

7. Der heiße Anfang und die Entstehung der leichten Elemente.

7.1. Spekulationen über den heißen Strahlungskosmos.

Wie bereits im vorigen Kapitel erwähnt, war G. Gamow der Erste, der aus den kosmologischen Modellen auf einen heißen Anfang schloß. Er überlegte auch, ob nicht auch die Atomkerne, aufgebaut aus Protonen und Neutronen, während der heißen Phase der kosmischen Entwicklung entstanden sind. Wie sich aber bald herausstellte, trifft das nur für die leichten Elemente (bis zu ${}^7\text{Li}$) zu. Für die Entstehung von ${}^{12}\text{C}$ -Kernen müssen 3 ${}^4\text{He}$ -Kerne aufeinander treffen. Für Dreierstöße ist die Baryondichte während der Entstehungsphase zu klein. Schwere Kerne können deshalb nur in den dichten heißen Zentren massereicher Sterne erbrütet werden. Auf der anderen Seite kann die Häufigkeit von ${}^4\text{Helium}$, das 24% der Masse baryonischer Materie ausmacht, nicht allein in Sternen entstanden sein. Dieser Anteil kann nämlich nur wenige Prozent ausmachen. Eine Erklärung der Häufigkeit von Helium macht darum den heißen Anfang des Kosmos geradezu notwendig. Die Energie des heißen Plasmas sollte kleiner als 1 MeV sein, das bedeutet, dass die Temperatur unter 10^{10} K gefallen sein muss. Wie groß war die Dichte und welche Zeit verging seit dem Anfang des Kosmos?

Weil die Energiedichte des Strahlungsfelds sich wie $\varepsilon_r \propto T^4 \propto a^{-4}$ verhält, gilt

$$\frac{a_0}{a} = \frac{T}{T_0} \quad (7.1)$$

Mit $T_0 = 2,728 \pm 0,002$ K, $a_0 = 1$ wird bei einer Temperatur von $T = 10^{10}$ K der Skalenfaktor $a_{10} = 2,7 \cdot 10^{-10}$. Die Baryondichte bei dieser Temperatur ist dann

$$\rho_B = \frac{\rho_{c,0}}{a_{10}^3} \Omega_B = \frac{0,95 \cdot 10^{-29}}{2,03 \cdot 10^{-29}} 0,04 \cdot h^2 = 0,01 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$$

Die Gesamtdichte ist jedoch durch die Energiedichte der Strahlung bestimmt mit $\rho(10^{10} \text{ K}) = 18,5 \cdot 10^4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ (wobei hier nur die Freiheitsgrade Photonen berücksichtigt wurden). Um die Zeit abzuschätzen, wann 10^{10} K erreicht sind, gehen wir von Gl. 5.14 aus und berücksichtigen nur die Strahlungsdichte. Nach Integration finden wir

$$a^2(t) = 2 \cdot \Omega_{or}^{1/2} \cdot H_0 \cdot t = \left(\frac{32\pi G \rho_{or}}{3} \right)^{1/2} t \quad (7.2)$$

Die Werte für ρ_{or} und $\Omega_{r,0}$ entnehmen wir der Zusammenfassung 6.5 wie folgt

$\rho_{0,r} = 4,7 \cdot 10^{-34} \text{ g/cm}^3, \Omega_{r,0} = 4,9 \cdot 10^{-5} \cdot h^2, h = 0,71$ und $H_0^{-1} = t_H = 4,35 \cdot 10^{17} \text{ s}$.
Wir erhalten $t = 1,6 \text{ s}$. Wann ist das Plasma auf 10^9 K abgekühlt? Es ist

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right)^2 = \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^2 = \frac{t_2}{t_1} \quad (7.3)$$

Wir entnehmen daraus, dass bis zur Abkühlung auf 10^9 K weitere $160 \text{ s} = 2,67$ Minuten vergehen. Die Kernprozesse, um welche es sich hier handelt, spielen sich deshalb in den ersten 3 Minuten des Kosmos ab.

7.2. Die Kernprozesse

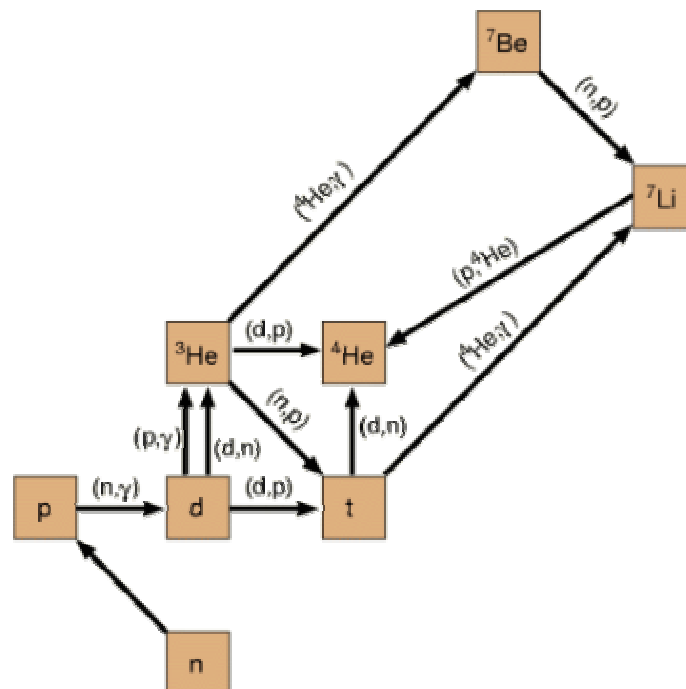


Fig. 7.1. Netzwerk der Kerne der leichten Elemente. In der Abszisse ist die Zahl der Neutronen, in der Ordinate die Zahl der Protonen aufgetragen.

Bei Temperaturen $T > 10^{10} \text{ K}$ und Zeiten kürzer als eine Sekunde sorgen die Reaktionen

$$p + e^- \leftrightarrow n + \nu \quad \text{und} \quad n + e^+ \leftrightarrow p + \bar{\nu} \quad (7.4)$$

für thermisches Gleichgewicht, wobei das Neutron zu Proton Verhältnis durch den Boltzmann-Faktor

$$\frac{n}{p} = \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right) \quad (7.6)$$

bestimmt ist. Hier ist Q die Differenz der Ruhenergien ($1\text{MeV} = 1,160 \cdot 10^{10} \text{ K}$).

$$Q = (m_n - m_p)c^2 = 1,2934 \text{ MeV} \quad (7.7)$$

n/p nähert sich eins, wenn $T > 1,5 \cdot 10^{10} \text{ K}$ und die Zeit $t < 1 \text{ s}$ wird. Bei Temperaturen $T < 10^{10} \text{ K}$ verschiebt sich das Gleichgewicht zu Ungunsten der Neutronen; denn die Neutronen zerfallen nach der Reaktion



Die Lebensdauer der Neutronen wurde inzwischen im Labor sehr genau zu

$$\tau_n = 885,7 \pm 0,8 \text{ s} \quad (7.9)$$

bestimmt. Gäbe es keine weiteren Kernreaktionen, dann würde der Kosmos nur aus Wasserstoff bestehen. Aber die Lebensdauer der Neutronen τ_n reicht aus, um eine andere Reaktion ins Spiel zu bringen



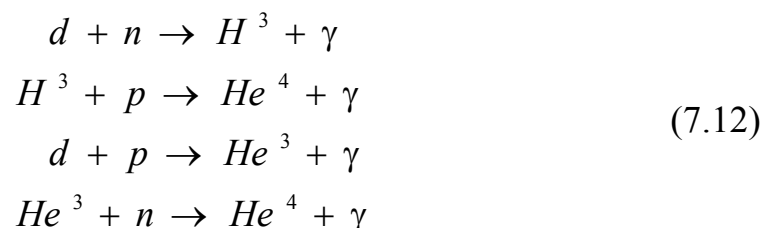
Die Neutronen überleben in Deuteronen, deren Bindungsenergie beträgt

$$\Delta_D = 2,23 \text{ MeV} \quad (7.11)$$

Zunächst verzögern noch Photonen mit Energien $E > \Delta_D$ die Bildung von Deuteronen. Die Photonendichte n_γ verhält sich wie folgt

$$n_\gamma \propto \eta^{-1} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta_D}{kT}\right) \quad (7.12)$$

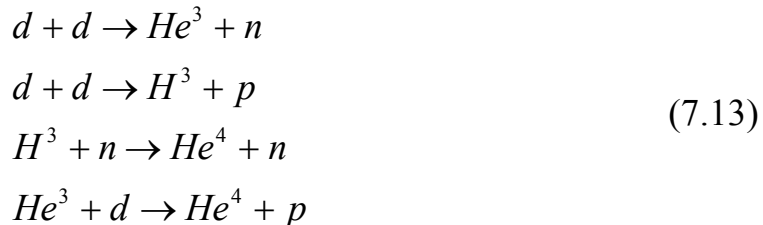
wobei $\eta = 6,1 \cdot 10^{-10}$ (WMAP) das Verhältnis Baryonenzahl zu Photonenzahl bedeutet. Wenn die Temperatur auf 10^9 K sinkt, überflügelt die Bildungsrate die Photodissoziationsrate. Deuteronen bilden sich und können zu He^4 weiter reagieren.



Diese Reaktionen enden alle bei He^4 , das eine große Bindungsenergie von

$$\Delta_{He} = 28 \text{ MeV}$$

besitzt. Noch rascher als die Reaktionen 7.12 mit elektromagnetischer Wechselwirkung verlaufen die folgenden Prozesse der starken Wechselwirkung



Nach einigen hundert Sekunden und Temperaturen von etwas unter 10^9 K sind praktisch alle Neutronen in He^4 -Kernen gebunden.

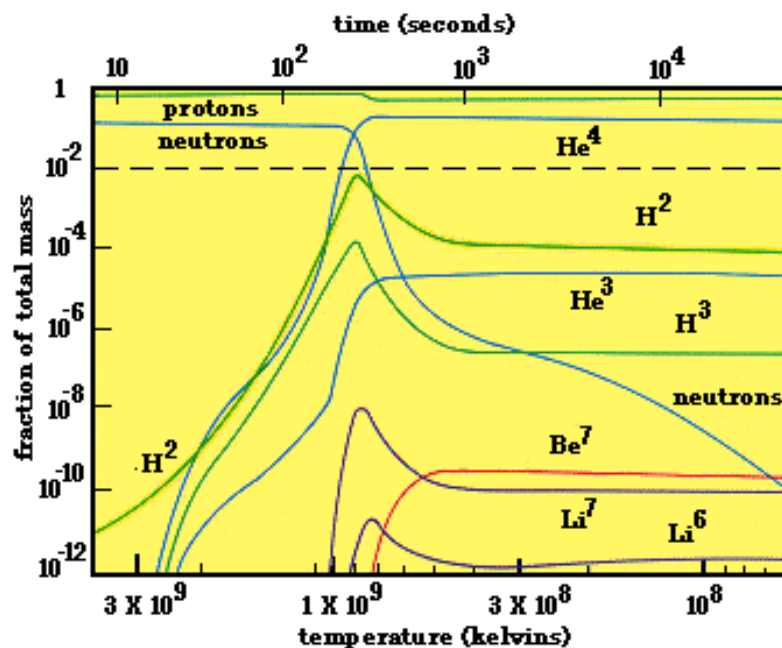


Fig. 7.2. Die Anteile der verschiedenen Isotope und ihre Änderung mit Zeit und Temperatur. Das Häufigkeitsmaximum des Deuteriums liegt bei etwa 10^9 K. Danach wird es in den Reaktionen 7.12 und 7.13 im Wesentlichen zu Helium abgebaut.

Wie groß ist am Ende der Anteil des Heliums an der baryonischen Gesamtmasse? Die Temperatur, bei welcher die Neutronen „ausfrieren“, beträgt etwa 10^{10} K oder 0,9 MeV. Mit diesem Wert ergibt Gl. 7.6

$$\frac{n}{p} = 0,223 \quad (7.14)$$

Aus Fig. 7.2. ist ersichtlich, daß die Bildung von He^4 erst einen Sättigungswert erreicht, wenn Neutronen bereits wieder zerfallen, wodurch der Wert von n/p

auf etwa $n/p \approx 1/7 = 0,143$ absinkt. Der Anteil Y von Helium an der Gesamtmasse wird dann

$$Y = \frac{2n/p}{1 + n/p} \cong 0,25 \quad (7.15)$$

Alle schwereren Isotope bis Li^7 kommen in sehr geringer Häufigkeit vor. Damit ist die Synthese leichter Elemente abgeschlossen. Um C^{12} zu bilden, sind Dreierstöße notwendig. Dazu aber ist die Baryonendichte des kosmischen Plasmas viel zu gering. Das Erbrüten von Kohlenstoff 12 kommt erst in den entarteten Zentren massereicher Sterne in Gang, worauf zuerst Fred Hoyle hingewiesen hat.

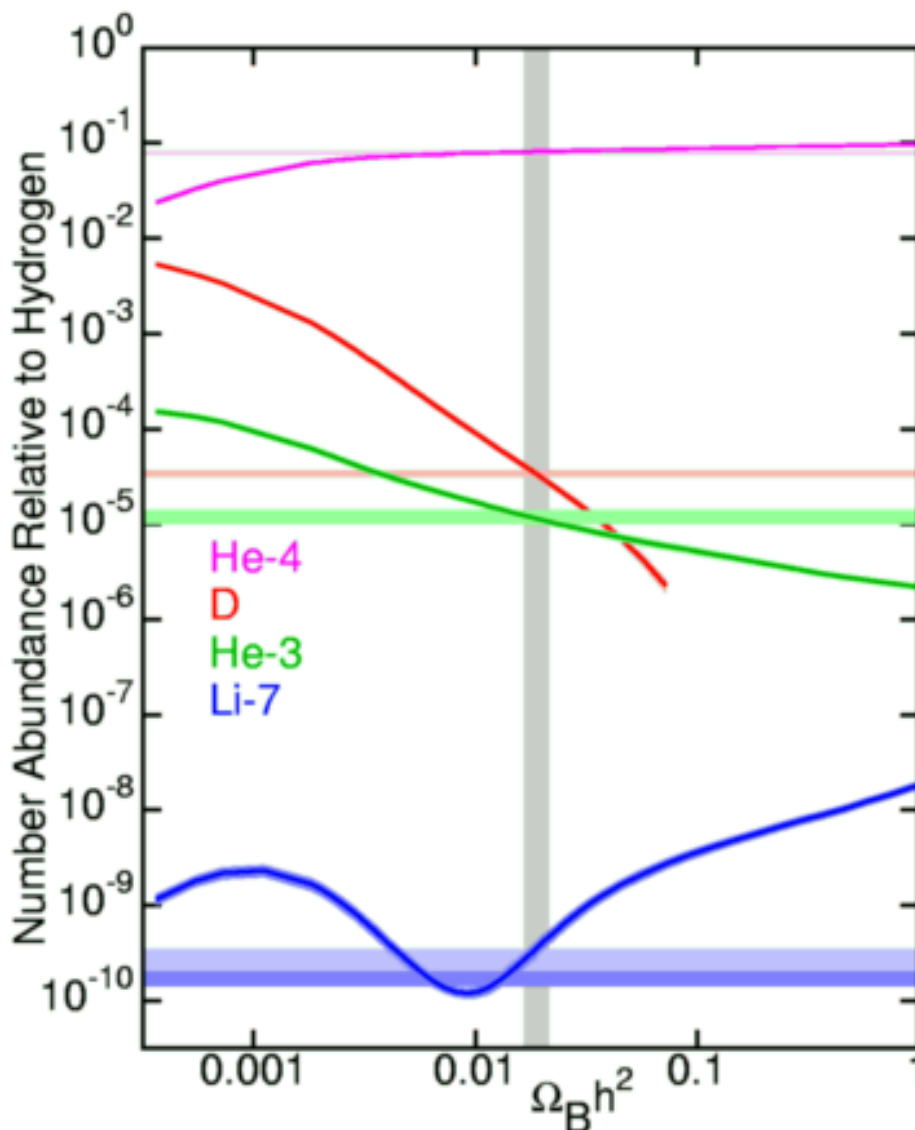


Fig. 7.3. Die berechneten Häufigkeiten der leichten Elemente in Abhängigkeit der Baryonendichte. Die gemessenen Werte liegen etwa im Bereich der grauen Vertikalen

Das erstaunliche Ergebnis: Vorausgesetzt es hat einen heißen Beginn der kosmischen Entwicklung gegeben, dann finden wir die Isotope der leichten Elemente mit Häufigkeiten, die sich über einen Bereich von 10 Größenordnungen erstrecken. Um die Häufigkeiten zu berechnen, ist nur die Kenntnis der Reaktionsraten der Kernprozesse notwendig, mit Parametern die größtenteils aus Labormessungen bekannt sind. Eine weitere Voraussetzung ist die Kenntnis des Verhältnisses von Baryonen- zu Photonenzahl und schließlich Zahl der Neutrinos, die bei allen schwachen Wechselwirkungen eine Rolle spielen. Um die gemessenen Häufigkeiten zu erhalten, sollte Ω_B im Bereich $0,009 < \Omega_B h^2 < 0,025$ liegen und die Zahl der Neutrinos 3 sein.

7.3. Ergebnisse der Beobachtungen

Beginnen wir mit den Messungen der Heliumhäufigkeit. Allerdings muß eingeräumt werden, dass nach Fig. 7.3 andere Parameter, wie z.B. die Baryonendichte kaum von der Häufigkeit des ursprünglich gebildeten (primordialen) Heliums abhängen. He^4 wird in sogenannten HII-Gebieten (Wolken ionisierten Wasserstoffs mit $\text{H}\alpha$ -Emission) beobachtet. Man sucht

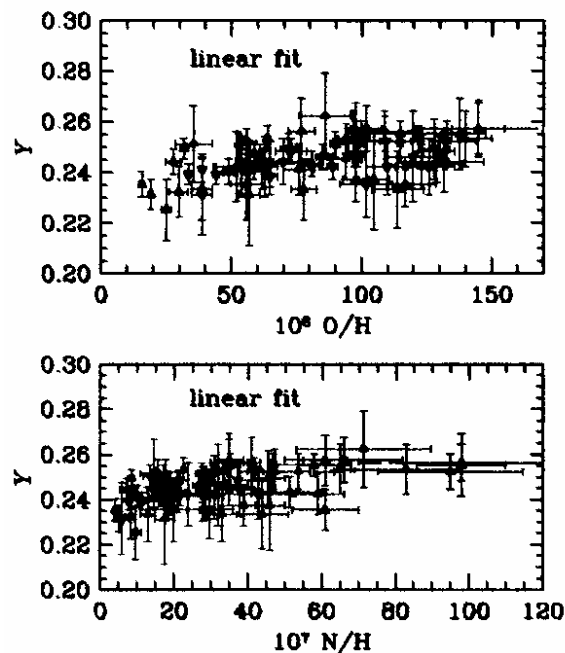


Fig. 7.4. Massenanteil von He^4 , Y , aus der kosmischen Nukleosynthese (primordiales Helium). Mit der Zunahme schwerer Elemente im interstellaren Gas nimmt auch die He^4 -Häufigkeit zu. Nach B.D. Fields, K.A. Olive, *Astrophys. J.* 506, 177 (1998)

dabei besonders nach Gebieten, in welchen noch wenig Sternentwicklung stattgefunden hat, um zu vermeiden, daß Helium aus der Kernfusion der Sterne das Ergebnis beeinflusst. Solche Gebiete befinden sich z.B. in sogenannten „kompakten blauen Zwerggalaxien“, die als relativ junge Gebilde des Kosmos

angesehen werden. Tatsächlich erkennt man aus Fig. 7.4 eine positive Korrelation mit der Zunahme schwerer Elemente (hier angegeben durch den Massenanteil von Sauerstoff bzw. Stickstoff). Diese Zunahme wird verursacht durch Abstoßen von Hüllen im Riesenstadium der Sterne sowie durch Supernova-Explosionen, durch welche die Produkte der Kernreaktionen aus dem Inneren der Sterne in das interstellare Gas gelangen. Es ist also sinnvoll, die Helium-Häufigkeit Y (s. Fig. 7.4) gegen den Anteil schwerer Elemente, Z , aufzutragen und dann gegen $Z = 0$ zu extrapolieren. Das Ergebnis für „primordiales“ Helium ist

$$Y_p = 0,238 \pm 0,002 \pm 0,005 ,$$

wobei die erste Fehlerangabe statistischer, die zweite systematischer Natur ist. Die Ergebnisse anderer Bestimmungen (M. Peimbert, A. Peimbert, M.T. Ruiz, *Astrophys. J.* 541, 688 (2000) und A. Peimbert, M. Peimbert, V. Luridiana, *Astrophys. J.* 565, 668 (2002) bewegen sich in der gleichen Fehlerbreite.

Zur Bestimmung der Konzentration von Li^6 und Li^7 eignen sich metallarme, heiße Sterne der Population II in unserer Galaxis. Bei geringem Anteil schwerer Elemente Z beobachtet man keinen Einfluß auf die Li-Häufigkeit. Erst bei relativ großem Z (hier als Fe/H aufgetragen) steigt die Li-Häufigkeit an, was auf

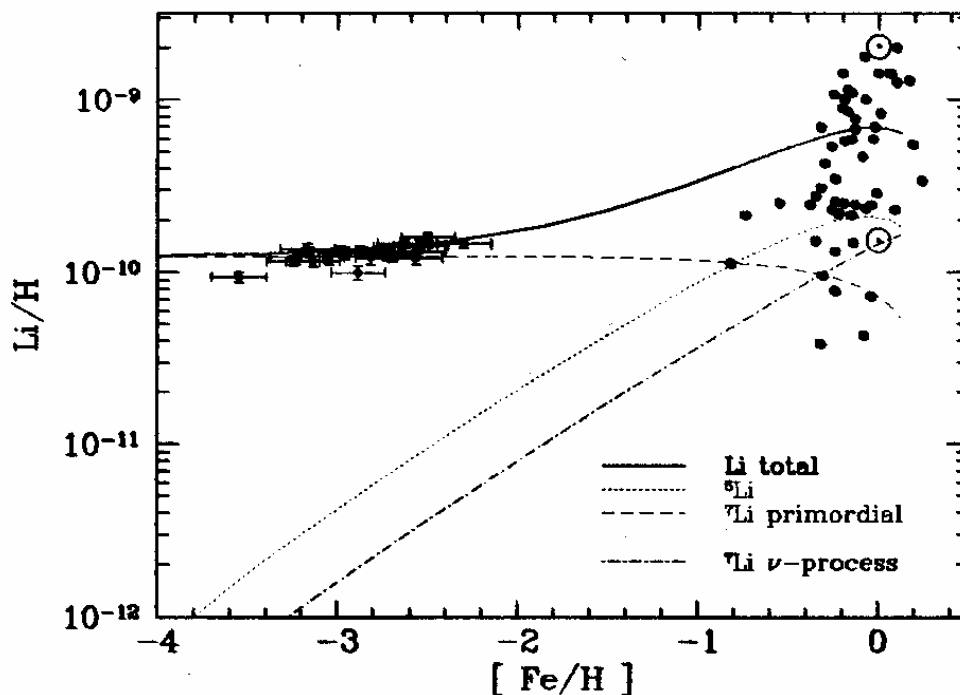


Fig. 7.5. Die Häufigkeit der Lithium-Isotope aufgetragen gegen den Anteil von Eisen. Nach S.G. Ryan et al., *Astrophys. J.* 530, L57 (2000); S.G. Ryan, J.E. Norris, T.C. Beers, *Astrophys. J.* 523, 654 (1999).

Kernreaktionen durch kosmische Strahlung zurückgeführt werden kann. Wenn in Sternen der Pop. II Lithium durch Konvektion in die heißen zentralen Zonen gelangen würde, ginge ein signifikanter Teil durch Fusionsreaktionen verloren. Wie groß dieser Anteil ist, bleibt unbekannt. Allerdings spricht die geringe Streuung der Daten in Fig. 7.5 bei kleinen Konzentrationen schwererer Elemente eher gegen solche Prozesse. Damit erhält man

$$[Li/H]_p = (1,23 \pm 0,06 \begin{smallmatrix} +0,68+0,56 \\ -0,32 \end{smallmatrix}) \cdot 10^{-10}$$

die letzten Fehlerangaben (kleingedruckt) beziehen sich auf den schon erwähnten Abbau von Li durch Konvektion in den Sternen der Pop II.

Die Anwesenheit von Deuterium wurde in hoch aufgelösten Spektren von Quasaren mit großer Rotverschiebung entdeckt. Die Absorption von Deuterium in primordialen Gaswolken ist gegenüber der Ly α -Absorption um 2,7 Promille langwellig verschoben. Nimmt man nun an, dass es sonst keine astrophysikalischen Quellen von Deuterium gibt (dagegen kann Deuterium durchaus abgebaut werden), dann ergeben die Messungen eine untere Grenze des Deuteriumgehalts (s. dazu Fig. 7.6). Die Streuung der Ergebnisse ist ziemlich groß und zwar sowohl bei QSO-Beobachtungen als auch bei

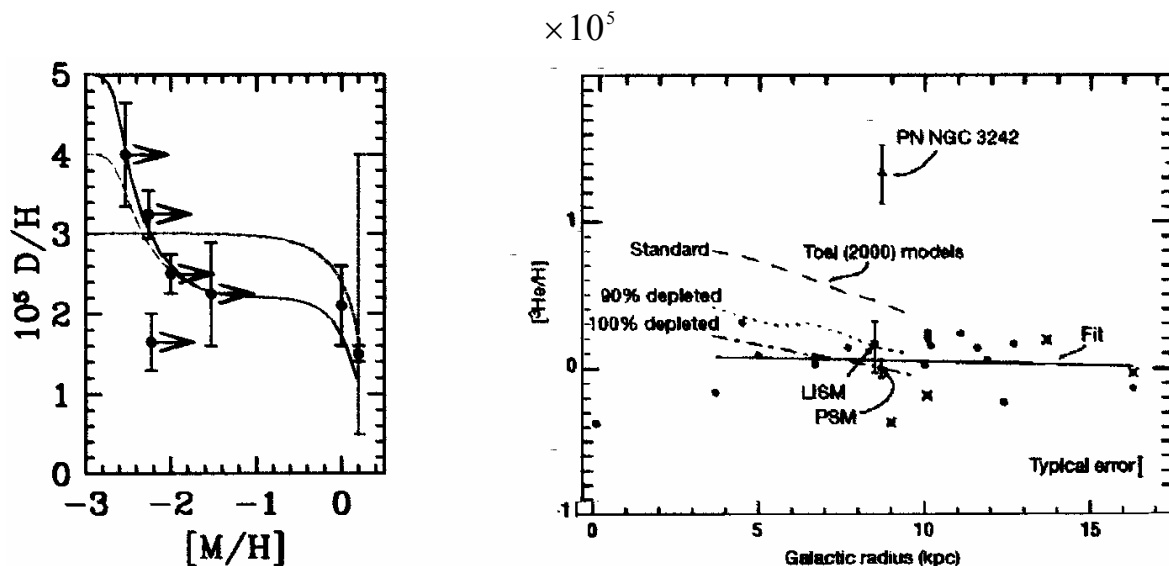


Fig. 7.6. Links beobachtete Häufigkeit von Deuterium und im interstellaren Medium. Rechts He^3 -Häufigkeit in galaktischen H II-Regionen. Die Skala der Ordinaten ist ebenfalls mit 10^5 zu multiplizieren. Nach B.D. Fields et al., *Astrophys. J.* **563**, 653 (2002) und D.S. Balser et al. *Nature* **415**, 54 (2002)

Ergebnissen aus dem Interstellaren Medium, was möglicherweise auf Prozesse, welche Deuterium abbauen, hinweist. Deshalb lässt sich die Häufigkeit von Deuterium nur in relativ weiten Grenzen angeben

$$1,3 \cdot 10^{-5} < [D/H]_p < 9,7 \cdot 10^{-5}$$

Für He^3 gibt es nur Beobachtungen im Sonnensystem und H II Wolken in unserer Galaxie, aus welchen sich eine Obergrenze angeben lässt

$$[\text{He}^3 / H]_p < (1,9 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}$$

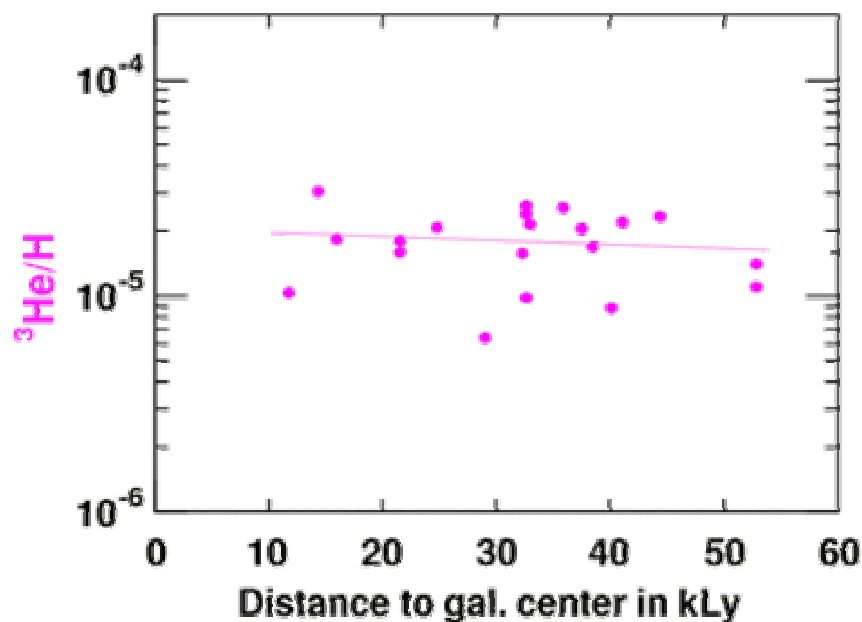


Fig. 7.7. ${}^3\text{He}$ -Häufigkeit im Abstand vom galaktischen Zentrum zur besseren Übersicht noch einmal aus Fig.7.6. rechts heraus gezeichnet (nach Einstein Online).

Wie Fig. 7.7. zeigt, hängt ${}^3\text{He}$ -Häufigkeit kaum von der Lage in der Galaxie ab. Stattdessen würde man vermuten, dass der Einfluss stellarer Nukleosynthese umso größer ist, je näher die entsprechende Region zum galaktischen Zentrum liegt. Dass davon kaum etwas zu sehen ist, zeigt in diesem Fall, dass unser Verständnis der stellaren Nukleosynthese von ${}^3\text{He}$ noch Einiges zu wünschen übrig lässt.

Wenn man den Werten für Deuterium Vertrauen schenkt, liegt die relative Baryondichte im Bereich von

$$0,0095 \leq \Omega_b h^2 \leq 0,023$$

Die neuesten Daten des WMAP-Satelliten ergeben $\Omega_b h^2 = 0,0224 \pm 0,0009$ und für das Verhältnis Baryonen/Photonen

$$\eta = 6,1 \cdot 10^{-10} \pm 0,3$$

Die folgenden beiden Figuren dienen zum Vergleich von Theorie und Beobachtung. Im Wesentlichen sind die Ergebnisse von Fig. 7.3. heraus vergrößert worden.

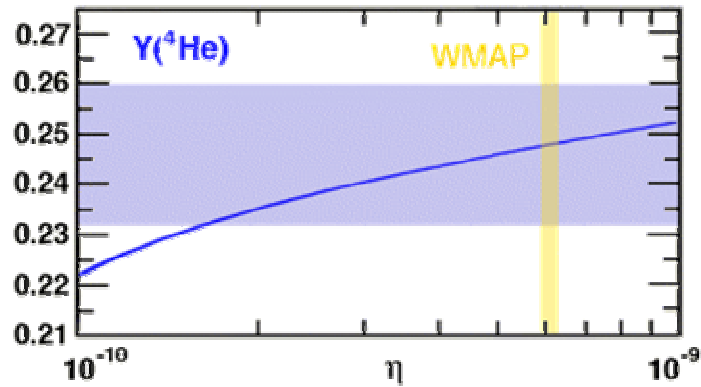
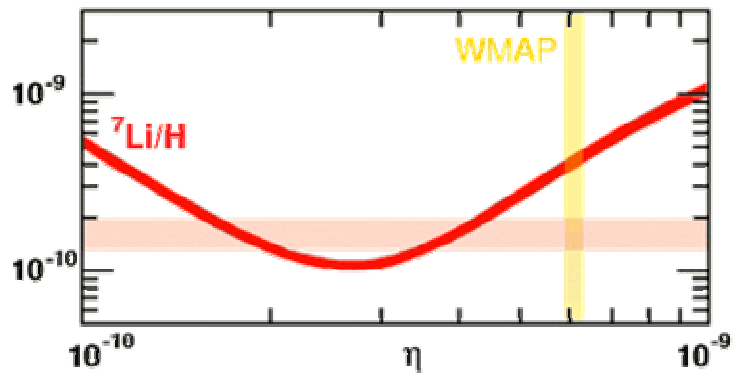
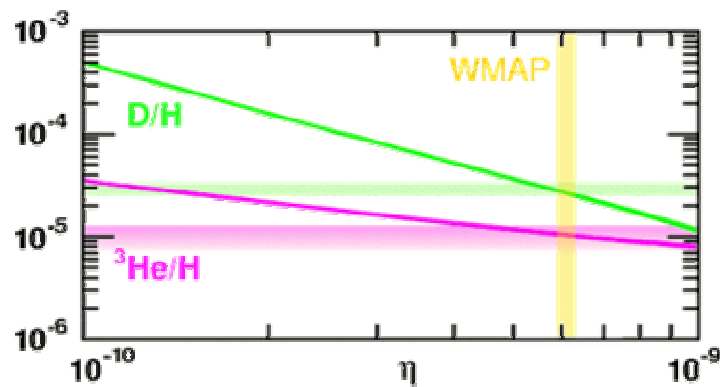


Fig. 7.8. zeigt den breiten Bereich der Häufigkeiten, in welchem ^4He beobachtet wurde und die dazu die berechnete Kurve. Die gelbe Vertikale gibt das von WMAP bestimmte η an.



7.9. Gemessene Häufigkeiten von D, ^3He und ^7Li im Vergleich zu Berechnungen (durchgezogene Linien) nach Vangioni, Intitute d'Astrophysique de Paris.

7.4. Zusammenfassung

Die leichten Elemente Deuterium, Helium und Lithium sind in den ersten 3 Minuten des Kosmos bei Temperaturen zwischen 10^{10} und 10^9 Kelvin entstanden. Die kosmologische Nukleosynthese bleibt bei ^7Li stehen. Denn es gibt keine stabilen Elemente mit den Massenzahlen 5 oder 8. Die Synthese von ^{12}C schließlich läuft über Stöße von 3 α -Teilchen ab, was viel höhere Dichten erfordern würde.

Die ^4He -Häufigkeit liegt bei 0,24 (Massenanteil), die von Deuterium zwischen 10^{-4} und 10^{-5} , von ^3He bei $1 - 2 \cdot 10^{-5}$ und ^7Li bei $1 - 2 \cdot 10^{-10}$. ^4He ist nur wenig abhängig vom Baryon-zu-Photon-Verhältnis η . Eine größere Empfindlichkeit zeigen D und ^3He . Außer bei ^7Li stimmen berechnete und gemessene Werte gut überein (über 10 Größenordnungen der Häufigkeiten).

7.5. Literatur

H. Reeves: On the Origin of the light elements ($Z < 6$). Rev. Mod. Phys. 66, 193 (1994)

D.N. Schramm and M. Turner: Big bang nucleosynthesis enters the precision era. Rev. Mod. Phys. 70, 303 (1998)

S. Sarkar, Measuring the baryon content of the universe: BBN vs CMB
astro-ph/0205116

K. Hagiwara et al. : Big Bang Nucleosynthesis. Phys. Rev. D66, 010001-1 (2002)

G. Steigman : Primordial Nucleosynthesis. astro-ph/0308511

B.D. Fields, K.A. Olive, Astrophys. J. 506, 177 (1998)

D.S. Balser et al. Nature 415, 54 (2002)

B.D. Fields et al., Astrophys. J. 563, 653 (2002)

S.G. Ryan et al., Astrophys. J. 530, L57 (2000)

S.G. Ryan, J.E. Norris, T.C. Beers, *Astrophys. J.* 523, 654 (1999).

C. Charbonnel, F. Primas: The Lithium Content of the Galactic Halo Stars
<http://arxiv.org/abs/astro-ph/0505247>

The Big Bang Nucleosynthesis Homepage
<http://www.physics.ohio-state.edu/~phillips/bang/bang.html>

Einstein online: Big Bang Nucleosynthesis. http://www.einstein-online.info/en/spotlights/BBN_obs/index/html