



# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Astronomia

Tesi di Laurea

**Nucleosintesi primordiale: problemi e nuove evidenze**

**Relatore**

**Prof./Dr. Alberto Franceschini**

**Laureando**

**Elisa Lucchetta**

**Anno Accademico 2017/2018**



# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>La radiazione cosmica di fondo</b>	<b>2</b>
<b>3</b>	<b>La nucleosintesi primordiale</b>	<b>6</b>
3.1	Il modello standard . . . . .	6
3.2	Successi della teoria del Big Bang caldo . . . . .	8
<b>4</b>	<b>Il problema del litio</b>	<b>11</b>
4.1	Origini del problema . . . . .	11
4.2	Esiste davvero un problema? . . . . .	13
<b>5</b>	<b>Soluzioni astrofisiche</b>	<b>16</b>
5.1	Processi turbolenti . . . . .	16
5.2	Impoverimento del litio durante la fase di PMS . . . . .	18
5.3	Cambiamenti dovuti alla popolazione stellare III . . . . .	20
<b>6</b>	<b>Eventuali modifiche alla teoria standard</b>	<b>22</b>
6.1	Introduzione di nuove particelle . . . . .	22
6.2	Decadimento di particelle . . . . .	25
6.3	Variazioni del parametro di densità $\eta$ . . . . .	29
6.4	Soluzioni elettromagnetiche . . . . .	31
6.5	Oltre la fisica standard . . . . .	34
<b>7</b>	<b>Conclusione</b>	<b>37</b>

## Bibliografia



# 1 Introduzione

In questa tesi vogliamo analizzare il problema dell'origine cosmica del  ${}^7\text{Li}$  e le sue possibili soluzioni.

Questo problema nasce dalle discrepanze presenti tra i dati osservativi sull'abbondanza di litio in stelle povere di metalli e i dati provenienti dalla teoria della nucleosintesi primordiale, la quale descrive le reazioni che hanno portato alla produzione di elementi leggeri nei primi minuti di vita dell'universo. Questa teoria fornisce delle abbondanze teoriche che risultano molto in accordo con le osservazioni per quanto riguarda elio e deuterio, ma che non corrispondono affatto a quelle osservate per il  ${}^7\text{Li}$ , il quale risulta essere almeno due volte meno abbondante.

Il principale parametro della teoria della nucleosintesi primordiale è il rapporto barioni-fotoni, ossia il parametro  $\eta$ , il quale è stato fissato dalle misure svolte sulla radiazione cosmica di fondo da diverse sonde. Queste misure hanno fornito un valore molto accurato della densità di materia barionica presente nell'universo (un parametro libero del modello), e quindi anche del valore di  $\eta$ . Queste hanno confermato il riscontro teorico sull'abbondanza osservata di deuterio ed elio, ma hanno anche sollevato un problema riguardante quella del litio.

La discrepanza tra osservazioni e teoria può essere affrontata da diversi punti di vista: dopo aver stimato gli errori sistematici che possono influenzare le osservazioni, si possono prendere sostanzialmente due diverse strade. La prima, quella astrofisica, assume che la teoria della nucleosintesi primordiale sia corretta e che il problema sia insito nell'interpretazione dei dati osservativi, mentre la seconda assume che i dati osservativi siano corretti e che sia la teoria a necessitare di modifiche o espansioni.

Nel prossimo capitolo presenteremo la radiazione cosmica di fondo, conferma fondamentale dell'ipotesi del big bang caldo, e quindi della teoria della nucleosintesi, e vincolo importante sulle ipotesi che vogliono modificarla. Nel terzo capitolo parleremo in modo più approfondito del modello standard della nucleosintesi primordiale e dei suoi successi, mentre nel quarto del problema del litio. Nei capitoli successivi presenteremo le soluzioni del problema proposte: prima le soluzioni astrofisiche (nel capitolo cinque), e poi le modifiche alla teoria standard (nel capitolo 6).

Dal confronto tra le diverse possibili soluzioni si può vedere come è probabile che il problema del litio derivi in realtà da una scorretta interpretazione dei dati osservativi. In particolare, si tende ad ignorare la distruzione del litio dovuta a turbolenze e fenomeni di convezione e overshooting, sia durante la sequenza principale, sia nelle fasi precedenti. Tuttavia, non è possibile escludere completamente una possibile espansione della teoria standard, in modo da includere possibili variazioni nell'ambiente primordiale non ancora considerate.

## 2 La radiazione cosmica di fondo

Una delle conferme chiave dell'ipotesi del Big Bang caldo è la radiazione cosmica di fondo, o CMB, una radiazione elettromagnetica che permea l'universo, considerata un residuo proveniente dalle sue fasi iniziali. Lo spettro del fondo cosmico nelle microonde è quello di un perfetto corpo nero, il più preciso mai osservato in natura, e presenta un picco alla temperatura di 2.728 K.

Le prime supposizioni sull'esistenza di una radiazione residua dal Big Bang furono attribuite a George Lemaître il quale, già nel 1927, si rese conto che la conclusione di un universo in espansione doveva condurre alla presenza di un resto della nascita di esso. La tesi di Lemaître non venne però presa in considerazione, finché negli anni '60 George Gamow, Robert Herman e Ralph Alpher proseguirono la ricerca. Mentre Gamow si concentrava sulla teoria della nucleosintesi primordiale e sugli elementi prodotti durante il Big Bang, Alpher e Herman capirono che essa necessitava di una quantità di radiazione enorme che non poteva essere scomparsa completamente. Alpher e Herman arrivarono ad una stima della temperatura che tale radiazione avrebbe dovuto avere prima di 3 K, e in seguito di 28 K. I risultati di Alpher e Herman però non solo non coincidevano con i risultati attuali, ma nemmeno con i risultati di altri studiosi indipendenti, come Yakov Zel'dovich e Robert Dicke.

La svolta però avvenne nel 1965, con la scoperta della radiazione di fondo da parte di Arno Penzias e Robert Wilson, due radioastronomi impiegati dalla Bell Telephone per lavorare con un'antenna radio per testare le condizioni elettromagnetiche terrestri in vista del suo utilizzo per le telecomunicazioni. Nel loro tentativo di ridurre al minimo il rumore dell'apparecchio, i due rilevarono un eccesso di rumore, corrispondente ad un eccesso di temperatura di antenna di circa 3K. Dopo aver escluso ogni tipo di interferenza proveniente dalla terra, essi riportarono su Nature solo un eccesso di rumore di fondo a una temperatura che calcolarono essere tra i 2.5 e i 4.5 K, e non la scoperta di una radiazione primordiale.

Fu un gruppo di ricercatori dell'università di Princeton, New Jersey, formato da Robert Dicke, David Todd Wilkinson, Peter Roll e James Peebles, a capire che questo rumore di fondo era dovuto a fotoni provenienti dalla nascita dell'universo. Essi avevano lavorato a questo problema senza risultati, in quanto la temperatura della radiazione da loro presunta era di circa 10 K, e quindi le loro osservazioni erano state condotte alla frequenza sbagliata, oltre che con sensibilità insufficiente. Messi in contatto con Penzias e Wilson, essi controllarono i risultati da loro ottenuti e conclusero che il rumore di fondo rappresentava la scoperta della radiazione cosmica di fondo nelle microonde, chiamata così in quanto può essere osservata ad una lunghezza d'onda compresa tra 1 cm e 0.5 mm.

Penzias e Wilson ricevettero nel 1978 il premio Nobel per la fisica per la loro scoperta.

Da questo momento iniziarono un grande numero di osservazioni e studi teorici per caratterizzare con maggior precisione la radiazione. Un contribu-

to molto significativo venne dal satellite COBE (COsmic Background Explorer), lanciato nel 1989 dalla NASA per osservare lo spettro della CMB e individuarne eventuali anisotropie. La missione, dopo aver misurato lo spettro di perfetto corpo nero della radiazione (figura 1), e il suo picco a 2.728 K, ottenne una misura della deviazione dall'isotropia compresa tra lo 0.0001% e lo 0.001%. Sebbene la radiazione di fondo sia quindi altamente isotropa, le anisotropie, ossia le variazioni locali di temperatura, sono di fondamentale importanza per spiegare la formazione di strutture come galassie e ammassi.

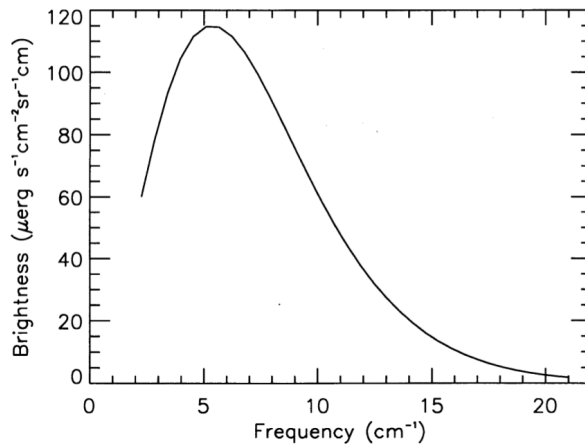


Figura 1: Spettro della radiazione cosmica di fondo misurato da COBE. Immagine da [Fixsen et al., 1994].

Un'altra missione di estrema importanza fu quella della sonda spaziale WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe), il cui obiettivo era la misurazione delle anisotropie nella temperatura della radiazione. Grazie ai risultati di questa missione inoltre si riuscì a imporre dei vincoli alla teoria del Big Bang.

All'inizio, l'interpretazione dell'origine della radiazione cosmica di fondo fu oggetto di controversia, in quanto alcuni scienziati ipotizzarono, a sostegno della teoria dello stato stazionario, che la radiazione fosse il risultato della luce riflessa delle galassie lontane. Questa ipotesi tuttavia venne esclusa in quanto non avrebbe saputo riprodurre uno spettro di corpo nero come quello osservato. Un'altra ipotesi sosteneva che la radiazione non avesse origine extragalattica, ma origine locale. Fu nel 1970 che venne stabilito infine che la radiazione fosse un residuo del Big Bang. In particolare, l'origine della CMB e del suo spettro di perfetto corpo nero ebbero origine nella cosiddetta *epoca della ricombinazione*.

Se studiamo infatti l'energia dei fotoni presenti nell'universo, andando all'indietro nel tempo, e quindi avvicinandoci sempre di più all'epoca del Big Bang, troveremo dei fotoni con densità di energia sempre più elevata, ma anche con energia fotonica maggiore, in quanto essa cresce secondo la relazione

$$h\nu \propto 1 + z, \quad (1)$$

dove  $h$ : costante di Planck pari a  $4.136 \cdot 10^{-15}$ ,  $\nu$ : frequenza del fotone,  $z$ : redshift. Si può quindi arrivare, regredendo abbastanza nel tempo, ad un periodo in cui ogni atomo di gas è immerso in un bagno di fotoni energetici con il quale interagisce. Quando si raggiunge una temperatura fotonica di 3000 K, l'interazione tra le due componenti porta alla ionizzazione completa degli atomi di idrogeno. Il fluido cosmico quindi passa molto velocemente da una fase neutra a una fase completamente ionizzata, in cui la sezione d'urto dell'interazione tra fotoni e materia cresce fino alla sezione d'urto di Thompson. Questo passaggio di fase segna l'epoca della ricombinazione, ad un redshift di circa 1100. Poichè oltre queste distanze l'universo è opaco alla radiazione, non ci è possibile osservare nessuna sorgente cosmica oltre quella che viene detta *superficie di ultimo scattering*. A redshift superiori di  $z \sim 1100$ , gli urti tra fotoni e particelle, a causa della grande sezione d'urto, erano abbastanza frequenti da poter generare uno stato di completo equilibrio termodinamico tra le due componenti, materia e radiazione. Proprio a questo è dovuta la forma dello spettro della CMB. Infatti, soltanto questa condizione di equilibrio termodinamico è in grado di predire lo spettro di corpo nero quasi perfetto della radiazione cosmica di fondo. A redshift minori, l'accoppiamento tra radiazione e materia è rotto ed esse evolvono in maniera indipendente, ma lo spettro della radiazione rimane quello di un corpo nero, la cui temperatura diminuisce secondo la legge:

$$T_\gamma = 2.728 \cdot (1 + z), \quad (2)$$

dove 2.728 K rappresenta la temperatura della radiazione cosmica di fondo al tempo attuale. Si può dimostrare che questo spettro viene mantenuto nel tempo considerando la formula della densità di energia per unità di volume:

$$\epsilon_\gamma = \frac{4\pi}{c} \int_0^\infty I(\nu) d\nu, \text{ dove } I(\nu) = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad (3)$$

formula di Planck, con  $c$  velocità della luce,  $\nu$  frequenza,  $T$  temperatura,  $h$  costante di Planck e  $k$  costante di Boltzmann. Il termine di temperatura  $T$  raccoglie la dipendenza dal tempo in quanto  $T_\gamma \propto R(t)^{-1}$ . Da qui, poichè la temperatura evolve con  $(1 + z)$ , così come  $\nu$ , si può vedere come la forma dello spettro rimanga costante nel tempo.

Inoltre, attraverso la formula di densità di energia della CMB si può raggiungere uno dei risultati più importanti della scoperta della radiazione cosmica di fondo: una stima del coefficiente  $\eta$ . Questo è definito come il rapporto barioni-fotoni, ossia:

$$\eta \equiv \frac{N_b}{N_\gamma}, \quad (4)$$

con  $N_b$  numero di barioni e  $N_\gamma$  numero di fotoni.

Il numero di barioni si può stimare essere  $N_b \simeq 3 \cdot 10^{-7} \text{cm}^{-3}$ , mentre il numero di fotoni si può ricavare dividendo la densità di energia della CMB per l'energia del fotone medio ( $h\nu = 2 \cdot 10^{11} \text{Hz}$ ), ottenendo  $N_\gamma \sim 400$



fotoni/cm<sup>-3</sup>. Da qui,  $\eta \simeq 10^{-9}$ . Questo valore di  $\eta$  non vale solamente all'epoca della ricombinazione, ma vale sempre, in quanto esso è un'invariante cosmica, poichè in assenza di creazione e distruzione di fotoni non si modifica a causa dell'espansione dell'universo.

Questo coefficiente, all'inizio un parametro libero nella teoria della nucleosintesi primordiale, grazie alle accurate osservazioni della radiazione cosmica di fondo soprattutto da parte della missione WMAP:  $\eta = 6.19 \pm 0.14 \cdot 10^{-10}$ . A questa missione è seguita la missione Planck, la quale ha fornito un valore ancora più preciso di  $\eta = 6.10 \pm 0.04$  ([Planck Collaboration et al., 2016]).

## 3 La nucleosintesi primordiale

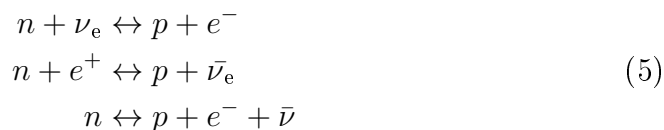
### 3.1 Il modello standard

Il processo di nucleosintesi primordiale, insieme alla radiazione cosmica di fondo, è una delle conferme fondamentali alla teoria del Big Bang caldo (ovvero ricco di fotoni energetici).

Il termine nucleosintesi primordiale (BBN: Big Bang Nucleosynthesis) descrive l'evoluzione dell'universo a partire da qualche istante dopo il Big Bang, fino alla formazione dei primi nuclei leggeri, principalmente D (deuterio),  ${}^4\text{He}$  (elio) e  ${}^7\text{Li}$  (litio).

Il modello "standard" di BBN si riferisce allo scenario di produzione di elementi leggeri che unisce il Modello Standard della fisica delle particelle con il modello cosmologico "standard" detto  $\Lambda\text{CDM}$  (Lambda-Cold Dark Matter), i cui elementi fondamentali sono la presenza della costante cosmologica  $\Lambda$ , a rappresentare l'energia del vuoto, e della materia oscura fredda, ossia non termalizzata, non barionica e non collisionale. Si suppone inoltre che la gravità sia governata dalla relatività generale e che valga il principio cosmologico.

All'inizio della nucleosintesi primordiale, ogni particella elementare presente nel fluido cosmico si trova immersa in un bagno di fotoni, in perfetto equilibrio termodinamico. In questa condizione, se la temperatura del fluido è superiore a  $kT \approx mc^2$ <sup>(1)</sup>, la collisione tra fotoni, o fotoni e particelle, può formare una coppia particella-antiparticella, mentre una coppia particella-antiparticella si può annichilire formando un fotone energetico. In una situazione di equilibrio termodinamico, i processi di creazione e distruzione si compensano. Dopo  $t \sim 10^{-5}$  s, i quark vengono confinati in adroni (neutroni, protoni e pioni) nella cosiddetta *era adronica*, mentre dopo  $t \sim 10^{-4}$ , durante l'*era leptonica*, le particelle leggere sono in perfetto equilibrio di creazione e annichilazione con i fotoni, e le particelle pesanti sono mantenute in equilibrio dalle seguenti interazioni deboli:



Al diminuire della temperatura, a causa della differenza di massa tra neutroni e protoni, l'equilibrio si sposta progressivamente a favore dei protoni seguendo la legge di Boltzmann:

$$\frac{N_n}{N_p} = e^{-\frac{m_n - m_p}{T}}\tag{6}$$

Quando la temperatura scende al di sotto dei  $10^{10}$  K, dopo circa un secondo dal Big Bang, i fotoni non sono più abbastanza energetici da creare

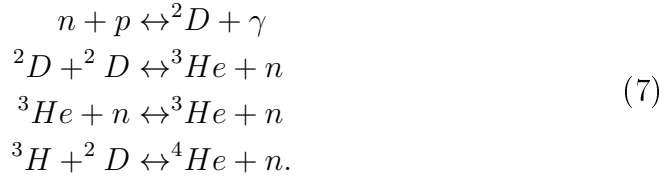
---

<sup>1</sup>k: costante di Boltzmann ( $8.62 \cdot 10^{-5}$  eV/K), T: temperatura dell'universo, m: massa a riposo della particella.

materia, che quindi si annichila fino ad esaurirsi quasi totalmente.

Al termine dell'epoca leptonica, quando la maggior parte di elettroni e antielettroni si sono annichiliti, le reazioni in (5) non possono più avvenire, quindi il rapporto tra neutroni e i protoni si congela al valore dato da (6). L'unica reazione che può ancora avvenire è  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ . Questa reazione porterebbe alla completa distruzione dei neutroni, che però rimangono inglobati nei nuclei leggeri che cominciano a formarsi a partire da una temperatura di  $T = 10^9$  K: la maggior parte viene usata per formare  ${}^4\text{He}$ , ma anche H, D,  ${}^3\text{He}$ , e  ${}^7\text{Li}$ . In generale elementi più pesanti non si formano perchè i nuclei di massa atomica 8 sono instabili e reazioni che potrebbero creare nuclei più pesanti sono molto rare.

La prima reazione ad avvenire ( $T \sim 2.5 \cdot 10^{10} \text{K}$ ) è quella che produce il deuterio:  $p(n, \gamma)\text{D}$ . Questa reazione è ostacolata dalla fotodissociazione da parte di fotoni con energia superiore a  $E_\gamma > 2.22 \text{MeV}$ , dove questa è l'energia di legame del deuterio. Solo a temperature minori ( $T \sim 10^9$ ) il deuterio rimane sufficientemente stabile da permettere alla catena nucleosintetica di procedere secondo le reazioni:



Altre reazioni misurate in laboratorio alle energie rilevanti della BBN sono riportate in figura 2.

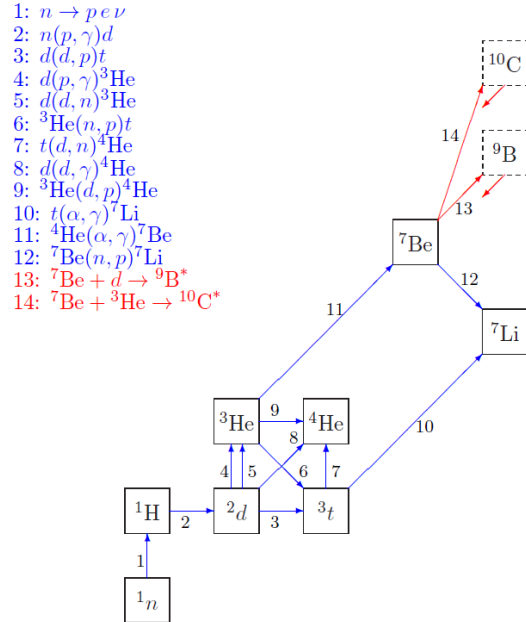


Figura 2: Reazioni principali coinvolte nella BBN. In blu le reazioni principali, in rosso reazioni proposte o testate. Da [Fields, 2011].

### 3.2 Successi della teoria del Big Bang caldo

I successi della teoria del Big Bang caldo sono principalmente due: esso riesce infatti a porre dei limiti al parametro di densità della materia  $\Omega_b$ , e riesce a spiegare l'abbondanza osservata di  ${}^4\text{He}$  nell'universo.

**Parametro di densità della materia** La formazione di nuclei leggeri dipende in modo cruciale dal rapporto barioni-fotoni, e in particolare dal parametro di densità della materia. Infatti possiamo riscrivere  $\eta$  come

$$\eta \equiv \frac{N_b}{N_\gamma} = 2.74 \cdot 10^{-8} \Omega_b h^2, \quad (8)$$

dove  $\Omega_b$  è il parametro di densità della materia definito come  $\Omega_b = \frac{\rho_b}{\rho_{crit}}$  e la densità critica, che si riferisce ad un universo piatto euclideo, come  $\rho_{crit} = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$ . In quest'ultima espressione  $H_0$  rappresenta la costante di Hubble, cioè il tasso di espansione dell'universo al tempo attuale.

Il coefficiente  $\eta$  rappresenta il principale parametro libero della teoria della BBN, ma se uniamo ad essa le misurazioni di precisione delle missioni WMAP e Planck, possiamo vincolarlo, trovando quindi delle predizioni precise sull'abbondanza degli elementi leggeri a partire dalla teoria.

Come si può vedere dalla figura 3, le dipendenze da  $\eta$  dei vari elementi formati durante la nucleosintesi primordiale sono diverse: mentre l'abbondanza di elio non dipende in modo significativo (si noti la scala molto espansa in Y), sia il deuterio che il litio dipendono fortemente dalla densità di plasma all'atto della nucleosintesi.

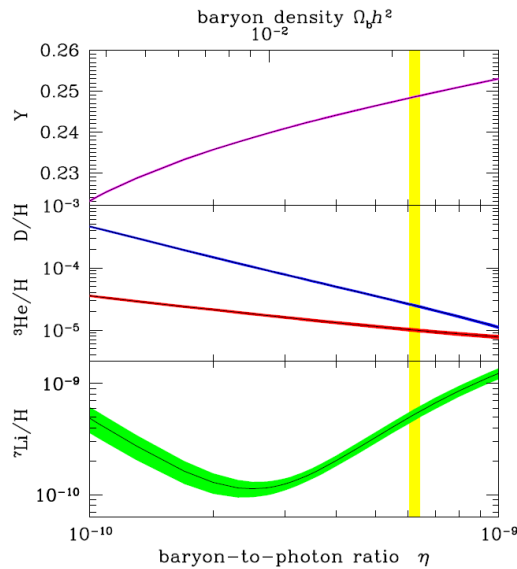


Figura 3: Predizioni per le abbondanze dei nuclei leggeri dalla teoria della BBN.  $Y$  rappresenta l'abbondanza di  ${}^4\text{He}$  rispetto all'idrogeno. La larghezza delle curve rappresenta le incertezze di  $1\sigma$ , mentre la fascia verticale gialla il parametro  $\eta$  come determinato da WMAP. Da [Fields, 2011].

Se la densità di plasma è più elevata, infatti, le reazioni nucleari procedono con maggior efficienza, convertendo tutti i neutroni in deuterio e poi tutto il deuterio in elio. Una bassa densità di plasma, invece, porterebbe ad un residuo importante di deuterio e  $^3\text{He}$ , i quali non hanno potuto interagire e quindi rimangono intatti da quell'epoca. La misura dell'abbondanza di questi elementi in siti astrofisici quanto più possibili primordiali, e quindi incontaminati dall'attività stellare, porta ad una misura della densità di barioni presenti all'epoca della nucleosintesi primordiale, e quindi anche della densità totale media dell'universo oggi. Infatti, ponendoci in un sistema di riferimento comovente con l'espansione dell'universo, la densità di materia barionica si conserva.

Per quanto riguarda l'abbondanza di  $^3\text{He}$ , non c'è un'osservazione di  $^3\text{He}/H$  primordiale convincente. Tutte le osservazioni di  $^3\text{He}$  infatti sono fatte a metallicità quasi solare, e quindi non sono misurazioni primordiali. Poiché  $^3\text{He}/H$  aumenta molto nel tempo a causa della nucleosintesi stellare, e tutte le misure di  $^3\text{He}/H$  sono fatte all'interno della galassia, esse non danno vincoli solidi alla misura del parametro di densità.

La misura del deuterio invece è particolarmente vincolante, in quanto  $D/H \propto \rho_b^{-1.6}$ . L'abbondanza del deuterio più vicina all'abbondanza primordiale può essere determinata dall'osservazione di nubi cosmologiche sulla linea di vista di quasar distanti ad alto redshift e risulta essere  $D/H = (2.53 \pm 0.04) \cdot 10^{-5}$ . Questo porta ad un parametro di densità

$$\Omega_b h^2 = 0.02273 \pm 0.00062 \quad (9)$$

dove  $H_0 = h \cdot 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  è la costante di Hubble. Grazie alla teoria della nucleosintesi primordiale e la misurazione dell'abbondanza di deuterio, è quindi possibile dedurre la quantità totale di materia barionica dell'universo.

**L'abbondanza di elio** Un importante problema risolto dalla teoria della nucleosintesi primordiale è quello dell'abbondanza di  $^4\text{He}$  osservata nei plasmi stellari.

L'elio viene prodotto dalla nucleosintesi stellare, ma è anche in gran parte distrutto da questa. Tuttavia, l'abbondanza di elio osservata è pari circa all'80% in massa di tutti gli atomi presenti nelle stelle. Quest'abbondanza, prima della conferma della teoria della nucleosintesi primordiale da parte delle osservazioni della radiazione cosmica di fondo, non poteva essere spiegata. Grazie a questa però, è possibile confrontare l'abbondanza teorica primordiale predetta e quella osservata. In realtà però, nessuna misurazione dell'elio è davvero primordiale, in quanto questo può essere osservato in regioni di idrogeno ionizzato in galassie compatte blu, le quali hanno bassa metallicità, ma essa non è zero. Ciò che bisogna fare è quindi estrapolare l'abbondanza osservata a zero metallicità, e quindi a  $O/H = 0$ , come si può vedere in figura 4.

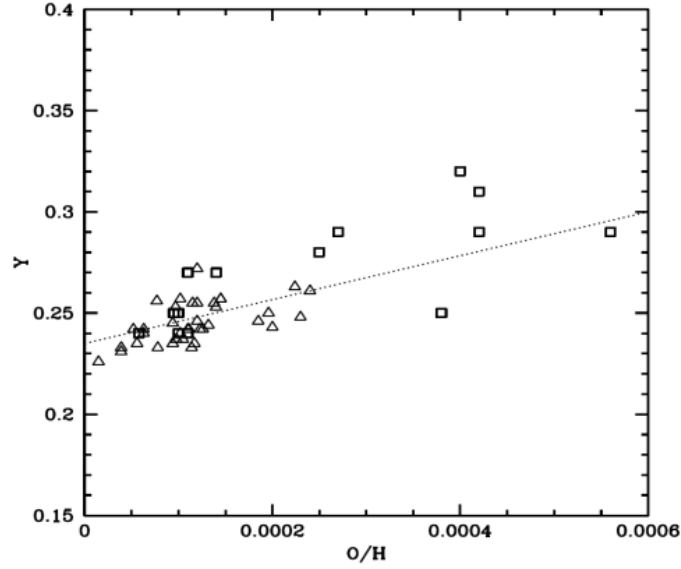


Figura 4: Il grafico riporta la frazione di massa dell'elio in funzione della metallicità, stimata con l'abbondanza di ossigeno. Il valore di  $Y$  a  $o/H = 0$  rappresenta il valore primordiale estrapolato a zero metallicità. Da [Franceschini, 2014].

L'estrapolazione a zero metallicità produce un valore di frazione di massa dell'elio pari a:

$$Y \simeq 0.2449 \pm 0.0040, \quad (10)$$

mentre quella prevista dai modelli della BBN è di circa  $0.2467 \pm 0.0003$  ([Singh et al., 2017]). Come si può vedere la concordanza tra dati osservativi e teoria è quasi perfetta.

Questo risultato, non solo porta alla soluzione del cosiddetto *problema dell'elio*, ma rappresenta anche una conferma della teoria del Big Bang caldo e della conseguente teoria della nucleosintesi primordiale.

## 4 Il problema del litio

Sebbene la teoria del Big Bang caldo sia in ottimo accordo con i dati osservativi sia del deuterio che del  $^4\text{He}$ , non è altrettanto coerente con le misurazioni dell'abbondanza di  $^7\text{Li}$ , che risulta essere circa tre volte inferiore rispetto a quella teorizzata, una discrepanza di  $4\text{-}5\sigma$ . Questo è quello che viene chiamato: *il problema cosmologico del litio*. Ciò può essere osservato in figura 5.

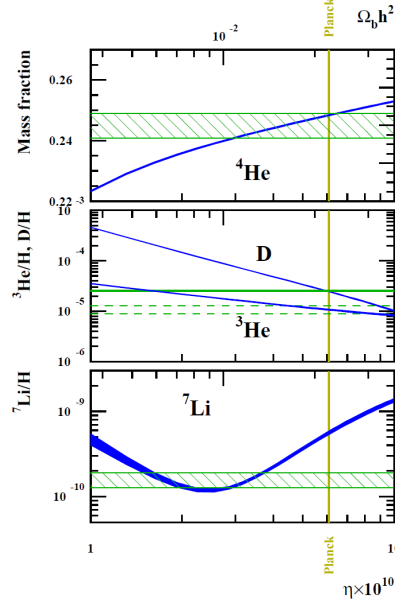


Figura 5: Le linee blu rappresentano le abbondanze teoriche in frazione di massa dell'elio e in numeri di atomi rispetto all'idrogeno di deuterio,  $^3\text{He}$  e  $^7\text{Li}$  in funzione del parametro  $\eta$  o del parametro di densità barionica. La linea verticale rappresenta il parametro  $\eta$  ricavato dalla missione Planck, mentre le linee orizzontali rappresentano le abbondanze primordiali osservate. Come si può vedere, le osservazioni dell'abbondanza del litio sono molto inferiori rispetto a quella teorica. Da [Coc and Vangioni, 2017].

### 4.1 Origini del problema

Osservazioni di  $^7\text{Li}$  ritenuto primordiale possono essere fatte solo su stelle povere di metalli nell'alone galattico (stelle di popolazione II) di massa inferiore al sole, il cui tempo di vita è stimato essere maggiore dell'età dell'universo.

Dopo la BBN il litio può essere sia creato (ad esempio dalle stelle novae) che distrutto (dalla nucleosintesi all'interno delle stelle) e quindi, per poter affermare che il litio osservato, ad esempio in stelle nane povere di metalli, è litio primordiale, ne si studia la dipendenza dalla metallicità e dalla temperatura in un certo campione di stelle. I metalli pesanti quali il ferro vengono infatti prodotti durante la nucleosintesi stellare, e quindi aumentano con il trascorrere del tempo. Se ci fosse una forte variazione nell'abbondanza del litio da stella a stella, dipendente dalla metallicità o dalla temperatura, si

potrebbe affermare che il litio osservato non è primordiale, ma collegato alla nucleosintesi galattica. Quello che invece si trova è il cosiddetto *Spite Plateau* (figura 6).

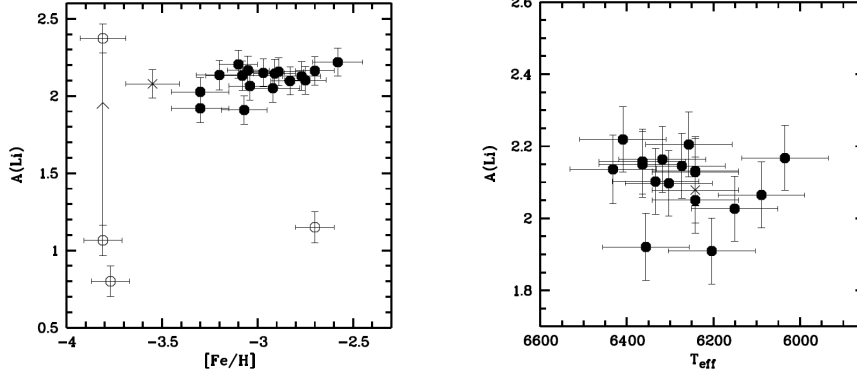


Figura 6: Il grafico a sinistra rappresenta l'abbondanza di litio di un campione di stelle con diversa metallicità, mentre la figura di destra un campione con diversa temperatura effettiva. I dati sono corretti per effetti di non equilibrio termico locale. I cerchi vuoti indicano giganti e subgiganti fredde e l'asterisco una stella binaria. Per queste stelle non si può garantire l'assenza di processi di modificazione dell'abbondanza di litio. Come si può vedere i dati si distribuiscono senza grande dispersione lungo il plateau. Da [Bonifacio et al., 2007].

Furono Spite&Spite nel 1982 a dimostrare che l'abbondanza di litio in stelle povere di metalli è indipendente sia dalla metallicità della stella che dalla sua temperatura. Posta in un grafico contro una di queste, tale abbondanza forma una distribuzione in prima approssimazione piatta, con pochissima dispersione. Spite&Spite dimostrarono che questo andamento è verificato in un range di  $5700K \lesssim T_{eff} \lesssim 6250K$  e di  $-2.5 \leq [Fe/H] \leq -1.4$ , in quanto in stelle di maggiore metallicità il litio non può essere considerato primordiale e in stelle di diversa temperatura possono esserci effetti dovuti alla nucleosintesi stellare. Questo comportamento è molto diverso da quello di altri elementi, la cui abbondanza di solito diminuisce con la diminuzione della metallicità. Essi quindi interpretarono questo plateau come segno della primordialità del litio osservato.

Se questo però rappresenta davvero il litio primordiale creato durante la BBN e la teoria della nucleosintesi primordiale è corretta, i dati osservativi e i dati teorici dovrebbero concordare. Questo però non avviene, in quanto l'abbondanza teorica predetta è molto maggiore di quella osservata. Infatti, dalle osservazioni di litio ritenuto primordiale in stelle povere di metalli, si ottiene  ${}^7Li/H = (1 \div 2) \cdot 10^{-10}$ , mentre da predizioni dalla teoria standard della nucleosintesi,  ${}^7Li/H = (4.56 \div 5.34) \cdot 10^{-10}$ . Questa discrepanza può essere osservata anche in figura 7. Ciò appare notevole se confrontato invece con la coerenza di dati osservativi e teoria per gli altri elementi.

Da questa discrepanza sono nate diverse correnti di pensiero volte a risolvere tale problema, anche modificando la teoria standard, attraverso l'intervento di nuove particelle o di campi magnetici, o di fisiche non standard. Di queste si discuterà nel capitolo 6, mentre ora tratteremo il punto



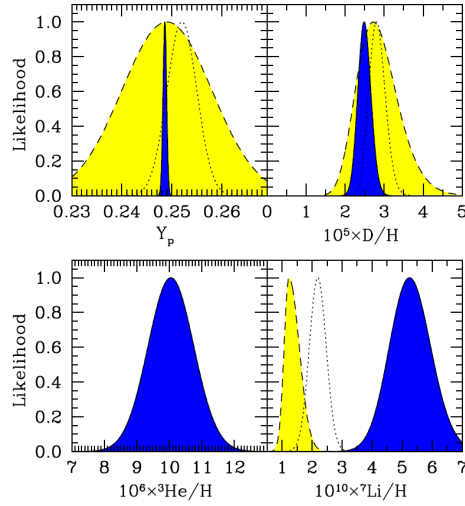


Figura 7: Confronto tra predizioni derivanti dalla teoria della BBN e dati osservativi. Le curve blu rappresentano le abbondanze predette, mentre quelle gialle (tratteggiate) le abbondanze primordiali dedotte dalle osservazioni. Le curve puntinate rappresentano abbondanze da un diverso set di dati, le quali possono dare un'idea degli errori sistematici grazie al confronto con le curve gialle. Come si può vedere, i dati del deuterio sono perfettamente in accordo, quelli osservativi per  $^3\text{He}$  sono assenti e quelli del litio sono molto discordanti. Da [Fields, 2011].

di vista astrofisico. La domanda a cui vogliamo rispondere ora infatti è questa: il litio che osserviamo è davvero primordiale? Esiste quindi davvero un problema nella teoria standard?

## 4.2 Esiste davvero un problema?

Consideriamo per prima cosa la possibilità che la teoria standard della BBN sia corretta, e quindi che le sue ipotesi lo siano. Questo vuol dire che devono essere le misure dell'abbondanza primordiale del litio ad essere errate. Gli errori potrebbero essere due: errori sistematici nel calcolo della temperatura stellare, o il litio osservato non è primordiale. Se il litio non è primordiale, bisogna considerare i processi che potrebbero distruggerlo, in particolare processi di diffusione e mescolamento. Allo stesso tempo però, bisogna tenere in considerazione la presenza dello Spite Plateau, per poter accordare la quasi totale mancanza di scatter lungo il plateau e una teoria di riduzione dell'abbondanza di litio.

Per prima cosa consideriamo il caso in cui il litio sia primordiale, ma il problema sia insito in errori sistematici, mentre nel prossimo capitolo considereremo il caso in cui non lo sia.

**Errori sistematici** La misura dell'abbondanza di litio presente in una stella non è di certo priva di errori sistematici che, se sufficientemente rilevanti, potrebbero portare alla discrepanza che rappresenta il problema del litio.

Un primo errore potrebbe essere dato dalla stima della temperatura dell'atmosfera stellare. Un errore di questo tipo potrebbe modificare il rapporto  $\text{Li}/\text{H}$  fino a riportarlo quasi al livello teorico. Infatti, sebbene un'accurata analisi spettrale sarebbe fondamentale per una buona stima dell'abbondanza di litio nell'intera atmosfera stellare, l'unica riga accessibile utile a questa misura si trova a  $6708\text{\AA}$ , sensibile soltanto al litio neutro, mentre nelle stelle il litio è principalmente ionizzato. Per poterlo stimare, quindi, grosse correzioni al valore di  $\text{Li}^+/\text{Li}^0$  sono necessarie, le quali sono fortemente dipendenti dalla temperatura attraverso l'equazione di Boltzmann. Se le temperature quindi fossero diverse rispetto a quelle considerate fino a questo momento, anche le stime sull'abbondanza di litio sarebbero diverse.

Quantitativamente però (da [Fields, 2011]), temperature effettive sistematicamente più alte di circa  $500 \sim 600\text{ K}$ , un rialzo di circa  $10\%$  rispetto alle stime attuali, sarebbero necessarie per trovare l'abbondanza teorica predetta dalla BBN. Sebbene una stima più accurata delle scale di temperatura possa arrivare ad alzarle di circa  $200\text{ K}$ , un cambiamento maggiore non sarebbe in accordo con gli attuali modelli di altri parametri stellari, come ad esempio la gravità superficiale delle stelle ([Fields et al., 2005]). Sembra quindi che questa non possa essere la soluzione al problema del litio.

Un'ulteriore fonte di errori sistematici potrebbe provenire dalle misure della sezione d'urto delle varie reazioni che portano alla produzione del litio, in particolare della reazione  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ . Diversi esperimenti condotti negli ultimi anni, ad esempio a n\_TOF del CERN, hanno portato ad una misura sempre più precisa di tali sezioni d'urto. I risultati ottenuti ([Lucia Anna et al., 2018] e [Rijal et al., 2018]) sono stati un miglioramento nella conoscenza di tali reazioni, e in particolare di fenomeni risonanti presenti al picco di Gamow che influenzano l'abbondanza di litio prevista dalla teoria della BBN. Sebbene grazie a questi studi questa possa essere ridotta, la disparità presente tra i dati teorici e quelli osservativi rimane comunque importante, come si può vedere in figura 8.

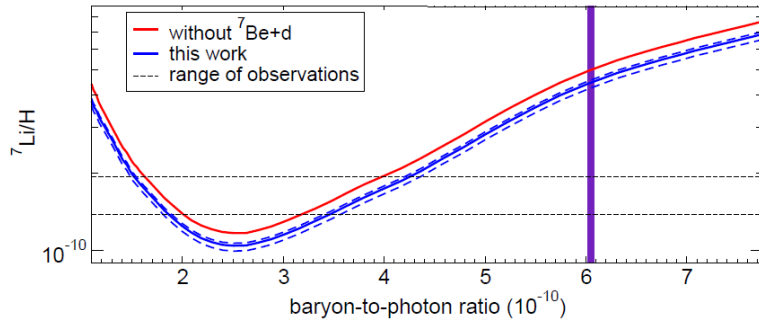


Figura 8: Il grafico mostra il confronto tra dati osservativi (linee orizzontali tratteggiate) e dati teorici per il litio formatosi durante la BBN. La linea verticale segna il parametro  $\eta$  ricavato dalle misure di WMAP, mentre le curve blu i dati teorici ricavati da Rijal e al. con le nuove sezioni d'urto da loro misurate ([Rijal et al., 2018]).

Sembra quindi che la risposta al problema non venga dalla correzione di possibili errori sistematici. Anche se lo studio di nuove scale di temperature e di sezioni d'urto delle reazioni coinvolte può di certo portare al miglioramento non solo della teoria della BBN, ma anche di altri campi di studio, la soluzione potrebbe provenire da studi che considerano la possibilità che il litio osservato nelle stelle a bassa metallicità in realtà non sia primordiale, ma abbia subito modificazioni molto più profonde di quanto si pensasse, dovute a diversi processi.

## 5 Soluzioni astrofisiche

Consideriamo il caso in cui le stelle che formano lo Spite Plateau non mostrino davvero l'abbondanza di litio primordiale, ma ne abbiano distrutto nel corso della loro vita: allora il loro rapporto osservato Li/H rappresenta soltanto un limite inferiore all'abbondanza di litio.

Il litio ha un'energia di legame bassa e può essere distrutto a temperature stellari relativamente basse di circa  $T \gtrsim 2.5 \cdot 10^6 K$ . I principali autori della distruzione sono fenomeni di convezione e fenomeni turbolenti, i quali di solito non sono considerati troppo rilevanti nei modelli stellari. Vista la discrepanza trovata tra osservazioni e teoria però, diversi studi si sono concentrati su questi fenomeni. Consideriamo ora diverse situazioni.

### 5.1 Processi turbolenti

Per prima cosa trattiamo il caso in cui i processi turbolenti si svolgano durante la fase più lunga della vita di una stella: la sequenza principale (MS). Per studiare i modelli stellari comprendenti anche fenomeni di turbolenza e diffusione bisogna per prima cosa fare delle considerazioni sulla dipendenza dalla massa del bruciamento di litio.

I modelli prevedono che le stelle di massa minore siano quelle con maggior consumo di litio, in quanto sono anche le più fredde e che quindi hanno zone convettive più ampie. Questa dipendenza dalla massa però di solito non è particolarmente considerata nello studio del plateau, anche se Meléndez et al. hanno dimostrato la sua esistenza per tutte le metallicità, in quanto le stelle povere di metalli considerate hanno di solito una massa molto maggiore rispetto a quelle in cui i fenomeni di bruciamento del litio diventano davvero rilevanti.

Per compensare il divario tra dati osservativi e teoria bisogna quindi ricorrere a effetti di diffusione atomica, accelerazione radiativa, sedimentazione gravitazionale e mescolamento turbolento.

Tali fenomeni non solo sono plausibili, ma sono stati individuati in stelle di un ammasso globulare povero di elementi pesanti ([Korn et al., 2006]). Si può dimostrare ([Meléndez et al., 2010]) che un preciso modello di turbolenza molto efficiente potrebbe concordare con i dati, come si può osservare in figura 9, in cui la linea blu continua rappresenta il modello che meglio segue i dati osservativi.

Dalla figura 9 è anche evidente come l'abbondanza del litio sia fortemente dipendente dalla massa e crolli a masse minori, che presentano zone convettive più grandi e quindi hanno bruciato una maggior quantità di litio.

Sebbene ora sembri che un modello che comprenda fenomeni turbolenti possa riconciliare dati osservativi con la teoria, si può osservare come una turbolenza rilevante come richiederebbe questo modello porterebbe ad ulteriori problemi. Per prima cosa, questo non si adatterebbe ad altri modelli usati per diversi campioni di stelle, come per lo studio di Korn et al. sull'ammasso globulare NGC 6397 ([Korn et al., 2006]), ma porterebbe dei

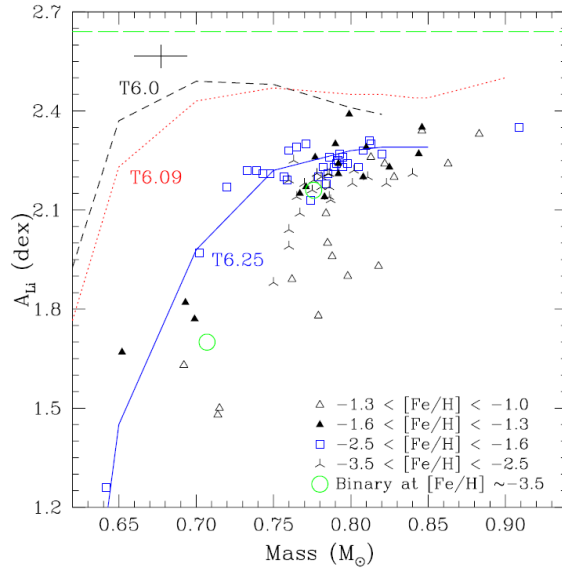


Figura 9: Il grafico mostra modelli in cui la turbolenza ha una diversa rilevanza, rilevanza che aumenta progressivamente passando dalla linea nera tratteggiata, a quella rossa a quella blu continua. I dati di stelle con diversa metallicità e massa sono rappresentati con simboli diversi. La linea tratteggiata verde orizzontale rappresenta l'abbondanza iniziale di litio, assunta dagli autori essere pari a  $A(\text{Li}) = 2.64$ , con  $A(\text{Li}) = 12 + \log[n(\text{Li})/n(\text{H})]$ , dove  $n$  rappresenta la densità numerica degli atomi e 12 l'abbondanza solare dell'idrogeno. Da [Meléndez et al., 2010].

nuovi problemi anche rispetto alla stima dell'abbondanza di  ${}^6\text{Li}$ , un isotopo di  ${}^7\text{Li}$ .

Il  ${}^6\text{Li}$  viene anch'esso prodotto dalla BBN, ma in quantità molto minore rispetto al suo isotopo di massa 7. Sebbene anche la stima dell'abbondanza di  ${}^6\text{Li}$  presenti dei problemi (presenta infatti un plateau simile allo Spite Plateau, ma la sua abbondanza ricavata dai dati osservativi è molto maggiore rispetto a quella teorica, un problema completamente opposto rispetto a quello del suo isotopo), un modello con una turbolenza abbastanza rilevante da spiegare i dati osservativi di  ${}^7\text{Li}$  porterebbe a una stima dell'abbondanza iniziale del  ${}^6\text{Li}$  pari a quella del suo isotopo, cosa non prevista dalla BBN.

Sebbene i modelli di turbolenza non sembrano quindi portare ad una soluzione definitiva del problema del litio, implicano comunque che una distruzione del litio sia avvenuta, e quindi che il litio che si può osservare in stelle povere di elementi pesanti non sia davvero primordiale. Con uno sviluppo di modelli stellari che includano in modo più accurato turbolenza e diffusione, si potrebbero riconciliare i dati osservativi con le previsioni della teoria della BBN.

Seguendo questa direzione, si possono studiare modelli che parametrizzino fenomeni turbolenti che possono avvenire non tanto durante la fase di vita nella sequenza principale, ma durante la fase di pre-sequenza (PMS, pre-main sequence).

## 5.2 Impoverimento del litio durante la fase di PMS

[Molaro et al., 2012] proposero una teoria di variazione dell'abbondanza del litio durante la vita di una stella che comprendeva una prima fase di bruciamento durante la fase di pre-main sequence (PMS) e un successivo aumento dato da un fenomeno di accrezione di massa. [Fu et al., 2015] hanno discusso in dettaglio tale teoria.

La pre-main sequence è la fase dell'evoluzione stellare che appunto precede la fase di sequenza principale e segue quella di protostella. L'accrezione di materiale che aveva caratterizzato la stella nella fase precedente si ferma e questa evolve lungo la linea di Hayashi nel diagramma H-R. La stella è quindi completamente convettiva. In questa fase, la luminosità della stella deriva dalla contrazione gravitazionale, la sua temperatura cresce, mentre la zona più esterna comincia a raffreddarsi. Si viene cioè a creare un gradiente di temperatura. L'evoluzione della stella in questa fase di pre-sequenza dipende fortemente dalla sua massa.

Poichè la stella è completamente convettiva, il materiale presente nelle regioni più esterne, più fredde, viene trasportato all'interno, verso il centro più caldo, dove può subire delle trasformazioni. Questo è ciò che può accadere al  ${}^7\text{Li}$ , il quale viene bruciato attraverso la reazione  ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$ .

Stelle di massa molto piccola ( $0.06 M_{\odot}$ ) non riescono ad innescare questa reazione, in quanto non raggiungono la temperatura necessaria ( $T \sim 4 \cdot 10^6 K$ ), mentre per stelle di massa maggiore il bruciamento del litio può essere anche molto efficiente.

Consideriamo stelle con massa sufficiente per innescare il bruciamento del litio. Mentre esse evolvono lungo la linea di Hayashi, la temperatura centrale cresce, formando quindi una zona radiativa e facendo spostare verso l'esterno la base della zona convettiva, la cui temperatura quindi decresce. Ad un certo punto il bruciamento del litio non sarà più possibile e la sua abbondanza rimarrebbe costante. Questo fenomeno però non è l'unico in corso durante questa fase, ma è accompagnato dal fenomeno di overshooting.

L'overshooting avviene quando un elemento di materia che viene spostato all'interno di una cella convettiva non sale verso l'alto per poi scendere di nuovo verso il basso al limite della cella, ma viene spinto un po' al di sopra di esso dal suo momento di inerzia, prima di ricadere. Questo fenomeno, di solito ritenuto di poco conto nei modelli stellari, in questo caso è fondamentale. Infatti, nel modello di Fu et al., l'overshooting viene considerato molto efficiente, cosa che porta ad una distruzione molto maggiore del litio rispetto ad un modello senza overshooting, come si può vedere in figura 10, in cui si può vedere che il litio risulta essere completamente bruciato in qualche milione di anni.

Se questo fosse l'unico processo in azione durante la fase di PMS, dovremmo poter misurare abbondanze di litio molto minori rispetto a quelle che vediamo. Ciò non avviene grazie al successivo accrescimento di massa.

L'accrescimento di massa in fasi più avanzate avviene quando la stella sta abbandonando la fase di PMS e avvicinandosi alla MS. In questa zo-

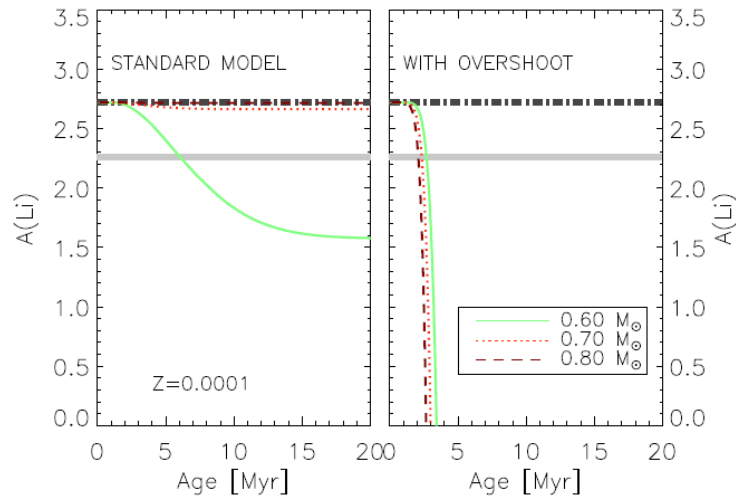


Figura 10: Il grafico a sinistra mostra un modello di evoluzione del litio durante la PMS senza il fenomeno dell'overshooting, mentre l'altro con. Come si può vedere a sinistra, dopo un certo periodo l'abbondanza del litio rimane costante, mentre a destra viene completamente distrutto. L'abbondanza di litio iniziale è rappresentata dalla linea tratteggiata più scura ed è assunta essere  $A(\text{Li}) = 2.72$ , mentre la linea orizzontale più chiara indica lo Spite Plateau. Da [Fu et al., 2015].

na, la maggior parte delle stelle mostra una emissione  $H_\alpha$  che deriva da un accrescimento di massa residuo da parte del disco ancora presente attorno alla stella. Questo non ha subito la trasformazione che subisce il materiale processato all'interno della stella, ma conserva l'abbondanza di litio precedente, modificando ancora quindi la quantità di litio della stella e riportandola quasi al valore iniziale.

L'accrescimento da parte del disco si ferma quando questo viene definitivamente distrutto, principalmente dall'azione della radiazione nell'estremo UV prodotta dalla stella, ma anche da altri fenomeni perturbativi, come onde di shock e attività di campi magnetici nella cromosfera. La radiazione UV porta alla distruzione del disco in quanto il gas presente in esso viene riscaldato, aumentando quindi la sua energia cinetica, e può sfuggire all'attrazione gravitazionale della stella centrale. Inoltre, man mano che la stella si avvicina alla MS, la sua temperatura aumenta, così come anche il numero di fotoni emessi nell'estremo UV, accelerando quindi la distruzione del disco. Alla fine dell'accrescimento la stella evolve con massa e abbondanza di litio costante.

Questo processo è fortemente dipendente dalla massa iniziale della stella. Una stella di massa maggiore infatti sviluppa un nucleo radiativo più in fretta, distruggendo una quantità minore di litio, la cui abbondanza ritorna a livelli più elevati più in fretta durante la fase di accrescimento. Allo stesso modo però, una stella di grande massa perde il suo disco più in fretta, soprattutto grazie alla maggiore quantità di radiazione UV prodotta, quindi non riesce a ristabilire completamente l'abbondanza di litio iniziale. Stelle di massa minore di circa  $0.50 M_\odot$  non riescono invece a raggiungere l'abbon-

danza di litio iniziale in quanto restano largamente convettive, continuando quindi a bruciare litio alla base della zona di convezione.

Oltre a questi processi, Fu et al. studiano anche processi di distruzione del litio durante la MS, come bruciamento alla base della zona convettiva e diffusione. Fenomeni come la sedimentazione per gravità (cioè lo sprofondare degli elementi più pesanti verso il centro della stella per effetto della gravità) e il mescolamento dovuto alla rotazione vengono provati essere non rilevanti. Con questo modello, partendo da un'abbondanza iniziale  $A(Li) = 2.72$ , come previsto dalla BBN, essi riescono a riprodurre lo Spite plateau quasi perfettamente, come si può vedere in figura 11, suggerendo che questa potrebbe essere la soluzione al cosiddetto problema del litio.

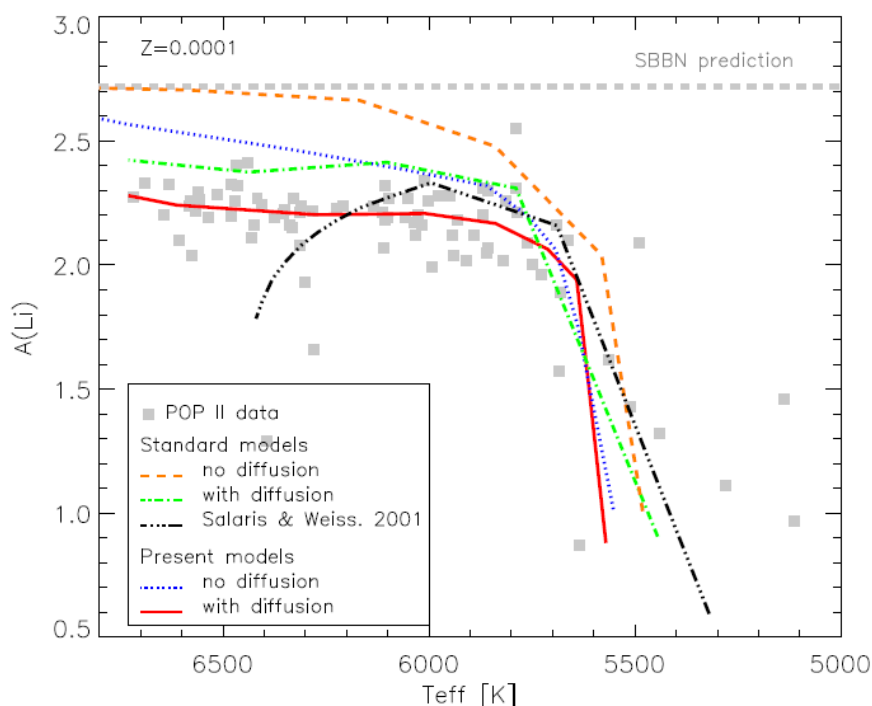


Figura 11: Il grafico mostra i dati sperimentali dello Spite plateau e il fitting di tale dati da diversi modelli. Come si può vedere il modello presentato dal gruppo di Fu con un fenomeno di diffusione durante la MS parametrizza bene i dati dello Spite Plateau (quadrati grigi). Da [Fu et al., 2015].

### 5.3 Cambiamenti dovuti alla popolazione stellare III

Un altro punto di vista da cui affrontare la questione del problema del litio è quello di non considerare le modifiche dell'abbondanza di litio dovute a processi interni alle stelle di alone, ma a processi avvenuti prima, dovuti cioè a stelle di popolazione III. Questa è un'ipotesi plausibile, in quanto tutte le stelle osservate attualmente presentano elementi formati in momenti successivi alla BBN. È probabile quindi che anche il litio primordiale abbia subito delle modifiche, venendo distrutto da stelle di popolazione III e poi venendo ridistribuito nel mezzo interstellare. Ciò è possibile poiché



durante la fase di gigante rossa le stelle di popolazione III subiscono una forte perdita di massa, arricchendo il mezzo interstellare di materiale nuovo, come carbonio, azoto e ossigeno, che verranno poi inglobati dalle stelle della successiva generazione. Esse inoltre subiscono un bruciamento quasi totale del litio alla base dell'involucro convettivo, e quindi liberano nel mezzo interstellare del materiale che può essere considerato lithium-free. Altro materiale quasi privo di litio viene liberato nella successiva fase di supernova, il quale viene successivamente mescolato attraverso fenomeni turbolenti all'interno del mezzo interstellare.

Lo studio di [Piau et al., 2006] dimostra che tale teoria potrebbe spiegare la differenza tra riscontri osservativi e dati teorici, anche se essi suggeriscono ulteriori studi per confermare le loro ipotesi, quali ad esempio un efficiente mescolamento del mezzo interstellare e una quantità molto grande del materiale di alone (30 – 50%) derivante da stelle di popolazione III.

## 6 Eventuali modifiche alla teoria standard

Consideriamo ora il caso in cui le misure dell'abbondanza del litio nelle stelle povere di metalli di alone siano corrette e sia invece la teoria della nucleosintesi standard a dover essere modificata. Questa idea è supportata dall'uniformità dell'abbondanza di litio presente in stelle di diversa metallicità e temperatura, l'assenza di scatter da stella a stella e la presenza di  ${}^6\text{Li}$  nelle atmosfere stellari, il quale, essendo molto fragile, verrebbe distrutto ancora più facilmente rispetto al  ${}^7\text{Li}$  se ci fosse dell'impoverimento in corso. Le ipotesi che si possono fare riguardo la modifica della teoria standard sono molteplici, come il coinvolgimento di particelle che modificano le reazioni da noi considerate, disomogeneità nella distribuzione della materia, e quindi fluttuazioni del parametro  $\eta$ , presenza di campi magnetici primordiali o anche soluzioni che vanno oltre la fisica standard.

Anche modificando la teoria standard però, si deve tener conto del fatto che i dati osservati e quelli teorici sulle abbondanze di deuterio ed elio sono molto in accordo, quindi cambiamenti alla teoria devono modificare solo le previsioni relative al litio e non agli altri elementi leggeri.

Studiamo ora diverse ipotesi di modifiche alla teoria standard e come essere cercano di risolvere il problema del litio.

### 6.1 Introduzione di nuove particelle

Se supponiamo che la soluzione al problema del litio non sia astrofisica, possiamo immaginare di poterla ricavare modificando le reazioni che avvengono durante la BBN inserendo nuove particelle non standard. Consideriamo varie possibilità.

**Particella leggera X** Supponiamo che durante la nucleosintesi primordiale fosse presente una particella leggera che, reagendo con gli elementi presenti, potesse modificare le reazioni che portano alla produzione del litio, in particolare quelle che coinvolgono  ${}^7\text{Be}$ .

Una prima ipotesi sulla natura di questa particella X fu che si trattasse di un surplus di neutroni che portava alla riduzione dell'abbondanza di  ${}^7\text{Li} + {}^7\text{Be}$ , ma ciò costituiva un problema in quanto portava ad un'abbondanza teorica troppo elevata di deuterio rispetto ai dati osservativi. I modelli considerati in seguito coinvolgono quindi particelle con masse al di sotto dei GeV che riescono a modificare l'abbondanza di litio prevista dalla teoria lasciando invariati deuterio ed elio, in modo da non invalidare i successi della teoria della BBN standard.

Studiamo come esempio la ricerca fatta da [Goudelis et al., 2016], in cui essi introducono una particella leggera che compare nelle reazioni:



Si può dimostrare che, nel caso in cui queste reazioni avvengano ad una temperatura  $T \sim 50keV$  e l'energia trasportata da  $X$  sia inferiore all'energia di legame dell'elio, l'abbondanza di quest'ultimo e del deuterio non vengono modificate. Grazie ai limiti posti da questi due elementi, si possono trovare le caratteristiche di questa particella  $X$ . In particolare, essi concludono che una particella leggera simile ad un assione di massa  $m \sim 10MeV$ , debolmente interagente, e con un tempo di vita minore di  $10^3$  secondi potrebbe portare ad una soluzione. Inserendo una particella con queste caratteristiche all'interno delle reazioni del modello standard essi riescono infatti a risolvere il problema del litio, portando l'abbondanza teorica a  ${}^7Li/H = (1 - 2) \cdot 10^{-10}$ . Questo modello riesce a risolvere il problema in quanto il meccanismo da loro suggerito non porta all'aggiunta di nuovi neutroni nel mezzo.

**Particella massiva carica negativamente** Consideriamo ora il caso, studiato ad esempio da [Kusakabe et al., 2014], in cui una particella carica negativamente  $X^-$  fosse presente durante l'epoca della nucleosintesi primordiale, rendendo possibili nuove reazioni e cambiando quindi le abbondanze risultanti dalla BBN. Infatti, mentre la temperatura dell'universo scende, questa nuova particella si lega ai nuclei presenti carichi positivamente, formando dei nuovi nuclei  $X$ , i quali sono ritenuti essere molto massivi e con caratteristiche chimiche simili a normali atomi e ioni.

Le reazioni importanti per la produzione di litio coinvolgono principalmente il  ${}^7Be$ , il quale può però formare con la particella  $X^-$  anche dei nuclei  ${}^7Be_X$ . In particolare, per ridurre l'abbondanza del litio,  ${}^7Be$  viene distrutto attraverso una reazione di ricombinazione con  $X^-$  che forma il nucleo  ${}^7Be_X$ , il quale poi subisce una reazione di cattura di un protone producendo  ${}^8B_X$ . Tuttavia questi nuclei,  ${}^7Be_X$  e  ${}^8B_X$ , hanno energia di legame relativamente bassa, e quindi non possono formarsi fino ad un'epoca più tarda della BBN, quando le reazioni sono già più inefficienti. La particella  $X^-$  non ha quindi un grande effetto, ma riesce a modificare comunque la quantità di litio prodotta.

Il gruppo di Kusakabe studia il caso della presenza di una particella  $X^-$  con spin uguale a zero e con quattro diverse possibili masse:  $m_X = 1, 10, 100, 1000$  GeV. Le reazioni coinvolte dipendono dalla massa di  $X^-$  in quanto le energie di legame dei nuclei formati con questa particella dipendono dalla sua massa e dalla densità di carica dei nuclei. Come detto in precedenza, una particella neutra con masse così elevate porterebbe ad una sovrapproduzione di deuterio, ma in questo caso, essendo la particella carica negativamente, è possibile rispettare i limiti dati dalla teoria standard. I parametri liberi che vengono confinati da tali vincoli in questo caso sono il tempo di decadimento della particella  $X^-$  e la frazione di abbondanza numerica di  $X^-$  rispetto alla densità barionica totale.

È importante notare come i nuovi nuclei formati dalla reazione degli elementi con la particella  $X^-$  decadano alla fine in normali nuclei, così come anche i prodotti del decadimento di  $X^-$ .

Riassumendo: inserendo una particella carica negativamente  $X^-$  nella materia iniziale e calcolando la modifica che questo comporta nei ritmi di reazione e nelle risonanze delle reazioni che portano alla produzione del litio, Kusakabe e il suo gruppo di ricerca riescono a porre dei limiti sul suo tempo di vita e sulla sua abbondanza in funzione della sua massa, in modo da risolvere il problema del litio senza modificare le abbondanze degli altri elementi, ben predette dalla teoria standard.

**Raggi cosmici non termici** Prima di introdurre i raggi cosmici non termici nella teoria standard della nucleosintesi, consideriamo un problema che finora abbiamo lasciato da parte, cioè il problema del  ${}^6\text{Li}$ .

Prodotto in quantità molto minori rispetto al  ${}^7\text{Li}$ , il  ${}^6\text{Li}$  si trova però in una situazione molto simile a quella del suo isotopo. Anche il  ${}^6\text{Li}$ , infatti, presenta un plateau molto simile allo Spite Plateau, cosa che porta ad ipotizzare che il litio osservato sia anche in questo caso primordiale, ma al contrario del suo isotopo l'abbondanza misurata è superiore a quella teorica. Sebbene questo problema sia generalmente tenuto meno in considerazione rispetto al problema del  ${}^7\text{Li}$ , Kang et al. ([Kang et al., 2018]-[Kang et al., 2012]), studiando l'inserimento di raggi cosmici non termici all'interno della materia primordiale, riescono non solo ad abbassare in modo sufficiente l'abbondanza di  ${}^7\text{Li}$  prevista, ma anche ad alzare quella di  ${}^6\text{Li}$ , risolvendo entrambi i problemi cosmologici.

I raggi cosmici non termici presentati da questa teoria sono le particelle coinvolte nella nucleosintesi standard, ma accelerate. Essi sono detti non termici in quanto si immagina che durante la BBN ci fosse un meccanismo di perturbazione del plasma che potesse dare energia agli ioni termici in modo che, se la turbolenza viene considerata abbastanza forte, lo spettro energetico di queste particelle si allontani dalla distribuzione termica. Ci si aspetta che raggi cosmici non termici fossero presenti all'inizio della BBN, anche se il modello che porta alla produzione di tali particelle accelerate richiede appunto la presenza di una turbolenza idro-magnetica, la cui origine non è chiara.

Per risolvere il problema del litio Kang et al. considerano atomi di idrogeno (in particolare, protoni, deuteroni, e tritoni), e di elio ( ${}^3\text{He}$  e  ${}^4\text{He}$ ) accelerati, i quali possono modificare le abbondanze dei vari elementi attraverso processi endotermici, i quali risultano molto più importanti rispetto a quelli esotermici.

Il range di energia e lo spettro dei raggi cosmici è fortemente limitato dalle abbondanze previste correttamente dalla nucleosintesi standard, ma nello spazio permesso riescono a risolvere la discrepanza tra l'abbondanza di litio prevista e quella osservata. In particolare, circa il 70% del  ${}^7\text{Be}$  può essere distrutto da raggi cosmici di idrogeno con energia tra i 2 e i 4 MeV ( ${}^7\text{Be}(p, p\alpha){}^3\text{He}$ ) e da quelli di elio ( ${}^7\text{Be}(\alpha, p){}^{10}\text{B}$ ), mentre il  ${}^6\text{Li}$  viene invece prodotto dalla reazione endotermica data dai raggi cosmici di elio ( ${}^3\text{He}(\alpha, p){}^6\text{Li}$ ). Attraverso queste reazioni si possono riportare le abbondanze ai livelli osservati, come si può vedere in figura 12.

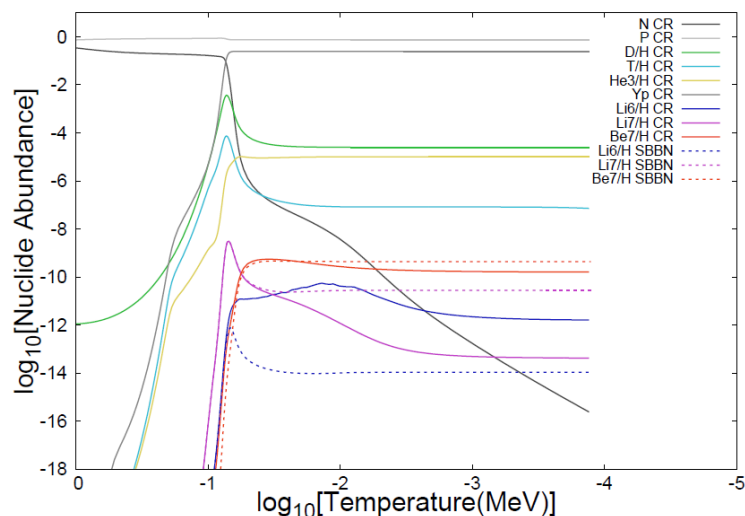


Figura 12: Il grafico mostra le abbondanze degli elementi in funzione della temperatura dell'universo, e quindi in funzione del tempo, confrontando i risultati della teoria che comprende i raggi cosmici (CR) e la teoria standard (SBBN). Come si può vedere l'abbondanza del  ${}^7\text{Li}$  è notevolmente ridotta (in viola chiaro), mentre quella del  ${}^6\text{Li}$  è molto aumentata (in blu). L'energia massima dei raggi cosmici in questo caso è stata fissata a 3.5 MeV. Da [Kang et al., 2018].

## 6.2 Decadimento di particelle

Consideriamo ora la possibilità che per risolvere il problema del litio la teoria standard della nucleosintesi primordiale debba essere estesa a comprendere il decadimento di particelle durante o dopo la BBN finora non considerate.

**Decadimento di gravitino** Il gravitino è una delle particelle supersimmetriche leggere associate ai bosoni che potrebbero formare la materia oscura fredda (CDM) e che presenta delle interazioni molto deboli con la materia ordinaria.

Tenendo conto dei limiti imposti dalla concordanza di osservazioni e teoria posti soprattutto dall'abbondanza di deuterio, si possono trovare dei parametri relativi alla massa ( $m_{3/2}$ ) e all'abbondanza ( $\zeta_{3/2} \equiv m_{3/2}n_{3/2}/n_\gamma$ ) dei gravitini considerati, in modo da poter diminuire la discrepanza del litio senza influire sull'abbondanza degli altri elementi.

Consideriamo i grafici di figura 13 dal lavoro di [Cyburt et al., 2013], in cui nel piano ( $m_{3/2}, \zeta_{3/2}$ ) vengono presentate le zone permesse (bianche), problematiche (gialle), escluse (rosse), e fortemente escluse (magenta) derivanti dallo studio dei vincoli posti dalle abbondanze derivate dalla teoria standard e dalle osservazioni. Ognuna di queste esclude zone diverse del piano, formando quindi la sottile striscia permessa di valori dei parametri.

Consideriamo le zone delimitate dalle varie abbondanze:

- il rapporto D/H esclude una zona di massa  $m_{3/2}$  e alta  $\zeta_{3/2}$ , ma non ha impatto sulle alte masse e basse abbondanze

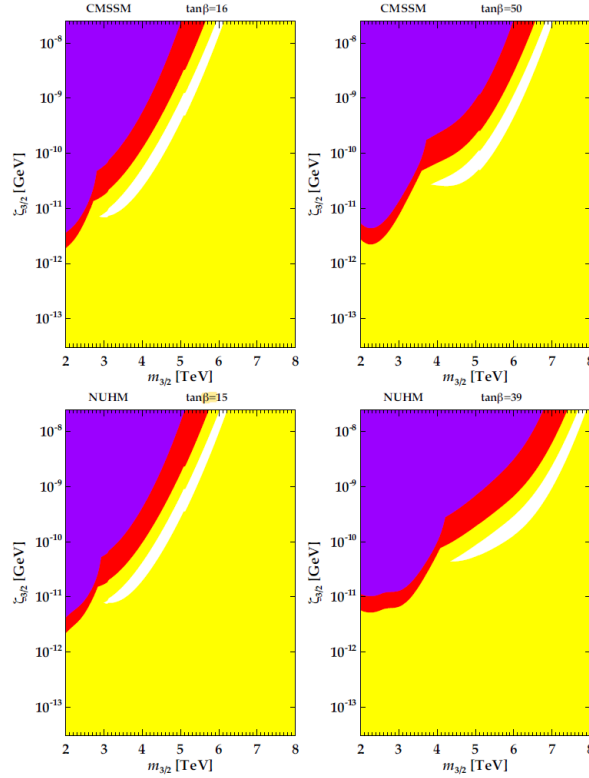


Figura 13: I grafici mostrano le zone permesse e proibite del piano  $(m_{3/2}, \zeta_{3/2})$  per diversi modelli (CMSSM: estensione supersimmetrica minima limitata della teoria standard con masse universali che spezzano debolmente la supersimmetria nella scala di energia di grande unificazione (GUT), NUHM: modello con masse non universali di Higgs), e per diversi valori del parametro  $\beta$  (frazione dei valori di aspettazione del vuoto di Higgs). Da [Cyburt et al., 2013].

- ${}^3\text{He}/\text{D}$  non ha impatti rilevanti in quanto i dati in nostro possesso non sono abbastanza precisi
- ${}^4\text{He}$  esclude una piccola regione a basse masse e alte abbondanze, che in realtà è già stata esclusa dal rapporto  $\text{D}/\text{H}$
- il rapporto  ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$  esclude le masse molto basse e le abbondanze molto basse, mentre il rapporto  ${}^7\text{Li}/\text{H}$  esclude due zone opposte, a basse masse e alte abbondanze e ad alte masse e basse abbondanze.

La zona permessa che risulta da questi limiti si trova a  $m_{3/2} > 3$  TeV circa, ma bisogna capire se i parametri contenuti nella zona bianca sono anche parametri permessi dai modelli.

Per analizzare i modelli osserviamo la figura 14, in cui sono riportati i valori di  $\text{D}/\text{H}$  e  ${}^7\text{Li}/\text{H}$  per una serie di punti nel piano  $(m_{3/2}, \zeta_{3/2})$ . Se ora il piano è dato da  $(\text{D}/\text{H}, {}^7\text{Li}/\text{H})$ , ciascuna delle linee blu rappresenta un diverso valore di  $\zeta_{3/2}$  corrispondenti a diversi valori di  $m_{3/2}$ , mentre le ellissi gialle rappresentano le regioni di  $1\sigma$  e  $2\sigma$  derivanti dai dati osservativi delle abbondanze di litio e deuterio. Come si può vedere, la croce rossa rappresenta il punto di best fit e quindi i dati osservativi e quelli teorici

ricavati dal modello di decadimento del gravitino con uno specifico range di masse e abbondanze possono essere riconciliati. Questo range risulta essere per  $m_{3/2}$  compreso tra 4.6 – 6.2 TeV e per l'abbondanza compreso tra  $1.0 - 2.6 \cdot 10^{-10}$  GeV.

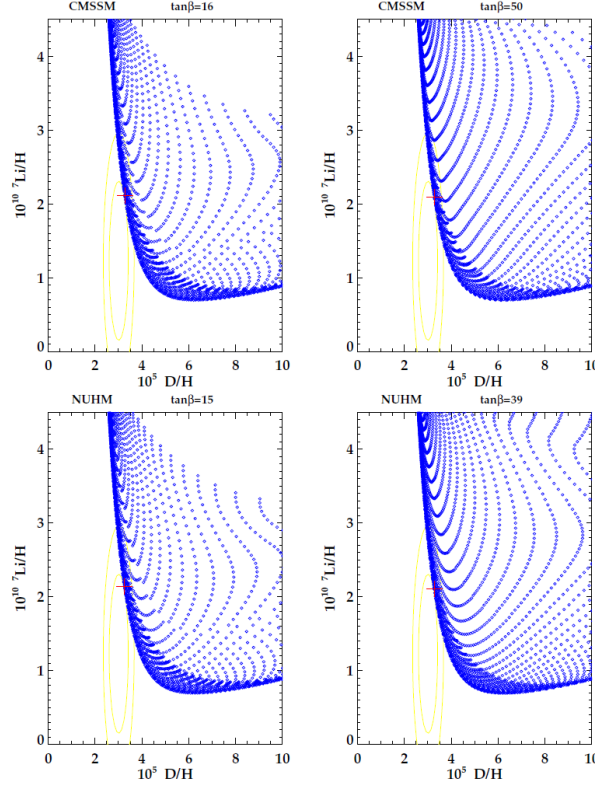


Figura 14: I grafici mostrano nei punti blu diversi valori delle masse e delle abbondanze per i vari elementi, uniti ai vincoli dati dai dati osservativi di deuterio e litio, e il punto di best fit. Da [Cyburt et al., 2013].

Il range di valori della zona permessa cambia a seconda del modello considerato. Infatti, se consideriamo il limite dato da  $D/H$  in modo meno restrittivo possiamo considerare delle regioni leggermente diverse.

Ciò che porta a dire però che questo modello potrebbe risolvere il problema del litio è che una regione permessa, la quale è in accordo anche con le osservazioni, esiste sempre, anche se si modificano i valori di abbondanza del litio osservata e di  $D/H$  previsto dalla teoria.

**Decadimento di una particella X e raffreddamento fotonico** Consideriamo una particella massiva X, la quale vive a lungo e poi decade generando fotoni non termici. Questi fotoni, se sufficientemente energetici, possono creare coppie di  $e^-e^+$  e una cascata elettromagnetica. Lo spettro dei fotoni non termici è tagliato ad una certa energia, detta energia di cutoff o energia di produzione di coppie,  $E_c = m_e^2/22T$  (da [Yamazaki et al., 2014]), dove  $m_e$  rappresenta la massa dell'elettrone e T la temperatura, a cui i fotoni possono appunto creare una coppia di particella-antiparticella. Poiché

l'energia di cutoff è inversamente proporzionale alla temperatura, a temperature maggiori l'energia di cutoff è minore. Come è noto, la temperatura dell'universo decresce con l'avanzare del tempo, quindi l'energia di cutoff diventa progressivamente sempre maggiore, finché non riesce a superare l'energia di legame degli elementi presenti nell'universo primordiale. A questo punto i fotoni non termici hanno energia sufficiente per distruggere gli elementi leggeri presenti. Tra questi,  ${}^7\text{Be}$  e  $\text{D}$  sono i più distrutti, in quanto la loro energia di legame è minore rispetto a quella degli altri.

Questo modello porta quindi ad una diminuzione dell'abbondanza di  ${}^7\text{Be}$ , e quindi abbassa anche della quantità di  ${}^7\text{Li}$ , ma porta anche ad una sottostima della quantità di deuterio.

Per risolvere questo problema ([Yamazaki et al., 2014]) introducono anche un processo di raffreddamento fotonico. Supponiamo quindi di avere particelle con spin pari a zero che formano un condensato di Bose-Einstein dopo l'epoca della nucleosintesi primordiale, ma prima dell'epoca della ricombinazione, che provocano un processo di raffreddamento fotonico: ciò produce una variazione del parametro  $\eta$ . Infatti la densità numerica di fotoni durante la BBN risulta maggiore se supponiamo sia presente un processo di raffreddamento fotonico rispetto al caso in cui non venga considerato. Questo porta ad un aumento delle abbondanze di deuterio e  ${}^6\text{Li}$ , ma a una diminuzione di  ${}^4\text{He}$  e  ${}^7\text{Li}$ , risolvendo quindi il problema del litio ma producendo troppo deuterio.

Unendo questi due modelli, il primo che porta ad una sottostima di deuterio e il secondo ad una sovrastima, si può supporre di poter risolvere il problema del litio. Questo modello però presenta due parametri, cioè l'abbondanza di  $X$ , la quale è correlata con l'energia dei fotoni emessi, e il tempo di decadimento  $\tau_X$ . Questi due parametri possono essere delimitati dalle osservazioni della radiazione cosmica di fondo.

Un accordo teorico ancora migliore risulta da un modello ulteriore, in cui il raffreddamento fotonico e il decadimento della particella  $X$  vengono uniti alla presenza di un campo magnetico primordiale. L'effetto dell'introduzione di energia elettromagnetica è quello di accelerare il ritmo di espansione cosmica, e quindi di anticipare il momento in cui si fermano le reazioni deboli. Ciò porta ad un aumento della produzione di elio e del numero di neutroni nel fluido cosmico. Questo, a sua volta, genera una maggior quantità di atomi di deuterio,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ , mentre porta ad una diminuzione della quantità di  ${}^7\text{Li}$ . Unendo tutti e tre i modelli si riesce a risolvere il problema del litio senza modificare le abbondanze degli altri elementi al di fuori dei range permessi dalle osservazioni.

Per quanto riguarda i due parametri liberi della teoria, l'abbondanza  $\zeta_X$  e il tempo di vita  $\tau_X$ , essi possono essere delimitati entro un certo range, grazie alle osservazioni della radiazione cosmica di fondo e degli elementi leggeri, così come anche la densità di energia del campo magnetico primordiale:  $4.06 < \log_{10}(\tau_X) < 6.10s$ ,  $-9.70 < \log_{10}(\zeta_X) < -6.23\text{GeV}$ ,  $B(a) < 3.05\mu\text{G}$ , dove i parametri sono delimitati con una confidenza di  $2\sigma$ .

Come si può vedere dalla figura 15, i parametri di  $X$  sono delimitati principalmente dall'abbondanza di deuterio e  ${}^7\text{Li}$ . La densità di energia del



campo magnetico invece dipende soprattutto dall'abbondanza di  ${}^4\text{He}$ .

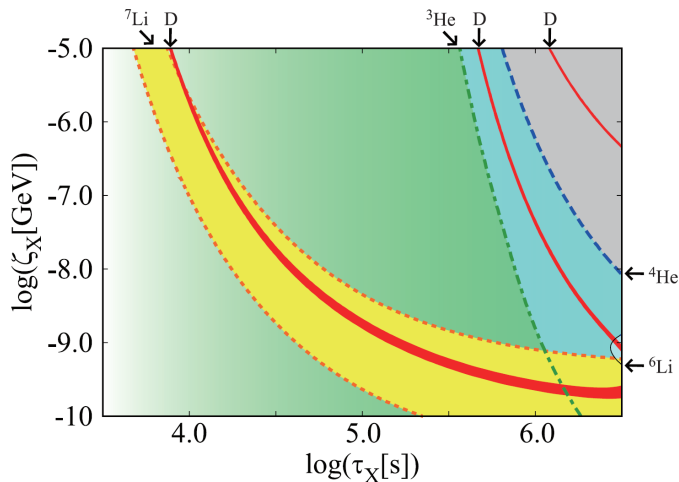


Figura 15: Il grafico mostra le regioni di tempo di decadimento e abbondanza di  $X$  permesse dalle abbondanze dei vari elementi leggeri con una confidenza di  $2\sigma$ . Le regioni a sinistra dei limiti posti da  ${}^3\text{He}$  e  ${}^4\text{He}$  sono quelle permesse da questi due elementi, mentre le sottili bande rosse quelle permesse dall'abbondanza di deuterio e quella gialla dall'abbondanza di litio. Come si può vedere, i limiti più forti sono dati dal deuterio e dal  ${}^7\text{Li}$ , che portano a delimitare i parametri all'interno del range citato sopra. Da [Yamazaki et al., 2014].

### 6.3 Variazioni del parametro di densità $\eta$

Consideriamo ora il caso in cui il problema del litio non nasca dalla mancata considerazione di interazione con altre particelle o da fenomeni non considerati, ma dall'ipotesi che il parametro di densità sia costante. Infatti, non c'è un motivo teorico per cui non dovrebbe esserlo, ma non c'è neanche nessuna evidenza osservativa che ci porti a dire che lo sia. Se studiamo le variazioni di materia barionica e non barionica insieme, si può dimostrare come queste non possano essere superiori ad un rapporto di  $\sim 10^{-5}$  tra regioni ad alta e bassa densità ([Holder et al., 2010]), ma se si osservano delle variazioni solo nella densità di materia barionica, le variazioni possono essere molto più grandi senza avere effetti non spiegabili sulla radiazione cosmica di fondo. Nel caso in cui  $\eta$  non sia costante, quindi, possiamo considerare fluttuazioni locali sia a piccola scala che a grande scala.

Per fluttuazioni del parametro  $\eta$  si intende una variazione della densità barionica in regioni diverse dell'universo, che possono essere più o meno grandi. Cominciamo considerando fluttuazioni di scala minore per poi andare verso scale sempre maggiori.

Se la lunghezza della fluttuazione è maggiore della lunghezza di diffusione del protone, ma minore di quella del neutrone, e l'ampiezza della fluttuazione è grande, non solo gli elementi che si formano durante la nucleosintesi primordiale non corrispondono per abbondanze a quelli osservati, in quanto si possono formare anche elementi più pesanti rispetto

a quelli della teoria standard, ma queste fluttuazioni a piccola scala porterebbero al collasso della materia barionica nelle zone di sovradensità, formando quindi dei buchi neri primordiali ([Barrow and Scherrer, 2018], [Jedamzik and Fuller, 1995]).

Se consideriamo fluttuazioni di lunghezza maggiore, ma di piccola ampiezza, la BBN avviene in modo diverso e indipendente nelle varie regioni, formando elementi che poi si possono mescolare in modo uniforme nel tempo, per portare alle abbondanze osservate ora.

I limiti sulle dimensioni e sul tipo di fluttuazioni di  $\eta$  possono essere ricavate dalla misura della CMB e delle abbondanze osservate. La radiazione cosmica di fondo limita infatti l'isocurvatura e, insieme soprattutto all'abbondanza di deuterio che fornisce il vincolo più forte, la granulosità delle fluttuazioni, che sono limitate ad essere minori del 17% rispetto al valore medio di  $\eta$ .

Da questo studio risulta che l'elio, come è già stato detto, non ha una forte dipendenza dal parametro  $\eta$  e quindi non fornisce forti vincoli e non viene neanche molto modificato dalla variazione di questo, mentre si può dimostrare come l'abbondanza di deuterio e  ${}^7\text{Li}$  aumentino indipendentemente dalla funzione usata per descrivere le disomogeneità del mezzo primordiale ([Barrow and Scherrer, 2018]). Quindi, la disparità tra dati teorici e osservativi che costituisce il problema del litio viene risolta, ma si arriva ad avere una sovrapproduzione del deuterio.

Per risolvere il problema proviamo quindi ad aumentare ulteriormente la scala delle fluttuazioni, portandola a dimensioni superiori a quelle della nostra Galassia. Questo vuol dire che le osservazioni fatte all'interno di essa formano un unico campione e che, per avere dei vincoli sulle caratteristiche delle fluttuazioni, si deve ricorrere a osservazioni extragalattiche. Le osservazioni che risultano rilevanti sono quindi quelle sull'abbondanza di deuterio e di ammassi di galassie.

In questo caso, infatti, l'abbondanza di  ${}^4\text{He}$  non offre dei vantaggi in quanto, sebbene possa essere fatta in regioni HII di galassie blu compatte, non dipende in modo stretto dalla densità barionica. Inoltre, le misure dell'abbondanza di elio a nostra disposizione non sono mai primordiali, ma vengono sempre estrapolate a zero metallicità.

Le misure di  ${}^7\text{Li}$ , invece, vengono fatte negli ammassi globulari della nostra galassia e quindi formano un unico campione, che non può essere usato per studiare le variazioni di densità barionica in diverse regioni dell'universo. Inoltre, se si volesse eliminare la disparità tra dati teorici e osservativi solo attraverso considerazioni fatte sull'abbondanza di litio, in questo caso si dovrebbero introdurre fluttuazioni di densità del  $\sim 50\%$ , cosa che non sembra possibile.

Il deuterio invece offre un vincolo molto forte in quanto può essere osservato in ogni direzione in regioni molto diverse al di fuori della Galassia, fornendo quindi un confronto da sito a sito. Dalle osservazioni dell'abbon-

danza di deuterio si possono vincolare le variazioni della densità barionica a meno del 26%.

Per quanto riguarda gli ammassi galattici, ad esempio nello studio di [Holder et al., 2010], vengono considerati soltanto ammassi per quanto possibile circolari di galassie regolari. Dalle loro emissioni di raggi X, dalla loro temperatura e densità elettronica si può trovare la massa totale del gas e da qui confrontare diverse regioni dell'universo. Il problema di scegliere ammassi con queste caratteristiche è che potrebbero presentare un forte errore di selezione. Infatti, ammassi più regolari e imperturbati sono ammassi più vecchi, il che vuol dire che si sono formati prima, quindi da zone con minore densità barionica. Infatti regioni a bassa densità barionica tendono ad avere più fluttuazioni su scale minori, e quindi a formare ammassi in tempi minori rispetto ad altre zone. Tuttavia, a causa del possibile effetto di selezione, il limite posto da queste osservazioni alle variazioni della densità barionica,  $\sim 8\%$ , potrebbe quindi essere solo un limite inferiore.

Nello studio di [Holder et al., 2010] vengono considerate anche le possibili asimmetrie di dipolo a grande scala della CMB, assunte essere allora dell'ordine di  $0.072 \pm 0.022$ . Sappiamo oggi però che queste anisotropie sono molto minori. La teoria quindi che queste anisotropie possano essere causate da fluttuazioni della frazione barionica su grande scala dovute a scattering di Thomson differenziale, causato da distribuzioni molto diverse di elettroni lungo la linea di vista in diverse direzioni sembra non essere più valida. In particolare, per spiegare le asimmetrie della CMB in questo modo [Holder et al., 2010] supponevano delle variazioni della densità di barioni di circa  $0.8 \pm 0.3$ . Queste grandi variazioni però non solo non sono osservate nell'abbondanza di deuterio, ma sono sicuramente troppo elevate rispetto alle stime attuali di anisotropia.

In conclusione, si può immaginare che delle fluttuazioni a grande scala della densità barionica possano portare ad alleviare il problema del litio. In particolare, si potrebbe pensare che la nostra Galassia si trovi in una zona particolarmente sotto-densa, e che una zona con una grande differenza di densità barionica si trovi a  $z \sim 7$ , ma ciò richiede ulteriori studi.

## 6.4 Soluzioni elettromagnetiche

Studiamo ora due possibili soluzioni differenti al problema del litio, ossia la presenza di un campo magnetico primordiale e di cascate elettromagnetiche. Potremo vedere come nel primo caso il problema del litio non venga in realtà del tutto risolto, in quanto i limiti imposti dalle osservazioni sui parametri del campo magnetico impediscono una sufficiente riduzione dell'abbondanza del  ${}^7\text{Li}$ .

**Presenza di un campo magnetico primordiale non costante** Supponiamo di avere un campo magnetico primordiale (PMF) con forza variabile nello spazio in modo stocastico. La differenza di densità di energia in diverse regioni dello spazio porta alla formazione di zone con temperature diverse e quindi che presentano una variazione nella BBN. Per quanto

riguarda l'origine di questo campo magnetico primordiale, ci sono molte ipotesi, nessuna ancora confermata.

La presenza di un campo magnetico primordiale porterebbe a due effetti principali: la variazione del ritmo di espansione dell'universo e la variazione del ritmo delle reazioni nucleari, dovute al fatto che la distribuzione delle velocità non sarebbe più maxwelliana, in quanto la temperatura può ora variare da regione a regione.

Si può dimostrare che ([Luo et al., 2018]) all'aumentare delle disomogeneità del PMF, l'abbondanza di deuterio aumenta, quella di  ${}^7\text{Li}$  diminuisce, mentre l'abbondanza di  ${}^4\text{He}$  rimane quasi invariata rispetto al caso di un modello di BBN che presenta un campo magnetico omogeneo, la quale a sua volta non è molto diversa rispetto a quella del modello standard. Dai vincoli osservativi dati dalle abbondanze di deuterio ed elio si può trovare che le variazioni nella densità di energia del campo magnetico, rispetto alla densità di energia totale del campo, possono stare in un range di  $\rho_{Bc}/\rho_{TOT} = 0.08 - 0.13$ , mentre il parametro di fluttuazione permesso, il quale descrive le fluttuazioni del campo magnetico, è di  $\sigma_B = 0.04 - 0.17$ . Questa quantità di densità di energia magnetica indicherebbe la presenza di un campo magnetico attuale di  $1.18 - 1.51\mu\text{G}$ , molto maggiore rispetto al limite posto dalle analisi fatte con la sonda Planck di qualche nG. Come si può vedere in figura 16, usando questi parametri l'abbondanza di litio prevista è molto più vicina a quella osservata, ma bisognerebbe supporre una  $\sigma_B = 0.37$  per far coincidere i due dati.

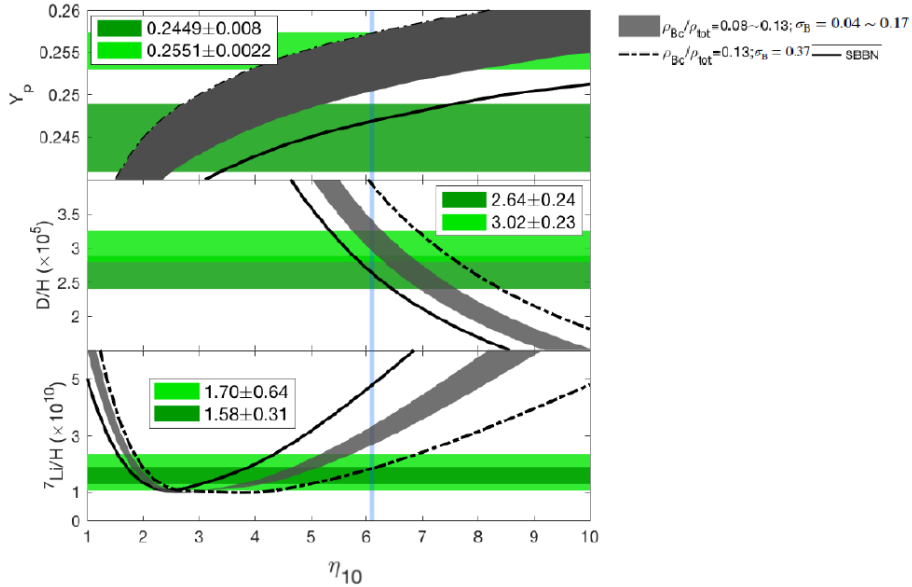


Figura 16: Nel grafico sono riportate le abbondanze di elio, D e  ${}^7\text{Li}$ . Le zone colorate rappresentano diversi set di dati osservativi, la linea continua le abbondanze previste dalla teoria standard, le zone solide grigie e la linea tratteggiata e punteggiata le abbondanze previste assumendo diversi valori dei parametri del PMF disomogeneo, riportate di fianco al grafico. Da [Luo et al., 2018]

Fino a questo punto non è stata considerata la possibilità che ci possa essere una variazione del valore di  $\eta$  nel tempo, ma una dissipazione del

campo magnetico primordiale avvenuta tra la BBN e l'epoca della ricombinazione porterebbe a un'evoluzione del valore di  $\eta$ . Dalla figura 17 si vede però che per trovare un accordo tra le abbondanze di elio, deuterio e litio teoriche e osservate bisognerebbe aumentare il valore di  $\eta$  di 30%. Questo non può essere spiegato solamente con una dissipazione del campo magnetico primordiale, ma può essere indotto da altri meccanismi, come il decadimento di particelle esotiche, come considerato in paragrafi precedenti.

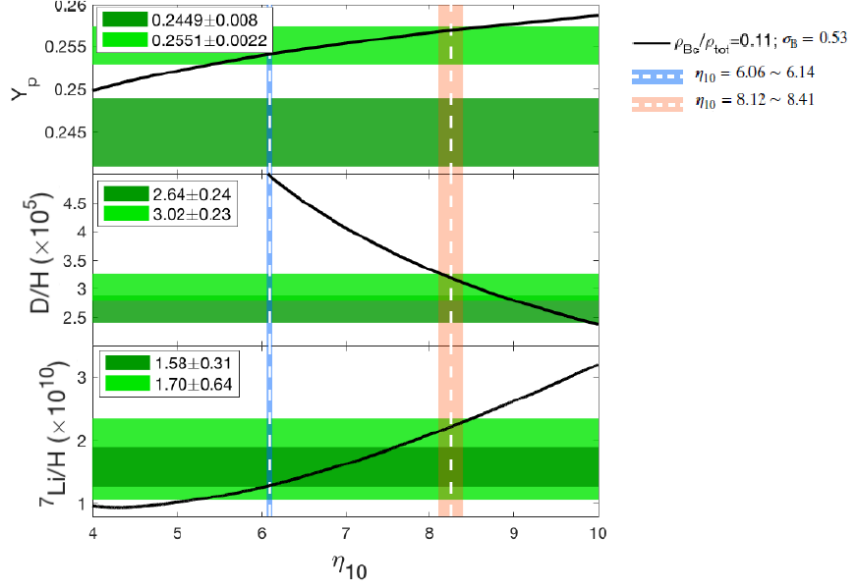


Figura 17: Abbondanza primordiale di deuterio, elio e litio in funzione di  $\eta$  per  $\sigma_B$  fissato. La linea nera sottile rappresenta le abbondanze teoriche previste inserendo un campo magnetico primordiale con i parametri riportati sopra il grafico, le bande orizzontali verdi rappresentano i dati osservativi, la linea verticale blu rappresenta il valore di  $\eta$  derivato dalla sonda Planck, mentre quella arancione rappresenta il valore necessario per far concordare le abbondanze di tutti e tre gli elementi. Da [Luo et al., 2018].

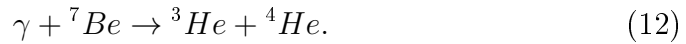
In conclusione, sebbene un campo magnetico primordiale disomogeneo con fluttuazioni vincolate dall'abbondanza di elio e deuterio, non riesca a risolvere completamente il problema del litio, riesce a ridurre molto l'abbondanza del litio, portandola a  ${}^7\text{Li}/H = (3.35 - 3.52) \cdot 10^{-10}$ , ancora però al di sopra del valore dello Spite Plateau. Una possibile soluzione deriva dall'unione di un PMF variabile con una variazione del parametro  $\eta$ , considerato essere durante la BBN pari a  $\eta = 7.59 - 8.97$ , con un parametro di fluttuazione del PMF pari a  $\sigma_B = 0.45 - 0.61$ .

**Cascate elettromagnetiche** Per cascata elettromagnetica si intende la catena di processi di Bremsstrahlung (processo che crea fotoni) e di creazione di coppie di particelle-antiparticelle all'interno di un mezzo ricco di radiazione e materia, in seguito all'introduzione di fotoni o elettroni energetici nel mezzo.

Se si considerano gli effetti di una cascata elettromagnetica, di solito il problema che si trova è che riducendo l'abbondanza di  ${}^7\text{Li}$ , si riduce anche troppo quella del deuterio, cosa che sembra impedire di trovare una soluzione

al problema in questo modo. Si può osservare però che il  ${}^7\text{Be}$  ha energia di dissociazione più bassa rispetto agli altri elementi leggeri prodotti dalla BBN, di soli 1.59 MeV, quindi introducendo fotoni con energia compresa tra  $1.6 < E_\gamma < 2.2$  MeV, si potrebbe portare alla riduzione dell'abbondanza del litio senza toccare l'abbondanza di deuterio, la cui energia di dissociazione è appunto di 2.2 MeV. Inoltre, come dimostrano [Poulin and Serpico, 2015], se l'energia introdotta è inferiore all'energia di produzione di coppie  $E_c = m_e^2/22T$ , dove  $m_e$ , rappresenta la massa dell'elettrone e  $T$  la temperatura, cosa che può avvenire per temperature di qualche KeV, non solo non si ha un cutoff a quelle energie dello spettro  $dN_\gamma/dE_\gamma$ , ma non si ha neanche un cutoff dovuto allo scatter Compton inverso. L'unico effetto in questo caso è quello di uno spostamento verso il rosso dello spettro.

A queste temperature, inoltre, l'unica nucleosintesi che può avvenire è quella non termica scatenata dalle cascate stesse, attraverso un'unica reazione:



La distruzione di  ${}^7\text{Be}$  porterebbe quindi ad una diminuzione di  ${}^7\text{Li}$ , potenzialmente risolvendo il problema del litio senza modificare le abbondanze degli altri elementi osservati.

Consideriamo ora i vincoli imposti dalle osservazioni della radiazione cosmica di fondo. La CMB pone sostanzialmente due vincoli in questo caso: quello sulla densità di barioni, che impedisce l'introduzione di una significativa quantità di entropia, e quello sulle distorsioni dello spettro, che limita il numero di fotoni che possono essere introdotti. Il cambiamento dell'entropia è dovuto principalmente al rilascio di energia da parte delle varie particelle durante la cascata.

Dallo studio di Poulin e Serpico però, si può vedere come ci sia un limitato intervallo permesso per quanto riguarda il range di tempi di vita e di valori del parametro di introduzione di energia nel sistema. In particolare, introducendo una particella o un fotone per produrre la cascata, l'intervallo di tempo di vita permesso di questa è di  $10^4 \lesssim \tau_X < 10^6$  secondi, mentre quello di parametro che descrive l'energia rilasciata (e quindi l'aumento di entropia)  $10^{-3} > \zeta_X > 1.3 \cdot 10^{-6}$  MeV.

## 6.5 Oltre la fisica standard

Una delle ipotesi fondamentali della teoria della nucleosintesi primordiale è che le particelle seguano una distribuzione di velocità di Maxwell-Boltzmann. Questa distribuzione, basata su diverse assunzioni derivanti dalla teoria statistica di Boltzmann-Gibbs, è stata confermata in un numero quasi infinito di situazioni, ma quanto è sicuro che i nuclei seguano ancora una distribuzione classica anche in un plasma caldo, complesso e in veloce espansione come quello presente al momento della BBN?

In tempi recenti sono state sviluppate diverse teorie che cercano di affrontare la meccanica statistica con approcci alternativi e una di queste teorie è quella di Tsallis [Tsallis, 1988]. La meccanica statistica classica assume che

l'energia sia una variabile estensiva, e quindi dipenda dalle dimensioni del sistema, così come anche l'entropia, ma se si considerano interazioni a lungo raggio, come ad esempio le interazioni gravitazionali, si può dimostrare come l'entropia in realtà non lo sia. La teoria di Tsallis si basa proprio su questo, ossia sul non considerare l'entropia una quantità estensiva. In questa teoria, detta per questo non-estensiva, esiste quindi un'espressione parametrica dell'entropia che dipende dal parametro  $q$ , il quale determina quanto l'entropia si allontana dall'estensività. In questo caso, la distribuzione di Maxwell-Boltzmann si ritrova ponendo  $q$  uguale a 1.

Bertulani et al. ([Bertulani et al., 2013],[Hou et al., 2017]), applicando questa teoria alla nucleosintesi primordiale, dimostrano che assumendo un parametro  $q$  compreso tra  $1.069 \leq q \leq 1.082$  si può risolvere il problema del litio (figura 18).

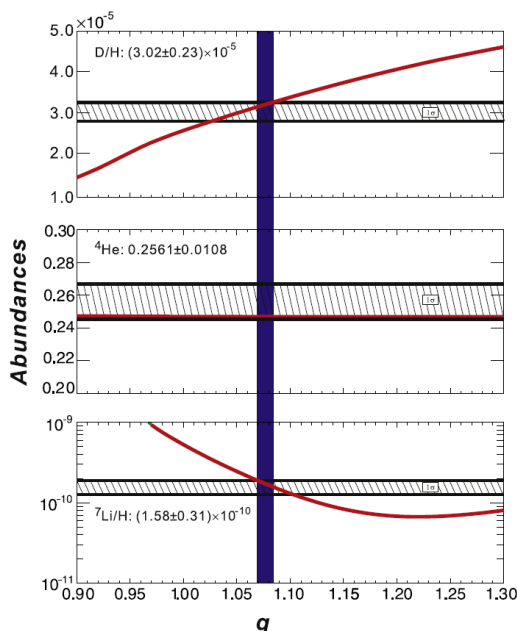


Figura 18: Le linee rosse rappresentano le abbondanze predette di elio, deuterio e litio in funzione di  $q$ . Le abbondanze osservate con incertezza di  $1\sigma$  sono rappresentate dalle fasce orizzontali, mentre la linea verticale individua il range di  $q$  permesso. Come si può vedere assumendo  $1.069 \leq q \leq 1.082$  si può risolvere il problema del litio. Da [Hou et al., 2017].

Come si può vedere il valore di  $q$  non devia molto dall'unità, in quanto variazioni maggiori sarebbero in conflitto con i vincoli posti da deuterio ed elio, come vedremo in seguito, ma anche perchè non c'è nessuna giustificazione a priori di una grande deviazione di  $q$  da questo valore solo durante l'epoca della BBN. Tuttavia, una piccola variazione è supportata dall'analisi delle fluttuazioni di temperatura della CMB, le quali possono essere ben descritte da un modello non-estensivo con  $q$  tendente all'unità, ma non esattamente coincidente con essa.

Consideriamo per prima cosa il caso in cui  $q$  subisca una forte variazione dall'unità, e quindi che sia  $q=0.5$  oppure  $q=2$ .

Come dimostrano nel loro studio Bertulani et al., il parametro  $q$  influenza il ritmo delle reazioni e le dipendenze energetiche di queste. Poichè per un valore di  $q > 1$  gli stati ad alta energia sono meno probabili rispetto alla teoria classica, mentre per un valore di  $q < 1$  avviene il contrario, si può immaginare come, supponendo  $q$  così distanti dall'unità, si possano avere effetti molto diversi.

In realtà, se si considerano solo le reazioni dirette che avvengono durante la BBN, si può vedere come nel caso di deuterio e  $^4\text{He}$  il valore di  $q = 0.5$  non porti una grande variazione dell'abbondanza, mentre per quanto riguarda il  $^7\text{Li}$ , l'abbondanza aumenta di poco. Per  $q = 2$ , invece, l'abbondanza di deuterio aumenta di circa duecento volte rispetto a quella osservata, quella di elio viene quasi dimezzata, mentre quella di litio aumenta di quasi due ordini di grandezza. Sembra quindi che questa non possa essere la soluzione al problema (in figura 19 si può vedere l'effetto sull'abbondanza di litio).

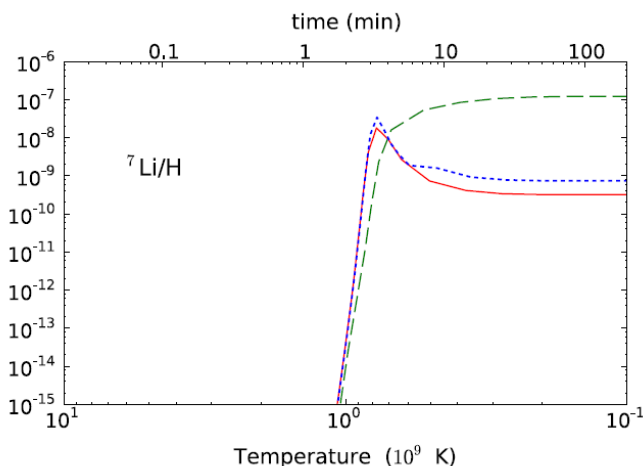


Figura 19: Abbondanza di  $^7\text{Li}$  calcolata con diversi modelli. La linea continua rappresenta il modello standard, quella tratteggiata il modello non estensivo con  $q = 2$  e quella punteggiata con  $q = 0.5$ . Come si può vedere entrambi i modelli portano ad un aumento dell'abbondanza del litio, aggravando quindi il problema. Da [Bertulani et al., 2013].

In realtà, in un lavoro successivo, il gruppo di Bertulani, considerando non solo le reazioni dirette ma anche quelle inverse, riesce a trovare un valore di  $q$  tale da riuscire a risolvere il problema del litio (figura 18).

L'accordo tra l'abbondanza predetta da questo modello e quella osservata può essere attribuita ad una riduzione della produzione di  $^7\text{Be}$  quando  $q$  è maggiore di 1. Infatti, i ritmi di cattura di particelle  $\alpha$ , che dominano la produzione di questo elemento e di  $^7\text{Li}$ , diminuiscono, portando ad una concordanza di teoria e osservazioni.



## 7 Conclusione

Nei capitoli precedenti sono state presentate diverse proposte di soluzione al cosiddetto problema del litio cosmologico, considerando possibili errori sistematici, soluzioni astrofisiche e modifiche alla teoria standard.

Una soluzione derivante soltanto dalla correzione di possibili errori sistematici è stata esclusa, in quanto la disparità tra l'abbondanza osservata del litio e quella teorica richiederebbe delle modifiche troppo grandi dei parametri soggetti ad errore, quali la temperatura stellare o le sezioni d'urto delle reazioni coinvolte nella produzione del litio.

Anche altre teorie sono state escluse, come correzioni dovute soltanto a fluttuazioni della densità barionica in diverse regioni dell'universo, o l'introduzione e decadimento di particolari particelle nel mezzo primordiale, poichè esse non riescono a cancellare del tutto il divario osservato.

Si è visto però che una soluzione puramente astrofisica, che quindi non richiede una modifica alla teoria standard, è possibile. In particolare, includendo nei modelli processi turbolenti e di overshooting sia nella fase di pre-sequenza, che nella sequenza principale, è possibile risolvere il problema del litio. Assumendo come punto di partenza l'abbondanza di litio teorizzata dalla BBN e utilizzando questi modelli, è cioè possibile arrivare a riprodurre le osservazioni attuali.

Questo tuttavia non esclude la possibilità che un'estensione della teoria standard sia possibile, in quanto diversi modelli, quali l'introduzione di campi magnetici primordiali, di particolari particelle o l'uso di teorie fisiche non standard, riescono a risolvere il problema del litio in modo indipendente.

In conclusione quindi, anche se soluzioni che vanno oltre il modello standard non sembrano essere più necessarie per risolvere questo problema cosmologico, non si può escludere che possano giocare una parte nei processi di nucleosintesi, e che quindi possano essere introdotte per ampliare questa teoria, perfezionando così la nostra conoscenza dell'universo primordiale.

## Riferimenti bibliografici

- [**Barrow and Scherrer, 2018**] Barrow, J. D. and Scherrer, R. J. (2018). Constraining density fluctuations with big bang nucleosynthesis in the era of precision cosmology. *Physical Review D*, 98(4):043534.
- [**Bertulani et al., 2013**] Bertulani, C. A., Fuqua, J., and Hussein, M. S. (2013). Big Bang Nucleosynthesis with a Non-Maxwellian Distribution. *Astrophysical Journal*, 767:67.
- [**Bonifacio et al., 2007**] Bonifacio, P. et al. (2007). First stars VII - Lithium in extremely metal poor dwarfs. *Astronomy and Astrophysics*, 462.
- [**Coc and Vangioni, 2017**] Coc, A. and Vangioni, E. (2017). Primordial nucleosynthesis. *International Journal of Modern Physics E*, 26.
- [**Cyburt et al., 2013**] Cyburt, R. H. et al. (2013). Gravitino decays and the cosmological lithium problem in light of the LHC Higgs and supersymmetry searches. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 5:014.
- [**Fields, 2011**] Fields, B. D. (2011). The Primordial Lithium Problem. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 61:47–68.
- [**Fields et al., 2005**] Fields, B. D. et al. (2005). Implications of a New Temperature Scale for Halo Dwarfs on LiBeB and Chemical Evolution. *Astrophysical Journal*, 623.
- [**Fixsen et al., 1994**] Fixsen et al. (1994). Cosmic microwave background dipole spectrum measured by the COBE FIRAS instrument. *Astrophysical Journal*, 420:445–449.
- [**Franceschini, 2014**] Franceschini, A. (2013-2014). *Corso di Cosmologia*.
- [**Fu et al., 2015**] Fu, X. et al. (2015). Lithium evolution in metal-poor stars: from pre-main sequence to the Spite plateau. *Monthly Notices of the RAS*, 452:3256–3265.
- [**Goudelis et al., 2016**] Goudelis, A., Pospelov, M., and Pradler, J. (2016). Light Particle Solution to the Cosmic Lithium Problem. *Physical Review Letters*, 116(21):211303.
- [**Holder et al., 2010**] Holder, G. P., Nollett, K. M., and van Engelen, A. (2010). On Possible Variation in the Cosmological Baryon Fraction. *Astrophysical Journal*, 716:907–913.
- [**Hou et al., 2017**] Hou, S. Q. et al. (2017). Non-extensive Statistics to the Cosmological Lithium Problem. *Astrophysical Journal*, 834:165.
- [**Jedamzik and Fuller, 1995**] Jedamzik, K. and Fuller, G. M. (1995). Nucleosynthesis in the Presence of Primordial Isocurvature Baryon Fluctuations. *Astrophysical Journal*, 452:33.
- [**Kang et al., 2012**] Kang, M.-m. et al. (2012). Cosmic rays during BBN as origin of Lithium problem. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 5:011.
- [**Kang et al., 2018**] Kang, M.-M. et al. (2018). Non-Thermal Cosmic Rays During Big Bang Nucleosynthesis to Solve the Lithium Problem. *ArXiv e-prints*.
- [**Korn et al., 2006**] Korn, A. J. et al. (2006). A probable stellar solution to the cosmological lithium discrepancy. *Nature*, 442:657–659.
- [**Kusakabe et al., 2014**] Kusakabe, M. et al. (2014). Revised Big Bang Nucleosynthesis with Long-lived, Negatively Charged Massive Particles: Updated Recombination Rates, Primordial  $^9\text{Be}$  Nucleosynthesis, and Impact of New  $^6\text{Li}$  Limits. *Astrophysical Journal, Supplement*, 214:5.

- [**Lucia Anna et al., 2018**] Lucia Anna, D. et al. (2018).  ${}^7\text{Be}(n,p)$  cross section measurement for the Cosmological Lithium Problem at the n\_TOF facility at CERN. In *European Physical Journal Web of Conferences*, volume 184 of *European Physical Journal Web of Conferences*, page 02004.
- [**Luo et al., 2018**] Luo, Y. et al. (2018). Big Bang Nucleosynthesis with an Inhomogeneous Primordial Magnetic Field Strength. *ArXiv e-prints*.
- [**Meléndez et al., 2010**] Meléndez, J. et al. (2010). Observational evidence for a broken Li Spite plateau and mass-dependent Li depletion. *Astronomy and Astrophysics*, 515.
- [**Molaro et al., 2012**] Molaro, P. et al. (2012). Pre-MS depletion, accretion and primordial  ${}^7\text{Li}$ . *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 22:233.
- [**Piau et al., 2006**] Piau, L. et al. (2006). From First Stars to the Spite Plateau: A Possible Reconciliation of Halo Stars Observations with Predictions from Big Bang Nucleosynthesis. *Astrophysical Journal*, 653:300–315.
- [**Planck Collaboration et al., 2016**] Planck Collaboration, Ade, P. A. R., et al. (2016). Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astronomy and Astrophysics*, 594:A13.
- [**Poulin and Serpico, 2015**] Poulin, V. and Serpico, P. D. (2015). Loophole to the Universal Photon Spectrum in Electromagnetic Cascades and Application to the Cosmological Lithium Problem. *Physical Review Letters*, 114(9):091101.
- [**Rijal et al., 2018**] Rijal, N. et al. (2018). Measurement of  $d+{}^7\text{Be}$  reaction rates for Big-Bang nucleosynthesis. *ArXiv e-prints*.
- [**Singh et al., 2017**] Singh, V. et al. (2017). Primordial lithium abundance problem of BBN and baryonic density in the universe. *ArXiv e-prints*.
- [**Tsallis, 1988**] Tsallis, C. (1988). Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics. *Journal of Statistical Physics*, 52:479–487.
- [**Yamazaki et al., 2014**] Yamazaki, D. G. et al. (2014). Cosmological solutions to the lithium problem: Big-bang nucleosynthesis with photon cooling, X-particle decay and a primordial magnetic field. *Physical Review D*, 90(2):023001.