

Technische Universität München
Fakultät für Physik
Lehrstuhl für Experimentalphysik E12
Prof. Dr. Reiner Krücken

Zerfallseigenschaften von Nukliden in der Umgebung von ^{100}Sn

Katrin Straub

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. Andrzej J. Buras

Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr. Reiner Krücken
2. Univ.-Prof. Dr. Stefan Schönert

Die Dissertation wurde am 16. Dezember 2010 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 24. Januar 2011 angenommen.

Zusammenfassung

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit lag im Studium von Eigenschaften extrem neutronenarmer Kerne an der Stabilitätsgrenze um den doppelt-magischen Kern ^{100}Sn . Einige der kernphysikalisch interessanten Fragestellungen in dieser Region der Nuklidkarte werden im Rahmen dieser Dissertation behandelt.

So soll laut astrophysikalischen Netzwerkrechnungen der rp-Prozess direkt oberhalb von ^{100}Sn enden. Zur Bestimmung der in diesem Prozess erzeugten Isotopenhäufigkeiten werden die Zerfalleigenschaften der Kerne an der Protonenabbruchkante benötigt. Außerdem können entlang der ($N = Z$)-Geraden unterhalb von ^{100}Sn die schwersten Kerne mit ungerader Protonen- und Neutronenzahl beobachtet werden, die über übererlaubte Fermi-Übergänge zerfallen und sich damit sehr gut zum Studium fundamentaler Eigenschaften der schwachen Wechselwirkung eignen. Des Weiteren besteht in der Umgebung von Kernen mit magischer Nukleonenzahl die Möglichkeit zur Bildung angeregter isomerer Zustände, deren Eigenschaften Aufschluss über Details der Einteilchenstruktur am Schalenabschluss geben. Auch der speziell für neutronenarme Kerne typische Zerfallskanal β -verzögerter Protonenemission tritt auf, da die Voraussetzung kleiner Protonenseparationsenergien und gleichzeitig großer β -Zerfalls- Q -Werte gegeben ist.

Zur Untersuchung dieser kernphysikalischen Aspekte um ^{100}Sn wurde im März 2008 an der Forschungsanlage des GSI Helmholtzzentrums in Darmstadt ein mehrwöchiges Experiment durchgeführt. Die exotischen Kerne wurden durch Projekttilfragmentation eines ^{124}Xe -Primärstrahls mit einer Strahlenergie von 1000 A MeV auf ein 4000 mg/cm² Beryllium-Target erzeugt. Die Reaktionsprodukte wurden im Fragmentseparator FRS von störendem Untergrund separiert und eindeutig identifiziert. Dazu wurden speziell für diese Strahlzeit zusätzlich zum Standardaufbau weitere Teilchenidentifikationsdetektoren im Strahlgang montiert, um eine hervorragende Auflösung der Kernladungszahl und der Masse von $\Delta Z = 0,25$ (FWHM) und $\Delta A = 0,32$ (FWHM) zu erzielen.

Zur Zerfallsspektroskopie wurden die Kerne in einem Implantationsdetektor aus 25 hochsegmentierten Siliziumstreifendetektoren gestoppt. Dieser ermöglichte die Bestimmung von Halbwertszeit und Energiedeposition der beim Zerfall emittierten Teilchen. Der Implantationsdetektor wurde von dem Germaniumspektrometer RISING zur Messung prompter und verzögerter Gammastrahlung umgeben.

Erstmals konnten die drei ($N = Z - 1$)-Isotope ^{99}Sn , ^{97}In und ^{95}Cd nachgewiesen werden. Entlang der Protonenabbruchkante wurden Produktionsquerschnitte und Halbwertszeiten (oder zumindest Grenzen) für einige der protonenreichen Antimon-, Zinn-, Indium-, Cadmium- und Silber-Isotope bestimmt. Dabei konnte die bisherige Halbwertszeit für ^{103}Sb nicht bestätigt werden, es wird eine obere Grenze von $T_{1/2} < 200$ ns

angegeben und es bleibt unklar, ob ^{103}Sb überhaupt protonengebunden ist. Die Halbwertszeit des für rp-Prozess-Rechnungen besonders wichtigen Wartepunkt-kerns ^{96}Cd konnte mit deutlich besserer Statistik als bisher und in Übereinstimmung mit anderen Messungen zu $T_{1/2} = 0,99(13)$ s ermittelt werden.

Für ^{101}Sn konnten β -verzögerte Protonen beobachtet und daraus ein neuer Wert für $(Q_{EC} - S_p) = 6600(300)$ keV sowie die Masse $M(^{101}\text{Sn}) = 93230,25(40)$ MeV bestimmt werden. In ^{102}Sn wurde ein neuer γ -Übergang mit einer Energie von 88 keV und einer Halbwertszeit von 367(11) ns entdeckt. Dieser Übergang wurde der Entvölkerung des ersten isomeren 6^+ -Zustands zugeordnet, was bisherige Resultate widerlegt. Sowohl für ^{101}Sn als auch für ^{102}Sn konnten neue Linien im β -verzögerten Gammaspektrum nachgewiesen und die Niveauschemata erweitert werden.

Abstract

This thesis concentrates on nuclear properties of very neutron deficient nuclei near the proton dripline in the neighbourhood of the doubly-magic ^{100}Sn . Some of the interesting nuclear structure phenomena in this region are studied in the context of this thesis.

According to astrophysical network calculations, the rp process should terminate in the mass region just above ^{100}Sn . For the development of these theoretical models to predict isotopical abundances, decay properties of nuclei involved in the rp process path are needed. In addition, heavy $N = Z$ nuclei with an odd number of protons and neutrons below ^{100}Sn may decay via superallowed Fermi decay and thus serve as testing ground for fundamental properties of the weak interaction. Furthermore, near magic or in this case doubly-magic nuclei, excited isomeric states can occur, which allow the study of single particle properties in the vicinity of shell closures. Due to small proton separation energies and at the same time large β decay Q -values, β delayed proton emission, which is possible in particular for neutron deficient nuclei, can be observed.

To investigate these issues, an experiment was performed at the accelerator facility GSI Helmholtzzentrum in Darmstadt in March 2008. Exotic nuclei were produced in a projectile fragmentation reaction using a ^{124}Xe primary beam with an energy of 1000 A MeV impinging on a 4000 mg/cm² Beryllium target. The secondary reaction products were separated from the background and uniquely identified in the fragment separator FRS. Therefore, in addition to the standard identification setup, ancillary particle identification detectors were mounted to achieve an excellent resolution for the nuclear charge and mass of $\Delta Z = 0,25$ (FWHM) and $\Delta A = 0,32$.

For decay spectroscopy, the nuclei were stopped in an implantation detector consisting of 25 highly segmented silicon strip detectors. This device was designed to measure half lives and the energy of particle radiation after the decay of these exotic nuclei. The implantation detector was surrounded by the Germanium array RISING for the spectroscopy of prompt and delayed γ radiation.

In this beam time, the three $N = Z - 1$ isotopes ^{99}Sn , ^{97}In and ^{95}Cd could be identified for the first time. Production cross sections as well as half lives or limits on them were determined for some of the proton rich Antimony, Tin, Indium, Cadmium and Silver isotopes including the three new ones. For ^{103}Sb , the existing lower limit on its half life could not be confirmed, but the upper limit was determined to be $T_{1/2} < 200$ ns, leaving open the question if ^{103}Sb is bound at all. The half life of ^{96}Cd , as a waiting point nucleus especially relevant for rp process calculations, was measured with better statistics to be $T_{1/2} = 0,99(13)$ s.

By analyzing the β delayed proton emission of ^{101}Sn , new values for $(Q_{EC} - S_p) =$

6600(300) keV and the mass $M(^{101}\text{Sn}) = 93230,25(40)$ MeV were established. In ^{102}Sn , a new γ transition with an energy of 88 keV and a half life of 367(11) ns was discovered. In contrast to published results, this transition is assumed to depopulate the lowest 6^+ state in ^{102}Sn . For both ^{101}Sn and ^{102}Sn new β delayed γ transitions after the decay to the daughter nucleus have been observed leading to extensions of the level schemes for both nuclei.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Motivation	5
2.1	Die Protonenabbruchkante	5
2.1.1	Der astrophysikalische rp-Prozess	6
2.2	β -Zerfall in der ^{100}Sn -Region	8
2.2.1	Grundlagen	8
2.2.2	Übererlaubte Fermi-Zerfälle	9
2.3	β -verzögerte Protonenemission	12
2.4	Isomerspektroskopie	14
3	Experimenteller Aufbau	17
3.1	Der Beschleunigerkomplex GSI	17
3.2	Produktion exotischer Kerne	18
3.3	Separation im Fragmentseparator	19
3.4	Teilchenidentifikation	21
3.4.1	Detektoren zur Identifikation	21
3.5	Detektoren zur Zerfalls- und Gammaspektroskopie	28
3.5.1	Implantationsdetektor SIMBA	28
3.5.2	Gammaspektrometer RISING	32
4	Eich- und Analysemethoden	35
4.1	Kalibration und Effizienzbestimmung für die Zerfalls- und Gammaspektroskopie	35
4.1.1	Kalibration von RISING und SIMBA	35
4.1.2	Effizienzbestimmung von RISING und SIMBA	36
4.2	Korrelationseffizienz des Implantationsdetektors SIMBA	38
4.3	Produktionsquerschnitte	40
4.3.1	Effizienzbestimmung für Produktionsquerschnitte	40
4.3.2	Bedingungen für eine saubere Teilchenidentifikation	40
4.3.3	Berechnung der Produktionsquerschnitte	42
4.4	Bestimmung der Halbwertszeit implantierter Kerne	43
4.5	Bestimmung der Halbwertszeit isomerer Zustände	44
4.6	Charakteristik β -verzögerter Protonenemission	45

5	Diskussion der Ergebnisse	47
5.1	Produktionsquerschnitte	47
5.2	Entdeckung neuer Nuklide	50
5.3	Halbwertszeiten an der Protonenabbruchkante	50
5.3.1	Halbwertszeiten aus Identifikationsdaten der Nuklide	51
5.3.2	Gemessene Halbwertszeiten aus Implantationsdaten	51
5.3.3	Untersuchung von ($N = Z$)-Kernen mit ungerader Protonen- und Neutronenzahl	51
5.3.4	Untersuchung von ($N = Z$)-Kernen mit gerader Protonen- und Neutronenzahl	53
5.3.5	Zusammenfassung der gemessenen Halbwertszeiten	55
5.4	Vergleich von experimentellen und theoretischen Q_p -Werten	55
5.5	Verlauf der Protonenabbruchkante um $A \sim 100$	59
5.6	Zerfall von ^{101}Sn	60
5.6.1	Halbwertszeit von ^{101}Sn	61
5.6.2	β -verzögerte Protonen in ^{101}Sn	62
5.6.3	Grundzustand von ^{101}Sn	65
5.6.4	β -verzögerte Gammastrahlung beim Zerfall von ^{101}Sn	70
5.7	Zerfall von ^{102}Sn	72
5.7.1	Halbwertszeit von ^{102}Sn	73
5.7.2	Isomerer 6^+ -Zustand in ^{102}Sn	73
5.7.3	β -verzögerte Gammastrahlung beim Zerfall von ^{102}Sn	77
6	Zusammenfassung und Ausblick	81
6.1	Zusammenfassung der Ergebnisse	81
6.2	Weitere Experimente mit dem Implantationsdetektor SIMBA	84
6.3	Ausblick	84
	Abbildungsverzeichnis	87
	Literaturverzeichnis	89
	Danke!	97

Kapitel 1

Einleitung

Die Erforschung immer exotischerer Kerne an den Grenzen der Stabilität und der Bedarf an neuen experimentellen Daten, um moderne Kernstrukturmodelle zu testen, steht im Laufe der letzten Jahre im Zentrum des Interesses zahlreicher Experimente mit radioaktiven Strahlen an Forschungsinstituten auf der ganzen Welt. Untersucht werden dabei unter Anderem das Verhalten an den Stabilitätsgrenzen sowie astrophysikalische Nukleosyntheseprozesse, deren Reaktionspfade weitgehend durch exotisches Terrain verlaufen.

Eines der besonders interessanten Gebiete exotischer Kerne weitab der Stabilität ist die Region um den doppelt-magischen Kern ^{100}Sn . Zu den wichtigsten Phänomenen, die in dieser Region untersucht werden können, gehören:

- die Untersuchung der Isospinsymmetrie für Kerne mit $N \sim Z$, um Fragen zur Proton-Neutron-Paarung und Isospin-Mischung zu beantworten,
- der genaue Verlauf der Protonenabbruchkante,
- Gamow-Teller-Übergänge eines $g_{9/2}$ -Protons in ein $g_{7/2}$ -Neutron südöstlich von ^{100}Sn ,
- Fermi-Übergänge eines $g_{9/2}$ -Protons in ein $g_{9/2}$ -Neutron südwestlich von ^{100}Sn ,
- die Beobachtung von α - oder Protonenemittern oberhalb von ^{100}Sn ,
- das Studium des Verlaufs und besonders des oberen Endes des astrophysikalischen rp-Prozesses in der Nähe von ^{100}Sn und
- die Beobachtung β -verzögerter Protonenemission.

Kerne wie ^{100}Sn – weitab der Stabilität und doppelt-magisch – sowie deren direkte Nachbarkerne sind von besonderem Interesse, um die Schalenstruktur weitab der Stabilität zu untersuchen. Sie besitzen ideale Voraussetzungen, um moderne Kernstrukturmodelle zu testen, da sich die Beschreibung dieser Systeme auf Konfigurationen mit nur wenigen Teilchen- oder Lochzuständen nahe des abgeschlossenen Cores reduziert. In Schalenmodellrechnungen können daher die Eigenschaften der niedrig liegenden Zustände durch die Wechselwirkung weniger aktiver Orbitale beschrieben werden.

Ein weiterer interessanter Aspekt ist die Untersuchung von ($N = Z$)-Kernen. Hier besetzen die Valenzprotonen und -neutronen die gleichen Orbitale, d. h. die räumlichen Komponenten der Wellenfunktionen sind identisch. Diese Symmetrie ermöglicht den Zugang zum isospin-unabhängigen Teil der Restwechselwirkung.

Des Weiteren erlaubt das Studium der Zerfalleigenschaften isomerer Zustände Aussagen über die Proton-Neutron-Paarung sowie die effektive Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Rund um ^{100}Sn können sowohl Senioritäts- als auch Spin-Gap-Isomere beobachtet werden, durch deren Untersuchung unterschiedliche Kernstrukturmodelle getestet werden können.

Abbildung 1.1 zeigt einen Ausschnitt der Nuklidkarte sowie eine schematische Darstellung der physikalischen Prozesse, die in der Region um ^{100}Sn beobachtet werden können. Eine ausführliche physikalische Erklärung findet sich im folgenden Kapitel 2.

Der β -Zerfall von Kernen südöstlich von ^{100}Sn wird hauptsächlich durch erlaubte Gamow-Teller-Übergänge beschrieben. Dabei wird ein $g_{9/2}$ -Proton in ein $g_{7/2}$ -Neutron umgewandelt. Aus diesen nahezu reinen Spin-Flip-Übergängen können Aussagen über den spin- und isospin-abhängigen Teil der Restwechselwirkung gewonnen werden.

Für einige ($N = Z$)-Kerne mit ungerader Protonen- und Neutronenzahl kann das Phänomen übererlaubter Fermi-Zerfälle studiert werden (südwestlich von ^{100}Sn). Aufgrund der Auswahlregeln zum β -Zerfall ist für diese Kerne ein Gamow-Teller-Übergang nicht möglich. Momentan kann aus der Bestimmung von $\log(ft)$ -Werten für übererlaubte Fermi-Übergänge das erste Element der CKM-Matrix am präzisesten bestimmt und damit das Standardmodell der schwachen Wechselwirkung getestet werden. Einen anderen Zugang zur experimentellen Bestimmung des ersten CKM-Matrixelements bieten der Zerfall des Neutrons ($n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$), der β -Zerfall von Spiegelkernen mit ungerader Massenzahl und der pionische β -Zerfall ($\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$). Im Gegensatz zur Bestimmung des ersten CKM-Matrixelements über übererlaubte ($0^+ \rightarrow 0^+$)-Fermi-Übergänge ist für die drei letztgenannten Prozesse die experimentelle Genauigkeit jedoch deutlich schlechter. Außerdem müssen sowohl das Fermi- als auch das Gamow-Teller-Matrixelement berücksichtigt werden, was sich im Fall von übererlaubten Fermi-Übergängen auf das Fermi-Matrixelement reduziert.

Ein weiterer, speziell für neutronenarme Kerne typischer Zerfallskanal, ist die β -verzögerte Protonenemission. Ausgehend von β -stabilen Kernen hin zu exotischen Kernen nahe der Protonenabbruchkante vergrößern sich deren β -Zerfalls- Q -Werte, während gleichzeitig die Protonenseparationsenergien kleiner werden. Im β -Zerfall neutronenarmer Kerne unterhalb von ^{100}Sn können daher Zustände einige MeV oberhalb der Protonenseparationsenergie bevölkert werden, was die β -verzögerte Protonenemission energetisch ermöglicht. Aus der Struktur β -verzögerter Protonenspektren lassen sich Informationen über die Kernstruktur des Anfangszustandes gewinnen.

Die Region um ^{100}Sn ist jedoch auch in astrophysikalischer Hinsicht interessant, da hier der rp-Nukleosyntheseprozess entlang der ($N = Z$)-Geraden verläuft und direkt oberhalb von ^{100}Sn enden soll. Zum Verständnis der solaren Isotopenhäufigkeiten der in der Natur vorkommenden Elemente ist es essentiell, die Eigenschaften exotischer Kerne entlang des Reaktionspfades sowie die exakte Lage der Protonenabbruchkante

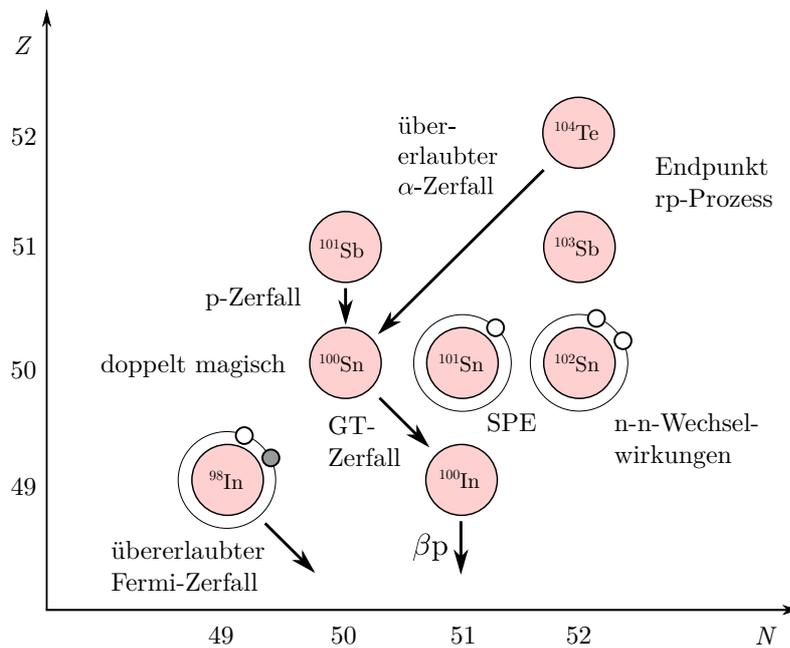
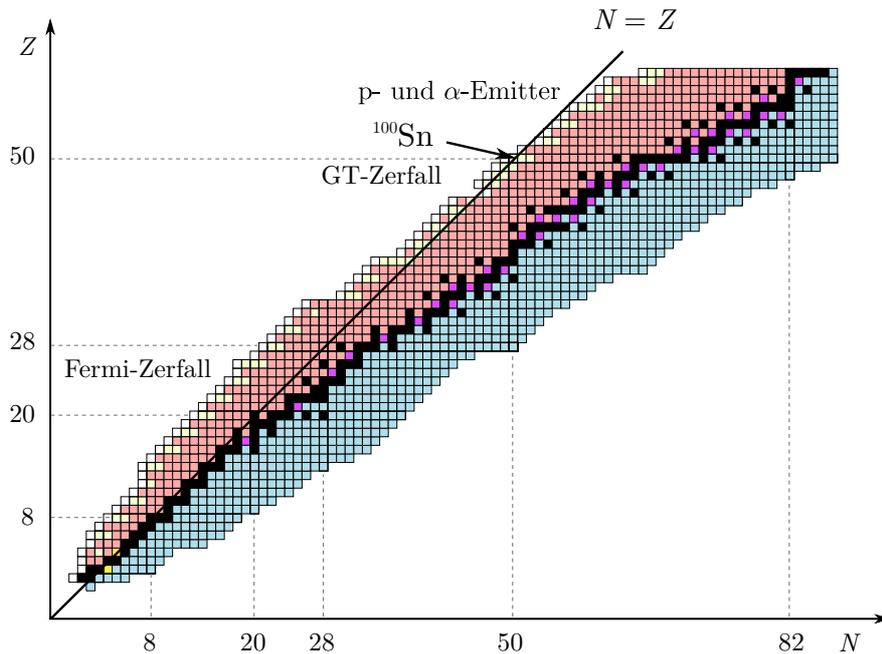


Abbildung 1.1: *Oben:* Ausschnitt der Nuklidkarte (Protonenzahl gegen Neutronenzahl). Schwarze Kästchen stehen für Nuklide im Stabilitätstal. Die magischen Zahlen bis $Z = 50$ und $N = 82$ sind eingezeichnet. Fermi-Zerfälle sind für leichte, protonenreiche Kerne sowie für ($N = Z$)-Nuklide mit ungerader Protonen- und Neutronenzahl möglich. Über die gesamte Nuklidkarte dominiert allerdings der Gamow-Teller-Zerfall. In der Region um ^{100}Sn können beide β -Zerfallsarten beobachtet werden. Oberhalb von ^{100}Sn existiert eine Insel von Protonen- und α -Emittlern.

Unten: Schematische Darstellung der physikalischen Aspekte rund um ^{100}Sn . Erklärungen zu den einzelnen Prozessen, die in dieser Arbeit untersucht wurden, finden sich im Text sowie in Kapitel 2.

zu bestimmen. Diese physikalischen Größen gehen in komplexe Netzwerkrechnungen ein. Besonders wichtig sind dabei die Eigenschaften sogenannter Wartepunktkerne. So ist beispielsweise die Lebensdauer des ($N = Z$)-Kerns ^{96}Cd für die Häufigkeit der im rp-Prozess produzierten Isobare mit $A = 96$ wichtig. Darunter befindet sich auch ^{96}Ru , dessen unerwartet hohe Häufigkeit in unserem Sonnensystem bisher nicht verstanden ist, aber möglicherweise im Rahmen von rp-Prozess-Szenarien erklärt werden kann.

In der vorliegenden Arbeit werden exotische Nachbarkerne des doppelt-magischen Kerns ^{100}Sn untersucht. Aufgrund des erfolgreichen Experiments konnten alle der oben beschriebenen physikalischen Effekte an unterschiedlichen Kernen untersucht werden. Das Experiment fand im März 2008 am Beschleunigerkomplex des GSI Helmholtzzentrums in Darmstadt statt. Die neutronenarmen Kerne wurden mittels Projekttilfragmentation eines ^{124}Xe -Primärstrahls in einem Be-Target bei einer Energie von 1,0 A GeV erzeugt. Im Fragmentseparator wurde der Sekundärstrahl von störendem Untergrund separiert und eindeutig identifiziert und schließlich in einem aus hochsegmentierten Siliziumstreifendetektoren bestehenden Implantationsdetektor zur Zerfallsspektroskopie gestoppt. Um beim Zerfall emittierte Gammastrahlung zu messen, war der Implantationsdetektor von den Germaniumdetektoren des RISING-Spektrometers umgeben. Mit diesem Experimentaufbau konnten die Zerfalleigenschaften von Kernen nahe der Protonenabbruchkante wie Halbwertszeit, β -Zerfallsenergie und prompte und verzögerte Gammastrahlung in nahezu 4π -Geometrie mit hoher Effizienz untersucht werden.

Das folgende Kapitel 2 beinhaltet ausführliche Erläuterungen der physikalischen Phänomene rund um den Kern ^{100}Sn . Darauf folgt Kapitel 3, in dem, angefangen von der Produktion exotischer Kerne und deren Identifikation, der gesamte Experimentaufbau beschrieben wird. Alle verwendeten Detektoren zur Teilchenidentifikation sowie zur Zerfallsspektroskopie exotischer Kerne – der Implantationsdetektor sowie das Germaniumspektrometer – werden vorgestellt. Kapitel 4 beschäftigt sich mit den Analysemethoden, die angewandt wurden, um die im Kapitel 5 vorgestellten Ergebnisse zu erhalten. Diese umfassen neue Erkenntnisse bezüglich des Verlaufs der Protonenabbruchkante, einige zum ersten Mal gemessene Halbwertszeiten von Kernen an der Grenze der Stabilität sowie neue Ergebnisse zu den beiden Isotopen ^{101}Sn und ^{102}Sn . Im letzten Kapitel 6 werden die Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf zukünftige Experimente zur Spektroskopie extrem neutronenarmer Kerne im Massenbereich $A \sim 100$ gegeben.

Kapitel 2

Physikalische Motivation

Die Kerne in der Nachbarschaft des doppelt magischen Kerns ^{100}Sn sind eine sehr interessante Region bezüglich mehrerer aktueller Fragestellungen der Kernphysik. So endet der astrophysikalische rp-Prozess, welcher für die Nukleosynthese neutronenarmer Kerne verantwortlich ist, in diesem Gebiet. Die exakte Lage der Protonenabbruchkante ist zur Vorhersage des Verlaufs dabei ein wichtiger Eingabeparameter in astrophysikalische Netzwerkrechnungen. Des Weiteren kann der für neutronenarme Kerne typische Zerfallskanal β -verzögerter Protonenemission beobachtet werden. Auch war es möglich, einen Spezialfall des β -Zerfalls, die sogenannten übererlaubten Fermi-Zerfälle, zu studieren. Im Folgenden werden alle angesprochenen kernphysikalischen Phänomene erklärt und in Hinblick auf die dieser Arbeit zugrunde liegenden experimentellen Daten diskutiert.

2.1 Die Protonenabbruchkante

Die Protonenabbruchkante definiert die Grenze zwischen gegenüber spontaner Protonenemission stabilen und instabilen Nukliden auf der protonenreichen Seite der Nuklidkarte. Bis heute ist die Protonenabbruchkante besonders für schwerere Kerne ab $A \sim 40$ experimentell noch nicht vollständig vermessen.

Die Existenz der Kerne an der Protonenabbruchkante wird über die Protonenseparationsenergie S_p des in einem Kern am schwächsten gebundenen Protons definiert. Dieser Wert gibt Auskunft über die relative Protonenstabilität und wird über die Massen des Anfangs- und Endkerns, wie in Gleichung (2.1) gezeigt, berechnet.

$$S_p(Z, N) = BE(Z, N) - BE(Z - 1, N) = -Q_p(Z, N) \quad (2.1)$$

Ergibt die Massenbilanz einen positiven Wert für S_p , so ist das Nuklid protonengebunden; wird der S_p -Wert dagegen negativ, so ist der Kern instabil gegenüber Protonenemission. Das ungebundene Proton kann jedoch durch die Coulomb- und Zentrifugalbarriere zumindest für einen begrenzten Zeitraum im Kern gehalten werden. Die partielle Halbwertszeit für den Protonenzerfall hängt von der Barrierehöhe und der Protonenseparationsenergie ab und kann trotz negativem S_p -Wert länger als die β -Zerfallshalbwertszeit sein.

Der exakte Verlauf der Protonenabbruchkante ist nicht nur sehr wichtig für Berechnungen astrophysikalischer Prozesse, z. B. [Sch98], sondern zusammen mit den Protonenseparationsenergien S_p jenseits der Abbruchkante essentiell, um Grundzustandsprotonenemitter zu studieren [Woo97].

Allerdings liegt die Protonenabbruchkante für Kerne um ^{100}Sn weitab des Stabilitätstals, etwa entlang der $(N = Z)$ -Geraden, und ist daher für mittelschwere Kerne mit ungerader Protonenzahl experimentell nur schwer zugänglich. Außer an Schalenabschlüssen sind für die Stabilität eines Kerns an der Protonenabbruchkante Paarungskorrelationen in Kombination mit Kerndeformation relevant. Die Protonenabbruchkante verläuft für Kerne mit gerader Protonenzahl bei deutlich neutronenärmeren Kernen im Vergleich zu solchen mit ungeradem Z , was sich auch durch die Projektion des Isospins $T_z = (N - Z)/2$ ausdrücken lässt. Aufgrund der größeren Paarungsenergie sind neutronenarme Kerne mit geradem Z eher sphärisch und haben an der Protonenabbruchkante extreme Werte von $T_z = 3$ oder sogar $T_z = 7/2$. Unter Umständen ist es energetisch möglich, dass diese Kerne zwar stabil gegenüber Protonenemission sind, jedoch instabil gegenüber 2-Protonenemission (z. B. ^{45}Fe [Pfu02]). Für Kerne mit ungeradem $Z \lesssim 50$ befindet sich die Protonenabbruchkante dagegen bei $T_z = -1/2$ oder $T_z = 0$. Mit der heutigen Experimentiertechnik ist es möglich, die Protonenabbruchkante für Kerne mit ungerader Kernladungszahl zu erreichen, wohingegen dies für Kerne mit geradem Z außerhalb des experimentell Möglichen liegt.

Um dennoch Aussagen über den Verlauf der Protonenabbruchkante zu machen, müssen die Kernmassen mit Hilfe unterschiedlicher theoretischer Modelle berechnet bzw. extrapoliert werden. Dafür existieren unterschiedlichste Ansätze von Schalenmodellrechnungen [Her97] über selbstkonsistente relativistische Hartree-Fock-Bogoliubov-Rechnungen [Vre05] bis hin zu Abschätzungen aus der systematischen Extrapolation experimentell bekannter Daten [Aud03]. Die Vorhersagen für die Lage der Protonenabbruchkante aus den genannten mikroskopischen und makroskopischen Modellen weichen zum Teil stark voneinander ab, weshalb eine experimentelle Bestimmung unerlässlich scheint. Damit wird es auch möglich, theoretische Modellvorhersagen für fundamentale Eigenschaften der Kerne wie beispielsweise die Bindungsenergie unter extremen Proton- zu Neutron-Verhältnissen zu testen und somit die theoretische Beschreibung exotischer Kerne zu verbessern.

2.1.1 Der astrophysikalische rp-Prozess

Der rp-Prozess verläuft zwischen dem Stabilitätstal und der Protonenabbruchkante, etwa entlang der $(N = Z)$ -Geraden. Der rp-Prozess wurde zusätzlich zum s- und r-Prozess eingeführt, um die Entstehung protonenreicher Kerne ab $A \sim 40$ zu erklären. Bei hohen Temperaturen und großen Protonendichten – wie sie in sogenannten Röntgenbursts oder Novae auftreten könnten – sind Einfangreaktionen schneller als β -Zerfälle und es entsteht eine Folge schneller (p, γ) -Reaktionen, welche erst dann unterbrochen wird, wenn die inverse (γ, p) -Reaktion dominiert oder die Protonenabbruchkante erreicht wird. Um den Prozessverlauf zu höheren Massen fortzusetzen, müssen die Kerne auf den vergleichsweise langsamen β -Zerfall zu neutronenreicheren Nukliden

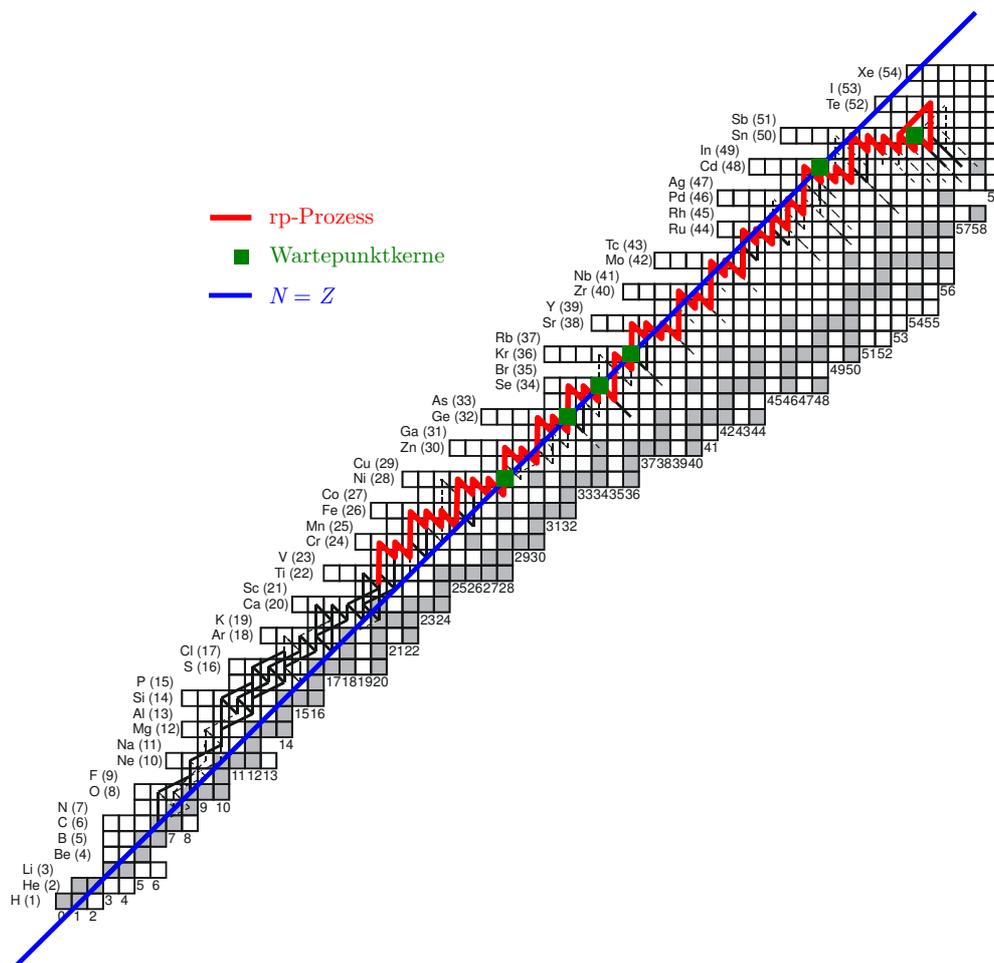


Abbildung 2.1: Simulierter Verlauf des rp-Prozesses bis in die Massenregion $A \sim 100$, aus [Sch01]. Einige Wartepunktkerne entlang der ($N = Z$)-Geraden sind markiert. Gezeigt ist auch der geschlossene SnSbTe-Zyklus, der oberhalb von ^{100}Sn den rp-Prozess beendet.

warten, um erneut über Protoneneinfangreaktionen schwerere Kerne zu produzieren. Diese langlebigen Kerne werden Wartepunkte genannt. Besonders unterdrückt ist die Protoneneinfangreaktion für die geraden ($N = Z$)-Kerne, da das entstehende Isoton entweder protoneninstabil ist oder aufgrund der begünstigten (γ, p)-Reaktion sofort wieder zerstört werden wird. Da während des rp-Prozesses nahezu die gesamte Masse in diesen Wartepunkt-kernen konzentriert ist, entscheidet allein ihre Halbwertszeit über die Synthese schwererer Kerne und deren Isotopenhäufigkeit. Die Halbwertszeiten dieser Wartepunktkerne gehören damit zu den wichtigsten experimentellen Daten, um mit Hilfe von astrophysikalischen Netzwerkrechnungen den rp-Prozessverlauf vorherzusagen.

In Abbildung 2.1 ist ein möglicher Verlauf des rp-Prozesses als Ergebnis astrophysikalischer Netzwerkrechnungen für Röntgenbursts gezeigt [Sch01]. Die wichtigsten Ein-

gabeparameter in diese komplexen Berechnungen sind neben den eben erwähnten Halbwertszeiten der Wartepunktkerne deren Position, sowie Kernmassen, Protonenseparationsenergien und die Lage der Protonenabbruchkante. Speziell im Bereich unterhalb von ^{100}Sn sind nur wenige experimentelle Daten an der Stabilitätsgrenze vorhanden, so dass hier beinahe vollständig auf die für die Berechnung des rp-Prozesses relevanten Parameter aus theoretischen Modellen zurückgegriffen werden muss. Allerdings unterscheiden sich diese Größen je nach verwendeter Rechnung zum Teil drastisch, was wiederum den Verlauf und die Vorhersage der solaren Häufigkeiten beeinflusst. Die Empfindlichkeit von Nukleosyntheseprozessen unter Variation der Reaktionsraten werden zum Beispiel in [Par08] oder [Ili02] untersucht.

Besonders zu erwähnen bleibt das obere Ende des rp-Prozesses. Der in Abbildung 2.1 gezeigte Pfad endet in dieser Rechnung in einem geschlossenen SnSbTe-Zyklus direkt oberhalb der neutronenarmen Zinn-Isotope [Sch01]. Dies bedeutet, dass die Synthese schwerer Kerne mittels rp-Prozess auf $Z \leq 52$ beschränkt ist. Ein Grund dafür sind die negativen α -Separationsenergien der Tellur-Isotope. Experimentelle Daten in dieser Region sind daher sehr wichtig, um diese Aussage zu überprüfen.

Im vorliegenden Experiment konnten die Halbwertszeiten dreier ($N = Z$)-Kerne, ^{96}Cd , ^{98}In und ^{100}Sn , die für den Verlauf des rp-Prozesses relevant sind, bestimmt werden.

2.2 β -Zerfall in der ^{100}Sn -Region

2.2.1 Grundlagen

Beim radioaktiven β -Zerfall eines Atomkerns emittiert der Kern ein Elektron bzw. Positron und ein Antineutrino bzw. Neutrino. Der β -Zerfall wird in der schwachen Wechselwirkung durch Austausch eines W -Bosons beschrieben. In der Theorie des β -Zerfalls werden zwei Fälle unterschieden: der Gamow-Teller- und der Fermi-Zerfall.

Beim Fermi-Zerfall bleibt der Kernspin erhalten ($\Delta I = 0$) und Elektron und Neutrino werden in einen Singulettzustand emittiert. Beim Gamow-Teller-Übergang ändert sich dagegen der Kernspin ($\Delta I = 1$), die Leptonen werden in einen Triplettzustand mit parallelem Spin emittiert.

Beschrieben werden die beiden Zerfälle mit zwei unabhängigen Matrixelementen M_F und M_{GT} . Im Falle von erlaubten Übergängen kann das Quadrat des Übergangsmatrixelements $|H_{fi}|^2$ für den β -Zerfall wie folgt geschrieben werden:

$$|H_{fi}|^2 = G_V^2 M_F^2 + G_A^2 M_{GT}^2, \quad (2.2)$$

dabei geben G_V und G_A die Stärke des jeweiligen Zerfalls an. Die allgemein bekannten Auswahlregeln für erlaubte β -Zerfälle sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Reine Fermi-Übergänge sind damit nach Tabelle 2.1 nur zwischen sogenannten isobaren Analogzuständen (IAS) in β^+ / EC -Zerfällen möglich. Besonders für leichte, neutronenarme Kerne können reine Fermi-Übergänge beobachtet werden, da hier der Zerfalls- Q -Wert größer als die Differenz der Coulombenergie zwischen Ausgangs- und Tochter-

	Fermi-Zerfall	Gamow-Teller-Zerfall <small>$0^+ \rightarrow 0^+$-Übergänge verboten</small>
Isospinänderung	$\Delta T = 0$	$\Delta T = 0, \pm 1$
Spinänderung	$\Delta I = 0$	$\Delta I = 0, 1$
Paritätsänderung	$\Delta \pi = 0$	$\Delta \pi = 0$
Drehimpulsänderung	$\Delta L = 0$	$\Delta L = 0$

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Auswahlregeln für erlaubte β -Zerfälle

kern ist. Einen Spezialfall dieses Zerfallsmodus sind die übererlaubten Fermi-Zerfälle, welche im folgenden Unterkapitel genauer diskutiert werden.

Kerne, die über Gamow-Teller-Übergänge zerfallen, sind dagegen in allen Bereichen der Nuklidkarte vorzufinden. Experimentell und theoretisch besonders interessant sind allerdings die Regionen, in denen Fermi-Zerfälle energetisch verboten sind und der einzig mögliche Zerfallskanal ein Gamow-Teller-Übergang ist. Dieses Phänomen ist auch in der Region um ^{100}Sn zu beobachten. Der Fermi-Übergang eines $g_{9/2}$ -Protons ist aufgrund des vollbesetzten $g_{9/2}$ -Neutronenorbitals nicht möglich, weshalb Gamow-Teller-Übergänge mit $\pi g_{9/2} \rightarrow \nu g_{7/2}$ dominieren. Des Weiteren ist gerade in diesem Bereich der Nuklidkarte das Q -Wert-Fenster so groß, dass die gesamte Stärke in diesem Fenster liegt und damit im β -Zerfall erreicht werden kann.

Zur Klassifizierung der unterschiedlichen Arten von β -Zerfällen wird der ft -Werte herangezogen. Dazu wird mit Gleichung (2.2) und der über die goldenen Regel (zeitabhängige Störungstheorie erster Ordnung) berechnete Zerfallswahrscheinlichkeit der sogenannte ft -Wert nach Gleichung (2.3) bestimmt:

$$ft = \frac{C \ln 2}{G_V^2 M_F^2 + G_A^2 M_{GT}^2} \quad \text{mit} \quad C = \frac{2\pi^3 \hbar^7}{m_e^5 c^4} \quad (2.3)$$

In die Berechnung gehen drei gemessene Größen ein, die totale Übergangsenergie Q_{EC} , die Halbwertszeit $T_{1/2}$ des Anfangskerns und das Verzweigungsverhältnis des Übergangs. Der ft -Wert ist umgekehrt proportional zum Quadrat der beiden Kernmatrixelemente M_F und M_{GT} und liefert somit einen direkten Zugang zur Kernstruktur. Die $\log(ft)$ -Werte erlaubter Übergänge liegen bei etwa 5,7.

2.2.2 Übererlaubte Fermi-Zerfälle

Wie bereits im vorherigen Abschnitt diskutiert, sind reine Fermi-Übergänge nur zwischen isobaren Analogzuständen möglich. Ein Spezialfall in dieser Kategorie bilden die übererlaubten Fermi-Zerfälle. In diesem Fall ist die Überlappung der Wellenfunktionen von Anfangs- und Endzustand besonders groß, und damit der $\log(ft)$ -Wert entsprechend klein ($\log(ft) \approx 3,5$).

Von besonderem Interesse sind übererlaubte ($0^+ \rightarrow 0^+$)-Übergänge zwischen isobaren Analogzuständen mit den Quantenzahlen $(I^\pi, T) = (0^+, 1)$. Diese Zerfälle hängen ausschließlich von der Vektorkopplung G_V der schwachen Wechselwirkung ab und stel-

len heutzutage die beste Methode dar [Tow10], um aus der präzisen Messung des Übergangs- ft -Wertes die Kopplungskonstante G_V und daraus wiederum das erste Element V_{ud} der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa(CKM)-Matrix zu bestimmen. Dieses Element ist der Schlüssel zum Test der Unitarität der CKM-Matrix, die eine fundamentale Eigenschaft des elektroschwachen Standardmodells ist.

Entsprechend der CVC-Hypothese¹ sollten die ft -Werte, unabhängig vom betrachteten Kern, für all diese speziellen übererlaubten Fermi-Übergänge identisch sein. Aus Gleichung (2.3) folgt für diesen Spezialfall:

$$ft = \frac{C \ln 2}{G_V^2 M_F^2} = \text{konstant.} \quad (2.4)$$

Zur Bestimmung von V_{ud} sind aktuell 13 übererlaubte ($0^+ \rightarrow 0^+$)-Übergänge von ^{10}C bis ^{74}Rb analysiert worden [Har09]. Um aus den experimentell bestimmten ft -Werten die Kopplungskonstante G_V zu extrahieren, müssen kleine Korrekturen eingeführt werden. Strahlungskorrekturen (kernabhängig δ_r und kernunabhängig Δ_r) sind notwendig, um beispielsweise nicht detektierte Bremsstrahlungsphotonen zu berücksichtigen. Außerdem bleibt zu beachten, dass die Isospinsymmetrie im Kern gebrochen ist, weshalb das Matrixelement M_F geringfügig vom idealen Wert abweicht (Korrekturterm δ_c).

Somit wird schließlich der korrigierte, kernunabhängige ft -Wert, definiert als Ft -Wert, wie folgt ausgedrückt:

$$Ft \equiv ft(1 + \delta_r)(1 - \delta_c) = \frac{C \ln 2}{G_V^2(1 + \Delta_r)} = \text{konstant.} \quad (2.5)$$

Abbildung 2.2 zeigt die unkorrigierten ft -Werte für die 13 genau bekannten übererlaubten Fermi-Emitter als Funktion der Kernladungszahl Z . Im Vergleich dazu sind darunter die nach Gleichung (2.5) korrigierten Ft -Werte aufgezeichnet [Har09]. Um V_{ud} aus experimentellen Daten zu bestimmen, werden zuerst die Ft -Werte für verschiedene Kerne ausgerechnet und überprüft, ob diese innerhalb ihrer Fehler miteinander übereinstimmen. Trifft dies zu, wird ihr Mittelwert benutzt, um G_V und daraus schließlich V_{ud} zu bestimmen.

Aus allen zur Verfügung stehenden experimentellen Daten ergibt sich $Ft = (3071,81 \pm 0,83) \text{ s}$ [Har09]; alle untersuchten β -Zerfälle bestätigen die CVC-Hypothese.

Daraus kann nun nach Gleichung (2.5) die Vektorkopplungskonstante G_V bestimmt werden und schließlich erhält man durch Vergleich mit der Fermikonstanten G_F , bestimmt aus dem Myonen-Zerfall $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$, das erste Element der CKM-Matrix V_{ud} [Tow10]:

$$|V_{ud}| = \frac{G_V}{G_F} = 0,97425(22). \quad (2.6)$$

Mit Hilfe der CKM-Matrix werden die Masseneigenzustände der Quarks als Mischungen der Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung beschrieben. Falls die Transformation von der einen Basis der Eigenzustände zur anderen orthogonal und vollständig

¹CVC: Conserved Vector Current

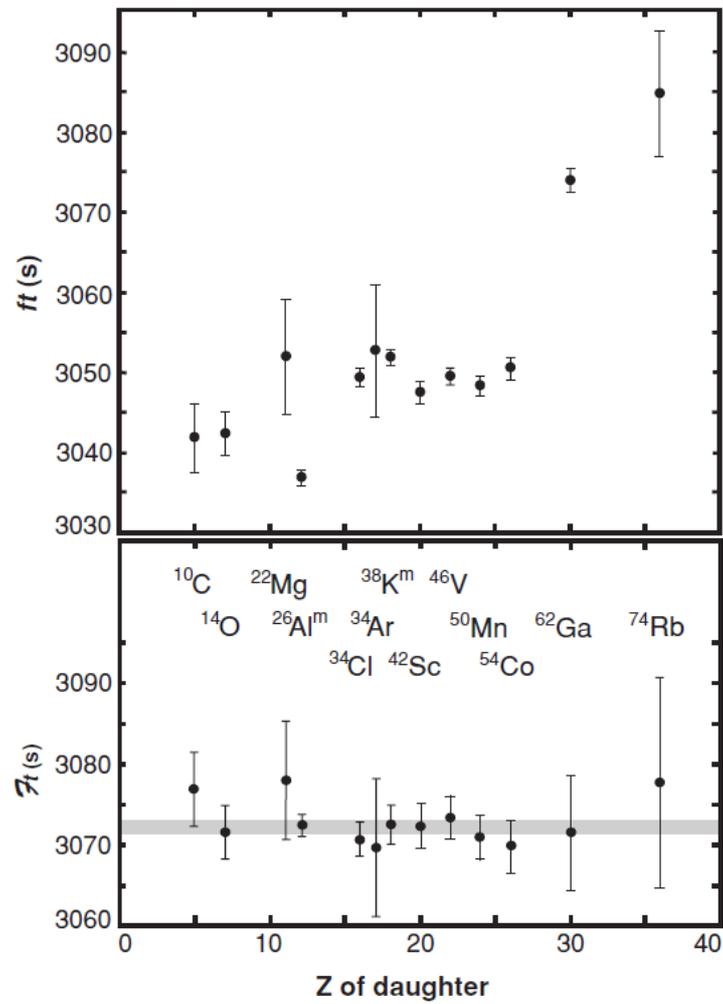


Abbildung 2.2: Oben sind die unkorrigierten ft -Werte für 13 übererlaubte Fermi-Emitter als Funktion der Kernladungszahl Z des Tochterkerns gezeigt. Werden die ft -Werte nach Gleichung (2.5) korrigiert, so erhält man die unten gezeigten entsprechenden Ft -Werte. Das eingezeichnete graue Band entspricht einer Standardabweichung um den gemittelten Ft -Wert. Die Abbildung stammt aus [Har09].

ist, muss die Transformationsmatrix die Unitaritätsbedingung $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 \equiv 1$ erfüllen.

Die einzelnen Elemente der Matrix müssen experimentell bestimmt werden, die Theorie schreibt nur die Unitarität vor. Der aus gemessenen Matrixelementen bestimmte Wert liegt bei $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0,99990(60)$ [Tow10], wobei die experimentellen Fehler deutlich kleiner sind als jene der theoretisch berechneten Korrekturterme. Die Unitarität ist damit auf dem 0,06%-Niveau erfüllt.

Die genannte Unitarität für die Summe der ersten drei Matrixelemente der CKM-Matrix kann nun genutzt werden, um neue theoretische Modelle zur Erweiterung des Standardmodells einzuschränken. Mögliche Erweiterungen könnten rechtshändige Ströme, zusätzliche Z-Bosonen, Supersymmetrie, eine 4. Quarkgeneration, ein exotischer Myonen-Zerfall uvm. sein.

Sowohl in Theorie als auch Experiment müssen weiter Fortschritte gemacht werden, um die Fehler weiter zu verkleinern, und damit die Unitarität zu bestätigen oder aber auszuschließen. Aus experimenteller Sicht ist es notwendig, schwerere Kerne, welche dem übererlaubten Fermi-Zerfall unterliegen, zu untersuchen und so die Datenmenge weiter zu vergrößern. In der vorliegenden Arbeit wurde dazu der Kern ^{98}In untersucht.

Wie bereits erwähnt, bietet die Bestimmung von V_{ud} über übererlaubte β -Zerfälle momentan die experimentell genaueste Möglichkeit. Zwar müssen theoretisch berechnete kernstrukturabhängige Korrekturen eingeführt werden, von Vorteil ist jedoch die große Anzahl an Kernen, welche diesem Zerfallsmodus unterliegen. Die genannten alternativen Ansätze zur Bestimmung von V_{ud} verlangen dagegen komplizierte Korrelationsmessungen (z. B. für den Asymmetrieparameter beim Zerfall des Neutrons), um Vektor- und Axialvektor-Komponenten zu separieren.

Bei übererlaubten β -Zerfällen bietet sich außerdem die Möglichkeit, die kernabhängige Korrektur δ_c genauer zu untersuchen und zu verbessern. In diesem Zusammenhang können interessante kernspezifische Effekte wie die nicht erhaltene Isospinsymmetrie oder das Auftreten einer Protonenhaut nahe der Protonenabbruchkante studiert werden.

2.3 β -verzögerte Protonenemission

Ein weiterer Zerfallsmodus neutronenarmer Kerne ist die β -verzögerte Protonenemission. Dieser Zerfallskanal ist dann offen, wenn durch β^+/EC -Zerfall des Kerns (Z, N) ein oder mehrere hochangeregte Niveaus im Tochterkern $(Z - 1, N + 1)$ bevölkert werden können, die energetisch deutlich höher als die Protonenseparationsenergie S_p des Kerns $[(Z - 2, N + 1) + \text{Proton}]$ liegen. Als Konkurrenzprozess zum β -verzögerten Protonenzerfall kann die Anregungsenergie auch in Form von Gammastrahlung emittiert werden.

Eine schematische Darstellung des Prozesses β -verzögerter Protonenemission ist in Abbildung 2.3 gezeigt. Die für den Protonenzerfall maximal zur Verfügung stehende Energie berechnet sich aus der Differenz $(Q_{EC} - S_p)$. Werden beim β^+/EC -Zerfall Niveaus unterhalb der Protonenseparationsenergie bevölkert, so kann keine β -verzögerte

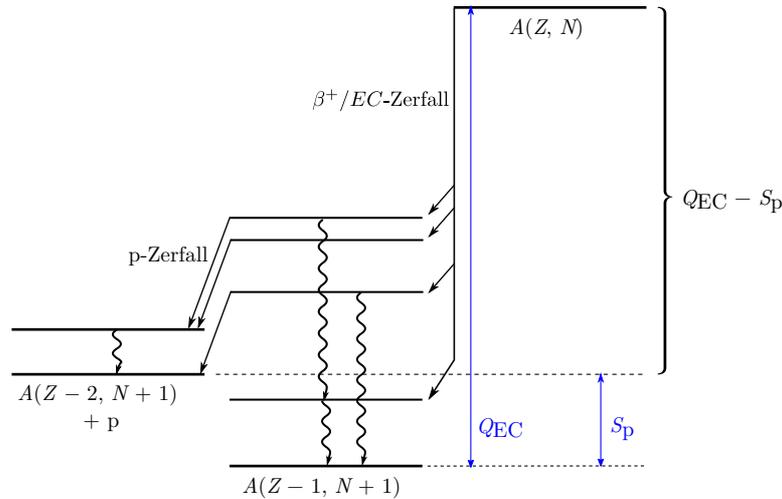


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Zerfallsprozesses β -verzögerter Protonenemission. Die Population hochangeregter Zustände oberhalb der Protonenseparationsenergie S_p im Tochterkern $A(Z-1, N+1)$ durch β -Zerfall ermöglicht Protonenemission.

Protonenemission stattfinden. In diesem Fall regt sich der Kern über Gamma-Emission oder Konversionselektronen ab.

β -verzögerte Protonenemission kann sowohl in leichten wie auch schweren Kernen beobachtet werden. Bei leichten Kernen ist die Niveaudichte des relevanten Anregungsbereiches gering. Liegen außerdem die Niveaus, aus denen Protonenemission erfolgen kann, energetisch klar getrennt, so lassen sich die einzelnen Übergänge im Protonenspektrum experimentell trennen. Bei schwereren Kernen ist die Anzahl der im β -Zerfall bevölkerbaren Niveaus und deren Abstand zueinander viel dichter, weshalb in diesem Fall die einzelnen Zustände im Experiment nicht aufgeschlüsselt werden können.

In dieser Arbeit wurde der Kern ^{101}Sn als β -verzögerter Protonenemitter untersucht. Bis heute konnten in der Region um ^{100}Sn einige β -verzögerte Protonenemitter beobachtet werden, wie z. B. die beiden weiteren ungeraden Zinn-Isotope $^{103,105}\text{Sn}$ [Tid81]. Beste Voraussetzung für die β -verzögerte Protonenemission im Massenbereich $A \sim 100$ sind einerseits die hin zur Protonenabbruchkante kleiner werdenden Protonenseparationsenergien und andererseits das Ansteigen der im β -Zerfall zur Verfügung stehenden Energie. Somit kann die Umwandlung eines $g_{9/2}$ -Protons in ein $g_{7/2}$ -Neutron beim Gamow-Teller-Zerfall in Zustände deutlich oberhalb der Protonenseparationsenergie im Tochterkern führen und das Verzweigungsverhältnis β -verzögerter Protonen kann – wie im Fall von ^{101}Sn (Kapitel 5.6) – bei bis zu 20% liegen.

Die Spektren aus dem Zerfall β -verzögerter Protonenemission leichter Kerne weisen oftmals Linienstrukturen auf, welche den einzelnen Übergängen zugeordnet werden können, während die Spektren schwererer Kerne meist glockenförmig und strukturlos sind. Grundsätzlich lassen sich Informationen über den Q -Wert des Zerfalls extrahieren. Im Fall von Linienspektren ist es zusätzlich möglich, den Spin und die Parität des Tochterkerns zu bestimmen.

2.4 Isomerspektroskopie

Das Studium der Zerfallseigenschaften isomerer Zustände erlaubt je nach Art und Anzahl der Valenznukleonen die Untersuchung der Proton-Neutron-Paarung oder der effektiven Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung und bietet eine Basis zum Test unterschiedlicher Kernstrukturmodelle.

Ein angeregter Zustand wird dann als isomer bezeichnet, wenn dessen Halbwertszeit im Vergleich zu jener benachbarter Zustände groß ist. Typischerweise liegen die Halbwertszeiten von Kernzuständen im Bereich von Femtosekunden bis hin zu einigen Pikosekunden. Kerne mit isomeren Zuständen existieren über die gesamte Nuklidkarte verteilt, wenngleich die langlebigen Zustände auf unterschiedliche Art und Weise gebildet werden.

Nahe doppelt-magischen Kernen können sich drei Typen von isomeren Zuständen bilden, die sich durch die Art der Kopplung von Valenzteilchen bzw. -löchern unterscheiden: Spin-Gap-Isomere, Senioritätsisomere und solche, die aufgrund einer sehr kleinen Übergangsenergie für Gammastrahlung zwischen Ausgangs- und Endzustand eine lange Halbwertszeit besitzen.

Von Senioritätsisomeren spricht man dann, wenn für eine feste Zahl ungepaarter Teilchen ein Zustand mit maximalem Spin $J \neq 0$ gebildet wird. Diese Art von Isomeren findet sich hauptsächlich in der Umgebung von Kernen mit magischer Protonen- oder Neutronenzahl. Meist handelt es sich bei der Gammastrahlung zur Abregung dieser Zustände um gestreckte E2-Übergänge. Betrachtet man einen Kern mit zwei Valenzteilchen mit Spin j_1 und j_2 , so können diese zu $J = (j_1 + j_2), (j_1 + j_2 - 1), \dots, |j_1 - j_2|$ koppeln. Aufgrund der Restwechselwirkung sind die $(2J + 1)$ -Zustände nicht entartet. Nähert man die Restwechselwirkung mit der δ -Wechselwirkung, so kann für zwei gleiche Valenzteilchen (zwei Protonen oder zwei Neutronen) mit den selben Quantenzahlen $j_1 = j_2$ und $n_1 = n_2$ berechnet werden, dass mit steigendem J der Abstand zwischen den angeregten Zuständen sinkt. Die Herleitung dieses Effekts ist z. B. in [Cas00] ausgeführt. Koppeln also zwei Valenzteilchen zu maximalem Spin, so ist die Energiedifferenz zum nächsten darunter liegenden Zustand minimal und der E2-Übergang stark unterdrückt. Als Beispiel für ein Senioritätsisomer sei hier ^{98}Cd erwähnt. Die beiden Protonenlöcher im $g_{9/2}$ -Orbital (Seniorität $\nu = 2$) können maximal zu Spin 8^+ gekoppelt werden. Die Differenz zum darunter liegenden 6^+ -Zustand beträgt $\Delta E = 148$ keV. Die Halbwertszeit des isomeren 8^+ -Zustands ist $T_{1/2}^m = 0,17 \mu\text{s}$ [Bla04].

Spin-Gap-Isomere treten dann auf, wenn die Differenz der Spinquantenzahl zwischen Anfangs- und Endzustand groß ist. In diesem Fall ist die Multipolarität des γ -Übergangs groß, weshalb der Anfangszustand isomer wird. Ein Beispiel dafür ist ^{130}Sn . Hier existiert ein 7^- -Zustand, der einzig in den darunter liegenden 2^+ -Zustand zerfallen könnte. Dieser γ -Übergang hätte E5-Charakter und ist so stark unterdrückt, dass der 7^- -Zustand stattdessen über β -Zerfall in den Tochterkern ^{130}Sb mit einer Halbwertszeit von 1,7 min entvölkert [Wal94]. In der Region neutronenarmer Kerne unterhalb ^{100}Sn finden sich eine Vielzahl dieser Spin-Gap-Isomere. Als Beispiel sei hier nochmals ^{98}Cd erwähnt. Die Kopplung der beiden Protonenlöcher führt zu einem maximalen Spin $J = 8^+$. Nun ist es möglich ein Neutronenpaar im $\nu g_{9/2}$ -Orbital aufzubrechen und eines

dieser Neutronen über den doppelt-magischen Schalenabschluß bei $N = Z = 50$ in die darüber liegenden Orbitale $g_{7/2}$ und $d_{5/2}$ anzuheben². Damit lassen sich Zustände mit den Spins 10^+ , 12^+ , 14^+ bilden. Experimentell wurde der 12^+ -Zustand mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2}^m = 0,23 \mu\text{s}$ [Bla04] gefunden. Dieser Zustand wird hauptsächlich über einen E4-Übergang in den darunter liegenden 8^+ -Zustand entvölkert. Kürzlich konnte der nur 50 keV unterhalb des isomeren 12^+ -Zustands liegende 10^+ -Zustand entdeckt werden [Bla10].

Allgemein hängt die Lebensdauer von Kernzuständen von der Übergangsenergie der Gammastrahlung zwischen Anfangs- und Endzustand ab:

$$B(E\lambda) \propto (E_\gamma)^{2\lambda+1} .$$

Ist die Energiedifferenz zwischen den beiden Zuständen gering, so kann sich ein isomeres Zustand bilden, dessen Übergang in schwereren Kernen meist stark konvertiert ist. Um die Multipolarität des γ -Übergangs zu bestimmen, muss daher der Konversionskoeffizient genau bekannt sein.

Oftmals treten die erwähnten Effekte in Kombination auf.

²engl.: core excited spin gap isomer

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Im Experiment S330 am Forschungszentrum GSI¹ in Darmstadt wurden neutronenarme Kerne weitab der Stabilität in der Region um ^{100}Sn untersucht. Dazu wurden die Kerne mittels hochenergetischer Projekttilfragmentation erzeugt, während ihres Fluges zum Implantationsdetektor von störenden Kernen im Strahl separiert und gleichzeitig identifiziert und schließlich im Implantationsdetektor zur Zerfallsspektroskopie gestoppt. Dieses Kapitel gibt einen Überblick über den gesamten experimentellen Aufbau.

3.1 Der Beschleunigerkomplex GSI

Das Experiment wurde an der GSI in Darmstadt im Frühjahr 2008 durchgeführt. Eine schematische Übersicht des Beschleunigerkomplexes zeigt Abbildung 3.1. An der GSI werden Ionen in einem zweistufigen Prozess beschleunigt: In der ersten Stufe wurde der in der MUCIS²-Quelle erzeugte $^{124}\text{Xe}^{3+}$ -Strahl im Linearbeschleuniger UNILAC³ auf 11 A MeV vorbeschleunigt. Nach Durchlaufen des UNILAC wurde der Primärstrahl mit Hilfe eines Folienstrippers auf den Ladungszustand 48^+ ionisiert und in das Schwerionensynchrotron SIS-18 zur Beschleunigung auf die relativistische Endenergie von 1,0 A GeV injiziert. Grundsätzlich können die beschleunigten Ionen an verschiedene Experimentierplätze geleitet werden, in unserem Fall direkt zum Magnetseparator FRS⁴, wie in Abbildung 3.1 skizziert.

Um die gewünschte Teilchenintensität zu erreichen, wurde das SIS im sogenannten *Fast-Ramping-Mode* betrieben. Die gesamte Zykluszeit betrug im Mittel 3,2 Sekunden mit einer Extraktionszeit des Spills von einer Sekunde. Damit konnte eine Strahlintensität von $1 \cdot 10^9$ Teilchen pro Sekunde bzw. $3 \cdot 10^9$ Teilchen pro Spill an der Targetposition erzielt werden. Während der gesamten Strahlzeit von drei Wochen wurden insgesamt drei Liter des teuren ^{124}Xe -Gases verbraucht.

¹GSI: Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH

²MUCIS: MultiCusp Ion Source

³UNILAC: Universal Linear Accelerator

⁴FRS: Fragmentseparator

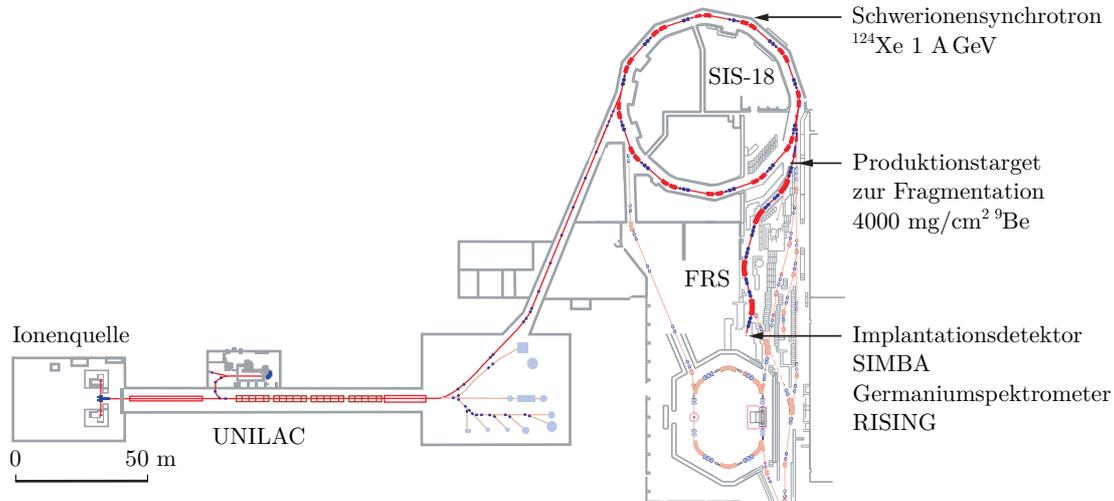


Abbildung 3.1: Die Beschleunigeranlage GSI in Darmstadt im Überblick. Relevant für das hier vorgestellte Experiment sind der Linearbeschleuniger UNILAC, das Schwerionensynchrotron SIS-18 und das Magnetspektrometer FRS.

3.2 Produktion exotischer Kerne

Die gewünschten Kerne um ^{100}Sn wurden durch hochenergetische Projekttilfragmentationsreaktionen erzeugt. Besonders bei hohen Strahlenergien von einigen 100 A MeV eignet sich dieser Produktionsmechanismus gut zur Erzeugung neutronenarmer Kerne und hat den Vorteil, dass mit derselben Primärstrahl-Target-Kombination gleichzeitig mehrere exotische Kerne synthetisiert werden können.

Der Produktionsmechanismus kann als zweistufiger Prozess beschrieben werden. Details zum sogenannten *Abrasion-Ablation*-Modell finden sich z. B. in [Gai91] und darin enthaltenen Referenzen. Zur Produktion von ^{100}Sn und seiner Nachbarkeerne mittels Projekttilfragmentation eignen sich grundsätzlich die beiden stabilen Isotope ^{112}Sn und ^{124}Xe . In früheren Experimenten zur Untersuchung der Region um ^{100}Sn wurden die Wirkungsquerschnitte für ^{100}Sn mit ^{112}Sn -Primärstrahl zu $\sigma = 1,8_{-1,3}^{+3,2}$ pb [Sto02] und für einen ^{124}Xe -Primärstrahl zu $\sigma = (11,0 \pm 4,6)$ pb [Sch95] bestimmt. Aufgrund dieser Tatsache wurde für dieses Experiment das deutlich teurere, jedoch in Bezug auf den Wirkungsquerschnitt vielversprechendere Xenon als Primärstrahl gewählt.

Bei der Projekttilfragmentation ist zu beachten, dass hohe Produktionsraten mit Targetmaterialien geringer Kernladungszahl und Dichte wie z. B. Beryllium erreicht werden. Im Vergleich zu Materialien höherer Kernladungszahl ist hier bei gleicher Anzahl von Streuzentren pro Flächeneinheit die Elektronendichte geringer und folglich der Energieverlust und die Impulsbreite der Fragmente kleiner, wodurch eine deutlich bessere ionenoptische Transmission im Magnetspektrometer FRS erreicht werden kann. Die optimale Targetdicke wurde mit Hilfe von LISE++ [Baz02, Tar04] und MOCADI-Simulationen [Iwa97] ermittelt. Einerseits steigt die Produktionsrate mit der Dicke des Targets. Andererseits wirken der Zunahme der Rate die Streuprozesse der Teilchen in

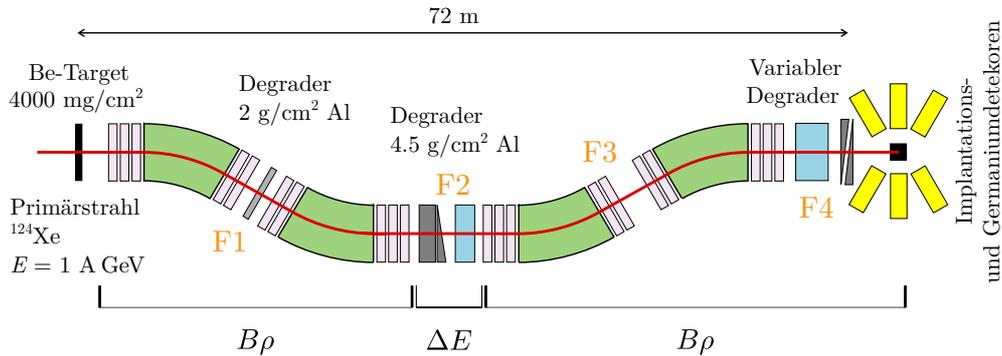


Abbildung 3.2: Graphische Darstellung des Fragment separators FRS an der GSI. In grün sind die vier Dipole gezeigt, jeweils davor und dahinter sind Quadrupole und Sextupole zur ionenoptischen Strahlfokussierung angedeutet. Die vier Fokalebene $F1$, $F2$, $F3$ und $F4$ sind markiert. Die in den Strahlengang eingebrachte Materie in Form von Degradern ist ebenfalls in der Skizze dargestellt. Die isotonenreine Trennung der Fragmente erfolgt nach dem $(B\rho - \Delta E - B\rho)$ -Prinzip, siehe Text.

einem dicken Target entgegen, was zu einer Reduktion der Transmission führt. Zusätzlich ist zu beachten, dass innerhalb des Targets bereits erfolgreich produzierte Kerne zerstört werden können. Resultierend aus oben genannten Überlegungen wurde eine Dicke des Produktionstargets aus Beryllium von 4008 mg/cm^2 gewählt.

Die so produzierten exotischen Kerne mussten nun für die folgende Gamma- und Zerfallsspektroskopie von störenden Untergrundkernen abgetrennt und identifiziert werden. Dazu wurden das Magnetspektrometer FRS der GSI zur Separation sowie die entlang des Strahlgangs montierten Detektorsysteme zur Identifikation benutzt. Eine detaillierte Beschreibung der Teilchenidentifikation enthalten die folgenden Unterkapitel.

3.3 Separation im Fragmentseparator

In Abbildung 3.2 ist das hochauflösende 0° -Magnetspektrometer FRS mit einer Gesamtlänge von 72 m gezeigt [Gei90]. Die direkt am Eingang des FRS produzierten Fragmente werden in einem zweistufigen Prozess nach ihrem jeweiligen Masse-zu-Ladungs-Verhältnis A/Q und ihrer Kernladungszahl Z separiert. Jede dieser Stufen besteht aus zwei 30° -Dipolen, welche mit Quadrupol- und Sextupolmagneten zur ionenoptischen Fokussierung kombiniert sind. Mit den Dipolmagneten kann eine magnetische Steifigkeit von 5 bis zu 18 Tm mit einer Genauigkeit von 10^{-4} T erreicht werden. Die Flugzeit der Fragmente durch das gesamte Spektrometer beträgt ungefähr 300 ns. Bei relativistischen Teilchenenergien von 850 A MeV in der ersten und etwa 500 A MeV in der zweiten Stufe reduziert sich die Flugzeit auf 200 ns im Ruhesystem der Teilchen.

Der FRS wurde im sogenannten achromatischen Modus betrieben, d.h. die horizontale Impulsdispersion ist am mittleren Fokus $F2$ maximal, wohingegen sie an der finalen Fokalebene $F4$ verschwindet. Für die Trajektorien der Teilchen bedeutet dies, dass alle

Teilchen innerhalb der Impulsakzeptanz des FRS auf denselben Punkt an $F4$ fokussiert werden.

Die isotonenreine Trennung der Fragmente erfolgt durch den unterschiedlichen atomaren Energieverlust in Materie und die Separation nach magnetischer Steifigkeit der unterschiedlichen Teilchen, dem sogenannten $(B\rho - \Delta E - B\rho)$ -Prinzip, wie in Abbildung 3.2 angedeutet. Zwischen Targetposition und Fokalebene $F2$ werden die Fragmente nach ihrem Verhältnis von Impuls zu Kernladungszahl $p/Q = p/Z$ getrennt⁵, d.h. Teilchen mit identischer magnetischer Steifigkeit werden an der zentralen Fokalebene $F2$ auf dieselbe Position abgebildet.

Um die Kerne weiter nach ihrer Kernladungszahl Z zu trennen, wird an $F2$ Materie in den Strahl gebracht und somit ein kernladungszahlabhängiger Energieverlust induziert. Dieser führt zu einer stärkeren Reduktion der magnetischen Steifigkeit für höhere Kernladungszahlen, wodurch mit der zweiten $B\rho$ -Separation zwischen $F2$ und $F4$ eine räumliche Trennung der Isotope am finalen Fokus $F4$ erreicht wird. Allgemein steigt der Abstand zwischen den unterschiedlichen Isotopen mit steigender Materiedicke. Allerdings entsteht durch die eingeführte Materie ein geschwindigkeitsabhängiger Energieverlust, welcher die Trennung verschlechtern würde. Um diesen Effekt zu kompensieren, wurde zusätzlich ein keilförmiger Degradier an $F2$ in den Strahl gebracht. In dieser Konstellation ergab sich aus *MOCADI*-Rechnungen mit einer Degradier-Dicke von 4500 mg/cm^2 die Breite der horizontalen Verteilung $\Delta x = 3,5 \text{ cm}$ (FWHM) bzw. $\Delta y = 2,0 \text{ cm}$ (FWHM) in vertikaler Richtung für die eingestellte Ionensort, angepasst an die Dimensionen des Implantationsdetektors von $60 \times 40 \text{ mm}^2$ (Beschreibung des Implantationsdetektors in 3.5.1).

Sind alle Materieschichten der einzelnen Detektoren entlang des Fragmentseparators bekannt, so lässt sich der Energieverlust darin berechnen und aus der Energie des Sollfragments auf zentraler Bahn kann schließlich die benötigte Magnetfeldstärke in den vier Dipolen bestimmt werden. Im Experiment werden die Dipole für den abgeschwächten Primärstrahl eingestellt und ausgehend von diesem Datensatz für die Magnetfelder werden die weiteren FRS-Einstellungen über das Verhältnis der Steifigkeit von Primär- zu Fragmentstrahl skaliert.

Nun ist zu beachten, dass bei der Magneteneinstellung des FRS auf ein bestimmtes A/Q grundsätzlich auch alle leichten stabilen Kerne durch den FRS bis zur Fokalebene $F2$ transmittiert werden. Diese leichten Kerne haben einen deutlich höheren Produktionsquerschnitt als die exotischen Nuklide und müssen daher abgetrennt werden, da die Triggerraten für die Detektoren an $F2$ andernfalls zu hoch wären. Dazu wird die magnetische Steifigkeit $B\rho$ auf das Sollfragment eingestellt und zwischen den ersten beiden Dipolen eine 2000 mg/cm^2 dicke Materieschicht eingebracht, welche einerseits die leichten Kerne unterdrückt, andererseits aber die Gesamttransmission der Kerne mit $Z \approx 50$ nur minimal beeinflusst. Mit diesem Degradier und zusätzlichen Schlitzen an $F1$ konnte die Rate an $F2$ auf 40 kHz reduziert werden. An $F4$ wurde die Triggerrate zu 300 Hz bestimmt; dies übertrifft die mit *MOCADI* bestimmte Rate von 10 Hz um einen

⁵99% der Fragmente liegen nach Passieren des Produktionstargets im vollständig ionisierten Ladungszustand vor.

Faktor von 30. Der Grund für die deutlich höhere Rate wurde leider erst gegen Ende des Experiments gefunden. Ein Teil des Primärstrahls wurde im SEETRAM⁶-Monitor, einem Detektor zur Bestimmung der Strahlintensität direkt vor der Targetposition, aufgestreut, wodurch ein kleiner Anteil des Strahls durch den Rahmen des Targets flog. Der dadurch entstandene nicht einkalkulierte Energieverlust der schweren Fragmente führte dazu, dass auch leichtere stabile Teilchen bis zur finalen Fokalebene transmittiert wurden und die Zählrate im Implantationsdetektor stark erhöht wurde. Dennoch war die Totzeit der Datenaufnahme trotz erhöhter Triggerrate bei akzeptablen 25% während des Spills.

Die Teilchen hatten kurz vor Eintritt in den Implantationsdetektor eine Energie von 350 A MeV. Um die exakte Implantationstiefe festzulegen, wurde an *F4* ein zusätzlicher Degradier variabler Dicke direkt vor dem Implantationsdetektor montiert.

Zur eindeutigen Identifikation der Teilchen ist die alleinige Separation im FRS jedoch nicht ausreichend. Daher wurde eine aufwändige *event-by-event*-Teilchenidentifikation durchgeführt. Die dafür relevanten Detektoren werden in den folgenden Unterkapiteln erklärt.

3.4 Teilchenidentifikation

Durch die in Abschnitt 3.3 erläuterte Methode zur räumlichen Separation der Fragmente konnte eine eindeutige Identifikation noch nicht gewährleistet werden. Neben dem zu untersuchenden exotischen Sollfragment gelangen auch die in der gleichen Reaktion produzierten Nachbarkerne bis zum Implantationsdetektor. Zwar ist die ionenoptische Transmission dieser Kerne stark unterdrückt, deren Produktionsquerschnitt jedoch deutlich höher. Als Abschätzung kann hier ein Faktor 10 – 30 im Querschnitt vom Isotop mit Massenzahl A zu jenem mit Massenzahl $(A + 1)$ angenommen werden. Um den Erfolg des Experiments zur Zerfalls- und Gammaspektroskopie zu garantieren, ist es daher – neben einer kleinen Implantations- und Zerfallstriggerrate von wenigen 100 Hz – essentiell, die Teilchen Ereignis für Ereignis zu identifizieren. In dem hier beschriebenen Experiment S330 zur Spektroskopie von ^{100}Sn und seiner Nachbarkerne wurden daher zusätzlich zu den Standarddetektorgruppen des FRS Detektoren zur Teilchenidentifikation im Strahlgang eingebaut, um beste Auflösung für das Masse-zu-Ladungs-Verhältnis A/Q und die Kernladungszahl Z auch bei hoher Zählrate an *F2* zu erzielen.

3.4.1 Detektoren zur Identifikation

In Abbildung 3.3 sind alle Detektoren in der zweiten Stufe des FRS gezeigt, welche zur eindeutigen Identifikation der Teilchen benutzt wurden. Wie bereits mehrfach erwähnt, müssen die Größen A/Q und Z nach folgenden Formeln bestimmt werden, wobei $Q = Ze$ gilt:

⁶SEETRAM: Secondary Electron Transmission Monitor

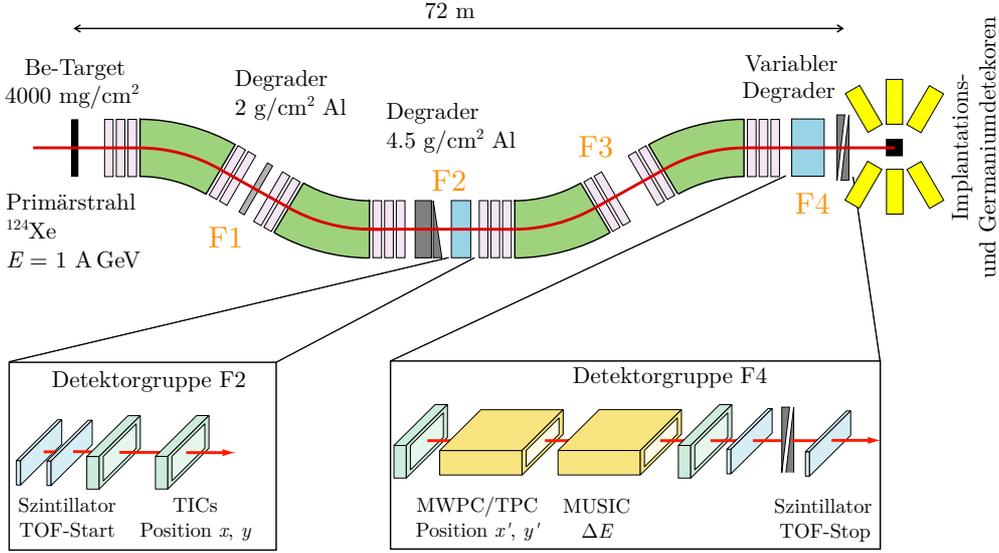


Abbildung 3.3: Im Experiment verwendete Detektorsysteme zur eindeutigen Teilchenidentifikation. Die Detektoren sind zwischen den Fokalebene $F2$ und $F4$, der zweiten Stufe des FRS, montiert und garantieren redundante Informationen aller zur Teilchenidentifikation notwendigen Messgrößen.

$$B\rho(x_{F2}, x_{F4}, \alpha_{F2-F4}) = \frac{p}{Q} = \frac{c \cdot m_0 \cdot \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cdot \frac{A}{Q} \quad (3.1)$$

$$\Delta E = Z^2 \cdot f(\beta). \quad (3.2)$$

Dabei ist $(\beta \cdot c)$ die Geschwindigkeit der Teilchen, c die Lichtgeschwindigkeit und m_0 die Nukleonenmasse. x_{F2}, x_{F4} und α_{F2-F4} geben die x -Position an $F2$ bzw. $F4$ sowie den Winkel der Flugbahn zwischen beiden Fokalebene an.

Zur Spurverfolgung wurden positionsempfindliche Ionisationskammern verwendet. Mit mehreren Photomultiplier-Szintillator-Kombinationen wurde die Flugzeit zur Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit gemessen. Die Kernladungszahl Z wurde aus einer Energieverlustmessung in Ionisationskammern gewonnen.

Um die Auflösungen ΔA und ΔZ für dieses Experiment weiter zu verbessern, wurden zusätzlich zu den standardmäßig verwendeten FRS-Detektoren weitere positionssensitive Ionisationskammern, sogenannte Tracking Ionisation Chambers (TIC), am mittleren Fokus installiert.

Bestimmung der Kernladungszahl Z

Zur Bestimmung der Kernladungszahl Z wurde in zwei Ionisationskammern, genannt MUSIC⁷ [Sto], an der letzten Fokalebene $F4$ (Abbildung 3.3) der Energieverlust beim

⁷MUSIC: MUlti-Sampling Ionisation Chamber

Durchfliegen der Fragmente im Gasvolumen unabhängig mehrmals gemessen. Der Energieverlust relativistischer Teilchen in Gasen hängt von der Kernladungszahl Z und schwach von der Geschwindigkeit β der Teilchen ab, wie in Gleichung (3.2) gezeigt. Die Funktion $f(\beta)$ ist durch die bekannte Bethe-Bloch-Formel bestimmt. Fehlende Parameter werden im Experiment durch Kalibration der beiden Detektoren mit unterschiedlichen Primärstrahlenergien ermittelt. Die Geschwindigkeit β erhält man aus einer Flugzeitmessung zwischen $F2$ und $F4$, wobei die vom Teilchen zurückgelegte Bahnlänge berücksichtigt wird. Außerdem werden bei der Berechnung der Kernladungszahl die unterschiedlichen Flugpfade der Teilchen berücksichtigt, indem direkt vor und hinter den Ionisationskammern die x - und y -Position bestimmt wird. Teilchen, die unter einem Winkel α zur zentralen Flugbahn durch die Ionisationskammer fliegen, legen eine längere Strecke zurück und ihr Energieverlust im Gas steigt. Schließlich wurde während des gesamten Experiments der Luftdruck und die Temperatur in der Experimentierhalle aufgezeichnet, um die dadurch entstandenen Dichteschwankungen im Detektorgas zu korrigieren.

Bestimmung des A/Q -Verhältnisses

Bei den in dieser Arbeit relevanten Strahlenergien von 1,0 A GeV ist davon auszugehen, dass 99% der Ionen nach dem Target vollständig ionisiert sind, d. h. es gilt: $Q = Ze$. Nach Gleichung (3.1) kann aus gemessener magnetischer Steifigkeit B , der Kernladungszahl Z und der Geschwindigkeit β das Masse- zu Ladungsverhältnis A/Q bestimmt werden. Das Magnetfeld B wird mit Hallsonden mit einer Genauigkeit von 10^{-4} Tesla gemessen. Um den effektiven Radius ρ_{eff} der Teilchen durch den Fragmentseparator zu bestimmen, wurde zuerst mit fokussiertem Primärstrahl die zentrale Flugbahn mit Radius ρ_0 , d. h. die horizontale Auslenkung dieser Teilchen ist $x = 0$ in allen Fokalebene, bestimmt. Ist ρ_0 bekannt, kann mit Hilfe der Dispersion $D_{(F2-F4)}$ und der Vergrößerung $M_{(F2-F4)}$ jeweils zwischen $F2$ und $F4$ aus ionenoptischen Rechnungen der effektive Radius ρ_{eff} nach Gleichung (3.3) berechnet werden.

$$B\rho_{\text{eff}} = B\rho_0 \left(1 - \frac{x_4 - M_{(F2-F4)} \cdot x_2}{D_{(F2-F4)}} \right) \quad (3.3)$$

Die Positionen der Ionen werden an $F2$ und $F4$ mit Gasdetektoren unterschiedlicher Bauart, namentlich MWPCs⁸ [MWP], TPCs⁹ und TICs¹⁰, bestimmt. Grundsätzlich könnten die x -Orte auch mit Szintillatoren bestimmt werden, deren Auflösung ist aber im Vergleich zu erst genannten Detektoren deutlich schlechter (im Vergleich: $\Delta x_{\text{TIC}} = 1$ mm und $\Delta x_{\text{Szintillator}} = 1,5$ cm). Daher wurden speziell für diese Strahlzeit zwei zusätzliche TIC-Detektoren am mittleren Fokus $F2$ eingebaut. Im Standardbetrieb des FRS wird die Position in x -Richtung an $F2$ ausschließlich mit Szintillatoren gemessen.

Die TIC-Detektoren wurden 2001 für ein früheres ¹⁰⁰Sn-Experiment entwickelt [Sto01]. Die Konstruktion der Kammern war für den Einsatz am finalen Fokus $F4$ ausgelegt.

⁸MWPC: Multi-Wire Projection Chamber

⁹TPC: Time Projection Chamber

¹⁰TIC: Tracking Ionisation Chamber

Speziell für diese Strahlzeit wurden Detektoren gesucht, um am mittleren Fokus $F2$ bei hoher Rate die Positionen in x und y mit besserer Auflösung als den im Standardbetrieb verwendeten Szintillatoren zu messen. Die Wahl fiel auf die bereits vorhandenen TIC-Detektoren, die im Rahmen dieser Doktorarbeit wieder zusammengebaut wurden. Um die Ratenfestigkeit bei hohen Strahlintensitäten (Triggerrate unter 100 kHz) und damit eine verlässliche Ortsbestimmung zu gewährleisten, wurde die Elektronik der Ionisationskammern entsprechend modifiziert. In einer Teststrahlzeit am Tandembeschleuniger des Münchner Maier-Leibnitz-Laboratoriums [MLL] konnten die Detektoren in Betrieb genommen und erfolgreich für den Einsatz im Strahlgang des FRS getestet werden.

Die Kammern haben eine aktive Fläche von $200 \times 60 \text{ mm}^2$, die Driftlänge beträgt 10 mm in Strahlrichtung und sie wurden mit CF_4 -Gas bei Umgebungsdruck betrieben. Jede Kammer besteht jeweils aus einer Einheit mit vertikalen und einer mit horizontalen Streifen, deren Abstand etwa 1 cm zueinander ist, wodurch auch der Winkel der Teilchen beim Passieren durch den Detektor gemessen werden kann. Dabei ist jeweils die Anode in x - bzw. y -Richtung segmentiert, die Streifen bestehen aus einer $18 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Kupferschicht, welche direkt auf einer Kaptonfolie aufgebracht sind. Als Kathode wird eine $25 \text{ }\mu\text{m}$ dicke aluminisierte Mylarfolie verwendet. Die Kupferstreifen haben eine Breite von 1 mm und werden einzeln mit dem am CERN entwickelten GASSIPLEX-Chip [San94] ausgelesen. Die Ionisationskammern werden bei einer Kathodenspannung von 140 V betrieben. Abbildung 3.4 zeigt eine Aufnahme einer geöffneten TIC-Kammer mit Blick auf die 196 x -Streifen, welche mit drei Modulen à 4 GASSIPLEX-Chips ausgelesen werden.

Die Materie-Inhomogenität der $18 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Kupferstreifen und einem daraus resultierenden Energieverlust von etwa 70 MeV bei einer Strahlenergie von 520 A MeV an der TIC-Position bei $F2$ machte es notwendig zu überprüfen, ob daraus eine Verschlechterung der Separation im FRS resultiert. MOCADI-Simulation zeigten jedoch, dass die durch die Kupferstreifen hervorgerufene Inhomogenität nur geringfügig die Separation beeinflusst. Aufgrund der guten Nachweiseffizienz auch bei großen Raten bis zu 100 kHz, welche an $F2$ bei hohen Strahlintensitäten erreicht werden, und der zu vernachlässigenden Auswirkungen auf die Teilchenseparation wurden die TICs an $F2$ eingesetzt und trugen maßgeblich zur sauberen Teilchenidentifikation bei.

Zur Bestimmung der Flugzeit wurden jeweils zwei Szintillationszähler an $F2$ und $F4$ verwendet. An beiden Enden jedes Szintillators befand sich ein Photomultiplier, somit konnte die Flugzeit zwischen $F2$ und $F4$ auf einer Strecke von $\sim 35 \text{ m}$ jeweils für die Photomultipliersignale rechts und links redundant bestimmt werden. Die Zeitauflösung betrug $\Delta t = 100 \text{ ps}$ (FWHM).

An dieser Stelle soll betont werden, dass alle zur eindeutigen Identifikation der Nuklide notwendigen Messgrößen mehrfach bestimmt wurden. Zusätzlich wurden in der Analyse mehrere Bedingungen auf Flugzeit, Position und Energieverlust angewendet, um weitere Kriterien für eine eindeutige Identifikation zu erzielen, siehe Kapitel 4.

Abbildung 3.5 zeigt einen Identifikationsplot Z gegen A/Q für die FRS-Einstellung auf ^{100}Sn sowie die Projektion auf die A/Q -Achse für die neutronenarmen Zinn-Isotope.

Die Auflösung betrug $\Delta Z = 0,25$ (FWHM) und $\Delta A = 0,32$ (FWHM). Dennoch stellt sich die Frage, wie hoch die Überlappung – trotz der im Identifikationsplot sauber ge-

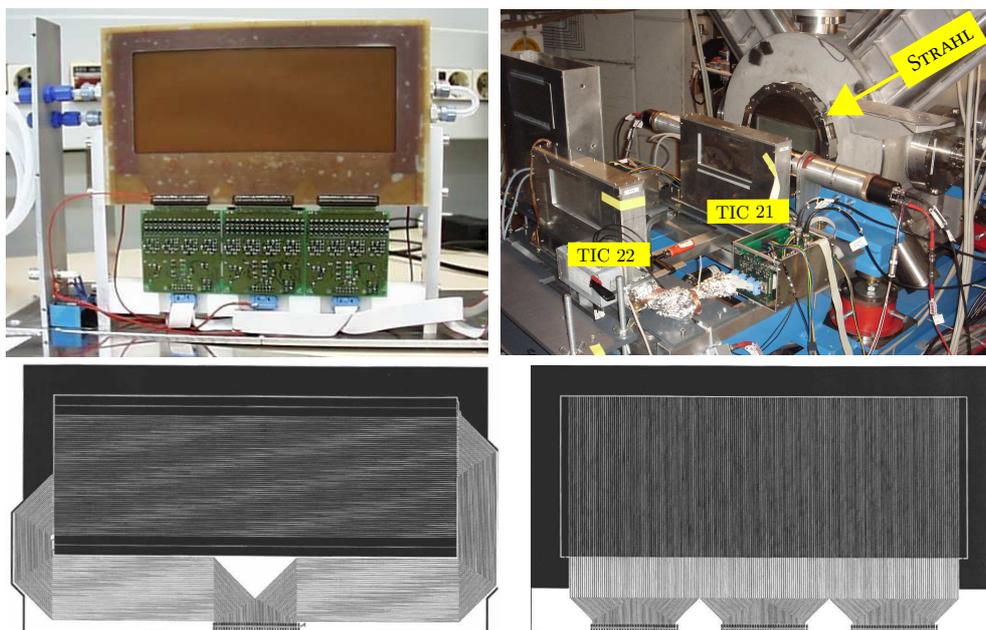


Abbildung 3.4: Fotografien eines geöffneten TIC-Detektors (links) und der beiden Kammern während des Experiments an ihrer Position an der mittleren Fokalebene am FRS (rechts). Die beiden schematischen Zeichnungen zeigen die 192 x - und 64 y -Streifen. Die Streifen mit einer Breite von 1 mm bestehen aus 18 μm dickem direkt auf Kaptonfolie aufgebrachtem Kupfer.

trennten Isotope – der Verteilung von Isotopen mit Masse A und $(A - 1)$ bzw. $(A + 1)$ bei konstanter Kernladungszahl Z ist. Innerhalb eines 3σ -Fensters um ein bestimmtes Isotop (A, Z) liegen 99,7% der Ereignisse. Umgerechnet bedeutet dies, dass es im Bereich von $(A \pm 0,41)$ einen geringen Beitrag von 0,15% des Nachbarisotops $(A + 1)$ gibt. Eine Fehlidentifikation von Isotopen ist daher äußerst unwahrscheinlich und somit ist garantiert, dass die einzelnen Isotope eindeutig identifiziert werden können.

In der dreiwöchigen Strahlzeit wurde bei mehreren FRS-Einstellungen gemessen, um einen großen Bereich der Nuklidkarte entlang der $(N = Z)$ -Linie um ^{100}Sn zu untersuchen. Die einzelnen Settings waren für ^{96}Pd und ^{108}Te zur Kalibration des Germaniumspektrometers RISING und des Implantationsdetektors SIMBA (siehe folgenden Abschnitt 3.5) sowie die Einstellung auf die Sollfragmente ^{100}Sn , ^{104}Sb , ^{97}In , ^{108}I und ^{104}Te , wobei der Schwerpunkt auf der Produktion und Spektroskopie des Kerns ^{100}Sn lag. Die physikalischen Fragestellungen zu jedem Setting sind in Tabelle 3.1 stichpunktartig zusammengefasst, eine ausführliche Motivation zur Untersuchung dieser neutronenarmen Kerne in der Umgebung von ^{100}Sn enthält Kapitel 2.

Abbildung 3.6 zeigt die Teilchenidentifikationsspektren für die vier letztgenannten FRS-Einstellungen. Das jeweilige Sollfragment ist markiert. In der vorliegenden Arbeit wurden hauptsächlich Daten aus der ^{100}Sn -Einstellung (Abbildung 3.5) analysiert.

Wie bereits oben erwähnt, führte der Einsatz des SEETRAM-Monitors zu einer erhöhten Rate an stabileren Kernen am finalen Fokus $F4$. Abbildung 3.7 zeigt zum

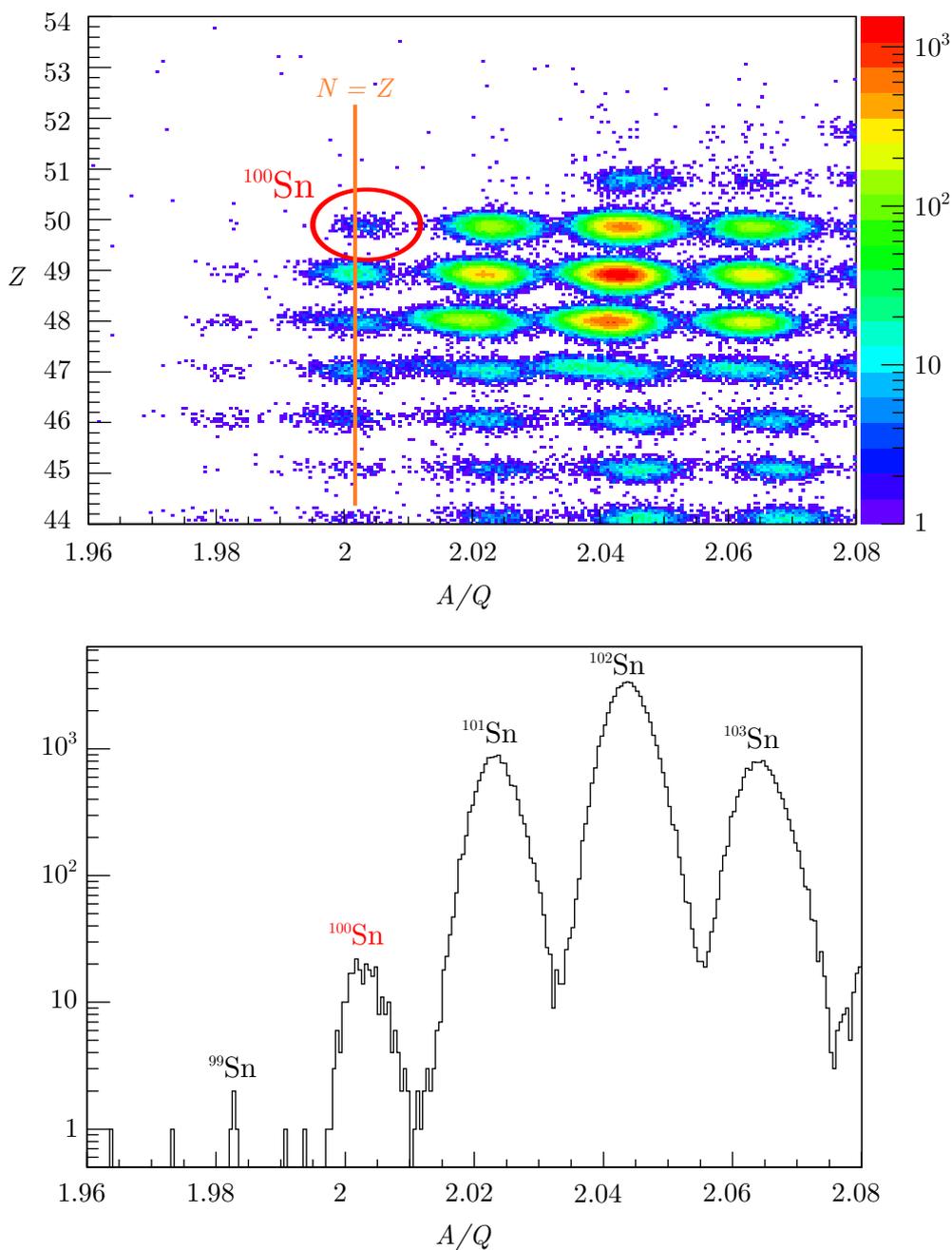


Abbildung 3.5: *Oben:* Eindeutig identifizierte Isotope in der ^{100}Sn -Fragment-separatoreinstellung. Aufgetragen ist die Kernladungszahl Z gegen das Masse-zu-Ladungs-Verhältnis A/Q . Der doppelt magische Kern ^{100}Sn ist zur Orientierung markiert. *Unten:* Projektion des Identifikationsspektrums auf die A/Q -Achse für die neutronenarmen Zinn-Isotope. Die Isotope sind eindeutig voneinander getrennt. Die Massenauflösung betrug $\Delta A = 0,32$ und die Kernladungszahlauflösung $\Delta Z = 0,25$ (jeweils FWHM).

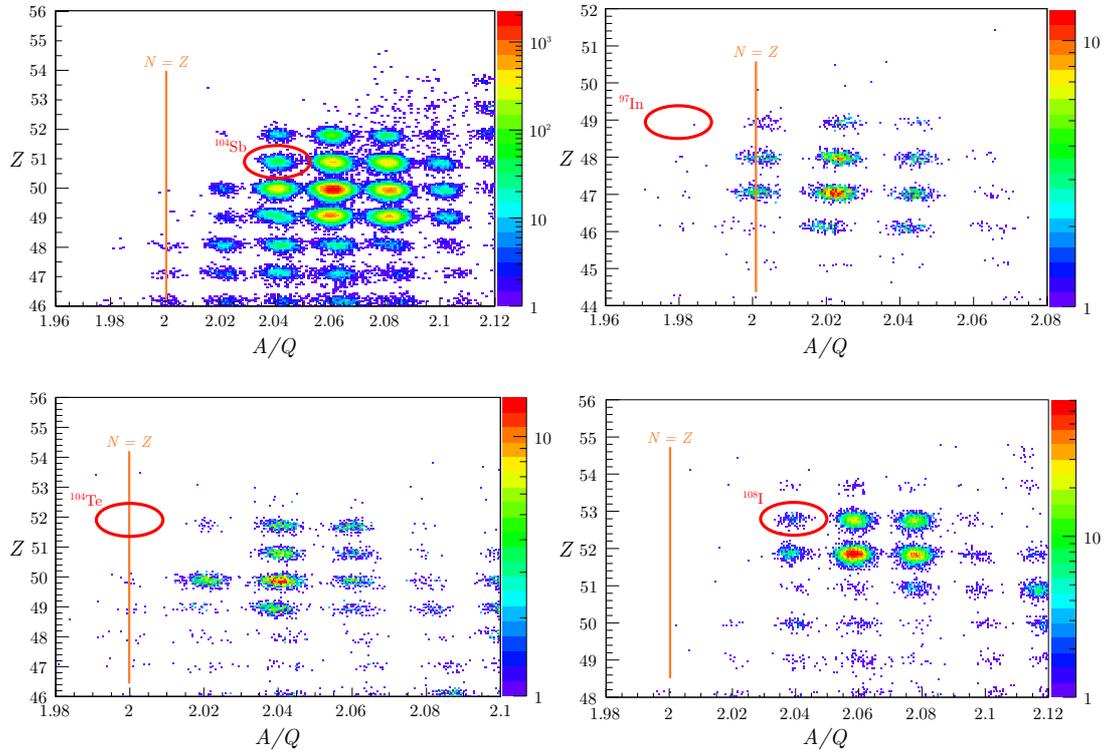


Abbildung 3.6: Teilchenidentifikationsspektren Z gegen A/Q für die vier FRS-Einstellungen auf ^{104}Sb , ^{97}In , ^{108}I und ^{104}Te (im Uhrzeigersinn). Die jeweiligen Sollfragmente sind markiert.

Sollfragment	Messdauer	physikalische Motivation
^{100}Sn	358 h	$T_{1/2}$, Gamow-Teller-Stärke Zerfalleigenschaften der Nachbarkerne Protonenabbruchkante
^{97}In	10 h	Wartepunkt ^{96}Cd im rp-Prozess übererlaubte Fermi-Übergänge
^{104}Sb	5 h	Protonenemitter
^{104}Te	27 h	α -Emitter
^{96}Pd	4 h	RISING Effizienz
^{108}Te	27 h	SIMBA Effizienz

Tabelle 3.1: Übersicht der FRS-Einstellungen zur Untersuchung neutronenarmer Kerne im Massebereich $A \sim 100$ mit einer stichwortartigen physikalischen Begründung.

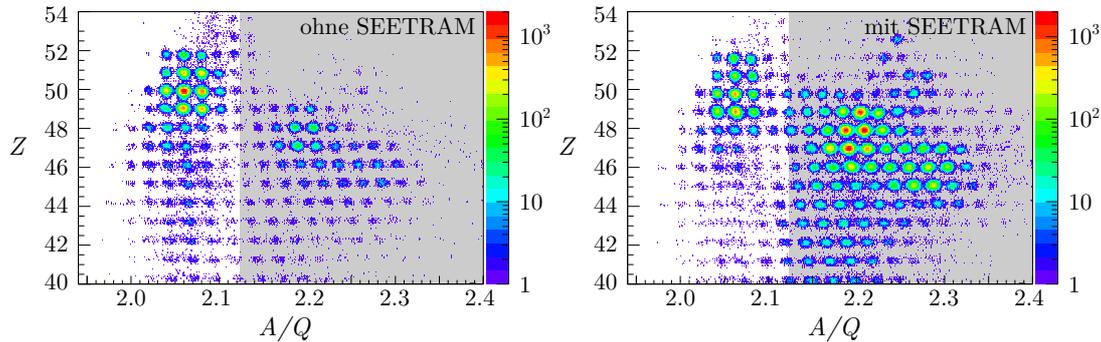


Abbildung 3.7: Vergleich zweier Teilchenidentifikationsspektren Z gegen A/Q mit (rechts) und ohne (links) *SEETRAM*-Detektor im Strahlengang. Durch Aufstreuung eines Teils des Primärstrahls an der Halterung des Produktionstargets werden deutlich mehr stabile leichte Kerne (grau unterlegt) zur finalen Fokalebene transmittiert.

Vergleich zwei Teilchenidentifikationsspektren aus der FRS-Einstellung auf das Sollfragment ^{104}Sb , rechts mit, links ohne *SEETRAM*-Monitor im Strahlengang. Die „unerwünschten“ Nuklide sind in beiden Spektren grau hinterlegt. Durch Entfernen des *SEETRAM*-Detektors konnte das Verhältnis von „schlechten“ zu „guten“ Ereignissen von ursprünglich 120 auf 7 verbessert werden.

3.5 Detektoren zur Zerfalls- und Gammaspektroskopie

Zur Untersuchung der Zerfalleigenschaften exotischer Kerne wurden diese in einem Implantationszähler gestoppt, um die während des Zerfalls emittierte Teilchenstrahlung sowie die Photonenstrahlung zu detektieren. Neutronenarme Kerne um ^{100}Sn können über β^+ -Zerfall mit Positronenenergien größer als 10 MeV zerfallen. Bei der Annihilation der Positronen entstehen zwei 511 keV γ -Quanten. Außerdem besteht bei geeigneten Q -Werten die Möglichkeit, dass der Kern zu einem geringen Anteil aus angeregten Tochterzuständen über β -verzögerte Protonen zerfällt. Für Kerne oberhalb von ^{100}Sn nahe der Protonenabbruchkante sollten in diesem Experiment mögliche α -Zerfallskanäle für $^{104,105}\text{Te}$, ^{108}I untersucht werden, ebenso wie die möglichen Grundzustandsprotonenemitter $^{103,104,105}\text{Sb}$ und ^{109}I .

3.5.1 Implantationsdetektor SIMBA

Um die erwähnten Zerfallsszenarien zu untersuchen, sind folgende Bedingungen an den Implantationszähler geknüpft:

- Die Implantationsposition in x -, y - und z -Richtung jedes implantierten Kerns muss nachgewiesen werden. Dasselbe gilt für die Position der Zerfallsteilchen. Nur so kann eine eindeutige Zuordnung zwischen Implantations- und Zerfallsereignis gewährleistet werden.

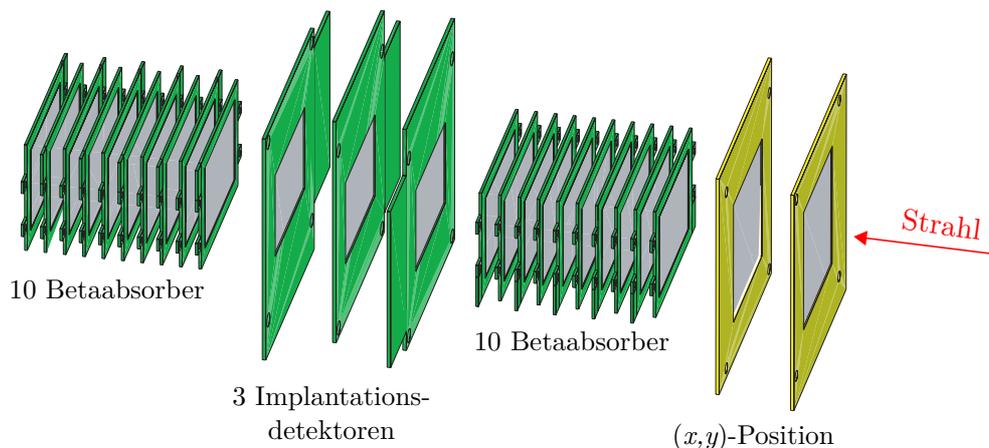


Abbildung 3.8: Nicht maßstabsgetreue Illustration des Implantationsdetektors SIMBA, aus [Ste09]. In der Mitte des Detektors befindet sich die Implantationszone, bestehend aus drei doppelseitig gestreiften Siliziumdetektoren. Direkt davor und dahinter schließen die Betakalorimeter aus jeweils 10 einseitig gestreiften Siliziumdetektoren an. Die in der Darstellung mit gelbem Platinenmaterial versehenen Detektoren dienen der redundanten Messung des Implantationsortes in x und y .

- Die Zeitdifferenz zwischen Implantation und Zerfall muss gemessen werden, um aus deren Verteilung die Lebensdauer der Kerne zu bestimmen.
- Die Positronenenergie muss mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden, um aus der kontinuierlichen Verteilung die Beta-Endpunktenergie zu bestimmen.
- β -verzögerte Gammastrahlung angeregter Zustände im Tochterkern und Gammastrahlung isomerer Zustände soll mit hoher Effizienz bestimmt werden.

Im Rahmen der Doktorarbeit von C. Hinke [Hin10] wurde daher der neue Implantationsdetektor SIMBA¹¹ gebaut. Aus früheren Experimenten zu Nachweis und Untersuchung von ^{100}Sn [Sto01, Sch96] war bekannt, dass sich ein Detektor aus einem Stapel aus Siliziumdetektoren am Besten eignet, um Kerne zu implantieren und anschließend ihre Zerfälle zu messen.

Abbildung 3.8 zeigt eine schematische, nicht maßstabsgetreue Darstellung des Implantationsdetektors SIMBA. Er besteht aus insgesamt 25 Siliziumdetektoren, welche mit minimalem Abstand zueinander angeordnet waren, um maximale Raumwinkelabdeckung zu erreichen. Abbildung 3.9 zeigt eine Fotografie des Implantationsdetektors ohne die Hülle zum Schutz vor elektromagnetischen Störungen und Licht. Der Detektor ist insgesamt 22 cm lang, die 25 Detektoren nehmen aufgrund des kompakten Designs nur 7 cm in Anspruch. Im in Strahlrichtung hinteren Teil befindet sich ausschließlich Elektronik zur Auslese der einzelnen Streifen.

In Strahlrichtung befinden sich zuerst zwei einseitig gestreifte Siliziumdetektoren zur redundanten Bestimmung des Implantationsortes in x und y . Die Implantationszone

¹¹SIMBA: Silicon Implantation and Beta Absorber

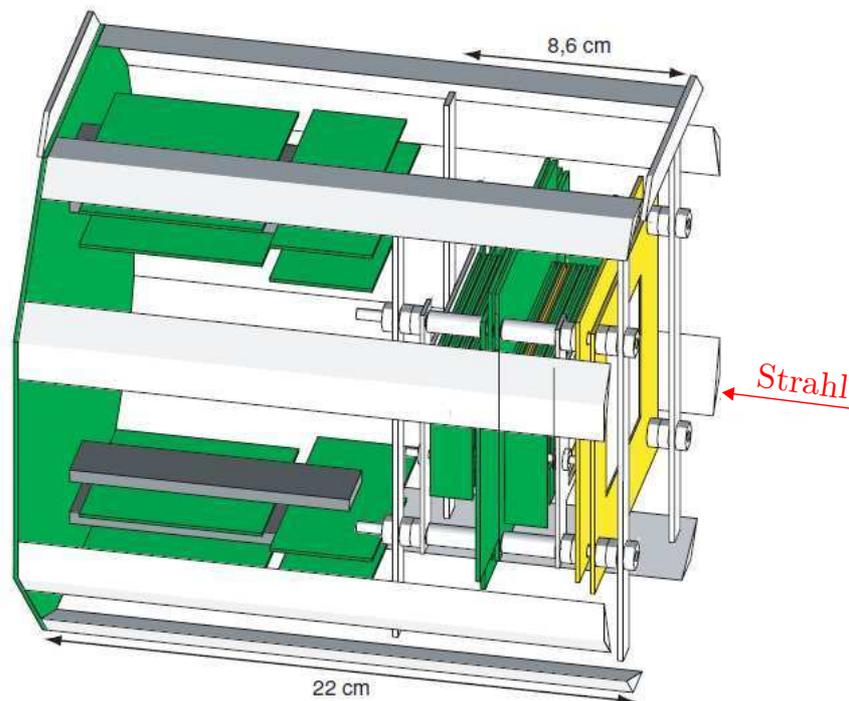
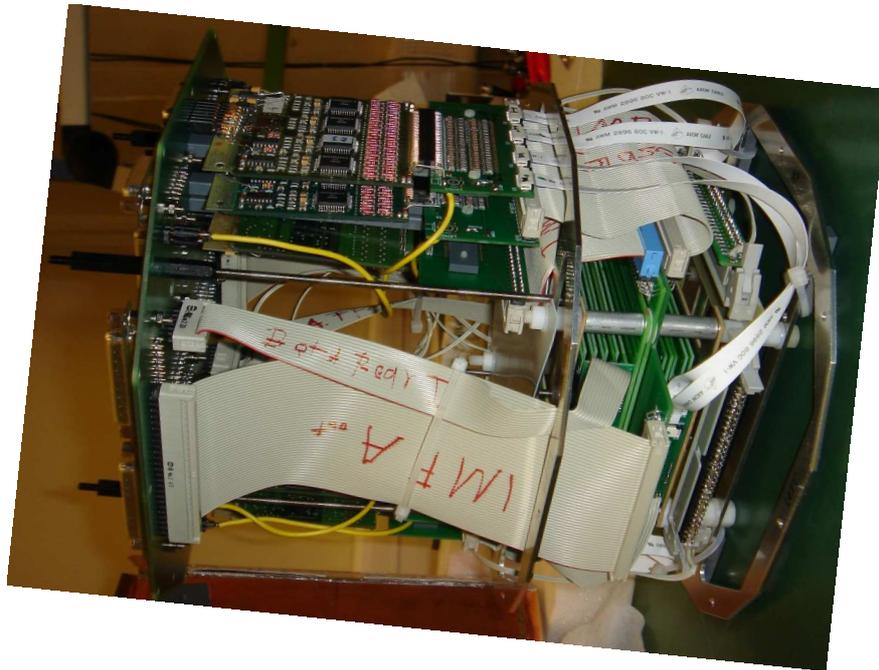


Abbildung 3.9: *Oben:* Fotografie des Implantationsdetektors SIMBA. Der Stapel aus 25 Siliziumdetektoren nimmt nur 7 cm im vorderen Teil des gesamten Detektorgehäuses ein. Im in Strahlrichtung hinteren Bereich befinden sich Elektronik und Kabel zur Endplatine für die Auslese der einzelnen Streifen.

Unten: Detailgetreue Darstellung des Implantationsdetektors SIMBA, aus [Ste09], zur besseren Ansicht der Detektoranordnung. In gelb die beiden x - und y -Streifenzähler. Direkt daran anschließend der erste Betaabsorberstapel, die Implantationszone aus drei doppelseitig gestreiften Siliziumdetektoren und schließlich die zweiten 10 Betaabsorber.

in der Mitte des Detektors besteht aus drei hochsegmentierten Siliziumstreifendetektoren. Vor und hinter dieser Zone befinden sich die jeweils aus 10 Siliziumdetektoren bestehenden Betakalorimeter.

Die Implantationszone

Die drei Siliziumdetektoren der Implantationszone haben eine Fläche von $60 \times 40 \text{ mm}^2$ mit einer Dicke von 0,7 mm. Sie sind horizontal in 60 und vertikal in 40 1 mm breite Streifen segmentiert. Einige der vertikalen Randkanäle wurden aus technischen Gründen zusammengelegt. Damit betrug die Granularität in der Implantationszone 5760 (anstatt 7200) Pixel. Die hohe Granularität garantiert, dass die Zahl der Untergrundereignisse pro Pixel reduziert wird und somit auch für relativ langlebige Isotope mit einer Lebensdauer bis zu einigen Sekunden die Implantation mit dem folgenden Zerfall korreliert werden kann.

Bei einem Implantationsereignis werden Energien von einigen GeV im Detektor deponiert, man erhält eine gaußförmige Energieverteilung über mehrere Streifen. Dies beeinflusst nicht nur das Implantationspixel, sondern auch die Nachbarstreifen auf Vorder- und Rückseite. Die Implantationsposition wird in x - und y -Richtung aufgrund verschiedenartiger Ausleselektronik (x -Streifen: GASSIPLEX-Auslese, y -Streifen: Auslese über logarithmische Mesytec-Vorverstärker [MES]) unterschiedlich bestimmt. Auf der y -Streifenseite bestimmt der Streifen mit der höchsten Energie die Implantationsposition. Auf der x -Seite wird der Mittelwert aller zusammenhängend ansprechenden Streifen zur Bestimmung der Position genommen. Die so ermittelten Implantationsorte werden mit den beiden in Strahlrichtung vordersten Detektoren (Abbildung 3.8 ganz rechts) verifiziert.

Jede Art von Teilchenstrahlung weist charakteristische Merkmale bezüglich der Energiedeposition und des Pixelmusters in der Implantationszone auf; somit lässt sich die Teilchenstrahlung unterscheiden. Protonen und α -Teilchen beispielsweise deponieren mehrere MeV Energie im Implantationspixel, während die Nachbarnpixel aufgrund der geringen Reichweite der Teilchen in Silizium keine Signale sehen. Anders dagegen die Positronen: Die einzige Möglichkeit, einen β -Zerfall im Detektor nachzuweisen, besteht darin, eine Implantation mit dem folgenden Zerfall innerhalb eines Zeitfensters zu korrelieren. Hierzu ist die hohe Granularität der Implantationszone bzw. eine niedrige Untergrundzerfallsrate notwendig.

Betakalorimeter

Direkt vor und hinter der Implantationszone schliessen die Betakalorimeter an, bestehend aus jeweils 10 1 mm dicken Siliziumdetektoren mit einer Fläche von $60 \times 40 \text{ mm}^2$. Die 10 Detektoren waren so eng wie möglich montiert, um die Beta-Endpunktenergie unter maximalem Raumwinkel und damit hoher Effizienz messen zu können. Die maximale Positronenenergie für Kerne mit gerader Protonen- und Neutronenzahl um ^{100}Sn liegt im Bereich von 4 MeV. Positronen dieser Energie haben in Silizium eine Reichweite von 10,3 mm [Pag72]. Da Positronen jedoch vielfach in Materie streuen, können sie ef-

fektiv schon in weniger Material gestoppt werden. Die hier verwendeten Siliziumzähler waren horizontal siebenfach segmentiert, was Spurverfolgung der β -Teilchen und somit die Bestimmung der gesamten im Detektor deponierten Energie ermöglichte. Ein weiterer Vorteil der Segmentierung ist es, die Energiedepositionen von Positronen und solchen von Compton-gestreuten γ -Quanten unterscheiden zu können. Die die Gesamtenergie verfälschenden gestreuten 511 keV γ -Quanten aus der Positronenannihilation ebenso wie Gammastrahlung von Tochterkernen können im Silizium Energie deponieren. Allerdings sind diese Ereignisse in den meisten Fällen räumlich deutlich von der zusammenhängenden Positronenspurspur entfernt und werden somit nicht zur Gesamtenergie addiert.

Der gesamte Silizium-Stapel befand sich während des Experiments in einem Gehäuse aus kupferbeschichtetem Pertinax¹², um die Detektoren vor Licht und elektromagnetischen Störungen zu schützen. Um die Detektoroberflächen sauber zu halten und gleichzeitig die Leckströme klein zu halten, wurde diese Hülle stetig mit gekühltem Stickstoff gespült.

Grundsätzlich unterscheidet das Datenaufnahmesystem zwischen Implantations- und Zerfallsereignissen. Getriggert wird ein Implantationsereignis, wenn ein Kern durch den letzten Szintillator an der Fokalebene $F4$ fliegt. In diesem Fall wird die gesamte Information der Silizium-Detektoren weggeschrieben, die Implantationsposition in x , y und z (vorausgesetzt, das Ion wurde implantiert), sowie alle zur Teilchenidentifikation notwendigen Detektoren ausgelesen (TIC, MUSIC, Szintillatoren, MWPC). Gleichzeitig stehen die Daten des Germaniumarrays RISING zur Verfügung, siehe Abschnitt 3.5.2.

Dagegen wird im Fall eines Zerfallsereignisses der Trigger vom Implantationsdetektor selbst generiert. Spricht ein y -Streifen der Implantationszone oder ein x -Streifen der beiden direkt an die Implantationszone anschließenden Betaabsorber über einer Schwelle an, so werden alle Kanäle der Implantationszone sowie des gesamten Betakalorimeters ausgelesen. Somit ist es möglich, den Zerfallsort in x , y und z zu bestimmen und mit den Daten des Betakalorimeters die Spur der Zerfallsteilchen zu verfolgen und die Beta-Endpunktenergie zu rekonstruieren. Wie im Fall von Implantationsereignissen werden auch hier die Germaniumdetektoren ausgelesen, um Informationen über den γ -Zerfall angeregter Zustände im Tochterkern zu gewinnen.

Die speziell für dieses Experiment zusammengestellte Elektronik zur Auslese des Implantationsdetektors wird ausführlich in [Hin10] diskutiert.

3.5.2 Gammaspektrometer RISING

Zur Messung von Gammastrahlung wurde das RISING¹³-Germaniumspektrometer in der *stopped-beam*-Konfiguration benutzt [Pie07]. Dieses Spektrometer besteht aus 15 EUROBALL-Germaniumclustern mit jeweils sieben hexagonalen Kristallen. In dieser Anordnung sind je fünf Cluster in drei Ringen unter den Winkeln 51° , 90° und 129° relativ zur Strahlachse montiert. Der Abstand der Frontkappe der Detektoren zum Mittelpunkt des Spektrometers betrug etwa 22 cm. Das RISING-Spektrometer hat eine

¹²Platinenmaterial

¹³RISING: Rare Isotope INvestigation at GSI

hervorragende Photopeak-Effizienz von 15% bei 661 keV (^{137}Cs -Linie) ohne Materie im Zentrum. Die Energieauflösung beträgt etwa 3 keV (FWHM) bei 1,3 MeV.

Die Effizienz verschlechtert sich natürlich etwas, sobald sich Materie, also der Implantationsdetektor, in der Spektrometermitte befindet. Die Kalibration und Effizienzbestimmung für den speziellen Experimentaufbau „RISING + SIMBA“ wird in Kapitel 4.1 diskutiert. Der komplette Setup des Implantationsdetektors umgeben von RISING ist in Abbildung 3.10 sowohl schematisch als auch auf einer Fotografie bei halbgeöffnetem RISING-Spektrometer dargestellt.

Die Auslese der 105 Germaniumdetektoren erfolgte mit *XIA-DGF*-Modulen [XIA04], wobei auch die Zeit relativ zum Trigger mit einer Zeitauflösung von 25 ns aufgezeichnet wurde. Damit war es möglich, nicht nur die bei Zerfalls- oder Implantationsereignissen prompt emittierte Gammastrahlung zu messen, sondern auch in einem 400 μs -Zeitfenster nach dem Implantations- bzw. Zerfallszeitpunkt verzögerte Strahlung nachzuweisen.

Die beschriebene Detektorkonfiguration aus Implantationsdetektor SIMBA und Germaniumspektrometer RISING ermöglichte es nach erfolgreicher Teilchenidentifikation, die Implantations- und Zerfallsorte in drei Dimensionen zu bestimmen, bei der Sekundärstrahlproduktion bevölkerte Isomere exotischer Kerne während der Implantation zu messen sowie prompte Gammastrahlung und jene von Tochterkernen bei Zerfallsereignissen zu untersuchen.

Die Analysemethoden für Kalibration, Effizienzbestimmung und Teilchenidentifikation werden im nächsten Kapitel 4 behandelt.

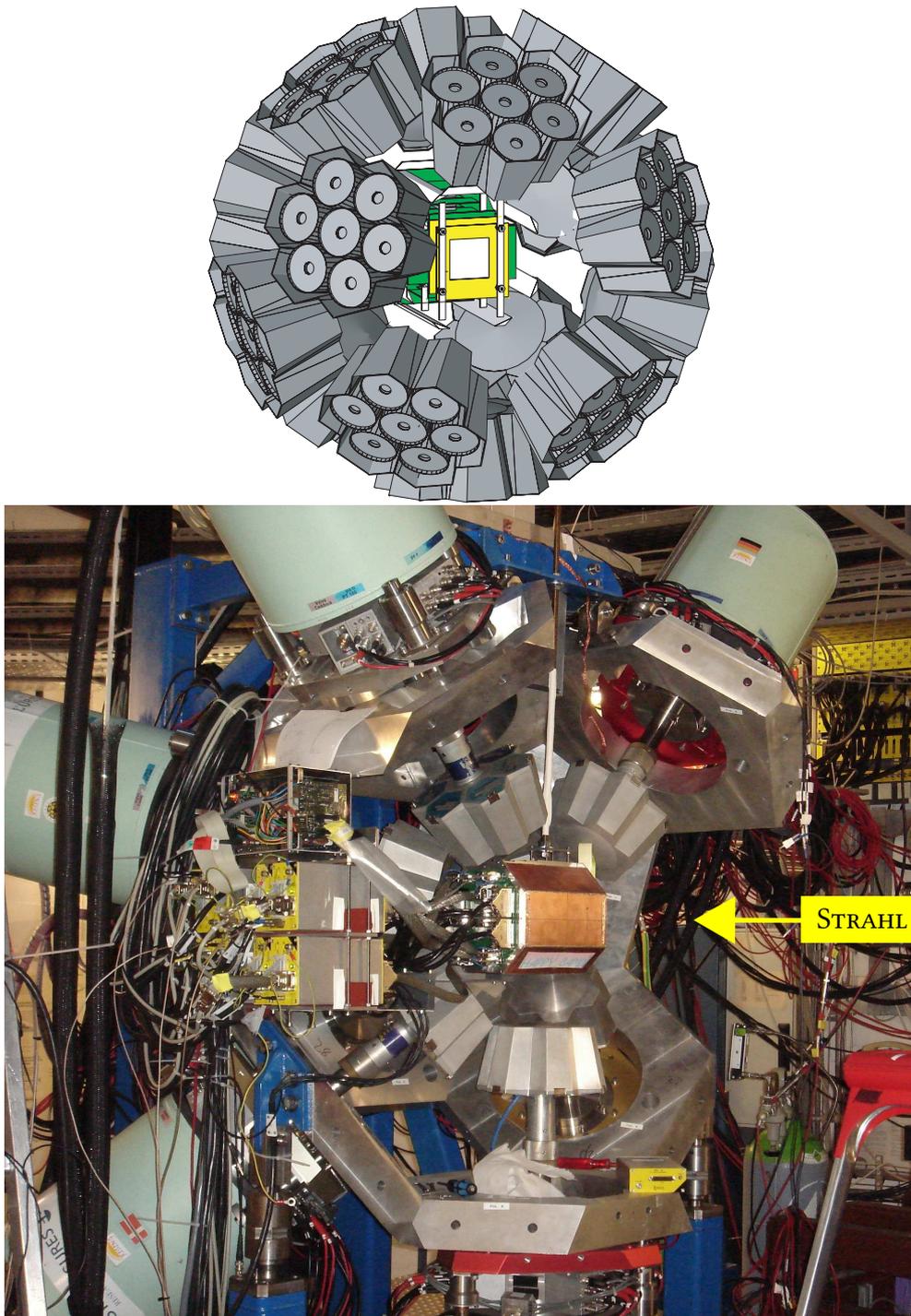


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung, aus [Ste09], und Fotografie des Implantationsdetektors SIMBA umgeben von den 15×7 Germaniumkristallen des RISING-Spektrometers in der *stopped-beam*-Konfiguration zur Messung von Gammastrahlung mit hoher Effizienz. Der Detektor befand sich während des Experiments in einer lichtdichten Schutzhülle am finalen Fokus F_4 des FRS. In der Fotografie ist nur eine Halbkugel des RISING-Spektrometers zu sehen.

Kapitel 4

Eich- und Analysemethoden

In diesem Kapitel werden alle zur Erlangung der Ergebnisse in Kapitel 5 nötigen Kalibrationen und Analysemethoden diskutiert. Speziell wird erklärt, in welchen Schritten die Identifikation der exotischen Kerne erfolgte und wie daraus Produktionsquerschnitte gewonnen wurden. Ausserdem wird die Methode zur Kalibration des Implantationsdetektors SIMBA mit Hilfe des Germaniumspektrometers vorgestellt. Eine Kalibration auf herkömmliche Weise war aufgrund des kompakten Designs ausgeschlossen. Zur Bestimmung von Halbwertszeiten ist es notwendig, Implantationen mit anschließenden Zerfällen zu korrelieren, um aus der Zeitdifferenz der korrelierten Ereignisse die Lebensdauer zu ermitteln. Es wird erklärt, wie die Korrelationsanalyse funktioniert und die Korrelationseffizienz angegeben.

4.1 Kalibration und Effizienzbestimmung für die Zerfalls- und Gammaskopie

Die Energieinformation der Germaniumdetektoren konnte standardmäßig geeicht werden, wohingegen aufgrund des kompakten Gesamtsetups von Germaniumarray RISING und Implantationsdetektor SIMBA weder die Effizienzbestimmung noch die Eichung der einzelnen Siliziumzähler auf herkömmliche Weise möglich war.

4.1.1 Kalibration von RISING und SIMBA

Die Germaniumdetektoren wurden mit einer üblichen ^{152}Eu -Quelle kalibriert. Diese Quellen eignen sich besonders gut, da sie einen großen Energiebereich von sehr kleinen Energien bis zu etwa 1,5 MeV abdecken. Kleine Abweichungen von der Linearität sind so einfach zu korrigieren. Zur Überprüfung der Stabilität der Quelleneichung konnten die während des gesamten Experiments vorhandenen Untergrund-Linien wie 511 keV aus der e^+e^- -Annihilation und die 1461 keV-Linie des ^{40}K -Zerfalls genutzt werden.

Eine direkte Kalibration der Siliziumdetektoren analog zur Methode der Germaniumdetektoreichung konnte nicht durchgeführt werden, da eine Eichquelle nur außerhalb der lichtdichten Hülle des Implantationsdetektors angebracht werden konnte. Zur Eichung wurde daher der Comptoneffekt ausgenutzt. Dazu wurde eine ^{60}Co -Quelle mit

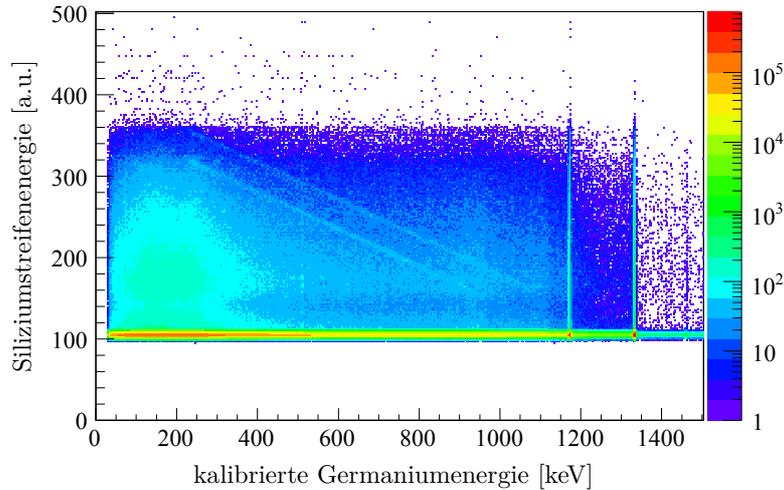


Abbildung 4.1: Beispielspektrum zur Energieeichung eines einzelnen Streifens eines Siliziumzählers mit einer ^{60}Co -Quelle (1173 und 1332 keV). Aufgetragen ist die in einem Streifen deponierte Energie gegen die kalibrierte Energie der in den Germaniumkristallen gemessenen Compton-gestreuten γ -Quanten. Aus der Antikorrelation lassen sich die Fitparameter zur Eichung der Siliziumstreifenanzähler ermitteln.

den Gamma-Energien 1173 keV und 1332 keV am Eintrittsfenster des SIMBA angebracht. Zur Kalibration wurden Ereignisse ausgewählt, bei denen ein Photon in einem Streifen des Siliziumdetektors Compton-gestreut und anschließend in einem der Germaniumdetektoren absorbiert wurde.

In Abbildung 4.1 ist die in einem Siliziumstreifen deponierte Energie gegen die in allen 105 Germaniumkristallen gemessene kalibrierte Energie aufgetragen. Da die Gesamtenergie des Photons bekannt ist und die Germaniumdetektoren mit einer Genauigkeit deutlich besser als 1 keV kalibriert sind, kann diese Antikorrelation benutzt werden, um jeden einzelnen Streifen der 23 Siliziumzähler zu eichen. Für die Ereignisse unterhalb der Antikorrelationsgeraden ist anzunehmen, dass das Photon nicht die volle Energie in den Germaniumdetektoren deponiert hat.

Zur Überprüfung der Kalibration wurden alle Energiespektren der einzelnen Streifen überlagert. Anhand der absoluten Lage der beiden Peaks bei 1173 keV und 1332 keV konnte die Kalibration entweder verifiziert oder nach Korrektur des Offsets des Kanals ebenfalls für gültig erklärt werden. Die Auflösung der Siliziumdetektoren lag im Bereich von 40 keV (FWHM). Die Triggerschwelle wurde ebenfalls anhand dieser Antikorrelationspektren im Mittel zu 150 keV bestimmt.

4.1.2 Effizienzbestimmung von RISING und SIMBA

Wie bereits im vorhergehenden Abschnitt erwähnt, konnte keine direkte Kalibration des Implantationsdetektors durchgeführt werden. Aus den selben Gründen war es unmöglich, die Effizienz des gesamten Spektroskopieaufbaus direkt zu bestimmen. Daher wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [Ste09] eine GEANT4- Simulation [Ago03, All06] des

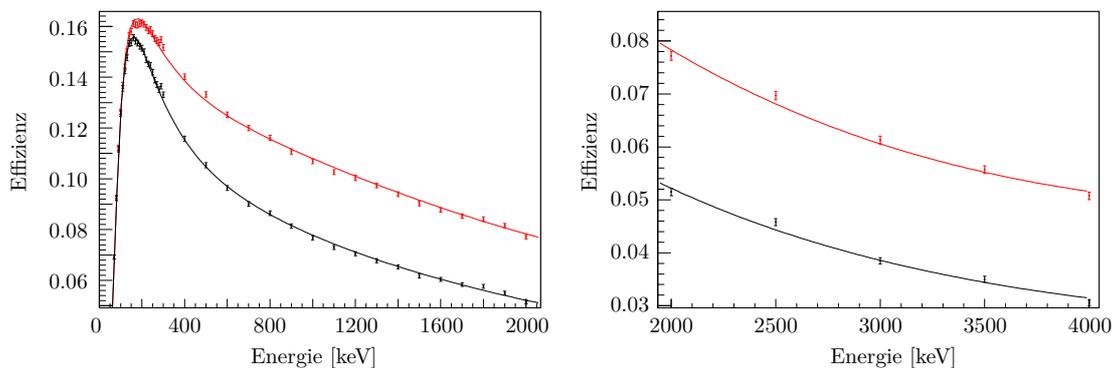


Abbildung 4.2: Simulierte Photopeak-Effizienzen mit (rot) und ohne (schwarz) *addback*-Routine für den kompletten Spektroskopieaufbau „RISING + SIMBA“ unter Berücksichtigung des Implantationsflashes, aus [Ste09].

Experimentaufbaus durchgeführt, um die absolute Photopeak-Effizienz der Detektor-konfiguration „RISING + SIMBA“ zu ermitteln.

Das Software-Paket GEANT4 simuliert Wechselwirkungsprozesse von geladenen und neutralen Teilchen in Materie unter Berücksichtigung der jeweiligen Produktionsquer-schnitte. In der Simulation werden die Silizium- und Germaniumdetektoren entspre-chend ihrer Geometrie und Materialzusammensetzung inklusive Bauteilen wie Steckern, Platinen und Kabel nachgebildet. Um die absolute Photopeak-Effizienz zu ermitteln, werden Gammastrahlen mit verschiedenen Energien aus dem Zentrum des Implan-tationsdetektors emittiert. Aus dem Verhältnis von nachgewiesenen Photopeak-Ereig-nissen in den Germaniumdetektoren und der Anzahl der tatsächlich emittierten Gam-mastrahlen kann schließlich die absolute Effizienz bestimmt werden.

In der Simulation wurden zwei unterschiedliche Effizienzbestimmungsverfahren für das RISING-Spektrometer durchgeführt: die *non-addback* und die *addback*-Methode. Im *non-addback*-Modus wird jeder der 105 Germaniumkristalle separat behandelt. Da-gegen werden im *addback*-Modus die in den direkten Nachbarkristallen deponierten Energien zur Energie des getroffenen Detektors addiert (daher der Name *addback*), unter der Voraussetzung, dass der Zeitpunkt der Energiedeposition von getroffenem und Nachbarkristall übereinstimmt. Solche Ereignisse treten auf, wenn das einlaufende Photon im Detektor Compton-gestreut wird, daher nur einen Teil seiner Energie im ge-troffenen Kristall deponiert und schließlich die Restenergie bzw. wieder nur einen Teil der verbliebenen Energie in einem der Nachbardetektoren deponiert. Beim Aufsum-mieren der Energien von getroffenem und Nachbarkristall kann jedoch nicht zwischen Untergrundereignissen und Compton-gestreuten Photonen unterschieden werden. Die einzige Bedingung, ob die Energien addiert werden oder nicht, ist der Zeitpunkt der Energiedeposition. Eine weitere Fehlerquelle bei der *addback*-Methode sind Photonen, welche den Kristall verlassen. In beiden Fällen - Untergrundereignis oder entkommenes Photon - wird die *addback*-Energie verfälscht.

Die simulierten Photopeak-Effizienzkurven für den Gesamtaufbau „RISING + SIM-

BA“ in Abbildung 4.2 zeigen, dass die *addback*-Methode dennoch vorzuziehen ist, da bereits für Gamma-Energien ab etwa 300 keV die Effizienz deutlich höher ist als ohne *addback*-Routine. Aufgrund dieser Ergebnisse wurden die experimentellen Germaniumdaten grundsätzlich mit einem *addback*-Algorithmus analysiert; in einigen Fällen jedoch wurden die Gammaspektren speziell im niederenergetischen Bereich mit den *non-addback*-Daten verglichen, um den hier deutlich häufiger auftretenden Fall von falsch aufsummierten Energien (mehr Untergründereignisse im niederenergetischen Bereich, Bremsstrahlungsblitz) abschätzen zu können.

Zur Überprüfung der Simulation wurde diese mit den relativen Intensitäten aus einer Messung mit einer ^{60}Co -Quelle, welche direkt vor dem Eintrittsfenster des Implantationsdetektors angebracht war, verglichen. Außerdem wurde zu Beginn des Experiments der bekannte Kern ^{96}Pd zentral implantiert und die beim isomeren Zerfall des Kerns emittierten Photonen detektiert. Der isomere 8^+ -Zustand ($T_{1/2} = 2,1 \mu\text{s}$) in ^{96}Pd regt sich in einer Kaskade $8^+ \rightarrow 6^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ mit den Energien 106, 325, 683 und 1415 keV zum 0^+ -Grundzustand ab.

Verlangt man nun, eine der vier Linien zu sehen, und betrachtet die koinzident dazu detektierten Photonen, so kann man aus der Anzahl der Photonen jeweils mit und ohne Koinzidenzbedingung die absolute Effizienz bestimmen. Abbildung 4.3 vergleicht die simulierte Photopeak-Effizienz mit der aus Koinzidenzmessungen des implantierten Kerns ^{96}Pd . Die Werte aus der Simulation liegen generell etwas zu hoch, was sowohl an den optimalen Bedingungen in der Simulation (z. B. keine Untergründereignisse) sowie an kleinen geometrischen Unsicherheiten beispielsweise beim Abstand der Detektorfrontkappen zum Implantationsdetektor liegen könnte. Dennoch ist die Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment akzeptabel. Anhand beider beschriebenen Methoden liessen sich die Simulationsergebnisse mit experimentellen Daten verifizieren.

Bei der Bestimmung der Effizienzen für diesen Experimentaufbau wurden verschiedene Szenarien simuliert. Während des Abbremsprozesses von Kernen in Materie bei einer Implantation entsteht Bremsstrahlung. Dieser Bremsstrahlungsflash beeinflusst selbstverständlich die Detektoren und damit auch die RISING-Effizienz für Isomerspektroskopie und wurde daher in der Simulation berücksichtigt. Nur so konnte eine realistische Effizienzkurve für die Isomerspektroskopie erzielt werden. Desweiteren wurde die Effizienz für die Zerfallsspektroskopie im *addback*- und *non-addback*-Modus errechnet. Dazu wurden mehrere *addback*-Routinen untersucht und verglichen. Im Detail beschrieben und diskutiert werden die Ergebnisse zu unterschiedlichen Methoden der Effizienzbestimmung mit Hilfe einer GEANT4-Simulation in [Ste09].

4.2 Korrelationseffizienz des Implantationsdetektors SIMBA

Zur Bestimmung der Korrelationseffizienz zwischen implantierten Isotopen und deren anschließendem Zerfall wurde der bekannte Kern ^{100}In gewählt. ^{100}In wird in der ^{100}Sn -Fragmentseparatoreinstellung zwar nicht exakt im Fokus implantiert, allerdings

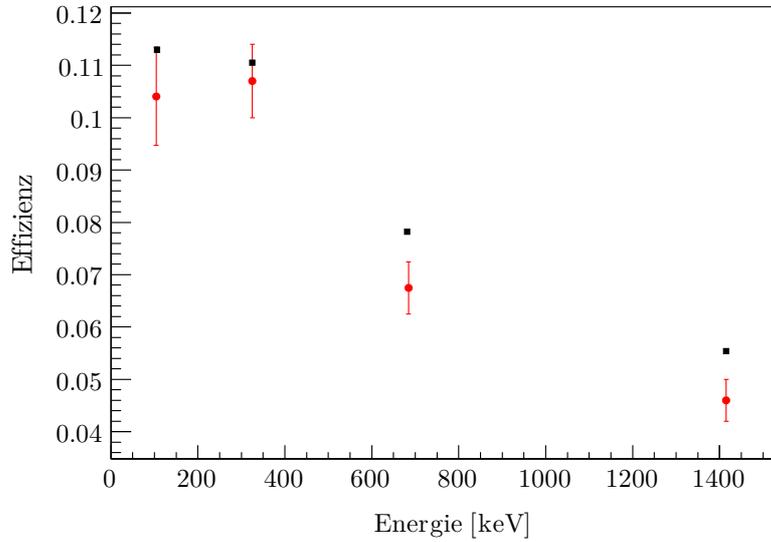


Abbildung 4.3: Vergleich der RISING-Effizienz aus der Simulation (schwarz) und der mit Hilfe einer Koinzidenzmessung des bekannten Kerns ^{96}Pd bestimmten Photopeak-Effizienz (rot), aus [Ste09]. Die Fehlerbalken der simulierten Werte sind kleiner als die verwendeten Symbole.

mit genügend hohem Wirkungsquerschnitt, weshalb er sich dennoch hervorragend zur Bestimmung der Korrelationseffizienz eignet.

Die im Zerfall von ^{100}In ($T_{1/2} = 5,9(2)$ s [Ple02]) zur Tochter ^{100}Cd bevölkerten Niveaus regen sich alle über den ($2^+ \rightarrow 0^+$)-Übergang mit einer Energie von 1004 keV ab. Der Elektroneneinfang-Anteil ist mit 16% [Ple02] ebenso bekannt wie die Effizienz des kompletten RISING-SIMBA-Aufbaus (siehe 4.1.2) und die Gesamtzahl der implantierten ^{100}In -Kerne. Zur Bestimmung der Korrelationseffizienz werden nun in der Analyse ^{100}In -Implantationen mit nachfolgenden β -Zerfällen innerhalb einer geeigneten Korrelationszeit von $T_{\text{corr}} = 5,9$ s korreliert. Aus der Intensität der 1004 keV-Linie konnte eine 60%ige Korrelationseffizienz errechnet werden, welche jedoch von den zeitlichen und geometrischen Korrelationsbedingungen stark abhängt.

Nur in wenigen Fällen finden Implantation und β -Zerfall im selben Detektorpixel statt. Daher verbessert eine Vergrößerung des Korrelationsfensters in einen $(3 \times 3 \times 3)$ -Würfel um den Implantationsort die Effizienz deutlich. Eine weitere Ausdehnung des geometrischen Korrelationsbereichs erwies sich bezüglich der Effizienz als ungünstig, da in diesem Fall die Untergrundrate pro Pixel deutlich ansteigt. Daher wurde in der Datenanalyse für β -Zerfälle stets ein $(3 \times 3 \times 3)$ -Fenster für den mittleren der drei Implantationsdetektoren bzw. ein $(3 \times 3 \times 2)$ -Fenster für den vorderen und hinteren Detektor angewendet. Die mittlere Untergrundrate pro Pixel betrug in der ^{100}Sn -Fragmentseparatoreinstellung $b = 0,001$ s^{-1} .

Anders dagegen bei der Analyse von Kernen, die durch Emission von Protonen oder α -Teilchen zerfallen. In diesem Fall wird explizit verlangt, dass Implantationsort und Zerfallsort exakt übereinstimmen, da die Reichweiten in Silizium von Protonen mit

einer Energie von 1 MeV etwa $16 \mu\text{m}$ und von α -Teilchen mit 3 MeV ungefähr $12 \mu\text{m}$ betragen. Speziell bei Protonenzerfällen wird verlangt, dass die Energiedeposition in den direkt an den Implantationsort angrenzenden Pixeln kleiner als 100 keV ist.

4.3 Produktionsquerschnitte

Zur Bestimmung von Produktionsquerschnitten müssen die Fragmente mit Hilfe des Fragmentseparators eindeutig identifiziert werden, siehe Kapitel 3.4. Dies erreicht man einerseits durch eine geeignete Einstellung des Magnetspektrometers FRS, andererseits durch intelligente Bedingungen im Analyseprogramm. In den folgenden Unterkapiteln werden alle zur Bestimmung der Produktionsquerschnitte relevanten Bedingungen und Analysemethoden diskutiert.

4.3.1 Effizienzbestimmung für Produktionsquerschnitte

Nur ein Teil der im Target produzierten exotischen Kerne erreicht das Ende des Fragmentseparators FRS und kann eindeutig identifiziert werden. Dies wird mit einem Korrekturfaktor $\epsilon_{\text{tot}}(A, Z)$, der totalen Nachweiseffizienz für jedes einzelne Isotop mit Masse A und Kernladungszahl Z , bei der Berechnung der Produktionsquerschnitte berücksichtigt. Die Nachweiseffizienz $\epsilon_{\text{tot}}(A, Z)$ setzt sich aus zwei Faktoren zusammen, der Effizienz für die Transmission $\epsilon_{\text{T}}(A, Z)$ und der Effizienz der Datenaufnahme ϵ_{DAQ} .

$\epsilon_{\text{T}}(A, Z)$ gibt die Transmission durch den Fragmentseparator an. Diese wird mit der Monte-Carlo-Simulation MOCADI [Iwa97] bestimmt. Darin wird sowohl die ionenoptische Transmission wie auch die Wechselwirkung der Fragmente mit Materie berücksichtigt. In der Fragmentseparator-Einstellung für das Sollfragment ^{100}Sn betrug die totale Transmission 28%. Für Fragmente, die etwas abseits der Zentralbahn den FRS passieren, war die Transmission deutlich geringer.

ϵ_{DAQ} berücksichtigt die Totzeit des Datenaufnahmesystems. Ermittelt wurde diese, indem pro Spill die Anzahl der verarbeiteten Implantationstrigger mit der Anzahl der in Szintillator $F4$ unabhängig gezählten Ereignisse verglichen wurde. Die Effizienz der Datenaufnahme lag im Bereich von 80%. Für die Detektoren zur Teilchenidentifikation wird eine 100%ige Nachweiseffizienz angenommen.

4.3.2 Bedingungen für eine saubere Teilchenidentifikation

Wie in Kapitel 3.4 und Unterkapiteln ausführlich beschrieben, wurden alle zur Teilchenidentifikation nötigen Messungen wie Flugzeit, Energieverlust und Positionen in x und y mehrfach durchgeführt. Dennoch bedurfte es noch weiterer Schritte in der Analyse-Software, um die Isotope eindeutig und klar getrennt zu identifizieren. Die angewendeten Bedingungen werden im Folgenden erklärt.

Zuerst wurde überprüft, ob die Winkel der Ionen in x und y am mittleren Fokus $F2$ und am finalen Fokus $F4$ korrelieren. Dies sollte für Teilchen mit vernünftiger Flugbahn der Fall sein. Abbildung 4.4 zeigt weitere wichtige angewendete Schnitte zur Säuberung des Identifikationspektrums.

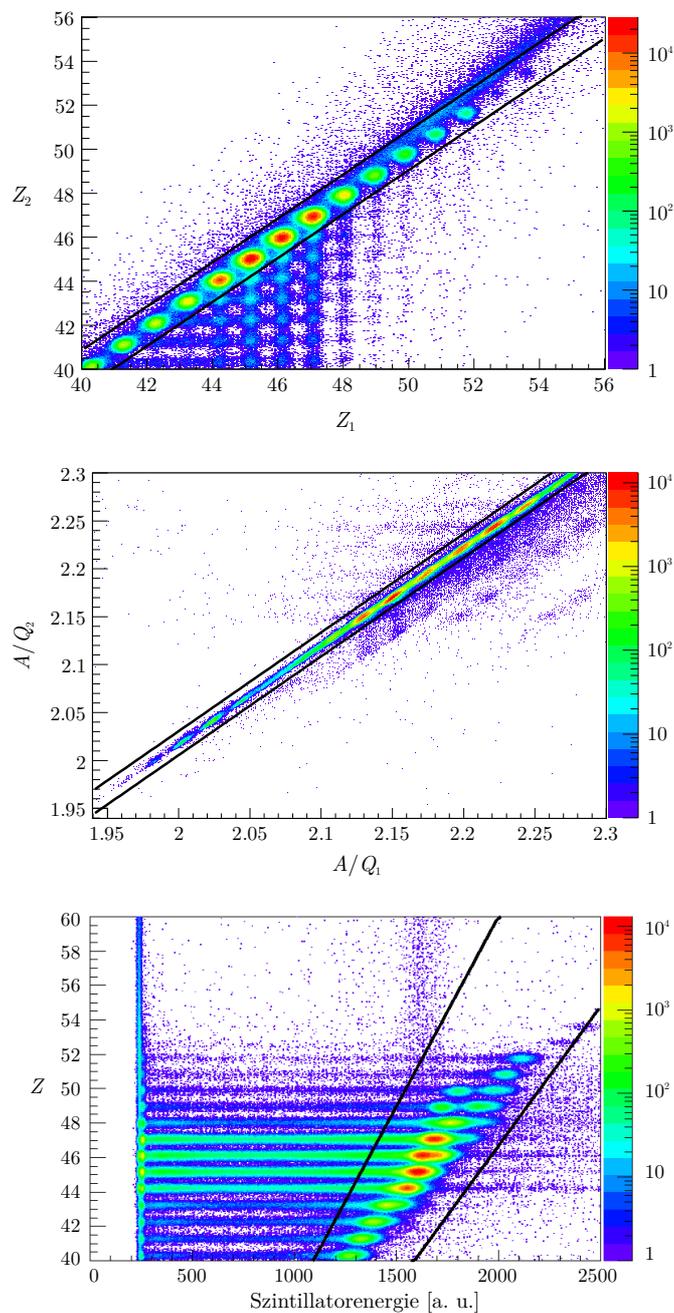


Abbildung 4.4: Die drei Spektren zeigen die wichtigsten Schnitte, um eine sehr saubere Teilchenidentifikation zu erhalten. Alle Parameter zur Bestimmung der Kernladungszahl Z und des A/Q -Verhältnisses wurden mehrfach gemessen. Damit konnte in der Analyse eine Übereinstimmung der in beiden MUSIC-Detektoren ermittelten Kernladungszahlen Z_1 und Z_2 sowie der beiden Werte A/Q_1 und A/Q_2 verlangt werden. Die beiden oberen Spektren zeigen die angewendeten Schnitte.

Im unteren Bild ist die Pulshöhe des Szintillators (SCI41) nach dem finalen Degradier gegen das Signal des in Strahlrichtung ersten MUSIC-Detektors aufgetragen. Mit Hilfe des gezeigten Schnitts konnten Teilchen, die im letzten Degradier fragmentieren (außerhalb der beiden Linien), verworfen werden.

Zur Verbesserung der Z -Auflösung wurden zwei Maßnahmen durchgeführt. Betrachtet man die Kernladungszahl Z gegenüber der x - bzw. y -Position der Teilchen am Fokus $F4$, so zeigt sich eine starke Ortsabhängigkeit in x und y . Standardmäßig wird die x -Abhängigkeit korrigiert, während die y -Abhängigkeit vernachlässigt wird. Diese zusätzliche Korrektur wurde in die Analyse integriert und führte zu einer besseren Trennung zwischen Kernen mit Kernladungszahl Z und $(Z \pm 1)$.

Durch die zweifache Energieverlustmessung in beiden MUSIC-Detektoren war es in der Analyse möglich, eine Übereinstimmung der beiden unabhängig gemessenen Kernladungszahlen Z_1 und Z_2 zu verlangen. Mit dieser Methode konnten Teilchen ausgeschlossen werden, die in Materie zwischen den beiden MUSICs, z. B. in deren Ein- oder Austrittsfenster, fragmentieren. Charakteristisch für solche Ereignisse ist, dass mit der in Strahlrichtung zweiten MUSIC eine kleinere Kernladungszahl Z_2 bestimmt wird. In der Analyse werden daher, wie in Abbildung 4.4 oben gezeigt, nur Einträge innerhalb des durch die beiden Geraden definierten Fensters entlang der Winkelhalbierenden verwertet.

Ebenso wurde bei der Bestimmung des A/Q -Verhältnisses verfahren. Zur Berechnung werden die Orte an $F2$ und $F4$ sowie die Flugzeit zwischen diesen beiden Fokalebeneben benötigt. Die beste Positionsmessung stammt aus den Daten der TIC-Detektoren an $F2$ und der MWPCs an $F4$. Die Zeitdifferenz wurde mehrfach mit jeweils zwei Szintillatoren an $F2$ und $F4$ gemessen. Nun wurde das A/Q -Verhältnis mit zwei Flugzeitmessungen aus unterschiedlichen Szintillatorkombinationen berechnet und deren Konsistenz wie in Abbildung 4.4 Mitte überprüft. Ereignisse, die außerhalb der beiden Geraden liegen, werden in der weiteren Analyse ignoriert.

Außerdem wurde der Energieverlust, gemessen in den MUSIC-Detektoren mit jenem im Szintillator (SCI41) direkt hinter dem letzten Degradier, korreliert, wie in Abbildung 4.4 unten gezeigt. Ereignisse im linken Bereich des Spektrums außerhalb des Korrelationsfensters werden zwar in der MUSIC richtig identifiziert, fragmentieren aber im letzten Degradier und müssen daher verworfen werden. Daher wird in der Analyse ein großzügiges Fenster um den Korrelationsbereich gelegt, womit eindeutig fragmentierte Kerne verworfen werden.

All diese in der Analyse angewendeten Bedingungen führten zu einer Auflösung von $\Delta Z = 0,25$ (FWHM) und $\Delta A = 0,32$ (FWHM). Dies garantierte eine eindeutige und klar getrennte Teilchenidentifikation. Das Teilchenidentifikationsspektrum mit der gesamten Statistik für die FRS-Einstellung auf ^{100}Sn wurde bereits in Kapitel 3 Abbildung 3.5 gezeigt.

4.3.3 Berechnung der Produktionsquerschnitte

In diesem Experiment wurden die Teilchen durch Projekttilfragmentation in einem dicken Target produziert. Die dabei auftretenden Prozesse wie Zerstörung des Primär- oder Fragmentstrahls im Target müssen bei der Berechnung der Produktionsquerschnitte berücksichtigt werden. Der Produktionsquerschnitt σ berechnet sich folgendermaßen:

$$\sigma = \frac{N_{\text{ident}}}{N_0} \cdot \frac{1}{N_{\text{target}} \cdot S_{\text{target}} \cdot \epsilon_{\text{tot}}(A, Z)}. \quad (4.1)$$

N_{ident} entspricht der Anzahl der jeweiligen identifizierten Isotope mit Kernladungszahl Z und Masse A . Die Gesamtzahl an Primärstrahlteilchen N_0 betrug $1,5 \cdot 10^{15}$ für die ^{100}Sn -Einstellung. N_{target} gibt die Zahl der Targetatome pro Einheitsfläche an. Für das verwendete Beryllium-Produktionstarget mit einer Massenbelegung von 4008 mg/cm^2 war $N_{\text{target}} = 0,2678 \text{ barn}^{-1}$. Der Faktor S_{target} gibt die Überlebenswahrscheinlichkeit der Teilchen im Target an. Damit werden Sekundärprozesse wie die Zerstörung von Primär- oder Fragmentstrahl im dicken Target berücksichtigt. Bestimmt wird S_{target} in Simulationsrechnungen mit MOCADI. Für die ^{100}Sn -Fragmentseparatoreinstellung war $S_{\text{target}} = 0,53$. Die totale Nachweiseffizienz $\epsilon_{\text{tot}}(A, Z)$ für jedes Isotop wird entsprechend der unterschiedlichen Fragmentseparatoreinstellungen, wie in Kapitel 4.3.1 beschrieben, ermittelt.

In die Bestimmung des relativen Fehlers gehen vier Beiträge wie folgt ein:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_0}{N_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{\text{ident}}}{N_{\text{ident}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\epsilon_{\text{tot}}}{\epsilon_{\text{tot}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S_{\text{target}}}{S_{\text{target}}}\right)^2}. \quad (4.2)$$

Die Unsicherheit für $\Delta N_0/N_0$ ist über den statistischen Fehler gegeben. Für $N > 20$ wird $1/\sqrt{N}$ benutzt, andernfalls wurden die Fehlerintervalle für Poissonverteilungen aus [Fel98] herangezogen. Der Fehler bei der Bestimmung der Primärstrahlintensität rührt hauptsächlich von systematischen Unsicherheiten bei der Eichung des SEETRAM-Monitors her und wurde auf 30% bestimmt. Der Fehler der totalen Effizienzen konnte mit Hilfe des Programms MOCADI abgeschätzt werden: für Fragmente auf der Zentralbahn des FRS wurde eine Unsicherheit der Transmission von 20% angenommen, für solche auf nicht-zentralen Bahnen dagegen bis zu 40%. Der Fehler für S_{target} wird konservativ mit 10% abgeschätzt.

4.4 Bestimmung der Halbwertszeit implantierter Kerne

In diesem Experiment konnten die Halbwertszeiten von Kernen bestimmt werden, die im Implantationsdetektor gestoppt wurden. Viele der synthetisierten Fragmente wurden zwar im Fragmentseparator identifiziert, flogen jedoch am Implantationsdetektor mit einer Fläche von $(60 \times 40) \text{ mm}^2$ im Vergleich zur aktiven Fläche der Teilchenidentifikationsdetektorsysteme von $(200 \times 100) \text{ mm}^2$ vorbei oder wurden aufgrund des kernladungszahlabhängigen Energieverlustes nicht in der Implantationszone gestoppt, sondern in den Betakalorimetern davor oder dahinter.

Zur Bestimmung der Halbwertszeiten müssen die Orte der Implantation und des anschließenden Zerfalls in einem dreidimensionalen Raumelement innerhalb eines geeigneten Zeitfensters korreliert werden (siehe dazu auch Kapitel 4.2). Im Experiment wurde für jedes Ereignis die Zeitinformation aus einer Kombination von Scalern und Clock-Modulen unterschiedlicher Frequenz generiert. Die Totzeit während des gesamten Beschleunigungszyklus von drei Sekunden mit einer Sekunde Extraktion betrug 25%

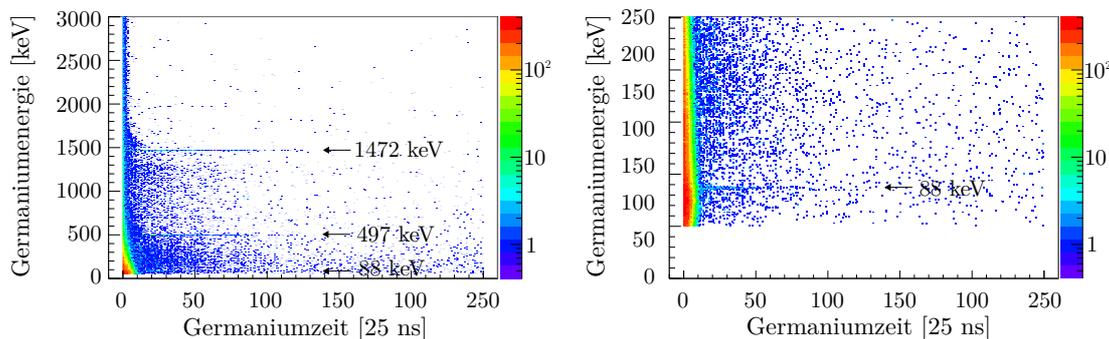


Abbildung 4.5: Energie-Zeit-Matrix aus den Germaniumdaten bis $6 \mu\text{s}$ nach Implantation eines ^{102}Sn -Kerns. Die starke Häufung um den Zeitnullpunkt resultiert aus Bremsstrahlung nach Abbremsen des Ions im Siliziumdetektor. Die Gammalinien aus verzögerten Übergängen sind als horizontale Linien im Spektrum zu sehen. Ihre Intensität nimmt exponentiell ab. Im rechten Spektrum ist ein Zoom auf kleine Energien dargestellt, um die Linie bei 88 keV deutlich darzustellen.

während des Spills, in den zwei Sekunden ausserhalb des Spills war die Totzeit nahe 0% . Aus der Zeitdifferenz zwischen Implantations- und Zerfallsereignis konnte dann unter Berücksichtigung der Totzeit während des Spills die Halbwertszeit extrahiert werden.

Die so gewonnenen Zerfallskurven wurden mittels der Methode der größten Wahrscheinlichkeit, der sogenannten Maximum-Likelihood-Methode (MLH), analysiert. Dabei wurde berücksichtigt, dass das Ansprechverhalten der Detektoren in der ersten Sekunde nach Implantation eines Ions, d. h. während des Spills, reduziert ist. Diese zeitabhängige Effizienz der Datenaufnahme wurde in die Analyse zur Bestimmung der Halbwertszeiten implementiert.

4.5 Bestimmung der Halbwertszeit isomerer Zustände

Isomere oder metastabile Zustände sind angeregte Kernniveaus, welche einige Zeit existieren. Dabei gibt es keine feste Regel, wann ein Zustand als isomer bezeichnet wird. Die Lebensdauer angeregter Kernniveaus kann von 10^{-22} s bis zu 10^{15} Jahren (wie z. B. in ^{180}Ta) reichen. Die in diesem Experiment untersuchten isomeren Zustände haben Lebensdauern im Bereich von wenigen 100 Nanosekunden bis zu einigen Millisekunden.

Wie in Abschnitt 3.5.2 beschrieben, werden die Daten der Germaniumdetektoren bis zu $400 \mu\text{s}$ nach dem Zeitpunkt eines Implantations- oder Zerfallsereignisses aufgezeichnet. In Abbildung 4.5 ist eine typische Energie-Zeit-Matrix bis $6 \mu\text{s}$ nach Implantation eines ^{102}Sn -Kerns gezeigt. In diesem Spektrum können verzögerte Übergänge aus dem Zerfall eines isomeren Zustandes identifiziert werden. Die starke vertikale Verteilung beim Zeitnullpunkt bzw. beim Zeitpunkt der Implantation stellt den prompten Flash dar. Dieser entsteht, wenn beim Abbremsen der Ionen in den Siliziumdetektoren Bremsstrahlung oder die Strahlung leichter Teilchen emittiert wird. Gammalinien aus verzögerten Übergängen wachsen horizontal, ausgehend vom prompten Flash, wobei

deren Intensität exponentiell abnimmt. Für den Kern ^{102}Sn sind im Spektrum in Abbildung 4.5 drei verzögerte Gammalinien bei 1472 keV, 497 keV und 88 keV zu erkennen. Oftmals sind auch Untergrundlinien in solchen Energie-Zeit-Matrizen zu finden, beispielsweise Linien bei 511 keV aus der Annihilation von Elektron und Positron oder bei 1461 keV aus dem Zerfall von ^{40}K , welches in Beton häufig vorkommt. Allerdings nimmt die Intensität dieser Untergrundlinien über die Zeit nicht ab.

Für die weitere Analyse isomerer Zustände wird zuerst der prompt Flash aus den Daten eliminiert. Andernfalls würden Datenpunkte des Flashs sowie Untergrundlinien das Energiespektrum dominieren. Aus der Projektion der Matrix auf die Energieachse können die Energien der Gammalinien bestimmt werden. Die Projektion bei einer festen Gamma-Energie auf die Zeitachse führt zu einer Zerfallskurve, aus der die Lebensdauer des isomeren Zustands mittels eines exponentiellen Fits bestimmt werden kann.

4.6 Charakteristik β -verzögerter Protonenemission

Durch die hohe Segmentierung der Implantationszone ist es möglich, zwischen β -Zerfällen mit und ohne anschließender Protonenemission zu unterscheiden. Protonen haben in Silizium im Vergleich zu Positronen eine deutlich geringere Reichweite und werden daher auch bei Energien um 1 MeV in einem Pixel gestoppt, wohingegen Positronen pro Pixel im Mittel nur wenige 100 keV deponieren und daher bei Positronenenergien von einigen MeV eine Spur in mehreren Pixeln aufeinanderfolgender Siliziumdetektoren hinterlassen. Eine hohe Energiedeposition mit $E > 1$ MeV im Implantations- und Zerfallspixel bzw. dessen Nachbarpixeln ergibt daher die Signatur für Protonenemission. Ein Spektrum mit β -verzögerten Protonen aus dem Zerfall von ^{101}Sn ist in Abbildung 5.8 gezeigt.

Kapitel 5

Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse des Experiments zur Untersuchung der Eigenschaften von Kernen in der Nachbarschaft von ^{100}Sn vorgestellt. Die im selben Experiment gewonnenen Resultate für den doppelt-magischen Kern ^{100}Sn werden in [Hin10] ausführlich diskutiert.

Mit den in Kapitel 4 vorgestellten Auswertungsmethoden war es möglich, Produktionsquerschnitte zu bestimmen und obere Grenzen für Halbwertszeiten nicht beobachteter Nuklide anzugeben. Ein Teil der erfolgreich identifizierten Kerne wurde im Zentrum des Implantationsdetektors implantiert, wodurch die Bestimmung der Halbwertszeit durch Korrelation von Implantation und folgendem Zerfallsereignis möglich war.

Zuerst werden Produktionsquerschnitte extrem neutronenarmer Kerne im Vergleich zu theoretischen Erwartungen diskutiert. Im Anschluss daran wird mit Hilfe der gewonnenen Ergebnisse zur Halbwertszeit und dem damit bestimmten Protonen- Q -Wert die Stabilität an der Protonenabbruchkante untersucht. In diesem Zusammenhang wird auch die Auswirkung auf den Verlauf des rp-Prozesses aufgrund der neuen Ergebnisse besprochen. Die beiden letzten Unterkapitel beschäftigen sich mit dem Zerfall der beiden Isotope ^{101}Sn und ^{102}Sn . Für beide Kerne war es möglich, neue Informationen zur Kernstruktur oberhalb des doppelt-magischen ^{100}Sn -Cores zu gewinnen.

5.1 Produktionsquerschnitte

Der Schwerpunkt dieses Experiments lag in der Produktion und im Studium des doppelt magischen Kerns ^{100}Sn und dessen direkte Nachbarkerne, weshalb jeweils nur ein kleiner Massenbereich pro Kernladungszahl Z auf der protonenreichen Seite der Nuklidkarte zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte abgedeckt wird.

Abbildung 5.1 zeigt die in der Reaktion $^{124}\text{Xe} (1000 \text{ A MeV}) + ^9\text{Be}$ gemessenen Produktionsquerschnitte für einige neutronenarme Zinn-, Indium- und Cadmium-Isotope aus der Fragmentseparatoreinstellung auf das Sollfragment ^{100}Sn und für Antimon-Isotope aus der FRS-Einstellung auf ^{104}Sb im Vergleich zu Werten aus der EPAX-Parametrisierung [Süm00]. Für Cadmium, Indium und Zinn ist innerhalb der Fehler eine sehr gute Übereinstimmung der gemessenen Daten mit der theoretischen EPAX-Vorhersage für neutronenarme Isotope zu sehen, während hin zu stabileren Isotopen

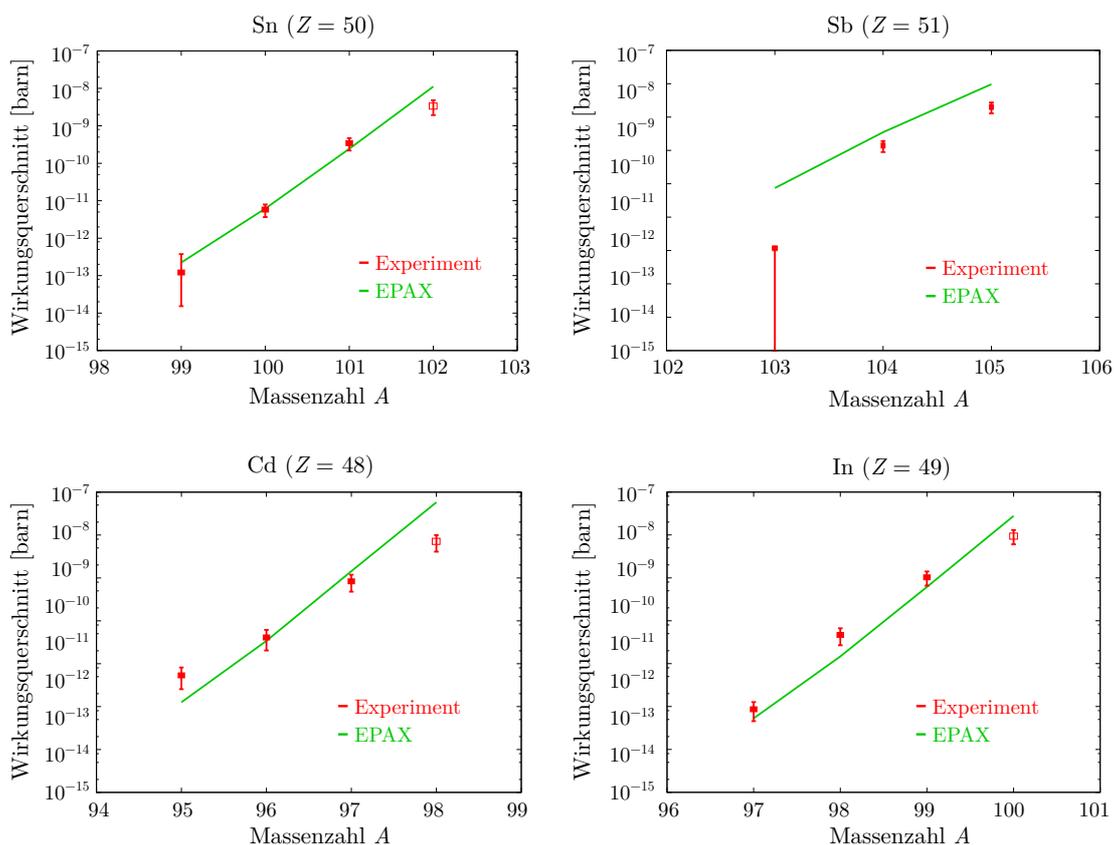


Abbildung 5.1: Gemessene Produktionsquerschnitte (rot) in der Reaktion ^{124}Xe (1000 A MeV) + ^9Be für neutronenarme Zinn-, Indium- und Cadmium-Isotope aus der ^{100}Sn -Fragmentatoreinstellung. Die Werte für die Antimon-Isotope stammen aus der FRS-Einstellung auf das Sollfragment ^{104}Sb . Die grüne Kurve entspricht Werten aus der EPAX-Parametrisierung. Die experimentellen und theoretischen Produktionsquerschnitte sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Die experimentellen Werte stimmen mit den EPAX-Werten gut überein, hin zu stabileren Isotopen ist allerdings eine leichte Unterdrückung zu beobachten (mit offenen Symbolen gekennzeichnet), siehe Text. Einzige Ausnahme ist das Isotop ^{103}Sb . Die Ursache für die Abweichung um zwei Größenordnungen wird im Text diskutiert.

Isotop	Z	A	Anzahl	σ [barn]	EPAX [barn]
^{103}Sb	51	103	≈ 10	$< 6 \cdot 10^{-13}$	$7,4 \cdot 10^{-11}$
^{104}Sb	51	104	1612	$(1,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-9}$	$3,5 \cdot 10^{-9}$
^{105}Sb	51	105	17800	$(2,0 \pm 0,7) \cdot 10^{-8}$	$9,7 \cdot 10^{-8}$
^{99}Sn	50	99	4	$1,2^{+2,5}_{-1,1} \cdot 10^{-13}$	$2,2 \cdot 10^{-13}$
^{100}Sn	50	100	259	$(5,8 \pm 2,1) \cdot 10^{-12}$	$6,2 \cdot 10^{-12}$
^{101}Sn	50	101	12219	$(3,5 \pm 1,3) \cdot 10^{-10}$	$2,4 \cdot 10^{-10}$
^{97}In	49	97	25	$(8,6 \pm 4,1) \cdot 10^{-13}$	$5,3 \cdot 10^{-13}$
^{98}In	49	98	1875	$(4,7 \pm 2,0) \cdot 10^{-11}$	$1,5 \cdot 10^{-11}$
^{99}In	49	99	30757	$(1,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-9}$	$6,1 \cdot 10^{-10}$
^{95}Cd	48	95	42	$(5,4 \pm 2,8) \cdot 10^{-12}$	$1,3 \cdot 10^{-12}$
^{96}Cd	48	96	825	$(4,1 \pm 2,1) \cdot 10^{-11}$	$3,4 \cdot 10^{-11}$
^{97}Cd	48	97	16635	$(8,3 \pm 3,6) \cdot 10^{-10}$	$1,4 \cdot 10^{-9}$
^{93}Ag	47	93	36	$(2,1 \pm 1,1) \cdot 10^{-9}$	$2,9 \cdot 10^{-12}$

Tabelle 5.1: Gemessene Produktionsquerschnitte in der Reaktion ^{124}Xe (1000 A MeV) + ^9Be in der Fragmentseparatoreinstellung auf ^{100}Sn und ^{104}Sb .

eine Abweichung auftritt (mit offenen Symbolen gekennzeichnet).

Bereits während des Experiments wurde bemerkt, dass die ionenoptische Transmission, wie sie mit MOCADI standardmäßig für den Fragmentseparator berechnet wird, nicht mit der Beobachtung im Experiment übereinstimmt. Welcher Effekt zu den Unterschieden führte, ist bis heute nicht verstanden. Ein Problem während der Strahlzeit war der um etwa drei Meter in Strahlrichtung verschobene Fokus an $F4$ im Vergleich zu Werten aus der MOCADI-Simulation. Dies könnte eine mögliche Erklärung sein, konnte jedoch nicht abschließend verifiziert werden. Im Experiment wurden die in Strahlrichtung letzten Quadrupole so angepasst, dass der Fokus $F4$ geometrisch vernünftig positioniert wurde, abweichend von den MOCADI-Werten.

Für das Sollfragment und die direkten Nachbarisotope wird angenommen, dass die ionenoptische Transmission ausreichend gut stimmt und damit die Produktionsquerschnitte mit Gleichung (4.1) berechnet werden können. Für diese Kerne werden die x -Positionen jeweils an den Fokalebene $F2$ und $F4$ auf Konsistenz überprüft und nur wenn dies gewährleistet ist, wird der Wirkungsquerschnitt angegeben. Für alle anderen β -stabileren Isotope werden aufgrund der oben genannten Problematik im Rahmen dieser Arbeit keine Produktionsquerschnitte genannt.

Die Produktionsquerschnitte sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Darunter finden sich auch die Wirkungsquerschnitte der zum ersten Mal nachgewiesenen Isotope ^{95}Cd , ^{97}In und ^{99}Sn .

Besonders auffällig ist die Abweichung um zwei Größenordnungen für den Produktionsquerschnitt von ^{103}Sb . Dies deutet darauf hin, dass die für die *EPAX*-Rechnung verwendete Halbwertszeit aus [Ryk95] deutlich zu groß angenommen wird, siehe dazu auch Abschnitt 5.3. Der erste Nachweis von ^{103}Sb erfolgte am LISE3-Spektrometer am GANIL-Laboratorium in der Reaktion ^{112}Sn (63 A MeV) + ^{nat}Ni [Ryk95]. Für die Halbwertszeit wurde eine untere Grenze von $T_{1/2} > 1,5 \mu\text{s}$ entsprechend der Flugzeit durch das LISE3-Spektrometer veröffentlicht, welche auch für die *EPAX*-Rechnung verwendet wurde. Mit den hier analysierten Daten kann weder die Existenz noch die Halbwertszeit für ^{103}Sb bestätigt werden. Aus der Beobachtung nur weniger möglicher Ereignisse für ^{103}Sb wird daher eine obere Grenze für den Produktionsquerschnitt von $\sigma(^{103}\text{Sb}) < 6 \cdot 10^{-13}$ barn angegeben.

5.2 Entdeckung neuer Nuklide

In diesem Experiment konnten zum ersten Mal die drei ($Z = N - 1$)-Nuklide ^{95}Cd , ^{97}In und ^{99}Sn identifiziert werden, siehe Abbildung 3.5. Die gemessenen Produktionsquerschnitte sind in Tabelle 5.1 angegeben. Außerdem konnte die Existenz des Kerns ^{93}Ag bestätigt werden [Ryk95]. Um eine Fehlidentifikation der wenigen Ereignisse der genannten Isotope auszuschliessen, wurden für jedes Ereignis die Einzelspektren in den Identifikationsdetektoren überprüft. Keines der Ereignisse wurde in den weniger sensitiven Randbereichen der Detektoren nachgewiesen. Die Flugbahnen durch den FRS waren somit vernünftig. Die in beiden MUSIC-Ionisationskammern gemessenen Energieverlustsignale zur Bestimmung der Kernladungszahlen stimmen überein.

Aufgrund der beschriebenen Überprüfung der zur Identifikation der Nuklide relevanten Größen und des hervorragenden Auflösungsvermögens des Identifizierungssystems kann eine Fehlidentifikation der Einzelereignisse für die Isotope ^{95}Cd , ^{97}In und ^{99}Sn nahezu ausgeschlossen werden.

5.3 Halbwertszeiten an der Protonenabbruchkante

Voraussetzung zur Bestimmung der Halbwertszeit, um Aussagen über den möglichen Zerfallmodus eines Isotops zu treffen, ist die Implantation im Siliziumdetektor SIMBA [siehe 3.5.1]. Allerdings werden die genannten Isotope in der Fragmentseparatoreinstellung auf ^{100}Sn aufgrund ihrer Kernladungszahl von $Z < 50$ größtenteils in den Betaabsorbieren hinter der Implantationszone gestoppt. Außerdem muss eine Zerstörungsrate der produzierten Kerne von etwa 40% berücksichtigt werden.

Allein aus der Identifikation der Nuklide kann jedoch eine untere Grenze der Halbwertszeit angegeben werden, auch wenn das Isotop nicht direkt im Implantationsdetektor gestoppt wurde. Aus der Nicht-Beobachtung bestimmter Kerne kann eine obere Halbwertszeitgrenze abgeschätzt werden.

5.3.1 Halbwertszeiten aus Identifikationsdaten der Nuklide

Von den wenigen identifizierten ^{99}Sn - und ^{93}Ag -Kernen wurden zwar jeweils zwei im Implantationzähler gestoppt, jedoch konnte kein Zerfall mit der vorangegangenen Implantation korreliert werden und damit war es unmöglich, die Halbwertszeit zu messen. Daher kann für beide Kerne nur eine untere Grenze von $T_{1/2} > 200$ ns, entsprechend der Flugzeit durch den Fragmentseparator, angegeben werden.

Wie bereits erwähnt, konnte die Existenz des Nuklids ^{103}Sb nicht bestätigt werden. Die Diskrepanz von zwei Größenordnungen zwischen *EPAX*-Wert für den Produktionsquerschnitt und dem gemessenen deutet darauf hin, dass die für die *EPAX*-Rechnung verwendete Halbwertszeit von $T_{1/2} > 1,5 \mu\text{s}$ [Ryk95] deutlich zu groß ist.

Die Flugzeit durch den Fragmentseparator im Schwerpunktsystem der Fragmente liegt bei etwa 200 ns. Aufgrund der Nicht-Beobachtung wird hier eine obere Grenze von $T_{1/2} < 200$ ns für die Halbwertszeit von ^{103}Sb angegeben. Dies ist im Widerspruch zu den Ergebnissen in [Ryk95].

5.3.2 Gemessene Halbwertszeiten aus Implantationsdaten

Zusätzlich zu den eben diskutierten Kernen ^{99}Sn - und ^{93}Ag konnten weitere ($N = Z - 1$)-Kerne implantiert und spektroskopiert werden.

Erstmals konnte für ^{95}Cd die Halbwertszeit aus der Implantation von 17 Kernen bestimmt werden:

$$T_{1/2}(^{95}\text{Cd}) = 73_{-28}^{+53} \text{ ms} .$$

Für das Nuklid ^{97}In konnten zwei Implantationen mit anschließendem Zerfall zur Halbwertszeitbestimmung korreliert werden. Der Mittelwert aus beiden Ereignissen beträgt

$$T_{1/2}(^{97}\text{In}) = 26_{-10}^{+47} \text{ ms} .$$

Die Fehlergrenzen wurden [Sch84] entnommen.

5.3.3 Untersuchung von ($N = Z$)-Kernen mit ungerader Protonen- und Neutronenzahl

Wie bereits in der Motivation erwähnt, existieren entlang der ($N = Z$)-Geraden Kerne mit ungerader Protonen- und Neutronenzahl¹, welche über übererlaubte ($0^+ \rightarrow 0^+$)-Fermi-Übergänge zerfallen. Im Experiment konnten die beiden schwersten dieser Kerne, ^{98}In und ^{94}Ag , eindeutig identifiziert und ein kleiner Teil davon im Implantationsdetektor gestoppt werden. Allerdings zeigte sich in der Analyse, dass die wenigen ^{94}Ag -Kerne in der Fragmentseparatoreinstellung auf ^{100}Sn am Rand des Implantationsdetektors gestoppt wurden. In diesen Randbereichen ist die Sensitivität der einzelnen Streifen bedingt durch ein stärkeres Rauschen dieser Kanäle und damit einer höheren Triggerschwelle etwas geringer, weshalb keine Implantation mit einem anschließenden Zerfall korreliert werden konnte.

¹im Folgenden wird dafür auch *uu*-Kern verwendet. Für Kerne mit gerader Anzahl von Protonen und Neutronen analog *gg*-Kern.

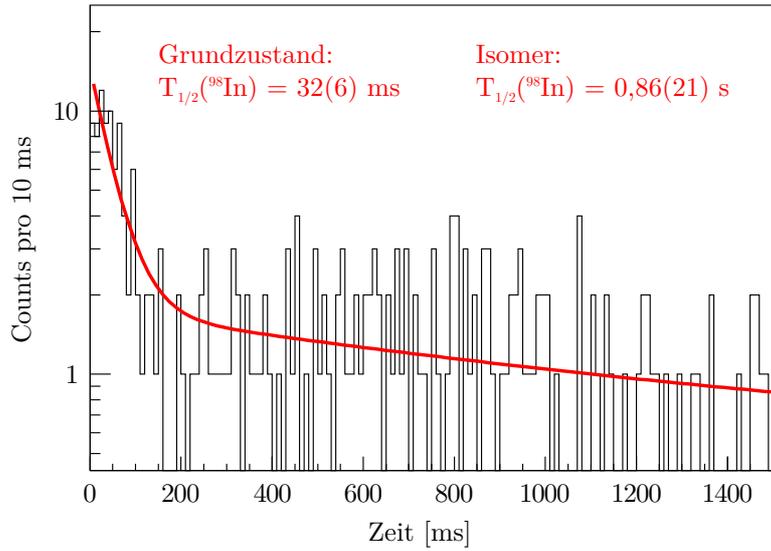


Abbildung 5.2: Verteilung der Zerfallszeiten nach Implantation eines ^{98}In -Kerns. Deutlich zu sehen sind die beiden unterschiedlichen Halbwertszeiten für den Grundzustand und den isomeren Zustand. Zur Bestimmung der beiden Halbwertszeiten wurde die Summe zweier Exponentialfunktionen mit unterschiedlichen Zerfallskonstanten und konstantem Untergrund an die Daten gefittet. Die rote Kurve zeigt die Fit-Funktion.

Dagegen konnten für ^{98}In aus der Zerfallsanalyse die kurze Halbwertszeit des Grundzustandes sowie die Halbwertszeit des langlebigen isomeren Zustands mit deutlich besserer Statistik im Vergleich zu bisherigen Messungen gewonnen werden. In Abbildung 5.2 ist das Zerfallsspektrum sowie der Fit an die Daten gezeigt. Die ermittelten Halbwertszeiten sind:

$$T_{1/2}^{(\text{g.s.})} = (32 \pm 6) \text{ ms} \quad \text{und} \quad T_{1/2}^{(\text{m})} = (0,86 \pm 0,21) \text{ s}.$$

Beide Werte sind in Übereinstimmung mit bisherigen Messungen in [Kie01, Baz08], jedoch aufgrund der guten Statistik der vorliegenden Daten deutlich genauer.

Sowohl in ^{94}Ag als auch in ^{98}In gibt es niedrig liegende 0^+ -Zustände mit $(T, T_z) = (1, 0)$, die zum isobaren Analogzustand, dem Grundzustand des $(T_z = 1)$ -Isobars, zerfallen. Aus den Auswahlregeln für Zerfälle (siehe dazu Kapitel 2) folgt, dass das Gamow-Teller-Matrixelement für diese Übergänge verschwindet. Man spricht in diesem Zusammenhang von übererlaubten Fermi-Zerfällen. Damit erklären sich die kurzen Halbwertszeiten und besonders kleinen $\log(ft)$ -Werte um etwa 3,5.

Legt man den ft -Wert für übererlaubte Übergänge zugrunde, so lässt sich mit dem $\log(ft)$ -Rechner aus [NND08] und der ermittelten Halbwertszeit $Q_{EC} = 12,5(1,0) \text{ MeV}$ für den Zerfall von ^{98}In angeben.

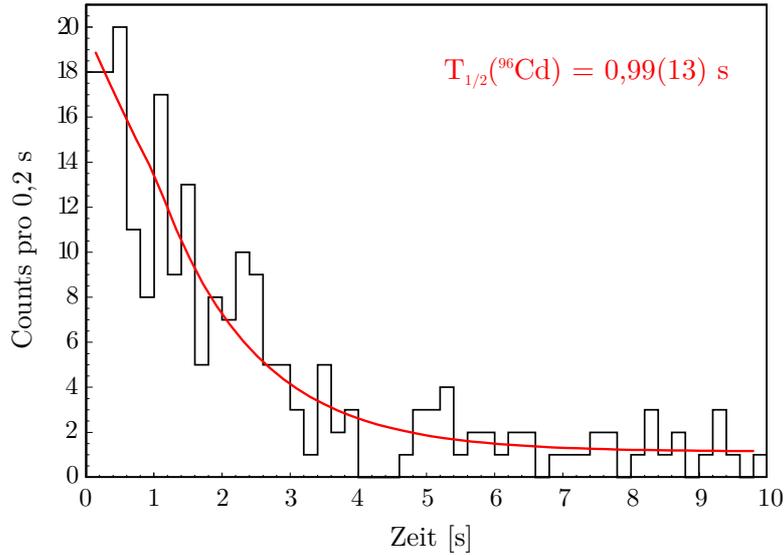


Abbildung 5.3: Verteilung der Zerfallszeiten nach Implantation eines ^{96}Cd -Kerns. Die durchgezogene Kurve entspricht dem Ergebnis des MLH-Fits mit Berücksichtigung des reduzierten Ansprechverhaltens der Detektoren in der ersten Sekunde nach Implantation eines ^{96}Cd -Kerns. Die Halbwertszeit für den β -Zerfall von ^{96}Cd beträgt $T_{1/2} = 0,99(13) \text{ s}$

5.3.4 Untersuchung von $(N = Z)$ -Kernen mit gerader Protonen- und Neutronenzahl

Die im rp-Prozesses erzeugten Isotopenhäufigkeiten hängen stark von den Lebensdauern sogenannter Wartepunkte ab. ^{96}Cd ist der letzte der Wartepunktkerne mit $N = Z$ im oberen Verlauf des rp-Prozesses wie in Abbildung 2.1 zu sehen ist. Die experimentelle Bestimmung der Halbwertszeit dieses Wartepunktkernelns ist daher besonders wichtig für astrophysikalische Netzwerkrechnungen zum rp-Prozess.

Kürzliche wurde die Halbwertszeit von ^{96}Cd mit $T_{1/2} = 1,03_{-0,19}^{+0,21} \text{ s}$ bestimmt [Baz08]. Mit 300 implantierten Kernen konnte nun mit einer MLH-Analyse in Übereinstimmung mit dem bisherigen Ergebnis ein genauerer Wert ermittelt werden:

$$T_{1/2} = 0,99(13) \text{ s}.$$

Abbildung 5.3 zeigt die Verteilung der gemessenen Zerfallszeitpunkte nach Implantation eines ^{96}Cd -Kerns. Die durchgezogene Kurve stellt die Fitfunktion an die Daten unter Berücksichtigung der reduzierten Effizienz in der ersten Sekunde nach Implantation eines Schwerions dar.

Je länger der Wartepunktkerneln ^{96}Cd lebt, umso größer ist der Anteil in der Folge der Zerfallskette produzierter Isobare mit $A = 96$. Bis heute ist der hohe Anteil an ^{96}Ru in unserem Sonnensystem nicht verstanden. Der in p-Prozess-Rechnungen ermittelte Anteil dieses Isotops ist deutlich unterschätzt im Vergleich zur Beobachtung.

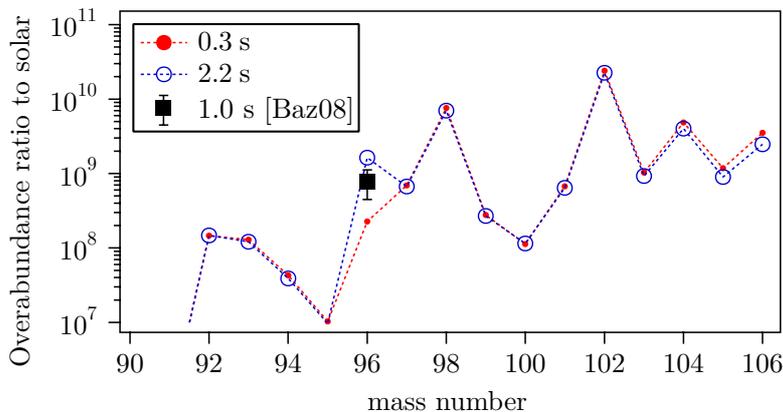


Abbildung 5.4: Aus Netzwerkrechnungen zum rp-Prozess vorhergesagte Isotopenhäufigkeit relativ zur solaren Häufigkeit. Die Halbwertszeit für ^{96}Cd wurde in den Rechnungen zwischen 0,3 s (rot), 2,2 s (blau) und dem experimentellen Wert $T_{1/2} = 1,0$ s variiert, aus [Baz08].

Der p-Prozess wurde postuliert [Bur57], um die Häufigkeit von 32 protonenreichen stabilen Kernen zwischen ^{74}Se und ^{196}Hg , darunter das ($A = 96$)-Isobar ^{96}Ru , zu erklären. Im s- und r-Prozess² werden etwa jeweils die Hälfte der beobachteten Häufigkeiten der schweren Elemente gebildet, wobei die genannten Kerne eine Ausnahme bilden, da sie in Neutroneneinfangprozessen (s- und r-Prozess) nicht erreicht werden können.

Bei kleinen Massen werden die p-Kerne bei hohen Temperaturen über Protoneneinfangreaktionen gebildet, bis sich ein Gleichgewicht zwischen (p, γ)- und (γ, p)-Reaktionen einstellt. Somit hängt der Prozesspfad nur vom Q -Wert und den γ -Zerfallsraten ab. Für größere Massen wird der p-Prozess aufgrund der steigenden Coulombabstoßung von (γ, n)-Reaktionen dominiert.

Die bei hohen Temperaturen erzeugten p-Kerne zerfallen schließlich über β^+ -Zerfall in protonenärmere Kerne, bis sie das Stabilitätstal erreichen. Ausgangspunkt für den p-Prozess sind zuvor im r- oder s-Prozess synthetisierte Kerne (Saatkerne).

Eine zusätzliche Quelle von ^{96}Ru ist der rp-Prozess. Um den Anteil an im rp-Prozess synthetisiertem ^{96}Rb abzuschätzen, wird die Zusammensetzung der Asche in Abhängigkeit der Halbwertszeit von ^{96}Cd berechnet, welche direkt in die Produktionshäufigkeit von ^{96}Rb eingeht. In Abbildung 5.4 sind in einer rp-Prozess-Rechnung vorhergesagte Isotopenhäufigkeiten relativ zur solaren Häufigkeit unter Variation der Halbwertszeit von ^{96}Cd zwischen 0,3 und 2,2 s gezeigt. Um die solare Häufigkeit des Isotops ^{96}Ru zu erklären, wäre in Abbildung 5.4 ein Verhältnis von 10^{10} nötig, was mit der experimentell bestimmten Halbwertszeit für ^{96}Cd aber nicht vereinbar ist. Jedoch

²Neutroneneinfangprozesse. *s* steht für *slow* (engl.: langsam), *r* für *rapid* (engl.: schnell). Der s-Prozess läuft bei niedrigen Neutronendichten und relativ geringen Temperaturen ab, es können Elemente bis zur Massenzahl $A \sim 210$ produziert werden. Dagegen findet der r-Prozess bei hohen Neutronendichten und Temperaturen ab, es werden sowohl stabile neutronenreiche Kerne als auch instabile langlebige Isotope der schweren Elemente gebildet.

lassen sich mit der nun gemessenen Halbwertszeit die astrophysikalischen Rechnungen konkretisieren und unter Verwendung unterschiedlichster Szenarien wie Röntgenbursts oder Novae-Explosionen der Verlauf des rp-Prozesses sowie die Zusammensetzung der Asche berechnen.

5.3.5 Zusammenfassung der gemessenen Halbwertszeiten

In der folgenden Tabelle sind die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Halbwertszeiten von Kernen an der Protonenabbruchkante in der Nachbarschaft von ^{100}Sn zusammengefasst.

Isotop	T_Z	$T_{1/2}^{\text{exp}}$	$T_{1/2}^{\text{other}}$
^{93}Ag	-1/2	> 200 ns	> 1500 ns [Ryk95]
^{95}Cd	-1/2	73_{-28}^{+53} ms	–
^{97}In	-1/2	26_{-10}^{+47} ms	–
^{99}Sn	-1/2	> 200 ns	–
^{94}Ag	0	> 200 ns	26_{-9}^{+26} ms [Kie01]
^{96}Cd	0	0,99(13) s	$1,03_{-0,21}^{+0,24}$ s [Baz08]
^{98}In	0	32(6) ms	32_{-11}^{+32} ms [Kie01] 47(13) ms [Baz08]
$^{98}\text{In}^m$	0	0,86(21) s	$1,2_{-0,4}^{+1,2}$ s [Kie01] 0,66(40) s [Baz08]
^{103}Sb	+1/2	< 200 ns	> 1500 ns [Ryk95]

Tabelle 5.2: Übersicht aller in diesem Experiment bestimmten Halbwertszeiten an der Protonenabbruchkante. Die Daten $T_{1/2}^{\text{other}}$ stammen aus Messungen anderer Gruppen.

5.4 Vergleich von experimentellen und theoretischen Q_p -Werten

Aus den zuvor diskutierten und in Tabelle 5.2 zusammengefassten Halbwertszeiten können Aussagen über die Protonenabbruchkante abgeleitet werden, indem der Protonen- Q -Wert aus der ermittelten Halbwertszeit abgeschätzt wird. Diese experimentellen Q_p -Werte werden schließlich mit Vorhersagen für die Protonenabbruchkante aus unterschiedlichen theoretischen Modellen verglichen (Abschnitt 5.5).

Wie in Kapitel 2 bereits erläutert, ist ein Nuklid dann instabil gegenüber Protonenemission, wenn der Protonen- Q -Wert positiv wird. Aus den experimentellen Halbwertszeiten können Grenzen für Q_p -Werte abgeschätzt [Del06] und damit Aussagen über den Verlauf der Protonenabbruchkante gemacht werden.

Vorhersagen für die Protonenhalbwertszeit $T_{1/2}^p$ des Grundzustands hängen stark von der Protonenenergie und dem Orbital, aus dem das Proton emittiert wird, ab. Unter

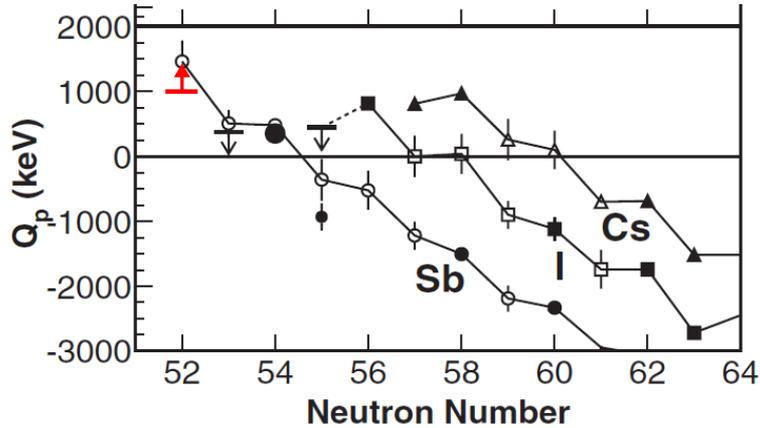


Abbildung 5.5: Q_p -Werte für protonenreiche Antimon-, Iod- und Cäsium-Isotope, aus [Maz07]. Zur Veranschaulichung sind die einzelnen Isotopenketten (Dreiecke: Cäsium; Quadrate: Iod; Kreise: Antimon) durch Linien verbunden. Gefüllte Symbole gehören zu experimentellen Werten, während offene Symbole aus einer Extrapolation stammen [Aud03]. Die in dieser Arbeit aus der Halbwertszeit berechnete untere Grenze für den Q_p -Wert für ^{103}Sb ist eingezeichnet (roter Pfeil).

der Annahme, das Proton in ^{103}Sb wird aus dem $\pi d_{5/2}$ -Orbital mit $L = 2$ emittiert, kann mit der Halbwertszeit von $T_{1/2} < 200$ ns der Protonen- Q -Wert mit $Q_p > 1$ MeV abgeschätzt werden [Del06].

Dieser Wert passt sehr gut in die Systematik der Q_p -Werte wie in Abbildung 5.5 dargestellt. Das stufenartige Ansteigen innerhalb einer Isotopenkette zu kleineren Massen A hin kann durch Paarungseffekte für uu -Kerne erklärt werden, was zu einer Reduktion des Q_p -Werts im Vergleich zu ug -Kernen führt. Aus den Daten der Q_p -Werte für die leichten Iod- und Cäsium-Isotope, wie sie in Abbildung 5.5 gezeigt sind, kann dieser Effekt auch für die Antimon-Isotope abgeschätzt werden. Dies resultiert in einem Q_p -Wert für ^{104}Sb um 0 keV und extrapoliert für ^{103}Sb in $Q_p > 1,4$ MeV. Sowohl die aus systematischen Betrachtungen wie auch aus Abschätzungen für den Q_p -Wert gefundenen Aussagen sind konsistent.

Im Gegensatz dazu wird mit der in [Ryk95] veröffentlichten Halbwertszeit für ^{103}Sb die Energie des emittierten Protons auf $Q_p < 1$ MeV abgeschätzt, was nicht der Erwartung für ^{103}Sb entspricht. Eine mögliche Erklärung für die Diskrepanz der für ^{103}Sb bestimmten Halbwertszeiten könnte die Existenz sogenannter langlebiger Spin-Gap-Isomere (siehe dazu Kapitel 2) mit Halbwertszeiten im Bereich von Mikrosekunden sein. Das Ergebnis der vorliegenden Messung führt zu der Folgerung, dass ^{103}Sb dominant über direkte Protonenemission zerfällt und jenseits der Protonenabbruchkante liegt.

Q_p -Werte für $(N = Z - 1)$ -Kerne

Im Folgenden wird die Protonenstabilität der vier $(N = Z - 1)$ -Kerne ^{93}Ag , ^{95}Cd , ^{97}In und ^{99}Sn untersucht. Die drei letztgenannten Isotope wurden in diesem Experiment zum ersten Mal nachgewiesen. In die Abschätzung für den Q_p -Wert geht die experimentell ermittelte Halbwertszeit ein. Die Halbwertszeiten für die genannten Kerne sind in Tabelle 5.2 aufgelistet.

Nach [Her97] sollte ^{93}Ag mit einem Q_p -Wert von etwa 1 MeV instabil gegenüber Protonenzerfall sein. Mit einer unteren Grenze der Halbwertszeit von $T_{1/2} > 200$ ns und der Annahme eines $(L = 4)$ -Protons aus dem $\pi g_{9/2}$ -Orbital lässt sich $Q_p < 1,1$ MeV abschätzen [Del06].

Für ^{95}Cd konnte aus 17 korrelierten Zerfällen mit der MLH-Methode die Halbwertszeit mit $T_{1/2} = 73_{-28}^{+53}$ ms bestimmt werden. Damit ließ sich analog zu ^{93}Ag eine obere Grenze für den Protonen- Q -Wert von $Q_p < 1,1$ MeV abschätzen.

Die Halbwertszeit von ^{97}In wurde in Abschnitt 5.3 mit $T_{1/2} = 26_{-10}^{+47}$ ms angegeben. Dieser Kern bildet mit der Tochter ^{97}Cd ein Isospindublett, wobei die Auswahlregeln den Zerfall über einen übererlaubten Fermi- und Gamow-Teller-Übergang zulassen. Aufgrund der großen Übereinstimmung der Wellenfunktionen von Anfangs- und Endzustand bei Übergängen zwischen Spiegelkernen erwartet man sehr kurze Halbwertszeiten für alle $(N = Z - 1)$ -Kerne, für $90 < A < 99$, im Millisekunden-Bereich. Aus der Halbwertszeit und dem Mittelwert des Q -Werts für den β -Zerfall von $Q = 13,6(5)$ MeV (aus [Her97, Aud03, Ant97]) lässt sich mit [NND08] ein $\log(ft)$ -Wert von $3,63_{-0,29}^{+0,77}$ bestimmen. Die Fehlergrenzen setzen sich zusammen aus den Unsicherheiten von Q -Wert und Halbwertszeit.

Um Aussagen über die Protonenstabilität von ^{97}In machen zu können, werden die $\log(ft)$ -Werte für Gamow-Teller- und Fermi-Zerfall verglichen. Für einen reinen übererlaubten Fermi-Übergang zwischen $(T = 1/2)$ -Spiegelkernen wird das Matrixelement³ $|M_F|^2 = 1$ und damit ergibt sich nach Gleichung (2.3) ein konstanter $\log(ft)_F$ -Wert von 3,79. Zusätzlich muss aber der Anteil des übererlaubten Gamow-Teller-Übergangs berücksichtigt werden.

Aus den in [Sev08] zusammengefassten Halbwertszeiten und Verzweigungsverhältnissen sämtlicher experimentell untersuchter β -Übergänge von Spiegelkernen mit $T_z = -1/2$ kann abgeschätzt werden, dass allgemein die Stärke eines GT-Übergangs im Bereich von 0,3 – 1,3 mit der Stärke eines Fermi-Übergangs skaliert. Umgerechnet sollte sich der $\log(ft)$ -Wert für ^{97}In damit im Bereich von $3,43 < \log(ft)_{\text{tot}} < 3,68$ bewegen. Dies zeigt, dass bei ^{97}In die Hauptzerfallsstärke im β -Zerfall liegt und nur wenig Raum für Protonenemission bleibt. Dies steht im Gegensatz zu mehreren theoretischen Vorhersagen, die ^{98}In als leichtestes gegen Protonenemission stabiles Indium-Isotop angeben. Die in dieser Arbeit bestimmte Halbwertszeit für ^{97}In wird folglich als β -Zerfalls-Halbwertszeit interpretiert. Für die partielle Halbwertszeit für den Protonenzerfall kann eine untere Grenze von etwa 40 ms abgeschätzt werden.

Für das zum ersten Mal identifizierte Isotop ^{99}Sn konnte eine untere Grenze der

³Das Matrixelement M_F für zwei Zustände eines Isospinmultipletts $|T, T_z\rangle$ und $|T, T_z \pm 1\rangle$ berechnet sich folgendermaßen: $|M_F| = \sqrt{(T \pm T_z)(T \pm T_z + 1)}$.

Kern	Protonen- Q -Wert [MeV]				
	SM ^(a)	rel. HB ^(b)	HF + BCS ^(c)	Extrapolation ^(d)	Experiment
$^{103}_{51}\text{Sb}_{52}$			2.53	1.46(33)	> 1.0
$^{99}_{50}\text{Sn}_{49}$	- 1.32		-2.32	-0.59 (63)	< 1.1
$^{97}_{49}\text{In}_{48}$	1.28	0.37	- 0.67	1.81 (78)	< 0.7
$^{95}_{48}\text{Cd}_{47}$	- 0.61			- 0.69 (78)	< 1.1
$^{93}_{47}\text{Ag}_{46}$	0.95	0.11		1.43 (78)	< 1.1

Tabelle 5.3: Vergleich der Q_p -Werte verschiedener Modelle an der Protonenabbruchkante mit den in dieser Arbeit aus den gemessenen Halbwertszeiten nach [Del06] abgeschätzten Werten. (a) Schalenmodell [Her97] – (b) relativistisches Hartree-Fock-Bogoliubov-Modell [Lal01] – (c) Hartree-Fock- + Bardeen-Cooper-Schrieffer-Modell [Isa02] – (d) [Aud03].

Halbwertszeit mit $T_{1/2} > 200$ ns und damit analog zu ^{93}Ag eine obere Grenze des Protonen- Q -Werts von $Q_p < 1,1$ MeV berechnet werden. Wie auch bei ^{95}Cd ist dieser Q_p -Wert für ^{99}Sn nicht sehr aussagekräftig, da sowohl ^{95}Cd als auch ^{99}Sn aufgrund ihrer geraden Anzahl an Protonen stabil gegenüber Protonenemission sein sollten.

Die Tatsache, dass die vier untersuchten ($T_z = -1/2$)-Kerne laut den experimentellen Ergebnissen tendenziell stabil gegenüber Protonenemission sind, wird im Folgenden mit vier unterschiedlichen theoretischen Modellen zur Untersuchung der Protonenstabilität verglichen. Tabelle 5.3 gibt eine Übersicht der insgesamt fünf untersuchten Kerne nahe der Protonenabbruchkante. Die aus den experimentell bestimmten Halbwertszeiten nach [Del06] abgeschätzten Q_p -Werte sind in der Spalte ganz rechts eingetragen. Im Vergleich dazu sind die mit vier unterschiedlichen theoretischen Ansätzen berechneten Q_p -Werte [Her97, Lal01, Isa02, Aud03] angegeben.

Die Protonen- Q -Werte aus [Her97] resultieren aus Schalenmodellrechnungen für die Massenregion $86 \leq A \leq 100$. Zur theoretischen Beschreibung genügen die beiden Unterschalen $p_{1/2}$ und $g_{9/2}$, womit Kerne mit $38 \leq N, Z \leq 50$, also von ^{76}Sr bis zu ^{100}Sn beschrieben werden können. Die Rechnungen in diesem Modellraum wurden mit dem bekannten OXBASH-Code [Bro] mit der Wechselwirkung *SLGT0* durchgeführt. In [Lal01] wird das relativistische Hartree-Bogoliubov-Modell verwendet, um die Protonenabbruchkante unter Anderem für mittelschwere Kerne zu untersuchen. Darin wird die Mean-Field-Theorie mit Paarungskorrelationen zu einem Modell vereinigt. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [Vre05]. Die Rechnungen zu Kernen an der Protonenabbruchkante in [Isa02] basieren auf einer Kombination aus Hartree-Fock-(HF) und Bardeen-Cooper-Schrieffer-Methode (BCS) mit einer SkyrmeIII-Wechselwirkung, wobei auch hier Paarungskorrelationen berücksichtigt werden. Anders als in den drei bisher vorgestellten Veröffentlichungen werden in [Wap03, Aud03] die atomaren Massen aus systematischen Trends experimenteller Daten extrapoliert.

Tabelle 5.3 zeigt die Bandbreite an theoretisch berechneten bzw. extrapolierten Q_p -Werten für die Kerne ^{93}Ag , ^{95}Cd , ^{97}In , ^{99}Sn und ^{103}Sb . Die experimentellen und theo-

retischen Resultate stimmen tendenziell überein.

Die drei Kerne ^{93}Ag , ^{97}In und ^{103}Sb sollten aufgrund ihrer ungeraden Protonenzahl bereits jenseits der Protonenabbruchkante liegen. Bis auf eine Ausnahme weisen auch die theoretischen Vorhersagen einen positiven Q_p -Wert auf. Einzig ^{97}In bildet hier eine Ausnahme. Wie jedoch oben diskutiert wurde, zeigen die experimentellen Daten Anzeichen, dass ^{97}In dominant über β -Emission zerfällt. Die Protonenabbruchkante verschiebt sich für die Indium-Isotope also zu neutronenärmeren Kernen. Aufgrund der Reduktion des Q_p -Wertes durch die Paarung der beiden Valenznukleonen könnte auch ^{96}In Protonen-stabil sein und erst für ^{95}In ein dominanter Protonenzerfallskanal gemessen werden.

Für ^{103}Sb und ^{93}Ag sind die abgeschätzten Q_p -Grenzen konsistent mit den theoretisch berechneten bzw. extrapolierten Werten. Jedoch schränken die aus den experimentellen Halbwertszeiten ermittelten Grenzwerte den Spielraum der unterschiedlichen Modelle deutlich ein. Besonders die Kerne mit ungerader Protonenzahl werden in Schalenmodellrechnungen deutlich besser beschrieben als mit der Methode der Extrapolation experimenteller Daten zur Protonenabbruchkante hin.

5.5 Verlauf der Protonenabbruchkante um $A \sim 100$

Abbildung 5.6 zeigt einen Ausschnitt der Nuklidkarte in der Massenregion um $A \sim 100$. Eingezeichnet sind die in zwei unterschiedlichen Modellen [Lal01, Her97] vorhergesagten Stabilitätsgrenzen in rot und blau. Kerne, für die im Rahmen dieser Arbeit die Halbwertszeit bestimmt wurde, sind markiert.

Für Kerne mit ungeradem Z ist es heutzutage möglich, die Protonenabbruchkante experimentell zu erreichen bzw. zu überschreiten. Hingegen wird sie für Kerne mit gerader Protonenzahl Z erst bei extremen Werten von $T_z \approx -3$ erwartet. So wird zum Beispiel als letztes Protonen-gebundenes Cadmium-Isotop ^{92}Cd vorhergesagt [Her97]. Solch exotische Verhältnisse von Protonen- zu Neutronenzahl sind experimentell jedoch noch nicht zugänglich.

Die Bestimmung der exakten Lage der Protonenabbruchkante ist besonders wichtig, um astrophysikalische Netzwerkrechnungen realistisch durchzuführen. Gerade im Massenbereich $A \sim 100$ endet nach Simulationsrechnungen der rp-Prozess [Sch01] wie in Abbildung 2.1 gezeigt. Der genaue Verlauf hängt jedoch stark von Parametern wie der Stabilität nahe der Protonenabbruchkante sowie der Lage und den Halbwertszeiten von Wartepunkt-kernen ab. Tabelle 5.3 zeigt nun allerdings, dass für Isotope nahe der Protonenabbruchkante beispielsweise die Stabilität stark vom zugrunde liegenden Modell abhängt, was wiederum zu unterschiedlichen Resultaten der Netzwerkrechnungen führt. Die experimentelle Bestimmung der Protonenabbruchkante ist daher unerlässlich.

Mit den in diesem Kapitel vorgestellten Daten konnten wichtige Parameter für komplexe Netzwerkrechnungen zur Nukleosynthese mittels des rp-Prozesses bereitgestellt werden. Für ^{93}Ag konnte eine untere Grenze für die Halbwertszeit angegeben werden. Vermutlich liegt dieser Kern jenseits der Protonenabbruchkante, eine eindeutige Aussage zur Zerfallsart ist mit den vorliegenden Daten jedoch nicht möglich.

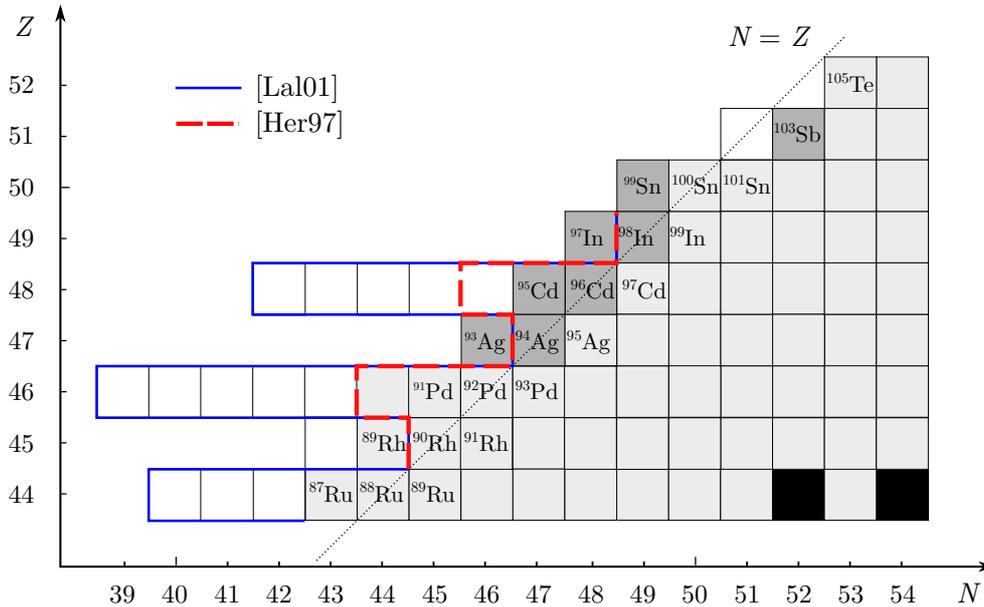


Abbildung 5.6: Vorhersagen an der Protonenabbruchkante um ^{100}Sn . Die in dieser Arbeit untersuchten Kerne sind durch dunkelgraue Kästchen hervorgehoben. Die Ergebnisse zu deren Halbwertszeit und Zerfallsart finden sich im Text. Zum Vergleich sind Vorhersagen für den Verlauf der Protonenabbruchkante aus [Her97] und [Lal01] eingezeichnet.

^{97}In liegt dagegen diesseits der Protonenabbruchkante, was deren Verlauf beeinflusst, und nicht jenseits davon, wie in Abbildung 5.6 von zwei Modellen vorhergesagt. Der dominante Zerfallskanal ist β -Emission, und nicht Protonenzerfall.

5.6 Zerfall von ^{101}Sn

^{101}Sn ist ein direkter Nachbarkern des doppelt-magischen Kerns ^{100}Sn und damit besonders interessant zum Studium der Einteilchenenergien oberhalb des Schalenabschlusses $N = Z = 50$. Südöstlich von ^{100}Sn wird der β^+/EC -Zerfall von Gamow-Teller-Übergängen eines $g_{9/2}$ -Protons in ein $g_{7/2}$ -Neutron dominiert. Für den Zerfall von ^{101}Sn in die Tochter ^{101}In wird die Gamow-Teller-Stärkeverteilung bei einem Maximum etwa 4 MeV oberhalb des Grundzustandes von ^{101}In erwartet. Die extrapolierte Protonenseparationsenergie von ^{101}In liegt bei $S_p = 1650(310)$ keV, die maximale Zerfallsenergie beträgt $Q_{EC} = 9050(420)$ keV [Aud03]. Damit ist die für β -verzögerte Protonen zur Verfügung stehende Energie ($Q_{EC} - S_p$) etwa 7400 keV. Aufgrund dieses großen Energiefensters sollte die Wahrscheinlichkeit für den Zerfallskanal β -verzögerter Protonen hoch sein. Dieser Sachverhalt wurde in [Sto01] bestätigt. Das Verzweigungsverhältnis wurde mit $BR(\beta p) = 0,14_{-0,06}^{+0,10}$ aus insgesamt 29 untersuchten ^{101}Sn -Ereignissen angegeben.

Aus der Struktur des Protonenspektrums können Erkenntnisse über das Orbital, aus

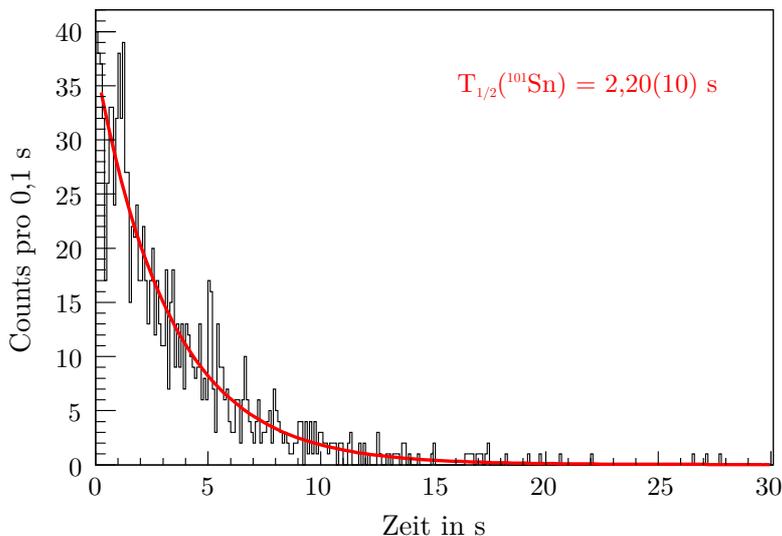


Abbildung 5.7: Verteilung der Zerfallszeiten nach Implantation eines ^{101}Sn -Kerns. Es wurden ausschließlich Protonenereignisse ausgewählt, d. h. die Energiedeposition im Zerfallspixel lag im Bereich zwischen 1500 und 5000 keV (grau unterlegter Bereich in Abbildung 5.8). Die durchgezogene rote Kurve entspricht einem MLH-Fit zur Bestimmung der Halbwertszeit von ^{101}Sn : $T_{1/2} = (2,29 \pm 0,07) \text{ s}$.

dem das Proton emittiert wird, gewonnen werden. Im Fall von ^{101}Sn ist es also möglich, über den Zerfallskanal β -verzögerter Protonen die Einteilchenstruktur oberhalb des doppelt-magischen Schalenabschlusses bei $N = Z = 50$ zu studieren. Von besonderem Interesse ist dabei die Reihenfolge der beiden niedrigst liegenden Neutronenorbitale $\nu d_{5/2}$ und $\nu g_{7/2}$ oberhalb der ($N = 50$)-Lücke und damit die Frage nach Spin und Parität des Grundzustands in ^{101}Sn .

Aktuell sind widersprüchliche Aussagen aus drei Experimenten zur Untersuchung des Grundzustands von ^{101}Sn bekannt [Kav07, Lid06, Dar10]. In Kapitel 5.6.3 werden die experimentellen Daten dieser Arbeit bisherigen Resultaten und theoretischen Vorhersagen zum Grundzustand von ^{101}Sn gegenübergestellt und diskutiert.

In der Fragmentseparator-Einstellung auf ^{100}Sn konnten insgesamt 12.000 ^{101}Sn -Kerne identifiziert werden, wovon 6.800 in der richtigen Tiefe im Implantationsdetektor gestoppt wurden. Mit den Implantationsdaten konnten die Halbwertszeit, das Protonen-Verzweigungsverhältnis sowie die beim Zerfall in ^{101}In emittierte Gammastrahlung gemessen und analysiert werden.

5.6.1 Halbwertszeit von ^{101}Sn

In Abbildung 5.7 ist das Spektrum aller Zerfallszeiten bis 30 Sekunden nach Implantation eines ^{101}Sn -Kerns unter der Bedingung eines im Implantationszähler detektierten Protonensignals gezeigt. Unter Berücksichtigung des reduzierten Ansprechverhaltens der Detektoren während des Spills wurde die Halbwertszeit von ^{101}Sn mit einer MLH-

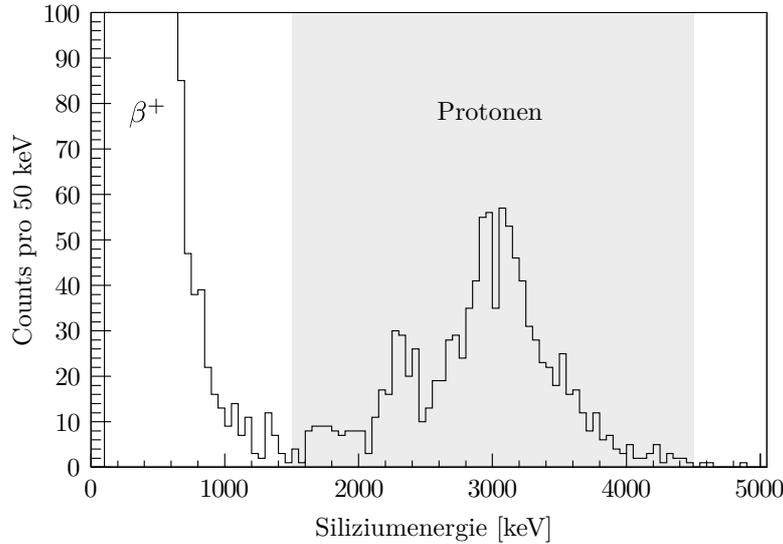


Abbildung 5.8: In der Implantationszone deponierte Energie beim Zerfall von ^{101}Sn . Der kontinuierliche Abfall bis etwa 1000 keV resultiert aus β^+/EC -Zerfällen. Im Spektrum sind Protonenereignisse im Energiebereich zwischen 1500 und 4500 keV grau hinterlegt. Aus der Struktur des Protonenspektrum können Rückschlüsse auf den Grundzustand von ^{101}Sn gezogen werden.

Fitmethode zu

$$T_{1/2} = (2,20 \pm 0,10) \text{ s}$$

in Übereinstimmung mit bisherigen Messungen von $T_{1/2} = 1,9(3) \text{ s}$ [Kav07], $1,5^{+0,5}_{-0,3} \text{ s}$ [Sto01] und $1,3(5) \text{ s}$ [Sew07], jedoch deutlich genauer, bestimmt.

5.6.2 β -verzögerte Protonen in ^{101}Sn

Die Signatur β -verzögerter Protonen wurde in Abschnitt 4.6 erklärt. In Abbildung 5.8 ist ein Spektrum der beim Zerfall von ^{101}Sn in einem einzelnen Pixel der Implantationszone deponierten Energie gezeigt. Die abfallende Verteilung der Energie bis etwa 1 MeV wird dem kontinuierlichen Energiespektrum aus dem β^+ -Zerfall zugeschrieben. Die daran anschließende hochenergetische Struktur zwischen etwa 1,5 bis 4,5 MeV zeigt die von Protonen im Detektor deponierte Energie.

Um das absolute Verzweigungsverhältnis von β^+/EC -Zerfall und β -verzögerter Protonenemission zu bestimmen, müssen die beiden Zerfallskanäle eindeutig unterscheidbar sein. Dies ist in diesem Experiment gewährleistet, wie in Abbildung 5.8 gezeigt ist: anhand der im Detektor deponierten Energie lassen sich Positronen bzw. Elektronen von Protonen (grau hinterlegt) klar trennen. Allerdings unterscheiden sich die Nachweiswahrscheinlichkeiten für β - und βp -Ereignisse. Aufgrund der hohen Energiedeposition bei β -verzögerter Protonenemission wird die Triggerschwelle für Zerfallsereignisse immer überschritten. Die Effizienz für diese Ereignisse liegt nahe 100% und wird nur

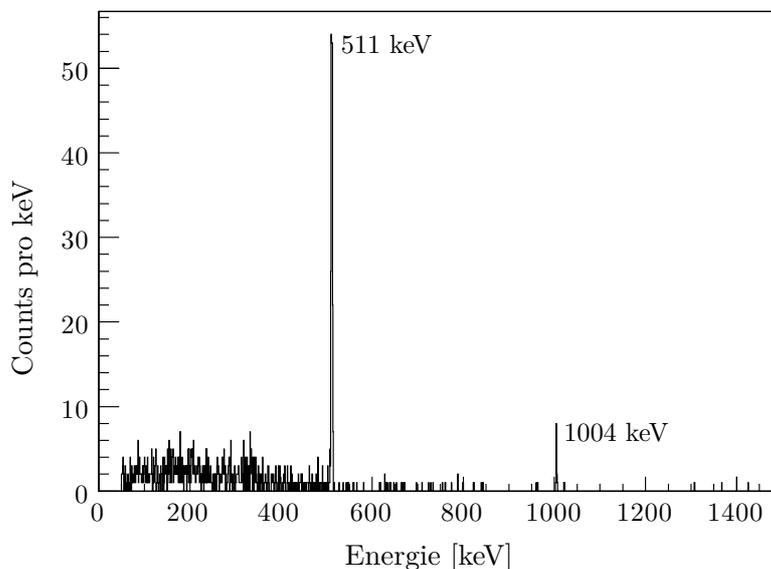


Abbildung 5.9: Gammaspektrum in Koinzidenz mit β -verzögerten Protonen aus dem Zerfall von ^{101}Sn . Die Linie bei 1004 keV entspricht der Entvölkerung des ersten angeregten 2^+ -Zustands in ^{100}Cd , der zu 2% von β -verzögerten Protonen populiert wird.

minimal durch die Totzeit und Totschichten an der Oberfläche der Siliziumdetektoren reduziert.

Das Verzweungsverhältnis zwischen β -Zerfällen mit und ohne Protonenemission kann daher aus dem Verhältnis der Anzahl nachgewiesener Protonen zur Gesamtzahl der nachgewiesenen Zerfallsereignisse bestimmt werden. Damit ergibt sich ein Verzweungsverhältnis⁴ für β -verzögerte Protonen in ^{101}Sn von

$$BR(\beta p) = (19,6 \pm 0,1)\%.$$

Der Literaturwert liegt bei $BR^{\text{lit}}(\beta p) = (14_{-6}^{+10})\%$ [Sto01] und damit in guter Übereinstimmung.

Zusätzlich zu den Daten des Implantationsdetektors standen im Experiment die des Germaniumspektrometers *RISING* zur Verfügung. Damit war es möglich, koinzident zu Protonen emittierte Gammastrahlung zu messen und damit den Zerfall von ^{101}Sn genauer zu studieren. Abbildung 5.9 zeigt ein in Koinzidenz mit Protonen aufgenommenes Gammaspektrum. Deutlich zu sehen sind die Annihilationslinie bei 511 keV sowie einige Ereignisse bei 1004 keV, welche dem $(2^+ \rightarrow 0^+)$ -Übergang im Endkern ^{100}Cd zugeordnet werden. Aus der Anzahl dieser Ereignisse bei 1004 keV kann errechnet werden, dass $(11 \pm 3)\%$ der detektierten Protonen den 2^+ -Zustand in ^{100}Cd füttern, welcher dann durch Emission eines γ -Quants mit 1004 keV entvölkert wird.

⁴engl.: branching ratio; hier verwendete Abkürzung *BR*

Bestimmung des $(Q_{EC} - S_p)$ -Wertes

Aus dem Verhältnis von Protonen, die koinzident mit 511 keV-Annihilationsstrahlung sind, zur Gesamtzahl der Protonen kann die für die β -verzögerte Protonenemission zur Verfügung stehende Energie $(Q_{EC} - S_p)$ bestimmt werden (siehe Abbildung 5.10). Voraussetzung dafür ist, dass die Zustände, aus denen Protonenemission stattfindet, direkt durch β -Zerfall populiert werden. Dies wird im Folgenden angenommen. Dann ist die Energie für den β -Zerfall in einen Zustand, aus dem Protonenemission stattfindet, gegeben durch $(Q_{EC} - S_p - E_p)$. Diese Energie bestimmt das Verhältnis von β^+ -Zerfällen zur Gesamtzahl an (β^+ - und EC)-Zerfällen. Für unterschiedliche Werte von $Q_{EC} - S_p$ kann die erwartete Anzahl an β^+ -Zerfällen pro Bin für das gesamte Protonenspektrum berechnet werden und das Integral schließlich mit der Anzahl beobachteter koinzidenter 511 keV-Photonen verglichen werden.

Im Protonenspektrum sind 1087 Ereignisse enthalten. In Koinzidenz dazu wurden 1560 511 keV-Photonen (effizienzkorrigiert) beobachtet, was einem Anteil von 72% an β -Zerfällen entspricht. Dieser Anteil muss jedoch korrigiert werden, da 11% der Protonen den 2^+ -Zustand in ^{100}Cd bevölkern. Der Schwerpunkt des Protonenspektrums ohne und mit Koinzidenzbedingung auf die Linie bei 1004 keV unterscheidet sich um 0,6 MeV, woraus folgt, dass die EC -Energie für den letztgenannten Fall um 0,4 MeV kleiner und folglich der Anteil an β -Zerfällen geringer ist.

Unter Berücksichtigung dieser Tatsache ergibt sich für die Grundzustandsübergänge ein etwas höherer Anteil an β -Zerfällen von

$$BR(\beta^+) = (73 \pm 6) \% .$$

Der Fit für die Bestimmung des $(Q_{EC} - S_p)$ -Wertes mit dem eben erwähnten β^+ -Anteil liefert

$$Q_{EC} - S_p = (6600 \pm 300) \text{ keV} .$$

Die analytische Bestimmung des theoretischen EC -Anteils erfolgte über eine dreikomponentige Fermifunktion, deren drei freie Parameter an $\log(ft)$ -Werte angepasst wurden. Die $\log(ft)$ -Werte wurden mit dem NNDC-Programm [NND08] ermittelt. Damit kann folgende Formel zur Berechnung des EC -Anteils für den β -Zerfall der Zinn-Isotope mit der EC -Energie E_{EC} angegeben werden:

$$BR(EC) = \left[1 + \exp \left(\frac{E_{EC} - 2015 \text{ keV}}{215 \text{ keV}} \right) \right]^{-0,189} ,$$

Die Reproduktion der NNDC-Daten mit dieser Funktion liegt im Bereich von 1 %. Der neue Wert für $(Q_{EC} - S_p)$ ist konsistent mit dem extrapolierten Wert aus [Aud03] mit $(Q_{EC} - S_p)_{AME03} = 7400(730) \text{ keV}$, jedoch erstmals experimentell bestimmt und deutlich genauer.

Abbildung 5.10 zeigt die Ergebnisse der Analyse β -verzögerter Protonen in ^{101}Sn . Die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse sind in roter Schrift eingezeichnet, entsprechende Literaturwerte in schwarz.

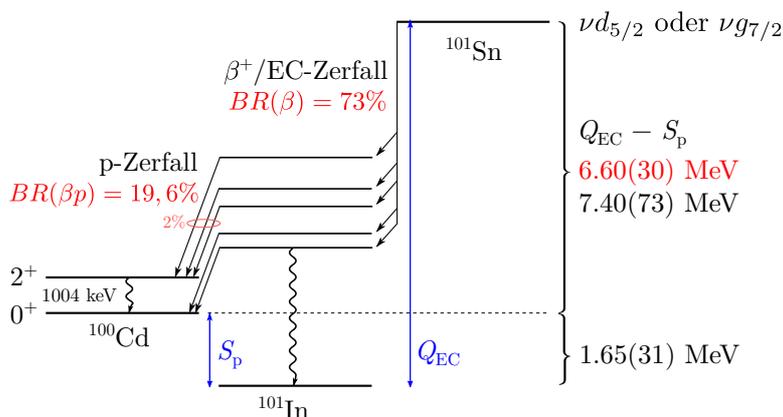


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung des Prozesses β -verzögerter Protonenemission für ^{101}Sn . Die in rot angegebenen Größen stammen aus der Analyse der vorliegenden Arbeit. In schwarz sind die entsprechenden Literaturwerte [Aud03] angegeben.

Mit dem neuen Wert für $Q_{EC} - S_p$ und der Masse für ^{100}Cd aus [Aud03] kann die Masse von ^{101}Sn bestimmt werden zu

$$M(^{101}\text{Sn}) = 93230,25(40) \text{ MeV.}$$

5.6.3 Grundzustand von ^{101}Sn

Die derzeitige Situation experimenteller Daten zum Grundzustand von ^{101}Sn ist widersprüchlich: so wird sowohl in [Kav07] als auch in [Sew07] ein $5/2^+$ -Grundzustand bevorzugt, wohingegen in [Dar10] ein $7/2^+$ -Grundzustand proklamiert wird. Es stellt sich nun die Frage, ob mit den vorliegenden Daten aus der Analyse der Struktur des Protonenspektrums Aussagen über den Grundzustand von ^{101}Sn getroffen werden können. Dazu werden zuerst die Analysemethoden und Ergebnisse der drei eben erwähnten Veröffentlichungen vorgestellt und darauf folgend die aus den vorliegenden Daten gewonnenen Erkenntnisse zum Grundzustand diskutiert.

In [Kav07] wird aus der Messung β -verzögerter Protonen die Struktur des Protonenspektrums untersucht. Schalenmodellrechnungen mit ^{100}Sn als Core werden jeweils für einen $7/2^+$ - und einen $5/2^+$ -Grundzustand durchgeführt und mit den Daten verglichen. Das experimentelle Energiespektrum β -verzögerter Protonen scheint besser mit Vorhersagen für den $5/2^+$ -Fall, d. h. $\Delta\epsilon_{sp}(g_{7/2} - d_{5/2}) > 0$, übereinzustimmen, wenn auch die geringe Statistik keine endgültigen Schlüsse zulässt. Hinzu kommt, dass einige Größen wie z. B. die Protonenseparationsenergie S_p , die in die Berechnung des Protonenspektrums eingehen, experimentell nicht bekannt sind. Bereits geringe Änderungen des S_p -Wertes im Bereich von 1σ ändern die Resultate der theoretischen Rechnungen (Struktur der Protonenspektrums, Verzweungsverhältnisse, GT-Stärkeverteilung) stark und führen damit zwangsläufig zu einer anderen Interpretation der experimentellen Daten. Folglich kann trotz der vagen Aussage zugunsten des $5/2^+$ -Grundzustands die Möglichkeit eines $7/2^+$ -Grundzustands in [Kav07] nicht ausgeschlossen werden.

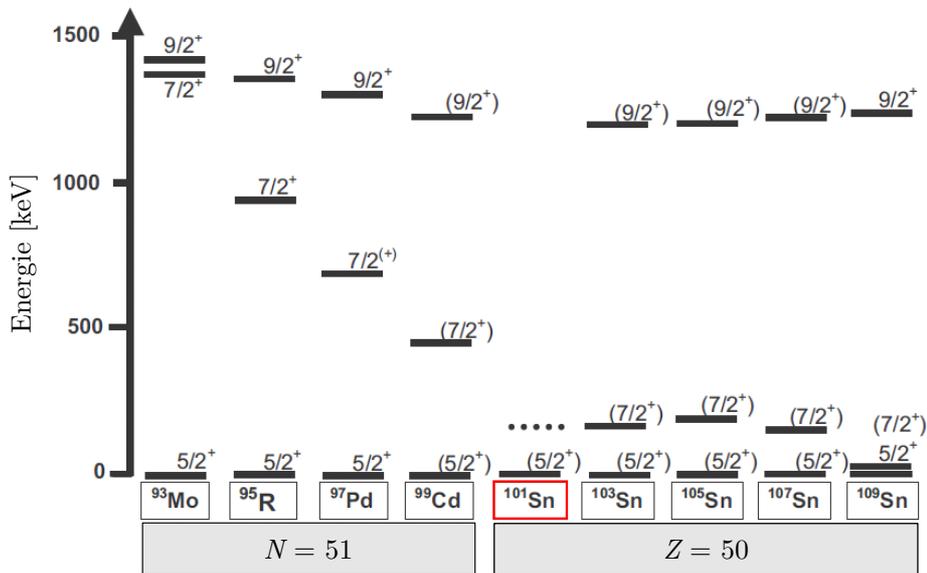


Abbildung 5.11: Systematik der Spins von Grundzustand und erstem angeregtem Zustand in schweren Isotonen mit $N = 51$ und leichten Zinn-Isotopen mit ungerader Massenzahl, aus [Sew08]. Ein $5/2^+$ -Grundzustand in ^{101}Sn passt hervorragend in die Systematik und wird in [Kav07] und [Sew07] proklamiert.

In [Sew07] wird erstmals von der relativen Einteilchenenergie außerhalb des doppeltmagischen Kerns ^{100}Sn berichtet. Mittels *in beam* Gammaspektroskopie wurde nach einer Fusions-Evaporations-Reaktion zur Produktion von ^{101}Sn die Energiedifferenz zwischen den Neutronenorbitalen $\nu d_{5/2}$ und $\nu g_{7/2}$ zu $|\Delta\epsilon_{sp}(g_{7/2} - d_{5/2})| = 171,7$ keV bestimmt. Aus der Nicht-Beobachtung höher energetischer Gammastrahlung, welche beim Zerfall aus einem $7/2^+$ -Grundzustand von ^{101}Sn in angeregte Zustände in ^{101}In beobachtet werden müsste, wird auf einen $5/2^+$ -Grundzustand für ^{101}Sn geschlossen. In diesem Experiment wurden jedoch keine weiteren Gammalinien gemessen. Dennoch wird erwartet, dass der erste angeregte $7/2^+$ -Zustand von ein bis zwei höher liegenden Zuständen gefüttert wird. Die dazugehörige Gammastrahlung mit etwa 3 MeV konnte nicht beobachtet werden, was mit der geringen Statistik und Effizienz erklärt wird.

Unterstrichen werden die Überlegungen in [Sew07] und [Kav07] bei Betrachtung der Valenzorbitale oberhalb $N = 50$ der leichtesten Zinn-Isotope mit ungerader Massenzahl A sowie der schweren ($N = 51$)-Isotone wie in Abbildung 5.11 dargestellt. Alle gezeigten Kerne haben einen $5/2^+$ -Grundzustand und einen ersten angeregten $7/2^+$ -Zustand. In diese Systematik von Spin und Parität von Grundzustand und erstem angeregten Zustand fügt sich ^{101}Sn mit einem $5/2^+$ -Grundzustand hervorragend ein.

Im Gegensatz zu den eben vorgestellten Experimenten wurde aus dem Studium der α -Zerfallskette $^{109}\text{Xe} \rightarrow ^{105}\text{Te} \rightarrow ^{101}\text{Sn}$ eine Inversion der Einteilchenniveaus $\nu d_{5/2}$ und $\nu g_{7/2}$ gegenüber der aus systematischen Betrachtungen erwarteten Reihenfolge (siehe Abbildung 5.11) ermittelt. Das $\nu g_{7/2}$ -Orbital liegt nun energetisch tiefer als das

$d_{5/2}$ -Neutronenorbital, womit sich ein $7/2^+$ -Grundzustand für ^{101}Sn ergeben würde. Im Experiment wurde der große Zerfallszweig von etwa 90% in den ersten angeregten Zustand in ^{101}Sn als $(\Delta L = 0)$ -Übergang aus dem $5/2^+$ -Grundzustand von ^{105}Te interpretiert. Zwar ist die α -Energie für den Grundzustand-zu-Grundzustands-Übergang etwas größer, die daraus resultierende höhere Übergangsrate wird jedoch durch die Behinderung des $(\Delta L = 2)$ -Übergangs kompensiert, weshalb das Verzweigungsverhältnis zugunsten des $(\Delta L = 0)$ -Übergangs trotz geringerer Übergangsenergie ausfällt.

Theoretisch erklärt wird die ungewöhnliche Inversion durch den Übergang von einer Einteilchenstruktur in ^{101}Sn hin zu kollektivem Verhalten für die schwereren Zinn-Isotope, wo orbitalabhängige Paarungskorrelationen auftreten [Dar10]. Um dieses Phänomen genauer zu studieren, wird die Struktur der drei benachbarten Kerne ^{101}Sn , ^{102}Sn und ^{103}Sn in modernen Schalenmodellrechnungen untersucht. In ^{101}Sn befindet sich nur ein Neutron außerhalb der ^{100}Sn -Cores, während in ^{102}Sn die Struktur der Kernniveaus durch die Paarung der beiden Valenzneutronen bestimmt wird. Aus Rechnungen geht hervor, dass die $(g_{7/2})_{J=0}^2$ -Komponente mit etwa 70% gegenüber $(d_{5/2})_{J=0}^2$ dominiert. Dies ergibt sich durch den großen energetischen Unterschied der beiden Matrixelemente $V^{\text{pair}}(g_{7/2}) = 1,40$ MeV und $V^{\text{pair}}(d_{5/2}) = 0,84$ MeV in Kombination mit der geringen Einteilchenseparationsenergie $|\Delta\epsilon_{sp}(g_{7/2} - d_{5/2})| = 172$ keV. Um die niedrig liegenden Zustände in ^{103}Sn zu bilden, wird das dritte Neutron vorwiegend an das $(g_{7/2})_{J=0}^2$ -Neutronenpaar unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips gekoppelt. Der $5/2^+$ -Zustand $[(g_{7/2})_{J=0}^2 \otimes d_{5/2}]$ ist damit deutlich stärker gebunden als die alternative Konstellation $[(g_{7/2})_{J=7/2}^3]$, womit der $5/2^+$ -Grundzustand in ^{103}Sn erklärt wäre.

Des Weiteren werden die aus Schalenmodellrechnungen resultierenden Grundzustandseigenschaften der ungeraden Zinn-Isotope mit den experimentellen Daten verglichen. Unabhängig von der Anordnung der $g_{7/2}$ - und $d_{5/2}$ -Einteilchenniveaus ergibt sich immer ein $5/2^+$ -Grundzustand für die schwereren Zinn-Isotope von ^{103}Sn bis ^{109}Sn . Jedoch ist die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie nur für die Annahme eines $7/2^+$ -Grundzustand in ^{101}Sn exzellent, wohingegen mit einem $5/2^+$ -Grundzustand signifikante Abweichungen auftreten. In [Dar10] wird daher ein $7/2^+$ -Grundzustand in ^{101}Sn vorgeschlagen. Die Inversion der beiden Einteilchenniveaus wird durch die starke Paarung der $(g_{7/2})^2$ -Neutronen und die extrem kleine Energiedifferenz zwischen $\nu g_{7/2}$ und $\nu d_{5/2}$ getrieben.

Weiterhin ist bekannt, dass Schalenmodellrechnungen für den Zerfall des isomeren 12^+ -Zustands von ^{98}Cd [Bla10] sensitiv auf die Inversion dieser beiden Orbitale sind. Die korrekte Beschreibung der experimentellen Beobachtung des isomeren 12^+ -Zustands oberhalb des 10^+ -Zustands kann nur durch die genannte Inversion reproduziert werden.

Aktuell wird an LSSM⁵-Rechnungen für Kerne um ^{100}Sn (Zerfälle von $^{100,101,102}\text{Sn}$, Niveauschemata von $^{100,102}\text{Sn}$ und ^{98}Cd) mit invertierten $g_{7/2}$ - und $d_{5/2}$ -Neutronenorbitalen gearbeitet, um das Phänomen genauer zu untersuchen. Die neuen Rechnungen sollen Anregungen über $N = Z = 50$ miteinschließen, was bisher für alle erwähnten Kerne nicht der Fall war. Diese LSSM-Rechnungen sind zwar sehr zeit- und rechen-

⁵engl.: Large Scale Shell Model

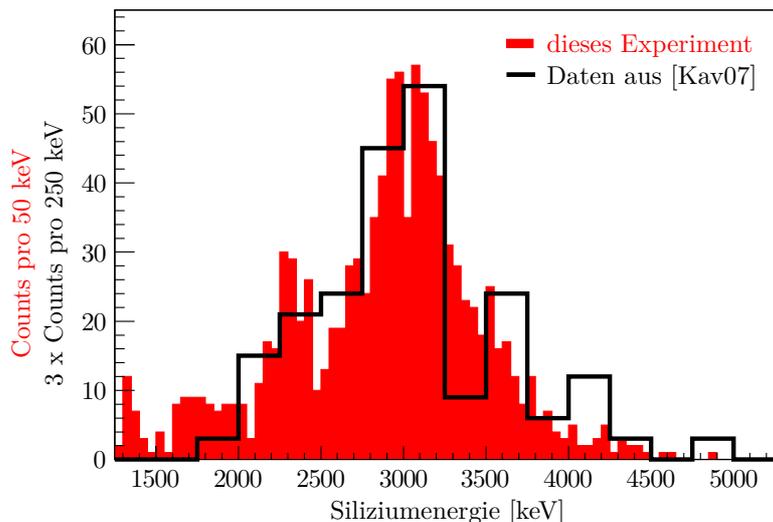


Abbildung 5.12: β -verzögertes Protonenspektrum. Dargestellt sind die Daten dieses Experiments in rot und im Vergleich dazu die in [Kav07] gemessene Protonenenergie. Zum besseren Vergleich der Struktur wurden die [Kav07]-Daten mit dem Faktor 3 skaliert. Schwerpunkt und Breite beider Verteilungen stimmen überein.

intensiv, jedoch vielversprechend in Bezug auf neue Erkenntnisse zur Anordnung der beiden Orbitale oberhalb des doppelt magischen Schalenabschlusses.

Die hier verwendete Methode zur Untersuchung des Grundzustands von ^{101}Sn ist die Analyse der Struktur des Protonenspektrums aus dem β -verzögerten Protonenzerfall. Dazu werden die Daten mit den theoretischen Rechnungen aus [Kav07] verglichen, analog zur darin beschriebenen Vorgehensweise.

In Abbildung 5.12 ist das Protonenspektrum dieses Experiments in rot jenem aus [Kav07], zum besseren Vergleich jedoch skaliert mit dem Faktor 3, gegenübergestellt. Die Schwerpunkte beider Spektren liegen bei etwa 3 MeV und auch die Breite beider Verteilungen ist in guter Übereinstimmung. Die größere Anzahl an Ereignissen bei Energien unterhalb von 2 MeV im roten Spektrum sind eventuell Ausläufer des Positronenspektrums beim β -Zerfall von ^{101}Sn in ^{101}In . Außerdem ist eine leichte Überhöhung der Daten bei einer Energie um 2300 keV zu beobachten, was tendenziell als Doppelpeak-Struktur interpretiert werden könnte. Analog zum Vorgehen in [Kav07] werden nun aus dem einfachen Vergleich der Form des Protonenspektrums mit der theoretischen Vorhersage Rückschlüsse auf den Grundzustand in ^{101}Sn gezogen. Die Datenpunkte der theoretischen Verteilung sind identisch zu den in [Kav07] gezeigten Rechnungen, da dies momentan die aktuellsten Vorhersagen zur Struktur des Protonenspektrums sind.

Abbildung 5.13 zeigt jeweils in rot das experimentelle Protonenspektrum, in schwarz die theoretische Vorhersage für die zwei möglichen Spin-Parität-Konfigurationen $5/2^+$ oder $7/2^+$ für den Grundzustand in ^{101}Sn . Die Struktur des gerechneten Spektrums unterscheidet sich stark für die beiden möglichen Grundzustände. Basieren die Rech-

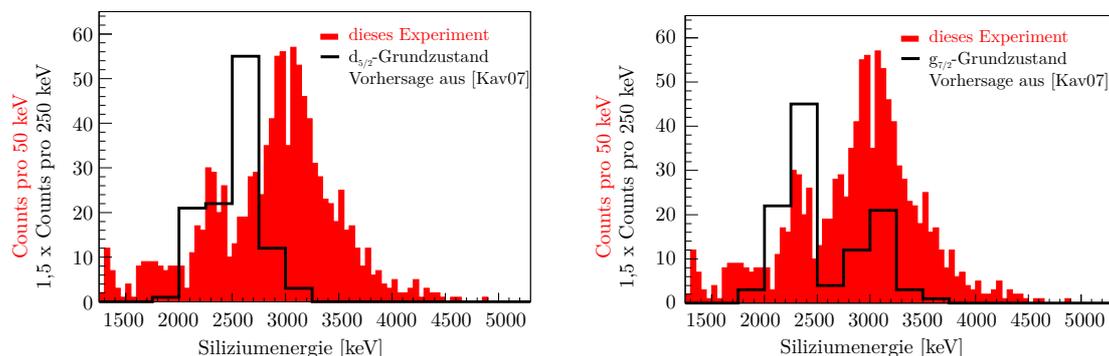


Abbildung 5.13: Vergleich des experimentellen Protonenspektrums (rot) mit theoretischen Rechnungen (schwarz) [Kav07]. Die Rechnungen unterscheiden sich in der Annahme für den Grundzustand im Mutterkern ^{101}Sn , möglich ist ein $5/2^+$ - oder ein $7/2^+$ -Grundzustand. Das gerechnete Spektrum wurde [Kav07] entnommen.

nungen auf einem $7/2^+$ -Grundzustand (Abbildung 5.13 rechts), so weist das Protonenspektrum eine ausgeprägte Doppelstruktur auf, wobei die höher energetische Komponente von $9/2^+$ -Zuständen in ^{101}In herrührt. Dieser Doppelpack verschwindet in der Rechnung mit einem $5/2^+$ -Grundzustand (Abbildung 5.13 links). Analog zur in [Kav07] verwendeten Argumentationskette würde daher bei den hier analysierten Daten ein schwacher Hinweis auf einen $5/2^+$ -Grundzustand vorliegen, wenngleich weder der Schwerpunkt der theoretischen und experimentellen Verteilung noch deren Breite übereinstimmen. Allerdings könnte die leichte Überhöhung bei einer Energie von 2300 keV auch als Ansatz für eine Doppelpack-Struktur angesehen werden, was auf einen $7/2^+$ -Grundzustand hindeuten würde.

An dieser Stelle muss explizit darauf hingewiesen werden, dass die Resultate der Rechnungen unter Anderem stark von der Protonenseparationsenergie S_p von ^{101}In abhängen, welche nicht experimentell, sondern aus der Extrapolation hin zu protonenreichen Indium-Isotopen bekannt ist. Bei Variation von S_p um etwa 1σ ändert sich nicht nur die Form des Protonenspektrums (auch dreifach ausgeprägte Peaks können auftreten), sondern auch das Verzweungsverhältnis $BR(\beta p)$. Somit kann der qualitative Vergleich der Struktur des experimentellen und gerechneten Protonenspektrums nur einen schwachen Hinweis zum $5/2^+$ -Grundzustand in ^{101}Sn sein. Zwar ist die Datenlage zu ^{101}Sn sehr gut, allerdings sind neue Rechnungen nötig, um stichhaltige Aussagen zum Grundzustand zu machen. Die Sensitivität der momentan für ^{101}Sn vorhandenen theoretischen Rechnungen reicht dazu nicht aus.

Die Bestimmung des Grundzustands von ^{101}Sn ausschließlich aus der Form des Protonenspektrums scheint nicht zufriedenzustellen. Weitere Überlegungen zum β -Zerfall führten zu der Idee, dass unter der Annahme eines $7/2^+$ -Grundzustands in ^{101}Sn der erlaubte β -Zerfall in den $9/2^+$ -Grundzustand der Tochter ^{101}In beobachtbar sein sollte. Dieser Grundzustand-zu-Grundzustands-Übergang müsste im Vergleich zum entsprechenden Übergang in ^{100}Sn erlaubt, jedoch schwächer sein, da hier das erzeugte Neutron mit dem einzelnen Valenzneutron einen Spin ($S = 0$)-Zustand bilden muss. Falls diese

Hypothese stimmt, sollten die Daten einen messbaren, wenn auch kleinen Zerfallszweig ohne koinzidente Beobachtung von Gammastrahlung aufweisen.

Nun zeigt jedoch die Schalenmodellrechnung für einen $7/2^+$ -Grundzustand von ^{101}Sn [Gra09], dass der Anteil der GT-Stärke B_{GT} in den $9/2^+$ -Grundzustand in ^{101}In verschwindend klein (0,05%) für einen erlaubten GT-Übergang ist. Die Hauptstärke dieses Zerfalls liegt bei 4 – 5 MeV, die Stärke für Zustände unterhalb 2 MeV ist aufsummiert etwa 0,4% der gesamten GT-Stärke. Der Grund für die starke Unterdrückung des Zerfalls in den Grundzustand in ^{101}In ist dessen komplexe Struktur: Die $9/2^+$ -Grundzustandskonfiguration hat nur eine geringe Beimischung der $\pi g_{9/2}$ -Wellenfunktion, weshalb der GT-Übergang ($7/2^+ \rightarrow 9/2^+$) praktisch vernachlässigt werden kann.

Eine grobe Abschätzung der β -Zerfallsstärke dieses Grundzustand-zu-Grundzustands-Übergangs mit Hilfe der theoretischen Ergebnisse ergibt etwa 6%. Trotz der guten Statistik ist es schwierig zu entscheiden, ob dieser Anteil an β -Zerfällen ohne koinzidente Gammastrahlung stattfindet.

Mit den vorliegenden Daten konnten zwei Ansätze zur Untersuchung des Grundzustands von ^{101}Sn verfolgt werden: Die Analyse der Struktur des β -verzögerten Protonenspektrums sowie der Grundzustand-zu-Grundzustands-Übergang in die Tochter ^{101}Sn . Die Form des Protonenspektrums deutet tendenziell auf einen $5/2^+$ -Grundzustand hin, wenngleich die Alternative eines $7/2^+$ -Grundzustands nicht ausgeschlossen werden kann. Leider ist trotz der sehr guten Daten für ^{101}Sn eine endgültige Aussage nicht möglich und die Frage zur Anordnung der Einteilchen-Orbitale oberhalb des ^{100}Sn -Cores bleibt weiter spannend, da sowohl theoretische Argumente als auch experimentelle Beobachtungen für beide Möglichkeiten vorhanden sind.

5.6.4 β -verzögerte Gammastrahlung beim Zerfall von ^{101}Sn

Aufgrund der Unterscheidung zwischen β -Zerfällen und β -verzögerten Protonenereignissen durch Auswahl eines Energiefensters in den Implantationsdetektoren (siehe dazu Abbildung 5.8), konnte die beim β -Zerfall von ^{101}Sn emittierte Gammastrahlung analysiert und somit das Anregungsspektrum von ^{101}In untersucht werden. Das in Koinzidenz mit Positronen gemessene Gammaskpektrum ist in Abbildung 5.14 gezeigt. Die stärksten Gammalinien sowie deren Intensitäten sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst.

Deutlich stechen Linien bei 1347 keV und eine Doppelstruktur bei 1499 und 1508 keV hervor. Weitere, jedoch deutlich schwächere Linien sind ebenfalls sichtbar, die geringe Statistik schränkte die Koinzidenzanalyse jedoch stark ein. Auch für die beiden stärkeren Linien konnte keine Koinzidenz mit anderen Linien in ^{101}In ermittelt werden, was die Eindordnung der beobachteten Übergänge in ein Niveauschema erschwert. Die schwache Evidenz für Gammalinien bei 352 und 1065 keV, wie in [Kav07] angegeben, bestätigt sich nicht in den hier gezeigten Daten.

Wie im vorherigen Kapitel 5.6.3 diskutiert, sind Spin und Parität des Grundzustands von ^{101}Sn nicht bekannt. Möglich wäre ein $5/2^+$ - oder ein $7/2^+$ -Grundzustand. Im ersten Fall kann der β -Zerfall in ($3/2^+$, $5/2^+$, $7/2^+$ -Zustände in die Tochter ^{101}In stattfinden. Im Falle eines $7/2^+$ -Grundzustands sind Übergänge in $5/2^+$, $7/2^+$, $9/2^+$ -Zustände möglich. Den Charakter der Übergangsstrahlung kann man durch Analyse

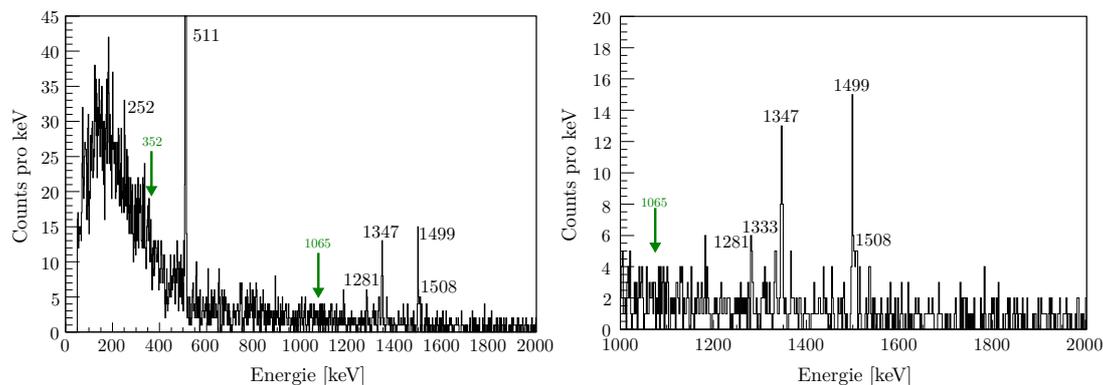


Abbildung 5.14: Gammaskopie in Koinzidenz mit Positronen nach Implantation eines ^{101}Sn -Kerns. Die Energien der beobachteten Linien sind angegeben (in keV). Die in [Kav07] diesem Zerfall zugeordneten Linien bei 352 und 1065 keV [Kav07] konnten nicht beobachtet werden (grüne Pfeile). Es konnten keine Koinzidenzen der neuen Übergänge festgestellt werden.

E_γ [keV]	I_γ^a
252	0,5(1)
1281	0,4(1)
1333	0,5(1)
1347	1,0(2)
1499	0,8(2)
1508	0,2(1)

^a normiert auf die Intensität der 1347 keV-Linie

Tabelle 5.4: Energien und Intensitäten der beim Zerfall von ^{101}Sn detektierten Gammastrahlung. Es sind nur die stärksten Übergänge angegeben.

der Winkelverteilung der emittierten Gammastrahlung ermitteln. Dies war jedoch im vorliegenden Experiment nicht vorgesehen.

Abbildung 5.15 zeigt rechts das theoretisch berechnete Niveauschema für ^{101}In aus [Kav07]. Insgesamt stehen vier Zustände von $5/2^+$ bis $9/2^+$ zur Bevölkerung im β -Zerfall zur Verfügung. Die Zuordnung der beiden stärksten beobachteten Gammalinien ist in Abbildung 5.15 einmal unter der Annahme eines $7/2^+$ - (ganz links) und eines $5/2^+$ -Zustands gezeigt. In beiden Fällen wird die 1346 keV dem $7/2^+ \rightarrow 9/2^+$ -Übergang in den Grundzustand von ^{101}In zugeordnet. Der Übergang mit 1499 keV entvölkert entweder den $9/2^+$ -Zustand ($7/2^+$ -Grundzustand) oder den $5/2^+$ -Zustand. Mit den analysierten Daten ist es nicht möglich, eines der beiden Szenarien zu ausschließen.

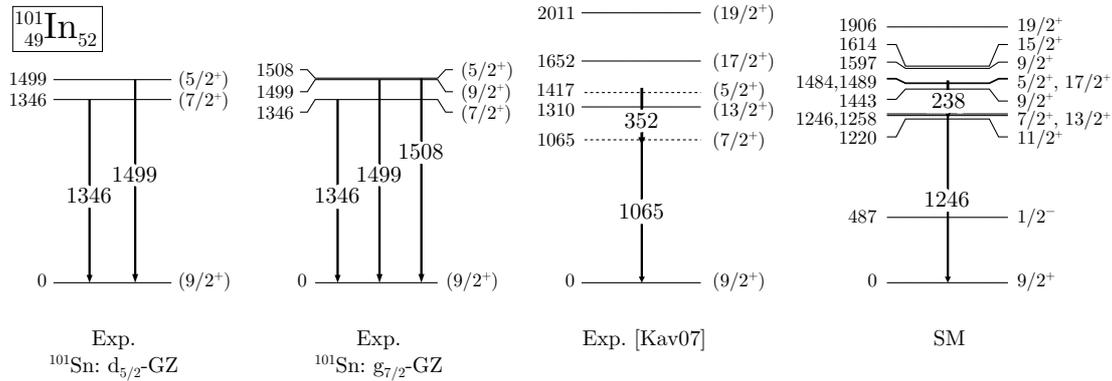


Abbildung 5.15: Schalenmodellrechnung für ^{101}In im Vergleich zu experimentellen Ergebnissen. Die Rechnung (ganz rechts) sowie die Einordnung der beiden Übergänge bei 352 und 1065 keV wurde [Kav07] entnommen. Diese beiden Linien konnten in der vorliegenden Arbeit nicht beobachtet werden. Die im Gammaskopogramm zum Zerfall von ^{101}Sn stärksten Linien bei 1347 und 1499 keV werden in den beiden linken Niveauschemata eingeordnet, unter unterschiedlichen Annahmen für den Grundzustand im Mutterkern ^{101}Sn . Da weder Koinzidenzen noch Winkelverteilungen gemessen wurden, sind die gezeigten Niveauschemata vorläufig.

5.7 Zerfall von ^{102}Sn

^{102}Sn mit zwei Neutronen außerhalb des ^{100}Sn -Cores wurde erstmals in [Sto01] durch Produktion in einer Fragmentationsreaktion untersucht. Darin konnte die Halbwertszeit und der Q_{EC} -Wert mit $T_{1/2} = 3,8(2)$ s und $Q_{EC} = 5760(140)$ keV ermittelt werden. Außerdem wurde mittels Vergleich zu Schalenmodellrechnungen ein Niveauschema für den β -Zerfall in ^{102}In vorgeschlagen.

In [Kar06] wurde einige Jahre später ^{102}Sn in einer Fusions-Abdampfungs-Reaktion synthetisiert und studiert. Das β -verzögerte Gammaskopogramm konnte in diesem Experiment auch wegen der besseren Statistik genauer untersucht und im Vergleich zu [Sto01] erweitert werden.

Mit der Analyse der hier vorliegenden Daten wurde erneut die β -verzögerte Gammastrahlung studiert, wobei mehrere neue Übergänge in ^{102}In entdeckt wurden. Der Experimentaufbau ermöglichte es außerdem, isomere Zustände in ^{102}Sn zu untersuchen. Die Analyse der verzögerten Gammastrahlung zeigte überraschende Ergebnisse. So konnte zum ersten Mal eine Gammalinie bei 88 keV entdeckt werden, welche mit größter Wahrscheinlichkeit den isomeren 6^+ -Zustand entvölkert.

In der Fragmentseparatoreinstellung auf das Sollfragment ^{100}Sn konnten etwa 50.000 ^{102}Sn -Kerne identifiziert werden. Die Ortsverteilung ist im Vergleich zu ^{100}Sn um etwa 50 mm vom Zentrum verschoben, weshalb nur ein kleiner Teil der produzierten ^{102}Sn -Kerne im Implantationsdetektor SIMBA gestoppt wird. Der Großteil der Kerne verfehlt den Detektor und wird in nicht näher definierbarer Materie in der Umgebung der Implantationszone implantiert.

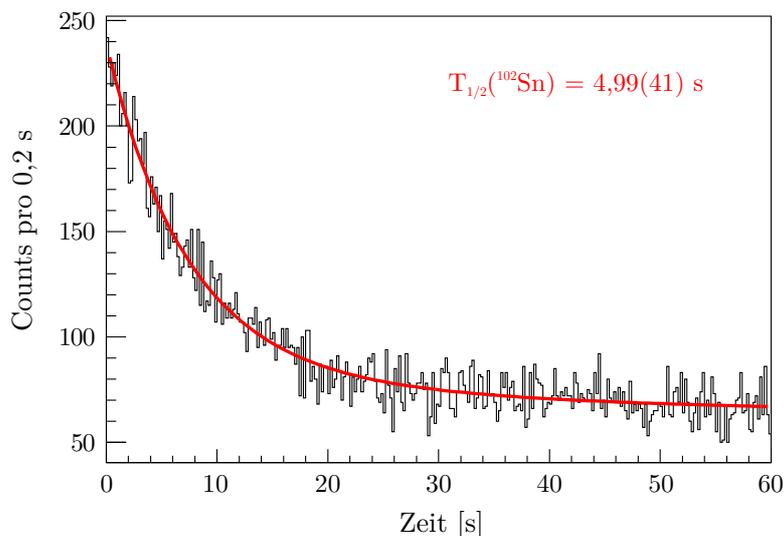


Abbildung 5.16: Verteilung der Zerfallszeiten nach der Implantation von ^{102}Sn . Zur Bestimmung der Halbwertszeit wurden die Tochterzerfälle berücksichtigt. Die durchgezogene Kurve entspricht einem MLH-Fit der Summe zweier Exponentialfunktionen mit konstantem Untergrund.

5.7.1 Halbwertszeit von ^{102}Sn

Abbildung 5.16 zeigt die Verteilung der Zerfallszeiten nach Implantation eines ^{102}Sn -Kerns. Zur Bestimmung der Halbwertszeit wurde die Summe aus zwei Exponentialfunktionen mit konstantem Untergrund an die Daten gefittet. Die Zerfallskonstante der zweiten Exponentialfunktion wurde dabei auf die Halbwertszeit des Tochterkerns ^{102}In mit $T_{1/2} = 23,3(1) \text{ s}$ [Gie03] fixiert. Der MLH-Fit ergibt eine Halbwertszeit von

$$T_{1/2} = 4,99(41) \text{ s} .$$

Die bisher zu ^{102}Sn veröffentlichten Halbwertszeiten liegen bei $3,8(2) \text{ s}$ [Sto01] und $(4,6 \pm 1,4) \text{ s}$ [Sch96] und stimmen nur begrenzt mit dem vorliegenden Wert überein.

5.7.2 Isomerer 6^+ -Zustand in ^{102}Sn

Abbildung 5.17 zeigt das verzögerte Gammaskpektrum bis $600 \mu\text{s}$ nach Implantation der identifizierten ^{102}Sn -Kerne. Dies entsteht durch Projektion des in Abbildung 4.5 gezeigten zweidimensionalen Spektrums auf die Energieachse. Deutlich zu erkennen sind die bekannten Linien bei 497 und 1472 keV [Lip96, Lip98], welche als $(4^+ \rightarrow 2^+)$ - bzw. $(2^+ \rightarrow 0^+)$ -Übergang, gefüttert durch den Zerfall eines 6^+ -Isomers, interpretiert wurden. Die dritte niederenergetische Gammalinie liegt bei 88 keV und wurde in bisherigen Experimenten zu ^{102}Sn nicht beobachtet. In [Lip98] wird die Entvölkerung des isomeren 6^+ -Zustands durch einen stark konvertierten Übergang mit 48 keV angegeben. Gamma-Energien unterhalb 50 keV wurden im vorliegenden Experiment nicht aufgezeichnet. Um zu klären, ob die drei beobachteten Gammalinien eine Kaskade bilden

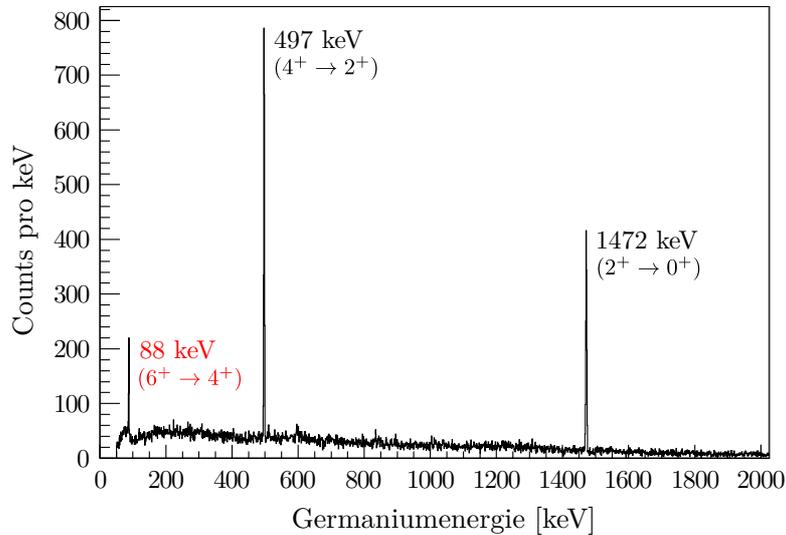


Abbildung 5.17: Verzögertes Gammaskpektrum bis $600 \mu\text{s}$ nach Implantation eines ^{102}Sn -Kerns. Durch Bremsstrahlung verursachte Gamma-Ereignisse kleiner Energie wurden herausgefiltert. Der neue Übergang bei 88 keV wird der Entvölkerung des isomeren 6^+ -Zustands zugeordnet.

oder die neu entdeckte Linie bei 88 keV aus der Entvölkerung eines anderen Zustands herrührt, werden folgende Kriterien überprüft: Die Intensität der drei Linien, deren Koinzidenz zueinander und deren Zeitverteilung.

Die relativen Intensitäten der drei Linien in aufsteigender Energie, normiert auf die 1472 keV-Linie, sind 1,30(30):1,05(3):1,00(4). Aufgrund der nicht-zentralen Implantationsposition ist allerdings die Photopeak-Effizienz nicht genau bekannt. Zur Berechnung wurden daher die Effizienzen für eine Quelle im Zentrum des Implantationsdetektors verwendet (siehe dazu Kapitel 4.1.2 und [Ste09]) und zusätzlich die 88 keV-Linie auf E2-Konversion korrigiert. Die Intensitäten geben den ersten Hinweis darauf, dass die drei beobachteten Gammalinien koinzident zueinander sind.

Das zweite Kriterium wird mittels der Koinzidenzanalyse verifiziert. Abbildung 5.18 zeigt drei Gammaskpektren jeweils in Koinzidenz mit 88, 497 bzw. 1472 keV. Auch dieser Analyseschritt bestätigt die Annahme, dass alle drei Linien koinzident zueinander sind.

Zur weiteren Untermauerung der Koinzidenzvermutung wird die Halbwertszeit der drei Gammalinien studiert. Dazu wird die Zeitverteilung der Gammastrahlung bis etwa $3,5 \mu\text{s}$ nach Implantation eines ^{102}Sn -Kerns aufgetragen und die Daten mit einer exponentiellen Zerfallskurve inklusive konstantem Untergrund gefittet. Die Zeitverteilungen für die drei Linien und das Fit-Resultat sind in Abbildung 5.19 dargestellt. Die Halbwertszeiten aller drei untersuchten Linien sind konsistent. Die neue Linie bei 88 keV weist aufgrund des höheren Untergrunds und der geringeren Statistik einen etwas größeren Fehler von 8% auf, der Fehler der beiden bekannten Linien liegt bei nur 3%. Mit einem MLH-Verfahren wurde für die Zeitverteilung der Summe der 497 keV-

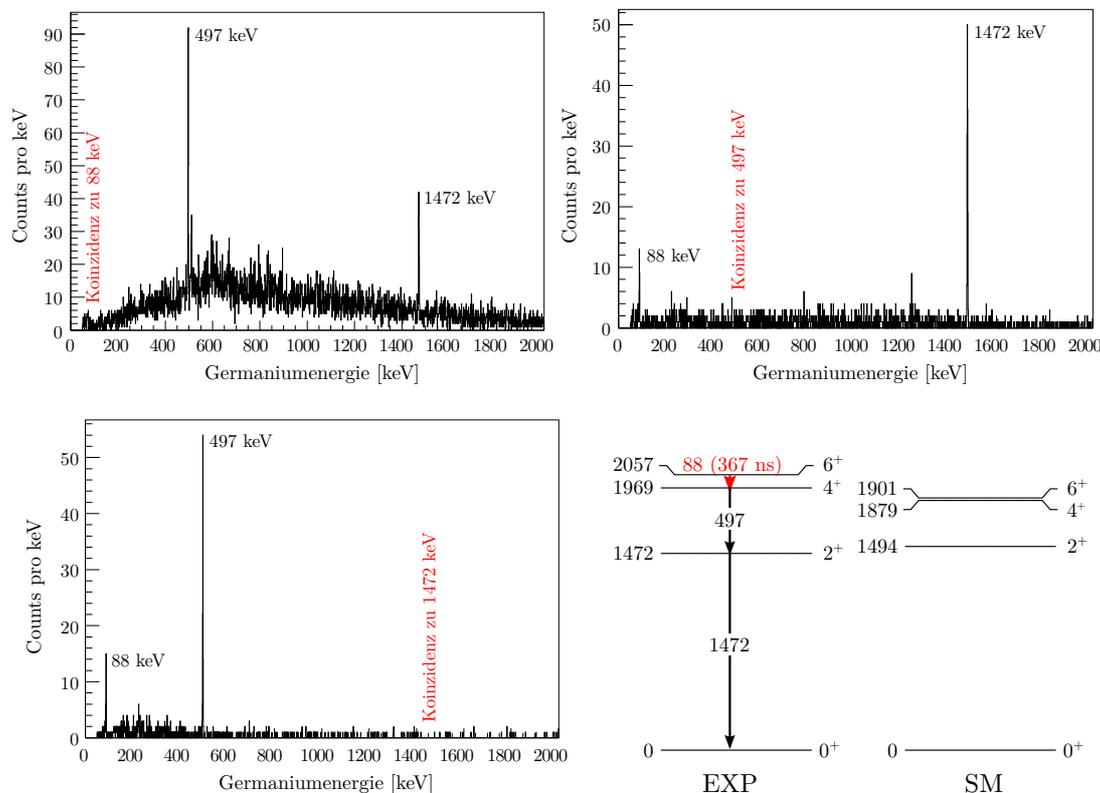


Abbildung 5.18: Koinzidenzspektren zu den drei in Abbildung 5.17 gezeigten Übergängen. Die Analyse der ^{102}Sn -Daten führt zu dem unten rechts dargestellten Niveauschema (Schalenmodellrechnung; [Gra09]).

und 1472 keV-Linie die Halbwertszeit bestimmt zu (Abbildung 5.19 rechts unten):

$$T_{1/2} = 367(11) \text{ ns} .$$

Dieser Wert stimmt allerdings nur auf $1,3\sigma$ mit der in [Lip98] veröffentlichten Halbwertszeit von $(T_{1/2} = 0,62_{-0,19}^{+0,43}) \mu\text{s}$ aus insgesamt 13 detektierten Ereignissen überein.

Aus den Intensitätsverteilungen, der Koinzidenzanalyse sowie den Halbwertszeiten der drei Übergänge kann eindeutig geschlossen werden, dass alle drei beobachteten Linien koinzident zueinander sind, den selben isomeren 6^+ -Zustand entvölkern und eine Kaskade bilden.

Weiterhin unterscheiden sich in [Lip98] und diesen Daten die Energien, welche dem Übergang zur Entvölkerung des isomeren 6^+ -Zustands, also dem $(6^+ \rightarrow 4^+)$ -Übergang, zugeschrieben werden. In [Lip98] wird die Energie mit 48 keV angegeben, resultierend aus der Beobachtung einer Konversionselektronen-Linie in Koinzidenz mit den beiden Linien bei 497 und 1472 keV. Dagegen schreiben wir in Abbildung 5.17 die niederenergetische Linie bei 88 keV diesem Übergang zu.

Denkbar sind zwei Varianten, um die widersprüchlichen Ergebnisse zu erklären. Eine Möglichkeit wäre die Existenz von zwei isomeren 6^+ -Zuständen mit einer Energiedif-

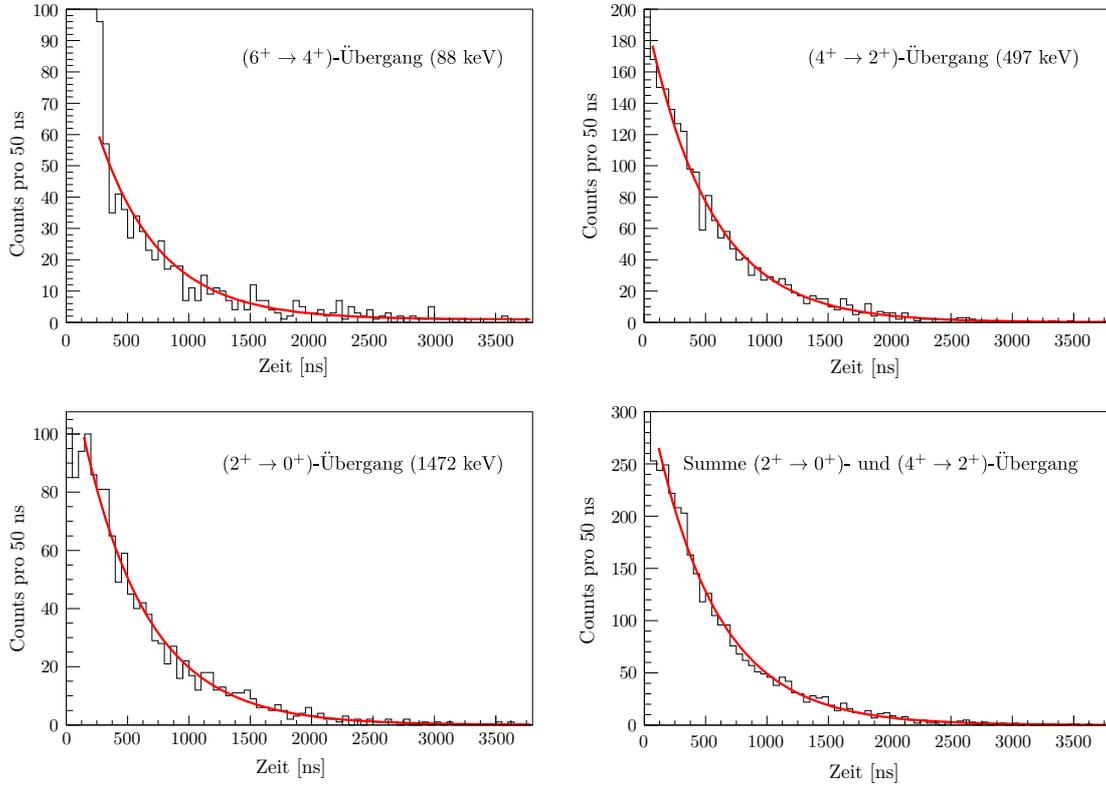


Abbildung 5.19: Zeitverteilung nach Implantation eines ^{102}Sn -Kerns für die drei in Abbildung 5.17 gezeigten Linien bei 88, 497 und 1472 keV. Die Halbwertszeit des isomeren 6^+ -Zustands $T_{1/2} = 367(11)$ ns wurde aus der Summe der Zeitverteilungen von 497 und 1472 keV-Linie bestimmt. Die erhöhte Zählrate im Spektrum für den 88 keV-Übergang zwischen 0 und etwa 250 ns stammen von Bremsstrahlung während der Implantation des Schwerions und werden im Fit nicht berücksichtigt.

ferenz zueinander von nur 40 keV. Tatsächlich können aus den in der Hauptschale $50 < N < 82$ zur Verfügung stehenden Valenzorbitalen exakt zwei 6^+ -Zustände aus der Kopplung zweier Neutronen, nämlich $(d_{5/2} \otimes g_{7/2})$ oder $(g_{7/2})^2$, gebildet werden. In mehreren Schalenmodellrechnungen, z. B. [And96, Gra09], wird der Abstand der beiden 6^+ -Zustände mit etwa 700 keV angegeben, wobei die $\nu d_{5/2}$ -Einteilchenenergie etwa 200 keV unterhalb der des $\nu g_{7/2}$ -Niveaus liegt. Die in jüngster Zeit entbrannte Diskussion über die Anordnung genau dieser beiden Valenzorbitale (siehe dazu auch Kapitel 5.6) veranlasste uns zur Durchführung von OXBASH-Schalenmodellrechnungen [Bro] mit invertierter Reihenfolge, d. h. das $\nu g_{7/2}$ -Niveau liegt in diesem Fall etwa 200 keV unterhalb des $\nu d_{5/2}$ -Orbitals. Einen experimentellen Hinweis darauf gibt einerseits der α -Zerfall von ^{105}Te in einen angeregten und den Grundzustand in ^{101}Sn [Dar10] sowie der Zerfall des isomeren 12^+ -Zustands in ^{98}Cd [Bla10]. Doch auch die Rechnungen mit invertierter Reihenfolge verringern den Abstand der beiden 6^+ -Zustände nur auf 400 keV, außerdem ist der 6_2^+ -Zustand kurzlebig. Somit kann der Lösungsansatz

basierend auf einem zweiten im Experiment bevölkerten isomeren 6^+ -Zustand die widersprüchlichen Daten nicht erklären.

Eine alternative Interpretationsmöglichkeit für die beiden in unterschiedlichen Experimenten beobachteten niederenergetischen Übergänge bei 88 und 48 keV könnte die Existenz zweier isomerer Zustände unterschiedlicher Konfiguration sein, wie es zum Beispiel in ^{98}Cd [Bla04] beobachtet wurde. In diesem Fall würde die 88 keV-Linie dem ($6^+ \rightarrow 4^+$)- und die 48 keV-Linie dem ($10^+ \rightarrow 8^+$)-Übergang zugeschrieben. Schalenmodellrechnungen [Gra09] liefern jedoch keinen Hinweis auf die Existenz eines weiteren isomeren Zustands in ^{102}Sn neben jenem isomeren 6^+ -Zustand. Laut Theorie wird der 10^+ -Zustand bei etwa 9 MeV, der durch eine Rumpfanregung entsteht, nicht in den 8^+ -Zustand zerfallen, sondern dominant über einen $E1$ -Übergang in einen 9^- -Zustand bei etwa 4,95 MeV. Damit muss auch diese Hypothese verworfen werden. Aufgrund der sehr geringen Statistik des früheren Experimentes steht jedoch auch die Signifikanz des berichteten 48 keV-Übergangs durchaus in Frage.

Aus der sehr guten Übereinstimmung der Halbwertszeiten der drei beobachteten Gammalinien bei 88, 497 und 1472 keV sowie deren Intensitäten kann ausgeschlossen werden, dass der 4^+ -Zustand von einem in diesem Experiment unbeobachteten Isomer gefüttert wird. Aus den experimentellen Daten unter Hinzunahme von Schalenmodellrechnungen wird der hier erstmals beobachtete Übergang bei 88 keV dem ($6^+ \rightarrow 4^+$)-Übergang in ^{102}Sn zugeschrieben, welcher den isomeren Zustand entvölkert. Abbildung 5.18 rechts unten zeigt eine Schalenmodellrechnung [Gra09] sowie das experimentelle Niveauschema für ^{102}Sn , wie die Analyse der dieser Arbeit zugrunde liegenden Daten ergibt.

Unklar ist, ob dieser Übergang in früheren Experimenten [Lip96, Lip98] hätte beobachtet werden können.

5.7.3 β -verzögerte Gammastrahlung beim Zerfall von ^{102}Sn

Zusätzlich zur Isomer-Spektroskopie wurde für ^{102}Sn auch dessen β^+ -Zerfall in den Tochterkern ^{102}In untersucht. Dabei konnten neue Gammalinien dem Zerfall von ^{102}Sn zugeordnet werden. Abbildung 5.20 zeigt das β -verzögerte Gammaspektrum für die gesamte Statistik. Deutlich zu sehen sind die beiden neuen Linien bei 197 und 454 keV. Etwas schwächer ist bei 900 keV ein weiterer erstmals beobachteter Übergang zu sehen. Um die Übergänge in das Niveauschema für ^{102}In einzuordnen, wurden die drei Linien auf ihre Koinzidenz mit bekannten Übergängen hin analysiert.

Abbildung 5.21 zeigt dazu vier Koinzidenzspektren für die bekannten Übergänge bei 94 und 320 keV, um die Methode zu überprüfen, sowie für die beiden neuen bei 197 und 454 keV. Das Ergebnis der Koinzidenzanalyse für die bekannten Übergänge stimmt mit dem Niveauschema aus [Kar06] überein.

In den γ - γ -Koinzidenzspektren für die neuen Übergänge (Abbildung 5.21 unten) ist eindeutig eine Koinzidenz beider Linien zueinander zu erkennen. Auch tauchen weitere bekannte Linien im Koinzidenzspektrum auf, jedoch ist aufgrund der marginalen Statistik eine eindeutige Aussage schwer möglich.

In Abbildung 5.22 ist das Niveauschema für ^{102}In aus [Kar06] mit den neu beob-

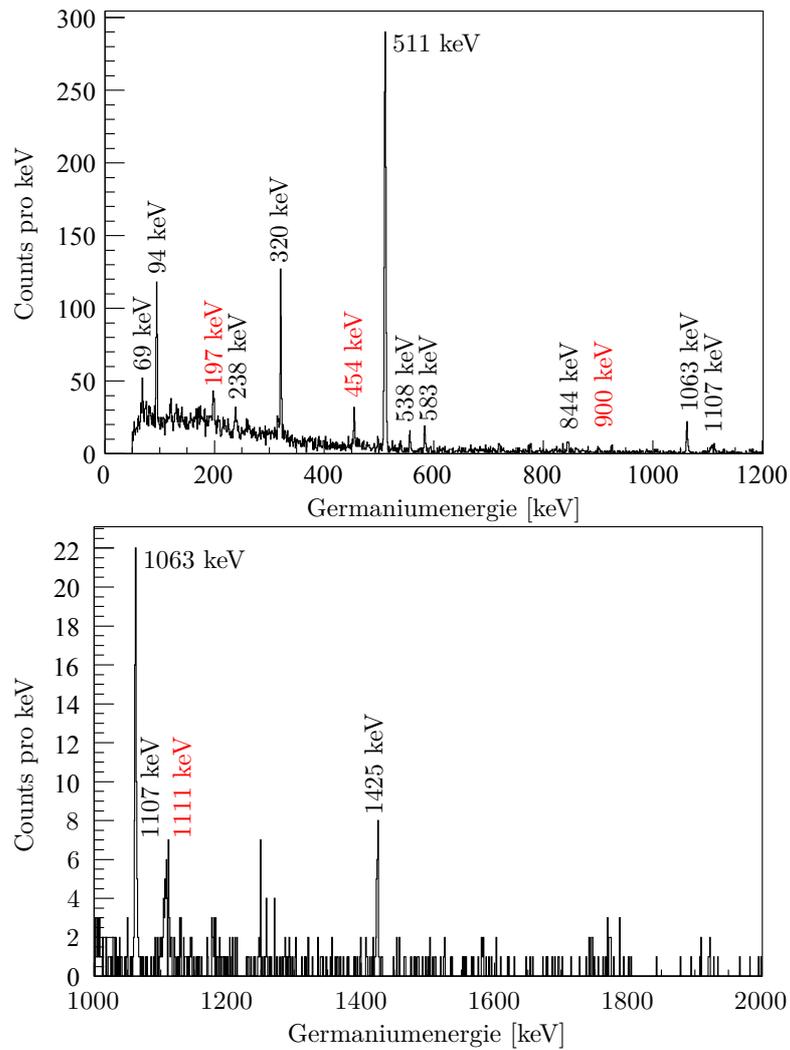


Abbildung 5.20: β -verzögertes Gamaspektrum beim Zerfall von ^{102}Sn in ^{102}In . Die Energien der neu entdeckten Linien sind in rot angegeben, bereits bekannte Linien [Kar06] in schwarz.

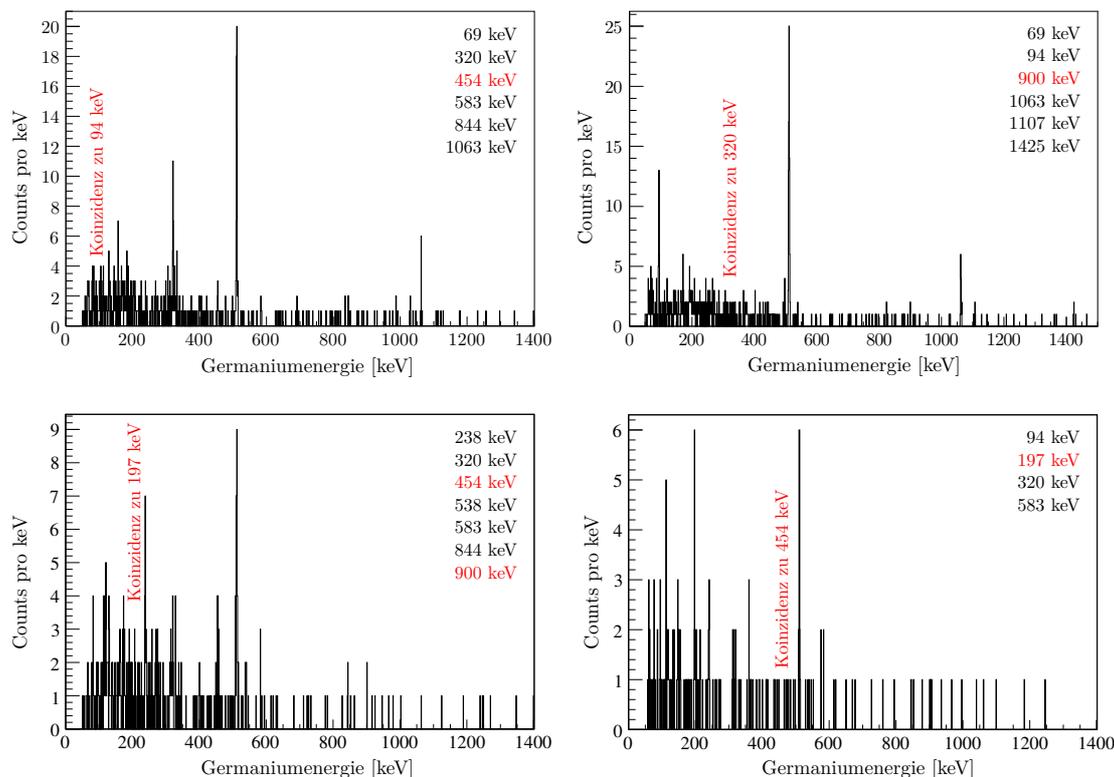


Abbildung 5.21: Koinzidenzspektren zum Zerfall von ^{102}Sn in ^{102}In . In den beiden oberen Spektren wurde die Koinzidenz zu den beiden bekannten Übergängen mit 94 (links) und 320 keV (rechts) verlangt. Das Ergebnis stimmt mit den Daten aus [Kar06] überein. Die Koinzidenzspektren für die neu entdeckten Übergänge bei 197 und 454 keV weisen eindeutig Koinzidenzverhalten zueinander auf. Weitere schwache Linien in Koinzidenz zu den beiden neuen sind zu beobachten. Das aus der Koinzidenzanalyse ermittelte Niveauschema für ^{102}In ist in Abbildung 5.22 dargestellt.

achteten Übergängen in rot gezeigt. Beim momentanen Stand der Analyse scheint es am wahrscheinlichsten, dass die beiden Übergänge mit 197 und 454 keV einen Zustand oberhalb des 583 keV-Übergangs füttern und sich über die Kaskade 583, 844, 69, 94 keV zum Grundzustand abregen. In diesem Fall müsste das Niveau mit 1743 keV die Quantenzahlen $I^\pi = 2^+$ haben und der in diesem Niveauschema höchste 1^+ -Zustand läge bei 2197 keV.

Mit den in diesem Experiment gewonnenen Daten zum β -Zerfall von ^{102}Sn konnte das in [Kar06] gezeigte Niveauschema für ^{102}In vorläufig erweitert werden. Allerdings bleibt unklar, warum der neue niederenergetische Übergang mit nur 197 keV mit möglichen hochenergetischen Übergängen zu tiefer liegenden Zuständen konkurrieren kann. Klarheit wird erst eine tiefer gehende Analyse bringen, wobei die geringe Statistik in den Koinzidenzspektren limitierend wirkt.

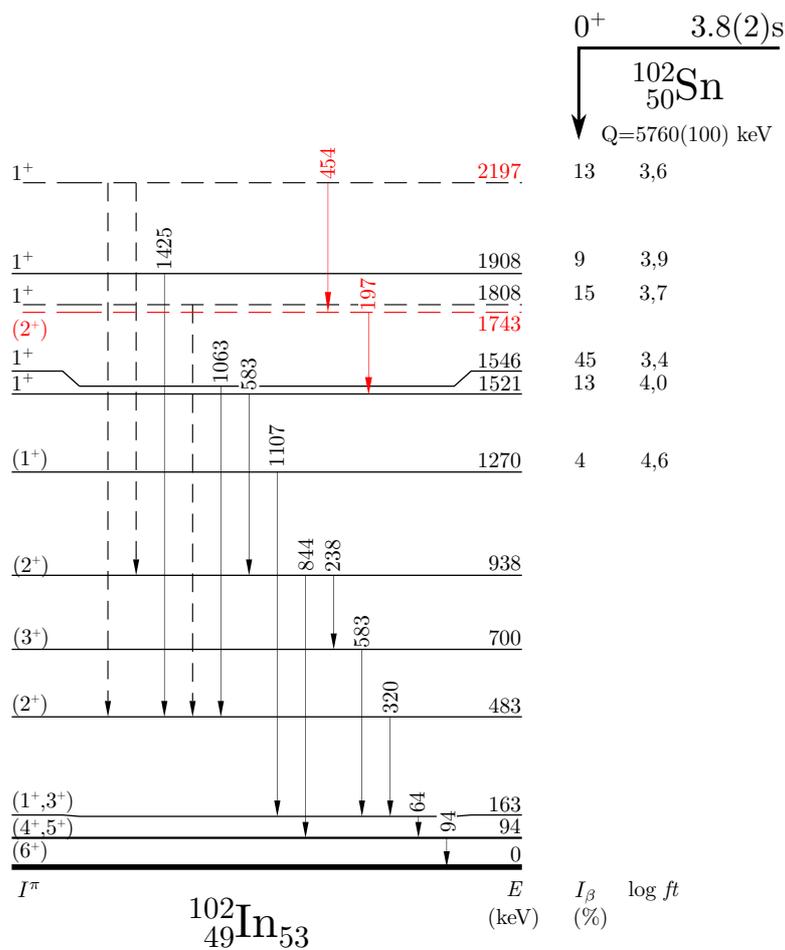


Abbildung 5.22: Niveauschema für ^{102}In aus [Kar06]. Die in dieser Arbeit erstmals beobachteten und dem Zerfall von ^{102}Sn zugeordneten Linien sind rot eingefärbt. Die Einordnung der beiden Übergänge bei 197 und 454 keV erfolgte mit Hilfe der Konizidenzanalyse, ist jedoch aufgrund der marginalen Statistik in den Koinzidenzspektren vorläufig.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden neutronenarme Nuklide in der Nachbarschaft des doppelt-magischen Kerns ^{100}Sn untersucht. Die Daten stammen von einem im Frühjahr 2008 am Forschungszentrum GSI in Darmstadt durchgeführten Experiment zur Untersuchung der Kernstruktur neutronenarmer Kerne. Diese Kerne wurden durch Projektilfragmentation eines radioaktiven ^{124}Xe -Strahls erzeugt, im Flug von störendem Untergrund separiert und einzeln identifiziert. In Kombination mit dem effizienten Implantationsdetektor SIMBA sowie dem Gammaskpektrometer RISING konnte die Kernstruktur vieler Nuklide entlang der ($N = Z$)-Geraden um ^{100}Sn erfolgreich untersucht werden.

6.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die erzielten Ergebnisse sind im Folgenden zusammengefasst.

- Ein neuer Implantationsdetektor (SIMBA) zur Zerfallsspektroskopie exotischer Kerne wurde gebaut, getestet und erfolgreich im Experiment eingesetzt. Des Weiteren wurde zur Verbesserung der Teilchenidentifikation am Fragmentseparator bereits vorhandene Ionisationskammern (TIC) modifiziert und einsatzbereit gemacht. Durch die zusätzlichen Detektoren im Strahlengang konnte eine hervorragende Auflösung für Kernladungszahl und Massenzahl von $\Delta Z = 0,25$ und $\Delta A = 0,32$ (jeweils FWHM) erzielt werden.
- Zum ersten Mal konnten die drei Isotope ^{99}Sn , ^{97}In und ^{95}Cd nahe der Protonenabbruchkante synthetisiert und identifiziert werden.
- Mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation MOCADI zur Berechnung der Transmission durch den Fragmentseparator konnten die Produktionsquerschnitte für die protonenreichen Antimon-, Zinn-, Indium-, Cadmium- und Silber-Isotope bestimmt werden. Die Werte sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst und werden generell gut durch die EPAX-Parametrisierung beschrieben.
- Die Abweichung des Produktionsquerschnitts von ^{103}Sb zur theoretischen Erwartung um mehr als zwei Größenordnungen führte zu Ergebnissen, die im Widerspruch zu bisher veröffentlichten Daten zu diesem Isotop stehen [Ryk95]. Die neue

obere Grenze der Halbwertszeit wird mit $T_{1/2} < 200$ ns angegeben und ^{103}Sb ist daher wohl nicht protonengebunden.

- Die Halbwertszeiten der identifizierten Nuklide konnten sowohl aus Implantations- wie auch aus Identifikationsdaten ermittelt werden. Aufgrund der guten Statistik konnten einige bekannte Halbwertszeiten nun genauer und die der drei neu entdeckten Kerne erstmals bestimmt werden. In Tabelle 5.2 sind die in dieser Arbeit bestimmten Halbwertszeiten übersichtlich aufgelistet und, falls vorhanden, mit Literaturwerten verglichen.
- Durch Studium bekannter und Entdeckung neuer Isotope entlang der $(N = Z)$ -Geraden sowie die Bestimmung derer Halbwertszeiten konnte die Protonenabbruchkante für mittelschwere Kerne im Massenbereich $A \sim 100$ im Hinblick auf den astrophysikalischen rp-Prozess näher untersucht werden. Von besonderer Bedeutung ist dabei die Halbwertszeit des Wartepunktkerns ^{96}Cd , deren bisher genauester Wert ermittelt wurde. Im Experiment konnte der Verlauf der Protonenabbruchkante genauer als bisher bestimmt werden. Insbesondere wurde festgestellt, dass ^{97}In noch protonengebunden ist, was im Widerspruch zu den meisten theoretischen Modellen steht. Mit den neu ermittelten Halbwertszeiten wird es möglich, astrophysikalische Netzwerkrechnungen zu präzisieren, um beispielsweise die Zusammensetzung der solaren Häufigkeiten chemischer Elemente in unserem Sonnensystem besser zu verstehen.
- Beim Zerfall von ^{101}Sn konnte der in dieser Region der Nuklidkarte spezielle Zerfallskanal der β -verzögerten Protonenemission untersucht werden. Die aktuelle Diskussion zum Grundzustand von ^{101}Sn konnte mit den vorhandenen Daten leider nicht wesentlich bereichert werden. Jedoch konnte das Verzweigungsverhältnis $\text{BR}(\beta p) = 19,6(1)\%$ genauer als bisher angegeben werden. Außerdem wurde ein neuer Wert für $(Q_{EC} - S_p) = 6600(300)$ keV mit $S_p = 1650(310)$ keV sowie die Masse $M(^{101}\text{Sn}) = 93230,25(40)$ MeV bestimmt.

Im β -verzögerten Gammaspektrum konnten einige neue Linien beobachtet werden (siehe Tabelle 5.4), welche in bisherigen Experimenten zur Untersuchung des Niveauschemas von ^{101}In nicht beobachtet wurden. Aufgrund der geringen Statistik war eine Koinzidenzanalyse nicht möglich, weshalb die Übergänge nur vorläufig im Vergleich zu einer Schalenmodellrechnung in ein Niveauschema eingeordnet wurden.

- Für ^{102}Sn mit einem Neutronenpaar außerhalb des doppelt-magischen Kerns ^{100}Sn konnte ein neuer γ -Übergang mit einer Energie von 88 keV und einer Halbwertszeit von (367 ± 11) ns beobachtet werden. Aufgrund der guten Statistik und mehrerer redundanter Analyseverfahren wurde dieser Übergang der Entvölkerung des isomeren 6^+ -Zustands zugeordnet, womit bisher veröffentlichte Daten zum selben isomeren Zustand in ^{102}Sn widerlegt werden, welche den $(6^+ \rightarrow 4^+)$ -Übergang mit 48 keV und $T_{1/2} = 0,62_{-0,19}^{+0,43}$ μs angegeben hatten [Lip98].

Im β -verzögerten Gammaspektrum konnten zusätzlich zu den bekannten Linien drei weitere Übergänge dem Zerfall von ^{102}Sn in ^{102}In zugewiesen werden. Die Einordnung in das Niveauschema von ^{102}In erfolgte mit Hilfe der Koinzidenzdaten. Die Übergänge mit den Energien 197 und 454 keV sind eindeutig koinzident zueinander. Aufgrund der marginalen Statistik ist eine eindeutige Aussage zur Erweiterung der Niveauschemas von ^{102}In jedoch nicht möglich.

Wie bereits im Einleitungskapitel 1 erwähnt, wurden während der dreiwöchigen Strahlzeit unterschiedliche kernphysikalische Schwerpunkte beim Studium neutronenarmer Kerne um ^{100}Sn gesetzt. In Tabelle 3.1 sind die Einstellungen des Fragmentseparators aufgelistet. In der vorliegenden Arbeit wurden hauptsächlich Kerne in der direkten Nachbarschaft von ^{100}Sn analysiert. Im Folgenden soll dennoch ein kurzer Ausblick auf den Stand der Analyse und die erwarteten Ergebnisse weiterer im Experiment erzeugter Kerne gegeben werden.

- **Spin-Gap-Isomer in ^{96}Cd**

In ^{96}Cd wurde bereits 1983 ein isomerer Zustand mit Spin $I^\pi = 16^+$ vorhergesagt, welcher ebenfalls über β -Zerfall mit einer berechneten Halbwertszeit von $T_{1/2} = 0,5$ s zerfallen sollte [Oga83]. Die Analyse von etwa 300 implantierten ^{96}Cd -Kernen gibt einen schwachen Hinweis auf drei Gammalinien, die dem Niveauschema von ^{96}Ag zugeordnet werden können. Damit könnte indirekt die Bevölkerung von Hoch-Spin-Zuständen in ^{96}Ag beim β -Zerfall von ^{96}Cd nachgewiesen und damit die Existenz des isomeren 16^+ -Zustands in ^{96}Cd bestätigt werden. Momentan werden die Daten dieses Experiments sowie eines weiteren speziell zur Produktion der Isotope $^{96,97,98}\text{Cd}$ durchgeführten Experiments (ebenfalls GSI) zur Isomerspektroskopie von ^{96}Cd von unterschiedlichen Gruppen analysiert.

- **Core-excited Spin-Gap-Isomer in ^{98}Cd**

In ^{98}Cd konnte erstmals ein neuer hochenergetischer γ -Übergang bei 4157 keV beobachtet werden. Die Gammalinie wurde in einem speziell zur Untersuchung der Kernstruktur von ^{98}Cd durchgeführten Experiment [Bla09] bestätigt und dem $(10^+ \rightarrow 8^+)$ -Übergang zugeordnet. Die Analyse dieser Daten erfolgt ebenfalls in Kollaboration mit anderen am Experiment beteiligten Gruppen.

- **Protonen- und α -Emitter oberhalb von ^{100}Sn**

Die FRS-Einstellungen auf Sollfragmente oberhalb ^{100}Sn dienen der Produktion von α - und/oder Protonenemittern entlang der Protonenabbruchkante. Teilweise wurden die Halbwertszeiten dieser Kerne in Kapitel 5 angegeben. Die Analyse dieser Kerne ist noch nicht abgeschlossen. Hinweise auf neu entdeckte Protonenemitter liegen jedoch derzeit nicht vor.

6.2 Weitere Experimente mit dem Implantationsdetektor SIMBA

Das speziell für dieses Experiment entwickelte Implantationsdetektorkonzept zur Zerfallsspektroskopie exotischer Kerne wird auch für weitere Experimente verwendet werden. So wird der Implantationsdetektor SIMBA in leicht modifiziertem Zustand erneut an der GSI Darmstadt zum Einsatz kommen, in diesem Fall jedoch zur Untersuchung neutronenreicher Kerne entlang des astrophysikalischen r-Prozesses in der Region um ^{128}Pd . Besonders wichtige experimentelle Parameter zur Berechnung des Verlaufs und der erzeugten Isotopenhäufigkeiten im r-Prozess sind die β -Zerfallshalbwertszeiten sowie die Verzweigungsverhältnisse, welche – analog zur Untersuchung protonenreicher rp-Prozesskerne – hervorragend mit dem Implantationsdetektor SIMBA gemessen werden können.

Ein weiterer Einsatz des Implantationsdetektors ist für 2010/2011 an der Radioactive Ion Beam Factory (RIBF) am RIKEN-Institut in Wako, Japan, geplant. Mit deutlich höherer Statistik soll dort ein Experiment zur Untersuchung des doppeltmagischen Kerns ^{100}Sn wiederholt werden. Aufgrund der geringeren Strahlenergie von etwa 350 A MeV wird allerdings der vordere Betaabsorber-Stack entfernt, d. h. die Raumwinkelabdeckung des Implantationsdetektors reduziert sich auf etwa die Hälfte, kann jedoch durch die höhere Luminosität kompensiert werden.

Die mit dem Implantationsdetektor SIMBA erhaltenen Ergebnisse sowie dessen zukünftiger Einsatz bei weiteren Experimenten zeigt, dass sich dieses Detektorkonzept aus mehreren sehr dicht montierten Siliziumstreifenzählern hervorragend zur Untersuchung exotischer Kerne eignet.

6.3 Ausblick

Ein Experiment mit hoher Statistik zur Untersuchung der in dieser Arbeit vorgestellten neutronenarmen Nuklide kann beispielsweise am Beschleunigerkomplex RIKEN [Yan07] oder FAIR [FAI] durchgeführt werden.

Kürzlich wurde in Zusammenarbeit mit der TUM ein Antrag zur Durchführung eines weiteren Experiments zur Untersuchung von ^{100}Sn am RIKEN-Institut genehmigt. Wie bei dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment soll ein ^{124}Xe -Strahl mit 10 pnA zur Erzeugung protonenreicher Kerne verwendet werden. Damit können etwa 300 ^{100}Sn -Kerne pro Tag synthetisiert werden, im Vergleich zu etwa 15 im vorliegenden Experiment. Die oben erwähnte Modifikation des Implantationsdetektors aufgrund der geringeren Strahlenergie wird zu einem Effizienzverlust von etwa 50% führen. Des Weiteren wird das hocheffiziente RISING-Gammaspektrometer voraussichtlich nicht in RIKEN zum Einsatz kommen, was zusätzlich die Effizienz des Experiments reduziert. Die höhere Strahlintensität muss diese beiden Effizienzverluste kompensieren. Geplant ist dieses Experiment Ende 2011/Anfang 2012.

Mit höherer Statistik wird es möglich werden, Halbwertszeiten einiger seltener Nuklide an der Protonenabbruchkante wie z. B. für die erstmals identifizierten Isotope ^{95}Cd ,

^{97}In und ^{99}Sn genauer zu bestimmen. Doch wird nicht allein die höhere Intensität des Primärstrahls genügen, die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Ergebnisse zu verbessern. Es muss auch über den Einsatz anderer Detektoren oder über einen neuen experimentellen Zugang zu physikalischen Größen nachgedacht werden.

So zeigte sich bei der Analyse der β -verzögerten Gammaskpektren der Isotope ^{101}Sn und ^{102}Sn , dass zwar einerseits die Statistik zu gering war, um die Koinzidenz der neu beobachteten Gammalinien zu überprüfen, andererseits hätte mit Hilfe segmentierter Germaniumdetektoren die Winkelverteilung der emittierten Strahlung gemessen und so Spin und Parität der angeregten Zustände bestimmt werden können. Die Entwicklung hochmoderner Gammaskpektrometer wie AGATA [AGA, Sim08] in Europa oder GRE-TINA [GRE] in den USA in Kombination mit effizienten Pulsformanalyse-Algorithmen ermöglichen die exakte Bestimmung des Winkels, unter dem das γ -Quant emittiert wurde, und sind damit hervorragend geeignet, um Winkelverteilungen zu bestimmen. Die Kombination solcher Instrumente mit leistungsfähigen Beschleunigern für Experimente mit hoher Luminosität sowie einem effizienten Implantationsdetektor öffnen neue Möglichkeiten zur Untersuchung der Kernstruktur an den Grenzen der Stabilität.

Auch ein alternativer Zugang zur Untersuchung exotischer Kerne bringt Vorteile mit sich. So ist die Bestimmung des Grundzustands von ^{101}Sn aus der Struktur des Protonenspektrums (wie in Kapitel 5 diskutiert) auch mit höherer Strahlintensität limitiert, da zur Spin- und Paritätsbestimmung immer theoretische Modelle herangezogen werden müssen, in deren Rechnungen einige nicht experimentell bestimmte Größen wie z. B. Protonenseparationsenergien nahe der Protonenabbruchkante eingehen. Ein vielversprechender Ansatz könnten in diesem Zusammenhang direkte Transferreaktionen wie z. B. $^{102}\text{Sn}(p,d)^{101}\text{Sn}$ sein. Aus den Winkelverteilungen ließe sich hier die Information über den Grundzustand extrahieren. Voraussetzung dafür sind hohe Strahlenergien sowie ein ortsempfindliches Gammaskpektrometer wie beispielsweise AGATA. Die ISOLDE-Facility am CERN könnte mit dem geplanten Upgrade hin zu höheren Strahlenergien die Voraussetzungen für solch ein Experiment bieten. Die reiche Erfahrung mit Transfer-Experimenten sowie die Verwendung der MINIBALL-Germaniumdetektoren zur Gammaskpektroskopie böten beste Bedingungen.

Um die komplexe Struktur exotischer Kerne zu verstehen, müssen experimentelle Daten zur Einteilchenstruktur weitab der Stabilität zur Verfügung gestellt werden. Dabei stellt die Produktion sowie die geringen Strahlintensitäten radioaktiver Kerne eine große Herausforderung dar. Allerdings profitiert die Forschung im Bereich der modernen Kernphysik einerseits von einer neuen Beschleunigergeneration zur Produktion radioaktiver Strahlen – wie den bereits erwähnten Forschungsanlagen FAIR an der GSI Darmstadt (Deutschland) und RIBF am RIKEN-Forschungszentrum (Japan), oder auch FRIB an der MSU (USA) uvm. – sowie der stetigen Entwicklung neuer Detektortechnologien und experimenteller Techniken, sowie außerdem von der engen Zusammenarbeit mit Theoriegruppen zur Entwicklung eines einheitlichen Modells zur Beschreibung der Kernstruktur. Diese, besonders auf den Entwicklungen der letzten Jahre basierenden, Voraussetzungen zur Untersuchung der Kernstruktur werden zukünftig zu einem besseren Verständnis der Kernkraft führen.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Nuklidkarte mit Schwerpunkt auf ^{100}Sn -Physik	3
2.1	Simulation des rp-Prozesses	7
2.2	ft - und Ft -Werte übererlaubter Fermi-Übergänge	11
2.3	Schematische Darstellung des Zerfallsprozesses β -verzögerter Protonenemission	13
3.1	Beschleunigerkomplex GSI	18
3.2	Fragmentseparator FRS	19
3.3	Fragmentseparator FRS mit Detektoren zur Teilchenidentifikation	22
3.4	Fotografien eines TIC-Detektors	25
3.5	Teilchenidentifikationsspektrum Z gegen A/Q in der ^{100}Sn -Einstellung	26
3.6	Teilchenidentifikationsspektren für unterschiedliche FRS-Einstellungen	27
3.7	Das SEETRAM-Problem: Teilchenidentifikationsspektrum mit und ohne SEETRAM im Strahlgang	28
3.8	Implantationsdetektor SIMBA	29
3.9	Foto und Skizze des Implantationsdetektors SIMBA	30
3.10	Grafik und Fotografie des Detektoraufbaus „RISING + SIMBA“	34
4.1	Kalibration der Siliziumdetektoren	36
4.2	Simulierte Photopeak-Effizienz für „RISING + SIMBA“	37
4.3	Vergleich der Photopeak-Effizienz aus Simulation und Daten	39
4.4	Bedingungen für eine eindeutige Teilchenidentifikation	41
4.5	^{102}Sn : Energie-Zeit-Matrix zur Isomerspektroskopie	44
5.1	Gemessene Produktionsquerschnitte im Vergleich zur EPAX-Parametrisierung für Sb-, Sn-, In- und Cd-Isotope.	48
5.2	^{98}In : Halbwertszeit	52
5.3	^{96}Cd : Halbwertszeit	53
5.4	Solare Isotopenhäufigkeit aus rp-Prozess-Rechnungen um ^{96}Cd	54
5.5	Q_p -Werte für Sb, I- und Cs-Isotope	56
5.6	Protonenabbruchkante um ^{100}Sn	60
5.7	^{101}Sn : Halbwertszeit	61
5.8	^{101}Sn : Energiedeposition im Implantationsdetektor	62
5.9	^{101}Sn : Gammaspektrum in Koinzidenz mit Protonen	63

5.10	^{101}Sn : β -verzögerte Protonenemission schematisch	65
5.11	Systematik der Einteilchenenergieniveaus für Sn-Isotope und Isotone mit $N = 51$	66
5.12	^{101}Sn : Protonenspektren im Vergleich	68
5.13	^{101}Sn : Protonenspektrum im Vergleich zur Theorie	69
5.14	^{101}Sn : β -verzögertes Gammaspektrum	71
5.15	^{101}In : Niveauschemata	72
5.16	^{102}Sn : Halbwertszeit	73
5.17	^{102}Sn (Isomer): verzögertes Gammaspektrum	74
5.18	^{102}Sn (Isomer): Konzidenzspektren	75
5.19	^{102}Sn : Halbwertszeit des isomeren 6^+ -Zustands	76
5.20	^{102}In : β -verzögertes Gammaspektrum	78
5.21	^{102}In : koinzidente Gammaspektren	79
5.22	^{102}In : Niveauschema	80

Literaturverzeichnis

- [AGA] *The official AGATA homepage*, <http://www-w2k.gsi.de/agata>.
- [Ago03] S. Agostinelli, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 506(3) (2003) 250–303.
- [All06] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Dubois, M. Asai, G. Barraud, R. Capra, S. Chauvie, R. Chytracek, G. Cirrone, G. Cooperman, G. Cosmo, G. Cuttone, G. Daquino, M. Donszelmann, M. Dressel, G. Folger, F. Foppiano, J. Generowicz, V. Grichine, S. Guatelli, P. Gumplinger, A. Heikinen, I. Hrivnacova, A. Howard, S. Incerti, V. Ivanchenko, T. Johnson, F. Jones, T. Koi, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, V. Lara, S. Larsson, F. Lei, O. Link, F. Longo, M. Maire, A. Mantero, B. Mascialino, I. McLaren, P. Lorenzo, K. Minamimoto, K. Murakami, P. Nieminen, L. Pandola, S. Parlati, L. Peralta, J. Perl, A. Pfeiffer, M. Pia, A. Ribon, P. Rodrigues, G. Russo, S. Sadilov, G. Santin, T. Sasaki, D. Smith, N. Starkov, S. Tanaka, E. Tcherniaev, B. Tome, A. Trindade, P. Truscott, L. Urban, M. Verderi, A. Walkden, J. Wellisch, D. Williams, D. Wright, and H. Yoshida, Nuclear Science, IEEE Transactions on 53(1) (2006) 270–278.
- [And96] F. Andreozzi, L. Coraggio, A. Covello, A. Gargano, T. T. S. Kuo, Z. B. Li, and A. Porrino, Phys. Rev. C 54(4) (1996) 1636–1640.
- [Ant97] M. S. Antony, A. Pape, and J. Britz, Atomic Data and Nuclear Data Tables 66(1) (1997) 1–63.
- [Aud03] G. Audi, A. H. Wapstra, and C. Thibault, Nuclear Physics A 729(1) (2003) 337–676, the 2003 NUBASE and Atomic Mass Evaluations.
- [Baz02] D. Bazin, O. Tarasov, M. Lewitowicz, and O. Sorlin, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 482(1-2) (2002) 307–327.
- [Baz08] D. Bazin, F. Montes, A. Becerril, G. Lorusso, A. Amthor, T. Baumann, H. Crawford, A. Estrade, A. Gade, T. Ginter, C. J. Guess, M. Hausmann, G. W. Hitt, P. Mantica, M. Matos, R. Meharchand, K. Minamisono, G. Perdikakis, J. Pereira, J. Pinter, M. Portillo, H. Schatz, K. Smith, J. Stoker, A. Stolz, and R. G. T. Zegers, Phys. Rev. Lett. 101(25) (2008) 252501.
- [Bla04] A. Blazhev, M. Górska, H. Grawe, J. Nyberg, M. Palacz, E. Caurier, O. Dorvaux, A. Gadea, F. Nowacki, C. Andreoiu, G. de Angelis, D. Balabanski,

- C. Beck, B. Cederwall, D. Curien, J. Döring, J. Ekman, C. Fahlander, K. Lagergren, J. Ljungvall, M. Moszyński, L.-O. Norlin, C. Plettner, D. Rudolph, D. Sohler, K. M. Spohr, O. Thelen, M. Weiszflog, M. Wisell, M. Wolińska, and W. Wolski, *Phys. Rev. C* 69(6) (2004) 064304.
- [Bla09] A. Blazhev et al., GSI Scientific Report 2009 206.
- [Bla10] A. Blazhev, N. Braun, H. Grawe, P. Boutachkov, B. S. Nara Singh, T. Brock, Z. Liu, R. Wadsworth, M. Gorska, J. Jolie, F. Nowacki, S. Pietri, C. Domingo-Pardo, I. Kojouharov, L. Caceres, T. Engert, F. Farinon, J. Gerl, N. Goel, J. Grebosz, R. Hoischen, N. Kurz, C. Nociforo, A. Prochazka, H. Schaffner, S. Steer, H. Weick, H.-J. Wollersheim, A. Atac, L. Bettermann, K. Eppinger, T. Faestermann, F. Finke, K. Geibel, C. Hinke, A. Gottardo, G. Ilie, H. Iwasaki, R. Krücken, E. Merchan, J. Nyberg, M. Pfützner, Z. Podolyak, P. Regan, P. Reiter, S. Rinta-Antila, D. Rudolph, C. Scholl, P.-A. Söderström, N. Warr, and P. Woods, *Journal of Physics: Conference Series* 205(1) (2010) 012035.
- [Bro] B. Brown, A. Etchegoyen, and W. D. M. Rae, MSU-NSCL Report No 534.
- [Bur57] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* 29(4) (1957) 547–650.
- [Cas00] R. F. Casten, *Nuclear Structure from a Simple Perspective*, Oxford University Press Inc., New York, 2nd edition, 2000.
- [Dar10] I. G. Darby, R. K. Grzywacz, J. C. Batchelder, C. R. Bingham, L. Cartegni, C. J. Gross, M. Hjorth-Jensen, D. T. Joss, S. N. Liddick, W. Nazarewicz, S. Padgett, R. D. Page, T. Papenbrock, M. M. Rajabali, J. Rotureau, and K. P. Rykaczewski, *Phys. Rev. Lett.* 105(16) (2010) 162502.
- [Del06] D. S. Delion, R. J. Liotta, and R. Wyss, *Phys. Rev. Lett.* 96(7) (2006) 072501.
- [FAI] *The official FAIR homepage*, <http://www.gsi.de/fair>.
- [Fel98] G. J. Feldman and R. D. Cousins, *Phys. Rev. D* 57(7) (1998) 3873–3889.
- [Gai91] J. J. Gaimard and K. H. Schmidt, *Nuclear Physics A* 531(3-4) (1991) 709–745.
- [Gei90] H. Geissel et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 286 (1990) 160–168.
- [Gie03] M. Gierlik, A. Plochocki, M. Karny, W. Urban, Z. Janas, L. Batist, F. Moroz, R. Collatz, M. Grska, H. Grawe, M. Hellström, Z. Hu, R. Kirchner, W. Liu, M. Rejmund, E. Roeckl, M. Shibata, J. Agramunt, A. Algora, A. Gadea, B. Rubio, J. L. Tain, D. Cano-Ott, and S. Harissopulos, *Nuclear Physics A* 724(3-4) (2003) 313–332.
- [Gra09] H. Grawe, 2009, private communication.

- [GRE] *The official GRETINA homepage*, <http://grfs1.lbl.gov>.
- [Har09] J. C. Hardy and I. S. Towner, *Phys. Rev. C* 79(5) (2009) 055502.
- [Her97] H. Herndl and B. A. Brown, *Nuclear Physics A* 627(1) (1997) 35–52.
- [Hin10] C. Hinke, *Spectroscopy of the doubly magic ^{100}Sn and its decay*, Dissertation, TU München, 2010.
- [Ili02] C. Iliadis, A. Champagne, J. Jose, S. Starrfield, and P. Tupper, *The Astrophysical Journal Supplement Series* 142(1) (2002) 105.
- [Isa02] V. Isakov and K. Erokhina, *Physics of Atomic Nuclei* 65 (2002) 1431–1443, 10.1134/1.1501655.
- [Iwa97] N. Iwasa, H. Geissel, G. Münzenberg, C. Scheidenberger, T. Schwab, and H. Wollnik, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B* 126(1-4) (1997) 284–289, proceedings of the International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to Their Applications.
- [Kar06] M. Karny, L. Batist, A. Banu, F. Becker, A. Blazhev, B. Brown, W. Bröchle, J. Döring, T. Faestermann, M. Gorska, H. Grawe, Z. Janas, A. Jungclaus, M. Kavatsyuk, O. Kavatsyuk, R. Kirchner, M. La Commara, S. Mandal, C. Mazzocchi, K. Miernik, I. Mukha, S. Muralithar, C. Plettner, A. Plochocki, E. Roeckl, M. Romoli, K. Rykaczewski, M. Schädel, K. Schmidt, R. Schwengner, and J. Zylicz, *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei* 27 (2006) 129–136, 10.1140/epja/i2005-10258-0.
- [Kav07] O. Kavatsyuk, C. Mazzocchi, Z. Janas, A. Banu, L. Batist, F. Becker, A. Blazhev, W. Bröchle, J. Döring, T. Faestermann, M. Górska, H. Grawe, A. Jungclaus, M. Karny, M. Kavatsyuk, O. Klepper, R. Kirchner, M. La Commara, K. Miernik, I. Mukha, C. Plettner, A. Plochocki, E. Roeckl, M. Romoli, K. Rykaczewski, M. Schädel, K. Schmidt, R. Schwengner, and J. Zylicz, *Eur. Phys. J. A* 31(3) (2007) 319–325.
- [Kie01] P. Kienle, T. Faestermann, J. Friese, H. J. Körner, M. Münch, R. Schneider, A. Stolz, E. Wefers, H. Geissel, G. Münzenberg, C. Schlegel, K. Sümmerer, H. Weick, M. Hellström, and P. Thirolf, *Progress in Particle and Nuclear Physics* 46(1) (2001) 73–78.
- [Lal01] G. A. Lalazissis, D. Vretenar, and P. Ring, *Nuclear Physics A* 679(3-4) (2001) 481–493.
- [Lid06] S. N. Liddick, R. Grzywacz, C. Mazzocchi, R. D. Page, K. P. Rykaczewski, J. C. Batchelder, C. R. Bingham, I. G. Darby, G. Drafta, C. Goodin, C. J. Gross, J. H. Hamilton, A. A. Hecht, J. K. Hwang, S. Ilyushkin, D. T. Joss, A. Korgul, W. Królas, K. Lagergren, K. Li, M. N. Tantawy, J. Thomson, and J. A. Winger, *Phys. Rev. Lett.* 97(8) (2006) 082501.

- [Lip96] M. Lipoglavcek, M. Górska, J. Nyberg, A. Atac, A. Axelsson, R. Bark, J. Blomqvist, J. Cederkl, B. Cederwall, G. de Angelis, C. Fahlander, H. Grawe, A. Johnson, S. Leoni, A. Likar, M. Matiuzzi, S. Mitarai, L. Norlin, M. Palacz, J. Persson, H. Roth, R. Schubart, D. Seweryniak, T. Shizuma, Ö. Skeppstedt, D. Sohler, G. Sletten, W. Walters, and M. Weiszflog, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 356 (1996) 239–240.
- [Lip98] M. Lipoglavsek, D. Seweryniak, C. N. Davids, C. Fahlander, M. Górska, R. V. F. Janssens, J. Nyberg, J. Uusitalo, W. B. Walters, I. Ahmad, J. Blomqvist, M. P. Carpenter, J. A. Cizewski, S. M. Fischer, H. Grawe, G. Hackman, M. Huhta, C. J. Lister, D. Nisius, G. Poli, P. Reiter, J. Ressler, J. Schwartz, and A. Sonzogni, *Physics Letters B* 440(3-4) (1998) 246–250.
- [Maz07] C. Mazzocchi, R. Grzywacz, S. N. Liddick, K. P. Rykaczewski, H. Schatz, J. C. Batchelder, C. R. Bingham, C. J. Gross, J. H. Hamilton, J. K. Hwang, S. Ilyushkin, A. Korgul, W. Królas, K. Li, R. D. Page, D. Simpson, and J. A. Winger, *Phys. Rev. Lett.* 98(21) (2007) 212501.
- [MES] *MESYTEC*, <http://www.mesytec.de>.
- [MLL] *The official MLL homepage*, <http://www.bl.physik.uni-muenchen.de/>.
- [MWP] *MWPC*, <http://www-linux.gsi.de/~weick/frs/mwpc.html>.
- [NND08] NNDC, *Nucl. Instr. and Meth. A* 589(202), using web calculator: <http://www.nndc.bnl.gov/hsicc/>.
- [Oga83] K. Ogawa, *Phys. Rev. C* 28(2) (1983) 958–960.
- [Pag72] L. Pages, E. Bertel, H. Joffre, and L. Sklavenitis, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 4 (1972) 1 – 127.
- [Par08] A. Parikh, J. Jos, F. Moreno, and C. Iliadis, *New Astronomy Reviews* 52(7-10) (2008) 409 – 411, astronomy with Radioactivities. VI - Proceedings of International Workshop Held at Ringberg Castle of Max Planck Gesellschaft in Kreuth, Germany, 7-10 January 2008.
- [Pfu02] M. Pfitzner, E. Badura, C. Bingham, B. Blank, M. Chartier, H. Geissel, J. Giovinazzo, L. Grigorenko, R. Grzywacz, M. Hellström, Z. Janas, J. Kurcewicz, A. Lalleman, C. Mazzocchi, I. Mukha, G. Münzenberg, C. Plettner, E. Roeckl, K. Rykaczewski, K. Schmidt, R. Simon, M. Stanoiu, and J.-C. Thomas, *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei* 14 (2002) 279 –285, 10.1140/epja/i2002-10033-9.
- [Pie07] S. Pietri, P. Regan, Z. Podolyák, D. Rudolph, S. Steer, A. Garnsworthy, E. Werner-Malento, R. Hoischen, M. Górska, J. Gerl, H. Wollersheim, I. Kojouharov, H. Schaffner, F. Becker, P. Bednarczyk, L. Caceres, P. Doornenbal, H. Geissel, J. Grebosz, A. Kelic, N. Kurz, F. Montes, W. Prokopowicz,

- T. Saito, S. Tashenov, A. Heinz, M. Pfützner, T. Kurtukian-Nieto, G. Benzo-
ni, M. Hellström, A. Jungclaus, J. Simpson, L.-L. Andersson, L. Atanasova,
D. Balabanski, M. Bentley, B. Blank, A. Blazhev, C. Brandau, J. Brown,
A. Bruce, F. Camera, W. Catford, I. Cullen, Z. Dombirdi, E. Estevez, C. Fah-
lander, W. Gelletly, G. Ilie, E. Johansson, J. Jolie, G. Jones, M. Kmiecik,
F. Kondev, S. Lalkovski, Z. Liu, A. Maj, S. Myalski, T. Shizuma, A. Simons,
S. Schwertel, P. Walker, and O. Wieland, *Nuclear Instruments and Methods
in Physics Research Section B* 261(1-2) (2007) 1079–1083.
- [Ple02] C. Plettner, L. Batist, J. Döring, A. Blazhev, H. Grawe, V. Belleguic,
C. R. Bingham, R. Borcea, M. Gierlik, M. Górska, N. Harrington, Z. Ja-
nas, M. Karny, R. Kirchner, C. Mazzocchi, P. Munro, E. Roeckl, K. Schmidt,
and R. Schwengner, *Phys. Rev. C* 66(4) (2002) 044319.
- [Ryk95] K. Rykaczewski, R. Anne, G. Auger, D. Bazin, C. Borcea, V. Borrel,
J. M. Corre, T. Dörfler, A. Fomichov, R. Grzywacz, D. Guillemaud-Mueller,
R. Hue, M. Huyse, Z. Janas, H. Keller, M. Lewitowicz, S. Lukyanov, A. C.
Mueller, Y. Penionzhkevich, M. Pfützner, F. Pougheon, M. G. Saint-Laurent,
K. Schmidt, W. D. Schmidt-Ott, O. Sorlin, J. Szerypo, O. Tarasov, J. Wau-
ters, and J. Żylicz, *Phys. Rev. C* 52(5) (1995) R2310–R2313.
- [San94] J. C. Santiard, W. Beusch, S. Buytaert, C. C. Enz, E. Heijne, P. Jarron,
F. Krummenacher, K. Marent, and F. Piuz, CERN-ECP/94-17 .
- [Sch84] K. H. Schmidt, C. C. Sahm, K. Pielenz, and H. G. Clerc, *Zeitschrift für
Physik A: Hadrons and Nuclei* 316(1) (1984) 19–26.
- [Sch95] R. Schneider, T. Faestermann, J. Friese, R. Gernhäuser, H. Geissel, H. Gilg,
F. Heine, J. Homolka, P. Kienle, H. J. Körner, G. Münzenberg, J. Reinhold,
K. Sümmerer, and K. Zeitelhack, *Nuclear Physics A* 588(1) (1995) c191–c196,
proceedings of the Fifth International Symposium on Physics of Unstable
Nuclei.
- [Sch96] R. Schneider, *Nachweis und Untersuchung des Zerfalls von ^{100}Sn und benach-
barter Kerne*, Dissertation, TU München, 1996.
- [Sch98] H. Schatz, A. Aprahamian, J. Gärres, M. Wiescher, T. Rauscher, J. F. Remb-
ges, F. K. Thielemann, B. Pfeiffer, P. Möller, K. L. Kratz, H. Herndl, B. A.
Brown, and H. Rebel, *Physics Reports* 294(4) (1998) 167–263.
- [Sch01] H. Schatz, A. Aprahamian, V. Barnard, L. Bildsten, A. Cumming, M. Ou-
ellette, T. Rauscher, F.-K. Thielemann, and M. Wiescher, *Phys. Rev. Lett.*
86(16) (2001) 3471–3474.
- [Sev08] N. Severijns, M. Tandecki, T. Phalet, and I. S. Towner, *Phys. Rev. C* 78(5)
(2008) 055501.

- [Sew07] D. Seweryniak, M. P. Carpenter, S. Gros, A. A. Hecht, N. Hoteling, R. V. F. Janssens, T. L. Khoo, T. Lauritsen, C. J. Lister, G. Lotay, D. Peterson, A. P. Robinson, W. B. Walters, X. Wang, P. J. Woods, and S. Zhu, *Phys. Rev. Lett.* 99(2) (2007) 022504.
- [Sew08] D. Seweryniak, M. P. Carpenter, S. Gros, A. A. Hecht, N. Hoteling, R. V. F. Janssens, T. L. Khoo, T. Lauritsen, C. J. Lister, G. Lotay, D. Peterson, A. P. Robinson, W. B. Walters, X. Wang, P. J. Woods, and S. Zhu, *Acta Physica Plonica B* 40(3) (2008) 621 – 627.
- [Sim08] J. Simpson, W. Korten, and J. Nyberg, Technical Design Report .
- [Ste09] K. Steiger, *Effizienzbestimmung des Detektoraufbaus für die Zerfallsspektroskopie von ^{100}Sn* , Diplomarbeit, TU München, 2009.
- [Sto] A. Stolz, *Technical Manual Ionisation Chamber MUSIC80*.
- [Sto01] A. Stolz, *Untersuchung des Gamov-Teller-Zerfalls in der Nachbarschaft von ^{100}Sn* , Dissertation, TU München, 2001.
- [Sto02] A. Stolz, T. Faestermann, J. Friese, P. Kienle, H.-J. Körner, M. Münch, R. Schneider, E. Wefers, K. Zeitelhack, K. Sümmerer, H. Geissel, J. Gerl, G. Münzenberg, C. Schlegel, R. S. Simon, H. Weick, M. Hellström, M. N. Mineeva, and P. Thierolf, *Phys. Rev. C* 65(6) (2002) 064603.
- [Süm00] K. Sümmerer and B. Blank, *Phys. Rev. C* 61(3) (2000) 034607.
- [Tar04] O. Tarasov and D. Bazin, *Nuclear Physics A* 746 (2004) 411–414, proceedings of the Sixth International Conference on Radioactive Nuclear Beams (RNB6).
- [Tid81] P. Tidemand-Petersson, R. Kirchner, O. Klepper, W. Kurcewicz, E. Roeckl, and E. F. Zganjar, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 302 (1981) 343–345, 10.1007/BF01414265.
- [Tow10] I. S. Towner and J. C. Hardy, *Reports on Progress in Physics* 73(4) (2010) 046301.
- [Vre05] D. Vretenar, A. Afanasjev, G. Lalazissis, and P. Ring, *Physics Reports* 409(3-4) (2005) 101–259.
- [Wal94] W. B. Walters and C. A. Stone, in *Proceedings International Workshop on Nuclear Fission and Fission Product Spectroscopy*, p. 182, 1994.
- [Wap03] A. H. Wapstra, G. Audi, and C. Thibault, *Nuclear Physics A* 729(1) (2003) 129–336, the 2003 NUBASE and Atomic Mass Evaluations.
- [Woo97] P. J. Woods and C. N. Davids, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 47(1) (1997) 541–590.

-
- [XIA04] XIA, *User's Manual Digital Gamma Finder (DGF) DGF-4C*, 2004, www.xia.com/DGF-4C.html.
- [Yan07] Y. Yano, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 261(1-2) (2007) 1009 – 1013.

Danke!

Als erstes möchte ich mich bei Reiner Krücken bedanken, der mir ermöglichte, an seinem Lehrstuhl über dieses interessante Thema zu promovieren. Seine stets offene Tür, seine Unterstützung und seine Großzügigkeit trugen sehr zum Gelingen dieser Arbeit bei.

Für die nette Atmosphäre am Lehrstuhl, die guten Gespräche bei unzähligen Kaffeepäuschen und die Hilfsbereitschaft bei diversen Problemen möchte ich mich ganz herzlich bei allen E12-Mitarbeitern bedanken.

Mein besonderer Dank gilt Thomas Faestermann, Roman Gernhäuser und Ludwig Maier. Ohne ihre Unterstützung und ihr unglaubliches Wissen wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Danke euch für euren Humor, eure Hilfsbereitschaft, eure Ideen, eure Geduld, eure Ratschläge. Ich habe viel von euch gelernt, vieles über Physik, vieles fürs Leben! An dieser Stelle bedanke ich mich auch ganz herzlich bei unseren Computer-Experten Ludwig Maier und Vinzenz Bildstein für die besten Computervoraussetzungen, immer funktionierende Rechner, eure offenen Ohren bei jeglichen Fragen meinerseits bezüglich Computern. . . Dem ^{100}Sn -Team – Christoph Hinke, Ludwig Maier, Michael Böhmer und Konrad Steiger – danke ich für die Zusammenarbeit bei Planung und Zusammenbau unseres BAMBI, der Durchführung des Experiments und bei der Analyse der Daten. Dem harten Kern meines Büros – Kathrin Wimmer, Vinzenz Bildstein, Konrad Steiger und Clemens Herlitzius – möchte ich Danke sagen für die witzige und freundschaftliche Atmosphäre in unserem Zimmer. Es war eine schöne Zeit mit euch, unsere Kaffeerunden, die wilden Doktorhutideen, die legendäre USSO-Planung und so vieles mehr werden mir fehlen! Bei Sigrid Weichs und Petra Zweckinger möchte ich mich für die hervorragende Organisation und ab und an hilfreiche Informationen hinter den Kulissen bedanken. Der GSI-Gruppe danke ich für ihren Beitrag zum Gelingen des Experiments. Die Strahlzeit im März 2008 war ein voller Erfolg!

Sonja Winkler danke ich schon jetzt für die wahnsinnig schmackhaften Promotionsbrötchen und unsere vielen guten Gang-Gespräche. Ich habe viel von dir gelernt!

Bei meinen Eltern bedanke ich mich ganz herzlich für ihre bedingungslose Unterstützung in den letzten Jahren.

Meinem Mann David danke ich von ganzem Herzen für seine Unterstützung, seinen Optimismus, seine Geduld, seinen Humor und seine Liebe.

Ich werde gerne an die Zeit in München zurückdenken. Arrivederci!

