

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN

Physik-Department E12

**Nachweis und Untersuchung des Zerfalls von
 ^{100}Sn und benachbarter Kerne**

Robert Schneider

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. P. Ring

Prüfer der Dissertation:

1. Univ. Prof. Dr. H.-J. Körner
2. Univ. Prof. Dr. D. Habs, LMU München
3. Honorarprofessor Dr. P. Armbruster,
TH Darmstadt (Gutachter)

Die Dissertation wurde am 31.1.96 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 29.5.96 angenommen.

Zusammenfassung

Primäres Ziel dieser Arbeit war der Nachweis und die Spektroskopie der Zerfälle des doppelmagischen Isotops ^{100}Sn . Dazu wurde im März und April 1994 ein Experiment an den Beschleunigereinrichtungen der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH in Darmstadt durchgeführt.

Zur Produktion des sehr neutronenarmen Isotops wurden hochenergetische ^{124}Xe -Ionen in einem Berylliumtarget fragmentiert und die Reaktionsprodukte in einem Magnetseparator getrennt. Die Fragmente wurden mit neu entwickelten Detektoren in den Fokalebene des Separators über die Messung ihres Energieverlusts und der Flugzeit identifiziert. Die Ionen wurden in einem neuartigen Implantationsdetektor abgestoppt und ihre Zerfälle bei geringstem Untergrund mit hoher Effizienz gemessen.

Neben dem erstmaligen Nachweis des β^+ -Emitters ^{100}Sn gelang es aus einigen Zerfällen alle wesentlichen Größen wie die Halbwertszeit, den Endpunkt des β^+ -Spektrums und die mittlere Energie der emittierten γ -Quanten zu ermitteln. Daraus konnte die Gamow-Teller-Stärke ($B_{GT} = 11.3_{-8.3}^{+6.5}$ MeV) und der Q-Wert des Zerfalls ($Q_{EC} = 7.2_{-0.5}^{+0.8}$ MeV) bestimmt werden. Aus neun nachgewiesenen Kernen (davon sechs beobachtete Zerfälle) konnte ein Produktionsquerschnitt von $\sigma = 11$ pb abgeleitet werden. Die durch die Statistik bedingten Fehlergrenzen erlauben noch keine abschließende physikalische Interpretation der Zerfalleigenschaften.

Weiterhin wurden die vermutlichen Protonenemitter $^{104,105}\text{Sb}$ sowie die Isotope ^{102}Sn und ^{100}In nachgewiesen und untersucht. In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten Ergebnisse der Zerfallsmessungen zusammengestellt.

Isotop	Halbwertszeit [s]	Zerfallsenergien	Verzweigungsverhältnisse
^{100}Sn	$T_{1/2} = 0.94_{-0.27}^{+0.54}$	$E_{\beta^0} = 3.4_{-0.3}^{+0.7}$ MeV $E_{\gamma,0} = 2.76 \pm 0.43$ MeV	$\frac{\beta p}{\beta \gamma} < 20\%$
^{104}Sb	$T_{1/2} = 0.44_{-0.11}^{+0.15}$		$\frac{p}{\beta \gamma} < 7\%$, $\frac{\beta p}{\beta \gamma} < 7\%$
^{105}Sb	$T_{1/2} = 1.12 \pm 0.16$	($E_p = 550 \pm 30$ keV)	($\frac{p}{\beta \gamma} \approx 1\%$)
^{102}Sn	$T_{1/2} = 4.6 \pm 1.4$	$E_{\gamma\text{mittel}} = 1860 \pm 250$ keV	
^{100}In	$T_{1/2} = 6.3_{-0.9}^{+1.0}$		

Im Ausblick der Arbeit wird gezeigt, welche Verbesserungen für ein zukünftiges Experiment möglich sind, um die Rate an Zerfällen zu erhöhen und eine höhere Genauigkeit der GT-Stärkemessung zu erreichen.

Nachweis und Untersuchung des Zerfalls von ^{100}Sn und benachbarter Kerne

1	Einleitung	1
2	Physikalische Motivation	2
2.1	Überblick	2
2.2	Theorie der GT-Resonanzen	3
2.3	Anregung der GT-Resonanz über (p,n)-Reaktionen	6
2.4	Anregung der GT-Resonanz über den β -Zerfall	8
3	Produktion und Identifizierung	13
3.1	Experimentaufbau	14
3.1.1	Übersicht	14
3.1.2	Produktion der Isotope	15
3.1.3	Trennung der Isotope im Magnetseparator FRS	18
3.1.4	Identifizierung der Isotope	20
3.2	Durchführung und Auswertung des Experiments	26
3.2.1	Einstellung des FRS	26
3.2.2	Bestimmung von Strahlintensität und Transmission	26
3.2.3	Berechnung der Produktionsquerschnitte	28
3.3	Meßergebnisse und Diskussion	29
3.3.1	Meßergebnisse	29
3.3.2	Diskussion der Produktionsraten	30
4	Implantation und Spektroskopie	33
4.1	Der Implantationsdetektor	33
4.1.1	Aufbau	33
4.1.2	Auslese des Detektors	39
4.1.3	Test des Detektors	41
4.2	Methoden zur Auswertung der Meßdaten	44
4.2.1	Halbwertszeit	44
4.2.2	β -Endpunktenergie	53
4.2.3	γ -Energien	54
4.2.4	Verzweigungsverhältnisse	57
4.3	Meßergebnisse und Diskussion	58
4.3.1	Der Zerfall von ^{100}Sn	58
4.3.2	Der Protonenemitter ^{105}Sb	65
4.3.3	Der Protonenemitter ^{104}Sb	69
4.3.4	Die Isotope ^{102}Sn und ^{100}In	70
4.3.5	Zusammenfassung der Ergebnisse	72

5 Ausblick.....74

5.1 Zukünftige Möglichkeiten zur Untersuchung von ¹⁰⁰Sn-Zerfällen74

5.1.1 Anforderungen an ein zukünftiges Experiment.....74

5.1.2 Weiterentwicklung der bisherigen Methode.....74

5.1.3 Andere Methoden78

5.1.4 Vergleich und Zusammenfassung81

5.2 Weitere Messungen an Isotopen um ¹⁰⁰Sn.....83

5.2.1 Messung der p-n-Korrelation83

5.2.2 Untersuchung der Schaleninversion bei ¹⁰¹Sn.....84

5.2.3 Untersuchung der Isospinbeimischungen84

5.2.4 Untersuchung des 2p-ungebundenen ¹⁰⁴Te.....85

5.3 Organisation der Messungen86

6 Anhang.....88

6.1 Detektoren zur Identifizierung der Kerne.....88

6.2 Gemessene Impulsbreiten des Strahls an F291

6.3 Detektorausstattung des Implantationszählers.....92

6.4 Schema der Datenaufnahme.....94

6.5 Formeln für die MLH-Methode 395

Literaturverzeichnis97

1 Einleitung

Die Spektroskopie von ¹⁰⁰Sn, des schwersten aller doppelt magischen N=Z Kerne, ist seit langer Zeit ein bevorzugtes Ziel kernphysikalischer Experimente. Die durch den gleichzeitigen Abschluß identischer Schalen für Protonen und Neutronen (N=Z=50) gewährleistete hohe innere Symmetrie verspricht außergewöhnliche Eigenschaften, die sich z.B. in der erwarteten Stabilität gegen Protonenradioaktivität und in vergleichsweise langen Halbwertszeiten des β⁺-Zerfalls äußern. ¹⁰⁰Sn ebenso wie ⁵⁶Ni zeichnen sich in der Beschreibung mit dem Kernschalenmodell dadurch aus, daß die Energielücke zur nächsten Schale, d.h. der Anstieg der Nukleonen-Bindungsenergien, ausschließlich durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung hervorgerufen wird. Beide Kerne bieten daher in einzigartiger Weise die Möglichkeit, nahezu reine Spinflip-Übergänge unter kohärenter Beteiligung vieler Nukleonen aus derselben Schale anzuregen, ohne daß diese ihre Radialwellenfunktion wesentlich ändern. Ein Studium ihrer Übergangsstärken sollte wegen der erwarteten klaren Signatur präzise Aussagen zu den spin- und spinisospinabhängigen Anteilen der Nukleon-Nukleon Restwechselwirkung in Kernmaterie erlauben.

Während das gegen Elektroneneinfang instabile ⁵⁶Ni seit längerer Zeit experimentell zugänglich ist und in ersten Experimenten bereits als Projektilestrahl Verwendung fand ([PeM96], [KrG94]), konnte das am äußersten Rand der Nuklidkarte liegende Zinnisotop ¹⁰⁰Sn über viele Jahre weder synthetisiert und identifiziert noch spektroskopiert werden. Erst die Methode der Hochenergie - Projektilefragmentation mittelschwerer Ionen (A > 120), die mit der neuen Beschleunigeranlage der GSI (Darmstadt) zugänglich und dann systematisch untersucht wurde (im Rahmen mehrerer Arbeiten am Physik-Department E12 [Rei95] [Zei93] [Zei92]), erlaubte den erstmaligen Nachweis dieses Isotops.

Im folgenden soll nach einer ausführlicheren Darstellung der physikalischen Motivation zunächst der für den experimentellen Erfolg wesentliche apparative Aufbau dargestellt werden. Nach einer Zusammenfassung der Ergebnisse zur Produktion und Identifikation werden die Besonderheiten und Resultate der ersten spektroskopischen Messungen vorgestellt und diskutiert. Im Ausblick sollen die hervorragenden Perspektiven der Meßmethode für die zukünftige Spektroskopie auch im Vergleich zu alternativen Verfahren vorgestellt werden.

2 Physikalische Motivation

2.1 Überblick

Als häufigste Zerfallsart der bekannten Kerne ist der Gamow-Teller- β -Zerfall von besonderem Interesse. Seine Untersuchung und Beschreibung ist daher von grundlegender Bedeutung. Beim GT-Zerfall wird ein Proton in ein Neutron bei gleichzeitigem Spinflip umgewandelt. Von solchen Spinflip-Übergängen, zu denen z.B. auch die M1-Anregungen gehören, ist bekannt, daß nicht nur die Quantenzahl eines einzelnen Nukleons geändert wird, sondern sämtliche Nukleonen beteiligt sind. Typisch für solche Übergänge ist die Vielzahl an erreichbaren Endzuständen. So kann der GT-Zerfall vom Grundzustand des Mutterkerns in viele angeregte Zustände der Tochter gehen.

Auf der linken Seite von Abbildung 1 ist als Beispiel der relativ einfache Zerfall von ^{104}Sn gezeigt, bei dem im wesentlichen vier Endzustände der Tochter bevölkert werden, die dann unter γ -Emission zerfallen. Lange war es nicht möglich, den GT-Zerfall richtig einzuordnen, bis um 1980 ganz ähnliche Übergänge mit (p,n)-Reaktionen angeregt werden konnten (z.B. [GaC80]). Die Anregungsfunktion zeigte ein breites Maximum, das als Gamow-Teller-Resonanz bezeichnet wurde (Abbildung 1 rechts). Im Unterschied zum β -Zerfall steht bei der Anregung in einer Kernreaktion nahezu beliebig viel Energie zur Verfügung, so daß die gesamte Resonanz bis zu hohen Anregungsenergien spektroskopiert werden kann. Dagegen ist beim β -Zerfall meist nur ein kleiner Ausschnitt der GT-Resonanz in Form angeregter Tochterzustände erreichbar, da die verfügbare Energie auf den Q-Wert des Zerfalls begrenzt ist.

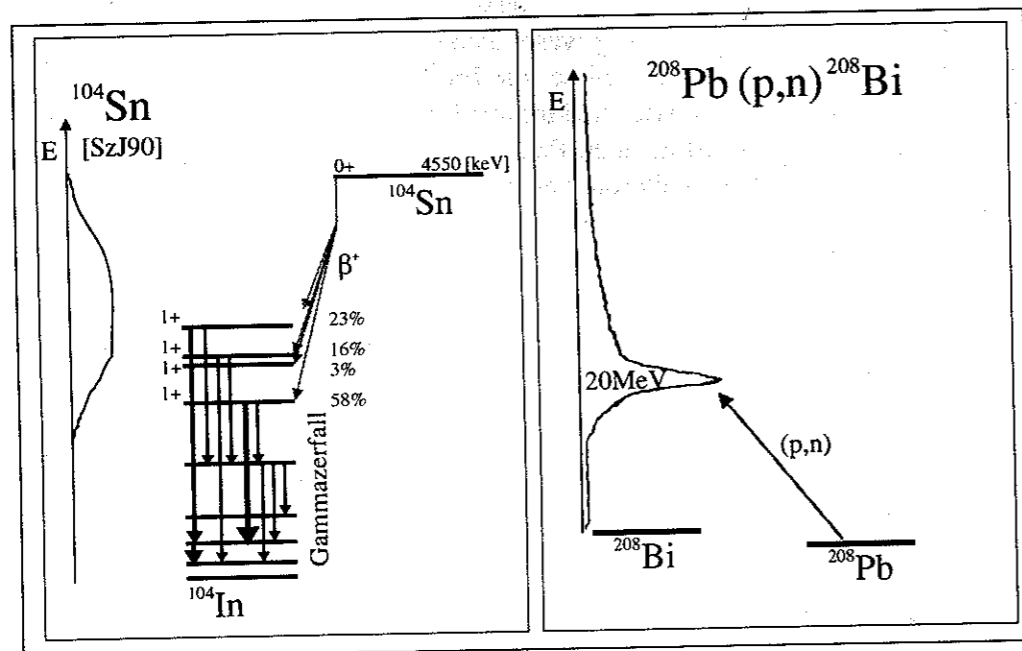


Abbildung 1: Links: Zerfall von ^{104}Sn über den GT- β^+ -Zerfall in angeregte Resonanzzustände von ^{104}In . Rechts: Anregung von ^{208}Pb über eine (p,n)-Reaktion. Das Maximum der Anregungsfunktion wird als GT-Resonanz bezeichnet.

Auf der linken Seite von Abbildung 2 ist nochmals am Beispiel von ^{104}Sn eine Anregung der Resonanz durch den β^+ -Zerfall im Einteilchenbild gezeigt. Es wird ein Proton im $g_{9/2}$ -Orbital in ein Neutron im $g_{7/2}$ -Orbital umgewandelt. Auf der rechten Seite ist die Anregung der Resonanz durch eine (p,n)-Ladungsaustauschreaktion an ^{208}Pb dargestellt. Bei dieser Anregung können viele Neutronen aus verschiedenen Schalen mit hohem Wirkungsquerschnitt in die entsprechenden Protonenniveaus angeregt werden.

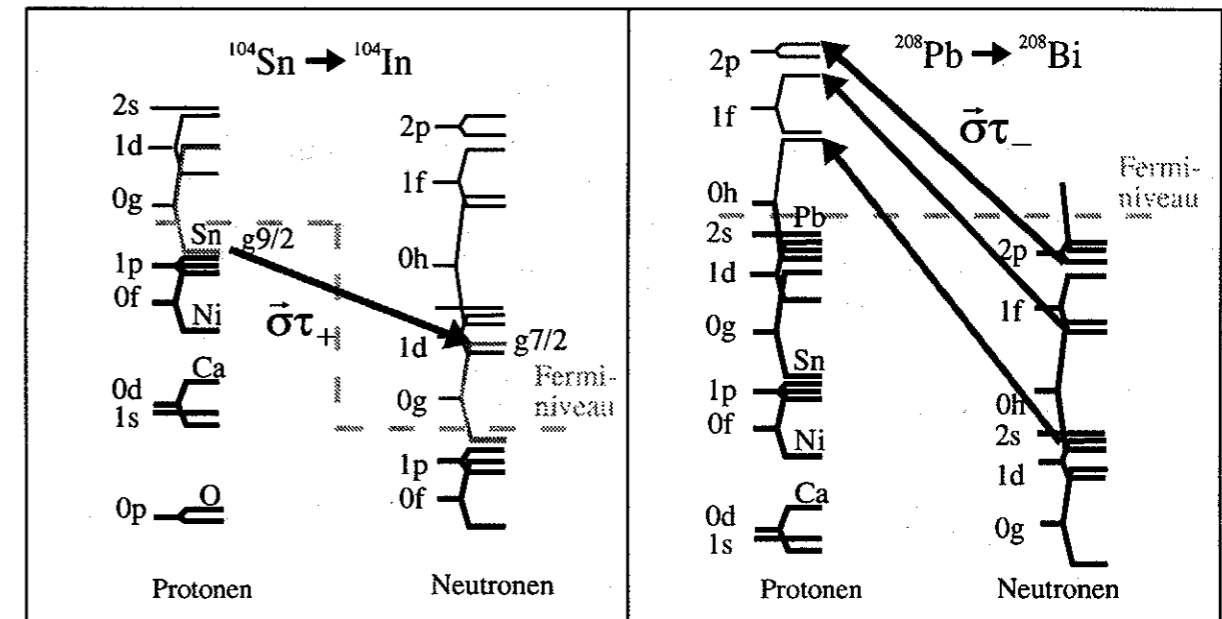


Abbildung 2: Anregung der Gamow-Teller-Resonanz durch den β^+ -Zerfall von ^{104}Sn (links) und durch den Beschuss von ^{208}Pb mit Protonen (rechts). Darstellung im extremen Einteilchenmodell.

Im Grunde sind also β -Zerfall und (p,n)-Reaktion nur zwei verschiedene Mechanismen, die die GT-Resonanz anregen können. Zum Verständnis des GT-Zerfalls ist daher eine zuverlässige theoretische Beschreibung der Struktur dieser Resonanz erforderlich.

Bisher wurden nur der β^+ -Zerfall und die (p,n)-Anregung erwähnt, da sie einen großen Teil der GT-Resonanz bevölkern können. Der GT- β^- -Zerfall erreicht dagegen nur bei sehr leichten, neutronenreichen Kernen wie ^8He oder ^{11}Li [SaH93] nennenswerte Teile der Resonanz. Auch mit (n,p)-Reaktionen an stabilen Kernen wird nur ein sehr kleiner Teil der Resonanz bevölkert, da die Neutronen-Endzustände in der Regel besetzt sind.

2.2 Theorie der GT-Resonanzen¹

Die GT-Resonanz wird durch den Übergang eines Protons im Kern in ein Neutron (oder umgekehrt) bei gleichzeitigem Spinflip angeregt. Die Wechselwirkung, die dieser Reaktion zugrunde liegt, kann als ein den Spin und die z-Komponente des Isospins ändernder Operator ausgedrückt werden, der auf die Ausgangswellenfunktion Ψ_i des Kerns wirkt und diese in einen Endzustand Ψ_f überführt. Die Übergangswahrscheinlichkeit ist dann das Betragsquadrat des Matrixelements M_{GT} :

¹ Eine ausführliche Einführung in dieses Gebiet geben z.B. F. Osterfeld [OsF92] und J. Speth [SpJ91]

$$|M_{GT}|^2 = B_{GT} = |\langle \Psi_f | \bar{\sigma} \tau_{\pm} | \Psi_i \rangle|^2. \quad (2.1)$$

Im **extremen Einteilchen-Schalenmodell**, kann die oben definierte GT-Stärke B_{GT} exakt ausgerechnet werden. Für die Isotope von Zirkon bis Zinn mit einer Kernladungszahl von $40 \leq Z \leq 50$ und leerer $0g_{7/2}$ -Neutronenschale kann die Stärke folgendermaßen aus dem Bahndrehimpuls L (für das g -Orbital: $L = 4$) und der Kernladung Z bestimmt werden [ShA63]:

$$B_{GT,ESPSM} = (Z - 40) \frac{4 \cdot L}{2 \cdot L + 1}. \quad (2.2)$$

Das Einteilchenmodell beschreibt jedoch weder die GT-Stärke noch die energetische Lage oder die Breite der Resonanz richtig.

Eine bessere Beschreibung liefert die **Random Phase Approximation (RPA)** [RiP80]. Sie verwendet einen Konfigurationsraum, der aus bestimmten Einteilchen-Einloch-Anregungen konstruiert wird. Diese Anregungen sind eine Folge des kurzreichweitigen, abstoßenden Anteils der Teilchen-Loch-Restwechselwirkung und führen zu einer Verbreiterung der Resonanz. Für diese Wechselwirkung gibt es verschiedene phänomenologische Ansätze. Eine gute Beschreibung liefert z.B. die Landau-Migdal-Wechselwirkung, die sich folgendermaßen schreiben läßt:

$$V^{p-h}(k_1, k_2) = C_0(f_0 + f'_0(\tau_1 \cdot \tau_2)) + g_0(\sigma_1 \cdot \sigma_2) + g'_0(\sigma_1 \cdot \sigma_2)(\tau_1 \cdot \tau_2). \quad (2.3)$$

Darin enthalten sind die vier Eichparameter f_0 , f'_0 , g_0 , und g'_0 . Für die GT-Resonanzen ist vorwiegend der Spin-Isospin-Anteil mit der Eichkonstante g'_0 von Bedeutung.

Wie sich herausstellte, beschreibt die RPA die Energie des Maximums der Resonanz relativ gut, kann aber die Breite und Struktur nicht ganz erklären. Es wurden daher verschiedenste Varianten dieser Theorie entwickelt, von denen z.B. die SRPA (= Second RPA) [OsF92] relativ erfolgreich ist. Ihr Konfigurationsraum enthält zusätzlich Zweiteilchen-Zweiloch-Anregungen, die bis zu sehr hohen Anregungsenergien einschließlich des Kontinuums berücksichtigt werden.

Mit der SRPA kann zwar die Struktur der Resonanz gut wiedergegeben werden, die Übergangsstärke B_{GT} wird jedoch überschätzt. So konnte bei Kernen um Kalzium experimentell mittels (p,n)-Reaktionen nur 50 % bis 70 % der vorhergesagten Stärke im Maximum der Resonanz gefunden werden.

Seit kurzer Zeit gibt es eine weitere Möglichkeit, die GT-Resonanz von Isotopen nahe doppelter Schalenabschlüsse zu berechnen. Durch Verbesserungen der Monte-Carlo-Methoden gelang es, die Rechnungen im **vollen Konfigurationsraum** einer ganzen Schale durchzuführen. So konnten D. J. Dean et al. [DeD96] Rechnungen zur Bestimmung der Zerfallsstärke von ^{100}Sn und benachbarter Isotope vornehmen, bei denen die gesamte $0g - 1d - 2s$ Oszillatorschale (Abbildung 2) berücksichtigt wurde. Das ist gleichbedeutend mit der Berücksichtigung aller möglicher n -Teilchen n -Loch-Anregungen. Auch bei diesem Verfahren wird jedoch nicht erwartet, daß die Stärke der Resonanz richtig bestimmt werden kann, da wie bei der RPA-Näherung nur ein kleiner Teil der Nukleonen berücksichtigt wird. Diese Reduktion der Stärke wird als GT-Quenching bezeichnet und entsteht durch Effekte, die der Vernachlässigung der tieferliegenden Nukleonen, dem „Core“ des Kerns, zugeschrieben werden.

Bei diesen Effekten² handelt es sich vor allem um Zweiteilchen-Zweiloch-Anregungen des Cores, die hochenergetische Zustände im Energiebereich von 30 bis 70 MeV beimischen. Einen

² Diese Effekte werden z.B. ausführlich in den Veröffentlichungen von I.S. Towner et al. [Tol83] und W. Weise [Wei82, 83] diskutiert.

kleinen Beitrag von 5 % bis 10 % liefert die Anregung von $\Delta(1232)$ -Resonanzen, wodurch Zustände mit einer Energie von 300 MeV zur GT-Resonanz beigemischt werden.

Diese „Core-Polarisation“ kann als ein Mechanismus verstanden werden, der hochenergetische Zustände zur Resonanz beimischt. Dadurch nimmt die beobachtbare Stärke im Maximum der Resonanz ab, während experimentell schwer beobachtbare Ausläufer zu sehr hohen Energien entstehen.

In einem gleichwertigen Bild läßt sich das GT-Quenching auch als Abschwächung einer Wechselwirkung, die den Spin- und Isospinflip vermittelt (= GT-Wechselwirkung) verstehen. Diesen Effekt kann man durch die Polarisierbarkeit der Kernmaterie erklären. Ein analoger Mechanismus dazu ist z.B. die Abschwächung des elektrischen Feldes in einem polarisierbaren Festkörper mit der Suszeptibilität χ . Auch die effektive Masse der Nukleonen und Pionen oder die Renormierung der pionischen Wechselwirkung im Kern kann als Folge der Polarisierbarkeit der Kernmaterie erklärt werden [SpJ91]. In Abbildung 3 sind in der – für diese Interpretation besonders geeigneten – Feynman-Darstellung einige virtuelle Anregungen dargestellt, die für die Abschwächung der GT-Wechselwirkung durch die Core-Polarisation verantwortlich sind.

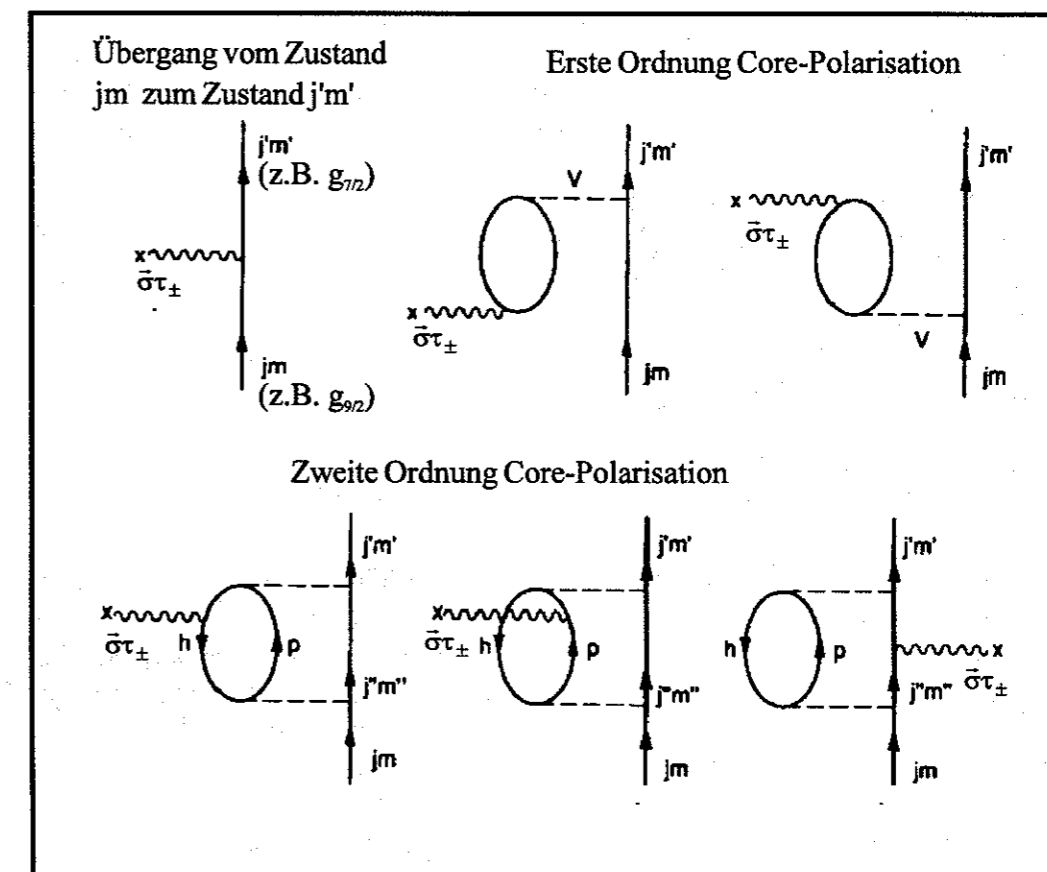


Abbildung 3: Eine kleine Auswahl der Feynman-Graphen erster und zweiter Ordnung, die zur Bestimmung der Core-Polarisation aufsummiert werden müssen [SpJ91].

Im ersten Bild wird der durch die GT-Wechselwirkung verursachte Übergang eines Teilchens im Zustand (j, m) in einen Endzustand (j', m') in der Beschreibung des extremen Einteilchenmodells gezeigt. Die beiden darauffolgenden Diagramme sind Korrekturen erster Ordnung zum Matrixelement, die durch Ankopplung der GT-Wechselwirkung an einen Teilchen-Loch-Zwischenzustand entstehen. Die drei letzten Diagramme beschreiben Korrekturen zweiter Ordnung. Hierbei wird ein Zwischenzustand über die GT-Wechselwirkung in einen anderen Zwischenzustand übergeführt, der dann zum Endzustand (j', m') zerfällt.

Zur vollständigen Beschreibung der Core-Polarisation müßte man alle möglichen Anregungen, d.h. Teilchen-Loch-Schleifen, und die Landau-Migdal-Kopplungsstärke g'_0 , die die relevante Restwechselwirkung V bestimmt, kennen. Durch Aufsummierung aller möglichen Feynman-Graphen könnte dann die Core-Polarisation und damit das Quenching bestimmt werden. Praktisch ist das aber wegen der großen Zahl der möglichen Anregungen nicht realisierbar.

Das Quenching der GT-Stärke durch die Core-Polarisation kann daher als eine Art Naturkonstante betrachtet werden, deren Messung fundamentale Bedeutung hat.

2.3 Anregung der GT-Resonanz über (p,n)-Reaktionen

Die experimentelle Untersuchung der GT-Resonanz an stabilen Kernen ist über (p,n)-Reaktionen möglich. Es werden dazu Protonen mit Strahlenergien von $E_p \approx 150 \text{ MeV} - 300 \text{ MeV}$ auf die anzuregenden Targetkerne geschossen. Die emittierten Neutronen aus der Ladungsaustauschreaktion können in 0° Vorwärtsrichtung (dadurch kein Drehimpulsübertrag) nachgewiesen werden. Über die Flugzeit des Neutrons zwischen Target und Detektor kann dann die an den Targetkern übertragene Energie und damit die Anregungsfunktion bestimmt werden.

Bei diesen Reaktionen wird ein Neutron durch ein Proton mit umgekehrtem Spin ersetzt. Näherungsweise liegt die Resonanzenergie E_{Res} leichter Kerne bei der Summe aus der Coulomb-Energiedifferenz und der Energie der Spin-Bahn-Aufspaltung $E_{\text{Res}} = \Delta E_C + E_{\text{LS}}$. Bei schweren Kernen wie Blei liegt sie etwa bei $E_{\text{Res}} = \Delta E_C$.

Aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten läßt sich die GT-Stärke folgendermaßen berechnen [OsF92], [GaC83], [WaJ87]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\mu}{\pi h^2} \right)^2 \frac{k_f}{k_i} N_{\sigma\tau} |J_{\sigma\tau}|^2 B_{\text{GT}} \quad (2.4)$$

Dabei beschreibt der Faktor $N_{\sigma\tau}$ die Abweichung des wirklichen Querschnitts von einer ebenen-Welle-Näherung, und $J_{\sigma\tau}$ das Volumenintegral über den zentralen Teil der effektiven Wechselwirkung zwischen dem hochenergetischen Proton und einem Kernnukleon. Wenn die GT-Stärke über den obigen Zusammenhang aus den gemessenen Querschnitten berechnet wird, tragen die Unsicherheiten dieser Faktoren mit ca. 10 % zum Gesamtfehler bei. Wesentlich größere Fehler entstehen bei der Bestimmung des Anregungsquerschnitts $d\sigma/d\Omega$ aus den gemessenen Anregungsspektren. Beim Abzug des nur ungenau bekannten Untergrundes aus Kernanregungen mit Drehimpulsänderung und aus anderen Quellen entstehen große systematische Fehler. Abbildung 4 zeigt die mittels (p,n)-Reaktion gemessene Anregungsfunktion von ^{48}Ca mit verschiedenen Annahmen für den Untergrund [OsF84]. Abhängig vom angenommenen Untergrund ergeben sich um bis zu 40 % unterschiedliche Werte für die Fläche unter der Resonanz, die dem Anregungsquerschnitt entspricht. Aus diesem Querschnitt und den Parametern $N_{\sigma\tau}$ und $J_{\sigma\tau}$, die man aus der Kinematik bestimmt, kann mit Hilfe der obigen Formel die Übergangsstärke B_{GT} berechnet werden. Zum Vergleich dieser gemessenen Stärke mit dem theoretisch zu erwartenden Wert kann nun die modellunabhängige GT-Summenregel verwendet werden [OsF84]:

$$B_{\text{GT}^-} - B_{\text{GT}^+} = 3(N - Z) \quad (2.5)$$

Dabei ist B_{GT^-} die β^- - und B_{GT^+} die β^+ -Übergangsstärke.

Die Summenregel erlaubt es, die erwartete Gesamtstärke einfach zu berechnen, wenn man die für sehr neutronenreiche Kerne gute Näherung macht, daß $B_{\text{GT}^+} = 0$ ist. Damit ergibt sich: $B_{\text{GT}^-} = 3(N - Z)$. Mit (p,n)-Reaktionen konnte jedoch nur etwa 60 % der erwarteten Stärke B_{GT^-} gemessen werden. Der fehlende Anteil von 40 % wurde Quenching-Effekten durch die Core-Polarisation zugeschrieben.

Abbildung 5 zeigt die Auswertung einiger GT-Stärken [GaC83]. Das schraffierte Gebiet gibt die großen systematischen Fehler durch unterschiedliche Annahmen über den Untergrund an. Der in Stärkeberechnungen üblicherweise als empirische Größe verwendete Quenchingfaktor von $h = 1.6$ oder 1.7 wird aus solchen Daten bestimmt, besitzt also ebenfalls einen großen systematischen Fehler.

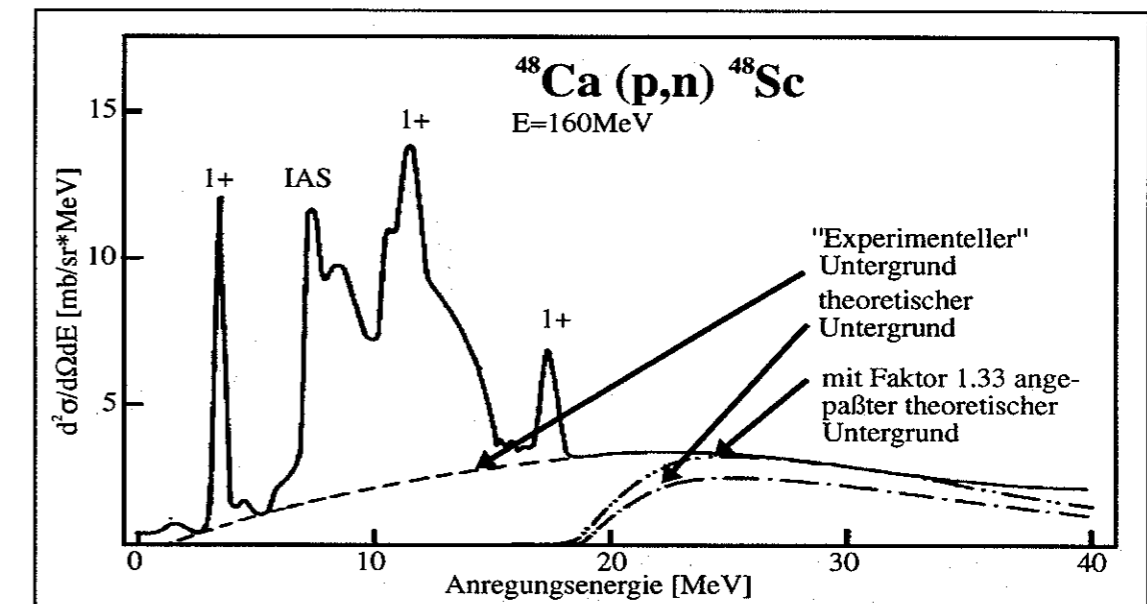


Abbildung 4: Anregungsspektrum der Gamow-Teller-Resonanz an ^{48}Ca . Der Untergrundabzug kann auf verschiedene Weise erfolgen. Dabei ist unbekannt, ob der theoretisch berechnete Untergrund wirklich der einzige im Experiment beobachtbare Untergrund ist. Eine absolute Bestimmung der Resonanzstärke aus den experimentellen Daten ist daher unsicher.

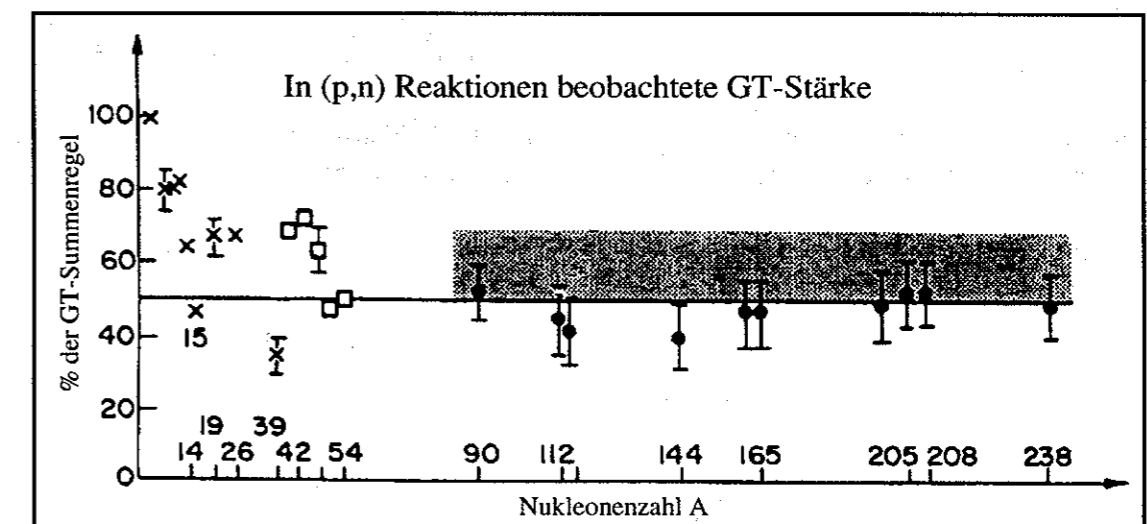


Abbildung 5: Auswertung einiger GT-Stärken aus Messungen mittels (p,n)-Reaktionen [GaC83]. Die Stärken haben große systematische Unsicherheiten, die durch den schattierten Bereich angedeutet sind.

2.4 Anregung der GT-Resonanz über den β -Zerfall

2.4.1 Überblick

Der β -Zerfall wird von der schwachen Wechselwirkung zwischen Hadronen und Leptonen durch Austausch eines W -Bosons vermittelt (Abbildung 6). Für die Beschreibung der Kernzerfälle genügt jedoch das einfachere Fermi-Bild einer Punktwechselwirkung zwischen den Leptonen und Hadronen [MaT84] [GrK89].

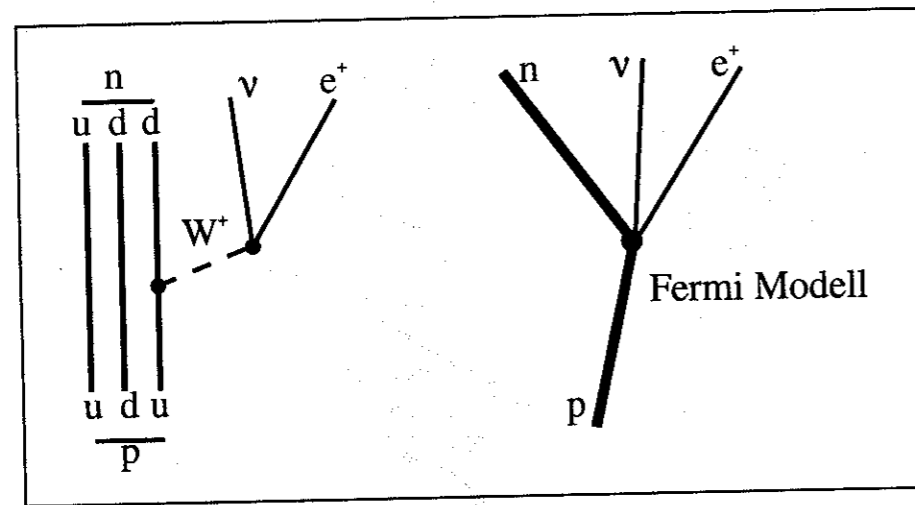


Abbildung 6: Links: Der β -Zerfall im Bild der elementaren schwachen Wechselwirkung. Rechts: Der β -Zerfall im Fermimodell mit Punktwechselwirkung.

Sie vermitteln die zwei grundlegenden Zerfallsarten:

Die erste Zerfallsart ist der **Fermizerfall**, bei dem Neutrino und Elektron mit antiparallelem Spin emittiert werden. Die Wechselwirkung wird dabei durch den Vektorstrom vermittelt. Das Übergangsmatrixelement M_V bzw. die Fermistärke B_F kann dargestellt werden durch:

$$|M_V|^2 = B_F = |\langle \psi_f | \tau_{\pm} | \psi_i \rangle|^2 \quad (2.6)$$

Hierbei ändert der Isospinoperator τ_{\pm} die Z -Komponente des Isospins, läßt aber den Betrag des Isospins unverändert. Daraus ergeben sich folgende Übergangsregeln:

- keine Isospinänderung: $\Delta T=0$
- keine Änderung des Kernspins: $\Delta I=0$
- keine Änderung der Parität: $\Delta \pi=0$

Da der Fermizerfall den Betrag des Isospins nicht ändert, gehen die Zerfälle in den isobaren Analogzustand (IAS) der Tochter. Dieser Zustand ist nur erreichbar, wenn der Q -Wert größer ist als die Änderung der Coulombenergie ΔE_C beim Zerfall eines Kernprotons. Fermizerfälle sind daher auf den β^+ -Zerfall leichter Kerne mit $Z > N$ begrenzt (Abbildung 7).

Eine Ausnahme bilden Kerne mit ungerader Protonen- und Neutronenzahl sowie $N = Z$, welche den Grundzustand oder ein Isomer mit den Quantenzahlen $T = 1$ und $I^\pi = 0^+$ besitzen. Sie zerfallen über einen Fermizerfall in den 0^+ Grundzustand der Tochter. Diese Isotope sind gut

zur Präzisionsmessung der Vektorkopplungskonstante g_V geeignet, da keine Beimischung von Gamow-Teller-Zerfällen möglich ist (0^+ nach 0^+ ist für den GT-Zerfall verboten).

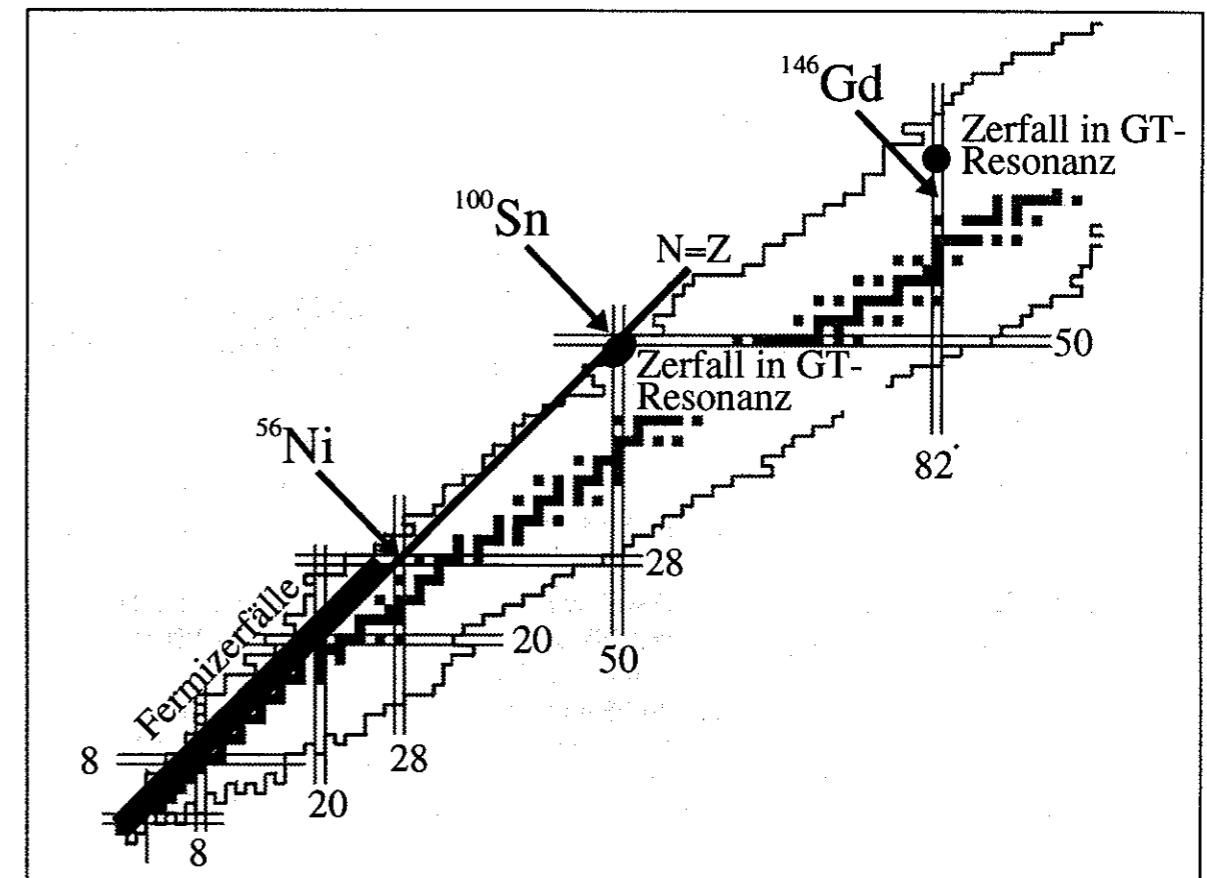


Abbildung 7: Übersicht über die Nuklidkarte. Der Fermizerfall tritt nur bei leichten, sehr protonenreichen Zerfällen auf. Wesentlich häufiger ist der GT-Zerfall. Er ist der dominierende Zerfall der Kerne. Besonders einfache GT-Zerfälle treten um ^{100}Sn und um ^{146}Gd auf.

Die zweite Zerfallsart ist der **Gamow-Teller-Zerfall**, bei dem Neutrino und Elektron mit parallelem Spin emittiert werden. Beim $\text{GT-}\beta^+$ -Zerfall geht ein Proton in ein Neutron mit umgekehrten Spin über. Dieser Übergang wird durch den Axialvektorstrom vermittelt. Das Übergangsmatrixelement M_A ist durch

$$|M_A|^2 = B_{GT} = |\langle \psi_f | \vec{\sigma} \tau_{\pm} | \psi_i \rangle|^2 \quad (2.7)$$

definiert. Dabei ändert der Operator σ den Nukleonenspin und τ_{\pm} die z -Komponente des Isospins. Es ergeben sich daraus folgende Übergangsregeln:

- Änderung des Isospins: $\Delta T=0, \pm 1$
- Änderung des Kernspins um 0 oder 1: $\Delta I=0, 1$
- keine Änderung der Parität: $\Delta \pi=0$
- Übergänge von $I^\pi = 0^+$ nach 0^+ sind verboten.

Der GT-Zerfall tritt am häufigsten auf, da der konkurrierende Fermizerfall nur den isobaren Analogzustand bevölkern kann und dieser in der Regel energetisch nicht erreichbar ist. Die GT-Resonanz hat dagegen meist niederenergetische Beimischungen, die auch für GT-Zerfälle mit kleinem Q -Wert erreichbar sind.

Auf der Nuklidkarte gibt es zwei besonders interessante Regionen, in denen das Maximum der GT-Resonanz energetisch so tief liegt, daß die gesamte Resonanz von GT- β^+ -Zerfällen erreicht werden kann. Dabei handelt es sich um die Bereiche nahe dem doppelmagischen Isotop ^{100}Sn und oberhalb des semimagischen Kerns ^{146}Gd (Abbildung 7).

2.4.2 Messung der GT-Stärke

Ein großer Vorteil der Resonanzanregung durch den β^+ -Zerfall ist die genaue Meßbarkeit der Übergangsstärke B_{GT} . Sie kann aus der Halbwertszeit $t_{1/2}$ und der verfügbaren β -Zerfallsenergie E_0 , die in den Fermi-Phasenraumfaktor $f(E_0)$ eingeht, sehr genau berechnet werden:

$$f(E_0) \cdot t_{1/2} = \frac{2 \cdot \pi^3 \cdot \ln(2) \cdot \hbar^7 \cdot m_{e0}^{-5} \cdot c^{-4}}{G_V^2 \cdot |M_V|^2 + G_A^2 \cdot |M_A|^2} = \frac{(\hbar c)^6 \cdot 8.12027 \cdot 10^{-7} [\text{s}/\text{GeV}^4]}{G_V^2 \cdot |M_V|^2 + G_A^2 \cdot |M_A|^2} \quad (2.8)$$

Dabei ist:

$$|M_V|^2 = B_F \quad \text{und} \quad |M_A|^2 = B_{GT}.$$

G_V und G_A sind die elementaren Vektor- und Axialvektor-Kopplungskonstanten, die aus dem freien Zerfall des Neutrons und einigen Fermizerfällen bestimmt werden können [WiD93]:

$$G_V = (\hbar c)^3 \cdot 1.15122 \pm 0.00091 \cdot 10^{-5} [1/\text{GeV}^2].$$

Ein gewichteter Mittelwert der neuesten Experimente [SchK95] [BoP86] [ErB90] ergibt:

$$G_A/G_V = 1.2605 \pm 0.0020.$$

Wenn man die beiden Kopplungskonstanten auf G_V normiert, erhält man die neuen Konstanten:

$$g_V = 1 \quad \text{und} \quad g_A = 1.2605.$$

Die Gleichung (2.8) wird dann zu:

$$f(E_0) \cdot t_{1/2} = \frac{6127(5)\text{s}}{g_V^2 \cdot B_F + g_A^2 \cdot B_{GT}} \quad (2.9)$$

Wenn der GT-Zerfall nur in einen Endzustand der Tochter geht und der Fermizerfall verboten ist, läßt sich das Matrixelement aus der gemessenen Halbwertszeit und der gemessenen maximalen Energie E_0 des emittierten β -Teilchens einfach berechnen:

$$B_{GT} = \frac{6127(5)\text{s}}{g_A^2 \cdot f(E_0) \cdot t_{1/2}} \quad (2.10)$$

Für kompliziertere Zerfälle bei denen viele Niveaus bevölkert werden, muß die GT-Stärke jedes Übergangs aus seiner partiellen Halbwertszeit und der jeweiligen Endpunktenergie bestimmt werden. Die so ermittelten Stärken der einzelnen Übergänge können dann zu einer Gesamtstärke aufsummiert werden. Das ist jedoch kein prinzipielles Problem, wenn alle Zerfallszweige gemessen werden können.

Durch die Messung hat man allerdings erst den normalerweise kleinen Anteil der GT-Stärke bestimmt, der durch den β -Zerfall erreicht werden kann. Interessant ist es jedoch, die gesamte Stärke der Resonanz zu ermitteln, um ein mögliches Quenching zu bestimmen. Dazu muß eine Schalenmodellrechnung (z.B. RPA-Rechnungen) durchgeführt werden, die die genaue Lage

und Stärke aller durch den β -Zerfall erreichbaren und nicht erreichbaren Zustände der Resonanz genau vorhersagt. Aus der Verteilung dieser Zustände kann dann errechnet werden, welcher Anteil im Experiment beobachtet werden kann. Der experimentell bestimmte Wert von B_{GT} wird dann durch den so bestimmten Faktor dividiert, und man erhält die gesamte Stärke der Resonanz. Bei diesem Verfahren werden also experimentelle Werte mit unsicheren theoretischen Vorhersagen vermengt.

Ziel muß es daher sein, mit dem prinzipiell sehr genauen Werkzeug der β -Spektroskopie zuverlässige und theoriefreie experimentelle Informationen über die Gesamtstärke der Resonanz zu erhalten. Dazu müssen Kerne untersucht werden, deren GT-Zerfall einen großen Teil oder die gesamte Resonanz erreichen kann. Wie beschrieben, kommen dafür einige Isotope **oberhalb des semimagischen ^{146}Gd** in Frage. Diese Kerne lassen eine genaue Messung der gesamten GT-Stärke zu, doch sind sie bereits neutronenreich und haben keine „guten“ Schalenabschlüsse, so daß sie theoretisch schwer beschreibbar sind. Die genauen Messungen müssen also mit einer unsicheren Beschreibung eines viel zu komplizierten Kerns verglichen werden, um etwas über den β -Zerfall zu lernen.

Viel besser sind die **Kerne um das doppelmagische Isotop ^{100}Sn** geeignet, bei denen ebenfalls der größte Teil der Stärke im β -Zerfall erreichbar ist, die aber zusätzlich gut beschreibbar sind.

Der bisher interessanteste, gemessene Kern [PIA92] ist das unterhalb von ^{100}Sn liegende Isotop ^{98}Cd , dem zwei Protonen zum Schalenabschluß fehlen. Obwohl dieser Kern bereits sehr einfach aufgebaut ist (nur zwei Protonenlöcher in der Mutter, drei Protonenlöcher und ein freies Neutron in der Tochter), zeigen Rechnungen [Bra94] bereits eine starke Aufspaltung der Resonanz (Abbildung 8 rechts). Die Aufteilung der Stärke auf die verschiedenen Zustände und die Energie dieser Zustände läßt sich selbst bei diesem einfachen Kern nicht sehr zuverlässig berechnen. Die Rechnungen sagen voraus, daß etwa 98 % der Resonanz innerhalb des Q-Wert-Fensters des Zerfalls liegen.

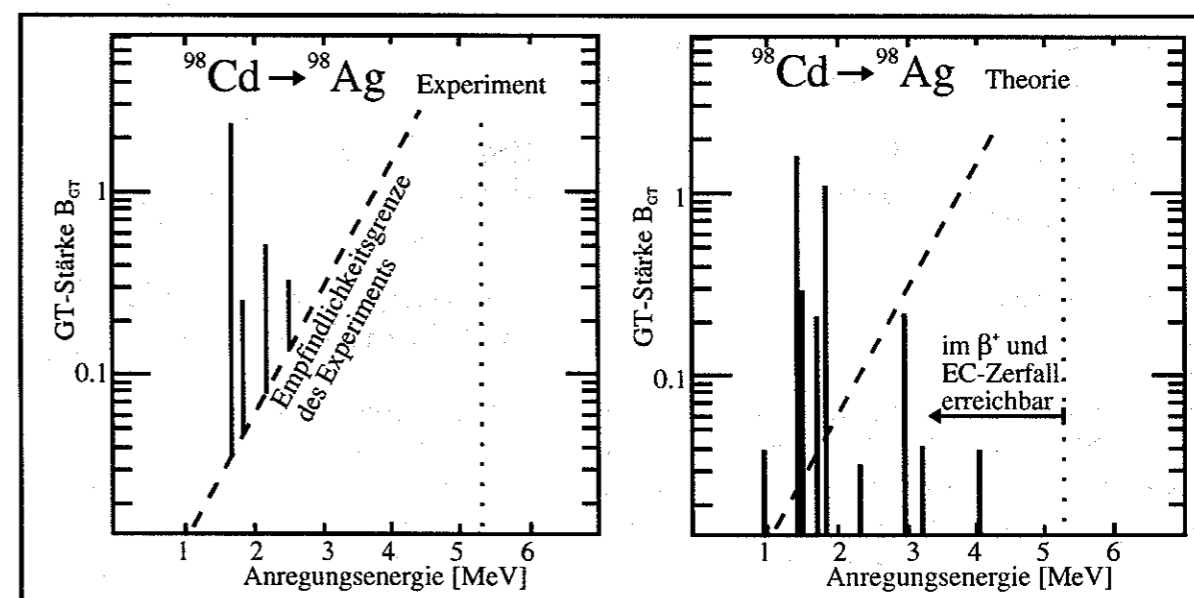


Abbildung 8: Links: Messung der GT-Stärke beim Zerfall von ^{98}Cd [PIA92]. Rechts: GT-Stärkeverteilung gegen die Anregungsenergie der Tochter ^{98}Ag , Rechnung von A. Brown et al. [Bra94].

Bei der Messung der Zerfallsstärke tritt nun ein bisher nicht diskutiertes Problem auf: Experimentell können wegen der begrenzten Zahl an gemessenen Zerfällen und dem unvermeidlichen Untergrund in den γ -Detektoren nicht beliebig kleine Verzweungsverhältnisse gemessen werden (Grenze z.B. 1%). D.h., selbst wenn ein energetisch hochliegender Zustand viel Stärke trägt und energetisch durch den β -Zerfall erreichbar ist, kann das Verzweungsverhältnis in diesen Zustand so klein werden, daß er nicht beobachtbar ist. Grund dafür ist die starke Abhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeit von der Energiedifferenz zwischen dem Muttergrundzustand und dem angeregten Niveau der Tochter. Bei kleiner Energiedifferenz wird der Phasenraum für das emittierte Elektron und Neutrino sehr klein. Dies drückt sich in einem kleinen Wert der Fermifunktion $f(E_0)$ aus, die eine Funktion fünften Grades der Energiedifferenz E_0 ist.

Der so verlorene Anteil an GT-Stärke ist wieder nur theoretisch zu bestimmen und relativ unsicher. Ein Vergleich des linken und rechten Diagramms von Abbildung 8 macht deutlich, daß keine sehr gute Übereinstimmung von berechneter Stärkeverteilung und gemessener Stärke vorliegt.

Ein weiteres Problem ist die Bestimmung der gesamten Zerfallsenergie Q_{EC} . Sie wurde für das Isotop ^{98}Cd aus Q -Werten benachbarter gg -Kerne extrapoliert und bestimmt durch ihre Ungenauigkeit den Fehler der gemessenen Zerfallsstärke.

Die Messung von A. Plochocki et al. [PIA92] ergab eine Behinderung der Stärke gegenüber dem extremen Einteilchenmodell von $h = 4.1_{-0.8}^{+1.0}$. Die oben beschriebenen theoretischen Unsicherheiten sind schwer abzuschätzen und in der Fehlerangabe für die GT-Stärke nicht berücksichtigt.

Zum Vergleich mit dieser Messung wurde die GT-Stärke mit einer RPA-Rechnung bestimmt. Der berechnete Wert war etwa 2 bis 2.5 mal größer als der gemessene, obwohl ein Core-Polarisationsfaktor von $h_{CP} = 1.6$ bereits berücksichtigt wurde [PIA92].

Angesichts der großen experimentellen Fehler und Unsicherheiten in der theoretischen Vorhersage der genauen Energie und Stärkeverteilung der β^+ -Endzustände und der großen Ungenauigkeit in dem Core-Polarisationsfaktor $h_{CP} = 1.6$ muß aber offen bleiben, ob ein bisher unverstandener Quenching-Mechanismus für den zusätzlichen Faktor 2 an fehlender Stärke verantwortlich ist.

Ein großer Teil an fehlender Stärke wurde auch beim Zerfall anderer Kerne um ^{100}Sn festgestellt. Die Messungen sind aber durch die noch komplizierteren Zerfälle mit großen systematischen Fehlern behaftet.

Das Ziel, eine genaue Messung der GT-Stärke mit einer genaueren Rechnung vergleichen zu können, um daraus etwas über den β -Zerfall zu lernen, ist also noch immer nicht erreicht worden.

Einen entscheidenden Beitrag kann die Messung der GT-Stärke des doppelt magischen Isotops ^{100}Sn liefern. Bei diesem Kern ist nach Rechnungen von B. A. Brown und K. Rykaczewski [BrA94] nahezu die gesamte Stärke in einem einzigen Zustand konzentriert, der im β^+ -Zerfall des Isotops erreichbar ist (Abbildung 9). Das heißt, zur Bestimmung der Stärke ist die genaue energetische Lage dieses Zustands unwichtig, da sie lediglich die Halbwertszeit bestimmt. Durch den einzigen Endzustand läßt sich auch mit wenigen Zerfällen (z.B. 150 Zerfälle) die Endpunktenergie des β -Zerfalls und die Halbwertszeit bestimmen.

Besonders wichtig ist die relativ einfache theoretische Beherrschbarkeit des doppelt magischen Kerns mit seiner großen Energielücke von etwa 6.5 MeV. Die einfache Struktur erlaubt es, auf RPA-Näherungen zu verzichten und einen vollständigen Konfigurationsraum zu konstruieren, der eine ganze Schale enthält und daher besonders zuverlässige Rechnungen erlaubt [DeD96]. Wird so die Stärke des GT-Zerfalls bestimmt und mit einer Messung verglichen, kann das Quenching möglicherweise erstmals mit guter Genauigkeit bestimmt werden. Überraschend wäre es, wenn das Quenching durch die Core-Polarisation wirklich um den Faktor zwei größer

wäre als bisher angenommen. Falls sich dagegen eine Übereinstimmung mit dem bisher in (p,n)-Reaktionen bestimmten Wert von $h_{CP} \approx 1.6$ ergäbe, wäre das eine Bestätigung, daß die Core-Polarisation als eine kernunabhängige Größe der Kernmaterie betrachtet werden kann. Dieser Wert könnte dann als eine Art Naturkonstante aufgefaßt werden und zur genaueren Bestimmung der Lebensdauern anderer Isotope verwendet werden.

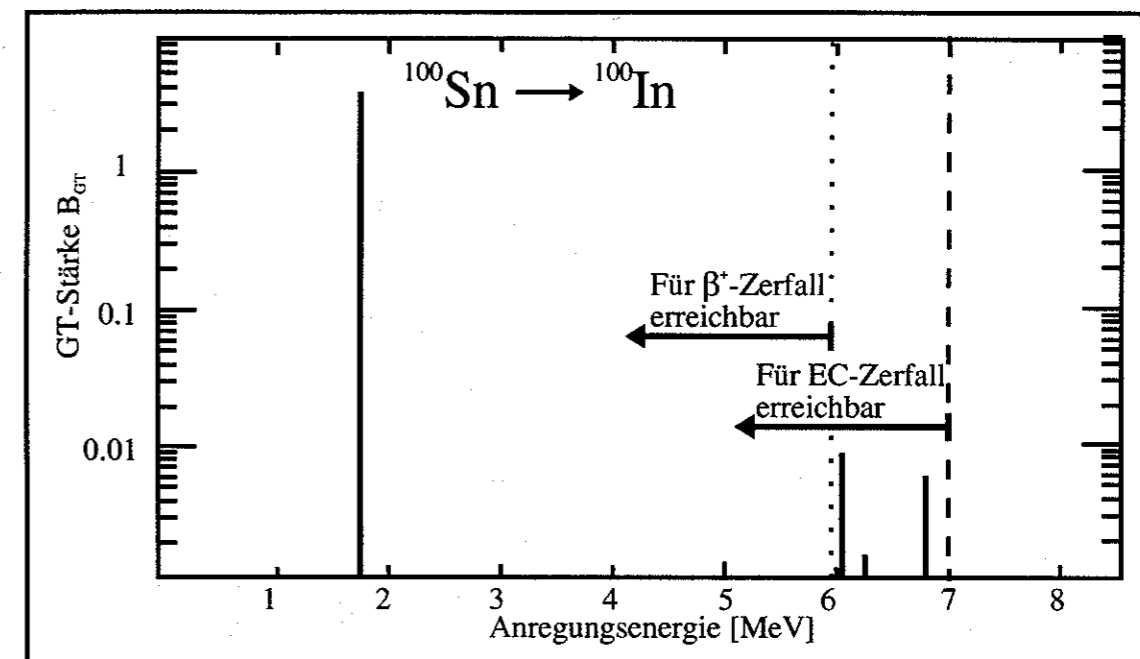


Abbildung 9: GT-Stärkeverteilung beim Zerfall von ^{100}Sn , Rechnung von A. Brown et al. [BrA94].

Besonders interessant ist es also:

- Den einfachsten existierenden GT-Zerfall, der beim Zerfall des sehr gut beschreibbaren Kerns ^{100}Sn auftritt, exemplarisch zu studieren.
- Das Gamow-Teller-Quenching durch die Core-Polarisation (einschließlich der Δ -Anregungen) als eine Art Naturkonstante präzise zu ermitteln und damit die GT-Kopplungskonstante g_A zu renormieren.

3 Produktion und Identifizierung

3.1 Experimentaufbau

3.1.1 Übersicht

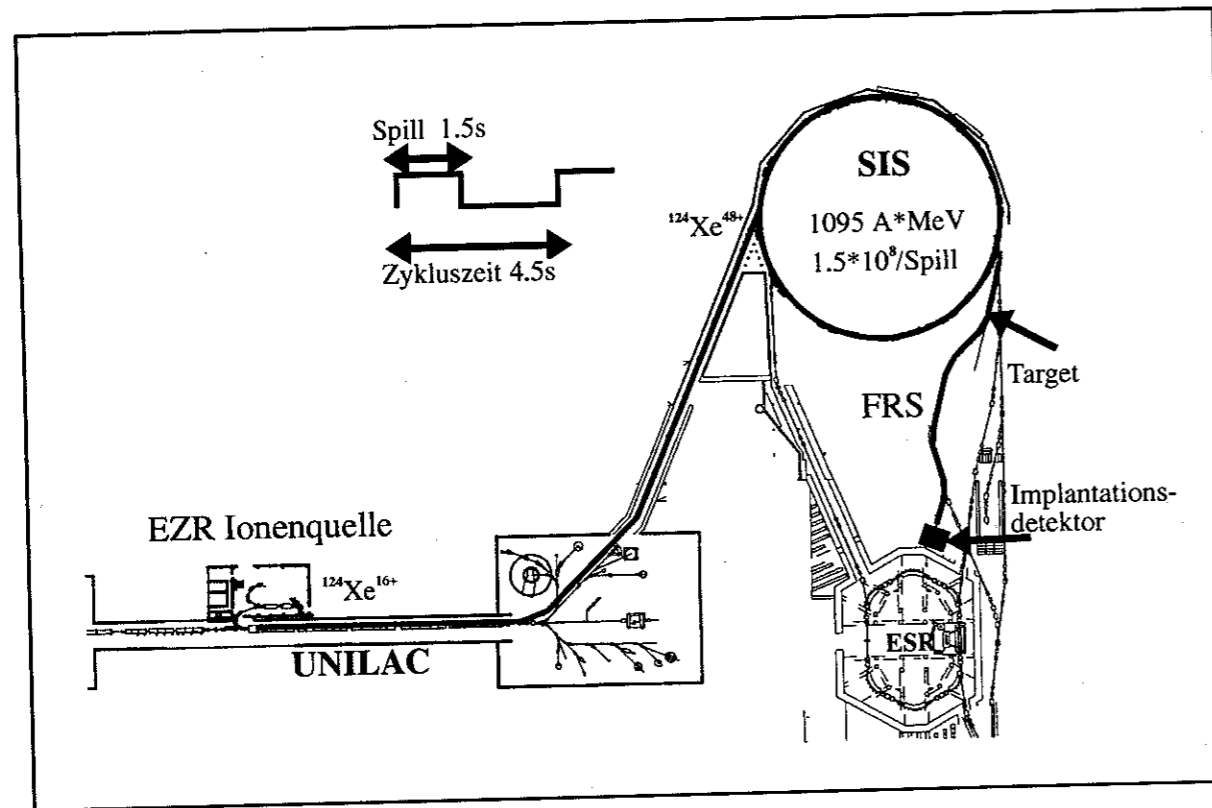


Abbildung 10: Beschleunigeranlagen und Experimentierplätze der GSI. Nach Durchlaufen der Beschleuniger UNILAC und SIS trifft der Strahl auf das Produktionstarget. Die entstehenden Fragmente werden dann im Magnetseparator FRS getrennt und das gewünschte Isotop in den Implantationsdetektor eingeschossen.

Ziel des Experiments war es, einen gereinigten und identifizierten Strahl von ^{100}Sn oder benachbarter Isotope zu produzieren und tief in einen Spektroskopiedetektor zu implantieren. Dort sollten die Zerfälle der Kerne untersucht werden.

Für diesen Zweck waren die Experimentiereinrichtungen der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) optimal geeignet (Abbildung 10). Zur Erzeugung der Isotope wurde ein hochenergetischer Xenonstrahl in einer Ionenquelle erzeugt, im Linearbeschleuniger UNILAC und dem Schwerionensynchrotron (SIS) auf die Endenergie von $E = 1.1 \text{ A*GeV}$ beschleunigt und dann auf ein Produktionstarget gelenkt. Bei der Fragmentation der Projektilkerne im Target entstanden sehr viele verschiedene Nuklide, die im nachfolgenden Magnetseparator FRS getrennt und mit Detektoren identifiziert wurden. Nach der Abbremsung der Isotope auf etwa $E = 0.3 \text{ A*GeV}$ konnten sie in einen Detektor implantiert und ihre Zerfälle untersucht werden.

Es gelang in unserem Experiment, das im März und April 1994 stattfand, erstmals, das lange gesuchte Isotop ^{100}Sn nachzuweisen und seine Zerfälle zu untersuchen.

3.1.2 Produktion der Isotope

Die protonenreichen Isotope wurden durch Projektilfragmentation erzeugt. Beim Stoß des hochenergetischen Projektilkerns (mindestens einige 10 A*MeV) mit dem Target durchdringen die Targetnukleonen in der Überlappzone den Projektilkern und entreißen ihm durch Stöße einige Nukleonen (Abbildung 11). Das Projektil wird bei diesem Prozeß hoch angeregt und dampft weitere Nukleonen ab. Der Gesamtmasseverlust des Projektilkerns wird zu etwa $1/3$ durch die Nukleonenabstreifung und zu $2/3$ durch die Nukleonenabdampfung bewirkt [ReJ95a]. Bei der Reaktion bleibt die Projektilgeschwindigkeit nahezu unverändert.

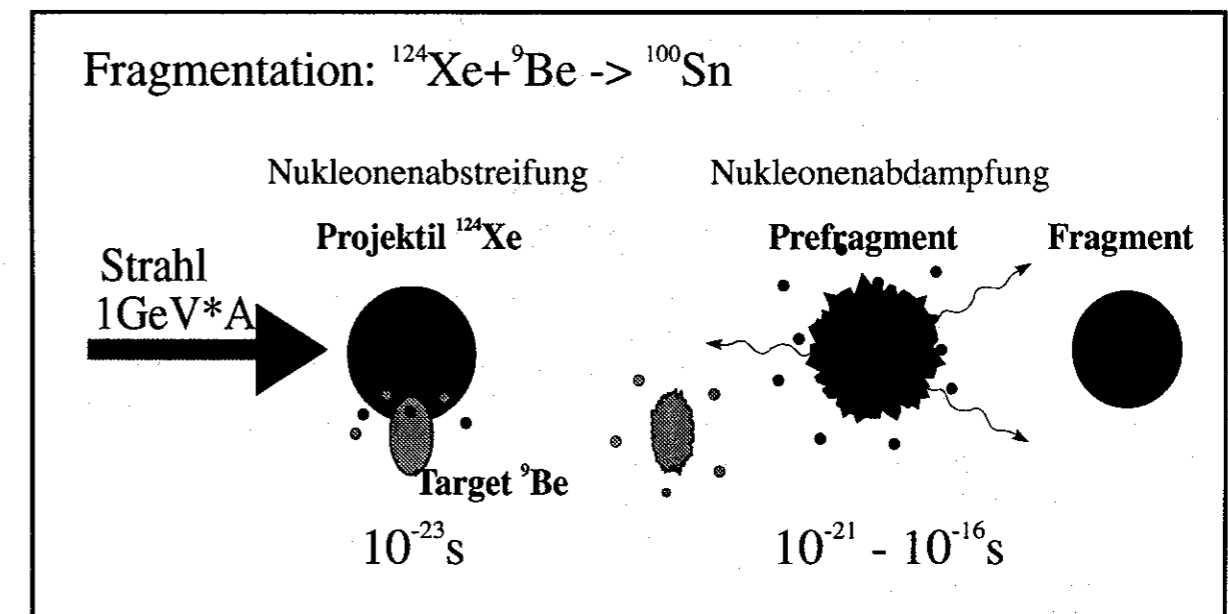


Abbildung 11: Reaktionsablauf bei der Hochenergiefragmentation

Die Projektilfragmentation liefert bei geringer Massedifferenz zwischen Projektil und Fragment große Produktionsquerschnitte. Diese werden aber für Fragmente weitab des Stabilitätstals und bei großem Masseunterschied zum Projektil schnell sehr klein.

Für unser Experiment mußte ein Projektil gefunden werden, mit dem das Isotop ^{100}Sn mit möglichst großem Querschnitt erzeugt werden kann. In Frage kamen dafür die am nächsten zu ^{100}Sn liegenden, stabilen und damit zur Strahlerzeugung in einer Ionenquelle verwendbaren Isotope ^{112}Sn und ^{124}Xe . Es mußte nun ein Weg gefunden werden, die zu erwartenden Produktionsquerschnitte bei der Fragmentation dieser Isotope abzuschätzen.

Die einzigen Messungen von Fragmentationsquerschnitten sehr neutronenarmer Zinnisotope wurde in einem früheren Experiment unserer Gruppe [ReJ95a] durchgeführt. Es wurde dabei ein ^{129}Xe -Strahl in einem Aluminiumtarget fragmentiert und Produktionsquerschnitte bis zum Isotop ^{104}Sn ($\sigma = 0.6 \mu\text{b}$) und eine obere Grenze für den Querschnitt von ^{102}Sn ($\sigma < 2 \text{ nb}$) ermittelt.

Das ebenfalls in [ReJ95a] verwendete und diskutierte Monte-Carlo-Programm ISAPACE [Yar79], [Gav80] konnte die Produktionsquerschnitte des Experiments relativ gut reproduzieren, lieferte aber wegen der begrenzten verfügbaren Rechenleistung nur Fragmentationsquerschnitte bis etwa $1 \mu\text{b}$. So waren die erwarteten Querschnitte von einigen Pikobarn in der ^{100}Sn -Gegend mit diesem Programm nicht zu berechnen.

Andererseits stimmten die Fragmentationsquerschnitte unseres früheren Experiments gut mit den Querschnitten der Parametrisierung EPAX [Süm90], die an Fragmentationsdaten nahe dem Stabilitätstal angepaßt ist, überein. Es war daher gerechtfertigt, diese Parametrisierung auch zur Abschätzung der Produktionsquerschnitte von ^{100}Sn anzuwenden.

EPAX sagte voraus, daß bei der Fragmentation von ^{124}Xe in sehr dicken Targets eine Überhöhung der ^{100}Sn -Produktionsrate durch die zweimalige Fragmentation von Kernen im gleichen Target möglich sein sollte [ReJ95a]. Im Detail könnte das folgendermaßen ablaufen: Ein typischer Zwischenkern, z.B. das Isotop ^{112}Te , wird bei der Fragmentation des Primärstrahls mit großem Fragmentationsquerschnitt in der ersten Hälfte des Targets erzeugt. Dieser „Sekundärstrahl“ wird dann in der zweiten Hälfte des Targets nochmals fragmentiert und erzeugt, da er bereits nahe bei ^{100}Sn liegt, dieses Isotop mit hohem Querschnitt. Ein solcher Mechanismus würde, nach der Parametrisierung EPAX, die Produktionsrate um zwei Größenordnungen gegenüber der direkten Fragmentation anheben.

Der Vergleich aller Produktionsraten ergab, daß bei ausschließlich primärer Produktion durch Verwendung von ^{112}Sn eine 20 mal größere Produktionsrate als mit ^{124}Xe zu erwarten ist. Anders sieht das bei Berücksichtigung der sekundären Produktion aus, bei der unter Verwendung von ^{124}Xe eine etwa 5 mal höhere Produktionsrate als für ^{112}Sn vorhergesagt wird. Grund dafür ist, daß bei der Fragmentation von ^{112}Sn praktisch keine Sekundärproduktion auftritt. Es war daher naheliegend, das Isotop ^{124}Xe als Projektil zu verwenden.

Zur **Erzeugung des Strahls** wurde die Elektronen-Zyklotron-Resonanz-Quelle (EZR) an der GSI verwendet. Ihr besonderer Vorteil liegt im geringen Verbrauch des teuren, auf 80% angereicherten ^{124}Xe -Gases (weniger als 1 Liter bei einem Bar pro Monat).

Die in der Quelle ionisierten $^{124}_{54}\text{Xe}^{16+}$ Atome wurden in zwei Vorbeschleunigern auf die Eintrittsenergie für den UNILAC gebracht und dort auf 11.4 A*MeV beschleunigt. Sie durchliefen dann einen „Stripper“, in dem sie auf den Ladungszustand 48+ ionisiert wurden. Im darauf folgenden Schwerionensynchrotron SIS konnten sie auf die erforderliche Endenergie von $E = 1.095 \text{ A*GeV}$ beschleunigt werden. Die Synchrotronzykluszeit betrug etwa 4.5 s bei einer Extraktionszeit von 1.5 s. Pro Zyklus konnten etwa 10^8 Ionen extrahiert und auf das Produktionstarget geschossen werden.

Als **Targetmaterial** wurde Beryllium gewählt, da es ein Maximum an Streuzentren bei kleinem Energieverlust des Strahls besitzt und (abgesehen von seiner Giftigkeit) relativ gut zu handhaben ist. Für die eigentliche Fragmentationsreaktion spielt das Targetmaterial keine Rolle.

Da nicht bekannt war, ob einfache Fragmentation oder die zweifache Fragmentation im gleichen Target der dominierende Erzeugungsmechanismus von ^{100}Sn ist, mußte bei der Targetauslegung ein Kompromiß gefunden werden. Berücksichtigt man die Aufbau- und Abbaureaktionen in einem dicken Target, so bekommt man die in Abbildung 12 gezeigten Produktionsraten von ^{100}Sn in Abhängigkeit von der Targetdicke.

Die untere Kurve beschreibt den Produktionsverlauf, wenn nur die primäre Produktion berücksichtigt wird. Sie steigt zuerst an, da der am Targetanfang noch starke Primärstrahl laufend Fragmentationsprodukte bildet. Mit zunehmender Targettiefe nimmt der Primärstrahl jedoch ab, und die Fragmente werden weiter fragmentiert und damit zerstört. Man bekommt so die optimale primäre Produktionsrate für ^{100}Sn bei einer Targetdicke von ca. 6 g/cm^2 . Die sekundäre Produktion wird in der oberen Kurve gezeigt. Da sie auf der Fragmentation eines bereits in der ersten Targethälfte produzierten Sekundärstrahls basiert, liegt das Maximum der Sekundärproduktion etwa bei der doppelten Targetdicke wie bei der primären Produktion. Sie liefert aber auch bei einem 6 g/cm^2 dicken Target bereits 60% der maximal möglichen ^{100}Sn -Rate. Neben der Optimierung der Produktionsrate ist auch die Optimierung der Transmission durch den nachfolgenden Fragmentseparator, der eine Impulsakzeptanz von $\pm 1 \%$ hat, wesentlich. Hierzu wurde die FRS-Simulation MOCADI [ScT91] verwendet, die Targetdickeneffekt, Reaktionsimpulsübertrag und die gesamte Ionenoptik des Separators enthält. Ein 6 g/cm^2

dickes Target stellte sich als optimaler Kompromiß zwischen guter Transmission von ca. 90% und hoher Produktionsrate für einfache und doppelte Fragmentation heraus.

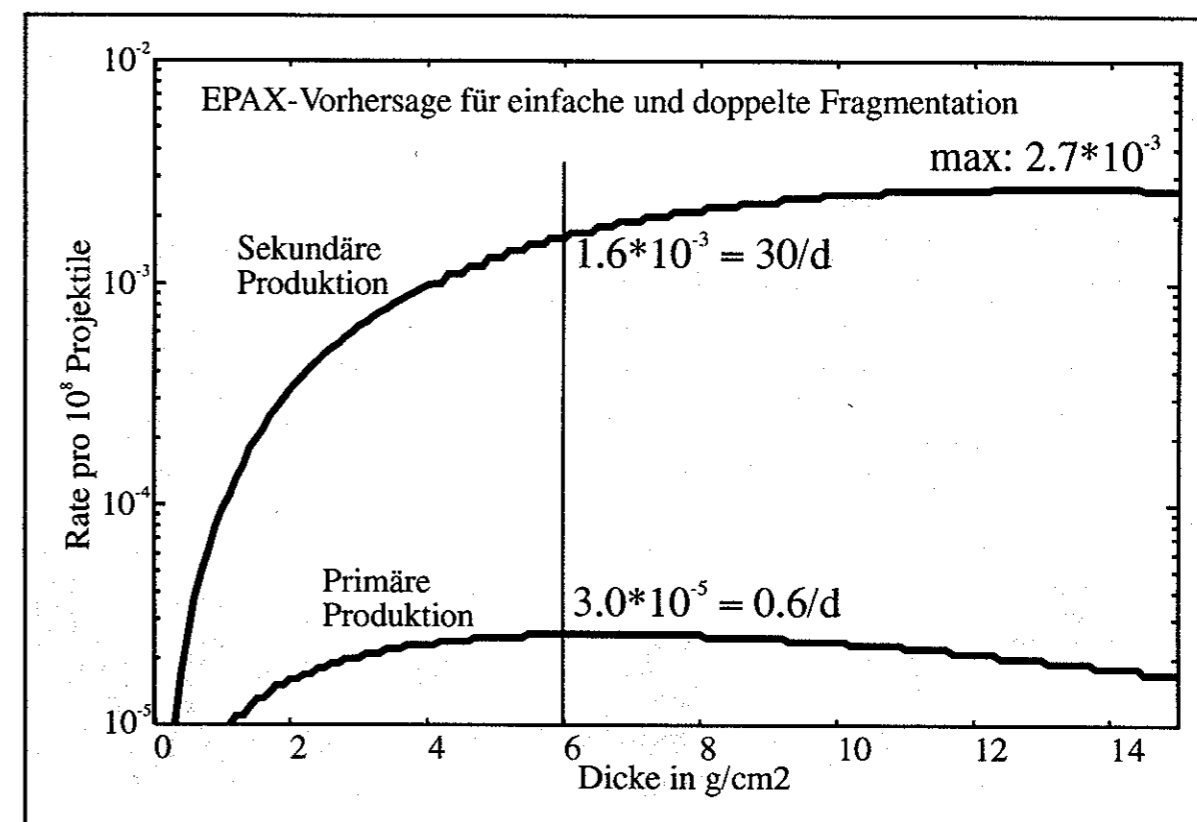


Abbildung 12: EPAX-Voraussage für primäre (untere Kurve) und sekundäre Produktionsraten (obere Kurve) bei der Fragmentation von ^{124}Xe auf ^9Be . Als optimaler Kompromiß zwischen Transmission und Produktionsrate wurde eine Targetdicke von 6 g/cm^2 gewählt.

3.1.3 Trennung der Isotope im Magnetseparator FRS

Um die Zerfälle der instabilen Fragmentationsprodukte zu untersuchen, sollten sie in einem Spektroskopiedetektor gestoppt und dort ihre Zerfälle untersucht werden. Wesentlich war dabei die Zuordnung der Zerfallskerne zu ihren Zerfällen. Das geschah durch Korrelation von Implantations- und Zerfallsorten. Diese Korrelation geht im verwendeten Detektor aber bei Lebensdauern der interessanten Kerne von typisch einer Sekunde verloren, wenn mehr als einige Kerne pro Sekunde implantiert werden. Es mußte daher vermieden werden, neben dem zu untersuchenden Isotop zu viele andere gleichzeitig zu implantieren. Der Abtrennung des gewünschten Isotops aus dem produzierten Isotopengemisch kam daher eine große Bedeutung zu.

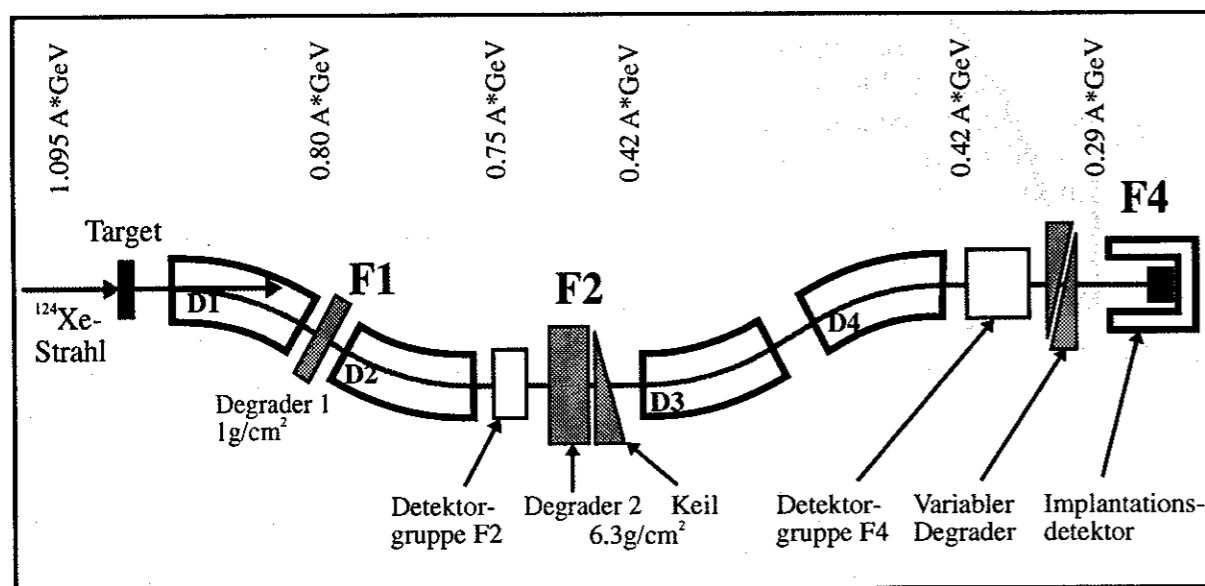


Abbildung 13: Der Fragmentseparator mit den zwei „Degradern“ und den Detektoren. Durch die Materie im Separator kann eine Isotopensorte relativ untergrundarm selektiert werden.

Die Trennung der Fragmente erfolgte in dem zweistufigen Magnetseparator FRS. Die Funktionsweise soll hier nur kurz beschrieben werden. Genauere Informationen finden sich bei [Gei92].

Die erste Stufe des FRS, bestehend aus Dipol 1, Dipol 2, den fokussierenden Quadrupolen und Sextupolen, transportiert die Fragmente innerhalb einer Impulsakzeptanz von $\pm 1\%$ zur dispersiven Fokalebene F2. Die zweite Stufe ist identisch aufgebaut und dient im achromatischen Betriebsmodus dazu, die an F2 nach magnetischer Steifigkeit über den Ort verteilten Isotope wieder auf einen Punkt in der Fokalebene F4 zu fokussieren. Da der Impuls pro Nukleon p/A aller Fragmente nahezu gleich ist und sie bei den hohen Geschwindigkeiten vollständig ionisiert sind, wird bei einer Einstellung der magnetischen Steifigkeit $B \cdot \rho$ ein Schnitt mit Isotopen konstanter Kernmasse pro Kernladung (A/Z) selektiert. Die Transmissionsbedingung lautet:

$$B \cdot \rho = \frac{p}{A} \cdot \frac{A}{Z}$$

Da in dem Schnitt, der ^{100}Sn enthält, alle Isotope mit $N = Z$ selektiert werden, führte er bei leichten Isotopen durch das Stabilitätstal. Dort werden die Isotope mit großem Querschnitt produziert, so daß die Zählrate an F2 für kleine Kernladungen stark ansteigt. An F2 wäre daher bei der ^{100}Sn -Einstellung eine Gesamtzählrate von mehr als 10^5 Hz erwartet worden. Um eine so starke Belastung der Detektoren an F2 zu vermeiden, wurde in der ersten Fokalebene F1

eine 1 g/cm^2 dicke Materieschicht (Quarzglas) eingefügt. Durch den höheren Energieverlust, den Ionen mit hoher Kernladung an F1 erleiden, bekommen sie den passenden Impuls, um durch den zweiten Dipol nach F2 zu gelangen. Die Ionen mit kleiner Kernladung behalten dagegen ihren zu hohen Impuls und fallen nicht in die Akzeptanz des zweiten Dipols. Die Zählrate an F2 konnte so durch Unterdrückung der leichten Kerne auf etwa 5 kHz begrenzt werden. Durch einen dickeren Degradier an F1, der eine noch stärkere Zählratenreduktion erlaubt hätte, wäre die Transmission durch den zweiten Teil des Fragmentenseparators zu gering geworden.

Abweichend von der rein achromatischen Betriebsweise des FRS kann an F2 Materie eingefügt werden. Die Isotope werden dann nicht mehr alle auf einen Punkt an F4 fokussiert. Sie erleiden jetzt, abhängig von ihrer Kernladungszahl, einen unterschiedlichen Energieverlust in der Materie, werden also durch die unterschiedliche Impulsänderung auf verschiedene Orte in der Fokalebene F4 fokussiert. Es entsteht auf diese Weise eine räumliche Trennung der Isotope an F4. Ihr Abstand hängt von der Dicke der Materie an F2 ab und wird immer größer, je mehr Materie eingefügt wird. Um bei einem dicken Degradier noch eine gute Fokussierung der Isotope an F4 zu erhalten, wurde zusätzlich ein dünner Materiekeil an F2 verwendet. Er komprimierte die Impulsbreite an F2 und paßte sie so dem neuen, nach der Materie geringeren Gesamtimpuls an. Außerdem kompensierte er den geschwindigkeitsabhängigen Energieverlust in der Materie. Eine Gesamtmateriedicke an F2 von 6.3 g/cm^2 ergab einen Abstand der Maxima der Isotopenverteilungen an F4 von $\Delta x = 4 \text{ cm}$ und eine Halbwertsbreite der Maxima von $\Delta b = 2.5 \text{ cm}$. Diese war gut an die Breite der Eintrittsöffnung des Implantationszählers von $\Delta x = 4 \text{ cm}$ angepaßt.

Bei der ^{100}Sn -Einstellung konnte so die Gesamtrate an F4 auf ca. 1 Hz begrenzt werden. In der Ortsakzeptanz des Implantationsdetektors trat so nur noch eine Rate von ca. 0.2 Hz bei einer Primärstrahlrate von $2 \cdot 10^7$ Hz auf. Es wurde durch den FRS also eine Unterdrückung unerwünschter Fragmente und des Primärstrahls um den Faktor 10^8 erreicht. Der verbleibende Untergrund bestand fast nur aus Teilchen, die an den Wänden und Schlitzen der zweiten Stufe des Fragmentenseparators gestreut wurden, sowie Fragmenten, die im dicken Degradier an F2 mit der richtigen magnetischen Steifigkeit produziert wurden.

Die Primärstrahlenergie ergab sich aus dem Energieverlust der Fragmente in der F1- und F2-Materie sowie der benötigten Restenergie an F4 ($E_{F4, \text{Rest}} = 420 \text{ A} \cdot \text{MeV}$) zu $E_{\text{Strahl}} = 1.095 \text{ A} \cdot \text{GeV}$.

3.1.4 Identifizierung der Isotope

Mit dem Fragmentseparator ist eine perfekte Trennung der Isotope nicht möglich. So war die Untergrundrate bei der Einstellung der magnetischen Steifigkeit auf das Isotop ^{100}Sn etwa 10^5 mal größer als die ^{100}Sn -Rate. Es war daher nötig, die Isotope zusätzlich durch eine Messung ihrer Kernladungszahl Z und der Massezahl A eindeutig zu identifizieren.

3.1.4.1 Methode zur Bestimmung von A und Z

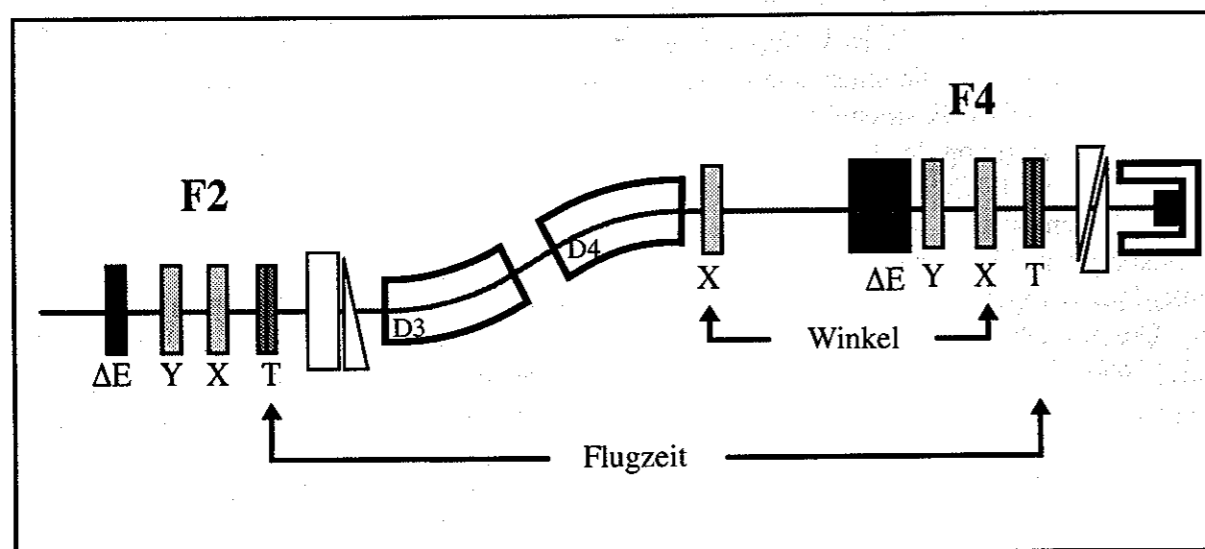


Abbildung 14: Anordnung der Detektoren in den Fokalebenebenen des Fragmentseparators. Die Detektoren messen den Ort, den Energieverlust, die Flugzeit und den Winkel der Flugbahn der Ionen. Dadurch ist eine eindeutige Identifizierung jedes einzelnen Kerns durch Bestimmung von A und Z möglich.

Bestimmung der Kernladungszahl Z

Die Kernladungszahl wurde in den Fokalebenebenen F2 und F4 jeweils unabhängig bestimmt. Dazu wurde der Energieverlust der Ionen beim Durchfliegen von Detektormaterie gemessen. Durch die zweifache Messung war es möglich Teilchen zu erkennen, deren Kernladungszahl sich durch eine Kernreaktion im F2-Degrader änderte. Außerdem wurden Kerne erkannt, die durch Streuung an den Wänden des FRS-Strahlrohres an F4 kleinere Geschwindigkeiten aufwiesen und dadurch mehr Energie in den Detektoren deponierten als ein ungestreutes Teilchen. Zusätzlich konnten Fehlmessungen durch Ionen, die die Detektoren an den weniger sensitiven Rändern durchquerten, eliminiert werden.

Die Messung der **Kernladungszahl an F2** war relativ einfach, da bei Ionenenergien von $E = 750 \text{ A} \cdot \text{MeV}$ der Energieverlust ΔE in Materie kaum durch kleine Geschwindigkeitsunterschiede beeinflusst wird. In diesem Energiebereich gilt näherungsweise für die Kernladungszahl:

$$Z = \sqrt{\Delta E \cdot c_1}$$

Die Konstante c_1 konnte über die bekannte Kernladungszahl des defokussierten Primärstrahls, der auf den Detektor geschossen wurde, bestimmt werden.

Etwas schwieriger war die **Kernladungsmessung an F4**, da bei der niedrigeren Energie von etwa $E = 400 \text{ A} \cdot \text{MeV}$ der Ionen der Energieverlust auch von kleinen Geschwindigkeitsunterschieden der einzelnen Kerne abhängt. Daher war es nötig, neben dem Energieverlust auch die

Geschwindigkeit β jedes einzelnen Kerns zu messen. Die Kernladungszahl konnte dann folgendermaßen bestimmt werden:

$$Z = \sqrt{\Delta E \cdot c_1 + (\beta_0 - \beta) \cdot c_2}$$

Dabei gibt $(\beta_0 - \beta)$ die Abweichung der Ionengeschwindigkeit von der Primärstrahlgeschwindigkeit an. Für den Primärstrahl wird der Term null und es kann (wie oben beschrieben) die Konstante c_1 ermittelt werden. Zur Eichung der Konstante c_2 wurde der Detektor mit Fragmenten bestrahlt, die eine breite Geschwindigkeitsverteilung hatten. Ihre Geschwindigkeit wurde mit der Flugzeitstrecke für jeden Kern gemessen. Trägt man sie gegen den Energieverlust der Ionen im Detektor in einem zweidimensionalen Diagramm auf, so kann aus der Steilheit der Kurven, die zu einem Z gehören, die Konstante c_2 ermittelt werden.

Bestimmung der Kernmassenzahl A

Folgende Gleichung beschreibt den Zusammenhang zwischen der Kernmassenzahl A und den meßbaren Größen:

$$B \cdot \rho = \frac{P}{Q} = \frac{c \cdot m_0}{e_0} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cdot \frac{A}{Z} \quad (3.1)$$

Dabei ist $B\rho$ die magnetische Steifigkeit, P der Impuls und Q die Ladung des Ions. Der konstante Term setzt sich aus m_0 für die Nukleonenmasse, e_0 für die Elementarladung und c für die Lichtgeschwindigkeit zusammen. Da die Ionenenergien in unserem Experiment sehr hoch waren, lagen alle Kerne vollständig ionisiert vor, d.h. $Q = Z$. Durch Auflösen der obigen Gleichung nach A/Z ergibt sich:

$$\frac{A}{Z} = B \cdot \rho \cdot \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \cdot \frac{e_0}{m_0 \cdot c} \quad (3.2)$$

Es war also eine Messung von drei Größen nötig.

Das **B-Feld** konnte direkt über Hallsonden in jedem Dipol gemessen werden.

Der **Bahnradius** ρ hängt von der Ionenbahn ab und konnte aus der Lage der Bahn in den zwei Fokalebenebenen F2 und F4 über Ortsmessungen bestimmt werden:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_0} = D_2 \cdot x_2 + D_4 \cdot x_4 \quad (3.3)$$

Dabei ist x_2 der Ionenort an F2, x_4 der Ort an F4, D_2 und D_4 die aus ionenoptischen Rechnungen bestimmten Dispersionen an den Fokalebenebenen F2 und F4. ρ_0 ist der Bahnradius bei zentriertem Strahl, der als fester Parameter des FRS bekannt ist. Der wirkliche Bahnradius kann daraus folgendermaßen bestimmt werden:

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{\Delta \rho}{\rho_0} + 1 \right) \quad (3.4)$$

Dabei ist $\Delta \rho$ die Abweichung des Ions von der zentralen Flugbahn.

Zur Ermittlung von A/Z fehlt nun noch die **Geschwindigkeit** β . Sie konnte aus der Messung der Flugzeit und des Flugweges eines Ions bestimmt werden.

Die **Flugzeit** wurde über einen Startdetektor an F2 und einen Stopdetektor an F4 gemessen. Aus der Differenz zwischen Stop- und Startzeit t' ergab sich die Flugzeit t bis auf eine unbekannte Konstante t_{Off} :

$$t = t_{\text{Off}} + t'. \quad (3.5)$$

Auch die Bahnlänge L_0 eines an F2 und F4 zentrierten Primärstrahls war zunächst unbekannt. Die Geschwindigkeit eines Ions mit zentrierter Flugbahn ergibt sich dann zu:

$$\beta = \frac{1}{c} \cdot \frac{L_0}{t_{\text{Off}} + t'}. \quad (3.6)$$

Die beiden Werte L_0 und t_{Off} konnten durch eine Messung mit zwei verschiedenen, sehr genau bekannten Primärstrahlenergien bestimmt werden.

Die **Bahnlänge L** für Ionen mit beliebiger Flugbahn wurde dann aus:

$$L = L_0 \cdot \left(\frac{\Delta L}{L_0} + 1 \right) \quad (3.7)$$

mit

$$\frac{\Delta L}{L_0} = c_2 \cdot x_2 + c_4 \cdot x_4 + c_5 \cdot \alpha. \quad (3.8)$$

ermittelt. Die relative Änderung der Bahnlänge $\Delta L/L_0$ ist also eine lineare Funktion der Orte an F2, F4 und des Austrittswinkels α der Flugbahn an F4. Die Konstanten c_2 , c_4 und c_5 wurden aus ionenoptischen Rechnungen bestimmt. Mit der Geschwindigkeit

$$\beta = \frac{1}{c} \cdot \frac{L}{t} \quad (3.9)$$

sind nun alle Größen zur Bestimmung von A und Z bekannt und der Kern damit vollständig identifiziert.

3.1.4.2 Die Detektoren

Es wurden folgende Anforderungen an die Detektoren gestellt:

Bei der Messung der **Kernladungszahl** wurde eine Halbwertsbreite der Verteilung für Teilchen mit $Z = 50$ von höchstens $1/3$ des Abstands zweier Kernladungen angestrebt. Daher war eine Messung des Energieverlusts mit einer Auflösung von $\Delta E/E < 1.3\%$ (Halbwertsbreite) erforderlich.

Bei der Messung der **Massenzahl** sollte die Halbwertsbreite der Verteilung von A/Z für benachbarte Kernmassenzahlen höchstens $1/3$ des Abstands ihrer A/Z sein. Daraus ergaben sich folgende Anforderungen:

- Ortsmessung an F2 zur Bestimmung der Flugbahn mit einer Ortsauflösung von $\Delta x < 4$ mm.
- Ortsmessung im Fokus F4 zur Bestimmung der Flugbahn. Der Detektor sollte eine Auflösung von $\Delta x < 1.5$ mm erreichen, um eine genaue Winkelmessung zu ermöglichen.
- Zweite Ortsmessung in einer Entfernung von 1.6 m vor dem F4-Fokus zur Winkelbestimmung (auf 2 mrad genau). Sie mußte eine Ortsauflösung von $\Delta x < 1.5$ mm haben.

- Zeitmessung an F2 und F4. Die Flugzeit der Ionen mußte auf $\Delta t < 150$ ps genau gemessen werden, d.h. für Start- und Stopdetektor waren jeweils 100 ps Zeitauflösung erforderlich.

An die Detektoren an F2 wurden zusätzlich Anforderungen bezüglich der Dickenhomogenität gestellt. Ein inhomogener Detektor würde einen ortsabhängigen Energieverlust der Ionen verursachen, der eine Aufstreuung der Impulse an F2 zur Folge hätte. An F4 würde der für jede Ionensorte punktförmige Fokus dann aufgeweitet und die räumliche Trennung der Isotope zerstört.

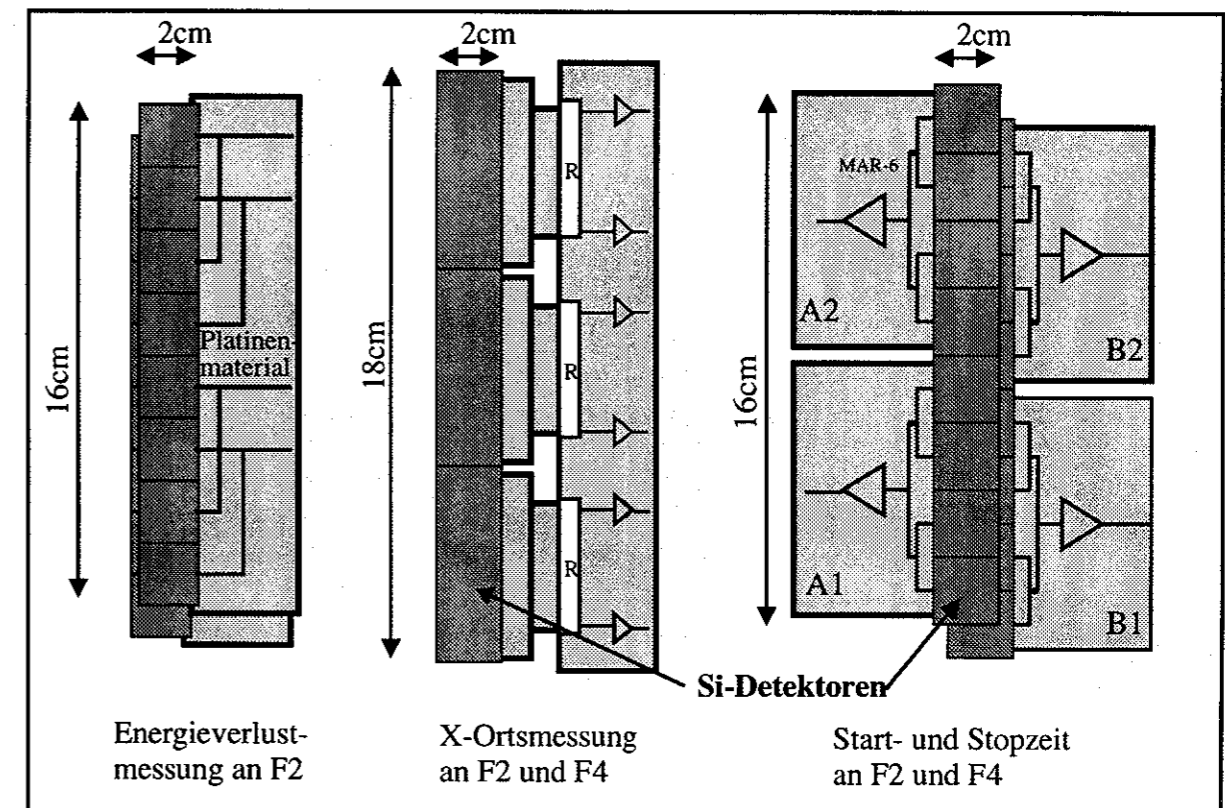


Abbildung 15: Mechanischer Aufbau dreier Detektoren. Links: zweilagiger Energieverlustdetektor an F2. Mitte: X-Ortsempfindlicher Detektor in den Fokalebene F2 und F4. Rechts: zweilagiger Start- und Stopdetektor an F2 und F4, bestehend aus jeweils vier Modulen.

Energieverlustdetektor an F2

Für die Energieverlustmessung an F2 wurde ein zweilagiger Detektor aus je acht lückenlos aneinandergereihten, 2×2 cm² großen und 400 μ m dicken Si-PIN-Dioden (Siemens SFH872) aufgebaut (Abbildung 15 links). Es ergab sich damit eine empfindliche Fläche von $A = 2 \times 16$ cm². Die Siliziumdetektoren wurden paarweise mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern ausgelesen. Durch die Gruppierung der Paare konnte aus dem Ansprechmuster eine zusätzliche Ortsinformation mit 1 cm Auflösung gewonnen werden. Die Z-Auflösung des Detektors lag bei $\Delta Z/Z = 1.3\%$, das entspricht einer Energieverlustauflösung von $\Delta E/E = 2.6\%$. Diese Auflösung erlaubte es, benachbarte Kernladungen eindeutig zu trennen.

Energieverlustdetektor an F4

Eine bessere Auflösung wurde durch die zweite Messung in der Fokalebene F4 mit der standardmäßig am FRS eingesetzten Ionisationskammer erreicht. Sie hat eine aktive Gaslänge von 40 cm, vier unabhängig ausgelesene Anoden und wurde mit P10-Gas (90% Argon + 10% Methan) bei Umgebungsbedingungen betrieben. Dadurch war eine Energieverlustkorrektur durch druck- und temperaturbedingte Schwankung der Gasdichte nötig. Nach der Korrektur des Energieverlusts mit der Ionengeschwindigkeit konnte eine Auflösung von $\Delta Z/Z = 0.7\%$ für Kerne mit $Z \approx 50$ erreicht werden. Das entspricht einer Energieverlustauflösung von $\Delta E/E = 1.3\%$.

Ortsmessungen an F2 und F4

Für die X-Ortsmessung an F2 und F4 wurden Detektormodule aus jeweils drei nebeneinander angeordneten, $2 \times 6 \text{ cm}^2$ großen Silizium-Streifendetektoren [Micron] eingesetzt. Sie waren $500 \mu\text{m}$ dick und hatten 96 Streifen mit einer Breite von $650 \mu\text{m}$. Es ergab sich so eine empfindliche Fläche von $2 \times 18 \text{ cm}^2$ (Abbildung 15 Mitte). Der Ort konnte über Ladungsteilung in einer Widerstandskette, die beidseitig ausgelesen wurde, bestimmt werden. Die Versorgungsspannung für die Zähler wurde auf der Rückseite (n-Schicht) über ladungsempfindliche Vorverstärker zugeführt, die eine zusätzliche Summenenergie lieferten. Da die Streifen paarweise verbunden wurden, ergab sich eine Ortsauflösung von 1.3 mm.

Um den Winkel an F4 zu bestimmen, mußte ein zweiter ortsempfindlicher Zähler im Abstand von 1.6 m vor dem Fokus angebracht werden. Dieser Zähler hatte eine größere Y-Ausdehnung, da der Strahl außerhalb des Fokus stark aufgeweitet war. Verwendet wurden dafür drei $5 \times 5 \text{ cm}^2$ große Streifenzähler mit einem Streifenabstand von 1 mm, die genauso wie die anderen X-Zähler ausgelesen wurden. Die Auflösung entsprach der Streifenbreite von 1 mm.

Zur Kontrolle der Strahlage in Y-Richtung an F2 und F4 wurden drei $2 \times 5 \text{ cm}^2$ große Silizium-Streifenzähler mit $500 \mu\text{m}$ breiten Streifen verwendet und über Ladungsteilung ausgelesen. Da jeweils vier Streifen miteinander verbunden wurden, konnte eine Ortsauflösung von 2 mm erreicht werden. Mit diesen Detektoren konnte der Strahl in Y-Richtung zentriert werden, um eine maximale Transmission durch den FRS zu erhalten.

Die zur Standardausstattung des FRS gehörenden X-Y-auflösenden Vieldrahtkammern konnten wegen der hohen Anforderung an die Homogenität der Massenbelegung an F2 nicht eingesetzt werden, da sie ein metallisiertes Kunststoffgitter als Kathode besitzen.

Wegen ihrer Nichtlinearität bei der Ortsmessung und zu geringer Ansprechwahrscheinlichkeit wurden die Vieldrahtkammern an F4 nur eingesetzt, um eine zusätzliche Ortsmessung zu bekommen.

Die Flugzeitstrecke von F2 nach F4

Die Auflösung der Flugzeitdetektoren sollte besser als 100 ps (= 3 cm Lichtweg) sein. Außerdem durfte die gemessene Flugzeit keine Ortsabhängigkeit über die gesamte Fläche von $2 \times 16 \text{ cm}^2$ zeigen und sollte während der Strahlzeit leicht zu eichen sein.

Diese Anforderungen konnten durch einen zweilagigen Siliziumdetektor erfüllt werden, der aus vier Modulen aufgebaut war. Jede Lage bestand aus zwei Modulen, die lückenlos aneinander anschlossen, um die geforderte homogene Massebelegung zu gewährleisten (Abbildung 15 rechts). Jedes Modul enthielt vier $2 \times 2 \text{ cm}^2$ große Si-PIN-Dioden (Siemens SFH872). Alle vier Dioden wurden über gleich lange Leiterbahnen mit einem schnellen 50Ω Vorverstärker auf der Platine verbunden, der neben einer zehnfachen Verstärkung auch eine reflexionsfreie Weitergabe der Signale an die weitere Elektronik gewährleistete. Die Laufzeitunterschiede der Signale hingen so nur von der Trefferposition des Ions auf einer einzelnen Diode ab und betragen etwa 80 ps. Durch die Verwendung von zwei in x-Richtung leicht gegeneinander verschobenen Detektorlagen war es möglich, die vier Zeit-Offsets der vier Detektormodule zueinander

allein durch Bestrahlen mit aufgeweitetem Primärstrahl zu bestimmen und damit den ganzen Start- und Stopdetektor so zu eichen, daß die gemessene Zeit unabhängig vom getroffenen Modul wurde. Um bei einer Ladungsträgersammelzeit in den Dioden von 15 ns eine Zeitauflösung von 100 ps zu erreichen, wurden Constant Fraction Diskriminatoren eingesetzt und die Zeitdifferenz zwischen Start und Stoppsignal mit einem TDC mit 25 ps Zeitauflösung gemessen (Philips TDC 7186H). Da die Ladungsträgersammelzeit linear von der Diodenspannung abhängt, mußte diese sehr konstant gehalten werden ($\Delta U < 0.5 \text{ V}$).

Abbildung 16 zeigt zum Abschluß einen Überblick über den **mechanischen Aufbau** an der letzten Fokalebene F4. Der Fragmentstrahl geht von links aus dem Dipol 4 kommend durch eine in der X und Y-Koordinate ortsauflösende Vieldrahtkammer, dann durch einen Kollimator, den ersten ortsauflösenden Siliziumdetektor und durchfliegt dann die Ionisationskammer. Es folgt eine zweite Vieldrahtkammer und die Siliziumdetektorgruppe mit den ortsauflösenden Detektoren und dem Stopdetektor der Flugzeitstrecke. Der nun identifizierte Strahl wird in einem Degradier mit einstellbarer Dicke abgebremst und nach dem Durchqueren eines Kollimators im Implantationsdetektor gestoppt. Der Implantationsdetektor ist verfahrbar und kann über die Strahlebene angehoben werden, um bei Eichmessungen mit Fragmentstrahl eine Kontamination des Detektors mit langlebigen radioaktiven Fragmenten zu vermeiden.

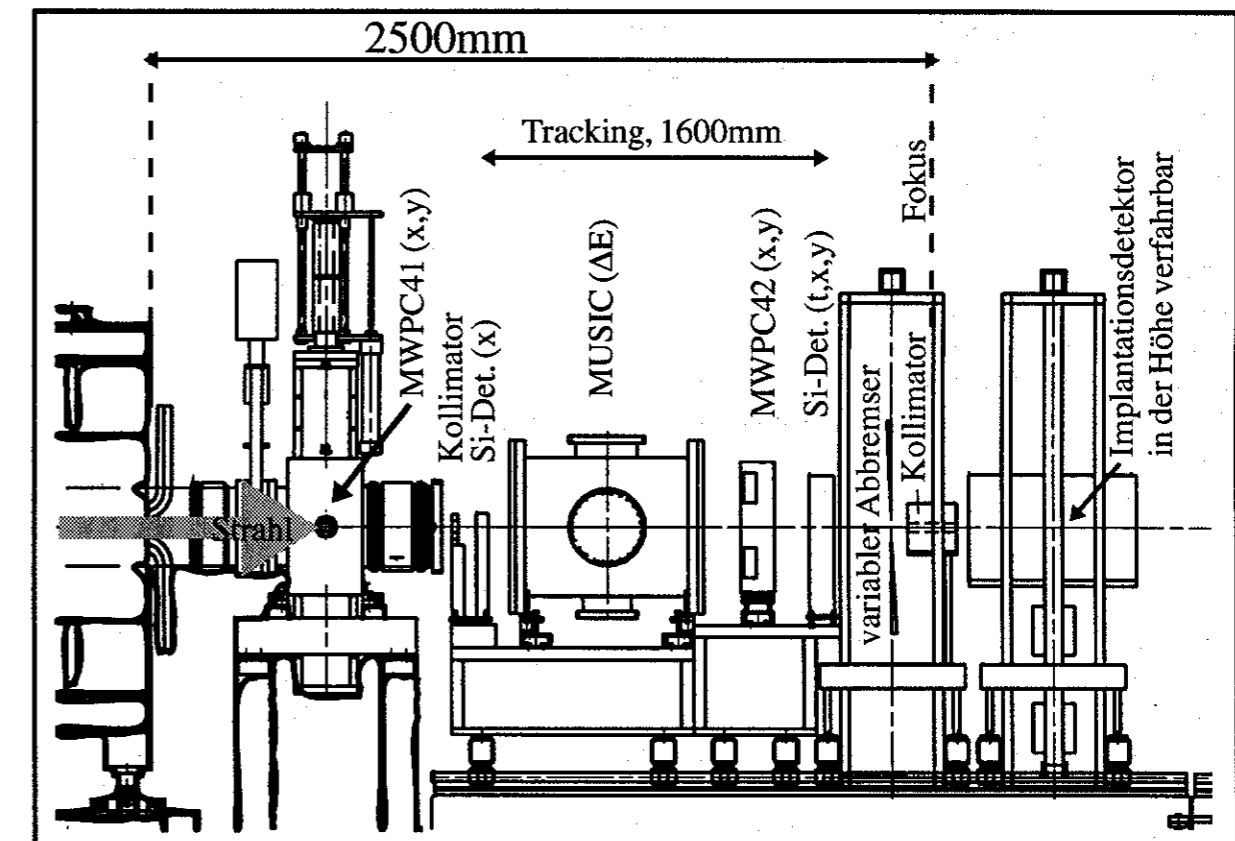


Abbildung 16: Detektoranordnung in der letzten Fokalebene F4. Der von links kommende gereinigte Isotopenstrahl durchfliegt einige Detektoren zur Identifizierung und wird dann im letzten Detektor, dem Implantationsdetektor, gestoppt. Dort werden die Zerfälle der Kerne beobachtet.

3.2 Durchführung und Auswertung des Experiments

3.2.1 Einstellung des FRS

Um den Fragmentseparator auf ein bestimmtes Isotop einzustellen, mußte zuerst die Geschwindigkeit des Sollfragments über eine Energieverlustrechnung, die den Targetdickeneffekt, den Energieverlust in Degradern und Detektoren sowie bei der Reaktion berücksichtigt, bestimmt werden. Aus dem Verhältnis von Masse zu Ladung und der berechneten Geschwindigkeit des gewünschten Isotops läßt sich die notwendige magnetische Steifigkeit $B \cdot \rho$ für jeden der vier Dipole berechnen.

Am genauesten ist es, nur die Skalierungsverhältnisse zwischen Fragment- und Primärstrahl zu berechnen und die B -Felder der Dipole vom gemessenen Primärstrahlwert ausgehend entsprechend zu skalieren. Dieses Skalierungsverhalten wurde durch Einstellen mehrerer Isotope und Überprüfung der Lage der Fragmentstrahlen an F2 und F4 kontrolliert und Korrekturfaktoren abgeleitet. Dadurch war eine präzise Extrapolation der B -Felder für Isotope mit sehr geringer Produktionsrate gewährleistet, bei denen eine Kontrolle der Strahlage erst nach Stunden oder Tagen möglich gewesen wäre.

Der Fragmentseparator wurde zu Kontrolle auf das Isotop ^{108}Te eingestellt, das nahe bei ^{100}Sn liegt, und dieses in den Spektroskopiedetektor implantiert. Durch seinen Alphazerfall mit einer Energie von $E_\alpha = 3.36 \text{ MeV}$, die eine eindeutige Identifizierung des Zerfall ermöglichte, war eine unabhängige Identifizierung des Isotops durch Korrelation mit seinem Zerfall möglich. Es konnte so die Masseichung und das Extrapolationsverfahren für die B -Felder der Dipole kontrolliert und bestätigt werden.

3.2.2 Bestimmung von Strahlintensität und Transmission

Die **Strahlintensität** wurde mit dem Sekundärelektronen-Monitor SEETRAM [Zig90] gemessen. Da dieser Detektor erst ab ca. 10^5 Xenon-Teilchen verwertbare Signale liefert, wurde er mit 1 bis $2 \cdot 10^5$ Teilchen pro Synchrotronpuls, die durch Zählen der Ausgangspulse eines Plastik-Szintillationsdetektors bestimmt werden konnten, geeicht. Da das SEETRAM-Ausgangssignal linear mit der Strahlintensität ansteigt, erlaubte die lineare Extrapolation der Eichung eine Messung von Strahlintensitäten bis zu $2 \cdot 10^8$ Teilchen pro Puls.

Bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für die an F4 identifizierten Kerne mußten verschiedene Effekte berücksichtigt werden:

- Zerstörung der Isotope in der Materie** an F1 und F2 (ca. 7.5 g/cm^2). Bei der Durchquerung der Materie im FRS werden etwa 60 % der ^{100}Sn Kerne durch Kernreaktionen zerstört. Der totale nukleare Reaktionsquerschnitt kann mit einer Parametrisierung berechnet werden [Kox85] und beträgt etwa 2.1 barn. Die Transmission ist daher $\epsilon_{\text{Mat}} = 40 \% \pm 5 \%$. Auch Zerstörung durch Coulombanregung mit nachfolgender Abregung über Neutronenabdampfung (bei den neutronenarmen Kernen auch Protonenabdampfung) wurde untersucht. Sie kann aus gemessenen Daten abgeschätzt werden [BeC88]. Der Coulombanregungsquerschnitt von ^{100}Sn , das mit einer mittleren Energie von $E = 600 \text{ A} \cdot \text{MeV}$ durch Aluminium, dem Hauptbestandteil der Abbremsmaterie, läuft, beträgt etwa $\sigma_{\text{Risc}} = 50 \text{ mb}$ und ist damit vernachlässigbar.
- Ionenoptische Transmission** durch den FRS. Berechnungen mit der Simulation MOCADI [ScT91] ergaben eine Transmission von 90 % für Isotope in der Mitte der Fokalebene. Der Fehler wurde mit +5% und -25% relativ groß angenommen, da kleine Fehljustierungen der ersten Stufe die Transmission verringern. Mit symmetrischen Fehlern ergibt sich für die Transmission: $\epsilon_{\text{Trans}} = 80 \% \pm 15 \%$.

- Y-Ortsakzeptanz** der Detektoren. Durch die begrenzte Höhe der Detektoren an F2 lieferte ein kleiner Teil der Ionen keine Detektorsignale, ging also für die Identifizierung verloren. An das Y-Ortsspektrum wurde eine Gaußfunktion angefitet. Der Vergleich von Gaußfläche und Ereignissen im Spektrum ergab eine Effizienz von $\epsilon_Y = 85 \% \pm 10 \%$.
- Effizienz der Detektoren:** Da zur Identifizierung der Isotope neun unabhängige Detektoren ein gutes Signal liefern mußten (X-Ort an F2, ΔE an F2, 2 * Flugzeit-Start an F2, 2 * Flugzeit-Stop an F4, 2 * X-Ort an F4 und ΔE an F4), gingen die einzelnen Detektoreffizienzen als Produkt ein. Zur Bestimmung der Effizienzen wurde mit den beiden F4-Flugzeitdetektoren getriggert. Die Ansprechwahrscheinlichkeit beider Detektoren zusammen war nahe bei 100 %. In Koinzidenz wurden die Effizienz der anderen Detektoren untersucht. Aus dem Produkt der so bestimmten Einzeleffizienzen ergab sich eine Gesamtdetektoreffizienz von $\epsilon_{\text{Det}} = 80 \%$.
- Totzeit:** Die Totzeit der Datenaufnahme bei der ^{100}Sn -Einstellung war 25 %. Die Nachweiswahrscheinlichkeit lag damit bei $\epsilon_{\text{Tot}} = 75 \%$.

Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit ergibt sich zu:

$$\epsilon = \epsilon_{\text{Mat}} \cdot \epsilon_{\text{Trans}} \cdot \epsilon_Y \cdot \epsilon_{\text{Det}} \cdot \epsilon_{\text{Tot}} \approx 0.16$$

und ist in Tabelle 1 zusammen mit den Einzelbeiträgen aufgeführt.

Verlustbeitrag	Wert ϵ	Fehler $\Delta\epsilon/\epsilon$
Überlebende aus der Reaktion mit Materie	0.40	$\pm 5 \%$
Transmission durch den FRS	0.80	$\pm 15 \%$
Y-Akzeptanz der Detektoren	0.85	$\pm 10 \%$
Nachweiseffizienz der Detektoren	0.80	$\approx 0 \%$
1-Totzeit = Lifetime der Datenaufnahme	0.75	$\approx 0 \%$
Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit	0.16	$\pm 19 \%$

Tabelle 1: Zusammenfassung der mittleren Verlustbeiträge für die Einstellung des Fragmentseparator auf ein Isotop.

In den verschiedenen Einstellungen wichen die Transmissionen etwas von den oben beschriebenen Durchschnittswerten ab. Sie wurden daher für jede Einstellung einzeln bestimmt. Insgesamt konnte für ^{100}Sn eine Gesamteffizienz von:

$$\epsilon(^{100}\text{Sn}) = 15 \%$$

ermittelt werden.

In den Gesamtfehler der Wirkungsquerschnitte gingen zusätzlich noch der systematische Fehler aus der Primärstrahleichung (etwa 20%) und der statistische Fehler aus der teilweise geringen Anzahl der nachgewiesenen Kerne ein.

3.2.3 Berechnung der Produktionsquerschnitte

Für die Berechnung der Fragmentationsquerschnitte wurde nur die primäre Produktion berücksichtigt, d.h. Sekundärproduktion im Target wurde vernachlässigt.

Die Zahl der produzierten Fragmente N_F kann dann aus der Teilchenbelegung des Targets x [Teilchen/barn], der Zahl der Primärstrahl-Projektile N_0 und den totalen Reaktionsquerschnitten von Projektil σ_{tot} und Fragment $\sigma_{F\text{-tot}}$ berechnet werden [ReJ95]:

$$N_F(x) = \frac{N_0 \cdot \sigma_F}{\sigma_{F\text{-tot}} - \sigma_{\text{tot}}} \cdot [\exp(-\sigma_{\text{tot}} \cdot x) - \exp(-\sigma_{F\text{-tot}} \cdot x)]. \quad (3.10)$$

Nach dem Produktionsquerschnitt für das Fragment aufgelöst ergibt sich:

$$\sigma_F = \frac{N_F(x)}{N_0} \cdot \frac{\sigma_{F\text{-tot}} - \sigma_{\text{tot}}}{[\exp(-\sigma_{\text{tot}} \cdot x) - \exp(-\sigma_{F\text{-tot}} \cdot x)]}. \quad (3.11)$$

Es muß jetzt noch die Zahl der Targetatome pro Fläche x für das 6 g/cm² dicke Beryllium-Target berechnet werden:

$$x = 0.40 \frac{1}{\text{barn}}.$$

Mit den totalen Reaktionsquerschnitten für Projektil und Fragment aus [Kox85]:

$$\sigma_{\text{tot}} = 2.36 \text{ barn } (^{124}\text{Xe auf } ^9\text{Be})$$

und

$$\sigma_{F\text{-tot}} = 2.13 \text{ barn } (^{100}\text{Sn auf } ^9\text{Be}),$$

kann dann unter Einschluß der totalen Effizienz ein Querschnitt z.B. für ¹⁰⁰Sn berechnet werden:

$$\sigma_F \approx 6.15 \cdot \frac{N_F}{N_0} \cdot \frac{1}{\epsilon}.$$

Dabei ist N_0 die Gesamtzahl der Primärstrahlteilchen, die auf das Target trafen, und N die Zahl der nachgewiesenen Kerne des interessierenden Fragments.

3.3 Meßergebnisse und Diskussion

3.3.1 Meßergebnisse

In 277 Stunden Strahlzeit bei der ¹⁰⁰Sn-Einstellung, in der $3.3 \cdot 10^{13}$ ¹²⁴Xe-Isotope auf das Target trafen, konnten bei $A/Z = 2.00$ und bei $Z = 50$ neun Ereignisse identifiziert und dem Isotop ¹⁰⁰Sn zugeordnet werden (Abbildung 17 links).

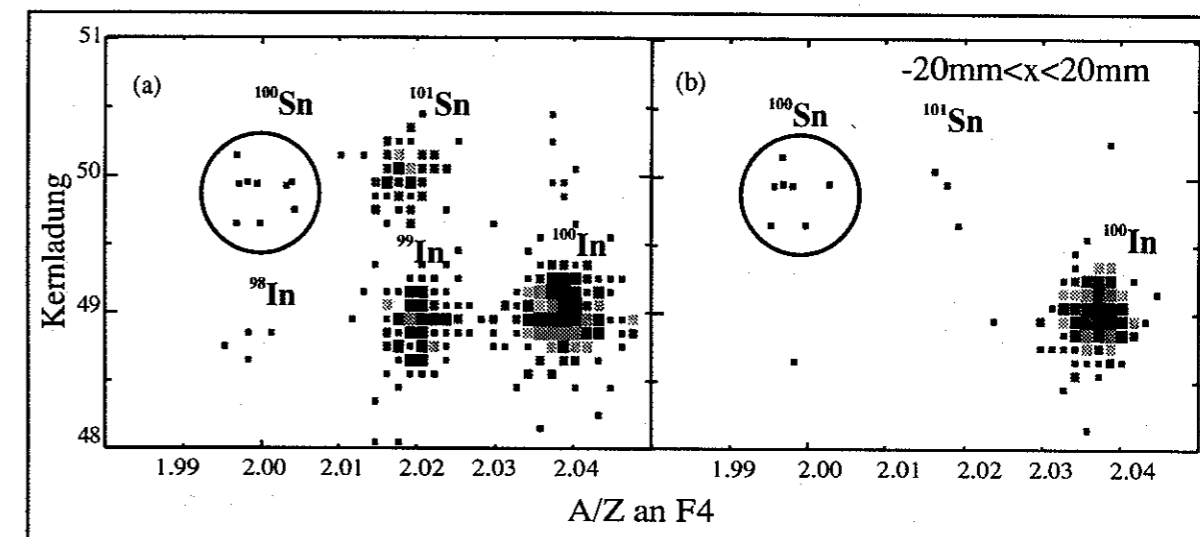


Abbildung 17: Identifizierte Isotope an F4 bei der FRS-Einstellung für ¹⁰⁰Sn. Links sind alle Isotope aufgetragen, die innerhalb der 16 cm breiten Fokalebene an F4 eintrafen. Auf der rechten Seite sind nur die Kerne zu sehen, die im Implantationsdetektor gestoppt wurden. Durch seine Ortsakzeptanz von ± 2 cm werden Isotope selektiert, die in der Mitte der Fokalebene eintreffen. Man kann sehen, daß von den Isotopen ¹⁰⁰Sn und ¹⁰⁰In nur wenige außerhalb der Akzeptanz des Implantationsdetektors lagen. Die anderen Isotope wurden dagegen stark unterdrückt.

Im rechten Teil der Abbildung sieht man die Kerne, die in den Zerfallsdetektor implantiert wurden. Durch die kleinere Ausdehnung des Detektors von ± 2 cm in x -Richtung wird die F4-Fokalebene (Ausdehnung von ± 8 cm) beschnitten. Man sieht deutlich, daß nahezu nur Isotope, die in der Mitte der Fokalebene liegen, (das sind ¹⁰⁰Sn und ¹⁰⁰In), in den Implantationsdetektor gelangen können. Es wurden 7 Kerne des Isotops ¹⁰⁰Sn implantiert. Zwei ¹⁰⁰Sn Kerne kamen außerhalb der Akzeptanz des Detektors, gingen also verloren.

Zur Eichung aller Experimentparameter wurde der Fragmentseparator außer auf ¹⁰⁰Sn noch für kurze Zeit auf weitere sechs Isotope eingestellt. Bei diesen Einstellungen war es möglich, Fragmentationsquerschnitte für die sechs zentralen Isotope mit Kernmassenzahl A_0 und Kernladungszahl Z_0 zu bestimmen. Ihre ionenoptische Transmission durch den FRS war etwa 80%. Gleichzeitig konnten in jeder Einstellung die Produktionsquerschnitte zweier benachbarter Isotope:

- eines mit $A = A_0 + 1$, $Z = Z_0$ und einer ionenoptischen Transmission von etwa 26% und
- das zweite mit $A = A_0 - 1$, $Z = Z_0 - 1$ und einer Transmission von etwa 21% bestimmt werden.

In Tabelle 2 sind für alle gemessenen Isotope die Anzahl der Primärstrahlteilchen, die bei jeder Einstellung auf das Target trafen, zusammengefaßt. Aus diesen Daten, der bekannten Targetdicke und den Transmissionen für die verschiedenen Isotope ergaben sich die Produktionsquerschnitte mit ihren Fehlern (Tabelle 2, Spalte 3 und 4).

Isotop	¹²⁴ Xe Strahlteilchen	Nachgewiesene Kerne	Produktionsquerschnitt [barn]	Fehler des Querschnitts
¹⁰⁰ Sn	3.3*10 ¹³	9	1.12*10 ⁻¹¹	± 42 %
¹⁰¹ Sn	3.3*10 ¹³	89	3.32*10 ⁻¹⁰	± 56 %
¹⁰² Sn	2.2*10 ¹¹	75	1.25*10 ⁻⁸	± 33 %
¹⁰³ Sn	1.4*10 ¹¹	400	2.55*10 ⁻⁷	± 26 %
¹⁰⁴ Sn	1.7*10 ¹⁰	1200	3.79*10 ⁻⁶	± 25 %
¹⁰⁵ Sn	7.3*10 ⁸	478	5.06*10 ⁻⁵	± 25 %
¹⁰⁶ Sn	7.3*10 ⁸	2580	6.62*10 ⁻⁴	± 55 %
¹⁰³ Sb				
¹⁰⁴ Sb	7.6*10 ¹¹	35	1.58*10 ⁻⁹	± 30 %
¹⁰⁵ Sb	7.6*10 ¹¹	340	4.72*10 ⁻⁸	± 31 %
⁹⁹ In	3.3*10 ¹³	192	8.95*10 ⁻¹⁰	± 56 %
¹⁰¹ In	2.2*10 ¹¹	1290	8.15*10 ⁻⁷	± 55 %
¹⁰² In	1.4*10 ¹¹	3420	8.32*10 ⁻⁶	± 55 %
¹⁰³ In	1.7*10 ¹⁰	4100	4.93*10 ⁻⁵	± 55 %
¹⁰⁴ In	7.3*10 ⁸	1290	5.21*10 ⁻⁴	± 55 %
¹⁰⁷ Te				
¹⁰⁸ Te	8.0*10 ⁹	38	4.46*10 ⁻⁷	± 30 %
¹⁰⁹ Te	7.0*10 ⁸	54	8.92*10 ⁻⁶	± 29 %
¹¹⁰ Te	7.0*10 ⁸	240	1.32*10 ⁻⁴	± 55 %

EPAX V2.1
 0.7 e-11
 3.1 e-10
 1.0 e-10
 4.7 e-9
 1.2 e-7
 2.8 e-8
 4.9 e-7

Tabelle 2: Überblick über die gemessenen Produktionsquerschnitte.

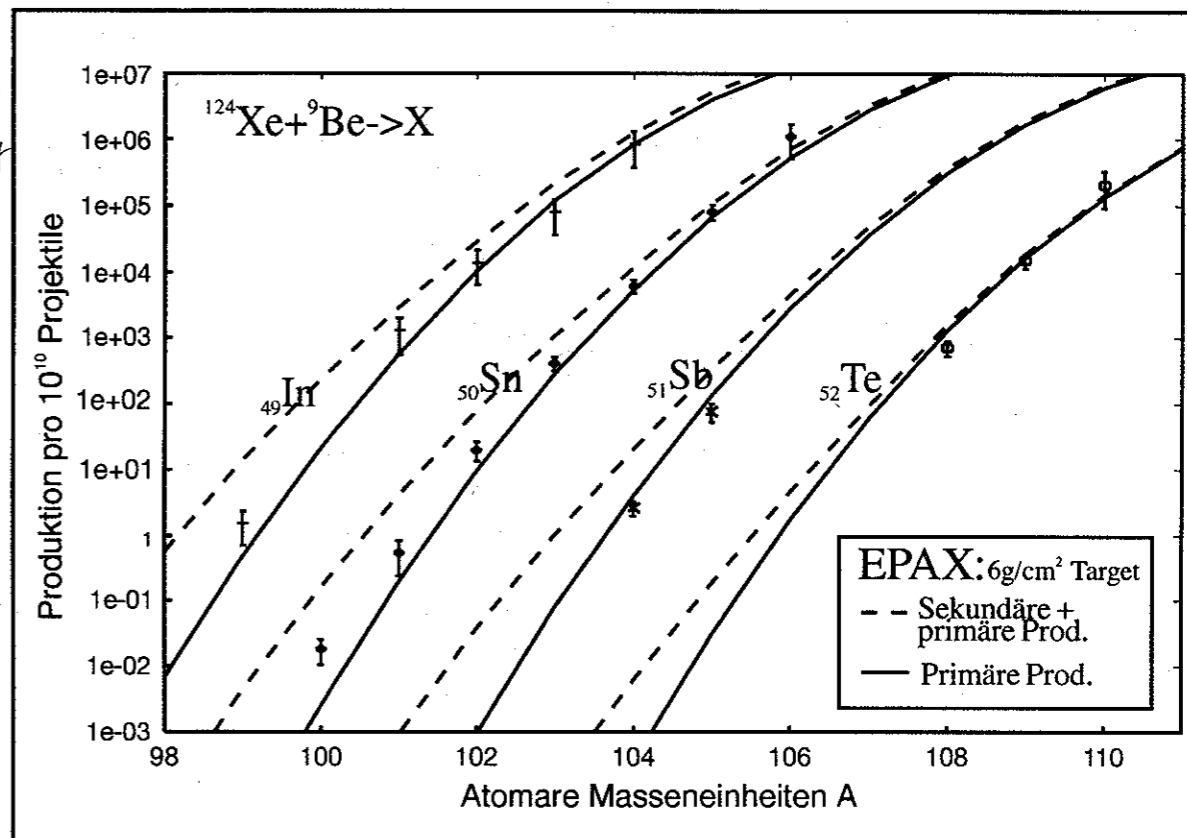
¹⁰⁶Te 1.0 e-9 430
¹⁰⁵Te 2.2 e-11 34
¹⁰⁴Te 0.8 e-12 34

3.3.2 Diskussion der Produktionsraten

Eine interessante Frage ist, ob extrem neutronenarme Fragmente an oder jenseits der Protonen-Dripline mit verwertbaren Produktionsraten erzeugt werden können. Als Referenzlinie können die aus EPAX [Süm90] berechneten Produktionsraten verwendet werden, da die Parametrisierung keinerlei Informationen über Schaleneffekte oder die Bindungsenergie der Nukleonen enthält. Eine lokale Abweichung der Messung von der glatten Kurve sollte Hinweise auf die Bindungsenergie der am schwächsten gebundenen Protonen geben. Eine besonders signifikante Abweichung sollte bei den Antimon-Isotopen ^{104,105}Sb auftreten. Das energetisch höchstliegende Proton ist bei diesen Isotopen um etwa 0.5 MeV „ungebunden“ [TiR94].

Abbildung 18 zeigt alle gemessenen Produktionsraten. Die Querschnitte der Protonenemitter ^{104,105}Sb weichen innerhalb der Meßfehler nicht stärker von der EPAX-Parametrisierung ab als z.B. die stark gebundenen Zinnisotope ¹⁰²Sn und ¹⁰³Sn. Diese geringe Abhängigkeit der Produktionsquerschnitte von der Bindungsenergie der am schwächsten gebundenen Protonen läßt sich durch die hohe Coulombbarriere (ca. 8.5 MeV) und die Drehimpulsbarriere erklären. Gegenüber diesen hohen Barrieren spielt es wohl nur eine geringe Rolle, ob der Protonengrundzustand um 2 MeV gebunden oder um 0.5 MeV ungebunden ist. Das stützt die Hoffnung, daß

auch noch stärker ungebundene, sehr interessante Isotope wie ¹⁰³Sb und ¹⁰²Sb durch Fragmentation herstellbar sein könnten.



gield/day
 1300
 430
 19000
 5.1 e5

Abbildung 18: Gemessene Produktionsraten normiert auf 10¹⁰ Projektilkerne. Die durchgezogenen bzw. gestrichelten Linien geben die auf EPAX basierende primäre bzw. sekundäre Produktionsrate bei einer Targetdicke von 6 g/cm² an.

Es soll noch auf die Frage eingegangen werden, ob die nochmalige Fragmentation von bereits produzierten Fragmenten im gleichen Target (= Sekundärfragmentation) einen wesentlichen Beitrag zur Erzeugung von ¹⁰⁰Sn lieferte.

Frühere Messungen mit dünnem Target, also mit eindeutig nur primärer Produktion [ReJ95], zeigen einen flacheren Abfall der Produktionsquerschnitte als von EPAX vorhergesagt. Diese systematische Abweichung von EPAX zeigte sich auch in den jetzt gemessenen Querschnitten bei dickerem Target. Die entscheidende Voraussetzung für eine nennenswerte Sekundärproduktion ist ein starker „Memoryeffekt“, d.h. protonenreiche Fragmente sollten mit umso höheren Querschnitten produziert werden, je protonenreicher das fragmentierte Projektil ist. Aus EPAX berechnet sich das Verhältnis der Produktionsquerschnitte von ¹⁰⁴Sn, das durch Fragmentation von ¹²⁹Xe bzw. ¹²⁴Xe produziert wurde, als:

$$\frac{\sigma(^{124}\text{Xe} \rightarrow ^{104}\text{Sn})_{\text{EPAX}}}{\sigma(^{129}\text{Xe} \rightarrow ^{104}\text{Sn})_{\text{EPAX}}} = 550$$

Ein Vergleich der gemessenen Produktionsquerschnitte von $\sigma(^{124}\text{Xe} \rightarrow ^{104}\text{Sn})$ aus diesem Experiment und $\sigma(^{129}\text{Xe} \rightarrow ^{104}\text{Sn})$ aus [ReJ95] ergab jedoch nur ein Faktor 6.5. Der Gewinn durch das neutronenärmere Isotop ¹²⁴Xe wird von EPAX also um zwei Größenordnungen überschätzt. Es spricht vieles dafür, daß sich dieser Trend für noch neutronenärmere Projektile wie ¹¹²Te, das bei der sekundären Fragmentation die Hauptrolle spielt, noch verstärkt. Wie aus

Abbildung 18 zu sehen ist, folgen die Tellur-Isotope den erwarteten Querschnitten, dh. auch ^{112}Te wird wohl wie erwartet produziert. Der Fragmentationsquerschnitt von ^{112}Te zu ^{100}Sn wird aber durch den in EPAX zu großen „Memoryeffekt“ sicherlich noch stärker überschätzt, als es bei der Fragmentation der beiden Xenonisotope zu ^{104}Sn der Fall ist. Daher ist die von EPAX vorhergesagte Überhöhung der Produktionsrate durch Sekundärfragmentation in sehr dicken Targets nicht haltbar.

Der Mechanismus der sekundären Produktion spielt also für die Produktion sehr protonenreicher Isotope durch Hochenergiefragmentation in dicken Targets wahrscheinlich keine Rolle.

4 Implantation und Spektroskopie

4.1 Der Implantationsdetektor

4.1.1 Aufbau

Um den Zerfall der erzeugten hochenergetischen Isotope mit Lebensdauern von wenigen Millisekunden bis zu vielen Sekunden spektroskopieren zu können, müssen sie in einem Detektor gestoppt werden. Dort wird dann auf den Zerfall der Kerne gewartet und dieser untersucht. Für den ^{100}Sn -Zerfall wurde ein β^+ -Zerfall mit einer Energieverteilung der Positronen bis 4 MeV erwartet. Möglicherweise wird gleichzeitig mit dem Positron ein Proton aus einem angeregten Zustand der Tochter ^{100}In , der durch den β -Zerfall bevölkert wird, emittiert. Das Positron aus dem β^+ -Zerfall erzeugt bei der Zerstrahlung mit einem Elektron im Detektormaterial zwei γ -Quanten mit Energien von je 511 keV. Außerdem regt sich der Tochterkern, falls keine Protonenemission stattgefunden hat, unter Emission einiger γ -Quanten ab. Alle diese Emissionen erfolgen praktisch gleichzeitig (Abbildung 19).

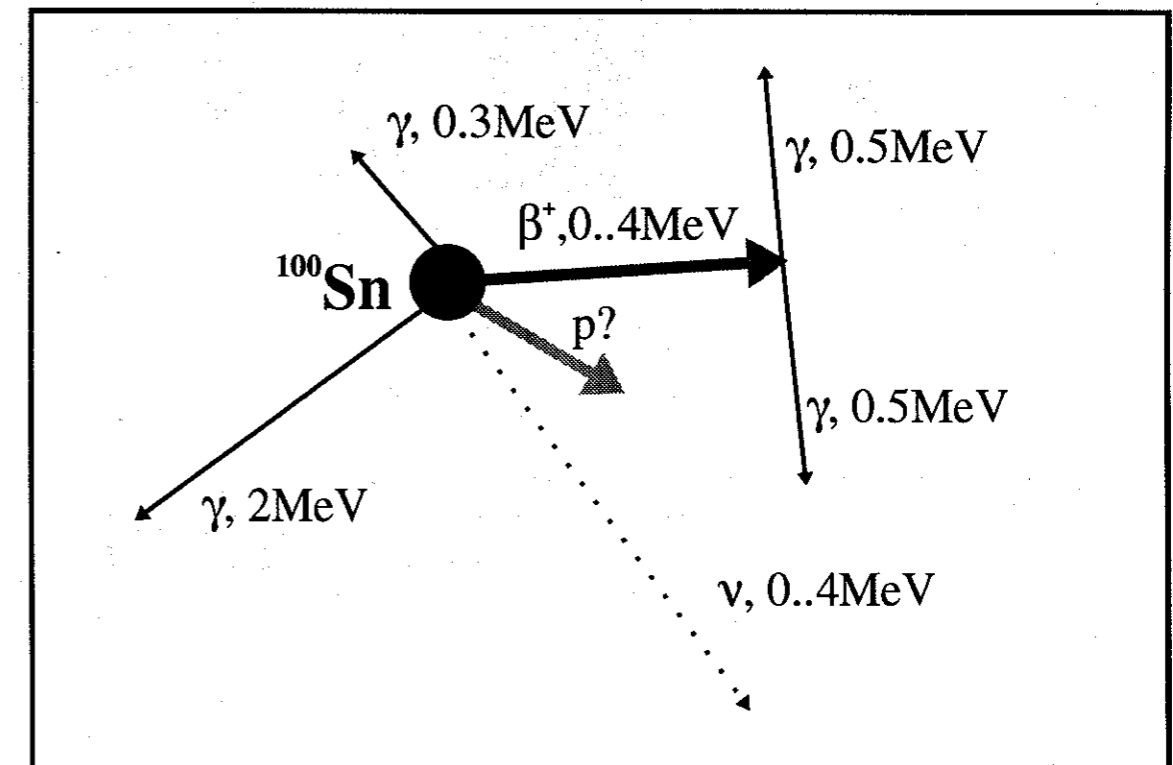


Abbildung 19: β^+ Zerfall von ^{100}Sn . Es wird ein Positron und möglicherweise ein Proton emittiert. Gleichzeitig werden einige γ -Quanten aus der β^+ -Annihilation und aus dem angeregten Tochterkern ^{100}In emittiert.

Zur vollständigen Untersuchung der Zerfälle müssen im Implantationsdetektor dann folgende Messungen durchgeführt werden:

- Messung der Zeit zwischen Implantation und Zerfall. Bei genügender Statistik kann daraus die Halbwertszeit bestimmt werden.
- Messung der Energie des Positrons, das mit einer breiten Energieverteilung emittiert wird. Bei einer genügenden Anzahl von Zerfällen kann daraus die maximale Betaenergie (Endpunktenergie) bestimmt werden.
- Nachweis betaverzögerter Protonenemission.
- Messung der Energien der emittierten γ -Quanten, um die Energie des angeregten Zustands in ^{100}Sn zu bestimmen.
- Messung der Energien von emittierten Protonen und Alphateilchen, um Zerfälle von Alpha- und Protonenemittern nahe ^{100}Sn untersuchen zu können.

Diese Messungen konnten mit einem Detektor, der aus drei Komponenten aufgebaut war (Abbildung 20), realisiert werden. Die einzelnen Komponenten hatten folgende Aufgaben:

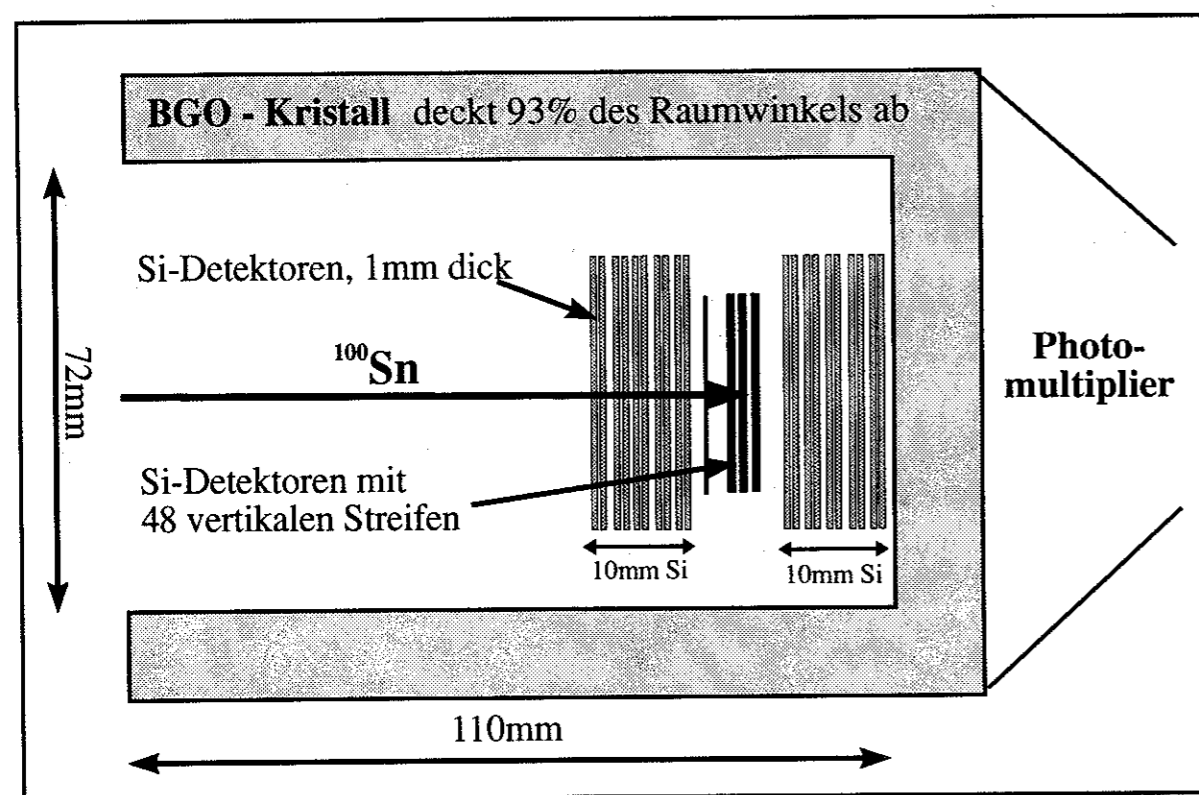


Abbildung 20: Überblick über den Aufbau des Implantationsdetektors. Der von links kommende Ionenstrahl wird in die mittleren drei Detektoren implantiert. Die Energie der beim Zerfall emittierten Positronen wird in zwei Stapeln von Siliziumdetektoren gemessen. Der Siliziumkern ist von einem BGO-Szintillator umgeben, der die Energie der emittierten γ -Quanten mißt.

Die Implantationszone

Die separierten Ionen traten mit genau definierter Geschwindigkeit, die durch eine variable Materieschicht vor dem Detektor eingestellt wurde, in den Detektor ein. Die Eindringtiefe wurde so gewählt, daß die Ionen im mittleren der dunkel schattierten Siliziumdetektoren der Implantationszone zur Ruhe kamen und dort zerfallen konnten (Abbildung 20). Die Implantationszone erlaubte eine Untergrundunterdrückung durch Ortskorrelation zwischen implantiertem Ion und seinem Zerfall. Außerdem konnte die Zeit bis zum Zerfall und die Energie, die durch die Zerfallsteilchen in den Detektoren

deponiert wird, bis zu Energien von 8 MeV bestimmt werden. Die Implantationszone war aus vier Lagen von energie- und ortsempfindlichen Siliziumstreifenzählern aufgebaut.

Die Betaabsorber

Sie dienten dazu, die Energie der emittierten Positronen mit Energien bis $E_{\max} = 4$ MeV im vollen Raumwinkel zu messen. Sie bestanden aus jeweils 10 Lagen von Si-Zählern auf jeder Seite der Implantationszone.

Der γ -Detektor

Er diente dazu, die γ -Energien bis 8 MeV Gesamtenergie nahezu im gesamten Raumwinkel zu messen. Er bestand aus einem zylinderförmigen BGO-Szintillator, der auf der Implantationsseite offen war und die Siliziumdetektoren umschloß.

Im folgenden werden die drei Komponenten genauer beschrieben.

4.1.1.1 Die Implantationszone

Eine wesentliche Aufgabe der Implantationszonen ist die **Zuordnung eines gemessenen Zerfalls** zum zuvor implantierten und identifizierten Kern. Dazu gibt es zwei Möglichkeiten.

Wenn der Zerfall eine **eindeutige Signatur** hat, z.B. ein Teilchen mit fester Energie emittiert wird, kann diese gemessene Energie eindeutig einem Zerfallstyp zugeordnet werden. Solche Signaturen haben Alpha-, Protonen- und γ -Zerfälle. Das Problem besteht dann darin, das Mutterisotop zu diesem Zerfall zu finden.

Wesentlich schwieriger ist es, wenn die Zerfälle **keine Signatur** haben wie bei β -Zerfällen, bei denen die emittierten Elektronen oder Positronen eine kontinuierliche Energieverteilung bis zu einer Maximalenergie aufweisen. Es bleibt dann die Möglichkeit, über ein Orts-Zeitfenster einen Kern seinem Zerfall zuzuordnen. Dazu wird am Implantationsort des Kerns eine gewisse Zeit gewartet, ob an der gleichen Stelle ein Zerfall auftritt. Wichtig ist, daß in diesem Orts-Zeitfenster kein unspezifischer Untergrundzerfall auftritt. Dieser kann beim Zerfall eines langlebigen, vor langer Zeit an der gleichen Stelle implantierten Kerns, auftreten.

Den Hauptteil der als Untergrund implantierten Kerne stellen die Isotope um ^{100}Sn . Sie zerfallen in wenigen Stunden etwa fünf mal bis die Zerfallskette das Stabilitätstal erreicht. Bei einer Implantationsrate von 0.2 Hz ergibt sich daher nach einigen Stunden die fünffache Gleichgewichts-Zerfallsrate von etwa 1 Hz. Wenn bei einer typischen Lebensdauer eines interessanten Isotops von 1 s nur eine Fehlzuordnung von 1 % akzeptiert werden soll, so darf die Zerfallsrate am Implantationsort nur etwa 1/100 Hz betragen.

Dieser Faktor 100, der an zusätzlicher Untergrundunterdrückung erreicht werden muß, bestimmt die notwendige Ortsauflösung für den Implantations- und Zerfallsort. In unserem Experiment war die Strahlbreite eines Isotops etwa 2.5 cm. Seine Variation in der Implantationstiefe durch die Energieunschärfe des Strahls wurde mit 500 μm Halbwertsbreite im Silizium berechnet. Viele Ionensorten haben bis zu einige Millimeter größere Implantationstiefen im Detektormaterial, so daß ihre Zerfälle nicht zum Untergrund beitragen können.

Es reichte daher eine Ortsauflösung für die implantierten Kerne von 1.3 mm in x-Richtung und 0.5 mm in der Tiefe aus, um den Untergrund im Orts-Zeitfenster klein genug zu halten. Es war dadurch eine Untergrundunterdrückung um den Faktor 500 möglich.

Eine weitere Aufgabe der Implantationszone ist die **Unterscheidung der verschiedenen Zerfallsarten**. Dazu wird ausgenutzt, daß Protonen oder Alphateilchen mit einer kinetischen Energie von 1 MeV im Detektormaterial Silizium bereits innerhalb von 0.1 mm gestoppt werden, Elektronen oder Positronen mit der gleichen Energie dagegen erst innerhalb von 2.4 mm [PaL72]. Diese unterschiedliche Reichweite führt zu einer unterschiedlichen Energiedeposition, wenn das Elektron den Detektor verlassen kann, das Proton dagegen nicht. Dies kann zur Unterscheidung der Protonen- von β -Zerfällen verwendet werden. Es wurde daher ein Detektor

mit einer Dicke von 500 μm gewählt, den die Positronen mit wenig Energieverlust verlassen konnten. Eine hohe Energiedeposition von 1 bis 2 MeV in der Implantationsdiode, den ein Betateilchen kaum deponieren kann, wurde daher als Identifizierungsmerkmal für betaverzögerten Protonenzerfall verwendet.

Aufbau der Implantationszone

Der Ionenfokus an F4 hatte eine X-Breite von 25 mm und eine Höhe von 10 mm. Als Maße für die Detektoren der Implantationszone wurde daher eine Breite von 60 mm und eine Höhe von 20 mm gewählt. Es wurden Silizium-Streifenzähler mit 1.3 mm breiten senkrechten Streifen verwendet.

Die hochenergetischen Ionen durchflogen zuerst einen 140 μm dicken Detektor, in dem der x-Ort des Teilchens auf 1.3 mm genau bestimmt werden konnte. Der Kern wurde dann in einem der drei nachfolgenden Detektoren gestoppt. Diese Detektoren konnten den Energieverlust eines emittierten Zerfallsteilchens bestimmen, und den Ort des Zerfalls auf 1.3 mm genau messen.

Da zusammen mit dem Hauptisotop auch das ebenfalls interessante Isobar mit Kernladungszahl Z-1 implantiert wird, jedoch mit etwa 500 μm größerer Tiefe, wurden drei 500 μm dicke Detektoren gewählt. Die gesamte Dicke der Implantationszone von 1.5 mm schaffte auch Spielraum für Ungenauigkeiten in der Einstellung der Implantationstiefe, die bei sehr kleinen Ionenraten (z.B. ein Ion pro Tag) während des Runs kaum kontrolliert werden kann.

4.1.1.2 Die Betaabsorber

Durch die Produktionsmethode der Hochenergiefragmentation mit ihren sehr kleinen Produktionsraten muß der Implantationsdetektor einen möglichst großen Raumwinkel für den Nachweis von Zerfallsteilchen aufweisen. Für die Betaendpunktbestimmung bedeutet das, daß der Implantationsort in jeder Richtung von mindestens 10 mm Siliziumdetektoren umgeben sein muß. Silizium bietet den Vorteil einer kleinen Kernladungszahl und besitzt daher einen kleinen Photoabsorptionsquerschnitt bei niedrigen γ -Energien. Compton-gestreute Photonen können so trotz veringertes Energie das Silizium noch verlassen, ohne weitere Energie zu deponieren. Wie die linke Seite der Abbildung 21 zeigt, wird ein γ -Quant in 10 mm Silizium mit etwa 15-20 % Wahrscheinlichkeit gestreut, und deponiert, wenn es das Silizium danach verlassen kann, im Mittel etwa 40 % seiner Energie. Auf der rechten Seite ist die Häufigkeit des Energieverlusts eines 500 keV γ -Quants bei der Streuung in einem Festkörper gegen den Energieübertrag aufgetragen (z.B. [Leo94]).

Die dicken Absorber wurden mit 50 mm breiten, 30 mm hohen und 1 mm dicken unsegmentierten Silizium-PIN-Dioden [Micron] realisiert, von denen jeweils 10 vor und hinter der Implantationszone angebracht waren. Sie konnten Betateilchen mit bis zu 4 MeV sicher stoppen [PaL72]. Durch den vollen Raumwinkel für Betaabsorption wird also immer die gesamte Betaenergie gemessen, wodurch es sich erübrigt, wie bei anderen Spektrometern, komplizierte Detektorantwortfunktionen auszumessen und in die Messung hineinzufalten. Dies würde eine wesentlich höhere Zahl an Zerfällen erfordern, um die gleiche Genauigkeit bei der Bestimmung des Elektronenspektrums zu erreichen.

Bei der geometrischen Anordnung der Detektoren wurde eine möglichst dichte Montage angestrebt, um die Wahrscheinlichkeit für totale Betaabsorption auch bei Emissionswinkeln nahe 90° nicht durch Luftspalte zu reduzieren. Es wurde ein Packungsverhältnis von 70 % Silizium zu 30 % Luftspalte erreicht.

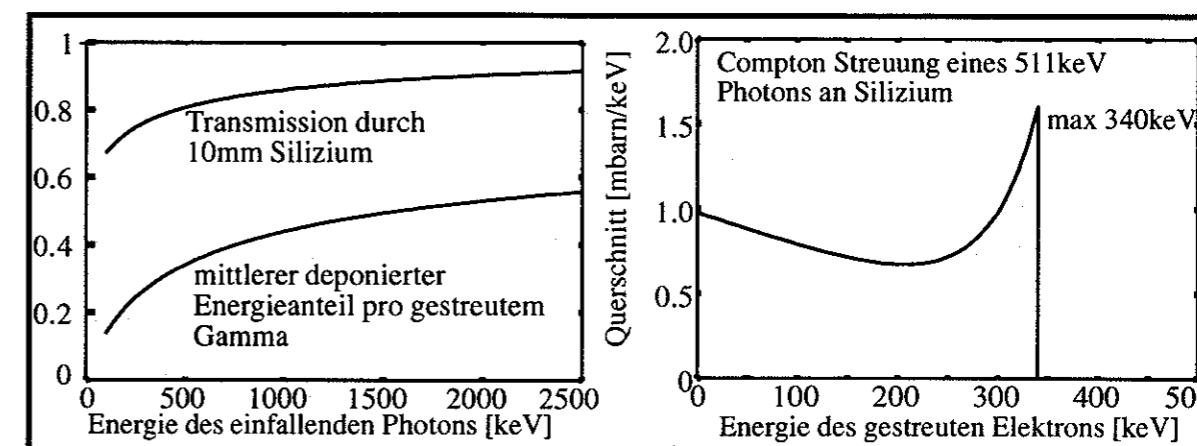


Abbildung 21: Links: Transmission und mittlerer deponierter Energieanteil von γ -Quanten in 10 mm Silizium. Rechts: Energieverteilung der Compton-gestreuten Elektronen.

Die hohe Segmentierung der Betaabsorber, mit 10 Dioden auf jeder Seite der Implantationszone, bringt einen großen Vorteil bei der Unterdrückung der Energiesignale von Compton-gestreuten γ -Quanten (Abbildung 22). Da die Zerfallspositronen in der Regel in wenigen Detektoren auf einer Seite der Implantationszone gestoppt werden, können isolierte Energiedepositionen in den restlichen Detektoren einem Compton-gestreuten γ -Quant zugeordnet werden. Bei der Summation der Einzelenergien zur Ermittlung der gesamten Betaenergie werden diese isolierten Energiedepositionen ignoriert (Abbildung 22).

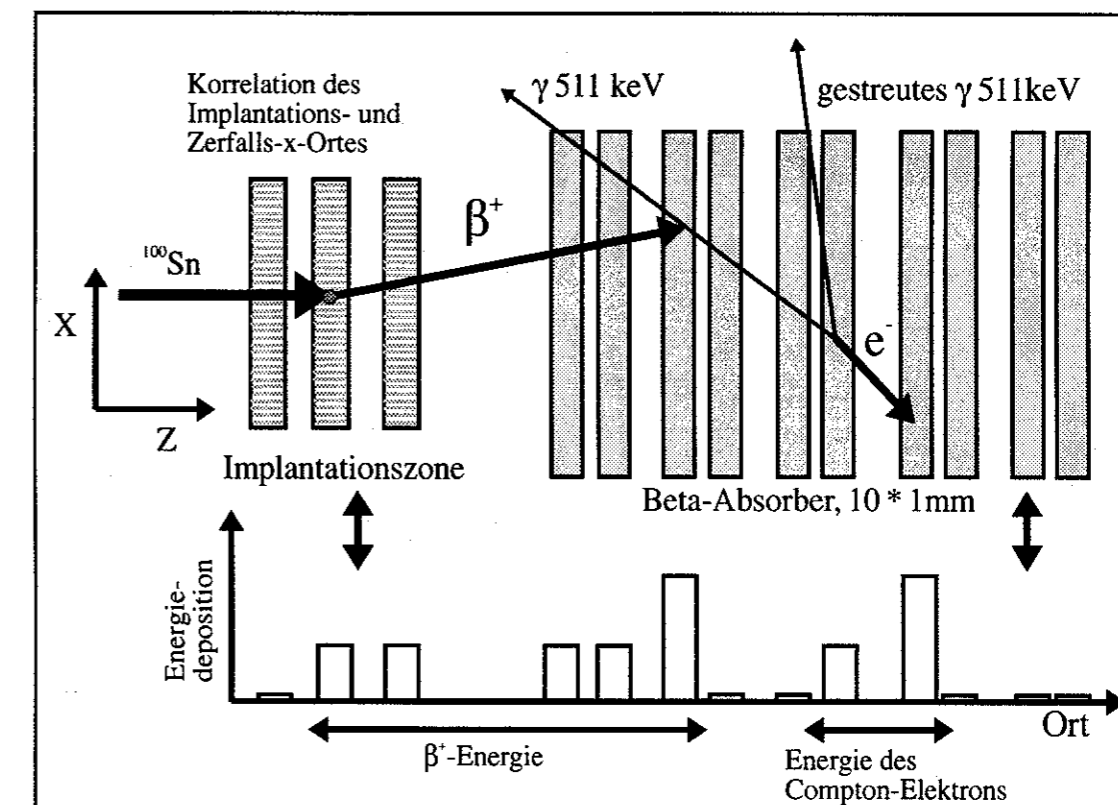


Abbildung 22: Unterdrückung von Compton-gestreuten γ -Quanten. Die isolierte Energiedeposition im Betaabsorber Nummer 6 und 7 wird einem Compton-gestreuten γ -Quant zugeordnet und bei der Aufsummation der Betaenergie nicht berücksichtigt. Bei der Bestimmung der γ -Energien wird diese Energie mit der Energie im Szintillator aufsummiert.

4.1.1.3 Der γ -Detektor

Zur Unterscheidung der Teilchenemission von γ -Emissionen wurde die hohe Transparenz der Betaabsorber für hochenergetische γ -Quanten ausgenutzt.

Diese γ -Quanten wurden nach Verlassen der Siliziumdetektoren in einem zylinderförmigen, einseitig geschlossenen Szintillator aus Wismutgermanat ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) nachgewiesen. Der Detektor deckte 93 % des vollen Raumwinkels ab und wurde mit einem einzigen Photomultiplier ausgelesen. Durch die unterschiedliche Lichtsammlungseffizienz von Zylindermantel und Rückseite des Szintillators wird die Antwortfunktion auf eine deponierte Energie relativ kompliziert (Kapitel 4.2.3).

Der γ -Detektor half außerdem bei der **Suche nach Protonenradioaktivität** und Alphaemittern, da mit ihm ein Veto auf β^+ -Zerfälle, die von Annihilationsstrahlung begleitet sind, erzeugt werden konnte. Er half auch bei der **Unterdrückung von Triggern**, die durch Vorverstärkerrauschen oder äußere elektromagnetische Einstreuungen verursacht wurden. Dieses Problem trat auf, weil die Triggerschwelle möglichst nahe am Rauschen von Detektoren und Vorverstärkern eingestellt werden mußte, um eine hohe Nachweiseffizienz für β -Zerfälle und EC-Zerfälle zu erhalten.

Der γ -Detektor konnte auch als **aktive Abschirmung** gegen Höhenstrahlung und γ -Zerfälle in der Umgebung des Experiments verwendet werden.

4.1.2 Auslese des Detektors

Zur Bestimmung des Zerfallsortes in X-Richtung mußte der Streifen des Siliziumdetektors lokalisiert werden, in dem ein Zerfallsteilchen Energie deponiert hatte. Das Ziel war eine möglichst geringe Energieschwelle für den Nachweis emittierter Teilchen zu erhalten. Die besten Ergebnisse können mit einer individuellen Verstärkung der Signale jedes einzelnen Streifens mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern und nachfolgenden Filterverstärkern erzielt werden. Bei jeweils 48 Streifen für jeden der drei Zerfallsdetektoren waren 144 Verstärkerkanäle nötig. Es wurden daher die hochintegrierten AMPLEX-Verstärker [BeE90] mit 16 Kanälen auf einem Chip und der dazugehörigen, am CERN entwickelten, Ausleseelektronik „DRAMS“ verwendet. Dort wurden die analogen Signale aus den AMPLEX-Verstärkern mit einem 8-bit ADC digitalisiert, gespeichert und anschließend von einem CAMAC-System übernommen (Abbildung 23).

Es konnte eine Energieschwelle von etwa 20 keV erzielt und Signale bis $E = 3 \text{ MeV}$ mit ausreichender Auflösung gemessen werden. Um diese hohe Dynamik zu erreichen, mußten die ADCs mit nichtlinearer Kennlinie betrieben werden, die bei niedrigen Energien eine hohe und bei hohen Energien eine niedrigere Auflösung erzeugte.

Da diese Ausleseelektronik nicht alle Anforderungen, die an die Implantationszone gestellt wurden, erfüllen konnte, wurde die Rückseite der Streifenzähler zusätzlich mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker, der Signale bis 120 MeV verarbeiten konnte, ausgelesen. Das so erzeugte Signal wurde auf drei Zweige aufgeteilt:

1. ein Niederenergiezweig für Zerfallsenergien bis 8 MeV
2. ein Hochenergiezweig bis 120 MeV
3. ein Triggerzweig zur Erzeugung des Zerfallstriggers

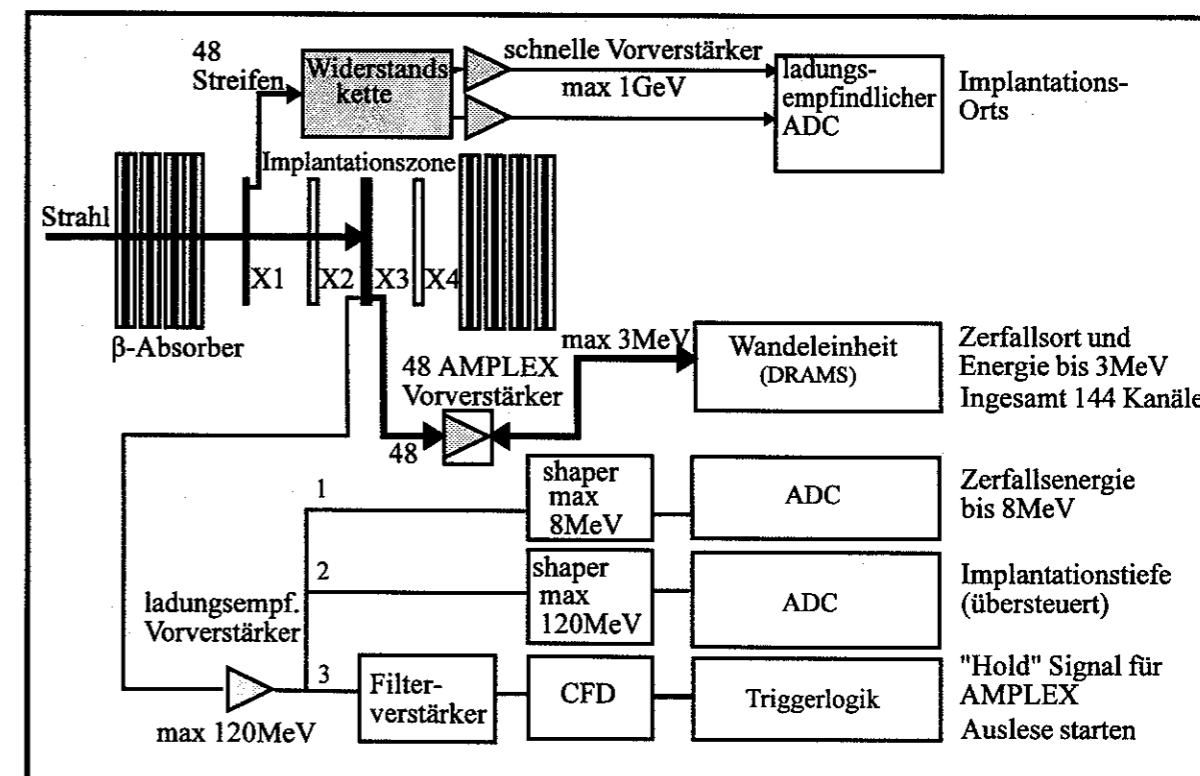


Abbildung 23: Auslese des Implantationsdetektors.

Das erste Signal hatte zwar ein höheres Rauschen als die AMPLEX-Signale, war aber durch die geringere Zahl an Kanälen wesentlich leichter zu eichen und konnte Energiedepositionen in einem Detektor bis 8 MeV messen. Dazu wurde dem Vorverstärker ein Filterverstärker nachgeschaltet und das Signal mit einem pulshöhenempfindlichen ADC (Silena ADC 4418/V) digitalisiert. Dieser Zweig wurde für die Implantationsdetektoren X2 bis X4 und alle Betaabsorber aufgebaut. Bei der Implantation wurden alle diese Signale übersteuert, so daß mit dem Niederenergiezweig eine Bestimmung der Implantationstiefe nicht möglich war.

Das zweite Signal durchlief einen Filterverstärker, der so eingestellt war, daß bis zur maximalen Ausgangsamplitude des Vorverstärkers von 120 MeV gemessen werden konnte. Dieses Hochenergiesignal wurde für die Detektoren X2 bis X3 und für jeweils zwei Betaabsorber vor und hinter der Implantationszone erzeugt. Es war in jedem Detektor, durch den ein Ion flog, übersteuert. Die Detektoren hinter der Implantationsstelle lieferten dann nur noch Signale von ca. 40 MeV, die auf elektronisches Übersprechen, Deltaelektronen, Röntgenstrahlung und Bremsstrahlung, die das Projektil erzeugt, zurückzuführen sind. Das letzte übersteuerte Signal trat also an dem Detektor auf, in dem das Isotop gestoppt wurde, und diente zur Identifizierung der Implantationsdiode.

Das dritte Signal wurde in schnellen Filterverstärkern gesiebt, denen sich „Constant Fraction Diskriminatoren“ anschlossen. Aus den so erzeugten Ansprechsignalen der Detektoren konnte über ein logisches „Oder“ der Zerfallstrigger erzeugt werden. Er diente dazu, die analogen Signale zum richtigen Zeitpunkt mittels einer integrierten „Track and Hold-Stufe“ in den AMPLEX-Chips festzuhalten und die Ausleseprozedur für das gesamte Experiment zu starten. Die Ansprechschwelle für den Trigger lag bei etwa 100 keV.

Da die AMPLEX-Elektronik für eine Energiedeposition von maximal 3 MeV ausgelegt ist, konnte sie die Implantationssignale von bis zu 4 GeV nicht verarbeiten, lieferte also auch keinen Implantationsort. Dieses Problem wurde durch Einfügen eines 140 µm dicken Si-Streifenzählers (X1) vor der Implantationszone, der über eine Widerstandskette ausgelesen wurde, gelöst. Der dünne Detektor war allerdings auf die geringe Energiedeposition von Betateilchen (etwa 50 keV) nicht sensitiv. Bei den hier angestrebten Genauigkeiten konnte diese Energie jedoch vernachlässigt werden.

4.1.3 Test des Detektors

Da wesentliche Funktionen des Detektors nur unter realistischen Bedingungen getestet werden konnten, wurde ein kleiner Teil der Strahlzeit für die Implantation des wohlbekannten Alphaemitters ^{108}Te verwendet. Durch den charakteristischen Zerfall mit einer Energie von $E_\alpha = 3.36 \text{ MeV}$ waren die Zerfälle leicht zu identifizieren. Vor allem die Reaktion des Detektors auf das sehr große Implantationssignal konnte nur mit einer wirklichen Implantation bestimmt werden. Abbildung 24 links zeigt die Reaktion des γ -Detektors auf die Implantation von etwa $85 \text{ }^{108}\text{Te}$ -Ionen. Aus der geringen Breite der Energiedeposition läßt sich entnehmen, daß die Energie auf viele Röntgenquanten verteilt war. Die Quellen dürften Bremsstrahlung und Strahlung aus den beim Durchgang eines schweren Ions angeregten Siliziumatomen der Detektormaterie sein.

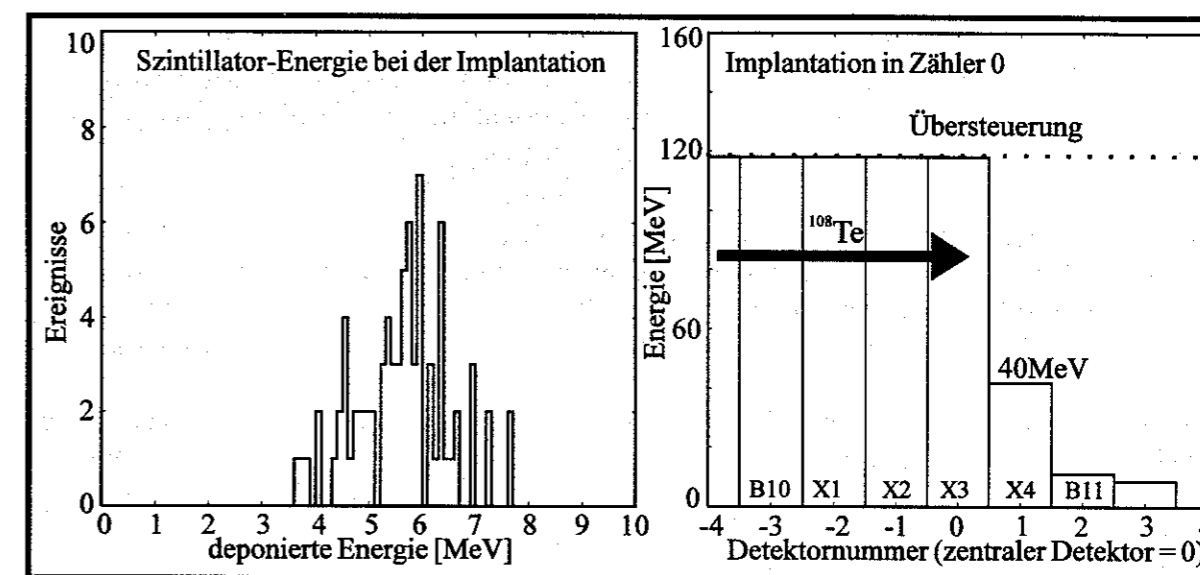


Abbildung 24: Links: Signale des Szintillators bei der Implantation von $85 \text{ }^{108}\text{Te}$ -Kernen. Die geringe Breite der Verteilung ist durch die hohe Statistik der Röntgenquanten bei einer Implantation bedingt. Rechts: Verstärker-Ausgangsamplituden im Hochenergiezweig bei der Implantation eines einzelnen ^{108}Te -Kerns in Detektor 0. Die Signale bis zur Implantationsstelle sind übersteuert.

Auf der rechten Seite von Abbildung 24 sind die Verstärkersignale des Hochenergiezweiges für die inneren Detektoren bei der Implantation eines einzelnen ^{108}Te -Kerns gezeigt. Man kann sehen, daß die Signale der Detektoren, durch die das Ion flog, übersteuert waren, d.h. an ihrem Maximalwert von umgerechnet 120 MeV begrenzt wurden. Die Detektoren hinter der Implantationsstelle zeigten dagegen kleinere Signale.

Abbildung 25 zeigt das ermittelte Implantationsprofil von 85 Kernen des Isotops ^{108}Te . Die Asymmetrie zu größeren Implantationstiefen wurde durch die 15 % der Kerne hervorgerufen, die im 10 mm dicken Silizium des vorausgehenden Betaabsorbers fragmentiert wurden. Durch die in der Regel kleinere Kernladung (genauer: das größere Verhältnis von A/Z^2) der Fragmente dringen diese tiefer in den Detektor ein.

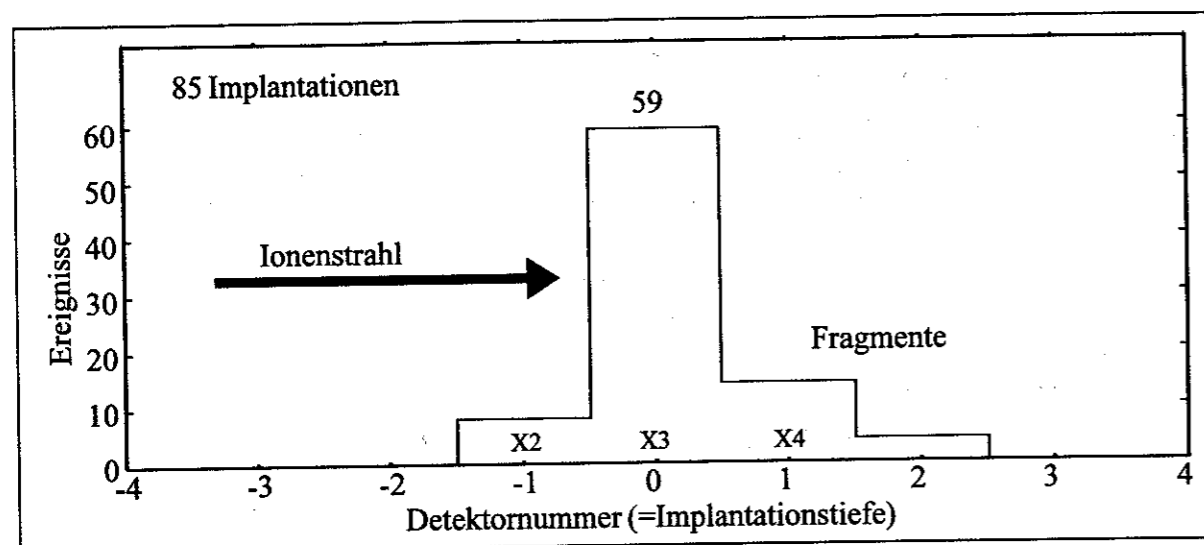


Abbildung 25: Implantationstiefe bei der Implantation von $85\ ^{108}\text{Te}$ -Kernen. Die Asymmetrie zu größeren Implantationstiefen kommt von im Detektormaterial fragmentierten Isotopen, die durch Protonenverlust eine größere Eindringtiefe erlangen.

Abbildung 26 zeigt die Wirkung der verschiedenen Methoden zur Untergrundunterdrückung. Im obersten Bild wurden alle Zerfallsereignisse, die im mittleren Streifenzähler der Implantationszone detektiert wurden, aufgetragen. Die 10^4 Ereignisse wurden vorwiegend durch Compton-gestreute γ -Quanten, die durch das Eintrittsloch im Szintillator eindringen konnten, erzeugt.

Im mittleren Bild wurde ein Orts-Zeitfenster von 1.3 mm Breite und 8 s Zeitdauer nach jeder ^{108}Te -Implantation geöffnet und nur die Zerfälle in diesem Fenster im Diagramm akkumuliert. (Die Detektoreffizienz für die Identifizierung lag in diesem Run nur bei 40%, so daß über das Korrelationsfenster ein großer Teil der Zerfälle verloren ging.)

Die meisten Zerfälle im Korrelationsfenster sind ^{108}Te -Zerfälle. Man sieht auch den Anteil von etwa 50% β^+ -Zerfällen, der bei ^{108}Te erwartet wird. Beim β^+ -Zerfall wird nur wenig Energie in dem 500 μm dicken Si-Zähler deponiert, da fast alle β^+ -Teilchen den Streifenzähler verlassen können. Die Energieverlustsignale der Positronen haben ein Maximum bei etwa 250 keV.

Im untersten Bild sind nur noch die Ereignisse aufgetragen, bei denen keine γ -Energie im Szintillator deponiert wurde. Das ist eine typische Signatur für den ^{108}Te -Alphazerfall, da dieser Zerfall in den Grundzustand der Tochter ^{104}Sn geht. Der β -Zerfall geht dagegen praktisch immer in einen angeregten Zustand der Tochter ^{108}Sb , der sich über γ -Emission abregt. Außerdem entstehen bei der Annihilation der Positronen aus dem β^+ -Zerfall zwei γ -Quanten. Das Histogramm zeigt, daß die Alphazerfälle nahezu nicht unterdrückt wurden, die β -Zerfälle dagegen nahezu vollständig verschwunden sind. Das bedeutet, daß der γ -Detektor einerseits eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit hat, andererseits durch die Koinzidenz mit dem Siliziumtrigger sehr wenig Untergrund sieht.

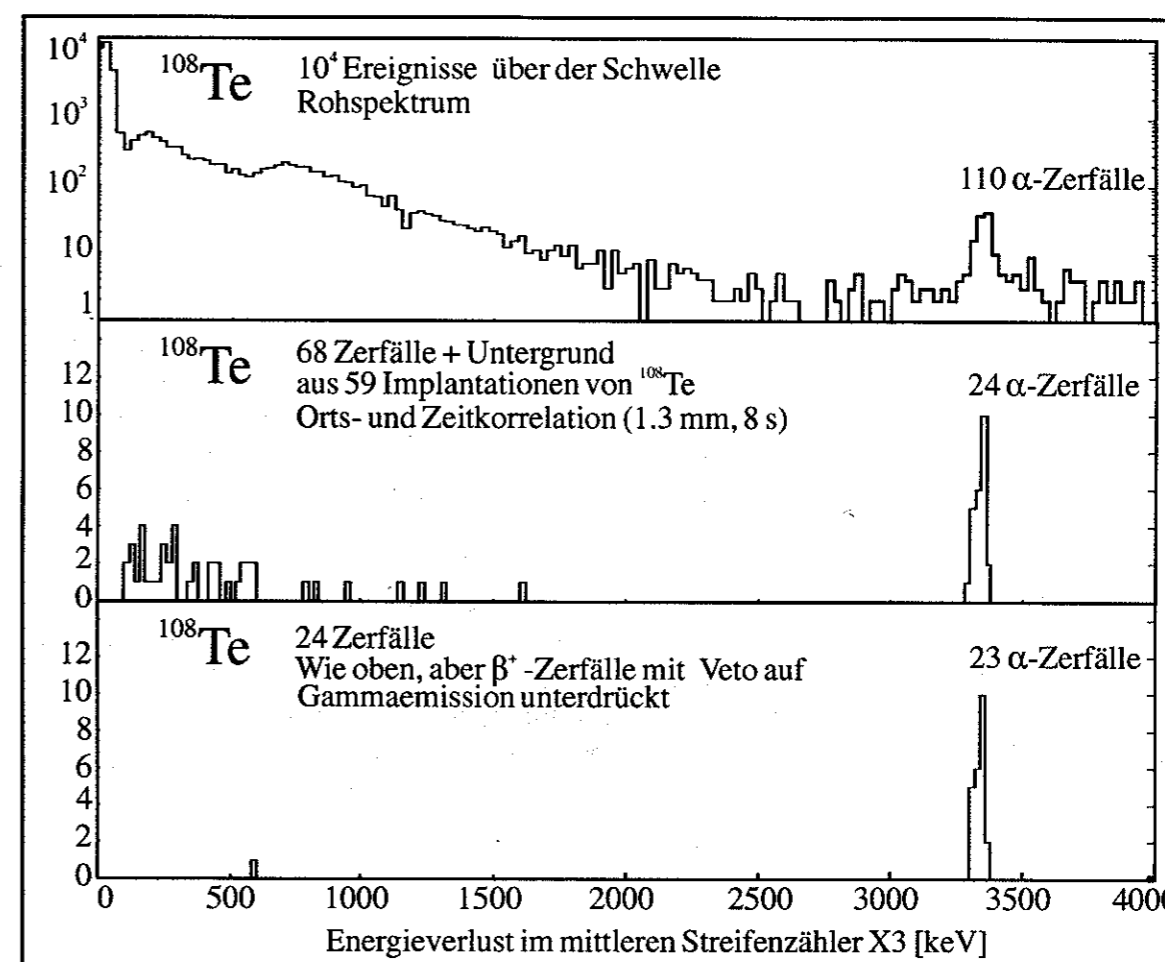


Abbildung 26: Untergrundunterdrückung durch Zeit-Ortskorrelation und γ -Antikoinzidenz am Beispiel von ^{108}Te .

4.2 Methoden zur Auswertung der Meßdaten

4.2.1 Halbwertszeit

Zur Bestimmung der Halbwertszeit muß eine Funktion mit der Halbwertszeit als freiem Parameter an ein Histogramm mit den gemessenen Zerfallszeiten angepaßt werden. Bei einer sehr geringen Anzahl an gemessenen Zerfällen kann hierfür nicht mehr das übliche Fitverfahren, das die quadratischen Abweichungen χ^2 zwischen Funktion und Histogramm minimiert verwendet werden. Dieses Verfahren ist nur eine Näherung, die bei hoher Statistik zulässig ist. Die mathematisch korrekte Beschreibung, die auch bei kleiner Statistik gilt, ist die Methode der höchsten Wahrscheinlichkeit (Maximum Likelihood Methode). Es werden im folgenden drei Realisierungen dieser Methode beschrieben:

Anhand der **Methode 1** läßt sich die Funktionsweise des Verfahrens besonders leicht darstellen. Sie ist aber zur Analyse von β -Zerfällen weniger geeignet. **Methode 2** berücksichtigt einige zusätzliche Faktoren und kann damit die Halbwertszeit korrekt bestimmen. Sie ist aber nur bei höherer Statistik geeignet und nutzt nicht die gesamte verfügbare Meßinformation. Wegen der sehr geringen Statistik in unserem Experiment mußte daher die **Methode 3** entwickelt werden, die die gesamte verfügbare Information nutzt und so die kleinstmöglichen statistischen Fehler produziert.

4.2.1.1 Methode 1

Diese Methode ist zur Bestimmung der Halbwertszeit bei eindeutig identifizierbaren Zerfällen, d.h. Alpha-, Protonen- oder γ -Zerfall, bei denen die bekannte Energie zur Identifizierung verwendet werden kann, geeignet. Der charakteristische Zerfall des Mutterisotops kann in diesem Fall nicht mit dem Zerfall der Tochter oder mit Untergrundzerfällen verwechselt werden.

Gesucht wird die wahrscheinlichste Lebensdauer τ des Mutterisotops, die aus dem Ensemble X , bestehend aus n gemessenen Zerfallszeiten t_i , bestimmt werden soll.

$$X = (t_1, \dots, t_i, \dots, t_n). \quad (4.1)$$

Dazu muß die Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(X, \tau)$ für die Lebensdauer bestimmt werden. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß bei einer gemessenen Zerfallszeit t_i die Lebensdauer des zerfallenen Isotops τ beträgt, ist:

$$p(t_i, \tau) = \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{t_i}{\tau}\right). \quad (4.2)$$

Da die einzelnen Zerfallszeiten bei mehreren Zerfällen statistisch unabhängig sind, ist die Gesamtwahrscheinlichkeit für n gemessene Zerfallszeiten das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten:

$$P(X, \tau) = N \cdot \prod_{i=1}^n p(t_i, \tau) = N \cdot \left(\frac{1}{\tau}\right)^n \exp\left(-\frac{\sum t_i}{\tau}\right) \quad (4.3)$$

Mit dem Mittelwert der Zerfallszeiten:

$$\bar{t} = \frac{\sum t_i}{n}$$

und der Normierungskonstante

$$N = \frac{1}{\int_{\tau=0}^{\infty} \prod_{i=1}^n p(t_i, \tau) d\tau} = \frac{n^{n+1} \cdot (\bar{t})^{n-1}}{n!} \quad (4.4)$$

folgt daraus:

$$P(X, \tau) = \frac{n^{n+1} \cdot (\bar{t})^{n-1}}{n!} \cdot \left(\frac{1}{\tau}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{n \cdot \bar{t}}{\tau}\right) = P(\bar{t}, \tau). \quad (4.5)$$

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für τ hängt also nur vom Mittelwert der gemessenen Zerfallszeiten ab [ScK84]. Die wahrscheinlichste Lebensdauer τ_m , d.h. das Maximum der Wahrscheinlichkeitsfunktion $P(X, \tau)$, liegt bei:

$$\tau_m = \bar{t}.$$

Dieses Verfahren konnte bei der Bestimmung der Lebensdauer der neuen, bei der GSI gefundenen Elemente, die unter Alpha-Emission zerfallen, verwendet werden [MuG81-84] [HoS94]. Die Zerfälle konnten dabei eindeutig durch die feste Alpha-Energie identifiziert werden.

Schwieriger wird es beim signaturlosen β -Zerfall, der keine Identifizierung der Zerfälle zuläßt. Die Zerfälle müssen dann über eine Orts-Zeitkorrelation dem implantierten Kern zugeordnet werden. Die Zeitkorrelation wird realisiert, indem nach der Implantation eine gewisse Zeit T_{cor} auf einen Zerfall gewartet wird.

Die Beziehung $\tau_m = \bar{t}$ gilt dann nicht mehr uneingeschränkt, sondern:

$$\bar{t} = \frac{\int_0^{T_{cor}} t \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dt}{\int_0^{T_{cor}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dt}. \quad (4.6)$$

Daraus ergibt sich:

$$\tau_m = \bar{t} \cdot \left(\frac{1 - \exp(-r)}{1 - (1+r) \cdot \exp(-r)} \right) = \bar{t} \cdot f \quad (4.7)$$

$$\text{mit: } r = \frac{T_{cor}}{\tau}.$$

Für einige Verhältnisse r konnte so der Korrekturfaktor f berechnet werden:

r = 2	r = 3	r = 4	r = 5
f = 1.456	f = 1.186	f = 1.081	f = 1.035

Wie man sieht, beträgt der Korrekturfaktor bei einer Korrelationszeit von $5 \cdot \tau$ noch etwa 3,5 %. Bei den hier angestrebten Genauigkeiten kann dann auf diese Korrektur verzichtet werden.

Fehlerbestimmung:

Die Fehler werden üblicherweise als zentrales Konfidenzintervall mit einer Breite von 68% (das ist das $\pm 1\sigma$ -Intervall) angegeben, d.h. die Wahrscheinlichkeit, daß der wahre Wert der Lebensdauer größer oder kleiner als die Intervallgrenzen sind, ist jeweils 16%.

Die Fehler werden nach [ScK84] durch Variation der unteren Fehlergrenze τ_l bzw. der oberen Fehlergrenze τ_u so bestimmt daß gilt:

$$\int_{\bar{t}=\tau_m}^{\infty} P(\bar{t}, \tau_l) dX = 0.16 \quad (4.8)$$

$$\int_{\bar{t}=0}^{\tau_m} P(\bar{t}, \tau_u) dX = 0.16 \quad (4.9)$$

dabei ist τ_m die wahrscheinlichste Lebensdauer.

Für $n > 2$ kann folgende Näherung für die Grenzen verwendet werden [ScK84]:
obere Grenze:

$$\tau_u = \frac{\bar{t}}{1 - 1/\sqrt{n}}, \quad (4.10)$$

untere Grenze:

$$\tau_l = \frac{\bar{t}}{1 + 1/\sqrt{n}}. \quad (4.11)$$

4.2.1.2 Methode 2

Für die Untersuchung von β -Zerfällen ist die obige Methode trotz der Korrekturen für eine begrenzte Korrelationszeit ungenau. Grund dafür ist die fehlende Signatur der β -Zerfälle, die ihre Verwechslung mit Untergrundzerfällen möglich macht. Die begrenzte Nachweiswahrscheinlichkeit für β -Zerfälle kann auch dazu führen, daß der Mutterzerfall verloren geht, und an seiner Stelle der Tochterzerfall detektiert wird.

Für eine kleine Nachweiseffizienz und geringen Untergrund, wenn innerhalb der Korrelationszeit meist kein Zerfall und vernachlässigbar selten zwei Zerfälle auftreten, können Mutterzerfälle, Tochterzerfälle und Untergrund leicht in die Wahrscheinlichkeitsfunktion einbezogen werden [BeM90]. Für eine Zerfallskette mit der Mutterlebensdauer τ , der bekannten Tochterlebensdauer τ_2 und nur einem nachgewiesenen Zerfall in der Kette gilt dann:

$$p(t, \tau) = b + \varepsilon \cdot \frac{1}{\tau} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \varepsilon \cdot \frac{1}{\tau_2 - \tau} \cdot \left(\exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right). \quad (4.12)$$

Dabei beschreibt b die konstante Untergrundrate, der zweite Term den Mutterzerfall und der letzte Term den Tochterzerfall nach dem nicht detektierten Mutterzerfall. Die Nachweiseffizienz des Detektors für β -Zerfälle wird mit ε bezeichnet.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für n gemessene Zerfälle ist dann wieder:

$$P(X, \tau) = N \cdot \prod_{i=1}^n p(t_i, \tau). \quad (4.13)$$

Das Maximum der Verteilung liefert die Lebensdauer τ . Um Korrekturen zu umgehen, sollte die Meßzeit T_{cor} wieder größer als $5 \cdot \tau$ sein.

Für realistische Detektoren und eine angemessene Korrelationszeit ist die Näherung, nur einen Zerfall in der Korrelationszeit zu haben, nicht realistisch. Die Autoren von [BeM90] entwickelten daher eine Methode, bei der immer nur die Zeit des ersten Zerfalls verwendet wird. Diese Methode liefert korrekte Ergebnisse für die Lebensdauer τ , verwendet allerdings einen großen Teil der gemessenen Information nicht, da die zweite Zerfallszeit ignoriert wird. Das führt zu größeren statistischen Fehlern als nötig, was jedoch kein Problem ist, wenn sehr viele Zerfälle gemessen werden und daher andere Fehlerquellen dominieren. Zur Bestimmung der Fehlergrenzen für $n > 100$ kann die ± 1 Sigma Breite der dann gaußförmigen Wahrscheinlichkeitsverteilung für τ verwendet werden.

4.2.1.3 Methode 3

Bei den wenigen ^{100}Sn -Zerfällen, die in unserem Experiment gemessen werden konnten, war jedoch ein Verlust an Information in der Auswertung nicht akzeptabel. Es mußte daher eine Methode entwickelt werden, die die gesamte gemessene Information, d.h. ganze Zerfallsketten verwerten konnte.

Es stellte sich nun das Problem, daß die nach einer Implantation gemessenen Zerfälle nicht mehr statistisch unabhängig, sondern korreliert sind. Ein Ereignis wird nun definiert durch die Zerfallszeiten, die nach einer Implantation innerhalb des Orts-Zeitfensters gemessen wurden. Zur Auswertung wurden Ereignisse x_i mit 1 oder 2 Zerfällen

$$x_i = (t_a, (t_b)) \quad (4.14)$$

berücksichtigt. Die Beschreibung wird auf die Annahme begrenzt, daß die Zerfälle aus drei Zerfallsgenerationen I_1, I_2, I_3 und aus Untergrundereignissen b stammen.

Wenn ein Ereignis x_i aus **keinem Zerfall** besteht, d.h. nach der Implantation innerhalb der Korrelationszeit kein Zerfall registriert wurde, so ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Mutterisotop die Lebensdauer τ hat:

$$\tilde{p}(x_i, \tau) = \bar{I}_1 \cdot \bar{I}_2 \cdot \bar{I}_3 \cdot \bar{B}.$$

Dabei ist \bar{I}_1 die Wahrscheinlichkeit, daß der Zerfall des Mutterisotops nicht gemessen wurde, und \bar{I}_2 und \bar{I}_3 die Wahrscheinlichkeiten, daß die Zerfälle von Tochter und Enkeltochter nicht gesehen wurden. \bar{B} ist die Wahrscheinlichkeit, daß innerhalb der Korrelationszeit kein Untergrundzerfall gemessen wurde. Dieser Term liefert für Korrelationszeiten die vergleichbar mit der Lebensdauer τ der Mutter sind, genau die vorher beschriebenen Korrekturen zur Lebensdauer (4.7).

Wenn das Ereignis x_i nur aus **einem Zerfall** besteht, sind vier Szenarien möglich, die zu diesem Ereignis geführt haben können. Ihre Wahrscheinlichkeit kann so berechnet werden:

$$1) \tilde{p}_{1,1}(x_i, \tau) = I_1 \cdot \bar{I}_2 \cdot \bar{I}_3 \cdot \bar{B}$$

d.h. der Mutterzerfall wurde detektiert, Tochter und Enkelzerfall gingen durch die begrenzte Nachweeffizienz und die Korrelationszeit verloren, und es wurde kein Untergrundereignis registriert.

Analog:

$$2) \tilde{p}_{1,2}(x_i, \tau) = \bar{I}_1 \cdot I_2 \cdot \bar{I}_3 \cdot \bar{B} \text{ (nur Tochterzerfall gesehen)}$$

$$3) \tilde{p}_{1,3}(x_i, \tau) = \bar{I}_1 \cdot \bar{I}_2 \cdot I_3 \cdot \bar{B} \text{ (nur Enkelzerfall gesehen)}$$

$$4) \tilde{p}_{1,4}(x_i, \tau) = \bar{I}_1 \cdot \bar{I}_2 \cdot \bar{I}_3 \cdot B \text{ (nur Untergrundzerfall gesehen)}$$

Der erste Index bedeutet hier 1 Zerfall, der zweite bezeichnet die Nummer des Szenarios. Die Summe dieser Terme muß auf 1 normiert werden, da nur diese vier Möglichkeiten existieren, um ein Ereignis mit einem Zerfall zu erzeugen.

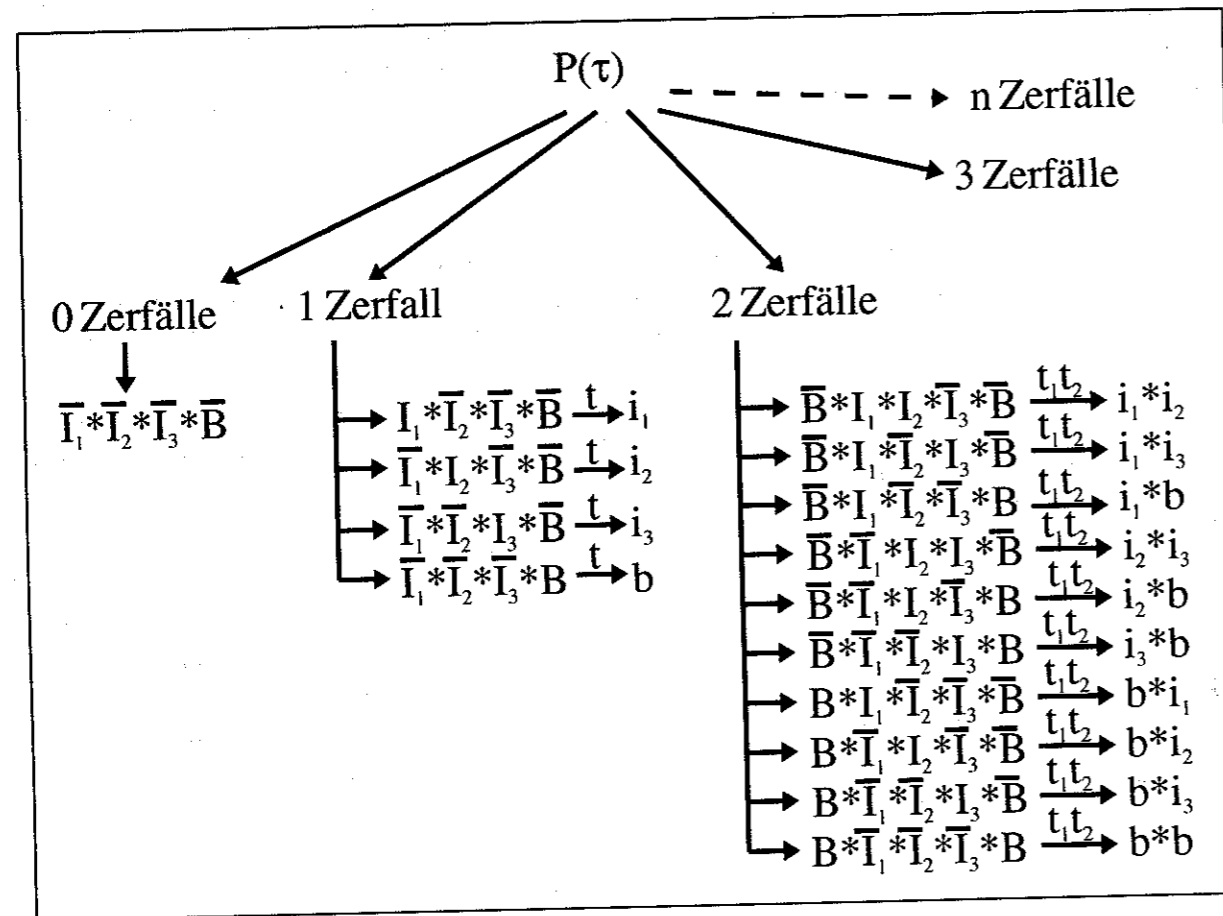


Abbildung 27: Verzweigung der Wahrscheinlichkeiten für Zerfallsereignisse mit keiner bis n gemessenen Zerfallszeiten in einer Zerfallskette.

Der Wahrscheinlichkeitsbaum für die bedingten Wahrscheinlichkeiten (Abbildung 27) verzweigt sich jetzt für jedes Szenario in einen Ast für jede mögliche gemessene Zerfallszeit t. Es entstehen also unendlich viele Äste, deren Aufsummation, in diesem Fall eine Integration über

alle möglichen Zerfallszeiten t, wieder 1 ergibt. Die Normierungsbedingung für das erste Szenario lautet daher:

$$\int_{t=0}^{T_{cor}} i_1(t, \tau) dt = 1. \tag{4.15}$$

$i_1(t, \tau)$ ist dabei die Wahrscheinlichkeit, daß der Mutterzerfall für eine Mutterlebensdauer τ und alle anderen Parameter wie Nachweeffizienzen, Korrelationszeit, Tochter- und Enkellebensdauern genau zum Zeitpunkt t auftritt. I_1 ist dagegen die Wahrscheinlichkeit, daß überhaupt ein Mutterzerfall in der Korrelationszeit bei einer bestimmten Nachweeffizienz auftritt. Dieser Faktor kann auch als eine Normierung von i_1 auf den Anteil der in der Korrelationszeit bei einer gegebenen Nachweeffizienz beobachtbaren Mutterzerfälle gesehen werden.

Für die anderen Szenarien gilt analoges.

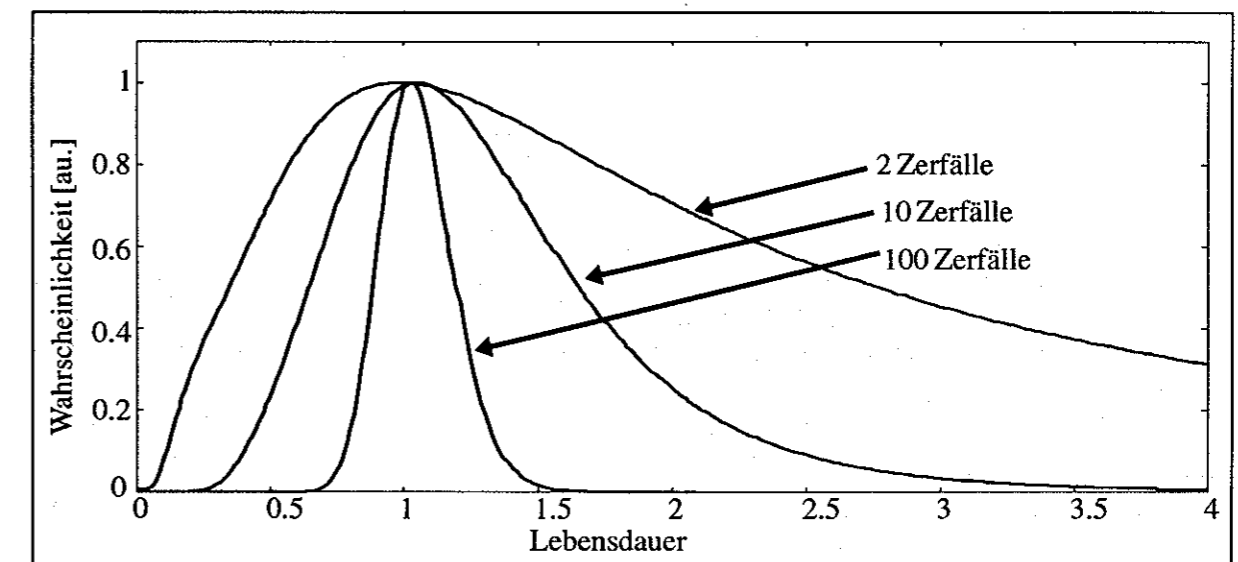


Abbildung 28: Breiten der Wahrscheinlichkeitsfunktionen für die Lebensdauer. Es wurden Ensembles mit 2, 10 und 100 Ereignissen für eine Lebensdauer von 1 s gewürfelt und analysiert. Bei 100 Ereignissen wird die Funktion schon relativ symmetrisch und gaußförmig. Es kann dann direkt die $\pm 1\sigma$ -Breite als Fehlerintervall interpretiert werden.

Die Wahrscheinlichkeit, daß das Mutterisotop eine Lebensdauer τ hat, wenn eine Zerfallszeit t gemessen wurde, ergibt sich durch Summation und Normierung der Produkte der bedingten Wahrscheinlichkeiten:

$$p(x_i, \tau) = (I_1 \cdot \bar{I}_2 \cdot \bar{I}_3 \cdot \bar{B} \cdot i_1(t, \tau) + \bar{I}_1 \cdot I_2 \cdot \bar{I}_3 \cdot \bar{B} \cdot i_2(t, \tau) + \bar{I}_1 \cdot \bar{I}_2 \cdot I_3 \cdot \bar{B} \cdot i_3(t, \tau) + \bar{I}_1 \cdot \bar{I}_2 \cdot \bar{I}_3 \cdot B \cdot b) \cdot N \tag{4.16}$$

Für Ereignisse x_i , bei denen **zwei Zerfallszeiten** gemessen wurden, ergeben sich analog 10 Szenarien ($p_{2,1}(x_i, \tau)$ bis $p_{2,10}(x_i, \tau)$), die sich wieder in unendlich viele Äste für die Zeiten t_1 und t_2 verzweigen (Abbildung 27). Alle Terme sind detailliert im Anhang ausgeführt.

Die erhaltenen und auf die Lebensdauer normierten Wahrscheinlichkeitsfunktionen für jedes x_i werden miteinander multipliziert, um die gesamte Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(X, \tau)$ für das Ensemble X

$$X = (x_1 \dots x_i \dots x_n)$$

zu erhalten. Zur Bestimmung der wahrscheinlichsten Lebensdauer τ_m des Mutterisotops wird das Maximum der Wahrscheinlichkeitsverteilung numerisch ermittelt:

$$\tau_m = \text{MLH}(X).$$

Die **Fehlergrenzen** können bei einer großen Anzahl von Ereignissen über die $\pm 1\sigma$ -Breite der Wahrscheinlichkeitsverteilung bestimmt werden. In diesem Fall wird die Wahrscheinlichkeitsverteilung symmetrisch und gaußförmig (Abbildung 28). Wenn nur wenige Ereignisse gemessen wurden, muß das in Formel (4.8) und (4.9) definierte Verfahren angewandt werden. Die untere Fehlergrenze kann dann wieder durch Variation von τ_1 bestimmt werden:

$$\int_{\text{MLH}(X)=\tau_m}^{\infty} P(X, \tau_1) dX = 0.16. \quad (4.17)$$

Das gleiche gilt für die obere Fehlergrenze:

$$\int_0^{\tau_m} P(X, \tau_u) dX = 0.16. \quad (4.18)$$

Das Muster aller Zerfälle X kann aber jetzt nicht mehr auf eine mittlere Zeit \bar{t} reduziert werden. Auch die Fehlergrenzen hängen jetzt nicht mehr nur von der Anzahl der Ereignisse ab, sondern von dem individuellen Zerfallsmuster. Es kann also wie beim normale „Fitten“ einer Funktion an ein Histogramm vorkommen, daß diese besser oder schlechter paßt und damit die Fit-Fehler größer oder kleiner werden. Zur Bestimmung der Fehlergrenzen müßte die Integration daher über Ensembles der gleichen Signifikanz durchgeführt werden. Eine brauchbare Näherung liefert die Annahme, daß $P(X, \tau)$ die Form nicht ändert, d.h. nur in der τ -Koordinate gestaucht oder gestreckt wird, wenn $\text{MLH}(X)$ variiert wird:

$$P'(\tau_X, \tau) = P(X_0, \frac{\tau_{m0}}{\tau_X} \cdot \tau). \quad (4.19)$$

Dabei ist τ_X die erwartete Lebensdauer aus dem variierten X , das die gleiche Signifikanz wie X_0 haben soll, und entspricht dem \bar{t} von Methode 1. τ_{m0} ist die wahrscheinlichste Lebensdauer aus dem gemessenen Ensemble X_0 . Die Normierung von P' wird immer beibehalten. Diese Funktion wird in Formel (4.17) und (4.18) eingesetzt und die Fehlergrenzen τ_1 und τ_u variiert bis 0.16 herauskommt. Damit sind die Fehlergrenzen für die Halbwertszeit des Mutterkerns bestimmt.

Kontrolle der Methode:

Für eine Nachweiseffizienz $\epsilon_1 = 1$ für den Mutterzerfall, eine Effizienz für Tochter und Enkelzerfall $\epsilon_2, \epsilon_3 = 0$ und den Untergrund $b = 0$ liefert diese Methode wieder die Grenzen aus Formel (4.10) und (4.11). Der ermittelte Wert für die wahrscheinlichste Lebensdauer wird wieder \bar{t} . Die Methode 1 wird also reproduziert und ist ein Grenzfall von Methode 3. Genauso kann die Nachweiseffizienz und die Untergrundrate klein gemacht werden. Die Terme für einen Zerfall reduzieren sich dann auf den Ausdruck (4.12) der Methode 2.

Die umfassendste Kontrolle kann mit einer Monte Carlo Simulation durchgeführt werden, die Ereignisse x_i mit einem oder zwei Zerfällen aus drei Zerfallsgenerationen und Untergrund mit

jeweils vorgegebener Halbwertszeit würfelt. Es werden dann n Ereignisse x_i zu einem Ensemble X zusammengefaßt. Die Ensembles werden mit der MLH-Methode 3 analysiert und die wahrscheinlichste Halbwertszeit der Mutter ermittelt (Abbildung 29). Anschließend werden die statistischen Fehler mit dem beschriebenen Verfahren berechnet.

Nun kann die aus der Analyse berechnete Halbwertszeit direkt mit der Halbwertszeit, die als Parameter in die Zerfallssimulation eingegeben wurde, verglichen werden. Die beiden Zeiten müssen innerhalb der statistischen Fehler übereinstimmen. In Abbildung 30 sind diese beiden Zeiten gegeneinander aufgetragen.

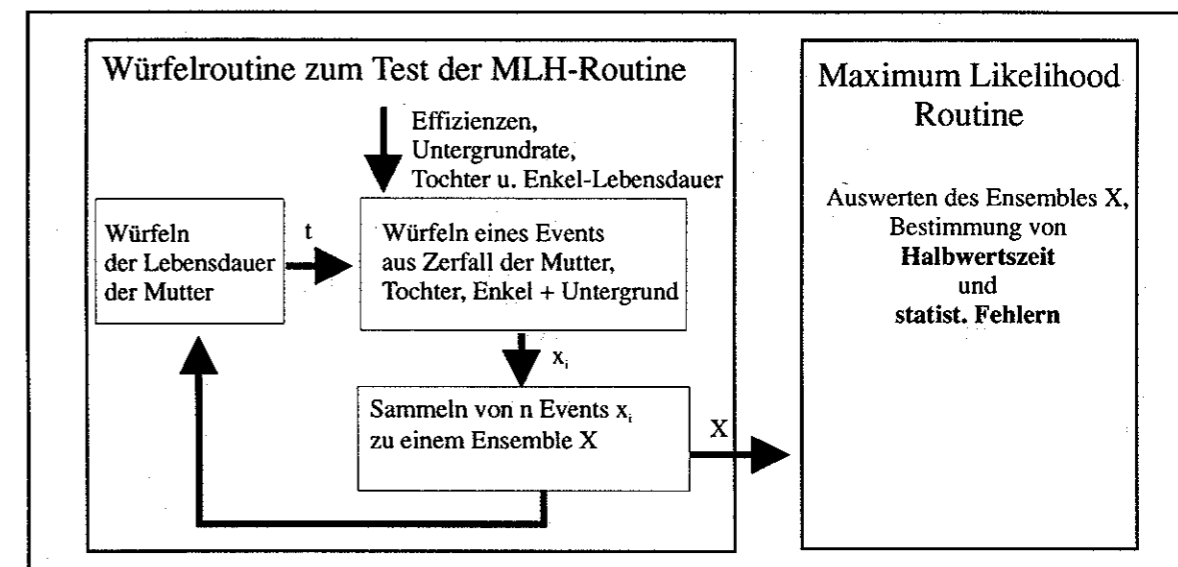


Abbildung 29: Funktionsweise der Monte Carlo Simulation zur Kontrolle der Methode 3. (Erläuterungen im Text)

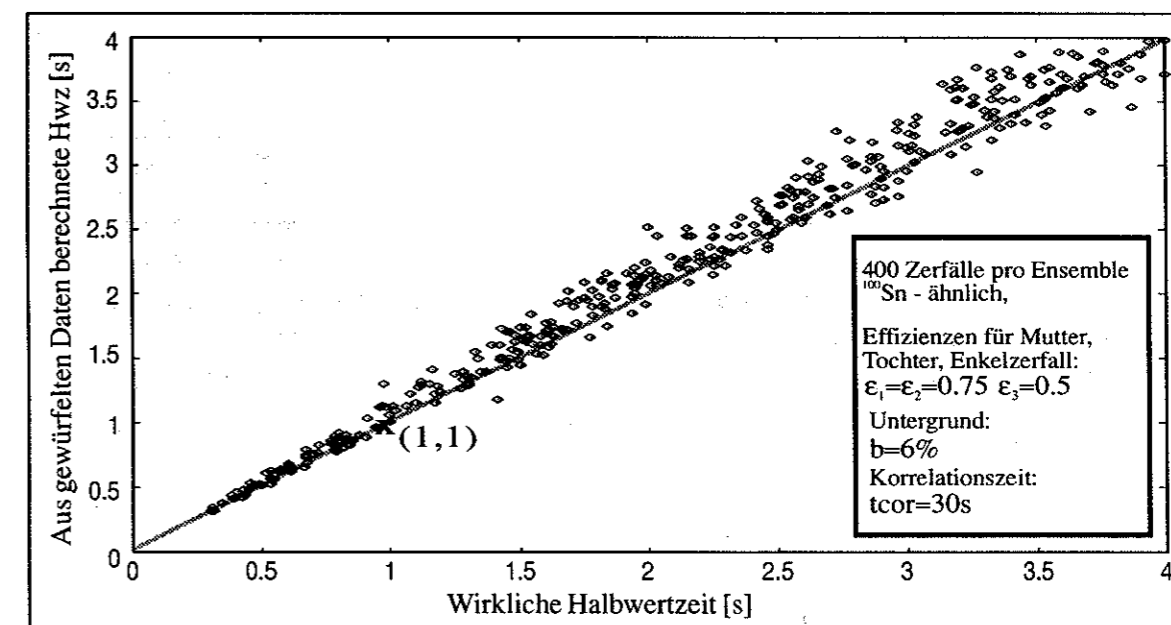


Abbildung 30: Vergleich der Halbwertszeit, die in die Zerfallssimulation eingegeben wurde, mit der aus den produzierten Ensembles mittels MLH-Routine berechneten Halbwertszeit. Es wurden hier 350 Ensembles gewürfelt, die jeweils aus 400 Ereignissen bestehen. Die Parameter Untergrundwahrscheinlichkeit und Halbwertszeiten wurden wie die im ^{100}Sn -Run gemessenen gewählt.

Als weitere Parameter wurden für die Würfel- und Auswerterroutinen eine realistische Detektoreffizienz und Untergrundrate (6% Wahrscheinlichkeit für einen Untergrundzerfall in der 30s langen Korrelationszeit) verwendet. Jedes der 350 Ensembles besteht aus 400 Ereignissen. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung zumindest für kurze Halbwertszeiten sehr gut. Damit ist gezeigt, daß die MLH-Routine die richtigen Lebensdauern liefert.

Nun wurden über 1000 Ensembles bestehend aus je 10 Ereignissen mit einer gleichmäßigen Verteilung der Halbwertszeit zwischen 0.5 s und 5 s gewürfelt. Diese Ensembles wurden analysiert und solche herausgesucht, die eine Halbwertszeit von $1 \text{ s} \pm 0.1 \text{ s}$ ergaben. Diese wurden für die Abbildung 31 verwendet. Die berechneten Fehler sind in Form von Fehlerbalken aufgetragen. Die Punkte sind die Halbwertszeiten, die als Eingabeparameter für die Zerfallssimulation verwendet wurden. Für korrekte Fehlerbalken würde erwartet, daß 68 % innerhalb und 32 % außerhalb der Fehlerbalken liegen. In Abbildung 31 sind etwa 20 % der Eingabezeiten außerhalb der Fehlerbalken, was aber innerhalb der statistischen Genauigkeit mit den erwarteten 32 % verträglich ist. Die Fehlerbalken sind unterschiedlich groß, da die verschiedenen Ensembles X unterschiedliche Wahrscheinlichkeitsfunktionen $P(X, \tau)$ erzeugen und aus deren unterschiedlichen Breiten verschiedene Fehler berechnet werden. Diese Würfelmethode könnte auch direkt zur Bestimmung der Fehler verwendet werden, beansprucht jedoch für größere Ensembles zu viel Rechenzeit.

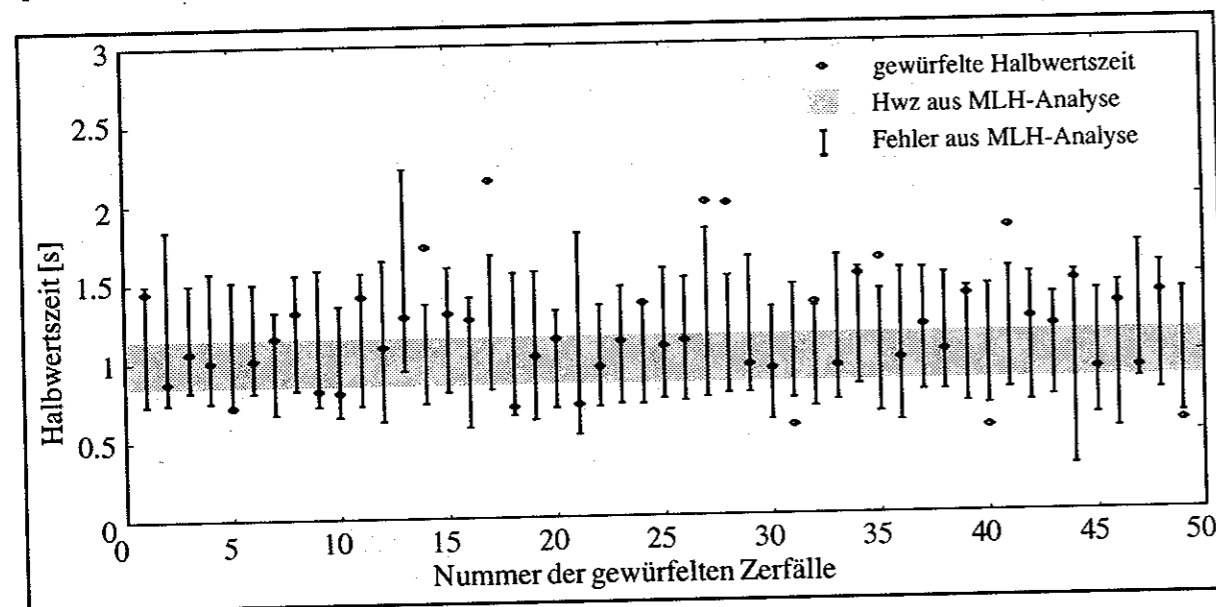


Abbildung 31: 50 gewürfelte Ensembles mit je 10 Ereignissen, deren wahrscheinlichste Halbwertszeit jeweils etwa 1s ist (schattiertes Band). Die eingezeichneten Punkte sind die „wirklichen“ Halbwertszeiten, also die Eingabezeiten für die Zerfallssimulation. Die Fehlerbalken aus der MLH-Analyse sind angegeben und, wie man sieht, unterschiedlich groß, je nach Signifikanz des Ensembles.

4.2.2 β -Endpunktenergie

Zur Bestimmung der Endpunktenergie, d.h. der höchsten auftretenden Energie im kontinuierlichen Betaspektrum, müssen die gemessenen Einzelenergien mit einer MLH-Methode analysiert werden. Das Verfahren ist dabei noch einfacher als bei Methode 1, da jetzt keine Exponentialfunktion mit unendlicher Ausdehnung in der Zeit, sondern die bei der Endpunktenergie begrenzte Energieverteilung der Positronen angefitet wird. Korrekturen wie sie durch die begrenzte Korrelationszeit bei der Halbwertszeitbestimmung auftreten, sind hier also nicht erforderlich. Es wurde zur Vereinfachung nur jeweils der erste Zerfall nach der Implantation berücksichtigt. Die Wahrscheinlichkeit, daß dieser erste Zerfall ein ^{100}Sn -Zerfall ist, kann aus der Analyse der Zerfallskette eines Ereignisses mit Methode 3 bestimmt werden und war bei unseren sechs Zerfällen ausreichend hoch.

Die Energieverteilung der emittierten Positronen ϵ ist eine Funktion der Endpunktenergie E und kann folgendermaßen berechnet werden [GoN71]:

$$p(\epsilon, E) = N(W, W_0) = p \cdot W \cdot (W_0 - W)^2 \cdot F_0. \quad (4.20)$$

Dabei ist F_0 die Fermifunktion:

$$F_0 = 2 \cdot (1 + \gamma) \cdot (2 \cdot p \cdot R)^{-2(1-\gamma)} \cdot \exp\left(\pi \cdot \gamma + \ln|\Gamma(\gamma + iY)|^2 - \ln(\Gamma(2\gamma + 1))^2\right) \cdot f_c. \quad (4.21)$$

und:

$$p = \sqrt{W^2 - 1}, \quad (\text{Impuls in natürlichen Einheiten})$$

$$W = \frac{\epsilon}{m_{e0}c^2} + 1, \quad (\text{Energie in natürlichen Einheiten, } W_0 \text{ entspricht der Endpunktenergie } E.)$$

$$Y = \pm \frac{\alpha Z W}{p}, \quad (+ \text{ für Positronen})$$

$$\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2},$$

$$R = R_0 \cdot A^{1/3}, \quad (\text{Kernradius in Einheiten der Compton-Wellenlänge})$$

$$f_c = (1 + \text{Off}) \cdot \left(1 + \frac{W-1}{10} \cdot \text{Slp}\right), \quad (\text{Korrekturkonstante})$$

Ein Vergleich der so bestimmten Fermifunktion mit Tabellen [BeH69] ergab eine Genauigkeit von 1.5%.

Das Verfahren zur Bestimmung der Endpunktenergie E funktioniert genauso wie die vorherigen MLH-Verfahren. Das Ensemble X ist jetzt definiert als ein Ensemble der gemessenen Einzelenergien ϵ_i :

$$X = (\epsilon_1 \dots \epsilon_i \dots \epsilon_n). \quad (4.22)$$

Die Gesamtwahrscheinlichkeitsfunktion aus einem Ensemble kann geschrieben werden als:

$$P(X, E) = N \cdot \prod_{i=1}^n p(\epsilon_i, E). \quad (4.23)$$

Das Maximum dieser Funktion ergibt dann wieder den wahrscheinlichsten Wert der Endpunktenergie E. Die Normierungskonstante N wurde numerisch ermittelt. Zur Fehlerbestimmung wird diese Funktion näherungsweise geschrieben als:

$$P'(E_X, E) = P(X_0, \frac{E_0}{E_X} \cdot E). \quad (4.24)$$

Dabei ist $E_x = MLH(X)$ die wahrscheinlichste Endpunktenergie eines variierten Ensembles X, E_0 die wahrscheinlichste Endpunktenergie aus dem gemessenen Ensemble X_0 und E die variable Endpunktenergie. Die untere Fehlergrenze kann dann wieder durch Variation von E_1 gefunden werden, so daß gilt:

$$\int_{E_x=E_m}^{\infty} P(E_X, E_1) dX = 0.16. \quad (4.25)$$

Analoges gilt wieder für die obere Fehlergrenze.

4.2.3 γ -Energien

Mit dem hier verwendeten BGO-Szintillator konnte nur die Summenenergie der beim Zerfall emittierten γ -Quanten gemessen werden, da er mit nur einem Photomultiplier ausgelesen wurde und damit keine Ortsauflösung besaß. Ein weiteres Problem stellte die unterschiedliche Sammlungseffizienz des Szintillatorlichts bis zum Photomultiplier dar, die bewirkte, daß die 80 mm dicke Abschlußplatte bei gleicher Energiedeposition ein 50 % größeres Signal lieferte als der Zylindermantel (Abbildung 32).

Die pro Zerfall erwarteten fünf γ -Quanten, zwei aus der Vernichtungsstrahlung des Positrons und zwei bis drei aus dem Kern, können mit:

- 7 % Wahrscheinlichkeit durch das Loch entkommen, mit
- 53 % Wahrscheinlichkeit durch den 30 mm dicken Zylindermantel fliegen oder dort absorbiert werden und mit
- 40 % Wahrscheinlichkeit auf die 80 mm dicke Abschlußplatte treffen.

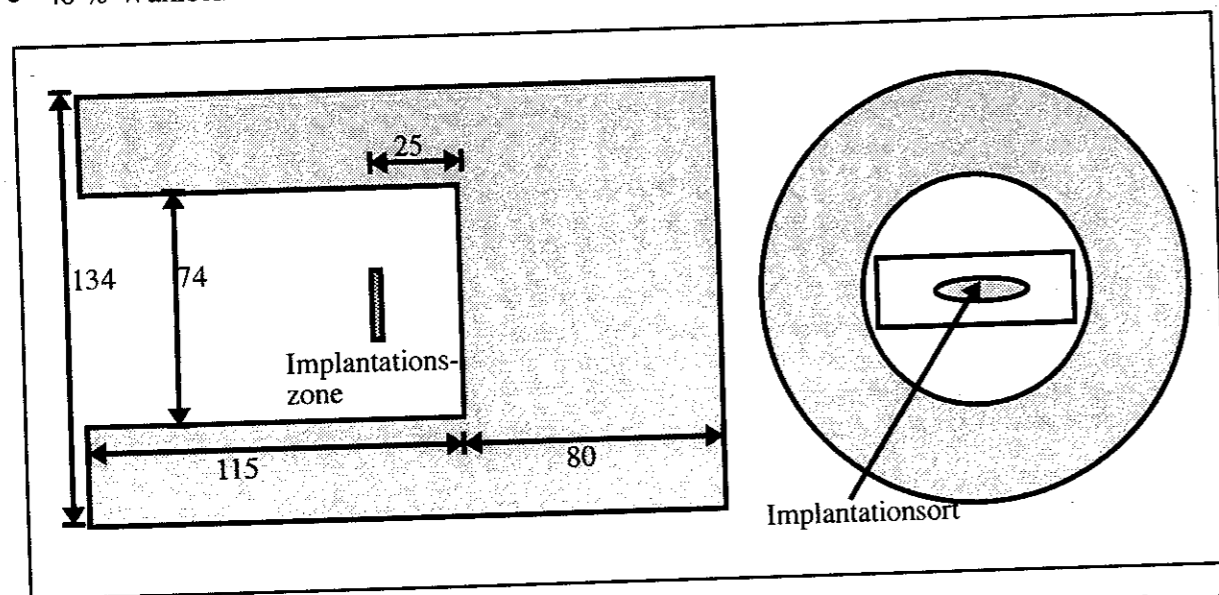


Abbildung 32: Maße des BGO-Szintillators (in mm) und geometrische Lage der Implantationszone.

Aus diesen geometrischen Daten, dem Photoabsorptionsquerschnitt und dem Compton-Streuquerschnitt (Abbildung 33 links) wurde nun in einer Simulation die mittlere Antwortfunktion des γ -Detektors ermittelt (Abbildung 33 rechts).

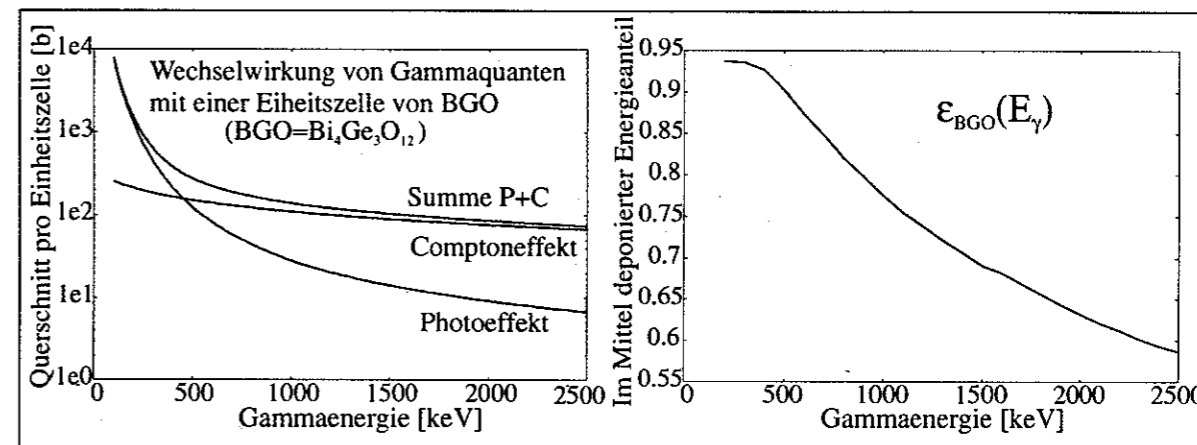


Abbildung 33: Links: Compton-Photo- und Gesamtquerschnitt für γ -Absorption bzw Streuung für eine Einheitszelle von Wismutgermanat. Rechts: mittlere Antwortfunktion des γ -Detektors auf verschiedene γ -Energien. Die Paarbildung ist bei 2 MeV γ -Energien noch vernachlässigbar und trägt nur wenige Barn bei.

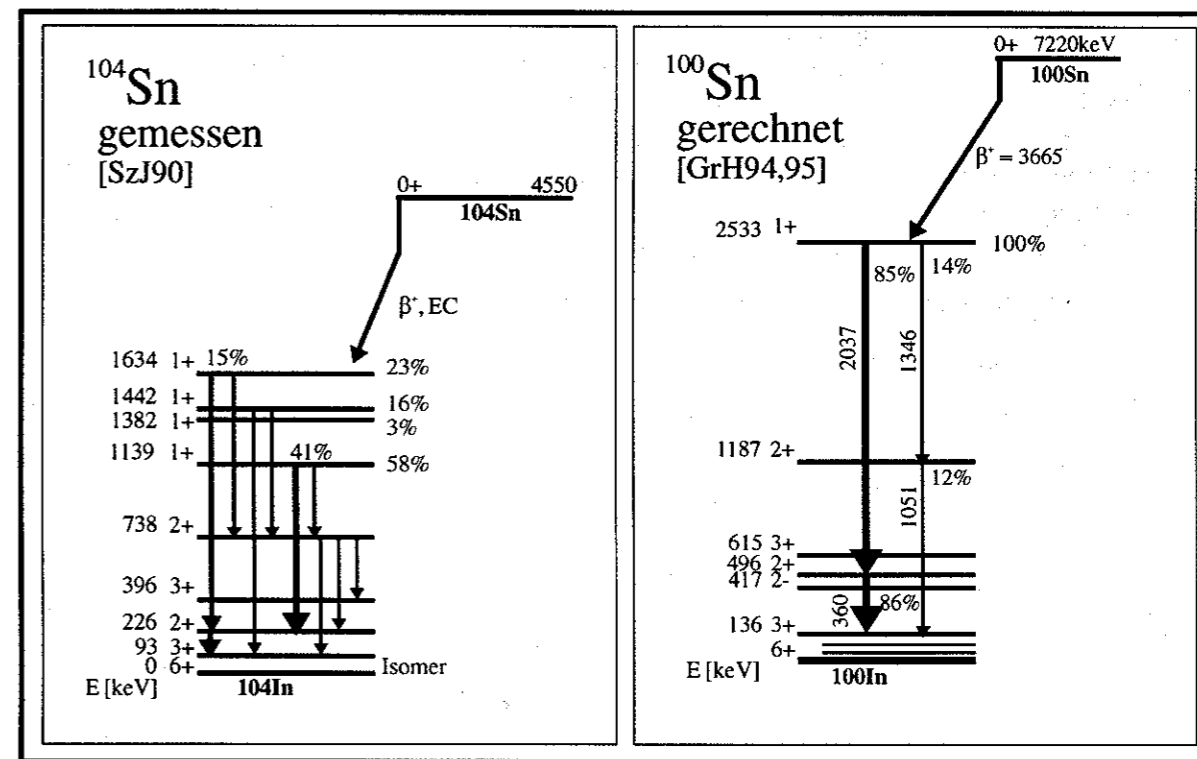


Abbildung 34: Links: gemessener Zerfall von ^{104}Sn [SzJ90]. Rechts: gerechneter Zerfall von ^{100}Sn (etwas vereinfacht) [GrH95], [GrH94].

Zur Eichung des Detektors wurde das von Szerypo et al. [SzJ90] gut vermessene Isotop ^{104}Sn implantiert (Abbildung 34). Aus den γ -Energien und den Verzweigungsverhältnissen kann die mittlere γ -Energie bei einem Zerfall bestimmt werden:

$$E_m(^{104}\text{Sn}) = ((1634 \cdot 0.23 + 1.442 \cdot 0.16 + 1382 \cdot 0.03 + 1139 \cdot 0.58) + 2 \cdot 511 - 93) \text{keV} = 2239 \text{keV}$$

Dabei wurde die Annihilationsenergie des Positrons mit $2 \cdot 511 \text{ keV}$ berücksichtigt und die Energie des Isomers von 93 keV abgezogen.

Genauso kann unter Gewichtung jeder γ -Energie eines Zerfallszweiges mit der Detektorantwortfunktion (Abbildung 33 rechts) und der Zerfallszweige mit dem Verzweigungsverhältnis die mittlere Energiedeposition im Szintillator beim Zerfall eines ^{104}Sn Ions ermittelt werden. Sie ist

$$E_{m, \text{Det}}(^{104}\text{Sn}) = 1870 \text{ keV}.$$

Der Detektor wurde geeicht, indem das mittlere ^{104}Sn -Energiesignal auf diesen Wert skaliert wurde. Der Quotient der beiden Werte $E_m/E_{m, \text{Det}} = 1.20 = R(^{104}\text{Sn})$ ist ein Responsefaktor, mit dem die mittlere gemessenen Energie vieler Zerfälle multipliziert werden muß, um die wirkliche mittlere Zerfallsenergie zu erhalten.

Nun ist aber dieser Faktor schwach abhängig von der wirklichen γ -Energieverteilung eines unbekanntem Zerfalls. Man muß also plausible Annahmen über die Energieverteilung der γ -Quanten machen, um die mittlere Zerfallsenergie zu erhalten. Diese Annahmen gehen schwach in die ermittelte mittlere Energie ein.

Für einen Zerfall von ^{100}Sn , wie er in Abbildung 34 rechts gezeigt ist, ergibt sich ein Responsefaktor von $R(^{100}\text{Sn}) = 1.34$. Die erwarteten statistischen Fehler sind bei unserer ^{100}Sn Messung deutlich größer als die Fehler durch diese „theoretischen“ Unsicherheiten.

Für ^{102}Sn liegen keine Rechnungen für die Verzweigungsverhältnisse vor, es kann als plausible Abschätzung aber der Mittelwert der Responsefaktoren der Isotope ^{104}Sn und ^{100}Sn verwendet werden. Der Responsefaktor von ^{102}Sn ist dann $R(^{102}\text{Sn}) = 1.27$.

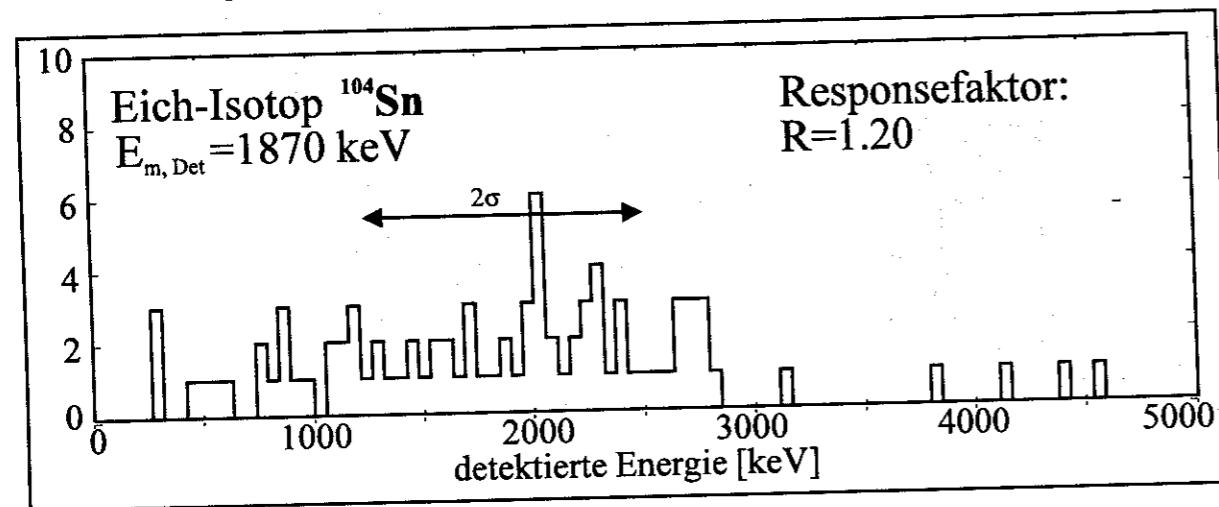


Abbildung 35: Im Szintillator gemessene Energien beim Zerfall des Eichisotops. Es wurden 85 Zerfälle in dem Histogramm akkumuliert.

Zur Abschätzung der **statistischen Fehler** wurde angenommen, daß die Responsefunktion in erster Näherung gaußförmig ist. Die $\pm 1\sigma$ -Gaußbreite (sie ist von der Statistik unabhängig) wurde aus der mittleren quadratischen Abweichung der gemessenen ^{104}Sn -Energien vom Mit-

telwert zu $\Delta E = \pm 525 \text{ keV}$ für ^{104}Sn bestimmt (Abbildung 35). Der relative statistische Fehler des Mittelwerts der Energie kann dann abhängig von der Anzahl der Zerfälle N auf

$$\frac{\Delta E_m}{E_m} = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \frac{\Delta E_{m, \text{Det}}(^{104}\text{Sn})}{E_{m, \text{Det}}(^{104}\text{Sn})} = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \frac{525 \text{ keV}}{1870 \text{ keV}} \quad (4.26)$$

genau bestimmt werden. (Vernachlässigbar war die Verbreiterung der Responsefunktion durch die Energieverteilung der ^{104}Sn - γ -Quanten der verschiedenen Zerfallszweige)

4.2.4 Verzweigungsverhältnisse

Es soll die untere zwei Sigma-Grenze für das Verzweigungsverhältnis V zweier verschiedener Zerfallsarten bestimmt werden, wenn von der Art B kein Zerfall nachgewiesen wurde, von der Art A dagegen n registriert wurden.

Die Grenze p_{lim} muß so gewählt werden, daß die Wahrscheinlichkeit P , keinen Zerfall B zu den n beobachteten Zerfällen der Art A zu liefern, obwohl die Wahrscheinlichkeit p_B größer p_{lim} ist, kleiner als $(1 - 2\sigma) = 32\%$ ist.

Die Binomialverteilung für keinen Treffer der Art B bei n Versuchen lautet:

$$P = (1 - p_B)^n \quad (4.27)$$

Die Grenzbedingung lautet dann:

$$(1 - p_{\text{lim}})^n \leq 32\%, \quad (4.28)$$

oder umgeformt:

$$p_{\text{lim}} \leq 1 - (0.32)^{1/n}. \quad (4.29)$$

Das Verzweigungsverhältnis V zwischen Zerfall B und Zerfall A ist definiert als:

$$V = \frac{p_B}{p_A} = \frac{p_B}{1 - p_B}. \quad (4.30)$$

Wenn also bei n Zerfällen der Art A kein Zerfall B aufgetreten ist, muß das Verzweigungsverhältnis V mit 68% Wahrscheinlichkeit kleiner als

$$V \leq \frac{1 - (0.32)^{1/n}}{(0.32)^{1/n}} \quad (4.31)$$

sein.

4.3 Meßergebnisse und Diskussion

4.3.1 Der Zerfall von ^{100}Sn

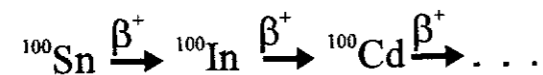
Im beschriebenen Experiment konnten in 277 Stunden neun ^{100}Sn Isotope identifiziert werden. Davon wurden sieben in den Detektor implantiert. Innerhalb einer Zeit von 100 s konnten nach sechs Implantationen Zerfälle nachgewiesen werden.

4.3.1.1 Halbwertszeit

Optimal zur Untergrundunterdrückung waren die ortsempfindlichen Detektoren x2, x3 und x4 geeignet. Sie unterdrückten den Untergrund über die Korrelation von Implantations- und Zerfallsort auf ca. ein Ereignis pro 500 s. Dieser Wert wurde über eine Rückwärtskorrelation für 100 Implantationen vom gleichzeitig implantierten Isotop ^{100}In bestimmt. Da zwei Kerne etwas zu tief implantiert wurden und daher im unstrukturierten Betaabsorber Detektor B11 stecken blieben, mußten sie gesondert ausgewertet werden: Um den Untergrund zu begrenzen, wurden nur Zerfälle akzeptiert, die in Richtung Detektor x4 zerfielen und daher eine grobe Ortsbestimmung und damit eine Ortskorrelation des Zerfalls mit dem implantierten Ion zuließen. Durch diese Vorgehensweise konnte der Untergrund in Detektor B11 auf ein Ereignis pro 100 s reduziert werden. Die Nachweiseffizienz für Zerfälle in diesem Detektor sank allerdings auf ca. 35 % ab.

Für die Zerfälle in den Detektoren x2, x3 und x4 konnte dagegen eine Effizienz von ca. 70 % erzielt werden.

Die gemessenen Zerfallszeiten nach der Implantation wurden mit Methode 3 (Kapitel 4.2.1.3) analysiert. Aus den Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Szenarien konnte die wahrscheinlichste Zuordnung der Zerfallszeiten zu den Isotopen in der Zerfallskette



gefunden werden.

In Tabelle 3 sind die sieben implantierten Kerne mit den zugehörigen Zerfallszeiten aufgeführt. Die zweite Spalte gibt den Streifenzähler in der Implantationszone an, in dem das Isotop stecken blieb. In der dritten Spalte ist die ermittelte Untergrundrate aufgeführt. Die nächste Spalte zeigt die Wahrscheinlichkeit, daß der erste gemessene Zerfall ein Zerfall von ^{100}Sn war. In den letzten drei Spalten sind die wahrscheinlichste Zuordnung der Zerfallszeiten zu den Zerfallsgenerationen angegeben.

Ereignis	Detektornummer	Untergrund [1/s]	$P_{^{100}\text{Sn}}$ [%]	$t_1 (^{100}\text{Sn})$ [s]	$t_2 (^{100}\text{In})$ [s] ($t_{1/2} = 6.3$ s)	$t_3 (^{100}\text{Cd})$ [s] ($t_{1/2} = 65$ s)
1	x3	1/500	93	0.72		
2	x3	1/500	96	1.79	12.20	
3	x4	1/500	97	1.22	13.32	35.7
4	x4	1/500	88	1.21		95
5	x4	1/500	93	0.70		
6	B11	1/100	86	3.09	9.07	
7	B11	1/100	keine Zerfälle			

Tabelle 3: Daten der Zerfälle nach der Implantation von sieben ^{100}Sn Kernen.

Eine Analyse der Zerfallszeiten mit der Methode 3 ergab eine Halbwertszeit für ^{100}Sn von:

$$T_{1/2} = 0.94^{+0.54}_{-0.27} \text{ s}$$

4.3.1.2 Verzweungsverhältnisse

Für den Zerfall von ^{100}Sn wurde entweder ein β^+ -Zerfall mit begleitender γ -Emission oder ein β^+ -Zerfall mit gleichzeitiger Protonenemission aus angeregten Zuständen der Zerfallstochter erwartet. Um mit der γ -Emission konkurrieren zu können, muß das Proton mit einer Energie von mindesten $E_p \geq 1.3$ MeV emittiert werden [BrA94b]. Da es in einem 500 μm dicken Detektor sicher gestoppt wird, sollte der betaverzögerte Protonenzerfall mindestens eine Energie von 1.3 MeV am Implantationsort deponieren.

In Tabelle 4 sind die Zerfallsenergien der ^{100}Sn Zerfälle am Implantationsort aufgeführt.

Ereignis	Energieverlust am Implantationsort [keV]
1	120
2	100
3	150
4	250
5	200
6	700

Tabelle 4: Energiedepositionen der sechs ^{100}Sn Zerfälle am Implantationsort.

Da die deponierten Energien für betaverzögerten Protonenzerfall zu klein sind, wurde dieser Zerfallstyp nicht beobachtet. Es ergibt sich daraus eine obere Grenze für das Verzweungsverhältnis von betaverzögerter Protonenemission zu β -Zerfall mit γ -Emission von:

$$\frac{\beta_p}{\beta_\gamma} \leq 20\%$$

4.3.1.3 β^+ -Endpunktenergie

Beim Zerfall der sechs ^{100}Sn Kerne konnte die gesamte Betaenergie auf etwa ± 30 keV genau gemessen werden. Isolierte Energiedepositionen in den Betaabsorbern wurden bei der Ermittlung der Betaenergie nicht berücksichtigt. Die gemessenen β^+ -Energien sind in Tabelle 5 aufgeführt.

Ereignis	Totale Energiedeposition des β^+ im Silizium [keV]
1	900
2	1550
3	1160
4	1600
5	2700
6	1490

Tabelle 5: Energien der emittierten Positronen.

In Abbildung 36 ist die aus den sechs ^{100}Sn Zerfällen berechnete Energieverteilung der β^+ -Teilchen aufgetragen (Kapitel 4.2.2). Die Fermi-Funktion für die wahrscheinlichste Endpunktenenergie ist bezeichnet. Zusätzlich sind zwei Fermi-Funktionen mit Endpunkten, die den Fehlergrenzen der ermittelten Endpunktenenergie entsprechen, dargestellt. Die sechs gemessenen Betaenergien sind als Histogrammbalken eingezeichnet.

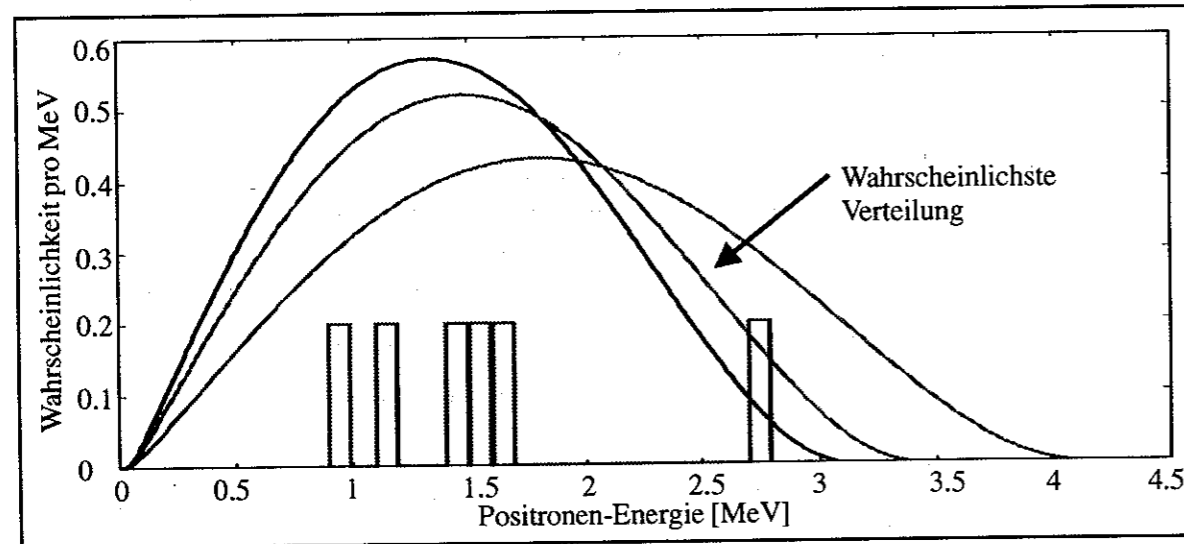


Abbildung 36: Drei Fermifunktionen für die Untergrenze (3,1 MeV), die Obergrenze (4,1 MeV) und die wahrscheinlichste Endpunktenenergie von 3,4 MeV. Die Histogrammbalken stellen die gemessenen β^+ -Energien der 6 ^{100}Sn Zerfälle dar.

Aus der MLH-Methode (Kapitel 4.2.2) ergab sich eine Beta-Endpunktenenergie von:

$$E_{\beta 0} = 3,4^{+0,7}_{-0,3} \text{ MeV} .$$

Voraussetzung für die Gültigkeit dieser Endpunktenenergie ist, daß der Beta-Zerfall von ^{100}Sn auf nur ein 1^+ Niveau der Tochter ^{100}In geht.

4.3.1.4 γ -Energie

Aus den Signalen des BGO-Szintillators konnten für die sechs ^{100}Sn Zerfälle die jeweilige Energiedeposition der emittierten γ -Quanten im Detektor bestimmt werden. In Tabelle 6 sind die gemessenen Energien mit einem durch die Detektorantwortfunktion bedingten Fehler (siehe Kapitel 4.2.3) von etwa $\Delta E_{\gamma} \pm 0,5 \text{ MeV}$ aufgetragen. Diese Energien schließen die Annihilationsquanten ein.

Ereignis	γ -Energiedeposition im Szintillator [keV]
1	2000
2	3700
3	3900
4	3200
5	2500
6	1600

Tabelle 6: γ -Energiedeposition im BGO-Detektor beim Zerfall von ^{100}Sn einschließlich der Annihilationsquanten. In einem Fall wurde ein γ -Quant im Silizium Compton-gestreut. Die dabei im Silizium deponierte Energie wurde zur Szintillatorenergie dazugezählt.

Der Detektor wurde mit Zerfällen des gut bekannten Isotops ^{104}Sn [SzJ90] geeicht. Abbildung 37 oben zeigt die gemessenen Energiedepositionen im Szintillator beim Zerfall von 85 ^{104}Sn Kernen. Wie in Kapitel 4.2.3 beschrieben, muß der Mittelwert der gemessenen ^{100}Sn -Energiedepositionen (Abbildung 37 unten) mit dem Responsefaktor $R(^{100}\text{Sn}) = 1,34$ multipliziert und die Energie der Annihilationsquanten subtrahiert werden, um die mittlere emittierte γ -Energie aus dem Kern zu erhalten:

$$E_{\gamma\text{-mittel}}(^{100}\text{Sn}) = (2820 \cdot 1,34) \text{ keV} - 2 \cdot 511 \text{ keV} = 2760 \text{ keV} .$$

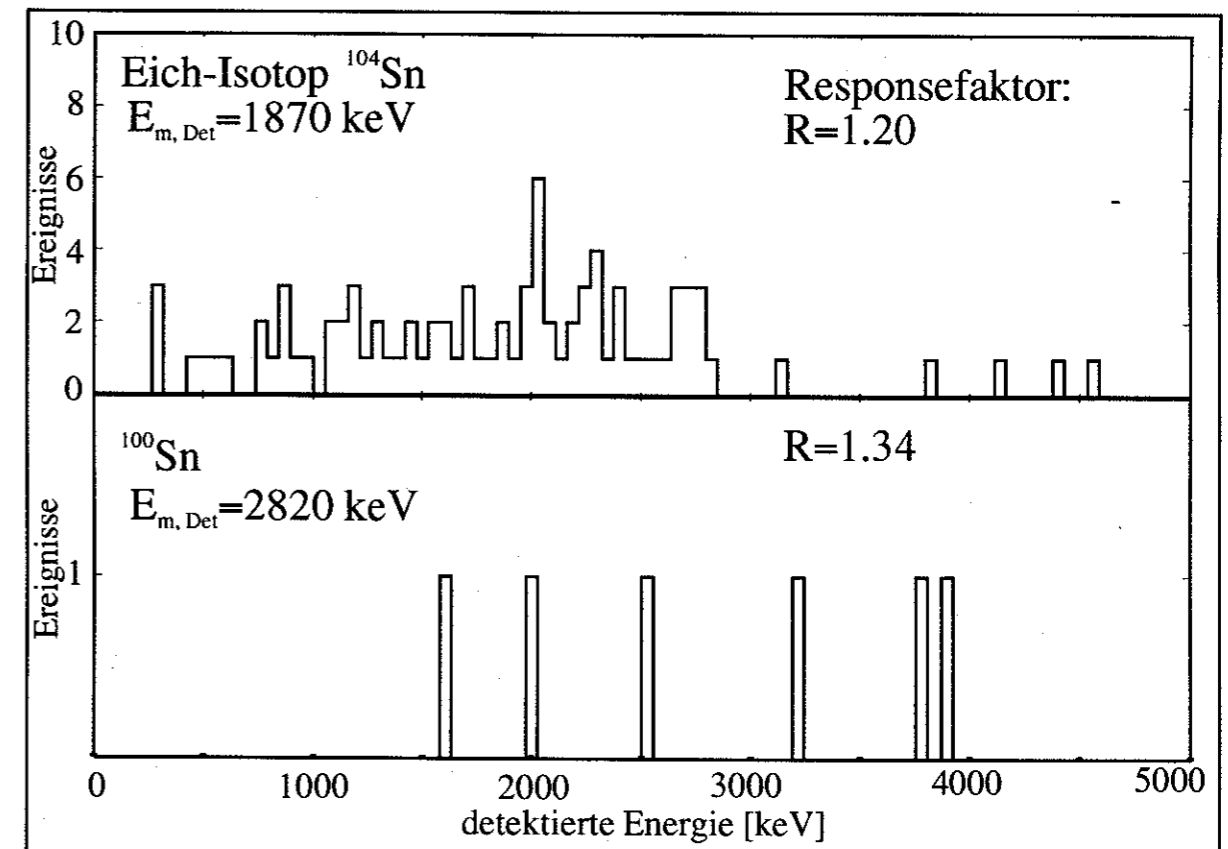


Abbildung 37: Detektorantwort auf die Zerfälle von ^{104}Sn und ^{100}Sn .

Der statistische Fehler errechnet sich aus der Anzahl der Zerfälle wie in Kapitel 4.2.3 beschrieben:

$$\Delta E_{\gamma\text{-mittel}}(^{100}\text{Sn}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \frac{\Delta E_{m,\text{Det}}(^{104}\text{Sn})}{E_{m,\text{Det}}(^{104}\text{Sn})} \cdot E_{\text{mittel}} = \frac{1}{\sqrt{6}} \cdot \frac{525}{1870} \cdot 2820 \text{ keV} \cdot 1.34 = 0.43 \text{ MeV}.$$

Das Gesamtergebnis lautet dann für die mittlere ^{100}Sn -Energie ohne die Annihilationsquanten:

$$E_{\gamma\text{-mittel}}(^{100}\text{Sn}) = 2.76 \pm 0.43 \text{ MeV}.$$

Diese Energie ist über den Responsefaktor $R(^{100}\text{Sn})$ etwas von der Annahme über die Energieverteilung der γ -Quanten abhängig (Kapitel 4.2.3). Ein eventueller isomerer Zustand, dessen Zerfall nicht hätte beobachtet werden können, kann nicht ausgeschlossen werden. Nach Rechnungen von Grawe et al. [GrH95] sollte seine Energie aber unter ca. 100 keV liegen.

4.3.1.5 Diskussion

Ein Vergleich der gemessenen Zerfallsdaten mit Rechnungen von H. Grawe und Mitarbeitern [GrH94], [GrH95] in Abbildung 38 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung.

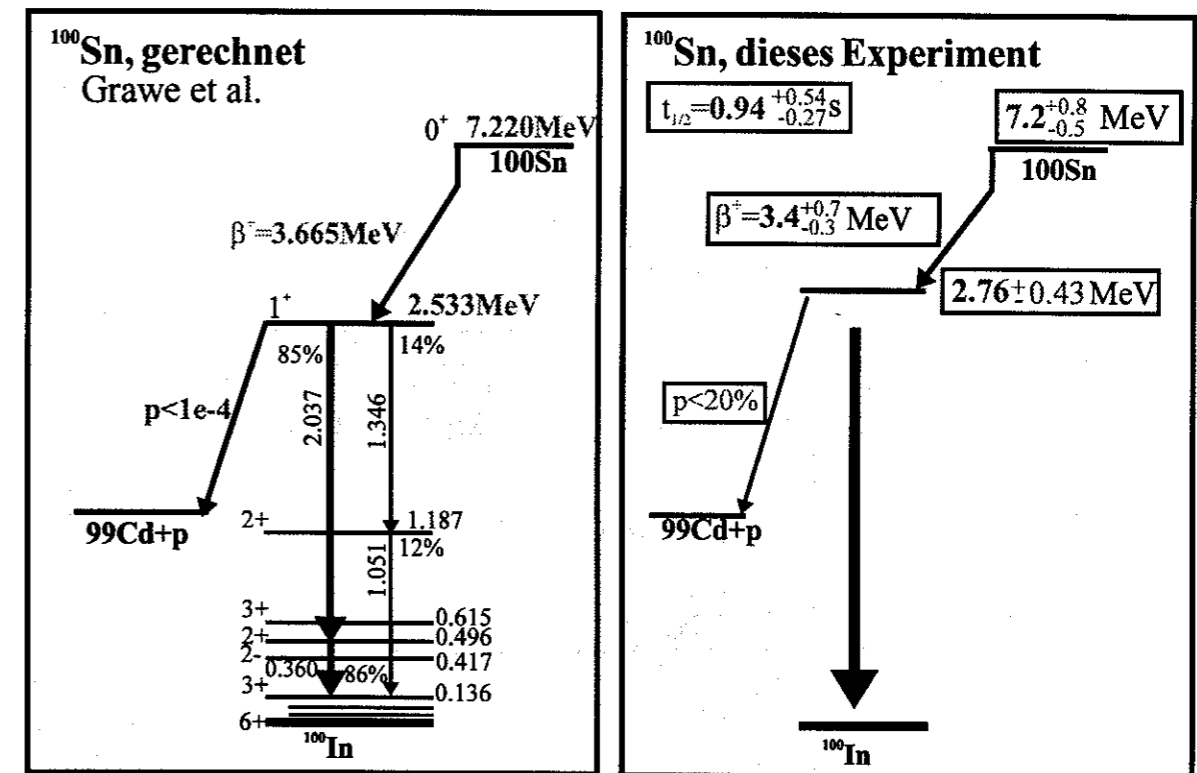


Abbildung 38: Links: Zerfallsschema nach Rechnungen von H. Grawe et al. [GrH94] [GrH95]. Rechts: Ergebnisse aus der Messung der ^{100}Sn Zerfälle in diesem Experiment unter der Voraussetzung, daß tatsächlich nur ein 1^+ Niveau in ^{100}In vom Beta-Zerfall bevölkert wird.

Aus der Halbwertszeit und der Beta-Endpunktenergie kann die Gamow-Teller-Stärke, d.h. das Matrixelement für den β^+ -Zerfall bestimmt werden:

$$f(E_0) \cdot t = \frac{3856s}{B_{GT}}$$

Dabei ist $f(E_0)$ das Integral der Fermifunktion.

Das Matrixelement läßt sich außerdem aus dem einfachsten Kernmodell, dem extremen Einteilchen-Schalenmodell, berechnen. In diesem Modell ist der Überlapp der Neutronen- und Protonenwellenfunktion in der selben Schale vollständig. Das Matrixelement hängt also bloß von der Zahl der Protonen im $g_{9/2}$ -Orbital, der Zahl der Neutronen im $g_{7/2}$ Orbital und den Drehimpulsen dieser Nukleonen ab. Für die vollständig gefüllte $g_{9/2}$ Neutronenschale mit 50 Neutronen gilt dann:

$$B_{GT,ESPSM} = (Z - 40) \frac{4 \cdot L}{2 \cdot L + 1}.$$

Für ^{100}Sn gilt $Z = 50$, $L = 4$ und damit wird:

$$B_{GT,ESPSM} = 10 \cdot \frac{16}{9} = 17.8.$$

Dieser Wert kann als Referenz mit dem gemessenen Wert:

$$B_{GT,EXP} = 11.3^{+6.5}_{-8.3}$$

verglichen, und ein Behinderungsfaktor h als Quotient aus gemessener und im Einteilchenmodell berechneter Zerfallsstärke definiert werden:

$$h = \frac{B_{GT,EXP}}{B_{GT,ESPSM}} = 1.6^{+4.3}_{-0.6}$$

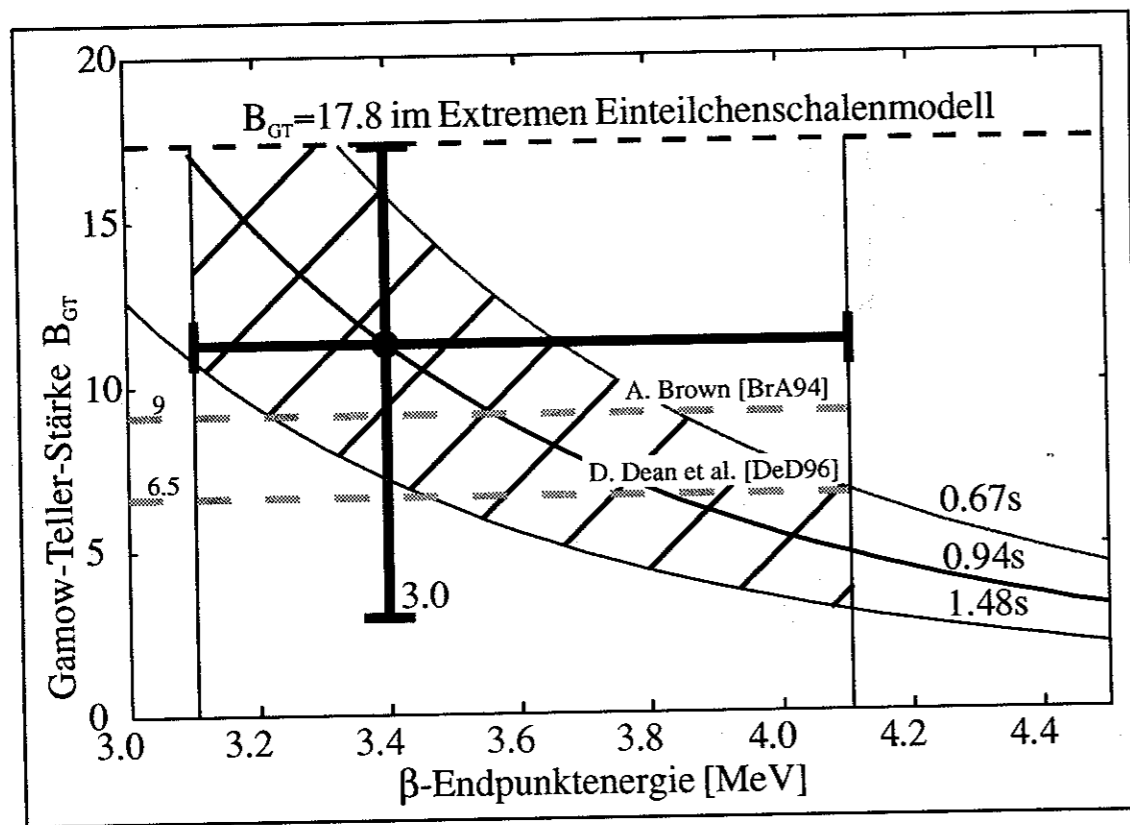


Abbildung 39: Gamow-Teller-Stärke B_{GT} in Abhängigkeit von der Endpunktenergie für die gemessene Halbwertszeit mit ihren Fehlergrenzen. Das Fehlerkreuz gibt die gemessene Endpunktenergie und den daraus ermittelten B_{GT} -Wert an. Es sind außerdem die berechneten Zerfallsstärken der zwei Autoren A. Brown et al. [BrA94] und D. Dean et al. [DeD96] eingezeichnet.

Der Fehler dieses Wertes ist durch die geringe Zahl der untersuchten Zerfälle aber noch zu groß, um wirkliche Aussagen über die Behinderung des GT- β -Zerfalls machen zu können. Die erwarteten Werte für die Behinderung h, einschließlich eines Core-Polarisationsfaktors von $h_{CP} = 1.6$, liegen nach Rechnungen von A. Brown et al. [BrA94], der nur in einem relativ kleinen Konfigurationsraum rechnet, bei etwa $h_{tot} = 2$. Neuere Rechnungen (D. Dean et al. [DeD96]), bei denen die Schalenmodell Monte-Carlo-Methode verwendet und die gesamte 0g, 1d und 2s-Schale in die Konstruktion des Konfigurationsraumes mit einbezogen wird, ergeben eine Behinderung von $h_{tot} = 2.74$. Dieser Wert schließt wieder einen Core-Polarisationsfaktor von $h_{CP} = 1.6$ ein.

4.3.2 Der Protonenemitter ^{105}Sb

Dieses Isotop wurde ca. drei Stunden bei kleiner Transmission durch den FRS implantiert. Es konnten dabei 98 Zerfälle beobachtet werden. Obwohl das energetisch höchstliegende Proton von ^{105}Sb vermutlich nur durch den Coulombwall und die Drehimpulsbarriere gebunden ist, wurde ein dominanter β^+ -Zerfall gemessen. Eine Auswertung der Zerfallszeiten mit der MLH-Methode 3 ergab eine Halbwertszeit von

$$T_{1/2} = 1.12 \pm 0.16\text{s}.$$

Von Audi und Wapstra [AuG93] wird der berechnete und extrapolierte Q-Wert des β -Zerfalls mit $Q_{EC} = 9.3 \pm 0.5$ MeV angegeben. Für den Zerfall wird ein Gamow-Teller-Übergang vom $\pi d_{5/2}$ zum $\nu d_{3/2}$ (nach Rechnungen etwa 2 MeV über dem Grundzustand der Tochter [GrH95]) und in angeregte $3/2^+$ Zustände erwartet (Abbildung 40). Die maximal zu erwartende Beta-Energie dieses Übergangs liegt damit bei $9.3 \text{ MeV} - 2 \text{ MeV} - 2m_e c^2 = 6.3 \text{ MeV}$. Der Fermi- β -Zerfall vom ^{105}Sb -Grundzustand (vermutlich) $\pi d_{5/2}$ zum ^{105}Sn -Grundzustand $\nu d_{5/2}$ ist wegen des ungleichen Isospins verboten.

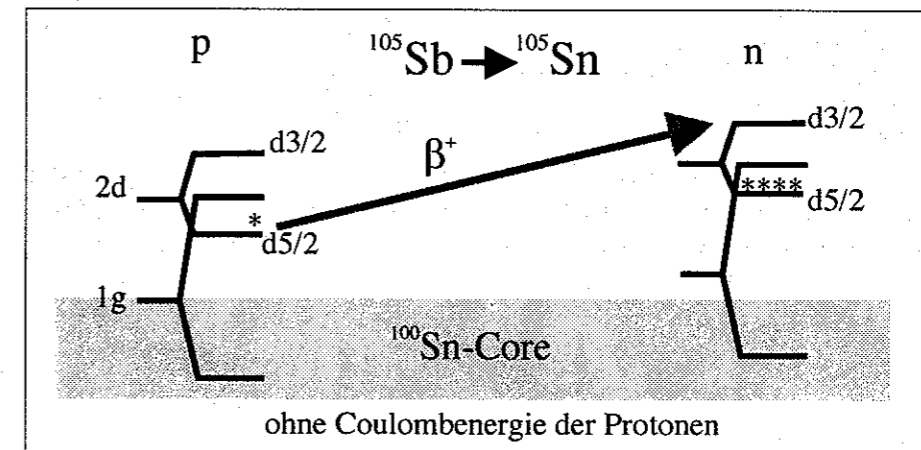


Abbildung 40: β^+ -Zerfall von ^{105}Sb .

Aus der Messung (Abbildung 41c) ergibt sich eine maximale β^+ -Energiedeposition von $E \leq 5.3$ MeV. Ein großer Teil der Zerfälle scheint allerdings nur eine kleine Endpunktenergie von $E = 1 \dots 3$ MeV (eingezeichnete Kurve) zu haben, geht also in Zustände, die 5 bis 7 MeV über dem Grundzustand der Tochter ^{105}Sn liegen.

Da keine Energiedeposition im Implantationslayer mit mehr als 1.3 MeV beobachtet wurde (Abbildung 41b), die für ein betaverzögertes Proton nötig ist, um mit γ -Abregung zu konkurrieren, kann eine obere Grenze für betaverzögerte Protonenemission von:

$$\frac{\beta_p}{\beta_\gamma} < 1\%$$

bestimmt werden.

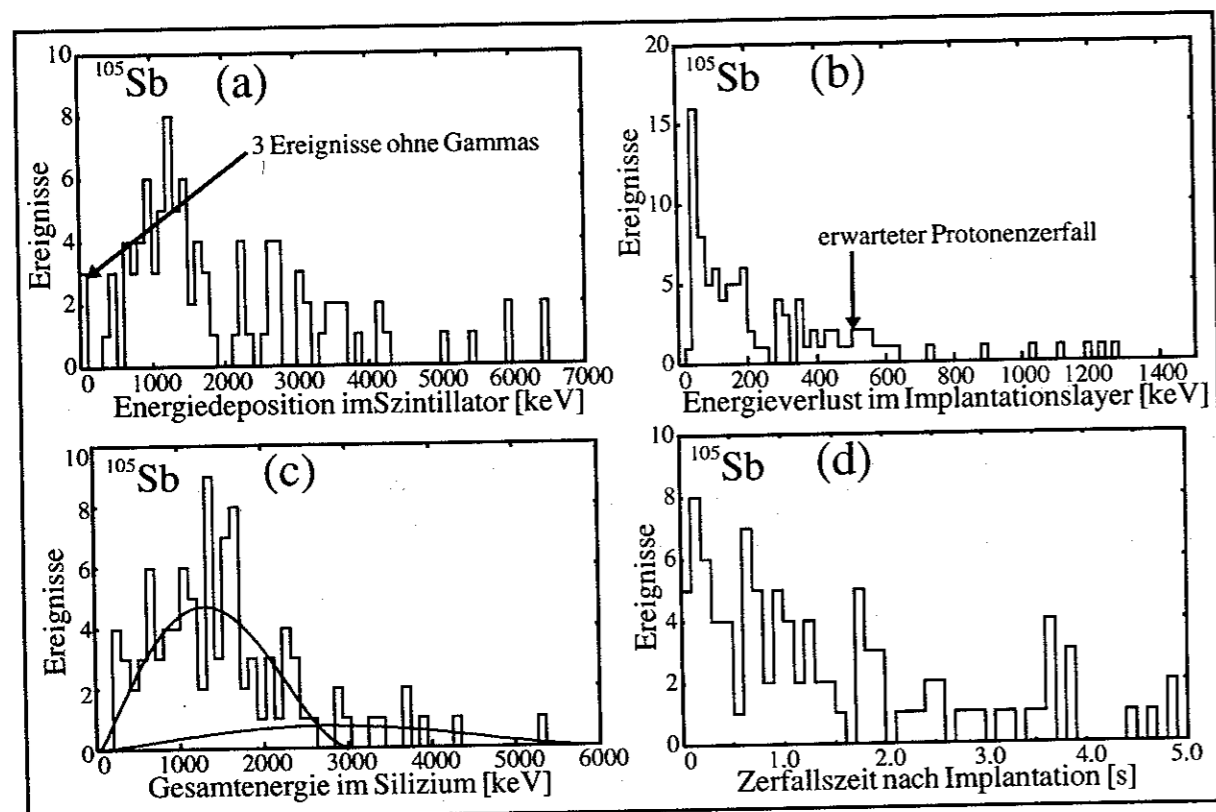


Abbildung 41: (a): γ -Energien für die 98 detektierten Zerfälle. (b): Energieverlust des Zerfallsteilchens in dem 0.5mm dicken Detektor, in den implantiert wurde. (c): Gesamtenergie der beim Zerfall emittierten Positronen mit zwei Elektronen-Fermiverteilungen für Endpunktenergien von 3 und 6 MeV. (d) Zeitverteilung der 98 Zerfälle nach der Implantation.

Bei ^{105}Sb sollte das einzelne Proton in der $d_{5/2}$ Schale um ca. 500 keV ungebunden sein [HeF91, 92] [GiA87] [TiR94]. Die gemessenen Zerfälle wurden daher auf die Signatur für **Protonenzerfälle** untersucht.

Ein Protonenzerfall bei den niedrigen erwarteten Energien kann nur in den Grundzustand der Tochter ^{104}Sn gehen. Daher wurden zuerst Zerfälle selektiert, bei denen keine γ -Emission aus dem Tochterkern detektiert werden konnte. In Abbildung 41a sind drei Zerfälle ohne Ansprechen des Szintillators markiert. Von diesen Zerfällen deponieren zwei ihre gesamte Energie in dem Detektor, in den der zerfallende Kern implantiert wurde, wie es von niederenergetischen Protonen erwartet wird.

Unabhängig von ihren Zerfallsenergien können beide Zerfälle nach ihrer Zerfallszeit analysiert werden. Dazu wird das MLH-Verfahren 3 verwendet und alle Wahrscheinlichkeiten für alle Zerfallszenarien berechnet. Danach hat Zerfall 1 (Tabelle 7) 50 % Wahrscheinlichkeit, ein Untergrundzerfall zu sein, und 49 % Wahrscheinlichkeit, ein Zerfall aus der Tochter von ^{105}Sb zu sein, aber nur 1 % Wahrscheinlichkeit wirklich ein ^{105}Sb -Zerfall zu sein.

Zerfall 2 hingegen hat 86 % Wahrscheinlichkeit, ein Zerfall von ^{105}Sb zu sein (7 % Tochter, 7 % Untergrund), und ist damit ein guter Kandidat für Protonenzerfall. Seine Energie ist:

$$E_p = 550 \pm 30 \text{ keV}.$$

Da ein Protonenzerfall aus 98 Zerfällen identifiziert werden konnte, ergibt sich ein Verzweigungsverhältnis von:

$$\frac{P}{\beta\gamma} \approx 1\%$$

Dieser Wert wurde auch von R. J. Tighe et al. [TiR94] aus einem Fusionsexperiment, in dem ^{58}Ni auf ein ^{50}Cr -Target geschossen wurde, abgeschätzt. Der von ihnen gemessene Q-Wert des Protonenzerfalls von $E_p = 478 \pm 15 \text{ keV}$ (Abbildung 42) ist allerdings mit dem hier gemessenen Wert unvereinbar.

Implantation von ^{105}Sb Ereignis-Nummer	erster Zerfall	nachfolgender Zerfall
1	$t = 0.34 \text{ s}$ $E_{\text{szintillator}} = 1.2 \text{ MeV}$ Detektor-Mult. = 2 $E_{\text{depo}} = 600 \text{ keV}$ $P_{^{105}\text{Sb}} = 98 \%$	Kandidat 1 $t = 5.0 \text{ s}$ $E_{\text{szintillator}} = 0 \text{ keV}$ Detektor-Mult = 1 $E_{\text{depo}} = 200 \text{ keV} \pm 30 \text{ keV}$ $P_{^{105}\text{Sb}} = 1 \%$
2	Kandidat 2 $t = 3.3 \text{ s}$ $E_{\text{szintillator}} = 0 \text{ keV}$ Detektor-Mult = 1 $E_{\text{depo}} = 550 \text{ keV} \pm 30 \text{ keV}$ $P_{^{105}\text{Sb}} = 86 \%$	-

Tabelle 7: Zwei Zerfallsketten mit Kandidaten für Protonenzerfall. Auf die erste Implantation folgen zwei Zerfälle. Der erste kann mit hoher Wahrscheinlichkeit ^{105}Sb zugeordnet werden, hinterläßt aber Energie in zwei Detektoren, was Protonenzerfall ausschließt. Der zweite Zerfall der ersten Kette hat dagegen nur eine sehr geringe Wahrscheinlichkeit, ein Zerfall von ^{105}Sb zu sein. Nach der zweiten Implantation wurde ein Zerfall gemessen, der mit hoher Wahrscheinlichkeit ^{105}Sb zuzuordnen ist. Er erfüllt alle Bedingungen für einen Protonenzerfall.

Bei der gemessenen Halbwertszeit von $T_{1/2} = 1.12 \text{ s}$ und einem Verzweigungsverhältnis von 1% ergibt sich eine **partielle Halbwertszeit** für den Protonenzerfall von ca. 100 s. Die obigen Autoren berechneten mittels R-Matrix-Formalismus und Bohr-Näherung [BoA69] die Abhängigkeit der partiellen Halbwertszeit von der Protonenenergie (Abbildung 42). Aus ihrer gemessenen Zerfallsenergie ergibt sich damit bei spektroskopischem Faktor 1 und der Annahme einer Emission aus der $d_{5/2}$ Schale mit Drehimpuls $L = 2$ eine partielle Halbwertszeit von 7...70 s, die in guter Übereinstimmung mit der hier gemessenen wäre.

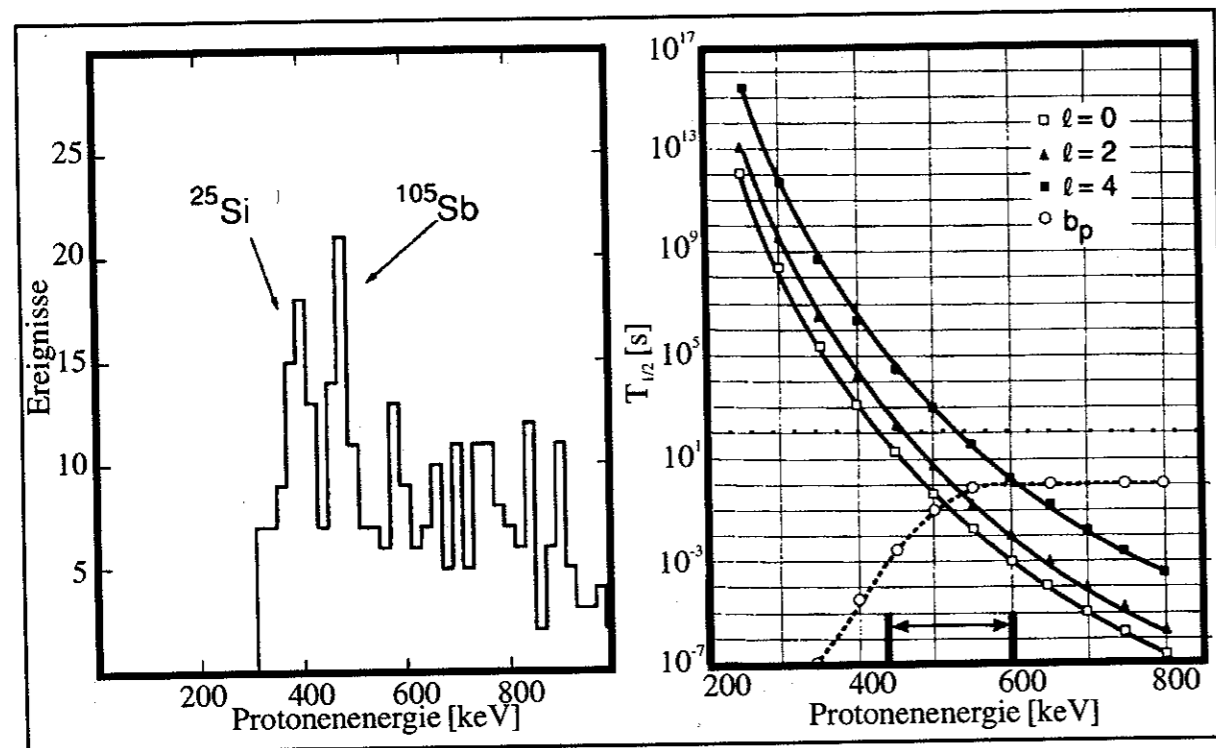


Abbildung 42: Diagramme aus [TiR94]. Links: Histogramm mit dem von dieser Gruppe identifizierten Protonensignal. Rechts: von der gleichen Gruppe berechnete Abhängigkeit der partiellen Halbwertszeit für Protonenemission von der Protonenenergie.

Die hier gemessene Energie von $E_p = 550$ keV könnte unter Annahme einer Emission des Protons aus der $g_{7/2}$ -Schale mit Drehimpuls $L = 4$ und spektroskopischem Faktor von 1 mit der gemessenen partiellen Lebensdauer ebenfalls in Übereinstimmung gebracht werden ($T_{1/2} = 10 \dots 100$ s). Eine Besetzung der $\pi g_{7/2}$ Schale im Grundzustand von ^{105}Sb wäre allerdings eher eine Überraschung.

Die aus einem einzigen Zerfall bestimmte Protonenenergie sollte jedoch nicht überbewertet werden.

4.3.3 Der Protonenemitter ^{104}Sb

Dieses Isotop wurde erstmals identifiziert und seine Zerfälle beobachtet. In einer ca. 8 Stunden langen Messung konnten 16 Zerfälle nachgewiesen werden. Mit der MLH-Methode 3 wurde aus den Zerfallszeiten (Abbildung 43d) die Halbwertszeit bestimmt:

$$T_{1/2} = 0.44^{+0.15}_{-0.11} \text{ s.}$$

Die aus Modellrechnungen erhaltene Halbwertszeit von M. Hirsch et al. [HiM93] von $T_{1/2} = 1.5$ s liegt deutlich zu hoch.

Im Implantationslayer wurde eine maximale Energie von ca. $E \approx 900$ keV deponiert. Dadurch kann betaverzögerter Protonenzerfall für die 16 Zerfälle ausgeschlossen werden. Es kann eine Grenze für das Verzweungsverhältnis von betaverzögerten Protonenzerfall zu β -Zerfall angegeben werden:

$$\frac{\beta_p}{\beta_\gamma} < 7\%.$$

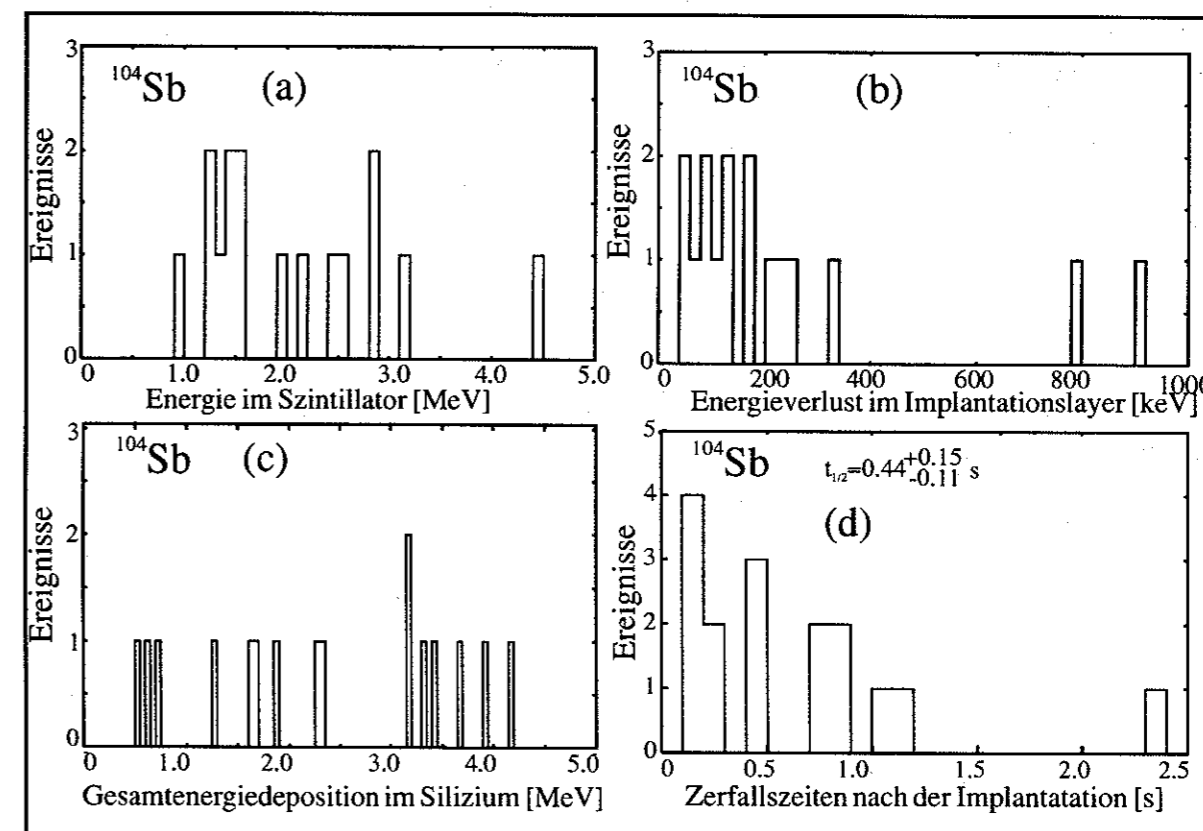


Abbildung 43: (a) Im Szintillator deponierte γ -Energie beim Zerfall von ^{104}Sb . (b) Energiedeposition der emittierten β^+ im 0.5mm dicken Detektor, in den das ^{104}Sb implantiert wurde. (c) Energie der emittierten Positronen. (d) Zeitspektrum der Zerfälle nach der Implantation.

Es trat kein Zerfall ohne γ -Emission (Abbildung 43a), der Signatur eines Protonenzerfalls auf. Daraus ergibt sich eine Grenze für das Verzweungsverhältnis von Protonen- zu β^+ -Zerfall:

$$\frac{p}{\beta\gamma} < 7\%$$

Dieses Ergebnis ist verträglich mit einer Messung von Page et al. [PaR94], die nach dem Zerfall des Alphaemitters ^{108}I keinen Protonenzerfall aus der Tochter ^{104}Sb registrierten. Es konnte in ihrem Experiment eine obere Grenze für den Protonenzerfall von $p/\beta\gamma \leq 1\%$ ermittelt werden.

4.3.4 Die Isotope ^{102}Sn und ^{100}In

Das Isotop ^{102}Sn

Auf dem Weg zu ^{100}Sn wurde in einer kurzen Einstellung auch das Isotop ^{102}Sn erstmals identifiziert und 42 Zerfälle beobachtet. Aus den Zerfallszeiten ergab sich eine Halbwertszeit von:

$$T_{1/2} = 4.6 \pm 1.4 \text{ s}$$

Wegen der langen Halbwertszeit mußte eine Korrelationszeit von 25 s verwendet werden. Bei diesem Run mit vergleichsweise hohen Produktionsquerschnitten trat trotz reduzierter Strahlintensität eine hohe Implantationsrate von 7 Hz auf. Der damit verbundene hohe Untergrund von einem korrelierten Untergrundzerfall pro 100s erzeugte die relativ großen Fehler in der Halbwertszeit.

Aus 11 untergrundfreien Zerfällen (Abbildung 44), die mit sehr kurzer Korrelationszeit analysiert wurden, um den Untergrund zu minimieren, konnte die mittlere γ -Zerfallsenergie bestimmt werden:

$$E_{\gamma\text{-mittel}}(^{102}\text{Sn}) = 1870 \pm 250 \text{ keV}$$

Diese Energie stellt einen Mittelwert der γ -Energie über alle Verzweigungsverhältnisse dar und ist etwas von den Annahmen über die Aufteilung der Gesamtenergie auf die verschiedenen γ -Energien in einer Abregungskette abhängig.

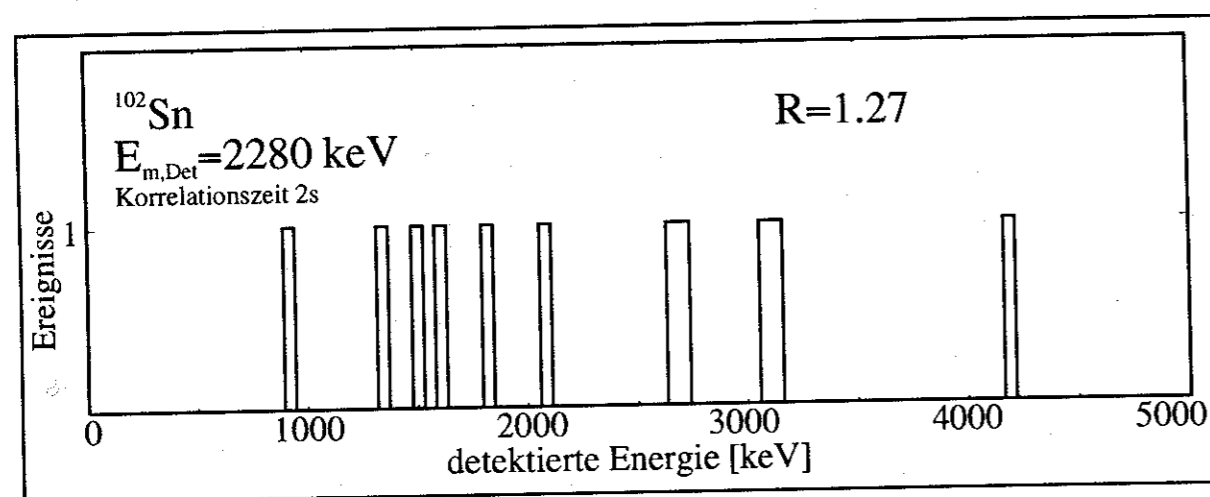


Abbildung 44: Gemessene Energiedeposition im Szintillator beim Zerfall von 11 ^{102}Sn -Kernen. Um den Untergrund zu reduzieren, wurde eine sehr kurze Korrelationszeit von 2s gewählt.

Das Isotop ^{100}In

Zusammen mit ^{100}Sn wurde auch das Isotop ^{100}In bei reduzierter ionenoptischer Transmission durch den FRS in den Implantationsdetektor implantiert. Eine Analyse der 102 Zerfälle ergab eine Halbwertszeit von:

$$T_{1/2} = 6.3^{+1.0}_{-0.9} \text{ s}$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit der Messung von J. Szerypo und Mitarbeitern [SzJ95] am Online Massenseparator der GSI, die eine Halbwertszeit von $T_{1/2} = 6.1 \pm 1.0 \text{ s}$ bestimmten. Er stimmt auch sehr gut mit der aus Schalenmodellrechnungen erhaltenen Halbwertszeit von $T_{1/2} = 6.8 \text{ s}$ [BrA94] überein.

4.3.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

In Tabelle 8 sind **Halbwertszeiten und Zerfallsarten** und in Tabelle 9 die **Energien** der beim Zerfall emittierten Teilchen aller gemessenen Isotope aufgeführt. Die hervorgehobenen Zeilen und Spalten enthalten die Ergebnisse dieser Arbeit.

Isotop	Halbwertszeit [s]	Halbwertszeit, andere Autoren [s]	Zerfall	Verzweigungsverhältnisse	Verzweigg.-verhältnisse, andere Aut.
^{108}Te	$T_{1/2} = 2.0^{+0.4}_{-0.3}$	$T_{1/2} = 2.1 \pm 0.1^{(a)}$	$\alpha, \beta\gamma$	$\approx 50\%$	$49 \pm 4\%^{(a)}$
^{104}Sb	$T_{1/2} = 0.44^{+0.15}_{-0.11}$	-	$\beta\gamma, p?$	$\frac{p}{\beta\gamma} < 7\%$ $\frac{\beta p}{\beta\gamma} < 7\%$	$\frac{p}{\beta\gamma} < 1\%^{(c)}$
^{105}Sb	$T_{1/2} = 1.12 \pm 0.16$	-	$\beta\gamma, p$	$\frac{p}{\beta\gamma} \approx 1\%^{(*)}$	$\frac{p}{\beta\gamma} \approx 1\%^{(d)}$
^{100}Sn	$T_{1/2} = 0.94^{+0.54}_{-0.27}$	-	$\beta\gamma, \beta p?$	$\frac{\beta p}{\beta\gamma} < 20\%$	-
^{102}Sn	$T_{1/2} = 4.6 \pm 1.4$	-	$\beta\gamma$		
^{100}In	$T_{1/2} = 6.3^{+1.0}_{-0.9}$	$T_{1/2} = 6.1 \pm 1^{(b)}$	$\beta\gamma, \beta p$		$\frac{\beta p}{\beta\gamma} < 4\%^{(b)}$

Tabelle 8: (a) [ScB81], (b) [SzJ95], (c) [PaR94a], (d) [PaR94b]. (*) nur aus einem Protonenzerfall berechnet

Isotop	untersuchter Zerfall	Zerfallsenergien (diese Arbeit)	Zerfallsenergien, (andere Autoren)	Q_{EC} -Wert	gerechneter Q_{EC} -Wert,
^{108}Te	α	$E_{\alpha} = 3365 \pm 30 \text{ keV}$	$\alpha: 3355 \pm 0.2 \text{ keV}^{(e)}$		
^{105}Sb	p	$E_p = 550 \pm 30 \text{ keV}^{(*)}$	$p: 478 \pm 15 \text{ keV}^{(d)}$		
^{102}Sn	$\beta\gamma$	$E_{\gamma\text{mittel}} = 1860 \pm 250 \text{ keV}$			
^{100}Sn	$\beta\gamma$	$E_{\beta 0} = 3.4^{+0.7}_{-0.3} \text{ MeV}$ $E_{\beta 0} = 2.76 \pm 0.43 \text{ MeV}$	Rechnung: $E_{\beta 0} = 3.67 \text{ MeV}^{(f)}$ $E_{\beta 0} = 2.53 \text{ MeV}^{(f)}$	$7.2^{+0.8}_{-0.5} \text{ MeV}$	Rechnung: $7.22 \text{ MeV}^{(f)}$

Tabelle 9: Messungen: (a) [ScB81], (b) [SzJ95], (c) [PaR94a], (d) [TiR94], (e) [HeF91]
Rechnungen: (f) [GrH94]

(*) nur aus einem Protonenzerfall gemessen

Statistik und Effizienzen

Isotop	Zahl der nachgewiesenen Zerfälle	Zerfalls-Nachweis-effizienz	Untergrund-rate [1/s]	Korrelationszeit [s]
^{108}Te	76	60%	1.0E-2	8
^{104}Sb	16	60%	7.4E-3	15
^{105}Sb	98	60%	7.4E-3	5
^{100}Sn	6	70%	2.0E-3	100 (30)
^{102}Sn	42	45%	1.0E-2	25
^{100}In	102	70%	2.0E-3	50

Tabelle 10: Statistische Daten und Effizienzen der Zerfallsmessungen

5 Ausblick

5.1 Zukünftige Möglichkeiten zur Untersuchung von ^{100}Sn -Zerfällen

5.1.1 Anforderungen an ein zukünftiges Experiment

Der interessanteste Aspekt bei der Untersuchung des ^{100}Sn - β -Zerfalls ist die genaue Bestimmung der Gamow-Teller-Stärke und damit des Übergangsmatrixelements $|M_A|^2$. Wenn man der Vorhersage der Theorie vertraut, daß praktisch alle ^{100}Sn -Zerfälle in ein einziges angeregtes 1^+ Niveau der Tochter ^{100}In gehen [BrA94], so kann das Matrixelement aus der Maximalenergie E_0 der emittierten Positronen (= Endpunktenergie) und der Halbwertszeit $t_{1/2}$ bestimmt werden:

$$f(E_0) \cdot t_{1/2} = \frac{6127(5)\text{s}}{g_A^2 \cdot |M_A|^2}, \quad g_A^2 = 1.59.$$

Diese Endpunktenergie könnte mit dem vorliegenden Implantationsdetektor direkt gemessen werden. Eine Alternative zur direkten Messung ist ihre Berechnung aus der Differenz der Atommassen von ^{100}Sn und ^{100}In sowie der Energie des angeregten 1^+ Niveaus in ^{100}In , das über γ -Spektroskopie beim ^{100}Sn -Zerfall gemessen werden könnte. Für einen guten Vergleich mit der Theorie sollte die GT-Stärke mit einer Genauigkeit von ca. $\pm 15\%$ bestimmt werden. Dazu sind bei direkter Messung der Endpunktenergie nur etwa 150 untergrundfrei gemessene Zerfälle nötig. Die Fehler für die Halbwertszeit sind dann $\Delta t_{1/2} / t_{1/2} = 8\%$ und für die β -Endpunktenergie $\Delta E_0 / E_0 = 2.6\%$ (aus [KeH91]: 1000 Zerfälle ergeben einen Fehler von 1%). Da die Fermifunktion etwa eine Funktion fünften Grades der Endpunktenergie ist, wird der Gesamtfehler:

$$\frac{\Delta |M_A|^2}{|M_A|^2} = \sqrt{(5 \cdot 0.026)^2 + 0.08^2} = 15.2\%.$$

Unter Annahme der von uns gemessenen Endpunktenergie von $E_0 = 3.4\text{ MeV}$ bedeutet dies, daß die zukünftige Messung auf $\Delta E = \pm 90\text{ keV}$ genau sein muß.

5.1.2 Weiterentwicklung der bisherigen Methode

5.1.2.1 Intensitätserhöhung des Strahls

Eine wesentliche Bedeutung bei der Spektroskopie von ^{100}Sn und der Isotope nahe ^{100}Sn hat eine Erhöhung der Rate von Zerfällen des Isotops im Spektroskopiedetektor. Um das Experiment in einer Zeit von z.B. 10 Tagen durchführen zu können, sollte mindestens eine Rate von 15 Zerfällen pro Tag erreicht werden, um die geforderte Zahl von 150 Zerfällen zu erhalten. Dazu muß das Produkt aus Primärstrahlintensität und Transmission gegenüber dem alten Experiment um den Faktor 20 verbessert werden.

Ein Schritt zur Erhöhung der Strahlintensität wird der Einbau eines **Elektronenkühlers** in das Schwerionensynchrotron SIS der GSI sein, der Mitte 1997 abgeschlossen sein soll. Die Ionen werden zunächst bei kontinuierlicher Kühlung im SIS-Ring aufakkumuliert und dann beschleunigt. Damit sollte eine Erhöhung der Teilchenzahl im Synchrotronpuls um einen Faktor zehn bei einer Verlängerung der Zykluszeit um 20% möglich sein.

Eine Erhöhung des Teilchenstroms aus der Quelle um einen Faktor 10 wäre durch Verwendung der **Penningquelle** bereits seit Jahren möglich, doch müßte der Gasverbrauch an sehr teurem ^{124}Xe von derzeit ca. 1 L/Tag auf ca. 0.1 L/Tag reduziert werden. Das könnte durch die Entwicklung eines **gepulsten Gasflusses** möglich sein. Die Quelle würde dann nur während der sehr kurzen Injektion (200 μs) im 5 Sekunden langen SIS-Zyklus eingeschaltet.

Auch eine weitere Optimierung der **EZR-Quelle** könnte einen wesentlichen Faktor in der Strahlintensität liefern.

Durch die Intensitätsverbesserungen kann dann mit einer Erhöhung der Strahlintensität um den **Faktor 8** (nur SIS-Kühler) **bis 80** (Penningquelle und Kühler) gerechnet werden.

Wenn nur ^{100}Sn produziert werden soll, kann möglicherweise das Isotop ^{112}Sn als **Strahl** verwendet werden, das durch alleinige Neutronenabstreifung und Abdampfung zum ^{100}Sn fragmentiert werden kann. Der Fragmentationsquerschnitt ist allerdings unbekannt. Ein Experiment am GANIL in Caen [RyK94], das die Niederenergiefragmentation von ^{112}Sn als Produktionsmechanismus verwendete, ergab jedoch Hinweise auf einen deutlich höheren Querschnitt als bei der Fragmentation von ^{124}Xe . Mit der EZR-Quelle könnte ein ^{112}Sn -Strahl von 10^8 Teilchen pro Puls erzeugt werden, während bei der Penningquelle etwa $5 \cdot 10^8$ Kerne pro Puls möglich wären. Mit diesem Strahl kann durch Hochenergiefragmentation allerdings keines der interessanten neutronenarmen Isotope mit $Z > 50$ erzeugt werden.

5.1.2.2 Erhöhung von Transmission und Nachweiswahrscheinlichkeit

Ein weiteres großes Potential liegt in der Optimierung der Transmission und der Nachweiswahrscheinlichkeit. Durch eine Weiterentwicklung der Detektoren im FRS, des Implantationsdetektors und der Auslegung der Degradier kann die Transmission und Nachweiswahrscheinlichkeit für die eingestellten Isotope von derzeit 15% für ^{100}Sn auf 70% verbessert werden. Maßnahmen dazu sind die Reduktion der Totzeit und die Verwendung von Detektoren mit nahezu 100% Effizienz. Weiter kann ein Degradier aus Zinn mit $Z = 50$ (statt bisher Aluminium), die gleiche Abbremsung bei geringerem totalen Reaktionsquerschnitt und damit geringerer Zerstörung der Fragmente leisten.

In Abbildung 45 ist ein Qualitätsfaktor (Energieverlust je Einheit des totalen Reaktionsquerschnitts) für die Abbremsung in Materie aufgetragen. Wie man sieht, kann gegenüber dem bisherigen Aluminium-Abbremsler mindestens ein Faktor zwei weniger Zerstörung erreicht werden. Der Degradier sollte nicht aus zu schweren Elementen bestehen, da sonst die Transmission in der zweiten Stufe des FRS durch Kleinwinkelstreuung verschlechtert wird. Diese Maßnahmen können insgesamt eine Verbesserung von Transmission und Nachweiswahrscheinlichkeit um einem Faktor 4–5 ermöglichen.

In Abbildung 46 sind die erwarteten Produktionsraten bei einer Verbesserung der Nachweiswahrscheinlichkeit um den Faktor 5 und einer Intensitätserhöhung des Primärstrahls um den Faktor 10 auf $1 \cdot 10^9$ Teilchen ^{124}Xe pro Puls zu sehen (Target 6g/cm^2 Beryllium). Durch Inter- und Extrapolation unserer bisherigen Ergebnisse konnten auch die erwarteten Raten für bisher noch nicht untersuchte Isotope abgeschätzt werden (Raten in kursiver Schrift).

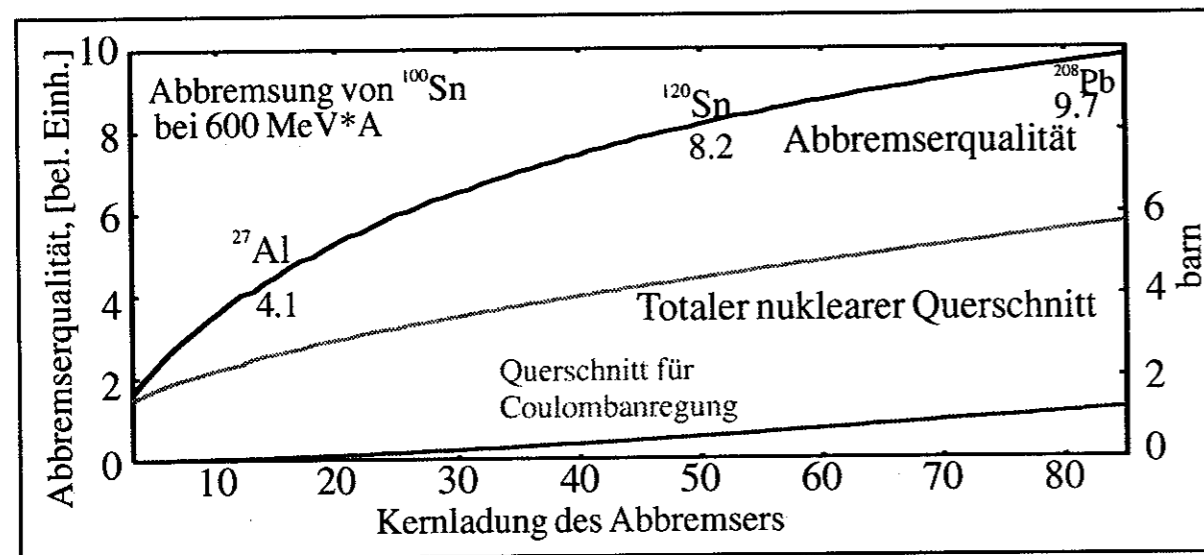


Abbildung 45: Verhältnis von Energieverlust eines ^{100}Sn -Ions zum totalen Reaktionsquerschnitt (aus [Kox85]) für die Kernladungen der möglichen Abbremsmaterialien. Die untere Kurve gibt den Anteil der Coulomb-Anregung für ^{100}Sn (aus [BeC88]) an.

Produktionsrate in einem zukünftigen Experiment (Ende 1997)
(Strahlintensität um den Faktor 10 erhöht, Transmission um Faktor 5 verbessert)

							I 107 25/d	I 108 600/d	I 109 2*10 ⁴ /d	
						Te 104 2/d	Te 105 75/d	Te 106 2*10 ⁴ /d	Te 107 6*10 ⁴ /d	Te 108 1.6*10 ⁶ /d
					Sb 102 8/d	Sb 103 200/d	Sb 104 6*10 ³ /d	Sb 105 1.7*10 ⁵ /d		
Sn 98 0.05/d	Sn 99 1.5/d	Sn 100 40/d	Sn 101 1.2*10 ³ /d	Sn 102 4.5*10 ⁴ /d	Sn 103 9*10 ⁵ /d	Sn 104				
In 97 4.5/d	In 98 110/d	In 99 3200/d	In 100 9*10 ⁴ /d	In 101 2.9*10 ⁶ /d						

Abbildung 46: Ende 1997 zu erwartende Produktionsraten in einem optimierten Experimentaufbau und einem Xenon-Primärstrahl mit 10^9 Teilchen im Synchrotrimpuls. (kursiv: extrapolierte und interpolierte Raten)

5.1.2.3 Verbesserung der β - und γ -Spektroskopie

Ziel ist es, die maximale Beta-Energie von ca 3.4 MeV auf ± 90 keV genau zu bestimmen. Dazu müssen systematische Fehler bei der Beta-Energiemessung sehr effektiv ausgeschlossen werden. Um die Möglichkeit der Verwechslung des ^{100}Sn -Zerfalls mit dem Zerfall der Tochter ^{100}In zu vermeiden, muß die Detektoreffizienz für Zerfälle auf nahezu 100 % erhöht werden. Eine Verwechslung kann nur passieren, wenn der erste Zerfall nicht nachgewiesen und daher der Tochterzerfall als Mutterzerfall interpretiert wird.

Ein Weg zu dieser hohen Effizienz ist eine sehr dichte Montage der drei ortsempfindlichen Detektoren im Implantationsbereich. Auch bei sehr oberflächennah implantierten Kernen, bei deren Zerfall der Siliziumdetektor nicht anspricht, kann der Zerfallsort dann dennoch vom benachbarten Zähler erkannt werden.

Ein weiteres Ziel muß die starke Unterdrückung von Energiesignalen Compton-gestreuter γ -Quanten aus der Abregung des Tochterkerns oder der β^+ -Annihilation sein. Eine sehr effektive Unterdrückung kann durch eine leichte Segmentierung der Betaabsorber erreicht werden. Diese erlaubt es, Spuren der emittierten Betateilchen zu verfolgen und nur Energiesignale innerhalb dieser Spur zur Bestimmung der Betaenergie aufzusummieren.

Da die Messungen auf der theoretischen Annahme beruhen, daß nur ein einziges Niveau der Tochter beim ^{100}Sn -Zerfall gespeist wird, muß diese überprüft werden. Dazu muß die γ -Emission beim Zerfall des Isotops mit höherer Genauigkeit untersucht werden. Weiter erlaubt die Bestimmung der γ -Energie des 1^+ Zustandes bei genauerer Messung der ^{100}Sn und ^{100}In Massendifferenz in Penningfallen oder Speicherringen [KIH94], einen genaueren Wert der Beta-Endpunktenergie zu erhalten. Zusammen mit der gemessenen Halbwertszeit aus 150 Zerfällen könnte dann das GT-Matrixelement mit einem Fehler von 8% bestimmt werden.

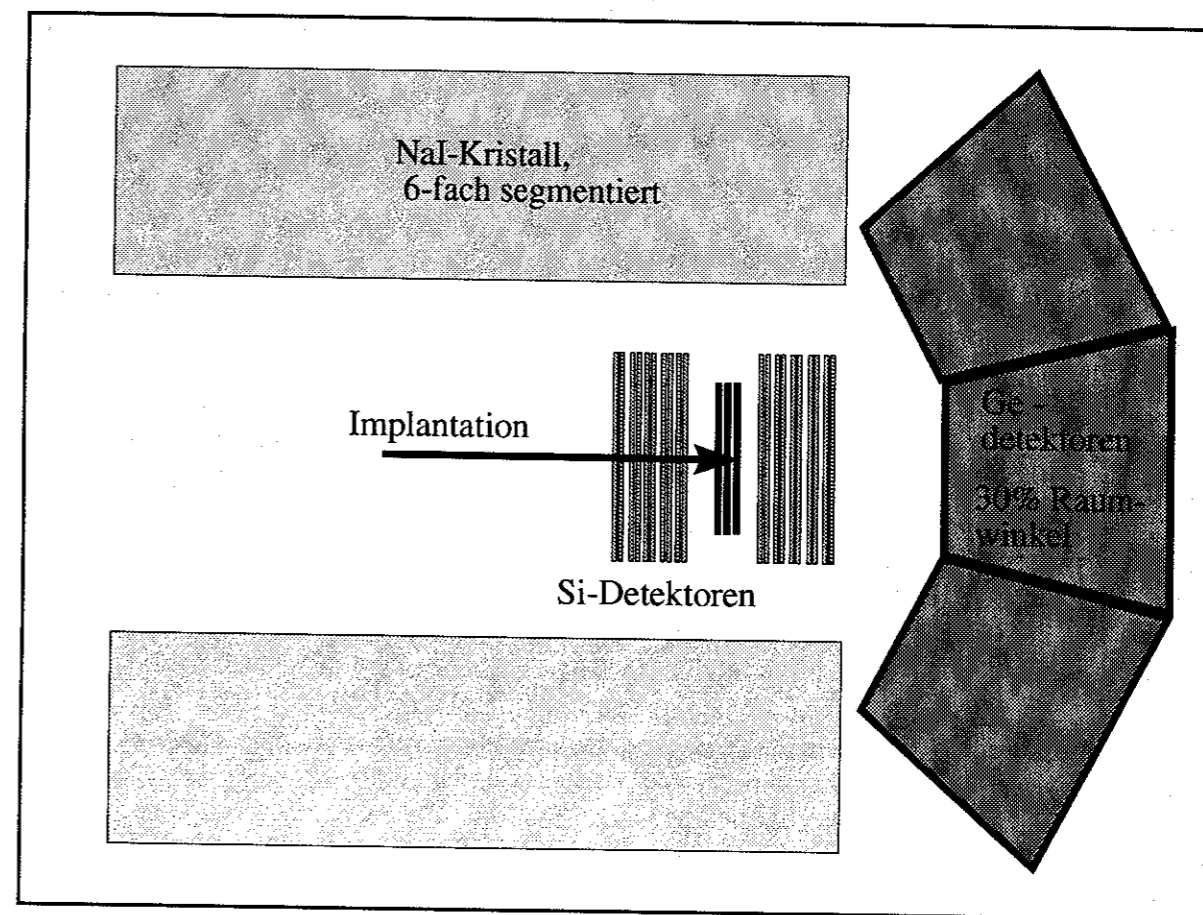


Abbildung 47: Aufbau eines zukünftigen Implantationsdetektors

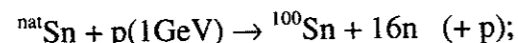
Zur γ -Spektroskopie wird der Siliziumkern des Implantationsdetektors mit einem 6-fach segmentierten Ring von Szintillatoren aus NaI-Kristallen umgeben, die mit Photomultipliern ausgelesen werden (Abbildung 47). Die Auflösung von ca. 6% bei 1 MeV ist bei den wenigen erwarteten γ -Quanten pro Zerfall völlig ausreichend, um die Zerfallsenergie bei der erwarteten Statistik mit einer Genauigkeit von 1 % zu bestimmen.

Das rückwärtige Loch soll mit einem hochauflösenden, 7-fach segmentierten Germanium- γ -Zähler hoher Nachweeffizienz geschlossen werden, um auch kompliziertere Zerfälle anderer Isotope, die mit höherer Statistik implantiert werden, untersuchen zu können.

5.1.3 Andere Methoden

5.1.3.1 Produktion durch Fragmentation

Eine weitere Produktionsmöglichkeit von ^{100}Sn ist die **Targetfragmentation**. Bei dieser Methode wird z.B. ein hochenergetischer Protonenstrahl mit 1 GeV (CERN-ISOLDE) oder ein Kohlenstoffstrahl mit 95 MeV*A (SPIRAL am GANIL) auf ein sehr dickes Target geschossen und dessen Kerne fragmentiert. Eine Möglichkeit zur Erzeugung von ^{100}Sn durch Targetfragmentation ist folgende Reaktion:



In einem Experiment zur Erzeugung und Spektroskopie der Zerfälle von ^{98}Cd [PIA92] an ISOLDE am CERN wurde ein Zinntarget mit 700 MeV Protonen beschossen. Die maximale Ausbeute des Isotops war ca. 65 Kerne pro Stunde.

In unserem Experiment konnte der Produktionsquerschnitt von ^{100}Sn gemessen und der von ^{98}Cd zuverlässig abgeschätzt werden. Wird die Produktionsrate von ^{98}Cd bei ISOLDE mit dem Verhältnis der Querschnitte zwischen ^{100}Sn und ^{98}Cd

$$\sigma(^{100}\text{Sn})/\sigma(^{98}\text{Cd}) = 10^{-4}$$

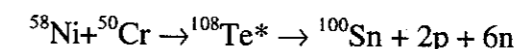
skaliert, so ergibt sich dort eine Rate von ca. 0.15 ^{100}Sn pro Tag. Dazu kommt noch die viel schlechtere Extraktionseffizienz (ca. 3%) des kurzlebigen ($t_{1/2} = 1$ s) Zinnisotops aus dem Target. Unter diesen Gesichtspunkten erscheint die Targetfragmentation am CERN nicht geeignet, um ausreichende Mengen an ^{100}Sn für die Zerfallsspektroskopie zu erzeugen.

Eine Alternative zur Targetfragmentation und der Hochenergie-Projekttilfragmentation stellt die **Niederenergie-Projekttilfragmentation** dar. Wenn allerdings Fragmente mit hoher Kernladungszahl wie ^{100}Sn mit niedriger Projektilenergie (wie z.B. bei GANIL in Caen, RIKEN in Saitama Japan, MSU in East Lansing USA) produziert werden, tritt das zusätzliche Problem auf, daß die Ionen in mehreren Ladungszuständen erzeugt werden. So lagen Zinn-Ionen, die in einem Experiment am LISE-Spektrometer am GANIL [RyK94] durch Fragmentation eines ^{112}Sn -Primärstrahls von 60 A*MeV erzeugt wurden, nach dem Target vorwiegend in den Ladungszuständen 47^+ und 48^+ vor. Die beiden Ladungszustände haben dann eine um 2 % unterschiedliche magnetische Steifigkeit. Hinzu kommt eine Impulsverbreiterung durch den Targetdickeneffekt und eine Aufweitung des Phasenraums durch transversale Impulsüberträge bei der Reaktion. Diese Effekte führen zu einer hohen Emittanz und Energieunschärfe des Strahls. Es werden dadurch unerwünschte, in der magnetischen Steifigkeit benachbarte Isotope in der gleichen Spektrometereinstellung selektiert und müssen dann durch „nachstripfen“ in der Mitte des Separators beseitigt werden. Diese Maßnahmen führen insgesamt zu sehr kleinen Transmissionen und hohem Anteil unerwünschter Isotope nach dem Magnetspektrometer. Die Energien des Fragmentstrahls sind bei dieser Methode bereits hoch genug, um eine eindeutige Identifizierung der Kerne auch bei Kernladungen um $Z = 50$ zu ermöglichen. In den 1994 und

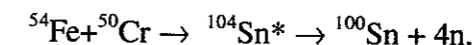
1995 am LISE-Spektrometer am GANIL durchgeführten Experimenten gelang es, etwa 10 ^{100}Sn -Kerne pro Tag zu produzieren und zu identifizieren. Der Untergrund an anderen Isotopen im Implantationszähler war jedoch zu groß, um die Zerfälle zu identifizieren. Mit dieser Methode dürfte es daher sehr schwierig sein, die Endpunktenergie mit der nötigen Genauigkeit zu bestimmen, zumal eine 4π -Geometrie für β -Spektroskopie wegen der geringen Eindringtiefe der Isotope in Silizium nicht möglich ist. Zur Energiebestimmung müßten die Responsefunktionen der β -Detektoren aus dem gemessenen Energiespektrum herausgefaltet und ein Untergrundspektrum angepaßt werden. Dazu sind sehr viele ^{100}Sn -Zerfälle nötig, die in realistischer Strahlzeitdauer nicht zu produzieren sind. Ähnliche Probleme treten bei der präzisen Messung der Halbwertszeit durch den unvermeidbaren Untergrund auf. Gute Chancen bestehen aber sicherlich für die γ -Spektroskopie, wenn hochauflösende Germaniumdetektoren mit großem Raumwinkel verwendet werden.

5.1.3.2 Produktion durch Fusion

Eine weitere Methode zur Produktion von ^{100}Sn ist die **Fusion**. Hierbei werden protonenreiche stabile Kerne mit Energien an der Coulombbarriere (3.5 bis 5 MeV pro Nukleon) auf ein protonenreiches stabiles Target geschossen. Die Projektil- und Targetkerne fusionieren und bilden einen hochangeregten (z.B. $E_c = 70$ MeV) Compoundkern, der sich über Nukleonenabdompfung abregt. Es entsteht eine große Zahl von Isotopen gleicher Masse, da die Zahl der abgedampften Nukleonen über die verfügbare Anregungsenergie in etwa festgelegt ist. Es sind wahrscheinlich nur zwei Compoundkerne zur Erzeugung von ^{100}Sn geeignet. Die Reaktionen lauten:



und



Um die **Masse der Isotope** zu messen, kann das so erzeugte Isotopengemisch direkt in ein Zyklotron gespeist werden [AuG95]. Über die Phasendifferenz zwischen der Beschleunigungs-Hochfrequenz und dem Teilchen kann die Flugzeit des Teilchens und damit die Geschwindigkeit über die sehr lange Strecke im Zyklotron gemessen werden. Zusammen mit der magnetischen Steifigkeit, die über den Ionenort im Zyklotron gemessen wird, kann die Masse mit einigen 100 Kernen theoretisch auf eine Genauigkeit von 10^{-6} (± 100 keV bei ^{100}Sn) bestimmt werden. Ein Problem sind bisher die systematischen Fehler und die zu geringe Rate an ^{100}Sn . Die 1995 erreichte Genauigkeit für 50 ^{100}In -Kerne liegt bei ± 300 keV statistisch und ± 300 keV systematisch [AuG95], ist also noch weit von den für die Stärkebestimmung von ^{100}Sn notwendigen ± 90 keV entfernt.

Um die **Zerfälle von ^{100}Sn** zu untersuchen, muß das im Target produzierte Isotopengemisch getrennt werden. Dazu kann es mit einem Auffänger gestoppt, dann wieder abgedampft, thermisch oder durch ein Plasma ionisiert und schließlich in einem elektrischen Feld auf z.B. 50 keV beschleunigt werden (**ISOL-Technik**). Der sehr monoenergetische Strahl mit einfach positiv geladenen Ionen wird dann in einem Dipol nach Massen getrennt:

$$B\rho = \frac{p}{Q} \approx \text{const} \cdot \sqrt{A}.$$

Das Spektrometer am CERN erreicht z.B. eine Massenauflösung von ca. 10.000 (ISOLDE, CERN). Das entspricht einer Massenauflösung von 10 MeV bei ^{100}Sn , ist also zu wenig, um das wesentlich stärker produzierte ^{100}In mit einem Massenunterschied von etwa 7 MeV abzutrennen. Eine gewisse Unterdrückung ist für das ebenfalls mit hohem Querschnitt produzierte Isobar ^{100}Cd zu erwarten.

Zur **Bestimmung der Masse** von ^{100}Sn , könnte der massenseparierten Strahl in einer heliumgefüllten Kühlfalle aufgefangen und gekühlt werden. Nach dem Transport in eine **Präzisions-Penningfalle** kann seine Masse über eine Zyklotronresonanz im geeichten Feld gemessen werden. Diese Einrichtung wurde bereits für stabile Isotope erfolgreich eingesetzt und lieferte Massenaufösungen bis 10^{-8} . Sie soll nun für radioaktive Strahlen mit Lebensdauern bis hinunter zu 1s entwickelt werden und dann eine Massenmessung mit einer Genauigkeit von 10^{-6} [KIH94] ermöglichen.

Zur groben Abschätzung der erwarteten ^{100}Sn -Raten können Daten eines Experiments zur Untersuchung der betaverzögerten Protonen aus dem ^{101}Sn -Zerfall [JaZ94] am Online-Separator der GSI extrapoliert werden. Aus den Experimentparametern läßt sich ein Querschnitt für die Produktion von ^{101}Sn in der Reaktion $^{50}\text{Cr} (^{58}\text{Ni}, 2p4n) ^{101}\text{Sn}$ von

$$\sigma(^{101}\text{Sn}) \approx 100 \text{ nb}$$

berechnen. (40 Teilchen nA ^{58}Ni -Primärstrahl auf ein $1\text{mg}/\text{cm}^2$ - Target ergaben eine Rate nach dem Separator von 40 Teilchen pro Stunde bei einer Separationseffizienz von 15 %.) Der erwartete ^{100}Sn -Querschnitt dürfte etwa einen Faktor 50 kleiner als der ^{101}Sn -Querschnitt sein, liegt also bei

$$\sigma(^{100}\text{Sn}) \approx 2 \text{ nb.}$$

Durch die kürzere ^{100}Sn -Halbwertszeit von $T_{1/2}(^{100}\text{Sn}) \approx 1 \text{ s}$ gegenüber der Halbwertszeit von ^{101}Sn mit $T_{1/2}(^{101}\text{Sn}) \approx 3 \text{ s}$ würde die Extraktion aus der Quelle etwa um den Faktor 3 bis 4 verschlechtert [RoE91]. Wenn der Experimentaufbau so verbessert würde, daß der maximale UNILAC Strahlstrom von 500 pA statt wie bisher 40 pA verwendet werden könnte, so wäre eine Rate von:

$$N(^{100}\text{Sn}) \approx 800/\text{d}$$

an ^{100}Sn -Kernen nach dem Separator möglich. Das Verhältnis von ^{100}In zu ^{100}Sn -Zählrate wäre etwa:

$$N(^{100}\text{In})/N(^{100}\text{Sn}) \approx 800.$$

Auch ein großer Teil des noch häufiger produzierten Isobars ^{100}Cd könnte nicht abgetrennt werden. Unter diesen Bedingungen wäre eine Bestimmung der Halbwertszeit und die Messung der Beta-Endpunktenergie nahezu unmöglich. Mit einem 4π -Germanium- γ -Detektor und einer γ - γ -Koinzidenz könnte eine hohe Auflösung der γ -Energien und damit eine Identifizierung der Zerfälle möglich sein. Die $\gamma\gamma$ -Nachweiseffizienz läge bei einem modernen Germaniumball bei ca. 5%. Es könnten also 40 Zerfälle pro Tag identifiziert werden. Man bräuchte für die γ - γ -Koinzidenz allerdings zumindest eine genau gemessene γ -Energie des ^{100}Sn -Zerfalls.

In letzter Zeit werden **neue Einrichtungen zur Produktion von radioaktiven Strahlen** viel diskutiert. Sie werden vorwiegend gebaut, um Kerne nahe dem Stabilitätstal, die mit ausreichenden Sekundärstrahlintensitäten produziert und beschleunigt werden können, anzuregen und zu spektroskopieren oder mit ihnen Kernreaktionen zu studieren.

Man könnte nun versuchen, ^{100}Sn durch Fusion eines Sekundärstrahls aus sehr protonenreichen Kernen mit einem möglichst protonenreichen Targetkern zu erzeugen. Ziel könnte eine Erhöhung der Produktionsrate durch den viel größeren Wirkungsquerschnitt sein. Allerdings werden Sekundärstrahlen aus Primärstrahlen, z.B. durch Targetfragmentation, erzeugt. Sie haben daher im Vergleich zum Primärstrahl eine sehr geringe Intensität, wodurch der Vorteil des

größeren Produktionsquerschnitts bei weitem kompensiert wird. Die störenden Isobare werden dagegen genauso stark wie mit einem normalen Strahl erzeugt.

5.1.4 Vergleich und Zusammenfassung

Es zeigt sich aus der vorherigen Diskussion, daß Fusionsexperimente wahrscheinlich wenig geeignet sind, um die Beta-Endpunktenergie und die Halbwertszeit von ^{100}Sn zu bestimmen. Diese beiden Größen werden jedoch benötigt, um die GT-Stärke des Kerns zu bestimmen. Aussichtsreich sind dagegen Experimente, die die Projektilfragmentation als Reaktionsmechanismus verwenden, da nur hier eine ausreichende Unterdrückung des Untergrundes möglich erscheint.

Besonders gut geeignet ist die Projektilfragmentation bei hohen Energien, da eine sehr gute Unterdrückung des Untergrundes und eine Betaspektroskopie im vollen 4π Raumwinkel möglich ist. Dadurch kann die Endpunktenergie des Positronenspektrums mit hoher Effizienz und Genauigkeit gemessen und damit die GT-Stärke bestimmt werden.

Hier sollen nochmals kurz die Daten für vier Experimente zusammengestellt werden. Da bisher kein Experiment zur Zerfallsspektroskopie von ^{100}Sn über Fusion erfolgreich war, oder wegen der großen Schwierigkeiten nicht versucht wurde, werden hier zwei hypothetische Experimente in Spalte 2 und 3 der Tabelle 12 diskutiert. Da keine Messungen vorliegen, wurden die Raten wie oben beschrieben aus [JaZ94] abgeschätzt.

Zeitpunkt	Hypothetisches Experiment	Hypothetisches Experiment	1994, 1995	1994	Zukunft nach SIS Upgrade 1997
Ort / Gerät	GSI SHIP	GSI On-Line-Separator	GANIL LISE 3	GSI SIS-FRS	GSI SIS-FRS
Primärstrahl	^{58}Ni , 500 pA 5 MeV*A	^{58}Ni 500 pA 5 MeV*A	^{112}Sn , 2.4 pA 63 MeV*A	^{124}Xe , 5 ppA, 1.1 GeV*A	^{124}Xe , 50 ppA, 1.1 GeV*A
Target	^{50}Cr , 1 mg/cm ²	^{50}Cr , 1 mg/cm ²	^{nat}Ni , 144 mg/cm ²	^9Be , 6 g/cm ²	^9Be , 6 g/cm ²
Reaktions-Querschnitt	2 nb ?	2 nb ?	20..200 pb	11 pb	11 pb
Separationseffizienz	0.5 ?	0.04 ?	10^{-3} ?	0.15	0.7
^{100}Sn Rate nach Separator	≈ 7000 /d	≈ 800 /d	≈ 10 /d	0.8 /d	40 /d
Detektoreffizienz	Spektroskopie sehr schwierig	0.05 $\gamma\gamma$ -Koinzidenz	0.7	0.7	0.95
identifizierte Zerfälle	-	-	zu hoher Untergrund	0.7/d	38/d
Untergrund	extrem hoch	sehr hoch	mittel	sehr gering	sehr gering

Tabelle 11 : Vergleich von fünf Experimenten zum Nachweis und zur Zerfallsspektroskopie von ^{100}Sn .

Die vierte Spalte der Tabelle 12 führt Daten eines GANIL-Fragmentationsexperiments auf, das in den Jahren 1994 und 1995 stattfand [RyK94] und in dem ^{100}Sn identifiziert werden konnte. Die vorletzte Spalte enthält die Daten unseres Experiments. In der letzten Spalte sind die Parameter eines zukünftigen, verbesserten Experiments aufgeführt, das auf den bisherigen Erfahrungen aufbaut und wieder die Hochenergiefragmentation verwendet.

Experiment	Hypothetisch am SHIP, GSI	Hypothetisch am GSI On-Line-Separator	1994 GANIL LISE 3	1994 GSI SIS-FRS	1997 GSI SIS-FRS
Masse	-	Kühlfalle+ Penningtrap?	-	indirekt möglich	indirekt möglich
β -Energie	-	-	-	+	+
γ -Energie	-	0	0	+	+
Halbwertszeit	-	-	0	+	+
Verzweigungsver. β/β_p , β/EC , β/α	-	-	-	+	+
Bestimmung der GT-Stärke	-	-	-	untere Grenze bestimmt	auf 15% genau

Tabelle 12: Vergleich von fünf Experimenten zum Nachweis und zur Zerfallsspektroskopie von ^{100}Sn . (Symbole: „+“ = sicher möglich, „0“ = könnte möglich sein, aber bisher nicht gezeigt, „-“ = wahrscheinlich nicht möglich)

5.2 Weitere Messungen an Isotopen um ^{100}Sn

5.2.1 Messung der p-n-Korrelation

In den letzten Jahren sind große Anstrengungen unternommen worden, Protonenemitter oberhalb des doppelt magischen Schalenabschlusses von ^{100}Sn nachzuweisen [GiA87], [HeF91], [HeF92], [TiR94], [PaR95a], [PaR95b]. Bisher konnten vier Protonenemitter in dieser Region identifiziert werden: ^{113}Cs , ^{112}Cs , ^{109}I und ^{105}Sb . Besondere Bedeutung erlangen diese Isotope, da durch ihre Zerfallsenergie eine präzise Bestimmung der Proton-Neutron-Bindungsenergie für Isotope, in denen Protonen und Neutronen gleiche Schalen besetzen, möglich wird.

Zur Bestimmung dieser Energie ist es notwendig, die Protonenseparationsenergien mindestens zweier benachbarter Isotope zu kennen (Abbildung 48). Dies ist bisher nur für das bereits deformierte, weit vom Schalenabschluß entfernte Isotop ^{112}Cs , (Neutronenüberschuß 2), und ^{113}Cs (Neutronenüberschuß 3) gelungen.

Wesentlich günstiger wäre es die Separationsenergien von nebeneinander liegenden Antimonisotopen nahe am Schalenabschluß zu messen. Bei diesem Element bestünde sogar die Möglichkeit, vier Zerfallsenergien nebeneinander liegender Protonenemitter zu messen und daraus zwei p-n-Bindungsenergien abzuleiten (Abbildung 48). Diese Energien könnten beim Isotop ^{102}Sb ($N = Z$) und beim Isotop ^{104}Sb (Neutronenüberschuß 2) bestimmt werden.

Besonders interessant ist nach [IsP95] und [VoP93] die Paarungsenergie bei $N = Z$ -Kernen nahe eines Schalenabschlusses, da eine plötzliche Erhöhung bei $N = Z$ ein Hinweis auf eine teilweise erhaltene Wigner-Kernsymmetrie wäre.

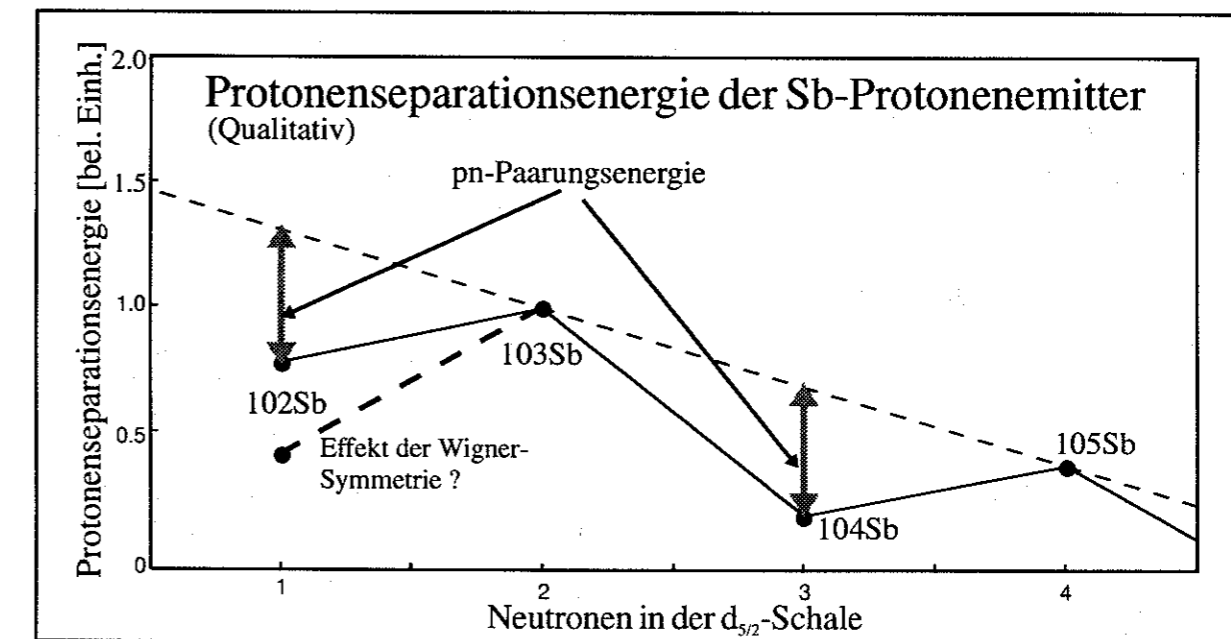


Abbildung 48: Protonenseparationsenergie von ^{102}Sb bis ^{105}Sb .

5.2.2 Untersuchung der Schaleninversion bei ^{101}Sn

Das Isotop ^{105}Te zerfällt voraussichtlich mit einem Alphazerfall zum ^{101}Sn , und zwar bevorzugt ohne Drehimpulsänderung, also wahrscheinlich vom $5/2^+$ Grundzustand des ^{105}Te in die $5/2^+$ Konfiguration der Tochter (Abbildung 49). Wenn die Halbwertszeit mindestens 300 ns lang ist, kann das Isotop in einen speziellen Detektor implantiert und der Zerfall beobachtet werden. Durch Beobachtung eines eventuell emittierten γ -Quants könnte festgestellt werden, ob der Neutronen-Grundzustand ein $d_{5/2}$ oder $g_{7/2}$ Zustand ist. Für ^{101}Sn berechnen A. Brown und K. Rykaczewski [BrA94] einen $vg_{7/2}$ Grundzustand, während die leichteren ($N_v = 51$) Isotone einen $vd_{5/2}$ Grundzustand besitzen. Eine solche Vertauschung hätte Auswirkungen auf die Eigenschaften (z.B. den GT-Zerfall) der ^{100}Sn nahen Kerne und ihr Nachweis wäre eine gute Kontrolle des Schalenmodells nahe ^{100}Sn .

Eine weitere Möglichkeit, den Grundzustand von ^{101}Sn zu bestimmen, ist eine genaue Messung seiner Halbwertszeit. Diese Messung wäre allerdings schwer zu interpretieren, da zur theoretischen Berechnung der Halbwertszeit alle Energien und Stärken der bevölkerten angeregten Zustände in der Tochter berechnet werden müßten, was bei den vielen Endzuständen in ^{101}Sn sehr schwierig ist.

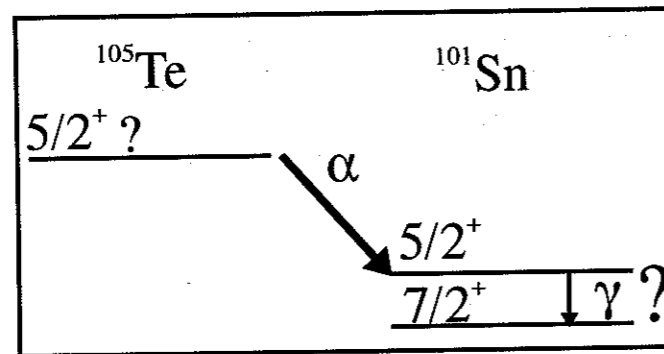


Abbildung 49: Zerfall von ^{105}Te in einen $5/2^+$ -Zustand der Tochter ^{101}Sn . Ist dieser Zustand nicht der Grundzustand, so wird ein γ -Quant emittiert, das nachgewiesen werden kann.

5.2.3 Untersuchung der Isospinbeimischungen

Besonderes Interesse findet immer wieder die Isospinbeimischung von Isotopen mit $N = Z$, speziell die von ^{100}Sn , da sie mit über 4 % die höchste aller teilchengebundenen Kerne sein sollte [NaM93],[HaI93]. Es sollen daher die Möglichkeiten einer Messung der Isospinbeimischung in der Nähe von ^{100}Sn kurz diskutiert werden.

Eine Messung könnte über den Nachweis von Isospin-verbotenen Fermiübergängen [Wil69] möglich sein. Diese Übergänge sind nur möglich, wenn der isobare-Analog-Zustand (IAS) den Grundzustand der Mutter als Beimischung enthält. Die Beimischung liegt aber wegen des großen Energieabstandes von etwa 15 MeV zwischen IAS und dem Grundzustand der Mutter nur bei etwa 10^{-4} . Daher ist ein sehr untergrundfreier Nachweis eines verbotenen Fermi-Übergangs erforderlich. Das größte Problem ist, daß die verbotenen Fermi-Übergänge mit den viel stärkeren GT-Übergängen konkurrieren müssen.

Ein anderer Weg ist der Nachweis von fehlender Stärke in einem übererlaubten Fermi-Übergang. Der fehlende Teil der Stärke sollte dann dem Anteil von Beimischungen im IAS entsprechen und ist ein Maß für die Verletzung der Isospinsymmetrie.

Übererlaubte Fermiübergänge in der ^{100}Sn Gegend erfordern allerdings im allgemeinen einen Zerfalls-Q-Wert von > 15 MeV, um den IAS zu erreichen.

Geeignete Kerne könnten aber trotz eines zu kleinen Q-Werts die $N = Z$ -Isotope ^{94}Ag oder ^{98}In sein. Bei ihnen könnte ein Grundzustand oder ein Isomer mit dem $I^\pi = 0^+$ und $T = 1$ vorliegen, so daß ein Fermizerfall in den Grundzustand der Tochter erlaubt wäre. Sie können mit deutlich größeren Raten als ^{100}Sn erzeugt werden. Zur Kontrolle, ob der anormale Grundzustand vorliegt, reicht eine Messung der Halbwertszeit aus. Wenn die Halbwertszeit von den schwereren Indiumisotopen mit gerader Neutronenzahl auf ^{98}In extrapoliert wird, so ergibt sich eine Halbwertszeit von etwa 1 s. Kann ein übererlaubter Fermizerfall in den Grundzustand der Tochter auftreten, so erhält man bei einer aus [SzJ94] extrapolierten Zerfallsenergie von 12 bis 13 MeV eine Halbwertszeit von etwa 20ms.

Für eine genaue Bestimmung der Stärke auf 1% sind allerdings mindestens 10^4 Zerfälle nötig. Dieses Ziel könnte für ^{94}Ag möglicherweise erreicht werden.

5.2.4 Untersuchung des 2p-ungebundenen ^{104}Te

Das Isotop ^{104}Te ist nach einer Rechnung von J. Dobaczewski und W. Nasarewicz [DoJ95] ungebunden gegen zwei Protonen-Emission. Sie sagen eine Zweiprotonen-Bindungsenergie von $E_{2p} = -1.84$ MeV voraus. Der dominante Zerfallszweig sollte jedoch der Alphazerfall zum ^{100}Sn sein, da für einen korrelierten Protonenzerfall etwa 4 MeV nötig wären, um mit dem Alphazerfall konkurrieren zu können. Aus der Extrapolation der Halbwertszeiten der geraden Tellurisotope ^{106}Te und ^{108}Te ergibt sich eine Halbwertszeit für den ^{104}Te -Alphazerfall von 1.5ns. Der FRS bietet in diesem speziellen Fall, bei dem die magnetische Steifigkeit der Mutter ^{104}Te , des emittierten Alpha-Teilchens und der Tochter ^{100}Sn gleich sind, die Möglichkeit, die im Flug zerfallende Mutter anhand der Tochter ^{100}Sn und dem koinzidenten Alphateilchen zu identifizieren. Diese Methode funktioniert für Zerfälle, die außerhalb des Produktionstargets auftreten. Im Target abgedampfte Alphateilchen hätten durch ihren im Vergleich zum entstehenden Isotop geringen Energieverlust im Target eine zu große Energie und damit eine zu große magnetische Steifigkeit, um zur Fokalebene F2 zu gelangen. Daraus ergibt sich eine Nachweismöglichkeit für den Alphazerfall im Halbwertszeitbereich von 50 ps bis ca. 35 ns.

5.3 Organisation der Messungen

Wie in Abbildung 50 zu sehen ist, können mit vier A/Q Einstellungen des Fragmentseparators die interessantesten Isotope um ^{100}Sn spektroskopiert werden.

Eine Intensität von ca. $1 \cdot 10^9$ ^{124}Xe -Teilchen pro Puls wäre für den ^{100}Sn -Schnitt E1 nötig, in dem auch die Isotope ^{102}Sb und ^{104}Te liegen. In dieser Einstellung des FRS könnten die Zerfallsmessungen an ^{100}Sn im Implantationsdetektor vorgenommen werden. Gleichzeitig kann in einem viel einfacheren, zweiten Detektor an F4 der vermutliche Protonenemitter ^{102}Sb untersucht werden.

Bei geringerer Strahlintensität von $1 \cdot 10^8$ ^{124}Xe -Teilchen pro Spill könnten in relativ kurzer Zeit die drei Schnitte E2 bis E4 eingestellt werden.

Insgesamt ergeben sich also eine ganze Reihe von Möglichkeiten, Zerfallsspektroskopie in diesem interessanten Bereich der Nuklidkarte durchzuführen.

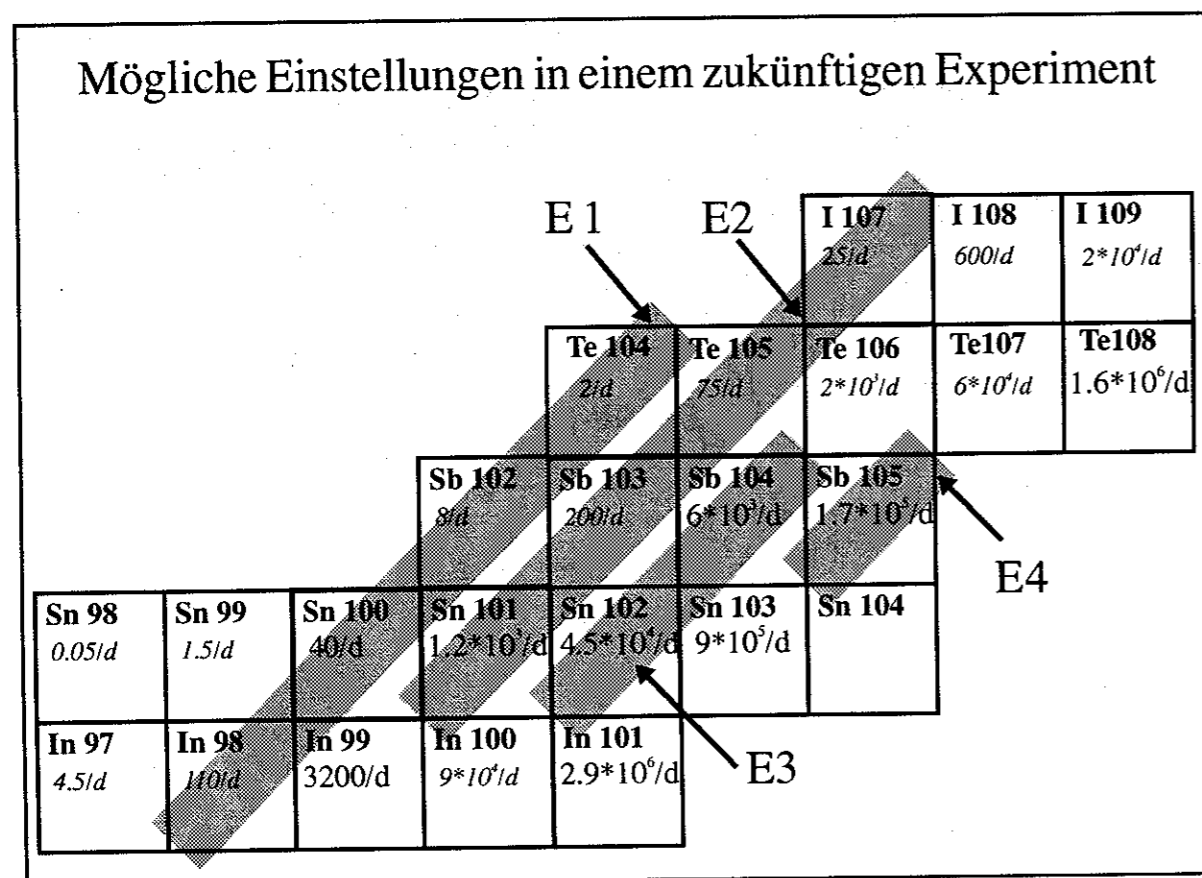


Abbildung 50: vier mögliche Einstellungen zur Untersuchung neutronenarmer Isotope sind dunkel unterlegt.

6 Anhang

6.1 Detektoren zur Identifizierung der Kerne

6.1.1 Daten des Energieverlustdetektors an F2

Daten der verwendeten PIN-Dioden (Siemens SFH 872)

PIN-Dioden: $20 \times 20 \times 0.4 \text{ mm}^3$ (Siemens)

Breite 16 cm

Höhe 2 cm

Dicke $400 \mu\text{m}$

Material: Si, $6 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$

Versorgungsspannung (Bias): 135 V, 60 nA...300 nA für 2 Dioden

Erreichte Detektordaten bei $Z \approx 50$:

Auflösung der Kernladungszahl $dZ/Z = 1.3 \%$

Typischer Energieverlust eines Teilchens 0.8 GeV

Ortsauflösung 1 cm

Zeitauflösung 150 ps (nur gegen TOF-Layer zu eichen)

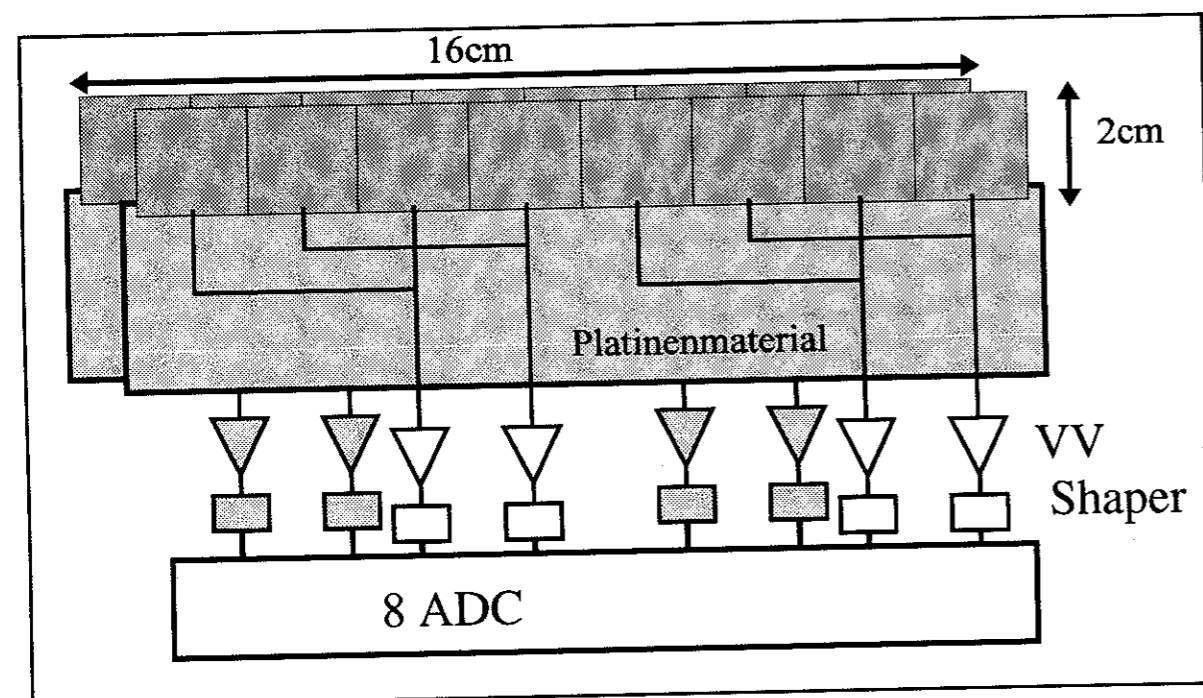


Abbildung 51: Aufbau des Energieverlustdetektors an F2. Der Detektor ist zweilagig ausgeführt, um Randtreffer identifizieren zu können. Man erhält durch die zweifache Messung auch eine bessere Auflösung des Energieverlusts.

6.1.2 Daten der Ortsempfindlichen Detektoren an F2 und F4

Daten der PIN-Dioden [Micron]:

- Breite $3 \times 6 \text{ cm}$
- Höhe 2 cm
- Dicke $500 \mu\text{m}$
- Material $20 \text{ k}\Omega \text{ Si}$
- Versorgungsspannung (Bias): 65 V, $1 \mu\text{A}$ pro Zähler

Erreichte Detektordaten

- Ortsauflösung 1.3 mm
- Typischer Energieverlust 1 GeV

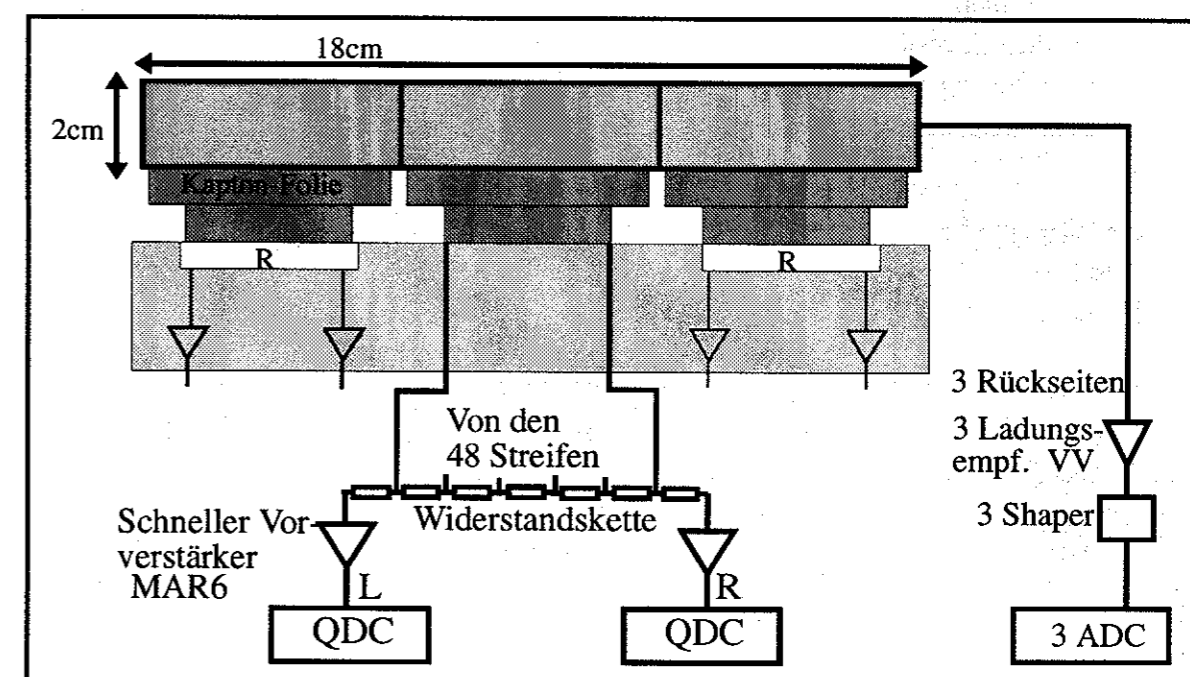


Abbildung 52: Aufbau des Detektormoduls zur Messung des x-Ortes an F2 und F4. Zur Messung des x-Ortes wurden drei $6 \times 2 \text{ cm}^2$ große Streifenzähler mit $650 \mu\text{m}$ Streifenabstand verwendet. Für die Auslese der 48 Streifenpaare wurde eine Widerstandskette aus 49 Widerständen verwendet. Die auf den Streifen deponierte Ladung verteilt sich abhängig vom Durchstoßpunkt des Ions auf die beiden Enden der Kette, wo sie mit schnellen 50Ω Verstärkern auf ca. 1.5V verstärkt und mit ladungsempfindlichen ADCs ausgelesen wird. Die Versorgungsspannung für die Zähler wurde auf der Rückseite über ladungsempfindliche Verstärker (CSA, 1.5GeV) zugeführt, die gleichzeitig nach Filterung in einem Filter-Hauptverstärker und Auslese durch einen Pulshöhenempfindlichen ADC eine redundante Summenenergie liefern.

6.1.3 Detektoren zur Messung der Flugzeit zwischen F2 und F4

Daten der PIN-Dioden (Siemens SFH 872):

- PIN-Dioden: $20 \times 20 \times 0.4 \text{ mm}^3$
- Vier Module, Breite 8 cm
- Gesamtbreite 16 cm, zwei Lagen
- Höhe 2 cm
- Dicke $400 \mu\text{m}$
- Material: Si, $6 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$
- Versorgungsspannung (Bias): 135 V, 500 nA für 4 Dioden

Erreichte Detektordaten

- Typ Energieverlust 0.8 GeV an F2
- Zeitauflösung 100 ps über die gesamte Fläche

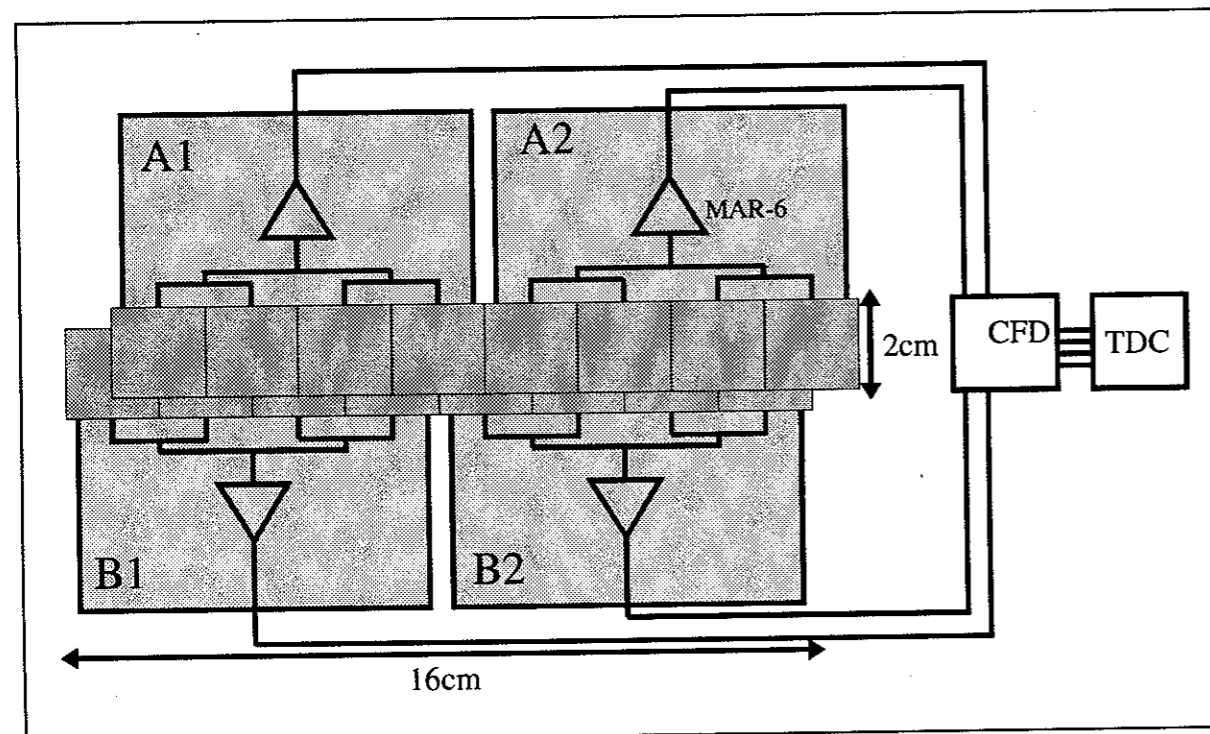


Abbildung 53: Aufbau des zweilagigen Start- und Stopdetektors an F2 und F4. Die Dioden werden mit schnellen 50Ω -Verstärkern ausgelesen. Es wird dadurch eine Impedanzanpassung an die langen 50Ω -Leitungen zur Meßhütte erreicht. Alle Signalleitungen auf der Trägerplatte sind exakt gleich lang ausgelegt, um ungleiche Laufzeiten der Signale zu verhindern.

6.2 Gemessene Impulsbreiten des Strahls an F2

In diesem Experiment konnte aus den gemessenen Impulsbreiten der verschiedenen Isotope an F2 die drei verschiedenen Beiträge zur Impulsverbreiterung bestimmt werden.

1) Targetdickeneffekt:

$$\frac{\Delta p}{p} = \left(23.51 - \frac{Z_F^2}{A_F} \right) * 0.67; \text{ (in \% FWHM) Das ist 1 \% für } ^{100}\text{Sn.}$$

Der Targetdickeneffekt entsteht durch den unterschiedlichen Energieverlust des Projektils und des Fragments im Target. Da die Fragmentationsreaktion in jeder Tiefe des Targets stattfinden kann und damit die Wege von Projektil und Fragment unterschiedlich lang werden, haben die Fragmente einer Sorte leicht unterschiedliche Energien nach dem Target.

2) Der Impulsübertrag in der Reaktion ist nach einer Parametrisierung von Morrisey [Mor89] proportional zu $\sqrt{\Delta A}$, wobei ΔA die Differenz der Nukleonenzahl zwischen Projektil und Fragment ist. Diese Abhängigkeit wurde mit einer multiplikativen Konstante auf die gemessene Impulsbreite von ^{100}Sn , bei dem der Targetdickeneffekt Null ist, angepaßt. Es ergibt sich so:

$$\frac{\Delta p}{p} = 28.6 * \frac{\sqrt{\Delta A}}{A_F}; \text{ (in \% FWHM). Das entspricht 1.4 \% für } ^{100}\text{Sn.}$$

Die Verbreiterung ist damit ca. 10% größer als in der Parametrisierung von Morrisey [Mor89] vorhergesagt. Innerhalb der Meßfehler und der erwarteten Genauigkeit der Parametrisierung ist das eine gute Übereinstimmung.

3) Die Energieverluststreuung war mit einer entsprechenden Halbwertsbreite der Impulsverteilung von:

$$\frac{\Delta p}{p} = 0.12 \%$$

von untergeordneter Bedeutung. Sie konnte über die Impulsverbreiterung des Primärstrahls nach dem Target bestimmt werden.

Die FRS-Monte-Carlo-Simulation MOCADI [ScT91] berechnete die Impulsverbreiterungen der Fragmente in guter Übereinstimmung mit Ergebnissen der hier vorgestellten Messungen.

6.3 Detektorausstattung des Implantationszählers

Bei dem Implantationsdetektor war es besonders wichtig, einen großen Raumwinkel für die vollständige Betaabsorption zu erhalten. Dazu mußten die einzelnen PIN-Dioden [Micron] mit möglichst wenig Zwischenraum montiert werden. Als günstig erwies es sich, jeweils zwei Detektoren mit der n-dotierten Seite zueinander anzuordnen und mit Kontaktfedern aufeinander zu pressen. Um eine Beschädigung der Diodenoberfläche, die nur eine Aluminiumauflage von $0.1\ \mu\text{m}$ hat, zu vermeiden, wurde ein $30\ \mu\text{m}$ dicker Weichaluminiumstreifen zwischen Feder und Oberfläche gelegt. Die n-Seite der Detektoren lag auf einer kupferkaschierten Kaptonfolie auf, die auch zur Kontaktierung verwendet wurde.

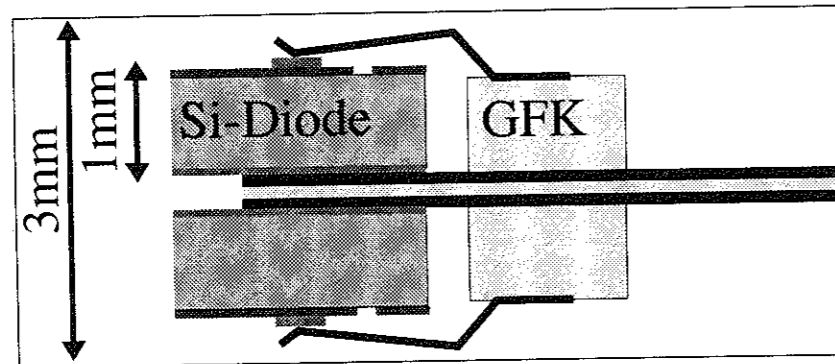


Abbildung 54: Befestigung und Kontaktierung der Betaabsorber mit Federn. Es war so ein Austausch der Detektoren und eine besonders dichte Montage mehrerer Doppellagen hintereinander möglich.

Abbildung 55 oben zeigt den zylinderförmigen BGO-Szintillator. Unten ist der Siliziumkern mit den Betaabsorbern und einem Teil der hochintegrierten AMPLEX-Ausleseelektronik zu sehen.

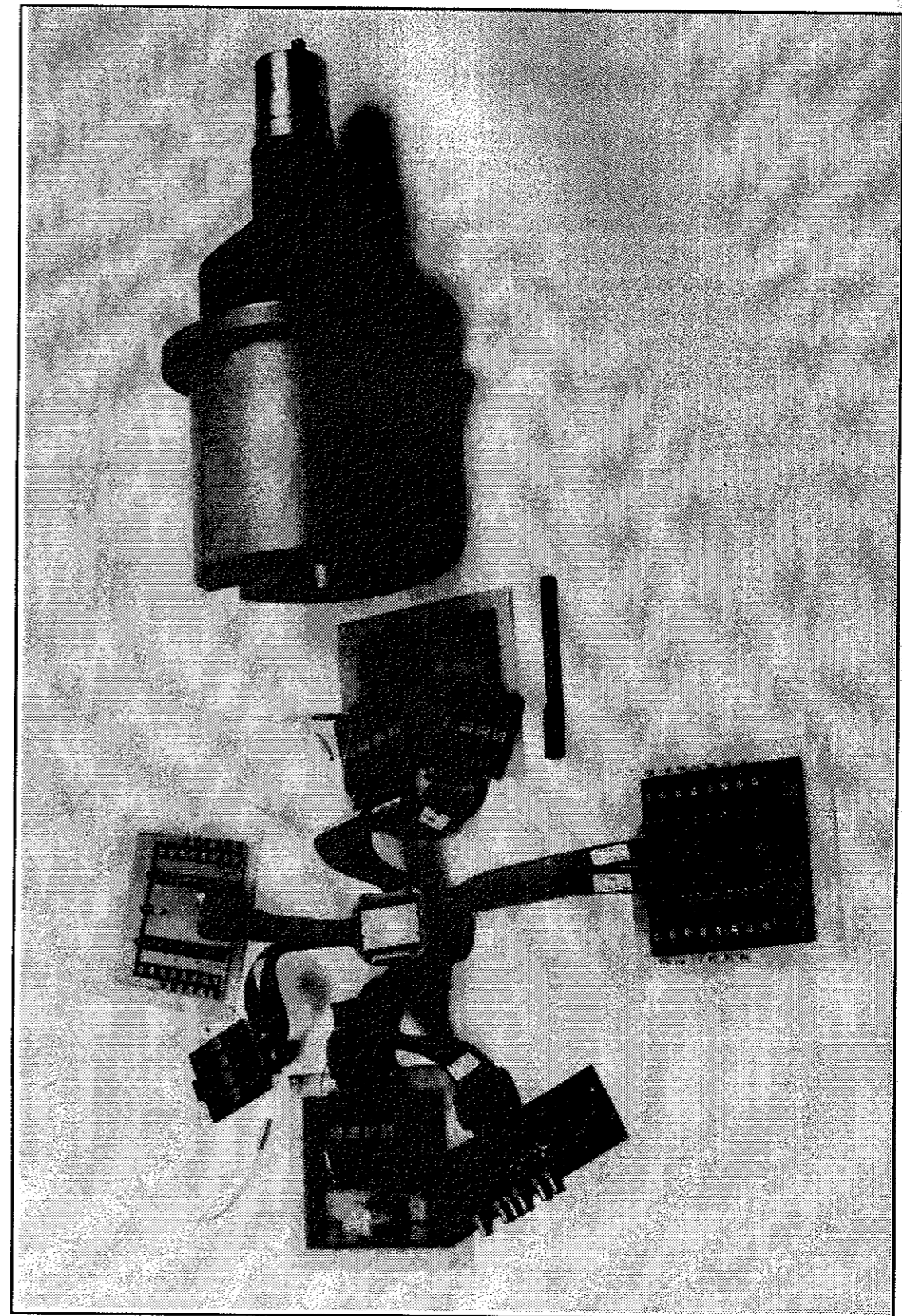


Abbildung 55: Bestandteile des Implantationsdetektors.

6.4 Schema der Datenaufnahme

Die an F2 anfallenden Detektorsignale wurden verstärkt, in die Meßhütte geführt (etwa 70 m) (Abbildung 56) und dort mit CAMAC-ADCs und einem TDC digitalisiert. Alle Signale, die durch die zweite Identifizierungs-Detektorgruppe anfielen, konnten direkt an F4 mit CAMAC-ADCs digitalisiert werden. Die Daten wurden über einen VSB-Bus in die Meßhütte geführt (etwa 30m). Die vier benötigten CAMAC-Übernahmen wurden paarweise mit jeweils einem VME System ausgelesen, das die Daten an eine VAX weitergab. Zur Datenverarbeitung wurde die GOOSY Software der GSI verwendet. Die Signalverarbeitung für den Implantationsdetektor ist im Kapitel 4.1.2 beschrieben.

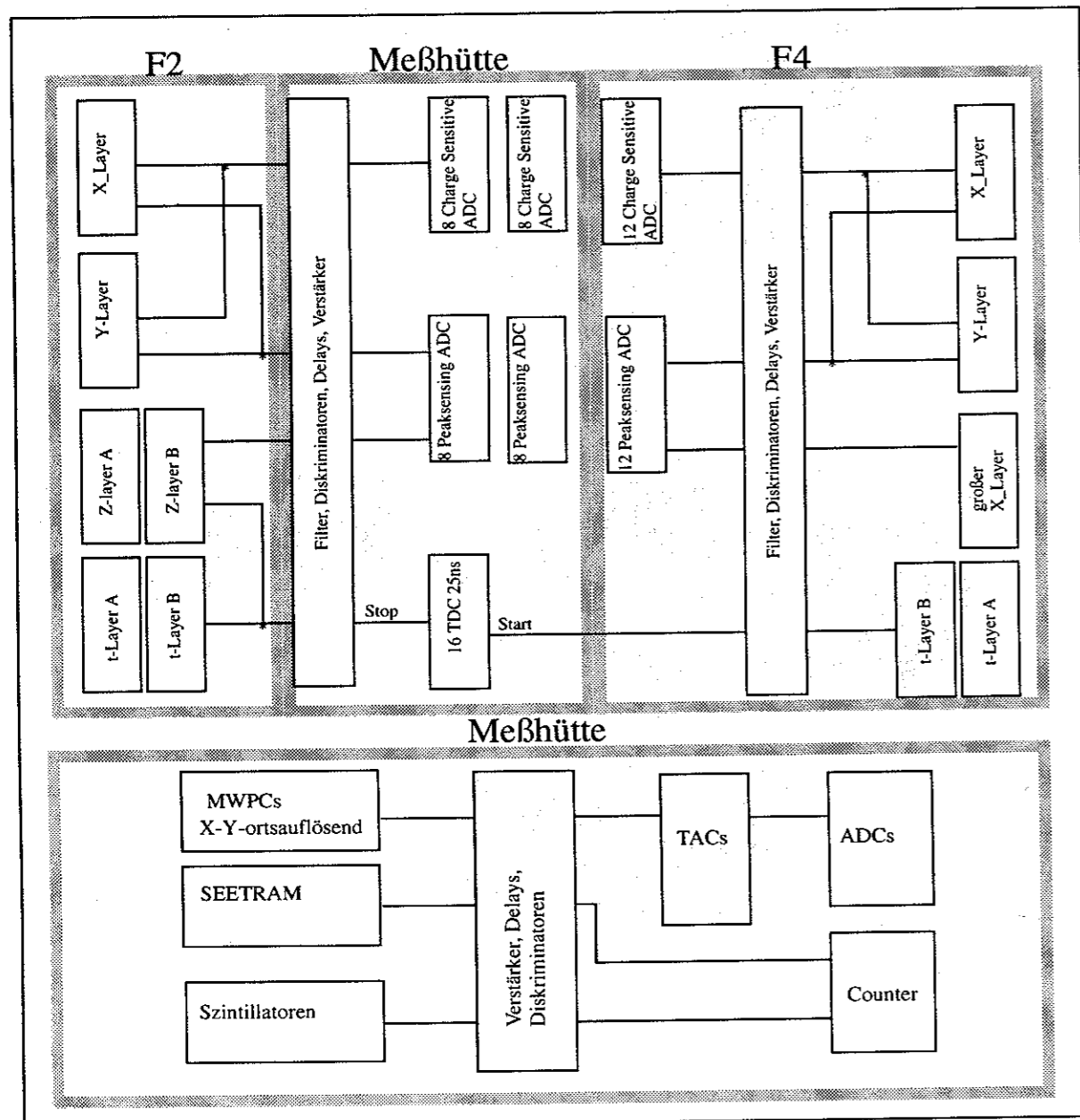


Abbildung 56: Oben: Verarbeitung der Signale der Identifizierungsdetektoren. Unten: Die anfallenden Daten der Standard-FRS-Detektoren wurden in die Meßhütte geführt und dort mit CAMAC-Elektronik digitalisiert.

6.5 Formeln für die MLH-Methode 3

6.5.1 Häufig benötigte Terme

$$F_1(\lambda, t) = (1 - \exp(-\lambda t));$$

$$F_2(\epsilon, \lambda, t) = 1 - \epsilon * F_1(\lambda, t);$$

$$F_3(\lambda_a, \lambda_b, t) = \frac{(\lambda_a * (1 - \exp(-\lambda_b t)) - \lambda_b * (1 - \exp(-\lambda_a t)))}{\lambda_a - \lambda_b};$$

$$F_4(\epsilon, \lambda_a, \lambda_b, t) = 1 - \epsilon * F_3(\lambda_a, \lambda_b, t);$$

$$V_1(\lambda, t, t_{cor}) = \frac{\lambda \exp(-\lambda t)}{F_1(\lambda, t_{cor})};$$

$$V_3(\lambda_a, \lambda_b, t, t_{cor}) = \frac{\lambda_a \lambda_b (\exp(-\lambda_b t) - \exp(-\lambda_a t))}{\lambda_a - \lambda_b F_3(\lambda_a, \lambda_b, t, t_{cor})};$$

$$B = b * t_{cor};$$

dabei sind: λ_a die erste und λ_b zweite Zerfallskonstante, t_{cor} die Korrelationszeit und ϵ die Nachweiseffizienz.

6.5.2 Nur ein Zerfall in der Korrelationszeit.

Später noch gebrauchte Terme:

$$T_{11a} = I_1 * \bar{I}_2 * \bar{I}_3 = \epsilon_1 * F_1(\lambda_1, t_{cor}) * F_2(\epsilon_2, \lambda_2, t_{cor} - t_1) * F_4(\epsilon_3, \lambda_2, \lambda_3, t_{cor} - t_1);$$

$$T_{12a} = \bar{I}_1 * I_2 * \bar{I}_3 = F_2(\epsilon_1, \lambda_1, t_{cor}) * \epsilon_2 * F_3(\lambda_1, \lambda_2, t_{cor}) * F_2(\epsilon_3, \lambda_3, t_{cor} - t_1);$$

$$T_{13a} = \bar{I}_1 * \bar{I}_2 * I_3 = F_2(\epsilon_1, \lambda_1, t_{cor}) * F_4(\epsilon_2, \lambda_1, \lambda_2, t_{cor}) * \epsilon_3 * F_3(\lambda_2, \lambda_3, t_{cor} - t_1);$$

$$T_{14a} = \bar{I}_1 * I_2 * I_3 = F_2(\epsilon_1, \lambda_1, t_{cor}) * F_4(\epsilon_2, \lambda_1, \lambda_2, t_{cor}) * F_4(\epsilon_3, \lambda_2, \lambda_3, t_{cor} - t_1);$$

Wahrscheinlichkeitsverteilungen der vier Zweige:

$$T_{11} = I_1 * \bar{I}_2 * \bar{I}_3 * \bar{b} = T_{11a}(\lambda_1, t_1) * \bar{b}; \quad T_{12} = \bar{I}_1 * I_2 * \bar{I}_3 * \bar{b} = T_{12a}(\lambda_1, t_1) * \bar{b};$$

$$T_{13} = \bar{I}_1 * \bar{I}_2 * I_3 * \bar{b} = T_{13}(\lambda_1, t_1) * \bar{b}; \quad T_{14} = \bar{I}_1 * I_2 * I_3 * \bar{b} = T_{14a}(\lambda_1, t_1) * \bar{b};$$

Normierung:

$$N = (T_{11} + T_{12} + T_{13} + T_{14});$$

Gesamtwahrscheinlichkeitsfunktion für ein Ereignis mit einem Zerfall:

$$P(\lambda_1) = \frac{T_{11}}{N} V_1(\lambda_1, t_1, t_{cor}) + \frac{T_{12}}{N} * V_3(\lambda_1, \lambda_2, t_1, t_{cor}) + \frac{T_{13}}{N} * V_3(\lambda_2, \lambda_3, t_1 - \tau_1, t_{cor} - \tau_1) + \frac{T_{14}}{N} * b;$$

Dabei ist:

ϵ_1 bis ϵ_3 die Effizienzen für den Mutterzerfall, Tochterzerfall und Enkelzerfall,

λ_1 bis λ_3 die Zerfallskonstante für den Mutterzerfall, Tochterzerfall und Enkelzerfall, und τ die entsprechenden Lebensdauern und t_1 die gemessene Zerfallszeit.

6.5.3 Zwei Zerfälle in der Korrelationszeit.

Normierung :

$$N_2 = (T_{21} + T_{22} + T_{23} + T_{24} + T_{25} + T_{26} + T_{27} + T_{28} + T_{29} + T_{210})$$

Wahrscheinlichkeitsverteilungen der zehn Zweige:

$$T_{21} = \bar{b} * I_1 * I_2 * \bar{I}_3 * \bar{b} = \bar{b} * \epsilon_1 * F_1(\lambda_1, t_{\text{cor}}) * \epsilon_2 * F_1(\lambda_2, t_{\text{cor}} - t_1) * F_2(\epsilon_3, \lambda_3, t_{\text{cor}} - t_2) * \bar{b};$$

$$T_{22} = \bar{b} * I_1 * \bar{I}_2 * I_3 * \bar{b} = \bar{b} * \epsilon_1 * F_1(\lambda_1, t_{\text{cor}}) * F_2(\epsilon_2, \lambda_2, t_{\text{cor}} - t_1) * \epsilon_3 * F_3(\lambda_2, \lambda_3, t_{\text{cor}} - t_1) * \bar{b};$$

$$T_{23} = \bar{b} * \bar{I}_1 * I_2 * I_3 * \bar{b} = \bar{b} * F_2(\epsilon_1, \lambda_1, t_{\text{cor}}) * \epsilon_2 * F_3(\lambda_1, \lambda_2, t_{\text{cor}}) * \epsilon_3 * F_1(\lambda_3, t_{\text{cor}} - t_1) * \bar{b};$$

$$T_{24} = \bar{b} * I_1 * \bar{I}_2 * \bar{I}_3 * B = \bar{b} * T_{11a}(\lambda_1, t_1) * B; \quad T_{27} = B * I_1 * \bar{I}_2 * \bar{I}_3 * \bar{b} = B * T_{11a}(\lambda_1, t_2) * \bar{b};$$

$$T_{25} = \bar{b} * \bar{I}_1 * I_2 * \bar{I}_3 * B = \bar{b} * T_{12a}(\lambda_1, t_1) * B \quad T_{28} = B * \bar{I}_1 * I_2 * \bar{I}_3 * \bar{b} = B * T_{12a}(\lambda_1, t_2) * \bar{b};$$

$$T_{26} = \bar{b} * \bar{I}_1 * \bar{I}_2 * I_3 * B = \bar{b} * T_{13a}(\lambda_1, t_1) * B; \quad T_{29} = B * \bar{I}_1 * \bar{I}_2 * I_3 * \bar{b} = B * T_{13a}(\lambda_1, t_2) * \bar{b};$$

$$T_{210} = B * \bar{I}_1 * \bar{I}_2 * \bar{I}_3 * B = B * T_{14a}(\lambda_1) * B;$$

Gesamtwahrscheinlichkeitsfunktion für ein Ereignis mit zwei Zerfällen:

$$P(\lambda_1) = \frac{T_{21}}{N_2} V_1(\lambda_1, t_1, t_{\text{cor}}) * V_1(\lambda_2, t_2 - t_1, t_{\text{cor}} - t_1) \\ + \frac{T_{22}}{N_2} V_1(\lambda_1, t_1, t_{\text{cor}}) * V_3(\lambda_2, \lambda_3, t_2 - t_1, t_{\text{cor}} - t_1) \\ + \frac{T_{23}}{N_2} V_3(\lambda_1, \lambda_2, t_1, t_{\text{cor}}) * V_1(\lambda_3, t_2 - t_1, t_{\text{cor}} - t_1) \\ + \frac{T_{24}}{N_2} V_1(\lambda_1, t_1, t_{\text{cor}}) * b + \frac{T_{27}}{N_2} V_1(\lambda_1, t_2, t_{\text{cor}}) * b \\ + \frac{T_{25}}{N_2} V_3(\lambda_1, \lambda_2, t_1, t_{\text{cor}}) * b + \frac{T_{28}}{N_2} V_3(\lambda_1, \lambda_2, t_2, t_{\text{cor}}) * b \\ + \frac{T_{26}}{N_2} V_3(\lambda_2, \lambda_3, t_1 - \tau_1, t_{\text{cor}} - \tau_1) * b + \frac{T_{29}}{N_2} V_3(\lambda_2, \lambda_3, t_2 - \tau_1, t_{\text{cor}} - \tau_1) * b \\ + \frac{T_{210}}{N_2} * b * b;$$

Dabei ist t_1 die erste und t_2 die darauffolgende Zerfallszeit.

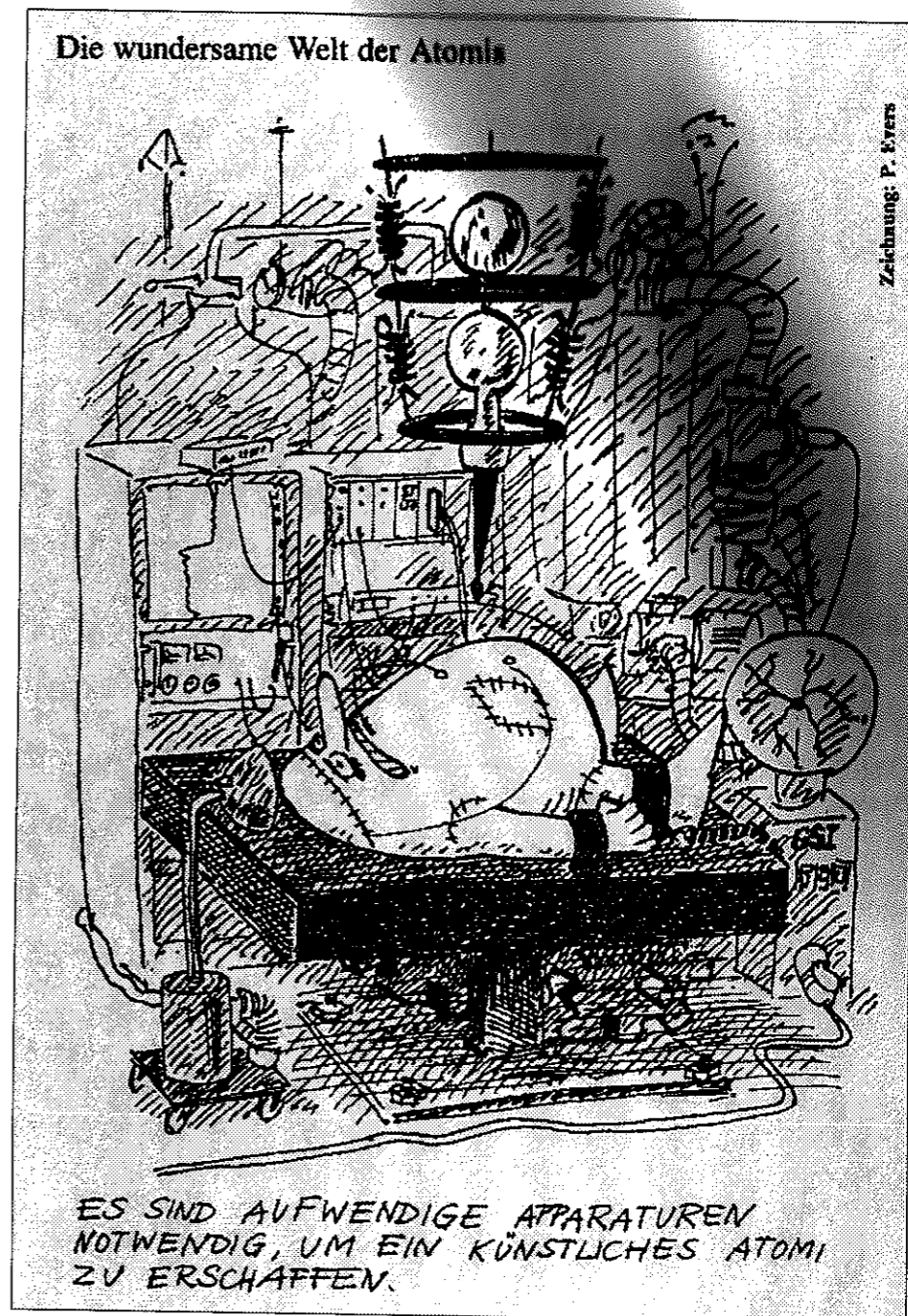
Literaturverzeichnis

- [AuG93] G. Audi und A. Wapstra, Nucl. Phys. **A565** (1993)
- [AuG95] G. Auger, W. Mittag, A. Lepine-Szily, M. Chartier, D. Bibet, J. M. Casandjian, M. Chabert, J. Ferme, A. Gilbert, M. Lewitowicz, M. Mac Cormick, M. H. Moscatello, N. A. Orr, E. Plagnol, C. Ricault, C. Spitaels und A. Villari, Nouvelles du GANIL **54** (1995) 11
- [BeC88] C. Bertulani und G. Bauer, Phys. Rep. **163** (1988) 299
- [BeE90] E. Beuville, K. Borer, E. Chesi, E. Heijne, P. Jarron, B. Lisowski and S. Singh, Nucl. Instr. Meth. **A288** (1990) 157
- [BeH69] H. Behrens und J. Jänecke, *Numerische Tabellen für β -Zerfall und Elektroneneinfang*, Landolt-Börnstein, Herausgeber H. Schopper, Gruppe 1, **Band 4** (1969)
- [BeM90] M. Bernas, P. Armbruster, J.P. Bocquet, R. Brissot, H. Faust, Ch Kozhuharov und J.L. Sida, Z. Phys. **A336** (1990) 41
- [BrA94] B. A. Brown K. Rykaczewski, Phys. Rev. **C50** (1994) 2270
- [BrA94b] B. A. Brown, Nucl. Phys. **A577** (1994) 13c
- [BoP86] P. Bopp, D. Dubbers, L. Hornig, E. Klemt, J. Last, H. Schütze, S.J. Freedman und O. Schärpf, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 919
- [DeD96] D.J. Dean, S.E. Koonin, T.T.S. Kuo, K. Langanke und P.B. Radha, Phys. Lett. **B367** (1996) 17
- [DoJ88] J. Dobaczewski, W. Nasarewicz, A. Plochocki, K. Rykaczewski, j. Zylicz Z, Z. Phys. **A329** (1988) 267
- [DoJ95] J. Dobaczewski, W. Nasarewicz, Phys. Rev. **C51** (1995) 1070
- [DuD91] D. Dubbers, Nuc. Phys. **A527** (1991) 239c
- [ErB90] B. G. Eroszolinskii, I.A. Kusnetsov, I.V. Stepanenko, I.A. Kuida und Yu.A. Mostovoi, Phys. Lett. **B263** (1991) 33
- [GaC80] C. Gaarde, Nuc. Phys. **A334** (1980) 248
- [GaC83] C. Gaarde, Nuc. Phys. **A396** (1983) 127c
- [Gav80] A. Gavron, Phys. Rev. **C21** (1980) 230
- [Gei92] H. Geissel et al., Nucl. Instr. Meth. **B70** (1992) 286
- [GiA87] A. Gillitzer, T. Faestermann, k. Hartel, P. Kienle und E. Nolte, Z. Phys. **A326** (1987) 107
- [GoN71] N. Gove und M. Martin, Nuc. Data Tables **10** (1971) 205
- [GrH95] H. Grawe, R. Schubart, K. H. Maier, D. Seweryniak, OSIRIS und NORDBALL collaboration, Phys. Scr. **T56** (1995) 79
- [GrH94] H. Grawe private Mitteilung
- [GrK89] KI. Grotz, H. V. Klapdor, *Die schwache Wechselwirkung in Kern-, Teilchen-, und Astrophysik*, Teubnerverlag, Stuttgart, 1989
- [HaI93] I. Hamamoto und H. Sagawa, Phys. Rev. **C48** (1993) 960
- [HeF91] F. Heine, T. Faestermann, A. Gillitzer, J. Homolka, M. Köpf und W. Wagner, Z. Phys., **A340** (1991) 225
- [HeF92] F. Heine, Dissertation, Tech. Univ. München, (1992)
- [IsP95] P. van Isacker, Nouvelles du Ganil **N55** (1995) 13
- [JaZ94] Z. Janas et al., GSI-Preprint, **GSI-94-47**, August 1994
- [KeH91] H. Keller, Doktorarbeit TH-Darmstadt, GSI-Report **GSI-91-06** (1991)
- [KIH94] H.-J. Kluge, G. Bollen, B. Franzke, GSI-Preprint, **GSI-94-58** (1994)
- [Kox85] S. Kox, A. Gamp, C. Perrin, J. Arvieux, R. Bertholet, J.F. Bruandet, M. Buenerd, Y. El Masri, N. Longequeue und F. Merchez, Phys. Lett. **159B** (1985) 15
- [KrG95] G. Kraus et al., Phys. Rev. Let. **73** (1994) 1773

- [Leo94] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, New York Berlin Heidelberg, (1994)
- [MaT84] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, Teubner Studienbücher Physik, Teubner 1984
- [Micron] Micron Semiconductors Ltd., Sussex, GB
- [Mor89] D.J. Morrissey, Phys. Rev. **C39** (1989) 460.
- [MuG81] G. Münzenberg et al., Z. Phys. **A300** (1981) 107
- [MuG82] G. Münzenberg et al., Z. Phys. **A309** (1982) 89
- [MuG84] G. Münzenberg et al., Z. Phys. **A317** (1982) 235
- [NaM93] M. A. Nagarajan, P. van Isacker und A. Vitturi, Ganil Report **02** (1995)
- [NuP93] *European Radioactive Beam Facilities*, NuPECC-Report 1993
- [OsF84] F. Osterfeld und A. Schulte, Phys. Lett. **138B** (1984) 23
- [OsF92] F. Osterfeld, Rev. of Mod. Phys. **Vol64 No2** (1992) 491
- [PaL72] L. Pages, E. Bertel, H. Joffre und L. Sklavenitis, Atomic Data **4** (1972) 1
- [PaR94a] R. Page, P. Woods, R. Cunningham, T. Davinson, N. Davis, A. James, K. Livingston, P. Sellin und A. Shotter, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1798
- [PaR94b] R. Page, P. Woods, R. Cunningham, T. Davinson, N. Davis, A. James, K. Livingston, P. Sellin und A. Shotter, Phys. Rev. **C49** (1994) 3312
- [PeM96] Monika Peter, Doktorarbeit, TU München (1996)
- [PIA92] A. Plochocki, K. Rykaczewski, T. Batsch, J. Szerypo, J. Zylicz, R. Barden, O. Klepper, E. Roeckl, D. Schardt, H. Gabelmann, P. Hill, H. Ravn, T. Thorsteinsen, I.S. Grant, H. Grawe, P. Manakos, L.D. Skouras und Isolde-Kolaboration, Z. Phys. **A342** (1992) 43
- [ReJ95a] J. Reinhold, Doktorarbeit TU-München (1995)
- [RiP80] P. Ring und P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer Verlag New York (1980)
- [RoE91] E. Roeckel, GSI Preprint **GSI-91-58** (1991) 8
- [RyK94] K. Rykaczewski et al., GANIL Report **P 94 30** (1994)
- [SaH93] H. Sagawa, I. Hamamoto und M. Ishihara, Phys. Lett. **B303** (1993) 215
- [ScB81] D. Schardt, T. Batsch, R. Kirchner, O. Klepper, W. Kurcewicz, E. Roeckel und P. Tiedemand-Petersson, Z. Phys. **A368** (1981) 153
- [ScT91] T. Schwab, Doktorarbeit, Universität Gießen, GSI Report **GSI-91-10** (1991)
- [ScK84] K.-H. Schmidt, C.-C. Sahm, K. Pielenz und H.-G. Clerc, Z. Phys. **A316** (1984) 19
- [SchK95] K. Schreckenbach, P. Liaud, R. Kossakowski, H. Nastoll, A. Bussiere, J.P. Guillaud, Phys. Lett. **B349** (1995) 427
- [ShA63] A. de-Schalit und I. Talmi, *Nuclear Shell Theory*, Academic Press, New York (1963) 58
- [SpJ91] J. Speth, Int. Rev. of Nucl. Phys. **7** (1991)
- [Süm90] K. Sümmerer, W. Brüche, D.J. Morrissey, M. Schädel, B. Szweryn und Yang Weifan, Phys. Rev. **C42** (1990) 2546
- [SzJ90] Szerypo et al., GSI-Preprint **GSI-94-38** (1994)
- [SzJ90] Szerypo et al., Nucl Phys **A507** (1990) 357
- [SzJ95] J. Szerypo et al., Nuc. Phys. **A584** (1995) 221
- [TiR94] R. Tighe, D. Moltz, J. Batchelder, T. Ognibene, M. Rowe und J. Cerny, *Evidence for ground-state proton decay of ^{105}Sb* , Phys. Rev. **C49** (1994) 2871
- [ToI83] I.S. Towner und F.C. Khanna, Nuc. Phys. **A399** (1983) 334
- [VoP93] P. Vogel und W. E. Ormand, Phys. Rev. **C47** (1993) 47
- [Wam87] J. Wambach, Can. J. Phys. **Vol. 65** (1987) 614
- [Wei82] W. Weise, Nuc. Phys. **A374** (1982) 505c
- [Wei83] W. Weise, Nuc. Phys. **A396** (1983) 373c
- [WiD93] D. H. Wilkinson, Nucl. Instr. Meth. **A335** (1993) 172
- [WiD95] D.H. Wilkinson, Nuc. Phys. **A587** (1995) 421

- [Wil69] D. H. Wilkinson, *ISOSPIN IN NUCLEAR PHYSICS*, North Holland Publishing Company Amsterdam, (1969)153
- [Yar79] Y. Yariv und Z. Fraenkel, Phys. Rev. **C20** (1979) 2227
- [Zei92] K. Zeitelhack, Doktorarbeit, TU München, GSI-Report **GSI-92-25** (1992).
- [Zei93] K. Zeitelhack, J. Friese, H.-J. Kömer, J. Reinhold und R. Schneider, Nucl. Instr. Meth. **A333** (1993) 458
- [Zig90] C. Ziegler, T. Brohm, H.-G. Clerc, H. Geissel, K.-H. Schmidt, K. Sümmerer, D. J. Vieira und B. Voss, Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt, Scientific Report **GSI-90-1** (1990) 257

Erste Untersuchung des zweifach zauberhaften Kerns ^{100}Sn



Ein Gesamtüberblick über Experimentiereinrichtungen der GSI (nicht maßstabsgerecht). In der Bildmitte: das erste produzierte ^{100}Sn . Dieses zweifach zauberhafte Isotop lebte leider nur 1 s lang. Trotz mehrerer Versuche konnten wir die Lebensspanne nur auf maximal 3 s erhöhen. Unser ehrgeiziges Ziel, ein besonders leichtes Lötzinn für die Raumfahrt zu produzieren, kann damit, zumindest für Anwendungen in langen Raumflügen, als gescheitert gelten.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während meiner Arbeit unterstützt haben. Mein besonderer Dank gilt:

- Herrn Prof. H.-J. Körner für die herzliche Aufnahme an seinem Institut und die Betreuung der Arbeit.
- Herrn Prof. P. Kienle für die interessierte Begleitung des Experiments.
- Jürgen Friese, Jörg Reinhold und Karl Zeitelhack für die freundschaftliche Zusammenarbeit und ihre Begeisterung für unser Projekt, in dem sie große Verantwortung übernahmen, obwohl sie viele andere wichtige Dinge liegenlassen mußten.
- Roman Gernhäuser, Hansjörg Gilg, Josef Homolka und Arnold Schröter für ihre unentbehrliche Hilfe bei der Lösung der unendlich vielen kleinen Hard- und Softwareprobleme vor und während der Strahlzeit.
- Der FRS-Gruppe: Hans Geissel, Klaus Sümmerer, Gottfried Münzenberg und Adolf Brünle für die angenehme Zusammenarbeit bei der Vorbereitung und Durchführung der Strahlzeit.
- Thomas Faestermann und Frank Heine, die immer kompetente Ansprechpartner bei der Einarbeitung in die Thematik der Spektroskopie waren und das Experiment engagiert begleiteten.
- Monika Peter, die durch ihr Organisationstalent und ihre kaum mehr zu überblickende Literatursammlung eine große Unterstützung war.
- Werner Czech, Helmut Falkner und der Besatzung der E12-Werkstatt für die Konstruktion und Anfertigung vieler mechanischer Teile.
- Den Operateuren und der Quellenmannschaft der GSI, die sich begeistern ließen und über Wochen ein Maximum an Strahlintensität produzierten.
- Allen E12-Angehörigen für die angenehme Atmosphäre und ihre Hilfsbereitschaft.
- Andreas Bergmaier für die allerletzte Rechtschreibkorrektur zu später Stunde