



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"

Corso di laurea triennale in Astronomia

**LA NUCLEOSINTESI PRIMORDIALE: DALLE PRIME
TEORIE ALLE ATTUALI EVIDENZE OSSERVATIVE**

Laureando

Giacomo Moras

Relatore

Prof. Alberto Franceschini

ANNO ACCADEMICO 2015/2016

"And though the time will come
When dream and day unite
Tonight the only consolation
Causing him to fight
In fearless faith in destiny"
Only a matter of time - Dream Theater

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Cenni al modello standard delle particelle	1
1.2	Modello cosmologico standard di Friedmann e Robertson-Walker	3
1.3	Evidenze di espansione accelerata da osservazioni di Supernovae Ia	6
1.4	Radiazione cosmica di fondo	7
2	La teoria della nucleosintesi primordiale	9
2.1	Storia termica dell'Universo dal Big Bang ai suoi primi tre minuti di vita	9
2.2	Modalità della nucleosintesi: condizioni favorevoli, reazioni coinvolte, limiti	13
3	Conseguenze della nucleosintesi: le abbondanze degli elementi leggeri	17
4	Osservazioni delle abbondanze di elementi leggeri	19
4.1	Abbondanza di He ⁴ e D: spettroscopia ad alta risoluzione di righe in assorbimento in Quasar ad alti redshift	19
4.2	Deuterio nel sistema solare	23
4.3	Vincoli su Ω_B	26
5	Il problema dei barioni mancanti	29
5.1	Stelle	29
5.2	Warm-Hot Intergalactic Medium	30
5.3	Altre componenti	31
	Conclusioni	33
	Bibliografia	34

Sommario

L'elaborato si occupa di indagare la storia dell'Universo fino all'epoca della nucleosintesi primordiale, avvenuta a circa tre minuti dal Big Bang. Di questa si sono ricercate le cause, la modalità di svolgimento e le conseguenze, sia da un punto di vista teorico, che da un punto di vista osservativo. Molte sono state infatti le osservazioni per confermare la teoria e le sue conseguenze. Si è poi spostato lo sguardo verso uno dei più importanti problemi collegati alla nucleosintesi primordiale, ovvero il cosiddetto deficit dei barioni.

Capitolo 1

Introduzione

Introduciamo ora in questo paragrafo dei concetti fisici di base utili, che verranno citati all'interno della tesi e che serviranno alla comprensione della stessa.

1.1 Cenni al modello standard delle particelle

Le particelle sono i costituenti microscopici dell'Universo. Esse si suddividono in:

1. **Barioni:** particelle pesanti, come il Protone e il Neutrone;
2. **Mesoni:** particelle di massa intermedia, come il Pione;
3. **Leptoni:** particelle leggere, come l'Elettrone, il Muone, la particella Tau e i Neutrini;
4. **Fotoni:** particelle prive di massa con proprietà relativistiche.

Per ognuna di queste particelle esiste la sua corrispondente anti-particella, avente stessa massa ma caratterizzata da alcuni numeri quantici opposti, come la carica.

Nella seconda metà del '900 ha però iniziato ad affermarsi in fisica il Modello standard delle particelle. Questo è la teoria fisica che descrive tre delle quattro forze fondamentali note: le interazioni forte, elettromagnetica e debole, e tutte le particelle elementari ad esse collegate. Nel Modello standard le particelle elementari sono raggruppate in due tipologie principali, sulla base della statistica a cui obbediscono e di conseguenza dello spin (si veda la figura 1.1):

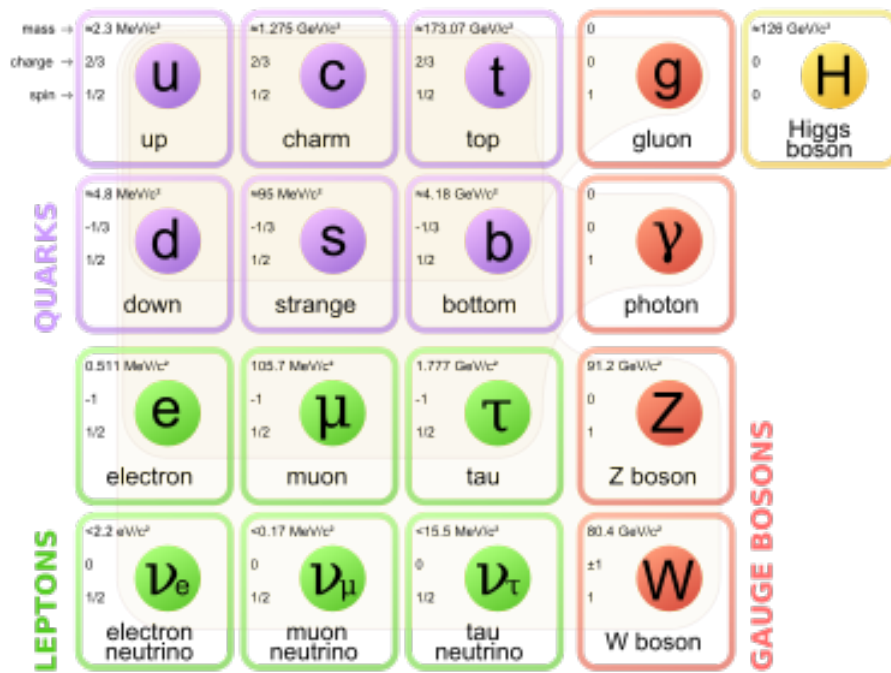


Figura 1.1: Schema delle particelle elementari, con le tre generazioni di fermioni, i bosoni di gauge e il bosone di Higgs.

1. **Fermioni:** ovvero i quark e i leptoni, aventi spin semintero. Tutta la materia ordinaria che osserviamo nel mondo macroscopico è costituita da quark e leptoni: gli atomi sono composti da un nucleo ed uno o più elettroni, che sono i più leggeri tra i leptoni carichi. Il nucleo è costituito a sua volta da protoni e neutroni che sono composti ciascuno da tre quark. I fermioni inoltre, sono raggruppati in famiglie, tre per i leptoni e tre per i quark. Le tre famiglie di leptoni comprendono ciascuna una particella carica (rispettivamente elettrone, muone e tau) ed un corrispondente neutrino. A differenza dei quark, essi non posseggono alcuna carica di colore e quindi su di loro la forza nucleare forte non ha effetto. Le tre famiglie di quark prevedono ciascuna un quark di carica $+\frac{2}{3}$, ed uno di carica $-\frac{1}{3}$ e i quark più leggeri sono gli up (u) e i down (d).
2. **Bosoni:** essi hanno spin intero, e risultano essere le particelle mediatrici delle interazioni fondamentali: il fotone per l'interazione elettromagnetica, i due bosoni carichi W ed il bosone Z per l'interazione debole e i gluoni per l'interazione forte. Nel Modello standard è anche prevista la presenza di almeno un bosone di Higgs, la cui massa non viene quantificata dal modello e che è attualmente oggetto di ricerca.

Il Modello standard rappresenta un esempio di unificazione delle interazioni fondamentali perché le interazioni elettromagnetiche e deboli sono entrambe manifestazioni di un'unica interazione che prende il nome di forza elettrodebole [1].

1.2 Modello cosmologico standard di Friedmann e Robertson-Walker

In questa tesi ci riferiremo al modello cosmologico standard sviluppato grazie al contributo di Friedmann, che ha dato le equazioni chiave della dinamica cosmica, e di Robertson e Walker, che hanno invece sviluppato la metrica cosmica. Importante è il concetto di coordinate comoventi e di redshift, che ora verranno ora descritti.

- **Sistema di coordinate comoventi:** un sistema di coordinate comoventi è un sistema nel quale la posizione di osservatori fondamentali non cambia con il tempo cosmico; essi avranno per definizione un moto nullo in questo sistema di riferimento. Esso è indicato matematicamente con r , definito da:

$$d(t) = \frac{R(t)}{R_0} r \quad (1.1)$$

con $R(t)$ raggio ad un certo tempo cosmico t , R_0 raggio al tempo cosmico attuale e d posizione ad un certo tempo cosmico t .

- **Redshift:** fenomeno per cui la frequenza della luce, quando osservata in certe circostanze, è più bassa della frequenza che aveva quando è stata emessa. Ciò accade in genere quando la sorgente di luce si muove allontanandosi dall'osservatore o quando l'osservatore si allontana dalla sorgente. Più in particolare, si parla di redshift quando, nell'osservare lo spettro della luce emessa da galassie, Quasar o Supernovae lontane, questo appare spostato verso frequenze minori, se confrontato con lo spettro dei corrispondenti più vicini. L'interpretazione standard della cosmologia è che le galassie siano in allontanamento le une dalle altre, e più in generale che l'Universo sia in una fase di espansione, al momento attuale in accelerazione, iniziata col Big Bang. Matematicamente esso è definito come:

$$z = \frac{\lambda_{osservata} - \lambda_{emessa}}{\lambda_{emessa}} \quad (1.2)$$

Lo spostamento verso il rosso della luce emessa da una sorgente, secondo i modelli attuali della fisica, può essere causato da tre fenomeni:

1. Effetto Doppler, dovuto all'allontanamento della sorgente; in questo caso avremo un $z > 0$. Questo si verifica per tutte le lunghezze d'onda. Se la sorgente si allontana dall'osservatore con velocità v , molto più piccola di quella della luce c , allora:

$$z = \frac{v}{c} \quad (1.3)$$

2. Espansione dell'Universo, la quale crea nuovo spazio tra sorgente ed osservatore, aumentando la lunghezza d'onda. Essa è perciò dovuta allo stiramento dello spazio, e ciò è dimostrato dal teorema del redshift. Partendo dalla metrica di Robertson - Walker:

$$ds^2 = dt^2 - \frac{1}{c^2} \frac{R^2(t)}{R_0^2} \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right], \quad (1.4)$$

se si considerano due eventi collegati tra loro da un segnale luminoso, essi saranno collegati da un $ds^2 = 0$. Ma allora i fotoni viaggeranno lungo una geodetica cosmica data da:

$$ds^2 = 0 = dt^2 - \frac{1}{c^2} \frac{R^2(t)}{R_0^2} \frac{dr^2}{1 - kr^2} \quad (1.5)$$

Integrando lungo la coordinata radiale comoving, ottengo:

$$\int_0^{r_0} \frac{dr}{1 - kr^2} = \int_{t_e}^{t_0} \frac{cR_0 dt}{R(t)} \quad (1.6)$$

Se ora si considera il segnale elettromagnetico come una serie di impulsi con periodo dt_e , al tempo $t_e + dt_e$ la sorgente sarà ancora alla distanza radiale r_0 . Quindi l'integrale di sinistra non cambia al tempo incrementato $t_0 + dt_0$:

$$\int_0^{r_0} \frac{dr}{1 - kr^2} = \int_{t_e + dt_e}^{t_0 + dt_0} \frac{cR_0 dt}{R(t)} \quad (1.7)$$

Perciò possiamo scrivere che:

$$\int_{t_e}^{t_e + dt_e} \frac{cR_0 dt}{R(t)} + \int_{t_e + dt_e}^{t_0} \frac{cR_0 dt}{R(t)} = \int_{t_e + dt_e}^{t_0} \frac{cR_0 dt}{R(t)} + \int_{t_0}^{t_0 + dt_0} \frac{cR_0 dt}{R(t)} \quad (1.8)$$

e si vede che è possibile eliminare il secondo ed il terzo addendo. Ma poiché $\frac{dt_e}{t_e} \ll 1$ e $\frac{dt_0}{t_0} \ll 1$, avrò:

$$\frac{dt_e}{R(t_e)} = \frac{dt_0}{R(t_0)} \quad (1.9)$$

che è la regola con cui gli intervalli di tempo scalano con il tempo cosmico.

Ora si può ottenere, tramite la definizione di redshift, la relazione fondamentale tra tempi, frequenze, fattore di scala e redshift:

$$\frac{dt_0}{dt_e} = \frac{\nu_e}{\nu_0} = \frac{R(t_0)}{R(t_e)} = 1 + z \quad (1.10)$$

perciò se l'Universo si espande, si ha un effetto generalizzato di spostamento delle frequenze fotoniche verso le basse frequenze, causato da un aumento del fattore di scala.

3. Effetti gravitazionali di corpi massicci, come Quasar e buchi neri. La teoria della relatività generale prevede che la luce che si muove attraverso forti campi gravitazionali sperimenti uno spostamento verso il rosso o verso il blu. Vicino ad un buco nero l'effetto è più grande, e quando un oggetto si avvicina all'orizzonte degli eventi il suo spostamento verso il rosso diventa infinito [2].

1.3 Evidenze di espansione accelerata da osservazioni di Supernovae Ia

Una Supernova di tipo Ia è una tipologia di Supernova originata dall'esplosione di una nana bianca. Se una nana bianca aumenta gradualmente la propria massa accrescendola da una compagna in un sistema binario, si ritiene che, nel momento in cui si approssima al limite di Chandrasekhar di 1.44 masse solari, il suo nucleo possa raggiungere la temperatura richiesta per la fusione del carbonio. Se la nana bianca si fonde poi con un'altra stella, essa potrebbe persino superare il limite e iniziare a collassare, riaumentando la temperatura fino al punto di fusione. Entro pochi secondi dall'inizio della fusione, una sostanziale frazione della materia della nana bianca subisce una reazione termonucleare incontrollata che rilascia un'energia sufficiente, di circa 10^{44} J, a disgregare la stella in una violenta esplosione, chiamata appunto di Supernova Ia, dalla caratteristica curva di luce (figura 1.2) [3].

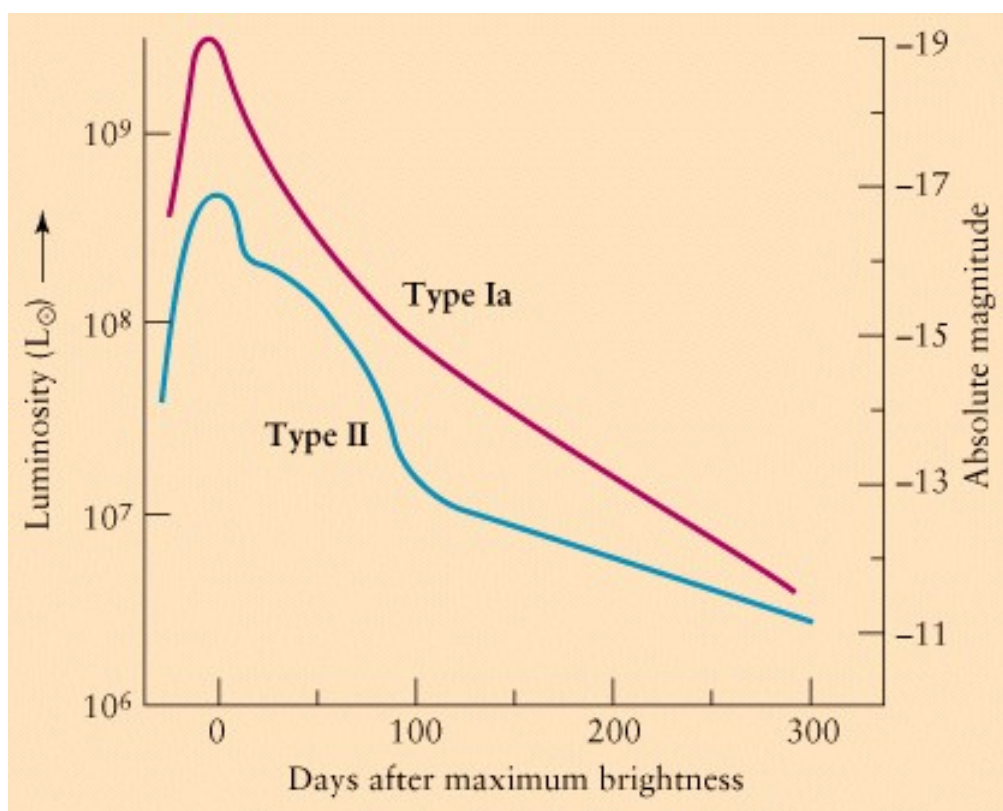


Figura 1.2: Caratteristica curva di luce di una supernova di tipo Ia.

1.4 Radiazione cosmica di fondo

La radiazione cosmica di fondo è la radiazione elettromagnetica residua prodotta dal Big Bang che permea l'Universo. Essa è rilevabile con un radiotelescopio, in quanto ha intensità maggiore nella regione delle microonde dello spettro elettromagnetico ed è isotropa, non associata a qualche struttura cosmica. Essa è descrivibile come la radiazione residua proveniente dalle fasi iniziali della nascita dell'Universo, e la sua scoperta è considerata una conferma chiave del modello del Big Bang (figura 1.3). Misure precise della radiazione cosmica di fondo sono fondamentali per la cosmologia, dal momento che qualsiasi modello proposto dell'Universo deve essere in grado di spiegare questa radiazione. Essa ha uno spettro termico di corpo nero ad una temperatura di 2.725 K (figura 1.4) [2].

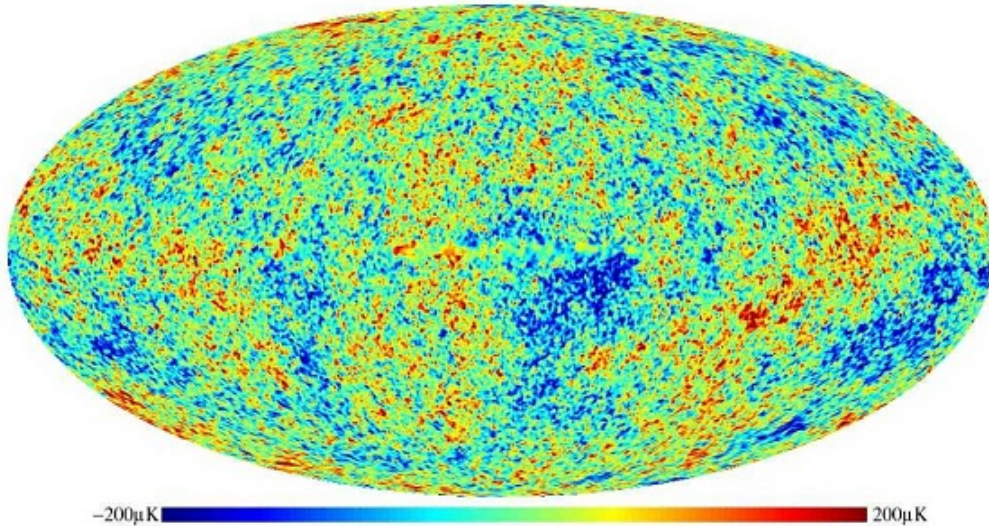


Figura 1.3: Mappa della radiazione cosmica di fondo, dopo la rimozione dei contributi dovuti a sorgenti locali e dell'anisotropia di dipolo.

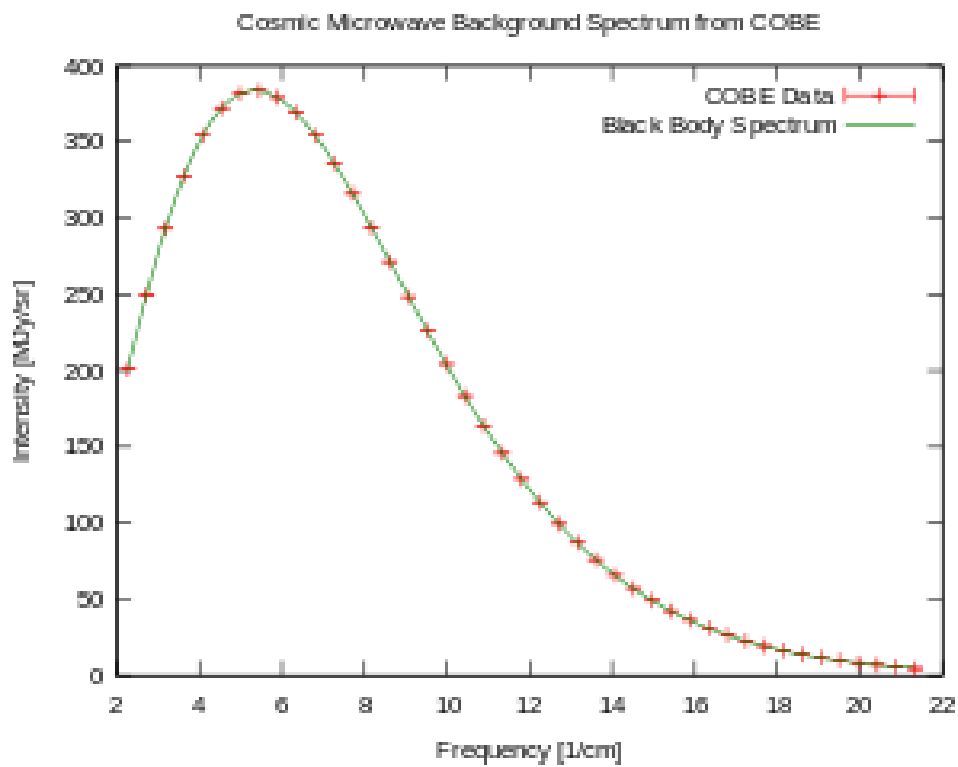


Figura 1.4: Spettro della radiazione di fondo misurato dal COBE(COsmic Background Explorer): risulta essere una perfetta curva teorica di corpo nero.

Capitolo 2

La teoria della nucleosintesi primordiale

2.1 Storia termica dell'Universo dal Big Bang ai suoi primi tre minuti di vita

Tutto ebbe inizio con il Big Bang, un evento singolare con il quale si creò lo spazio, il tempo, la materia, la radiazione: l'Universo ora esistente. L'istante zero è un punto con densità e temperatura infinite, una singolarità, cioè un qualcosa che non è possibile spiegare con le leggi fisiche che conosciamo. Questa singolarità conteneva il tutto, cioè la materia, lo spazio, la radiazione che oggi possiamo osservare e misurare. È bene chiarire cosa si identifica con l'evento Big Bang e cosa non deve essere invece frainteso: il Big Bang non è un'esplosione identificata nello spazio, piuttosto la creazione dello spazio, quindi anche del tempo. Non è possibile collocarlo in un punto perché tutto era concentrato in quel punto, sia spazialmente che temporalmente, e perché prima di esso non esisteva niente. Sulla base di considerazioni fisiche, quantistiche e termodinamiche è possibile risalire a ritroso fino ai primissimi istanti di vita dell'Universo, ricostruire ere che non possiamo osservare direttamente (ad esempio tutte quelle antecedenti il disaccoppiamento materia-radiazione, poiché l'Universo a quei tempi era completamente opaco alla sua stessa radiazione, e ciò si è verificato a circa $z = 1300$, quindi a circa 380000 anni dopo il Big Bang). Le leggi fisiche come le conosciamo, possono dirci con ottima precisione come si comportava e come si è evoluto l'Universo a partire dal cosiddetto tempo di Planck, che equivale a circa 10^{-43} s dopo il Big Bang. Possiamo arrivare effettivamente all'epoca di Planck con ragionamenti e modelli fisici e attraverso l'applicazione della fisica alla cosmologia, possiamo derivare delle formule che ci aiutino a mettere in relazione età, temperatura,

densità e raggio dell'Universo:

partendo dall'equazione della dinamica cosmica:

$$\ddot{R}(t) = -\frac{4\pi}{3}G\rho_0(R_0)^3R(t)^{-2} \quad (2.1)$$

si verifica che una sua soluzione, chiamata equazione di Friedmann o seconda equazione della dinamica cosmica è:

$$\dot{R}(t)^2 = \frac{8\pi}{3R(t)}G\rho_0(R_0)^3 - kc^2 \quad (2.2)$$

dove il parametro k mi indica che tipo di Universo stiamo considerando. Mettendoci nel caso di un Universo dominato dalla materia e piatto, avente cioè $k = 0$ (considerando comunque che ad alti redshift esso è piatto), l'equazione può essere riscritta come:

$$\dot{R}(t)^2 = \frac{8\pi}{3}G\rho_0R^2, \quad (2.3)$$

considerando $R = R_0$. A questo punto, sapendo che la densità fotonica segue una legge evolutiva del tipo

$$\rho_\gamma(t) = \rho_{\gamma_0} \left[\frac{R(t)}{R_0} \right]^4, \quad (2.4)$$

e inserendo questo risultato nell'equazione (2.3), si ottiene:

$$R(t) = R_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.5)$$

Questa, riscalata al tempo dell'equivalenza, dà la prima equazione necessaria:

$$R(t) = R_{eq} \left(\frac{t}{t_{eq}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.6)$$

Da questa si deriva:

$$(1+z) = 3000 \left(\frac{65000}{t[\text{yrs}]} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.7)$$

e in termini della temperatura del fluido cosmico:

$$\frac{T}{8200[\text{K}]} = \left(\frac{65000}{t[\text{yrs}]} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

e

$$t[\text{s}] = \left(\frac{1\text{Mev}}{kT} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.9)$$

In questo modo possiamo ricostruire la storia dell'Universo [2]. Analizziamo le varie tappe che hanno portato dal Big Bang al nostro oggetto in esame, ovvero la nucleosintesi primordiale:

1. Tempo $t = 0$ s, temperatura $T = \infty$. Avviene il Big Bang. La singolarità iniziale esplose, si espande e crea lo spazio ed il tempo. All'interno si trovano la radiazione e le quattro interazioni fondamentali, ma ancora nessuna particella. Questo momento non è ancora del tutto spiegato e ci sono ancora interrogativi a cui rispondere, ma non saranno presi in esame in questa tesi.
2. Tempo $t = 10^{-43}$ s, temperatura $T = 10^{32}$ K: epoca chiamata tempo di Planck. La forza gravitazionale si separa dalle altre tre che continuano ad essere unificate (cioè hanno la stessa intensità, stesso raggio, stesse proprietà). Il raggio dell'Universo è ancora sconosciuto. A partire da questo tempo possiamo conoscere con ragionevole certezza ogni sua fase, attraverso le considerazioni sopra citate.
3. Tempo $t = 10^{-35}$ s, temperatura $T = 10^{28}$ K, raggio dell'Universo $R = 10^{-26}$ m: epoca chiamata dell'inflazione. Termina la grande unificazione. La forza forte si separa da quella elettromagnetica e da quella debole che continuano ad essere unite (forza elettrodebole). Si creano le prime particelle elementari: quark, leptoni e le relative antiparticelle. In questo istante si verifica il fenomeno dell'inflazione, cioè una iperespansione dell'Universo in un tempo brevissimo. Sempre in questa era si forma il leggero eccesso di materia rispetto all'antimateria, un fatto fondamentale. Se materia ed antimateria fossero state presenti in modo perfettamente uguale (come lascerebbero intuire i fenomeni di produzione di coppie a partire dai fotoni), esse si sarebbero annichilate totalmente; l'Universo sarebbe stato un luogo permeato esclusivamente da radiazione e qualche sporadica e temporanea concentrazione di particelle e/o antiparticelle. A causa dell'inflazione, di cui si pensa la responsabile sia l'energia oscura, l'Universo in un intervallo di tempo di 10^{-34} s si espande da un raggio $R = 10^{-26}$ m a $R = 10$ m, aumentando di dimensioni di un fattore almeno 10^{27} .
4. Tempo $t = 10^{-32}$ s, temperatura $T = 10^{28}$ K, raggio $R = 10$ m: l'Universo post-inflattivo ha una temperatura altissima, uguale rispetto alla fase precedente. Questo comportamento è accettato e giustificato dalla teoria dell'inflazione. Continua la produzione di quark-antiquark; ormai tutte le forze sono separate tranne quella elettromagnetica e debole-elettrodebole.
5. Tempo $t = 10^{-9}$ s, temperatura $T = 10^{15}$ K, raggio $R = 10^{12}$ m: l'Universo ha già un raggio di un miliardo di chilometri e si sta raffreddando velocemente. L'energia è sufficientemente bassa per separare anche la

forza elettrodebole. Da questo momento in poi le quattro interazioni fondamentali acquisiranno una loro totale indipendenza (figura 2.1).

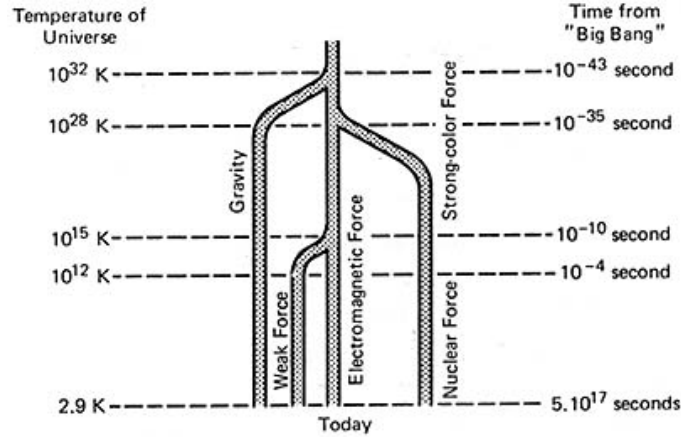


Figura 2.1: Storia evolutiva delle quattro interazioni fondamentali.

6. Tempo $t = 10^{-6}$ s, temperatura $T = 10^{13}$ K, raggio $R = 10^{14}$ m. L'Universo ha un raggio di 100 miliardi di chilometri ed una temperatura di diecimila miliardi di gradi. Oltre alla radiazione sono presenti in abbondanza quark, costituenti principali degli adroni. L'energia termica finalmente diventa abbastanza bassa da consentire all'interazione forte di avere il sopravvento. I quark e gli antiquark si combinano tra loro a formare le prime particelle composite, gli adroni. Si formano, in particolare, i nucleoni, cioè i protoni e i neutroni e le relative antiparticelle. La grande maggioranza si annichilisce a vicenda, ma un'infinitesima abbondanza di materia fa sì che una piccola parte non si annichilisca, mentre tutta l'antimateria scompare. La differenza, in termini numerici è piccolissima: ogni miliardo di antiparticelle, vengono prodotte un miliardo ed 1 particelle (cioè c'è 1 particella di materia in più ogni miliardo). Questo causa un importante problema detto dell'asimmetria barionica.
7. Tempo $t = 1$ s, temperatura $T = 10^{10}$ K, raggio $R > 10^{14}$ m. In quest'epoca si verifica il disaccoppiamento dei neutrini. Data la densità e la temperatura elevatissima, i neutrini, sebbene pochissimo interagenti con la materia ordinaria e con i fotoni, erano accoppiati, seguivano cioè la stessa storia evolutiva. In questo momento l'Universo diviene abbastanza rarefatto da consentire ai neutrini, presenti in grandissimo numero, di sfuggire e seguire una storia totalmente diversa, in modo del

tutto analogo a quanto avverrà 380000 anni dopo con i fotoni. La temperatura dei neutrini, a causa dell'espansione dell'Universo, si dovrebbe attestare intorno ad una $T \simeq 1.95$ K [4].

2.2 Modalità della nucleosintesi: condizioni favorevoli, reazioni coinvolte, limiti

Tempo $t = 1$ s, temperatura $T = 10^{10}$ K, raggio $R > 10^{15}$ m: era della nucleosintesi. Questo è un momento fondamentale per l'Universo ed è quello meglio conosciuto e totalmente indipendente da quanto successo in precedenza. La densità e la temperatura ricordano da vicino quella dell'interno delle stelle, nelle quali avvengono le reazioni nucleari. In questa fase la densità del cosmo era dominata dalla radiazione, e quella della radiazione era minore che nel Sole adesso, 10^{-5} contro 10^5 ; proprio per questo le reazioni nucleari sono avvenute in maniera molto più lenta rispetto a quanto avviene nelle stelle. Proprio come un gigantesco nucleo stellare, a questo tempo l'Universo è sottoposto a reazioni di fusione nucleare che coinvolgono i protoni, che altro non sono che nuclei di idrogeno. In un tempo molto breve, circa 3 minuti, la composizione dell'Universo è cambiata drasticamente. Il mare di protoni venne trasformato, grazie all'interazione con fotoni e neutroni, in una miscela composta per il 25% da nuclei di elio 4 (due neutroni e due protoni), l'1% di deuterio (isotopo dell'idrogeno, contenente un protone ed un neutrone) e tracce di elementi più pesanti, come il litio 7. La durata limitata di questa fase, che si concluse dopo 3 minuti, quando i livelli di temperatura e densità erano ormai insufficienti per innescare le reazioni di fusione nucleare, fu sufficiente per formare solamente gli elementi sopra citati. Questo fatto è di fondamentale importanza. Se le condizioni adatte fossero durate di più, l'Universo si sarebbe riempito di elementi pesanti; quasi tutto l'idrogeno sarebbe scomparso e la nascita di stelle, galassie, pianeti e perfino la vita stessa sarebbe stata impossibile. L'equilibrio tra le due componenti adroniche rimanenti a quest'epoca, quella dei neutroni e quella dei protoni, è mantenuto tramite le reazioni (regolate dalle cosiddette interazioni deboli, che fanno parte dei quattro tipi di interazioni fondamentali, tra cui le interazioni forti nei nuclei atomici, le elettromagnetiche, e le gravitazionali):



Le prime due reazioni mantengono l'equilibrio del rapporto protoni/neutroni, finché i corrispondenti ratei sono grandi rispetto a quello di espansione. L'equilibrio dei neutrini è garantito dall'interazione debole:



Da questa si può calcolare che il disaccoppiamento dei neutrini avviene a una $T = 10^{10}$ K. A causa tuttavia della differenza di massa tra neutroni e protoni ($\Delta m = 1.3$ MeV di differenza di massa a riposo), al diminuire della temperatura l'equilibrio si sposta progressivamente a favore dei protoni, secondo la legge, ottenibile facilmente dalla legge di Boltzmann che regola l'equilibrio delle precedenti reazioni:

$$\frac{N_n}{N_p} = \exp\left(-\frac{\Delta mc^2}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{1.5 \times 10^{10}}{T}\right) \quad (2.14)$$

Al termine dell'era leptonica, ovvero quando la maggior parte dei leptoni si sono annichiliti, non si hanno più le particelle necessarie alle reazioni sopra citate, cosicché il rapporto tra neutroni e protoni si congela al valore dato dall'equazione appena scritta. In seguito, un solo processo si verifica in grado di modificare ulteriormente il rapporto N_n/N_p , ovvero il decadimento β dei neutroni:



che avviene con un ritmo temporale ben definito $N_n \propto \exp(-\frac{t}{886 [s]})$.

Al momento del disaccoppiamento dei neutrini a $T = 10^{10}$ K, avremo:

$$\frac{N_n}{N_p} = \exp\left(-\frac{1.5 \times 10^{10}}{10^{10}}\right) = 0.2 \quad (2.16)$$

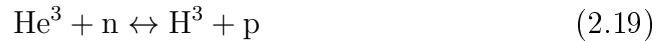
cosicché da quel momento in poi la frazione di neutroni evolverà secondo la legge:

$$\frac{N_n}{N_n + N_p} = \frac{0.2}{1.2} \exp\left(-\frac{t}{886 [s]}\right) \quad (2.17)$$

Come si vede, i neutroni sono a questo punto a rischio di sparire completamente in tempi di una quindicina di minuti, avendo un tempo di decadimento di 886 secondi, e quindi per far sì che i neutroni siano sopravvissuti fino al giorno d'oggi, bisogna che si siano velocemente legati in nuclei atomici. Questo è appunto quello che è avvenuto. Infatti alla temperatura di un miliardo di gradi, $T = 10^{10}$ K, iniziano a verificarsi le condizioni di densità e temperatura adatte al verificarsi del bruciamento nucleare che porta alla fusione di 2 protoni con 2 dei neutroni residui in un nucleo di elio ed altri nuclei leggeri. Il processo di fusione termonucleare primordiale si verifica con modalità in

realtà un po' più complesse che non il semplice scontro e fusione di $2p+2n$, dal momento che il plasma è già alquanto rarefatto e la densità di particelle è molto bassa [$\rho_{3,min} \simeq \rho_0(4 \times 10^8)^3 \simeq 10 \text{ g/m}^3$], troppo bassa perché si verifichi con sufficiente frequenza uno scontro di 3-4 particelle simultaneamente. La nucleosintesi in realtà procede attraverso una sequenza di urti e fusioni a 2-corpi, molto più probabili:

$n+p = D + \gamma$: questa è la reazione che avviene più facilmente, poiché il D è il composto più semplice in natura. Esso ha un'energia di legame di 2.225 MeV, confrontabile con il ΔM di cui si parlava prima. Importante è il fatto che a quest'epoca, la temperatura non è molto inferiore all'energia di legame, e per questo e a causa del fatto che i fotoni sono più dei barioni, i primi possono facilmente distruggere il D appena formato per fotodissociazione. Solo quando la temperatura del plasma è diminuita almeno di $K_b T \ll E_b$, l'abbondanza di D diventa apprezzabile, in quanto esso è stabile: questo accade a circa $T = 8 \times 10^8 \text{ K}$, evento chiamato "freeze-out". Proprio per questo motivo, la reazione è detta la "bottleneck reaction" della nucleosintesi, ovvero quella che limita la produzione di He^4 , a causa di una non regolare produzione di D nelle prime fasi. Successivamente avvengono le seguenti reazioni, che portano alla formazione dell' He^4 ; eccetto per una piccola parte rimanente, tutto il D è trasformato in He^4 :



La formazione di He^4 è favorita maggiormente ad una temperatura di 0.1 MeV, e quindi particelle più massicce dell' He^4 saranno in equilibrio ad una temperatura minore. È importante sottolineare il fatto che non esistono nuclei stabili con numero atomico 5 e 8. Così, una volta prodotto l' He^4 (un nucleo molto stabile, gas nobile, con energia di legame nucleare di ben 28MeV), praticamente la nucleosintesi si arresta, poiché in pochi casi ulteriori reazioni nucleari sono in grado di trasformare l'elio in elementi più pesanti. Il Be^8 è instabile, quindi una volta formato dalla reazione $\text{He}^4 + \text{He}^4 \leftrightarrow \text{Be}^8$, esso decade subito riformando i reagenti $\text{He}^4 + \text{He}^4$. L' He^5 formato tramite $\text{He}^4 + n \leftrightarrow \text{He}^5$, ha una vita talmente breve da non essere preso in considerazione ($t = 10^{-23} \text{ s}$). L' He^3 è poco abbondante (abbondanza in numero di $10^{-5} - 10^{-4}$) per cui non è possibile produrre molto Li^7 o elementi più pesanti; tra questi, solo appunto il Li^7 viene prodotto in tracce significative (circa $10^{-10} - 10^{-9}$ abbondanza in numero). Praticamente si può considerare che la nucleosintesi primordiale termini quando la temperatura del plasma

sia diminuita al punto da non permettere ulteriori reazioni importanti. Nel seguito, plasma di idrogeno ed elio, con modeste tracce di altri elementi, si è raffreddato assieme ai fotoni. Per effetto del forte accoppiamento dovuto all'elevata sezione d'urto σT , le temperature delle due componenti rimangono identiche fino alla ricombinazione, quando si verifica il loro disaccoppiamento (figura 2.2) [2] [5] [7] [6] [8] [9].

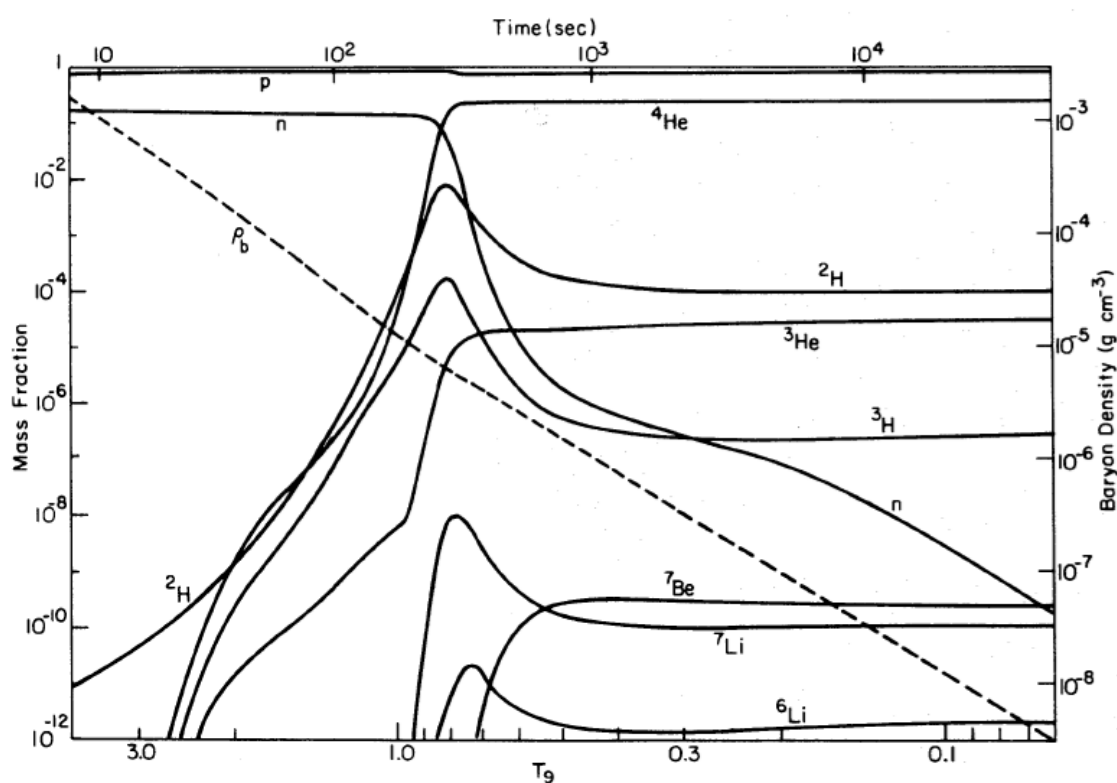


Figura 2.2: Schema riassuntivo del processo di sintesi degli elementi leggeri nell'Universo primordiale. Il tempo cosmico procede da sinistra a destra. Nell'asse a sinistra: frazione di massa; nell'asse a destra: densità; nell'asse in alto: tempo cosmico in secondi; nell'asse in basso: temperatura del fluido cosmico in miliardi di gradi. Tratta dal lavoro di Wagoner (1973 ApJ 179).

Capitolo 3

Conseguenze della nucleosintesi: le abbondanze degli elementi leggeri

La nucleosintesi primordiale è indubbiamente un successo della teoria del Big Bang. Nessun altro fenomeno è in grado di spiegare come mai nell'Universo esista un'abbondanza del 25% di He^4 . Oggi sappiamo che l'unico ambiente nel quale si produce He^4 sono le stelle, ma neanche tutte le stelle dell'Universo sono in grado di produrre, nel corso di quasi 14 miliardi di anni, la quantità dell'elemento che si osserva ai giorni nostri. La teoria della nucleosintesi primordiale spiega e giustifica esattamente la presenza di questa abbondanza che oggi possiamo osservare: un successo che nessun'altra teoria è in grado di raggiungere. Vediamo perché.

Calcoliamo teoricamente quale dovrebbe essere l'abbondanza di He^4 a circa $t = 200$ s dopo il Big Bang, cioè ad una temperatura $T = 8 \times 10^8$ K: in quest'epoca il D comincia a sopravvivere, tutti i neutroni presenti sono legati in nuclei di He^4 e la nucleosintesi è al massimo della sua attività. La frazione in massa di neutroni X_n sarà:

$$X_n = \frac{N_n}{N_n + N_p} = 0.16 \exp\left(-\frac{200[\text{s}]}{886 [\text{s}]}\right) = 0.12 \quad (3.1)$$

Allora l'abbondanza in massa di He^4 sarà semplicemente il doppio di questa, poiché nel nucleo sono presenti anche due protoni di massa circa eguale a quella dei due neutroni. La predizione è quindi che dal Big Bang emerga un'abbondanza in massa di He^4 , indicata generalmente con la lettera Y , del valore di:

$$Y = \frac{N_{He}}{N_{He} + N_H} = 2 \times 0.12 = 0.24 \quad (3.2)$$

Questo ci porta ad una considerazione importante: circa un quarto della massa barionica dell'Universo è sotto forma di He^4 . Se si vuole ragionare in termini di abbondanza di numero di atomi di He^4 , si avrà invece:

$$n_{\text{He}} = \frac{0.12}{2} = 0.06 \quad (3.3)$$

Qualitativamente è possibile capire la dipendenza della produzione di Y da alcuni parametri:

1. Un η , cioè un rapporto tra numero di fotoni e numero di barioni, più grande porta ad una sintesi di D a temperature più alte e quindi viene ridotto il tempo fra il freeze-out delle interazioni protoni-neutroni e la formazione di nuclei (momento in cui i neutroni diventano stabili). Decadono meno neutroni e si forma più He^4 (la dipendenza è comunque debole, di tipo logaritmico).
2. Un g^* più grande (numero di gradi di libertà delle particelle) aumenta la temperatura di freeze-out delle interazioni protoni-neutroni e quindi anche in questo caso viene ridotto il tempo in cui i neutroni sono liberi ed instabili. Quindi si forma più He^4 .
3. La vita media del neutrone (885.7 ± 0.8)s, che entra nel decadimento della particella e influenza il rate delle interazioni deboli.

Per quanto riguarda il D, si è verificato che la sua abbondanza dipende fortemente dalla densità del plasma durante la sua formazione nella nucleosintesi. Una elevata densità fa sì che le reazioni nucleari sopra mostrate procedano con la massima efficienza nel convertire prima tutti i neutroni presenti in deuterio e poi tutto il deuterio formato in elio. Invece una bassa densità porta ad una bassa probabilità di interazione tra nuclei, e ciò fa sì che ci sia una certa quantità di D incombusto. Calcoli numerici portano ad un'abbondanza in numero di D pari a $10^{-5} - 10^{-4}$. [2] [5] [7] [6] [8] [9]

Capitolo 4

Osservazioni delle abbondanze di elementi leggeri

4.1 Abbondanza di He^4 e D: spettroscopia ad alta risoluzione di righe in assorbimento in Quasar ad alti redshift

Da un punto di vista osservativo, l' He^4 può essere trovato in stelle di alta temperatura (poiché righe di He^4 sono visibili nell'UV) e nelle regioni HII. Siccome esso è parzialmente prodotto anche dalle stelle nel corso della loro evoluzione, è importante valutare quanto dell'elio osservato sia dovuto ad esse. Si prevede quindi di studiare regioni HII dove il plasma risenta minimamente dell'attività stellare, cosa che si può inferire dal grado di metallicità, cioè di abbondanza di elementi pesanti presenti (in astrofisica qualsiasi elemento con numero atomico $Z > 3$ è detto metallo) e facilmente osservabile nelle righe di emissione. In particolare per ricavare l'abbondanza primordiale si cerca di osservare sistemi con bassa attività stellare, cioè a bassa metallicità, come alcuni Quasar. Si può così ottenere la dipendenza dell'abbondanza in massa dell'elio Y in funzione della metallicità del plasma espressa come abbondanza di ossigeno. Si vede che l'estrapolazione a zero metallicità produce il valore (figura 4.1):

$$Y \simeq 0.238 \pm 0.005 \quad (4.1)$$

ad 1σ , quindi con un'incertezza statistica piuttosto bassa. Il risultato ottenuto è in ottimo accordo con WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, satellite che misura ciò che rimane delle radiazioni dovute al Big Bang, ovvero la radiazione cosmica di fondo), che dunque corrisponde all'abbondanza in

massa dell'elio indipendente dall'attività stellare. Esso esprime un risultato spettacolarmente coerente con le predizioni della nucleosintesi primordiale.

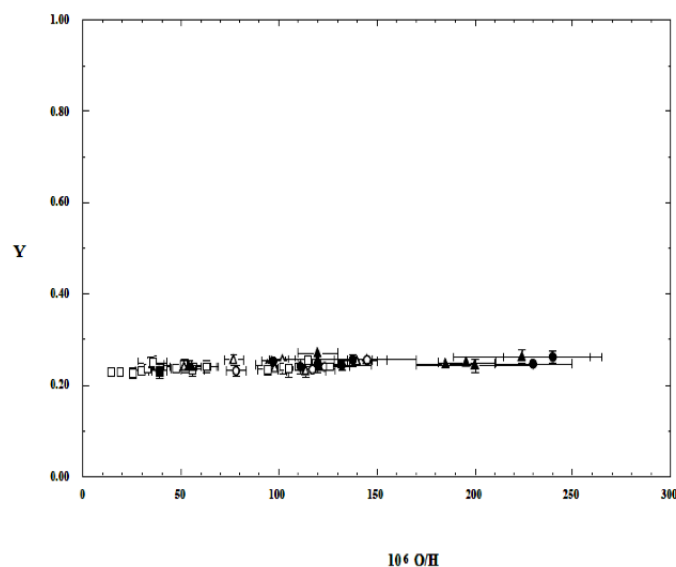


Figura 4.1: Abbondanza di elio, indicato con Y in funzione della metallicità stimata con l'abbondanza di ossigeno in regioni HII galattiche di bassa metallicità. Tratta da K. Olive, 2000.

Per quanto riguarda il D, possiamo dire che è un isotopo molto fragile, distrutto dalla catena di reazioni nucleari dopo la nucleosintesi primordiale. Tuttavia una piccola parte di deuterio non viene processato in He^3 , perché il processo che lo elimina non è completamente efficiente al calare della densità; questo fa sì che rimanga un fondo, che può essere calcolato sperimentalmente. La sua abbondanza primitiva è determinata dall'osservazione di nubi cosmologiche ad alti redshift, sulla linea di vista di Quasar molto distanti. Ciò nonostante dati di queste osservazioni sono molto pochi. Quelle fatte, però, hanno dato risultati molto convincenti in ottimo accordo con la teoria e di grande precisione utilizzando un metodo spettroscopico: si è fatta della spettroscopia ad alta risoluzione, utilizzando strumenti come lo spettrografo echelle HIRES montato al telescopio W. M. Keck delle isole Hawaii, e si sono andate a cercare le righe in emissione Lyman α e Lyman β nello spettro dei Quasar designati.

Da quando si è cominciato a fare questo tipo di osservazioni, i dati ottenuti sono migliorati con l'avanzare della tecnologia; le osservazioni più recenti si sono concentrate su sistemi di dieci Quasar molto distanti (aventi $z \simeq 3$), e

hanno dato come media pesata un'abbondanza di D pari a:

$$\frac{D}{H} \simeq (2.53 \pm 0.04) \times 10^{-5}. \quad (4.2)$$

Nella figura 4.2 si può osservare lo spettro del Quasar QSO 1937-1009, quello più studiato, ottenuto con lo strumento sopra citato. Nella parte sottostante si vede l'ingrandimento dello spettro utilizzato per calcolare la presenza del deuterio. Poiché la linea Lyman α del deuterio si trova a 0.33 Å da quella dell'idrogeno, le due linee saranno in generale sovrapposte, e solo un forte effetto Doppler sarà in grado di separarle, rendendole visibili entrambe. Per questo motivo i Quasar sono i candidati migliori, in quanto sono gli oggetti a maggiore redshift che ci è dato osservare, e quindi quelli dove l'effetto Doppler ha un maggiore effetto.

Per quanto riguarda invece le misure dell'abbondanza di He^3 , si può affermare che poiché esso è prodotto e distrutto nelle stelle attraverso le reazioni nucleari, l'evoluzione della sua abbondanza è una funzione del tempo, ed è perciò difficile capire quale sia stato prodotto dalla nucleosintesi primordiale e quale dalle stelle. Tuttavia esso è stato osservato nella Via Lattea ed è stata trovata un'abbondanza pari a:

$$\frac{\text{He}^3}{H} \simeq (1.1 \pm 0.2) \times 10^{-5}. \quad (4.3)$$

L'abbondanza di Li^7 è invece dedotta da osservazioni di stelle a bassa metallicità nell'alone galattico; si pensa che in queste stelle il litio che si trova nella loro fotosfera sia rimasto invariato e che quindi la sua abbondanza sia ancora quella primordiale. Le più recenti analisi hanno dato come valore di abbondanza:

$$\frac{\text{Li}^7}{H} \simeq (1.58 \pm 0.3) \times 10^{-10}. \quad (4.4)$$

Un primo risultato cruciale della teoria della nucleosintesi primordiale ha riguardato quindi un test fondamentale della teoria del Big Bang caldo. Si tratta di un test che non ha nessun parametro libero, si basa esclusivamente sul numero di fotoni oggi osservati nella radiazione CMB e sulla sua temperatura, nonché sulle sezioni d'urto che stabiliscono le probabilità delle interazioni di sintesi termo-nucleare affrontate nel capitolo precedente e quelle relative alle interazioni deboli, che sono ricavabili nei laboratori di fisica. In questo modo eventi occorsi nell'Universo ben prima della ricombinazione divengono verificabili [2] [10] [11].

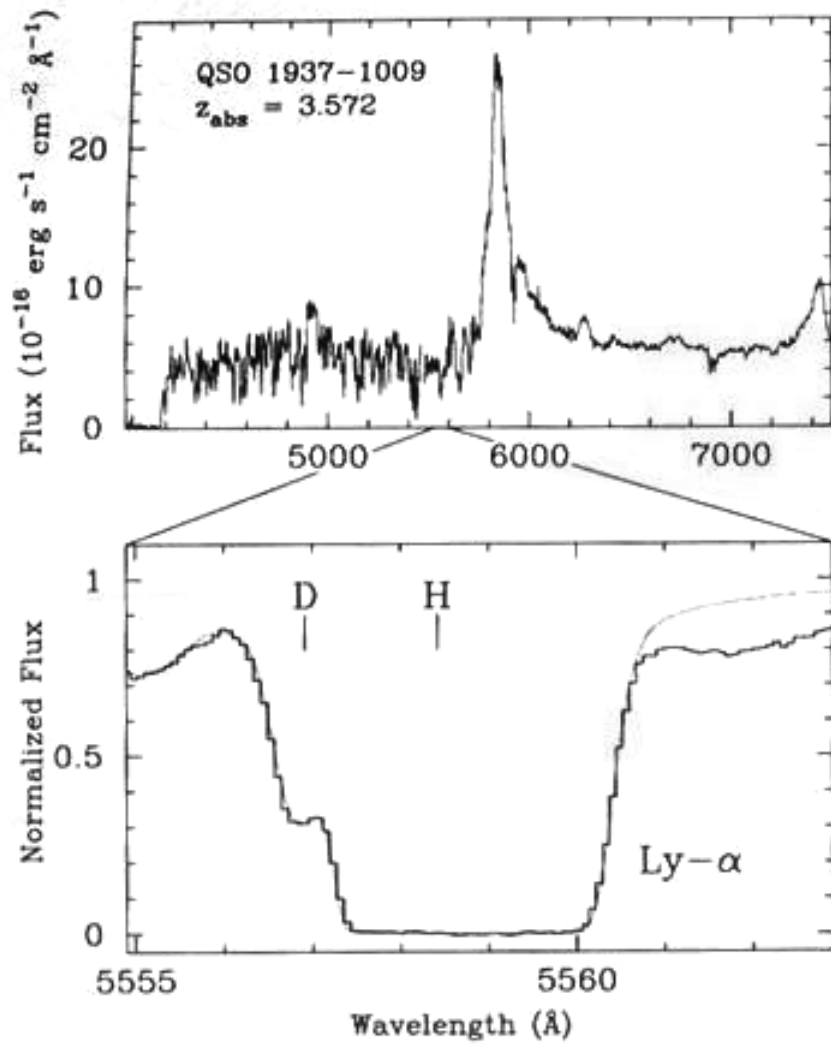


Figura 4.2: Spettro del Quasar QSO 1937-1009 che si trova a $z = 3.572$ (Burles, Nollett, Turner, 1999), ottenuto con il telescopio W. M. Keck al quale è stato montato lo spettrografo echelle HIRES. Si nota l'evidente redshift dell'oggetto. Sotto, lo spettro è stato ingrandito per mostrare l'evidente presenza di deuterio nelle righe in assorbimento Lyman α e Lyman β del Quasar.

4.2 Deuterio nel sistema solare

Dal momento che, nei pianeti giganti, il valore del rapporto D/H è maggiore di quello prevalente nel mezzo interstellare se ne ricava che questo dato può indicare l'abbondanza di tale rapporto 4.55×10^9 anni fa. Se il materiale planetario fosse uguale a quello solare l'abbondanza di D sarebbe uguale a quella del Sole, dal momento che il deuterio venne quasi totalmente distrutto dentro di esso appena iniziarono le reazioni nucleari. Questo fatto è molto importante, in quanto indica che i pianeti non si sono formati da materiale trasformatosi nell'interno del Sole in seguito alle reazioni termonucleari. Ci si chiede, allora, che fine abbia fatto il deuterio presente nella nebulosa protosolare, e se sia possibile osservare ancora oggi quello residuo originario. Nei pianeti giganti, il valore del rapporto D/H è maggiore di quello prevalente nel mezzo interstellare per cui è lecito supporre che l'abbondanza di tale rapporto possa essere collegata a quella del mezzo interplanetario all'origine del Sistema Solare, cioè 4.55×10^9 anni fa.

L'origine dei composti organici e dell'acqua nel Sistema Solare è un problema importante, poiché si è scoperto che nelle comete, negli altri pianeti e nelle condriti (meteoriti rocciose indifferenziate dotate della stessa composizione chimica dei planetesimi, cioè piccoli corpi freddi che si sono formati nel Sistema Solare primordiale), l'abbondanza di D è considerevolmente maggiore rispetto a quella terrestre. Un esempio fondamentale di questa scoperta è sicuramente lo studio della cometa Hale-Bopp, dove si è trovata un'abbondanza di D doppia rispetto a quella degli oceani terrestri, contrariamente a quanto aspettato. Poiché non c'è nessuna fonte nucleare per la creazione di D nel mezzo interstellare, l'arricchimento isotopico osservato deve avere un'origine in reazioni chimiche a basse temperature. Il rapporto D/H nella nebulosa solare vale circa $25 \pm 5 \times 10^{-6}$, ed è stato derivato principalmente in due modi, trovando quello odierno e quello solare:

1. Rapporto D/H di Giove e Saturno, ottenuto grazie a determinazioni spettroscopiche nell'alta atmosfera di questi giganti gassosi. Esso equivale a:

$$\frac{D}{H} \simeq 26 \pm 7 \times 10^{-6} \quad (4.5)$$

2. Rapporti primordiali di He^3/He^4 ed He^4/H solari: il deuterio nel Sole è convertito in elio 3 dalla reazione nucleare:



Allora il rapporto D/H nel Sole primordiale può essere derivato dal rapporto odierno di He^3/He^4 misurato nel vento solare, che risulta essere

$\text{He}^3/\text{He}^4 \simeq (3.8 \pm 0.5) \times 10^{-4}$, e da quello primordiale, che è risultato essere dopo numerosi studi sul pianeta Giove: $(\text{He}^3/\text{He}^4)_{pr} \simeq 1.5 \times 10^{-4}$. Il rapporto cercato può così essere calcolato come:

$$\frac{D}{H} = \left[\frac{\text{He}^3}{\text{He}^4} - \left(\frac{\text{He}^3}{\text{He}^4} \right)_{pr} \right] \times \frac{\text{He}^4}{H} \simeq (21 \pm 5) \times 10^{-6}, \quad (4.7)$$

dove si è considerato il rapporto $(\text{He}^4/H) \simeq 10^{-1}$.

C'è una leggera differenza tra il rapporto solare calcolato e quello del mezzo interstellare al giorno d'oggi: $D/H = 16 \times 10^{-6}$. Questa differenza è causata dalla distruzione del deuterio del mezzo interstellare nelle stelle da quando si è formato il Sistema Solare, quindi da circa 4.5 miliardi di anni. Infatti quest'ultimo rapporto è coerente col tasso galattico di distruzione di deuterio nelle stelle [10] [11] [12] [13].

Il rapporto D/H nell'acqua è una chiave diagnostica per determinare dove nel sistema solare si è originato un oggetto e in che proporzione asteroidi e comete hanno contribuito a formare gli oceani terrestri. La riserva di materia condensata è manifestata dall'alto valore del rapporto D/H visto nelle meteoriti e nelle comete. Questi alti valori sono stati riscontrati anche nelle particelle del mezzo interstellare. I rapporti si sono modificati nel tempo a causa di vari fenomeni che si sono succeduti nel Sistema Solare, come ad esempio impatti cometari, reazioni chimiche coinvolgenti la superficie dei pianeti, ed il cambio di luminosità del Sole.

Nella figura 4.3 si notano i dati aggiornati sulle varie abbondanze di deuterio calcolate per vari corpi del Sistema Solare, inclusi gli ultimi dati forniti dalla sonda spaziale Rosetta e dal lander Philae. I punti del grafico sono raggruppati per colore:

1. Pianeti e lune = blu;
2. Condriti della fascia degli asteroidi = grigio;
3. Comete formate dalla Nube di Oort = viola;
4. Comete della famiglia di Giove = rosa;
5. Dati ottenuti dalla sonda spaziale Rosetta = giallo.

Nella fascia azzurra in basso è invece indicato il valore della nebulosa proto-solare.

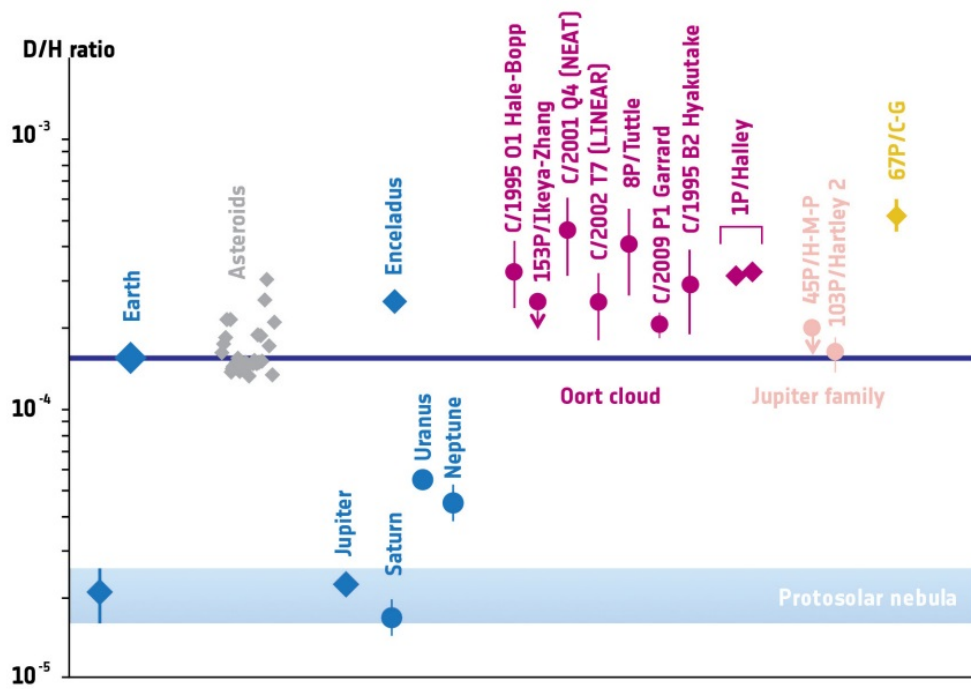


Figura 4.3: Dati sull'abbondanza di deuterio rilevati per vari corpi del Sistema Solare e recentemente dalla sonda Rosetta sulla cometa 67P (da Altwegg et al, Science, 2014).

4.3 Vincoli su Ω_B

Il grande interesse per la teoria della nucleosintesi primordiale non si limita ad un test del Big Bang. Essa fornisce in realtà altre informazioni sulla struttura dell'Universo. In particolare si è verificato che l'abbondanza di D e Li^7 dipendono fortemente dalla densità di plasma all'atto della nucleosintesi (figura 4.4). In particolare, una elevata densità di plasma fa sì che le reazioni nucleari procedano con la massima efficienza nel convertire dapprima tutti i neutroni presenti in deuterio, poi tutto il deuterio formato in elio. Viceversa, una bassa densità di plasma comporta una bassa probabilità di interazione tra nuclei, che essenzialmente lascia una certa quantità di ioni di D e He^3 che non hanno potuto interagire e che quindi sono rimasti incombusti da quelle epoche. Una misura delle abbondanze di questi elementi in siti astrofisici incontaminati produce quindi una misura della densità di barioni presenti a quell'epoca e, siccome la densità comovente si è conservata, la densità totale media nell'Universo oggi. Analogo è il destino dell' He^3 , anch'esso in diminuzione al crescere della densità barionica. Una misura dell'abbondanza di D è particolarmente vincolante da questo punto di vista, e fornisce come risultato una densità di barioni pari a:

$$\Omega_B \simeq (0.041 \pm 0.002) (H_0/71\text{Km/s/Mpc})^{-2} \quad (4.8)$$

Poiché la densità numerica dei fotoni oggi, quindi al tempo t_0 è:

$$n_\gamma(t_0) \simeq 400 \text{ fotoni/cm}^3 \quad (4.9)$$

e la densità numerica di barioni oggi è:

$$n_B(t_0) \simeq 3 \times 10^{-7} \text{ barioni/cm}^3, \quad (4.10)$$

è possibile trovare un importante invariante cosmico chiamato η , definito come il rapporto tra numero di barioni e numero di fotoni:

$$\eta = \frac{n_B}{n_\gamma} \simeq 10^{-9} \quad (4.11)$$

La cosmologia fornisce così la più potente misura della quantità totale di materia normale, o materia barionica, che risulta quasi un fattore 10 superiore alla quantità totale di gas condensato in stelle. Una delle problematiche fondamentali della cosmologia osservativa è provare questa previsione e identificare ove questo gas, o plasma, risieda. Si ritiene oggi che si tratti di plasma a bassa densità e temperatura attorno a 10^6 K, molto difficilmente osservabile con gli strumenti X attuali.

Se consideriamo la fisica del modello standard, quindi, ignoriamo la possibile esistenza di extra particelle, di asimmetrie leptoniche o altro, la nucleosintesi primordiale dipende in questo caso da un solo parametro libero, ovvero η . Quindi ogni misura di elementi primordiali ne vincola il valore. Se il modello è corretto chiaramente questi vincoli su η devono essere coerenti tra di loro. I dati presi nella modalità più conservativa sono compatibili tra di loro e indicano il valore precedentemente dato; da qui si può dedurre il valore precedentemente trovato di Ω_B . Se si uniscono i risultati delle Supernovae Ia, quelli dell'anisotropia della radiazione cosmica di fondo e quelli sulla formazione delle strutture a grande scala si trova il risultato:

$$\Omega_{MAT} \simeq 0.3 \tag{4.12}$$

Quindi la maggior parte della materia massiccia che è presente nell'Universo è di natura non barionica ed è a noi completamente sconosciuta [2] [7] [9].

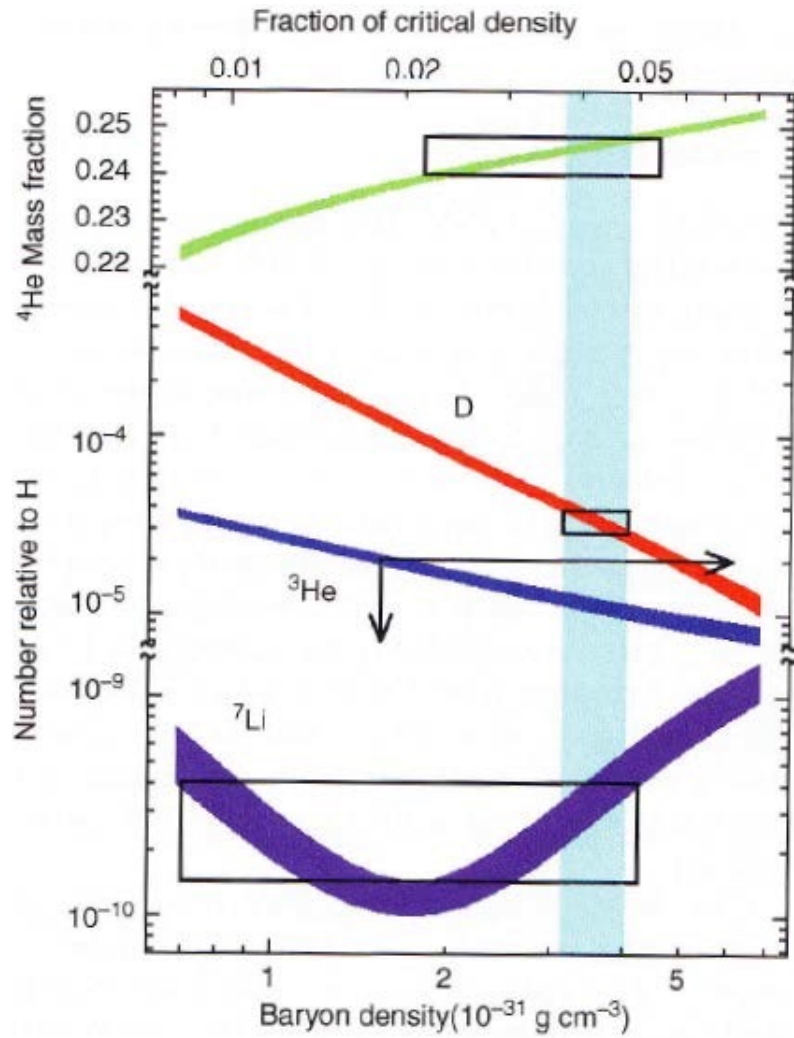


Figura 4.4: Dipendenza delle abbondanze di He^4 , D, He^3 e Li^7 dalla densità di plasma durante la nucleosintesi primordiale.

Capitolo 5

Il problema dei barioni mancanti

L'evoluzione della struttura del nostro Universo in espansione, ha ridistribuito i barioni primordiali dal plasma al tempo della nucleosintesi ad una varietà di stati differenti in nuvole di gas e polveri, pianeti e stelle, che si sono poi aggregati in galassie ed ammassi stellari. La quantità di barioni in ogni stato e la loro forma a bassi redshift, può essere comparata a quella osservata ad alti redshift e all'abbondanza primordiale cosmica predetta dalla teoria della nucleosintesi. La conoscenza di questa mancanza di barioni è una condizione necessaria per l'analisi di come si siano formate le strutture cosmiche e anche la materia oscura. Ma dove è possibile cercare ed individuare questi barioni mancanti? Finora, indagando l'Universo, essi sono stati ricercati in determinate zone cosmiche: vediamo quali.

5.1 Stelle

Le stelle nelle galassie sono forse la scelta più obbligata dove ricercare i barioni. Bisogna però distinguere due classi di popolazioni di stellari: stelle più vecchie che si trovano nello sferoide galattico, dette stelle di popolazione II, e stelle più giovani che si trovano nel disco galattico, dette stelle di popolazione I. La densità di massa per ciascuna componente può essere ottenuta come:

$$\rho(\text{sferoide, disco}) = \mathcal{L} \times f(\text{sferoide, disco}) \times \frac{M}{L} \quad (5.1)$$

con \mathcal{L} densità di luminosità media, f frazione di densità di luminosità prodotta dallo sferoide o dal disco e M/L rapporto massa su luminosità. Trovando queste quantità è stato possibile calcolare la densità media nelle due categorie di stelle citate:

$$\Omega_{sferoide} \simeq \frac{0.00180 \pm 0.0006}{h} \quad (5.2)$$

e

$$\Omega_{disco} \simeq \frac{0.00060 \pm 0.0003}{h} \quad (5.3)$$

con h costante di Hubble [15].

5.2 Warm-Hot Intergalactic Medium

Le stelle e il gas nelle galassie, nel mezzo interstellare e nel gas intergalattico foto-ionizzato, comprendono circa metà dei barioni che ci aspettiamo essere presenti nell'Universo. La maggior parte di questi barioni sono ancora dispersi, e si pensa che una buona parte di essi sia da ricercare nel WHIM; questa materia sarebbe stata perturbata durante il collasso della densità che ha contribuito alla formazione dell'Universo così come noi lo conosciamo oggi. Trovare i barioni dispersi e produrre un inventario completo di ogni loro traccia, è di vitale importanza per confermare, o confutare, il modello cosmologico standard usato al giorno d'oggi. Anche se finora sono stati fatti numerosi progressi in questa ricerca, è conosciuto ancora poco sulla questione, e per questo la ricerca è ancora aperta.

Nel modello cosmologico odierno, il 95% dell'Universo è composto da energia e materia oscura, e solo il 5% da materia che può essere rilevata. Sappiamo da analisi spettroscopiche di Quasar distanti sulle loro linee di assorbimento, che nuvole di barioni erano presenti nell'Universo primordiale nella forma di gas foto-ionizzato: queste nubi si sono diradate nel tempo, andando a formare le odierne stelle, galassie, pianeti eccetera. Ma solo una piccola frazione di barioni che erano presenti nel mezzo interstellare si trovano ora in stelle, mezzo interstellare e intergalattico ed ammassi stellari: in particolare sono stati trovati il 50% di barioni predetti dal modello cosmologico standard, mentre l'altro 50% è tutt'ora disperso.

La principale teoria di formazione delle strutture cosmiche ipotizza che, mentre l'Universo si è evoluto verso il presente e le perturbazioni sono aumentate formando le prime strutture, i barioni nel mezzo interstellare diffuso hanno accelerato verso i siti di formazione sotto la crescente influenza della gravità, aumentando la loro temperatura a milioni di Kelvin. Questi barioni mancanti potrebbero essere diventati difficili da rilevare perché potrebbero essersi concentrati in una rete filamentare di WHIM che è continuamente stata perturbata e riscaldata durante le fasi di formazione delle strutture cosmiche. Un metodo che potrebbe essere usato per rilevare questi barioni,

sarebbe quello di unire le osservazioni in varie bande spettrali ai calcoli teorici: misure di spettroscopia ad alta risoluzione nell'UV o nell'X, potrebbero rivelare la massa e la densità del WHIM, quindi una stima sulla quantità di barioni presenti in esso [14].

5.3 Altre componenti

Oltre alle due citate, gli studi cosmologici si stanno dirigendo anche verso altre componenti cosmiche dove poter ricercare i barioni mancanti. Primo fra tutti è il gas atomico e molecolare, principalmente l'idrogeno. In questo ambito, partendo anche da ricerche fatte anni fa, ma rivedendole alla luce delle nuove scoperte, si è riusciti a calcolare una densità media di barioni per i due tipi di gas:

$$\Omega_{atomico} \simeq \frac{0.00025 \pm 0.00006}{h} \quad (5.4)$$

per il gas atomico, e:

$$\Omega_{molecolare} \simeq \frac{0.00020 \pm 0.00006}{h} \quad (5.5)$$

per quello molecolare.

Un'altra componente importante sono gli ammassi stellari presenti nelle galassie. Ad esempio uno studio condotto sull'ammasso stellare della Chioma, ha prodotto come risultato una densità media di barioni pari a:

$$\Omega_{ammasso} \simeq \frac{0.0003 \pm 0.0001}{h}. \quad (5.6)$$

Un fatto da tenere in considerazione è che in questa sezione si è parlato di barioni visibili rilevati, ma potrebbero essercene molti altri che non ci è possibile rilevare per vari motivi: ad esempio si pensi alle galassie oscure, dove la luce che noi riceviamo dai barioni legati gravitazionalmente in forma di galassie LSB (Low Surface Brightness) è solo il 15% del totale. Per completezza si veda la figura 5.1, dove è indicata la densità di massa dei barioni mancanti nelle varie componenti cosmiche, alcune delle quali sono state elencate in questo capitolo. L'ultima riga indica la somma dei risultati delle varie componenti, stimando così la densità totale dei barioni mancanti, dove è stata presa come costante di Hubble $h = 70$ km/sec/Mpc. Tuttavia la stima è ancora incerta, forse a causa di una sottostima di barioni in alcune componenti; future e migliori osservazioni potrebbero forse risolvere il problema [15].

1. Stars in spheroids	0.0026 h_{70}^{-1}
2. Stars in disks	0.00086 h_{70}^{-1}
3. Stars in irregulars	0.000069 h_{70}^{-1}
4. Neutral atomic gas	0.00033 h_{70}^{-1}
5. Molecular gas	0.00030 h_{70}^{-1}
6. Plasma in clusters	0.0026 $h_{70}^{-1.5}$
7a. Warm plasma in groups	0.0056 $h_{70}^{-1.5}$
7b. Cool plasma	0.002 h_{70}^{-1}
7'. Plasma in groups	0.014 h_{70}^{-1}
8. Sum (at $h = 70$ and $z \simeq 0$)	0.021

Figura 5.1: Schema riassuntivo delle densità di massa dei barioni mancanti nelle varie componenti cosmiche. L'ultima riga indica la somma totale.

Conclusioni

In questo elaborato sono stati ripercorsi i passi chiave della teoria della nucleosintesi primordiale, ponendo particolare attenzione ai risultati che sono stati ottenuti per quanto riguarda le abbondanze degli elementi leggeri. Da quando la teoria è stata formulata per la prima volta, si sono fatti grandi passi in avanti per capire i primi istanti di vita dell'Universo, tanto che si è ricostruita la sua storia fino ad una frazione di secondo dopo il Big Bang. Oltre alla trattazione strettamente teorica si è voluto discutere in particolare recenti osservazioni. Per raggiungere questo risultato, i cosmologi hanno tuttavia dovuto aspettare di possedere strumenti all'avanguardia, in quanto osservare lo spazio ad alti redshift è possibile solo da non molti decenni. Le osservazioni fatte sono state sorprendentemente accurate, e hanno dato risultati convincenti e coerenti con quelli aspettati.

Le abbondanze di He, D e Li sono note quindi con molta precisione e, assieme ad altri dati ottenuti anche dalla recente sonda spaziale Rosetta si sono potuti usare per calcolare le abbondanze odierne di questi elementi nel Sistema Solare. Si spera che in un futuro prossimo questo tipo di osservazioni possano essere ancora più accurate con l'avvento dei telescopi di nuova generazione.

Per quanto riguarda invece il problema dei barioni mancanti, la ricerca è ancora aperta, e molti scienziati da tutto il mondo stanno cercando di risolverlo, cercandoli in strutture galattiche ed extragalattiche. Anche in questo caso la ricerca potrà senza dubbio essere favorita dall'arrivo di nuovi telescopi sempre più potenti e adatti a questo genere di ricerca astronomica.

In conclusione si può dire che la teoria della nucleosintesi primordiale abbia confermato molte delle nostre nozioni sulla nascita dell'Universo, ma ha anche introdotto nuovi problemi che si sta appunto cercando di risolvere, e si spera che una nuova generazione di strumenti e scienziati riesca nell'intento.

Bibliografia

- [1] W. N. Cottingham e D. A. Greenwood (1999): An introduction to the standard model of particle physics. *Cambridge University Press*.
- [2] A. Franceschini (2013): Corso di cosmologia. *Università degli Studi di Padova*.
- [3] A. Khokhlov, E. Mueller e P. Hoefflich (1993): Light curves of Type IA supernova models with different explosion mechanism. *Astronomy and Astrophysics*.
- [4] B. Green (2004): La trama del cosmo. *Einaudi*.
- [5] E. W. Kolb e M. S. Turner (1994): The early Universe. Perseus publishing.
- [6] A. Coc, J. P. Uzan e E. Vangioni (2014): Standard big bang nucleosynthesis and primordial abundances after Planck. *Cornell University Library*.
- [7] J. A. Peacock (1999): Cosmological Physics. *Cambridge University Press*.
- [8] A. Coc (2016): Primordial nucleosynthesis. *Journal of Physics*.
- [9] P. Schneider (2006): Extragalactic astronomy and cosmology. *Springer*.
- [10] F. Robert (2006): Solar System deuterium/hydrogen ratio. *Research Gate*.
- [11] J. Geiss e G. Gloeckler (1998): Abundances of deuterium and helium-3 in the protosolar cloud. *Cambridge University Press*.
- [12] E. Deloule e F. Robert (1998): Interstellar hydroxyle in meteorite chondrules: implications for the origin of water in the inner Solar System. *Geochim. Cosmochim. Acta*.
- [13] T. C. Owen e T. Encrenaz (2003): Element abundances and isotopic ratios in the giant planets. *Space Sci. Rev.*
- [14] F. Nicastro, S. Mathur e M. Elvis (2007): Missing baryons and the warm-hot intergalactic medium. *Cornell University Library*.
- [15] M. Fukugita, C. J. Hogan e P. J. E. Peebles(1998): The cosmic baryon budget. *The Astrophysical Journal*.