

# Explosives Ne/O-Brennen in Supernovae

I. Dillmann, C. Domingo-Pardo, F. Käppeler, R. Plag, S. Walter, IK

## Entstehung der Elemente vom Wasserstoff bis zum Eisen

Das Periodensystem der Elemente umfasst zur Zeit 114 radioaktive und stabile Elemente. Die ersten 94 davon (vom Wasserstoff bis zum Plutonium) werden dabei in Sternen und im interstellaren Medium produziert, während alle übrigen Elemente nur künstlich hergestellt werden können. Die natürlichen Elemente und ihre stabilen und radioaktiven Isotope sind jedoch nicht alle zur gleichen Zeit entstanden, sondern Produkte verschiedener astrophysikalischer Entstehungsprozesse, auch „Nukleosynthesen“ genannt [1,2]. Die leichtesten Kerne, Wasserstoff (75 %), Helium (25 %) und Spuren von Deuterium und Lithium, sind wenige Minuten nach dem Urknall („Big Bang“) in der primordialen Nukleosynthese vor ca. 14 Milliarden Jahren entstanden.

Die nächst-schwereren Elemente Beryllium und Bor sowie weiteres Lithium können nur dann produziert werden, wenn durch vorherige Nukleosyntheseprozesse bereits schwerere Teilchen wie z. B. Kohlenstoff vorhanden sind, die durch hochenergetische kosmische Strahlung in leichtere Teilchen zerlegt werden. Der Kohlenstoff selbst, wie auch Stickstoff, Sauerstoff und die Elemente bis hin zum Eisen und Nickel, stammen aus der Verschmelzung („Fusion“) leichterer Kerne im Inneren von Sternen. Diese Fusionsreaktionen werden in der Astrophysik als „Brennen“ bezeichnet und laufen – abhängig von der Masse des Sternes – in verschiedenen Phasen und auf un-

Phase	Dauer	Temperatur [ $10^9$ K]
Wasserstoff-Brennen	$7 \times 10^6$ Jahre	0,06
Helium-Brennen	$5 \times 10^5$ Jahre	0,23
Kohlenstoff-Brennen	600 Jahre	0,93
Neon-Brennen	1 Jahr	1,7
Sauerstoff-Brennen	6 Monate	2,3
Silizium-Brennen	1 Tag	4,1
Kernkollaps	Sekunden	8,1
Schockwelle	Millisekunden	34,8
Explosives Brennen	0,1–10 Sekunden	1,2–7,0

**Tab. 1: Entwicklungsphasen eines Sterns mit 25 Sonnenmassen. Die letzten drei Phasen finden während Supernova-Typ II-Explosionen statt [1].**

terschiedlichen Zeitskalen ab (siehe Tab. 1).

Der bekannteste Stern, unsere Sonne, verbrennt beispielsweise bei einer Innentemperatur von ca. 15 Millionen Kelvin seit knapp 4,5 Milliarden Jahren Wasserstoff zu Helium („Wasserstoffbrennen“). Nach weiteren knapp 5 Milliarden Jahren wird der Wasserstoff nahezu vollständig konsumiert sein. Dann wird sich die Sonne zusammenziehen, da der thermische Druck kurzzeitig nicht mehr im Gleichgewicht mit der Gravitation ist. Diese (adiabatische) Kompression bewirkt eine Druckerhöhung und durch die freiwerdende Gravitationsenergie auch eine drastische Temperaturerhöhung, bis die zweite Brennphase, das „Helium-Brennen“, bei ca. 200 Millionen Kelvin entzündet werden kann. In dieser Phase verschmelzen drei Helium-Atome im sogenannten „Triple-alpha-Prozess“ zu  $^{12}\text{C}$ . Ein Teil des so entstehenden  $^{12}\text{C}$  reagiert weiter zu  $^{16}\text{O}$ . Beide Reaktionen gehören zu den wichtigsten astro-

physikalischen Reaktionen überhaupt, denn ihre Reaktionsgeschwindigkeiten bestimmen das Mengenverhältnis der beiden lebenswichtigsten Elemente Kohlenstoff und Sauerstoff.

Für alle Sterne, deren Masse geringer ist als die achtfache Sonnenmasse, endet die Nukleosynthese mit dem Heliumbrennen. Der Stern besteht nun im Inneren aus einem „Kern“ aus Kohlenstoff und Sauerstoff, sowie einer Hülle mit zwei Schalen aus Helium und Wasserstoff, in denen weiterhin Kerne fusionieren („Schalenbrennen“). Durch die Temperaturerhöhung im Kern dehnt sich der Stern jedoch auf ein Vielfaches seines ursprünglichen Radius aus. Dabei kühlt sich die Hülle ab und der Stern wird zum „Roten Riesen“. Am Ende dieser Entwicklungsphase wird die gesamte Hülle als „Planetarischer Nebel“ abgestoßen, so dass der kompakte C-O-Kern mit einem Durchmesser von wenigen tausend Kilometern zurückbleibt. Aufgrund seiner

hohen Oberflächentemperatur ( $T > 10.000 \text{ K}$ ) leuchtet er weiß und wird „Weißer Zwerg“ genannt. Weiße Zwerge kühlen langsam ab und gehen nach einigen Milliarden Jahren in „Schwarze Zwerge“ über.

Schwerere Sterne mit einer Ausgangsmasse von mehr als 8 Sonnenmassen hingegen können sukzessive weitere sogenannte „hydrodynamische“ Brennphasen zünden, die nach dem konsumierten Brennmaterial benannt werden: „Kohlenstoff-Brennen“, „Neon-Brennen“, „Sauerstoff-Brennen“, und schließlich das „Silizium-Brennen“ (siehe Tab. 1).

### Entstehung der schweren Elemente bis zum Uran

Durch diese Prozessketten werden Sterne mit einer zwiebelschalenähnlichen Struktur aufgebaut (Abb. 1), die nach dem Silizium-Brennen einen Kern aus Eisen und Nickel besitzen, umgeben von Schalen mit unverbranntem Material. Elemente jenseits des Nickels werden nicht gebildet, da keine Energie mehr durch Fusion gewonnen werden kann. Sie müssen durch andere Reaktionsmechanismen entstehen.

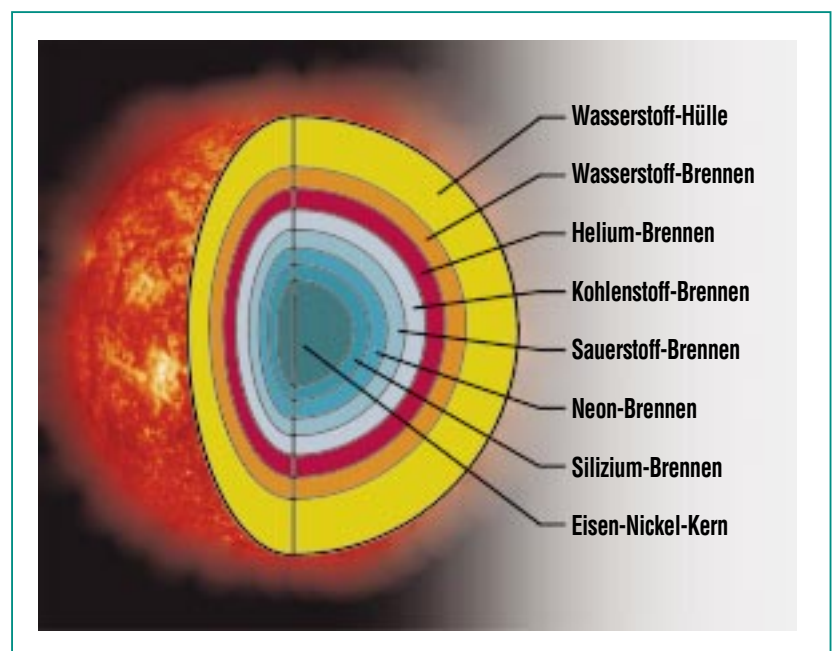
Für den Großteil (etwa 99 %) dieser schweren Elemente, unter ihnen Silber, Gold und Uran, sind Neutronen-Einfänge an bereits vorhandenen Saatkernen verantwortlich. Die eine Hälfte dieser Elemente wird in einem Szenario mit sehr großen Neutronendichten von  $>10^{20} \text{ n cm}^{-3}$ , wie an der Oberfläche des bei einer Supernova-Explosion entstehenden Neutronensterns, produziert. Hier werden Saatkern wie Eisen und Nickel innerhalb we-

niger Sekunden in sehr neutronenreiche Kerne bis hin zum Uran und Thorium umgewandelt. Danach zerfallen diese radioaktive Kerne über lange Beta-Zerfallsketten zurück zur Stabilität. Dieser Mechanismus wird „r-Prozess“ („rapid neutron capture process“, schneller Neutronen-Einfangsprozess) genannt.

Die andere Hälfte der schwereren Elemente oberhalb von Eisen bis zum  $^{209}\text{Bi}$  wird ebenfalls durch Neutroneneinfänge hergestellt, die jedoch auf viel längeren Zeitskalen stattfinden. Dieser Prozess wird langsamer Prozess (slow, „s-Prozess“) genannt, weil für den Einfang eines Neutrons mehrere Monate bis Jahre benötigt werden. Wird ausgehend von einem stabilen Isotop ein radioaktiver Kern erzeugt, so wird er in der Regel durch einen Beta-Zerfall in einen stabilen Kern

umgewandelt, bevor der nächste Neutroneneinfang stattfinden kann. Auf diese Weise folgt der Reaktionspfad des s-Prozesses dem Stabilitätstal. Der s-Prozess findet beim He-Brennen in Roten Riesen statt [3]. Die benötigten Neutronen werden jeweils „in situ“ über die Kernreaktionen  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  und  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  produziert, und erreichen Neutronendichten von etwa  $10^6\text{--}10^{11} \text{ n cm}^{-3}$ .

Durch den s- und r-Prozess können jedoch nicht alle stabilen Isotope oberhalb des Eisens hergestellt werden. Für 32 Nuklide zwischen  $^{74}\text{Se}$  und  $^{196}\text{Hg}$  ist ein weiterer Prozess, der sogenannte „p-Prozess“, notwendig, der hohe Temperaturen ( $T \sim 2\text{--}3$  Milliarden Kelvin) und Dichten ( $\rho \sim 10^6 \text{ g cm}^{-3}$ ) benötigt. Diese Bedingungen werden in Supernova-Explosionen erreicht. Supernovae stellen die Endphase von



**Abb. 1: Zwiebschalen-Struktur eines massereichen Sterns kurz vor der Supernova II-Explosion. Der p-Prozess findet während der Explosion in den beiden Schalen des Sauerstoff- und Neon-Brennens statt.**

massereichen Sternen dar und werden danach klassifiziert, ob ihr Spektrum Wasserstofflinien aufweist („Typ II“) oder nicht („Typ I“). Supernovae vom Typ Ia finden in Doppelsternsystemen statt, in denen ein Weißer Zwerg Material von einem Roten Riesen bis zur kritischen Masse von 1,44 solaren Massen („Chandrasekhar-Limit“) akkretiert. Dann sind ebenfalls kritische Werte für die zentrale Temperatur und Dichte erreicht, und eine thermonukleare Reaktion setzt ein, durch die der Weiße Zwerg komplett zerrissen und dabei seine gesamte Materie ins interstellare Medium geschleudert wird („thermonukleare Supernova“).

### Der p-Prozess während Supernova-Explosionen

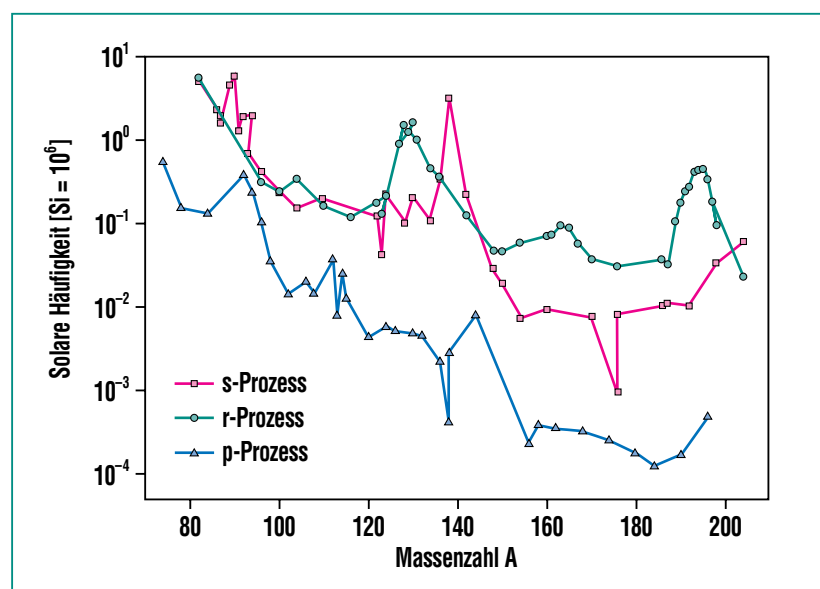
Für den „p-Prozess“ sind jedoch Supernova-Explosionen vom Typ II („Kernkollaps-Supernovae“) wichtig, mit denen das Leben von massereichen Sternen endet. Nachdem alle Brennphasen durchlaufen sind, bildet sich ein zentraler Eisen-Nickel-Kern aus. Sobald die Masse dieses Kerns das Chandrasekhar-Limit übersteigt, gewinnt die Gravitationskraft nun die Oberhand über den bis dahin stabilisierenden Druck der Strahlung und des entarteten Elektronengases, und der gesamte Zentralbereich kollabiert. Dabei steigen Temperatur und Druck soweit an, dass die meisten der bereits gebildeten Eisen- und Nickel-Atome durch hochenergetische Photonen wieder in Protonen und Neutronen zerlegt werden. Die Protonen werden durch Einfang von freien Elektronen in weitere Neutronen umgewandelt („inverser Beta-Zerfall“), wodurch sich der Elektronendruck

weiter verringert und der Kollaps entsprechend beschleunigt wird.

Die beim Beta-Zerfall freiwerdenden Neutrinos entkommen ungehindert und tragen 99% der freigesetzten Energie weg. Der gesamte Kollaps dauert nur wenige Millisekunden, bis die Dichte von Kernmaterie erreicht ist ( $\rho \sim 10^{16} \text{ g cm}^{-3}$  bei  $T \sim 100$  Milliarden Kelvin). Die äußeren Schichten des Kerns kollabieren jedoch weiter und treffen schließlich auf die inkompressiblen inneren Schichten, die mittlerweile fast vollständig aus Neutronen bestehen. Dadurch entsteht eine nach Außen gerichtete Schockwelle, die eine schlagartige Druck- und Temperaturerhöhung in den äußeren Schalen bewirkt. Für wenige Sekunden kann nun „explosives Schalenbrennen“ gezündet werden. Die für den p-Prozess benötigten Bedingungen von  $T \sim 2\text{--}3$  Milliarden Kelvin und  $\rho \sim 10^6 \text{ g cm}^{-3}$  werden dabei nur

in der Sauerstoff- und Neon-Schale erreicht (siehe Abb. 1). Abhängig von der Masse des übrigbleibenden Kerns entsteht entweder ein Neutronenstern oder ein „Schwarzes Loch“ ( $>3$  Sonnenmassen).

Beim explosiven Brennen der O/Ne-Schale werden aus schweren Kernen, die vorher bereits im s- oder r-Prozess gebildet wurden, durch hochenergetische Photonen  $\alpha$ -Teilchen, Protonen und Neutronen herausgelöst („Photodissoziation“). Der Reaktionsfluss verläuft somit von schwereren Saaisotopen hin zu leichteren Kernen. Der Name „p-Prozess“ ist historisch bedingt, da man früher dachte [2], dass diese Isotope durch den Einfang von Protonen entstehen. Bis heute hat man den Begriff „p-Prozess“ beibehalten, der Reaktionsmechanismus wird durch die wichtige Rolle der Photonen jedoch „ $\gamma$ -Prozess“ genannt.



**Abb. 2:** Beobachtete solare Häufigkeiten nach Anders und Grevesse [5]. Isotope aus dem p-Prozess weisen eine um 1–2 Größenordnungen verringerte Häufigkeit verglichen mit den entsprechenden s- oder r-Prozess-Isotopen auf.

### Die Häufigkeiten der p-Prozess-Isotope

In Tab. 2 sind alle 32 stabilen Isotope aufgelistet, die größtenteils durch den p-Prozess produziert werden. Alle Isotope in dieser Liste liegen innerhalb ihrer Isotopenkette auf der linken, protonenreichen Seite der Nuklidkarte, und ihre relativen Isotopenhäufigkeiten sind zehn- bis hundertmal geringer als die der entsprechenden r- und s-Prozess-Isotope (siehe Abb. 2). Ausnahmen bilden lediglich die fünf Isotope  $^{92,94}\text{Mo}$ ,  $^{96,98}\text{Ru}$  und  $^{144}\text{Sm}$ , die eine vollständig oder nahezu vollständig abgeschlossene

Neutronenschale besitzen. Bei genauerem Hinsehen fällt zudem auf, dass die p-Nuklide mit wenigen Ausnahmen ( $^{113}\text{In}$ ,  $^{115}\text{Sn}$ ,  $^{138}\text{La}$ ) gerade Neutronen- und Protonenzahlen haben. Die bevorzugte Bildung geradzahlicher Kerne ist Folge des Paarungseffekts der Nukleonen, der solche Kerne bei der Entstehung der p-Prozess-Isotope bevorzugt.

### Simulation der solaren p-Prozess-Häufigkeiten

Die beobachteten solaren Häufigkeiten (Tab. 2 und Abb. 2) der p-Prozess-Nuklide stellen jedoch ein

großes Problem dar. Zur Zeit kann keines der astrophysikalischen Modelle die p-Prozess-Häufigkeiten hinreichend beschreiben. Insbesondere trifft dies auf die häufigsten p-Isotope,  $^{92,94}\text{Mo}$  und  $^{96,98}\text{Ru}$ , zu. Wichtige Eingabe-Parameter für solche Modellrechnungen sind auf kernphysikalischer Seite neben den energieabhängigen Wirkungsquerschnitten auch die Saatkernhäufigkeiten durch vorhergehende Nukleosyntheseprozesse. Von astrophysikalischer Seite kommen dann Sternmassen, Explosionsmechanismus (Dichte- und Temperaturverlauf) und die astrophysikalischen Szenarien hinzu. Um die

Isotop	Solare Häufigkeit [Si = 10 <sup>6</sup> ]	Isotopenhäufigkeit [%]	Isotop	Solare Häufigkeit [Si = 10 <sup>6</sup> ]	Isotopenhäufigkeit [%]
Se-74	$5,50 \times 10^{-1}$	0,89	Xe-126	$5,09 \times 10^{-3}$	0,09
Kr-78	$1,53 \times 10^{-1}$	0,35	Ba-130	$4,76 \times 10^{-3}$	0,106
Sr-84	$1,32 \times 10^{-1}$	0,56	Ba-132	$4,53 \times 10^{-3}$	0,101
Mo-92	$3,78 \times 10^{-1}$	14,84	La-138	$4,09 \times 10^{-4}$	0,0902
Mo-94	$2,36 \times 10^{-1}$	9,25	Ce-136	$2,16 \times 10^{-3}$	0,19
Ru-96	$1,03 \times 10^{-1}$	5,52	Ce-138	$2,84 \times 10^{-3}$	0,25
Ru-98	$3,50 \times 10^{-2}$	1,88	Sm-144	$8,00 \times 10^{-3}$	3,1
Pd-102	$1,42 \times 10^{-2}$	1,02	Dy-156	$2,21 \times 10^{-4}$	0,06
Cd-106	$2,01 \times 10^{-2}$	1,25	Dy-158	$3,78 \times 10^{-4}$	0,1
Cd-108	$1,43 \times 10^{-2}$	0,89	Er-162	$3,51 \times 10^{-4}$	0,14
In-113	$7,90 \times 10^{-3}$	4,3	Yb-168	$3,22 \times 10^{-4}$	0,13
Sn-112	$3,72 \times 10^{-2}$	0,97	Hf-174	$2,49 \times 10^{-4}$	0,162
Sn-114	$2,52 \times 10^{-2}$	0,65	W-180	$1,73 \times 10^{-4}$	0,13
Sn-115	$1,29 \times 10^{-2}$	0,34	Os-184	$1,22 \times 10^{-4}$	0,02
Te-120	$4,30 \times 10^{-3}$	0,096	Pt-190	$1,70 \times 10^{-4}$	0,01
Xe-124	$5,71 \times 10^{-3}$	0,1	Hg-196	$4,80 \times 10^{-4}$	0,15

Tab. 2: Liste der 32 p-Isotope mit ihren solaren Häufigkeiten (relativ zu Silizium = 10<sup>6</sup>) [5] und ihren Isotopenhäufigkeiten (Summe der stabilen Isotope eines Elements = 100%).

Entwicklung der Häufigkeiten mit Modellen beschreiben zu können, werden Netzwerkrechnungen benötigt. Ein typisches Reaktionsnetzwerk für den p-Prozess umfasst etwa 1800 Isotope und über 60.000 Reaktionen. Da der Großteil dieser Reaktionen über protonenreiche, radioaktive Nuklide verläuft, müssen die Wirkungsquerschnitte durch Rechnungen ermittelt werden, da nur für weniger als ein Prozent der am Netzwerk beteiligten Reaktionen bisher experimentelle Daten vorliegen.

Abb. 3 zeigt das Resultat einer solchen Modellrechnung in Form des „normierten Überproduktionsfaktors“ [4], der die simulierte Häufigkeit relativ zur solaren Häufigkeit

von Anders und Grevesse [5] (Tab. 2) zeigt. In dieser Simulation wurden alle Parameter außer der Ausgangs-Sternmasse konstant gehalten. Das Ergebnis zeigt, dass die Produktion einiger Isotope sehr stark von der Sternmasse abhängt, während andere Isotope nur sehr gering beeinflusst werden. Diese Abhängigkeit der Ausbeute von der Sternmasse ist wichtig, da die solaren p-Prozess-Häufigkeiten eine Überlappung vieler verschiedener Supernova Typ II-Explosionen darstellen. Das Modell des  $\gamma$ -Prozesses in Supernova Typ II-Explosionen liefert für die meisten p-Isotope eine Übereinstimmung innerhalb eines Faktors von 3, wobei jedoch die häufigsten Isotope  $^{92,94}\text{Mo}$  und  $^{96,98}\text{Ru}$  sowie  $^{138}\text{La}$  sehr

stark unterproduziert werden. Für den ungerade-ungerade Kern  $^{138}\text{La}$  ist bereits ein alternativer Nukleosyntheseweg über den Einfang von Neutrinos postuliert worden [6]. Für die Mo- und Ru-Isotope sind bisher viele unterschiedliche astrophysikalische Szenarien erfolglos getestet worden. Vor kurzem ist für diese leichten p-Isotope ein neuer Entstehungsmechanismus unter Mitwirkung von Neutrinos postuliert worden. Im „vp-Prozess“ [7], der während Supernova Typ II-Explosionen stattfinden könnte, werden radioaktive Vorläuferkerne auf der protonenreichen Seite der Nuklidkarte bis etwa Masse  $A \sim 120$  gebildet, die dann zu den leichten p-Prozess-Isotopen zerfallen. Dieser zusätzliche Prozess

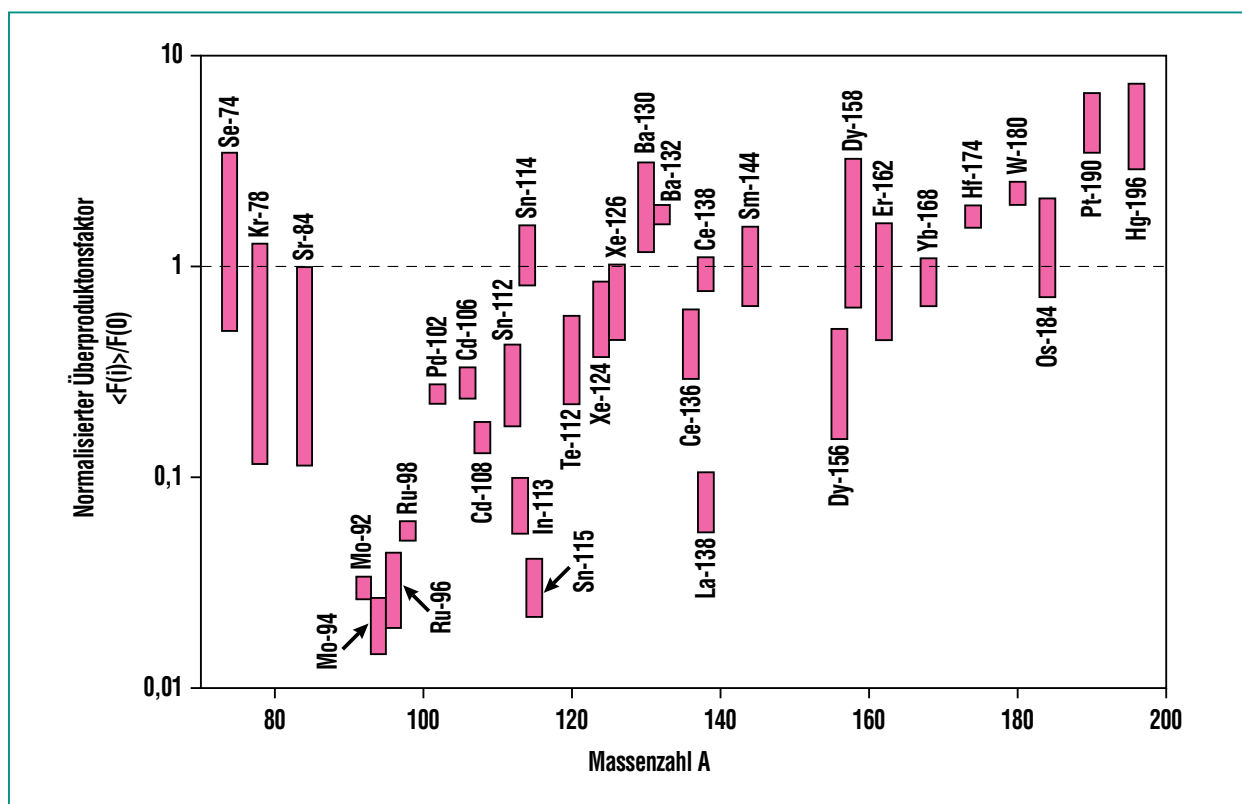


Abb. 3: Variationen des normierten Überproduktionsfaktors für Supernova Typ II-Modellrechnungen von Sternen mit 13 bis 25 Sonnenmassen. Die gestrichelte Linie bei Wert 1 zeigt den Wert für die solaren Häufigkeiten [5]. Die Werte wurden aus [4] entnommen.



könnte die fehlenden Häufigkeiten der Mo- und Ru-Isotope kompensieren, jedoch fehlt bisher noch der astrophysikalische Beweis für seine tatsächliche Existenz. Es ist somit sehr wahrscheinlich, dass die p-Prozess-Häufigkeiten durch eine Superposition mehrerer astrophysikalischer Prozesse entstehen.

Nichtsdestotrotz hängen die großen Unsicherheiten von p-Prozess-Simulationen von zwei Faktoren ab. Die Unsicherheiten in den astrophysikalischen Eingabeparametern können nur durch die exaktere Beschreibung der astrophysikalischen Produktionsmechanismen verringert werden, während die kernphysikalischen Unsicherheiten der theoretischen Vorhersagen durch das Fehlen entsprechender experimenteller Daten bedingt ist.

### Messung von Reaktionsraten am Karlsruhe Van-de-Graaff-Beschleuniger

Der Großteil der Experimente für den p-Prozess wurde innerhalb der letzten 20 Jahre durchgeführt und ist bisher noch nicht in Reaktionsnetzwerke integriert. In einem ersten Schritt wurden deshalb mehr als 350 Neutroneneinfang-Reaktionen und ihre Umkehrreaktionen mithilfe der Wirkungsquerschnitt-Datenbank „KADoNiS“ (Karlsruhe Astrophysical Database of Nucleosynthesis in Stars) [8] auf den neuesten Stand gebracht. Der Großteil dieser Neutronen-Einfangreaktionen wurde am 3.7-MV-Van-de-Graaff-Beschleuniger im Forschungszentrum Karlsruhe bestimmt [9]. Diese Messungen wurden bei Energien (bzw. Tempera-

turen) durchgeführt, die für den s-Prozess von Bedeutung sind. Für p-Prozess-Rechnungen werden jedoch viel höhere Neutronenenergien benötigt, die im Labor experimentell nur schwer zugänglich sind. Für die Extrapolation zu höheren Energien wurden deshalb theoretisch berechnete Abhängigkeiten aus dem statistischen Modellcode NON-SMOKER [10] benutzt, die zuvor bei s-Prozess-Temperaturen auf den experimentellen Wert normiert wurden.

Mit diesen Daten wurde die Auswirkung auf den normierten Überproduktionsfaktor für eine Supernova-Explosion vom Typ II eines Sterns mit 25 Sonnenmassen untersucht [11]. Obwohl nur etwa ein Prozent der über 60.000 beteiligten Reaktionsraten an experimentelle Daten angepasst wurden, zeigte sich bereits bei den meisten p-Isotopen ein Einfluss auf den normierten Überproduktionsfaktor, der sich im Mittel um den Faktor 0,93 verringerte. Der gesamte Reaktionsfluss ist um den Faktor zehn bis sechzig geringer als in Simulationen mit den alten Neutronen-Wirkungsquerschnitten. Genauere Betrachtungen haben gezeigt, dass sich dieser Effekt auf stark verringerte  $(n, \gamma)$ -Querschnitte der Blei- und Wismut-Isotope  $^{206,207,208}\text{Pb}$  und  $^{209}\text{Bi}$  zurückführen lässt. Diese vier Isotope nahe der magischen  $N = 82$  Schale gehen mit sehr großen Saathäufigkeiten in die p-Prozess-Simulation ein und beeinflussen somit stark den Fluss hin zu leichteren Nukliden.

Für Reaktionen mit geladenen Teilchen, beispielsweise  $(p, \gamma)$  und  $(\alpha, \gamma)$ , stehen nur vereinzelt experimentelle Daten für p-Prozess-Rechnungen zur Verfügung. Einen

Überblick gibt die Erweiterung der KADoNiS-Datenbank unter „<http://nuclear-astrophysics.fzk.de/kadonis/pprocess>“. Die Einbindung dieser experimentellen Daten in das Reaktionsnetzwerk ist in Arbeit. Während die bisher gemessenen ca. 20  $(p, \gamma)$  Querschnitte recht gut mit der Theorie übereinstimmen, sind die experimentellen  $(\alpha, \gamma)$  Querschnitte etwa ein bis zwei Größenordnungen geringer als vorhergesagt. Bestätigt sich dieser bei bisher allen sechs  $(\alpha, \gamma)$ -Messungen beobachtete Trend, hätte das eine noch stärkere Unterproduktion von p-Isotopen zur Folge. Diese Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment liegt hauptsächlich daran, dass die existierenden Modellparameter für  $(\alpha, \gamma)$ -Reaktionen bei höheren Energien ( $E_\alpha > 30$  MeV) angepasst wurden und dadurch bei p-Prozess-Energien ( $E_\alpha < 20$  MeV) teilweise stark abweichen. Dieses Problem kann nur behoben werden, wenn durch eine Vielzahl weiterer Messungen von  $(\alpha, \gamma)$ -Querschnitten neue Modellparameter gefunden werden, die bei niedrigeren Energien gültig sind.

## Literatur

- [1] C.E. Rolfs, W.S. Rodney, "Cauldrons in the Cosmos", *The University of Chicago Press* (1988)
- [2] E. Burbidge, G. Burbidge, W. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* 29, 547 (1957)
- [3] C. Arlandini, M. Heil, F. Käppeler, R. Reifarh, F. Voss, K. Wisshak, „Sternmodelle im Test – Die Phase der Roten Riesen“, *Forschungszentrum Karlsruhe – Nachrichten* 2/2001, S. 177
- [4] M. Rayet, M. Arnould, M. Hashimoto, N. Prantzos, K. Nomoto, *Astron. Astrophys.* 298, 517 (1995)
- [5] E. Anders, N. Grevesse, *Geochim. Cosmochim. Acta* 53, 197 (1989)
- [6] S.E. Woosley, D.H. Hartmann, R.D. Hoffman, W.C. Haxton, *Astrophysical Journal* 356, 272 (1990)
- [7] C. Fröhlich, G. Martinez-Pinedo, M. Liebendörfer, F.-K. Thielemann, E. Bravo, W.R. Hix, K. Langanke, N.T. Zinner, *Phys. Rev. Lett.* 96, 142502 (2006)
- [8] The "Karlsruhe Astrophysical Database of Nucleosynthesis in Stars", <http://nuclear-astrophysics.fzk.de/kadonis/>; *Proceedings 12th International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics (CGS12), Notre Dame, IN/USA, AIP Conference Proc.* 819, 123 (2006)
- [9] H. Beer, S. Dababneh, M. Heil, F. Käppeler, R. Plag, W. Rapp, R. Reifarh, F. Voss, K. Wisshak, „Laborbestimmung stellarer Neutronenreaktionen“, *Forschungszentrum Karlsruhe – Nachrichten* 2/2001, S. 189
- [10] T. Rauscher, F.-K. Thielemann, *Hauser-Feshbach Code "NON-SMOKER"*, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 75, 1 (2000)
- [11] *Doktorarbeit I. Dillmann, Universität Basel* (2006)