

Kernmassen und der Ursprung der Elemente

Wie die Welt entstanden ist und was Präzisionsmassenmessungen an kurzlebigen Radionukliden uns darüber erzählen

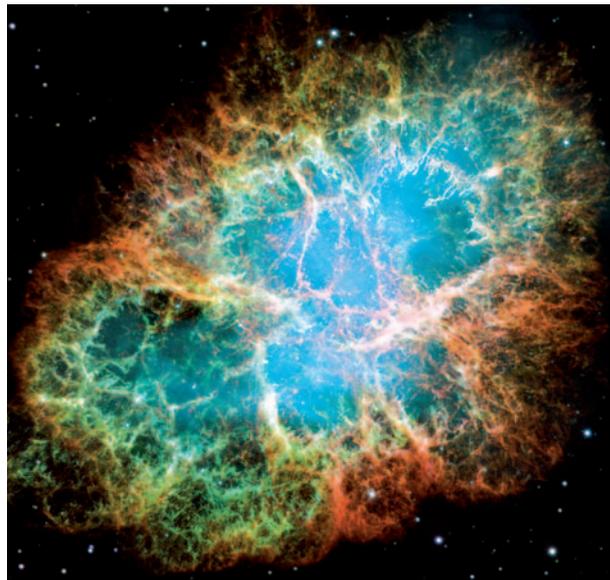
Klaus Blaum und Hendrik Schatz

Die chemische Zusammensetzung unseres Universums weist viele überraschende Besonderheiten auf: Warum besteht die Sonne hauptsächlich aus Wasserstoff und Helium? Warum ist Eisen relativ häufig im Vergleich zu schweren Elementen wie Gold? Warum existieren diese schweren Elemente überhaupt und wie sind sie entstanden? Eigenschaften von Atomkernen, insbesondere die Masse, spielen eine wichtige Rolle bei der Suche nach Antworten zu diesen teilweise noch ungeklärten fundamentalen Rätseln an der Schnittstelle von Kern- und Astrophysik.

Wasserstoff und Helium sind die bei weitem häufigsten Elemente in unserem Sonnensystem (Abb. 1). Dies zeigt die spektrale Analyse von Sonnenlicht sowie die Analyse einer speziellen Meteoritenklasse, den kohligten Chondriten, die vermutlich die weitgehend unveränderte Zusammensetzung des Urnebels widerspiegeln, aus dem das Sonnensystem entstanden ist. Hinsichtlich ihrer generellen Merkmale ist diese Häufigkeitsverteilung repräsentativ für weite Teile unserer Galaxis und des gesamten Universums. Wasserstoff und Helium wurden zusammen mit Spuren von Lithium bereits im Urknall erzeugt – alle schwereren Elemente entstanden erst später in Sternen und Sternexplosionen. Eine Analyse der Kernmassen erklärt, warum im Urknall aus Wasserstoff (^1H)¹⁾ und Helium (^4He) keine schwereren Elemente entstehen konnten: Die Fusion zweier Wasserstoffkerne ergibt ^2He , ein Wasserstoffkern mit Helium liefert ^5Li , und die Verschmelzung zweier Heliumkerne ergibt ^8Be . ^2He , ^5Li , und ^8Be haben eines gemeinsam: Im Gegensatz zu den in Sternen und auf der Erde üblicherweise vorkommenden Isotopen leichter Elemente ist der Zerfall dieser Kerne in ihre kleineren Bausteine energetisch möglich, da die Gesamtmasse der Kernfragmente, d. h. die Summe der Massen der Tochterkerne, kleiner ist als die Masse des Ausgangskerns. Diese Massendifferenz entspricht gemäß Einsteins berühmter Formel

KOMPAKT

- ▶ Elemente schwerer als Eisen werden in der Natur im Wesentlichen durch Neutroneneinfang erzeugt, über den langsamen s- oder den schnellen r-Prozess.
- ▶ Beim r-Prozess ist weder bekannt, wo er im Universum stattfindet, noch, welchen Pfad genau er in der Nuklidkarte nimmt.
- ▶ Um die beim r-Prozess erzeugten Elementhäufigkeiten zu berechnen, müssen die Massen von sehr kurzlebigen Isotopen teilweise besser als 10^{-6} bekannt sein.
- ▶ Mithilfe von Penning-Fallen oder Speicherringen lassen sich diese Massen sehr genau messen.



Supernova-Explosionen sind vermutlich eine Quelle für Elemente schwerer als Eisen. Diese zusammengesetzte Aufnahme des Hubble-Teleskops zeigt den Krebsnebel, ein Überrest einer im Jahr 1054 von chinesischen Astronomen beobachteten Supernova. (Quelle: NASA, ESA, J. Hester und A. Loll, ASU)

$E = mc^2$ gerade der Bindungsenergie, die beim Zerfall frei werden kann. Da die Lebensdauern für Teilchenzerfall extrem kurz sind, $7 \cdot 10^{-17}$ Sekunden im Falle von ^8Be , werden diese Kerne praktisch sofort nach ihrer Entstehung wieder zerstört und liegen daher während des Urknalls im Mittel nur in winzigen Mengen vor. Die Dichten und die zur Verfügung stehende Zeit reichen im Urknall, anders als in Sternen, für weitere Reaktionen an diesen seltenen Kernen nicht aus. Wäre die Masse des Kerns ^8Be nur um ein tausendstel Prozent kleiner, dann wäre dieser Kern stabil und schwere Elemente wären schon im Urknall erzeugt worden – mit drastischen Folgen für die Existenz von Sternen, einschließlich unserer Sonne, welche unverbrauchten Wasserstoff vom Urknall als stabile Energiequelle nutzen.

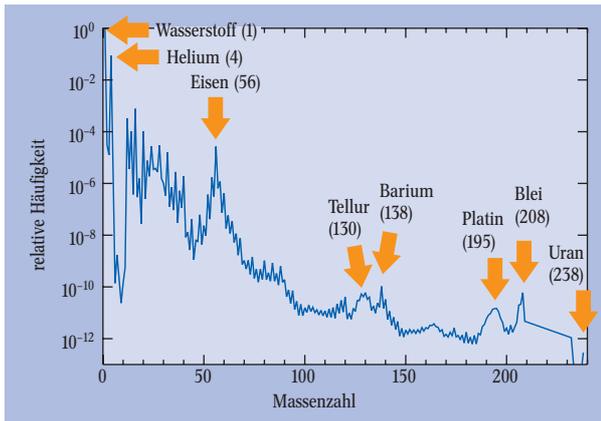
Ein weiteres Merkmal in Abb. 1 ist die relativ hohe Häufigkeit von Kernen in der Gegend um Eisen und Nickel. Auch hier liefern Kernmassen die Erklärung. Die Differenz zwischen der Gesamtmasse der für den Aufbau des Kerns benötigten Nukleonen (Z Protonen und N Neutronen) und der Masse des Kerns bestimmt wieder gemäß $E = mc^2$ die Bindungsenergie der Nukleonen im Kern. Sie beträgt

1) Als Notation wird AX gewählt, dabei kennzeichnet X das chemische Element und A die Massenzahl, d. h. die Summe der Neutronen und Protonen im Kern.

Dr. Klaus Blaum, Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Staudingerweg 7, 55128 Mainz und Dr. Hendrik Schatz, National Superconducting Cyclotron Laboratory, Michigan State University, 1 Cyclotron Lab, East Lansing, MI 48824-1321, USA

beispielsweise bei ${}^4\text{He}$ immerhin fast 1% der Gesamtmasse. Es stellt sich heraus, dass Kerne um Eisen und Nickel die höchsten Bindungsenergien aller Kerne aufweisen, die mittlere Bindungsenergie pro Nukleon beträgt bei ${}^{56}\text{Fe}$ z. B. $8,55 \text{ MeV} = 1,37 \cdot 10^{-12} \text{ J}$ (siehe hierzu Infokasten in [2]). Aus diesem Grund lässt sich aus Eisen weder durch Kernspaltung noch durch die Fusion in schwerere Kerne Energie erzeugen. Die Kette von Kernfusionsreaktionen, die im Inneren von Sternen Kerne mit niedriger Bindungsenergie in Kerne mit höherer Bindungsenergie umwandelt und dabei Energie erzeugt, endet daher bei Eisen und Nickel (Abb. 2). Frühere Generationen von Sternen haben begonnen, einen kleinen Teil des Wasserstoffs und Heliums im Universum in Eisen und Nickel umzuwandeln und die

Abb. 1: Die relative Häufigkeit der Isotope chemischer Elemente im Sonnensystem [1] als Funktion ihrer Massenzahl (Gesamtzahl von Protonen und Neutronen im Atomkern). Einige Häufigkeitsmaxima sind markiert mit der entsprechenden Massenzahl und dem Element mit dem an dieser Stelle größten Häufigkeitsanteil.



erzeugten Kerne durch Supernova-Explosionen im Universum zu verteilen – daher kommen diese Elemente im Sonnensystem besonders häufig vor.

Eine zum Teil noch offene Frage ist die nach dem Ursprung der schweren Elemente jenseits von Eisen und Nickel, welche aufgrund der Kernmassen nicht über Fusionsreaktionen in Sternen erzeugt werden können. Überraschenderweise finden wir aber Elemente wie Iod, Gold oder Uran in der Natur. Es stellt sich heraus, dass diese Elemente über Neutroneneinfangsprozesse entstanden sein müssen: Ein *Saatkern* fängt dabei eine Reihe von Neutronen ein, bis ein radioaktives Isotop entsteht. Beim Beta-Zerfall dieses Isotops entsteht ein neues Element. Neutroneneinfänge und Beta-Zerfälle wiederholen sich, sodass sich sukzessive immer schwerere Elemente bilden. Solche Neutroneneinfangsprozesse produzieren bevorzugt Kerne mit geschlossenen Neutronenschalenkonfigurationen, wie sie bei den „magischen“ Neutronenzahlen $N = 82, 126$ auftreten. Ähnlich wie die abgeschlossenen Elektronenschalen der Edelgase in der Atomphysik gewinnt man beim weiteren Hinzufügen eines Neutrons besonders wenig Energie. Dies ist eine direkte Folge der Schalenkonfiguration, welche die Kernmassen um einen winzigen Bruchteil von etwa 10^{-5} verändert und damit den Energiegewinn beim Hinzufügen eines Neutrons verringert. Daher wird der Prozess an dieser Stelle gebremst, und durch den Stau des Reaktionsflusses entstehen besonders hohe Elementhäufigkeiten. Die entsprechenden Maxima in der Häufigkeitsverteilung der Elemente sind in Abb. 1 bei den Massenzahlen 130, 138, 195 und 208 zu finden. Kernmassen bzw. daraus ermittelte Kernbindungsenergien liefern also den entscheidenden Hinweis auf den Ursprung der schweren Elemente. Wie Abb. 1 auch zeigt, treten die Häufigkeitsmaxima paarweise auf. Man schließt daraus, dass die schweren Elemente

in der Natur im Wesentlichen von zwei verschiedenen Neutroneneinfangsprozessen gebildet wurden – dem langsamen s-Prozess (s für engl. „slow“) und dem schnellen r-Prozess (r für engl. „rapid“). Der s- und der r-Prozess kreuzen dieselbe geschlossene Neutronenschale bei verschiedenen Elementen, sodass sich für jede Neutronenschale zwei Häufigkeitsmaxima bei verschiedenen Massenzahlen ergeben.

Im s-Prozess sind die meisten Neutroneneinfänge langsamer als die Beta-Zerfälle. Daher entstehen nach einem Neutroneneinfang in der Regel durch Beta-Zerfall sofort wieder stabile Kerne, und der Prozess verläuft im sog. Stabilitätstal (Abb. 2). Der s-Prozess trifft daher auf die Neutronenschalen $N = 82$ und $N = 126$ bei stabilen Kernen mit der Massenzahl $A = 138$ (Barium) und $A = 208$ (Blei), und in der Tat findet man die entsprechenden Maxima in Abb. 1 an den erwarteten Stellen. Durch die Beobachtung von Technetium, einem Element, von dem es kein stabiles Isotop gibt, an der Oberfläche von Rote-Riesen-Sternen weiß man, dass der s-Prozess dort auch heute noch stattfindet. Da die Kernmassen und andere Kerneigenschaften der am s-Prozess beteiligten Kerne meist bekannt sind, lassen sich die Elementhäufigkeiten in der Regel recht zuverlässig berechnen. Ausnahmen gibt es besonders bei den leichteren Kernen im s-Prozess, und die experimentelle Bestimmung präziser Neutroneneinfangraten ist eine wichtige Aufgabe der modernen nuklearen Astrophysik [4]. Offene Fragen gibt es auch bezüglich der Prozesse, die im Innern der Roten Riesen die notwendigen Neutronen erzeugen. Schlecht verstandene Mischprozesse im Sternenninnern spielen dabei eine wichtige Rolle, aber auch Unsicherheiten in der Kernphysik [5].

Der r-Prozess

Der r-Prozess ist für den Ursprung von etwa der Hälfte der schweren Elemente jenseits von Eisen verantwortlich [6, 7]. Elemente wie Europium, Gold, Platin oder Uran stammen fast ausschließlich von diesem Prozess. Aus der Lage der Häufigkeitsmaxima in Abb. 1 bei Tellur und Platin schließt man, dass der Prozess die Neutronenschalen $N = 82$ und $N = 126$ in der Nähe von Kernen mit etwa der Massenzahl $A = 130$ und $A = 195$ kreuzt (Abb. 2).²⁾ Dabei handelt es sich um extrem instabile Kerne: ${}^{130}\text{Cd}$, ein Cadmium-Isotop mit einer Lebensdauer von nur 162 Millisekunden, und ${}^{195}\text{Tm}$, ein exotisches Thulium-Isotop, welches noch nie in einem Laboratorium erzeugt werden konnte. Offensichtlich sind die Neutronendichten im r-Prozess so extrem hoch, dass Neutroneneinfänge sehr viel schneller als Beta-Zerfälle ablaufen und dadurch extrem Beta-instabile Kerne entstehen können. Nach ihrer Entstehung im r-Prozess werden diese exotischen Kerne über eine Kette von Beta-Zerfällen in stabile Nuklide umgewandelt. Da in einer typischen Zerfallskette wahrscheinlich nur einige wenige Neutronen emittiert werden, bleibt dabei die Massenzahl ungefähr erhalten.

Das Verständnis des r-Prozesses ist eine der größten Herausforderungen der nuklearen Astrophysik. Bis heute ist nicht bekannt, wo dieser Prozess im Universum überhaupt stattfindet. Eine Schwierigkeit für Astrophysiker besteht darin, in Modellen die extremen Neutronendichten zu erzeugen. Eine Möglichkeit ist der Wind aus Neutrinos, der Material von einem heißen Neutronenstern abdampft, welcher sich gerade in einer Supernova-Explosion gebildet hat. Obwohl gezeigt wurde, dass in einer solchen Umgebung im Prinzip ein

2) Die Häufigkeitsmaxima im r-Prozess können einige Masseneinheiten über den Maxima der Elementhäufigkeiten im Sonnensystem liegen, da beim Zerfall der im r-Prozess erzeugten Kerne in stabile Kerne einige Neutronen emittiert werden können und sich so die Massenzahl leicht reduziert.

r-Prozess stattfinden kann, ist immer noch unklar, wie sich die notwendigen Neutronendichten für die Synthese der schwereren Elemente erzeugen lassen [8, 9]. Ein anderer Vorschlag ist die Kollision zweier Neutronensterne in einem Neutronendoppelsternsystem, welche zu einem Schwarzen Loch verschmelzen und dabei neutronenreiches Material herausschleudern. Erste Modellrechnungen, welche die schrittweise Anreicherung des Universums mit schweren Elementen simulieren, scheinen jedoch zu zeigen, dass diese Neutronensternkollisionen zu selten auftreten, um die beobachteten Elementhäufigkeiten zu erklären. Weitere Möglichkeiten für den Ursprung der r-Prozess-Elemente sind Jets in Supernova-Explosionen oder Gammablitz aus sog. Collapsars, die entstehen, wenn ein sehr schwerer Stern kollabiert und ein Schwarzes Loch erzeugt.

Neue astronomische Beobachtungen haben in den letzten Jahren wichtige Hinweise auf den r-Prozess geliefert [10]. Dazu gehört die Entdeckung einiger im Vergleich zur Sonne extrem eisenarmer Sterne in der Halo unserer Galaxis, die stark mit r-Prozess-Elementen angereichert sind. Man nimmt an, dass diese Sterne so alt sind, dass bei ihrer Entstehung die Galaxis nur in einigen Bereichen mit schweren Elementen „verunreinigt“ war, z. B. von einzelnen Supernova-Explosionen. Offensichtlich entstanden einige dieser Sterne aus den Trümmern eines nahe gelegenen r-Prozess-Ereignisses. Im Gegensatz zu den Elementhäufigkeiten im Sonnensystem, die aus einer Mischung von hunderten, unter Umständen verschiedenen, Nukleosyntheseereignissen wie beispielsweise Supernovae entstanden sind, lassen sich über die Analyse von Absorptionslinien in den Spektren dieser Sterne Erkenntnisse über die Beiträge einzelner Nukleosyntheseereignisse des r-Prozesses gewinnen. Es zeigt sich, dass in den wenigen bisher gefundenen Sternen Häufigkeitsverteilungen der r-Prozess-Elemente vergleichbar sind und in weiten Teilen mit den r-Prozess-Beiträgen zu den Elementhäufigkeiten in der Sonne übereinstimmen. Daraus kann man schon jetzt schließen, dass der r-Prozess relativ stabile Häufigkeitsmuster erzeugt. Die Tatsache, dass diese frühen r-Prozess-Ereignisse zu geringe Anteile von einigen Elementen wie Silber oder Palladium produzieren, wurde als Hinweis auf einen zweiten r-Prozess mit bisher weitgehend unbekanntem Eigenschaften interpretiert. In den kommenden Jahren ist mit der Entdeckung von vielleicht hunderten solcher extrem seltener r-Prozess-Sterne in groß angelegten Suchprogrammen zu rechnen wie z. B. SEGUE (Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration), Teil eines Nachfolgeprogramms zum Sloan Digital Sky Survey. Davon verspricht man sich neue Einblicke darüber, wie in der frühen Galaxis der r-Prozess und andere Neutroneneinfangsprozesse das interstellare Material Schritt für Schritt mit schweren Elementen angereichert haben.

Ähnliche Fortschritte sind jetzt in der Kernphysik notwendig. Ein Verständnis des Ursprungs der Elemente wird dadurch erschwert, dass die meisten Kerne, die Teil des r-Prozesses sind, bisher in keinem Beschleunigerlabor erzeugt und untersucht werden konnten (vgl. Abb. 2). Die Kernmassen spielen dabei im r-Prozess eine besondere Rolle [7]. Moderne Modelle zeigen, dass der r-Prozess wahrscheinlich bei Temperaturen von über einer Milliarde Grad abläuft. Bei solch hohen Temperaturen können hochenergetische Photonen Kerne soweit anregen, dass sie ein eingefangenes Neutron wieder emittieren. Solche Photodisintegrationsreaktionen können daher die schnellen Neutroneneinfänge aufhalten. An welcher Stelle in einer Isotopenkette dies passiert, wird im Wesentlichen von der Bindungsenergie der einzelnen Neutronen und damit von den Kernmassen bestimmt. Es entsteht ein Gleichgewicht zwischen Neutroneneinfang und Photodisintegration, und der entsprechende Kern, auch Wartepunkt genannt, muss auf einen Beta-Zerfall warten, um den r-Prozess fortzusetzen. Für gegebene Neutronendichten und Temperaturen müssen Kernmassen mit einer relativen Genauigkeit von teilweise besser als 10^{-6} bekannt sein, um die Wartepunkte festzulegen. Die Kernmassen bestimmen also im Wesentlichen, wo auf der Nuklidkarte für gegebene Temperaturen und Neutronendichten der Pfad des r-Prozesses verläuft. Zusammen mit den Halbwertszeiten für Beta-Zerfälle entlang des Pfades ergeben sie damit sowohl die Geschwindigkeit des Prozesses als auch das am Ende erzeugte Muster der Elementhäufigkeiten. Präzise Kernmassen sind daher essenziell, um das produzierte Häufigkeitsmuster in einem Modell des r-Prozesses zu berechnen und mit Beobachtungen vergleichen zu können. Ohne zuverlässige Kernphysik lassen sich die mit

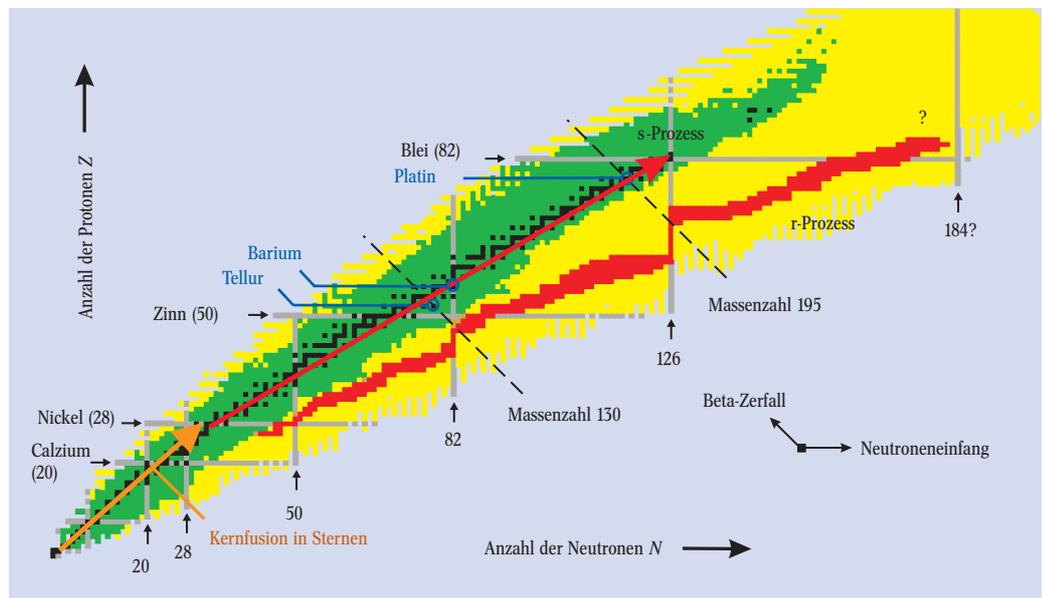


Abb. 2: Ein typischer vorhergesagter Pfad [3] des r-Prozesses (rot) auf der Nuklidkarte, in der die Anzahl der Protonen im Kern reihenweise nach oben und die Anzahl der Neutronen spaltenweise nach rechts zunimmt. Jedes Kästchen entspricht also einem Atomkern mit einer bestimmten Anzahl von Protonen und Neutronen. Die Kerne in einer horizontalen Reihe entsprechen den verschiedenen Isotopen eines gegebenen chemischen Elements. Markiert sind „magische“ Protonen- und Neutronenzahlen, bei denen die entsprechenden Schalen abgeschlossen sind.

Eingezeichnet sind stabile, in der Natur vorkommende Kerne (schwarz), Kerne, deren Masse experimentell bekannt ist (grün), und alle anderen, die theoretisch vorhergesagt sind (gelb). Die diagonalen Linien markieren die Massenzahlen, bei denen Maxima in der r-Prozess-Elementhäufigkeit auftreten (siehe Abb. 1). Ebenfalls gezeigt sind die schematischen Verläufe der Kernfusionsprozesse in Sternen (orangefarbener Pfeil) sowie des s-Prozesses (roter Pfeil). Beim Neutroneneinfang wird N um 1 erhöht, beim Beta-Zerfall wird Z um 1 erhöht und N um 1 erniedrigt.

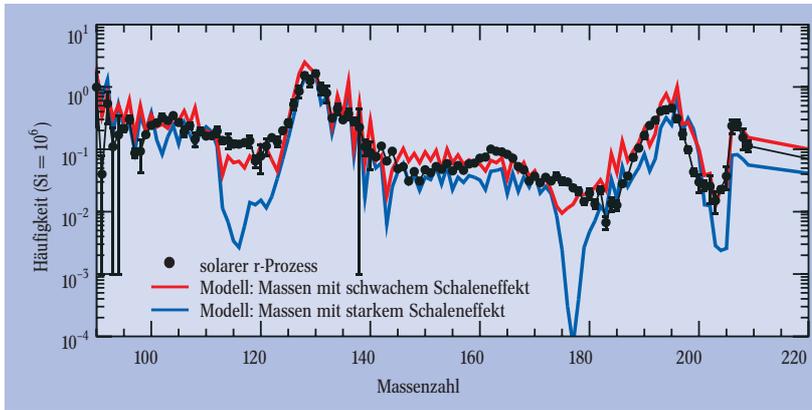


Abb. 3: Beitrag des r-Prozesses zu den Isotopenhäufigkeiten der chemischen Elemente im Sonnensystem als Funktion der Massenzahl.³⁾ Zusätzlich sind die produzierten Häufigkeiten in zwei Simulationen des r-Prozesses gezeigt, bei denen das verwendete Modell zur Vorhersage der unbekannt Kernmassen stark ausge-

prägte Schalenabschlüsse bzw. geringere Massendifferenzen bei den Schalenabschlüssen für exotische Kerne aufweist (Daten von K.-L. Kratz und B. Pfeiffer, Universität Mainz) [7]. Dies illustriert eindrucksvoll die Abhängigkeit der Modellrechnungen von den Kernmassen.

3) Im Wesentlichen erhält man diese aus Abb. 1, wenn man Beiträge vom s-Prozess und anderen Prozessen abzieht.

teuren Teleskopen gewonnenen hochpräzisen Daten nicht quantitativ interpretieren.

Leider waren die extrem neutronenreichen Kerne im r-Prozess für heutige Beschleunigeranlagen bisher weitgehend außer Reichweite. Ausnahmen sind im Wesentlichen Messungen der Halbwertszeit von einigen Kernen im r-Prozess, da diese sich auch noch mit geringsten Strahlintensitäten bis zu einigen wenigen Ionen pro Tag durchführen lassen [7, 11]. Rechnungen sind daher auf theoretische Vorhersagen der Kernmassen angewiesen [12], deren Genauigkeit jedoch bei weitem nicht ausreicht. Die Vorhersagen verschiedener Modelle für Kernmassen im r-Prozess können sich um bis zu 10^{-4} unterscheiden, etwa einen Faktor 100 mehr als die für Rechnungen benötigte Genauigkeit. Hinzu kommt, dass für extrem neutronenreiche Kerne grundsätzliche Änderungen in der Kernstruktur auftreten können, die auf Grund des Mangels an Daten nur sehr unzureichend verstanden sind. Unsicherheiten in Massenmodellen könnten daher durchaus größer sein als der Vergleich der Vorhersagen verschiedener Modelle vermuten lässt. Als Beispiel zeigt Abb. 3 die Ergebnisse von Rechnungen zum r-Prozess mit zwei verschiedenen Massenmodellen. Benutzt man ein Massenmodell, welches auf

der Vermutung basiert, dass sich die mit Neutronenschalenabschlüssen verbundenen Massendifferenzen für extrem neutronenreiche Kerne verringern, so ergibt sich eine bessere Übereinstimmung mit beobachteten Häufigkeiten [13]. Solange die entsprechenden Kernmassen nicht experimentell bekannt sind, lässt sich allerdings nicht entscheiden, welche Rechnung korrekt ist und ob Verbesserungen oder gar tiefgreifende Änderungen im astrophysikalischen Modell notwendig sind. Direkte hochpräzise Messungen von Kernmassen sind daher von entscheidender Bedeutung. Die beiden derzeit wichtigsten Methoden im Hinblick auf Präzisionsmassenmessungen an Radionukliden fernab der Stabilität sollen nun vorgestellt werden.

Präzisionsmessungen fernab der Stabilität

Strahlen aus extrem instabilen neutronenreichen Kerne lassen sich an heutigen Beschleunigeranlagen wie z.B. ISOLDE am Cern in Genf, der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt oder dem NSCL an der Michigan State University in den USA bereits herstellen. Dazu werden stabile Kerne beschleunigt und auf ein Target geschossen. Über Spaltung oder Fragmentation entstehen dabei exotische Kerne, welche als Strahl für Massenmessungen zur Verfügung stehen. Je neutronenreicher der gesuchte Kern ist, desto geringer ist jedoch die produzierte Strahlintensität. Die Herausforderung besteht darin, möglichst intensive stabile Strahlen zu produzieren, die exotischen Kerne mit geringen Verlusten zum Experiment zu leiten und die gewünschten Messungen mit geringen Strahlintensitäten durchzuführen. Mit modernsten Methoden ist es an den oben genannten Anlagen bereits gelungen, Kerne in der Nähe oder sogar, in einigen wenigen Fällen, im Pfad des r-Prozesses mit für Massenmessungen gerade ausreichenden Intensitäten zu produzieren.

Die für Rechnungen zum r-Prozess geforderte Genauigkeit in der Massenbestimmung wird routinemäßig mit Penning-Fallen-Massenspektrometern wie bei-

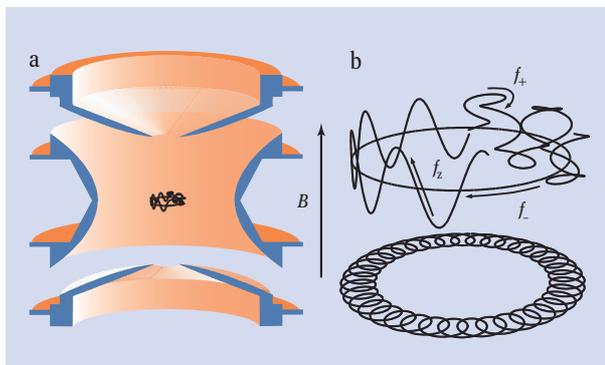


Abb. 4:
 ► a) Schnitt durch eine hyperbolische Penning-Falle (Durchmesser etwa 2 cm). Geladene Teilchen in der Falle führen eine Überlagerung von drei Oszillations-Eigenbewegungen aus: eine axiale Mode sowie in radialer Richtung die Magnetron- und modifizierte Zyklotronmoden.
 ► b) Gesamt-Ionenbewegung und Projektion auf die Ebene. Die Bewegungsamplituden der Ionen sind kleiner als 1 mm.

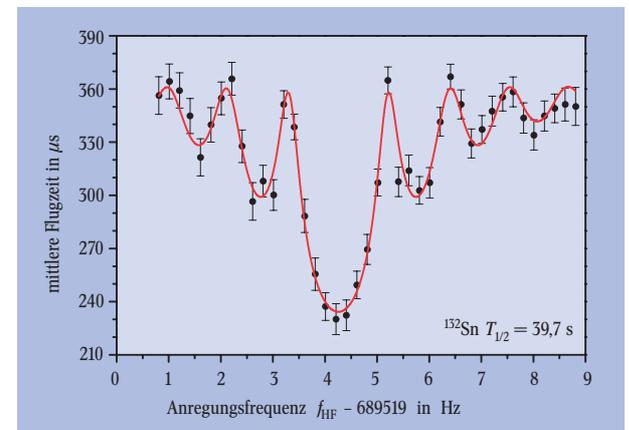


Abb. 5: Flugzeit-Zyklotronresonanzkurve des kurzlebigen Radionuklids Zinn-132 mit einer Halbwertszeit von 39,7 s. Die durchgezogene Linie zeigt eine Anpassung der theoretisch erwarteten Linienform an die Datenpunkte.

spielsweise ISOLTRAP an ISOLDE/CERN [2] oder LEBIT an der Michigan State University [14] erreicht. Allerdings hat man mit diesen Messgeräten nur Zugang zu Kernen mit Lebensdauern von einigen 10 Millisekunden. Die Massen kurzlebigerer Nuklide weit fernab der Stabilität lassen sich nur mit der Flugzeitmethode bestimmen, wie z. B. im experimentellen Speicherring ESR der GSI in Darmstadt [15] oder, mit geringerer Genauigkeit, in einem Flugzeitspektrometer [13].

Das Penning-Fallen-Massenspektrometer

ISOLTRAP und LEBIT sind in der Lage, auch die Massen von Kernen zu bestimmen, die sehr schnell radioaktiv zerfallen. Diese Radionuklide müssen entsprechend kurz vor der Messung erzeugt werden, durch Spaltung oder Fragmentierung schwerer Kerne wie z. B. Uran oder Blei. Eine Möglichkeit, die z. B. an der GSI oder dem NSCL verfolgt wird, besteht darin, die schweren Kerne zu beschleunigen und dann durch Beschuss eines festen Targets zu fragmentieren. Eine andere Möglichkeit ist die Bestrahlung eines Targets aus schweren Kernen mit einem hochenergetischen Teilchenstrahl. Im Falle von ISOLDE ist das Target beheizt, sodass die Spaltprodukte sehr schnell in die Ionenquelle diffundieren, wo sie ionisiert werden. Anschließend werden diese kurzlebigen Ionen auf 60 keV beschleunigt, mit einem Dipolmagnet massensepariert und den einzelnen Experimenten zugeführt, so auch der ISOLTRAP Penning-Falle.

Die Lorentz-Kraft eines Magnetfeldes hält die Ionen in einer Penning-Falle, deren Prinzip Frans Michel Penning in den 1930er-Jahren entwickelte, auf einer kreisförmigen Bahn. Damit sie nicht entlang der Magnetfeldlinien entweichen können, wird dem magnetischen Dipolfeld zusätzlich ein dreidimensionales elektrisches Quadrupolfeld überlagert. Somit ist ein Einschluss gleichzeitig in allen drei Raumrichtungen möglich. Wählt man Elektroden, deren Form sich den hyperbolischen Äquipotentialflächen des dreidimensionalen Quadrupolfeldes annähert, so hat man die Geometrie einer Präzisions-Penning-Falle realisiert (Abb. 4a).

Die Bewegungsgleichungen des Ions im Gesamtpotential ergeben, dass sich seine Bahn aus den drei in Abb. 4b gezeigten unabhängigen harmonischen Schwingungen zusammensetzt: der Magnetron- (f_-) und der modifizierten Zyklotronbewegung (f_+) (beide radial) sowie der axialen Schwingung (f_z) [16]. Wichtig ist festzuhalten, dass die Summe der Frequenzen der beiden radialen Bewegungen, $f_- + f_+ = f_c$, genau der Zyklotronfrequenz entspricht, also der Umlauffrequenz eines Ions der Masse m in einem reinen Magnetfeld:

$$f_c = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{qB}{m}, \tag{1}$$

wobei die Ladung q des Ions ein Vielfaches der Elementarladung e ist und B die Stärke des Magnetfeldes.

Die Zyklotronfrequenz lässt sich mittels der sog. „Flugzeit-Zyklotronresonanz-Methode“ bestimmen, bei der die in der Penning-Falle gespeicherten Ionen zunächst in ihrer Bewegung mit einer Hochfrequenz f_{HF} in der Nähe der Zyklotronfrequenz angeregt und anschließend in Richtung eines Detektors ausgeschossen werden. Bei resonanter Anregung wächst die radiale Energie des Ions um ein Vielfaches an, was sich in einer verkürzten Flugzeit zum Detektor ausdrückt, da sich beim Flug des Ions durch den starken Magnetfeldgradienten die radiale Energie in axiale

umwandelt. Die maximale Energieaufnahme und damit die kürzeste Flugzeit ergibt sich für $f_{HF} = f_c$. Als Funktion der Anregungsfrequenz zeigt die Flugzeit der Ionen zwischen Ausschuss und Nachweis eine charakteristische Resonanz (Abb. 5). Aus ihr lässt sich die Zyklotronfrequenz des Teilchens und damit gemäß Gl. (1) seine Masse bestimmen. Allerdings muss man dazu auch die Stärke des Magnetfeldes kennen. Das Magnetfeld lässt sich mithilfe von Ionen mit genau bekannter Masse, idealerweise Cluster aus Kohlenstoffatomen, kalibrieren [2, 17]. Die weltweit besten Penning-Fallen-Massenspektrometer ermöglichen es, Kernmassen von Radionukliden, die nur in geringsten Mengen von 100 Ionen pro Sekunde produziert werden und nur eine Halbwertszeit von wenigen 10 ms haben, mit einer Genauigkeit von 10^{-8} zu messen [18].

Mit ISOLTRAP gelang es jüngst, eine Reihe von Kernen mit hoher Genauigkeit zu messen, die für den r-Prozess von Bedeutung sind. Dazu gehören unter anderem Massenmessungen an den Schalenabschlüssen $N = 50$ (z. B. ^{80}Zn und ^{81}Zn) und $N = 82$ (z. B. ^{132}Sn und ^{133}Sn), bei denen der r-Prozess näher an die stabilen Kerne herankommt (siehe Abb. 2) [19]. Neben den geringen Produktionsraten kommt noch eine weitere Schwierigkeit bei diesen interessanten Nukliden hinzu: Die Halbwertszeiten werden extrem kurz, so beträgt sie bei ^{81}Zn nur wenige 100 ms.

Der experimentelle Speicherring

Eine zweite, sehr effiziente Methode zur Massenbestimmung von Radionukliden ist die Massenspektrometrie im Speicherring (Abb. 6). Auch hier werden elektrische und magnetische Felder für die dreidimensionale Speicherung und Bestimmung der Umlauffrequenz von geladenen Teilchen benutzt, allerdings ist der Speicher-

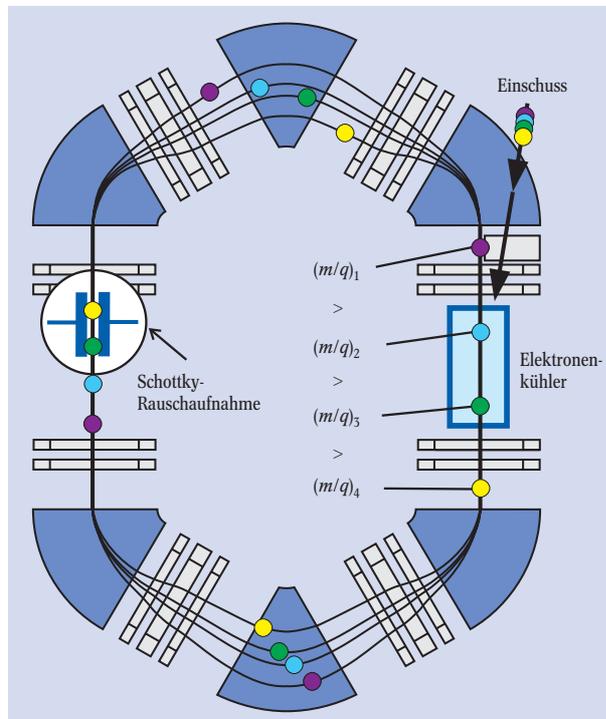


Abb. 6: Prinzip der Schottky-Speicherring-Messmethode. Der Speicherring hat einen Umfang von etwa 110 m. Bei der Schottky-Massenspektrometrie werden alle Ionen mittels Elektronenkühlung auf die gleiche Geschwindigkeit gebracht, sie bewegen sich jedoch aufgrund ihres unterschiedlichen Masse-Ladungsverhältnisses (m/q) auf verschiedenen langen Flugbahnen.

ring etwa tausendmal größer als eine Penning-Falle. Zudem werden hochgeladene Ionen verwendet, was Vorteile im Hinblick auf die Genauigkeit mit sich bringt. Die Beziehung zwischen Umlauffrequenz f , Masse-zu-Ladungsverhältnis m/q und Geschwindigkeit v der verschiedenen umlaufenden Ionen ist gegeben durch:

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{\gamma_t^2} \frac{\Delta(m/q)}{m/q} + \frac{\Delta v}{v} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \quad (2)$$

Die Größe γ ist der Lorentz-Faktor der Ionen und γ_t ist ein ionenoptischer Parameter des Speicherrings. Für eine eindeutige Beziehung zwischen Umlauffrequenz und Masse muss der zweite (geschwindigkeitsabhängige) Term auf der rechten Seite in Gl. (2) verschwinden. Das lässt sich auf zwei verschiedenen, komplementären Wegen erreichen.

Bei der Schottky-Massenspektrometrie (Abb. 6) werden die umlaufenden Ionen durch Elektronen gekühlt, sodass $\Delta v/v \rightarrow 0$ [20]. Die Umlauffrequenz ist durch

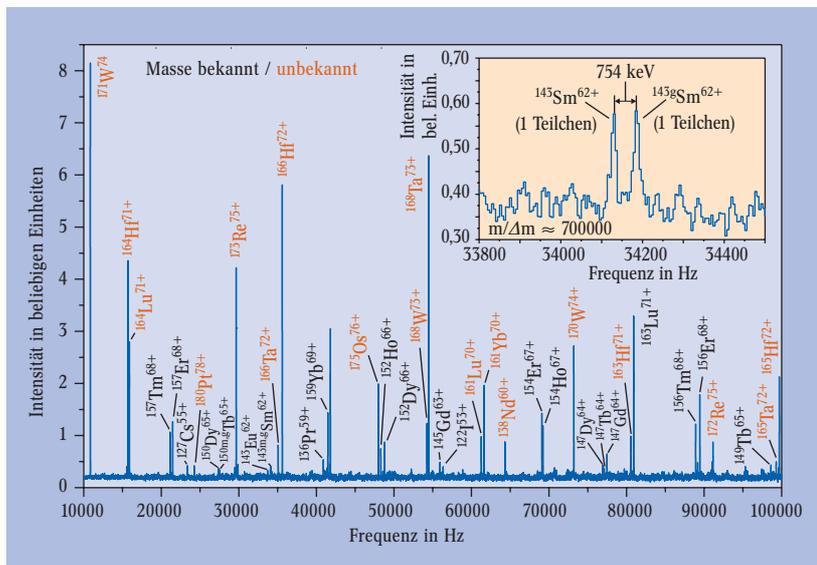


Abb. 7: Schottky-Spektrum von gespeicherten exotischen Nuklidern, aufgenommen im Speicherring. Die Frequenzachse zeigt die Differenz der 32. Harmonischen der entsprechenden Umlauffrequenz der Ionen ($v/c \approx 0,67$) zur Frequenz eines stabilisierten lokalen Oszillators bei 59,33 MHz. Der Einschub zeigt den Grund- und isomeren Zustand eines nackten ^{143}Sm -Kerns.

die Geschwindigkeit der Ionen und ihre Bahnlänge bestimmt. Sie wird über die Schottky-Rauschanalyse gemessen, d. h. der in einer Elektrode induzierte Spiegelstrom beim Vorbeiflug der bewegten Ladungen wird aufgenommen und verstärkt. Mittels Fourier-Transformation kann dann das Massen- bzw. Frequenzspektrum ermittelt werden (Abb. 7). Diese Messmethode ist aufgrund des hohen Ladungszustandes der gespeicherten Teilchen für den Nachweis einzelner Ionen geeignet. Durch die gleichzeitige Speicherung von bekannten Massen zur Kalibrierung des Spektrums mit unbekanntem Massen gelingt es in einem einzigen Experiment, bis zu mehrere hundert Nuklide mit Genauigkeiten von wenigen 10^{-7} zu vermessen.

In der Isochronen-Massenspektrometrie wird der Speicherring im isochronen Modus mit $\gamma_t = 1,4$ betrieben [21]. Bei dieser speziellen ionenoptischen Einstellung werden die Ionen mit einem Lorentz-Faktor von $\gamma = \gamma_t$ eingeschossen. Die Umlauffrequenz der gespeicherten Ionen mit gleichem Masse-zu-Ladungsverhältnis ist dann unabhängig von der Geschwindigkeit. Diese

Technik ermöglicht die Massenbestimmung von ungekühlten Radionuklidern mit Lebensdauern deutlich kürzer als eine Millisekunde, d. h. von Kernen fernab der Stabilität. Für den Nachweis der umlaufenden Ionen wird in diesem Fall eine Folie in den Strahlengang gehalten und die dabei entstehenden Sekundärelektronen bei jedem Umlauf nachgewiesen. Die Ionen zirkulieren typischerweise einige hundert Mal mit einer Umlaufdauer von etwa 0,5 Mikrosekunden. Ihre Masse lässt sich über diese Flugzeitmethode mit einer Genauigkeit von etwa 10^{-6} bestimmen.

Die mit dem experimentellen Speicherring an der GSI gewonnenen Daten bei $N = 50, 82$ sind ein wichtiger Schritt, um die astrophysikalischen Modellrechnungen, die den wahren r-Prozess-Pfad in der Nukleosynthese modellieren und die beobachtete Element- und Isotopenhäufigkeiten erklären sollen, auf eine solide Basis zu stellen [15]. Neben präzisen Massenmessungen können mit der Flugzeitmethode auch genaue Lebensdauermessungen von Atomkernen, eine weitere wichtige astrophysikalische Größe, im Speicherring durchgeführt werden [22].

Zusammenfassung und Ausblick

Präzisionsmessungen von Kernmassen sind wichtig, um kernphysikalische Prozesse in Sternen und Sternexplosionen und damit den Ursprung der chemischen Elemente in der Natur zu verstehen. Insgesamt gelang es, mit der Penning-Fallen- und Speicherring-Massenspektrometrie die Massen von ca. 1000 kurzlebigen Radionuklidern erstmalig direkt zu vermessen [23]. Für die Anwendungen in der Astrophysik war es wichtig, dass die Kernphysik große Fortschritte in der Produktion und der Massenbestimmung von exotischen Kernen im Labor gemacht hat. Im ISOLDE-Labor am CERN in Genf konnten bereits extrem neutronenreiche und kurzlebige Zinnisotope nahe am r-Prozess-Pfad produziert und die Massen in einer Penning-Falle mit hoher Genauigkeit gemessen werden. An der GSI in Darmstadt gelang es kürzlich, einige wenige Kerne im r-Prozess-Pfad zu produzieren und mit der Speicherringmethode zu vermessen. Am National Superconducting Cyclotron Laboratory der Michigan State University wurde derweil eine neue Methode entwickelt, bei der exotische Kerne über Fragmentation eines beschleunigten schweren Kerns mit Geschwindigkeiten um 30 % der Lichtgeschwindigkeit erzeugt und dann nach Abbremsung in einer Gaszelle in eine Penning-Falle injiziert werden. Damit wären in der nahen Zukunft einige Kerne im r-Prozess in Reichweite einer präzisen Massenmessung. Trotz dieser gewaltigen Fortschritte lassen sich die meisten Nuklide, die für die stellare Nukleosynthese von Bedeutung sind, mit bestehenden Anlagen nicht herstellen und vermessen. Um dem Abhilfe zu verschaffen, befinden sich neue Forschungsanlagen in der Planung bzw. im Aufbau, wie z.B. RIA in der USA und das Zukunftsprojekt FAIR an der GSI in Darmstadt. Hier sollen auch für extrem kurzlebige Nuklide Produktionsraten von einigen hundert Ionen pro Sekunde erreicht werden. Damit werden neue astrophysikalisch relevante Bereiche der Nuklidkarte zugänglich. Auch diese zukünftigen Forschungsanlagen werden mit neuartigen Massenspektrometern zur präzisen Bestimmung der Masse von Radionuklidern ausgestattet. Mit dieser neuen Generation von Beschleunigeranlagen wird es erstmals möglich sein, Lebensdauer- und Massenmessungen an der Mehrzahl der Kerne

im r-Prozess-Pfad durchzuführen. Zusammen mit den erwarteten Fortschritten in der Astronomie besteht damit die Möglichkeit, in der nahen Zukunft Modelle des r-Prozesses im Detail experimentell zu testen und aus beobachteten Element- und Isotopenhäufigkeiten Rückschlüsse auf die astrophysikalischen Bedingungen während des r-Prozesses zu ziehen. Damit könnten die entscheidenden Hinweise auf den Ursprung der schweren Elemente in der Natur geliefert werden.

Literatur

- [1] P. Hosmer et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 2501 (2005)
- [2] K. Blaum, Phys. J. **3**(8), 71 (2004)
- [3] H. Schatz et al., Ap. J. **579**, 626 (2002)
- [4] F. Kaeppeler, Nucl. Phys. A **752**, 500c (2005)
- [5] F. Kaeppeler, Prog. Part. Nucl. Phys. **43**, 419 (1999)
- [6] J. J. Cowan, F.-K. Thielemann, J.W. Truran, Phys. Rep. **208**, 267 (1991)
- [7] B. Pfeiffer, K.-L. Kratz, F.-K. Thielemann und W. B. Walters, Nucl. Phys. A **693**, 282 (2001)
- [8] S. E. Woosley und R.D. Hoffman, Ap. J. **395**, 202 (1992).
- [9] K. Takahashi, J. Wittl und H.-Th. Janka, A&A **286**, 857 (1994)
- [10] J.W. Truran, J. J. Cowan, C. A. Pilachowski und C. Sneden, Publ. Astr. Soc. Pac. **114**, 1293 (2002)
- [11] E. Anders und N. Grevesse, Geochim. Cosmochim. Acta **53**, 197 (1989)
- [12] B. Chen et al., Phys. Lett. B **355**, 37 (1995)
- [13] D. Lunney, J. M. Pearson und C. Thibault, Rev. Mod. Phys. **75**, 1021 (2003)
- [14] G. Bollen et al., Nucl. Phys. A **746**, 597c (2004)
- [15] H.-J. Kluge, K. Blaum und C. Scheidenberger, Nucl. Instrum. Meth. A **532**, 48 (2004)
- [16] L. S. Brown und G. Gabrielse, Rev. Mod. Phys. **58**, 233 (1986)
- [17] A. Kellerbauer et al., Eur. Phys. J. D **22**, 53 (2003)
- [18] H.-J. Kluge und K. Blaum, Nucl. Phys. A **746**, 200c (2004)
- [19] G. Sikler et al., Nucl. Phys. A **763**, 45 (2005)
- [20] T. Radon et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 4701 (1997);
T. Radon et al., Nucl. Phys. A **677**, 75 (2000)
- [21] M. Hausmann et al., Nucl. Instr. Meth. A **446**, 569 (2000)
- [22] F. Bosch, J. Phys. B **36**, 585 (2003).
- [23] A. H. Wapstra, G. Audi und C. Thibault, Nucl. Phys. A **729**, 3 (2003)

Die Autoren

Klaus Blaum hat an der Universität Mainz Physik studiert und dort auch 2000 promoviert. Anschließend ging er als Postdoc an die Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt, von wo aus er an das ISOLTRAP-Experiment am CERN abgeordnet wurde. Seit Anfang 2004 leitet er eine Helmholtz-Nachwuchsgruppe an der Uni Mainz. Für seine Arbeiten hat er bereits mehrere Preise erhalten, darunter im Jahr 2004 den Gustav-Hertz-Preis der DPG.



Hendrik Schatz hat an der TH Karlsruhe Physik studiert und in Heidelberg promoviert mit

Forschungsergebnissen, die er an der University of Notre Dame, USA, erzielt hatte. Nach Postdoc-Aufenthalten in Berkeley sowie an der GSI ging er Ende 1999 an die Michigan State University und das National Superconducting Cyclotron Laboratory, wo er heute Associate Professor ist. Hendrik Schatz ist dort Mitbegründer des Joint Institute for Nuclear Astrophysics.

