

Wolfgang Gebhardt

Der Urknall und die chemischen Elemente. Auf den Spuren der chemischen Evolution

1. Einleitung.

Wir haben in der Schule gelernt, dass es 92 chemische Elemente gibt, wenn man die künstlich erzeugten einmal weglässt. Mit wenigen Ausnahmen sind diese Elemente stabil, d.h. es gab sie schon bei der Entstehung des Sonnensystems und der Erde vor 4,5 Milliarden Jahren. Am häufigsten ist der Wasserstoff. Er trägt im Mittel 75% zur Masse der Elemente im Sonnensystem bei gefolgt von Helium mit etwa 24%, das bedeutet etwa ein Heliumatom auf 12 Wasserstoffatome. Die schwereren Elemente sind in der Umgebung der Sonne nur mit 1 – 2% vertreten. In Abb. 1 ist die relative atomare Häufigkeit im Sonnensystem (hier willkürlich bezogen auf eine Million Siliziumatome)

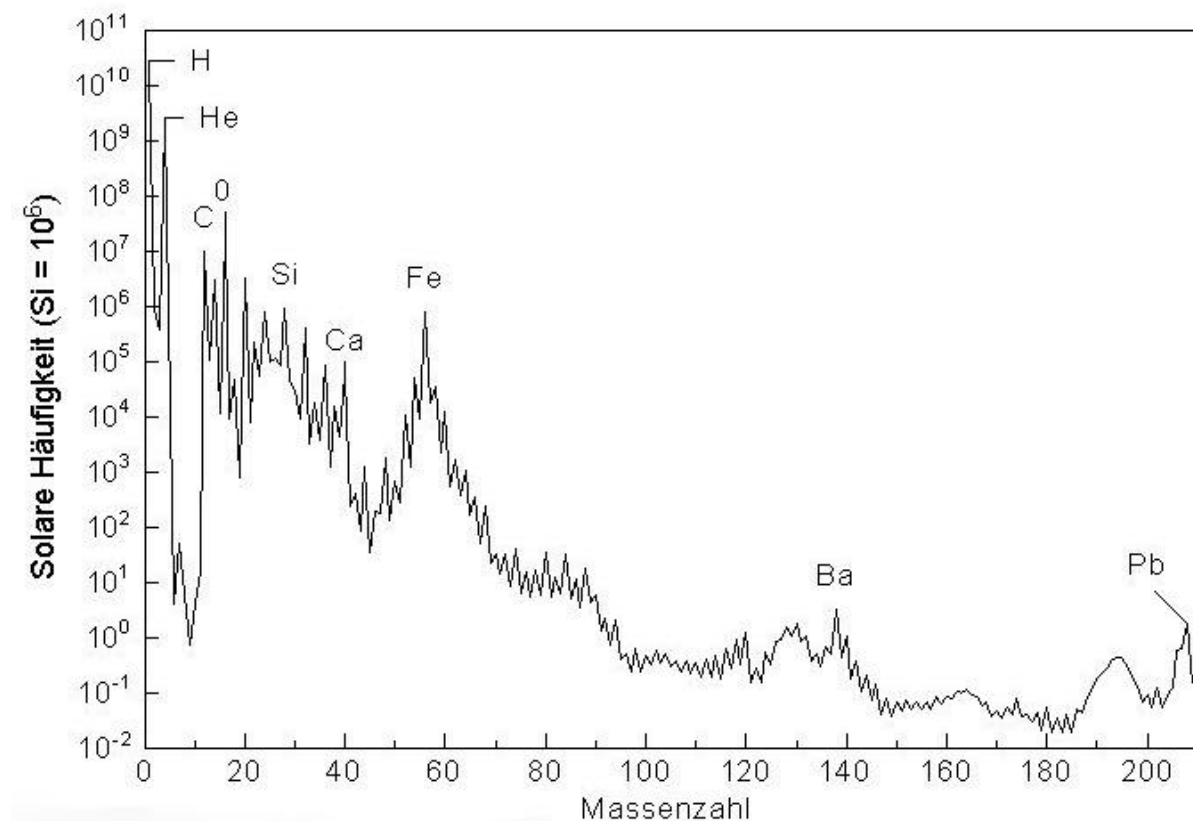


Abb. 1. Relative Häufigkeiten der Elemente im Sonnensystem in logarithmischer Auftragung als Funktion der Massenzahl der Elemente.

gegen die Massenzahl aufgetragen. Etwas ausführlicher findet sich diese Information auch in der Tabelle 1A im Anhang, wo man zu jedem stabilen Element den deutsche Namen und das Formelsymbol findet. Wenn aber die Elemente älter sind als das Sonnensystem, wann sind sie dann entstanden? Wann hat sich das Massenverhältnis Wasserstoff zu Helium gebildet und welche Prozesse ließen die schwereren Elemente entstehen?

2. Aufbau und Stabilität der Kerne

Bei irdischen Temperaturen sind die Atome elektrisch neutral, d.h. der Z -fach positiv geladene Atomkern ist von Z negativ geladenen Elektronen umgeben. Z heißt auch Ordnungszahl des Elements. Der Atomkern selbst besteht aus Z positiv geladenen Protonen und N ungeladenen Neutronen von fast gleicher Masse. Die Massenzahl des Kerns A (der ältere Ausdruck „Atomgewicht“ ist durch Massenzahl ersetzt worden) bestimmt sich aus der Summe von Neutronen und Protonen $A = N + Z$, also aus der Anzahl der Nukleonen. Betrachten wir als Beispiel den Kohlenstoff-Kern mit der Massenzahl 12. Er besteht aus 6 Protonen und 6 Neutronen. Dafür wollen wir die abgekürzte Schreibweise ${}^{12}_6\text{C}$ benutzen, d.h. wir werden für einen beliebigen Atomkern schreiben ${}^A_Z\text{Symbol}$. Die Protonenzahl Z definiert das chemische Element. In unserem Beispiel ist der Kohlenstoffkern von $Z = 6$ Elektronen umgeben, zwei davon befinden sich in der inneren Schale und nehmen an chemischen Prozessen nicht teil. Die 4 Elektronen in der äußeren Schale bestimmen die chemischen Eigenschaften und ermöglichen so die vielfältigen Bindungen in der organischen Chemie. Bei den stabilen Kernen der leichten Elemente ist meist Protonen- und Neutronenzahl gleich, d.h. es ist $N = Z$ (s. Fig.2). Vom Kohlenstoff gibt es auch ein stabiles Isotop mit sieben Neutronen, $N = 7$. Die Isotope eines Elements besitzen gleiche chemische Eigenschaften bei verschiedener Massenzahl. Das stabile Isotop ${}^{13}_6\text{C}$ ist etwa zu 1% im natürlichen Kohlenstoff enthalten. Dagegen ist ${}^{14}_6\text{C}$ mit $N = 8$ instabil und zerfällt mit einer Halbwertszeit von 5730 Jahren in das stabile und häufige Stickstoffisotop ${}^{14}_7\text{N}$



Es emittiert dabei ein Elektron und ein Antineutrino. Das Antineutrino ist ein neutrales Teilchen von verschwindend kleiner Masse, das in dem Zerfallsprozess dafür sorgt, dass Energie und Impuls erhalten bleiben. Die Masse des Atomkerns bleibt dabei fast konstant bis auf geringfügige Änderungen im Promille-Bereich. Aber die positive Ladung des Kerns hat um eine Einheit zugenommen, denn das emittierte Elektron trägt eine negative Ladung davon. Wir betrachten noch das Isotop ${}^{11}_6\text{C}$, das mit einer Halbwertszeit von 20,3 Minuten wie folgt zerfällt



Wieder bleibt die Massenzahl also $A = Z + N$ konstant. Aber dieses Mal wird der Kern eine positive Ladung los, und so entsteht ein stabiler Bor-Kern ${}_{5}^{11}\text{B}$ neben einem Positron und einem Neutrino. Die Welt der Elementarteilchen ist dual aufgebaut, zu jedem Teilchen gibt es ein Antiteilchen. Die Ladung, falls vorhanden, kehrt sich dabei um. So gibt es zum Elektron (e^{-}) das „positive Antielektron“ (e^{+}), kurz Positron genannt, zum Neutrino (ν) gehört das Antineutrino ($\bar{\nu}$). Offensichtlich führen beim Kohlenstoff Abweichungen von der günstigsten Neutronenzahl (hier $N = 6$ oder 7) zu instabilen Kernen. Die in den Gleichungen (1) und (2) besprochenen Zerfallsreaktionen heißen aus historischen Gründen β -Prozesse. Sie sind mit der „schwachen Wechselwirkung“ verbunden und führen zu Änderungen der Kernladung Z um eine Einheit, wobei ein instabiler Kern mit zuviel oder zu wenig Neutronen in ein stabiles Isotop übergeführt wird. In Abb. 2 sind die stabilen Kerne in einer N, Z -Ebene dargestellt, wobei

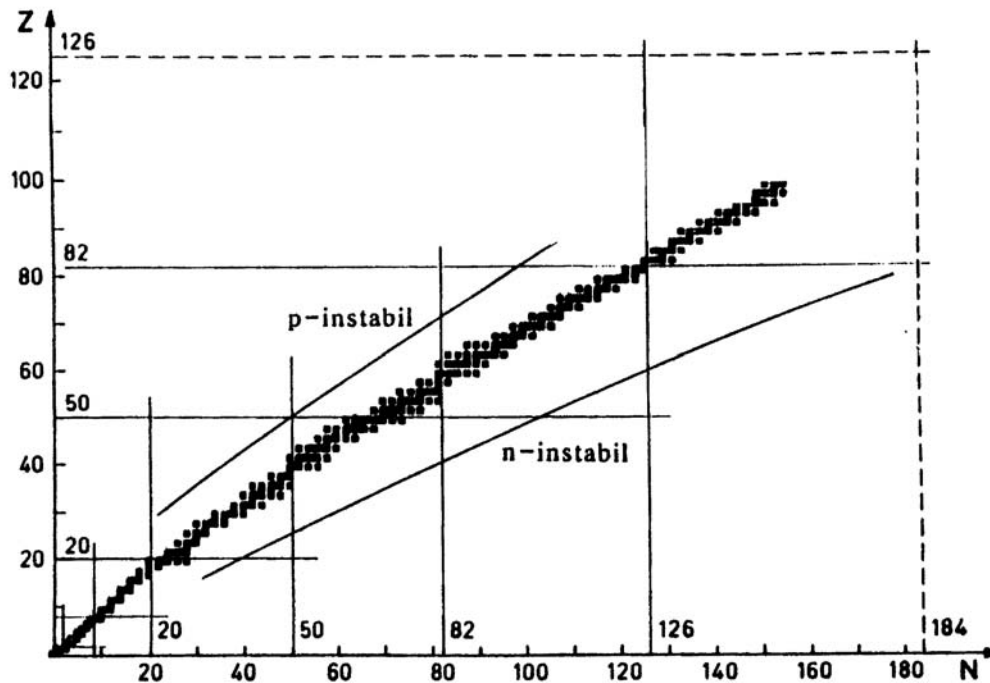


Abb. 2. Stabile Kerne in der N, Z -Ebene. Die Kernladung Z bestimmt die chemische Eigenschaft des Elements, $A = N + Z$ bestimmt die Massenzahl eines Kerns. In der Waagerechten stehen die Isotope des gleichen Elements. Die Elemente bis zur Massezahl $A = 40$ liegen auf der Diagonalen $Z = N$. Die schwereren Elemente weichen mit $N > Z$ davon ab.

nach rechts die Neutronenzahl N und nach oben die Protonenzahl (oder Kernladung) Z aufgetragen ist. Bei den stabilen Kernen der leichten Elemente ist die Protonen- und Neutronenzahl gleich ($Z = N$), bei den schweren Elemente überwiegen die Neutronen ($N > Z$). So hat etwa das häufige Eisenisotop ${}^{56}\text{Fe}$ die Protonenzahl $Z = 26$ und die Neutronenzahl $N = 30$. Ein Maß für die Bindungsstärke von Protonen und Neutronen in

einem Kern ist ihre Bindungsenergie (s. Abb.3). Trägt man sie gegen die Massenzahl $Z + N$ auf, so findet man ein ausgeprägtes Maximum bei ${}^4\text{He}$. Daraus können wir schließen, dass ${}^4\text{He}$ ein besonders stabiler Kern ist. Danach fällt die Bindungsenergie mit steigender Massenzahl A zunächst ab, steigt dann aber rasch wieder an und zeigt bei ${}^{56}\text{Fe}$ ein breites

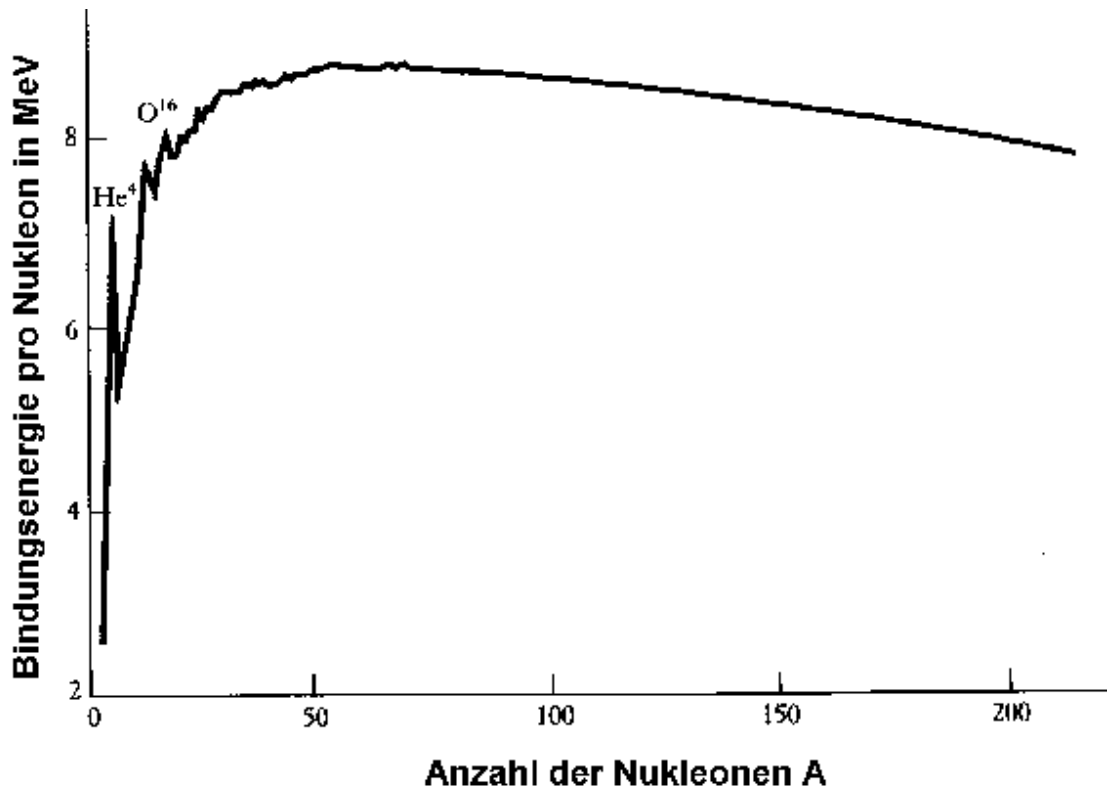


Abb. 3. Bindungsenergie pro Nukleon E_b aufgetragen gegen die Anzahl der Nukleonen A . Die Bindungsenergie ist proportional zum Massendefekt:

$$\Delta m = m_{\text{Kern}} - N \cdot m_{\text{Neutron}} - Z \cdot m_{\text{Proton}} . \text{ Es ist aufgetragen } E_b = |\Delta m| \cdot c^2 / N + Z .$$

Maximum, um dann erneut abzufallen. Energie durch Verschmelzung von Kernen, Fusion genannt, kann offensichtlich nur bis ${}^{56}\text{Fe}$ gewonnen werden. Für schwerere Elemente stehen weniger effiziente Bildungsprozesse zur Verfügung, was sich in Fig.1 in dem starken Abfall der Häufigkeit jenseits der Eisengruppe ($A > 56$) bemerkbar macht (Chown 2002).

3. Ausflug in die Kosmologie

Nach diesem Blick in die Kernphysik wenden wir uns kurz der Kosmologie zu. Aus Beobachtungen und gestützt auf theoretische Überlegungen wissen wir, dass der Raum sich seit frühesten kosmischen Zeiten ausdehnt. Bei dieser Expansion ist kein Punkt vor einem anderen ausgezeichnet, auch sind alle Richtungen gleichwertig. Man sagt auch, der Raum expandiere homogen und isotrop. Das Standardmodell der Kosmologie beschreibt die Expansion durch einen zeitabhängigen Skalenparameter $a(t)$, mit welchem alle Strecken und Abstände zu multiplizieren sind. Für die Gegenwart, $t = t_0$, setzt man $a(t_0) = 1$, wodurch sich an den Abständen nichts ändert. Dagegen war in der Vergangenheit der Skalenparameter kleiner eins und in der Zukunft wird er größer eins sein. Die Abstände wachsen entsprechend mit der Zeit. Man erhält die Zeitabhängigkeit $a(t)$ aus den so genannten Friedmannschen Gleichungen. Sie wurden zuerst von dem russischen Physiker und Meteorologen Alexander Friedmann aus Einsteins „Allgemeiner Relativitätstheorie“ abgeleitet unter der Voraussetzung von Homogenität und Isotropie des Raums (Tropp 1993). Die Friedmannschen Gleichungen lassen unendlich viele Lösungen zu. Sie sind je nach Materie- und Energiedichte alle mit Räumen positiver oder negativer Krümmung verbunden, bis auf einen Grenzfall, zu welchem ein flacher, euklidischer Raum gehört. Die Dichte im euklidischen Grenzfall heißt auch kritische Dichte. In den letzten Jahren konnte durch Beobachtung der kosmischen Mikrowellenstrahlung überzeugend gezeigt werden, dass unser Kosmos tatsächlich euklidisch ist, mithin die Materie- und Energiedichte gerade den kritischen Wert erreicht (Börner 2002). Jedoch muss hier eine Merkwürdigkeit erwähnt werden: Zur kritischen Dichte trägt Materie nur zu etwa 25% bei. Die restlichen 75% werden der „Dunklen Energie“ zugeordnet, die eine beschleunigte Expansion des Raumes verursacht (Börner 2003). Aber auch die 25% Materie bergen noch eine Überraschung. Nur ein kleiner Teil davon (4% der kritischen Dichte) ist nämlich Materie, wie wir sie kennen, von den Kosmologen auch baryonische Materie genannt. Der größere Teil (21% der kritischen Dichte) ist so genannte „Dunkle Materie“, die bisher ausschließlich durch ihre Gravitation nachgewiesen wurde. Ihr Aufbau und ihre Zusammensetzung sind noch unbekannt (Cline, D.B. 2003). Ohne die dunkle Materie gäbe es auch keine Galaxien, denn sie wären nicht stabil, sondern würden Sterne und Gas in den endlosen Raum verlieren. Die verschiedenen Beiträge zur Dichte bestimmen den Skalenparameter $a(t)$ eindeutig. $a(t)$ ist in Tabelle 1 für einige ausgewählte Zeiten der Vergangenheit angegeben zusammen mit der kosmologischen Rotverschiebung z des Lichts, die sich direkt messen lässt.

Das Licht von einer fernen Galaxie macht auf seinem langen Weg zum irdischen Beobachter die Expansion des Raumes mit. Abhängig von der Entfernung kommt es mit einer größeren Wellenlänge λ auf der Erde an, verglichen mit der Wellenlänge λ_0 , die in einem irdischen Labor im gleichen Emissionsprozess gemessen wird. Man spricht von der kosmologischen Rotverschiebung des Lichts. Die Wellenlängen verhalten sich umgekehrt wie die entsprechenden Skalenparameter $\lambda/\lambda_0 = a(t_0)/a(t)$. Die Rotverschiebung wird dann

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{1}{a} - 1 \quad (3)$$

Lässt man die Zeit zurück laufen, so verkleinern sich mit der Verkürzung aller Abstände auch die Volumina. Mithin müssen die Dichten der Materie und der Strahlung im frühen Kosmos viel größer gewesen sein als in der Gegenwart. Hohe Dichten bedeuten hohe Temperaturen, die sich für das im frühen Universum dominante Strahlungsfeld leicht angeben lassen. Es ist nämlich

$$\frac{T}{T_0} = \frac{a(t_0)}{a(t)} = \frac{1}{a(t)} \quad (4)$$

Tabelle 1. Epochen der kosmischen Entwicklung.

Physikalische Prozesse	Rotverschiebung Z	Skalenparameter a	Temperatur T [Kelvin]	Zeit T
Inflationäre Expansion (beschleunigt)			nach Ende der Inflation 10^{32}	10^{-34} - 10^{-32} Sekunden
Entstehung der leichten Atomkerne	10^9 bis $4 \cdot 10^7$	10^{-9} bis $2,5 \cdot 10^{-7}$	10^{10} bis $4 \cdot 10^8$	1 sek. – 15 Minuten
Gleiche Massendichte von Materie und Strahlung	3 200	$3,1 \cdot 10^{-4}$	8 700	4 700 Jahre
Entkopplung der Strahlung von der Materie	1 089	$9,2 \cdot 10^{-4}$	3 000	380 000
Erste Sterne und Ende des dunklen Zeitalters	20	0,048	55	$150 \cdot 10^6$ Jahre
Ferne Galaxie	6	0,143	19,1	Epoche der Reionisation $900 \cdot 10^6$ Jahre
Sonnensystem in der Gegenwart	0	1	2,735	$13,7 \cdot 10^9$ Jahre

Hier ist T_0 die Temperatur, die noch heute im Strahlungsfeld der kosmischen Mikrowellenstrahlung gemessen wird, und T die Temperatur zu einer früheren Zeit. Die Dichte der kosmischen Mikrowellenstrahlung, welche mit dem COBE- und dem WMAP-Satelliten genau vermessen wurde, entspricht einer Temperatur von $T_0 = 2,735$ Kelvin, d.h. die Temperatur liegt 2,735 Grad über dem absoluten Nullpunkt. Für die Bildung der leichten Atomkerne sind Energien von einigen Millionen Elektronenvolt (MeV) notwendig, was Temperaturen von 10 Milliarden Grad entspricht. Zum Verständnis: 1 MeV (oder eine Million Elektronenvolt) ist ungefähr die Energie, die zur Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares aufgebracht werden muss, sie entspricht 11,6 Milliarden Grad. Um den Bezug zur kosmischen Entwicklung herzustellen, sind in Tab. 1 die wichtigsten Epochen aufgeführt. Die Entstehung leichter Elemente beginnt einige Sekunden nach dem Urknall. Die frühere Epoche der inflationären Expansion wird als der eigentliche „Urknall“ angesehen, bei dem natürlich nichts „knallte“. Stattdessen „explodierte“ der Raum und dehnte sich dabei soweit aus, dass jede Raumkrümmung zum Verschwinden gebracht wurde und wir heute einen flachen, euklidischen Raum vorfinden (Singh 2007). Die Zeit- und Temperaturangaben zur Inflation sind spekulativ, denn dazu gibt es keine direkten Beobachtungen. Aber die Konsequenzen der Inflation können heute mit den präzisen Messdaten des WMAP-Satelliten der NASA überprüft werden (Spergel, D. 2004). Die Entkopplung der Strahlung von der Materie bei etwa 3000 K bewirkte, dass sich das Strahlungsfeld seitdem ungestört abkühlen konnte, so dass es heute das wichtigste Fossil der kosmischen Entwicklung bildet. Es bietet uns sozusagen ein eingefrorenes Bild des Kosmos zu einer Zeit, als erst etwa 400 000 Jahren der kosmischen Zeit vergangen waren, eine ziemlich kurze Zeit verglichen mit dem Alter des Kosmos von 13,7 Milliarden Jahren (s. Tab. 1). Es dauerte noch lange, bevor sich erste Sterne und Strukturen bilden konnten. Nach der Entkopplung kühlte der Kosmos mit fortschreitender Expansion weiter ab. Das Maximum der Strahlung verschob sich mehr und mehr in das infrarote Spektralgebiet. Es begann die dunkle Epoche, die mindestens 100 Millionen Jahre bis zur Geburt der ersten Sterne und Galaxien anhielt (Bromm 2002).

Halten wir fest: Der Raum unseres Kosmos ist euklidisch, ein wichtiger empirischer Befund. Daraus folgt, dass die Energie- und Materiedichte gerade einen kritischen Wert erreicht. Die uns vertraute Materie, auch baryonische Materie genannt, trägt aber nur 4% zur kritischen Dichte bei. Die wesentlichen Beiträge kommen von der „Dunklen Energie“ und der „Dunklen Materie“, welche die Expansion des Raumes und die Strukturbildung in großen Dimensionen bestimmen. Unsere nahe kosmische Umgebung, die Sonne, die Planeten, die Erde und ihre Biosphäre werden aber von der baryonischen Materie beherrscht. Ihrer Entstehung gilt im Folgenden unsere Aufmerksamkeit.

4. Die Bildung der leichten Elemente (H , 2H , 3He , 4He , 7Li) im Urknall

Der Erste, der sich Gedanken über den Zustand der Materie im frühen Universum machte, war George Gamow. Er wurde 1904 in der Ukraine geboren und gilt heute

zurecht als der Vater der Urknall-Kosmologie. Bereits 1928 hatte Gamow die Theorie des α -Zerfalls der Kerne entwickelt. 1933 besuchte er mit seiner Frau die „Solvay Conference“ in Brüssel. Danach kehrten beide nicht mehr in die Sowjetunion zurück und wanderten 1934 in die USA aus (Gamow 1970). Der US-Geheimdienst glaubte aus Sicherheitsgründen, Gamows Mitarbeit am Manhattan-Projekt zum Bau der Atombombe verhindern zu müssen. So fand Gamow Zeit, sich mit Kosmologie zu beschäftigen, in Zeiten des 2. Weltkriegs gewiß kein aktuelles Thema (Weinberg 1997).

Die Kernphysik lehrt uns, dass bei Temperaturen oberhalb von etwa 30 Milliarden Grad komplexe Kerne nicht mehr bestehen können. Neutronen und Protonen bewegen sich als freie Teilchen. Ihr Massenunterschied lässt sich in Millionen Elektronenvolt (MeV) oder als Temperatur in Kelvin angeben

$$(m_n - m_p)c^2 = 1,29\text{MeV} \approx 15 \cdot 10^9 \text{ Kelvin} \quad (5)$$

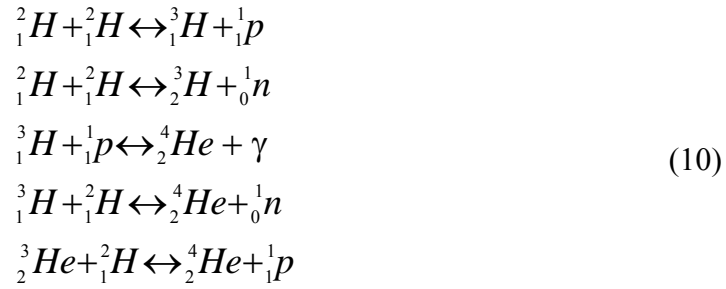
Das entspricht einer Temperatur von 15 Milliarden Grad. Oberhalb dieser Temperatur laufen Prozesse wie z.B.



in beiden Richtungen so schnell ab, dass ein Gleichgewicht zwischen Protonen und Neutronen entsteht, die mit steigender Temperatur gleich häufig werden. Sinkt die Temperatur, verschiebt sich das Gleichgewicht zunächst zu Gunsten der Protonen und geht schließlich verloren. Aber auf die Häufigkeit der Neutronen kommt es an, wenn sich komplexere Kerne bilden sollen. Auch die Dichte von Elektronen und Positronen nimmt ab, da durch Paarbildung aus dem Strahlungsfeld nicht mehr genügend nachgeliefert werden können. Zur Paarbildung muss eine Energie von 1,02 MeV aufgewandt werden, was einer Temperatur von 12 Milliarden Grad entspricht. Wenn diese Temperatur wesentlich unterschritten wird, stoppt die Paarbildung und die Häufigkeit der Neutronen stabilisiert sich bei etwa 8 Milliarden Grad mit einem Verhältnis von Neutronen zu Protonen von 1:7. Der erste Schritt zur Bindung der Nukleonen in komplexeren Kernen ist die Reaktion eines Neutrons und eines Protons zu einem Deuteron, dem Kern des schweren Wasserstoffs, auch Deuterium genannt



Dabei wird ein γ -Quants abgestrahlt. Die Bindungsenergie beträgt 2,2 MeV. Diese Energie entspricht einer Temperatur von 25 Milliarden Grad. Erst wenn sich das Universum beträchtlich unter diese Temperatur abgekühlt hat, steigt der Anteil der Deuteronen (${}^2\text{H}$), die dann weiter reagieren können. Die schnellsten Reaktionen sind z.B. die folgenden



Das Symbol ${}^3_1\text{H}$ bedeutet hier den Kern des Tritiums. Wegen der großen Bindungsenergie von Helium (28 MeV) nehmen die ${}^4_2\text{He}$ -Kerne und die in ihnen gebundenen Neutronen an weiteren Reaktionen praktisch nicht mehr teil. Das Verhältnis Neutronen zu Protonen von 1:7 führt direkt zu einem Massenanteil des Heliums von 0,25. Alle anderen leichten Elemente sind nur in sehr geringen Konzentrationen vorhanden. Zwei Reaktionen führen auf ${}^7\text{Li}$.

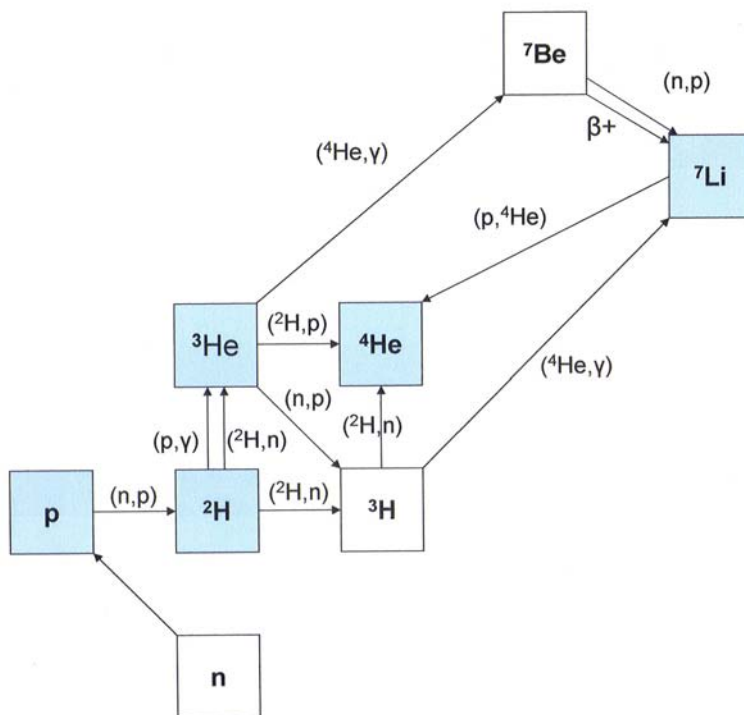
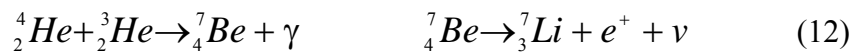
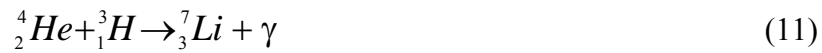


Abb. 4. Die Reaktionen zur Bildung der leichten Elemente dargestellt in der N, Z-Ebene.

Die zweite Reaktion führt auf das instabile ${}^7_4\text{Be}$ und endet nach einem β^+ -Zerfall wieder bei ${}^7_3\text{Li}$. Damit ist die Reaktionskette der leichten Elemente, die bei ${}^7_3\text{Li}$ abbricht, abgeschlossen. Eine Übersicht über die beteiligten Kerne in der N, Z-Ebene gibt Abb. 4. Es ist wieder die Neutronenzahl N nach rechts, die Kernladung Z nach oben aufgetragen. In Abb. 5 zeigt den zeitlichen Verlauf der Häufigkeiten nach Modellrechnungen. In den ersten Sekunden ist das Verhältnis von Neutronen zu nach oben aufgetragen. In Abb. 5 zeigt den zeitlichen Verlauf der Häufigkeiten nach Modellrechnungen. In den ersten Sekunden ist das Verhältnis von Neutronen zu Protonen praktisch konstant. Dann steigt zunächst der Anteil der Deuteronen, bestehend aus einem Proton und einem Neutron. Danach nimmt auch der Anteil des Heliums der Masse 4 zu. Nach drei Minuten ist die Synthese der leichten Elemente im Wesentlichen abgeschlossen (Gamow 1970), (Weinberg 1997) und nach weiteren 30 Minuten entsprechen die Anteile denen, die auch heute noch gemessen werden, bis auf das instabile Beryllium-Isotop ${}^7\text{Be}$, das mit einer Halbwertszeit von 53 Tagen zerfällt (s. Gl. 12).

Um die berechneten Elementhäufigkeiten mit Beobachtungen zu vergleichen, sind umfangreiche spektroskopische Messungen notwendig, die an Objekten in unterschiedlichen kosmischen Umgebungen unternommen wurden. Man beachte, dass sich die Häufigkeiten von ${}^4\text{He}$, ${}^2\text{H}$ (Deuterium), ${}^3\text{He}$ und ${}^7\text{Li}$ über 9 Zehnerpotenzen erstrecken, was die Messergebnisse recht gut reproduzieren können. Das theoretische Ergebnis hat im Wesentlichen auch Gamow schon erhalten. Die Nachprüfung durch Beobachtungen wurde aber erst in den Jahrzehnten nach Gamows Tod (1968) möglich. Die leichten Elemente ($Z \leq 7$) gelten heute als die ältesten existierenden Zeugen eines heißen "Big Bang". Stabile Isotope der beiden seltenen Elemente Beryllium und Bor werden erst viel später durch kosmische Höhenstrahlen aus interstellarem Kohlenstoff gebildet.

Den Wert von η , des Verhältnisses von Baryonen (gemeint sind hier Protonen und Neutronen) zu Photonen erhält man aus der Intensität der Hintergrundstrahlung. Dabei sei hier noch auf eine Merkwürdigkeit hingewiesen. Im Kosmos kommen offensichtlich 2,5 Milliarden Photonen auf ein Baryon, denn es ist $1/\eta = 2,5 \cdot 10^9$. In sehr frühen Zeiten muss das Photonenfeld mit den Teilchenfeldern der Baryonen im Gleichgewicht gewesen ist, d.h. es muss ebenso viele Teilchen wie Antiteilchen gegeben haben. Bei der Abkühlung des Kosmos erzeugte jeweils ein Teilchen-Antiteilchen-Paar ein Photon. Wäre die Symmetrie zwischen Teilchen und Antiteilchen nun vollkommen gewesen, dann dürfte es gar keine Baryonen mehr geben. Sie wären im Strahlungsfeld aufgegangen. Offensichtlich war diese Symmetrie aber geringfügig verletzt, nämlich um $1:2,5 \cdot 10^9$. Dieser Symmetriebrechung, deren Ursache noch nicht ganz verstanden ist, verdanken wir die Existenz der uns bekannten baryonischen Materie, mithin die Existenz von Leben gibt und die menschliche Existenz. Der Erste, der auf dieses Phänomen aufmerksam machte, war in den Sechziger Jahren des vorigen Jahrhunderts Andrej Sacharow, Vater der sowjetischen Atombombe und Dissident unter Gorbatschow.

Wie ging aber die Elementsynthese bei höheren Ordnungszahlen weiter? Schließlich gibt es im Kosmos Kohlenstoff, Sauerstoff und Stickstoff. Die Lösung ist einer genialen

Idee des englischen Astrophysikers Fred Hoyle (1915 – 2001) zu verdanken (Burbridge, G. 2003), (Singh, S.2007). Um Kohlenstoff zu erbrüten, müssen sich drei ^4He -Kerne

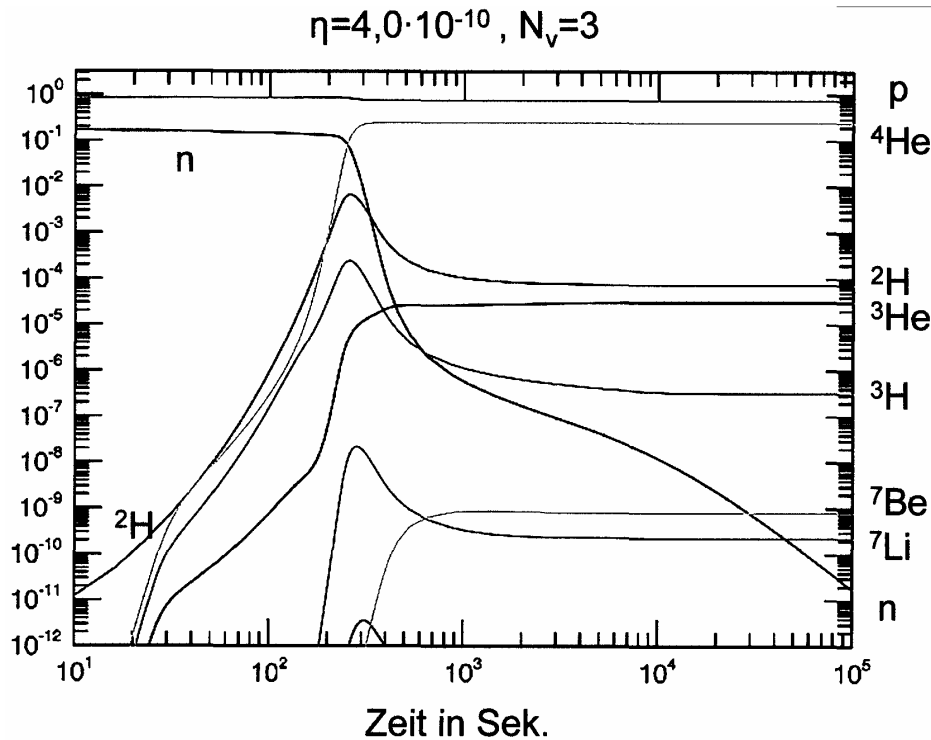
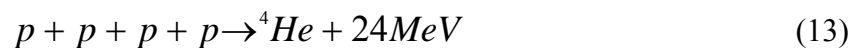


Abb. 5. Der Massenanteil der leichten Elemente als Funktion der Zeit nach dem Urknall. Als feste Parameter gehen ein die Zahl der Baryonen pro Photon $\eta = 4,0 \cdot 10^{-10}$ und die Existenz von drei Arten von Neutrinos ($N_\nu = 3$).

sehr nahe kommen, was bei der geringen Dichte im frühen Kosmos (von 0,1 bis 1,0 g/cm^3) in der Zeit von wenigen Minuten nicht möglich war. Für die weiteren Schritte ist die Existenz von Sternen notwendig und es wird sich zeigen, dass selbst ihr Tod nicht das Ende der Elementsynthese ist.

5. Sterne als Fusionsreaktoren

Im Innern der Sterne nehmen unter der Eigengravitation Dichte, Druck und Temperatur zum Zentrum hin zu. Bei Sternen mit Massen größer als 0,085 Sonnenmassen reicht die zentrale Temperatur aus, um die Fusion von Wasserstoff zu Helium nach der so genannten pp-Reaktion einzuleiten,

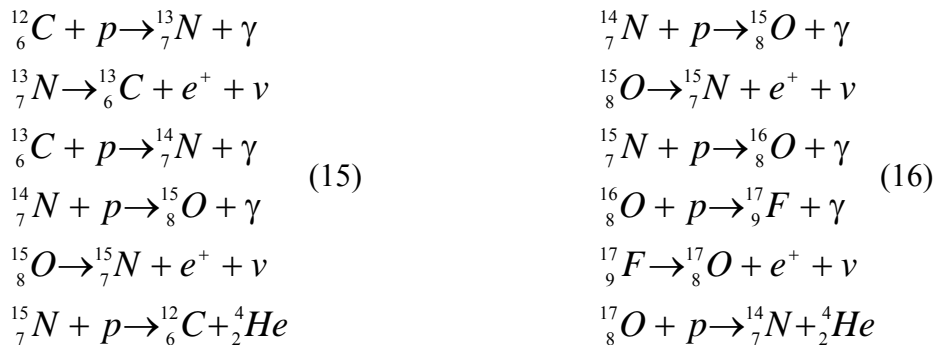


die im Einzelnen so abläuft, wie durch die Gl. (9) und (10) beschrieben. So wird im Innern der Sonne bei 16 Millionen Grad aus 4 Protonen über verschiedene Zwischenprodukte ein ${}^4\text{He}$ -Kern gebildet. Dabei wird eine Energie frei, welche etwa 0,7% der beteiligten Masse entspricht. Diese Epoche des zentralen Wasserstoffbrennens verläuft bei fast konstanter Strahlungsleistung nach einem leichten Anstieg zu Beginn und ist die längste im „Leben“ eines Sterns (Pfau, W. 2006/2007). Bei der Bildung von Sternen entstehen unterschiedliche Massen, kleine Massen sind häufiger als große. Mit steigender Masse verkürzt sich die Zeit τ des zentralen Wasserstoff-Brennens, die sich wie folgt abschätzen lässt

$$\tau \cong \frac{10^{10}}{M^{2,5}} \text{ Jahre} \quad (14)$$

Hier ist die Masse M in Sonnenmassen einzusetzen. Für die Sonne erhält man 10 Milliarden Jahre, für einen Stern von 10 Sonnenmassen nur noch 31 Millionen Jahre. Der pp-Prozess war 1939 zuerst von Hans Bethe (1906 – 2005) theoretisch untersucht worden. Bethe hatte 1928 in München bei Arnold Sommerfeld promoviert, war dann Privatdozent in München und hatte 1932 eine Assistentenstelle in Tübingen inne, die ihm 1933 gestrichen wurde, weil seine Mutter Jüdin war. Bethe emigrierte zunächst nach England, dann in die USA. Für seine Arbeiten auf dem Gebiet der Kernphysik und der Kernfusion bekam er 1967 den Nobelpreis.

Es gibt noch einen zweiten Fusionsprozess, in welchem 4 Protonen über Zwischenstufen zu einem Heliumkern verschmelzen. Dieser so genannte CNO- oder Bethe-Weizsäcker-Zyklus wurde zuerst 1938 von Carl Friedrich von Weizsäcker und 1939 unabhängig von Hans Bethe vorgeschlagen. Für die Zwischenschritte ist das Vorhandensein schwererer Elemente notwendig



In beiden Hälften des Reaktionszyklus treten 4 Protonen auf, in der letzten Reaktionsstufe entsteht jeweils ein ${}^4\text{He}$ -Kern. Bei 20 Millionen Grad überholt die Energieerzeugungsrates des CNO-Zyklus die des pp-Prozesses und bleibt bei höheren Temperaturen vorherrschend. Da die Temperatur mit der Sternmasse steigt, dominiert der CNO-Zyklus das zentrale Wasserstoff-Brennen bei Sternen ab etwa 1,8 Sonnenmassen (s. Tab. 3).

Was passiert, wenn der Wasserstoff im Zentrum vollständig in Helium umgewandelt ist? Dann erlischt das zentrale Wasserstoffbrennen und der aus Helium bestehende

zentrale Bereich, im Englischen auch „Core“ genannt, kollabiert, während die Hülle des Sterns expandiert. Im Zentrum steigen Dichte und Temperatur an, bis an den Rändern des „Cores“ Wasserstoff-Schalenbrennen nach dem CNO-Zyklus einsetzt. Während sich die Strahlungsleistung des Sterns beträchtlich vergrößert hat, ist seine Oberflächentemperatur durch Ausdehnung der Hülle gesunken. Der Stern erscheint am Himmel hell aber von rötlicher Farbe. Man spricht deshalb vom Roten-Riesen-Stadium, welches nur etwa ein Zehntel der Zeit des zentralen Wasserstoffbrennen, also $\tau/10$ andauert. Wenn die zentrale Dichte Werte von $10^5 - 10^6 \text{ g/cm}^3$ angenommen hat und die Temperatur 10^8 Kelvin erreicht, setzt He-Fusion unter Bildung von Kohlenstoff ein, was bei allen Sternen oberhalb von 0,85 Sonnenmassen der Fall ist (s. Tab. 3). Bei Massen zwischen 0,85 und 1,5 Sonnenmassen beginnt das Heliumbrennen explosiv, ohne aber den Stern zu zerstören. Bei größeren Massen setzt es kontinuierlich ein. Dabei wird Kohlenstoff gebildet. Die Reaktion läuft, wie Hoyle richtig sah, bei hohen Dichten über das äußerst kurzlebige ${}^8_4\text{Be}$ als Zwischenprodukt ab, das nur kurzzeitig verfügbar ist



Das nächste Problem stellt sich bei der Folgereaktion zu ${}^{12}_6\text{C}$



Die Massensumme auf der linken Seite von Gl. (18) ist etwas größer als die Masse des Kohlenstoffs. Der Energieüberschuss würde die Bindung verhindern. Da aber die Natur damit keine Probleme hat, folgerte Hoyle, dass es einen angeregten Zustand des ${}^{12}_6\text{C}$ -Kerns geben müsse, in welchem die Masse gerade der Massensumme von Beryllium und Helium entspricht. Dieser „resonante“ Zustand, der zunächst nur in einem genialen Gedanken Hoyles existierte, konnte bald auch experimentell nachgewiesen werden [11]. Die Verschmelzung von drei ${}^4\text{He}$ -Kernen nach Gl. (18) und (19) heißt auch „3 α -Prozess“. Mit der Lösung des Kohlenstoff-Problems war der Weg frei zur Synthese schwererer Kerne.

Gamow, der keine Gelegenheit für einen guten Witz ausließ, reagierte auf Hoyles Entdeckung mit einer Umdichtung der Genesis (1. Buch Moses 1) :

Gott vergaß die Massen 5 und 8 aufzurufen, so konnten keine schweren Elemente gebildet werden. Gott war enttäuscht und wollte den Kosmos wieder zusammenfallen und neu beginnen lassen. Aber Er besann sich auf eine höchst ungewöhnliche Art, seinen Fehler zu korrigieren. Gott sprach: „Es werde Hoyle! Und es ward Hoyle. Und Gott sah ihn.....und sprach zu ihm, er solle schwere Elemente machen, so wie es ihm gefällt. Und Hoyle entschied sich, schwere Elemente in Sternen zu machen und sie durch Supernova-Explosionen auszustreuen.“

Kohlenstoff kann an der Oberfläche des „Cores“ mit Wasserstoff weiter reagieren und so stabile Stickstoff- und Sauerstoff-Kerne bilden, wie in den Gleichungen (15) und

(16) angegeben. Das dort auftretende Kohlenstoffisotop ^{13}C reagiert mit einem ^4He -Kern unter Abgabe eines Neutrons



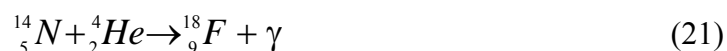
^{16}O kann auf folgende Weise auch direkt gebildet werden



Wenn das zentrale Heliumbrennen mangels ^4He -Nachschub erlischt, setzt es sich bald an den Rändern in einer dünnen Schicht als Helium-Schalenbrennen fort, übrigens ein ziemlich instabiler Vorgang. Die in den Kernprozessen entstehenden Elemente ordnen sich nach Massen getrennt in Kugelschalen an (s. Abb. 8). Allerdings durchläuft ein Stern im Roten-Riesen-Stadium mehrere konvektive Phasen, die für eine gewisse Durchmischung sorgen, so dass „nukleare Aschen“ bis in die Atmosphäre des Sterns transportiert werden können. In einer Umgebung, die noch reich an Wasserstoff ist, können auch Reaktionen mit Protonen stattfinden. Diese müssen wie ^4He -Kerne beim Einbau die Abstoßung des Z-fach positiv geladenen Kerns überwinden. Die so genannten p-Prozesse sind deshalb viel seltener als etwa ein Neutroneneinfang, der im Abschnitt 8 behandelt wird.

6. Entwicklung von Sternen mit Massen $M < 8$ Sonnenmassen

Um aus der Fusion schwererer Kerne Energie zu gewinnen, muss die Temperatur weiter steigen, denn die Temperaturbewegung muss die Abstoßung der Kerne bei immer größeren Kernladungen Z überwinden. Bei Massen unter 8 Sonnenmassen reicht die Temperatur im zentralen Bereich des Sterns dazu nicht mehr aus. Denn die Sterne verlieren in der Roten-Riesen-Phase einen großen Teil ihrer Masse. In 10 000 Jahren kann Materie bis zu einer Sonnenmasse abgestoßen werden. Wenn die nuklearen Prozesse zum Erliegen gekommen sind, bleibt schließlich der „Core“ als heißes, überdichtetes zentrales Gebiet von der Größe der Erde übrig mit einer Masse von etwa 0,7 Sonnenmassen. Solche Gebilde heißen „Weiße Zwerge“ (Pfau 2006/2007). Sie erscheinen als schwache blauweiße Sternchen am Himmel, deren Strahlung nur aus der langsam auskühlenden inneren Energie gespeist wird (s. Abb. 6). Weiße Zwerge sind also erloschene Sterne, die aus Kohlenstoff bzw. Sauerstoff bestehen und in den meisten Fällen, diese Elemente nicht mehr freisetzen können. Etwa 95% aller Sterne enden als Weiße Zwerge. Wie schon erwähnt, setzt in der Roten-Riesen-Phase mehrfach Konvektion ein, welche nicht nur Energie sondern auch schwere Elemente nach außen transportiert. Das führt dazu, dass der Helium-Brennschale Stickstoff oder Sauerstoff zugeführt wird und damit weitere Elementsynthesen möglich werden, wie z.B. die Folgenden



und



Die Atmosphäre eines Roten Riesen ist extrem ausgedehnt. Der Sternradius kann so die Größe der Erdbahn erreichen oder sogar übertreffen. Die Gravitation ist an der Oberfläche des Sterns sehr schwach geworden, dagegen hat die Strahlungsleistung um

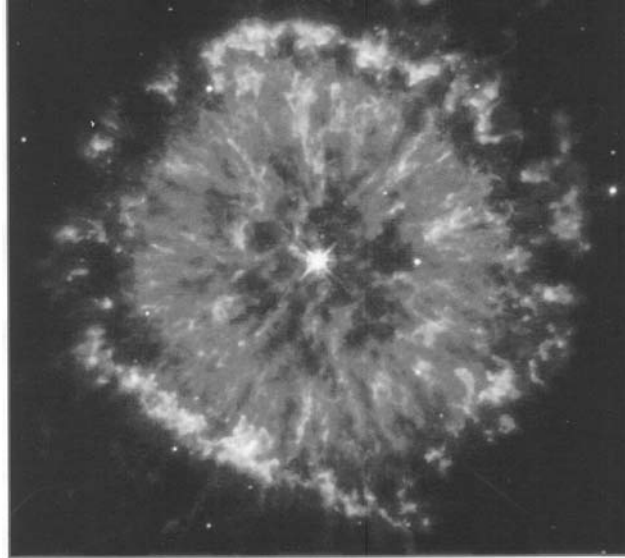


Abb. 6. Der planetarische Nebel NGC 6751. Die ausgedehnten leuchtenden Bereiche sind Teile der Hülle eines Roten Riesen, die abgestoßen wurden. Der weiße Fleck im Zentrum ist ein Weißer Zwerg. Er ist aus dem „Core“ des Sterns hervorgegangen, in welchem die Kernprozesse erloschen sind. Aufnahme: A. Hajian (USNO) et al., Hubble Heritage Team (STScI/AURA), NASA

das 10- bis 100-fache zugenommen. In den äußeren Bereichen der Atmosphäre bilden sich je nach Temperatur Moleküle wie OH, CN, CH und H₂O, aber auch feste Phasen aus Kohlenstoff, Metalloxiden, Karbiden und Silikaten in Form von Staubpartikeln. Der Strahlungsdruck beschleunigt die Materie an der Oberfläche der Atmosphäre. So entsteht ein „Sternwind“, der für einen erheblichen Massenverlust sorgt. Man geht heute davon aus, dass mehr als die Hälfte der schweren Elemente ($A > 7$) im interstellaren Medium von Roten Riesen stammen. In etwa 10% der weißen Zwerge kommt es noch einmal zum Zünden von Helium, wobei sich der Stern vorübergehend unter kräftiger Konvektion zum Roten Riesen zurück entwickeln kann (Pfau 2006/2007). Das gibt den Astronomen Gelegenheit, nach schweren Elementen in der Sternatmosphäre zu suchen, ohne dass dabei die Sternhülle mit ihrem hohen Wasserstoffanteil stört. In Doppelsternsystemen, bestehend aus einem normal entwickelten Stern und einem weißen Zwerg, können heftig ablaufende Prozesse auftreten, die ebenfalls schwere Elemente in den interstellaren Raum freisetzen. Wenn der „normale“ Stern die Rote-

Riesen-Phase erreicht hat, fließt Materie von seiner Hülle auf die Oberfläche des weißen Zwergs und wird von dessen enormer Gravitation komprimiert.

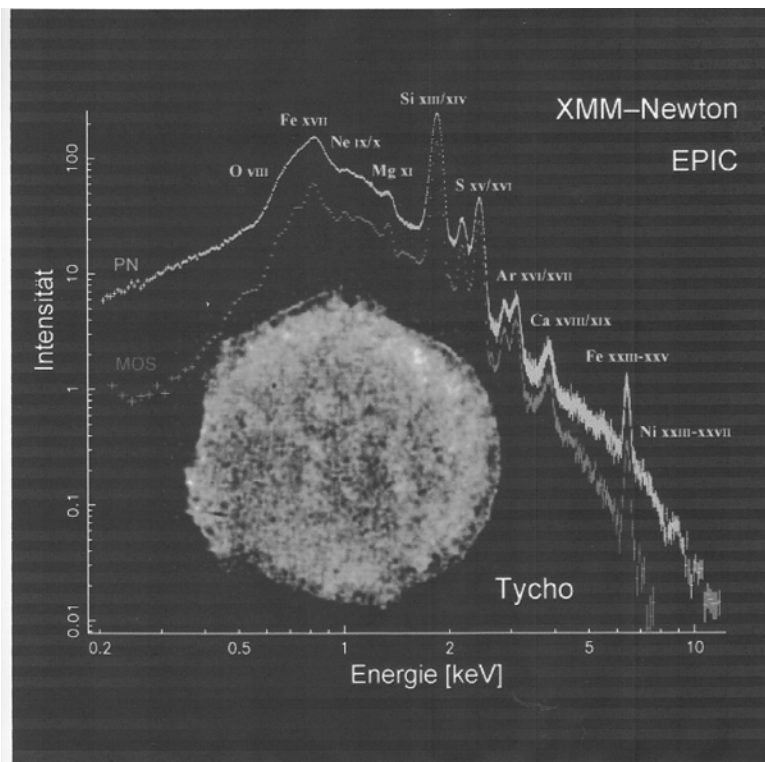


Abb. 7. Röntgenspektren des Überrests von Tychos Supernova von 1572 aufgenommen mit dem Spektrometer EPIC am europäischen Röntgenteleskop XMM-Newton. Die beiden gegeneinander verschobenen Spektren sind von zwei verschiedenen Bereichen des Überrests aufgenommen, der sich im Röntgenlicht als leuchtende Scheibe (Bildmitte) darstellt. In den Kurven ist die Intensität des Röntgenlichts gegen die spektrale Energie (in Kiloelektronenvolt) aufgetragen. Die Peaks stammen von den ionisierten Atomen der Elemente O, Mg, S, Ar, Ca, Fe und Ni. Quelle: MPI f. extraterrestrische Physik Garching b. München.

Hat sich genügend Materie angesammelt, zündet eine Kernexplosion, welche die nuklearen Aschen in den interstellaren Raum schleudert. Solche „Nova“-Prozesse können sich in größeren zeitlichen Abständen wiederholen. Ist der Massenzufluss besonders groß, setzt ein kontinuierliches Kernbrennen auf der Oberfläche des Weißen Zwergs ein, dessen Masse dabei allmählich zunimmt. Bei 1,4 Sonnenmassen gibt es eine obere Massengrenze für Weiße Zwerge, welche nach ihrem Entdecker Chandrasekhar-Grenze heißt. Ist diese Grenze erreicht, wird der weiße Zwerg mechanisch instabil. Im Innern zündet eine explosive Kernreaktion, die von ^{12}C zu ^{24}Mg , von ^{16}O zu ^{32}S und ^{28}Si und von ^{28}Si schließlich zu ^{56}Ni und ^{56}Fe führt. Die dabei ablaufende Detonation zerstört den Stern vollständig. Wie schon oben erwähnt kann

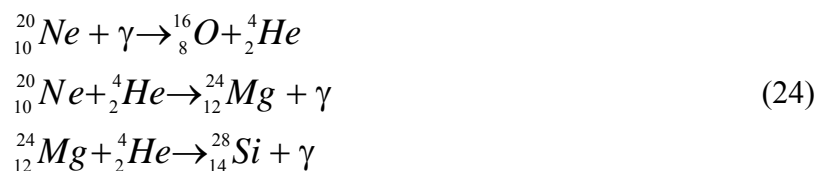
jenseits von ^{56}Ni und ^{56}Fe keine Energie mehr gewonnen werden (s. Abb. 2), deshalb stoppen die Kernprozesse bei den Elementen der Eisengruppe. Die Explosion bildet eine Supernova vom Typ Ia (SN Ia) und ist mit einem ungeheuren Energieausstoß verbunden (Hillebrandt 2005). Die Lichtausbeute ist dabei immer etwa gleich groß, weil immer die gleiche Masse von 1,4 Sonnenmassen zur Explosion gebracht wird. Das macht SNe Ia zu idealen Referenzlichtquellen, mit welchen sich große kosmische Entfernungen aus der scheinbaren Helligkeit der Supernova bestimmen lassen. Die nuklearen Zwischen- und Endprodukte lassen sich in der übrig gebliebenen Gaswolke im Fachjargon „Supernova Remnant“ genannt anhand ihrer charakteristischen Röntgenspektren nachweisen (s. Abb. 7).

7. Massereiche Sterne mit $M > 8$ Sonnenmassen

Im Zentrum eines massereichen Sterns setzen sich die nuklearen Fusionsprozesse nach einem Zwiebelschalenprinzip fort (s. Abb. 8). Je höher die Ladung der Kerne desto stärker die Abstoßung, entsprechend muss auch die Energie (oder Temperatur) umso höher sein, damit Fusion einsetzen kann. Kohlenstoff „zündet“ bei ca. 600 Millionen Grad. Einige der dabei ablaufenden Reaktionen seien hier angegeben



Bei 800 Millionen Grad zündet Neon mit den Reaktionen



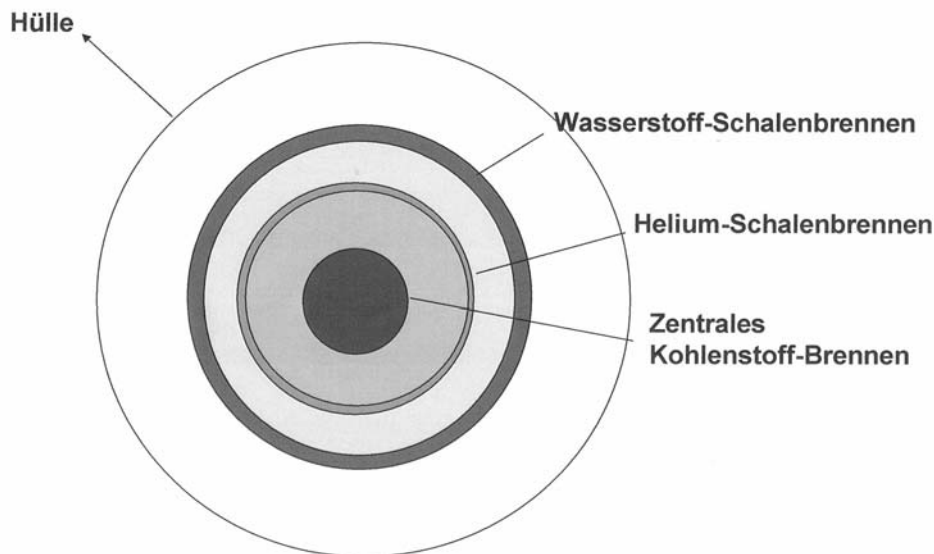
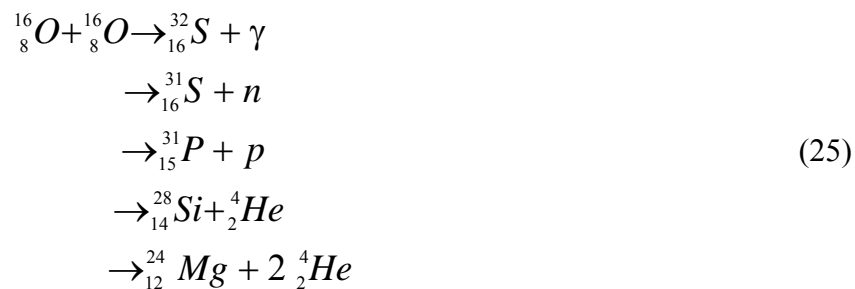


Abb. 8. Schematische Darstellung des „Cores“ eines Sterns, in welchem zentrales Kohlenstoff-Brennen gezündet hat. Die Elemente sammeln sich nach ihrer Massenzahl in konzentrischen Schalen, die dem Stern in fortgeschrittenen Brennphasen eine Zwiebelstruktur verleihen.

Diese Reaktionen laufen ab, noch ehe das Sauerstoff-Brennen zündet. Die nuklearen Aschen lagern sich nach Kernmassen getrennt in einer Zwiebelschalenstruktur ab, ähnlich wie in Abb. 8 dargestellt. Bei einer Milliarde Grad zündet schließlich Sauerstoff



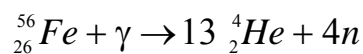
Aus diesen Reaktionen stehen genügend freie Neutronen zur Verfügung, die von Kernen eingefangen werden können (s. unten). In der weiteren Entwicklung des zentralen Brennens setzt schließlich bei 3 Milliarden Grad die Fusion von Silizium ${}^{28}_{14}\text{Si}$ ein, bei der hohen Temperatur ein ziemlich komplexer Prozess, der ein ganzes Netzwerk von Reaktionen umfasst. Am Ende werden stabile Kerne mit der Massenzahl 56 gebildet, das sind die Elemente der Eisengruppe wie ${}^{56}_{26}\text{Fe}$, ${}^{56}_{27}\text{Co}$ und ${}^{56}_{28}\text{Ni}$. Daneben entstehen aber auch durch wiederholten „ α -Einfang“ von Siliziumkernen weitere Produkte wie ${}^{32}_{16}\text{S}$, ${}^{36}_{18}\text{Ar}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{44}_{22}\text{Ti}$, ${}^{48}_{24}\text{Cr}$ und ${}^{52}_{26}\text{Fe}$. Aus Abb. 2 und Tab. 2 ist zu

ersehen, dass die Energieausbeute der Reaktionen immer weiter abnimmt. Damit wird aber auch die Brenndauer schrittweise kürzer (letzte Spalte von Tab. 2). Zusätzlich verliert der „Core“ mit wachsender Temperatur mehr und mehr Energie durch thermische Neutrinos, die praktisch ungehindert den Stern verlassen können und Energie mitnehmen. Die Dichte der Photonen ist bei 3 Milliarden Grad so hoch, dass Kerne beginnen, durch Absorption von Photonen in ${}^4\text{He}$ -Kerne zu zerfallen (Photodisintegration).

Tabelle 2. Fortschreitende Kernfusionen

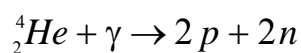
Prozess	Temperatur-Schwelle	Fusionsprodukte	Energiegewinn pro Nukleon in MeV	Dauer der Brennphase bei $M = 20$ Sonnenmassen
p p oder CNO	$4 \cdot 10^6 / 20 \cdot 10^6$	He	6,55 / 6,25	10^7 Jahre
3α (Helium-Brennen)	$100 \cdot 10^6$	C	0,61	10^6 Jahre
C + C	$600 \cdot 10^6$	Ne, Na	0,54	300 Jahre
Ne + Ne	$800 \cdot 10^6$	O, Mg	0,1	100 – 1000 Jahre
O + O	$1000 \cdot 10^6$	Si, etwas S	0,3	200 Tage
Si + Si	$3000 \cdot 10^6$	${}^{56}\text{Ni}$	< 0,2	2 Tage

Zunächst betrifft das die weniger stabilen Kerne. Im Zentrum ist inzwischen ein hoch verdichteter „Eisen-Core“ entstanden. Es beginnt eine weitere Kontraktion, Temperatur und Dichte steigen noch einmal an. Das starke Strahlungsfeld ist jetzt in der Lage alle Kerne zu zerlegen, wie z.B.

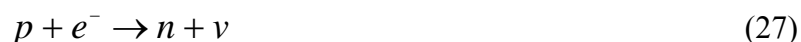


und

(26)

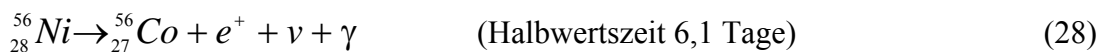


Diese Reaktionen sind endotherm, d.h. sie absorbieren Energie. Die Temperatur im Zentrum hat jetzt 8 Milliarden Grad erreicht, die Dichte beträgt etwa 10^{10} g/cm^3 . Die Protonen, die durch Photodisintegration frei gesetzt wurden, reagieren mit Elektronen zu Neutronen



(27)

Analoge Prozesse finden auch unter Einschluss der noch vorhandenen schwereren Kernen statt, die sich so mit Neutronen anreichern. Das reduziert die Dichte der Elektronen, die im Zentrum des Sterns ein Quantengas bilden und deren Druck allein dem Gravitationsdruck noch standhält. Die Neutrinos aus diesen Reaktionen bilden ein Energieleck. Schließlich ist, wie schon erwähnt, der Abbau der Kerne endotherm und verbraucht am Ende ebenso viel Energie wie durch Fusion beim Aufbau gewonnen wurde. Das führt zu einem Zusammenbruch des „Cores“, der etwa die Größe der Erde hat. Er besteht aus Elementen der Eisengruppe und besitzt eine Masse von ca. 1,4 Sonnenmassen. Der „Core“ wird instabil und implodiert. Die Materie erreicht dabei Geschwindigkeiten von 1000 Km/s und endet in Bruchteilen von Sekunden in einer neutronenreichen Kugel von 30 Km Radius, dem Proto-Neutronenstern. Innerhalb einiger Millisekunden sammelt die Neutronenkugel noch weitere Masse auf. Hält dieser Prozess länger an, bildet sich im Zentrum ein Schwarzes Loch. Dieser Verlauf ist eher selten, tritt aber auf bei Sternen mit einer Masse größer als 25 Sonnenmassen und solchen, deren Materie einen sehr geringen Anteil schwerer Elemente enthält. In den meisten Fällen führt der so genannte „Core -Kollaps“ zu einer Supernova vom Typ II. Die Implosion kehrt sich nach Bildung des Neutronensterns in eine Explosionswelle um, welche Neutronen reiches Material nach außen befördert. Der Neutronenstern strahlt 10% seiner Masse in Form von Neutrinos ab und verliert dabei eine Energie von 10^{46} Joule (Janka 2007). Die Wechselwirkung der Neutrinos mit Materie ist jedoch so schwach und damit der Nachweis so schwierig, dass Neutrinos von einer Supernova bisher nur einmal bei der Supernova von 1987 in der Großen Magellanschen Wolke (SN 1987 A) beobachtet wurden. Optisch sichtbar ist dagegen die Explosion von Materie, die sich selbst noch Jahre nach dem SN-Ereignis mit großer Geschwindigkeit nach außen bewegt. Die Umkehrung der durch Neutrinos angetriebenen Schockwelle von der Implosion zur Explosion ist noch immer nicht voll verstanden, trotzdem seit 40 Jahren an dem Problem intensiv gearbeitet wird. In den Modellen verliert der Schock zu schnell Energie, noch ehe er weit genug nach außen vorgedrungen ist. Inzwischen werden 3-dimensionale Simulationen durchgeführt, die Konvektion berücksichtigen und einen asymmetrischen Verlauf der Explosion zeigen (Janka 2007). Das passt gut zur Beobachtung von Asymmetrien in den Überresten der Supernovae als auch zu den relativ hohen Geschwindigkeiten, mit welchen sich einzelne Neutronensterne gegenüber ihrer Umgebung bewegen. Die enorme Lichtfülle einer Supernova wird allein durch die zurück bleibenden radioaktiven Kerne verursacht, welche die Atome des abgestoßenen Hüllenmaterials zum Leuchten anregen. Das Abklingen der Helligkeit spiegelt ziemlich genau die Halbwertszeiten der betreffenden β^+ -aktiven Elemente wieder:



In geringer Konzentration sind auch β -Zerfälle von ${}_{27}^{57}\text{Co}$ und ${}_{22}^{44}\text{Ti}$ nachgewiesen worden. Den Neutronenstern müssen wir uns als einen Superatomkern mit einem Radius von 10 – 12 Km vorstellen. Die Masse beträgt etwa 1,4 Sonnenmassen, worin die Neutronen in absoluter Überzahl vorhanden sind, die Dichte liegt einen Faktor 2 bis

3 über der Dichte eines Atomkerns. Die äußere Schale eines Neutronensterns besteht aus hoch verdichteter fester Materie. Neutronensterne kühlen nach ihrer Entstehung schnell ab, da in ihnen keine Kernprozesse mehr ablaufen. Die bisher beobachteten isolierten Neutronensterne strahlen im Röntgengebiet und haben noch eine Temperatur von 0,5 bis 1,5 Millionen Grad.

8. Elemente jenseits der Eisengruppe mit $A > 56$

In Fig. 1 fällt auf, dass die Häufigkeiten jenseits der Eisengruppe um einen Faktor hundert und mehr abfallen (s. Fig. 1 und Tab. 4). Da diese Elemente nicht mehr durch Fusion entstehen können, muss es andere Prozesse geben, die aber weniger effizient sind. Wir haben gesehen, dass nach Gl. (18) auch freie Neutronen in geringer Konzentration vorkommen. Neutronen sind ungeladen und müssen deshalb nicht gegen die Coulomb-Abstoßung eines Atomkerns anlaufen. Die Anlagerung von Neutronen ist deshalb relativ leicht möglich, in einem Prozess, der die Masse erhöht und im Allgemeinen einen instabilen Kern hinterlässt. Ein darauf folgender β -Prozess erhöht die Kernladung um eins und bringt den Kern wieder in den stabilen Bereich zurück. Diese Vorgänge können mehrfach hintereinander ablaufen, so dass geringe Konzentrationen von Elementen mit ziemlich hoher Ordnungszahl Z gebildet werden.

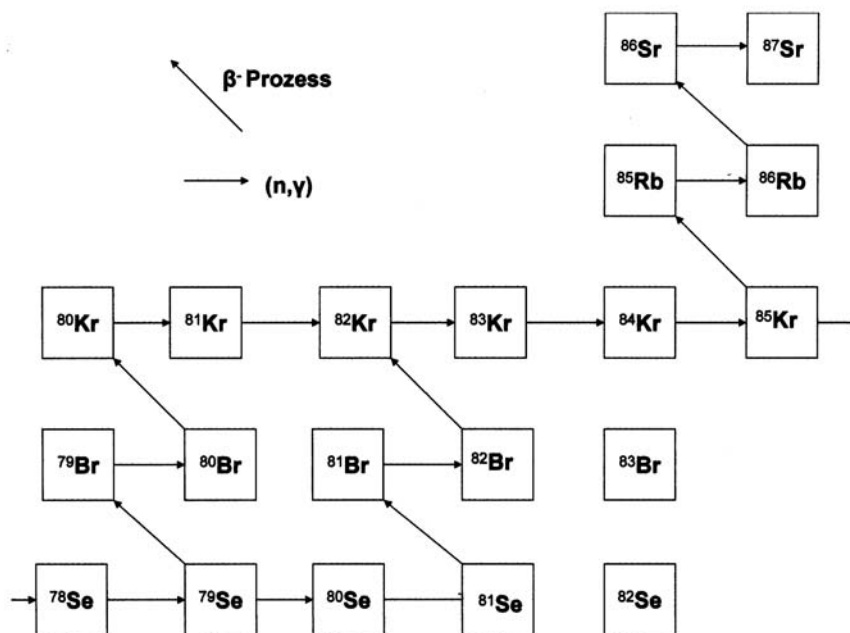


Abb. 9. Veranschaulichung von s-Prozessen. Aufeinander folgende „langsame“ Neutronen-Absorptionen der Elemente Selen, Brom, Krypton, Rubidium und Strontium gefolgt von β -Prozessen.

Der Fachausdruck „s-Prozesse“ (von „slow“ = langsam) weist darauf hin, dass die Zeit für den Neutroneneinfang lang ist (z. B. 10 Jahre) verglichen mit der Lebensdauer des instabilen Kerns gegenüber β -Zerfall. Es bleibt also genügend Zeit, inzwischen ein stabiles Isotop zu bilden. Die s-Prozesse finden in allen Sternen in der Roten-Riesen-Phase statt, solange genügend freie Neutronen gebildet werden, was vor allem durch die folgenden beiden Prozesse geschehen kann



und



Die Neutronendichte kann dabei Werte von 10^8 cm^{-3} erreichen. Als Beispiel sind dazu in Abb.10 Kerne der Reihe Selen bis Strontium in der N, Z-Ebene aufgetragen.

Man spricht von „r-Prozessen“ (von „rapid“ = schnell), wenn der Neutroneneinfang schnell erfolgt (z. B. in Millisekunden) verglichen mit dem anschließenden β -Prozess. Dazu müssen die Neutronendichten sehr hoch sein und etwa 10^{20} cm^{-3} betragen, was in einer Supernova kurzzeitig der Fall sein sollte. Dadurch kann ein Kern mehrfach hintereinander ein Neutron einfangen, ehe ein β -Prozess stattfinden kann. Der als Endprodukt gebildete Kern ist jeweils das stabile Isotop eines Elements mit der höchsten Neutronenzahl, z.B. das Wolframisotop ${}_{74}^{186}\text{W}$ mit 112 Neutronen. Abb. 10 zeigt die Reaktionswege der r-Prozesse in der N, Z-Ebene. Sie befinden sich zwischen dem Bereich stabiler Kerne und der unteren Linie, bei der Neutronensättigung der Kerne eintritt und sie instabil gegenüber Neutroneneinfang werden lässt.

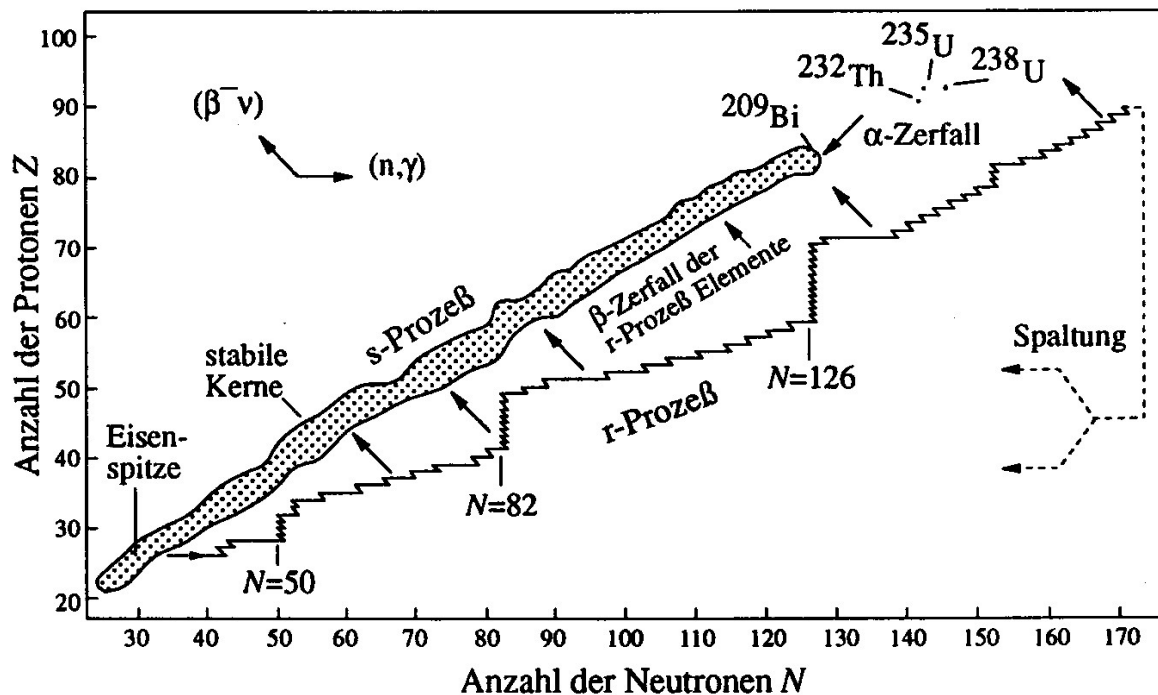


Abb. 10. Der Reaktionsweg der r-Prozesse in der N, Z -Ebene. Er beginnt wahrscheinlich bei den Elementen der Eisengruppe. Die entstehenden Kerne sind sehr neutronenreich und weit vom Bereich stabiler Kerne (gepunktet gezeichnet) entfernt. Vor besonders stabilen Kernen ist der Neutroneneinfang stark verzögert, so dass inzwischen β -Prozesse einsetzen können. Es sind das die Kerne mit den „magischen“ Neutronenzahlen $N = 50, 82, 126$, siehe dazu den Text. Die Abbildung ist aus H. Oberhummer: Kerne und Sterne entnommen.

Solche Kerne können im Labor nicht erzeugt werden, weil die extremen Neutronendichten nicht zur Verfügung stehen. s- und r-Prozesse können zu den gleichen Endprodukten führen. Es werden durch r-Prozesse aber auch Plätze besetzt, welche mit s-Prozessen nicht erreichbar sind. So sind r-Prozesse die einzige Möglichkeit, Thorium und Uran zu bilden. Der Weg dahin verläuft über instabile Elemente wie Radon (${}^{222}_{86}\text{Rn}$) und Radium (${}^{226}_{88}\text{Ra}$). Bisher ist noch nicht sicher bekannt, wo in einer Supernova die Nukleosynthese neutronenreicher Kerne stattfindet.

Der Verlauf der Häufigkeiten in Abb. 1 zeigt verschiedene Maxima, die man qualitativ verstehen kann. Das erste Maximum wird von den Elementen der Eisengruppe gebildet, die am Ende der Fusionsreaktionen stehen. Für die weiteren Maxima gilt: Wenn die Einfangzeit für ein Neutron kurz ist (die Kernphysiker sprechen von einem großen Einfangquerschnitt), dann lebt der Kern nur kurz und wir können vermuten, dass seine Häufigkeit klein ist. Wenn umgekehrt die Einfangzeit lang ist, dann ist auch die Lebensdauer des Kerns lang und seine Häufigkeit entsprechend groß. Lange Einfangzeiten kommen bei besonders stabilen Kernen vor, das sind etwa Kerne, bei welchen die Anzahl der Neutronen oder Protonen gerade die so genannten

„magischen Zahlen“ (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) erreicht. Atomkerne besitzen eine Schalenstruktur, ähnlich wie die Hüllenelektronen der Atome. Die Zustände in den Schalen werden mit jeweils einem Nukleon nacheinander aufgefüllt. Kerne mit

Tabelle 3. Die Abhängigkeit der Fusionsprozesse und der Endstadien der Sternentwicklung von den Sternmassen

Sternmasse in Sonnenmassen	Kernreaktionen	Besonderheit	Endprodukt
$M < 0,05$	Planet	Jupiter ähnlich	
$0,05 < M < 0,085$	nur Fusion von Deuterium bei 10^6 K		„Brauner Zwerg“
$0,085 < M < 0,30$	Fusion von Wasserstoff durch pp-Reaktion	voll konvektiver Stern	Entwicklungszeit länger als Weltalter
$0,30 < M < 0,85$	Fusion von Wasserstoff durch pp-Reaktion	strahlendes Zentrum konvektive Hülle	Weißer Zwerg aus Helium, Lebensdauer $>$ Weltalter
$0,85 < M < 1,50$	wie oben	Explosiver Einsatz der Helium-Fusion (Helium flash) Sternwind	Weißer Zwerg aus Kohlenstoff und Sauerstoff
$1,50 < M < 6$ bis 10	Fusion von Wasserstoff durch CNO-Zyklus	Starker Sternwind in der Riesenphase	Weißer Zwerg aus Kohlenstoff und Sauerstoff. Hülle überlebt als planetarischer Nebel
$10 < M < 25$	Fusionen von Kohlenstoff bis Silizium, Bildung der Elemente Eisen, Nickel, Kobalt	Schalenförmige Lagen der Elemente mit steigendem Z bis zu Eisen im Zentrum	„Core-Kollaps-SN“ übrig bleibt Neutronenstern und abgeblasenes Hüllenmaterial
20 bis 25 $<$ M (Wolf-Rayet-Sterne)	wie oben	wie oben	Supernova oder Hypernova, übrig bleibt ein stellares „Schwarzes Loch“ und Hüllenmaterial

abgeschlossenen Schalen sind besonders stabil und die Bindungsenergie eines zusätzlichen Neutrons ist deshalb klein. Etwas Entsprechendes kennen wir aus der Atomphysik von den Edelgasschalen. Unter den Bedingungen der s- und r-Prozesse in Sternen herrscht fast ein statistisches Gleichgewicht, so dass besonders stabile Kerne bevorzugt überleben. So bilden sich Häufigkeitsmaxima bei $N = 50, 82$ und 126 und $Z = 50$ aus. Schließlich ist Blei ^{208}Pb ein „doppelt magischer“ Kern mit $Z = 82$ und $Z = 126$.

9. Chemische Evolution in den Galaxien

Der nukleare Kreislauf der Materie folgt dem Schema: Sternbildung – Nukleares Brennen – Erschöpfung der Brennstoffe – Abwerfen von Hüllenmaterial vermischt mit schweren Elementen – eventuell Supernovaexplosion und Verbreitung von Eisen und schweren Elementen – erneute Sternbildung. Danach erwartet man eine allmähliche Anreicherung der interstellaren Materie mit schweren Elementen. Denn wie wir gesehen haben, enthält das abgeworfene Hüllenmaterial eines Roten Riesen oder der Rest einer Supernova vom Typ Ia schwere Elemente, wobei die leichteren wie Kohlenstoff, Sauerstoff und Stickstoff häufig in molekularer Form vorliegen. Neben H_2O und CO wurden unter anderem Alkohole, Amine, Nitrile, Mercaptane und viele andere komplexe organische Verbindungen gefunden. Die schwereren Elemente wie Kalzium, Magnesium, Aluminium und Eisen finden sich als Oxide oder Silikate, im interstellaren Staub wieder (Helling 2002). Sie werden bei erneuter Sternbildung in entsprechend höheren Konzentrationen eingebaut. In den Lebewesen auf der Erde finden wir die häufigsten Elemente H, C, O, N und in geringerem Maße Na, Mg, P, S, Cl, K, Ca, Mn, Co, Fe als Ionen oder fest eingebaut. Die schweren Elemente jenseits der Eisengruppe bilden in lebenden Systemen eher die Ausnahme. Man kann sich nun die Frage stellen, ob denn Leben möglich ist, das auf Verbindungen völlig anderer Elemente aufbaut. Aber berücksichtigt man die Häufigkeiten der leichten Elemente und die außergewöhnliche Eigenschaft des Kohlenstoffs, Ketten und Ringe zu bilden, so ist diese Frage wohl zu verneinen.

Die Erwartung einer Anreicherung schwerer Elemente in den Galaxien trifft qualitativ zu, jedoch muss dabei im Einzelnen die Entwicklung der speziellen kosmischen Struktur berücksichtigt werden. So haben etwa in unserer Milchstrasse die Kernregion, die Spiralarme und der Halo verschiedene Entwicklungsgeschichten. Man kann nun umgekehrt den Gehalt schwerer Elemente in den Sternen der verschiedenen Regionen dazu benutzen, die mögliche Entwicklungsgeschichte aufzuklären. Etwas einfacher als in den Spiralgalaxien liegen die Verhältnisse in den großen elliptischen Galaxien. Das sind Ellipsoid förmige Gebilde mit einigen Billionen Sternen. Sie enthalten in ihren Zentren riesige schwarze Löcher. In früheren Zeiten unseres Kosmos bei kosmischen Rotverschiebungen von $z \geq 2$ konnten diese schwarzen Löcher Staub und Gas in ihrer Umgebung aufsammeln und einen beträchtlichen Teil der beteiligten Masse in Strahlung verwandeln. Dieses Phänomen erscheint uns aus großer Entfernung wie eine sehr intensive punktförmige Lichtquelle, was ihm den Namen „Quasi Stellares Objekt“ (QSO) eingebracht hat. Das Licht enthält Absorptionslinien der unmittelbaren Umgebung, deren Gehalt an schweren Elementen sich so bestimmen lässt. Als Ergebnis

spektroskopischer Messungen an vielen QSOs zeigt sich eine steile Zunahme schwerer Elemente bis etwa 800 Millionen Jahre nach der Bildung der betreffenden elliptischen Galaxie. Danach ändert sich der Gehalt an schweren Elementen nur noch sehr wenig. Dieses Ergebnis passt zu der Beobachtung, dass elliptische Galaxien gar kein interstellares Medium mehr enthalten, weil es offensichtlich bei der anfänglichen heftigen Sternbildung heraus geblasen wurde. Es verrät noch seine Existenz als heißes intergalaktisches Gas extrem niedriger Dichte, dessen kräftige Röntgenstrahlung gegenwärtig von Röntgensatelliten aufgezeichnet wird. Ohne interstellare Materie gibt es aber auch keine Sternbildung. Schwere Elemente können dann nur noch von SN Ia – Ereignissen stammen, in welchen man ohnehin eine wesentliche Quelle von Eisen sieht.

Anders ist die Situation in Spiralgalaxien. Ihre Vorformen im frühen Universum sind oft unregelmäßige Gebilde von zehn Millionen bis einigen Milliarden Sternen, in welchen eine eher stetig verlaufende Sternbildung über einen langen Zeitraum anhält. In ihnen bleibt die interstellare Materie erhalten. Aus solchen sehr weit entfernten (und kosmologisch sehr frühen) Strukturen sind Ausbrüche von Gammastrahlen beobachtet worden, die man heute als letztes Signal eines sehr massereichen Sternes interpretiert, der als schwarzes Loch endet. Noch Tage nach dem Gamma-Ausbruch gibt es ein optisches Nachleuchten, das aus dem Hüllenmaterial des Sterns stammt, welches vor dem Ende abgeworfen wurde. Die fernsten Ereignisse konnten bei $z \approx 6$ beobachtet werden, was einem Alter von ca. 900 Millionen Jahre nach dem Urknall entspricht und darauf schließen lässt, dass die Häufigkeit der schweren Elemente etwa 1/10 der solaren Häufigkeit beträgt (s. Tab. 1). Bei $z = 2$ ist dann bereits solare Häufigkeit erreicht, die sich auch wegen abnehmender Sternbildung kaum noch ändert.

10. Zusammenfassung und Schluss

Die leichten Elemente ($A \leq 7$) verdanken ihre Entstehung der heißen Anfangsphase unseres Kosmos. Die gefundenen Häufigkeiten werden recht gut durch Modellrechnungen wiedergegeben, in welche die Parameter des gegenwärtigen kosmologischen Modells eingehen. Alle schwereren Elemente ($Z > 7$) entstehen in den Zentren der Sterne. Wieweit die Brennphasen der Fusionsreaktionen fortschreiten und Elemente höherer Ordnungszahl Z generieren, hängt dabei von der Masse des Sterns ab (s. Tab. 3). Da bei der Erzeugung von Kernen mit $A > 56$ keine Energie mehr gewonnen werden kann, bleibt für die Synthese schwererer Elemente nur noch der Einfang von Neutronen übrig, ein Prozess, der unter den gegebenen Bedingungen von geringer Ausbeute ist. Die kosmischen Häufigkeiten nehmen deshalb jenseits der Eisengruppe um zwei Zehnerpotenzen und mehr ab. Langsame Einfangprozesse (s-Prozesse) finden im Roten-Riesen-Stadium statt. Die schnellen Einfangprozesse (r-Prozesse) sind auf die kurze Zeit während der Explosion einer Supernova beschränkt. Für die Verbreitung schwerer Elemente im interstellaren Raum sorgt der Sternwind am Ende der Roten-Riesen-Phase. Daneben bilden die Supernovae vom Typ I a die wichtigste Quelle von Eisen. Die schweren Elemente stehen als Beimischungen zum interstellaren Gas für weitere Sternbildungen wieder zur Verfügung. Das kosmische „Recycling“ führt zu einer allmählichen Anreicherung schwerer Elemente, wie

besonders in Spiralgalaxien und ihren Vorgängern beobachtet wird. In jüngster Zeit haben sich unsere Kenntnisse von der Materie und ihrer Verteilung im Kosmos erheblich erweitert. Dabei wurden zwei erstaunliche Ergebnisse bestätigt:

- 1) Zu der Materie, die in den 92 Elementen vorkommt und die auch „baryonische Materie“ genannt wird, tragen Sterne, Sternhaufen und interstellare Materie bei. Die 5- bis 10-fache baryonische Materie findet sich in dem heißen, stark verdünnten Gas, welches die Galaxien-Haufen umgibt. Dieses heiße Plasma ist in früher Zeit während der ersten heftig ablaufenden Sternbildung durch Supernovae und Sternenwind ausgeschleudert worden. Es bildet den Abfall aus der Sternbildung, die offensichtlich wenig effizient verlief.
- 2) Die gesamte baryonische Materie trägt aber nur etwa ein Sechstel zur Materiedichte im Kosmos bei. Der überwiegende Teil fällt auf die so genannte „Dunkle Materie“, die nur durch ihre Gravitation wirkt. Ohne Dunkle Materie gäbe es keine Strukturbildung im Kosmos, keine Galaxien und Galaxienhaufen, ohne die baryonische Materie aber keine Planetensysteme und kein Leben.

Im 20. Jahrhundert gelangen der Astrophysik und der Kosmologie die Lösung uralter Rätsel, wovon wir einige in diesem Artikel skizziert haben. Allerdings müssen wir auch feststellen, dass mit Dunkler Energie und Dunkler Materie neue Rätsel aufgetaucht sind, welche die Grundlagen der Physik in besonderer Weise berühren. Ihre Lösung wird eine der großen Aufgaben der Physik des 21. Jahrhunderts sein.

11. Anhang

Tabelle 4. Atomare Häufigkeiten der stabilen Elemente im Sonnensystem bezogen auf Si gleich 10^6 . Die Tabelle wurde von Dr. K. Lodders Washington State University 2003 entwickelt.

Name des Elements	Formelsymbol	Kernladung (Ordnungszahl)	Häufigkeit auf eine Million Silizium-Atome
Wasserstoff	H	1	$2,43 \cdot 10^{10}$
Helium	He	2	$2,34 \cdot 10^9$
Lithium	Li	3	55,57
Beryllium	Be	4	0,737
Bor	B	5	17,3
Kohlenstoff	C	6	$7,079 \cdot 10^6$
Stickstoff	N	7	$1,95 \cdot 10^6$
Sauerstoff	O	8	$1,413 \cdot 10^7$
Fluor	F	9	841
Neon	Ne	10	$2,148 \cdot 10^6$
Natrium	Na	11	57 510

Magnesium	Mg	12	1,02·10 ⁶
Aluminium	Al	13	84 100
Silizium	Si	14	1·10 ⁶
Phosphor	P	15	8373
Schwefel	S	16	444 900
Chlor	Cl	17	5237
Argon	Ar	18	102 500
Kalium	K	19	3692
Kalzium	Ca	20	62 870
Scandium	Sc	21	34,2
Titan	Ti	22	2 422
Vanadium	V	23	288,4
Chrom	Cr	24	12 860
Mangan	Mn	25	9168
Eisen	Fe	26	838 000
Kobalt	Co	27	2 323
Nickel	Ni	28	47 800
Kupfer	Cu	29	527
Zink	Zn	30	1 226
Gallium	Ga	31	35,97
Germanium	Ge	32	120,6
Arsen	As	33	6,089
Selen	Se	34	65,79
Brom	Br	35	11,32
Krypton	Kr	36	55,15
Rubidium	Rb	37	6,57
Strontium	Sr	38	23,64
Yttrium	Y	39	4,61
Zirkonium	Zr	40	11,33
Niob	Nb	41	0,75
Molybdän	Mo	42	2,60
Ruthenium	Ru	44	1,90
Rhodium	Rh	45	0,37
Palladium	Pd	46	1,43
Silber	Ag	47	0,49
Cadmium	Cd	48	1,58
Indium	In	49	0,181
Zinn	Sn	50	3,73
Antimon	Sb	51	0,329
Tellur	Te	52	4,815
Jod	I	53	0,997
Xenon	Xe	54	5,39
Cäsium	Cs	55	0,367
Barium	Ba	56	4,35

Lanthan	La	57	0,440
Cerium	Ce	58	1,196
Praseodym	Pr	59	0,174
Neodym	Nd	60	0,835
Samarium	Sm	62	0,254
Europium	Eu	63	0,0951
Gadolinium	Gd	64	0,332
Terbium	Tb	65	0,0591
Dyprosium	Dy	66	0,3862
Holmium	Ho	67	0,08986
Erbium	Er	68	0,2554
Thulium	Tm	69	0,0370
Ytterbium	Yb	70	0,2484
Lutetium	Lu	71	0,03572
Hafnium	Hf	72	0,01699
Tantal	Ta	73	0,02099
Wolfram	W	74	0,01277
Rhenium	Re	75	0,05254
Osmium	Os	76	0,06738
Iridium	Ir	77	0,06448
Platin	Pt	78	0,01357
Gold	Au	79	0,01955
Quecksilber	Hg	80	0,04128
Tallium	Tl	81	0,01845
Blei	Pb	82	0,03258
Wismut	Bi	83	0,01388

12. Literatur

Börner, G. Kosmologie. Frankfurt: Fischer (TB.) 2002.

Börner, G. Ein Universum voll dunkler Rätsel. Spektrum der Wissenschaft, Heft 12/2003, S. 28

Bromm, V., Larson, R.B. Die ersten Sterne im Universum. Spektrum 2/2002. S. 26

Burbridge, G. Fred Hoyle, Astrophysiker, Kosmologe, Querdenker. Sterne und Weltraum 1/2003. S. 24

Chown, M. Die Suche nach dem Ursprung der Atome. München: DTV Taschenbuch . 2002

Cline, D.B. Die Suche nach der Dunklen Materie. Spektrum der Wissenschaft, Heft 10/2003, S.44

[**Gamow, G.** My World Line; an Informal Autobiography. Viking Press N.Y. 1970

Hillebrandt, W., Röpke, F. Supernovae vom Typ Ia. Sterne und Weltraum 7/2005, S. 22

Helling, Chr. Sternenstaub. Sterne und Weltraum 2/ 2002, S.25 und 3/ S.34

Janka, H.-Th. Supernovaexplosionen und rasende Neutronensterne. Sterne und Weltraum 1/2007, S. 44

Pfau, W. 2006/2007. Streifzüge durch das Hertzsprung-Russell-Diagramm. Teil 1 – 3-Sterne und Weltraum 6/2006 S.32, 11/2006 S. 45 und 4/2007 S. 44.

Singh, S. Big Bang: Der Ursprung des Kosmos und die Erfindung der modernen Naturwissenschaft. München: DTV-Verlag 2007

Spiegel, D. 2004. „In diesen sechs Zahlen steckt eine neue Physik“. Gespräch mit dem Kosmologen David Spiegel in Sterne und Weltraum 11/2004, S. 24

Tropp, E., Frenkel V. and Chernin A. Alexander A. Friedmann. The Man Who Made the Universe Expand. Cambridge: Univ. Press 1993

Weinberg, St. Die ersten drei Minuten. Der Ursprung des Universums. München: Piper-Verlag (TB); 6. Auflage 1997

Werner, K. und Rauch, W. 2007. Die Wiedergeburt eines Roten Riesen. Sterne und Weltraum 2/ S. 36

Zur Vertiefung und zum Weiterstudium

Klapdor-Kleingrothaus, H.V., Zuber, K. 1997. Teilchenastrophysik Stuttgart: B.G. Teubner

Oberhummer, H. 1993. Kerne und Sterne. Einführung in die nukleare Astrophysik. Heidelberg: Spektrum Akademischer Verlag 1993.

Unsöld, A. Baschek, S.2002: Der neue Kosmos. 7. Aufl. New York, Berlin: Springer-Verlag