando diversi colori: le stelle non arrossate stanno su una curva caratteristica, mentre l'arrossamento muove le stelle in modo prevedibile.

♣ Una stima della temperatura si può ottenere anche dallo **spettro della stella**, in quanto le caratteristiche delle righe di assorbimento dipendono molto dalla temperatura, come si vede in figura 1.8.

♣ Non è possibile ottenere misure dirette di masse e raggi di stelle isolate. Per fortuna la metà circa delle stelle sta in **sistemi binari**; per le stelle in sistemi binari è possibile ottenere informazioni sulla loro massa e in alcuni casi anche sui loro raggi.

♣ La **classificazione** classica delle binarie segue il metodo con cui il sistema binario viene identificato.

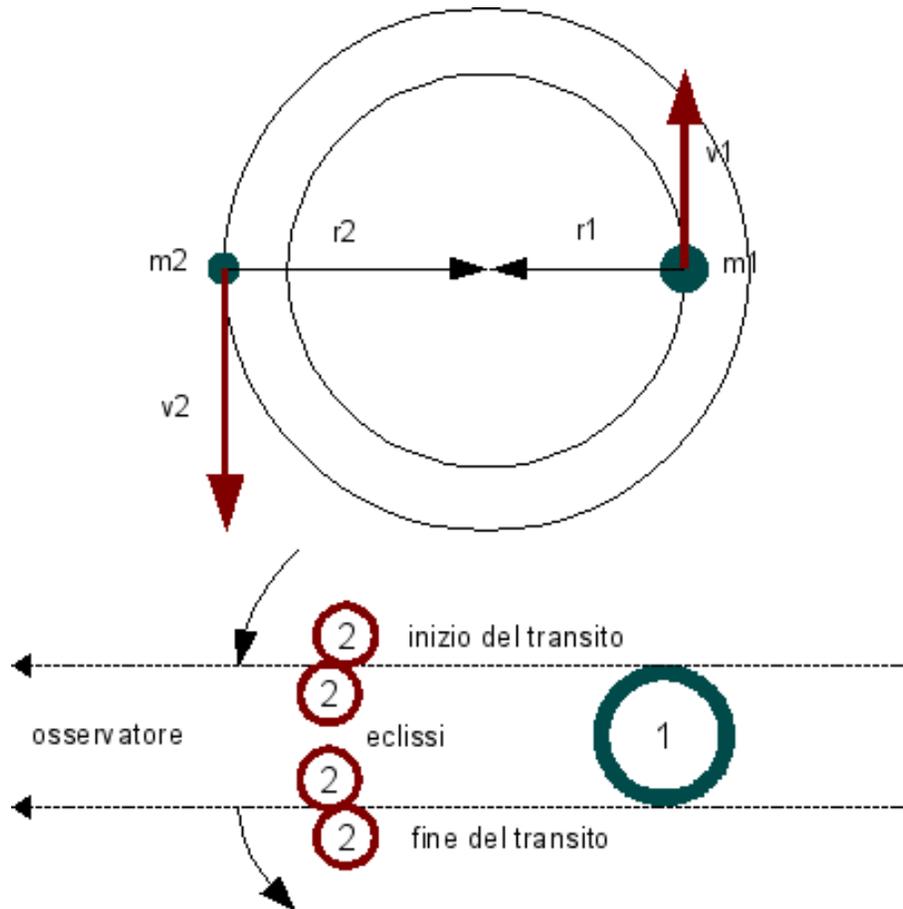


Figura 1.16: Dinamica di un sistema binario in orbita circolare. Sotto: durata di un'eclissi e stima dei raggi stellari. Fonte: produzione propria.

- **Coppie ottiche:** sono coppie di stelle che appaiono vicine come posizione nel cielo, ma sono lontane lungo la linea di vista e non costituiscono un sistema binario. Esempio: Alcor e Mizar nell'orsa maggiore.
- **Binarie visuali:** entrambe le stelle sono visibili ed orbitano una attorno all'altra. Esempio: Mizar A e B nell'orsa maggiore.
- **Binarie astrometriche:** una stella è visibile, e la sua posizione si muove lungo un'ellisse, rivelando così un'orbita kepleriana. Esempio: Sirio (figura 1.15; la compagna, una nana bianca, fu poi identificata otticamente).
- **Binarie spettroscopiche:** le righe di uno spettro stellare si sdoppiano periodicamente, rivelando la presenza di due stelle (figura 1.15). Esempio: sia Mizar A che Mizar B.
- **Binarie ad eclissi:** la luminosità di una stella mostra delle diminuzioni regolari, dovute ad un'eclissi da parte di una compagna poco luminosa. Esempio: Algol (figura 1.15).

♣ La **stima delle masse delle stelle di un sistema binario** è ricavabile dallo studio della sua dinamica, illustrata in figura 1.16. Supponiamo che le stelle 1 e 2 di massa m_1 ed m_2 orbitino con velocità v_1 e v_2 attorno al loro centro di massa, con orbita circolare. Sia $r = r_1 + r_2$

la loro distanza, P il periodo e $\Omega (= 2\pi/P)$ la frequenza orbitale. Dalla terza legge di Keplero, dalla definizione di centro di massa e dalla legge del moto circolare uniforme otteniamo:

$$\Omega^2 = G(m_1 + m_2)r^{-3} \quad (1.11)$$

$$v_1 = \Omega r \frac{m_2}{m_1 + m_2} \quad (1.12)$$

$$\frac{m_2}{m_1} = \frac{v_1}{v_2} \quad (1.13)$$

♣ Abbiamo a disposizione tre relazioni per sei incognite, ovvero m_1 , m_2 , v_1 , v_2 , r e P . A questa va aggiunta l'inclinazione i dell'orbita, definita come l'angolo tra la normale al piano dell'orbita e la linea di vista, che determina la componente delle velocità misurabile dallo spettro ($v \sin i$) o dal moto apparente ($v \cos i$). Per risolvere il problema occorre avere a disposizione **stime per almeno quattro di queste quantità**.

♣ Alla luce di queste considerazioni, si possono ottenere stime per le masse delle stelle di un sistema binario nei seguenti casi:

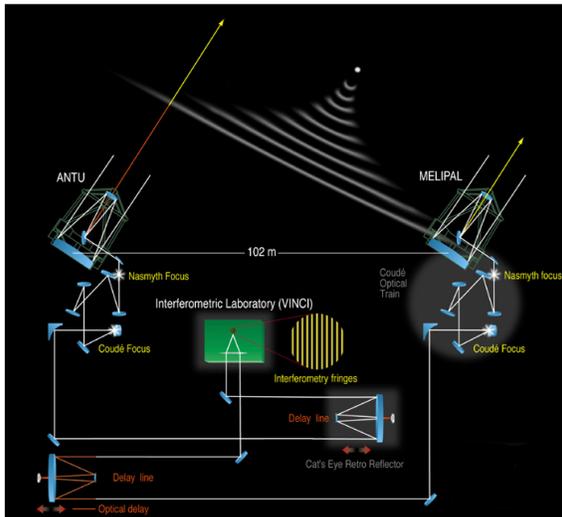
- **Binarie visuali a distanza nota:** studiando l'orbita apparente di queste binarie è possibile ricavare il periodo P , la distanza r e le velocità perpendicolari alla linea di vista, $v_1 \cos i$ e $v_2 \cos i$.
- **Binarie spettroscopiche che sono anche binarie ad eclissi:** in questo caso, se la fase di eclissi è breve rispetto al periodo orbitale, possiamo essere sicuri di osservare l'orbita quasi di taglio, $i \sim 90^\circ$. Nota quindi l'inclinazione è possibile stimare masse e distanza a partire da $v_1 \sin i$, $v_2 \sin i$ (al massimo) e P .
- **Binarie visuali che sono anche spettroscopiche:** in questo caso si possono stimare oltre al periodo P tutte le componenti della velocità, e da queste ricavare l'inclinazione. Notare che in questo caso si riesce anche a determinare la distanza del sistema.

♣ **Il terzo caso non accade di frequente**, per un motivo osservativo: perché la binaria sia visuale, la distanza tra le stelle deve essere grande; in questo caso la velocità di rivoluzione è bassa e difficilmente misurabile dagli spettri. Viceversa, se la distanza è breve, la binaria può essere identificata spettroscopicamente, ma non visualmente (esercizio 2 per la sezione 1.4).

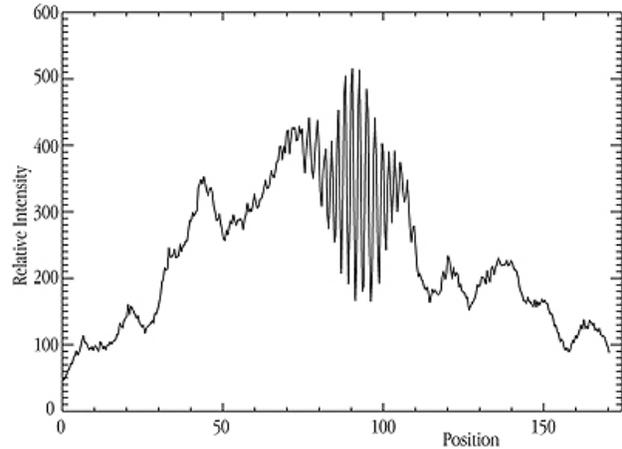
♣ Tutte queste considerazioni sottointendono la **possibilità di osservare la stella lungo tutto il suo periodo o una sua parte significativa**. Ne risulta che le binarie molto poco legate, con periodi superiori ai 100 anni, sono a malapena identificabili. Per esempio, Sirio (binaria astrometrica e successivamente visuale) ha un periodo di circa 50 anni.

♣ Studiando la curva di velocità di una binaria spettroscopica, o l'orbita di una binaria visuale, si possono ricavare informazioni sull'**ellitticità dell'orbita**, rilassando così l'ipotesi di orbite circolari.

♣ Nel caso fortunato di binarie spettroscopiche e ad eclissi, è possibile ricavare anche i **raggi delle stelle** (figura 1.16). Infatti, nota la velocità dell'orbita, la transizione dall'inizio al culmine dell'eclissi ci dà una misura del raggio della stella transitante, mentre la durata delle eclissi dipende dal rapporto tra i raggi delle stelle.



The VLT Interferometer with ANTU and MELIPAL



Interferometric Fringes of Achernar
(VLT with ANTU and MELIPAL + VINCI)

ESO PR Photo 30a/01 (5 November 2001)

© European Southern Observatory



ESO PR Photo 30c/01 (5 November 2001)

© European Southern Observatory



Figura 1.17: Interferometria a correlazione presso i telescopi VLT dell'ESO. Fonte: ESO.

♣ Col metodo appena descritto si possono ricavare i raggi solo per poche stelle. Un metodo più potente consiste nell'**interferometria a correlazione**, che permette di ricavare i raggi fino a $\sim 10^{-5}$ ", studiando le frange di interferenza della luce stellare, che dipendono dal diametro apparente della sorgente. Questo permette di ricavare i raggi di alcune decine di stelle vicine brillanti. Un salto di qualità in questa tecnica è avvenuto grazie al collegamento interferometrico di grandi telescopi, come i VLT dell'ESO; la figura 1.17 mostra la misura del raggio della stella Achernar, che risulta essere di 0.00192 ± 0.00005 " (come una moneta da un euro vista da 2500 km di distanza!), pari a $R = 1.3 \times 10^7$ km.

♣ Le **velocità** delle stelle possono essere ricavate facilmente lungo la linea di vista, tramite l'effetto Doppler di cui si è già parlato. La determinazione delle altre due componenti richiede l'osservazione del **moto apparente** delle stelle. Questo moto è visibile solo per le stelle più vicine. Le stelle più lontane costituiscono un fondo di **stelle fisse**, rispetto alle quali è possibile stimare i moti propri delle stelle vicine. Resta inteso che per stimare la velocità di una stella, dato il moto proprio, è necessario conoscere anche la sua distanza.

♣ Tutte queste misure, comprese le misure di distanza di cui si parlerà nella prossima sezione, richiedono misure astrometriche di grande precisione. Un grande passo in avanti si è avuto con il satellite **Hipparcos** dell'ESA, dedicato alle misure di astrometria. Per un problema ad uno dei razzi vettori, Hipparcos si è posizionato su un'orbita molto ellittica, e questo ha complicato non poco l'analisi dei dati. Nel 2011 è prevista la partenza di un altro satellite dell'ESA, **Gaia**, che, con misure di precisione di circa un miliardo di stelle, traccerà una mappa dettagliata della Via Lattea.

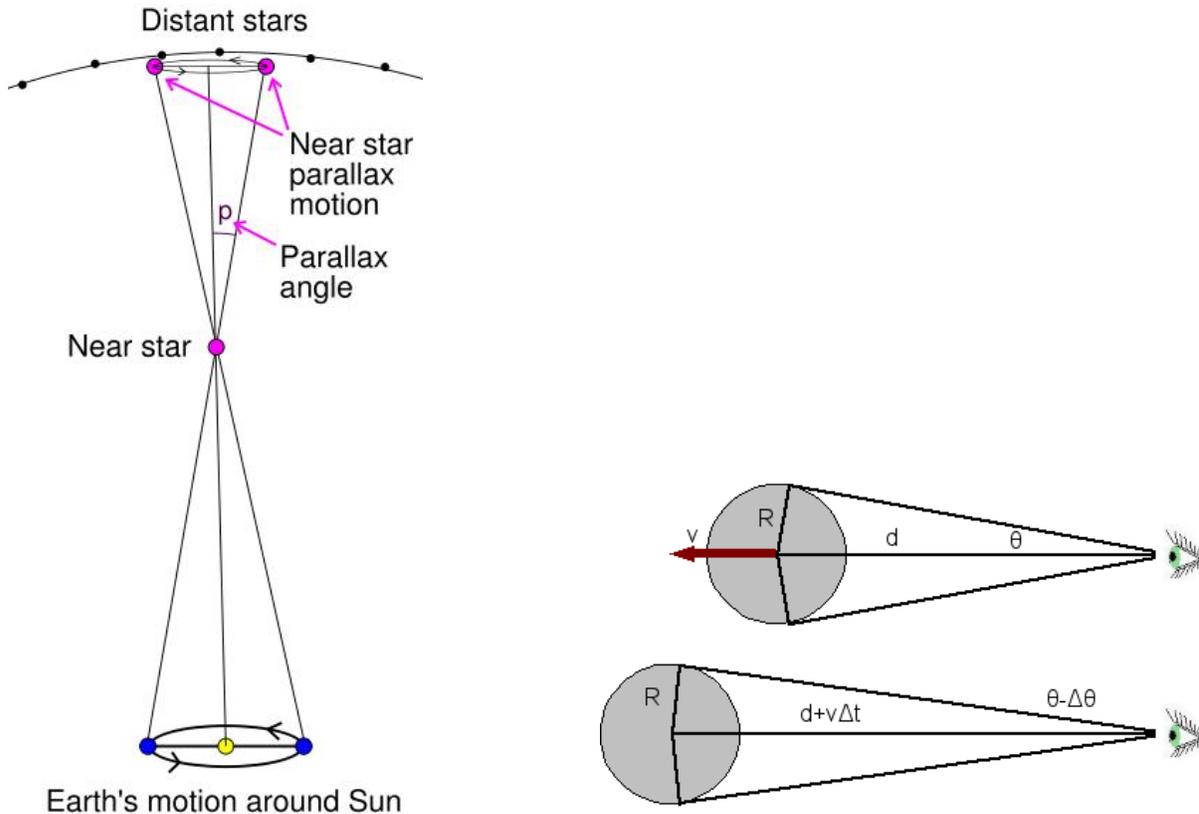


Figura 1.18: Metodi della parallasse e dell'ammasso mobile. Fonte: Wikipedia e produzione propria.

1.5 La misura delle distanze in astronomia (1h – F)

♣ La **misura delle distanze** in astronomia è un argomento molto importante che merita un trattamento a sé. Qui tratteremo la misura delle distanze di oggetti stellari, la scala delle distanze extragalattiche sarà descritta nel capitolo 4.

♣ La misura delle distanze astronomiche avviene attraverso una serie di passaggi, detta **scala delle distanze cosmiche**. Ognuno dei gradini della scala corrisponde ad uno o più metodi diversi, che vengono calibrati sui precedenti gradini ed inducono sui successivi un errore che si propaga come errore sistematico.

♣ La distanza astronomica che viene usata come base è la distanza media tra la Terra ed il Sole, detta **Unità Astronomica (AU)**. Questa si determina misurando il tempo di andata e ritorno di un potente segnale radio che si riflette sulla superficie di Venere; la distanza del Sole viene poi determinata tramite triangolazione. Una prima stima dell'AU era stata tentata in epoca pre-tecnologica con metodi puramente geometrici; il metodo più riuscito sfruttava l'osservazione del transito di Venere da due punti diversi e noti della Terra, utilizzando quindi il raggio della Terra come regolo.

♣ Le stelle più vicine mostrano, rispetto al riferimento delle “stelle fisse”, un moto apparente con periodo annuale. Questo è dovuto al cosiddetto **effetto di parallasse**: durante l'anno la

Terra compie la sua orbita quasi sferica attorno al Sole. Una stella vicina quindi verrà vista muoversi su un'ellisse con semiasse maggiore di diametro angolare pari all'angolo che l'orbita terrestre sottende se osservata da quella stella (figura 1.18). La traiettoria apparente della stella sarà (quasi) circolare in direzione perpendicolare all'eclittica, lineare lungo la stessa.

♣ Chiamiamo **parallasse** π l'angolo corrispondente al semiasse maggiore dell'ellisse tracciata da una stella vicina nel suo moto apparente annuale. Se indicassimo la parallasse in radianti, la distanza d della stella si otterrebbe semplicemente dalla relazione:

$$\pi \times d = 1 \text{ AU} \quad (1.14)$$

Invece la parallasse si indica tipicamente in secondi d'arco ("). Chiamiamo **parsec** (pc) la distanza a cui una stella avrebbe una parallasse di 1". Un parsec corrisponde a 3.26 anni luce (ly).

♣ Studiando la traiettoria annuale delle posizioni delle stelle, si riescono a misurare parallassi fino ad alcuni centesimi di secondo d'arco, corrispondenti ad una distanza massima di ~ 50 pc. Con Hypparcos si arriva a misurare parallassi fino a ~ 300 pc.

♣ Malgrado la misura delle parallassi sia limitata alle stelle vicinissime, e malgrado l'anno luce sia decisamente una lunghezza fisicamente più motivata, gli astronomi utilizzano il pc ed i suoi multipli (kpc, Mpc) come **unità di misura standard delle distanze astronomiche**.

♣ È possibile misurare con metodi geometrici la distanza di ammassi di stelle vicini, in particolare la distanza dell'ammasso delle Iadi (in latino ed inglese Hyades). Il metodo è noto come **metodo dell'ammasso mobile**, ed è spiegato in figura 1.18. La velocità di recessione media v dell'ammasso si misura dalla velocità media delle stelle lungo la linea di vista (sempre per mezzo degli spostamenti Doppler degli spettri). Essendo l'ammasso molto vicino, è possibile apprezzare al variare del tempo una leggera diminuzione del suo diametro medio apparente θ . Se questo varia di una quantità $\Delta\theta$ in un intervallo di tempo Δt , e se gli angoli sono molto piccoli, la distanza si ottiene come:

$$d = v \Delta t \frac{\theta}{\Delta\theta} \quad (1.15)$$

Applicando questo metodo si ottiene per le Iadi una distanza di circa 43 pc.

♣ Oltre i 300 pc di distanza è impossibile, anche per Hypparcos, stimare la distanza degli astri con metodi geometrici. Bisogna allora basarsi sulle cosiddette **candele standard**, oppure sui **regoli standard**. Una candela standard è un oggetto di cui per qualche motivo è nota la luminosità; in questo caso una misura del flusso basta a determinarne la distanza, secondo l'equazione 1.5. Analogamente, un regolo standard è un oggetto esteso di dimensioni note; una misura della sua dimensione apparente determina quindi la sua distanza. Un esempio di candela standard sono le supernovae di tipo Ia (vedi la sezione 2.7 per la definizione), la cui luminosità al picco è costante.

♣ In genere per stimare le distanze astronomiche si utilizza una qualsiasi **relazione nota tra due quantità osservate, una dipendente dalla distanza**, come luminosità o diametro, **e una indipendente**, come colore o periodo di oscillazione (nel caso di stelle variabili). In questi casi, la ricostruzione della suddetta relazione per un campione di stelle o galassie a distanza molto simile, come le stelle o le galassie di un ammasso, permette di stimare la distanza dell'ammasso. La relazione quindi gioca il ruolo di candela standard, con un duplice vantaggio: primo, è molto più facile in astrofisica trovare relazioni utili piuttosto che oggetti con luminosità o estensione

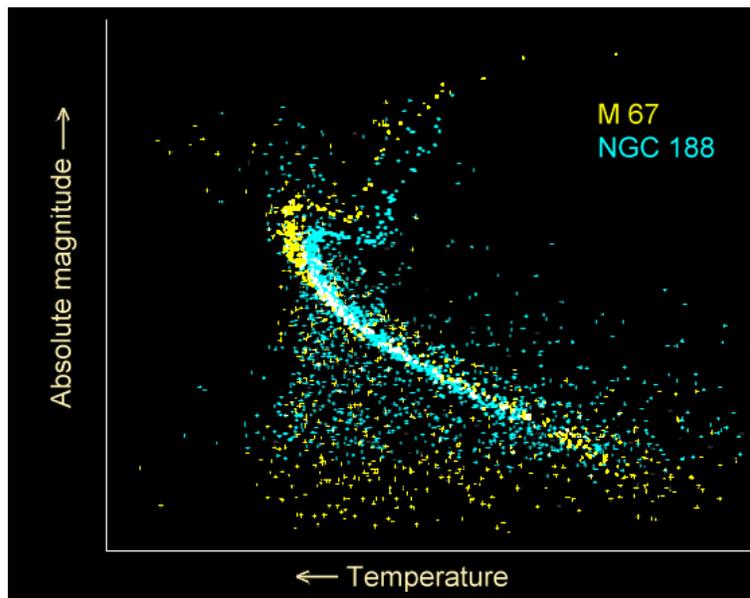


Figura 1.19: Diagramma HR per gli ammassi stellari M67 e NGC188. Fonte: Wikipedia.

fissa; secondo, utilizzando molti oggetti per determinare la distanza di un singolo ammasso si riduce l'errore di misura sulla distanza.

♣ Per stimare la distanza di ammassi stellari più lontani, si usa il metodo del **fit della sequenza principale**: come vedremo in seguito, la maggior parte delle stelle risiede in una banda ristretta del grafico temperatura – luminosità, chiamata sequenza principale (vedi l'esempio in figura 1.19). Utilizzando il colore per stimare la temperatura, e la magnitudine apparente come misura della luminosità, in ogni ammasso stellare si può facilmente riconoscere la sequenza principale. Riscaldando in verticale la sequenza principale, in modo da riprodurre quella dell'ammasso delle Iadi (la cui distanza è nota), si otterrà quindi la distanza dell'ammasso stellare.

♣ Anche per le stelle isolate è possibile stimare la distanza, se sappiamo che queste sono di sequenza principale. Questo metodo è detto della **parallasse spettroscopica**, e pur essendo molto impreciso è utile per avere almeno un'idea della distanza di stelle che non appartengono ad ammassi.

♣ Alcune stelle hanno l'involuppo esterno instabile, e di conseguenza pulsano in modo molto regolare. Tra queste stelle variabili troviamo le cosiddette **RR-Lyrae** e le **Cefeidi**. Queste sono note per mostrare una stretta correlazione tra il periodo di pulsazione e la luminosità (figura 1.20); questa relazione permette di utilizzarle come indicatori di distanza. Le Cefeidi in particolare sono molto importanti perché, essendo molto luminose, sono osservabili nelle galassie più vicine. Sono quindi il principale scalino di congiunzione tra le distanze galattiche e quelle extragalattiche. Notare che la determinazione delle distanze è complicata dalla presenza di due tipi di Cefeidi.

♣ Per mettere bene in evidenza le incertezze legate alla misura delle distanze, facciamo questo esempio. Per determinare la distanza della Grande Nube di Magellano, una galassia satellite della Via Lattea, osserviamo un certo numero di Cefeidi e costruiamo per esse la relazione periodo – magnitudine. Dobbiamo confrontarla con la stessa relazione ottenuta in ammassi della Via Lattea la cui distanza è nota con un altro metodo. Utilizziamo le Cefeidi degli ammassi aperti, la cui distanza è determinata grazie al fit della sequenza principale. Quest'ultimo richiede

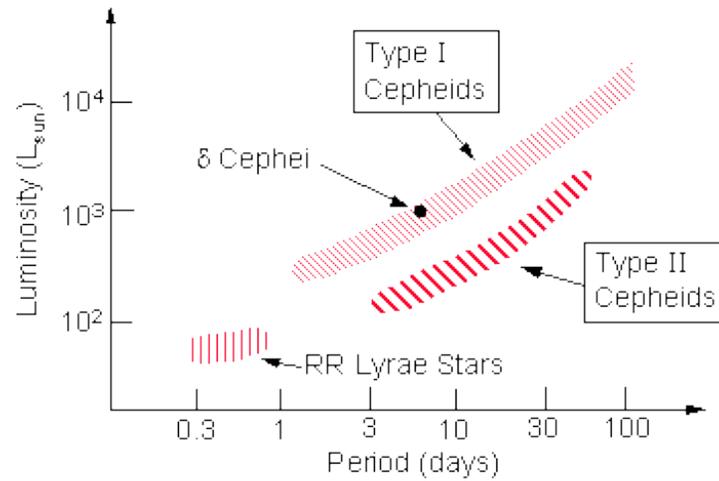


Figura 1.20: Relazione periodo–luminosità per stelle variabili RR-Lyrae e Cefeidi di tipo I e II. Fonte: M. Rieke.

il confronto con l’ammasso delle Iadi, la cui distanza è nota grazie al metodo dell’ammasso mobile. In altre parole, l’ammasso delle Iadi è usato per **calibrare** la sequenza principale, la distanza degli ammassi aperti vicini serve per calibrare la relazione periodo–luminosità delle Cefeidi, mentre la Grande Nube di Magellano verrà a sua volta utilizzata per calibrare altri metodi per la misura delle distanze extragalattiche. Ogni errore di calibrazione viene propagato nelle misure di distanze successive come errore sistematico. Per esempio, la posizione della sequenza principale dipende dalla quantità di elementi pesanti contenuta nelle stelle; se non si tiene conto di questa dipendenza si sbaglia la misura della distanza degli ammassi aperti. Altro esempio, nel passato il confondere le Cefeidi con le RR-Lyrae aveva portato a grandi errori nella misura delle distanze extragalattiche.

1.6 Telescopi e astronomie (2h – F)

♣ **Fino all’inizio del secolo scorso le osservazioni astronomiche erano limitate alle frequenze ottiche**, a lunghezza d’onda da 4000 a 7000 Å, e l’unico rivelatore disponibile era l’occhio umano. L’avvento dei rivelatori montati su telescopi ha allargato l’orizzonte dell’astronomia non solo grazie all’incremento della profondità delle osservazioni ottiche, ma anche grazie all’allargamento della gamma di frequenze osservate. Se prima si osservava in una gamma di frequenze o lunghezze d’onda pari ad un fattore 2, oggi si osserva su più di 10 ordini di grandezza in λ .

♣ Lo spettro elettromagnetico costituisce un continuo; tuttavia, si usa suddividerlo in diverse parti, o **bande**. Questa suddivisione rispecchia nient’altro che le diverse tecniche utilizzate per la rivelazione della radiazione, e può variare da autore ad autore. Le bande principali, definite nella tabella 1.1, sono il radio, il sub-millimetrico (sub-mm), l’infrarosso (IR), l’ottico, l’ultravioletto (UV), l’X ed il γ . Inoltre, si riescono a rivelare (o ci si riuscirà nel prossimo futuro) anche altri tipi di radiazione extraterrestre, cioè i raggi cosmici, i neutrini e le onde gravitazionali.

♣ Per telescopio (in senso lato) intendiamo **qualsiasi strumento finalizzato alla misura della radiazione proveniente dallo spazio**. Tipicamente questo nome viene riservato agli strumenti ottici; tuttavia riteniamo utile utilizzare un singolo nome per caratterizzare tutta la classe di strumenti per le osservazioni astronomiche. Un telescopio è uno strumento **capace di raccogliere “luce”** (leggi radiazione) **da una grande superficie**, concentrandola in un punto. La luce viene (in genere) raccolta da uno specchio o antenna, quindi elaborata da vari strumenti, come per esempio un filtro o uno spettrografo, e infine indirizzata ad un rivelatore, che può essere l’occhio umano, una lastra fotografica, un CCD, un rivelatore radio, una camera a scintille etc.

♣ Le principali caratteristiche di un sistema telescopio + filtro + rivelatore sono la **banda** in cui esso funziona, la sua **area efficace**, ovvero la superficie equivalente che raccoglie luce ad una certa frequenza, e la **risoluzione** angolare che lo strumento riesce a raggiungere. La capacità dello strumento di misurare la lunghezza d’onda dei fotoni è quantificata dalla **risoluzione spettrale**.

♣ Descriveremo nel seguito **tutte le astronomie** oggi in voga. La tabella 1.1 riporta le definizioni delle principali bande e sottobande, mentre la tabella 1.2 riporta l’assorbimento atmosferico (o interstellare) nella banda, e quindi l’altezza a cui l’osservazione è possibile. La tabella 1.3 riporta i principali oggetti astrofisici visibili in una certa banda e il meccanismo di emissione.

♣ **La maggiorparte della radiazione extraterrestre viene assorbita dall’atmosfera**. Questo è illustrato nella figura 1.21, mentre i principali meccanismi responsabili per l’assorbimento sono elencati nella tabella 1.2. Le due principali “finestre”, ovvero bande in cui la radiazione riesce a passare senza problemi, sono quella radio e quella ottica. Ci sono anche delle piccole finestre nel NIR e nel MIR (difficilissimo da misurare da terra) e nel sub-mm. Le frequenze bassissime sono assorbite dal plasma interplanetario, rendendo in pratica impossibili le osservazioni anche da satellite. Un altro intervallo di frequenze molto problematico è quello subito sotto al Lyman break (912Å), corrispondente all’energia di ionizzazione dell’idrogeno neutro nello stato fondamentale. In questo caso la radiazione è bloccata dall’idrogeno neutro (*HI*) galattico, per cui sono visibili solo le stelle più vicine, a parte qualche piccola zona del cielo

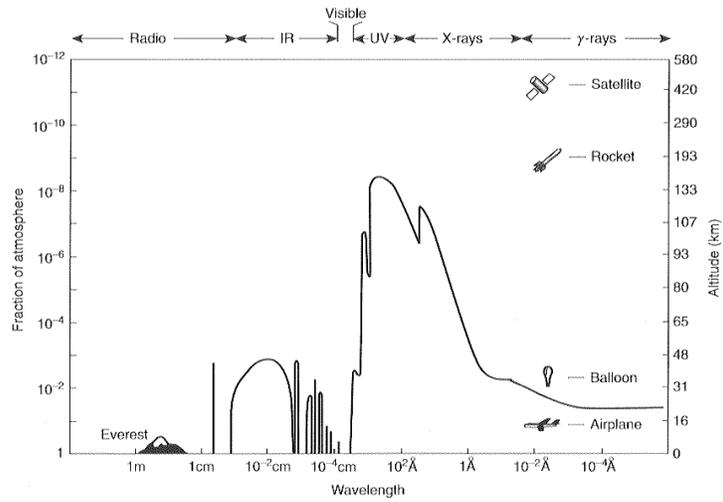


Figura 1.21: Assorbimento atmosferico a tutte le bande.

banda	sotto-banda	λ
RADIO	(non oss.)	$>30\text{m}$
	radio	$30\text{m} - 3\text{cm}$
	microonde	$3\text{cm} - 1\text{mm}$
sub-mm		$1\text{mm} - 300\mu$
IR	FIR	$300\mu - 30\mu$
	MIR	$30\mu - 5\mu$
	NIR	$5\mu - 7000\text{\AA}$
ottico		$7000\text{\AA} - 4000\text{\AA}$
UV	NUV	$4000\text{\AA} - 3100\text{\AA}$
	soft UV	$3100\text{\AA} - 912\text{\AA}$
	EUV	$912\text{\AA} - 100\text{\AA}$
X	soft X	$100\text{\AA} - 10\text{\AA}$
	hard X	$10\text{\AA} - 0.02\text{\AA}$
γ		$<0.02\text{\AA}$

Tabella 1.1: Principali bande per le osservazioni astrofisiche.

λ	assorbimento	osservazioni
$> 300\text{m}$	plasma interplanetario	opaco
$> 30\text{m}$	ionosfera	(satellite)
$30\text{m} - 3\text{cm}$	finestra radio	da terra
$3\text{cm} - 1\text{mm}$	H_2O e O_2	alta montagna
$1\text{mm} - 10\mu$	H_2O , O_2 , CO_2	pallone o satellite
850μ e 450μ	finestre sub-mm	alta montagna
$10\mu - 7000\text{\AA}$	H_2O , molte finestre	alta montagna
$7000\text{\AA} - 3100\text{\AA}$	finestra ottica	da terra
$3100\text{\AA} - 912\text{\AA}$	O_3	satellite
$\sim 912\text{\AA}$	HI galattico	quasi opaco
$\lesssim 100\text{\AA}$	ionizzazione di stratosfera	satellite
$\lesssim 0.02\text{\AA}$	scattering Compton etc.	satellite
$E > 100\text{GeV}$	creazione di sciami	da terra

Tabella 1.2: Principali meccanismi di assorbimento dell'atmosfera o del plasma interstellare o interplanetario.

banda	oggetti visibili	meccanismi di emissione
radio	galassie, AGN, pulsar, SNR HI	sincrotrone, maser H_2O riga 21 cm
mm e sub-mm	Galassia CMB	bremstrahlung ($T \sim 10^4$ K) cosmologico
sub-mm	polveri	emissione termica ($T \sim 50$ K)
FIR, MIR	polveri	emissione termica ($T \sim 50$ K)
NIR	nubi molecolari	righe di emissione molecolari
	stelle K-M	emissione termica ($T \sim 3000$ K)
ottico e NUV	stelle, AGN regioni HII	emissione termica fluorescenza
soft UV	stelle O-B corone stellari regioni HII	emissione termica ($T \sim 10^4$ K) bremstrahlung ($T \sim 10^6$ K) fluorescenza
EUV e X	corone stellari ammassi di galassie pulsar, binarie X, AGN e SNR	bremstrahlung ($T \sim 10^6$ K) bremstrahlung ($T \sim 10^8$ K) Compton inverso, sincrotrone
γ	GRB, AGN, pulsar	annichilazioni, decadimenti, sincrotrone, Compton inverso

Tabella 1.3: Oggetti astrofisici osservabili nelle varie bande e principali meccanismi di emissione. Abbreviazioni: AGN = Active Galactic Nuclei, nuclei galattici attivi. SNR = SuperNova Remnants, resti di supernova. GRB = Gamma-Ray Burst, fiammata gamma.

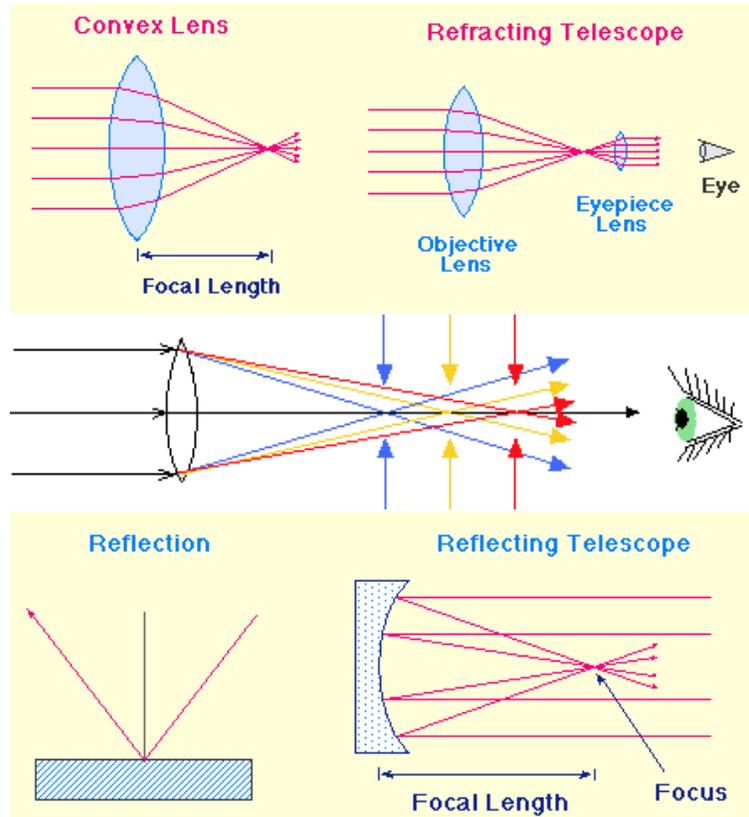


Figura 1.22: Telescopio a rifrazione, aberrazione cromatica, telescopio a riflessione. Fonte: Web syllabus e Nick Strobel.

in cui si riesce ad andare un po' più in profondità. Infine, i raggi γ più energetici sono visibili anche da terra grazie allo sciame di particelle che causano quando arrivano nell'atmosfera.

♣ Come mostrato in tabella 1.3, **in ogni banda sono visibili oggetti diversi**, che emettono luce per meccanismi diversi. Accenniamo qui ai diversi tipi di emissione, rimandando una discussione più dettagliata ai capitoli successivi. È da notare come nel radio il meccanismo principale di emissione continua sia la radiazione di sincrotrone da parte di elettroni relativistici confinati da un campo magnetico (tipicamente galattico), mentre nel sub-mm e IR è molto importante, oltre alle righe (bande) molecolari, l'emissione termica da polveri tiepide. Nel NIR-ottico-NUV domina l'emissione termica da stelle o nuclei galattici attivi (AGN), mentre nel EUV-X è fondamentale l'emissione di bremsstrahlung da corone stellari o ammassi di galassie. Ad energie maggiori diventano importanti meccanismi di emissione come l'effetto Compton inverso, l'annichilazione di coppie, i decadimenti nucleari, o casi estremi di radiazione di sincrotrone.

♣ Iniziamo la discussione sui telescopi partendo dall'ottico (e includendo anche NIR e NUV). I telescopi ottici sono di due tipi, **rifratore** e **riflettore**.

♣ Il **telescopio rifratore**, per esempio quello di Galileo, è formato da due lenti, una convergente (l'obiettivo) ed una divergente (l'oculare). La combinazione delle due lenti deve essere capace di fare convergere e poi raddrizzare i raggi provenienti dall'infinito (figura 1.22). In questo modo, se utilizziamo l'occhio come rivelatore, la luce dalla superficie S della lente viene raccolta sulla superficie s della pupilla (circa 40 mm^2), per cui il guadagno in flusso è:

$$\frac{f_{\text{telesc.}}}{f_{\text{occhio}}} = \frac{S}{s} \quad (1.16)$$

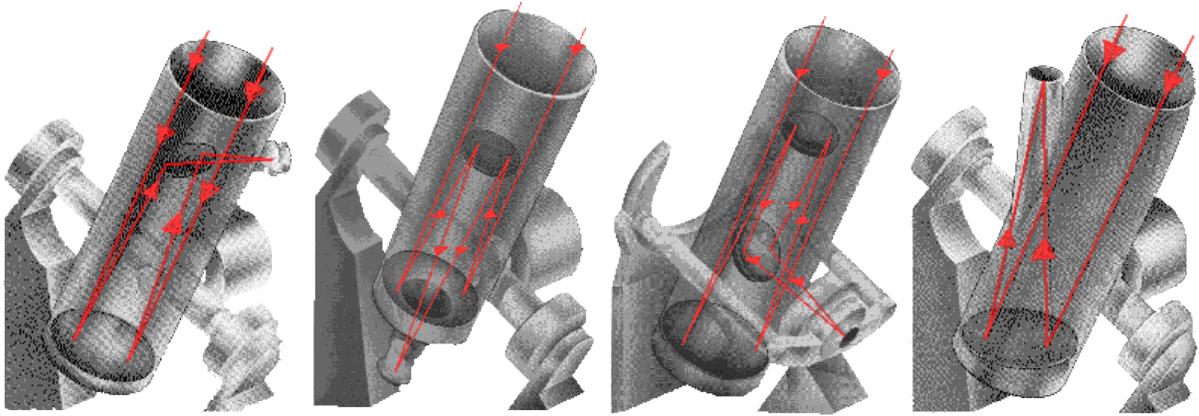


Figura 1.23: Montature dei telescopi ottici. Da sinistra verso destra: Newton, Cassegrain, Coudé, Herschel. Fonte: R. Nowland.

Un telescopio è anche capace di **ingrandire** le immagini; non approfondiremo questo aspetto, che allo stato attuale risulta secondario. Il problema principale di un telescopio rifrattore risiede nell'**aberrazione cromatica** (figura 1.22), dovuta al fatto che raggi di diversa lunghezza d'onda vengono rifratti in modo diverso; il fuoco della lente risulta quindi variabile e la messa a fuoco non è ottimale. L'aberrazione cromatica viene minimizzata tramite combinazioni di lenti.

♣ Telescopi ottici più moderni focalizzano i raggi tramite uno specchio parabolico (**telescopi riflettori**, figura 1.22) invece di una lente. Sono basati sul principio di ottica per il quale uno specchio parabolico concentra nel suo fuoco i raggi provenienti dall'infinito. Il vantaggio di tali telescopi risiede sia nell'assenza di aberrazione cromatica che nella maggiore facilità di costruire grandi specchi piuttosto che grandi lenti (che comunque assorbirebbero molta radiazione).

♣ In un telescopio riflettore lo specchio parabolico concentra la luce nel suo **primo fuoco**, che viene a trovarsi proprio davanti allo specchio. Per potere ricevere tale segnale è quindi necessario porre uno specchietto (detto **secondario**) nella posizione del primo fuoco, per deviare il fascio di luce in una posizione da cui è facile piazzare un rivelatore. I diversi tipi di montaggio di un telescopio riflettore sono indicati in figura 1.23.

♣ La risoluzione angolare di un telescopio di diametro D , ovvero la minima distanza angolare a cui si riescono a distinguere due sorgenti puntiformi (come due stelle), non può essere migliore del **limite di diffrazione**:

$$\theta_{\text{diff}} = \frac{1.22\lambda}{D} \quad (1.17)$$

(con θ_{diff} misurato in radianti). Infatti, come è noto dagli studi di ottica, la diffrazione della radiazione diffonde un'immagine puntiforme in un alone sferico di diametro angolare $\sim \theta_{\text{diff}}$. Questo limite è importante soprattutto per i telescopi che lavorano con lunghezze d'onda grandi, come i telescopi (o antenne) radio fino all'IR.

♣ Per i telescopi ottici la risoluzione angolare è determinata soprattutto dalla turbolenza atmosferica, la quale sparpaglia la luce di una stella su un cerchio di raggio dell'ordine di alcuni arcosecondi, detto **seeing**. Risulta quindi importante costruire i telescopi in siti caratterizzati da turbolenza molto limitata. Nei casi migliori il seeing risulta inferiore ad 1". L'effetto della turbolenza è quello di trasformare una sorgente puntiforme in una estesa, il cui profilo di luce è detto **point spread function**. Malgrado sia impossibile distinguere da un'immagine una



Figura 1.24: Uno dei quattro VLT. Fonte: ESO.

qualsiasi caratteristica della stella su scale minori del seeing, la precisione con cui si determina la posizione della stella è **inferiore** al seeing, per lo stesso motivo per cui l'errore con cui si determina la media di una distribuzione è minore della varianza della distribuzione stessa. I **centroidi** delle immagini stellari possono quindi essere noti con un'accuratezza di centesimi di secondo d'arco anche da terra. Questo fatto è molto importante come abbiamo visto per la misura dei moti propri e delle parallassi stellari.

♣ Per **migliorare il seeing** dei telescopi ottici vi sono due possibilità. Una è quella di spedire un **telescopio in orbita**, come l'Hubble Space Telescope (HST), che con l'Advanced Camera for Surveys riesce a raggiungere il limite di diffrazione di $\sim 0.05''$. Un'altra possibilità è quella di correggere elettronicamente l'effetto della turbolenza atmosferica, sfruttando una o più immagini di stelle brillanti nel campo di osservazione. Questa tecnica è detta di **ottica adattiva**. Al giorno d'oggi l'ottica adattiva funziona regolarmente nel vicino IR, per esempio, nei telescopi VLT dell'ESO. (Il vicino IR è più facile da correggere perché l'effetto della turbolenza atmosferica è minore.)

♣ L'astronomia ottica rimane fondamentale, malgrado l'importanza che le altre astronomie hanno assunto nel tempo. Esistono sul pianeta centinaia di ottimi telescopi ottici attivi, ed è impossibile elencarli tutti. Questi tendono comunque a concentrarsi nei siti più idonei, che sono per esempio le isole Canarie, le Ande cilene, le Hawaii (che arrivano a 4000m di altezza), o alcuni siti nelle montagne rocciose statunitensi, in Australia o in India. Tra i telescopi citiamo solamente l'europeo **VLT**, dell'ESO (**European Southern Observatory**, in cui l'Italia ha una partecipazione importante), che si trova nel deserto di Atacama in Cile, non lontano dal sito di La Silla, dove si trovano molti altri telescopi dell'ESO. Il VLT è un sistema formato da 4 telescopi di 8 metri di diametro (figura 1.24), tutti dotati di ottica adattiva nonché di strumenti di altissima precisione. Sono collegati tutti e quattro in interferometria (vedi sotto), e risultano così equivalenti ad un telescopio di 16 metri di diametro, con limite di diffrazione equivalente ad uno specchio di un centinaio di metri. Nelle Hawaii troviamo i telescopi **Keck** (USA), due specchi di 10 metri di diametro, costruiti con pochi anni di anticipo rispetto al VLT. Altri telescopi di 8 metri di diametro sono **Gemini**, formato da due telescopi gemelli situati in Cile e alle Hawaii, e il giapponese **Subaru** (situato anch'esso alle Hawaii). Il telescopio più grande su un'unica montatura è invece il **Large Binocular Telescope**, negli USA, che è italiano al

25%. La comunità italiana ha un suo telescopio di 3.5 metri di diametro sulle Canarie, chiamato **Telescopio Nazionale Galileo**. Nello spazio troviamo il già citato **HST**, che ha uno specchio di “appena” 2.4 metri. È in progetto (USA-Europa) la spedizione di uno specchio di 8 metri in orbita, il James Webb Space Telescope (**JWST**), che secondo le aspettative dovrebbe essere capace di osservare le prime stelle che si sono formate nell’Universo.

♣ Il limite di diffrazione è molto severo per le lunghezze d’onda maggiori, e cioè per i **telescopi radio**. Per migliorare la risoluzione non c’è altra possibilità che costruire specchi sempre più grandi. L’opera è agevolata dal fatto che il grado di rifinitura di uno specchio dipende dalla lunghezza d’onda che deve riflettere. Un’antenna radio quindi può essere fatta da una griglia metallica molto rozza sulle piccole distanze, basta che sia molto regolare sulla scala della lunghezza d’onda da rilevare. In questo modo è possibile costruire antenne come quella di **Arecibo**, che ha un diametro di 300 metri. Per esempio, per l’importante lunghezza d’onda di 21 cm, il limite di diffrazione del telescopio di Arecibo è $\theta_{\text{diff}} \sim 3'$.

♣ Per aumentare ulteriormente la risoluzione senza dovere costruire antenne chilometriche si usa la tecnica dell’**interferometria**: i segnali di molte antenne, disposte a distanza tra di loro, vengono combinati rispettando le fasi. In questo modo i telescopi si comportano, in termini di limite di diffrazione (ma non di area efficace!), come una singola antenna di diametro uguale alla massima distanza delle antenne, che può essere di decine di chilometri. Questa tecnica fu messa a punto a Cambridge, presso il **MRAO** (Mullard Radio Astronomy Observatory). Un altro esempio è il **VLA** (Very Large Array) del New Mexico. Infine è possibile anche raccogliere con la tecnica dell’interferometria il segnale di antenne che stanno in luoghi diversi, lontani anche migliaia di chilometri. Questa tecnica è chiamata **VLBI** (Very Large Baseline Interferometry), e permette di ottenere immagini radio con risoluzione dell’ordine del centesimo di arcosecondo, la miglior risoluzione ottenibile al giorno d’oggi. Nel futuro queste tecniche saranno utilizzate per costruire radiotelescopi giganteschi, come **LOFAR**, che lavorerà a frequenze minori di 250 MHz, e la **Square Kilometer Array (SKA)**, un consorzio di antenne sparse in tutto il mondo e collegate in VLBI.

♣ **La radiazione tra il radio e l’infrarosso è tra le più difficili da osservare.** Essa è in parte bloccata dall’atmosfera, ed è quindi osservabile solo ad alta quota. Inoltre, la rivelazione di questa radiazione presenta difficoltà strumentali: le frequenze sono troppo alte per un’elaborazione puramente elettronica. I rivelatori infatti sono tipicamente bolometri, che misurano il calore prodotto della radiazione assorbita. Comincia inoltre ad essere importante la contaminazione da emissione termica, per cui i rivelatori vanno immersi in ambienti molto freddi (**criogenia**). Contemporaneamente, il limite di diffrazione continua ad influenzare in modo importante la risoluzione angolare. Le misure del fondo cosmico vengono tipicamente condotte da satellite (come **Cobe** - premiato nel 2006 con il Nobel per la fisica - **WMAP** o il futuro **Planck**) o da pallone (come **Boomerang**), oppure (alle lunghezze d’onda radio) in Antartide. In questi casi la risoluzione è di solito modesta (per Cobe era di 7°!). Osservazioni nelle due finestre del sub-mm vengono condotte per esempio nelle Hawaii dal James Clerk Maxwell Telescope, un’antenna millimetrica su cui è montato lo strumento detto **SCUBA**. Per questo telescopio la risoluzione è un po’ migliore, 15”. L’ESO ha in progetto di costruire **ALMA** (Atacama Large Millimeter Array), una gigantesca serie di antenne sub-millimetriche collegate in interferometria.

♣ **Lontano e medio IR vengono osservati da satellite.** In questo caso la criogenia è l’aspetto di massima importanza, ed è anche quello che limita a pochi anni la vita degli strumenti. In queste bande la contaminazione del cielo è così grande da essere maggiore dei tipici segnali, cosicché la sua sottrazione costituisce un aspetto di importanza primaria. Il satellite **IRAS** negli

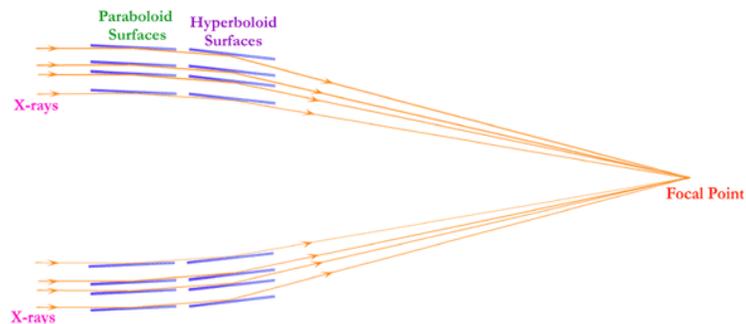


Figura 1.25: Principio dell'incidenza radente per telescopi X. Fonte: M. Rieke.

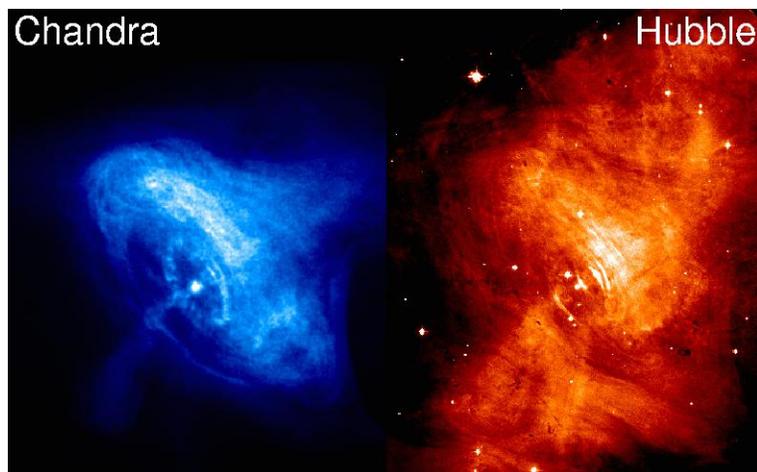


Figura 1.26: Nebulosa del granchio in X e ottico. Fonte: HST e Chandra.

anni '80 fece una mappa dell'intero cielo, con una risoluzione di circa 1'. La risoluzione è passata a 10" grazie al satellite **ISO**, lanciato verso la fine degli anni '90. Attualmente lo **Spitzer** Space Telescope della NASA è il principale strumento attivo nel medio e lontano IR, mentre l'ESA ha in programma di lanciare molto presto il satellite **Herschel**.

♣ La difficoltà delle **osservazioni UV** sta non tanto nella rivelazione della radiazione (che viene fatta con tecniche simili all'ottico) quanto nell'assorbimento atmosferico ed interstellare di questa radiazione. Molti telescopi UV sono stati mandati in volo, tra i quali **IUE** è risultato uno dei più importanti. Oltre ad HST, che può osservare poco oltre al vicino UV, è attualmente in volo il piccolo telescopio a grande campo **GALEX**.

♣ Il principio dello specchio parabolico funziona dal radio fino ai raggi UV. Con i **raggi X** i fotoni diventano così energetici da "bucare" qualsiasi tipo di specchio, a meno che l'angolo di incidenza non sia vicino a 90°. Per condensare la luce dei fotoni X si usa quindi la tecnica dell'**incidenza radente**: una corona di specchio parabolico viene utilizzata per focalizzare il fascio, aiutata in questo da una corona di specchio iperbolico che serve ad aumentare la profondità di campo (figura 1.25). Per ottenere una grande superficie efficace, vengono utilizzate parecchie corone concentriche. I rivelatori in questo caso consistono in **camere a scintillazione**, in cui del gas neutro viene immerso in un forte campo elettrostatico; al passaggio di un fotone X il gas si ionizza, provocando una rottura del dielettrico e quindi una scintilla. Dall'entità della scintilla è possibile anche ricavare l'energia del fotone incidente. Queste tecniche sono così evolute che i rivelatori attuali sono in pratica dei CCD. Grazie allo sviluppo dell'astronomia X

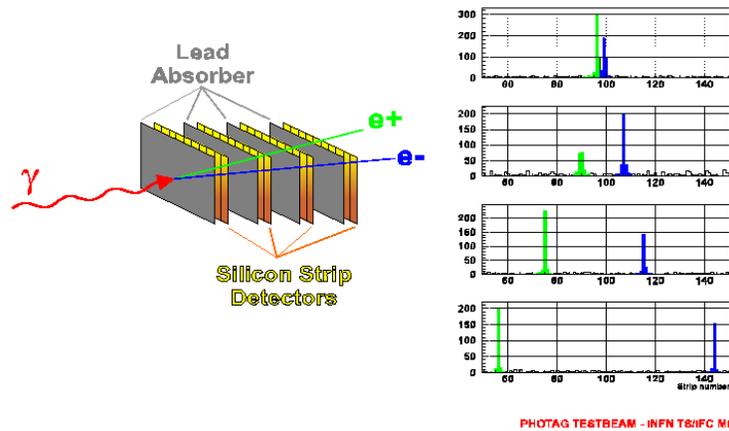


Figura 1.27: Schema di un rivelatore γ (del satellite AGILE). Fonte: AGILE team.

Riccardo Giacconi ha ottenuto nel 2002 il Nobel per la fisica. Tra i molti satelliti X ricordiamo **EXOSAT** (ESA), **Einstein** (NASA), **ROSAT** (ESA), **ASCA** (Giappone), **BeppoSax** (Italia-Olanda), e gli attuali **Chandra** (USA) ed **XMM-Newton** (ESA). Il satellite Chandra è notevole per la sua risoluzione angolare, che è di circa $1''$, migliore di un ordine di grandezza rispetto al passato, e per la sua area efficace, che migliora di due ordini di grandezza rispetto ai precedenti satelliti. Per darne un esempio, la figura 1.26 mostra immagini ottiche ed X della nebulosa del Granchio. XMM-Newton ha una risoluzione angolare più povera di Chandra, ma una un'area efficace ancora maggiore ed un'ottima risoluzione spettrale. Nel prossimo futuro volerà il satellite europeo **eROSITA**.

♣ Per i **raggi γ** neanche l'incidenza radente è sufficiente per concentrare i fotoni. Si usano in questi casi dei rivelatori di particelle di alta energia, come per esempio le **camere a scintilla** (spark chambers), che consistono in una batteria di rivelatori, per esempio griglie ad alto voltaggio immerse in un gas inerte, oppure rivelatori al silicio. In questo caso il fotone γ , arrivando sul rivelatore, crea una coppia elettrone-positrone di alta energia (figura 1.27), che viene rivelata da tutti gli elementi della griglia. In questo modo si può ricostruire la traiettoria del fotone, e quindi la sua direzione di provenienza, seppur con scarsa risoluzione angolare ($\sim 1^\circ$). Tra i satelliti gamma più importanti ricordiamo l'europeo **COS-B** e lo statunitense **Compton-GRO**. Attualmente sono in orbita **SWIFT** (NASA), **INTEGRAL** (ESA), e **AGILE** (Italia), mentre il lancio di **GLAST** è programmato per il maggio 2008.

♣ **Raggi γ di altissima energia** (*ultra high-energy γ -rays*), > 100 GeV, possono essere osservati indirettamente da terra tramite la cascata di particelle che creano quando entrano nell'atmosfera. Osservando l'atmosfera (preferibilmente dall'alto, tramite pallone), si possono vedere lampi corrispondenti all'entrata di particelle molto energetiche. Dai dettagli è anche possibile distinguere raggi cosmici da fotoni. Tra i telescopi di questo tipo citiamo **MAGIC**, che ha un'importante partecipazione italiana, ed è situato alle Canarie.

♣ Abbiamo già accennato all'esistenza di **altre radiazioni extraterrestri** rivelabili. I **raggi cosmici** sono nuclei (o elettroni) che bombardano continuamente la nostra atmosfera, e sono rivelabili sia da pallone o da satellite, sia (quelli più energetici) dallo sciame di particelle secondarie che generano entrando nell'atmosfera. Essendo cariche, queste particelle vengono deflesse dai campi magnetici, e quindi la loro direzione non è utile per capire quale sia la sorgente che li ha generati. I raggi cosmici più energetici tendono ad essere poco deflessi, ma sono così rari che è praticamente impossibile costruire da essi un qualunque tipo di immagini. I **neutrini**

sono un'ulteriore radiazione di grande importanza; purtroppo la loro debolissima interazione con la materia li rende molto difficili da rivelare. Ne riparleremo a proposito del Sole. Anche questa nuova astronomia è stata premiata nel 2002 con il Nobel a Raymond Davis Jr. (per la misura dei neutrini solari) e a Masatoshi Koshiba (per la misura, fatta con Superkamiokande, dei neutrini della supernova 1987a, esplosa nella grande nube di Magellano). Infine, le **onde gravitazionali** costituiscono una grandissima sfida tecnologica per il prossimo futuro; quando verranno osservate, apriranno una nuova, inedita finestra sull'Universo.

Esercizi

♣ Sezione 1.2

1. Sapendo L_{\odot} , quale flusso (bolometrico) misureremmo se il Sole fosse a 10 pc da noi? Sapendo inoltre che nel sistema Vega $M_{\text{bol},\odot} = 4.67$, ricavare in unità cgs il flusso bolometrico di Vega (per il quale $m = 0$).
2. Qual è la magnitudine B apparente del Sole?
3. Quale sarebbe la magnitudine B apparente del Sole, se questo fosse a 10 kpc di distanza da noi?
4. Qual è, in erg s^{-1} o W, la luminosità (in banda V) di una galassia con $M_V = -21.5$? Quale magnitudine V apparente avrebbe se fosse ad una distanza di 50 Mpc?

♣ Sezione 1.3

1. Quali sono le λ di picco di una stella con $T = 3000$ K, $T = 5800$ K e $T = 10000$ K? In che bande ottiche cadono?
2. Se una stella si muove verso di noi con una velocità di 10 km s^{-1} , quale redshift misuriamo dal suo spettro? con che segno?
3. Quale risoluzione spettrale è necessaria per misurare una velocità di 1 km s^{-1} da uno spettro attorno a $\lambda = 4400 \text{ \AA}$?
4. La riga Lyman α (1216 \AA) di un quasar risulta allargata di $\Delta\lambda \sim 50 \text{ \AA}$. Quale velocità associamo a questo moto? quale temperatura? È più realistico pensare ad un moto termico o al moto macroscopico di nubi? (tenete conto che per $T \gg 10^4 \text{ K}$ l'idrogeno è completamente ionizzato).
5. Con uno specchio di 3.5m di diametro puntiamo per 30 minuti una stella di magnitudine V. Sul telescopio è montato uno spettrografo con risoluzione di 0.01 \AA a 5400 \AA . Lo spettrografo ha un'efficienza del 20%. Per quale magnitudine V ottengo in media almeno 1000 fotoni in ogni intervallo di $\delta\lambda = 0.01$?

♣ Sezione 1.4

1. Per una binaria ad eclissi, di periodo 11 giorni, si riescono a misurare spettroscopicamente le componenti radiali delle velocità delle due stelle al massimo; queste risultano essere 75 e 100 km s^{-1} . Utilizzando le equazioni 1.12 e ipotizzando $i = 90^\circ$ (le eclissi sono ben separate temporalmente), calcolare masse, velocità e separazione delle stelle. Sapendo che la fase di “eclissi parziale” dura 4.0 h e quella “totale” 45 min, calcolare i raggi delle stelle (vedi figura 1.16).
2. Supponiamo di avere un sistema binario formato da due soli in orbita circolare, posto a 10 pc da noi e con inclinazione $i = 45^\circ$. Esprimete periodo e velocità di rotazione in funzione della distanza r delle stelle dal centro di massa del sistema. Supponendo di avere una risoluzione angolare di $0.5''$ ed una risoluzione spettrale di 0.1 \AA a 4400 \AA , per quali valori di r la binaria sarà sia visuale che spettroscopica?

3. A quale distanza riusciamo a misurare il raggio del Sole se l'interferometria a correlazione ci permette di misurare raggi di 10^{-5} ''?
4. Qual è la minima velocità di moto proprio misurabile per una stella a distanza di 300 pc se la sua posizione è determinata con un'accuratezza di 0.1 '' , e la stella è osservata per un arco di 20 anni? Qual è la minima velocità lungo la linea di vista misurabile con una risoluzione spettroscopica di 0.1 \AA a 8000 \AA ? Come cambiano questi numeri se $d = 10 \text{ kpc}$?

♣ Sezione 1.5

1. A quale distanza devo mettere una moneta di 1 euro ($\sim 2.5 \text{ cm}$) perché sottenda 1 ''?
2. Conoscendo l'unità astronomica, quant'è lungo un parsec?
3. Ricavare l'equazione 1.15.

♣ Sezione 1.6

1. Esprimete il limite di diffrazione in arcosecondi. Quale valore assume per un'antenna radio di 20 m alla frequenza di 21 cm ? E per uno specchio di 1 m a 6000 \AA ?

Capitolo 2

Le Stelle

♣ Le stelle occupano un posto d'onore nell'astrofisica. Sono state, per millenni, gli unici astri visibili dall'uomo, insieme naturalmente ai pianeti, alla via lattea e a qualche sporadica nebulosa, appena visibile con la coda dell'occhio. L'introduzione del telescopio aumentò molto il numero di stelle visibili; tuttavia, fino alla fine dell'800, delle stelle si conoscevano solo posizioni e moti apparenti, oltre a magnitudine e colore. Fu con l'introduzione della spettroscopia che si cominciarono a raccogliere informazioni sulla **natura delle stelle**, passando così dall'astronomia all'astrofisica. Oggi possiamo dire di avere capito le caratteristiche principali delle stelle; gli unici problemi veramente aperti rimangono la loro nascita ed alcuni aspetti della loro morte.

2.1 Classificazioni, diagramma di Hertzsprung-Russell (1h – F)

♣ **Osservativamente** le stelle sono degli oggetti puntiformi, visibili nell'ottico e nelle bande limitrofe. Gli unici oggetti che potrebbero confondersi con esse sono i **quasar** (sezione 3.6), che sono generalmente deboli, molto rari e presentano colori peculiari, nonché uno spettro completamente diverso.

♣ Fin dalle prime osservazioni sistematiche degli spettri stellari apparve chiaro che, mentre il continuo era simile a quello di un corpo nero, le righe di assorbimento presentavano delle regolarità (figura 2.1). Fu quindi proposta una **classificazione spettroscopica**, basata sulla preponderanza delle righe della serie Balmer dell'idrogeno. Le stelle di tipo A presentavano le righe di idrogeno più forti, seguite dalle B, C etc. fino alle M.

♣ Divenne poi chiaro che la sequenza spettrale sottintendeva una **sequenza in temperatura**, con un ordine però diverso da quello proposto in origine. Infatti, le righe Balmer dell'idrogeno si indeboliscono sia ad alte temperature, dove l'idrogeno è quasi del tutto ionizzato, sia a basse temperature, dove gli atomi sono quasi tutti nello stato fondamentale (figura 2.2). Messi in ordine di temperatura decrescente, i tipi spettrali sono O B A F G K M R N S. Ogni tipo è poi diviso in 10 sottotipi, da 0 a 9. L'ordine dei tipi viene di solito ricordato grazie alla frasetta *oh be a fine girl/guy, kiss me right now, sweetheart*. Notare che gli ultimi tre tipi, R N ed S, corrispondono a stelle circa della stessa temperatura di quelle M, ma con abbondanze peculiari di carbonio (R ed N) o dei cosiddetti elementi s (S) (sezione 2.3).

♣ Siccome lo spettro di una stella non è esattamente quello di un corpo nero, è utile definire la **temperatura efficace** della stella come quella di un corpo nero sferico dello stesso raggio

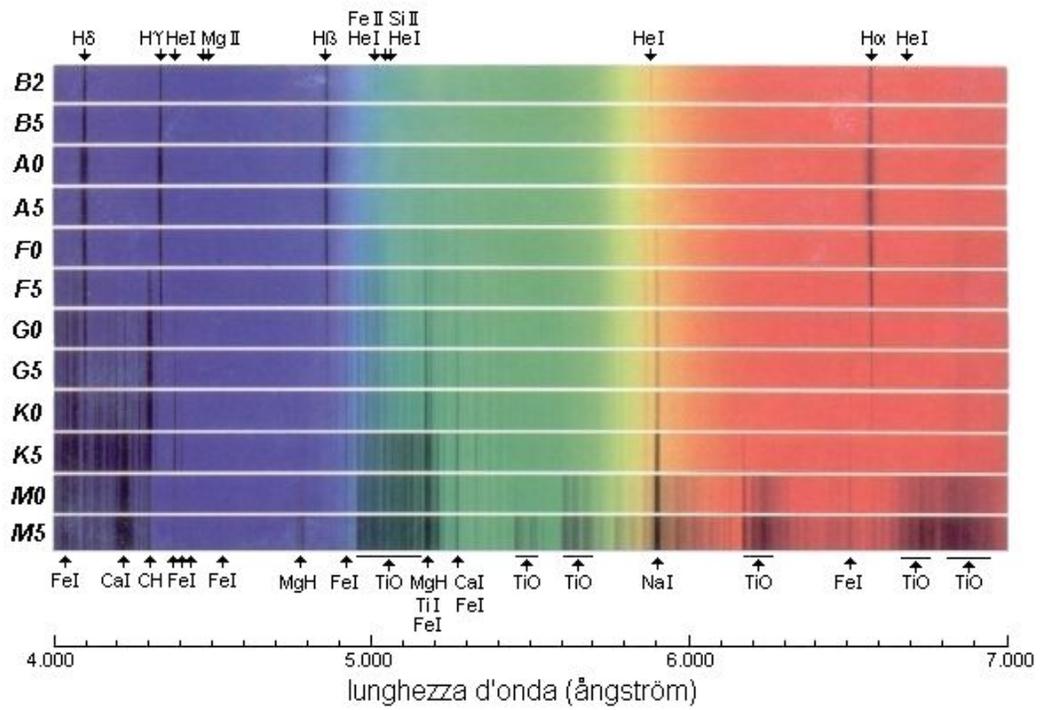


Figura 2.1: Classificazione spettrale delle stelle. Fonte: cortesia di C. Morossi.

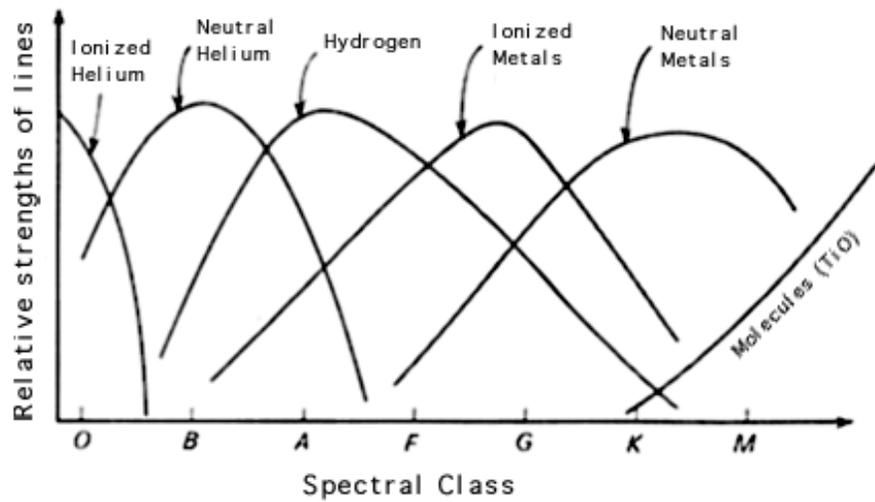


Figura 2.2: Preponderanza delle righe in funzione della classe spettrale. Fonte: M. Rieke.

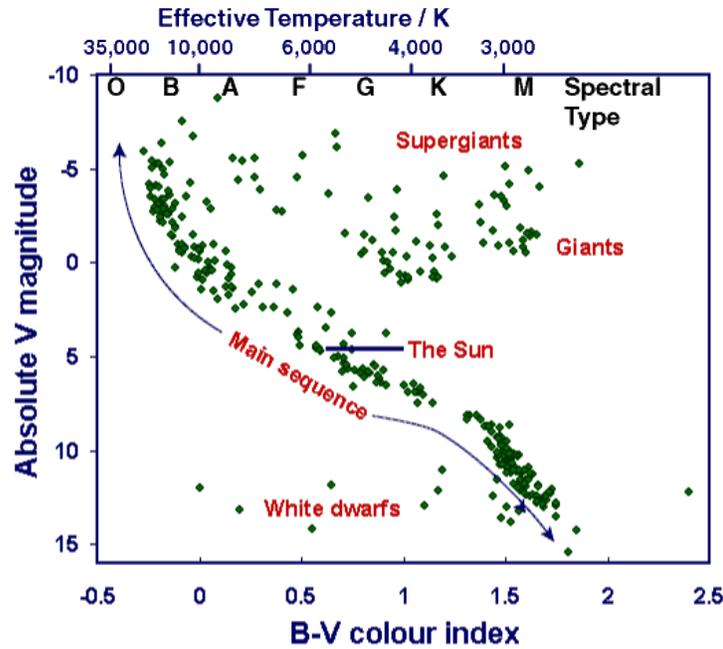


Figura 2.3: Diagramma di Hertzsprung-Russell osservativo. Fonte: Jodrell Bank Observatory.

e luminosità bolometrica della stella stessa. Siccome l'emissione di un corpo nero per unità di superficie è σT^4 (dove σ è la costante di Stefan-Boltzmann), la temperatura efficace T_e di una stella di luminosità L e raggio R viene definita dalla relazione:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4 \quad (2.1)$$

♣ Come già accennato, la classificazione spettroscopica permette di **determinare la temperatura** efficace di una stella. Rispetto ai colori, questa ha il vantaggio di non essere di fatto influenzata dall'arrossamento. Lo svantaggio consiste nel fatto di presentare alcuni "buchi" (classi a cui non corrispondono stelle), di non essere una funzione lineare della temperatura e di dipendere, anche se poco, dalla classe di luminosità (vedi sotto). Di fatto, si preferisce utilizzare il colore, corretto per l'assorbimento da polvere. La corrispondenza tra classe spettrale e temperatura efficace è ricavabile dalla figura 2.3

♣ All'interno della stessa classe spettrale esistono differenze negli allargamenti collisionali delle righe. A parità di tipo spettrale, stelle più luminose (e per l'equazione 2.1 più grandi) mostrano righe più strette. Infatti, l'allargamento collisionale delle righe dipende dalla pressione alla superficie della stella, e questa dalla gravità superficiale $g = GM_s/R^2$ (questo verrà dimostrato nella prossima sezione). Stelle più grandi hanno una gravità superficiale minore, e quindi allargamento collisionale minore. Le classi spettrali così ottenute vengono chiamate **classi di luminosità** ed indicate con numeri romani da I (le più luminose, cioè quelle con allargamento minore) a V.

♣ Si chiama **diagramma di Hertzsprung-Russell** (per brevità HR) **teorico** il diagramma che riporta per ogni stella la temperatura efficace in ascissa e la luminosità bolometrica in ordinata, in scala Log-Log. Il corrispondente **diagramma HR osservativo** riporta in ascissa il colore ed in ordinata la magnitudine assoluta, tipicamente in banda V. La figura 2.3 mostra il diagramma HR osservativo delle stelle vicine, la cui distanza di parallasse è nota.

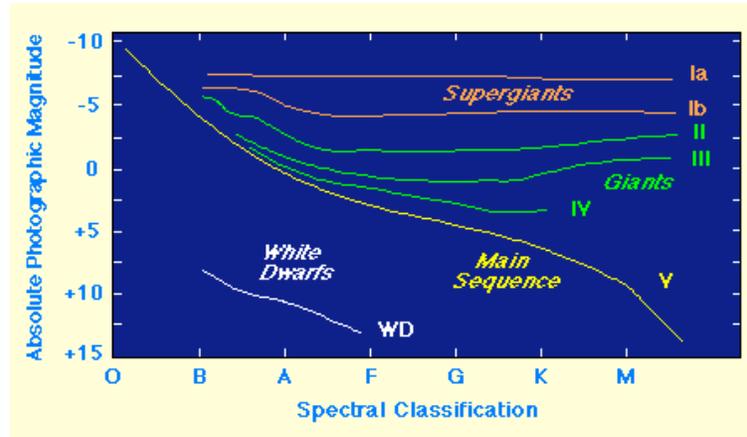


Figura 2.4: Classi di luminosità nel diagramma HR. Fonte: Web syllabus.

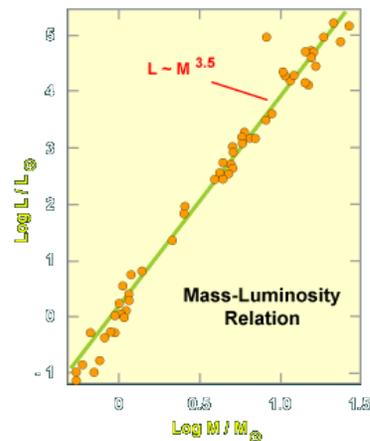


Figura 2.5: Relazione massa – luminosità per le stelle. Fonte: Web syllabus.

♣ L'importanza del diagramma HR risiede nel fatto che **le stelle tendono ad occupare zone ben precise del diagramma**, in dipendenza sia dalle caratteristiche fisiche delle stelle (principalmente massa e composizione chimica) che dalla loro fase evolutiva. Il diagramma HR mostra in modo lampante che le stelle sono, almeno in prima approssimazione, diverse realizzazioni di uno stesso sistema fisico descrivibile da pochi parametri. L'intera fisica della struttura ed evoluzione stellare può essere descritta in termini di posizione della stella nel diagramma HR.

♣ È importante notare che, a causa dell'equazione 2.1, **nel diagramma HR teorico stelle di raggio uguale corrispondono a linee di pendenza 4**. Risulta quindi immediato, in questa approssimazione, stimare il raggio di una stella una volta che è nota la sua posizione nel diagramma HR.

♣ Come abbiamo visto sopra, a parità di temperatura una stella di classe di luminosità minore ha un raggio maggiore. Questo si riflette nella **posizione delle cinque classi di luminosità nel diagramma HR**, mostrata in figura 2.4.

♣ La maggiorparte delle stelle risiede in una banda detta **sequenza principale**. Le stelle di sequenza principale sono spesso chiamate **nane**, e corrispondono alla classe di luminosità V. La posizione della stella nella sequenza principale dipende soprattutto dalla sua massa, ed in misura minore dalla sua composizione chimica. Utilizzando le stime di massa ottenute dalle

stelle binarie, si trova la relazione massa–luminosità delle stelle di sequenza principale, che risulta essere circa (figura 2.5):

$$L \propto M_s^{3.5} \quad (2.2)$$

È importante notare come aumenti velocemente la luminosità delle stelle all’aumentare della loro massa.

♣ Il fatto che le stelle tendano a stare sulla sequenza principale può avere due possibili implicazioni: se la loro posizione nel diagramma HR fosse costante nel tempo, allora si concluderebbe che la sequenza principale indica una classe di stelle “standard”, mentre quelle al di fuori sarebbero in qualche modo peculiari. Se invece la posizione delle stelle nel diagramma HR varia nel tempo, come risulta dalla teoria della struttura stellare, allora **la sequenza principale indica la fase evolutiva in cui le stelle passano la maggior parte della loro vita**. Vedremo che in questa fase le stelle bruciano idrogeno nel loro nucleo.

♣ Le stelle che si trovano a temperature basse e luminosità alte (e che quindi hanno raggi notevoli) sono chiamate **giganti rosse**. Partendo dalla sequenza principale ed andando verso luminosità (e quindi raggi) sempre più grandi troviamo le **sottogiganti**, il **ramo delle giganti rosse**, il **braccio orizzontale**, il **ramo asintotico delle giganti** ed infine, alle luminosità più alte, le **supergiganti rosse** (classe di luminosità I). Tutte queste stelle corrispondono a varie fasi evolutive di stelle di varia massa.

♣ Al di sotto della sequenza principale troviamo stelle relativamente calde ma poco luminose, con raggi modesti rispetto alle stelle di sequenza principale. Queste sono dette **nane bianche**, e sono il risultato finale dell’evoluzione di stelle di massa simile a quella del Sole. Sono concentrate intorno alla retta di raggio circa un centesimo di quello solare.

♣ Alle temperature e luminosità più alte, appena al di sotto della sequenza principale, troviamo delle stelle peculiari dette **Wolf-Rayet**. Queste sono stelle molto massicce che hanno perso precocemente tutto il loro involucro esterno, e per questo appaiono estremamente calde. Sono molto rare sia perché se ne formano poche, sia perché esplodono presto come supernove.

♣ In alcuni punti precisi del diagramma HR troviamo **stelle variabili** a causa di pulsazioni dell’involucro. La zona più importante è la fascia di instabilità delle RR-Lyrae e delle Cefeidi, una fascia quasi verticale a temperature di circa 7000 K, ma che non arriva ad influenzare la sequenza principale. Il fatto che in quella precisa zona del diagramma HR tutte le stelle risultino instabili per pulsazioni conferma come le stelle siano regolate dagli stessi principi fisici e da pochi parametri.

♣ Si ritiene che le stelle nascano in **ammassi stellari**, che contengono da centinaia a milioni di stelle. Questi sistemi, nella nostra Galassia, si presentano in due configurazioni principali: gli ammassi aperti e gli ammassi globulari.

♣ Gli **ammassi aperti** (un esempio è mostrato in figura 2.6) sono concentrazioni di stelle di dimensioni pari ad alcuni pc, i quali contengono stelle per alcune centinaia di M_\odot . La loro densità è quindi dell’ordine di $10 M_\odot \text{ pc}^{-3}$, con valori centrali dell’ordine di $100 M_\odot \text{ pc}^{-3}$. Questi ammassi mostrano dispersioni di velocità stellari dell’ordine del km s^{-1} , e sono debolmente legati, tanto che dopo alcuni milioni di anni buona parte delle stelle “evapora” per disperdersi nella Galassia. Si trovano nel disco della Galassia, e contengono in genere stelle giovani e (relativamente) ricche di elementi pesanti, dette di **popolazione I**. Esempi visibili ad occhio nudo sono le Pleiadi e le Iadi.



Figura 2.6: Ammassi stellari, aperto (sinistra) e globulare (destra). Fonte: Astrophysical Picture of the Day e W. Keel.

♣ Gli **ammassi globulari** (un esempio è mostrato in figura 2.6) sono più grandi sia come dimensioni (~ 10 pc) che come massa (fino a $10^6 M_{\odot}$), e sono anche molto più densi, con densità centrali che possono raggiungere valori di $\gtrsim 1000 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$. La loro forma sferoidale è dovuta al loro stato dinamico rilassato. La loro grande densità li rende stabili dal punto di vista dinamico, tant'è che il loro tempo di vita, cioè il tempo necessario perché una gran quantità di stelle evapori, è $\gtrsim 10^{10}$ yr. Questi ammassi si trovano preferenzialmente nell'alone della Galassia, e contengono stelle vecchie e povere di elementi pesanti, dette di **popolazione II**. Sono tra gli oggetti più antichi dell'Universo: la loro età dà un vincolo importante all'età dell'Universo.

♣ Oltre ad essere oggetti di per sé molto interessanti, gli ammassi stellari sono un **importantissimo laboratorio per l'evoluzione stellare**. Infatti le stelle in essi contenute possono essere considerate con ottima approssimazione di pari età, di pari composizione chimica e poste tutte alla stessa distanza. Di conseguenza, il loro diagramma HR dà una istantanea dell'evoluzione di una popolazione omogenea di stelle, in cui l'unica variabile libera è la massa della stella (e per alcuni versi l'appartenenza a sistemi binari e la rotazione).

♣ Per un ammasso stellare il diagramma di HR osservativo può anche contenere la magnitudine apparente, dato che le stelle sono tutte circa alla stessa distanza. La figura 2.7 mostra il **diagramma HR osservativo** di due ammassi, uno aperto e uno globulare. Per l'ammasso aperto, che è molto giovane, la sequenza principale è visibile fino a luminosità molto alte; sono anche visibili alcune giganti e supergiganti rosse. Nel caso dell'ammasso globulare, la sequenza principale è troncata molto presto ad un punto che viene chiamato **main sequence turnoff** (MSTO); le poche stelle che sembrano prolungarla oltre il turnoff sono dette *blue stragglers*, e appartengono a sistemi binari. Sono inoltre chiaramente visibili il braccio orizzontale, interrotto nella fascia di instabilità delle RR-Lyrae, e i bracci delle sottogiganti e delle giganti rosse (e asintotiche).

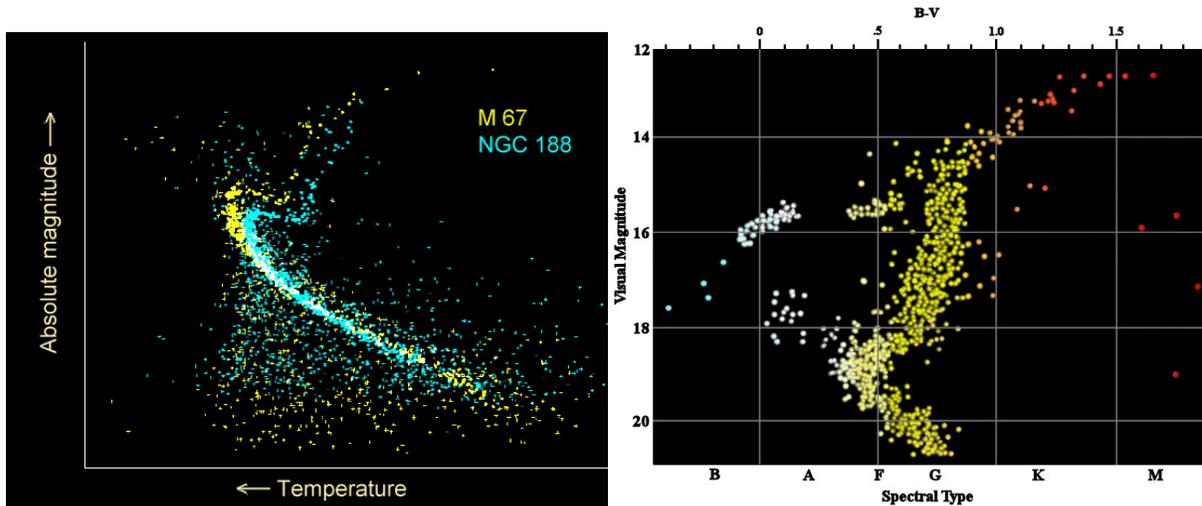


Figura 2.7: Diagramma HR osservativo degli ammassi M67, NGC188 (aperti) e M3 (globulare).
Fonte: Wikipedia.

2.2 Le equazioni della struttura stellare (3h – F)

♣ Prenderemo il Sole come prototipo di una stella. Il Sole infatti è una stella media in molti sensi (massa, fase evolutiva), e non presenta caratteristiche peculiari. Il Sole inoltre è l'unica stella che non vediamo come puntiforme. Le osservazioni del Sole, immensamente più dettagliate e precise delle altre stelle, sono quindi molto importanti per calibrare i modelli di struttura o atmosfera stellare.

♣ La luminosità bolometrica del Sole si calcola a partire dal flusso bolometrico, detto **costante solare**

$$f = 1.36 \times 10^6 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} = 1.36 \times 10^3 \text{ W m}^{-2} \quad (2.3)$$

e dalla distanza (media) Terra-Sole, che è 1 AU, distanza già introdotta nella sezione 1.5. Si ottiene (vedi esercizio 1 per la sezione 2.2):

$$L_{\odot} = 3.90 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1} = 3.90 \times 10^{26} \text{ W} \quad (2.4)$$

Il raggio del Sole R_{\odot} si calcola a partire dal suo diametro angolare, che è di $32'$, e dalla distanza Terra-Sole. Risulta (esercizio 2):

$$R_{\odot} = 6.96 \times 10^{10} \text{ cm} = 6.96 \times 10^8 \text{ m} \quad (2.5)$$

Dalla luminosità e dal raggio solare, utilizzando la legge di Stefan-Boltzmann, possiamo calcolare la temperatura efficace:

$$T_e = 5.80 \times 10^3 \text{ K} \quad (2.6)$$

Lo spettro continuo del Sole è in effetti simile a quello di un corpo nero di temperatura T_e .

♣ La **massa del Sole** può essere calcolata semplicemente a partire dalla distanza Terra-Sole (AU) e dalla durata del periodo P di rivoluzione della Terra (anno), assumendo per semplicità che l'orbita della Terra sia sferica (esercizio 3). Risulta:

$$M_{\odot} = \frac{r_{\text{AU}}}{G} \left(\frac{2\pi r_{\text{AU}}}{P} \right)^2 = 1.99 \times 10^{33} \text{ g} = 1.99 \times 10^{30} \text{ kg} \quad (2.7)$$

La densità media del Sole risulta molto simile alla densità dell'acqua,

$$\bar{\rho}_{\odot} = 1.41 \text{ g cm}^{-3} = 1.41 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3} \quad (2.8)$$

♣ Una stella come il Sole non crolla su sé stessa perché il gas di cui è formata è caldo, e quindi esercita una pressione che contrasta la forza di gravità. Se così non fosse, la stella cadrebbe su sé stessa in un tempo dell'ordine del suo **tempo dinamico**¹. Questo è uguale al tempo necessario ad un elemento di massa fermo alla superficie (a $r = R$) per cadere fino al centro nel caso ipotetico in cui la massa della stella alla sua superficie (M_s) sia concentrata al centro. La velocità v di tale elemento di massa ad un raggio r è, per la conservazione dell'energia:

$$v = \sqrt{2GM_s \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right)} \quad (2.9)$$

Di conseguenza, il tempo necessario per percorrere lo spazio da $r = R$ ad $r = 0$ è (dopo un po' di algebra):

$$t_{\text{din}} = \int_R^0 \frac{dr}{v} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\bar{\rho}}} \quad (2.10)$$

Nel caso del Sole, sostituendo a G e $\bar{\rho}_{\odot}$ i valori numerici, si ottiene un tempo dinamico dell'ordine della mezz'ora! (esercizio 4)²

♣ D'altra parte il **tempo di vita del Sole**, ovvero il tempo in cui è esistito con caratteristiche molto simili a quelle attuali, è molto più lungo. Numerose evidenze geologiche rivelano che il Sole è stato stabile fin dalla formazione della Terra, avvenuta circa 4.6×10^9 anni fa; se luminosità o temperatura solare fossero state molto diverse dai valori attuali, non avremmo avuto né acqua né vita sul pianeta. Modelli accurati della struttura solare ci dicono che il Sole è nato circa 4.6×10^9 anni fa.

♣ Vista l'estrema differenza tra tempo dinamico e tempo di vita del Sole, è più che ragionevole supporre che questo, così come ogni altra stella, sia in **equilibrio idrostatico**, ovvero che sia in una configurazione di equilibrio stabile in cui la forza di pressione bilancia la forza di gravità.

♣ Approssimiamo la stella come un sistema a **simmetria sferica** e consideriamo (figura 2.8) un elemento di massa δm e volume $\delta V = \delta S \times \delta r$ ad una distanza r dal centro della stella. Le forze esercitate su tale elemento sono le forze di pressione e quella di gravità. Le forze di pressione esercitate sulle pareti laterali si equilibrano per simmetria, mentre la risultante di quelle verticali è:

$$F_P = -P(r + \delta r) \times \delta S + P(r) \times \delta S \quad (2.11)$$

¹Talvolta questo è chiamato tempo di **caduta libera**.

²Il tempo dinamico viene definito in molti modi diversi, che danno sempre come risultato $t_{\text{din}} = 1/\sqrt{\text{cost.} \times G\rho}$, dove la costante può essere, per esempio, 4π o 6π invece di $32/3\pi$.

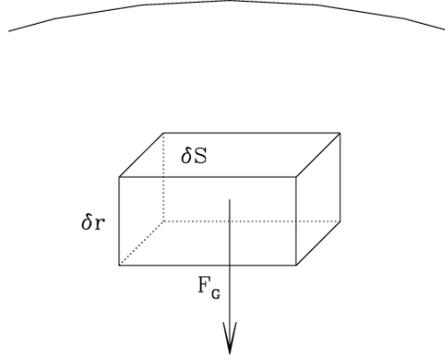


Figura 2.8: Dimostrazione dell'equazione dell'equilibrio idrostatico. Fonte: produzione propria.

(il segno positivo indica una forza esercitata verso l'alto, viceversa quello negativo). La forza di gravità esercitata sull'elemento di massa è:

$$F_G = -G \frac{M(r) \delta m}{r^2} \quad (2.12)$$

dove $M(r)$ è la massa della stella entro il raggio r (per il teorema di Gauss la massa esterna non esercita alcuna forza gravitazionale, mentre quella interna può essere considerata concentrata al centro). Perché ci sia equilibrio idrostatico è necessario che la risultante delle forze sia nulla: $F_P + F_G = 0$. Ricordando che $\delta m = \rho(r) \times \delta V$ (dove $\rho(r)$ naturalmente è la densità al raggio r) e che $P(r + \delta r) - P(r) \simeq dP/dr \times \delta r$, otteniamo la seguente **equazione dell'equilibrio idrostatico**:

$$\frac{dP(r)}{dr} = -G \frac{M(r) \rho(r)}{r^2} \quad (2.13)$$

In altre parole, il gradiente di pressione si assesta al valore necessario per sostenere la stella.

♣ A partire dalla condizione di equilibrio idrostatico è possibile calcolarsi l'ordine di grandezza della **pressione centrale di una stella** (esercizio 5). Questa pressione deve essere tale da sostenere il peso di una colonna di gas di superficie unitaria. Si ha che:

$$P_c \sim \frac{GM_s^2}{R^4} \quad (2.14)$$

Nel caso del Sole, stime precise danno $P_{c\odot} = 19 GM_\odot^2 / R_\odot^4 = 2.1 \times 10^{17} \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-2}$, ovvero $2.1 \times 10^{16} \text{ Pa}$. È da notare che la relazione $P \sim GM_s^2 / R^4$ vale in generale per la pressione tipica (non necessariamente centrale) in una stella.

♣ L'equazione dell'equilibrio idrostatico (2.13) contiene tre variabili, ovvero $P(r)$, $M(r)$ e $\rho(r)$. Le ultime due sono collegate dalla **equazione di conservazione della massa** (o di continuità):

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \quad (2.15)$$

♣ La pressione a sua volta dipende dallo stato del gas. L'equazione che regola il comportamento della pressione si chiama **equazione di stato**. Nell'interno del Sole vale la comune **equazione di stato dei gas perfetti**:

$$P(r) = n(r)kT(r) \quad (2.16)$$

dove $n(r)$ è la densità di particelle per unità di volume, k la costante di Boltzmann e $T(r)$ la temperatura. La densità di particelle non viene considerata come una nuova variabile, in quanto essa è collegata con la densità di massa tramite la relazione $n(r) = \rho(r)/\mu m_p$, dove m_p è la massa del protone (ovvero la massa dell'atomo di idrogeno, per il livello di accuratezza che ci interessa) e μ è il peso molecolare medio del gas (in unità di m_p). Per conoscere μ bisogna conoscere la composizione chimica del gas e lo stato di ionizzazione di tutti gli elementi, perché gli elettroni liberi contribuiscono al numero di particelle. Nel caso di idrogeno completamente ionizzato si ha $\mu = 0.5$; in presenza di elio e di elementi più pesanti (con concentrazioni simili a quelle della superficie del Sole) si ha $\mu \sim 0.6$, mentre nel nucleo del Sole, dove l'idrogeno è in parte consumato, $\mu \sim 1$.

♣ Avendo stimato la pressione centrale del Sole, e sapendo che la sua densità centrale è di circa 110 volte quella media, è possibile calcolare la **temperatura centrale del Sole** tramite l'equazione di stato (2.16). Risulta (esercizio 6) $T_{c\odot} = 1.5 \times 10^7$ K. Questo numero è molto importante per capire lo stato fisico della materia nel nucleo del Sole, e di conseguenza il meccanismo di generazione di energia del Sole.

♣ Integriamo l'equazione dell'equilibrio idrostatico (2.13), dal centro (c) alla superficie (s) di una stella, moltiplicando prima entrambi i membri per $4\pi r^3$:

$$\int_{P_c}^{P_s} 4\pi r^3 dP = - \int_0^R 4\pi r GM \rho dr \quad (2.17)$$

Nel primo membro riconosciamo $4\pi r^3 = 3V(r)$, per semplificare il secondo membro utilizziamo l'equazione di continuità (2.15):

$$3 \int_{P_c}^{P_s} V dP = - \int_0^{M_s} \frac{GM}{r} dM \quad (2.18)$$

Naturalmente il valore di M alla superficie, M_s , è uguale al valore della massa della stella. Riconosciamo subito nel secondo termine l'energia potenziale totale della stella:

$$- \int_0^{M_s} \frac{GM}{r} dM = \Omega \quad (2.19)$$

Il primo termine si può integrare per parti, ottenendo $PV|_c^s - \int_c^s P dV$. Di questi due termini il primo si annulla sia al centro ($V = 0$) che alla superficie ($P = 0$). Inoltre:

$$3 \int_c^s P dV = 2 \int_c^s \left(\frac{3}{2} nkT \right) dV = 2K \quad (2.20)$$

non è altro che 2 volte l'energia cinetica totale delle particelle della stella, ovvero la sua energia termica. Otteniamo così l'equazione:

$$2K + \Omega = 0 \quad (2.21)$$

Questa equazione è nota come **teorema del viriale**, ed è valida per gas perfetti in equilibrio idrostatico così come per molti altri casi, come le orbite Kepleriane o il moto delle stelle in ammassi o galassie.

♣ Un'interessante **conseguenza del teorema del viriale** (2.21) è la seguente. Una nube di gas, che supponiamo in quasi-equilibrio idrostatico³, collassando si riscalda, e riscaldandosi assume facilmente temperature maggiori di quelle dello spazio esterno, che sono dell'ordine della temperatura del fondo cosmico di radiazione (all'epoca attuale ~ 2.7 K). Per principio zero della termodinamica, la nube irradierà parte della sua energia termica, per raggiungere l'equilibrio termico con l'esterno. Ma questo processo è regolato dal teorema del viriale, per il quale $2K + \Omega = 0$. Se $E = K + \Omega$ è l'energia totale della nube, allora si ha $E = -K$ oppure $E = \Omega/2$. Per una nube che irradia, l'energia totale E , che è negativa se la nube è gravitazionalmente legata, diminuisce diventando così più negativa. Di conseguenza, **l'energia potenziale diminuisce e l'energia termica aumenta!** In altre parole, **il collasso fa riscaldare la nube**, allontanandola ulteriormente dall'equilibrio idrostatico. Quest'apparente violazione del principio zero della termodinamica è il motivo principale per cui l'universo non è un brodo uniforme di particelle a temperatura molto bassa; tutta l'evoluzione dell'Universo può essere vista come una competizione tra gravità, che tende a creare diversità, e termodinamica, che tende a uniformare.

♣ L'introduzione della temperatura porta a 4 il numero di variabili del sistema, mentre il numero di equazioni rimane 3 (equilibrio idrostatico, continuità, stato). Per chiudere il sistema servono quindi altre informazioni. Un modo di aggirare questo problema è quello di supporre una relazione tra pressione e densità del gas:

$$P \propto \rho^\gamma \quad (2.22)$$

Questa relazione viene chiamata **equazione politropica** e l'esponente γ **indice politropico**. Utilizzando questa equazione insieme a quelle di equilibrio idrostatico (2.13) e di continuità (2.15) il sistema si chiude. Quest'approccio può dare buone approssimazioni per la struttura stellare, come per esempio per i valori di pressione e densità centrale utilizzati sopra per il Sole. D'altra parte, l'indice politropico rimane un parametro libero. Inoltre, questo approccio nasconde due problemi molto importanti: come si genera l'energia all'interno del Sole? come si trasferisce l'energia dal nucleo fino alla superficie?

♣ Può il collasso gravitazionale essere responsabile per la generazione di energia del Sole? Per capirlo stimiamo il **tempo scala di Kelvin-Helmoltz** necessario per irradiare, al ritmo di L_\odot erg s⁻¹ (o W), l'energia gravitazionale acquisita dal Sole nel suo collasso:

$$t_{\text{KH}} = \frac{|\Omega_\odot|}{L_\odot} \sim \frac{GM_\odot^2}{R_\odot L_\odot} \quad (2.23)$$

Si ottiene (esercizio 7) $t_{\text{KH}} \sim 3.08 \times 10^7$ yr, che pur essendo relativamente lungo è molto minore dei 4×10^9 yr suggeriti dalle evidenze geologiche.

♣ Per mantenere stabile il Sole è quindi necessario generare energia al suo interno. Il meccanismo responsabile per la generazione di energia verrà discusso nella sezione 2.3. Il tasso di produzione di energia, per qualsiasi ragionevole meccanismo, dipenderà dalla densità e dalla temperatura del gas, nonché dalla sua composizione chimica. Chiamiamo $\epsilon(\rho, T, \text{composizione})$ l'energia generata per unità di massa e di tempo da un gas di composizione nota alla densità ρ e alla temperatura T . Chiamiamo $L(r)$ l'energia che attraversa (dall'interno verso l'esterno) la

³Per quasi-equilibrio idrostatico intendiamo che il collasso procede con un tempo scala molto più grande del tempo dinamico della nube, cosicché la condizione di equilibrio idrostatico è sempre approssimativamente rispettata.

superficie sferica al raggio r nell'unità di tempo. L'equazione della generazione di energia viene scritta semplicemente come:

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \epsilon(\rho, T, \text{composizione}) \quad (2.24)$$

Naturalmente la soluzione di questa equazione richiede conoscenza di ϵ e quindi del meccanismo di generazione dell'energia. Notiamo anche che questa equazione introduce un'ulteriore variabile, $L(r)$, e quindi il sistema di equazioni per la struttura stellare risulta ancora non chiuso. Infine, notiamo che $L(r)$ indica un flusso di energia; solo alla superficie del Sole questa energia viene liberata sotto forma di luce, ed $L(R_\odot) = L_\odot$ assume il significato di luminosità.

♣ L'ultimo elemento che ci manca per chiudere il sistema di equazioni è quello del **trasferimento di energia**. La diffusione dell'energia all'interno di una stella avviene secondo i tre meccanismi classici: **conduzione, convezione ed irraggiamento**. La conduzione da parte di elettroni risulta poco efficiente confrontata agli altri due meccanismi, e la trascureremo. L'irraggiamento, che in questo caso prende il nome di **trasferimento radiativo**, assume come vedremo caratteristiche particolari data l'altissima opacità del gas. La convezione verrà brevemente discussa dopo.

♣ Alle temperature e densità caratteristiche dell'interno di una stella, i fotoni sono in grado di eccitare e ionizzare gli atomi presenti. Essi riescono quindi a percorrere distanze molto piccole prima di interagire con un elettrone libero o legato. Di conseguenza, il gas è opaco⁴. In queste condizioni si raggiunge un **equilibrio termodinamico locale** tra la materia e la radiazione, la quale assume uno spettro di corpo nero, come discusso nella sezione 1.3. L'equilibrio termodinamico viene detto "locale" perché nel frattempo la stella va perdendo continuamente energia, alla ricerca di un equilibrio globale con lo spazio esterno.

♣ In condizioni di alta opacità il trasferimento radiativo è molto lento. Sia l il cammino libero medio di un fotone, ossia la distanza percorsa in media tra un'emissione ed un assorbimento. Supponiamo per semplicità che ogni fotone, dopo essere stato assorbito, sia immediatamente riemesso (non importa al momento se la riemissione avviene ad una lunghezza d'onda diversa). La direzione di riemissione sarà in genere completamente scorrelata con la direzione di incidenza. In questo caso i fotoni compiono un **cammino casuale** ("random walk"). Come è noto dalla fisica statistica, la distanza percorsa in media da un fotone in cammino casuale è, dopo N passi, $d = l \times \sqrt{N/3}$. Sapendo che all'interno del Sole il cammino libero medio è di ~ 0.5 cm, è possibile stimare il numero di passi necessari ad un fotone per emergere dal centro alla superficie come $N = 3(R_\odot/l)^2$, ed il tempo che lo stesso impiega:

$$t = Nl/c = 3R_\odot^2/lc \quad (2.25)$$

Risulta $N \sim 6 \times 10^{22}$ e $t \sim 3 \times 10^4$ yr (esercizio 8).

♣ Il tempo necessario ad un fotone per sbucare dall'interno del Sole alla superficie è l'elemento fondamentale per **capire il valore della luminosità del Sole**. Infatti, l'energia generata all'interno del Sole, a temperatura tipica T , è $4\pi R_\odot^3/3 \times aT^4$, dove a è la costante di radiazione, e aT^4 è quindi l'energia emessa per unità di volume da un gas a temperatura T . Se questa energia potesse essere irradiata all'istante, la luminosità del Sole sarebbe enorme. Invece quest'energia

⁴Questo è il motivo per cui vediamo il Sole come una palla e non riusciamo a vederne l'interno.

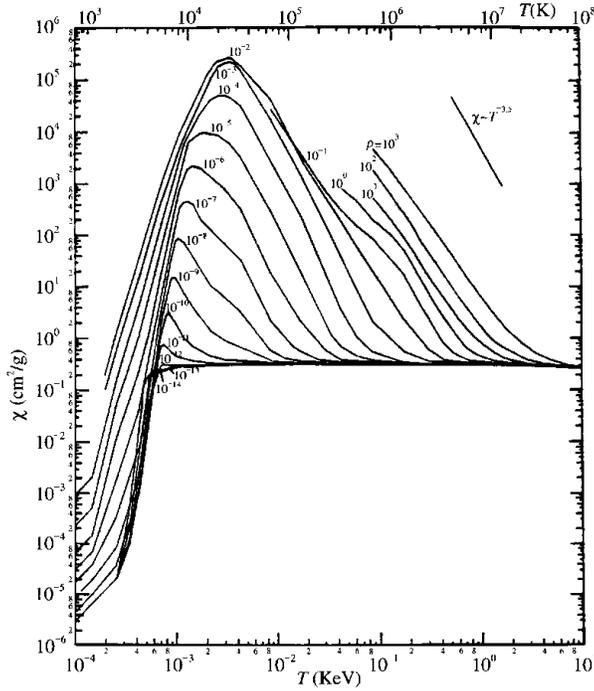


Figura 2.9: Opacità in funzione di densità e temperatura. Fonte: A. Braccesi.

emerge sulla superficie della stella in un tempo scala pari a $3R_{\odot}^2/lc$. Quindi la luminosità del Sole può essere stimata come:

$$L_{\odot} \sim \frac{4\pi R_{\odot}^3/3 \times aT^4}{3R_{\odot}^2/lc} \quad (2.26)$$

(esercizio 9). Prendendo per T un'opportuna temperatura media del Sole, $T \sim 4.5 \times 10^6$ K, otteniamo per la luminosità del Sole un valore di 4.4×10^{33} erg s⁻¹, in buon accordo col valore vero.

♣ Si definisce **opacità** del mezzo la quantità:

$$\kappa = \frac{1}{\rho l} \quad (2.27)$$

Come il coefficiente di generazione dell'energia ϵ , anche l'opacità del gas è una funzione della densità, temperatura e composizione del gas: $\kappa = \kappa(\rho, T, \text{composizione})$. La figura 2.9 riporta l'opacità (indicata con il simbolo χ invece di κ) calcolata nel caso di gas con composizione solare. L'opacità determina il trasferimento radiativo, e quindi il gradiente di temperatura del Sole, o in genere della stella.

♣ Consideriamo un gas di fotoni che si muove all'interno di una stella con un gradiente di temperatura. I fotoni trasportano energia ad una distanza l ; una superficie sferica al raggio r sarà attraversata da fotoni che viaggiano verso l'esterno, trasportando energia da $r - l$ ad r , o verso l'interno, trasportando energia da $r + l$. Assumendo per semplicità che $1/6$ dei fotoni interni viaggia verso l'esterno e viceversa, e ricordando che la densità di energia di un corpo nero è aT^4 , il flusso di energia su tutta la superficie si potrà scrivere come:

$$\frac{L(r)}{4\pi r^2} = \frac{1}{6} caT(r-l)^4 - \frac{1}{6} caT(r+l)^4 \simeq \frac{1}{3} cl \times 4aT(r)^3 \frac{dT}{dr} \quad (2.28)$$

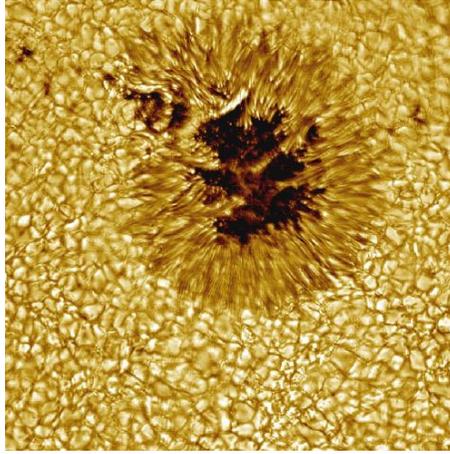


Figura 2.10: Superficie del Sole: sono visibili le bolle della convezione (granuli) ed una macchia solare. Fonte: Vacuum Tower Telescope.

Esprimendo il cammino libero medio in termini di opacità, si ottiene **l'equazione del trasferimento radiativo**:

$$\frac{dT(r)}{dr} = -\frac{3}{4ac} \frac{\kappa \rho(r) L(r)}{4\pi r^2 T(r)^3} \quad (2.29)$$

♣ Abbiamo adesso **5 equazioni**, cioè dell'equilibrio idrostatico (2.13), di continuità (2.15), di stato (2.16), di generazione dell'energia (2.24) e del trasferimento radiativo (2.29). Abbiamo inoltre **5 variabili**, cioè la pressione P , la densità ρ , la massa M , la temperatura T e la "luminosità" L . L'opacità κ e il coefficiente di generazione dell'energia ϵ sono note, rispettivamente, dalla fisica atomica e da quella nucleare, e sono in genere tabulate, mentre il peso molecolare μ è determinato dalla composizione chimica del gas. Il sistema è chiuso e può quindi essere risolto, con opportune condizioni al contorno.

♣ Il trasferimento di energia può anche avvenire per **convezione**, in modo simile a come avviene in una pentola d'acqua su un fornello. In questo caso delle regioni macroscopiche di gas un po' più caldo di quello circostante si sollevano a causa della spinta di Archimede. Ciò avviene per esempio negli strati esterni del Sole, a partire da circa $0.7 R_{\odot}$. Le "bolle" convettive, dette granuli, sono chiaramente visibili sulla superficie del Sole (figura 2.10). Questo meccanismo di trasferimento di energia è di gran lunga più efficace del trasferimento radiativo, ma si innesca solo in condizioni particolari, per esempio **nei nuclei di stelle massicce**, nei quali si genera molta energia che non riesce facilmente ad essere trasportata nelle parti esterne, o **nei mantelli delle stelle più piccole**, come il Sole, dove l'opacità diventa molto grande (a causa della ricombinazione dell'idrogeno) e il trasporto radiativo di energia molto lento. Purtroppo la convezione è molto complicata da descrivere fisicamente; le incertezze dei modelli convettivi sono una delle principali fonti di incertezze dei modelli stellari.

2.3 Processi nucleari e nucleosintesi stellare (1h – F)

♣ Abbiamo mostrato nella sezione precedente come sia necessario per il Sole (come per le altre stelle) generare energia in modo da rimpiazzare quella persa per radiazione e rimanere così stabile per lungo tempo. Data l'altissima temperatura e densità centrale, necessarie per soddisfare la condizione di equilibrio idrostatico, l'interno del Sole è in condizioni tali da ospitare **reazioni nucleari**. Questo fatto viene confermato dalla seguente considerazione. L'energia irradiata dal Sole nell'arco della sua vita di circa $t_{\odot} \sim 4.5 \times 10^9$ yr corrisponde ad una frazione di massa (esercizio 1 per la sezione 2.3):

$$\frac{\Delta M}{M_{\odot}} = \frac{L_{\odot} t_{\odot}}{M_{\odot} c^2} \sim 3 \times 10^{-4} \quad (2.30)$$

Seppure molto minore di uno, questa efficienza viene giustificata solo da processi di tipo nucleare. L'argomento viene rinforzato se si nota che solo il $\sim 10\%$ della stella è coinvolta nella generazione di energia.

♣ Sebbene il verbo **bruciare** vada rigorosamente riferito alle combustioni chimiche, questo viene usato dagli astronomi per indicare le reazioni nucleari che avvengono all'interno di una stella (detti quindi "bruciamanti").

♣ Inoltre, in astronomia è d'uso chiamare **metalli** tutti i nuclei più pesanti dell'elio. Si indica con la lettera X la frazione di massa in idrogeno, con Y quella in elio, e con $Z = 1 - X - Y$ quella in "metalli"; Z è detta **metallicità**, e non va confusa col numero atomico.

♣ L'idrogeno, oltre ad essere l'elemento più comune dell'Universo, è anche l'elemento più comune in una stella, ed uno dei primi elementi a bruciare. Esso è quindi il **primo combustibile nucleare** ad essere utilizzato. Le stelle al loro interno bruciano idrogeno trasformandolo in elio. In questo processo l'efficienza di trasformazione di massa in energia è dello 0.7%.

♣ A temperature e densità basse, le reazioni nucleari non avvengono perché i nuclei sono carichi positivamente, e quindi si respingono elettrostaticamente. Perché la reazione venga scatenata è necessario che i nuclei si scontrino a velocità abbastanza alta da superare la barriera elettrostatica ed arrivare quindi abbastanza vicini da interagire tramite le forze nucleari. Questa barriera è molto alta, tanto che alcuni fisici dubitavano che il centro del Sole potesse essere abbastanza caldo da ospitare reazioni nucleari. Tuttavia **la barriera può essere superata per effetto tunnel**.

♣ Supponiamo che due nuclei di massa m_1 ed m_2 e carica q_1 e q_2 si incontrino a velocità (all'infinito) v e con parametro d'impatto nullo. Se $m = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ è la massa ridotta del sistema, la distanza minima che i due nuclei riescono a raggiungere è:

$$r = \frac{2q_1 q_2}{mv^2} \quad (2.31)$$

A questa distanza i nuclei possono penetrare la barriera elettrostatica con probabilità $P_{\text{tunnel}} \propto \exp(-2\pi^2 r / \lambda)$, dove $\lambda = h/mv$ è la lunghezza d'onda di de Broglie. Questa probabilità cresce con la velocità. Per una distribuzione di Maxwell, la probabilità di avere una velocità v sufficientemente alta è $P_{\text{maxwell}} \propto \exp(-mv^2/2kT)$. Questa probabilità decresce con la velocità. La probabilità di avere una reazione sarà data dal prodotto di P_{tunnel} e P_{maxwell} ; è facile dimostrare

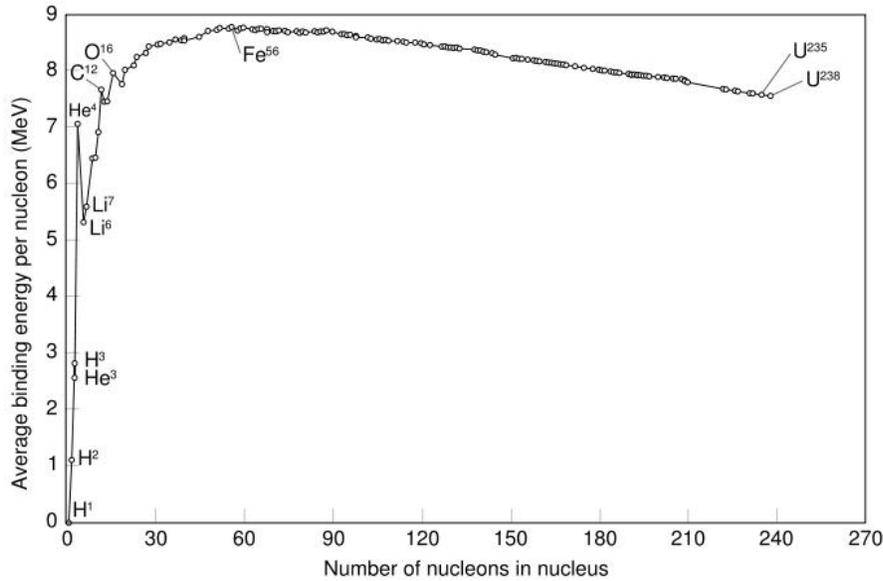


Figura 2.11: Curva dell'energia di legame per nucleone. Fonte: Wikipedia.

che questa probabilità risulta massima per $v = (4\pi^2 q_1 q_2 kT/hm)^{1/3}$. Scrivendo la probabilità risultante come

$$P_{\text{reazione}} \propto \exp \left[- \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-1/3} \right] \quad (2.32)$$

si ottiene:

$$T_0 = \left(\frac{3}{2} \right)^3 \left(\frac{4\pi^2 q_1 q_2}{h} \right)^2 \left(\frac{m}{k} \right) \quad (2.33)$$

♣ Notiamo alcuni fatti importanti:

- T_0 cresce come $m(q_1 q_2)^2$, il che implica che la barriera elettrostatica degli elementi più pesanti cresce come AZ^4 (qui Z è il numero atomico). **Per bruciare elementi pesanti è necessaria una temperatura più alta.**
- Anche per l'idrogeno la temperatura T_0 , a cui i bruciamenti nucleari sono comuni, è relativamente alta: ponendo $q_1 = q_2 = e$ e $m = m_p/2$ si ottiene $T_0 = 3.8 \times 10^{10}$ K (esercizio 2). Essendo $T_{c,\odot} \ll T_0$, il bruciamento dell'idrogeno nell'interno del Sole è molto graduale: **il Sole è una candela nucleare.**
- Di conseguenza l'efficienza di generazione dell'energia ϵ **cresce molto rapidamente con la temperatura**, e questo è vero per tutti i bruciamenti, ma vale in special modo per il bruciamento degli elementi più pesanti, che avviene tipicamente a temperature significativamente più basse del corrispondente T_0 .

♣ D'altro canto non tutti i bruciamenti nucleari sono convenienti. Un bruciamento è conveniente se l'**energia di legame** del prodotto della combustione è maggiore di quella dei reagenti. La curva dell'energia di legame dei vari elementi è mostrata nella figura 2.11. All'inizio la curva

Ciclo PP	Ciclo CNO
${}^1_1H + {}^1_1H \rightarrow {}^2_1H + {}^0_1\bar{e} + {}^0_0\nu$	${}^{12}_6C + {}^1_1H \rightarrow {}^{13}_7N + {}^0_0\gamma$
${}^2_1H + {}^1_1H \rightarrow {}^3_2He + {}^0_0\gamma$	${}^{13}_7N \rightarrow {}^{13}_6C + {}^0_1\bar{e} + {}^0_0\nu$
${}^3_2He + {}^3_2He \rightarrow {}^4_2He + {}^1_1H + {}^1_1H$	${}^{13}_6C + {}^1_1H \rightarrow {}^{14}_7N + {}^0_0\gamma$
	${}^{14}_7N + {}^1_1H \rightarrow {}^{15}_8O + {}^0_0\gamma$
Ciclo 3α	${}^{15}_8O \rightarrow {}^{15}_7N + {}^0_1\bar{e} + {}^0_0\nu$
${}^4_2He + {}^4_2He \rightarrow {}^8_4Be + {}^0_0\gamma$	${}^{15}_7N + {}^1_1H \rightarrow {}^{12}_6C + {}^4_2He$
${}^8_4Be + {}^4_2He \rightarrow {}^{12}_6C^* + {}^0_0\gamma$	

Tabella 2.1: Principali cicli nucleari nelle stelle

crece rapidamente e in modo irregolare, ma a numeri atomici più alti prevale la repulsione elettrostatica tra i vari protoni, e l'energia di legame torna a decrescere. Il picco, molto largo, si ha per il ${}^{56}Fe$. Elementi più leggeri possono essere bruciati, o fusi (nel linguaggio della fisica nucleare), mentre per elementi più pesanti la reazione conveniente è quella della fissione.

♣ Il bruciamento dell'idrogeno nelle stelle avviene secondo due cicli principali di reazioni. Il primo, detto **ciclo protone-protone** (o ciclo PP; vedi tabella 2.1) risulta nella fusione di quattro protoni in un nucleo di 4He . La prima reazione è la più lenta; infatti, coinvolgendo un neutrino, viene mediata dalle forze deboli. Essendo la più lenta è anche quella che regola l'efficienza globale della catena di reazioni. Questa catena presenta anche dei rami secondari, che qui non verranno discussi, costituiti da reazioni che giungono allo stesso risultato, ma hanno probabilità inferiori.

♣ Un secondo ciclo, detto **CNO** (tabella 2.1), o anche ciclo CN, viene acceso in presenza di carbonio, azoto e ossigeno. In questo ciclo di reazioni questi elementi vengono creati e distrutti, per un risultato netto nullo; agiscono quindi da **catalizzatori** della reazione. Però, sebbene l'effetto finale sia nullo, l'equilibrio tra le varie reazioni, che dipende dai tempi scala delle stesse, porta a variazioni delle abbondanze degli elementi catalizzatori coinvolti rispetto a quelle iniziali. Per esempio, essendo la quarta reazione la più lenta del ciclo, l' ${}^{14}N$ viene consumato molto lentamente, e quindi si deve accumulare affinché il ciclo funzioni a regime. Di fatto il ciclo CNO è il maggior responsabile per la produzione dell' ${}^{14}N$.

♣ I due cicli PP e CNO coesistono nei nuclei di tutte le stelle, ma in genere **uno dei due domina la produzione di energia** (figura 2.12). Il ciclo PP si innesca già a temperature di $\sim 10^7 K$ ed ha una dipendenza dalla temperatura modesta, circa $\epsilon_{PP} \propto T^4$. Questo si può verificare calcolando la pendenza dell'equazione 2.32 ad una temperatura di $\sim 10^7$. Il ciclo CNO si innesca a temperatura un po' più alta, ma è più efficiente e dipende dalla temperatura in modo più deciso, $\epsilon_{CNO} \propto T^{17}$. Il primo domina fino a temperature centrali di $\sim 2 \times 10^7 K$, appena superiori a quella del Sole, il secondo domina a T_c maggiori.

♣ La dipendenza della generazione dell'energia ϵ dalla temperatura è molto importante per capire il **meccanismo di stabilità** di una stella. In genere tutti i bruciamenti aumentano

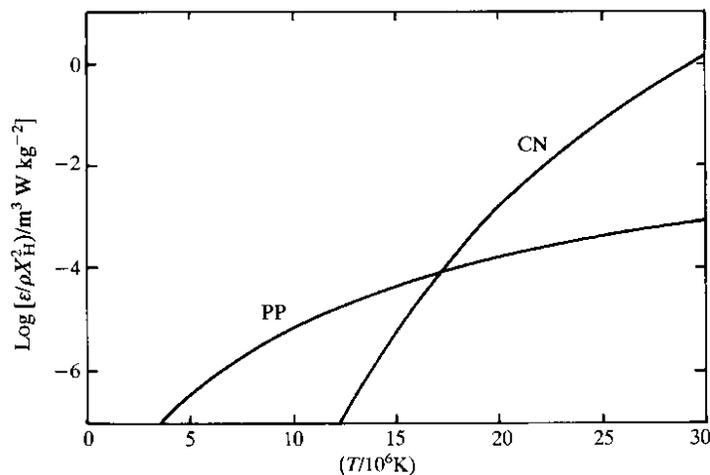


Figura 2.12: Generazione di energia dei cicli PP e CNO in funzione della temperatura (composizione solare). Fonte: R. Tayler.

all'aumentare della temperatura, e dipendono dal quadrato della densità⁵ (in quanto processi a due corpi): $\epsilon \propto \rho T^\alpha$ con α positivo e spesso $\gg 1$. Il nucleo stellare mantiene il bruciamento necessario per sostenere la luminosità della stella. In genere ad una compressione del nucleo corrisponde un aumento di temperatura, densità e generazione di energia, e quindi una maggiore pressione che contrasta la contrazione; il contrario avviene nel caso di espansione.

♣ Supponiamo adesso che si inneschi un **nuovo bruciamento**; la temperatura del nucleo stellare cresce, e con essa la generazione di energia, che contribuisce all'aumento di T . L'accensione potrebbe risultare esplosiva, ma con la temperatura cresce anche la pressione; il nucleo quindi si espande, facendo riabbassare la temperatura e permettendo il riassetto su nuovi valori di equilibrio. Per la stabilità è quindi indispensabile che la pressione del gas aumenti con la temperatura; vedremo presto che in alcuni casi questa condizione viene violata.

♣ Finito di bruciare l'idrogeno, il nucleo di una stella, formato da ${}^4\text{He}$ e da metalli, ricomincia a contrarsi, aumentando così la sua temperatura. Il processo di contrazione si ferma quando la temperatura diventa abbastanza alta da innescare il **bruciamento dell'elio**.

♣ L'elio brucia attraverso il cosiddetto **ciclo tre alfa**, presentato in tabella 2.1. In questo caso tre nuclei di ${}^4\text{He}$ si fondono, tramite una reazione intermedia che coinvolge il ${}^8\text{Be}$, in un nucleo di ${}^{12}\text{C}$. È interessante notare che la seconda reazione è **risonante**, nel senso che crea un nucleo di carbonio in uno stato eccitato, che poi decade in un nucleo allo stato ground tramite l'emissione di fotoni γ . Questa reazione risonante ha una probabilità molto maggiore della corrispondente reazione non risonante. Il ciclo 3α è di fatto una reazione a tre corpi, e dipende quindi dal cubo della densità; dipende inoltre molto rapidamente dalla temperatura: $\epsilon_{3\alpha} \propto \rho^2 T^{40}$.

♣ Il bruciamento dell'elio produce carbonio, che è il successivo combustibile ad accendersi, se la temperatura dell'interno della stella riesce a diventare abbastanza alta. I **principali bruciamenti di una stella** sono, nell'ordine:

idrogeno \rightarrow elio \rightarrow carbonio \rightarrow neon \rightarrow ossigeno \rightarrow silicio

⁵Notare che se la generazione di energia dipende da ρ^2 , l'energia ϵ generata *per unità di massa* dipenderà da ρ .

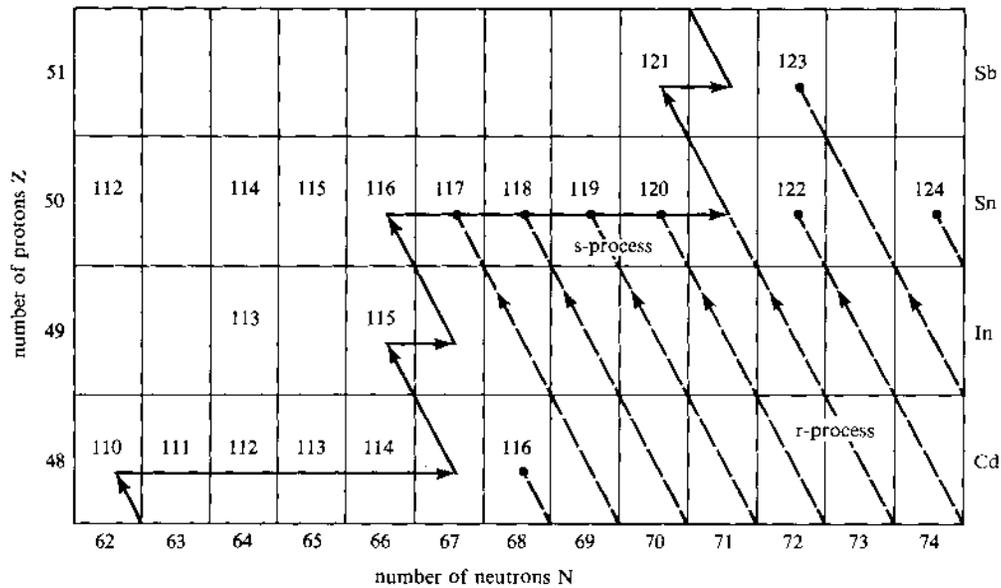


Figura 2.13: Spiegazione dei processi *r* ed *s*. Fonte: F. Shu.

Il bruciamento del silicio produce nichel, che decade poi in ferro; questi elementi sono nel picco della curva dell'energia di legame (figura 2.11). Non esistono altri bruciamenti convenienti.

♣ Mentre, come vedremo nella sezione 4.6, gli elementi più leggeri (H , D , 3He , He , Li) hanno origini cosmologiche, gli elementi fino al picco del ferro sono sintetizzati nelle stelle tramite sia i bruciamenti principali che le tantissime reazioni secondarie. Si chiamano **elementi primari** quelli sintetizzati nella stella a partire da H ed He , **elementi secondari** quelli sintetizzati a partire da altri elementi pesanti, già presenti nella stella. Per esempio, ${}^{14}He$ è un elemento primario, mentre ${}^{14}N$, sintetizzato nel ciclo CNO a partire dal carbonio già presente, è secondario.

♣ Gli elementi più pesanti del ferro vengono sintetizzati tramite i cosiddetti **processi s ed r**, i quali consistono nel bombardamento dei nuclei con neutroni liberi. I neutroni infatti non risentono della barriera elettrostatica, e possono facilmente venire assorbiti dai nuclei. Neutroni vengono prodotti nelle stelle da diverse reazioni nucleari. Un nucleo che ha assorbito un neutrone aumenta il suo peso atomico di un'unità, e se il prodotto è un isotopo instabile il nucleo può subire un decadimento beta (emissione di un elettrone), aumentando il suo numero atomico di un'unità (figura 2.13). Questi processi hanno tempi scala lunghi rispetto al decadimento beta, e per questo vengono detti lenti (slow), cioè **processi s**.

♣ Esistono isotopi stabili che non sono ottenibili a partire da assorbimenti di neutroni e successivi decadimenti beta (figura 2.13). Per ottenere questi nuclei è necessario assorbire molti neutroni prima che avvenga un decadimento beta. Questi processi di nucleosintesi sono detti rapidi, **processi r**, ed avvengono durante le esplosioni di supernove, durante le quali si producono moltissimi neutroni.

♣ Accenniamo solamente all'esistenza di altri due processi di nucleosintesi degli elementi: i **processi p**, molto rari, sono dovuti forse a bombardamento da parte di protoni, positroni o raggi gamma. Infine, alcuni elementi sono prodotti al di fuori dalle stelle, a causa del bombardamento di nuclei da parte di raggi cosmici; questi sono chiamati processi di **spallazione**.

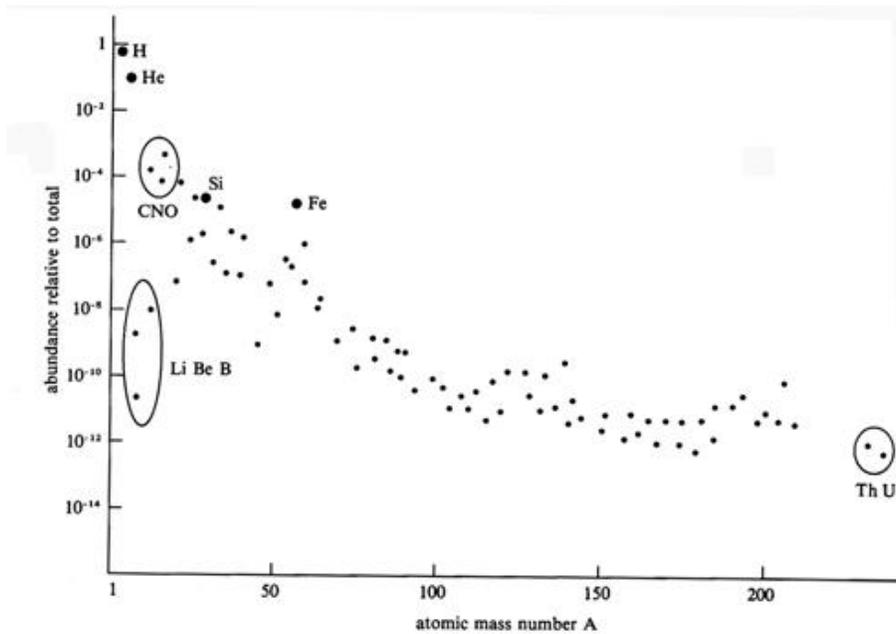


Figura 2.14: Abbondanze cosmiche dei nuclei. Fonte: F. Shu.

♣ Il **grafico delle abbondanze cosmiche degli elementi** (figura 2.14) mette bene in evidenza l'origine stellare degli elementi: dopo H ed He , i più comuni non sono Li , Be e B , che sono generalmente distrutti nelle stelle, ma i principali protagonisti dei vari bruciamenti, cioè C , N , O , Si e Fe .

2.4 Neutrini solari ed eliosismologia (1h – A)

♣ Un problema di fondo della teoria della struttura stellare è che questa si basa sull'osservazione di quello che avviene alla superficie delle stelle, mentre **quello che avviene all'interno**, dove avvengono le reazioni nucleari, **rimane invisibile**. Ma se non possiamo osservare fotoni, dall'interno delle stelle ci giungono fiumi di neutrini. Queste particelle infatti interagiscono così poco con la materia da attraversare l'intera stella senza essere significativamente assorbiti. Per lo stesso motivo è anche molto difficile rivelare queste particelle. Per esempio, l'unità inventata per misurare un flusso di neutrini, lo SNU (Solar Neutrino Unit), è di 10^{-36} catture di neutrini per atomo per secondo!

♣ Le reazioni nucleari all'interno del Sole generano un flusso enorme di neutrini. In particolare, il primo processo del ciclo PP, la fusione di due protoni in un nucleo di deuterio, produce la maggiorparte dei neutrini solari. Purtroppo queste particelle sono molto poco energetiche (la poca differenza di massa tra i due protoni ed il deuterio viene divisa tra il positrone ed il neutrino), e quindi molto difficili da misurare. Altri **processi secondari del ciclo PP** producono neutrini più energetici, con un flusso però più basso.

♣ Per **rivelare i neutrini solari** bisogna costruire grandi vasche e riempirle di un liquido i cui nuclei reagiscano con neutrini di una certa energia. È necessario mettere queste grandi vasche sottoterra per schermarle dai raggi cosmici. Il primo esperimento fu condotto da Raymond Davis Jr. nella miniera di Homestake negli USA; per questo esperimento il suo coordinatore è stato premiato nel 2002 col premio Nobel per la fisica. L'esperimento era costituito da vasca contenente circa 400,000 litri di C_2Cl_4 . Il cloro interagisce con i neutrini solari trasformandosi in argon radioattivo, al ritmo di un evento ogni qualche giorno. Gli atomi di argon vengono poi filtrati e rivelati (come cercare non un ago ma un atomo in un pagliaio!) Altri esperimenti sono condotti per esempio nei laboratori del Gran Sasso (GALLEX), sfruttando la trasformazione del Gallio in Germanio, e in Giappone (SUPERKAMIOKANDE), dove si utilizza acqua. In quest'ultimo caso si rivela, grazie ad una batteria di fotomoltiplicatori immersa nell'acqua, il lampo di luce Cerenkov emesso dai positroni generati dal decadimento beta inverso: $p + \nu \rightarrow n + e^+$.

♣ Il risultato di questi esperimenti è sorprendente: **il flusso di neutrini solari è circa un terzo di quello predetto dalla teoria!** Ci sono molte possibili spiegazioni:

- C'è un errore nella (difficilissima) misura del flusso di neutrini. Ma questo è improbabile, perché esperimenti diversi sono giunti alla stessa conclusione.
- C'è un errore nel modello di struttura stellare applicato al Sole, chiamato modello solare standard. Questo è reso improbabile dalle misure di eliosismologia, delle quali si parlerà tra breve.
- C'è un errore nella stima delle sezioni d'urto delle reazioni nucleari. Questo è possibile, poiché le reazioni coinvolte sono secondarie (e quindi un errore nella loro stima non influenzerebbe molto la generazione di energia), e in alcuni casi i risultati di laboratorio sono estrapolati in regimi mai verificati sperimentalmente.
- La fisica dei neutrini è diversa da come la modelliamo.

♣ **La quarta possibilità**, seppur la più esotica, **si è rivelata quella corretta**. Se i neutrini non sono delle particelle stabili ma oscillano tra diversi stati (come i neutrini elettronici, μ e τ),

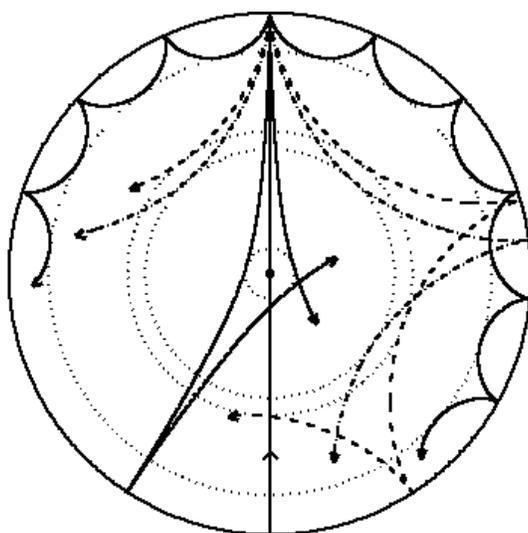


Figura 2.15: Schema dei modi di oscillazione del Sole. Fonte: J. Christensen-Dalsgaard.

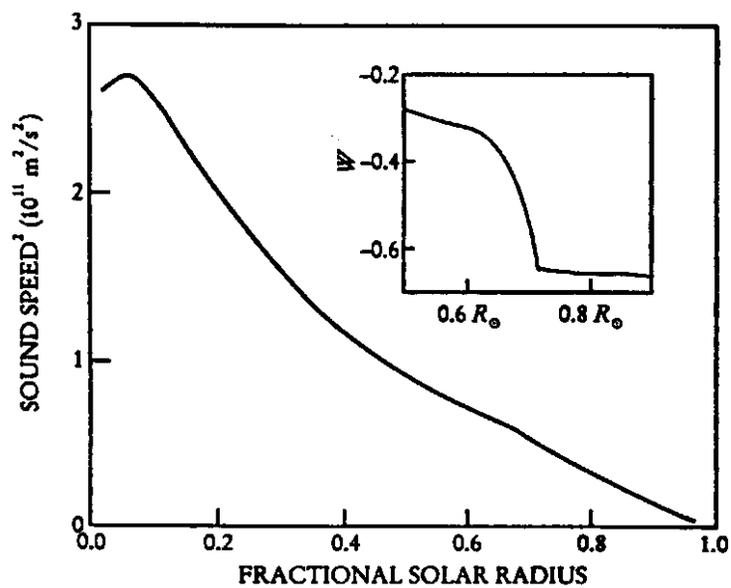


Figura 2.16: Velocità del suono del Sole e sua derivata in funzione del raggio.

il numero di neutrini solari misurati sulla Terra sarà inferiore di circa un fattore tre, perché nel frattempo i due terzi dei neutrini (inizialmente elettronici) sono in altri stati.

♣ **Nel giugno 1998 il gruppo di SUPERKAMIOKANDE annunciò di avere rivelato oscillazioni dei neutrini.** Il gruppo aveva misurato il flusso di neutrini elettronici e muonici provenienti dagli sciami provocati da raggi cosmici che urtano l'atmosfera. Il flusso relativo di neutrini muonici provenienti dall'alto risultava superiore al flusso proveniente dal basso (che quindi ha attraversato tutta la Terra), e questo si spiega solo ipotizzando che i neutrini muonici provenienti da più lontano abbiano avuto tempo di cambiare stato e diventare di tipo tau (o altro). La cosa più interessante è che le oscillazioni del neutrino implicano che questo **ha una massa diversa da zero**, seppur piccola.

♣ Un altro tipo di informazione che ci permette di sondare l'interno del Sole sono le **onde sismiche** che si generano al suo interno, e che emergono alla superficie della stella. Infatti, l'intero Sole è sottoposto a oscillazioni smorzate, che vengono continuamente stimulate dai moti convettivi. Queste oscillazioni sono visibili come moti di $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ e periodo di ~ 5 minuti. Furono scoperti nel 1960, e furono inizialmente interpretati come effetto di moti turbolenti. Successivamente si comprese che questi moti sono associati a fluttuazioni lineari dei modi acustici risonanti del Sole. La scienza che studia queste oscillazioni si chiama **eliosismologia**, o sismologia solare.

♣ Grazie a molte campagne di osservazione terrestre, e al satellite SOHO, si riescono oggi a misurare con buona precisione ben 10^7 modi di oscillazione diversi della stella. Così come la struttura della Terra viene studiata misurando le onde sismiche prodotte da esplosioni, nello stesso modo si possono ottenere informazioni sull'interno del Sole studiando le oscillazioni della sua superficie. Infatti, la distribuzione di queste oscillazioni dipende dalla velocità del suono $c_s = \sqrt{dP/d\rho}$. In particolare, le onde sismiche rimbalzano dove il gradiente di densità è grande, cioè sia sulla superficie che andando verso il centro; di conseguenza i modi a più grande scala corrispondono alle onde che penetrano verso il centro del Sole, mentre i modi su piccola scala corrispondono alle onde che stanno in superficie (figura 2.15). **Da queste oscillazioni si riesce a ricavare la velocità del suono** da ~ 0.1 raggi solari fino alla superficie. Nota la velocità del suono $c_s^2(r)$, la quale mette in relazione pressione e densità, il sistema della struttura stellare può essere chiuso grazie alle equazioni dell'equilibrio idrostatico e di continuità, senza bisogno di introdurre T ed L .

♣ **L'eliosismologia è quindi in grado di testare con grande accuratezza il modello standard della struttura solare.** Un primo risultato è quello di determinare con grande precisione il raggio a cui si instaura la convezione (figura 2.16), che corrisponde ad una gobba nella curva di velocità del suono a $r = 0.711 R_\odot$. Già negli anni '80 le prime misure di questa quantità risultavano in contrasto dell'1% con le predizioni del modello standard, e questo mise in luce un errore nelle tabelle dell'opacità. La correzione di questo errore naturalmente influenzò l'intera modellistica della struttura stellare. Altri risultati degni di nota sono la misura precisa del profilo di rotazione interna, importante per il meccanismo di dinamo solare (responsabile per il ciclo delle macchie solari) e la determinazione precisa allo 0.4% dell'abbondanza di elio nella fotosfera: $Y = 0.249$. Infine, l'accuratezza del modello standard aggiunge credito alla discrepanza con la misura dei neutrini solari.

♣ La figura 2.17 mostra lo stato dell'arte dell'eliosismologia; in particolare mostra i residui della curva misurata di velocità del suono (al quadrato) rispetto alla predizione del modello standard. **I residui sono entro lo 0.4%**, ma sono significativi, e rivelano un picco della

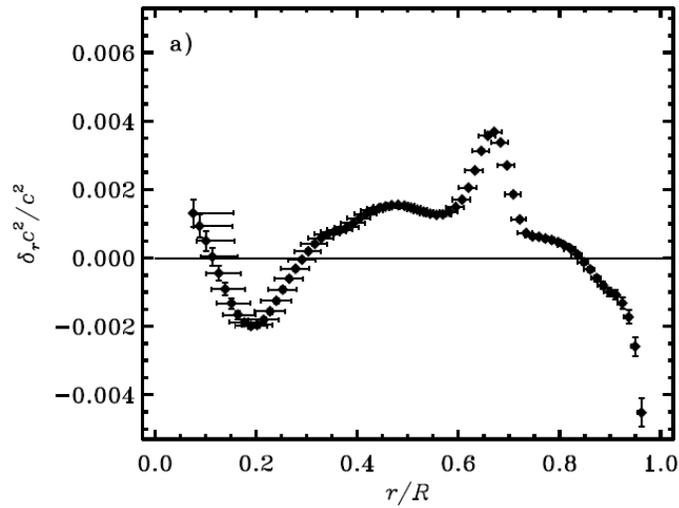


Figura 2.17: Residui della misura della velocità del suono rispetto al modello solare standard. Fonte: J. Christensen-Dalsgaard.

discrepanza subito al di sotto della zona di convezione. Questa discrepanza è ancora in attesa di spiegazione.

♣ Come è chiaro dai risultati appena descritti, la **fisica solare**, che studia un solo sistema (il Sole appunto) con grandissima precisione, si è di fatto distaccata dall'astrofisica, dedicata alla ricerca delle grandi (e approssimative) regolarità in popolazioni di oggetti.

♣ La stessa tecnica di eliosismologia si può applicare anche alle altre stelle, per lo meno a quelle più brillanti. Si parla allora di **astrosismologia**. Naturalmente in questo caso si possono misurare solo i modi di oscillazione più grandi, che coinvolgono l'intera stella. La tecnica è applicata soprattutto alle stelle variabili dette δ -Scuti, che sono stelle pulsanti, e per le quali le oscillazioni sono molto grandi. L'astrosismologia delle stelle di tipo solare è ai primi passi.

2.5 La pressione degli elettroni degeneri e la pressione di radiazione (2h – F)

♣ Abbiamo visto che per una nube di gas perfetto autogravitante in quasi-equilibrio idrostatico è impossibile raggiungere l'equilibrio termodinamico con lo spazio esterno, visto che, a causa del teorema del viriale, ad ogni perdita di energia corrisponde una contrazione ed un corrispondente aumento della temperatura. Questo circolo vizioso viene però interrotto quando il gas raggiunge densità alte ma temperature relativamente modeste. In questo caso interviene la **pressione degli elettroni degeneri**.

♣ Per il **principio di esclusione di Pauli** due elettroni non possono occupare lo stesso stato quantico. Nel caso di elettroni liberi, il numero di stati quantici viene determinato dal **principio di indeterminazione di Heisenberg**, secondo il quale per un elettrone, la cui incertezza nella posizione è Δx , l'incertezza sul momento Δp_x deve essere tale da soddisfare la disuguaglianza:

$$\Delta x \Delta p_x > h \quad (2.34)$$

dove naturalmente h è la costante di Planck. In questo caso uno stato quantico corrisponde ad un volumetto h^3 dello spazio delle fasi (il quale può naturalmente contenere due elettroni con spin opposti).

♣ Se un gas contiene n_e elettroni liberi per unità di volume, per ogni elettrone è disponibile un volume $\sim 1/n_e$, ovvero $\Delta x \sim n_e^{-1/3}$. Il momento degli elettroni non potrà quindi essere inferiore a $\Delta p_x = h/\Delta x \simeq n_e^{1/3}$. Questo momento genera naturalmente una pressione, che è indipendente dalla pressione termica e quindi dalla temperatura. Si chiama **pressione degli elettroni degeneri**.

♣ La degenerazione degli elettroni si instaura quando questi non sono abbastanza caldi da occupare gli stati con momento maggiore: un gas degenero è un gas relativamente **freddo**. Supponendo che il gas sia a temperatura T , ed imponendo che il momento $\Delta p_x = hn_e^{1/3}$ sia uguale al momento medio termico degli elettroni, $\Delta p_x = \sqrt{m_e kT}$, si ottiene (a meno di costanti) la densità minima alla quale diventa importante la pressione degli elettroni degeneri. Questa viene chiamata **densità degli stati quantici**:

$$n_Q = \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (2.35)$$

È importante notare come questa densità dipenda da $T^{3/2}$: più freddo è il gas, più bassa è la densità a cui diventa importante la degenerazione.

♣ Il **calcolo approssimativo** della pressione degli elettroni degeneri è il seguente. Sia n_e la densità degli elettroni liberi di un gas, per cui $\Delta x = (n_e)^{-1/3}$, $\Delta p_x = hn_e^{1/3}$, e $v_x = p_x/m_e$ (nell'ipotesi in cui $v_x \ll c$). Dalla teoria cinetica dei gas sappiamo che:

$$P = n_e v_x p_x = n_e p_x^2 / m_e \quad (2.36)$$

dove m_e è la massa dell'elettrone. Sostituendo p_x otteniamo $P = h^2 n_e^{5/3} / m_e$.

♣ Per ricavare l'equazione in modo rigoroso, procediamo come segue. Dato un insieme di N elettroni in un volume V , la pressione può essere calcolata con la massima generalità come:

$$P = \frac{1}{3V} \int_0^\infty p v f(e) g(p) dp \quad (2.37)$$

dove l'integrale è su tutti gli stati quantici, i quali hanno momento \mathbf{p} , velocità \mathbf{v} ed energia e , $g(p) = g_s V 4\pi p^2 / h^3$ è la densità di stati quantici con modulo del momento p ($g_s = 2$ dà il numero degli stati di spin) e $f(e)$ è la statistica degli elettroni. Nel limite di energia molto bassa la statistica di Fermi-Dirac si può approssimare come $f(e) = 1$ se $p < p_F$, 0 altrimenti; p_F è il momento di Fermi, che per $g_s = 2$ vale:

$$p_F = \left(\frac{3N}{8\pi V} \right)^{1/3} h \quad (2.38)$$

Chiamando $n_e = N/V$ e risolvendo l'integrale per la pressione nel limite non-relativistico ($e = m_e c^2 + p^2/2m_e$), si trova:

$$P = n_e \frac{p_F^2}{5m_e} = \frac{1}{5} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2 n_e^{5/3}}{m_e} \quad (2.39)$$

♣ Le **caratteristiche** principali della pressione degli elettroni degeneri sono le seguenti:

- Dipende dall'inverso della massa della particella.
- Non dipende dalla temperatura.
- Dipende dalla densità come $P \propto \rho^{5/3}$.

♣ La dipendenza dalla massa della particella implica che **il maggior contributo di pressione viene dagli elettroni degeneri** piuttosto che dai nuclei. In altre parole, in condizioni di equipartizione dell'energia i nuclei hanno una quantità di moto maggiore degli elettroni, e quindi occupano più facilmente gli stati quantici a p maggiore, evitando così la degenerazione. Infatti, la densità degli stati quantici n_Q cresce con la massa della particella elevata alla $3/2$.

♣ La non dipendenza dalla temperatura ha due conseguenze molto importanti. Primo, viene rotto il circolo vizioso imposto dal teorema del viriale: una stella degenera può sostenersi con la pressione degli elettroni degeneri, senza bisogno di riscaldarsi ulteriormente. Infatti, **una stella degenera può raffreddarsi fino a raggiungere l'equilibrio termodinamico con l'esterno**.

♣ Secondo, viene a mancare il meccanismo di stabilità discusso nella sezione 2.3, poiché un aumento della temperatura non causa un aumento della pressione. Di conseguenza **l'accensione nucleare in nuclei stellari degeneri è altamente instabile**. In questo modo l'energia termica liberata dalla generazione di energia si accumula fino al punto da rendere il gas così caldo da rimuovere la degenerazione degli elettroni. L'energia accumulata in questo processo instabile (esplosivo) può in alcuni casi essere così grande da distruggere l'intera stella!

♣ La dipendenza della pressione degli elettroni degeneri dalla densità ha interessanti conseguenze sulla **relazione tra massa e raggio di una stella** completamente degenera (nana bianca), che sarà esaminata nella sezione 2.7.

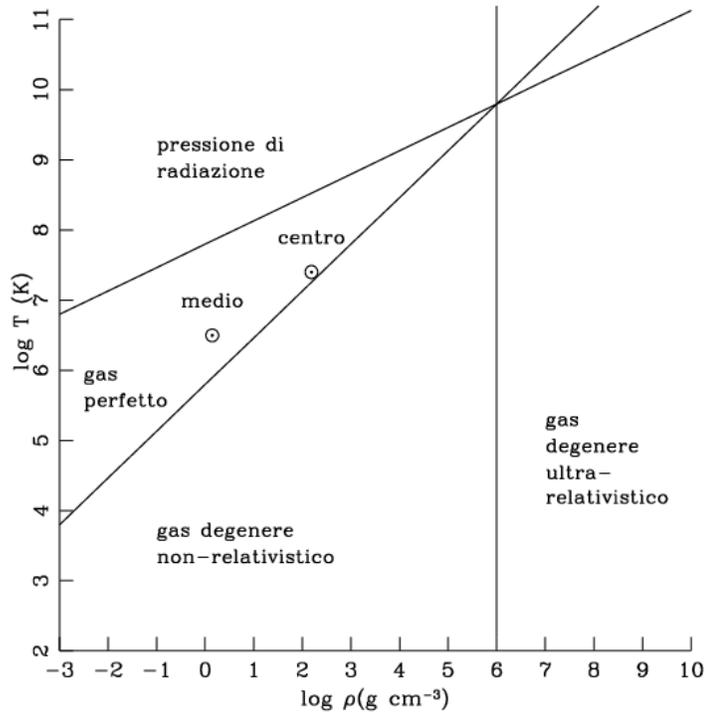


Figura 2.18: Stato del gas in funzione di densità e temperatura. Fonte: produzione propria.

♣ È interessante calcolare il rapporto tra la densità di stati quantici e la densità degli elettroni liberi nel Sole, sia per valori medi ($\rho = 1.4 \text{ g cm}^{-3}$, $T = 4.5 \times 10^6 \text{ K}$) che per valori centrali ($\rho = 154 \text{ g cm}^{-3}$, $T = 1.5 \times 10^7 \text{ K}$) di densità e temperatura. Assumendo $n_e = 0.5\rho/m_p$ (cioè un elettrone ogni due nucleoni, valido in media per gli elementi pesanti a partire dall' ${}^4\text{He}$), otteniamo per i valori medi:

$$n_e = 4.2 \times 10^{23}; \quad n_Q = 2.3 \times 10^{25} \quad (2.40)$$

e per il centro del Sole:

$$n_e = 4.6 \times 10^{25}; \quad n_Q = 1.4 \times 10^{26} \quad (2.41)$$

Quindi, in media **gli elettroni del Sole sono non degeneri**, dato che $n_Q \sim 55 n_e$, e questo è valido anche per il centro, malgrado la condizione sia meno stringente, $n_Q \sim 3 n_e$. In verità nel centro del Sole gli effetti di degenerazione cominciano ad essere non del tutto trascurabili.

♣ Abbiamo visto che, per una stella non degenera in equilibrio idrostatico la pressione va come $P \propto M_s^2/R^4$ (vedi equazione 2.14). Siccome per un gas perfetto $P \propto \rho T$ (eq. di stato) e naturalmente $\rho \propto M_s/R^3$ (eq. di continuità), ne consegue che:

$$T_{\text{gas perfetto}} \propto M_s^{2/3} \rho^{1/3} \quad (2.42)$$

In altre parole, una stella di una certa massa in collasso secondo il teorema del viriale evolverà seguendo in un grafico $\text{Log } \rho - \text{Log } T$ (figura 2.18) una retta di pendenza 1/3, nella direzione di T e ρ crescenti. Dalla definizione di densità degli stati quantici si ricava che la condizione di degenerazione degli elettroni si può scrivere come:

$$T_{\text{degenera}} \propto \rho^{2/3} \quad (2.43)$$

Partendo da una condizione di non degenerazione, $T_{\text{gas perfetto}} > T_{\text{degenerare}}$, la retta che segna l'evoluzione della stella è destinata ad incontrare il limite di degenerazione. In altre parole, **in assenza di reazioni nucleari ogni stella è destinata a diventare degenerare**. Una volta varcata la soglia di degenerazione, l'evoluzione successiva passa gradualmente ad un raffreddamento a densità costante.

♣ La temperatura a cui la stella diventa degenerare, cioè l'intersezione delle due rette, dipende dalla massa della stella (elevata a $2/3$). Per le (aspiranti) stelle più piccole questa temperatura può essere insufficiente per l'accensione delle reazioni nucleari. Quindi questo processo determina **la massa minima di una stella**. In particolare, si calcola che:

$$M_{\text{min}} \sim 0.08M_{\odot} \quad (2.44)$$

Stelle più piccole di questo limite diventano degeneri prima di accendere le reazioni nucleari, e quindi si raffreddano indefinitamente. Sono chiamate **nane brune** (o nane marroni).

♣ Se la densità degli elettroni è molto alta, il momento Δp_x può diventare **relativistico**. In questo caso la velocità degli elettroni degeneri si avvicina a quella della luce, e non può più crescere. Ritornando all'equazione 2.36, e ponendo $v_x = c$, con un po' di algebra si ottiene $P = hcn_e^{4/3}$. Il risultato esatto si può ottenere calcolando l'integrale dell'equazione 2.37 nel limite ultrarelativistico $e = pc$:

$$P = \frac{1}{4} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{1/3} hcn_e^{4/3} \quad (2.45)$$

In questo caso la pressione dipende dalla densità elevata alla $4/3$, una potenza minore.

♣ Ritorniamo per un attimo alla relazione tra pressione, massa e raggio di una stella nel caso di equilibrio idrostatico (equazione 2.14). Esprimendo tale relazione in funzione della densità si ottiene:

$$P \propto M_s^{2/3} \rho^{4/3} \quad (2.46)$$

Notiamo che la relazione tra pressione e densità è la stessa che nel caso della pressione degli elettroni degeneri relativistici. Questo ha un'implicazione molto importante: il rapporto tra la pressione necessaria per sostenere una stella e quella disponibile da parte degli elettroni degeneri ultrarelativistici non dipende né dalla temperatura né dalla densità, ma cresce con la massa, $P_{\text{idro}}/P_{\text{deg}} \propto M_s^{2/3}$. Per masse grandi si può arrivare al punto in cui la pressione richiesta per sostenere la stella è superiore a quella che possono fornire gli elettroni degeneri; in questo caso **la stella collassa gravitazionalmente**. La massa a cui questo accade si chiama **massa di Chandrasekhar**, ed è (per stelle degeneri del tutto prive di idrogeno):

$$M_{\text{Ch}} = 1.44M_{\odot} \quad (2.47)$$

♣ Un'ulteriore sorgente di pressione è data dalla **pressione di radiazione**:

$$P_{\text{rad}} = \frac{1}{3} aT^4 \quad (2.48)$$

Ricordandoci che nel caso di gas perfetto $T \propto P/\rho$ (eq. di stato e di continuità) e che per una stella $P \propto M_s^2/R^4$ (eq. dell'equilibrio idrostatico), otteniamo che la temperatura di una stella scala come $T \propto M_s/R$, per cui $P_{\text{rad}} \propto M_s^4/R^4$. Il rapporto tra pressione di radiazione e pressione del gas perfetto è quindi $P_{\text{rad}}/P \propto M_s^2$. La pressione di radiazione domina quindi

nelle stelle massicce. L'effetto della pressione di radiazione è quello di rendere instabile la stella, generando un forte vento stellare che espelle gli strati esterni. La massa della stella si riduce finché la pressione di radiazione non diventa trascurabile. Questo meccanismo quindi determina **la massa massima di una stella**, la quale risulta essere:

$$M_{\max} \sim 100M_{\odot} \quad (2.49)$$

M_s/M_\odot	15.0	9.0	5.0	3.0	1.5	1.0	0.5
convezione nucleare (%)	0.38	0.26	0.21	0.17	0.06	0.00	0.01
convezione nell'involuppo (%)	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.01	0.42

Tabella 2.2: Percentuale di massa stellare coinvolta da convezione nel nucleo o nell'involuppo.

2.6 Evoluzione stellare (2h – A)

♣ Una nube sferica di gas autogravitante, in quasi-equilibrio idrostatico, di massa compresa tra la massa minima e quella massima di una stella, collassa fino a raggiungere al suo centro temperature abbastanza elevate da accendere l'idrogeno. In questa fase la stella passa la maggior parte della sua esistenza. Nel diagramma HR le stelle che bruciano idrogeno si situano sulla **sequenza principale**.

♣ Nel diagramma HR teorico **la sequenza principale occupa una banda di pendenza circa 5**: $L \propto T_e^5$ (figura 2.3). Questa corrisponde principalmente ad una sequenza di massa, con le stelle più massicce naturalmente più luminose e più calde. La pendenza precisa della sequenza principale dipende dai dettagli della struttura stellare. In particolare dipende dalla convezione sia nel nucleo che nell'involuppo della stella, e dal ciclo che domina il bruciamento dell'idrogeno (PP o CNO).

- Nelle stelle meno massicce, da 0.08 a 0.5 M_\odot (stelle K-M), il trasferimento radiativo è dominato dalla convezione, che interessa gran parte dell'involuppo. In queste condizioni la temperatura rimane sempre superiore ad un limite di circa 3000 K, detto **limite di Hayashi**. Per effetto di questo limite la sequenza principale si irripidisce. Il nucleo brucia H tramite il ciclo PP, in esso il trasferimento è radiativo (anche se le stelle più piccole potrebbero essere interamente convettive).
- Per le stelle simili al Sole, l'involuppo è convettivo, ma questo interessa solo una frazione piccola della massa della stella (per il Sole circa l'1% della massa e circa il 30% del raggio). Come per le stelle più piccole, nel nucleo domina il ciclo PP ed il trasferimento è radiativo.
- Le stelle più massicce di 1.5 M_\odot bruciano idrogeno tramite il ciclo CNO. La maggiore energia generata rende il nucleo convettivo, mentre l'involuppo rimane radiativo. A causa della maggiore generazione di energia la sequenza principale si irripidisce leggermente (le stelle sono un po' più luminose).
- Nelle stelle molto massicce l'involuppo diventa meno opaco, perché i nuclei atomici sono quasi tutti ionizzati e quindi l'opacità è dovuta quasi solamente allo scattering di Thomson. L'energia viene quindi liberata più facilmente e la luminosità diventa molto alta. Nel nucleo prevale ancora il ciclo CNO e il trasferimento per convezione.

♣ È importante notare **l'importanza della convezione** (a costo di fare alcune ripetizioni):

- Nelle stelle massicce il nucleo è convettivo mentre l'involuppo è radiativo, viceversa nelle stelle piccole il nucleo è radiativo e l'involuppo convettivo.
- La convezione permette all'energia di fuoriuscire facilmente dalla stella anche se il gas è freddo ed opaco. Questo meccanismo limita inferiormente la temperatura efficace delle stelle, ed è responsabile per il limite di Hayashi.

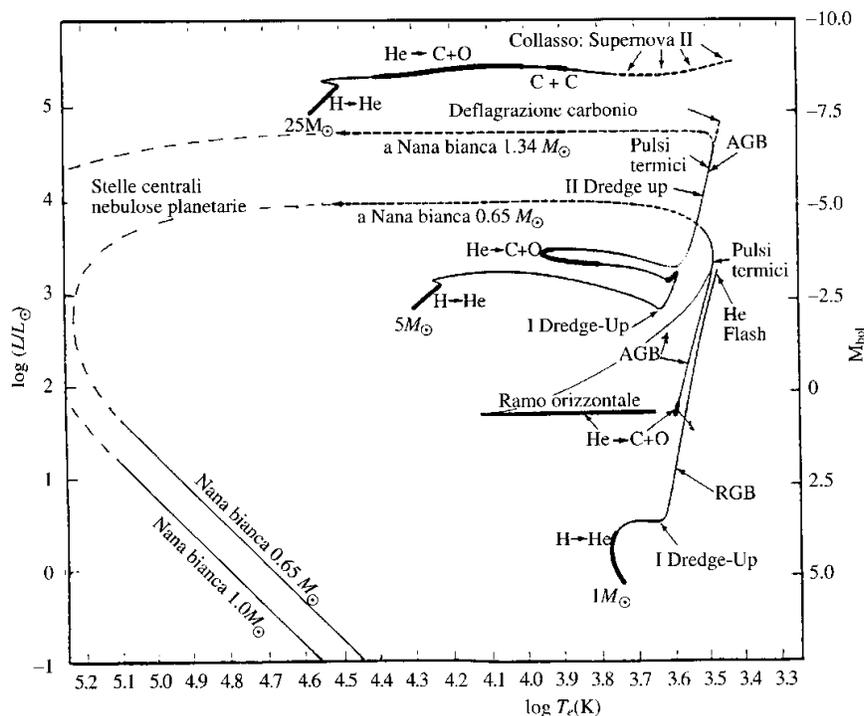


Figura 2.19: Evoluzione stellare; sono evidenziate le fasi di bruciamento di H ed He . Fonte: A. Braccesi.

- Infine la convezione mischia gli elementi all'interno di una stella (la diffusione è inefficace), con due possibili conseguenze. Un nucleo convettivo viene rifornito di idrogeno “fresco”, proveniente dagli strati immediatamente superiori, coinvolti dalla convezione. Nello stesso modo, elementi processati possono giungere fino alla superficie (**dredge-up** o dragamento), nel caso in cui le zone di convezione coinvolgano tutta la stella.

♣ La relazione tra massa e luminosità per le stelle di sequenza principale risulta essere circa $L \propto M_s^{3.5}$ (equazione 2.2). Siccome la quantità di carburante utilizzato durante la vita di una stella, M_{carb} , è circa proporzionale alla massa, e siccome il **tempo di vita** di una stella di luminosità L è $t_{\text{vita}} = \epsilon M_{\text{carb}} c^2 / L$ (dove ϵ è l'efficienza di generazione dell'energia), si ha che:

$$t_{\text{vita}} \propto M_s^{-2.5} \quad (2.50)$$

In altre parole, le stelle massicce bruciano furiosamente il loro carburante, morendo nel giro di pochi milioni di anni, mentre le stelle piccole bruciano più piano, e durano quindi più a lungo. Di conseguenza, in una popolazione stellare di età costante le stelle lasciano la sequenza principale in ordine di massa decrescente.

♣ L'evoluzione nel diagramma HR è rappresentata sinteticamente nella figura 2.19, in cui sono evidenziate le fasi di bruciamento; le figure 2.21, 2.22 e 2.23 riportano in dettaglio l'evoluzione di stelle di 1, 5, 9 e 25 M_{\odot} . Presto o tardi **la stella finisce di bruciare l'idrogeno**. Il nucleo ricomincia a collassare, dato che l'energia termica persa non viene più rimpiazzata da quella nucleare. Per il teorema del viriale, il nucleo collassando si riscalda; gli strati immediatamente attorno al nucleo collassano e si riscaldano anche loro. Di conseguenza, attorno al nucleo si forma uno **strato in cui l'idrogeno continua a bruciare**, sostenendo la luminosità della

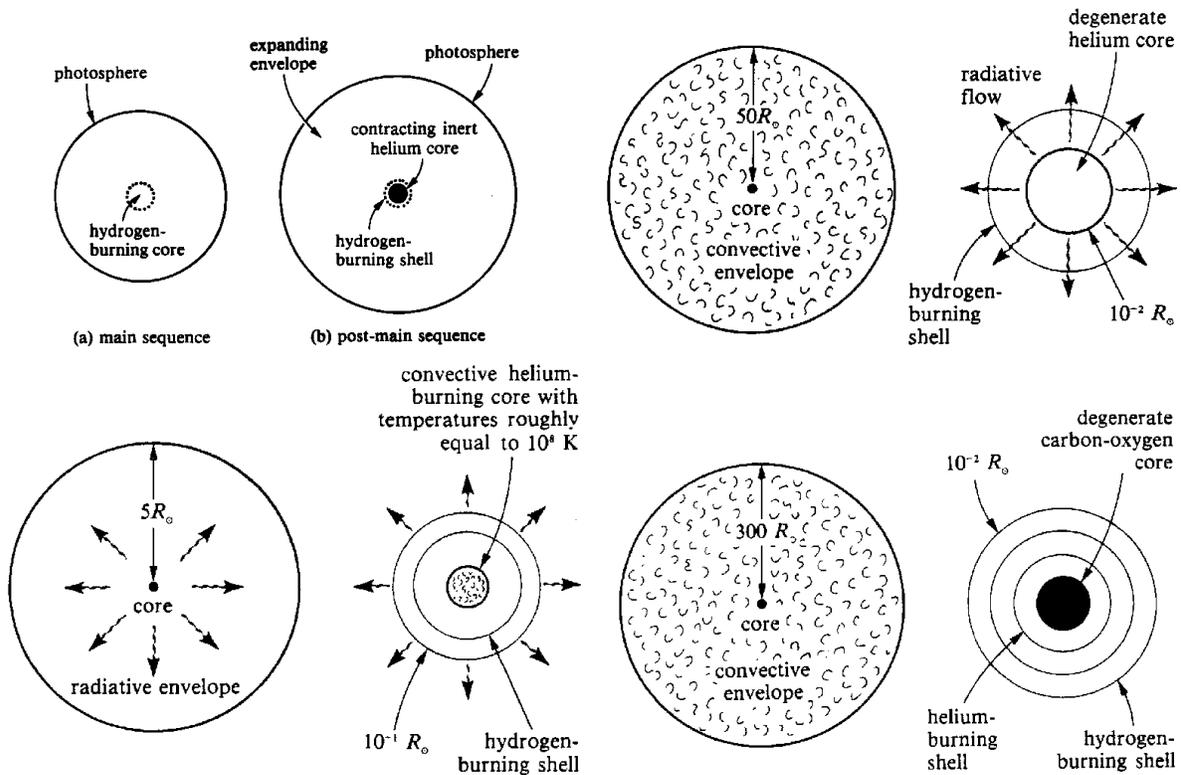


Figura 2.20: Fasi evolutive di una stella simile al Sole. In alto, da sinistra: fase di sequenza principale, di post-sequenza, gigante rossa (inviluppo e nucleo). In basso: gigante di ramo orizzontale (inviluppo e nucleo), gigante di ramo asintotico (inviluppo e nucleo). Fonte: F. Shu.

stella (figura 2.20). L'energia generata dal collasso del nucleo viene invece utilizzata per espandere l'inviluppo. In questo modo la stella diventa più grande, mantenendo però la sua luminosità circa costante. Se aumenta R e rimane costante L , la temperatura $T_e \propto (L/R^2)^{1/4}$ naturalmente diminuisce. Questa fase, che è breve rispetto alle altre fasi, corrisponde nel diagramma HR ad un salto orizzontale della stella dalla sua posizione di sequenza principale fino ad una posizione circa alla stessa luminosità, ma a temperatura vicina al limite di Hayashi. Alla fine di questa fase la stella è detta **sottogigante**.

♣ È da notare come da questo momento in poi il **nucleo** e l'**inviluppo**, avendo composizione chimica diversa, **siano dinamicamente disaccoppiati**. In genere quando il nucleo si contrae, la sua maggiore temperatura genera una maggiore pressione sugli strati esterni, così che l'energia del collasso viene spesa per espandere l'inviluppo. Viceversa, ad un'espansione del nucleo corrisponde una contrazione dell'inviluppo.

♣ A temperature vicine a ~ 3000 K, e quindi vicine al limite di Hayashi, l'inviluppo diventa molto opaco, e la convezione prende il sopravvento. Essendo questa molto efficace nel trasferire energia, L aumenta a T_e circa costante. La stella si espande fino a diventare una **gigante rossa** (figura 2.20).

♣ Come per l'accensione dell'idrogeno, anche l'**accensione dell'elio** dipende dallo stato di degenerazione della materia del nucleo, e quindi dalla massa della stella. In particolare:

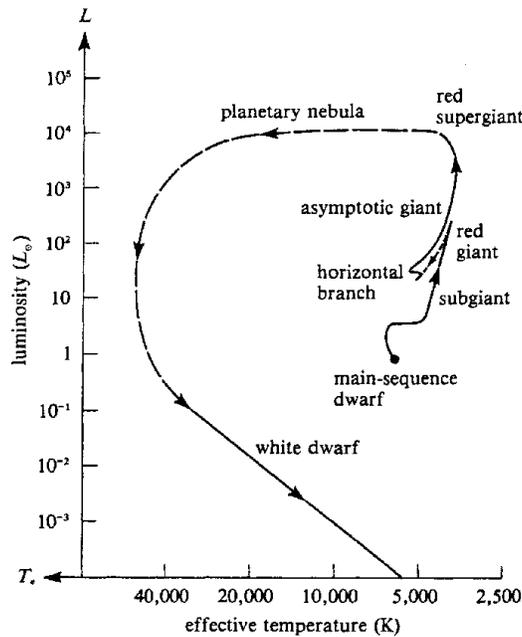


Figura 2.21: Evoluzione di una stella simile al Sole. Fonte: F. Shu.

- Se la stella è meno massiccia di $0.5 M_{\odot}$ la pressione degli elettroni degeneri ferma il collasso del nucleo prima dell'accensione dell'elio.
- Se la stella è più grande di questo limite, ma più piccola di $2.25 M_{\odot}$, l'elio si accende in un nucleo degenere. Data la forte dipendenza dell'efficienza del ciclo 3α dalla temperatura, $\epsilon_{3\alpha} \propto T^{40}$, e dato che la pressione degli elettroni degeneri non dipende dalla temperatura, l'accensione è esplosiva. Si ha allora il cosiddetto **flash dell'elio**.
- Se la stella è **più grande** di $2.25 M_{\odot}$ l'elio si accende nel nucleo non degenere, in modo non esplosivo.

♣ Seguiamo adesso l'**evoluzione di una stella come il Sole**, dal flash dell'elio fino alla fine (figura 2.21). Il flash dell'elio si ferma quando la temperatura diventa tale da rimuovere la degenerazione degli elettroni. La pressione termica fa quindi espandere violentemente il nucleo. Dopo un po' di assestamenti troviamo elio che brucia in un nucleo non degenere e idrogeno che brucia in uno strato circostante. L'effetto però è quello di una diminuzione della luminosità, perché lo strato di idrogeno in combustione (che continua a fornire la maggiorparte dell'energia) si è assottigliato. Inoltre, l'espansione del nucleo fa contrarre l'involuppo ed innalzare la temperatura. La stella si ritrova quindi nella zona del diagramma HR teorico chiamata **braccio orizzontale**. La posizione precisa dipende da quanta **perdita di massa** la stella ha subito nella sua fase di gigante, quando la gravità superficiale è molto bassa ed è facile espellere materia. Più massa perde la stella, meno involuppo circonda il nucleo nel braccio orizzontale, e più la superficie della stella è calda.

♣ Quando anche l'**elio si esaurisce**, si forma un nucleo di carbonio e ossigeno⁶ degenere. L'evoluzione è molto simile a quella precedente: il nucleo si contrae, mentre due strati concentrici, uno di H ed uno di He , continuano a dare energia. L'involuppo si dilata e la stella evolve circa

⁶L'ossigeno si forma tramite la cattura alfa da parte di nuclei di carbonio.

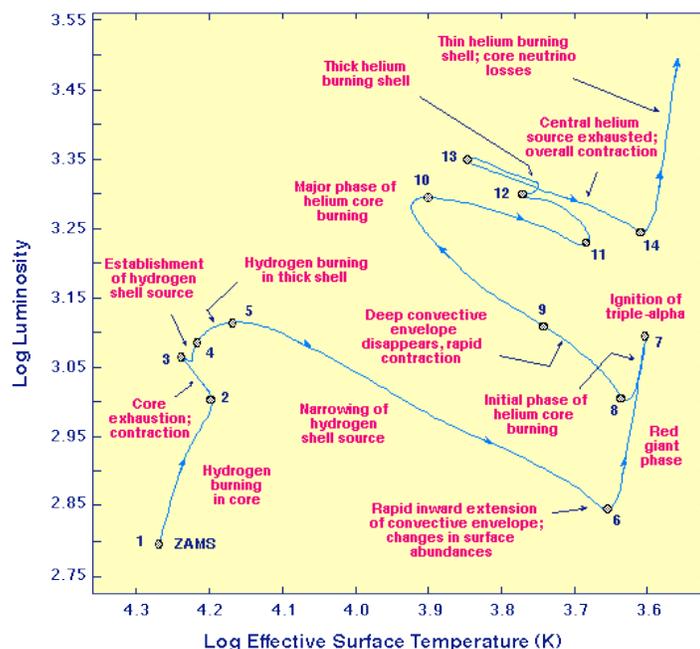


Figura 2.22: Evoluzione di una stella di $5 M_{\odot}$. Fonte: Web syllabus.

a L costante, fino a raggiungere la zona di Hayashi, dove si instaura la convezione e la stella diventa molto luminosa a T_e circa costante. Questa fase si chiama di **gigante asintotica**⁷.

♣ In stelle di massa solare il carbonio non arriva ad accendersi, mentre il bruciamento dell'elio nello strato diventa instabile (pur senza degenerazione!) e dà origine ai cosiddetti **pulsi termici**. Alla sommità del braccio asintotico la stella, una **supergigante rossa**, a causa dei pulsi termici comincia a perdere massa in modo notevole, fino a perdere tutto l'involuppo in una **nebulosa planetaria**. Resta solo il nucleo, molto caldo e degenere, di carbonio e ossigeno (nana bianca).

♣ Nella fase di gigante asintotica la convezione diventa così importante da portare alla superficie perfino il carbonio prodotto nel nucleo (dredge-up). Si spiegano così le **stelle R ed N**, ricche di carbonio.

♣ **Una stella di massa compresa tra 2.25 ed $8 M_{\odot}$** evolve in modo simile, anche se l'elio viene acceso nel nucleo non degenere, e quindi senza causare flash. La figura 2.22 mostra l'evoluzione di una stella di $5 M_{\odot}$. Di nuovo l'accensione dell'elio causa l'espansione del nucleo e la contrazione dell'involuppo, e la stella si porta a T_e più alte ed L minori. Dopo un riassetto si formano uno strato di H ed un nucleo di He in combustione. Successivamente la stella evolve in modo analogo alle stelle di massa minore: il nucleo di C ed O si contrae e diventa degenere, l'involuppo si espande finché la stella raggiunge il ramo asintotico, attorno al nucleo si formano due strati, di H ed He , in combustione, i quali danno origine ai pulsi termici, generando infine il forte vento stellare che causa l'espulsione dell'intero involuppo sotto forma di nebulosa planetaria.

♣ **Stelle più massicce di $8 M_{\odot}$** evolvono in modo diverso (figura 2.23). Una stella di $8 M_{\odot}$ potrebbe, nella fase di ramo asintotico, accendere il carbonio in un nucleo altamente degenere, causando una deflagrazione così potente da distruggere l'intera stella. Questa esplosione

⁷Il nome deriva dal fatto che il braccio di queste giganti è asintoticamente vicino al braccio delle giganti.

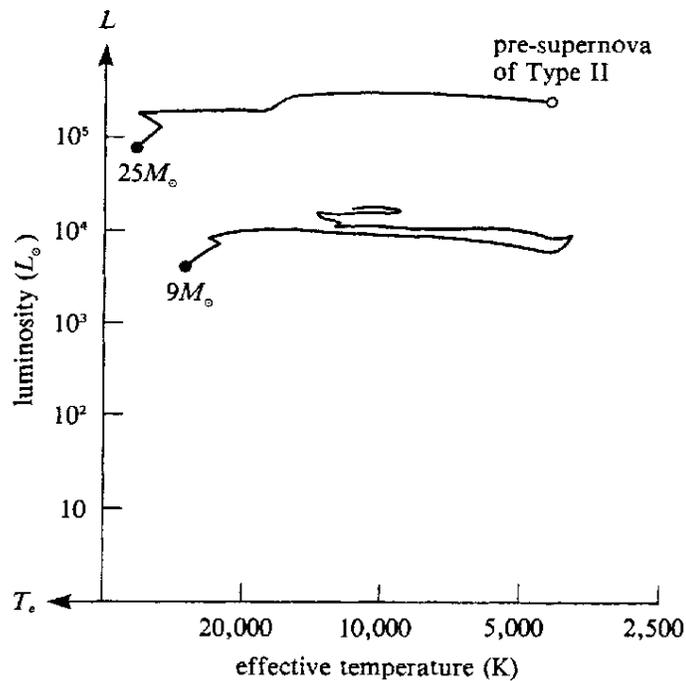


Figura 2.23: Evoluzione di stelle massicce. Fonte: F. Shu.

sarebbe visibile sotto forma di supernova peculiare, mai osservata, di tipo I e 1/2 (vedremo la classificazione delle supernove nella sezione 2.7). In effetti, per tutta una serie di ragioni molto complesse, le stelle massicce bruciano il carbonio direttamente nel nucleo non degenere. Bruciato il carbonio si passa poi al neon, poi all'ossigeno, poi al silicio, secondo la sequenza di bruciamenti già introdotta. Ogni volta che termina un bruciamento il nucleo si contrae e l'involuppo si espande. Ogni volta che si innesca un nuovo bruciamento il nucleo si espande e l'involuppo si contrae. In questo modo la stella traccia nel diagramma HR teorico una traiettoria che va avanti e indietro, a L circa costante. Il nucleo viene circondato da strati di combustione degli elementi precedenti della serie, formando una struttura a cipolla (figura 2.24).

♣ **Per stelle più massicce di $20 M_{\odot}$** l'evoluzione del nucleo è così veloce che l'involuppo non arriva ad accorgersene. L'evoluzione della stella nel diagramma HR teorico segue una traccia che va da T alta a T bassa, ad L quasi costante.

♣ Bruciato anche il silicio, si forma un **nucleo di ferro**. Come abbiamo visto non c'è nessuna convenienza a bruciare il ferro per formare elementi più pesanti. Il nucleo quindi continua a collassare, fino a raggiungere lo stato degenere. Il ferro continua ad accumularsi nel nucleo finché la massa di questo raggiunge la massa di Chandrasekhar. A questo punto la pressione degli elettroni degeneri non riesce più a sostenere la stella, ed il **collasso ricomincia**, catastrofico. La stella quindi esplose come una supernova di tipo II.

♣ Come già accennato in sezione 2.1, il luogo ideale per studiare l'evoluzione stellare sono gli ammassi, che sono con ottima approssimazione popolazioni di stelle di pari età e metallicità. L'età a cui una stella finisce di bruciare l'idrogeno, e quindi abbandona la sequenza principale, dipende dalla massa della stella. Di conseguenza, il MSTO del diagramma HR osservativo di un ammasso sarà ad un colore corrispondente alla stella che, data l'età dell'ammasso, sta finendo di bruciare idrogeno e si accinge a diventare gigante rossa. Il MSTO può quindi essere usato per

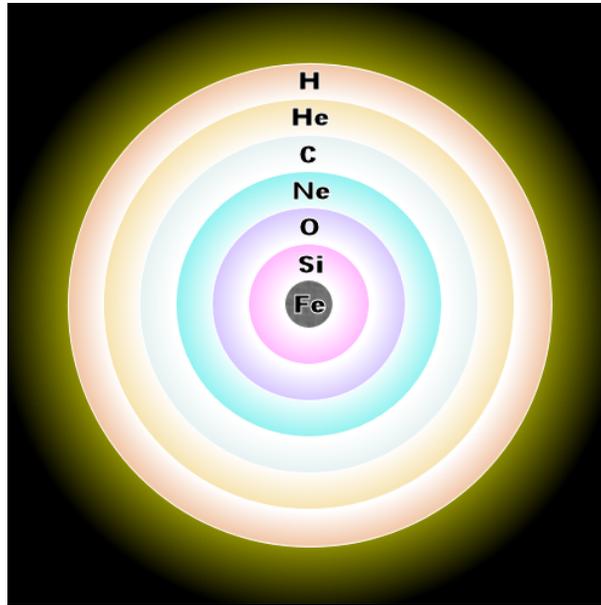


Figura 2.24: Struttura interna di una stella grande evoluta. Fonte: Wikipedia.

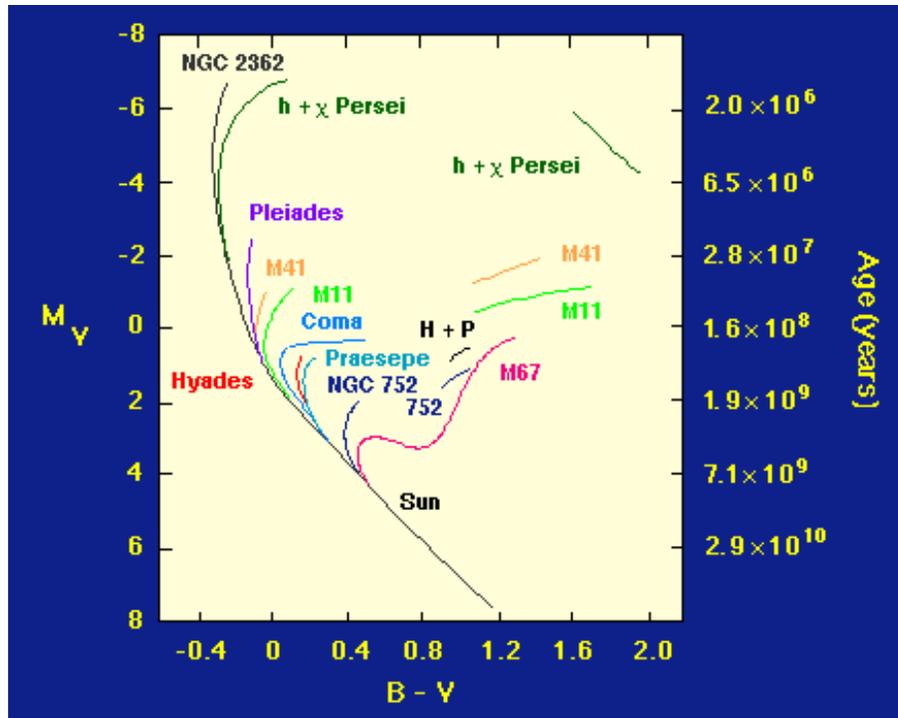


Figura 2.25: Diagrammi HR di ammassi di varia età. Fonte: Web syllabus.

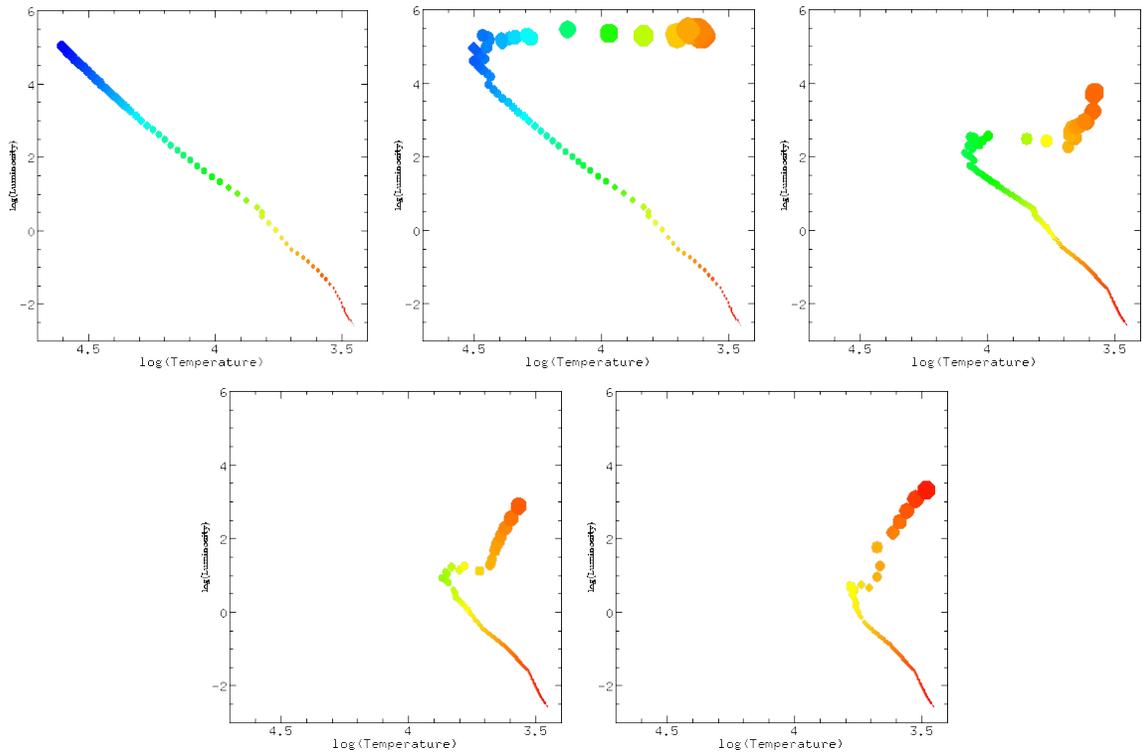


Figura 2.26: Isocrone di una popolazione stellare omogenea. Fonte: M. Rieke.

stimare **l'età dell'ammasso**, a partire dalla fiammata di formazione stellare che l'ha generato. La figura 2.25 mostra i diagrammi HR (schematici) di vari ammassi di età diversa.

♣ I diagrammi HR degli ammassi possono essere predetti considerando le varie fasi evolutive in cui le stelle di varia massa si trovano ad un certo istante. La curva che unisce le tracce evolutive di una popolazione stellare omogenea nei punti di pari età è detta **isocrona**; ogni punto dell'isocrona corrisponde ad una massa diversa. La figura 2.26 mostra delle isocrone a tempi diversi per una popolazione stellare omogenea. La probabilità di trovare una stella in un certo punto dell'isocrona sarà data dal prodotto del numero di stelle che hanno la massa corrispondente, moltiplicato per il tempo passato dalla stella in quella fase. Infatti, se una stella passa molto velocemente in un certo punto del diagramma HR, è improbabile osservarla proprio in quella posizione.

2.7 Gli stadi finali di una stella (2h – F)

♣ Una chiave di lettura della formazione, evoluzione e morte delle stelle sta nella **lotta tra la gravità**, che tende a creare diversità, e **la termodinamica**, che tende ad uniformare. La fine delle stelle vede, a seconda dei casi, la vittoria della termodinamica, della gravità, o un pareggio. I possibili stati finali di una stella sono infatti i seguenti:

- La stella esplose disperdendosi nel mezzo interstellare. In questo caso la termodinamica vince.
- La stella espelle il suo involucro come nebulosa planetaria, mentre il nucleo degenere di $C-O$ rimane visibile come nana bianca. Il nucleo, sostenuto dalla pressione degli elettroni degeneri, può raffreddarsi, diventando infine freddo ed oscuro. Questo è una specie di pareggio, in quanto si raggiunge l'equilibrio termodinamico tra la stella e lo spazio esterno, ma la diversità di densità rimane.
- Il nucleo di Fe collassa in una stella di neutroni. Questa viene sostenuta dalla pressione dei neutroni degeneri, e come prima può raffreddarsi. Un altro caso di pareggio.
- Per masse grandi anche la pressione dei neutroni degeneri può risultare insufficiente. In questo caso la stella collassa in un buco nero. Questa è la vittoria finale della gravità.

♣ Le **nane bianche** non sono altro che i **nuclei, completamente degeneri, di stelle di massa inferiore ad $8 M_{\odot}$** . Stelle di massa inferiore a $0.5 M_{\odot}$ non riescono ad accendere l' 4He , e quindi moriranno come nane bianche di 4He . Siccome il tempo di vita di tali stelle è maggiore del tempo di vita dell'Universo, questo caso è di interesse più accademico che pratico. Le nane bianche tipiche saranno invece di C ed O , come i nuclei delle stelle da 0.5 ad $8 M_{\odot}$.

♣ **Osservativamente** le nane bianche sono visibili come stelle deboli e relativamente calde. La prima ad essere scoperta fu la compagna di Sirio. La loro posizione nel diagramma HR è in una banda a R costante, $L \propto T_e^4$, sottostante la sequenza principale e un po' meno ripida della stessa (figura 2.3 o 2.19).

♣ **Valori tipici:** una tipica nana bianca ha una massa compresa tra ~ 0.6 ed $1 M_{\odot}$, ed un raggio di $\sim 10^{-2} R_{\odot}$, o $\sim 10^9$ cm, dello stesso ordine di grandezza del raggio della Terra. Se ne deduce che la tipica densità di una nana bianca è $\sim 10^6$ g cm $^{-3}$. Il altri termini un cm 3 di materia degenere pesa una tonnellata!

♣ Poiché nelle nane bianche la pressione non dipende dalla temperatura, la loro **struttura** può essere studiata risolvendo semplicemente le equazioni dell'equilibrio idrostatico (2.13), di continuità (2.15) e di stato (2.39). La soluzione di queste equazioni è al di là dei nostri interessi. Notiamo però un'interessante conseguenza della relazione tra pressione e densità. Se la pressione scala come $P \propto M_s^2/R^4$ (eq. dell'equilibrio idrostatico), la densità come $\rho \propto M_s/R^3$ (eq. di continuità), e se $P \propto \rho^{5/3}$ (eq. di stato), con un po' di algebra si ottiene $R \propto M_s^{-1/3}$. Quindi, una stella più massiccia ha un raggio minore! Questo è dovuto al fatto che per compensare la maggior gravità la stella deve contrarsi fino ad avere una densità e quindi una pressione opportuna. Una stima più accurata dà:

$$R = 0.114 \frac{h^2}{Gm_e(\mu_e m_p)^{5/3}} M_s^{-1/3} \quad (2.51)$$

Sostituendo i valori numerici per le costanti, e supponendo $\mu_e = 2$ (i metalli contribuiscono un numero di elettroni circa pari alla metà del loro peso atomico), otteniamo:

$$R = 8.9 \times 10^8 \left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^{-1/3} \text{ cm} \quad (2.52)$$

♣ Le nane bianche sono dinamicamente stabili, e raffreddandosi **tendono all'equilibrio termodinamico con l'ambiente**. Nel diagramma HR evolvono lungo una linea a R costante e T_e decrescente. A temperatura T_e e luminosità $L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4$, l'energia termica totale di una nana bianca è $K = 3M_s k T_e / 2\mu m_p$ ed il suo tempo di raffreddamento $t_{\text{WD}} = K/L$. Se per esempio $M_s = 1 M_\odot$ e $T_e = 10^5$ K, utilizzando l'equazione 2.52 per il raggio R , si ottiene una luminosità $L \simeq 14L_\odot$ ed un tempo di raffreddamento $t_{\text{WD}} \simeq 7.0 \times 10^3$ yr. Notare che al diminuire della temperatura la luminosità diventa molto minore e il tempo di raffreddamento sempre più grande: per $T \sim 10^4$ K siamo già a $L \sim 10^{-3} L_\odot$ e $t_{\text{WD}} \sim 7.0 \times 10^6$ yr. Tutti questi tempi sono di fatto una sottostima, perché la nana bianca non è a temperatura costante dato che la crosta esterna è capace di isolare il nucleo interno, che rimane più caldo.

♣ Una stella o un nucleo stellare degenerare di massa maggiore della **massa di Chandrasekhar** è destinata a collassare, come già mostrato nella sezione 2.5. Questo si può vedere anche studiando la relazione massa-raggio nel caso in cui $P \propto \rho^{4/3}$. Procedendo come sopra, si trova che in questo caso il raggio della stella non dipende dalla massa, il che fisicamente vuol dire che diminuire il raggio non aiuta la stella a sostenersi, perché la maggiore pressione bilancia esattamente la maggiore gravità. Se la pressione non basta a sostenere la stella (o il nucleo stellare), questa riprende il collasso.

♣ Il nucleo delle stelle di $> 8 M_\odot$ brucia tutti gli elementi fino al ferro, per poi collassare quando la sua massa è maggiore di quella di Chandrasekhar. Durante il collasso si hanno due **processi nucleari** molto importanti:

- **Fotodisintegrazione** di tutti i nuclei pesanti: la temperatura diventa così alta che i fotoni termici sono in grado di spaccare tutti i nuclei pesanti presenti nel nucleo stellare, ritrasformandoli in protoni e neutroni.
- **Cattura elettronica** da parte dei protoni, che si trasformano quindi in neutroni.

Il primo processo ha una conseguenza importante: tutta l'energia di legame liberata nei processi nucleari viene restituita ai nuclei, a spese dell'energia gravitazionale. D'altronde quest'ultima è $\Omega \sim GM_s^2/R$, per cui rendendo R molto piccolo si può liberare una grandissima quantità di energia. Per esempio, se una stella di $10 M_\odot$ ha bruciato il 10% della sua massa con un'efficienza totale dell'1%, l'energia totale liberata dalle reazioni nucleari è $E_{\text{nucl}} \sim 2 \times 10^{52}$ erg (2×10^{45} J), mentre l'energia liberata dal collasso di $1.44 M_\odot$ fino ad un raggio di 10 km (raggio tipico di una stella di neutroni) è $E_{\text{grav}} \sim 5 \times 10^{53}$ erg (5×10^{46} J), più di dieci volte maggiore.

♣ Il secondo processo viene in linea di principio compensato dal decadimento β , che ritrasforma il neutrone in protone. Però, alle condizioni di densità di un nucleo in collasso, bastano pochi di questi decadimenti per saturare i pochi stati quantici disponibili per gli elettroni; gli altri neutroni per β -decadere dovrebbero imprimere all'elettrone un'energia superiore a quella disponibile. Come risultato, mentre circa lo 0.5% dei neutroni β -decade, il 99.5% non ci riesce. Il nucleo stellare si trasforma in una **stella di neutroni**.

♣ Una stella di neutroni viene sostenuta dalla **pressione dei neutroni degeneri**. Per studiare la struttura di una stella di neutroni non basta però riadattare le formule già introdotte

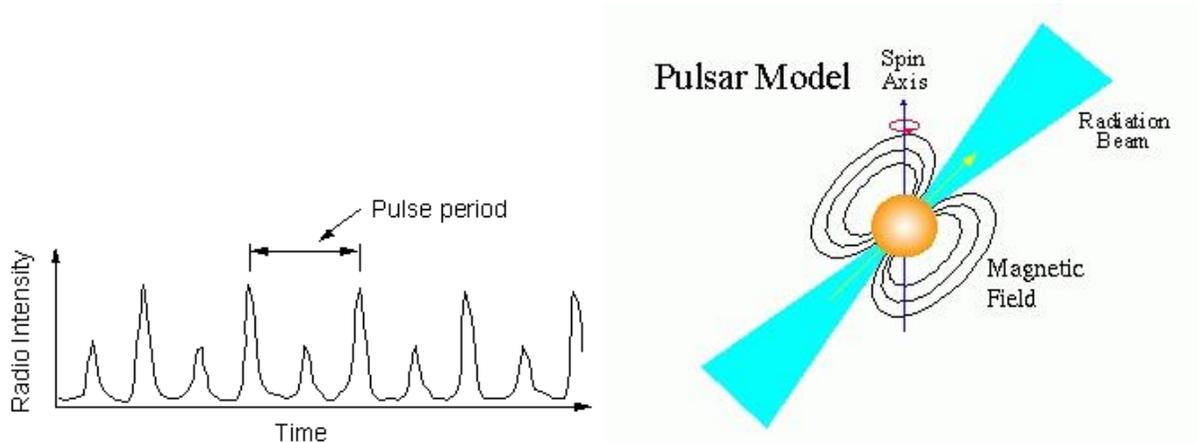


Figura 2.27: Curva di luce (radio) di una pulsar e modello geometrico. Fonte: M. Rieke.

per le nane bianche al caso dei neutroni degeneri (sostituendo m_e con m_p), perché in questo caso sono molto importanti sia le interazioni forti tra neutroni, di cui sappiamo poco, che la relatività generale, che è ben difficile da trattare numericamente.

♣ **Osservativamente** si trova che la massa delle stelle di neutroni (stimata nei sistemi binari) è sempre molto simile alla massa di Chandrasekhar. Il raggio si stima di circa 10 km, per una densità media di ben $\sim 2 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$. Le stelle di neutroni sono molto calde, ma essendo molto piccole non emettono molta radiazione termica nell'ottico. Però ruotano vorticosamente, con periodi che vanno da alcuni secondi ad alcuni millisecondi. Le stelle di neutroni hanno inoltre proprietà magnetiche molto particolari, per cui non sorprende che alla loro rotazione siano associati forti campi magnetici. Esse sono osservabili come **pulsar**, cioè come sorgenti radio periodiche, molto regolari. Si pensa che questa emissione abbia origine come radiazione di sincrotrone da parte di elettroni che sono proiettati via dalla stella lungo le direzioni dei poli magnetici (figura 2.27). Se questi non sono allineati con l'asse di rotazione, il fascio di radiazione di sincrotrone potrà ritrovarsi lungo la nostra linea di vista due volte ad ogni rotazione, creando così un segnale intermittente. Questo meccanismo di radiazione, più della radiazione termica, è responsabile per la perdita di energia (e di momento angolare) di una stella di neutroni.

♣ Il “neutronio” (il materiale che compone la stella di neutroni) a causa delle interazioni nucleari forti ha una rigidità estremamente elevata. Di conseguenza, non appena il nucleo si neutronizza, il collasso si blocca violentemente, generando un'onda di rinculo che si trasmette nell'involuppo della stella come onda d'urto. Mentre il 99% dell'energia del collasso si disperde in neutrini (generati dalla cattura elettronica), l'1% dell'energia si trasmette a questa onda d'urto, la quale è in grado di espellere violentemente tutto il resto della stella (anche se il meccanismo per cui questo avviene non è ancora chiaro). L'esplosione è visibile come una **supernova** di tipo II (figura 2.28).

♣ **Osservativamente** le supernove sono visibili come stelle di luminosità enorme, che appaiono repentinamente e scompaiono nel giro pochi mesi. Al picco la luminosità di una supernova è pari a quella di una piccola galassia: $M_V \sim -19$! Le supernove si dividono in due classi (spettrali): quelle di tipo I sono povere di idrogeno, quelle di tipo II ne sono ricche. Esistono importanti sottoclassificazioni, a cui corrispondono sistemi astrofisici diversi. Considereremo qui solo le supernove II e Ia. Le **tipo II** provengono tipicamente dall'esplosione di stelle, nel cui involuppo l'idrogeno è ancora prevalente.

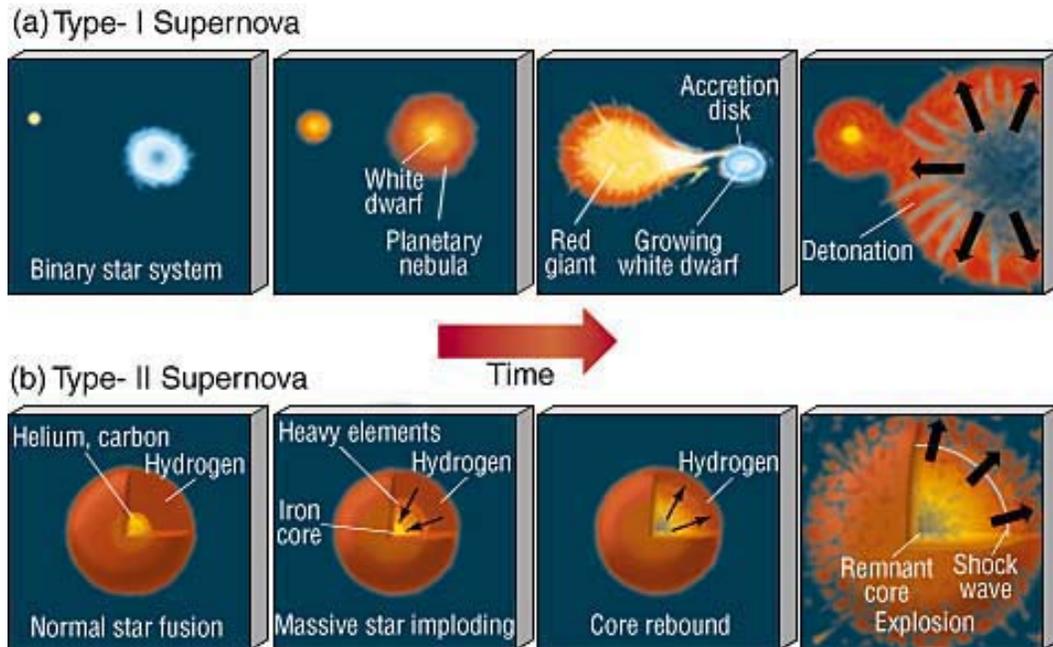


Figura 2.28: Origine delle supernove di tipo Ia e II. Fonte: M. Rieke.

♣ Le **supernove di tipo Ia** provengono (secondo i modelli più accreditati) da sistemi di stelle binarie semistaccate, e costituiscono un'ulteriore possibilità di evoluzione di una stella. Un sistema binario si dice semistaccato se le due stelle sono così vicine che l'involuppo esterno della più grande, tipicamente una gigante o supergigante, cade nella buca di potenziale della compagna (figura 2.28). Se la compagna è una nana bianca, l'accrescimento di massa può causarne l'esplosione nel momento in cui la massa della stella finisce per superare il limite di Chandrasekhar. In questo caso specifico il collasso causa l'accensione del carbonio nel nucleo degenere, e quindi la completa esplosione della stella, piuttosto che la formazione di una stella di neutroni. Non essendoci un involuppo ricco di idrogeno da espellere, la supernova sarà appunto di tipo I.

♣ L'**importanza delle supernove** è molteplice. Esse infatti:

- sono visibili a grandi distanze;
- sono utilizzabili come candele standard (specialmente le Ia);
- arricchiscono il mezzo interstellare dei metalli generati al loro interno;
- riscaldano il mezzo interstellare tramite l'onda d'urto da esse provocata.

♣ Anche per una stella di neutroni esiste una massa limite. In questo caso, la relatività generale ci mette lo zampino. Infatti, in condizioni di campo gravitazionale forte, la pressione genera attrazione gravitazionale. La stella quindi non ha modo di resistere alla sua gravità, se generando pressione la aumenta! Superata una certa massa limite, detta **massa di Oppenheimer-Volkoff**, di circa $2-3 M_{\odot}$, la stella inizia un collasso che non può più essere interrotto.

♣ La relatività generale ci insegna che ogni corpo ha associata una dimensione, detta **raggio di Schwartzschild**:

$$R_{\text{Sch}} = \frac{2GM}{c^2} \quad (2.53)$$

Nel caso di simmetria sferica, se il raggio dell'oggetto risulta inferiore ad R_{Sch} , la luce emessa da questo non riesce a superare la superficie sferica di raggio R_{Sch} . Un corpo con queste caratteristiche viene chiamato **buco nero**.

♣ La dimensione di un buco nero l'aveva già ricavata Laplace calcolando la condizione per cui la velocità di fuga da un corpo sferico fosse superiore alla velocità della luce. Un tale corpo non potrebbe emettere luce! In termini più corretti, il buco nero non è altro che la soluzione delle equazioni di Einstein nel caso di una massa puntiforme. La luce emessa da una sorgente ad una distanza (di coordinate) r dal buco nero subirà un **redshift gravitazionale** pari a:

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right)^{-1/2} \quad (2.54)$$

Questo redshift è dovuto alla distorsione che la massa puntiforme induce sulla metrica dello spazio-tempo, ma a grande distanza dal raggio di Schwartzschild può essere interpretato in termini di energia persa da un fotone per risalire la buca di potenziale. Fotoni provenienti da $r < R_{\text{Sch}}$ vengono “redshiftati a morte”. La superficie ad $r = R_{\text{Sch}}$ viene chiamata **orizzonte degli eventi**, perché non esistono traiettorie che collegano “eventi” (=punti dello spazio-tempo) nella direzione dall'interno verso l'esterno. In altre parole, nessun tipo di informazione può fuoriuscire dall'orizzonte degli eventi.

♣ **Osservativamente è molto difficile identificare una sorgente astrofisica come un buco nero.** Infatti, il buco nero non emette radiazione⁸, ma se su di esso cade materia, proveniente per esempio da una stella compagna in un sistema semistaccato, questa si riscalda notevolmente, emettendo radiazione sia termica che non-termica (dovuta alla plausibile presenza di particelle energetiche e di campi magnetici). La stessa cosa però capita nel caso di caduta di materia su una stella di neutroni. I sistemi binari semistaccati in cui la compagna piccola è un oggetto compatto (stella di neutroni o buco nero) si chiamano binarie X, perché il gas in caduta si riscalda tanto da emettere nei raggi X. Rispetto alle binarie X chiaramente associabili a stelle di neutroni, le sorgenti associabili a buchi neri hanno caratteristiche peculiari (per esempio sono molto variabili ed erratiche), e soprattutto la massa della sorgente, stimata dalla dinamica del sistema binario, supera il limite di Oppenheimer-Volkoff. L'esempio tipico è quello di **Cygnus X-1**, una sorgente X la cui massa è stimata di almeno $6 M_{\odot}$.

⁸La radiazione di Hawking, predetta teoricamente per un buco nero nel vuoto, è di gran lunga minore della radiazione che proviene dalla materia che cade nel buco nero.

Esercizi

♣ Sezione 2.1

1. Tracciare nel diagramma HR teorico le linee a raggio costante da $0.01 R_{\odot}$ a $1000 R_{\odot}$.

♣ Sezione 2.2

1. Dato il valore della costante solare (equazione 2.3) e dell'unità astronomica, calcolare L_{\odot} .
2. Sapendo che il Sole sottende un arco di $32'$, calcolare R_{\odot} e la temperatura efficace T_e del Sole.
3. Verificare l'equazione 2.7 e calcolare la densità media del Sole.
4. Verificare l'equazione 2.10 ed il suo valore numerico nel caso del Sole.
5. Utilizzando le quantità M_{\odot} ed R_{\odot} , e trascurando tutti i fattori dell'ordine dell'unità, calcolare l'ordine di grandezza della pressione tipica nel Sole (equazione 2.14). Noto il valore esatto per la pressione centrale, $P_c = 19 GM_{\odot}^2/R_{\odot}^4$, calcolarne il valore numerico, e trasformarlo in atmosfere sapendo che il peso di una colonna d'aria di superficie unitaria è (in cgs) $1.03 \times 10^3 \text{ g cm}^{-2}$ e che $g = 980 \text{ cm s}^{-2}$.
6. Data la pressione centrale nel Sole, e data la densità centrale $\rho_c = 110 \bar{\rho}_{\odot}$, e usando $\mu = 0.9$ (data l'elevata concentrazione di elio nel nucleo), trovare la temperatura centrale del Sole tramite la legge dei gas perfetti.
7. Verificare l'equazione 2.23 e ricavarne il valore numerico.
8. Verificare l'equazione 2.25 e calcolare il numero di passi necessari ad un fotone per uscire dal Sole (per $l = 0.5 \text{ cm}$) e il tempo necessario.
9. Stimare la luminosità del Sole utilizzando l'equazione 2.26 con $T = 4.5 \times 10^6 \text{ K}$.

♣ Sezione 2.3

1. Verificare l'equazione 2.30.
2. Verificare le equazioni 2.32, 2.33 e calcolare la temperatura T_0 d'innescamento del bruciamento dell'idrogeno.

♣ Sezione 2.5

1. Verificare i valori numerici dati nelle equazioni 2.40 e 2.41.
2. Verificare le relazioni riassunte nella figura 2.18.

♣ Sezione 2.6

1. Un ammasso stellare di 7 miliardi di anni è a 20 kpc da noi; fino a che magnitudine apparente dobbiamo misurare magnitudine e colore delle stelle per potere stimare l'età dell'ammasso? (aiutatevi con la figura 2.25.)

♣ Sezione 2.7

1. Verificare la relazione tra massa e raggio per le nane bianche, sia nel caso non-relativistico che in quello ultra-relativistico. Verificare il valore dell'equazione 2.52.
2. Quali sono luminosità e tempo di raffreddamento di una nana bianca di $0.6 M_{\odot}$ e $T_e = 5000$ K?
3. Qual è la luminosità, dovuta all'emissione termica, di una stella di neutroni di 10 km di raggio e temperatura T ? Stimare quale magnitudine bolometrica avrebbe una stella di neutroni a distanza di 100 pc per varie temperature.
4. Considerando l'esercizio precedente, cosa cambia se tenete conto anche del redshift gravitazionale? Per capirlo, stimare il raggio di Schwarzschild della stella di neutroni, e quindi il redshift gravitazionale a cui è soggetta la radiazione proveniente dalla sua superficie.
5. Ricavate il raggio di Schwarzschild calcolando il raggio di un corpo la cui velocità di fuga sia uguale a quella della luce. Quanto vale questa quantità per un buco nero di $5 M_{\odot}$? e per $10^8 M_{\odot}$? Associate ad essi una "densità" come $3M/4\pi R_{\text{sch}}^3$; come si confronta con la densità del nucleo nei due casi?

Capitolo 3

Le Galassie

♣ L'astrofisica delle stelle ha raggiunto una fase di piena maturità: esiste un modello standard che riproduce bene le principali regolarità delle popolazioni stellari, spesso anche nei dettagli. Al contrario, **l'astrofisica delle galassie è in piena fase d'espansione**: le galassie sono sistemi molto più complessi e strutturati delle stelle, e ipotesi come l'equilibrio idrostatico, l'equilibrio termodinamico locale o la simmetria sferica sono semplicemente inapplicabili nella maggiorparte dei casi. Inoltre, la storia di formazione ed evoluzione delle galassie risente in modo diretto dell'evoluzione dell'Universo; è impossibile capire pienamente le galassie senza avere prima capito l'Universo. L'argomento si può ribaltare: per la cosmologia sono le galassie, visibili fino ai margini dell'Universo, il “mattoncino fondamentale” osservativo; a distanze cosmologiche le stelle (supernove a parte) non sono visibili singolarmente.

3.1 Il mezzo interstellare (1h – A)

♣ Il mezzo interstellare (ISM, inter-stellar matter) contenuto nelle galassie rappresenta **un gradino intermedio** tra l'astrofisica della singola stella e quella di una galassia. Le stelle infatti si formano in seguito al collasso delle nubi del mezzo interstellare. Lo studio della struttura ed evoluzione dell'ISM e della formazione stellare è quindi necessario per capire la formazione delle galassie come sistemi di stelle.

♣ Dal punto di vista osservativo, risulta della massima importanza la **polvere interstellare diffusa**. Questa assorbe e arrossa la luce delle stelle; come vedremo in seguito, il non tenere conto di questo effetto induce un errore sistematico sulla ricostruzione della struttura della Galassia, nonché della distribuzione delle galassie esterne alla nostra.

♣ La **prova dell'esistenza di assorbimento interstellare** fu trovata da Trumpler, il quale utilizzò la relazione tra diametro angolare e luminosità apparente (ovvero flusso totale) di ammassi stellari aperti. Il diametro angolare di un ammasso diminuisce con l'inverso della distanza, per cui il suo quadrato dovrebbe essere in relazione lineare con la luminosità apparente. Facendo un grafico delle due quantità per un campione di ammassi aperti (figura 3.1), Trumpler notò che gli ammassi più piccoli e meno luminosi, e quindi in media più lontani, tendono ad essere meno luminosi del dovuto. Questo poteva essere dovuto ad una (implausibile) differenza intrinseca degli ammassi aperti lontani, a qualche effetto di selezione sui dati, oppure, come crediamo oggi, al fatto che la luce è assorbita da una componente diffusa di polvere interstellare.

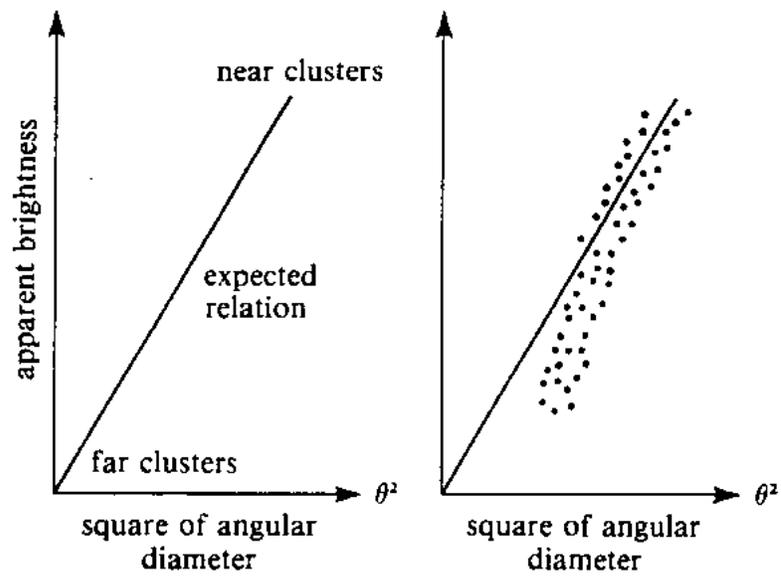


Figura 3.1: Scoperta di Trumpler dell'assorbimento interstellare. Fonte: F. Shu.

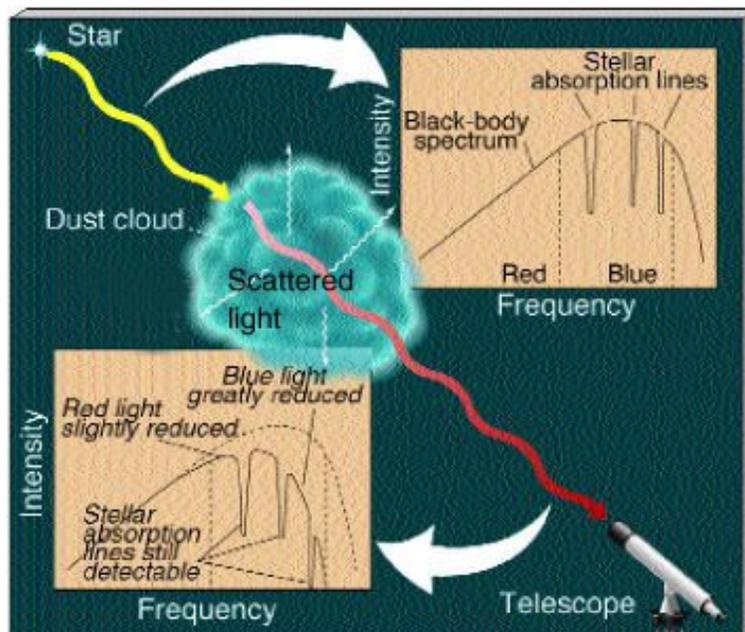


Figura 3.2: Estinzione e riflessione da parte di polvere. Fonte: M. Rieke.



Young stars in the Horsehead region



Figura 3.3: Visione ottica ed infrarossa di una regione oscurata da polvere. Fonte: ISO.

♣ **Perché polvere?** La presenza di gas neutro o debolmente ionizzato lungo la linea di vista indurrebbe, nello spettro osservato di una stella, righe di assorbimento in posizioni che non corrispondono al resto delle righe della stella (che in genere non sarà a riposo rispetto a tale gas). Invece i grani di polvere, che sono di dimensioni confrontabili con la lunghezza d'onda dell'UV, assorbono (o deviano) preferenzialmente la luce UV e blu, lasciando passare la luce rossa (figura 3.2). Questo assorbimento non crea alcuna riga.

♣ Più in particolare, l'effetto della polvere è il seguente:

- **Estinzione:** la luce delle stelle viene assorbita dai grani, che così si riscaldano, ovvero deviata dalla linea di vista.
- **Arrossamento:** l'estinzione preferenziale della luce blu/UV influenza i colori delle stelle, spostandoli verso il rosso; per un motivo analogo il Sole al tramonto è rosso, mentre il cielo è azzurro.
- **Polarizzazione:** i grani di polvere sono in generale non sferici ed in rotazione. Un campo magnetico può quindi allinearli, rendendo l'assorbimento dipendente dalla polarizzazione della luce incidente; la luce assorbita risulta quindi polarizzata.
- **Riflessione:** quando la polvere circonda una stella, la luce deviata dalla linea di vista è visibile come luce diffusa bluastra. Questa componente è in genere polarizzata.

La quantità di polvere presente nel disco della Galassia risulta circa $10^{-3} - 10^{-4}$ volte la massa in stelle (esercizio 1 per la sezione 3.1).

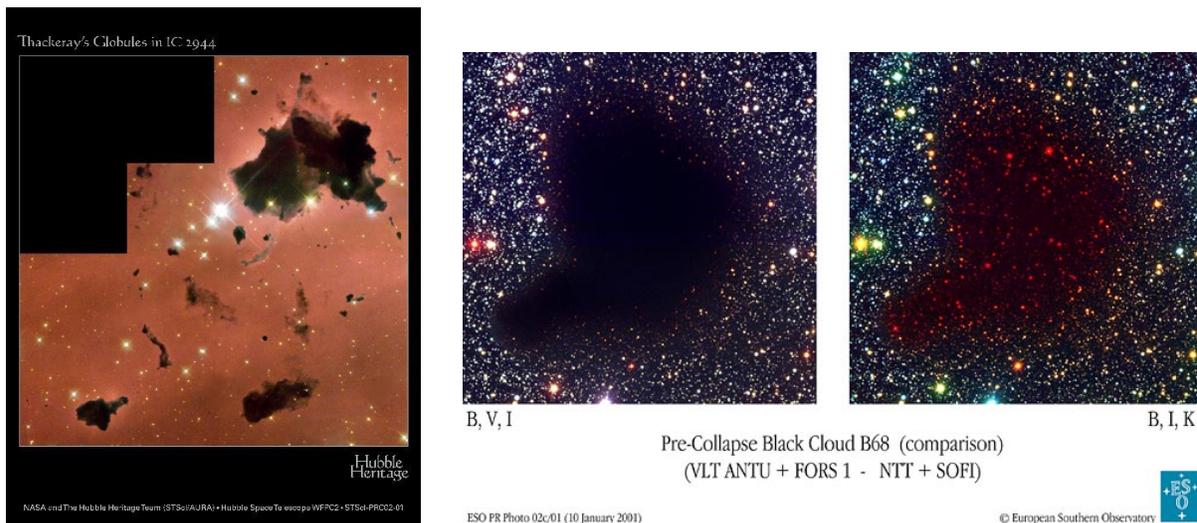


Figura 3.4: Globuli oscuri. A sinistra: le stelle oscurate appaiono in banda K. Fonte: HST, ESO.

♣ La polvere, assorbendo la luce delle stelle, si riscalda debolmente fino a raggiungere temperature di poche decine di K. La sua **emissione termica** è visibile nel medio e lontano IR e nel sub-mm, bande nelle quali risulta uno dei pochi contribuenti (figura 3.3). Questo fatto è della massima importanza: le polveri sono massimamente abbondanti nelle zone di forte formazione stellare (*starburst*), ed oscurano quasi tutta la luce UV che proviene dalle stelle O e B. Di conseguenza la massima parte dell'energia liberata durante le fiammate più vigorose di formazione stellare è visibile nel lontano IR più che nell'UV o nel blu.

♣ L'ISM si manifesta in molti oggetti visibili singolarmente, generalmente associati a stelle giovani e brillanti o a stelle morenti.

- **Nebulose oscure:** in alcuni punti la luce di fondo delle stelle o delle regioni *HII* (vedi sotto) è completamente bloccata da piccole nubi molto dense, di forma irregolare o a volte sferoidale (figura 3.4). Sono molto numerose nei grandi complessi di formazione stellare, ma si possono trovare anche come “buchi nel cielo”, regioni dove non si vede nessuna stella.
- **Nebulose a riflessione:** l'ISM attorno ad alcune stelle (tipicamente) giovani è visibile tramite la radiazione riflessa dalle polveri. Questa radiazione presenta uno spettro con le stesse righe di assorbimento della stella, è molto blu, ed è polarizzata (figura 3.5).
- **Regioni HII:** le stelle molto luminose, di tipo O e B, sono spesso circondate da regioni di idrogeno ionizzato, che emettono uno spettro caratteristico, dominato da righe di emissione (figura 3.5). Ne parleremo nel seguito.
- **Nebulose planetarie:** sono gli involucri delle stelle medio-piccole, espulsi alla fine della fase di gigante asintotica (figura 3.6).
- **Resti di supernova:** sono causati dall'onda d'urto generata dall'esplosione di supernove. La loro emissione proviene sia da un involucro diffuso (radiazione di sincrotrone), sia (soprattutto) da una rete di filamenti di gas confinato dai campi magnetici (figura 3.6).

♣ Le stelle si formano in nubi di gas in collasso gravitazionale, quindi in ambienti molto ricchi di gas. Quando una stella massiccia, di tipo O o B, comincia a brillare, emette una gran quantità



Figura 3.5: Nebulosa di Orione; si notano l'emissione di riflessione (sinistra) e di fluorescenza (destra). Fonte: ESO, Astrophysical Picture of the Day.

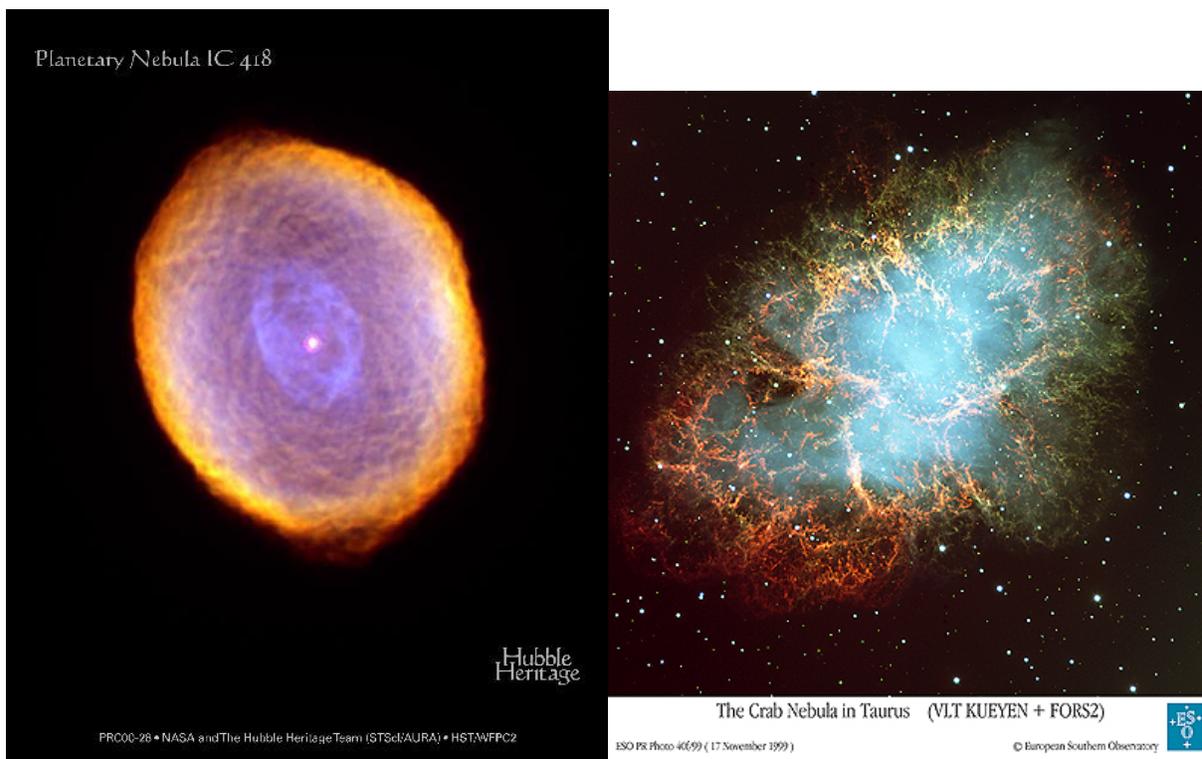


Figura 3.6: Nebulosa planetaria (sinistra) e resto di supernova (destra). Fonte: HST, ESO.

uno stato molto eccitato. La diseccitazione procede attraverso l'emissione a cascata di fotoni (figura 3.7), poiché a densità così basse la diseccitazione collisionale è improbabile. Dei fotoni riemessi, quelli della serie di Lyman vengono riassorbiti quasi immediatamente. I fotoni da Lyman β in poi vengono quindi presto o tardi riprocessati in fotoni Lyman α più fotoni della serie di Balmer e successive. I primi vengono assorbiti facilmente, ma possono essere riemessi solo alla stessa lunghezza d'onda, per cui finiscono per fuoriuscire dalla nube dopo una lunga serie di **scattering risonanti**. Al contrario, tutti i fotoni di Balmer e delle serie successive fuoriescono senza problemi. Come risultato finale, per ogni fotone ionizzante avremo un fotone Lyman α (difficilmente osservabile a meno di non essere emesso a distanze cosmologiche, vedi il capitolo 5) e un fotone della serie di Balmer, più altri fotoni meno energetici. Lo spettro finale presenterà quindi, oltre ad una componente del continuo di Brackett, tutta la serie di Balmer, con rapporti ben precisi tra le varie righe. Contando il numero di fotoni di Balmer sarà anche possibile stimare il numero di fotoni ionizzanti, e da questi la temperatura della stella centrale (**temperatura di Zanstra**).

♣ Un'altra caratteristica importante degli spettri di regioni *HII* è la presenza delle cosiddette **righe proibite**. Queste corrispondono a transizioni "metastabili" (cioè con lunghi tempi di decadimento); in laboratorio, dove la densità di particelle è sempre elevata, la diseccitazione radiativa non riesce mai a competere con quella collisionale, per cui tali transizioni venivano catalogate come proibite dagli spettroscopisti. Nelle condizioni di rarefazione estrema di una regione *HII* queste righe invece sono osservabili. È divertente notare come i primi astrofisici che osservarono tali righe le interpretarono come manifestazione di un nuovo elemento, che chiamarono "nebulio".

♣ Come già accennato, la presenza di **gas neutro interstellare diffuso** può essere notata grazie alla presenza di righe di assorbimento che appaiono non essere in relazione con la stella. Per esempio Hartmann, all'inizio del '900, notò che alcune righe di una binaria spettroscopica non si sdoppiavano, al contrario di tutte le altre. Che quel gas fosse genuinamente interstellare, e non facente parte di una corona stellare di gas freddo, fu dimostrato tramite studi statistici.

♣ Lo studio del gas neutro, o in altre parole delle regioni *HI*, è stato possibile grazie alle osservazioni radio. Infatti, l'*HI* in condizioni di bassissima densità (siamo in genere sui 10 atomi per cm^3) emette una riga proibita, alla **lunghezza d'onda di 21 cm**. Questa riga è dovuta ad una transizione connessa alla struttura iperfine dell'idrogeno: sia il protone che l'elettrone hanno spin e momento magnetico, e la configurazione con gli spin allineati risulta energeticamente meno vantaggiosa di quella a spin opposti. Questa riga di emissione cade in una regione dello spettro dove è facile da riconoscere.

♣ Queste righe si presentano sia in assorbimento, quando alle spalle si trova una sorgente radio con un continuo importante, sia in emissione. In particolare, in emissione è tipicamente possibile notare due componenti, una stretta ed una debole ma larga. Questa evidenza viene interpretata nella seguente maniera: **l'ISM è un mezzo a due fasi**, una fredda (corrispondente alle righe strette) con $T \sim 10^2 \text{ K}$ e $n \sim 10 \text{ cm}^{-3}$, distribuita in nubi, ed una calda diffusa, con $T \sim 10^4 \text{ K}$ e $n \sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$. La fase calda, che è anche più rarefatta, mantiene confinate ovvero **in equilibrio di pressione** le nubi fredde, le quali sono troppo piccole per essere autogravitanti (questo sarà chiaro nella prossima sezione). Studi successivi hanno mostrato l'esistenza di una terza fase molto calda, con $T \sim 10^6 \text{ K}$ e $n \sim 10 \text{ cm}^{-3}$, dovuta al gas riscaldato dalle esplosioni di supernova.

♣ Il **vantaggio del radio** rispetto all'ottico, per studiare l'ISM neutro, è enorme. Infatti, non solo possiamo osservare l'*HI* tramite la riga a 21 cm, ma non siamo neanche limitati dalla

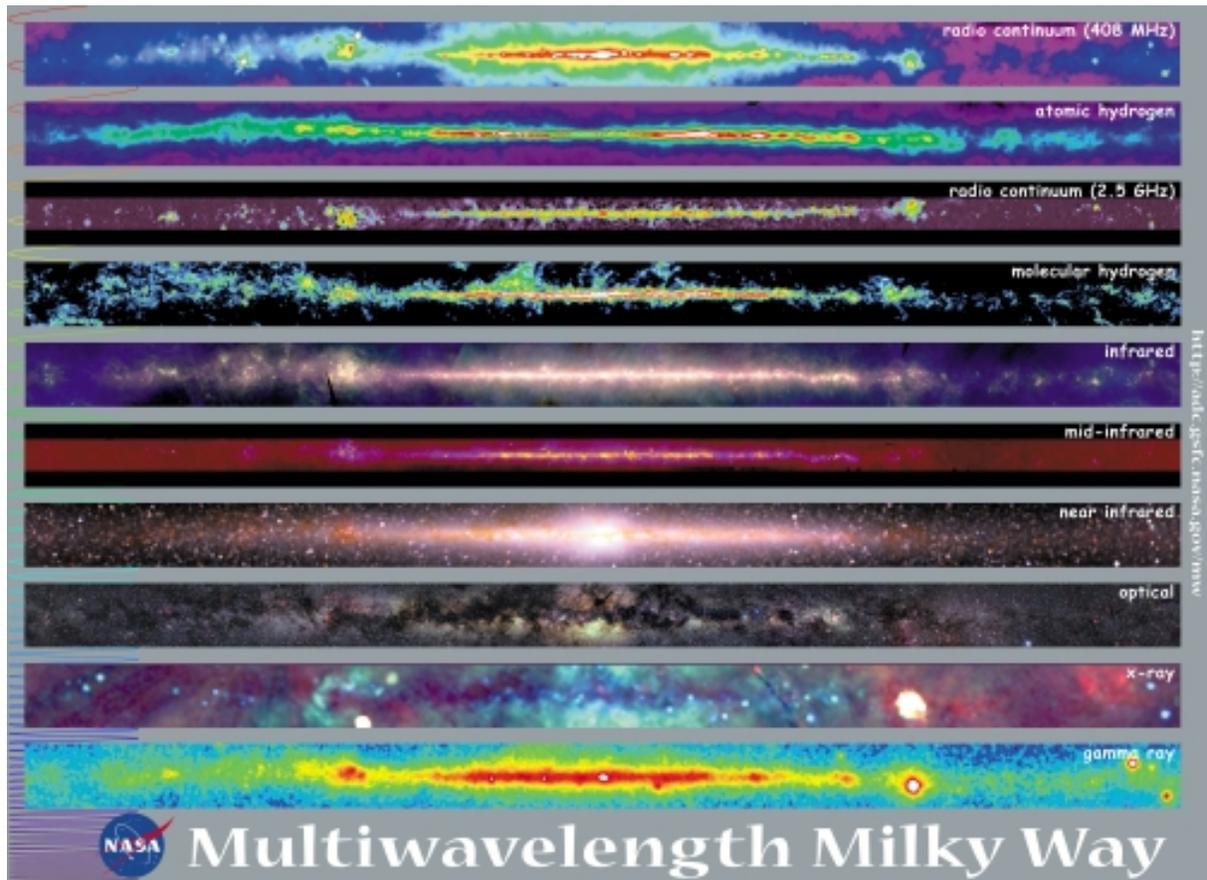


Figura 3.8: Via Lattea in varie bande. Fonte: Multiwavelength Milky Way.

polvere, che non assorbe per niente l'emissione radio. Come vedremo nella prossima sezione, la struttura della Galassia è stata tracciata grazie alle osservazioni radio.

♣ Questa discussione è largamente incompleta, dato che molti processi del mezzo interstellare (come quelli dominanti nelle nubi molecolari, a partire dal maser H_2O) non sono neanche stati accennati. La figura 3.8, che mostra il disco della Galassia in molte bande, dal radio al gamma, rende bene l'idea della **complessità del mezzo interstellare della Via Lattea**.

3.2 Formazione stellare (1h – A)

♣ **La formazione delle stelle è uno dei punti più incerti** nella modellistica della storia delle stelle. È però un punto fondamentale per la modellistica delle galassie. Di conseguenza è anche un campo di ricerca particolarmente attivo in questi anni.

♣ La formazione stellare parte dal collasso di una nube di gas. **Una nube collassa se la sua autogravità è sufficiente a superare la pressione termica.** In altre parole, l'energia totale della nube (termica + gravitazionale) deve essere negativa. Consideriamo una nube sferica di gas perfetto, per semplicità uniforme, di raggio R , volume $V = 4\pi R^3/3$, massa M , temperatura T , densità $\rho = M/V$ e peso molecolare μ . Perché la nube collassi la sua energia totale deve essere minore di zero. Scrivendo l'energia termica come $K = 3/2 kT M/\mu m_p$ e l'energia gravitazionale come $\Omega = -GM^2/R$, con un po' di algebra la condizione $E = K + \Omega < 0$ si traduce in una condizione sulla massa della nube:

$$M > M_J, \quad M_J = \left(\frac{3kT}{2G\mu m_p} \right)^{3/2} \left(\frac{4\pi\rho}{3} \right)^{-1/2} \quad (3.2)$$

Per collassare, la massa della nube deve essere maggiore di una massa limite M_J , detta **massa di Jeans**.

♣ Sostituendo i **valori numerici** all'equazione 3.2 otteniamo:

$$M_J = 15.4 M_\odot \left(\frac{T}{1 \text{ K}} \right)^{3/2} \mu^{-2} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (3.3)$$

dove n è la densità di particelle. Nella tabella qui sotto riportiamo i valori della massa di Jeans per valori tipici di temperatura e densità delle varie fasi del mezzo interstellare (calda, fredda e molecolare; vedi sotto). Riportiamo anche, per comodità, il tempo dinamico di collasso t_{din} (equazione 2.10).

	T (K)	n (cm ⁻³)	μ	M_J (M_\odot)	t_{din} (yr)
fase calda	10 ⁴	10 ⁻¹	0.6	1.4 × 10 ⁸	2.3 × 10 ⁸
fase fredda (<i>HI</i>)	10 ²	10	1	4.9 × 10 ³	1.6 × 10 ⁷
nube molecolare	10	10 ³	2	3.9	1.2 × 10 ⁶

♣ Se una grande nube di *HI* comincia a collassare e raffreddarsi, la sua densità aumenta e si innesca la combinazione dell'*HI* in molecole di idrogeno, H_2 . Questo processo porta la nube a temperature dell'ordine dei 10 K e a densità dell'ordine dei 100–1000 cm⁻³. La combinazione dell'*HI* in molecole non è facile, e probabilmente richiede l'azione catalitica dei grani di polvere¹. L' H_2 si trova generalmente in grandi nubi, dette **complessi molecolari giganti**, osservabili nel radio, la cui massa va dalle 10⁵ alle 10⁷ M_\odot ; la figura 3.8 ne mostra una mappa. Le osservazioni ottiche di queste nubi sono rese difficili dalla gran quantità di polvere che contengono.

♣ Dalla tabella precedente risulta che i grandi complessi molecolari sono **i siti più idonei per la formazione stellare**. Questa idea è confermata da parecchie osservazioni; per esempio, la figura 3.9 mostra uno spettacolare dettaglio di un complesso molecolare, dove la formazione stellare è in atto. Tuttavia la massa di Jeans anche in questo caso risulta piuttosto grande per giustificare la formazione delle stelle più piccole.

¹Questo solleva la questione di come si siano formate le prime molecole, quando la polvere ancora non c'era!

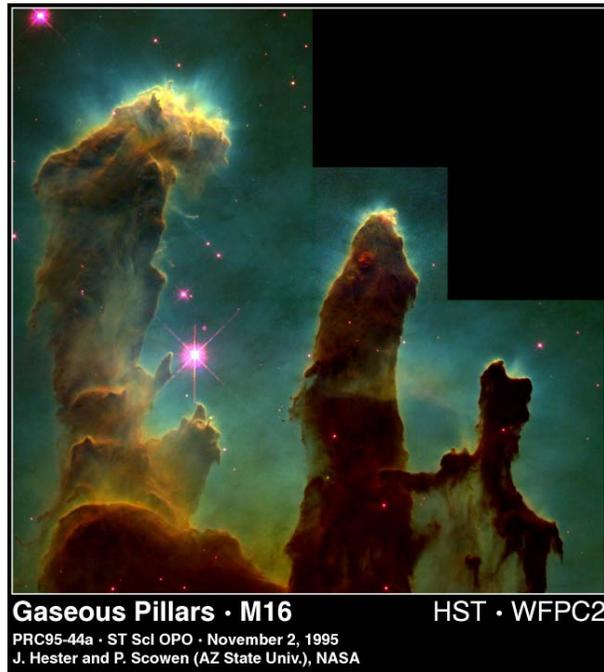


Figura 3.9: Particolare di una zona di formazione stellare. Fonte: HST.

♣ Un processo che giustifica la formazione di stelle di massa solare o inferiore è la **frammentazione gerarchica**, proposta da Hoyle. Consideriamo una nube in collasso non uniforme. Al procedere del collasso la densità media aumenta, e la massa di Jeans diminuisce di conseguenza. In questo modo, non appena la massa di Jeans diventa opportunamente piccola alcune disomogeneità possono crescere e collassare. Alla crescita delle disomogeneità corrispondono valori locali della massa di Jeans ancora più piccoli, che permettono il collasso di disomogeneità ancora minori. Di conseguenza, la nube collassando si frammenta in pezzetti sempre più piccoli.

♣ In questo processo di collasso e frammentazione risulta di grande importanza la **perdita del momento angolare**. Infatti, il momento angolare specifico tipico di una nube di mezzo interstellare è (in cgs) $J/M \sim 10^{24} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, mentre per una stella $J/M \sim 10^{17} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Se la stella non perdesse quasi tutto il suo momento angolare, il suo collasso sarebbe interrotto dalla rotazione, e il gas si disporrebbe su un disco, come succede nella nostra Galassia. Una parte del momento angolare viene perso nel processo di frammentazione gerarchica, trasformato in momento angolare orbitale di sistemi binari o multipli.

♣ Un'altra parte di momento angolare potrebbe essere persa a causa dei campi magnetici. Osservando la polarizzazione della luce stellare indotta dall'assorbimento di polvere si trova che la Galassia è permeata da un tenue campo magnetico di intensità media di qualche μG . In un plasma **il campo magnetico rimane congelato con il gas**, a causa degli elettroni i quali sono da una parte obbligati ad avvitarci in direzione parallela alle linee del campo; dall'altra parte, così facendo creano una corrente sinusoidale che rigenera il campo stesso. Questo influenza profondamente la dinamica del plasma; per esempio, concentrando il plasma si amplifica il campo magnetico. Una protostella in rotazione sarà quindi rallentata dal momento meccanico esercitato dai campi magnetici, amplificati dal collasso, che resistono alla torsione (figura 3.10). Il momento angolare viene così trasportato verso l'esterno della protostella.

♣ Seguiamo adesso la **formazione di una stella** a partire dal collasso di una nube; per semplicità considereremo la nube sferica ed isolata, trascurando il processo di perdita del

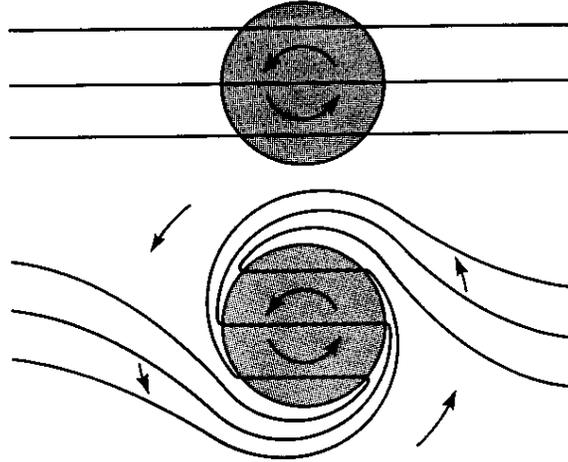


Figura 3.10: Dissipazione di momento angolare tramite campi magnetici. Fonte: F. Shu.

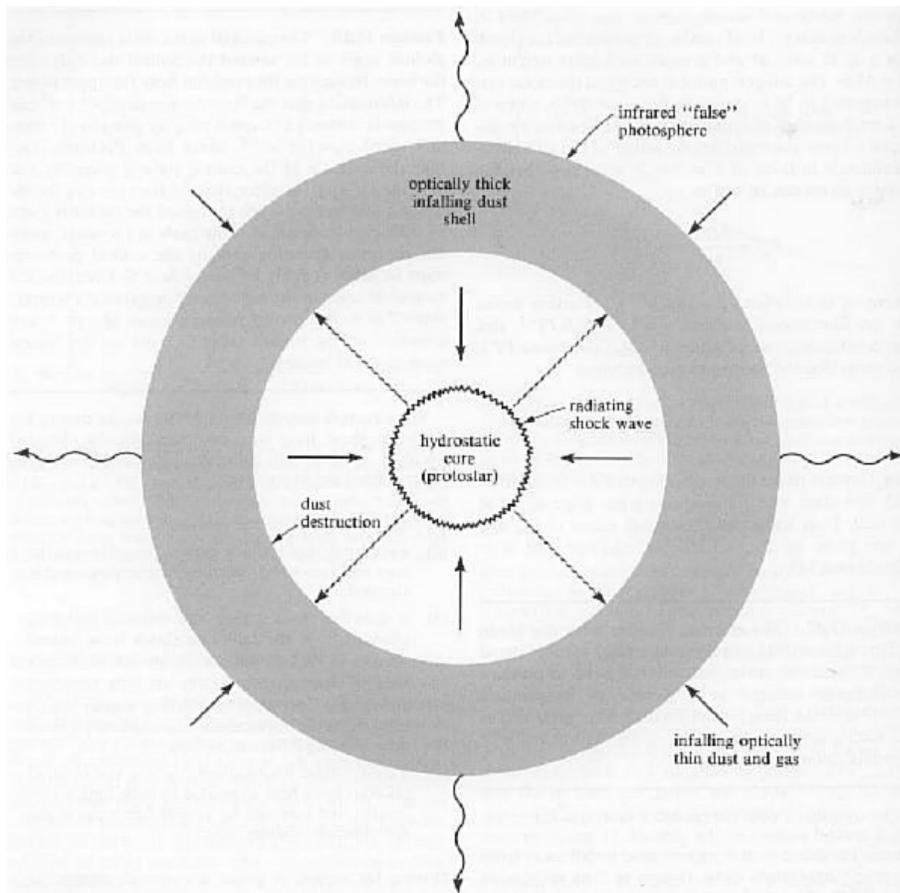


Figura 3.11: Modello di protostella. Fonte: F. Shu.

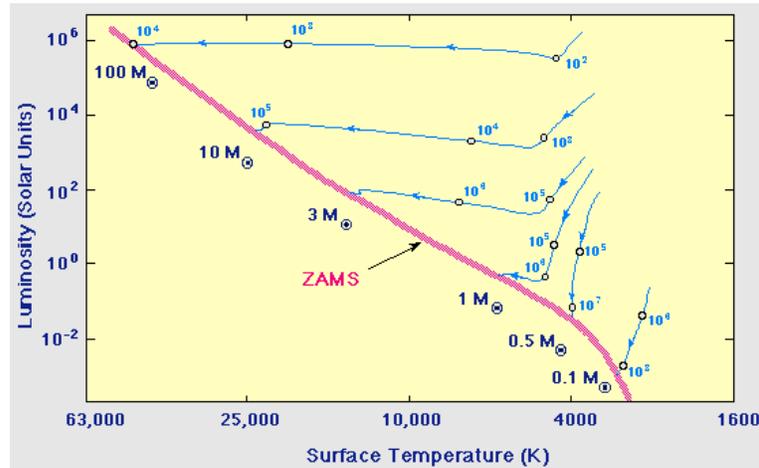


Figura 3.12: Fase di presequenza delle stelle. Fonte: Web syllabus.

momento angolare. Il collasso sarà tipicamente stimolato da una perturbazione esterna (per esempio generata dal passaggio del braccio di spirale), capace di rendere la nube instabile. Successivamente la nube, che è poco densa e trasparente alla radiazione, collassa a temperatura circa costante, irradiando l'energia che viene mano liberata durante il collasso. Questa fase dura circa un tempo dinamico, cioè un periodo dell'ordine di un milione d'anni (vedi la tabella).

♣ Tipicamente la nube collassante non è omogenea, piuttosto il collasso procede attorno ad un nucleo relativamente denso. Ad un certo punto, la densità raggiunta da questo nucleo diventa sufficiente a **rendere il gas opaco**. Di conseguenza, il raffreddamento per radiazione diventa inefficiente e nel nucleo si instaura il quasi-equilibrio idrostatico. Da questo momento il nucleo collassa sul tempo scala di Kelvin-Helmoltz. Esso accresce continuamente materia dal resto della nube, fino a diventare di dimensioni simili a quelle della stella che sta per formare.

♣ In questa fase, la protostella è circondata dal resto della nube, che è tipicamente molto densa e polverosa. La radiazione della protostella fa evaporare il gas che gli sta attorno, e sublima la polvere. Nel frattempo, gli strati esterni della nube costituiscono una **falsa fotosfera** che maschera il nucleo protostellare, finché la luce di questo non riesce a disfarla (figura 3.11).

♣ Alla fine di questo processo la protostella è molto grande, molto luminosa, fredda e quasi completamente convettiva. Sul diagramma HR teorico, la protostella si trova in alto a destra, e si sposta per andarsi a posizionare sulla sequenza principale in un tempo scala di Kelvin-Helmoltz, seguendo prima il bordo della zona di Hayashi per poi riscaldarsi e diventare parzialmente o completamente radiativa (naturalmente a seconda della massa; figura 3.12). Questa fase, che è osservabile se l'oscuramento da polvere non è eccessivo, viene chiamata **fase di presequenza**.

♣ Osservativamente le stelle in fase di presequenza sono dette **T-Tauri** (dal nome della stella prototipo), e sono distinguibili dalle normali giganti perché, oltre ad occupare una regione precisa nel diagramma HR, sono immerse in nubi di gas e polvere, presentano spettri peculiari, dominati da righe di emissione (indice di attività coronale intensa) e da venti stellari, e sono caratterizzate da variazioni erratiche e veloci della luminosità, indice di equilibrio ancora da raggiungere. Queste stelle inoltre possono presentare un'abbondanza di litio elevata, che è un indice di giovinezza dato che il litio viene normalmente consumato nelle stelle.

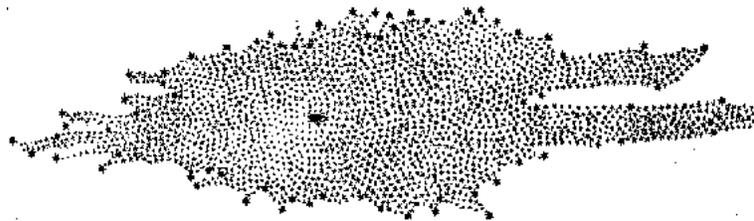


Figura 3.13: La mappa della Via Lattea di Herschel. Fonte: H.E. Smith.

3.3 La Via Lattea (1h – F)

♣ “Galassia” viene dalla parola greca “galactos”, “di latte”, che si riferisce naturalmente alla via lattea. Chiamiamo Galassia o Via Lattea (in maiuscolo) il sistema stellare a cui apparteniamo; gli altri sistemi analoghi vengono chiamati galassie (in minuscolo). Occasionalmente chiamiamo via lattea (in minuscolo) la proiezione del disco della Galassia sul cielo (vedi le figure 1.3 e 3.8).

♣ Il primo modo di capire la struttura della Galassia è quello di contare le stelle che si vedono in varie direzioni del cielo. Supponiamo che le stelle siano distribuite uniformemente nello spazio, e che la loro luminosità non dipenda dalla posizione. Definiamo **funzione di luminosità** $n(L)dL$ la densità (in numero) di stelle di luminosità nell’intervallo $[L, L + dL]$. Se osserviamo ad un flusso limite f_0 riusciamo a vedere stelle di luminosità L fino ad una distanza $r = \sqrt{L/4\pi f_0}$; su tutto il cielo vedremo un numero di stelle pari a $N_L(f > f_0) = n(L) \times 4\pi r^3/3$, ovvero:

$$N_L(f > f_0) = \frac{n(L)L^{3/2}}{3\sqrt{4\pi}} f_0^{-3/2} \quad (3.4)$$

Integrando sulle luminosità otteniamo una relazione del tipo $N(f > f_0) \propto f_0^{-3/2}$. Di conseguenza, se facciamo un grafico del logaritmo del numero di stelle visibili in una zona del cielo in funzione del logaritmo del flusso limite, nell’ipotesi di distribuzione uniforme di stelle ci aspettiamo che i dati stiano su una retta di pendenza $-3/2$. Se il flusso è misurato in magnitudini, la pendenza attesa è 0.6. Siccome il flusso viene spesso indicato con la lettera S , questo test viene spesso chiamato “Log N – Log S”.

♣ I conteggi di stelle mostrano che la relazione con pendenza 0.6 viene seguita fino ad un certo punto, per poi saturare. In assenza di evidenza sull’assorbimento interstellare, questo veniva interpretato come effetto della diminuzione della densità di stelle. Con questi conteggi Herschel nel 1785 disegnò una prima mappa della Via Lattea (figura 3.13). Questa fu poi perfezionata nei primi del ’900 da Kapteyn. L’universo appariva essere come un’isola appiattita di stelle, di ampiezza non superiore ai 10 kpc, con il Sole circa al centro (**universo di Kapteyn**). Fu Shapley il primo a superare questo modello, osservando gli ammassi globulari e stimandone la distanza tramite le stelle variabili RR-Lyrae. Gli ammassi globulari infatti, essendo al di fuori del disco galattico, non sono oscurati in modo significativo. Poiché Shapley utilizzava la relazione luminosità–periodo delle Cefeidi, le distanze che ottenne erano sbagliate, ma la geometria era quella giusta: la Galassia (a quei tempi l’Universo) è costituita da **una distribuzione sferoidale centrata su un punto che è lontano dal Sole** (8 kpc secondo le stime più recenti), ben più ampia dell’Universo di Kapteyn.

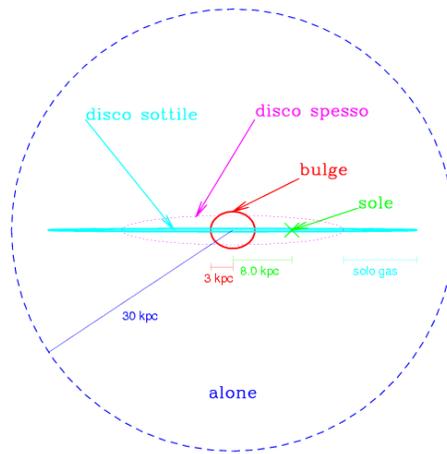


Figura 3.14: Schema della Via Lattea. Fonte: produzione propria.

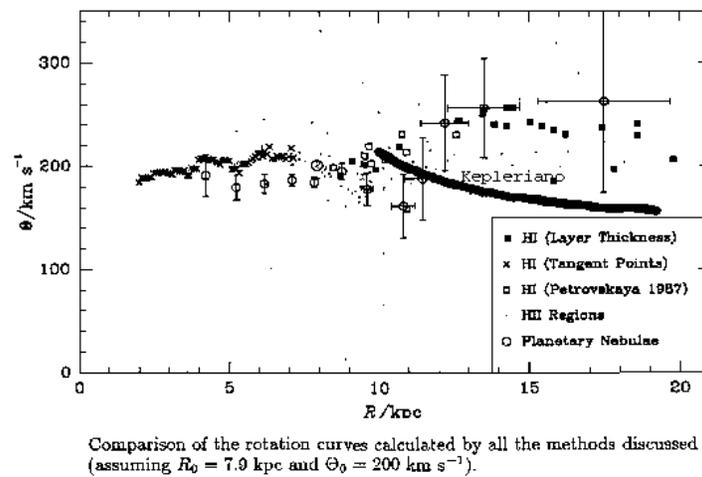


Figura 3.15: Curva di rotazione della Via Lattea. La linea nera indica la curva attesa (Kepleriana) in assenza di materia oscura.

♣ La **struttura della Galassia** presenta quattro componenti, diverse per geometria, cinematica e popolazioni stellari: il disco sottile, il disco spesso, l'alone e il bulge (figura 3.14).

♣ **Il disco**, detto per maggior precisione disco **sottile**, contiene stelle, gas e polveri. L'ISM della galassia è principalmente confinato nel disco, così come gli ammassi aperti. Questo si estende per un raggio di ~ 15 kpc (si trova gas in rotazione fino ad una distanza di ~ 25 kpc) per uno spessore di circa ~ 200 pc. La cinematica del disco è particolarmente semplice: sia stelle che gas ruotano attorno al centro della Galassia **con rotazione differenziale**, cioè con velocità angolare di rotazione variabile col raggio. Le stelle sono confinate nel disco in virtù della sua gravità: una stella che esca dal disco a velocità moderata ne viene nuovamente attratta. Il moto di rotazione differenziale avviene ad una velocità tipica di $\sim 200 - 250$ km s $^{-1}$, circa costante al variare del raggio² (vedi figura 3.15), sovrapposta alla quale sono i moti disordinati dell'ordine

²Notare che una velocità di rotazione circa costante implica una velocità angolare variabile, e quindi una rotazione differenziale.

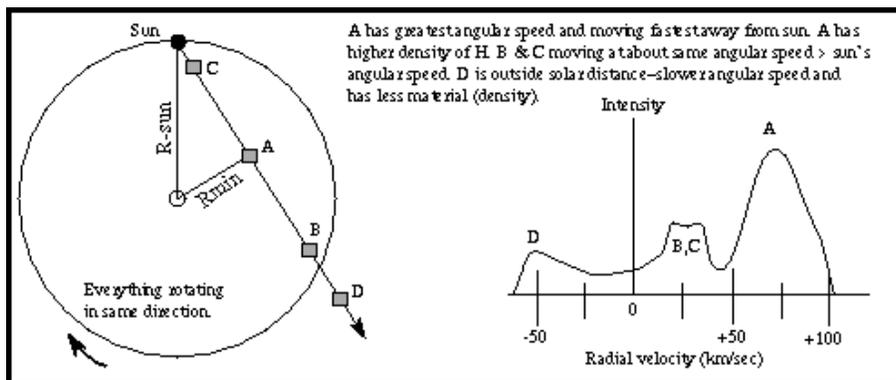


Figura 3.16: Ricostruzione della mappa di densità del gas dalle righe 21 cm.

di 10 km s^{-1} . La rotazione è quindi molto “fredda”. Le stelle del disco sono di **popolazione I**, cioè relativamente giovani e metalliche ($Z \sim Z_{\odot}$), tipiche degli ammassi aperti. Il Sole è una stella di popolazione I.

♣ **L’alone** della galassia è una struttura sferoidale che si estende per un raggio di circa $\sim 30 \text{ kpc}$. Esso contiene stelle isolate e soprattutto ammassi globulari, ma è molto povero di ISM, soprattutto di gas freddo e di polveri. La cinematica delle stelle di alone è “calda”, cioè dominata dai moti casuali che sono dell’ordine di $\sim 250 \text{ km s}^{-1}$ (la coincidenza con la velocità di rotazione non è un caso, come vedremo in seguito). Le stelle sono di **popolazione II**, cioè relativamente vecchie e poco metalliche ($Z \sim 10^{-2} Z_{\odot}$), tipiche degli ammassi globulari. È da notare come l’alone, essendo distribuito in modo sferoidale, pervada anche il disco.

♣ **Il bulge** non è facilmente osservabile nell’ottico, visto che si trova in piena zona di oscuramento. È una struttura sferoidale di raggio $\sim 3 \text{ kpc}$, le cui stelle sono dominate da moti disordinati ma presentano anche una componente significativa di rotazione, che rende la struttura leggermente schiacciata in direzione perpendicolare al disco. Le stelle del bulge costituiscono una popolazione a sé, poiché sono relativamente vecchie ma anche molto metalliche ($Z \gtrsim Z_{\odot}$).

♣ Studi dettagliati della cinematica delle stelle vicine hanno permesso di identificare una quarta componente della Galassia, detta **disco spesso**. Questa è caratterizzata da proprietà intermedie tra disco (sottile) ed alone: le stelle ruotano come quelle del disco, ma con una maggiore componente di moto casuale; di conseguenza lo spessore del disco spesso è di alcuni kpc. Anche le proprietà delle stelle sono intermedie tra quelle di popolazione I e II. Il disco spesso, che comunque è una componente minore in termini di massa, rappresenta un vincolo importante per le teorie di formazione della Via Lattea.

♣ La **rotazione differenziale del disco** Galattico fu scoperta a partire dalla cinematica delle stelle vicine. Tuttavia la struttura e la cinematica del disco furono pienamente svelate grazie alle osservazioni radio nella riga 21 cm. Puntando un’antenna radio lungo una linea di vista, per esempio interna all’orbita del Sole, osserveremo l’emissione sovrapposta di molte nubi. Il contributo di ogni nube sarà centrato su una lunghezza d’onda che dipende dal redshift Doppler dovuto alla sua velocità lungo la linea di vista (figura 3.16). L’orbita tangenziale alla linea di vista darà il contributo a maggiore redshift, mentre il gas posto nella stessa orbita del Sole avrà un redshift nullo, così come le nubi locali. Il gas esterno all’orbita del Sole a causa della rotazione differenziale sarà osservato con redshift negativo. Per le linee di vista dirette verso l’esterno dell’orbita del Sole troveremo solo quest’ultima componente. La distanza delle nubi non è nota, ma si può ricostruire a partire da un modello cinematico della rotazione del

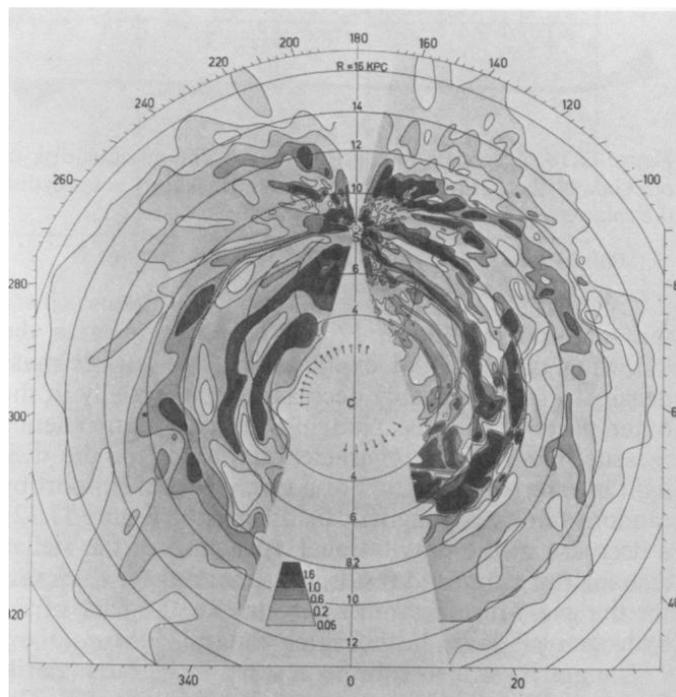


Figura 3.17: Mappa del gas neutro del disco della Via Lattea. Fonte: F. Shu.

disco. In questo modo viene ricostruita la mappa di densità del gas del disco della galassia (figura 3.17), e la sua curva di rotazione (figura 3.15). Questa mappa mostra una struttura a spirale, esattamente analoga alle **braccia a spirale** che vediamo in molte galassie esterne.

♣ La mappa di densità dell'*HI* del disco (figura 3.17) mostra delle strutture allungate in direzione dell'osservatore. Scherzosamente queste strutture furono "interpretate" da Bok come le **dita di Dio**, che puntano verso l'osservatore per dirgli: "Stai sbagliando!". L'interpretazione più corretta è semplice: come le stelle, il gas possiede una componente di moto disordinato, sovrapposta al moto di rotazione. Il redshift della riga è naturalmente dato dalla velocità risultante di rotazione più moto disordinato. Se si interpreta il redshift come effetto del solo moto di rotazione, si introduce un errore nella determinazione della distanza della nube, che ha l'effetto di distorcere il campo di densità lungo la linea di vista. Incontreremo questo effetto nuovamente più avanti.

♣ L'analisi della curva di rotazione della Via Lattea rivela la presenza di **materia oscura**. In equilibrio rotazionale, si ha che la velocità $V(r)$ di una stella a distanza r dal centro è data da $GM(r)/r^2 = V(r)^2/r$, dove $M(r)$ è la massa della Galassia entro il raggio r (per semplicità è stata assunta la simmetria sferica, l'ordine di grandezza è comunque corretto). In altre parole:

$$V(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (3.5)$$

Se la luce traccia la massa, la velocità di rotazione del disco potrà essere calcolata sulla base della luminosità $L(r)$ emessa entro il raggio r . La funzione $L(r)$ satura a distanze grandi, dove ci aspettiamo $V(r) \propto r^{-1/2}$. Questo andamento è detto **Kepleriano**, ed è quello che si osserva per le orbite planetarie del sistema solare, dove la massa è tutta concentrata nel Sole. Invece la curva di rotazione della galassia rimane piatta fino a grandi distanze dal centro! (figura 3.15). Ci sono due possibili spiegazioni per questa discrepanza: (1) la gravità Newtoniana (e con essa

la relatività generale) non vale in queste circostanze, (2) esiste una grande quantità di materia oscura nelle parti esterne della Galassia. Moltissime evidenze sono oggi in favore dell'ipotesi (2).

♣ Utilizzando l'equazione 3.5 possiamo stimare la **massa della Galassia**. Per l'orbita solare abbiamo $r = 8.0$ kpc e $V = 220$ km s⁻¹, per cui la massa della Galassia entro l'orbita solare è $M = rV^2/G \simeq 8.9 \times 10^{10} M_{\odot}$. Visto che la maggiorparte della luce si trova entro l'orbita solare, questa massa risulta essere circa la massa totale in stelle (comprese, come abbiamo visto, le eventuali stelle mancate). Si stima che l'alone di materia oscura che circonda la Galassia si estenda fino a ~ 100 kpc. A queste distanze la velocità di rotazione può essere stimata dal moto dei satelliti della Via Lattea, le nubi di Magellano; si ottengono valori consistenti con ~ 250 km s⁻¹. Di conseguenza la massa totale della Via Lattea viene attorno alle $10^{12} M_{\odot}$. Meno del $\sim 10\%$ della massa della Galassia è in stelle, gas e polveri.

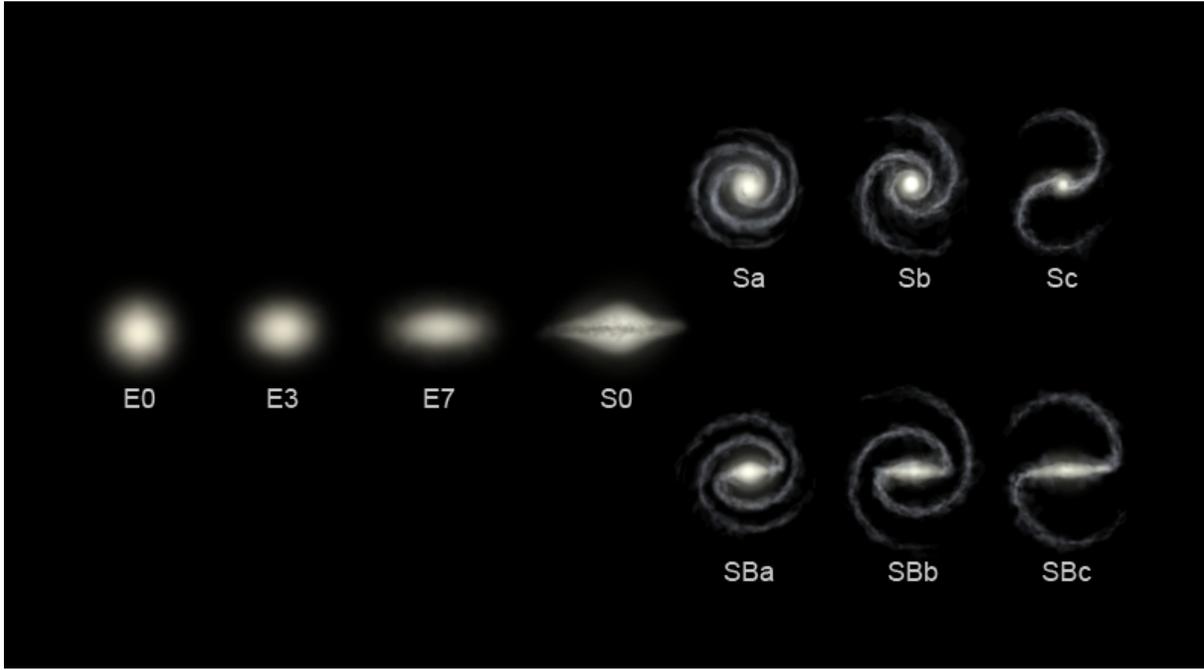


Figura 3.18: Classificazione morfologica di Hubble. Fonte: Wikipedia.

3.4 Classificazione morfologica di Hubble (1h – F)

♣ Nel cielo appaiono molte **nebulose** (o **nebulae** in latino ed in inglese), cioè oggetti di dimensioni angolari apprezzabili, catalogate per esempio da Messier nell'800. Molte di esse, come le regioni *HII*, le nebulose planetarie o i resti di supernova, sono associabili agli stadi iniziali o finali delle stelle, altre sono ammassi stellari. La natura di molte altre nebulose, molte delle quali ellissoidali o spiraliformi, era ancora incompresa agli inizi del '900. In particolare, queste nebulose sembravano evitare il disco della Galassia e recedere da noi (per la maggiorparte di esse si misurava uno spettro con redshift positivo).

♣ Si trattava di capire se queste nebulose fossero **sistemi interni o esterni alla Galassia**. Si generò un vivace dibattito guidato da Shapley, che sosteneva che le nebulose fossero interne alla Galassia, e da Curtis, che sosteneva che queste fossero altre galassie a loro volta. La questione fu risolta dall'identificazione di una variabile Cefeide nella galassia di Andromeda (M31); questo permise ad Edwin Hubble di stimare la distanza di M31, che risultava ben maggiore delle dimensioni della Galassia. Le nebulose furono quindi promosse a galassie, e la cosmologia scientifica cambiò nuovamente volto.

♣ La prima e più famosa **classificazione** delle galassie è **morfologica** e si deve (ancora una volta) ad Hubble. Le galassie si dividono in ellittiche, lenticolari, spirali ed irregolari (figura 3.18). È interessante notare come, a tutt'oggi, questa classificazione sia ancora largamente basata sull'analisi visiva di immagini da parte di esperti del settore. Classificazioni quantitative sono ancora in via di sviluppo e vengono applicate soprattutto alle galassie molto lontane.

♣ Le **galassie ellittiche** appaiono come ellissoidi privi di struttura (figura 3.19). Si presentano in diverse combinazioni di ellitticità, e vengono sottocatalogate a seconda del loro rapporto

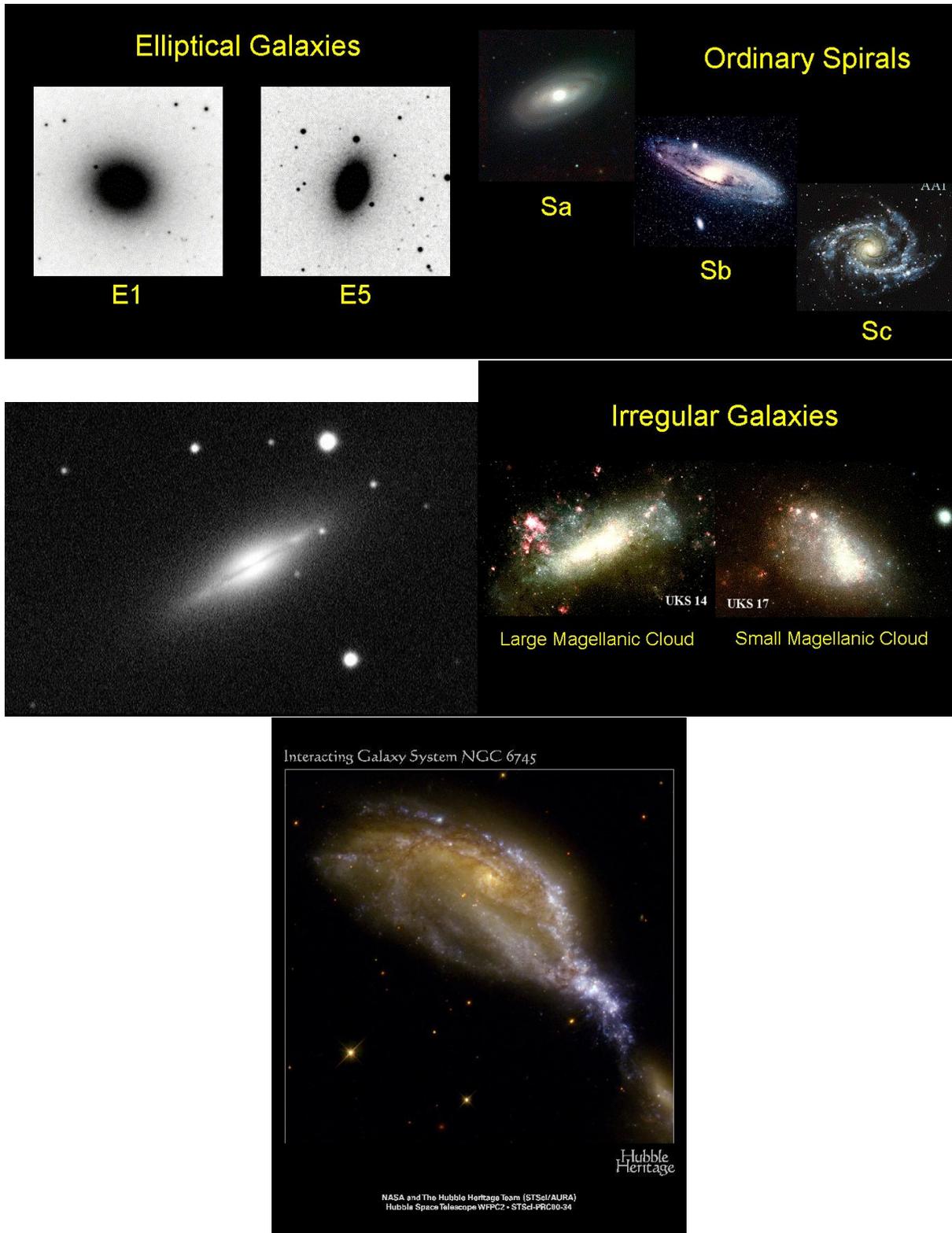


Figura 3.19: Esempi di galassie ellittiche, spirali, lenticolari, irregolari e peculiari. Fonte: HST.

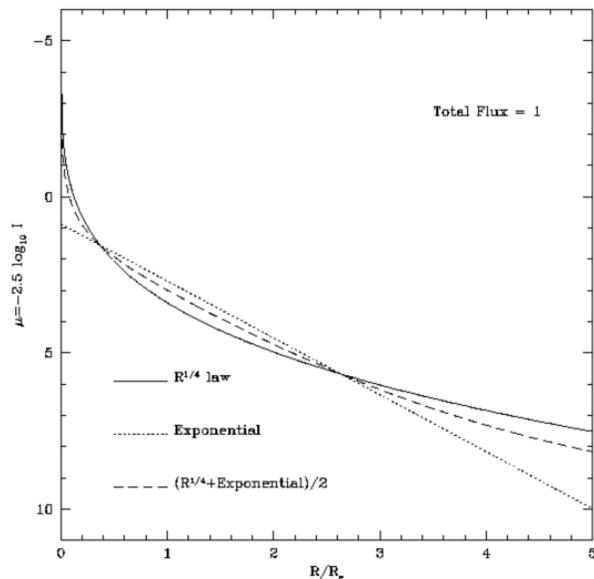


Figura 3.20: Profili di luminosità delle galassie. Fonte: R. Saglia.

assiale: se $n = 10(a - b)/a$, dove a e b sono i semiassi delle isofote³ della galassia, questa viene catalogata E_n . n va da 0 (sfericità) a 7; non sono note ellittiche con $n > 7$.

♣ Le **galassie a spirale** sono dei sistemi analoghi alla Via Lattea, formati da un disco e da un bulge, nonché da un alone sferoidale (strutture come il disco spesso non sono facilmente osservabili in galassie esterne). Queste mostrano come classe una continua variazione di struttura interna, e vengono di conseguenza sottocatalogate in spirali Sa, Sb, Sc ed Sd. Le spirali dei primi tipi (Sa, Sb) hanno bulge prominenti e bracci a spirale molto avvolti, mentre quelle degli ultimi tipi (Sc, Sd) hanno bulge piccoli e bracci a spirale diffusi. Per tutti i sottotipi morfologici, molte delle spirali (circa metà) presentano una vistosa struttura lineare, detta **barra**, che attraversa il bulge, e dalla quale si dipartono poi i bracci a spirale. La Via Lattea è una spirale Sbc, ed è probabilmente barrata.

♣ Le **galassie lenticolari** sono intermedie tra le spirali e le ellittiche, e sono tanto numerose quanto le ellittiche. Presentano un disco, il quale non mostra alcuna struttura a spirale. Il bulge è molto grande, confrontabile con il disco se non più massiccio.

♣ Infine, molte galassie si presentano come **irregolari**. Queste possono essere divise in due categorie: le irregolari di tipo I, per le quali un'analisi cinematica mostra una rotazione simile a quella delle spirali (come le nubi di Magellano), e quelle di tipo II, per le quali anche la cinematica è irregolare. Una sottoclasse delle irregolari è costituita dalle **peculiari**, in genere galassie disturbate da interazioni mareali con oggetti vicini.

♣ Le galassie meno luminose (tipicamente con $M_B \gtrsim -18$) vengono spesso chiamate **nane**. Le galassie irregolari sono in genere nane. La classificazione morfologica per queste galassie è più complicata di quella delle galassie brillanti, ed è al di là dei nostri interessi.

³Nell'immagine di una galassia, le isofote sono le curve a brillantezza superficiale costante. Le isofote di un'ellittica sono in genere concentriche e di pari ellitticità.

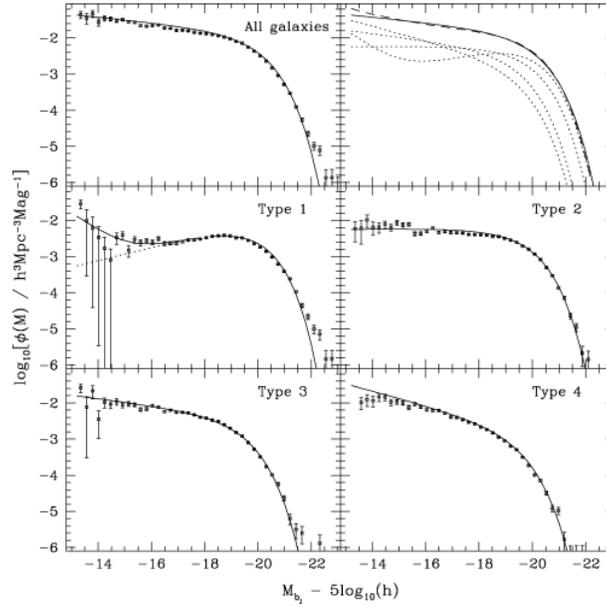


Figura 3.21: Funzioni di luminosità delle galassie del catalogo 2dF per diversi tipi morfologici. Fonte: 2dF team.

♣ Chiamiamo **profilo di luminosità** $I(r)$ di una galassia la brillantezza superficiale misurata lungo l'asse maggiore dell'immagine della galassia. Per le galassie ellittiche il profilo di luminosità osservato è di solito ben riprodotto da una **legge di de Vaucouleurs** (figura 3.20):

$$I(r) = I(0) \exp \left[- \left(\frac{r}{r_0} \right)^{0.25} \right] \quad (3.6)$$

mentre i dischi delle spirali seguono un **profilo esponenziale**:

$$I(r) = I(0) \exp \left(- \frac{r}{r_0} \right) \quad (3.7)$$

I bulge delle galassie lenticolari e spirali dei primi tipi seguono un profilo di de Vaucouleurs, mentre quelli delle spirali più tarde potrebbero avere dei profili esponenziali come i dischi. La questione è ancora irrisolta a causa della difficoltà pratica di separare il bulge dal disco.

♣ Abbiamo già introdotto la **funzione di luminosità** delle stelle. Analoga definizione vale per le galassie: se dN è il numero di galassie in un volume V con luminosità nell'intervallo $[L, L + dL]$, la funzione di luminosità $\Phi(L)$ è definita dalla relazione $dN = V \times \Phi(L) dL$. Questa è ben riprodotta dalla seguente funzione analitica, detta di **Schechter**:

$$\Phi(L)dL = \Phi_* \left(\frac{L}{L_*} \right)^\alpha \exp \left(- \frac{L}{L_*} \right) \frac{dL}{L_*} \quad (3.8)$$

Si comporta come una legge di potenza di pendenza α (~ -1) per $L \ll L_*$, esponenzialmente tagliata per $L \gg L_*$. Quest'ultimo parametro rappresenta quindi la luminosità tipica di una galassia brillante, mentre Φ_* rappresenta l'abbondanza tipica delle galassie brillanti.

♣ La **funzione di luminosità delle galassie vicine** in banda b_j (una versione della banda B) è mostrata nella figura 3.21, basata sul catalogo 2dF di cui si parlerà nel capitolo 5. I valori tipici dei parametri sono $\alpha \sim -1.1$, $L_* \sim 4 \times 10^{10} L_\odot$ (in banda B, corrispondente a $M_B \sim -21$) e $\Phi_* \sim 10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}$. Questo valori sono ancora dibattuti, e dipendono tra l'altro dal valore

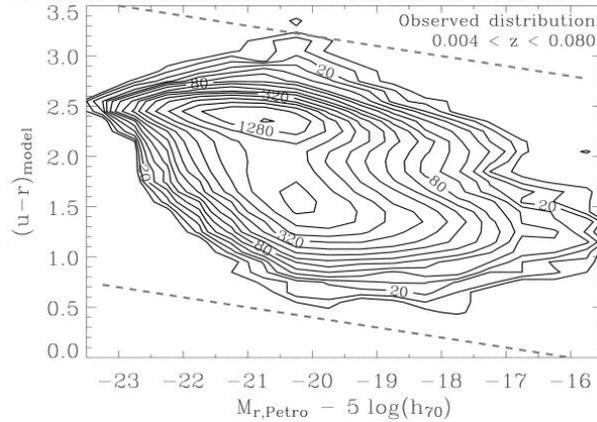


Figura 3.22: Distribuzione dei colori del catalogo SDSS. Fonte: I. Barldry et al. (2004).

preciso della costante di Hubble, che regola la scala delle distanze cosmiche (vedremo questo in dettaglio nella sezione 4.1). La figura 3.21 mostra anche la funzione di luminosità per galassie di diverso tipo spettrale (tipi 1 \simeq E, tipi 2 \simeq S0/a/b, tipi 3 \simeq Sc/d, tipi 4 \simeq Irr). Si vede che le galassie ellittiche tendono ad essere brillanti e ad avere una funzione di luminosità bimodale (a basse luminosità emergono le ellittiche nane), mentre quelle degli ultimi tipi tendono ad essere sempre meno luminose.

♣ Un discorso a parte meritano le **ellittiche giganti e cD**. Queste sono galassie ellittiche la cui luminosità è pari a diversi L_* . Sono oggetti rari, di densità pari a $\sim 10^{-6}$ Mpc $^{-3}$, e sono di solito situate al centro di grandi gruppi ed ammassi di galassie, di cui si parlerà nel seguito. Sono le galassie più grandi dell'Universo, la loro massa stellare arriva fino a $3 \times 10^{12} M_\odot$. Sono molto simili alle comuni ellittiche, e da molti punti di vista ne costituiscono una continuazione a grandi masse. Hanno però un profilo di luminosità che è di de Vaucouleurs a piccole distanze dal centro, ma presenta un alone tenue e diffuso nelle parti esterne.

♣ Fino a qualche anno fa si riteneva che per le galassie a spirale il valore di $I(0)$ fosse circa costante, uguale a $I(0) \simeq 140 L_\odot \text{ pc}^{-2}$, corrispondente a circa ~ 21.7 B-mag arcsec 2 (**legge di Freeman**). Osservazioni successive hanno evidenziato invece una popolazione di galassie a spirale con brillantezza superficiale più bassa del valore di Freeman, sistematicamente perse nelle osservazioni precedenti. Tali galassie sono chiamate spirali **low surface brightness (LSB)**⁴. Sono grandi dischi, di massa totale simile a quella delle spirali, ma sono più diluiti e globalmente meno luminosi. Con osservazioni profonde si è stabilito che esiste un'unica classe di dischi di cui le spirali brillanti rappresentano i casi di brillantezza superficiale maggiore.

♣ Le galassie mostrano al variare del tipo morfologico una **variazione in termini di popolazioni stellari**. Le ellittiche e le lenticolari presentano stelle vecchie ma molto metalliche ($Z \gtrsim Z_\odot$), diverse quindi dalle stelle di popolazione II (che sono poco metalliche) ma simili a quelle del bulge della Galassia. Analoghe proprietà mostrano le stelle dei bulge delle spirali; sia ellittiche che bulge sono rossi, sia per l'assenza di stelle giovani e blu che per la loro elevata metallicità, che sposta il turn-off della sequenza principale verso il rosso. Le stelle dei dischi di spirali sono relativamente giovani e metalliche ($Z \sim Z_\odot$), e sono analoghe alle stelle di popolazione I; i dischi delle spirali hanno colori blu. Sia le galassie ellittiche che le spirali, specialmente quelle più luminose, sono circondate da ammassi globulari. Le galassie nane infine sono caratterizzate

⁴Qui usiamo il termine LSB per indicare galassie a spirale, ma di fatto la maggiorparte delle nane hanno brillantezza superficiale inferiore alla legge di Freeman e sono chiamate LSB anch'esse.

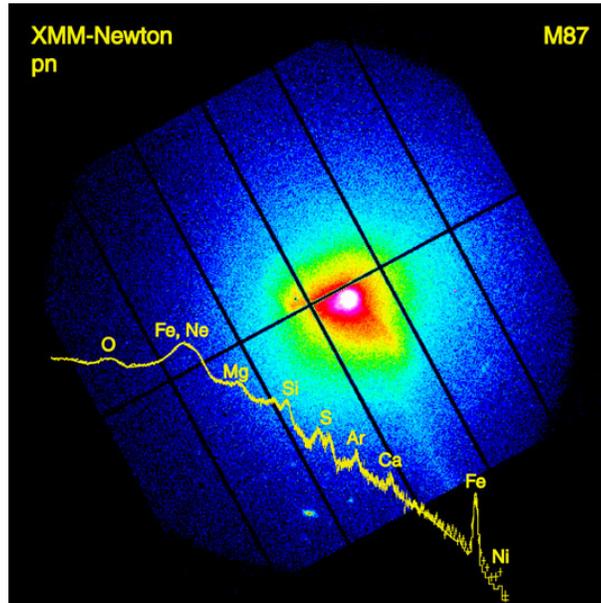


Figura 3.23: Galassia ellittica M87 in X. Fonte: XMM-Newton.

da popolazioni stellari giovani ma poco metalliche ($Z \ll Z_{\odot}$). Queste variazioni sono complessivamente visibili nella distribuzione dei colori delle galassie vicine nel piano colore-magnitudine, che appare bimodale (figura 3.22).

♣ Dalla distribuzione dei colori si vede che per le galassie rosse (ellittiche) vi è una **relazione tra colore e magnitudine**, con le galassie più grandi un po' più rosse. Questa relazione potrebbe in linea di principio essere dovuta ad una variazione nelle età delle popolazioni stellari; una popolazione più vecchia è caratterizzata da colori più rossi e da rapporti \mathcal{M}/\mathcal{L} maggiori. In questo caso le ellittiche più grandi avrebbero stelle più vecchie.

♣ L'interpretazione dei colori delle ellittiche è complicata dalla **degenerazione età-metallicità**: il colore della popolazione stellare è determinato dal colore del MSTO, ma due popolazioni, una un po' più vecchia ed una un po' più metallica, hanno lo stesso MSTO e quindi mostrano quasi esattamente lo stesso spettro. Da un'analisi dei dettagli degli spettri risulta che la relazione colore-magnitudine è dovuta principalmente ad una differenza nella metallicità delle stelle: le galassie più grandi hanno stelle più metalliche.

♣ Le galassie di diverso tipo morfologico si distinguono anche per differenze nella **presenza di ISM**. Le ellittiche e le lenticolari ne sono quasi completamente prive, con l'eccezione di occasionali cinture di gas e polvere che orbitano nelle parti esterne di alcune galassie. Inoltre, le ellittiche sono circondate da grandi aloni di gas molto caldo ($T \sim 10^6$ K), visibile nei raggi X grazie alla sua emissione di bremsstrahlung termico (figura 3.23). Anche i bulge sono tendenzialmente poveri di ISM, con l'eccezione del nucleo (la parte centrale), dove si accumula facilmente gas. I dischi di galassie a spirale sono invece ricchi di ISM, e la frazione di gas e polveri aumenta nei tipi più tardi. La frazione di gas aumenta ulteriormente nelle irregolari e nelle nane.

♣ Le proprietà delle popolazioni stellari delle galassie si ottengono, più che dai colori, dagli spettri. Lo spettro di una galassia è dato naturalmente dalla sovrapposizione degli spettri di tutte le stelle, ed è quindi determinato dalla popolazione stellare dominante in termini di luminosità. In particolare, lo spettro di un'ellittica mostra le righe caratteristiche di stelle intermedie, mentre gli spettri delle spirali mostrano le righe in assorbimento di stelle dei primi

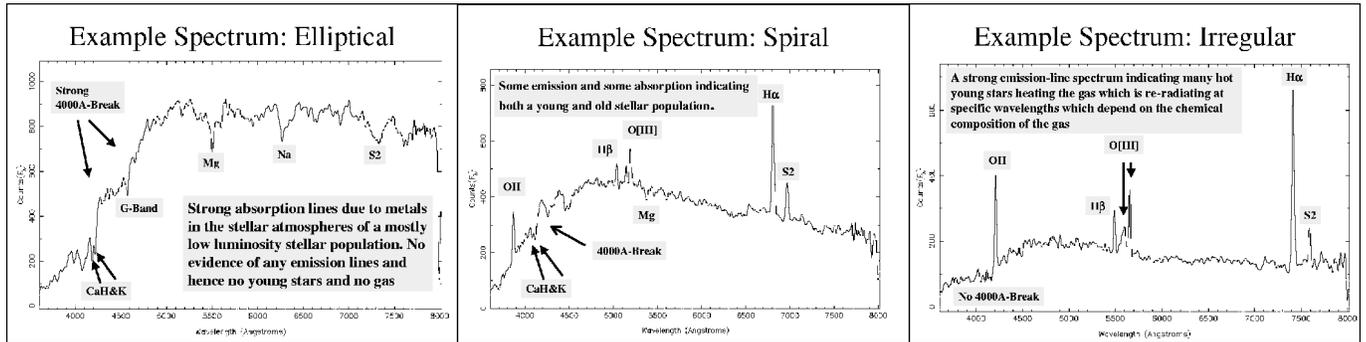


Figura 3.24: Spettri tipici di galassie.

tipi, e in molti casi righe in emissione caratteristiche di regioni *HII* (figura 3.24). I modelli di **sintesi di popolazione stellare** si occupano della predizione dello spettro di un sistema stellare a partire dalle singole stelle che lo formano.

♣ In assenza di immagini sufficientemente accurate, si può operare una **classificazione spettrale** delle galassie. I tipi spettrali correlano con quelli morfologici, ma con un errore non trascurabile. Ancora meno affidabile risulta la **classificazione di colore** (figura 3.22, nella quale le galassie rosse sono identificate come E/S0/Sa e le blu come spirali dei tipi successivi). Dato che poche stelle giovani possono rendere blu una galassia complessivamente vecchia, questa classificazione è molto sensibile ad episodi minori di formazione stellare.

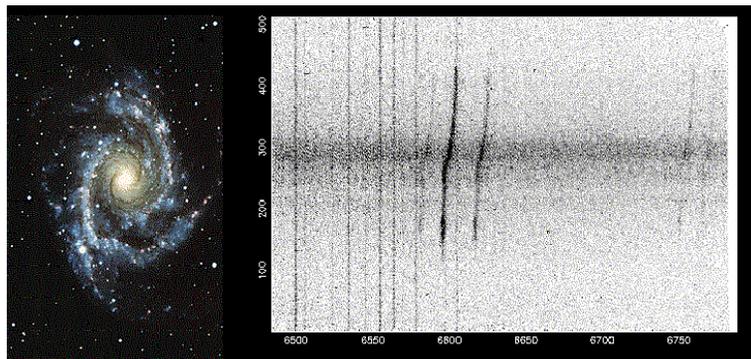


Figura 3.25: Misura della curva di rotazione di una galassia a spirale.

3.5 Proprietà strutturali e materia oscura (1h – A)

♣ Per le galassie esistono **relazioni strutturali**, analoghe al diagramma HR per le stelle, che le portano ad occupare regioni limitate in un certo spazio dei parametri. A differenza delle stelle però queste relazioni non sono generali ma valgono per classi limitate di galassie, e sono in genere di interpretazione complessa. In particolare, per le ellittiche vale la relazione del piano fondamentale, per le spirali vale la relazione Tully-Fisher.

♣ Queste relazioni strutturali mettono in relazione quantità dipendenti dalla distanza con quantità indipendenti, e quindi, come il diagramma HR per le stelle, possono essere usate come **indicatori di distanza**. In effetti, la molla per la ricerca su questi argomenti fu proprio la stima delle distanze delle galassie, necessaria per misurare, come vedremo successivamente, la costante di Hubble.

♣ Le informazioni sulla cinematica delle galassie provengono principalmente dallo **studio delle righe di assorbimento**, l'ampiezza delle quali è determinata dalla cinematica delle stelle. Operativamente, si posiziona una fessura lungo l'immagine della galassia, tipicamente lungo il suo asse maggiore, e la luce proveniente dalla fessura viene analizzata da uno spettrografo. Nel caso di galassie ricche di gas (spirali ed irregolari), lo stesso studio può essere condotto nel radio, utilizzando ancora una volta l'emissione a 21 cm. Siccome un po' di gas è presente anche a due o tre raggi ottici, queste osservazioni permettono di misurare la cinematica nelle parti più esterne delle spirali.

♣ Nel caso di **galassie a disco** (spirali o lenticolari) le righe sono relativamente strette, e sono soggette ad un redshift, originato dalla rotazione differenziale, che dipende dalla posizione lungo la fessura. Come illustrato nella figura 3.25, l'analisi di queste righe di assorbimento permette di ricostruire la **curva di rotazione** della galassia, a patto che l'inclinazione di questa (misurabile facilmente tramite l'ellitticità apparente del disco, che si assume circolare) sia tale da far sì che una componente significativa della rotazione sia lungo la linea di vista. In altre parole, è impossibile misurare la curva di rotazione di una spirale vista di faccia.

♣ La cinematica dei dischi delle galassie a spirale o lenticolari è analoga a quella della Via Lattea. I dischi sono in rotazione differenziale, con una curva di velocità approssimativamente piatta nelle parti esterne. Dalle curve di velocità è possibile ricavare la massa tramite la relazione $M = rV^2/G$ (e le sue generalizzazioni per il caso di geometria non sferica). Un'analisi più

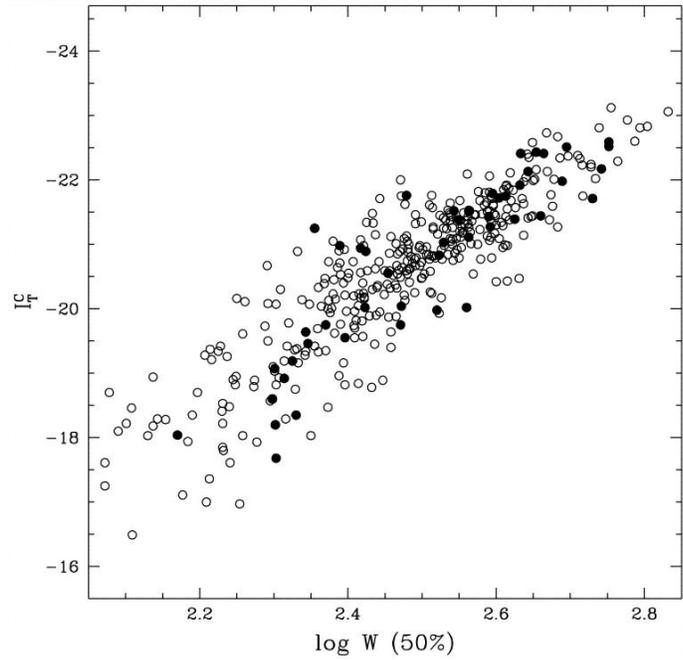
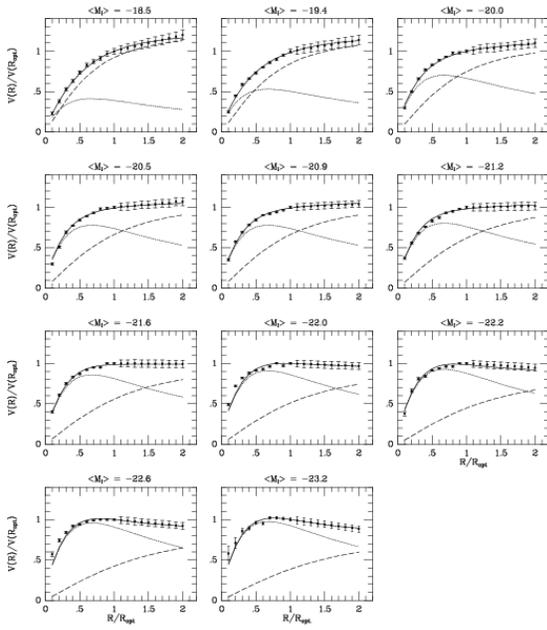


Figura 3.26: Sinistra: curva di rotazione universale delle galassie a spirale. Destra: relazione Tully–Fisher per le galassie a spirale. Fonte: M. Persic, P. Salucci & F. Stel (1996).

approfondita rivela che le curve di rotazione delle spirali seguono una **curva di rotazione universale**, che dipende dalla luminosità della galassie, e quindi dalla sua massa (figura 3.26).

♣ L’analisi delle curve di rotazione delle spirali conferma quanto già visto per la Via Lattea: **le parti esterne delle galassie a spirale sono dominate da una componente di materia oscura** non associata a stelle o gas. In particolare, le spirali più massicce sono dominate dalla materia luminosa (stelle + gas) fino alle parti più esterne, dove la materia oscura prende infine il sopravvento, mentre le spirali più piccole sono sempre dominate dalla materia oscura.

♣ Se la velocità di rotazione di un disco è circa costante con la distanza dal centro, le stelle nelle traiettorie esterne rimangono sempre indietro rispetto a quelle più interne. Si è quindi tentati ad associare i bracci a spirale con questo effetto di avvolgimento. Questo però risulta problematico: per esempio, il Sole ci mette $\sim 10^8$ yr per compiere un’orbita del disco, contro un’età della Galassia stimata di $\sim 10^{10}$ yr. I bracci a spirale avrebbero quindi avuto il tempo di avvolgersi su se stessi fino a diventare irriconoscibili. Questi sono invece interpretati come **onde stazionarie di densità**, corrispondenti ai modi normali di oscillazione del disco in rotazione differenziale. La teoria delle onde stazionarie è presentata in maniera semplice ed elegante nel testo consigliato di F. Shu, che ne è il fondatore insieme a Lin. A noi basti notare che il passaggio di quest’onda è in grado di stimolare la formazione stellare, secondo quel meccanismo di compressione delle nubi che abbiamo descritto nella sezione 3.2.

♣ Poiché il passaggio dei bracci a spirale stimola la formazione stellare, l’apparenza ottica di questi è **accentuata dalla presenza di stelle O-B**, che finiscono per dominare la luce nelle bande blu e visuali (figura 3.19). Per stimare correttamente l’entità delle perturbazioni associate ai bracci di spirale è opportuno osservare le stelle nel rosso o vicino infrarosso, dominato dall’emissione delle stelle piccole e fredde che costituiscono la maggiorparte della massa stellare.

♣ Per le **galassie a spirale** si trova una relazione tra la luminosità e la velocità di rotazione, detta **relazione Tully-Fisher**. In particolare, luminosità e velocità di rotazione (per esempio ad un numero fissato di raggi di scala) correlano linearmente in un piano log-log (figura 3.26). La pendenza di questa relazione dipende dalla banda in cui si osserva, ed assume un valore circa 4 nelle bande del vicino infrarosso. Questo valore è quello che uno si aspetta nel caso in cui sia \mathcal{M}/\mathcal{L} che $I(0)$ siano costanti: in questo caso, sfruttando la relazione $M = rV^2/G$ (dovuta all'equilibrio rotazionale, anche se simile alla relazione del teorema del viriale) si ottiene:

$$L \propto V^4 \quad (3.9)$$

La variazione delle proprietà delle popolazioni stellari e della quantità di materia oscura con la luminosità della galassia rendono l'interpretazione dettagliata della Tully-Fisher più complessa. Infine, la relazione Tully-Fisher può essere ottenuta anche come proiezione della curva di rotazione universale.

♣ Nel caso di **galassie ellittiche** le stelle si muovono di moto disordinato. L'informazione sulla cinematica proviene in questo caso dalla larghezza delle righe, che permette di quantificare la **dispersione di velocità** delle stelle in funzione della distanza dal centro. La massa della galassia si stima utilizzando il teorema del viriale $2K + \Omega = 0$. In questo caso K è l'energia cinetica totale delle stelle, $K \sim M(r)\sigma(r)^2/2$, dove $M(r)$ è la massa entro il raggio r e $\sigma(r)$ la dispersione di velocità misurata dalle righe di assorbimento, mentre $\Omega \sim -GM(r)^2/r$. Dal teorema del viriale si ottiene

$$M(r) \sim r\sigma(r)^2/G \quad (3.10)$$

Questa espressione è del tutto analoga a quella ottenuta nel caso dei dischi, anche se qui la dispersione di velocità prende il posto della velocità di rotazione. Non è sorprendente, quindi, che la dispersione di velocità delle stelle dell'alone della Galassia sia simile alla velocità di rotazione del disco.

♣ Un'analisi più accurata rivela che la cinematica delle galassie ellittiche è complessa. La loro stessa forma ellittica suggerisce la presenza di complicazioni; il loro schiacciamento non può essere causato da rotazione, che ammonta al massimo a poche decine di km s^{-1} , ma è dovuta all'**anisotropia delle orbite**, ovvero alla dipendenza della dispersione di velocità dalla direzione. L'anisotropia delle orbite è indice di cinematica complessa, dovuta anche alla particolare storia di formazione dell'ellittica. Inoltre, in presenza di orbite anisotropiche risulta molto difficile ricostruire la cinematica della galassia, che in genere sarà **triassiale** (ovvero senza assi di simmetria).

♣ Per le galassie ellittiche, **Faber e Jackson** notarono una correlazione tra la dispersione di velocità e la luminosità della galassia. Questa relazione presenta però una dispersione notevole. Presto si realizzò che essa non era altro che una proiezione di una relazione molto più stretta. Per illustrare questa relazione supponiamo che per le galassie ellittiche valga il teorema del viriale, e che il rapporto \mathcal{M}/\mathcal{L} delle stelle sia costante. In questo caso è facile verificare che la dispersione di velocità σ_0 , il raggio effettivo r_e (definito come il semiasse maggiore dell'isofota che contiene metà della luce della galassia) e la brillantezza superficiale media allo stesso raggio I_e sono legate dalla relazione:

$$I_e r_e \propto \sigma_0^2 \quad (3.11)$$

Essendo legate da una relazione, le ellittiche tenderanno ad occupare, nello spazio definito dai parametri σ_0 , r_e ed I_e , un piano, detto **piano fondamentale**. Risulta che le ellittiche seguono

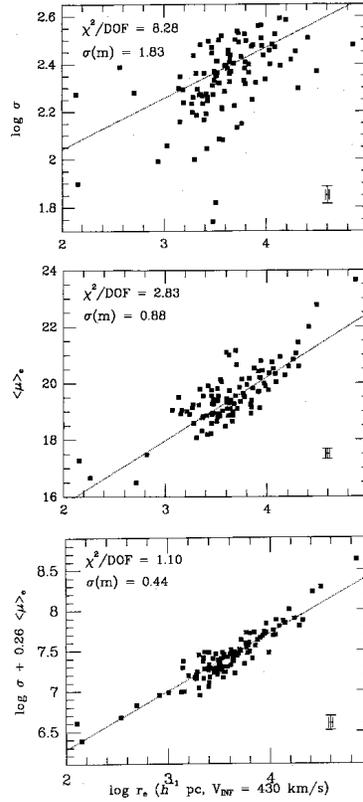


Figura 3.27: Piano fondamentale delle ellittiche. Fonte: Djorgovski & de Carvalho (1989).

una relazione simile a questa, come mostrato nella figura 3.27: $r_e \propto \sigma^{1.4} T_e^{-0.9}$. In questo caso il rapporto M/L risulta una debole funzione della luminosità (o massa), con le galassie più luminose che mostrano rapporti maggiori: $M/L \propto L^{0.2}$. La modesta dispersione attorno al piano fondamentale ci assicura che a luminosità fissata il rapporto M/L è fissato. Il piano fondamentale, essendo molto stretto, è un ottimo indicatore di distanza.

♣ Le galassie ellittiche sono più concentrate delle spirali, e per esse è molto **difficile notare tracce di materia oscura** a partire dal loro profilo di dispersione di velocità. Per stimare la massa delle ellittiche nelle parti esterne si può utilizzare il gas caldo, visibile nei raggi X (figura 3.23). Questo gas si pone all'interno della buca di potenziale della galassia ellittica in approssimativo equilibrio idrostatico. Manipolando l'equazione dell'equilibrio idrostatico, già introdotta per la struttura stellare (equazione 2.13), si ottiene facilmente la seguente **equazione di Jeans**:

$$M(r) = \frac{kTr}{G\mu m_p} \left(-\frac{d \ln \rho_{\text{gas}}}{d \ln r} - \frac{d \ln T}{d \ln r} \right) \quad (3.12)$$

dove $M(r)$ indica la massa totale (gas e materia oscura) della galassia entro un raggio r . Usualmente la temperatura del gas dipende poco dal raggio, per cui il secondo differenziale tra parentesi è trascurabile. Studiando la brillantezza X e ricostruendo la densità di gas emittente è possibile ricostruire il profilo di massa dell'ellittica a grandi distanze dal centro. Questo studio rivela che anche le ellittiche, in modo del tutto simile alle spirali, sono dominate da materia oscura nelle parti esterne.

♣ I **bulge** delle galassie a spirale o lenticolari mostrano proprietà simili alle galassie ellittiche anche in termini di relazioni strutturali, mentre la loro cinematica è apparentemente più semplice,

in quanto essi ruotano col disco e la loro rotazione giustifica il loro appiattimento. Non mancano tuttavia possibili evidenze di triassialità; ancora una volta la difficoltà principale consiste nel distinguere il bulge dal disco.

♣ Andando a considerare il rapporto tra la massa visibile e quella totale (visibile + oscura), per le galassie a spirale (anche LSB) e irregolari si trova che la massa totale cresce con la luminosità come segue:

$$M_{\text{tot}} \propto L^{0.6} \quad (3.13)$$

Di conseguenza la differenza tra le galassie in termini di massa totale è meno pronunciata della differenza in luminosità. Per esempio, la massa totale di una spirale $L_{B^*} \sim 10^{10} L_{\odot}$ ($M_B \sim -20$) è di $M_{\text{tot}} \sim 10^{12} M_{\odot}$, mentre la massa luminosa ammonta a $M_{\text{lum}} \sim 10^{11} M_{\odot}$. Per una galassia debole, di $M_B \sim -15$, abbiamo $L_B \sim 10^8 L_{\odot}$, $M_{\text{lum}} \sim 10^9 M_{\odot}$ e $M_{\text{tot}} \sim 10^{11} M_{\odot}$. Apparentemente **la formazione galattica è un processo molto poco efficiente**, che riesce a dare il suo meglio solo per le galassie brillanti contenute in aloni di $\sim 10^{12} M_{\odot}$; negli aloni più piccoli si formano ben poche stelle, mentre gli aloni più grandi come vedremo appaiono contenere non una galassia ma interi ammassi.

3.6 I nuclei galattici attivi (3h – F)

♣ In molte galassie si nota un’**emissione nucleare molto intensa**. In altre parole, la zona centrale della galassia, puntiforme entro la risoluzione angolare del telescopio, appare molto più luminosa di quanto previsto dal profilo di luminosità della galassia. In alcuni casi la differenza di luminosità è tale che il nucleo della galassia viene visto come una sorgente puntiforme, mentre il resto della galassia rimane al di sotto della soglia di flusso.

♣ Gli spettri ottici di questi nuclei mostrano sempre righe in emissione, oltre a spettri continui spesso difficili da interpretare. A volte, per i nuclei più deboli, queste righe sono simili a quelle delle regioni *HII*, e possono quindi essere spiegate come emissione da zone di intensa formazione stellare, in cui le stelle più massicce sono ancora vive insieme alle loro sfere di Stromgren. Esplosioni multiple di supernove possono complicare ulteriormente lo spettro, sia direttamente che per l’effetto dei loro resti. Si parla in questi casi di **nuclei starburst**.

♣ Gli spettri ottici dei nuclei più luminosi non sono spiegabili in termini di normali o eccezionali episodi di formazione stellare. Questi vengono chiamati **nuclei galattici attivi** (in inglese Active Galactic Nuclei, **AGN**). A volte l’intera classe degli AGN + starburst viene chiamata la classe dei **nuclei galattici energetici**.

♣ Gli AGN vengono classificati in molti modi, dipendenti sostanzialmente dalla banda a cui vengono osservati. Nell’ottico abbiamo due classificazioni parallele, la prima dipendente dalla luminosità del nucleo:

- Sono galassie di **Seyfert** le galassie che ospitano AGN con luminosità minore di $M_V = -23$.
- Gli AGN di luminosità maggiore di quel limite vengono convenzionalmente chiamati **Quasi-Stellar Objects (QSO)**.

La differenza tra le due classi è storica più che sostanziale: gli AGN particolarmente luminosi venivano visti inizialmente come sorgenti puntiformi, ovvero stellari, sia perché surclassano la galassia ospite in luminosità (per non parlare della brillantezza superficiale), sia perché questi oggetti sono assenti nell’Universo locale e si trovano tutti a distanze cosmologiche, alle quali vedere una galassia non è banale. Fisicamente, le Seyfert sono una continuazione a bassa luminosità della classe dei QSO.

♣ Una seconda classificazione dipende dalla natura delle righe in emissione mostrate dallo spettro ottico degli AGN (figura 3.28). Queste sono di due tipi principali; alcune sono molto larghe, la loro larghezza interpretata in termini di effetto Doppler corrisponde a velocità dell’ordine di $\sim 10^4$ km s⁻¹, altre sono relativamente strette, e corrispondono a moti di $\sim 10^3$ km s⁻¹. Le prime sono sostanzialmente righe permesse, sia di alta che di bassa ionizzazione, le seconde sono righe sia permesse che proibite, anche loro sia di alta che di bassa ionizzazione. Gli spettri degli AGN si presentano in tre categorie principali:

- **Tipo 1:** presentano sia le righe larghe che quelle strette, sovrapposte ad un’emissione continua nel blu e vicino UV.
- **Tipo 2:** presentano solo le righe strette.
- **LINER:** dall’inglese Low-Ionisation Narrow Emission Region; questi AGN presentano solo le righe strette di bassa ionizzazione.

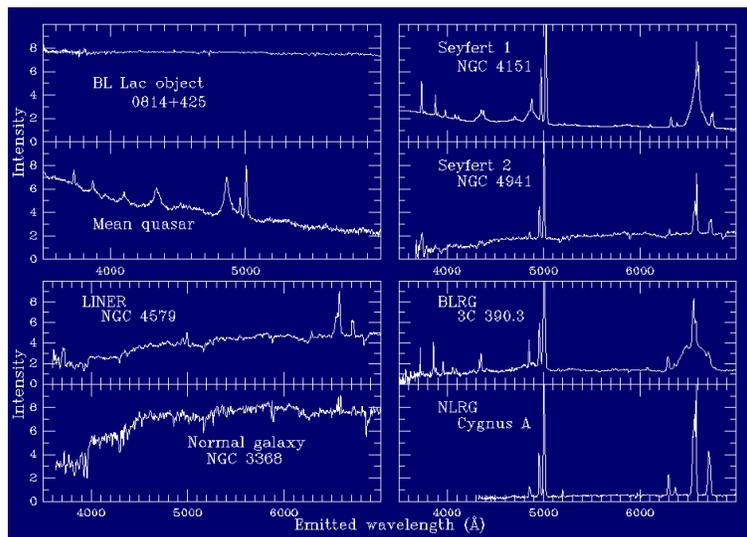


Figura 3.28: Spettri di AGN. Fonte: B. Keel.

♣ Questa classificazione corrisponde anche ad una sequenza di luminosità, con i nuclei di tipo I più luminosi di quelli di tipo II, e questi più luminosi delle LINER. In particolare, quasi tutti i QSO sono di tipo I, anche se sono noti alcuni QSO di tipo II. Le Seyfert sono di tipo I o II, ma non mancano le tipologie intermedie, sulle quali non ci soffermeremo. Le LINER sono il fanalino di coda della classe degli AGN, e potrebbero essere spiegabili anche in termini di episodi di formazione stellare anomala. Secondo i risultati più recenti, alcune (o molte?) delle LINER potrebbero essere starburst peculiari, mentre la maggiorparte sarebbero AGN a pieno titolo, seppur deboli.

♣ Gli AGN mostrano **preferenze di tipi morfologici**. I nuclei di Seyfert si trovano preferenzialmente nelle spirali dei primi tipi, Sa/Sb, ma non nelle E/S0, mentre le LINER sono presenti nelle une e nelle altre. Nei tipi tardi, Sc/Sd troviamo più facilmente nuclei starburst.

♣ L'emissione degli AGN interessa praticamente tutto lo spettro elettromagnetico (figura 3.29). Gli AGN sono visibili in modo particolare alle lunghezze d'onda radio, dove le stelle non emettono radiazione. La fenomenologia degli AGN radio, detti **radiogalassie**, è molto interessante e anche molto varia, e verrà qui solo accennata. In particolare, si chiamano radiogalassie le sorgenti radio extragalattiche con $L_{\text{radio}} > 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ (10^{34} W). Queste si dividono convenzionalmente in due classi, a seconda dell'identificazione ottica:

- **quasar** (quasi-stellar radio sources) se la controparte ottica è puntiforme (QSO);
- **radiogalassie** se la controparte ottica non è un QSO (a volte non si vede per niente!).

♣ La tipica manifestazione radio di un AGN potente nel radio (figura 3.30) è quella di una **sorgente centrale compatta**, corrispondente al nucleo della galassia, da cui si dipartono uno o due **getti e lobi radio**. Tali strutture possono essere grandi fino a $\sim 1 \text{ Mpc}$. Infine, notiamo che quasi tutti gli AGN, nonché le galassie starburst, presentano emissione radio nucleare, di ampiezza minore del limite di $10^{41} \text{ erg s}^{-1}$; in questi casi non sono presenti lobi radio.

♣ Le radiogalassie sono dei sistemi molto interessanti dal punto di vista fisico. Nei loro lobi si trova immagazzinata energia che può arrivare a 10^{61} erg (10^{54} J)! L'emissione radio è dovuta

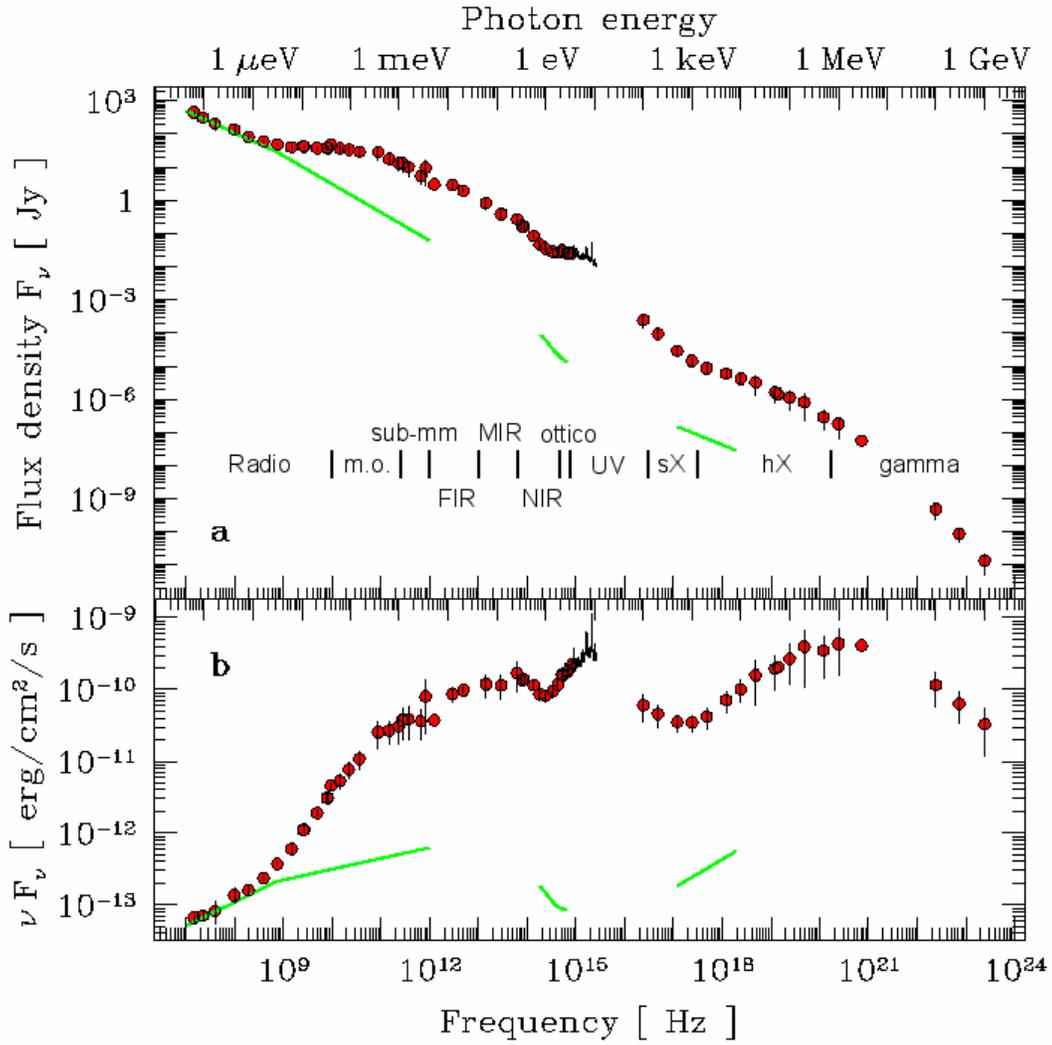


Figura 3.29: Spettro a larga banda del quasar 3c273. Fonte: M. Turler et al. (1999).

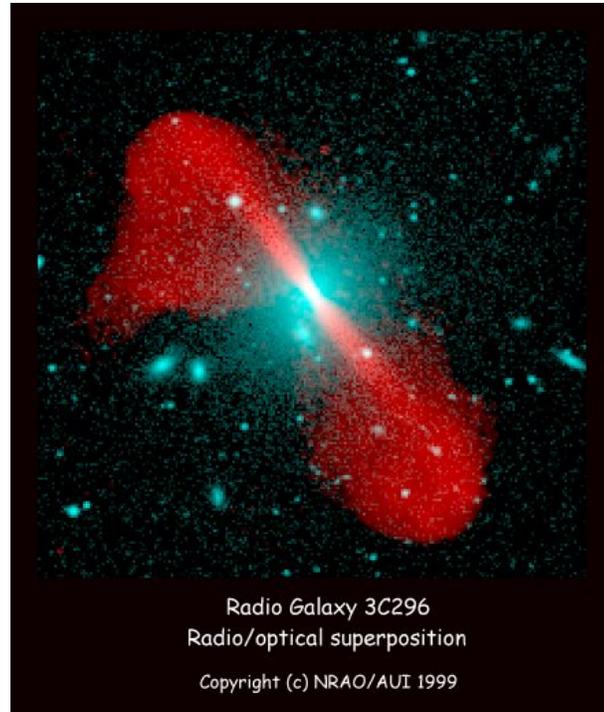


Figura 3.30: Immagine radio e ottica della radiogalassia 3c296. Fonte: NRAO/AUI.

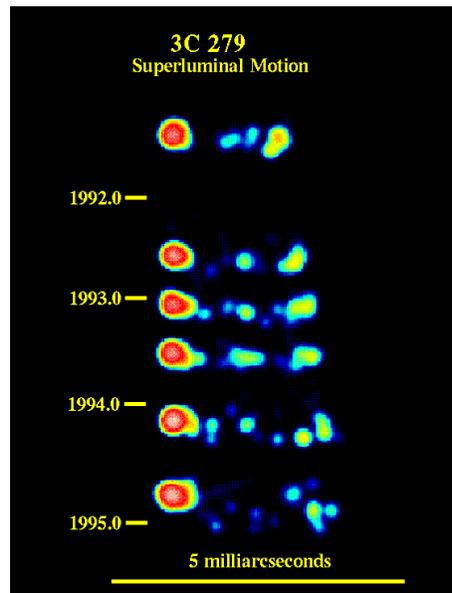


Figura 3.31: Moto superluminale di una sorgente radio. Fonte: H.E. Smith.

a radiazione di sincrotrone da parte di elettroni ultrarelativistici emessi dall'AGN centrale che si muovono in un campo magnetico. L'osservazione dettagliata dei lobi radio richiede tecniche interferometriche, del tipo VLA, mentre per osservare la sorgente centrale compatta è molto utile la tecnica VLBI. Con quest'ultima si osservano, in corrispondenza dei getti, strutture che sono in apparente **moto superluminale** (figura 3.31). Questa evidenza si interpreta come un effetto relativistico: un getto di materia sparato quasi lungo la linea di vista sembrerà muoversi a velocità maggiori di quella della luce.

♣ Per dimostrarlo, consideriamo una sorgente a distanza D che al tempo t_0 emette una nube di gas a velocità $v \sim c$ lungo una traiettoria ad un angolo θ dalla linea di vista. Il segnale emesso a t_0 dalla sorgente arriva all'osservatore al tempo $T_0 = t_0 + D/c$. Al tempo t_1 la nube avrà percorso una distanza vt_1 ; la luce emessa dalla nube arriverà all'osservatore al tempo $T_1 = (D - vt_1 \cos \theta)/c + t_1$. Se la distanza percorsa dal getto perpendicolare alla linea di vista è $\delta = v(t_1 - t_0) \sin \theta$, la velocità apparente del moto sarà $v_{\text{app}} = \delta/(T_1 - T_0)$, ovvero:

$$v_{\text{app}} = \frac{v \sin \theta}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta} \quad (3.14)$$

Se $v \sim c$ e l'angolo θ (in radianti) è piccolo, avremo $v_{\text{app}} \sim 2c/\theta$, che può essere molto più grande di c .

♣ La fenomenologia degli AGN presenta un grado molto ampio di diversità, alla quale corrispondono ulteriori classificazioni e sottoclassificazioni tanto dettagliate quanto noiose. Vale però la pena di menzionare un'altra classe di oggetti, detti **BL Lac**, dal nome del prototipo. Questi oggetti sono caratterizzati da uno spettro ottico continuo privo di righe, da una luminosità molto variabile e da un alto grado di polarizzazione della radiazione (figura 3.28). Fanno parte di una classe più ampia, le cosiddette **blazar**, che presentano caratteristiche simili di grande variabilità e polarizzazione. Come vedremo, questi oggetti sono interpretabili come AGN osservati nella direzione del getto.

♣ È oggi uso chiamare **quasar** tutti gli AGN con $M_V < -23$, anche se solo il $\sim 10\%$ di essi è una forte sorgente radio. I quasar occupano un posto importante nell'ambito dell'astrofisica e soprattutto della cosmologia. Sono gli oggetti compatti e "duraturi" (confrontati con i tempi scala umani) più luminosi a noi noti, e sono visibili fino a grandi distanze. Sono stati per lungo tempo gli oggetti più lontani osservabili, anche se oggi osserviamo galassie altrettanto lontane. La loro associazione con le galassie è stata per lungo tempo un'assunzione (a volte criticata), ma è oggi provata da molte osservazioni⁵. In particolare, i quasar appaiono essere preferenzialmente **ospiti di galassie ellittiche**.

♣ **Da dove viene l'energia di un AGN?** La luminosità di un quasar può facilmente arrivare a $10^{13} L_\odot$, ed è sostenuta per un tempo che si stima essere $\sim 4 \times 10^7$ yr. In questo periodo viene irradiata una massa-energia pari a $\sim 5 \times 10^{61}$ erg, incidentalmente dello stesso ordine di grandezza dell'energia contenuta nei lobi radio di una radiogalassia. Questa energia corrisponde a $\sim 3 \times 10^7 M_\odot$. L'efficienza massima dei processi nucleari ammonta a 10^{-3} (ovvero 10^{-2} sul 10% della massa della stella), per cui se il quasar fosse dovuto ad eventi stellari dovremmo avere $\sim 3 \times 10^{10} M_\odot$ di stelle bruciate in una regione estremamente compatta. Se l'energia venisse dalle supernove, calcolando $\sim 10^{51}$ erg per supernova (dei 10^{53} erg prodotti dallo scoppio di una supernova la maggiorparte va in neutrini, inutilizzabili per rifornire di energia un AGN)

⁵Fino a qualche tempo fa, alcuni astronomi sostenevano la possibilità che il redshift dei quasar non fosse cosmologico. Quest'idea è stata contraddetta dalle osservazioni: oggi vediamo che i quasar sono ospitati in galassie che hanno lo stesso redshift.

avremmo bisogno di qualcosa come $\sim 5 \times 10^{10}$ supernove. In una popolazione stellare normale viene formata una stella di $8 M_{\odot}$ ogni $\sim 100 M_{\odot}$ di stelle, per cui il fabbisogno di materia stellare ammonterebbe a $\sim 5 \times 10^{12} M_{\odot}$; una massa minore (ma per non più di un fattore dieci) si ottiene ipotizzando che si formino solo stelle massicce. Una tale massa di stelle concentrata nel nucleo di una galassia, oltre ad essere problematica da molti punti di vista, sarebbe facilmente rilevabile tramite l'effetto dinamico sulle altre stelle o gas. **Per spiegare i quasar c'è bisogno di un nuovo meccanismo per produrre energia**, più efficiente di quello nucleare o dello scoppio di supernove.

♣ Un'ottima spiegazione per questo meccanismo energetico viene data supponendo che il motore centrale dell'AGN sia dato da un **buco nero supermassiccio**, cioè di massa $\sim 10^6 - 10^{10} M_{\odot}$. Infatti, la materia cadendo sul buco nero si riscalda, e riscaldandosi emette radiazione. Come già visto per le stelle, secondo il teorema del viriale metà dell'energia gravitazionale acquistata durante il collasso diviene energia termica del gas, mentre l'altra metà viene irradiata. Consideriamo una massa m di gas che cade su un buco nero di massa M , il cui raggio di Schwartzschild è $R_{\text{sch}} = 2GM/c^2$. Se questa riesce a stazionare ad una distanza $r_{\text{min}} = a \times R_{\text{sch}}$ (senza cadere a capofitto dentro il buco nero) per un tempo sufficiente, essa irraderà un'energia pari a:

$$E \sim -\frac{1}{2}\Omega = \frac{1}{2} \frac{GMm}{r_{\text{min}}} = \frac{mc^2}{4a} \quad (3.15)$$

Quindi l'efficienza della produzione di energia sarà $\eta \sim 1/4a$. Dallo studio delle orbite stabili attorno ai buchi neri risulta che $a \sim 3$, per cui $\eta \sim 0.1$, un'ordine di grandezza maggiore della massima efficienza nucleare. Il calcolo esatto richiede naturalmente l'uso della relatività generale, ma l'ordine di grandezza ottenuto qui è corretto. Notare che questa efficienza non dipende dalla massa del buco nero.

♣ Se l'efficienza di produzione di energia è $\eta = 0.1$, un quasar di $10^{13} L_{\odot}$, che irradia $\sim 3 \times 10^7 M_{\odot}$ di massa-energia, richiederà la presenza di un buco nero di $\sim 3 \times 10^8 M_{\odot}$. Il raggio di Schwartzschild di un tale buco nero è di $\sim 3 \times 10^{-5}$ pc (circa 6 AU). Un tale oggetto, in mancanza di ulteriore caduta di gas, risulterebbe **praticamente invisibile** nel nucleo di una grande galassia ellittica. La maniera per trovare questi buchi neri verrà discussa nel seguito. Notiamo infine che se la durata di un quasar è di 4×10^7 yr, il tasso di accrescimento richiesto per sostenere la luminosità è di $\sim 8 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

♣ Così come la formazione stellare è limitata dal momento angolare del gas protostellare, che deve essere dissipato perché il gas si concentri opportunamente, la caduta del gas sul buco nero è limitata dal **momento angolare** del gas. In questo caso il problema è grande: il gas deve perdere momento angolare per almeno quindici ordini di grandezza per potere arrivare a distanze confrontabili con il raggio di Schwartzschild del buco nero! Poiché la perdita di momento angolare regola la caduta del gas, questo si dispone su un **disco di accrescimento** attorno al buco nero; la viscosità che si genera nel disco di accrescimento permette al gas di perdere il momento angolare residuo fino a cadere nel buco nero. La caduta avviene quando il gas raggiunge l'**ultima orbita stabile**. Il disco di accrescimento si riscalda in virtù della caduta del gas (e grazie al meccanismo di viscosità), ed emette radiazione termica; tuttavia, essendo la sua temperatura non costante, il suo spettro continuo sarà diverso da quello di un corpo nero ad una singola temperatura. Notiamo inoltre che, essendo le parti più interne più calde, l'emissione principale a lunghezze d'onda minori proviene dalle parti più interne. In altre parole, vedremo le parti più interne del disco nei raggi X, quelle più esterne nel blu e vicino UV.

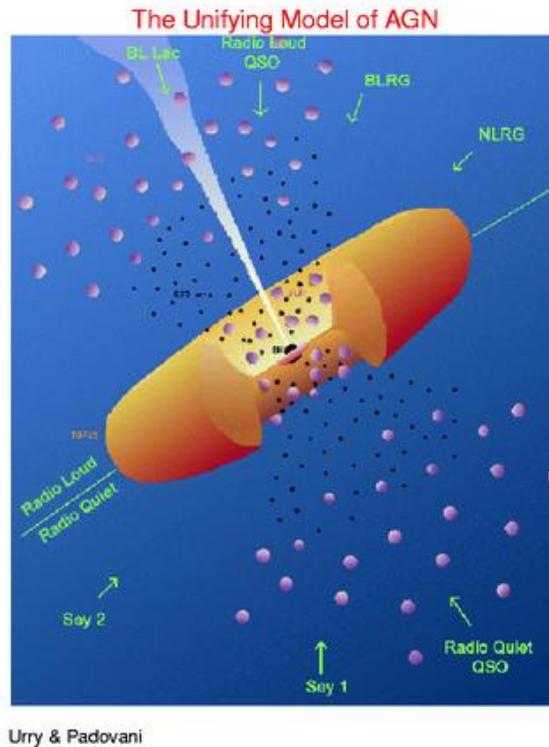


Figura 3.32: Schema del modello unificato degli AGN. Fonte: M. Urry & P. Padovani (1995).

♣ Malgrado la ricca varietà della fenomenologia che li caratterizza, gli AGN possono essere compresi nelle loro caratteristiche principali in termini di un **modello unificato**. Questo è formato dalle seguenti componenti (figura 3.32):

- Un **motore centrale**, composto da un buco nero circondato da un disco di accrescimento. Se il buco nero ruota, tale motore potrà emettere getti di elettroni relativistici dai poli corrispondenti all'asse di rotazione.
- Una regione, chiamata **broad line region** (BLR), di dimensioni di $\lesssim 0.01$ pc, composta di nubi di gas caldo in moto molto veloce, $\sim 10^4$ km s $^{-1}$, e di densità e temperatura abbastanza alte da generare le righe larghe osservate negli spettri degli AGN di tipo I (di bassa e alta ionizzazione e tutte permesse).
- Una regione toroidale composta di **polveri**, di dimensioni di ~ 1 pc, che circonda il motore centrale e la BLR, oscurandone l'emissione su un grande angolo solido.
- Una regione, chiamata **narrow line region** (NLR), di dimensioni di ~ 100 pc, composta di nubi calde, simile alla BLR ma con le nubi in moto più lento e di densità minore della BLR così da generare righe proibite.

(Tutte le distanze date qui scalano con la massa del buco nero centrale, e sono riferite a $M_{\text{BH}} \sim 10^8 M_{\odot}$). Un tale sistema, se osservato lungo una linea di vista vicina a quella polare (così da evitare il toro oscurante) mostrerà il continuo blu dovuto all'emissione termica del disco di accrescimento, le righe di emissione larghe della BLR e le righe di emissione strette della NLR; apparirà quindi come un AGN di tipo I. Osservato invece da una linea di vista che interseca il toro oscurante, lo stesso sistema mostrerà solo le righe strette, apparendo quindi come un AGN di tipo II. I getti di elettroni relativistici ed il campo magnetico ad essi associato potranno

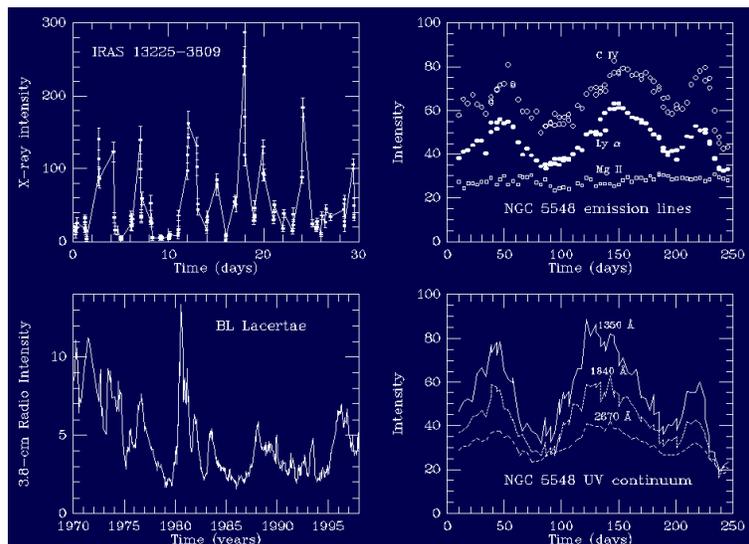


Figura 3.33: Variabilità di AGN in varie bande. Fonte: B. Keel.

dare luogo ai lobi radio. Infine, i pochi AGN visti nella direzione del getto polare appariranno blazar, poiché effetti relativistici amplificano l'emissione continua in questi casi, tanto da rendere invisibili le righe larghe e strette.

♣ Il modello unificato, basato sulla presenza di un buco nero, spiega bene molti aspetti della fenomenologia degli AGN. Ma quali sono le **prove dirette della presenza di un oggetto esotico come un buco nero supermassiccio?**

- Il primo argomento è basato sull'**efficienza di generazione di energia**, ed è già stato affrontato: per avere $\eta \sim 0.1$, escludendo il processo di annichilazione di materia e antimateria, l'unico processo noto è quello della caduta di materia su un buco nero.
- Abbiamo anche visto che la fenomenologia delle radiogalassie e delle blazar (per esempio i moti superluminali) suggerisce la presenza di **moti relativistici**; l'attività di formazione stellare, sia essa normale o anomala, non è capace di generare tali moti.
- La presenza di **giganteschi lobi radio** richiede che l'emissione del getto di plasma relativistico che lo genera sia costante in direzione su tempi scala di almeno $\sim 10^6$ yr. Questa stabilità si ottiene in modo molto naturale supponendo la presenza di un buco nero supermassiccio rotante.
- La presenza di **variabilità su tempi scala brevi** suggerisce la presenza di oggetti compatti. Alle lunghezze d'onda più corte come i raggi UV e X (che presumibilmente provengono dalle parti più interne del motore dell'AGN) si notano variazioni importanti della luminosità dell'AGN su tempi scala fino a ~ 30 minuti (figura 3.33). Perché la luminosità della sorgente vari in modo significativo, è necessario che l'informazione possa trasmettersi attraverso tutta la sorgente. Dato che l'informazione si trasmette a velocità c , una sorgente di dimensioni D varia in un tempo scala non inferiore a $\Delta t \sim D/c$. Se $\Delta t \sim 30$ minuti, $D \sim 4$ AU, che è dello stesso ordine di grandezza del raggio di Schwarzschild di un tipico buco nero supermassiccio.
- Qualsiasi oggetto astrofisico più massiccio di $\sim 2 - 3 M_{\odot}$ (limite di Oppenheimer-Volkoff) che raggiunga dimensioni abbastanza compatte da essere confrontabili con il suo raggio di

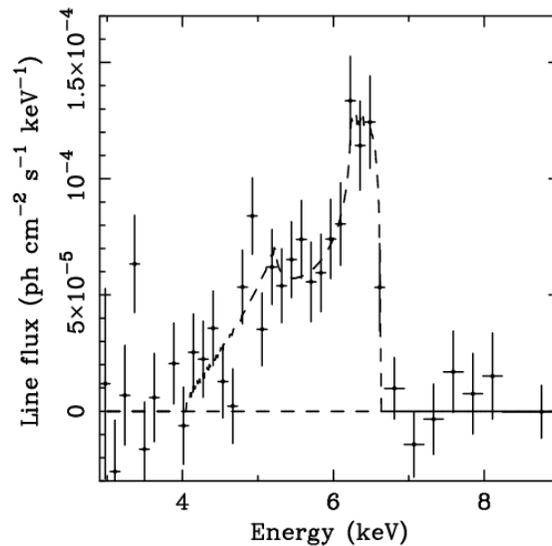


Figura 3.34: Riga del ferro in X di un AGN, e fit basato sul modello di disco di accrescimento. Fonte: A. Fabian et al. (2000).

Schwartzschild risulta **instabile per collasso in un buco nero**. Questo perché, come già accennato per le stelle, la pressione in quelle condizioni genera attrazione gravitazionale, e quindi il corpo non ha come resistere alla sua gravità. Questo rende tutte le alternative astrofisiche al buco nero supermassiccio poco attraenti.

- Infine, la prova più diretta della presenza di un buco nero sta nella recente osservazione della **riga di fluorescenza $K\alpha$ del Fe** (a $E \sim 6.5$ KeV), che si vede nei raggi X, e che risulta distorta in modo molto peculiare ed asimmetrico (figura 3.34). Questa forma viene riprodotta in modo eccellente da un modello di disco di accrescimento, in cui le parti più interne (e più calde) sono soggette ad un maggiore redshift gravitazionale, a cui si sovrappone il redshift Doppler dovuto alla rotazione. Queste osservazioni dimostrano in modo incontrovertibile la presenza di campi gravitazionali forti nelle parti più interne degli AGN. Considerando l'argomento di cui sopra (nessun processo noto può opporsi in quelle condizioni al collasso gravitazionale) la presenza di un buco nero supermassiccio risulta inevitabile.

♣ Al momento la prova più convincente della presenza di un buco nero si ha grazie alle osservazioni del **centro della nostra Galassia**. Osservando nel radio (oppure alle energie più alte), è possibile rivelare una sorgente puntiforme, chiamata SgrA*, che si pensa associata ad un buco nero di pochi milioni di masse solari. Osservando nel vicino IR è possibile minimizzare il pesante oscuramento da polvere ed osservare le stelle in orbita attorno alla posizione occupata da SgrA*. Grazie all'ottica adattiva dello strumento NAOS/CONICA, montato sul VLT, si è riusciti nell'arco di un decennio a tracciare la traiettoria di alcune stelle che orbitano attorno all'oggetto oscuro centrale (invisibile in quelle bande). Come abbiamo visto nella sezione 1.4, la misura del moto proprio e della velocità radiale di un sistema binario permette di determinarne tutte le proprietà. In particolare, si riesce a determinare con grande accuratezza la massa del buco nero, $3.7 \times 10^6 M_{\odot}$, oltre alla distanza dal centro galattico (8.0 kpc). la ricostruzione dell'orbita della cosiddetta stella S2, che passa a soli 6×10^{-3} pc dall'oggetto centrale, permette di vincolare la massa dell'oggetto entro quel raggio. Questo permette di escludere quasi tutte le spiegazioni alternative a quella di un buco nero.

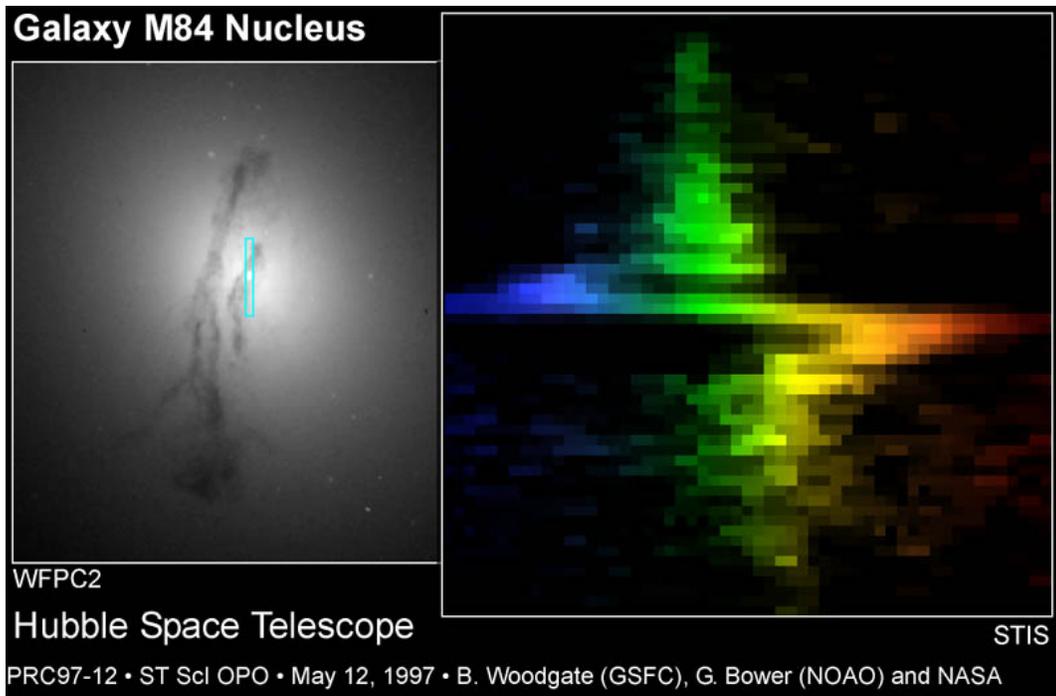


Figura 3.35: “Firma” di un buco nero: curva di rotazione Kepleriana di un disco nucleare. Fonte: HST.

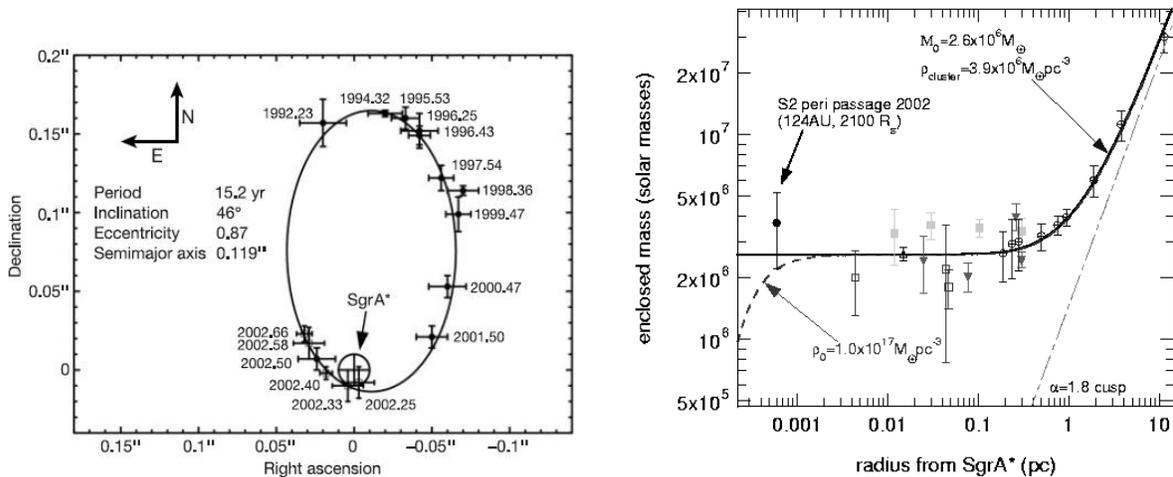


Figura 3.36: Orbita della stella S2 attorno al buco nero centrale della Galassia, e vincoli sulla massa dell’oggetto oscuro centrale. Fonte: Schodel.

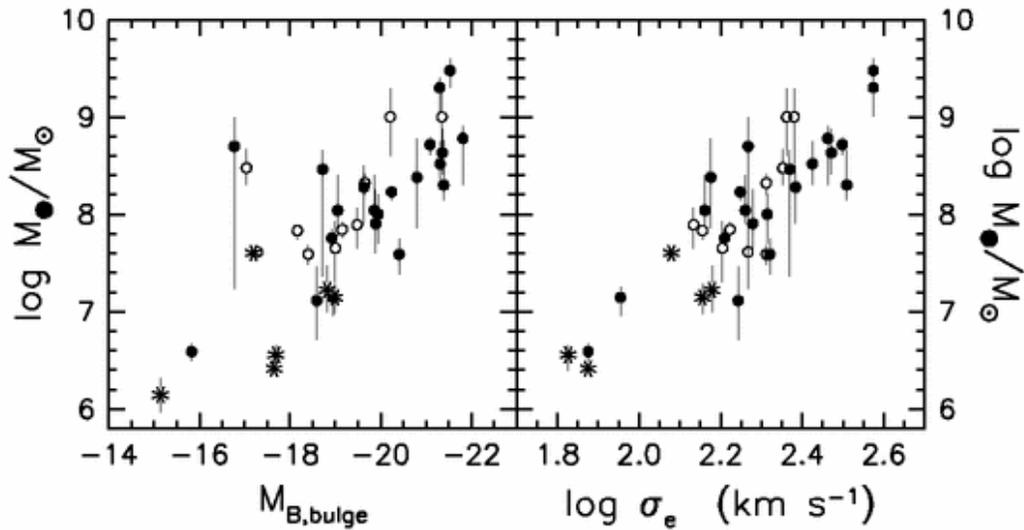


Figura 3.37: Relazione tra massa del buco nero e massa (o, meglio, dispersione di velocità centrale) del bulge ospite.

♣ Che fine fanno i **buchi neri fossili** dell'attività quasar? La risposta è stata trovata di recente. In alcuni casi particolarmente fortunati si osserva nel centro di una galassia, come M84, un disco di gas in rotazione Kepleriana ($V \propto 1/\sqrt{r}$), che rivela la presenza di un oggetto centrale, massiccio ma oscuro (**massive dark object**, MDO), la cui massa viene stimata dalla curva di rotazione (figura 3.35). Più in generale, osservazioni dei nuclei delle ellittiche e dei bulge di spirali vicini rivelano delle piccole cuspidi centrali nei profili di luminosità. Tali cuspidi possono essere dovute alla presenza di un MDO, che distorce le orbite delle stelle, facendole avvicinare al centro. Questo effetto è molto modesto, e potrebbe in linea di principio essere dovuto a peculiarità (per nulla improbabili) nella distribuzione delle orbite stellari. Grazie ad una campagna di osservazioni di HST, è stato possibile misurare la presenza di tali cuspidi praticamente in tutte le ellittiche e bulge vicini, e da questi stimare la massa dei buchi neri responsabili per tali cuspidi. Il risultato sorprendente è che la massa dei MDO risulta ben correlata con la massa della componente sferoidale della galassia, e ancora meglio con la dispersione di velocità centrale (figura 3.37).

♣ È naturale interpretare i MDO come i buchi neri fossili dell'attività quasar, osservati in una fase di quiescenza. La correlazione tra massa del bulge e massa del buco nero (MDO) ha delle implicazioni importanti:

- Tutte le galassie con una componente significativa di bulge sono passate attraverso una fase di attività quasar/AGN.
- I quasar, che corrispondono ai MDO più grandi, sono da associare alle galassie ellittiche.
- La proporzionalità tra massa della galassia (o del bulge) ospite e del buco nero suggerisce in maniera forte che l'attività quasar sia avvenuta **durante la formazione della galassia**.

Infine, dalla funzione di luminosità dei bulge e dalla proporzionalità tra la massa di questi e quella del buco nero si riesce a stimare la funzione di massa dei buchi neri fossili, che è in accordo con quanto ci si aspetta dall'attività quasar (figura 3.38).

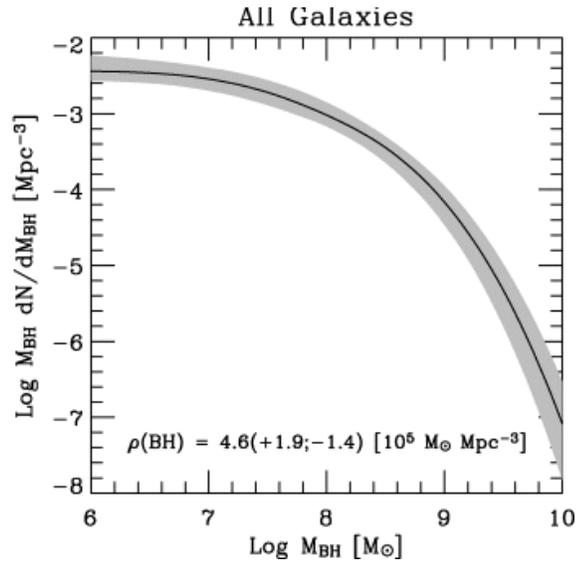


Figura 3.38: Funzione di massa dei buchi neri fossili di attività quasar. Fonte: A Marconi et al. (2004).

♣ Dal momento in cui i buchi neri supermassicci preferiscono le galassie ellittiche, è lecito chiedersi **perché nelle galassie vicine vediamo AGN prevalentemente in spirali**. Un buco nero da solo non è sufficiente a garantire la presenza di attività AGN, è necessario che del gas ci cada dentro. Questo è facile nelle spirali dei primi tipi, ricche di mezzo interstellare e con un bulge sufficientemente grande da contenere un buco nero di $\sim 10^6 - 10^7 M_{\odot}$, ma è difficile nelle ellittiche, che contengono buchi neri ben più grandi ma sono povere di ISM. Tuttavia l'attività radio, molto più potente di quella Seyfert (e che richiede buchi neri notevoli), è limitata alle galassie ellittiche, in accordo con la relazione tra massa del buco nero e della componente sferoidale. Un'analisi più attenta rivela che il poco gas di un'ellittica in grado di cadere dentro ad un buco nero silente provocherebbe più attività nucleare di quella che si osserva (una debole emissione radio nucleare). **Questo suggerisce che in caso di accrescimento modesto di materia l'efficienza di generazione di energia sia molto bassa, $\eta \sim 10^{-4}$.**

Esercizi

♣ Sezione 3.1

1. Per stimare la quantità di polvere presente nella Galassia consideriamo che il cammino libero medio di un fotone UV è circa $l = 1/n\pi r^2$, dove n è la densità in numero dei grani di polvere. La misura di l si ottiene dall'attenuamento da polvere, e risulta essere di circa 1 kpc. Se $r = 1000 \text{ \AA}$ e se la densità dei grani è $\rho = 5 \text{ g cm}^{-3}$, calcolare la densità di massa in polvere. Come si confronta con la densità in stelle dell'intorno solare, $\rho_* \sim 0.5 M_\odot \text{ pc}^{-3}$?
2. Supponiamo di dividere una massa M di metalli in "grani" sferici con dimensioni che variano tra quelle di un grano di polvere e quelle di un pianeta di dimensioni terrestri. In entrambi i casi la densità sarà di $\rho = 5 \text{ g cm}^{-3}$. Quale sarà la luminosità della "polvere" in funzione delle dimensioni dei "grani"? Emettono di più $10^{11} M_\odot$ di terre a $T_e = 300 \text{ K}$ o $10^8 M_\odot$ di polvere a $T_e = 5 \text{ K}$ ($r = 1000 \text{ \AA}$)?
3. Ricavare l'equazione 3.1. Se $\alpha = 3 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ e $n_e = 10 \text{ cm}^{-3}$, qual è la sfera di Stromgren per $N_* = 3 \times 10^{49} \text{ s}^{-1}$ (stella O5 V), $N_* = 4 \times 10^{46} \text{ s}^{-1}$ (stella B0 V) e $N_* = 1 \times 10^{39} \text{ s}^{-1}$ (Sole)?

♣ Sezione 3.2

1. Verificare l'equazione 3.2 e il suo valore numerico dato nell'equazione e nella tabella successiva.

♣ Sezione 3.3

1. Ricavare l'equazione 3.4. Ricavare la sua pendenza nel caso in cui il flusso sia misurato in magnitudini.
2. Calcolare la massa della Galassia entro l'orbita solare, dove $V = 220 \text{ km s}^{-1}$ a 8.0 kpc, ed entro 100 kpc, dove $V = 250 \text{ km s}^{-1}$.

♣ Sezione 3.4

1. Ricavare la funzione di luminosità (eq. 3.8) quando L è espressa in termini di magnitudine assoluta.
2. Per i valori dei parametri della funzione di luminosità dati nel testo, qual è la densità media di luce stellare in banda B nell'Universo locale? (Suggerimento: $\langle L \rangle = \int L\Phi(L)dL$). Se \mathcal{M}/\mathcal{L} ha un valore medio di 5, qual è la densità media di massa delle stelle?

♣ Sezione 3.5

1. Quale risoluzione spettroscopica è necessaria per misurare la curva di velocità di una spirale come la Via Lattea osservata con un'inclinazione di 30° tra asse di rotazione e linea di vista?

2. Verificare l'equazione 3.9.
3. Verificare l'equazione 3.11.
4. Ricavare l'equazione 3.12 dall'equazione dell'equilibrio idrostatico, stando attenti che in questo caso il potenziale gravitazionale non è dato dal gas ma dalla materia totale (in prevalenza oscura).

♣ Sezione 3.6

1. A che distanza riusciamo a vedere un quasar con $M_V = -24$ se osserviamo con un flusso limite corrispondente a $m_V = 16$? Notare che a queste distanze sono importanti le correzioni cosmologiche.
2. Che velocità apparente misuriamo nel caso di un getto che viaggia a $v = 0.95c$ su una traiettoria inclinata di 10° rispetto alla linea di vista? e a 1° ?
3. Qual è la luminosità di un AGN composto da un buco nero di $10^8 M_\odot$ che accresce al ritmo di $2 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ ($\eta = 0.1$)? Se il 2% della luce cade in banda V, classifichiamo questo oggetto come quasar? Ripetere il calcolo per un buco nero di $10^6 M_\odot$ con accrescimento di $0.02 M_\odot \text{ yr}^{-1}$.

Capitolo 4

Cosmologia

♣ La cosmologia era un tempo una dottrina filosofica e teologica, oggi è **a pieno titolo una specialità scientifica**, che apparentemente si avvicina ad una fase di maturità. Tuttavia, la cosmologia pone ancora una volta problemi nuovi, non solo dal punto di vista osservativo e strumentale, ma anche epistemologico. Dal punto di vista osservativo, gli sforzi formidabili per osservare oggetti sempre più deboli e lontani, sfruttando tutte le lunghezze d'onda disponibili, stanno dando risultati entusiasmanti. Oggi riusciamo ad osservare galassie e quasar fino a distanze corrispondenti a tempi in cui l'età dell'Universo era poco meno del 10% di quella attuale, mentre il fondo cosmico nelle microonde ci permette di osservare l'Universo appena $\sim 380,000$ anni dopo il big bang. Riusciamo inoltre a sondare le perturbazioni di massa-energia su quasi tutto l'intervallo di scale che va dal \sim kpc fino a scale di dimensioni 7×10^3 Mpc, le dimensioni dell'Universo osservabile.

♣ Dal punto di vista epistemologico, la cosmologia presenta delle interessantissime peculiarità. In astrofisica l'impossibilità di fare esperimenti con le stelle o con le galassie è compensata dall'abbondanza di oggetti osservabili, che in qualche modo possono essere considerati realizzazioni dello stesso sistema fisico in condizioni ed età diverse. **L'Universo invece è per definizione un evento unico**, osservabile da una sola posizione (seppur non privilegiata); possiamo osservarne direttamente l'evoluzione nel tempo, ma con l'esclusione dei primi $\sim 380,000$ anni, che sono per molti versi i più interessanti. Questo rende molti aspetti teorici della cosmologia più vicini alla speculazione che alla realtà scientifica. La teoria dell'inflazione, oggi generalmente accettata pur nell'assenza di un vero test osservativo, è un esempio importante in questo senso. Inoltre, forse nessuna scienza come la cosmologia **per essere compresa richiede il contributo di tantissime evidenze indipendenti**, che da sole risultano poco convincenti ma combinate con le altre producono argomenti forti.

♣ Questo per non citare le **conseguenze della cosmologia scientifica sulla nostra visione del mondo**: la presenza di un orizzonte sia nello spazio che nel tempo, l'origine dell'Universo da piccole perturbazioni casuali, l'affascinante ricostruzione dei primi tre minuti dell'Universo, le speculazioni su cosa ci sia oltre l'orizzonte e prima del Big Bang, sconvolgono da una parte in modo radicale tutte le cosmologie note, e trovano dall'altra parte affascinanti connessioni con alcuni elementi tradizionali sia ebraico-cristiani (il Big Bang: che sia luce?) che orientali. Probabilmente gli stravolgimenti della cosmologia scientifica hanno appena cominciato a penetrare nella società.

4.1 La scala delle distanze cosmiche e l'espansione di Hubble (2h – F)

♣ Abbiamo già visto come le distanze degli oggetti astrofisici siano determinate attraverso una serie di indicatori di distanza organizzati in una scala di calibrazioni (figura 4.1). Le stelle variabili, soprattutto le Cefeidi, sono il gradino della scala che permette di andare oltre la Galassia. Grazie alle Cefeidi riusciamo a stimare la distanza delle galassie più vicine, fino a ~ 20 Mpc¹. Altri metodi, basati sull'uso di stelle nove (generate da esplosioni superficiali di nane bianche in sistemi binari), permettono di arrivare fino a ~ 40 Mpc. Questi indicatori, calibrati all'interno della Galassia o delle galassie vicinissime (per le quali si riesce ad osservare il diagramma HR delle stelle), vengono detti **indicatori primari**.

♣ Gli **indicatori secondari** di distanza sono calibrati sulle galassie vicine, la cui distanza è determinata tramite gli indicatori primari. Si basano su oggetti luminosi e rari, o sulle relazioni strutturali delle galassie. I più importanti sono i seguenti:

- Le **nebulose planetarie** e le **regioni HII** presentano diametri e luminosità che possono essere utilizzati come regoli o candele standard.
- Gli **ammassi globulari** presentano una funzione di luminosità di forma Gaussiana, e quindi un'intera popolazione di ammassi può essere usata come candela standard.
- Per le spirali viene sfruttata la relazione **Tully–Fisher** tra la luminosità e la dispersione di velocità.
- Per le ellittiche si usa il **piano fondamentale**, o meglio la relazione $D_n-\sigma$.
- Ancora per le ellittiche, distanze accurate si ottengono tramite il metodo delle **fluttuazioni di brillantezza superficiale**: se in un pixel di un CCD cade la luce contribuita da N stelle, la fluttuazione tra pixel e pixel sarà \sqrt{N} . Siccome $N \propto d^{-2}$, questa relazione può essere usata come indicatore di distanza.

♣ Un discorso a parte meritano le **supernove di tipo Ia**, che sono un'ottima candela standard. Queste sono rare, tanto da non essere utilizzabili per stimare la distanza di grandi campioni di galassie, e difficili da osservare, in quanto la loro identificazione richiede un continuo monitoraggio del cielo. D'altra parte sono così luminose da essere visibili fino a distanze cosmologiche. Ne parleremo più diffusamente in seguito.

♣ Già prima di capire la natura extra-galattica delle nebulose, era stato notato un fatto strano: i loro spettri mostrano quasi sempre **uno spostamento verso il rosso** (redshift), ma molto raramente verso il blu. In altri termini la popolazione delle nebulose risultava in media allontanarsi da noi (dalla Via Lattea). Nel dibattito tra Shapley e Curtis, questa evidenza venne utilizzata dal primo come argomento contrario alla natura galattica delle nebulose: il disco galattico esercita qualche forma ignota di repulsione nei loro confronti, il che ha senso solo se le nebulose sono interne alla Galassia. Come già accennato, la discussione fu risolta da Hubble, il quale misurò la distanza di Andromeda (M31) tramite le stelle Cefeidi (sbagliando la calibrazione, ma questo è un dettaglio!). Il passo successivo da parte di Hubble fu quello

¹È da notare come per trovare le stelle Cefeidi bisogna fare osservazioni profonde della galassia in molti istanti diversi, per poi trovare le stelle che da un'immagine all'altra mostrano luminosità variabile.

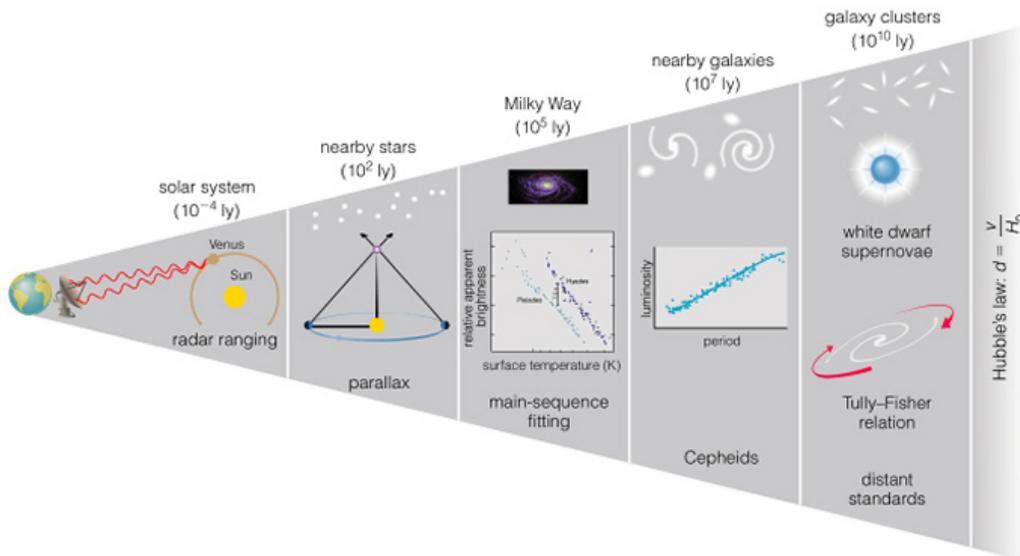


Figura 4.1: La scala delle distanze cosmiche. Fonte: Bennett et al.

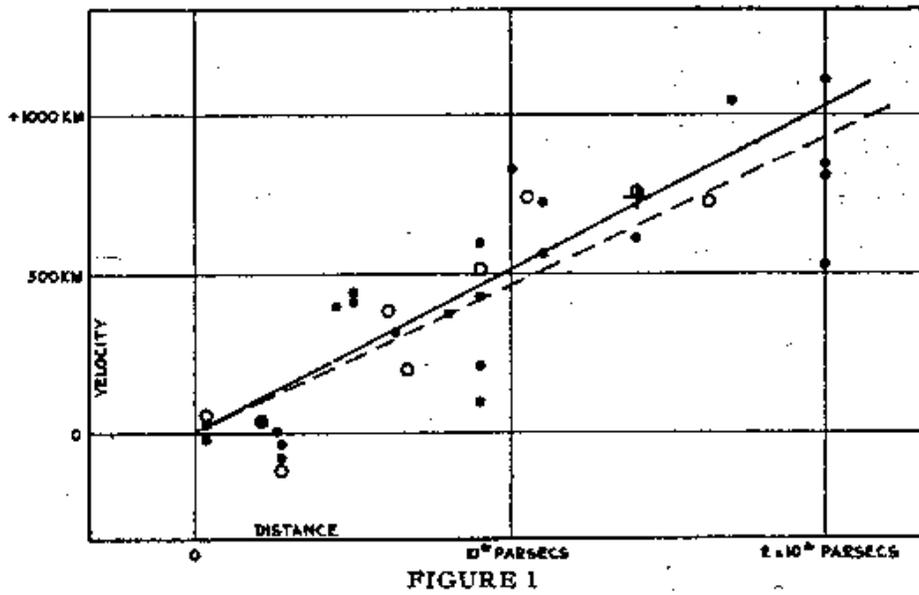


Figura 4.2: Diagramma di Hubble originale. Fonte: E. Hubble.

di stimare la distanza di un campione più grande di galassie. Risultò una correlazione tra la distanza della galassia e la sua velocità di recessione (figura 4.2):

$$v = cz = H_0 d \quad (4.1)$$

In questa formula la velocità di recessione v è anche espressa in termini del redshift $z = \Delta\lambda/\lambda$. La costante H_0 è detta **costante di Hubble**.

♣ La scoperta della recessione delle galassie era destinata a sconvolgere completamente la cosmologia dell'epoca. Infatti, l'esperienza della fisica quantistica aveva insegnato l'importanza della simmetria dei sistemi fisici; per esempio, basta imporre una simmetria di gauge locale sulla fase di una funzione d'onda per ottenere l'elettromagnetismo. Questa visione era legata anche ad un "pregiudizio estetico", di cui Einstein e Dirac erano maestri, secondo il quale la chiave per trovare una teoria fondamentale era quella di farsi ispirare da principi di estetica matematica: la teoria più elegante è quella più promettente. Applicato all'Universo, questo pregiudizio suggeriva un principio di **massima simmetria**. Un universo massimamente simmetrico è tale che, una volta mediate le irregolarità locali, la distribuzione della materia è indipendente dalla posizione (**omogeneità**), dalla direzione (**isotropia**) e dall'istante temporale (**staticità**). Ma se l'Universo si espande, la simmetria temporale non si applica!

♣ L'espansione dell'Universo va intesa come **un'espansione dello spazio stesso**: due osservatori (opportunamente lontani) in caduta libera si allontanano tra loro per effetto di questa espansione. Questa è facile da visualizzare in 2D come l'espansione di una membrana di gomma, come potrebbe essere un palloncino che si gonfia; in questo caso bisogna fare lo sforzo mentale di immaginarsi in un mondo bidimensionale, cioè di dimenticare l'esistenza di una terza dimensione (completamente irrilevante dal punto di vista geometrico). In 3D l'espansione può essere visualizzata come la lievitazione di una torta, naturalmente infinita. Con una differenza importante: non esiste uno spazio esterno, Euclideo e statico, in cui l'Universo si espande (come nel caso della torta); per esempio, se l'Universo è infinito rimane tale anche quando si espande o si contrae.

♣ **L'espansione di Hubble non implica l'esistenza di un osservatore privilegiato**, che vede tutte le galassie allontanarsi radialmente. Infatti, la velocità con cui due galassie si allontanano tra di loro cresce con la distanza, qualsiasi sia il punto preciso in cui ci poniamo. Questo si può dimostrare banalmente: se A vede B e C allontanarsi a velocità $\mathbf{v}_{AB} = H_0 \mathbf{r}_{AB}$ e $\mathbf{v}_{AC} = H_0 \mathbf{r}_{AC}$, la velocità con cui B vede C allontanarsi sarà $\mathbf{v}_{BC} = \mathbf{v}_{AC} - \mathbf{v}_{AB} = H_0(\mathbf{r}_{AC} - \mathbf{r}_{AB}) = H_0 \mathbf{r}_{BC}$.

♣ Il principio Copernicano di non centralità dell'osservatore trova in questo caso una rinnovata formulazione nel cosiddetto **principio cosmologico**:

- Nell'Universo non esistono osservatori privilegiati. In altre parole, una volta mediate le fluttuazioni locali, l'Universo appare **su grande scala** nello stesso modo ad osservatori situati in punti diversi che osservino **allo stesso istante**.

Per "apparire nello stesso modo" intendiamo che i diversi osservatori misurano in media gli stessi valori per i parametri cosmologici, come la densità di materia, la temperatura della radiazione, la costante di Hubble e così via. Il principio cosmologico si esprime anche nei seguenti termini: ad ogni istante l'Universo è su grande scala omogeneo ed isotropo. In altre parole **l'Universo è su grande scala massimamente simmetrico nelle dimensioni spaziali**.

♣ La costante di Hubble H_0 ha le dimensioni dell'inverso di un tempo. Questo implica l'esistenza di un tempo caratteristico, in contraddizione con l'assunzione di staticità: l'Universo

osservato ad istanti diversi appare diverso! In particolare, definiamo il **tempo di Hubble** come l'inverso di H_0 :

$$t_{\text{Hubble}} = 1/H_0 \quad (4.2)$$

Se tracciamo l'espansione dell'Universo all'indietro nel tempo, ad un tempo $\sim t_{\text{Hubble}}$ troviamo che tutto l'Universo è concentrato in una singolarità di densità infinita. Questo istante viene chiamato **Big Bang**. L'età dell'Universo si misura a partire dal Big Bang.

♣ **Non è corretto affermare che al Big Bang l'Universo era concentrato “in un punto”**. In altre parole, il Big Bang non è un'esplosione che avviene “in un punto” dell'Universo: l'Universo stesso inizia ad espandersi da quell'istante. Notare anche che l'Universo se è infinito rimane sempre tale a tutti gli istanti successivi al Big Bang. Per cercare di capire la natura geometrica di questa espansione è utile dimenticare l'esistenza stessa di una singolarità iniziale e tenere conto che la fisica che conosciamo comincia ad essere valida (ottimisticamente) da 10^{-43} s dopo il Big Bang.

♣ Oltre a fornire una stima dell'età dell'Universo, l'espansione di Hubble dà la possibilità di **misurare in modo “economico” la distanza degli oggetti extragalattici**. Basta infatti misurare uno spettro e riconoscere alcune righe di assorbimento o emissione per avere il redshift di una galassia, e attraverso la legge di Hubble la distanza. In effetti la legge di Hubble vale in senso stretto solo nell'ipotesi in cui le galassie non abbiano altri moti al di là dell'espansione cosmologica. Vedremo nel seguito che questo non è vero, ma i moti “peculiari” delle galassie sono relativamente modesti, raramente superano i 1000 km s^{-1} . Quindi, per le galassie sufficientemente lontane ($z \gg 0.003$) la distanza data dalla legge di Hubble risulta accurata.

♣ **La costante di Hubble regola quindi le dimensioni spaziali e temporali dell'Universo**. La sua misura è di grande importanza, e si basa principalmente sulla determinazione diretta di velocità di recessione e distanza di grandi campioni di galassie o supernove. Il problema osservativo principale non sta tanto nella misura di un grande numero di galassie, quanto nella calibrazione degli indicatori di distanza, che induce errori sistematici.

♣ Data la difficoltà nel misurare le distanze delle galassie, non risulta sorprendente che il suo valore sia rimasto per anni al centro di un acceso dibattito. La costante di Hubble viene di solito misurata in $\text{km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, ed il suo valore è oscillato per anni tra 50 e 100. Per non dovere attendere la **misura precisa della costante di Hubble**, i cosmologi l'hanno parametrizzata come segue:

$$H_0 = h \times 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (4.3)$$

La costante h prende valori tra 0.5 e 1. Il valore del tempo di Hubble è quindi:

$$t_{\text{Hubble}} = 9.78 \times 10^9 h^{-1} \text{ yr} \quad (4.4)$$

♣ Per anni la comunità dei cosmologi si è divisa tra due correnti, una (capeggiata da de Vaucouleurs e poi più tardi da Tully e collaboratori) in favore di un valore alto della costante di Hubble, con $h \sim 0.8 - 1$, ed un'altra (capeggiata da Sandage e Tammann) in favore di $h \sim 0.5$. La differenza tra le due stime era dovuta essenzialmente ad una diversa calibrazione degli indicatori di distanza, e spesso all'uso di indicatori poi rivelatisi inaffidabili. Anche in questo campo i satelliti Hypparcos e Hubble (non per niente dedicato all'astronomo che ha scoperto l'espansione!) hanno dato un contributo importante nel fissare la calibrazione della

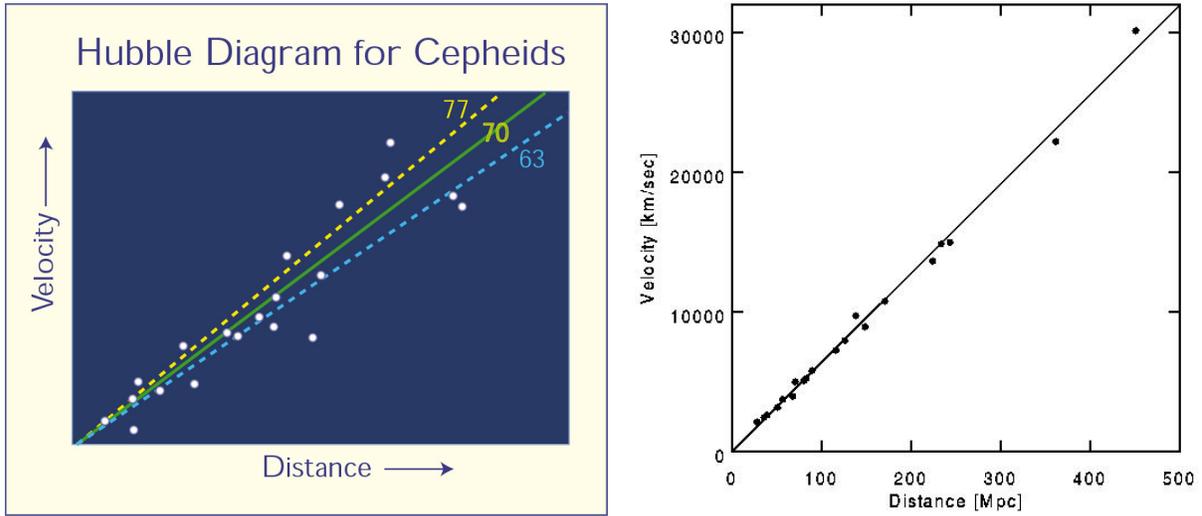


Figura 4.3: Misura attuale della costante di Hubble. Sinistra: calibrazione delle Cefeidi; destra: diagramma di Hubble delle supernove vicine. Fonte HST e N. Wright.

scala di distanze. **Oggi il valore della costante di Hubble non è più determinato a meno di un fattore due**; la migliore stima è (figura 4.3):

$$H_0 = 72 \pm 8 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (4.5)$$

♣ Tuttavia l'uso di h rimane. Le distanze sono quindi date spesso in h^{-1} Mpc, cioè relative ad $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, e in modo simile le luminosità (in $h^{-2} L_\odot$), la massa delle galassie (in $h^{-1} M_\odot$)², le densità (in $h^2 M_\odot \text{ Mpc}^{-3}$), e così via.

♣ Un metodo indiretto molto potente per la stima della costante di Hubble consiste nell'analisi delle fluttuazioni del fondo cosmico nelle microonde, di cui si parlerà nella sezione 4.4. Questo metodo ha il grande vantaggio di essere completamente indipendente dalla scala delle distanze cosmiche, e di potere raggiungere precisione elevata, ma dipende dai modelli utilizzati per riprodurre le fluttuazioni. Con i recenti risultati del satellite WMAP si ottiene:

$$H_0 = 73 \pm 3 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (4.6)$$

Un ulteriore metodo promettente, di cui diamo solo un accenno, utilizza l'effetto di **lente gravitazionale**. Anche in questo caso i risultati concordano con quelli dati sopra.

♣ Per conoscere l'età dell'Universo non basta sapere il tempo di Hubble; come vedremo nella prossima sezione, è **necessario sapere come si espande l'Universo**, e questo dipende da quante sorgenti di massa-energia esso contiene. In casi plausibili, l'età dell'Universo è leggermente minore del tempo di Hubble, per un fattore che può variare tra 2/3 e 1. Per h che va da 0.5 ad 1 otteniamo un'età dell'Universo che va da ~ 6.5 a ~ 20 Gyr. Naturalmente vorremmo che quest'età fosse maggiore dell'età di qualsiasi astro osservato, poiché gli oggetti astrofisici nascono dopo il Big Bang.

♣ In questo senso risulta di estrema importanza la stima dell'età **degli ammassi globulari**, i quali sono tra gli oggetti più antichi che conosciamo. Questa stima viene naturalmente

²Ricordiamo che le masse delle galassie sono stimate come $\propto rv^2/G$, e v non dipende dalla costante di Hubble

dalla misura del MSTO, il punto in cui le stelle si distaccano dalla sequenza principale, e dipende dalla validità dei modelli di struttura stellare applicati al caso di stelle di bassa metallicità (sezione 2.6). Nel periodo in cui era più accesa la discussione tra le correnti $H_0 = 50$ e $H_0 = 100$ $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$, l'età degli ammassi globulari veniva stimata di $\sim 15 - 20$ Gyr. Se quindi $h = 0.5$ l'età dell'Universo risultava marginalmente compatibile con quella degli ammassi globulari, mentre se $h = 1$ il modello cosmologico entrava in crisi. Oggi la miglior stima dell'età dell'Universo (data di nuovo dalle misure del satellite WMAP, sezione 4.4) è 13.7 ± 0.2 Gyr, mentre l'età degli ammassi globulari si va assestando al limite inferiore della stima riportata sopra. Il problema dell'età dell'Universo si può dire per il momento superato, anche se sarebbe imprudente escludere del tutto sorprese dalle future campagne di osservazione!

♣ Dato che la luce ha una velocità finita, le galassie o i quasar vengono visti da noi non al tempo attuale ma al tempo di emissione della luce, che per gli oggetti più lontani può essere una frazione consistente dell'età dell'Universo. Andando sempre più lontano arriveremo ad un certo punto ad osservare l'evento stesso del Big Bang! Di fatto non possiamo spingere le nostre osservazioni tanto lontano, poiché fino a $\sim 3.8 \times 10^5$ yr dopo il Big Bang l'Universo è molto denso e completamente ionizzato e, analogamente all'interno delle stelle, opaco alla radiazione. Di conseguenza, anche se il nostro Universo fosse infinito, **ne possiamo osservare solo una porzione limitata**, corrispondente alla distanza che la luce ha percorso da 3.8×10^5 yr dopo il Big Bang fino ad adesso. In altre parole, le nostre osservazioni sono limitate da un **orizzonte cosmologico**, che in termini tecnici viene chiamato orizzonte delle particelle. Due zone diverse del nostro Universo che distano più dell'orizzonte non possono essersi scambiate nessun tipo di informazione, perché non ce n'è stato il tempo.

4.2 I modelli di Friedmann-Robertson-Walker (3h – F)

♣ Già dai tempi della nascita dell'astronomia scientifica, l'applicazione dei principi astrofisici ad un universo infinito poneva dei problemi, ben illustrati dal cosiddetto **paradosso di Olbers**. Se l'universo è eterno, infinito e statico, ed è riempito uniformemente di stelle, ogni linea di vista finirà presto o tardi per intersecare la superficie di una stella. Di conseguenza, il cielo la notte non sarebbe buio, ma luminoso e caldo più o meno come la superficie del Sole (che è una stella media). Detto in altri termini, l'intensità della luce decresce come r^{-2} , ma le stelle entro un raggio r crescono come r^2 ; dato che i due andamenti si compensano, il cielo notturno dovrebbe mostrare una brillantezza superficiale simile a quella del disco del Sole. Questo provocherebbe effetti tanto disastrosi quanto irrealistici. È proprio l'espansione dell'Universo a disinnescare questo paradosso, spostando la radiazione delle stelle molto lontane verso il rosso e, soprattutto, ponendo un limite all'Universo osservabile, l'orizzonte delle particelle.

♣ La forza di gravità, contrariamente alle altre forze fondamentali, è una forza **a lungo range**, ovvero una forza che, in mancanza dell'analogo gravitazionale della "carica negativa", non può essere schermata in alcun modo. Ripetendo l'argomento di prima, se la forza di gravità decresce come r^{-2} ma la massa (in condizioni di omogeneità) cresce come r^2 , **tutto l'Universo esercita attrazione gravitazionale su ogni sua particella**. L'evoluzione dell'Universo è quindi determinata dall'attrazione gravitazionale che la materia esercita su sé stessa, rallentando l'espansione di Hubble.

♣ Purtroppo è **impossibile costruire un modello consistente di Universo a partire dalla legge della gravitazione universale di Newton**. Infatti è noto che questa è equivalente all'equazione di Poisson:

$$\nabla^2\Phi(\mathbf{r}) = 4\pi G\rho(\mathbf{r}) \quad (4.7)$$

dove $\Phi(\mathbf{r})$ è il potenziale gravitazionale e $\rho(\mathbf{r})$ la densità di materia. Per una densità di materia omogenea, il potenziale gravitazionale è (a meno di costanti e con opportune condizioni al contorno) $\Phi(r) \propto r^2$, in chiara violazione del principio cosmologico.

♣ Una **dimostrazione equivalente** è la seguente: in un Universo omogeneo ed isotropo il campo gravitazionale \mathbf{g} deve essere nullo per simmetria (se non fosse nullo definirebbe una direzione privilegiata). Consideriamo un volume V qualsiasi, contenente una massa M e limitato dalla superficie A . Siccome $\mathbf{g} = \nabla\Phi$, integrando l'equazione di Poisson (4.7) sul volume V e ricordandoci dal calcolo differenziale che:

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{g} = \int_A \mathbf{g} \cdot d\mathbf{S} \quad (4.8)$$

otteniamo facilmente $4\pi GM = 0$. L'unico modo di avere un universo Newtoniano consistente è di averlo completamente vuoto!

♣ La **cosmologia scientifica** nasce dall'applicazione dell'**equazione di Einstein** all'Universo, considerato come uno spazio-tempo dinamico. Come già accennato in precedenza, prima della scoperta dell'espansione dell'Universo Einstein era convinto che questo dovesse essere (su grande scala) massimamente simmetrico nello spazio e nel tempo. Ma l'applicazione della sua equazione della relatività generale non sembrava dargli ragione: il sistema non ammetteva soluzioni costanti nel tempo! Alla scoperta dell'espansione di Hubble Einstein si arrese subito all'evidenza e si dedicò allo studio dei modelli in espansione. Nel frattempo Friedmann aveva

già trovato e studiato delle soluzioni non statiche delle equazioni di Einstein³. Il suo studio fu successivamente ripreso da Robertson e Walker, che esaminarono in dettaglio la metrica degli universi in espansione o in collasso. I modelli di universo oggi utilizzati prendono quindi il nome di **modelli di Friedmann-Robertson-Walker**.

♣ Malgrado quanto detto sopra, è possibile trovare le equazioni di Friedmann a partire dalla dinamica Newtoniana, a patto di prendere in prestito un risultato della relatività generale. Questo è detto **teorema di Birkhoff**, ed è una generalizzazione relativistica del teorema di Gauss. Per i nostri scopi possiamo formularlo come segue:

- In condizioni di simmetria sferica (valide per una distribuzione di materia omogenea ed isotropa), l'evoluzione all'interno di una sfera di raggio r non è influenzata dalla materia al di fuori di r .

♣ Consideriamo quindi una sfera di raggio r e densità ρ , in espansione secondo la legge di Hubble. Una galassia di massa m posta al raggio r obbedisce alla legge di conservazione dell'energia: $E = mv^2/2 - GmM/r = \text{costante}$. Per l'ipotesi di omogeneità, la galassia va considerata come un semplice tracciante della dinamica del sistema. Il moto della galassia dipende dalla sua energia totale: se $E > 0$ la galassia non è legata e si allontana indefinitamente, mentre se $E < 0$ la galassia finisce per collassare al centro della sfera. Se $v = H_0 r$ e $M = \rho \times 4\pi r^3/3$, la **densità critica** a cui $E = 0$ è:

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (4.9)$$

Notare come questa densità non dipenda da r . In altre parole, se $\rho > \rho_c$ l'Universo è destinato a collassare su sé stesso, se $\rho \leq \rho_c$ l'Universo si espande indefinitamente. Per $H = H_0 = 100 \text{ h km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ il valore numerico della densità critica è

$$\rho_{c0} = 2.778 \times 10^{11} \text{ h}^2 \text{ M}_\odot \text{ Mpc}^{-3} \quad (4.10)$$

Espressa in g cm^{-3} si tratta di appena $1.9 \times 10^{-29} \text{ h}^2$; eppure vedremo che tutta la materia dell'Universo non riesce a raggiungere questa densità, ma si ferma a circa il 30%.

♣ Avendo definito una densità di riferimento, è comodo esprimere tutte le densità cosmologiche in funzione di questa. Per una componente che ha una certa densità ρ definiamo il **parametro di densità** Ω come:

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} = \frac{8\pi G}{3H^2} \rho \quad (4.11)$$

Utilizzeremo il simbolo Ω_0 per indicare il parametro di densità di materia al tempo attuale.

♣ Inoltre, è conveniente definire un **fattore di scala**, che descrive come l'Universo si espande. Se la nostra sfera ha raggio r_0 al tempo attuale t_0 , il fattore di scala $a(t)$ è:

$$a(t) = \frac{r}{r_0} \quad (4.12)$$

Il fattore di scala risulta determinato a meno di una normalizzazione arbitraria. Risulta utile normalizzarlo ad 1 al tempo attuale t_0 : $a(t_0) = 1$.

³A conclusioni simili era giunto anche Lemaitre in modo indipendente.

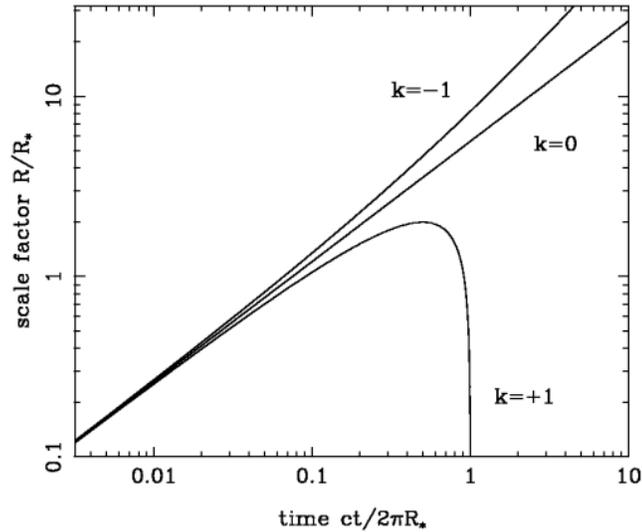


Figura 4.4: Evoluzione del fattore di scala (qui indicato con R invece di a) per universi aperti, piatti o chiusi. Fonte: J. Peacock.

♣ Notiamo che la costante di Hubble è $H_0 = v/r$. In termini del fattore di scala, si ha $H_0 = da/dt \times 1/a$. Ma questa è una funzione del tempo: **la costante di Hubble non è costante nel tempo!** Questo è naturale: la gravità rallenta l'espansione, e quindi H non può rimanere costante. Chiamiamo quindi **parametro di Hubble** la quantità:

$$H(t) = \frac{1}{a} \frac{da}{dt} \quad (4.13)$$

riservando il nome di costante (nello spazio!) di Hubble per il valore di H al tempo attuale t_0 , $H_0 = H(t_0)$. Notare che in questo modo anche ρ_c dipende dal tempo.

♣ L'energia E della galassia di massa m al tempo t_0 si può scrivere come $E = mH_0^2 r_0^2 (1 - \Omega_0)/2$. Sfruttando la conservazione dell'energia e le definizioni date sopra, con un po' di algebra si ottiene:

$$\left(\frac{H}{H_0}\right)^2 - \frac{\Omega_0}{a^3} = \frac{1 - \Omega_0}{a^2} \quad (4.14)$$

Questa è la seconda **equazione di Friedmann** per l'evoluzione dell'Universo, ed è valida nel caso in cui l'Universo sia dominato dalla materia, la quale esercita una pressione trascurabile ai fini cosmologici.

♣ Non è difficile risolvere questa equazione; si trovano **tre tipi diversi di soluzione** (figura 4.4):

- Se $\Omega_0 < 1$ l'universo non è legato, e si espande in eterno, seguendo una legge di tipo iperbolico.
- Se $\Omega_0 = 1$ l'universo è critico⁴. In questo caso $a(t) = (t/t_0)^{2/3}$, e l'espansione è ancora infinita.

⁴l'Universo critico è anche chiamato di Einstein-de Sitter, che sono stati i primi a proporlo.

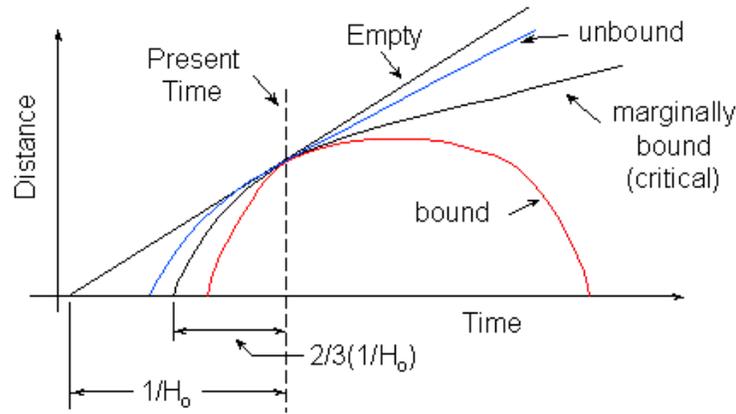


Figura 4.5: Dipendenza dell'età dell'Universo dalla cosmologia. Fonte: N. Wright.

- Se $\Omega_0 > 1$ l'universo è legato, e ricollassa su sé stesso ad un certo istante, in un **Big Crunch** che è simmetrico al Big Bang.

Scopriamo con questo semplice esercizio che la densità di materia è l'elemento chiave per determinare il destino ultimo dell'Universo: espansione eterna o ricollasso in una singolarità. Secondo la chiave di lettura della lotta tra termodinamica e gravità, l'espansione infinita segnerebbe la vittoria definitiva della termodinamica (c'è tutto il tempo per stabilire l'equilibrio termodinamico), mentre il collasso segnerebbe la vittoria definitiva della gravità.

♣ A questo punto siamo in grado di calcolare **l'età dell'Universo** in modo più preciso di quanto fatto in precedenza. Se la gravità rallenta l'espansione dell'Universo, ne consegue che le galassie nel passato recedevano più velocemente di come fanno adesso. In questo caso il tempo di Hubble $t_0 = H_0^{-1}$, valido nell'ipotesi di velocità di espansione costante, sovrastima l'età dell'Universo: questo, espandendosi più in fretta nel passato, ha fatto prima a raggiungere le dimensioni attuali (figura 4.5). Questa sovrastima sarà maggiore se l'espansione è più rallentata, e quindi se la densità totale di materia è maggiore. Di conseguenza, più bassa è la densità dell'Universo, più grande è l'età del nostro Universo a parità di costante di Hubble; per $\Omega_0 \ll 1$ si ha $t_0 \simeq H_0^{-1}$. Per $\Omega_0 = 1$ è facile dimostrare che $a(t) = (t/t_0)^{2/3}$, da cui si ottiene:

$$H(t) = \frac{1}{a} \frac{da}{dt} = \frac{2}{3t_0} \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-1} \quad (4.15)$$

Ponendo $H(t_0) = H_0$ otteniamo $t_0 = 2H_0^{-1}/3$.

♣ La trattazione Newtoniana ci permette di ricavare l'equazione di Friedmann, ma non ci permette di capire la struttura globale del nostro Universo. Secondo la relatività generale, la gravità è dovuta alla **distorsione dello spazio-tempo** causata dalla presenza di massa-energia. La differenza fondamentale tra la gravità Newtoniana e quella relativistica sta nel fatto che lo spazio-tempo non è un palcoscenico rigido in cui le particelle si muovono esercitando una mutua forza di attrazione, ma una variabile dinamica, che viene distorta dalla materia e determina il moto della materia stessa. Applicata all'Universo, la relatività generale si pone il problema di determinarne la **geometria globale**.

♣ La nostra capacità di visualizzare uno spazio curvo è purtroppo limitata a superfici (2D) immerse in uno spazio esterno (3D) Euclideo e statico. Di conseguenza cercheremo di sfruttare questa nostra capacità per descrivere spazi curvi. Vale la pena di ricordare che **la geometria di**

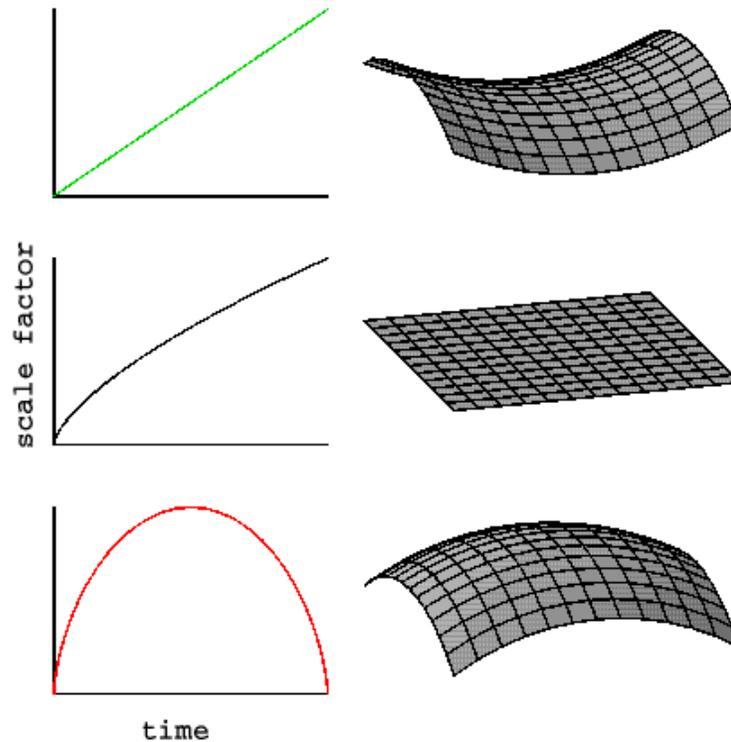


Figura 4.6: Geometria con curvatura negativa, infinita, positiva. Fonte: N. Wright.

uno spazio è del tutto indipendente dal suo essere immerso in uno spazio Euclideo di dimensionalità maggiore; la geometria dello spazio si può completamente determinare a partire da misure locali. Per fare un esempio, la curvatura della Terra era stata misurata da Eratostene sfruttando l'inclinazione del Sole ad Alessandria nel momento in cui a Siene il Sole era allo zenith, senza bisogno di vedere la Terra rotonda da un satellite.

♣ Uno spazio curvo è caratterizzato da un **raggio di curvatura**. Consideriamo tre esempi di superfici curve (figura 4.6):

- La superficie di una **sfera** è caratterizzata da un raggio di curvatura R positivo, che non è altro che il raggio della sfera. Possiamo accorgerci di essere su una superficie sferica (come la Terra) per esempio misurando π : per circonferenze di raggio simile a R otterremo dei valori minori di 3.14! Per esempio, se prendiamo l'equatore terrestre come circonferenza, il suo raggio sarà uguale a mezzo meridiano, per cui misuriamo $\pi = 2$. Analogamente, per un triangolo rettangolo non vale il teorema di Pitagora, in quanto l'ipotenusa al quadrato è minore della somma dei quadrati dei cateti. Infine, la somma degli angoli interni di un triangolo è maggiore di π radianti.
- Un **piano** è caratterizzato da un raggio di curvatura infinito; stare su un piano è come essere su una sfera di raggio molto più grande della distanza che siamo in grado di compiere. Per il piano $\pi = 3.14\dots$, la somma degli angoli interni di un triangolo è uguale a π radianti, e vale il teorema di Pitagora. In un piano la geometria è Euclidea.
- Non è possibile fare un esempio di superficie con curvatura costante e globalmente negativa immersa in uno spazio Euclideo, ma è possibile visualizzare una superficie in cui la curvatura è negativa in almeno un punto. Consideriamo una **sella**, ovvero un punto che è un massimo lungo una direzione ed un minimo lungo la direzione perpendicolare. In questo

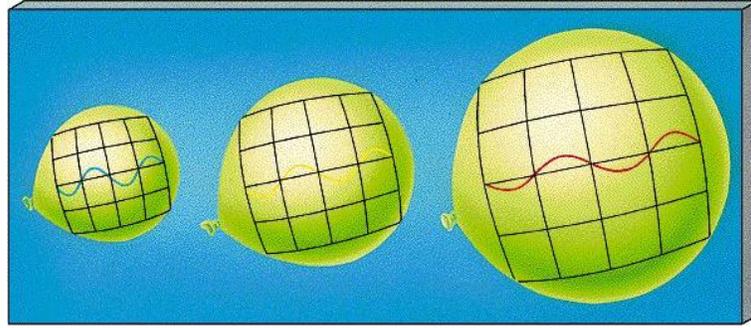


Figura 4.7: Espansione dell'Universo e redshift cosmologico. Fonte: A. Frank.

caso la misura di π dà valori maggiori di 3.14, il quadrato di un'ipotenusa è maggiore della somma dei quadrati dei cateti, e la somma degli angoli interni di un triangolo è minore di π radianti.

♣ Le soluzioni dell'equazione di Friedmann, viste in precedenza, hanno in relatività generale un significato geometrico preciso:

- Se $\Omega_0 < 1$ l'Universo è **aperto**, caratterizzato da curvatura negativa.
- Se $\Omega_0 = 1$ l'Universo è **piatto**, ovvero Euclideo, con curvatura infinita.
- Se $\Omega_0 > 1$ l'Universo è **chiuso**, caratterizzato da curvatura positiva.

♣ Nel caso Newtoniano i vari universi corrispondono alla stessa classe di soluzioni con energie diverse, e se non è possibile passare da un tipo di universo all'altro è solo per la conservazione dell'energia; aggiungendo o togliendo energia si può passare da una soluzione all'altra. Nel caso relativistico, le tre soluzioni corrispondono a classi di soluzioni diverse con **geometrie diverse**, e non c'è modo di passare da una geometria ad un'altra per evoluzione gravitazionale. Se un universo omogeneo è piatto, o aperto, o chiuso, lo è fin dall'inizio e lo sarà per sempre. Per esempio, un universo chiuso, che è un analogo 3D della superficie di una sfera, ha un volume finito, mentre gli universi piatti e aperti hanno un volume infinito.

♣ Secondo la relatività generale, l'espansione di Hubble non è un semplice allontanarsi delle galassie tra di loro, ma è un sintomo del fatto che **tutto lo spazio-tempo si espande**. Questo implica la necessità di una reinterpretazione del redshift cosmologico. Un fotone viene emesso ad una lunghezza d'onda λ_{em} al tempo t , quando il fattore di scala era $a(t)$, e viene rivelato dal un telescopio al tempo attuale t_0 , quando $a(t_0) = 1$ (figura 4.7). La sua lunghezza d'onda al momento della rivelazione sarà quindi:

$$\frac{\lambda_{oss}}{a(t_0)} = \frac{\lambda_{em}}{a(t)} \quad (4.16)$$

In altre parole, la lunghezza d'onda è aumentata semplicemente a causa dell'espansione dell'Universo. Il redshift cosmologico risulta quindi essere:

$$(1 + z) = \frac{a(t_0)}{a(t)} = \frac{1}{a(t)} \quad (4.17)$$

dove abbiamo fatto di nuovo uso della normalizzazione $a(t_0) = 1$. Il redshift quindi **non è dovuto all'effetto Doppler**, ma è un effetto puramente gravitazionale, conseguenza dell'espansione dell'Universo.

♣ **L'espansione dell'Universo non influenza materia e radiazione in modo uguale.** La densità di massa-energia della materia, se questa non è ultrarelativistica, decresce semplicemente come $a(t)^{-3}$, cioè viene semplicemente diluita dall'espansione:

$$\rho_m = \rho_{m0}(1+z)^3 \quad (4.18)$$

Le particelle relativistiche come i fotoni oltre all'effetto di diluizione subiscono una perdita di energia, $\propto a(t)^{-1}$, dovuta al redshift cosmologico. Si ha quindi che la densità di massa-energia di una componente di fotoni (espressa per comodità in termini di massa per unità di volume) evolve come segue:

$$\rho_\gamma = \rho_{\gamma0}(1+z)^4 \quad (4.19)$$

♣ Dal punto di vista **termodinamico**, questa perdita di energia può essere messa in relazione con il “lavoro” di espansione PdV dei fotoni. Infatti, dalla conservazione dell'energia $d(\rho c^2 V) + PdV = 0$, ponendo $V = a^3$, per $P = 0$ (materia) si ottiene $d(\rho_m a^3) = 0$, che implica $\rho_m \propto a^{-3}$, mentre per $P = \rho_\gamma c^2/3$ (radiazione) si ottiene $d \ln \rho_\gamma + 4d \ln a = 0$, ovvero $\rho_\gamma \propto a^{-4}$.

♣ Come vedremo nella sezione 4.5, nei primi istanti **l'Universo era dominato da particelle ultrarelativistiche** (l'energia termica era molto maggiore della massa a riposo di quasi tutte le particelle), che si comportano a tutti gli effetti come radiazione. È utile quindi modificare l'equazione di Friedmann (4.14) in modo da descrivere l'evoluzione di un universo dominato dalla radiazione. Ripercorrendo i passaggi fatti in precedenza, notiamo che la massa M racchiusa entro la sfera di raggio r corrisponde alla massa-energia dei fotoni, $M = \rho_{\text{rad}} V$. Poiché $\rho_{\text{rad}} \propto a^{-4}$, mentre $V \propto a^3$, si ha che la massa M “diminuisce” col tempo per effetto dell'espansione di Hubble: $M = M_1/a$, dove il pedice 1 indica le quantità riferite ad un opportuno tempo t_1 (non ha senso riferire il tutto al tempo attuale t_0 , dove questa equazione non vale). Imponendo la conservazione dell'energia e manipolando algebricamente l'equazione si ottiene:

$$\left(\frac{H}{H_1}\right)^2 - \frac{\Omega_1}{a^4} = \frac{1 - \Omega_1}{a^2} \quad (4.20)$$

♣ Notiamo che per a molto piccolo, il termine di curvatura al secondo membro dell'equazione 4.20 risulta trascurabile. In questo caso **l'Universo è approssimativamente piatto** ($\Omega \simeq 1$), per cui l'equazione diventa:

$$\left(\frac{H}{H_1}\right)^2 \simeq \frac{\Omega_1}{a^4} \quad (4.21)$$

La soluzione di questa equazione dà $a(t) \propto t^{1/2}$, $\rho_{\text{rad}} \propto t^{-2}$ e $T_{\text{rad}} \propto t^{-1/2}$.

♣ Un'altra conseguenza dell'espansione dell'Universo sta nella non univocità della definizione di distanza delle sorgenti cosmologiche. Consideriamo il punto dello spazio-tempo occupato da una sorgente osservata al redshift z ; al tempo attuale questo si sarà allontanato dalla posizione occupata da noi a causa dell'espansione. Definiamo $r(z)$ come la distanza che c'è al tempo attuale tra noi e il punto occupato dalla sorgente. Questa distanza non è ovviamente misurabile in pratica.

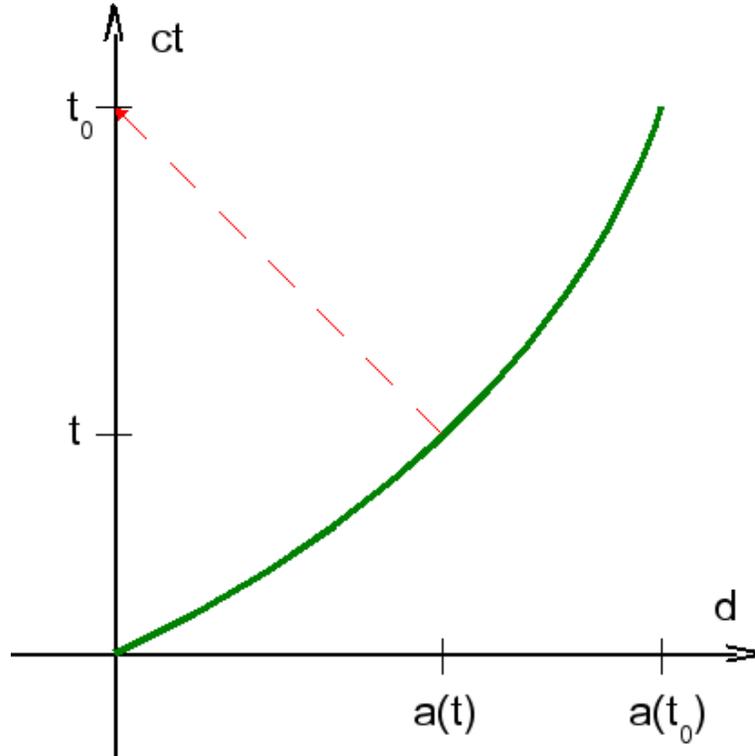


Figura 4.8: Calcolo della distanza di diametro. L'osservatore è a riposo nel sistema di riferimento, la posizione occupata dal regolo è descritta dalla linea spessa, che evolve col tempo come il fattore di scala. In questo grafico i fotoni viaggiano su linee inclinate di 45° . Fonte: produzione propria.

♣ La stima delle distanze extragalattiche viene fatta tramite candele o regoli standard. Per una candela standard, per esempio una supernova, se f è il flusso misurato ed L la luminosità intrinseca, definiamo **distanza di luminosità** d_L la distanza per la quale vale la relazione:

$$f = \frac{L}{4\pi d_L^2} \quad (4.22)$$

L'espansione dell'Universo ha un duplice effetto sui fotoni: incrementandone la lunghezza d'onda ne degrada l'energia, e contemporaneamente ne rallenta il ritmo di arrivo. Il flusso di una sorgente risulta quindi inferiore di un fattore $(1+z)^2$ rispetto a quello che si misurerebbe in assenza di espansione. Risulta infatti $f = L/4\pi(1+z)^2 r(z)^2$ e

$$d_L = (1+z)r(z) \quad (4.23)$$

♣ Si definisce **distanza di diametro** d_D la distanza per la quale vale la relazione $\Delta\theta = D_0/d_D$. Come illustrato in figura 4.8, il regolo emette al tempo t un fotone che l'osservatore riceve al tempo attuale t_0 ; nel frattempo l'espansione ha allontanato il regolo di un fattore $a(t_0)/a(t) = (1+z)$, per cui il regolo appare più grande (più vicino) di come apparirebbe in assenza di espansione. Si ricava:

$$d_D = r(z)/(1+z) \quad (4.24)$$

♣ Se l'Universo decelera, la legge di Hubble a distanze grandi, e quindi ad epoche precedenti, sarà diversa da quella attuale. In altre parole, per un campione di galassie lontane il grafico della

distanza di luminosità contro il redshift (il **diagramma di Hubble**) mostrerà una pendenza non costante. Approssimando la vera relazione con una serie di Taylor, ci aspettiamo che il discostamento dalla relazione lineare sia per redshift moderati:

$$d_L = H_0^{-1}c \left(z - \frac{1 - q_0}{2} z^2 + \dots \right) \quad (4.25)$$

Il parametro q_0 così definito viene chiamato **parametro di decelerazione**.

♣ **La decelerazione dell'Universo dipende dalla quantità di materia in esso contenuta**; non è quindi sorprendente il risultato che si ottiene dai modelli di Friedmann: $q_0 = \Omega_0/2$. Una misura della deviazione delle galassie lontane dalla legge di Hubble ci permetterebbe quindi di stimare quanta materia c'è nell'Universo. Questo programma osservativo è ostacolato dalla difficoltà nel misurare le distanze delle galassie lontane.

♣ Questo problema può essere aggirato sfruttando la tecnica dei **conteggi di galassie**: andando a flussi sempre più bassi il numero di galassie osservate, nell'ipotesi di distribuzione omogenea e di funzione di luminosità costante, dipende dal volume sotteso dal campo osservato, e quindi da q_0 . Ma le deviazioni dei conteggi dalla legge valida nel caso Euclideo, $N(f > f_0) \propto f_0^{-3/2}$, possono essere dovute anche a variazioni della funzione di luminosità delle galassie. Infatti, le galassie che vediamo ad alto redshift sono significativamente più giovani di quelle vicine, e sono quindi diverse. In genere le popolazioni stellari che a basso redshift sono vecchie saranno più luminose, perché le stelle dei primi tipi spettrali sono ancora vive, ma le popolazioni stellari che a basso redshift sono giovani saranno assenti, in quanto le stelle non si sono ancora formate. Inoltre, le galassie potrebbero essere viste in tanti frammenti diversi, destinati successivamente a fondersi tra di loro. Tutti questi effetti di **evoluzione galattica**, molto difficili da gestire, incidono sulla funzione di luminosità delle galassie, e quindi sui conteggi; di fatto dominano il segnale della misura di q_0 . Con i quasar la situazione è ancora peggiore, perché la loro evoluzione è ancora più marcata di quella delle galassie. Il miglior modo per misurare q_0 consiste nello sfruttare le supernove lontane, che sono candele standard.

4.3 Le supernove lontane e la costante cosmologica (1h – A)

♣ Nel tentativo di ottenere un universo statico, che obbedisse al principio di massima simmetria spaziale e temporale (a volte chiamato principio cosmologico perfetto), Einstein tentò di manipolare la sua equazione aggiungendo un termine costante, che chiamò **costante cosmologica**. Questo termine, usualmente indicato con il simbolo Λ , è perfettamente consistente da un punto di vista matematico, e funziona come un termine di repulsione (cambiato di segno può funzionare come termine di attrazione). Si otteneva una soluzione statica a patto che la costante Λ avesse un valore preciso, tale da compensare esattamente l'attrazione gravitazionale della materia su sé stessa. Perché dovesse avere proprio quel valore risultava indeterminato; inoltre, come si capì successivamente, la soluzione così ottenuta era instabile, nel senso che una perturbazione anche infinitesima avrebbe finito per amplificarsi e fare allontanare sempre di più la soluzione da quella statica. Quando fu scoperta l'espansione di Hubble, Einstein ammise che la costante cosmologica era stato il più grande errore della sua vita.

♣ Può una costante del genere, matematicamente consistente, avere un qualunque significato fisico? il suo effetto sarebbe quello di una sorta di antigravità, e quindi a prima vista assurdo. In relatività generale, la sorgente di gravità non è data solo dalla materia-energia, ma anche dalla pressione, che si combinano nel termine $\rho + 3p$ (in opportune unità)⁵. Per avere “antigravità” abbiamo bisogno o di una massa-energia negativa, o di una **pressione negativa**.

♣ Non conosciamo particelle che abbiano massa o energia negativa, ma si può in qualche modo ottenere una pressione negativa. Dalla teoria delle particelle elementari sappiamo che una coppia di lastre di metallo immerse nel vuoto vincolano gli stati quantici del campo elettromagnetico, e sono quindi in grado di alterarne lo stato fondamentale. L'energia dello stato fondamentale sarà minore se le lastre vengono avvicinate, perché diminuisce il numero di stati quantici eccitabili, e quindi la configurazione delle particelle virtuali. Siccome una variazione di energia corrisponde ad una forza, le lastre saranno **attratte** per effetto di questa “polarizzazione del vuoto”. Questo viene chiamato **effetto Casimir**, ed è stato verificato sperimentalmente. L'effetto Casimir, che dipende solo dall'esistenza del campo elettromagnetico quantistico, genera quindi attrazione tra due lastre di metallo. Questa può anche essere vista come una pressione negativa! L'energia di vuoto, generando pressione negativa, potrebbe quindi fornire l'antigravità che cerchiamo. Si dimostra infatti che **un termine di energia di vuoto inserito nelle equazioni di Einstein genera un termine di costante cosmologica**.

♣ **Otteniamo un limite superiore per Λ** imponendo che la densità totale di massa-energia (inclusa quella di vuoto) non sia molto maggiore del valore della densità critica; se così non fosse, l'Universo sarebbe in espansione ad un ritmo molto maggiore di come lo vediamo oggi. Possiamo esprimere questo limite come $\Omega_\Lambda \lesssim 1$.

♣ Dalla teoria delle particelle elementari si può calcolare il **valore atteso della costante cosmologica**, dati tutti i campi di particelle noti. Si tratta di sommare su tutti i modi di oscillazione di tutti i campi, concedendo ad ognuno di essi un'energia $h\nu/2$. L'integrale ovviamente diverge, perché il numero dei modi di oscillazione di un campo infinito è infinito. Ma sappiamo che le nostre teorie quantistiche non possono valere a tutte le energie. Possiamo per esempio troncare l'integrale all'energia di Planck $E_{\text{Pl}} = M_{\text{Pl}}c^2 \simeq 1.22 \times 10^{19}$ GeV, dove la massa di

⁵Come già visto in precedenza, è il termine di pressione responsabile per il collasso delle stelle in buchi neri: la materia risponde alla compressione della gravità aumentando la sua pressione, ma questa genera ancora gravità, e questo crea instabilità.

Planck è $M_{\text{Pl}} = \sqrt{\hbar c/G} \simeq 2.18 \times 10^{-5}$ g; a queste energie ci aspettiamo l'unificazione di tutte le forze fondamentali. Otteniamo qualcosa come $\Omega_{\Lambda} \sim 10^{120}$. Confrontando il valore ottenuto dall'energia di vuoto con il limite superiore dato dalla cosmologia, otteniamo un risultato sorprendente: il primo supera il secondo per ben **120 ordini di grandezza!** Probabilmente il disaccordo più disastroso mai trovato tra teoria ed osservazione!

♣ È chiaro che la **fisica delle particelle che non conosciamo** deve fornire dei termini che rendono quell'integrale (quasi) nullo. Come e perché questo avvenga non è per niente chiaro. Per esempio, le teorie supersimmetriche rendono l'integrale nullo: se ad ogni particella virtuale bosonica ne corrisponde una fermionica, le energie di vuoto si compensano a vicenda annullando qualsiasi contributo all'integrale dell'energia di vuoto. Però alle basse energie la supersimmetria si rompe, e l'integrale continua a dare valori altissimi anche se troncato alla scala delle supersimmetrie (che è ad energie un po' minori di quelle di Planck). Alcuni autori hanno proposto dei meccanismi di gravità quantistica che potrebbero dare valori nulli per l'energia di vuoto, ma la gravità quantistica non è una teoria nota, per cui i loro risultati possono essere presi solo come interessanti esempi di cosa potrebbe succedere.

♣ Dal punto di vista cosmologico, il problema principale non consiste nel dimostrare che la costante cosmologica non è 120 ordini di grandezza più grande di quello che dovrebbe essere (l'evidenza osservativa ci basta!), ma nel fatto se essa possa o meno essere diversa da zero. Infatti, per ottenere un valore di una costante che non sia nullo ma sia enormemente più piccolo del valore "naturale" è necessario che i parametri della teoria siano regolati in modo tanto fine (**fine tuning**) quanto innaturale. A questo punto è **di gran lunga più naturale pensare che la costante cosmologica sia nulla**, anche se non capiamo perché.

♣ Una spiegazione molto interessante della piccolezza innaturale della costante cosmologica, a cavallo tra la filosofia e la cosmologia scientifica, viene data dal principio antropico. Fu Paul Dirac a notare una **strana coincidenza numerica**: il rapporto tra forza elettrostatica e forza gravitazionale tra un protone ed un elettrone, elevato al quadrato, è circa uguale al numero di particelle contenute nel nostro Universo osservabile. Questa equivalenza potrebbe essere una strana coincidenza, ma potrebbe sottintendere una legge fondamentale della fisica che ancora ci sfugge. Ma mentre il primo numero (rapporto tra forza elettrica e gravitazionale) è costante nel tempo, il secondo (numero di particelle osservabili) cambia nel tempo (vedremo questo tra breve). La nuova legge fondamentale implicherebbe quindi la variazione della forza di gravità o di quella elettromagnetica. Questa variazione è oggi esclusa dalle osservazioni.

♣ Robert Dicke propose una soluzione ben diversa per questa coincidenza: l'uguaglianza di Dirac risulta valida nell'epoca in cui le stelle bruciano idrogeno in elio, che è l'epoca in cui viviamo. Ma questo non è un caso: **l'esistenza di esseri biologici come noi** richiede che le stelle abbiano già sintetizzato abbastanza carbonio, ossigeno ed elementi pesanti da permettere l'esistenza di un pianeta solido con atmosfera e acqua, in cui si possa sviluppare la vita biologica basata sul carbonio. Molto prima di questo periodo non potremmo esistere perché non sono stati prodotti abbastanza metalli, successivamente le stelle si spengono e l'Universo va verso la morte termica.

♣ Questa spiegazione "antropica" ispirò alcuni cosmologi ad introdurre il cosiddetto **principio antropico**, che, nella sua forma "debole", richiede che una teoria cosmologica per essere accettabile debba produrre un universo in cui è possibile la vita biologica, e quindi la presenza di un osservatore. Perché questo avvenga è necessario che l'universo contenga abbastanza materia "barionica" (protoni, neutroni ed elettroni) a densità sufficientemente alta da formare stelle, e

che duri abbastanza a lungo in modo che si generino stelle di seconda generazione (cioè di composizione non primordiale, arricchite di metalli), attorno alle quali si possano formare pianeti ricchi di metalli, ed in essi la vita. Se il valore delle costanti della natura non è fissato dalla fisica ma è assegnato secondo una certa distribuzione di probabilità, **la condizione di ospitare la vita biologica selezionerà particolari combinazioni di “costanti della natura”**.

♣ **Tornando alla costante cosmologica**, gli universi in cui essa assume il suo valore “naturale” non sono idonei ad ospitare la vita poiché si espandono troppo in fretta, impedendo la formazione di qualsiasi stella. Questo potrebbe giustificare un valore molto basso di Λ senza bisogno di fine tuning. Questi argomenti sono spesso stati accolti in modo ostile, soprattutto oltreoceano, perché troppo filosofici: se non è nota la distribuzione di probabilità delle costanti della natura, né teoricamente (perché le teorie non ci sono!) né osservativamente (perché è impossibile!) l’intera impostazione del problema non è scientifica.

♣ Vi è una qualche **evidenza osservativa a favore di una costante cosmologica**? Fino a una decina di anni fa la risposta sarebbe stata “no”, a parte per un aspetto a prima vista secondario. Alcune argomentazioni teoriche, basate sulla teoria dell’inflazione di cui faremo cenno nel seguito, portano a pensare che l’Universo sia piatto. Questo “pregiudizio teorico”, molto radicato nei cosmologi teorici, rischiava nei primi anni ’90 di andare in crisi su tre fronti:

- l’età dell’Universo per un possibile valore alto della costante di Hubble appariva in contrasto con l’età degli ammassi globulari (per $\Omega_0 = 1$ abbiamo $t_0 \simeq 6.5 h^{-1}$ Gyr);
- alcune misure dinamiche di Ω_0 davano un valore di ~ 0.3 ;
- le misure di fluttuazioni nella distribuzione spaziale delle galassie erano in disaccordo con la misura delle fluttuazioni del fondo cosmico misurate dal satellite COBE.

Tutti questi problemi venivano risolti o assumendo un’universo aperto oppure supponendo che l’Universo fosse sì piatto, ma pervaso al 70% di un termine di costante cosmologica, qualsiasi cosa essa fosse. In questo caso $t_0 \simeq 9 h^{-1}$ Gyr, Ω_0 può essere minore di uno, e la predizione delle fluttuazioni torna. La proposta non era stata accolta con molta convinzione perché sembrava un tentativo artificiale di salvare un pregiudizio teorico.

♣ La costante cosmologica sembrava quindi **una delle più grosse sciocchezze mai inventate**: introdotta da Einstein per salvare il suo pregiudizio estetico, era stata accantonata alla scoperta dell’espansione dell’Universo. Reintrodotta dai cosmologi-particellari come termine di energia di vuoto, risultava in disaccordo con il limite osservativo per 120 ordini di grandezza, a meno di non metterla a zero per motivi ignoti o di appellarsi ad argomenti incerti basati sul principio antropico. Infine, era stata reintrodotta con valori ad-hoc sostanzialmente per salvare il pregiudizio teorico sulla piattezza dell’Universo, che appariva in contrasto con l’evidenza osservativa. Molte persone rimasero sorprese quando si dimostrò, nel 1998, che il $\sim 70\%$ della massa-energia dell’Universo (oggi) è sotto forma di costante cosmologica!

♣ La dimostrazione venne dal diagramma di Hubble delle supernove di tipo Ia lontane (figura 4.9), osservate da due gruppi indipendenti. Questo è mostrato in figura 4.10: le supernove hanno magnitudini superiori a quelle che ci si aspetta in un universo con $\Omega_0 = 1$. La differenza con la curva relativa ad $\Omega_0 = 1$ ammonta in termini di luminosità a circa mezza magnitudine. Questo vuol dire che le supernove sono più lontane di quanto ci si aspetta, e che quindi l’Universo si è espanso di più di quanto faccia per $\Omega_0 = 1$. Siccome l’attrazione gravitazionale della materia è responsabile per il rallentamento dell’espansione di Hubble, questo vuol dire che $\Omega_0 < 1$. Ma perfino un universo vuoto ($\Omega_0 = 0$) non riesce a riprodurre la minore luminosità apparente delle

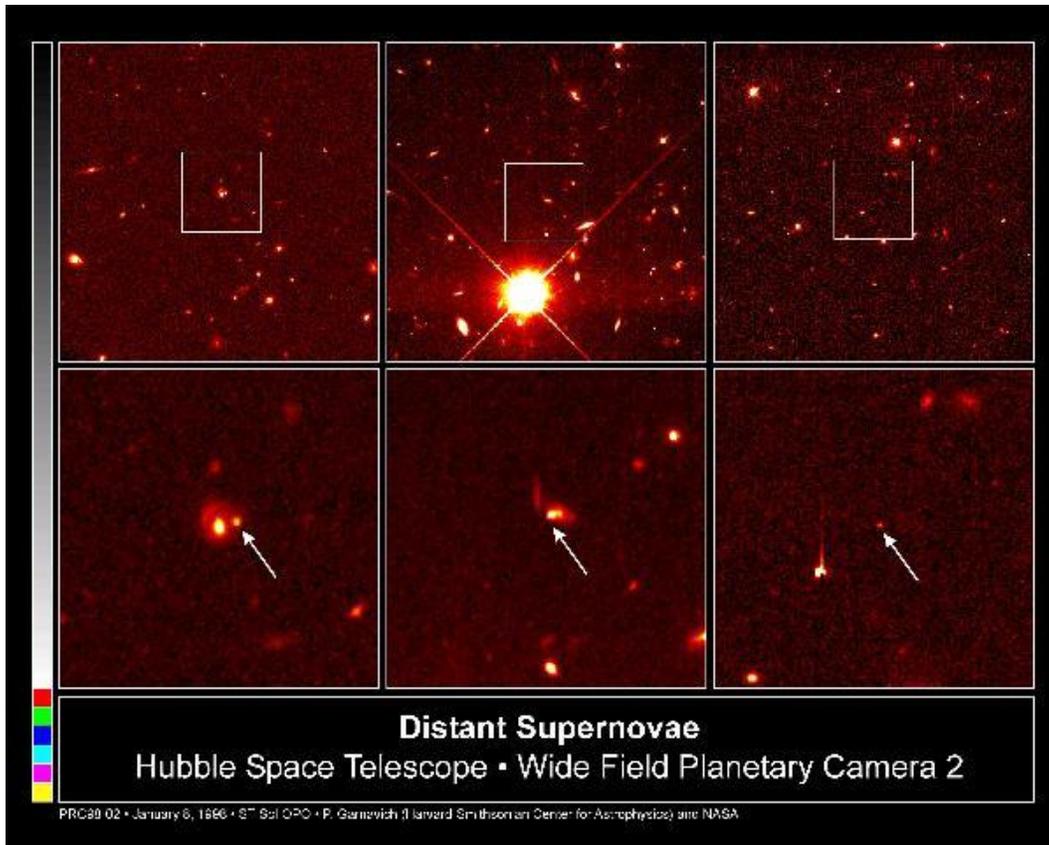


Figura 4.9: Osservazione di supernove lontane. Fonte: HST.

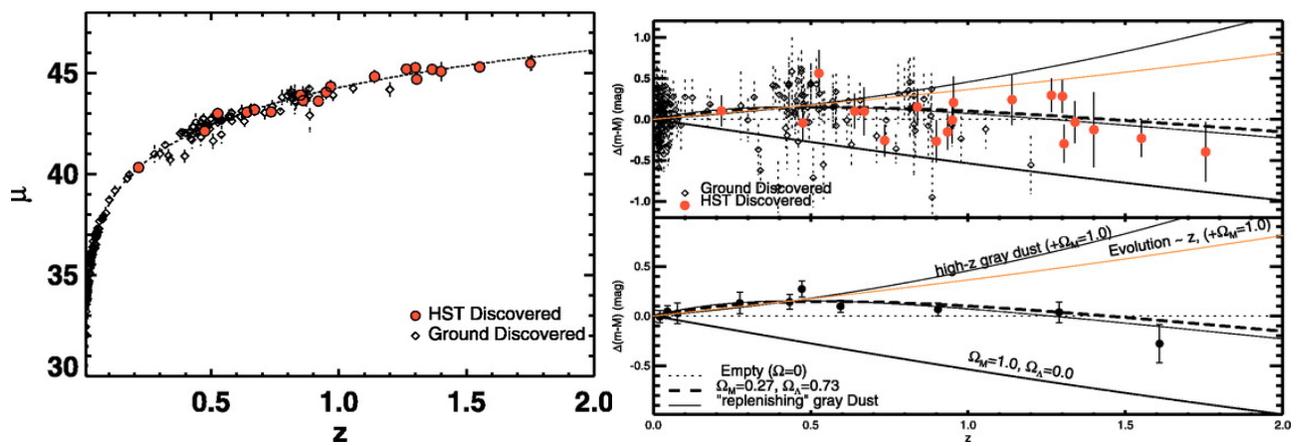


Figura 4.10: Diagramma di Hubble per le supernove lontane. Fonte: A. Riess et al. (2004).

supernove. Questo vuol dire che **l'espansione dell'universo è accelerata**; in altri termini q_0 è negativo. Per avere un'espansione accelerata c'è bisogno di una sorgente di "antigravità"; ovvero di un termine di costante cosmologica.

♣ Una **possibile spiegazione alternativa** potrebbe essere data da un diverso comportamento delle supernove Ia lontane, o dalla presenza di polvere intergalattica, che fa apparire le supernove più deboli di quanto siano veramente; ma la scoperta di SNe a $z > 1$ porta ad escludere questa possibilità (figura 4.10). Inoltre, la presenza di un termine di costante cosmologica viene oggi **confermata** da analisi dettagliate delle fluttuazioni del fondo cosmico nelle microonde (sezione 4.4) e della struttura a grande scala delle galassie. A quanto pare, viviamo in un Universo che ha appena iniziato una fase di espansione accelerata, e per il quale $\Omega_0 \simeq 0.26$ e $\Omega_\Lambda \simeq 0.74$.

♣ Questa scoperta ha dato nuovo impulso alla ricerca teorica sulla natura della costante cosmologica. L'alternativa più in voga in questo momento è la cosiddetta **quintessenza**: la maggiorparte dell'energia dell'Universo sarebbe immagazzinata in un campo quantistico scalare, il quale non è in una configurazione di equilibrio ma evolve lentamente verso l'equilibrio. In queste condizioni il campo non può oscillare, dando così origine a particelle osservabili. In questo caso si preferisce parlare di **energia oscura**, che crea un termine effettivo di costante cosmologica. Questo campo di ricerca è in piena espansione, e potrà dare più di una sorpresa nei prossimi anni.

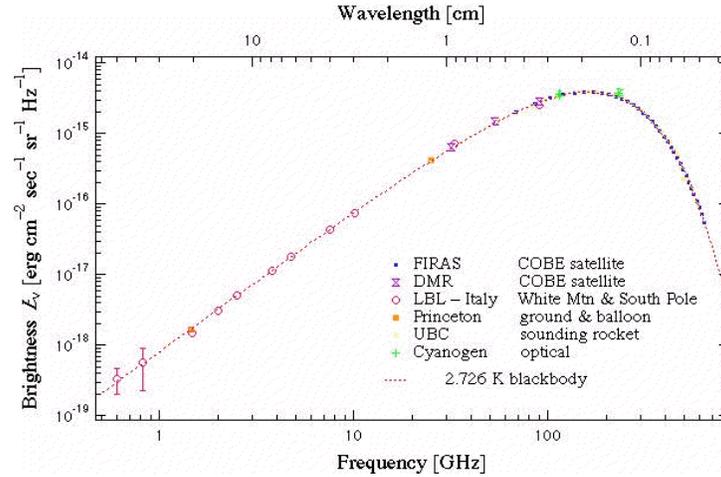


Figura 4.11: Spettro di corpo nero del CMB. Fonte: COBE team.

4.4 Il fondo cosmico nelle microonde (2h – A)

♣ L'espansione dell'Universo implica il Big Bang⁶. Di conseguenza i primi istanti dell'Universo erano caratterizzati da densità molto elevate. In quelle condizioni la materia era molto calda e completamente ionizzata, anche se in espansione molto veloce. È ragionevole aspettarsi che tutte le specie di particelle in grado di interagire significativamente, fotoni inclusi, fossero in equilibrio termodinamico. La situazione era in qualche modo analoga a quella degli interni stellari, dove la radiazione è in equilibrio termodinamico (locale in questo caso) con la materia. Di conseguenza **nei primi istanti della sua vita l'Universo era opaco**, e non possiamo sperare di misurare alcuna radiazione elettromagnetica proveniente da quelle epoche.

♣ Successivamente l'espansione raffreddò il plasma cosmologico, ed elettroni e nuclei si combinarono in atomi, disaccoppiandosi finalmente dai fotoni. È possibile **osservare questo mare di fotoni primordiali sotto forma di fondo cosmico, caratterizzato da un elevato grado di isotropia**. Quale fosse la densità di fotoni a quei tempi dipende da molti dettagli del primo Universo, ma lo spettro doveva essere di corpo nero. Una prima stima (basata sui primi calcoli di nucleosintesi primordiale) dava un valore di ~ 5 K per la temperatura del fondo osservato al tempo attuale.

♣ **Nel 1965 Penzias e Wilson misurarono un fondo di radiazione nelle microonde**, che appariva assolutamente isotropo. Da lì a poco scoprirono di avere misurato le ultime vestigia di quel mare di fotoni che aveva dominato l'Universo per alcune centinaia di migliaia di anni. Questo fondo di radiazione ha uno spettro di corpo nero, anzi è uno dei corpi neri più accurati che si trovino in natura (figura 4.11), ed ha una temperatura di 2.73 K. Viene chiamato comunemente Cosmic Microwave Background (CMB). La scoperta fu premiata nel 1978 con il premio Nobel.

♣ Come abbiamo visto nella sezione 4.2, la densità di energia di una componente di fotoni evolve come $(1+z)^4$. Si può dimostrare che l'espansione non cambia la forma dello spettro della

⁶Questo è vero a meno di non violare la legge di conservazione della massa, come nella teoria dello stato stazionario di cui accenneremo nel seguito, o di non introdurre nuova fisica.

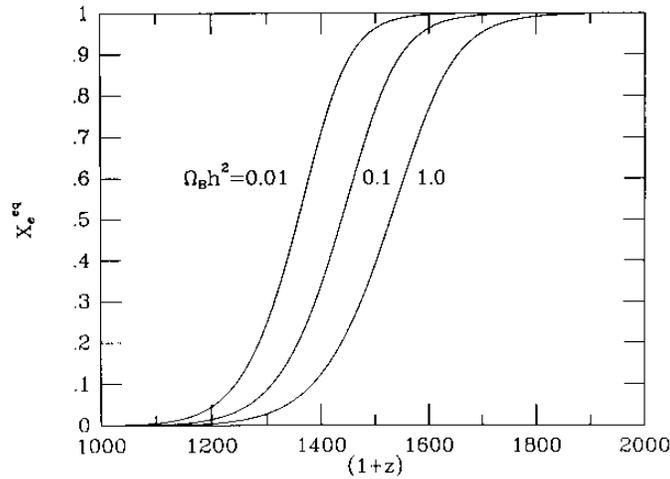


Figura 4.12: Frazione di idrogeno ionizzato e redshift di ricombinazione. Fonte: Kolb & Turner.

radiazione, che rimane sempre di corpo nero. Poiché per una radiazione termica la densità di energia è aT^4 , si ha che **la temperatura del CMB evolve come:**

$$T_\gamma = T_{\gamma 0}(1+z) \quad (4.26)$$

♣ La densità di materia a sua volta evolve come $(1+z)^3$ (sezione 4.2). Di conseguenza, il rapporto tra densità di radiazione e di materia cresce col redshift, $\rho_\gamma/\rho_m \propto (1+z)$: **ad alto redshift l'Universo era dominato dalla radiazione**. La densità di energia in radiazione è oggi $\rho_{\gamma 0} = aT_{\gamma 0}^4 \simeq 4.7 \times 10^{-34} \text{ g cm}^{-3}$ (per comodità la esprimiamo in termini di densità di massa equivalente), corrispondente a $\Omega_{\gamma 0} \simeq 2.5 \times 10^{-5} h^{-2}$. Se oggi $\rho_{\gamma 0}/\rho_{m 0} \simeq 2.5 \times 10^{-5} (\Omega_0 h^2)^{-1}$, questo vuol dire che, per $\Omega_0 = 0.26$, $\Omega_\Lambda = 0.74$ e $h = 0.73$ al redshift $z \simeq 5500$ le densità di energia in materia e in radiazione erano uguali. Questo evento è detto **equivalenza**, ed il redshift a cui avviene è indicato come z_{eq} . Prima dell'equivalenza la densità di massa-energia è **dominata dalla radiazione**, dopo l'equivalenza è **dominata dalla materia**.

♣ Quando la temperatura dei fotoni scese sotto i 10^4 K , l'idrogeno poté ricombinarsi. A quel punto, chiamato **ricombinazione** (anche se sarebbe più corretto chiamarlo "combinazione"!)" l'Universo divenne finalmente trasparente. Osserviamo il CMB proprio alla ricombinazione, più precisamente alla **superficie di ultimo scattering** tra fotone ed elettrone. La ricombinazione fu naturalmente un processo graduale anche se rapido; in figura 4.12 vediamo come evolve (per un universo con $\Omega_0 = 1$) la frazione di idrogeno ionizzato X_e^{eq} , calcolata nell'ipotesi di equilibrio termodinamico. Questa dipende dall'abbondanza attuale di materia barionica $\Omega_B h^2$, che secondo le stime più recenti è 0.022 ± 0.002 (sezione 4.6). La ricombinazione ha luogo quindi in un range di redshift limitato oltre 1000; per i parametri cosmologici già citati in precedenza si ha $z_{\text{rec}} \simeq 1090$, circa 380,000 anni dopo il Big Bang.

♣ Il CMB è la radiazione primordiale che ci giunge dalla ricombinazione, sfiancata da un fattore ~ 1000 in redshift. L'interesse nei suoi confronti è molteplice. La sua presenza conferma in modo schiacciante la **teoria del Big Bang caldo**, secondo la quale il primo Universo era un luogo estremamente denso, caldo ed energetico (nel senso che le singole particelle erano estremamente energetiche). La sua temperatura, che viene misurata oggi con una grande precisione, ci dà informazioni sulla storia termica dell'Universo. Il suo spettro ci conferma

che l'Universo giovane era in equilibrio termodinamico. Ma soprattutto, la misura delle sue **fluttuazioni di temperatura** dà informazioni preziosissime sui modelli di formazione delle strutture cosmiche.

♣ Se l'Universo fosse perfettamente omogeneo ed isotropo, noi non saremmo qui a raccontarcelo. Su piccola scala, l'Universo mostra grandi disomogeneità, che diventano sempre più piccole mano mano che la scala si allarga, fino a giungere sulle grandissime scale ad una condizione di **omogeneità** in accordo con il principio cosmologico. La scala più grande che vediamo corrisponde alla radiazione del CMB, che ci giunge dai 4π steradiani del cielo. Al momento della ricombinazione, radiazione e materia barionica sono accoppiate, e quindi soggette alle stesse perturbazioni. Queste perturbazioni inducono fluttuazioni nella temperatura del CMB, pari a:

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{1}{3} \frac{\delta\Phi}{\Phi} \quad (4.27)$$

dove $\delta\Phi/\Phi$ è la fluttuazione del potenziale gravitazionale. **La misura delle fluttuazioni di temperatura del CMB ci dà quindi una misura diretta delle perturbazioni primordiali**; queste successivamente crescono per instabilità gravitazionale fino a formare le strutture cosmiche a noi note.

♣ Negli anni '80 inizio la grande corsa alla **misura delle fluttuazioni del CMB**: queste costituivano un test fondamentale per la teoria del Big Bang caldo. Misurare le fluttuazioni del fondo cosmico è un problema formidabile dal punto di vista strumentale, si tratta di misurare differenze di temperatura dell'ordine del μK . Questo rende necessario l'uso di palloni o di satelliti, dato che l'atmosfera assorbe e quindi disturba la radiazione millimetrica. Inoltre, le polveri della Galassia emettono radiazione alle stesse lunghezze d'onda, anche se con uno spettro molto diverso. Per sottrarre questa radiazione è necessario misurare la temperatura del fondo in diverse bande, per poi combinare i segnali in modo opportuno così da sottrarre qualsiasi contributo che abbia uno spettro diverso da quello di un corpo nero a 2.73 K. I primi esperimenti, su pallone, non riuscirono a rivelare le fluttuazioni del CMB, ma produssero un limite superiore di $\delta T/T < 10^{-4}$.

♣ L'universo formato da barioni e da fotoni però, per produrre la struttura a grande scala osservata nella distribuzione delle galassie, richiedeva $\delta T/T \sim 10^{-3} - 10^{-4}$. Infatti, perturbazioni di questa ampiezza hanno il tempo, dalla ricombinazione ad oggi, di crescere fino a formare la struttura a grande scala (sezione 5.3). Le misure del CMB mandavano quindi in crisi il modello barionico dell'Universo. A questa crisi si sommarono le evidenze del basso valore di Ω_B ottenuto dalla nucleosintesi primordiale (sezione 4.6), e della presenza di una componente di materia "oscura" ottenuta dalle curve di rotazione delle galassie a spirale (sezione 3.5). Se, come vedremo meglio in seguito, i barioni non possono essere più del $\sim 20\%$ della massa dell'Universo, l'Universo è **dominato dalla materia oscura**, in forma di un'ignota particella che interagisce molto debolmente con la materia.

♣ **La presenza di materia oscura permette di conciliare la struttura a grande scala con il basso valore delle fluttuazioni di temperatura del CMB.** Infatti, la radiazione, che ha un termine di pressione molto importante, non permette alle fluttuazioni di crescere. La materia barionica, anche se gravitazionalmente dominante, rimane accoppiata alla radiazione fino alla ricombinazione; le fluttuazioni hanno quindi occasione di crescere solo a partire da z_{rec} . La materia oscura invece, non interagendo con i fotoni, permette alle fluttuazioni di crescere a partire dall'equivalenza. Le fluttuazioni di temperatura misurano le perturbazioni "congelate" del plasma fotoni-barioni a z_{rec} , ma i barioni, una volta disaccoppiati dalla radiazione, possono "cadere" nelle buche di potenziale della materia oscura, che nel frattempo hanno avuto tempo di crescere da z_{eq} . Di conseguenza, a parità di fluttuazioni di materia a $z = 0$, ci aspettiamo nel

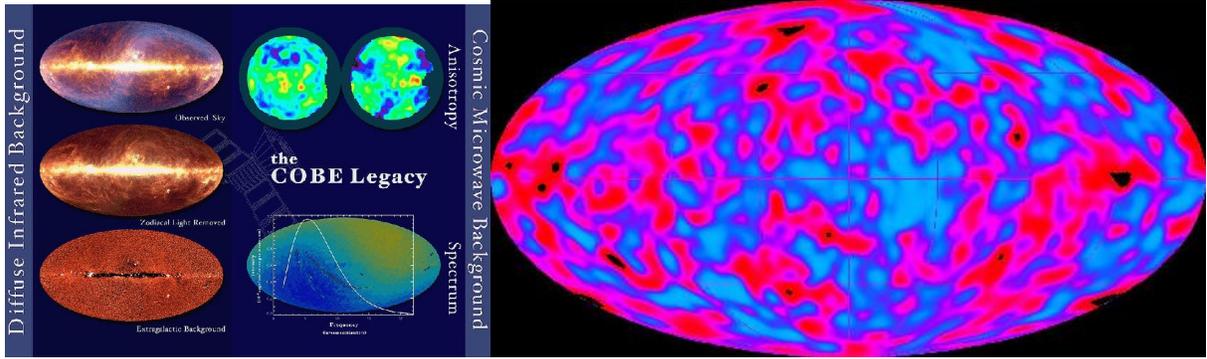


Figura 4.13: Mappe di temperatura del satellite COBE. Fonte: COBE team.

caso di materia oscura fluttuazioni di temperatura del CMB più basse di un fattore ~ 4 (che diventa un fattore 10 se $\Omega = 1$). Questi concetti verranno ripresi nella sezione 5.3.

♣ Fu il satellite **COBE (COsmic Background Explorer)** a misurare per primo le fluttuazioni del fondo cosmico, su scale angolari di 7° , ottenendo: $\delta T/T \simeq 1.8 \times 10^{-5}$ (figura 4.13). La misura di COBE segnò la terza rivoluzione nella cosmologia moderna, dopo la misura dell'espansione dell'Universo e la rivelazione del CMB. Ed inoltre segnò un importantissimo punto a favore della teoria del big bang caldo, che oramai si avvia ad essere considerata una teoria standard. Anche questa scoperta, insieme alla misura di precisione dello spettro di corpo nero del CMB, è stata premiata nel 2006 con il Nobel a Mather e Smoot.

♣ La misura delle fluttuazioni su una scala molto grande è solo il primo passo in un campo che proprio in questi anni sta giungendo alla piena maturità. Abbiamo già introdotto la nozione di orizzonte delle particelle come la distanza a cui due osservatori possono scambiarsi informazione, data l'età dell'Universo. All'epoca della ricombinazione, l'orizzonte cosmologico era piccolo, corrispondente ad un angolo di $\sim 1^\circ$. Le fluttuazioni misurate da COBE sono quindi genuinamente primordiali, visto che si riferiscono a **regioni più grandi dell'orizzonte di allora**. A scale più piccole di $\sim 1^\circ$ intervengono processi causali molto importanti, che determinano la forma specifica dello **spettro delle fluttuazioni di temperatura**. Questo si ottiene come segue. Una volta ottenuta una mappa di temperatura del cielo (o di una sua parte), si scompone questo campo di fluttuazioni in armoniche sferiche:

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_l \sum_m a_{lm} Y_l^m(\theta, \phi) \quad (4.28)$$

Chiamiamo **spettro di potenza delle fluttuazioni** il valore quadratico medio (su m ed in un piccolo intervallo di l) dei coefficienti a_{lm} . Questo ci dice quanto sono grandi in media le fluttuazioni sulla scala angolare $\theta \sim 1/l$.

♣ Lo spettro delle fluttuazioni viene predetto dai modelli cosmologici, e dipende da molti parametri, tra cui:

- Ω_0 , la densità di materia totale (oscura più barionica) a $z = 0$;
- Ω_B , la densità di materia barionica a $z = 0$;
- Ω_Λ , la densità di massa-energia in forma di costante cosmologica a $z = 0$;

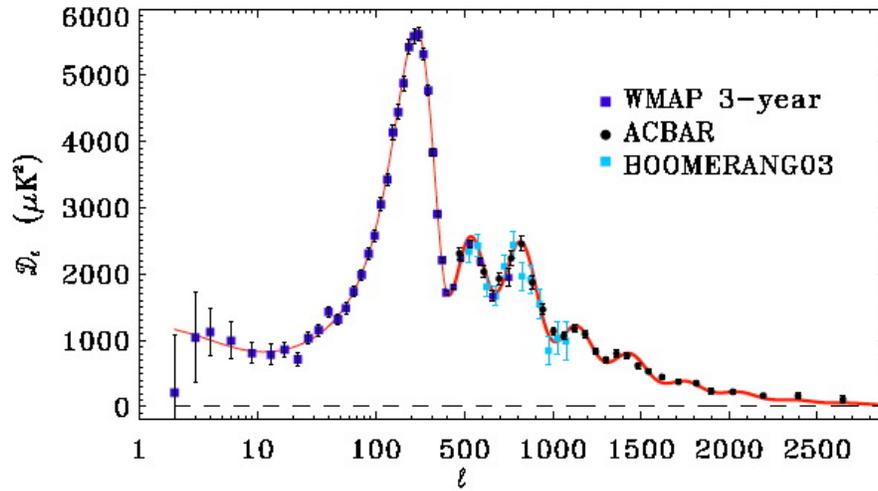


Figura 4.14: Predizioni per lo spettro delle fluttuazioni del CMB, confrontate con i dati di diversi esperimenti: WMAP, Boomerang e ACBAR. Fonte: ACBAR Collaboration.

- $\Omega_K = 1 - \Omega_0 - \Omega_\Lambda$, detta densità di curvatura perché determina la geometria dell'Universo (se $\Omega_K = 0$ l'Universo è piatto)⁷;
- h , la costante di Hubble;
- la forma dello spettro delle perturbazioni primordiali;
- un'opportuna normalizzazione dello spettro delle perturbazioni.

♣ La figura 4.14 mostra lo spettro di fluttuazioni di temperatura predetto dal modello cosmologico *best-fit*, sovrapposto ai dati osservativi di cui parleremo tra breve. Notiamo come questa curva contenga molta informazione; una misura accurata dello spettro fino ad $l \sim 1000$ è capace quindi di vincolare i parametri cosmologici in modo molto preciso, malgrado questi siano parecchi. Si nota la presenza di picchi, detti **picchi acustici**. Questi sono generati dalle oscillazioni dei barioni che cadono nelle buche di potenziale della materia oscura alla ricombinazione. Queste oscillazioni si propagano alla velocità c_s del suono in un plasma altamente ionizzato, che è pari ad un terzo della velocità della luce.

♣ Analogamente alla definizione di orizzonte delle particelle, possiamo definire l'**orizzonte sonoro alla ricombinazione** come $d_s = c_s t_{rec}$, cioè la distanza che un'onda sonora riesce a percorrere dal Big Bang fino alla ricombinazione. Si può dimostrare che la posizione del primo picco acustico misura l'angolo sotteso dall'orizzonte sonoro alla ricombinazione. La lunghezza dell'orizzonte sonoro si può facilmente calcolare, e quindi usare come regolo standard. Come illustrato in figura 4.15, l'angolo sotteso dall'orizzonte sonoro, ovvero l'angolo a cui misureremo il primo picco, dipende soprattutto dalla geometria globale dell'Universo, ovvero da $\Omega_{tot} = 1 - \Omega_K$: se l'Universo è piatto, ci aspettiamo il picco centrato su $l \sim 200$, mentre se l'Universo è aperto l'angolo sotteso dall'orizzonte sonoro sarà minore e il primo picco si sposterà a l maggiori. I picchi secondari, corrispondenti ad oscillazioni armoniche, sono importanti sia perché sono assenti in alcuni scenari cosmologici alternativi, sia perché permettono di vincolare Ω_B ; il rapporto tra la prima oscillazione armonica e le successive dipende infatti in modo critico dalla densità di barioni.

⁷Alla materia e alla costante cosmologica andrebbero aggiunti radiazione e neutrini, che però hanno densità di massa trascurabili

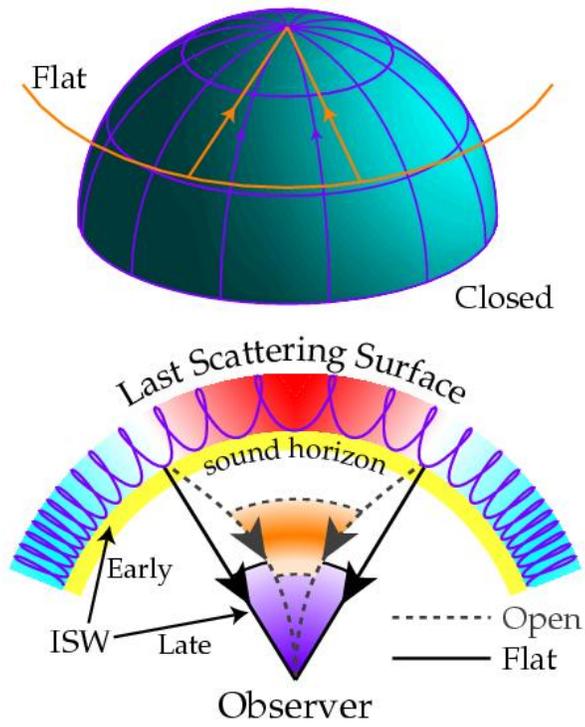


Figura 4.15: Generazione del primo picco acustico e dipendenza dalla geometria. Fonte: W. Hu.

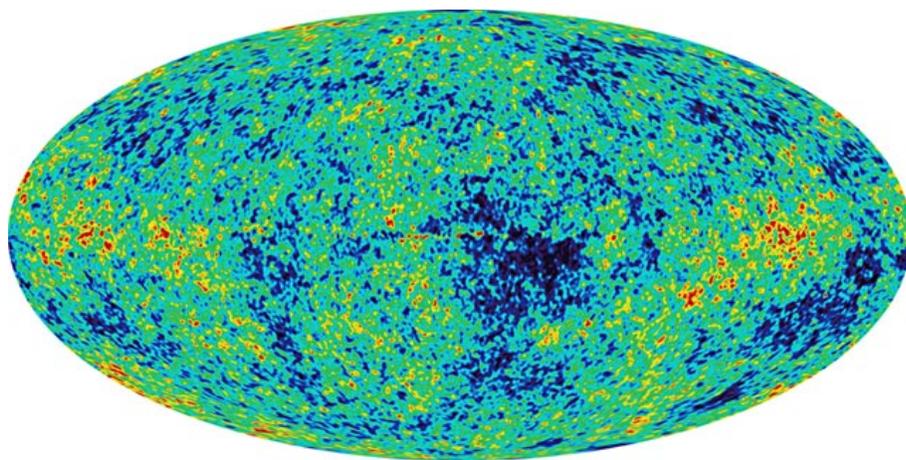


Figura 4.16: Mappa di fluttuazioni del CMB misurata da WMAP. Fonte: WMAP team.

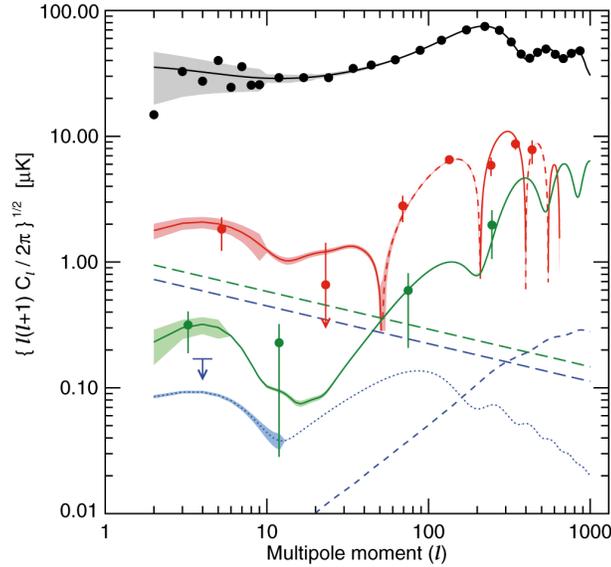


Figura 4.17: Spettro di potenza delle fluttuazioni angolari della polarizzazione del CMB: previsioni e misure di WMAP. Fonte: WMAP team.

♣ La misura più accurata attualmente disponibile dello spettro delle fluttuazioni di temperatura del CMB è dovuta al satellite **WMAP** (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe), che per la prima volta dopo COBE ha fatto una mappa di temperatura di tutto il cielo (figura 4.16), con una risoluzione stavolta di 13 arcominuti. Parte dei suoi risultati erano stati anticipati, un anno prima, da **Boomerang**, un pallone ideato da una collaborazione guidata da De Bernardis a Roma. La figura 4.14 mostra i dati delle più recenti misure di fluttuazioni, tra cui WMAP, Boomerang e **ACBAR** (quest'ultimo è un bolometro situato in Antartide); il picco principale è determinato in modo molto accurato, e la sua posizione risulta perfettamente compatibile con un Universo piatto. Sono chiaramente visibili i picchi secondari fino al quinto. Queste misure recentissime hanno permesso di giungere alle seguenti conclusioni:

- Le fluttuazioni del CMB sono ben riprodotte da un modello “standard”, che definiremo meglio nel seguito.
- Dalla posizione del primo picco acustico si ottiene la stima più precisa mai ottenuta per la densità totale dell'Universo:

$$\Omega_{\text{tot}} = 1.02 \pm 0.02 \quad (4.29)$$

- Si ottiene inoltre una stima della densità di materia barionica:

$$\Omega_B h^2 = 0.022 \pm 0.001 \quad (4.30)$$

- Risultano esclusi i modelli con $\Omega_0 = 1$, mentre risulta accettabile un modello con energia oscura compatibile con il risultato delle supernove lontane ($\Omega_0 = 0.26 \pm 0.04$, $\Omega_\Lambda = 0.74 \pm 0.04$).

♣ Un risultato estremamente interessante della misura delle fluttuazioni del CMB è la misura dell'indice spettrale delle fluttuazioni primordiali. Questa quantità verrà definita nella

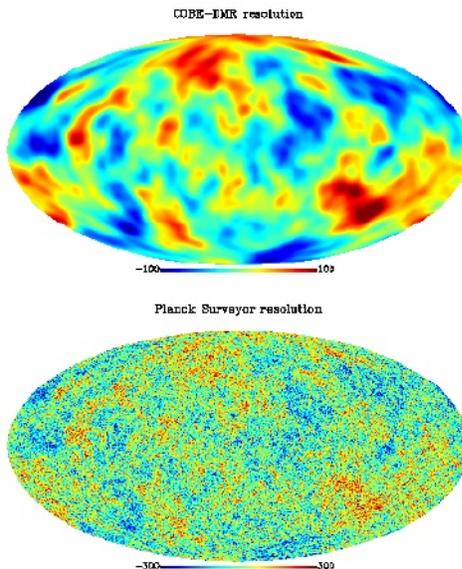


Figura 4.18: Previsione della qualità delle misure del satellite Planck. Fonte: Planck team.

sezione 5.3, adesso ci limitiamo a notare che la predizione più “naturale” dello spettro di perturbazioni primordiali, corrispondente ad un rumore bianco nelle perturbazioni del potenziale, darebbe un indice spettrale n_s uguale ad uno. Con WMAP si ottiene:

$$n_s = 0.96 \pm 0.02 \quad (4.31)$$

significativamente diverso dal valore naturale. Questa evidenza ci dà informazioni molto preziose sull’Universo primordiale.

♣ La luce del CMB ci arriva con un piccolo grado di polarizzazione. Lo studio dello spettro di potenza della polarizzazione è la nuova frontiera delle misure del CMB; questo ci permette da una parte di sondare il comportamento delle sorgenti che influenzano il CMB dopo la ricombinazione (“foregrounds”), e dall’altra parte, nel futuro prossimo, di misurare un eventuale componente di onde gravitazionali, generate durante l’Universo primordiale, che permea l’intero Universo e contribuisce alla polarizzazione. La figura 4.17 mostra le misure di polarizzazione effettuate da WMAP, confrontate con le predizioni dei modelli.

♣ Il futuro prossimo delle osservazioni del CMB ci riserva un appuntamento molto importante. L’ESA sta preparando un esperimento “definitivo” sul CMB, detto **Planck surveyor**, un satellite di altissima precisione per la misura del CMB, inclusa la polarizzazione, fino a scale di un minuto d’arco (figura 4.18). Secondo le aspettative, Planck riuscirà a vincolare i parametri cosmologici con un errore inferiore al 10%, rendendo la cosmologia una scienza “di alta precisione”. Planck vede un’importante partecipazione da parte di gruppi di Trieste, dell’osservatorio astronomico e della SISSA.

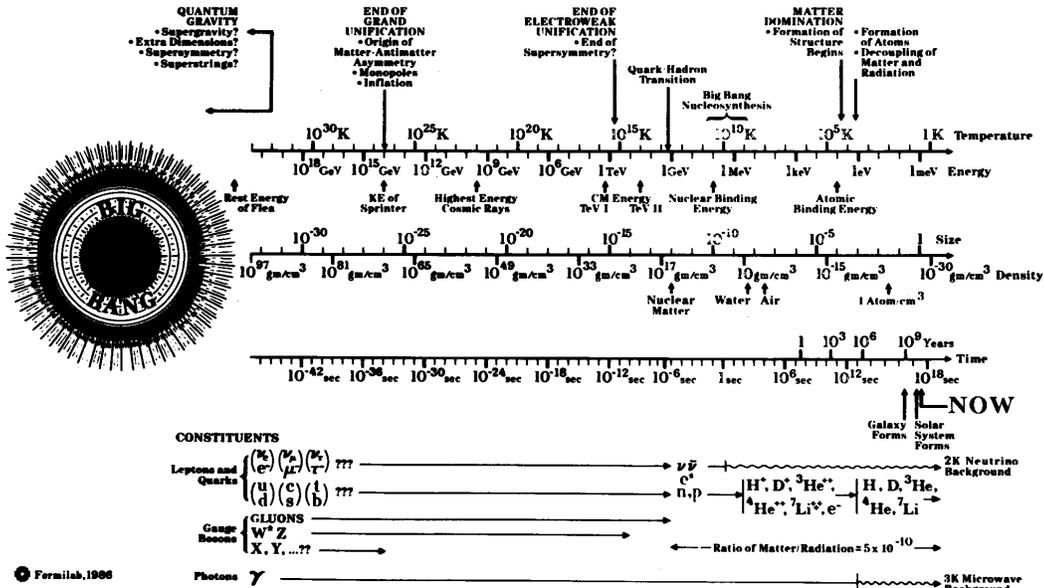


Figura 4.19: Storia termica dell'Universo. Fonte: Kolb & Turner.

4.5 Il primo Universo (1h – A)

♣ Seguiamo adesso l'evoluzione dell'Universo a partire dal Big Bang (figura 4.19). È utile ricordare che non possiamo fare nessuna osservazione diretta di quelle epoche. Tuttavia la configurazione di Universo che osserviamo dipende in modo critico da quello che è accaduto nei primi istanti, e questo ci permette di vincolare in modo indiretto almeno alcune delle predizioni delle teorie cosmologiche.

♣ Come già accennato in precedenza, non possiamo partire da $t = 0$ perché a quei tempi la densità dell'Universo era infinita, e così la sua temperatura, e non sappiamo come si comporta la fisica in quelle condizioni. Per energie $E > 1.22 \times 10^{19}$ GeV per particella ha luogo l'epoca della gravità quantistica, la quale termina (formalmente) al tempo di Planck, 5.39×10^{-44} s dopo il Big Bang. Sono state sviluppate teorie che tentano di descrivere l'Universo in queste condizioni, con conclusioni a volte affascinanti ma in nessun modo confrontabili con le osservazioni⁸.

♣ Ad energie più basse, tre forze fondamentali (elettromagnetica, nucleare forte e debole) risultano unificate secondo le Teorie della Grande Unificazione (Grand Unification Theories, GUT)⁹ (figura 4.20). Metto il plurale (come si usa nel campo) perché di GUT non ne esiste una ma decine, delle quali tipicamente non si riesce a sviluppare i conti perché sono troppo complicati! Ma una conclusione sembra inevitabile, e cioè che a quelle energie le particelle erano soggette a simmetrie maggiori delle particelle a noi note oggi. Per esempio, esistevano due sole forze fondamentali (gravità e forza unificata), e possibilmente vigeva la supersimmetria tra bosoni e fermioni. A causa di quest'ultima il numero di particelle esistenti era plausibilmente molto elevato (per lo meno ad energie molto minori di quella di Planck).

⁸Di queste vale la pena di ricordare la possibilità di creazione dell'Universo dalle fluttuazioni del vuoto quantistico.

⁹L'epoca a cui sono valide le GUT viene chiamata a volte epoca delle GUT.

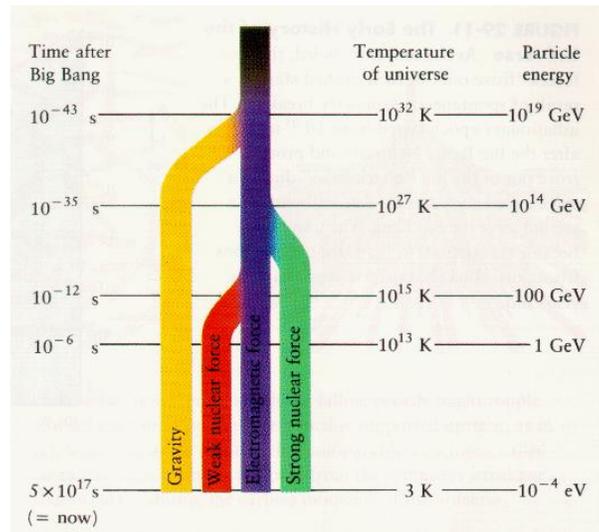


Figura 4.20: Rottura dell'unificazione delle forze fondamentali. Fonte: M. Rieke.

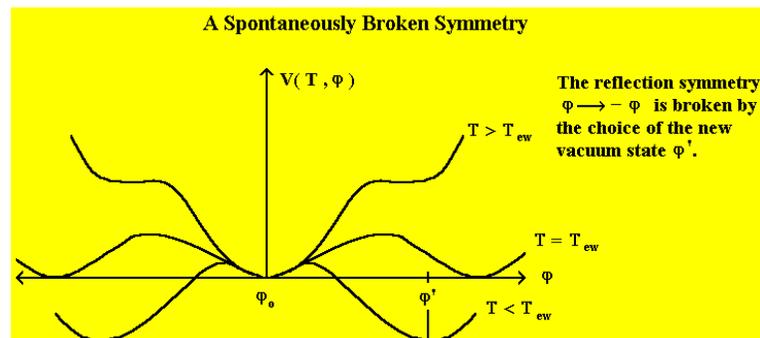


Figura 4.21: Illustrazione del meccanismo di rottura spontanea delle simmetrie.

♣ L'elevato grado di simmetria della GUT non si riscontra nella fisica attuale. Infatti, ad energie più basse di quelle in cui vige la GUT assistiamo alla **rottura spontanea delle simmetrie**. Questo processo viene ben illustrato dal seguente esempio (figura 4.21). Consideriamo una particella materiale in una buca di potenziale che ha un minimo a $x = 0$ ed è simmetrica attorno a quel punto. La particella potrà oscillare liberamente attorno ad $x = 0$, e la simmetria del sistema impedisce di distinguere in alcun modo x positivi da x negativi. Nella teoria dei campi quantistici, questa configurazione può corrispondere ad un campo scalare; i modi normali di oscillazione corrisponderanno allora alle particelle elementari che il campo può generare. Supponiamo che la buca di potenziale evolva in modo da presentare due minimi simmetrici, ad $x = x_0$ ed $x = -x_0$. La particella si sposterà dalla sua posizione di equilibrio precedente (eventualmente per effetto tunnel), e cadrà in uno dei due nuovi minimi. Tutto il sistema è simmetrico rispetto ad x , e con esso la probabilità di cadere in un minimo piuttosto che nell'altro. Eppure **la posizione finale della particella non è simmetrica rispetto ad x** .

♣ Nel caso dei campi quantistici, **la posizione del minimo corrisponde alla configurazione di vuoto**. Quando il potenziale efficace del campo evolve creando nuovi minimi, il campo decide (a caso) di andare in una delle due nuove configurazioni di equilibrio, che sono equivalenti ma non uguali. La nuova configurazione di vuoto non sarà più simmetrica rispetto ad x ; la simmetria si è rotta. La conseguenza pratica di una rottura spontanea di simmetria è che alla fine ci troviamo con particelle diverse, con un grado meno elevato di simmetria. Nel caso dell'unificazione elettro-debole, che è verificato dagli esperimenti, la configurazione finale vede la particella soggetta a due forze diverse (elettromagnetica e nucleare debole) con caratteristiche diverse, mentre ad alte energie la forza elettrodebole è una sola.

♣ Un esempio un po' meno esotico di rottura spontanea di simmetria è il seguente: se riscaldiamo un **ferromagnete**, l'energia termica scombina gli spin degli atomi del metallo, che così si smagnetizza. Quando il materiale si raffredda, gli spin tendono a riallinearsi tra di loro; la configurazione con spin allineati corrisponde ad un nuovo minimo di energia. Qualsiasi direzione va bene (simmetria), ma gli atomi devono deciderne una particolare; la simmetria viene spontaneamente rotta. In punti diversi del ferromagnete gli atomi potranno decidere di allinearsi lungo direzioni diverse; questo creerà dei domini in cui gli spin sono allineati secondo una certa direzione, e delle superfici di discontinuità tra i domini, dove il campo magnetico cambia direzione.

♣ Analogamente al caso del ferromagnete, **un campo quantistico rompe la simmetria in modi diversi in punti diversi dello spazio**. Alla rottura di una simmetria la configurazione di vuoto sarà la stessa all'interno di un dominio, ma cambierà da dominio a dominio, creando discontinuità alle interfacce. Le discontinuità così create vengono chiamate **difetti topologici**. La topologia dei difetti (muri, stringhe, monopoli), dipende dal tipo (gruppo) di simmetria rotto.

♣ Ad ogni rottura spontanea di simmetria corrisponde una transizione di fase, causata dal fatto che la materia si comporta in modo diverso prima e dopo la rottura. L'epoca che vede la rottura delle simmetrie viene infatti chiamata **epoca delle transizioni di fase**. L'energia tipica a cui si rompono le simmetrie della GUT è attorno ai $\sim 10^{16}$ GeV, corrispondente a $\sim 10^{-38}$ s dopo il Big Bang. Durante queste transizioni di fase si creano immancabilmente difetti topologici, i quali hanno la caratteristica di immagazzinare energia. Nei primi anni '80, il calcolo della densità di energia in alcuni di questi oggetti dava risultati insensati: l'Universo odierno avrebbe dovuto essere completamente dominato da monopoli, che in realtà non vediamo. Dove sono finiti?

♣ Facciamo adesso una divagazione, per mettere a fuoco alcuni problemi fondamentali del modello del Big Bang caldo. **L'Universo oggi ci appare piatto**. Ma durante la sua evoluzione,

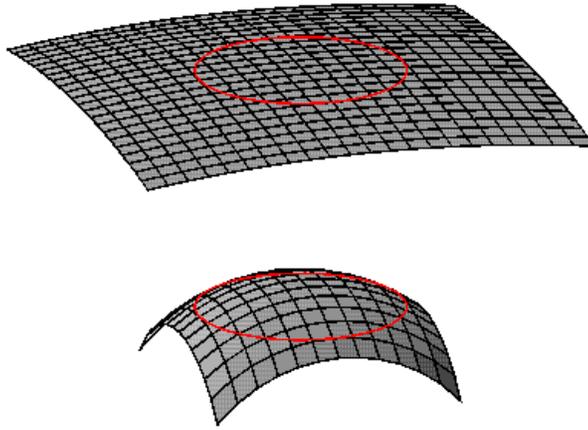


Figura 4.22: Soluzione del problema della piattezza tramite inflazione. Fonte: Ned Wright.

qualsiasi piccola deviazione dalla piattezza è destinata ad amplificarsi fino ad arrivare ad un Big Crunch o ad un universo praticamente vuoto (figura 4.4). Per ottenere un universo piatto, ponendo le condizioni iniziali su Ω all'epoca di Planck, abbiamo due possibilità: (1) imponiamo da subito che l'universo sia piatto; ma perché questa geometria particolare? (2) imponiamo che l'universo sia all'epoca attuale quasi piatto; in questo caso le condizioni iniziali devono essere specificate con una precisione di circa una parte su 10^{60} (fine tuning), il che è innaturale. C'è un motivo dinamico per la piattezza dell'Universo?

♣ Il fondo cosmico nelle microonde ci appare estremamente **isotropo** su 4π steradiani. Tuttavia, l'orizzonte alla ricombinazione sottende un arco di appena $\sim 1^\circ$. Come mai zone dell'Universo che alla ricombinazione non erano in contatto causale ci risultano avere la stessa temperatura con una precisione migliore di $\sim 10^{-5}$?

♣ Quale meccanismo ha generato le **fluttuazioni primordiali**, che osserviamo nel CMB e che hanno dato origine a tutte le strutture cosmiche, e in ultima analisi a noi stessi?

♣ Esiste una teoria, molto discussa, che dà una spiegazione naturale a tutti questi problemi (scomparsa dei difetti topologici, piattezza, uniformità del CMB, fluttuazioni primordiali), e viene chiamata **teoria dell'inflazione**. Se l'espansione di Hubble è rallentata dalla gravità, come accadeva nei primi istanti dell'Universo, l'orizzonte delle particelle, che procede naturalmente alla velocità della luce, va conquistando sempre più terreno. In un sistema di coordinate **comovente** con l'espansione di Hubble (in cui un volume fissato contiene sempre la stessa quantità di materia), l'orizzonte guadagna sempre terreno, con la conseguenza che sempre nuove regioni di spazio entrano in contatto causale. Se invece **l'espansione è accelerata**, come accade quando per qualche motivo domina un termine di costante cosmologica, **l'orizzonte si rimpicciolisce**, e zone che erano in contatto causale si ritrovano isolate. A quanto pare questo è proprio quello che ci sta accadendo in questo momento: il nostro orizzonte si restringe giorno dopo giorno!

♣ Per risolvere i problemi esposti sopra l'universo deve passare attraverso **una fase di espansione accelerata (inflazione)** che ne gonfi il fattore di scala per almeno 60 ordini di grandezza. La fine dell'epoca della GUT sembra un momento propizio per una fase di inflazione, che può essere causata da particolari transizioni di fase. Se questo è avvenuto, tutto l'Universo osservabile oggi è stato, in epoca remota, in equilibrio termodinamico, e questo spiega in modo naturale perché il CMB è così uniforme. L'inflazione diluisce a morte qualsiasi tipo di difetto topologico presente; in effetti qualsiasi specie di particella esistente in precedenza scompare, e tutte

le particelle successive vengono rigenerate alla fine dell'inflazione da un meccanismo chiamato **reheating** (ancora molto discusso). L'inflazione "diluisce" anche il termine di curvatura Ω_K (figura 4.22), per cui alla fine di un periodo di inflazione l'Universo risulta (quasi) piatto, qualsiasi fossero le condizioni iniziali, e questo spiega la piattezza dell'Universo. Infine, l'inflazione viene causata dalla rottura di simmetria di un campo quantistico, il quale presenterà fluttuazioni dovute al principio di indeterminazione di Heisenberg. Nel caso di espansione accelerata, queste fluttuazioni possono diventare "classiche", ovvero delle vere e proprie fluttuazioni del potenziale gravitazionale, secondo un processo (molto discusso anche questo) detto **decoerenza quantistica**.

♣ La critica che di solito si muove alla teoria dell'inflazione è la sua carenza di predizioni verificabili. Il problema è che non esiste una teoria dell'inflazione, ma ne esistono parecchie decine! Ciononostante, alcune predizioni sono comuni alla maggiorparte delle teorie d'inflazione:

- l'Universo è piatto,
- l'indice spettrale primordiale n_s è minore di uno, $\sim 0.90 - 0.99$,
- si genera un fondo cosmico di onde gravitazionali.

La misura di $\Omega_K \simeq 0$ e, soprattutto, di $n_s \simeq 0.96$ risultano le più forti verifiche osservative dell'inflazione, mentre il fondo di onde gravitazionali potrà essere rivelato dalle prossime misure di polarizzazione del CMB. L'osservazione del CMB sta quindi rendendo l'inflazione qualcosa di più solido di una interessante speculazione. Va detto che la predizione più naturale sarebbe $\Omega_0 = 1$, e il modello con $\Omega_0 = 0.26$ e $\Omega_\Lambda = 0.74$ solleva due problemi connessi, ovvero quello di regolare le condizioni iniziali per ottenere questi parametri a t_0 (ancora fine tuning!) e quello di capire perché viviamo proprio nell'epoca a cui le due densità di energia sono confrontabili (ancora principio antropico?).

4.6 Bariogenesi e nucleosintesi primordiale (1h – F)

♣ Ad energie più basse, $\sim 10^{14}$ GeV ($t \sim 10^{-35}$ s), le simmetrie della GUT sono tutte rotte; troviamo così le particelle che noi conosciamo, cioè quark e leptoni e le loro corrispondenti antiparticelle, gluoni, bosoni dell'interazione debole, bosoni di Higgs, più una particella ignota di materia oscura. Se materia ed antimateria fossero state a quel punto perfettamente simmetriche, noi non saremmo qui a raccontarcelo. Deve esserci stato un meccanismo che ha rotto la simmetria tra materia ed antimateria, generando un piccolo eccesso di materia che ha successivamente permesso ad alcuni quark ed elettroni di sopravvivere. Questo processo viene detto **bariogenesi**, e potrebbe essere avvenuto a energie di $\sim 10^{15}$ GeV ($t \sim 10^{-36}$ s); non ci soffermeremo sulla sua spiegazione. Notiamo però che l'esistenza di un processo del genere può essere intuito considerando il rapporto tra il numero di barioni ed il numero di fotoni, che risulta $\eta = n_B/n_\gamma \simeq 2.68 \times 10^{-8}(\Omega_B h^2) \sim 5 \times 10^{-10}$ (esercizio 1 per la sezione 4.5). Questo implica una grandissima produzione di entropia nell'Universo primordiale, che è dovuta appunto all'annichilazione delle particelle primordiali a meno di una su $\sim 10^9$.

♣ Ad energie comprese tra i 10^{14} e i 10^2 GeV l'universo è dominato da quark che interagiscono secondo le forze gravitazionale, nucleare forte ed elettrodebole. A 10^2 GeV, 10^{-10} s dopo il Big Bang, l'unificazione della forza elettrodebole si rompe. A questo punto, l'Universo contiene quark, leptoni, fotoni, neutrini e materia oscura. A ~ 300 MeV (10^{-4} s dopo il Big Bang) avviene la **transizione quark-adroni**, cioè la combinazione dei quark in particelle adroniche, in particolar modo pioni. Questa è l'**ultima delle transizioni di fase cosmologiche**, e dà inizio all'**epoca adronica**, in cui la massa-energia dell'Universo è dominata dai composti di quark.

♣ A $T \sim 130$ MeV (5×10^{-3} s) i pioni si annichilano con gli antipioni (a meno della piccola asimmetria causata dalla bariogenesi), generando una grandissima quantità di fotoni, e segnando la fine della breve epoca adronica. Segue l'**epoca leptonica**, in cui la massa-energia è dominata dalle coppie elettroni-positroni. In questa epoca avviene un evento importante: i neutrini elettronici, che fino a quel momento erano stati in equilibrio termodinamico con il resto della materia, ad ~ 1 MeV (0.7 s) si disaccoppiano, costituendo un fondo cosmico analogo a quello dei fotoni ma di temperatura più bassa (oggi ~ 2.0 K). A ~ 0.5 MeV (5 s) si annichilano le coppie elettrone-positrone in eccesso, lasciando un residuo di e^- . L'era leptonica finisce, l'Universo è dominato dai fotoni fino all'equivalenza.

♣ Poco dopo la transizione quark-adroni **si generano protoni e neutroni**, che rimangono in equilibrio termodinamico con elettroni e neutrini. Le reazioni che permettono questo equilibrio sono quelle del decadimento β diretto ed inverso:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (4.32)$$

$$\nu + n \rightarrow p + e^- \quad (4.33)$$

$$e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu} \quad (4.34)$$

Il rapporto tra numero di neutroni e numero di protoni viene regolato dall'equazione di Boltzmann:

$$\frac{N_n}{N_p} = \exp \left[-\frac{(m_n - m_p)c^2}{kT} \right] \quad (4.35)$$

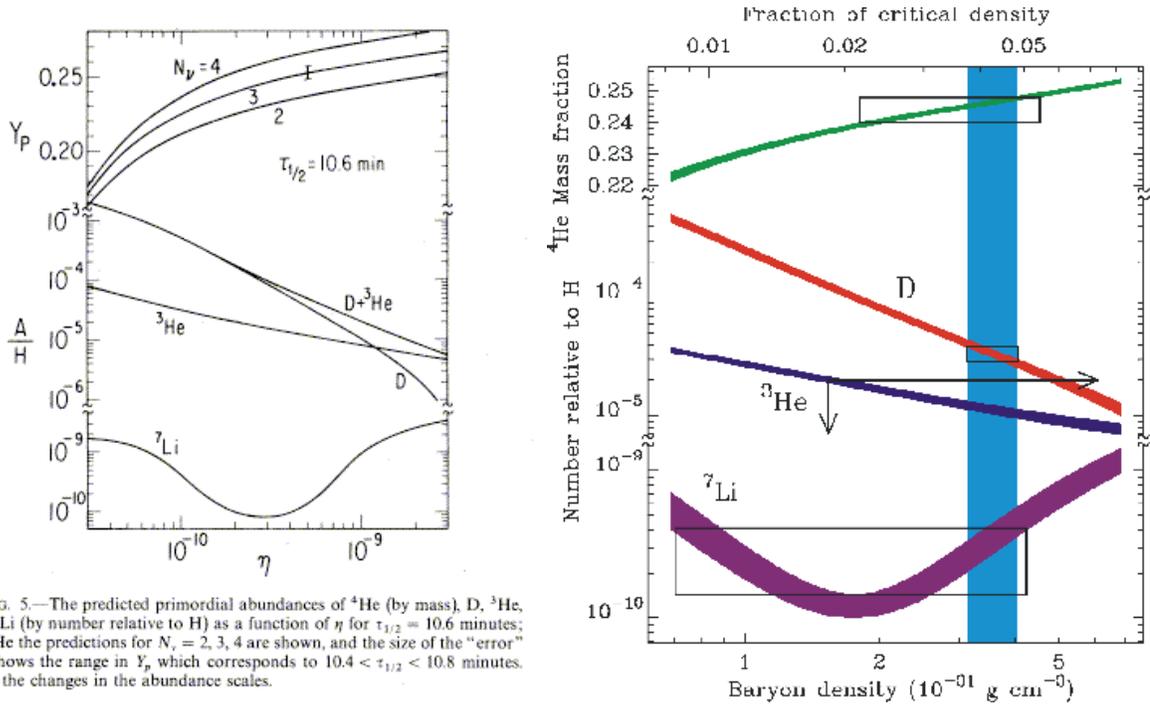


FIG. 5.—The predicted primordial abundances of ${}^4\text{He}$ (by mass), D , ${}^3\text{He}$, and ${}^7\text{Li}$ (by number relative to H) as a function of η for $\tau_{1/2} = 10.6$ minutes; for ${}^4\text{He}$ the predictions for $N_\nu = 2, 3, 4$ are shown, and the size of the “error” bar shows the range in Y_p which corresponds to $10.4 < \tau_{1/2} < 10.8$ minutes. Note the changes in the abundance scales.

Figura 4.23: Determinazione dell’abbondanza cosmica di barioni tramite la nucleosintesi primordiale. Fonte: Yang et al. (1984).

Come abbiamo appena visto, a 1 MeV (0.7 s), quando $T \sim 10^{10}$ K, i neutrini si disaccoppiano, rendendo i decadimenti β inversi improbabili; in questo momento il rapporto tra protoni e neutroni si congela al valore $N_n/N_p \sim 0.2$ (esercizio 1 per la sezione 4.6). I neutroni sarebbero destinati a decadere, ma il tempo scala di decadimento β , di ~ 15 minuti, è $\sim 10^3$ volte l’età dell’Universo a quell’epoca. I neutroni hanno quindi il tempo di combinarsi con i protoni liberi, per dare nuclei di ${}^4\text{He}$. Una prima stima del numero di nuclei di ${}^4\text{He}$ si può ottenere supponendo che tutti i neutroni si combinino in nuclei di elio; considerando 10 p per ogni 2 n, si ottiene 1 nucleo di ${}^4\text{He}$ ogni 12 nucleoni, cioè $Y \simeq 0.33$, non molto diverso dalla miglior stima, $Y \simeq 0.25$.

♣ La **nucleosintesi primordiale** studia l’abbondanza dei nuclei generati nei primi 3 minuti dell’Universo, prima cioè che temperatura e densità rendessero ulteriori fusioni improbabili. In quelle condizioni riescono a formarsi elementi leggeri, come il D , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ ed il ${}^7\text{Li}$. L’abbondanza finale di questi elementi dipende in modo sensibile da due parametri:

- l’abbondanza dei barioni, misurata in funzione del numero di fotoni,

$$\eta = \frac{n_B}{n_\gamma} \simeq 2.68 \times 10^{-8} (\Omega_B h^2) \quad (4.36)$$

- il numero di specie di neutrini.

♣ Se il numero dei barioni è alto, i nuclei di D hanno un’alta probabilità di fondersi per formare nuclei di ${}^4\text{He}$; analogo discorso vale per i nuclei di ${}^3\text{He}$. L’abbondanza di D dipende quindi in modo sensibile da η , come mostrato nella figura 4.23. Di conseguenza, **una misura del D primordiale determina valore del parametro cosmologico $\Omega_B h^2$** . Il D è sostanzialmente distrutto dalla nucleosintesi stellare, per cui la sua abbondanza primordiale può essere misurata direttamente in ambienti chimicamente poco evoluti. Stime ottenute nel sistema

solare (dai meteoriti), dai raggi cosmici, dall'assorbimento del mezzo interstellare nei dintorni solari, dallo studio del Sole, nonché dai sistemi di assorbimento ad alto redshift (sezione 5.4), indicano che D/H , l'abbondanza relativa del deuterio rispetto all'idrogeno, è $\sim 2 - 4 \times 10^{-5}$, da cui $\eta \sim 4 - 7 \times 10^{-10}$. L'argomento si può rafforzare utilizzando l' ${}^3\text{He}$, nonché gli elementi più pesanti. Attualmente una buona stima per $\Omega_B h^2$ è:

$$\Omega_B h^2 = 0.023 \pm 0.002 \quad (4.37)$$

Questa stima è in ottimo accordo con quella ottenuta dalle fluttuazioni del CMB (sezione 4.4).

♣ Questa stima di Ω_B è estremamente importante. Per $h = 0.7$, $\Omega_B \simeq 0.04$, cioè non oltre il $\sim 15\%$ della materia totale dell'Universo, se $\Omega_0 \simeq 0.26$. Se questo è vero, vuol dire che **l'83% della materia non è sotto forma barionica**, il che è consistente con l'analisi delle fluttuazioni del CMB. La nucleosintesi risulta tutt'ora una delle più forti evidenze in favore di una componente di materia oscura non barionica. Per molto tempo si è cercato di capire se questa predizione fosse sensibile a qualche assunzione incerta. Per esempio, i calcoli di nucleosintesi standard ipotizzano un Universo perfettamente omogeneo, mentre le transizioni di fase, specialmente quella quark-adroni, potrebbero avere lasciato delle disomogeneità significative, dando così luogo ad una **nucleosintesi disomogenea**. Studi approfonditi hanno poi escluso che la disomogeneità possa influenzare significativamente i valori qui riportati.

♣ L'abbondanza di ${}^4\text{He}$ dipende invece dal **numero di specie di neutrini**; variando quello si varia la temperatura al disaccoppiamento, e quindi l'abbondanza dei neutroni. Il valore stimato per l'abbondanza di ${}^4\text{He}$ è $Y \simeq 0.25$, e quindi per $\eta > 4 \times 10^{-10}$ si ottiene un buon fit solo per 3 specie di neutrini (figura 4.23). La cosmologia aveva prodotto questa predizione prima dei grandi esperimenti di fisica delle alte energie!

♣ Per la sua semplicità, per le sue predizioni, e per il suo accordo con i dati, **la nucleosintesi primordiale rappresenta uno dei pilastri fondamentali della teoria del Big Bang caldo**, insieme allo studio delle fluttuazioni del fondo cosmico.

♣ Alla fine dei suoi primi tre minuti di vita, l'Universo è pieno di protoni, neutroni, nuclei leggeri, elettroni, fotoni, neutrini e materia oscura. La componente dominante rimane quella dei fotoni, prodotti in abbondanza alla bariogenesi. Dopo ~ 40000 anni la radiazione si è già affievolita, ed inizia l'**epoca del dominio della materia** (siamo naturalmente all'equivalenza), mentre dopo $\sim 380,000$ anni l'Universo si (ri)combina, ed inizia l'epoca in cui possiamo fare osservazioni dirette. Infine, a $t \sim 10$ Gyr, inizia l'ultima fase, l'**epoca del dominio del vuoto**, o forse della quintessenza.

♣ La tabella qui sotto riassume la storia dell'Universo appena esposta.

Epoca	t (s)	E (GeV)	T (K)	Eventi	Particelle presenti
Gravità quantistica	$5.4 \cdot 10^{-44}$	$1.2 \cdot 10^{19}$	10^{32}	fine della G.Q.	???
Transizioni di fase	10^{-38}	10^{16}	10^{29}	rotture di simm., inflazione?	part. supersimm.?
	10^{-36}	10^{15}	10^{28}	bariogenesi?	
	10^{-35}	10^{14}	10^{27}	fine GUT	$q^+q^-, l^+l^-, g,$ bosoni e.d., H , DM
	10^{-10}	100	10^{15}	rottura E.D.	$q^+q^-, e^+e^-, g,$ γ, ν , DM
	10^{-4}	300 MeV	$3 \cdot 10^{12}$	transizione Q.A.	$\pi^+\pi^-, e^+e^-, \gamma, \nu$, DM
Adronica	$5 \cdot 10^{-3}$	130 MeV	$1.5 \cdot 10^{12}$	annichilazione $\pi^+\pi^-$	$p^+, n, e^+e^-, \gamma, \nu$, DM
Leptonica	0.7	1 MeV	10^{10}	disaccoppiamento ν	
	5	0.5 MeV	$5 \cdot 10^9$	annichilazione e^+e^-	p^+, n, e^-, γ, ν , DM
Radiazione	2-3 min	0.1 MeV	10^9	nucleosintesi prim.	$p^+, D, {}^3He, {}^4He, {}^7Li,$
	$4 \cdot 10^4$ yr	2-3 eV	10^4	equivalenza	e^-, γ, ν , DM
Materia	$3.8 \cdot 10^5$ yr	0.7 eV	3000	ricombinazione	
	10 Gyr	10^{-3} eV	3.6	dominio del vuoto	
Vuoto	13-15 Gyr	$7 \cdot 10^{-4}$ eV	2.73	oggi	

Legenda per le particelle: q^+q^- : coppie quark-antiquark; l^+l^- : coppie leptone-antileptone (prima della rottura elettro-debole); g : gluoni; H : bosone di Higgs; DM: materia oscura

Esercizi

♣ Sezione 4.1

1. Calcolare il tempo di Hubble $t_0 = 1/H_0$ in anni.
2. A quale redshift z osserviamo una galassia a $d = 250$ Mpc (per $h = 0.72$)?
3. A quale distanza è una galassia per cui $z = 0.01$?

♣ Sezione 4.2

1. Calcolare il valore della densità critica ρ_{c0} .
2. Ricavare l'equazione di Friedmann (4.14). Trovare la soluzione per $\Omega_0 = 1$.

♣ Sezione 4.3

1. Dimostrare che il rapporto tra forza elettrica e forza gravitazionale di un sistema protone-elettrone è e^2/Gm_em_p . Qual è il valore numerico?
2. Dimostrare che il numero di protoni presenti nell'Universo è circa c^3/H_0Gm_p . Qual è il valore numerico?

♣ Sezione 4.4

1. A quale lunghezza d'onda cade il massimo dello spettro del fondo cosmico? In che banda è?
2. La via lattea si muove in direzione dell'ammasso della Vergine con una velocità di circa 300 km s^{-1} . Come appare questo moto nel CMB? Con quale accuratezza dobbiamo misurare la temperatura del CMB per misurare il moto della Terra attorno al Sole?
3. Calcolare la densità del fondo cosmico, e da questa il redshift a cui si ha l'equivalenza tra radiazione e materia.
4. Sapendo che la ricombinazione dura da $z = 1190$ a $z = 990$, e supponendo (per semplificare) che $1 + z = (t/t_0)^{2/3}$, calcolare lo spessore della superficie di ultimo scattering (assumete $t_0 = 13.7$ Gyr). A quale distanza corrisponde oggi?

♣ Sezione 4.5

1. Sapendo che la densità di fotoni del CMB è di 422 cm^{-3} , calcolare la densità di barioni (lasciando Ω_B e h come parametri) e il loro rapporto η .

♣ Sezione 4.6

1. Calcolare il rapporto tra neutroni e protoni ($m_n - m_p = 1.3 \text{ MeV}$) in base all'equazione 4.35, per $T \sim 10^{10} \text{ K}$.

Capitolo 5

Cosmogonia

♣ Fino alla ricombinazione, l'Universo è omogeneo, a meno delle piccole perturbazioni visibili nel CMB. La storia successiva vede le perturbazioni crescere sempre di più, fino a diventare grandi, ovvero **non lineari**. È attraverso questo processo di collasso e successiva frammentazione delle perturbazioni che si formano tutte le strutture caratterizzate da densità molto più alta di quella media dell'Universo, a partire dal nostro sistema solare fino ad arrivare alla struttura a grande scala tracciata dalle galassie.

♣ Lo studio della **cosmogonia** delle strutture che osserviamo nell'Universo è considerato a tutti gli effetti una parte integrante della cosmologia, ma presenta problematiche diverse da quelle incontrate nello studio dell'Universo omogeneo. Prima di discutere la formazione delle strutture cosmologiche è utile descrivere le disomogeneità che osserviamo nell'Universo. Torniamo quindi a parlare di galassie.

5.1 La struttura a grande scala dell'Universo (1h – F)

♣ Le galassie vicine non sono distribuite a caso nello spazio, ma sono organizzate in strutture, dai **gruppi** di alcune decine di galassie, agli **ammassi** di centinaia o migliaia di galassie, fino alla rete dei **superammassi**, detta **struttura a grande scala dell'Universo**. Se tracciamo la posizione delle galassie più brillanti (e quindi più vicine) sul cielo (figura 5.1 sopra), notiamo subito una distribuzione molto disomogenea, con grosse concentrazioni di galassie, specialmente in corrispondenza del cosiddetto ammasso della Vergine (la zona vuota corrisponde alla zona oscurata dalla via lattea). Inoltre, notiamo che è presente un numero maggiore di galassie nell'emisfero nord galattico (a destra nella figura) rispetto a quello sud.

♣ La figura 5.1 mostra anche che le galassie vicine **tendono a disporsi su una configurazione appiattita**, detta **piano supergalattico**. La figura infatti è in coordinate supergalattiche, allineate con il suddetto piano. Sotto viene mostrata la distribuzione delle galassie sul piano supergalattico; si notano delle concentrazioni di materia come l'ammasso della Vergine, che è il centro del cosiddetto superammasso locale, il superammasso di Perseo-Pesci, e quello di Idrá-Centauro.

♣ A magnitudini apparenti maggiori la distribuzione delle galassie nel cielo appare sensibilmente più isotropa (figura 5.2). Un tempo si pensava che questa evidenza fosse una dimostrazione

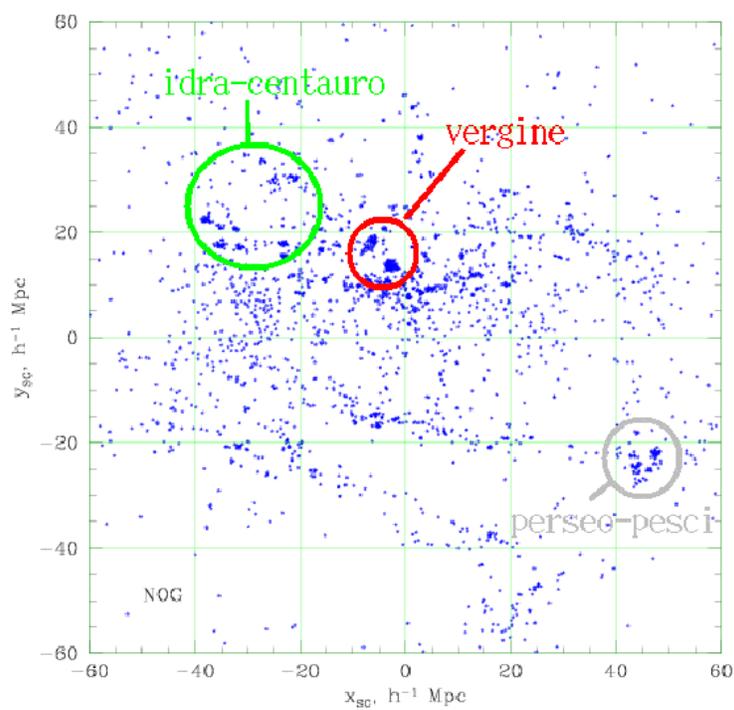
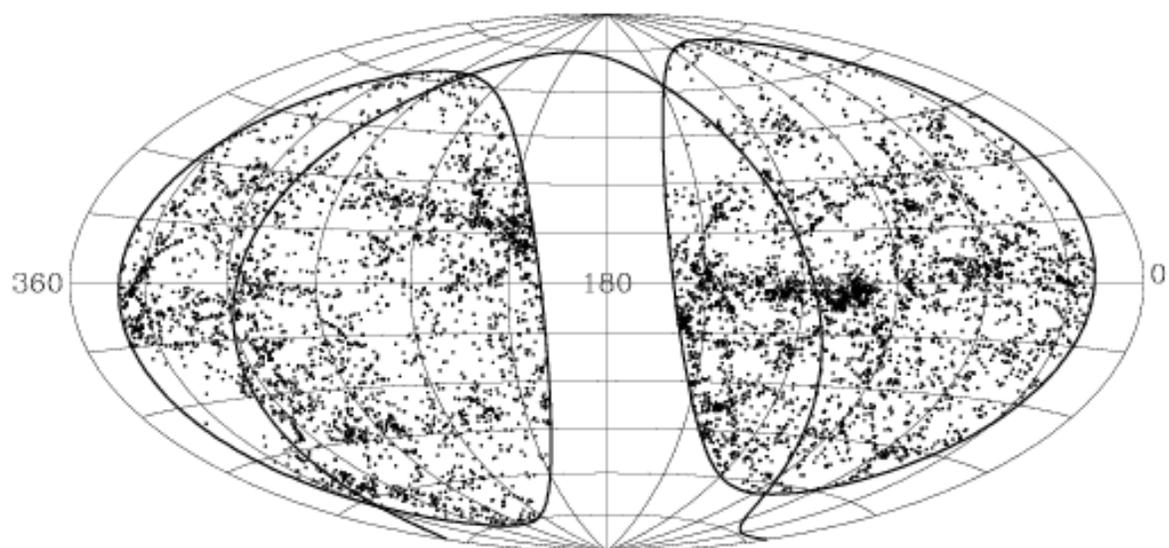


Figura 5.1: Sopra: distribuzione delle galassie nel cielo in coordinate supergalattiche. Sotto: distribuzione delle galassie sul piano supergalattico. Fonte: Cortesia di F. Fontanot.

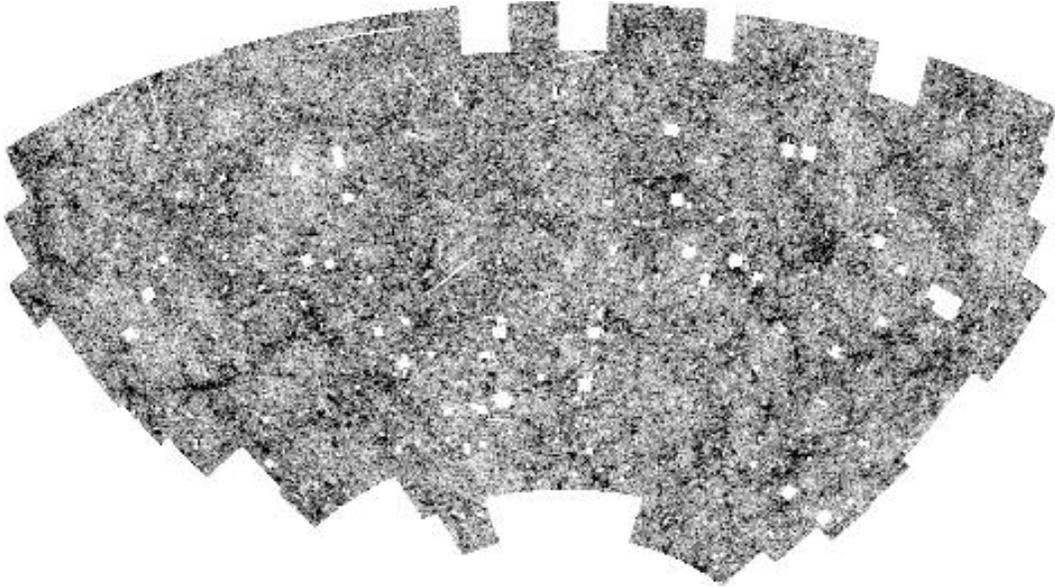


Figura 5.2: Distribuzione nel cielo delle galassie più brillanti di $B = 19$ del catalogo APM. Fonte: APM team.

della validità del principio cosmologico, che vuole l'Universo omogeneo ed isotropo su grande scala. Tuttavia, non appena furono disponibili cataloghi sufficientemente grandi di galassie con redshift noto, fu evidente che la distribuzione 3D delle galassie era più ricca di quello che a prima vista si immaginava (figura 5.3). **La struttura a grande scala si presenta come una spugna**, in cui una rete di filamenti e strutture a muraglia circonda grandi vuoti.

♣ Poco meno di metà delle galassie si trova in **gruppi o ammassi**, strutture gravitazionalmente legate con un numero di membri che va da poche unità a diverse migliaia; in queste strutture i moti delle singole galassie seguono (in prima approssimazione) il teorema del viriale. Una stima della loro massa viene quindi data dalla relazione $\sigma^2 \simeq GM/r$, dove σ è la dispersione di velocità delle galassie nell'ammasso. Per esempio, per il vicino ammasso della Vergine (a $\sim 10 h^{-1}$ Mpc) si misura $\sigma \simeq 600 \text{ km s}^{-1}$ entro un raggio di $\sim 1.5 h^{-1}$ Mpc, da cui si ricava $M \sim 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$. Stime più accurate danno una massa di $\sim 4 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$. Quello della Vergine è un ammasso povero; l'ammasso di Coma, alla distanza di $\sim 80 h^{-1}$ Mpc, ha una dispersione di velocità di $\sim 900 \text{ km s}^{-1}$ ed una massa di $\sim 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$. Gli ammassi più grandi possono essere due o tre volte Coma; solo l'1% delle galassie si trova in questi grandi ammassi.

♣ Lo **spazio dei redshift** è definito come quello in cui la terza dimensione è data non dalla distanza della galassia (difficilmente misurabile) ma dal suo redshift. In questo spazio i gruppi e gli ammassi di galassie sono facilmente riconoscibili, oltre che per il loro elevato contrasto di densità, tramite lo stesso effetto di “**dita di Dio**” (figura 5.3) già incontrato studiando la struttura delle nubi *HI* della Galassia. Infatti, all'espansione di Hubble si somma la componente di velocità random dovuta al moto della galassia nell'ammasso, per cui nello spazio dei redshift la struttura viene distorta in forma di sigaro orientato verso l'osservatore.

♣ Gli ammassi ospitano preferenzialmente galassie ellittiche e lenticolari. Al centro degli ammassi troviamo tipicamente una galassia **ellittica gigante**, spesso del tipo cD. Alcuni ammassi contengono più di una ellittica gigante; questi si sono probabilmente formati dalla recente fusione di due strutture più piccole.

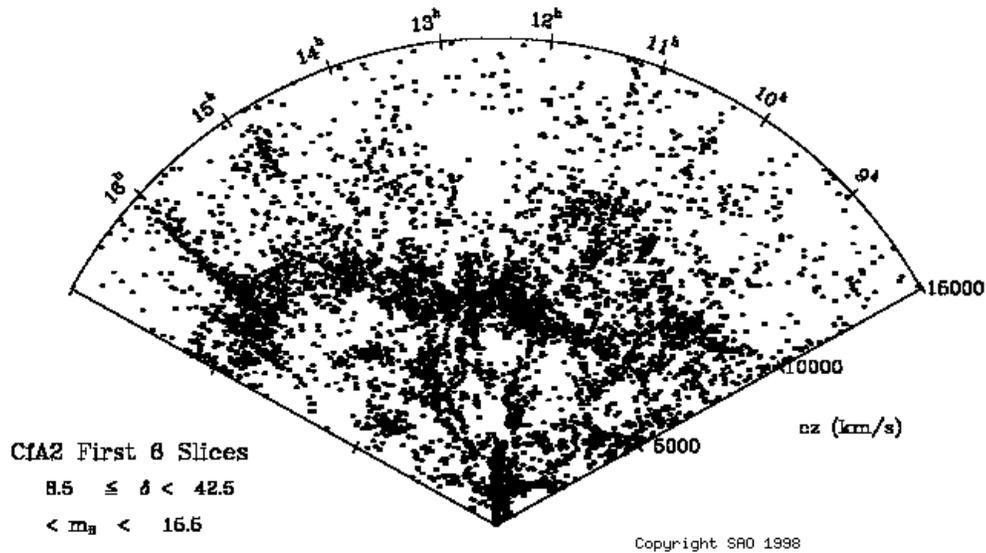


Figura 5.3: Distribuzione 3D delle galassie del catalogo CfA2. Fonte: J. Huchra.

♣ Stimata la massa, possiamo calcolare il rapporto \mathcal{M}/\mathcal{L} per gli ammassi di galassie. Il risultato è sorprendente: $\mathcal{M}/\mathcal{L} \sim 300 h M_{\odot}/L_{\odot}$. I gruppi danno un valori leggermente minori. Siccome un valore ragionevole per una popolazione stellare non supera la decina, **il 98% della massa degli ammassi di galassie non è in stelle**. Se estrapolassimo questo valore di \mathcal{M}/\mathcal{L} a tutto l'Universo, sapendo che la densità di luminosità è $\rho_L \sim 2.5 \times 10^8 h L_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$, otterremmo $\rho \sim 2 \times 10^{11} h^2 M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$, molto simile alla densità critica, $\rho_{c0} = 2.778 \times 10^{11} h^2 M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$.

♣ Gli ammassi di galassie sono ancor più chiaramente riconoscibili nei raggi X. Già dalle prime osservazioni dei satelliti Uhuru, EXOSAT ed Einstein, si notò come gli ammassi fossero visibili come sorgenti estese (figura 5.4). L'emissione proviene dalla radiazione di bremsstrahlung da parte di gas caldo diffuso, a temperatura di $\sim 10^8 \text{ K}$, otticamente sottile. Notiamo che questa temperatura è molto simile alla temperatura viriale di un ammasso, data da $\mu m_p \sigma^2 = 3kT$ (dove μ è il peso molecolare del gas). Questa emissione presenta molti aspetti interessanti:

- Si possono costruire cataloghi (limitati in flusso!) di gruppi o ammassi basati sull'emissione X, saltando così tutte le difficoltà ed incertezze connesse con il riconoscimento a partire da cataloghi di galassie.
- Grazie a questa emissione è possibile sondare la buca di potenziale dell'ammasso, in modo indipendente dalle osservazioni di galassie. Si può quindi stimare la massa degli ammassi in modo più preciso.
- Si può stimare la massa del gas caldo e la sua temperatura.
- Grazie alle righe di emissione del ferro, si può stimare l'abbondanza di questo elemento (e quindi la metallicità) nel gas caldo diffuso.

Abbiamo già incontrato questa emissione X negli aloni delle galassie ellittiche (non al centro di un ammasso); storicamente, fu scoperta prima negli ammassi, che sono di gran lunga più

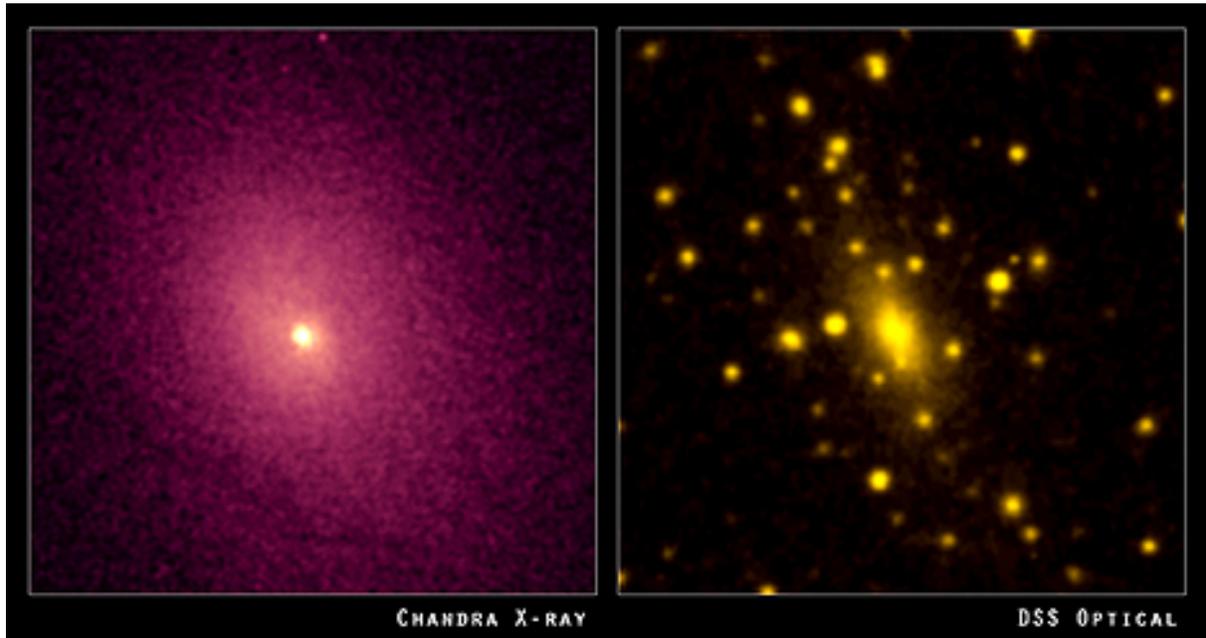


Figura 5.4: Ammasso di galassie visto in X (sinistra) e in ottico (destra). Fonte: Chandra.

luminosi. Come per le ellittiche, la determinazione della massa dall'emissione X del gas segue l'equazione di Jeans (equazione 3.12). Le masse così ottenute concordano in genere entro un fattore 2 o 3 con le stime basate sul teorema del viriale.

♣ La massa del gas caldo contenuto negli ammassi supera di gran lunga quella stellare. In genere, si ha che il $\sim 15\%$ della massa di un ammasso è in gas caldo, compatibile con l'idea che (quasi) **tutti i barioni sono visibili in un ammasso** e che $\Omega_0 = 0.26$; in questo caso $\Omega_B \sim 0.04$, compatibile con il valore dato dalla nucleosintesi. Per inciso, questa fu una delle più forti evidenze contrarie ad $\Omega_0 = 1$: se il rapporto $M_B/M_{\text{tot}} \sim 0.15$ misurato negli ammassi è simile o comunque non superiore al valore universale, allora per $\Omega_0 = 1$ otteniamo $\Omega_B \sim 0.15$, in contrasto con la nucleosintesi primordiale.

♣ Gli ammassi sono le strutture legate più grandi dell'Universo. Sappiamo dalla relatività generale che la materia distorce lo spazio-tempo, e con esso le traiettorie percorse dai raggi di luce. Non è sorprendente quindi che gli ammassi siano delle ottime **lenti gravitazionali**: è molto comune osservare archi giganti in corrispondenza di ammassi (figura 5.5). Questi archi sono galassie di sfondo altamente distorte dall'ammasso. Tutte le galassie di sfondo sono in qualche modo distorte dall'ammasso; questa distorsione, quando non è macroscopica come per gli archi giganti, è misurabile tramite l'allineamento che induce sulle immagini (effetto di **lente debole**). Osservando quindi con attenzione tutte le galassie di sfondo si riesce a ricostruire la buca di potenziale dell'ammasso. Questi effetti di lente gravitazionale hanno una triplice importanza:

- Costituiscono una verifica formidabile della teoria della relatività generale a grandissime distanze da noi.
- Permettono di stimare la massa dell'ammasso; le stime così ottenute sono in accordo con quelle ottiche e X.
- Amplificano la luce delle galassie di sfondo, permettendo di osservare più facilmente galassie molto lontane.



Figura 5.5: Archi giganti nello sfondo di un ammasso di galassie, dovuti all'effetto di lente gravitazionale. Fonte: HST.

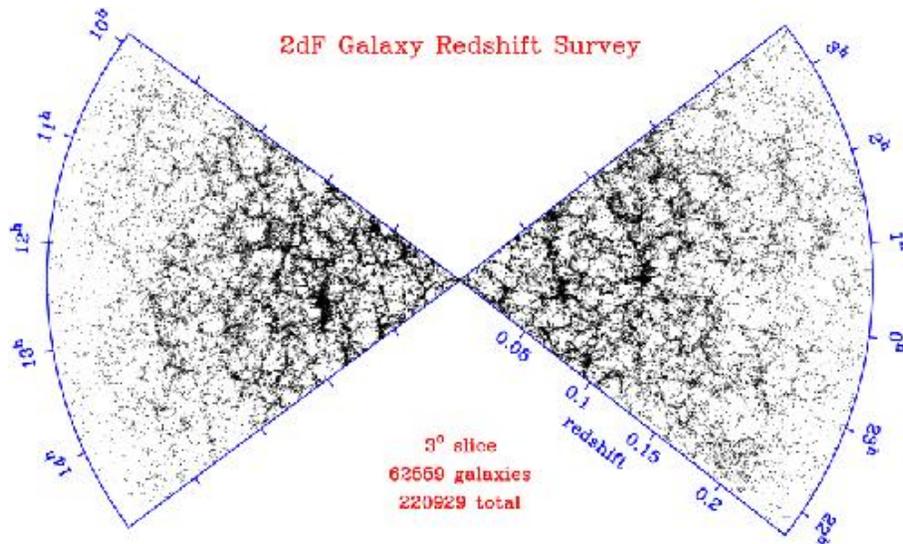


Figura 5.6: Distribuzione 3D delle galassie del catalogo 2dF. Fonte: 2dF team.

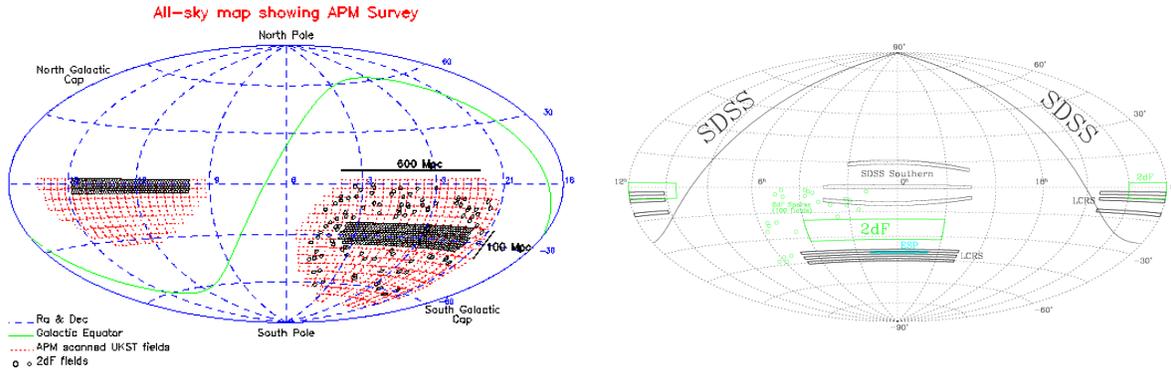


Figura 5.7: Estensione nel cielo di vari cataloghi di galassie. Fonte: 2dF team.

♣ Su scale superiori al h^{-1} Mpc, l'Universo mostra una lenta transizione verso l'omogeneità (figura 5.6). Per prima cosa scompaiono le strutture legate, visibili come dita di Dio nelle mappe 3D di galassie e come sorgenti X. Le strutture più grandi, a volte chiamati **superammassi**, costituiscono una rete di strutture che vede grandi **vuoti** circondati da **muri di galassie**, alle cui intersezioni si trovano **filamenti**; all'intersezione di questi ultimi troviamo gli ammassi di galassie. La topologia della struttura a grande scala somiglia quindi a quella di una spugna, o se volete (come suggerì Einstein) a quella di un formaggio svizzero.

♣ Chiamiamo \bar{n}_{gal} la densità media di galassie, e definiamo il contrasto di densità di galassie come:

$$\delta_{\text{gal}}(\mathbf{r}) = \frac{n_{\text{gal}}(\mathbf{r}) - \bar{n}_{\text{gal}}}{\bar{n}_{\text{gal}}} \quad (5.1)$$

Analogamente a quanto fatto per le fluttuazioni di temperatura del CMB sulla sfera celeste, scomponiamo il campo di densità di galassie $n_{\text{gal}}(\mathbf{r})$ in onde piane, ovvero operiamo una trasformazione nello **spazio di Fourier**:

$$\tilde{\delta}_{\text{gal}}(\mathbf{k}) = \int d^3r \delta_{\text{gal}}(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (5.2)$$

Il campo trasformato è complesso, e rispetta la simmetria $\tilde{\delta}_{\text{gal}}(-\mathbf{k}) = \tilde{\delta}_{\text{gal}}^*(\mathbf{k})$. Definiamo **spettro di potenza** $P(k)$ il valore medio del modulo quadro dei modi di Fourier:

$$P(k) = \langle |\tilde{\delta}_{\text{gal}}(\mathbf{k})|^2 \rangle \quad (5.3)$$

(la definizione rigorosa è in verità un po' più complicata). Lo spettro di potenza ci dice quanto sono grandi le fluttuazioni su una scala $r \sim 2\pi/k$.

♣ La determinazione osservativa dello spettro di potenza necessita di cataloghi omogenei di galassie di cui sia nota la distanza, o più realisticamente il redshift¹. Sono stati compilati molti campioni di questo genere, e sarebbe fuori luogo elencarli tutti. Citiamo però i due più grandi, che costituiscono un passo avanti sostanziale rispetto ai precedenti, in quanto coprono in modo omogeneo vaste zone del cielo e contengono centinaia di migliaia di galassie, arrivando ad una magnitudine limite di $B \sim 20$.

¹Si può ricostruire lo spettro di potenza anche da cataloghi angolari, ma la misura è più delicata; i cataloghi 3D sono decisamente preferibili.

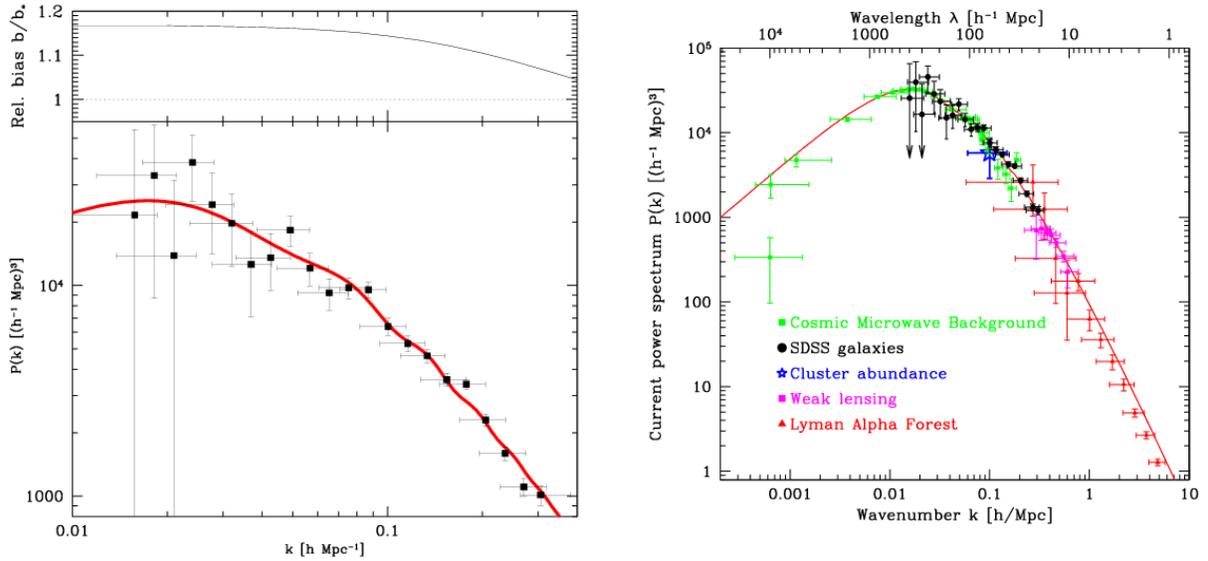


Figura 5.8: Spettro di potenza delle fluttuazioni. Sinistra: catalogo SDSS. Destra: struttura a grande scala e CMB. Fonte: Tegmark et al. (2004) e SDSS team.

- Il campione **2dF** (figura 5.6 e 5.7) è basato sul campione **APM** (Automated Plate Machine, mostrato in figura 5.2), ottenuto dalla scansione automatica di lastre fotografiche di una grande parte del cielo sud, osservate dal telescopio Anglo-Australiano. L'osservazione dei redshift si basa sullo strumento 2dF, 2-degree Field, montato sull'AAT, uno strumento capace di osservare fino a 400 spettri ad ogni esposizione su un campo di 2 gradi quadri (enorme per gli standard astronomici).
- Il campione **SDSS** (figura 5.7), Sloan Digital Sky Survey (Mr. Sloan è il finanziatore del progetto), si pone lo scopo ambizioso di misurare, con un telescopio di 2.5 metri dedicato e dotato di strumentazione digitale (CCD), la fotometria multi-banda per tutti gli oggetti visibili in una grande fetta del cielo nord. La raccolta dei dati è quasi completata.

♣ La figura 5.8 mostra, a sinistra, lo **spettro di potenza misurato** dal campione SDSS. Lo spettro mostra un appiattimento corrispondente a scale di $\sim 200 - 300 h^{-1} \text{ Mpc}$, ed ha una pendenza logaritmica che va da ~ 0 fino a ~ -2 alle scale più piccole misurate. Inoltre, lo spettro mostra una piccola increspatura a $k \sim 0.08 h \text{ Mpc}^{-1}$, dovute alle oscillazioni dei barioni che cadono nelle buche di potenziale della materia oscura dopo la ricombinazione. La predizione di questo spettro di potenza e dello spettro delle fluttuazioni del CMB è lo scopo dei modelli cosmologici di formazione della struttura a grande scala. In pratica lo spettro delle fluttuazioni angolari del CMB si può riformulare in termini di $P(k)$ (figura 5.8 a destra); a scale grandissime risulta $P(k) \propto k$ (o, secondo le ultime stime di WMAP, $\propto k^{0.96}$).

♣ Lo spettro di potenza delle fluttuazioni (di temperatura del CMB o di densità delle galassie) è lo strumento principale per confrontare le predizioni dei modelli cosmologici con le osservazioni. Contemporaneamente, lo spettro dà solo una parte dell'informazione disponibile sulla distribuzione delle galassie. Per esempio, non vi è nello spettro di potenza alcuna informazione sulla topologia spongiforme della struttura a grande scala. Infatti, i modi del campo di densità di galassie, essendo numeri complessi, sono caratterizzati da un modulo e da una **fase**:

$$\tilde{\delta}_{\text{gal}}(\mathbf{k}) = |\tilde{\delta}_{\text{gal}}(\mathbf{k})| e^{i\phi} \quad (5.4)$$

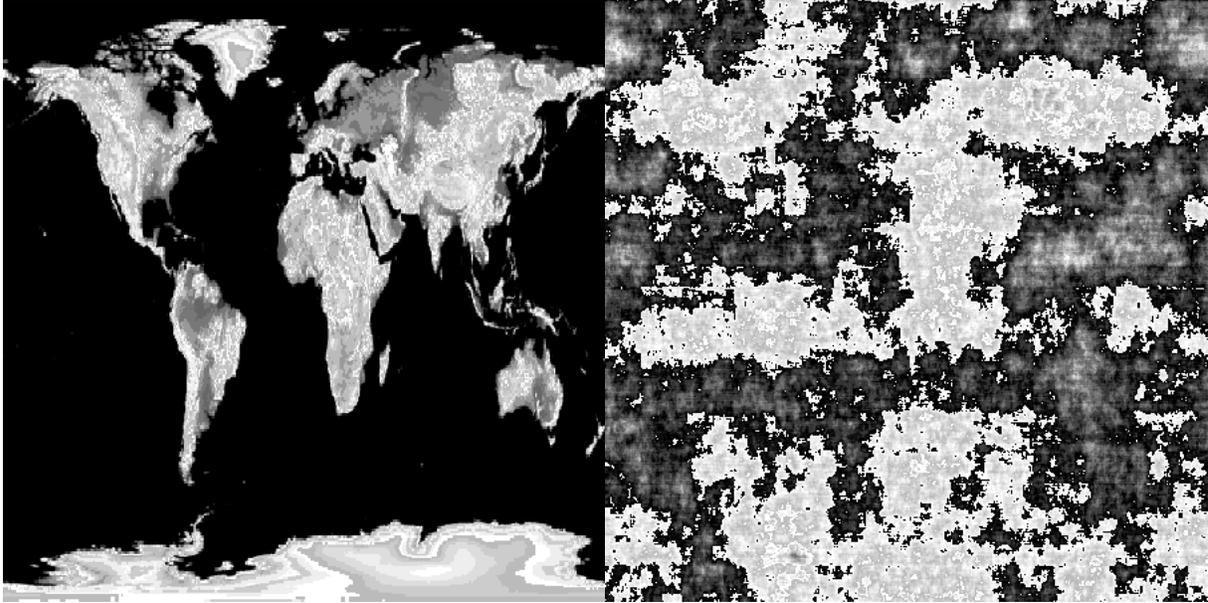


Figura 5.9: Effetto geometrico della “randomizzazione” delle fasi di Fourier di un’immagine. Fonte: cortesia di F. Fontanot.

Lo spettro di potenza dà informazione solo sul modulo dei modi di Fourier, tralasciando completamente le fasi. La figura 5.9 mostra due immagini: la prima è stata trasformata nello spazio di Fourier, ed è stata manipolata lasciando intatto il modulo ma mettendo una fase completamente casuale, ottenendo così, dopo una trasformata di Fourier inversa, la seconda immagine. Gli spettri di potenza delle due immagini sono uguali per costruzione, ma la “struttura a grande scala” si perde nella seconda immagine.

♣ I modelli cosmologici basati sull’amplificazione gravitazionale delle piccole perturbazioni predicono che **le fasi della struttura a grande scala** (e quindi la sua topologia spongiforme) **sono puramente un risultato dell’evoluzione non-lineare delle perturbazioni**, e non contengono alcuna informazione cosmologica. In altre parole, le fasi delle perturbazioni primordiali sarebbero casuali, e la correlazione delle fasi responsabile per la struttura a grande scala sarebbe un prodotto dell’evoluzione non-lineare delle perturbazioni. Non sono note evidenze osservative contrarie a quest’idea.

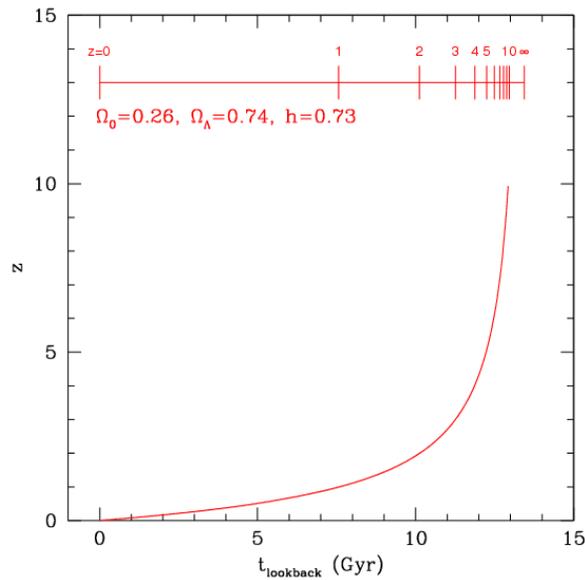


Figura 5.10: Tempo cosmologico di lookback in funzione del redshift per una cosmologia piatta con $\Omega_0 = 0.26$, $\Omega_\Lambda = 0.74$ e $h = 0.73$. Fonte: produzione propria.

5.2 Le galassie ad alto redshift (1h – A)

♣ Lo studio delle galassie ad alto redshift è in piena evoluzione dal punto di vista osservativo, mentre le teorie cercano di inseguire i risultati e fanno fatica a produrre predizioni. **Lo stesso concetto di “alto redshift” cambia col tempo:** se pochi anni fa $z \sim 1$ era un traguardo quasi utopistico, oggi per galassie ad alto redshift si intende $z \sim 3 - 6$; tra qualche anno, con il James Webb Space Telescope, sarà $z \sim 10$.

♣ Inoltre, lo studio delle galassie ad alto redshift mette in evidenza in modo lampante **l’importanza di studiare l’Universo in tutte le bande possibili** (sezione 1.6), specialmente quelle IR e sub-mm, dove va a finire, sia a causa del redshift che dell’assorbimento da polvere, molta dell’energia emessa da galassie e quasar.

♣ L’evoluzione dell’Universo è regolata dal fattore di scala ovvero dal redshift, ma l’evoluzione delle stelle segue il tempo fisico. È molto utile considerare con attenzione la **relazione tra tempo fisico e redshift**. Questa è mostrata in figura 5.10 (notare che qui mostriamo il tempo di *lookback*, cioè il tempo intercorso tra l’emissione e l’osservazione della luce). A $z = 6$ l’Universo ha ~ 1 Gyr, a $z = 4$ l’età corrisponde a ~ 1.5 Gyr, ovvero $\sim 10\%$ dell’età dell’Universo; a $z = 1$ l’Universo è al $\sim 40\%$ della sua storia.

♣ Prima di discutere di galassie ad alto redshift è opportuno discutere come **l’espansione** di Hubble influenzi la loro osservazione. Questo vale naturalmente anche per l’osservazione delle galassie più vicine, dove l’effetto è minore. Lo spettro osservato è spostato verso il rosso a causa dell’espansione cosmologica, e questo ha due conseguenze.

♣ Primo: se osserviamo le galassie con un filtro centrato su una lunghezza d’onda λ_0 e di ampiezza $\Delta\lambda$, la luce che cade nella banda sarà stata emessa alla lunghezza d’onda $\lambda_e = \lambda_0/(1+z)$ in una banda di ampiezza $\Delta\lambda_e = \Delta\lambda_0/(1+z)$. In altre parole, con uno stesso filtro misuriamo

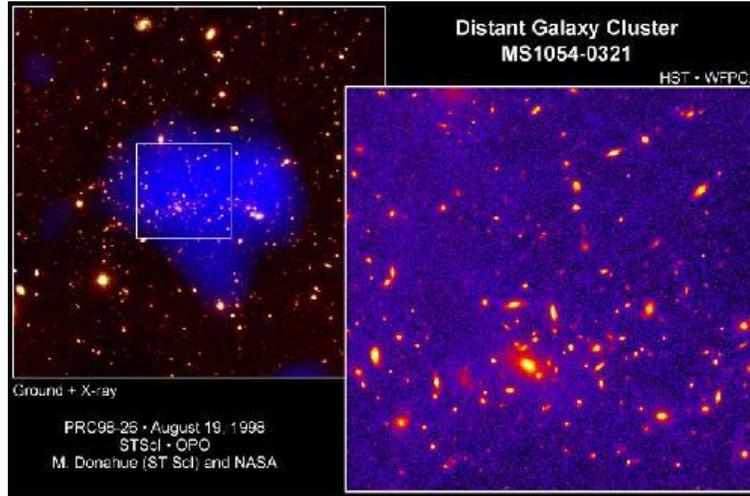


Figura 5.11: Ammasso di galassie lontano ($z \sim 1$). Fonte: HST.

flussi emessi in bande diverse a redshift diversi. Questo effetto si può facilmente correggere se si conosce lo spettro della galassia. Questa è chiamata **correzione K**, ed è necessaria per rendere confrontabili le magnitudini di un catalogo di galassie. Chiaramente la bontà della correzione dipenderà dalla capacità di distinguere le galassie con spettri di tipo diverso (vedi la figura 3.24).

♣ Secondo: la brillantezza superficiale diminuisce con il redshift sia per la minore energeticità dei fotoni che arrivano, sia per il maggiore diametro angolare con cui le galassie vengono viste. In particolare, la brillantezza superficiale è $I = f/\theta^2$ (dove f è il flusso osservato e θ è l'estensione angolare della sorgente); poiché $f \propto d_L^{-2}$ e $\theta \propto 1/d_D$, sapendo che il rapporto tra distanza di luminosità e di diametro è $d_L/d_D = (1+z)^2$, si ottiene:

$$I = I_0(1+z)^{-4} \quad (5.5)$$

Questo effetto si chiama **attenuamento cosmologico**; ad alto redshift diventa fondamentale la sottrazione del fondo cielo.

♣ Quest'ultimo effetto rende **l'osservazione delle galassie lontane molto difficile**. Tuttavia l'osservazione è facilitata dal fatto che le galassie più lontane presentano tipicamente stelle molto giovani, e sono quindi un po' più luminose. Con i telescopi della classe 4 e 8 metri, e con Space Telescope, si riesce ad andare abbastanza profondi da vedere galassie fino a $z \sim 7$.

♣ Il vero problema nasce nell'**identificazione delle galassie lontane**, ovvero nella distinzione di queste dalle numerose galassie nane vicine. Se per prendere il redshift di una galassia di magnitudine 25 bisogna puntare per ore un Keck o un VLT, non vorrete sprecare il vostro tempo di osservazione per ottenere 9 volte su 10 spettri di galassie irrilevanti! Elenchiamo qui le tecniche di identificazione più utilizzate per l'identificazione di galassie lontane.

- **Ammassi di galassie:** a $z \lesssim 1$ sono presenti ammassi di galassie, identificabili dalle mappe ottiche o attraverso la loro emissione X. Le galassie osservate nel campo dell'ammasso avranno una buona probabilità di trovarsi allo stesso redshift dell'ammasso (figura 5.11).
- **Redshift fotometrico:** osservando le galassie in diverse bande, dal vicino UV al vicino IR, è possibile ricostruire lo spettro a larga banda della galassia, e da questo stimarne il redshift (figura 5.12).

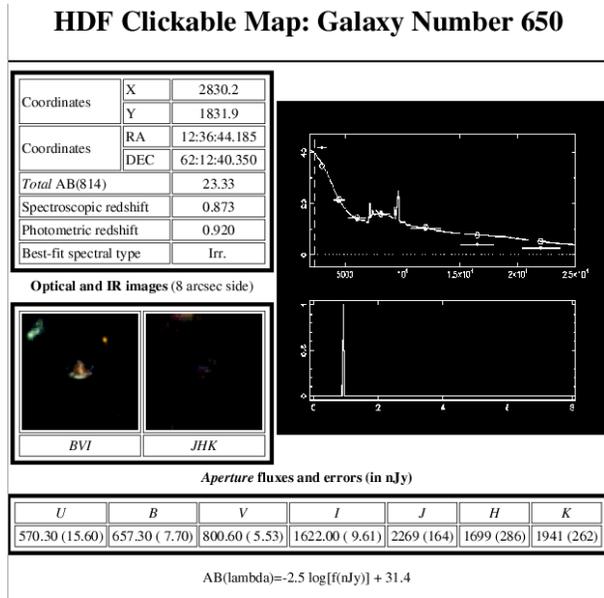


Figura 5.12: Redshift fotometrico di una galassia. Fonte: Fernandez-Soto.

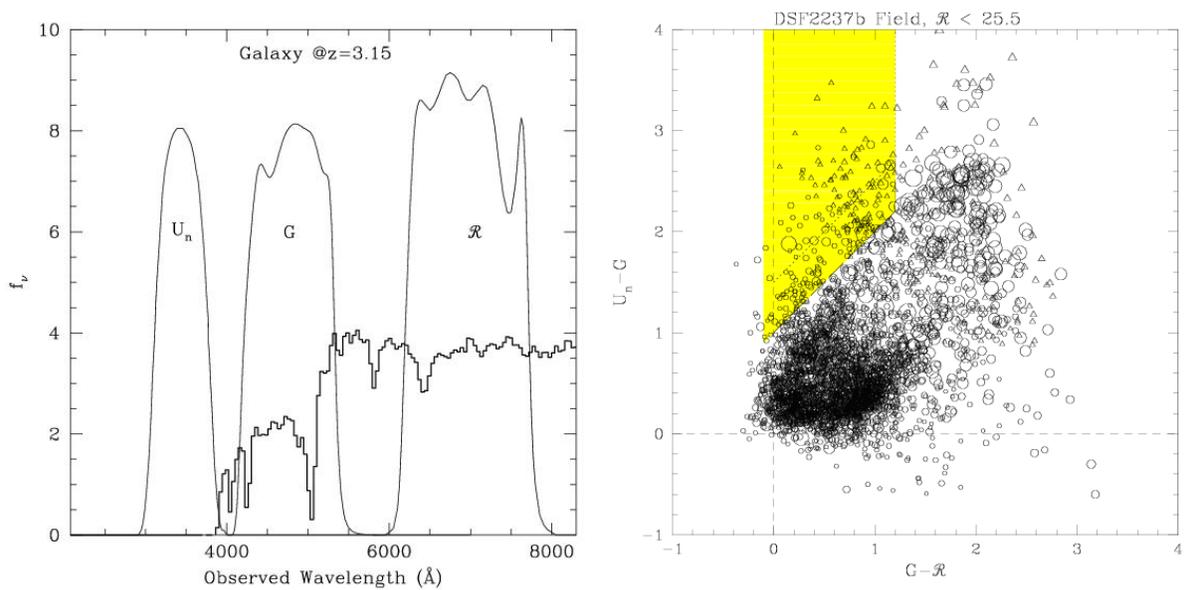


Figura 5.13: Sinistra: sistema di filtri usati per la selezione delle galassie Lyman-break. Destra: campione di galassie nel piano colore-colore. Fonte: C. Steidel.

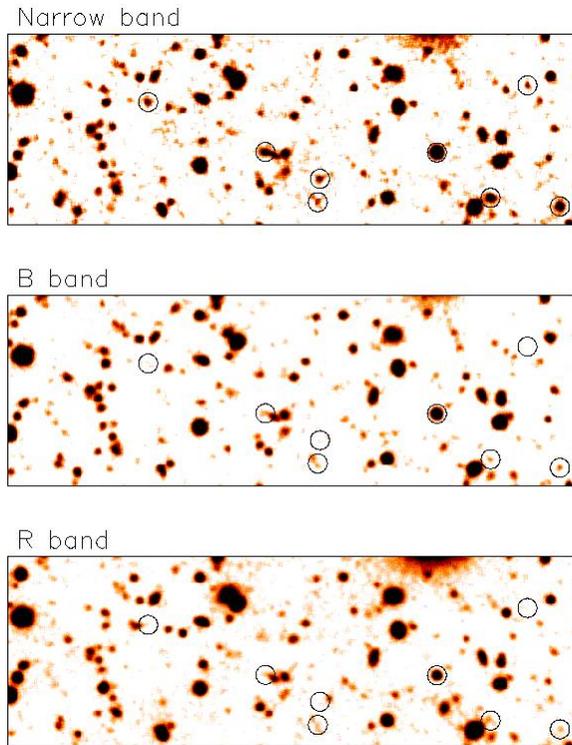


Figura 5.14: Selezione di emettitori Lyman α lontani. Fonte: cortesia di P. Moller e J. Fynbo.

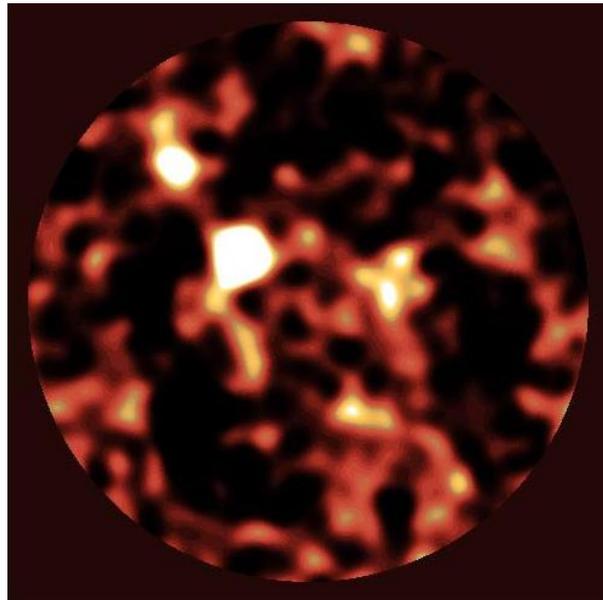


Figura 5.15: Immagine SCUBA profonda (del campo dell'Hubble deep field). Fonte: JCMT.

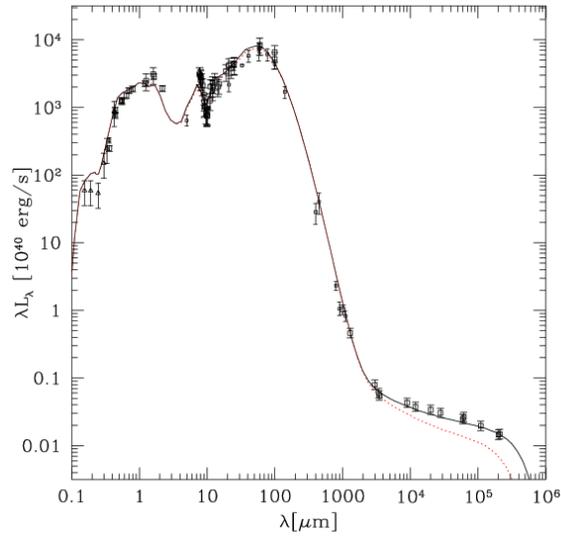


Figura 5.16: Spettro di una galassia starburst. Fonte: cortesia di L. Silva.

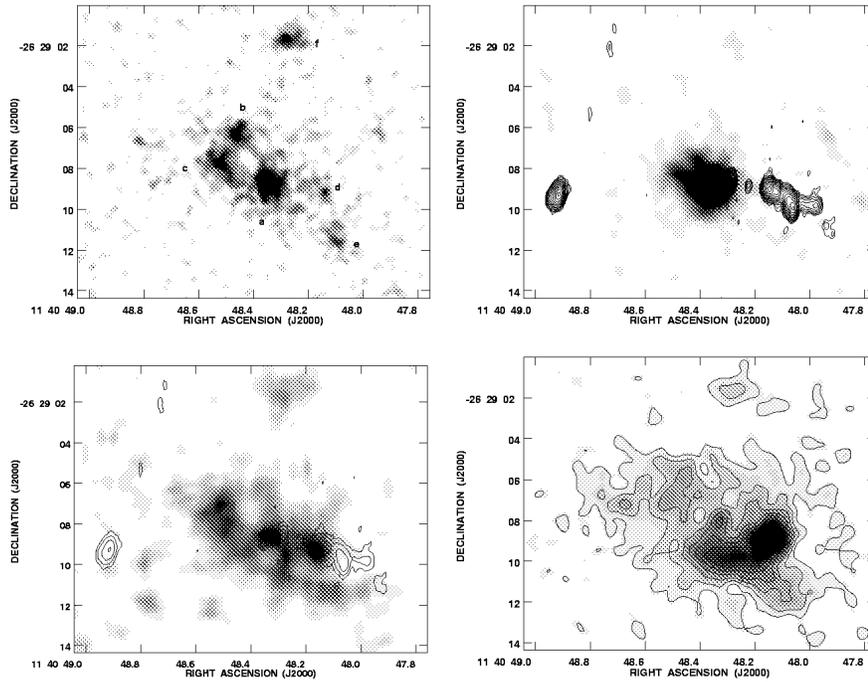


Fig. 4. a r-band image of 1138–262. Labels identify the different components as explained in the text. b K_s -band image of 1138–262 with the contours of the 8.1 GHz radio image overlaid. Radio contours are as in Fig. 1b. c Smoothed B-band image of 1138–262 with the contours of the 8.1 GHz radio image overlaid. Radio contours are a geometric progression in step of 4 with the first contour level at 0.11 mJy. d Image of the extended Ly α emission associated with 1138–262. Contours are linearly spaced at 2σ , 4σ , 6σ etc, where σ is the background rms noise.

Figura 5.17: Immagine multi-banda di una radiogalassia. Fonte: L. Pentericci et al. (1997).

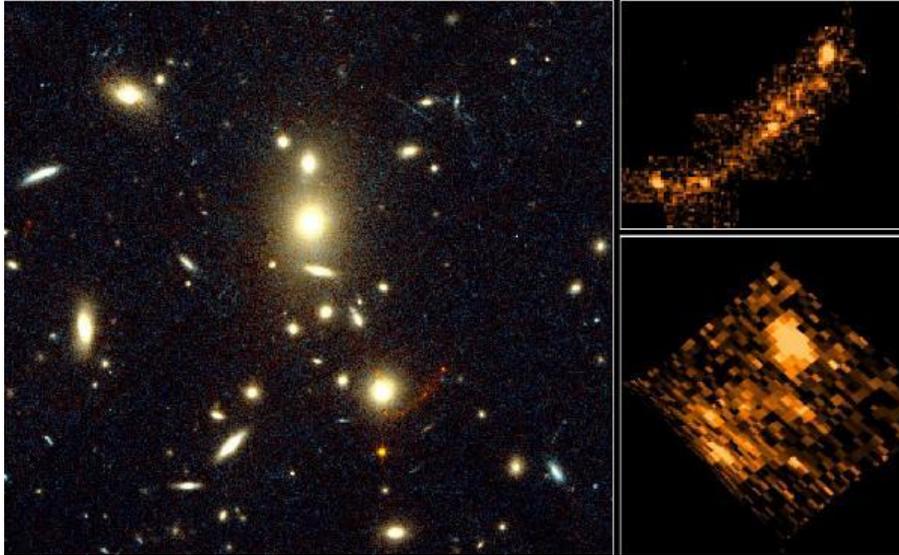


Figura 5.18: Galassia lontana amplificata da una lente gravitazionale (un ammasso). Fonte: HST.

- **Tecnica Lyman-break:** a $z \sim 3$ il taglio di Lyman a 912 \AA , presente per ogni galassia ricca di idrogeno neutro, entra nella banda U del vicino UV. Le galassie ad alto redshift sono ricche di idrogeno neutro, e quindi non hanno quasi flusso a $\lambda < 912 \text{ \AA}$. Di conseguenza esse scompaiono dalla banda U, rendendosi facilmente riconoscibili (figura 5.13). Le galassie che scompaiono dalla banda B si trovano invece a $z \sim 4$, in banda V a $z \sim 5$, in banda I a $z \sim 6$.
 - **Emissione Lyman α :** le galassie con forte formazione stellare presentano emissione nella riga Lyman α dovuta alla fluorescenza delle regioni *HII*. Utilizzando un filtro molto stretto, è possibile osservare galassie ad un redshift preciso (figura 5.14).
 - **Sub-mm:** le zone di maggiore formazione stellare sono oscurate da polvere, la quale riemette l'energia assorbita nel lontano IR e nel sub-mm. Le galassie con formazione stellare più alta sono quindi difficili da osservare con la tecnica Lyman-break, basata sull'emissione UV, ma sono facilmente visibili nel lontano IR e, grazie al redshift, nel sub-mm (figura 5.15). Infatti, la particolare forma dello spettro di una galassia starburst (figura 5.16) rende la correzione K positiva in questa banda.
 - **Oggetti estremamente rossi:** una galassia ellittica eventualmente presente ad alto redshift assume colori molto rossi, rendendosi distinguibile dalle galassie più vicine. Questi oggetti si possono però confondere con galassie in formazione stellare oscurate da grandi quantità di polvere.
 - **Radiogalassie e quasar:** osservando nell'ottico gli AGN potenti è possibile vedere la galassia ospite. Questo è facile per le radiogalassie (figura 5.17), che non hanno controparte AGN ottica; per i quasar il problema consiste nel sottrarre la luce predominante dell'AGN.
 - **Lenti gravitazionali:** i grandi archi visibili nello sfondo degli ammassi di galassie sono galassie lontane, la cui luce è amplificata dall'effetto di lente gravitazionale (figura 5.18).
- ♣ Alcuni anni fa fece molto scalpore l'osservazione dell'**Hubble deep field** (figura 5.19): il telescopio Hubble fu puntato per 10 giorni sempre sullo stesso campo del cielo nord, ottenendo

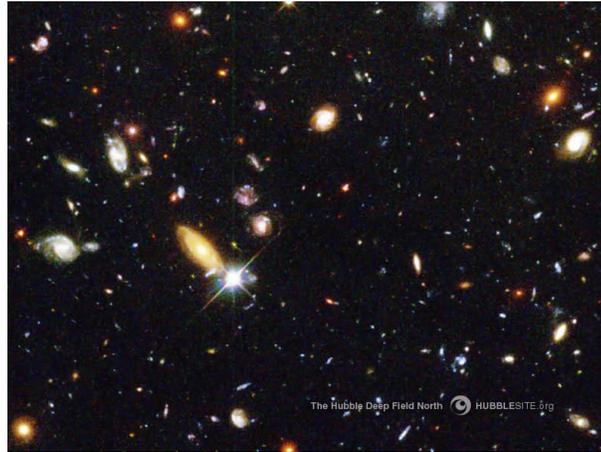


Figura 5.19: L’Hubble deep field. Fonte: HST.

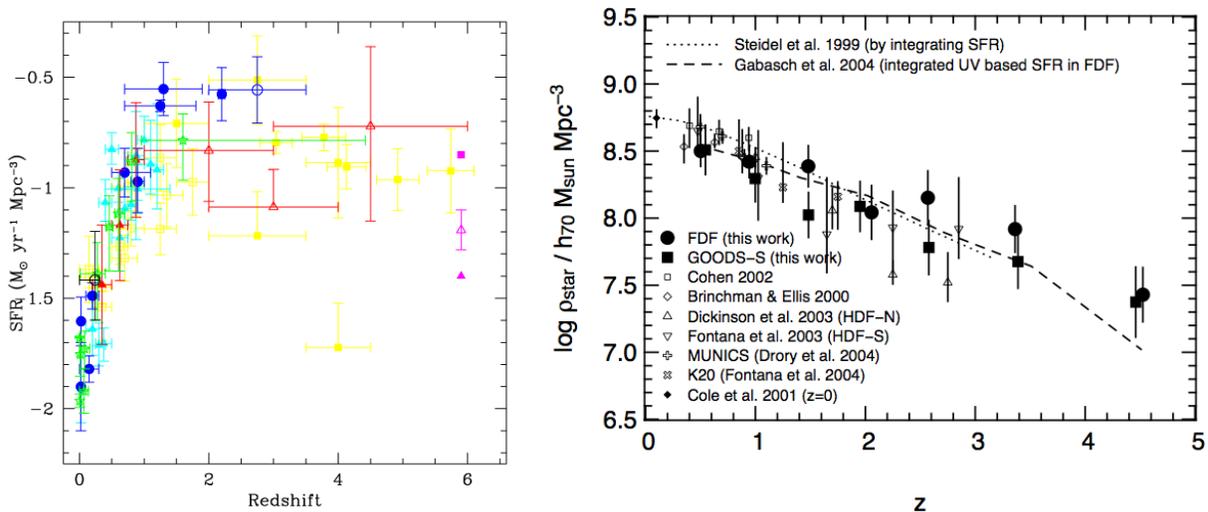


Figura 5.20: Storia della formazione stellare. Fonte: A. Hopkins (2004) e Drory et al. (2004).

così l’immagine più profonda mai ottenuta a quel tempo (si arriva a magnitudini ~ 28). L’osservazione è poi stata ripetuta su un campo del cielo sud equatoriale e, quanto è stato montato lo strumento ACS, su un altro campo a sud (l’Ultra Deep Field), ottenendo un’immagine ancora più profonda in un tempo di esposizione minore. Questi campi profondi si sono rivelati uno strumento prezioso per sondare le galassie lontane, tanto che nel decennio successivo sono stati intrapresi parecchi grandi progetti. Tra questi citiamo **GOODS**(Great Observatories Origins Deep Survey), nel quale la comunità triestina è pesantemente coinvolta, che consiste nell’osservazione di due campi profondi, uno a nord (contenente l’Hubble deep field) e uno a sud equatoriale (includente l’Ultra Deep Field), nel radio (VLA), sub-mm (SCUBA), medio IR (Spitzer), vicino IR (VLT), ottico (HST e VLT), vicino UV (VLT) ed X (Chandra ed XMM). Tutti questi progetti stanno producendo dati in grado di chiarificare i complicati processi in atto nella formazione delle galassie.

♣ Con queste osservazioni profonde si trova che fino a $z \sim 1$ l’evoluzione delle galassie brillanti appare “passiva” (le popolazioni stellari osservate indietro nel tempo appaiono un po’ più giovani, ma non si trova traccia di formazione stellare significativa), mentre le galassie più deboli sembrano aumentare in numero. Invece a $z \sim 3$ le galassie appaiono sostanzialmente di-

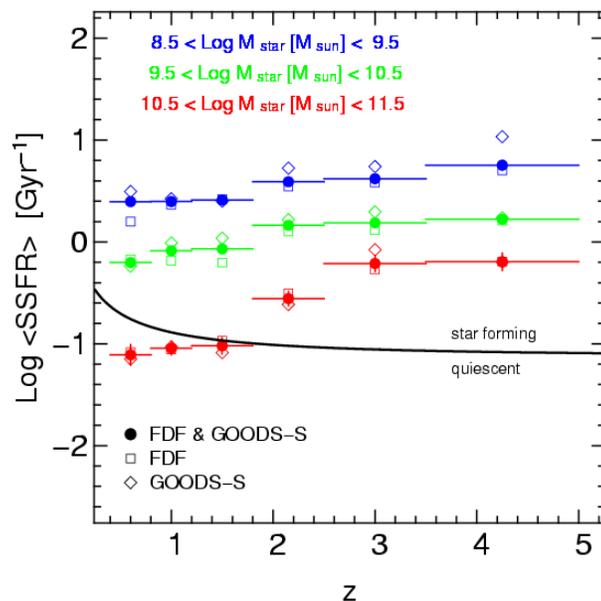


Figura 5.21: Tasso medio specifico di formazione stellare in funzione del redshift per galassie di massa grande, media e piccola. Fonte: Feulner et al. (2005).

verse. In particolare, la sequenza di Hubble svanisce, le galassie sono irregolari e frammentarie. Lo stesso concetto di galassia come isola di stelle diventa spesso opinabile. Questo è solo in parte dovuto al fatto che la luce vista nell’ottico viene emessa nell’UV, dove anche le galassie locali sono più frammentarie.

♣ Grazie a queste osservazioni si riesce a tracciare l’andamento globale della formazione delle galassie. La **storia della formazione stellare** (figura 5.20) si ricava studiando vari indicatori di formazione stellare al variare del redshift, e si misura in $M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$. Gli indicatori di formazione stellare più utilizzati sono la luce UV, il tasso di supernove di tipo II, la luminosità della riga $H\alpha$ in emissione (nella fluorescenza il numero di fotoni $H\alpha$ è proporzionale al numero di fotoni ionizzanti delle stelle OB) o di altre righe nebulari, la luminosità radio e quella del medio/lontano IR e sub-mm. Il tasso di formazione stellare cresce di un ordine di grandezza da $z = 0$ a $z = 1 - 2$, ha un picco a $z \sim 2 - 3$ e poi, probabilmente, decresce a $z > 4$. Osservando nel vicino IR è possibile determinare anche le masse stellari e l’evoluzione della densità di massa stellare col redshift (figura 5.20).

♣ Più in particolare, l’osservazione dell’Universo ad alto redshift ha rivelato una evoluzione differenziale delle galassie. A grandi masse stellari, le galassie (che a basso redshift sono tipicamente ellittiche) appaiono evolvere in modo passivo fino a $z \sim 2$, mentre a piccole masse stellari le galassie (che a basso redshift sono tipicamente spirali o irregolari) formano stelle in modo più vivace. Definiamo il tasso specifico di formazione stellare come il tasso di formazione stellare diviso la massa stellare. Si può dire che la galassia si sta formando quando questa quantità, che ha le dimensioni dell’inverso di un tempo, è simile all’inverso dell’età dell’Universo al redshift di osservazione. Una misura del tasso specifico di formazione stellare da $z = 0$ a 5 è mostrata in figura 5.21: mentre le galassie grandi smettono di “formarsi” a $z \sim 2$, le galassie piccole continuano la loro formazione per tutto il tempo di Hubble. Questa tendenza è chiamata **downsizing** e dà dei vincoli molto importanti alla formazione delle galassie.

♣ Abbiamo visto come i **quasar** siano collegati alla formazione delle galassie ellittiche. La densità di luce emessa dai quasar è mostrata nella figura 5.22, sia in funzione del redshift che del

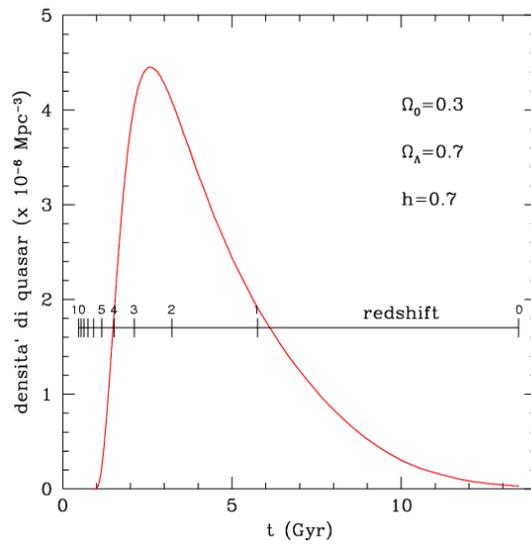


Figura 5.22: Evoluzione della densità dei quasar. Fonte: produzione propria.

tempo cosmologico. In modo simile alla storia di formazione stellare, i quasar mostrano un picco di attività a $z \sim 2 - 3$. Questa evidenza conferma che l'Universo ad alto redshift era diverso da quello attuale, e che la fase di formazione delle galassie più massicce è avvenuta ad alto redshift.

5.3 Il modello di materia oscura fredda (2h – F)

♣ Lo studio della **dinamica dell’Universo disomogeneo** si pone come scopo quello di predire la distribuzione delle strutture osservate nell’Universo, ed in particolare delle fluttuazioni osservate nel CMB e nella distribuzione delle galassie. Dalle osservazioni di COBE sappiamo che alla ricombinazione sono presenti perturbazioni su scale più grandi dell’orizzonte delle particelle a quell’epoca. Queste perturbazioni sono necessariamente primordiali; nessun processo causale può averle alterate. Nel caso “naturale” in cui le perturbazioni del potenziale abbiano uno spettro di rumore bianco (tutti i modi di oscillazione sono ugualmente eccitati), lo spettro di queste fluttuazioni primordiali ha una forma del tipo $P_{\text{prim}}(k) \propto k$. Questo andamento corrisponde ad uno spettro piatto per le fluttuazioni di temperatura del CMB. La teoria dell’inflazione spiega la presenza di queste perturbazioni come fluttuazioni quantistiche dell’inflatone, rese classiche dall’espansione accelerata, e ne predice uno spettro leggermente più piatto:

$$P_{\text{prim}}(k) = A k^{n_s} \quad (5.6)$$

dove A è un’opportuna costante di normalizzazione, e $n_s \sim 0.9$. Come già accennato nella sezione 4.4, le misure di WMAP danno $n_s = 0.96 \pm 0.02$, confermando così la predizione dell’inflazione.

♣ A scale minori dell’orizzonte delle particelle le perturbazioni evolvono secondo processi causali. In genere esse tenderanno a crescere per effetto della gravità, ma saranno rallentate da molti processi dovuti principalmente all’effetto della radiazione, che nel suo periodo di dominio congela le perturbazioni, e al tipo di materia oscura presente. Tutti questi processi determinano lo **spettro delle perturbazioni alla ricombinazione**.

♣ Il collasso delle perturbazioni avviene per lo stesso meccanismo dell’instabilità di Jeans già studiato in precedenza nella formazione stellare. Le perturbazioni sono in grado di collassare quando la loro autogravità supera la forza di pressione. Questo definisce una massa caratteristica, la massa di Jeans. Partendo da un Universo quasi omogeneo, si può equivalentemente parlare di una **lunghezza di Jeans**, corrispondente circa al raggio della sfera che contiene la massa di Jeans. Se la materia ha una velocità del suono $c_s = \sqrt{\partial P / \partial \rho}$, la lunghezza di Jeans è:

$$\lambda_J = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G\bar{\rho}}} \quad (5.7)$$

Notare che come ordine di grandezza $\lambda_J \sim c_s t_{\text{dyn}}$, dove $t_{\text{dyn}} \simeq 1/\sqrt{G\bar{\rho}}$ è il tempo dinamico dell’Universo imperturbato; sfruttando la definizione di densità critica (equazione 4.9) è facile dimostrare che $t_{\text{dyn}} \simeq t_{\text{Hubble}}$. Rispetto al problema del collasso delle nubi di idrogeno, nel contesto cosmologico, l’evoluzione di una perturbazione per instabilità di Jeans è rallentata dall’espansione dell’Universo, ma la massa di Jeans non cambia.

♣ La formulazione data sopra, che presuppone la presenza di un termine di pressione, è valida per un gas. Come abbiamo visto, la maggiorparte della materia sembra essere non sotto forma di barioni ma di una componente debolmente interagente, la **materia oscura**. Questa materia non può essere descritta come un gas perfetto, perché non interagisce in modo significativo neanche con sé stessa; essa è **non collisionale**. Abbiamo già incontrato parecchi sistemi non collisionali: gli ammassi globulari, o le galassie ellittiche, sono composti da una ”polvere di stelle”, nel senso che i diametri delle stelle sono così piccoli rispetto alla distanza media tra le stesse da rendere gli urti altamente improbabili. Di conseguenza l’unica interazione è quella gravitazionale. In

questi casi la resistenza all'attrazione gravitazionale viene data semplicemente dal moto delle particelle (di materia oscura oppure stelle), che fornisce un termine di pressione efficace.

♣ Nel caso cosmologico di materia non collisionale, se v_* è la velocità casuale tipica delle particelle (escludendo naturalmente il termine di espansione di Hubble), l'equivalente della lunghezza di Jeans, detta lunghezza di **free streaming** (flusso libero), viene espressa come:

$$\lambda_J = v_* \sqrt{\frac{\pi}{G\bar{\rho}}} \quad (5.8)$$

L'interpretazione del fenomeno è la seguente: se le particelle di materia oscura hanno una dispersione di velocità v_* , tutte le perturbazioni su scala inferiore alla lunghezza di free streaming verranno cancellate dal semplice moto delle particelle: una sovradensità non può persistere se le particelle che la compongono schizzano via prima che questa riesca a crescere.

♣ Lo spettro delle perturbazioni alla ricombinazione dipende quindi dalla lunghezza di free streaming, perché tutte le perturbazioni di scala inferiore verranno cancellate. Questa dipende a sua volta da v_* , la quale è determinata dallo stato termodinamico delle particelle al momento del disaccoppiamento dalle altre specie. Se la particella si disaccoppia mentre è ultrarelativistica, si avrà $v_* \sim c$; questo porterà alla cancellazione di tutte le perturbazioni su scala uguale alla distanza percorsa dalla particella dal momento del disaccoppiamento ad oggi. Si parla in questo caso di **materia oscura calda**.

♣ Un ottimo esempio di materia oscura calda viene dato da una specie di **neutrini massivi**, con massa $\sim 10 - 30$ eV. Questa massa è superiore ai limiti sperimentali per i neutrini elettronici, ma non si può escludere per i neutrini μ e τ . Noto il redshift di disaccoppiamento dei neutrini e la temperatura dell'Universo a quell'epoca, si può calcolare la densità che una tale componente di neutrini avrebbe; per una massa di 30 eV risulta $\Omega_\nu \simeq 1$. In questo caso la materia oscura è data da una particella già nota, il che è un vantaggio non trascurabile. Notare che gli esperimenti che hanno portato alla rivelazione della massa del neutrino, come SUPERKAMIOKANDE, non riescono a misurarne la massa ma la differenza Δm^2 tra la massa del neutrino elettronico e quello in cui oscilla (μ , τ o altro). La misura $\Delta m^2 \simeq 10^{-3}$ eV² suggerisce che i neutrini abbiano una massa abbastanza piccola da renderli cosmologicamente irrilevanti.

♣ Per i neutrini massivi la lunghezza di free streaming ammonta a diversi Mpc, per cui **le prime strutture che si formano sono ammassi di galassie** di $\sim 10^{15} M_\odot$. Negli anni '70 (quando l'Universo a $z > 0$ era sostanzialmente ignoto) la scuola sovietica portò avanti questo modello, sostenendo che le galassie potevano formarsi dal collasso e successiva frammentazione della struttura a grande scala (i "pancake"). Questo scenario, chiamato **top-down**, non riproduce la distribuzione delle galassie a $z = 0$, né tantomeno la formazione delle galassie osservata a $z \sim 3 - 5$.

♣ Una specie di particelle che si disaccoppia quando è in regime non-relativistico, oppure che non è mai stata in equilibrio termodinamico con le altre particelle, avrà una dispersione di velocità molto bassa, approssimativamente nulla. In questo caso la lunghezza di free streaming, è trascurabile, e tutte le perturbazioni riescono a sopravvivere. Si parla allora di **materia oscura fredda** (Cold Dark Matter, CDM). Il modello, o meglio la famiglia di modelli, di CDM è oggi preferita dalla gran parte dei cosmologi, e si avvia forse a diventare un modello standard, anche se non è ancora del tutto priva di problemi.

♣ Purtroppo **non esistono candidati ovi di materia oscura fredda**; le GUT prevedono la presenza di particelle che potrebbero essere buoni candidati, come la particella supersimmetrica più leggera, che dovrebbe essere stabile, o altre particelle esotiche come l'assione o

il neutralino. Molti gruppi sperimentali ricercano attivamente questa particella, nell'ipotesi che essa abbia un'interazione (seppur debolissima) con la materia. Il gruppo del Gran Sasso, con il progetto **DAMA**, ha annunciato qualche anno fa un possibile indizio di rivelazione, che però è stato accolto con molto scetticismo.

♣ L'evoluzione delle perturbazioni dall'inflazione alla ricombinazione è complicata dalla presenza di tre componenti significative, ovvero radiazione, materia barionica e materia oscura. Riassumiamo qui i concetti principali.

- Le perturbazioni primordiali possono essere di diversi tipi, corrispondenti a diversi modi di oscillazione. In particolare, le perturbazioni **adiabatiche**, riguardano tutte le componenti, mentre nelle perturbazioni di **isocurvatura** materia e radiazione oscillano in modo da lasciare imperturbata la curvatura locale dell'Universo. Queste ultime producono uno spettro delle fluttuazioni del CMB senza picchi acustici, e sono quindi escluse.
- Come già accennato nella sezione 4.4, le perturbazioni non possono crescere prima dell'equivalenza tra radiazione e materia, a causa del cosiddetto **effetto Meszaros** o di stagnazione; la radiazione, a causa della sua elevata pressione, non permette la crescita delle perturbazioni.
- Le perturbazioni primordiali del potenziale hanno tutte la stessa ampiezza quando l'orizzonte cosmologico diventa pari alla loro lunghezza d'onda ("entrata nell'orizzonte"). Questo implica $P(k) \propto k$. Tra l'entrata nell'orizzonte e l'equivalenza le perturbazioni della CDM non crescono. Di conseguenza, le perturbazioni su piccola scala, che entrano nell'orizzonte prima, risultano di ampiezza minore di quelle su scala più grande.
- In condizioni di dominio della materia le perturbazioni crescono come $\delta\rho/\rho \propto a(t)$.
- L'attrito viscoso tra barioni e fotoni provoca il congelamento delle fluttuazioni dei barioni nel periodo tra equivalenza e ricombinazione (**radiation drag**).
- Dopo la ricombinazione i barioni "cadono" nelle buche di potenziale della CDM, assumendo (dopo poche oscillazioni) gli stessi contrasti di densità.

Questi meccanismi di crescita delle perturbazioni spiegano perché per un modello dominato da materia oscura si predicono fluttuazioni del CMB minori di quelle di un modello puramente barionico (vedi sezione 4.4).

♣ Il risultato di tutti i processi appena elencati viene quantificato come segue: lo spettro di potenza alla ricombinazione è uguale a quello primordiale moltiplicato per una **funzione di trasferimento** $T^2(k)$:

$$P_{\text{rec}}(k) = P_{\text{prim}}(k)T^2(k) \quad (5.9)$$

La semplice moltiplicazione è giustificata dal fatto, già menzionato, che durante l'evoluzione lineare i singoli modi di oscillazione del campo evolvono indipendentemente. La figura 5.23 mostra diverse funzioni di trasferimento per varie famiglie di modelli.

♣ La figura 5.8 mostra **lo spettro delle perturbazioni alla ricombinazione** per un modello Λ CDM con materia oscura ed energia oscura, confrontato con lo spettro misurato dalla distribuzione delle galassie e dal CMB (tradotto in termini di $P(k)$). Il modello Λ CDM riproduce bene lo spettro di potenza osservato.

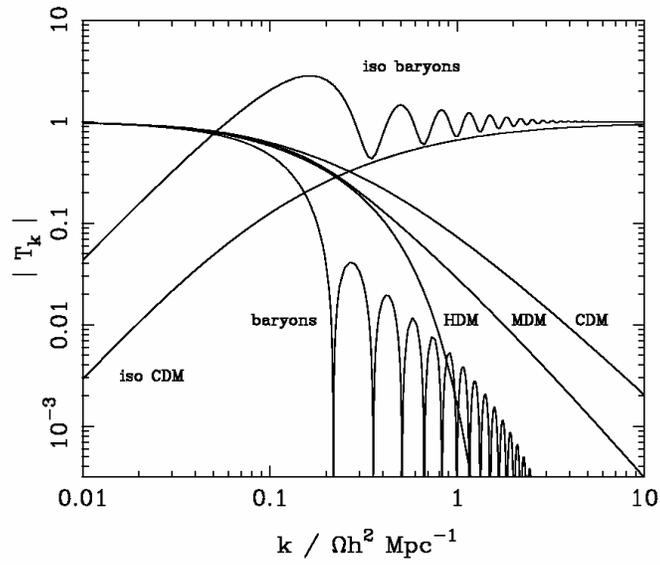


Figura 5.23: Funzioni di trasferimento per diversi modelli. Fonte: J. Peacock.

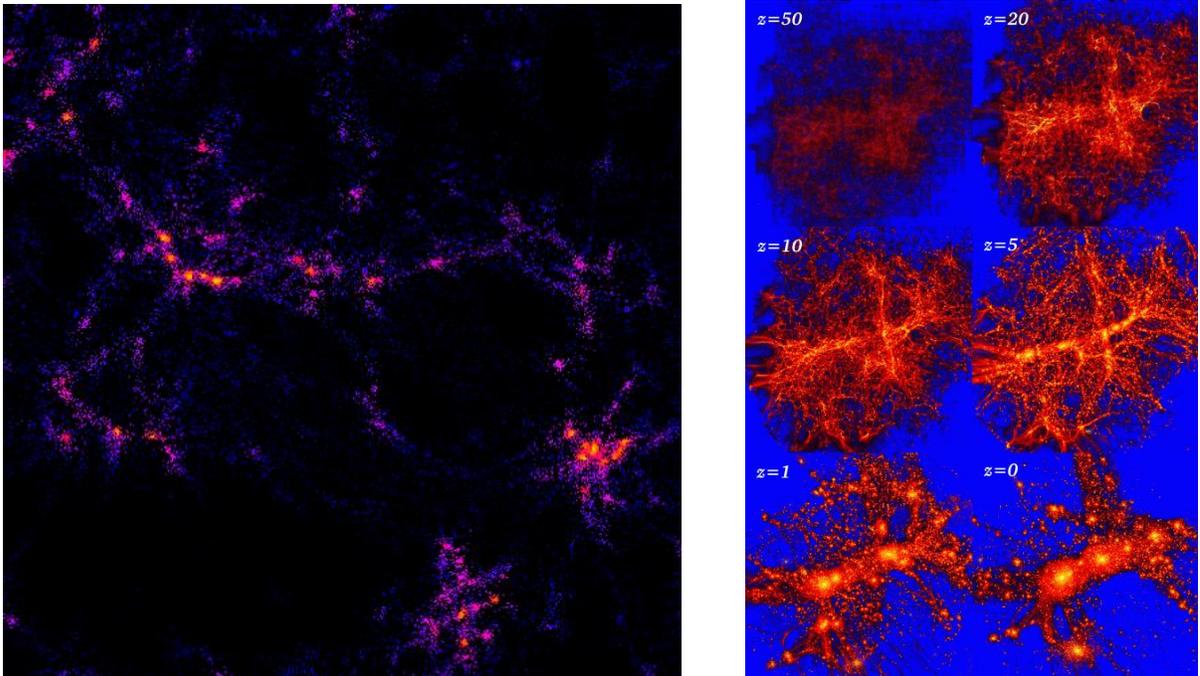


Figura 5.24: Sinistra: simulazione ad N-corpi dell'Universo locale. Destra: simulazione CDM ad alta risoluzione. Fonte: produzione propria, B. Moore.

♣ Dato lo spettro delle perturbazioni primordiali, e supposto che le fasi del campo di densità alla ricombinazione non contengano informazione, **per ogni set di parametri cosmologici l'evoluzione successiva dell'Universo è in linea di principio determinata**. La predizione della struttura a grande scala dell'Universo è però ostacolata dalla difficoltà pratica di risolvere il set di equazioni per l'evoluzione non-lineare delle perturbazioni. Esistono diverse approssimazioni che riescono a produrre predizioni anche molto precise, ma una discussione su di esse è fuori luogo. Il modo più diretto per studiare l'evoluzione non-lineare delle perturbazioni è quello di generare una configurazione di particelle su una griglia regolare, perturbarle opportunamente e quindi seguire la loro evoluzione calcolando esplicitamente le forze gravitazionali con un computer. Questo metodo di simulazione si chiama ad **N-corpi** (o N-body). La figura 5.24 mostra il risultato di una di queste simulazioni, riprodotto l'Universo locale.

♣ Il modello di materia oscura calda prevedeva, erroneamente, la formazione delle galassie come effetto della frammentazione degli ammassi di galassie. La formazione delle galassie, nel modello CDM, **precede** invece quella degli ammassi. In particolare, la formazione delle stelle è guidata dalla formazione degli **aloni di materia oscura**, visibili nelle simulazioni ad N-corpi (figura 5.24), che costituiscono le buche di potenziale entro cui il gas può cadere. Se lo spettro alla ricombinazione ha una pendenza logaritmica meno ripida di $P(k) \propto k^{-3}$, la formazione delle strutture procede in modo cosiddetto **bottom-up** o **gerarchico**: si formano prima gli aloni piccoli, che poi si fondono in aloni sempre più grandi. In altre parole, un ammasso di galassie si forma attraverso il collasso di molte galassie, contenute in aloni di materia oscura formati in precedenza. Questa caratteristica rende i modelli CDM molto più aderenti all'evidenza osservativa rispetto ai modelli di materia oscura calda. La storia di accrescimento e fusione degli aloni è un ingrediente fondamentale per la formazione delle galassie, come vedremo in seguito.

♣ Mentre l'evoluzione delle perturbazioni di CDM (che non si vede!) è ragionevolmente compresa grazie alle simulazioni ad N-corpi, la dinamica del gas all'interno degli aloni di materia oscura, la cui conoscenza è necessaria per predire le caratteristiche delle galassie (che si vedono!), è ancora un problema aperto. In altre parole è **molto difficile produrre predizioni CDM sulle galassie**: malgrado non ci siano incertezze sulla fisica di base, e le condizioni iniziali siano determinate dal modello cosmologico, i processi che regolano la formazione delle galassie, cioè la formazione stellare e il feedback di questa sul mezzo interstellare, sono un problema fisico formidabile: l'evoluzione è altamente non-lineare, complessa e dipende da eventi che avvengono su scale completamente diverse. Non è quindi sorprendente che la formazione delle galassie in ambito cosmologico sia un problema ancora aperto.

♣ Basta una lista sintetica e incompleta dei principali processi fisici coinvolti nella formazione delle galassie per capire il grado di **complessità** del problema.

- Gli aloni di materia oscura contengono una frazione di gas, il quale, entrando a velocità supersonica dal mezzo intergalattico nella buca di potenziale, genera onde d'urto e si riscalda alla **temperatura viriale** dell'alone.
- Successivamente il gas irradia la sua energia termica per bremsstrahlung o tramite l'emissione di righe, e così facendo si **raffredda**, a partire dalle regioni centrali che sono più dense.
- Se il gas possiede **momento angolare**, dopo avere perso l'energia cinetica corrispondente ai moti casuali si pone su un disco, altrimenti si concentra in uno sferoide.
- Il gas raffreddato si **frammenta in nubi**, le quali sono in grado di dissipare la loro energia cinetica tramite urti anelastici. La temperatura delle nubi rimane costante a circa 100

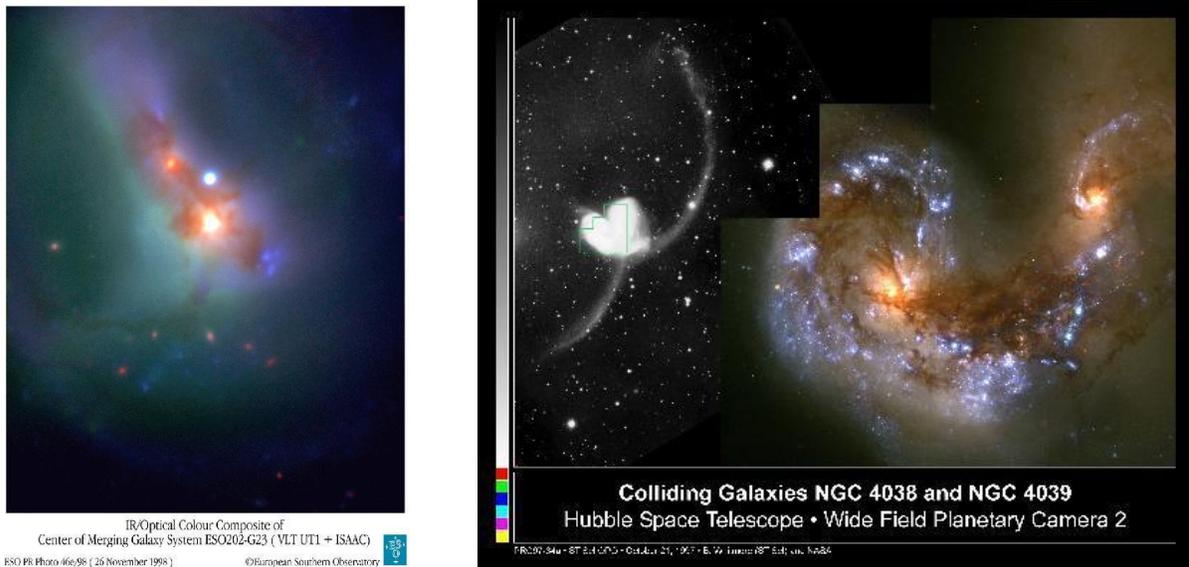


Figura 5.25: Immagini di fusioni di galassie. Fonte: ESO e HST.

K, grazie alla continua emissione di righe dell'idrogeno atomico e degli eventuali metalli presenti.

- Le nubi che sono più grandi della massa di Jeans **collassano**, formando stelle. Nei dischi, la pressione generata dal passaggio dei bracci a spirale facilita e sincronizza il collasso delle nubi.
- Le stelle a loro volta **riscaldano** l'ISM tramite la loro radiazione UV, i venti stellari e, soprattutto, lo scoppio di supernove.
- Una parte consistente dell'energia delle supernove viene **irradiata** subito, la parte rimanente riscalda l'ISM, auto-limitando la formazione stellare.
- Contemporaneamente i resti di supernova spazzano il gas dell'ISM, accelerandolo; se l'alone di materia oscura è piccolo, le supernove espelleranno facilmente l'ISM in un **vento galattico**, restituendolo al mezzo intergalattico.

♣ In un universo gerarchico, come quello del modello CDM, la formazione delle galassie dovrebbe procedere in modo analogo alla formazione degli aloni di materia oscura, ovvero attraverso la **fusione di galassie** più piccole in galassie più grandi. Di fusioni possiamo vedere parecchi esempi sia nell'universo vicino (figura 5.25) che in quello lontano (vedi sezione 5.2). In queste fusioni ogni forma di moto ordinato si perde, per cui il risultato di una fusione non può essere che una galassia ellittica.

♣ Se la formazione di galassie seguisse in modo banale la formazione gerarchica degli aloni di materia oscura, ci aspetteremmo che le galassie più grandi siano in media le più giovani. Questa predizione tuttavia è **in contrasto con il downsizing osservato** (sezione 5.2), per cui le galassie ellittiche massicce sono le più vecchie. Questa discrepanza non indica una crisi della CDM, ma ci dice che i processi di feedback nella formazione delle galassie sono in grado di invertire l'ordine gerarchico della formazione degli aloni.

♣ Gli aloni di materia oscura acquisiscono **momento angolare** durante le prime fasi del collasso, grazie al momento meccanico esercitato su di essi dai campi mareali su grande scala.

Il gas in essi contenuto avrà in genere lo stesso momento angolare specifico (per unità di massa) della materia oscura. In genere, il momento angolare è pari al $\sim 5\%$ del valore che permetterebbe all'alone di stare in supporto rotazionale. Quando il gas si raffredda, esso perde tutta la sua componente di moto casuale e si pone in equilibrio rotazionale, concentrandosi per un fattore $\sim 1/0.05 = 20$. Nel disco la formazione stellare è in grado di autolimitarsi, e procede al ritmo di poche $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, come nel disco della nostra Galassia.

♣ **Perché la spirale sopravviva intatta** fino a $z = 0$ è necessario che non avvengano fusioni, e che il disco rimanga protetto da campi mareali intensi. Il fatto di essere concentrati all'interno dell'alone aiuta molto a proteggere il disco, ma eventi come **l'entrata in un ammasso** possono distruggere la spirale. È stato proposto che le spirali entrando in un ammasso a $z \sim 0.5 - 1$ vengano trasformate in lenticolari, a causa sia delle maree che della pressione di ariete esercitata dal gas caldo dell'ammasso, che è capace di spazzare via tutto il mezzo interstellare.

♣ Tornando al modello CDM, nel passato spesso sono state annunciate grandi crisi di questo modello, dovute ad assunzioni non necessarie (come $\Omega_0 = 1$) o a problemi numerici delle simulazioni, o a semplificazioni eccessive nei calcoli, specialmente riguardanti la formazione delle galassie. Esiste però un problema a scale subgalattiche che per il momento non trova soluzione. Il modello CDM prevede che il profilo degli aloni di materia oscura sia molto ripido verso il centro; prevede inoltre che gli aloni galattici debbano essere pieni di sottostruttura. Entrambe queste predizioni non risultano verificate: gli aloni di materia oscura che ospitano le galassie appaiono piatti al centro, e la grande abbondanza di sottostruttura prevista non trova riscontro nel numero, relativamente modesto, di satelliti della Via Lattea. Anche se non è del tutto da escludere qualche errore nelle predizioni o nell'interpretazione delle osservazioni, l'evidenza punta verso un **problema della CDM su scale subgalattiche**.

♣ **Il modello Big Bang caldo + Λ CDM è oramai considerato un modello standard**, malgrado le componenti principali di materia oscura ed energia oscura siano ignote, e rimangano problemi sulle scale sub-galattiche. Di fatto, questo modello è sopravvissuto a molti test critici, laddove altre teorie sono cadute. È istruttivo menzionare alcune teorie cosmologiche alternative al modello del Big Bang caldo o alla CDM, che risultano attualmente escluse o sfavorite dai dati, ricordandosi che la bontà di una teoria sta non tanto nella sua aderenza ai dati ma nella sua capacità di fare predizioni che siano falsificabili.

- La richiesta di massima simmetria temporale può essere resa consistente con l'espansione di Hubble se si suppone una violazione della conservazione della massa, come nella **teoria dello stato stazionario**. Per una costante di Hubble di $100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ e per una densità critica, la densità rimane costante se viene creata materia al tasso di $\sim 2 \times 10^{-46} \text{ g cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, che corrisponde ad un nuovo atomo di idrogeno per cm^{-3} ogni 10^{22} s. Naturalmente una tale violazione della conservazione della massa sarebbe praticamente inosservabile. Questa teoria fu proposta da Bondi, Gold e Hoyle, e rimase un valido concorrente del Big Bang fino alla scoperta del CMB².
- Per anni i **modelli puramente barionici** hanno continuato ad essere discussi. Il limite della nucleosintesi non è un dato osservativo, e comunque viene rilassato se $H_0 = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, ed i limiti delle fluttuazioni del CMB (prima di Boomerang e WMAP) possono essere rispettati se le perturbazioni primordiali sono di isocurvatura. Le nuove misure di H_0 e, soprattutto, la misura dei picchi acustici nello spettro del CMB escludono oggi questi modelli.

²I proponenti hanno continuato a portare avanti una teoria dello stato quasi-stazionario, che in verità non trova grande seguito.

- La presenza di difetti topologici, per esempio **stringhe cosmiche**, permette di generare perturbazioni in modo diretto: la stringa muovendosi perturba lo spazio-tempo. Questo meccanismo risultava molto attraente per fornire ad un universo dominato dai neutrini le perturbazioni su piccola scala cancellate dal free streaming. Anche questi modelli sono stati definitivamente esclusi dalle osservazioni del CMB.
- Prima dell'osservazione delle supernove lontane, ipotizzando che la materia oscura fosse formata da **due componenti**, una calda (neutrini?) ed una fredda, si riuscivano a riprodurre molte evidenze osservative senza rinunciare all'universo piatto, predizione naturale dell'inflazione. Però dal punto di vista particellare è improbabile che siano presenti tre forme di materia (calda, fredda e barionica) di densità "quasi" uguale. Con la scoperta della massa del neutrino rimane aperta la possibilità di avere una componente significativa di neutrini in un universo Λ CDM; le misure di WMAP pongono un limite superiore a questo contributo, $\Omega_\nu < 0.013$, che corrisponde ad un limite sulla massa del neutrino $m_\nu < 0.23$ eV.
- La dimostrazione della presenza di materia oscura a partire dalla curva di rotazione delle galassie a spirale parte dall'ipotesi di validità della gravità di Newton (o della relatività generale). Anche in questo caso il problema potrebbe essere a monte: la gravità potrebbe presentare un termine estremamente piccolo che diventa importante nei casi astrofisici. Milgrom ha proposto una teoria, detta **MODified Newtonian Dynamics** (MOND), in cui è presente un termine che diventa importante ad accelerazioni molto piccole. L'attrattiva di questa teoria sta nel fatto di non avere bisogno di un'imprescindibile materia oscura. Benché attraente dal punto di vista epistemologico, questa teoria ha grossi problemi sugli ammassi di galassie, e la sua generalizzazione relativistica (la teoria tensoriale-vettoriale-scalare) è estremamente complicata.

5.4 Osservazioni dell'Universo buio (1h – F)

♣ **Quanta materia vediamo nell'Universo vicino?** Per calcolarla dobbiamo sommare il contributo delle stelle (inclusi i loro resti, come nebulose planetarie, nane bianche etc.), delle nubi di idrogeno neutro e molecolare, e degli aloni di gas caldo osservati attorno ad ammassi e gruppi di galassie e a galassie ellittiche.

♣ Per ottenere la **densità di massa in stelle**, è necessario considerare separatamente il contributo dei bulge, dei dischi e delle galassie irregolari. Nota la densità di luminosità delle galassie ($\rho_L \sim 2.5 \times 10^8 h L_\odot \text{Mpc}^{-3}$), bisogna suddividerla nei vari tipi morfologici, sfruttando funzioni di luminosità come quelle mostrate nella figura 3.21. Bisogna poi conoscere la frazione di luce emessa dal disco o dal bulge per ogni tipo morfologico. Bisogna infine trasformare la densità di luce in densità di massa utilizzando opportuni rapporti \mathcal{M}/\mathcal{L} . Per i bulge, dominati da stelle vecchie e relativamente poco luminose, abbiamo $\mathcal{M}/\mathcal{L} \sim 5 - 10 M_\odot/L_\odot$, mentre per i dischi abbiamo $\mathcal{M}/\mathcal{L} \sim 2 M_\odot/L_\odot$. Per le irregolari $\mathcal{M}/\mathcal{L} \sim 1 M_\odot/L_\odot$.

♣ Esprimendo la densità di massa in unità della densità critica, **otteniamo** (assumendo $h = 0.7$):

$$\Omega_{\text{bulge}} \sim 0.0020 \pm 0.0004 \quad (5.10)$$

$$\Omega_{\text{disco+irr}} \sim 0.0007 \pm 0.0002 \quad (5.11)$$

per un totale di:

$$\Omega_{\text{stelle}} \sim 0.0027 \pm 0.0005 \quad (5.12)$$

Notiamo come la maggiorparte della massa stellare sia in ellittiche e bulge, e come la massa in stelle delle galassie irregolari e nane sia trascurabile.

♣ La massa di **idrogeno neutro e molecolare** si ottiene in modo simile, dalla stima osservativa del rapporto tra queste e la massa stellare per galassie di diverso tipo. Si ottiene:

$$\Omega_{HI} \sim 0.00062 \pm 0.00010 \quad (5.13)$$

$$\Omega_{H_2} \sim 0.00016 \pm 0.00006 \quad (5.14)$$

Questo contributo non supera il 30% di quello stellare.

♣ Il contributo degli **aloni di gas caldo** attorno a gruppi ed ammassi³ si ottiene moltiplicando la densità di massa degli ammassi ($\Omega_{\text{amm}} \sim 0.012$) per la frazione osservata di massa in gas caldo (in media il 5%; solo negli ammassi più grandi si ha il 15%). Si ottiene:

$$\Omega_{\text{caldo,amm}} \sim 0.0018 \pm 0.0007 \quad (5.15)$$

Il contributo maggiore viene dai gruppi, in quanto molto più numerosi degli ammassi. Notiamo anche come questa densità di massa sia simile a quella in stelle: **gran parte dei barioni visibili si trova in questo stato.**

³Questo include di fatto anche il gas presente negli aloni delle ellittiche, le quali sono spesso al centro di piccoli gruppi; in questi casi la distinzione tra emissione di gruppo o dell'oggetto centrale è di fatto priva di significato.

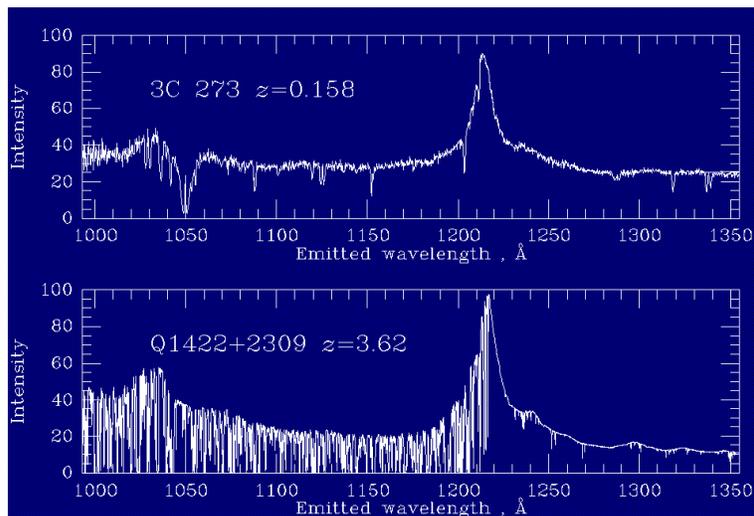


Figura 5.26: Righe Lyman α in assorbimento di quasar lontani. Fonte: B. Keel.

♣ La **densità totale di materia visibile** è quindi:

$$\Omega_{\text{vis}} \sim 0.005 \quad (5.16)$$

Confrontata con la stima $\Omega_B \sim 0.04$, vediamo che **la maggiorparte dei barioni dell'Universo non sono visibili**. Ricordiamo comunque che negli ammassi più grandi tutti i barioni risultano visibili.

♣ Naturalmente bisogna tenere conto che **tutte queste stime hanno grandi errori**, e sono da ritenere solo indicative. Tuttavia la conclusione sembra robusta: la maggiorparte dei barioni nell'Universo sono invisibili. Inoltre, ritroviamo solo il $\sim 7\%$ dei barioni in stelle, e solo il $\sim 2\%$ in gas freddo.

♣ **Come si fa a nascondere la maggiorparte della materia dell'Universo?** in fondo è facile, basta supporre che essa sia nella forma di gas diffuso e ionizzato. A densità tipiche della densità media dell'Universo l'idrogeno ionizzato non emette nessun tipo di radiazione apprezzabile, né è in grado di assorbire in nessun modo la radiazione. Altri atomi emettono deboli righe di fluorescenza, la cui osservazione è tutt'altro che banale. Per temperature non molto superiori a 10^4 K una piccola frazione di questo idrogeno può essere neutro. Questo non emetterà radiazione 21 cm apprezzabile, perché la densità è troppo bassa (ricordiamo ancora che l'emissione va come ρ^2), ma sarà in grado di assorbire i fotoni della serie di Lyman.

♣ A livello cosmologico questo problema assume implicazioni importanti. Osserviamo la luce delle sorgenti lontane, come i quasar, spostata verso il rosso, e possiamo quindi facilmente vederne l'emissione UV. Sappiamo che gran parte della materia dell'Universo, e quindi anche la maggiorparte dell'idrogeno, non è nelle galassie ma in una componente diffusa, a densità simili a quella media. Se questo idrogeno fosse neutro, tutta la radiazione più blu della riga Lyman α del quasar verrebbe assorbita. Per fare un esempio, se tutti i barioni dell'Universo fossero in idrogeno neutro e diffuso la radiazione Lyman α verrebbe assorbita nel giro di poche centinaia di kpc (esercizio 1 per la sezione 5.4); la radiazione a lunghezza d'onda minore verrebbe assorbita non appena fosse "redshiftata" a 1216 \AA . Un'osservazione della radiazione a $\lambda < 1216 \text{ \AA}$ da parte di un quasar lontano ci permette quindi di affermare che l'idrogeno nell'Universo è quasi completamente ionizzato. Questo è chiamato **test di Gunn-Peterson**.

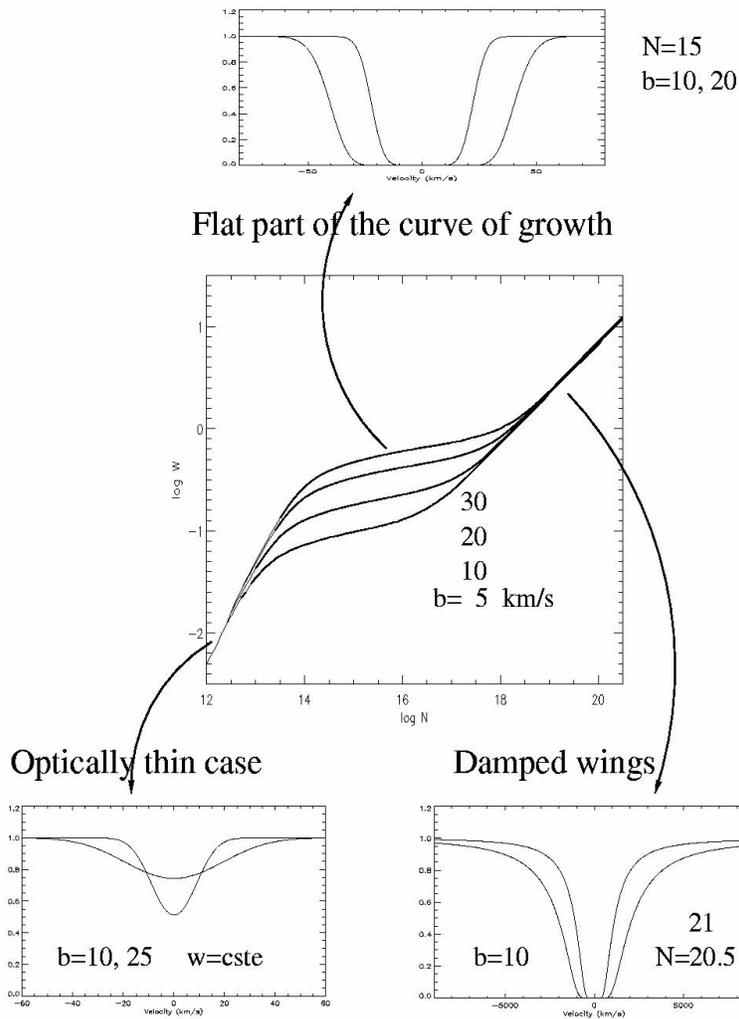


Figura 5.27: Curva di crescita delle righe Lyman α in assorbimento. Fonte: P. Petitjean.

♣ In figura 5.26 mostriamo lo spettro di due quasar a $z = 0.158$ e $z = 3.62$. Nella parte blu della riga Lyman α sono visibili, specialmente per il quasar lontano, un enorme numero di righe di assorbimento. Queste righe sono osservabili in tutti i quasar, ed aumentano con l'aumentare del redshift. Sono generate dall'**assorbimento da parte di nubi di idrogeno che si trovano lungo la linea di vista del quasar**. Un'analisi più accurata mostra che la maggiorparte delle righe sono strette e non molto profonde.

♣ Dalla larghezza equivalente delle righe si può ricavare la densità di colonna ad esse associata, a partire da una curva di crescita come quella mostrata in figura 5.27. Dalla figura è chiaro come sia difficile misurare densità di colonna nell'intervallo tra 10^{14} e 10^{18} atomi cm^{-2} . Si usa suddividere le righe in tre categorie:

- Le righe con $N_{HI} > 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ presentano larghe ali di smorzamento; sono chiamati **sistemi Lyman α smorzati** (damped Lyman α systems). In questi casi il flusso del quasar viene completamente assorbito al di là del limite di Lyman dell'assorbitore.
- Le righe con $2 \times 10^{17} < N_{HI} < 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ sono abbastanza sature da creare assorbimento al di là del limite di Lyman; si chiamano **sistemi limite di Lyman** (Lyman limit systems).

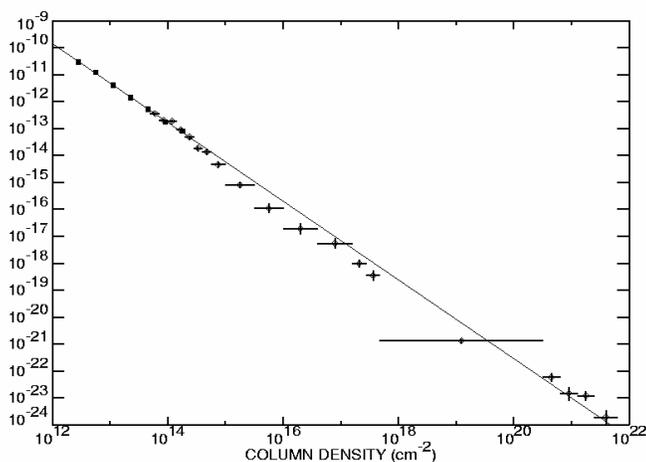


Figura 5.28: Distribuzione delle densità di colonna degli assorbitori Lyman α . Fonte: P. Petitjean.

- Le righe con $N_{HI} < 2 \times 10^{17}$ sono in genere chiamate righe della **foresta Lyman α** .

La figura 5.28 mostra la distribuzione del numero di righe osservate in funzione della densità di colonna.

♣ I sistemi smorzati ed i sistemi limite hanno probabilmente origine nelle **galassie in formazione**. In particolare, i sistemi smorzati hanno origine quando la linea di vista del quasar attraversa la parte più interna di una (proto-)galassia, e sono quindi più rari; sono generati sia da galassie brillanti che da nane. I sistemi a densità di colonna minore si generano nelle parti esterne delle galassie. A questi sistemi si trovano associate, in altre parti dello spettro del quasar, righe di assorbimento corrispondenti a vari elementi. Da queste è possibile stimare la metallicità del gas delle (proto-)galassie. Di grande importanza risulta la misura dell'abbondanza del deuterio: questo elemento viene distrutto dalla nucleosintesi stellare, per cui la stima della sua abbondanza in un gas plausibilmente poco processato da reazioni nucleari stellari corrisponde alla stima del D/H primordiale, necessaria per la stima di $\Omega_B h^2$ dalla nucleosintesi primordiale.

♣ Le righe della foresta Lyman α di densità di colonna molto bassa, $N_{HI} < 10^{14}$, corrispondono invece a **piccole increspature del mezzo intergalattico**. L'idrogeno diffuso è mantenuto ionizzato da un fondo di radiazione UV generato a $z < 3$ dai quasar, e a $z > 3$ probabilmente dalle galassie in formazione. L'equilibrio di ionizzazione dipende dalla densità del gas; nelle increspature corrispondenti a $\delta\rho/\rho \sim 1 - 10$ la percentuale di idrogeno neutro aumenta, e la sovradensità risulta visibile in assorbimento.

♣ Per mantenere ionizzato l'idrogeno diffuso c'è bisogno di un **fondo UV**. Questa radiazione è generata, in quantità sufficiente, dai quasar e, soprattutto ad alto redshift, dalle galassie con forte formazione stellare, come le galassie Lyman-break.

♣ La predizione della foresta Lyman α si può considerare **uno dei successi della CDM**. In questo caso la fisica in gioco è ben più semplice che nel caso delle galassie: i processi in atto sono soltanto il riscaldamento adiabatico del gas nelle sovradensità e l'equilibrio di ionizzazione in presenza del fondo UV. La figura 5.29 mostra una simulazione ad N-corpi (con idrodinamica) utilizzata per calcolare la densità e la temperatura del gas. Lo spettro di foresta Lyman α si ottiene intersecando la simulazione con un'ipotetica linea di vista. Gli assorbitori corrispondono

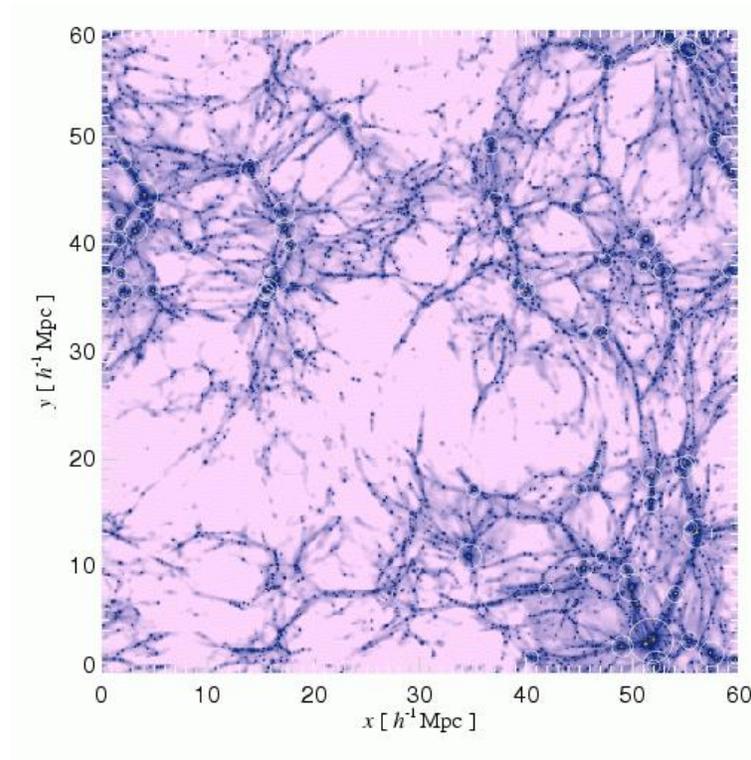


Figura 5.29: Simulazione del mezzo intergalattico. I cerchi bianchi indicano la posizione delle galassie. Fonte: cortesia di M. Viel.

alla rete di filamenti di moderata sovradensità che connette gli aloni di materia oscura. Le proprietà statistiche della foresta sono molto simili a quelle trovate dalle osservazioni.

♣ È possibile calcolare la densità di massa barionica associata alla foresta Lyman α . Per far questo è necessario stimare la massa totale di idrogeno a partire dalla piccola frazione che risulta neutra, e questa stima dipende in modo critico dal fondo UV, che è incerto. La densità risultante è compatibile con le migliori stime di Ω_B : **osservando le righe in assorbimento dei quasar ritroviamo tutta la massa barionica diffusa dell'Universo**; anche se di fatto ne osserviamo direttamente solo una piccola parte.

♣ Sappiamo che a $z \sim 1300$ l'idrogeno si (ri)combina, ma il test di Gunn-Peterson permette di affermare che a redshift $z \lesssim 6$ l'idrogeno nell'Universo è di nuovo altamente ionizzato. L'osservazione dei quasar più lontani, a $z \simeq 6.8$, sembra mostrare che la frazione di idrogeno neutro comincia ad aumentare a quell'epoca, anche se in modo molto disomogeneo. Contemporaneamente, i risultati del satellite WMAP suggeriscono che l'universo abbia iniziato a reionizzarsi a $z \sim 10$. Questo permette di concludere (non senza cautele) che **l'Universo si reionizza gradualmente ad un redshift tra 10 e 7**. Questo ci permette di ricostruire la storia della parte di Universo che per adesso non riusciamo ad osservare. Da $z \sim 1300$ a $z \sim 30$ l'Universo è buio e quasi omogeneo; a $z \sim 30$ si formano i primi aloni di materia oscura, ed in essi le prime stelle, che segnano la fine dell'epoca oscura. Queste stelle emettono radiazione UV, ed iniziano a ionizzare e arricchire il gas diffuso. Le stelle successive hanno metallicità molto bassa, $Z \sim 10^{-4} Z_\odot$. Ogni "proto-galassia" genera una regione HII attorno a sé, e quando tutte le sfere di Stromgren percolano, a $z \sim 7$, l'Universo è reionizzato. Qui inizia la vera e propria formazione delle galassie.

♣ Una popolazione di stelle mancate, praticamente invisibili a tutte le lunghezze d'onda,

potrebbe in linea di principio spiegare la materia oscura. I costituenti macroscopici di questa materia oscura vengono chiamati **MAssive Compact Halo Objects** (MACHO)⁴. Per rivelare i MACHO si può utilizzare l'effetto di lente gravitazionale: se un MACHO passa davanti ad una stella lontana, ne amplifica la luce. L'amplificazione possiede le caratteristiche di non periodicità e acromaticità (l'effetto di lente non dipende dalla lunghezza d'onda). Osservando un campo della grande nube di Magellano con diversi filtri, ed analizzando le immagini di milioni di stelle, è stato possibile rivelare alcuni eventi di lente, e da questi avere un'idea della densità di MACHO. La misura precisa della densità dipende dalle assunzioni sulla distanza degli oggetti. I risultati finali sono molto incerti, e sono compatibili con l'idea che i MACHO siano una componente minoritaria, non superiore al 20% dell'alone.

♣ Riassumendo, la maggiorparte della massa barionica si ritrova come gas caldo attorno ai gruppi ed ammassi di galassie (probabilmente in alcune di queste strutture quasi tutto il gas è visibile) e come gas ionizzato diffuso, per il quale solo la piccola frazione neutra è visibile in assorbimento negli spettri dei quasar. **Più del 90% di tutta la materia rimane comunque “oscura”**. L'unico modo di vedere la materia oscura è attraverso la gravità, sfruttando la presenza di oggetti luminosi che con il loro moto tracciano il potenziale gravitazionale (curve di rotazione delle spirali, dispersione di velocità delle ellittiche o degli ammassi, emissione X del gas caldo, moti “peculiari” di caduta delle galassie sulle grandi concentrazioni di materia). Il metodo più promettente per tracciare la distribuzione della materia oscura è quello, a cui si è già accennato, delle **lenti gravitazionali**.

⁴Questo acronimo è da confrontare con quello dell'altro candidato di materia oscura: WIMP, Weakly Interacting Massive Particle!

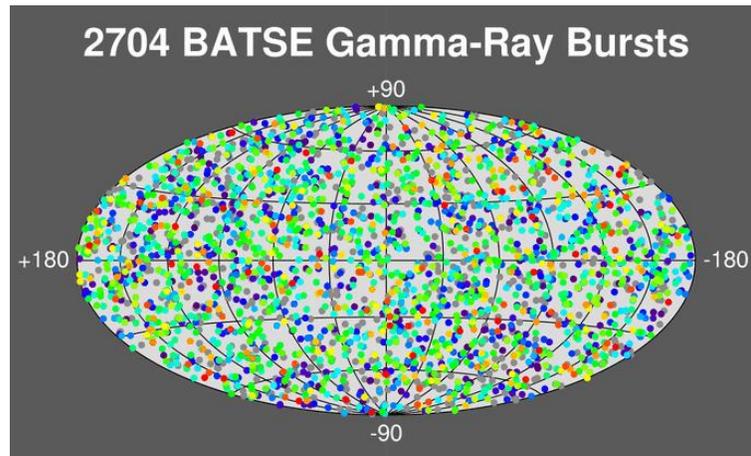


Figura 5.30: Distribuzione nel cielo dei GRB. Fonte: COMPTON.

5.5 Fiammate di raggi gamma (1h – A)

♣ Nel 1967 un satellite militare americano, dedicato alla scoperta di esperimenti nucleari condotti sulla terra tramite la rivelazione di raggi gamma, rivelò alcune brevi **fiammate di raggi gamma** (Gamma-Ray Bursts) provenienti dal cielo. Escludendo l'ipotesi di un attacco nucleare da parte di extraterrestri, era chiara l'origine astrofisica di questi eventi.

♣ Fu subito proposta una connessione tra queste fiammate e lo scoppio di supernove, ma questa connessione non trovò alcuna conferma osservativa. Per anni si continuarono ad osservare queste fiammate al ritmo di una al giorno, la cui durata va da qualche centesimo di secondo fino a qualche decina di minuti, e il cui flusso è paragonabile con quello ottico di una stella brillante e supera l'emissione di tutte le altre sorgenti del cielo. **L'origine però rimaneva un mistero;** in particolare, non era assolutamente chiaro se le sorgenti fossero galattiche o cosmologiche. In quest'ultimo caso le energie in gioco sarebbero state enormi.

♣ Dal punto di vista fenomenologico il salto di qualità si ebbe con il satellite **Compton Gamma-Ray Observatory**, che osservò sistematicamente centinaia di eventi. Si scoprì che **la loro distribuzione nel cielo è estremamente isotropa** (figura 5.30). Questa è un'evidenza forte a favore dell'origine cosmologica, perché se fossero state di origine galattica avrebbero mostrato una maggiore concentrazione in direzione del centro della Galassia.

♣ Uno dei modelli più plausibili per l'origine delle fiammate gamma, il modello di **pal-la di fuoco**, prevedeva che alla fiammata gamma corrispondesse un riverbero (afterglow) alle lunghezze d'onda maggiori, fino all'ottico. Osservare questi riverberi non era per niente facile, poiché la risoluzione angolare delle osservazioni gamma è così povera che nel disco di errore stimato entrano un'enormità di sorgenti ottiche. Contemporaneamente l'osservazione del riverbero avrebbe permesso di determinare con accuratezza la posizione della sorgente, e quindi di identificare il sistema di appartenenza.

♣ Fu il satellite italo-olandese **BeppoSAX** (dedicato a Beppo Occhialini) a risolvere il mistero. Questo satellite possedeva un rivelatore di raggi gamma a grande campo; al momento della ricezione di una fiammata gamma veniva immediatamente puntato nella direzione di provenienza del raggio. In questo modo si riusciva ad osservare il riverbero X, che dura pochi

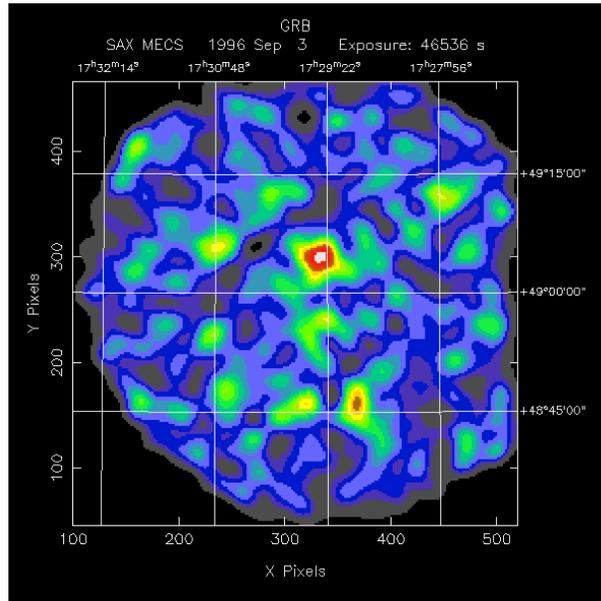


Figura 5.31: Identificazione del primo riverbero X di un GRB. Fonte: BeppoSax.

giorni, ed in questo modo determinare la direzione della sorgente con un'accuratezza sufficiente per una successiva osservazione ottica.

♣ La figura 5.31 mostra il **primo riverbero X** osservato da BeppoSAX. Successivamente, la rivelazione di un riverbero ottico permise di associare la sorgente ad una galassia, il cui redshift era $z \sim 3$. Questo dimostrava l'origine cosmologica delle fiammate gamma. Oggi si conoscono redshift per una trentina di fiammate, il valore tipico è $z \sim 1$.

♣ La determinazione della distanza permette di stimare la luminosità delle fiammate. Si tratta delle **luminosità più alte mai osservate**: nell'ipotesi di radiazione isotropa si ottiene fino ad $L \sim 10^{52}$ erg s⁻¹, ovvero $L \sim 10^{19} L_{\odot}$, molto maggiore dell'emissione del quasar più luminoso. Data la breve durata, l'energia totale coinvolta ammonta a $\sim 10^{53}$ erg, dello stesso ordine di grandezza dell'energia liberata durante il collasso di un nucleo stellare. In pratica è molto probabile che l'ipotesi di radiazione isotropa non sia valida in questi casi: le fiammate gamma potrebbero essere molto ben collimate, come per esempio i getti di un quasar. In questo caso le luminosità vanno diminuite di un fattore ~ 100 . Pur rimanendo gli oggetti più luminosi mai osservati, l'energia totale coinvolta risulta perfettamente compatibile con quella di una normale supernova.

♣ Il problema consiste non tanto nell'avere 10^{51} erg a disposizione in un tempo breve quanto nell'emetterli tutti come raggi gamma. Uno dei **modelli** più accreditati al momento ipotizza che poco dopo l'esplosione di una supernova il nucleo, diventato una stella di neutroni, collassi ulteriormente in un buco nero. Da questo collasso partirebbe un'onda d'urto (*fireball*) che scontrandosi con gli strati di stella in espansione genera una gran quantità di raggi gamma. L'evento sarebbe abbastanza raro da essere osservabile solo su grandi volumi, e la supernova risulterebbe non osservata in quanto molto lontana, e comunque subissata dal riverbero della fiammata. Le osservazioni dei riverberi delle fiammate gamma sono appena agli inizi, il meccanismo di emissione sarà chiarito con l'accumulo dei dati osservativi. Già il satellite Swift in congiunzione con i telescopi ottici sta producendo osservazioni molto interessanti.

Esercizi

♣ Sezione 5.1

1. L'ammasso di Coma ha una dispersione di velocità di $\sim 900 \text{ km s}^{-1}$ entro un raggio di $1.5 h^{-1} \text{ Mpc}$. Stimare la sua massa tramite il teorema del viriale (nella forma $M \sim 3.5\sigma^2 r/G$). Stimare poi la sua densità media; come si confronta con la densità media dell'Universo? Stimare inoltre la sua temperatura "viriale" $T = \mu m_p \sigma^2 / 3k$ (assumendo $\mu = 0.6$).

♣ Sezione 5.2

1. Sapendo che la distanza di luminosità varia col redshift come

$$\frac{H_0 d_L}{c} = \frac{1}{q_0^2} \left[z q_0 + (q_0 - 1) \left(\sqrt{2q_0 z + 1} - 1 \right) \right] \quad (5.17)$$

calcolare distanza di luminosità d_L e di diametro d_D per una galassia a $z = 1$ e $z = 3$ (supponete per semplicità $q_0 = 1/2$). Se la galassia ha luminosità pari ad L_* (con $M_B = -20.7 + 5 \log h$), quale sarà nei due casi la sua magnitudine appartenente in banda B? In quale banda cadrà la sua emissione B o V? Se la galassia ha una brillantezza superficiale intrinseca di $\mu = 22 \text{ mag arcsec}^{-2}$, a quale brillantezza la osserveremo ai due redshift?

2. A che redshift il limite di Lyman entra nelle bande U, B, V?
3. A che lunghezza d'onda devo osservare per vedere galassie a $z = 4.5$ con la tecnica Lyman α ?

♣ Sezione 5.4

1. Una densità di colonna di $\sim 10^{17}$ atomi per cm^2 è sufficiente a bloccare del tutto la radiazione Lyman α . Supponete di avere idrogeno neutro diffuso alla densità media ($\Omega_B = 0.04$, $h = 0.7$). A quale distanza la densità di colonna diventa abbastanza grande da bloccare la radiazione Lyman α ? Quale differenza in redshift corrisponde a questa distanza?

Capitolo 6

Pianeti

♣ Lo studio dei pianeti si pone **a cavallo tra diverse discipline**, tra cui la geologia, la biologia e la fisica spaziale. Da un punto di vista storico la descrizione e, più tardi, l'interpretazione del moto dei pianeti del sistema solare ha costituito uno dei principali campi di attività degli astronomi. Nell'era tecnologica, lo studio dei pianeti del sistema solare è stato portato avanti in grande stile dalla comunità che si occupa di fisica spaziale, mentre l'astronomia, proiettata a sondare e capire gli spazi galattici ed extragalattici, perdeva gradualmente interesse nei confronti del sistema solare.

♣ Tutto è cambiato nel 1995 con la prima prova osservativa di un pianeta gassoso orbitante attorno ad una stella vicina. Questa novità ha aperto le porte ad una nuova disciplina dell'astronomia, la scoperta dei pianeti extrasolari o **esopianeti**. Le prime osservazioni hanno immediatamente scardinato le idee accumulate sulla formazione dei sistemi planetari, basate sulle sole proprietà del sistema solare.

♣ L'interesse verso gli esopianeti è duplice. Da una parte, l'osservazione di molti sistemi planetari è indispensabile per capirne i meccanismi di formazione; dall'altra parte, con l'avanzare delle tecniche osservative si spera in prospettiva di trovare esopianeti di tipo terrestre e osservarne lo spettro per capire se essi ospitano forme di vita. In questo caso, la ricerca di esopianeti converge con la ricerca di vita al di fuori del nostro pianeta, l'**astrobiologia**, e quindi con l'indagine sull'origine della vita.

6.1 Esopianeti (2h – A)

♣ La rivelazione di un pianeta orbitante attorno ad una stella, seppur vicina, costituisce una sfida formidabile dal punto di vista osservativo. Una definizione rigorosa di pianeta sarà data in seguito; per il momento definiamo pianeta un corpo autogravitante di dimensioni ben inferiori al limite di $0.08 M_{\odot}$, privo quindi di reazioni nucleari, e orbitante attorno ad una stella. I **metodi di rivelazione dei pianeti** seguono da vicino quelli relativi ai sistemi binari di stelle.

♣ La differenza principale tra un sistema stellare binario e un **sistema stella-pianeta** sta nel fatto che la massa del pianeta si può assumere molto minore di quella della stella. Inoltre, la ricerca si concentra tipicamente su stelle vicine di cui si conosce la distanza di parallasse, e la

cui massa si stima tramite i modelli di evoluzione stellare. Le equazioni del moto di un sistema binario in orbita circolare (equazioni 1.12) si semplificano quindi come segue:

$$\Omega^2 = GM_\star r^{-3}$$

$$v_\star \sin i = \Omega r \frac{M_P \sin i}{M_\star} \quad (6.1)$$

$$\frac{M_P}{M_\star} = \frac{v_\star}{v_P}$$

Qui M_\star e v_\star sono massa e velocità della stella, M_P e v_P quelle del pianeta, Ω la frequenza orbitale, r e i il raggio e l'inclinazione dell'orbita

♣ Il modo più semplice per rivelare la presenza di un pianeta è quello di **misurare la velocità** v_\star con cui la stella ruota attorno al comune centro di massa. Semplificando la massa della stella nelle prime due equazioni, si ottiene:

$$M_P \sin i = \frac{\Omega r^2}{G} v_\star \sin i \quad (6.2)$$

Velocità apprezzabili saranno possibili nel caso di grandi pianeti in orbita stretta e veloce attorno alla loro stella.

♣ Anche nei migliori casi, queste velocità sono piuttosto piccole, ben inferiori al km s^{-1} . Per rivelarle serve quindi uno spettrografo ad altissima risoluzione e stabile nella calibrazione in lunghezza d'onda. Nel 1995 Mayor e Queloz riuscirono per la prima volta ad applicare con successo questo metodo alla stella di tipo solare **51 Pegasi**. La curva di luce originale è mostrata in figura 6.1, l'ampiezza dell'oscillazione sinusoidale è di appena 55 m s^{-1} , e il periodo è di 4.23 giorni. Tramite le equazioni 6.1, sapendo che la stella ha una massa di circa $1 M_\odot$, è facile stimare che il pianeta orbita ad appena 0.05 AU dalla stella, in un'orbita quasi circolare, ed ha una massa pari a $M_P \sin i = 0.45$ volte la massa di Giove, M_J , che in planetologia viene usata come unità di misura (esercizio 5 per la sezione 6.1).

♣ La scoperta di Mayor e Queloz risultò sorprendente. Infatti, basandosi sul sistema solare, i planetologi pensavano che i pianeti gassosi di grande massa tendessero ad orbitare nelle parti esterne dei sistemi planetari, per cui per rivelarli era necessario fare campionamenti di velocità stellari su tempi piuttosto lunghi. Una volta che l'esistenza di questo tipo di pianeti fu nota, in pochi anni ne furono rivelati un centinaio con lo stesso metodo. Dei **256 esopianeti noti o proposti** a febbraio 2008 (secondo exoplanet.eu), solo una piccola parte sono stati scoperti con altri metodi.

♣ In effetti il primo sistema di esopianeti fu scoperto nel 1992, utilizzando un metodo leggermente diverso. Le **pulsar**, emettendo dei segnali periodici molto veloci e molto stabili, sono degli ottimi orologi. Piccole variazioni del loro periodo di pulsazione sono quindi misurabili, ed interpretabili come variazioni della velocità della stella rispetto all'osservatore. Utilizzando questa proprietà fu possibile rivelare nel 1992 la presenza di tre pianeti orbitanti attorno alla pulsar PSR 1257+12, di massa simile alla massa della Terra se non minore. La scoperta non fece grande scalpore in quanto il metodo non era utilizzabile per le stelle normali.

♣ Facendo misure accurate di **astrometria**, è possibile rivelare pianeti misurando dal moto proprio di una stella la velocità $v_\star \cos i$ di orbita attorno al comune centro di massa,

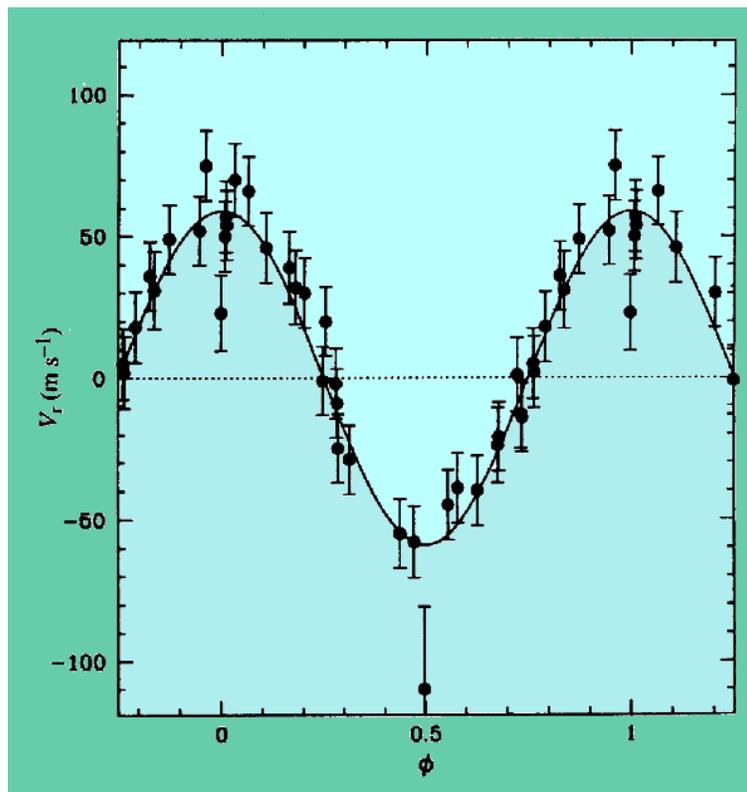


Figura 6.1: Curva di velocità di 51 Pegasi. Fonte: M. Mayor e D. Queloz (1995).

perpendicolarmente alla linea di vista. Questo metodo è applicabile alle stelle più vicine, ed ha portato ad un paio di possibili rivelazioni.

♣ Un altro metodo indiretto per rivelare pianeti è quello dei **transiti**: un pianeta transigente davanti ad una stella ne oscura il disco per una frazione pari al quadrato del rapporto dei raggi. Per grandi pianeti gassosi, la diminuzione del flusso osservato può ammontare a qualche percento del flusso della stella, facilmente misurabile se questa è sufficientemente brillante. Ancora una volta questo metodo privilegia i grandi pianeti gassosi in orbita stretta, casi in cui la probabilità di un transito è maggiore. Il vantaggio di questo metodo sta nella possibilità di stimare l'inclinazione dell'orbita e il raggio del pianeta; alcuni pianeti sono stati rivelati sia col metodo delle velocità che con quello dei transiti, e per questi la stima di massa è molto più sicura. Inoltre, misurando la durata della transizione dall'inizio al culmine del transito si riesce a stimare il raggio e la densità del pianeta.

♣ Il primo pianeta rivelato con questo metodo nel 1999 (figura 6.2) orbita attorno alla stella HD 209458 ad una distanza di 0.05 AU, ed ha una massa di $0.69 M_J \sin i$ e un periodo di 3.5 giorni. In questo caso è possibile, misurando la differenza tra lo spettro della stella durante e dopo il transito, osservare l'**assorbimento della luce stellare dovuto al pianeta**. È stata rivelata in questo modo la presenza di sodio e idrogeno. Questa osservazione è molto importante perché dimostra la possibilità di avere informazioni sulla composizione chimica delle atmosfere dei pianeti.

♣ Tutti i metodi elencati sopra permettono di scoprire **sistemi planetari multipli**; in questi casi le curve di velocità, di luce o il moto proprio della stella sono interpretabili come la somma di contributi di diversi pianeti. Al momento sono noti diversi sistemi doppi, tripli e un paio di sistemi con quattro pianeti rivelati.

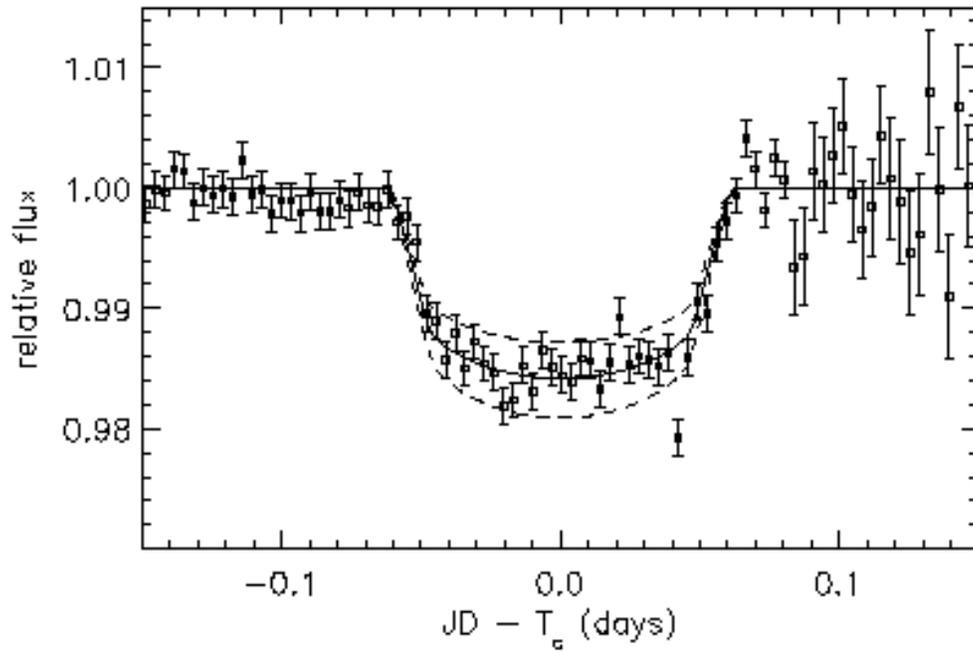


Figura 6.2: Curva di luce di HD209458; la diminuzione è dovuta al transito di un pianeta. Fonte: Osservatorio di Ginevra.

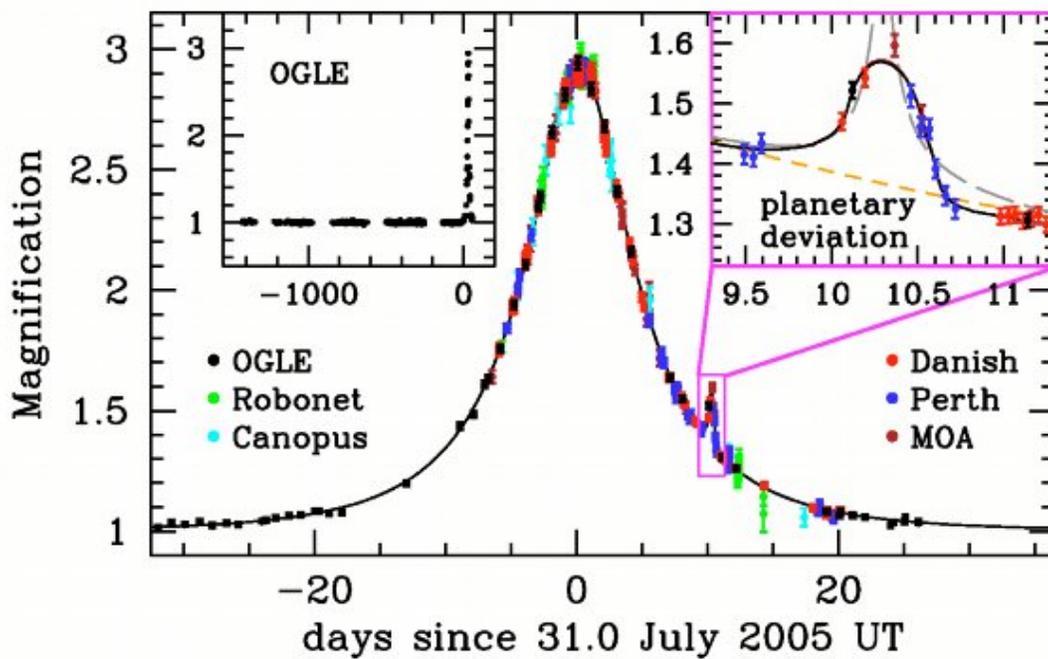


Figura 6.3: Curva di luce di una stella di sfondo, amplificata dall'effetto di lente gravitazionale di una nana bruna e del suo pianeta. Fonte: Baulieu et al. (2006).

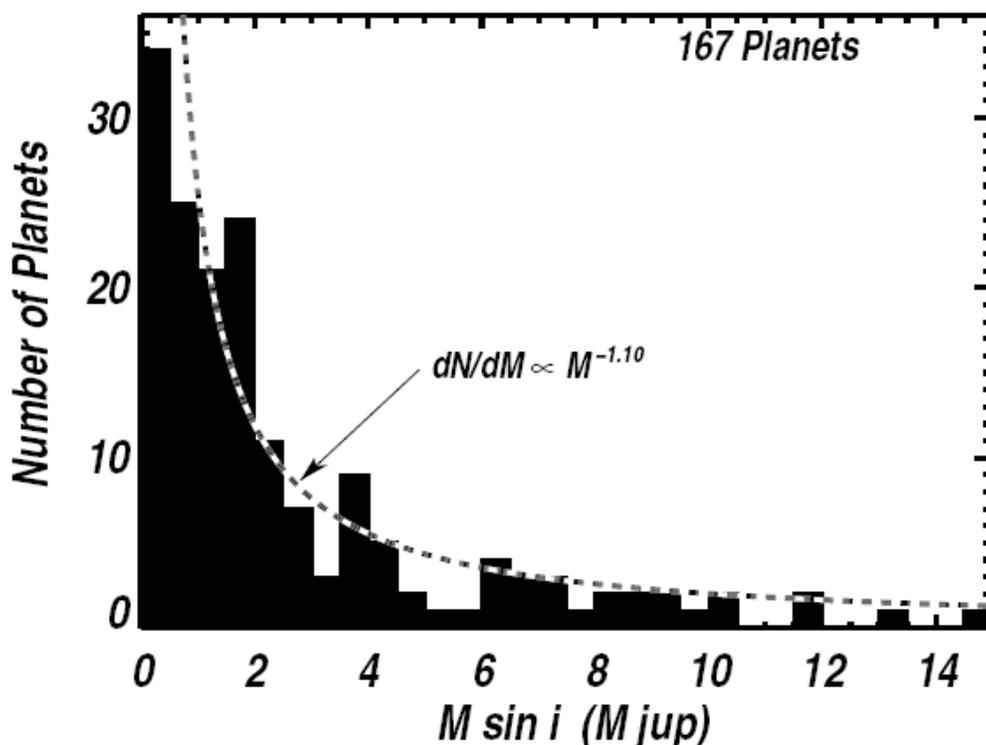


Figura 6.4: Distribuzione delle masse $M_P \sin i$ degli esopianeti. Fonte: exoplanets.org.

♣ Un metodo indipendente sfrutta l'effetto di **lente gravitazionale**. La ricerca di materia oscura nella forma di MACHO (sezione 5.4), cioè di nane brune e pianetini, ha portato alla rivelazione di eventi multipli di lente gravitazionale, come nella figura 6.3. Questi eventi vengono interpretati come l'effetto di una nana bruna e di un pianeta che attraversano in rapida successione la linea di vista di una stella lontana. In questo modo è possibile rivelare anche pianeti terrestri relativamente lontani. Il problema è che, dopo la rivelazione, il sistema risulta difficilmente osservabile.

♣ Tutti questi metodi indiretti permettono la rivelazione di pianeti, ma non la loro **osservazione diretta**. Questa è ostacolata da una parte dalla piccolissima distanza angolare tra stella e pianeta, dall'altra parte dal grandissimo contrasto di luminosità dei due oggetti. I pianeti hanno tipicamente una temperatura superficiale di qualche centinaio di K, per cui il massimo della loro emissione di corpo nero cade nell'infrarosso; il contrasto con la stella quindi diminuisce quando si va nell'infrarosso vicino e medio. La tecnica più promettente risulta quella dell'ottica adattiva nell'IR. Già il piccolo telescopio spaziale Spitzer ha misurato la luce di due esopianeti già noti, in orbita stretta attorno a nane brune e particolarmente caldi, per questo detti "hot Jupiters".

♣ Il metodo dell'immagine diretta privilegia pianeti molto grandi e relativamente caldi, orbitanti anche a grande distanza dalla stella. Inoltre, il metodo è attualmente applicabile solo a stelle estremamente deboli, quando non stelle mancanti (nane brune). Al momento **una sola rivelazione** fatta con questo metodo è stata confermata; si tratta di un pianeta piuttosto massiccio orbitante attorno alla nana bruna 2M1207. In altri casi non è ancora chiaro se gli oggetti rivelati siano grandi pianeti o più precisamente nane brune.

♣ Con circa 250 pianeti rivelati, è possibile esaminarne la **statistica**. La figura 6.4 mostra

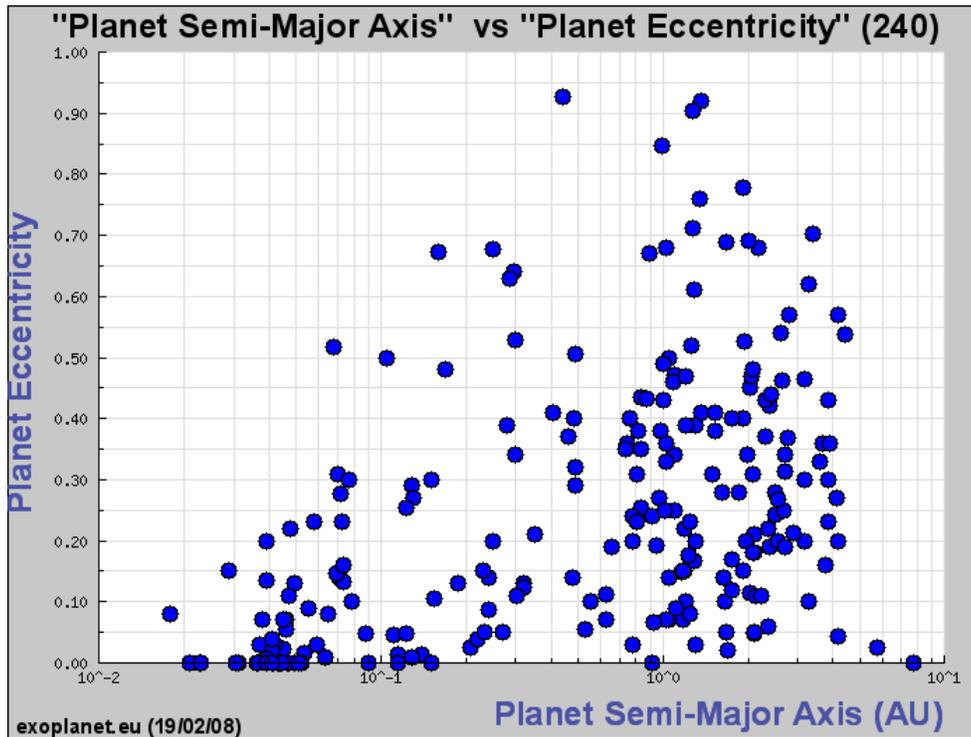


Figura 6.5: Distribuzione dei semiassi e delle eccentricità degli esopianeti. Fonte: exoplanets.eu.

la distribuzione delle masse $M_P \sin i$ dei pianeti noti. Questa funzione di massa sembra seguire una legge di potenza con pendenza circa -1.1, che non presenta molti oggetti oltre le $10 M_J$. Dato che i pianeti più grandi sono anche i più facili da osservare, e dato che non si è trovata scarsità di pianeti gioviani in orbite strette, questo limite è probabilmente reale. La figura 6.5 mostra la distribuzione dei semiassi maggiori delle orbite e delle eccentricità. Ancora una volta va notato come la casistica dei sistemi planetari mostri una grande diversità rispetto al semplice sistema solare: le orbite quasi circolari non sono assolutamente la regola, i valori delle eccentricità arrivano fino a sfiorare l'unità. Inoltre, le orbite più strette tendono ad essere circolari; questo punto verrà ripreso in seguito.

♣ Sorprendente risulta la distribuzione della **probabilità di trovare pianeti** attorno ad una stella. Dati i limiti di rivelazione, queste percentuali vanno considerate come limiti inferiori. Risulta (figura 6.6) che la probabilità di rivelare un pianeta è una forte funzione della metallicità della stella: attorno a stelle più metalliche si trovano più pianeti. Inoltre, l'esistenza di sistemi planetari è un fatto molto comune, tanto da rendere plausibile l'ipotesi che ogni stella sufficientemente metallica abbia il suo sistema.

♣ La figura 6.7 mostra i pianeti noti nel piano semiasse maggiore (o periodo) – massa. La figura riporta anche, oltre alla posizione dei pianeti del sistema solare, i limiti di rivelazione per campagne di osservazione attuali e future. Come già detto, i metodi noti selezionano pianeti massicci in orbite brevi, ma questi limiti potranno essere estesi con la **prossima generazione di telescopi**. Il successo della rivelazione di esopianeti ha infatti stimolato l'avvio di molti progetti, tra i quali:

- Sia il VLT che il Keck e l'LBT utilizzeranno l'**interferometria ottica** per misurare con precisione la posizione delle stelle vicine, in modo da rivelare pianeti tramite la tecnica astrometrica.

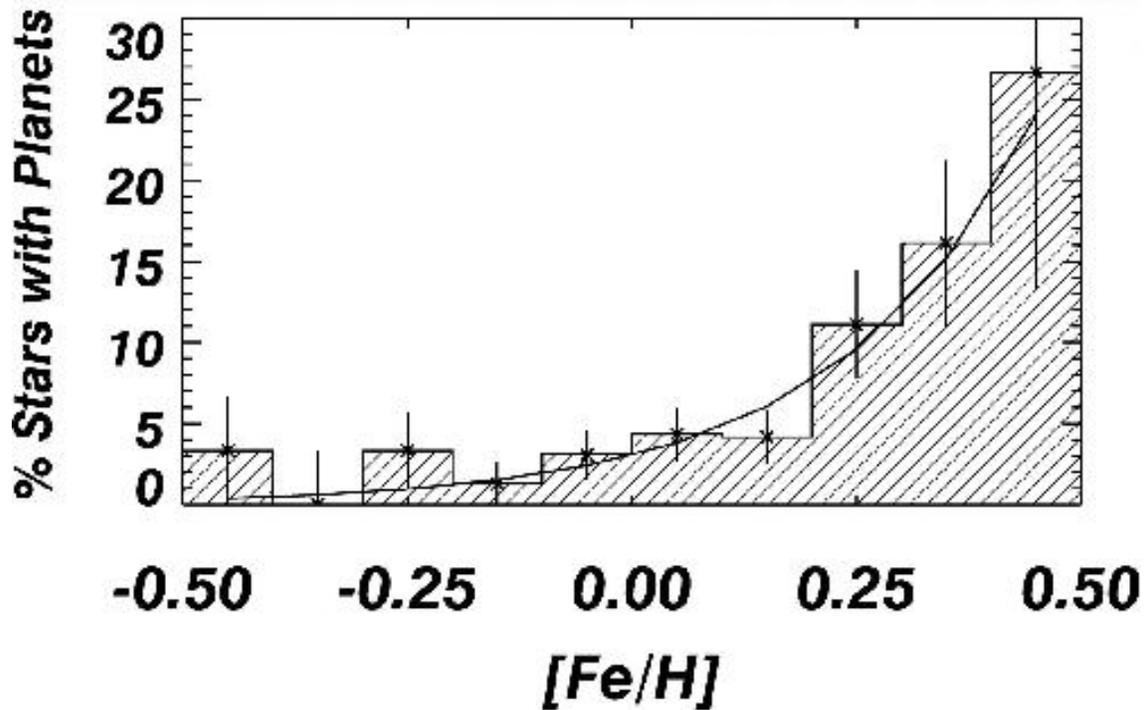


Figura 6.6: Probabilità di rivelazione di pianeti in funzione della metallicità della stella. Fonte: D. Fisher e J. Valenti (2006).

- **COROT:** piccolo telescopio spaziale francese di 27 cm di diametro, lanciato nel dicembre 2006, sta conducendo una campagna di fotometria di precisione delle stelle vicine, sia per studi di sismologia stellare che per trovare pianeti terrestri con il metodo dei transiti.
- **Kepler:** piccolo telescopio spaziale ottico della NASA da 95 cm di diametro, utilizzerà il metodo dei transiti per trovare pianeti terrestri orbitanti attorno a stelle vicine.
- **SIMPlanetQuest:** la Space Interferometry Mission della NASA è un telescopio interferometrico spaziale, costituito da piccoli telescopi da 30 cm su una base di 9 metri. Previsto per il prossimo decennio, misurerà la posizione delle stelle vicine con una precisione tale da rivelare la perturbazione di pianeti terrestri sulle stelle più vicine.
- **Darwin (ESA) e Terrestrial Planet Finder (NASA):** sistemi di telescopi spaziali di 3 metri, collegati in interferometria. Saranno capaci non solo di rivelare pianeti terrestri ma di misurarne l'emissione, alla ricerca di segnali della presenza di vita ("biosignatures"). TPF sarà equipaggiato anche da un coronografo ottico.
- **L'Overwhelmingly Large (OWL) telescope:** un telescopio di 100m da terra, lavorando in IR con ottica adattiva, potrebbe misurare direttamente la luce di pianeti terrestri. L'ESO aveva considerato seriamente l'ipotesi di puntare ad un telescopio di queste dimensioni, ma le difficoltà tecniche (per non parlare dei costi) sono tali da rendere probabile la costruzione di un telescopio di "soli" 30-50m di diametro. Il prossimo Extremely Large Telescope comunque monterà spettrografi di grandissima stabilità e precisione, che permetteranno di spingere il metodo delle fluttuazioni di velocità a livelli di segnale molto più bassi. Uno dei possibili spettrografi, **CODEX**, vede la comunità astronomica di Trieste tra i promotori.

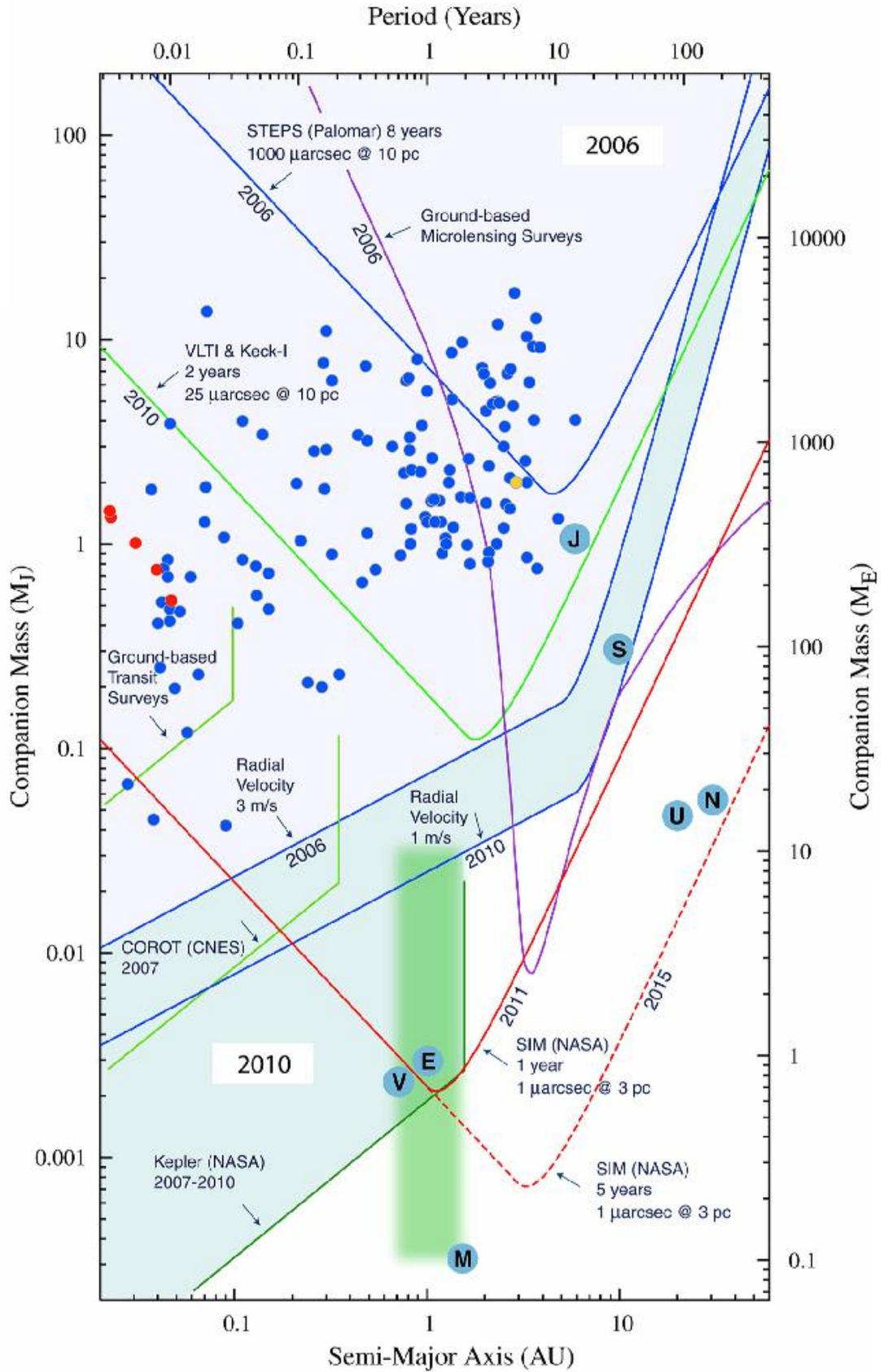


Figura 6.7: Pianeti noti nel piano semiasse maggiore – massa, e limite di rivelazione per diverse campagne di osservazione, presenti e future. Fonte; NASA/JPL-Caltech.

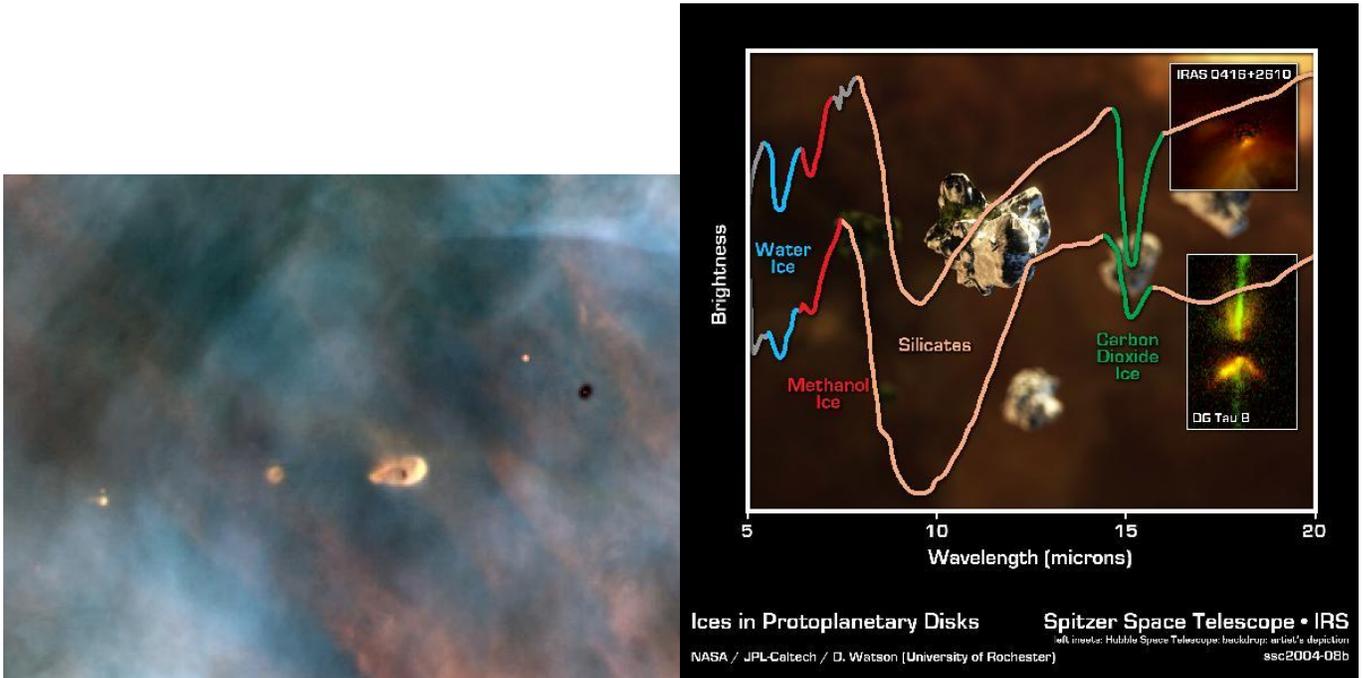


Figura 6.8: Dischi protoplanetari (o proplidi) visti nell’ottico (Hubble) e nell’IR (Spitzer). Fonte: HST e Spitzer.

♣ Se i pianeti sono molto difficili da osservare, più facile risulta osservare le strutture da cui questi nascono. Come già discusso nella sezione 3.2, uno dei fattori limitanti della formazione stellare è la necessità di dissipare il momento angolare del gas, che ostacola il collasso gravitazionale. Una naturale conseguenza di questo è la presenza di dischi residui di materiale in supporto rotazionale attorno alle stelle nascenti. Questi **dischi protoplanetari**, detti anche “proplidi”, sono osservabili nelle zone di formazione stellare come dischi di materia altamente oscurata; la figura 6.8 ne mostra alcuni osservati da HST nella regione di Orione. L’emissione della polvere dei dischi protoplanetari è visibile anche nell’IR (figura 6.8): lo spettro di questi dischi permette di avere preziose informazioni sulla loro composizione. Queste osservazioni permettono di vedere le regioni che plausibilmente danno origine ai pianeti, ma la risoluzione angolare non è sufficiente a distinguere i dettagli di queste regioni.

♣ La formazione dei pianeti avviene in questi dischi. Le teorie di formazione identificano due possibili meccanismi. Nel primo, la polvere interstellare concentrata nel disco a densità relativamente molto alta si addensa, tramite collisioni successive, in asteroidi di dimensioni di ~ 1 km, chiamati **planetesimi**, per i quali la gravità comincia ad essere importante. Il processo di formazione dei planetesimi avviene su tempi scala molto brevi, di 10^4 - 10^6 anni; questo è necessario perché il disco trascina i grani verso la stella, e la stella appena formata può ripulire il disco stesso grazie alla pressione di radiazione e al vento stellare. I planetesimi continuano a scontrarsi tra di loro non solo in virtù della loro sezione d’urto geometrica ma anche per la mutua gravità. Questo processo è “runaway”, nel senso che porta nel giro di $\sim 10^6 - 10^8$ anni alla coagulazione di tutti i planetesimi che stanno su una certa orbita in un unico pianeta. I nuclei più massicci accrescono successivamente gas; se il pianeta è troppo vicino alla stella, l’evaporazione dei volatili (soprattutto H ed He) preclude la formazione di un gigante gassoso.

♣ Alternativamente, la formazione dei pianeti può essere dovuta alla **frammentazione del disco protoplanetario** dovuta alla crescita non-lineare delle perturbazioni per instabilità

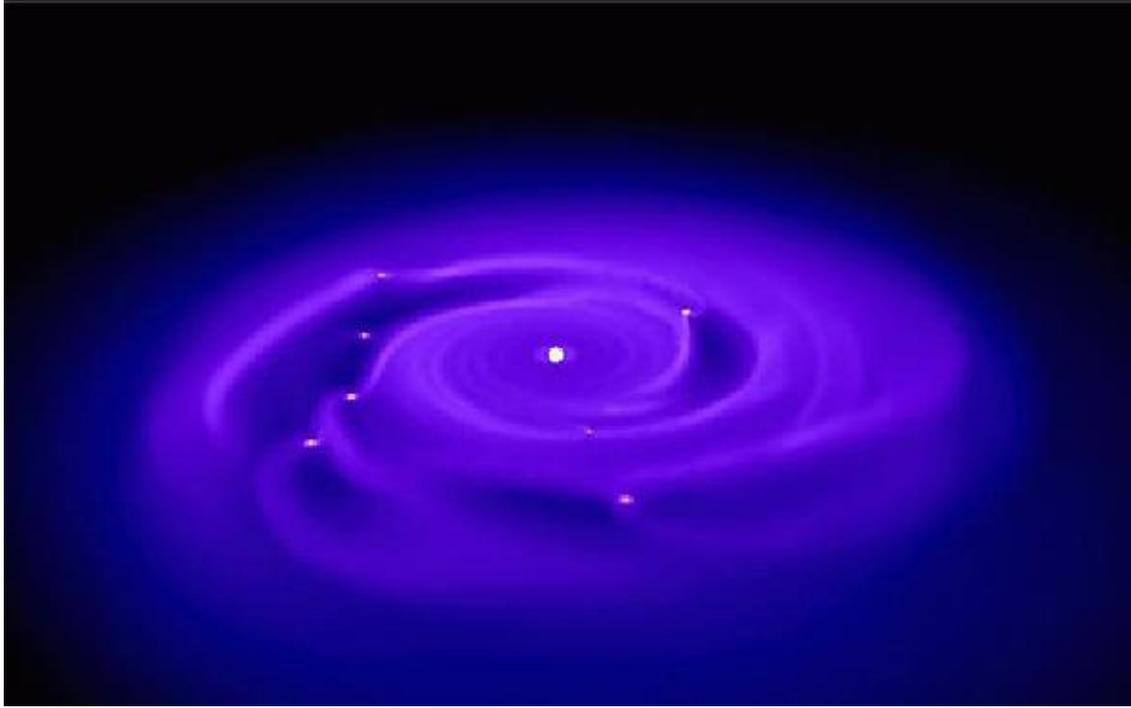


Figura 6.9: Simulazione della formazione di pianeti. Fonte: L. Mayer.

gravitazionale. La figura 6.9 mostra il risultato di una simulazione N-corpi idrodinamica: in modo analogo alla formazione di stelle in una galassia a spirale, i bracci a spirale del disco creano zone ad alta densità che possono diventare autogravitanti. La formazione dei pianeti avviene quindi sulla scala di molti tempi di rotazione del disco, ed è quindi molto più veloce della formazione di nuclei rocciosi.

♣ Prima del 1995 il modello di frammentazione del disco era sfavorito, sia perché non riusciva facilmente a spiegare l'esistenza di asteroidi, comete e pianeti rocciosi, sia perché prevedeva abbondanze solari per i pianeti giganti, cosa che è approssimativamente vera solo per Giove e Saturno (che comunque hanno una metallicità piuttosto alta) ma non per gli altri giganti, poveri di H ed He. L'osservazione di giganti gassosi in orbita stretta e la recente evidenza di una durata molto breve, di pochi milioni di anni, dei dischi protoplanetari hanno rilanciato l'interesse sul modello di instabilità gravitazionale. In effetti è possibile che i due meccanismi siano **contemporaneamente in atto**; l'instabilità gravitazionale crea delle sovradensità nelle quali la formazione di planetesimi è favorita; i nuclei rocciosi possono successivamente raccogliere il gas del disco, diventando loro stessi semi di instabilità gravitazionale.

♣ I pianeti appena formati sono sottoposti a diversi **processi evolutivi**, dei quali due sono di grande importanza. Il primo, già accennato, è l'evaporazione delle atmosfere: se il pianeta è vicino alla sua stella, si riscalderà e i gas più leggeri (soprattutto idrogeno ed elio) evaporeranno, a meno che questo non sia abbastanza massiccio da trattenerli. Si pensa che questo meccanismo sia alla base della presenza o meno di atmosfera attorno ai pianeti rocciosi del sistema solare; infatti, mentre la Terra e Venere, che sono più massicci, hanno un'atmosfera sottile ma significativa, il più piccolo Marte ne ha una molto più tenue, mentre sia la Luna che Mercurio ne sono completamente privi.

♣ Il secondo processo di evoluzione secolare è la **migrazione delle orbite dei pianeti**. In particolare, l'orbita di un pianeta è influenzata sia dal disco in cui si forma sia dagli altri pianeti,

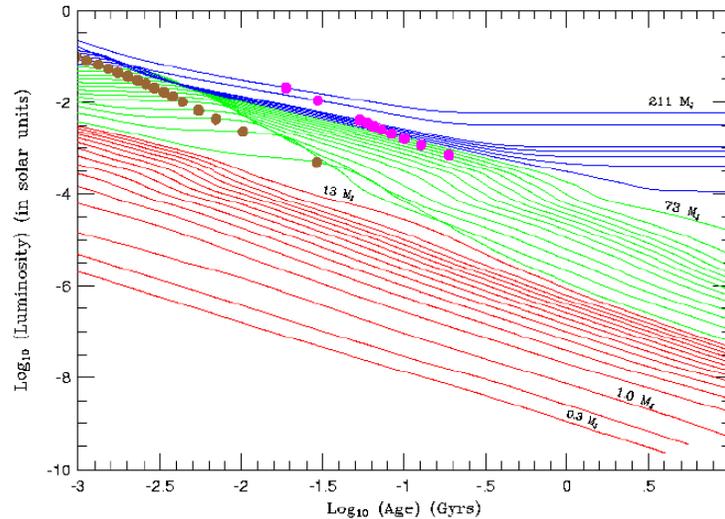


Figura 6.10: Evoluzione della temperatura di stelle (linee blu), nane brune (linee verdi) e pianeti (linee rosse). I punti marroni e viola indicano rispettivamente la fase in cui il 50% del deuterio e del litio è stato consumato. Fonte: A. Burrows et al. (2001).

attraverso interazioni gravitazionali che possono essere perturbative oppure molto più intense (scattering o scontri). Il risultato di queste interazioni può essere la migrazione da orbite più interne a più esterne, o vice-versa, mentre gli incontri più vicini producono episodi di scattering che possono generare orbite molto ellittiche. In queste condizioni è possibile lo scontro tra pianeti: si pensa infatti che la Luna si sia formata a causa dello scontro della Terra con un pianeta delle dimensioni di Marte, mentre la rotazione di Nettuno, a quasi 90 gradi dal piano del sistema solare, potrebbe essere dovuta ad una fusione di due pianeti giganti. In relazione ai sistemi esoplanetari noti, questi meccanismi potrebbero spiegare la presenza di pianeti su orbite molto ellittiche, dovuti a scattering, e la presenza di pianeti gioviani molto vicini alla stella, dovuta alla migrazione delle orbite; l'assenza di pianeti in orbite molto strette ed eccentriche potrebbe essere un effetto delle forze mareali della stella, che tendono a rendere circolari le orbite più vicine. Un indice abbastanza chiaro di evoluzione di un sistema planetario sono le “risonanze” dei periodi di rotazione dei pianeti, che si osservano in alcuni sistemi, per esempio Nettuno e Plutone, nonché in parecchi sistemi di esopianeti.

♣ Al di là del meccanismo di formazione, c'è una continuità tra stella, nana bruna e pianeta gassoso, in quanto questi oggetti sono tutti nubi di gas autogravitanti; in particolare, sia nelle nane brune che nei pianeti gassosi la pressione centrale non dipende dalla temperatura (in questi ultimi alla pressione degli elettroni degeneri si aggiunge quella elettrostatica), così che la perdita di energia termica verso l'esterno non causa contrazione, riscaldamento e quindi accensione di reazioni nucleari. Tuttavia, le nane brune diventano abbastanza calde da innescare **alcune reazioni nucleari** le quali, se non hanno un impatto significativo sull'evoluzione dell'astro, ne variano la composizione. Le reazioni nucleari che avvengono a bassa temperatura sono il bruciamento del deuterio e del litio in elio. Le variazioni della composizione chimica si propagano fino alla superficie, dato che questi oggetti sono completamente convettivi. La figura 6.10 mostra l'evoluzione della luminosità di un corpo in contrazione, in funzione della sua massa. I punti marroni e viola mostrano, rispettivamente, i momenti in cui il 50% del deuterio o del litio è stato consumato. Come si vede, tra le stelle (righe blu), che nel giro di poche centinaia di milioni di anni stabilizzano la loro luminosità, e i pianeti (righe rosse), che sono completamente passivi,

esiste una classe di oggetti, le nane brune (righe verdi), che è sede di reazioni nucleari. Il limite di massa tra pianeta e nana bruna è stimato a $13 M_J$.

♣ Possiamo adesso dare una **definizione più rigorosa di pianeta**. Chiamiamo pianeta un oggetto autogravitante che orbita attorno ad una stella e ha massa inferiore a $13 M_J$. È da notare come questo limite risulti coincidentalmente simile al limite di $10 M_J$ della funzione di massa dei pianeti. Nei pochi casi dubbi, non è necessariamente semplice distinguere un pianeta da una nana bruna, dato che la stima della massa è quasi sempre in termini di $M \sin i$, e l'effetto delle reazioni nucleari, come la diminuzione del litio, è difficile da misurare e potrebbe non essere significativo (per esempio nel caso in cui la nana bruna è giovane e non ha ancora consumato il litio).

♣ La definizione si fa più specifica **nel sistema solare**: chiamiamo pianeti gli astri autogravitanti che 1) orbitano attorno al Sole, 2) sono in equilibrio idrostatico (che vuol dire che hanno forma approssimativamente sferica), 3) hanno ripulito la loro orbita dalla maggiorparte degli asteroidi. Vedremo nel prossimo capitolo il motivo di questa definizione, la quale lascia definitivamente Plutone fuori dalla lista dei pianeti.

♣ Notare che oggetti più massicci di $13 M_J$ sono considerati nane brune, a prescindere dal fatto se orbitino o meno attorno ad una stella. Oggetti vaganti di massa inferiore a $13 M_J$ non verrebbero chiamati pianeti, o “pianeti vagabondi”, ma “nane grigie”. Si pensa però che questi oggetti siano piuttosto rari. Infatti, la funzione di massa iniziale delle stelle, che determina le masse degli oggetti autogravitanti che si formano, sembra smettere di crescere passando dalle stelle alle nane brune. Questa relativa scarsità viene chiamata **deserto delle nane brune**. La presenza di pianeti sarebbe quindi dovuta non alla frammentazione del gas della formazione stellare, ma a quella dei dischi protoplanetari attorno alle stelle normali. Se questo è vero, la continuità tra stelle e pianeti sarebbe interrotta.

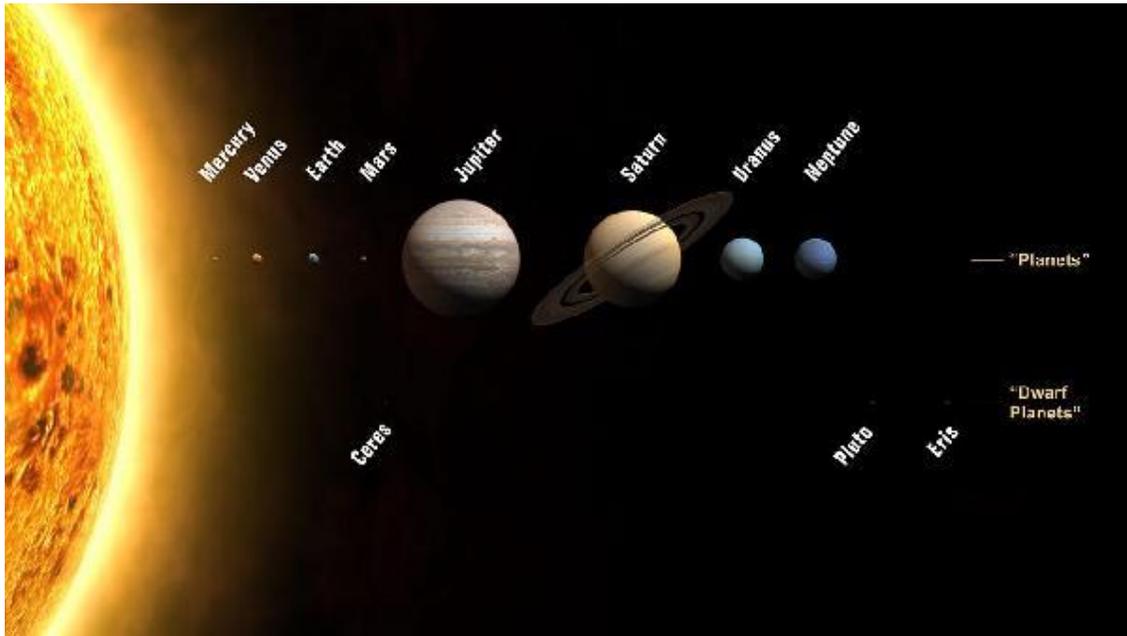


Figura 6.11: Il sistema solare; i raggi degli astri sono in scala, mentre le distanze sono arbitrarie.
Fonte: Wikipedia.

6.2 Il sistema solare e la vita nell'Universo (2h – A)

♣ Una delle caratteristiche più interessanti (almeno dal punto di vista degli umani!) del sistema solare è che esiste almeno un pianeta che ospita la vita, e non è ancora esclusa la possibilità che altri pianeti o lune ospitino o abbiano ospitato forme arcaiche di vita. Parleremo quindi del sistema solare concentrandoci sulle condizioni che permettono **l'esistenza della vita**.

♣ Riguardando la figura 6.5, vediamo che tra i giganti gassosi sono comuni orbite molto ellittiche. In questi sistemi planetari eventuali pianeti rocciosi in orbita a circa un'AU sarebbero facilmente espulsi dal sistema, a meno di non trovare qualche orbita risonante che eviti l'incontro catastrofico col gigante. Vediamo quindi che le **orbite circolari** del nostro sistema solare potrebbero essere nient'altro che una condizione che il sistema deve soddisfare per ospitare la vita.

♣ In tutta questa discussione siamo vincolati dal fatto che conosciamo una sola realizzazione della vita nell'Universo, per cui, così come la conoscenza del solo sistema solare non ci garantisce una comprensione dei sistemi planetari, la conoscenza di un tipo di vita non ci garantisce di capire entro quali limiti questa si sviluppa. Contemporaneamente, una delle caratteristiche principali della vita è quella di sviluppare un elevatissimo grado di diversità, per cui analizzando le forme di vita unicellulari in ambienti estremi (**estremofila**) sul pianeta Terra, come i laghi sottoglaciali dell'antartide o le sorgenti termali nel fondo degli oceani, è possibile avere un'idea sullo sviluppo della vita in ambienti molto diversi dalla Terra.

♣ Su una cosa vi è consenso generale: l'origine della vita è molto probabilmente legata alla presenza di acqua allo stato liquido sulla superficie del pianeta. Questa condizione implica la presenza di un'atmosfera, e si può tradurre in un intervallo ammesso di pressioni e temperature superficiali. La **temperatura superficiale di un pianeta** è determinata in prima approssimazione dall'equilibrio tra il riscaldamento per irradiazione solare e il raffreddamento per emissione

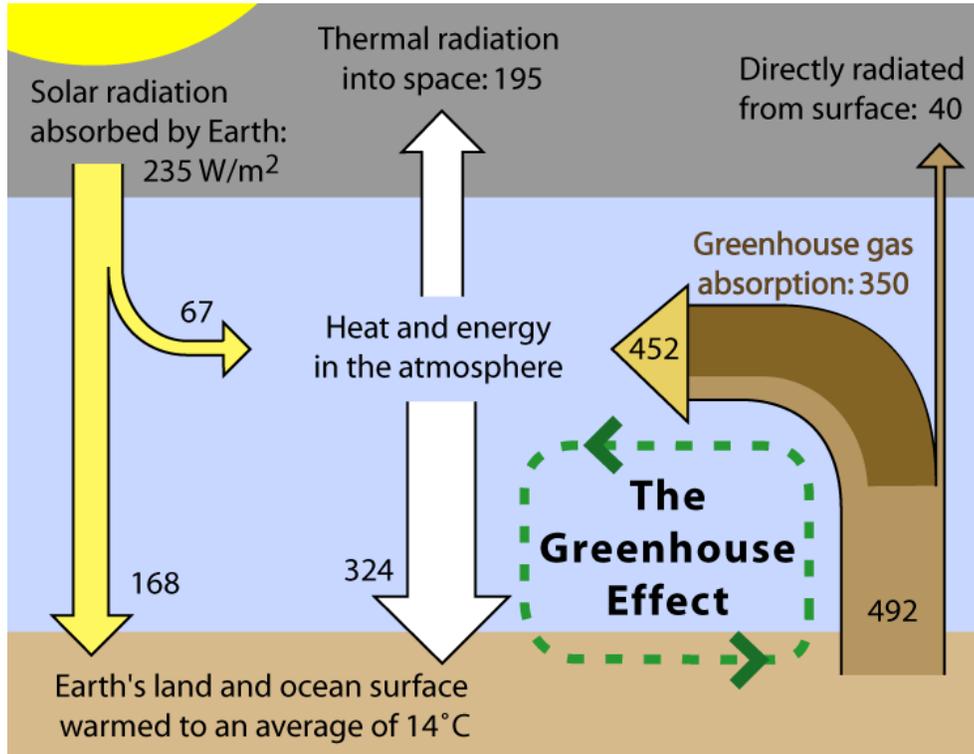


Figura 6.12: Illustrazione dell'effetto serra. Fonte: Wikipedia.

di radiazione termica. Approssimando la Terra come un corpo nero e trascurando l'atmosfera, i tassi di riscaldamento H e di raffreddamento C sono:

$$H = (1 - \alpha) \frac{L_{\odot}}{4\pi \text{AU}^2} \pi R_{\oplus}^2 \quad (6.3)$$

$$C = 4\pi R_{\oplus}^2 \sigma T_{\oplus}^4$$

dove α è l'**albedo** media della Terra, ovvero la frazione di luce solare riflessa. In condizioni di equilibrio, $H = C$, e per un valore di $\alpha \simeq 0.3$, si trova $T_{\oplus} \simeq 255$ K, sostanzialmente inferiore al valore misurato di $\simeq 288$ K.

♣ Questa differenza è dovuta alla presenza dell'atmosfera, che aumenta la temperatura superficiale grazie all'**effetto serra**. Come abbiamo ampiamente visto, l'atmosfera terrestre è trasparente alla radiazione ottica, dove l'emissione solare ha un picco, ma è molto più opaca alle lunghezze d'onda MIR ($\sim 10\mu$) a cui la Terra emette come corpo nero. Questo è dovuto principalmente alla presenza di vapore, anidride carbonica e metano. Di conseguenza, l'energia termica rimane intrappolata negli strati bassi dell'atmosfera, un po' come succede in una sera (dove però l'aumento di temperatura è dovuto soprattutto alla mancata dispersione dell'aria riscaldata). La figura 6.12 mostra uno schematico bilancio energetico dell'atmosfera: la radiazione solare è bilanciata sia dalla poca radiazione IR emessa dalla Terra che riesce ad attraversare l'atmosfera, sia dalla radiazione termica degli strati alti dell'atmosfera stessa. Questo bilancio fa salire la temperatura media della superficie terrestre di ~ 33 K.

♣ La figura 6.13 mostra in quale regione del diagramma di fase troviamo acqua liquida; sono anche riportate le posizioni dei pianeti rocciosi. Si definisce **zona di abitabilità di un sistema planetario** l'intervallo di distanze a cui è possibile avere acqua liquida su un pianeta

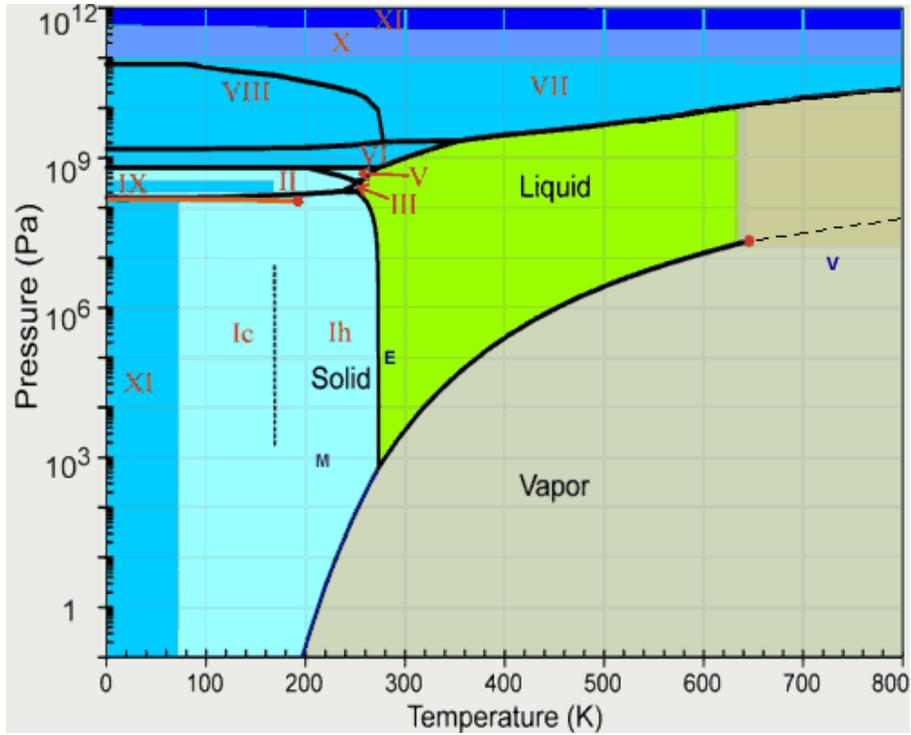


Figura 6.13: Diagramma di fase per l'acqua; la zona verde indica la regione in cui l'acqua è liquida. I valori di temperatura e pressione superficiale dei pianeti rocciosi del sistema solare sono indicate nel grafico come E (Earth – Terra), M (Marte), V (Venere). Fonte: M. Chaplin.

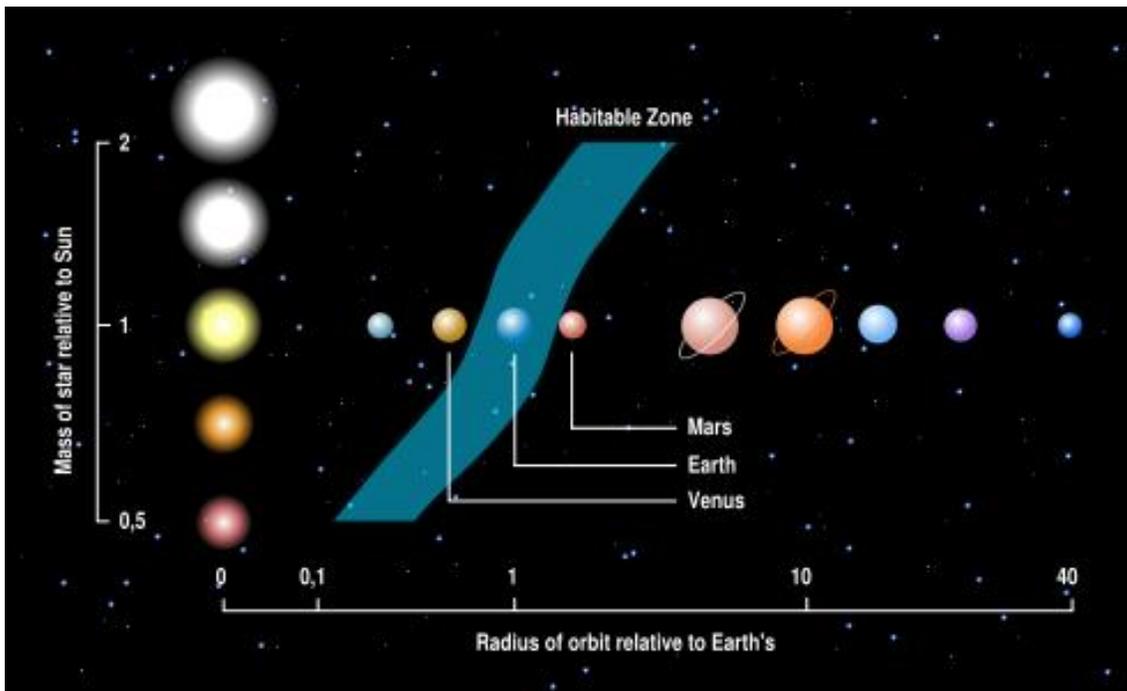


Figura 6.14: Zona di abitabilità in funzione della massa stellare. Fonte: Wikipedia.

roccioso. La definizione della fascia di abitabilità non è banale, perché richiede una conoscenza dell'atmosfera tale da stimare l'effetto serra. Inoltre, come vedremo, si ritiene possibile che forme primordiali di vita si sviluppino a temperature più basse in certe condizioni particolari, per cui la ricerca della vita nel sistema solare si estende oltre la fascia di abitabilità, per esempio sui satelliti di Giove e Saturno. Cionondimeno, la presenza di esopianeti rocciosi nella zona di abitabilità è considerata una condizione fondamentale per lo sviluppo di vita complessa fuori dal nostro sistema solare. La figura 6.14 mostra la zona di abitabilità in funzione della luminosità della stella.

♣ La presenza di vulcani testimonia che l'interno della Terra è molto più caldo della sua superficie; d'altro canto, le temperature registrate durante gli inverni polari fanno intendere che di quel calore ben poco ne arriva in superficie. L'origine di questa energia non è, come nelle stelle, il collasso gravitazionale; questa energia viene facilmente dissipata durante la formazione del pianeta. Si pensa invece che essa derivi dal **decadimento radioattivo** degli elementi instabili all'interno della Terra. Data l'assenza di meccanismi efficienti per trasportare il calore generato, il riscaldamento ha provocato, poco dopo la formazione della Terra, la fusione e la conseguente differenziazione del suo interno. I materiali più pesanti vengono infatti trascinati verso il fondo della buca di potenziale, così da creare un nucleo composto prevalentemente di ferro e nichel. Questa caduta genera ancora più calore, mentre l'isolamento della crosta e l'ulteriore riscaldamento dovuto ai residui decadimenti radioattivi sono sufficienti per mantenere alta la temperatura interna del pianeta.

♣ Questo fatto è di grande importanza per la vita sulla Terra: l'**anidride carbonica**, che dopo il vapor acqueo è il principale gas serra, viene continuamente disciolta dalla pioggia, assorbita dai mari, depositata sul fondo degli oceani e trasportata nel mantello dalla subduzione delle placche tettoniche, mentre le eruzioni vulcaniche riportano carbonio in atmosfera. In questo modo si mantiene una concentrazione di equilibrio dell'anidride carbonica. Inoltre, la rotazione del nucleo terrestre genera il campo magnetico, indispensabile per schermare la Terra da raggi cosmici e vento solare, proteggendo così i sistemi viventi e l'atmosfera da pericolose radiazioni.

♣ Il nostro satellite, la **Luna**, è anomalo per la sua massa rispetto a quella terrestre (vedi le dimensioni relative in figura 6.15). Infatti, mentre per i satelliti degli altri pianeti si può pensare ad un meccanismo di formazione simile a quello dei pianeti stessi (cioè in un disco in rotazione attorno al pianeta), per il sistema Terra-Luna si può anche parlare di sistema binario di pianeti. La composizione delle rocce lunari è simile a quella del mantello terrestre; questo è uno dei motivi che porta a preferire l'ipotesi dell'origine della Luna da un gigantesco impatto tra la Terra primordiale ed un pianeta di massa simile a quella di Marte. L'orbita della Luna presenta la caratteristica risonanza 1:1 tra periodo di rotazione e di rivoluzione attorno alla Terra; grazie a questa risonanza, provocata dalle mutue maree dei due pianeti, noi vediamo sempre la stessa faccia della Luna.

♣ La nostra presenza su un **pianeta binario** potrebbe non essere casuale. La presenza della Luna infatti rende il sistema Terra-Luna molto stabile dal punto di vista della rotazione. Gli altri pianeti rocciosi, a causa delle perturbazioni indotte da tutti gli altri pianeti (specie i giganti gassosi), sono sottoposti a variazioni caotiche del momento angolare; per esempio, Venere in questo momento ruota in senso retrogrado rispetto alla sua orbita attorno al Sole. Questo porta a variazioni drastiche della durata del giorno, che potrebbero influire negativamente sullo sviluppo di forme di vita complesse.

♣ Andando verso il Sole, il primo pianeta che si incontra è **Venere**. Essendo poco più piccolo della Terra, Venere riesce a mantenere gli elementi volatili in un'atmosfera; questa però è così

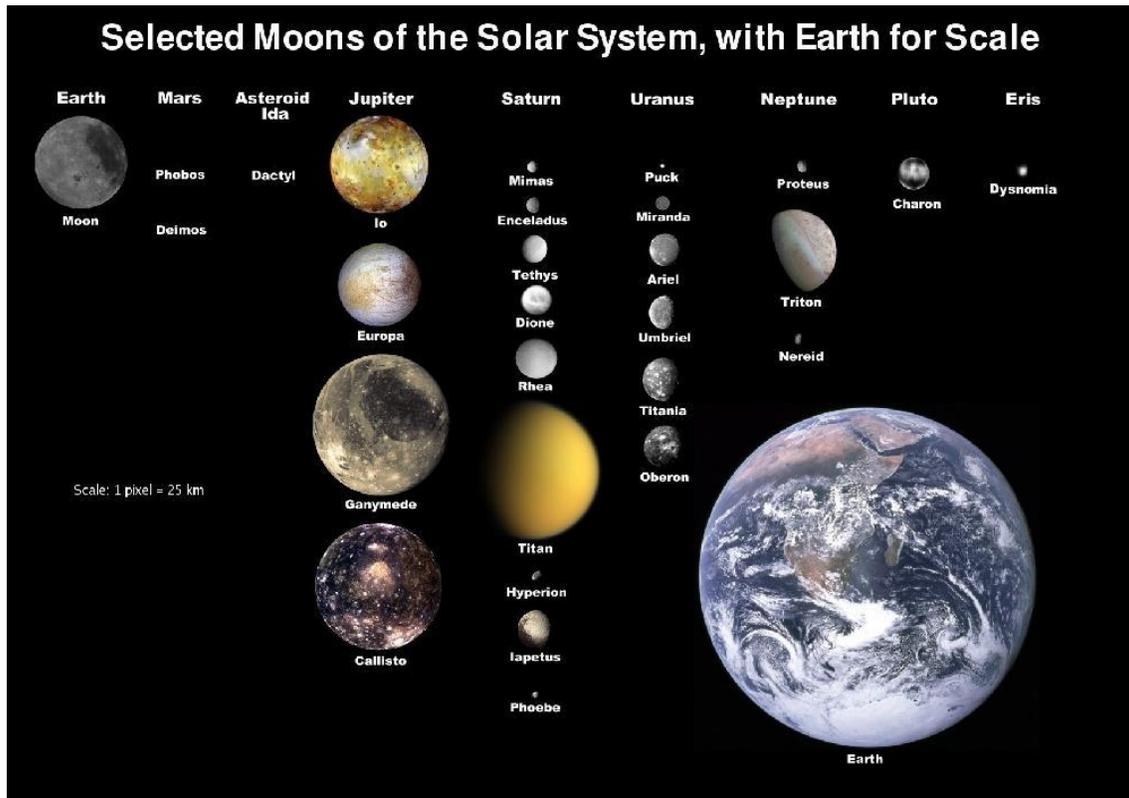


Figura 6.15: Dimensioni relative delle principali lune del sistema solare rispetto alla Terra. Fonte: Wikipedia.

densa da generare un effetto serra di ben 400 K! Si pensa che questo sia il segno di un “runaway” dell’effetto serra. Per capirlo prendiamo la Terra: la maggiorparte dell’acqua è nel mare, mentre la maggiorparte dell’anidride carbonica è legata alle rocce. Se avvicinassimo gradualmente la Terra al Sole, aumentando così il riscaldamento per irraggiamento, l’evaporazione del mare e poi la sublimazione delle rocce porterebbe ad un aumento dei gas serra, e quindi ad un ulteriore aumento della temperatura, che aumenterebbe evaporazione e sublimazione. In effetti l’atmosfera di Venere è fatta al 96% di anidride carbonica; la sua temperatura (740 K) e pressione (92 atmosfere) alla superficie rendono virtualmente impossibile la presenza di forme di vita.

♣ **Mercurio** è un piccolo pianeta roccioso, privo di atmosfera, che orbita molto vicino al Sole; le sue condizioni lo rendono non interessante dal punto di vista dell’astrobiologia. La precessione della sua orbita fu spiegata in modo convincente per la prima volta dalla teoria della relatività generale, e ne costituì quindi la prima prova sperimentale.

♣ Allontanandoci dalla Terra verso l’esterno del sistema solare, troviamo **Marte**, un piccolo pianeta che ha mantenuto una tenue atmosfera al 95% di anidride carbonica, che si solidifica in calotte ai poli; la pressione non supera le ~ 0.01 atmosfere. Questo pianeta è geologicamente inattivo, e quindi privo di campo magnetico. Sappiamo molte cose della sua composizione non solo per le missioni su Marte, ma anche per aver studiato i cosiddetti “meteoriti marziani”; questi sono una classe di meteoriti con composizione chimica omogenea e consistente con quella di Marte, nota da osservazioni della sua atmosfera. Da questi studi si è capito che Marte possedeva un campo magnetico subito dopo la sua nascita, circa 4 miliardi di anni fa, il che significa che la sua iniziale attività geologica si è persa velocemente. Marte ha due piccoli satelliti, chiamati Phobos e Deimos.

♣ Già anni fa si scoprirono nel famoso meteorite marziano ALH84001 composti organici e strutture a catena che potevano essere tracce di vita monocellulare; tracce del genere però potrebbero avere un'origine chimica che non ha nulla a che fare con forme di vita. La temperatura alla superficie di Marte oscilla tra i -140 e i 20 gradi centigradi, il che vuol dire che non è impossibile che i ghiacci presenti si sciolgano occasionalmente. Dalla figura 6.13 è chiaro che questo può avvenire solo a patto di aumentare un po' la pressione, cosa che può accadere per compressione nelle parti inferiori di uno strato di ghiaccio, come avviene nei ghiacciai sulla Terra. Le immagini del Mars Global Surveyor hanno infatti mostrato una slavina, avvenuta tra il 1999 e il 2005, presumibilmente dovuta allo scioglimento di ghiaccio. Le forti indicazioni di presenza di acqua e lo studio degli estremophila rendono non implausibile la presenza di **vita su Marte**.

♣ Tra Marte e Giove troviamo la **fascia degli asteroidi**. Infatti, le distanze dei pianeti dal Sole sono circa in progressione geometrica, (questa regolarità è storicamente chiamata legge di Titius-Bode), a parte una interruzione tra Marte e Giove. Alla ricerca del pianeta mancante, prima Piazzi (nel 1801) e poi Gauss riuscirono ad indentificare Cerere; presto si capì non solo che il raggio di questo possibile pianeta era ben inferiore a quello degli altri pianeti, ma che nella stessa orbita erano presenti diversi asteroidi di massa simile, nonché una miriade di corpi più piccoli. La massa totale di questi asteroidi comunque è molto piccola, meno di $10^{-3} M_{\oplus}$. Si pensa che la mancata formazione di un pianeta in questa fascia sia dovuta alla vicinanza di Giove, il quale è stato probabilmente in grado di catturare gran parte dei planetesimi o espellerli per effetto di fionda gravitazionale.

♣ Dei pianeti gassosi, **Giove** è quello che più assomiglia ad una stella mancata. Grazie alla sua massa è riuscito a mantenere gli elementi volatili, per cui è costituito al 95% di H ed He, mentre i metalli mostrano abbondanze relative solari. La sua struttura è compatibile con un nucleo roccioso molto piccolo se non assente. Inoltre, va notato che la pressione che lo sostiene è data più da forze elettrostatiche che da elettroni degeneri; il suo interno più che gassoso si potrebbe dire liquido. Della luce che osserviamo, circa metà è emessa direttamente dal pianeta; questa energia è un residuo della sua contrazione. Come tutti e quattro i pianeti gassosi, Giove ha un sistema di anelli.

♣ Attorno a Giove ruotano circa 63 satelliti. I quattro più grandi sono visibili anche con un piccolo telescopio, e furono scoperti nel 1610 da Galileo e Simon Marius, che li chiamarono Io, Europa, Callisto e Ganimede. Due di questi satelliti, **Io ed Europa**, sono particolarmente interessanti. Io ruota molto vicino a Giove, in risonanza con gli altri satelliti, così che non mostra al pianeta sempre la stessa faccia. In questo modo le forze mareali lo deformano in continuazione, generando un calore che si sfoga attraverso un intenso vulcanismo. Questo è evidente dalle immagini del satellite, che non mostra crateri ma grandi vulcani. Europa invece è un grande ghiacciaio; con una temperatura superficiale di circa 100K, si ritiene che conservi sotto la coltre di ghiacci di ~ 20 km di spessore un oceano di acqua salina, riscaldato dalla forza mareale di Giove. In questo oceano sotterraneo potrebbero esserci le condizioni per lo sviluppo di forme di vita. Osservazioni dettagliate della superficie hanno rivelato crepe nel ghiaccio e macchie di composti zolfurei che in linea di principio potrebbe essere di natura biogenica.

♣ **Saturno** ha perso parte dei suoi volatili, per cui è composto al 77% da H ed He. Il suo famoso sistema di anelli, visibile anche da terra, è composto da polvere e ghiacci, i quali riflettono molto bene la luce. L'esistenza degli anelli è legata alle maree: un astro tenuto insieme solo dalla gravità e orbitante molto vicino al suo pianeta, all'interno del cosiddetto limite di Roche, viene distrutto dalle forze mareali. In effetti il sistema di anelli di Saturno si tronca in corrispondenza di questo limite. I corpi rocciosi però sono tenuti insieme anche dalle forze elettrostatiche, ed infatti dei 56 satelliti di Saturno 6 orbitano all'interno del limite di Roche.

♣ Il satellite maggiore di Saturno, **Titano**, è uno dei siti più interessanti per trovare forme di vita primordiali nel sistema solare. Infatti, è un grande satellite roccioso avvolto da un'atmosfera di azoto, metano e altre componenti organiche; sono state osservate tracce di vapore acqueo. La sua temperatura è molto bassa, attorno ai ~ 100 K, per cui l'esistenza di acqua liquida è impossibile, tranne nel caso di impatti con comete o grandi asteroidi; questi possono rilasciare abbastanza energia da creare per qualche tempo zone di ghiacci liquefatti. Le condizioni di Titano sono invece adatte per l'esistenza di oceani di metano liquido, per cui il satellite potrebbe ospitare forme di vita esotiche non basate sull'acqua. Per osservare Titano è stata lanciata la sonda Cassini, la quale ha a sua volta lanciato nel 2005 una piccola sonda dell'ESA, Huygens, che è atterrata sulla superficie della luna ed ha trasmesso dati per circa quattro ore. L'analisi di questi dati, ancora in corso, conferma che su Titano esiste metano allo stato liquido.

♣ **Urano e Nettuno** hanno una composizione dominata da ghiacci di vapore, metano e ammoniaca, e una percentuale di idrogeno ed elio non superiore al 20%. Furono scoperti rispettivamente da Herschel nel 1781 e, contemporaneamente, da Le Verrier e Challis nel 1846. Nettuno ha la peculiarità di ruotare quasi perpendicolarmente al piano del sistema solare.

♣ Oltre Nettuno troviamo un'altra fascia di asteroidi e pianetini, la cui esistenza fu congetturata da **Kuiper** ed altri nel 1951. Questa fascia si estende dall'orbita di Nettuno a ~ 30 AU fino a 50 AU, con una coda a distanze ulteriori probabilmente dovuta a scattering. Il primo tra i pianetini di questa fascia ad essere stato scoperto è Plutone, che ha un satellite chiamato Caronte. Come Terra e Luna, i due corpi hanno un rapporto di massa relativamente alto; in questo caso è plausibile che il sistema binario si sia formato per cattura gravitazionale. La scoperta che ha portato al "declassamento" definitivo di Plutone (che era l'unico pianeta scoperto da americani) è stata la scoperta di un altro pianetino, Eris, di massa pari a quella di Plutone e con un satellite, Dysnomia. La fascia di Kuiper testimonia un troncamento del processo di formazione dei pianeti nel disco del sistema solare; estrapolando le condizioni iniziali che hanno portato alla formazione di Nettuno, nonché stimando le condizioni per la formazione dei pianetini più grandi, la fascia di Kuiper dovrebbe contenere $\sim 30 M_{\oplus}$, ma sembra averne attualmente l'1%. Dalla fascia di Kuiper, per processi di scattering a due corpi, si distaccano asteroidi ricchi di materiali volatili, che avvicinandosi al Sole vengono riscaldati e sublimati dalla radiazione. Sono visibili come comete di breve periodo (< 200 anni).

♣ Attorno al sistema solare, per una distanza di $\sim 50,000 - 100,000$ AU, troviamo una nube di asteroidi, di forma approssimativamente sferica, chiamata **nube di Oort**. Questa nube è creata presumibilmente dall'effetto di fionda gravitazionale che i pianeti giganti esercitano sugli asteroidi. Dalla nube di Oort, per scattering binario, si distaccano le comete di lungo periodo.

♣ Se è concepibile l'emergere di forme di vita al di fuori della zona di abitabilità, si fa molta fatica ad immaginare - senza sconfinare nella fantascienza - **forme di vita complesse**, per non dire intelligenti, in condizioni proibitive come Marte, Europa o Titano. La Terra possiede tutte le caratteristiche per ospitare forme molto evolute di vita; non solo possiede 1) acqua liquida sulla superficie, 2) un flusso continuo di energia dal Sole, 3) materiale organico in grande abbondanza, ma anche 4) un vulcanismo che sostiene il ciclo dell'anidride carbonica, 5) un campo magnetico che scherma i raggi cosmici, 6) una luna anomala che rende stabile la durata del giorno, e 7) è parte di un sistema di pianeti in orbita quasi circolare. Queste condizioni portano alcuni a speculare che la Terra sia un caso estremamente raro se non unico nell'Universo ("Rare Earth Hypothesis").

♣ La **vita sulla Terra** inizia molto presto; si hanno tracce inequivocabili 3.2 Gyr fa, e possibili segnali chimici fino a 3.8 Gyr fa. Andare più indietro nel tempo non è facile, perché

Phylogenetic Tree of Life

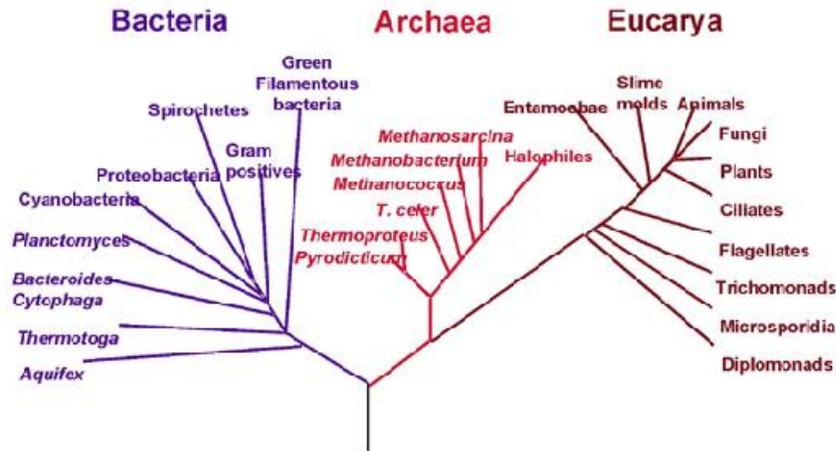


Figura 6.16: Classificazione degli organismi viventi in domini. Fonte: NASA Astrobiology Institute.

a quel tempo la Terra era esposta ad un forte bombardamento da parte di asteroidi e comete; da questo bombardamento è probabilmente nata la Luna. Inoltre, si pensa che la fase finale del bombardamento sia all'origine della formazione dell'atmosfera, formata dai volatili che il pianeta è riuscito a trattenere, e degli oceani, formati dall'acqua portata dagli asteroidi. Secondo le classificazioni più moderne, gli organismi si dividono in tre domini, gli archea, i batteri e gli eucarioti; gli esseri dei primi due domini sono detti "procarioti" in quanto, al contrario degli eucarioti, le cellule non hanno un nucleo ed il DNA è libero al loro interno. Le prime forme di vita, del dominio degli archea, abitano una Terra priva di ossigeno, e stanno tipicamente in ambienti protetti (sotto il mare o nelle rocce). L'ossigeno e l'ozono si formano successivamente grazie ai "cianobatteri" presenti nell'oceano, tra 2.4 e 2.2 Gyr fa. Questo processo seleziona tra le forme di vita presenti quelle che riescono a utilizzare l'ossigeno per il metabolismo. Tra i sottoprodotti del processo di formazione dell'ossigeno abbiamo la formazione della fascia di ozono, che scherma i dannosi raggi UV e rende possibile la vita sulla terraferma.

♣ Una volta che si sviluppano cellule viventi basate sull'RNA e sul DNA, la seguente evoluzione risulta un capitolo affascinante e misterioso della scienza, ma il più grande mistero rimane probabilmente la formazione di queste cellule da materiali organici. Questi potrebbero essersi formati direttamente sulla superficie terrestre (**sintesi endogena**). Nel 1953 Miller e Urey riproducessero in laboratorio una miscela di gas (acqua, metano, ammoniaca e idrogeno) che si pensava assomigliasse all'atmosfera terrestre primordiale, e la sottoposero a cicli di riscaldamento e raffreddamento, e a scariche elettriche. Il risultato fu la creazione di molecole organiche complesse, tra cui diversi aminoacidi. L'atmosfera primordiale, priva della fascia di ozono, è però sottoposta ad irraggiamento UV; si pensa che le sorgenti vulcaniche sottomarine possano essere un ottimo sito alternativo per l'origine della vita. Il passaggio dagli aminoacidi alle cellule e al DNA non è ancora spiegato.

♣ Dalle osservazioni nell'IR risulta chiaro come perfino i grani di polvere interstellare contengano composti chimici relativamente complessi, mentre composti organici ancora più complessi sono presenti nelle comete e si sono trovati amminoacidi in alcuni meteoriti. I composti organici alla base della vita potrebbero quindi essere arrivati da fuori della Terra (“consegna esogena”). All'estremo di questa idea, la vita si potrebbe formare negli spazi interstellari, e la vita sulla Terra potrebbe essere arrivata dallo spazio (**panspermia**). Una versione più leggera di questa ipotesi è la **esogenesi**, per la quale la vita si può essere formata altrove, magari su un altro pianeta, per poi essere trasportata sulla Terra. Per esempio, se le condizioni su Marte primordiale fossero state idonee per lo sviluppo della vita, questa potrebbe essersi poi propagata alla Terra tramite i meteoriti marziani. Viceversa, meteoriti di origine terrestre potrebbero avere fecondato, per esempio, Titano. L'idea non è del tutto assurda: alcuni archeo-batteri potrebbero resistere nello spazio interstellare, mentre il passaggio di materia da un pianeta all'altro è reso possibile dagli impatti di meteoriti, capaci di scagliare frammenti del pianeta colpito a velocità superiori a quella di fuga. Contemporaneamente, non vi sono evidenze a favore dell'esogenesi, né è chiaro il vantaggio di questa ipotesi, dato che l'ambiente più idoneo alla vita rimane quello terrestre. L'unico argomento potrebbe basarsi sui tempi scala: la fine della fase di bombardamento pesante e l'inizio della vita potrebbe essere molto vicini; se la vita avesse bisogno di tempi lunghi per svilupparsi, sarebbe necessario ipotizzare che questa possa essere venuta dallo spazio, trasportata dalle stesse comete che hanno formato i mari.

♣ Esogenesi a parte, appare oggi del tutto plausibile che componenti fondamentali per la vita, a partire dall'acqua, siano stati portati sulla Terra da meteoriti e comete. Per approfondire questo aspetto la NASA ha mandato una sonda, Stardust, per un incontro ravvicinato con **Wild-2**, una piccola cometa di periodo di appena 6.39 yr, con l'ambizioso scopo non solo di studiare da vicino una cometa (cosa già tentata con successo in precedenza) ma di riportare sulla Terra dei grani di polvere prelevati dalla sua chioma. I grani sono adesso in possesso di alcuni laboratori, tra cui quelli di Napoli e Catania, e le prime analisi hanno rivelato la presenza di molecole organiche complesse, anche se non amminoacidi.

♣ La contaminazione da parte di forme di vita “aliene” assume un aspetto pratico molto importante in questo campo di ricerca. Supponiamo che una sonda terrestre del futuro trovi tracce di vita su Titano o su Europa, per non parlare di Marte; se la vita è possibile su quel pianeta/luna, corriamo il rischio di introdurre forme di vita terrestri che contaminano o distruggono le forme autoctone, impedendone così lo studio (per non parlare del danno alla biodiversità...). Contemporaneamente, eventuali forme di vita extraterrestri potrebbero rivelarsi nocive per la nostra salute. Queste preoccupazioni danno origine alle strategie di **protezione planetaria**, finalizzate ad evitare quanto più possibile la contaminazione reciproca.

♣ Fino ad ora abbiamo parlato di forme di vita primordiali. Per quanto ne capiamo, lo sviluppo verso forme di vita complesse, dagli esseri pluricellulari all'esplosione della biodiversità, fino ad arrivare agli animali e all'intelligenza, avviene quando le condizioni ambientali sono particolarmente favorevoli; è estremamente implausibile, allo stato attuale delle conoscenze, l'esistenza di vita complessa o intelligente al di fuori della fascia di abitabilità. D'altronde, se ogni stella di tipo solare ha un sistema di pianeti attorno a sé, ogni volta che un pianeta roccioso, geologicamente attivo e abbastanza massiccio da trattenere un'atmosfera, si trova nella zona di abitabilità, si può sviluppare vita intelligente. Frank Drake propose nel 1961 che il numero di civiltà tecnologiche nella Galassia con cui possiamo comunicare è dato da quella che oggi chiamiamo **equazione di Drake**:

$$N = R^* \times f_p \times n_e \times f_l \times f_i \times f_c \times L \quad (6.4)$$

dove R^* è il tasso di formazione stellare della galassia, f_p la frazione di stelle che ospita pianeti, n_e il numero di pianeti rocciosi nella fascia di abitabilità di una stella, f_l la frazione di pianeti che sviluppa la vita, f_i la frazione che sviluppa vita intelligente, f_c la frazione di civiltà che possono e vogliono comunicare con noi, L la durata di una civiltà tecnologica. Chiaramente la stima di questi parametri è più che incerta, e viziata dall'unico esempio a noi noto di civiltà tecnologica. Successivamente, Drake, Sagan e altri aprirono un filone di ricerca, chiamato **Search for ExtraTerrestrial Intelligence (SETI)**, che consiste nel cercare, principalmente attraverso radiotelescopi, segnali di altre civiltà intelligenti. Al momento la ricerca non ha portato a nessuna rivelazione confermata che soddisfi i severi criteri di selezione.

Esercizi

♣ Sezione 6.1

1. Verificare le equazioni 6.1.
2. Quale velocità imprime Giove al Sole? Sarebbe misurabile?
3. Quale risoluzione spettrale in lunghezza d'onda dobbiamo raggiungere per misurare, a 7000\AA , la velocità che la Terra imprime sul Sole, se l'orbita è osservata a 45° ?
4. In questo caso, cosa vedremmo nella curva di luce?
5. Data la misura dell'oscillazione di 51 Pegasi, di ampiezza 55 m s^{-1} e periodo di 4.23 giorni, a quanto stimiamo la massa del pianeta se la stella è uguale al Sole?
6. A che distanza riusciremmo a distinguere l'orbita della Terra lavorando con un telescopio di 30m in limite di diffrazione? e con un telescopio di 100m?
7. Qual'è il contrasto di luminosità, a 4000\AA o a $10\text{ }\mu\text{m}$, tra Terra e Sole approssimando entrambi come corpi neri di temperatura 5800 K e 288 K ?

♣ Sezione 6.2

1. Calcolare la temperatura media superficiale della Terra attesa in assenza di atmosfera.
2. Quale energia trasporta un meteorite di 1 km e densità di 3 g cm^{-3} che cade sulla Terra? (Suggerimento: la velocità di caduta sarà superiore alla velocità di fuga dalla Terra, e dell'ordine della velocità di rotazione della terra attorno al Sole). Esprimetela in Megatoni ($1\text{ Mt} = 4.184 \times 10^{15}\text{ J}$). Quanto sarà grande un meteorite capace di evaporare gli oceani?