

Seminar zur Theorie der Teilchen und Felder

Thema im WS 2008/2009:

Kosmologie und Teilchenphysik

Skript zum Seminarvortrag vom 19.11.2008

Primordiale Nukleosynthese

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Einordnung	3
3	Ablauf der primordialen Nukleosynthese	3
3.1	Anfangsbedingungen	4
3.2	Phase 1	4
3.2.1	Nukleares statistisches Gleichgewicht	4
3.2.2	Elementhäufigkeiten in Phase 1	6
3.3	Phase 2	6
3.4	Phase 3	7
3.4.1	Deuterium-Flaschenhals	7
3.4.2	Umwandlungsreaktionen	8
3.5	Ende der primordialen Nukleosynthese	8
4	Häufigkeiten der leichten Elemente	8
4.1	Theoretische ${}^4\text{He}$ -Häufigkeit	8
4.2	Weitere theoretische Häufigkeiten	9
4.3	Beobachtete Häufigkeiten	9
4.3.1	Beobachteter ${}^4\text{He}$ -Massenanteil	9
4.3.2	Beobachtete D -Häufigkeit	9
4.3.3	Beobachtete ${}^3\text{He}$ -Häufigkeit	9
4.3.4	Beobachtete ${}^7\text{Li}$ -Häufigkeit	10
4.4	Vergleich der Beobachtungen und theoretischen Voraussagen	10
5	Schlussfolgerungen	10
5.1	Eingrenzung des Baryonen-zu-Photonen Verhältnisses	10
5.1.1	Hinweis auf die Existenz dunkler Materie	11
5.2	Stütze des Standard-Urknallmodells	11
5.3	Neutrino-Flavours	11
6	Zusammenfassung	11
7	Quellen	12

1 Einleitung

Die primordiale Nukleosynthese ist die Entstehung der leichten Elemente im frühen Universum. Am Ende des Syntheseprozesses, der bereits 5 Minuten nach dem Urknall abgeschlossen ist, besteht das Universum aus etwa 75% Wasserstoff (H) und 25% Helium (4He). Es werden Elemente bis zu der Ordnungszahl $Z = 3$ gebildet, so dass auch Deuterium, 3He und Lithium in Spuren vorliegen.

Die Häufigkeiten der bei der primordialen Nukleosynthese gebildeten Elemente lassen sich einerseits auf der Grundlage des Standard-Urknall Modells über 10 Größenordnungen berechnen und andererseits aus Beobachtungen von heutigen Elementhäufigkeiten erschließen. Die Übereinstimmung zwischen theoretischer Voraussage und Beobachtung ist eine wesentliche Stütze des Standardmodells der Kosmologie.

2 Einordnung

Die primordiale Nukleosynthese beginnt etwa $10^{-2}s$ nach dem Urknall. Zu dieser frühen Zeit ist das Universum noch sehr dicht und heiß, es herrscht eine Temperatur von $10^{11}K$, was etwa einer Energie von $10MeV$ entspricht. Strahlung und Materie haben zu diesem Zeitpunkt bereits entkoppelt und die Quarks haben sich zu Neutronen und Protonen zusammengefunden. Während der weiteren Entwicklung des Universums expandiert dieses und kühlt sich ab. Nach $100s$ ist die primordiale Nukleosynthese abgeschlossen. Zu diesem Zeitpunkt hat das Universum noch eine Temperatur von 10^9K und eine Energie von $0,1MeV$. Bei der Elemententstehung werden praktisch alle freien Neutronen in 4He umgewandelt. Außerdem entstehen zu einem geringen Teil Deuterium, 3He und es werden Spuren von Lithium gebildet.

Alle Elemente liegen als Atomkerne vor, da die Energie für die Bindung von Elektronen noch zu hoch ist. Die Rekombination ist erst etwa 150000 Jahre später möglich!

Während der primordialen Nukleosynthese werden nur die leichten Elemente synthetisiert. Alle Elemente mit höheren Ordnungszahlen entstehen wesentlich später bei der stellaren Nukleosynthese im Inneren von Sternen und sehr schwere Elemente werden bei Supernova-Explosionen gebildet und im Universum freigesetzt.

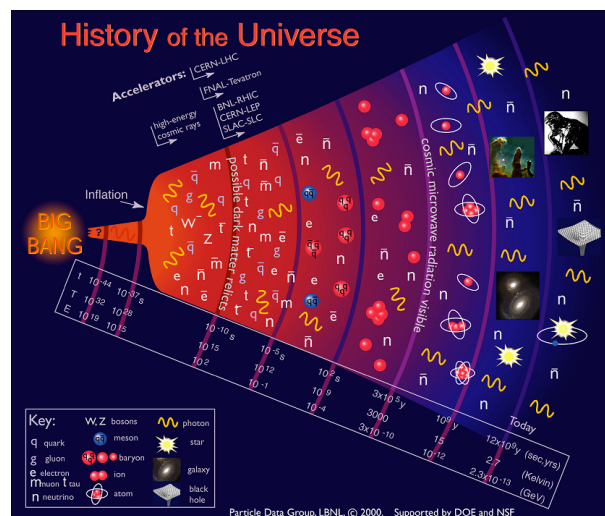


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Entwicklung des Universums

3 Ablauf der primordialen Nukleosynthese

Bevor der detaillierte Ablauf der Elemententstehung beschrieben werden kann, wird der Zustand des frühen Universums vor dem Einsetzen der Synthese betrachtet. Die primordiale Nukleosynthese wird in drei zeitlich und energetisch unterschiedliche Phasen eingeteilt, die anschließend erläutert werden.

Die Eigenschaften der leichten Elemente führen dazu, dass die Synthese erst einsetzen kann, sobald sich das Universum genügend abgekühlt hat und bei Elementen mit der Ordnungszahl $Z = 3$ am Ende von Phase 3 stoppt, sobald die Temperatur zu gering geworden ist.

3.1 Anfangsbedingungen

Im jungen Universum zu Zeiten $t \ll 1s$ herrschen aufgrund der hohen Dichte und Temperatur Energien $E \gg 1MeV$ vor. Die freien Neutronen und Protonen stehen miteinander im chemischen und thermischen Gleichgewicht. Durch die Reaktionen der schwachen Wechselwirkung



werden Protonen und Neutronen unter Beteiligung von Elektronen und Elektron-Neutrinos, sowie ihrer Antiteilchen, ineinander umgewandelt.

Im frühen Universum bei hohen Temperaturen sind die Raten Γ dieser schwachen Wechselwirkungen viel höher als die Expansionsrate H des Universums. Das Verhältnis von Γ zu H lässt sich berechnen, wovon hier nur das folgende Resultat angegeben wird:

$$\frac{\Gamma}{H} \propto \left(\frac{T}{0,8MeV}\right)^3 \quad (2)$$

Hier ist T die Temperatur, die unter Verwendung der natürlichen Einheiten der Energie äquivalent ist ($E = k_B \cdot T$, $k_B \equiv 1$) und somit in der Einheit MeV angegeben wird.

Betrachtet man das Neutronen-zu-Protonen Verhältnis $(\frac{n}{p})$, welches als Quotient der Teilchenzahldichten n_p und n_n der Protonen bzw. der Neutronen definiert ist,

$$\left(\frac{n}{p}\right) \equiv \left(\frac{n_n}{n_p}\right) \quad (3)$$

so sollte es bei Energien größer als $0,8MeV$ den Gleichgewichtswert annehmen.

Die Teilchenzahldichten der Nukleonen (d.h. der Protonen und der Neutronen) unterliegen der Maxwell-Boltzmann-Verteilung, falls die Temperatur im Universum bereits so niedrig ist, dass $k_B T \ll m_p c^2$ erfüllt ist und Protonen und Neutronen nicht-relativistisch sind.

$$n \propto m^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{mc^2}{k_B T}\right) \quad (4)$$

Der Proportionalitätsfaktor wird hier außer Acht gelassen, da er für Neutronen und für Protonen identisch ist und im folgenden das Verhältnis ihrer Teilchenzahldichten interessiert. Für den Gleichgewichtswert (gekennzeichnet durch den Index EQ für *Equilibrium*) des Neutronen-zu-Protonen Verhältnisses ergibt sich:

$$\left(\frac{n_n}{n_p}\right)_{EQ} \equiv \left(\frac{n}{p}\right)_{EQ} = \exp\left(-\frac{Q}{T} + \frac{\mu_e - \mu_\nu}{T}\right) \approx \exp\left(-\frac{Q}{T}\right) \quad (5)$$

mit μ_e, μ_ν : chemische Potentiale der Elektronen bzw. Protonen, Q : Massendifferenz zwischen Neutron und Proton, $Q \equiv m_n - m_p = 1,293MeV$

Da die chemischen Potentiale sehr klein gegenüber der Temperatur T sind, wurden sie in Gleichung 5 vernachlässigt.

Unter den betrachteten Anfangsbedingungen hat das Neutronen-zu-Protonen Verhältnis den Wert $(\frac{n}{p})_{EQ} \approx 1$, das bedeutet, es liegen etwa gleich viele Neutronen und Protonen im frühen Universum vor. Die Temperaturabhängigkeit des Verhältnisses ist in Abbildung 2 gezeigt.

3.2 Phase 1

Betrachten wir nun die erste Phase der primordialen Nukleosynthese: Es wird der Zeitpunkt $t = 0,01s$ herausgegriffen, zu dem eine Energie von $E = 10MeV$ im strahlungsdominierten Universum vorliegt. Bei dieser hohen Energie und der entsprechenden Temperatur gilt, wie oben erläutert, dass die Reaktionsrate der schwachen Wechselwirkungen wesentlich größer als die Expansionsrate des Universums ist ($\Gamma \gg H$) und dass $(\frac{n}{p})$ den Gleichgewichtswert $(\frac{n}{p})_{EQ} \approx 1$ annimmt.

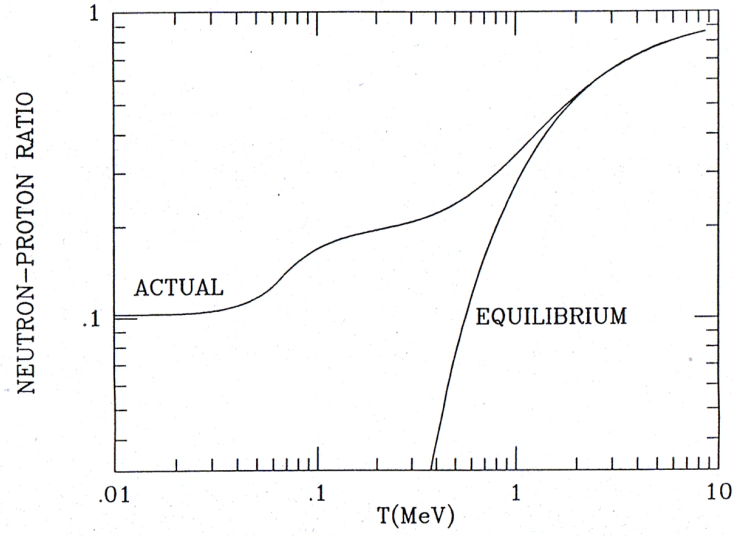


Abbildung 2: Tatsächlicher Wert und Gleichgewichtswert des Neutronen-zu-Protonen Verhältnisses in Abhängigkeit der Temperatur

3.2.1 Nukleares statistisches Gleichgewicht

Es interessieren die Häufigkeiten der leichten Elemente in dieser Phase. Um diese zu berechnen, wird davon ausgegangen, dass sich die Teilchen im Nuklearen Statistischen Gleichgewicht (NSE - nuclear statistical equilibrium) befinden. In diesem Gleichgewichtszustand ist die Maxwell-Boltzmann-Verteilung anwendbar. Für die Teilchenzahldichte eines Kerns n_A mit Massenzahl A und Ladungszahl Z gilt:

$$n_A = g_A \left(\frac{m_A T}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{\mu_A - m_A}{T} \right) \quad (6)$$

mit g_A : Anzahl der internen Freiheitsgrade, μ_A : chemisches Potential des Elements, m_A : Kernmasse

Chemisches Gleichgewicht liegt vor, falls die Rate der Kernreaktion zur Entstehung des Elements verglichen mit der Expansionsrate des Universums sehr hoch ist. Dann ergibt sich für das chemische Potential μ_A :

$$\mu_A = Z \mu_p + (A - Z) \mu_n \quad (7)$$

Die Bindungsenergie B_A eines Kerns ist wie folgt definiert:

$$B_A \equiv Z m_p + (A - Z) m_n - m_A \quad (8)$$

Durch Einsetzen von (7) und (8) in (6) und weitere Umformungsschritte lässt sich die Teilchenzahldichte nach der folgenden Gleichung berechnen:

$$n_A = g_A \cdot A^{\frac{2}{3}} \cdot s^{-A} \cdot \left(\frac{2\pi}{m_N T} \right)^{\frac{3(A-1)}{2}} \cdot n_p^Z \cdot n_n^{A-Z} \cdot \exp\left(\frac{B_A}{T} \right) \quad (9)$$

mit m_p : Protonenmasse, m_n : Neutronenmasse, m_N : Masse der Nukleonen, n_p , n_n : Teilchenzahldichte der Protonen bzw. Neutronen

In Tabelle 1 sind die Bindungsenergien und Anzahlen interner Freiheitsgrade für einige leichte Atomkerne gezeigt. Die Teilchenzahldichte eines Elements ändert sich mit der Zeit, da das expandierende Universum eine zeitliche Volumenänderung erfährt. Deshalb ist es günstiger, den Massenanteil X_A eines Elementes zu betrachten, bei dem die Teilchenzahldichte n_A durch die Teilchenzahldichte aller im Universum vorhandenen Nukleonen n_N dividiert wird:

$$X_A \equiv \frac{n_A A}{n_N} \quad \sum_i X_i = 1 \quad (10)$$

Element AZ	Bindungsenergie B_A in MeV	Anzahl interner Freiheitsgrade g_A
2H	2,22	3
3H	6,92	2
3He	7,72	2
4He	28,3	1
${}^{12}C$	92,2	1

Tabelle 1: Bindungsenergie und Anzahl interner Freiheitsgrade für ausgewählte leichte Elemente

Die Gleichung zur Berechnung des Massenanteils eines Elementes im NSE, die sich durch Einsetzen von (9) in (10) ergibt, ist die folgende:

$$X_A = g_A [\zeta(3)^{A-1} \pi^{\frac{1-A}{2}} 2^{\frac{3A-5}{2}}] A^{\frac{5}{2}} \left(\frac{T}{m_N}\right)^{\frac{3(A-1)}{2}} \eta^{A-1} X_p^Z X_n^{A-Z} \exp\left(\frac{B_A}{T}\right) \quad (11)$$

mit $\zeta(3)$: Riemannsche Zeta-Funktion von 3.

Eine wesentliche Größe in Gleichung 11 ist das heutige Baryonen-zu-Photonen Verhältnis η , das als Quotient der Teilchenzahldichte der Baryonen bzw. Nukleonen n_N und der Teilchenzahldichte der Photonen im Universum n_γ definiert ist:

$$\eta \equiv \frac{n_N}{n_\gamma} = 2,68 \cdot 10^{-8} \Omega_B h^2 \quad (12)$$

Ω_B bezeichnet den Dichteparameter der baryonischen Materie. Dieser Dichteparameter ist als Verhältnis der absoluten Baryondichte ρ_B zu der kritischen Dichte ρ_c definiert: $\Omega_B = \frac{\rho_B}{\rho_c}$

Der Parameter h dient zur Parametrisierung der Hubble-Konstanten ($H_0 = 100 \cdot h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ mit $h = 0,72 \pm 0,08$) und geht auch in die kritische Dichte des heutigen Universums ($\rho_c(t_0) = 1,88 \cdot h^2 \cdot 10^{-26} \text{ kg m}^{-3}$) ein.

3.2.2 Elementhäufigkeiten in Phase 1

Nach Gleichung 11 können nun die Häufigkeiten der leichten Elemente in den verschiedenen Phasen der Nukleosynthese berechnet werden. Für die Phase 1 ergeben sich Massenanteile, die in Tabelle 2 aufgeführt sind. An

X_n	0,5
X_p	0,5
X_2	$6 \cdot 10^{-12}$
X_3	$2 \cdot 10^{-23}$
X_4	$2 \cdot 10^{-34}$
X_{12}	$2 \cdot 10^{-126}$
1	$= X_n + X_p + X_2 + X_3 + X_4 + X_{12}$

Tabelle 2: ungefähre Massenanteile der leichten Elemente in der ersten Phase der primordialen Nukleosynthese

diesen Zahlenwerten ist klar zu erkennen, dass die leichten Elemente ab der Ordnungszahl 2 in dieser frühen Phase praktisch noch nicht vorhanden sind, sondern dass nur Protonen bzw. Wasserstoffkerne und Neutronen vorliegen.

3.3 Phase 2

Als Phase 2 wird der Energiebereich $1 \text{ MeV} \leq E \leq 0,5 \text{ MeV}$ zum Zeitpunkt $t \cong 0,02 \text{ s}$ angesehen. In dieser Phase des Universums haben die Neutrinos bereits von der Materie entkoppelt. Die Elektronen annihilieren mit ihren Antiteilchen, den Positronen. Die Reaktionsrate der schwachen Wechselwirkungen, die Neutronen und Protonen ineinander umwandeln, nimmt einen kleineren Wert als die Expansionsrate des Universums an. Da $\Gamma < H$ frieren die schwachen Wechselwirkungen aus. Damit wird das Neutronen-zu-Protonen Verhältnis zu diesem Zeitpunkt festgelegt:

$$\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{freeze-out}} = \exp\left(-\frac{Q}{T_{\text{freeze-out}}}\right) \cong \left(\frac{n}{p}\right)_{EQ} \approx \frac{1}{6} \quad (13)$$

Bis zu dieser Zeit nimmt das Neutronen-zu-Protonen Verhältnis den Gleichgewichtswert an. Nach dem Ausfrieren der schwachen Wechselwirkung erfolgt ein Weggang vom Gleichgewicht (siehe Abbildung 2).

Betrachtet man die Bindungsenergien der Atomkerne der leichten Elemente bis einschließlich Helium (siehe Tabelle 1), so liegen diese etwa zwischen 2MeV und 8MeV . In der zweiten Phase der primordialen Nukleosynthese hat sich das Universum somit genügend abgekühlt, dass sich die Nukleonen zu stabilen Kernen zusammenfügen könnten. Trotzdem werden keine Atomkerne beobachtet!

Der Grund ist, dass das frühe Universum strahlungsdominiert ist und das Baryonen-zu-Photonen Verhältnis η einen sehr kleinen Wert hat, das heißt, die Entropie im Universum ist enorm hoch. Diese hohe Entropie verhindert die Entstehung stabiler Atomkerne.

Es ist möglich, die Temperatur T_{NUC} anzugeben, ab der der Zustand eines Atomkerns gegenüber dem Zustand der einzelnen Nukleonen thermodynamisch favorisiert wird. Dazu wird Gleichung 11 nach der Temperatur T aufgelöst. Liegt ein Atomkern im Universum vor, so erreicht sein Massenverhältnis X_A einen Wert der Größenordnung 1. Damit folgt:

$$T_{NUC} \simeq \frac{B_A}{A-1} \frac{1}{\ln(\frac{1}{\eta})} + 1,5 \ln(\frac{m_N}{T}) \quad (14)$$

Die Temperaturen T_{NUC} für die leichten Elemente, die nach Gleichung 14 berechnet werden, sind in Tabelle 3 aufgeführt. An diesen Temperaturen wird deutlich, dass die leichten Elemente in Phase 2 noch nicht vorliegen,

Element	T_{NUC} in MeV
${}^2\text{H}$	0,07
${}^3\text{He}$	0,11
${}^3\text{He}$	0,28
${}^{12}\text{C}$	0,25

Tabelle 3: ungefähre Temperaturen, ab denen die leichten Elemente im Zustand stabiler Atomkerne vorliegen

obwohl die Energien von $0,5\text{MeV} - 1\text{MeV}$ unterhalb der Kernbindungsenergien liegen. Dies ist auch an den NSE-Massenverhältnissen erkennbar, die für Deuterium und die folgenden Elemente noch immer verschwindend gering sind:

X_n	$\frac{1}{7}$
X_p	$\frac{6}{7}$
X_2	$6 \cdot 10^{-12}$
X_3	$2 \cdot 10^{-23}$
X_4	$2 \cdot 10^{-28}$
X_{12}	$2 \cdot 10^{-108}$
1	$= X_n + X_p + X_2 + X_3 + X_4 + X_{12}$

Tabelle 4: ungefähre Massenanteile der leichten Elemente in der ersten Phase der primordialen Nukleosynthese

3.4 Phase 3

Die dritte Phase der primordialen Nukleosynthese erstreckt sich über den Zeitraum von 1 Minute bis 3 Minuten nach dem Urknall. Die Energie im Universum beträgt $0,3\text{MeV} \leq E \leq 0,1\text{MeV}$. Bei diesen Energien und den entsprechenden Temperaturen kann die Elementsynthese stattfinden.

Das Neutronen-zu-Protonen Verhältnis ist durch den Zerfall der freien Neutronen gemäß der Reaktion

$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ von $\frac{1}{6}$ auf

$$\frac{n}{p} \cong \frac{1}{7}$$

abgesunken. Die Halbwertszeit der Neutronen beträgt $t_{halb} = 614\text{s}$ und da das Universum ein ähnliches Alter erreicht hat, sobald es auf etwa $0,1\text{MeV}$ abgekühlt ist, sind die Neutronenzerfälle nicht vernachlässigbar.

3.4.1 Deuterium-Flaschenhals

Bei einer Energie von $0,3\text{MeV}$ sollte bereits ${}^4\text{He}$ vorliegen, da die Temperatur T_{NUC} für Helium nach Tabelle 3 bei $0,28\text{MeV}$ liegt. Jedoch ist die Helium-Synthese erst bei weiterer Abkühlung der Universums möglich, da zur Entstehung von ${}^4\text{He}$ Deuterium und ${}^3\text{He}$ vorliegen müssen. Deren NSE-Massenanteile sind bei der Energie

von $0,3\text{MeV}$ jedoch noch viel zu gering. Dieser Zusammenhang wird als „Deuterium-Flaschenhals“ bezeichnet. Erst bei einer Energie von etwa $0,1\text{MeV}$ erreicht der Wert des Deuterium-Massenanteils X_2 einen Wert der Größenordnung 1, der „Flaschenhals“ ist überwunden und die Helium-Synthese kann beginnen.

3.4.2 Umwandlungsreaktionen

Sobald im Universum eine Energie von etwa $0,1\text{MeV}$ vorliegt, findet eine schnelle Umwandlung praktisch aller freien Neutronen im ^4He statt. Die Nukleosynthese erfolgt durch 12 fundamentale Reaktionen, die in Abbildung 3 dargestellt sind. Synthetisiert werden Deuterium, Tritium, Helium, Beryllium und Lithium. In dem Schaubild in

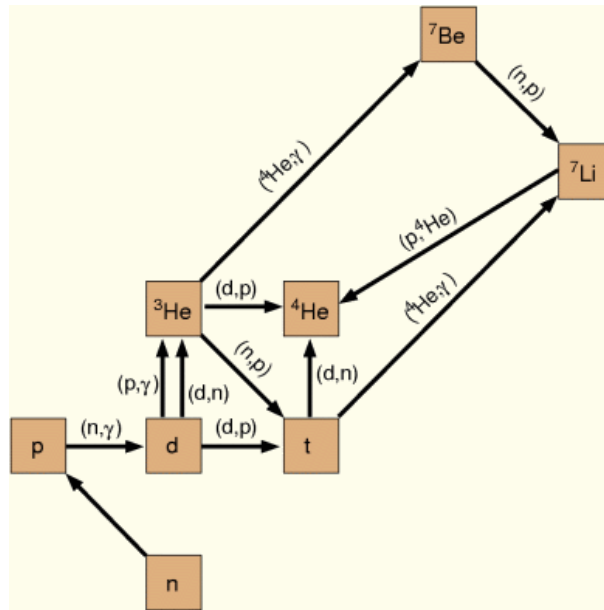


Abbildung 3: Fundamentale 12 Reaktionen der primordialen Nukleosynthese

Abbildung 3 fällt auf, dass alle Pfeile der Reaktionen bei ^4He enden. Dieses Element wird zum größten Teil, die übrigen Elemente werden in wesentlich geringeren Mengen gebildet.

3.5 Ende der primordialen Nukleosynthese

Etwa fünf Minuten nach dem Urknall sind die Temperatur und die Teilchendichte des Universums durch die fortgeschrittene Expansion so weit abgesunken, dass eine weitere Heliumsynthese nicht mehr möglich ist. Die primordiale Nukleosynthese endet. Die Materie des Universums setzt sich nun aus etwa 25% Wasserstoff und 75% Helium zusammen. Die übrigen Elemente - insbesondere die mit höheren Ordnungszahlen - liegen höchstens in Spuren vor. Zwei Faktoren führen dazu, dass die Produktion von ^7Li stark und die von schwereren Isotopen praktisch ganz reduziert wird: Aufgrund der abgesunkenen Energie machen sich die Coulombbarrieren bemerkbar. Zum anderen existieren keine stabilen Elemente mit den Ordnungszahlen $Z = 5$ und $Z = 8$. Diese wären nötig, um die Elementsynthese über das ^4He hinaus fortzusetzen.

4 Häufigkeiten der leichten Elemente

Die Häufigkeiten der leichten Elemente lassen sich zum einen theoretisch berechnen, zum anderen lassen sich die Häufigkeiten im heutigen Universum messen. Aus dem Vergleich von theoretischen und beobachteten Werten werden wichtige Erkenntnisse gewonnen.

4.1 Theoretische ${}^4\text{He}$ -Häufigkeit

Die Heliumhäufigkeit, bezogen auf die Atomzahlen, beträgt

$$\frac{n({}^4\text{He})}{n(\text{H})} = \frac{n}{2(p-n)} \quad (15)$$

denn da jeder Heliumkern aus zwei Neutronen und zwei Protonen aufgebaut wird, entstehen $\frac{n}{2}$ Heliumkerne und es bleiben $(p-n)$ Protonen bzw. Heliumkerne übrig, sobald alle Neutronen in ${}^4\text{He}$ umgewandelt sind.

Damit hat der Massenanteil X_4 mit dem Neutronen-zu-Protonen Verhältnis der Nukleosynthese $\frac{n}{p} \cong \frac{1}{7}$ den Wert:

$$X_4 = \frac{2 \frac{n}{p}}{1 + \frac{n}{p}} \cong 0,25 \quad (16)$$

4.2 Weitere theoretische Häufigkeiten

Auch die Häufigkeiten von ${}^3\text{He}$ und ${}^7\text{Li}$ lassen sich mit Hilfe von $\frac{n}{p}$ und dem Baryonen-zu-Photonen Verhältnis η zur Zeit der primordialen Nukleosynthese berechnen. Es ergeben sich die folgenden Häufigkeiten:

$$\frac{{}^3\text{He}}{\text{H}} \cong 10^{-5} - 10^{-4} \quad (17)$$

$$\frac{{}^7\text{Li}}{\text{H}} \cong 10^{-10} - 10^{-9} \quad (18)$$

Die Häufigkeiten von Lithium, ${}^3\text{He}$ und Deuterium sowie der Massenanteil des ${}^4\text{He}$ (hier mit Y_p statt mit X_4 bezeichnet) sind in den drei Bereichen des Diagramms in Abbildung 5 dargestellt. Aufgetragen sind die vorhergesagten Häufigkeiten gegen η bzw. gegen die Baryondichte $\Omega_B h^2$. Die Dicke der Linien repräsentieren die Unsicherheiten für ein 95% Vertrauensintervall.

4.3 Beobachtete Häufigkeiten

Die Häufigkeiten der leichten Elemente im Universum lassen sich anhand von Emissionsspektren von Sternen und Absorptionsspektrum von interstellarer Materie bestimmen. Um von den heute gemessenen Werten auf die primordialen Elementhäufigkeiten schließen zu können, werden vor allem möglichst alte Regionen des Universums beobachtet, wie die Population-II-Sterne.

4.3.1 Beobachteter ${}^4\text{He}$ -Massenanteil

Für ${}^4\text{He}$ ergibt sich ein heutiger ¹ Wert von:

$$X_{4,0} \cong 0,23 \pm 0,02$$

Diese Häufigkeit stellt eine Obergrenze für die primordiale Helium-Häufigkeit dar, denn die Menge an ${}^4\text{He}$ im Universum hat seit dem Ende der primordialen Nukleosynthese zugenommen, da Helium auch in Sternen synthetisiert wird.

4.3.2 Beobachtete D -Häufigkeit

Die heutige Deuteriumhäufigkeit beträgt:

$$10^{-5} \leq \left(\frac{D}{\text{H}}\right)_0 \leq 2 \cdot 10^{-4}$$

Da Deuterium bei einer Temperatur $t > 6 \cdot 10^5 \text{ K}$ durch die Reaktion $p + D \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ leicht zerstört wird, ist der heutige Wert als Untergrenze des primordialen Wertes zu verstehen.

¹Heutige Parameter des Universums werden mit dem Index 0 gekennzeichnet.

4.3.3 Beobachtete ${}^3\text{He}$ -Häufigkeit

Messungen der ${}^3\text{He}$ -Häufigkeit ergeben:

$$1,2 \cdot 10^{-5} \leq \left(\frac{{}^3\text{He}}{H}\right)_0 \leq 1,5 \cdot 10^{-4}$$

Die niedrigste beobachtete Häufigkeit stellt die Obergrenze der ${}^3\text{He}$ -Häufigkeit nach Abschluss der primordialen Nukleosynthese dar, da auch ${}^3\text{He}$ durch stellare Nukleosynthese weiterhin produziert wurde.

4.3.4 Beobachtete ${}^7\text{Li}$ -Häufigkeit

Bei der Messung der ${}^7\text{Li}$ -Häufigkeit in den Sternatmosphären von sehr alten, metallarmen Population-II-Sternen wird die in Abbildung 4 gezeigte Abhängigkeit von der Effektivtemperatur beobachtet.

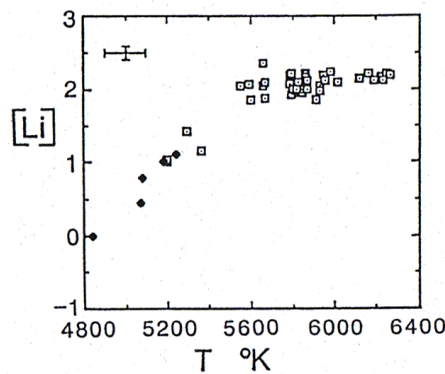


Abbildung 4: Die ${}^7\text{Li}$ -Häufigkeit ist von der Effektivtemperatur der Sternatmosphäre, in der Lithium nachgewiesen wird, abhängig. Ab einer Temperatur von etwa 5500K ergibt sich eine konstante Häufigkeit.

Ab einer Effektivtemperatur von etwa 5500K wird eine konstante ${}^7\text{Li}$ -Häufigkeit gemessen, zu niedrigeren Temperaturen hin sinkt der Wert. Der Grund ist, dass sich die Konvektionszone des Sterns bei niedrigerer Effektivtemperatur vergrößert. Dadurch gelangt mehr Lithium in das Sternenninnere, wo es bei den dort herrschenden, hohen Temperaturen umgewandelt wird.

Als konstanter Wert der Lithium-Häufigkeit wird der folgende angegeben:

$$\left(\frac{{}^7\text{Li}}{H}\right)_0 = (1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-10}$$

Lithium wurde auch in jüngeren, Population-I-Sternen nachgewiesen. Die hier gemessenen Häufigkeiten sind etwa um einen Faktor 10 größer! Es stellt sich die Frage, welche Häufigkeit dem primordialen Wert näher ist. In den älteren Sternen hat bis zum heutigen Zeitpunkt sicher eine Abreicherung des Lithiums stattgefunden. Bei den jüngeren Sternen ist zu vermuten, dass das Material, welches die Protosterne bildete, durch Supernovaexplosionen mit Lithium angereichert worden war.

Ein wichtiges Indiz ist die Entdeckung von ${}^6\text{Li}$. Auch dieses Isotop entstand während der primordialen Nukleosynthese in Spuren. Da ${}^6\text{Li}$ im heutigen Universum vorliegt und somit nicht abgebaut wurde, ist zu vermuten, dass auch die ${}^7\text{Li}$ -Häufigkeit etwa konstant geblieben ist. Deshalb wird die in den alten Population-II-Sternen beobachtete Häufigkeit für eine Abschätzung der primordialen ${}^7\text{Li}$ -Häufigkeit herangezogen, die als

$$\left(\frac{{}^7\text{Li}}{H}\right)_{\text{prim}} \cong 10^{-10}$$

angegeben wird.

Element	Beobachtung	Theoretische Voraussage
^4He	$X_4 \leq 0,23 \pm 0,02$	$X_4 \cong 0,25$
^3He	$\frac{^3\text{He}}{\text{H}} \leq 1,2 \cdot 10^{-5}$	$\frac{^3\text{He}}{\text{H}} \cong 10^{-4} - 10^{-5}$
^7Li	$\frac{^7\text{Li}}{\text{H}} \cong 10^{-10}$	$\frac{^7\text{Li}}{\text{H}} \cong 10^{-10} - 10^{-9}$

Tabelle 5: Primordiale Häufigkeiten bzw. Massenanteile einiger leichter Elemente - Vergleich der theoretisch vorausgesagten und der von Beobachtungen im heutigen Universum abgeleiteten Werte

4.4 Vergleich der Beobachtungen und theoretischen Voraussagen

In Tabelle 5 sind die theoretischen Häufigkeiten für ^3He und ^7Li sowie der Massenanteil des ^4He den heute beobachteten Werten, die Ober- bzw. Untergrenzen der primordialen Werte darstellen, gegenübergestellt. An den Zahlenwerten ist eine gute Übereinstimmung zwischen theoretischen und beobachteten Werten zu erkennen. Daraus lassen sich die im folgenden erläuterten, wichtigen Schlussfolgerungen ziehen.

5 Schlussfolgerungen

5.1 Eingrenzung des Baryonen-zu-Photonen Verhältnisses

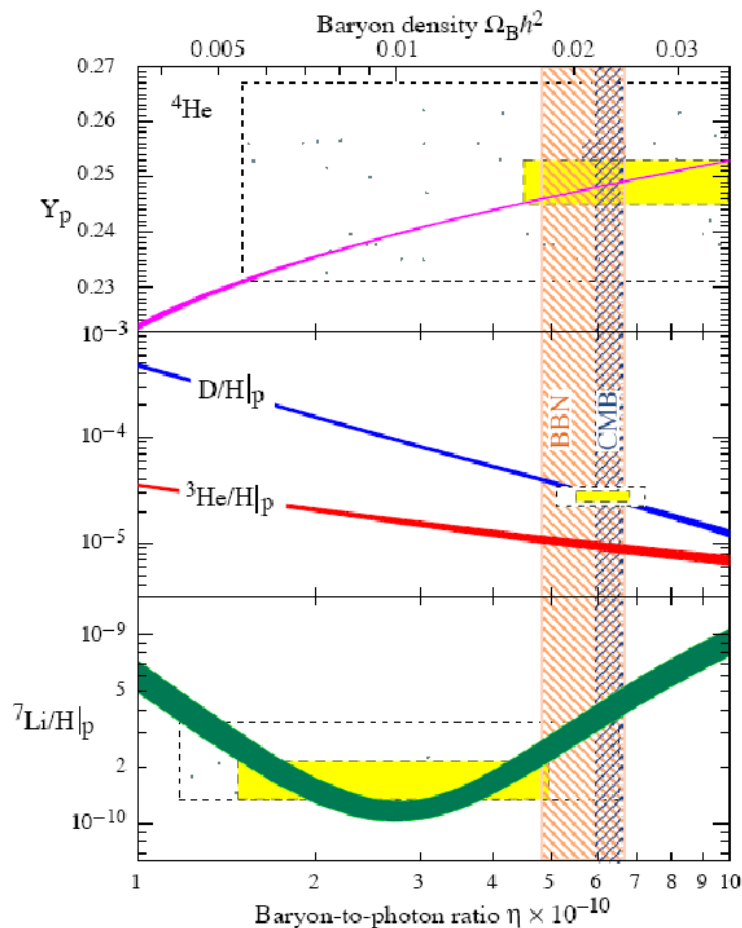


Abbildung 5: Häufigkeiten einiger leichten Elemente in Abhängigkeit des Baryonen-zu-Photonen Verhältnisses η bzw. der Baryonendichte $\Omega_B h^2$. Dargestellt sind die theoretisch vorhergesagten (Linien) sowie die beobachteten (Rechtecke) Häufigkeiten und der Bereich der Übereinstimmungen.

Die beobachteten Häufigkeiten sind als Rechtecke in dem Diagramm in Abbildung 5 dargestellt, wobei die gel-

ben Felder die Werte unter Berücksichtigung statistischer Fehler ($\pm 2\sigma$) darstellen während bei den gestrichelten Feldern statistische und systematische Fehler ($\pm 2\sigma$) berücksichtigt werden. Das schraffierte Feld, das durch alle drei Abschnitte des Diagramms verläuft, markiert die Bereiche der Übereinstimmungen von beobachteten und theoretischen Werten mit einem Vertrauensintervall von 95% für die verschiedenen Elemente. Das schmalere Feld bezieht sich auf Ergebnisse der Untersuchung der Hintergrundstrahlung (CMB: cosmic microwave background). Die theoretischen Häufigkeiten sind stark von η abhängig. Durch die Forderung der Übereinstimmung mit den Beobachtungen lässt sich der Zahlenwert des Baryonen-zu-Photonen Verhältnisses η eng eingrenzen:

$$4 \cdot 10^{-10} \leq \eta \leq 7 \cdot 10^{-10}$$

5.1.1 Hinweis auf die Existenz dunkler Materie

Aus dem Baryonen-zu-Photonen Verhältnis η lässt sich bei bekannter Photonendichte n_γ die Baryonendichte Ω_B berechnen:

$$0,015 \leq \Omega_B \leq 0,16$$

Vergleicht man diesen Wert von Ω_B mit dem heutigen Dichteparameter $\Omega_0 = 0,2 \pm 0,1$ (weitere Messungen lassen $\Omega_0 > 0,15$ vermuten), so zeigt sich eine Differenz. Die im Universum vorherrschende Materiedichte kann nicht allein auf die sichtbare Materie zurückzuführen sein. Es muss weitere unsichtbare, sogenannte „dunkle Materie“ existieren.

5.2 Stütze des Standard-Urknallmodells

Die Berechnungen der theoretischen Häufigkeiten der Elemente, die während der primordialen Nukleosynthese entstanden, beruhen auf dem Standard-Urknallmodell der Kosmologie. Der Vergleich mit den beobachteten Werten zeigt, dass das Standardmodell die Elementhäufigkeiten über zehn Größenordnungen richtig voraussagt! Damit stellen die primordialen Elementhäufigkeiten eine wesentliche Stütze des Urknallmodells dar.

5.3 Neutrino-Arten

Aus der Erforschung der primordialen Nukleosynthese lassen sich Erkenntnisse über die Anzahl der im Universum vorhandenen leichten Neutrino-Arten gewinnen. Diese Anzahl wird auf

$$N_\nu \leq 4$$

eingegrenzt. Die Existenz einer weiteren Neutrino-Spezies würde die ${}^4\text{He}$ -Produktion während der primordialen Nukleosynthese erhöhen, sodass heute eine größere Helium-Häufigkeit messbar wäre.

Heute wird davon ausgegangen, dass die drei masselosen Neutrino-Arten Elektron-Neutrino ν_e , Myon-Neutrino ν_μ und Tauon-Neutrino ν_τ im Universum vorhanden sind. Die Anzahl von drei Neutrino-Arten wurde durch eine Messung am LEP (large electron-positron collider) erst einige Zeit nach der Vorhersage gemäß der Urknall-Theorie bestätigt.

6 Zusammenfassung

Die primordiale Nukleosynthese ist die Entstehung der leichten Elemente in den ersten drei Minuten nach dem Urknall. Vor dem Einsetzen der Elementsynthese liegt ein Gleichgewicht (NSE) von Protonen, Neutronen und leichten Elementen vor. Das junge Universum expandiert und kühlt ab, bei einer Energie von $0,8\text{MeV}$ frieren die Reaktionen der schwachen Wechselwirkung aus. ${}^4\text{He}$ kann aufgrund der hohen Entropie des Universums und wegen des „Deuterium-Flaschenhalses“ erst ab einer Energie von $0,1\text{MeV}$ entstehen. Die primordiale Nukleosynthese endet fünf Minuten nach dem Urknall, das gebildete Element mit der höchsten Ordnungszahl $Z = 3$ ist ${}^7\text{Li}$. Die Materie des Universums besteht nun zu etwa 25% aus ${}^4\text{He}$ und zu 75% aus H , außerdem liegen Spuren von ${}^3\text{He}$, D und ${}^7\text{Li}$ vor. Es besteht eine gute Übereinstimmung zwischen Voraussagen der Elementhäufigkeiten nach dem Standard-Urknallmodell und beobachteten Häufigkeiten. Deshalb wird die primordiale Nukleosynthese als Stütze des Standardmodells der Kosmologie aufgefasst. Außerdem lassen sich Erkenntnisse über den Wert des Baryonen-zu-Photonen Verhältnisses η und die Anzahl der Neutrino-Arten im Universum gewinnen. Damit ist die primordiale Nukleosynthese ein wesentlicher Bereich der modernen Kosmologie.

7 Quellen

- [1] Edward W. Kolb, Michael S. Turner, The Early Universe, Kapitel 4: Big-Bang Nucleosynthesis
- [2] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, K. Zuber, Teilchenastrophysik, Kapitel 3: Kosmologie, Kapitel 4: Primordiale Nukleosynthese
- [3] Andrew Liddle, Einführung in die moderne Kosmologie, 2. Auflage 2009, Wiley-Vch Verlag
- [4] Particle Data Group (PDG), <http://pdg.lbl.gov/>
- [5] James B. Kaler, Sterne, 2000, Spektrum Akademischer Verlag
- [6] A. Unsöld, B. Baschek, Der neue Kosmos, 6. Auflage 1999, Springer-Verlag