

Sternmodelle im Test: Die Phase der Roten Riesen

C. Arlandini, M. Heil, F. Käppeler, R. Reifarth, F. Voss, K. Wisshak, IK

Historische Einführung

Die Erforschung der Sternatmosphären begann mit der Entwicklung der Spektralanalyse Mitte des letzten Jahrhunderts und wird seit den 20er Jahren mit quantitativen Methoden und zunehmender Empfindlichkeit betrieben. Dabei zeigte sich, dass die meisten Sterne dieselbe oder zumindest eine sehr ähnliche Zusammensetzung haben wie die Sonne. Neben diesen sogenannten Hauptreihensternen gibt es ein relativ kleines Ensemble von Sternen, die sich durch eine rötliche Farbe auszeichnen, und bei denen es sich trotz ihrer relativ kühlen Oberflächentemperaturen um Sterne von enormer Helligkeit handelt. Diese Roten Riesen (RR), unter denen Betelgeuse im Sternbild Orion ein leicht zu erkennendes Beispiel ist, sind demnach etwa 50 mal größer als normale Hauptreihensterne.

Es sollte sich zeigen, dass die Roten Riesen in der bis Anfang der fünfziger Jahre umstrittenen Frage nach dem Ursprung der chemischen Elemente eine entscheidende Rolle spielen. Denn obwohl bereits seit den Arbeiten von Bethe und Critchfield [1] und von Weizsäcker [2] die Fusion von Wasserstoff als Energiequelle bekannt war, konnte mit den damaligen Sternmodellen die weitere Entwicklung der Sterne bis zum Aufbau der schweren Elemente nicht quantitativ beschrieben werden. Deshalb war die Hypothese einer primordialen Entstehung nicht a priori auszuschließen. Diese Diskussion wurde 1952 beendet, nachdem Merrill [3] der Nachweis von Technetium-

um-Linien im Spektrum von Roten Riesen gelungen war. Da die Lebensdauern sämtlicher Isotope dieses instabilen Elements wesentlich kürzer als die Entwicklungszeit dieser Sterne sind, konnte die Entdeckung von Merrill nur dadurch erklärt werden, dass Tc – und damit die schweren Elemente insgesamt – direkt in diesen Sternen produziert werden.

Kurz nach diesem Durchbruch zugunsten der stellaren Nukleosynthese wurde 1957 durch Burbidge, Burbidge, Fowler und Hoyle [4] unter Zusammenfassung aller damaligen Vorstellungen das im Entwurf auch heute noch gültige Gesamtkonzept der Elemententstehung entwickelt. Diese – immer noch sehr lesenswerte Ar-

beit – legte den Grundstein für ein fundamentales Verständnis des Ursprungs der chemischen Elemente und begründete damit das Gebiet der Nuklearen Astrophysik, eine Leistung, die 1983 durch den Nobelpreis für Willy Fowler gewürdigt wurde. Eine detaillierte Darstellung der Entwicklung dieses Gebiets über vier Jahrzehnte hinweg kann in neueren Übersichtsartikeln [5, 6] gefunden werden.

Beobachtungen an Roten Riesen

Das signifikante Auftreten von Technetium im Spektrum eines Roten Riesen ist in Abb. 1 gezeigt. Aufgrund der hohen Auflösung des verwendeten Spektrographen erkennt man eine Viel-

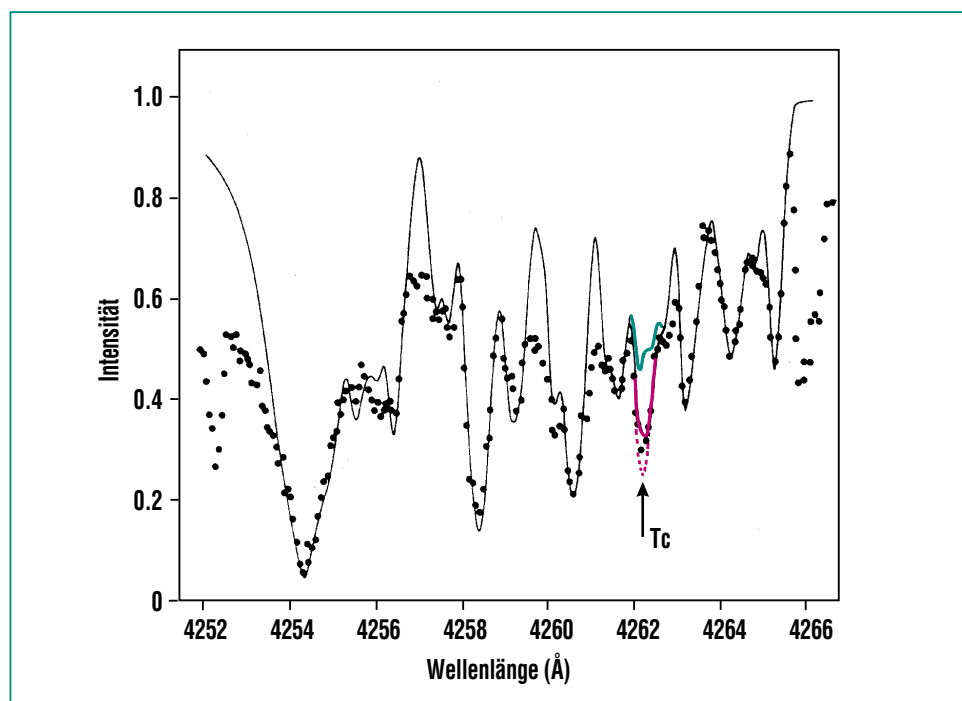


Abb. 1: Der Nachweis von neu erzeugtem Technetium im Sternlicht von Roten Riesen. Die hochauflösende Spektralanalyse (schwarze Punkte) zeigt eine ausgeprägte Linie bei 4262 Å. Die durchgezogenen Linien sind synthetische Spektren ohne und mit plausiblen Tc-Anteilen.

zahl von Absorptionslinien (schwarze Punkte), die durch eine detaillierte Simulation der Sternatmosphäre beschrieben werden (durchgezogene Linie). Im Bereich der vergleichsweise starken Tc-Linie (Pfeil) wurde diese Simulation für verschiedene Technetium-Häufigkeiten durchgeführt. Dabei zeigt sich klar, dass die vollständige Vernachlässigung des Tc-Anteils (grün unterlegt) mit dem gemessenen Spektrum unvereinbar ist. Die rote Anpassung entspricht dagegen dem tatsächlichen (durchgezogen), bzw. maximalen Anteil (gestrichelt). Aus dem gesicherten Nachweis von Technetium lässt sich schließen, dass der s-Pro-

zess tatsächlich in diesem Stern stattfindet, und dass darüberhinaus ein Mechanismus existiert, der eine effektive Mischung aus der He-Brennzone an die Oberfläche vermittelt.

Ein weitere wichtige Beobachtung betrifft die Tatsache, dass Rote Riesen infolge starker Sternwinde Massenverluste von mehr als 10^{-6} Sonnenmassen/Jahr erleiden. Diese Massenverluste steigern sich am Ende der RR-Phase zu einem Superwind, der zum Verlust der gesamten, restlichen Hülle in Form eines Planetarischen Nebels führt. Dieser Vorgang ist in Abb. 2 am Beispiel des Ringnebels im Sternbild Leier veranschaulicht.

Der verbleibende Zentralteil des Sterns, der sein Dasein als weißer Zwerg beschließt, ist durch einen Pfeil markiert. Infolge seiner hohen Oberflächentemperatur lässt er den abgestoßenen Planetarischen Nebel hell aufleuchten, der seinerseits von dem zuvor im Sternwind emittierten Material in Form von bräunlichen Strukturen umgeben ist. Diese Vorgänge gewährleisten, dass einmal prozessiertes Material nicht in dem langsam erlöschenden weißen Zwerg gefangen bleibt, sondern dass es im kosmischen Kreislauf zu einer Anreicherung von schweren Elementen sowohl im interstellaren Medium als auch in den später daraus gebildeten, jüngeren Sternen führt.

In den Sternwinden kommt es bereits zur Bildung von Staubkörnchen, wobei zunächst die stabilsten Verbindungen von häufigen Elementen, wie z.B. SiC oder Korund, als Kondensationskeime dienen. Diese Körner von ca. 1 μm Durchmesser finden sich in Meteoriten. Die Analyse ihrer Zusammensetzung zeigt ein typisches Häufigkeitsmuster, das detaillierte Aufschlüsse über die Situation beim He-Brennen im Mutterstern liefert. In der Abb. 3 werden die Häufigkeiten der Krypton-Isotope in solchen SiC Körnern mit den Vorhersagen eines Modells für den stellaren s-Prozess verglichen, wobei die Streuung der Werte für ^{86}Kr für die Eingrenzung der dabei auftretenden Neutronenflüsse besonders aufschlussreich ist.

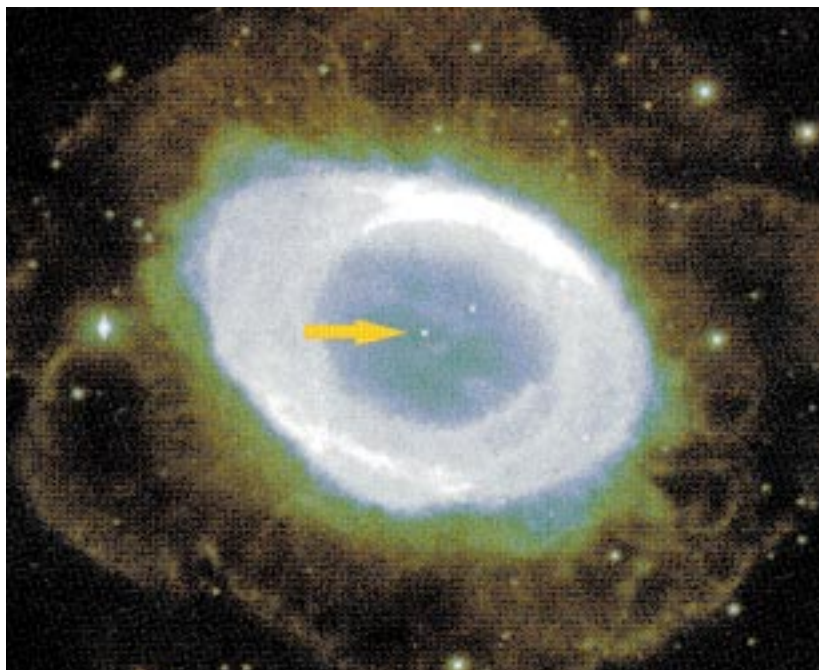


Abb. 2: Rote Riesen erleiden große Massenverluste durch Sternwinde, die sich zum Ende dieser Entwicklungsphase zu einem Superwind steigern, in dem der Stern seine gesamte Hülle in Form eines Planetarischen Nebels abstößt. Die Aufnahme zeigt als Beispiel den Ringnebel im Sternbild Leier, der von dem verbleibenden Zentralobjekt (Pfeil) hell beleuchtet wird. Die peripheren Strukturen bestehen aus der zuvor im Sternwind emittierten Materie.

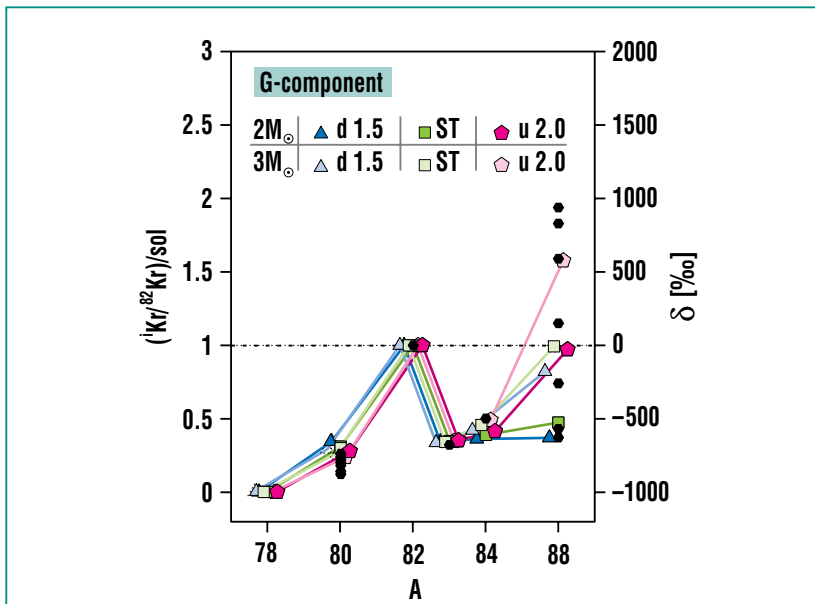


Abb. 3: Material, das von Roten Riesen mit schweren Elementen angereichert und in Form von Sternwinden und Planetarischen Nebeln abgestossen wird, kondensiert zusammen mit SiC oder Korund in Form von ca. 1 μm großen Staubkörnchen. Das Beispiel der Krypton-Isotope zeigt, dass die Häufigkeitsmuster der in verschiedenen Meteoriten gefundenen Körner (schwarze Symbole) bemerkenswert gut mit den Vorhersagen eines Modells für den stellaren s-Prozess übereinstimmen. Die Streuung der Werte für ^{86}Kr ist ein Hinweis darauf, dass sie bei ihrer Entstehung verschiedenen stellaren Neutronenflüssen ausgesetzt waren.

Stellare Element-synthese

Sterne werden durch den Gravitationskollaps interstellarer Materie geboren und beginnen ihre Entwicklung durch Fusion von Wasserstoff. In diesem Zeitabschnitt beschränkt sich die Produktion neuer Elemente neben dem in der Fusion gebildeten Helium im Wesentlichen auf ^{14}N . Nachdem der Wasserstoffvorrat erschöpft und Temperatur und Dichte im Zentrum weiter angestiegen sind, setzt bei etwa 100 Millionen Grad die Triple- α -Reaktion ein, in der He zu ^{12}C und ^{16}O verbrannt wird.

Gleichzeitig mit der Fusion von He zu Kohlenstoff und Sauerstoff wird durch α -Einfänge an dem zuvor produzierten ^{14}N über die Reaktionskette $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}(\beta^+\nu)^{18}\text{O}(\alpha,\gamma)^{22}\text{Ne}$ hinreichend viel ^{22}Ne erzeugt, das seinerseits durch (α,n) -Reaktionen zur Erzeugung der für die Synthese der schweren Elemente erforderlichen, freien Neutronen führt. Eine zweite Quelle stellarer Neutronen ergibt sich durch die $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktion, wobei das Ausgangsmaterial an der Grenzschicht zwischen H- und He-brennender Zone durch die Reaktionssequenz $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(\beta^+\nu)^{13}\text{C}$ entsteht.

Diese Neutronen können wegen der fehlenden Coulomb-Abstoßung von den in Sternen der zweiten Generation relativ häufigen Kernen der Eisengruppe eingefangen werden. Multiple Einfänge auf einer Zeitskala von Monaten oder Jahren ergeben den *slow neutron capture process (s-Prozess)*, in dem die β -Halbwertszeiten der neu gebildeten Kerne in der Regel sehr viel kürzer sind. Dadurch ergibt sich ein übersichtlicher Reaktionspfad (Abb. 4), an dem überwiegend stabile Kerne beteiligt sind, so dass die für eine Beschreibung notwendigen Reaktionsraten in Laborexperimenten vermessen werden können. Dieser mit dem He-Brennen verknüpfte s-Prozess ist für etwa die Hälfte der beobachteten Isotopenhäufigkeiten zwischen Fe und Bi verantwortlich, wobei Verlauf und die relativen Beiträge der erwähnten Neutronenquellen entscheidend von der jeweiligen Sternmasse abhängen.

Dies gilt auch für die auf das He-Brennen nachfolgenden Entwicklungsphasen. Kleinere Sterne, wie die Sonne, verlieren durch den starken Sternwind bereits während des He-Brennens einen Großteil ihrer äußeren Hülle und enden als weiße Zwerge. Masse-reichere Sterne können nach Verbrauch des Heliums im Zentrum durch weitere Kontraktion ihre Zentraltemperatur so weit erhöhen, dass mit dem Kohlenstoff-, Neon/Sauerstoff- und schließlich mit dem Silizium-Brennen weitere Brennphasen gezündet werden. Dabei bilden sich immer schwerere Fusionsprodukte, bis mit Erreichen der Fe-Gruppe der Punkt

erreicht ist, wo die stellare Fusion geladener Teilchen wegen zunehmender Coulomb-Abstoßung und abnehmender Bindungsenergien endet.

Die noch ausstehende, zweite Hälfte der Isotopenhäufigkeiten zwischen Fe und Bi einschließlich der Aktiniden werden dem *rapid neutron capture process* zugeschrieben, der in der nachfolgenden

Supernova-Explosion stattfindet. Dieser r-Prozess unterscheidet sich von dem vergleichsweise milden s-Prozess durch extrem hohe Neutronenflüsse und Temperaturen. Da unter diesen Bedingungen Neutroneneinfänge sehr viel schneller sind als die β -Zerfälle der gebildeten Kerne, entwickelt sich ein komplexes Reaktionsnetzwerk, das mehr als tausend, in der Re-

gel sehr kurzlebige Kerne umfasst. Dementsprechend ist die Beschreibung der im r-Prozess gebildeten Häufigkeiten sowohl durch unsichere theoretische Vorhersagen der relevanten Reaktions- und Zerfallsraten, als auch durch die überaus schwierige Behandlung der Explosion selbst, noch mit vielen offenen Fragen behaftet.

Die s-Prozess-Synthese von Fe bis Pb

Der klassische s-Prozess

Ausgehend von der bahnbrechenden Arbeit von Burbidge et al. [4] hatte man – noch bevor Sternmodelle für Rote Riesen zur Verfügung standen – auf empirischem Wege gefunden, dass die Hauptkomponente der im s-Prozess gebildeten Häufigkeiten beschrieben werden kann, wenn man einen gewissen Bruchteil G des insgesamt vorhandenen Eisens als Ausgangssaat betrachtet und einer geeigneten Neutronenbestrahlung aussetzt (der Beitrag aller anderen Elemente ist in diesem Zusammenhang wegen der sehr viel größeren Fe-Häufigkeit vernachlässigbar). Die Häufigkeit eines stabilen Isotops $N_{s(A)}$ ändert sich im s-Prozess entsprechend seiner Erzeugungs- und Umwandlungsraten,

$$\frac{dN_{s(A)}}{dt} = \lambda_{n(A-1)} N_{s(A-1)} - (\lambda_{n(A)} + \lambda_{\beta(A)}) N_{s(A)}. \quad (1)$$

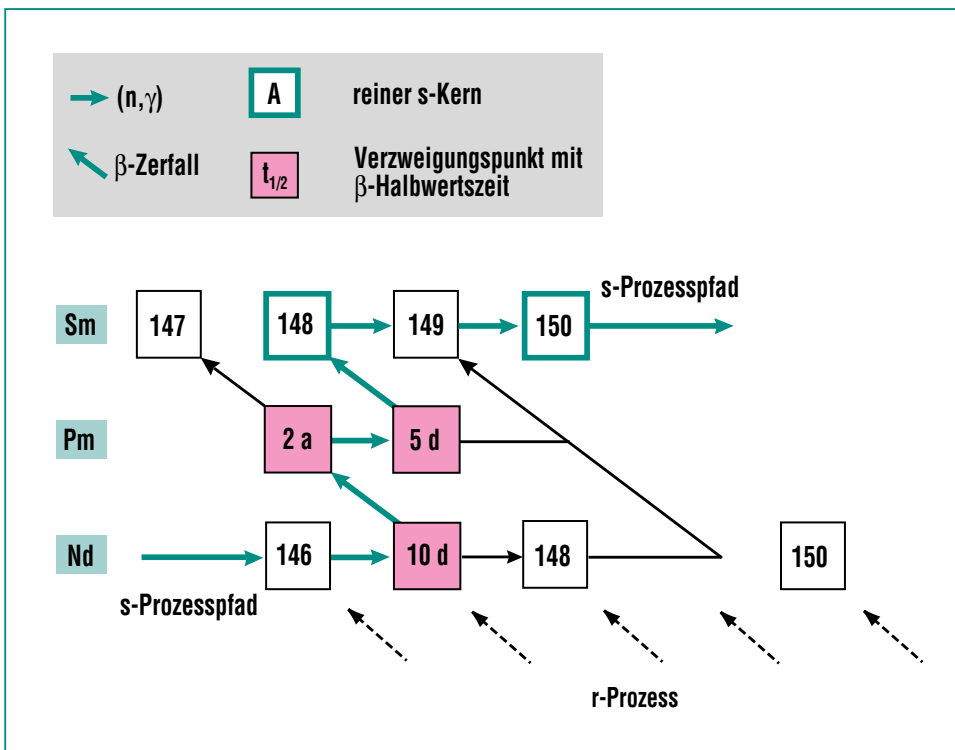


Abb. 4: Der s-Prozess im Bereich der Nd-Pm-Sm Isotope. Der Ausschnitt aus der Nuklidkarte zeigt den durch Neutroneneinfänge und β -Zerfälle bedingten Reaktionsfluss und die resultierenden Verzweigungen bei $A=147$ und 148 (im β -Zerfall wandelt sich ein Neutron unter Aussendung eines Elektrons in ein Proton um). Man beachte, dass die Stärke der Verzweigung durch die relativen Häufigkeiten der reinen s-Kerne ^{148}Sm und ^{150}Sm festgelegt ist, die durch ihre Isobare ^{148}Nd und ^{150}Nd gegen die β -Zerfälle aus der r-Prozess-Region (gestrichelte Pfeile) abgeschirmt sind. Mit zunehmendem Neutronenfluss wird offensichtlich immer weniger ^{148}Sm gebildet. Durch Vergleich mit dem tatsächlichen Isotopenverhältnis ergibt sich so die Möglichkeit, den stellaren Neutronenfluss im s-Prozess einzugrenzen. Als Voraussetzung dafür müssen die Querschnitte für Neutroneneinfang genau gemessen werden (siehe den Beitrag von Beer et al. in diesem Heft).

In diesem Ausdruck wurde angenommen, dass der Vorgängerkern der Masse $A-1$ stabil ist, der Kern A jedoch sowohl durch Neutroneneinfang als auch durch β -Zerfall umgewandelt werden kann. Die β -Zerfallsrate $\lambda_\beta = \ln 2/t_{1/2}$ muss immer dann berücksichtigt werden, wenn sie von derselben Größenordnung ist wie die Einfangrate, $\lambda_n = n_n \langle \sigma \rangle v_T$, die durch die Neutronendichte n_n , die mittlere thermische Geschwindigkeit der Neutronen v_T und den stellaren Einfangquerschnitt $\langle \sigma \rangle$ bestimmt wird. In einem solchen Fall wird ein Verzweungsverhältnis

$$f = \frac{\lambda_\beta}{\lambda_\beta + \lambda_n} \quad (2)$$

definiert, das über λ_n explizit von der Neutronendichte, eventuell über die stellare Zerfallsrate aber auch von der Temperatur und der Dichte beim s-Prozess abhängt. In der Abb. 4 ist als Beispiel die Verzweigung im Bereich der Nd-Pm-Sm Isotope skizziert, auf die im folgenden Abschnitt Bezug genommen wird. Dieses Schema zeigt gestrichelt auch die β -Zerfälle aus dem Bereich der r-Prozess-Region.

Für die Gesamtheit aller Kerne bis zum Wismut ergibt sich ein System von gekoppelten Differentialgleichungen, wobei im allgemeinen Fall die Koeffizienten noch zeitabhängig sein können. Eine analytische Lösung erfordert deshalb als weitere Annahmen, dass Temperatur und Neutronendichte konstant sind. Außerdem findet man, dass die beobachteten s-Häufigkeiten durch die einfachste Annahme

einer einmaligen Bestrahlung nicht reproduziert werden können. Stattdessen ist es notwendig, von einer Überlagerung von Bestrahlungen auszugehen, deren Beiträge mit zunehmender Stärke rasch abfallen. Die entsprechende Verteilung wird deshalb gewöhnlich in Form einer exponentiellen Verteilung beschrieben, die durch eine mittlere Neutronenexposition τ_0 parametrisiert wird.

Diese für das sogenannte klassische Modell typischen Annahmen stellen natürlich eine erhebliche Einschränkung dar, die besonders im Hinblick auf die von den Sternmodellen beschriebenen Szenarien problematisch erscheint. Andererseits bietet sich so die Möglichkeit einer empirischen Diskussion, unabhängig von den Unsicherheiten der Sternmodelle. Ob und in welcher Hinsicht die dem klassischen s-Prozess zugrunde liegenden Annahmen berechtigt sind, wird letzten Endes davon abhängen, ob damit die Häufigkeiten der s-Isotope und vor allem die noch zu diskutierenden Verzweigungen richtig wiedergegeben werden können.

Mit diesem Modell kann der Synthesefluss, der durch das Produkt aus Häufigkeit und stellarem Querschnitt charakterisiert wird, in einfacher und übersichtlicher Form beschrieben werden:

$$\langle \sigma \rangle_{(A)} N_{s(A)} = \frac{GN_{Fe}}{\tau_0} \prod_{i=56}^A \left(1 + \frac{1}{\tau_0 \langle \sigma \rangle_i} \right)^{-1} \quad (3)$$

Die Gleichung enthält lediglich zwei freie Parameter, die mittlere Neutronenexposition τ_0 und die Saathäufigkeit GN_{Fe} . Diese Parameter werden so angepasst, dass die Häufigkeit der reinen s-Kerne möglichst gut beschrieben wird. Das Modell kann außerdem leicht auf die Beschreibung von Verzweigungen verallgemeinert werden.

Das Produkt $\langle \sigma \rangle N_s$ ist in Abb. 5 als Funktion der Massenzahl A aufgetragen, wobei die berechneten Werte als durchgezogene Linien dargestellt sind. Die empirischen $\langle \sigma \rangle N_s$ -Werte derjenigen s-Kerne, die nicht durch Verzweigungen beeinflusst werden und deshalb zuverlässige Normierungspunkte darstellen, sind durch schwarze Quadrate hervorgehoben. Es handelt sich dabei um die Isotope ^{100}Ru , ^{110}Cd , ^{124}Te , ^{150}Sm und ^{160}Dy . Man findet, dass die empirischen Werte im Mittel nur um 3% von der berechneten Verteilung abweichen. Dies entspricht in der Regel den jeweiligen Unsicherheiten, die in einigen Fällen nur noch wenige Prozent betragen. Diese gute Übereinstimmung gilt zunächst nur im Bereich der Hauptkomponente der s-Häufigkeiten, die dem Heliumschalenbrennen in Roten Riesen mit 1,5 bis 3 Sonnenmassen zugeordnet ist.

Der Verlauf der $\langle \sigma \rangle N_s$ -Kurve in Abb. 5 zeigt, dass sich im s-Prozess teilweise ein vollständiges Reaktionsgleichgewicht eingestellt hat. Dies ist in den Massenbereichen der Fall, in denen die Kurve nahezu horizontal verläuft, d.h. dass die Häufigkeitsverteilung einen stationären Zustand

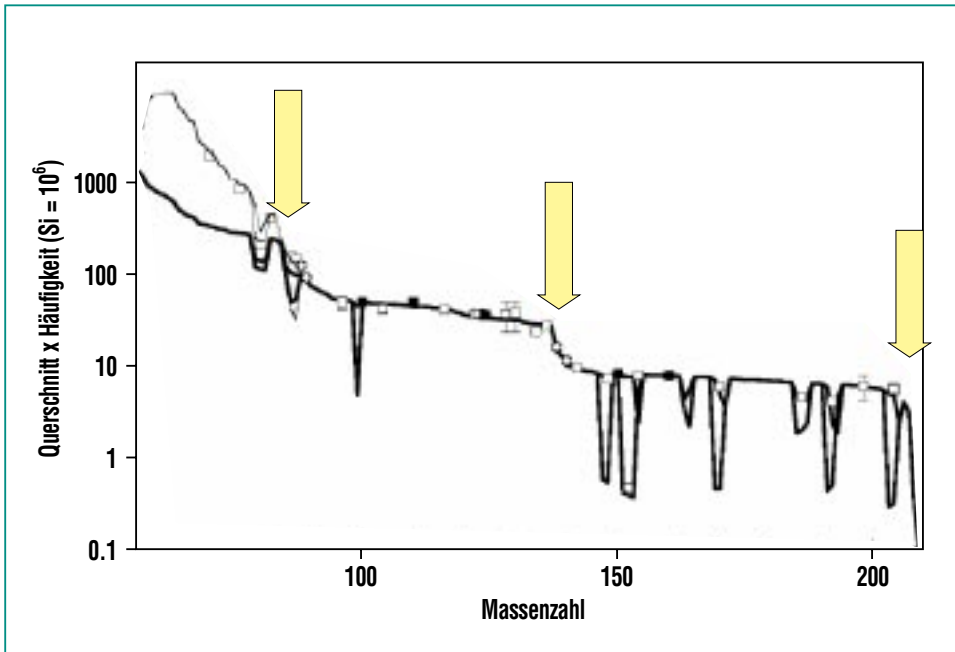


Abb. 5: Das für den s-Prozess charakteristische Produkt aus stellarem Querschnitt $\langle\sigma\rangle$ und der entsprechenden Häufigkeit N_A als Funktion der Massenzahl. Die empirischen Produkte der reinen s-Kerne (Symbole) können im Bereich $A > 90$, in dem der Beitrag sonnenähnlicher Sterne dominiert, mit dem klassischen Modell (dick durchgezogene Linie) im Mittel gut reproduziert werden. Der Beitrag massereicher Sterne ist als dünne Linie angedeutet. Die diversen lokalen Aufspaltungen der Kurve ergeben sich aus den wichtigsten Verzweigungen des Synthesepfads.

erreicht hatte, der durch die lokale Näherung

$$\langle\sigma\rangle N_{s(A)} = \langle\sigma\rangle N_{s(A-1)} = \text{const.} \quad (4)$$

gekennzeichnet ist.

Lediglich bei $A \approx 86, 138$ und 208 ergibt sich bei den sogenannten magischen Kernen, die aufgrund ihrer abgeschlossenen Neutronenschalen besonders stabil sind und deshalb besonders kleine (n, γ) -Querschnitte aufweisen, ein Stau des Reaktionsflusses. Dieser Stau, der sich als Stufe in der $\langle\sigma\rangle N_s$ -Kurve und als lokales Maximum in der Häufigkeitsverteilung manifestiert, hat signifikante Diskrepanzen im Vergleich mit den

empirischen $\langle\sigma\rangle N_s$ -Werten in diesem Massenbereich zur Folge. Dies bedeutet, dass die Gültigkeit des klassischen Modells immer dort in Frage gestellt wird, wo die Stationarität des Reaktionsflusses gestört ist. Neben den Massenbereichen bei magischen Neutronenzahlen sind dies vor allem die Verzweigungen des Synthesepfads, die den diversen lokalen Aufspaltungen der $\langle\sigma\rangle N_s$ -Kurve entsprechen und auf die im nächsten Abschnitt eingegangen wird.

Die Differenz zu den empirischen Werten zwischen der Eisensaat bei $A \approx 56$ und $A = 90$ wird durch die schwache Komponente auf-

gebracht, die dem s-Prozess in massiven Roten Riesen entspricht und in Abb. 5 durch eine dünne Linie angedeutet ist.

Die sich aus der $\langle\sigma\rangle N_s$ -Kurve ergebenden s-Häufigkeiten können einem weiteren Test unterzogen werden, indem man durch Subtraktion von den beobachteten Häufigkeiten die aus dem r-Prozess stammenden Anteile separiert. Vergleicht man die so gewonnenen r-Häufigkeiten mit den Häufigkeiten der reinen r-Kerne, so ergibt die perfekte Übereinstimmung der beiden Verteilungen eine unabhängige Bestätigung des klassischen Modells. Darüber hinaus bieten die so definierten r-Häufigkeiten eine zuverlässige Möglichkeit zur Beurteilung von r-Prozess-Modellen.

Der s-Prozess im Sternmodell: Neutronen in Roten Riesen

Die Verbindung zwischen dem offensichtlich erfolgreichen, aber rein empirischen Ansatz des klassischen Modells und einem realistischen Sternmodell gelang erstmals 1973 als Ulrich [7] zeigen konnte, dass die im klassischen Modell postulierte exponentielle Verteilung von sukzessiven Bestrahlungen im Prinzip den Bedingungen beim He-Schalbrennen in RR entspricht. Die mit der Entwicklung von leistungsfähigen Rechnern einsetzende Verfeinerung der Sternmodelle ergab jedoch bald ein erheblich differenzierteres Bild des He-Brennens, das sich von der einfachen, klassischen Vorstellung zunehmend unterschied.

Aufgrund der Zusammensetzung und der Temperatur des stellaren Plasmas sind die (α, n) -Reaktionen am ^{13}C und ^{22}Ne mit Sicherheit die ergiebigsten Neutronenquellen. Die Frage, in welchem Verhältnis und mit welcher Intensität diese Quellen aktiviert werden, erfordert eine quantitative Beschreibung des He-Brennens durch realistische Sternmodelle. Bis heute sind solche Modelle auf relativ grobe Näherungen angewiesen. Die beim He-Brennen gleichzeitig ablaufende Nukleosynthese stellt deshalb eine wichtige Möglichkeit zum Test der Sternmodelle dar. So können diese Modelle durch Vergleich der berechneten Elementausbeuten mit den beobachteten s-Prozess-Häufigkeiten überprüft und gegebenenfalls modifiziert werden.

Derzeit werden zwei Szenarien diskutiert, mit denen sowohl die solaren s-Häufigkeiten als auch die durch den s-Prozess bedingten, beobachteten Überhäufigkeiten in den Atmosphären von Roten Riesen beschrieben werden können. Dabei handelt es sich zum einen um das zentrale Heliumbrennen in schweren Sternen von 15 bis 30 Sonnenmassen sowie das Heliumschalenbrennen in leichten Sternen von 1 bis 3 Sonnenmassen. Massereiche Sterne haben vergleichsweise hohe Zentraltemperaturen, so dass die $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Reaktion ablaufen kann, die für die Dauer des Heliumbrennens eine gewisse Neutronendichte aufrechterhält. Allerdings reicht der integrale Fluss, den diese Sterne produzieren, lediglich aus um den Synthesepfad bis zur ersten magischen Neutronenzahl bei $N = 50$

voranzutreiben. Mit dieser sogenannten schwachen Komponente lassen sich die s-Häufigkeiten im Massenbereich von Eisen bis Yttrium beschreiben.

Die Hauptkomponente der s-Häufigkeiten, die im Wesentlichen den Bereich zwischen Zr und Bi betrifft, erfordert einen deutlich höheren integralen Fluss. Von astronomischen Beobachtungen weiß man, dass Rote Riesen von wenigen Sonnenmassen in ihren Atmosphären entsprechende Anreicherungen schwerer Elemente zeigen. Das Fehlen nennenswerter Magnesiumanteile belegt jedoch, dass in diesem Fall die $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Reaktion allenfalls eine untergeordnete Rolle spielt, was wegen der niedrigeren Temperaturen in diesen Sternen auch plausibel erscheint. Hier wird deshalb die Neutronenproduktion durch die $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ -Reaktion dominiert. Insgesamt ist der s-Prozess in diesen Sternen erheblich kompli-

zierter als in massiven Roten Riesen und deswegen auch weniger gut verstanden.

Die Abb. 6 zeigt einen solchen Roten Riesen von ca. drei Sonnenmassen im Querschnitt. Beim Einsetzen des s-Prozesses ist das Helium im Zentrum bereits verbraucht. Die stellare Energie wird in einer relativ dünnen Schale erzeugt, während das Zentrum aus der Asche des Heliumbrennens, nämlich nahezu ausschließlich aus Kohlenstoff und Sauerstoff besteht. Außerhalb der energieerzeugenden Schale ist die Hülle des Sterns voll konvektiv, eine wichtige Voraussetzung für den Transport der Syntheseprodukte an die Oberfläche. Die Energieerzeugung selbst geschieht zunächst durch das Wasserstoffbrennen. Das dabei anfallende Helium sammelt sich zwischen Zentrum und Hülle an. Sobald an der Basis dieser Heliumschale eine hinreichend hohe Temperatur erreicht wird, zündet

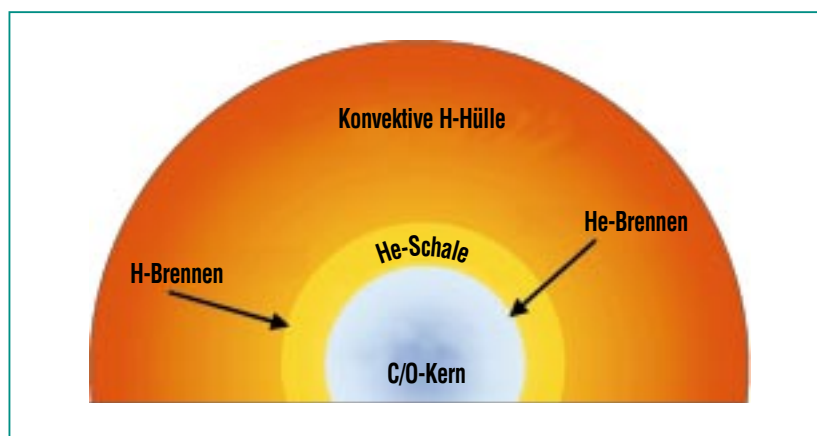


Abb. 6: Querschnitt durch einen Roten Riesen zum Zeitpunkt des He-Schalen-Brennens. Die Ausdehnung der He-Schale ist in Wahrheit sehr viel dünner. Die voll konvektive Hülle besteht hauptsächlich aus Wasserstoff, während sich die inneren Bereiche aus den Fusionsprodukten der darüberliegenden Brennzonen zusammensetzen.

das Heliumbrennen, das wegen der größeren Reaktionsrate sehr viel schneller abläuft als das Wasserstoffbrennen. Tatsächlich wird in dieser Phase die Energieproduktion allein durch das Heliumbrennen gedeckt, das jedoch nur etwa 150 Jahre dauert. Nachdem das Helium verbraucht ist, etabliert sich die Wasserstoffbrennzone von neuem und übernimmt die Energieproduktion für weitere 50.000 Jahre, bis zum

nächsten Zünden der Heliumschale. Dieses periodisch auftretende Heliumbrennen kann sich etwa 20 bis 30 mal wiederholen, bevor der Stern infolge des relativ großen Massenverlusts seine Hülle weitgehend verloren hat.

Diese Phase des He-Schalenbrennens ist in Abb. 7 für einen Roten Riesen von drei Sonnenmassen schematisch dargestellt. Die Skala auf der y-Achse ent-

spricht dem Massenradius, der die Gesamtmasse ausgehend vom Zentrum des Sterns bezeichnet. Im aktuellen Beispiel besteht also der zentrale Bereich aus 0.66 Sonnenmassen Kohlenstoff und Sauerstoff, während die Heliumbrennzone lediglich etwa 1/100 Sonnenmasse aufweist. Für die Hülle des Sterns bleibt ein Anteil von 2.34 Sonnenmassen. Die x-Achse bezeichnet die Entwicklungszeit. Die Position der konvektiven Heliumbrennzone ist als senkrecht schraffierte Fläche eingezeichnet. Man erkennt, wie die Heliumbrennzone nach dem Zünden vor allem nach außen rasch anwächst und nach 150 Jahren sehr nahe an die wasserstoffreiche Hülle herankommt, die als durchgezogene Linie angedeutet ist. Durch die starke Energiefreisetzung wird die Hülle für kurze Zeit nach außen gedrückt. Nach dem Ende des Heliumbrennens schrumpft die Hülle wieder und erfasst dabei etwa ein Drittel der vorigen Heliumbrennzone. Da die Hülle voll konvektiv ist, wird das so erfasste, frisch prozessierte Material bis an die Oberfläche gemischt.

Die Neutronen für den s-Prozess werden in zwei Schritten erzeugt. Während des Wasserstoffbrennens wird in der sich neu bildenden Heliumschale zunächst die $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ -Reaktion aktiviert, wobei das dafür notwendige ^{13}C durch die Sequenz $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}$ entsteht, indem eine geringe Menge von Protonen mittels Diffusion oder Semikonvektion die Grenze zur Heliumschale durchdringt. Auf diese Weise wird bei Temperaturen knapp über 100 Millionen Grad

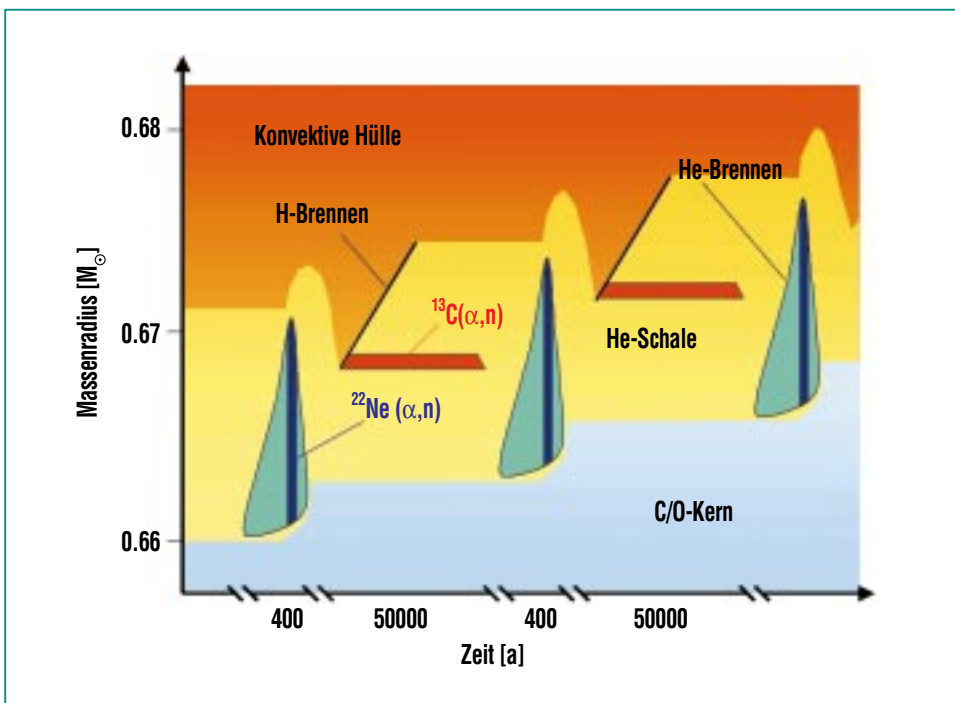


Abb. 7: Episoden des He-Schalen-Brennens in einer schematischen Darstellung der Sternentwicklung, in der die Auftragung auf der y-Achse in etwa dem Sternradius entspricht. Auf der x-Achse sind die unterschiedlichen Zeitskalen für das H- und He-Brennen angedeutet. Das im H-Brennen erzeugte Helium reichert sich in einer Schale über dem aus Kohlenstoff und Sauerstoff bestehenden Zentralbereich an, bis die Temperatur so weit angestiegen ist, dass für relativ kurze Zeit zu dem mit einer enormen Energieerzeugung verbundenen He-Brennen kommt. Dies führt zu einer Ausdehnung der He-Brennzone (schraffierte, lanzettförmige Bereiche) und zu starken Konvektionsströmen, die eine Mischung neu erzeugten Materials in die Hülle bewirken. Die Reaktionsprodukte des He-Brennens führen zu einem schrittweisen Anwachsen des Zentralbereichs. In diesem Szenarium werden Neutronen durch (α, n) -Reaktionen an ^{13}C (während des H-Brennens) und an ^{22}Ne (während des He-Brennens) erzeugt.

ein relativ schwacher Neutronenfluss erzeugt, der jedoch auf eine sehr dünne Zone beschränkt ist. Dadurch ist das Material dieser Zone einer verhältnismäßig großen Dosis ausgesetzt. Im weiteren Verlauf der Entwicklung wird dieser Bereich von der nächsten Heliumbrennzone erfasst und mit Material gemischt, das bereits in der Episode davor mit Neutronen bestrahlt wurde.

Die zweite Neutronenbestrahlung erfolgt am Ende der Heliumbrennphase, wenn die Temperatur bei der größten Ausdehnung der Brennzone bis auf 300 Millionen Grad steigt. Dann wird über die $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Reaktion für kurze Zeit ein relativ starker Neutronenfluss erzeugt, der zwar nur einen geringen Teil der Gesamtdosis ausmacht, aber die zuvor entstandenen Häufigkeiten signifikant beeinflusst.

Aus der Komplexität dieses Szenariums lässt sich unschwer ableiten, dass die theoretische Behandlung nur näherungsweise möglich ist. Vor allem die Erfassung der Durchmischungsvorgänge und die Beschreibung der Konvektion bereiten enorme Schwierigkeiten. Eine der größten diesbezüglichen Unsicherheiten betrifft die ^{13}C -Produktion für die es überhaupt erst in jüngster Zeit Lösungsansätze gibt. Deshalb stellt die Information, die man aus dem während des Heliumbrennens ablaufenden s-Prozess gewinnt, einen wichtigen Test für die Parameterisierung der Modelle, bzw. für die Beurteilung der theoretischen Vorhersagen dar.

Der s-Prozess als Test der Sternmodelle

Vergleicht man die Häufigkeitsverteilungen, die sich aus verschiedenen Modellen ergeben, und sieht man zunächst von den nachstehend diskutierten Verzweigungen ab, so wird man lediglich bei den neutronenmagischen Kernen merkliche Unterschiede erwarten, wo sich wegen der kleinen (n, γ) -Querschnitte kein Reaktionsgleichgewicht einstellen konnte. Um solche Unterschiede mit ausreichender Signifikanz nachweisen zu können, kommt es entscheidend darauf an, dass sowohl die Querschnitte als auch die Häufigkeiten der ent-

sprechenden s-Isotope mit ausreichender Genauigkeit bekannt sind. Der zweite Punkt ist im Bereich der s-Prozess-Synthese für die chemisch nahezu identischen Elemente der Seltenen Erden am besten erfüllt. Entsprechend wurde dieser Massenbereich bei den Experimenten mit dem 4π BaF₂ Detektor des IK bevorzugt untersucht (siehe Beitrag von Beer *et al.* in diesem Heft).

Das Ergebnis eines Vergleichs von s-Häufigkeiten im Massenbereich $130 < A < 160$, wie sie sich aus dem klassischen Modell und einem Standard-Sternmodell ergeben, ist in Abb. 8 dargestellt. Nach Normierung an der errech-

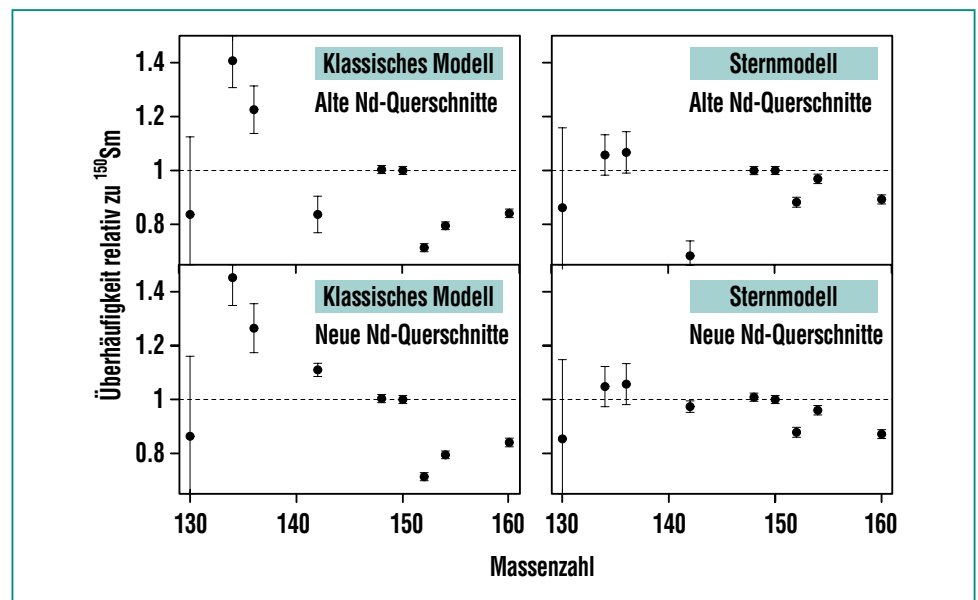


Abb. 8: Die s-Häufigkeiten im Massenbereich $130 < A < 160$, wie sie sich aus dem klassischen Modell (links) und einem Standard-Sternmodell ergeben. Nach Normierung am ^{150}Sm sollten die Werte der gezeigten reinen s-Isotope im Idealfall auf der gestrichelten Linie liegen. Die entscheidende Bedeutung der stellaren (n, γ) -Querschnitte ist am Beispiel von ^{142}Nd zu erkennen. Während die früheren Daten (obere Reihe) das klassische Modell zu stützen schienen, ergab eine wesentlich genauere Messung am Van de Graaff-Beschleuniger des IK eine klare Bestätigung des Sternmodells. Insgesamt findet man, dass auch die übrigen Isotope durch das Sternmodell besser wiedergegeben werden.

neten Häufigkeit von ^{150}Sm sollten die Werte der gezeigten reinen s-Isotope im Idealfall jeweils auf der gestrichelten Linie liegen. Die entscheidende Bedeutung, die in diesem Vergleich der Genauigkeit der stellaren (n, γ) -Querschnitte zukommt, ist am Beispiel von ^{142}Nd zu erkennen. Während die früheren Daten (obere Reihe) das klassische Modell zu stützen schienen, ergab eine wesentlich genauere Messung am Van de Graaff Beschleuniger des IK einen um 30% kleineren und sieben mal genaueren Wert. Auf dieser verbesserten Grundlage findet man nun eine klare Bestätigung der durch das Sternmodell vorhergesagten Häufigkeit von ^{142}Nd .

Ähnliches gilt auch für die übrigen s-Isotope in dem in Abb. 8 gezeigten Bereich, deren Querschnitte durch Messungen am IK ebenfalls genau bekannt sind. Mit Ausnahme von ^{136}Ba und dem zur Normierung verwendeten ^{150}Sm werden alle anderen s-Isotope durch Verzweigungen des Synthesepfads, d.h. durch den stellaren Neutronenfluss und teilweise durch die Temperatur beeinflusst, und müssen deshalb gesondert betrachtet werden.

Die Verzweigungen im s-Prozess-Pfad stellen den empfindlichsten Test für die von den jeweiligen Modellen vorhergesagten physikalischen Bedingungen im stellaren Plasma dar. Das Paradebeispiel einer solchen Verzweigung betrifft den Bereich der Neodym-Promethium-Samarium Isotope. Die Abb. 4 zeigt den entsprechenden Ausschnitt der Nuklidkarte, in dem der Reaktionsfluss im s-Prozess durch die Ver-

bindungslinien zwischen den einzelnen Isotopen angedeutet ist. Man erkennt, dass die reinen s-Kerne ^{148}Sm und ^{150}Sm durch ihre Isobare im Neodym gegen die β -Zerfälle aus der r-Prozess-Region abgeschirmt sind. Vorausgesetzt der stellare Neutronenfluss $\Phi^* = n_n v_T$ ist groß genug, so ergeben sich die angedeuteten Verzweigungen bei $A = 147, 148$ und 149 , die offensichtlich zur Folge haben, dass nur ein Teil des Reaktionspfads zur Produktion von ^{148}Sm beiträgt. In jedem Fall vereinigt sich der Reaktionspfad jedoch beim ^{150}Sm . Da die β -Halbwertszeiten sämtlicher Verzweigungspunkte in Abb. 4 praktisch nicht von der Temperatur im s-Prozess beeinflusst werden, hängt der Verzweigungsfaktor jeweils nur von λ_n und damit von der Neutronendichte ab.

In der Summe lassen die Verzweigungen der Abb. 4 eine Abweichung von der lokalen Näherung der Gl.(4) erwarten, wobei der Verzweigungsfaktor bis auf geringfügige Korrekturen durch die $\langle \sigma \rangle N$ -Werte der reinen s-Kerne ausgedrückt werden kann:

$$f = \frac{\langle \sigma \rangle N(^{148}\text{Sm})}{\langle \sigma \rangle N(^{150}\text{Sm})} \quad (5)$$

Betrachtet man diesen Ausdruck als das Produkt der beiden Häufigkeits- und Querschnittsverhältnisse, so ergibt sich ersteres aus der gut bekannten Isotopenzusammensetzung mit einer Genauigkeit von etwa 0.1%. Damit reduziert sich das Problem auf die experimentelle Bestimmung des stellaren Querschnittsverhältnisses, das am IK mit dem 4π BaF_2 Detektor auf $\pm 1\%$ gemes-

sen werden konnte. Das Ergebnis, $f = 0.88 \pm 0.01$ [8] liefert den Nachweis, dass in der Tat $12 \pm 1\%$ des Reaktionsflusses am ^{148}Sm vorbeigegangen sind.

Mit dieser Information ergibt sich nach Gl.(2) die effektive Einfangrate λ_n . Für die zur Festlegung des stellaren Neutronenflusses zusätzlich notwendigen stellaren Querschnitte der relevanten, instabilen Verzweigungspunkte ^{147}Pm und ^{148}Pm mussten bisher theoretische Werte eingesetzt werden. Nach einer ersten erfolgreichen Messung des ^{147}Pm -Querschnitts (siehe Beitrag von Beer *et al.* in diesem Heft) werden die damit verbundenen Unsicherheiten deutlich reduziert werden können. Vorläufige Analysen deuten darauf hin, dass die bisher ausschließlich mit theoretischen Pm-Querschnitten abgeschätzten Neutronendichten nach oben korrigiert werden müssen. Der mit dem klassischen Modell ermittelte Wert liegt derzeit bei $n_n = 4.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$.

Hat man auf diese Weise die Neutronendichte festgelegt, so ergibt die Analyse der temperatur- und dichteabhängigen Verzweigungen eine Abschätzung der jeweiligen stellaren β -Halbwertszeiten an den Verzweigungspunkten und damit die effektive Dichte und Temperatur im s-Prozess. Die Änderung von β -Halbwertszeiten unter stellaren Bedingungen erklärt sich durch die praktisch vollständige Ionisation und die thermische Besetzung niedrigliegender Kernzustände [9]. Verzweigungen dieser Art finden sich z.B. beim ^{151}Sm und ^{154}Eu , also in unmittelbarer Nachbarschaft des obigen Bei-

spiels. Diese Verzweigungen stellen ein besonders empfindliches Thermometer dar, da die Häufigkeiten der entsprechenden reinen s-Isotope ^{152}Gd und ^{154}Gd in sehr verschiedener Weise von der Temperatur abhängen.

Wie gut werden nun diese Verzweigungen durch den klassischen s-Prozess und das sehr viel komplexere Sternmodell für das He-Schalenbrennen beschrieben? Diese Frage ist angesichts der konzeptionellen Unterschiede dieser Modelle besonders interessant. Obwohl eine zuverlässige Antwort noch aussteht, ergeben sich doch aus der Abb. 9 bereits deutliche Hinweise zugunsten des Sternmodells. Während die ^{148}Sm -Häufigkeit in beiden Fällen korrekt wiedergegeben wird, zeigen sich bei den beiden Gadolinium-Isotopen deutliche Unterschiede. Offensichtlich werden die Häufigkeiten von ^{152}Gd und ^{154}Gd durch das klassische Modell – verglichen mit der Genauigkeit der empirischen Werte – erheblich unterschätzt. Berücksichtigt man, dass etwa 10-15% der ^{152}Gd -Häufigkeit aus dem p-Prozess stammt, so liefert das Sternmodell eine praktisch quantitative Beschreibung der Verzweigungen beim ^{151}Sm und ^{154}Eu .

Die Variation der für die diskutierten Verzweigungen kritischen Häufigkeiten während einer Episode des He-Schalen-Brennens in Abb. 9 zeigt, dass der Erfolg des Sternmodells keineswegs trivial ist. Die Temperatur – und damit die aus der $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)$ -Reaktion gespeiste Neutronendichte – zeigen in dieser Phase ein ausgeprägtes Maximum (gestrichelte

Linie und rechte Skala im oberen Bild). Die effektive Neutronendichte, die man mit Hilfe des klassischen Modells bestimmt, ist durch das schraffierte Band angedeutet, und liegt erheblich niedriger als das Maximum der stellaren Werte. Die Auswirkung der starken Zeitabhängigkeit von

n_n und T auf die Verzweigungen im Massenbereich der Abb. 9 ist dabei sehr unterschiedlich. Während die ^{142}Nd -Häufigkeit nahezu konstant bleibt, variieren die Häufigkeiten von ^{148}Sm , ^{152}Gd , und ^{154}Gd um Faktoren zwei bis hundert. Dass die resultierenden Häufigkeiten trotz dieser Band-

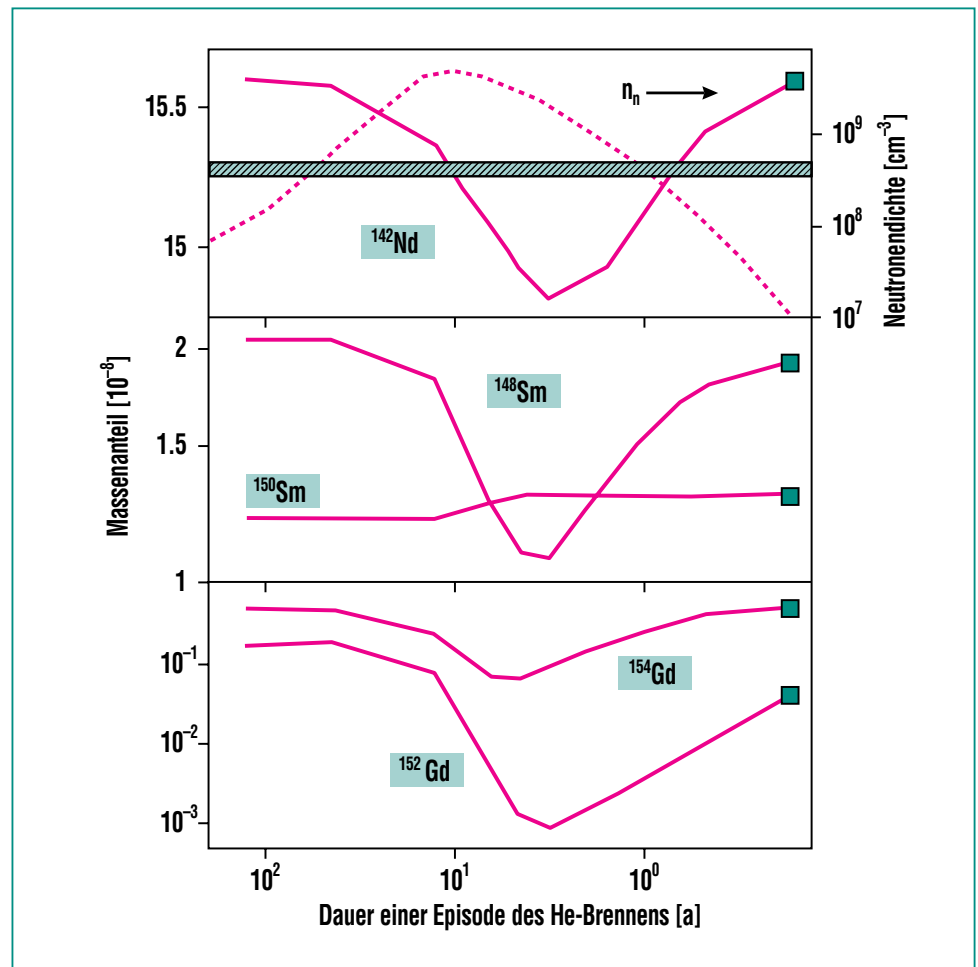


Abb. 9: Der Einfluss der Neutronendichte (rechte Skala im oberen Bild) auf verschieden starke Verzweigungen des Synthesepfads während des He-Schalen-Brennens. Die effektive Neutronendichte, die man mit Hilfe des klassischen Modells bestimmt, ist durch das schraffierte Band angedeutet, und liegt erheblich niedriger als das Maximum der stellaren Werte. Die verschiedenen Skalen der y-Achse zeigen, dass die Häufigkeiten der s-Isotope während des He-Brennens auf die Änderungen des Neutronenflusses sehr unterschiedlich reagieren. Man beachte durch Vergleich mit Abb. 8, dass die Endhäufigkeiten (grüne Symbole) trotz dieser großen Unterschiede für alle Verzweigungen konsistent wiedergegeben werden.

breite und trotz der sehr verschiedenen Zeitpunkte für das Ausfrieren der verschiedenen Isotope gut mit den empirischen Werten übereinstimmen, bedeutet einen offensichtlichen Erfolg des Sternmodells.

Obwohl die Aussagen aus Verzweigungsanalysen noch immer unvollständig sind, ist der Einfluss dieser Information auf das Verständnis des stellaren He-Brennens offensichtlich. Eine möglichst vollständige Untersuchung sämtlicher signifikanter Verzweigungen stellt wegen der sehr unterschiedlichen Querschnitte und Halbwertszeiten einen überaus empfindlichen Test des jeweiligen Modells dar. Solche Untersuchungen erfordern wegen der Bedeutung der stellaren Querschnitte jedoch noch große, experimentelle Anstrengungen, vor allem im Hinblick auf die instabilen Verzweigungsisotope.

In diesem Zusammenhang sind die in Meteoriten gefundenen stellaren Staubkörner von zuneh-

mendem Interesse. Wegen der Schwierigkeit bei der Isolation und Massenanalyse so kleiner Proben wurden bisher vor allem die häufigeren leichten Elemente untersucht, für die es nur relativ unzuverlässige Querschnitte gibt. Mit zunehmender Empfindlichkeit der Methodik sind jedoch künftig auch s-Prozess-Muster der schweren Elemente zu erwarten, wie am Beispiel von Krypton in Abb. 3 gezeigt wird.

Zusammenfassung und Ausblick

Das Verständnis der Nukleosynthese in Roten Riesen hat durch das Zusammenspiel von astronomischer Beobachtung, Laborexperimenten, und der Entwicklung detaillierter Sternmodelle deutliche Fortschritte gemacht. Es bleiben aber in allen Bereichen noch eine Reihe von wichtigen Fragen offen. Dies gilt ganz besonders für die Neutroneneinfang-Querschnitte, denen bei der Interpretation der Beobachtungen und für

die quantitative Formulierung expliziter Sternmodelle eine Schlüsselrolle zukommt.

Im Zusammenhang gesehen bedeutet die Möglichkeit einer zuverlässigen Beschreibung der Nukleosynthese im s-Prozess und damit der Sternmodelle für die komplexe He-Brennphase einen verbesserten Zugang zur Beschreibung der chemischen Entwicklung von Galaxien. Daraus ergibt sich ein entsprechend vertieftes Verständnis der mit explosiven Szenarien verknüpften Elementproduktion (r-Prozess) und eine genauere Einordnung in die zeitliche Entwicklung des Universums.

Literatur

- [1] H. Bethe, C. Critchfield, *Phys. Rev.* 54, 248 (1938)
- [2] C. von Weizsäcker, *Physikalische Zeitschrift* 39, 639 (1938)
- [3] P. Merrill, *Science* 115, 484 (1952)
- [4] E. Burbidge, G. Burbidge, W. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* 29, 547 (1957)
- [5] G. Wallerstein, I. Iben Jr., P. Parker, A. Boesgaard, G. Hale, A. Champagne, C. Barnes, F. Käppeler, V. Smith, R. Hoffman, F. Timmes, C. Sneden, R. Boyd, B. Meyer, D. Lambert, *Rev. Mod. Phys.* 69, 995 (1997)
- [6] F. Käppeler, *Progress in Particle and Nuclear Physics* 43, 419 (1999)
- [7] R.K. Ulrich, *in Explosive Nucleosynthesis, herausgegeben von D.N. Schramm und W.D. Arnett (Austin, University of Texas Press, 1973) 139*
- [8] K. Wisshak, K. Guber, F. Voss, F. Käppeler, G. Reffo, *Phys. Rev. C* 48, 1401 (1993)
- [9] K. Takahashi, K. Yokoi, *Atomic Data Nucl. Data Tables* 36, 375 (1987)