

Physik-Department E 12 der Technischen Universität München

**Zerfälle extrem neutronenarmer Kerne  
unterhalb von  $^{100}\text{Sn}$**

Elmar Wefers

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

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender : Univ.-Prof. Dr. Peter Ring

Prüfer der Dissertation :

1. Univ.-Prof. Dr. Paul Kienle, emeritiert
2. Univ.-Prof. Dr. Stephan Paul
3. Univ.-Prof. Dr. Peter von Brentano, Universität Köln  
(schriftliche Beurteilung)

Die Dissertation wurde am 11.01.2001 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 06.03.2001 angenommen.



# Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Zerfalleigenschaften extrem neutronenarmer Kerne in der Massenregion  $77 \leq A \leq 99$  untersucht.

Die Region unterhalb des doppelt magischen Kerns  $^{100}\text{Sn}$  wird als möglicher Endpunkt des astrophysikalischen rp-Prozesses diskutiert. Für Netzwerkrechnungen zur Isotopenhäufigkeit der in diesem Prozeß erzeugten Kerne werden die Zerfalleigenschaften der Kerne an der Protonen-Dripline benötigt. Außerdem findet man in dieser Region auch die schwersten  $N = Z$  uu-Kerne. Diese sind potentielle Kandidaten für supererlaubte Fermiübergänge und damit zum Studium der Schwachen Wechselwirkung geeignet.

Die extrem neutronenarmen Kerne wurden in einem Experiment an den Beschleunigereinrichtungen der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH in Darmstadt studiert. Zur Produktion der zu untersuchenden Isotope wurden  $^{112}\text{Sn}$  Ionen im Schwerionensynchrotron auf  $1A \cdot \text{GeV}$  beschleunigt und in einem  $^9\text{Be}$ -Produktionstarget ( $4 \text{ g/cm}^2$ ) fragmentiert. Die Reaktionsprodukte wurden im anschließenden Fragmentseparator getrennt. Die Fragmente konnten durch Messung von Ort, Bahnwinkel, Energieverlust und Flugzeit mittels neu entwickelter hochratenfester Detektoren in den Fokalebene des Separators eindeutig identifiziert werden. Schließlich wurden sie in einem – im Rahmen dieser Arbeit entwickelten – Implantationsdetektor gestoppt und spektroskopiert.

Das hocheffiziente Identifizierungssystem erlaubte den erstmaligen Nachweis der beiden Isotope  $^{76}\text{Y}$  und  $^{78}\text{Zr}$ . Aus der Nichtbeobachtung von  $^{89}\text{Rh}$ ,  $^{85}\text{Tc}$  und insbesondere  $^{81}\text{Nb}$  folgen neue obere Grenzen für deren Produktionsquerschnitte bzw. Halbwertszeiten. Wir können damit schließen, daß  $^{85}\text{Tc}$  mit 68% Wahrscheinlichkeit und  $^{81}\text{Nb}$  mit 99% Wahrscheinlichkeit durch Protonenemission zerfallen.

Mit Hilfe des Implantationsdetektors konnten für die sechs schwersten  $N = Z$  uu-Kerne  $^{78}\text{Y}$ ,  $^{82}\text{Nb}$ ,  $^{86}\text{Tc}$  und erstmals  $^{90}\text{Rh}$ ,  $^{94}\text{Ag}$  und  $^{98}\text{In}$  kurzlebige Zustände, die durch supererlaubte  $0^+ \rightarrow 0^+$  Fermi- $\beta$ -Übergänge zerfallen, nachgewiesen werden. Zusätzlich wurde erstmals in  $^{90}\text{Rh}$  und  $^{98}\text{In}$  ein langlebiges Isomer gefunden. Ferner wurden die Halbwertszeiten der wichtigsten Wartepunkte im rp-Prozeß zwischen  $^{80}\text{Zr}$  und  $^{92,93}\text{Pd}$  gemessen. Diese weichen teilweise deutlich von den in bisherigen

Netzwerkrechnungen zum rp-Prozeß verwendeten theoretischen Halbwertszeiten ab. Weitere Zerfallsdaten konnten von  $^{75}\text{Sr}$ ,  $^{77}\text{Y}$ ,  $^{79}\text{Zr}$  und  $^{83}\text{Mo}$  sowie  $^{87}\text{Tc}$ ,  $^{91,92,93}\text{Rh}$  und  $^{99}\text{In}$  gewonnen werden. Darüberhinaus wurde die Emission  $\beta$ -verzögerter Protonen im langlebigen  $^{78}\text{Y}$ -Isomer entdeckt.

Der neu entwickelte Implantationsdetektor wurde in einer leicht modifizierten Form auch in einem Experiment zum Studium neutronenreicher Kerne verwendet.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Motivation</b>	<b>3</b>
2.1	Der Beta-Zerfall und die Schwache Wechselwirkung . . . . .	3
2.1.1	Grundlagen . . . . .	3
2.1.2	Supererlaubte Fermi-Zerfälle . . . . .	6
2.2	Nukleosynthese protonenreicher Kerne . . . . .	10
2.3	Weitere Phänomene . . . . .	14
2.3.1	Die Protonen-Dripline . . . . .	14
2.3.2	Beta-verzögerte Protonen . . . . .	15
2.3.3	Isomere . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Produktion der Kerne und Experimentaufbau</b>	<b>19</b>
3.1	Projektilfragmentation . . . . .	20
3.2	Primärstrahl und Produktionstarget . . . . .	22
3.3	Trennung der Isotope im Fragmentseparator . . . . .	23
3.4	Einstellung des Fragmentseparators . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Identifikation</b>	<b>27</b>
4.1	Meßgrößen zur Identifizierung . . . . .	27
4.1.1	Bestimmung der Kernladungszahl $Z$ . . . . .	27
4.1.2	Bestimmung der Massenzahl $A$ . . . . .	29
4.2	Detektoren zur Identifizierung . . . . .	29
4.2.1	Energieverlustmessung . . . . .	31
4.2.2	Ortsmessung . . . . .	32
4.2.3	Flugzeitmessung . . . . .	34
4.2.4	Massenbestimmung . . . . .	34
4.2.5	Nachweiseffizienz . . . . .	36
4.3	Datenauswertung . . . . .	37

4.3.1	Produktionsquerschnitte nicht beobachteter Nuklide . . . . .	39
4.3.2	Halbwertszeiten nicht beobachteter Nuklide . . . . .	41
<b>5</b>	<b>Implantation und Spektroskopie</b>	<b>43</b>
5.1	Der Implantationsdetektor . . . . .	44
5.1.1	Die Implantationszone . . . . .	46
5.1.2	Die Betaabsorber . . . . .	50
5.1.3	Die $\gamma$ -Detektoren . . . . .	51
5.1.4	Auslese des Detektors . . . . .	52
5.1.5	Energieeichung der Silizium-Detektoren . . . . .	56
5.2	Datenauswertung . . . . .	58
5.2.1	Bestimmung von Halbwertszeiten . . . . .	62
5.2.2	Bestimmung von Beta-Endpunktenergien . . . . .	65
5.2.3	Bestimmung von $\gamma$ -Energien . . . . .	70
5.2.4	Signatur Beta-verzögerter Protonenemission . . . . .	71
5.2.5	Signatur isomerer Zustände . . . . .	73
5.2.6	Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen . . . . .	74
<b>6</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>75</b>
6.1	Die Protonendripline . . . . .	75
6.1.1	Produktionsquerschnitte nicht beobachteter Kerne . . . . .	77
6.1.2	Neue Nuklide . . . . .	78
6.1.3	Halbwertszeitmessungen an der p-Dripline . . . . .	80
6.1.4	Lage der Protonendripline . . . . .	81
6.2	Untersuchung von $N = Z$ uu-Kernen . . . . .	82
6.2.1	Supererlaubte Fermi-Betaübergänge . . . . .	83
6.2.2	Isomere Zustände . . . . .	86
6.3	Wartepunkte des rp-Prozesses . . . . .	87
6.4	Halbwertszeitmessungen an weiteren $N \geq Z+1$ Kernen . . . . .	90
6.5	Beta-verzögerte Protonen . . . . .	91
6.6	$\gamma$ -Spektroskopie . . . . .	93
6.7	Zusammenfassung der gemessenen Halbwertszeiten . . . . .	96
<b>7</b>	<b>Ausblick</b>	<b>97</b>
7.1	Weitere Experimente . . . . .	97
7.2	Weiterentwicklung der Methode . . . . .	98
7.3	Weiterführende Messungen . . . . .	99

---

<b>A Der Implantationsdetektorkern</b>	<b>103</b>
A.1 Hersteller und Spezifikation der Siliziumdetektoren . . . . .	103
A.2 Montage und Kontaktierung der Siliziumdetektoren . . . . .	104
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>109</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>111</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>113</b>
<b>Danksagung</b>	<b>119</b>



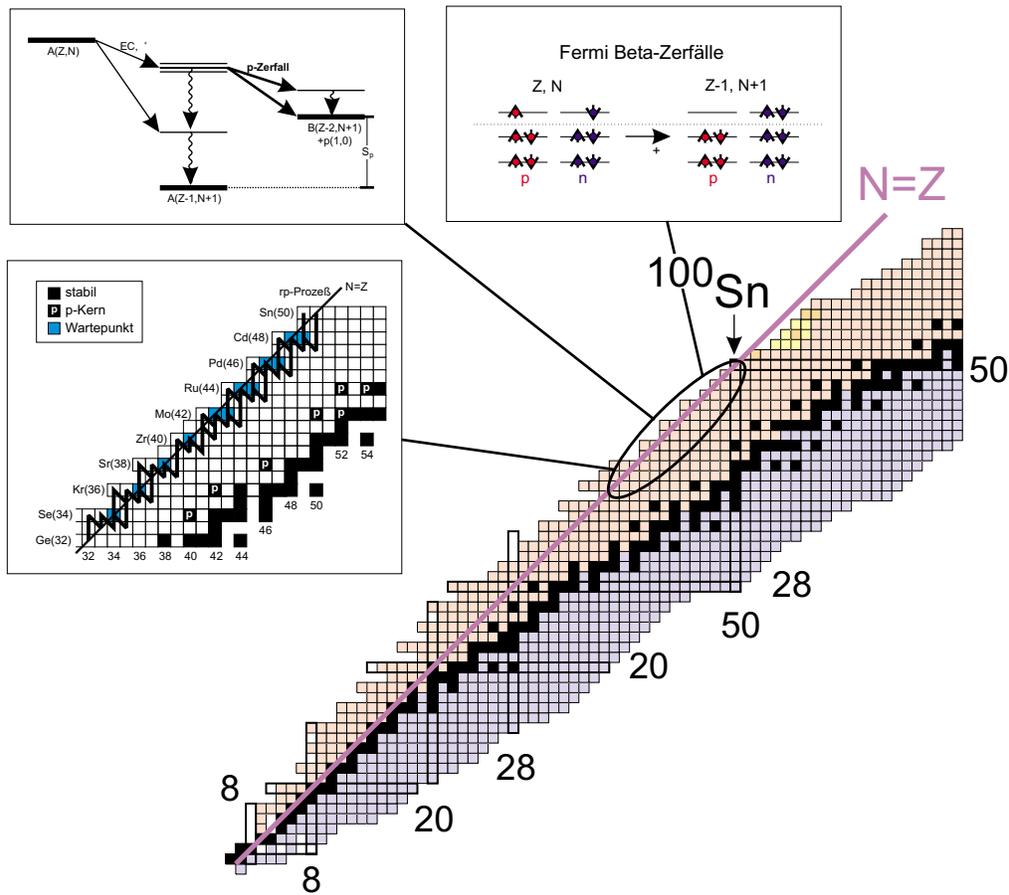
# 1. Einleitung

Die Frage nach den Grenzen der nuklearen Welt sowie den Eigenschaften der an diesen Grenzen liegenden exotischen Kerne stellt eines der zentralen Themen der Kernstrukturuntersuchungen dar. Dabei versteht man unter dem Begriff “exotische Kerne” ganz allgemein Kerne bzw. Kernmaterie unter extremen Bedingungen. Dieses Arbeitsfeld beinhaltet z.B. die Spektroskopie schnell rotierender und superdeformierter Kerne, das Studium superschwerer Kerne und hoch angeregter, komprimierter Kernmaterie sowie das Verhalten von Kernen an den Grenzen der Teilchenstabilität. Die Untersuchung dieser Kerne ist nicht nur für die Entwicklung und den Test unserer Modellvorstellungen der Atomkerne von Bedeutung, sondern darüber hinaus auch für die Astrophysik und die Kosmologie. So verläuft etwa die Elementsynthese in den Sternen entlang von Reaktionspfaden, die fast ausschließlich über solche exotischen Kerne führen. Die Häufigkeitsverteilung der in der Natur vorkommenden chemischen Elemente ist daher ganz wesentlich durch die Eigenschaften dieser Kerne bestimmt.

In diesem Zusammenhang ist speziell das Gebiet extrem neutronenarmer Kerne unterhalb des doppelt magischen Kerns  $^{100}\text{Sn}$  interessant, da die Region um  $^{100}\text{Sn}$  als möglicher Endpunkt eines stellaren Nukleosyntheseprozesses, des rp-Prozesses, diskutiert wird. Für Netzwerkrechnungen zur Isotopenhäufigkeit der in diesem Prozeß erzeugten Kerne werden die Zerfalleigenschaften der Kerne nahe der Grenze der Stabilität gegenüber spontaner Protonenemission (Protonenabbruchkante oder Protonen-Dripline) sowie der Verlauf der Grenze selbst benötigt.

Die Lage dieser physikalisch sehr interessanten Region innerhalb der Nuklidkarte ist in Abb. 1.1 dargestellt. In den Ausschnitten sind neben einem möglichen Reaktionspfad des rp-Prozesses zwei weitere interessante Themen schematisch dargestellt: der für sehr neutronenarme Kerne typische Zerfallskanal  $\beta$ -verzögerter Protonen sowie das Prinzip supererlaubter Fermi- $\beta$ -Zerfälle. Dabei beinhaltet das Energiespektrum  $\beta$ -verzögerter Protonen Informationen bezüglich der Kernstruktur; genauens gemessene Zerfallszeiten und -energien von supererlaubten Fermi- $\beta$ -Zerfällen ermöglichen einen Test der Theorie der Schwachen Wechselwirkung. Die physikalisch interessanten Fragestellungen werden in Kapitel 2 ausführlich vorgestellt.

Die Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (kurz: GSI) bietet durch die



**Abbildung 1.1:** Lage der studierten Region innerhalb der Nuklidkarte. In den Ausschnitten sind ein möglicher Reaktionspfad des  $rp$ -Prozesses, der für sehr neutronenarme Kerne typische Zerfallskanal  $\beta$ -verzögerter Protonen und das Prinzip supererlaubter Fermi- $\beta$ -Zerfälle gezeigt.

Kombination eines Schwerionensynchrotrons (kurz: SIS) und eines Magnetspektrometers (Fragmentseparator, kurz: FRS) die Möglichkeit, Sekundärstrahlen von exotischen Kernen zu erzeugen und mit geeigneten Detektoren zu studieren. In Kapitel 3 wird die Produktion neutronenarmer Kerne beschrieben. Desweiteren wird auf den Experimentaufbau und -ablauf zum Studium dieser Kerne eingegangen. Das Verfahren zur Identifizierung wird in Kapitel 4, die Implantation und Spektroskopie einzelner Nuklide in Kapitel 5 besprochen. Die Ergebnisse werden in Kap. 6 diskutiert.

Abschließend werden in Kapitel 7 mögliche Verbesserungen an dem in dieser Arbeit vorgestellten Aufbau sowie fortführende Messungen zur Physik neutronenarmer Kerne besprochen.

## 2. Physikalische Motivation

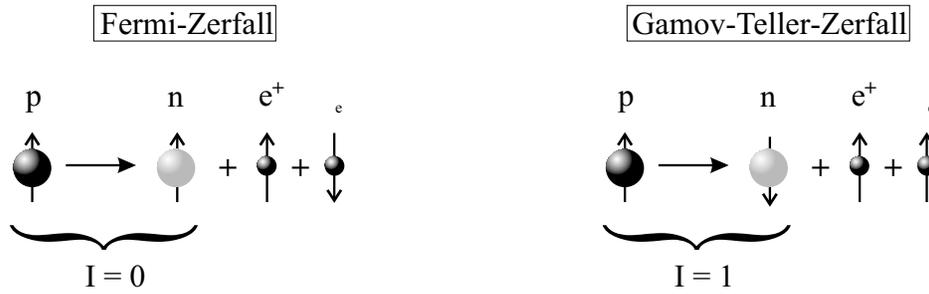
Die Region unterhalb des doppelt magischen Kerns  $^{100}\text{Sn}$  beinhaltet viele interessante Fragestellungen. Zum einen sind  $N = Z$  Kerne mit ungerader Protonen- und Neutronenzahl (uu-Kerne) als potentielle Kandidaten für supererlaubte Fermiübergänge interessant, zum anderen sind Lebensdauern und Q-Werte der dazwischenliegenden Kerne sowie die genaue Lage der p-Dripline wichtige Eingangsparameter für astrophysikalische Berechnungen zum rp-Prozeß. Im Folgenden werden zunächst supererlaubte Fermi-Übergänge als geeignetes Mittel zum Studium der Schwachen Wechselwirkung und anschließend die Nukleosynthese neutronenarmer Kerne näher betrachtet. Zuletzt werden weitere Phänomene dieser Region kurz vorgestellt und diskutiert.

### 2.1 Der Beta-Zerfall und die Schwache Wechselwirkung

Der  $\beta$ -Zerfall eines Kerns ist vermutlich die am besten untersuchte Manifestation der fundamentalen Schwachen Wechselwirkung. Insbesondere präzise Messungen supererlaubter Fermi- $\beta$ -Zerfälle liefern einen ausgezeichneten Test der Eigenschaften der Schwachen Wechselwirkung.

#### 2.1.1 Grundlagen

Zur Vereinfachung beschränken sich die folgenden Betrachtungen lediglich auf erlaubte  $\beta$ -Zerfälle, d.h. die Leptonen tragen keinen Bahndrehimpuls weg. Man unterscheidet dann in der Theorie des  $\beta$ -Zerfalls zwischen Kernspin-erhaltenden Fermi-Zerfällen ( $\Delta I = 0$ ) und Kernspin-ändernden Gamov-Teller-Zerfällen ( $\Delta I = 1$ ). Diese beiden Zerfallskanäle sind in Abb. 2.1 anschaulich dargestellt.



**Abbildung 2.1:** Einfache schematische Darstellung der  $\beta$ -Zerfallstypen Gamov-Teller und Fermi. Beim Fermi-Zerfall ändert sich der Kernspin im Gegensatz zum Gamov-Teller-Zerfall nicht.

Fermi- und Gamov-Teller-Zerfall werden jeweils durch ein eigenes Matrixelement ( $M_F$  und  $M_{GT}$ ) beschrieben. Das Quadrat des Übergangsmatrixelements des Beta-Zerfalls  $|H_{fi}|^2$  setzt sich in guter Näherung (es werden nur erlaubte Übergänge betrachtet) aus  $M_F$  und  $M_{GT}$  mit verschiedenen Stärken  $G_V$  und  $G_A$  zusammen [May 84, Mus 88]:

$$|H_{fi}|^2 = G_V^2 M_F^2 + G_A^2 M_{GT}^2 . \quad (2.1)$$

Die Matrixelemente sind dabei die Erwartungswerte der Isospinleiteroperatoren  $T_{\pm}$  ( $T_+ |n\rangle = |p\rangle$ ,  $T_- |p\rangle = |n\rangle$ ):

$$M_F = \langle T_{\pm} \rangle \quad (2.2)$$

$$M_{GT} = \langle \sigma T_{\pm} \rangle , \quad (2.3)$$

mit dem Spinoperator  $\sigma$ . Aus den Symmetrieeigenschaften der Isospinleiteroperatoren [Wil 69, Bli 73] ergeben sich folgende Auswahlregeln ( $I =$  Kernspin,  $\pi =$  Parität,  $T =$  Isospin):

$$M_F \neq 0 \quad \text{für} \quad \Delta I = 0, \Delta \pi = 0, \Delta T = 0, \Delta T_z = \pm 1 , \quad (2.4)$$

$$M_{GT} \neq 0 \quad \text{für} \quad \Delta I = 0; 1 \text{ (keine } 0 \rightarrow 0 \text{ Übergänge),} \\ \Delta \pi = 0, \Delta T = 0, \pm 1 . \quad (2.5)$$

Einen Zugang zu diesen Matrixelementen und somit zur Kernstruktur erhält man durch experimentelle Bestimmung des sogenannten  $ft$ -Werts<sup>(1)</sup>:

$$ft = f(Z, \varepsilon_Q) t_{1/2}^p = \frac{C \ln 2}{G_V^2 M_F^2 + G_A^2 M_{GT}^2}, \quad (2.6)$$

mit der Fermi-Integralfunktion  $f(Z, \varepsilon_Q)$  ( $\varepsilon = E/m_e c^2$ ), der partiellen Halbwertszeit  $t_{1/2}^p$  und der Konstanten  $C$ :

$$f(Z, \varepsilon_Q) = \int_1^{\varepsilon_Q} F(Z, \varepsilon) \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_Q - \varepsilon)^2 d\varepsilon, \quad (2.7)$$

$$t_{1/2}^p = \frac{t_{1/2}}{\text{BR}} (1 + \text{EC}), \quad (2.8)$$

$$C = \frac{2\pi^3 \hbar^7}{m_e^5 c^4} = 1.17 \cdot 10^{-6} \cdot (\hbar c)^6 \text{ GeV}^{-4} \text{ s}. \quad (2.9)$$

Dabei ist

$F(Z, \varepsilon)$ : Fermi-Funktion. Die Fermi-Funktion berücksichtigt den Einfluß des Coulomb-Feldes des Kerns auf das  $\beta$ -Spektrum. Diese Korrektur ist besonders bei kleinen Energien wesentlich [Mus 88].

$E_Q$ : Q-Wert. Der Q-Wert ist die kinetische Energie, die von den beteiligten Reaktionspartnern aufgenommen werden kann und somit (unter Vernachlässigung der kinetischen Energie des Kerns und Annahme masseloser Neutrinos) gleich der maximalen Energie des Zerfallspositrons.

BR: Verzweigungsverhältnis des betrachteten Zerfallskanals.

EC: Elektron-Einfangsrate des betrachteten Zerfallskanals. Sie ist stark von der Kernladungszahl und der Zerfallsenergie abhängig. Im Falle großer Zerfallsenergien und mittlerer Kernladungszahlen ( $E_Q \geq 5 \text{ MeV}$ ,  $Z \approx 50$ ) ist die Elektron-Einfangsrate klein gegenüber der  $\beta$ -Zerfallsrate.

Der dekadische Logarithmus des  $ft$ -Wertes ( $\log ft$ -Wert) wird oftmals zur Klassifizierung von  $\beta$ -Zerfällen verwendet.

---

<sup>(1)</sup>Der  $ft$ -Wert ergibt sich aus Gleichung (2.1) und der in zeitabhängiger Störungstheorie erster Ordnung (goldene Regel) berechneten Zerfallswahrscheinlichkeit.

### 2.1.2 Supererlaubte Fermi-Zerfälle

Ein Spezialfall der oben betrachteten erlaubten  $\beta$ -Zerfälle bilden die *supererlaubten* (auch: übererlaubten)  $\beta$ -Zerfälle. Für sie gelten zwar die gleichen Auswahlregeln (Gl. 2.4, 2.5), jedoch ist die Übereinstimmung der Wellenfunktionen von Anfangs- und Endzustand besonders groß. Der  $\log ft$ -Wert ist dann besonders klein ( $\sim 3.5$  gegenüber  $\sim 5.7$  bei erlaubten Übergängen [Mus 88]).

Eine weitere Spezialisierung ergibt sich, wenn ausschließlich  $\beta$ -Übergänge zwischen *isobaren Analog*-Zuständen innerhalb eines Isospinmultipletts ( $J^\pi = 0^+, T = 1$ ) betrachtet werden (supererlaubte Fermi-Zerfälle). Aus den Auswahlregeln (Gl. 2.4, 2.5) folgt, daß für  $0^+ \rightarrow 0^+$  Übergänge das Gamov-Teller-Matrixelement verschwindet und lediglich ein Fermi-Zerfall möglich ist. Für diesen Spezialfall reduziert sich der  $ft$ -Wert (2.6) auf

$$ft = \frac{C \ln 2}{G_V^2 |M_F|^2}. \quad (2.10)$$

Entsprechend der Hypothese des “erhaltenen Vektorstroms” (Conserved Vector Current, kurz CVC) wird die Vektorkopplungskonstante  $G_V$  als eine universelle Konstante angesehen: Sie wird nicht durch Prozesse der starken Wechselwirkung (z.B. durch Mesonaustauschprozesse) renormalisiert [Wil 69]. Dieser Formalismus ist analog zur elektromagnetischen Wechselwirkung (die elektrische Ladung wird ebenfalls nicht durch die starke Wechselwirkung verändert).

Das Matrixelement  $M_F$  ergibt sich für supererlaubte  $0^+ \rightarrow 0^+$  Übergänge ( $T = 1$ ) zu<sup>(2)</sup>:

$$|M_F|^2 = 2. \quad (2.11)$$

Der  $ft$ -Wert ist dann für alle supererlaubten Fermi-Übergänge, unabhängig von der jeweiligen Zusammensetzung des Kerns, gleich [Har 90].

Mit den bisher angenommenen Vereinfachungen erhält man bis auf einige Prozent genaue  $ft$ -Werte. Für einen experimentellen Test der CVC-Hypothese und speziell der schwachen Wechselwirkung ist dies jedoch zu ungenau, und man muß zwei Korrekturen berücksichtigen [Tow 73, Szy 83, Sag 96]:

---

<sup>(2)</sup>Für zwei Zustände eines Isospinmultipletts,  $|T, T_3 \pm 1\rangle$  und  $|T, T_3\rangle$  ergibt sich das Fermimatrixelement  $M_F$  und damit der Erwartungswert des Isospinleiteroperators  $T_\pm$  analog zur Drehimpulsaddition (siehe z.B. [Gre 90]):

$$|M_F| = \langle T, T_3 \pm 1 | T_\pm | T, T_3 \rangle = \sqrt{(T \mp T_3)(T \pm T_3 + 1)}.$$

- (i) Radiative Korrekturen: Man unterscheidet zwischen einer *äußeren* Korrektur  $\delta_r$  aufgrund von Bremsstrahlung und einer für alle Kernzerfälle gleichen, *inneren* Korrektur  $\Delta_r$ , welche Axialvektor-Interferenzterme (abhängig von der genauen Theorie der starken und schwachen Wechselwirkung) berücksichtigt. Für einen Test der CVC-Hypothese ist  $\Delta_r$  vernachlässigbar.
- (ii) Ladungsabhängige Korrekturen  $\delta_c$ : Aufgrund ladungsabhängiger Kräfte (z.B. Coulombkraft, kurzreichweitige Kernkraft, magnetische Momente von Proton und Neutron) ergibt sich ein ladungsabhängiges Spin-Orbit-Potential welches zu Isospinverunreinigungen<sup>(3)</sup> führt. Desweiteren sind aufgrund der repulsiven Coulombkraft Protonen schwächer gebunden als Neutronen. Dadurch ist der Überlapp der radialen Wellenfunktion von Anfangs- und Endzustand nicht gleich (Beimischungen aus anderen  $T = 1$ -Zuständen). Der berechnete Kernstrukturfaktor  $\delta_c$  ist stark modellabhängig.

Der korrigierte, Kern-unabhängige  $Ft$ -Wert ist gegeben durch:

$$Ft = ft(1 + \delta_r)(1 - \delta_c) = \frac{C \ln 2}{2G_V^2(1 + \Delta_r)}. \quad (2.12)$$

Für neun präzise vermessene supererlaubte  $\beta$ -Übergänge (siehe Tab. 2.1) konnte damit die CVC-Hypothese mit einer Genauigkeit von  $3 \cdot 10^{-4}$  erfolgreich getestet werden. Aus dem gemeinsamen  $Ft$ -Wert ( $Ft = 3072.3 \pm 2.0$  s [Tow 98]) kann man die Vektorkopplungskonstante für semi-leptonische Zerfälle  $G_V$  bestimmen.

Ein Vergleich von  $G_V$  mit der Vektorkopplungskonstante rein leptonischer Zerfälle  $g_\mu$ <sup>(4)</sup> liefert das erste Element der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (kurz: CKM) Matrix:

$$|V_{ud}| = G_V/g_\mu. \quad (2.13)$$

Die Quark-Eigenzustände sind in der schwachen Wechselwirkung Mischungen der Quark-Eigenzustände der starken Wechselwirkung, beschrieben durch die CKM-Matrix:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}.$$

---

<sup>(3)</sup> Beimischungen von  $T = 0, 2, 3, \dots$  Zuständen zum  $T = 1$ -Zustand. Die  $T = 2, 3$ -Beimischungen sind klein, da  $T = 2, 3$  als hoch angeregte Zustände eher selten sind.

<sup>(4)</sup>  $g_\mu$  wird aus dem  $\mu$ -Zerfall bestimmt:  $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ .

Zerfall	$ft$ [s]	$\delta_r$ (%)	$\delta_c$ (%)	$Ft$ [s]
$^{10}\text{C} \rightarrow ^{10}\text{B}$	3038.7(45)	1.30(4)	0.16(3)	3072.9(48)
$^{14}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N}$	3038.1(18)	1.26(5)	0.22(3)	3069.7(26)
$^{26}\text{Al}^m \rightarrow ^{26}\text{Mg}$	3035.8(17)	1.45(2)	0.31(3)	3070.0(21)
$^{34}\text{Cl} \rightarrow ^{34}\text{S}$	3048.4(19)	1.33(3)	0.61(3)	3070.1(24)
$^{38}\text{K}^m \rightarrow ^{38}\text{Ar}$	3049.5(21)	1.33(4)	0.62(3)	3071.1(27)
$^{42}\text{Sc} \rightarrow ^{42}\text{Ca}$	3045.1(14)	1.47(5)	0.41(3)	3077.3(23)
$^{46}\text{V} \rightarrow ^{46}\text{Ti}$	3044.6(18)	1.40(6)	0.41(3)	3074.4(27)
$^{50}\text{Mn} \rightarrow ^{50}\text{Cr}$	3043.7(16)	1.40(7)	0.41(3)	3073.8(27)
$^{54}\text{Co} \rightarrow ^{54}\text{Fe}$	3045.8(11)	1.40(7)	0.52(3)	3072.2(27)

**Tabelle 2.1:** Experimentell gemessene  $ft$ -Werte, die berechneten radiativen und ladungsabhängigen Korrekturen  $\delta_r$  und  $\delta_c$  sowie der resultierende  $Ft$ -Wert [Tow 98].

Sofern das Standardmodell für drei Generationen richtig ist, muß diese Matrix die Unitaritätsbedingung

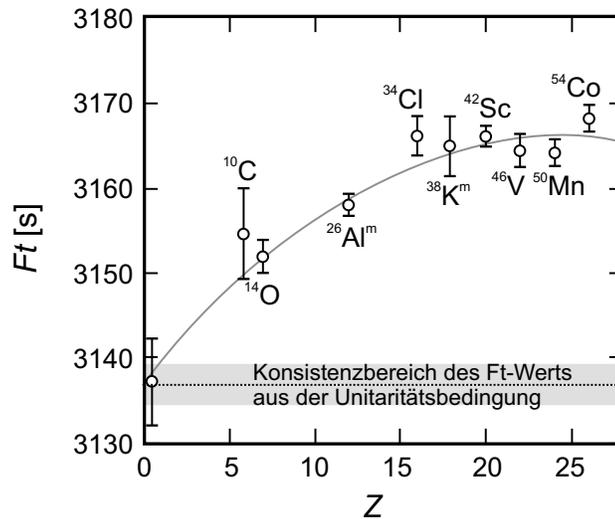
$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 \equiv 1 \quad (2.14)$$

erfüllen. Aus den gemessenen Matrixelementen [Tow 98, Cas 98, PDG 94] ergibt sich hingegen

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0.9968 \pm 0.0014 . \quad (2.15)$$

Dieser Wert weicht um mehr als 2 Standardabweichungen (98% Zuverlässigkeitsintervall) von 1 ab, weshalb nach einer Erklärung für diese Diskrepanz gesucht wird. Erweiterungen in den theoretischen Korrekturen konnten diese Abweichung bislang nicht erklären [Sag 96]. Neben möglichen Erweiterungen des Standardmodells<sup>(5)</sup> werden vor allem Fehler in den Korrekturfaktoren in Betracht gezogen. Beachtet man z.B. lediglich radiative Korrekturen, so erhält man die in Abb. 2.2 gezeigten Daten. Der beste Fit an diese Daten entspricht einem in  $Z$  quadratischen Fit. Die Extrapolation nach  $Z = 0$  liefert eine Übereinstimmung des  $Ft$ -Wertes mit dem aus der Unitarität der CKM-Matrix resultierenden  $Ft$ -Wert. Aus diesem Grund werden von Wilkinson et al. [Wil 93, Wil 95a, Wil 95b] nukleare Korrekturen gefordert, die ein solches Verhalten reproduzieren.

<sup>(5)</sup>Als Erweiterungen werden u.a. ein zusätzliches Eichboson zu  $\gamma$  und  $Z^0$ , rechtshändige W-Bosonen und eine Fehlbestimmung von  $V_{us}$  diskutiert [Tow 95a, Tow 95b].

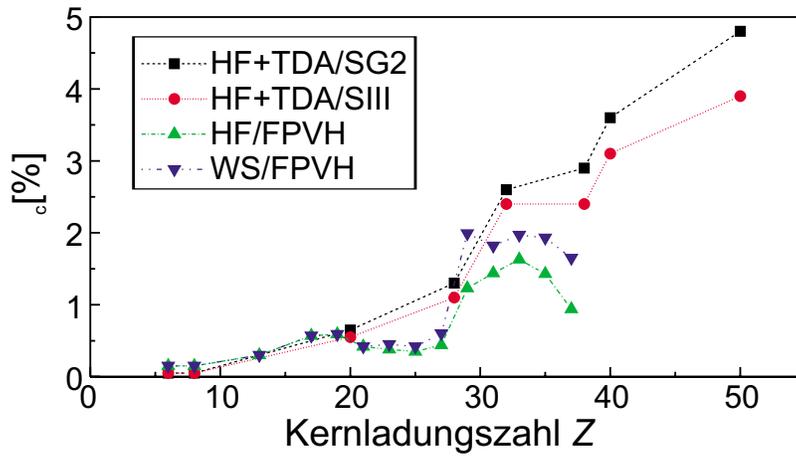


**Abbildung 2.2:**  $Ft$ -Werte der neun bekannten Fermi-Emitter, wobei lediglich radiative Korrekturen berücksichtigt wurden. Die gestrichelte Linie entspricht dem  $Ft$ -Wert resultierend aus der Unitaritätsbedingung. Die graue Zone kennzeichnet den zugehörigen Fehler. Der Wert links ist der nach  $Z = 0$  extrapolierte  $Ft$ -Wert.

Betrachtet man ferner den in Abb. 2.3 dargestellten Verlauf der theoretisch ermittelten Korrektur  $\delta_c$ , so wird eine deutliche Zunahme der Korrekturen mit wachsender Kernladungszahl  $Z$ , speziell für  $Z > 28$ , deutlich<sup>(6)</sup> [Bro 95, Orm 95]. Bei schwereren Kernen fallen zusätzlich Unstimmigkeiten bei unterschiedlichen Berechnungsmethoden (Hartree-Fock und Woods-Saxon) und angenommenen Wechselwirkungen (FPVH, SG2, SIII) auf.

Da die Genauigkeit von  $V_{ud}$  nicht länger von der experimentellen Genauigkeit der neun vermessenen Fermizerfälle dominiert wird, sind weitere Präzisionsmessungen zu den bekannten Kernen wenig aussichtsreich. Hingegen erscheint die Messung weiterer und vor allem schwererer supererlaubter Fermiübergänge insbesondere hinsichtlich der Probleme bei der  $\delta_c$ -Korrektur vielversprechend [Har 98]. Darüberhinaus führt das Studium dieser Korrektur auf interessante kernphysikalische Effekte, wie z.B. Isospinverunreinigungen, die Entmischung von Protonen und Neutronen oder auch das Auftreten einer “Protonen-Haut” bei sehr neutronenarmen Kernen nahe der Protonen-Dripline.

<sup>(6)</sup>Der Beitrag der Isospinmischung wächst u.a. durch die immer niedriger werdende Anregungsenergie des niedrigsten  $J = 0, T = 0$ -Zustands. Der Beitrag aufgrund des unvollständigen radialen Überlapps steigt durch den größer werdenden Unterschied zwischen p- und n-Separationsenergien sowie durch eine niedrigere Zentrifugalbarriere des für diese Kerne dominierenden  $p_{3/2}$ -Orbitals im Gegensatz zum  $f_{7/2}$ -Orbital bei leichteren Kernen.



**Abbildung 2.3:** Ladungsabhängige Korrekturen in Abhängigkeit von der Kernladungszahl  $Z$ .  $\delta_c$  wurde dabei mittels Hartree-Fock (HF) bzw. Woods-Saxon (WS) und einer FPVH-Wechselwirkung [Orm 95] sowie mittels HF und Tamm-Dankoff-Näherung (TDA) und den Skyrme-Wechselwirkungen SG2 und SIII [Ham 93] berechnet.

## 2.2 Nukleosynthese protonenreicher Kerne

Die Häufigkeit der schweren Elemente ( $Z > Z_{\text{Fe}} = 26$ ) in unserem Sonnensystem geht auf frühe Generationen stellarer Nukleosynthese zurück. Die meisten Kerne werden dabei über den s-Prozeß (“slow neutron capture process”) oder den r-Prozeß (“rapid neutron capture process”) gebildet. Der s-Prozeß dominiert in stellaren Szenarien niedriger Neutronendichten (z.B. rote Riesensterne). Aufgrund des geringen Neutronenflusses können hauptsächlich stabile Elemente Neutronen einfangen, wodurch der Prozeß entlang des Stabilitätstals verläuft. Unter Bedingungen hoher Neutronenflüsse (z.B. Supernovae Typ II) tritt der r-Prozeß auf. Hierbei werden zuerst viele Neutronen bis hin zur n-Dripline (Grenze der Stabilität gegenüber Neutronenemission) eingefangen und anschließend eine Betazerfallskette durchlaufen. In Analogie zum r-Prozeß wurde 1981 der rp-Prozeß (“rapid proton capture process”) auf der protonenreichen Seite der Stabilität vorgeschlagen [Wal 81]. Bei hohen Dichten und Temperaturen findet dabei eine Serie schneller p-Einfänge und langsamer  $\beta$ -Zerfälle entlang der p-Dripline statt. Ebenso wie beim r-Prozeß ist auch der genaue Ort des rp-Prozesses nicht geklärt. Dennoch gibt es eine Reihe von Szenarien, die neben Supernovae Typ II als Reaktionsort für den rp-Prozeß in Frage kommen. Zwei dieser Szenarien sollen etwas näher betrachtet werden:

- (i) Novae: Ein weißer Zwerg akkretiert in einem engen Doppelsternsystem wasserstoffreiche Materie von seinem Begleitstern (roter Riese). An der Oberfläche

des weißen Zwerges entsteht eine wasserstoff- und heliumreiche Schicht, welche durch die hohe Masse des weißen Zwergs auf Dichten von bis zu  $10^4 \text{ g/cm}^3$  komprimiert und auf Temperaturen von einigen  $10^6 - 10^7 \text{ K}$  erhitzt wird. Da das Elektronengas bei weißen Zwergen teilweise entartet ist und somit der Druck nahezu unabhängig von der Temperatur ist (d.h. Temperatur-Schwankungen können nicht durch Expansion kompensiert werden), führt dies zu einer thermisch instabilen Situation. Es kommt zu einer explosiven Energiefreisetzung, einer thermonuklearen Explosion, der Nova [Wei 89]. Die auftretenden Temperaturen liegen im Bereich von  $10^8 \text{ K}$ , die Brennzeiten im Bereich von 100 s. Berechnungen zufolge können in diesem Szenario über den rp-Prozeß Kerne bis in die Schwefelregion erzeugt werden [Coc 95].

- (ii) Röntgenbursts: Ein alter n-Stern (Magnetfeld ist geschwächt und ausgehende Strahlung pulsiert nicht mit Rotationsfrequenz) oder ein schwarzes Loch umkreist einen lichtschwachen blauen leichten Partner, wobei über Gravitation Materie auf den n-Stern oder das schwarze Loch akkretiert wird. Die Gravitationsenergie wird dabei als Röntgenstrahlung (nicht als Burst) frei. Die Bursts entstehen dann durch instabiles H- und He-Brennen (analog Nova, hier aber n-Stern statt weißer Zwerg). Es entstehen Dichten von  $10^5 - 10^7 \text{ g/cm}^3$  und Temperaturen von einigen  $10^9 \text{ K}$ . Wegen des hohen Gravitationsfeldes gelangt nur ein Teil der Materie ins interstellare Medium, der Rest fällt zurück. Aus dem Saatkern  $^{56}\text{Ni}$  können so Elemente bis Cd oder auch weiter – aus dem in Röntgenbursts dominierenden Nukleosynthesemechanismus, dem rp-Prozeß – synthetisiert werden [Sch 98].

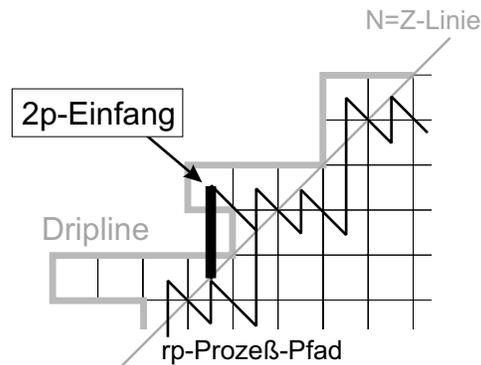
Während in Novae lediglich leichte Kerne (Na, Mg, Al, V) gebildet werden, können in Röntgenbursts auch  $^{92,94}\text{Mo}$  und  $^{96,98}\text{Ru}$  produziert werden (siehe Abb. 2.5). Diese als p-Kerne bezeichneten Kerne können weder im s- noch im r-Prozeß synthetisiert werden. Alternativ zum rp-Prozeß können diese Kerne nur über Photodisintegration (Prozesse:  $(\gamma, p)$  und  $(\gamma, \alpha)$ ) aus s- und r-Kernen gebildet werden. Die damit erhaltenen solaren Häufigkeiten stimmen jedoch nicht mit den beobachteten überein.

Zur Berechnung des rp-Prozesses bedient man sich eines Reaktionsnetzwerkes<sup>(7)</sup>, welches das Bindeglied zwischen astrophysikalischem Modell und beobachtbaren Größen (z.B. Leuchtkraft, Zusammensetzung) darstellt. Die wesentlichen Eingabeparameter für dieses Modell sind:

---

<sup>(7)</sup>Das Reaktionsnetzwerk ist ein System nichtlinearer Differentialgleichungen für die Häufigkeiten der betrachteten Kerne.

- (i) Kernmassen. Die Qualität von Netzwerkrechnungen zum rp-Prozeß hängt entscheidend von der Genauigkeit der zur Verfügung stehenden Kernmassen ab, welche die Lage der Protonen-Dripline und die Q-Werte von Kernreaktionen<sup>(8)</sup> bestimmen. Experimentelle Daten fehlen insbesondere für Kerne fernab der Stabilität, so daß zur Bestimmung der Massen sowie der Lage der Protonenabbruchkante auf Modelle zurückgegriffen werden muß (siehe auch Abschnitt 2.3.1). Diese Modelle sind darüber hinaus wichtig für die Berechnung von Kerndeformationen. Verglichen mit sphärischen Kernen weisen deformierte Kerne veränderte 1-Teilchenzustände auf, und zusätzliche kollektive Freiheitsgrade erhöhen die Zustandsdichte. Diese Parameter beeinflussen die Berechnung von Reaktionsraten.
- (ii) Inverse Reaktionsraten, d.h. Reaktionsraten mit negativem Q-Wert. Wichtigster inverser Prozeß ist die Photodisintegration, insbesondere  $(\gamma, p)$  und  $(\gamma, \alpha)$ . Sehr wichtig sind hier wiederum die Q-Werte, die exponentiell in die Photodisintegrationsrate eingehen ( $\lambda \approx \exp(-Q/T)$ ).
- (iii) 2p-Einfangsraten. Die Protoneninstabilitätsgrenze spielt eine wichtige Rolle bei der Bestimmung des Nukleosynthesepfades im rp-Prozeß. Es ist denkbar, daß nach Erreichen der p-Dripline nicht unbedingt ein  $\beta$ -Zerfall folgen muß, sondern statt dessen in rascher Abfolge 2 Protonen eingefangen werden und so ein protonenungebundener Kern übersprungen wird. Dies ist anschaulich in Abb. 2.4 dargestellt.

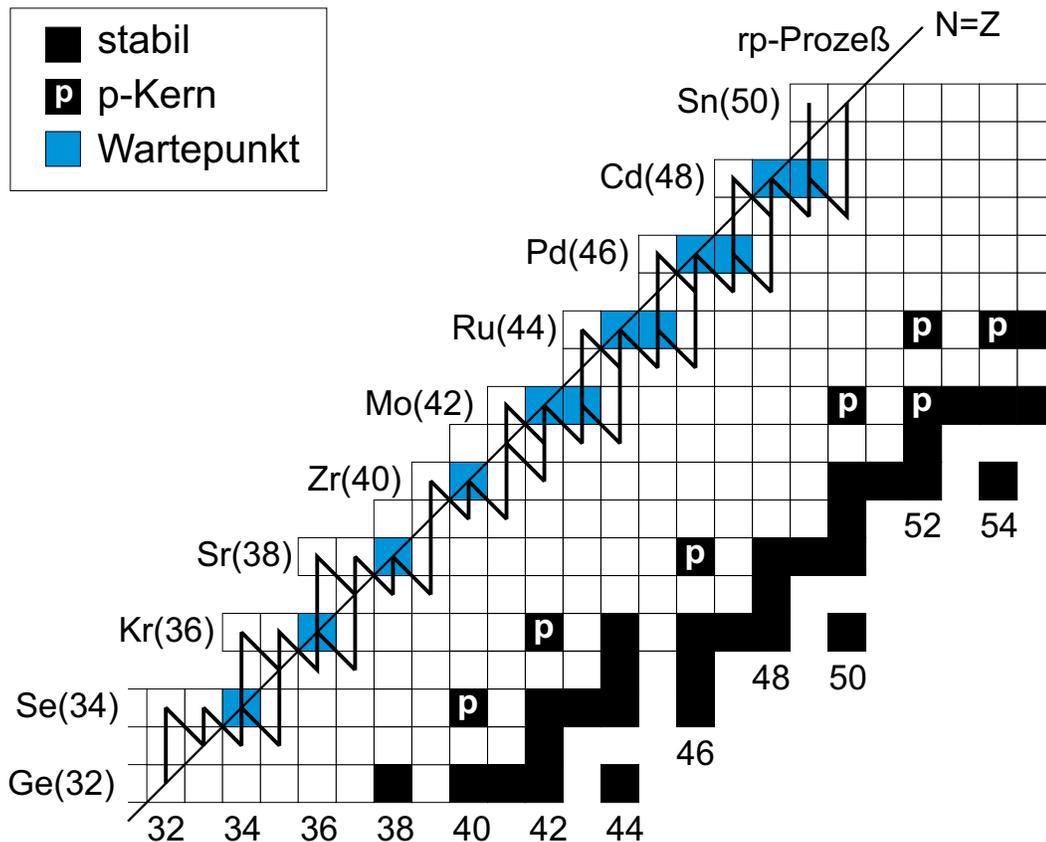


**Abbildung 2.4:** *Einfang von 2 Protonen im rp-Prozeß-Pfad. Neben dem  $\beta$ -Zerfall besteht die Möglichkeit eines 2p-Einfangs.*

<sup>(8)</sup> Benötigt werden Protonen-Separationsenergien,  $\alpha$ -Separationsenergien und Q-Werte für  $\beta^+$ -Zerfälle (alternativ: Q-Werte für Elektroneneinfang:  $Q_{EC} = Q_{\beta^+} + 2m_e c^2$ ).

- (iv) Raten für  $\beta$ -Zerfälle. Von entscheidender Bedeutung sind die Halbwertszeiten der Kerne direkt an der p-Dripline, die keine weiteren Protonen einfangen können und somit auf den langsameren  $\beta$ -Zerfall "warten" müssen (Wartepunkte). Auch hier muß wie bereits bei den Kernmassen für Kerne an der Grenze zur Protoneninstabilität oftmals auf Modellrechnungen zurückgegriffen werden.

In obiger Auflistung wurde bereits angedeutet, daß die meisten Eingabeparameter für Netzwerkrechnungen in der Region unterhalb von  $^{100}\text{Sn}$  derzeit mit Hilfe von Modellen berechnet werden müssen. Aufgrund großer Diskrepanzen zwischen verschiedenen Modellen gerade im Bereich der Dripline sind diese Parameter sehr unsicher. Deshalb sind experimentelle Daten für Kerne in der  $^{100}\text{Sn}$ -Region äußerst wichtig. Ein Beispiel für einen berechneten rp-Prozeß-Pfad ist in Abb. 2.5 gezeigt. Der rp-Reaktionspfad besteht aus einer Folge schneller (p, $\gamma$ )-Reaktionen bis weite-



**Abbildung 2.5:** Berechneter Pfad des rp-Prozesses nach H. Schatz [Sch 98]. Gezeigt sind ferner die für die produzierte Isotopenhäufigkeit entscheidenden Wartepunkte sowie die im rp-Prozeß erzeugten Nuklide (p-Kerne).

re p-Einfänge aufgrund eines starken inversen Prozesses (z.B. Photodisintegration ( $\gamma, p$ )) nicht mehr möglich sind. Der Reaktionsfluß muß dann auf den langsameren  $\beta$ -Zerfall warten. Diesen Punkt bezeichnet man als *Wartepunkt*. Die Geschwindigkeit des Reaktionsflusses wird ebenso wie die produzierten Isotopenhäufigkeiten fast ausschließlich durch die Lebensdauer der Wartepunkte entlang des Reaktionspfades bestimmt, da sich praktisch zu jedem Zeitpunkt alle Materie in den Wartepunkten befindet. Die Dauer der rp-Synthese schwerer Elemente ( $A \sim 100$ ) hängt dabei stark von der Dichte, der Temperatur und den 2p-Einfangsraten ab und schwankt zwischen wenigen Sekunden bis hin zu einigen Minuten. Für eine Dauer zwischen 10 und 200 Sekunden werden große Mengen an  $A = 80 - 100$  Kernen produziert [Sch 98].

Die wichtigsten Parameter für rp-Rechnungen sind neben den p-Separationsenergien die Halbwertszeiten und Positionen (p-Dripline) der Wartepunkte, da diese die Zeitstruktur und Häufigkeitsverteilung bestimmen. Insbesondere sind Kerne zwischen Krypton und Zinn entlang der Protonen-Dripline wichtig, um den Endpunkt des rp-Prozesses zu bestimmen. Unsicherheiten in theoretisch berechneten p-Einfangsraten stellen kein wesentliches Problem dar. Im Allgemeinen reicht es aus zu wissen, daß die p-Einfangsrate viel schneller als die  $\beta$ -Zerfallsrate ist.

## 2.3 Weitere Phänomene

Das Interesse an extrem neutronenarmen Kernen basiert neben den beiden soeben ausführlich dargestellten Gebieten auch noch auf anderen Aspekten. Einige davon sollen nun kurz angesprochen werden.

### 2.3.1 Die Protonen-Dripline

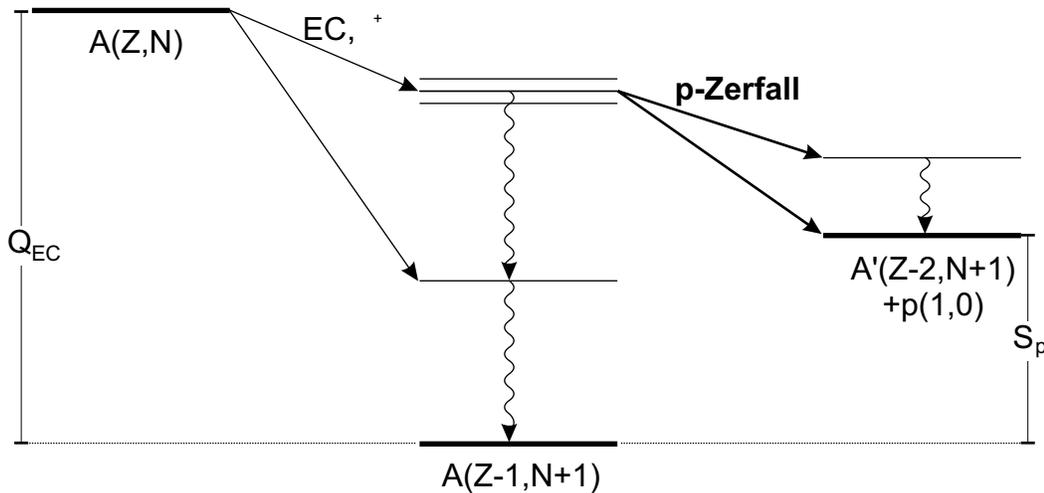
Die Protonen-Dripline oder auch Protonenabbruchkante beschreibt auf der neutronenarmen Seite der Nuklidkarte die Grenze der Stabilität gegenüber spontaner Protonenemission eines Kerns. Ihre Lage ist (wie bereits im vorigen Abschnitt dargestellt) z.B. für Netzwerkrechnungen bezüglich stellarer Nukleosyntheseprozesse von Bedeutung. Die Protonenstabilität eines Kerns ist abhängig von der Separationsenergie des am schwächsten gebundenen Protons im Kern. Diese kann aus den Massen des Anfangs- und Endzustands bestimmt werden. Fernab der Stabilität ist ein experimenteller Zugang zu diesen Massen jedoch äußerst schwierig. Deshalb wurden verschiedenartige Versuche unternommen Kernmassen zu berechnen. Sie reichen von systematischen Extrapolationen [Aud 95, Jän 88] über

makroskopisch-mikroskopische Mischmodelle [Spa 88] bis hin zu Schalenmodellrechnungen [Her 97] und selbstkonsistenten Hartree-Fock-Rechnungen mit verschiedenen Teilchen-Teilchen-Wechselwirkungen [Lal 01, Abo 95]. All diese Modelle beinhalten mehrere freie Parameter, die an experimentelle Daten angepaßt werden können. Es handelt sich also nicht um fundamentale, sondern um phänomenologische Modelle. Da die verschiedenen Modelle teils sehr unterschiedliche Abbruchkanten vorhersagen, ist eine experimentelle Bestimmung der Protonen-Dripline unerlässlich. Das Experiment bietet ferner einen ausgezeichneten Test solcher Massenmodelle und deren Vorhersagen bezüglich der Grenze der Stabilität. Man gewinnt dadurch einen Eindruck, wie gut ein bestimmtes Modell zur Extrapolation unbekannter Massen geeignet ist.

### 2.3.2 Beta-verzögerte Protonen

Das Auftreten  $\beta$ -verzögerter Protonen ist ein Phänomen, welches bei neutronenarmen Kernen beobachtet werden kann. Die notwendigen Bedingungen für das Auftreten von  $\beta$ -verzögerter Teilchenemission sind eine große  $\beta$ -Zerfallsenergie, eine kleine Teilchenseparationsenergie im Tochterkern sowie die Bevölkerung hoch angeregter Zustände durch den  $\beta$ -Zerfall. Der Prozeß  $\beta$ -verzögerter Protonen ist in Abb. 2.6 schematisch dargestellt. Durch  $\beta$ - oder EC-Zerfall des Kerns  $A(Z, N)$  wird im Tochterkern  $A(Z - 1, N + 1)$  ein hochangeregtes Niveau oberhalb der Protonenseparationsenergie  $S_p$  des Kerns (+ungebundenes Proton)  $A'(Z - 2, N + 1) + p(1, 0)$  bevölkert, wodurch die Emission eines Protons energetisch möglich wird. Die Differenz zwischen maximaler Zerfallsenergie des Mutterkerns ( $Q_{EC}$ ) und Protonenseparationsenergie im Tochterkern definiert das für die Protonenemission zur Verfügung stehende Energiefenster. Falls Niveaus unterhalb der Protonenseparationsenergie bevölkert werden ist dieser Zerfallskanal nicht möglich. Der Kern regt sich über  $\gamma$ -Quanten oder Konversionselektronen ab. In der Region  $Z \approx 40$  ist für Protonenenergien  $< 1$  MeV die partielle Halbwertszeit für Protonenemission im Allgemeinen deutlich größer als die partielle Halbwertszeit für Gamma-Emission. In diesem Fall wird das Verzweigungsverhältnis in den Protonenzerfallskanal sehr gering und eine Beobachtung sehr schwierig.

$\beta$ -verzögerte Protonen können sowohl in leichten wie auch schweren Kernen beobachtet werden. Bei leichten Kernen (z.B.  $^{37}\text{Ca}$ ) erfolgt die Protonenemission aus deutlich voneinander getrennten Niveaus, so daß die einzelnen Übergänge im Protonenspektrum getrennt beobachtet werden können. Bei schweren Kernen hingegen liegt die Niveaudichte des in Frage kommenden Anregungsbereichs des Tochterkerns bereits so hoch, daß die Abstände der Niveaus im Bereich einiger eV [Duk 70] liegen.



**Abbildung 2.6:** Der Prozeß  $\beta$ -verzögerter Protonenemission. Im Kern  $A(Z - 1, N + 1)$  wird durch  $\beta$ - oder EC-Zerfall ein hochangeregtes Niveau oberhalb der Protonenseparationsenergie  $S_p$  des Kerns  $A'(Z - 2, N + 1) + p(1, 0)$  bevölkert.

Eine experimentelle Trennung einzelner Zustände ist derzeit nicht möglich. Die Spektren  $\beta$ -verzögerter Protonen solcher schwerer Kerne sind typischerweise glockenförmig und strukturlos. In der Nähe von Schalenabschlüssen treten starke Fluktuationen in der Niveaudichte auf, wodurch sich in dieser Region Protonenspektren mit erkennbaren Linienstrukturen ergeben. In diesen Fällen können dann Informationen über die Niveaudichte [Han 90] sowie über Zerfallsenergie, Spin und Parität des Vorgängers gewonnen werden.

Das Verzweigungsverhältnis dieser Zerfallsmode ist auch für rp-Prozeß-Rechnungen interessant.

### 2.3.3 Isomere

Isomere sind anomal langlebige, angeregte Kernzustände. Die Beobachtung isomerer Zustände liefert Informationen betreffend der Anregungsenergie intrinsischer Zustände. Daraus lassen sich dann Kernstrukturphänomene, wie z.B. die Koexistenz verschiedener Kernformen, folgern.

Die Niveauschemata weisen in der Region  $N \sim Z \sim 40$  für deformierte Kernformen große Energielücken bzw. niedrige Niveaudichten auf. Es können dadurch angeregte Hochspinzustände<sup>(9)</sup> als niedrigste angeregte Zustände über dem Grundzustand existieren. Aufgrund der großen Spindifferenz zum Grundzustand ist eine

<sup>(9)</sup>Durch Besetzung der  $f_{7/2}$ - oder  $g_{9/2}$ -Schale sind Spins bis 7 bzw. 9 möglich.

Abregung über Emission von Gammaquanten stark unterdrückt und es ergibt sich ein langlebiger Isomerzustand. Das Studium isomerer Zustände liefert Informationen bezüglich des Einflusses von Einteilchen- und kollektiven Strukturen in Kernen nahe oder direkt an der Protonen-Abbruchkante.

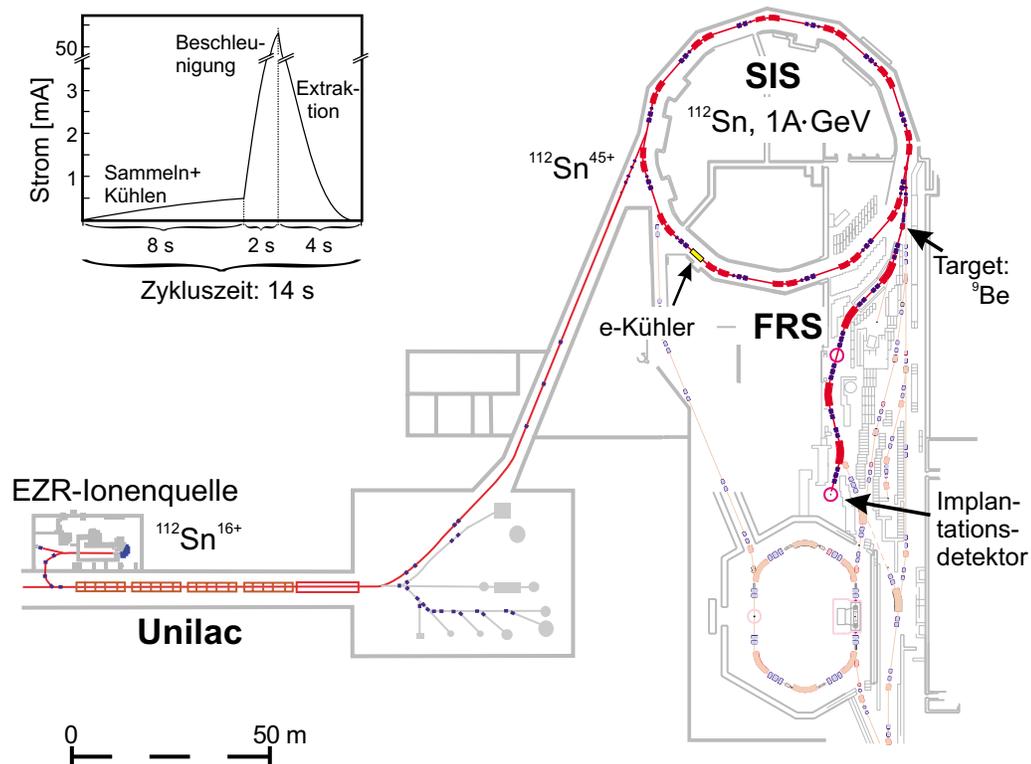
Aus der Lebensdauer eines Isomers sowie der Energie des Gammaquants, das den isomeren Zustand abregt, lassen sich Spin- und Paritätsänderung zwischen Anfangszustand (Isomerzustand) und Endzustand folgern. Derart zweifelsfreie Strukturinformationen sind für Kerne an der Grenze der Teilchenstabilität äußerst schwer zu erlangen und bedeuten einen kritischen Test von “Mean Field” Modellen fernab des  $\beta$ -Stabilitätstals.

Die aus dem Studium isomerer Zustände gewonnenen Informationen bezüglich Kernform, Lebensdauer und Anregungsenergie sind als Eingabeparameter für Netzwerkrechnungen ebenfalls für ein Verständnis des rp-Prozesspfades wichtig.



# 3. Produktion der Kerne und Experimentaufbau

Ziel dieser Arbeit war das Studium extrem neutronenarmer Kerne entlang der Protonendripline unterhalb von  $^{100}\text{Sn}$ . Dazu mußten zunächst neutronenarme Kerne produziert werden. Zur Produktion solch radioaktiver Schwerionenstrahlen bzw. exotischer Kerne hat sich die Projekttilfragmentation mittels hochselektiver magnetischer Separatoren wie z.B. LISE3 an GANIL [Mül 91], das A1200 an MSU [She 91] oder dem Fragmentseparator FRS [Gei 92] an der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI) in Darmstadt etabliert. Für das im Winter 1998 stattfindende Experiment wurden die Experimentieranlagen der GSI genutzt. Diese sind in Abb. 3.1 dargestellt.



**Abbildung 3.1:** Der Beschleunigerkomplex der GSI, bestehend aus UNILAC, Schwerionensynchrotron (SIS) und Fragmentseparator (FRS). Links oben ist schematisch der Spillzyklus gezeigt.

Zur Erzeugung der zu untersuchenden Isotope wurde ein  $^{112}\text{Sn}^{16+}$  Strahl in einer EZR-Quelle<sup>(1)</sup> erzeugt, im Linearbeschleuniger UNILAC<sup>(2)</sup> auf  $11.4 A \cdot \text{MeV}$  vorbebeschleunigt, durch einen “Stripper” (eine dünne Metallfolie) auf den Ladungszustand  $45^+$  ionisiert und in das Schwerionensynchrotron (SIS) injiziert. Mittels des im Sommer 1998 am SIS installierten Elektronenkühlers [Bla 98] wurde über einen Zeitraum von 8 Sekunden alle 200 Millisekunden ein Teilchenpaket in das SIS injiziert und mit Elektronen bei der Injektionsenergie gekühlt (Multiturn-Injektionsmodus). Anschließend erfolgte die Beschleunigung auf die kinetische Endenergie von  $E_{\text{Proj}} = 1A \cdot \text{GeV}$  und eine langsame Extraktion der Teilchen innerhalb von 4 Sekunden. Durch den Multiturn-Injektionsmodus erreicht man etwa 10-fach höhere Teilchenintensitäten pro Spill (Teilchenpaket). Jedoch verlängert sich hierbei auch der Spillzyklus, wodurch im Mittel lediglich etwa ein Faktor 3 in der Intensität gewonnen wird. Die Strahlintensität lag während des Experiments zwischen  $10^8$  und  $10^9$  Teilchen pro Zyklus, d.h. zwischen  $7 \cdot 10^{6 \dots 7}$  Teilchen pro Sekunde. Der so erzeugte Strahl wurde auf ein Produktionstarget gelenkt. Die vielen entstehenden Nuklide wurden im anschließenden FRS separiert, mit geeigneten Detektoren identifiziert (siehe Kap. 4) und schließlich, nach einer Abbremsung der Isotope auf etwa  $0.3 A \cdot \text{GeV}$ , in einen dafür entwickelten Detektor implantiert und spektroskopiert (siehe Kap. 5). Durch die zuvor erwähnte langsame Extraktion des Strahls wurde das Verhältnis der Zykluszeit zu den Raten in den Identifikationsdetektoren und dem Implantationsdetektor optimiert.

Im Folgenden soll die Produktion und Separation der Isotope detailliert beschrieben werden. Dazu wird zunächst die Projektilfragmentation genau betrachtet. Anschließend wird die Wahl von Primärstrahl und Produktionstarget diskutiert. Danach wird der Fragmentseparator vorgestellt, und die speziellen Einstellungen für die Trennung der Isotope im Experiment erklärt.

### 3.1 Projektilfragmentation

Bei der Fragmentation von Schwerionen an einem Target unterscheidet man abhängig vom Abstand Projektil- und Targetkern (Stoßparameter) zwischen zwei Reaktionstypen [Irn 95]:

- (i) Ist der Stoßparameter größer als die Summe der beiden Kernradien, so regt das Coulombfeld des Targetkerns den passierenden Projektilkern zu Riesenresonanzen (kollektive Schwingung der Protonen gegen die Neutronen) an.

---

<sup>(1)</sup>EZR: **E**lektron-**Z**yklotron-**R**esonanz

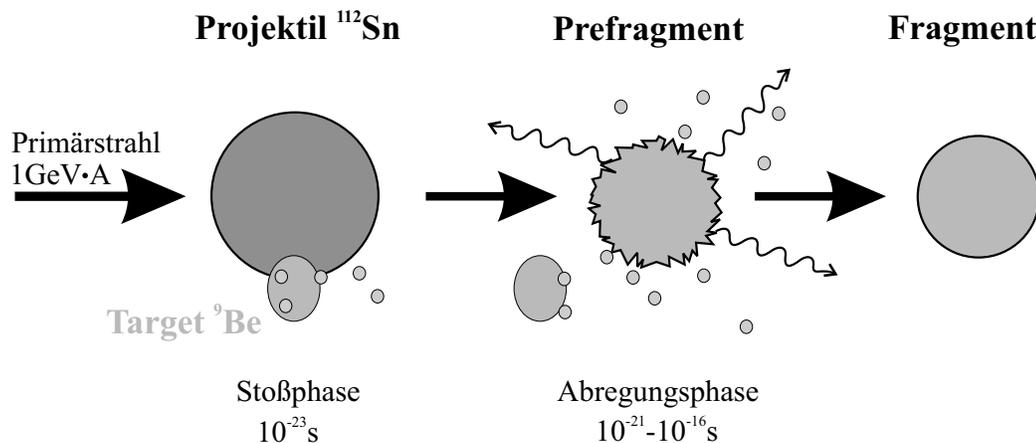
<sup>(2)</sup>UNILAC: **U**niversal linear **a**ccelerator

Die Anregungsenergie kann dann durch Emission von wenigen Nukleonen aus dem Kernverband abgegeben werden. Diesen Prozeß bezeichnet man als *elektromagnetische Dissoziation*. Bevorzugt werden dabei ein bis zwei Neutronen emittiert, da diese im Gegensatz zu den Protonen nicht die Coulombbarriere des Kerns überwinden müssen.

- (ii) Ist der Stoßparameter hingegen kleiner als die Summe der beiden Kernradien, so kommt es zur *nuklearen Fragmentation*, d.h. bei der Kollision der Kerne wird der geometrische Überlapp abgestreift. Eine Abregung des Restkerns (Prefragments) geschieht sowohl durch  $\gamma$ -Emission als auch durch Abdampfen weiterer Nukleonen (siehe Abb. 3.2). Die nukleare Fragmentation eignet sich besonders zur Erzeugung neutronenarmer Sekundärstrahlen. Der zugrunde liegende Reaktionsmechanismus läßt sich in zwei Stufen unterteilen:

**Stoßphase:** Projektil und Target berühren sich an ihren Oberflächen. Die Dauer der Stoßphase ist gegeben durch  $t \approx$  einige  $\text{fm}/c \approx 10^{-23}$  s. Überwiegend sind dabei nur Bereiche relativ niedriger Nukleonendichte beteiligt (Abb. 3.2 links). In den sich überschneidenden Gebieten werden Nukleonen durch Stöße aus ihrem jeweiligen Kernverband entfernt.

**Abregungsphase:** Das Prefragment verliert seine Anregungsenergie durch Emission von leichten Teilchen (p, n,  $\alpha$ ) und  $\gamma$ -Quanten. Dabei werden



**Abbildung 3.2:** Anschauliche Darstellung der nuklearen Fragmentation. Bei der Kollision wird der geometrische Überlapp von Target und Projektil abgestreift. Die Dauer dieser Stoßphase ist  $\approx 10^{-23}$  s. Der Restkern (Prefragment) regt sich innerhalb von  $10^{-21} - 10^{-16}$  s durch  $\gamma$ -Emission und Abdampfen weiterer Nukleonen ab.

bevorzugt Neutronen emittiert, da sie nicht durch die Coulombbarriere behindert werden. Dies führt dazu, daß der Schwerpunkt der beobachteten Isotopenverteilungen auf der neutronenarmen Seite des Stabilitätstals liegt.

Die stark unterschiedlichen Zeitskalen auf denen diese beiden Reaktionsstufen dann ablaufen – ca.  $10^{-23}$  s für die Stoßphase und  $10^{-21}$  s –  $10^{-16}$  s für die Abregung – sind die Rechtfertigung für die Einteilung in zwei getrennte Reaktionsschritte. Der Gesamtmasseverlust des Projektilkerns wird zu etwa  $1/3$  durch Nukleonenabstreifung und zu  $2/3$  durch Nukleonenabdampfung bewirkt [Rei 95].

Der dominante Fragmentationsmechanismus wird durch Projektil, Target und gewünschtes Fragment bestimmt.

## 3.2 Primärstrahl und Produktionstarget

Für das Experiment mußte ein Primärstrahl gefunden werden, der für die Isotope unterhalb von  $^{100}\text{Sn}$  möglichst große Produktionsquerschnitte liefert. Um einen stark unterschiedlichen Energieverlust von Projektil und Fragment im Target und damit die Energieverschmierung des Fragmentstrahls gering zu halten, bieten sich Kerne mit geringer Massendifferenz an. Die zu  $^{100}\text{Sn}$  nächstgelegenen stabilen und für die Strahlerzeugung in einer Ionenquelle verwendbaren Isotope sind  $^{112}\text{Sn}$  und  $^{124}\text{Xe}$ . Bezüglich beider Projektile waren Messungen für das Isotop  $^{100}\text{Sn}$  bekannt, wobei die Messungen mit  $^{112}\text{Sn}$  (bei  $63 A \cdot \text{MeV}$  [Lew 94]) gegenüber  $^{124}\text{Xe}$  (bei  $1 A \cdot \text{GeV}$  [Sch 96]) einen etwa 200 mal größeren Produktionsquerschnitt für  $^{100}\text{Sn}$  erwarten ließen. Deshalb wurde als Primärstrahl  $^{112}\text{Sn}$  gewählt.

Zur Produktion extrem neutronenarmer Kerne muß der Ausgangskern (Primärstrahl) viele Nukleonen abgeben. Man benötigt deshalb eine Projektil-Target-Kombination, welche die nukleare Fragmentation begünstigt. Targets mit einer geringen Massenzahl  $A$  sind aufgrund ihrer – im Vergleich zu schwereren Targets – größeren Streuzentrendichte vorzuziehen. Vorteilhaft wirkt sich auch eine niedrige Kernladungszahl  $Z$  aus. Dadurch wird die Energieverschmierung des Fragmentstrahls durch den unterschiedlichen Energieverlust von Projektil und Fragment im Target gering gehalten. Dies begünstigt die Transmission durch den FRS.

Die im SIS erzielbare hohe Energie des Primärstrahls erlaubt die Verwendung dicker Produktionstargets. Die Produktionsrate eines Fragments wächst zunächst

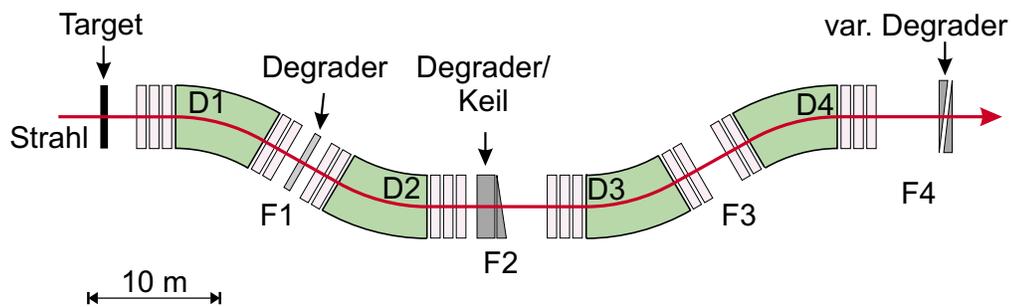
mit der Targetdicke. Andererseits wird die Impulsverteilung der erzeugten Fragmente mit der Targetdicke breiter und die Transmission der Fragmente durch den FRS sinkt. Mit der Targetdicke steigt ferner die Wahrscheinlichkeit, daß ein produziertes Sollfragment durch weitere Fragmentationen im Target wieder zerstört wird.

Als guter Kompromiß der gegenläufigen Mechanismen – Produktion, Transmission und Zerstörung – wurde für das Experiment ein  ${}^9\text{Be}$ -Target mit einer Massenbelegung von  $4\text{ g/cm}^2$  gewählt.

Nach der Parametrisierung von Kox [Kox 85] ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{total}}$  für die Reaktion  ${}^{112}\text{Sn}$  auf  ${}^9\text{Be}$  zu  $\sigma_{\text{total}} = 2.24$  barn. Aufgrund vergleichbar kleiner Querschnitte ( $\sim 50$  mb [Ber 88]) ist die Zerstörung durch Coulombanregung mit nachfolgender Abdampfung einiger Nukleonen erwartungsgemäß vernachlässigbar.

### 3.3 Trennung der Isotope im Fragmentseparator

Der Fragmentseparator (Abb. 3.3) ist ein hochauflösendes Magnetspektrometer, bestehend aus vier  $30^\circ$  Dipolen [Gei 92]. Zwischen den Dipolen dienen mehrere Quadrupole und Sextupole als Fokussierungselemente. Das Gerät kann *achromatisch* betrieben werden, d.h. dispersionsfrei in der letzten Fokalebene (F4). Alle Ionen, die den Separator passieren können, werden dann unabhängig von ihrer magnetischen Steifigkeit bzw. Impulsunschärfe auf denselben Punkt abgebildet. Die Dispersion ist in dieser Einstellung in der zentralen Fokalebene am größten und beträgt etwa  $\Delta x/(\Delta B\rho/B\rho) = 6.8\text{ cm}/\%$ . Die Separation eines gewünschten Kerns, dem Soll-



**Abbildung 3.3:** Der Fragmentseparator. Das hochauflösende Magnetspektrometer besteht aus vier  $30^\circ$  Dipolen (D1-D4). Vor und hinter den Dipolen befinden sich mehrere Quadrupol- und Sextupolfokussierungselemente. Zur Separation einzelner Isotope ist es möglich Materieschichten (Degrader) in den Fokalebene (F1-F4) einzufügen. Gezeigt sind die im Experiment verwendeten Degradierpositionen.

fragment, erfolgt in zwei Stufen, bestehend aus den Dipolen D1 und D2 sowie D3 und D4. In der ersten Stufe werden die Teilchen nach ihrer magnetischen Steifigkeit innerhalb eines gewissen Akzeptanzbereiches, welcher durch Schlitze an F1 und F2 definiert ist, selektiert. Die Ionenoptik der zweiten Stufe ist spiegelsymmetrisch zur ersten ausgelegt. Dadurch wird der auf Grund der Impulsunschärfe in F2 stark verbreiterte Teilchenstrahl in der Fokalebene F4 auf die ursprüngliche Strahlfleckbreite, abgesehen von der Verbreiterung durch das optische System des FRS, refokussiert.

Die Isotopentrennung im FRS ist jedoch nicht perfekt. Da der Impuls pro Nukleon  $p/A$  aller Fragmente nahezu gleich ist, und diese bei den auftretenden hohen Energien vollständig ionisiert sind, können bei gegebener magnetischer Steifigkeit  $B\rho$  alle Teilchen mit konstantem Masse/Kernladungs-Verhältnis ( $A/Ze$ ) den FRS passieren. Es gilt:

$$B\rho = \frac{p}{A} \cdot \frac{A}{Ze} . \quad (3.1)$$

Um ein einzelnes Isotop, das *Sollfragment*, separieren zu können, bringt man in der Fokalebene F2 ein Stück Materie (Degradier, z.B. Aluminium) an, das die Teilchen entsprechend ihrer Kernladungszahl  $Z$  abbremst ( $\Delta E \propto Z^2$ ). Die hieraus resultierende Änderung der magnetischen Steifigkeit bewirkt eine zusätzliche *kernladungsabhängige* Selektion in der zweiten Stufe. Ihre Optik wird in Hinblick auf den erlittenen Energieverlust des Sollfragments so rejustiert, daß dieses wieder auf den ursprünglichen Punkt wie vor dem Einbau des Degradiers fokussiert wird. Für alle anderen Fragmente ergibt sich in der Fokalebene F4 eine Ortsverteilung abhängig von ihrer Kernladungszahl  $Z$ . Der Abstand der verschiedenen Isotope wird dabei mit wachsender Dicke der Materieschicht immer größer. Dadurch vergrößert sich allerdings auch die Energieverluststreuung der einzelnen Isotope, wodurch es zu einer zunehmenden Verschmierung der Ortsverteilungen an F4 kommt. Die Fokussierung an F4 kann durch einen zusätzlichen dünnen Materiekeil an F2 wieder verbessert werden. Durch den Keil wird die Impulsbreite komprimiert und der geschwindigkeitsabhängige Energieverlust kompensiert. Im Experiment wurde eine Gesamtmateriedicke von  $5.5 \text{ g/cm}^2$  verwendet. Dies ergab an F4 einen Abstand der Isotope eines Elements von  $\Delta x = 2.9 \text{ cm}^{(3)}$ . Die Halbwertsbreite der einzelnen Verteilungen war an das Ortsfenster des Implantationszählers (siehe Kap. 5) angepaßt und betrug  $4.0 \text{ cm}$ .

Für neutronenarme Sollfragmente in der  $^{100}\text{Sn}$ -Region führt der  $A/Z$ -Schnitt (Gl. 3.1) bei leichten Isotopen durch das Stabilitätstal. Diese Isotope werden mit

---

<sup>(3)</sup>Der Abstand wurde für  $^{87}\text{Tc}$  ermittelt

großen Querschnitten gebildet, so daß die Zählraten an F2 auf einige hundert kHz ansteigen. Um eine solch starke Belastung der Detektoren an F2 zu vermeiden, wurde in der ersten Fokalebene F1 zusätzlich eine  $1\text{ g/cm}^2$  dicke Materieschicht (Aluminium) eingefügt. Durch den deutlich geringeren Energieverlust dieser Kerne gegenüber dem eingestellten Sollfragment, erfahren sie im nachfolgenden Dipol D2 eine zu geringe Ablenkung und gelangen nicht nach F2. Die Zählrate an F2 konnte durch die Unterdrückung leichter Kerne auf maximal 100 kHz begrenzt werden.

Durch den beschriebenen Aufbau konnte für die zu untersuchenden neutronenarmen Kerne die Gesamtrate an F4 während der Extraktion, bei einer Primärstrahlrate von 16 MHz, auf maximal 1.6 kHz begrenzt werden. Durch den FRS wurde also eine Unterdrückung unerwünschter Fragmente (inklusive des Primärstrahls) um mindestens einen Faktor  $10^4$  erreicht<sup>(4)</sup>.

Doch auch bei Verwendung von Degradern wird keine vollständige Isotopentrennung erzielt. Durch die Verwendung dicker Targets ist die Energie- und Impulsbreite der entstehenden Fragmente so groß, daß die Ortsverteilungen der Isotope an F2 stark überlappen. Neben dem Sollfragment gelangen dadurch andere Fragmente bis F4 und in den Implantationszähler. Zur Verbesserung der Isotopentrennung kann die Selektivität des FRS, z.B. durch sehr enge Schlitze, erhöht werden. Dadurch verringert sich allerdings die Transmission und eine absolute Reinheit des Sollfragments wird nicht erreicht. Bei der Abstimmung des FRS muß somit immer ein Kompromiß zwischen Reinheit und Intensität des Sollfragmentes gefunden werden. Da eine explizite Identifikation (siehe Kap. 4) der Kerne unabdingbar und die Rate der in dieser Arbeit untersuchten Sollfragmente aufgrund eines niedrigen Produktionsquerschnitts im Target gering ist, wurde vor allem auf eine gute Transmission geachtet.

### 3.4 Einstellung des Fragmentseparators

Zur Einstellung des Fragmentseparators auf ein gewünschtes Sollfragment muß dessen Geschwindigkeit<sup>(5)</sup> nach dem Target und den Degradern an F1 und F2 berechnet werden. Aus dem Verhältnis von Masse zu Kernladung  $A/Z$  und der berechneten Geschwindigkeit des gesuchten Nuklids läßt sich dann gemäß Gl. 3.1 die notwendige magnetische Steifigkeit für jeden einzelnen Dipol bestimmen. Dies wird zuerst für den Primärstrahl genau bestimmt. Anschließend werden die Dipolfelder nur noch

---

<sup>(4)</sup>Die Unterdrückung ist abhängig von der Produktionsrate der zu untersuchenden Isotope. Die Zahlen entsprechen dem im Experiment am stärksten produzierten  $^{87}\text{Tc}$ .

<sup>(5)</sup>Die Geschwindigkeit wird über eine Energieverlustrechnung bestimmt.

entsprechend der Skalierungsverhältnisse von Sollfragment und Primärstrahl nachskaliert. Das Verfahren wurde durch Einstellen mehrerer Isotope und Überprüfung der Strahllage an F2 und F4 kontrolliert. Dadurch war eine präzise Extrapolation der  $B$ -Felder für Nuklide mit äußerst geringen Produktionsraten gewährleistet. Eine Kontrolle der Strahllage wäre für diese Kerne erst nach vielen Stunden oder Tagen möglich gewesen.

# 4. Identifikation

Im vorangegangenen Abschnitt wurde dargestellt, daß aufgrund des verwendeten dicken Targets ein isotoopenreiner Strahl nicht möglich war. Stattdessen arbeitete man mit einem Isotopengemisch, wobei das Sollfragment jeweils auf der Zentralbahn des FRS lag. Aufgrund der geringen Produktionsquerschnitte der neutronenarmen Kerne nahe der Protonendripline lag das Verhältnis von Sollfragment zu anderen Fragmenten an F4 zwischen 1:40 ( $^{87}\text{Tc}$ ) und 1:10<sup>4</sup> ( $^{98}\text{In}$ ). Dies stellt hohe Anforderungen an die Identifizierungsdetektoren. Im Folgenden werden erst die zur Identifizierung notwendigen Meßgrößen und die dazu verwendeten Detektoren erklärt, und daraufhin die Auswertungsmethoden der Identifikationsdaten vorgestellt.

## 4.1 Meßgrößen zur Identifizierung

Zur eindeutigen Identifizierung eines Teilchens benötigt man dessen Kernladungszahl  $Z$  und Massenzahl  $A$ . Beide Größen können nicht direkt gemessen, jedoch aus direkt meßbaren Parametern abgeleitet werden.

### 4.1.1 Bestimmung der Kernladungszahl $Z$

Aus der erwarteten Reaktionskinematik ergeben sich direkt die experimentellen Anforderungen zur Bestimmung der Kernladungszahl von Projekttilfragmenten. Da die Impulsüberträge in der Reaktion klein gegenüber dem Laborimpuls sind, bewegen sich die Fragmente im Laborsystem in einem engen Raumwinkelbereich um die Strahlrichtung. Bei einer scharfen Geschwindigkeit<sup>(1)</sup> der Fragmente ist eine Bestimmung der Kernladungszahl allein durch eine Messung des Energieverlustes in geeigneten Detektoren möglich. Nach Bethe und Bloch [Mus 88] gilt für den Energieverlust  $dE/dx$  eines Projektils ( $Z, A$ ) mit der Geschwindigkeit  $\beta$  in einem Target ( $z, a$ ) der Elektronendichte  $n_e$  und dem mittleren Ionisierungspotential  $I \simeq 13.5 \cdot Z$  eV:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{e^4 n_e}{4\pi\epsilon_0^2 m_e c^2} \cdot \left(\frac{Z}{\beta}\right)^2 \cdot \left( \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right). \quad (4.1)$$

---

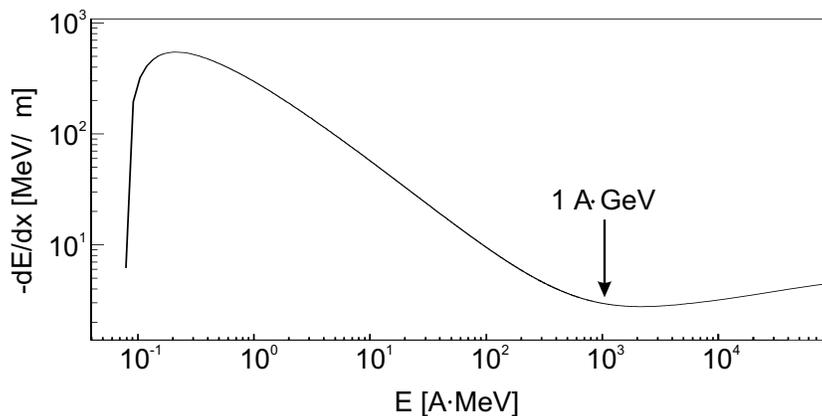
<sup>(1)</sup>Sofern der Energieverlust in den  $\Delta E$ -sensitiven Detektoren klein gegenüber der Gesamtenergie ist, kann von einer scharfen Energie bzw. Geschwindigkeit gesprochen werden.

Für ein bekanntes Target hängt der Energieverlust lediglich von der Kernladungszahl  $Z$  und der Geschwindigkeit  $\beta = v/c$  des Fragments ab. Der Verlauf des Energieverlusts in Abhängigkeit von der Energie pro Nukleon ist in Abb. 4.1 dargestellt. Man sieht, daß bei hohen Energien ( $> 1 A \cdot \text{GeV}$ ) der Energieverlust der Teilchen in einem Detektor kaum durch kleine Geschwindigkeitsverluste beeinflusst wird, und man kann von einer konstanten Geschwindigkeit aller Teilchen ausgehen. Bei niedrigen Energien<sup>(2)</sup> ( $< 1 A \cdot \text{GeV}$ ) muß hingegen die Geschwindigkeit jedes einzelnen Teilchens berücksichtigt werden. Im Bereich  $0.6 < \beta < 0.9$  ( $230 \dots 1200 A \cdot \text{MeV}$ ) kann die Geschwindigkeitsabhängigkeit von Gl. (4.1) durch ein Potenzgesetz genähert werden:

$$-\frac{dE}{dx} \sim \left( \frac{\beta_0}{\beta} \right)^{1.60}, \quad (4.2)$$

wobei  $\beta_0$  die Geschwindigkeit des Sollfragments auf der Zentralbahn und  $\beta$  die Geschwindigkeit eines individuellen Teilchens ist.

Zur Bestimmung der Kernladungszahl  $Z$  wird demnach neben dem Energieverlust auch die genaue Geschwindigkeit der Teilchen benötigt. Die Geschwindigkeit wird durch Messung der Flugzeit und der Flugstrecke der Teilchen ermittelt. Die Flugstrecke wiederum ergibt sich aus Orts- und Winkelmessungen in den Fokalebene F2 und F4 sowie den Abbildungsmatrizen der durchflogenen Magnete.



**Abbildung 4.1:** Energieverlust in Abhängigkeit von der Energie pro Nukleon. Unterhalb  $1 A \cdot \text{GeV}$  ist die Energieabhängigkeit (Geschwindigkeitsabhängigkeit) des Energieverlusts nicht vernachlässigbar.

<sup>(2)</sup>Im Experiment verließen die Sollfragmente das Target mit etwa  $840 A \cdot \text{MeV}$ . Durch die Degradier an F1 und F2 erreichten sie die zweite Fokalebene mit etwa  $500 A \cdot \text{MeV}$ .

### 4.1.2 Bestimmung der Massenzahl $A$

Bei den hier diskutierten Energien sind die Ionen nach Passieren des Targets zu 99% und nach der Detektor- und Degradiermaterie zu 96% vollständig ionisiert [Cha 98, Stö 91] und ihre Ladung kann mit der Kernladung gleich gesetzt werden<sup>(3)</sup>:  $Q = Ze$ . Im Magnetfeld  $B$  des Spektrometers berechnet sich dann die Masse  $M$  des Fragments aus dem Radius  $\rho$  der Flugbahn und seiner Geschwindigkeit  $\beta = v/c$  zu:

$$M = \frac{B\rho \cdot Ze}{\gamma\beta c} \quad \text{mit} \quad \gamma = \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (4.3)$$

Daraus ergibt sich direkt die Massenzahl  $A$  ( $m_0 =$  Nukleonenmasse):

$$A = M/m_0, \quad (4.4)$$

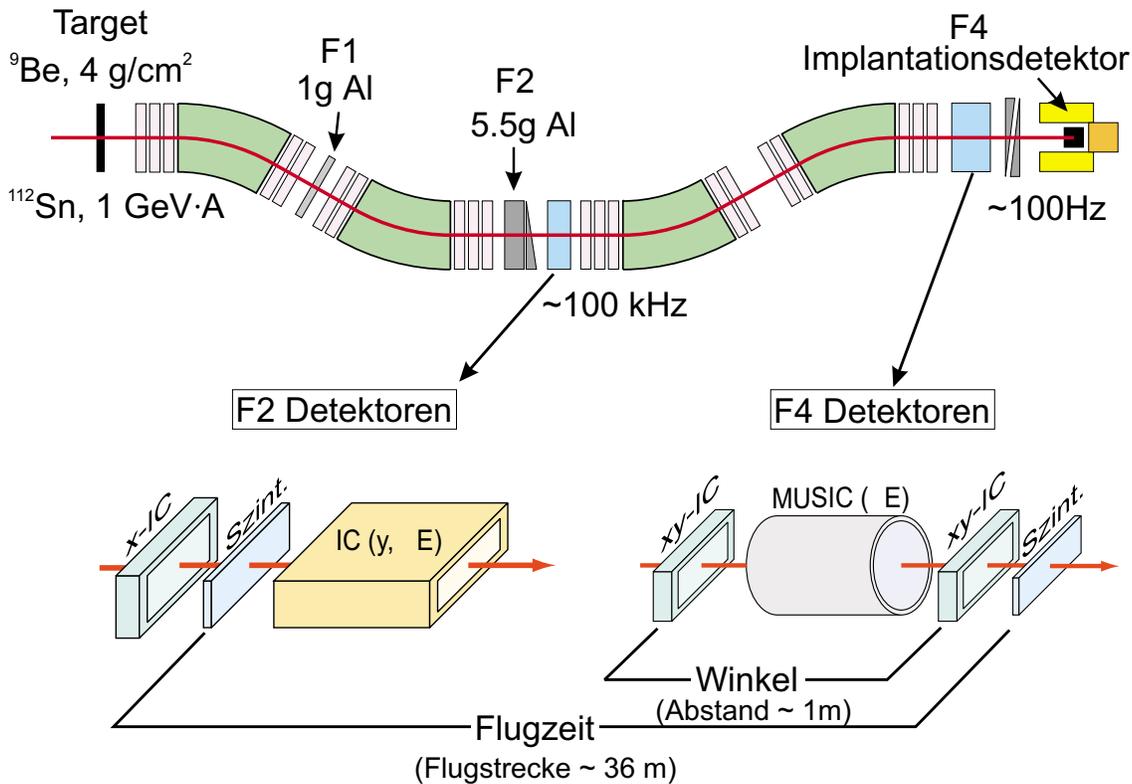
Neben der Kernladungszahl  $Z$  wird also das Magnetfeld  $B$  der Dipole, der Bahnradius  $\rho$  der Teilchen in den Dipolen sowie deren Geschwindigkeit  $\beta$  zur Bestimmung der Massenzahl  $A$  benötigt. Der Bahnradius  $\rho$  kann bei genauer Kenntnis der Abbildungsmatrizen der Magnete (GICO-Matrizen [Wol 90]) aus den gemessenen Orten und Einfallswinkeln der Teilchen vor und nach den Magneten berechnet werden.

## 4.2 Detektoren zur Identifizierung

Im Experiment wurde die erste Hälfte des FRS zur magnetischen Selektion der Fragmente benutzt, wobei der Primärstrahl im Eisenjoch des ersten Dipols gestoppt wurde. Durch den Degradier an F1 erleiden die Teilchen einen  $Z^2$ -abhängigen Energieverlust, wodurch in der gewählten Einstellung lediglich schwere Kerne nach F2 gelangen. Die Identifizierung der Kerne findet in der zweiten Hälfte des FRS statt. Eine schematische Übersicht des gesamten Aufbaus ist in Abbildung 4.2 zu sehen. In der zentralen dispersiven Fokalebene nach dem zweiten Dipol (F2) wurde die Position der Fragmente und der Energieverlust in einem ortsauflösenden Zähler und einer Ionisationskammer gemessen. Die achromatische Einstellung des FRS ermöglichte es, die in der zentralen Fokalebene nachgewiesenen Fragmente unabhängig von ihrem Impuls auf eine weitere Ionisationskammer in der letzten Fokalebene zu fokussieren. Die Geschwindigkeit der Teilchen wurde mittels zweier Szintillatoren an F2 und F4, das magnetische Feld der Dipole durch Hallsonden mit einer Genauigkeit von

---

<sup>(3)</sup>Die Vermischung eines Nuklids  $A(N, Z)^{Z+}$  mit einem wasserstoffähnlichen Nachbarnuklid  $A(N - 1, Z + 1)^{Z+}$  ist aufgrund deutlich niedrigerer Produktionsquerschnitte ( $\sim 2$  Größenordnungen) zu vernachlässigen.



**Abbildung 4.2:** Anordnung der Detektoren im Fragmentseparator (schematisch, nicht maßstabgetreu). An F2 befanden sich eine ortsempfindliche ( $x$ ) Ionisationskammer ( $x$ -IC), ein Szintillator und eine schnelle Ionisationskammer zur Messung des Energieverlusts und des  $y$ -Ortes (IC). An F4 befanden sich zwei ortsempfindliche ( $x, y$ ) Ionisationskammern ( $xy$ -IC), eine Ionisationskammer (MUSIC) und ein Szintillator. Die  $xy$ -IC's ermöglichten eine Orts- und Winkelbestimmung, die MUSIC eine Energieverlustmessung. Mittels der Szintillatoren an F2 und F4 wurde die Flugzeit der Ionen gemessen.

$\Delta B = 10^{-4}$  Tesla gemessen [Gei 92]. Die an Luft betriebenen Identifizierungsdetektoren befanden sich an F2 zwischen dem FRS-Strahlrohr und an F4 hinter dem Ende des FRS-Strahlrohrs.

Für die Identifizierung wurden neue hocheffiziente Detektoren zur Messung des Energieverlusts an F2 sowie für die Spurverfolgung (das Tracking) der Schwerionen durch den FRS entwickelt. Im Folgenden werden die genannten Komponenten im Einzelnen beschrieben.

### 4.2.1 Energieverlustmessung

Der Energieverlust der Teilchen wurde sowohl an F2 als auch an F4 gemessen. Durch die zweifache Messung wurden einerseits Teilchen erkannt, deren Kernladungszahl sich in der Detektormaterie oder den Fenstern des Strahlrohres änderte. Andererseits konnten Teilchen, die durch Streuung an den Wänden des FRS eine kleinere Geschwindigkeit aufwiesen und dadurch mehr Energie in der zweiten Ionisationskammer deponierten, diskriminiert werden. Zusätzlich konnten Fehlmessungen durch Ionen, welche die Detektoren an den weniger sensitiven Rändern durchqueren, eliminiert werden.

Zur Energieverlustmessung an F4 (geringe Raten, typisch  $\sim 100$  Hz) wurde die am FRS standardmäßig eingesetzte Ionisationskammer MUSIC<sup>(4)</sup> verwendet [Bau 87]. Sie hat eine aktive Gaslänge von 40 cm, vier unabhängig ausgelesene Anoden und wurde mit P10-Gas (90% Argon, 10% Methan) bei Umgebungsdruck und -temperatur betrieben.

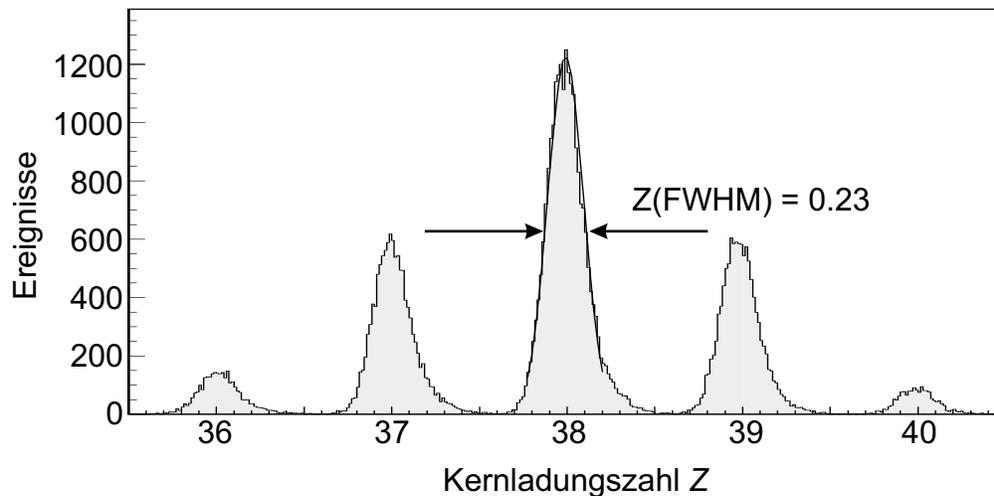
Für die Energieverlustmessung an F2 wurde eine neue hochratenfeste Ionisationskammer mit sehr homogener Massenbelegung an unserem Institut entwickelt [Sto 98]. Die Ionisationskammer hat eine aktive Länge von 40 cm und ihre Anode ist 8-fach segmentiert. Um eine hohe Ratenfestigkeit von bis zu  $10^5$  Ionen/Sekunde zu erreichen, wird das sehr schnelle und dichte Gas  $\text{CF}_4$  (Driftgeschwindigkeit  $11 \text{ cm}/\mu\text{s}$  bei  $800 \text{ V}/\text{cm}$ <sup>(5)</sup>) bei Atmosphärendruck verwendet. Die entstehenden Ladungen driften in vertikaler Richtung senkrecht zur Strahlachse. Die Driftlänge beträgt 4 cm. Die aktive Fläche von  $20 \times 4 \text{ cm}^2$  ist an die geometrische Akzeptanz der mittleren Fokalebene des FRS angepaßt. Das Eintrittsfenster besteht aus  $210 \mu\text{m}$  dickem Glas mit einer Streifenstruktur (Abstand  $0.76 \text{ mm}$ ) aus  $1 \mu\text{m}$  dickem Aluminium zur Feldhomogenisierung. Die Anodenstreifen werden über neu entwickelte Vorverstärker/Shaping-Verstärker mit einer Shapingzeit von  $250 \text{ ns}$  (FWHM) ausgelesen [Ele 98]. Für Raten von bis zu  $10^5$  Ionen/Sekunde wurde eine Energieauflösung von  $\Delta E/E = 1.2\%$  (FWHM) für nackte  $^{112}\text{Sn}$  Ionen (Primärstrahl) bestimmt und für Fragmente in der Region  $Z = 30 - 50$  eine  $Z$ -Auflösung von  $\Delta Z = 0.34$  erzielt. Bei einer Rate von  $100 \text{ kHz}$  wurde bei  $3\%$  der Ereignisse eine erhöhte Pulshöhe durch Pile-Up-Effekt festgestellt. Mittels eines schnellen Szintillator-Signals ( $\Delta t = 5 \text{ ns}$ ) konnten Doppelereignisse in einem Zeitfenster von  $1 \mu\text{s}$  erkannt und verworfen werden. Akzeptiert man die dadurch verringerte Effizienz der Ionisationskammer, kann man sie bei Raten von bis zu  $250 \text{ kHz}$  betreiben.

---

<sup>(4)</sup>MUSIC: **M**ulti **S**ampling **I**onisation **C**hamber

<sup>(5)</sup>Zum Vergleich: Die Driftgeschwindigkeit von P10 (90% Argon, 10% Methan) beträgt  $6 \text{ cm}/\mu\text{s}$  bei  $160 \text{ V}/\text{cm}$ .

Der Energieverlust in beiden Kammern wurde mit Primärstrahl und verschiedenen F2-Degradern (5.5, 2.5, 8 g/cm<sup>2</sup>) geeicht. Dies lieferte jeweils einen Eichpunkt für  $Z = 50$ . Danach wurde ein gemessenes, nach Gl. (4.2) geschwindigkeitskorrigiertes Energieverlustspektrum von Fragmentationsprodukten mit diesem Eichpunkt verglichen und die weiteren  $Z$ -Werte durch Abzählen bestimmt. Beide Kammern lieferten zusammen eine  $Z$ -Auflösung  $\Delta Z = 0.23$  (FWHM) für  $Z = 30 \dots 50$ . Diese  $Z$ -Auflösung ist in Abb. 4.3 demonstriert, wobei der Fragmentseparator auf <sup>78</sup>Y als Sollfragment eingestellt war. Die Zählrate betrug für diese Einstellung 35 kHz an F2 und 50 Hz an F4.



**Abbildung 4.3:** Gemittelte  $Z$ -Auflösung der Ionisationskammern an F2 und F4 für <sup>78</sup>Y als Sollfragment bei einer Zählrate von 35 kHz an F2 und 50 Hz an F4.

### 4.2.2 Ortsmessung

Für die Positionsbestimmung der Ionen wurden Ionisationskammern mit einer hochsegmentierten Kathode und Einzelstreifenauslese verwendet. Die aktive Fläche dieser Detektoren beträgt jeweils  $20 \times 6$  cm<sup>2</sup> (entsprechend der geometrischen Akzeptanz des FRS an F4) bei einer Driftlänge von 1 cm. Die entstehenden Ladungen driften parallel zur Strahlachse. Eine Kammer mit 128 vertikalen Streifen ( $x$ -Ort) à 1.75 mm wurde in der zentralen Fokalebene F2 installiert. Um auch bei sehr hohen Raten ( $\sim 100$  kHz) eine verlässliche Ortsbestimmung zu erzielen wurde diese Kammer mit dem schnellen CF<sub>4</sub>-Gas bei Atmosphärendruck betrieben. Zwei weitere Kammern mit 192 vertikalen und 64 horizontalen Streifen ( $x$ - und  $y$ -Ort), jeweils à 1 mm, betrieben mit Argon-Methan-Gas, wurden in der letzten Fokalebene F4 ange-

bracht. Die zweite Kammer befand sich in einem Abstand von 1035 mm zur ersten und diente der Winkelbestimmung (siehe Abb. 4.2). Durch Schwerpunktsbildung der Pulshöhen der angesprochenen Streifen wurden folgende Auflösungen erzielt:

$$\Delta x_2 \approx 1.75 \text{ mm} , \quad \Delta y_2 \approx 1.50 \text{ mm} , \quad (4.5)$$

$$\Delta x_4 \approx 0.136 \text{ mm} , \quad \Delta y_4 \approx 0.136 \text{ mm} , \quad (4.6)$$

$$\Delta \alpha_4 \approx 1.31 \text{ mrad} , \quad \Delta \beta_4 \approx 1.31 \text{ mrad} . \quad (4.7)$$

Die Streifen wurden mit integrierten Chips (GASSIPLEX, [Beu 90, Beu 94], siehe auch Kap. 5.1.4) ausgelesen, welche aus je 16 Vorverstärkern, Filtern, Shapern, einer Track-and-Hold-Stufe, einem analogen Multiplexer und einem Ausgangsverstärker bestehen. Insbesondere bei hohen Raten ( $\sim 100$  kHz) können innerhalb der Shapingzeit ( $\approx 500$  ns) Mehrfachereignisse, welche zu Fehlidentifikationen führen, entstehen. Eine Unterdrückung ist jedoch durch den schnellen, ortsauflösenden Szintillator ( $\Delta t = 5$  ns,  $\Delta x = \pm 2$  cm) möglich. Die Ortsdetektoren waren für Teilchen mit  $Z > 30$  sensitiv.

Der  $y$ -Ort an F2 wurde mit Hilfe des Szintillators und der schnellen Ionisationskammer an F2 bestimmt. Dabei lieferte der Szintillator ein Startsignal und die Ionisationskammer ein Stoppsignal, woraus die Driftzeit der Ionen in der Ionisationskammer bestimmt werden konnte. Zusammen mit der Driftgeschwindigkeit der erzeugten Ladungsträger im Gasvolumen der Ionisationskammer ergibt sich die Driftstrecke und daraus der  $y$ -Ort. Der  $y$ -Ort diente der Kontrolle der Strahllage in  $y$ -Richtung an F2 und F4. Mit Hilfe der zuvor beschriebenen Detektoren konnte der Strahl in vertikaler Richtung zentriert und so eine maximale Transmission durch den FRS erzielt werden.

Aus der Ortsmessung an F2 und F4 ( $x_{2,4}$ ) ergibt sich zusammen mit den aus ionenoptischen Rechnungen bestimmten Dispersionen  $D_{2,4}$  an F2 und F4 der effektive Bahnradius  $\rho$  in den Dipolmagneten:

$$\rho = \rho_0 \left( \frac{\Delta \rho}{\rho_0} + 1 \right) \quad \text{mit} \quad \frac{\Delta \rho}{\rho_0} = D_2 x_2 + D_4 x_4 . \quad (4.8)$$

$\rho_0$  ist dabei der Bahnradius bei zentriertem Strahl, der als fester Parameter des FRS bekannt ist.

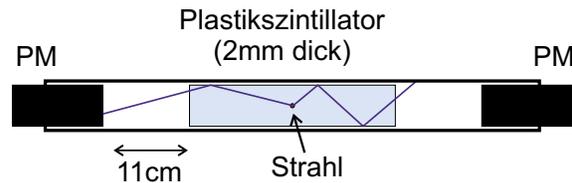
### 4.2.3 Flugzeitmessung

Zur Messung der Flugzeit wurden zwei 2 mm dicke Szintillatoren (Bicron BC-420) in den Fokalebene F2 und F4 angebracht. Das Szintillationslicht wurde mit schnellen Photomultipliern (Hamamatsu R2083) nachgewiesen. Diese waren jeweils 11 cm von den Szintillatorenenden entfernt (siehe Abb. 4.4), wodurch nur unter großen Einfallswinkeln reflektiertes Licht (schneller Signalteil) gesammelt wird. Zusätzlich wurden die letzten Dynoden der Photomultiplier durch eine eigene Spannungsversorgung stabilisiert. Damit konnte selbst bei hohen Raten eine ratenunabhängig Pulshöhe der Photomultiplier erreicht werden. Insgesamt erzielten wir eine Zeitauflösung von  $\Delta t = 135$  ps für  $Z = 50$  (bei 100 kHz).

Der Szintillator an F2 lieferte ein Start-, der an F4 ein Stoppsignal. Aus der Zeitdifferenz  $\Delta t$  zwischen Start- und Stoppsignal ergab sich die Flugzeit  $t$  bis auf eine unbekannte Konstante  $t_{\text{Off}}^{(6)}$ :

$$t = \Delta t + t_{\text{Off}} . \quad (4.9)$$

$t_{\text{Off}}$  ergibt sich aus einer Messung mit zwei verschiedenen, sehr genau bekannten Primärstrahlenergien.



**Abbildung 4.4:** Anordnung der Photomultiplier zum Szintillator. Durch den Abstand zwischen Szintillator und Photomultiplier (PM) wird nur unter großen Einfallswinkeln reflektiertes Licht gesammelt. Eine bessere Auflösung sowie eine höhere Ratenfestigkeit sind die Folge.

### 4.2.4 Massenbestimmung

Zur Bestimmung der Masse nach Gl. (4.3) mittels der zuvor beschriebenen Detektoren und Meßgrößen fehlt noch die Geschwindigkeit  $\beta$ . Diese ergibt sich aus der Flugzeit  $t$  (Gl. (4.9)) und der Bahnlänge  $l$  zwischen den Szintillatoren (Abb. 4.2):

$$\beta = \frac{l}{ct} . \quad (4.10)$$

---

<sup>(6)</sup> $t_{\text{Off}}$  resultiert aus unterschiedlichen Laufzeiten der Szintillatorsignale in den Kabeln zum TAC.

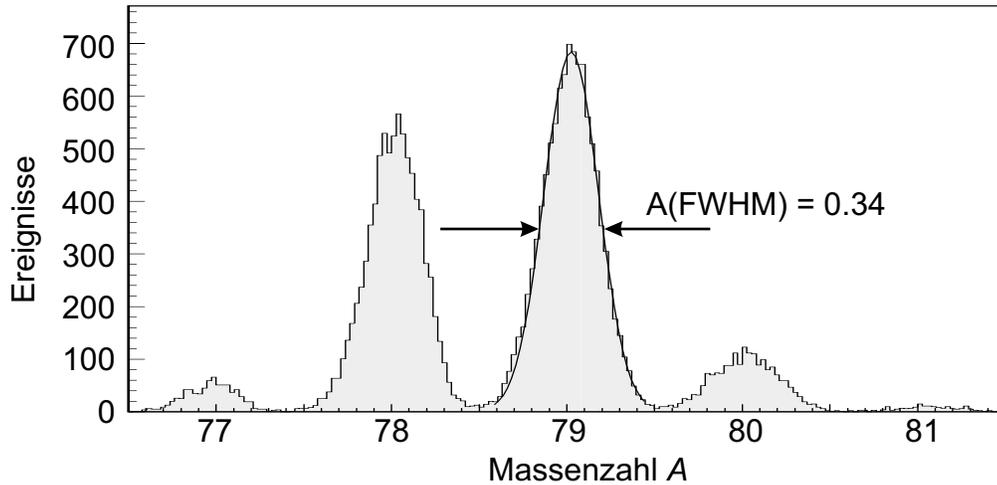
Die Bahnlänge  $l$  für Ionen beliebiger Flugzeit bestimmt sich mit den Orts- und Winkelmessungen an F2 und F4 ( $x_{2,4}, \alpha_4$ ) zu:

$$l = l_0 \left( \frac{\Delta l}{l_0} + 1 \right) \quad \text{mit} \quad \frac{\Delta l}{l_0} = c_2 x_2 + c_4 x_4 + c_3 \alpha_4, \quad (4.11)$$

wobei die Konstanten  $c_{2,3,4}$  aus ionenoptischen Rechnungen folgen. Die Flugstrecke  $l_0$  zwischen den Szintillatoren an F2 und F4 ergibt sich aus einer Messung mit zwei verschiedenen, sehr genau bekannten Primärstrahlenergien zu  $l_0 = 35879.4$  mm.

Damit kann nun die Masse jedes Teilchens bestimmt werden. Wir erzielten eine Massenauflösung  $\Delta A = 0.34$  (FWHM) für neutronenarme Kerne in der Massenregion  $A \approx 75 \dots 100$ . Die Massenauflösung unseres Detektorsystems ist in Abb. 4.5 am Beispiel einer  $^{78}\text{Y}$ -Einstellung gezeigt.

Durch die Impulsakzeptanz (bei gleicher Geschwindigkeit auch Massenakzeptanz) von  $\Delta p/p = \pm 1\%$  passieren in der Massengegend  $A \approx 75 \dots 100$  noch mehrere benachbarte Isotope den Separator. Die gezeigten Intensitätsverhältnisse sind jedoch kein Maß für die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte, da die benachbarten Isotope eine deutlich verminderte Transmission aufweisen. Die erreichte Auflösung von  $\Delta A = 0.34$  (FWHM) erlaubt eine sehr gute Trennung der einzelnen Isotope.



**Abbildung 4.5:** Massenauflösung des Identifikationssystems. Gezeigt ist ein Massenzahlenspektrum für Yttrium Isotope, aufgenommen in der FRS-Einstellung für  $^{78}\text{Y}$ .

### 4.2.5 Nachweiseffizienz

Die Nachweiseffizienz gibt das Verhältnis der an F4 erfolgreich identifizierten Kerne zu den im Target erzeugten Kernen an. Zur Effizienz der Identifizierung gibt es mehrere Beiträge:

- (i) Ionenoptische Transmission durch den FRS. Berechnungen mit der Monte-Carlo-Simulation MOCADI [Sch 91] ergaben für das Sollfragment eine Transmission im Bereich

$$\epsilon_{\text{Trans}} = 40 - 50\% . \quad (4.12)$$

Dabei wurde die Zerstörung der Isotope durch die Materieschichten an F1 und F2 berücksichtigt. Für leichte Fragmente ist die Transmission geringer, da hier die Energieverschmierung des Fragmentstrahls durch den unterschiedlichen Energieverlust von Projektil und Fragment im Target größer ist.

- (ii) Identifizierungseffizienz. Die Effizienz der Identifizierungsdetektoren kann z.B. durch Pile-Up-Effekte beeinträchtigt werden. Die Effizienzen der  $Z$ -Identifizierung, der Orts- und Winkelbestimmung an F2 und F4 sowie der Massenzuordnung betrug jeweils 97%. Um Fehlidentifizierungen aufgrund von Randeffekten in den Detektoren zu reduzieren, wurden die Ortsverteilungen an F2 und F4 auf  $\pm 80$  mm eingeschränkt. Als Gesamteffizienz aller Detektoren ergab sich damit

$$\epsilon_{\text{Det}} = 81\% . \quad (4.13)$$

- (iii) Totzeit. Die Totzeit der Datenaufnahme hing wesentlich vom eingestellten Isotop und dessen Produktionshäufigkeit ab. Aus geringeren Produktionsquerschnitten des Sollfragments resultierten niedrigere Raten an F4 und damit eine geringere Totzeit der Datenaufnahme. Für die gemessenen Isotope zwischen  $^{78}\text{Y}$  und  $^{98}\text{In}$  führte dies aufgrund der unterschiedlichen Produktionsraten zu einer Effizienz von

$$\epsilon_{\text{Tot}} = 90 - 95\% . \quad (4.14)$$

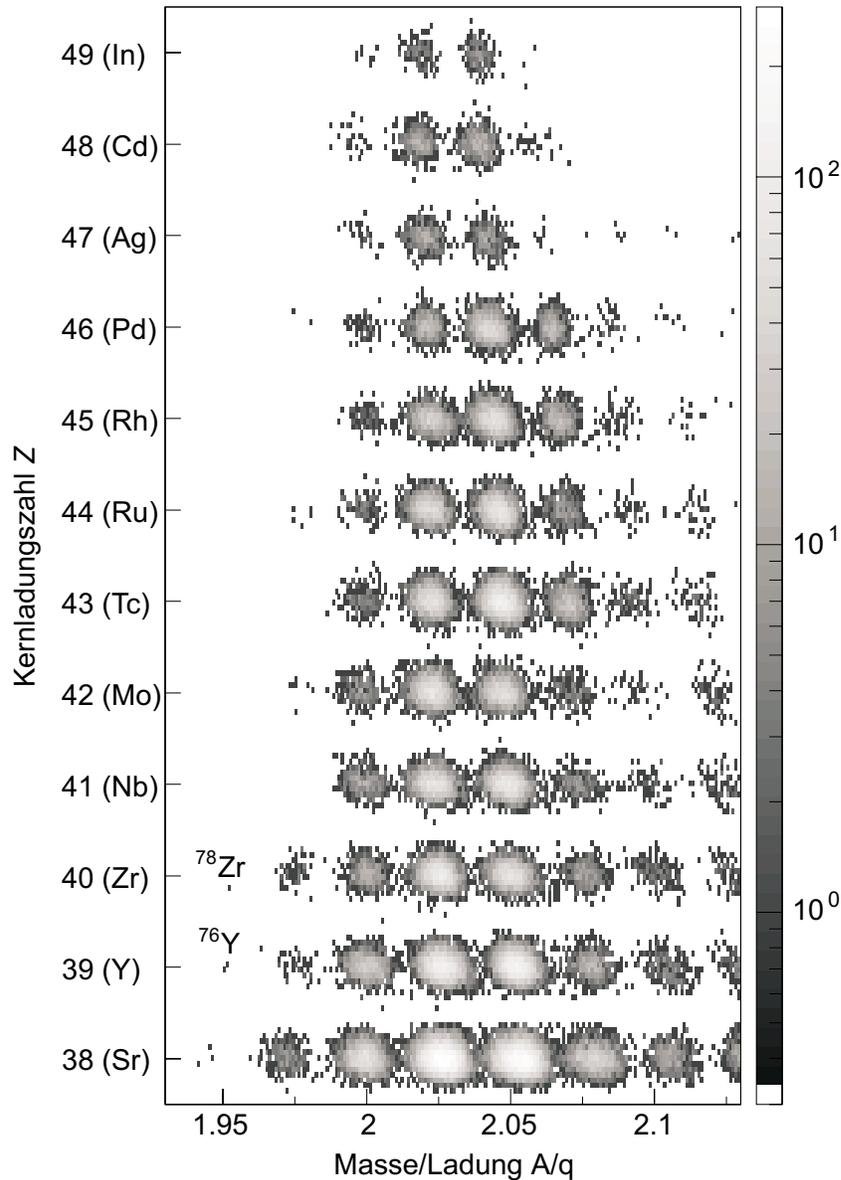
Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit ergibt sich aus dem Produkt dieser Beiträge:

$$\epsilon = \epsilon_{\text{Trans}} \cdot \epsilon_{\text{Det}} \cdot \epsilon_{\text{Tot}} = 29 - 38\% . \quad (4.15)$$

Die untere Grenze entspricht der Identifizierungseffizienz für  $^{78}\text{Y}$ , die obere für  $^{98}\text{In}$ . Der Unterschied ergibt sich - wie beschrieben - aus unterschiedlichen Transmissionen und Totzeiten bei den verschiedenen FRS-Einstellungen.

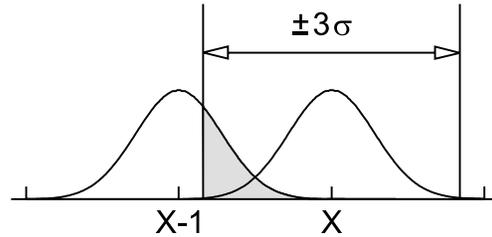
## 4.3 Datenauswertung

Mit der im letzten Abschnitt beschriebenen Identifizierungsmethode konnten wir alle eingestellten Isotope eindeutig identifizieren. Eine Übersicht der erzeugten Kerne erhält man in Abb. 4.6 in Abhängigkeit von der Kernladungszahl  $Z$  und dem Masse-zu-Ladungsverhältnis  $A/q$ . Durch die hervorragende Massen- und Kernladungszahlauflösung ( $\Delta Z = 0.23$ ,  $\Delta A = 0.34$ ) sind alle Isotope klar voneinander getrennt.



**Abbildung 4.6:** Übersicht der identifizierten Kerne. Die Häufigkeit der Kerne ist logarithmisch durch eine Grauskala dargestellt.

Es verbleibt nun zu klären, mit welcher Wahrscheinlichkeit bei der gegebenen Auflösung ein Ereignis falsch, d.h. der falschen Masse und/oder Kernladungszahl zugeordnet wird. Unter Annahme einer gaußförmigen Verteilung von Masse  $A$  und Kernladungszahl  $Z$  enthält ein  $\pm 3\sigma$ -Fenster um die Meßgröße  $X$  ( $X = Z, A$ ) einen bestimmten Anteil der Nachbarverteilung  $X \pm 1$ . Dies ist in Abb. 4.7 anschaulich dargestellt.



**Abbildung 4.7:** Fehlidentifizierung. Die  $3\sigma$ -Umgebung der Verteilung um  $X$  beinhaltet Ereignisse der Nachbarverteilung um  $X - 1$ .

Der Anteil der Verteilung  $N_{X-1}$  in einer  $3\sigma$ -Umgebung der Nachbarverteilung  $N_X$  kann rechnerisch bestimmt werden [Bro 89]:

$$N_{X-1}(X \pm 3\sigma) = \int_{X-3\sigma}^{X+3\sigma} N_{X-1}(x) dx . \quad (4.16)$$

Bei den erzielten Auflösungen von  $\sigma_Z \approx 0.10$  und  $\sigma_A \approx 0.14$  enthält dann die  $3\sigma$ -Umgebung um ein  $Z$  bzw.  $A$  weniger als  $10^{-4}\%$  von der benachbarten Verteilung  $Z \pm 1$  bzw.  $A \pm 1$ <sup>(7)</sup>.

Eine Fehlzurordnung kann auch durch den Nachweis nicht vollständig ionisierter Nuklide verursacht werden. Bei den betrachteten Energien sind die Kerne zu 96% vollständig ionisiert [Cha 98], der Rest befindet sich überwiegend in einem wasserstoffähnlichen Zustand. In der Verteilung des Nuklids  $A(N, Z)^{Z+}$  sind deshalb auch bis zu 4% des wasserstoffähnlichen Nuklids  $A(N-1, Z+1)^{Z+}$  zu erwarten. Aufgrund eines um etwa 2 Größenordnungen niedrigeren Produktionsquerschnitts des Nuklids  $A(N-1, Z+1)$  gegenüber dem Nuklid  $A(N, Z)$  sowie einer geringeren Transmission ist diese Bemischung zu vernachlässigen.

Im Folgenden soll nun die Bestimmung von Produktionsquerschnitten und Halbwertszeiten *nicht* identifizierter Nuklide erläutert werden.

---

<sup>(7)</sup>Die Werte gelten unter der hier gültigen Annahme, daß die Intensitäten der benachbarten Verteilungen etwa in der gleichen Größenordnung sind.

### 4.3.1 Produktionsquerschnitte nicht beobachteter Nuklide

Aus der Anzahl der eindeutig identifizierten Isotope können deren Produktionsquerschnitte in der Reaktion  $^{112}\text{Sn}+^9\text{Be}$  bestimmt werden. Dieses Verfahren wird ausführlich in der Arbeit von A. Stolz diskutiert [Sto 01], weshalb es hier nur kurz skizziert werden soll. Danach wird eine obere Grenze für die Produktionsquerschnitte der (nicht beobachteten) Nachbarisotope ermittelt.

Aus den Identifikationsspektren wurde die Anzahl  $N(A, Z)$  eines nachgewiesenen Nuklids  $(A, Z)$  ermittelt. Der Produktionsquerschnitt für das Fragment  $\sigma(A, Z)$  errechnet sich dann nach [Sch 96, Rei 95]:

$$\sigma(A, Z) = \frac{N(A, Z)}{N_0 \cdot \epsilon(A, Z)} \cdot \frac{\sigma_{\text{tot}}(A, Z) - \sigma_{\text{tot}}}{\exp(-\sigma_{\text{tot}} \cdot x) - \exp(-\sigma_{\text{tot}}(A, Z) \cdot x)}, \quad (4.17)$$

wobei  $N_0$  die Anzahl der einfallenden Strahlteilchen,  $\epsilon(A, Z)$  die in Abschnitt 4.2.5 diskutierte totale Nachweiswahrscheinlichkeit,  $\sigma_{\text{tot}}$ ,  $\sigma_{\text{tot}}(A, Z)$  den totalen Reaktionsquerschnitt<sup>(8)</sup> von Projektil und Fragment und  $x$  die Anzahl der Teilchen je Flächeneinheit des Targets<sup>(9)</sup> darstellt. Es wird berücksichtigt, daß der Primärstrahl mit der Targetdicke abnimmt, d.h.  $N_0$  innerhalb des Targets nicht konstant ist.

Mit der skizzierten Methode wurden in [Sto 01] Produktionsquerschnitte für gemessene Isotope zwischen Yttrium und Zinn berechnet. Ergebnisse dieser Analyse für Indium- und Cadmiumisotope sind in Abb. 4.8 gezeigt. Zum Vergleich sind die mit der EPAX-Parametrisierung [Sue 00] berechneten Produktionsquerschnitte (durchgezogene Linien) gezeigt. Für beide Isotopenketten erkennt man eine gute Übereinstimmung der Parametrisierung mit den Meßdaten. Insbesondere wird das Verhältnis benachbarter Querschnitte durch die Steigung der EPAX-Kurve gut wiedergegeben. Somit ist eine Extrapolation von gemessenen Daten  $\sigma_{\text{exp}}(A, Z)$  zu unbekannten Nachbarisotopen  $\sigma_{\text{skal.}}(A-1, Z)$  mittels der EPAX-Steigung  $s_{\text{EPAX}}$  möglich:

$$s_{\text{EPAX}} = \sigma_{\text{EPAX}}(A-1, Z) / \sigma_{\text{EPAX}}(A, Z), \quad (4.18)$$

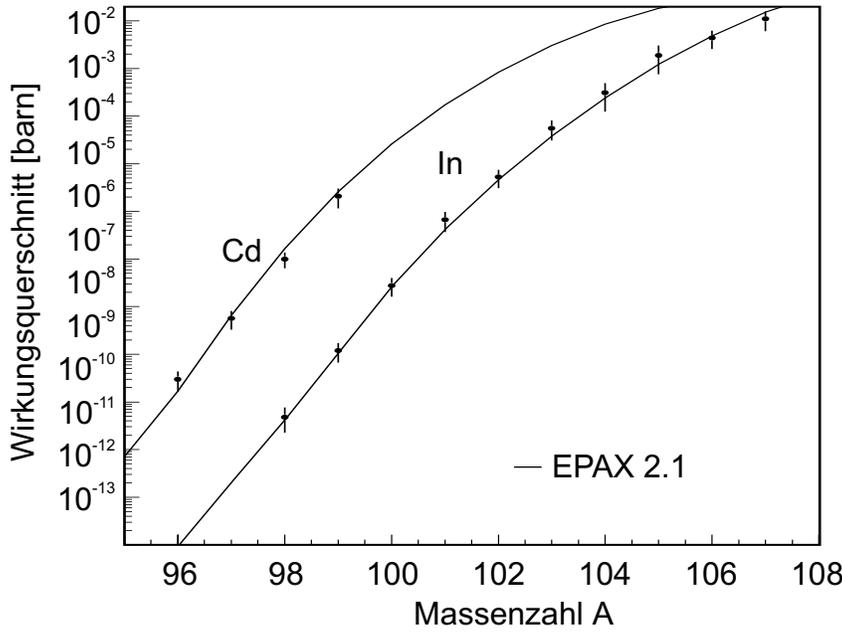
$$\sigma_{\text{skal.}}(A-1, Z) = \sigma_{\text{exp}}(A, Z) \cdot s_{\text{EPAX}}. \quad (4.19)$$

In Anlehnung an obiges Verfahren kann eine obere Grenze für die Produktionsquerschnitte nicht beobachteter, um ein Neutron ärmerer Nachbarisotope bestimmt werden.

---

<sup>(8)</sup>Der totale Reaktionsquerschnitt ist unabhängig vom Ausgangskanal und kann nach der Parametrisierung von S. Kox [Kox 85] berechnet werden.

<sup>(9)</sup>Die Anzahl der Teilchen je Flächeneinheit des Targets (Teilchenbelegung)  $x$  ergibt sich aus  $x = \rho d / M_{\text{Be}}$ , mit der Targetdichte  $\rho$ , der Targetdicke  $d$  und der Masse der Targetatome  $M_{\text{Be}}$ .



**Abbildung 4.8:** Gemessene Produktionsquerschnitte für Indium- und Cadmiumisotope [Sto 01]. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die mit EPAX [Sue 00] berechneten Querschnitte.

Die Querschnitte  $\sigma_{\text{exp}}(A, Z)$  der neutronenreicheren Nachbarisotope sind aus [Sto 01] bekannt und die totalen Reaktionsquerschnitte benachbarter Isotope in der betrachteten Region sind nahezu gleich [Kox 85]:

$$\sigma_{\text{tot}}(A, Z)/\sigma_{\text{tot}}(A - 1, Z) = 1.006 \approx 1. \quad (4.20)$$

Damit ergibt sich das Verhältnis der benachbarten Querschnitte zu

$$\frac{\sigma_{\text{exp}}(A - 1, Z)}{\sigma_{\text{exp}}(A, Z)} = \frac{N(A - 1, Z)}{N(A, Z)} \cdot \frac{\epsilon(A, Z)}{\epsilon(A - 1, Z)}. \quad (4.21)$$

Im Verhältnis der Nachweiseffizienzen  $\epsilon(A, Z)/\epsilon(A - 1, Z)$  müssen lediglich  $A$ - oder  $Z$ -abhängige Beiträge berücksichtigt werden, also die Transmissionseffizienz  $\epsilon_{\text{Trans}}$  und die Totzeit  $\epsilon_{\text{Tot}}$ . Letzterer Beitrag ist für benachbarte Isotope nahezu gleich, weshalb das Verhältnis in guter Näherung gleich 1 gesetzt werden kann. Damit ist lediglich das Verhältnis der Transmissionen ausschlaggebend.

Nach Feldman und Cousins [Fel 98] sind die  $1\sigma$ -Fehlergrenzen einer Nichtbeobachtung  $N = 0$  wie folgt definiert:

$$\text{Untere Grenze : } N_{\text{uG}} = 0.00 , \quad (4.22)$$

$$\text{Obere Grenze : } N_{\text{oG}} = 1.29 . \quad (4.23)$$

Aus Gl. (4.21) und (4.23) ergibt sich dann die obere Grenze  $\sigma_{\text{oG}}(A - 1, Z)$  für den Produktionsquerschnitt des nicht beobachteten Isotops  $(A - 1, Z)$ :

$$\sigma_{\text{oG}}(A - 1, Z) = \frac{1.29 \cdot \sigma(A, Z)}{N(A, Z)} \cdot \frac{\epsilon_{\text{Trans}}(A, Z)}{\epsilon_{\text{Trans}}(A - 1, Z)} . \quad (4.24)$$

### 4.3.2 Halbwertszeiten nicht beobachteter Nuklide

Aus der Nichtbeobachtung eines erwarteten Nuklids kann eine obere Grenze der Halbwertszeit abgeschätzt werden. Wie zuvor diskutiert wurde, gibt die EPAX-Parametrisierung [Sue 00] das Verhältnis benachbarter Produktionsquerschnitte gut wieder. Aus der Anzahl beobachteter Nachbarisotope  $N(A, Z)$  und der mit Hilfe der FRS-Simulation MOCADI berechneten Transmissionen  $\epsilon_{\text{trans}}(A, Z)$ ,  $\epsilon_{\text{trans}}(A - 1, Z)$  folgt die Anzahl der erwarteten Kerne  $N_{\text{erw}}(A - 1, Z)$ :

$$N_{\text{erw}}(A - 1, Z) = N(A, Z) \cdot \frac{\epsilon_{\text{trans}}(A - 1, Z)}{\epsilon_{\text{trans}}(A, Z)} \cdot \frac{\sigma_{\text{EPAX}}(A - 1, Z)}{\sigma_{\text{EPAX}}(A, Z)} . \quad (4.25)$$

Nach [Fel 98] ist die obere Fehlergrenze für die Nichtbeobachtung eines Ereignisses ( $N = 0$ ) durch Gl. (4.23) gegeben. Somit ergibt sich die obere Grenze der Halbwertszeit  $T_{1/2}^{\text{oG}}$  aus

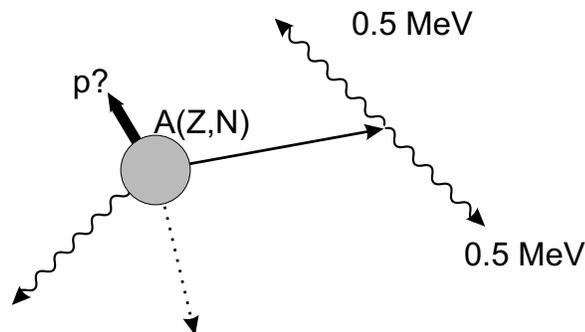
$$T_{1/2}^{\text{oG}} = \frac{T_{\text{FRS}} \cdot \ln 2}{\ln(N_{\text{erw}}/1.29)} . \quad (4.26)$$



# 5. Implantation und Spektroskopie

Wie im vorigen Kapitel dargelegt wurde, konnten in dem vorgestellten Experimentaufbau erfolgreich neutronenarme Kerne nahe der Protonendripline erzeugt und eindeutig identifiziert werden. Um diese Kerne auch hinsichtlich ihrer Zerfallseigenschaften näher untersuchen zu können, mußten diese in einem geeigneten Detektor gestoppt werden. Bereits 1994 wurde bei der ersten erfolgreichen Untersuchung des doppelt magischen Kerns  $^{100}\text{Sn}$  gezeigt [Sch 96], daß ein hochsegmentierter Siliziumdetektorkern für diese Anwendung bestens geeignet ist. Die in das Silizium implantierten neutronenarmen Kerne zerfallen hauptsächlich durch  $\beta^+$ -Zerfall. Das Positron erzeugt bei der Zerstrahlung mit einem Elektron zwei  $\gamma$ -Quanten mit einer Energie von je 511 keV. Sofern der  $\beta$ -Zerfall nicht in den Grundzustand der Tochter erfolgt, kann der angeregte Tochterkern seine Energie entweder durch  $\gamma$ -Quanten oder die Emission eines Protons ( $\beta$ -verzögertes Proton) abgeben. All diese Prozesse erfolgen nahezu gleichzeitig und sind anschaulich in Abb. 5.1 dargestellt.

Im Folgenden wird zunächst der Implantationsdetektor ausführlich vorgestellt. Im Anschluß werden die Methoden zur Auswertung von Halbwertszeiten, Zerfallsenergien, Gammaenergien und  $\beta$ -verzögerten Protonen erklärt.



**Abbildung 5.1:** Zerfall eines neutronenarmen Kerns. Das Positron ( $\beta^+$ ) zerstrahlt mit einem Elektron in zwei  $\gamma$ -Quanten. Sofern durch den Zerfall ein angeregter Zustand des Tochterkerns bevölkert wurde, kann die Anregungsenergie durch Emission von weiteren  $\gamma$ -Quanten oder – bei ausreichend hoher Anregungsenergie – durch Emission eines Protons abgegeben werden.

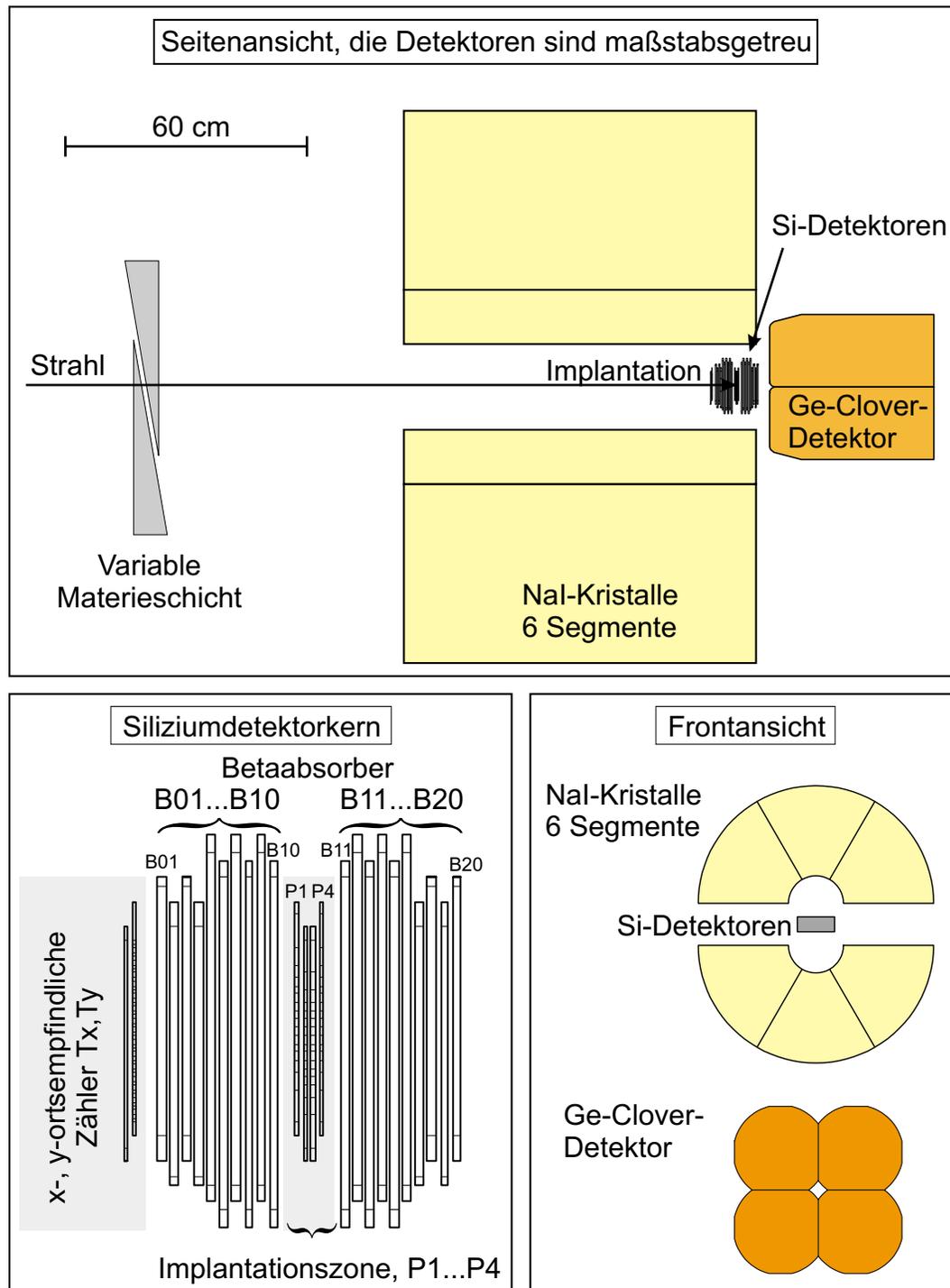
## 5.1 Der Implantationsdetektor

Zur Implantation der zuvor eindeutig identifizierten Isotope werden diese vor dem Eintritt in den Implantationsdetektor mittels einer variablen Materieschicht an F4 soweit abgebremst, daß sie schließlich im gewünschten Bereich des Detektors – der Implantationszone – gestoppt werden (siehe Abb. 5.2).

Die Bestimmung von Zerfallszeit und Zerfallsenergie sowie der Nachweis von Gammaquanten oder  $\beta$ -verzögerten Protonen ist ein komplexes Problem, das nicht mit einem einzelnen Detektor allein gelöst werden kann. Für die Messung der Zerfallszeit genügt es, das zu untersuchende Isotop in einen Siliziumdetektor zu implantieren und die Zeit bis zum Zerfallsereignis zu bestimmen. Um die Energie des Zerfallspositrons zu bestimmen, muß dieses in weiteren Siliziumzählern gestoppt werden. Schließlich wird ein  $\gamma$ -Detektor benötigt, um eventuell auftretende Zerfallsgammas aus angeregten Tochterzuständen nachzuweisen. Daraus ergeben sich die drei wesentlichen Bestandteile unseres Implantationszählers:

- (i) Implantationszone (Siliziumdetektoren) zum Stoppen der exotischen Teilchen und zur Bestimmung des Zerfallszeitpunkts.
- (ii) Betaabsorber (Siliziumdetektoren) zum Stoppen der Zerfallspositronen und somit zur Bestimmung der Zerfallsenergie.
- (iii) Gammadetektor zum Nachweis von Zerfallsgammas in einem möglichst großen Raumwinkel.

Die jeweiligen Anforderungen und der Aufbau der drei Komponenten werden nun ausführlich vorgestellt und diskutiert. Eine Übersicht der Detektorkomponenten ist in Abb. 5.2 dargestellt. Im oberen Teil des Bildes sind die einzelnen Detektoren maßstabsgetreu gezeigt. Der Siliziumdetektorkern ist von 6 Natriumiodid- (NaI) Kristallsegmenten umgeben, die in 2 Halbzylindern zu je 3 Segmenten angeordnet sind. Hinter dem Detektorkern befindet sich ein segmentierter Germanium Clover Detektor [Ger 97]. Vor dem Implantationsdetektor befindet sich eine dickenvariable Aluminiumschicht (Degradier), um die Ionen in die richtige Tiefe zu implantieren. Links unten ist der Siliziumdetektorkern vergrößert dargestellt. Er besteht aus vier hochsegmentierten Siliziumdetektoren in der Implantationszone (P1...P4), je 10 Betaabsorbern davor und dahinter (B01...B20) sowie zwei vorgeschalteten  $x$ -,  $y$ -ortsempfindlichen Zählern (Tx, Ty). Die Segmentierung der Gammadetektoren ist rechts unten in der Frontansicht der Detektoren gezeigt. Spezielle Konstruktionsdetails zum Aufbau der Implantationszone und der umgebenden Betaabsorber findet man in Anhang A.



**Abbildung 5.2:** Übersicht der Komponenten des Implantationszählers. Oben: Maßstabsgetreue Größenverhältnisse der einzelnen Detektoren. Links unten: Siliziumdetektorkern, bestehend aus Implantationszone (P1...P4), Betaabsorbern (B01...B20) und  $x$ -,  $y$ -ortsempfindlichen Zählern (Tx und Ty). Rechts unten: Frontansicht des 6-fach segmentierten NaI-Detektors sowie des segmentierten Ge-Clover-Detektors.

## 5.1.1 Die Implantationszone

### 5.1.1.1 Anforderung

Die wesentliche Aufgabe der Implantationszone ist es, eine eindeutige Zuordnung zwischen Zerfalls- und Implantationsereignis zu ermöglichen. Wie bereits erwähnt, war es nicht möglich, an F4 einen isopenreinen Strahl zu erhalten. Vielmehr ist nur ein kleiner Bruchteil der nach F4 gelangenden Nuklide ein gewünschtes Sollfragment. Während man auf ein Zerfallsereignis eines Sollfragments wartet, werden typischerweise viele weitere Fragmente implantiert und es ist nicht möglich, das Zerfallsereignis einer bestimmten Implantation zuzuordnen. Eine Lösung dieses Problems liegt in der Segmentierung der Implantationszone. Nach der Implantation eines zuvor eindeutig identifizierten Teilchens ist dann lediglich ein Segment des Zählers "besetzt", der restliche Zähler kann weitere Implantationen aufnehmen. Wichtig ist in diesem Fall, daß in dem Ortssegment kein unspezifischer Untergrundszerfall auftritt. Ein solcher Untergrundszerfall kann aus dem Zerfall eines langlebigen und vor langer Zeit an dieser Stelle implantierten Kerns auftreten. Durch eine möglichst hohe Granularität der Implantationszone kann dieses Problem minimiert werden.

Eine weitere Aufgabe der Implantationszone ist die Unterscheidung verschiedener Zerfallsarten. Auch dies ist über eine Segmentierung möglich. Während Protonen und Alphateilchen mit einer Energie von 3 MeV bereits in weniger als 0.1 mm Silizium gestoppt werden, ist die Reichweite von Elektronen und Positronen gleicher Energie bedeutend größer ( $\sim 8$  mm). Sofern die Segmentierung deutlich kleiner als die Reichweite der  $\beta$ -Teilchen ist, kann die jeweilige Zerfallsart aus der Anzahl der angesprochenen Segmente und der darin deponierten Energie abgeleitet werden.

Aus Simulationen [Sch 91] und früheren Experimenten [Sch 96] war bekannt, daß die Halbwertsbreite der Implantationstiefe der Ionen lediglich etwa 0.5 mm beträgt. Da die Implantationstiefe der Ionen bei sehr geringen Raten (z.B. ein Ion pro Stunde) kaum kontrolliert werden kann, empfiehlt es sich Ungenauigkeiten bei der Einstellung der variablen Materieschicht und damit der Implantationstiefe durch eine größere Dicke (z.B. 2 mm) der Implantationsschicht auszugleichen.

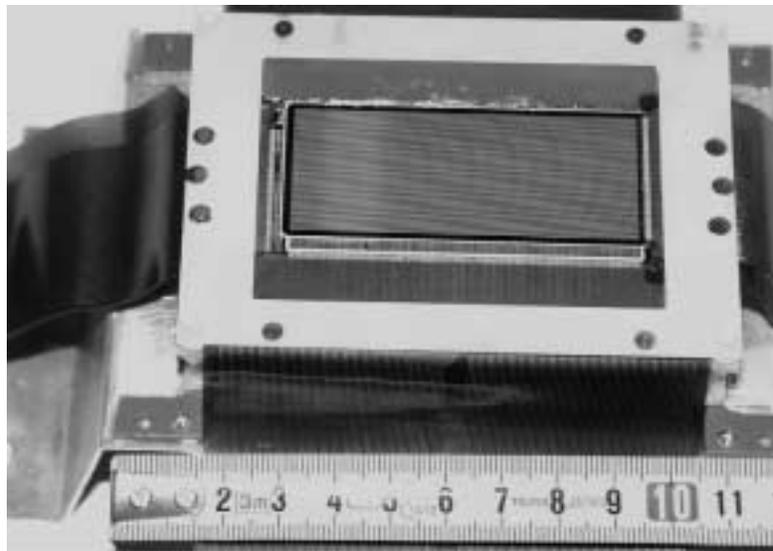
### 5.1.1.2 Aufbau

Um den vorgenannten Anforderungen einer hohen Granularität und ausreichenden Detektordicke gerecht zu werden, wurden für die Implantationszone vier – speziell für das Experiment entwickelte und von der Firma Eurisys hergestellte – zweiseitig strukturierte Siliziumdetektoren verwendet (Abb. 5.3). Diese sind jeweils 64 mm breit, 25 mm hoch und 0.5 mm dick. Die Vorderseite der Siliziumstreifenzähler (p-

Seite) besteht aus 128 Streifen, die n-Seite aus 50 Streifen, mit einem Streifenabstand (Abstand der Streifenmitten) von 0.5 mm. Die Vorderseitenstreifen wurden einzeln mit speziellen Verstärkerchips ausgelesen. Die Rückseitenstreifen wurden entsprechend dem Strahlprofil in 16 Gruppen zusammengefaßt und mit diskreten, analogen Verstärkern ausgelesen (siehe Abschnitt 5.1.4). Daraus ergibt sich eine Granularität von 8192 aktiven Detektoreinheiten (Pixeln) à  $0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ mm}^3$ , wodurch eine hohe Untergrundsunterdrückung realisiert werden konnte.

Im Vergleich zu einem Zerfallsteilchen deponiert ein Kern bei der Implantation sehr viel Energie ( $\sim 2 \text{ GeV}$  gegenüber einigen 100 keV) in einem Pixel der Implantationszone. Dies führt zu einer Übersteuerung des jeweiligen Kanals und durch Übersprechen des Signals auch zur Übersteuerung benachbarter Kanäle. Demzufolge kann bei der Implantation eines Ions keine genaue Ortsinformation aus der Implantationszone gewonnen werden. Deshalb wurden der Implantationszone zwei weitere gleichstrukturierte Zähler ( $T_x$ ,  $T_y$ ) vorgeschaltet, die jeweils über eine Widerstandskette ausgelesen wurden (siehe Abb. 5.2 und Abb. 5.8) und damit eine gute  $x$ - und  $y$ -Ortsbestimmung ermöglichten.

Um einen großen Raumwinkel für die Zerfallspartikel der implantierten Ionen zu gewährleisten und die Ortskorrelation über benachbarte Zähler zu erhalten, wurden die vier Siliziumdetektoren der Implantationszone sehr kompakt mit einem Abstand



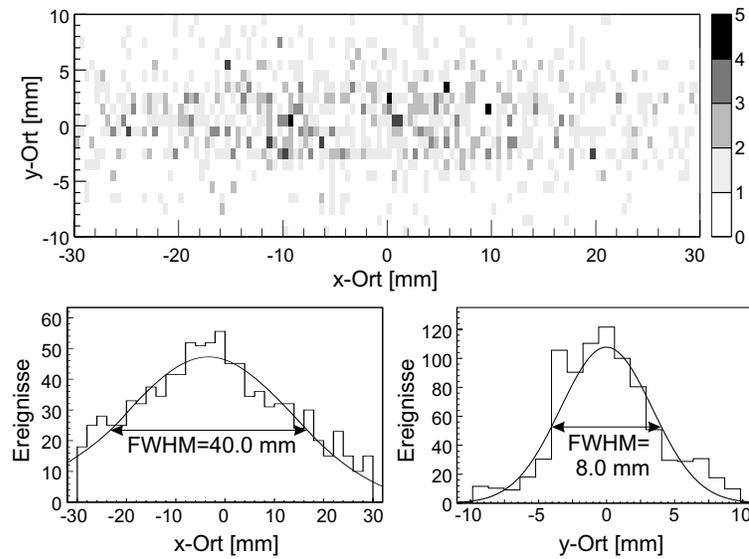
**Abbildung 5.3:** Segmentierte  $xy$ -Streifenzähler. Man sieht die 50 Streifen der Rückseite des obersten  $xy$ -Streifenzählers. Darunter sind die 128 Streifen der Vorderseite des nachfolgenden Detektors zu erkennen. Die Zähler wurden über Bonddrähte kontaktiert und mußten deshalb gegeneinander versetzt montiert werden.

von jeweils nur 0.5 mm zueinander montiert. Kontaktierungsbedingt (Bonddrähte) mußten die einzelnen Zähler der Implantationszone gegeneinander versetzt montiert werden, wodurch sich die aktive Fläche der Implantationszone auf  $60 \times 20 \text{ mm}^2$  verringerte (siehe auch Abb. 5.3). Der Ionenfokus an F4 wurde auf eine Breite von 40.0 mm (FWHM) und eine Höhe von 8.0 mm (FWHM) eingestellt, wodurch das Zentralfragment nahezu vollständig vom Detektor erfaßt werden konnte. Die große Ausdehnung des Strahlflecks (siehe Abb. 5.4) gewährleistet eine möglichst gleichmäßige Implantation in viele verschiedene Pixel der Implantationszone und dadurch einen geringen Untergrund pro Pixel. In Abb. 5.4 ist die mit den vorgeschalteten Streifenzählern (Tx, Ty) aufgenommene Ortsverteilung der implantierten Ionen gezeigt. Die Meßdauer der gezeigten  $^{87}\text{Tc}$  Einstellung betrug 55 Minuten. Innerhalb dieser Zeit wurden 969  $^{87}\text{Tc}$ -Kerne identifiziert und implantiert. Im oberen Teil der Abb. 5.4 ist die Verteilung der Ionen in der Implantationszone (Summe aller 4 Zähler) gezeigt. Die geringe Trefferquote der einzelnen Pixel ist gut zu erkennen. Dabei entspricht die Pixelgröße in  $x$ -Richtung der tatsächlichen Pixelgröße der Implantationszähler. In  $y$ -Richtung war die Segmentierung der Implantationszähler am Rand geringer. Hiermit wurde die durch das Strahlprofil geringere Rate am Rand des Detektors berücksichtigt. Im unteren Teil der Abb. 5.4 sind Projektionen der Verteilung auf die  $x$ - bzw.  $y$ -Achse abgebildet. Man sieht die beabsichtigte breite Verteilung des Sollfragments über die Zählerfläche.

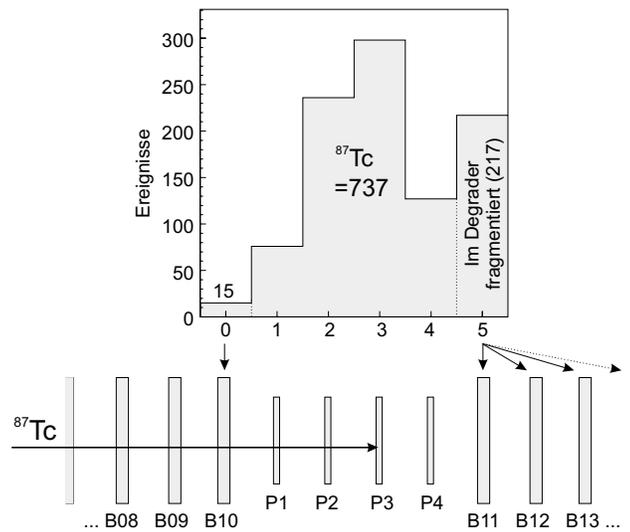
Abb. 5.5 zeigt die Tiefenverteilung der Implantation von 969 Kernen des Isotops  $^{87}\text{Tc}$  innerhalb der vier Detektoren (P1...P4) der Implantationszone, des davorliegenden Betaabsorbers B10 sowie der nachfolgenden Betaabsorber B11 bis B20 (siehe auch Abb. 5.2, links unten). Es wurden 737  $^{87}\text{Tc}$ -Kerne erfolgreich implantiert, 15 Kerne wurden bereits vor der Implantationszone in B10 gestoppt. Kerne, die nach der Identifizierung in der variablen Materieschicht oder in dem Siliziumstapel vor der Implantationszone (siehe Abb. 5.2, B01...B10) fragmentieren, haben aufgrund ihrer resultierenden niedrigeren Kernladungszahl eine höhere Reichweite als das Sollfragment. Diese werden nur dann richtig implantiert, falls die Fragmentation wenige mm vor der Implantationszone stattfindet, anderenfalls werden sie erst im Siliziumstapel hinter der Implantationszone gestoppt (B11...B20). In dem gezeigten Beispiel wurden – in Übereinstimmung mit Rechnungen – 22% der identifizierten Kerne (insgesamt 217) fragmentiert. Die Zerstörung der Kerne durch die Materie vor der Implantationszone ist abhängig von der Dicke der Materieschicht<sup>(1)</sup> und lag zwischen 15% für  $^{99}\text{In}$  und 40% für  $^{77}\text{Y}$ .

---

<sup>(1)</sup>Je geringer die Kernladungszahl des Sollfragments ist, desto geringer ist der Energieverlust in der Materie an F1, F2 und F4 und entsprechend dicker muß die variable Materieschicht sein.



**Abbildung 5.4:**  $xy$ -Ortsverteilung von  $^{87}\text{Tc}$ -Isotopen im Implantationszähler. Im oberen Bild ist die  $xy$ -Verteilung der Isotope innerhalb der vier Implantations-Streifenzähler gezeigt. Man erkennt die geringe Anzahl von Implantationen pro Pixel. Unten sind Projektionen des oberen Bildes auf die  $x$ - bzw.  $y$ -Achse abgebildet. Die beabsichtigte breite Verteilung des Sollfragments über die Zählerfläche ist deutlich zu sehen.

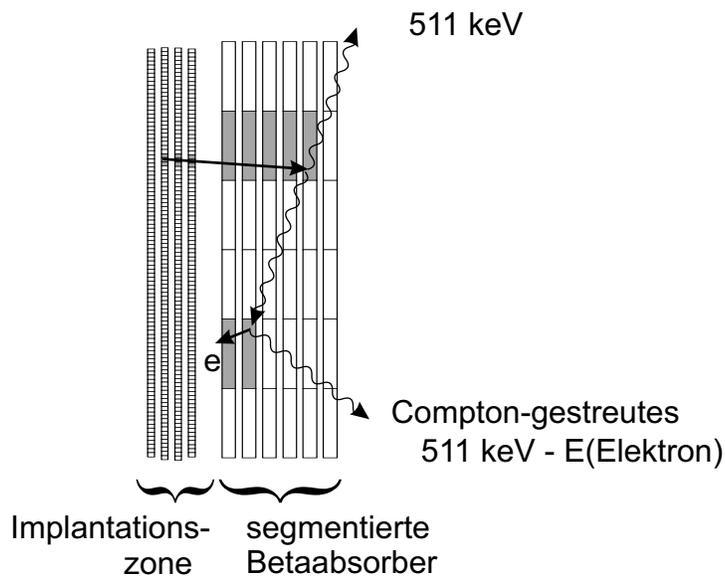


**Abbildung 5.5:** Implantationsprofil von  $^{87}\text{Tc}$ -Kernen in den 4 Implantationszählern sowie den Betaabsorbern B10 und B11-B20. Ionen, die in der Materieschicht oder den Betaabsorbern fragmentieren, durchqueren die Implantationszone und werden in den nachfolgenden Betaabsorbern B11...B20 oder dahinter gestoppt.

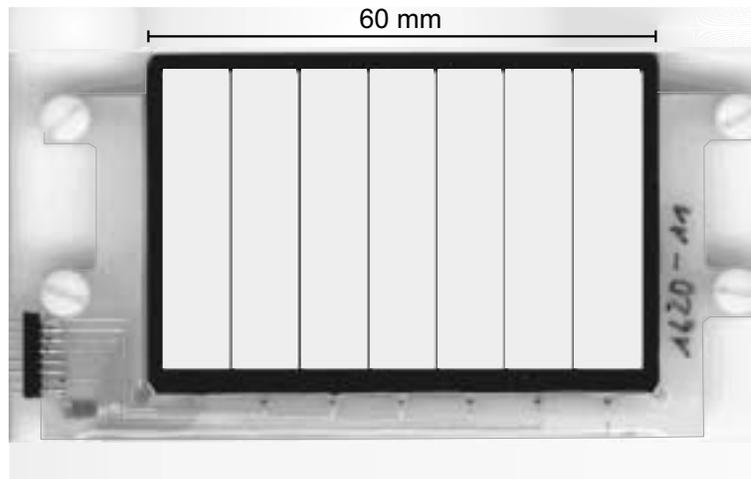
### 5.1.2 Die Betaabsorber

Die Produktion extrem neutronenarmer Kerne an der Grenze der Stabilität ist mit sehr geringen Produktionsquerschnitten und damit auch sehr geringen Produktionsraten verbunden. Deshalb ist es wünschenswert möglichst viele Zerfallspositronen energetisch vollständig nachweisen zu können. Die Verwendung von Siliziumzählern bietet sich an, da diese aufgrund einer kleinen Kernladungszahl einen kleinen Photoabsorptionsquerschnitt bei niedrigen  $\gamma$ -Energien aufweisen. Compton-gestreute Photonen können so trotz verringerter Energie das Silizium verlassen. Wie aus Abb. 5.6 hervorgeht, ist auch hier eine Segmentierung der Zähler zur Unterdrückung von Compton-gestreuten Gammas vorteilhaft. Durch die Segmentierung kann die Spur eines Zerfallspositrons rekonstruiert und seine Energie bestimmt werden. Isolierte Energiedepositionen aufgrund von Compton-gestreuten  $\gamma$ -Quanten können dabei ignoriert werden.

Aus diesen Gründen kamen für die Messung von Zerfallsenergien vor und hinter der Implantationszone jeweils zehn 1 mm dicke Siliziumzähler der Firma Micron zum Einsatz (siehe Abb. 5.2). Positronen mit bis zu 9 MeV konnten gestoppt werden. In Hinblick auf die Unterdrückung von Compton-gestreuten Gammaquanten waren je-



**Abbildung 5.6:** Unterdrückung von Compton-gestreuten  $\gamma$ -Quanten. Das Zerfallspositron wird in dem Siliziumstapel hinter der Implantationszone gestoppt und zerstrahlt in zwei  $\gamma$ -Quanten. Ein  $\gamma$ -Quant wird an einem Elektron gestreut (Comptonstreuung), das Elektron deponiert zusätzliche Energie. Durch eine Segmentierung können solche Streuergebnisse erkannt werden.



**Abbildung 5.7:** Betaabsorber. Die 7-fache Segmentierung ist deutlich zu erkennen.

weils die inneren 6 Detektoren p-seitig 7-fach segmentiert; ihre aktive Fläche betrug  $60 \times 40 \text{ mm}^2$  (Abb. 5.7). Die äußeren  $2 \times 4$  Zähler mit einer aktiven Fläche von  $50 \times 30 \text{ mm}^2$  waren nicht weiter segmentiert. Für einen maximalen Raumwinkel ist auch hier eine sehr kompakte Bauweise nötig. Die Zähler wurden deshalb wiederum in einem Abstand von lediglich 0.5 mm zueinander montiert. Der Abstand von der Implantationszone betrug 2 mm. Die Zähler mußten aufgrund ihrer Kontaktierung (Bond-Drähte) etwas gegeneinander versetzt montiert werden, wodurch sich die aktive Fläche auf  $60 \times 35 \text{ mm}^2$  bzw.  $50 \times 25 \text{ mm}^2$  reduzierte.

### 5.1.3 Die $\gamma$ -Detektoren

Zur Unterscheidung von Teilchen- und Gammaemission der implantierten Ionen nutzte man die hohe Transparenz der Siliziumzähler für hochenergetische  $\gamma$ -Quanten aus. Die  $\gamma$ -Quanten wurden nach Verlassen der Siliziumdetektoren in einem 6-fach segmentierten NaI-Detektor, der 54% des Raumwinkels abdeckte, und in einem hochauflösenden segmentierten Ge-Clover-Detektor, der 27% des Raumwinkels abdeckte, nachgewiesen (siehe Abb. 5.2).

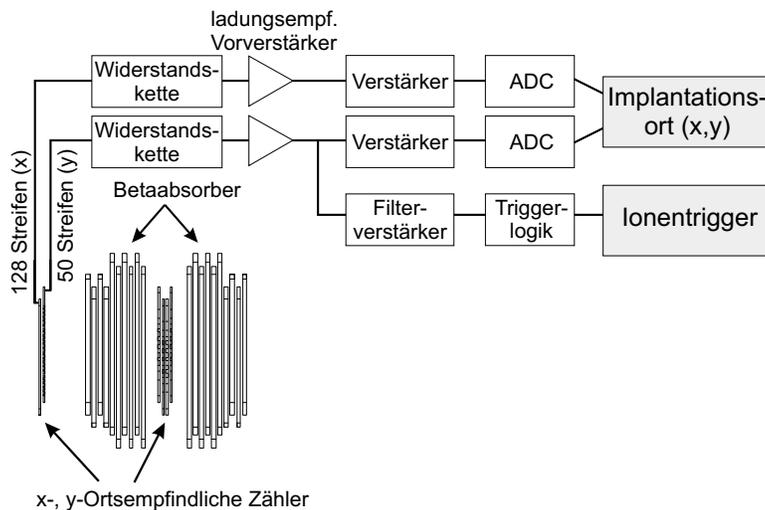
Der Germaniumdetektor wurde mit einer  $^{56}\text{Co}$ -Quelle ( $\gamma$ ), der Natriumiodiddetektor mit einer  $^{22}\text{Na}$ -Quelle ( $\beta^+$ ) geeicht. Die Auflösung des Germaniumdetektors bei 1.3 MeV betrug 3.9 keV (FWHM). Leider war der NaI-Detektor beschädigt, so daß er nur eine sehr schlechte Energieauflösung ( $> 14\%$ ) lieferte.

### 5.1.4 Auslese des Detektors

Die technischen und physikalischen Anforderungen an den Siliziumkern des Implantationsdetektors wurden in den vorangegangenen Abschnitten ausführlich dargestellt. Aus elektronischer Sicht sind dies:

- (i) Bestimmung des Implantationsortes  $(x, y, z)$  eines im Detektor gestoppten Schwerions und Erzeugung eines Ionentriggers.
- (ii) Bestimmung des Ortes  $(x, y, z)$  eines Zerfallsereignisses und Erzeugung eines Zerfallstriggers.
- (iii) Bestimmung der durch ein Zerfallsteilchen im Detektor deponierten Energie.

Aufgrund der unterschiedlichen Energiedeposition eines Schwerions ( $\sim 2$  GeV) und eines Zerfallsteilchens ( $e^+$ , einige 100 keV) ist die Bestimmung von Implantations- und Zerfallsort nicht mit der gleichen Elektronik möglich. Wie bereits erwähnt (Abschnitt 5.1.1.2) schaltete man zur Bestimmung des  $x$ -,  $y$ -Ortes im Implantationszähler diesem zwei weitere  $x$ -,  $y$ -ortsempfindliche Siliziumdetektoren (Tx, Ty) vor. Diese Detektoren wurden jeweils einseitig über eine Widerstandskette, schnelle Vorverstärker (max. 1 GeV), Verstärker und CAMAC-ADCs ausgelesen. Aus dem vorverstärkten Signal eines Detektors wurde mittels eines Filterverstärkers und anschließender Triggerlogik der Ionentrigger gewonnen. Die Schaltung ist anschaulich in Abb. 5.8 gezeigt.



**Abbildung 5.8:** Auslese des  $x$ -,  $y$ -Ortes eines Implantationsereignisses und Erzeugung des Ionentriggers.

Das Problem stark unterschiedlicher Energiedepositionen von Implantations- und Zerfallsereignissen konnte – im Gegensatz zur  $x$ -,  $y$ -Ortsbestimmung – bei der Bestimmung der Implantationstiefe  $z$  nicht durch zusätzliche Detektoren gelöst werden. Zur  $z$ -Bestimmung mußten deshalb Signale von den Detektoren der Implantationszone verwendet werden. Da alle Kanäle (durch Übersprechen der Signale) der empfindlichen Ausleseelektronik für Zerfallsereignisse bei der Energiedeposition eines Schwerions vollständig übersteuern, sind diese für eine Implantationstiefenbestimmung nicht verwendbar. Deshalb wurden die Signale der 16  $y$ -Kanäle<sup>(2)</sup> mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker (max. 70 MeV) ausgelesen, und die resultierenden Signale auf drei Zweige aufgeteilt (siehe Abb. 5.9):

- (i) Ein Hochenergiezweig bis 70 MeV zur Bestimmung der Implantationstiefe.
- (ii) Ein Triggerzweig zur Erzeugung des Zerfallstriggers. Für eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit eines Streifens ist eine möglichst niedrige Energieschwelle für den Nachweis der emittierten Positronen von Bedeutung.
- (iii) Ein Niederenergiezweig zur Bestimmung des  $y$ -Ortes eines Zerfallsereignisses und für Zerfallsenergien bis 10 MeV.

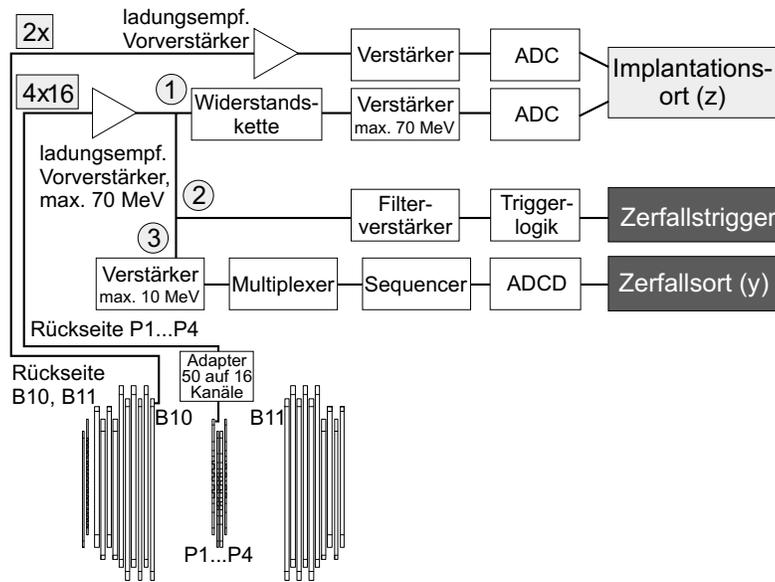
Zur Bestimmung der Implantationstiefe wurden die  $4 \times 16$  Rückseiten-Kanäle jeweils über eine Widerstandskette verbunden, anschließend verstärkt und in einem ADC verarbeitet. Auch hier waren die Signale der Zähler, die das Schwerion durchquerte, übersteuert. Der Detektor hinter der Implantationsstelle zeigte hingegen nur noch geringe Signale, die auf elektronisches Übersprechen sowie auf – durch das gestoppte Ion erzeugte – Deltaelektronen, Röntgen- und Bremsstrahlung zurückzuführen sind. Zusätzlich wurden die Betaabsorber B10 und B11 ausgelesen. Mit ihnen konnte festgestellt werden, ob das Ion innerhalb der Implantationszone gestoppt wurde.

Zur Erzeugung des Zerfallstriggers wurden die vorverstärkten Signale in schnellen Filterverstärkern gesiebt und über ein logisches “Oder” in der Triggerlogik verknüpft. Die Ansprechschwelle für den Trigger lag bei etwa 100 keV.

Die Niederenergiesignale zur Bestimmung des  $y$ -Ortes eines Zerfallsereignisses durchliefen einen analogen Verstärker (max. 10 MeV), eine Filterstufe und einen Shaping-Verstärker. Anschließend wird der Signalpegel kurz festgehalten (“Track and Hold”-Stufe). Über einen Multiplexer werden die  $4 \times 16$  Rückseitenkanäle der Implantationszone sequentiell ausgelesen und in einem differentiellen 12-Bit CAMAC-ADC (ADCD [ADC 98]) verarbeitet. Der Auslesetakt des Multiplexers wird durch

---

<sup>(2)</sup>Die 50 Rückseitenstreifen der  $xy$ -empfindlichen Detektoren der Implantationszone wurden – entsprechend dem Strahlprofil – auf 16 Kanäle reduziert.



**Abbildung 5.9:** Auslese der Implantationstiefe eines Implantationsereignisses, des  $y$ -Ortes eines Zerfallsereignisses und Erzeugung des Zerfallstriggers. Das Signal der  $4 \times 16$  Rückseitenkanäle muß dazu auf drei verschiedene Auslesezweige verteilt werden.

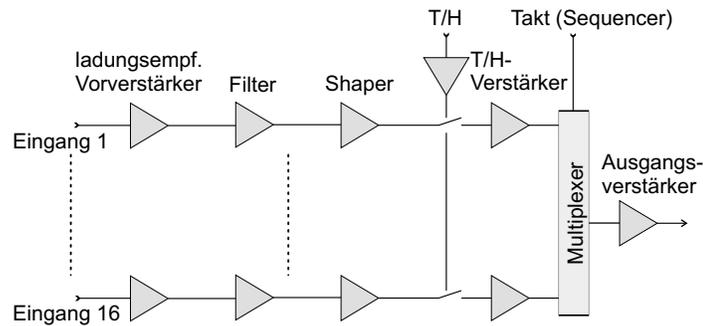
einen Sequencer [Seq 98] vorgegeben, welcher zusätzlich eine Offset- und Pegelanpassung der Signale an den ADCD ermöglichte. Es konnten so Signale bis 10 MeV bei einer Auflösung von 12 keV gemessen werden.

Auch nach sorgfältiger Entstörung verbleiben für jeden Kanal ein positiver Signaloffset und ein Rauschen, die im Normalbetrieb zum Ansprechen aller Kanäle des Detektors führen. Um dies zu vermeiden, wird für jeden Kanal eine individuelle Schwelle  $x_{\text{thr}}$  aus gemessenen Rauschdaten ermittelt:

$$x_{\text{thr}} = \bar{x} + n \cdot \sigma(x) . \quad (5.1)$$

Dabei ist  $\bar{x}$  der mittlere Rauschpegel eines Kanals und  $\sigma(x)$  die durch das Rauschen hervorgerufene Standardabweichung von  $\bar{x}$ .  $n$  bestimmt den Abstand der Schwelle  $x_{\text{thr}}$  vom mittleren Rauschpegel  $\bar{x}$ . Als guter Wert hat sich  $n = 2$  herausgestellt. Die so bestimmten Schwellen konnten in den Digitalteil des ADCD's geladen werden. Dadurch erfährt der Pulshöhenwert eines Kanals nur dann eine Analog/Digitalwandlung, wenn ein Signal diesen Schwellenwert  $x_{\text{thr}}$  überschreitet. Alle Pulshöhenwerte unterhalb der Schwelle liefern keine Daten. Diese Unterdrückung reduziert die zu verarbeitende Datenmenge und beschleunigt den Auslesezyklus. Da die Auslesezeit direkt in die Totzeit eingeht, wird diese dadurch ebenfalls reduziert.

Die Bestimmung des Zerfallsortes in  $x$ -Richtung sowie die Bestimmung der Zerfallsenergie in den Betaabsorbern ist in Abb. 5.11 gezeigt. Die p-seitigen Streifen ( $x$ ) wurden mit einem am CERN entwickelten, integrierten Baustein (GASSIPLEX [Beu 90, Beu 94]) ausgelesen. Jeder GASSIPLEX-Chip enthält 16 identische Vorverstärker, Filter, Shaper (Differenzier- und Integrationsstufe), "Track and Hold"- (T/H-) Verstärker und einen 16:1-Ausgangsmultiplexer. Der interne Aufbau ist in Abb. 5.10 dargestellt. Die durch ein Zerfallsereignis entstehende Ladung pas-



**Abbildung 5.10:** Interner Aufbau eines GASSIPLEX. Der Auslesetak des 16:1 Multiplexers wird durch einen Sequencer vorgegeben.

siert zunächst einen ladungsempfindlichen Vorverstärker. Das resultierende Signal durchläuft einen Filter, erfährt im Shaper-Verstärker eine Pulsformung und wird in einer T/H-Stufe festgehalten. Die Ausgabe der Signale erfolgt sequentiell und wird durch einen externen Sequencer vorgegeben. Während dieses Teils der Auslese kann kein weiteres Ereignis aufgenommen werden. Die hierfür notwendige Zeit geht direkt in die Totzeit des Detektors ein. Jeweils 4 Gassiplex-Bausteine wurden auf einer Platine kombiniert und die insgesamt 64 Signale durch einen 4:1-Multiplexer sequentiell weitergeleitet [Kas 96]. Mittels des Sequencers wurden nochmal zwei solche Platinen für nun insgesamt 128 Kanäle, entsprechend der 128 p-seitigen Streifen jedes  $x$ -,  $y$ -Streifenzählers, zusammengefaßt. Anschließend digitalisierte ein differentieller 12-bit CAMAC-ADC (ADCD) diese Signale (Abb. 5.11). Es konnten Signale bis 4 MeV mit einer Auflösung von 25 keV gemessen werden.

Die 92 Energiesignale der Betaabsorber wurden – wie die Niederenergiesignale zur Bestimmung des  $y$ -Ortes eines Zerfallsereignisses – vorverstärkt, verstärkt und anschließend mittels Multiplexer und Sequencer mit einem ADCD ausgelesen (Abb. 5.11). Signale bis 10 MeV konnten mit einer Auflösung von 20 keV verarbeitet werden.

Bei einer Taktrate des Sequencers von 1 MHz benötigte der vollständige Auslesezyklus aller 668 Kanäle etwa 700  $\mu$ s.

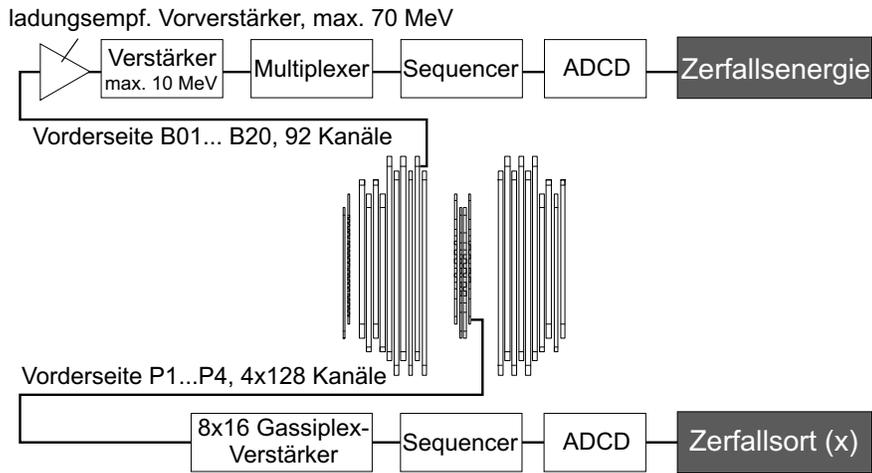


Abbildung 5.11: Auslese der Betaabsorber und des  $x$ -Ortes eines Zerfallsereignisses.

### 5.1.5 Energieeichung der Silizium-Detektoren

Um verlässliche Energieinformationen aus den 668 Kanälen des Siliziumdetektor-kerns (512  $x$ -Streifen, 64  $y$ -Streifen, 92 Betaabsorber-Kanäle) zu erhalten, müssen diese geeicht werden. Als geeignete Methode zur Kalibrierung nutzten wir die Comptonstreuung von  $\gamma$ -Quanten in Silizium. Der Experimentaufbau zur Eichung ist in Abb. 5.12 gezeigt. Eine  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle ( $E_\gamma = 661.7 \text{ keV}$ ) wurde vor den Stapel Siliziumdetektoren gestellt. Die  $\gamma$ -Quanten wurden im Silizium Compton-gestreuert und die in den einzelnen Streifen der Siliziumdetektoren deponierte Energie gemessen. In Koinzidenz wurde die Restenergie der  $\gamma$ -Quanten in dem hochauflösenden Germanium-

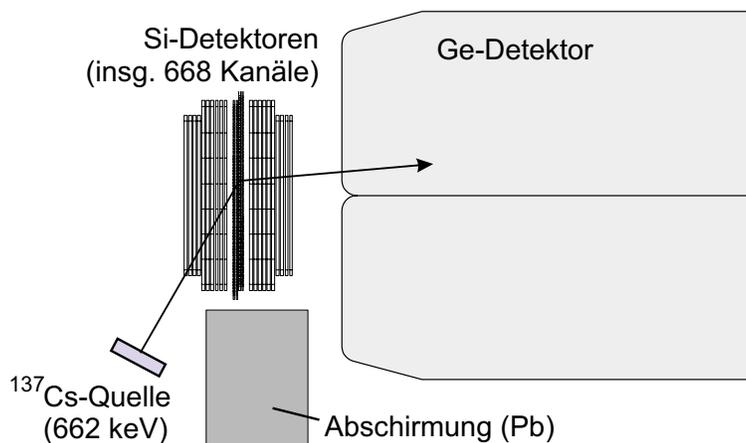
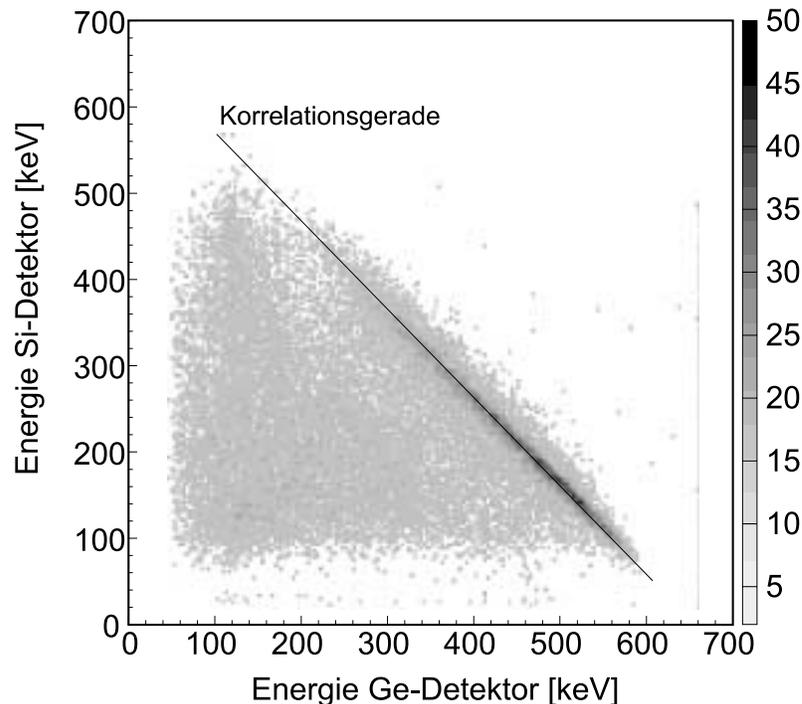


Abbildung 5.12: Experimentaufbau zur Energieeichung der Silizium-Detektoren.

Clover-Detektor bestimmt. Um direkte  $\gamma$ -Strahlung von der Quelle auf den Germaniumdetektor zu verhindern, wurde eine Bleiabschirmung zwischen Quelle und Germaniumdetektor gebracht.

In Abb. 5.13 ist die in den Siliziumzählern deponierte Energie gegenüber der verbleibenden  $\gamma$ -Energie aufgetragen. Man erkennt deutlich die erwartete Korrelation zwischen Elektronenenergie (deponiert in den Siliziumzählern) und der  $\gamma$ -Energie. Die Ereignisse unterhalb der Korrelationsgeraden resultieren aus unvollständigen Energiedepositionen der Elektronen im Silizium bzw. der Gammaquanten im Germanium. Im Mittel deponieren Elektronen 100-300 keV in einem Siliziumstreifen. Die Compton-gestreuten Elektronen durchqueren typischerweise 1-2 Streifen. Bei der Bestimmung der deponierten Elektronenenergie müssen deshalb räumlich benachbarte Streifen im Silizium berücksichtigt werden. Zur Energieeichung trägt man die in einem Siliziumstreifen deponierte Energie (+Energie der Nachbarstreifen) gegenüber der verbleibenden  $\gamma$ -Energie auf. Aus der resultierenden Korrelationsgeraden können für jeden Streifen ein Offset- und Steigungsparameter für die Energie bestimmt werden. Das in diesem Abschnitt vorgestellte Kalibrationsverfahren wurde von A. Stolz durchgeführt [Sto 01].



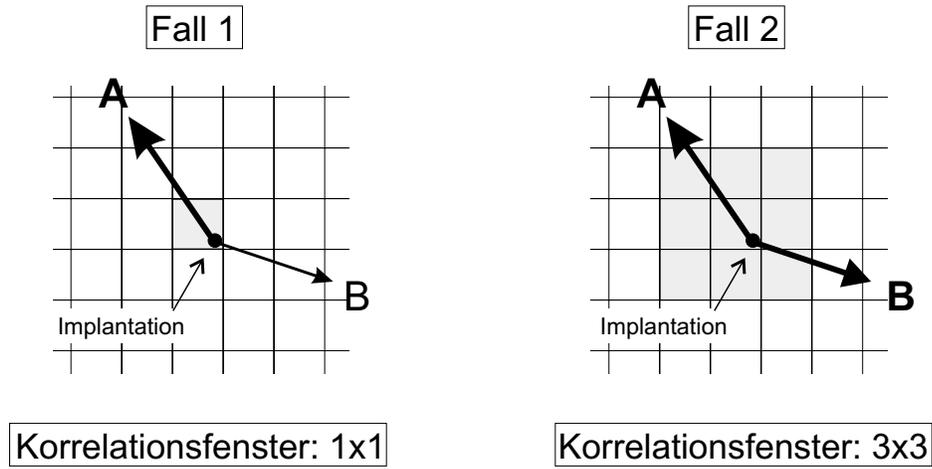
**Abbildung 5.13:** *Deponierte Energie in den Siliziumzählern gegenüber der verbleibenden  $\gamma$ -Energie [Sto 01]. Die Korrelation der Ereignisse ist deutlich zu erkennen.*

## 5.2 Datenauswertung

Für eine korrekte Auswertung der Zerfallseigenschaften eines Isotops ist es von entscheidender Bedeutung, einem Zerfallsereignis das zugehörige Implantationsereignis zuzuordnen. Zu diesem Zweck wurden innerhalb eines Orts-Zeitfensters  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$ ,  $\Delta t$  zu jeder Implantation korrelierte Signale gesucht. Diese müssen nun nicht unbedingt die gesuchten Zerfallsereignisse sein. Zerfallsteilchen bereits früher implantierter, langlebiger Isotope können ebenso wie leichte Fragmente das Orts-Zeitfenster passieren, woraus ein Untergrundereignis resultiert. Falls das verursachende Teilchen die Implantationszone vollständig durchquert, kann es durch ein Veto auf die Signale der Betaabsorber vor und hinter der Implantationszone unterdrückt werden. Darüberhinaus kann der Untergrund durch ein möglichst kleines Ortsfenster begrenzt werden. Der günstigste Fall wäre demzufolge die Korrelation von Implantation und Zerfall innerhalb eines Pixels der Implantationszone. Da ein Zerfallsteilchen erst nach etwa 0.1 mm in Silizium genügend Energie für einen Nachweis deponiert, verliert man jedoch durch die Einschränkung auf ein Pixel deutlich an Nachweiseffizienz. Dies ist in Abb. 5.14 anschaulich dargestellt: Ein Teilchen wird am Rand eines Pixels implantiert. Im Falle eines  $1 \times 1$  Pixel großen Korrelationsfensters (Fall 1), wird ein in Richtung A emittiertes Zerfallsteilchen nachgewiesen, eines in Richtung B nicht. Es wird also nur ein Bruchteil aller Ereignisse erkannt. Werden hingegen bei der Korrelation die in  $x$ - und  $y$ -Richtung benachbarten Pixel des Implantationsortes berücksichtigt (Abb. 5.14, Fall 2), so werden sowohl in Richtung A als auch B emittierte Zerfallsteilchen erkannt und es ergibt sich eine rechnerische Effizienz nahe 100%. Die Untergrundrate für dieses 9 Pixel große Korrelationsfenster lag abhängig von der Produktionsrate des eingestellten Isotops zwischen 0.006 Hz für  $^{87}\text{Tc}$  und 0.0002 Hz für  $^{98}\text{In}$ .

Mit dem  $3 \times 3$  Ortskorrelationsfenster wurden die Zerfälle aller implantierten Isotope innerhalb einer jeweils angepaßten Korrelationszeit  $t_c$  ausgewertet. In Fällen niedrigen Untergrunds konnte dabei so lang korreliert werden, daß neben dem Zerfall des Mutterisotops auch der des Tochterkerns nachgewiesen werden konnte. Dies ist in Abb 5.15 am Beispiel des implantierten Isotops  $^{77}\text{Y}$  dargestellt. Nach der Implantation eines  $^{77}\text{Y}$ -Kerns wurde ein 100 s langes Zeitkorrelationsfenster geöffnet. Alle Ereignisse, die in dieser Zeit das zugehörige  $3 \times 3$ -Ortsfenster passierten, wurden gespeichert. Auf diese Weise kann neben dem Zerfall von  $^{77}\text{Y}$  (1. Ereignisgeneration) mit einer kurzen Halbwertszeit von 57 ms auch der Zerfall der bekannten Tochter  $^{77}\text{Sr}$  (2. Ereignisgeneration,  $t_{1/2} = 9$  s) einwandfrei beobachtet werden.

Zur Bestimmung der Untergrundrate  $b$  müssen zur Implantation unkorrelierte Ereignisse betrachtet werden. Deshalb ermittelt man die Untergrundrate  $b$  aus der



**Abbildung 5.14:** Ortskorrelationsfenster. Mit dem in Fall 1 dargestellten  $1 \times 1$  Pixel großen Korrelationsfenster wird nur ein in Richtung A emittiertes Zerfallsteilchen erkannt. Das  $3 \times 3$  Pixel große Korrelationsfenster im Fall 2 ermöglicht den Nachweis von Zerfallspartikeln in Richtung A oder B.

Anzahl  $N(T)$  der innerhalb des Ortsfensters einer Implantation erkannten Ereignisse vor einer Implantation (Implantationszeitpunkt  $T$ ):

$$b = N(T)/T . \quad (5.2)$$

Die resultierende Untergrundrate ist in Abb. 5.15 (“Ereignisse vor der Implantation”) gezeigt.

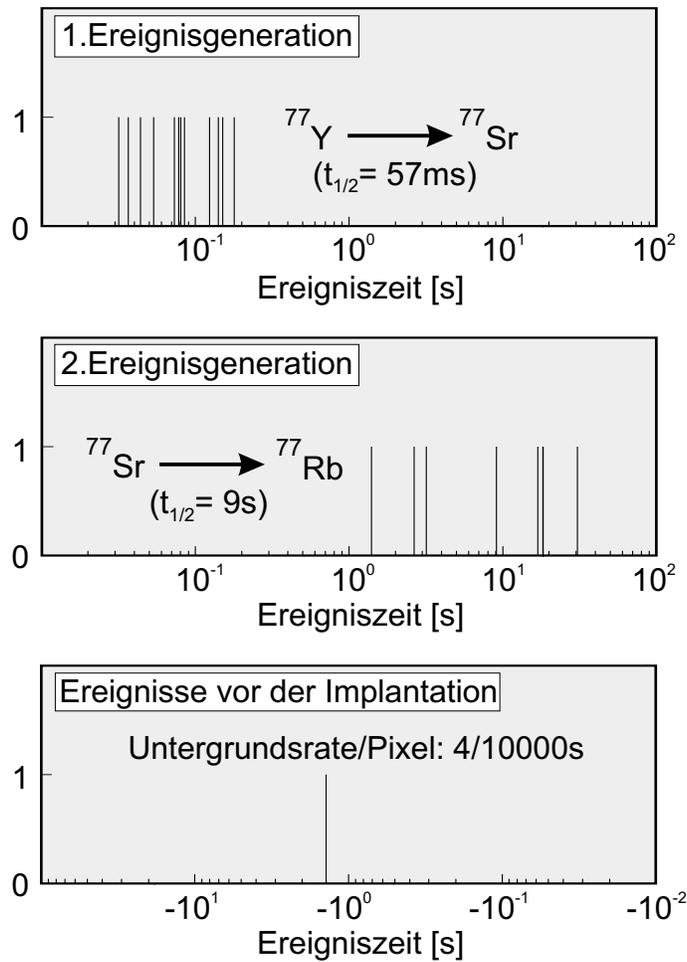
Die Effizienz der Zerfallsanalyse  $\varepsilon_{\text{ana}}$  wurde experimentell nachgeprüft. Dazu wurde für alle eingestellten Isotope innerhalb eines festen Zeitfensters  $t_c$  (Korrelationszeit) die mittlere Anzahl der erwarteten Zerfallsereignisse  $\langle N \rangle$  zu den Implantationen bestimmt und mit dem experimentellen, untergrundbereinigten Wert<sup>(3)</sup>  $\bar{N}$  verglichen:

$$\langle N \rangle = \sum_{i=1}^3 (1 - \varepsilon_{i,\text{EC}}) \langle n_i \rangle , \quad (5.3)$$

$$\bar{N} = \sum_{i=1}^3 i \cdot N_i / N_{\text{tot}} - \bar{b} t_c , \quad (5.4)$$

$$\varepsilon_{\text{ana}} = \bar{N} / \langle N \rangle . \quad (5.5)$$

<sup>(3)</sup>Zur Untergrundbereinigung wird die mittlere Anzahl  $\bar{b} t_c$  von Untergrundereignissen in der Korrelationszeit abgezogen.



**Abbildung 5.15:** Der Zerfall von  $^{77}\text{Y}$  und Tochter. Innerhalb einer Korrelationszeit von 100 s werden alle Zerfallsereignisse im  $3 \times 3$ -Ortsfenster um die Implantation gespeichert. Erste Ereignisgeneration: Zerfall von  $^{77}\text{Y}$ . Zweite Ereignisgeneration: Zerfall der bekannten Tochter  $^{77}\text{Sr}$ . Die Untergrundrate wurde aus zeitlich unkorrelierten Ereignissen vor der Implantation bestimmt.

Dabei ist  $\varepsilon_{i,\text{EC}}$  die Elektroneneinfangsrate<sup>(4)</sup> der jeweiligen Zerfallsgeneration  $i$ ,  $\langle n_i \rangle$  die Wahrscheinlichkeit eines Mutter-, Tochter- oder Enkelzerfalls (entsprechend ihrer Halbwertszeit) innerhalb der Korrelationszeit,  $N_i$  die Anzahl der Implantationsereignisse mit einem, zwei bzw. drei (Zerfalls-)Ereignissen in der Korrelationszeit  $t_c$ ,  $N_{\text{tot}}$  die Anzahl aller Implantationen und  $\bar{b}$  die mittlere Untergrundrate in der jeweiligen Meßeinstellung. Der absolute Fehler der so bestimmten Effizienzen liegt bei etwa 5%. Je nach Implantationsrate ergaben sich Effizienzen der Zerfallsanalyse (Softwa-

<sup>(4)</sup>Für die Elektroneneinfangsrate wurden experimentelle und theoretische Werte verwendet [Gov 99, Chu 99].

re) zwischen 60 und 70%. Die Abweichung von der oben erwähnten rechnerischen Korrelationsfenstereffizienz von nahe 100% läßt sich wie folgt erklären:

- (i) Das zuvor besprochene  $3 \times 3$ -Korrelationsfenster beschränkt sich auf einen Zähler. Zerfälle von Ionen, die nahe der Oberfläche eines Zählers implantiert wurden, können "übersehen" werden, sofern die Zerfallsrichtung aus dem Zähler heraus zeigt. Die Einschränkung des Ortsfensters auf einen Detektor dient der Minimierung des Untergrunds. In Fällen kurzlebiger Kerne (Fermi-emitter) kann das Korrelationsfenster auch auf die Nachbarzähler ausgeweitet werden. Die Folge ist ein Anstieg der Effizienz auf 70-80% sowie eine Verdreifachung des Untergrunds. Dieses vergrößerte Korrelationsfenster ist nur für kurzlebige Isotope sinnvoll, da hier der Untergrund durch ein enges Zeitfenster stark reduziert werden kann.
- (ii) Die Triggerschwelle für Zerfälle lag bei etwa 100 keV. Bei einer typischen Energiedeposition von bis zu 500 keV pro  $\gamma$ -Streifen und einer Gleichverteilung der Energien über einen Zähler der Implantationszone könnte eine Effizienz von 80% gefolgert werden. Allerdings durchqueren die Positronen (aufgrund einer mittleren Zerfallsenergie von einigen MeV) zumeist mehrere Zähler, wodurch die Effizienz für einen Zerfallsnachweis wieder ansteigt ( $> 90\%$ ).
- (iii) Die Totzeit lag in allen Einstellungen bei maximal 6%.
- (iv) Herstellungsbedingt haben die Zähler der Implantationszone einige defekte Randstreifen. Die Triggerschwelle dieser Streifen ist bedeutend höher, allerdings sollte dieser Effekt aufgrund des Implantationsprofils eher gering sein.
- (v) Inaktive Bereiche des Streifenzählers. Hinweise darauf gab es beim Test der Zähler mit einer Alphaquelle. Jedoch sollte dies nur bei oberflächennaher Energiedeposition eine Rolle spielen.

Mittels der hier beschriebenen Korrelation wurden für alle Implantationen die Zerfallsereignisse ausgewertet. Die meisten der in dieser Arbeit untersuchten Kerne haben extrem niedrige Produktionsquerschnitte ( $\sim 100$  pb), so daß nur wenige Implantationen zur Auswertung zur Verfügung standen. Aus diesem Grund war es von großer Bedeutung alle Zerfallsinformationen in den Meßgrößen zu berücksichtigen. Im Folgenden werden die Verfahren zur Bestimmung von Halbwertszeiten, Endpunktsenergien, Gammaenergien und Verzweigungsverhältnissen beschrieben.

### 5.2.1 Bestimmung von Halbwertszeiten

Die wohl einfachste Möglichkeit eine Halbwertszeit aus einem Ensemble von Zerfallszeiten zu bestimmen, ist die Anpassung einer exponentiell abfallenden Funktion mit der gesuchten Halbwertszeit als einem der freien Parameter an ein Histogramm der Meßdaten ( $\chi^2$ -Minimierung). Dieses Verfahren ist jedoch lediglich bei hoher Statistik zuverlässig und nutzt nur einen geringen Anteil (lediglich eine Zerfallszeit) der in diesem Experiment gewonnenen Zerfallsinformationen eines Kerns.

Die Berücksichtigung höherer Zerfallsgenerationen ist bei der Bestimmung der Halbwertszeit insbesondere dann hilfreich, wenn nur eine geringe Anzahl von Meßwerten vorliegt und andere Methoden der statistischen Auswertung, wie z.B. die  $\chi^2$ -Minimierung, versagen. Dies kann mittels eines Maximum-Likelihood (MLH) Verfahrens realisiert werden. Dabei wird der Informationsinhalt eines gemessenen Ereignisses durch Betrachtung der Wahrscheinlichkeitsdichte aller möglichen Szenarien maximiert. Die sogenannte Likelihood-Funktion  $\mathcal{L}$  ist gegeben durch

$$\mathcal{L}(\alpha; x_1 \dots x_n) = \prod_i f(x_i, \alpha), \quad (5.6)$$

wobei  $\alpha$  ein unbekannter (zu bestimmender) Parametersatz und  $f$  die Wahrscheinlichkeitsdichte eines Zerfallsszenarios zu den gemessenen Daten  $x_i$  ( $i = 1 \dots n$ ) ist. Den wahrscheinlichsten Parametersatz  $\alpha$  erhält man dann durch Auffinden des Maximums der Likelihood-Funktion<sup>(5)</sup> [Cas 98].

Da es meßtechnisch unmöglich ist, unendlich lange auf den Zerfall eines Teilchens zu warten, muß man sich auf eine bestimmte Zeit, die Korrelationszeit  $t_c$ , beschränken. Innerhalb dieser Zeit müssen unterschiedliche Szenarien in Betracht gezogen werden. So ist es denkbar, daß anstelle des Mutterzerfalls ein Untergrundsereignis oder aber – aufgrund einer von 1 verschiedenen Detektoreffizienz – der Zerfall der Tochter, des Enkels oder noch höherer Zerfallsgenerationen nachgewiesen wurde. Es ist ferner denkbar, daß innerhalb der Korrelationszeit statt einem Zerfall, zwei oder mehr Zerfälle beobachtet werden.

Für unsere Datenauswertung entwickelten wir ein MLH-Verfahren, das ein, zwei oder drei Ereignisse innerhalb einer Korrelationszeit  $t_c$  berücksichtigt. Dabei ist ein Ereignis entweder als Untergrund oder aber als Mutter-, Tochter- oder Enkelzerfall definiert. In den Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen wird beachtet, daß Mutter-, Tochter- und Enkelzerfall keine voneinander unabhängigen Ereignisse sind.

Die von der Zerfallskette unabhängige Wahrscheinlichkeit,  $n$  Untergrundser-

---

<sup>(5)</sup>Es ist auch möglich (und i.A. einfacher) das Maximum von  $\ln \mathcal{L}$  zu suchen.

eignisse innerhalb der Korrelationszeit  $t_c$  nachzuweisen, wird mittels der Poisson-Statistik beschrieben:

$$P_n = \frac{(bt_c)^n \exp(-bt_c)}{n!}. \quad (5.7)$$

$b$  ist dabei die für jede Implantation individuell bestimmte Untergrundsrate. Sie ist unter anderem vom Ortskorrelationsfenster der Analyse und der Implantationsrate an F4 abhängig.

Wegen unterschiedlicher Elektroneneinfangsraten werden für Mutter-, Tochter- und Enkelzerfall jeweils individuelle Nachweiseffizienzen berücksichtigt. Das Verfahren ist hinsichtlich nicht beobachteter Zerfälle aufgrund der begrenzten Korrelationszeit und Nachweiseffizienz korrigiert.

Die Fehler der mit diesem Verfahren bestimmten Halbwertszeit  $t_{1/2}^{\text{MLH}}$  werden durch Variation der Fehlergrenzen  $t_{1/2}^{\text{max,min}}$  so bestimmt, daß

$$\int_{t_{1/2}^{\text{MLH}}}^{\infty} \mathcal{L}(t_{1/2}^{\text{min}}; t_1 \dots t_n) dt_1 \dots dt_n = 0.16, \quad (5.8)$$

$$\int_0^{t_{1/2}^{\text{MLH}}} \mathcal{L}(t_{1/2}^{\text{max}}; t_1 \dots t_n) dt_1 \dots dt_n = 0.16 \quad (5.9)$$

gilt, wobei  $t_i$  Meßdaten sind [Sch 84]. Für  $\mathcal{L}(t_{1/2}^{\text{MLH}}; t_1 \dots t_n)$  gilt:

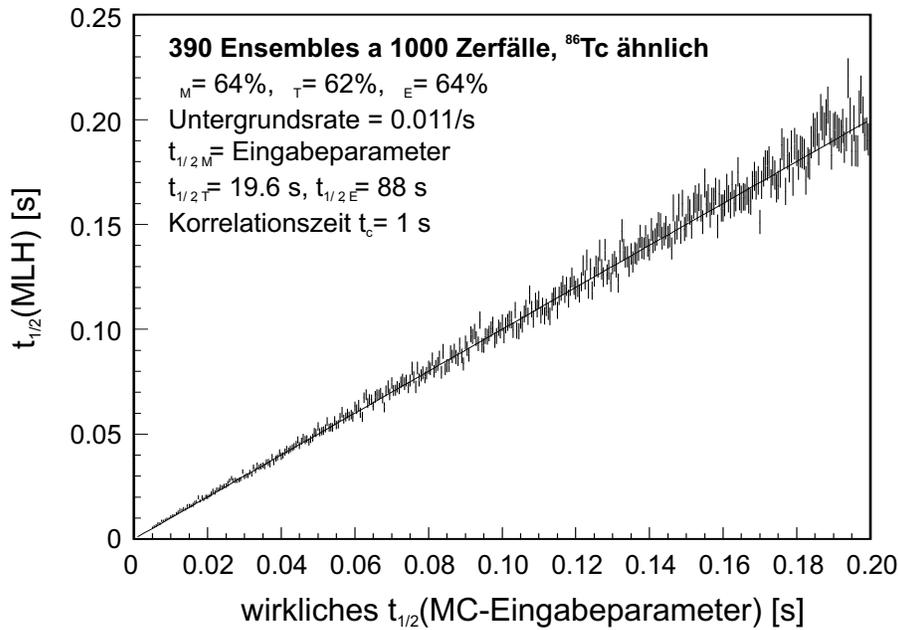
$$\int_0^{\infty} \mathcal{L}(t_{1/2}^{\text{MLH}}; t_1 \dots t_n) dt_1 \dots dt_n = 1. \quad (5.10)$$

Die Fehlergrenzen entsprechen einem Konfidenzintervall der Breite  $\pm 1\sigma$  ( $\triangleq 68\%$ ). Die Wahrscheinlichkeit, daß die wirkliche Halbwertszeit größer oder kleiner als die Intervallgrenzen ist, beträgt dann jeweils 16%.

Zusätzlich zu dem so bestimmten statistischen Fehler wird ein systematischer Fehler resultierend aus einer Ungenauigkeit der Effizienzen der Zerfallsanalyse ermittelt. Dazu werden die Effizienzen innerhalb ihrer Fehlergrenzen (5%) variiert und damit eine Halbwertszeit bestimmt. Die resultierende Abweichung von der ursprünglichen Halbwertszeit ist der systematische Fehler.

Eine ausführliche Beschreibung des Verfahrens, die verwendeten Wahrscheinlichkeiten und Wahrscheinlichkeitsdichten findet man in [Sto 01, SuW 01].

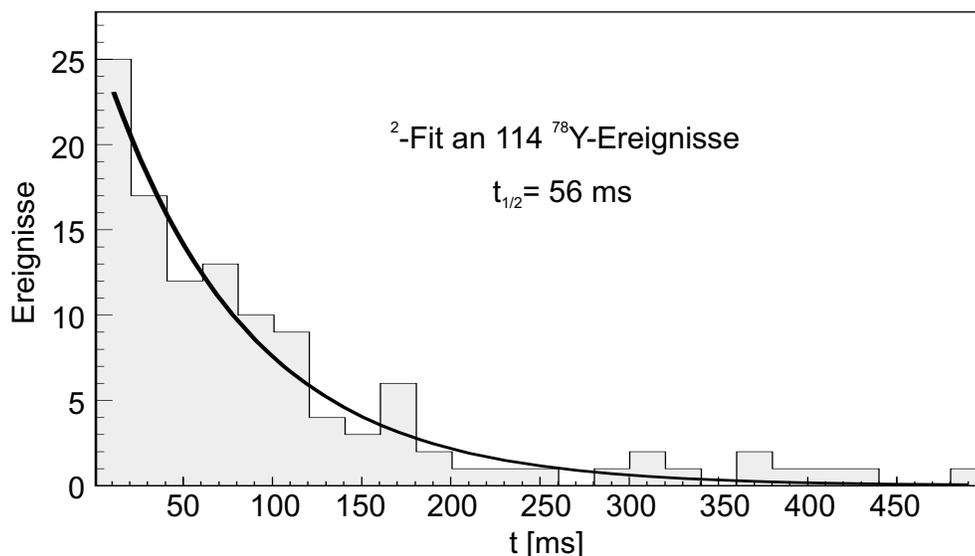
Zur Kontrolle der Methode wurden die Ergebnisse mit Simulationsrechnungen sowie einfachen  $\chi^2$ -Fits verglichen. In Abb. 5.16 ist ein Vergleich der Methode mit



**Abbildung 5.16:** Monte-Carlo-Simulation der MLH-Methode. Dargestellt sind 390  $^{86}\text{Tc}$ -ähnliche Ensembles mit jeweils 1000 Zerfallsketten. Die verwendeten Effizienzen, Untergrundraten sowie die Halbwertszeiten von Tochter und Enkel-Kern sind angegeben.

Daten aus einer Monte-Carlo-Simulation gezeigt. Ausgehend von realistischen Effizienzen, Halbwertszeiten und Untergrundraten wurden mittels einer Monte-Carlo-Routine  $^{86}\text{Tc}$ -ähnliche Ensembles mit jeweils 1000 Ereignisketten gewürfelt. Die Ketten bestehen aus ein bis drei Ereignissen, wobei maximal jeweils ein “Mutter-”, ein “Tochter-” und ein “Enkel-” Ereignis aber mehrere “Untergrund-” Ereignisse möglich sind. Mittels der MLH-Methode wird dann aus jedem Ensemble eine Halbwertszeit mit zugehörigem Fehler bestimmt. Diese Ergebnisse sind in Abb. 5.16 gegen die wirkliche, als Parameter in den simulierten Datensatz eingegebene, Halbwertszeit aufgetragen. Man erkennt, daß wirkliche und MLH-Halbwertszeit in einem weiten Bereich gut übereinstimmen. Diese Überprüfung wurde für jeden ausgewerteten Kern durchgeführt. Lediglich für sehr hohe Untergrundraten ( $b > 0.1/\text{s}$ ) bei gleichzeitig langen Halbwertszeiten ( $t_{1/2} > 5\text{ s}$ ) sowie bei Korrelationszeiten, die gegenüber der Halbwertszeit kurz sind ( $t_c < 5 \cdot t_{1/2}$ ), stößt das Verfahren an seine Grenzen. Diese wurden für die untersuchten Isotope nicht erreicht.

In einigen wenigen Fällen war es aufgrund der gesammelten Statistik möglich, die Ergebnisse der MLH-Methode mit einem exponentiellen Fit an die Daten zu vergleichen. In Abb. 5.17 ist ein  $\chi^2$ -Fit an ein sehr untergrundarmes Histogramm der Meßdaten aus der ersten Zerfallsgeneration von  $^{78}\text{Y}$  gezeigt. Das Ergebnis des



**Abbildung 5.17:** Exponentieller Fit an 114 kurzlebige  $^{78}\text{Y}$ -Ereignisse.

Fits liefert eine Halbwertszeit von  $56 \pm 10$  ms. Es ist in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis der MLH-Methode ( $55_{-6}^{+9}$  ms). Aufgrund der schlechteren Informationsauswertung liefert der  $\chi^2$ -Fit größere Fehlergrenzen.

### 5.2.2 Bestimmung von Beta-Endpunktenergien

Zur Bestimmung der  $\beta$ -Endpunktenergie, d.h. der höchsten möglichen Energie im kontinuierlichen Betaspektrum, müssen die gemessenen Einzelenergien mit Hilfe einer geeigneten Methode analysiert werden.

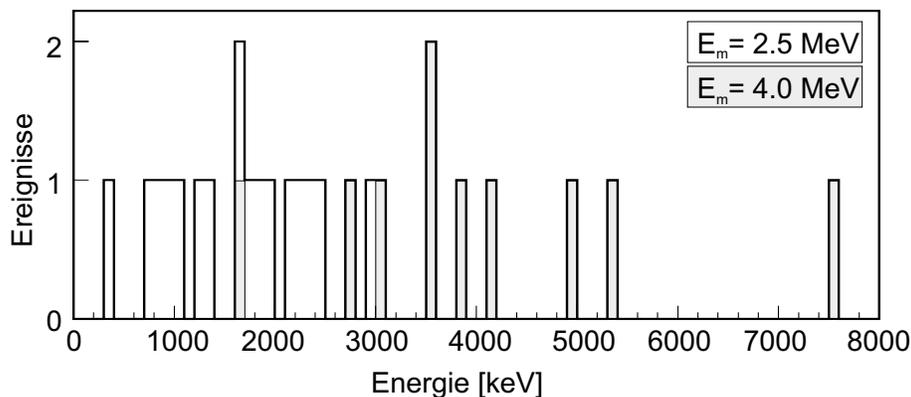
Da ein Mutterkern in mehrere Niveaus der Tochter zerfallen kann, ist das Energiespektrum eine Überlagerung von Verteilungen zu verschiedenen Übergangsenergien. Eine Trennung dieser Verteilungen wäre durch eine Einschränkung auf koinzidente Gammaübergänge möglich. Im Experiment erlaubte lediglich der Germanium-Detektor eine solche Einschränkung, da die Auflösung des NaI-Detektors unzureichend war. Aufgrund des resultierenden geringen Raumwinkels für Zerfallsgammas (27%) sowie der bei allen Kernen gesammelten niedrigen Statistik ist eine solche Trennung nicht möglich. Die Bestimmung der Endpunktenergie wird deshalb nur im Falle klar definierter Übergänge, z.B. supererlaubter  $0^+ \rightarrow 0^+$ - $\beta$ -Zerfälle, als sinnvoll erachtet.

Aufgrund einer Nachweiswahrscheinlichkeit kleiner 100% für Zerfälle ist das Energiespektrum eines implantierten Kerns zunächst durch Zerfallsenergien von höheren Zerfallsgenerationen und Untergrundereignissen verunreinigt. Mit Hilfe der

MLH-Methode für die Halbwertszeiten kann jedoch für jedes Ereignis eine Wahrscheinlichkeit bestimmt werden, mit der es sich um den Zerfall des Mutterkerns handelt. Es werden dann nur noch Ereignisse betrachtet, die mit einer Wahrscheinlichkeit von mindestens 68% dem Mutterzerfall zuzuordnen sind. Das Ergebnis einer solchen Einschränkung ist in Abb. 5.18 am Beispiel des  $^{77}\text{Y}$ -Zerfalls gezeigt. Ohne Einschränkung beträgt die mittlere, im Silizium deponierte Energie der Zerfälle 2.5 MeV (dick umrandete Daten). Nach Reduktion der Daten nach dem beschriebenen Verfahren verschiebt sich diese mittlere Energie auf 4.0 MeV (grau ausgefüllte Daten). Supererlaubte Fermiübergänge zeichnen sich durch eine große Endpunktsenergie aus. Eine Verschiebung zu höheren Energien entspricht somit den Erwartungen.

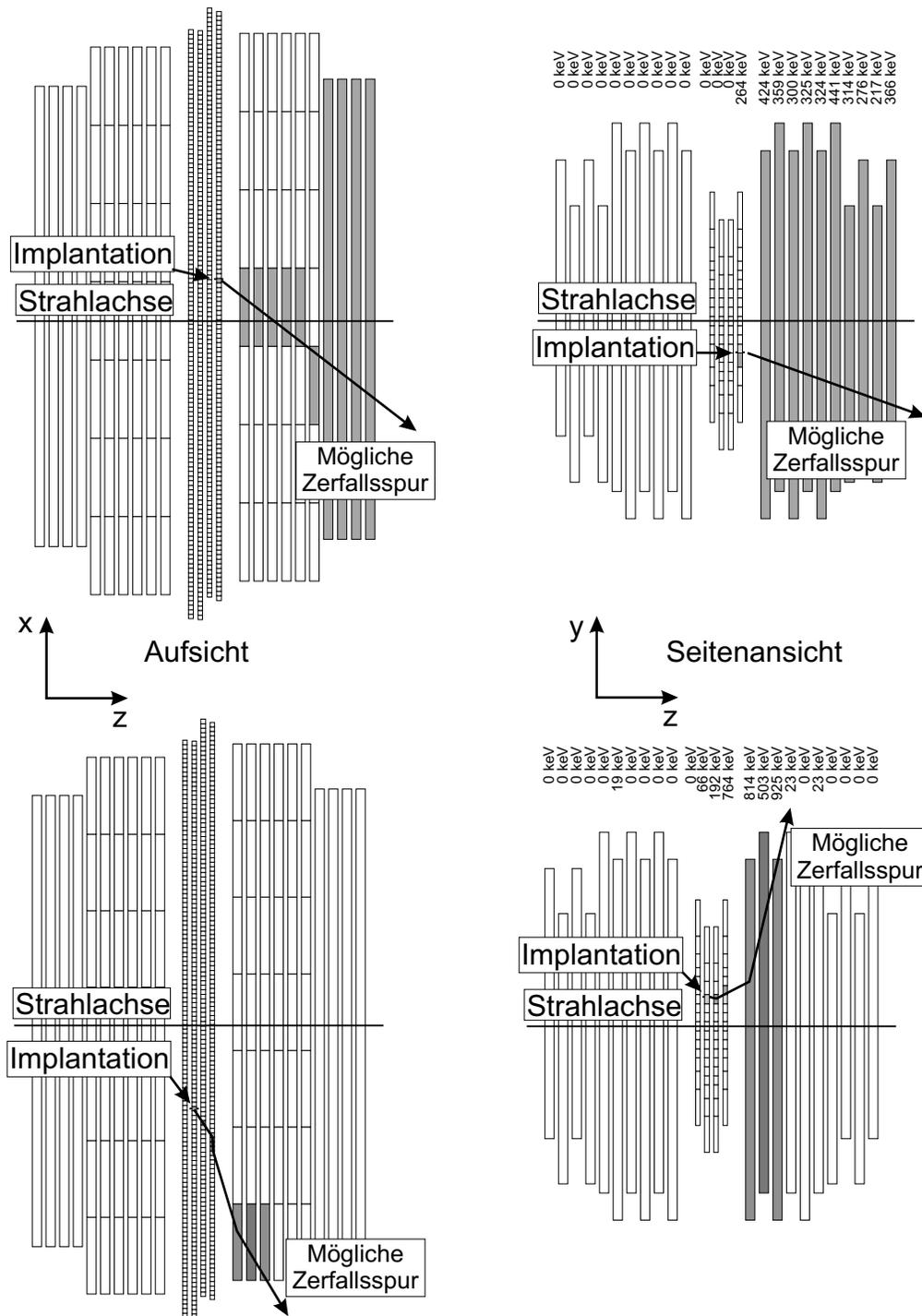
Bei den zur Bestimmung der Endpunktsenergien verwendeten Zerfallsenergien muß darauf geachtet werden, daß die Zerfallsteilchen vollständig im Detektor gestoppt werden. Im Falle des in Abb. 5.18 dargestellten Energiespektrums ist die größte gemessene Energie 7.5 MeV. Betrachtet man das in Abb. 5.19 dargestellte  $^{77}\text{Y}$  Einzelereignis, das zu dieser Energiedeposition führte, so erkennt man dessen vollständige Absorbition im Siliziumdetektorkern. Durch die hohe Granularität der Implantationszone kann die Spur des Zerfallspositrons nachvollzogen und ein Entkommen aus dem Detektorvolumen nahezu ausgeschlossen werden.

Andererseits sind in Abb. 5.20 zwei  $^{86}\text{Tc}$ -Ereignisse dargestellt, bei denen das Zerfallsteilchen das Zählvolumen nach einer Energiedeposition von nur 3-4 MeV verläßt. Das im oberen Teil des Bildes gezeigte Zerfallsteilchen deponierte im Siliziumdetektor 3.6 MeV und anschließend im Germaniumdetektor weitere 1.8 MeV.



**Abbildung 5.18:** Mittlere Zerfallsenergie  $E_m$  von  $^{77}\text{Y}$  mit und ohne Einschränkung auf die Wahrscheinlichkeit für einen Mutterzerfall. Ohne Einschränkung:  $E_m = 2.5 \text{ MeV}$  (dick umrandete Daten). Mit Einschränkung:  $E_m = 4.0 \text{ MeV}$  (grau ausgefüllte Daten).





**Abbildung 5.20:** Aus dem Zählervolumen entkommene  $^{86}\text{Tc}$ -Zerfallspartikel. Oberer Teil: Das Zerfallsteilchen deponierte 3.6 MeV im Silizium und weitere 1.8 MeV im Germaniumdetektor. Unterer Teil: Das Zerfallspartikel deponierte 3.3 MeV im Silizium und entkommt ohne weitere Energiedepositionen. In beiden Fällen sind die rekonstruierten Zerfallsspuren in der Auf- und Seitenansicht dargestellt.

An die – nach dem zuvor beschriebenen Verfahren – extrahierten Zerfallsenergien muß nun eine Energieverteilung der emittierten Positronen angepaßt werden. Die Energieverteilung  $N(\epsilon, \epsilon_0)$  ( $\epsilon = E/m_e c^2$ ) ist eine Funktion der Endpunktsenergie  $\epsilon_0$  und kann wie folgt berechnet werden [Gov 71, Beh 69]:

$$N(\epsilon, \epsilon_0) = p \cdot \epsilon \cdot (\epsilon_0 - \epsilon)^2 \cdot F(Z, \epsilon). \quad (5.11)$$

Dabei ergibt sich die Fermifunktion  $F(Z, \epsilon)$  mit Hilfe folgender Formel:

$$F(Z, \epsilon) = 2(1 + \gamma)(2pR)^{-2(1-\gamma)} e^{\pi y} \frac{|\Gamma(\gamma + iy)|^2}{[\Gamma(2\gamma + 1)]^2} \cdot C, \quad (5.12)$$

wobei

$$\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2} \quad \text{mit } \alpha = 1/137.0388 \quad (\text{Feinstrukturkonstante}), \\ p &= \sqrt{(E/m_e c^2)^2 - 1} \quad (\text{Elektronenimpuls in natürlichen Einheiten}), \\ R &= R_0 A^{1/3} \quad (\text{Kernradius in Einheiten der Comptonwellenlänge}), \\ y &= \pm \alpha Z \epsilon / (pc) \quad (< 0 \text{ für Positronen}). \end{aligned}$$

In Verbindung mit dem Korrekturfaktor ( $c_0 = 1.06975$ ,  $c_1 = 6.317 \times 10^{-3}$ ,  $c_2 = 6.444 \times 10^{-6}$  und  $c_3 = 3.936 \times 10^{-8}$ )

$$C = c_0 + c_1 \epsilon + c_2 \epsilon^2 + c_3 \epsilon^3 \quad (5.13)$$

werden die in [Beh 69] tabellierten Fermifunktionen mit einer Genauigkeit von 0.1% reproduziert.

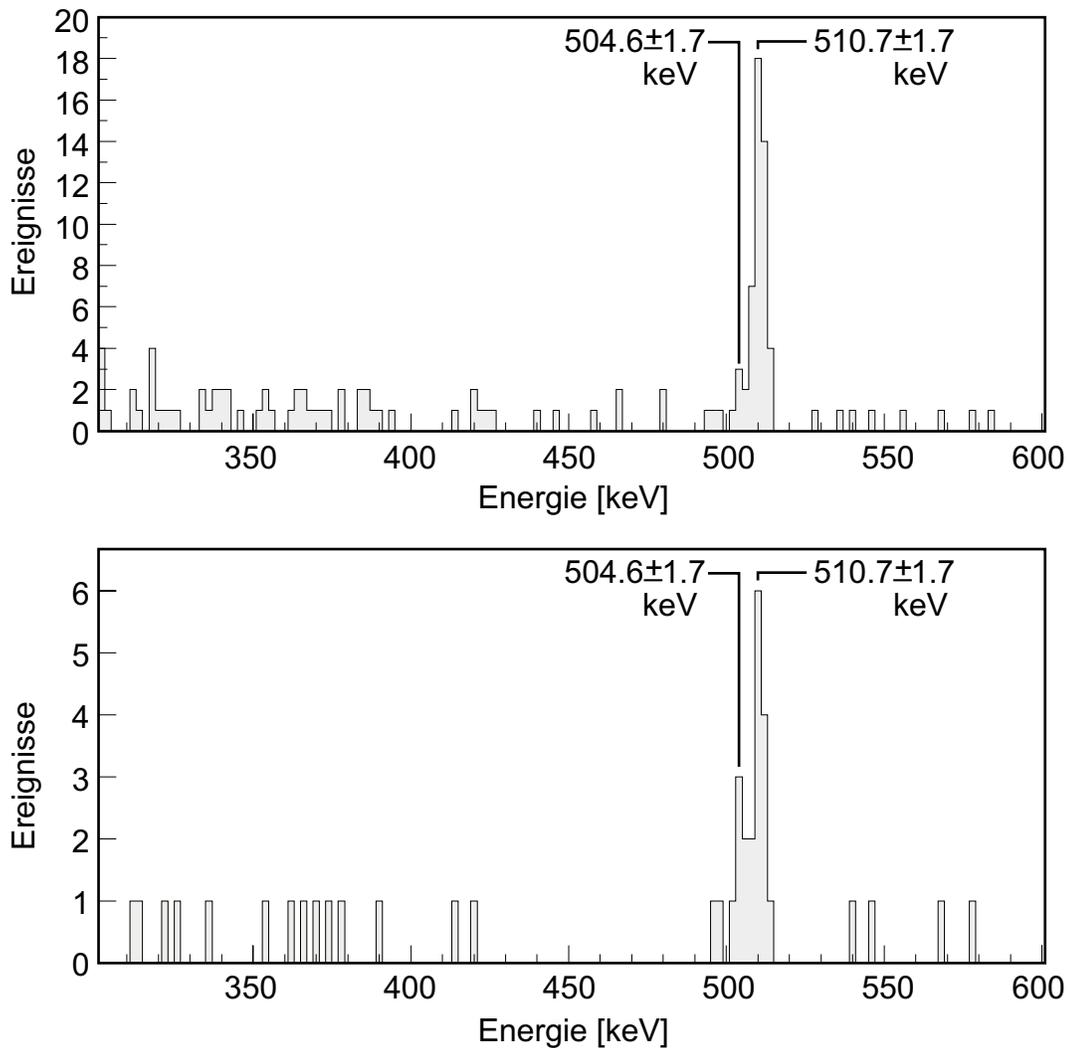
Um die Energieverteilung der Positronen  $N(\epsilon, \epsilon_0)$  (Gl. (5.11)) an die gemessenen Daten  $e_i$  ( $i = 1 \dots n$ ) anzupassen, mag auch hier wieder eine Maximum-Likelihood-Methode sinnvoll erscheinen. Da jedoch insbesondere hochenergetische Teilchen nur einen Teil ihrer Energie im Zählvolumen deponieren und somit bei der Auswertung unberücksichtigt bleiben, kann eine Maximum-Likelihood-Anpassung lediglich eine untere Grenze der Endpunktsenergie liefern. Die zu maximierende Likelihood-Funktion  $\mathcal{L}$  ist gegeben durch

$$\mathcal{L}(\epsilon_0; e_1 \dots e_n) = \prod_i N(e_i, \epsilon_0). \quad (5.14)$$

Es muß bereits an dieser Stelle angemerkt werden, daß in allen Fällen die gesammelte Statistik für einen relevanten Wert der Endpunktsenergie (bzw. der unteren Grenze) zu gering war.

### 5.2.3 Bestimmung von $\gamma$ -Energien

Die Gammadetektoren deckten im Experiment 81% des Raumwinkels ab. Aufgrund der bereits angesprochenen geringen Auflösung des NaI-Detektors, konnte lediglich der Germanium-Detektor zur Auswertung von Gammaübergängen herangezogen werden. Dadurch reduziert sich der Raumwinkel auf 27%, wodurch sich wiederum die Anzahl gesammelter  $\gamma$ -Quanten erheblich verringert. In den Gammapektren zeigen sich dominant 511 keV Gammaquanten aus der Annihilation des  $\beta^+$ -Teilchens. Ferner ergibt sich ein Untergrund von Compton-gestreuten Gammas, Gammaübergängen späterer Zerfallsgenerationen und anderer Zerfälle. Wie bereits bei der Auswertung der  $\beta$ -Endpunktenergie kann mit der MLH-Methode zur Auswertung der Halbwertszeiten für jedes Ereignis eine Wahrscheinlichkeit bestimmt werden, mit der dieses Ereignis einem Mutterzerfall zuzuordnen ist. Dadurch kann der erwähnte Untergrund und die 511 keV Annihilationslinie deutlich reduziert werden. In Abb. 5.21 ist dies am Beispiel der 504 keV-Linie in  $^{78}\text{Sr}$  gezeigt, das aus dem Zerfall des langlebigen  $^{78}\text{Y}$ -Isomers entstanden ist. Im oberen Spektrum wurden 122  $\gamma$ -Ereignisse gesammelt. Die 504 keV-Linie ist nur schwer erkennbar. Durch eine Einschränkung auf Zerfälle, die mit mindestens 68% Wahrscheinlichkeit dem Mutterzerfall zuzuordnen sind, reduziert sich die dominante 511 keV-Linie erheblich und die Zahl der nachgewiesenen  $\gamma$ -Quanten reduziert sich auf 39 (Abb. 5.21, unteres Spektrum). Gleichzeitig bleibt die Anzahl der Ereignisse in der 504 keV-Linie konstant. Die gemessene Linienenergie von  $504.5 \pm 1.7$  keV ist in guter Übereinstimmung mit der Messung einer anderen Gruppe ( $504 \pm 1$  keV [Uus 98]) und zeigt die Zuverlässigkeit der Quelleneichung und der Auswertungsmethode.



**Abbildung 5.21:** Die 504 keV-Linie der  $^{78}\text{Y}$ -Tochter  $^{78}\text{Sr}$ . Im oberen Spektrum ist die Linie nur schwer erkennbar. Das untere Spektrum ist auf Zerfälle, die mit 68% Wahrscheinlichkeit dem Mutterzerfall zuzuordnen sind, beschränkt. Die dominante 511 keV-Linie reduziert sich erheblich, während die Anzahl der Ereignisse in der 504 keV-Linie konstant bleibt.

#### 5.2.4 Signatur Beta-verzögerter Protonenemission

Die Unterscheidung von  $\beta$ -Zerfällen mit und ohne anschließender Protonenemission ist durch die hohe Segmentierung des Siliziumdetektorkerns gut möglich. Aufgrund der geringen Reichweite von Protonen in Silizium werden diese selbst bei Energien oberhalb von 1 MeV innerhalb eines Pixels gestoppt. Hingegen deponieren Positronen nur wenige 100 keV in einem Pixel und durchlaufen deshalb bei Zerfallsenergien von einigen MeV viele Pixel des Detektors. Als Signatur  $\beta$ -verzögerter Protonen-

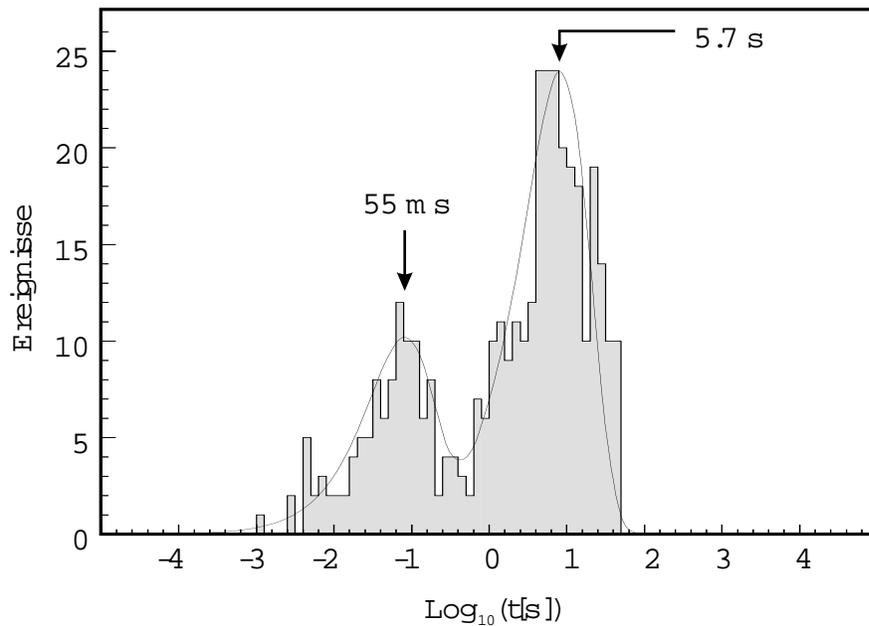


### 5.2.5 Signatur isomerer Zustände

Durch den Fragmentationsprozeß können verschiedene Niveaus eines Kerns bevölkert werden. Sofern sich die Halbwertszeiten ( $t_{1/2} > 1$  ms) der bevölkerten Zustände um mindestens eine Größenordnung unterscheiden, können diese getrennt werden. Um die Trennung zweier Halbwertszeiten in einem linearen Zeitspektrum zu erkennen sind in der Regel sehr viele Ereignisse nötig. Anders verhält sich das auf einer logarithmischen Zeitskala: Substituiert man die Zeitvariable  $t$  durch  $\theta = \ln t$  so ergibt sich die Verteilung der Zerfallszeiten  $dn/d\theta$  zu:

$$\frac{dn}{d\theta} = n\lambda e^{\theta} e^{-\lambda e^{\theta}}. \quad (5.15)$$

Die ideal exponentiell abfallende Zerfallskurve wird zu einer universellen, von der Halbwertszeit unabhängigen Verteilung. Das Maximum der Verteilung entspricht dem Logarithmus der Lebensdauer [Bar 74, Sch 84]. Dies ist in Abb. 5.23 am Beispiel des Zerfalls von  $^{78}\text{Y}$  gezeigt. Man erkennt die universelle Verteilung aufgrund der logarithmischen Zeitskala. Es können einwandfrei zwei deutlich unterscheidbare



**Abbildung 5.23:** Zerfall von  $^{78}\text{Y}$ . Aus der logarithmischen Zeitskala ergibt sich eine, von der Halbwertszeit unabhängige, universelle Verteilung. Neben dem kurzlebigen Grundzustand (55 ms) wird ein langlebiger Isomierzustand (5,7 s) festgestellt. Die Kurve entspricht einem Fit an die experimentellen Daten. Es sind nur Zerfälle der ersten Zerfallsgeneration dargestellt.

Zerfallszeiten für das Mutterisotop identifiziert werden. Die durchgezogene Kurve entspricht einem Fit an die experimentellen Daten. Die so ermittelten Halbwertszeiten stimmen mit denen der MLH-Methode überein (siehe auch Abb. 5.17).

### 5.2.6 Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen

Die zuvor beschriebenen Signaturen für  $\beta$ -verzögerte Protonenemission und isomere Zustände wurden in mehreren Fällen gefunden. Interessant sind die Verhältnisse, mit denen ein Kern einen bestimmten Zustand bevölkert und welcher Anteil eines Kernensembles über den Zerfallskanal  $\beta$ -verzögerter Protonen zerfällt.

Die Nachweiseffizienz ist für kurz- und langlebige Zustände nahezu gleich. Ein geringer Unterschied ergibt sich aus einer größeren Anzahl von Untergrundereignissen beim Nachweis langlebiger Zustände. Die Untergrundrate ist in der MLH-Methode zur Bestimmung der Zerfallszeiten berücksichtigt und wirkt sich auf die Wahrscheinlichkeit aus, mit der ein Ereignis einem Mutterzerfall zugeordnet werden kann. Deshalb wird das Verzweigungsverhältnis ( $\text{BR}^{\text{iso}}$ ) in verschiedene Isomierzustände wie folgt bestimmt:

$$\text{BR}^{\text{iso}} = \frac{(N \cdot \bar{P}_{\text{M}})_{\text{Zustand1}}}{(N \cdot \bar{P}_{\text{M}})_{\text{Zustand1}} + (N \cdot \bar{P}_{\text{M}})_{\text{Zustand2}}} . \quad (5.16)$$

Dabei ist  $N$  die Anzahl der Ereignisse und  $\bar{P}_{\text{M}}$  die mittlere Wahrscheinlichkeit eines Mutterzerfalls des jeweiligen Zustands.

Für  $\beta$ -Zerfälle mit und ohne nachfolgende Emission eines Protons unterscheidet sich die Nachweiswahrscheinlichkeit. Durch die hohe Energiedeposition eines Protons auf sehr geringem Raum wird die Triggerschwelle für Zerfälle immer überschritten. Lediglich die Totzeit sowie Totschichten der Detektoren reduzieren die Effizienz. Das Verzweigungsverhältnis der Zerfallskanäle des  $\beta$ -Zerfalls mit und ohne Protonenemission wird deshalb aus dem Verhältnis der Protonen-Ereignisse zur Gesamtzahl der implantierten (nicht Totzeit-korrigierten) Ereignisse bestimmt.

Da in beiden Fällen die gesammelte Statistik überwiegend gering war, werden die Fehler nach Feldman und Cousins [Fel 98] bestimmt.

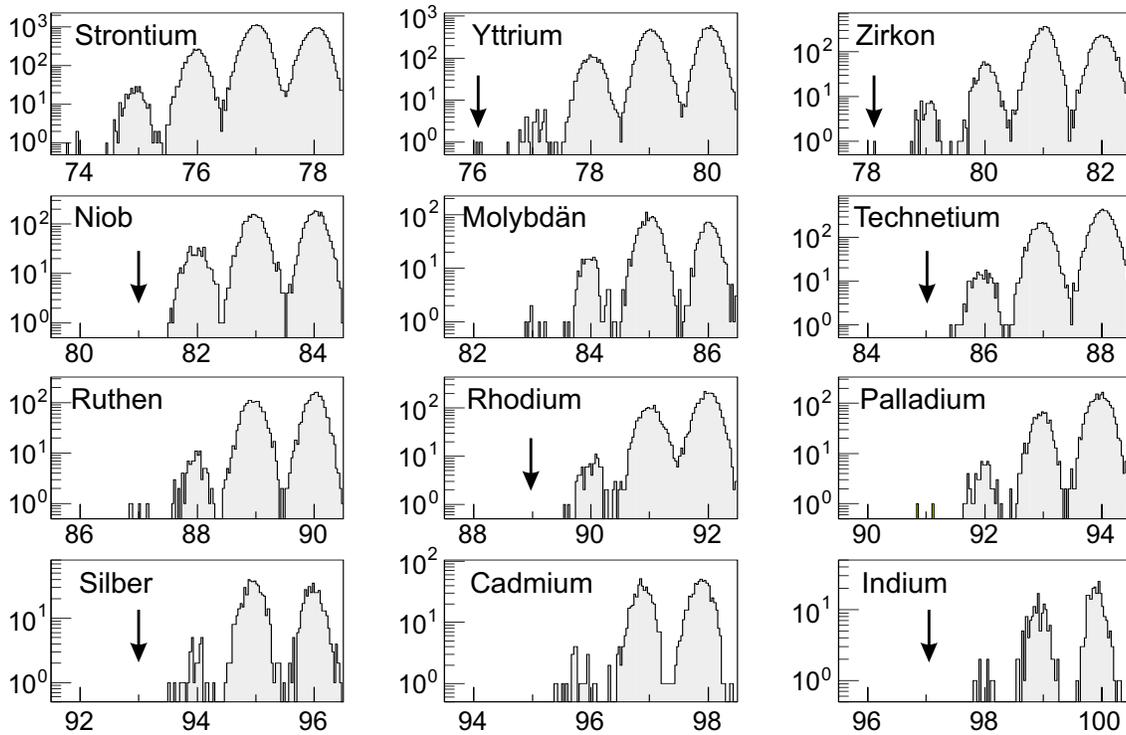
## 6. Ergebnisse und Diskussion

Es ist uns gelungen, Projektilfragmente eindeutig zu identifizieren. Es wurden zwei neue Isotope ( $^{76}\text{Y}$  und  $^{78}\text{Zr}$ ) entdeckt. Mit Hilfe der in Kap. 4 beschriebenen Auswertungsverfahren konnten obere Grenzen für Produktionsquerschnitte und Halbwertszeiten nicht beobachteter Kerne bestimmt werden. Ein Teil der erfolgreich identifizierten Kerne wurde in das Zentrum eines Stapels aus Siliziumdetektoren implantiert und ihr Implantationsort  $(x, y, z)$  auf etwa 0.5 mm genau bestimmt. Durch Korrelation mit den Orten der Zerfallsereignisse resultieren sehr untergrundsarme Daten, die mit den in Kap. 5 beschriebenen Auswertungsverfahren analysiert wurden. Im Falle der Halbwertszeiten konnten immer auch die (bekannten) Tochterzerfälle des jeweiligen Nuklids beobachtet und zur Auswertung herangezogen werden.

Im Folgenden werden zunächst die Ergebnisse der Identifizierungsanalyse präsentiert und in Hinblick auf die Protonendripline diskutiert. Am Ende dieser Diskussion stehen neu gewonnene Zerfallsdaten zu  $N = Z - 1$  Kernen. Im Anschluß werden die restlichen Daten der Implantationsanalyse geordnet nach ihren physikalischen Gesichtspunkten vorgestellt und mit vorhandenen Daten verglichen. Zuletzt werden die Halbwertszeiten aller gemessenen Isotope tabellarisch zusammengefaßt.

### 6.1 Die Protonendripline

Mit Hilfe der in Kap. 4 vorgestellten Identifikationsdetektoren war eine sehr gute Trennung benachbarter Massen um etwa 2 Größenordnungen möglich. Dies wird in Abb. 6.1 deutlich. Die einzelnen in Abb. 4.6 dargestellten Kerne sind hier gegen ihre Massen aufgetragen. Gut zu erkennen sind die erstmals identifizierten Isotope  $^{76}\text{Y}$  und  $^{78}\text{Zr}$ . Ferner sieht man das Fehlen von  $N = Z - 1$ -Kernen für ungerade Kernladungszahlen ab  $Z = 41$ . Im Gegensatz dazu wurden am A1200-Separator in MSU  $^{81}\text{Nb}$  und  $^{85}\text{Tc}$  identifiziert, wobei eine Fehlidentifizierung nicht ausgeschlossen wurde [Hen 94]. Aufgrund der in unserem Experiment deutlich besseren  $Z$ - und  $A$ -Auflösung ( $\sigma_{Z,A} = 0.24$  in [Hen 94]) wird die Vermutung der Fehlidentifizierung in [Hen 94] bestärkt. Desweiteren wird von Rykaczewski et al. die Beobachtung von  $^{89}\text{Rh}$  nach einer Flugzeit von  $1.5 \mu\text{s}$  im LISE3 Spektrometer an GANIL genannt [Ryk 95]. Aufgrund der zum FRS vergleichsweise langen Flugzeit ( $1.5 \mu\text{s}$  (GANIL)



**Abbildung 6.1:** Massenspektren der identifizierten Kerne. Die Trennung benachbarter Massen um etwa 2 Größenordnungen ist deutlich zu erkennen. Die Pfeile weisen auf die erstmals identifizierten Isotope  $^{76}\text{Y}$  und  $^{78}\text{Zr}$  sowie auf das Fehlen von  $N = Z - 1$ -Kernen ab Niob hin.

gegenüber  $\sim 200$  ns (FRS)), der deutlich schlechteren Auflösung der am GANIL verwendeten Anordnung ( $\sigma_A \approx 0.34$ ) sowie vergleichbarer Intensitäten der Isotope  $^{90}\text{Rh}$  und  $^{91}\text{Rh}$  muß diese Beobachtung in Frage gestellt werden.

In den folgenden Abschnitten werden für nicht beobachtete Kerne eine obere Grenze der Produktionsquerschnitte bestimmt und die experimentellen Daten der beiden neuen Isotope mit Simulationsrechnungen verglichen. Anschließend werden für die beiden neuen Nuklide und für einige nicht beobachtete Kerne eine untere bzw. obere Grenze ihrer Halbwertszeit abgeschätzt sowie neue Halbwertszeitmessungen zu bereits früher beobachteten Kernen präsentiert. Abschließend werden die neuen Daten im Hinblick auf die Protonendripline diskutiert.

### 6.1.1 Produktionsquerschnitte nicht beobachteter Kerne

Nach Gl. (4.24) wurden für alle nicht beobachteten Nachbarn identifizierter Nuklide obere Grenzen ihrer Produktionsquerschnitte bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Zum Vergleich wurden die in [Sto 01] experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte mit dem aus EPAX folgenden Querschnittsverhältnis der Nachbarisotope gemäß Gl. (4.19) skaliert und so ein Vergleichswert  $\sigma_{\text{skal.}}$  berechnet.

Aus Tabelle 6.1 erkennt man, daß die ermittelten Obergrenzen  $\sigma_{\text{oG}}$  in vielen Fällen weit über den skalierten Querschnitten  $\sigma_{\text{skal.}}$  liegen und damit keine neuen Erkenntnisse liefern. Hingegen ist für  $^{85}\text{Tc}$  und insbesondere für  $^{81}\text{Nb}$  die obere Grenze des Produktionsquerschnitts deutlich geringer als der skalierte Querschnitt. Daraus kann man auf eine Protoneninstabilität dieser beiden Kerne schließen; die Protonendripline ist an diesen Stellen überschritten ( $1\sigma$ -Signifikanz für  $^{85}\text{Tc}$ ,  $3\sigma$ -Signifikanz für  $^{81}\text{Nb}$ ).

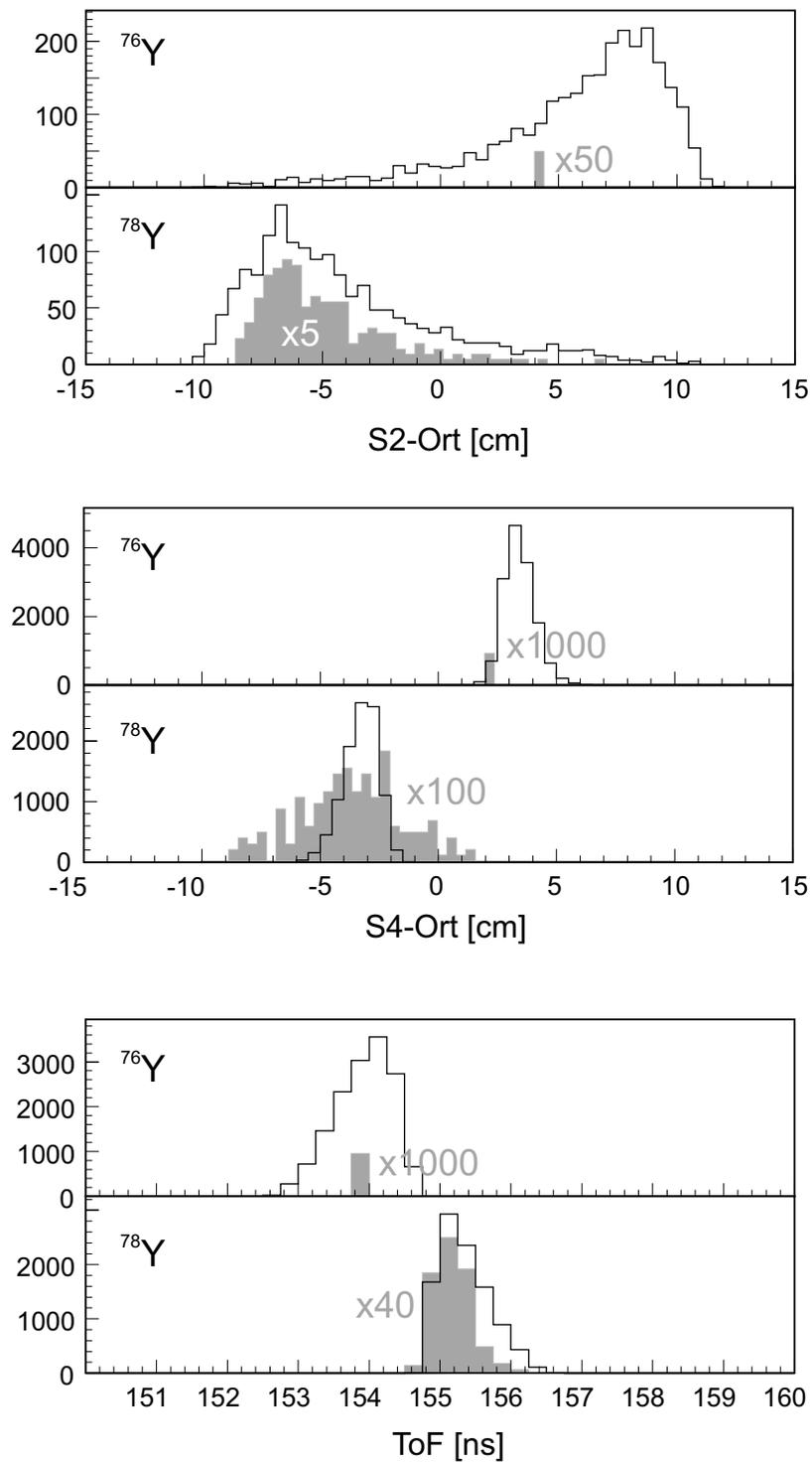
Isotop	$\sigma_{\text{oG}}$ [barn]	$\sigma_{\text{skal.}}$ [barn]
$^{75}\text{Y}$	$5 \times 10^{-10}$	$(1.0_{-0.7}^{+1.8}) \times 10^{-12}$
$^{77}\text{Zr}$	$6 \times 10^{-10}$	$(1.0_{-0.7}^{+1.8}) \times 10^{-12}$
$^{81}\text{Nb}$	$4.4 \times 10^{-11}$	$(5.0 \pm 2.1) \times 10^{-10}$
$^{82}\text{Mo}$	$1.2 \times 10^{-10}$	$(1.3_{-0.7}^{+0.8}) \times 10^{-11}$
$^{85}\text{Tc}$	$7.4 \times 10^{-11}$	$(1.6 \pm 0.7) \times 10^{-10}$
$^{86}\text{Ru}$	$1 \times 10^{-9}$	$(8.7_{-6.5}^{+7.6}) \times 10^{-12}$
$^{89}\text{Rh}$	$4.4 \times 10^{-11}$	$(4.7 \pm 2.1) \times 10^{-11}$
$^{90}\text{Pd}$	$1.5 \times 10^{-9}$	$(3.3_{-2.4}^{+5.8}) \times 10^{-12}$
$^{93}\text{Ag}$	$2.7 \times 10^{-11}$	$(1.4_{-0.7}^{+0.8}) \times 10^{-11}$
$^{97}\text{In}$	$1.5 \times 10^{-11}$	$(2.3_{-1.2}^{+1.4}) \times 10^{-12}$

**Tabelle 6.1:** Berechnete Produktionsquerschnitte. Gemäß Gl. (4.24) wurde eine obere Grenze  $\sigma_{\text{oG}}$  des Produktionsquerschnitts nicht beobachteter Isotope berechnet. Zum Vergleich wurden gemessene Querschnitte [Sto 01] mittels EPAX nach Gl. (4.19) zu ihren Nachbarisotopen skaliert ( $\sigma_{\text{skal.}}$ ). Die Fehler entsprechen einer  $1\sigma$ -Umgebung.

### 6.1.2 Neue Nuklide

Um eine Fehlidentifizierung der zwei  $^{76}\text{Y}$ -Ereignisse sowie des  $^{78}\text{Zr}$ -Ereignisses auszuschließen, wurden für jedes Ereignis die Einzelspektren in den Detektoren geprüft und mit MOCADI-Simulationsrechnungen verglichen. Keines der Ereignisse trat an weniger sensitiven Randbereichen der Detektoren auf. Die zur  $Z$ -Bestimmung führenden Energieverlustsignale der beiden Ionisationskammern sind stimmig. Dabei wurden auch die einzelnen Anodensignale verglichen. Um die Simulationsrechnungen zu überprüfen wurde zusätzlich zu  $^{76}\text{Y}$  bzw.  $^{78}\text{Zr}$  das deutlich häufigere  $^{78}\text{Y}$  bzw.  $^{80}\text{Zr}$  simuliert und mit den experimentellen Daten verglichen. Das Ergebnis der Simulation der Ortsverteilung an F2 und F4 sowie die Flugzeit ist in Abb. 6.2 für ein  $^{76}\text{Y}$ -Ereignis gezeigt. Neben der  $^{76}\text{Y}$ -Simulation sind auch die simulierten  $^{78}\text{Y}$  Daten gezeigt. Verglichen werden diese jeweils mit den experimentellen Daten (graue Histogramme). Zur besseren Wahrnehmung sind die gemessenen  $^{76}\text{Y}$  Daten mit den in der Abbildung angegebenen Faktoren nach oben skaliert. Die Übereinstimmung von Simulation und Experiment ist gut zu erkennen. Lediglich die gemessene Ortsverteilung an F4 ist gegenüber der Simulation deutlich verbreitert. Die Schwerpunkte liegen auch hier am gleichen Ort. Die Verbreiterung des Fragmentstrahls liegt in den Materieschichten im FRS begründet. Dadurch traf das Sollfragment den Implantationsdetektor auf einer größeren Fläche, wodurch die Zählrate in einzelnen Segmenten des Implantationsdetektors minimiert wurde (siehe Kap. 5). Diese Verbreiterung wird durch die MOCADI-Simulation unzureichend berücksichtigt.

Aufgrund der hier dargestellten Übereinstimmung von Experiment und Simulation sowie dem hervorragenden Auflösungsvermögen unseres Identifizierungssystems kann eine Fehlidentifizierung dieser drei Einzelereignisse nahezu ( $3\sigma$ -Signifikanz) ausgeschlossen werden.



**Abbildung 6.2:** Vergleich Experiment-Simulation. Die experimentellen Daten sind durch die grau gefärbten Verteilungen angedeutet. Für eine bessere Vergleichsmöglichkeit wurden die experimentellen Daten jeweils um den angegebenen Faktor nach oben skaliert. Man erkennt eine gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment.

### 6.1.3 Halbwertszeitmessungen an der p-Dripline

#### 6.1.3.1 Identifizierungsdaten

Aus der Identifizierung der beiden neuen Isotope  $^{76}\text{Y}$  und  $^{78}\text{Zr}$  kann man, entsprechend der Flugzeit der Ionen durch den FRS ( $T_{\text{FRS}}(^{77}\text{Y}) \approx 171 \text{ ns}$ ,  $T_{\text{FRS}}(^{98}\text{In}) \approx 186 \text{ ns}$ , jeweils im Laborsystem), eine untere Halbwertszeitgrenze angeben. Ebenso kann aus der Nichtbeobachtung bestimmter Kerne eine obere Grenze (Gl. (4.26)) ihrer Halbwertszeit abgeschätzt werden.

Die Ergebnisse dieser Abschätzung  $T_{1/2}^{\text{exp}}$  sind in Tabelle 6.2 angegeben. Zusätzlich wurden frühere Ergebnisse anderer Messungen [Jan 99, Ryk 95] aufgenommen ( $T_{1/2}^{\text{other}}$ ). Diese Daten stammen aus der Fragmentation eines  $^{92}\text{Mo}$ - bzw. eines  $^{112}\text{Sn}$ -Strahls (jeweils ca.  $60 A \cdot \text{MeV}$ ) an einem Nickel-Target am LISE3-Spektrometer (GANIL). Auch hier zeigt sich nochmal die Diskrepanz, die aus der (Nicht-)Identifizierung von  $^{89}\text{Rh}$  resultiert. Für  $^{81}\text{Nb}$  konnte eine neue obere Grenze der Halbwertszeit bestimmt werden.

Isotop	$T_{1/2}^{\text{exp}}$ [ns]	$T_{1/2}^{\text{other}}$ [ns]
$^{76}\text{Y}$	> 170	
$^{78}\text{Zr}$	> 170	
$^{81}\text{Nb}$	< 44	< 80 [Jan 99]
$^{85}\text{Tc}$	< 110	< 100 [Jan 99]
$^{89}\text{Rh}$	< 300	> 1500 [Ryk 95]

**Tabelle 6.2:** Experimentelle Halbwertszeitgrenzen  $T_{1/2}^{\text{exp}}$  an der Protonen-Dripline. Die Daten  $T_{1/2}^{\text{other}}$  stammen aus Messungen anderer Gruppen. Die jeweiligen Referenzen sind angegeben.

#### 6.1.3.2 Implantationsdaten

Neben den gerade diskutierten und ausschließlich identifizierten  $N = Z - 1$  und  $N = Z - 2$  Kernen konnten einige weitere  $N = Z - 1$  Nuklide implantiert und spektroskopiert werden. Erstmals konnten die supererlaubten Betazerfälle (Fermi und Gamov-Teller-Übergang möglich) von  $^{75}\text{Sr}$ ,  $^{77}\text{Y}$ ,  $^{79}\text{Zr}$  und  $^{83}\text{Mo}$  beobachtet werden. Die Ergebnisse sind in Tab. 6.3 zusammengestellt.

Isotop	Anzahl	$t_{1/2}$ [ms]	$t_{1/2}^{\text{th}}$ [ms]
$^{75}\text{Sr}$	1	$80^{+400}_{-40}$	94
$^{77}\text{Y}$	12	$57^{+22}_{-12}$	84
$^{79}\text{Zr}$	1	$80^{+400}_{-40}$	77
$^{83}\text{Mo}$	1	$6^{+30}_{-3}$	66

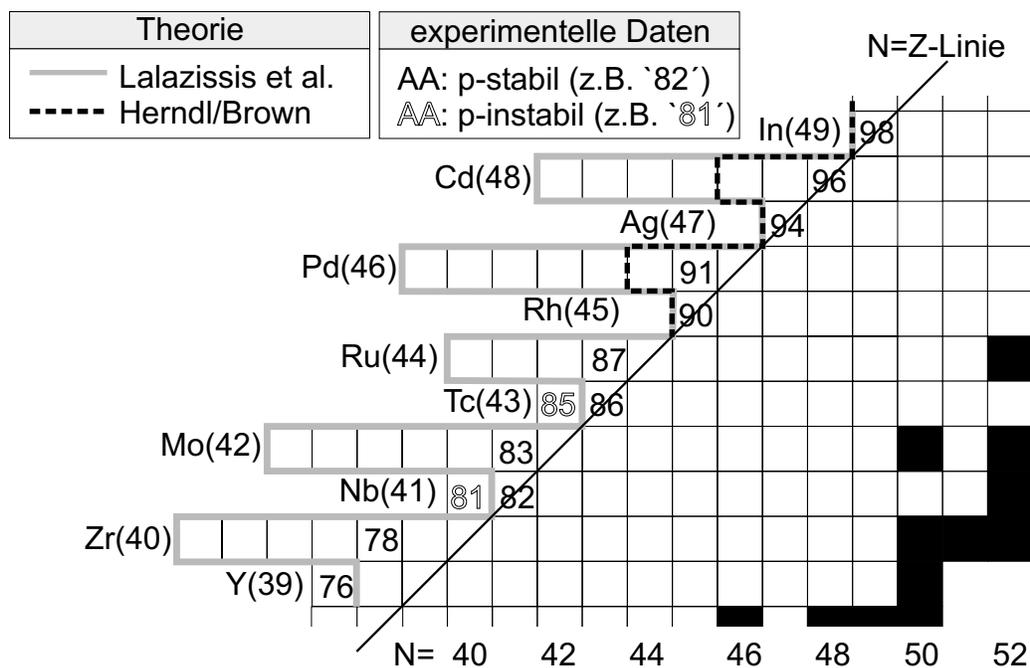
**Tabelle 6.3:** Halbwertszeiten  $t_{1/2}$  von  $N = Z - 1$ -Kernen. Neben den gemessenen Daten sind von Hirsch et al. gerechnete Halbwertszeiten  $t_{1/2}^{\text{th}}$  angegeben [Hir 93]. Die Fehler entsprechen einem  $1\sigma$ -Intervall.

In Tab. 6.3 fällt die minimale Statistik (1 Ereignis) für  $^{75}\text{Sr}$ ,  $^{79}\text{Zr}$  und  $^{83}\text{Mo}$  auf. Diese Kerne wurden im Experiment nicht als Sollfragment eingestellt. Sie konnten nur aufgrund der geometrischen Ausdehnung der Implantationszone in den Einstellungen auf ihre protonenreicheren Nachbarisotope als (positives) Nebenprodukt spektroskopiert werden.

Im Hinblick auf die protoneninstabilen  $N = Z - 1$  Kerne  $^{69}\text{Br}$  und  $^{73}\text{Rb}$  mag die Protonenstabilität von  $^{77}\text{Y}$  verwundern. Eine mögliche Erklärung hierfür kann in einem Kernstruktureffekt begründet liegen. In der Region  $N \sim Z \sim 40$  treten bei einer geringen Änderung der Nukleonenzahl große Änderungen in der Kernform auf (als Folge geringer Zustandsdichten und großer Energielücken). Eine solche Formänderung führt auch zur Population anderer Einteilchenorbitale. Die Teilchenstabilität von  $^{77}\text{Y}$  kann daraus resultieren, daß sich ein Proton in einem gegenüber  $^{69}\text{Br}$  und  $^{73}\text{Rb}$  höheren  $l$ -Orbital befindet und aufgrund der größeren Zentrifugalbarriere gebundenen ist.

#### 6.1.4 Lage der Protonendripline

Aus den zuvor diskutierten Daten (Produktionsquerschnitte und Halbwertszeiten) resultiert die in Abb. 6.3 dargestellte Protonen-Dripline. Die gemessenen Daten werden durch die Massenzahlen in dem Nuklidkartenausschnitt repräsentiert. Zum Vergleich sind aktuelle Dripline-Vorhersagen nach [Lal 01] und [Her 97] eingezeichnet. Während die theoretischen Vorhersagen für Protonen-instabile Kerne oberhalb von Zirkon gestützt werden, ergibt sich für  $^{76}\text{Y}$  scheinbar eine Verschiebung der Dripline zu neutronenärmeren Kernen. Die experimentellen Daten schließen jedoch nicht aus, daß  $^{76}\text{Y}$  mit einer Halbwertszeit  $> 170$  ns dominant über p-Emission zerfällt.

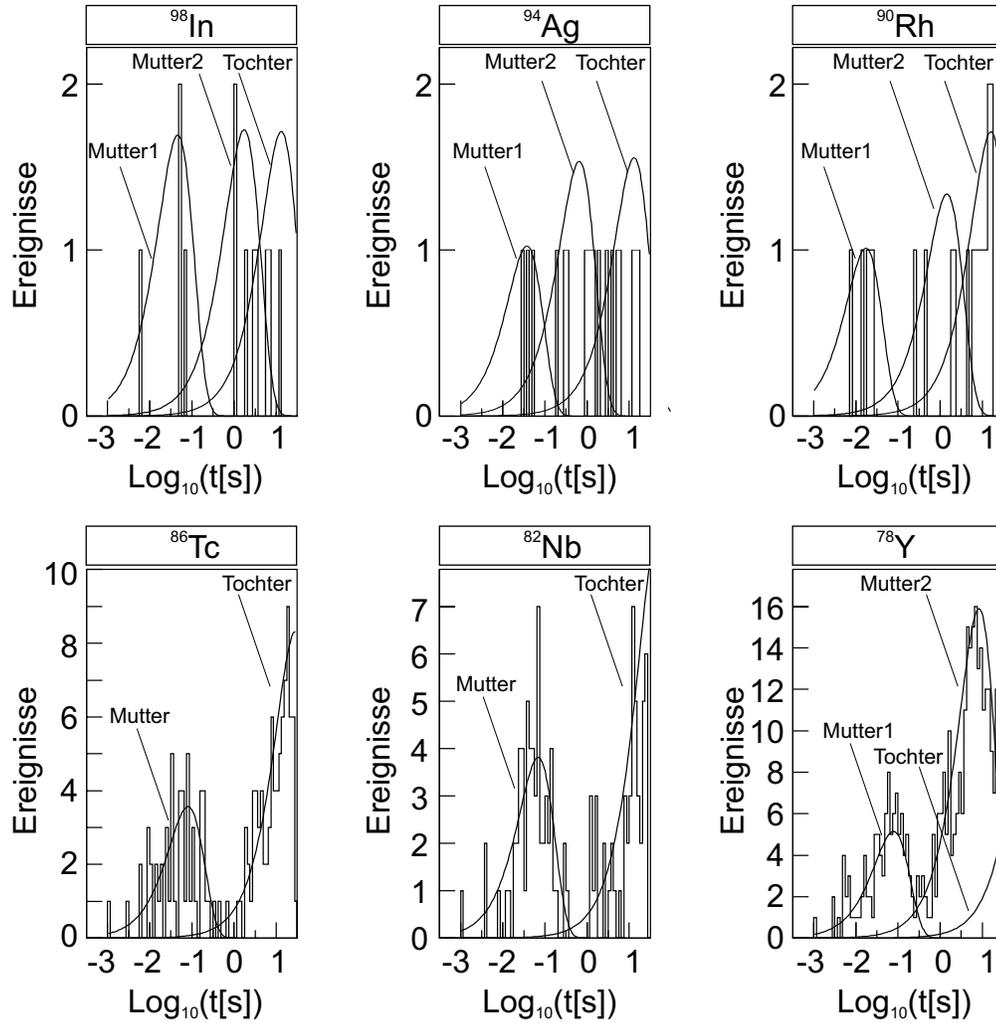


**Abbildung 6.3:** Vorhersagen zur Protonen-Dripline. Experimentelle Daten dieser Arbeit sind durch Massenzahlen in dem gezeigten Ausschnitt der Nuklidkarte dargestellt. Zum Vergleich sind die Dripline-Vorhersagen nach [Lal 01] und [Her 97] eingezeichnet.

## 6.2 Untersuchung von $N = Z$ uu-Kernen

Bereits in der Motivation wurde auf  $N = Z$  uu-Kerne als Kandidaten für supererlaubte Fermi- $\beta$ -Übergänge hingewiesen. In der Folge untersuchten wir die sechs schwersten Kandidaten von  $^{78}\text{Y}$  bis  $^{98}\text{In}$  und konnten in Übereinstimmung mit den Erwartungen supererlaubter Fermi-Übergänge die Halbwertszeit eines kurzlebigen Zustands bestimmen. Die gewonnenen Daten werden im nächsten Abschnitt vorgestellt. Im Falle der kurzen Halbwertszeiten supererlaubter Fermi-Übergänge war es möglich in einigen Kernen, aufgrund des großen Unterschieds der Halbwertszeiten, zusätzlich einen langlebigen Zustand aufzulösen.

Eine Übersicht der Zerfallsdaten für die sechs  $N = Z$  uu-Kerne von  $^{78}\text{Y}$  bis  $^{98}\text{In}$  ist in Abb. 6.4 gezeigt. Durch die logarithmische Zeitskala kann ein großer Bereich an Zerfallszeiten übersichtlich dargestellt werden. Innerhalb der Korrelationszeit (30 s) ist mit Ausnahme von  $^{82}\text{Nb}$  und  $^{86}\text{Tc}$  neben dem kurzlebigen Mutterzustand ein weiterer langlebiger Zustand sichtbar (gleiche Zerfallsgeneration). Diese isomeren Zustände werden in Abschnitt 6.2.2 besprochen. Aufgrund der langen Korrelationszeit wird in fast allen Fällen zusätzlich der Tochterzustand beobachtet (Ausnahme: Tochterzerfall von  $^{78}\text{Y}$ ,  $T_{1/2}(^{78}\text{Sr}) = 160$  s).



**Abbildung 6.4:** Zerfallsdaten der  $N = Z$  uu-Kerne. Die gemessenen Zerfallszeiten aller Ereignisgenerationen (Zerfall und Untergrund) sind auf einer logarithmischen Zeitskala dargestellt. In einigen Fällen konnte innerhalb der Korrelationszeit (30 s) neben dem kurzlebigen Mutterzerfall (Mutter1) ein langlebiger Mutterzustand (Mutter2) sowie der Tochterzerfall nachgewiesen werden.

### 6.2.1 Supererlaubte Fermi-Betaübergänge

Die Halbwertszeiten der kurzlebigen Zustände der sechs schwersten  $N = Z$  uu-Kerne ( $^{78}\text{Y}$  bis  $^{98}\text{In}$ ) sind in Tab. 6.4 angegeben.

Die gemessenen Halbwertszeiten werden sowohl mit Meßdaten von Longour et al. [Lon 98] als auch mit theoretischen Vorhersagen verglichen. Die Messungen von Longour et al. stammen aus der Fragmentation eines  $60A\cdot\text{MeV}$   $^{92}\text{Mo}$ -Strahls an einem Nickel-Target ( $120\ \mu\text{m}$ ). Die Fragmente wurden mit dem LISE3-Spektrometer

Isotop	Anzahl	$t_{1/2}$ [ms]	$t_{1/2}^{\text{ref}}$ [ms]	$t_{1/2}^{\text{th}}$ [ms]
$^{78}\text{Y}$	103	$55_{-6}^{+9}$	$55 \pm 12$	49
$^{82}\text{Nb}$	71	$48_{-6}^{+8}$	$50 \pm 4$	41
$^{86}\text{Tc}$	79	$59_{-7}^{+8}$	$47 \pm 12$	35
$^{90}\text{Rh}$	5	$12_{-4}^{+9}$		30
$^{94}\text{Ag}$	4	$26_{-9}^{+26}$		26
$^{98}\text{In}$	4	$32_{-11}^{+32}$		23

**Tabelle 6.4:** Halbwertszeiten  $t_{1/2}$  von  $N = Z$  uu-Kernen. Neben den gemessenen Daten sind Meßwerte von Longour et al. ( $t_{1/2}^{\text{ref}}$ ) [Lon 98] angegeben. Die theoretischen Werte  $t_{1/2}^{\text{th}}$  ergeben sich aus der Annahme, daß es sich um supererlaubte Fermi-Übergänge handelt. Die angegebenen Fehler entsprechen einem  $1\sigma$ -Intervall.

(GANIL) separiert und in einen 12-fach segmentierten  $500 \mu\text{m}$  Siliziumdetektor implantiert. Es wurden die Halbwertszeiten der supererlaubten Fermi-Übergänge von  $^{78}\text{Y}$ ,  $^{82}\text{Nb}$  und  $^{86}\text{Tc}$  bestimmt. Die gemessenen Daten sind in guter Übereinstimmung mit unseren Daten, wobei unsere Fehler aufgrund eines deutlich geringeren Untergrunds sowie der Berücksichtigung höherer Zerfallsgenerationen durch die MLH-Methode – mit Ausnahme von  $^{82}\text{Nb}$  – kleiner sind.

Die theoretischen Werte in Tab. 6.4 ergeben sich aus der Annahme, daß die CVC-Hypothese erfüllt ist, d.h. daß die  $ft$ -Werte gleich sind. Die benötigten Endpunktsenergien wurden der Literatur entnommen [Aud 95].

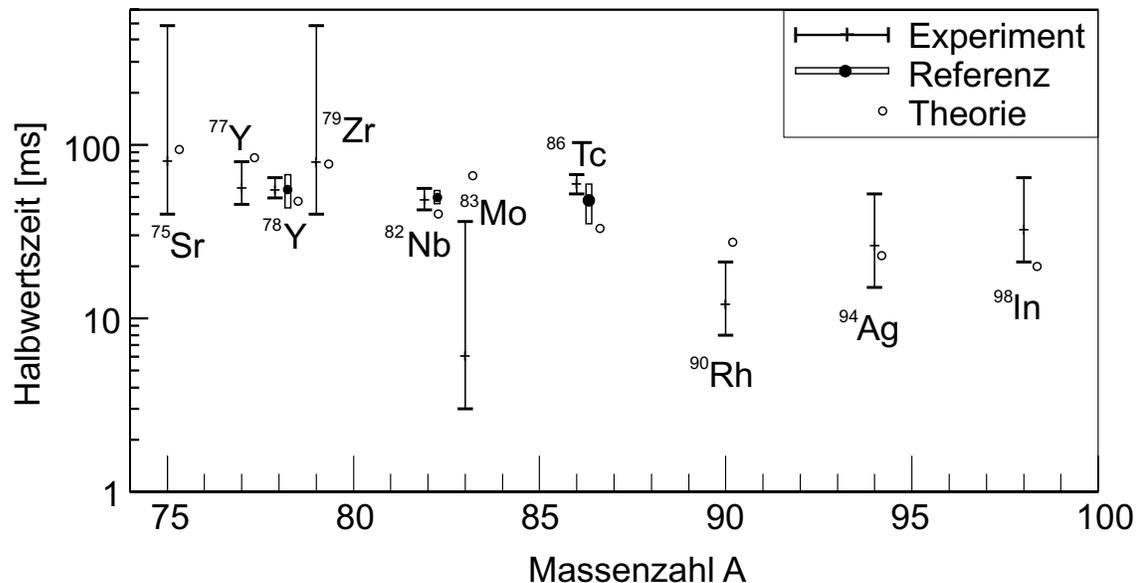
Erstmals konnten kurzlebige Zustände der schwersten  $N = Z$  uu-Kerne –  $^{90}\text{Rh}$ ,  $^{94}\text{Ag}$  und  $^{98}\text{In}$  – nachgewiesen werden. Die experimentell ermittelten Halbwertszeiten sind dabei mit den Erwartungen aufgrund theoretischer Vorhersagen verträglich (siehe  $t_{1/2}^{\text{th}}$  in Tab. 6.4).

Es stellt sich nun die Frage, ob die beobachteten  $0^+ \rightarrow 0^+$  Zerfälle der  $N = Z$  uu-Kerne zu ihrem isobaren Analogzustand aus einem  $0^+$  Grundzustand stammen. Es gibt einige Fälle von  $N = Z$  uu-Systemen, in denen ein angeregter, isomerer kurzlebiger  $T = 1$ ,  $I^\pi = 0^+$ -Zustand existiert. Ein Beispiel dafür ist  $^{26}\text{Al}$ . Der Grundzustand lebt hier  $7.4 \times 10^5$  Jahre, während ein  $228 \text{ keV}$  angeregter  $0^+$ -Zustand via supererlaubtem Fermi- $\beta$ -Übergang zerfällt. Über Grundzustände kann deshalb keine klare Aussage getroffen werden. Abgesehen von  $^{58}\text{Cu}$  ( $I = 1^+$ ,  $T = 0$ ) wurde aber bisher bei allen bekannten  $N = Z$  uu-Kernen schwerer als  $^{40}\text{Ca}$  ein  $0^+$  Grundzustand gefunden, welcher via supererlaubten Fermi-Übergang zerfällt [Uus 98]. Die

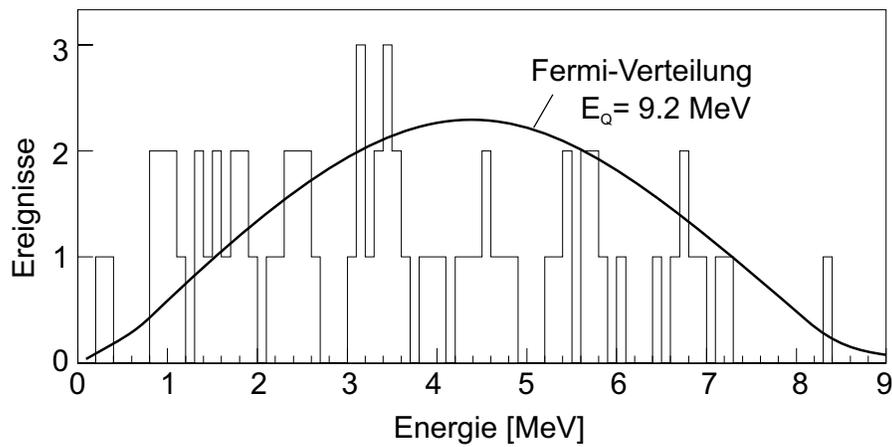
$0^+$ -Zustände werden deshalb – in Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen – favorisiert.

In Abb. 6.5 sind die in Tab. 6.4 angegebenen kurzlebigen Übergänge nochmals dargestellt. Zusätzlich sind die in Tab. 6.3 aufgelisteten kurzlebigen  $N = Z - 1$  Kerne eingezeichnet. Diese zerfallen ebenso wie die  $N = Z$ -Kerne über einen kurzlebigen supererlaubten  $\beta$ -Zerfall (Gamov-Teller und Fermi). Zum Vergleich sind die theoretischen Werte aus der Theorie supererlaubter Fermiübergänge (CVC-Hypothese) bzw. nach Hirsch et al. [Hir 93] sowie vergleichbare experimentelle Messungen der Gruppe um Longour et al. [Lon 98] eingezeichnet. Man erkennt die allgemein sehr gute Übereinstimmung der experimentellen und theoretischen Ergebnisse.

Abschließend zur Diskussion supererlaubter Fermi-Übergänge sollen noch die aus den Daten gewonnenen Zerfallsenergien besprochen werden. Wie bereits in Abschnitt 5.2.2 angesprochen, erhält man aus den Daten lediglich eine untere Grenze für die Endpunktsenergie. Diese lag für alle sechs Nuklide bei etwa 9.2 MeV. Dies ist mit den Endpunktsenergien nach Audi und Wapstra [Aud 95] (11.0...13.2 MeV für  $^{78}\text{Y}$ ... $^{98}\text{In}$ ) verträglich. Aussagen bezüglich einer systematischen Überschätzung der Endpunktsenergien sind jedoch nicht möglich. In Abb. 6.6 sind alle auswertbaren Ereignisse ( $\sim 70\%$  der Gesamtstatistik) für  $^{78}\text{Y}$  dargestellt. Die Fermi-Verteilung



**Abbildung 6.5:** Grafische Übersicht der gemessenen kurzlebigen Beta-Übergänge. Zum Vergleich sind die theoretischen Vorhersagen gemäß der CVC-Hypothese und nach Hirsch et al. (“Theorie”, [Hir 93]) sowie vergleichbare experimentelle Messungen der Gruppe um Longour et al. (“Referenz”, [Lon 98]) eingezeichnet.



**Abbildung 6.6:** Energiespektrum der Positronen im  $^{78}\text{Y}$ -Zerfall. Die durchgezogene Kurve entspricht der Fermi-Verteilung für die ermittelte untere Grenze der Endpunktsenergie ( $E_Q = 9.2 \text{ MeV}$ ).

der ermittelten unteren Grenze der Endpunktsenergie ( $E_Q = 9.2 \text{ MeV}$ ) ist ebenfalls eingezeichnet. Die unzureichende Signifikanz des Fits ist klar erkennbar.

### 6.2.2 Isomere Zustände

Die Halbwertszeiten der langlebigen Zustände der  $N = Z$  uu-Kerne sind in Tab. 6.5 aufgelistet.

Isotop	Anzahl	BR [%]	$t_{1/2}$ [s]	$t_{1/2}^{\text{ref}}$ [s]
$^{78}\text{Y}^{\text{iso}}$	204	$67 \pm 7$	$5.7^{+0.7}_{-0.6}$	$5.8 \pm 0.6$ [Uus 98]
$^{90}\text{Rh}^{\text{iso}}$	31	$86 \pm 7$	$1.0^{+0.3}_{-0.2}$	
$^{94}\text{Ag}^{\text{iso}}$	14	$77 \pm 11$	$0.45^{+0.20}_{-0.13}$	$0.42 \pm 0.05$ [Sch 95]
$^{98}\text{In}^{\text{iso}}$	4	$49 \pm 13$	$1.2^{+1.2}_{-0.4}$	

**Tabelle 6.5:** Halbwertszeiten  $t_{1/2}$  von Isomeren der  $N = Z$  uu-Kerne.  $t_{1/2}^{\text{ref}}$  sind Meßwerte anderer Gruppen. Die entsprechende Referenz ist jeweils angegeben. Die angegebenen Fehler entsprechen einem  $1\sigma$ -Intervall.

Die gemessene Halbwertszeit des  $5^+$  Isomers von  $^{78}\text{Y}$  ist konsistent mit Messungen von Uusitalo et al. [Uus 98]. Das Isomer wurde dort durch Fusion zweier Calcium-Kerne bei 125 MeV in Argonne (ATLAS) erzeugt ( $^{40}\text{Ca}(^{40}\text{Ca},\text{pn})$ ) und mit zwei Plastik- $\beta$ -Detektoren und zwei Germaniumdetektoren spektroskopiert.

Das  $^{94}\text{Ag}$ -Isomer wurde bereits durch Spektroskopie  $\beta$ -verzögerter Protonen am Online-Separator der GSI gemessen [Sch 95]. Auch hier ist unsere Messung in gutem Einklang mit der zitierten Referenz. Der Übergang wird dem  $9^+$ -Isomer in  $^{94}\text{Ag}$  zugeschrieben.

Zum ersten Mal wurden auch langlebige Zustände in  $^{90}\text{Rh}$  und  $^{98}\text{In}$  entdeckt. Analog zu  $^{78}\text{Y}$  und  $^{94}\text{Ag}$  wird vermutet, daß es sich hierbei um Hochspin-Zustände handelt.

Für  $^{82}\text{Nb}$  und  $^{86}\text{Tc}$  wurde innerhalb einer Korrelationszeit von 30 s keine Signatur isomerer Übergänge gefunden. Mögliche Erklärungen sind eine sehr lange Lebensdauer des Isomers ( $> 30$  s) und/oder ein geringes Verzweigungsverhältnis der Fragmentationsreaktion in den entsprechenden Hochspinzustand ( $< 2\%$ ). Wahrscheinlicher ist aber die Abregung eines in der Fragmentationsreaktion bevölkerten Isomers über Emission von Gammaquanten. In Übereinstimmung mit dieser Vermutung wurde am GANIL kürzlich bei der Fragmentation eines  $^{92}\text{Mo}$ -Strahls (60 A·MeV) an einem Nickeltarget ein kurzlebige  $\mu\text{s}$ -Isomer in  $^{86}\text{Tc}$  ( $\tau = 1.6 \pm 0.3 \mu\text{s}$ ) gefunden [Cha 00]. Die nachgewiesenen Gammalinien (595 keV, 850 keV) werden den Yrast-Übergängen  $2^+ \rightarrow 0^+$  und  $4^+ \rightarrow 2^+$  zugeordnet. Es wird spekuliert, daß die Yrast-Zustände aus einem  $5^\pm$  Isomer populiert werden. Der Isomerzustand wurde dabei zu  $36.3 \pm 19.5\%$  bevölkert.

Die Bevölkерung von Hochspinzuständen gegenüber dem kurzlebigen  $0^+$ -Zustand in der Reaktion  $^{112}\text{Sn}+^9\text{Be}$  ist im Verzweigungsverhältnis (BR) in Tab. 6.5 angegeben. Mit Ausnahme von  $^{98}\text{In}$  wird der Hochspinzustand dominant bevölkert. Die geringere Bevölkерung des am GANIL beobachteten  $^{86}\text{Tc}$ -Isomers ( $36.3 \pm 19.5\%$ , [Cha 00]) ist aufgrund der unterschiedlichen Produktionsmechanismen der verglichenen Experimente (GANIL:Fusion-Abdampfung, FRS: hochenergetische Projekttilfragmentation) nicht verwunderlich.

## 6.3 Wartepunkte des *rp*-Prozesses

Im Abschnitt 2.2 wurde erklärt, daß die im *rp*-Prozeß erzeugten Isotopenhäufigkeiten wesentlich von den Halbwertszeiten der Wartepunkte abhängen. Wir haben deshalb die wichtigsten Wartepunkte [Sch 98] zwischen Zirkon und Palladium gemessen. Die ermittelten Halbwertszeiten sind in Tab. 6.6 angegeben. Zum Vergleich sind darüberhinaus Messungen anderer Gruppen sowie theoretische Vorhersagen notiert.

Isotop	Anzahl	$t_{1/2}$ [s]	$t_{1/2}^{\text{ref}}$ [s]	$t_{1/2}^{\text{th}}$ [s]	$t_{1/2}^{\text{[Sch98]}}$ [s]
$^{80}\text{Zr}$	63	$5.3_{-0.9}^{+1.1}$	$4.1_{-0.6}^{+0.8}$ [Res 00]	7 [Bie 92]	6.9
$^{84}\text{Mo}$	37	$3.7_{-0.8}^{+1.0}$		6 [Bie 92]	1.1
$^{88}\text{Ru}$	34	$1.2_{-0.2}^{+0.3}$		3.8 [Her 97]	0.7
$^{89}\text{Ru}$	393	$1.45 \pm 0.13$	$1.2 \pm 0.2$ [Zha 99]	4.0 [Her 97]	
$^{92}\text{Pd}$	22	$1.0_{-0.2}^{+0.3}$		2.1 [Her 97]	0.55
$^{93}\text{Pd}$	187	$1.0 \pm 0.2$	$0.9 \pm 0.2$ [Sch 00]	1.4 [Her 97]	

**Tabelle 6.6:** Halbwertszeiten der wichtigsten Wartepunkte zwischen Zirkon und Palladium. Die angegebenen Fehler entsprechen einem  $1\sigma$ -Intervall.  $t_{1/2}^{\text{ref}}$  sind Meßwerte anderer Gruppen,  $t_{1/2}^{\text{th}}$  sind gerechnete Werte (QRPA und Schalenmodell, die jeweiligen Referenzen sind angegeben) und  $t_{1/2}^{\text{[Sch98]}}$  sind die in der Netzwerkrechnung von H. Schatz [Sch 98] verwendeten Halbwertszeiten.

Unsere Messungen stimmen gut mit Ergebnissen anderer Gruppen überein. Die Meßmethoden dieser Gruppen sollen kurz zusammengefaßt werden:

$^{80}\text{Zr}$ : Die Gruppe um J.J. Ressler [Res 00] erzeugte  $^{80}\text{Zr}$  durch Beschuß eines  $^{24}\text{Mg}$ -Targets mit einem 195 MeV  $^{58}\text{Ni}$ -Strahl. Die Zerfallszeit wurde mittels  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen gemessen, wobei nach  $\beta$ -Zerfällen in Koinzidenz mit  $\gamma$ -Übergängen des 4  $\mu\text{s}$ -Isomers im Tochterzustand  $^{80}\text{Y}$  gesucht wurde.

$^{89}\text{Ru}$ : Die Halbwertszeit von  $^{89}\text{Ru}$  wurde bereits von einer Gruppe aus Lanzhou [Zha 99] (Reaktion:  $^{58}\text{Ni}(^{36}\text{Ar}, 2\text{p}3\text{n})$ ) durch Messung  $\beta$ -verzögerter Protonenemission bestimmt.

$^{93}\text{Pd}$ :  $^{93}\text{Pd}$  wurde durch Spektroskopie  $\beta$ -verzögerter Protonen und  $\beta$ -verzögerter  $\gamma$ -Quanten von K. Schmidt et al. am Online-Separator der GSI gemessen (Reaktion:  $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ca}, \alpha\text{n})^{93}\text{Pd}$ ) [Sch 00].

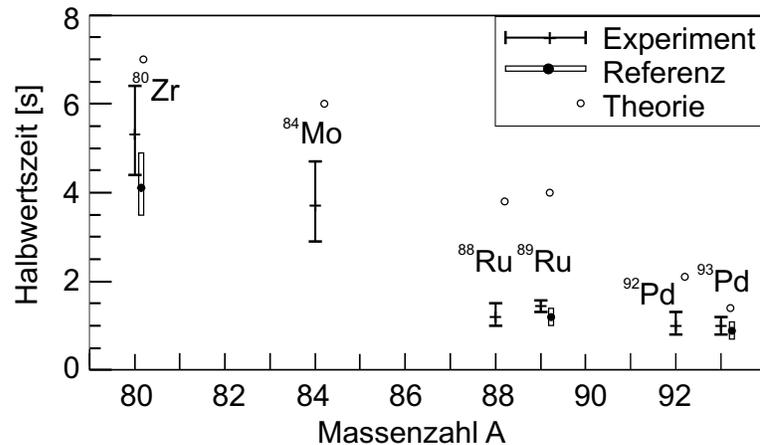
Im Falle der Palladium-Isotope waren die Halbwertszeiten der Tochterisotope ( $^{92,93}\text{Rh}$ ) zunächst nicht bekannt. Diese wurden deshalb von uns in separaten FRS-Einstellungen gemessen (siehe Abschnitt 6.4) und konnten somit in der Zerfallsanalyse berücksichtigt werden.

Die in Tab. 6.6 zitierten Berechnungen  $t_{1/2}^{\text{th}}$  stammen aus QRPA-Rechnungen [Bie 92] und aktuellen Schalenmodellrechnungen [Her 97]. Die in der bislang besten Netzwerkrechnung zum rp-Prozeß von H. Schatz [Sch 98] verwendeten Werte sind

ebenfalls angegeben ( $t_{1/2}^{[\text{Sch98}]}$ ). Beide Theorie-Werte unterscheiden sich zum Teil deutlich von den experimentellen Daten. Es muß an dieser Stelle erwähnt werden, daß neben den zitierten Werten theoretischer Modelle typischerweise viele weitere, von diesen Werten abweichende Berechnungen und deshalb für jedes Isotop ein breites Spektrum an theoretisch vorhergesagten Halbwertszeiten existieren (vergleiche  $t_{1/2}^{\text{th}}$  und  $t_{1/2}^{[\text{Sch98}]}$  in Tab. 6.6). Dies führt dann zu großen Unsicherheiten in den Netzwerkrechnungen. Durch die gemessenen Daten verringern sich die Unsicherheiten in den vorhergesagten Massenverteilungen erheblich. Im Falle von  $^{80}\text{Zr}$  z.B. wirkt sich die gemessene kürzere Halbwertszeit auf eine Reduktion der  $^{80}\text{Zr}$ -Produktion [Res 00] und eine vermehrte Erzeugung nachfolgender Kerne aus. Der Endpunkt des rp-Prozesses wird also durch die Halbwertszeiten der Wartepunkte beeinflusst.

Die gemessenen Halbwertszeiten sind gemeinsam mit theoretischen Vorhersagen (“Theorie” [Bie 92, Her 97]) und Messungen anderer Gruppen (“Referenz” [Res 00, Zha 99, Sch 00]) nochmal übersichtlich in Abb. 6.7 dargestellt. Es zeigt sich sowohl die gute Übereinstimmung mit anderen experimentellen Werten, als auch die zum Teil stark abweichenden berechneten Halbwertszeiten.

Die Wartepunkte sind nicht nur aus astrophysikalischer Sicht interessant. Von einem kernphysikalischen Standpunkt aus betrachtet ist ihr bevorzugter Gamov-Teller-Zerfallskanal interessant. Ausgehend von der Kopplungskonstanten  $G_A$  (aus n-Zerfall) und reinen Einteilchenzuständen weicht die meßbare Gamov-Teller-Stärke in Kernen deutlich von der berechneten ab (“Quenching”). Zuverlässige experimen-



**Abbildung 6.7:** Grafische Übersicht der gemessenen Halbwertszeiten der Wartepunkte im rp-Prozeß. Zum Vergleich sind theoretische Vorhersagen (“Theorie”, [Bie 92, Her 97]) sowie vergleichbare experimentelle Messungen (“Referenz”, [Res 00, Zha 99, Sch 00]) eingezeichnet.

telle Daten sind deshalb für ein Verständnis des Gamov-Teller-Zerfalls unerlässlich. Insbesondere werden die Übergangsenergien und partiellen Halbwertszeiten eines jeden Zerfallskanals benötigt. Besonders einfach zu berechnende doppeltmagische Kerne, wie z.B.  $^{100}\text{Sn}$ , sind hierbei die erste Wahl für Vergleiche zwischen Experiment und Theorie<sup>(1)</sup>. Aufgrund der geringen Statistik konnten für die Wartepunkte keine hierfür verwertbaren Energie- und Halbwertszeitinformationen gewonnen werden. Es muß an dieser Stelle noch erwähnt werden, daß es von theoretischer Seite Fortschritte zur Klärung des “Quenchings” gibt. Durch Berücksichtigung von 2-Teilchen-2-Loch Anregungen in den Berechnungen (RPA) kann ein Teil des Quenchings erklärt [Din 97] und somit der Unterschied zwischen experimentellen und theoretischen Ergebnissen verkleinert werden.

## 6.4 Halbwertszeitmessungen an weiteren $N \geq Z+1$ Kernen

Neben den bereits vorgestellten Messungen haben wir unbekannte Halbwertszeiten weiterer, neutronenarmer Kerne gemessen. Diese Messungen sind in Tab. 6.7 zusammengefaßt.

Isotop	Anzahl	$t_{1/2}$ [s]	$t_{1/2}^{[\text{Her97}]}$ [s]	$t_{1/2}^{[\text{Hir93}]}$ [s]
$^{87}\text{Tc}$	704	$2.18 \pm 0.16$	2.75	2.34
$^{91}\text{Rh}$	383	$1.74 \pm 0.14$	1.68	1.10
$^{92}\text{Rh}$	547	$5.6 \pm 0.5$	4.3	0.96
$^{93}\text{Rh}$	198	$13.9 \pm 1.6$	14.9	6.04
$^{99}\text{In}$	31	$3.0^{+0.8}_{-0.7}$		1.85

**Tabelle 6.7:** Halbwertszeiten neutronenarmer  $N \geq Z + 1$  Kerne. Werte aus Schalenmodellrechnungen  $t_{1/2}^{[\text{Her97}]}$  [Her 97] und QRPA-Rechnungen  $t_{1/2}^{[\text{Hir92}]}$  [Hir 93] sind ebenfalls angegeben.

Bislang gibt es zu diesen Kernen keine veröffentlichten Messungen anderer Gruppen. Ein Vergleich unserer Ergebnisse mit Schalenmodellrechnungen [Her 97] ergibt eine gute Übereinstimmung, wohingegen Halbwertszeiten aus QRPA-Rechnungen

<sup>(1)</sup>Im Zusammenhang mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment wurden auch diesbezüglich Daten gewonnen. Die Ergebnisse werden in der Arbeit von A. Stolz [Sto 01] beschrieben.

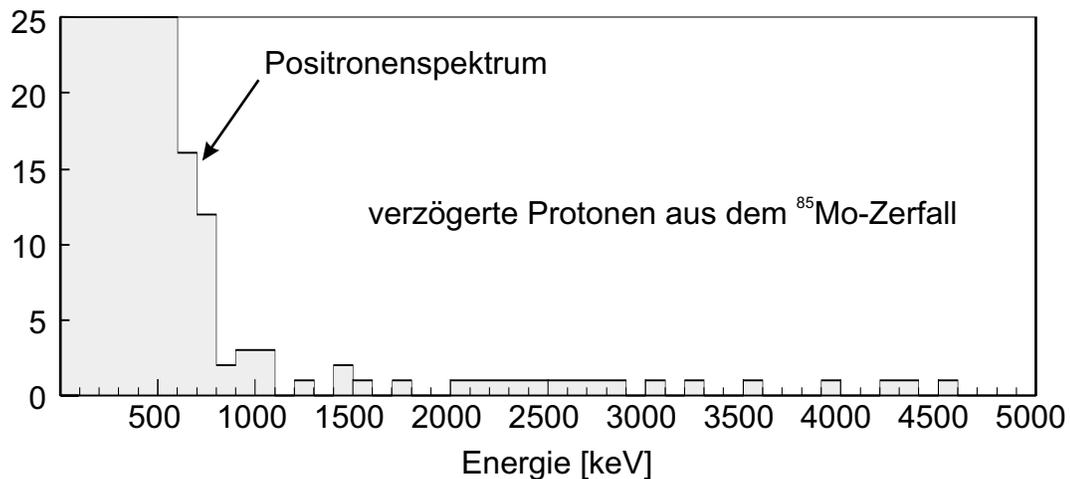
[Hir 93] im Falle der Rhodium-Isotope stark abweichen (siehe Tab. 6.7). Hier wird erneut deutlich, wie stark theoretische Vorhersagen voneinander abweichen können und wie wichtig es deshalb ist, experimentelle Daten zu gewinnen und mit der Theorie zu vergleichen.

## 6.5 Beta-verzögerte Protonen

In Abschnitt 5.2.4 wurde die Signatur  $\beta$ -verzögerter Protonenemission erklärt und in Abb. 5.22 anschaulich dargestellt. Betrachtet man die in den ersten Pixeln der Zerfallspur deponierte Energie, so ergibt sich eine abfallende Verteilung von Positronenenergien ( $\beta^+$ -Zerfall) bis etwa 1 MeV und ein daran anschließender hochenergetischer Ausläufer (Protonenemission). Dies ist in Abb. 6.8 am Beispiel von  $^{85}\text{Mo}$  gezeigt.

Neben  $^{85}\text{Mo}$  konnten wir bei einigen weiteren Kernen  $\beta$ -verzögerte Protonenemission nachweisen und ein Verzweungsverhältnis in diesen Zerfallskanal bestimmen. Unsere Daten sind in Tab. 6.8 zusammengefasst. Zum Vergleich sind Messungen anderer Gruppen angegeben.

Das Verzweungsverhältnis von  $^{81}\text{Zr}$  und  $^{85}\text{Mo}$  weicht stark von den in [Hua 99] zitierten Werten ab (siehe Tab. 6.8). Die Bevölkerung anderer Zustände des Mutterkerns aufgrund eines unterschiedlichen Produktionsmechanismus ( $170\text{ MeV }^{32}\text{S}$  auf  $^{58}\text{Ni}$  in [Hua 99]) kann nahezu ausgeschlossen werden, da die in beiden Experi-



**Abbildung 6.8:** Spektrum  $\beta$ -verzögerter Protonen von  $^{85}\text{Mo}$ . Dargestellt ist die Energiedeposition am Implantationsort. Bei niedrigen Energien ( $< 1\text{ MeV}$ ) erkennt man die Verteilung der Positronenenergien.

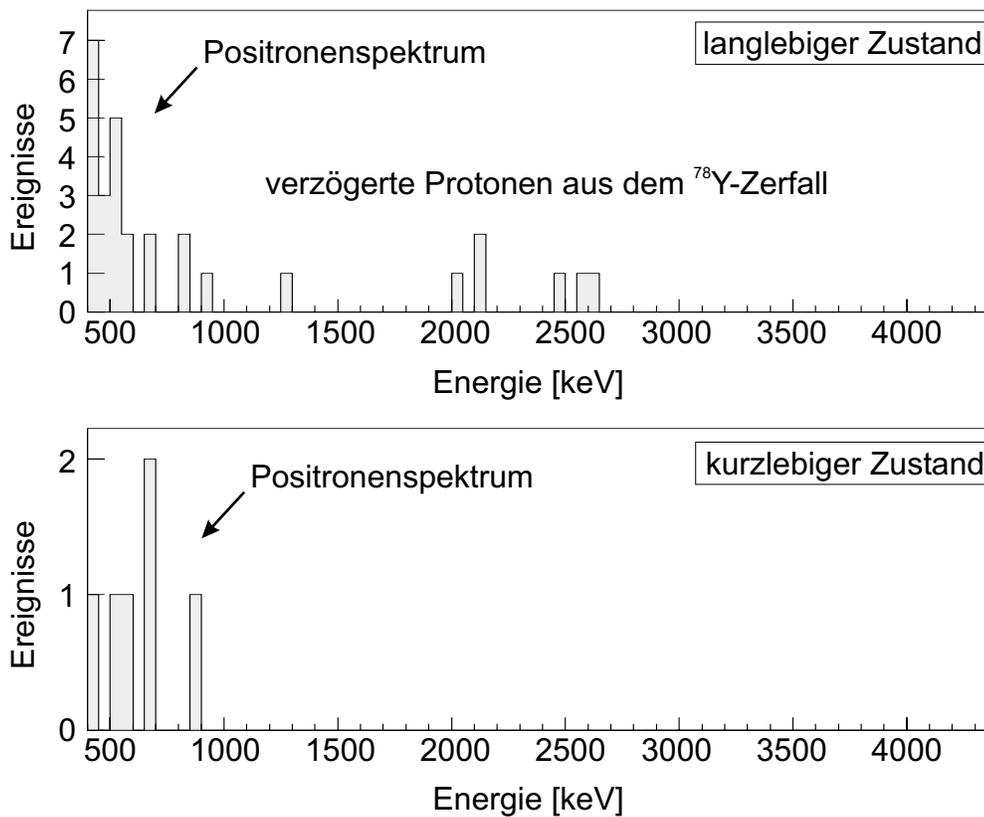
Isotop	Anzahl	$\beta p$	BR [%]	BR <sup>ref</sup> [%]
<sup>78</sup> Y	230	6	$2.6^{+1.4}_{-0.9}$	
<sup>81</sup> Zr	926	14	$1.5 \pm 0.5$	$0.12 \pm 0.02$ [Hua 99]
<sup>85</sup> Mo	416	22	$5.3 \pm 1.1$	$0.14 \pm 0.02$ [Hua 99]
<sup>89</sup> Ru	437	15	$3.5 \pm 1$	
<sup>93</sup> Pd	198	8	$4 \pm 2$	
<sup>94</sup> Ag	14	3	$21^{+17}_{-14}$	

**Tabelle 6.8:** Beobachtete  $\beta$ -verzögerte Protonenemission. Das Verzweigungsverhältnis (BR) in diesen Zerfallskanal ist angegeben und wird mit Ergebnissen anderer Gruppen [Hua 99] verglichen. Die angegebenen Fehler entsprechen einem  $1\sigma$ -Intervall und wurden nach Feldman und Cousins [Fel 98] bestimmt.

menten ermittelten Halbwertszeiten gut übereinstimmen (<sup>81</sup>Zr:  $5.6 \pm 0.5$  s gegenüber  $5.3 \pm 0.5$  s in [Hua 99] und <sup>85</sup>Mo:  $3.3 \pm 0.3$  s gegenüber  $3.2 \pm 0.2$  s in [Hua 99]). Allerdings wird in [Hua 99] zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses eine *berechnete* partielle Halbwertszeit für Protonenzerfall verwendet, d.h. es handelt sich nicht um eine experimentell bestimmte Größe. Da wir hingegen mit unserem Experimentaufbau beide Zerfallskanäle gleichzeitig studieren können, waren wir bei der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses unabhängig von theoretischen Vorhersagen.

Während die Emission  $\beta$ -verzögerter Protonen in den meisten Fällen bereits von anderen Gruppen berichtet wurde<sup>(2)</sup>, konnten wir diesen Zerfallskanal erstmals im langlebigen <sup>78</sup>Y-Isomer nachweisen. Zur Verifizierung der Ereignisse  $\beta$ -verzögerter Protonen wurde das Energiespektrum des langlebigen <sup>78</sup>Y Zustands mit dem des kurzlebigen verglichen. Da es sich bei dem kurzlebigen Zustand um einen supererlaubten  $0^+ \rightarrow 0^+$  Übergang handelt, also kein angeregter Zustand im Tochterisotop bevölkert werden kann, sollte hier keine  $\beta$ -verzögerte Protonenemission möglich sein. Dies ist in Abb. 6.9 dargestellt. Während man im langlebigen Zustand (oberes Spektrum) deutlich einen hochenergetischen Ausläufer feststellt, ist dieser – erwartungsgemäß – im kurzlebigen Zustand (unteres Spektrum) nicht vorhanden.

<sup>(2)</sup> <sup>81</sup>Zr und <sup>85</sup>Mo: [Hua 99], <sup>89</sup>Ru: [Zha 99], <sup>93</sup>Pd: [Sch 00], <sup>94</sup>Ag: [Sch 95]



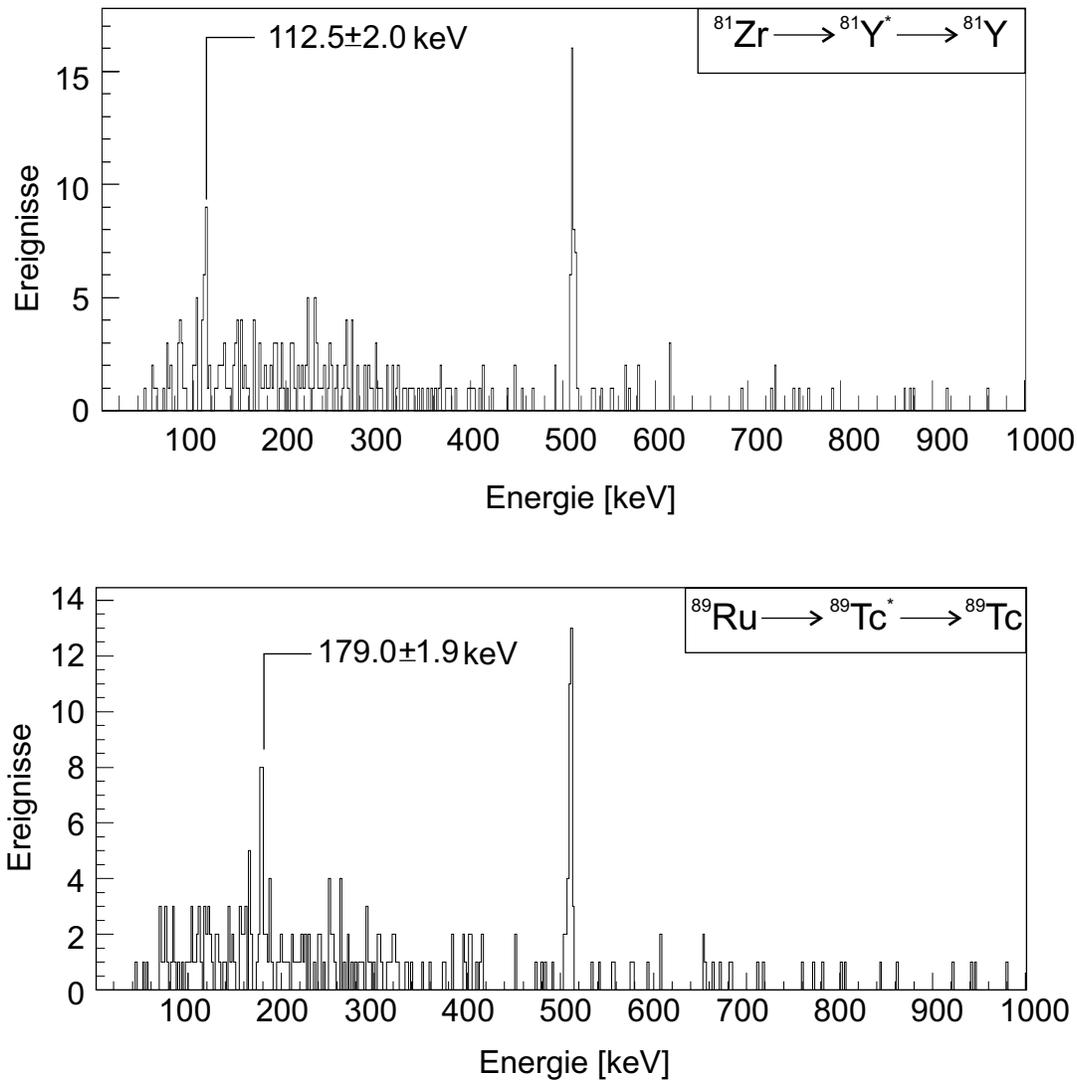
**Abbildung 6.9:** Spektrum  $\beta$ -verzögerter Protonenemission im langlebigen  $^{78}\text{Y}$ -Isomer. Dargestellt ist die Energiedeposition der Zerfallsteilchen am Implantationsort. Bei niedrigen Energien ( $< 1\text{ MeV}$ ) erkennt man die Verteilung der Positronenenergien. Oberes Bild, langlebiger Zustand: Zusätzlich zum Positronenspektrum sieht man einen hochenergetischen Ausläufer ( $\beta$ -verzögerte Protonen).

Unteres Bild, kurzlebiger Zustand: Es handelt sich um einen supererlaubten  $0^+ \rightarrow 0^+$  Übergang; es werden keine  $\beta$ -verzögerten Protonen festgestellt.

## 6.6 $\gamma$ -Spektroskopie

Zusätzlich zum Hauptinteresse dieser Arbeit, der Bestimmung von Halbwertszeiten, war es mit Hilfe des Germaniumdetektors möglich Gammaenergien zu bestimmen. Durch den Vergleich der Gammaenergien im Tochterisotop mit bekannten Niveauschemata lassen sich Schlußfolgerungen auf den Grundzustand des Mutterisotops ziehen. Dies gelang im Falle von  $^{89}\text{Ru}$  und wurde anhand von  $^{81}\text{Zr}$  verifiziert.

In Abb. 6.10 sind Gammaspektren von  $^{81}\text{Y}$  und  $^{89}\text{Tc}$  gezeigt.  $^{81}\text{Y}$  wurde dabei durch  $^{81}\text{Zr}$  und  $^{89}\text{Tc}$  durch  $^{89}\text{Ru}$  bevölkert. Der Untergrund in den Spektren konnte nach dem in Abschnitt 5.2.3 beschriebenen Verfahren jeweils um einen Faktor vier reduziert werden.



**Abbildung 6.10:** Gammaspektrum in  $^{81}\text{Y}$  und  $^{89}\text{Tc}$ . Oben:  $^{81}\text{Y}$  wurde durch den Zerfall von  $^{81}\text{Zr}$  bevölkert. Deutlich zu erkennen ist die Gammalinie bei 112.5 keV. Unten:  $^{89}\text{Tc}$  wurde durch den Zerfall von  $^{89}\text{Ru}$  bevölkert. Bei 179.0 keV ist eine Gammalinie klar zu sehen.

Nach H. Schnare et al. (Gammasphere, [Sch 97]) gibt es in  $^{81}\text{Y}$  einen  $3/2^-$  Zustand, der sich über ein 113.4 keV  $\gamma$ -Quant abregt. Diese Energie stimmt mit der von uns gemessenen Gammaenergie ( $112.5 \pm 2.0$  keV) gut überein. Demnach sollte bei einem erlaubten  $\beta$ -Übergang<sup>(3)</sup> der Ausgangszustand in  $^{81}\text{Zr}$  ein  $1/2^-$ ,  $3/2^-$  oder  $5/2^-$  Zustand sein. In Übereinstimmung mit dieser Überlegung wurde kürz-

<sup>(3)</sup>Der aus dem Q-Wert und der Halbwertszeit folgende  $\log ft$ -Wert liegt, einem erlaubten Übergang entsprechend, bei etwa 5.

lich ein  $3/2^-$  Grundzustand und ein  $5/2^-$  Zustand (167.3 keV) in  $^{81}\text{Zr}$  nachgewiesen [Mar 00]. Entsprechend ergibt sich aus dem  $179.0 \pm 1.9$  keV-Übergang in  $^{89}\text{Tc}$  ([Rud 95]:  $179.2 \pm 0.1$  entspricht  $9/2^+$ -Zustand) ein  $7/2^+$ ,  $9/2^+$  oder  $11/2^+$ -Zustand für  $^{89}\text{Ru}$ . Die Ergebnisse sind in Tab. 6.9 nochmal zusammengefaßt.

Übergang	$\gamma$ -Linie in der Tochter	Tochterzustand	Mutterzustand
$^{81}\text{Zr} \rightarrow ^{81}\text{Y}$	$112.5 \pm 2.0$ keV	$3/2^-$	$3/2^-, 5/2^-$ [Mar 00]
$^{89}\text{Ru} \rightarrow ^{89}\text{Tc}$	$179.0 \pm 1.9$ keV	$9/2^+$	$7/2^+, 9/2^+, 11/2^+$

**Tabelle 6.9:** Gammalinien in  $^{81}\text{Y}$  und  $^{89}\text{Tc}$ . Der Tochterzustand ergibt sich aus den Gammalinien. Spin und Parität des Mutterzustands werden aus dem Tochterzustand abgeleitet.

## 6.7 Zusammenfassung der gemessenen Halbwertszeiten

In der nachfolgenden Tabelle sind alle gemessenen Halbwertszeiten der einzelnen Elemente nach  $N - Z$  geordnet zusammengefaßt.

	$N = Z - 2$	$N = Z - 1$	$N = Z$	$N = Z + 1$	$N = Z + 2$	$N = Z + 3$
Sr		$80_{-40}^{+400}$ ms				
Y	$> 170$ ns	$57_{-12}^{+22}$ ms	$55_{-6}^{+9}$ ms $5.7_{-0.6}^{+0.7}$ s			
Zr	$> 170$ ns	$80_{-40}^{+400}$ ms	$5.3_{-0.9}^{+1.1}$ s			
Nb		$< 44$ ns	$48_{-6}^{+8}$ ms			
Mo		$6_{-3}^{+30}$ ms	$3.7_{-0.8}^{+1.0}$ s			
Tc		$< 110$ ns	$59_{-7}^{+8}$ ms	$2.18 \pm 0.16$ s		
Ru			$1.2_{-0.2}^{+0.3}$ s	$1.45 \pm 0.13$ s		
Rh		$< 300$ ns	$12_{-4}^{+9}$ ms $1.0_{-0.2}^{+0.3}$ s	$1.74 \pm 0.14$ s	$5.6 \pm 0.5$ s	$13.9 \pm 1.6$ s
Pd			$1.0_{-0.2}^{+0.3}$ s	$1.0 \pm 0.2$ s		
Ag			$26_{-9}^{+26}$ ms $0.45_{-0.13}^{+0.20}$ s			
In			$32_{-11}^{+32}$ ms $1.2_{-0.4}^{+1.2}$ s	$3.0_{-0.7}^{+0.8}$ s		

**Tabelle 6.10:** Übersicht der Halbwertszeitmessungen. Sofern für ein Nuklid zwei verschiedene Halbwertszeiten bestimmt werden konnten (Isomer), sind diese übereinander angeführt.

# 7. Ausblick

Im Rahmen dieses Kapitels sollen weitere Experimente und Verbesserungen am vorgestellten Experimentaufbau sowie weiterführende Messungen zu der in dieser Arbeit vorgestellten Physik neutronenarmer Kerne diskutiert werden.

## 7.1 Weitere Experimente

Mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Aufbau zur Identifizierung von Fragmenten und nachfolgender Implantation und Spektroskopie wurden im Frühjahr 2000 neutronenreiche Kerne studiert. Die Kerne wurden an der GSI durch Spaltung eines 750 MeV  $^{238}\text{U}$ -Strahl an einem Bleitarget hinter dem Schwerionensynchrotron erzeugt, anschließend im FRS separiert und mit den in Kapitel 4 vorgestellten Detektoren identifiziert.

Zur Bestimmung der Halbwertszeit und  $\beta$ -verzögerter Neutronenemission wurde der Implantationsdetektor modifiziert: da eine Bestimmung der Zerfallsenergie nicht erforderlich war, verzichtete man auf die Betaabsorber. Anstelle der Gammadetektoren kam ein Neutronendetektor zum Einsatz. Im ersten Experiment hatte sich gezeigt, daß die Leckströme der in Stickstoffatmosphäre betriebenen Siliziumdioden mit der Zeit zunehmend schlechter wurden. Dies liegt vermutlich an einem durch die Wechselwirkung der Fragmente mit dem Stickstoffgas entstandenen ionischen Niederschlag auf den Detektoren. Die Siliziumdetektoren wurden deshalb im Vakuum ( $\sim 10^{-3}$  mbar) betrieben. Die Leckströme blieben dadurch während der gesamten Strahlzeit ( $\sim 2$  Wochen) stabil.

Mit dem leicht modifizierten Aufbau konnten neutronenreiche Kerne in der Region um  $^{132}\text{Sn}$  erfolgreich spektroskopiert werden. Die Zerfallsdaten stellen einen hervorragenden Test astrophysikalischer Modelle dar und geben Hinweise auf den Produktionsort des r-Prozesses.

## 7.2 Weiterentwicklung der Methode

Die Präzision unserer Messungen war durch die geringe Statistik begrenzt. Das Studium der schwachen Wechselwirkung mit Hilfe supererlaubter  $\beta$ -Zerfälle erfordert Genauigkeiten der Halbwertszeiten von etwa 0.01% für einen Unitaritätstest der CKM-Matrix und 0.5% für einen Test der Korrekturen zum  $ft$ -Wert. Im Vergleich dazu sind die von uns ermittelten Fehler weit größer als 10%.

Zur Verbesserung der Präzision muß vor allem die Anzahl implantierter Kerne erhöht werden. Durch Verwendung einer Penning-Quelle an Stelle der eingesetzten EZR-Quelle sollte die Strahlintensität mindestens um einen Faktor 10 gesteigert werden können. Der Verbrauch des Quellenmaterials und damit die Kosten einer Penning-Quelle sind jedoch deutlich höher als bei einer EZR-Quelle, weshalb bislang die EZR-Quelle bei teuren Isotopen (wie z.B.  $^{112}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Xe}$ ) zum Einsatz kam. Darüber hinaus wurde die Vermutung höherer Produktionsquerschnitte durch  $^{112}\text{Sn}$  gegenüber  $^{124}\text{Xe}$  [Sch 96] nicht bestätigt. Deshalb sollte künftig  $^{124}\text{Xe}$  zur Produktion von Kernen in der Region  $^{100}\text{Sn}$  verwendet werden. Mit  $^{124}\text{Xe}$  aus einer Penning-Quelle liefert das Schwerionensynchrotron (mit e-Kühler) dann etwa  $10^{10}$   $^{124}\text{Xe}$  pro Zyklus (14 Sekunden). Dies bedeutet etwa 100-fach mehr Primärstrahlteilchen verglichen mit dem hier beschriebenen Experiment.

Weitere Verbesserungen sind durch Optimierung der Transmission und der Nachweiswahrscheinlichkeit möglich. Durch Reduktion der Randeffekte der Identifizierungsdetektoren kann eine Identifizierungseffizienz nahe 100% erreicht werden (hier: 81%). Desweiteren erforderte das weite Spektrum von Kernladungszahlen ( $Z = 39\dots 49$ ) für leichte Kerne ( $Z \sim 40$ ) eine sehr große Dicke der variablen Materieschicht an F4. Dadurch wurden bis zu 40% ( $^{78}\text{Y}$ ) der bereits identifizierten Kerne wieder zerstört (minimal 15% für  $^{98}\text{In}$ ). Eine Optimierung der Degraderdicken an F2 und F4 sowie der Strahlenergie könnte hier hilfreich sein. Die Nachweiswahrscheinlichkeit könnte durch eine weitere Reduktion des Untergrunds (feinere Segmentierung der Rückseiten) sowie eine geringere Triggerschwelle verbessert werden. Insgesamt erscheint es gegenüber dem in dieser Arbeit vorgestellten Experiment möglich etwa doppelt so viele Kerne erfolgreich zu identifizieren und zu spektroskopieren.

Trotz der beschriebenen Verbesserungen (Raten  $\sim 10^{10}$ /Zyklus) wird es schwierig bleiben, die für die Präzisionsexperimente geforderten Genauigkeiten zu erreichen. In den zukünftigen Ausbauvorschlägen der GSI (SIS200) werden allerdings bereits Raten von etwa  $10^{12}$  Teilchen/Zyklus erwähnt. Damit sollten die erforderlichen Genauigkeiten dann problemlos erreicht werden können.

Beim Übergang zu höheren Raten ist zu beachten, daß der vorgestellte Implantationsdetektor bei Raten von etwa 3 kHz totzeitbedingt an seine Grenzen stößt.

Bei einer Erhöhung der Strahlintensität um einen Faktor 100 und einer Verdoppelung der Nachweiseffizienz ist z.B. für  $^{98}\text{In}$  bereits mit einer Rate von etwa 4 kHz im Implantationsdetektor zu rechnen. Um solche oder noch höhere Raten verarbeiten zu können, muß über ein anderes Auslesekonzept nachgedacht werden (z.B. Verknüpfung der Implantationstrigger mit den Signalen der Identifizierungsdetektoren).

Für vergleichbare zukünftige Experimente ist auch eine Verbesserung der Gamaspektroskopie wünschenswert. Bei ausreichender Statistik ist dann mittels  $\beta$ - $\gamma$  Koinzidenzmessungen die Bestimmung einzelner Niveaus und deren Halbwertszeiten sowie – mit entsprechendem elektronischen Aufbau – der Nachweis kurzlebiger (einige  $\mu\text{s}$ ) Isomere möglich.

### 7.3 Weiterführende Messungen

Für Netzwerkrechnungen zum rp-Prozeß sowie für Präzisionstests der schwachen Wechselwirkung sind neben den Halbwertszeiten die Massen und insbesondere die Q-Werte ein wichtiger Eingabeparameter. Im Falle eines Tests der schwachen Wechselwirkung ist zudem eine hohe Präzision erforderlich, da die benötigten  $ft$ -Werte mit einer Genauigkeit von  $< 5 \cdot 10^{-3}$  bestimmt werden müssen. Die Halbwertszeiten müssen dafür auf  $< 4 \cdot 10^{-3}$  und die Q-Werte auf  $< 10^{-3}$  genau gemessen werden. Während die für die Halbwertszeiten erforderliche Genauigkeit mit einem optimierten Experimentaufbau in einer zukünftigen Ausbaustufe (unter der Voraussetzung höherer Raten, siehe oben) für die Kerne in der  $^{100}\text{Sn}$ -Region erreicht werden könnte, ist eine ausreichend zuverlässige Messung der Q-Werte weiterhin nicht möglich.

Im Gegensatz zu unserer Methode ist es mit Hilfe eines Speicherrings oder einer Ionenfalle möglich, auch bei niedriger Statistik Massen mit hoher Präzision zu messen. Die wesentlichen Charakteristika beider Methoden sind in Tab. 7.1 am Beispiel des Speicherrings ESR (GSI) und einer an der GSI geplanten Penning-Falle (SHIPTRAP [Äys 98]) zusammengefaßt.

Die Messung mittels der Penning-Falle SHIPTRAP hat gegenüber dem Speicherring den Vorteil effektiverer Produktionsmechanismen (Fusion gegenüber Fragmentation) und damit deutlich höherer Produktionsraten ( $\sim 10^3$ ). Dagegen ist im ESR die gleichzeitige Messung vieler Nuklide mit gleichem  $A/Z$  möglich, wohingegen in der Falle immer nur eine Masse gemessen werden kann. Darüberhinaus ist die Auflösung der Schottkydiagnose<sup>(1)</sup> nicht durch die Lebensdauer des zu untersuchen-

---

<sup>(1)</sup>Zur Schottkydiagnose gibt es eine Reihe von Veröffentlichungen (z.B. [Beh 95, Fra 94]), weshalb das Verfahren hier nicht weiter erläutert werden soll.

	ESR	SHIPTRAP
Produktion	Fragmentation	Fusion - Evaporation <sup>(4)</sup>
Separation	FRS $\rightarrow A/Z$ (Degrader $\rightarrow Z$ )	SHIP $\rightarrow v$ + Filterfalle $\rightarrow A$ (+ RIS <sup>(5)</sup> $\rightarrow Z$ )
Produktionsrate	niedrig	hoch
Methode	Schottky-Massen-Messung im isochronen Mode bei hohen Harmonischen der Umlauffrequenz ( $\sim 2$ MHz)	Messung der Zyklotron- frequenz ( $\sim 1$ MHz bei $q = 1^+$ )
Auflösung	$\Delta m/m \approx 10^{-6}$	$\Delta m/m \approx 1/(\omega_c \tau) \approx 10^{-6} \text{s}/\tau$ ( $q = 1^+$ )
Messung	alle Kerne mit gleichem $A/Z$ ( $\pm 2\%$ im Rahmen der FRS/ESR-Akzeptanz)	jede Masse einzeln
Status	verfügbar	vorgeschlagen/muß noch gebaut werden

**Tabelle 7.1:** Vergleich von Massen-Messungen in Speicherringen und Fallen am Beispiel des ESR und der geplanten Penning-Falle SHIPTRAP.

den Kerns begrenzt. Schließlich ist festzustellen, daß die Schottkymassenmessungen am ESR ein etabliertes Verfahren darstellen, wohingegen sich die Penning-Falle SHIPTRAP derzeit noch im Planungsstadium befindet. Im Folgenden wird deshalb eine Massen-Messung zur Bestimmung des  $Q$ -Wertes am ESR näher betrachtet.

Wie bereits in Tab. 7.1 angedeutet, werden die im ESR zu untersuchenden Kerne zunächst mittels der Projektilfragmentation erzeugt, anschließend im FRS ein  $A/q$ -Schnitt ausgewählt und in den ESR injiziert. Da es sich sowohl im Falle der supererlaubten Fermi-Betaemitter als auch bei den wichtigsten Wartepunkten um  $N = Z$  Kerne handelt, können diese in einer einzigen FRS-Einstellung gleichzeitig separiert

<sup>(4)</sup>Bei der Fusion werden niederenergetische Kerne (einige MeV/Nukleon) auf ein stabiles Target geschossen. Projektil- und Targetkern fusionieren unter Bildung eines hochangeregten Compoundkerns, der sich unter Nukleonenabdampfung (Evaporation) abregt. Es entsteht eine große Zahl von Isotopen gleicher Masse, da die Zahl der abgedampften Nukleonen durch die verfügbare Anregungsenergie in etwa festgelegt ist.

<sup>(5)</sup>RIS: **R**esonanzionisationsspektroskopie

werden. Sofern bei dieser FRS-Einstellung zusätzlich die wasserstoffähnlichen Tochternuklide produziert und in den ESR injiziert werden, können die  $Q$ -Werte direkt bestimmt werden. Anderenfalls müssen die Massen der Tochternuklide in einer expliziten FRS-Einstellung gemessen und aus der Massendifferenz von Mutter- und Tochterkern der  $Q$ -Wert bestimmt werden.

Aufgrund der kurzen Halbwertszeiten supererlaubter Betazerfälle ( $< 60$  ms) können die in den ESR injizierten heißen Fragmente weder mit der Elektronenkühlung (Kühldauer ca. 1 min) noch der stochastischen Kühlung (Kühldauer ca. 8 s) gekühlt werden. Werden die Ionen allerdings bei der Übergangsenergie (engl. “transition energy”, Maschinenparameter) in den Speicherring eingeschossen, so ist ihre Umlauffrequenz (in erster Näherung) lediglich durch ihr  $A/q$ -Verhältnis bestimmt und unabhängig von ihrer Geschwindigkeit. In diesem “isochronen” Betriebsmodus wurden bereits Auflösungen von wenigen keV für Neonfragmente erzielt [Hau 98]. Für die schwereren  $N = Z$ -Kerne sollten Genauigkeiten von  $< 10^{-6}$  möglich sein.



# A. Der Implantationsdetektorkern

Im Folgenden werden Hersteller und Spezifikationen der im Implantationszähler verwendeten Siliziumdetektoren zusammengefaßt und Details zur Montage und Kontaktierung aufgeführt.

## A.1 Hersteller und Spezifikation der Siliziumdetektoren

In der Implantationszone (4 Detektoren) sowie zur Ortsbestimmung (2 Detektoren) der implantierten Ionen wurden beidseitig segmentierte  $xy$ -Streifenzähler eingesetzt. Die speziell für das Experiment entwickelten Zähler wurden von der Firma

EURISYS MESURES  
Parc des Tanneries  
1, Chemin de la Roseraie  
F-67380 Lingolsheim, Frankreich

hergestellt. Die Spezifikationen sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt.

$xy$ -Streifenzähler	
Abmessungen ( $x \times y$ )	$67 \times 28 \text{ mm}^2$ , aktiv: $64 \times 25 \text{ mm}^2$
Streifenzahl ( $x \times y$ )	$128 \times 50$
Streifenbreite/-abstand	$500 \mu\text{m}$
Dicke	$500 \mu\text{m}$
Widerstand	$\sim 12 \text{ k}\Omega$
Betriebsspannung	80 V
Leckstrom	$< 100 \text{ nA}$

Als Betaabsorber wurden sowohl 7-fach segmentierte (Typ I) als auch unsegmentierte Siliziumdetektoren (Typ II) der Firma

MICRON SEMICONDUCTOR LTD  
1 Royal Buildings, Marlborough Road  
Churchill Industrial Estate, Lancing  
Sussex BN15 8UN, England

eingesetzt. Die Spezifikationen sind in den folgenden zwei Tabellen aufgelistet.

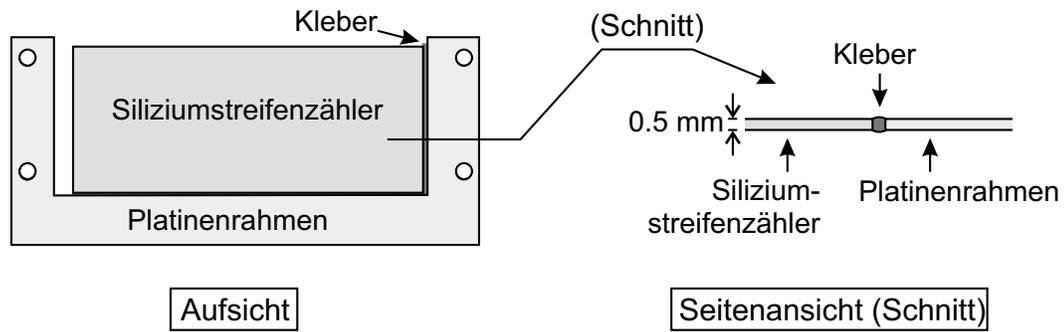
Betaabsorber Typ I	
Abmessungen ( $x \times y$ )	$64 \times 44 \text{ mm}^2$ , aktiv: $60 \times 40 \text{ mm}^2$
Streifenzahl ( $x$ )	7 p-seitig
Dicke	$1000 \mu\text{m}$
Betriebsspannung	160 V
Leckstrom	$< 400 \text{ nA}$

Betaabsorber Typ II	
Abmessungen ( $x \times y$ )	$54 \times 35 \text{ mm}^2$ , aktiv: $50 \times 30 \text{ mm}^2$
Dicke	$1000 \mu\text{m}$
Betriebsspannung	160 V
Leckstrom	$< 400 \text{ nA}$

## A.2 Montage und Kontaktierung der Siliziumdetektoren

Zur Gewährleistung eines sehr großen Raumwinkels zur Spektroskopie der Zerfallsteilchen mußten die Siliziumdetektoren sehr kompakt zueinander montiert werden. Die Zähler ( $xy$ -Streifenzähler und Betaabsorber Typ I/II) wurden deshalb auf ihren Kanten in Halterungen aus Platinenmaterial der entsprechenden Dicke (0.5 mm bzw. 1 mm) mit einem 2 Komponentenkleber (UHU plus Endfest) geklebt (siehe Abb. A.1).

Durch die Kantenklebung wurde ein zusätzlicher Abstand zwischen den Zählern aufgrund der Montagehalterung vermieden. Die einzelnen Zähler konnten deshalb

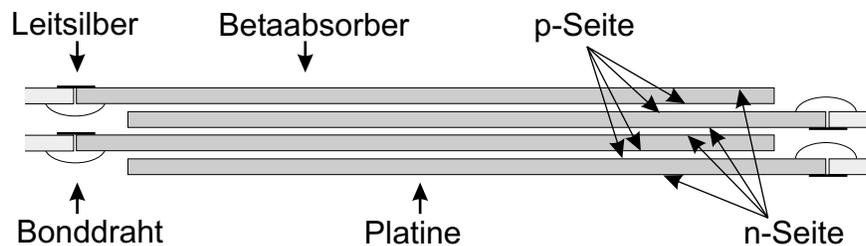


**Abbildung A.1:** Prinzip der Kantenklebung zur Montage der Siliziumzähler.

in einem Abstand von lediglich 0.5 mm zueinander montiert werden. Zur Verhinderung großer Potentialdifferenzen zwischen den Detektoren (Betaabsorber und  $xy$ -Streifenzähler), lagen sich Flächen gleichen Potentials gegenüber, d.h. auf eine p-Seite folgte eine p-Seite, auf eine n-Seite entsprechend eine n-Seite usw. (siehe auch Abb. A.2).

Zur Kontaktierung der Betaabsorber befanden sich auf dem Platinmaterial Leiterstrukturen, die die Zählerkontaktierung sowie das Anlöten eines Steckers ermöglichten. Die Rückseite der Betaabsorber wurde mit Leitsilber die Vorderseite (Streifen) mit Bonddrähten (Aluminium-Wedge-Bonder) kontaktiert. Um eine Beschädigung der Bonddrähte durch den Nachbarzähler zu vermeiden, wurden die Detektoren um 3 mm gegeneinander versetzt (siehe Abb. A.2).

Bei den  $xy$ -Streifenzähler mußten insgesamt 128 Streifen auf der Vorderseite und 50 Streifen auf der Rückseite kontaktiert und zum Anschluß an die Ausleseelektronik aus dem aktiven Zählvolumen herausgeführt werden. Dies wurde mit speziell angefertigten Kaptonkabeln realisiert: Auf  $25\ \mu\text{m}$  dickem Kaptonmaterial wurde eine

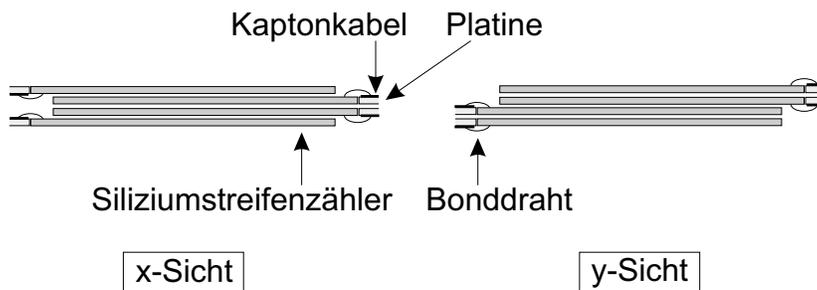


**Abbildung A.2:** Versetzte Montage der Betaabsorber aufgrund der Bonddrähte. Zur Vermeidung großer Potentialdifferenzen liegen sich p- und n-Seiten der Zähler jeweils gegenüber.

36  $\mu\text{m}$  dicke Kupferstreifenstruktur aufgebracht. Zur Entlastung der Kupferstreifen bei Biegekräften wurde darüber eine weitere 25  $\mu\text{m}$  dicke Deckfolie geklebt. An einem Ende befanden sich vergoldete Bondpads im Abstand der Siliziumstreifen, am anderen Ende Lötösen zur Aufnahme von Buchsenleisten. Die Kabel waren jeweils 150 mm lang und wurden von der Firma

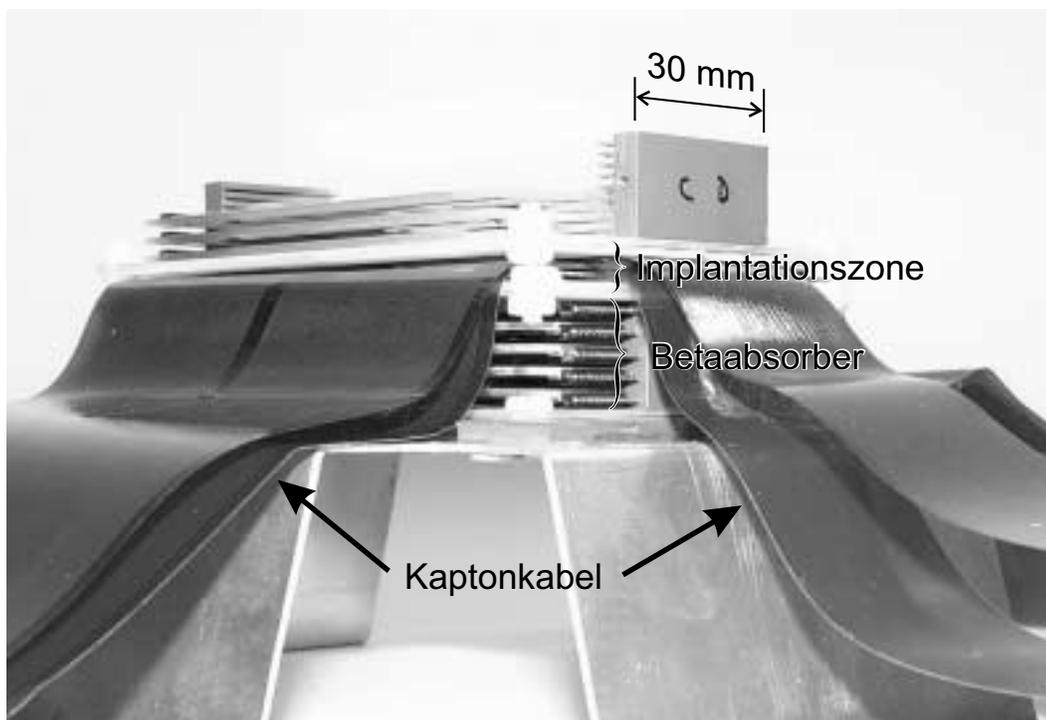
MARKUS Elektronik GmbH  
Grünwalder Weg 28f  
82041 Oberhaching

hergestellt. Die Kaptonkabel wurden auf die Platinenhalterung der  $xy$ -Streifenzähler aufgeklebt und mittels eines Aluminium-Wedge-Bonders kontaktiert. Um Beschädigungen der Bonddrähte der Streifenzähler durch den Nachbarzähler zu vermeiden wurden diese jeweils um 3 mm (abwechselnd in  $x$ - und  $y$ -Richtung) gegeneinander versetzt (Abb. A.3).



**Abbildung A.3:** Versetzte Montage der  $xy$ -Streifenzähler aufgrund der Bonddrähte.

Eine Seitenansicht des teilweise demontierten Detektorstapels ist in Abb. A.4 gezeigt. Man erkennt die kompakte Montage der einzelnen Detektoren. Als Anhaltspunkt für die dargestellten Größenverhältnisse ist die Abmessung einer Betaabsorberhalterung (30 mm) angegeben. Unter dem unvollständig bestückten Betaabsorberstapel sind die Detektoren der Implantationszone zu erkennen. Ebenso sieht man die zur Kontaktierung der  $xy$ -Streifenzähler verwendeten Kaptonkabel. Unterhalb der Implantationszone befindet sich ein weiterer Stapel aus 10 Betaabsorbern. Durch die versetzte Montage ist nur die Hälfte der Anschlußstecker zu sehen.



**Abbildung A.4:** Seitenansicht des Siliziumdetektorkerns. Anhaltspunkt für die dargestellten Größenverhältnisse ist die Abmessung einer Betaabsorberhalterung (30 mm).



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Lage der studierten Region innerhalb der Nuklidkarte . . . . .	2
2.1	Einfache schematische Darstellung der $\beta$ -Zerfallstypen Gamov-Teller und Fermi . . . . .	4
2.2	$Ft$ -Werte bekannter Fermiemitter mit radiativen Korrekturen . . . . .	9
2.3	Ladungsabhängige Korrekturen in Abhängigkeit der Kernladungszahl	10
2.4	Einfang von 2 Protonen im rp-Prozeß-Pfad . . . . .	12
2.5	Berechneter Pfad des rp-Prozeß . . . . .	13
2.6	Der Prozeß $\beta$ -verzögerter Protonenemission . . . . .	16
3.1	Der Beschleunigerkomplex der GSI . . . . .	19
3.2	Anschauliche Darstellung der nuklearen Fragmentation . . . . .	21
3.3	Der Fragmentseparator . . . . .	23
4.1	Energieverlust in Abhängigkeit von der Energie pro Nukleon . . . . .	28
4.2	Anordnung der Detektoren im Fragmentseparator . . . . .	30
4.3	Gemittelte $Z$ -Auflösung der Ionisationskammern . . . . .	32
4.4	Anordnung der Photomultiplier zum Szintillator . . . . .	34
4.5	Massenauflösung des Identifikationssystems . . . . .	35
4.6	Übersicht der identifizierten Kerne . . . . .	37
4.7	Fehlidentifizierung. . . . .	38
4.8	Gemessene Produktionsquerschnitte für Indium- und Cadmiumisotope	40
5.1	Zerfall eines neutronenarmen Kerns . . . . .	43
5.2	Übersicht der Komponenten des Implantationszählers . . . . .	45
5.3	Segmentierte $xy$ -Streifenzähler . . . . .	47
5.4	$xy$ -Ortsverteilung von $^{87}\text{Tc}$ -Isotopen im Implantationszähler . . . . .	49
5.5	Implantationsprofil von $^{87}\text{Tc}$ -Kernen . . . . .	49
5.6	Unterdrückung von Compton-gestreuten $\gamma$ -Quanten . . . . .	50
5.7	Betaabsorber . . . . .	51

5.8	Auslese des $x$ -, $y$ -Ortes eines Implantationsereignisses und Erzeugung des Ionentriggers . . . . .	52
5.9	Auslese der Implantationstiefe eines Implantationsereignisses, des $y$ -Ortes eines Zerfallsereignisses und Erzeugung des Zerfallstriggers . . .	54
5.10	Interner Aufbau eines GASSIPLEX. Der Auslesetakkt des 16:1 Multiplexers wird durch einen Sequencer vorgegeben. . . . .	55
5.11	Auslese der Betaabsorber und des $x$ -Ortes eines Zerfallsereignisses . .	56
5.12	Experimentaufbau zur Energieeichung der Silizium-Detektoren. . . . .	56
5.13	Deponierte Energie in den Siliziumzählern gegenüber der verbleibenden $\gamma$ -Energie . . . . .	57
5.14	Ortskorrelationsfenster . . . . .	59
5.15	Der Zerfall von $^{77}\text{Y}$ und Tochter . . . . .	60
5.16	Monte-Carlo-Simulation der MLH-Methode . . . . .	64
5.17	Exponentieller Fit an 114 kurzlebige $^{78}\text{Y}$ -Ereignisse. . . . .	65
5.18	Mittlere Zerfallsenergie von $^{77}\text{Y}$ . . . . .	66
5.19	Einzelereignis eines $^{77}\text{Y}$ -Zerfalls . . . . .	67
5.20	Aus dem Zählervolumen entkommende $^{86}\text{Tc}$ -Zerfallspartikel . . . . .	68
5.21	Die 504 keV-Linie der $^{78}\text{Y}$ -Tochter $^{78}\text{Sr}$ . . . . .	71
5.22	Signatur $\beta$ -verzögerter Protonenemission . . . . .	72
5.23	Zerfall von $^{78}\text{Y}$ . . . . .	73
6.1	Massenspektren der identifizierten Kerne . . . . .	76
6.2	Vergleich Experiment-Simulation . . . . .	79
6.3	Vorhersagen zur Protonen-Dripline . . . . .	82
6.4	Zerfallsdaten der $N = Z$ uu-Kerne . . . . .	83
6.5	Grafische Übersicht der gemessenen kurzlebigen Betaübergänge . . .	85
6.6	Energiespektrum der Positronen im $^{78}\text{Y}$ -Zerfall . . . . .	86
6.7	Grafische Übersicht der gemessenen Halbwertszeiten der Wartepunkte im rp-Prozeß . . . . .	89
6.8	Spektrum $\beta$ -verzögerter Protonen von $^{85}\text{Mo}$ . . . . .	91
6.9	Spektrum $\beta$ -verzögerter Protonen von $^{78}\text{Y}$ . . . . .	93
6.10	Gammaspektrum in $^{81}\text{Y}$ und $^{89}\text{Tc}$ . . . . .	94
A.1	Prinzip der Kantenklebung zur Montage der Siliziumzähler . . . . .	105
A.2	Versetzte Montage der Betaabsorber aufgrund der Bonddrähte . . . .	105
A.3	Versetzte Montage der $xy$ -Streifenzähler aufgrund der Bonddrähte . .	106
A.4	Seitenansicht des Siliziumdetektorkerns . . . . .	107

# Tabellenverzeichnis

2.1	Experimentell gemessene $ft$ -Werte . . . . .	8
6.1	Berechnete Produktionsquerschnitte . . . . .	77
6.2	Experimentelle Halbwertszeitgrenzen an der Protonen-Dripline . . . .	80
6.3	Halbwertszeiten von $N = Z - 1$ -Kernen . . . . .	81
6.4	Halbwertszeiten von $N = Z$ uu-Kernen . . . . .	84
6.5	Halbwertszeiten von Isomeren der $N = Z$ uu-Kernen . . . . .	86
6.6	Halbwertszeiten der wichtigsten Wartepunkte zwischen Zirkon und Palladium . . . . .	88
6.7	Halbwertszeiten neutronenarmer $N \geq Z + 1$ Kerne . . . . .	90
6.8	Beobachtete $\beta$ -verzögerte Protonenemission . . . . .	92
6.9	Gammalinien in $^{81}\text{Y}$ und $^{89}\text{Tc}$ . . . . .	95
6.10	Übersicht der Halbwertszeitmessungen . . . . .	96
7.1	Vergleich von Massen-Messungen in Speicherringen und Fallen . . . .	100



# Literaturverzeichnis

- [Abo 95] Y. Aboussir et al., *At. Data Nucl. Data Tables* **61** (1995) 127
- [ADC 98] Elektronikentwicklung der Elektronikabteilung der TU München, Hr. Liebl, ADCD, 1998
- [Ann 90] R. Anne et al., GSI Scientific Report 1989, GSI-90-1 (257) 1990
- [Äys 98] J. Äystö et al., Proposal für Shiptrap, GSI, 1998
- [Aud 95] G. Audi und A.H. Wapstra, *Nucl. Phys.* **A595** (1995) 409
- [Bar 74] H. Bartsch et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **121** (1974) 185
- [Bau 87] G. Bauer, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt a.M., 1987
- [Beh 69] H. Behrens und J. Jänecke, *Numerische Tabellen für Beta-Zerfall und Elektronen-Einfang*, Landolt-Börnstein, Neue Serie, Band 4, Springer-Verlag, Berlin - Heidelberg - New York, 1969
- [Beh 95] T. Beha, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1995
- [Ber 88] C. Bertulani und G. Bauer, *Phys. Rep.* **163** (1988) 299
- [Beu 90] E. Beuville et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A288** (1990) 157
- [Beu 94] W. Beusch et al., Internal note, CERN-ECP/94-17 (1994)
- [Bie 92] G.T. Biehle und P. Vogel, *Phys. Rev.* **C46** (1992) 1555
- [Bla 98] K. Blasche et al., GSI Scientific Report 1998, 152
- [Bli 73] R.J. Blin-Stoyle, *Fundamental Interactions and the nucleus*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1973
- [Bro 89] I.N. Bronstein und K.A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, 24. Aufl., hrsg. von G. Grosche, V. Ziegler und D. Ziegler, Verlag Harri Deutsch, Thun, 1989

- [Bro 95] B.A. Brown, Proceedings WEIN 1995, 281 41
- [Cas 98] C. Caso et al, The European Physical Journal (1998) 103
- [Cha 98] C. Scheidenberger, CHARGE-Programm zur Berechnung von Ladungszuständen, GSI, 1998
- [Cha 00] C. Chandler et al., Phys. Rev. **C61** (2000) 044309-1
- [Chu 99] S.Y.F. Chu et al., Isotopes Project, LBNL Berkeley, Programm "Isotope Explorer" V2.23 (1999)
- [Coc 95] A. Coc et al, Astron. Astrophys. **299** (1995) 479
- [Din 97] Nguyen Dinh Dang et al., Nucl. Phys. **A621** (1997) 719; P. Kienle, private Mitteilung betreffend den Vortrag von A. Arima auf dem Workshop in Erice 2000
- [Duk 70] C.L. Duke et al., Nucl. Phys. **A151** (1970) 609
- [Ele 98] Elektronikentwicklung von R. Schneider, TU München, E12, 1998
- [Fel 98] G.J. Feldman und R.D. Cousins, Phys. Rev. **D57** (1998) 3873
- [Fra 94] B. Franzke, GSI-Nachrichten 12-94 (1994)
- [Gei 92] H. Geissel et al., Nucl. Instr. and Meth. **B70** (1992) 286
- [Ger 97] J. Gerl et al., GSI Scientific Report 1997, 26
- [Gov 71] N.B. Gove und M.J. Martin, Nucl. Data Tables **10**, 205-317 (1971)
- [Gov 99] N.B. Gove und M.J. Martin, Programm "logft" V7.15a (www.nndc.bnl.gov) (1999)
- [Gre 90] W. Greiner, B. Müller, *Quantenmechanik, Teil 2, Symmetrien*, 3. Auflage, Verlag Harri Deutsch, 1990
- [Ham 93] I. Hamamoto und H. Sagawa, Phys. Rev. **C48** (1993) R960
- [Han 90] P.G. Hansen et al., Nucl. Phys. **A518** (1990) 13
- [Har 90] J.C. Hardy et al., Nucl. Phys. **A509** (1990) 429
- [Har 98] J.C. Hardy und I.S. Towner, Proceedings Nuclear Structure 1998

- [Hau 98] M. Hausmann et al., GSI-Jahresbericht 1998, 24
- [Hen 94] M. Hencheck et al., Phys. Rev. **C50** (1994) R960
- [Her 97] H. Herndl und B.A. Brown, Nucl. Phys. **A627** (1997) 35
- [Hir 93] M. Hirsch et al., At. Data Nucl. Data Tables **53** (1993) 165
- [Hua 99] W.X. Huang et al., Phys. Rev. **C59** (1999) 2402
- [Irn 95] H. Irnich, Doktorarbeit, Justus-Liebig Universität Gießen, 1995
- [Jän 88] J. Jänecke und P. Masson, At. Data Nucl. Data Tables **39** (1988) 265
- [Jan 99] Z. Janas et al., Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 295
- [Kas 96] A. Kastenmüller, *Analog Multiplexing Frontend*, Manual, TU München 1996
- [Kox 85] S. Kox et al., Phys. Lett. **159B** (1985) 15
- [Lal 01] G.A. Lalazissis, Nucl. Phys. **A679** (2001) 481
- [Lew 94] M. Lewitowicz et al., Phys. Lett. **B332** (1994) 20
- [Lon 98] C. Longour et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 3337
- [Mar 00] N. Mărginean et al., Phys. Rev. **C61** (2000) 024310-1
- [May 84] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1984
- [Mül 91] A.C. Müller und R. Anne, Nucl. Instr. and Meth. **B56/57** (1991) 559
- [Mus 88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif und D. Seeliger, *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 1988
- [Orm 95] W.E. Ormand und B.A. Brown, Phys. Rev. **C52** (1995) 2455
- [PDG 94] Particle Data Group, Phys. Rev. **D50** (1994) 1173
- [Reg 97] P.H. Regan et al., Acta Phys. Pol. **B28** (1997) 431
- [Rei 95] J. Reinhold, Doktorarbeit TU München 1995
- [Res 00] J.J. Ressler et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2104
- [Rud 95] D. Rudolph et al., Nucl. Phys. **A587** (1995) 181

- [Rud 96] D. Rudolph et al., Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 376
- [Ryk 95] K. Rykaczewski et al., Phys. Rev. **C52** (1995) R2310
- [Sag 96] H. Sagawa et al., Phys. Rev. **C53** (1996) 2163
- [Sch 84] K.-H. Schmidt et al., Z. Phys. **A316** (1984) 19
- [Sch 91] T. Schwab, Doktorarbeit, Universität Gießen, GSI Report **GSI-91-10** (1991)
- [Sch 95] K. Schmidt, Doktorarbeit, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt a.M., 1995
- [Sch 96] R. Schneider, Doktorarbeit, TU München 1996
- [Sch 97] H. Schnare et al., Phys. Rev. **C56** (1997) 729
- [Sch 98] H. Schatz, Wissenschaftlicher Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 6061, 1998
- [Sch 00] K. Schmidt et al., Eur. Phys. J. A **8** (2000) 303
- [Seq 98] Elektronikentwicklung E. Wefers, Sequencer, TU München, E12, 1998
- [She 91] B.M. Sherril et al., Nucl. Instr. and Meth. **B56/57** (1991) 1106
- [Spa 88] L. Spanier und S.A.E. Johansson, At. Data Nucl. Data Tables **39** (1988) 259
- [Ste 91] M. Steiner, Diplomarbeit, TH Darmstadt, 1991
- [Stö 91] Th. Stöhlker et al., Nucl. Instr. and Meth. **B61** (1991) 408
- [Sto 98] A. Stolz et al., GSI Scientific Report 1998
- [Sto 01] A. Stolz, Doktorarbeit, TU München, 2001
- [Sue 00] K. Sümmerer und B. Blank, Phys. Rev. **C61** (2000) 034607-1
- [SuW 01] A. Stolz, E. Wefers et al., wird veröffentlicht
- [Szy 83] L. Szybisz et al., Phys. Lett. **122B** (1983) 131
- [Tow 73] I.S. Towner and J.C. Hardy, Nuc. Phys. **A205** (1973) 33
- [Tow 95a] I.S. Towner et al., Proceedings ENAM 1995, 711

- [Tow 95b] I.S. Towner et al., Proceedings WEIN 1995, 313
- [Tow 98] I.S. Towner und J.C. Hardy, Proceedings WEIN 1998
- [Uus 98] J. Uusitalo et al., Phys. Rev. **C57** (1998) 2259
- [Wal 81] R.K. Wallace and S.E. Woosley, Ap.J.Suppl. **45** (1981) 389
- [Web 93] M. Weber, Doktorarbeit, TH Darmstadt, GSI-93-26 Report, 1993
- [Wei 89] A. Weigert und H.J. Wendker, *Astronomie und Astrophysik*, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 1989
- [Wil 69] D.H. Wilkinson (Editor), *Isospin in Nuclear Physics*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1969
- [Wil 93] D.H. Wilkinson, Nuc. Instr. and Meth. **A 335** (1993) 172
- [Wil 95a] D.H. Wilkinson, Nuc. Phys. A **587** (1995) 421
- [Wil 95b] D.H. Wilkinson, Proceedings WEIN 1995, 307
- [Wol 90] H. Wollnik, Manual for GICO, Universität Gießen, 1990
- [Zha 99] L. Zhankui et al., Eur. Phys. J. A **5** (1999) 351



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Angehörigen von E12 bedanken, die mir bei der Entstehung dieser Arbeit geholfen und durch ein stets angenehmes Arbeitsklima zu meiner Motivation beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt:

- Herrn Prof. Dr. Paul Kienle für die Überlassung des interessanten und vielseitigen Themas und für sein fortwährendes Interesse;
- Herrn Prof. Dr. Hans Joachim Körner für die Aufnahme am Lehrstuhl;
- Herrn Dr. Thomas Faestermann und Herrn Dr. Robert Schneider für die engagierte und hilfreiche Betreuung während meiner Dissertation;
- Herrn Dipl.Phys. Andreas Stolz für alles mögliche;
- Herrn Dipl.Phys. Matthias Münch und Herrn Dr. Jürgen Friese für die Mithilfe bei Strahlzeiten;
- Herrn Ralf Lang und Michael Klöckner für die Hilfe bei der Lösung von Konstruktionsproblemen und der Anfertigung verschiedenster Detektorhaltungen, -gehäusen etc.;
- Herrn Prof. Dr. Münzenberg, Herrn Dr. Klaus Sümmerer, Herrn Prof. Dr. Hans Geissel und der FRS-Mannschaft für die tatkräftige Unterstützung unserer GSI-Strahlzeiten;
- Allen die ich hier vielleicht vergessen habe;
- Frau Dipl.Phys. Angelika Elhardt, Herrn Ralf Lang und Herrn Dr. Andreas Bergmaier für unterhaltsame Abende auf Tagungen, Institutsfeiern usw.;
- Herrn Dr. Oliver Jörres für die Vermittlung einer sinnvollen Zeiteinteilung;
- Herrn Dr. Rokko Diener für die Erweiterung meiner Deutschlandkenntnisse;
- Herrn Dipl.Phys. Martin Hagen für aufmunternde Kaffeerunden nach anstrengender Arbeit;

- Herrn Roman Scheuring, Herrn Julian Braun, Herrn Thilo Schrödel, Herrn Dr. Kai Diener, Herrn Dipl.Phys. Martin Hagen, Herrn Alex Krimmer und Herrn Rainer Straschill für die mentale Hilfe nach längeren Wixhausen-Aufenthalten wieder den Weg ins reale Leben zu finden;
- Meinen Eltern für Unterstützung und ausgezeichnete Kost abseits meiner eigenen Fast Food Versorgung;
- Frau Dipl.Chem. Georgette Thumshirn fürs Korrekturlesen und die Verschönerung meines Lebens.