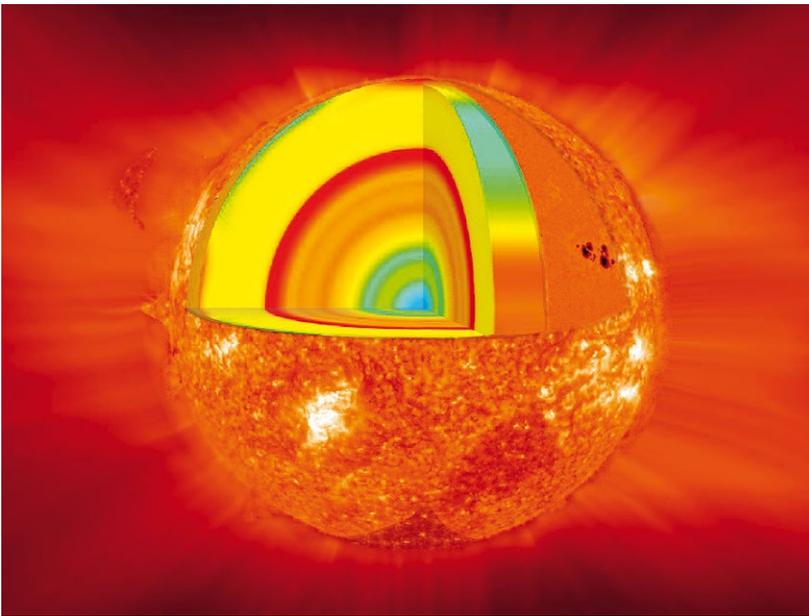


# Der Ursprung der Elemente – Teil I

## Von Wasserstoff bis Eisen, Nickel und Zink

FRIEDRICH-KARL THIELEMANN



**Die Fusion von Wasserstoff zu Helium, wie sie auch in unserer Sonne stattfindet, ist der erste von vielen Schritten bei der Entstehung schwererer Elemente (Bild: NASA).**

*Woraus besteht die Welt? Die Philosophen der Antike postulierten vier oder fünf Elemente. In der Neuzeit erweiterten Dimitri Mendelejew und Lothar Meyer dies auf eine rasch wachsende Tabelle der chemischen Elemente. Kirchhoff und Bunsen entdeckten Fraunhofer-Linien im Sonnenspektrum, denen zufolge die auf der Erde existierenden Elemente auch in Sternen vorkommen. Heute untersucht die Astronomie die Elementhäufigkeiten in der Milchstraße und im gesamten Kosmos. In dieser zweiteiligen Artikelserie betrachten wir die Entstehung der Elemente im Universum zusammen mit den astrophysikalischen Orten ihres Ursprungs.*

*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.*

Im Jahr 1957 arbeiteten zwei Teams, einerseits Geoffrey Lund und Margaret Burbidge, William Fowler und Fred Hoyle am California Institute of Technology sowie andererseits Alastair Cameron am kanadischen Chalk River Laboratory unabhängig voneinander an ersten umfassenden Ideen zum Ursprung des vollständigen Häufigkeitsmusters der Elemente [1]. Dieses basiert auf Kernreaktionen in ionisierten Sternplasmen, welche durch die thermischen Geschwindigkeitsverteilungen der reagierenden Partner temperaturabhängig sind. In diesem ersten Artikel diskutieren wir die leichten und mittelschweren Elemente bis zu Fe, Ni und Zn.

Abbildung 1 zeigt eine Momentaufnahme: die Zusammensetzung des interstellaren Gases, aus dem die Sonne vor etwa 4,57 Milliarden Jahren entstand. Man kann – mit verstandenen Ausnahmen (bei denen Turbulenzen Materie aus dem Inneren an die Oberfläche mischen) – die Häufigkeiten der Elemente auf der Oberfläche entwickelter Sterne mit der Zusammensetzung des Gases identifizieren, aus dem diese sich gebildet haben, denn Kernumwandlungen finden nur im heißeren Zentralbereich statt. Die zeitliche Elemententwicklung in der Galaxie kann man verfolgen, indem man Sterne mit unterschiedlichen Fe/H-Häufigkeitsverhältnissen betrachtet, da diese unterschiedliche Alter in der Milchstraße repräsentieren.

Abbildung 2 zeigt die logarithmischen Elementhäufigkeitsverhältnisse in Sternen der Milchstraße im Verhältnis zu denen in unserer Sonne. Die Anreicherung der Galaxie mit schweren Elementen wie Fe nimmt als Funktion der Zeit zu, somit ist  $[\text{Fe}/\text{H}]$  ein Maß für die Zeitentwicklung. Entgegen dem Eindruck aus Abbildung 2, dass alle Elementhäufigkeiten gemeinsam mit Fe für die ältesten Sterne gegen Null gehen, gibt es Ausnahmen für die leichten Elemente Wasserstoff, Helium und Lithium mit ihren Isotopen H-1, H-2, He-3, He-4 und Li-7 (Abbildung 3).

### Der Urknall

Die meisten Elemente, die wir kennen, sind durch die Aktivität von Sternen während der Entwicklung der Galaxien entstanden, mit Ausnahme der eben genannten leichten Isotope bis Li-7, die aus frühen Phasen des Universums (dem Urknall) stammen. Die Entdeckung der Allgemeinen Relativitätstheorie durch Einstein führte Alexander Friedman und Georges Lemaître auf ein expandierendes, räum-

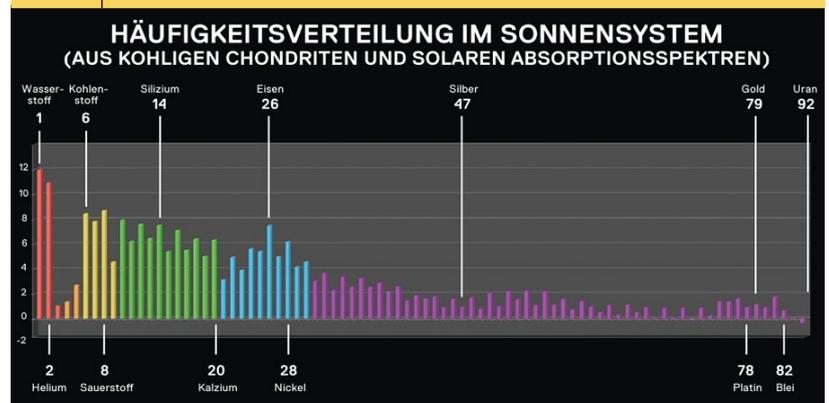
lich homogenes und isotropes Universum. Heute haben wir mit Hilfe der Satelliten COBE, WMAP und PLANCK und ihrer Analyse des kosmischen Mikrowellenhintergrunds (CMB, Cosmic Microwave Background) einen klaren Beweis dafür, dass lediglich winzige Schwankungen von Dichte und Temperatur in der Größenordnung von  $10^{-5}$  in der frühen Phase des Universums vorlagen. Im kosmologischen Konkordanzmodell  $\Lambda$ -CDM (eine kosmologische Konstante  $\Lambda$  und kalte Dunkle Materie, Cold Dark Matter) führt dies zu einem konsistenten Bild mit anderen Beobachtungsmethoden. Dieses beruht insbesondere auf Typ-Ia-Supernovae als Entfernungsmesser sowie auf baryonischen akustischen Oszillationen (BAO), die Eigenschaften von Dichtewellen im frühen primordialen Plasma messen. Es beschreibt einen flachen Kosmos mit verschwindender Krümmung.

Aus der globalen PLANCK-Analyse ergibt sich ein Hubble-Parameter  $H_0 \approx 67 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  [4], der die momentane Expansion des Universums beschreibt. Der aus Entfernungsmessungen von Supernovae des Typs Ia ermittelte Hubble-Parameter steht eher für das lokal beobachtbare Universum und leidet unter einer notwendigen Kalibrierung, die Werte zwischen 70 und 74 ergibt. Wie hängen diese Erkenntnisse mit der Urknall-Nukleosynthese zusammen? Die oben erwähnten PLANCK-Ergebnisse lassen sich auf einen Parameter  $\eta = n_b/n_\gamma$  von  $6 \cdot 10^{-10}$  übertragen, der für das Verhältnis der Anzahldichte von Baryonen zu Photonen im frühen Universum steht. Er ist damit auch ein Maß für die Gravitation im Verhältnis zum Energieinhalt der Photonenstrahlung und invers proportional zur Entropie ( $\sim T^3/\rho$ ) der ursprünglich heißen Suppe von Teilchen und Antiteilchen.

Damit ergab sich nach deren Annihilation und dem Übergang vom heißen Quark-Gluon-Plasma zu Hadronen und Nukleonen eine bestimmte Zusammensetzung aus Neutronen, Protonen, Elektronen und Neutrinos. Mit dem Ausfrieren der schwachen Wechselwirkung, welche durch Reaktionen mit Elektronen und Positronen sowie Neutrinos und Antineutrinos das Verhältnis von Protonen zu Neutronen verändern konnte, ergab sich so das Proton-Neutron-Verhältnis – wobei Neutronen anschließend noch mit einer Halbwertszeit von etwa zehn Minuten zu Protonen zerfallen konnten. Diese Verhältnisse bestimmten den nun folgenden Aufbau von Atomkernen innerhalb weniger Minuten. Nach den ersten heißen Minuten herrschte für Jahrhunderttausende – nicht nur für die optische Astronomie, sondern auch für die Kernphysik – das „Dunkle Zeitalter“.

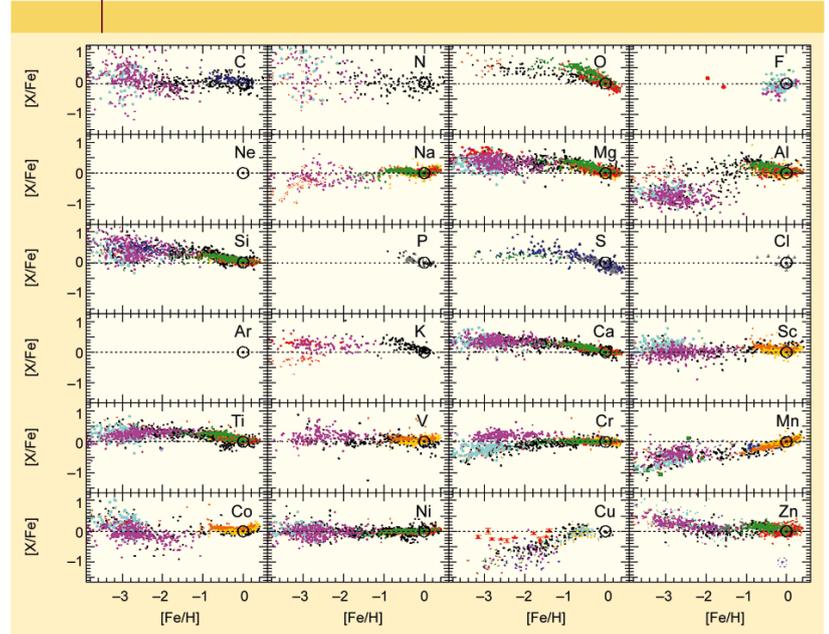
Ein Hauptaspekt der Nukleosynthese im Urknall ist, dass die instabilen Kernmassen 5 und 8 eine unüberwindbare Barriere bei den damaligen thermodynamischen Bedingungen darstellten. Offenbar war die Entropie im Urknall zu hoch – beziehungsweise die Dichte bei den relevanten Temperaturen zu gering –, um diese extrem kurzlebigen Kerne durch Reaktionen zu überbrücken. Im später diskutierten Helium-Brennen in Sternen werden wir sehen, dass

ABB. 1 | ELEMENTHÄUFIGKEITEN



Anteil der Elemente im Sonnensystem, gemessen anhand von Sonnenabsorptionsspektren und kohligen Chondriten (primitive Meteoriten, die keine Fraktionierung aufweisen) auf einer logarithmischen Skala, aufgetragen über der Atomzahl Z. Wasserstoff ist auf  $10^{12}$  normiert (basierend auf Daten aus [2]).

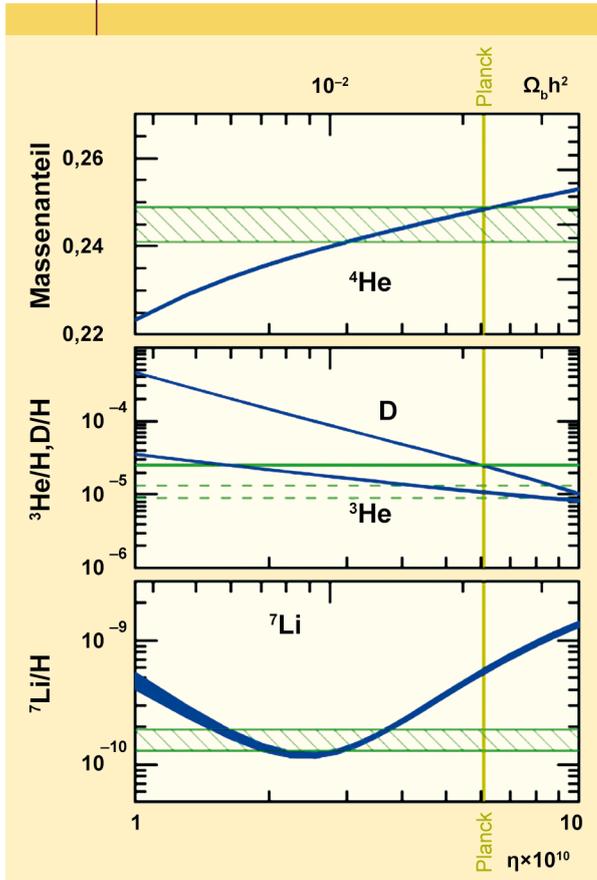
ABB. 2 | ZEITLICHE ENTWICKLUNG DER ELEMENTE IN GALAXIEN



Logarithmische Häufigkeitsverhältnisse  $[X/Fe]$  verschiedener Elemente X im Vergleich zu Fe in alten Sternen als Funktion der „Metallizität“  $[Fe/H]$ .  $[Fe/H] = 0$  entspricht solaren Verhältnissen,  $-1$  steht für  $1/10$ ,  $-2$  für  $1/100$  und datiert in etwa die Entstehung solcher Sterne auf Zeiten nach  $10^{10}$ ,  $10^9$  oder  $10^8$  Jahren in der Galaxientwicklung. Die Farben entsprechen unterschiedlichen Beobachtungsquellen; siehe [3]. Wir werden in Teil II die Ursachen für die Knicke für O, Mg, Si, S, K, Ca, Ti und Mn bei  $[Fe/H] = -1$  ansprechen, was einem Übergang vom dominanten Anteil der Nukleosynthese aus Kernkollaps-Supernovae (siehe Endpunkte der stellaren Entwicklung) zu Typ-Ia-Supernovae aus Doppelsternsystemen entspricht. Bei den niedrigsten Metallizitäten werden die meisten  $[X/Fe]$ -Verhältnisse konstant oder nehmen sogar ab. Daraus folgt, dass bei Abnahme der Fe-Häufigkeit auch die anderen Häufigkeiten gegen Null gehen. Sie sind also ursprünglich nicht vorhanden und steigen während der Entwicklung der Galaxie allmählich an.

das bei der Fusion von zwei He-Kernen produzierte Be-8 mit einer Halbwertszeit von  $8,19 \cdot 10^{-17} \text{ s}$  zerfällt und nur bei einem weiteren He-Einfang C-12 gebildet werden kann.

ABB. 3 | ÜBERRESTE DES URKNALLS



Primordiale Häufigkeiten von  $^4\text{He}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{He}$  und  $^7\text{Li}$  in Form von gestrichelten Balken und vorhergesagte Werte (in blau) aus Urknall-Nukleosynthese-Rechnungen. Die vorhergesagten Häufigkeiten stimmen mit dem  $\eta$ -Wert der Planck-Beobachtungen überein, außer für Li. Dies wird durch Zerstörungsmechanismen von Li in den äußeren Schichten alter Sterne gedeutet [5].

Die Option eines weiteren Einfangs ist maßgeblich von der (kurz nach dem Urknall bereits zu niedrigen) Dichte des Plasmas abhängig, und somit erklärt der Urknall nur die Häufigkeiten der leichtesten Isotope vom Wasserstoff H-1, H-2, über He-3, He-4 bis Li-7 [5].

### Stellare Brennphasen und Sternentwicklung

Die schwereren Elemente sind erst später, während der Entwicklung der Galaxien, entstanden (Abbildung 2), was auf Sterne als ihre Quelle hindeutet. Hans Bethe und Carl Friedrich von Weizsäcker schlugen Kernreaktionen als Quelle der Energieerzeugung in der Sonne und in Sternen vor, erst durch den CNO-Zyklus und später auch durch den pp-Zyklus. Diese Prozesse sorgen für die Umwandlung von je vier Wasserstoffkernen (Protonen) in He-4 (Abbildung 4). Nach dem Wasserstoffbrennen gibt es weitere Brennphasen in Sternen, die jeweils die „Asche“ der vorherigen Brennphase als Brennstoff nutzen – nach dem Wasserstoffbrennen folgt das Heliumbrennen, dann das Kohlenstoffbrennen bis hin zum Siliziumbrennen.

Es bedarf hoher Dichten im Sterninneren, um eine beträchtliche Produktion von Be-8 zu gewährleisten und einen weiteren  $\alpha$ -Einfang von Be-8 zur Erzeugung von stabilem C-12 zu ermöglichen. Die gesamte Reaktionsfolge trägt den Namen Triple-Alpha-Reaktion. Einfangreaktionen erzeugen einen angeregten, instabilen Zustand (eine Resonanz), der dann durch Photonaussendung in den Grundzustand des Endprodukts der Reaktion zerfällt. Die Energieabhängigkeit des zugeordneten Wirkungsquerschnitts  $\sigma$  ist maßgeblich durch die Anregungsenergie dieser Resonanz bestimmt. Fred Hoyle erkannte, dass die Triple-Alpha-Reaktionsfolge unter stellaren Bedingungen nur mit einer Resonanz der richtigen Energie, dem richtigen Spin und der richtigen Parität möglich ist – eine Hypothese, die 1957 experimentell bestätigt wurde [1].

Die Grundidee einer Abfolge von Brennphasen hängt damit zusammen, dass für Reaktionen zwischen geladenen Teilchen die Coulomb-Barriere überwunden werden muss, die mit der Kernladung zunimmt. Die Anzahl der Reaktionen, die pro Volumen und Zeit zwischen zwei Spezies  $i$  und  $j$  in einem astrophysikalischen Plasma stattfinden und eine Änderung der Zusammensetzung bewirken, beinhaltet den zugehörigen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  als Funktion der relativen Einschussenergie, multipliziert mit dem Absolutwert der vektoriellen Geschwindigkeitsdifferenz und integriert über die (thermischen) Geschwindigkeits- beziehungsweise Energieverteilungen beider Reaktionspartner:

$$r_{ij} = \int \sigma_{ij}(E_{ij}) |v_i - v_j| dn_i dn_j.$$

Mit diesen Methoden kann man Änderungen in der Zusammensetzung eines stellaren Plasmas durch gekoppelte Differentialgleichungssysteme beschreiben, die alle relevanten Reaktionen in einem Nukleosynthesenetzwerk einschließen, welche unter den gegebenen stellaren Bedingungen ablaufen können.

Eine stellar-nukleare Brennphase verbrennt einen „Brennstoff“ und produziert „Asche“ während einer stabilen Phase der Sternentwicklung. Energieverluste durch Strahlung werden durch die Energieerzeugung aus den laufenden Kernreaktionen ausgeglichen. Sobald der Brennstoff im Zentralbereich des Sterns verbraucht ist – wo die höchsten Temperaturen herrschen –, wird dieser instabil und kontrahiert. Dies führt zu einem Gewinn an Gravitationsbindungsenergie und heizt das Material auf, bis eine kritische Temperatur erreicht ist, welche die Zündung der nächsten Brennphase ermöglicht. Die Abfolge der stellaren Brennphasen ist in Tabelle 1 zusammengefasst [7]. Die letzte Brennphase ist das Si-Brennen, bei der die maximale Bindungsenergie pro Nukleon mit Fe- und Ni-Kernen erreicht wird.

Während die meisten Brennphasen durch Fusionsreaktionen eingeleitet werden, beginnen Ne- und Si-Brennen mit Photodesintegrationen, die durch das thermische Photonenbad (mit Planck-Verteilung) verursacht werden. Falls die Teilcheneinfangreaktion durch den Energiegewinn  $Q$  cha-

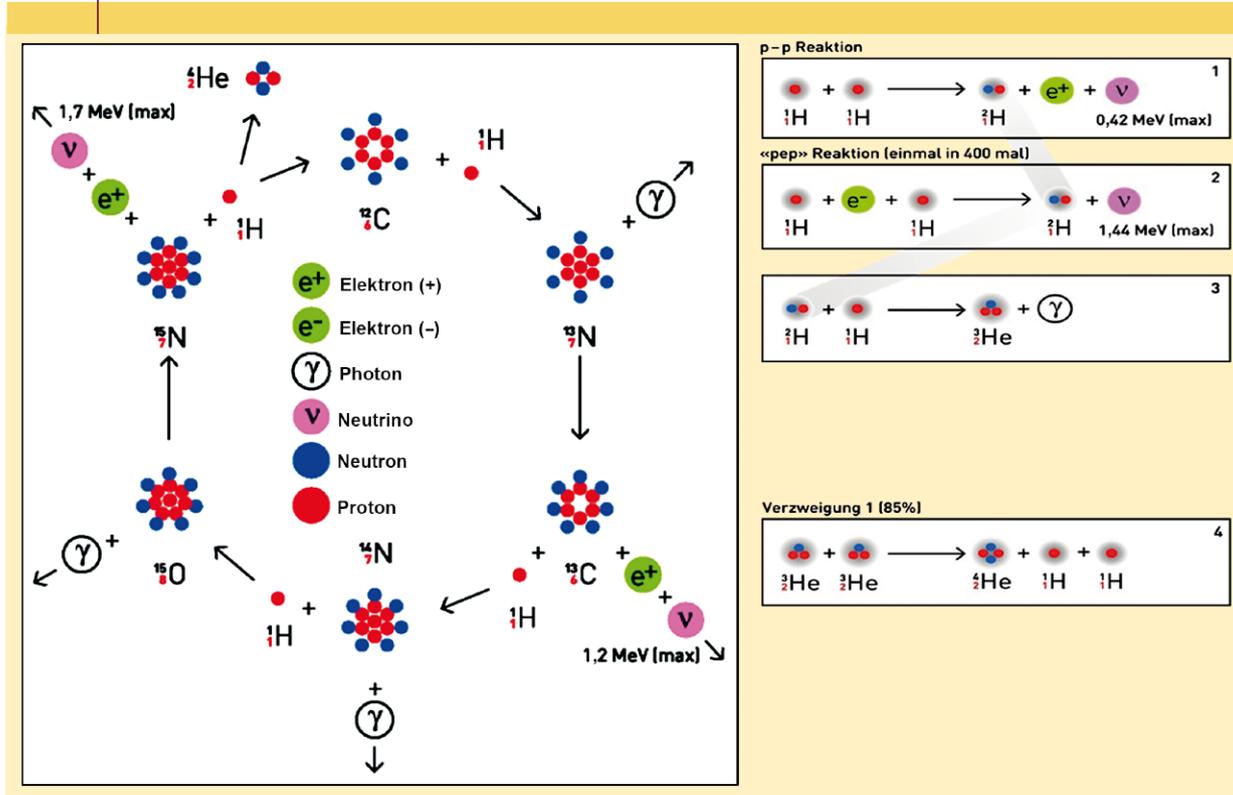
rakterisiert ist, würde ein Photon der Umkehrreaktion eine Energie benötigen, die  $Q$  übersteigt. Aufgrund der thermischen Verteilung kann man (als Faustregel) zeigen, dass bei Temperaturen mit  $30 k_B T \geq Q$  die Photodesintegration gegenüber der Einfangsreaktion gewinnt. Dies ist beim Ne-Brennen mit einem sehr kleinen  $Q$ -Wert für den Einfang eines  $\alpha$ -Teilchens durch O-16 mit dem Endprodukt Ne-20 (in der Größenordnung von 4 MeV) schon bei Temperaturen ab  $1,5 \cdot 10^9$  K der Fall, während die meisten  $Q$ -Werte von Reaktionen zwischen stabilen Kernen in der Größenordnung von 10 bis 12 MeV liegen.

Deshalb ermöglicht das Si-Brennen bei etwa dreimal höheren Temperaturen (ab etwa  $4 \cdot 10^9$  K) Photodesintegrationsreaktionen aller Kerne, aber die hohen Temperaturen erlauben auch die Überwindung aller Coulomb-Barrieren von Kernen bis etwa Fe, Ni, Zn (und ein wenig darüber hinaus) für Reaktionen mit Protonen oder  $\alpha$ -Teilchen. Dies führt zu einer Häufigkeitsverteilung, die einem chemischen Gleichgewicht aller beteiligten Reaktionen folgt, mit den höchsten Häufigkeiten für Kerne mit den höchsten Bindungsenergien. Das chemische Gleichgewicht von Kernre-

aktionen bei hohen Temperaturen wird als nuklear-statistisches Gleichgewicht (NSE) bezeichnet.

Unser heutiges Verständnis wurde nur durch enorme Anstrengungen bei der experimentellen Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die beteiligten Kernreaktionen möglich. Laufende Untersuchungen in unterirdischen Laboren vermeiden den Einfluss kosmischer Strahlung wie LUNA im Gran Sasso-Labor und erlauben Querschnittsmessungen bis hinunter zu Energien im Bereich von etwa 50 keV, die bei Temperaturen im Sterninneren von  $10^7$ - $10^8$  K die Reaktionen bestimmen. Ergänzt wird dies durch die Bestimmung von Neutroneneinfangsreaktionen und Vorhersagen für Kernreaktionsquerschnitte mittlerer und schwerer Kerne bis hin zu neutroneninduzierter Spaltung, die auf statistischen Modellansätzen beruhen. Schwache Wechselwirkungen wie  $\beta$ -Zerfälle, Elektroneneinfang und Neutrino-Wechselwirkungen wurden experimentell untersucht, gefolgt von Vorhersagen basierend auf theoretischen Kernmodellen. Umfassende Informationen sind in vollständige Reaktionsbibliotheken eingegangen, die öffentlich zugänglich sind [8].

ABB. 4 | UMWANDLUNG VON PROTONEN IN  $\alpha$ -TEILCHEN



**CNO-Zyklus (links):** Wenn bereits schwere Kerne wie  ${}^{12}\text{C}$  vorhanden sind und die Temperaturen für Protoneneinfänge ausreichen, führt eine Abfolge von Kernreaktionen zurück zu  ${}^{12}\text{C}$ . Es gibt Zyklus-Varianten, an denen auch  ${}^{17,18,19}\text{F}$  und  ${}^{16,17,18}\text{O}$  beteiligt sind. Proton-Proton-Zyklus (rechts): Zum gleichen Ergebnis führen Zyklen ausgehend von der Proton-Proton-Reaktion, wenn als Ausgangselement nur Wasserstoff vorhanden ist oder bei relativ niedrigeren Temperaturen Protoneneinfangsreaktionen an schwereren Kernen nicht möglich sind. Hier wird nur der pp-I-Zyklus gezeigt; in den pp-II- und pp-III-Zyklen sind auch Kerne wie  ${}^7\text{Be}$  und  ${}^8\text{B}$  beteiligt. Die  $\beta$ -Zerfälle oder Elektroneneinfänge dieser Zyklen werden von Neutrinoemission begleitet, die mittels terrestrischer Detektoren wie Homestake Mine, Sudbury Neutrino Observatory SNO, Super-Kamiokande, Borexino [6] unser Verständnis der Kernfusion in der Sonne endgültig bestätigt haben.

**TAB. 1 | STELLARE BRENNPHASEN, BRENNSTOFFE, TYPISCHE TEMPERATUREN, PRODUKTE SOWIE WICHTIGSTE REAKTIONSKANÄLE**

Brennphase	Brennstoff	Temperatur	Hauptprodukte	Wichtige Reaktionen
Wasserstoff-Brennen	$^1\text{H}$	$1\text{--}4 \cdot 10^7 \text{ K}$	$^4\text{He}$ ( $^{14}\text{N}$ )	pp- und CNO-Zyklen
Helium-Brennen	$^4\text{He}$	$1\text{--}2 \cdot 10^8 \text{ K}$	$^{12}\text{C}$ , $^{16}\text{O}$	Triple- $\alpha$ -Reaktion
Kohlenstoff-Brennen	$^{12}\text{C}$	$6\text{--}8 \cdot 10^8 \text{ K}$	$^{20}\text{Ne}$ , $^{24}\text{Mg}$	$^{12}\text{C}$ -Fusion
Neon-Brennen	$^{20}\text{Ne}$	$1\text{--}2 \cdot 10^9 \text{ K}$	$^{16}\text{O}$ , $^{24}\text{Mg}$	Photodesintegration und $\alpha$ -Einfang
Sauerstoff-Brennen	$^{16}\text{O}$	$2 \cdot 10^9 \text{ K}$	$^{28}\text{Si}$ , $^{32}\text{S}$ (bis zu $^{40}\text{Ca}$ )	$^{16}\text{O}$ -Fusion und $\alpha$ -Einfang
Silizium-Brennen	$^{28}\text{Si}$	$3\text{--}4 \cdot 10^9 \text{ K}$	$^{56}\text{Fe}$ , $^{58}\text{Ni}$ , $^{60}\text{Ni}$	Photodesintegration, p- und $\alpha$ -Einfang

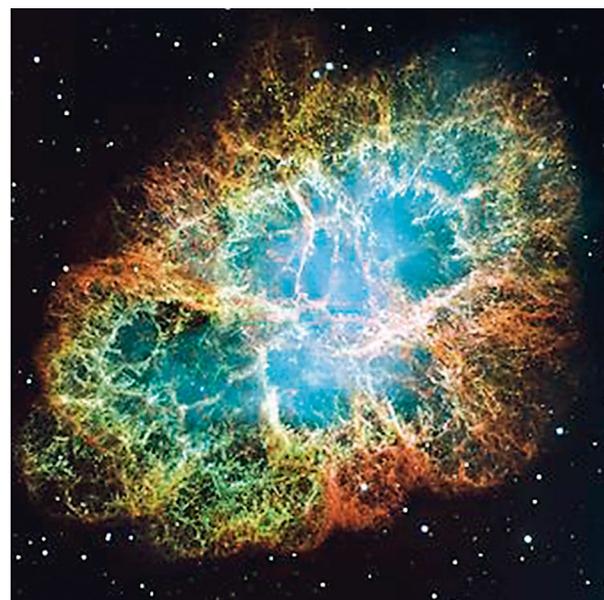
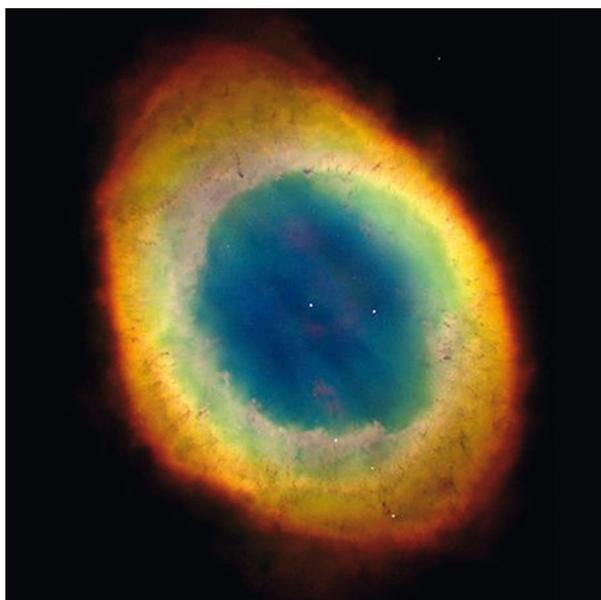
### Endpunkte der stellaren Entwicklung

Detaillierte Modelle der Sternentwicklung, einschließlich aller relevanten Kernphysik für alle Brennstadien der Tabelle 1, sowie Dynamik, Strahlungstransport, Vermischung durch konvektive Instabilitäten oder induziert durch Rotation und Massenverlust durch Sternwinde haben sich von den ersten Untersuchungen bis zu den heutigen Sternentwicklungs-codes FRANEC, KEPLER, GENEC und MESA entwickelt [7]. Neueste Erweiterungen enthalten auch die Berücksichtigung hydrodynamischer 3D-Instabilitäten in späten Stadien der Sternentwicklung.

Nicht alle Sterne durchlaufen alle diese Brennphasen. Bei Sternen mit weniger als acht Sonnenmassen ( $M < 8 M_{\odot}$ ) findet nur ein zentrales H- und He-Brennen statt, das zu einem zentralen Kern aus C und O führt. Die H- und He-Brennschalen laufen in instabiler Weise mit Brennpulsen nach außen, wobei die äußeren Massezonen in einem Stern-

wind ausgestoßen werden, der zu einem planetarischen Nebel führt. Diese Sterne produzieren damit im wesentlichen, neben zusätzlichem He, auch N, C, und O (siehe Tabelle 1). Welchen Einfluss sie auf die Entstehung schwererer Elemente haben, wird in Teil II beschrieben werden. Ein zentraler Weißer Zwerg aus C und O bleibt zurück, der durch den Druck des entarteten Elektronen-Fermigas für  $M_{\text{C+O}} < 1,4 M_{\odot}$ , der sogenannten Chandrasekhar-Masse, nach der Abkühlung stabilisiert wird [9].

Sterne im Bereich von acht bis zehn Sonnenmassen erfahren Elektroneneinfang an C-Brennprodukten und kollabieren aufgrund des Druckabfalls direkt in einer Elektroneneinfang-Supernova (Electron-Capture oder EC-Supernova, deren Existenz aber kürzlich in Frage gestellt wurde). Sterne mit mehr als zehn Sonnenmassen hingegen durchlaufen alle stellaren Brennstadien bis hin zum Si-Brennen und kollabieren anschließend, nachdem Atomkerne mit den



**Abb. 5** Links: Planetarischer Nebel M57 im Sternbild Leier; Rechts: Krebsnebel, der Überrest einer Kernkollaps-Supernova, die im Jahr 1054 beobachtet wurde. Der planetarische Nebel enthält einen zentralen Weißen Zwerg, der Supernova-Überrest einen Neutronenstern (Foto: NASA / Hubble Heritage Team / STScI / AURA).

größten Bindungsenergien wie Fe und Ni erzeugt wurden. Da nun keine weitere Energiefreisetzung durch Kernreaktionen stattfindet, wird das Sternenzentrum instabil, sobald die zentrale Fe-Kernmasse die (etwas temperaturabhängige) Chandrasekhar-Masse überschreitet. Sie enden als Kernkollaps-Supernovae, wobei alle äußeren Schichten abgestoßen werden und ein Schwarzes Loch oder ein zentraler Neutronenstern zurückbleibt, der durch den Druck des entarteten Nukleonen-Fermigas und die abstoßenden starken Kernkräfte stabilisiert wird [10].

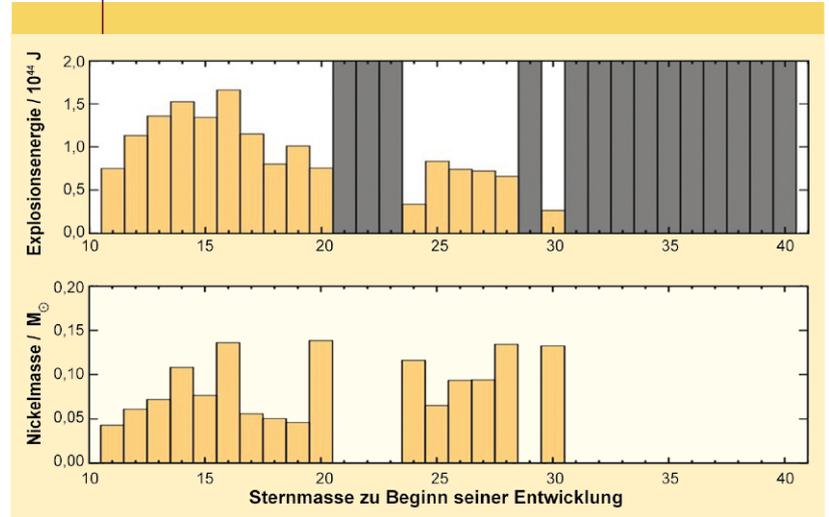
Die Sternstruktur, die durch den Energiegewinn der Kernreaktionen, die Zustandsgleichung der Materie, Strahlung und konvektiven Energietransport bestimmt wird, weist bei Sternen niedriger und mittlerer Masse tendenziell steilere Dichtegradien auf. Dies ist der Grund dafür, dass sich H- und He-brennende Schalen in unmittelbarer Nähe befinden, was zu starken „Pulsen“ des He-Brennens führt, die den Massenverlust und die Entstehung eines planetarischen Nebels mit zentralem Weißen Zwerg verursachen (Abbildung 5).

Dies ist bei massereichen Sternen nicht der Fall. Während die Photonenabstrahlung für die Energieverluste während des H- und He-Brennens verantwortlich ist, stellen Neutrinos (die bei solchen Dichten frei entweichen können) den dominierenden Energieverlustmechanismus für alle späteren Brennphasen dar, sodass deren Zeitdauer im Vergleich zu den H- und He-Brennphasen fast vernachlässigbar ist. Darüber hinaus führt die Sternstruktur bei massereichen Sternen im Vergleich zu masseärmeren Sternen zu etwas höheren Zentraltemperaturen und geringeren Dichten in derselben Brennphase. Da Kernreaktionsraten exponentiell von der Temperatur abhängen, führt dies zu sehr unterschiedlichen Brennzeiten. Die Sonne verbrennt mittlerweile seit 4,57 Milliarden Jahren Wasserstoff, während sehr massereiche Sterne bereits nach etwa einer Million Jahren als Kernkollaps-Supernovae enden.

Das Verständnis von Kernkollaps-Supernovae mit der Bildung eines zentralen Neutronensterns und dem explosiven Auswurf der äußeren Schichten hat in den letzten Jahren große Fortschritte erfahren. Die Hauptrolle spielen Neutrinos mit einer Gesamtenergie von  $10^{46}$  J, die aus dem zentralen Kern ausströmen und etwa 1 % dieser Energie in den umliegenden Massenzonen deponieren und eine Supernova-Explosion verursachen. Um den Energietransfer von Neutrinos über Neutrino- und Antineutrinoeinfang auf Neutronen und Protonen in der Materie korrekt zu behandeln, ist eine 3D-hydrodynamische Modellierung notwendig [11]. Dass Kernkollaps-Supernovae die gravitative Bindungsenergie des Neutronensterns in Neutrinos freisetzen, wurde erstmals für die Supernova 1987A mit den Kamiokande-, IMB- und Baksan-Detektoren bestätigt.

Die maximale Neutronensternmasse von etwa gut zwei Sonnenmassen wird bei massereichen Vorläufersternen von über etwa 30 Sonnenmassen erreicht, jenseits derer der Kollaps schließlich zu einem Schwarzen Loch führt. Abbildung 6 zeigt Simulationsergebnisse für eine ganze Reihe

ABB. 6 | STERNENASCHE



**Ergebnisse von Kernkollaps-Simulationen für Sterne mit niedriger Metallizität ( $[Fe/H] = -4$ ) als Funktion der Vorläufermasse in Sonnenmassen ( $M_{\odot}$ ). Bei höheren Massen führt der Kollaps zur Bildung eines Schwarzen Lochs (graue Balken), in dem zumindest die gesamte Masse des zentralen Fe- und Ni-Bereichs nach dem Si-Brennen verschwindet. In einem engen Massenbereich zwischen 20 und 30 Sonnenmassen findet ebenfalls die Bildung Schwarzer Löcher statt, abhängig von der Struktur dieser speziellen Sternmodelle. Explosionen treten typischerweise 300 bis 700 ms nach dem Kollaps auf. Die Menge an  $^{56}Ni$ -Ejekta reicht von etwa 0,04 bis 0,12 Sonnenmassen; für SN1987A wurden 0,07 Sonnenmassen ermittelt [13]. Diese Rechnungen beinhalten keine Rotation oder Magnetfelder, die zu Kollapsaren oder Hypernovae führen können und in diesem Fall auch zur Ejektion von Fe.**

von stellaren Vorläufermassen [12]. Abbildung 7 zeigt als Ergebnis einer Supernovaexplosion die durch die Zerfallswärme instabiler Kerne erzeugte Lichtkurve [13].

Wir haben bisher den regulären, sogenannten neutrinogetriebenen Supernova-Mechanismus diskutiert, bei dem die beiden Neutrino-Einfangreaktionen  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  und  $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$  (Umwandlungen zwischen Protonen und Neutronen) die Neutrinoenergien lokal deponieren, das lokale Medium aufheizen und die Explosion und den Auswurf von Materie verursachen. Für die Nukleosynthese sind diese Neutrinos auch für die Einstellung des lokalen Neutron-Proton-Verhältnisses verantwortlich. Die zweite Reaktion ist energetisch begünstigt (wegen des Neutron-Proton-Massenunterschieds), wodurch die Materie in den innersten Auswurfregionen protonenreich wird. In diesen leicht protonenreichen Ejekta können Kerne jenseits der Fe-Ni-Gruppe bis hin zu Massenzahlen  $A = 80-90$  erzeugt werden. Dies erfolgt durch Protoneneinfänge und  $\beta$ -Zerfälle bis Ge-64, dass mit einer Halbwertszeit von über 1 min eine Barriere darstellt, die aber durch Neutronen aus der Reaktion  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  überwunden werden kann ( $\nu p$ -Prozess), wobei sich das Ge-64 in Ga-64 umwandelt.

Abhängig von noch etwas unsicheren Eigenschaften der Zustandsgleichung dichter Materie gibt es ein mögliches enges Fenster bei Vorläufersternmassen um 30 bis 40 Sonnenmassen, in dem der zentrale Proto-Neutronenstern nicht zu einem Schwarzen Loch kollabiert, sondern sich nach

einem Hadron-Quark-Phasenübergang stabilisiert, was zu einem stabilen Zentralobjekt und einer speziellen Supernova-Explosion führt [14]. Wenn schnelle Rotation und Magnetfelder im Spiel sind, können die aufgewickelten Magnetfelder zu einem Jet-Auswurf entlang der Pole führen. Eine solche magnetohydrodynamische Supernova kann recht neutronenreich sein.

Schließlich entstehen auch bei der Bildung eines Schwarzen Lochs bei schneller Rotation Magnetfelder, die zu Objekten mit einer Akkretionsscheibe um das Schwarze Loch und hochenergetischen polaren Jets führen, die als lange Gammastrahlenausbrüche (IGRB) und bei optischen Wellenlängen als Hypernovae beobachtet werden. Sie sind bis zu zehnmal energiereicher als reguläre Kernkollaps-Supernovae und produzieren Ni-56-Ejekta von einer halben Sonnenmasse oder mehr (anstatt von weniger als 0,1 Sonnenmassen). Aufgrund der wesentlich größeren Ni-56-Ejekta im Vergleich zu regulären Kern-Kollaps-Supernovae ergibt sich eine wesentlich hellere Lichtkurve (Abbildung 7). Der Ausfluss aus Akkretionsscheiben dieser sogenannten Kollapsare kann ebenfalls sehr neutronenreich sein. Somit tragen diese speziellen Arten von Supernovae und Hypernovae -

magnetohydrodynamische Supernovae und Kollapsare - ebenfalls zur Nukleosynthese von Fe und schwereren Elementen entscheidend bei [15, 16].

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass Kernkollaps-Supernovae viele sogenannte  $\alpha$ -Elemente erzeugen, deren Nukleonenzahlen Vielfachen von  $\alpha$ -Teilchen entsprechen - von O-16 über Ne-20, Mg-24, Si-28, S-32, Ar-36, Ca-40 bis zu Ti-48, sowie etwa 0,1 Sonnenmassen Fe-56 in Form von radioaktiv zerfallendem Ni-56. Den Einfluss von magnetohydrodynamischen Supernovae und Kollapsaren beziehungsweise Hypernovae auf die Bildung schwererer Elemente werden wir in Teil II besprechen.

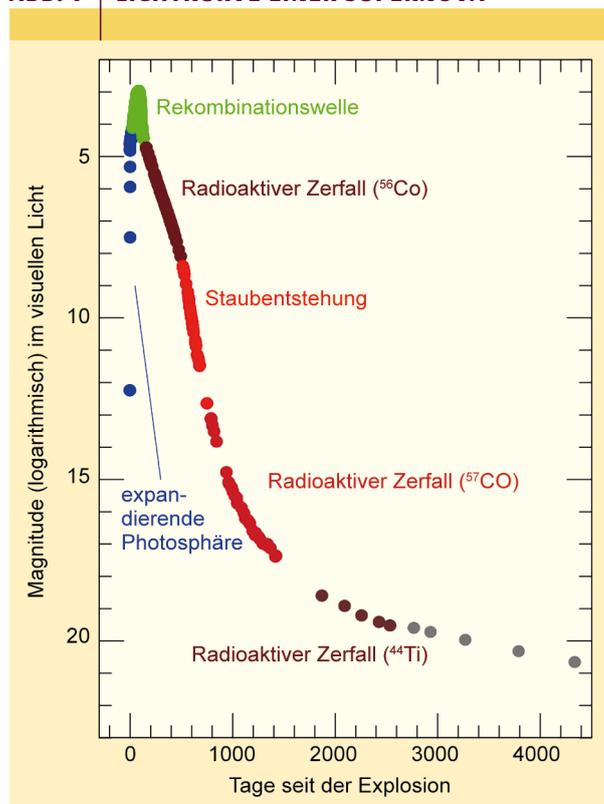
### Chemische Entwicklung von Galaxien

Die leichten Elemente von H bis Li sind Produkte des Urknalls. Die Sternentstehung in Galaxien führt dann zur Bildung der restlichen Elemente. Da die massereichsten Sterne die kürzeste Lebensdauer haben, tragen Kollapsare beziehungsweise Hypernovae, die sich durch sehr energiereiche Explosionen auszeichnen, zuerst dazu bei. Dies führt in milderer Form als beim Urknall zu hohen He-Häufigkeiten und einem  $\alpha$ -reichen Ausfrieren des explosiven Si-Brennens in der Explosion. Deshalb erzeugt der Alpha-Einfang Kerne oberhalb von Ni-56 bis zu Zn-64 und darüber hinaus. Bei den niedrigsten Metallizitäten um  $[\text{Fe}/\text{H}] = -3$ , also in den frühesten Phasen der Galaxienentwicklung, sieht man entsprechend in Abbildung 2 den Anstieg von Zn und Co und den Abfall von Mn.

Später beitragende reguläre Kernkollaps-Supernovae produzieren während der Sternentwicklung viel O, Ne und Mg in den äußeren Zonen und dann bei der Supernova Si, S, Ar, Ca sowie Ti und Ni, das teils zu Fe zerfällt, in den Zonen mit explosiver Nukleosynthese während des Durchgangs der Explosionsstoßwelle. Das Verhältnis dieser „ $\alpha$ -Elemente“ (O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Ti) zu Fe ist dabei etwa um einen Faktor 3 höher als in der solaren Zusammensetzung.  $[\text{X}/\text{Fe}] = 0,5$  entspricht einem Faktor 3, was in Abbildung 2 für  $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$  zu sehen ist. C wird von diesen massereichen Sternen auch beim He-Brennen erzeugt, ebenso wie N beim H-Brennen, da der Protoneneinfang an N-14 die langsamste Reaktion im CNO-Zyklus ist, der mit bereits vorhandenem C, N und O abläuft. Da jedoch Sterne mit kleiner und mittlerer Masse wesentlich häufiger sind als massereiche Sterne, sind sie die Haupterzeuger von C und N.

In Teil 2 werden wir die Abnahme einiger dieser Verhältnisse für  $[\text{Fe}/\text{H}] > -1$ , verursacht durch hohe Fe-Produktion in Typ-Ia-Supernovae aus später in der Entwicklung beitragenden Doppelsternsystemen, erläutern, zudem andere Häufigkeitsmerkmale in Abhängigkeit von der Metallizität und die Produktion der schwereren Elemente durch Neutroneneinfang und  $\beta$ -Zerfall bis hin zu Pb und Bi oder sogar Th, U, Pu und darüber hinaus. Es bleibt zu erwähnen, dass die Häufigkeiten von B und Be auf Spallationsreaktionen durch kosmische Strahlung mit C und schwereren Kernen zurückzuführen sind, ebenso die von Li-6.

ABB. 7 LICHTKURVE EINER SUPERNOVA



**Die Lichtkurve, Leuchtkraft als Funktion der Zeit, der Supernova SN1987A in der Großen Magellanschen Wolke. Die Zerfallswärme von  $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{57}\text{Ni}$  und  $^{44}\text{Ti}$  und ihren Zerfallsprodukten  $^{56}\text{Co}$  und  $^{57}\text{Co}$  mitsamt ihrer ejektierten Masse und ihren Zerfallshalbwertszeiten bestimmen die freiwerdende Energie [13]. Der Hauptanteil der Energie stammt aus der Zerfallskette  $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ .**

### Zusammenfassung

Die Entstehung der Elemente im Kosmos findet in einer Vielzahl astrophysikalischer Umgebungen statt. Diese umfassen den Urknall, Sterne mit geringer und mittlerer Masse sowie massereiche Sterne. Beiträge während der Entwicklung von Galaxien erfolgen durch abgeblasene Winde während der Sternentwicklung und durch Explosionen an ihrem Ende. In diesem Teil I zur kosmischen Nukleosynthese ist der Beitrag von Doppelsternsystemen – wie Typ-Ia-Supernovae aus explodierenden Weißen Zwergen mit viel Fe-Produktion – nicht berücksichtigt, ebensowenig wie der Ursprung der schweren Elemente. Dies wird der Schwerpunkt von Teil II sein, wo wir auch die Bedeutung von langsamen und schnellen Neutronen-Einfangprozessen in Sternen sowie bei Supernovae und Neutronenstern-Verschmelzungen diskutieren und einen Gesamtüberblick über die Erzeugung der verschiedenen Elemente geben werden.

### Stichwörter

Nukleosynthese, Elementhäufigkeit, chemische Entwicklung, Sternentwicklung, Kernreaktion, Urknall, Supernova, Hypernova, Kollapsar.

### Danksagung

Open Access Veröffentlichung ermöglicht und organisiert durch Universität Basel.

### Literatur

[1] E. M. Burbidge et al., Rev. Mod. Phys. **1957**, 29, 547; A. G. W. Cameron, Publ. Astron. Soc. Pac. **1957**, 69, 201; Astron. J. **1957**, 62, 9; Chalk River Report 41 (wiederveröffentlicht in Dover Publications, New York, 2013).  
 [2] K. Lodders, Space Sci. Rev. **2021**, 217, 44.  
 [3] N. Prantzos et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. **2018**, 476, 3432.  
 [4] Planck Coll., Astron. & Astrophys. **2020**, 641, A6.

[5] C. Pitrou, Phys. Rep. **2018**, 754, 1.  
 [6] Borexino Coll., Nature **2020**, 587, 577.  
 [7] F.-K. Thielemann et al., Astrophysics and Space Sci. Library **2018**, 453, 173.  
 [8] <https://luna.lngs.infn.it/>, [www.jinaweb.org/science-research/scientific-resources/data](http://www.jinaweb.org/science-research/scientific-resources/data)  
 [9] S. Chandrasekhar, An Introduction to the Study of Stellar Structure, Dover Publ., 1958.  
 [10] M. Oertel et al., Rev. Mod. Phys. **2017**, 89, 015007.  
 [11] B. Müller et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. **2017**, 472, 49  
 [12] K. Ebinger et al., Ap. J. **2020**, 870, 1.  
 [13] B. Leibundgut, N. B. Suntzeff, Lecture Notes in Physics **2003**, 598, 77.  
 [14] T. Fischer et al., Nature Astron. **2018**, 2, 980.  
 [15] N. Nishimura et al., Ap. J. **2017**, 836, L2.  
 [16] D. M. Siegel et al., Nature **2019**, 569, 241.

### 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 Garching. 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 Gast 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

Prof. Dr. 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