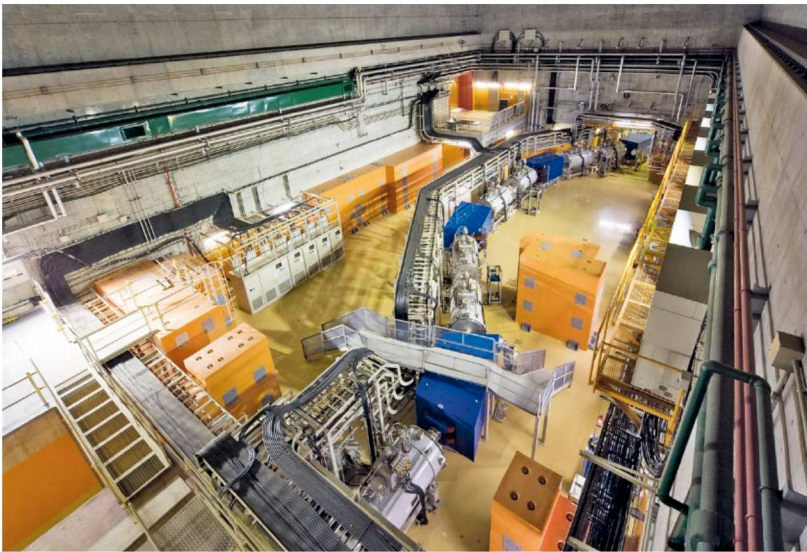


Erstmalige Erzeugung von ^{28}O

Extrem neutronenreicher Sauerstoffkern

THOMAS AUMANN | ACHIM SCHWENK



Der BigRIPS-Fragmentseparator am RIKEN Nishina Center for Accelerator-Based Science in Hiroswa, Japan (Bild: Nishina Center for Accelerator-Based Science).

Die Sauerstoffatome in unserer Luft haben fast immer acht Protonen und acht Neutronen. Unter extremen Bedingungen, wie in Neutronensternen, kann aber Sauerstoff mit bis zu 16 Neutronen existieren. Einem internationalen Forschungsteam ist es gelungen, den neutronenreichsten Sauerstoffkern ^{28}O mit sogar 20 Neutronen an der Forschungsanlage RIKEN in Japan zu erzeugen. Dies gibt entscheidende Einblicke in die starke Wechselwirkung unter den neutronenreichsten Bedingungen, die im Labor erreicht werden können.

This is an open access article under the terms of the Creative Commons Attribution-NonCommercial-NoDerivs License, which permits use and distribution in any medium, provided the original work is properly cited, the use is non-commercial and no modifications or adaptations are made.

Sauerstoff spielt eine entscheidende Rolle für die Existenz von Leben. Aber auch bei der Erforschung der kleinsten Teilchen sind die Sauerstoff-Atomkerne von großer Bedeutung. Atomkerne werden durch die starke Wechselwirkung zwischen Protonen und Neutronen zusammengehalten. In leichten Atomkernen wie Sauerstoff haben die am stärksten gebundenen Atomkerne gleich viele Neutronen wie Protonen. Dies ist bei Sauerstoff ^{16}O mit $Z=8$ Protonen und $N=8$ Neutronen der Fall. Darüber hinaus liegt bei den sogenannten magischen Zahlen $Z=8$ und $N=8$ eine voll gefüllte Protonen- und Neutronenschale vor, was Sauerstoff ^{16}O besonders stark gebunden macht. In der Tat existieren daher über 99% des natürlichen Sauerstoffs als ^{16}O , mit je weniger als 0,25% ^{17}O und ^{18}O .

Jenseits der stabilen Sauerstoffisotope kann die starke Wechselwirkung aber noch viele weitere Sauerstoffkerne mit mehr oder weniger Neutronen binden. Die Grenze gebundener Sauerstoffkerne ist in Abbildung 1a gezeigt: von dem neutronenärmsten ^{13}O bis zum neutronenreichsten gebundenen Sauerstoffisotop ^{24}O . Im Gegensatz zu den stabilen Atomkernen sind diese Sauerstoffisotope aber kurzlebig und zerfallen, überwiegend durch β -Zerfall. Falls die Umgebung aber, im Gegensatz zu unserer Erde, extrem neutronenreich ist, wie das in der äußeren Kruste von Neutronensternen der Fall ist, werden diese neutronenreichen Sauerstoffisotope begünstigt. Deshalb spielen die Atomkerne bis zur Grenze der Neutronenstabilität in der Astrophysik und für die Elemententstehung eine wichtige Rolle.

Besonders interessant an der Kette der Sauerstoffisotope ist auch, dass der letzte gebundene Atomkern ^{24}O eine doppelt-magische Struktur aufweist, bei der die $N=16$ Neutronen alle Orbitale der niedrigstliegenden Energieschalen komplett besetzen. Dies führt zum Beispiel zu einer besonders hohen Anregungsenergie, da zur Anregung mindestens ein Neutron aus einer Energieschale in die nächsthöhere gehoben werden muss. Eine Schlüsselfrage der Kernphysik ist daher, was bei der nächsten magischen Zahl $N=20$ passiert. Ist der Sauerstoff Kern ^{28}O auch doppelt magisch, wie in Abbildung 1b gezeigt? Da $N=20$ eine magische Zahl über weite Teile der Nuklidkarte ist, wäre das nicht undenkbar. Oder ist es möglich, dass die Neutronen auch noch ausgedehntere Orbitale, wie das $2p_{3/2}$ -Orbital, besetzen? Diese Struktur ist in Abbildung 1c skizziert.

Die Beantwortung dieser Fragen ist besonders schwierig, da ab ^{25}O alle Sauerstoff-Atomkerne nicht mehr gebunden sind und daher nur als extrem kurzlebige Resonanzen existieren.

Bislang war es nur möglich, die Sauerstoffresonanzen bis ^{26}O zu erforschen. Dabei kam heraus, dass die Grundzustandsresonanz von ^{26}O nur 22 keV über dem Grundzustand von ^{24}O liegt, also fast gebunden ist. Das macht die Frage nach einer doppelt-magischen Struktur von ^{28}O noch spannender, da die niedrigliegende Energie eine solche zu begünstigen scheint.

Einblicke in die starke Wechselwirkung

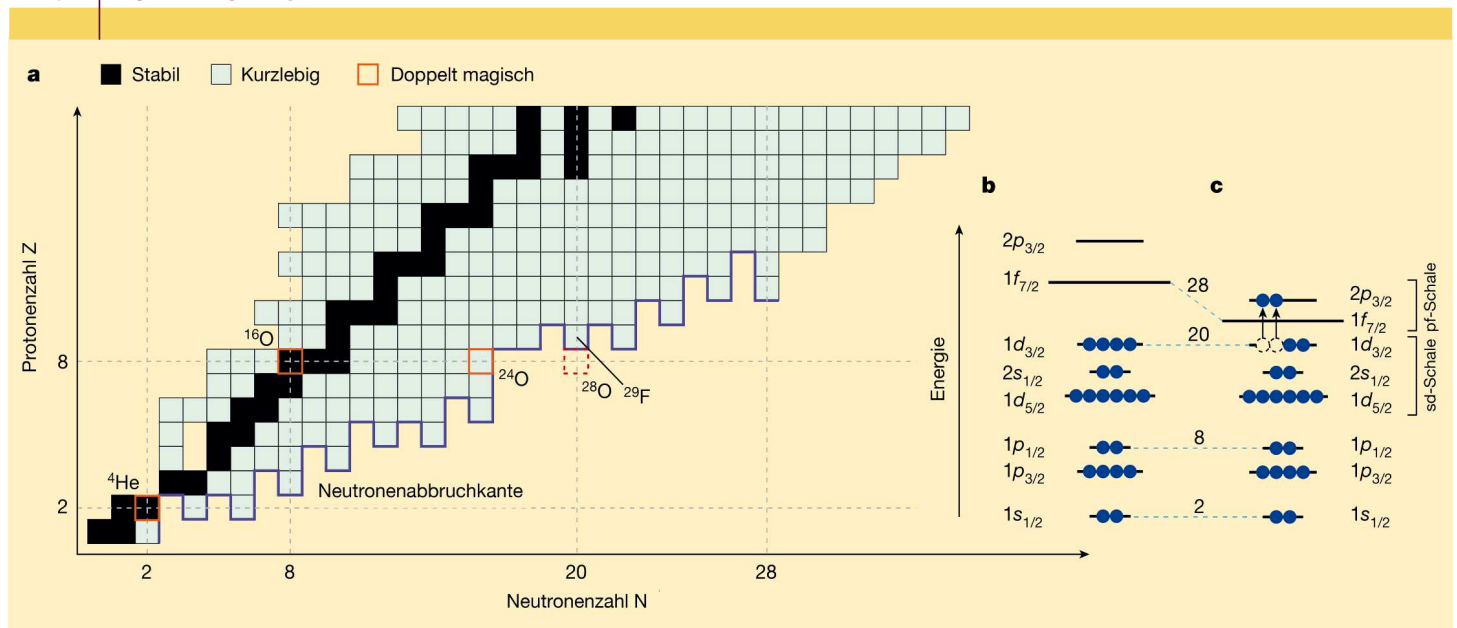
Die Struktur der Sauerstoffkerne ist durch die starke Wechselwirkung bestimmt, welche die Kräfte zwischen Nukleonen, also Neutronen und Protonen, beschreibt. Bei den relevanten Energien für die Berechnung von Atomkernen werden die Wechselwirkungen zwischen den Nukleonen systematisch durch eine effektive Feldtheorie der starken Wechselwirkung beschrieben. Am wichtigsten dabei sind Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen, die insgesamt attraktiv sind, sodass Atomkerne gebunden werden. Allerdings würden Zwei-Nukleonen-Wechselwirkungen alleine neutronenreiche oder schwere Kerne systematisch „überbinden“. Dies wird in Rechnungen durch eine insgesamt abstoßend wirkende Drei-Nukleonen-Wechselwirkung kompensiert.

Die Kette der Sauerstoffisotope ist daher auch ein Schlüssel zum Test der starken Wechselwirkung und des Wechselspiels zwischen der insgesamt attraktiven Zwei-Nukleonen-Wechselwirkung und der repulsiven Drei-Nukleonen-Wechselwirkung. In der Tat konnte 2010 zum ersten Mal gezeigt werden, dass Drei-Nukleonen-Wechselwirkungen essenziell sind zur Beschreibung der Eigenschaften der Sauerstoffisotope und dass mit der Hinzunahme von Drei-Nukleonen-Wechselwirkungen die Grenze des zuletzt gebundenen Sauerstoffkerns ^{24}O richtig beschrieben wird [1]. Da Drei-Nukleonen-Wechselwirkungen auch wichtig sind zur Beschreibung von magischen Zahlen, ist die Erforschung des extrem neutronenreichen ^{28}O damit ein Test der starken Wechselwirkung unter sehr neutronenreichen Bedingungen, denn das Verhältnis von Neutronen zu Protonen liegt hier bei $N/Z=20/8$.

Produktion exotischer Kerne

Um die Eigenschaften extrem neutronenreicher Kerne zu untersuchen, müssen diese erst erzeugt werden, da sie instabil sind und nicht in der Natur vorkommen. Die Produktion solcher Kerne geschieht mittels Reaktionen von stabilen Kernen, die vorher als Ionen in elektromagnetischen Feldern beschleunigt werden. Zur Erzeugung von ^{28}O wurde im Experiment eine Proton-Knockout-Reaktion an ^{29}F in einem Wasserstofftarget (also an Protonen, p) benutzt: $^{29}\text{F}(p,2p)^{28}\text{O}$ [2]. ^{29}F ist mit nur einem Proton mehr als der

ABB. 1 | NUKLIDE UND ORBITALE



Übersicht über die Struktur gebundener Sauerstoffisotope. a) Nuklidkarte aller gebundenen Atomkerne bis zur Protonenzahl $Z=18$ mit Fokus auf die Kette der Sauerstoffisotope ($Z=8$). Stabile Atomkerne sind mit schwarzen Kästchen abgebildet; gebundene, aber kurzlebige Isotope mit einem grünen Kästchen. In der Kette der Sauerstoffisotope sind die doppelt-magischen Atomkerne ^{16}O und ^{24}O rot umrandet markiert. Die Kette erstreckt sich von der Grenze der Protonenstabilität bei ^{13}O bis zur Grenze der Neutronenstabilität bei ^{24}O . Der erstmals erzeugte Sauerstoff-Atomkern ^{28}O liegt vier Isotope jenseits dieser Grenze bei der magischen Neutronenzahl $N=20$. Die Energieniveaus in b) und c) zeigen zwei mögliche Strukturen der besetzten Neutronenorbitale in ^{28}O : in b) die Struktur mit vollständig abgeschlossenen Schalen, falls ^{28}O doppelt-magisch wäre, in c) die beobachtete Konfiguration mit je einem Neutronenpaar in der $1d_{3/2}$ -Schale und der höherliegenden $2p_{3/2}$ -Schale (Abbildung aus [2]).

ungebundene ^{28}O -Kern der nächstliegende gebundene Kern, der allerdings selbst instabil ist und mittels β -Zerfall mit einer Halbwertszeit von 2,7 ms zerfällt. Die Knockout-Reaktion, in der ein Proton des einfliegenden Fluorkerns plötzlich in der Kollision mit einem Proton des Targets herausgeschlagen wird, erfordert hohe Strahlenergien von mehreren hundert MeV/Nukleon. Nur dann ist die Reaktion deutlich schneller als die internen Bewegungen der Nukleonen im Kern, was die Reaktion und deren theoretische Beschreibung deutlich vereinfacht.

Die erste Herausforderung des Experimentes besteht nun darin, einen ^{29}F -Strahl genügend hoher Intensität zu erzeugen. Da ^{29}F extrem neutronenreich ist, wurde als stabiler Ausgangskern ^{48}Ca ausgewählt, der 28 Neutronen und 20 Protonen enthält, also dem N/Z -Verhältnis von ^{29}F (20/9) möglichst nahe kommt. Das stabile Isotop ^{48}Ca kommt allerdings nur mit einer relativen Häufigkeit von 0,19% in natürlichem Kalzium vor. Zur Präparation des Strahls musste deshalb hoch angereichertes Kalzium in der Ionenquelle verwendet werden. Das Experiment fand an der Beschleunigeranlage RIBF (Radioactive Ion Beam Factory) am RIKEN Nishina Center in Japan statt, wo momentan die höchsten Strahlintensitäten möglich sind.

Der ^{48}Ca -Strahl mit einer Energie von 345 MeV/Nukleon erreichte eine Intensität von typischerweise $3 \cdot 10^{12}$ Teilchen pro Sekunde. Die Produktionswahrscheinlichkeit von ^{29}F in einer Reaktion von ^{48}Ca in einem Be-Target ist allerdings sehr gering. Die erzeugten Kerne wurden mit dem BIGRIPS-Fragmentseparator (Foto auf Seite 42) separiert und identifiziert. Anschließend wurden sie mit einer mittleren Intensität von etwa 90 Teilchen pro Sekunde an das Experiment, wo die Knockout-Reaktion stattfindet, weiter-

geleitet – also mit einer Intensität, die um mehr als zehn Größenordnungen kleiner war als der Primärstrahl. Da der erzeugte Strahl mit 235 MeV/Nukleon etwa 60% der Lichtgeschwindigkeit schnell ist, spielt der radioaktive Zerfall während des Strahltransports zum Experiment aufgrund der viel längeren Halbwertszeit im Millisekundenbereich keine Rolle.

Das Experiment

Ziel des Experiments war die Produktion von ^{28}O aus einem ^{29}F -Sekundärstrahl, sowie dessen Beobachtung und Nachweis durch die Vermessung der Zerfallsprodukte ^{24}O plus vier Neutronen. ^{28}O ist ungebunden, so dass der Grundzustand nur als kurzlebige Resonanz existieren kann. Der Zerfall geschieht dabei so schnell (10^{-21} s), dass der Kern bereits im Target wieder in ^{24}O plus 4 Neutronen zerfällt. Der Nachweis der Erzeugung geschieht über die Rekonstruktion der Zerfallsenergie, für die man eine resonanzartige Überhöhung des Wirkungsquerschnitts erwartet. Das Experiment muss also die Impulse aller Teilchen des Zerfalls im Flug genau vermessen, um die invariante Masse M_{inv} beziehungsweise die Energie mit Hilfe des Viererimpulses P^μ zu rekonstruieren:

$$M_{\text{inv}}^2 = P^\mu P_\mu = E_{\text{tot}}^2 - P_{\text{tot}}^2 = \left(\sum_i^N E_i \right)^2 - \left(\sum_i^N p_i \right)^2.$$

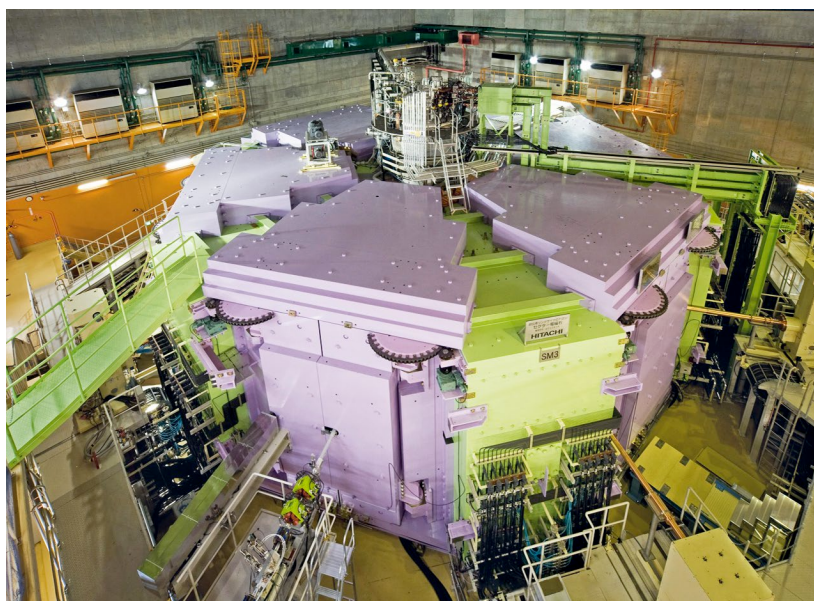
E_{tot} ist dabei die Gesamtenergie und P_{tot} der Gesamtimpuls, sowie entsprechend E_i und p_i die Energien und Impulse der einzelnen Teilchen. Die Relativenergie oder Zerfallsenergie in N Teilchen ist dann gegeben durch

$$E_{\text{rel}} = \sqrt{\sum_i^N m_i^2 + \sum_{i \neq j}^N \gamma_i \gamma_j m_i m_j (1 - \beta_i \beta_j \cos \theta_{ij}^{\text{LAB}})} - \sum_i^N m_i.$$

Dabei sind θ_{ij}^{LAB} die Winkel zwischen den jeweiligen Teilchen mit Masse m_i , Geschwindigkeit β_i und dem relativistischen Lorentz-Faktor γ_i .

Man muss also die Geschwindigkeiten sowie die Relativwinkel aller identifizierten Zerfallsprodukte bestimmen. Da die Resonanz im MeV-Energiebereich erwartet wird, muss die Messung eine Genauigkeit erreichen, die im Bereich von 100 keV liegt, während die mittlere kinetische Energie der Zerfallsprodukte im Laborsystem etwa der Strahlgeschwindigkeit entspricht, also 235 MeV/Nukleon. Die größten Herausforderungen des Experiments waren der Nachweis der vier Neutronen sowie das Erreichen einer hinreichend hohen Luminosität, um mit einem Strahl von nur 90 Teilchen pro Sekunde genügend viele eindeutige Ereignisse zu akkumulieren.

Dazu wurde ein aktives Flüssig-Wasserstoff-Target eingesetzt, bei dem sich die beiden gestreuten Protonen der Knockout-Reaktion in einer die Flüssigwasserstoffzelle umschließenden zylinderförmigen Time Projection Chamber (MINOS TPC) nachweisen ließen. Aus den von den Protonen erzeugten Ionisationssignalen wurden dabei die Trajektorien der gestreuten Protonen rekonstruiert, sodass



Das Superconducting Ring Cyclotron (SRC) am RIKEN Nishina Center beschleunigt Ionenstrahlen bis zu 70% der Lichtgeschwindigkeit mit den weltweit höchsten Strahlintensitäten (Bild: RIKEN Nishina Center).

sich der Ort der Reaktion im Target genau bestimmen ließ. Dies erlaubte die Verwendung eines dicken Targets (hier 15 cm), ohne dass das auf Kosten der Auflösung für die Messung der Relativenergie ging.

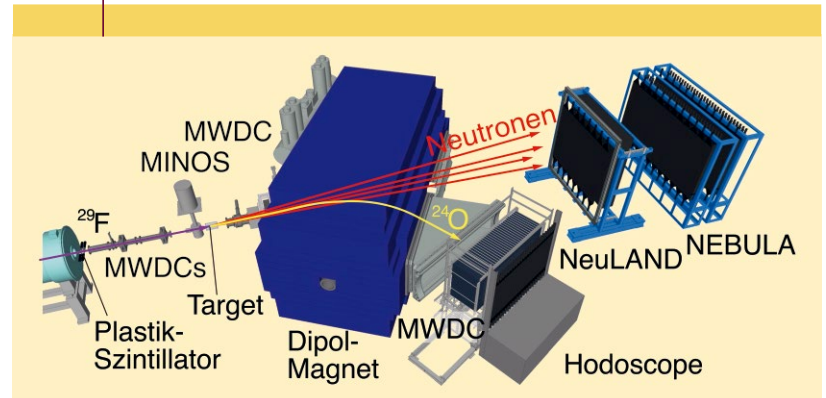
Die zweite Herausforderung bestand in der Messung von vier Neutronen in Koinzidenz mit dem Fragment. Dies hat das Team über einen Ausbau des Neutronendetektors am SAMURAI-Experiment [3] bei RIKEN angegangen. Dafür wurde der Demonstrator-Detektor des für das R³B-Experiment (Reactions with Relativistic Radioactive Beams) bei FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) in Darmstadt entwickelten und konstruierten Neutronendetektors NeuLAND [4] (Foto auf Seite 40) nach Japan transportiert und dort zusammen mit dem existierenden NEBULA-Detektor in Betrieb genommen. Der NeuLAND-Detektor ist ein granularer Detektor aus vielen einzelnen Plastik-Szintillatoren der Dimension $5 \times 5 \times 250 \text{ cm}^3$. Insgesamt hat der aufgebaute Detektor eine aktive Fläche von $250 \times 250 \text{ cm}^2$. Er erreicht eine Auflösung von 150 ps in der Flugzeit der Neutronen und eine Ortsauflösung von etwa 2 cm. Zusammen mit dem NEBULA-Detektor konnten wir so eine Effizienz von etwa 0,4 % bei 0,5 MeV Relativenergie für den gleichzeitigen und eindeutigen Nachweis von vier Neutronen erzielen. Damit war zum ersten Mal die Messung einer invarianten Masse mit vier Neutronen im Endzustand möglich.

Das Experiment wurde an der Radioactive Ion Beam Factory RIBF am RIKEN (Fotos auf Seiten 2 und 40) mit dem SAMURAI-Aufbau durchgeführt. Dieses Experiment ist in der Lage, Reaktionen kinematisch vollständig zu vermessen. Weltweit vergleichbare Experimente sind das R³B-Experiment am GSI Helmholtzzentrum und zukünftig bei FAIR in Darmstadt, sowie der MONA-Aufbau an der amerikanischen Beschleunigeranlage FRIB (Facility for Rare Isotope Beams) in Michigan. Der schematische Aufbau des SAMURAI-Experiments ist in Abbildung 2 gezeigt. Der vom BigRIPS-Fragmentseparator (Foto auf S. 2) erzeugte und identifizierte ^{29}F -Strahl wird auf das Target gelenkt und mit Ortsmessungen über Multiwire Drift Chambers (MWDC) der Winkel und Auftreffort auf das Target bestimmt.

Das Zeitsignal für den Start der Flugzeitmessung lieferte ein Plastikszintillator. Nach dem Flüssig-Wasserstoff-Target werden geladene Projektile beziehungsweise Fragmente durch den supraleitenden Dipolmagneten SAMURAI abgelenkt. Durch Messung der Orte und Winkel der Teilchen (MWDC), sowie durch Messung der Flugzeit und des Energieverlusts in einer großflächigen Wand aus Plastikszintillatoren (Hodoskop) hinter dem Magneten, können die Fragmente eindeutig nach Ladung Z und Masse A identifiziert werden. Die Impulse lassen sich anhand der Trajektorien durch das Magnetfeld ermitteln.

Die Neutronen fliegen ohne Ablenkung durch das Magnetfeld und treffen etwa 10 m hinter dem Target auf die Neutronendetektoren NeuLAND und NEBULA. Diese hochenergetischen Neutronen verursachen Reaktionen im Plastikmaterial des Detektors. Dabei gestreute geladene

ABB. 2 | SAMURAI-EXPERIMENT



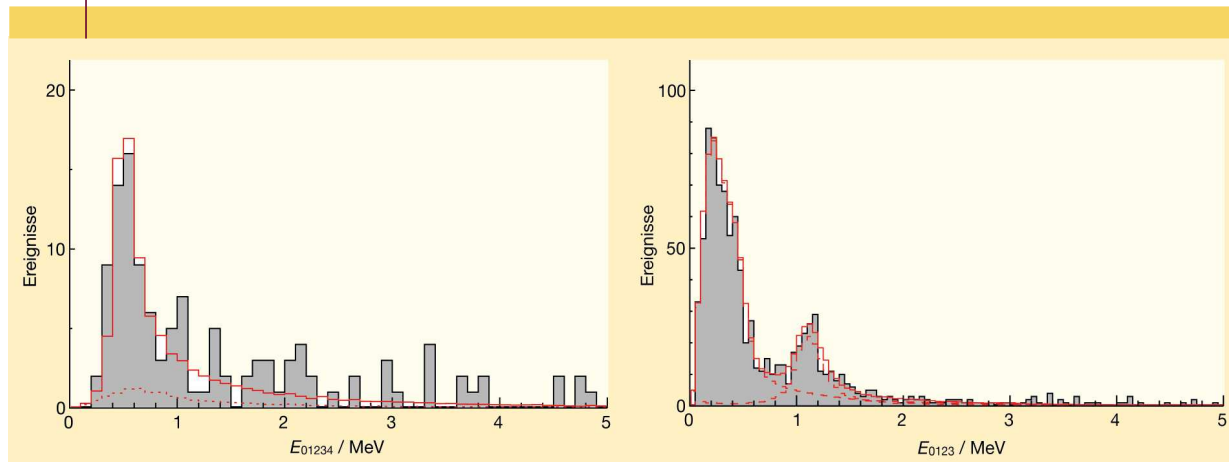
Schematischer Aufbau des SAMURAI-Experiments an der RIBF in Japan. Der von links kommende ^{29}F -Strahl wird auf das von einer TPC (Time Projection Chamber, Deutsch: Spurendriftkammer) umschlossene Flüssig-Wasserstoff-Target (MINOS) gelenkt. Auftreffort und Winkel sowie die Zeitinformation werden über orts-empfindliche Gasedetektoren (MWDCs) und einen Plastikszintillator gemessen. Die geladenen Teilchen passieren nach dem Target das Magnetfeld des supraleitenden Dipols SAMURAI und werden dabei entsprechend ihrer Impulse abgelenkt. Weitere Ortsmessungen (MWDC) sowie Zeit- und Energieverlustmessungen (Hodoscope) erlauben die Identifikation der geladenen Teilchen sowie die Bestimmung der Impulse. Neutronen werden in der Geradeausrichtung mit den Neutronendetektoren NeuLAND und NEBULA nachgewiesen. Der Abstand zwischen Target und NeuLAND beträgt etwa 10 m (Grafik aus [2]).

Teilchen erzeugen ein Signal im Detektor, das die Information zur Geschwindigkeit und Winkel des Neutrons enthält. Die Schwierigkeit in der Analyse dieser Daten liegt in der Zuordnung der erzeugten Signale zu den einzelnen Neutronen.

Besonders Augenmerk wurde dabei auf die Behandlung des „Übersprechens“ gelegt. Das sind Signale, die durch eine zweite Reaktion desselben Neutrons oder seiner Reaktionsprodukte erzeugt werden, was das Signal eines weiteren Neutrons vortäuschen kann. Solche Ereignisse werden mit speziellen Verfahren identifiziert und ausgeschlossen, was die Effizienz des Neutronennachweises allerdings weiter reduziert. Im hier beschriebenen Experiment haben wir eine Effizienz von etwa 0,4 % bei 0,5 MeV Relativenergie für den eindeutigen Vier-Neutronen-Nachweis erzielt. Für den Drei-Neutronen-Nachweis sind es etwa 2 %.

Ergebnisse

Aus der Kombination der Messgrößen ließ sich nun für jedes Ereignis die Relativenergie der gemessenen Teilchen bestimmen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3 für den Nachweis von $^{24}\text{O} + 4$ Neutronen (links), sowie $^{24}\text{O} + 3$ Neutronen (rechts) gezeigt. In beiden Fällen gibt es eine resonanzartige Überhöhung im Wirkungsquerschnitt bei niedrigen Relativenergien, die den jeweiligen Grundzuständen der Kerne ^{28}O und ^{27}O entsprechen. Das Maximum im ^{28}O -Spektrum liegt bei etwa 0,5 MeV. Das bedeutet, dass ^{28}O lediglich um 0,5 MeV ungebunden ist. Die Breite der Peaks wird durch die Auflösung des Experiments domi-

ABB. 3 | DIE SAUERSTOFFISOTOPE ^{28}O UND ^{27}O 

Links: Relativenergie von ^{28}O im 5-Körper-Zerfall $^{28}\text{O} \rightarrow ^{24}\text{O} + 4n$. Die gepunktete Kurve repräsentiert einen Untergrundbeitrag durch Fehlerkennung von Neutronen (Übersprechen), der mit einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt wurde. Das rote durchgezogene Histogramm zeigt die Beschreibung des Spektrums als Summe aus angepasster Breit-Wigner-Resonanz und Untergrund. **Rechts:** Relativenergie für ^{27}O . Der niedrigliegende Peak wird durch den Zerfall von ^{28}O verursacht, bei dem ein Neutron nicht detektiert wurde. Der Peak oberhalb von 1 MeV entspricht der Grundzustands-Resonanz von ^{27}O . Das Spektrum inklusive beider Beiträge wird sehr gut durch die Monte-Carlo-Simulation der Zerfälle von ^{28}O und ^{27}O beschrieben (rotes Histogramm) [2].



Der für das R^3B -Experiment bei FAIR in Darmstadt entwickelte und konstruierte Neutronendetektor NeuLAND wurde nach Japan gebracht (Bild: GSI).

niert. Es konnte aber ein oberer Grenzwert für die Breite der Resonanz von 0,7 MeV ermittelt werden. Energie und Breite wurden durch den Fit einer Breit-Wigner-Resonanz bestimmt. Ein kleiner verbleibender Untergrund durch Fehlerkennung von Neutronen durch Übersprechen wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation berücksichtigt. Die gepunktete rote Linie in Abbildung 3 (links) zeigt den Beitrag dieses Untergrunds.

Im Spektrum für $^{24}\text{O} + 3$ Neutronen erkennt man zwei Peakstrukturen bei etwa 100 keV und bei 1,1 MeV. Das Maximum direkt oberhalb der Schwelle wird dabei durch Ereignisse verursacht, bei denen ^{28}O erzeugt wurde, aber nur drei der vier Neutronen im Detektor nachgewiesen werden konnten. Dies wird durch eine vollständige Monte-Carlo-Simulation, die gleichzeitig die Zerfallsspektren von ^{27}O und ^{28}O beschreibt, bestätigt. Der Peak bei 1,1 MeV kann allerdings nicht durch solche Ereignisse erzeugt werden und wird dem Zerfall des ^{27}O -Grundzustands zugeordnet. Die Simulation aus den beiden Komponenten eines unvollständig gemessenen ^{28}O -Zerfalls, und einer Breit-Wigner-Resonanz für den ^{27}O -Grundzustand beschreibt das Spektrum sehr gut (rotes Histogramm in Abbildung 3 rechts).

Unsere bisherigen Erkenntnisse zu den energetischen Verhältnissen in den neutronenreichen Sauerstoffkernen jenseits der Neutronenabbruchkante sind in Abbildung 4 zusammengefasst. Dabei sind die Energien jeweils relativ zur Energie des Grundzustands von ^{24}O dargestellt. Die Kerne ^{25}O und ^{26}O wurden bereits in einem früheren Experiment [5] bei SAMURAI gemessen. Man sieht, dass während ^{25}O um etwa 750 keV ungebunden ist, ^{26}O aufgrund des Energiegewinns des Neutronenpaares mit nur 22 keV ungebunden ist. Für ^{26}O konnte auch ein angeregter Zustand bei

etwa 1,3 MeV nachgewiesen werden, der sequentiell über den Grundzustand von ^{25}O in ^{24}O zerfällt, wie durch die Pfeile in der Abbildung angedeutet ist. Die Energien der in diesem Experiment erstmals beobachteten Kerne ^{27}O und ^{28}O sind in rot eingezeichnet. Auch hier wurde ein sequentieller Zerfall sowohl von ^{27}O als auch ^{28}O über den ^{26}O -Grundzustand beobachtet.

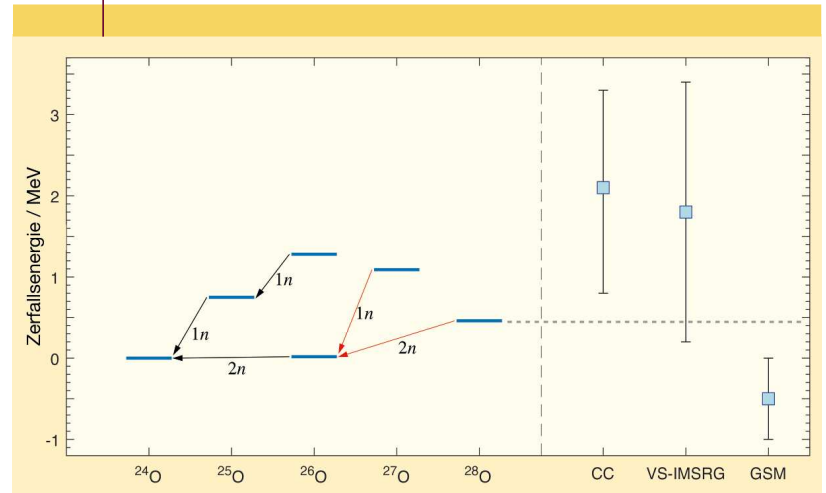
Eine weitere wichtige Messgröße neben den Energien, den Zerfallsbreiten der Resonanzen sowie den Zerfalleigenschaften ist der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von ^{28}O aus dem ^{29}F -Kern durch die Proton-Knockout-Reaktion. Hierbei wird das Proton außerhalb der abgeschlossenen Schale mit $Z=8$ plötzlich in einem Streuprozess mit einem Proton aus dem Target mit hohem Impulsübertrag herausgeschlagen. Die beiden gestreuten Protonen werden unter Streuwinkeln um 45° nachgewiesen. Sie haben kinematisch die Charakteristik wie die Streuung zweier freier Protonen.

Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann quantenmechanisch als Überlapp der Vielteilchen-Wellenfunktionen zwischen Anfangs- und Endzustand. Dieser Überlapp und damit der Wirkungsquerschnitt werden groß, wenn die Wellenfunktionen der Neutronenkonfigurationen in ^{29}F und ^{28}O sehr ähnlich sind. Über die neutronenreichen Fluor-Isotope wissen wir bereits aus früheren Experimenten, dass die Energieniveaus der pf-Schale abgesenkt sind und nahe des $d_{3/2}$ -Niveaus liegen; die für eine abgeschlossene Schale typische große Energielücke verschwindet also (Abbildung 1). Dadurch kommt es zu Konfigurationsmischungen in der Wellenfunktion, die sich dann als Überlagerung dieser Komponenten beschreiben lässt.

Kerne mit einer solchen Struktur sind deformiert und haben niedrigliegende angeregte Zustände, im Gegensatz zu magischen Kernen, die sphärisch sind und bei denen der erste angeregte Zustand bei höheren Anregungsenergien liegt, wie bei ^{24}O . Nun wurde für die Population des ^{28}O -Grundzustands in dem Experiment ein relativ großer Wirkungsquerschnitt gemessen, der nahe an dem erwarteten Wert für gleiche Neutronenkonfigurationen von ^{29}F und ^{28}O liegt. Wäre hingegen die Schale mit $N=20$ abgeschlossen, würde nur ein kleiner Beitrag des Wirkungsquerschnitts zur Population des Grundzustands von ^{28}O beitragen. Die Messung gibt also einen ganz klaren Hinweis darauf, dass ^{28}O kein doppelt magischer Kern ist, sondern überwiegend der Neutronenbesetzung in Abbildung 1c folgt.

In Abbildung 4 ist die Energie von ^{28}O verglichen mit Vielteilchenrechnungen gezeigt, die auf stark wechselwirkenden Nukleonen basieren. Hierbei sind auch die theoretischen Unsicherheiten gezeigt. Die Ergebnisse der Rechnungen mit den Methoden Ab-Initio Coupled-Cluster (CC) [2] und Ab-Initio Valence-Space In-Medium Similarity Renormalization Group (VS-IMSRG) [6] berücksichtigen Zwei- und Drei-Nukleonen-Wechselwirkungen und lösen das Vielteilchenproblem mit kontrollierten Näherungen. Beide finden innerhalb der Unsicherheiten Ergebnisse, die kon-

ABB. 4 | ZUSTANDSENERGIEN



Zustände in den ungebundenen neutronenreichen Sauerstoffisotopen. Die Energien sind relativ zu ^{24}O angegeben, dem schwersten noch gebundenen Sauerstoffisotop. Die Pfeile deuten die beobachteten Zerfälle dieser Zustände an. Rechts im Bild sind Vergleiche zu theoretischen Berechnungen basierend auf den Methoden CC [5], VS-IMSRG [6] sowie GSM [7] als Symbole mit den theoretischen Unsicherheiten gezeigt.

sistent mit der Messung sind. Allerdings liegen beide Rechnungen im Mittel bei zu hohen Energien. Die Gamow-Shell-Model (GSM)-Methode [7] löst das System mit gröberen Näherungen, aber berücksichtigt insbesondere die Wechselwirkung der Nukleonen im Kontinuum, das heißt im ungebundenen System. Dies führt zu kleineren Energien. Neben der besseren Berücksichtigung von Kontinuums-effekten ist aufgrund des beobachteten Schalenaufbruchs auch die Untersuchung von Deformationseffekten, die man jenseits von doppelt-magischen Kernen erwartet, eine wichtige offene Frage.

Ausblick

Die Beobachtung und Messung der Grundzustandsenergie von ^{28}O liefert eine wichtige Größe zur theoretischen Beschreibung von extrem neutronenreichen Kernen und dem Verständnis der starken Wechselwirkung. Diese wichtigen Tests der starken Wechselwirkung im Labor erlauben es der Theorie, verlässliche Vorhersagen für neutronenreiche Materie in Neutronensternen auf der Basis experimentell getesteter Zwei- und Drei-Nukleonen-Wechselwirkungen zu machen. Denn auch in Neutronensternen hat das Wechselspiel dieser Wechselwirkungen einen entscheidenden Einfluss auf die Zustandsgleichung von Materie.

Ein nächster großer experimenteller Schritt ist die Messung der Lage des ersten angeregten Zustands von ^{28}O , der in diesem Experiment nicht eindeutig identifiziert werden konnte. Hierzu bedarf es einer deutlichen Steigerung der Nachweiseffizienz für die Detektion von Mehr-Neutronen-Zerfällen. Der weitere Ausbau des NeuLAND-Detektors für das R³B-Experiment an der Darmstädter Anlage FAIR zusammen mit hochintensiven ^{48}Ca -Strahlen würde ein solches Experiment ermöglichen.

Mit dem erfolgreichen Nachweis des Atomkerns ^{28}O sind nun alle experimentell erreichbaren neutronenreichen Kerne beobachtet worden, von denen man entsprechend den bei stabilen Kernen gefundenen magischen Zahlen von doppelt-magischen Kernen ausgehen konnte. Dies sind ^{10}He ($Z=2$, $N=8$), ^{28}O ($Z=8$, $N=20$), ^{78}Ni ($Z=28$, $N=50$), und ^{132}Sn ($Z=50$, $N=82$). Während für die Isotope ^{78}Ni und ^{132}Sn eindeutig ein doppelt-magischer Charakter etabliert werden konnte, ist dies für ^{28}O nach unseren jetzigen experimentellen Ergebnis nicht der Fall. Dies liegt vermutlich am stärksten an den Deformationseffekten, die man auch schon beim neutronenreichen ^{78}Ni anfängt zu sehen. Für den wie ^{28}O ungebundenen Kern ^{10}He müssen noch weitere Experimente durchgeführt werden, um über die Eigenschaften hinsichtlich der Schalenstruktur Aufschluss zu erhalten.

Zusammenfassung

Einem internationalen Forschungsteam ist es gelungen, den neutronenreichsten Sauerstoff Kern ^{28}O mit 20 Neutronen an der Forschungsanlage RIKEN in Japan zu erzeugen. Dies gibt entscheidende Einblicke in die starke Wechselwirkung unter den neutronenreichsten Bedingungen, die im Labor erreicht werden können. Diese wichtigen Tests der starken Wechselwirkung erlauben es, verlässliche Vorhersagen für neutronenreiche Materie in Neutronensternen zu entwickeln.

Stichwörter

Starke Wechselwirkung, Kernphysik, magischer Kern, doppelt-magischer Kern, neutronenreicher Kern, Sauerstoff-28.

Danksagung

Open-Access-Veröffentlichung ermöglicht und organisiert durch Projekt DEAL.

Literatur

- [1] T. Otsuka et al., Phys. Rev. Lett. **2010**, 105, 032501.
- [2] Y. Kondo et al., Nature **2023**, 620, 965.
- [3] T. Kobayashi et al., Nucl. Instrum. Methods B **2013**, 317, 294.
- [4] K. Boretzky et al., Nucl. Instrum. Methods A **2021**, 1014, 165701.
- [5] Y. Kondo et al., Phys. Rev. Lett. **2016**, 116, 102503.
- [6] S. R. Stroberg et al., Phys. Rev. Lett. **2021**, 126, 022501.
- [7] K. Fossez et al., Phys. Rev. C **2017**, 96, 024308.

Die Autoren



Thomas Aumann hat in Mainz studiert und dort 1995 promoviert. Sein Fachgebiet ist die experimentelle Kernphysik mit Schwerpunkt auf der Erforschung der Eigenschaften von neutronenreichen Kernen. Seit 2008 leitet er die Forschungsabteilung Kernreaktionen beim GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, ist seit 2010 W3-Professor an der TU Darmstadt und seit 2023 geschäftsführender Direktor der Helmholtz-Forschungsakademie Hessen für FAIR (HFHF).



Achim Schwenk hat in Heidelberg studiert und 2002 in Stony Brook, USA, promoviert. Er beschäftigt sich mit stark wechselwirkenden Vielteilchensystemen in der Kernphysik und der nuklearen Astrophysik. Bis 2009 leitete er die Theorieabteilung am TRIUMF, Kanada. Seither ist er W3-Professor an der TU Darmstadt und seit 2015 Max Planck Fellow am MPI für Kernphysik in Heidelberg (Foto: K. Binner).

Anschrift

Prof. Dr. Thomas Aumann, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, Schlossgartenstr. 9, 64289 Darmstadt, taumann@ikp.tu-darmstadt.de

Prof. Dr. Achim Schwenk, Institut für Kernphysik – Theoriezentrum, TU Darmstadt, Schlossgartenstr. 2, 64289 Darmstadt, schwenk@physik.tu-darmstadt.de