

# Massenbestimmung von Atomkernen mit Isoltrap

## Eine Waage für exotische Kerne

KLAUS BLAUM | FRANK HERFURTH | ALBAN KELLERBAUER

*Wie wiegt man einen Atomkern? Dieses Problem ist schon schwer genug zu lösen. Doch mit dem Massenspektrometer Isoltrap am CERN sind sogar Massenmessungen an radioaktiven Kernen möglich, die deutlich kürzer als eine Sekunde leben.*

Die Masse und die mit ihr verknüpfte Bindungsenergie eines Atomkerns (Nuklid) ist eine der fundamentalen Größen in der Kernphysik. Sie ist einzigartig wie ein Fingerabdruck (siehe „Atommasse, Kernmasse und Kernbindungsenergie“ auf S. 223) [1,2] und hat nicht nur für Kernphysiker eine große Bedeutung [3,4]. Wie wir zeigen werden, spielt sie auch in der Astrophysik eine zentrale Rolle, wenn es um die Frage nach der Entstehung schwerer Elemente in verschiedenen Sternsystemen, Novae und Supernovae geht [5,6]. Zudem bietet die präzise Bestimmung von Kernmassen auch eine gute Testmöglichkeit für das Standardmodell. Den Schlüssel hierzu liefert die Untersuchung der schwachen Wechselwirkung, also des radioaktiven Zerfalls schwerer Kerne. Wie das über das „Wiegen“ von Nukliden funktioniert, werden wir hier ebenfalls vorstellen [7,8].

Die genauesten Massenmessungen von kurzlebigen Radionukliden stammen heute von Penning-Fallen-Massenspektrometern. Wir führen unsere Experimente an einem Gerät mit dem Namen Isoltrap durch, das dieses Prinzip nutzt. Es ist eine Falle (trap) die am „On-Line“-Isotopenseparator Isolde (Isotope separator on-line) am CERN in Genf steht. Isoltrap ist 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: Dazu beschleunigt ein Beschleuniger stabile und relativ schwere Atome, zum Beispiel Uran oder Blei, mit hochenergetischen Teilchen und spaltet die Kerne dieser Atome. Die Kernphysiker unterscheiden dabei zwischen „dünnen“ und „dicken“ Targets, je nach Menge und Gewicht der bestrahlten Nuklide.

Mit dem CERN gibt es weltweit etwa 50 Institute,

die derart erzeugte, kurzlebige Radionuklide erforschen. In Deutschland ist das zum Beispiel die Gesellschaft für Schwerionenforschung, GSI, in Darmstadt. Am CERN werden die Radionuklide in Isolde erzeugt. Dazu wird ein dickes Target (Abbildung 1) alle 1,2 s mit einem 1,4-GeV-Protonenstrahl vom Proton-Synchrotron Booster beschossen. Das Target ist beheizt, was dafür sorgt, dass die Spaltprodukte sehr schnell in eine Ionenquelle diffundieren. Dort werden sie ionisiert. Anschließend werden diese Ionen auf 60 keV beschleunigt, mit einem Dipolmagnet nach Massenzahl getrennt und den einzelnen Experimenten zugeführt. Das Auflösungsvermögen der Separatormagnete reicht aus, um Isotope voneinander zu trennen, nicht aber um Isobare aufzulösen – zumindest in den meisten Fällen. Unter Isobaren verstehen Kernphysiker Nuklide mit gleicher Nukleonenzahl (also gleicher Summe von Protonen und Neutronen im Kern), die jedoch unterschiedliche Ordnungszahlen haben, also zu verschiedenen chemischen Elementen gehören.

### Wie Isoltrap funktioniert

Das Isoltrap-Ionenfallensystem an Isolde gehört zu den weltweit führenden Apparaturen auf dem Gebiet der Präzisionsmassenspektrometrie an Radionukliden (Abbildung 2) [10]. Es erlaubt Massenmessungen mit einer relativen Genauigkeit von  $10^{-8}$ . Diese Präzision gilt selbst dann noch, wenn die untersuchten Radionuklide nur in geringsten Mengen von rund 100 Ionen pro Sekunde produziert werden und nur eine Halbwertszeit von wenigen 10 ms haben [11].

Massenmessungen mit Isoltrap basieren auf der Bestimmung der Zyklotronfrequenz von gespeicherten Ionen. Die Ionen werden in einer Penning-Falle gespeichert, deren Prinzip Frans Michel Penning in den 1930er-Jahren entwickelte. Wenn man ein geladenes Teilchen einfangen und speichern möchte, hat man ein Problem: Nach dem Gaußschen Gesetz kann es ein elektrostatisches Feld allein nicht gleichzeitig in allen drei Raumrichtungen einschließen. Penning erkannte jedoch, dass das möglich wird, wenn man dem dreidimensionalen elektrischen Multipolfeld noch zusätzlich ein magnetisches Dipolfeld überlagert. Das Magnetfeld verhindert, dass das Ion in radialer Richtung ausbricht, während das elektrische Feld den axialen Einschluss erledigt.

1959 verfeinerte Hans Dehmelt die Technik durch ein elektrisches Quadrupolfeld, das eine besonders einfache Ionenbewegung erzeugt. Er realisierte es mit einem Trick: Seine Falle hatte Elektroden, deren Form sich den hyperbolischen Äquipotentialflächen des dreidimensionalen Qua-

#### INTERNET

Isoltrap am CERN  
[www.cern.ch/isoltrap](http://www.cern.ch/isoltrap)

Isolde am CERN  
[www.cern.ch/isolde](http://www.cern.ch/isolde)

Kernforschung und Massenbestimmung an der  
GSI in Darmstadt  
[www.gsi.de/forschung/kp/index.html](http://www.gsi.de/forschung/kp/index.html)  
[www.gsi.de/forschung/ap/index.html](http://www.gsi.de/forschung/ap/index.html)

drupolfeldes annähert. An diese Elektroden musste er dann nur noch eine einfache Gleichspannung anlegen, um das gewünschte Feld zu erhalten. Diese Geometrie wird bis heute für Präzisions-Penning-Fallen verwendet (Abbildung 3a).

Eine genaue Betrachtung der Bewegungsgleichungen des Teilchens im Gesamtpotential zeigt, dass sich seine Bahn aus drei unabhängigen harmonischen Schwingungen zusammensetzt: einer axialen und zwei radialen [9]. Die beiden radialen Schwingungen führen zu einander überlagerten, kreisförmigen Bewegungen. Die eine Bewegung heißt Magnetronbewegung, die andere modifizierte Zyklotronbewegung (Abbildung 3b). Die zwei Kreisbahnen bleiben dabei mit den für sie hauptsächlich verantwortlichen Potentialen verbunden: die Magnetronbewegung (rot eingezeichnet) mit dem elektrischen Potential und die modifizierte Zyklotronbewegung (blau) mit dem Magnetfeld. So haben entgegengesetzt geladene Teilchen die gleiche Umlauffrichtung in ihrer Magnetronbewegung, während ihre modifizierten Zyklotronbewegungen einander entgegengesetzt sind.

Die Bewegungsgleichungen ergeben auch, dass die Summe der Frequenzen der beiden radialen Bewegungen  $f_+ + f_- = f_c$  genau der Zyklotronfrequenz entspricht, also der Umlauffrequenz eines Ions in einem reinen Magnetfeld:

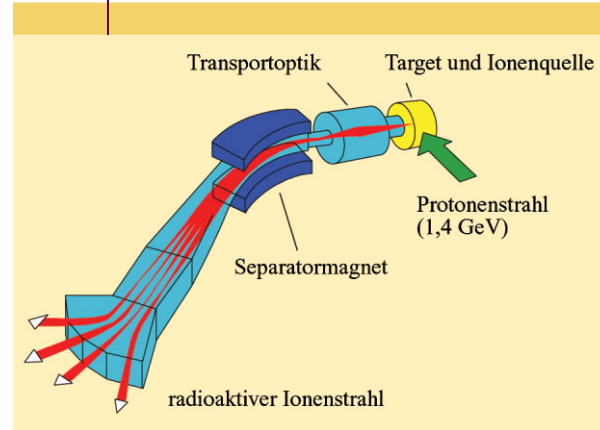
$$f_c = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{qB}{m}$$

wobei  $q$  und  $m$  Ladung und Masse des eingeschlossenen Ions und  $B$  die Magnetfeldamplitude sind.

Die Kopplung der beiden radialen Bewegungen eines Ions in der Penning-Falle durch resonante Anregung bildet die Grundlage für die Flugzeit-Zyklotronresonanz-Massenspektrometrie. Dabei werden in der Penning-Falle eingeschlossene einzelne Ionen, deren Magnetronbewegung zunächst angeregt worden ist, weiter mit einer Hochfrequenz  $f_{HF}$  in der Nähe der Zyklotronfrequenz angeregt. Entspricht  $f_{HF}$  genau der Zyklotronfrequenz, so wandelt sich die Magnetronbewegung in eine modifizierte Zyklotronbewegung um. Bei vollständiger Umwandlung entspricht der Zyklotronradius dem zu Beginn der Umwandlung eingenommenen Magnetronradius. Allerdings ist nun die Umlauffrequenz - und damit die Energie des Ions - um ein Vielfaches angewachsen.

Das so angeregte Ion wird nun aus der Falle geschossen. Dabei verlässt es das Maximum des Magnetfeldes und durchläuft einen Magnetfeldgradienten, der auf das magnetische Moment des Ions eine beschleunigende Kraft in Flugrichtung ausübt. Diese Kraft ist proportional zur radialen Bewegungsenergie - also der modifizierten Zyklotronbewegung. Bei den resonant angeregten Ionen ist sie mehrere Größenordnungen stärker als bei Teilchen, die ihre ursprüngliche Magnetronbewegung behalten haben. Die Stärke dieses Effekts hängt insgesamt von den Amplituden der einschließenden Felder ab. Auf diese Weise werden die angeregten Ionen kräftig beschleunigt und erreichen so den

ABB. 1 | ISOLDE



Aufbau des On-line-Isotopen-separators Isolde am CERN.

Detektor nach einer deutlich verkürzten Flugzeit im Vergleich zu den nicht angeregten Ionen.

Die Flugzeit der Ionen zwischen Ausschuss und Nachweis wird nun in Abhängigkeit von der Frequenz ermittelt und ergibt eine charakteristische Resonanz (Abbildung 4). Aus ihr kann man die Zyklotronfrequenz des Teilchens bestimmen - und daraus erhält man wiederum die gesuchte Masse des Teilchens. Allerdings muss man dazu auch die Stärke des Magnetfelds kennen. Diese gewinnt man, indem man die Zyklotronfrequenz eines stabilen Referenzions mit gut bekannter Masse misst (siehe Physik in unserer Zeit 2002, 33, (5), 208).

Mit dieser Methode gelang bisher an Isoltrap das „Wiegen“ von mehr als 300 verschiedenen Radionukliden. Die relative Massengenauigkeit liegt im Bereich zwischen  $10^{-7}$  und  $10^{-8}$  [10].

ATOMMASSE, KERNMASSE UND KERNBINDUNGSENERGIE

Zwischen der Masse eines Atoms, der Masse seines Kerns und den Bindungsenergien bestehen exakte physikalische Beziehungen. Für die Atommasse  $m_{at}$  gilt:

$$m_{at}(N,Z) = m(N,Z) + Zm_e - B_e(Z),$$

dabei ist  $m(N,Z)$  die Masse des Atomkerns mit  $N$  Neutronen und  $Z$  Protonen,  $Z \cdot m_e$  ist die Gesamtmasse der Elektronen,  $B_e(Z)$  ist die Bindungsenergie der Elektronen.  $B_e(Z)$  muss in der Massenbilanz abgezogen werden, weil die Bindung der Elektronen an den Kern diese Energie freisetzt.

Die atomare Masseneinheit  $u$  (unified atomic mass unit) ist definiert als ein Zwölftel der Masse des neutralen  $^{12}\text{C}$ -Atoms. Der aktuelle Wert ist

$$u = 1,660\,538\,86 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 931,494\,043 \text{ MeV}/c^2$$

mit einer relativen experimentellen Unsicherheit von  $8 \cdot 10^{-8}$ .  $c$  ist die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Wie bei der Bindung der Elektronen ist auch die Masse eines Kerns messbar geringer als die Summe der Massen seiner Konstituenten, der freien Nukleonen. Diese fehlende Masse steckt nach  $E = mc^2$  in der Kernbindungsenergie  $B_n$ :

$$B_n(N,Z) = [Nm_n + Zm_p - m(N,Z)]c^2.$$

Dabei bezeichnen

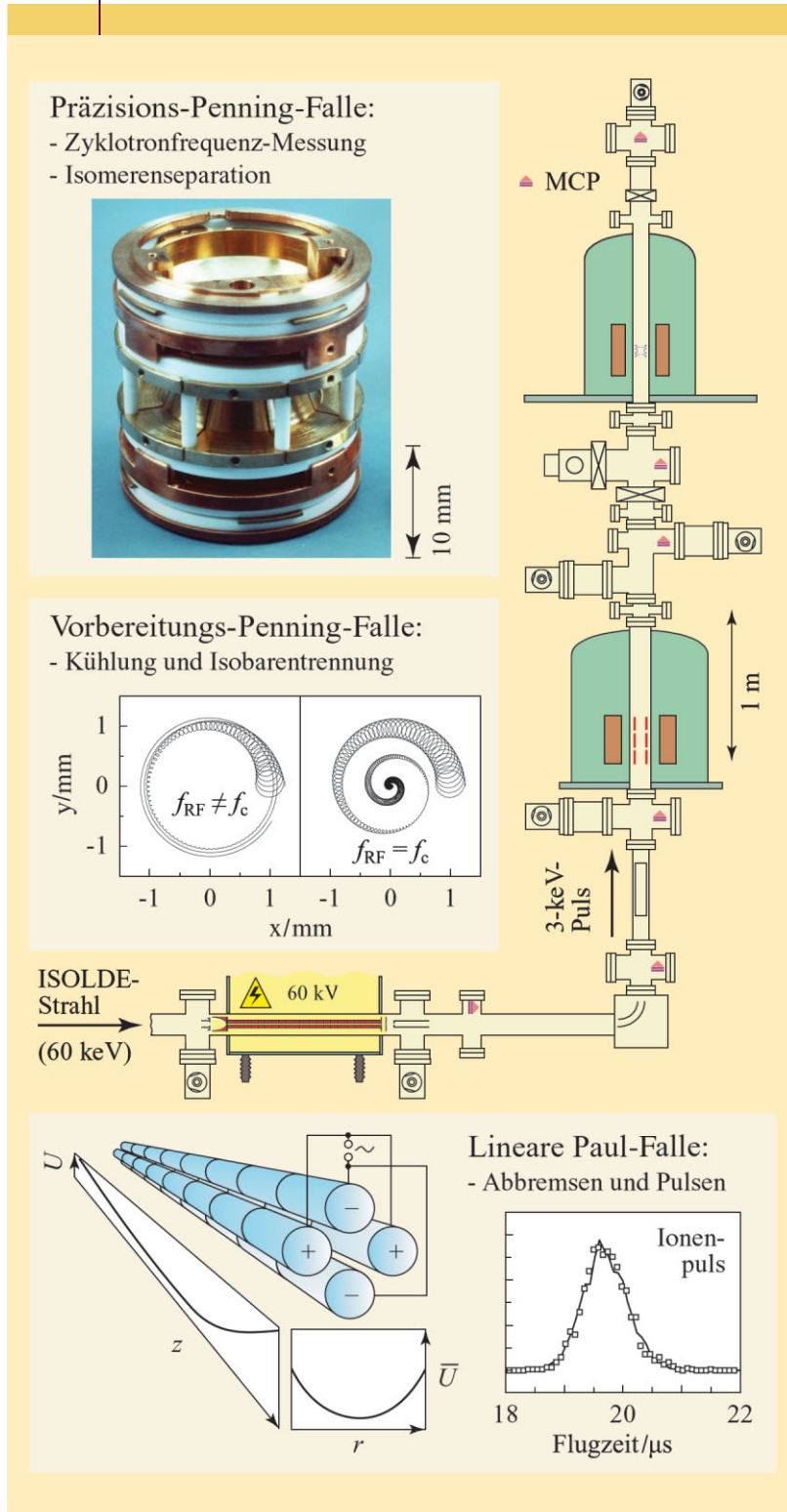
$$m_n = 1,008\,664\,915\,60(55) \text{ u}$$

die Neutronenmasse und

$$m_p = 1,007\,276\,466\,88(13) \text{ u}$$

die Protonenmasse. Die Zahl in Klammern gibt die Unsicherheit der letzten Stelle an.

ABB. 2 | ISOLTRAP



**Die wichtigsten Komponenten von Isoltrap.** Zuerst durchläuft der Ionenstrahl vom Isolde-Target eine lineare Paul-Falle, die ihn abbremsst und in Pulse verwandelt (Funktionsprinzip unten dargestellt). Die Ionen-Pulse durchqueren dann die erste Penning-Falle in der Bildmitte (grün/rot). Sie bereitet die Messung vor, indem sie die Isobaren trennt und die Ionen in ihrer Bewegung abkühlt (siehe Funktionsprinzip Mitte links). Die zweite Penning-Falle (oben) übernimmt die eigentliche Messung, sie zeigt das Foto.

## Die Entstehung schwerer Elemente

Eine der fundamentalen Fragen der Astrophysik ist diejenige nach der Entstehung der Elemente im Universum. Astrophysiker bezeichnen dabei alle Elemente, die schwerer als Wasserstoff und Helium sind, als Metalle. In stellaren Umgebungen mit genügend hoher Protonen- oder Neutronendichte werden diese „metallischen“ Elemente durch wiederholtes Hinzufügen von Protonen oder Neutronen erzeugt. Dabei entstehen zuerst hoch radiaktive Isotope, die durch radioaktiven Zerfall die auch in unserem Sonnensystem vorhandenen stabilen Isotope bilden. Es werden drei Prozesse dieser Art unterschieden:

1. langsamer Neutronen-Einfang in Sternen: s-Prozess, von Slow Neutron Capture Process,
2. schneller Neutronen-Einfang in Supernovae: r-Prozess, von Rapid Neutron Capture Process, und
3. schneller Protonen-Einfang in klassischen Novae und binären Sternsystemen: rp-Prozess, Rapid Proton Capture Process [5].

Die Prozesse der Nukleosynthese in Sternen, Novae und Supernovae sind komplex und können je nach Randbedingungen unterschiedliche Wege nehmen. Welchen Pfad ein Prozess entlang der verschiedenen Nuklide einschlägt, und wie sich am Ende die Häufigkeit der produzierten Elemente verteilt, wird hauptsächlich durch zwei Parameter bestimmt: die Einfangsquerschnitte der Nuklide für Protonen und Neutronen und ihre Halbwertszeit. Die Einfangsquerschnitte wiederum sind eng mit den Massendifferenzen zwischen den Nukliden verknüpft.

Um die Reaktionspfade nachzuvollziehen, ist es deshalb wichtig, die Massen aller beteiligten exotischen Kerne genau zu kennen. Zusätzlich gibt es einige Engstellen, die Fluss und Intensität der Elemententstehung stark hemmen können und entscheidend für das genaue Verständnis der Vorgänge in den kosmischen „Brütern“ von neuen Elementen sind. An diesen Engstellen ist die geforderte Genauigkeit der Massenbestimmung nur mit Penning-Fallen-Massenspektrometern wie Isoltrap möglich. Mit Isoltrap ist es uns gelungen, einige wichtige Massenwerte beizutragen. Für diese Forschung ist es wichtig, dass die Kernphysik große Fortschritte in der Produktion und der Massenbestimmung von exotischen Kernen im Labor gemacht hat. Sie eröffnen einen Zugang zu Kernen, die weit entfernt von den stabilen Nukliden liegen.

Trotzdem können zahlreiche Nuklide, die für die stellare Nukleosynthese von Bedeutung sind, noch nicht im Labor hergestellt und vermessen werden. In diesen Fällen muss man auf theoretische Modelle zurückgreifen und daraus die Kernmasse und die Bindungsenergien im Kern errechnen. Der Kern ist ein selbstorganisiertes Vielkörpersystem, dessen Mitwirkende miteinander über die starke, schwache und elektromagnetische Kraft wechselwirken. Es ist bisher nicht gelungen, ein geschlossenes Modell für alle Massenbereiche zu entwickeln, das nur auf den gemessenen Eigenschaften der beteiligten Teilchen basiert. Alle Modelle haben empirische Komponenten, die nur im Labor durch

Messungen möglichst vieler Kerneigenschaften einer großen Anzahl von Nukliden gut bestimmt werden können.

### Modelle für Kernmassen

Die erste theoretische Massenformel zur Berechnung von Kernbindungsenergien hat Carl Friedrich von Weizsäcker 1935 entwickelt: die auf dem Tröpfchenmodell basierende „semiempirische Massenformel“. Mit ihrer Vorhersagekraft gehört sie auch heute noch zu den besten der weit über zwanzig Massenformeln, die es derzeit gibt.

Eine leicht modifizierte Form des Originalausdrucks der Weizsäcker-Formel kann für die Kernbindungsenergie  $B_n$  wie folgt geschrieben werden:

$$B_n = a_{\text{vol}}A - a_{\text{sf}}A^{2/3} - \frac{3e^2}{5r_0}Z^2A^{-1/3} - (a_{\text{sym}}A \pm a_{\text{ss}}A^{2/3})I^2, \quad (1)$$

wobei  $I = (N - Z)/A$  ein Parameter ist, der die Asymmetrie der Ladungsverteilung im Kern beschreibt.  $A$  ist die Massenzahl des jeweiligen Kerns und  $r_0$  die Ladungsradiuskonstante. Die beiden führenden Terme entsprechen einem sphärischen Flüssigkeitstropfen: Jedes zusätzliche Teilchen bringt die Bindungsenergie  $a_{\text{vol}}$  mit; und weil Teilchen an der Oberfläche weniger Bindungspartner haben, reduziert sich die Bindungsenergie proportional zur Oberfläche um den Beitrag  $a_{\text{sf}}$ . Der dritte Term berücksichtigt die Coulomb-Abstoßung gleich geladener Teilchen innerhalb des sphärischen Tropfens unter der Annahme, dass die Ladung  $Ze$  gleichverteilt ist. Die letzten beiden Terme mit  $a_{\text{sym}}$  und  $a_{\text{ss}}$  beschreiben, dass symmetrische Kerne – also Kerne mit gleicher Anzahl von Neutronen und Protonen – stärker gebunden werden als unsymmetrische Kerne. Bis auf den Oberflächen-Symmetrieterm  $a_{\text{ss}}$  entspricht (1) der Formel, die Hans Bethe und Robert Bacher aufgestellt haben. Weiterentwickelte Modelle, die ähnlich wie in der Weizsäcker-Formel Kernmaterie als eine „Flüssigkeit“ beschreiben, werden auch heute noch genutzt.

Die Qualität von Kernmodellen zeigt sich beim Abgleich mit den experimentell bestimmten Kernmassen. Als Beispiel haben wir in Abbildung 5 die vorhergesagten Massen einer modernen Form der Weizsäcker-Formel mit den verfügbaren experimentellen Daten verglichen. Die mittlere quadratische Abweichung ist kleiner als 3 MeV. Die größten Abweichungen sind im Bereich der Kernschalenabschlüsse zu finden.

Die besondere Stabilität von Kernen mit bestimmten Proton-Neutron-Kombinationen (magische Zahlen) kann mit Hilfe des „Schalenmodells“ erklärt werden. Danach hält eine Zentrifugalkraft die Nukleonen (Proton oder Neutron) auf ihrer Bahn, diese Zentralkraft resultiert als Mittel aus den Kräften aller anderen Nukleonen des Kerns. Ganz ähnlich wie die Elektronen in der Atomhülle bauen sich die Nukleonen in Schalen auf. Die magischen Zahlen repräsentieren voll besetzte oder geschlossene Schalen von Protonen und Neutronen – analog den Elektronenhüllen von

Edelgasen. Das Schalenmodell beschreibt sehr gut einzelne leichte Kerne und Kerne mit nahezu abgeschlossenen Schalen.

Ein anderes Modell, das sich auf viele Kerne erfolgreich anwenden lässt, beschreibt die Nukleonen als Paarzusammenschluss in Kernbausteine, als Bosonen. Wie Cooper-Paare von Elektronen in der Supraleitung charakterisieren auch bestimmte (bosonische) Quanteneigenschaften diese Bosonen im Kern. Eine Veränderung der Kernstruktur kann über dieses Modell als ein Anregen oder Aufbrechen der Paare verstanden werden. Diesen Paarungseffekt berücksichtigt (1) nicht.

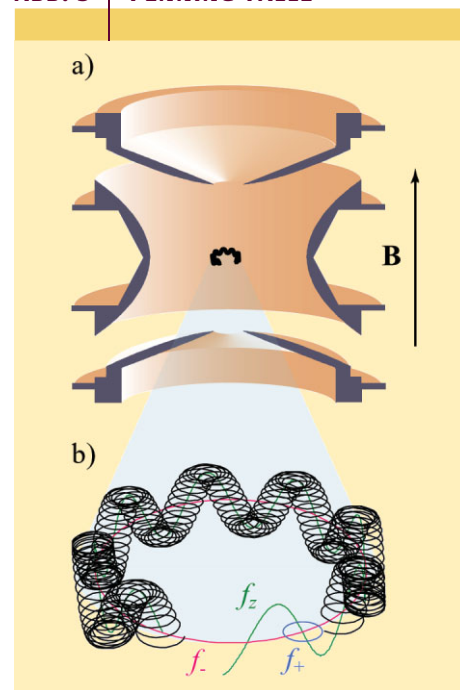
Für die präzise Vorhersage von Massen fernab der Stabilität wichtig sind auch so genannte lokale Massengleichungen. Dafür werden die experimentell bestimmten Massen in der unmittelbaren Umgebung der interessanten Kerne ausgewertet. Daraus kann dann durch Extrapolation auch die Masse bisher nicht gemessener Kerne bestimmt werden.

Ein wichtiges Beispiel hierfür ist die Massengleichung für Isobarenmultipletts (Isobaric-multiplet mass equation, IMME). Dazu muss man den Isospin einführen, der die Symmetrie zwischen Protonen und Neutronen beschreibt. Formal wird er wie ein quantenmechanischer Drehimpuls – ein Spin – behandelt, er ist auch eine Erhaltungsgröße. Mitglieder eines Isobarenmultipletts sind Isobare mit gleichem Isospin  $I$ , jedoch haben sie unterschiedliche Isospinprojektionen  $I_z = (N - Z)/2$  für die Neutronenzahl  $N$  und die Protonenzahl  $Z$ , das heißt, die dritte Komponente des Isospins ist verschieden. 1957 zeigten Eugene Wigner sowie Steven Weinberg und Sam Treiman, dass die Massen  $m$  von Mitgliedern eines Isobarenmultipletts der Beziehung

$$m(I_z) = c_0 + c_1I_z + c_2I_z^2 \quad (2)$$

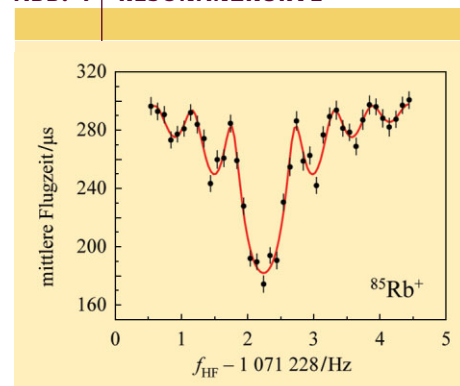
folgen.  $c_0, c_1$  und  $c_2$  sind Koeffizienten, die normalerweise durch Anpassen an bekannte

ABB. 3 PENNING-FALLE



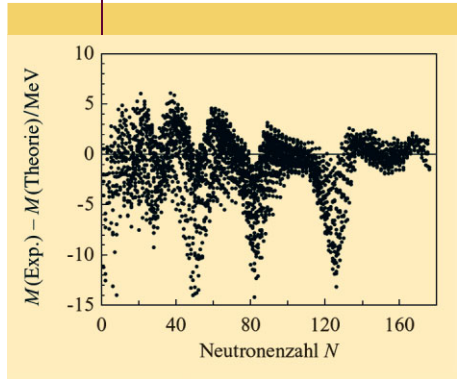
a) Schnittbild einer hyperbolischen Penning-Falle. b) Die Bewegung eines geladenen Teilchens in der Falle setzt sich aus den drei harmonischen Einzelbewegungen mit Frequenzen  $f_z$  (Axialbewegung),  $f_-$  (Magnetronbewegung) und  $f_+$  (modifizierte Zyklotronbewegung) zusammen.

ABB. 4 RESONANZKURVE



Flugzeit-Zyklotronresonanzkurve des stabilen Nuklids Rubidium-85. Die durchgezogene Linie passt die theoretisch erwartete Linienform an die Datenpunkte an.

ABB. 5 BINDUNGSENERGIEN



Abweichung der mit der Weizsäcker-Formel berechneten Bindungsenergien von den experimentellen Werten [1] als Funktion der Neutronenzahl N.

Mitglieder des Multipletts bestimmt werden. Seit dieser Zeit haben viele Tests zur Überprüfung dieser quadratischen Form von IMME stattgefunden und bis dato in hervorragender Weise ihre Gültigkeit bestätigt. Auch mit Isoltrap konnten wir dazu beitragen [7].

### Nukleosynthese und Wartepunktkerne

Nach diesem Ausflug zu den Kernmassenmodellen kehren wir zu unserem Problem zurück: die Nukleosynthese in Sternen, Novae oder Supernovae.

Wie schon angedeutet, bestimmen die Einfangsquerschnitte und Halbwertszeiten der zwischenzeitlich entstehenden Nuklide wesentlich, welchen Pfad eine Nukleosynthese in der Nuklidkarte einschlägt.

Zur Vorhersage der Einfangsquerschnitte und Halbwertszeiten werden meist Modelle benutzt, die auf so genannten Hauser-Feshbach-Berechnungen beruhen. Ihre Treffergenauigkeit hängt davon ab, wie gut die Eigenschaften exotischer Kerne experimentell bestimmt sind. Neben diesen kernphysikalischen Berechnungen fließen natürlich auch astrophysikalische Umgebungsbedingungen in die Kernsynthesemodelle ein, die für den Ablauf der Kernsynthese wichtige Parameter bestimmen, wie die Dichte der Neutronen und Protonen oder die Temperatur. Das Resultat ist eine Vorhersage über den zeitlichen Verlauf dieser

Prozesse und die Häufigkeit der dabei entstandenen Elemente.

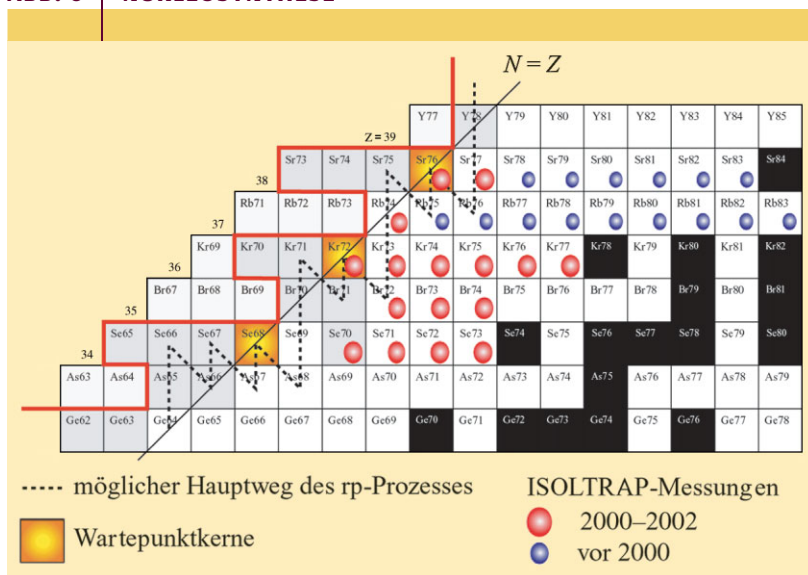
Wendet man dieses Verfahren auf klassische Novae an, um zum Beispiel die Häufigkeit von Nuklide mit Massenzahlen zwischen 92 und 98 – insbesondere Molybden-92 und -94 sowie Ruthenium-96 und -98 – in unserem Sonnensystem zu erklären, dann entdeckt man eine Besonderheit. Einige Nuklide sind von zentraler Bedeutung, um den Verlauf und die Dauer des rp-Prozesses, also des schnellen Protonen-Einfangs in Novae und binären Sternsystemen, genau zu bestimmen. Erreicht der ablaufende rp-Prozess ein solches Nuklid, dann muss er dort „warten“, bis es zerfallen ist. Deshalb heißen diese Nuklide auch Wartepunktkerne.

Der Grund für den Zwangsaufenthalt des Prozesses liegt darin, dass diese Kerne mit nur sehr geringer Wahrscheinlichkeit Protonen einfangen können. Die Lebenszeit dieser Kerne bestimmt also entscheidend die Dauer des gesamten Prozesses. Beobachtungen von Gammastrahlen, die mit dem rp-Prozess verbunden sind, zeigen, dass der Gesamtprozess zwischen 10 und 100 s dauert.

Abbildung 6 zeigt einen möglichen Hauptpfad des rp-Prozesses in einem Ausschnitt der Nuklidkarte, auf dem solche Wartepunktkerne hervorgehoben sind. Der Grund für den unterdrückten Protoneneinfang ist offensichtlich: Das Reaktionsprodukt liegt jenseits der so genannten Protonen-Dripline (Protonen-Abbruchkante) mit der Folge, dass es mit einer extrem kurzen Halbwertszeit wieder in den Ausgangskern und ein Proton zerfällt – der Prozess springt also gewissermaßen immer wieder zurück an dieselbe Stelle. Die Protonen-Dripline ist die Grenze, an der die Bindungsenergie der Protonen im Kern null wird: Damit wird es ihm quasi unmöglich, ein zusätzliches Proton zu binden.

Wir haben kürzlich mit Isoltrap die Massen einer Reihe von Kernen mit hoher Genauigkeit gemessen, die für den rp-Prozess von Bedeutung sind (Abbildung 6). Dazu gehören auch zwei der besonders interessanten Wartepunktkerne, Krypton-72 [12] und Strontium-76 [13]. Gerade beim Krypton-72 haben die genaueren Messdaten von Isoltrap die bisherigen Vorstellungen vom Ablauf des rp-Prozesses an dieser Stelle erheblich präzisieren können. Bisher konnte man bestenfalls annehmen, dass Krypton-72 ein Wartepunkt ist. Unsere Daten brachten nun zusammen mit verfeinerten Rechnungen ein wichtiges Resultat: Die Lebenszeit von Krypton-72 auch in der extrem heißen Umgebung an der Oberfläche eines Neutronensterns ist nicht wesentlich kürzer als die altbekannte  $\beta$ -Zerfallshalbwertszeit von 17 s in einer „normalen“ Umgebung (Abbildung 7). Das heißt, dass der rp-Prozess hier relativ lange anhält; Krypton-72 ist ein Wartepunktstern.

ABB. 6 NUKLEOSYNTHESE



Der astrophysikalische rp-Prozess oberhalb von Z = 35. Der gestrichelte Weg zeigt einen wahrscheinlichen Hauptweg der Elementsynthese, die Wartepunktkerne sind orange markiert. Stabile Nuklide sind schwarz unterlegt. Die rote durchgezogene Linie gibt die Protonen-Dripline an.

### Das Standardmodell im Test

1957 entwickelten Richard Feynman und Murray Gell-Mann eine Quantenfeldtheorie der elektroschwachen Wechselwirkung, mit deren Hilfe eine Vereinheitlichung der elektromagnetischen Kraft und der schwachen Kernkraft ge-

lang. Sie ist heute Bestandteil des Standardmodells der Teilchenphysik.

Die schwache Wechselwirkung ist für den  $\beta$ -Zerfall von Kernen und ähnliche Prozesse verantwortlich, etwa bestimmte Myon-Zerfälle. Sie bewirkt diese Zerfälle, weil sie die Umwandlung von Elementarteilchen erlaubt. Zum Beispiel lässt die Umwandlung eines Down-Quarks in ein Up-Quark ein Neutron in ein Proton zerfallen – auch der umgekehrte Prozess ist in einem Atomkern möglich (Physik in unserer Zeit 2003, 34 (3), 127). Nur schwache Prozesse können bewirken, dass sich Flavor-Quantenzahl up, down, strange, charm, bottom oder top eines Quarks verändert.

In der Quantenfeldtheorie hat die schwache Wechselwirkung zwei Komponenten, die bei Umkehrung der Raumrichtung – also einer Paritätsoperation – ein unterschiedliches Verhalten zeigen. Aus diesem Grund spricht man auch von einem Vektor- und einem Pseudovektoranteil der Wechselwirkung: In formaler Analogie zum elektrischen Strom weist man ihnen ebenfalls Ströme zu. Das Standardmodell besagt, dass dieser Vektorstrom eine Erhaltungsgröße ist (Conserved Vector Current, CVC). Dies ist gleichbedeutend mit der Aussage, dass die starke Kraft keinen Einfluss auf den Vektoranteil der schwachen Wechselwirkung hat.

Die Frage, welche der beiden Komponenten in einem Kernzerfall zum Zuge kommt, hängt von bestimmten Auswahlregeln ab: Diese gelten für den Isospin des Ausgangszustands und denjenigen des Endzustands eines zerfallenden Kerns. Nach diesen Auswahlregeln finden Zerfälle, in denen der Kernspin unverändert null bleibt, ausschließlich über die Vektorkopplung der schwachen Wechselwirkung statt. Übergänge zwischen Zuständen, bei denen Anfangs- und Endzustand den gleichen Isospin haben, sind dabei besonders begünstigt. Sie heißen übererlaubte  $\beta$ -Zerfälle. Abbildung 8 zeigt den übererlaubten Betazerfall von  $^{14}\text{O}$  in  $^{14}\text{N}$ .

Das Kernmatrixelement solcher Zerfälle hängt nur vom Isospin ab und ist daher für alle Kerne mit gleichem Isospin identisch. Man kann für alle diese Zerfälle eine so genannte vergleichbare Halbwertszeit  $Ft$  berechnen. Diese hängt zur fünften Potenz von der Zerfallsenergie ab, also der Massendifferenz zwischen Mutter- und Tochterkern. Von der Halbwertszeit des Zerfalls hängt  $Ft$  dagegen linear ab. Um tatsächlich eine vergleichbare Größe zu erhalten, müssen außerdem zwei kleine Korrekturterme berücksichtigt werden. Falls der Vektorstrom tatsächlich erhalten ist, müssen die vergleichbaren Halbwertszeiten aller übererlaubten Zerfälle innerhalb der Messungenauigkeiten gleich groß sein.

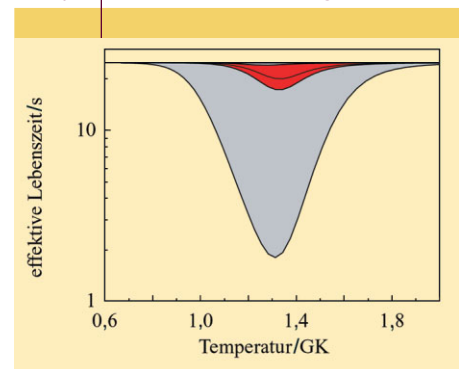
Aus dem Mittelwert der  $Ft$ -Werte für alle Zerfälle mit gleichem Isospin kann man außerdem die Vektorkopplungskonstante bestimmen. Zusammen mit weiteren experimentellen Messgrößen aus dem Myon-Zerfall erhält man daraus das erste Element der „Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix“ (CKM-Matrix). Diese beschreibt die Beziehung der Masseneigenzustände der Quarks zu ihren Eigenzuständen unter der schwachen Wechselwirkung. Das Standardmodell sagt voraus, dass die CKM-Matrix unitär ist. Diese Eigen-

schaft kann die mit kernphysikalischen Messungen einer großen Anzahl von  $Ft$ -Werten sehr genau überprüft werden.

Für neun Kerne im Massenbereich  $10 \leq A \leq 54$ , deren Tochterkerne alle stabil sind, gibt es ausreichend genaue Daten von Halbwertszeit und Zerfallsenergie (Massendifferenz). Mit ihnen ist ein sinnvoller Vergleich der  $Ft$ -Werte möglich [14]. Die vergleichbaren Halbwertszeiten dieser Zerfälle stimmen gut miteinander überein. Zwar stützt dieser Datensatz die CVC-Hypothese des Standardmodells, er deckt aber nur einen begrenzten Massen- und Schalenmodellbereich ab. Aus diesem Grund haben wir mit Isoltrap hochpräzise Massenmessungen an dem schweren Zerfallspaar  $^{74}\text{Rb}$ - $^{74}\text{Kr}$  vorgenommen, für das bereits gute Messungen zur Halbwertszeit vorlagen. Die besondere Schwierigkeit dieser Messung lag darin, dass sowohl Rubidium-74 als auch Krypton-74 kurzlebige Radionuklide sind. Mit einer Halbwertszeit von nur 65 ms ist  $^{74}\text{Rb}$  das kurzlebigste Nuklid, das je in einer Penning-Falle untersucht wurde.

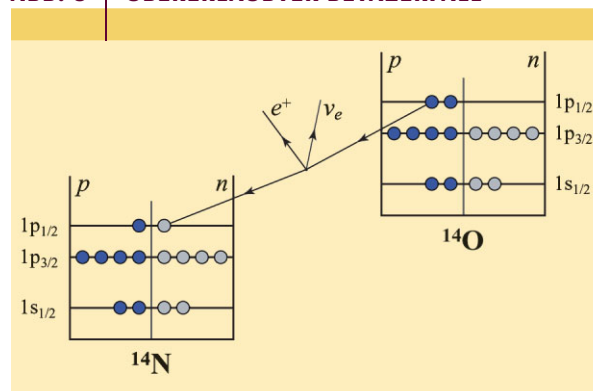
Schließlich konnten wir über diese Massenmessungen die Zerfallsenergie auf 4,5 keV genau bestimmen und daraus  $Ft = 3084 \pm 15$  s ermitteln. Dieser  $Ft$ -Wert stimmt innerhalb der Messungenauigkeit mit dem Mittelwert von neun Zerfällen leichter Kerne überein, für die  $Ft = 3072,2 \pm 0,9$  s gefunden wurde (Abbildung 9) [8]. Unsere Messungen am Zerfallspaar  $^{74}\text{Rb}$ - $^{74}\text{Kr}$  bestätigen also im Rahmen der Messgenauigkeit die CVC-Hypothese und die Unitarität der CKM-Matrix. Die Ungenauigkeit liegt allerdings mit  $\pm 15$  s noch viel höher als die der Messungen an den leichteren Kernen. Sie wird nur zu einem geringen Teil von den Massenmessungen verursacht, sondern liegt daran, dass

ABB. 7 | EFFEKTIVE LEBENSZEIT



Effektive Lebenszeit von  $^{72}\text{Kr}$  als Funktion der Temperatur (angegeben in Gigakelvin). Der rote Bereich ist die Unsicherheit der effektiven Lebenszeit mit den von uns gemessenen Massen von  $^{72}\text{Kr}$ ,  $^{73}\text{Kr}$  und  $^{74}\text{Kr}$ . Der graue Bereich markiert die Unsicherheit der Lebenszeit vor unseren Messungen mit Massenwerten aus [1].

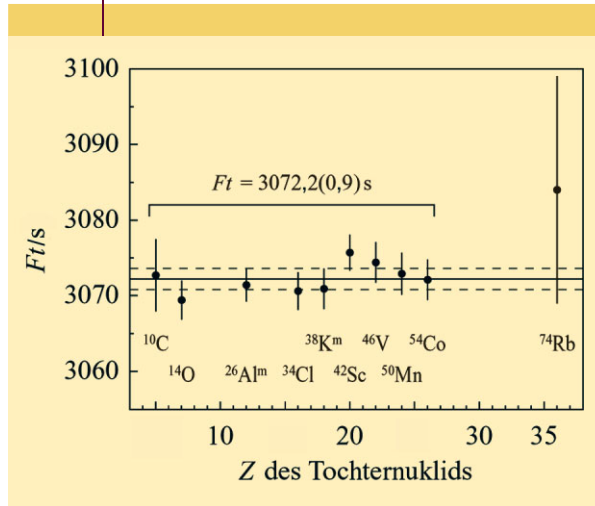
ABB. 8 | ÜBERERLAUBTER BETAZERFALL



Schematische Darstellung des  $\beta$ -Zerfalls von  $^{14}\text{O}$  in  $^{14}\text{N}$  nach dem Schalenmodell. Die schwache Kraft bewirkt im Sauerstoffkern die Umwandlung eines Protons  $p$  in ein Neutron  $n$ , dabei werden ein Positron  $e^+$  und ein Elektron-Neutrino  $\nu_e$  abgestrahlt.

**Halbwertszeit  $T_t$  für  $^{74}\text{Rb}$  aus den Isoltrap-Massenmessungen. Im Vergleich dazu frühere, sehr präzise bestimmte  $T_t$ -Werte von zehn leichteren Kernen, die ebenfalls durch übererlaubten Betazerfall zerfallen.**

**ABB. 9 VERGLEICHBARE HALBWERTSZEITEN**



einer der Korrekturterme für diesen Zerfall noch nicht ausreichend genau berechnet ist.

Diesen Korrekturterm kann man experimentell mit besserer Genauigkeit bestimmen, als dies bisher durch theoretische Berechnungen möglich war. Dazu muss man annehmen, dass der Vektorstrom tatsächlich erhalten ist, und dann die Mittelwerte der vergleichbaren Halbwertszeiten für alle Zerfälle und die Zerfallsenergie heranziehen, die wir gemessen haben. Das erlaubt einen mit dieser Trennschärfe nur selten möglichen Test der verwendeten Kernmodelle. Auch für andere Zerfallspaare leistet das einen Beitrag zu einer Präzisierung der Berechnung ihrer Korrekturterme. Unsere bisherigen Ergebnisse stützen folglich das Standardmodell.

Die heute mit Isoltrap erreichten Massengenauigkeiten erlauben also nicht nur die Überprüfung von Kern- und Massenmodellen, sondern liefern auch Beiträge für Tests der schwachen Wechselwirkung und des Standardmodells. Die beiden hier vorgestellten Beispiele aus der Astrophysik und der Kern- und Teilchenphysik zeigen, dass Präzisionsmassenmessungen an exotischen Kernen an Bedeutung gewinnen. Nach Isoltrap am CERN haben auch andere Labors rund um die Welt zahlreiche Penning-Fallen-Massenspektrometer in Betrieb genommen oder bauen sie gerade auf. Das Wiegen von Atomkernen hat Konjunktur.

### Zusammenfassung

Die präzise Massenbestimmung von Atomkernen ist für verschiedene Gebiete der Physik interessant. Penning-Fallen-Massenspektrometer wie Isoltrap am CERN können auch kurzlebige exotische Kerne „wiegen“, die zuvor im Labor erzeugt wurden. Die genaue Kenntnis ihrer Masse ist ein Schlüssel zum Verständnis dafür, wie Sterne, Novae und Supernovae Elemente erbrüten, die schwerer als Helium sind. Isoltrap ermöglicht auch einen Test des Standardmodells: Die präzise Bestimmung von Kernmassen vor und nach einem radioaktiven Zerfall liefert wichtige Informationen über die Natur der elektroschwachen Wechselwirkung.

### Stichworte

Isoltrap, Isolde, Präzisionsmassenmessung, Kernbindungsenergie, Radionuklide, Massenspektrometer, Penning-Falle, Exotische Kerne, Astrophysik, Wartepunkt, Standardmodell, schwache Wechselwirkung.

### Literatur

- [1] A. H. Wapstra, G. Audi, C. Thibault, Nucl. Phys. A **2003**, 729, 129.
- [2] D. Lunney, J. M. Pearson, C. Thibault, Rev. Mod. Phys. **2003**, 75, 1021.
- [3] J. van Roosbroeck et al., Phys. Rev. Lett. **2004**, 92, 112501.
- [4] K. Blaum et al., Europhys. Lett. **2004**, 67, 586.
- [5] C. E. Rolfs, W. S. Rodney, Cauldrons in the Cosmos, The University of Chicago Press, Chicago und London 1988.
- [6] M. Mukherjee et al., Phys. Rev. Lett. **2004**, 93, 150801.
- [7] K. Blaum et al., Phys. Rev. Lett. **2003**, 91, 260801.
- [8] A. Kellerbauer et al., Phys. Rev. Lett. **2004**, 93, 072502.
- [9] L. S. Brown und G. Gabrielse, Rev. Mod. Phys. **1986**, 58, 233.
- [10] F. Herfurth et al., J. Phys. B **2003**, 36, 931.
- [11] A. Kellerbauer et al., Eur. Phys. J. D **2003**, 22, 53.
- [12] D. Rodríguez et al., Phys. Rev. Lett. **2004**, 93, 161105.
- [13] F. Herfurth et al., Nucl. Phys. A **2004**, 746, 487c.
- [14] I. S. Towner und J. C. Hardy, J. Phys. G **2003**, 29, 197.

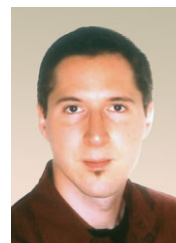
### Die Autoren



Klaus Blaum, Physikstudium und 2000 Promotion an der Universität Mainz. 2000-2004 Postdoc der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI in Darmstadt und CERN-Fellow an Isoltrap in Genf. Seit 2004 Leiter der Helmholtz-Nachwuchsgruppe „Experimente mit gespeicherten und gekühlten Ionen“ in Mainz. Gustav-Hertz-Preisträger 2004, Mattauch-Herzog-Preisträger 2005.



Frank Herfurth, Physikstudium in Leipzig bis 1996, Promotion 2001 in Heidelberg. Danach CERN-Fellow am Isoltrap-Experiment. Seit Anfang 2004 bei der GSI in Darmstadt, dort Aufbau des HITRAP-Experiments zum Abbremsen und Speichern von hochgeladenen Schwerionen.



Alban Kellerbauer, 1994 Physik-Vordiplom in Stuttgart, 1999 Master of Science an der McGill-Universität in Montréal (Kanada). Promotion 2002 in Heidelberg. Danach Postdoc der LMU München an Isolde. Seit 2003 arbeitet er als CERN-Fellow am ATHENA-Experiment zur Herstellung von kaltem Antiwasserstoff für Spektroskopie-Experimente.

### Anschriften

Dr. Klaus Blaum, Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 55099 Mainz.  
Dr. Frank Herfurth, Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) Darmstadt, 64291 Darmstadt.  
Dr. Alban Kellerbauer, CERN, 1211 Genf 23, Schweiz.  
blaumk@uni-mainz.de, f.herfurth@gsi.de, alban.kellerbauer@cern.ch