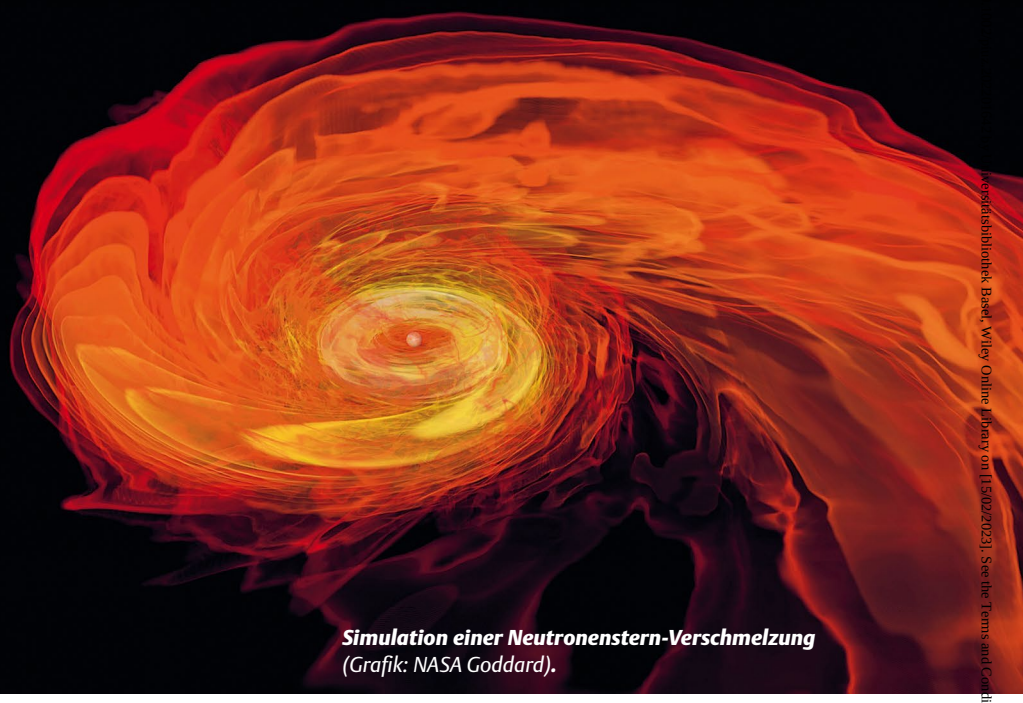
DOI: 10.1002/piuz.202201642

Ursprung der Elemente – Teil 2

Von Eisen bis Blei und zu den Aktiniden

Friedrich-Karl Thielemann

Der zweite Teil unserer Serie zur kosmischen Nukleosynthese behandelt die Entstehung schwerer und sehr schwerer Elemente. Außerdem betrachten wir Typ-Ia-Supernovae, die auch einen Beitrag zu leichteren Elementen von Si bis hin zu Fe und Ni liefern.



Simulation einer Neutronenstern-Verschmelzung *(Grafik: NASA Goddard).*

In Teil I dieser Reihe haben wir die Elementhäufigkeiten und ihre Entstehung im Universum bis hin zu Fe, Ni und Zn behandelt. Er beschränkte sich auf die Entwicklung von Einzelsternen und berücksichtigte keine Doppelsternsysteme. Es gibt einen bedeutenden Beitrag zu Fe und Ni von Supernovae des Typs Ia und zur Produktion der schwersten Elemente aus Neutronenstern-Verschmelzungen. Beide gehen auf Doppelsternsysteme zurück. Es folgt deshalb ein Nachtrag zu den Elementen um Fe aus Typ-Ia-Supernovae sowie eine allgemeine Übersicht über den Ursprung aller schwereren Elemente aus Einzel- und Doppelstern-Systemen.

Die meisten Sterne werden in Doppelstern- und Mehrfachsystemen geboren. Die Gravitationswechselwirkung zwischen ihnen kann zu Massenaustausch und Verschmelzung führen, was die Endpunkte ihrer Entwicklung maßgeblich bestimmt. Dies kann a) mittels eines Massenübertrags geschehen, wenn die Anziehungskraft des einen Sterns auf die äußeren Bereiche des Begleiters dessen eigene Schwerkraft übersteigt. Die andere Möglichkeit b) besteht darin, dass die Emission von Gravitationswellen einen Verlust an Rotationsenergie des Systems und eine Verringerung des Abstands bewirkt, was schlussendlich zu einer Verschmelzung beider Objekte führt. a) kann wichtig sein, wenn eines der Mitglieder enorme Radiusänderungen um den Faktor 100 oder mehr erfährt, etwa während des Übergangs von einem H-brennenden Hauptreihenstern zu einem Roten Riesen mit zentralem He-Brennen. Bei b) handelt es sich häufig um Systeme, bei denen sich beide Sterne bereits in der Endphase ihrer Entwicklung befinden, also um kompakte Objekte wie Weiße Zwerge, Neutronensterne oder Schwarze Löcher.

Doppelsternsysteme mit explosivem Ende

Weiße Zwerge und Neutronensterne werden durch den Druck eines kalten (entarteten) Fermi-Gases stabilisiert (siehe Teil I), der unter diesen Bedingungen nur von der Dichte abhängt und seine Temperaturabhängigkeit verloren hat. Der Massentransfer von unverbranntem Wasserstoff aus den äußeren Schichten des Begleiters (Akkretion) auf die Oberfläche kompakter Objekte kann zu einer Zündung und einer Energiefreisetzung durch Kernreaktionen führen, welche die exponentiell temperaturabhängigen thermonuklearen Reaktionsraten erhöht, während der Druck wegen der noch fehlenden Temperaturabhängigkeit zunächst nicht ansteigt. Unter nicht entarteten Bedingungen würde sich die Situation durch Expansion der Materie und Druckabfall stabilisieren, während hier jedoch ein unkontrollierter explosiver Brennvorgang initiiert wird. Explosives Wasserstoffbrennen auf der Oberfläche von Weißen Zwergen führt zu Novae, auf der Oberfläche von Neutronensternen zu Röntgenausbrüchen.

This is an open access article under the terms of the Creative Commons Attribution Non-Commercial License, which permits use, distribution and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited and is not used for commercial purposes.

Online-Ausgabe unter: wileyonlinelibrary.com

© 2022 The Authors. Physik in unserer Zeit published by Wiley-VCH GmbH

Check for updates

Universitätsbibliothek Basel, Wiley Online Library on [15/02/2023]. See the Terms and Conditions (https://onlinelibrary.wiley.com/terms-and-conditions) on Wiley Online Library for rules of use; OA articles are governed by the applicable Creative Commons License

Ist die Massenübertragungsrate größer, bewirkt sie bereits während der Akkretion eine Temperaturerhöhung, die ein stabiles H- und He-Brennen auf der Oberfläche eines Weißen Zwerges ermöglicht. Auf diese Weise kann die Masse des ursprünglichen Weißen Zwerges bis zur kritischen Chandrasekhar-Masse wachsen. Bei Erreichung dieser Grenze setzt eine Kontraktion ein, die zu einer entarteten Zündung des C-Brennens im Zentrum führt. Es ist auch möglich, dass an der Basis der He-Zone eine thermonukleare Zündung von He einsetzt, bevor der akkretierende Weiße Zwerg die Chandrasekhar-Masse erreicht. In beiden Fällen kommt es zu einer vollständigen explosiven Zerstörung des Weißen Zwerges, die als Supernova vom Typ Ia (Chandrasekhar oder Sub-Chandrasekhar) bezeichnet wird. Diese beiden Explosionen entsprechen dem oben genannten Typ a). Andererseits kann auch die durch Gravitationswellenabstrahlung verursachte Verschmelzung b) von binären Weißen Zwergen zu Supernovae vom Typ Ia führen, beziehungsweise bei binären Neutronensternen zu Neutronenstern-Verschmelzungen. Auf Novae und Röntgenbursts gehen wir hier nicht näher ein, da ihr Beitrag zur uns bekannten Häufigkeitsverteilung der Elemente nahezu vernachlässigbar ist. Wir konzentrieren uns deshalb bei Doppelsternsystemen auf Supernovae vom Typ Ia und die Verschmelzung von Neutronensternen.

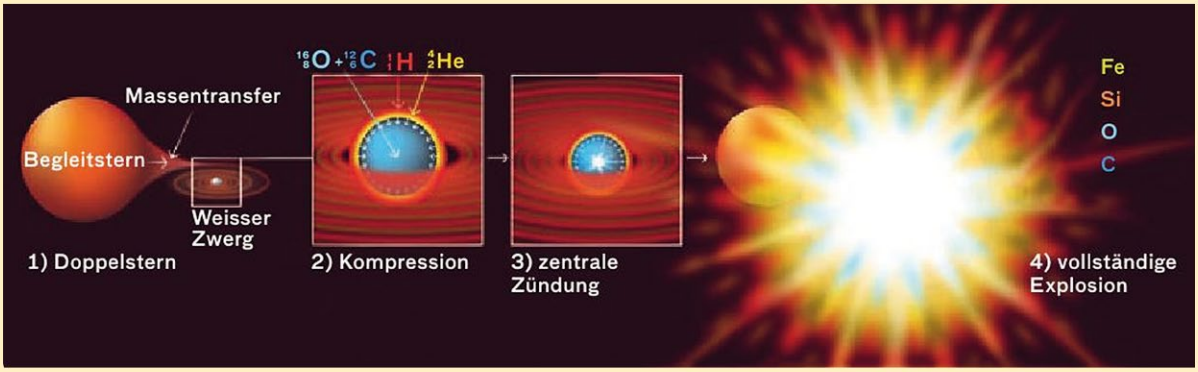
Supernovae vom Typ Ia

Zum genauen Mechanismus dieser Supernova-Explosionen gibt es unterschiedliche Modelle. Abbildung 1 zeigt den Fall a) eines Doppelsternsystems mit einem entwickelten Stern und einem akkretierenden Weißen Zwerg, was zu einer Typ-Ia-Supernova mit Chandrasekhar-Masse führt. Die zentrale Zündung breitet sich anfänglich durch Wärmeleitung mit einer Geschwindigkeit unterhalb der Schallgeschwindigkeit aus. Bei einer solchen „Deflagration" überleben die später als Resultat der Explosion abgestoßenen äußeren Schichten unverbrannt. Abhängig von hydrodynamischen Instabilitäten können ebenfalls sogenannte verzögerte „Detonationen" einsetzen. In diesem Fall breitet sich die Brennfront als eine Druckwelle mit Überschallgeschwindigkeit aus. Für eine allgemeine Übersicht über alle Szenarien siehe [1]–[3].

Wichtige Aspekte zum Verständnis der Kombination der beitragenden Szenarien ergeben sich aus deren Beiträgen zur Nukleosynthese, also neben der dominanten Fe-Produktion die Erzeugung von Mn (aus Co-55-Zerfall) und Zn in der galaktischen Entwicklung. Ein Blick auf Abbildung 2 aus Teil I zeigt (i) die Auswirkungen der starken Fe-Produktion (hauptsächlich durch Ni-56-Zerfall). Die langsame Sternentwicklung von Sternen mit ursprünglichen Massen unter 8 $M_\odot$ (Sonnenmassen), die Weiße Zwerge bilden, verzögert diesen Prozess, ebenso wie die Entwicklung des Doppelsternsystems bis zum Massentransfer oder einer Fusion. Dies lässt sich an den Rückgängen von [O/Fe], [Mg/Fe], [Si/Fe], [S/Fe], [Ca/Fe] und [Ti/Fe] bei [Fe/H] = –1 erkennen (was einem Zeitpunkt entspricht, an dem die Milchstraße etwa 1 Milliarde Jahre alt war, heutiges Alter 13,6 Milliarden Jahre). Andererseits steigt Mn an diesem Punkt bereits an. Supernovae vom Typ Ia müssen also einen starken Beitrag zu Mn leisten. Dies ist in Abbildung 2 zu sehen, die das Ergebnis von neueren 2D- und 3D-Simulationen zeigt. In Chandrasekhar-Massen-Deflagrationsmodellen wird Co-55 in den inneren Bereichen der explosiven Si-Verbrennung mit hoher Dichte erzeugt, die durch Elektroneneinfang auf Protonen und Kerne leicht neutronenreich sind. Damit kann der Anstieg von [Mn/Fe] durch Supernovae des Typs Ia in der galaktischen Entwicklung für Metallizitäten [Fe/H] ≥ –1 erklärt werden.

Ein weiteres Merkmal, das noch erklärt werden muss, ist das Verhalten von [Zn/Fe] (siehe auch Abbildung 2 in Teil I), das quasi während der gesamten galaktischen Entwicklung hinweg konstant bleibt, wobei es anfänglich von Kernkollaps-Supernovae und später von Typ-Ia-Supernovae dominiert wird. Das Zn in Kernkollaps-Supernovae entsteht

ABB. 1 | TYP-Ia-SUPERNOVAE

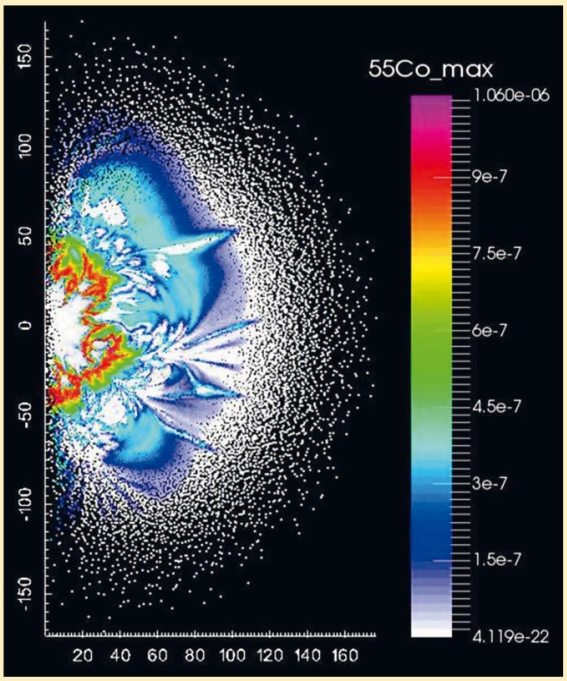


Entwicklung eines Doppelsternsystems aus Rotem Riesen und Weißem Zwerg mit Massentransfer auf letzteren. Bei ausreichend hohen Akkretionsraten verbrennt H und anschließend He stabil mit anwachsender Masse des Weißen Zwerges bis zur kritischen Chandrasekhar-Grenze. Dies führt zu zentraler C-Zündung und einer vollständigen explosiven Zerstörung des Weißen Zwerges.

© 2022 The Authors. Physik in unserer Zeit published by Wiley-VCH GmbH

15213943, 2022, 5, Downloaded from https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/phuz.202201642 by Universitätsbibliothek Basel, Wiley Online Library on [15/02/2023]. See the Terms and Conditions (https://onlinelibrary.wiley.com/terms-and-conditions) on Wiley Online Library for rules of use; OA articles are governed by the applicable Creative Commons License

ABB. 2 | SIMULIERTE SUPERNOVA



Ergebnis einer 2D-Simulation *(mit freundlicher Genehmigung, C. Travaglio)* ***für die Konzentrationsverteilung von ^{55}Co (das zu ^{55}Mn zerfällt) bei einer Supernova vom Typ Ia. In den zentralen Regionen wird direkt stabiles ^{56}Fe und ^{54}Fe erzeugt aufgrund der hohen Fermi-Energien der Elektronen in entarteter Materie und Elektroneneinfang auf Protonen und Kernen – mit Umwandlung eines freien oder gebundenen Protons in ein Neutron. Dieser Prozess führt im Sternenzentrum zu Atomkernen, die neutronenreicher sind als ^{56}Ni (etwa direkt zu stabilem ^{56}Fe) und in etwas außerhalb des Sternzentrums liegenden Schichten zur Bildung von ^{55}Co. Damit ist er für den Anstieg von [Mn/Fe] in Abbildung 2 von Teil I bei [Fe/H] = –1 verantwortlich. In den weiter außen liegenden Zonen des Sterns mit ausgeglichenem Proton-Neutron-Verhältnis werden etwa 0,6 Sonnenmassen ^{56}Ni erzeugt, das dann zu ^{56}Fe zerfällt und dabei entscheidend für die Leuchtkraft der Supernova ist.***

bei der explosiven Si-Verbrennung mit hoher Entropie, bei der die Materie in einem Alpha-reichen Ausfrieren der explosiven Nukleosynthese über Ni-56 hinaus bis zu Zn-60 und Ge-64 (das zu Zn-64 zerfällt) erzeugt wird. Der Zn-Anteil aus Typ-Ia-Supernovae geht auf die Sub-Chandrasekhar-Modelle mit explosiver He-Zündung zurück.

Das vorherrschende Szenario für Supernovae vom Typ Ia ist noch nicht vollständig geklärt, aber Beobachtungen deuten darauf hin, dass offenbar alle genannten Szenarien dazu beitragen können. Ein entscheidendes Merkmal ist jedoch, dass Supernova-Modelle vom Typ Ia im Durchschnitt etwa 0,6 $M_\odot$ Ni-56 produzieren, das zu Fe-56 zerfällt, im Vergleich zu etwa 0,1 $M_\odot$ bei Kernkollaps-Supernovae (siehe Teil I). Daher sind Supernovae vom Typ Ia ein wichtiger oder der dominierende Produzent von Fe in Galaxien – die höhere Häufigkeit von Kernkollaps-Ereignissen macht etwa einen Faktor 4 bis 5 aus. Darüber hinaus führen Lichtkurvenbeobachtungen der gesamten Klasse zu einer empirischen Beziehung zwischen ihrer maximalen Leuchtkraft (verursacht durch Ni-56-Zerfall) und der Abnahme der Leuchtkraft als Funktion der Zeit. Auf diese Weise können Typ-Ia-Supernovae als standardisierbare Kerzen zur Bestimmung ihrer intrinsischen Helligkeit dienen und somit als Entfernungsindikatoren verwendet werden, die es erlauben, die beschleunigte Expansion des Universums zu verstehen (siehe Teil I).

Die Bildung von schweren Elementen

Während wir weiter oben die Nukleosynthese bei Doppelsternsystemen mit Massenaustausch erwähnt haben, fehlt noch eine Betrachtung zu Neutronenstern-Verschmelzungen und zur Entstehung schwerer Kerne – weit über Fe, Ni und Zn. In Teil I haben wir die allgemeine Dichte- und Temperaturabhängigkeit von Reaktionsraten diskutiert. Einfangreaktionsraten steigen linear mit der Dichte an. Reaktionsraten für den Neutroneneinfang sind wegen fehlender Coulomb-Barrieren so gut wie nicht temperaturabhängig. Die Reaktionsraten geladener Teilchen zeigen jedoch eine exponentiell ansteigende Temperaturabhängigkeit. Dies ist der Hauptgrund dafür, dass Sterne in späteren Brennphasen mit steigender Temperatur Fusionsreaktionen mit schwereren Kernen eingehen können. Andererseits sind Photodesintegrationen ebenfalls exponentiell temperaturabhängig. Für typische Dichten in der Sternentwicklung gewinnt die Photodesintegration gegenüber der inversen Einfangreaktion, wenn die Temperatur (gemessen durch die thermische Energie k_BT) etwa 1/30 des Energiegewinns der Einfangreaktion übersteigt. Beide Aspekte verbieten mit zunehmender Ladungszahl Einfangreaktionen weit jenseits der Fe-Gruppe, denn die erforderlichen Temperaturen für den Einfang positiv geladener Teilchen auf Kernen großer Ladung führen zur Dominanz der umgekehrten Photodesintegrationen.

Von wenigen Ausnahmen abgesehen, wie bei hohen Dichten in Röntgenausbrüchen auf Neutronensternen oder in den innersten Regionen von Kernkollaps-Supernovae (siehe Teil I), ist deswegen die Bildung schwerer Kerne jenseits von Fe über Einfangreaktionen geladener Teilchen nicht möglich. Der bevorzugte Weg zu schweren Kernen führt daher über Neutroneneinfang mit einer nahezu verschwindenden Temperaturabhängigkeit der entsprechenden Reaktionsraten. Angesichts der kurzen Lebensdauer von Neutronen in der Größenordnung von zehn Minuten scheint es in der Natur nur zwei Hauptbedingungen zu geben, unter denen aufeinander folgende Serien von Neutroneneinfängen auftreten können: a) während der Sternentwicklung, wenn eine kontinuierliche Produktion von Neutronen stattfinden kann, oder b) bei explosiven Ereignissen, wenn hierdurch plötzlich hohe Dichten von Neutronen auf kurzen Zeitskalen freigesetzt werden können. a) führt zum langsamen (slow) Neutroneneinfang oder „s-Prozess“, bei

© 2022 The Authors. Physik in unserer Zeit published by Wiley-VCH GmbH

15213943, 2022, 5, Downloaded from https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/phiuz.202201642 by Universitätsbibliothek Basel, Wiley Online Library on [15/02/2023]. See the Terms and Conditions (https://onlinelibrary.wiley.com/terms-and-conditions) on Wiley Online Library for rules of use; OA articles are governed by the applicable Creative Commons License

dem aufgrund der geringen Neutronendichten im Allgemeinen Beta-Zerfälle gegenüber Neutroneneinfängen gewinnen. b) kann sehr neutronenreiche Isotope erzeugen, die weit von stabilen Kernen entfernt sind, bevor Betazerfälle stattfinden, was zum schnellen (rapid) Neutroneneinfang oder r-Prozess führt.

Der s-Prozess

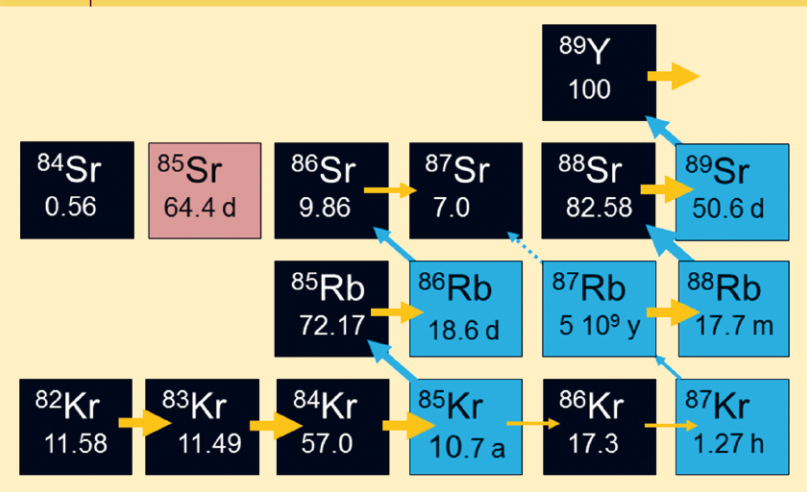
Dieser steht im Zusammenhang mit späten stellaren Brennphasen nach dem H-Brennen. In der anschließenden He-Brennphase können Neutronen freigesetzt werden. Eine mögliche Quelle ist die Reaktion von Ne-22 über Alpha-Einfang zu Mg-25, wobei ein Neutron frei wird. Ne-22, ein Kern mit $N = Z + 2$, entsteht beim He-Brennen. Die Neutronen aus dieser Quelle führen im zentralen He-Brennen massereicher Sterne zum sogenannten schwachen s-Prozess mit der Bildung von Kernen bis zu einer Massenzahl von $A \approx 90$ über Neutroneneinfang und Beta-Zerfall. Ein Reaktionspfad ist in Abbildung 3 dargestellt. In den meisten Fällen sind die Betazerfälle bei diesen niedrigen Neutronendichten viel schneller als Neutroneneinfang, und der s-Prozess durchläuft einen Pfad stabiler Kerne, mit einer eindeutigen Identifizierung der Kerne für jede Massenzahl $A = Z + N$. Im Falle sehr langlebiger Kerne – länger als die typischen Neutroneneinfang-Zeitskalen im s-Prozess von Monaten bis Jahren, die einen weiteren Neutroneneinfang ermöglichen – können auch Verzweigungen beobachtet werden (wie bei Kr-85 in Abbildung 3).

Wenn Betazerfälle als instantan angesehen werden können, lässt sich der s-Prozesspfad als eine Kette von Neutroneneinfängen verstehen, bei der das Fortschreiten nur durch die Neutronenexposition $\tau = \int n_n \mathrm{d}t$ bestimmt wird. Da die Neutroneneinfang-Querschnitte für stabile Kerne bekannt sind, können die Häufigkeiten in Abhängigkeit von der Neutronenexposition vorhergesagt werden.

Der Massenbereich bis $A \approx 90$ (also zum Beispiel von Cu bis Sr, Y und Zr) kann im „schwachen" s-Prozess durch Neutronen erfolgen, die bei der zentralen He-Verbrennung massereicher Sterne aus dem Alpha-Einfang von Ne-22 freigesetzt werden. Für die Herstellung schwererer Elemente bis Pb und Bi sind effizientere Neutronenquellen erforderlich. Der s-Prozess, der entlang stabiler Kerne in der Nuklidkarte verläuft, kann nicht über diese Elemente hinausgehen, da er dort durch anschließende Alphazerfälle oder (n, α)-Reaktionen (Neutroneneinfang und Alpha-Abstrahlung) gestoppt wird.

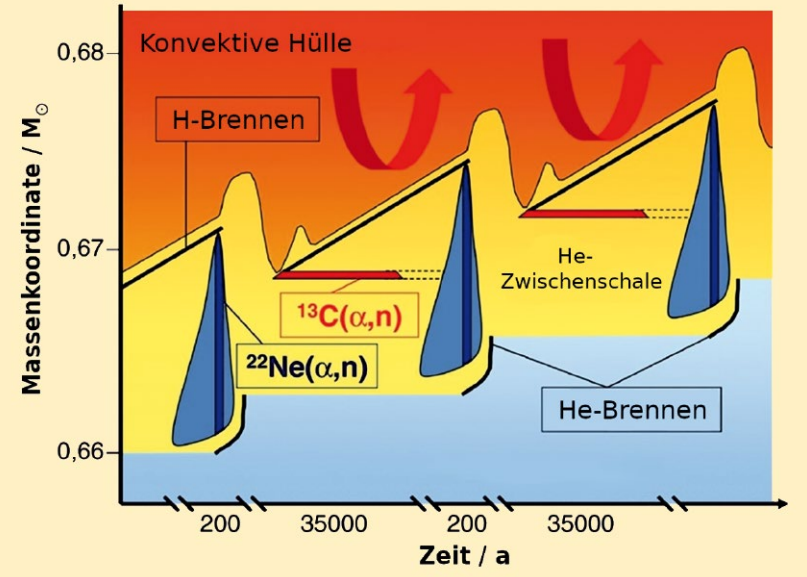
Der s-Prozess in Sternen mit geringer und mittlerer Masse – die Hauptkomponente des s-Prozesses – findet aufgrund der Tatsache statt, dass sich die H- und He-Brennschalen in geringem Abstand voneinander befinden. Beide brennen nicht in konstanter Weise. Wenn die H-brennende Zone aktiv ist, erzeugt sie He-Brennstoff. Sobald He vorhanden ist, wird es in einer unverbrannten He-reichen Zone (bei ausreichender Dichte und Temperatur) gezündet. Die Verbrennung ist nicht stabil, stattdessen findet das He-Brennen fast explosionsartig in einem „Flash" oder Puls statt, führt somit zu einer stärkeren Ausdehnung (und dadurch Abkühlung), die sogar das H-Brennen in der H-Schale beendet. Dieses Verhalten wiederholt sich in wiederkehrenden Pulsen (für

ABB. 3 | s-PROZESSPFAD



Neutroneneinfang (gelbe Pfeile) verbindet Isotope desselben Elements, bis sich ein instabiler Kern per Betazerfall umwandelt (blaue Pfeile). Stabile Atomkerne sind in schwarz mit ihrem natürlichen Isotopengehalt angegeben, β-radioaktive in blau oder orange (Elektroneneinfang). Bei sehr langlebigen Kernen kann eine Verzweigung im s-Prozess-Pfad stattfinden. Ein reiner s-Kern ist ^{86}Sr, da neutronenreichere Kerne mit A = 86, die durch den neutronenreicheren r-Prozess erzeugt werden, über Betazerfall in ^{86}Kr enden, wodurch jeglicher Beitrag des r-Prozesses zu ^{86}Sr blockiert wird *(mit freundlicher Genehmigung von F. Käppeler)*.

ABB. 4 | BRENNPULSE BEIM SCHALENBRENNEN



Funktionsweise des s-Prozesses beim Schalenbrennen in Sternen niedriger und mittlerer Masse mit einer Anfangsmasse von weniger als 8 M⊙. Die α-Einfangreaktion von ^{13}C mit Neutronenaussendung ist in der Interpulsperiode auf Zeitskalen von mehr als 10^5 Jahren aktiv, während diejenige von ^{22}Ne nur während des He-Flashs auf Zeitskalen von Jahren agiert *(nach [6])*.

© 2022 The Authors. Physik in unserer Zeit published by Wiley-VCH GmbH

15213943, 2022, 5, Downloaded from https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/phuz.202201642 by Universitätsbibliothek Basel, Wiley Online Library on [15/02/2023]. See the Terms and Conditions (https://onlinelibrary.wiley.com/terms-and-conditions) on Wiley Online Library for rules of use; OA articles are governed by the applicable Creative Commons License

Übersichten siehe [4, 5]). H wird in die He-brennende Schale eingemischt und erzeugt durch Protoneneinfang auf C-12 dann N-13, das zu C-13 zerfällt. Die Reaktion von Alpha-Einfang und Neutronenemission zu O-16 (vergleichbar zum Ablauf bei Ne-22) stellt eine stärkere Neutronenquelle als Ne-22 dar und führt zu einer erhöhten Produktion von Neutronen. Dieses Verhalten ist in Abbildung 4 dargestellt.

Subtrahiert man den gesamten s-Prozess-Beitrag von den solaren Häufigkeiten schwerer Elemente, so erhält man die Beiträge, die aus anderen Prozessen stammen (Abbildung 5). Um diese mit hoher Genauigkeit zu ermitteln, ist ein präzises Verständis der s-Prozess-Beiträge erforderlich. Seit den frühen experimentellen Beiträgen zu Neutroneneinfangsquerschnitten haben sich enorme Fortschritte ergeben (siehe [6]), mit Genauigkeiten in den meisten Fällen im Prozentbereich. Die momentan erreichte Präzision erlaubt eine sehr genaue Bestimmung der Häufigkeitsbeiträge zu schweren Elementen aus den verbleibenden Prozessen.

Zusammenfassend ergeben sich die folgenden stellaren s-Prozess-Standorte: Der schwache s-Prozess ist dominiert durch das zentrale He-Brennen massereicher Sterne, während der Hauptbeitrag zum s-Prozess auf dem kombinierten He- und H-Schalenbrennen in Sternen mit kleiner und mittlerer Masse dominiert. Darüber hinaus ist der s-Prozess, der auf bereits vorhandenem Fe aus früheren Sterngenerationen aufbaut, ein sogenannter sekundärer Prozess und daher abhängig von der Metallizität [Fe/H].

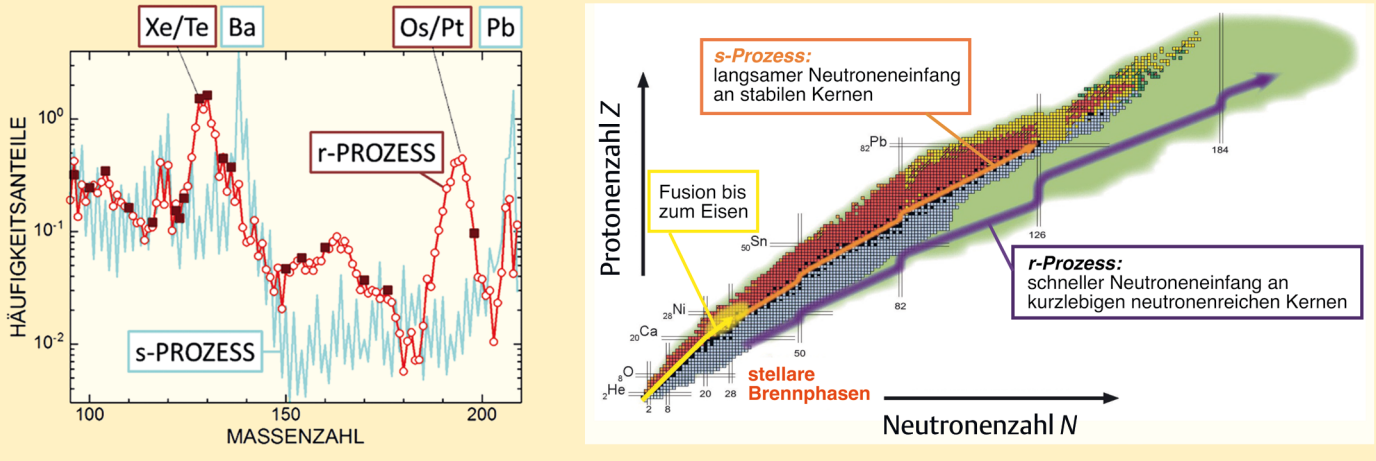
Der r-Prozess

Der s-Prozess endet bei Pb, Bi und einigen kurzlebigen Po-Isotopen. Im Wesentlichen müssen alle schwereren Elemente bis hin zu den Aktiniden im r-Prozess erzeugt werden. Die wichtigste Frage ist, ob dieser Prozess nur in einem einzigen speziellen astrophysikalischen Ereignis stattfindet, oder ob er ebenfalls aus einer Überlagerung sehr unterschiedlicher Quellen resultiert. Dazu untersuchen wir hier einige vorgeschlagene Szenarien. Doch zuerst stellen wir die zu reproduzierenden „solaren" r-Prozess-Häufigkeiten vor sowie einen typischen r-Prozess-Reaktionspfad in der Nuklidkarte (Abbildung 5). Zuerst werden hier die Auswirkungen von viel höheren Neutronendichten als im s-Prozess untersucht, die oben vorgestellt wurden und dort von 10^7 cm^{-3} in der Interpuls-Phase bis zu einigen 10^{10} cm^{-3} in den He-Flash-Pulsen reichen.

Bei einer Neutronendichte von einigen 10^{18} cm^{-3} liegen typische Zeitskalen für den Neutroneneinfang in der Größenordnung von 10^{-4} s. Diese Zeitskalen sind umgekehrt proportional zur Neutronendichte, sodass sich für eine Neutronendichte von einigen 10^{20} cm^{-3} eine Zeitskala von 10^{-6} s ergibt. Daher verursachen hohe Neutronendichten und daraus resultierende geringe Neutroneneinfangzeiten, die im Vergleich zu den Betazerfalls-Halbwertszeiten der beteiligten Isotope sehr klein sind, äußerst schnelle Neutroneneinfänge in Isotopenketten. Inverse Photodesintegrationen gewinnen bei sehr hohen Temperaturen gegen Einfangreaktionen, typischerweise bei einigen 10^9 K. Für sehr neutronenreiche Kerne, die weit von der Beta-Stabilität entfernt sind, sind dafür lediglich Temperaturen von etwas über 10^9 K erforderlich.

Wenn auf diese Weise in einer vollständigen Isotopenkette ein chemisches Gleichgewicht zwischen Neutroneneinfang und Photodesintegration erreicht wird, tritt bei

ABB. 5 | VERGLEICH VON s- UND r-PROZESS



Links** (mit freundlicher Genehmigung von J. Cowan)**: solare r-Prozess-Häufigkeiten (rot), die sich aus der Subtraktion von s-Prozess-Häufigkeiten von der solaren Häufigkeitsverteilung ergeben. Im r-Prozess können schwere Kerne bis hin zu den Aktiniden entstehen. Rechts: Nuklidkarte mit den wichtigsten Nukleosyntheseprozessen, von der Bildung der Elemente bis zu Fe, Ni, Zn in Fusionsreaktionen während der Sternentwicklung und Explosionen, dem s-Prozesspfad entlang der Stabilität (bis zu Pb und Bi) und dem r-Prozesspfad** (Vorlage mit freundlicher Genehmigung von EMMI, GSI/Different Arts)**. Stabile Kerne sind durch schwarze Quadrate gekennzeichnet, experimentell bekannte β^+-instabile Kerne durch rote Quadrate, β^--instabile Kerne durch blaue Quadrate, α-instabile Kerne durch gelbe Quadrate. Die Grenzen der sogar über Neutronenemission instabilen Kerne erscheinen in Hellgrün. Vertikale Linien stehen für Neutronenschalenabschlüsse, horizontale Linien für Protonenschalenabschlüsse.

© 2022 The Authors. Physik in unserer Zeit published by Wiley-VCH GmbH

15213943, 2022, 5, Downloaded from https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/phiuz.202201642 by Universitätsbibliothek Basel, Wiley Online Library on [15/02/2023]. See the Terms and Conditions (https://onlinelibrary.wiley.com/terms-and-conditions) on Wiley Online Library for rules of use; OA articles are governed by the applicable Creative Commons License

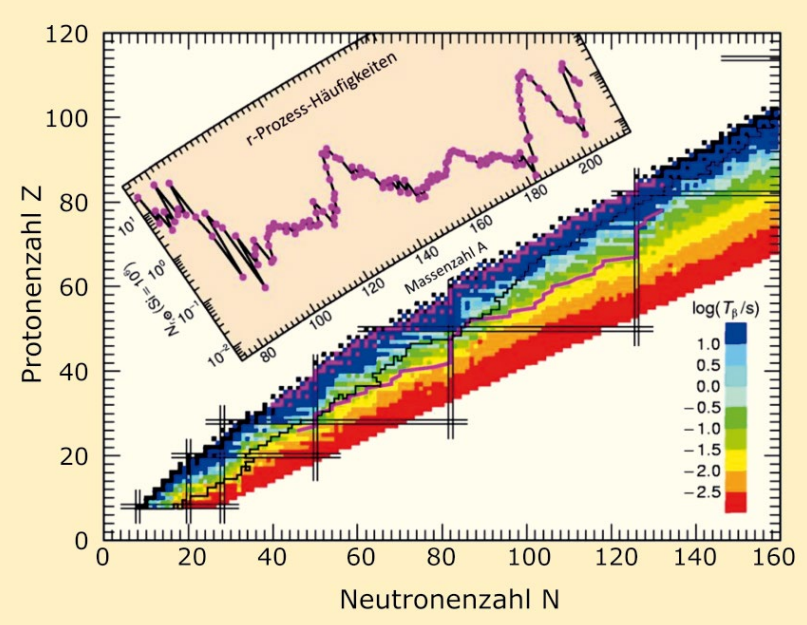
einem bestimmten Isotop eine maximale Häufigkeit auf, die sich aus der Konkurrenz zwischen Neutroneneinfang und Photodesintegration ergibt. Dieses Gleichgewicht führt in allen Isotopenketten zu Häufigkeitsmaxima bei gleichen Massendifferenzen benachbarter Isotope und charakterisiert einen r-Prozesspfad, wie in Abbildung 6 dargestellt. Die Isotopenketten im chemischen Gleichgewicht sind durch Beta-Zerfälle von Z nach $Z + 1$ verbunden. Dieses Verhalten, die so genannte Wartepunkt-Näherung, wurde bereits von Burbidge und Kollegen und Cameron erkannt (Zitate in Teil I). Die Positionen der Wartepunkte sind bei gegebener Neutronendichte und Temperatur nur von den Kernmassen abhängig (Abbildung 5). Derzeit haben eine Reihe von Großanlagen wie GSI/FAIR in Darmstadt, FRIB in Michigan, RIKEN in Tokio und Lanzhou in China große Erfolge in der Untersuchung sehr beta-instabiler neutronenreicher Kerne [8].

Wo findet der r-Prozess statt?

Kobayashi und Kollegen [9] beschreiben das momentane Verständnis der verschiedenen stellaren Beiträge zur chemischen Entwicklung unserer Galaxie für leichte und mittelschwere Elemente. Obwohl die bahnbrechenden Arbeiten von Burbidge und Kollegen und Cameron auch die zugrundeliegende Kernphysik des schnellen Neutroneneinfangs im r-Prozess zeigten, der für die schwersten Elemente im Universum verantwortlich ist, blieb dessen Ort noch unklar. Über viele Jahre hinweg ergab sich ein besseres Verständnis der nuklearen Reaktionen, der astrophysikalischen Modellierung und der astronomischen Beobachtungen [8], ausgehend von Neutronendichte-Überlagerungen bis hin zu realistischen astrophysikalischen Szenarien. Erst in den letzten Jahren wurden diese konkreter und beinhalteten Neutronenstern-Verschmelzungen [10–12], sowie die schon in Teil I aufgeführten rotierenden Kernkollaps-Supernovae mit hohen Magnetfeldern und Jetauswürfen sowie Kollapsare (schnell rotierende massereiche Sterne, deren finaler Kernkollaps zu einem Schwarzen Loch und Massenauswurf aus Jets und Scheiben führt). Neutronenstern-Verschmelzungen gehen auf die Sternentwicklung in Doppelsternsystemen zurück, während die letzten beiden Optionen mit dem endgültigen Kollaps massereicher Sterne zusammenhängen. Ursprüngliche reguläre Kernkollaps-Supernova-Modelle schienen einen starken r-Prozess zu ermöglichen. Neuere Supernova-Simulationen erreichen jedoch nicht die geforderten Bedingungen und scheinen, wenn überhaupt, nur zu einem schwachen r-Prozess führen zu können. Quark-Deconfinement-(QD-)Supernovae wurden als ein weiterer Ort für schwache r-Prozesse vorgeschlagen (siehe Teil I).

Während die meisten der vorgeschlagenen Orte allein auf Modellierungen beruhen, sind nur Neutronenstern-Verschmelzungen robust und durch direkte Beobachtungen eines Ereignisses selbst mit der Produktion von r-Prozess-Kernen verbunden. Die Beobachtung des Gravitationswellen-Ereignisses GW170817 [13] ergab eine starke elektro-

ABB. 6 | r-PROZESSPFAD



Ein r-Prozesspfad** (nach [7]) **mit Massendifferenzen benachbarter Isotope von etwa 2 MeV, der nach Zerfall zu stabilen Kernen solare r-Prozess-Häufigkeiten erklären kann und damit Bedingungen für notwendige Neutronendichten und Temperaturen aufzeigt, wie sie in den entsprechenden astrophysikalischen Orten herrschen müssten. Die Konturlinie (magenta) hat Knicke bei Neutronenschalen-Abschlüssen. Die farbkodierten β-Zerfalls-Halbwertszeiten zeigen, dass der Pfad durch die längsten Halbwertszeiten an der Spitze dieser Knicke verläuft, was zu Häufigkeitsmaxima bei der entsprechenden Massenzahl (nach dem β-Zerfall zurück zur Stabilität) führt. Die Massenzahlen A jener Knicke, weit entfernt von der Stabilität, sind kleiner als die Massenzahlen zu den gleichen Neutronenschalenabschlüssen bei stabilen Kernen und führen damit zu Peaks links von s-Prozess-Peaks. Der magentafarbene Pfad verläuft durch Regionen mit β-Zerfalls-Halbwertszeiten im Bereich von 10^{-1} bis 10^{-2} s. Die Summe der Halbwertszeiten entlang des Pfads, um die schwersten r-Prozesskerne zu erreichen, beträgt lediglich Sekunden.

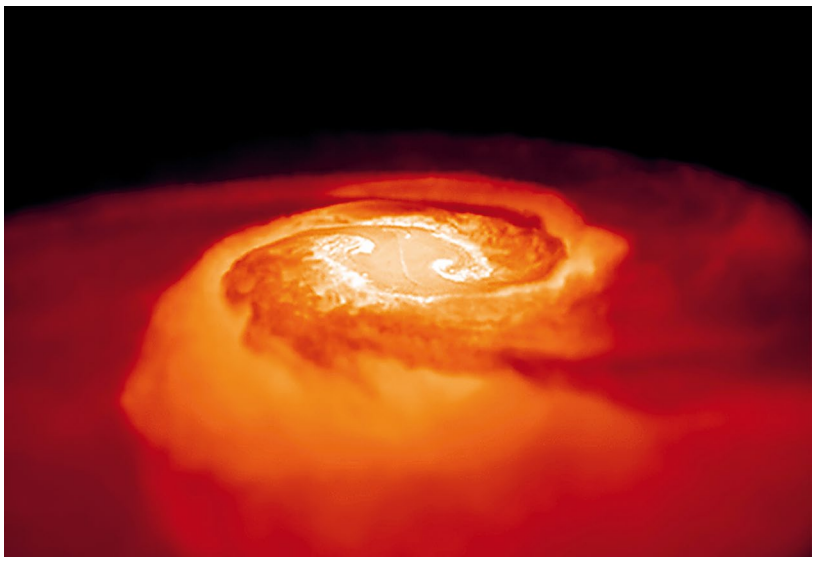
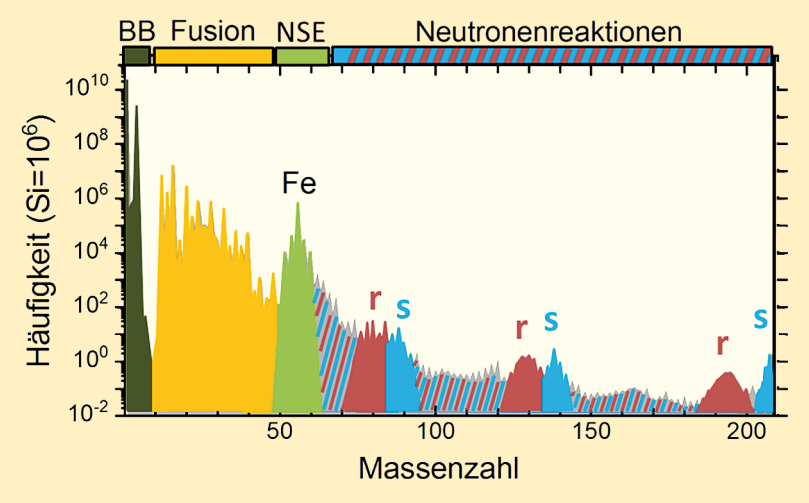


Abb. 7 ***Temperaturverteilung aus einer Simulation von Neutronenstern-Verschmelzungen** (mit freundlicher Genehmigung von S. Rosswog) **mit einer heißen Zentralregion und „gezeitenartigen" Massenauswürfen in Form von Spiralarmen.***

© 2022 The Authors. Physik in unserer Zeit published by Wiley-VCH GmbH

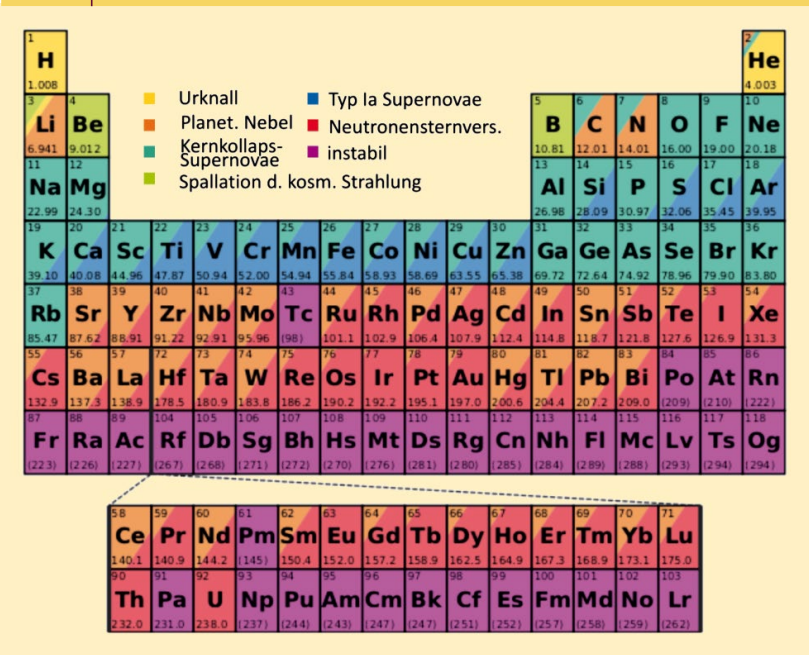
15213943, 2022, 5, Downloaded from https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/phuz.202201642 by Universitätsbibliothek Basel, Wiley Online Library on [15/02/2023]. See the Terms and Conditions (https://onlinelibrary.wiley.com/terms-and-conditions) on Wiley Online Library for rules of use; OA articles are governed by the applicable Creative Commons License

ABB. 8 | ELEMENTHÄUFIGKEITEN IM SONNENSYSTEM



Häufigkeiten im Sonnensystem als Funktion der Massenzahl A, aufgeteilt in die verantwortlichen Prozesse *(mit freundlicher Genehmigung von F. Käppeler)****: aus der Urknall-Nukleosynthese (BB), Fusionsreaktionen in der Entwicklung von Sternen und deren Explosionen, einschließlich der Bedingungen, die zu einem vollständigen chemischen Gleichgewicht der Häufigkeiten für Kerne mit den höchsten Bindungsenergien führen (statistisches Kerngleichgewicht NSE), sowie Beiträge vom s- und r-Prozess. Die Häufigkeiten von p-Kernen sind zu gering, um in dieser Darstellung sichtbar zu sein.***

ABB. 9 | URSPRUNG DER ELEMENTE



Periodensystem der Elemente, in dem die Prozesse von Abbildung 8 in stellare Orte übersetzt sind *(mit freundlicher Genehmigung von M. Reichert)****. Es sollte beachtet werden, dass der s-Prozess hier unter massearmen Sternen (die zu planetarischen Nebeln führen) aufgetragen ist, während der r-Prozess global unter der Rubrik Neutronenstern-Verschmelzungen aufgetragen ist. Genaugenommen sollte hier noch in schwache und Hauptkomponenten unterteilt werden sollten, wobei die schwachen Komponenten mit anderen als den in der Grafik angegebenen Orten zusammenhängen, wie massereichen Sternen für den s-Prozess und seltenen Supernovae-Klassen für einen schwachen r-Prozess.***

magnetische Emission im Anschluss an die Verschmelzung [14] und zeigte insbesondere die erwarteten Signaturen einer durch den r-Prozess angetriebenen „Kilonova“ (siehe Abbildung 7). Der Abfall der Lichtkurve stimmte gut mit den Erwartungen für radioaktive Heizraten aus einer breiten Palette von r-Prozess-Elementen überein [15, 16]. Die frühen blauen und späten (infraroten) Emissionen deuten auf die Produktion von einem schwachem (Lanthanid-freien) r-Prozess aus dem Neutrinowind hin (was auch durch den spektralen Nachweis von Sr belegt werden konnte) sowie auf schwere r-Prozess-Ejekta wie Lanthaniden und schwerere Elemente. Dieser starke r-Prozess ist das Ergebnis der Dekomprimierung von Neutronensternmaterie aus ihrem anfänglichen, sehr protonenarmen Zustand [17]. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass Neutronenstern-Verschmelzungen wohl ein breites Spektrum an r-Prozess-Kernen erzeugen, vielleicht sogar das gesamte Spektrum.

Einige Beobachtungen von Sternen mit niedriger Metallizität deuten allerdings auf die Existenz eines schwachen oder begrenzten r-Prozesses hin, während die meisten r-Prozess-Sterne ein solares r-Prozess-Muster zeigen. Dies geht einher mit einer Variation etwa des Sr/Eu-Verhältnisses, das von etwa 1120 bis hinunter zu 0,5 reicht. Einige der mit dem r-Prozess angereicherten Sterne zeigen einen „Aktiniden-Boost“, ihr Th/Eu- oder U/Eu-Verhältnis ist also supersolar [18]. Ein weiteres Ergebnis der Beobachtung von Sternen mit niedriger Metallizität ist, dass vor allem Eu, dessen spektroskopische Eigenschaften zu einer relativ leichten Beobachtung führen, eine große Streuung um mehr als einen Faktor 100 im Vergleich zu Fe aufweist; diese ist damit viel größer als die der Alpha-Elemente (von O bis Ti, siehe Abbildung 2 in Teil I). Letztere gehen auf häufige Kernkollaps-Supernova zurück. Dies deutet darauf hin, dass der starke r-Prozess ein sehr seltenes Ereignis ist – und zwar um den Faktor 100 bis 1000 seltener als Supernovae. Ähnliche Merkmale lassen sich auch für Ag und Pd sowie Mo und Ru feststellen.

Zusammenzufassende Erkenntnis zum r-Prozess-Ursprung: Es gibt eine Reihe von Vorschlägen für astrophysikalische r-Prozess-Orte, aber nur einer davon ist durch die direkte Beobachtung eines explosiven Ereignisses belegt, nämlich die Neutronenstern-Verschmelzung. Beobachtungen von Sternen mit niedriger Metallizität zeigen im Wesentlichen drei Arten von Mustern: einen schwachen oder begrenzten r-Prozess, einen starken r-Prozess (der den solaren r-Prozess-Häufigkeiten entspricht) und einen r-Prozess mit verstärkten Häufigkeiten von Th und U (Aktiniden-Boost, für Übersichten und Auswirkungen auf die chemische Entwicklung der Galaxie siehe [8]). Ob die beiden letztgenannten Typen an verschiedenen Orten entstehen oder aus Variationen innerhalb desselben Ortes resultieren (wie Neutronenstern-Verschmelzungen), ist noch umstritten. Eine naheliegende Interpretation deutet auf ein vernachlässigbares Fe/Eu-Verhältnis (im Vergleich zu solaren Verhältnissen) in den starken r-Prozess-Quellen wie Neutronenstern-Ver-

© 2022 The Authors. Physik in unserer Zeit published by Wiley-VCH GmbH

15213943, 2022, 5, Downloaded from https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/phiuz.202201642 by Universitätsbibliothek Basel, Wiley Online Library on [15/02/2023]. See the Terms and Conditions (https://onlinelibrary.wiley.com/terms-and-conditions) on Wiley Online Library for rules of use; OA articles are governed by the applicable Creative Commons License

15213943, 2022, 5, Downloaded from https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/phuz.202201642 by Universitätsbibliothek Basel, Wiley Online Library on [15/02/2023]. See the Terms and Conditions (https://onlinelibrary.wiley.com/terms-and-conditions) on Wiley Online Library for rules of use; OA articles are governed by the applicable Creative Commons License

schmelzungen und Kollapsare hin, während eine merkliche Koproduktion von Fe mit Eu in schwachen r-Prozess-Quellen möglich ist, was wahrscheinlich auf seltene, exotische Supernova-Typen hinweist.

Andere Prozesse für Trans-Fe-Elemente

Es bleibt zu berücksichtigen, dass die solaren r-Prozess-Häufigkeiten, die man durch Subtraktion der solaren s-Prozess-Häufigkeiten von den solaren Häufigkeiten erhält, eine Reihe von verschiedenen Beiträgen kombinieren könnten. Insbesondere die leichten Trans-Fe-Elemente (wie Sr, Y, Zr) scheinen neben dem typischen r-Prozess auch andere Ursprünge zu haben, die möglicherweise auf reguläre Kernkollaps-Supernovae zurückzuführen sind. Wir haben in Teil I bereits den νp-Prozess diskutiert, der in der innersten Ejekta von Kernkollaps-Supernovae stattfindet. Protonenreiche Kerne bis zu einer Massenzahl von ungefähr 90, die nicht über einen s-Prozess erzeugt werden können (wie Sr-84 in Abbildung 3), können auf diese Weise entstehen und machen sogar Isotopenanteile in der Größenordnung von 10 % in den Mo- und Ru-Isotopen aus. Schwerere protonenreiche sogenannte p- oder γ-Prozess-Isotope (mit Isotopenanteilen von nur etwa 1 %) können sowohl bei Kernkollaps-Supernovae als auch bei Supernova-Explosionen vom Typ Ia entstehen, wenn bereits vorhandene schwere s- oder r-Prozess-Isotope durch heiße Photonen quasi „sandgestrahlt“ werden und Photodesintegrationen mit solchen Reaktionsendpunkten verursachen. Zu guter Letzt sei noch ein weiterer, für das gesamte Häufigkeitsmuster weniger wichtiger Prozess erwähnt, der „i-Prozess“ mit einer etwas stärkeren Neutronenquelle als im regulären s-Prozess (siehe für neueste Aspekte [19]).

Dies war eine lange Reise durch das Periodensystem der Elemente. Sie hat aber hoffentlich einen Eindruck davon vermittelt, wie wir zu den Häufigkeitsmustern der Elemente und Isotope auf der Erde, im Sonnensystem, in der Milchstraße und im Universum gekommen sind. Dies lässt sich in zwei abschließenden Diagrammen in Abbildung 8 und 9 verdeutlichen. Die in unserem Sonnensystem beobachteten Häufigkeiten stellen einen Schnappschuss der Überlagerung all dieser Quellen im Gas dar, aus dem die Sonne vor 4,57 Milliarden Jahren entstand.

Zusammenfassung

In diesem zweiten und abschließenden Teil zur kosmischen Nukleosynthese betrachten wir sowohl den Beitrag von Doppelsternsystemen zur Nukleosynthese sowie allgemein die Entstehung der schweren Elemente von Eisen bis Blei, Thorium und Uran. Der Aufbau der schweren Elemente ist dominiert durch Prozesse, die Neutronen freisetzen und durch Neutroneneinfänge und Betazerfälle sukzessive schwerere Atomkerne erzeugen. Die geschieht hauptsächlich in zwei stellaren Quellen: erstens über Tausende von Jahren beim s-Prozess während der Sternentwicklung durch Neutronen produzierende Reaktionen im He-Brennen und zweitens auf Zeitskalen von Sekunden beim r-Prozess in explosiven Ereignissen mit hohen Neutronendichten, die kurzfristig Atomkerne weitab der Stabilität einbeziehen. Solche Bedingungen liegen bei speziellen Klassen von Supernovae und Neutronenstern-Verschmelzungen vor.

Stichwörter

Nukleosynthese, Elementhäufigkeit, chemische Entwicklung, Sternentwicklung, Kernreaktion, Supernova, r-Prozess, s-Prozess, Photodesintegration, Neutronenstern-Verschmelzung.

Danksagung

Open Access Veröffentlichung ermöglicht und organisiert durch Universität Basel.

Literatur

[1] W. Hillebrandt et al., Frontiers Phys. **2013**, *8*, 116.
[2] S.-C. Leung, K. Nomoto, Astrophys. J. **2018**, *861*, 143.
[3] S. Gronow et al., Astron. Astrophys. **2021**, *649*, A155.
[4] F. Käppeler et al., Rev. Mod. Phys. **2011**, *83*, 157.
[5] A. I. Karakas, J. C. Lattanzio, Publ. Astron. Soc. Australia **2014**, *31*, e030.
[6] R. Reifarth et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **2014**, *41*, 053101.
[7] K.-L. Kratz et al., Astrophys. J. **1993**, *403*, 216.
[8] J. J. Cowan et al., Rev. Mod. Phys. **2021**, *93*, 015002.
[9] C. Kobayashi et al., Astrophys. J. **2020**, *900*, 179.
[10] C. Freiburghaus et al., Astrophys. J. **1999**, *525*, L121.
[11] A. Bauswein et al., Astrophys. J. Lett. **2017**, *850*, L34.
[12] M. Shibata, K. Hotokezaka, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **2019**, *69*, 41.
[13] B. P. Abbott, et al., Phys. Rev. Lett. **2017**, *119*, 161101.
[14] M.-R. Wu et al., Phys. Rev. Lett. **2019**, *122*, 062701.
[15] S. Rosswog et al., Astron. Astrophys. **2018**, *615*, A132.
[16] B. D. Metzger, Living Rev. Relativ. **2019**, *23*, 1.
[17] F.-K. Thielemann et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **2017**, *67*, 253.
[18] E. M. Holmbeck et al., Astrophys. J. **2019**, *870*, 23.
[19] P. A. Denissenkov et al., MNRAS **2021**, *503*, 3913.

Der Autor

(Bild: Schweizer Akademie der Naturwissenschaften)

Friedrich-Karl Thielemann studierte an der TU Darmstadt Physik und Mathematik. Dissertation am Max-Planck-Institut für Astrophysik in Garchung. Nach Postdocanstellungen in den USA und Deutschland Assistant und Associate Professor am Astronomy Department der Harvard University, danach Ordinariat an der Universität Basel. Seit seiner Emeritierung auch in der Theorieabteilung des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung. Er wurde mit der Otto-Hahn-Medaille der Max-Planck-Gesellschaft, dem Hans-A.-Bethe-Preis der American Physical Society, dem Lise-Meitner-Preis der European Physical Society und der Karl-Schwarzschild-Medaille der Astronomischen Gesellschaft geehrt. Gewählter Fellow der APS und Ehrenmitglied der Schweizer Physikalischen Gesellschaft.

Anschrift
Friedrich-Karl Thielemann, Departement für Physik, Universität Basel, Klingelbergstrasse 82, CH-4056 Basel, Schweiz; GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Planckstrasse 1, D-64291 Darmstadt.
f-k.thielemann@unibas.ch

© 2022 The Authors. Physik in unserer Zeit published by Wiley-VCH GmbH