

Seminar zur Theorie der Teilchen und Felder  
Wintersemester 2013/2014

Ausarbeitung zum Thema:  
**Nukleosynthese**

von  
Johannes Kemper  
(johanneskemper@wwu.de)

20.11.2013

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
1.1 Einleitung . . . . .	1
1.2 Motivation . . . . .	1
1.3 Grundlegende Begriffe . . . . .	2
<b>2 Primordiale Nukleosynthese</b>	<b>2</b>
2.1 Herleitung der Häufigkeiten . . . . .	2
2.2 Ablauf der primordialen Nukleosynthese . . . . .	3
2.3 Anzahl der leichten Neutrino Arten . . . . .	6
2.4 Zusammenfassung: Primordiale Nukleosynthese . . . . .	6
<b>3 Nukleosynthese durch Fusion in Sternen</b>	<b>6</b>
3.1 H-Fusion . . . . .	7
3.2 Der C-N-O-Zyklus . . . . .	8
3.3 He-Fusion . . . . .	8
3.4 C-Ne-O-Mg-Si-Fusion . . . . .	9
3.5 Zusammenfassung: Fusion in Sternen . . . . .	9
<b>4 Entstehung schwerer Elemente</b>	<b>9</b>
4.1 s-Prozess . . . . .	10
4.2 r-Prozess . . . . .	10
<b>5 Zusammenfassung</b>	<b>11</b>

# 1 Einleitung und Motivation

## 1.1 Einleitung

Möchte man die Nukleosynthese im Universum genauer betrachten, so muss man sich zuerst klar machen, dass aus dem kosmologischen Standardmodell und explizit aus der Friedmann-Gleichung, welche die Entwicklung des Raumes beschreibt, direkt der Urknall folgt. Dies wurde ebenso wie der Einfluss der relativistischen Freiheitsgrade auf die thermodynamischen Prozesse im frühen Universum in vorherigen Vorträgen behandelt und kann in den jeweiligen Ausarbeitungen nachgelesen werden. Das frühe Universum hat sich höchst Wahrscheinlich gemäß der Abbildung (1) zeitlich ent-

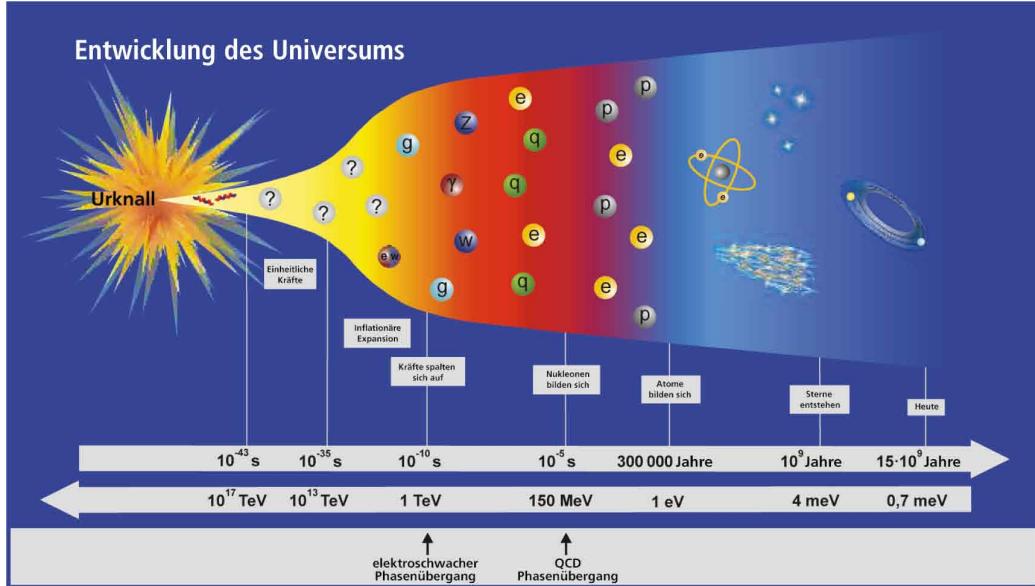


Abbildung 1: Künstlerische Darstellung der Entwicklung des Universums. Quelle: Broschüre des John von Neumann-Instituts für Computing.

wickelt, wobei die wichtigsten Zeitpunkte speziell ausgezeichnet sind. Man geht heutzutage davon aus, dass sich ausgehend von einem Hochsymmetriepunkt bei der Zeit null, mit fortlaufender Zeit und gleichzeitiger Abkühlung und Ausdehnung des Universums die ursprüngliche Symmetrie immer weiter gebrochen wurde, wobei dabei nach und nach aus einer Urkraft die vier verschiedenen heute bekannten Kräfte ausgefallen sind. Für die Nukleosynthese ist der QCD-Phasenübergang und der schwache Phasenübergang besonders wichtig. Kühlt das im frühen Universum vorhandene Quark-Gluonen-Plasma so weit ab, dass es zum QCD-Übergang kommt, so fallen die Quarks aus und da es das Quark Confinement ("kein Quark wird jemals allein gelassen") gibt, binden sich diese Quarks dann unter anderem zu den ersten Nukleonen. Nach einer weiteren Abkühlung kommt es dann zum schwachen Übergang der essenziell für die weitere primordiale Nukleosynthese ist. Abgesehen von der primordialen Nukleosynthese wird in diesem Vortrag auch grob die Nukleosynthese durch Fusion in Sternen, sowie die Nukleosynthese durch Neutroneneinfang beschrieben.

## 1.2 Motivation

Die Frage die sich vermutlich jeder Mensch im Laufe des Lebens mal stellen wird ist die Frage: "Woher kommen die ganzen Elemente um uns herum?". Benutzt man seine Sinne, so nimmt man

schon im direkten Umfeld viele unterschiedliche Materialien war und kommt schnell zum Schluss, dass diese wohl aus grundsätzlich unterschiedlichen Elementen aufgebaut sein müssen. Erweitert man seine Sinne durch Teleskope und insbesondere Spektroskope und untersucht die Verteilung der Elemente im Sonnensystem, dann erkennt man einen Anteil von 75 % Wasserstoff und fast 25 % Helium im Sonnensystem, wobei der größte Teil davon natürlich in der Sonne konzentriert ist. Dieser hohe Anteil von Wasserstoff und Helium wurde durch die primordiale Nukleosynthese verursacht die einen der Kernpunkte dieser Arbeit darstellt.

### 1.3 Grundlegende Begriffe

Grundlegend für das Verständnis dieser Arbeit ist der Wirkungsquerschnitt, diesen kann man als Maß für die Wahrscheinlichkeit eines Wechselwirkungsprozesses zweier Teilchen (z.B. Absorption) interpretieren. Aufgrund des Schwarzkörper Energiespektrums der Photonen im frühen Universum gibt es immer eine endliche Anzahl an hochenergetische Photonen. Deshalb ist es beachtenswert, dass es während der gesamten primordialen Nukleosynthese zur Photodesintegration von Atomkernen kommen kann. Eine solche Photodesintegration liegt vor, wenn ein Gamma-Quant einen Atomkern so stark anregt, dass dieser daraufhin zerfällt.

## 2 Primordiale Nukleosynthese

Die wichtigsten Aspekte der primordialen Nukleosynthese lassen sich auf vier Aussagen reduzieren. Erstens sind Protonen mit  $m_p=938,3$  MeV leichter als Neutronen mit  $m_n=939,6$  MeV. Ein weiterer Punkt ist, dass die Halbwertszeit freier Neutronen  $t_{1/2}=10,5\pm0,2$  min ist. Außerdem ist der 4-<sup>He</sup> ein doppelt magischer Kern, wodurch er eine starke Bindungsenergie von 28,3 MeV besitzt. Vermutlich offensichtlich ist, dass zur Elementsynthese überhaupt stabile Isotope von den leichten Elementen, in denen Neutronen nicht zerfallen, existieren müssen, damit die Nukleosynthese zu schwereren Kernen stattfinden kann. Im weiteren Unterkapitel werden die bei der primordialen Nukleosynthese entstehenden Häufigkeiten der leichten Nukleonen theoretisch hergeleitet.

### 2.1 Herleitung der Häufigkeiten

Geht man vom kern-statistischen Gleichgewicht aus, so ist die Dichte eines Kerns der Massenzahl  $A$  gegeben durch:

$$n_A = g_A \left( \frac{m_A T}{2\pi} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{\mu_A}{T}\right) \exp\left(-\frac{m_A}{T}\right), \quad (1)$$

in dieser Gleichung ist  $\mu_A$  das chemische Potential, welches im Gleichgewicht mit dem chemischen Neutron-zu-Proton Potential, wie folgt, zusammenhängt:

$$\mu_A = Z\mu_p + (A - Z)\mu_n. \quad (2)$$

Der Exponentialterm (rot) aus Gleichung (1) wird mit Hilfe der Neutron-zu-Proton-Dichte umgeschrieben und durch daraufhin zusätzliches einsetzen der Bindungsenergie  $B_A$  ergibt für die Dichte eines Nukleons  $A(Z)$ :

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

Die Dichten im expandierenden Universum nehmen mit  $R^{-3}$  ab, deshalb ist es sinnvoll die Gesamtdichte  $n_N = n_n + n_p + \sum_i (A n_A) i$  zu definieren, um so einen Referenzwert (das Verhältnis) zu

Tabelle 1: Bindungsenergie und Anzahl innerer Freiheitsgrade einiger leichter Kerne.

A-Z	$B_A$ in MeV	$g_A$
2-H	2,2	3
3-H	6,9	2
3-He	7,7	2
4-He	28,3	1

bekommen. Für die relativen Häufigkeiten  $X_i$  gilt natürlich das die Summe darüber 100 %, also 1 ergeben muss.

$$X_A = \frac{n_A}{n_N} A = g_A \left[ \zeta(3)^{A-1} \pi^{(1-A)/2} 2^{(3A-5)/2} \right] A^{5/2} (T/m_N)^{3(A-1)/2} \eta_B^{A-1} \mathbf{X}_p^Z \mathbf{X}_n^{A-Z} \exp(B_A/T), \quad (4)$$

darin ist  $\eta_B = n_B/n_\gamma = 2,68 \cdot 10^{-8} (\Omega_B h^2)$  das heutige Baryon-zu-Photon-Verhältnis und  $\mathbf{X}_{n,p}$  sind die Häufigkeiten von Protonen, wovon es im Kern natürlich  $Z$  gibt, sowie von Neutronen, von denen es im Kern  $A-Z$  gibt. Da in die Gleichung (4) die Bindungsenergien und deren innere Freiheitsgrade eingehen sind in Tabelle 2.1 diese einiger leichten Kerne aufgeführt.

## 2.2 Ablauf der primordialen Nukleosynthese

Um den Ablauf der primordialen Nukleosynthese beschreiben zu können ist es sinnvoll von Startbedingungen auszugehen, an denen die Rate der schwachen Wechselwirkung größer ist als die Expansionsrate des Universums. Dies ist bei einer Energie oder Temperatur von einem Megaelektronenvolt und einer Zeit von einer Sekunde seit dem Urknall der Fall. Für die weitere Betrachtung des Prozesses ist das Proton-zu-Neutron-Verhältnis essenziell. Im chemischen Gleichgewicht des frühen Universum kann man es durch die Gleichung:

$$\Rightarrow \mu_n + \mu_\nu = \mu_p + \mu_e \Rightarrow X_n/X_p = \exp(-Q/T), \quad (5)$$

beschreiben. Aufgrund des chemischen Gleichgewichts ergibt sich für das Verhältnis der Häufigkeiten von Neutronen  $X_n$  und Protonen  $X_p$  der Boltzmann-Faktor  $\exp(-Q/T)$ . Für die schwachen Reaktionsraten ( $pe \leftrightarrow \nu n$ ) gilt:

$$\Gamma_{pe \rightarrow \nu n} = (2\pi)^{-5} \int \frac{d^3 p_e}{2E_e} \frac{d^3 p_\nu}{2E_\nu} \frac{d^3 p_n}{2E_n} f_e(E_e) [1 - f_\nu(E_\nu)] |\mathcal{M}|_{pe \rightarrow \nu n}^2 \delta^4(p + e - \nu - n). \quad (6)$$

Wobei  $f_i(E_i)$  die Energie abhängigen Phasenraumverteilungen der Teilchen  $i$  angeben und außerdem das Betragsquadrat der Kernmatrix  $|\mathcal{M}|^2$  die Wahrscheinlichkeit für den Übergang angibt. Weiterhin ermöglicht die vier-dimensionale Delta-Distribution die Erhaltung des Viererimpulses während des Prozesses. Diese Übergangsrate kann nun mit der Neutronen Halbwertszeit  $\tau_n^{-1} = \Gamma_{n \rightarrow pe\nu}$  zur folgenden Gleichung (genähert) gelöst werden.

$$\Rightarrow \Gamma_{pe \rightarrow \nu n} \begin{cases} = \tau_n^{-1} (T/m_e)^3 \exp(-Q/T) & , \text{ für } T \ll Q, m_e \\ \simeq G_F^2 T^5 & , \text{ für } T \gg Q, m_e. \end{cases} \quad (7)$$

Ein Vergleich mit der Expansionsrate des Universums  $H \simeq 5,5 T^2/m_{Pl}$  ergibt:

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

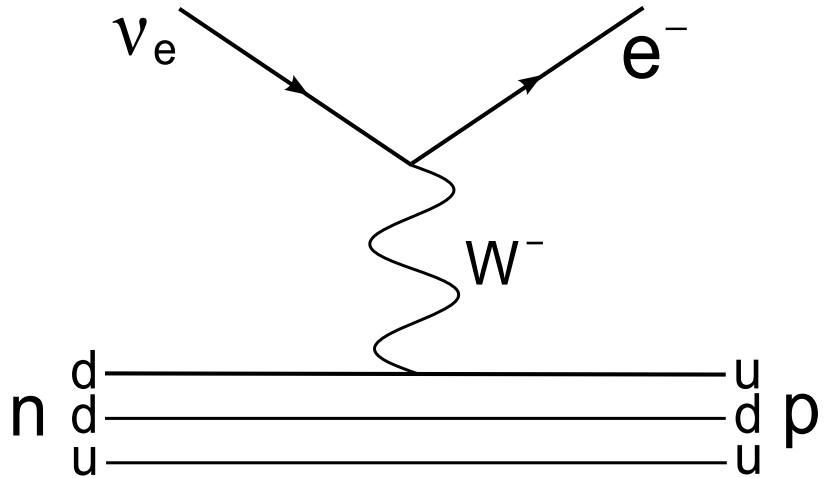


Abbildung 2: Darstellung eines schwachen Wechselwirkungsprozesses, der eine Proton-Neutron-Umwandlung ermöglicht.

Aus dieser theoretischen Betrachtung ergibt sich also, dass das Gleichgewicht oberhalb von ungefähr 0,8 MeV als stabil angenommen werden kann und die Häufigkeiten von Neutronen und Protonen in der Waage halten. Aus der Gleichung (4) ergeben sich für die Häufigkeiten der leichtesten vier Kerne:

$$\begin{aligned}
 X_n &= X_p = \exp(-Q/T) \\
 X_2 &= 16,3(T/m_N)^{3/2} \eta \exp(B_2/T) X_n X_p \\
 X_3 &= 57,4(T/m_N)^3 \eta^2 \exp(B_3/T) X_n X_p^2 \quad (3\text{-He}) \\
 X_4 &= 113(T/m_N)^{9/2} \eta^3 \exp(B_4/T) X_n^2 X_p^2.
 \end{aligned}$$

Geht man von einem schwachen Gleichgewicht z.B. einer Temperatur von 10 MeV aus, so ist die Energie-Dichte nur dominiert von Strahlung. Die thermodynamisch Beitragenden relativistische Freiheitsgrade sind durch  $\gamma$ ,  $e^-$ ,  $e^+$ ,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$  gegeben. Für die relativen Häufigkeiten der leichtesten vier stabilen Kerne ergibt sich dann:

$$\begin{aligned}
 X_n &\simeq 0,5 \\
 X_p &\simeq 0,5 \\
 X_2 &\simeq 6 \cdot 10^{-12} \\
 X_3 &\simeq 2 \cdot 10^{-23} \\
 X_4 &\simeq 2 \cdot 10^{-34}.
 \end{aligned}$$

Dabei fällt auf, dass es auch eine nahezu verschwindend geringe Häufigkeit für die Kerne schwerer als Wasserstoff gibt, dies liegt allerdings nur an dem heutigen Wert des Baryon-zu-Photon-Verhältnisses  $\eta$ , der in die Häufigkeiten eingeht. Beim schwachen Übergang, also bei einer Temperatur von etwa 0,8 MeV, friert die schwache Wechselwirkung aus, da die Reaktionsrate kleiner als die Hubble-Konstante wird. Weiterhin geht das Neutron-zu-Proton Verhältnis gegen 1/6, da freie Neutronen aufgrund der

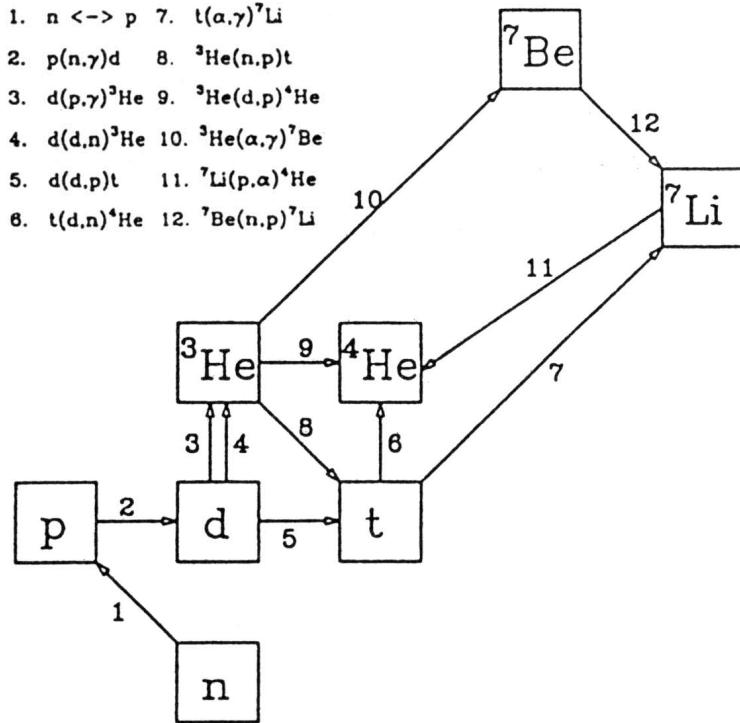


Abbildung 3: Mögliche Reaktionen während der primordialen Nukleosynthese. Oben Links im Bild sind die zu den Ziffern gehörenden Reaktionen dargestellt.

größeren Masse von Neutronen und ihrer Halbwertszeit in Protonen zerfallen.

$$\begin{aligned} X_n &= 1/7 \\ X_p &= 6/7 \\ X_2 &\simeq 6 \cdot 10^{-12} \\ X_3 &\simeq 2 \cdot 10^{-23} \\ X_4 &\simeq 2 \cdot 10^{-28}, \end{aligned}$$

wiederum sind die Kerne mit einer Massenzahl größer gleich Zwei verschwindend gering vorhanden. Im letzten Schritt, der eigentlichen primordialen Nukleosynthese, bei einer Zeit von 1-3 Minuten nach dem Urknall und einer Temperatur von 0,3-0,1 MeV haben sich die thermodynamisch Relevanten relativistischen Freiheitsgrade auf den heutigen Wert von 3,36 eingestellt und außerdem sind weitere Neutronen Zerfallen, so dass sich ein Neutron-zu-Proton Verhältnis von etwa 1/7 eingestellt hat. Die Häufigkeiten der leichteren Kerne ( $A < 4$ ) sind also bei einer Temperatur von etwa 0,1 MeV im Gleichgewicht. Da man aufgrund der hohen Bindungsenergie und den zwei enthaltenden Neutronen von 4-Helium annehmen kann, dass sich nahezu alle freien Neutronen darin binden, ergibt sich aus dieser Annahme für die relative Häufigkeit von 4-Helium zu 1-Wasserstoff:

$$X_4 \simeq \frac{2(n/p)}{1 + (n/p)} = 1/4. \quad (9)$$

Bei dieser Nukleosynthese werden auch wenige schwerere Elemente als 4-Helium ( $A < 8$ ), wie z.B. 7-Lithium produziert. Die Frage, die sich nun stellt ist: "Warum werden keine höheren Elemente

te erzeugt?“. Dafür gibt es hauptsächlich drei Gründe, einmal sinkt der Gamow-Faktor  $\langle \sigma|v| \rangle \propto \exp[-2 \frac{\bar{A}^{1/3} (Z_1 Z_2)^{2/3}}{T^{1/3}}]$ , der die Tunnelwahrscheinlichkeit eines Protons durch die Kern-Coulomb-Barriere angibt, mit sinkender Temperatur. Um schwere Kerne zu fusionieren ist es außerdem nötig eine drei-alpha Fusion durchzuführen, dabei würde dann 12-Kohlenstoff erzeugt werden. Nachdem sich das 4-Helium Gleichgewicht eingestellt hat gibt es aber eine viel zu geringe 4-Helium Kerndichte um den drei-alpha Prozess durchzuführen. In Sternen tritt dieser allerdings sehr wohl auf, worauf ich im folgenden Kapitel zur Sternfusion nochmals eingehen werden. Nimmt man sich eine Nuklidkarte zur Hand, so fällt außerdem auf, dass es keine stabilen Kerne mit den Massenzahlen Fünf und Acht gibt, diese nehmen also bei der primordialen Nukleosynthese auch nicht an weiteren Fusionsprozessen teil.

### 2.3 Anzahl der leichten Neutrino Arten

In diesem Unterkapitel wird kurz der Zusammenhang vom 4-Helium zum 1-Wasserstoff Verhältnis  $Y_p$  zur Anzahl der leichten Neutrinos eingegangen.  $Y_p$  ist Abhängig von  $\eta$ , dem Baryon-zu-Photon Verhältnis, von  $g^* = 2 + \frac{7}{8}(4 + 2N_\nu)$ , den relativistischen Freiheitsgraden und von  $\tau_{1/2}(n)$ , der Halbwertszeit des freien Neutrons. Abhängig von der Neutrinoanzahl ergeben sich dann die folgenden Werte:

$$Y_P = \begin{cases} 2,227 & \text{für } N_\nu = 2 \\ 2,242 & \text{für } N_\nu = 3 \\ 2,254 & \text{für } N_\nu = 4. \end{cases} \quad (10)$$

Die Werte mit den Unsicherheiten im Zusammenhang mit dem Baryon-zu-Photon Verhältnis ist in Abb. (4) dargestellt. Heutzutage hat man die Anzahl der möglichen leichten Neutrinoarten aus der Breite der  $Z^0$ -Resonanz, unter anderem am LEP-Beschleuniger (*Large Electron Positron-Beschleuniger*) im CERN, zu Drei Familien bestimmt.

### 2.4 Zusammenfassung: Primordiale Nukleosynthese

Bei der primordialen Nukleosynthese werden nur Kerne/Elemente bis zum 4-Helium in großer Menge erzeugt. Die vorhergesagten Häufigkeiten werden so zum Beispiel durch Spektralanalysen auch im Sonnensystem gemessen. Wirft man nun einen Blick um sich, so erkennt man allerdings deutlich, dass nicht alles aus Wasserstoff und Helium besteht. Woher die schweren Elemente kommen wird in den nächsten Kapiteln näher erläutert.

## 3 Nukleosynthese durch Fusion in Sternen

Grundsätzlich ergibt sich ein Kräftegleichgewicht in Sternen, dabei ist die Gravitation nach innen und der Strahlungsdruck nach außen gerichtet, wobei diese sich in einem stabilen Stern im Gleichgewicht halten. Im folgenden werden die wichtigsten Fusionen dargestellt, diese sind natürlich alle exotherm, da nur diese zum Strahlungsdruck beitragen:

- H-Fusion und C-N-O-Zyklus.
- He-Fusion.
- C-Ne-O-Mg-Si-Fusion.

Sehr wichtig ist hier bei, dass die Anzahl der Brennphasen durch die Masse des Sterns bestimmt werden. Dies liegt daran, dass mit einer höheren Masse die Gravitation stärker wird und dadurch der ausgleichend wirkende Strahlungsdruck größer werden muss. Dies wird in einem massereichen Stern durch eine höhere Fusionstemperatur erreicht.

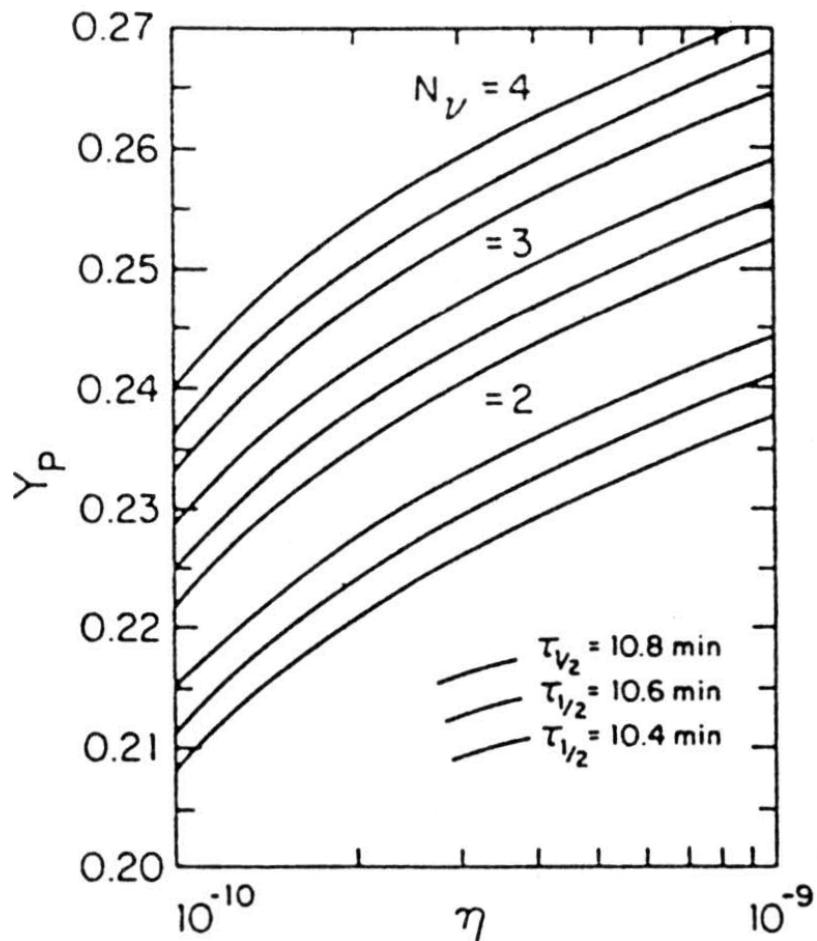
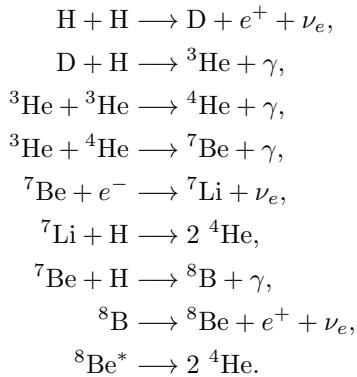


Abbildung 4: Helium-zu-Wasserstoff Verhältnis  $Y_p$  in Abhängigkeit des Baryon-zu-Photon Verhältnisses  $\eta$  und der Anzahl der leichten Neutrinoarten.

### 3.1 H-Fusion

Bei einer Temperatur von etwa  $10^7$  K beginnt die Wasserstoff-Fusion in Sternen. Genauso wie bei der primordialen Nukleosynthese fusioniert zuerst Wasserstoff zu Helium, da die Kerndichte in Sternen allerdings viel größer ist können Massenlücken in der Nuklidkarte übersprungen werden. Im

folgenden sind die beim Wasserstoffbrennen chronologisch ablaufenden Fusionen dargestellt:



### 3.2 Der C-N-O-Zyklus

Liegt eine geringe Anzahl schwerer Elemente, wie zum Beispiel 12-Kohlenstoff, im Stern vor, so kommt es zum C-N-O-Kreislauf der in Abbildung (5) mit den möglichen Reaktionen dargestellt ist.

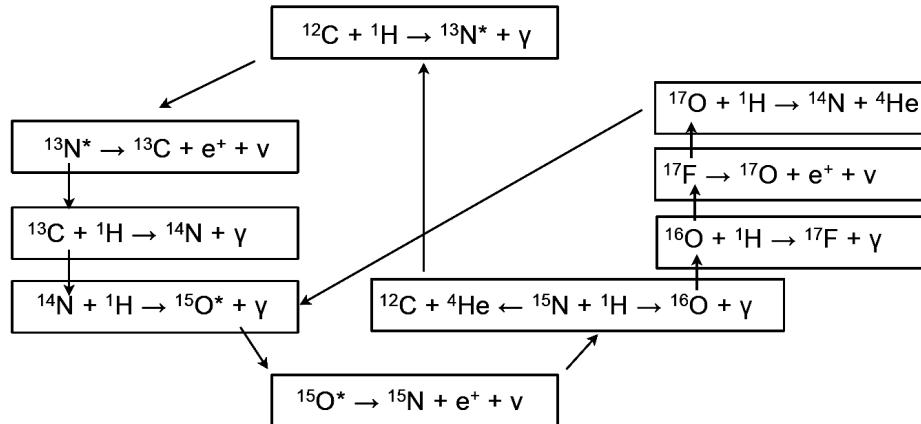
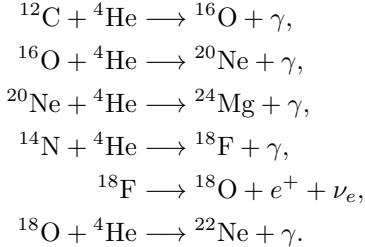


Abbildung 5: Darstellung der möglichen Reaktionen im Kohlenstoff-Stickstoff-Sauerstoff-Zyklus.

### 3.3 He-Fusion

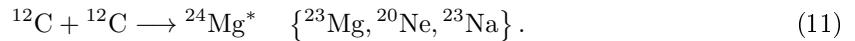
Die Helium-Fusion beginnt bei etwa  $10^8$  K in roten Riesen, dies sind ältere Sterne die sich durch das starten des Helium-Brennens und durch die damit verbundene steigende Temperatur durch den steigenden (nach außen wirkenden) Strahlungsdruck ausdehnen. Wie zuvor schon angesprochen ist für die Erzeugung von 12-Kohlenstoff der drei-alpha-Prozess nötig. Dabei müssen Drei 4-He-Kerne nahezu simultan zusammenstoßen, dies ist, wie man auch intuitiv vermuten kann, sehr unwahrscheinlich. Die Halbwertszeit von 8-Beryllium ist mit  $t_{1/2,Be} = 10^{-16}$  s extrem kurz, dieses entsteht natürlich aus einer gewöhnlichen zwei-alpha Fusion:  ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \longleftrightarrow {}^8\text{Be}$ . Für eine drei-alpha-Fusion muss nun dieses 8-Beryllium mit einem 4-Helium zu einem 12-Kohlenstoff verschmelzen. Mögliche

weitere Reaktionen beim Helium-Brennen sind:



### 3.4 C-Ne-O-Mg-Si-Fusion

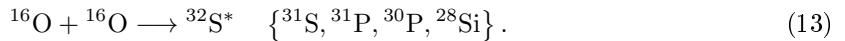
Aufgrund der Vielzahl der möglichen Fusionen sind hier nur noch die wichtigsten Fusionen oder die wichtigsten Endprodukte der jeweiligen Fusionsklassen dargestellt. Bei der Kohlenstoff-Fusion verschmelzen zwei Kohlenstoffkerne zu einem angeregten Magnesiumkern, welcher dann, wie in geschweiften Klammern angegeben, weiter zerfällt:



In der Neon-Fusion wird ein Neon-Kern durch ein energiereiches Gamma-Quant in einen Sauerstoffkern und einen Heliumkern gespalten, daraufhin reagiert ein Neonkern mit dem Heliumkern zu einem Magnesiumkern:



Bei der Sauerstoff-Fusion werden zwei Sauerstoffkerne zu einem angeregten Schwefelkern verschmolzen, welcher dann wie in der nachvollgenden Gleichung angegeben weiter zerfällt:



Ausgehend von 31-Schwefel, 31-Phosphor, 30-Phosphor und 28-Silizium bilden sich in einer weiteren Serie von Gleichgewichtsreaktionen die Kerne bis zum 56-Eisen. Dies ist der schwerste Kern, welcher durch eine exotherme Fusion erzeugt werden kann.

### 3.5 Zusammenfassung: Fusion in Sternen

Befindet sich ein schwerer Stern mit einer Masse größer als 11-Mal der Sonnenmasse im Endstadium, so ergibt sich durch die verschiedenen Fusionsstufen bei jeweils höheren Temperaturen eine Schalenstruktur. Diese ist wie eine Zwiebel, mit aufsteigender Dichte der Kerne von der inneren Eisenschale zur äußersten Wasserstoffschale, aufgebaut. Ein solcher, schwerer Stern wird am Ende seines Sternlebens in einer Supernova explodieren und als Rest des gravitativen Kollaps des Sternkerns bleibt entweder ein schwarzes Loch oder ein Neutronenstern übrig.

## 4 Entstehung schwerer Elemente

Die Grundlage zur Entstehung von Elementen schwerer als 56-Eisen ist der Neutroneneinfang, ein Kern erhöht dabei seine Massenzahl um 1 u ( $A \rightarrow A + 1$ ). Da ein Neutron, wie der Name schon vermuten lässt nach außen neutral geladen ist, spielt die Coulomb-Barriere bei einem Neutroneneinfang keine Rolle. Entscheidend ist die Reaktionsrate  $\lambda_n = n_n \langle \sigma(v)v \rangle$  für einen solchen Prozess. Wobei die Neutronendichte  $n_n$ , also die Anzahl der verfügbaren Neutronen, proportional eingeht. Weiterhin ist zur Strukturierung der möglichen Prozesstypen und zur weiteren Entwicklung des

neuentstandenen Kerns die  $\beta$ -Halbwertszeit des entstandenen Kerns ausschlaggebend. Ist die Neutroneneinfangszeit  $\tau_n$  größer als die  $\beta$ -Zerfallszeit des entstehenden Kerns, so spricht man von einem slow-Prozess (s-Prozess). Bei einer hohen Neutronendichte kann es allerdings auch dazu kommen, dass die Neutroneneinfangszeit  $\tau_n$  kleiner ist als die  $\beta$ -Zerfallszeit - einen solchen Prozess nennt man rapid-Prozess (r-Prozess).

#### 4.1 s-Prozess

Der s-Prozess findet während des Helium-Schalen-Brennen von Roten Riesen mit drei bis sechs Sonnenmassen statt. Die dabei auftretende Neutronendichte ist:  $N_n = (3,4 \pm 1,1) \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Da beim s-Prozess der Betazerfall dominant ist, läuft der Prozess immer Nah am Tal der Stabilität innerhalb der Nuklidkarte ab. Der s-Prozess wird dominant ab einer Kernmassenzahl von 56-Eisen bis zu der die Fusion klar dominiert, als obere Grenze für den s-Prozess gilt 209-Bismut, da ab dieser Massenzahl der  $\alpha$ -Zerfall dominant wird und es eine größere Massenlücke bis zum nächsten stabilen Kern (Thorium) gibt. Da die Coulomb-Barriere nicht auf die neutralen Neutronen wirkt, kann ein Neutron ungehindert zum Kern vorstoßen und mit diesem verschmelzen. Danach bleibt der Kern entweder stabil oder ein Neutron des Kerns wird in einem schwachen Wechselwirkungsprozess in ein Proton umgewandelt, wobei unter anderem Energie frei wird und der Kern um eine Ordnungszahl ansteigt. Für die Häufigkeit eines Isotops  $N_A$  im s-Prozess gilt:

$$\frac{dN_A}{dt} = \textcolor{blue}{N_n(t)N_{A-1}(t)\langle\sigma(v)v\rangle_{A-1}} - \textcolor{red}{N_n(t)N_A(t)\langle\sigma(v)v\rangle_A} - \textcolor{green}{\lambda_\beta(t)N_A(t)}. \quad (14)$$

Der blaue Term beschreibt dabei die Zunahme der Häufigkeit durch einen Kern mit einer um Eins geringeren Massenzahl, der rote Term steht für eine Abnahme durch weitere Zunahme von Neutronen und der grüne Term steht für die Abnahme der Häufigkeit des Isotops durch  $\beta$ -Zerfall. Man kann diese Differentialgleichung lösen, indem man als Anfangsbedingungen  $N_A(0) = N_{Fe=56}(0)$  und  $N_A(0) = 0 \forall A = [56, \dots, 209]$  wählt. Der Prozess läuft dann in einem lokales Gleichgewicht gemäß:

$$\sigma_A N_A = \sigma_{A-1} N_{A-1} = \text{konst.} \quad (15)$$

ab. Global über den gesamten Prozessweg von Eisen bis Bismut gibt es jedoch kein Gleichgewicht.

#### 4.2 r-Prozess

Der r-Prozess läuft generell nur in Supernovaexplosionen ab, da nur hier die erforderlichen Neutronendichten von  $N_n \approx 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  auftreten können. Der Betazerfall dominiert erst, nachdem 10-20 Neutronen in  $1 \cdot 10^{-3} \text{ s}$  aufgenommen wurden. Für die Häufigkeit eines Isotops  $N_A$  im r-Prozess gilt:

$$\frac{dN_A}{dt} = \textcolor{red}{\lambda_{Z-1}(t)N_{Z-1}(t)} - \textcolor{blue}{\lambda_Z(t)N_Z(t)}. \quad (16)$$

Der rote Term beschreibt dabei einen Zuwachs der Häufigkeit durch Neutroneneinfang eines leichteren Kerns und der blaue Term die Abnahme durch einen weiteren Neutronenzuwachs. Das Gleichgewicht ergibt sich nur bei Kernen mit magischen Neutronenzahlen, da die Neutronenbindungsenergien bei diesen Kernen besonders niedrig sind (Der Wirkungsquerschnitt für Neutronen  $\sigma_n$  ist gering) und zusätzlich die  $\beta$ -Halbwertszeiten lang im Vergleich zu denen von nicht magischen Kernen sind. Bei den magischen Kernen, dass heißt Kernen mit einer Massen- oder Ordnungszahl von 2, 8, 20, 28, 50, 82 und 126, ergibt sich der Flaschenhals für den r-Prozess und es stellt sich ein Gleichgewicht ein. Besonders stabile Kerne werden als doppelt-magisch bezeichnet, dabei ist die Massen- und die Ordnungszahl magisch.

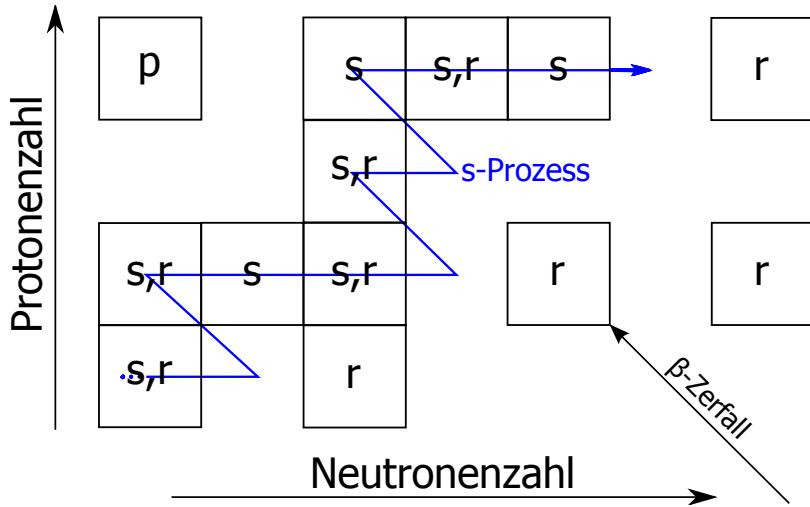


Abbildung 6: Darstellung des s- und des r-Prozesses innerhalb der Nuklidkarte. Durch Neutroneneinfang werden schwerere Kerne erzeugt, welche dann entweder einen  $\beta$ -Zerfall machen, oder sich bei sehr schweren Kernen spalten. Durch den r-Prozess können nur die stabilen Kerne am rechten, unteren Rand der Nuklidkarte erzeugt werden.

## 5 Zusammenfassung

Wir haben festgestellt, dass die primordiale Nukleosynthese ein starkes Argument für den Urknall ist. Besonders imposant ist dabei die Genauigkeit mit der die Elementhäufigkeiten vorhergesagt werden können. Weiterhin haben wir den Zusammenhang der relativen 4-Helium Häufigkeit zur Anzahl der leichten Neutrino Arten gesehen. In einem weiteren Teil wurde gezeigt, wie alle Elemente schwerer als 4-Helium in Sternen durch Fusion entstehen können. Weiterhin wurde darauf eingegangen wie durch Neutroneneinfang selbst schwere, radioaktive Elemente wie sogar Uran durch den r-Prozess entstehen können. Insgesamt ist es in dieser Arbeit also gelungen die Herkunft aller natürlich vorkommenden Elemente zu erklären.

## Literatur

- [KT] E.W. Kolb, M.S. Turner: The Early Universe, Addison Wesley, 1991
- [KZ] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, K. Zuber: Teilchenastrophysik, Teubner, 1997
- [Ch] T.-P. Cheng: Relativity, Gravitation and Cosmology: A Basic Introduction, Oxford University Press, 2004
- [BG] L. Bergström, A. Goobar: Cosmology and Particle Astrophysics, Springer, 2004
- [St] A. Stracke: Die Entstehung der Elemente, Vorlesung zur Geochronologie, WWU Münster, WS 13/14