

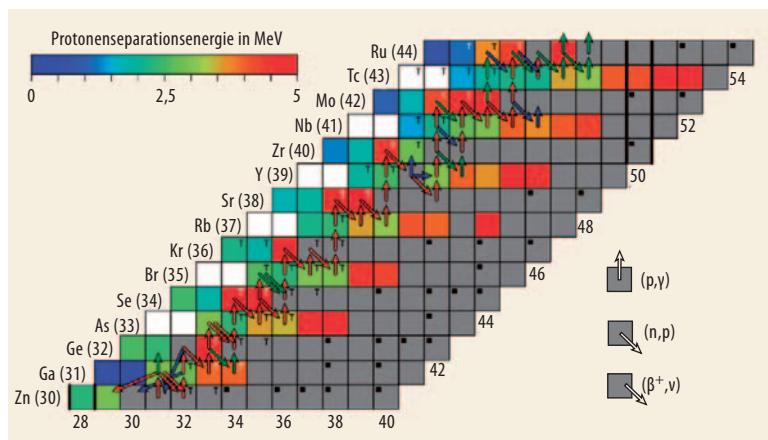
Jenseits von Eisen

Ein neuer Nukleosyntheseprozess ermöglicht die Entstehung protonenreicher Isotope schwerer als Eisen in Supernova-Explosionen. Die Wechselwirkung von Neutrinos mit der Sternmaterie spielt dabei eine entscheidende Rolle.

Fusionsreaktionen (das „nukleare Brennen“) in sich entwickelnden massereichen Sternen sind für den Aufbau der Elemente bis zum Eisen verantwortlich. Da Eisen die höchste Bindungsenergie pro Nukleon besitzt, ist für schwerere Nuklide kein weiterer Energiegewinn durch Kernverschmelzung möglich. Elemente mit Massenzahlen über 70 können stattdessen im Wesentlichen über drei Prozesse entstehen [1]: Zum einen sind dies der s- und der r-Prozess, bei denen je nach vorhandener Neutronendichte durch langsamen (slow) und schnellen (rapid) Neutroneneinfang neutronenreiche Nuklide in Reaktionen des Typs $(A, Z)(n, \gamma)(A+1, Z)$ aufgebaut werden.¹

Neutronenarme Kerne jenseits der Eisengruppe verdanken ihre Herkunft dem dritten, sog. p-Prozess, dem Protoneneinfang in (p, γ) -Reaktionen. In der aussichtsreichsten astrophysikalischen Umgebung für den p-Prozess, in explodierenden massereichen Sternen, wird die Materie bei der Explosion jedoch so heiß, dass hochenergetische Photonen bereits existierende Elemente aus r- und s-Prozess in (γ, n) -Reaktionen dissoziieren.² Detaillierte Modellrechnungen zeigen, dass sich auf diese Weise – wie auch in anderen, weniger favorisierten Szenarien – nur die Entstehung der schweren p-Prozesselemente erklären lässt. Von den leichteren protonenreichen Kernen mit Massenzahlen A zwischen 92 und 126, z. B. $^{92,94}\text{Mo}$ und $^{96,98}\text{Ru}$, werden jedoch viel zu geringe Mengen produziert, um die gemessenen Elementhäufigkeiten zu verstehen [2].

Nun wurde ein neuer Nukleosyntheseprozess vorgeschlagen, der „Neutrino-Proton (vp)-Prozess“, der dieses lang bestehende Problem lösen könnte [3]. Durch Absorption von Elektron-Antineutrinos ($\bar{\nu}_e$) werden dabei in protonenreicher Umgebung Neutronen erzeugt.



Nukleare Flüsse (definiert als Produkt von Nuklidichte und Reaktionsrate von Hin- minus Rückreaktion) beim vp-Prozess im protonenreichen Gebiet der Z - N -Ebene. Die Farbe der Pfeile gibt die Flussstärke an (rot: hoch, grün: mittel, blau: gering), die der Nuklidkästchen repräsentiert die Protonenseparationsenergie (siehe Farbbalken). Durch (n, p) -

Reaktionen werden die gegen β -Zerfall und p-Einfang sehr stabilen Nuklide ^{64}Ge , ^{68}Se , ^{72}Kr und ^{76}Sr „umgangen“, weil der nukleare Reaktionsfluss zu neutronenreicheren Kernen (nach rechts unten) führt, die dann wieder Protonen in (p, γ) -Reaktionen einfangen können (Reaktionen nach oben), wodurch Massenzahlen $A > 100$ erreichbar werden. (nach [7])

Deren Einfang auf Nuklide mit Neutronendefizit führt zu Folgekernen, die dann durch weiteren Protoneneinfang p-Prozesselemente mit $A \sim 100$ und höher produzieren. Wie beim erwähnten γ -Prozess sind dabei Supernova-Explosionen von Sternen mit mehr als etwa zehnfacher Sonnenmasse die Bühne des Geschehens, nun jedoch nicht die Sauerstoff-Neon-Schale des Sterns, sondern die Materie ganz im Zentrum der Explosion. Dort bildet sich beim Kollaps des stellaren Eisenkerns ein Neutronenstern, der anfangs bis zu mehrere 10^{11} K heiß ist und intensive Flüsse von Neutrinos und Antineutrinos aller Leptonfamilien mit typischen Energien von 10 bis 20 MeV abstrahlt. Wenige Prozent dieser Neutrinos werden in der kühleren Materie, die den entstehenden Neutronenstern umgibt, durch freie Neutronen und Protonen wieder absorbiert ($p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$, $n + \nu_e \rightarrow p + e^-$). Dies heizt das stellare Gas auf und könnte die Ursache der im Detail noch nicht ver-

standenen Sternexplosion sein. Der Energieübertrag führt nach Beginn der Explosion aber auch zu einem kontinuierlichen, geringen Materieverlust des abkühlenden Neutronensterns im sog. „Neutrino-Wind“. Die von Neutrinos geheizte Windmaterie gilt seit längerem als aussichtsreicher Ort für den r-Prozess, falls dort ein Überschuss an freien Neutronen herrscht. Dies jedoch hängt empfindlich von den konkurrierenden Reaktionen der Elektroneneutrinos und -antineutrinos (und den umgekehrten Elektron- und Positroneneinfängen) ab.

Aktuelle Simulationen mit einer wesentlich verbesserten Beschreibung von Neutrino-Transport und -wechselwirkung im Supernovazentrum zeigen, dass zumindest in der Frühphase der Explosion die Materie mehr freie Protonen als Neutronen enthält [4–6]. Mit der einsetzenden Expansion kühlt das neutrino-geheizte Gas ab, und die freien Nukleonen rekombinieren zunächst zu α -Teilchen und anschließend teilweise zu Kernen

1 Bei diesen Reaktionen absorbiert ein Kern mit Massenzahl A und Ladung Z ein Neutron (n), wodurch unter Emission eines γ -Quants ein Kern mit $A+1, Z$ entsteht.

2 Dieser auch „ γ -Prozess“ genannte Vorgang erzeugt somit protonenreiche Nuklide aus schweren Elementen, die von früheren Sternengenerationen stammen, und ist in diesem Sinne ein „sekundärer Prozess“.

mit $N = Z$, vor allem zu ^{56}Ni . Durch Positronenemission entstehen auch größere Mengen interessanter, seltener Isotope wie ^{45}Sc , ^{49}Ti und ^{64}Zn . Trotz des verbleibenden Überschusses freier Protonen können schwerere Kerne jedoch nicht entstehen, weil die Nuklide der ^{64}Ge -Umgebung einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt für Protoneneinfang und eine lange Halbwertszeit gegen β -Zerfall besitzen.

Wie G. Martínez-Pinedo (GSI, Darmstadt) dann allerdings erkannte, spielt bei den im Supernovazentrum herrschenden Bedingungen die Neutrinowechselwirkung mit freien Nukleonen eine wichtige Rolle. Die intensive Bestrahlung der vom Neutronenstern wegfliegenden Materie durch Elektronantineutrinos wandelt einen kleinen Teil der freien Protonen in Neutronen um, die daraufhin sofort von Kernen mit Neutronendefizit absorbiert werden. In diesen (n,p)-Reaktionen entstehen Nuklide, die größere Wirkungsquerschnitte für den Protoneneinfang besitzen und dann über (p, γ)-Reaktionen höhere Massenzahlen erreichen [3]. Rechnungen zur Nukleosynthese mit

diesem neuen vp-Prozess zeigen, dass die gegen Protoneneinfang und β -Zerfall sehr stabilen Nuklide von ^{64}Ge , ^{68}Se , ^{72}Kr und ^{76}Sr so mittels (n,p)-Reaktionen umgangen werden können und der Aufbau schwererer protonenreicher Isotope mit Massenzahlen bis über 100 möglich wird (Abb.) [3, 5, 7]. Dabei entstehen typische p-Prozess-Kerne wie $^{92,94}\text{Mo}$, $^{96,98}\text{Ru}$ und ^{102}Pd in großen Mengen.

Dieser Prozess, der nicht von einer anfangs vorhandenen Verteilung schwerer Elemente abhängt und daher ein primärer Prozess ist, kann somit die p-Nuklide in den Sternexplosionen erzeugen, die auch als aussichtsreiche Quelle der r-Prozess-Elemente gelten. Weiter verbesserte Supernova-Simulationen müssen dies bestätigen und zeigen, ob und wann der Neutrinowind zu späteren Zeiten einen Neutronenüberschuss entwickelt. Fröhlich et al. [3] schlagen vor, dass der neue Prozess die von Beobachtungen alter Sterne nahe gelegte Anreicherung des interstellaren Mediums mit Strontium bereits in einer frühen Entwicklungsphase der Milchstraße erklären könnte.

Dies kann nur durch genauere Beobachtungen überprüft werden. Präzise Vorhersagen der Elementverteilung im vp-Prozess erfordern zudem gemessene Kerndaten. Von vielen der protonenreichen Isotope, deren Zerfall die p-Nuklide liefert, sind Massen, Zerfallszeiten und Wirkungsquerschnitte für den Nukleoneneinfang bislang nur theoretisch bestimmt. Zukünftige Experimente wie der Rare Isotope Accelerator (RIA) in den USA oder das Projekt FAIR bei der GSI in Darmstadt haben sich die Messung dieser für die nukleare Astrophysik extrem wichtigen Kerneigenschaften zum Ziel gesetzt.

Hans-Thomas Janka

Priv.-Doz. Dr. Hans-Thomas Janka, Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Str. 1, 85748 Garching

- [1] G. Wallerstein et al., Rev. Mod. Phys. **69**, 995 (1997)
- [2] M. Arnould und S. Goriely, Phys. Rep. **384**, 1 (2003)
- [3] C. Fröhlich et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 142502 (2006)
- [4] J. Pruet et al., Astrophys. J. **623**, 325 (2005)
- [5] C. Fröhlich et al., Astrophys. J. **637**, 415 (2006)
- [6] R. Buras et al., Astron. Astrophys. **447**, 1049 (2006)
- [7] J. Pruet et al., arXiv: astro-ph/0511194

■ Lang lebe die erste Wand

Neue Experimente zur Kernfusion zeigen, wie sich Instabilitäten am Plasmarand, die die Lebensdauer der ersten Wand im geplanten Fusionsreaktor ITER beeinträchtigen können, kontrollieren und vermeiden lassen.

Die technische Nutzung der Fusion von Deuterium und Tritium zu Helium (bzw. α -Teilchen) und Neutronen als Energiequelle erfordert ein heißes Plasma, mit Temperaturen von über 100 Millionen Kelvin. Die Herausforderung besteht darin, ein solches Plasma thermisch gut zu isolieren, sodass diese Temperatur mit geringer Heizleistung erreicht wird und ein Fusionsreaktor wirtschaftlich arbeiten kann. Außerdem sollte die Heizleistung durch Wärmeleitung nach außen gleichmäßig und verteilt auf eine möglichst große Fläche abgeführt werden, damit die umgebende erste materielle Wand nicht schmilzt oder durch übermäßige Erosion zerstört

wird. Das Großexperiment ITER¹, dessen Baubeginn bei Cadarache in Südfrankreich nun bevorsteht, soll die Energieerzeugung durch Fusion praktisch demonstrieren.² ITER wird auch der erste Fusionsreaktor sein, der unter realistischen Bedingungen die Materialien für die erste Wand erproben kann.

Um das Fusionsplasma zu erzeugen, bedient sich ITER des seit fünf Jahrzehnten bekannten Tokamak-Prinzips: Das Plasma wird dabei in einem ringförmigen, axialsymmetrischen Magnetfeld eingeschlossen, das durch außerhalb angebrachte Spulen sowie einen im Plasma induzierten elektrischen Strom erzeugt wird.

Der hohe Druck im Plasmazentrum wird durch Kräfte proportional zu $j \times B$ kompensiert, die das Plasma im Kraftgleichgewicht halten. Wie hoch der Plasmadruck bzw. die Temperatur im heißen Plasmakern wird, hängt von der Heizleistung und der Wärmeisolation ab. Der Wärmetransport bestimmt letztlich die Abmessungen eines Fusionsreaktors: Je besser das Plasma eingeschlossen ist, desto kleiner kann die Maschine sein. Aufgrund der in sich geschlossenen Feldlinien wird der Einschluss nur durch den Transport senkrecht zum Magnetfeld bestimmt, und dieser ist in heißen Fusionsplasmen durch Turbulenz dominiert.

1 www.iter.org

2 Dabei sollen mit 50 MW externer Heizleistung 500 MW Fusionsleistung erzeugt werden. Damit wird sich ITER mit ca. 100 MW in den α -Teilchen vorwiegend selbst heizen.