

**Aufbau und erster Einsatz eines  
kalorimetrischen  
Tiefemperatur-Detektors zur  
Bestimmung der  
Kernladungsausbeuten von  
Spaltfragmenten**

Dissertation  
zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik  
der Johannes Gutenberg Universität in Mainz

Patrick Grabitz  
geboren in Bad Neuenahr Ahrweiler  
Weibern den 30. September 2019

Datum der Einreichung: 28.01.2019

Tag der mündlichen Prüfung: 14.10.2019

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>14</b>
2.1	Die neutroneninduzierte Kernspaltung . . . . .	14
2.2	Die Reaktor-Antineutrino-Anomalie . . . . .	18
2.3	Der Energieverlust von Schwerionen in Materie . . . . .	22
2.4	Funktionsprinzip kalorimetrischer Tief- temperatur-Detektoren . . . . .	25
2.4.1	Der Absorber . . . . .	27
2.4.2	Das Thermometer . . . . .	28
2.4.3	Die Kopplung an das Kältebad . . . . .	30
2.5	Kalorimetrische Tieftemperatur-Detektoren zum Nachweis einzelner Teil- chen . . . . .	30
2.5.1	Die Wärmebilanzgleichung . . . . .	31
2.5.2	Lösung der Wärmebilanzgleichung . . . . .	31
2.6	Auslese kleiner Temperatursignale . . . . .	32
2.7	Das Energieauflösungsvermögen . . . . .	33
2.7.1	Beiträge des Konversionsrauschens . . . . .	33
2.7.2	Thermische und elektrische Rauschbeiträge . . . . .	35
2.8	Potentielle Vorteile kalorimetrischer Tief- temperatur-Detektoren . . . . .	37
<b>3</b>	<b>Konzeption und Aufbau des CLTD-Detektorarrays</b>	<b>38</b>
3.1	Design der CLTD-Detektorpixel . . . . .	38
3.1.1	Der Saphir-Absorber . . . . .	39
3.1.2	Das Thermometer . . . . .	39
3.1.3	Der Heizwiderstand . . . . .	40
3.2	Aufbau des 25 Pixel CLTD-Arrays . . . . .	41
3.3	Aufbau des Kryostaten . . . . .	42
3.4	Mess- und Ausleseelektronik der CLTDs . . . . .	44

3.4.1	Verschaltung der Elektronik zur Stabilisierung und Auslese der CLTDs . . . . .	45
3.4.2	Die Temperaturstabilisierung . . . . .	45
3.4.3	Die Datenaufnahme . . . . .	45
3.5	Charakterisierung der CLTDs . . . . .	46
3.5.1	Die Widerstands-Temperatur-Charakteristik der Thermometer .	46
3.5.2	Bestimmung der Energieauflösung beim Nachweis von $\alpha$ -Teilchen	48
<b>4</b>	<b>Messmethode und experimentelle Bedingungen am LOHENGRIN-Separator des ILL in Grenoble</b>	<b>51</b>
4.1	Der LOHENGRIN-Massenseparator . . . . .	52
4.2	Massen- und Energieverteilung und Bestimmung der Ausbeute . . . . .	54
4.2.1	Bestimmung von Massenausbeuten . . . . .	55
4.3	Trennung der Kernladungen und Bestimmung der Kernladungsausbeuten	55
4.3.1	Trennung benachbarter Elemente durch den Energieverlust im Absorber und Linienverbreiterung . . . . .	56
4.3.2	Die Kernladungsauflösung . . . . .	58
4.3.3	Bestimmung von Kernladungsausbeuten . . . . .	59
4.3.4	Ausbeuten der Isobare der Masse $A = 92$ in der Literatur . . . . .	60
4.4	Der Einfluss isomerer Kernzustände . . . . .	61
4.5	Der Einfluss von Kontaminationen . . . . .	62
4.6	Weitere Methoden zur Bestimmung von Kernladungsausbeuten . . . . .	63
4.6.1	Radiochemische Bestimmung von Kernladungsausbeuten . . . . .	63
4.6.2	Bestimmung der Kernladungsausbeuten mittels $\gamma$ -Spektroskopie	64
<b>5</b>	<b>Vorbereitende Messung am Maier-Leibniz-Laboratorium (MLL) in Garching</b>	<b>65</b>
5.1	Experimenteller Aufbau und Messprogramm . . . . .	66
5.1.1	Der Tandem-van de Graaff Beschleuniger des MLL . . . . .	66
5.1.2	Messplatz am Strahlrohr +10 Grad der Halle 2 . . . . .	67
5.1.3	Messprogramm . . . . .	69
5.2	Durchführung der Messungen und Ergebnisse . . . . .	71
5.2.1	Energiekalibrierung und Linearität der CLTDs . . . . .	71
5.2.2	Energieauflösung . . . . .	74
5.2.3	Bestimmung der Peak-Positionen und Halbwertsbreiten im Res- tennergiespektrum . . . . .	78
5.3	Vergleich der verschiedenen Absorberfolien . . . . .	81
5.4	Diskussion der Messfehler . . . . .	83
5.5	Vorhersage für die zu erwartende Z-Trennung und die Kernladungsauf- lösung . . . . .	85

5.6	Vergleich der Resultate mit TRIM-Vorhersagen . . . . .	86
5.7	Vergleich der Resultate mit den Ergebnissen aus [Lau17] . . . . .	88
<b>6</b>	<b>Machbarkeitsstudie und erste Messungen am Forschungsreaktor des Institut Laue- Langevin (ILL) in Grenoble</b>	<b>92</b>
6.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	93
6.1.1	Anpassung des Kryostaten an die experimentellen Bedingungen am LOHENGRIN-Separator . . . . .	93
6.1.2	Strahlführung zwischen LOHENGRIN-Separator und Kryostat . . . . .	96
6.2	Durchführung der systematischen Messungen . . . . .	99
6.2.1	Systematische Untersuchungen im 1. Messzyklus . . . . .	100
6.2.2	Systematische Untersuchungen im 2. Messzyklus . . . . .	106
6.2.3	Vergleich der Kernladungsaufösungen mit Werten aus der Literatur . . . . .	116
6.3	Diskussion der Resultate . . . . .	118
<b>7</b>	<b>Bestimmung der kumulativen Ausbeute von <math>^{92}\text{Rb}</math> aus der neutroneninduzierten Kernspaltung von <math>^{235}\text{U}</math></b>	<b>119</b>
7.1	Bestimmung der Massenausbeute der Masse $A = 92$ mit der PIN-Diode und der kumulativen Ausbeute für $^{92}\text{Rb}$ mit den CLTDs . . . . .	120
7.1.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	120
7.1.2	Durchführung der Messungen . . . . .	121
7.2	Ergänzung der Daten für die kumulativen Ausbeute von $^{92}\text{Rb}$ mittels $\gamma$ -Spektroskopie . . . . .	127
7.2.1	Experimenteller Aufbau für die Messung mittels $\gamma$ -Spektroskopie . . . . .	127
7.2.2	Durchführung der Messung mittels $\gamma$ -Spektroskopie . . . . .	128
7.3	Resultate . . . . .	134
7.3.1	Resultate der Massenausbeute für die Masse $A = 92$ . . . . .	134
7.3.2	Resultate für die Bestimmung der kumulativen Ausbeute von $^{92}\text{Rb}$ . . . . .	136
7.4	Vergleich der Resultate aus den CLTD-Messungen mit den Resultaten der Ergänzung durch die $\gamma$ -Messungen . . . . .	142
7.5	Vergleich mit Literaturwerten . . . . .	147
7.6	Diskussion der Resultate . . . . .	151
<b>8</b>	<b>Diskussion und Ausblick</b>	<b>154</b>

## Anhang

A	Zusammenstellung der Resultate aus den Messungen am Tandembeschleuniger des MLL in Garching	159
A.1	Verwendete Absorberfolien . . . . .	159
A.2	Ergebnisse der Bestimmung der Restenergien und Halbwertsbreiten . . . . .	160
B	Zusammenstellung der Daten und Resultate aus dem 2. Messzyklus am ILL in Grenoble	164
B.1	Verwendete Targets . . . . .	164
B.1.1	Resultate zur Bestimmung des Targetabbrands . . . . .	164
B.2	Resultate zur Bestimmung der Massenausbeute der Masse $A = 92$ . . . . .	166
B.3	Resultate der Bestimmung der kumulativen Ausbeute von $^{92}\text{Rb}$	185
B.3.1	Daten der einzelnen CLTDs . . . . .	185
B.3.2	An die CLTDs angepasste Daten der $\gamma$ -Messungen . . . . .	202
C	Beschreibung der Fit-Funktionen und $\alpha$ -Quelle	204
C.1	Verwendete Fit-Funktionen . . . . .	204
C.1.1	Standard Gauß-Funktion . . . . .	204
C.1.2	Überlagerung mehrerer Gauß-Funktionen . . . . .	204
C.1.3	Angepasster asymmetrischer Gaußfit mit exponentiellem Anteil . . . . .	204
C.1.4	Überlagerter Asymmetrischer Gauß-Fit . . . . .	205
C.1.5	Exponentieller Fit zur Bestimmung des Targetabbrands	205
C.2	Beschreibung der 3-Linien- $\alpha$ -Quelle . . . . .	206
D	Berechnungen zur Trennung von Kernladungen und Linienverbreiterung in verschiedenen Absorbermaterialien	207
D.1	Berechnungen zur Trennung von Kernladungen in verschiedenen Absorbermaterialien . . . . .	207
D.2	Berechnung zur Linienverbreiterung in verschiedenen Absorbermaterialien . . . . .	208
	Literaturverzeichnis	211

# Zusammenfassung

Im Zuge der vorliegenden Arbeit wurde ein großraumwinkliger Detektor, bestehend aus kalorimetrischen Tieftemperaturdetektoren, gebaut, getestet und für Messungen mit physikalischer Fragestellung am Forschungsreaktor des Institutes Laue-Langevin (ILL) in Grenoble eingesetzt. Das Ziel war der erstmalige Einsatz der CLTDs („Calorimetric Low Temperature Detectors“) für die Bestimmung der Kernladungsausbeuten von Spaltfragmenten aus der neutroneninduzierten Kernspaltung des  $^{235}\text{U}$ .

Die CLTDs dienen dazu die kinetische Energie von Teilchen zu bestimmen, indem diese in einem Absorber vollständig abgestoppt werden. Durch das Abstoppen eines einfallenden Teilchens wird dessen kinetische Energie in Wärmeenergie umgewandelt und über ein Thermometer ausgelesen. Die hier eingesetzten CLTD-Pixel sind im wesentlichen aus einem Saphir-Kristall, dem Absorber, und einer aufgedampften Aluminium-Mäanderstruktur, dem Thermometer (Thermistor) aufgebaut.

Für die Bestimmung der Kernladungsausbeuten von Spaltfragmenten aus der neutroneninduzierten Kernspaltung von  $^{235}\text{U}$  wurde die sogenannte Absorbermethode verwendet. Dabei wurden die durch den LOHENGRIN Massenseparator separierten Spaltfragmente gleicher Masse und Energie durch den kernladungsabhängigen Energieverlust in einem passiven Absorber selektiert, sodass sie nach Durchlaufen des Absorbers anhand ihrer unterschiedlichen resultierenden Energie mit Hilfe eines Energiedetektors unterschieden werden können. Diese Methode erfordert zum einen äußerst homogene Absorberfolien und zum anderen einen Energiedetektor, der in einem Energiebereich von  $0 \text{ MeV} < E \leq 120 \text{ MeV}$  über eine hinreichende Energieauflösung verfügt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein CLTD-Array, basierend auf dem bestehenden Konzept von Vorgängerarbeiten, weiterentwickelt und zur Vergrößerung der Raumwinkelabdeckung auf eine Fläche von  $15 \times 15 \text{ mm}^2$  erweitert. Mit dem aus 25 einzelnen Pixeln bestehenden Array sollten die Vorteile der CLTDs gegenüber den in bisherigen Messungen eingesetzten Ionisationsdetektoren, wie dem nahezu verlustfreien Nachweis der kinetischen Energie von Teilchen, dazu eingesetzt werden, den Zugang zu Messungen jenseits der leichten Massen von Spaltfragmenten im Bereich der Symmetrie und im schweren Massenbereich mit der Absorbermethode zu ermöglichen.

Im Rahmen einer Machbarkeitsstudie am Tandem-Beschleuniger des Maier-Leibniz-Laboratorium (MLL) in Garching wurden bei Messungen mit  $^{109}\text{Ag}$ - und  $^{127}\text{I}$ - Ionen

bei Einschussenergien von  $80\text{ MeV}$  und  $68.7\text{ MeV}$  drei Absorbermaterialien, Parylen C, Kohlenstoff und Siliziumnitrid, in Kombination mit den CLTDs getestet. Bei den systematischen Untersuchungen für Energieverluste im Bereich von ca.  $8\% - 90\%$  konnte gezeigt werden, dass sich Siliziumnitrid für die hier angestrebten Messungen am besten von den drei getesteten Materialien eignet. Zusammen mit Absorberfolien, bestehend aus Siliziumnitrid ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), stellt der Einsatz der CLTDs eine Neuerung im Einsatz von Spaltexperimenten dar.

Bevor das neue System erstmalig zur Bestimmung von Kernladungsausbeuten am ILL in Grenoble eingesetzt werden konnte, wurde eine Anpassung des Kryostaten an die experimentellen Bedingungen durchgeführt. Der Kryostat musste derart modifiziert werden, dass er an die Strahlführung unter einem Winkel von etwa  $35^\circ$  zur Horizontalen angeschlossen werden konnte.

Am ILL wurden systematische Untersuchungen bezüglich der Kernladungsauflösung bis in den Bereich der schweren Massen  $A \approx 132$  durchgeführt. Im Bereich der leichten Massen konnten eine Kernladungsauflösung von  $Z/\Delta Z = 51(1)$  erreicht werden, was vergleichbar mit den Resultaten vergangener Arbeiten ist. Mit einer Kernladungsauflösung von  $Z/\Delta Z = 33(3)$  im Bereich der schweren Massen konnte im Vergleich zu herkömmlichen Setups eine deutliche Verbesserung erzielt werden, wodurch sich ausgezeichnete Perspektiven für zukünftige Messungen im Bereich der Symmetrie und dem schweren Ast der neutroneninduzierten Kernspaltung ergeben.

Aufgrund großer Diskrepanzen in der Literatur wurde im Rahmen dieser Arbeit die kumulative Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  neu bestimmt. Präzise Daten sind hier von äußerster Wichtigkeit für theoretische Modelle zur Inter- und Extrapolation von Ausbeuten oder der Berechnung von Antineutrino-Spektren bei der neutroneninduzierten Kernspaltung. Im Rahmen der Reaktor-Antineutrino-Anomalie, d.h. der Diskrepanz zwischen der theoretisch vorhergesagten und gemessenen Anzahl an Neutrinos, die in einem Kernreaktor erzeugt werden, stellen unzureichend genaue Eingangsdaten, wie die Kernladungsausbeuten der Spaltfragmente, eine mögliche Erklärung für die Anomalie dar. Der im Zuge dieser Arbeit bestimmte Wert von  $4.71 \pm 0.37\%$  für die kumulative Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  ist, im Gegensatz zu dem Wert in [Tip98], mit dem in Datenbanken wie JENDL-4.0 [Agea] oder JEFF-3.1.1 [Ageb], welche für die Modellierung theoretischer Vorhersagen herangezogen werden, in guter Übereinstimmung.



# Kapitel 1

## Einleitung

Die Erforschung der Kernspaltung ist, auch fast 80 Jahre nach ihrer Entdeckung, noch immer von großer Bedeutung. Das Anwendungsgebiet der Kernspaltung erstreckt sich über diverse Bereiche im Alltagsleben des Menschen. Mit der Energieproduktion durch Kernreaktoren, Verwendung für militärische Zwecke und dem Einsatz in der Nuklearmedizin sind die Interessen an Forschungsergebnissen über Wirtschaft, Politik und Medizin weit gefächert.

Die Geschichte<sup>1</sup> der Erforschung der Kernspaltung beginnt, noch ca. sechs Jahre vor der offiziellen Entdeckung der Kernspaltung durch Otto Hahn und Fritz Strassmann, im Jahre 1932. In dem Artikel „*Possible Existence of a Neutron*“ veröffentlichte James Chadwick seine Untersuchungen zu einem Teilchen, das bei der Bestrahlung von Beryllium mit  $\alpha$ -Teilchen [Cha32] entsteht. Er vermutete, ein elektrisch ungeladenes Teilchen mit einer ähnlichen Masse wie der des Protons gefunden zu haben, das Neutron<sup>2</sup>. Damit war die Voraussetzung gegeben, Kernumwandlungen mit einem ungeladenen Teilchen hervorzurufen. Diese Methode wurde von Enrico Fermi etwa zwei Jahre nach der Entdeckung des ungeladenen Teilchens aufgegriffen. Er beschoss zahlreiche der bekannten Elemente mit Neutronen um die Eigenschaften der Reaktionsprodukte zu untersuchen. Seine Arbeit war die Fortsetzung der Untersuchungen der beiden Physiker Irène Joliot-Curie und Frédéric Joliot. Sie erzeugten künstliche radioaktive Elemente durch den Beschuss von nicht radioaktiven Elementen mit  $\alpha$ -Teilchen<sup>3</sup>. Der Vorteil bei den Untersuchungen Fermis bestand jedoch darin, dass Neutronen keine Ladung tragen, sodass er erfolgreich Kernumwandlungen an zahlreichen Elementen durchführen konnte. Es war ihm jedoch nicht möglich, die Produkte, die bei der Bestrahlung von  $^{238}\text{U}$  mit Neutronen entstanden sind, einem bekannten Nachbarlement des Uran zuzuordnen. Seine Vermutung war, ein neues Element mit der Ordnungs-

---

<sup>1</sup>Als Grundlage für den historischen Überblick diente die Referenz [GDK].

<sup>2</sup>James Chadwick erhielt für seine Entdeckung im Jahr 1935 den Nobelpreis für Physik.

<sup>3</sup>Irène Joliot-Curie und Frédéric Joliot erhielten für ihre Arbeit beide den Nobelpreis für Chemie im Jahre 1935.

zahl 92 oder höher erzeugt zu haben [Fer34]<sup>4</sup>. Inspiriert durch Fermis Arbeiten führten Lise Meitner, Otto Hahn und Fritz Strassmann am Kaiser-Wilhelm-Institut in Berlin die Erforschung der sogenannten *Transurane* fort. Vier Jahre lang versuchten sie nachzuweisen, Elemente mit Ordnungszahlen  $> 92$  erzeugt zu haben und publizierten ihre Ergebnisse überzeugt davon, in ihren Experimenten Transurane entdeckt zu haben ([MHS37], [HMS37], [HMS38]). Im Dezember 1938 waren Hahn und Strassmann der Überzeugung, sich geirrt zu haben. Bei den vermeintlichen Radiumisotopen handelte es sich tatsächlich um Bariumisotope, deren Masse um etwa 100 Masseneinheiten kleiner ist als die des Uran. Dafür hatten sie keine Erklärung und richteten sich in einem Brief an Lise Meitner, die ihre Forschungen zu der Zeit am Nobel-Institut in Stockholm fortsetzte<sup>5</sup>. Zusammen mit ihrem Neffen Otto Robert Frisch entwickelte sie eine Theorie stützend auf der Vorstellung des Atomkerns als geladenem Wassertropfen, der durch den Einfang eines Neutrons heftig zu schwingen beginnt und schließlich in zwei etwa gleich große Kerne zerfällt. Weiter schätzten sie die Energie, die beim Zerplatzen jedes Kerns frei wird, mit ca. 200 MeV ab und führten den Begriff *Spaltprozess* ein [MF39]. Das war die Geburtsstunde der Kernspaltung<sup>6</sup>. Wissenschaftler rund um den Globus verteilt beschäftigten sich mit dem Thema. Die experimentellen Befunde konnten reproduziert werden, und innerhalb kürzester Zeit wurden immer mehr Aspekte des Phänomens *Kernspaltung* entdeckt. Noch im selben Jahr folgten neben dem physikalischen Nachweis durch Frisch [MF39] die Entdeckung von zusätzlich freiwerdenden Spaltneutronen durch Halban et al. [HJK39], und eine ausführliche theoretische Betrachtung durch Nils Bohr und Archibald Wheeler [BW39] inklusive der Fragestellung nach der Nutzbarmachung der bei der Spaltung freiwerdenden Energie [Flü39]. Nur drei Jahre später gelang es, im Rahmen des Manhattan-Projektes die erste Kettenreaktion der Kernspaltung im Forschungsreaktor *Chicago Pile 1* aufrecht zu erhalten [MHP]. Viele namhafte Wissenschaftler, unter anderem Robert J. Oppenheimer, Albert Einstein und Enrico Fermi waren an dem Projekt beteiligt. Mit dem Erfolg des Projektes zeigte sich eine der Schattenseiten der Kernenergie bereits im August 1945, kurz vor Ende des zweiten Weltkrieges, mit dem Abwurf der beiden Atombomben *little boy* und *fat man* auf die japanischen Städte Hiroshima und Nagasaki. Mit der Kapitulation Japans endete schließlich der zweite Weltkrieg am 2. September 1945 und ein weiterer Einsatz von Atomwaffen im Rahmen eines Krieges blieb bis heute aus.

Die Nutzung der Kernspaltung als Energielieferant für die Stromversorgung hat auch heute noch eine zentrale wirtschaftliche Bedeutung. Weltweit gibt es weit mehr als 400 aktive Kernkraftwerke, die im Laufe der Jahre durch den wissenschaftlichen Fort-

---

<sup>4</sup>1938 wurde Enrico Fermi für die Entdeckung radioaktiver Elemente durch Neutronenbeschuss mit dem Nobelpreis ausgezeichnet.

<sup>5</sup>Im Sommer 1938 musste Lise Meitner auf Grund der politischen Lage und ihrer jüdischen Abstammung aus Deutschland fliehen.

<sup>6</sup>Otto Hahn erhielt für die Entdeckung der Kernspaltung 1944 den Nobelpreis für Chemie.

schritt weiterentwickelt werden konnten. Eine der heute zentralen Fragestellungen ist der Umgang mit den nach der Nutzung entstehenden radioaktiven Abfällen. Können diese nicht wieder aufbereitet werden, müssen sie in einem sogenannten Endlager deponiert werden. Es gibt Spaltprodukte, wie  $^{90}\text{Sr}$  und  $^{137}\text{Cs}$ , deren Halbwertszeit mehrere Jahre oder sogar, wie im Fall des  $^{129}\text{I}$  Isotops, mehrere Millionen Jahre beträgt. Für den Umgang mit radioaktiven Abfällen ist ein genaues Wissen über die Art und die Anzahl der bei der Spaltung entstehenden Produkte von enormer Wichtigkeit. Die Vermessung sogenannter Spaltausbeuten dient auch heute noch zur Weiterentwicklung von Datenbanken [IAE] und der Verbesserung theoretischer Modelle, die zum allgemeinen Verständnis des Spaltprozesses beitragen und Vorhersagen über verschiedene, für die Spaltung wichtige, Parameter treffen [IIMS12].

Neben der Vermessung der Spaltausbeuten bietet der Spaltprozess, aufgrund der großen Anzahl von Spaltprodukten mit Neutronenüberschuss, die Möglichkeit, Eigenschaften von Nukliden zu untersuchen, die in der Nuklidkarte weit entfernt von der Stabilitätslinie anzutreffen sind. Ein weiteres aktuelles Forschungsgebiet ist die Untersuchung von Antineutrinospektren, die das Resultat der entstehenden Neutrinos aus den  $\beta$ -Zerfällen der Spaltprodukte sind. Das Neutrino, heute fest verankert im Standardmodell der Elementarteilchen, wurde 1930 aus Energie- und Impulserhaltungsgründen beim  $\beta$ -Zerfall von Wolfgang Pauli postuliert. Heute sind 3 Generationen (Flavors) von Neutrinos bekannt, das Elektron-Neutrino  $\nu_e$ , das Myon-Neutrino  $\nu_\mu$  und das Tau-Neutrino  $\nu_\tau$ . Neutrinos sind nach dem Standardmodell ungeladene Leptonen und unterliegen ausschließlich der schwachen Wechselwirkung und der Gravitation. Sie haben die Möglichkeit, nach ihrer Entstehung von einem Flavor in einen anderen überzugehen. Dieser Vorgang wird als Neutrinooszillation bezeichnet<sup>7</sup>. Diese Entdeckung lieferte den Nachweis für die Masse von Neutrinos, was im Widerspruch zum Standardmodell steht. Zusätzlich liefert das Verständnis dieses Vorgangs eine Erklärung für die Abweichungen zwischen dem experimentell nachgewiesenen und theoretisch vorhergesagten Neutrinofluss, der von der Sonne erwartet wird.

Durch die Vielzahl der bei der Kernspaltung entstehenden Spaltprodukten mit Neutronenüberschuss sind Kernreaktoren, neben der Sonne, geeignete Brutstätten für Elektron-Neutrinos. Jedoch gibt es, wie zuvor im Fall der solaren Neutrinos, Diskrepanzen zwischen Theorie und experimentellem Nachweis bezüglich des Neutrinoflusses ([An12], [Ahn12], [Abe12]). Diese Tatsache wird als Reaktor-Antineutrino-Anomalie bezeichnet [MFL<sup>+</sup>11]. Für die Berechnung der Antineutrino Spektren bietet es sich an, die vorhandenen Informationen zu den Spaltprodukten, wie die Ausbeuten der einzelnen Nuklide und die jeweiligen  $\beta$ -Zerfallsdaten, zu verwenden, um den Neutrinofluss zu berechnen. Im Falle der neutroneninduzierte Spaltung von  $^{235}\text{U}$  stellen sich  $^{92}\text{Rb}$  und

---

<sup>7</sup>Takaaki Kajita und Arthur McDonald erhielten für die Entdeckung der Neutrinooszillation 2015 den Nobelpreis für Physik.

$^{96}\text{Y}$  als die Nuklide heraus, die den größten Beitrag zum Antineutrino Spektrum liefern [Son15]. Aufgrund großer Abweichungen der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  zwischen Messwerten von Tipnis et al. [Tip98] und den Datenbanken ENDF/B [GPI14] und JEFF [Ageb] wird in [Son15] eine präzise Vermessung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{96}\text{Y}$  gefordert.

Die Erforschung verschiedenster Parameter der Kernspaltung finden unter anderem an Forschungsreaktoren wie dem des Institutes Laue-Langevin (ILL) in Grenoble (Frankreich) [ILL] statt. Das ILL wurde vor rund 50 Jahren gegründet und bietet heute die Möglichkeit für Grundlagenforschung in diversen Bereichen der Wissenschaft, wie z.B. der Physik, Chemie, Biologie, Materialwissenschaften, usw. Für Experimente mit Neutronen bietet der Hochfluss-Reaktor des ILL für rund 200 Tage im Jahr einen Neutronenfluss von etwa  $1.5 \times 10^{15} \frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2 \times \text{s}}$ . Dort können dann Experimente durchgeführt werden, indem Neutronen, welche im Reaktorkern entstehen, zu den Experimentierplätzen weitergeleitet werden. Im Falle der hier durchgeführten Messungen wurde spaltbares Material, welches auf einem Träger aufgebracht war, mit einer Vorrichtung direkt in die Nähe des Reaktorkerns gebracht und die entstehenden Spaltprodukte über die Strahlführung aus dem Reaktor in Richtung des LOHENGRIN Massenseparators weitergeleitet. Der LOHENGRIN besteht aus einem Dipol Magnet und einem Kondensator und dient dazu, Spaltfragmente nach ihrem Verhältnis aus Masse zu elektrischer Ladung  $A/Q$  und Energie zu elektrischer Ladung  $E/Q$  zu selektieren, sodass diese im Anschluss weiter analysiert werden können [Loh]. Messungen zur Untersuchung der Eigenschaften der Reaktionsprodukte, die aus der Kernspaltung hervorgehen, wie der Massen-, Energie-, und Ladungsverteilungen, d.h. sowohl elektrische Ladungsverteilungen, als auch Kernladungsverteilungen, von Spaltfragmenten werden schon seit mehr als 40 Jahren am LOHENGRIN durchgeführt [BG12]. Durch die Selektion der Spaltfragmente lassen sich Massen-, Energie- und elektrische Ladungsverteilungen an der Strahlführung hinter dem Separator ohne zusätzliche Komponenten im Aufbau mit einem Energiedetektor vermessen. Dadurch, dass die Spaltfragmente nach dem Verhältnis aus Masse zu elektrischer Ladung und Energie zu elektrischer Ladung selektiert werden, werden in der Regel mehr als nur eine Kernladung bei einer Energie und elektrischer Ladung vom LOHENGRIN auf die aktive Fläche des Detektors fokussiert, sodass die zu untersuchenden Kernladungen identifiziert werden müssen.

Für die Identifizierung der einzelnen Kernladungen innerhalb einer Masse gibt es an der Strahlführung hinter dem LOHENGRIN die Möglichkeit, den vorselektierten Strahl mit Hilfe des RED-Magneten auf das bewegliche Magnetband, welches sich innerhalb der sogenannten Tape-Station befindet, umzulenken und zu fokussieren [BSM<sup>+</sup>11]. Die implantierten Spaltfragmente, welche in vielen Fällen aufgrund des Neutronenüberschusses durch  $\beta$ - und anschließendem  $\gamma$ -Zerfall zerfallen, können von  $\gamma$ -Detektoren identifiziert werden. Das Magnetband kann anschließend ein Stück weiter gefahren wer-

den, sodass die zuvor implantierten Spaltfragmente nicht zum Untergrund in darauffolgenden Messungen beitragen. Jedoch ist diese Methode der indirekten Bestimmung der Kernladungsausbeuten davon abhängig, dass die Verzweigungsverhältnisse der Zerfallskanäle der zu untersuchenden Spaltfragmente bekannt sind, was in dem Fall eine Begrenzung der Methode darstellt.

Eine weitere, direkte Methode zur Messung von Kernladungsausbeuten am LOHENGRIN ist die sogenannte Absorbermethode [Qua83], d.h. die direkte Bestimmung der Ausbeuten mit Hilfe eines passiven Absorbers, der zwischen dem Separator und dem Energiedetektor in den Strahlengang gebracht wird. Durchlaufen die Spaltfragmente den Absorber, so wird deren Energie durch Wechselwirkungen, wie der Anregung und Ionisation der Elektronen und der elastischen Streuung an den Atomkernen des Absorbermaterials, sukzessive reduziert. Diese Prozesse sind unter anderem abhängig von der Kernladung des Projektils, sodass bei hinreichend dickem Absorber und dementsprechendem Energieverlust die verschiedenen Kernladungen mit gleicher Masse im Restenergiespektrum des Energiedetektors identifiziert werden können. Für diese Messungen sind sowohl eine gute Energieauflösung des Detektors als auch Absorberfolien mit Eigenschaften, wie einer guten Homogenität und geringer Linienverbreiterung, von äußerster Wichtigkeit. In der Vergangenheit beschränkte sich diese Methode mit Hilfe von Ionisationsdetektoren in Verbindung mit Absorbern wie Parylen C, einem Plastikabsorber, auf den Bereich der leichten Massen ( $A \approx 106$ ). Der Grund dafür kann sowohl in den oben genannten Eigenschaften der verwendeten Absorber, als auch an der Energieauflösung der Detektoren zu suchen sein. Für Ionisationsdetektoren kommt mit steigender Masse und Kernladung der Spaltfragmente der Einfluss von Verlustprozessen, wie dem Plasma-Effekt, sowie der Ladungsrekombination beim Energienachweis mehr und mehr zum tragen, was sowohl die Energieauflösung, wie auch die Energielinearität limitiert. Aus diesem Grund bietet sich der Einsatz eines neuartigen Detektionsprinzips, nämlich das kalorimetrischer Tieftemperaturdetektoren [Ens05], im Folgenden auch CLTDs („Calorimetric Low Temperature Detectors“) genannt, für die Energiemessung bei dieser Methode an. Der Energienachweis mit kalorimetrischen Tieftemperaturdetektoren erfolgt dadurch, dass die einfallenden Teilchen in einem Absorber vollständig abgestoppt werden. Dabei wird deren kinetische Energie vollständig in Wärmeenergie umgewandelt und von einem auf dem Absorber aufbrachten Thermometer ausgelesen. Diese Methode zur Bestimmung der kinetischen Energie von Schwerionen ist zum einen beinahe verlustfrei, sodass die CLTDs nicht nur über eine hervorragende Energieauflösung, sondern auch über eine ausgezeichnete Energie-Pulshöhen-Linearität, unabhängig von der Teilchensorte, verfügen. Bei systematischen Untersuchungen der Eigenschaften der CLTDs konnten relative Energieauflösungen im Bereich  $1.6 \times 10^{-3} \leq \Delta E/E \leq 4.0 \times 10^{-3}$  für Schwerionen im Massenbereich von Helium bis Uran erreicht werden [EKB05]. Durch diese Eigen-

schaften ergeben sich viele Möglichkeiten für den Einsatz der CLTDs in verschiedenen Bereichen der Schwerionenphysik. So konnten die Detektoren zum ersten mal in der Beschleuniger-Massenspektrometrie zur Spurenanalyse von  $^{236}\text{U}$  Anwendung finden ([KB04], [EKB05]). In [Gra11], [Ech13] und [EEG<sup>+</sup>17] konnten die Detektoren erfolgreich zur Bestimmung von spezifischen Energieverlusten von Schwerionen in Materie eingesetzt werden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollte das in den Vorgängerarbeiten ([Mei94], [KB04], [Ech07] und [Ech13]) stets weiterentwickelte Konzept eines CLTD-Arrays bestehend aus mehreren individuellen CLTD-Pixeln zur Vergrößerung der Raumwinkelabdeckung erweitert und erstmalig zur Bestimmung von Kernladungsausbeuten von Spaltfragmenten aus der neutroneninduzierten Kernspaltung eingesetzt werden. Dabei wurde für die Bestimmung der Kernladungsausbeuten auf die oben beschriebene Absorbermethode zurückgegriffen. Das neue CLTD-Array, bestehend aus 25 einzelnen CLTD-Pixeln mit einer Gesamtfläche von  $15 \times 15 \text{ mm}^2$ , sollte in Verbindung mit einem geeigneten Absorbematerial für den ersten Einsatz zur Bestimmung von Kernladungsausbeuten konzipiert und getestet werden. Die hier verwendeten CLTD-Pixel sind im wesentlichen aus zwei Bestandteilen aufgebaut, einem Saphir-Absorber mit einem Al-Phasenübergangsthermometer (TES „Transition Edge Sensor“). Sie entstammen der selben Produktionscharge wie in [Ech13]. Zusätzlich war es notwendig, in Zusammenarbeit mit dem Hersteller des Kryostaten [Cry], eine Anpassung des Kryostaten an die experimentellen Gegebenheiten am LOHENGRIN-Massenseparator durchzuführen, da die Strahlführung des LOHENGRIN nicht horizontal, sondern unter einem Winkel von etwa  $35^\circ$  zur Horizontalen verläuft.

Um das neue System zu testen und die Absorberfolien in Bezug auf die Auswahl des Absorbematerials zu optimieren sollten zunächst Testmessungen mit stabilen Schwerionenstrahlen durchgeführt werden. Dafür bot sich der Tandem-Beschleuniger des Maier-Leibniz-Laboratoriums in Garching an. Das Ziel dieser Untersuchungen war es, verschiedene Absorbematerialien mit  $^{127}\text{I}$ - und  $^{109}\text{Ag}$ -Ionen bei den Einschussenergien von  $80 \text{ MeV}$  und  $68.7 \text{ MeV}$  zu testen, um die notwendigen Parameter, insbesondere der Linienverbreiterung im Restenergiespektrum zu bestimmen. Im Rahmen einer darauf folgenden Machbarkeitsstudie am LOHENGRIN-Massenseparator des ILL in Grenoble sollte das neue System, bestehend aus dem CLTD-Array und Siliziumnitridabsorbieren, zum ersten Mal für die Bestimmung von Kernladungsausbeuten eingesetzt werden. Durch weitere Optimierungen an dem experimentellen Aufbau sollten in einer zweiten Messung am ILL Untersuchungen der Kernladungsauflösung bis in den Symmetriebereich und den Bereich der schweren Massen angestellt werden. Eine weitere Aufgabe im Rahmen dieser Arbeit war die Bestimmung der kumulative Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$ , einem für die Reaktor-Antineutrino-Anomalie relevanten Nuklids [Son15]. Dafür wurden die mit den CLTDs aufgenommenen Daten durch unabhängige Messdaten aus

einer zusätzlichen Messung mittels  $\gamma$ -Spektroskopie ergänzt.

Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Tieftemperaturdetektoren und der für die hier geplanten Messungen notwendigen Aspekte der Kernspaltung und der Energieverluste von Schwerionen in Materie diskutiert. Kapitel 3 befasst sich mit dem Aufbau und der Konzeption des neuen 25-Pixel-CLTD-Arrays, sowie der Charakterisierung der Detektoren. Nachdem in Kapitel 4 eine Zusammenfassung der Bedingungen, wie sie am LOHENGRIN des ILL Grenoble vorliegen diskutiert werden, folgen in Kapitel 5 die Testmessungen mit den verschiedenen Absorberfolien am MLL in Garching. In Kapitel 6 werden die am LOHENGRIN durchgeführten Messungen mit dem neuen System vorgestellt. Anschließend wird in Kapitel 7 die Durchführung der Messungen zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  präsentiert. Im letzten Kapitel werden die Ergebnisse zusammengefasst und die Erkenntnisse aus den hier durchgeführten Messungen, welche in Folgearbeiten bereits umgesetzt wurden, sowie Perspektiven für die Zukunft diskutiert.

# Kapitel 2

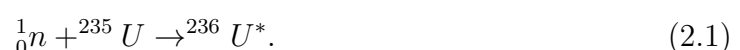
## Theoretische Grundlagen

Im vorliegenden Kapitel werden die für diese Arbeit nötigen theoretischen Aspekte diskutiert. Im ersten Teil werden die zum Verständnis benötigten Grundlagen der neutroneninduzierten Kernspaltung und der Reaktor-Antineutrino-Anomalie diskutiert. Nach einer Betrachtung des Energieverlustes geladener Teilchen in Materie werden die theoretischen Aspekte in Bezug auf die Funktionsweise der hier verwendeten kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektoren dargelegt.

### 2.1 Die neutroneninduzierte Kernspaltung

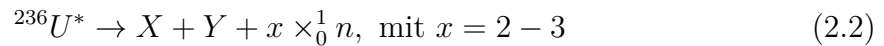
Im Allgemeinen ist die Spaltung eines Atomkerns ein Prozess, in dem dieser in zwei oder mehrere kleinere Kerne zerfällt. Dieser Vorgang kann sowohl spontan, als auch durch Energiezufuhr induziert stattfinden. Die spontane Spaltung ist für die meisten Isotope sehr selten und wird in den folgenden Betrachtungen nicht weiter berücksichtigt. Für die induzierte Spaltung kann die Energiezufuhr durch verschiedene Prozesse erfolgen. Neben der für diese Arbeit relevanten neutroneninduzierten Spaltung kann der Spaltvorgang ebenso durch die Absorption eines energiereichen Photons oder eines anderen geladenen Teilchens mit hinreichender kinetischer Energie eingeleitet werden. Bei der Spaltung eines schweren Atomkerns, wie  $^{235}\text{U}$ , kann eine Vielzahl verschiedener Kerne entstehen, wie man an der Massenverteilung in Abbildung 2.1 sehen kann. Man spricht dabei von verschiedenen Spaltkanälen. Durch die Spaltung eines einzelnen Kerns wird eine enorme Energiemenge (etwa  $200\text{ MeV}$ ) freigesetzt. Rund 85% dieser Energie wird dabei in die kinetische Energie der entstandenen Spaltfragmente umgesetzt.

Bei der neutroneninduzierten Spaltung wird ein Kern, wie  $^{235}\text{U}$ , durch den Einfang eines Neutrons und der dadurch zugeführten Energie zu einem hoch angeregten Zwischenkern  $^{236}\text{U}^*$ , auch Compoundkern genannt:





Der Anstieg der Anregungsenergie bewirkt eine starke Deformation des Kerns. Überschreitet die Deformation durch den Anstieg der potentiellen Energie innerhalb des Kerns nun einen gewissen Schwellenwert, die Spaltbarriere, schreitet die Deformation weiter fort, bis der Kern sich einschnürt und letztendlich zerreißt. Die dabei entstehenden Bruchstücke  $X$  und  $Y$  entfernen sich aufgrund der Coulombabstoßung mit einer hohen kinetischen Energie voneinander (vgl. Abbildung 2.2 a) und emittieren dabei durchschnittlich etwa 2.5 prompte Neutronen.



Die bei diesem Vorgang freiwerdende Energie entstammt der Bindungsenergie und lässt sich mit Hilfe des Massendefektes

$$E = \Delta mc^2 \quad (2.3)$$

berechnen. Dabei ist  $\Delta m$  die Massendifferenz der Masse des nach dem Neutroneneinfang entstandenen Kerns und der Summe der Massen der Spaltfragmente. Außerdem werden bei diesem Prozess durchschnittlich 2 bis 3 Neutronen  ${}_0^1n$  freigesetzt.

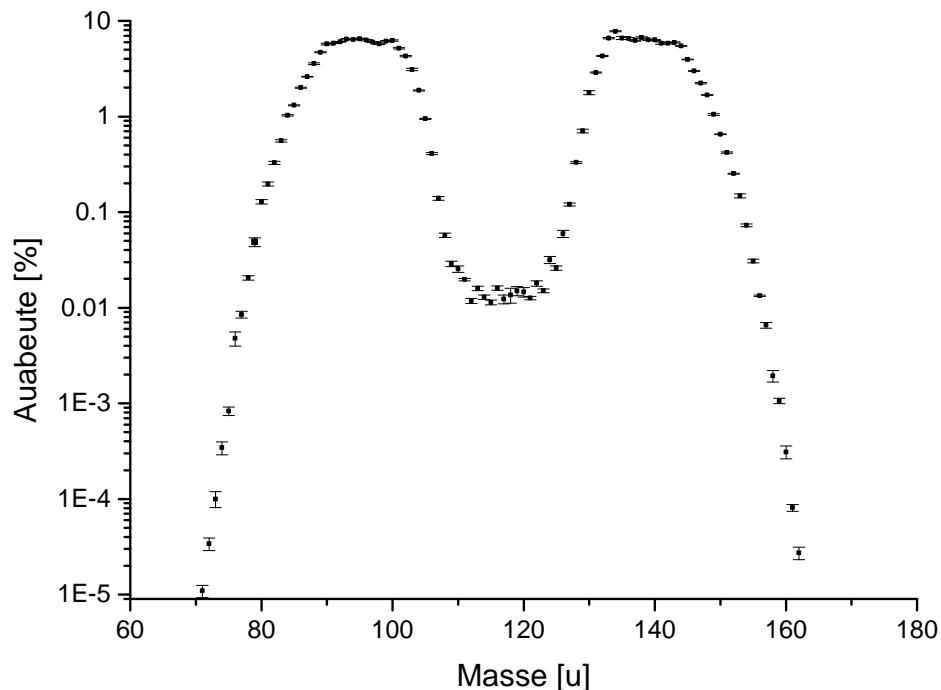


Abbildung 2.1: Massenausbeute bei der Spaltung von  ${}^{235}\text{U}$  durch thermische Neutronen [IAE].

Eine erste ausführliche theoretische Betrachtung des Spaltprozesses findet sich in [BW39]. Mit Hilfe des Tröpfchenmodells<sup>1</sup> lieferten Bohr und Wheeler eine umfangreiche Modellvorstellung dieses komplexen Prozesses. Der Verlauf der potentiellen Energie nach die-

<sup>1</sup>Schon Meitner und Frisch deuteten in „*Desintegration of Uranium by Neutrons: A New Type of Nuclear Reaction*“ ein mit einem Flüssigkeitstropfen vergleichbares Verhalten an.

ser Vorstellung ist schematisch in Abbildung 2.2 b als rot gestrichelte Linie dargestellt.

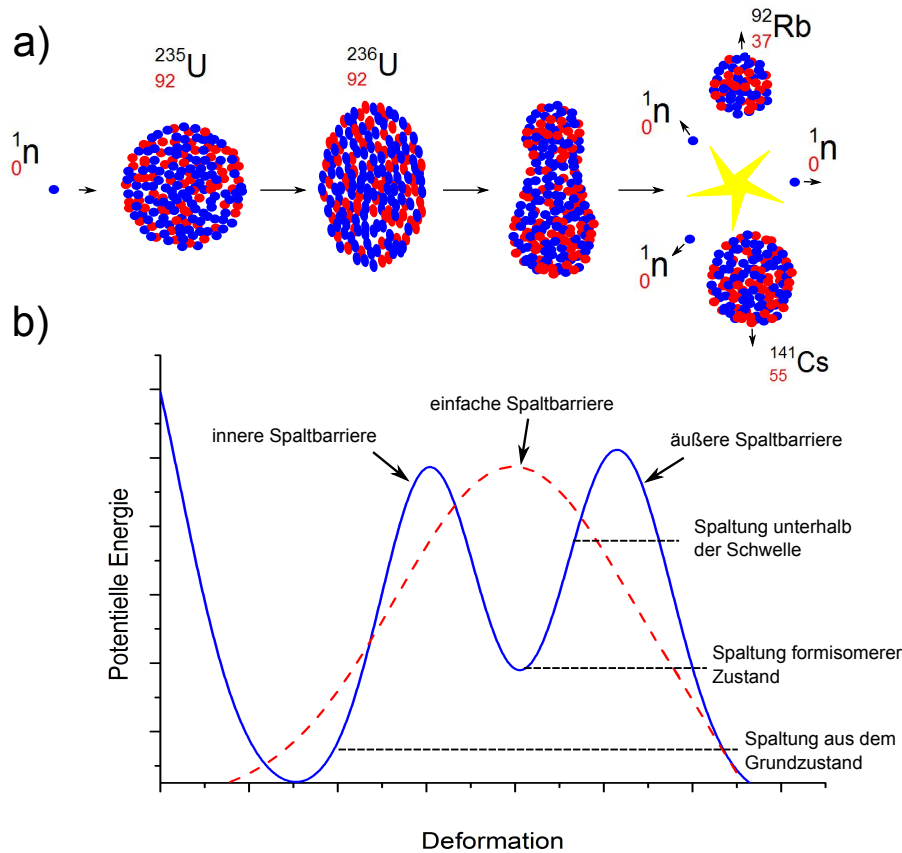


Abbildung 2.2: Der Spaltprozess veranschaulicht am Beispiel der neutroneninduzierten Spaltung von  $^{235}\text{U}$ . Abbildung a) zeigt die Deformation des  $^{235}\text{U}$ -Kerns nach dem Neutroneneinfang bis hin zum Zerreipunkt, wobei bei diesem Beispiel die Kerne  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{141}\text{Cs}$  und drei freie Neutronen entstehen. In Abbildung b) ist der Verlauf der potentiellen Energie dieses Prozesses dargestellt, wobei die rot gestrichelte Linie eine veraltete Vorstellung des Verlaufs der potentiellen Energie mit nur einer Spaltbarriere darstellt. Die blaue Linie hingegen zeigt die auf Arbeiten wie denen von [Str67] beruhende verfeinerte Vorstellung mit einer inneren und äußeren Spaltbarriere, durch welche die Existenz formisomerer Kernzustände erklärt werden konnte.

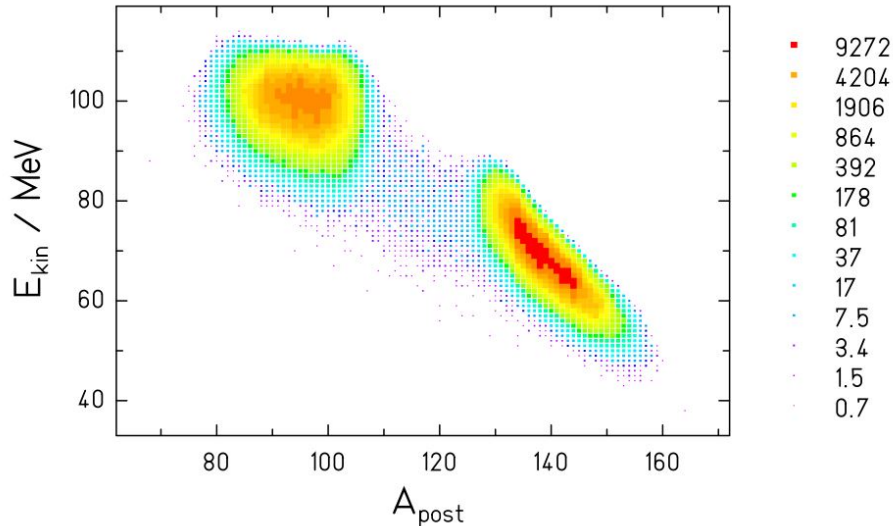


Abbildung 2.3: Massen- und Energieverteilung für die Spaltfragmente aus der durch thermische Neutronen induzierten Spaltung von  $^{235}\text{U}$ , wobei  $A_{\text{post}}$  die Masse der Spaltfragmente nach dem Aussenden prompter Neutronen darstellt. Die unterschiedlichen Farben zeigen die unterschiedlichen Intensitäten der Spaltfragmente berechnet nach dem GEF-Model aus [SJA14].

Später zeigte sich, dass die Modellvorstellung erweitert werden musste, da sie unter anderem die Asymmetrie der Massenverteilung (Abbildung 2.1) nicht wiedergeben kann. Asymmetrie bedeutet in dem Fall, dass die beim Spaltprozess entstehenden Spaltfragmente nicht die gleiche Masse besitzen, sondern unterschiedlich schwer sind. Die in Abbildung 2.1 gezeigte Massenverteilung zeigt die prozentuale Ausbeute der entstehenden Spaltfragmente für die durch thermische Neutronen induzierte Kernspaltung von  $^{235}\text{U}$ . Die Massenverteilung weist zwei deutliche Maxima um die Massen  $A = 95$  und  $A = 140$  auf. In dem Bereich dazwischen, dem sogenannten Symmetriebereich, ist die Ausbeute um ein vielfaches kleiner als in den beiden Maxima, wodurch sich die Bestimmung von Kernladungsausbeuten, wie sie für diese Arbeit durchgeführt wurden, in diesem Bereich schwierig gestaltet. Der Bereich linksseitig des Symmetriebereichs wird als leichter Ast, während der Bereich auf der rechten Seite als schwerer Ast der Kernspaltung bezeichnet wird.

Arbeiten, wie die von Strutinsky [Str67], führten zu einer korrigierten Beschreibung des Vorgangs unter Berücksichtigung des Einflusses von Schaleneffekten. Eine dadurch bewirkte Modulation der Spaltbarriere ist in Abbildung 2.2 in blau dargestellt.

Befindet sich ein Kern zwischen innerer und äußerer Spaltbarriere, kann er durch  $\gamma$ -Emission zusätzlich isomere Zustände einnehmen. Ist die Anregungsenergie im Kern hoch genug, dass er die zweite Spaltbarriere überwindet, kommt es durch die starke Coulombabstoßung zur Spaltung. Für die neutroneninduzierten Spaltung von  $^{235}\text{U}$  liegt die Spaltbarriere des entstehenden Compoundkerns  $^{236}\text{U}^*$  bei etwa  $E_S = 5.3$  MeV, wo-

hingegen die gewonnene Bindungsenergie des Neutrons bei  $E_B = 6.4$  MeV liegt. Für die im Rahmen dieser Arbeit angestrebten Messungen spielen neben der Massenverteilung ebenfalls die Energieverteilungen der Spaltfragmente eine große Rolle. Abbildung 2.3 zeigt die Massen- und Energieverteilung der Spaltfragmente des  $^{235}\text{U}$ , induziert durch thermische Neutronen, nach dem prompten Abdampfen der Neutronen. Die Daten entstammen den Berechnungen nach dem GEF-Code (A General Description of Fission Observables), einer Monte-Carlo-Simulation, mit welcher sich Ausbeuten von Spaltfragmenten und den zugehörigen Grössen (z.B. prompte Neutronen und Gammas) für eine große Anzahl von Kernen und Anregungsenergien berechnen lassen [SJA14]. Es ist deutlich zu sehen, dass die Spaltfragmente aus dem leichten Ast höhere kinetische Energien besitzen, als die schweren Spaltfragmente. Nachdem ein Kern in zwei Bruchstücke  $X$  und  $Y$  zerfällt, fliegen diese aufgrund der Coulombabstoßung auseinander. Durch die geringere Masse ist, aufgrund der Impulserhaltung, die Energie des leichten Spaltfragmentes stets höher, als die des schweren Spaltfragmentes. Dementsprechend steht für die hier angestrebten Messungen im Bereich der schweren Spaltfragmente ein niedrigerer Energiebereich zur Verfügung.

## 2.2 Die Reaktor-Antineutrino-Anomalie

Neutrinos und deren Antiteilchen sind ein fester Bestandteil des Standardmodells der Elementarteilchen. Ursprünglich wurde die Existenz des Neutrinos ausschließlich aus Gründen der Impuls- und Energieerhaltung beim  $\beta^-$ -Zerfall



von Wolfgang Pauli postuliert. Neben dem in Gleichung 2.4 entstandenen Elektron-Antineutrino, ist im Standardmodell der Elementarteilchen jeder Familie von Leptonen (Elektron, Myon und Tauon) ein dementsprechendes Neutrino zugehörig. Diese Zuordnung kommt dadurch zustande, dass die jeweiligen Neutrinos (Elektron-Neutrino, Myon-Neutrino und Tau-Neutrino) in Reaktionen mit den dementsprechenden Partnern auftreten.

### Standardmodell der Elementarteilchen

Abbildung 2.4 zeigt eine Übersicht der Teilchen im Standardmodell der Elementarteilchenphysik. Die Teilchen auf den drei oberen Stufen lassen sich von links nach rechts in sogenannte Familien (erste, zweite und dritte Familie) unterteilen, wobei die Teilchen von links nach rechts an Masse zunehmen. Auf der obersten Stufe finden sich die Quarks, welche der starken Wechselwirkung unterliegen. Die Austauschteilchen werden als Gluonen bezeichnet. Die Teilchen der zweiten Stufe sind die geladenen Leptonen mit dem Photon als Austauschteilchen. Sie unterliegen dementsprechend der

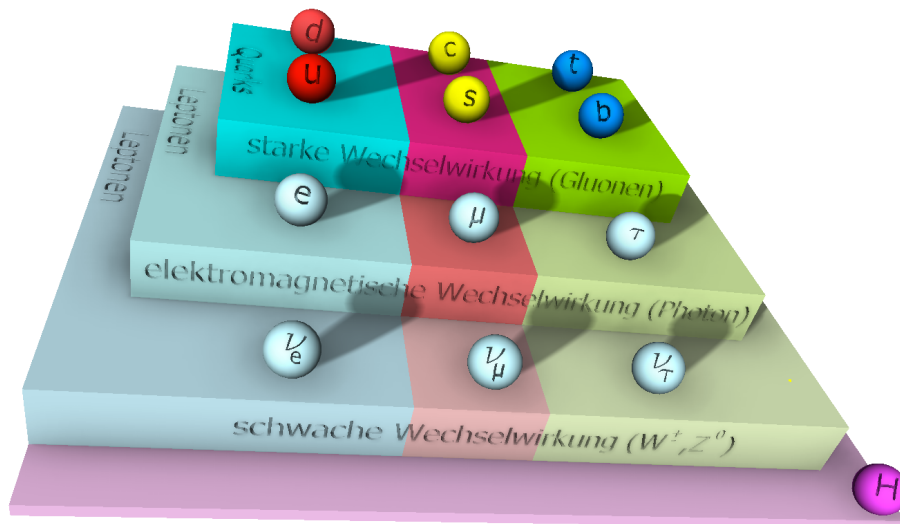


Abbildung 2.4: Standardmodell der Elementarteilchen mit den Bausteinen, den Fermionen, der sichtbare Materie, den dazugehörigen Eichbosonen und dem Higgs-Boson.

elektromagnetischen Wechselwirkung. Die Neutrinos auf der dritten Stufe sind ungeladene Leptonen. Sie unterliegen fast ausschließlich der schwachen Wechselwirkung, die über das  $W^\pm$ - und das  $Z^0$ -Boson vermittelt wird. Aus diesem Grund spricht man bei Neutrinos von der sogenannten „schwachen Ladung“. Das Higgs-Feld auf der letzten Stufe ist beispielsweise verantwortlich dafür, dass die Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung im Gegensatz zu den anderen Eichbosonen eine Masse besitzen. Das zugehörige, am LHC entdeckte, Higgs-Boson entspricht dabei einer Anregung des allgegenwärtigen Higgs-Feldes.

Zu jedem Teilchen der oberen drei Stufen, den Quarks und Leptonen, existiert ein dementsprechendes Antiteilchen. Sichtbare Materie ist im Allgemeinen nur aus Teilchen der ersten Familie aufgebaut.

### **Diskrepanz der theoretischen und gemessenen Rate der in Kernreaktoren erzeugten Antineutrinos**

Durch die bei der in Kernreaktoren künstlich herbeigeführten Kernspaltung entstehenden neutronenreichen Kerne und den dadurch bevorzugten  $\beta^-$ -Zerfall (Gleichung 2.4) stellen Kernreaktoren neben Sternen, als Fusionsreaktoren, die größte Neutrino-Quelle dar. Somit eignen sich Kernreaktoren hervorragend dazu, Experimente mit den dort entstehenden Neutrinos durchzuführen. Jedoch zeigten sich in Messungen der erzeugten Raten Diskrepanzen von bis zu 6% zu den theoretischen Vorhersagen [MFL<sup>+</sup>11]. Diese Diskrepanz wird als Reaktor-Antineutrino-Anomalie bezeichnet. Abbildung 2.5 verdeutlicht eine mögliche Ursache für die Abweichungen. Zu sehen ist der Quotient der Ergebnisse von Neutrino-Experimenten und den erwarteten Werten in Abhängigkeit von der Distanz zwischen Reaktor und des verwendeten Detektors. Die gestrichelte

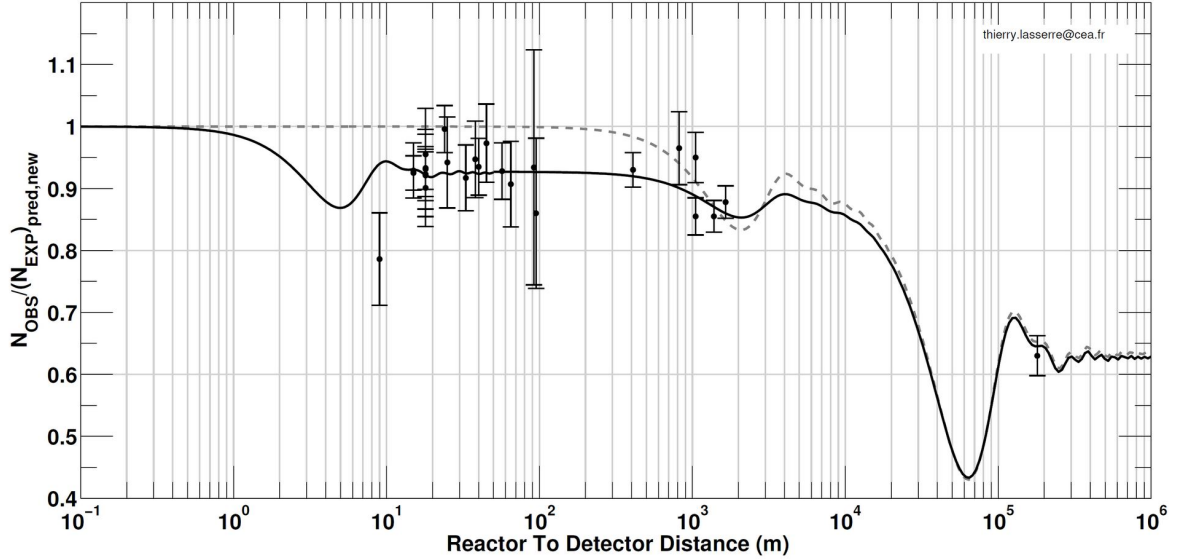


Abbildung 2.5: Quotient des beobachteten und erwarteten Neutrinoausflusses von Neutrinoexperimenten als Funktion des Abstandes vom Reaktor [G<sup>+</sup>13]. Die graue, gestrichelte Linie zeigt den erwarteten Verlauf unter Berücksichtigung der Neutrinooszillation nach dem Standardmodell, während die schwarze Linie das klassische Modell um die Existenz eines weiteren, „sterilen“ Neutrinos erweitert. Die Berechnung des Neutrinoausflusses fußt unter anderem auf Daten wie der Produktionsrate von Spaltfragmenten und deren Zerfallseigenschaften.

Die graue Linie repräsentiert die klassische Erwartung des Verlaufes unter Berücksichtigung der Neutrino-Oszillation und der Annahme von 3 existierenden Neutrinos (Abbildung 2.4) und Spaltfragmentenausbeuten und deren Zerfallsprodukten aus Messungen und Tabellen. Die schwarze Linie hingegen zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Daten. Die Annahme in diesem Modell ist die Existenz eines weiteren, vierten „sterilen“ Neutrinos. Das sterile Neutrino unterliegt im Gegensatz zu den Neutrinos des Standardmodells nicht den fundamentalen Wechselwirkungen, sondern ausschließlich der Gravitation, wodurch ein Nachweis, durch den inversen  $\beta^-$ -Zerfall, wie für das Elektron-Antineutrino,



nicht möglich ist.

Eine weitere Möglichkeit um die Diskrepanzen zu erklären könnte in ungenauen Eingangsdaten, die zur Berechnung der erwarteten Werte verwendet werden, liegen. Diese basieren auf experimentellen Daten der Ausbeuten von Spaltfragmenten. Dabei liefern  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{96}\text{Y}$ , aufgrund ihrer hohen kumulativen Ausbeuten, den mit Abstand größten Beitrag zu den Antineutrinospektren, wie in Abbildung 2.6 zu sehen ist ([MFL<sup>+</sup>11], [Son15]). Die kumulative Ausbeute ist dabei die gesamte Ausbeute eines Spaltfragmentes  $\frac{A}{Z}X$ , mit der Masse  $A$  und der Kernladung  $Z$ , bei der nicht

nur die direkt beim Spaltprozess entstandenen Kerne berücksichtigt werden, sondern auch alle aus späteren Zerfallsprozessen hervorgehenden Spaltfragmente mit der selben Masse  $A$  und Kernladung  $Z$ . Abbildung 2.6 zeigt die berechneten  $\beta$ -Spektren

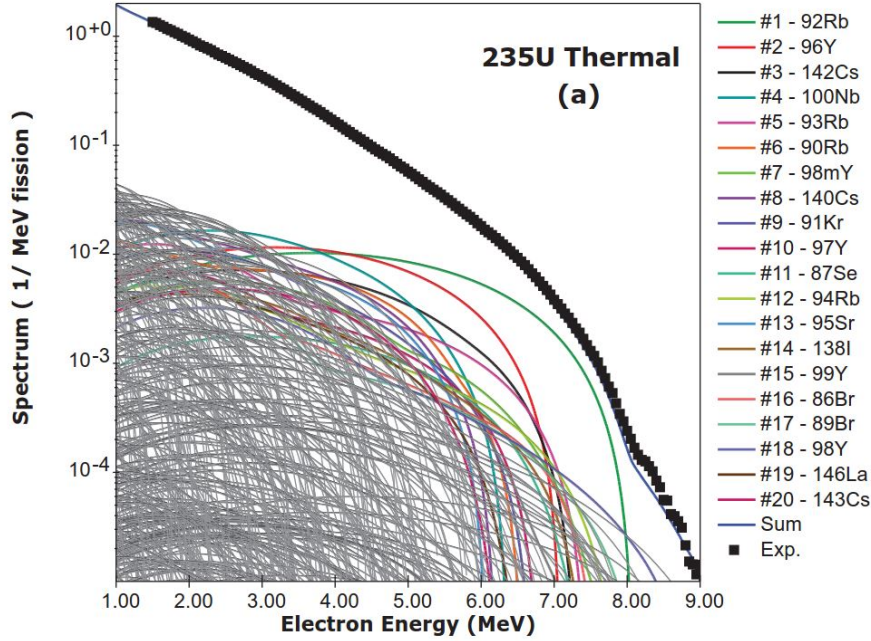


Abbildung 2.6:  $\beta$ -Spektren der einzelnen Spaltfragmente aus der Neutronen induzierten Spaltung von  $^{235}\text{U}$  im Energiebereich  $1\text{MeV} \leq E \leq 9\text{MeV}$ . Farblich hervorgehoben sind die 20 Spaltfragmente mit dem größten Beitrag. Das aufsummierte Spektrum findet sich in der blauen Linie wieder. Ein Vergleich mit den experimentellen Daten (schwarze Quadrate) zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem aufsummierten Spektrum [Son15].

der Spaltfragmente aus der Neutronen induzierten Spaltung von  $^{235}\text{U}$ . Diese stehen in direkter Korrelation zu den Antineutrinospektren, wie aus Gleichung 2.4 hervorgeht. Dabei sind die Linien der Spaltfragmente mit dem größten Beitrag, wie  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{96}\text{Y}$ , farblich hervorgehoben. Die blaue Linie ist das Resultat der Aufsummierung der einzelnen Beiträge der Spaltfragmente und zeigt eine gute Übereinstimmung mit Messungen, die am ILL durchgeführt wurden [Sch].

In [Son15] wird auf große Abweichungen der Daten für die kumulative Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$ , wie in Abbildung 2.7 zu sehen ist, hingewiesen. Die Abweichung der Daten für die Ausbeuten der Spaltfragmente, wie sie dort zu sehen sind, könnte zumindest teilweise eine Erklärung für die Diskrepanzen der gemessenen Raten der Neutrinos der Reaktorexperimente sein. Aus diesem Grund wird in [Son15] ausdrücklich auf die Notwendigkeit neuer Messungen hingewiesen.

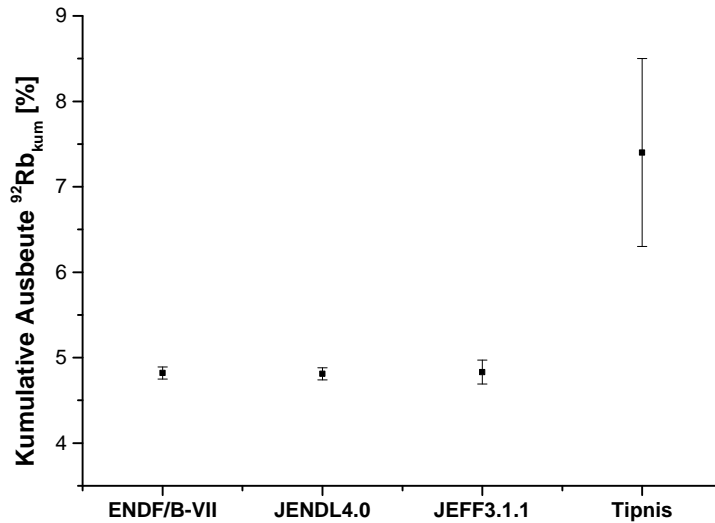


Abbildung 2.7: Vergleich der Daten der Datenbanken ENDF/B-VII.1 [NND], JENDL-4.0 [Agea], JEFF-3.1.1 [Ageb] und den gemessenen Daten aus [Tip98] für die kumulative Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$ . Die Daten aus [Tip98] weichen um etwa 50% von denen der Datenbanken ab.

## 2.3 Der Energieverlust von Schwerionen in Materie

Der Durchgang geladener Teilchen, wie z.B. Schwerionen, durch Materie hat eine Reduzierung ihrer kinetischen Energie zu Folge. Die Abgabe der kinetischen Energie eines Projektils an das Absorbermaterial hängt dabei von verschiedenen Faktoren, wie der Kernladung des Projektils  $Z_1$ , der Projektilgeschwindigkeit  $v$  und der Kernladung des Absorbermaterials  $Z_2$ , ab. Im Wesentlichen wird die Energieabgabe durch zwei Prozesse bestimmt: einerseits durch den sogenannten elektronischen Energieverlust, bei dem die Energieabgabe durch Anregung und Ionisation der im Absorbermaterial befindlichen Elektronen stattfindet; andererseits durch die elastische Streuung des Projektils an den Atomrümpfen des Absorbers. Dieser Prozess wird als nuklearer Energieverlust bezeichnet. Weitere Verlustprozesse spielen aufgrund der für diese Arbeit relevanten Energien und Massen keine tragende Rolle. Eine ausführlich Betrachtung findet sich in [Leo94].

Die in Abbildung 2.8 dargestellten Kurven zeigen den differentiellen Energieverlust von  $^{92}\text{Rb}$  Ionen in Siliziumnitrid ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ). Diese Daten wurden mit dem semiempirischen Simulationsprogramm SRIM berechnet [Zie11]. Die blaue Kurve, auch Bragg-Kurve genannt, beschreibt den elektronischen Energieverlust des Projektils im Absorbermaterial, während der nukleare Energieverlust in rot dargestellt ist.

Abbildung 2.8 verdeutlicht, dass der elektronische Energieverlust in dem für die-



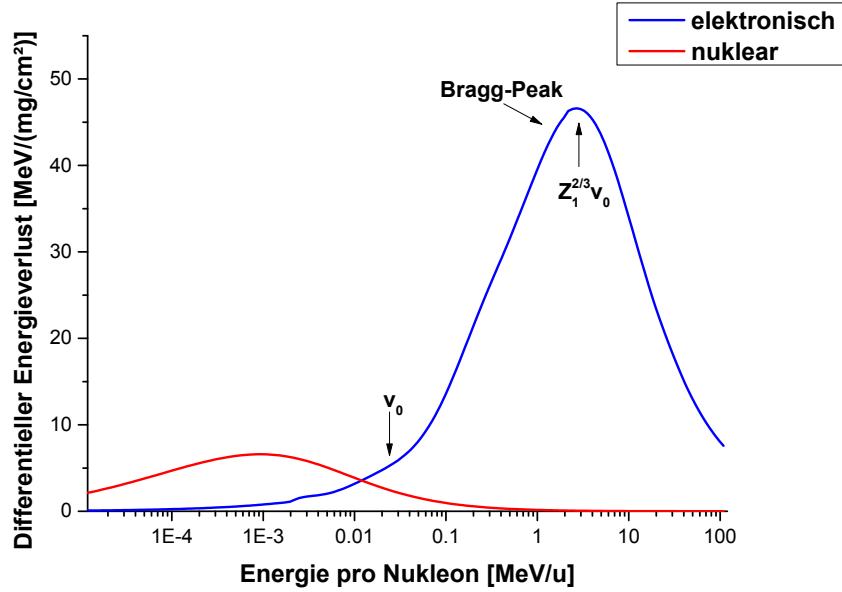


Abbildung 2.8: Mit SRIM simulierter differentieller Energieverlust von  $^{92}\text{Rb}$  in Siliziumnitrid  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Die blaue Kurve stellt den elektronischen Energieverlust dar, während der nukleare Energieverlust in rot eingezeichnet ist [Zie11]. Die markierten Punkte stellen hierbei die Bohrgeschwindigkeit mit  $v_0 = 2.18 \times 10^6 \text{ ms}^{-1}$  und die Thomas-Fermi Geschwindigkeit mit  $v_{TF} = Z_1^{2/3} v_0$  dar.

se Arbeit relevanten Energiebereich von  $10 \text{ MeV} \leq E \leq 120 \text{ MeV}$  nur linksseitig des Bragg-Peaks eine tragende Rolle spielt. Im Bereich der leichten Massen liegt die kinetische Energie im Mittel bei etwa  $1.1 \text{ MeV/u}$ , während sie für schwere Massen durchschnittlich bei ungefähr  $0.5 \text{ MeV/u}$  beträgt. Die Diskussion des elektronischen Energieverlustes wird sich im Wesentlichen auf diesen Energiebereich beschränken.

### Der elektronische Energieverlust

Eine grundlegende Beschreibung des elektronischen Energieverlustes von geladenen Teilchen in Materie ist durch die Bethe-Bloch Formel gegeben:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z_2}{A_2} \frac{Z_1^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z_2} \right], \quad (2.6)$$

wobei  $N$  die Avogadro Zahl,  $r_e$  der klassische Elektronenradius,  $m_e$  die Elektronenmasse,  $\rho$  die Dichte des Absorbermaterials,  $Z_2$  die Kernladungszahl des Absorbermaterials,  $A_2$  die Massenzahl des Absorbermaterials,  $Z_1$  die Kernladungszahl des Projektils,  $\beta$  mit  $\beta = v/c$  die Geschwindigkeit des Projektils,  $\gamma$  mit  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ,  $W_{max}$  der maximale Energieübertrag pro Kollision,  $I$  das mittlere Ionisationspotential,  $\delta$  die Dichtekorrektur und  $C$  die Schalenkorrektur darstellen [Leo94].

Die Voraussetzung für eine Beschreibung des Energieverlustes geladener Teilchen in

Materie durch die Formel 2.6 ist eine konstante elektrische Ladung, die jedoch erst für Geschwindigkeiten oberhalb der Thomas-Fermi Geschwindigkeiten gegeben ist ( $v > v_{TF}$ ). In diesem Fall ist die Projektilgeschwindigkeit größer als die Orbitalgeschwindigkeiten der Elektronen und das Projektil ist hoch ionisiert. Für Geschwindigkeiten unterhalb der Thomas-Fermi Geschwindigkeit ist dies nicht mehr der Fall. Die Elektroneneinfang- und -verlustprozesse haben eine Änderung des Ionenladungszustandes zur Folge. Dadurch kommt es zur Abschirmung des Coulomb-Feldes des Projektilkerns und der Wirkungsquerschnitt für die Ionisation der Targetatome sinkt. Ein zusätzlicher Beitrag ergibt sich durch die jeweiligen Impulsüberträge während des Einfangens oder der Abgabe von Elektronen. Bisher gibt es keine hinreichend gute theoretische Beschreibung des elektronischen Energieverlustes für Schwerionen in Materie für den Bereich  $v_0 > v < v_{TF}$ . Näherungsweise wird hier über die Einführung einer effektiven Ladung  $Q_{eff}$  und der Skalierung der Energieverluste von Protonen nach folgender Formel approximiert:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Z_1 > 2} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_p (q_{eff} Z_1)^2 \quad (2.7)$$

mit

$$q_{eff} = q + \frac{1}{2} (1 - q) \left(\frac{v_0}{v_F}\right) \ln \left(1 + \left(\frac{2\Lambda v_F}{a_0 v_0}\right)\right). \quad (2.8)$$

Hierbei ist  $a_0$  der Bohrsche Radius,  $v_0$  die Bohrgeschwindigkeit,  $v_F$  die Fermigeschwindigkeit und  $\Lambda$  die Länge der Abschirmung [ZBL85]. Für Betrachtungen unterhalb der Bohrgeschwindigkeit  $v_0$  wird häufig die Formel von Lindhard und Scharf herangezogen:

$$-\frac{dE}{dx} = Z_1^{1/6} 8\pi N e^2 a_0 \frac{Z_1 Z_2 v}{Z v_0}, \quad (2.9)$$

wobei  $a_0$  der Bohrradius und  $N$  die Teilchendichte des Absorbermaterials sind.

## Der nukleare Energieverlust

Der nukleare Energieverlust ist das Resultat von elastischen Stößen zwischen dem Projektil und den im Absorber befindlichen Atomkernen. Der Energieübertrag dieser Stöße lässt sich durch

$$T = T_{max} \sin^2 \left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.10)$$

beschreiben, wobei  $T_{max}$  der maximale Energieübertrag und  $\theta$  der Streuwinkel ist. Den nuklearen Energieverlust erhält man durch Differenzieren der Gleichung 2.10 und Integration über

$$-\frac{dE}{dx} = N \int T \frac{d\sigma}{dT} dT. \quad (2.11)$$

Für eine theoretische Beschreibung im niederenergetischen Bereich ist die Wahl des verwendeten Potentials von entscheidender Bedeutung. In der Regel wird hierfür das

abgeschirmte Coulomb-Potential mit der Abschirmfunktion  $\Phi(r/a)$  verwendet:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Phi\left(\frac{r}{a}\right), \quad (2.12)$$

mit dem Abstand  $r$ , dem Abschirmradius  $a$  und den beiden Kernladungen  $Z_1$  und  $Z_2$ . Der Abschirmradius hängt dabei von den beiden Kernladungen ab.

### Das Monte-Carlo-Simulationsprogramm SRIM

Mit dem auf Monte-Carlo-Simulation beruhenden Softwarepaket SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) lassen sich die Energieverluste von Schwerionen in Materie für eine große Anzahl möglicher Projektil-Target-Kombinationen simulieren. Die mit SRIM berechneten Daten beruhen dabei auf der Anpassung an experimentelle Daten. Die Berechnungen des Energieverlustes in Mischabsorbern, wie sie in der vorliegenden Arbeit verwendet wurden, beruht dabei auf dem sogenannten „Core and Bond“ Ansatz. Bei dieser Methode wird der Energieverlust aus der Superposition der Energieverluste der einzelnen Materialien und einer zugehörigen Korrektur für die Bindungselektronen berechnet [ZZB10]. Das Herzstück des SRIM-Simulationsprogramms bildet das Programm TRIM (Transport of Ions in Matter), mit welchem sich nicht nur die Energieverluste, sondern auch Parameter wie der Reichweite, der Winkelverteilung und der Linienverbreiterung nach dem durchqueren der Absorbermaterialien berechnen lassen.

## 2.4 Funktionsprinzip kalorimetrischer Tieftemperatur-Detektoren

Kalorimetrische Tieftemperatur-Detektoren (CLTDs) kommen in vielen Disziplinen physikalischer Forschung, wie der Kernphysik, der Atomphysik und der Teilchenphysik, zum Einsatz. Sie werden bei Temperaturen im unteren Kelvin- oder sogar Sub-Kelvin-Bereich betrieben und dienen dem hochauflösenden Nachweis der Energie von Teilchen. Ein Überblick über den Einsatz und die Funktionsweise kalorimetrischer Tieftemperatur-Detektoren findet sich in [Ens05]. Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Detektoren sind ausschließlich für die Bestimmung der kinetischen Energie von Schwerionen entwickelt worden und konnten in diversen Bereichen, unter anderem in der Beschleuniger Massenspektrometrie ([KB04], [KB<sup>+</sup>09]) und der Bestimmung des elektronischen Energieverlustes von Schwerionen in Materie ([Gra11], [Ech13], [E<sup>+</sup>12]), erfolgreich eingesetzt werden. Eine Übersicht über Konzeption und Potential der CLTDs findet sich in [EKB05].

Das Detektionsprinzip der hier verwendeten CLTDs beruht auf der Messung der Wärmemenge, die in dem Detektor durch das Abstoppen eines Schwerions deponiert wird. Eine schematische Darstellung des Detektionsprinzips ist in Abbildung 2.9 skizziert. Die einfallenden Teilchen werden vollständig in dem Absorber abgestoppt und

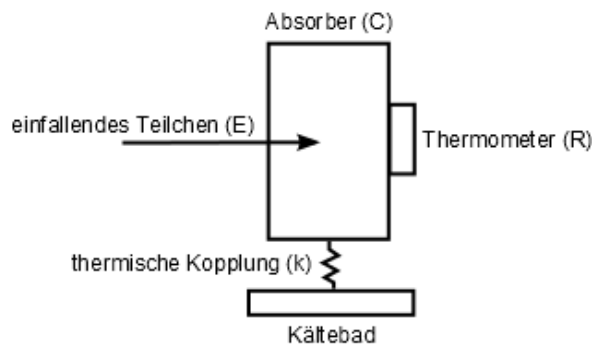


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung des Detektionsprinzips eines kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektors.

deren kinetische Energie in Wärmenergie umgewandelt<sup>2</sup>. Die dadurch resultierende Temperaturerhöhung des Detektors kann über das Thermometer ausgelesen werden. Anschließend wird die eingetragene Energie über die thermische Kopplung an das Kältebad wieder abgeführt um den Detektor in seinen Ausgangszustand zu bringen. Der schematische Verlauf des Temperatursignals beim Teilchennachweis ist in Abbildung 2.10 dargestellt. Hierbei ist  $\tau_{an}$  die Anstiegszeit des Temperatursignals, während  $\tau_{ab}$

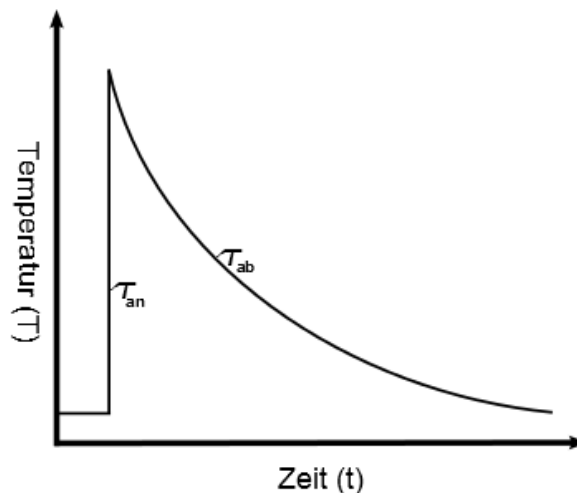


Abbildung 2.10: Skizzierter Temperaturverlauf eines CLTD-Detektors beim Teilchennachweis.

für die Abklingzeit steht. Für eine präzise und effiziente Bestimmung der Temperaturerhöhung sollte die Anstiegszeit  $\tau_{an}$  möglichst kurz sein im Vergleich zur Abklingzeit  $\tau_{ab}$ , um eine Reduzierung der Signalamplitude durch zu schnelles Abführen der ein-

<sup>2</sup>Dieser Prozess wird auch als Thermalisierung bezeichnet.

getragenen Energie zu vermeiden. Die Abklingzeit  $\tau_{ab}$  lässt sich durch die thermische Kopplung  $k$  beeinflussen. Ist diese sehr schwach gewählt, verlängert sich die Zeit, die der Detektor benötigt, um in den Ausgangszustand zu gelangen und reduziert somit die Detektionseffizienz, d.h. die Rate an einfallenden Teilchen, die vom Detektor gemessen werden können. Für die hier verwendeten Detektoren liegt die potentiell verträgliche Rate bei etwa  $100\text{Hz}/\text{Pixel}$ .

### 2.4.1 Der Absorber

Durch das Eindringen eines Teilchens in den Absorber wird dessen kinetische Energie durch die in Kapitel 2.3 beschriebenen Prozesse sukzessive verringert bis es schließlich vollständig abgestoppt wird. Dabei entsteht eine große Anzahl an hochenergetischen Phononen, die im späteren Verlauf durch Phonon-Phonon-Streuung und der Streuung an Fehlstellen im Kristallgitter zu thermischen Phononen, welche sich über den gesamten Kristall verbreiten, zerfallen und thermalisieren.

Die durch die Energieabgabe bewirkte Temperaturerhöhung  $\Delta T$  lässt sich durch den Quotienten der kinetischen Energie  $E$  des einfallenden Teilchens und der Wärmekapazität  $C$  des Detektors beschreiben:

$$\Delta T = \frac{E}{C}. \quad (2.13)$$

Aus Gleichung 2.13 wird sofort ersichtlich, dass die Temperaturerhöhung des Detektors umso größer ist, je kleiner die Wärmekapazität  $C$  des Absorbers ist. Die Wärmekapazität  $C$  eines Körpers ist dabei gegeben durch

$$C = cm, \quad (2.14)$$

wobei  $c$  die spezifische Wärmekapazität und  $m$  die Masse des Körpers ist. Die spezifische Wärmekapazität  $c$  bei tiefen Temperaturen setzt sich aus der Summe der Beiträge der Elektronen  $c_{el}$  und des Atomgitters  $c_g$  zusammen zu

$$c = c_{el} + c_g = \gamma T + AT^3, \quad (2.15)$$

wobei  $A$  und  $\gamma$  für normale Leiter materialabhängige Konstanten darstellen. Für Isolatoren fällt der Beitrag der Elektronen wegen  $\gamma = 0$  vollständig weg, während er für Supraleiter durch

$$\gamma \sim 1 T \cdot \exp(-T_c/T). \quad (2.16)$$

gegeben ist, wobei  $T_c$  die Sprungtemperatur, auch kritische Temperatur genannt, des Supraleiters ist. Ist die Temperatur  $T$  wesentlich kleiner als die Debye-Temperatur  $\Theta_D$  des Absorbers, gilt nach der Debye-Theorie für kristalline Festkörper:

$$c_g = \frac{12\pi^4}{5} N_A k_b \left( \frac{T}{\Theta_D} \right)^3, \quad (2.17)$$

wobei  $N_A$  die Avogadro-Konstante und  $k_B$  die Boltzmann-Konstante ist [LB92].

Folglich lässt sich für die Auswahl des Absorbermaterials und Konzeption des Absorbers sagen, dass es keine generellen Einschränkungen gibt, wie es beispielsweise für Halbleiterdetektoren der Fall ist. Aus den Gleichung 2.15 und 2.17 folgt jedoch, dass Isolatoren mit möglichst hoher Debye-Temperatur  $\Theta_D$  besonders gut geeignet sind. In

$T$ [K]	$C$ [J/K]	$\Delta T$ [K]
300	$3 \times 10^{-3}$	$5 \times 10^{-10}$
77	$2 \times 10^{-4}$	$1 \times 10^{-8}$
4	$2 \times 10^{-8}$	$7 \times 10^{-5}$
1	$4 \times 10^{-10}$	$5 \times 10^{-3}$
0.1	$4 \times 10^{-13}$	5

Tabelle 2.1: Berechnung der Wärmekapazität und Temperaturerhöhung eines Saphir-Absorbers mit einem Volumen von  $V = 1 \text{ mm}^3$  bei einem Energieeintrag von  $10 \text{ MeV}$  nach Gleichung 2.17 und 2.13. Durch die Abnahme der Wärmekapazität hin zu niedrigeren Temperaturen steigt die Temperaturerhöhung des Absorbers und somit auch dessen Sensitivität.

Tabelle 2.1 ist beispielhaft die Wärmekapazität und Temperaturerhöhung für einen Absorber aus Saphir mit einem Volumen von  $V = 1 \text{ mm}^3$  für ein eintreffendes Teilchen mit einer kinetischen Energie von  $10 \text{ MeV}$  nach Gleichung 2.17 und 2.13 aufgeführt. Es wird deutlich, dass die Wärmekapazität des Absorbers mit sinkender Temperatur abnimmt, was dazu führt, dass die Temperaturerhöhung nach Gleichung 2.13 zunimmt und somit auch dessen Sensitivität. Aus diesem Grund werden die hier vorgestellten Detektoren bei niedrigen Temperaturen betrieben und als Tieftemperatur-Detektoren bezeichnet. Zudem kann nach den Gleichungen 2.13 und 2.14 eine Verkleinerung der Absorbermasse zur Erhöhung der Sensitivität führen. Hierbei sollte jedoch beachtet werden, dass bei einer Verringerung der Absorberdicke gewährleistet sein muss, dass die einfallenden Teilchen den Absorber nicht verlassen. Eine Verkleinerung der Detektorfläche bringt dahingegen eine kleinere Raumwinkelabdeckung mit sich. Die beiden letzten genannten Punkte hängen dementsprechend stark von den experimentellen Bedingungen ab.

## 2.4.2 Das Thermometer

Die Aufgabe des Thermometers ist es, die durch Absorption eines Teilchens hervorgerufene Temperaturänderung  $\Delta T$  des Absorbers zu messen. Für eine möglichst präzise Messung der Temperaturänderung des Absorbers sollte dieser über einen guten thermischen Kontakt zum Thermometer verfügen. Eine standardisierte Methode ist es,

zur Messung von Temperaturänderungen, einen temperaturabhängigen Widerstand zu verwenden. Dieser wird dann auch als Thermistor bezeichnet. Die Sensitivität eines solchen Thermistors ist gegeben durch

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}. \quad (2.18)$$

Je nach Anwendungsbereich kommen verschiedenste Materialien zur Verwendung als Thermometer in Frage. Nach Gleichung 2.18 ist die Sensitivität des Thermistors umso besser, je größer die Widerstandsänderung  $\frac{dR}{dT}$  ist. Dementsprechend bietet es sich an, ein supraleitendes Material zu verwenden und den Detektor in einem Temperaturbereich zu betreiben, der genau in dem Bereich des Übergangs zwischen normalleitendem und supraleitendem Zustand des Thermometers liegt. Diese sogenannten supraleitenden Phasenübergangsthermometer, im Folgenden auch TES („Transition Edge Sensor“) genannt, eignen sich besonders gut zur Messung kleiner Temperaturerhöhungen  $\Delta T$ . In Abbildung 2.11 ist der typische Widerstandsverlauf eines Supraleiters in Abhängigkeit von der Temperatur in diesem Bereich skizziert [Leo94]. Dabei ist  $R_N$  der Widerstand

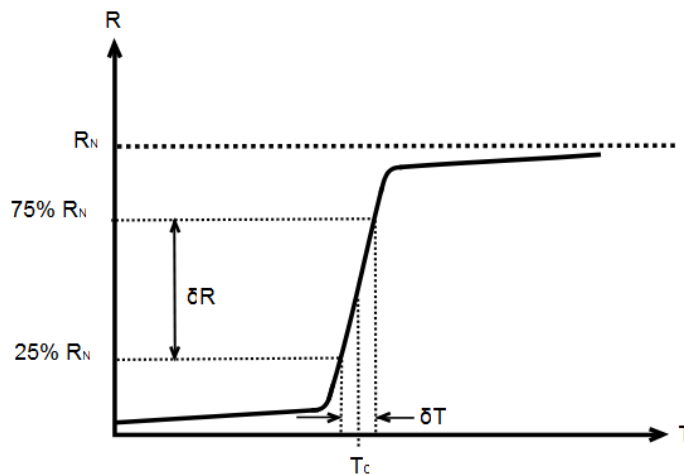


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der Temperatur-Widerstandscharakteristik eines Supraleiters im Bereich des Übergangs vom normalleitenden zum supraleitenden Zustand [Leo94].

im normalleitenden Zustand,  $T_C$  die Temperatur, bei der der Widerstand auf die Hälfte des Wertes  $R_N$  abgefallen ist, und die Übergangsbreite  $\delta T$  der Bereich zwischen 25% und 75% des Wertes  $R_N$ . Unter der Annahme, dass die Ableitung  $dR/dT$  im Bereich  $\delta T$  konstant ist, gilt:

$$\Delta R = \frac{dR}{dT} \Delta T = \frac{\delta R}{\delta T} \Delta T. \quad (2.19)$$

Daraus ergibt sich für Gleichung 2.18

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{\delta R}{\delta T} \quad (2.20)$$

und folglich eine hohe Sensitivität  $\alpha$  für Thermometer mit einer möglichst kleinen Übergangsbreite  $\delta T$ . Außerhalb des Übergangsbereiches gilt diese lineare Approximation nicht mehr und somit ist die Wahl der Betriebstemperatur der Detektoren mit TES auf den dynamischen Bereich beschränkt.

### 2.4.3 Die Kopplung an das Kältebad

Durch die thermische Kopplung an das Kältebad werden die CLTDs nach dem Teilchennachweis wieder in den Ausgangszustand gebracht. Wird ein Teilchen im Detektor gestoppt und die kinetische Energie in Wärme umgewandelt, um diese zu messen, muss der Detektor vor dem Eintreffen eines weiteren Teilchens wieder auf die Basistemperatur gebracht werden. Dabei ist darauf zu achten, dass die Kopplung nicht zu stark ist, da sonst die nachzuweisende Wärmeenergie schon abgeführt wird, bevor die kinetische Energie des Teilchens vollständig im Detektor thermalisiert ist, was eine Verringerung der Signalamplitude und gegebenenfalls eine Verschlechterung der Energieauflösung zur Folge hätte. Auf der anderen Seite darf das Abführen der Wärme auch nicht zu langsam erfolgen, weil dies zu einer durch die längere Totzeit verursachte Verringerung der maximalen Detektionsrate führt.

Die thermische Kopplung wird dabei durch die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  und die Geometrie des Wärmeleiters, d.h. der Länge  $l$  und der Querschnittsfläche  $A$  festgelegt. Für die durch einen Leiter von zylindrischer Form fließende Wärmemenge  $Q$  mit den Temperaturen  $T_1$  und  $T_2$  an den Enden des Leiters gilt:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{A}{l} \int_{T_1}^{T_2} \lambda(T') dT' = \int_{T_1}^{T_2} k(T') dT', \quad (2.21)$$

mit dem Parameter  $k = \lambda A/l$ , der auch als thermischer Leitwert bezeichnet wird. Für kleine Temperaturunterschiede  $\Delta T$  ergibt sich Gleichung 2.21 zu

$$\frac{dQ}{dt} = k(T_2 - T_1) = k\Delta T. \quad (2.22)$$

Aufgrund der Gestalt erinnert Gleichung 2.22 stark an das Ohmsche Gesetz. Eine weitere Analogie zur Elektrizitätslehre zeigt sich im zeitlichen Verhalten des Detektors. Dieses entspricht, mit der Zeitkonstanten  $\tau = C/k$ , dem eines thermischen Tiefpasses.

## 2.5 Kalorimetrische Tieftemperatur-Detektoren zum Nachweis einzelner Teilchen

Der folgende Abschnitt behandelt die theoretischen Aspekte bezüglich der Signalerzeugung und -auslese der CLTDs beim Nachweis einzelner Teilchen. Dabei wird auch hier lediglich auf die Punkte eingegangen, die für die verwendeten Detektoren von Relevanz sind. Eine ausführliche Betrachtung, d.h. prinzipielle Überlegungen und alternative



Konzepte, findet sich in ([Kie93], [Mei94], [KB04], [Ech07], [Ens05]).

### 2.5.1 Die Wärmebilanzgleichung

Der während des Nachweises eines Teilchens erzeugte Temperaturverlauf lässt sich durch die Lösung der Wärmebilanzgleichung ermitteln. Die Wärmebilanz wird dabei durch die dem Detektor zugeführte Leistung  $P_{in}$  beim Eintreffen eines Teilchens und der durch die thermische Kopplung  $k$  abgeführte Leistung  $P_{out}$  nach

$$\frac{dQ}{dt}(t) = P_{in} - P_{out} \quad (2.23)$$

bestimmt, wobei  $dQ/dt$  die zeitliche Änderung der Wärmemenge im Detektor ist. Die abgeführte Leistung  $P_{out}$  an das Kältebad ist durch

$$P_{out} = \int_{T_{Bad}}^{T(t)} k(T') dT' \quad (2.24)$$

gegeben.  $T_{Bad}$  ist hierbei die Temperatur des Kältebades und  $T(t)$  die des Detektors. Die zugeführte Leistung  $P_{in}$  hingegen setzt sich aus drei Beiträgen zusammen. Der erste Beitrag ergibt sich aus der zugeführten Leistung durch das Abstoppen eines nachzuweisenden Teilchens mit  $P_T = dE/dt$ . Für eine schnelle Thermalisierung der deponierten Energie, d.h. die Anstiegszeit  $\tau_{an}$  ist klein im Verhältnis zur Abklingzeit  $\tau_{ab}$ , kann dieser Beitrag durch eine Dirac'sche Deltafunktion geschrieben werden als

$$P_T = E\delta(t - t_0). \quad (2.25)$$

Ein weiterer Beitrag kommt dadurch zustande, dass durch den Messstrom  $I$  im Detektor Wärmeleistung nach

$$P_J = R(T)I^2 \quad (2.26)$$

dissipiert wird.

Der letzte Anteil  $P_H$  wird durch die Wärmestrahlung der den Detektor umgebenen Flächen verursacht. All diese Beiträge zusammengesetzt ergeben die Wärmebilanzgleichung beim Teilchennachweis:

$$\frac{dQ(t)}{dt} = \frac{1}{dt} (C(T)T) = E\delta(t - t_0) + R(T)I^2 + P_H - \int_{T_{Bad}}^{T(t)} k(T') dT' \quad (2.27)$$

### 2.5.2 Lösung der Wärmebilanzgleichung

Zur Lösung der Wärmebilanzgleichung werden zwei Zustände unterschieden. Zum einen der Zustand des Detektors, wenn kein Teilchen nachgewiesen wird. In diesem Fall stellt sich zwischen  $P_{in}$  und  $P_{out}$  ein Gleichgewichtszustand  $T_G$  ein und Gleichung 2.27 reduziert sich zu

$$R(T_G)I^2 + P_H - \int_{T_{Bad}}^{T_G} k(T') dT' = 0. \quad (2.28)$$

Die Temperaturänderung des Detektors beim Eintreffen eines Teilchens kann als Änderung des Gleichgewichtszustandes durch  $T(t) = T_G + \Delta T(t)$  beschrieben werden. Unter der Annahme, dass die Temperaturänderungen beim Teilchennachweis hinreichend klein sind, können die Größen  $dR/dT = dR/dT(T_G)$ ,  $C = C(T_G)$  und  $k = k(T_G)$  als konstant angesehen werden und es ergibt sich mit  $R(T_G + \Delta T) = R(T_G) + dR/dT \Delta T$  folgende Differentialgleichung:

$$C \frac{d}{dt} \Delta T(t) = E \delta(t - t_0) + \left( \frac{dR}{dT} I^2 - k \right) \Delta T(t). \quad (2.29)$$

Mit der Anfangsbedingung  $\Delta T(0) = E/C$  kann Gleichung 2.29 über

$$\Delta T(t) = \frac{E}{C} \exp\left(\frac{-t}{\tau_{eff}}\right) \quad (2.30)$$

gelöst werden, wobei  $\tau_{eff} = C / (k - (dR/dT) I^2)$  die thermische Zeitkonstante ist. Der Term  $(dR/dT) I^2$  wird als elektrothermische Rückkopplung bezeichnet. Diese ist das Resultat der Widerstandsänderung des Supraleiters, was eine Änderung des durch den Messstrom verursachten Wärmebeitrags zur Folge hat.

## 2.6 Auslese kleiner Temperatursignale

Die durch ein einfallendes Teilchen, mit der kinetischen Energie  $E$ , bewirkte Temperaturerhöhung  $\Delta T$  im Detektor bewirkt eine Widerstandsänderung  $R(T)$  des supraleitenden Phasenübergangsthermometers nach

$$\Delta R(t) = \frac{dR}{dT} \frac{E}{C} \exp\left(\frac{-t}{\tau_{eff}}\right). \quad (2.31)$$

Für die Auslese dieser Änderung wird das TES mit einem in Reihe geschalteten Lastwiderstand  $R_L$  mit einer Spannung  $U_0$  versorgt. Dabei wird  $R_L$  so gewählt, dass  $R_L \gg R(T)$ , wodurch sich ein eingestellter Messstrom  $I$  für kleine Änderungen von  $R(T)$  nicht wesentlich ändert und die Signalauslese über den Spannungsabfall  $U(T)$  am TES erfolgen kann. Durch das Vorhandensein von Streukapazitäten  $C_S$ , die mit den beiden Widerständen  $R(T)$  und  $R_L$  einen elektrischen Tiefpass mit  $\tau_{el} = C_S R(T) R_L / (R(T) + R_L) \approx C_S R(T)$  bilden, ergibt sich ein zu Gleichung 2.31 modifiziertes Verhalten für das Spannungssignal  $\Delta U(T)$ :

$$\Delta U(T) = \frac{I \frac{dR}{dT} E}{C} \left( \exp\left(\frac{-t}{\tau_{eff}}\right) - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{el}}\right) \right) \quad (2.32)$$

Da jedoch  $\tau_{eff} \gg \tau_{el}$  ist hier im wesentlichen nur der Signalanstieg betroffen. Die Streukapazitäten sollten dementsprechend klein gehalten werden, um das Spannungssignal nicht unnötig zu verringern.

## 2.7 Das Energieauflösungsvermögen

Das Energieauflösungsvermögen der CLTDs wird im wesentlichen durch Beiträge bestimmt, die sich in zwei Kategorien einteilen lassen. Zum einen ergeben sich Rauschbeiträge, die während des Thermalisierungsprozesses zustande kommen und zum anderen wird das Energieauflösungsvermögen durch thermische und elektrische Rauschbeiträge beeinflusst.

Grundsätzlich wird die Auflösung eines realen Detektors bei der Energiemessung durch den Quotienten  $\Delta E/E_0$  bestimmt, wobei  $E_0$  den Energiemittelwert und  $\Delta E$  die Halbwertsbreite der gemessenen Energieverteilung darstellen. Eine solche Energieverteilung kommt, aufgrund statistischer Schwankungen, selbst für einen monoenergetischen Strahl von Teilchen zustande und kann durch eine Gaußverteilung

$$p(E) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(E - E_0)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2.33)$$

mit der Standardabweichung  $\sigma$  beschrieben werden. Die Halbwertsbreite ist dabei definiert als die Breite der Verteilung auf halber Höhe des Maximums und lässt sich durch  $FWHM = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma$  berechnen<sup>3</sup>. Somit folgt für die Energieauflösung:

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{FWHM}{E_0} = \frac{2\sqrt{2\ln(2)}\sigma}{E_0}. \quad (2.34)$$

### 2.7.1 Beiträge des Konversionsrauschens

#### Statistische Fluktuationen der erzeugten Quanten

Das theoretische Limit für die Energieauflösung von Detektoren, deren Detektionsprinzip darauf beruht, die Energie eines Teilchens durch die Anzahl der im Detektor erzeugten Quanten  $N$  mit der mittleren Energie  $\omega$  nachzuweisen, wird durch die Poisson-Statistik mit der Standardabweichung  $\sigma = \sqrt{N}$  beschrieben. Die Energieauflösung lässt sich dann durch

$$\frac{\Delta E}{E} = 2\sqrt{\ln(2)}\sqrt{\frac{\omega}{E}} = 2\sqrt{\ln(2)}\frac{1}{\sqrt{N}} \quad (2.35)$$

bestimmen [Leo94]. Ist jedoch die Erzeugung der Quanten nicht unabhängig voneinander, so ist die tatsächliche Breite durch  $\sqrt{FN}$  gegeben, wobei  $F$  mit  $F \leq 1$  der sogenannte Fano-Faktor ist, der für Halbleiterdetektoren bei  $F \approx 10^{-1}$  liegt.

Ein Vergleich der mittleren Energien für die in diesen Detektoren erzeugten Elektron-Loch-Paare ( $\approx eV$ ) mit der Energie, die zur Erzeugung von thermischen Phononen benötigt wird ( $\approx meV$ ) zeigt, dass das theoretische Limit für die Auflösung der CLTDs deutlich kleiner ist.

---

<sup>3</sup>FWHM=Full Width at Half Maximum.

Für die Messungen, die im Zuge dieser Arbeit durchgeführt wurden, ist der Einfluss auf die Energieauflösung durch statistische Schwankungen, aufgrund der relativ hohen Einschussenergien der Schwerionen, zu vernachlässigen.

### **Der Einfluss von Verlustprozessen**

Die Verlustprozesse bei der Energiedetektion lassen sich durch zwei grundlegende Mechanismen voneinander unterscheiden. Zum einen kann es vorkommen, dass erzeugte Sekundärteilchen aus dem Absorber entkommen. Zum anderen kann das Zwischenspeichern von Energie dazu führen, dass diese nicht zum Signal beiträgt. Beide Prozesse führen zu einem Energieverlust, der sich im Nachhinein nicht nachweisen lässt und dementsprechend zu einer Verschlechterung der Energieauflösung führt.

### **Verluste durch das Entweichen von Teilchen oder Energie aus dem Absorber**

Während des Abbremsprozesses eines einfallenden Teilchens gibt es verschiedene Möglichkeiten, einen Teil der nachzuweisenden Energie durch das Entweichen der im Absorber erzeugten Teilchen zu verlieren. Zum einen können direkt durch den Ionisationsprozess oder der Auger-Rekombination hochenergetische Elektronen, sogenannte  $\delta$ -Elektronen, entstehen, die den Absorber verlassen. Zum anderen können Photonen, die im Allgemeinen beim Abbremsprozess geladener Teilchen (Bremsstrahlung) im Absorber oder bei der Rekombination von erzeugten Elektron-Loch-Paaren entstehen, ebenfalls aus dem Absorber entkommen. Ein weiterer Prozess ist die Rückstreuung des einfallenden Teilchens an den Atomrümpfen des Absorbers, die jedoch aufgrund der Masse der Schwerionen keine Rolle spielt.

### **Verluste durch langlebige Anregungen im Absorber**

Neben dem Verlust durch das Entkommen von Teilchen oder Photonen aus dem Absorber kann ein Teil der Energie eines Teilchens auch dadurch nicht zum Wärmesignal beitragen, dass sie zwischenzeitlich in Anregungsenergie elektronischer Zustände oder in die Besetzung von Zwischengitterplätzen der Atomkerne, die durch den nuklearen Energieverlust aus ihrem Gitterplatz entfernt werden, zwischengespeichert wird. Letzterer wird auch als Frenkel-Defekt bezeichnet und kann durch die Auswahl des Absorbers minimiert werden [And86].

Ist die punktuelle Bestrahlungsdosis im Absorber hoch genug, so kann die Erzeugung einer Vielzahl von Gitterfehlstellen durch den oben beschriebenen Prozess zu einer Amorphisierung des Gitters führen. Dadurch wird neben der Veränderung der Wärmekapazität des Kristalls auch die freie Weglänge der Phononen im Kristall reduziert, so dass sich eine Ortsabhängigkeit für die Teilchendetektion ergeben kann.

## 2.7.2 Thermische und elektrische Rauschbeiträge

Die Auflösung der CLTDs wird unter anderem durch die Rauschspannung, die sich aus den Beiträgen des thermischen und elektrischen Rauschens zusammensetzt, beeinflusst. Diese Beiträge tragen zur sogenannten „baseline noise“ bei.

### Photonenrauschen

Zwischen den CLTDs und den umgebenden Flächen findet ein ständiger Austausch von Wärmestrahlung statt. Dabei wird die Strahlungsleistung  $P$  eines Körpers mit der Temperatur  $T$  und der Oberfläche  $A$  durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz beschrieben:

$$P = \sigma \epsilon AT^4 \quad \text{mit} \quad \sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K}, \quad (2.36)$$

wobei  $\epsilon$  der Emmissionskoeffizient ist. Dieser Einfluss kann dadurch verkleinert werden, dass der Temperaturunterschied zwischen den Detektoren und den umgebenen Flächen möglichst klein ist.

### Phononenrauschen

Durch die thermische Kopplung zwischen den Detektoren und dem Kältebad kommt es zum ständigen Austausch von Wärme in Form von Phononen. Statistische Schwankungen des Wärmehaltes  $Q$  sind nach [Rei87] durch

$$\delta \bar{Q}^2 = k_B T^2 C \quad (2.37)$$

gegeben, wobei  $k_B$  die Boltzmann-Konstante,  $T$  die Temperatur und  $C$  die Wärmekapazität des Detektors sind.

### Thermisches Widerstandsrauschen

Das thermische Widerstandsrauschen entsteht dadurch, dass die Bewegung der Ladungsträger in einem Widerstand Fluktuationen unterliegt und die Ladungsverteilung Inhomogenitäten aufweist, so dass auch ohne externe Einflüsse Ströme fließen. Das mittlere Rauschspannungsquadrat  $\delta \bar{U}^2$  im Frequenzintervall  $\Delta\omega$  ist gegeben durch

$$\delta \bar{U}^2 = 4k_B T R \Delta\omega. \quad (2.38)$$

Dabei ist  $k_B$  die Boltzmann-Konstante,  $T$  die Temperatur und  $R$  der Widerstand [GV53]. Der Einfluss dieses sogenannten „weißen Rauschens“ wird dabei durch den Betrieb der CLTDs bei niedrigen Temperaturen gering gehalten.

## Elektrothermische Rückkopplung

Die in Abschnitt 2.5.2 beschriebene elektrothermische Rückkopplung kommt dadurch zustande, dass eine Änderung des Widerstandes des supraleitenden Phasenübergangsthermometers eine Änderung des Messstroms und somit eine Änderung der durch ihn bewirkten Erwärmung zur Folge hat. Die dadurch bewirkte Erhöhung der Heizleistung  $P_H = RI^2$  und somit bewirkte Erhöhung des Detektorwiderstandes kann dazu führen, dass die Beiträge des thermischen Rauschens und des Rauschens des Detektorwiderstandes nochmals verstärkt werden.

## Stromrauschen

Zusätzliche Rauschbeiträge ergeben sich durch den Strom  $I$ , der das Thermometer durchfließt. Zum einen kommt es zu statistischen Schwankungen des Widerstandes  $R$ , die dementsprechend Schwankungen des Stroms  $I$  verursachen. Durch die  $1/f$ -Abhängigkeit in der Dichtefunktion wird dieser Beitrag auch als „ $1/f$ -Rauschen“ bezeichnet. Zum anderen ergibt sich durch Schwankungen der Ladungsträgerdichte, beispielsweise durch schlechte Kontaktierung, ein weiterer Beitrag der als „Schrot-Rauschen“ bezeichnet wird [Mat82].

## Verstärkerrauschen

Rauschbeiträge in Verstärkern werden hauptsächlich durch ihre Eingangstransistoren bestimmt. Sie setzen sich sowohl aus seriellen, als auch aus parallelen Beiträgen zusammen und lassen sich zusammengefasst durch

$$\delta\bar{U}_V^2 = U_{eff}^2(\omega) + I_{eff}^2(\omega)^2 R^2, \quad (2.39)$$

beschreiben, wobei  $U_{eff}^2(\omega)$  die effektive Rauschspannung und  $I_{eff}^2(\omega)^2$  der effektive Rauschstrom ist. Diese Informationen werden in der Regel vom Hersteller mit angegeben.

## Dominante Beiträge für die in der vorliegenden Arbeit herrschenden experimentellen Bedingungen

Von den in diesem Abschnitt aufgeführten Beiträgen zur Energieauflösung der CLTDs hat sich für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit herrschenden experimentellen Bedingungen ein Beitrag herauskristallisiert, der einen dominanten Einfluss auf die Energieauflösung hat.

In den hier durchgeführten Messungen hat sich herausgestellt, dass das schon in [KB04] als nicht zu vernachlässigender Beitrag angeführte Photonenrauschen maßgeblich zur Energieauflösung beiträgt. Die Erweiterung des CLTD-Arrays und die damit einhergehende Vergrößerung der Blendenöffnungen vor den Detektoren führte, im Vergleich zu

den Resultaten aus [Ech13] und [KB04], zu einer Verschlechterung der Energieauflösung, was sich ganz deutlich in den Resultaten aus den Abschnitten 5 und 6 widerspiegelt. Durch das Anbringen von Absorberfolien direkt vor den Detektoren zeigte sich in den Resultaten aus Abschnitt 6.1.2 eine erhebliche Verbesserung der Energieauflösung. Die Absorption der Wärmestrahlung vor den Detektoren führte zu einer deutlich besseren Stabilisierung der Detektortemperaturen, was sich direkt auf die Auflösung der Detektoren auswirkte.

## 2.8 Potentielle Vorteile kalorimetrischer Tieftemperatur-Detektoren

Im Vergleich zu konventionell für die Energiemessung eingesetzten Detektoren, wie z.B. Ionisationsdetektoren, ergeben sich durch den Einsatz von kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektoren einige Vorteile.

Zum einen werden durch die deutlich kleinere Anregungsenergie der erzeugten Quanten im Absorber beim Teilchennachweis bis zu 10000 mal so viele Phononen erzeugt, wie es bei den Elektron-Loch-Paaren von Ionisationsdetektoren der Fall ist. Die dadurch geringeren statistischen Fluktuationen führen zu einer Verbesserung der intrinsischen Auflösung der CLTDs um bis einen Faktor von 100.

Zum anderen spielen Verlustprozesse, wie die Rekombination von Ladungsträgern, Energieverluste in nicht-sensitiven Schichten keine Rolle, was zu einer ausgezeichneten Energie-Pulshöhen-Linearität und einer im Vergleich zu Ionisationsdetektoren deutlich besseren Energieauflösung, besonders für schwere und langsame Ionen, führt. Für Ionisationsdetektoren stellt die Statistik der Energieverlustprozesse eine Limitierung der Energieauflösung dar.

Zudem profitieren CLTDs von der Freiheit in der Wahl des Absorbers, sodass auf ein Material, wie z.B. Saphir, zurückgegriffen werden kann, welches möglichst resistent gegenüber Strahlenschäden ist. Strahlenschäden, die beispielsweise durch den Beschuss von Schwerionen verursacht werden, führen zu einer Verschlechterung der Energieauflösung.

Der Betrieb der CLTDs bei tiefen Temperaturen führt außerdem zur Minimierung von Rauschbeiträgen.

# Kapitel 3

## Konzeption und Aufbau des CLTD-Detektorarrays

In diesem Abschnitt werden die zur Herstellung und Konzeption benötigten Überlegungen und deren Durchführung diskutiert.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es, das bestehende, in [Ech13] und [Gra11] erfolgreich zur Bestimmung spezifischer Energieverluste angewendete, Konzept eines modularen 8 Pixel Arrays so zu erweitern, dass der neue Detektor mit einer größeren Raumwinkelabdeckung zur Bestimmung von Kernladungsverteilungen von Spaltfragmenten aus der neutroneninduzierten Kernspaltung eingesetzt werden kann.

Die Erweiterung des Detektors auf ein 25 Pixel CLTD-Array mit einer Gesamtfläche von  $A_D = 225 \text{ mm}^2$  erforderte dabei sowohl Anpassungen des Array-Aufbaus und der Verdrahtung der einzelnen Detektoren, als auch, bedingt durch die experimentellen Gegebenheiten am LOHENGRIN Massenseparator des ILL in Grenoble (Frankreich), einen umfangreichen Umbau des Kryostaten.

Die für diese Arbeit verwendeten Detektoren stammen aus der selben Produktionscharge<sup>1</sup> wie sie in [Ech13] eingesetzt wurden. Aus diesem Grund wird an dieser Stelle nur auf die wichtigsten Aspekte diesbezüglich eingegangen.

### 3.1 Design der CLTD-Detektorpixel

In Abbildung 3.1 ist der Aufbau eines CLTD-Pixels zu sehen. Die Abbildung 3.1 (links) zeigt dabei ein Foto eines CLTD-Pixels mit dem Absorber, bestehend aus Saphir und den aufstrukturierten Komponenten. Dabei ist der Heizwiderstand und der Thermistor zur elektrischen Kontaktierung an den Enden mit zwei Bond-Pads verbunden. Die Skizze in Abbildung 3.1 (rechts) zeigt den Aufbau eines Detektor Pixels schematisch, um die mäanderartige Struktur des Thermometers zu verdeutlichen.

---

<sup>1</sup>Das Aufbringen der Strukturen aus Gold und Aluminium auf den Saphir Absorber wurde mittels eines photolithographischen Verfahrens am Institut für Mikrotechnik Mainz (IMM) vorgenommen.



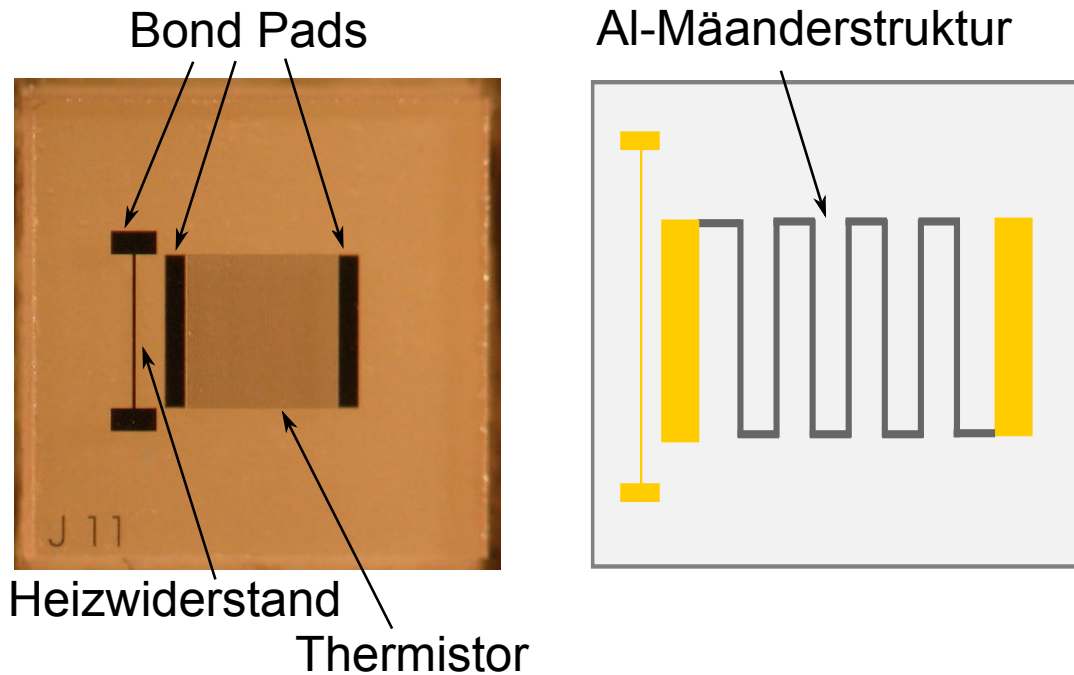


Abbildung 3.1: Foto eines kalorimetrischen Tieftemperaturdetektors (links). Schematische Darstellung zur Skizzierung der Mäanderstruktur des Phasenübergangsthermometers (rechts).

### 3.1.1 Der Saphir-Absorber

Der Absorber in Abbildung 3.1 (links) ist aus Saphir-Kristallen ( $Al_2O_3$ ) aufgebaut und misst  $3 \times 3 \times 0.43 \text{ mm}^3$ . Saphir eignet sich aufgrund der in Abschnitt 2.4.1 beschriebenen Eigenschaften besonders gut als Absorbermaterial für die CLTDs. Zum einen ist Saphir ein Isolator, wodurch der Beitrag der Elektronen zur spezifischen Wärme nach Gleichung 2.15 wegfällt. Zum anderen verringert sich diese zusätzlich bei tiefen Temperaturen durch eine hohe Debye-Temperatur ( $\Theta_D \approx 1000K$ ), wie aus Gleichung 2.17 hervorgeht. Hinzu kommt, dass Saphir eine hervorragende thermische Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen besitzt [Kit06] und durch seine hohe Resistenz gegenüber Strahlenschäden das Aufkommen von Fehlstellen im Kristallgitter, welche zu einer Verringerung der thermischen Leitfähigkeit führen, vermieden wird, um eine schnelle Thermalisierung zu gewährleisten. Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass sich die in Abbildung 3.1 (rechts) zu sehende Mäanderstruktur aus Aluminium sehr gut auf Saphir aufdampfen lässt.

### 3.1.2 Das Thermometer

Das Thermometer, wie es schematisch in Abbildung 3.1 (rechts) dargestellt ist, besteht aus einer  $10 \text{ nm}$  dicken Schicht aus Aluminium. Die Aluminiumschicht des Thermome-

ters wurde zur Anpassung des Widerstandes an die Eingangsimpedanz kommerzieller Vorverstärker mäanderförmig auf den Absorber aufgedampft. Die Breite der Aluminiumstreifen der hier verwendeten Detektoren beträgt  $5 \mu m$  und besitzt im normalleitenden Zustand ( $T = 4.2 K$ ) einen Widerstand von  $R_N = 150 k\Omega$  (Tabelle 3.1). Die kritischen Temperaturen  $T_c$  der hier verwendeten Thermistoren liegt im Bereich von  $T_c \approx 1.5 K$ , während die Sprungtemperatur eines ausgedehnten Al-Festkörpers in der Literatur mit  $T_c = 1.19 K$  angegeben wird [BK12]. Die erhöhte Sprungtemperatur kommt durch die dünn aufgedampfte Al-Schicht zustande [ACC66].

### 3.1.3 Der Heizwiderstand

Die Aufgabe des Heizwiderstands ist es, das Detektorpixel bei einer Temperatur zu stabilisieren, die im Bereich des Übergangs zwischen dem normalleitenden und supraleitenden Zustand des TES liegt. Wie in Abschnitt 2.4.2 beschrieben beschränkt sich dieser Bereich auf etwa 25%–75% des normalleitenden Widerstands  $R_N$ . Dieser Bereich wird als „dynamischer Bereich“ bezeichnet. In Abhängigkeit von den experimentellen Anforderungen, d.h. der Wahl der Ionensorte und Energie, können die CLTDs innerhalb dieses „dynamischen Bereichs“ stabilisiert und betrieben werden. Wie in Tabelle 3.1 zu sehen ist, beträgt die Breite  $\delta T$  dieses Bereichs nur etwa  $10 mK$  innerhalb welcher die Detektoren stabilisiert werden müssen, um die ausgezeichnete Linearität und Sensitivität der CLTDs zu gewährleisten. Außerdem ist es erforderlich, dass die Temperaturschwankungen der CLTDs um Größenordnungen kleiner sind, als die Breite  $\delta T$  des Übergangs, da größere Schwankungen zu einer Verschlechterung der Energieauflösung führen. Dementsprechend dürfen diese Temperaturschwankungen nur im Bereich von einigen wenigen  $\mu K$  liegen. Aufgrund der unterschiedlichen Sprungtemperaturen  $T_C$  für verschiedene Pixel, die in der Größenordnung der Übergangsbreiten  $\delta T$  der einzelnen Pixel liegen, wie es deutlich in Abbildung 3.6 zu sehen ist, ist eine einheitliche Temperaturstabilisierung über das Kältebad nicht möglich. Für diesen Fall müsste die Streuung der Sprungtemperaturen der einzelnen Detektor-Pixel wesentlich kleiner sein, als die Übergangsbreiten.

Eine andere Methode, die Temperatur der CLTDs zu stabilisieren kann dadurch erfolgen, dass die Temperatur des Kältebades<sup>2</sup> unterhalb der Sprungtemperaturen der CLTDs gehalten wird. Mit einer Stabilisierung des Kältebades auf den Arbeitspunkt des CLTD-Pixels mit der niedrigsten Sprungtemperatur können größere Schwankungen im Wärmestrom zwischen den Detektoren und dem Kältebad vermieden werden. Die Stabilisierung der übrigen Pixel kann dann über das Aufheizen des jeweiligen Heizwiderstands realisiert werden, sodass jedes Detektor-Pixel bei seiner individuellen Arbeitstemperatur betrieben wird. Letztere Methode hatte sich schon in Vorgängerarbeiten, wie [Ech13], bewährt und wurde für alle in dieser Arbeit durchgeführten Messungen

---

<sup>2</sup>Bei dem Kältebad handelt es sich um den Kühlfinger (siehe Abschnitt 3.2).

angewendet.

Der Heizwiderstand auf den CLTD-Pixeln besteht dabei aus einem  $1 \times 0.02 \text{ mm}^2$  großen und  $30 \text{ nm}$  dicken Cr/Au-Streifen durch den der zur Stabilisierung benötigte Heizstrom fließt. Der Widerstand der Heizleiter liegt bei etwa  $15 \Omega$ .

## 3.2 Aufbau des 25 Pixel CLTD-Arrays

Das für diese Arbeit verwendete CLTD-Array unterscheidet sich konzeptionell in nur wenigen Aspekten von dem, wie es sich in [Ech07], [Gra11] und [Ech13] bewährt hat. Somit werden an dieser Stelle nur die wichtigsten Gesichtspunkte, im besonderen die Unterschiede im Aufbau diskutiert.

Das CLTD-Array besteht aus 5 einzelnen Modulen, wobei jedes wiederum mit 5 CLTD-Pixeln bestückt ist. Durch das neue Array wurde die Detektorfläche um einen Faktor von 2.5 auf eine Gesamtfläche von  $225 \text{ mm}^2$  vergrößert. In Abbildung 3.2 links ist eines der Module skizziert. Jedes einzelne Pixel ist an den Auflagepunkten des Keramikträgers mit einem Tieftemperaturlack (GE7031) aufgeklebt<sup>3</sup>. Die elektrische Kontaktierung der Heizleiter und Thermometer, welche sich auf der dem Keramikträger zugewandten Seite befinden, ist dabei durch  $17 \mu\text{m}$  dicke Golddrähte, die mit Hilfe eines Ultraschall-Bonders auf die Bond-Pads gebondet wurden, realisiert worden. Das andere Ende der Bond-Drähte ist mit Hilfe eines Silberleitlacks an den Kupferkabeln, die mit dem Tieftemperaturlack (GE7031) in den Kupferträger eingeklebt sind, elektrisch kontaktiert. Der Keramikträger ist ebenfalls durch den Tieftemperaturlack (GE7031) mit dem Kupferträger verklebt. Durch diesen Aufbau sind die einzelnen Pixel ausschließlich über die angebrachten Bond-Drähte und die beiden Klebestellen an den Auflagepunkten thermisch angekoppelt. Durch die größere Anzahl von Detektoren musste die Verdrahtung der Detektor-Pixel innerhalb des Kryostaten, im Gegensatz zu dem Array aus [Ech13], so durchgeführt werden, dass der Masseanschluss der Detektoren über eine gemeinsame Leitung samt der Masse des Kryostaten verbunden sind. Die vom Hersteller des Kryostaten eingerichtete Verkabelung ist nicht dafür ausgelegt, 25 Detektoren mit jeweils vier benötigten Leitungen zu versorgen. Diese Änderung hatte jedoch keinen merklichen Einfluss auf das Verhalten der Detektoren.

Eine schematische Darstellung des vollständigen Arrays, bestehend aus 5 aneinandergereihten Modulen, ist in Abbildung 3.2 (rechts) und anhand eines Fotos in Abbildung 3.3, verbaut im Kryostaten, zu sehen. Die einzelnen Module des Arrays sind dabei, gehalten von 2 L-Kupferbacken, so auf dem Kühlfinger montiert, dass zwischen den Kupferträgern der einzelnen Module, den L-Kupferbacken und dem Kühlfinger ein möglichst guter thermischer Kontakt besteht und kein großer Temperaturgradient entstehen kann. Der Kühlfinger selbst ist über zwei Kupferkabel mit einem thermischen

---

<sup>3</sup>Der Abstand zwischen den benachbarten Pixeln beträgt ca.  $0.2 \text{ mm}$ .

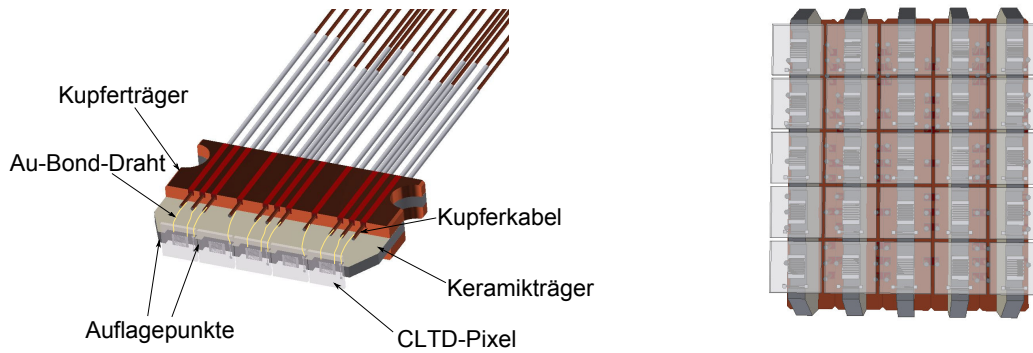


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung eines 5 Pixel CLTD-Moduls (links). 25 Pixel Array zusammengesetzt aus 5 einzelnen Modulen (rechts).

Leitwert von  $k \approx 1.2 \text{ mW/K}$  mit der Cold-Plate, welche direkt vom Kryostat gekühlt wird, verbunden. Durch die hohe Wärmekapazität des Kühlfingers werden auftretende Temperaturschwankungen gedämpft.

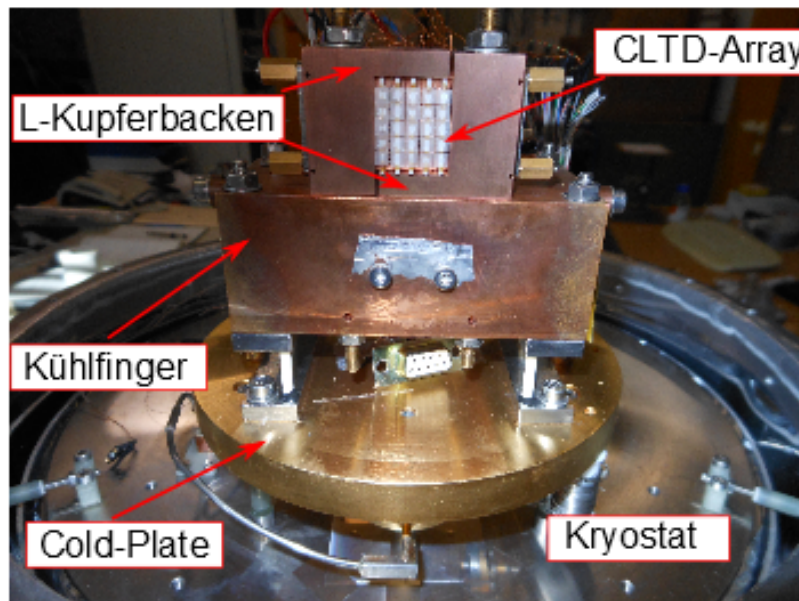


Abbildung 3.3: Foto des 25 Pixel-Arrays, eingebaut im Kryostaten.

### 3.3 Aufbau des Kryostaten

Die Detektoren wurden in einem gepumpten  $^4\text{He}$ -Badkryostaten betrieben, dessen Arbeitstemperatur bei  $1.2 \text{ K}$  liegt. Abbildung 3.4 zeigt den schematischen Aufbau des Kryostaten. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus findet sich in [Ech07]. Eine für die Energiemessung von Schwerionen wichtige Besonderheit des Kryostaten ist, dass er

ohne jegliche Eintrittsfenster im Experiment betrieben werden kann, sodass nicht nachweisbare Energieverluste, wie sie bei konventionellen Detektoren auftreten, vermieden werden.

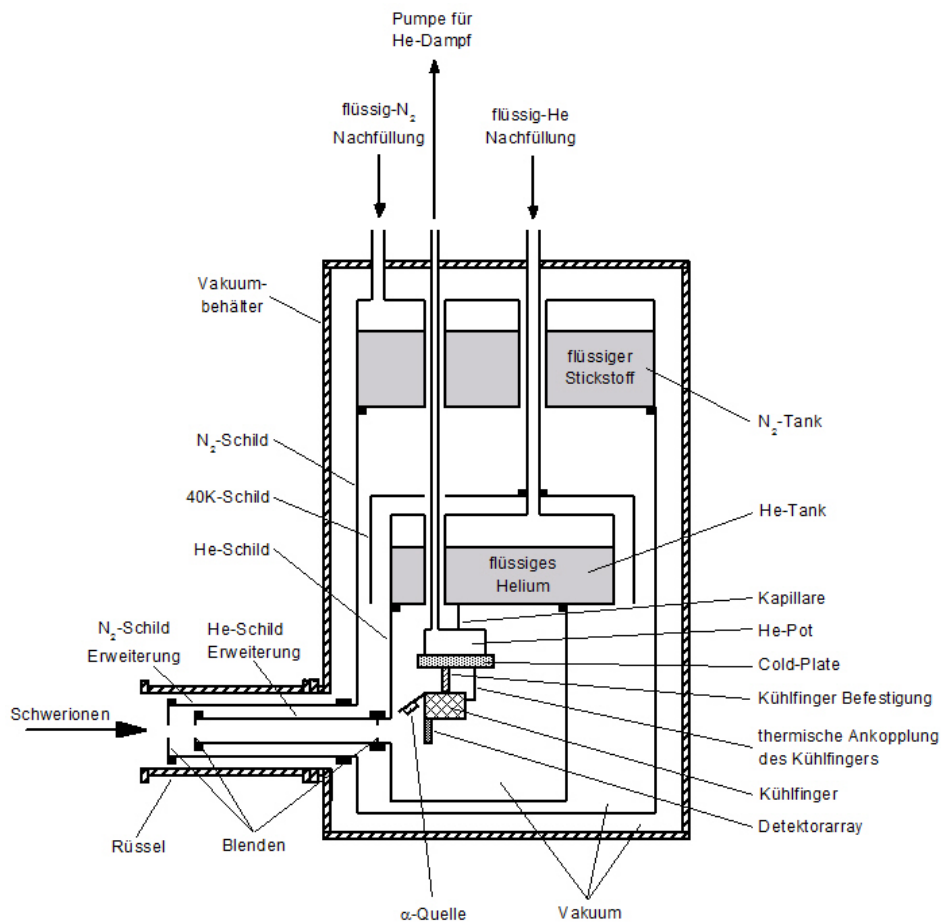


Abbildung 3.4: Skizzierter Aufbau des  $^4\text{He}$ -Badkryostaten [Ech07].

### Restgaskondensation

Dadurch, dass der Kryostat ohne Eintrittsfenster betrieben wird, kommt es im Laufe des Experiments zur sogenannten Restgaskondensation. Durch die tiefen Temperaturen der CLTDs von ca.  $1.6\text{ K}$  und dem im Vakuum vorhandenen Restgas kommt es dazu, dass die Gasteilchen auf den Detektoren ausfrieren, was einen stetigen Anstieg der Wärmekapazität und zugleich eine Verringerung der Signalamplitude zur Folge hat. Dieser Effekt wird dadurch minimiert, dass, wie in Abbildung 3.4 zu sehen ist, sogenannte Schilderweiterungen des Helium- und Stickstoffschildes mit möglichst kleinen Blendenöffnungen angebracht sind, sodass ein erheblicher Teil des störenden Restgases abgefangen werden kann.

Für die Messungen, bei welchen die Korrektur der Signalamplituden notwendig war, lag der Druck vor dem Kryostaten im Bereich von etwa  $3 \times 10^{-7}$  mbar, was eine relative Abnahme der Signalamplitude im Bereich von  $10^{-3}/h$  zur Folge hatte. Durch das

stetige Aufzeichnen der Pulshöhenspektren der  $\alpha$ -Quelle, welche fest im Kryostaten montiert ist, konnte dieser Effekt, wenn nötig, korrigiert werden. Die  $\alpha$ -Quelle ist in Abbildung 3.4 eingezeichnet.

### 3.4 Mess- und Ausleseelektronik der CLTDs

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zur Auslese der Spannungssignale nach erfolgter Energieumwandlung eines Teilchens im Absorber und zur Regulierung der Temperatur der einzelnen CLTD-Pixel zwei verschiedene Konfigurationen verwendet. Für die Messungen zur Charakterisierung der Detektoren im Labor und für die ersten beiden Messungen, am MLL in Garching und ILL in Grenoble mit dem neuen Detektor-Array wurde sowohl die Temperaturstabilisierung als auch die Datenaufnahme betrieben wie in [Ech13] beschrieben. Dementsprechend konnten für diese Messungen nur 8 Detektoren gleichzeitig betrieben werden. In der für diese Arbeit entscheidende Messung am ILL in Grenoble war es durch die Anschaffung weiterer Ausleseelektronik möglich, 23 Detektoren gleichzeitig erfolgreich zu betreiben.

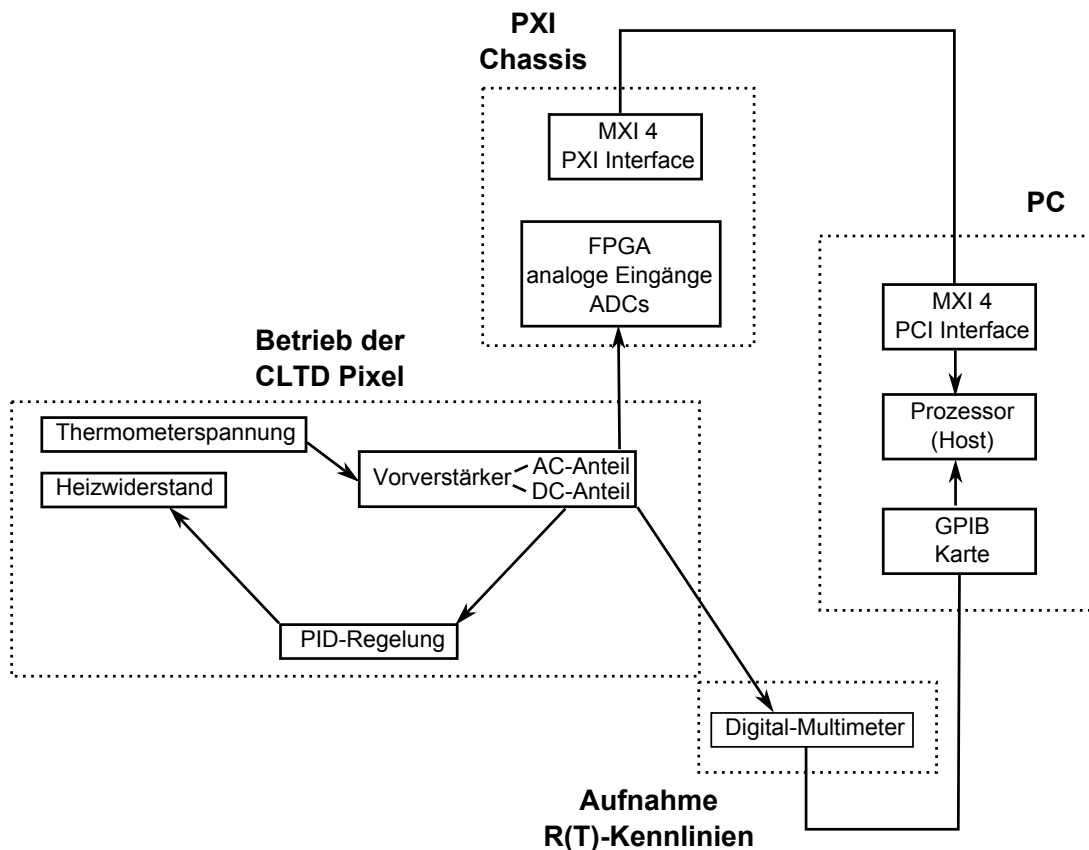


Abbildung 3.5: Verschaltung der Elektronik und Datenaufnahme.

### 3.4.1 Verschaltung der Elektronik zur Stabilisierung und Auslese der CLTDs

Nach der Umwandlung der kinetischen Energie eines Teilchens wird das durch den Temperaturanstieg verursachte Spannungssignal des Thermometers über einen rauscharmen Vorverstärker ausgelesen, wobei 8 der Vorverstärker vom Typ DLPVA-S der Firma Femto [Fem] und 15 vom Typ VAM der Firma Surface Concept [Sur] verwendet wurden. Beide Verstärkertypen arbeiten mit einer integrierten Spannungsquelle mit einem hohen Lastwiderstand von über  $5\text{ M}\Omega$ , sodass zur Auslese ein konstanter, über ein Potentiometer regelbarer, Messstrom von  $0.1 - 1\ \mu\text{A}$  erzeugt wird. Außerdem besitzen die Verstärker 2 separate Ausgänge, einen für den AC-Anteil, zur Auslese des Spannungssignals, und einen für den DC-Anteil, für die Temperaturstabilisierung und zur Aufnahme der Widerstands-Temperatur-Charakteristik der Detektorspannung, die separat verstärkt werden.

### 3.4.2 Die Temperaturstabilisierung

Die Temperatur der CLTDs wird, wie in Abbildung 3.5 zu sehen ist, durch die Auslese des DC-Anteils der Detektorspannung über einen PID Regler stabilisiert. Weicht die Detektorspannung von einem festgelegten Sollwert ab, wird die Spannung am Heizwiderstand solange geregelt, bis der gewünschte Wert erreicht ist. Dabei kann der Heizwiderstand sowohl der des einzelnen Detektor-Pixels, als auch der des Kältebads sein. Die Regelung der Temperatur des Kältebads wurde dabei von einem analogen PID-Regler LR-130 der Firma Linear Research übernommen. Die PID-Regelung der CLTDs wurde über die Software „LabView FPGA Module“ auf zwei FPGA Karten vom Typ NI-PXI-7852R der Firma National Instruments [Nat] implementiert [Ech13].

### 3.4.3 Die Datenaufnahme

Die gesamte Auslese- und Regelungselektronik, d.h. der Teil für die Temperaturstabilisierung und der Teil für die Datenaufnahme, wurde in einem NI PXI 1044 Chassis der Firma National Instruments betrieben. Für die Datenaufnahme wird, wie in Abbildung 3.5 zu sehen ist, der AC-Anteil der Detektorspannung an den analogen Eingängen der FPGA Karten des Typs NI-PXI-7852R ausgelesen. Hierfür standen 3 dieser FPGA Karten mit jeweils 8 analogen Eingängen mit integrierten 16-Bit-ADCs zur Verfügung. Die Abtastrate der FPGA Karten beträgt  $750\text{ kHz}$  für jeden Eingangskanal, was durch die vergleichsweise langsamen Anstiegs- ( $\approx 35\ \mu\text{s}$ ) und Abfallszeiten ( $\approx 150\ \mu\text{s}$ ) der CLTDs eine Aufzeichnung der vollständigen Signalform mit maximaler Abtastrate ermöglichte. Die vorerst in einem Buffer weggeschriebenen Daten werden dann über eine Glasfaseroptik an den PC weitergeleitet. Auf der Host-Seite diente ein Online-Analyse Tool für eine „Echtzeit-Überwachung“ der aufgenommenen Daten [Ech13].

Ein anschließendes digitales Filtern der Daten ermöglicht eine Reduzierung des Baseline-Noise und somit eine Verbesserung der Energieauflösung der CLTDs [KB04].

## 3.5 Charakterisierung der CLTDs

Zur Charakterisierung der CLTDs wurden Untersuchungen der grundlegenden Eigenschaften durchgeführt, d.h. die Vermessung der Widerstands-Temperatur-Charakteristik der TES und die Untersuchung der Pulshöhenspektren der CLTDs für  $\alpha$ -Teilchen zwischen 5 und 6 MeV.

### 3.5.1 Die Widerstands-Temperatur-Charakteristik der Thermometer

Die Bestimmung der Eigenschaften der Thermometer der CLTDs spielen für den Betrieb des gesamten Detektor-Arrays eine große Rolle. Unterscheiden sich die Charakteristika der einzelnen Detektoren im großen Maße, so ist es schwierig bis unmöglich, das Array so zu betreiben, wie es in Abschnitt 3.1 beschrieben ist.

Dabei sind die entscheidenden Parameter die Sprungtemperatur  $T_C$ , die Übergangsbreite  $\delta T$  und die Steigung  $dR/dT$  im Bereich des Übergangs vom normalleitenden zum supraleitenden Zustand. Die Sprungtemperatur eines jeden Detektors bestimmt dessen Arbeitstemperatur und bestimmt nach den Gleichungen 2.15 bis 2.17 die Wärmekapazität  $C$  des CLTD-Pixels. Diese wiederum legt nach Gleichung 2.13 zusammen mit der Übergangsbreite  $\delta T$  den dynamischen Bereich des Detektors fest. Durch die Steigung  $dR/dT$  wird, wie der Gleichungen 2.18 zu entnehmen ist, die Sensitivität und Linearität des Detektors festgelegt.

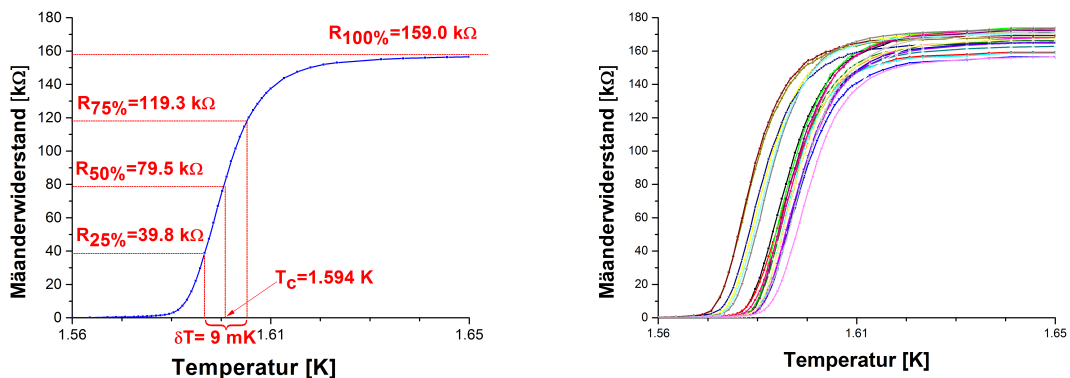


Abbildung 3.6: Widerstands-Temperatur-Charakteristik des Detektors E5 (links). Zusammenstellung der  $R(T)$ -Kurven aller 24 funktionierenden Detektoren im Detektor-Array (rechts).



Detektor	$R_{293K}$ [k $\Omega$ ]	$R_N$ [k $\Omega$ ]	$T_C$ [K]	$\delta T$ [mK]	$\delta R/\delta T$ [M $\Omega$ /K]
A1	256.8(3)	171.4(2)	1.589(8)	10.9(5)	10.0(5)
A2	235.1(2)	159.3(2)	1.591(8)	10.6(5)	8.9(4)
A3	260.7(3)	173.8(2)	1.591(8)	10.2(5)	11.1(6)
A4	230.1(2)	156.5(2)	1.593(8)	10.7(5)	9.4(5)
A5	234.1(2)	158.7(2)	1.591(8)	9.8(5)	11.3(6)
B1	249.2(2)	167.6(2)	1.592(8)	10.7(5)	10.0(5)
B2	257.4(3)	171.6(2)	1.584(8)	10.4(5)	10.9(5)
B3	251.5(3)	168.2(2)	1.581(8)	10.7(5)	11.3(6)
B4	245.1(2)	164.9(2)	1.583(8)	10.7(5)	10.8(5)
B5	257.3(3)	172.3(2)	1.591(8)	10.5(5)	11.1(6)
C1	252.4(3)	169.4(2)	1.580(8)	9.5(5)	11.5(6)
C2	247.5(2)	166.2(2)	1.590(8)	10.7(5)	10.8(5)
C3	239.0(2)	162.4(2)	1.592(8)	9.9(4)	10.7(5)
C4	243.9(2)	164.9(2)	1.592(8)	10.8(5)	10.8(5)
C5	247.0(2)	166.8(2)	1.591(8)	10.6(5)	10.9(5)
D1	243.2(2)	164.6(2)	1.592(8)	9.4(4)	10.4(5)
D2	257.1(3)	172.9(2)	1.591(8)	10.6(5)	9.9(5)
D3	252.5(3)	170.1(2)	1.596(8)	11.8(6)	10.1(5)
D4	254.2(3)	171.1(2)	1.593(8)	10.6(5)	10.5(5)
D5	257.0(3)	172.7(2)	1.585(8)	10.1(5)	11.3(6)
E1	249.3(2)	170.5(2)	1.588(8)	11.3(6)	9.9(5)
E2	247.6(2)	166.7(2)	1.591(8)	10.2(5)	10.6(5)
E4	252.1(3)	170.2(2)	1.585(8)	10.1(5)	10.4(5)
E5	228.2(2)	156.0(2)	1.594(8)	9.0(4)	9.9(5)

Tabelle 3.1: Übersicht der Ergebnisse der  $R(T)$ –Messungen von 24 Detektoren. Für den Detektor E3 liegen keine Werte vor, da einer der Bonddrähte während der ersten Tests im Labor abgerissen ist. Eine Erläuterung der Parameter findet sich in Abschnitt 2.4.2, oder kann in Abbildung 3.6 anhand des Beispiels abgelesen werden.  $\delta R/\delta T$  ist dabei die mittlere Steigung im Bereich des Übergangs ( $75\% \geq \delta T \geq 25\%$ ).

Im Zuge dieser Arbeit wurden mehr als 40 CLTD-Pixel getestet. Die Sprungtemperaturen wiesen nur eine geringe Streuung auf. Ein großer Teil wurde getestet, wie es in [Ech13] beschrieben ist. Die hier vorgestellten Resultate sind Messergebnisse der CLTDs, nachdem sie im Kryostaten verbaut wurden. Dazu wurden punktweise die Temperatur des Kühlfingers und die Widerstände der einzelnen Pixel mit einem Keithley 197 Digitalmultimeter bei einem konstanten Messstrom von  $I = 0.5 \mu A$  ausgelesen. Die Werte dieser Messungen sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt. In Abbildung 3.6 (links) ist die Bestimmung der Parameter exemplarisch für den Detektor E5 dargestellt. Abbildung 3.6 (rechts) zeigt die Übergangskurven aller 24 funktionierenden Detektoren. Die Streuung der Sprungtemperaturen  $T_C$  ist kleiner als  $20 mK$  und die Übergangsbreiten liegen bei etwa  $10 mK$ . Die Detektoren zeigen bezüglich der  $R(T)$ -Charakteristik das gleiche Verhalten, wie in [Ech13].

### 3.5.2 Bestimmung der Energieauflösung beim Nachweis von $\alpha$ -Teilchen

Durch die im Kryostaten verbaute 3-Linien- $\alpha$ -Quelle (Anhang C.2), wie in Abbildung 3.4 zu sehen ist, lässt sich das Verhalten der Detektoren während eines gesamten Messzyklus kontrollieren. Durch die 3 verschiedenen Energien, im Bereich von  $5 - 6 MeV$  können sowohl die Energieauflösung, als auch die Linearität für den niederenergetischen Bereich untersucht werden. Für die Tests im Labor wurde die Elektronik verschaltet wie in Abschnitt 3.4.1 beschrieben.

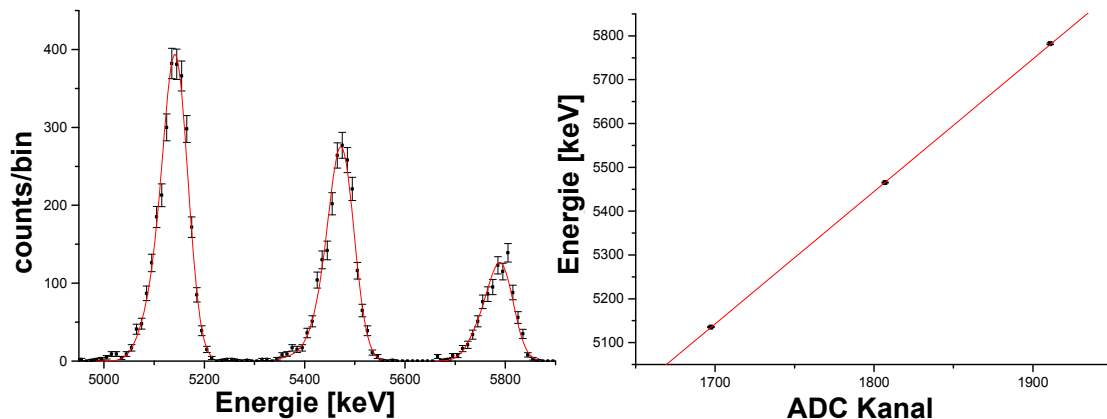


Abbildung 3.7: Energiespektrum (links) und Energie als Funktion der Pulshöhe (rechts) für den Detektor A5 beim Nachweis von  $\alpha$ -Teilchen der 3-Linien-Alpha-Quelle. Die mittlere Auflösung der 3 Linien beträgt dabei  $\Delta E = 58(2) keV$ . Das Spektrum (links) zeigt die drei aufgenommenen  $\alpha$ -Linien nach dem digitalen Filtern.

In Abbildung 3.7 ist das Pulshöhenspektrum (links) und die Energiekalibrierung (rechts) des Detektors A5 exemplarisch dargestellt. Durch die Unterstrukturen, d.h.

Detektor	$\Delta E$ [keV]	$\Delta E/E$ [ $10^{-3}$ ]	Detektor	$\Delta E$ [keV]	$\Delta E/E$ [ $10^{-3}$ ]
A1	77 (2)	13.3 (3)	C3	80 (2)	13.8 (4)
A2	82 (2)	14.2 (2)	C4	87 (5)	15.0 (5)
A3	108 (2)	18.7 (3)	C5	69 (5)	11.9 (7)
A4	84 (4)	14.5 (4)	D1	91 (3)	15.7 (4)
A5	58 (2)	10.0 (7)	D2	105 (3)	18.2 (3)
B1	69 (1)	11.9 (3)	D3	66 (3)	11.4 (6)
B2	79 (2)	13.7 (4)	D4	105 (5)	18.2 (5)
B3	71 (2)	12.3 (3)	D5	68 (5)	11.8 (9)
B4	85 (2)	14.7 (2)	E1	69 (2)	11.9 (4)
B5	63 (4)	10.9 (6)	E2	74 (2)	12.8 (4)
C1	69 (2)	11.9 (4)	E4	69 (5)	11.9 (4)
C2	65 (2)	11.2 (3)	E5	62 (3)	10.7 (6)

Tabelle 3.2: Gemittelte Energieauflösung der CLTDs beim Nachweis von ca.  $E = 5 - 6 MeV$   $\alpha$ -Teilchen aus der 3-Linien- $\alpha$ -Quelle (Anhang C.2).

Nebenlinien der einzelnen Isotope, der 3 Linien wurden diese mit einer angepassten Gauß-Funktion, siehe Abschnitt C.2, gefittet. Die Ergebnisse der Energieauflösungen der CLTDs sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt. Die Auflösungen der Detektoren liegen in einem Bereich von etwa  $58 - 105 keV$ , dabei wurden die aufgenommenen Spektren offline mit einem digitalen Filterprogramm gefiltert. Für die hier aufgenommenen Spektren konnte durch die Verwendung des Filterprogramms eine Verbesserung der  $\alpha$ -Auflösungen um bis zu einem Faktor 2 erreicht werden. Eine detaillierte Beschreibung dieses Filterprogramms findet sich in [KB04]. Im Vergleich zu den Detektoren aus [Ech13] liegen die relativen Energieauflösungen der meisten Detektoren in der gleichen Größenordnung. Die Auflösung einiger Detektoren, beispielsweise D2 und D4, ist etwa um einen Faktor 2 schlechter als in [Ech13].

Eine Ursache dafür ist, wie sich zu Ende der Untersuchungen für diese Arbeit herausgestellt hat, dass bei der internen Verkabelung der Detektoren die Vertauschung einzelner Kabel in den Twisted-Pair Kabeln zu Störsignalen, einem sogenannten „Crosstalk“, in den Bolometern geführt hat. Die Detektoren, die von der Vertauschung der Kabel betroffen waren, zeigten zudem eine größere Anfälligkeit auf elektrische Störungen. Die betroffenen Detektoren, die jeweils gegenseitig Störsignale verursachen sind :A5 und B4, B1 und B2, C2 und C5, D2 und D4. Die Amplituden dieser Störsignale, deren Signalform sich deutlich von der eines Schwerionensignals unterscheidet, liegen dabei etwa bei 10%. Bei kleinen Raten treten jeweils einzelne Signale des „Partnerpixels“ im Spektrum auf, die aufgrund der stark abweichenden Signalform durch das Filterprogramm eliminiert werden. Bei hohen Raten überlagern sich jedoch die Störsignale eines Pixels mehr und mehr mit den Schwerionensignalen. Diese Überlagerung wird von dem

Filterprogramm nicht mehr als Störung identifiziert und kann zu einer Verschlechterung der Energieauflösung führen (vgl. Abschnitt 5.3).

In Abbildung 3.7 (rechts) ist die Linearität der CLTDs für niederenergetische  $\alpha$ -Teilchen zu sehen. In [KB04] wurde systematisch die Pulshöhe der CLTDs für die Ionen  $^{13}\text{C}$ ,  $^{197}\text{Au}$  und  $^{238}\text{U}$  bei gleicher Einschussenergie untersucht. Durch die Abdeckung des gesamten Massenbereichs konnte dort gezeigt werden, dass diese unabhängig von der Ionensorte ist.

# Kapitel 4

## Messmethode und experimentelle Bedingungen am LOHENGRIN-Separator des ILL in Grenoble

Seit über 40 Jahren dient der LOHENGRIN-Massenseparator am ILL in Grenoble (Frankreich) zur Vermessung der Massen-, Energie- und elektrischen Ladungsverteilungen von Spaltfragmenten, die aus der neutroneninduzierten<sup>1</sup> Spaltung hervorgehen [Loh]. Abbildung 4.1 skizziert den prinzipiellen Aufbau des Spektrometers. Dieser lässt sich in drei Bereiche, der Produktion, der Separation und der Detektion der Spaltfragmente, aufteilen. Die Produktion der Fragmente findet in der Nähe des Reaktorkerns statt. Der Kernreaktor des ILL ist ein Reaktor, der ausschließlich für Forschungszwecke eingesetzt wird. Der Reaktor hat dabei einen Neutronenfluss von ca.  $1.5 \times 10^{15} \frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2 \text{s}}$  und eine Leistung von bis zu 58.3 MW [Rea]. Das zu untersuchende Material, in dieser Arbeit  $^{235}\text{U}$ , befindet sich auf dem sogenannten Target<sup>2</sup>. Dieses wird auf einem „Wagen“ platziert und von der Targetwechseinheit bis in die Nähe des Reaktorkerns gefahren. Der hohe Neutronenfluss im Reaktor löst, durch die in Abschnitt 2.1 beschriebenen Prozesse, die Spaltprozesse aus und es entsteht eine Vielzahl verschiedener Spaltfragmente. Diese werden, ausschließlich durch die im Spaltprozess gewonnene kinetische Energie, durch die Strahlführung in Richtung der Separationseinheit, dem LOHENGRIN-Massenseparator, weitergeleitet. Im LOHENGRIN, bestehend aus einem Sektormagneten und einem Zylinderkondensator, werden Spaltfragmente selektiert bevor sie dann im letzten Teil, der Detektion, detektiert und

---

<sup>1</sup>Dabei handelt es sich im Bezug auf diese Arbeit immer um thermische Neutronen mit einer mittleren Energie von  $\bar{E}_N = 0.025 \text{ eV}$ .

<sup>2</sup>Das Target ist eine rechteckige Platte auf der sich eine Pulverschicht Uranoxid ( $\text{U}_3\text{O}_8$ ) mit den  $^{235}\text{U}$ -Atomen befindet.

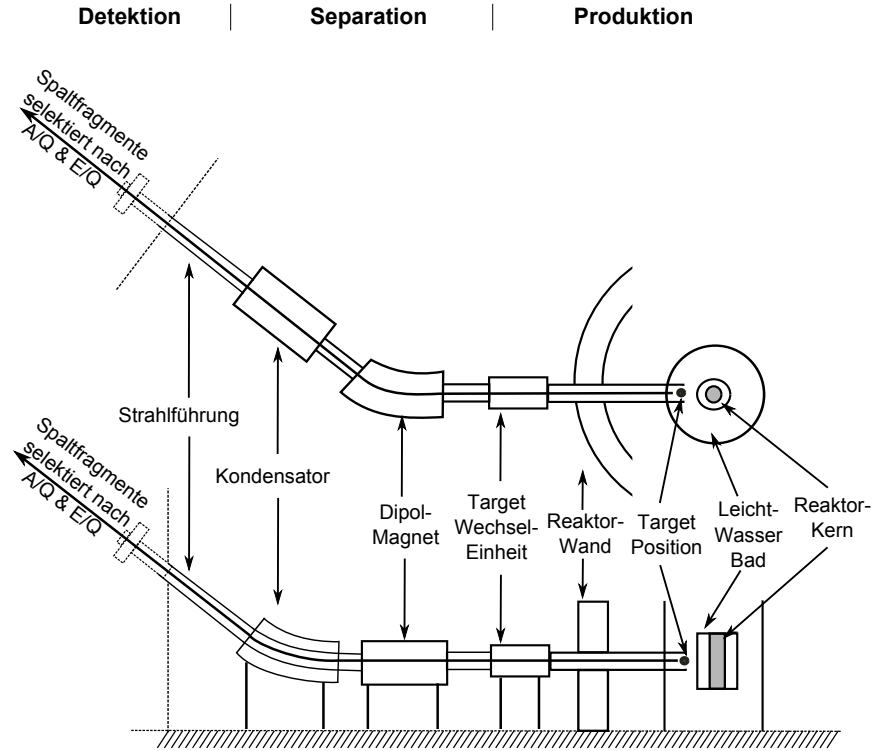


Abbildung 4.1: Schematisch dargestellter Weg der Spaltfragmente von der Entstehung in der Nähe des Reaktorkerns über die Selektion durch den LOHENGRIN-Massenseparator und dem anschließenden Weg hin zu den verschiedenen Experimentierplätzen. Der obere Teil stellt dabei die horizontale Ablenkung (im Magnetfeld), während der untere Teil die vertikale Ablenkung (im elektrischen Feld) der Spaltfragmente im LOHENGRIN darstellt.

analysiert werden. Ein im Bereich Detektion angebrachter zusätzlicher Magnet, der RED-Magnet, dient dazu, die vorselektierten Spaltfragmente zu fokussieren und auf zwei verschiedene Messplätze umzulenken.

## 4.1 Der LOHENGRIN-Massenseparator

Der LOHENGRIN besteht aus zwei Komponenten, dem Magneten und dem Kondensator, welche für die Trennung der Spaltfragmente ausgelegt sind. Abbildung 4.2 zeigt ein Foto des LOHENGRIN. Die von rechts aus dem Reaktor kommenden Spaltfragmente durchlaufen zunächst das Magnetfeld und werden gemäß

$$Br_M = \frac{p}{Q} \quad (4.1)$$

nach ihrem Impuls- zu Ladungsverhältnis getrennt. Hierbei ist  $B$  die magnetische Flussdichte,  $r_M$  der Krümmungsradius im Magnetfeld,  $p = mv$  der Impuls und  $Q$  der Ionenladungszustand.

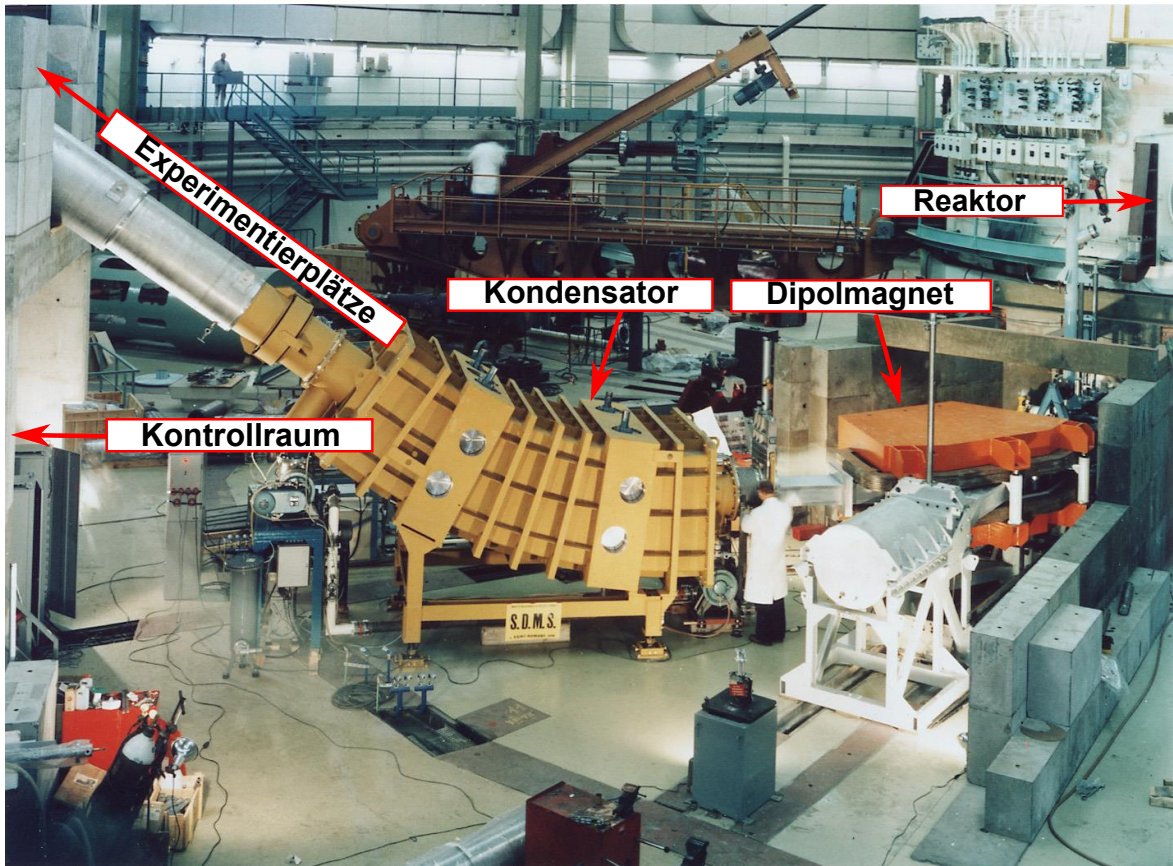


Abbildung 4.2: Fotografischer Ausschnitt der Experimentierhalle. Hauptsächlich zu sehen ist der LOHENGRIN-Massenseparator, bestehend aus einem Dipolmagneten und einem Kondensator [Loh].

Anschließend erfolgt, bei Durchlaufen des elektrischen Feldes im Kondensator, nach Gleichung

$$Er_E = 2 \frac{E_{kin}}{Q} \quad (4.2)$$

die Trennung der Spaltfragmente nach dem Verhältnis ihrer kinetischen Energie zur Ionenladung, wobei  $E$  die elektrische Feldstärke und  $r_E$  der Krümmungsradius im elektrischen Feld ist.

Durch die Separation im LOHENGRIN sind die Größen  $m$ ,  $E$  und  $Q$  bestimmt und die Spaltfragmente werden auf Parabeln abgebildet, wobei jede dieser Parabeln ein Masse- zu Ionenladungsverhältnis zugeordnet ist.

## 4.2 Massen- und Energieverteilung und Bestimmung der Ausbeute

Bei der neutroneninduzierten Kernspaltung von  $^{235}\text{U}$  durch thermische Neutronen werden in der Regel<sup>3</sup> aus einem Urankern zwei Kerne unterschiedlicher Massen erzeugt. Diese Asymmetrie ist in Abbildung 4.3 (links) deutlich zu erkennen. Die Massenverteilung, hier für die Spaltfragmente der Spaltung von  $^{235}\text{U}$ , induziert durch thermische Neutronen, zeigt zwei Maxima bei etwa  $A = 90$  und  $A = 140$ . Der Bereich dazwischen ist der Symmetriebereich der Kernspaltung, innerhalb welcher die Ausbeute um Größenordnungen kleiner ist. Messungen in diesem Bereich erfordern dementsprechend lange Messzeiten. Spricht man von der Massenausbeute, so ist zu beachten, dass die Ausbeuten der „leichten“ Spaltfragmente (im Bereich von  $A = 90$ ) und die der „schweren“ Spaltfragmente (im Bereich von  $A = 140$ ) separat betrachtet werden, d.h. die Summe der Massenausbeuten in den beiden Bereichen (leichte und schwere Spaltfragmente) ergeben jeweils 100% und die Gesamtsumme dementsprechend 200%. Abbildung 4.3 (rechts) zeigt die mittlere Energie der Spaltfragmente in Abhängigkeit von ihrer Masse. Es ist zu sehen, dass die Spaltfragmente im leichten Ast eine beinahe stabile mittlere Energie von ca. 100 MeV besitzen, während die mittlere Energie schon am linken Rand des Symmetriebereiches mit steigender Massenzahl abnimmt.

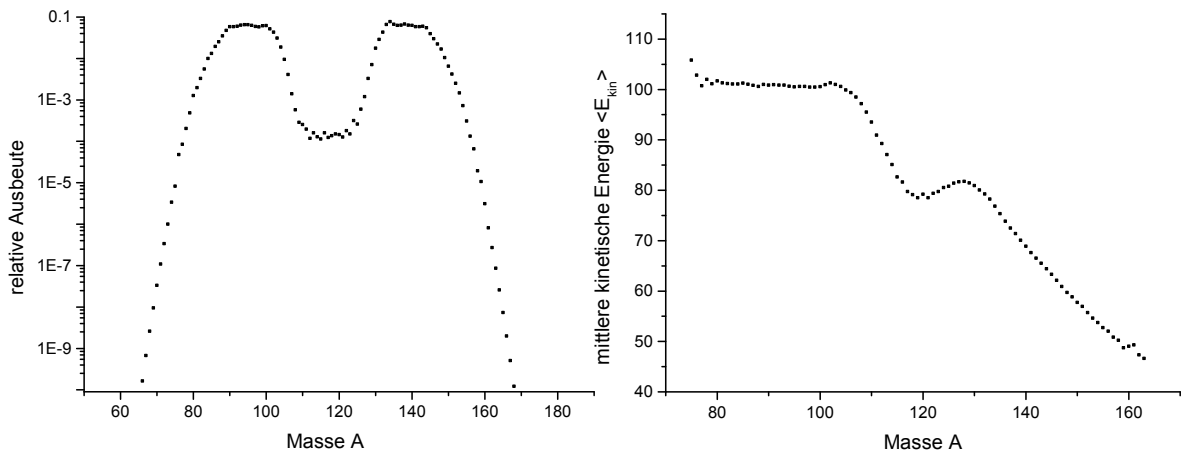


Abbildung 4.3: Massenausbeute (links) [Ageb] und mittlere Energie der Spaltfragmente in Abhängigkeit von der Masse (rechts) [ACP+78] für  $^{235}\text{U}$

Es sei gesagt, dass es zur Bestimmung der Massenverteilung nicht ausreicht, die Ausbeuten bei der mittleren kinetischen Energie zu bestimmen. Jedem Massenpunkt liegt sowohl eine Energieverteilung, die sich hauptsächlich durch die Energie bei der Spaltung ergibt, als auch eine Ionenladungsverteilung, welche sich beim Durchqueren

<sup>3</sup>Da die ternäre Spaltung für diese Arbeit keine Rolle spielt, wird an dieser Stelle nicht auf diesen Prozess eingegangen.



der Spaltfragmente durch das Targetmaterial und die abdeckende Schicht<sup>4</sup> ergibt, zu Grunde. Zur Bestimmung der Massenasubeuten muss über diese Verteilungen integriert werden.

### 4.2.1 Bestimmung von Massenausbeuten

Zur Bestimmung der in Abbildung 4.3 gezeigten Massenverteilung werden zunächst die Energie- und Ionenladungsverteilungen, durch Variation des elektrischen und magnetischen Feldes im LOHENGRIN, der einzelnen Massen mit Hilfe eines geeigneten Detektors bestimmt. Die Summe über die Energieverteilung und Ladungsverteilung liefert die absolute Massenausbeute  $Y_{abs}(A)$ <sup>5</sup> jeder einzelnen Masse

$$Y_{abs}(A) = \sum_E \sum_Q Y_{abs}(A)_{E,Q}. \quad (4.3)$$

Die relative Massenausbeute einer Masse  $Y_{rel}(A)$  lässt sich anschließend durch den Quotienten aus der absoluten Massenausbeute  $Y_{abs}(A)$  und der absoluten Gesamtausbeute  $Y = \sum_i Y_{abs}(A_i)$  nach

$$Y_{rel}(A) = \frac{Y_{abs}(A)}{Y} \quad (4.4)$$

berechnen. Dabei muss berücksichtigt werden, dass schwere und leichte Massen, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, unabhängig voneinander betrachtet werden. Außerdem erfordert die Bestimmung von absoluten Massenausbeuten die Berücksichtigung und Korrekturen von Parametern, wie dem Neutronenfluss im Reaktor, der Raumwinkelakzeptanz des LOHENGRIN, der Targetdicke, dem Energieverlust in der abdeckenden Schicht auf dem Targetmaterial, der Detektionseffizienz, et cetera. Im Zuge dieser Arbeit wurde die Massenausbeute der Masse  $A = 92$  mit Hilfe von zwei Referenzmassen ( $A = 95$  und  $A = 99$ ) aus der Literatur bestimmt ([MMBR61], [FG39], [TSGM53]), sodass auf die oben genannten Korrekturen verzichtet werden konnte.

## 4.3 Trennung der Kernladungen und Bestimmung der Kernladungsausbeuten

Das Messprinzip zur Trennung von Kernladung durch einen passiven Absorber hinter dem LOHENGRIN ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Nach Durchlaufen des LOHENGRINs haben die Spaltfragmente einer Masse  $A$  unterschiedliche Kernladungen. Durch das Einbringen eines passiven Absorbers in den Strahlengang zwischen LOHENGRIN

---

<sup>4</sup>Die abdeckende Schicht, welche beispielsweise durch Aufdampfen oder Sputtern über die Targetatome gelegt wird, dient dazu, das Herausschlagen von Targetatomen durch die bei der Spaltung eines Nachbaratoms freiwerdende Energie zu minimieren. Die Messzeit mit einem Target kann auf diese Weise erheblich verlängert werden.

<sup>5</sup>Das  $Y$  steht dabei für das englische Wort *Yield*.

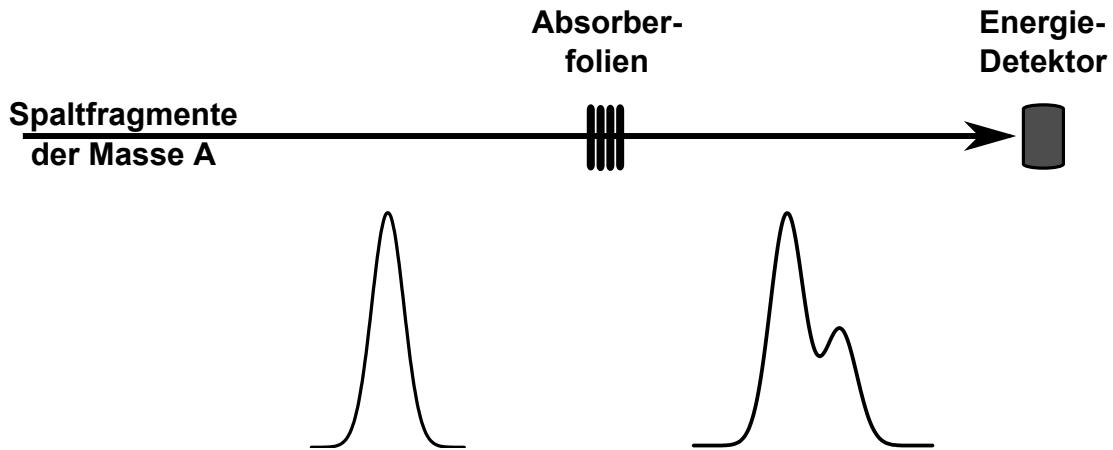


Abbildung 4.4: Skizze des Messprinzips. Die vom LOHENGRIN separierten Spaltfragmente der Masse  $A$  durchlaufen mehrere Absorberfolien (von rechts nach links). Durch den kernladungsabhängigen Energieverlust der Spaltfragmente in den Absorbern werden diese nach ihrer Kernladung getrennt.

und Energiedetektor können die Spaltfragmente nach ihrer Kernladung getrennt werden [Qua83]. Der Grund dafür ist der kernladungsabhängige Energieverlust der Spaltfragmente in den Absorberfolien. Abbildung 4.5 links verdeutlicht die Situation, wie sie vorliegt, wenn Spaltfragmente der selben Masse, Energie und Ionenladung nach Durchlaufen eines Magnetfeldes und eines elektrischen Feldes, wie es am LOHENGRIN (Abbildung 4.2 und 4.1) der Fall ist, von einem Energiedetektor detektiert werden. Die unterschiedlichen Kernladungen sind dabei durch gestrichelte Linien dargestellt. Um die Ausbeuten der einzelnen Isobaren zu bestimmen bewirkt der Absorber eine Trennung, wie es in Abbildung 4.5 (rechts) dargestellt ist. Ist diese Trennung im Vergleich zur Breite der einzelnen Verteilungen groß genug, lassen sich die unterschiedlichen Peaks sehr gut identifizieren. Diese Methode wird im Folgenden auch als passive „Absorbermethode“ bezeichnet. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [Qua83].

#### 4.3.1 Trennung benachbarter Elemente durch den Energieverlust im Absorber und Linienverbreiterung

Durch die in Abschnitt 2.3 beschriebenen Prozesse verlieren die Spaltfragmente beim Durchqueren des Absorbermaterials sukzessive an Energie. Durch die Abhängigkeit des Energieverlustes von der Kernladung unterscheiden sich die Energieverluste zweier benachbarter Isobare bei gleicher Einschussenergie. Abbildung 4.6 zeigt jeweils die Trennung, d.h. den Energieverlustunterschied, zweier benachbarter Isobare nach Durchlaufen eines Absorbers in Abhängigkeit von der Einschussenergie für die beiden Ab-

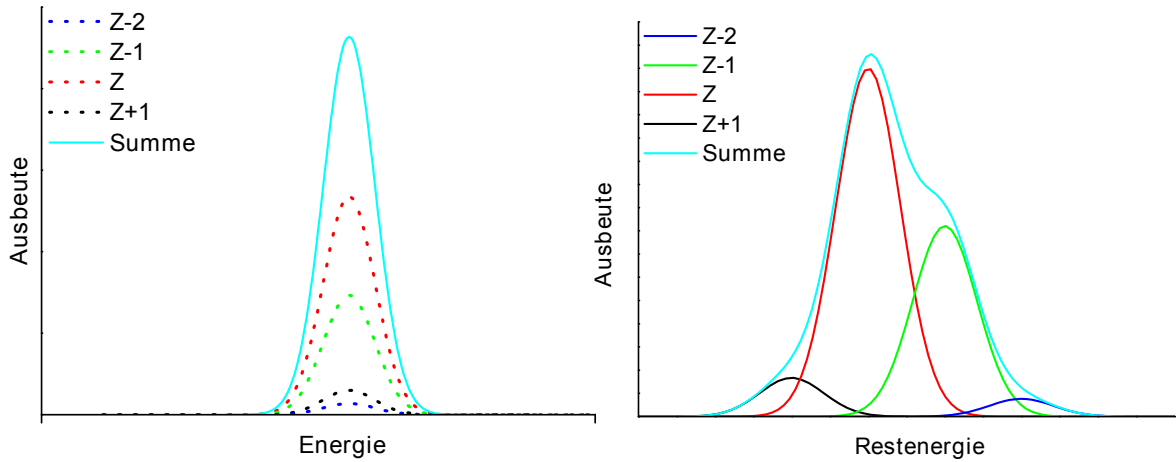


Abbildung 4.5: Spaltfragmente einer Masse, Energie und Ionenladung nach der Selektion des LOHENGRIN vor (links) und nach Passieren eines Absorbers (rechts) für vier Kernladungen einer Masse. Beide Graphen sind ohne Bezug auf reale Daten und dienen nur der Veranschaulichung.

sorbermaterialien Kohlenstoff und Gold. Die Daten der Energieverluste wurden den Tabellen von Northcliffe und Schilling entnommen [NS70]. Die Daten in Abbildung 4.6 wurden so gewählt, dass jedes Paar, für welches die Trennung berechnet wurde, stellvertretend für Spaltfragmente im leichten Ast ( ${}_{36}\text{Kr} - {}_{37}\text{Rb}$ ), im Symmetriebereich ( ${}_{46}\text{Pd} - {}_{47}\text{Ag}$ ) und im schweren Ast ( ${}_{54}\text{Xe} - {}_{55}\text{Cs}$ ), wie es die Massenverteilung in Abbildung 4.3 (links) zeigt, steht. Dabei ist zu berücksichtigen, dass sich diese Auswahl nur auf die Kernladung bezieht. Durch den Spaltprozess haben die Spaltfragmente in der Regel einen sehr hohen Neutronenüberschuss. Die Werte zu den Berechnungen finden sich in Anhang D. Dabei ist  $\delta(\text{REU})$  die Trennung, d.h. der Energieunterschied des jeweiligen Elemente-Paars im Restenergiespektrum,  $dE$  der Energieverlust bei der Absorberdicke  $d$ . Bei den aufgeführten Werten handelt es sich um die größtmögliche Trennung der Elemente-Paare für die jeweilige Einschussenergie  $E_{in}$ . Die Absorberdicke für jede Einschussenergie ist dabei auf die Trennung  $\delta(\text{REU})$  optimiert. Es zeigt sich deutlich, dass die maximale Trennung der Kernladungen für leichte Spaltfragmente bei gleicher Einschussenergie größer ist, als für schwere Spaltfragmente. Zudem ist die erreichbare Z-Trennung in einem leichten Absorber größer, als in einem schweren Absorber. Eine weitere Tatsache ist, dass die maximale Trennung der Spaltfragmente mit steigender Einschussenergie zunimmt. Unter Berücksichtigung der Energieverteilung der Spaltfragmente in Abhängigkeit von der Massenzahl (Abbildung 4.3 (rechts)) muss berücksichtigt werden, dass die Spaltfragmente im Bereich der schweren Massen wie  ${}_{54}\text{Xe}$  und  ${}_{55}\text{Cs}$  mit einer deutlich geringeren kinetischen Energie aus dem Spaltprozess hervorgehen, sodass sich im Vergleich zu den leichten Spaltfragmenten eine deutlich kleinere Trennung benachbarter Isobare erreichen lässt.

Das Auflösungsvermögen, in den für diese Arbeit geplanten Messungen, ist nicht nur

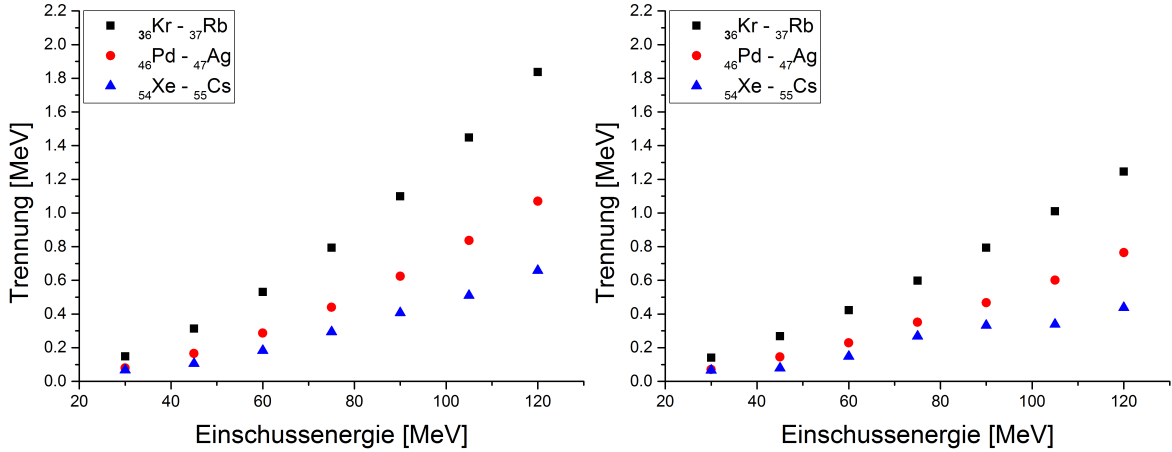


Abbildung 4.6: Trennung zweier benachbarter Elemente in einem leichten Absorber (links) und einem schweren Absorber (rechts). Die Trennung wurde mit Hilfe der Tabellen aus [NS70] für Absorber aus Kohlenstoff (links) und aus Gold (rechts) berechnet. Dabei handelt es sich um die maximal mögliche Trennung der Spaltfragmente in den jeweiligen Absorbermaterialien, berechnet für die optimale Absorberdicke bei der jeweiligen Einschussenergie. Die zugehörigen Daten finden sich in Anhang D.1

durch die Trennung der Isobaren im Absorber, sondern auch durch das mit dem Energieverlust einhergehende Energiestraggling begrenzt. Abbildung 4.7 zeigt die berechneten Halbwertsbreiten von drei verschiedenen schweren Ionen in Kohlenstoff (links) und Gold (rechts) in Abhängigkeit des relativen Energieverlustes. Die Halbwertsbreiten  $\Omega_{HF}$  wurden exemplarisch für eine Einschussgeschwindigkeit von  $1MeV/u$  nach

$$\frac{\Omega_{HF}^2}{N\Delta R} = (Z_1 + Z_2)^{\frac{8}{3}} \left(\frac{v}{v_0}\right)^2 8 \times 10^{-15} \frac{eV^2}{atom} \quad (4.5)$$

berechnet [HKD71]. Dabei sind  $N\Delta R$  die Dichte,  $Z_1$  und  $Z_2$  die Kernladungen von Projektil und Absorber und  $v/v_0$  die reduzierte Geschwindigkeit mit der Bohrgeschwindigkeit  $v_0$ . Die Berechnungen zeigen, dass die Linienverbreiterung sowohl für leichte Absorber als auch leichte Projektile kleiner ist, als für schwere Absorber und schwere Projektile.

Es sei erwähnt, dass die Berechnungen weder Inhomogenitäten des Absorbers noch die Energieauflösung eines Detektors berücksichtigen.

### 4.3.2 Die Kernladungsauflösung

Die Kernladungsauflösung ist ein Maß dafür, wie gut sich zwei Isobare mit den Ordnungszahlen  $Z$  und  $Z \pm 1$ , mit der oben beschriebenen Methode, von einander trennen lassen. Das Energiespektrum hinter dem Absorber, wie es in Abbildung 4.5 (rechts) zu sehen ist, weist im besten Fall eine klare Struktur aus mehreren getrennten gaußförmigen Peaks auf, die sich mit einer dementsprechenden Funktion (Abschnitt C.1.1) fitten

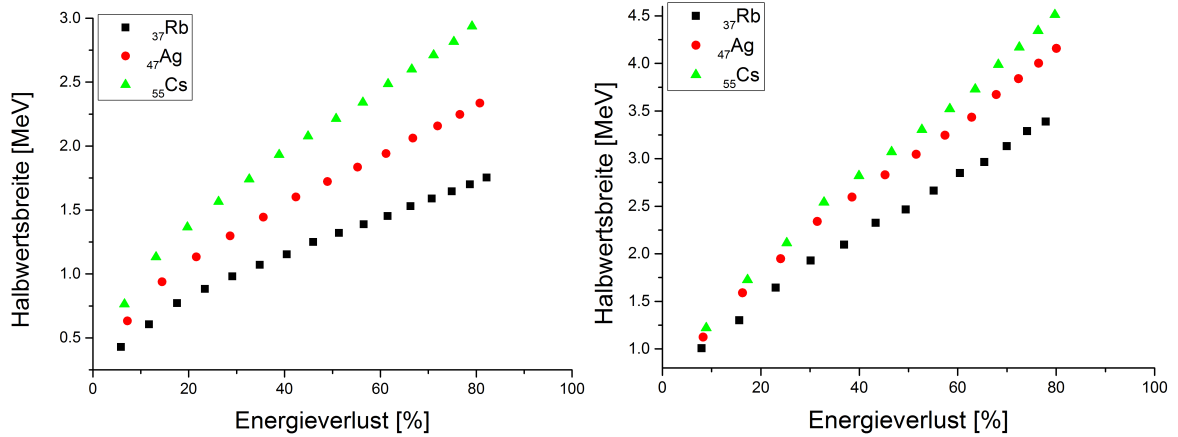


Abbildung 4.7: Berechnete Halbwertsbreiten von Ionen aus den drei verschiedenen Bereichen des Massenspektrums (siehe Abbildung 4.3 (links)) in einem leichten Absorber, Kohlenstoff (links) und einem schweren Absorber, Gold (rechts). Die relativen Energieverluste wurden mit Hilfe der Tabellen aus [NS70] berechnet. Die zugehörigen Daten finden sich in Anhang D.2

lässt. Die Kernladungsauflösung wird durch

$$\frac{Z}{\Delta Z} = \frac{Z\delta(REU)}{\Omega_{HF}}, \text{ mit} \quad (4.6)$$

der Kernladung  $Z$ , der Halbwertsbreite  $\Omega_{HF}$  und dem Unterschied der resultierenden Energie im Restenergiespektrum  $\delta(REU) = dE(A, Z) \pm dE(A, Z_{\pm 1})$  bestimmt. Abbildung 4.8 zeigt die berechnete maximale Kernladungsauflösung für einen leichten Absorber (links) und einen schweren Absorber (rechts) für die wie in Abschnitt 4.3.1 ausgewählten repräsentativen Schwerionen aus den Bereichen leichte Spaltfragmente, Symmetriebereich und schwere Spaltfragmente. Es zeigt sich deutlich, dass die beste Kernladungsauflösung mit einem leichten Absorber und für leichte Spaltfragmente erreicht werden kann.

Hier ist zu beachten, dass die Kernladungsaufösungen der drei Isobaren-Paare in Abbildung 4.8 nur aus Gründen der Vergleichbarkeit für die Einschussenergien  $50 \text{ MeV} \leq E \leq 120 \text{ MeV}$  dargestellt sind um das Potential der beiden Absorber zu demonstrieren. Ein Vergleich der mittleren Energien der Spaltfragmente aus den drei Bereichen des Massenspektrums in Abbildung 4.3 (rechts) zeigt, dass Energien  $\geq 80 \text{ MeV}$  besonders für schwere Spaltfragmente nicht auftreten.

### 4.3.3 Bestimmung von Kernladungsausbeuten

Zur Bestimmung der Kernladungsausbeuten mit der Absorbermethode, wie in Abbildung 4.5 (rechts) gezeigt, wird die Ausbeute jeder einzelnen Kernladung innerhalb einer Masse bestimmt. Die fraktionale energie- und ionenladungsabhängige Ausbeute

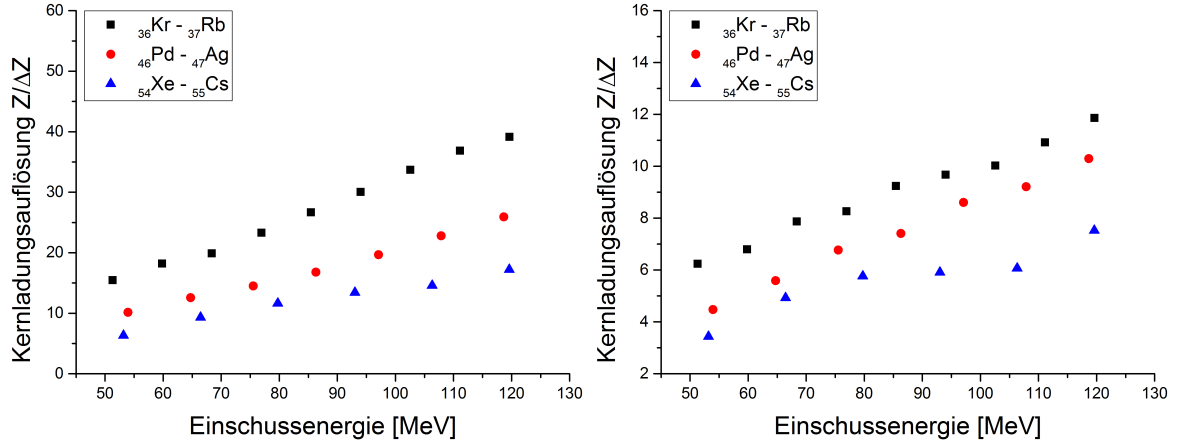


Abbildung 4.8: Berechnete Kernladungsauflösung von Ionen aus den drei verschiedenen Bereichen des Massenspektrums (siehe Abbildung 4.3 (links)) in einem leichten Absorber, Kohlenstoff (links) und einem schweren Absorber, Gold (rechts). Die Berechnungen beinhalten die berechneten Werte für die Trennung benachbarter Isobare und Halbwertsbreiten aus Abschnitt 4.3.1.

$Y_{frak}(Z)_{A,E,Q}$  lässt sich durch den Quotienten der durch den Fit bestimmten Fläche für eine Kernladung  $Z_i$  und der Gesamtfläche  $\sum_i A(Z_i)$  nach

$$Y_{frak}(Z)_{A,E,Q} = \frac{A(Z)}{\sum_i A(Z_i)} \quad (4.7)$$

berechnen. Um die fraktionale unabhängige Ausbeute einer Kernladung  $Y_{frak}(Z)_A$  zu bestimmen, wird zunächst  $Y_{frak}(Z)_{A,E,Q}$  in geeigneten Schrittweiten über die gesamte Energie- und Ladungsverteilung ermittelt und aufsummiert:

$$Y_{frak}(Z)_A = \sum_E \sum_Q Y_{frak}(Z)_{A,E,Q}. \quad (4.8)$$

Die Berechnung der unabhängigen Ausbeute  $Y(Z)_A$  folgt aus dem Produkt von  $Y_{frak}(Z)_A$  und der relativen Massenausbeute  $Y_{rel}(A)$  nach

$$Y(Z)_A = Y_{frak}(Z)_A Y_{rel}(A). \quad (4.9)$$

Die Bestimmung der kumulativen Ausbeute einer Kernladung für eine feste Masse  $Y_{kum}(Z)_A$  berücksichtigt nicht nur den direkt beim Spaltprozess erzeugten Anteil eines Nuklides, sondern auch den Anteil, der durch spätere Zerfälle entsteht. Dadurch dass ein großer Anteil an Spaltfragmenten  $\beta^-$ -Strahler sind, ergibt sich für die kumulative Ausbeute

$$Y_{kum}(Z)_A = Y(Z)_A + \sum_i Y(Z-i)_A. \quad (4.10)$$

#### 4.3.4 Ausbeuten der Isobare der Masse $A = 92$ in der Literatur

An dieser Stelle sollen die in den Datenbanken JEFF3.1.1 [Ageb] und JENDL4.0 [Agea] angegebenen Ausbeuten für die einzelnen Isobare der Masse  $A = 92$  diskutiert werden.

Die Ausbeuten sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Ein Vergleich der Ausbeuten der jeweiligen Isobare der beiden Datenbanken zeigt, dass diese zwar im Rahmen der Fehler übereinstimmen, es jedoch deutliche Unterschiede in den Ausbeuten gibt. Ferner sind die in JEFF3.1.1 [Ageb] angegebenen Ausbeuten mit relativ großen Fehlern behaftet. Die für die vorliegende Arbeit relevanten Isobare sind dabei  $^{92}\text{Kr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Sr}$ . Die Ausbeuten dieser drei Isobare entsprechen mehr 98 % der Gesamtausbeute der Masse  $A = 92$ . Für die im Rahmen dieser Arbeit geplanten Messungen zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  (Abschnitt 7) bedeutet das, dass die Restenergiespektren von den oben genannten Isobare dominiert werden, was sich auch in den Resultaten in Abschnitt 7 widerspiegelt (vgl. Abbildung 7.5). Die in Abschnitt 4.3.3 definierte kumulative Ausbeute entspricht im Fall von  $^{92}\text{Rb}$  der Summe der Ausbeuten der Isobare  $^{92}\text{As}$ ,  $^{92}\text{Se}$ ,  $^{92}\text{Br}$ ,  $^{92}\text{Kr}$  und  $^{92}\text{Rb}$ . Aufgrund der geringen Ausbeuten von  $^{92}\text{As}$ ,  $^{92}\text{Se}$  und  $^{92}\text{Br}$  ( $< 1\%$ ) sind die Beiträge dieser Isobare jedoch zu vernachlässigen, was sich in einer ergänzenden Messung mittels  $\gamma$ -Spektroskopie bestätigt hat 7.1.2.

Isobar	JEFF3.1.1		JENDL4.0	
	$Y_{unabh.}$	$\Delta Y_{unabh.}$	$Y_{unabh.}$	$\Delta Y_{unabh.}$
$^{92}\text{As}$	5.09E-12	1.78E-12	3.54E-12	2.27E-12
$^{92}\text{Se}$	3.27E-07	1.14E-07	4.16E-07	2.66E-07
$^{92}\text{Br}$	2.00E-04	6.97E-05	2.67E-04	1.71E-04
$^{92}\text{Kr}$	1.94E-02	4.47E-03	1.66E-02	4.64E-04
$^{92}\text{Rb}$	2.87E-02	5.14E-03	3.13E-02	6.25E-04
$^{92}\text{Sr}$	1.15E-02	3.29E-03	1.07E-02	6.44E-04
$^{92}\text{Y}$	6.66E-05	2.33E-05	7.14E-04	3.21E-04
$^{92}\text{Zr}$	5.82E-08	2.04E-08	1.19E-04	7.60E-05
$^{92}\text{Nb}$			7.81E-14	5.00E-14

Tabelle 4.1: Prozentuale unabhängige Ausbeuten (Abschnitt 4.3.3) der Isobare der Masse  $A = 92$  bei der Reaktion  $^{235}\text{U}(f, n_{th})$ . Die Daten wurden den Datenbanken JEFF3.1.1 [Ageb] und JENDL4.0 [Agea] entnommen.

## 4.4 Der Einfluss isomerer Kernzustände

Die bei der Spaltung entstehenden Spaltprodukte befinden sich meistens in einem angeregten Zustand. Die Anregungsenergie kann dann entweder durch das Aussenden eines  $\gamma$ -Quants ( $\gamma$ -Zerfall), die Emission eines Neutrons oder die Übertragung auf ein Elektron der Atomhülle (innere Konversion) abgegeben werden. Ersteres kann in Kombination mit dem LOHENGRIN dazu verwendet werden, Spaltfragmente zu identifizieren und Kernladungsverteilungen zu bestimmen (siehe Abschnitt 4.6.2).

Im Fall der inneren Konversion kann es je nach Halbwertszeit dazu kommen, dass eine

daraufliegende Auger-Kaskade eine massive Verschiebung des mittleren Ionenladungszustandes in der Ionenladungsverteilung führt. Liegt die Halbwertszeit im  $ns - \mu s$ -Bereich so werden Elektronen nach Verlassen des Targets, jedoch vor Erreichen des LOHENGRIN emittiert, was sich dementsprechend in einer Abweichung von einer gaußförmigen Ionenladungsverteilungen bemerkbar macht. Ist die Halbwertszeit wesentlich kleiner, können die entstandenen Löcher durch Elektronen im Targetmaterial wieder aufgefüllt werden. Für weitaus größere Halbwertszeiten haben die Spaltfragmente den LOHENGRIN passiert und sind im Detektor angekommen. In den beiden letzteren Fällen bleibt die Ionenladungsverteilung unbeeinflusst.

## 4.5 Der Einfluss von Kontaminationen

Unter dem Begriff Kontamination versteht man in Bezug auf die hier geplanten Messungen „unerwünschte“ Nachbarmassen, die durch die Separation des LOHENGRINS derart fokussiert werden, dass sie, wie die zu untersuchende Masse, den Absorber durchlaufen können und anschließend im Restenergiespektrum des Energiedetektors zu sehen sind. Das in Abbildung 4.9 (links) zu sehenden Energiespektrum zeigt in einer Simu-

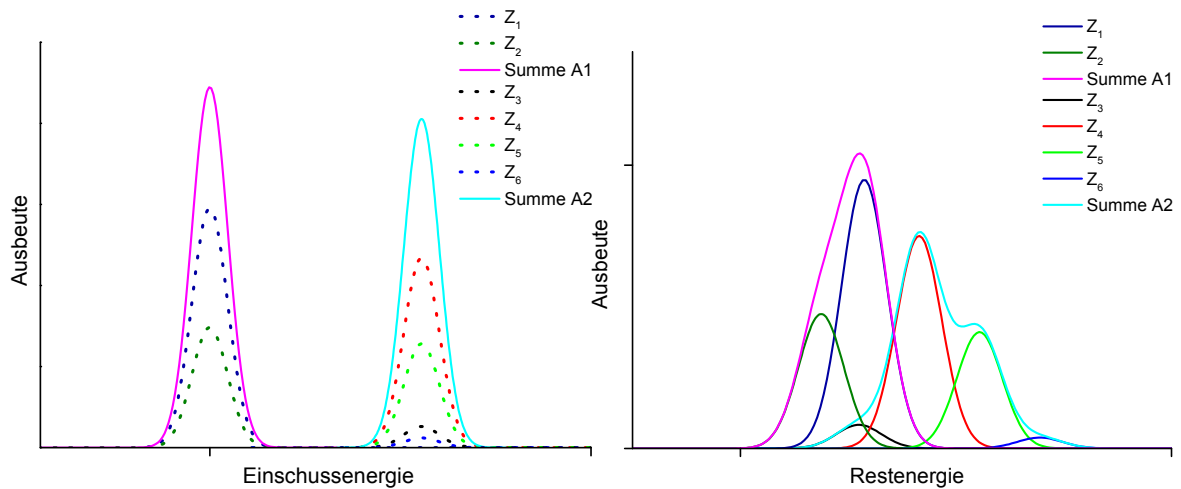


Abbildung 4.9: Spaltfragmente zweier verschiedener Massen, mit dem selben Verhältnis  $E/Q$  und  $A/Q$  nach der Selektion des LOHENGRIN vor (links) und nach Passieren eines Absorbers (rechts). Beide Graphen sind ohne Bezug auf reale Daten und dienen nur der Veranschaulichung.

lation zwei unterschiedliche Massen, die von einem Energiedetektor detektiert werden. Dabei handelt es sich um eine Messung ohne Absorber. Die linke Masse  $A_1$  ist die kleinere von beiden und beinhaltet durchschnittlich Spaltfragmente mit einer kleineren mittleren Kernladung  $\bar{Z}_1$ . Durch die höhere mittlere Kernladung  $\bar{Z}_2$  der Masse  $A_2$  ist der Energieverlust im Absorber größer als für die Spaltfragmente der Masse  $A_1$ . Führt man nun einen Absorber in den Strahlengang ein, um eine Trennung der Isobaren zu



erreichen, kommt es für größere Energieverluste zu einer Mischung der Massen, wie es in Abbildung 4.9 (rechts) zu sehen ist. Das kann unter Umständen dazu führen, dass eine vollständige Identifikation aller Kernladungen der beiden Massen nicht möglich ist. Wie die Abbildung zeigt, lässt sich der Peak mit der Kernladung  $Z_3$  nicht mit Hilfe der Absorbermethode trennen. Die Ausbeute dieser Kernladung ist in einem solchen Fall nicht nur nicht festzustellen, sondern trägt bei der Identifikation der anderen Kernladungen zu deren Ausbeute bei und verfälscht diese demnach. Sind zudem die Ausbeuten der zu untersuchenden und der kontaminierenden Masse stark unterschiedlich, wie es im Randbereich der Symmetrie der Fall ist (vgl. Abbildung 4.2 (links)), ist eine präzise Bestimmung der Ausbeuten im schlimmsten Fall unmöglich. Dieser Umstand erfordert dementsprechend je nach Masse und Energie der Spaltfragmente eine Anpassung der Absorberdicken und stellt in diesem Fall eine Begrenzung der Methode dar.

## 4.6 Weitere Methoden zur Bestimmung von Kernladungsausbeuten

Für die Bestimmung der Kernladungsausbeuten stehen neben der hier verwendeten Absorbermethode weitere Möglichkeiten zur Verfügung. Dabei hat jede Methode ihre Vor- und Nachteile. An dieser Stelle werden zwei weitere für diese Arbeit wichtige Methoden kurz vorgestellt.

### 4.6.1 Radiochemische Bestimmung von Kernladungsausbeuten

Die radiochemische Bestimmung von Kernladungsausbeuten, wie sie zu Zeiten der Entdeckung der Kernspaltung durchgeführt wurde, kann als klassischer Weg bezeichnet werden. Nach der Bestrahlung des spaltbaren Materials mit Neutronen wird dieses in Lösung gebracht, sodass die entstandenen Spaltprodukte von dem übrig gebliebenen spaltbaren Material getrennt werden können. Nach anschließender Filtrierung und Trocknung wird die Aktivität des möglichst reinen Niederschlags mit einem Geiger-Zähler bestimmt. Durch Wiederholung der Aktivitätsmessung in gleichmäßigen zeitlichen Abständen kann durch Extrapolation der Zerfallskurve die Aktivität zu dem Zeitpunkt an dem die Bestrahlung mit Neutronen gestoppt wurde berechnet werden. Sind die Parameter der ursprünglichen Probe, wie die Anzahl der Atome des spaltbaren Materials, und die des Neutronenflusses der verwendeten Quelle bekannt, kann die Ausbeute daraus errechnet werden. Ein großer Nachteil dieser Methode ist die Dauer der gesamten Prozedur. Für Spaltfragmente mit sehr kurzer Lebensdauer lassen sich keine hinreichend genauen Ausbeuten bestimmen. Zudem lassen sich Ausbeuten stabiler

Elemente mit dieser Methode nicht bestimmen. Dementsprechend ist die Untersuchung vieler Fälle nicht möglich.

#### **4.6.2 Bestimmung der Kernladungsausbeuten mittels $\gamma$ -Spektroskopie**

Die bei der neutroneninduzierten Kernspaltung entstandenen Spaltprodukte befinden sich in den meisten Fällen in einem angeregten Zustand, sodass bei dem Übergang in einen energetisch günstigeren Zustand charakteristische elektromagnetische Strahlung emittiert wird. Ist die Energie einer auftretenden Linie bekannt, kann ein Kern somit eindeutig identifiziert werden. Dementsprechend können mit einem  $\gamma$ -Detektor diese Linien gemessen werden und die Kernladungsausbeuten dann bestimmt werden. Sind die Verzweigungsverhältnisse der Zerfallskanäle nicht hinreichend gut bekannt kann dies zu großen systematischen Unsicherheiten führen und ist neben der Beschränkung auf radioaktive Isotope ein Nachteil dieser Methode, sodass auch hier die Bestimmung der Ausbeuten für viele Fälle nicht möglich ist.

# Kapitel 5

## Vorbereitende Messung am Maier-Leibniz-Laboratorium (MLL) in Garching

Wie in Abschnitt 4 über die experimentellen Bedingungen zur Bestimmung der Kernladungsausbeuten beschrieben, erfordern die Messungen, unter Verwendung der Absorbiermethode, zum einen ein Detektorsystem mit einer möglichst guten Energieauflösung und Energielinearität und zum anderen ein Absorbiermaterial, welches den Ansprüchen bezüglich der Trennung benachbarter Isobare, der Linienverbreiterung und der Homogenität genügt.

In diesem Abschnitt wird sowohl der erste Test des neuen CLTD-Arrays mit Schwerionen, als auch das Verhalten verschiedener Materialien als Absorber für die hier angestrebten Messungen, untersucht. Diese Messungen wurden am Tandem-van de Graaff Beschleuniger des Maier-Leibniz-Laboratoriums (MLL) in Garching durchgeführt. Dabei wurden 2 verschiedene Ionensorten,  $^{109}\text{Ag}$  und  $^{127}\text{I}$ , bei den Einschussenergien  $68.7\text{ MeV}$  und  $80\text{ MeV}$  verwendet. Im Fokus dieser Messungen standen das Verhalten der Detektoren ohne Absorber und die Linienverbreiterung durch verschiedene Absorbiermaterialien. Als Absorber wurden drei verschiedene Materialien, nämlich Kohlenstoff  $C^1$ , Parylen C ( $C_8H_7Cl$ ) $_n$ <sup>2</sup> und Siliziumnitrit  $Si_3N_4$ <sup>3</sup>, getestet.

Anschließend werden die Resultate der CLTDs in Verbindung mit den Absorberfolien diskutiert und ein Vergleich mit theoretischen Vorhersagen angestellt.

---

<sup>1</sup>Hergestellt im Targetlabor der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt.

<sup>2</sup>Dabei handelte es sich um die Folien, die in früheren Messungen eingesetzt wurden [Qua83].

<sup>3</sup>Äußerst homogene Folien die schon in diversen Messungen, wie [Kot05] und [Buc13], als Eintrittsfenster für Ionisationskammern zum Einsatz kamen.

## 5.1 Experimenteller Aufbau und Messprogramm

Für den experimentellen Aufbau wird zunächst das Funktionsprinzip eines Tandem-van de Graaff Beschleunigers, wie er am MLL in Garching verwendet wird, erläutert gefolgt von dem Aufbau rund um den Kryostaten und der Montage der Absorberfolien am Strahlrohr +10 Grad der Halle 2 des MLL Tandem-Beschleunigers.

### 5.1.1 Der Tandem-van de Graaff Beschleuniger des MLL

Das Prinzip eines Tandem-van de Graaff Beschleuniger beruht darauf, dass Ionen eine Beschleunigungsspannung zweimal durchlaufen. In Abbildung 5.1 ist der Aufbau eines solchen Beschleunigers zu sehen. Die aus der Ionenquelle kommenden einfach negativ geladenen Ionen werden bis zum positiv geladenen Terminal in der Mitte mit einer Spannung von mehreren Millionen Volt Beschleunigt. In einem dort installierten „Stripper“<sup>4</sup> geben die Ionen einen Teil ihrer Elektronen ab. Die danach positiv gela-

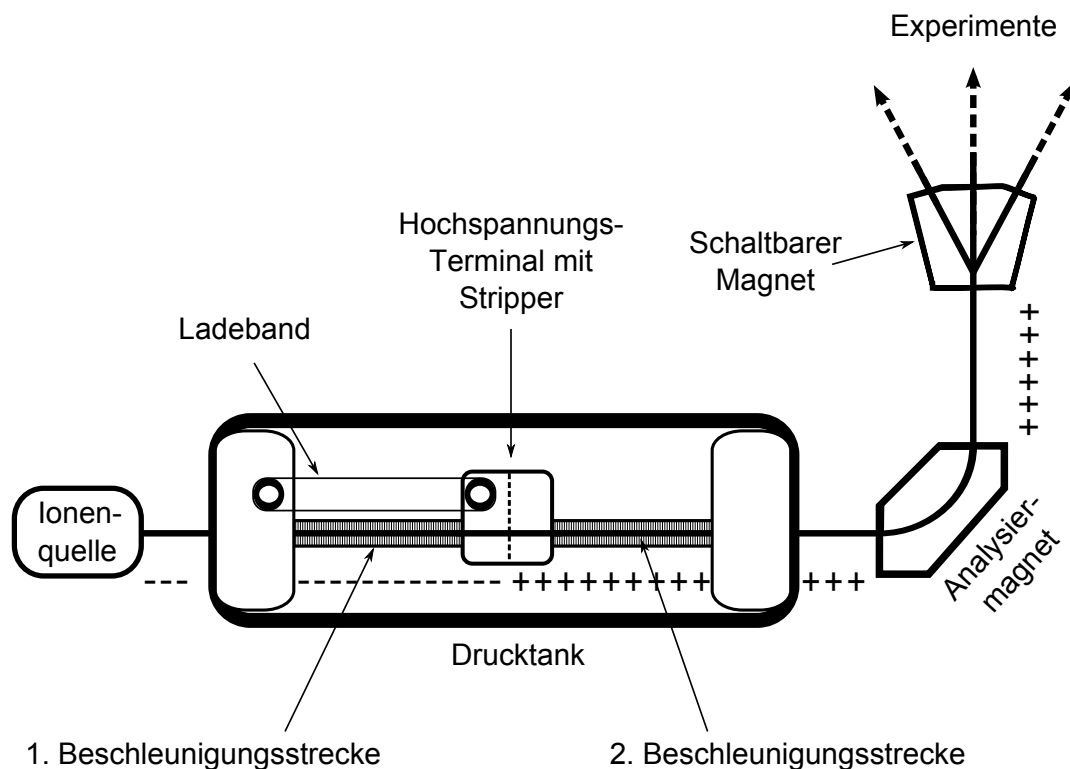


Abbildung 5.1: Skizze eines Tandem-van de Graaff Beschleunigers, wie er am MLL im Einsatz ist.

denen Ionen durchlaufen die Beschleunigungsstrecke erneut und werden somit auf ihre endgültige Geschwindigkeit gebracht. Die hohe Beschleunigungsspannung wird dabei durch den van de Graaff Generator aufrecht erhalten. Anschließend werden die Ionen von einem 90°-Analysiermagneten selektiert und durch ein Strahltransportsystem zu

<sup>4</sup>In diesem Fall handelt es sich um eine Stripperfolie.

dem gewünschten Experimentierplatz weitergeleitet.

Der Tandem-van de Graaff Beschleuniger des Maier-Leibniz-Laboratorium (MLL) in Garching ist in der Lage, Ionen, in Abhängigkeit von ihrer Masse, auf eine Geschwindigkeit von bis zu  $v = 0.25 \times c$  zu bringen. Der Beschleuniger des MLL ist in einem 25 m langen Drucktank, welcher mit dem Isoliergas  $SF_6$  bei einem Druck von etwa 7 bar gefüllt ist, untergebracht. Durch die hohe Energieschärfe ( $\Delta E/E < 10^{-4}$ ) eignet sich dieser Beschleuniger hervorragend dazu, die CLTDs bezüglich Ihrer Energieauflösung zu testen und den Einfluss der verwendeten Absorberfolien auf die Linienverbreiterung zu untersuchen [MLL].

### 5.1.2 Messplatz am Strahlrohr +10 Grad der Halle 2

In Abbildung 5.2 ist der Aufbau am Strahlrohr +10 Grad in der Halle 2 des MLLs skizziert. Die von dem Tandem-Beschleuniger (Abbildung 5.1) kommenden Ionen durchlaufen das Strahlrohr bis hin zum CLTD-Array. Auf dem Weg zum Kryostaten sind zwei Manipulatoren in der Strahlführung untergebracht. Diese Manipulatoren sind umgeben von einem System bestehend aus zwei Absperrventilen und zwei Pumpsystemen, bestehend aus Turbopumpe und Vorpumpe. Das bietet die Möglichkeit, die auf den Manipulatoren angebrachten Absorberfolien wechseln zu können, ohne das Vakuum des Kryostaten und der restlichen Strahlführung brechen zu müssen. Der Abstand zwischen Detektor-Array und dem 1. Manipulator betrug dabei  $d_{M_1} = 2.73 \text{ m}$  während der Abstand zwischen den CLTDs und dem 2. Manipulator etwa bei  $d_{M_2} = 1.13 \text{ m}$  lag. Die in der Skizze eingezeichnete  $\alpha$ -Quelle dient, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, zum

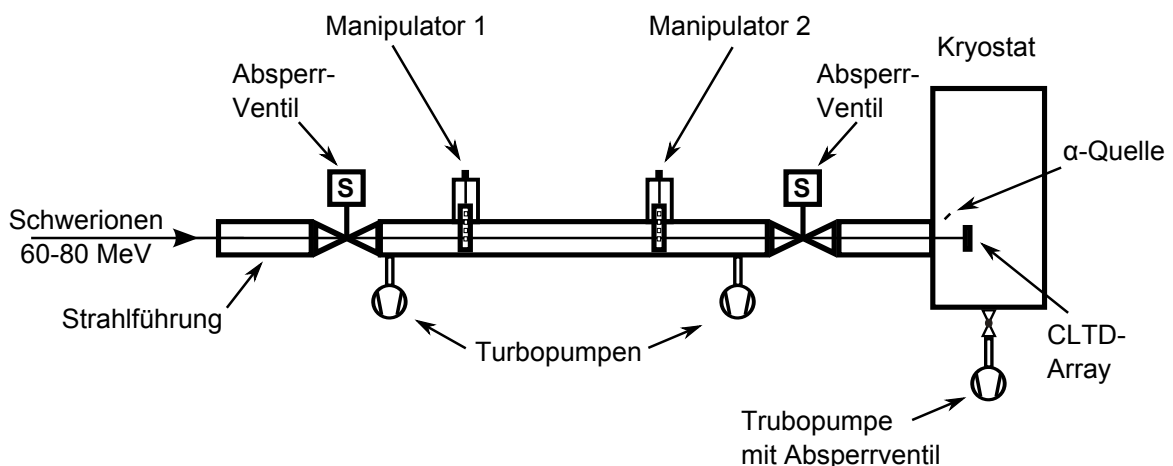


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus am MLL.

einen dazu, eine Korrektur des Amplitudendriftes vornehmen zu können, und zum anderen zur ständigen Überwachung der CLTDs während der Messungen. Durch einen im Strahlengang eingebrachten Leuchtquarz, wie in dem fotografischen Ausschnitt 5.3 zu sehen ist, konnte eine Vorjustierung des Strahls vorgenommen werden. Eine in dem 1.

Manipulator untergebrachte PIN-Diode wurde dazu verwendet, die Strahlintensität zu überprüfen und so einzustellen, dass die maximale Rate (ca.  $100 \frac{\text{Teilchen}}{\text{s}}$ ) der einzelnen CLTDs nicht überschritten wird<sup>5</sup>.

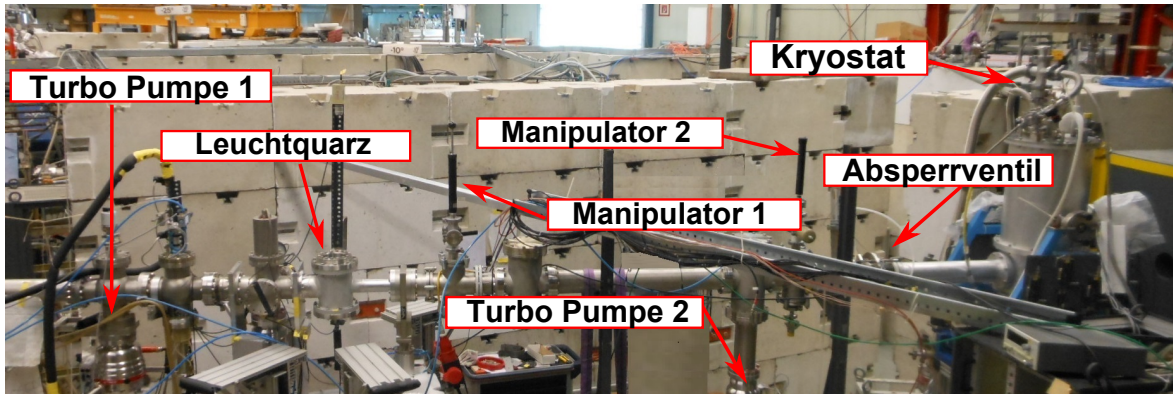


Abbildung 5.3: Fotografischer Ausschnitt des Experimentierplatzes in der Halle 2 am Strahlrohr  $+10^\circ$  des MLL.

### Verwendete Absorberfolien und Montage in den Manipulatoren

Wie aus den Betrachtungen in Abschnitt 4 hervorgeht, sind die Anforderungen an das verwendete Absorbermaterial sehr hoch. Zusammengefasst sollte der Absorber über eine gute Homogenität verfügen und möglichst aus Teilchen mit niedriger Kernladungszahl aufgebaut sein. Wie aus den Untersuchungen von Quade [Qua83] hervorgeht, ist Parylen C als leichter Absorber sehr gut für die hier angestrebten Messungen geeignet. Neben Parylen C wurden Kohlenstoff und Siliziumnitrid ( $Si_3N_4$ ) als Absorbermaterialien im Rahmen dieser Arbeit getestet. Siliziumnitrid, welches in verschiedenen Forschungsbereichen, z.B. als Eintrittsfenster für Ionisationskammern ([Kot05], [Buc13]), erfolgreich eingesetzt wurde, zeichnet sich dabei durch seine hohe Stabilität und äußerst gute Homogenität aus und ist somit bestens für den Einsatz zur Bestimmung von Kernladungsausbeuten mit der Absorbermethode geeignet.

Die hier verwendeten Absorbermaterialien sind in Anhang A in Tabelle A.1 aufgelistet. Die Siliziumnitridfolien wurden von der Firma Silson [Sil] in drei unterschiedlichen nominellen Dicken ( $0.2 \mu m$ ,  $0.5 \mu m$ ,  $1 \mu m$ ) bezogen, um die Möglichkeit einer großen Anzahl an Variationen der gesamten Absorberdicke zu haben. Die Folien besitzen dabei eine aktive Fläche<sup>6</sup> von  $5 \times 5 mm^2$  und werden von einem  $10 \times 10 mm^2$  großen und  $525 \mu m$  dicken Siliziumrahmen gestützt.

Wie in Abbildung 5.4 gezeigt, wurden die Absorberfolien, in diesem Fall die Siliziumnitridfolien, auf einem Aluminiumrahmen befestigt, sodass für unterschiedliche

<sup>5</sup>Die maximale Rate ergibt sich dabei aus der Summe der Rate der Schwerionen und der Rate der von der  $\alpha$ -Quelle kommenden Teilchen. Letztere hängt von der Position der einzelnen Pixel relativ zur  $\alpha$ -Quelle ab.

<sup>6</sup>Bei der aktiven Fläche handelt es sich um die tatsächliche Fläche des Absorbers ohne Stützrahmen.

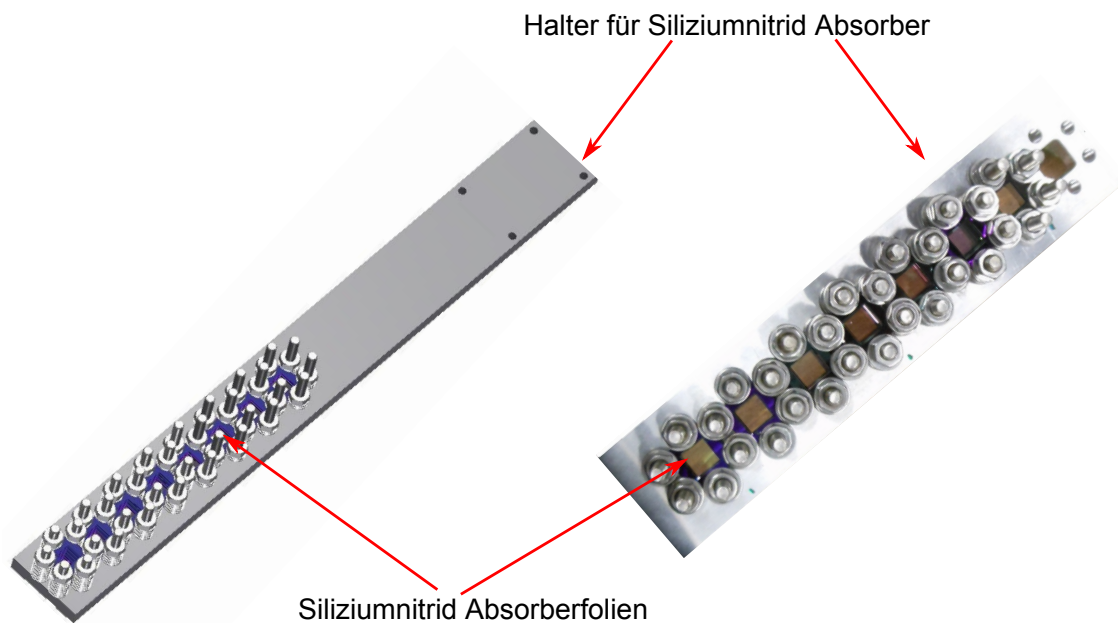


Abbildung 5.4: CAD-Zeichnung (links) und Foto (rechts) des Absorberhalters für die Siliziumnitridfolien. Die Absorberhalter wurden auf den in Abbildung 5.2 eingezeichneten Manipulatoren befestigt, um einen Folienwechsel zu ermöglichen ohne das Vakuum des Kryostaten zu brechen. Die Halterungen für die beiden anderen Absorbermaterialien sind gleich aufgebaut.

Manipulatorpositionen unterschiedlich dicke Folien in den Strahl gebracht werden können. Die Halterung für die Kohlenstoff- und Parylen C-Folien ist ähnlich aufgebaut, wie die Halterung in Abbildung 5.4.

Zur Ausrichtung der Strahlführung (siehe Abbildung 5.2) wurden alle Komponenten, darunter die Manipulatoren und der Kryostat, einzeln mit einem Fernrohr einjustiert, sodass beide Manipulatoren einen definierten Bezugspunkt zur Strahlachse hatten und die Strahlachse selbst im Zentrum des CLTD-Arrays endet.

### 5.1.3 Messprogramm

In diesem Abschnitt wird auf das Messprogramm eingegangen. Dabei wurden Energieverlustmessungen mit 3 verschiedenen Absorbermaterialien für zwei Ionensorten bei den Einschussenergien  $80 \text{ MeV}$  und  $68.7 \text{ MeV}$  durchgeführt. Im Fokus stand dabei die Untersuchung der Linienverbreiterung im Restenergiespektrum und die Kernladungsauflösung. Durch die Anzahl der zu diesem Zeitpunkt vorhandenen Vorverstärker konnte jeweils nur mit 8 Detektoren gleichzeitig gemessen werden. Dadurch lässt sich das Messprogramm in 2 Teile aufspalten. Zum einen wurden alle funktionstüchtigen CLTDs auf ihre Energieauflösung ohne Absorber getestet und zum anderen wurde mit den zentral im Array sitzenden Detektoren der Einfluss der durch den Energieverlust im Absorber verursachten Linienverbreiterung im Restenergiespektrum der Absorberma-

terialien mit jeweils unterschiedlichen Dicken untersucht. Ein direkter Vergleich zweier Isobare, wie es bei den Messungen am ILL in Grenoble der Fall ist war an dieser Stelle nicht möglich, da ausschließlich stabile Strahlen zur Verfügung standen. Es wurden Messungen mit  $^{109}\text{Ag}$ -Ionen und  $^{127}\text{I}$ -Ionen durchgeführt.

### Verwendete Messanordnungen

Zum Zeitpunkt der Messungen standen 8 Vorverstärker der Firma Femto [Fem], wie sie in den Vorgängerarbeiten [Ech13] und [Gra11] verwendet wurden, zur Verfügung. Dementsprechend wurden die Messungen in drei verschiedenen Anordnungen durchgeführt, wie in Abbildung 5.5 zu sehen ist. Für den Detektor E3 konnten keine Mess-

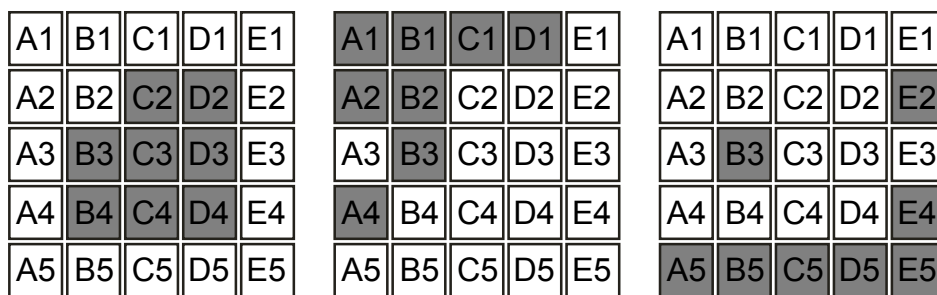


Abbildung 5.5: Anordnung der Auslese der verwendeten Detektoren. Die hauptsächlich verwendete Messanordnung 1 mit den zentralen Detektoren (links) und den beiden anderen Messanordnungen 2 und 3 (mitte und rechts). Aufgrund der Anzahl der zur Verfügung stehenden Vorverstärker konnten lediglich 8 Detektoren gleichzeitig betrieben werden. Die grau hinterlegten CLTD-Pixel sind die, die bei der jeweiligen Messanordnung betrieben wurden.

werte aufgenommen werden, da sich schon im Labor ein Bonddraht gelöst hat (siehe Abschnitt 3.5.1). Während des Abkühlvorgangs zeigte sich auch für den Detektor A3, dass einer der Bonddrähte am Heizwiderstand über eine schlechte Kontaktierung verfügt, sodass für diesen Detektor ebenfalls keine Daten aufgenommen wurden. Der Detektor E1 wurde durch mindestens eine der Eintrittsblenden innerhalb des Kryostaten verdeckt, sodass der Ionenstrahl nicht auf diesen fokussiert werden konnte. Der Detektor B3 diente, aufgrund der Tatsache, dass er über die niedrigste Sprungtemperatur verfügt, während der gesamten Messzeit zur Stabilisierung des Kühlfingers (Tabelle 3.1).

### Übersicht über die durchgeführten Messungen

Die Messungen wurden am Tandem-van de Graaff Beschleuniger des Maier-Leibniz-Laboratoriums in Garching durchgeführt. Tabelle 5.1 zeigt eine Übersicht über das Messprogramm mit den verschiedenen Absorbermaterialien. Die Messungen wurden



Ionensorte	Energie [MeV]	Absorber	Absorberdicke [ $\mu\text{m}$ ]
$^{127}\text{I}$	80	$\text{Si}_3\text{N}_4$	1, 2, 3, 4
$^{109}\text{Ag}$	80	$\text{Si}_3\text{N}_4$	1, 2, 3, 4
$^{109}\text{Ag}$	68.7	$\text{Si}_3\text{N}_4$	1, 2, 3, 4, 4.5, 6
$^{109}\text{Ag}$	68.7	$\text{C}_8\text{H}_7\text{Cl}$	1, 2, 3, 4
$^{109}\text{Ag}$	68.7	C	1.8, 2.7, 3.5, 5.4

Tabelle 5.1: Zusammenstellung des Messprogramms. Genauere Informationen zu den verwendeten Absorbieren und den Absorberdicken findet sich in Anhang A.

mit zwei verschiedenen Ionensorten,  $^{109}\text{Ag}$  und  $^{127}\text{I}$ , durchgeführt, wobei jeweils eine von beiden stellvertretend für Spaltfragmente aus dem leichten und dem schweren Ast am Rand des Symmetriebereichs steht. Zunächst wurde bei einer Strahlenergie von 80 MeV gemessen und die Linienbreiten für Siliziumnitrid untersucht. Für Silber wurden zusätzlich Messungen, entsprechend der gleichen Einschussgeschwindigkeit wie für Iod (80 MeV) bei einer Energie von 68.7 MeV durchgeführt, um eine mögliche Z-Trennung für Spaltfragmente abschätzen zu können (siehe Abschnitt 4). Für die Kohlenstoff und Parylen C Absorber wurden Daten für  $^{109}\text{Ag}$  bei einer Einschussenergie für verschiedene Absorberdicken aufgenommen, um die Breite der Peaks im Restenergiespektrum mit denen für Siliziumnitrid vergleichen zu können.

## 5.2 Durchführung der Messungen und Ergebnisse

Zur Durchführung der einzelnen Messreihen wurden jeweils die Manipulatoren mit den verschiedenen Absorbermaterialien bestückt. Der Ionenstrahl wurde nach jeder Umstellung über den Leuchtquarz, welcher über eine Kamera beobachtet werden konnte, auf die gewünschte Position fokussiert und letztendlich auf die jeweiligen Detektoren des CLTD-Arrays ausgerichtet. Auf dem Manipulator 1 war zusätzlich eine PIN-Diode untergebracht, um die Strahlintensität auf die gewünschte Rate einzustellen. Durch das System aus Absperrventilen und Pumpen (Abbildung 5.2) konnte ein Austausch der Absorberfolien ohne großen Zeitverlust durchgeführt werden.

### 5.2.1 Energiekalibrierung und Linearität der CLTDs

Die ausgezeichnete Energie-Pulshöhen-Linearität stellt einen der wichtigsten Vorteile der CLTDs im Vergleich zu den auf Ionisation beruhenden Detektoren dar (Abschnitt 2.8). Durch den nahezu vollständigen Nachweis der eingetragenen Energie eines Teilchens folgt zum einen ein fast perfekt linearer Zusammenhang zwischen Pulshöhe und eingetragener Energie. Zum anderen ergibt sich dadurch eine Unabhängigkeit der Si-

gnalamplitude von der Teilchensorte, was in der Regel für Ionisationsdetektoren, aufgrund des Pulshöhendefektes, insbesondere für schwere Ionen, nicht der Fall ist. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Linearität der CLTDs zusätzlich von der Linearität des Widerstandsgradienten des Thermometers  $dR/dT$  der einzelnen Detektoren abhängig ist [Ech13].

Für die Kalibrierung und Untersuchung der oben beschriebenen Eigenschaften der CLTDs standen Messpunkte bei insgesamt 5 Energien zur Verfügung. 3 der Kalibrierungspunkte stammen dabei von den  $\alpha$ -Teilchenenergien der im Kryostat montierten Quelle bei Energien zwischen 5–6 MeV (Anhang C.2). Die beiden anderen Energien bei 68.7 MeV und 80 MeV stammen von den Einschussenergien der  $^{109}\text{Ag}$ - und  $^{127}\text{I}$ -Ionen des Beschleunigers. Für die Energie 80 MeV wurden sowohl für Silber, als auch für Iod Kalibrierungsmessungen durchgeführt. Die Untersuchung der Linearität beschränkt sich in diesem Abschnitt exemplarisch auf die zentralen Detektoren im CLTD-Array (Messanordnung 1: Abbildung 5.5 (links)). Abbildung 5.6 zeigt die Energiekalibrierung,

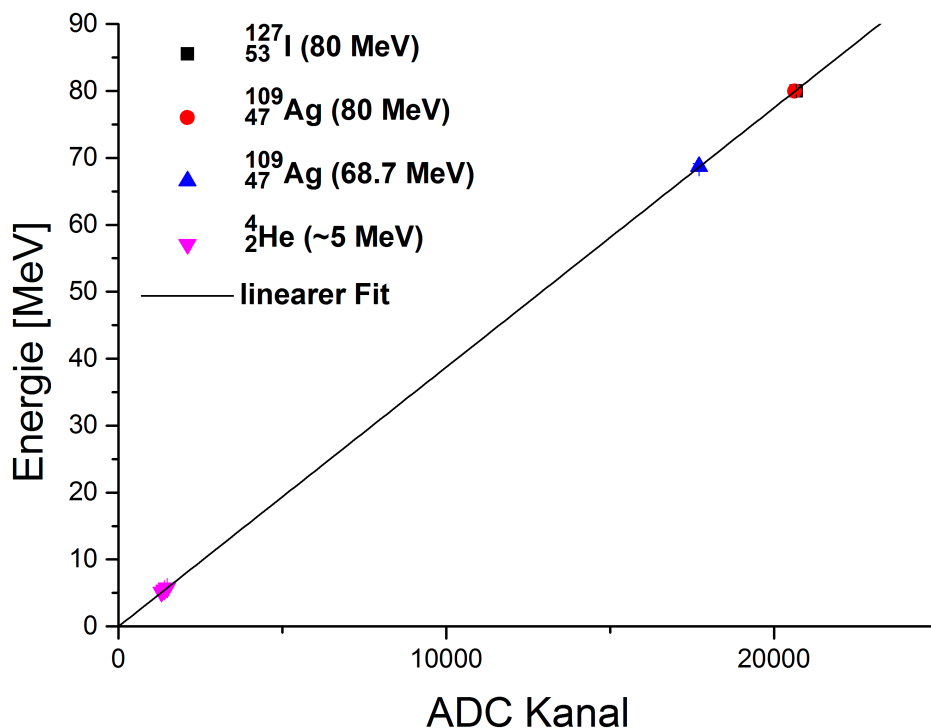


Abbildung 5.6: Energiekalibrierung des Detektors B4. Zu sehen ist die Energie dreier verschiedener Teilchen,  $^4_2\text{He}$ ,  $^{109}_{47}\text{Ag}$  und  $^{127}_{53}\text{I}$  bei Teilchenenergien zwischen 5 MeV und 80 MeV. Der lineare Fit stellt eine Ursprungsgerade dar. Die eingezeichneten Fehler setzen sich aus dem Fehler der einzelnen Gauß-Fits und dem abgeschätzten Fehler aus Abschnitt 5.2.2 zusammen. Die Fehler für die drei  $\alpha$ -Linien bestehen ausschließlich aus den Fit-Fehlern. Alle Fehler sind kleiner als die Datenpunkte.

d.h. die eingetragene Energie als Funktion der Pulshöhe, des Detektors B4 für die oben beschriebenen Teilchen und Energien (5 – 80 MeV) nach erfolgter Restgaskorrektur

(im nächsten Abschnitt). Es zeigt sich sowohl für die 5 unterschiedlichen Energien, als auch für die 3 unterschiedlich schweren Teilchen, ein perfekt linearer Zusammenhang, wie in Abschnitt 3.5.2 beschrieben. Die Datenpunkte wurden mit einer Ursprungsgeraden gefittet, die im weiteren Verlauf zur Kalibrierung des Detektors verwendet wird. Die Abweichungen durch die Kalibrierung liegen für alle Detektoren unterhalb von 1%. Aufgrund der fehlenden Kalibrierungspunkte im Bereich von  $6 - 68.7 \text{ MeV}$  wird der gesamte Fehler, wie in [Ech13] beschrieben, auf 1.5% abgeschätzt.

### Korrektur des Anstiegs der Wärmekapazitäten

Durch die in Abschnitt 3.2 beschriebene zeitliche Änderung der Signalamplituden der CLTDs aufgrund des Ausfrierens von Restgas auf den Detektor-Pixeln müssen die gemessenen Signalamplituden auf diesen Effekt korrigiert werden. Diese Korrektur erfolgt durch die Betrachtung der stetig während der Messungen aufgezeichneten  $\alpha$ -Spektren. Unter der Voraussetzung konstanter Vakuumbedingungen hat die zeitliche Abnahme der Signalamplituden einen linearen Verlauf und lässt sich gemäß der Gleichung

$$A(t) = \frac{A_0}{1 + mt} \quad (5.1)$$

mit der Abklingkonstanten  $m = (A_0/A(t) - 1)t$  korrigieren.

Abbildung 5.7 zeigt exemplarisch die zeitliche Änderung der relativen Amplituden einer der drei  $\alpha$ -Linien. Die Amplituden  $A(t)$  wurden dabei auf die Amplitude  $A_0$  der ersten hier betrachteten Messung normiert. Die Lücken zwischen den Messreihen kommen durch das Umstellen des Beschleunigers und Messungen mit den anderen beiden Detektor-Anordnungen zustande. Der lineare Verlauf in der Abnahme der Amplituden ist deutlich zu sehen. Der lineare Fit nach Gleichung 5.1 ermöglicht so für alle in diesem Messzyklus durchgeführten Messungen die Korrektur der Signalamplituden durch die Gleichung

$$A_{PHK}(t) = A(t)(1 + mt). \quad (5.2)$$

Die für diesen Zeitraum beobachtete relative Verschiebung der Signalamplituden der einzelnen CLTDs liegt im Bereich von  $1.11(4) \times 10^{-3}/h - 1.13(4) \times 10^{-3}/h$ , wobei der Druck vor dem Kryostaten bei etwa  $3 \times 10^{-7} \text{ mbar}$  lag. Für die Kalibrierungsmessungen ist die Verschiebung der Signalamplitude während der Messung vernachlässigbar, da die Messzeiten im Bereich von wenigen Minuten lagen.

Die in Abbildung 5.6 zur Überprüfung der Linearität verwendeten Daten stammen alle aus dem Zeitraum der in Abbildung 5.7 gezeigten Messungen mit den 3 verschiedenen Strahleinstellungen des Beschleunigers. Aufgrund der Veränderung der Vakuumbedingungen im Strahlrohr, nach dem Wechsel der Absorberfolien in den Manipulatoren, konnte eine Verringerung des Amplitudendriffs beobachtet werden, sodass dieser separat korrigiert werden musste.

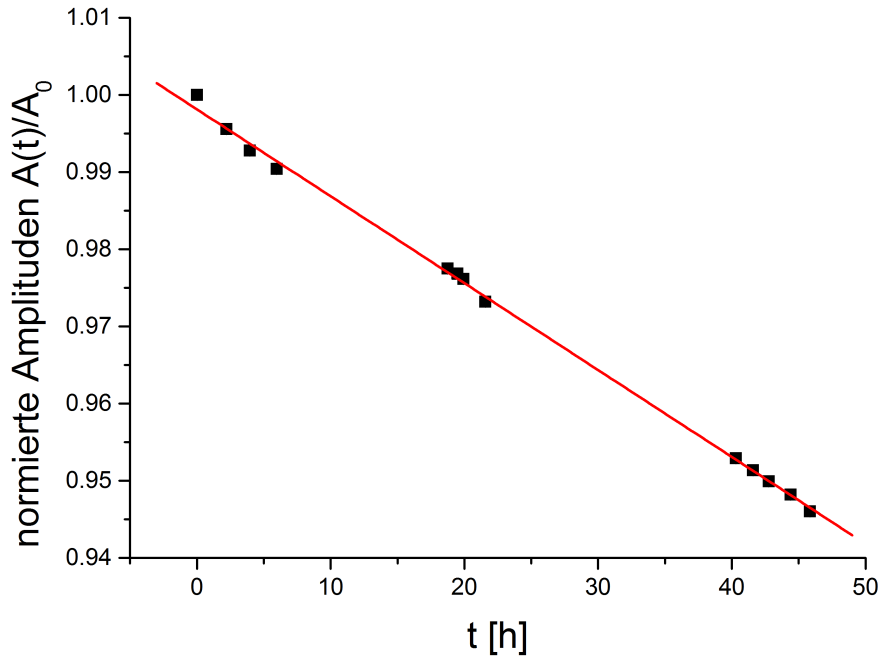


Abbildung 5.7: Zeitliche Änderung der normierten Signalamplitude  $A(t)$  des Detektors B4 für eine der drei Linien der  $\alpha$ -Quelle. Der lineare Fit wurde gemäß Gleichung 5.1 für alle drei Linien der  $\alpha$ -Quelle durchgeführt, und anschließend der Mittelwert der Steigungen bestimmt. Alle gemessenen Amplituden  $A(t)$  wurden auf die Amplitude der ersten Messung  $A_0$  normiert. Die relative zeitliche Abnahme der Amplitude im Graphen beträgt  $1.12(4) \times 10^{-3}/h$ . Die großen Lücken zwischen den einzelnen Messreihen kommen dabei durch die Umstellung des Schwerionenstrahls und Messungen mit den Detektoren der Messanordnungen 2 und 3 (Abbildung 5.5) zu Stande.

## 5.2.2 Energieauflösung

Die gute Energieauflösung der CLTDs ist neben der Linearität eine weitere wichtige Eigenschaft im Vergleich zu konventionellen Detektoren. Die Vorteile der CLTDs kommen, im Vergleich zu Ionisationsdetektoren, besonders für schwere Ionen bei niedrigen Energien zum Tragen. Auch diese Eigenschaft stellt prinzipiell für die Untersuchung der Kernladungsausbeuten mit der Absorbermethode einen Vorteil gegenüber Detektoren, wie Ionisationsdetektoren, dar.

Abbildung 5.8 zeigt die Energiespektren der Detektoren E5 (links) und B4 (rechts) für  $^{109}\text{Ag}$  bei einer Einschussenergie von  $80 \text{ MeV}$ . Im linken Spektrum des Detektors E5 beträgt die relative Energieauflösung  $\Delta E/E = 2.3(2)\%$ . Die Auflösung wurde mit einem Standard Gauß-Fit ermittelt. Das rechte Spektrum des Detektors B4 weist dagegen eine abweichende Form auf, sodass ein Fit zweier überlagerter Gauß-Funktionen mit gleicher Breite gewählt wurde. Die relative Auflösung beträgt  $\Delta E/E = 3.2(2)\%$ . Asymmetrien, wie sie in Abbildung 5.8 (rechts) zu sehen sind, finden sich in allen Spektren der Detektoren der Messanordnung 1 für die Messungen ohne Absorberfolie

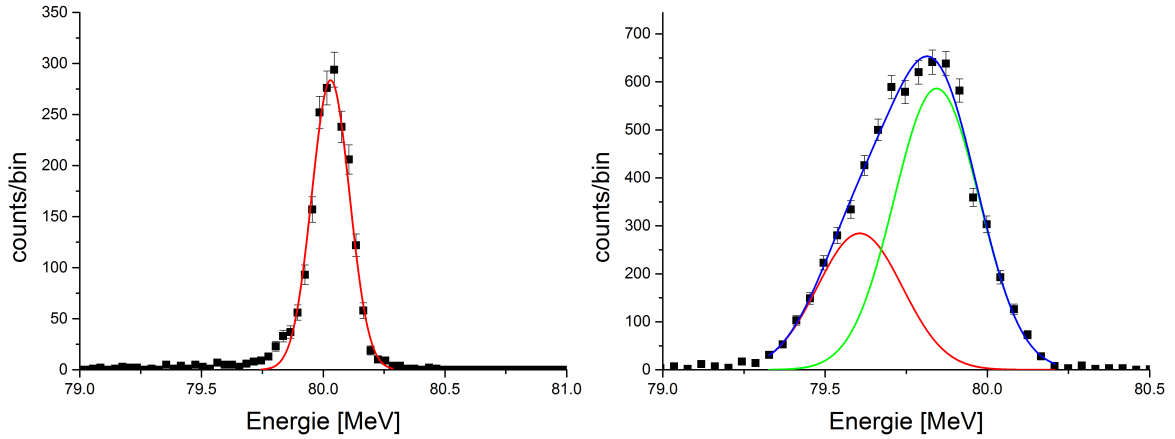


Abbildung 5.8: Energiespektren des Detektors E5 (links) und B4 (rechts) für  $^{109}\text{Ag}$ -Ionen mit einer Einschussenergie von  $80\text{ MeV}$ . Für den Detektor E5 wurde die Kalibrierung über die drei  $\alpha$ -Linien und den einen Messpunkt für  $^{109}\text{Ag}$  durchgeführt, während die Kalibrierung des Detektors B4 nach der Methode aus Abschnitt 5.2.1 durchgeführt wurde. Zwischen den beiden Energiespektren zeigt sich ein deutlicher Unterschied in der Form. Im Spektrum des Detektors E5 wurde zur Ermittlung der Energieauflösung ein Standard Gauß-Fit (Abschnitt C.1.1) verwendet, während das Spektrum des Detektors B4 durch die Überlagerung aus zwei Standard Gauß-Funktionen (Abschnitt C.1.2) gefittet wurde. Der Grund für die Asymmetrie ist vermutlich auf die Fokussierung des Strahls und eine Ortsabhängigkeit des Detektorverhaltens zurückzuführen. Die beiden Spektren stammen aus unterschiedlichen Messungen.

wieder. Dabei sind diese Asymmetrien je nach Messung mehr oder weniger stark ausgeprägt. In Abbildung 5.9 sind die Spektren der Detektoren B4 (links) und C4 (rechts) aus einer Messung mit  $^{109}\text{Ag}$ -Ionen bei einer Einschussenergie von  $68.7\text{ MeV}$  gezeigt. Für den Detektor B4 zeigt sich eine deutlich ausgeprägtere Asymmetrie als in dem Spektrum in Abbildung 5.8 (rechts). Die relative Auflösung in diesem Spektrum liegt bei  $\Delta E/E = 3.3(3)\%$ . Im Spektrum auf der rechten Seite für den Detektor C4 zeigt sich ebenfalls eine Verteilung, die von einer normalen Gauß-Verteilung abweicht. Die relative Auflösung beträgt in diesem Fall  $\Delta E/E = 4.0(2)\%$ .

In einer späteren unabhängigen Messung mit einem neuen CLTD-Array, bestehend aus 24 Detektor-Pixeln, wurden Untersuchungen bezüglich einer möglichen Ortsabhängigkeit der Energiedetektion der CLTDs angestellt [Lau17]. Unter der Ortsabhängigkeit ist in diesem Fall eine Änderung des Detektorverhaltens in Abhängigkeit des Auftreffpunktes der Schwerionen auf dem Absorber zu verstehen. Dementsprechend wurden Messungen mit einem stark kollimierten Strahl ( $\varnothing \approx 0.2\text{mm}$ ) durchgeführt. Eine schrittweise Abtastung eines einzelnen Detektor-Pixels mit dem kollimierten Strahl hat ergeben, dass die Peakposition mit der Position, an der die Ionen auftreffen, variiert. Insgesamt bewegten sich die Schwankungen der relativen Energieauflösung in einem

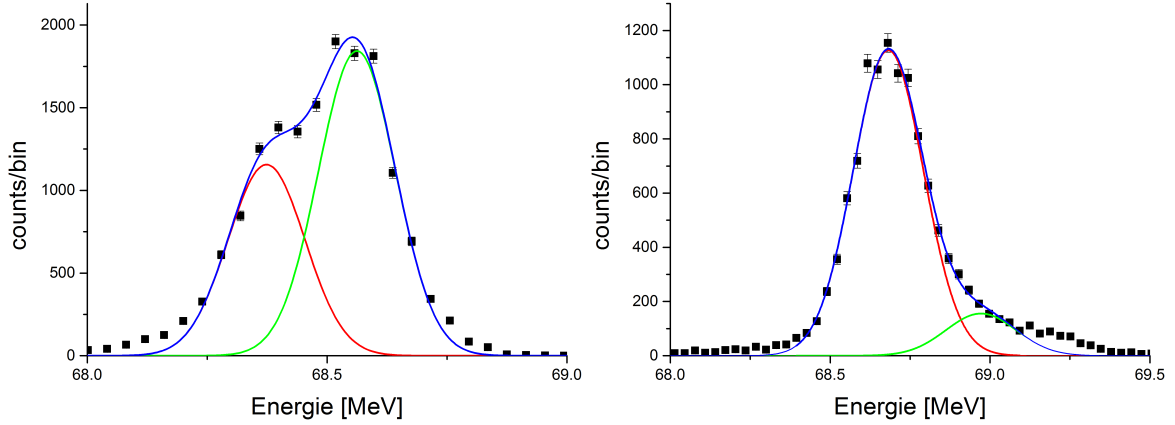


Abbildung 5.9: Energiespektren der Detektoren B4 (links) und C4 (rechts) für  $^{109}\text{Ag}$ -Ionen mit einer Einschussenergie von  $68.7\text{ MeV}$ . Die in Abbildung 5.8 beobachtete Asymmetrie ist auch in den Spektren für die anderen Strahleinstellungen zu sehen. In den hier gezeigten Spektren der Detektoren liegt die Verschiebung der beobachteten Peaks bei etwa  $400\text{ keV}$  für den Detektor B4 (links) und  $200\text{ keV}$  für den Detektor C4 (rechts).

Bereich von  $\pm 2.5\%$ . Die schlechteste Auflösung wurde für einen voll ausgeleuchteten Detektor festgestellt. Der Ursprung dieser Positionsabhängigkeit könnte auf eine inhomogenen Thermalisierung zurückzuführen sein.

Der Abstand der Maxima der durchgeführten Gauß-Fits in den beiden Abbildungen 5.8 (rechts) und 5.9 beträgt etwa  $200 - 400\text{ keV}$ . Unter der Annahme, dass sich das hier verwendete CLTD-Array ähnlich verhält, wie in [Lau17], kann eine inhomogene Strahlverteilung die Ursache für die hier beobachteten Asymmetrien in den Energiespektren sein. Ein weiteres Indiz ist das Spektrum des Detektors E5 (vgl. Abbildung 5.8 links). Eine Asymmetrie ist in diesem Spektrum nicht oder nur ansatzweise zu erkennen. Die Ursache dafür könnte die Position des Detektors im Array sein. Möglicherweise wurde dieser Detektor nur am Rand ausgeleuchtet, was sich auch in der relativ guten Energieauflösung widerspiegelt (vgl. Resultate aus [Lau17]).

Eine weitere Ursache für die beobachteten Asymmetrien in den Spektren könnte auf Schwankungen in der Temperaturstabilisierung zurückzuführen sein. Die im Vergleich zu [Ech13] vergrößerten Blendenöffnungen im Inneren des Kryostaten wirkten sich direkt auf die Wärmelast des Kühlfingers und der einzelnen Detektoren aus. Fluktuationen dieser Art sollten sich aber nicht in einer Struktur, wie in den hier und in [Lau17] gemessenen Spektren äußern, sondern zu einer gleichmäßigen Verbreiterung im Spektrum führen.

Weiterhin könnten die in Abschnitt 3.5.2 beschriebenen Störsignale beobachteten asymmetrischen Spektren verursachen. Jedoch wären die Asymmetrien in diesem Fall nur bei den betroffenen Detektoren festzustellen. Aus den oben beschriebenen Gründen

wurde der Fehler für die Unsicherheit in der Bestimmung der Peak-Positionen in den Spektren auf 0.5% abgeschätzt, und ergibt sich zusammen mit dem Kalibrierungsfehler zu 1.5%. Dieser Fehler wurde aufgrund der Strukturen in den Spektren ebenso auf die Bestimmung der Energieauflösung übertragen. In Tabelle 5.2 sind die gemessenen

Mess- anordnung	CLTD- Pixel	<sup>127</sup> I		<sup>109</sup> Ag		<sup>109</sup> Ag	
		80 MeV		80 MeV		68.7 MeV	
		$\Delta E$ [keV]	$\Delta E/E$ [10 <sup>-3</sup> ]	$\Delta E$ [keV]	$\Delta E/E$ [10 <sup>-3</sup> ]	$\Delta E$ [keV]	$\Delta E/E$ [10 <sup>-3</sup> ]
1	B4	319(15)	4.0(2)	257(15)	3.2(2)	227(10)	3.3(2)
	C2	237(20)	3.0(3)	225(15)	2.8(2)	234(21)	3.4(3)
	C3	440(20)	5.5(3)	459(22)	5.7(3)	341(10)	5.0(2)
	C4	327(20)	4.1(3)	308(10)	3.8(1)	272(11)	4.0(2)
	D2	529(37)	6.6(5)	523(26)	6.5(3)	440(27)	6.4(4)
	D3	403(34)	5.0(4)	352(35)	4.4(4)	310(12)	4.5(2)
	D4	388(26)	4.8(3)	437(37)	5.5(5)	359(16)	5.2(2)
2	A1	508(35)	6.4(4)	-	-	-	-
	A2	550(28)	6.9(4)	-	-	-	-
	A4	491(35)	6.1(4)	-	-	-	-
	B1	475(23)	5.9(3)	-	-	-	-
	B2	535(22)	6.7(3)	-	-	-	-
	C1	484(17)	6.0(2)	-	-	-	-
	D1	340(18)	4.3(2)	-	-	-	-
3	A5	-	-	345(15)	4.3(2)	-	-
	B5	-	-	351(14)	4.4(2)	-	-
	C5	-	-	361(15)	4.5(2)	-	-
	D5	-	-	392(11)	4.9(2)	-	-
	E2	-	-	251(10)	3.1(1)	-	-
	E4	-	-	367(9)	4.6(1)	-	-
	E5	-	-	186(11)	2.3(2)	-	-

Tabelle 5.2: Zusammenstellung der absoluten ( $\Delta E$ ) und relativen ( $\Delta E/E$ ) Energieauflösungen der CLTDs für die verschiedenen Messanordnungen (Abbildung 5.5) für die jeweilige Ionensorte und Energie.

absoluten und relativen Energieauflösungen der 21 hier verwendeten CLTD-Pixel aufgeführt. Dabei sind die Detektoren ihrer jeweiligen Messanordnung zugeordnet. Für die Messanordnungen 2 und 3 wurde die Auflösung für jeweils eine der beiden Ionensorten bei einer Einschussenergie von 80 MeV bestimmt. Dementsprechend ist die Kalibrierung dieser Detektoren durch einen Messpunkt und die Punkte der drei  $\alpha$ -Linien bestimmt worden. Für die zentralen Detektoren der Messanordnung 1 wurden die Ener-

gieauflösungen für alle verwendeten Strahleinstellungen bestimmt. Die beste relative Auflösung von  $\Delta E/E = 2.3(2)$  konnte mit dem Detektor E5 erreicht werden und liegt im Bereich der gemessenen Auflösungen von [Ech13]. Die Gründe für die verhältnismäßig schlechten Energieauflösungen einiger Detektoren sind vermutlich entweder auf eine Substruktur im Strahl, oder auf eine Positionsabhängigkeit des Detektorverhaltens zurückzuführen. Diese Argumentation kann im weiteren Verlauf durch die Betrachtung der Restenergiespektren untermauert werden.

Abschließend lässt sich sagen, dass es sich bei den hier ermittelten Energieauflösungen der Detektoren (Tabelle 5.2) durch die oben beschriebenen Gründe vermutlich nicht um die intrinsischen Auflösungen handelt. Trotzdem kann festgestellt werden, dass die beobachteten Energiebreiten noch sehr gut im Vergleich zu Ionisationsdetektoren und vollkommen ausreichend für die Bestimmung von Kernladungsverteilungen mit der Absorbermethode sind.

### 5.2.3 Bestimmung der Peak-Positionen und Halbwertsbreiten im Restenergiespektrum

Zur Untersuchung der Eigenschaften der drei Absorbermaterialien, Siliziumnitrid, Parlylen C und Kohlenstoff, wurden die in den beiden Manipulatoren untergebrachten Absorberfolien unterschiedlicher Dicke (vgl. Abbildung 5.4) jeweils in den Strahlengang gefahren. Abbildung 5.10 zeigt exemplarisch eine Übersicht der durchgeführten Messungen mit  $^{109}\text{Ag}$  bei einer Einschussenergie von  $68.7\text{ MeV}$  für die verschieden dicken Siliziumnitridabsorber, gemessen mit dem Detektor B4. Der Peak bei ca.  $17\text{ MeV}$  resultiert dabei nicht aus einer weiteren Messung. Er konnte als unerwünschter Artefakt bei der Messungen mit dem  $4\ \mu\text{m}$  dicken Siliziumnitridabsorber identifiziert werden. Die Ursache dafür ist ein kleines Stück Siliziumnitrid, welches von einer zerstörten Folie stammt und sich auf einem der verwendeten Absorber unbemerkt festgesetzt hat. Aufgrund der geringen Statistik konnte der zusätzliche Messpunkt bei der Analyse jedoch nicht berücksichtigt werden.

Die Untersuchung der gemessenen vollen Halbwertsbreiten (FWHM)  $\Delta E$  und der Peak-Position  $E_{Rest}$  im Restenergiespektrum liefern Informationen darüber, welchen Einfluss die drei verschiedenen Materialien jeweils auf die Linienbreite des Strahls in Abhängigkeit des Energieverlustes haben. Aufgrund der in dieser Arbeit angestrebten Messungen ist eine relativ schmale Verbreiterung der Linien durch den Energieverlust im Absorber neben einer möglichst guten Energieauflösung der Detektoren von äußerster Wichtigkeit. Außerdem sollten die Absorber über eine möglichst gute Homogenität verfügen, da sich dieser Effekt ebenfalls direkt auf die Auflösung und somit auf die mögliche Trennung benachbarter Isobare im Restenergiespektrum auswirkt.

Die Bestimmung der Peak-Position im Restenergiespektrum der Ionen nach Durchlaufen eines Absorbers wurde in Abhängigkeit von der Form der Spektren entweder durch



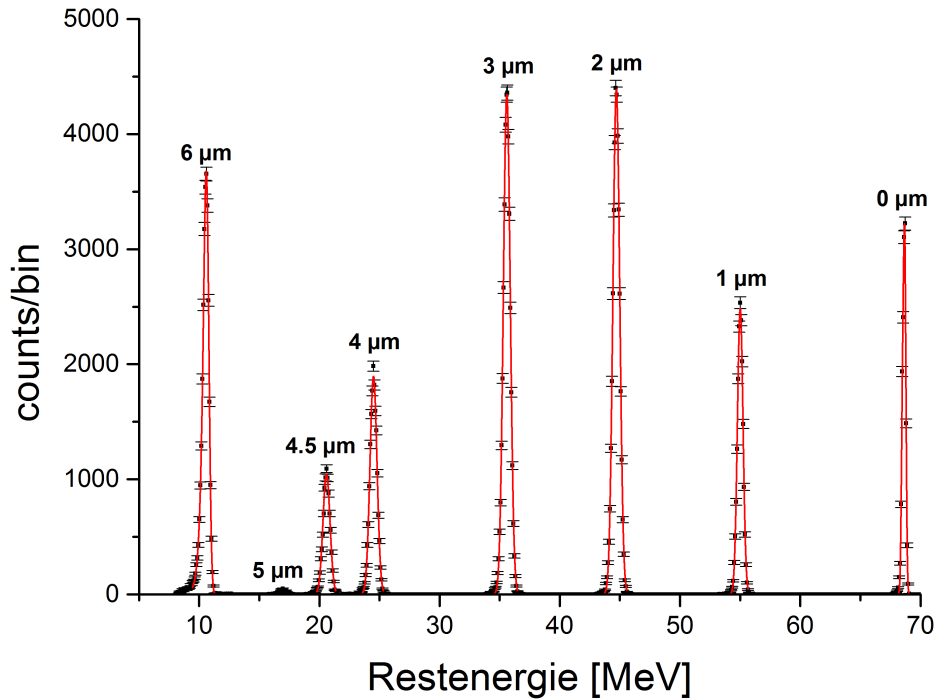


Abbildung 5.10: Übersicht über die Messungen von  $^{109}\text{Ag}$ -Ionen mit einer Einschussenergie von  $68.7\text{ MeV}$  für Siliziumnitrid mit Dicken zwischen  $1\ \mu\text{m}$  und  $6\ \mu\text{m}$ , gemessen mit dem Detektor B4. Der Peak bei etwa  $17\text{ MeV}$  stammt dabei von einem kleinen Stück Siliziumnitridfolie, welches sich auf dem Absorberstack mit  $4\ \mu\text{m}$  befand. Dieser Peak wurde bei der Analyse nicht berücksichtigt.

einen Fit mit einer Standard Gauß-Funktion (Abschnitt C.1.1) oder mit einer modifizierten Gauß-Funktion (Abschnitt C.1.3) durchgeführt.

Abbildung 5.11 zeigt die Restenergiespektren von  $^{109}\text{Ag}$  mit einer Einschussenergie von  $68.7\text{ MeV}$  nach dem Durchqueren von Siliziumnitrid (links) und Parylen C (rechts) bei etwa dem gleichen Energieverlust von ca. 20% für den Detektor B4. Die Breite (FWHM) der Verteilung im linken Spektrum für  $d = 1\ \mu\text{m}$  Siliziumnitrid ist mit  $FWHM = 0.52(1)\text{ MeV}$  um etwa 25% kleiner als die im rechten Spektrum für  $d = 3\ \mu\text{m}$  Parylen C  $FWHM = 0.69(2)\text{ MeV}$ .

Für niedrige Energieverluste ( $< 40\text{ MeV}$ ) in den Siliziumnitrid- und Parylen C-Folien konnte zur Bestimmung der Peak-Position und Breite der Verteilung stets eine Standard-Gauß-Funktion (Abschnitt C.1.1) verwendet werden. Für dickere Absorber und dementsprechend höhere Energieverluste wurden, wie es in Abbildung 5.12 für Siliziumnitrid mit einer Absorberdicke von  $d = 4.5\ \mu\text{m}$  (links) und  $d = 6\ \mu\text{m}$  (rechts) zu sehen ist, deutliche niederenergetische Schultern festgestellt, sodass die Spektren nicht mit einer Standard-Gauß-Funktion, sondern einer modifizierten Gauß-Funktion (Abschnitt C.1.3) zur Berücksichtigung dieser Schultern gefittet werden mussten. Die Ursache für diese Schultern ist die Zunahme der nuklearen Streuung in den Absorberfolien. Für die Kohlenstoffabsorber wurden für alle hier verwendeten Absorberdicken die modifizier-

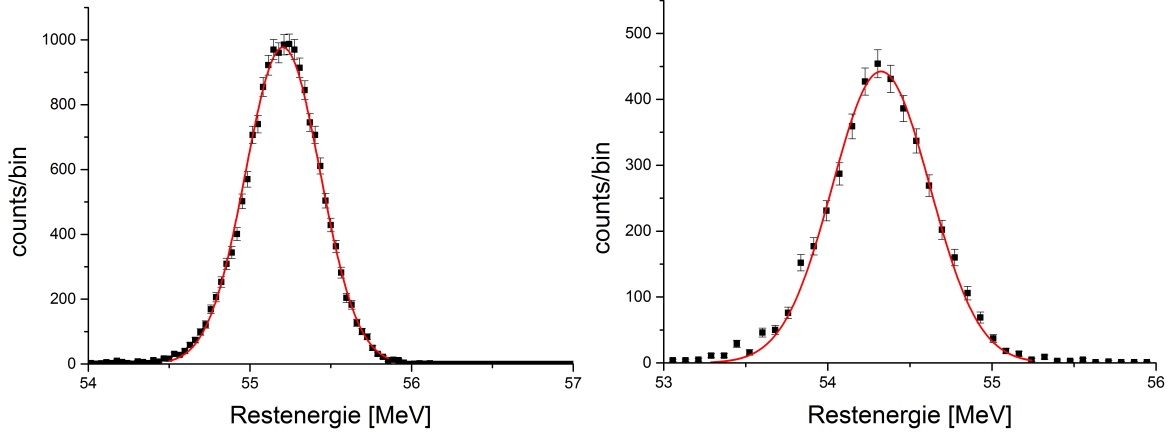


Abbildung 5.11: Restenergiespektrum für  $^{109}\text{Ag}$ -Ionen mit einer Energie von  $68.7\text{ MeV}$  nach dem Durchgang durch einen Siliziumnitridabsorber mit einer Dicke von  $d = 1\mu\text{m}$  (links) und Parylen C mit einer Dicke von  $d = 3\mu\text{m}$  (rechts), gemessen mit dem Detektor B4. Beide Spektren wurde mit der Gauß-Funktion aus Abschnitt C.1.1 gefittet.

ten Gauß-Funktion (Abschnitt C.1.3) zur Bestimmung der Peak-Position und Breite verwendet. Es zeigten sich selbst bei kleineren Energieverlusten stark ausgeprägte niederenergetische Schultern in den Restenergiespektren. Eine mögliche Ursache könnten verhältnismäßig große Inhomogenitäten in den Kohlenstofffolien sein. Die verwendeten C-Absorber wurden jedoch diesbezüglich nicht weiter untersucht. Die Halbwertsbreiten in Abbildung 5.12 betragen  $FWHM = 0.63(2)\text{ MeV}$  für einen  $4.5\mu\text{m}$  dicken Absorber (links) und  $FWHM = 0.57(2)\text{ MeV}$  für einen  $6\mu\text{m}$  dicken Absorber (rechts). Die Energieverluste für die beiden Absorberdicken liegen im Bereich von  $70 - 85\%$ . Durch die Distanz zwischen den Absorbern und den CLTDs mit ca.  $1 - 3\text{ m}$  wird zwar ein Großteil der Ionen, die durch den nuklearen Energieverlust abgebremst werden, aus dem für die Detektoren sichtbaren Raumwinkel heraus gestreut, jedoch zeigt sich in den Spektren, wie in Abbildung 5.12, dass ein Anteil dieser Ionen dennoch zum Spektrum beiträgt, was unter anderem durch multiple Streuung im Absorber zu Stande kommen kann.

Ein Vergleich der Spektren in Abbildung 5.11, 5.8 (rechts) und 5.9 zeigt, dass die Asymmetrien wie sie in Messungen ohne Absorberfolien beobachtet werden konnten für Messungen mit Absorber nicht vorzufinden sind. Die Vermutung, dass eine inhomogene Ausleuchtung der CLTDs, wie es auch in den Messungen von [Lau17] beobachtet wurde, die Ursache für die Asymmetrien in den Energiespektren ist, lässt sich dadurch untermauern. Durchläuft der Schwerionenstrahl einen Absorber, so werden die Ionen hinter diesem durch Kleinwinkelstreuung aufgestreut, sodass eine vorher mögliche inhomogene Strahlverteilung nach dem Absorber nicht mehr vorliegt und die CLTDs homogen ausgeleuchtet werden. Dadurch, dass in keinem der Restenergiespektren der Detektoren eine Asymmetrie festgestellt werden konnte, scheint es sich bei der inho-

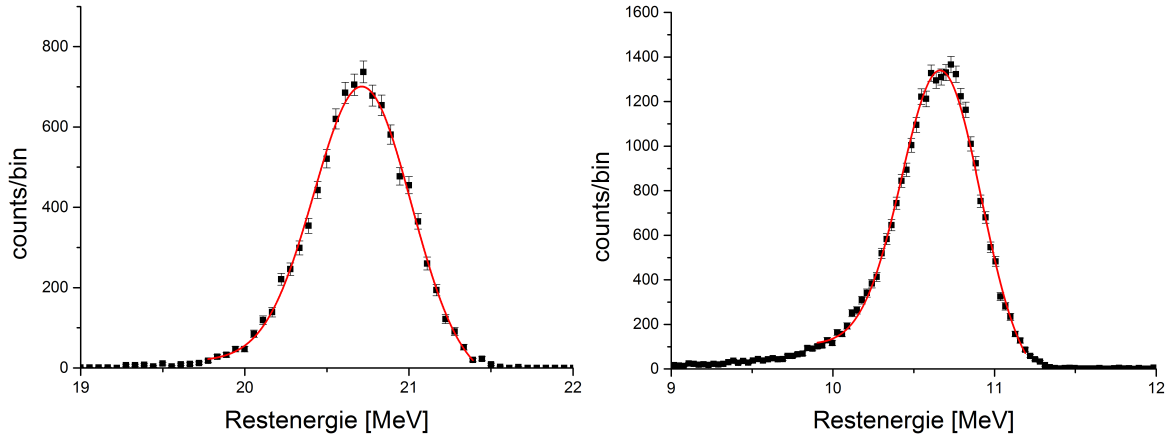


Abbildung 5.12: Restenergiespektrum von  $^{109}\text{Ag}$ -Ionen mit einer Energie von  $68.7\text{ MeV}$  nach dem Durchgang durch Siliziumnitrid mit einer Dicke von  $d = 4.5\ \mu\text{m}$  (links) und  $d = 6\ \mu\text{m}$  (rechts), gemessen mit dem Detektor B4. Aufgrund der niederenergetischen Schulter wurden die Spektren mit der modifizierten Gauß-Funktion angefitet, siehe Abschnitt C.1.3.

mogenen Strahlverteilung und der damit verbundene Positionsabhängigkeit um die wahrscheinlichste Ursache für die asymmetrischen Energiespektren in den Messungen ohne Absorber zu handeln.

### 5.3 Vergleich der verschiedenen Absorberfolien

Abbildung 5.13 zeigt die gemessenen Halbwertsbreiten (FWHM) für Siliziumnitridfolien für verschiedene Foliendicken bei den 3 verwendeten Strahleinstellungen für die Detektoren B4 (links) und C2 (rechts). Für die beiden Messungen mit  $^{127}\text{I}$  und  $^{109}\text{Ag}$  bei gleicher Einschussenergie ( $80\text{ MeV}$ ) zeigt sich, dass die Breiten für Silber stets kleiner sind als für Iod. Der Grund dafür ist, dass das Energiestraggling im Absorber mit größer werdender Kernladung zunimmt. Für Iod mit einer Kernladung von  $Z = 53$  ist die Linienverbreiterung im Absorber demnach größer, als für Silber mit einer Kernladung von  $Z = 47$ . Für die Messungen mit  $^{109}\text{Ag}$  bei einer Einschussenergie von  $68.7\text{ MeV}$  liegen die gemessenen Breiten deutlich unterhalb der Breiten für die beiden Messungen bei einer Energie von  $80\text{ MeV}$ . Das liegt zum einen daran, dass die intrinsische Auflösung der CLTDs zu kleiner werdenden Energien hin besser wird (vgl. [Ech13]). Zum anderen sind die Energieverluste der Ionen bei höheren Einschussenergien im Absorber größer und dementsprechend auch das Energiestraggling.

Abbildung 5.14 zeigt die gemessenen Halbwertsbreiten für Siliziumnitrid bei den verwendeten Strahleinstellungen für die Detektoren D2 (links) und D4 (rechts). Das Verhalten beider Detektoren zeigt deutliche Abweichungen zu dem der Detektoren in Abbildung 5.13. Zum einen sind die gemessenen Halbwertsbreiten der beiden Detektoren

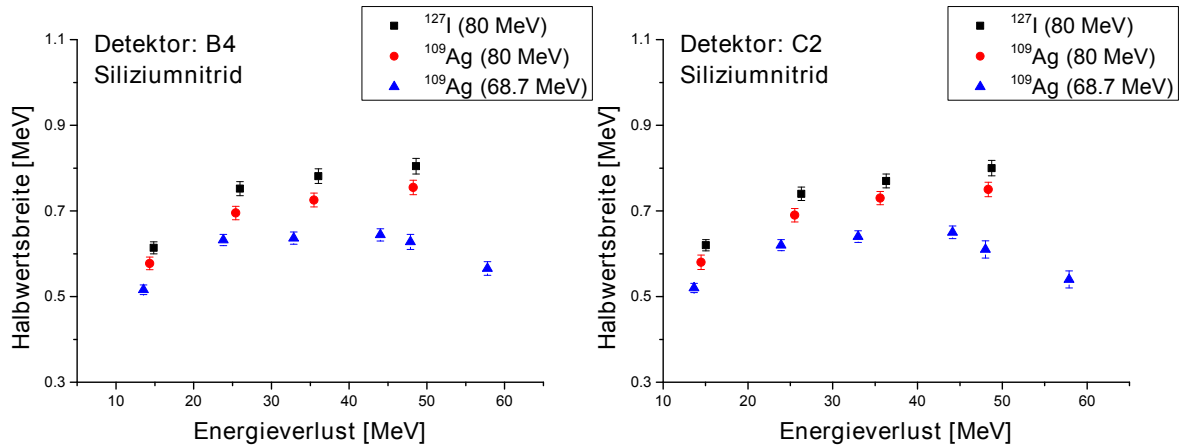


Abbildung 5.13: Vergleich der gemessenen Halbwertsbreiten der Detektoren B4 (links) und C2 (rechts) für  $^{127}\text{I}$  bei einer Einschussenergie von  $80\text{ MeV}$  und  $^{109}\text{Ag}$  bei den Einschussenergien  $80\text{ MeV}$  und  $68.7\text{ MeV}$  unter Verwendung der Siliziumnitridabsorber unterschiedlicher Dicke.

für kleine Energieverluste deutlich größer und zum anderen zeigt sich besonders für die Messungen mit  $^{109}\text{Ag}$  bei einer Einschussenergie von  $68.7\text{ MeV}$ , dass die Halbwertsbreiten mit steigendem Energieverlust stetig kleiner werden. Die Detektoren D2 und D4 sind, wie in Abschnitt 3.5.2 beschrieben, von der gegenseitigen Einkopplung von Störsignalen (Crosstalk) betroffen. Die Raten bei den Messungen mit dünneren Absorbern lagen bei etwa  $60\text{--}80\text{ Hz}$ , was zu einer deutlichen Verschlechterung der Energieauflösung und dementsprechend einem im Vergleich zu anderen Detektoren abweichenden Verhalten führte. Für die Detektoren, welche von diesem Umstand betroffen sind, ergibt sich im Allgemeinen eine Einschränkung bezüglich der Teilchenraten.

Abbildung 5.15 zeigt die gemessenen Halbwertsbreiten für die Detektoren B4 (links) und C2 (rechts) für die verschiedenen Absorbermaterialien Siliziumnitrid, Parylen C und Kohlenstoff bei einer Einschussenergie von  $68.7\text{ MeV}$  in Abhängigkeit des Energieverlustes. Ein Vergleich der verschiedenen Absorber zeigt, dass die Breiten für die Siliziumnitridabsorber über den gesamten Energieverlustbereich kleiner sind als für die Parylen C und Kohlenstoff-Absorber. Die großen Halbwertsbreiten und die Schwankungen für die Kohlenstoffabsorber kommen vermutlich durch erhebliche Inhomogenitäten der Foliendicke zustande. Die Breite für Parylen C bei einem Energieverlust von ungefähr  $15\text{ MeV}$  ist um  $\approx 15\%$  größer als die für Siliziumnitrid im selben Energieverlustbereich. Dieser Trend zeichnet sich bis hin zu Energieverlusten von  $20\text{ MeV}$  ab. Aus Zeitgründen musste auf weitere Messungen mit dickeren Parylen C Absorbern verzichtet werden. Die oben angestellten Betrachtungen haben gezeigt, dass in den Messungen mit Siliziumnitrid, im Vergleich zu den beiden anderen Absorbern, die besten Resultate, bezogen auf die Halbwertsbreiten, erzielt werden konnten. Dementsprechend stellte sich Siliziumnitrid als bestens geeignet für die Bestimmung von Kernladungsausbeuten

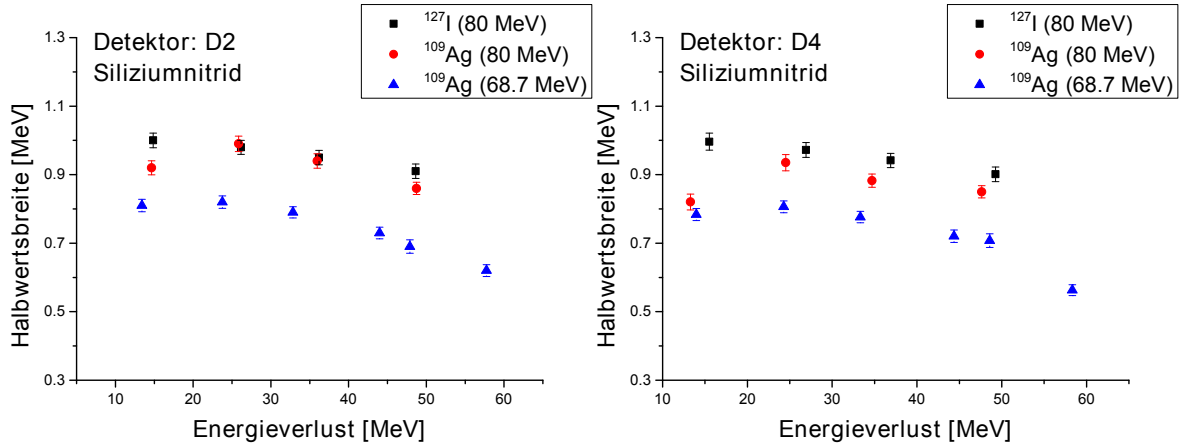


Abbildung 5.14: Vergleich der gemessenen Halbwertsbreiten der Detektoren D2 (links) und D4 (rechts) für  $^{127}\text{I}$  bei einer Einschussenergie von  $80\text{ MeV}$  und  $^{109}\text{Ag}$  bei den Einschussenergien  $80\text{ MeV}$  und  $68.7\text{ MeV}$  unter Verwendung der Siliziumnitridabsorber unterschiedlicher Dicke.

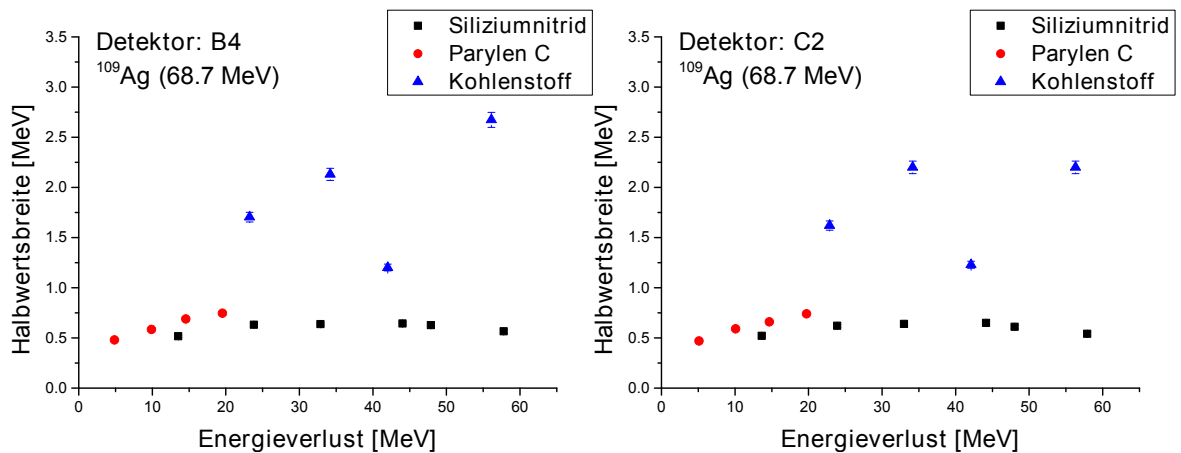


Abbildung 5.15: Vergleich der Halbwertsbreiten der Detektoren B4 und C2 für Siliziumnitrid, Parylen C und Kohlenstoff bei einer Einschussenergie von  $68.7\text{ MeV}$ .

mit der Absorbermethode heraus. Die detaillierten Daten zu den in diesem Abschnitt diskutierten Ergebnissen finden sich in Anhang A.

## 5.4 Diskussion der Messfehler

### [1] Statistischer Fehler

Die Bestimmung der Mittelwerte  $x_c$  für die hier aufgenommenen Spektren unterliegt statistischen Schwankungen, sodass der Fehler durch den Fehler des statistischen Mittelwertes durch

$$\Delta E_{Stat} = \Delta x_c = \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \quad (5.3)$$

gegeben ist, wobei  $\sigma$  die Standardabweichung und  $N$  die Anzahl der gemessenen Teilchen ist.

## [2] Energiekalibrierung

Der Fehler der Energiekalibrierung der CLTDs wirkt sich direkt auf die Bestimmung der Restenergien der Schwerionen für die Messungen mit Absorber aus. Die hier beobachteten maximalen Abweichungen der Kalibrierungspunkte liegen bei  $\pm 1\%$ . Jedoch wird aufgrund der fehlenden Kalibrierungspunkte im niederenergetischen Bereich der Fehler für die Bestimmung der Restenergie im gesamten Energiebereich, wie in Abschnitt 5.2.1 beschrieben, mit  $\Delta E_{Kal} = \pm 1.5\%$  abgeschätzt.

## [3] Asymmetrie der Spektren und Bestimmung der Peak-Positionen

Die in Abschnitt 5.2.2 und in [Lau17] beobachteten Asymmetrien, bzw. Doppelppeak-Strukturen in den Spektren für die Messungen ohne Absorber, welche sich in einer Verschiebung der Schwerpunkte der beobachteten Peaks äußern, führen dementsprechend zu einem zusätzlichen Fehler in der Bestimmung der Peak-Position. Dieser wird hier anhand der maximal beobachteten Verschiebung von  $\Delta E_{Pos} = 0.5\%$  für alle Detektoren und Messungen abgeschätzt. Auch wenn diese Peak-Struktur nur in den Spektren für Messungen ohne Absorber beobachtet wurde, muss dieser Fehler ebenso für die Bestimmung der Peak-Positionen in den Restenergiespektren angenommen werden.

## [4] Gesamtfehler für die Bestimmung der Peak-Positionen

Der Gesamtfehler für die Bestimmung der Peak-Positionen setzt sich aus den in [1]-[3] beschriebenen Anteilen zusammen und ergibt sich durch quadratisches Aufsummieren zu

$$(\Delta E_{Ges})^2 = (\Delta E_{Stat})^2 + (\Delta E_{Kal})^2 + (\Delta E_{Pos})^2. \quad (5.4)$$

Durch die beobachteten Strukturen in den gemessenen Spektren und den damit verbundenen Unsicherheiten in der Bestimmung der Peak-Position liegt der relative Fehler bei 1.5 – 3%.

## [5] Fehler für die Bestimmung der Halbwertsbreiten

Aufgrund der beobachteten Asymmetrien in den Spektren ohne Absorberfolien, die auch in [Lau17] festgestellt wurden, und vermutlich von einer inhomogenen Ausleuchtung der Detektoren herrühren, wird für die Bestimmung der Halbwertsbreiten aller Spektren ein systematischer Fehler von  $\Delta FWHM_{Asym} = \pm 2\%$  angenommen. Für die Spektren bei Energieverlusten von  $< 45 - 50 \text{ MeV}$  konnten die Restenergiespektren

sehr gut mit einer Gauß-Funktion angefitet werden, sodass der Fehler des Analyseprogramms Origin verwendet wurde. Bei hohen Energieverlusten in den Siliziumnitriddabsorbieren und für alle Spektren mit den Kohlenstoffabsorbieren wurden die Halbwertsbreiten grafisch bestimmt, sodass für die Bestimmung der Halbwertsbreiten dieser Spektren ein Fehler von  $\Delta FWHM_{Graf} = \pm 2\%$  angenommen wurde. Dementsprechend ergibt sich für die Halbwertsbreiten ein Gesamtfehler von

$$(\Delta FWHM)^2 = (\Delta FWHM_{Asym})^2 + (\Delta FWHM_{Graf/Fit})^2, \quad (5.5)$$

Der gesamte relative Fehler für die Bestimmung der Halbwertsbreiten liegt zwischen 2% und 10%, wobei die größten Abweichungen in den Spektren ohne Absorberfolien beobachtet wurden. Für die Spektren mit Absorberfolien liegt der größte relative Fehler bei etwa 7%.

#### [6] Fehler für die Bestimmung der Trennung und Kernladungsauflösung

Die Fehler für die Bestimmung der Trennung der beiden Kernladungen und der Kernladungsauflösung wurden jeweils durch quadratisches Aufsummieren ermittelt. Dabei ergibt sich für die Trennung nach

$$(\Delta d)^2 = (\Delta E_{Ges}(Z_1))^2 + (\Delta E_{Ges}(Z_2))^2 \quad (5.6)$$

ein Fehler für Trennung zwischen 2.2% und 2.4%. Der Gesamtfehler für die Kernladungsauflösung  $Z/\Delta Z$  liegt zwischen 3.0% und 3.5% und wurde nach Gleichung

$$(\Delta(Z/\Delta Z))^2 = (\Delta d)^2 + (\Delta FWHM)^2 \quad (5.7)$$

berechnet.

## 5.5 Vorhersage für die zu erwartende Z-Trennung und die Kernladungsauflösung

Anhand hier ermittelten Daten für die gemessenen Restenergien und Halbwertsbreiten lässt sich für die beiden verwendeten Ionensorten eine erste Abschätzung der potentiellen Trennung und Kernladungsauflösung durchführen. Für die Bestimmung der Trennung der Kernladungen wird der gemessene Unterschied der Energieverluste für die beiden Strahleinstellungen mit den Kernladungen  $Z_1$  und  $Z_2$  ermittelt und durch die Differenz der beiden Kernladungen geteilt. Die Berechnung der Kernladungsauflösung erfolgt nach Formel 4.6. Dabei muss beachtet werden, dass die Situation, wie sie am LOHENEGRIN vorliegt, für die hier angestellten Betrachtungen abweicht, da die hier verwendeten Teilchen einen erheblichen Massenunterschied besitzen. Um diesen zu kompensieren wurden die Einschussenergien für  $^{127}I$  mit 80 MeV und  $^{109}Ag$  mit

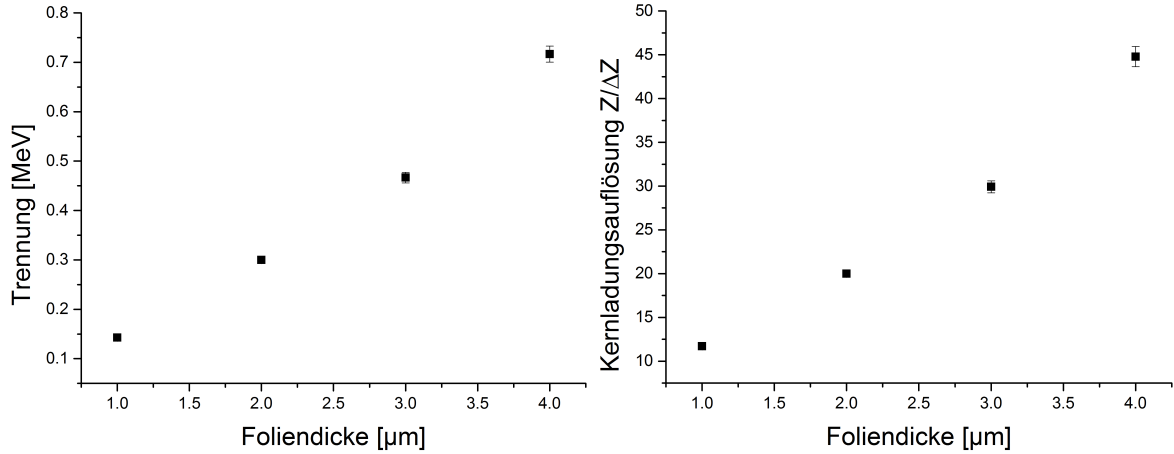


Abbildung 5.16: Abschätzung der Trennung (links) und Kernladungsauflösung (rechts) für  $^{127}\text{I}$  und  $^{109}\text{Ag}$  bei einer Einschussgeschwindigkeit von  $0.63 \text{ MeV}/u$  mit Siliziumnitridabsorber unterschiedlicher Dicken.

$68.7 \text{ MeV}$  für den direkten Vergleich so gewählt, dass diese die gleiche Einschussgeschwindigkeit haben. Abbildung 5.16 zeigt die potentielle Trennung (links) und Kernladungsauflösung (rechts) für  $^{127}\text{I}$  und  $^{109}\text{Ag}$  mit einer Einschussgeschwindigkeit von  $0.63 \text{ MeV}/u$  in Abhängigkeit von der Targetdicke. Es ist zu sehen, dass sowohl die Trennung der Kernladungen, als auch die Kernladungsauflösung für Absorberdicken im Bereich zwischen  $1 \mu\text{m}$  und  $4 \mu\text{m}$  stetig ansteigt. Für einen  $4 \mu\text{m}$  dicken Siliziumnitridabsorber ließe sich demnach eine Trennung vom  $d = 0.72 \text{ MeV}$  und eine Kernladungsauflösung von  $Z/\Delta Z = 44.8$  für Kernladungen zwischen  $47 \leq Z \leq 53$  erreichen. Ein Vergleich mit den Resultaten in Abschnitt 5.7 zeigt, dass die berechneten Werte in diesem Fall deutlich überschätzt sind.

## 5.6 Vergleich der Resultate mit TRIM-Vorhersagen

Um einen Vergleich dieser Art mit den Daten der CLTDs anstellen zu können, muss die Einschränkung des Raumwinkels, durch die Entfernung zwischen Absorber und Detektor-Array, berücksichtigt werden. Abbildung 5.17 zeigt exemplarisch den Unterschied der Restenergiespektren für  $^{109}\text{Ag}$  bei einer Einschussenergie von  $68.7 \text{ MeV}$  nach Passieren eines  $4.5 \mu\text{m}$  dicken Siliziumnitridabsorbers unter Berücksichtigung aller transmittierten Ionen (links), und unter Einschränkung des für die CLTDs sichtbaren Raumwinkels von etwa  $0.4^\circ$ . Die Einschränkung des Raumwinkels bewirkt zum einen eine um ca.  $100 \text{ keV}$  schmalere Verteilung im Restenergiespektrum, da Ionen, die durch nuklearen Energieverlust abgebremst werden, zu einem großen Teil aus dem für die CLTDs sichtbaren Bereich heraus gestreut werden, sodass die Verteilung im rechten Spektrum mit einer Standard Gauß-Funktion gefittet werden konnte, während durch die niederenergetische Schulter im linken Spektrum eine asymmetrische Gauß-Funktion



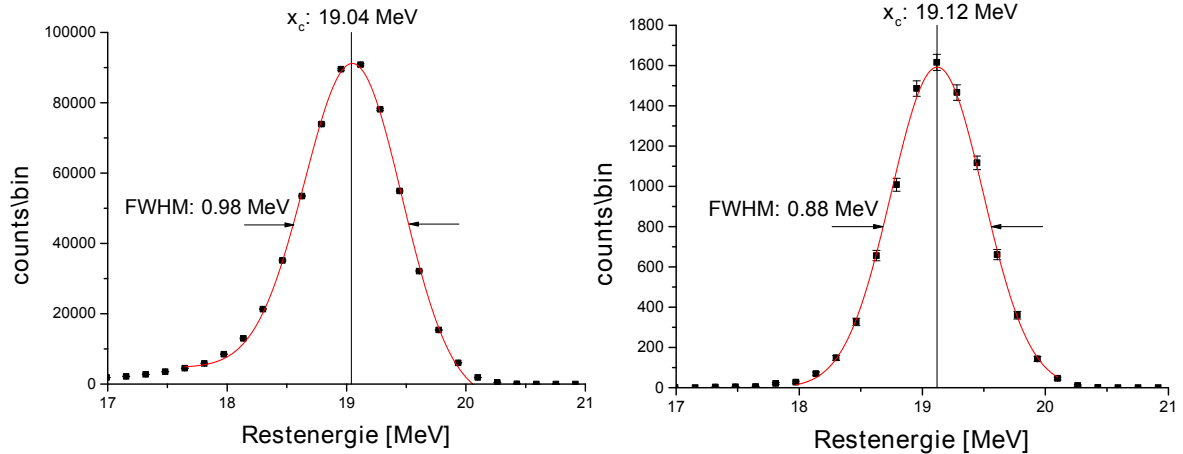


Abbildung 5.17: Simulierte Restenergiespektren für  $^{109}\text{Ag}$ -Ionen bei einer Einschussenergie von  $68.7\text{ MeV}$  nach Durchlaufen von  $4.5\ \mu\text{m}$  Siliziumnitrid unter Berücksichtigung aller transmittierten Ionen (links) und unter Berücksichtigung der Einschränkung des Raumwinkels für das CLTD-Array (rechts). Die beiden Spektren stammen aus den Daten der gleichen Simulation. Die beiden Spektren zeigen, dass die Einschränkung des Raumwinkels sowohl einen Einfluss auf die Breite, als auch auf die Lage des Peak-Maximums haben.

verwendet werden musste. Zudem ergibt sich durch die Einschränkung des Raumwinkels eine Verschiebung des Peak-Maximums von etwa  $80\text{ keV}$  zu höheren Energien, wie ein Vergleich der beiden Spektren in Abbildung 5.17 zeigt. Für die folgenden Betrachtungen wurden dementsprechend alle Ergebnisse der TRIM Simulationen auf den Raumwinkel der Bolometer korrigiert.

Abbildung 5.18 zeigt exemplarisch einen Vergleich der Daten des Detektors B4 mit den TRIM-Vorhersagen für  $^{109}\text{Ag}$  bei einer Einschussenergie von  $68.7\text{ MeV}$  und allen verwendeten Dicken der Siliziumnitridabsorber. Der Fehler für die Restenergien und Halbwertsbreiten der TRIM-Rechnungen wurde auf 5% abgeschätzt. Die Restenergien (links) zeigen eine gute Übereinstimmung für die Foliendicken  $1, 2$  und  $6\ \mu\text{m}$ . Im mittleren Bereich der Absorberdicken hingegen sind die Energieverluste der TRIM-Simulationen um bis zu 10% überschätzt und liegen außerhalb der Fehler.

Die mit TRIM berechneten Halbwertsbreiten (rechts) können zwar den Trend für die Absorberdicken-Abhängigkeit wiedergeben, jedoch werden die Linienbreiten um bis zu 30% überschätzt. Dabei sei an dieser Stelle noch einmal darauf hingewiesen, dass sich die Halbwertsbreiten der Daten der CLTDs aus der Verbreiterung durch den Energieverlust in den Folien, möglicher Inhomogenitäten in den Absorberdicken und der Energieauflösung der Detektoren zusammensetzen.

Abweichungen, wie sie in Abbildung 5.18 zu sehen sind, zeigten sich für alle hier angestellten Untersuchungen. Möglicherweise können Abweichungen der Absorberdicken, bzw. der Dichte der einzelnen Absorberfolien, die in TRIM mit  $3.1\text{ g/cm}^3$  angegeben

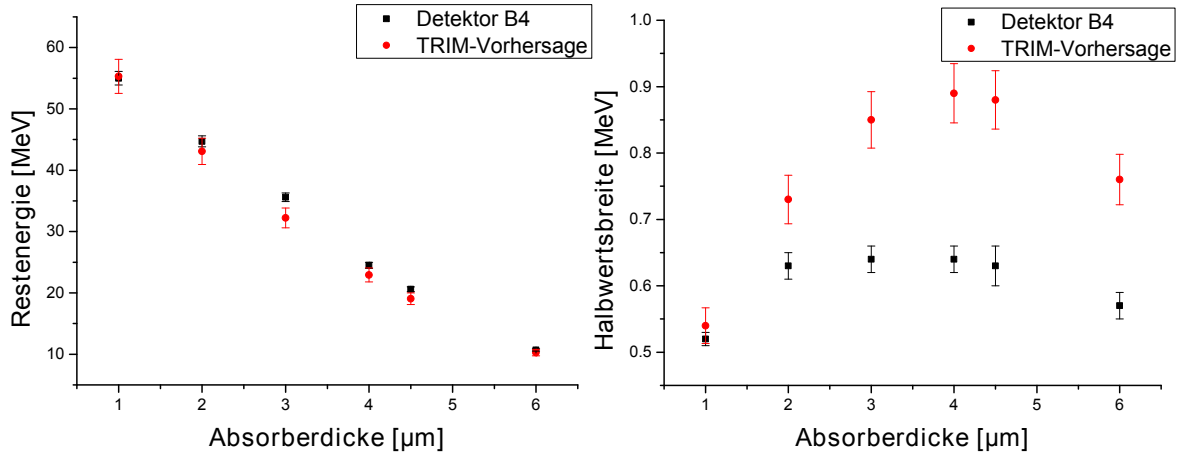


Abbildung 5.18: Vergleich der Restenergien (links) und Halbwertsbreiten (rechts) der gemessenen Daten des Detektors B4 mit den TRIM-Vorhersagen für  $^{109}\text{Ag}$ -Ionen bei einer Einschussenergie von  $68.7\text{ MeV}$  nach Durchlaufen von Siliziumnitrid unterschiedlicher Dicke. Der Fehler für Daten der TRIM-Simulationen wurde sowohl für die Restenergien, als auch für die Halbwertsbreiten mit 5% abgeschätzt.

ist, für solche Diskrepanzen verantwortlich sein.

## 5.7 Vergleich der Resultate mit den Ergebnissen aus [Lau17]

Die in Abschnitt 5.5 gezeigten Resultate sollen an dieser Stelle mit den Ergebnissen aus [Lau17] verglichen werden. In Abbildung 5.19 sind die Ergebnisse für die Restenergien (oben links) und Halbwertsbreiten (oben rechts) für  $^{127}\text{I}$  und  $^{130}\text{Te}$  mit den hier ermittelten Resultaten für  $^{127}\text{I}$  bei einer Einschussenergie von  $80\text{ MeV}$  aufgeführt. Dabei beschränkt sich dieser Vergleich im Wesentlichen auf die Absorberdicken  $1\ \mu\text{m}$  und  $4\ \mu\text{m}$  für Siliziumnitrid. Dennoch wurden die Resultate für alle verwendeten Absorberdicken aufgeführt um den Verlauf über den gesamten Bereich vergleichen zu können. Für die Restenergien zeichnet sich in beiden Fällen der selbe Trend ab. Abweichungen, wie für den  $1\ \mu\text{m}$  dicken Absorber kommen dadurch zustande, dass es sich bei den verwendeten Absorbern um Folien aus verschiedenen Produktionschargen handelt und die Absorberdicken laut Herstellerangaben in einem Bereich von 5% variieren können. Im Falle der ermittelten Halbwertsbreiten zeigt sich, dass die in [Lau17] gemessenen Breiten mit den Absorbern direkt vor dem CLTD-Array größer sind, als die in Abschnitt 5.3 diskutierten. Das liegt unter anderem daran, dass für Messungen mit Absorberfolien direkt vor den Detektoren eine wesentlich größere Raumwinkelabdeckung erreicht wird, sodass auch die Teilchen zum Restenergiespektrum beitragen, welche durch das

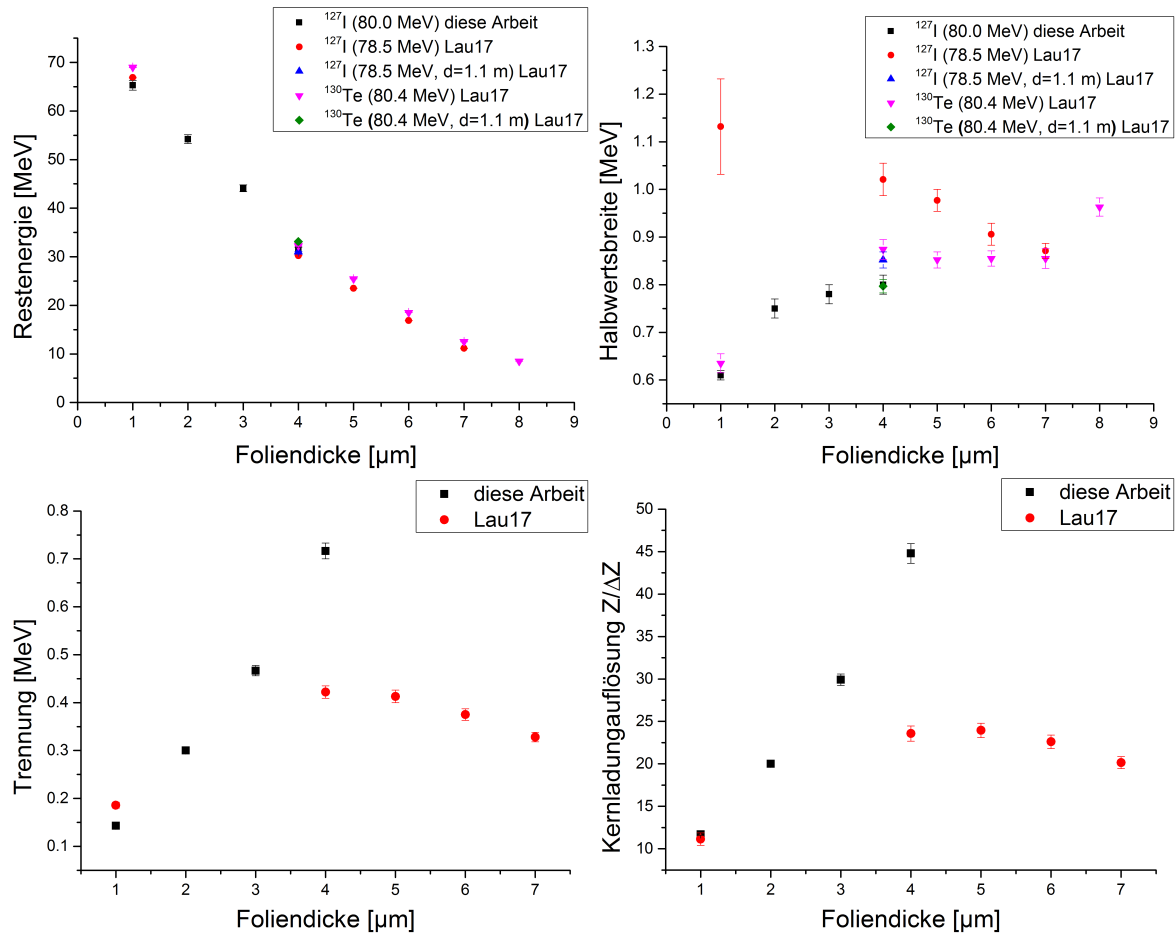


Abbildung 5.19: Vergleich einiger im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Werte für die Restenergien (oben links), der Halbwertsbreiten (oben rechts), der Trennung (unten links) und der Kernladungsauflösung (unten rechts) in Abhängigkeit von der Foliendicke mit Resultaten aus [Lau17]. Für die Vergleiche der Restenergien und Halbwertsbreiten wurden die Ergebnisse für  $^{127}\text{I}$  bei einer Einschussenergie von 80 MeV herangezogen, da die in [Lau17] durchgeführten Messungen bei ähnlichen Parametern für  $^{127}\text{I}$  und  $^{130}\text{Te}$  durchgeführt wurden. Für die Trennung der Kernladungen und die Kernladungsauflösung wurden die Ergebnisse aus Abschnitt 5.5 verwendet.

Straggling im Absorber und den nuklearen Energieverlust bei einem Abstand von 1.13 m zwischen Absorber und CLTDs aus dem Sichtfeld der Detektoren herausgestreut werden. Jedoch zeigt sich bei den Resultaten aus [Lau17] für  $^{127}\text{I}$  bei 78.5 MeV, dass die Halbwertsbreiten eine von den anderen Messungen abweichende Systematik aufweisen. Diese Tatsache konnte im Zuge der Arbeit von [Lau17] nicht eindeutig geklärt werden. Für die Trennung der Kernladungen (unten links) und die Kernladungsauflösung zeigt sich ebenfalls eine deutliche Abweichung in den beiden Resultaten. Während für die hier bestimmten Resultate in beiden Fällen ein stetiger Anstieg zu verzeichnen ist, erreichen sowohl die Trennung, als auch die Kernladungsauflösung zwischen 4  $\mu\text{m}$  und 5  $\mu\text{m}$  den maximalen Wert, bevor sie für größere Energieverluste wieder abfallen. Für

einen  $4\ \mu\text{m}$  dicken Siliziumnitridabsorber ist der hier ermittelte Wert in beiden Fällen um bis zu einen Faktor 2 größer. Diese Diskrepanz liegt wahrscheinlich darin begründet, dass die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit nicht auf den in [Lau17] beschriebenen massenabhängigen Anteil des Energieverlustes korrigiert wurden. Der Grund dafür ist der große Massenunterschied zwischen  $^{127}\text{I}$  und  $^{109}\text{Ag}$ .

## Diskussion der Resultate

Das neu aufgebaute CLTD-Array wurde zum ersten Mal in Messungen mit Schwerionen eingesetzt. Es zeigte sich ein Effekt, der auch in späteren Messungen mit einem anderen CLTD-Array bemerkt wurde [Lau17], der einen erheblichen Einfluss auf die gemessenen Energieauflösungen hatte. Eine Vermutung, die in [Lau17] systematisch untersucht wurde, ist, dass eine inhomogene Ausleuchtung der Detektoren zu Abweichungen in den Energieauflösungen führt. Die Ursache dafür ist eine Ortsabhängigkeit der Sensitivität der CLTDs. Gestützt wird diese Vermutung durch Strukturen in den beobachteten Spektren und der Abwesenheit solcher Strukturen in einem der Randdetektoren (siehe Abschnitt 5.2.2) und bei voll homogen ausgeleuchteten Detektoren. Die hier bestimmten relativen Energieauflösungen liegen zwischen  $2.3 - 6.9\%$  und können aufgrund der hier beobachteten Strukturen in den Spektren nicht als die intrinsischen Auflösungen der CLTDs angesehen werden.

Die Resultate für den Vergleich der hier verwendeten Absorberfolien zeigen, dass die Siliziumnitridabsorber im Vergleich zu den Parylen C- und Kohlenstoffabsorbern, bezüglich der gemessenen Halbwertsbreiten, am besten für die Bestimmung von Kernladungsausbeuten geeignet sind. Durch die für alle Detektoren beobachteten kleineren Halbwertsbreiten von bis zu 15%, im Bereich kleiner Energieverluste, verglichen mit den Resultaten der Parylen C Folien, welche sich in der Vergangenheit für ähnliche Messungen bewährt haben (vgl. [Qua83]), könnte es mit der Kombination aus CLTDs und Siliziumnitrid potentiell möglich sein, Kernladungsausbeuten im Bereich der symmetrischen Spaltung und darüber hinaus bis zu den schweren Massen zu bestimmen. Berechnungen mit dem semi-empirischen Simulationsprogramm TRIM zeigten Abweichungen von bis zu 10% für die Bestimmung der Energieverluste. Ein Vergleich der gemessenen und der vorhergesagten Halbwertsbreiten zeigte, dass die Breiten der TRIM Simulationen zwar den Trend der Abhängigkeit der Breite von der Absorberdicke wiedergeben können, jedoch werden die gemessenen Halbwertsbreiten systematisch überschätzt. Die Abweichungen betragen bis zu 30%. Hier sei noch einmal darauf hingewiesen, dass die Ergebnisse der Simulationen auf den Raumwinkel der Detektoren korrigiert wurden.

Für die Bestimmung der Trennung und Kernladungsaufflösung hat sich gezeigt, dass die hier ermittelten Resultate im Vergleich zu den Ergebnissen aus [Lau17] deutlich

überschätzt sind. Der Grund dafür ist die fehlende Korrektur der Energieverluste auf den massenabhängigen Teil, wie sie in [Lau17] beschrieben ist, die aufgrund der großen Massenunterschiede der verwendeten Ionen nicht durchgeführt wurde.

# Kapitel 6

## Machbarkeitsstudie und erste Messungen am Forschungsreaktor des Institut Laue- Langevin (ILL) in Grenoble

In diesem Abschnitt werden im Rahmen erster Messungen mit dem CLTD-Detektor am ILL in Grenoble systematische Untersuchungen bezüglich der Trennung benachbarter Kernladungen, der Kernladungsauflösung und dem Verhalten der CLTDs vorgestellt, die zur Optimierung der hier verwendeten Absorbermethode zur Bestimmung von Kernladungsausbeuten am LOHENGRIN-Massenseparator des ILL in Grenoble durchgeführt wurden. Im Zuge dieser Arbeit wurden mit den CLTDs 2 Messzyklen durchgeführt. Dabei stellt sowohl der Einsatz kalorimetrischer Tieftemperatur-Detektoren als auch die Verwendung der Siliziumnitridabsorber eine Neuerung für die Bestimmung von Kernladungsausbeuten dar. Durch die in Abschnitt 2.8 diskutierten Vorteile gegenüber herkömmlichen, auf Ionisation basierenden Detektoren und den in Bezug auf die Halbwertsbreite besseren Absorberfolien (vgl. Abschnitt 5) bietet das neue System potentiell die Möglichkeit, mit Hilfe der Absorbermethode, Kernladungsverteilungen im Bereich der symmetrischen Spaltung bis hin zu den Spaltfragmenten der schweren Massen zu bestimmen.

Der erste Abschnitt besteht aus der Diskussion des experimentellen Aufbaus und der zur Durchführung der Messungen notwendigen Anpassungen des Kryostaten. Im zweiten Teil werden systematische Untersuchungen angestellt und die Unterschiede im Aufbau der beiden Messzyklen, bezogen auf die Resultate miteinander verglichen. Der letzte Abschnitt befasst sich mit dem Vergleich mit früheren Messungen mit Hilfe der hier verwendeten Methode zur Bestimmung der Kernladungsausbeuten.

## 6.1 Experimenteller Aufbau

An dieser Stelle wird ausschließlich die Anpassung des experimentellen Aufbaus an die Bedingungen am LOHENGRIN-Separator und die Strahlführung inklusive der Bestückung der Manipulatoren mit den Absorberfolien und Halbleiterdetektoren diskutiert. Eine Beschreibung des Aufbaus vor dem Kryostat und dem Detektorsystem ist in Abschnitt 4 zu finden.

### 6.1.1 Anpassung des Kryostaten an die experimentellen Bedingungen am LOHENGRIN-Separator

In Abbildung 4.1 ist im unteren Teil (vertikale Ablenkung) zu erkennen, dass der Strahlverlauf hinter dem LOHENGRIN nicht horizontal ist, wie es bisher für Messungen mit dem hier verwendeten Kryostaten üblich war (vgl. Abbildung 5.2). Der Winkel zwischen der Horizontalen und der Strahlachse am LOHENGRIN-Separator beträgt ca.  $\alpha = 35^\circ$ . Der Kryostat wurde dementsprechend an diese Bedingungen adaptiert. Abbildung 6.1 zeigt den Kryostaten nach dem Umbau. Dabei wurde eine Anpassung des Rezipienten<sup>1</sup> (oben), des Stickstoffschildes mit Erweiterung (Mitte) und des Heliumschildes mit Erweiterung (unten) durchgeführt (vgl. Abbildung 3.4). Die Anpassung des Kryostaten wurde vom Hersteller, der Firma Cryovac in Troisdorf, durchgeführt [Cry]. Eine durch den Umbau bedingte erhöhte Wärmelast auf die Detektoren hatte erheblichen Einfluss auf die Kühlfingertemperatur, sodass eine Temperaturstabilisierung des Kühlfingers mit Blendenöffnungen in der Größenordnung der gesamten Detektorfläche nicht möglich war, und somit für den ersten Messzyklus der Einbau einer zusätzlichen Blende notwendig war. Abbildung 6.2 (links) zeigt die Blendenöffnung direkt vor dem CLTD-Array. Die Größe der Blendenöffnung betrug  $3 \times 11 \text{ mm}^2$  und wurde in einem Winkel von  $\alpha_B = 45^\circ$  im Abstand von etwa  $5 \text{ cm}$  vor den Detektoren platziert. Durch die Blende beschränkten sich die Messungen im ersten Messzyklus auf die in Abbildung 6.2 (links) zu sehenden, grau hinterlegten Detektoren. Auf eine Anpassung des Kühlfingers, um zu erreichen dass die Detektoren senkrecht zur Strahlachse ausgerichtet sind, wurde an dieser Stelle verzichtet um eine mögliche Quelle für eine weitere Erhöhung der Wärmelast auf den Kühlfinger zu vermeiden. Die effektive Detektorfläche verringert sich dadurch um etwa 20%, was für beide in diesem Abschnitt beschriebenen Messzyklen zutrifft.

---

<sup>1</sup>Der Rezipient ist der äußere „Rüssel“, der an die Strahlführung am Experimentierplatz angeschlossen wird.

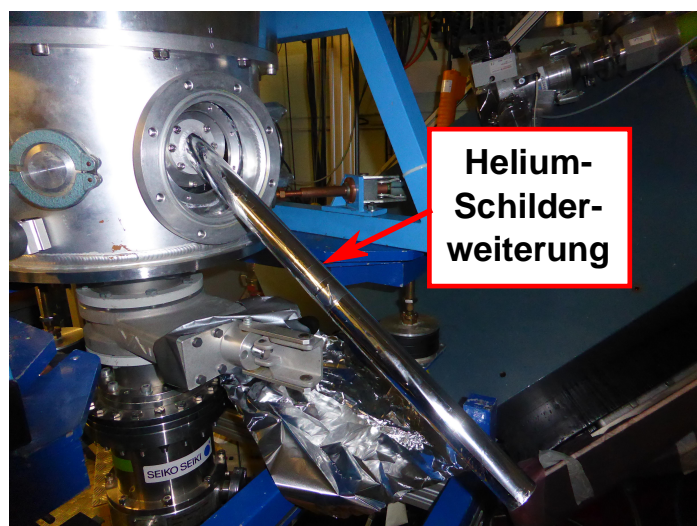
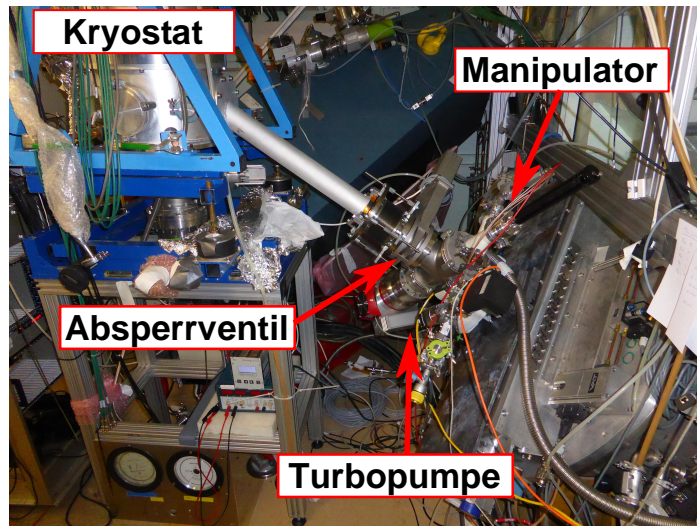


Abbildung 6.1: Die drei Bilder zeigen den Kryostaten nach dem Umbau durch die Firma Cryovac in Troisdorf [Cry]. Durch den Strahlverlauf hinter dem LOHENGRIN-Massenseparator wurden der Rezipient (oben), das Stickstoffschild mit Erweiterung (Mitte) und das Heliumschild mit der zugehörigen Erweiterung (unten) auf einen Winkel von etwa  $\alpha = 35^\circ$  zur Horizontalen angepasst.



Für den 2. Messzyklus wurden anstatt einer Blendenöffnung Siliziumnitridabsorber im Kryostaten angebracht, um Wärmestrahlung abzuschirmen und die oben beschriebene Wärmelast auf die Detektoren zu minimieren. Eine Absorberfolie mit einer Dicke von  $1\ \mu\text{m}$  wurde anstelle der Blendenöffnung im Abstand von etwa  $5\ \text{cm}$  vor dem Detektor-Array platziert, während ein Stack aus mehreren Folien innerhalb des Heliumschildes im Abstand von etwa  $10\ \text{cm}$  untergebracht war (siehe Abbildung 6.3). Die

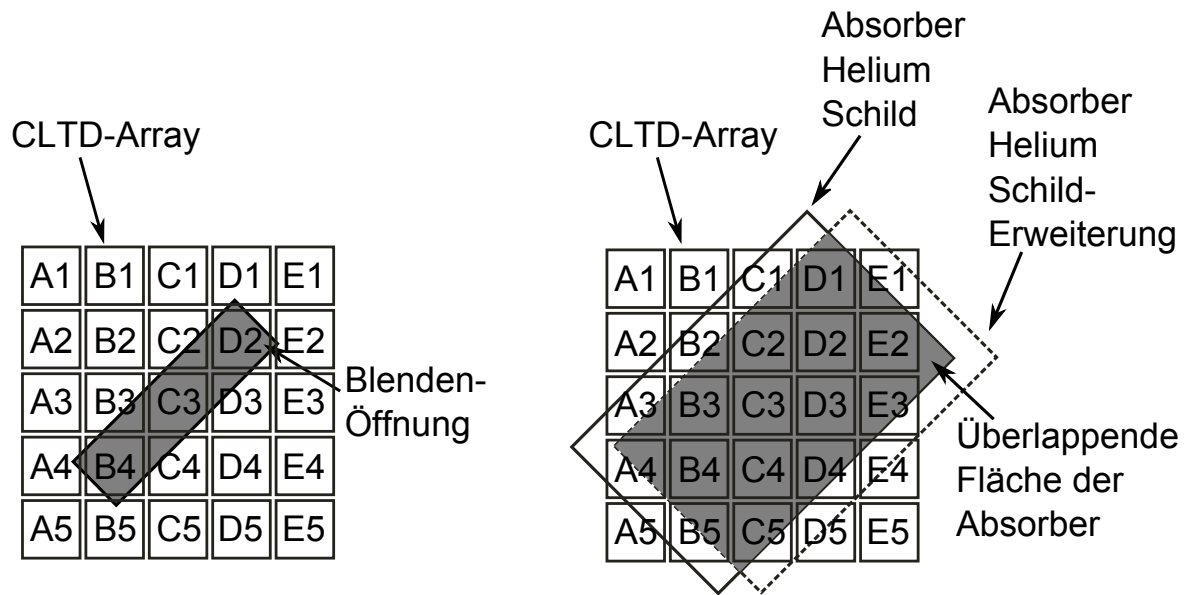


Abbildung 6.2: (links) Blendenöffnung des Heliumschildes während des ersten Messzyklus (siehe Abschnitt 6.1.2). Die grau hinterlegten Detektoren, bzw. Detektor-Ausschnitte waren dabei unverdeckt und konnten zur Messung verwendet werden. (rechts) Blendenöffnungen durch die in den Kryostaten fest montierten Siliziumnitridabsorber während des 2. Messzyklus (siehe Abschnitt 6.1.2). Die gestrichelt dargestellte Blendenöffnung ergibt sich dabei durch die direkt vor dem CLTD-Array (direkt auf dem Heliumschild) befestigte Folie, während sich die andere durch die in der Heliumschild-Erweiterung befindlichen Absorber ergibt. Die Blendenöffnungen sind dabei leicht versetzt. Die graue Fläche vor den Detektoren zeigt die effektive Blendenöffnung.

Folien waren so angebracht, dass die absorbierte Wärmestrahlung direkt an das Heliumschild, bzw. die Schilderweiterung, abgegeben werden konnte. Die bei vorherigen Messungen (siehe Abschnitt 5) beobachteten Schwankungen in der Temperaturstabilisierung wurden dadurch massiv reduziert. Zudem sollte mit der Verkürzung des Abstands zwischen CLTD-Array und Absorber eine Erhöhung der Effizienz bewirkt werden (siehe Abschnitt 6.2). Durch das Anbringen der unbeweglichen Absorberfolien innerhalb des Kryostaten konnten jedoch im 2. Messzyklus keine Spektren ohne Absorberfolien mit den CLTDs aufgenommen werden.

## 6.1.2 Strahlführung zwischen LOHENGRIN-Separator und Kryostat

Der Aufbau der Strahlführung oberhalb des LOHENGRIN-Separators unterscheidet sich für die in diesem Abschnitt beschriebenen 2 Messzyklen nur in einigen wenigen Aspekten. Beide Aufbauten werden anhand der Abbildung 6.3 diskutiert.

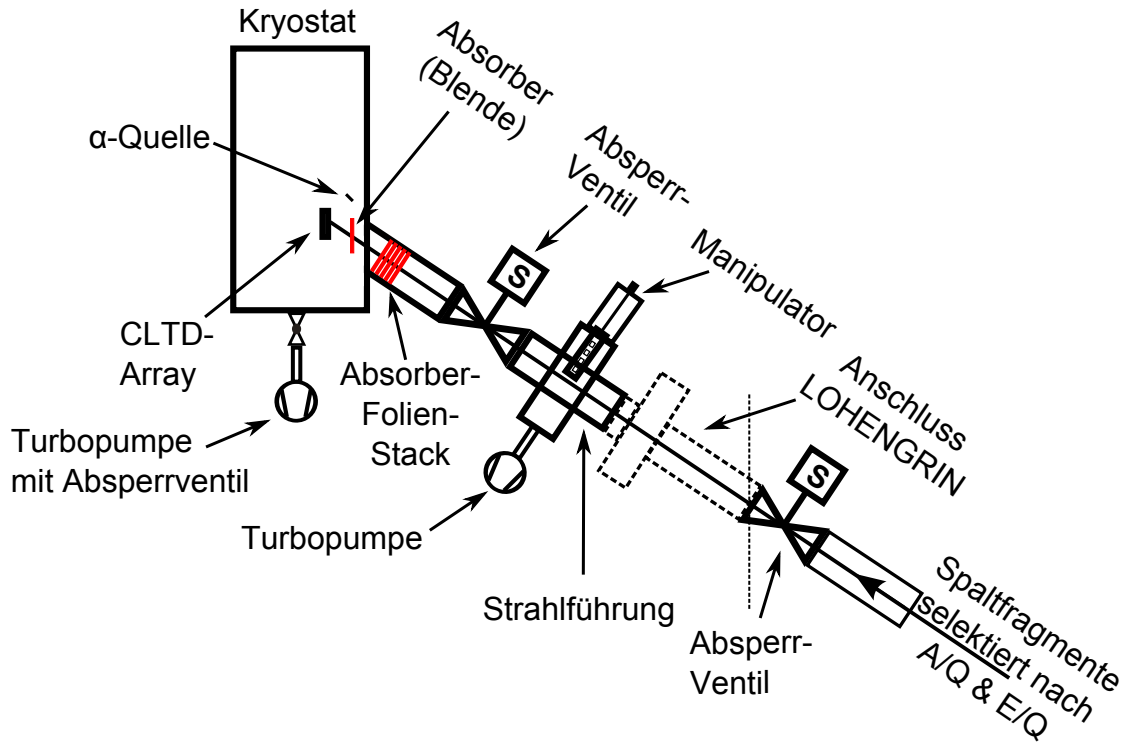


Abbildung 6.3: Schematischer Aufbau der Strahlführung zwischen dem LOHENGRIN-Separator und dem Kryostaten am ILL in Grenoble. Die in rot hervorgehobenen Absorber bzw. Blenden deuten auf den wichtigsten Unterschied zwischen den beiden Messzyklen hin. Im ersten Messzyklus befanden sich die Absorber ausschließlich im Manipulator und anstelle der Absorberfolie vor dem CLTD-Array befand sich dort eine einfache Blende. Für den zweiten Messzyklus wurde an der Stelle eine Absorberfolie aufgeklebt um die Wärmelast auf den Kühlfinger zu verringern. Die Absorberfolien in der Heliumschild-Erweiterung, d.h. in dem Rüssel direkt vor dem Kryostaten, wurden für den 2. Messzyklus aus denselben Gründen fest dort angebracht.

### Messaufbau für den 1. Messzyklus

Abbildung 6.3 zeigt den skizzierten Aufbau für den 1. Messzyklus. Für diesen Messzyklus wurden, wie in Abschnitt 6.1.1 beschrieben, alle im Kryostat befindlichen Blendenöffnungen so weit verringert, dass prinzipiell 7 der CLTDs im Detektor-Array zur Messung zur Verfügung standen (Abbildung 6.2 (links)). Die maßgebliche Blende direkt

vor den Detektoren ist in der Skizze eingezeichnet. Die einzelnen Aufbauten zwischen dem LOHENGRIN-Separator und dem Kryostaten wurden, auch im 2. Messzyklus, mit Hilfe eines Lasers auf die Strahlachse einjustiert. Der Manipulator wurde ähnlich wie in Abschnitt 5.1.2 beschrieben mit den Absorberfolien bestückt. Aufgrund der Resultate aus Abschnitt 5 wurden für diese Messung ausschließlich Siliziumnitridabsorber unterschiedlicher Dicke verwendet. Zudem wurden hier im Gegensatz zu den Messungen in Abschnitt 5 auch Absorberfolien mit einer größeren aktiven Fläche von  $10 \times 16 \text{ mm}$  eingebaut, um die Detektionseffizienz zu erhöhen. Dabei musste überprüft werden, ob die größeren Absorberfolien über eine ähnlich gute Homogenität verfügen, wie die Absorber mit kleinerer Fläche. Eine Verbreiterung der Linien im Restenergiespektrum konnte dabei nicht beobachtet werden. In Tabelle 6.2 sind die für den 1. Messzyklus

Nominelle Absorberdicke [ $\mu\text{m}$ ]	Aktive Fläche [ $\text{mm}^2$ ]
4	$16 \times 10$
5	$16 \times 10$
5	$5 \times 5$

Tabelle 6.1: Zusammenstellung der im 1. Messzyklus verwendeten Absorberdicken und den zugehörigen aktiven Flächen, wie sie im Manipulator untergebracht waren.

verwendeten Absorber aufgeführt. Die Folienstacks sind alle ausschließlich aus Folien mit einer nominellen Dicke von  $1 \mu\text{m}$  zusammengesetzt <sup>2</sup>.

Der Abstand zwischen den CLTDs und den Absorberfolien im Manipulator betrug dabei etwa  $d_M = 0.91 \text{ m}$ . Ähnlich wie für die in Abschnitt 5 beschriebenen Messungen konnte durch zwei Absperrventile und einer Kombination aus Vor- und Turbopumpe ein Wechsel der Absorberfolien im Manipulator ohne Belüftung des Kryostaten und damit ohne großen Zeitverlust durchgeführt werden. Das zweite Absperrventil ist dabei fest integriert in der Strahlführung und befindet sich vor dem hier skizzierten Aufbau in Abbildung 6.3. Durch die kleine Blendenöffnung und den relativ großen Abstand zwischen den CLTDs und den Absorberfolien war die Aufnahme der Restenergiespektren zur Bestimmung von Kernladungsausbeuten mit einem erheblichen Zeitaufwand verbunden. Das liegt zum einen daran, dass die Blendenöffnung (siehe Abbildung 6.2 (links)) eine deutliche Einschränkung der nutzbaren Detektorfläche bedeutete. Zum anderen wurde ein erheblicher Teil der Spaltfragmente, besonders für schwere Massen, durch den Abstand zwischen CLTD-Array und Absorber durch Kleinwinkelstreuung in den Absorberfolien aus dem Sichtfeld der Detektoren heraus gestreut. Eine Untersuchung der Detektionseffizienz findet sich in Abschnitt 6.2.1.

---

<sup>2</sup>Die nominelle Dicke der Absorber wurde nach Überprüfung durch den Hersteller auf  $1.05 \mu\text{m}$  korrigiert.

## Messaufbau für den 2. Messzyklus

Für den Aufbau im 2. Messzyklus wurde, wie in Abschnitt 6.1.1 beschrieben, anstatt der verringerten Blendenöffnungen mehrere Siliziumnitridfolien innerhalb des Kryostaten angebracht (Abbildung 6.3). Die dadurch erheblich reduzierte Wärmestrahlung auf das CLTD-Array ermöglichte es, für die hier durchgeführten Messungen eine wesentlich größere Detektorfläche zu nutzen (Abbildung 6.2 (rechts)), als im 1. Messzyklus (Abschnitt 6.1.2). Diese Absorberfolien waren „fest“ montiert, sodass ein Wechsel nur durch Aufwärmen des Kryostaten möglich war. Abbildung 6.4 zeigt die im Kryostaten

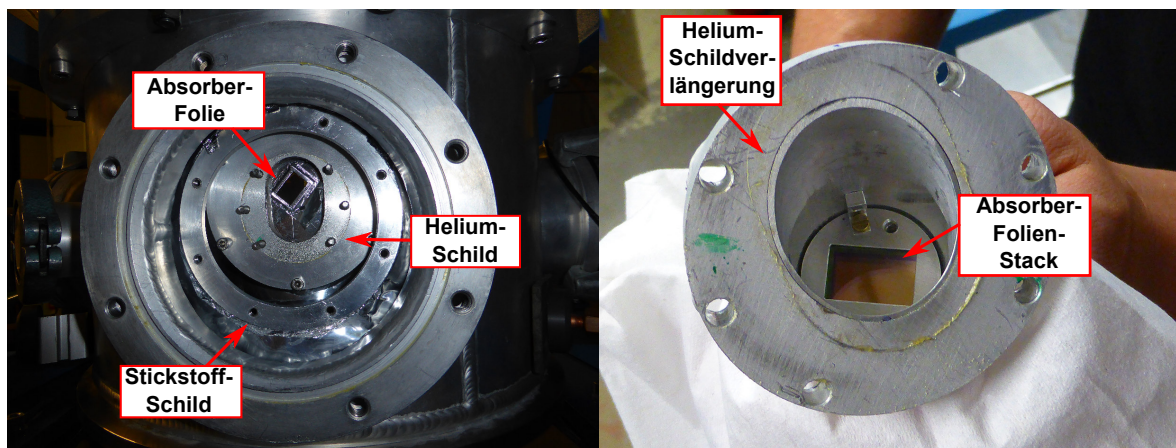


Abbildung 6.4: Foto des offenen Kryostat-Anschlussflansches (links). Die Stickstoff- und Heliumschilderweiterungen wurden dabei entfernt. Bei der markierten Absorberfolie, die auf das Heliumschild aufgeklebt wurde, handelt es sich dabei um eine  $1 \mu\text{m}$  dicke Siliziumnitridfolie. Foto der Heliumschilderweiterung (rechts). Bei dem Absorberfolien-Stack, bestehend aus mehreren Folien, wurden ebenfalls nominell  $1 \mu\text{m}$  dicke Siliziumnitridfolien verwendet.

montierten Absorber direkt vor den Detektoren (links) und in der Heliumschilderweiterung (rechts). Durch die so im Strahlengang platzierten Absorber war es nicht möglich, für die CLTDs eine Energiekalibrierung über die Energiespektren der Spaltfragmente durchzuführen. Der 2. Messzyklus kann in zwei Teile aufgeteilt werden. Im ersten Teil waren insgesamt 4 Absorberfolien innerhalb des Kryostaten montiert. Für den zweiten Teil wurde der Kryostat aufgewärmt und belüftet, um die Anzahl der Absorberfolien innerhalb des Kryostaten auf insgesamt 6 Absorber zu erhöhen. Dadurch konnte zum einen die Effizienz für Messungen mit 6 Absorberfolien erhöht werden. Zum anderen konnten zusammen mit den zusätzlich im Manipulator befindlichen Absorbern Messungen mit bis zu 8 Siliziumnitridfolien durchgeführt werden. Im Vergleich zu den Messungen im 1. Messzyklus wurden hier ausschließlich Absorber mit einer aktiven Fläche von  $16 \times 10 \text{ mm}^2$  verwendet. Während die Absorber in der Heliumschilderweiterung senkrecht zur Strahlachse positioniert waren, wurde die Folie direkt vor den CLTDs parallel zum Detektor-Array angebracht. Dementsprechend erhöht sich

der Weg, den die Spaltfragmente durch diese Folie zurücklegen, um ca. 18%. Während des 2. Messzyklus wurde der Kryostat einmal aufgewärmt, um die Folienanzahl in der Heliumschilderweiterung von 3 Absorbern auf 5 Absorber zu erhöhen. Insgesamt konnten dadurch Messungen mit 5 verschiedenen Absorberdicken zwischen  $4.43 \mu\text{m}$  und  $8.63 \mu\text{m}$  durchgeführt werden.

Für die Aufnahme von Spektren ohne Absorber und für die Bestimmung der Massenausbeute der Masse  $A = 92$  (siehe Abschnitt 6) wurden auf dem Manipulator 2 PIN-Dioden, die sich nur in der Größe einer jeweils montierten Blendenöffnung unterschieden, angebracht. Die aktiven Flächen der PIN-Dioden betragen  $A_1 = 9 \times 9 \text{ mm}^2$  und  $A_2 = 9 \times 5 \text{ mm}^2$ , wodurch Untersuchungen der störenden Kontaminationen, d.h. Massen deren Parabel in die Nähe der gewünschten Masse fokussiert werden, durchgeführt werden konnten. Der restliche Aufbau ist mit dem in Abschnitt 6.1.2 beschriebenen identisch.

Position [#]	Bezeichnung	Aktive Fläche [ $\text{mm}^2$ ]
1	PIN-Diode	$9 \times 9$
2	PIN-Diode	$5 \times 9$
3	$1 \mu\text{m}$ Siliziumnitrid	$16 \times 10$
4	$2 \mu\text{m}$ Siliziumnitrid	$16 \times 10$

Tabelle 6.2: Zusammenstellung der im Manipulator montierten PIN-Dioden und Absorberfolien und deren zugehörige aktive Flächen.

## 6.2 Durchführung der systematischen Messungen

Durch die in Abschnitt 6.1.2 beschriebenen Aufbauten für die beiden Messzyklen unterscheiden sich die folgenden Untersuchungen in einigen Aspekten, z.B. bezüglich der Energieauflösung der Detektoren für Messungen ohne Absorber. Durch die im 2. Messzyklus fest montierten Absorberfolien im Kryostaten ließen sich keine Messungen ohne Absorberfolien mit den CLTDs durchführen. Für Messungen der einzelnen Massen ohne Absorber diente eine PIN-Diode, die im Manipulator (siehe Abbildung 6.3) untergebracht war. Insbesondere diente diese PIN-Diode, im Rahmen der Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$ , zur Bestimmung der Massenausbeute der Masse  $A = 92$  (Abschnitt 7).

Der erste Teil beschreibt die Resultate aus dem 1. Messzyklus, bezüglich der Energieauflösung, der Effizienz, der Trennung von Kernladungen und der Kernladungsauflösung. Die Effizienz bezeichnet in diesem Fall den Unterschied der gemessenen Raten ohne

und mit Absorber, wobei die Absorberfolien in einem Abstand von  $d_M = 0.91 \text{ m}$  im Manipulator verbaut waren.

Im zweiten Teil werden die Ergebnisse der Untersuchungen aus dem 2. Messzyklus diskutiert, darunter die Effizienz bezüglich der Messungen mit und ohne Absorber, die Trennung, Halbwertsbreiten und Kernladungsaufösungen für verschiedene Absorberdicken und Spaltfragmente bis hin zu den schweren Massen, ein Vergleich der Resultate der Bestimmung der fraktionalen Ausbeute für alle Detektoren im CLTD-Array<sup>3</sup>, der Einfluss von Kontaminationen, d.h. benachbarter Massen, die durch die Selektion des LOHENGRIN-Separators im Restenergiespektrum für Messungen mit Absorberfolien einen störenden Beitrag liefern können. Für die Bestimmung der Effizienz konnten jedoch für Messungen ohne Absorber ausschließlich Messungen mit der PIN-Diode herangezogen werden.

Im Anschluss werden die Resultate beider Messzyklen vergleichend gegenüber gestellt und die Vor- und Nachteile der beiden verschiedenen Aufbauten diskutiert. Für beide Messzyklen wurde dabei auf eine exakte Energiekalibrierung mit der zugehörigen Korrektur der Verschiebung der Signalamplituden durch die Restgaskondensation verzichtet, da die Bestimmung der Restenergie für die hier angestellten Betrachtungen eine untergeordnete Rolle spielt. Die Energiekalibrierungen wurden für alle folgenden Untersuchungen über die  $\alpha$ -Linien der im Kryostat verbauten Quelle durchgeführt. Im 1. Messzyklus wurde für die Kalibrierung für die jeweilige betrachtete Masse der Messpunkt für eine Messung ohne Absorber berücksichtigt. Die Bestimmung der Kernladungen innerhalb einer Masse erfolgte durch den Abgleich mit den Daten der Tabellen aus [Ageb].

## 6.2.1 Systematische Untersuchungen im 1. Messzyklus

### Energieauflösung der CLTDs

Die Energieauflösung für Messungen ohne Absorber wird an dieser Stelle exemplarisch für zwei einzelne Messungen diskutiert. Die Einstellung für die Separation des LOHENGRIN-Separators erfolgt dabei, das gilt auch alle folgenden Messungen, durch ein im Kontrollraum (siehe Abbildung 4.2) eingerichtetes Interface<sup>4</sup>, in dem die gewünschten Parameter, d.h. die Masse, die Energie und die Ionenladung der Spaltfragmente eingegeben werden. Die Einstellung des Magnetfeldes und des elektrischen Feldes werden dann softwaregesteuert ausgeführt. Die erste der beiden Messungen ist für die Masse  $A = 89$  mit dem Ionenladungszustand  $Q = 20$  bei einer Einschussenergie von

---

<sup>3</sup>Dabei wurde aufgrund der Position der CLTD-Pixel im Detektor-Array und der Tatsache, dass zwei der CLTD-Pixel nicht funktionstüchtig waren insgesamt 18 Detektoren miteinander verglichen.

<sup>4</sup>Bei dem Interface handelt es sich um einen PC, der mit einer speziell für den LOHENGRIN-Separator geschriebenen Software arbeitet.

97 MeV, exemplarisch für Spaltfragmente aus dem leichten Ast der Massenverteilung (vgl. Abbildung 4.3 (links)). Für Spaltfragmente aus dem schweren Ast werden die Resultate einer Messung für die Masse  $A = 132$  mit dem Ionenladungszustand  $Q = 20$  bei einer Einschussenergie von 74 MeV herangezogen. Abbildung 6.5 zeigt die Spektren

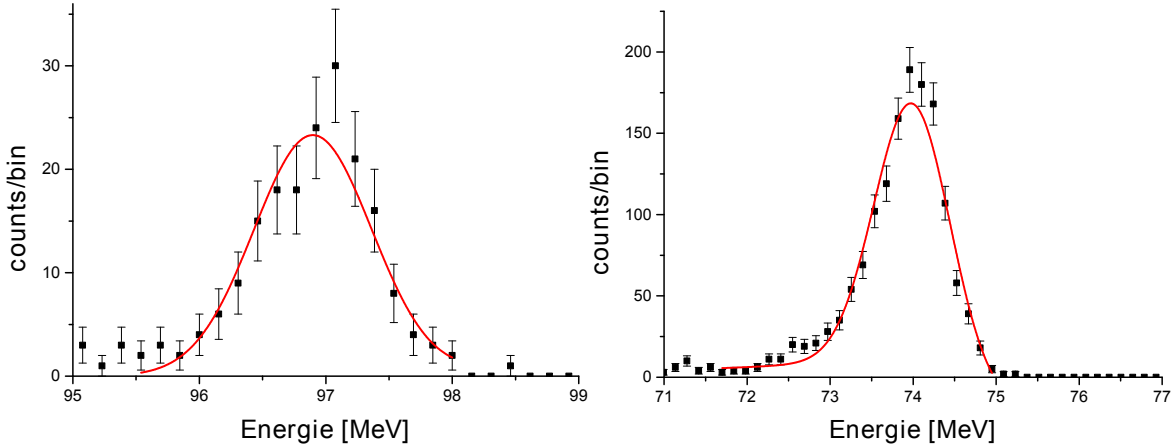


Abbildung 6.5: Energiespektren des Detektors D3 für die Masse  $A = 89$  mit dem Ionenladungszustand  $Q = 20$  bei einer Einschussenergie von 97 MeV (links) und für die Masse  $A = 132$  mit dem Ionenladungszustand  $Q = 20$  bei einer Einschussenergie von 74 MeV (rechts). Für beide Messungen wurde eine Einpunktkalibrierung durchgeführt. Die relativen Auflösungen betragen  $\Delta E/E = 11.7(2)\%$  (links) und  $\Delta E/E = 10.6(2)\%$  (rechts). Beide Spektren wurden mit einer modifizierten Gauß-Funktion (Abschnitt C.1.3) angefitet und die Halbwertsbreiten graphisch bestimmt. Die Fehler wurden mit 2% abgeschätzt.

für beide Messungen mit den Massen  $A = 89$  (links) und  $A = 132$  (rechts) bei den oben genannten Einstellungen des LOHENGRIN, gemessen mit dem Detektor D3. Die relativen Auflösungen betragen dabei  $\Delta E/E = 11.7(2)\%$  (links) und  $\Delta E/E = 10.6(2)\%$  (rechts) und sind um mehr als einen Faktor 2 schlechter, als bei den Messungen in Abschnitt 5 für einen ähnlichen Energiebereich für  $^{109}\text{Ag}$ - und  $^{127}\text{I}$ -Ionen. Eine mögliche Ursache dafür ist die durch den Umbau bedingte höhere Wärmelast auf das CLTD-Array. Trotz der verringerten Blendenöffnungen zeigten sich deutliche Schwankungen in der Temperaturstabilisierung. Außerdem liegt die relative Energieauflösung des LOHENGRINs, für die in diesem Messzyklus verwendeten Targets, zwischen 0.5% und 1% und ist demnach nicht zu vernachlässigen. Tabelle 6.3 zeigt die Werte aller hier verwendeten CLTDs für die beiden oben genannten Messungen. Dabei ist in den Spalten  $\Delta E_g$  und  $\Delta E_g/E$  die gemessenen Energieauflösung bzw. relative Energieauflösung einschließlich des Beitrags durch die Energieauflösung des LOHENGRIN-Separators von 0.5% aufgeführt<sup>5</sup>. In der Spalte  $\Delta E_{Bol}/E$  wurde dieser Beitrag quadratisch subtrahiert. Es ist deutlich zu erkennen, dass die resultierenden Energieauflösungen für alle Detek-

<sup>5</sup>Dieser Beitrag ist stark von der Größe des verwendeten Targets abhängig.

toren deutlich schlechter sind als bei den in Abschnitt 5 diskutierten Messungen. Die relativen Auflösungen liegen im Bereich von 8 – 14 ‰. Mögliche Gründe dafür wurden oben diskutiert. Ein Vergleich der Auflösung der einzelnen Detektoren und der Lage im Array (Abbildung 6.2) zeigt, dass die Detektoren mit der schlechtesten Energieauflösung (B4, C3 und D2) diejenigen mit der größten freien Fläche sind, sodass sogar der Detektor B3, welcher in den Messungen aus Abschnitt 5 ausschließlich zur Temperaturstabilisierung verwendet werden konnte, eine bessere Energieauflösung aufweist. Diese Tatsache kann sowohl auf eine höhere Wärmelast der zentralen Detektoren, als auch auf eine Positionsabhängigkeit, wie in Abschnitt 5 beschrieben, hindeuten.

CLTD-Pixel	A/Q/E			A/Q/E		
	89/20/97			132/20/74		
	$\Delta E_g$ [keV]	$\Delta E_g/E$ [10 <sup>-3</sup> ]	$\Delta E_{Bol}/E$ [10 <sup>-3</sup> ]	$\Delta E_g$ [keV]	$\Delta E_g/E$ [10 <sup>-3</sup> ]	$\Delta E_{Bol}/E$ [10 <sup>-3</sup> ]
B3	932(19)	9.6(2)	8.2(2)	1034(21)	10.7(2)	9.5(2)
B4	1575(31)	16.2(3)	15.4(3)	1387(28)	14.3(3)	13.4(3)
C2	1184(24)	12.2(2)	11.1(2)	1212(24)	12.5(2)	11.5(2)
C3	1341(27)	13.8(3)	12.9(3)	1377(28)	14.2(3)	13.3(3)
C4	1190(24)	12.3(2)	11.2(2)	1223(24)	12.6(3)	11.6(3)
D2	1461(29)	15.1(3)	14.2(3)	1429(29)	14.7(3)	13.8(3)
D3	1135(23)	11.7(2)	10.6(2)	1024(20)	10.6(2)	9.3(2)

Tabelle 6.3: Zusammenstellung der absoluten ( $\Delta E_g$ ) und relativen ( $\Delta E_g/E$ ) Energieauflösungen der hier verwendeten Detektoren für die Massen  $A = 89$  mit dem Ionenladungszustand  $Q = 20$  bei einer Einschussenergie von  $97 \text{ MeV}$  und  $A = 132$  mit dem Ionenladungszustand  $Q = 20$  bei einer Einschussenergie von  $74 \text{ MeV}$ .  $\Delta E_g$  ist dabei die gemessene Auflösung und beinhaltet demnach einen durch die Größe des Produktionstargets bedingten Beitrag. Für die hier verwendete Targetgröße beträgt die relative Energieauflösung des LOHENGRIN-Separators, bedingt durch die Größe des Targets, 0.5%. In den Spalten  $\Delta E_{Bol}/E$  ist dieser Beitrag quadratisch subtrahiert worden. Dennoch sind die Energieauflösungen der CLTDs im Vergleich zu den in Tabelle 5.2 aufgeführten deutlich schlechter.

### Detektionseffizienz

Aufgrund der stark begrenzten Lebensdauer eines Targets und des exponentiellen Targetabbrands spielt die Detektionseffizienz für die Bestimmung der Kernladungsausbeuten, insbesondere für Messungen im Bereich der Symmetrie, aufgrund der geringen Ausbeuten (vgl. Abbildung 4.3) und der begrenzten Messzeit, eine große Rolle. Detektionseffizienz bedeutet für die hier angestellten Betrachtungen, dass ein Vergleich



der Anzahl der von den CLTDs detektierten Teilchen für die selben Einstellungen des LOHENGRIN-Separators für jeweils eine Messung ohne Absorber und eine Messung mit Absorber angestellt wird. Es ist zu erwarten, dass, bedingt durch den experimentellen Aufbau, d.h. den großen Abstand zwischen Absorberfolien und CLTD-Array, ein erheblicher Teil der Spaltfragmente beim Durchlaufen eines Absorber durch die in Abschnitt 2.3 beschriebenen Prozesse aus dem Sichtfeld der CLTDs heraus gestreut wird. Um diesen Vergleich anstellen zu können, wurde jeweils der Flächeninhalt des

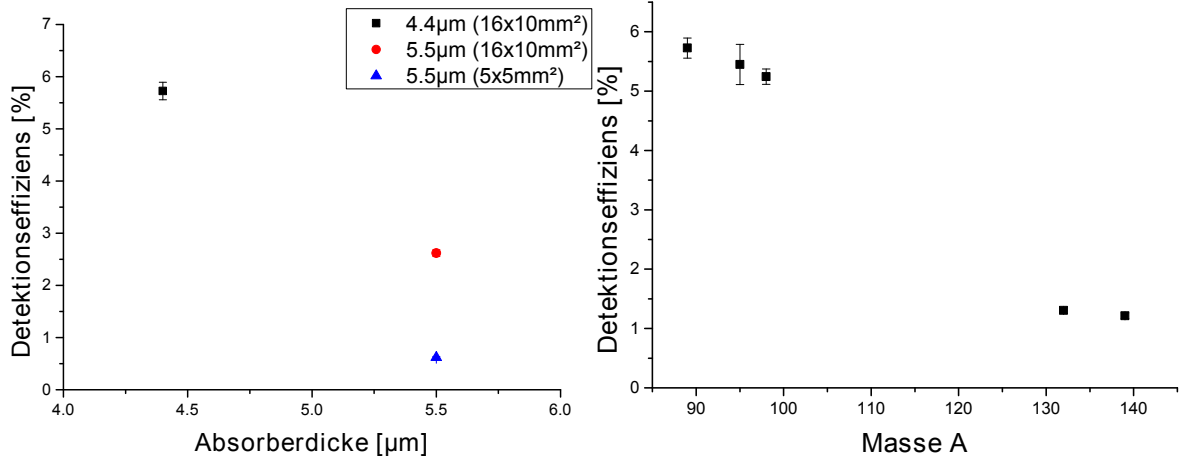


Abbildung 6.6: Detektionseffizienz für die Messungen im 1. Messzyklus in Abhängigkeit von der Absorberdicke und -fläche für die Masse  $A = 89$  bei einer Einschussenergie von  $E = 97 \text{ MeV}$  (links) und die Abhängigkeit von der Masse  $A$  gemessen mit dem  $16 \times 10 \text{ mm}^2$  großen und  $4.4 \text{ }\mu\text{m}$  dicken Absorber (rechts).

Peaks für die Messung ohne Absorber für alle zur Verfügung stehenden CLTD-Pixel bestimmt und auf die Messzeit normiert, d.h. die gesamte gemessene Rate für diese Masse bestimmt. Für die Messungen mit Absorber wird dementsprechend die Rate für alle einzelnen Peaks der zu untersuchenden Masse im Restenergiespektrum bestimmt und aufsummiert. Der Quotient aus den beiden bestimmten Werten entspricht der Detektionseffizienz.

Abbildung 6.6 zeigt exemplarisch die Detektionseffizienz der CLTDs in Abhängigkeit von der Absorberdicke und -fläche für die Masse  $A = 89$  bei einer Einschussenergie von  $E = 97 \text{ MeV}$  (links) und für die  $16 \times 10 \text{ mm}^2$  große Absorberfolie in Abhängigkeit von der Masse (rechts). Die Detektionseffizienz wurde wie oben beschrieben für alle Detektoren durchgeführt und die Ereignisse aufsummiert. Dabei wurden hier ausschließlich Messungen (mit und ohne Absorber) miteinander verglichen, welche zeitlich dicht aufeinanderfolgend durchgeführt wurden, sodass auf eine Korrektur des Targetabbrands an dieser Stelle verzichtet werden kann.

Für die Messungen mit der Masse  $A = 89$  und der Einschussenergie von  $E = 97 \text{ MeV}$  (Abbildung 6.6 (links)) wurden drei verschiedene Absorberstacks verwendet (Tabelle 6.2). Es ist deutlich zu sehen, dass die Detektionseffizienz sowohl mit steigender An-

zahl der Absorberfolien, als auch mit kleiner werdender Absorberfläche abnimmt. Im besten Fall lag die Detektionseffizienz bei 5.7(2)% für den 4.4  $\mu\text{m}$  dicken Absorber mit einer Fläche von  $16 \times 10 \text{ mm}^2$ . Für den Absorber mit einer Dicke von 5.5  $\mu\text{m}$  und einer Fläche von  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  fällt die Detektionseffizienz sogar auf 0.62(2)% ab. Abbildung 6.6 (rechts) zeigt die Abhängigkeit der Detektionseffizienz von der Masse für einen 4.4  $\mu\text{m}$  dicken Absorber mit einer Fläche von  $16 \times 10 \text{ mm}^2$ . Es ist zu sehen, dass die Effizienz auch mit zunehmender Masse abnimmt. Für Massen im Bereich  $98 < A < 132$  wurden, aufgrund der begrenzten Messzeit, in diesem Messzyklus keine Messungen durchgeführt, wodurch sich die in Abbildung 6.6 (rechts) zu sehende Lücke ergibt. Dies war neben der hohen Wärmelast auf das Detektor-Array ein Grund dafür, den Abstand zwischen den CLTDs und den Absorberfolien durch das Anbringen von Absorberfolien innerhalb des Kryostaten im 2. Messzyklus zu verringern.

### **Trennung benachbarter Kernladungen, Halbwertsbreiten und Kernladungsauflösung**

Für die Bestimmung von Kernladungsverteilungen sind die Parameter Trennung benachbarter Kernladungen, Halbwertsbreiten und die daraus resultierende Kernladungsauflösung von großer Wichtigkeit, da durch diese Parameter bestimmt wird, wie gut sich benachbarte Kernladungen innerhalb einer Masse durch die hier angewandte Methode voneinander unterscheiden lassen. Dabei kann die Halbwertsbreite und die Trennung direkt durch Fitten der einzelnen Peaks im Restenergiespektrum bestimmt werden, während die Kernladungsauflösung nach Gleichung 4.6 berechnet wird, wobei in allen folgenden Betrachtungen die Halbwertsbreite mit  $FWHM$ , die Trennung der Kernladungen mit  $d$  und die Kernladungsauflösung mit  $Z/\Delta Z$  bezeichnet wird. Abbildung 6.7 zeigt die Restenergiespektren für die Masse  $A = 89$  mit dem Ionenladungszustand  $Q = 20$  bei einer Einschussenergie von 97  $\text{MeV}$  für einen 4  $\mu\text{m}$  (links) und 5  $\mu\text{m}$  (rechts) dicken Absorber. Die Peaks in den Spektren wurden mit einer Summe aus drei Gauß-Funktion gefittet. Die Funktion findet sich in Anhang C.1.2. Dabei handelt es sich bei den gefitteten Halbwertsbreiten  $FWHM$  und der Trennung benachbarter Kernladungen  $d$  um die mittlere Halbwertsbreite über alle gezeigten Peaks und die mittlere Trennung zwischen jeweils zwei benachbarten Kernladungen. In beiden Spektren sind die bestimmten Halbwertsbreiten im Rahmen der Fehler als gleich anzusehen, während die  $Z$ -Trennung für den 5  $\mu\text{m}$  dicken Absorber um mehr als 20% zugenommen hat. Die dadurch erreichten Kernladungsaufösungen liegen bei  $Z/\Delta Z = 31(3)$  (links) und  $Z/\Delta Z = 36(2)$  (rechts). Ein Vergleich der Kernladungsauflösung in beiden Messungen zeigt, dass diese innerhalb der Fehler übereinstimmen (siehe Abbildung 6.8). Ein weiterer Aspekt für die Bestimmung von Kernladungsausbeuten mit der hier angewandten Methode ist die Konsistenz der fraktionalen Ausbeuten  $Y_{\text{frac}}(Z)$  der einzelnen Kernladungen für Messungen mit verschiedenen Absorberdicken, d.h. der prozentuale

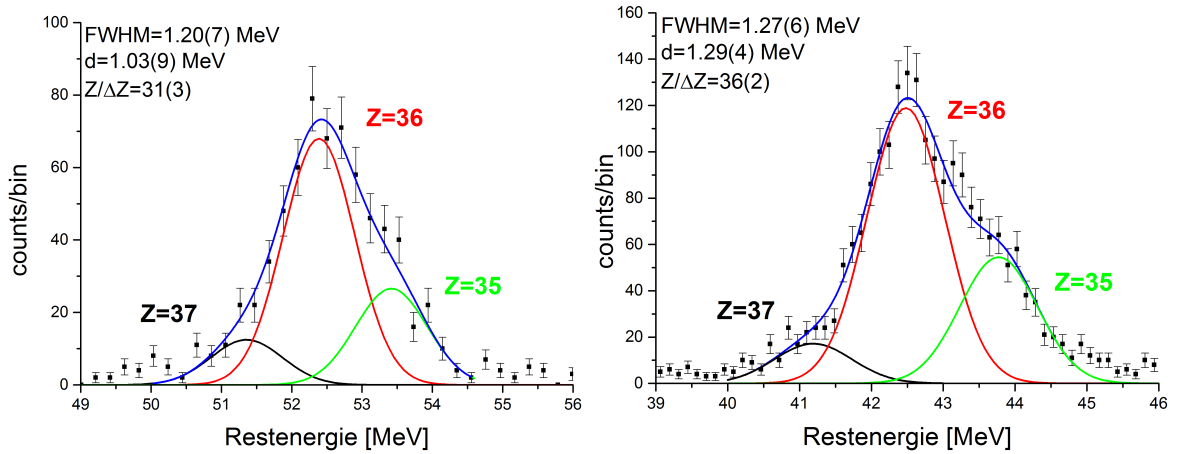


Abbildung 6.7: Restenergiespektren für die Masse  $A = 89$  mit dem Ionenladungszustand  $Q = 20$  bei einer Einschussenergie von  $97 \text{ MeV}$  nach dem Durchgang durch einen Siliziumnitridabsorber mit einer Dicke von  $4 \mu\text{m}$  (links) und  $5 \mu\text{m}$  (rechts). Die mittleren Halbwertsbreiten betragen  $FWHM = 1.20(7) \text{ MeV}$  (links) und  $FWHM = 1.27(6) \text{ MeV}$  (rechts), während für die mittlere Trennung der Kernladungen die Werte im linken Spektrum  $d = 1.03(9) \text{ MeV}$  und im rechten Spektrum  $d = 1.29(4) \text{ MeV}$  betragen. Die daraus resultierenden Kernladungsaufösungen betragen  $Z/\Delta Z = 31(3)$  (links) und  $Z/\Delta Z = 36(2)$  (rechts). In beiden Spektren wurden die Daten durch die Überlagerung aus drei Standard-Gauss-Funktionen gefittet (Abschnitt C.1.2). Die Energiekalibrierung in den Spektren wurde mit Hilfe der 3-Linien- $\alpha$ -Quelle durchgeführt.

Anteil jeder einzelnen Kernladung innerhalb der Restenergiespektren wie sie in Abbildung 6.7 zu sehen sind. In Abbildung 6.8 (rechts) ist zu sehen, dass die fraktionalen Ausbeuten  $Y_{\text{frac}}(Z)$  für die einzelnen Kernladungen in beiden Messungen innerhalb der Fehler übereinstimmen. Die Kernladungsauflösung für die in Abbildung 6.8 (links) dargestellten Messungen liegt noch nicht im Optimum. Im zweiten Messzyklus konnte eine deutliche Verbesserung erreicht werden (vgl. Abbildung 6.14). Die Bestimmung der einzelnen Kernladungen wurde durch einen Abgleich mit den Tabellen aus [Ageb] durchgeführt.

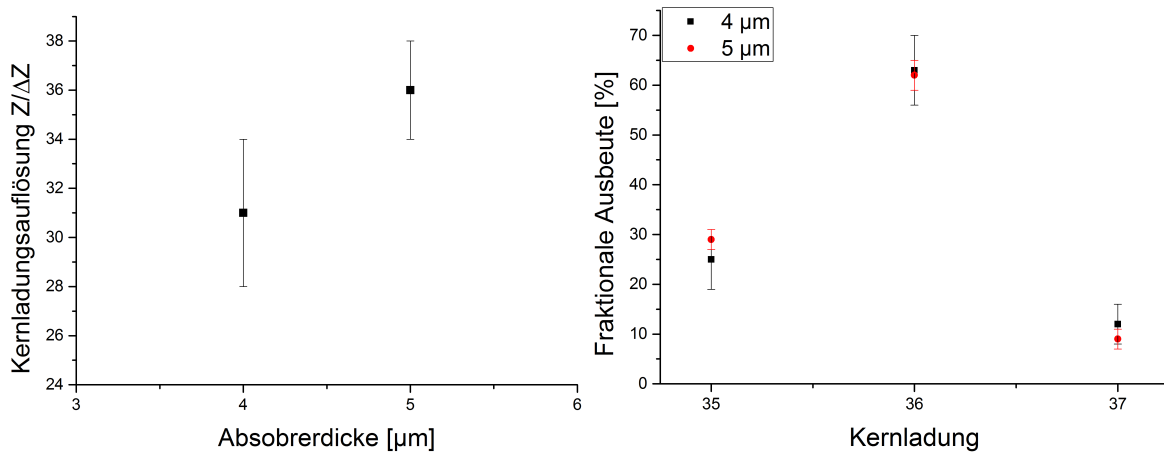


Abbildung 6.8: Kernladungsauflösung (links) und fraktionale Ausbeute der einzelnen Kernladungen (rechts) für die beiden gezeigten Messungen. Die Kernladungsaufösungen weisen keinen deutlichen Unterschied für die beiden verwendeten Absorberdicken auf. Die fraktionalen Ausbeuten der Kernladungen der Masse  $A = 89$  stimmen für die beiden Absorberdicken im Rahmen der Fehler überein. Die Kernladungen wurden mit Hilfe der Tabellen aus [Ageb] bestimmt.

## 6.2.2 Systematische Untersuchungen im 2. Messzyklus

### Messungen mit der PIN-Diode

Die PIN-Diode wurde im 2. Messzyklus dazu verwendet, Messungen der Energiespektren, allerdings mit sehr begrenzter Energieauflösung, aufzunehmen. Einerseits konnten somit die zu den Messungen mit den CLTDs in manchen Fällen auftretenden Kontaminationen (Abschnitt 4.5) beobachtet werden und andererseits konnten systematische Messungen zur Bestimmung der Massenausbeute der Masse  $A = 92$  durchgeführt werden (Abschnitt 7). Außerdem hat ein Vergleich der Ergebnisse mit beiden im Manipulator angebrachten PIN-Dioden mit unterschiedlicher Blendenöffnung in Massenrichtung des Strahls keine signifikanten Änderungen im Anteil der möglichen Kontaminationen gezeigt.

Abbildung 6.9 zeigt exemplarisch ein Energiespektrum bei einer Einschussenergie von  $101 \text{ MeV}$  und einem Ionenladungszustand von  $Q = 19$  für die Masse  $A = 92$  (links) und die Masse  $A = 95$  (rechts), mit der PIN-Diode mit großer aktiver Fläche. Die Peaks links und rechts neben den beiden gewünschten Massen sind Kontaminationen, die durch die Selektion des LOHENGRIN mit in die Fokalebene fokussiert werden. Die kontaminierenden Massen in dem jeweiligen Spektrum haben dabei das selbe Verhältnis von Masse zu Ionenladung und Energie zu Ionenladung. Die einzelnen Massen wurden mit der Standard Gauß-Funktion aus Anhang C.1.1 gefittet.

Bringt man nun einen Absorber in den Strahlengang, um die einzelnen Kernladungen mit Hilfe der Absorbermethode zu untersuchen, können diese unerwünschten Massen,

in Abhängigkeit von der gewählten Absorberdicke, störend zum Restenergiespektrum beitragen (vgl. Abbildung 4.9). Kontaminationen, wie sie in den beiden Spektren in Abbildung 6.9 zu sehen sind, treten nur in manchen Fällen mit einer solchen Intensität auf.

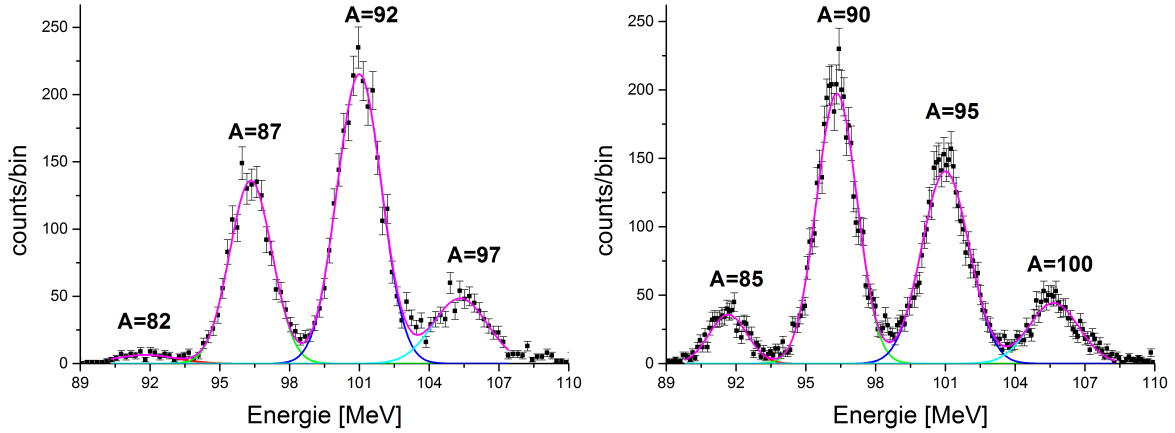


Abbildung 6.9: Energiespektren der PIN-Diode (aktive Fläche  $A = 9 \times 9 \text{mm}^2$ ) für die Massen  $A = 92$  (links) und  $A = 95$  (rechts) jeweils mit dem Ladungszustand  $Q = 19$  und einer Energie von  $E = 101 \text{ MeV}$ . Neben den Massen  $A = 92$  (links) und  $A = 95$  (rechts) wie sie für die Separation des LOHENGRIN-Separators eingestellt wurden weisen beide Spektren für diese Fälle mehrere benachbarte Peaks mit dem selben Masse zu Ladungsverhältnis auf. Für die Bestimmung von Kernladungsausbeuten können diese benachbarten Peaks, je nach gewählter Absorberdicke, im Restenergiespektrum stören, oder diese sogar unmöglich machen (siehe Abschnitt 4.5). Jeder einzelne Peak wurde mit einer Standard Gauß-Funktion gefittet.

## Detektionseffizienz

Durch das Anbringen der Absorberfolien innerhalb des Kryostaten sollte neben der Absorption von Wärmestrahlung zusätzlich eine Steigerung der Detektionseffizienz erreicht werden, und dementsprechend der durch das Stragling in den Absorberfolien verursachte Teilchenverlust minimiert werden, was zu einer Verkürzung der Messzeiten führt. Die im Kryostaten verbauten Absorberfolien sind in Abbildung 6.3 in rot dargestellt. Für einen Großteil der Messungen wurden innerhalb des Kryostaten insgesamt 4 Folien fest montiert (Abschnitt 6.1). Vor Ende des 2. Messzyklus wurde der Kryostat noch einmal aufgewärmt und zur weiteren Minimierung des Teilchenverlustes zwei Absorberfolien hinzugefügt.

Ein direkter Vergleich der Detektionseffizienz für die beiden Messzyklen ist an dieser Stelle nicht möglich, da durch den Aufbau im 2. Messzyklus keine Messungen ohne Absorber mit den CLTDs möglich waren. Dennoch kann durch einen Vergleich der Messungen mit den CLTDs und der PIN-Diode, welche im Manipulator montiert war,

eine Aussage über die Steigerung der Effizienz getroffen werden. Dazu werden auch hier direkt aufeinanderfolgende Messungen ohne Absorber durch die PIN-Diode und mit Absorber durch die CLTDs herangezogen. Dabei wird im Falle der CLTDs für Messungen mit Absorber analog zum 1. Messzyklus vorgegangen. Die Spektren von 22 Detektoren wurden analysiert und die Flächeninhalte jedes einzelnen Peaks für jedes CLTD-Pixel bestimmt, aufsummiert und durch die Messzeit geteilt. Für die PIN-Diode wurde der Peak für die jeweilige Masse analysiert und ebenfalls durch die Messzeit geteilt. Um diese Werte miteinander vergleichen zu können muss die gemessene Gesamtrate der CLTDs durch die Gesamtfläche der 22 Pixel ( $198 \text{ mm}^2$ ) geteilt werden, während die gemessene Rate der PIN-Diode dementsprechend durch die Fläche der Blendenöffnung ( $81 \text{ mm}^2$ ) dividiert werden muss. Abbildung 6.10 zeigt exemplarisch

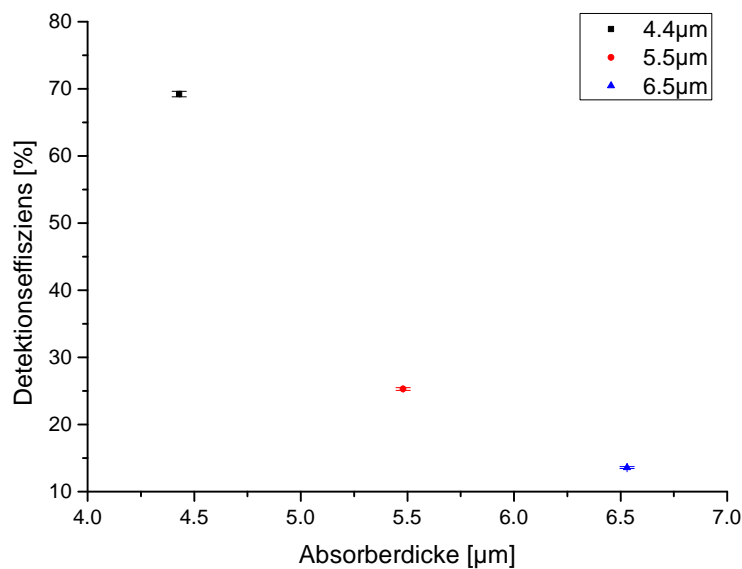


Abbildung 6.10: Detektionseffizienz für die Messungen im 2. Messzyklus in Abhängigkeit von der Absorberdicke für die Masse  $A = 89$  bei einer Einschussenergie von  $E = 97 \text{ MeV}$ .

die Detektionseffizienz in Abhängigkeit von der Absorberdicke für die Masse  $A = 89$  bei einer Einschussenergie von  $E = 97 \text{ MeV}$ . Für die Messungen ohne zusätzliche Folien im Manipulator liegt die Effizienz, durch die geringere Distanz zwischen den Absorberfolien und den Detektoren, bei etwa 70%, während das Einbringen zusätzlicher Absorber im Manipulator zu einer deutlichen Verringerung der Effizienz führte. Im Vergleich zu den Messungen im 1. Messzyklus konnte durch die Verringerung des Abstandes zwischen Absorber und CLTD-Array eine erhebliche Steigerung der Effizienz erreicht und die Messzeiten verkürzt werden.

## Trennung benachbarter Kernladungen, Halbwertsbreiten und Kernladungsauflösung

Wie auch im 1. Messzyklus wurden Untersuchungen bezüglich der Halbwertsbreiten  $FWHM$ , der Trennung benachbarter Kernladungen  $d$  und der Kernladungsauflösung  $Z/\Delta Z$  für verschiedene Massen angestellt. Dabei ließ der modifizierte Aufbau, die dadurch bedingten kürzeren Messzeiten und die größere Variation an Absorberdicken deutlich umfangreichere Untersuchungen dieser Parameter zu.

Abbildung 6.11 zeigt eine Auswahl dieser Untersuchungen für Massen bis hin zum Randbereich der Symmetrie. Zu sehen sind die Restenergiespektren für die Massen  $A = 89$  (oben links),  $A = 92$  (oben rechts),  $A = 106$  (unten links),  $A = 108$  (unten rechts) bei einer Einschussenergie von  $E = 97 \text{ MeV}$ . Die Werte wurden alle mit dem zentralen Detektor C3 aufgenommen und es wurden unterschiedliche Foliendicken im Bereich von  $6.53 - 8.63 \mu\text{m}$  verwendet. Die Kernladungsauflösung reicht von  $Z/\Delta Z = 47(1)$  für die Masse  $A = 89$ , gemessen mit einem  $4.43 \mu\text{m}$  dicken Absorber, bis hin zu  $Z/\Delta Z = 51(1)$  für die Masse  $A = 92$  nach Durchlaufen von einem  $8.63 \mu\text{m}$  dicken Absorber. Für die beiden Massen  $A = 106$  und  $A = 108$  konnten mit einem  $6.53 \mu\text{m}$  dicken Absorber Kernladungsaufösungen von  $Z/\Delta Z = 48(4)$  und  $Z/\Delta Z = 46(2)$  erreicht werden. Dabei sei angemerkt, dass auf die Berücksichtigung der Kontaminationen, die besonders deutlich in den Graphen der Massen  $A = 106$  und  $A = 108$  zu sehen sind, verzichtet wurde. Eine genaue Bestimmung der Ausbeuten ist für die Betrachtung der Kernladungsaufösungen nicht notwendig. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Kernladungsaufösungsvermögen ausreicht, um Untersuchungen im Symmetriebereich mit den CLTDs zu ermöglichen. Jedoch wird dies für die Bestimmung von Kernladungsausbeuten für  $^{235}\text{U}$  durch den starken Einbruch der Intensität in diesem Bereich (vgl. Abschnitt 4.2) erschwert. Dabei sei darauf hingewiesen, dass die Absorberdicken für die in Abbildung 6.11 gezeigten Daten noch nicht bezüglich der maximal erreichbaren Kernladungsauflösung  $Z/\Delta Z$  optimiert wurden. Abbildung 6.12 zeigt das Restenergiespektrum für die Masse  $A = 132$  bei einer Einschussenergie von  $E = 74 \text{ MeV}$  nach Durchlaufen eines  $4.43 \mu\text{m}$  dicken Absorbers. Wie in Abschnitt 4.3 beschrieben, ist im Bereich der schweren Massen eine verringerte Trennung benachbarter Kernladungen zu erwarten, sodass im Restenergiespektrum keine ausgeprägten einzelnen Peak-Strukturen erscheinen, wie sie in Abbildung 6.11 zu sehen sind. Zur Analyse des Spektrums wurde aus diesem Grund auf die Tabellen [Ageb] zurückgegriffen und durch eine Überlagerung von drei modifizierten Gauss-Funktionen (siehe Anhang C.1.4) gefittet. Die Kernladungsauflösung liegt mit  $Z/\Delta Z = 33(3)$ , wie zu erwarten, deutlich unterhalb der Auflösungen aus Abbildung 6.11. Dennoch sollte mit dem CLTD-Setup in diesem Massenbereich eine Bestimmung der Kernladungsausbeuten möglich sein.

Abbildung 6.13 zeigt die Trennung (links) und die Halbwertsbreiten (rechts) für die

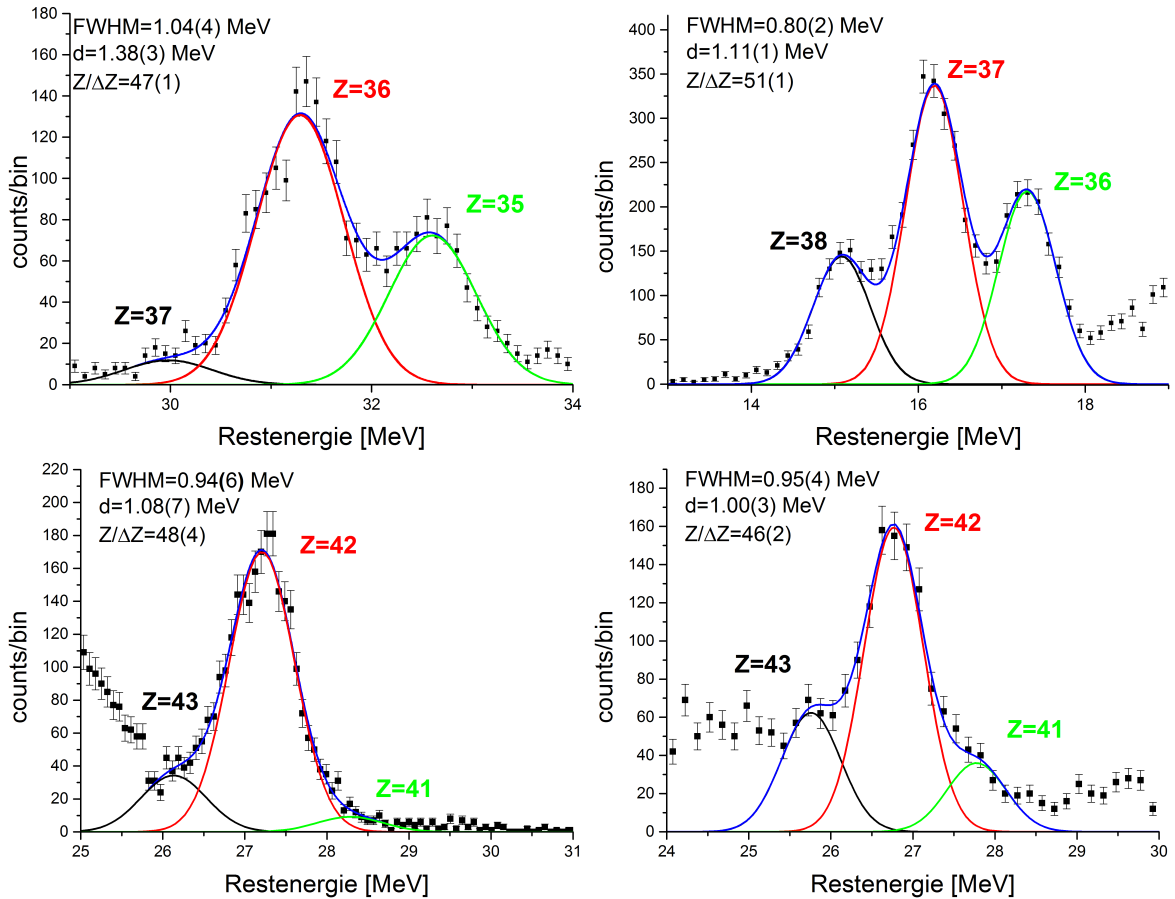


Abbildung 6.11: Restenergiespektren verschiedener Massen gemessen mit dem Detektor C3 bei unterschiedlicher Absorberdicke mit den ermittelten Halbwertsbreiten  $FWHM$ , der Trennung  $d$  und der Kernladungsauflösung  $Z/\Delta Z$ . Die Kernladungsaufösungen betragen  $Z/\Delta Z = 47(1)$  für die Masse  $A = 89$  bei einer Absorberdicke von  $6.53 \mu m$  (oben links),  $Z/\Delta Z = 51(1)$  für die Masse  $A = 92$  bei einer Absorberdicke von  $8.63 \mu m$  (oben rechts) und  $Z/\Delta Z = 48(4)$  und  $Z/\Delta Z = 46(2)$  für die Massen  $A = 106$  (unten links) und  $A = 108$  (unten rechts) jeweils nach Durchlaufen eines  $6.53 \mu m$  dicken Absorbers.

Massen  $A = 89$ ,  $A = 92$  und  $A = 102$  in Abhängigkeit von der Absorberdicke bei einer Einschussenergie von  $E = 97$  MeV. Insgesamt wurden für die Masse  $A = 89$  Messungen für Absorberdicken zwischen  $4.43 \mu m$  und  $6.53 \mu m$  durchgeführt, während die Absorberdicken für die Massen  $A = 92$  und  $A = 102$  zwischen  $4.43 \mu m$  und  $8.63 \mu m$  lagen. In Abbildung 6.13 ist zu sehen, dass die beste Trennung mit  $d = 1.38(3)$  MeV erreicht werden konnte. Ferner liegen die Werte für die Trennung für die Masse  $A = 102$  ab einer Absorberdicke von  $5.48 \mu m$  deutlich unterhalb der Werte der beiden anderen Massen, was den Berechnungen aus Abschnitt 4.3.1 entspricht, da es sich um die schwerste der drei Massen handelt. Für die Halbwertsbreiten (rechts) zeigt sich ein von den Vorhersagen in Abschnitt 4.3.1 abweichendes Verhalten. Die Messdaten in Abbildung 6.13 (rechts) zeigen eine Zunahme der Halbwertsbreite bis zu einer Absorberdicke von



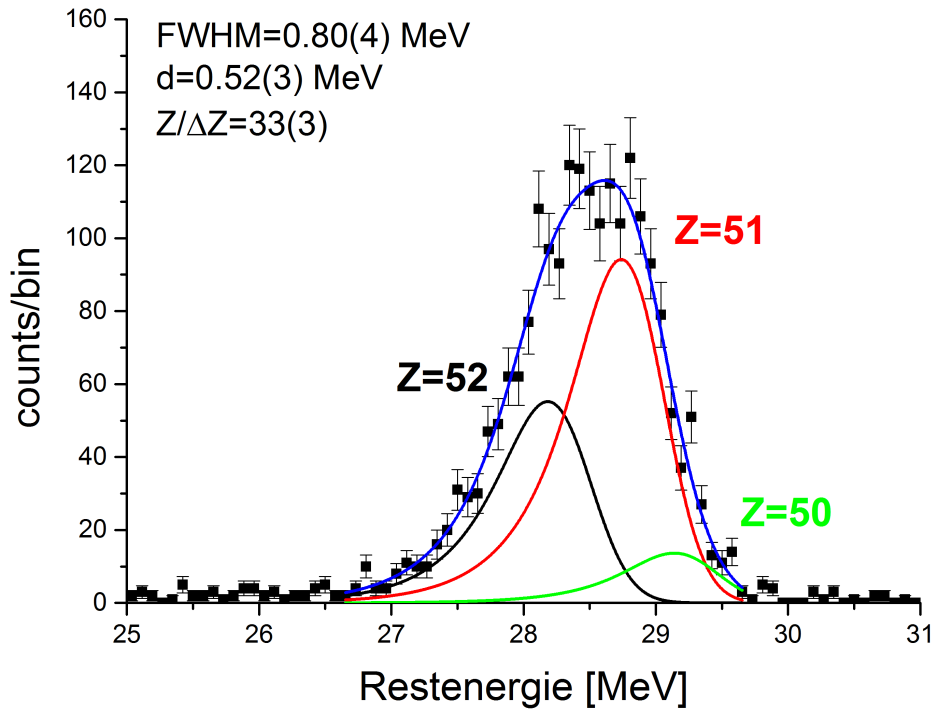


Abbildung 6.12: Restenergiespektrum für die Masse  $A = 132$  bei einer Einschussenergie von  $E = 74 \text{ MeV}$  gemessen mit dem Detektor C3 und einer Absorberdicke von  $4.43 \mu\text{m}$ . Die Kernladungsauflösung beträgt in diesem Fall  $Z/\Delta Z = 33(3)$ .

$5.48 \mu\text{m}$ . Für dickere Absorber und die damit verbundenen höheren Energieverluste nimmt die Halbwertsbreite wieder ab. Dadurch, dass die Spaltfragmente bezüglich des Energieverlustverhaltens auf der linken Seite des Bragg-Peaks (siehe Abschnitt 2.3) liegen, erleiden Spaltfragmente mit höherer Energie einen größeren Energieverlust, da der differentielle Energieverlust  $dE/dx$  größer ist als für Spaltfragmente mit niedrigerer Energie. Somit kommt es ab einem gewissen Punkt zu einer Verschmälerung der Energieverteilung mit wachsender Absorberdicke. Dieser Trend zeichnete sich ebenfalls in den in Abschnitt 5.3 diskutierten Messdaten ab. Diese Tatsache wird in den Berechnungen in der Formel 4.5 nicht berücksichtigt (vgl. Abschnitt 4.3.1).

Aus den in Abbildung 6.13 dargestellten Werten lässt sich wie in Abschnitt 6.2.1 die Kernladungsauflösung für die drei Massen berechnen. In Abbildung 6.14 sind die Ergebnisse zu sehen. Dabei konnte für die Masse  $A = 92$  bei einer Absorberdicke von  $8.63 \mu\text{m}$  eine Kernladungsauflösung von  $Z/\Delta Z = 51(1)$  erreicht werden, was vergleichbar ist mit den Resultaten aus [Qua83] und [Lau17]. Im Allgemeinen zeigt sich, dass die Kernladungsaufösungen der Masse  $A = 102$  ab einer Absorberdicke von  $6.53 \mu\text{m}$  stets unterhalb der Auflösungen für die Masse  $A = 92$  liegt, was sich auf den Unterschied in der Trennung zurückführen lässt (vgl. Abbildung 6.13). Im Allgemeinen zeigt sich, dass die Kernladungsauflösung für relativ große Energieverluste maximal ist.

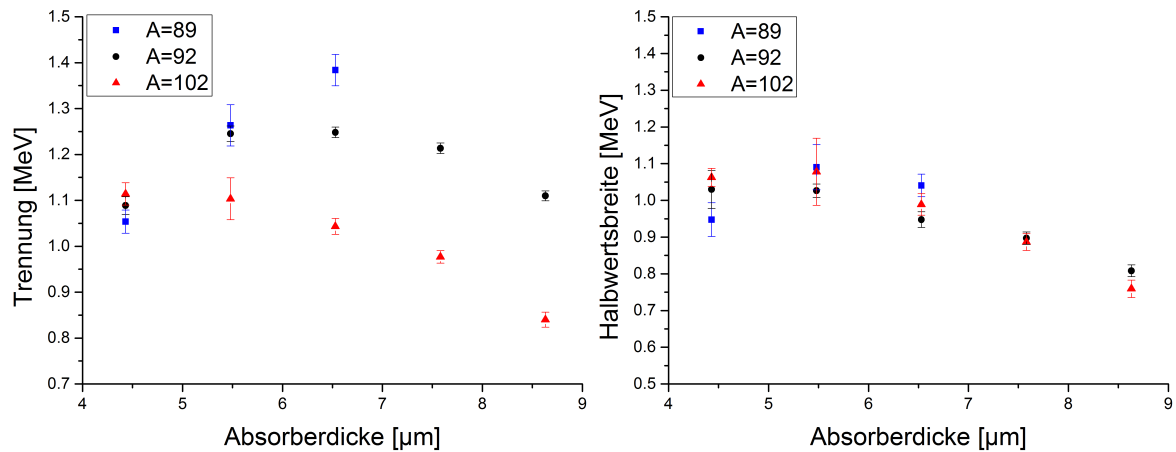


Abbildung 6.13: Trennung (links) und Halbwertsbreite (rechts) für die Massen  $A = 89$ ,  $A = 92$  und  $A = 102$  in Abhängigkeit von der Absorberdicke. Die Einschussenergie beträgt in diesem Fall für alle Massen  $E = 97 \text{ MeV}$ .

### Abhängigkeit der Kernladungsauflösung von der Länge des Targets

Für die hier durchgeführten Messungen wurden Produktionstargets mit unterschiedlichen Abmessungen verwendet (siehe Tabelle B.1). Zusätzlich wurden die Targets jeweils mit einer Blende bedeckt um die effektive Größe des Targets zu verkleinern. Die Abmessungen der Produktionstargets haben, bedingt durch die Geometrie des Aufbaus, einen direkten Einfluss auf die Auflösung des LOHENGRIN-Separators. Der für die Energieauflösung entscheidende Parameter ist dabei die Länge des verwendeten Targets. Die hier verwendeten Targets waren jeweils durch Blenden mit einer Länge von  $2 \text{ cm}$  oder  $4 \text{ cm}$  verdeckt. Die Energieauflösung des LOHENGRIN liegt für das  $2 \text{ cm}$  lange Target bei etwa  $0.25\%$  während sie für das  $4 \text{ cm}$  lange Target etwa  $0.5\%$  beträgt. Abbildung 6.15 zeigt die in den Restenergiespektren (vgl. Abbildung 6.11) bestimmte Halbwertsbreite für die Massen  $A = 92$  und  $A = 102$  bei einer Absorberdicke von  $4 \mu\text{m}$  in Abhängigkeit von der Targetlänge. Die Einschussenergie betrug in beiden Fällen  $E = 97 \text{ MeV}$ . Es zeigt sich, dass die Halbwertsbreiten in den Restenergiespektren für das  $4 \text{ cm}$  lange Target um bis zu  $11\%$  größer sind als für das  $2 \text{ cm}$  lange Target. Die oben angegebene relative Auflösung des LOHENGRIN in Abhängigkeit von der Targetlänge kann durch quadratisches subtrahieren der Auflösung des LOHENGRIN von der gemessenen Auflösung für eine der beiden Targetlängen und anschließender quadratischer Addition der Auflösung des LOHENGRIN für die andere Targetlänge überprüft werden. Für die beiden in Abbildung 6.15 gezeigten Fälle für Massen  $A = 92$  und  $A = 102$  stimmen die angegebenen relativen Auflösungen in etwa mit den Beobachtungen überein. Folglich kann durch die Verwendung eines kürzeren Targets die Auflösung, für Messungen wie sie im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, auf Kosten der messbaren Raten verbessert werden.

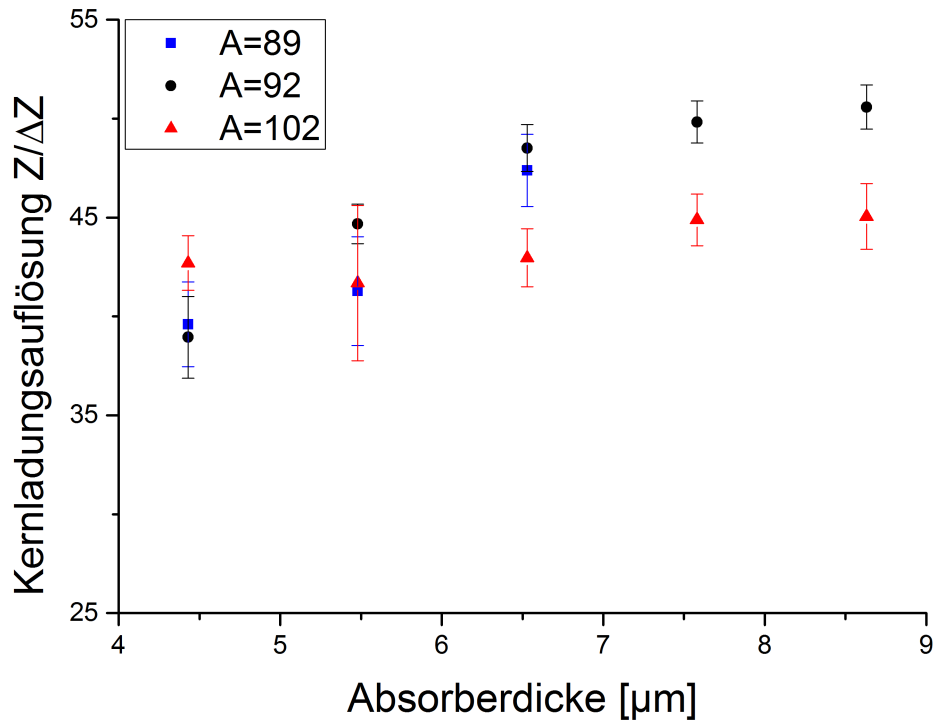


Abbildung 6.14: Kernladungsaufösungen für die Massen  $A = 89$ ,  $A = 92$  und  $A = 102$  in Abhängigkeit von der Absorberdicke bei einer Einschussenergie von  $E = 97 \text{ MeV}$ . Die Werte für die Kernladungsauflösung wurden aus den Werten in Abbildung 6.13 berechnet.

### Konsistenz der fraktionalen Ausbeute für verschiedene CLTD-Pixel

Für die Bestimmung von Kernladungsausbeuten mit einem modular aufgebauten Detektor, wie dem CLTD-Array, sollten die fraktionalen Ausbeuten, abgesehen von statistischen Schwankungen, für alle CLTD-Pixel gleich sein. An dieser Stelle soll ein Vergleich der fraktionalen Ausbeuten für 18 Detektoren des CLTD-Arrays für die Masse  $A = 102$  und einem  $4.4 \mu\text{m}$  dicken Absorber bei einer Einschussenergie von  $E = 97 \text{ MeV}$  angestellt werden. Die Detektoren  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_5$ ,  $B_1$  und  $E_5$  konnten, aufgrund zu niedriger Statistik bei dieser Untersuchung nicht berücksichtigt werden. Die Detektoren  $A_3$  und  $E_3$  waren, wie in Abschnitt 5.1.3 beschrieben, wegen schlechter elektrischer Kontaktierung, bzw. eines abgerissenen Bond-Drahtes nicht funktionstüchtig. Abbildung 6.16 zeigt die bestimmten fraktionalen Ausbeuten der drei Isobare  $^{102}_{42}\text{Mo}$ ,  $^{102}_{41}\text{Nb}$  und  $^{102}_{40}\text{Zr}$  für verschiedene Detektorpixel. Die Zuordnung der Kernladung in den Restenergiespektren erfolgte unter Zuhilfenahme der JEFF-Tabellen [Ageb]. Für die einzelnen Detektoren liegt die maximale Abweichung für die fraktionalen Ausbeuten bei etwa  $\pm 3\%$  und somit innerhalb der statistischen Fehler.

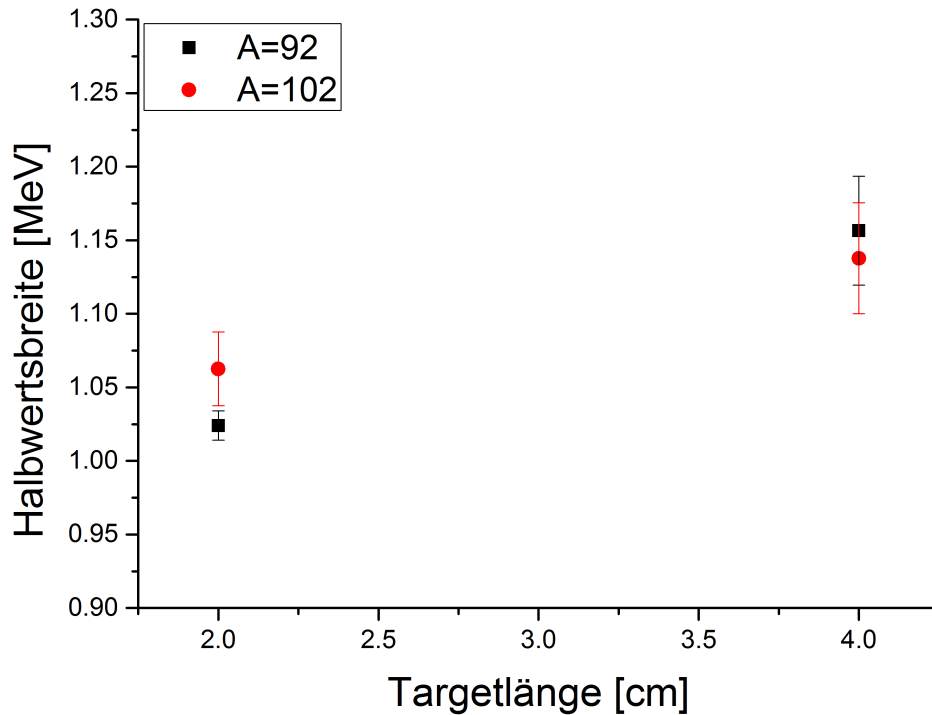


Abbildung 6.15: Halbwertsbreiten der Massen  $A = 92$  und  $A = 102$  bei einer Einschussenergie von  $97 \text{ MeV}$  nach dem Durchgang durch einen  $4 \mu\text{m}$  dicken Absorber in Abhängigkeit von der Länge des Produktionstargets. Die Messungen wurden mit dem Detektor C3 durchgeführt.

Isobar	Fraktionale Ausbeute [%]
$^{102}_{42}\text{Mo}$	12.16(25)
$^{102}_{41}\text{Nb}$	36.55(25)
$^{102}_{40}\text{Zr}$	51.21(37)

Tabelle 6.4: Fraktionale Ausbeute für die Masse  $A = 102$  bei einer Einschussenergie von  $E = 97 \text{ MeV}$ . Die Werte wurden mit Hilfe von Gleichung 6.1 berechnet.

Durch Bildung des gewichteten Mittelwertes

$$\bar{x} = \frac{\sum_i w_i x_i}{\sum_i w_i} \pm \sqrt{\frac{1}{\sum_i w_i}}, \quad (6.1)$$

mit der Gewichtung  $w_i = \frac{1}{(\Delta x_i)^2}$  können die Aubeuten der drei Isobare bestimmt werden (Tabelle 6.4).

### Der Einfluss von Kontaminationen

Kontaminationen sind, wie in Abschnitt 4.5 beschrieben, Beiträge von Nachbarmassen, die durch die Separation des LOHENGRIN-Separators aufgrund ihres gleichen, oder annähernd gleichen, Masse- zu Ladungsverhältnisses  $A/Q$  auf den selben Punkt oder ganz in die Nähe der zu untersuchenden Masse fokussiert werden, d.h. die Parabeln auf

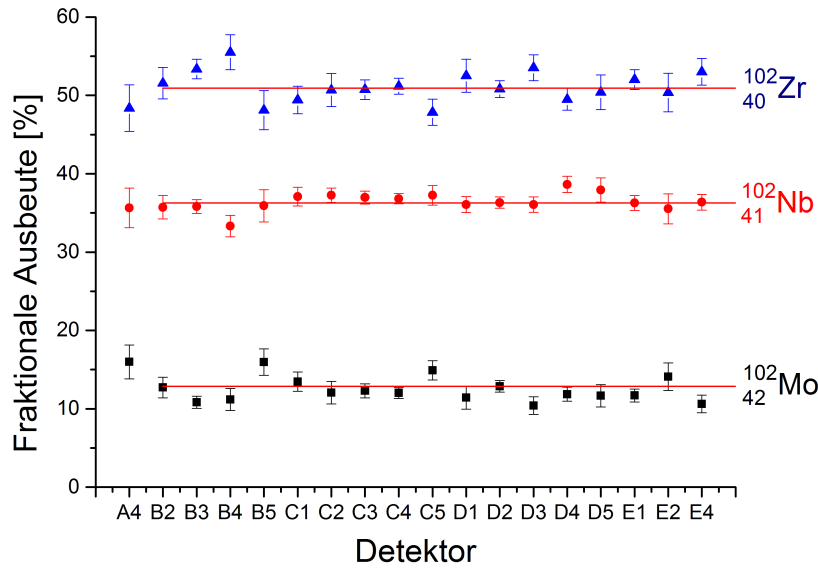


Abbildung 6.16: Fraktionale positionsabhängige Ausbeute für Spaltfragmente der Masse  $A = 102$  bei einer Einschussenergie von  $E = 97 \text{ MeV}$  nach Durchlaufen eines  $4.4 \mu\text{m}$  dicken  $\text{Si}_3\text{N}_4$  Absorbers. Die Schwankungen in der Ausbeuten der einzelnen Detektoren liegen bei maximal  $\pm 3\%$ . Die roten Trendlinien dienen ausschließlich der Orientierung.

welche die Spaltfragmente der jeweiligen Masse durch den Separator abgebildet werden, liegen im Fokus, an der Stelle wo idealerweise der Detektor positioniert ist, aufeinander oder sehr dicht beieinander. In Abbildung 6.17 ist dieser Effekt für die Masse  $A = 92$  bei einem Ionenladungszustand von  $Q = 20$  und einer Einschussenergie von  $E = 97 \text{ MeV}$  für die beiden Absorber mit einer Dicke von  $4.43 \mu\text{m}$  (links) und  $8.63 \mu\text{m}$  (rechts) zu sehen. Die kontaminierende Masse  $A = 101$  mit einer Einschussenergie von  $E = 107 \text{ MeV}$  und einem Ionenladungszustand von  $Q = 22$  driftet durch den größeren Energieverlust in dem  $8.63 \mu\text{m}$  dicken Absorber in die Beiträge der Masse  $A = 92$  hinein. Die Intensität der Masse  $A = 101$  in Abbildung 6.17 (links) ist dabei zu niedrig um die einzelnen Kernladungen zu bestimmen. Die Korrektur dieser Störung erfolgt, wenn es möglich ist, durch das Fitten der kontaminierenden Masse und Subtrahieren der Ausbeute. Der große Intensitätsunterschied des Beitrags der Masse  $A = 101$  in den beiden Graphen ist darin begründet, dass für die Messung mit dem  $8.63 \mu\text{m}$  dicken Absorber zusätzliche Folien auf dem Manipulator in den Strahl gebracht wurden. Der Manipulator selbst liegt durch seine Position außerhalb des Fokus des LOHENGRIN und das Einbringen zusätzlicher Folien an dieser Position führt dazu, dass ein größerer Anteil an unerwünschten Kontaminationen in Richtung der CLTDs gestreut werden. Dementsprechend sollte die systematische Bestimmung der Ausbeuten ausschließlich mit dem im Heliumschild des Kryostaten angebrachten Folienstack erfolgen.

Zur Bestimmung der Kernladungsausbeuten mit der Absorbermethode ist es nach den

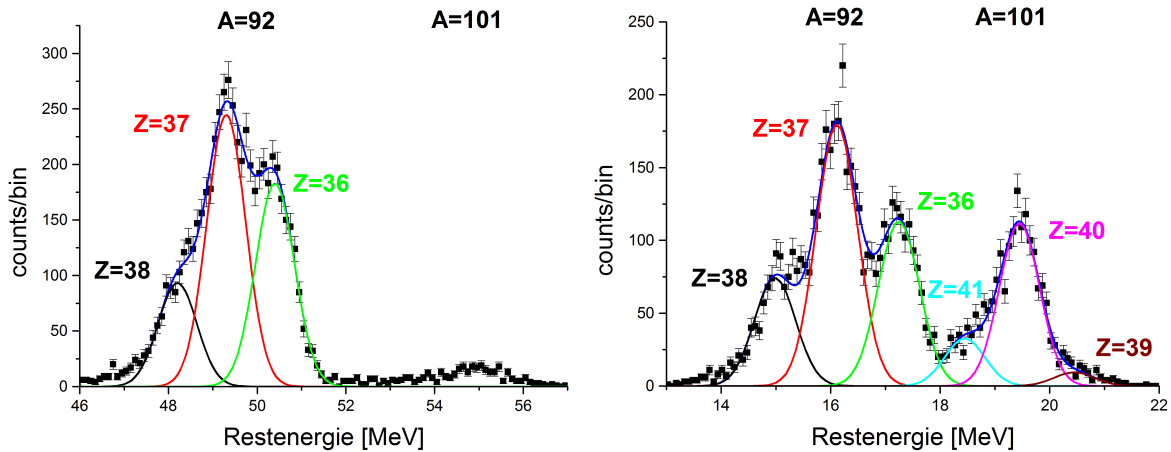


Abbildung 6.17: Vergleich der Restenergiespektren für die Masse  $A = 92$  bei einer Einschussenergie von  $E = 97 \text{ MeV}$  für einen  $4.43 \mu\text{m}$  dicken (links) und  $8.63 \mu\text{m}$  dicken (rechts) Siliziumnitridabsorber. In dem Restenergiespektrum für den  $4.43 \mu\text{m}$  dicken Absorber konnten die einzelnen Kernladungen der kontaminierenden Masse  $A = 101$  mit einer Einschussenergie von  $E = 107 \text{ MeV}$  und einem Ionenladungszustand von  $Q = 22$  aufgrund der geringen Intensität nicht bestimmt werden.

hier angestellten Untersuchungen sinnvoll, sowohl den Abstand zwischen CLTDs und Absorberfolien, als auch die Absorberdicke möglichst gering zu halten, um den Einfluss der störenden Kontaminationen und Streuung im Absorber zu minimieren. Dabei muss jedoch berücksichtigt werden, dass die Kernladungsauflösung, wie in Abschnitt 6.14 gezeigt, mit steigender Absorberdicke besser wird und somit auch an dieser Stelle ein Kompromiss eingegangen werden muss.

### 6.2.3 Vergleich der Kernladungsaufösungen mit Werten aus der Literatur

Die Absorbermethode wird seit etwa 30 Jahren dazu verwendet, Kernladungsausbeuten von Spaltfragmenten zu bestimmen. Ein Vergleich einiger in der Literatur verfügbaren Daten, wie in Abbildung 6.18 zu sehen ist, zeigt, dass die erreichten Kernladungsaufösungen im Bereich der kleinen und mittleren Kernladungen mit denen der Arbeiten aus [Qua83], [BBF88] und [Lau17] vergleichbar sind. In den beiden ersten Referenzen wurde für die Trennung verschiedener Kernladungen einer Masse jeweils eine Ionisationskammer als Energiedetektor und Parylen C als Absorbermaterial verwendet. Die beste Kernladungsauflösung wurden in [Q<sup>+</sup>88] mit  $Z/\Delta Z = 55$  erzielt. Die im Zuge dieser Arbeit beste bestimmte Kernladungsauflösung beträgt  $Z/\Delta Z = 51(1)$  und liegt somit etwa 7% darunter. Die in [BBF88] und [Lau17] erreichten Auflösungen sind sowohl für den Bereich der leichten Massen, als auch am Rande der Symmetrie vergleichbar. Für die Messdaten aus [Lau17] liegen die bestimmten Werte für  $Z = 44$

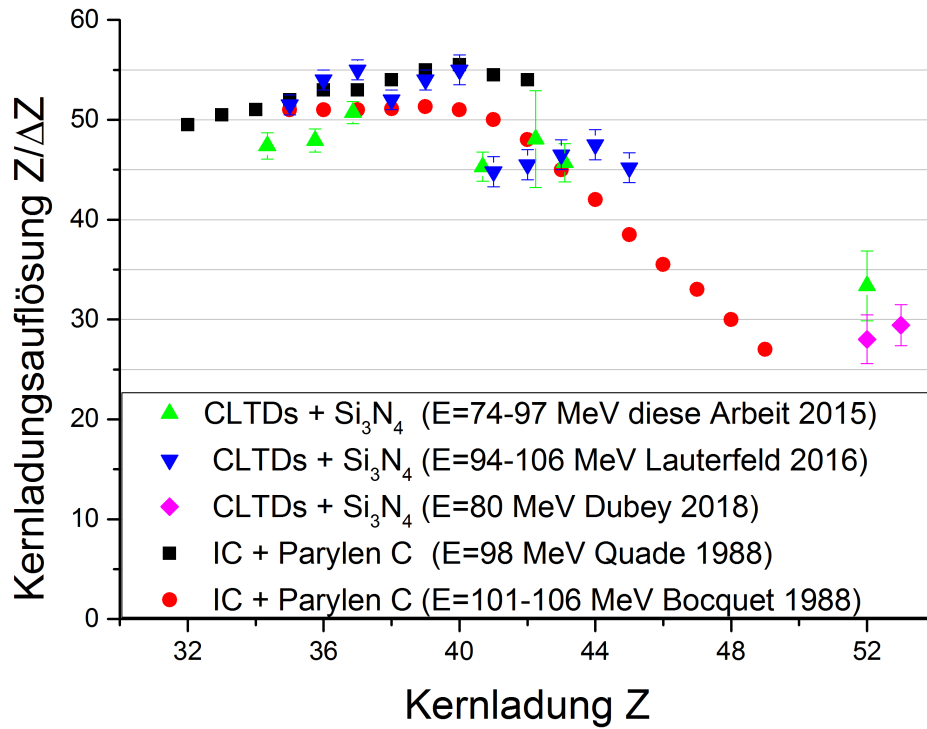


Abbildung 6.18: Vergleich der in dieser Arbeit gemessenen Kernladungsaufösungen im Bereich von  $Z = 34 - 52$  für Einschussenergien zwischen  $74$  und  $97$  MeV mit den Werten vergangener Messungen mit Parylen C Absorbern ([Q<sup>+</sup>88], [BBF88]). Im Bereich der leichten Spaltfragmente liegen die erreichten Kernladungsaufösungen zwar unterhalb der Resultate aus [Q<sup>+</sup>88], stimmen aber bei  $Z = 37$  und bei  $Z = 42$  mit denen aus [BBF88] überein. Für die Masse  $A = 132$  bei einer Kernladung von  $Z = 52$  liegt die bestimmte Kernladungsauflösung oberhalb des Trends der Daten aus [BBF88] und ist im Einklang mit den Resultaten aus [DEE<sup>+</sup>18].

und  $Z = 45$  deutlich über den in [BBF88] angegebenen Werten. Folgt man dem Trend weiter zu den schweren Massen, so zeigt sich, dass die in Abbildung 6.12 bestimmte Auflösung für die Masse  $A = 132$  weit oberhalb der Daten aus [BBF88] liegt. Dieses Ergebnis kann durch die Resultate aus [DEE<sup>+</sup>18] bestätigt werden. Die Kernladungsauflösung für den im Zuge dieser Arbeit bestimmten Wert bei  $Z = 52$  stimmt im Rahmen der Fehler mit der aus [DEE<sup>+</sup>18] überein.

Die Resultate, die sowohl im Rahmen dieser Arbeit als auch in [Lau17] und [DEE<sup>+</sup>18] mit den CLTDs und den Siliziumnitridabsorbern für  $Z = 44$ ,  $Z = 45$  und  $Z = 52$  geben gute Perspektiven für Messungen im Symmetriebereich und im Bereich der schweren Massen.

## 6.3 Diskussion der Resultate

Durch den im 2. Messzyklus geänderten Aufbau konnten einige Verbesserungen erzielt werden. Einerseits führte die Verkürzung des Abstands zwischen den CLTDs und den Absorberfolien zu einer wesentlichen Verbesserung der Detektionseffizienz (vgl. Abbildungen 6.6 und 6.10). Diese Verbesserung ist das Resultat des geringeren Verlustanteils an Teilchen, die aus dem Sichtfeld der Bolometer gestreut werden und der größeren nutzbaren Detektorfläche durch die Absorption der Wärmestrahlung der Absorberfolien direkt vor dem CLTD-Array. Andererseits konnte durch die Absorption der Wärmestrahlung und die damit verbundene bessere Temperaturstabilität der CLTDs eine Verkleinerung der Halbwertsbreiten und somit eine Verbesserung der Kernladungsauflösung erzielt werden.

Der Nachteil durch die unbeweglichen Absorber im Inneren des Kryostaten war, dass es nicht möglich war, Messungen ohne Absorber mit den CLTDs durchzuführen. Dementsprechend konnte eine Kalibrierung der Energie ausschließlich über die 3 Linien der  $\alpha$ -Quelle erfolgen, was durch den teilweise großen Abstand zwischen den  $\alpha$ -Linien und den Restenergiespektren der Spaltfragmente zu einem Fehler von mehreren Prozent führte. Aus diesem Grund wurde für alle Messungen im 2. Messzyklus auf eine genaue Kalibrierung verzichtet.

Die Kernladungsaufösungen, die durch die erstmalige Verwendung von CLTDs und Siliziumnitridabsorbern erreicht wurden liefern im leichten Ast und im Randbereich der Symmetrie gute Ergebnisse, die im Bereich der Literaturwerte von [Q<sup>+</sup>88], [BBF88] und [Lau17] liegen. Die beste hier erreichte Kernladungsauflösung liegt bei  $Z/\Delta Z = 51(1)$ . Vermutlich war die hier verwendete maximale Absorberdicke von  $8.63 \mu\text{m}$  nicht ausreichend, um die optimale Kernladungsauflösung zu erreichen. Im schweren Massenbereich liegt die Kernladungsauflösung mit  $Z/\Delta Z = 33(3)$  oberhalb des Trends aus [BBF88] und ist in guter Übereinstimmung mit den Resultaten aus [DEE<sup>+</sup>18].

Im Rahmen dieser Arbeit konnte außerdem gezeigt werden, dass neben der Detektorauflösung und der Beschaffenheit der Absorber auch die Länge des Produktionstargets einen Einfluss auf die erreichbare Kernladungsauflösung hat.

Alles in Allem zeigte die erstmals eingesetzte Kombination aus CLTDs und Siliziumnitridabsorber sehr gute Resultate bezüglich der Kernladungsaufösungen bis in den Symmetriebereich und den Bereich der schweren Massen. Eine Optimierung der Methode durch eine Verkürzung des Abstandes zwischen Detektor-Array und Absorber kann sowohl die Messzeiten um einen weiteren erheblichen Faktor reduzieren, als auch die Kontaminationen von benachbarten Massen die durch die Absorber bei größeren Abständen eingestreut werden, minimieren. Außerdem würde ein beweglicher Aufbau eines oder mehrerer Siliziumnitrid-Folienstacks innerhalb des Kryostaten zusätzlich Messungen ohne Absorber erlauben. Diese Änderung wurde in späteren Arbeiten von [Lau17] und [DEE<sup>+</sup>18] erfolgreich umgesetzt.



# Kapitel 7

## Bestimmung der kumulativen Ausbeute von $^{92}\text{Rb}$ aus der neutroneninduzierten Kernspaltung von $^{235}\text{U}$

In Abschnitt 6 konnte gezeigt werden, dass die CLTDs in Verbindung mit den Siliziumnitridabsorbern sehr gut für die Bestimmung von Kernladungsausbeuten geeignet sind. Im 2. Messzyklus wurden Messungen zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute für  $^{92}\text{Rb}$  aus der neutroneninduzierten Kernspaltung von  $^{235}\text{U}$ , wie in [Son15] vorgeschlagen, durchgeführt. Die Messungen lassen sich in vier Abschnitte unterteilen. Der erste und zweite Teil beschreibt die Bestimmung der Massenausbeute der Masse  $A = 92$  durch Messungen mit der PIN-Diode, die aufgrund möglicher Diskrepanzen in der Literatur im Zuge dieser Arbeit neu bestimmt wurde, und die Vermessung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  mit dem neuen experimentellen Setup, bestehend aus dem CLTD-Array und den Siliziumnitridabsorbern, die aufgrund fehlender Daten im Bereich hoher Ionenladungszustände durch eine unabhängige Messung mittels  $\gamma$ -Spektroskopie ergänzt wurde. Im dritten Teil werden die Messungen mit den CLTDs und die  $\gamma$ -Messungen vergleichend gegenübergestellt. Im letzten Teil werden die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Resultate mit Werten aus der Literatur verglichen.

## 7.1 Bestimmung der Massenausbeute der Masse

### $A = 92$ mit der PIN-Diode und der kumulativen Ausbeute für $^{92}\text{Rb}$ mit den CLTDs

#### 7.1.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau zur Bestimmung der Massenausbeute der Masse  $A = 92$  und der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  ist derselbe, wie in Abschnitt 6.1.2 für den 2. Messzyklus beschrieben. Dabei wurde für die hier vorliegenden Messungen auf zusätzliche Absorberfolien im Manipulator (vgl. Abbildung 6.3) verzichtet, um zum einen größere Intensitätsverluste zu vermeiden, und zum anderen den Einfluss von Kontaminationen auf ein Minimum zu reduzieren (vgl. Abbildung 6.17). Wie im ersten Teil des zweiten Messzyklus waren insgesamt vier Absorberfolien mit einer Gesamtdicke von  $4.43\ \mu\text{m}$  im Kryostaten verbaut. Dementsprechend war die Absorberdicke auf  $4.43\ \mu\text{m}$  festgesetzt. Die Bestimmung der Massenausbeute erfolgte durch die Messung mit der im Manipulator befindlichen (Abbildung 6.3) PIN-Diode mit der effektiven Fläche von  $A = 9 \times 9\text{mm}^2$ .

#### Übersicht über die verwendeten CLTD-Pixel

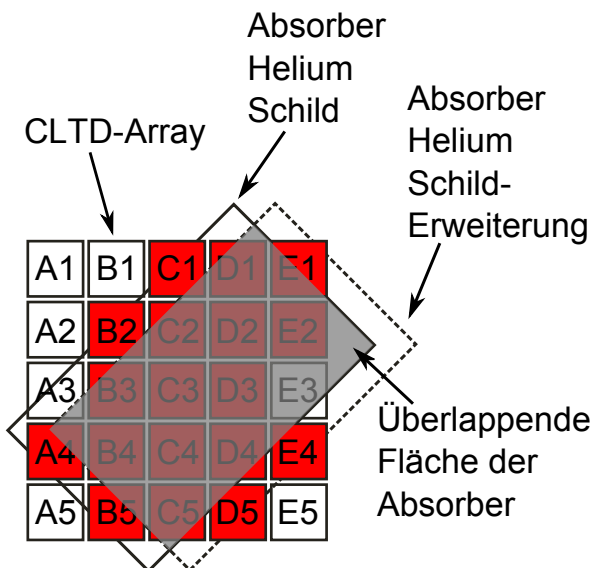


Abbildung 7.1: Die zur Bestimmung der kumulativen Ausbeuten von  $^{92}\text{Rb}$  verwendeten CLTD-Pixel. Die Detektoren A3 und E3 waren nicht funktionstüchtig (vgl. Abschnitt 5), während für die restlichen, weiß hinterlegten, CLTDs die Intensitäten nicht zur Bestimmung der Kernladungsausbeuten ausreichte.

Für die hier diskutierten Messungen wurden die in Abbildung 7.1 rot hinterlegten

CLTDs verwendet. Die Detektoren  $A3$  und  $E3$  waren, wie in Abschnitt 5 beschrieben, nicht funktionstüchtig. Aufgrund der Lage der Absorberfolien innerhalb des Kryostaten, angedeutet durch die graue überlappende Fläche der Absorberfolien in Abbildung 7.1, war die Bestimmung der Kernladungsausbeuten für die Detektoren  $A1$ ,  $A2$ ,  $A5$ ,  $B1$ ,  $E5$  nicht möglich, da die Intensitäten vernachlässigbar klein waren. Insgesamt konnten 18 Detektoren für die hier gezeigten Messungen verwendet werden.

## 7.1.2 Durchführung der Messungen

Die Bestimmung der Massenausbeute der Masse  $A = 92$  und die kumulative Ausbeute des  $^{92}\text{Rb}$  können als voneinander unabhängige Messungen betrachtet werden. Jedoch wurde für beide der Targetabbrand, d.h. der zeitliche Verlust spaltbaren Materials, auf Grundlage der PIN-Dioden Messungen bestimmt<sup>1</sup>.

### Der Targetabbrand

Die Bestimmung von Ausbeuten bei der neutroneninduzierten Kernspaltung, wie sie in dieser Arbeit durchgeführt wurde, erfordert aufgrund des fortschreitenden Verlustes an Material im Target eine zeitliche Korrektur. Dieser Verlust, im Folgenden auch als Abbrand bezeichnet, resultiert zum einen aus dem erwarteten exponentiellen Verlust des spaltbaren Materials. Zum anderen erfolgt ein zusätzlicher Verlust durch das Herausschlagen von Atomen aus dem Target, bewirkt durch die große freiwerdende Energie beim Spaltprozess oder das Driften dieser Atome in das Trägermaterial durch die hohen Temperaturen. Der Verlust durch das Herausschlagen der Atome wurde durch eine auf das Target aufgebrachte Schicht, in diesem Fall Palladium, auf ein Minimum reduziert. Die diskutierten Messungen wurden mit dem Target 2 (Tabelle B.1) durchgeführt. Durch das starke Aufheizen des Targets während des Spaltprozesses kann ein Driften der Atome in den Träger nicht vermieden werden.

Zur Korrektur der Intensitäten wurden insgesamt 13 Messreihen mit der PIN-Diode durchgeführt. Diese sind in Abbildung 7.2 zusammengefasst. Zu sehen ist die Abnahme der gemessenen Intensität der Masse  $A = 92$  mit dem Ladungszustand  $Q = 19$  über einen Zeitraum von etwa 260 Stunden. Dabei wurde für jeden einzelnen Messpunkt über die gesamte Energieverteilung summiert, um mögliche Verschiebungen innerhalb dieser zu berücksichtigen. Die Abnahme der Intensität wurde durch eine doppelte Exponentialfunktion gefittet, um einen möglichen schnelleren Abbrand zu Anfang der Messungen mit zu berücksichtigen und die Parameter (Tabelle B.2) dieser zur Korrektur aller für diese Messung notwendigen Daten verwendet. Die maximale Abweichung der einzelnen Datenpunkte ist dabei  $\leq 2\%$ , sodass der Fehler  $\Delta BU$  für die Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  mit  $2\%$  abgeschätzt wird.

---

<sup>1</sup>An dieser Stelle sei noch einmal auf die verschiedenen Definitionen der für die hier benötigten Berechnungen in Abschnitt 4 hingewiesen.

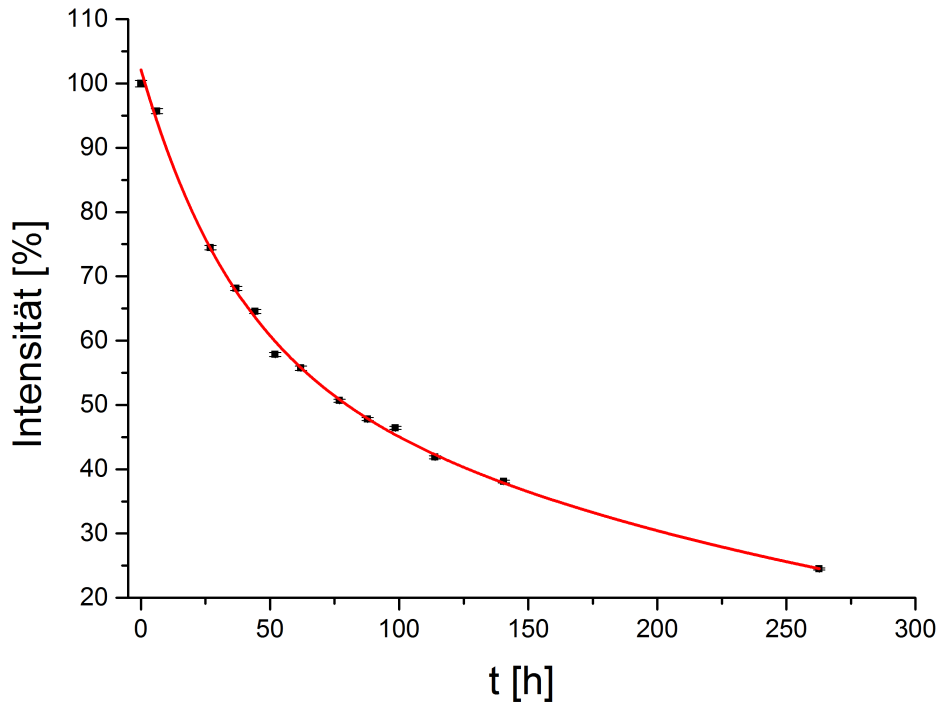


Abbildung 7.2: Gemessene Intensität von Spaltfragmenten mit der Masse  $A = 92$  und dem Ladungszustand  $Q = 19$  als Funktion der Zeit für das verwendete  $^{235}\text{U}$ -Target, normiert auf die erste Messung. Die Messungen zur Bestimmung des Abbrands wurden mit Hilfe der PIN-Diode durchgeführt, indem während der gesamten Messreihe zu verschiedenen Zeiten Spektren für die Energieverteilung der Masse  $A = 92$  für einen festen Ladungszustand, hier  $Q = 19$ , aufgenommen wurden. Anschließendes Aufsummieren über alle ermittelten Werte der jeweiligen gemessenen Energieverteilungen liefert die gesamte Rate, welche auf die erste der durchgeführten Messungen normiert wurde. Die Abnahme der Intensität wurde durch eine doppelte Exponentialfunktion (Anhang C.6), durch welche ein anfänglicher schnellerer Abbrand mitberücksichtigt wird, angepasst.

### Bestimmung der Massenausbeute der Masse 92

Die Bestimmung der Massenausbeute erfolgt üblicherweise durch das Vermessen einzelner Massen verteilt über den gesamten Massenbereich der leichten Spaltfragmente. Aufgrund der zeitlichen Rahmenbedingungen wurde in dieser Arbeit auf die Vermessung des gesamten Massenbereichs verzichtet, und stattdessen die Ausbeuten der Massen  $A = 92$ ,  $A = 95$  und  $A = 99$  so präzise wie möglich bestimmt. Die Massen  $A = 95$  und  $A = 99$  dienen dabei als Referenz, sodass mit Hilfe gegebener Literaturwerte (Tabelle 7.1) die relative Massenausbeute  $Y_{rel}(A = 92)^2$  über

$$Y_{rel}(A = 92) = R(A = 92)_g \frac{Y_{rel}(A)_{Lit}}{R(A_R)_g} \quad (7.1)$$

bestimmt werden kann, wobei  $Y_{rel}(A = 92)$  die berechnete Ausbeute der Masse  $A = 92$ ,

<sup>2</sup>Das  $Y$  steht in dem Fall und auch im weiteren Verlauf für die Ausbeute (engl. „Yield“).

Literaturwert	Isotop	Ausbeute [%]	Referenz
1	$^{95}\text{Zr}$	6.39(5)	[MMBR61]
2	$^{95}\text{Zr}$	6.41(7)	[MMBR61]
3	$^{99}\text{Mo}$	6.25(19)	[FG39]
4	$^{99}\text{Mo}$	6.14(16)	[TSGM53]

Tabelle 7.1: Kumulative Ausbeute der Referenzmassen, welche zur Bestimmung der Massenausbeute der Masse  $A=92$  und der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  verwendet wurden, mit zugehöriger Referenz. Die Ausbeuten der Referenzmassen wurden radiochemisch bestimmt. Dabei wurde die Ausbeute für  $^{95}\text{Zr}$  in [MMBR61] durch zwei unterschiedliche und unabhängige Verfahren bestimmt.

$R(A=92)_g$  die gemessene Gesamtrate der Masse  $A=92$ ,  $Y_{rel}(A)_{Lit}$  der Literaturwert der Referenzmasse (Tabelle 7.1) und  $R(A_R)_g$  die gemessene Gesamtrate der zugehörigen Referenzmasse ( $A=95$  oder  $A=99$ ) ist. Zur Bestimmung der Massenausbeute der Masse  $A=92$  stehen vier Referenzen, jeweils zwei für  $^{95}\text{Zr}$  und  $^{99}\text{Mo}$ , zur Verfügung. Die kumulativen Ausbeuten von  $^{95}\text{Zr}$  und  $^{99}\text{Mo}$  entsprechen dabei in etwa den Massenausbeuten der Massen  $A=95$  und  $A=99$ . Aufgrund ihrer großen Halbwertszeiten ( $T_{\frac{1}{2}} > 64d$ ; Quelle: [NND]) eignen sich beide für eine präzise Bestimmung der kumulativen Ausbeute mittels radiochemischer Methoden und somit für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen zur Absolutnormierung für die Bestimmung der Massenausbeute der Masse  $A=92$ .

Nach erfolgter Bestimmung des Targetabbrands und Korrektur der gemessenen Werte wurden zunächst die Energieverteilungen im Energiebereich  $40 \text{ MeV} \leq E \leq 110 \text{ MeV}$  der einzelnen Massen für die Ionenladungszustände  $12 \leq Q \leq 32$  bestimmt. Dazu wurden Messungen in Schrittweiten von  $E_{S_{E \leq 80}} = 4 \text{ MeV}$  für Energien unterhalb und  $E_{S_{E > 80}} = 3 \text{ MeV}$  für Energien oberhalb von 80 MeV mit der PIN-Diode durchgeführt. Abbildung 7.3 zeigt exemplarisch zwei mit der PIN-Diode aufgenommene Energiespektren für die Masse  $A=92$  bei einer Einschussenergie von  $E=95 \text{ MeV}$  und dem Ladungszustand  $Q=19$  (links) und  $Q=23$  (rechts). Die Daten wurden auf den in Abbildung 7.2 zu sehenden Abbrand des Targets korrigiert. Die Peaks der Masse  $A=92$  sind in rot hervorgehoben. Die gemessenen Raten für die beiden Ladungszustände unterscheiden sich deutlich voneinander. Für den Ladungszustand  $Q=19$  liegt die Gesamtrate bei  $104(1) \text{ s}^{-1}$  und für den Ladungszustand  $Q=23$  bei  $62(1) \text{ s}^{-1}$ . Auf die Analyse der kontaminierenden Massen in den beiden Spektren in Abbildung 7.3 wird an dieser Stelle verzichtet.

Abbildung 7.4 (links) zeigt exemplarisch die Energieverteilung der Masse  $A=92$  bei einem festen Ionenladungszustand, hier  $Q=20$ , nach der Bestimmung der Rate durch die Analyse der Peaks der Masse  $A=92$  für die jeweilige Energie, wie in Abbildung

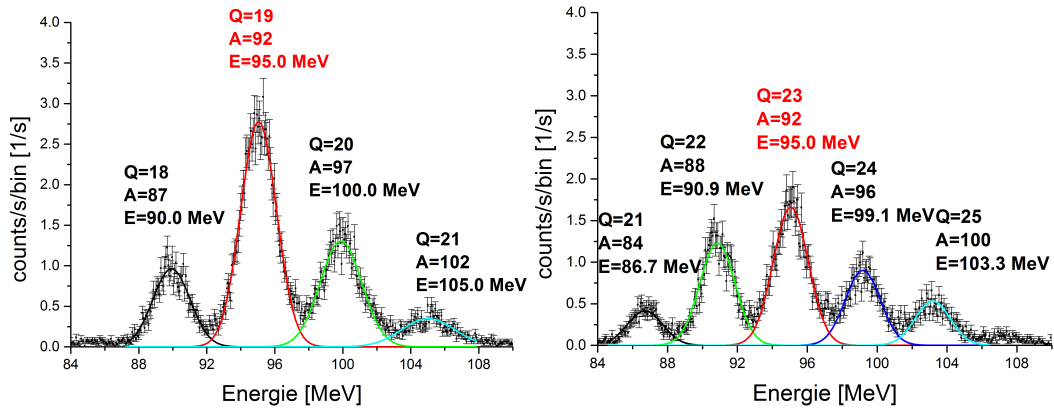


Abbildung 7.3: Energiespektren der PIN-Diode der Masse  $A = 92$  bei einer Energie von  $E = 95 \text{ MeV}$  und dem Ladungszustand  $Q = 19$  (links) und  $Q = 23$  (rechts) nach erfolgter Abbrandkorrektur. In beiden Spektren sind die Peaks der Masse  $A = 92$  in rot hervorgehoben. Die restlichen Peaks sind, wie in Abschnitt 6.2.2 beschrieben, unerwünschte Kontaminationen mit gleichem  $E/Q$ , welche durch die Fokussierung des LOHENGRIN-Separators von der PIN-Diode detektiert werden. Die Peaks wurden jeweils mit der Standard Gauss-Funktion aus Anhang C.1.1 gefittet. Die Rate für den Ladungszustand  $Q = 19$  beträgt  $104(1) \text{ s}^{-1}$ , während die Rate für  $Q = 23$  bei  $62(1) \text{ s}^{-1}$  liegt.

7.3 zu sehen ist. Die Daten wurden durch die Summe zweier Gauß-Funktionen (Anhang C.1.2) gefittet, um daraus die Verteilungen durch Interpolation und Extrapolation zu vervollständigen. Die Abweichung von einer normalen Gaußverteilung ergibt sich hauptsächlich durch den Energieverlust der Spaltfragmente beim Durchqueren des Targetmaterials sowie der abdeckenden Schicht, hier Palladium. Summiert man nun über die Energieverteilung eines jeden Ionenladungszustands, wie in Abbildung 7.4 (links) zu sehen ist, so liefert die Summe über die daraus sich ergebene Ionenladungsverteilung, wie in Abbildung 7.4 (rechts) gezeigt, die für das verwendete Target gesamte bestimmte Rate der Masse 92. Diese Vorgehensweise wurde für die Massen  $A = 92$ ,  $A = 95$  und  $A = 99$  durchgeführt, sodass mit der Berechnung nach Formel 7.1 unter Verwendung der Referenzmassen<sup>3</sup> aus Tabelle 7.1 die Massenausbeute der Masse  $A = 92$  bestimmt werden kann. Die Resultate für die Bestimmung der Massenausbeute der Masse  $A = 92$  finden sich in Abschnitt 7.3.1.

### Bestimmung der kumulativen Ausbeute von $^{92}\text{Rb}$

Die Bestimmung der kumulativen Ausbeute (Abschnitt 4.3.3) von  $^{92}\text{Rb}$  erfolgte durch Messungen mit der Kombination aus CLTDs als Energiedetektoren und den Siliziumnitridfolien als passive Absorber zur Trennung der Isobare der Masse  $A = 92$  durch den kernladungsabhängigen Energieverlust beim Durchqueren des Absorbermaterials

<sup>3</sup>Dabei wird für die Berechnung jeweils nur eine der Referenzmassen aus Tabelle 7.1 benötigt.

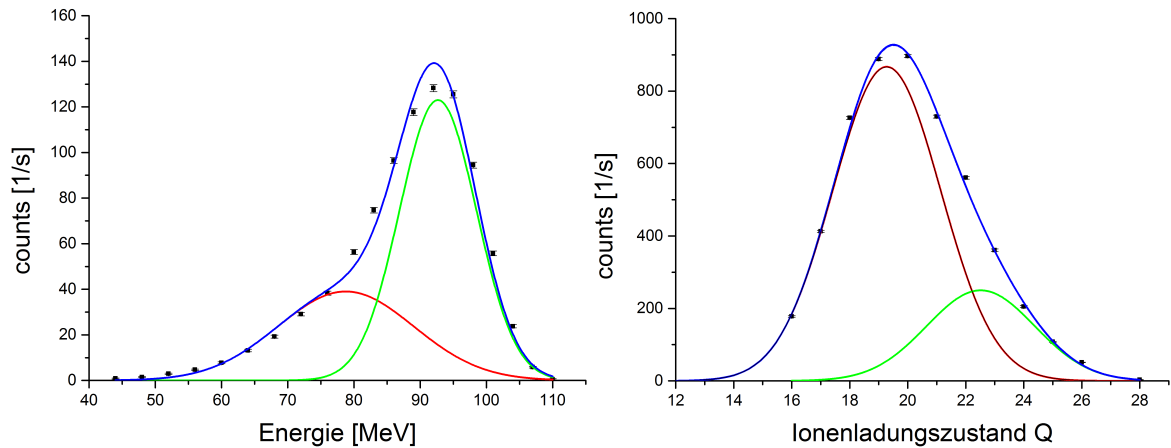


Abbildung 7.4: Energieverteilung für die Masse  $A = 92$  bei dem Ionenladungszustand  $Q = 20$  (links), gemessen mit der PIN-Diode. Die nach Aufsummieren der Raten resultierende Ionenladungsverteilung (Abbildung rechts). Durch Aufsummieren über die Ionenladungsverteilung erhält man die gesamte Rate für die Masse  $A = 92$ . In beiden Abbildungen wurden die Daten durch die Überlagerung von 2 Gauß-Funktionen gefittet (Anhang C.1.2), um fehlende Werte durch Extrapolation zu ergänzen.

(Abschnitt 2.3). Wie in Abschnitt 7.1 beschrieben betrug die Dicke der Absorberfolien  $4.43 \mu m$ , sodass zusammen mit dem verwendeten Produktionstarget mit einer Länge von  $4 cm$  (Target 2 aus Tabelle B.1) zugunsten der Raten der Spaltfragmente auf die bestmögliche Kernladungsauflösung verzichtet wurde (vgl. Abschnitt 6.2.2). Abbildung 7.5 zeigt exemplarisch zwei Restenergiespektren bei einer Einschussenergie von  $E = 97 MeV$  und einem Ionenladungszustand von  $Q = 17$  (links) und  $Q = 25$  (rechts). Insgesamt wurden 22 Messungen für den Energiebereich  $77 MeV \leq E \leq 102 MeV$  und für Ionenladungszustände im Bereich  $17 \leq Q \leq 25$  mit den CLTDs durchgeführt. Eine Übersicht über die Messungen ist in Tabelle 7.2 aufgeführt. Alle in diesem Abschnitt gezeigten Resultate sind auf den Targetabbrand korrigiert. Alle mit den CLTDs

Energie [MeV]	$Q = 17$	$Q = 19$	$Q = 20$	$Q = 21$	$Q = 25$
77	X	-	X	X	X
84	X	X	X	X	-
92	X	X	X	X	X
97	X	X	X	X	X
102	-	X	X	X	X

Tabelle 7.2: Übersicht über die mit den CLTDs und Siliziumnitridabsorbern durchgeführten Messungen zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}Rb$ . Für alle Messungen wurde Target 2 (Tabelle B.1) verwendet. Die Absorberdicke der Siliziumnitridfolien betrug für alle Messungen  $4.43 \mu m$ . Die Folien waren, wie in Abbildung 6.3 zu sehen, fest im Kryostaten verbaut.

aufgenommenen Restenergiespektren der Masse  $A = 92$  wurden, wie es in Abbildung 7.5 zu sehen ist, durch eine Überlagerung von drei Gauss-Funktionen (Anhang C.1.2) gefittet.

Wie in Abschnitt 4.3.4 wird die Gesamtausbeute der Masse  $A = 92$  von den Isobaren  $^{92}\text{Kr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Sr}$  dominiert. Die Ausbeute von  $^{92}\text{Br}$ , welche ebenfalls prinzipiell zur kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  beiträgt, konnte auf Grundlage der Spektren der CLTDs nicht bestimmt werden, da ihr Anteil zu gering ist. In einer ergänzenden Messung, welche mittels  $\gamma$ -Spektroskopie durchgeführt wurde, konnte gezeigt werden, dass der Anteil von  $^{92}\text{Br}$  in diesem Fall zu vernachlässigen ist (Abschnitt 7.2.2). Dennoch wird an dieser Stelle ein zusätzlicher Fehler von  $\Delta Y_{Rest}(Z)_{A=92} = 1\%$  abgeschätzt. Um

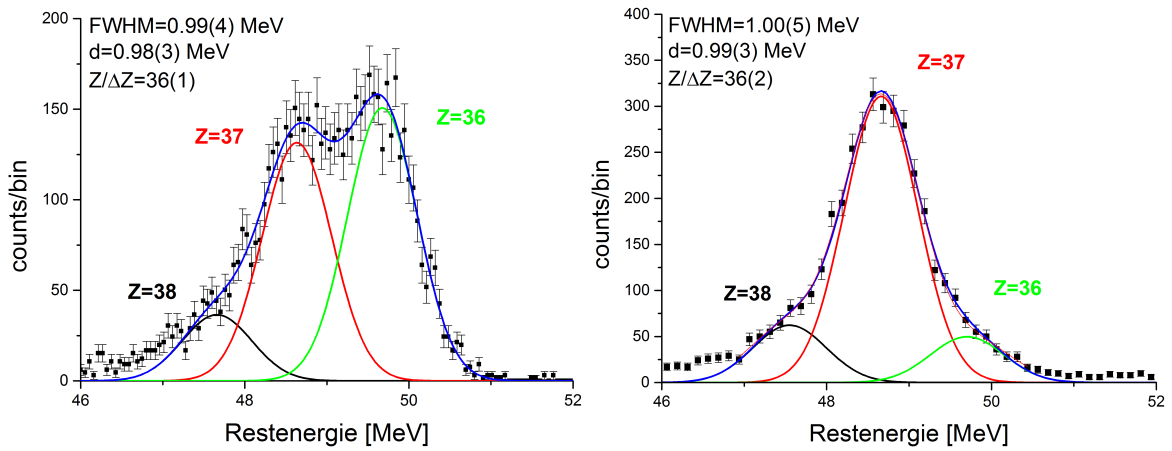


Abbildung 7.5: Restenergiespektren der Masse  $A = 92$  bei einer Einschussenergie von  $97 \text{ MeV}$  und einem Ionenladungszustand von  $Q = 17$  (links) und  $Q = 25$  (rechts), gemessen mit dem Detektor C3. Die Daten in beiden Spektren wurden auf den Abbrand des Targets korrigiert. In beiden Graphen wurden die Spektren durch die Überlagerung von drei Gauss-Funktionen (Anhang C.1.2) gefittet.

die kumulative Ausbeute für  $^{92}\text{Rb}$  bestimmen wird im ersten Schritt die gesamte Rate der Isobare der Masse  $A = 92$  für jede der in Tabelle 7.2 aufgeführten Messungen ermittelt, indem die Peaks in den Restenergiespektren, analog zu den Messungen aus den vorherigen Abschnitten, durch die Überlagerung von drei Gauss-Funktionen (Anhang C.1.2) gefittet werden. Abbildung 7.5 zeigt exemplarisch die Restenergiespektren der Masse  $A = 92$  bei einer Einschussenergie von  $97 \text{ MeV}$  und dem Ionenladungszustand von  $Q = 17$  (links) und  $Q = 25$  (rechts), gemessen mit dem Detektor C3. Dabei zeigen sich deutliche Unterschiede in den fraktionalen Ausbeuten (Abschnitt 4.3.3) der einzelnen Isobare (Tabelle 7.3). Aus den Daten wie sie in Abbildung 7.5 dargestellt sind, werden die Raten der einzelnen Isobare in allen mit den CLTDs aufgenommenen Spektren bestimmt und aufsummiert. Zudem wird die daraus bestimmte Gesamtrate für jeden Ionenladungszustand durch die jeweilige Einschussenergie geteilt. Dadurch lässt sich nach dem letzten Integrationsschritt über die Energieverteilung die Gesam-



Isobar	frakt. Ausbeute	frakt. Ausbeute
	$Q = 17$ [%]	$Q = 25$ [%]
${}_{38}\text{Sr}$	11(1)	15(1)
${}_{37}\text{Rb}$	41(1)	73(2)
${}_{36}\text{Kr}$	47(2)	12(1)

Tabelle 7.3: Beispiel für die fraktionale Ausbeuten (Abschnitt 4.3.3) für die Isobare der Masse  $A = 92$  für die Ladungszustände  $Q = 17$  und  $Q = 25$  bei der Einschussenergie von  $97 \text{ MeV}$ , entsprechend den in Abbildung 7.5 gezeigten Spektren, gemessen mit dem Detektor  $C3$ .

trate der einzelnen Isobare der Masse  $A = 92$  direkt bestimmen. Zuvor werden die Ionenladungsverteilungen der drei Isobare für jede gemessene Energie, wie in Abbildung 7.6 gezeigt, gefittet. Die dort aufgeführten Daten sind die über alle CLTD-Pixel summierten Raten für die Einschussenergie  $E = 92 \text{ MeV}$ . Der Fit zeigt jedoch, dass die Daten, besonders im Bereich der hohen Ionenladungszustände, unvollständig sind. Aus diesem Grund wurde zur Ergänzung der gemessenen Daten eine weitere, unabhängige Messung mittels  $\gamma$ -Spektroskopie durchgeführt 7.2.1.

## 7.2 Ergänzung der Daten für die kumulativen Ausbeute von ${}^{92}\text{Rb}$ mittels $\gamma$ -Spektroskopie

### 7.2.1 Experimenteller Aufbau für die Messung mittels $\gamma$ -Spektroskopie

Das Experiment zur Ergänzung der mit den CLTDs gemessenen Daten wurde am selben Messplatz wie die vorher beschriebenen Experimente mit dem CLTD-Array oberhalb des LOHENGRIN-Separators durchgeführt. In Abbildung 7.7 ist der Aufbau mit den verwendeten  $\gamma$ -Detektoren zur Bestimmung der Kernladungsausbeuten, und einer Ionisationskammer, welche zur Messung der Massenspektren verwendet wurde, skizziert. Nachdem die Spaltfragmente den LOHENGRIN-Separator passiert haben, können sie entweder den geraden Weg in Richtung Ionisationskammer nehmen, oder im RED-Magnet fokussiert und um einen Winkel von  $90^\circ$  in Richtung Tape abgelenkt werden. Die Aufnahme von Massenspektren mit der Ionisationskammer werden dazu verwendet, die nötigen Einstellungen des LOHENGRIN vorzunehmen und in der „Offline-“Analyse den Targetabbrand zu korrigieren. Für die Messung der Kernladungsausbeuten mit den 4  $\gamma$ -Detektoren werden die Spaltfragmente von dem RED-Magnet abgelenkt und in dem Tape implantiert. Das Tape selbst ist beweglich, sodass die Stelle, auf der die

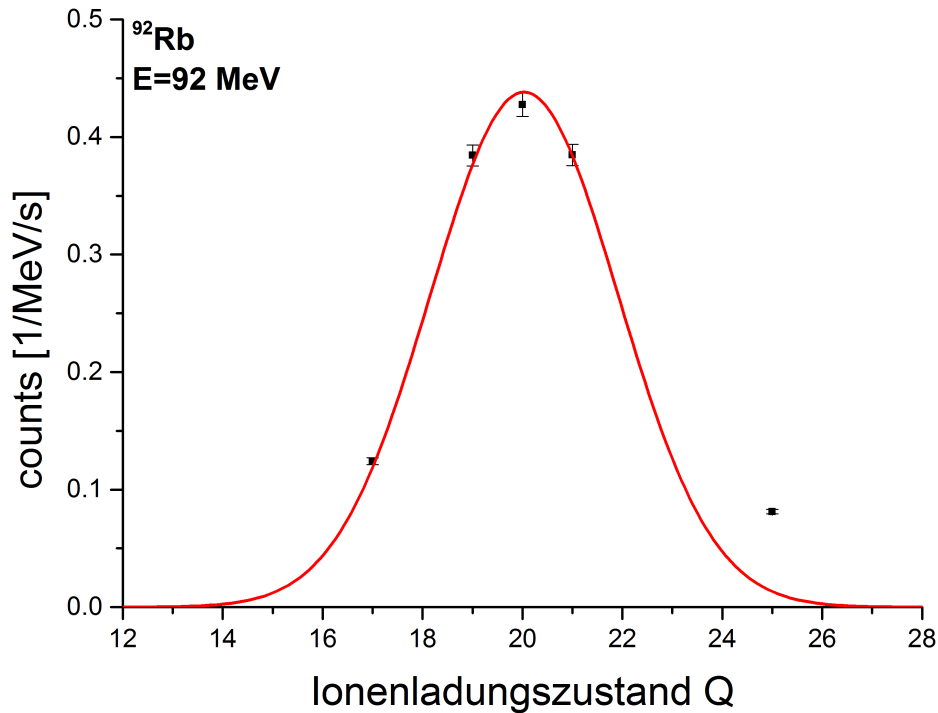


Abbildung 7.6: Ionenladungsverteilung für  $^{92}\text{Rb}$  bei einer Energie von  $E = 92 \text{ MeV}$ . Dargestellt ist die Rate aller CLTD-Pixel, geteilt durch die Einschussenergie. Die Daten wurden mit der Standard Gauss-Funktion aus Anhang C.1.1 gefittet. Die durch den Fit bestimmte Rate ist in Tabelle 7.10 aufgeführt. Aufgrund fehlender Daten im Bereich hoher Ionenladungszustände ist ein guter Fit an dieser Stelle nicht möglich. Die Ergänzung der CLTD-Daten wird in Abschnitt 7.2.1 diskutiert.

Spaltfragmente für die letzte Messung implantiert wurden, um einen gewissen Abstand weitergefahren werden kann. Dadurch lässt sich der störende Untergrund, der in einem statischen Fall stetig anwachsen würde und präzise Messungen unmöglich machte, auf ein Minimum reduzieren. Bei den verwendeten  $\gamma$ -Detektoren handelt es sich um jeweils zwei Paare unterschiedlicher Germaniumdetektoren. Davon sind zwei sogenannte Clover-Detektoren und zwei Broad-Energy-Germanium-Detektoren der Firma Canberra, welche über eine gute Energieauflösung und Detektionseffizienz für die hier angestrebten Messungen verfügen. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus findet sich in [Sto16].

## 7.2.2 Durchführung der Messung mittels $\gamma$ -Spektroskopie

Zur Ergänzung der CLTD-Daten aus Abschnitt 7.1 wurden mit Hilfe der  $\gamma$ -Detektoren Messungen für die selben Energien wie bei den CLTD-Messungen für Ionenladungszustände im Bereich von  $16 \leq Q \leq 28$  durchgeführt. Die Durchführung der Messungen<sup>4</sup> gestaltete sich nach der Identifikation der Linien im Spektrum ähnlich wie im Experi-

<sup>4</sup>Eine ausführliche Beschreibung des Vorgehens findet sich in [Sto16].

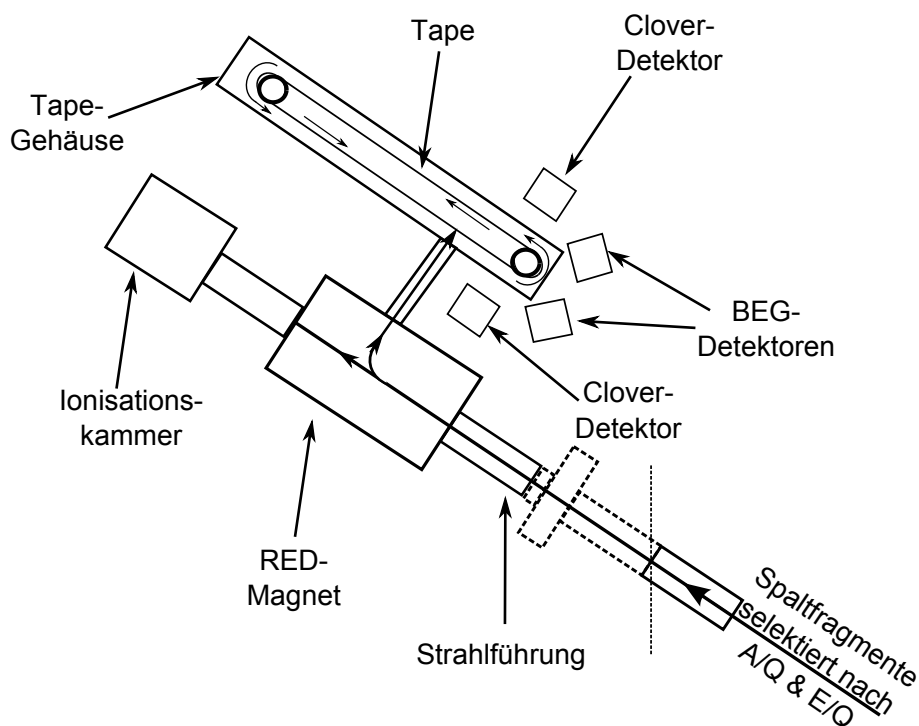


Abbildung 7.7: Schematischer Aufbau am ILL in Grenoble für die Messung mittels  $\gamma$ -Spektroskopie. Die vom LOHENGRIN separierten Spaltfragmente können entweder den RED-Magneten unverändert passieren und in der Ionisationskammer detektiert werden, oder durch den Magneten in Richtung Tape fokussiert und abgelenkt werden um in selbigem implantiert zu werden und anschließend zur Vermessung der  $\gamma$ -Linien direkt vor den 4  $\gamma$ -Detektoren (Clover und BEG) platziert zu werden.

ment mit den CLTDs. Neben dem Targetabbrand müssen jedoch sowohl die Effizienz der Detektoren, als auch das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls für die im Spektrum identifizierten Linien berücksichtigt werden.

Für die Messungen mit den  $\gamma$ -Detektoren wurden die Spaltfragmente durch das Einschalten des RED-Magneten in Richtung Tape umgeleitet (Abbildung 7.7) und die  $\gamma$ -Linien der im Tape implantierten Kerne aufgenommen. Abbildung 7.8 zeigt ein unkalibriertes  $\gamma$ -Spektrum in dem die Linien, die zur Kalibrierung der Detektoren dienen, identifiziert wurden. Darunter sind die Linien einer  $^{182}\text{Ta}$  Kalibrierungsquelle (gelb), der Annihilationspeak (grün) und zwei ausgeprägte Peaks von  $^{40}\text{K}$  (rot) und  $^{41}\text{Ar}$  (blau) aus der Umgebungsaktivität zu sehen. Nach erfolgter Energie- und Effizienzkalibrierung ([Sto16]) der  $\gamma$ -Detektoren wurden die Spektren für die Spaltfragmente mit denselben LOHENGRIN-Einstellungen wie für die Messungen mit den CLTDs (Tabelle 7.2) durchgeführt. In den nun kalibrierten Spektren werden die  $\gamma$ -Linien der einzelnen Isobare der Masse  $A = 92$  identifiziert, wie es in Abbildung 7.9 für eine Linie von  $^{92}\text{Sr}$  zu sehen ist. Die Literaturwerte für die Identifikation der einzelnen

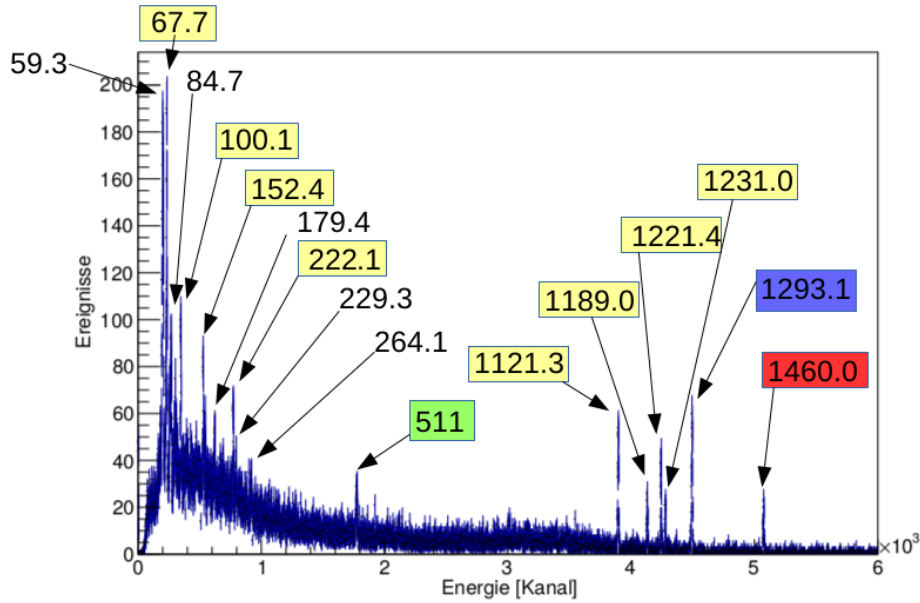


Abbildung 7.8:  $\gamma$ -Spektrum zur Kalibrierung eines der Detektorkanäle [Sto16].

$\gamma$ -Linien stammen dabei aus der Datenbank [NND]. In der Abbildung ist ebenfalls zu erkennen, dass die  $Sr$ -Linie von einem Untergrund überlagert ist. Dieser Untergrund wird für alle Spektren als linear angenommen. Die Fläche des Gauß-Fits, wie in Abbildung 7.9, entspricht letztendlich der Anzahl der gemessenen Ereignisse. Nach erfolgter Messung wurde das Tape um einen festen Abstand weitergefahren und eine Untergrundmessung durchgeführt, da ein Anteil an Spaltfragmenten unvermeidlich am Tape vorbeigeschossen wird, was dementsprechend einen zusätzlichen Beitrag in den folgenden Messungen verursacht. Für die Isobare  $^{92}Kr$  und  $^{92}Rb$  ist dieser aufgrund der niedrigen Halbwertszeiten zu vernachlässigen, für  $^{92}Sr$  jedoch nicht und muss demnach berücksichtigt werden. Anschließend muss die gemessene Anzahl der Teilchen  $A$  der  $\gamma$ -Detektoren auf die zuvor bestimmte Effizienz  $\epsilon$ , das Verzweigungsverhältnis  $BR$  des Zerfalls und den Targetabbrand  $BU$  nach Gleichung

$$A_{korr} = \frac{A}{\epsilon \cdot BU \cdot BR} \quad (7.2)$$

korrigiert werden. Die Korrektur des Targetabbrands wurde, analog zu den Messungen mit der PIN-Diode (Abschnitt 7.1.2), mit den von der Ionisationskammer (Abbildung 7.7) aufgenommenen Spektren durchgeführt. Die Werte für die Verzweigungsverhältnisse  $BU$  stammen aus der Datenbank [NND]. Dabei können Unsicherheiten in den Literaturwerten für die Verzweigungsverhältnisse, wie es für  $^{92}Rb$  in [LRA<sup>+</sup>06] beschrieben wird, zu relativ großen Ungenauigkeiten in der Berechnung der Ausbeuten führen.

Die Summe der korrigierten Werte  $A_{korr}$  über alle Detektoren ergibt die korrigierte gesamte Anzahl  $A_{korr, sum}$  an Teilchen für den verwendeten Messaufbau. Diese werden, wie im Fall für die Daten der CLTDs, durch die Messzeit der Einzelmessung und die

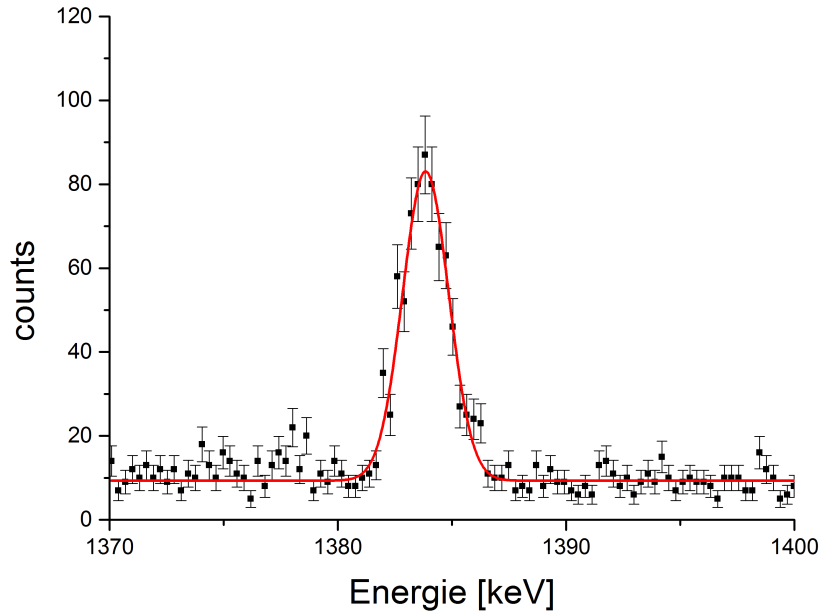


Abbildung 7.9: Ausschnitt eines  $\gamma$ -Spektrums für die Masse  $A = 92$ . Zu sehen ist die  $1383.9 \text{ keV}$ -Linie aus dem Zerfall von  $^{92}\text{Sr}$  zu  $^{92}\text{Y}$  [Sto16].

jeweilige Einschussenergie geteilt, sodass man die Rate der zugehörigen Energie erhält. Abbildung 7.10 zeigt exemplarisch die daraus resultierende Ionenladungsverteilung für  $^{92}\text{Rb}$  bei einer Energie von  $92 \text{ MeV}$ , vergleichbar mit der in Abbildung 7.6 gezeigten Ionenladungsverteilungen für die CLTD-Messungen. Es ist deutlich zu sehen, dass die Ionenladungsverteilung von einer einfachen Gaußverteilung abweicht, was die Lage des Datenpunktes in Abbildung 7.6 für den Ionenladungszustand  $Q = 25$  erklärt und die Wichtigkeit der Ergänzung der CLTD-Daten unterstreicht. Der Grund für die starke Abweichung von einer gaußförmigen Verteilung ist das in Abschnitt 4.4 beschriebene Vorhandensein eines isomeren Kernzustandes im  $ns - \mu s$ -Bereich für  $^{92}\text{Rb}$ . Das Umladen der  $^{92}\text{Rb}$  Atome auf dem Weg zwischen Reaktor und LOHENGRIN führt zu der in den Abbildungen 7.6 und 7.10 zu sehenden Verschiebung des mittleren Ionenladungszustandes.

Ein entscheidender Unterschied ist an der Stelle, dass die Ionenladungsverteilung in Abbildung 7.10, aufgrund der geringen Halbwertszeit von  $^{92}\text{Kr}$  ( $\approx 1.8 \text{ s}$ ), die Gesamtrate für  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  enthält. Die Halbwertszeit von  $^{92}\text{Rb}$  liegt bei  $\approx 4.5 \text{ s}$ . Diese Tatsache muss bei der Ergänzung der Daten der CLTDs berücksichtigt werden. Um die Resultate der beiden verwendeten Messmethoden zu kombinieren wurden die Ionenladungsverteilungen der  $\gamma$ -Messungen an die der CLTD-Messungen angepasst. Jedoch zeigte sich, dass sich durch die Verwendung unterschiedlicher Abdeckschichten der Targets in den beiden Messungen eine Verschiebung in der Ionenladungsverteilung ergab. Diese Verschiebung lässt sich anhand der Ionenladungsverteilungen der PIN-Diode und der Ionisationskammer bei gleicher Energie verdeutlichen. Abbildung 7.11 (links) zeigt die Ionenladungsverteilung der PIN-Diode während der CLTD-Messungen

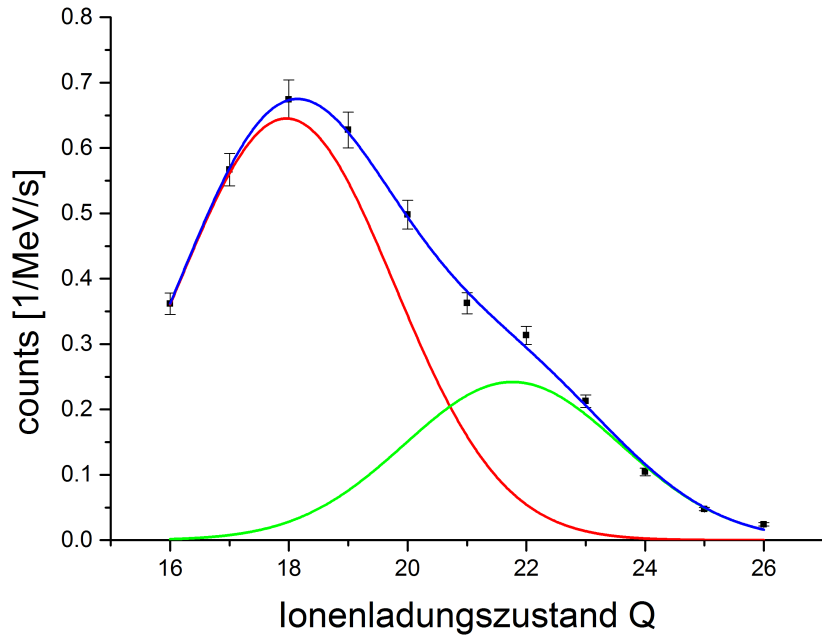


Abbildung 7.10: Ionenladungsverteilung für  $^{92}\text{Rb}$  bei einer Einschussenergie von  $92\text{ MeV}$ . Die Daten sind mit zwei Gauß-Funktionen gleicher Breite gefittet worden [Sto16].

für die Masse  $A = 92$  bei einer Energie von  $E = 92\text{ MeV}$  zusammen mit den, wie oben für die Anpassung der Daten aus den  $\gamma$ -Messungen beschrieben, skalierten Daten für die Messung mit der Ionisationskammer. Es ist deutlich zu sehen, dass die Verteilungen um einen Abstand von  $\approx 1.7$  Ionenladungen zueinander verschoben sind. Die Ursache dafür ist in den unterschiedlichen verwendeten Abdeckungen der Targets in beiden Messungen zu suchen. Während das Target für die CLTD-Messungen von einer Schicht Palladium bedeckt war, wurde für die  $\gamma$ -Messungen Wolfram verwendet. Durch die unterschiedlichen Materialien stellt sich beim Durchqueren der jeweiligen Abdeckschicht ein mittlerer Ionenladungszustand ein, der sowohl vom Material, als auch von der Geschwindigkeit des Projektils abhängt. Eine Verschiebung der Daten aus den  $\gamma$ -Messungen um den jeweiligen Wert hat dabei keine signifikante Auswirkung auf die Ergebnisse der Bestimmung der Ausbeuten. Das Resultat der Verschiebung der Ionenladungsverteilung der Ionisationskammer ist in Abbildung 7.11 (rechts) dargestellt. Die beiden Verteilungen passen sehr gut übereinander, wie man an dem gemeinsamen Fit mit der Überlagerung zweier Gauss-Funktionen sehen kann. Diese Verschiebungen wurde nach der oben beschriebenen Methode für alle Ionenladungsverteilung durchgeführt. Dazu wurde die Verschiebung in Verteilungen der PIN-Diode und der Ionisationskammer (vgl. Abbildung 7.11) ermittelt und anschließend auf die Ladungsverteilungen der  $\gamma$ -Messungen übertragen. Das Resultat für die Anpassung der  $\gamma$ -Messungen an die Messungen der CLTDs ist exemplarisch in Abbildung 7.12 (links) für  $^{92}\text{Rb}$  bei einer Einschussenergie von  $92\text{ MeV}$  zu sehen. Durch die Verschiebung lassen sich auch hier

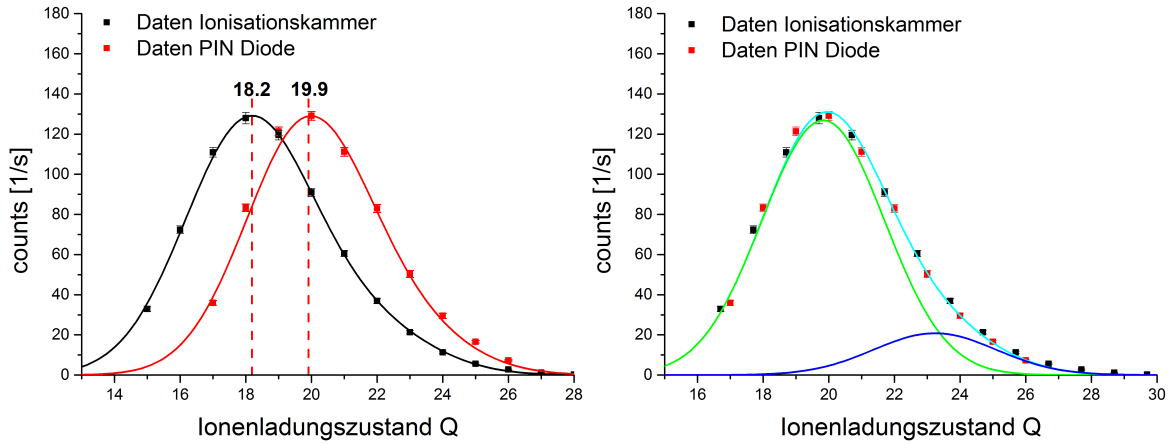


Abbildung 7.11: Ionenladungsverteilungen der Masse  $A = 92$  bei einer Einschussenergie von  $E = 92 \text{ MeV}$  gemessen mit der PIN-Diode (rot) während der Messung mit den CLTDs und der Ionisationskammer (schwarz) während der Ergänzungsmessung mittels  $\gamma$ -Spektroskopie. Die Daten der Ionisationskammer wurden auf die der PIN-Diode skaliert und beide Verteilungen mit einer Überlagerung von 2 Gauss-Funktionen gleicher Breite gefittet. In der Abbildung (links) zeigen die Verteilungen eine Verschiebung um  $\approx 1.7$  Ionenladungen. Die Verschiebung der Daten der Ionisationskammer in der rechten Abbildung um diesen Wert zeigt eine gute Übereinstimmung.

die Daten der CLTDs und der  $\gamma$ -Detektoren sehr gut übereinander legen und gemeinsam fitten, um in diesem Schritt die gesamte Rate der einzelnen Isobare zu bestimmen. Die Verschiebung hat dabei keine Auswirkung auf die Bestimmung der Ausbeuten. Die Resultate der Integrationen über die Ionenladungsverteilungen der einzelnen Energien finden sich in Tabelle 7.6. Abbildung 7.12 (rechts) zeigt die Resultate der durch die Fits bestimmten Raten in Abhängigkeit von der Energie für  $^{92}\text{Sr}$ . Die Integration über die Energieverteilung liefert letztlich die gesamte Rate, in dem Fall für  $^{92}\text{Sr}$ . Die Ergebnisse der Integrationen über die Energieverteilungen der einzelnen Isobare sind in Tabelle 7.7 aufgeführt.

Durch technische Probleme während der Messungen, die bei der Online-Analyse zunächst nicht festgestellt wurden, konnten die Daten der  $\gamma$ -Messungen für die Energie von  $102 \text{ MeV}$  nicht berücksichtigt werden, sodass für die Resultate der kombinierten Messungen bei einer Energie  $E = 102 \text{ MeV}$  auf das alleinige Resultat der CLTD-Messungen zurückgegriffen werden musste [Sto]. Für die Energie von  $E = 97 \text{ MeV}$  konnten aus den  $\gamma$ -Messungen ausschließlich Daten für Ladungszustände  $Q \leq 22$  für die Ergänzung der Ionenladungsverteilung der CLTD-Messungen verwendet werden. Die Diskussion für den dadurch bedingten zusätzlichen Fehler findet sich in Abschnitt 7.4.

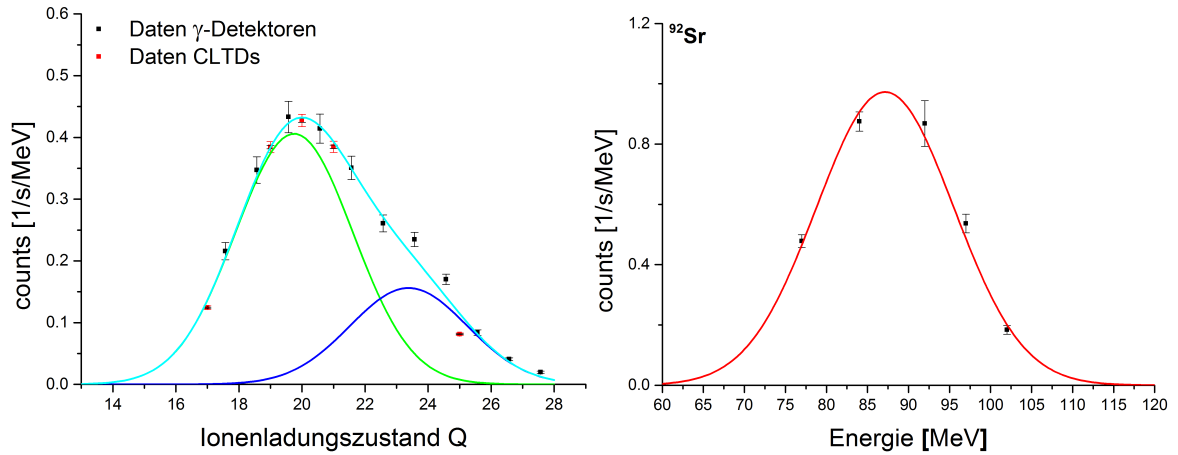


Abbildung 7.12: Ionenladungsverteilung der CLTD-Messungen kombiniert mit den Daten der  $\gamma$ -Messungen für  $^{92}\text{Rb}$  bei einer Einschussenergie von  $92\text{ MeV}$  (links) und Energieverteilung für  $^{92}\text{Sr}$  für die kombinierten Messungen. Die Daten der  $\gamma$ -Messung, welche in der linken Abbildung zu sehen sind, wurden auf die Daten der CLTD-Messung skaliert und, analog zu dem Vorgehen in Abbildung 7.11 für die Daten der Ionisationskammer, anschließend durch die Überlagerung von zwei Gauß-Funktionen gleicher Breite gefittet. Die in der rechten Abbildung gezeigte Energieverteilung beinhaltet die nach dieser Methode bestimmten Raten für alle Energien. Die Fläche des Gauss-Fits über die Energieverteilung entspricht der gesamten Rate für  $^{92}\text{Sr}$ . Bei den Daten der CLTD-Messungen in der linken Abbildung handelt es sich um die selben Daten wie in Abbildung 7.6. Die verschobenen und skalierten Daten der  $\gamma$ -Messungen sind die schon in Abbildung 7.10 gezeigten Daten.

## 7.3 Resultate

### 7.3.1 Resultate der Massenausbeute für die Masse $A = 92$

Die Bestimmung der Massenausbeute der Masse  $A = 92$  wurde wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben durchgeführt. In Tabelle 7.4 sind die Ergebnisse für die einzelnen Ladungszustände für die Masse  $A = 92$  und für die zur Bestimmung der Ausbeute verwendeten Referenzmassen  $A = 95$  und  $A = 99$  zusammengefasst. Die Daten der zugrunde liegenden Energieverteilungen finden sich in Anhang B.2. Die mit \* markierten Werte stammen von der Extrapolation der Werte  $16 \leq Q \leq 29$  durch einen Fit mit zwei



$Q$	Rate $A = 92$ [1/s]	Rate $A = 95$ [1/s]	Rate $A = 99$ [1/s]
12	0.40(1)*	0.31(1)*	0.35(1)*
13	2.9(1)*	2.4(1)*	2.16(4)*
14	16(1)*	14(1)*	10(1)*
15	62(2)*	62(2)*	39(1)*
16	178(4)	210(5)	118(3)
17	413(9)	457(10)	292(6)
18	726(15)	813(17)	491(10)
19	888(18)	1122(23)	771(16)
20	897(18)	1084(22)	918(19)
21	730(15)	862(18)	870(18)
22	561(12)	566(12)	694(14)
23	361(8)	374(8)	476(10)
24	205(5)	194(5)	388(9)
25	108(3)	89(3)	263(6)
26	51(1)	37(1)	162(4)
28	4.1(4)	1.8(2)	47(1)
29	0.61(1)*		18(1)
30			5.1(1)*
31			1.19(1)*
32			0.22(1)*
$\Sigma$	5203(38)	5889(45)	5568(40)

Tabelle 7.4: Ergebnisse der in Abschnitt 7.1.2 bestimmten Raten der einzelnen Ladungszustände  $Q$  der Massen  $A = 92$ ,  $A = 95$  und  $A = 99$ . Die mit „\*“ markierten Werte sind die Ergebnisse der Extrapolation durch die Fits, wie sie in Abbildung 7.4 zu sehen sind. Für die Fehler der Summen  $\Sigma$  wurden die Einzelfehler quadratisch addiert. Alle gezeigten Resultate sind auf den Abbrand des Targets korrigiert und beinhalten den zugehörigen abgeschätzten Fehler dieser Korrektur (Abschnitt 7.1.2). Die zugrunde liegenden Daten der Energieverteilungen der einzelnen Ladungszustände finden sich in Anhang B.2.

überlagerten Gauss-Funktionen (vgl. Abbildung 7.4). Für diese Werte wurde ein Fehler von 2% angenommen und im Fall für sehr kleine Raten auf die nächste Nachkommastelle aufgerundet. Die in der Zeile  $\Sigma$  in Tabelle 7.4 aufgeführten Werte stammen aus der Aufsummierung der Raten der einzelnen Ladungszustände für die jeweilige Masse. Dies entspricht letztendlich der Gesamtrate der einzelnen Massen, die nach Berechnung durch die Formel 7.1 einen Wert für die relative Massenausbeute der Masse  $A = 92$  liefert. Die dafür in Tabelle 7.1 aufgeführten Ausbeuten für die Referenzmassen werden jeweils für jedes Isotop über den gewichteten Mittelwert  $\overline{Y_{rel}(A)}_{Lit}$  zusammenfasst und die relative Massenausbeute der Masse  $A = 92$  berechnet. Die Ergebnisse sind in Ta-

Isotop	$R(A_R)_g$ [1/s]	$\overline{Y_{rel}(A)}_{Lit}$ [%]	$Y_{rel}(A = 92)$ [%]
$^{95}\text{Zr}$	5889(45)	6.40(4)	5.65(7)
$^{99}\text{Mo}$	5568(40)	6.19(11)	5.78(13)

Tabelle 7.5: Ergebnisse der Ausbeutenbestimmung für die Masse  $A = 92$  Verwendung der Literaturwerte aus Tabelle 7.1. Dabei ist  $R(A_R)_g$  die gemessene Gesamtrate der Referenzmasse,  $\overline{Y_{rel}(A)}_{Lit}$  der gewichtete Mittelwert der Referenzen zu jeweils jedem Isotop aus Tabelle 7.1,  $Y_{rel}(A = 92)$  die nach Formel 7.1 berechnete relative Ausbeute der Masse  $A = 92$  zu dem jeweiligen Isotop angegeben. Die Fehler der einzelnen in die Berechnung eingehenden Werte wurden zur Bestimmung des Gesamtfehlers  $\Delta Y_{rel}(A = 92)$  quadratisch addiert.

belle 7.5 zusammen mit den gemessenen Gesamtraten  $R(A_R)_g$  der Referenzmassen und dem gewichteten Mittelwerten  $\overline{Y_{rel}(A)}_{Lit}$  zu den relativen Ausbeuten der Referenzmassen aufgeführt. Die beiden hier bestimmten Werte für  $Y_{rel}(A = 92)$  stimmen innerhalb der Fehler überein. Die Abweichung liegt bei  $\approx 3\%$ . Für alle folgenden Betrachtungen wird für die beiden Werte der relativen Massenausbeuten der Masse  $A = 92$  der gewichtete Mittelwert  $\overline{Y_{rel}(A = 92)}$  gebildet. Aufgrund der Abhängigkeit der beiden Werte wird anstatt des Fehlers für den gewichteten Mittelwert der größere der beiden Fehler  $\Delta Y_{rel}(A = 92)$  angenommen, sodass sich für die relative Massenasubeute der Masse  $A = 92$  ein Wert von  $\overline{Y_{rel}(A = 92)} = 5.70 \pm 0.13\%$  ergibt.

### 7.3.2 Resultate für die Bestimmung der kumulativen Ausbeute von $^{92}\text{Rb}$

Wie in Abschnitt 7.1 beschrieben wurde die Messung zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute für  $^{92}\text{Rb}$  mit den CLTDs durch eine unabhängige Messung mittels  $\gamma$ -Spektroskopie (Abschnitt 7.2) ergänzt. Dabei wurden in beiden Messungen Ausbeuten für die selben Einschussenergien bestimmt. Das Ziel der ergänzenden Messung war es die Ionenladungsverteilungen der CLTD-Messungen, besonders für hohe Ladungs-

zustände, zu ergänzen. Die Anpassung der  $\gamma$ -Daten auf die CLTD-Daten wurde, wie in Abschnitt 7.2.2 beschrieben, durchgeführt. Die Daten bezüglich der Anpassung der  $\gamma$ -Daten finden sich in Anhang B.3.2. Die ergänzten Ionenladungsverteilungen sind exemplarisch in Abbildung 7.13 für  $^{92}\text{Kr}$  (oben links) und  $^{92}\text{Rb}$  (oben rechts) bei einer Energie von  $E = 77 \text{ MeV}$  und für  $^{92}\text{Kr}$  (unten links) und  $^{92}\text{Rb}$  (unten rechts) bei einer Energie von  $E = 84 \text{ MeV}$  dargestellt. Die Verteilungen wurden jeweils durch zwei überlagerte Gauß-Funktionen gefittet (Anhang C.1.2). Insbesondere zeigt sich für die beiden Verteilungen von  $^{92}\text{Rb}$ , dass ein zusätzlicher Beitrag im Bereich der höheren Ladungszustände eine deutliche Abweichung von einer Gauß-Funktion verursacht. Der Grund dafür ist, dass  $^{92}\text{Rb}$  eines der Nuklide mit einem isomeren Kernzustand im  $ns$ -Bereich ist [USSS<sup>+</sup>12]. Dadurch kommt es, wie in Abschnitt 4.4 beschrieben, auf dem Weg zwischen dem Produktionstarget und dem LOHENGRIN-Separator zu einer Umladung und einer dementsprechend erhöhten Ausbeute für höhere Ionenladungszustände. Aufgrund der fehlenden Daten für die CLTD-Messungen im Bereich von  $21 < Q < 25$  und  $Q > 25$ , wie es in Abbildung 7.6 zu sehen ist, lässt sich dieser Beitrag in den reinen CLTD-Messungen nicht berücksichtigen (vgl. Abschnitt 7.4). Wie in Abschnitt 7.2.1 beschrieben führt die Integration über die Ladungsverteilungen zu der gesamten Rate für die jeweilige Energie. Diese sind in Tabelle 7.6 aufgeführt.

$E$ [MeV]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s/MeV]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s/MeV]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s/MeV]
77	0.52(3)	1.19(5)	0.48(2)
84	0.96(10)	2.20(11)	0.88(3)
92	1.51(9)	2.73(18)	0.87(8)
97	1.25(4)	1.90(27)	0.54(3)

Tabelle 7.6: Ergebnisse der Integration über die Ionenladungsverteilungen der ergänzten Daten der CLTDs für die jeweilige Energie für  $^{92}\text{Kr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Sr}$ . Die Daten der  $\gamma$ -Messungen bei einer Energie  $E = 102 \text{ MeV}$  konnten aufgrund technischer Probleme während der Messung nicht für die Anpassung an die CLTD-Daten, wie es in Abbildung 7.12 (links) zu sehen ist, verwendet werden.

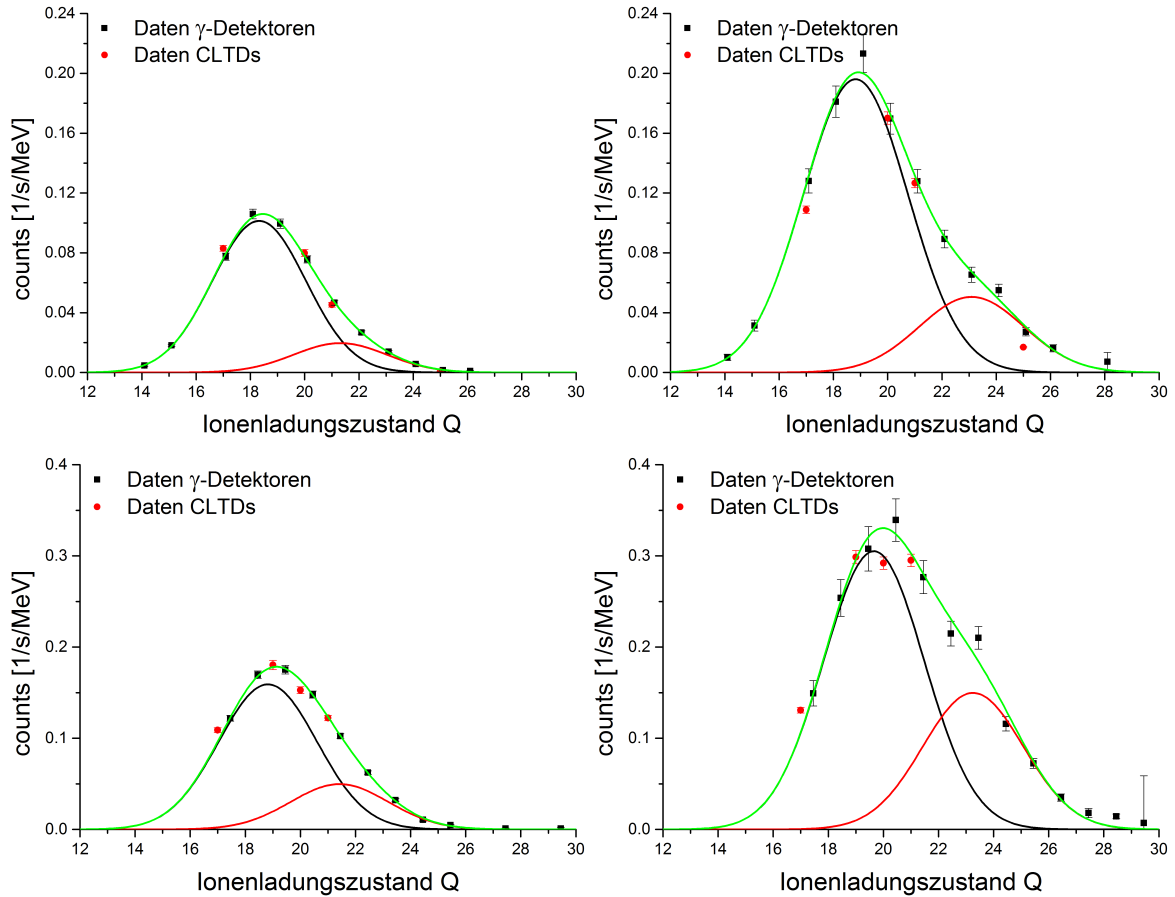


Abbildung 7.13: Ionenladungsverteilungen für  $^{92}\text{Kr}$  (links) und  $^{92}\text{Rb}$  (rechts) bei den Energien  $E = 77 \text{ MeV}$  (oben) und  $E = 84 \text{ MeV}$  (unten). Die roten Datenpunkte sind die mit den CLTDs bestimmten (Tabelle 7.9), während die schwarzen Datenpunkte die aus der Anpassung resultierenden Daten der  $\gamma$ -Messungen sind (Anhang B.3.2). Die Daten wurden alle durch die Überlagerung von 2 Standard-Gauß-Funktionen gefittet (Anhang C.1.2). Für beide Energien zeigt sich insbesondere im Fall von  $^{92}\text{Rb}$  ein deutlicher zusätzlicher Beitrag für die höheren Ladungszustände in den Verteilungen.

Die Daten der Raten des jeweiligen Isobars aus Tabelle 7.6 werden gegen die Energie aufgetragen, wie in Abbildung 7.12 (rechts) für  $^{92}\text{Sr}$  und Abbildung 7.14 für  $^{92}\text{Kr}$  (links) und  $^{92}\text{Rb}$  (rechts) zu sehen ist. Die Energieverteilungen wurden mit der Gauss-Funktion (Anhang C.1.1) gefittet. Die Fläche der Fits entsprechen der gesamten Rate des jeweiligen Isobars. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.7 zusammen mit der nach Gleichung 4.8 berechneten fraktionalen unabhängigen Ausbeute aufgeführt. Mit Hilfe der Gleichung 4.9 lassen sich zusammen mit der im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Massenausbeute (Abschnitt 7.3.1) die Werte der der unabhängigen Ausbeute von  $^{92}\text{Kr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Sr}$  berechnen. Die kumulative Ausbeute für  $^{92}\text{Rb}$  wird mittels Gleichung 4.10 bestimmt und entspricht der Summe der unabhängigen Ausbeute von  $^{92}\text{Kr}$  und  $^{92}\text{Rb}$ . Die Resultate sind in Tabelle 7.8 unter Verwendung der in Abschnitt 7.3.1 berechneten relativen Massenausbeute  $\overline{Y_{rel}(A = 92)}$  aufgeführt.

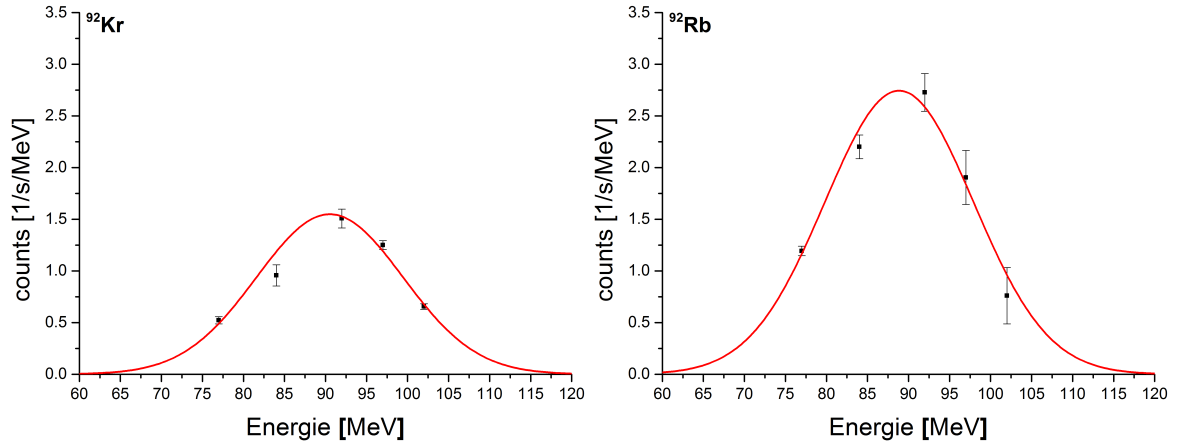


Abbildung 7.14: Energieverteilungen der zusammengeführten Daten der beiden Messungen für  $^{92}\text{Kr}$  (links),  $^{92}\text{Rb}$  (rechts). Die Daten wurden jeweils mit einer Standard-Gauß-Funktion (C.1.1) gefittet. Die Flächen unterhalb der Fitkurven entsprechen der unabhängigen Ausbeute des jeweiligen Isobars.

Isobar	Rate [1/s]	fraktionale Ausbeute [%]
$^{92}\text{Kr}$	35(2)	30(2)
$^{92}\text{Rb}$	62(4)	53(3)
$^{92}\text{Sr}$	20(1)	17(1)

Tabelle 7.7: Gesamte Rate und fraktionale unabhängige Ausbeute der Isobare  $^{92}\text{Kr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Sr}$  aus den durch die  $\gamma$ -Messungen ergänzten Daten der CLTDs. Die Raten sind das Ergebnis der Integration über die Energieverteilungen (Tabelle 7.6). Die fraktionale unabhängige Ausbeute  $Y_{\text{frak}}(Z)_A$  wurde nach Gleichung 4.8 berechnet.

Die Fehler setzen sich dabei jeweils aus dem Fehler für die im Rahmen dieser Arbeit bestimmte relative Massenausbeute  $\Delta Y_{\text{rel}}(A = 92)$ , dem Fehler für die unabhängige fraktionale Ausbeute  $\Delta Y_{\text{frak}}(Z)_A$ , dem Fehler  $\Delta Y_{\text{Rest}}(Z)_{A=92}$  für den abgeschätzten Anteil des  $^{92}\text{Br}$ , der aufgrund zu geringer Raten nicht bestimmt werden konnte (Abschnitt 7.1.2), dem Fehler für die Bestimmung des Targetabbrands  $\Delta Y_{\text{BU}}^{A=92}$  und den Fehlern  $\Delta Y_{\gamma}^{E=97}$  und  $\Delta Y_{\gamma}^{E=102}$  für die Energien, bei denen aufgrund technischer Problemen während der  $\gamma$ -Messungen, besonders im Bereich hoher Ionenladungszustände, keine Daten für die Ergänzung der CLTD-Messungen gewonnen werden konnten. Eine detaillierte Fehlerbetrachtung findet sich im Anschluss dieses Abschnittes.

$Y(Z = 36)_{A=92}$ [%]	$Y(Z = 37)_{A=92}$ [%]	$Y(Z = 38)_{A=92}$ [%]	$Y_{kum}(Z = 37)_{A=92}$ [%]
1.68(14)	3.03(29)	0.99(7)	4.71(37)

Tabelle 7.8: Ergebnisse der Bestimmung der unabhängigen Ausbeute  $Y(Z)_A$  der durch die  $\gamma$ -Messungen ergänzten Daten der CLTDs für  $^{92}Kr$  ( $Z = 36$ ),  $^{92}Rb$  ( $Z = 37$ ) und  $^{92}Sr$  ( $Z = 38$ ) nach Gleichung 4.9 und der kumulativen Ausbeute  $Y_{kum}(Z)_A$  von  $^{92}Rb$  nach Gleichung 4.10. Dabei wurden die Ausbeuten jedes Isobars der Masse  $A = 92$  mit dem in Abschnitt 7.3.1 bestimmten Wert für die relative Massenausbeute der Masse  $A = 92$  berechnet. Die jeweiligen Fehler setzen sich aus dem Fehler  $\Delta\overline{Y}_{rel}(A = 92)$  für die relative Massenausbeute, dem Fehler  $\Delta Y_{frak}(Z)_A$  der unabhängigen fraktionalen Ausbeute, dem in Abschnitt 7.1.2 abgeschätzten Fehler  $\Delta BU$  für den Abbrand des Targets, den Fehlern  $\Delta Y_{\gamma}^{E=97}$  und  $\Delta Y_{\gamma}^{E=102}$  und dem Fehler  $\Delta Y_{Rest}(Z)_{A=92}$  für den Anteil des  $^{92}Br$ , der aufgrund der geringen Raten nicht berücksichtigt werden konnte (Abschnitt 7.1.2), zusammen.

## Diskussion der Messfehler

### [1] Statistischer Fehler

Der statistische Fehler  $\Delta Y_{stat}$  trägt sowohl bei der Bestimmung der Massenausbeute für die Masse  $A = 92$  als auch für die ermittelte kumulative Ausbeute des  $^{92}Rb$  vergleichsweise geringfügig zum Gesamtfehler bei. Betrachtet man jedoch einzelne Messungen, welche später zur gesamten Ausbeute beitragen, so fällt er beispielsweise für sehr niedrige Ladungszustände oder Energien der Spaltfragmente, aufgrund der geringen Statistik, dort durchaus ins Gewicht.

### [2] Korrektur des Targetabbrands

Für die Korrektur des Targetabbrands wurden über die Energieverteilung der Masse  $A = 92$  mit einem Ladungszustand  $Q = 19$ , gemessen mit der PIN-Diode, für insgesamt 13 Messreihen summiert. Eine Bestimmung der zeitlichen Abnahme erfolgte über einen doppelt exponentiellen Fit in Abhängigkeit von der Zeit (Abschnitt 7.1.2). Die maximale Abweichung der einzelnen Punkte liegt dabei bei etwa 2%. Dieser Fehler ( $\Delta Y_{BU}^{A=92}$ ) wurde für alle in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen verwendet.

### [3] Extrapolierte Werte bei der Bestimmung der Massenausbeute der Masse $A = 92$

Die Ionenladungsverteilungen der Massen  $A = 92$ ,  $A = 95$  und  $A = 99$  wurden durch eine Extrapolation der Daten vervollständigt. Dabei wurde der Fehler der extrapolier-

ten Werte durch den Vergleich der Fitfehler der gemessenen Daten auf 2% abgeschätzt. Diese fallen jedoch, aufgrund des geringen Beitrags der extrapolierten Werte, bei der Bestimmung der Massenausbeute nicht ins Gewicht.

**[4] Fehler für den gewichteten Mittelwert der Massenausbeute der Masse  $A = 92$**

Die Massenausbeute der Masse  $A = 92$  wurde mit Hilfe einer Absolutnormierung auf Werte aus der Literatur durchgeführt. Dabei wurden die kumulativen Ausbeuten von zwei Referenzisotopen,  $^{95}\text{Zr}$  und  $^{99}\text{Mo}$ , herangezogen. Die kumulativen Ausbeuten entsprechen dabei der Gesamtausbeuten der Massen  $A = 95$  und  $A = 99$ . Für die Referenzisotope standen jeweils zwei unabhängige Literaturwerte zur Verfügung. Nach der Bildung des gewichteten Mittelwertes für jedes Referenzisotop wurde die Massenausbeute der Masse  $A = 92$  nach Gleichung 7.1 berechnet. Die anschließende Bildung des gewichteten Mittelwertes aus diesen beiden Werten liefert einen Wert für die Massenausbeute  $\overline{Y_{rel}(A = 92)}$ . Dabei sind die beiden zuvor für die Bildung des Mittelwertes verwendeten Werte  $Y_{rel}(A = 92)$  nicht unabhängig voneinander, sodass für den Fehler des gewichteten Mittelwertes der größere der beiden Fehler  $\Delta Y_{rel}(A = 92)$  angenommen wurde.

**[5] Bestimmung der kumulativen Ausbeute  $Y_{kum}(Z = 37)_{A=92}$**

Zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  wurde in den Spektren der CLTD-Messungen jeweils ein Fit für die drei Isobare  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  durchgeführt und nach der Ergänzung durch die Daten aus [Sto16] die jeweiligen Ausbeuten bestimmt, um letztendlich die kumulative Ausbeute  $Y_{kum}(Z = 37)_{A=92}$  berechnen zu können. Die zusätzlichen bei der neutroneninduzierten Spaltung entstehenden Isobare der Masse  $A = 92$  konnten aufgrund der geringen Statistik in den Restenergiespektren der CLTD-Daten nicht identifiziert werden. Die Summe der Ausbeuten dieser Isobare trägt insgesamt zu  $< 1\%$  zur Gesamtausbeute bei, sodass ein Fehler  $\Delta Y_{Rest}^{A=92}$  von 1% zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  angenommen wurde. Zusätzlich ergibt sich ein Fehler dadurch, dass für die Analyse  $\gamma$ -Messungen aus [Sto16] bei einer Energie von  $E = 97 \text{ MeV}$  keine Daten für Ladungszustände  $Q \leq 22$  zur Verfügung standen. Der Fehler  $\Delta Y_{\gamma}^{E=97}$  wurde mit 5% abgeschätzt. Für die Energie von  $E = 102 \text{ MeV}$  konnten aufgrund technischer Probleme während der  $\gamma$ -Messungen keine Daten für die Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  herangezogen werden, sodass nur auf die CLTD-Daten zurückgegriffen werden musste. Der Fehler  $\Delta Y_{\gamma}^{E=102}$  dafür liegt bei etwa 2%.

### [6] Gesamtfehler für die Massenausbeute der Masse $A = 92$

Der gesamte Messfehler setzt sich aus den Beiträgen [1], [2] und [4] zusammen. Durch quadratisches Aufsummieren folgt für den Gesamtfehler:

$$(\Delta Y^{A=92})^2 = (\Delta Y_{stat}^{A=92})^2 + (\Delta Y_{BU}^{A=92})^2 + (\Delta Y_{rel}(A = 92)_{99Mo})^2 \quad (7.3)$$

Der Fehler für die hier bestimmte Massenausbeute der Masse  $A = 92$  liegt bei etwa 2.3%.

### [7] Gesamtfehler für die kumulative Ausbeute von $^{92}\text{Rb}$

Die Zusammensetzung des gesamten Messfehlers für die Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  ist durch die Punkte [1], [2], [5] und dem Gesamtfehler für die hier bestimmte Massenausbeute der Masse  $A = 92$  aus Punkt [6] bestimmt:

$$\begin{aligned} (\Delta Y^{92\text{Rb}_{kum}})^2 &= (\Delta Y_{stat}^{92\text{Rb}_{kum}})^2 + (\Delta Y_{BU}^{92\text{Rb}_{kum}})^2 + (\Delta Y_{Rest}^{A=92})^2 \\ &\quad + (\Delta Y^{A=92})^2 + (\Delta Y_{\gamma}^{E=97})^2 + (\Delta Y_{\gamma}^{E=102})^2 \end{aligned} \quad (7.4)$$

Der gesamte Fehler für die kumulative Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  liegt damit bei etwa 7.9%.

## 7.4 Vergleich der Resultate aus den CLTD-Messungen mit den Resultaten der Ergänzung durch die $\gamma$ -Messungen

In diesem Abschnitt sollen die Resultate der CLTD-Messungen und der durch die  $\gamma$ -Messungen ergänzten Daten miteinander verglichen werden. Dabei liegt der Fokus dieser Betrachtung auf der Fehlerbestimmung für die beiden Energien  $E = 97 \text{ MeV}$  und  $E = 102 \text{ MeV}$  (vgl. Abschnitt 7.3.2). Durch die während der  $\gamma$ -Messungen aufgetretenen Probleme konnte für die Energie  $E = 97 \text{ MeV}$  ausschließlich Daten für Messungen mit dem Ionenladungszustand  $Q \leq 22$  für die Ergänzung der CLTD-Daten herangezogen werden, während für die Energie  $E = 102 \text{ MeV}$  keine Daten aus den  $\gamma$ -Messungen verwendet werden konnten. Außerdem untermauern die in diesem Abschnitt angestellten Betrachtungen die Notwendigkeit der Ergänzung der CLTD-Daten durch die  $\gamma$ -Messungen.



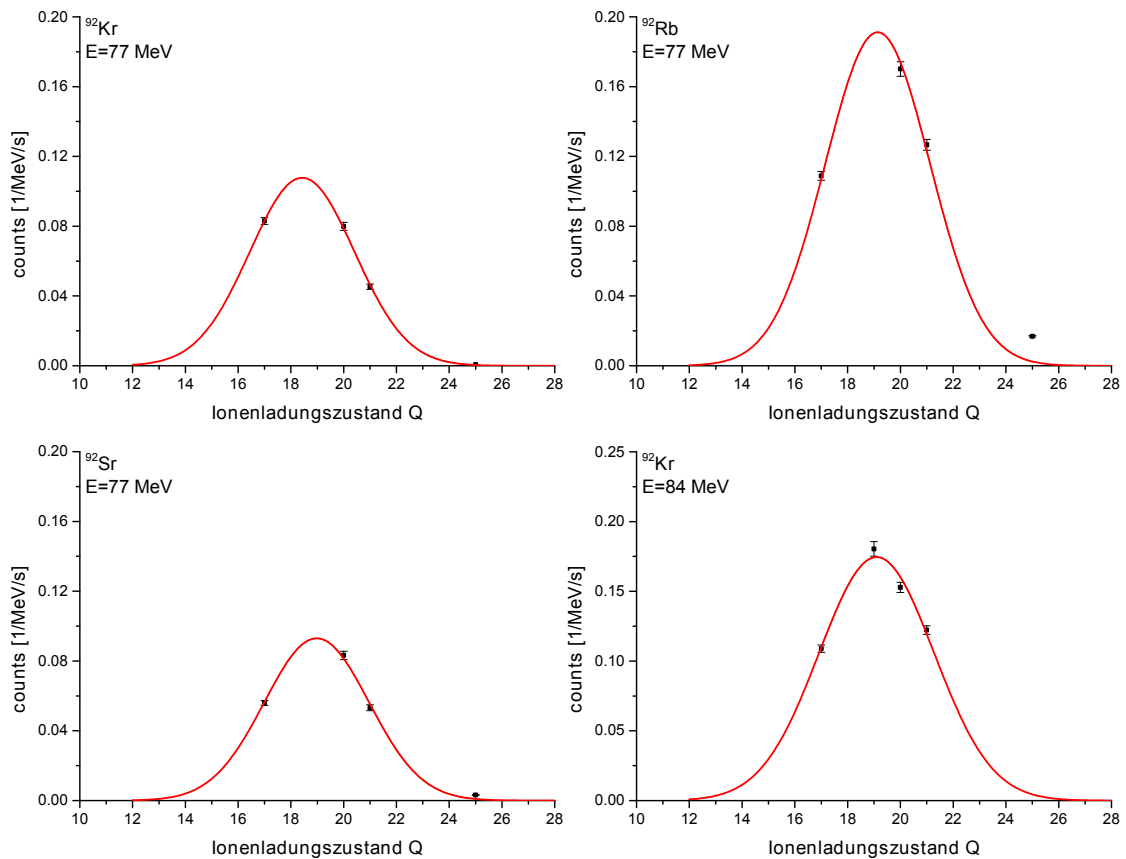


Abbildung 7.15: Ionenladungsverteilungen aus den reinen CLTD-Messungen für die Isobare  $^{92}\text{Kr}$  (oben links),  $^{92}\text{Rb}$  (oben rechts),  $^{92}\text{Sr}$  (unten links) bei einer Energie von  $E = 77\text{ MeV}$  und  $^{92}\text{Kr}$  (unten rechts) bei einer Energie von  $E = 84\text{ MeV}$ . Dabei wurde in allen Graphen jeweils die Rate durch die Einschussenergie geteilt. Die Daten beinhalten die Resultate aller verwendeten CLTD-Pixel. In allen Abbildungen wurden die Daten mit der Standard Gauss-Funktion aus Anhang C.1.1 gefittet.

$Q$	$E$ [MeV]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s/MeV]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s/MeV]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s/MeV]
17	77	0.0830(6)	0.1088(7)	0.0560(6)
20	77	0.0799(14)	0.1701(16)	0.0832(15)
21	77	0.0453(11)	0.1266(13)	0.0532(12)
25	77	0.0006(1)	0.0169(2)	0.0032(2)
17	84	0.1089(9)	0.1307(9)	0.0634(8)
19	84	0.1804(32)	0.2987(28)	0.1539(29)
20	84	0.1528(14)	0.2921(15)	0.1444(14)
21	84	0.1222(13)	0.2951(16)	0.1367(14)
17	92	0.1184(12)	0.1243(9)	0.0487(9)
19	92	0.2971(29)	0.3843(27)	0.1614(25)
20	92	0.3000(33)	0.4275(31)	0.1484(29)
21	92	0.2140(29)	0.3847(29)	0.1368(28)
25	92	0.0064(3)	0.0813(8)	0.0158(5)
17	97	0.0834(8)	0.0697(6)	0.0191(5)
19	97	0.2366(20)	0.2554(31)	0.0780(20)
20	97	0.2697(14)	0.3314(12)	0.1024(11)
21	97	0.2049(15)	0.3023(13)	0.0919(14)
25	97	0.0092(3)	0.0755(7)	0.0142(4)
19	102	0.1007(8)	0.0849(6)	0.0222(7)
21	102	0.1385(29)	0.1374(24)	0.0320(16)
20	102	0.1287(8)	0.1104(5)	0.0252(5)
25	102	0.0082(2)	0.0395(3)	0.0079(2)

Tabelle 7.9: Ergebnisse der mit dem CLTD-Array gemessenen Raten der Isobare  $^{92}\text{Kr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Sr}$  in Abhängigkeit von der Ionenladung  $Q$  und der Energie  $E$ . Alle Werte sind durch die jeweilige Einschussenergie geteilt. Dabei wurden die Raten der einzelnen Detektoren aufsummiert und die Fehler quadratisch addiert. Die Resultate für die Raten der einzelnen Detektoren finden sich in Anhang B.3.1

Die Auswertung der reinen CLTD-Daten erfolgt hier analog zu Abschnitt 7.3.2. Die über alle CLTDs summierten Raten werden durch die Einschussenergien geteilt und die Ionenladungsverteilungen der einzelnen Energien mit einer Standard Gauss-Funktion aus Anhang C.1.1 gefittet, wie in Abbildung 7.15 für  $^{92}\text{Kr}$  (oben links),  $^{92}\text{Rb}$  (oben rechts),  $^{92}\text{Sr}$  (unten links) bei einer Einschussenergie von 77 MeV und  $^{92}\text{Kr}$  (unten rechts) bei einer Einschussenergie von 84 MeV zu sehen ist. Während die Ionenladungsverteilungen für  $^{92}\text{Kr}$  und  $^{92}\text{Sr}$  eine gute Übereinstimmung mit einer gaußförmigen Verteilung zeigen, weicht die des  $^{92}\text{Rb}$  für eine Einschussenergie von  $E = 77$  MeV, vergleichbar zu der Ionenlaungverteilung für  $E = 92$  MeV in Abbildung 7.6, deutlich

von einer gaußförmigen Verteilung ab, sodass sich, wie in Abschnitt 7.3.2 beschrieben,

$E$ [MeV]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s/MeV]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s/MeV]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s/MeV]
77	0.54(1)	0.95(5)	0.46(1)
84	0.95(6)	1.73(7)	0.85(3)
92	1.43(5)	2.06(12)	0.77(4)
97	1.21(8)	1.68(22)	0.49(2)
102	0.65(2)	0.76(11)	0.18(1)

Tabelle 7.10: Ergebnisse der Integration über die Ionenladungsverteilungen für die einzelnen Energien für  $^{92}\text{Kr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Sr}$ . Die Werte beinhalten die Resultate aller CLTD-Pixel.

durch einen Gauss-Fit nicht die gesamte Ionenladungsverteilung wiedergeben lässt. In Tabelle 7.9 sind die dem CLTD-Array bestimmten Raten, wie sie in Abbildung 7.15 zu sehen sind, zusammengefasst. Die Ergebnisse für die Raten der einzelnen Detektoren

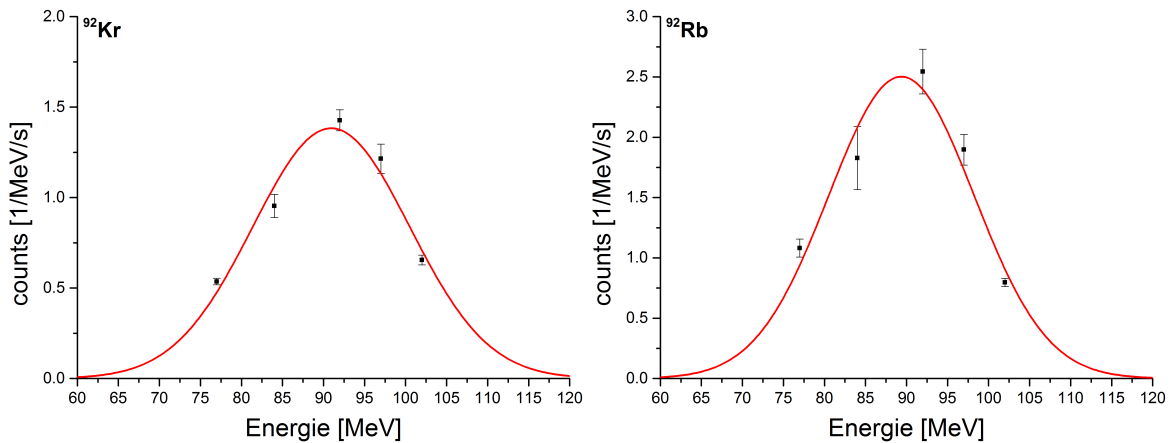


Abbildung 7.16: Energieverteilung der Daten für die Isobare  $^{92}\text{Kr}$  (links) und  $^{92}\text{Rb}$  (rechts). In beiden Graphen ist jeweils die Rate als Funktion der Einschussenergie dargestellt. Die Datenpunkte sind das Resultat der Integration über die Ladungsverteilungen, wie in Abbildung 7.15 zu sehen ist. In beiden Abbildungen wurden die Daten mit einer Standard Gauss-Funktion aus Anhang C.1.1 gefittet. Durch diese Integration wird die, mit den CLTDs gemessene, gesamte Rate des jeweiligen Isobars bestimmt.

finden sich in Anhang B.3.1. Dabei sind alle Werte auf den Targetabbrand korrigiert und durch die jeweilige Einschussenergie geteilt. Wie in Abschnitt 7.3.2 diskutiert liefert die Integration über die Ionenladungsverteilungen für die einzelnen Energien der Isobare, (vgl. Abbildung 7.15) die gesamte Rate für die jeweiligen Energie, wie sie in Tabelle 7.10 aufgeführt sind. Durch die Integration über die Energieverteilungen, d.h. über die Resultate aus Tabelle 7.10, lässt sich, wie in Abschnitt 7.3.2, die gesamte Rate der Isobare  $^{92}\text{Kr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Sr}$  bestimmen. In Abbildung 7.16 ist dies exemplarisch für

die reinen CLTD-Daten für  $^{92}\text{Kr}$  und  $^{92}\text{Rb}$  gezeigt. Die Resultate sind zusammen mit den nach Gleichung 4.8 berechneten unabhängige fraktionale Ausbeuten  $Y_{\text{frak}}(Z)_A$  in Tabelle 7.11 aufgeführt. Für diese Integration wurde jeweils die Standard Gauss-Funktion aus Anhang C.1.1 verwendet.

Ein Vergleich der in Tabelle 7.11 aufgeführten und fraktionale unabhängigen Ausbeuten mit den in Abschnitt 7.3.2 diskutierten Werten, bestehend aus den Daten der CLTD-Messungen und den Daten aus der ergänzenden  $\gamma$ -Messungen ist in Abbildung 7.17 für die bestimmten Raten für  $^{92}\text{Kr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Sr}$  (links) und die Raten für  $^{92}\text{Rb}$  in Abhängigkeit von der Energie (rechts) dargestellt. Während die gesamten

Isobar	Rate [1/s]	fraktionale Ausbeute [%]
$^{92}\text{Kr}$	33(2)	32(2)
$^{92}\text{Rb}$	50(3)	49(3)
$^{92}\text{Sr}$	20(1)	19(1)

Tabelle 7.11: Gesamte Rate und fraktionale unabhängige Ausbeute der Isobare  $^{92}\text{Kr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Sr}$ . Die Raten sind das Ergebnis der Integration über die Energieverteilungen (Tabelle 7.10). Die fraktionale unabhängige Ausbeute  $Y_{\text{frak}}(Z)_A$  wurde nach Gleichung 4.8 berechnet.

Raten für  $^{92}\text{Kr}$  und  $^{92}\text{Sr}$  für die CLTD-Messungen und die durch die  $\gamma$ -Messungen ergänzten Daten in der linken Abbildung innerhalb der Fehler übereinstimmen, liegt die Abweichung für  $^{92}\text{Rb}$  bei etwa 20%. Die Ursache dafür sind die in unterschätzten Raten für  $^{92}\text{Rb}$  für die reinen CLTD-Messungen. Die in Abbildung 7.17 (rechts) gezeigten Resultate der Integration über die Ionenladungsverteilungen aus Abschnitt 7.4 für die CLTD-Messungen und Abschnitt 7.3.2 für die ergänzten Ionenladungsverteilungen durch die  $\gamma$ -Messungen für  $^{92}\text{Rb}$  verdeutlichen diese Abweichungen. Für die Energien  $84 \leq E \leq 92$  liegen die Abweichungen der durch die Fits (vgl. Abbildung 7.15 (oben rechts)) bestimmten Raten zwischen 20% und 25%. Für die Energie  $E = 97 \text{ MeV}$  stimmen die Werte aufgrund der für die Ladungszustände  $Q > 22$  fehlenden Werte aus den  $\gamma$ -Messungen innerhalb der Fehler überein. Für die Energie  $E = 102 \text{ MeV}$  musste auf die in diesem Abschnitt bestimmte Rate für die CLTDs zurückgegriffen werden, da für die  $\gamma$ -Messungen aufgrund technischer Probleme keine Daten zur Verfügung standen [Sto]. Durch diese Problematik wurde für die Raten des  $^{92}\text{Rb}$  bei den Energien  $E = 97 \text{ MeV}$  und  $E = 102 \text{ MeV}$  ein zusätzlicher Fehler von 25% abgeschätzt. Dieser Fehler ist in den Werten in Tabelle 7.6 berücksichtigt. Für die Bestimmung der gesamten Rate, d.h. der Integration über die Energieverteilung, wirkt sich dieser Fehler nur anteilig, d.h. in Abhängigkeit von der Rate, auf das Gesamtergebnis aus. Für die Energie von  $E = 97 \text{ MeV}$  ergibt sich demnach ein Fehler von etwa 5% während der Fehler für die Energie von  $E = 102 \text{ MeV}$  bei etwa 2% liegt. Diese Fehler wurden in den

Resultaten für die Bestimmung der gesamten Rate und der Resultate der fraktionalen unabhängigen Ausbeuten (Tabelle 7.7), der unabhängigen Ausbeute  $^{92}\text{Kr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Sr}$  und der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  (Tabelle 7.8) in Abschnitt 7.3.2 berücksichtigt. Die Diskussion der Messfehler findet sich im Anschluss an die Resultate aus Abschnitt 7.3.2.

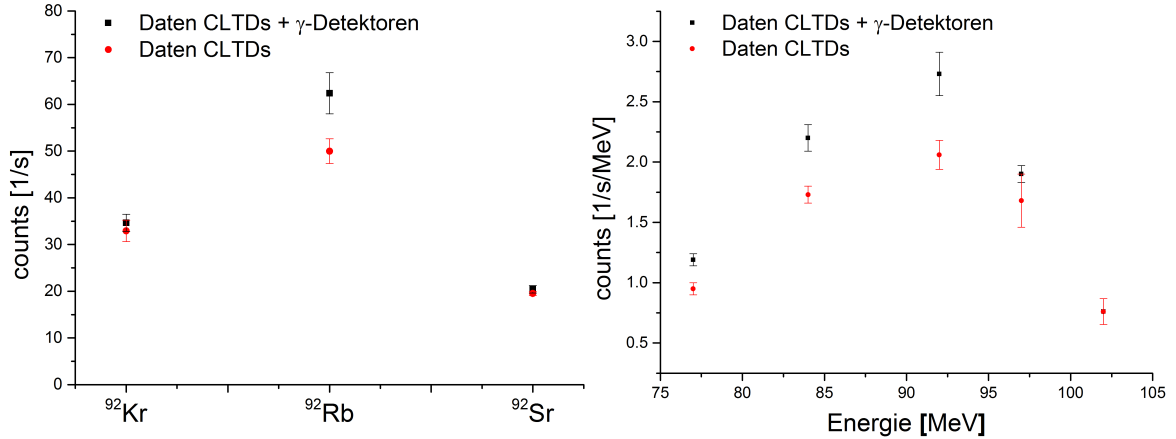


Abbildung 7.17: Vergleich der aus den CLTD-Messungen und der Ergänzung durch die  $\gamma$ -Messungen ermittelten gesamten Raten der einzelnen Isobare (links) und der Rate für  $^{92}\text{Rb}$  in Abhängigkeit von der Energie (rechts). Die Raten für  $^{92}\text{Kr}$  und  $^{92}\text{Sr}$  in der linken Abbildung stimmen innerhalb der Fehler überein, während die Abweichung für  $^{92}\text{Rb}$  bei etwa 20% liegt. Der Grund dafür sind die unterschätzten Raten für die Resultate der CLTD-Messungen (Abschnitt 7.4). Die Abweichungen für die Energien  $E = 77 \text{ MeV}$ ,  $E = 84 \text{ MeV}$  und  $E = 92 \text{ MeV}$  sind in der rechten Abbildung zu erkennen. Diese liegen zwischen 20% und 25%. Für die Energie  $E = 97 \text{ MeV}$  stimmen die beiden Werte, wie in Abschnitt 7.2.2 beschrieben, aufgrund der fehlenden Daten für hohe Ladungszustände, im Rahmen der Fehler überein. Für die Energie  $E = 102 \text{ MeV}$  sind die Werte identisch, da für die Auswertung der  $\gamma$ -Messungen aufgrund technischer Probleme keine Daten zur Verfügung standen [Sto].

## 7.5 Vergleich mit Literaturwerten

In diesem Abschnitt werden die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Daten mit den Datenbanken der *Japan Atomic Energy Agency* (JENDL4.0 [Agea]), der *Nuclear Energy Agency* (JEFF3.1.1 [Ageb]) und des *National Nuclear Data Centers* (ENDF/B-VII.1 [NND]) verglichen. Inhalte solcher Datenbanken, wie die Kernladungsausbeuten aus der neutroneninduzierten Kernspaltung, sind von äußerster Wichtigkeit, da sie als Parameter für Modellierungen, wie z.B. Fispact-II [S<sup>+</sup>12] oder ACAB [S<sup>+</sup>08] dienen, oder in die Berechnungen zur Vorhersage von Antineutrinospektren eingehen [S<sup>+</sup>85]. Außerdem wird in dem Vergleich der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  der Literaturwert

aus [Tip98] mit diskutiert. Die Daten dieser Referenz werden in [Son15] als Beispiel möglicher Diskrepanzen zwischen existierenden Daten und Vorhersagen angeführt. Ferner könnten solche Diskrepanzen eine mögliche Erklärung für die Reaktor-Antineutrino-Anomalie sein (Abschnitt 2.2).

### Vergleich der Massenausbeute für die Masse $A = 92$

Die im Rahmen dieser Arbeit bestimmte Massenausbeute für die Masse  $A = 92$ , die mit Hilfe der Referenzmassen aus Tabelle 7.1 berechnet wurde, ist in Abbildung 7.18 zusammen mit den Werten der Datenbanken JEFF3.1.1 [Ageb], JENDL4.0 [Agea] und ENDF/B-VII.1 [NND] dargestellt. Die numerischen Daten finden sich in Tabelle 7.12. Die im Rahmen dieser Arbeit bestimmte Massenausbeute stimmt innerhalb der Fehler-toleranzen nicht mit den Werten aus der Literatur überein. Die maximale Abweichung liegt unterhalb von 6%. Der Grund dafür könnte sowohl in den hier ermittelten Daten, als auch in den angegebenen Literaturwerten zu suchen sein. Zum einen beruht der in der vorliegenden Arbeit bestimmte Wert für die Massenausbeute auf Daten der radiochemischen Bestimmung der hier verwendeten Referenzmassen  $A = 95$  und  $A = 99$  (Tabelle 7.1), welche sich, wie oben beschrieben, auf diese Weise sehr präzise bestimmen lassen. Zum anderen wurden die im Zuge dieser Arbeit angestellten Messungen

Diese Arbeit	ENDF/B-VII.1	JENDL4.0	JEFF3.1.1
[%]	[%]	[%]	[%]
5.70(13)	6.02(4)	6.02(4)	6.04(7)

Tabelle 7.12: Werte für die Massenausbeute der Masse  $A = 92$  aus den Datenbanken JEFF3.1.1 [Ageb], JENDL4.0 [Agea], ENDF/B-VII.1 [NND] im Vergleich zu dem im Rahmen der vorliegenden Arbeit bestimmten Wert.

der Massen  $A = 92$ ,  $A = 95$  und  $A = 99$  durch die Aufnahme vieler Datenpunkte für den gesamten Energiebereich  $40 \text{ MeV} \leq E \leq 110 \text{ MeV}$  (vgl. Anhang B.2) möglichst präzise durchgeführt. Möglicherweise sind die in den Datenbanken verwendeten experimentellen Daten, die zur Berechnung der Ausbeuten verwendet werden, für diese Abweichungen verantwortlich.

### Vergleich der unabhängigen Ausbeuten der Isobare für die Masse $A = 92$

Der Vergleich der unabhängigen Ausbeuten der Isobare  $^{92}\text{Kr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Sr}$  zeigen, wie in Abbildung 7.19 zu sehen ist, eine sehr gute Übereinstimmung mit den Daten aus [Ageb], [NND] und [Agea], wobei die Daten der Datenbank JEFF3.1.1 mit einem relativ großen Fehler behaftet sind. Dabei sei darauf hingewiesen, dass die Bestimmung der unabhängigen Ausbeuten in dieser Arbeit nur anhand der Isobare  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  durchgeführt wurde, was dazu führt, dass die hier bestimmten unabhängigen

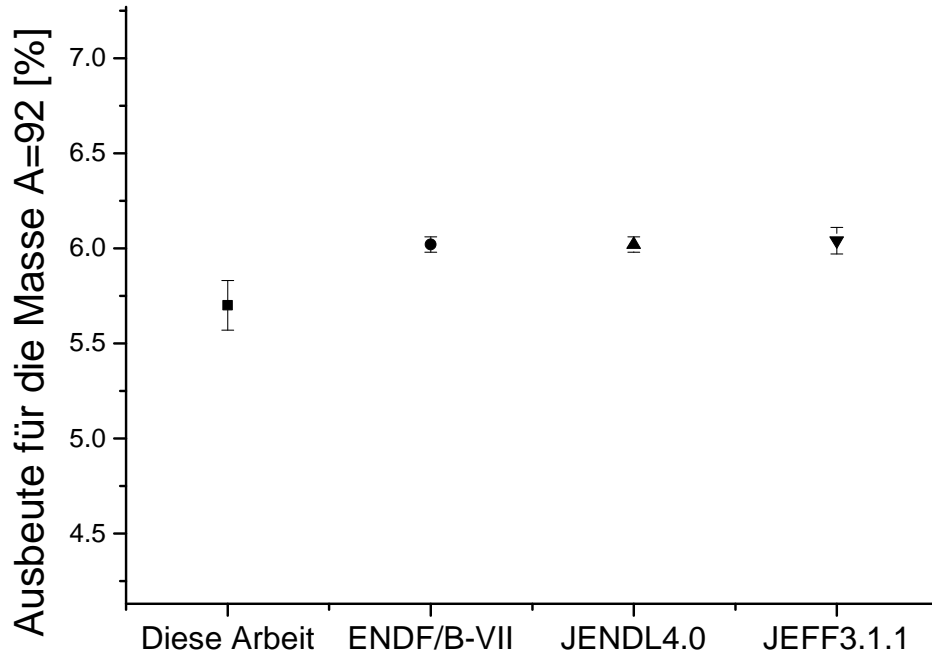


Abbildung 7.18: Vergleich der in dieser Arbeit ermittelten Ausbeuten der Masse  $A = 92$  mit den Daten der Datenbanken JEFF3.1.1 [Ageb], JENDL4.0 [Agea] und ENDF/B-VII.1 [NND]. Die Daten aus [NND], [Ageb] und [Agea] stimmen innerhalb der Fehler-toleranz miteinander überein. Die maximale Abweichung der im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Massenausbeute für die Masse  $A = 92$  liegt unterhalb von 6%. Die numeri-schen Daten für die Massenausbeute finden sich in Tabelle 7.12.

Ausbeuten geringfügig überschätzt sind. Durch die vergleichsweise geringen Ausbeuten der Isobare  $^{92}\text{As}$ ,  $^{92}\text{Se}$ ,  $^{92}\text{Br}$ ,  $^{92}\text{Y}$ ,  $^{92}\text{Zr}$  und  $^{92}\text{Nb}$  konnten diese nicht in den Restener-giespektren der CLTDs identifiziert werden. Ein Vergleich der Summe der Ausbeuten dieser Isobare (auf der Basis von Daten aus den Datenbanken JEFF3.1.1 [Ageb] und JENDL4.0 [Agea]) mit den Ausbeuten von  $^{92}\text{Kr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Sr}$  zeigt dass der Anteil der nicht identifizierten Isobare insgesamt unterhalb von  $< 1\%$  liegt (Abschnitt 4.3.4). Diese Tatsache wurde in der Zusammensetzung der Fehler berücksichtigt. Die im Zu-ge dieser Arbeit ermittelten Werte stimmen im Rahmen der Fehler mit den Werten aus [NND], [Ageb] und [Agea] überein.

Isobar	Diese Arbeit [%]	ENDF/B-VII.1 [%]	JENDL4.0 [%]	JEFF3.1.1 [%]
$^{92}\text{Kr}$	1.68(14)	1.66(5)	1.66(5)	1.94(45)
$^{92}\text{Rb}$	3.03(29)	3.13(6)	3.13(6)	2.87(51)
$^{92}\text{Sr}$	0.99(7)	1.08(6)	1.07(6)	1.15(33)

Tabelle 7.13: Unabhängige Ausbeuten der Isobare  $^{92}\text{Kr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Sr}$  aus Daten der Datenbanken JEFF3.1.1 [Ageb], JENDL4.0 [Agea] und ENDF/B-VII.1 [NND] im Vergleich zu den im Rahmen der vorliegenden Arbeit bestimmten Daten.

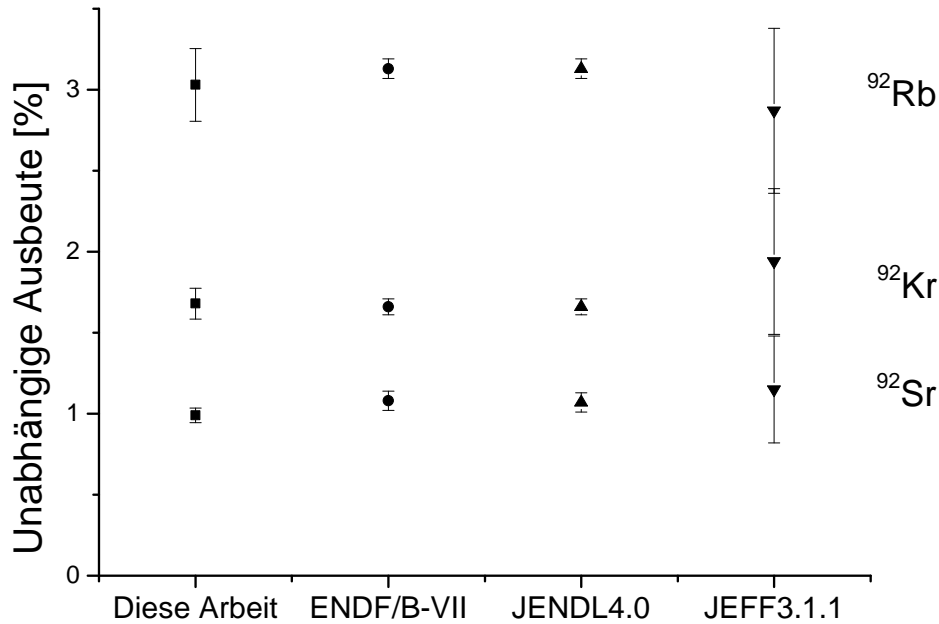


Abbildung 7.19: Vergleich der im Zuge dieser Arbeit bestimmten unabhängigen Ausbeute von  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  mit den Daten der Datenbanken ENDF/B-VII.1 [NND], JEFF3.1.1 [Ageb] und JENDL4.0 [Agea]. Die Daten zeigen im Rahmen der Fehler für alle hier bestimmten Werte der unabhängigen Ausbeuten der einzelnen Isobare eine gute Übereinstimmung mit den Werten aus der Literatur. Die numerischen Daten sind in Tabelle 7.13 aufgeführt.

### Vergleich der kumulativen Ausbeute von $^{92}\text{Rb}$

Eines der Ziele dieser Arbeit war es, die kumulative Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  aus der neutroneninduzierten Spaltung von  $^{235}\text{U}$  zu bestimmen. Der Hintergrund ist die in [Son15] beschriebene Diskrepanz zwischen den Daten aus [NND], [Ageb] und [Tip98], wie sie in Tabelle 7.14 zu sehen sind. Während die Daten der Datenbanken ENDF/B-VII.1 [NND], JEFF3.1.1 [Ageb] und JENDL4.0 [Agea] innerhalb der Fehlertoleranz miteinander übereinstimmen, weicht der Wert für die kumulative Ausbeute aus [Tip98] um etwa 50% davon ab. Solch große Unterschiede werden in [Son15] als eine mögliche Ursache für die Reaktor-Antineutrino-Anomalie angeführt, da  $^{92}\text{Rb}$  einen erheblichen Anteil an den während des Spaltprozesses erzeugten Antineutrinos hat und die Werte, wie der im Rahmen dieser Arbeit bestimmten kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$ , der hier angeführten Datenbanken in die Berechnung von Antineutrino-Spektren eingehen. Die kumulative Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  stimmt im Rahmen der Fehler mit den Werten der Datenbanken ([NND], [Ageb] und [Agea]) sehr gut überein. Die Abweichung für den in [Tip98] angegebenen Wert, der durch  $\gamma$ -Spektroskopie bestimmt wurde, liegt weit außerhalb der Fehlertoleranz. Eine mögliche Ursache für die große Abweichung in [Tip98] könnte darin liegen, dass die zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute verwendeten Verzweungsverhältnisse der Zerfallskanäle nicht präzise genug bekannt



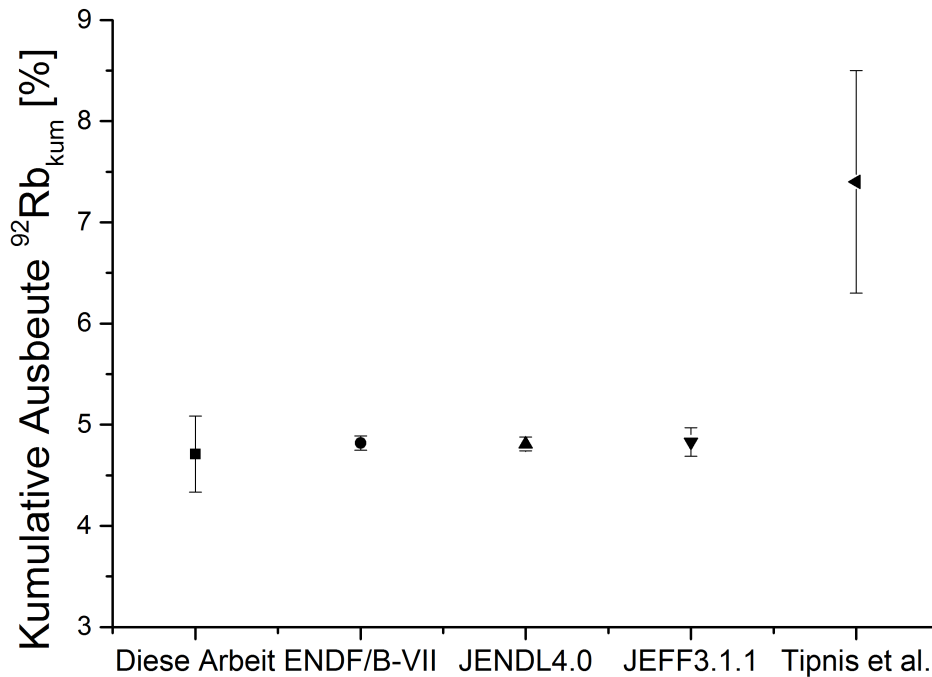


Abbildung 7.20: Vergleich der im Zuge dieser Arbeit bestimmten kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  mit dem Wert aus [Tip98] und den Daten der Datenbanken ENDF/B-VII.1 [NND], JEFF3.1.1 [Ageb] und JENDL4.0 [Agea]. Der Wert aus der vorliegenden Arbeit stimmt im Rahmen der Fehler mit den Werten der drei Datenbanken überein, während die kumulative Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  in [Tip98] um etwa 50% davon abweicht und außerhalb der Fehlertoleranzen liegt. Die gezeigten Daten sind in Tabelle 7.14 aufgeführt.

waren. Alles in Allem können die Werte der Datenbanken [NND], [Ageb] und [Agea] auf Grundlage der Ergebnisse dieser Arbeit als bestätigt angesehen werden. In Abbildung 7.20 sind die Resultate der in der vorliegenden Arbeit bestimmten kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  den Werten aus [NND], [Ageb], [Agea] und [Tip98] gegenübergestellt.

Diese Arbeit [%]	ENDF/B-VII.1 [%]	JENDL4.0 [%]	JEFF3.1.1 [%]	Tipnis [%]
4.71(37)	4.82(7)	4.81(7)	4.83(14)	7.40(110)

Tabelle 7.14: Im Rahmen der vorliegenden Arbeit bestimmte kumulative Ausbeute für  $^{92}\text{Rb}$  im Vergleich mit den Werten aus den Datenbanken ENDF/B-VII.1 [NND], JEFF3.1.1 [Ageb] und JENDL4.0 [Agea] und dem in [Tip98] bestimmten Wert.

## 7.6 Diskussion der Resultate

Die für den zweiten Messzyklus durchgeführten Änderungen haben es ermöglicht, mit dem System, bestehend aus dem CLTD-Array und den Siliziumnitridabsorbern, die

kumulative Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  zu bestimmen. Zudem wurde aufgrund möglicher Diskrepanzen in der Literatur die Massenausbeute der Masse  $A = 92$  mit Hilfe einer PIN-Diode bestimmt.

Der Vergleich des im Rahmen der vorliegenden Arbeit bestimmten Wertes für die Massenausbeute der Masse  $A = 92$  und den Datenbanken [NND], [Ageb] und [Agea] liegt mit  $5.70 \pm 0.13 \%$  außerhalb der Fehlertoleranzen. Die maximale Abweichung liegt unterhalb von 6%. Der Fehler für die Bestimmung der Massenausbeute wird dabei durch den Beitrag des Fehlers für die Bestimmung des Targetabbrands von 2% und dem Fehler der Werte für die verwendeten Referenzmassen von bis zu 2% dominiert. Möglicherweise sind die in den Datenbanken verwendeten experimentellen Werte fehlerbehaftet, durch beispielsweise unpräzise Verzweigungsverhältnisse der Zerfallskanäle für  $\gamma$ -Messungen.

Für die Bestimmung der kumulative Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  wurden die mit den CLTDs gemessenen Daten durch Daten einer zusätzlich durchgeführten Messung mittels  $\gamma$ -Spektroskopie [Sto16] ergänzt, um die Ionenladungsverteilungen der 5 gemessenen Energien im Bereich von  $77\text{MeV} \leq E \leq 102\text{MeV}$  zu vervollständigen. Die Daten der  $\gamma$ -Messung wurden auf die Daten der CLTDs skaliert, wodurch unzureichend bekannte Verzweigungsverhältnisse kompensiert werden konnten. Zudem mussten die gemessenen Ionenladungsverteilungen aus [Sto16], aufgrund der Verwendung unterschiedlicher Abdeckschichten des Targetmaterials an die mit den CLTDs gemessenen Ionenladungsverteilungen angepasst werden. Beide Anpassungen konnten erfolgreich durchgeführt werden. Aufgrund technischer Probleme während der  $\gamma$ -Messungen konnten jedoch für die Energie von  $97\text{MeV}$  ausschließlich Daten für Ionenladungszustände  $Q \leq 22$  und für die Energie von  $102\text{MeV}$  keine Daten für die Ergänzung der CLTD-Messungen herangezogen werden. Dieser Umstand wurde in der Fehleranalyse berücksichtigt. Letztendlich wurde für die kumulative Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  ein Wert von  $4.71 \pm 0.37 \%$  ermittelt. Der Fehler für den hier ermittelten Wert wird dabei stark von der Integration über die Energieverteilung dominiert und liegt im Fall der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  bei etwa 7.9 %.

Der Wert stimmt im Rahmen der Fehler mit den Werten der Datenbanken [NND], [Ageb] und [Agea] überein und schließt den um etwa 50 % abweichenden Wert von [Tip98] klar aus. Bezüglich der Reaktor-Antineutrino-Anomalie (siehe Abschnitt 2.2) bedeutet das, dass die in [Son15] und [MFL<sup>+</sup>11] beschriebene Diskrepanz zwischen Vorhersage und Daten bestätigt wird. Ein Wert für die kumulative Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$ , wie er in [Tip98] angegeben ist, würde die Abweichung zwischen theoretisch vorhergesagter und experimentell bestimmter Rate für die in einem Reaktor erzeugten Antineutrinos vergrößern. Eine damit verbundene mögliche Ursache für die vorhandene Reaktor-Antineutrino-Anomalie kann, im Bezug auf die kumulative Ausbeute des  $^{92}\text{Rb}$ , ausgeschlossen werden.

Abschließend lässt sich sagen, dass sich das System aus CLTDs und Siliziumnitridabsorber sehr gut für die Bestimmung von Kernladungsausbeuten aus der neutroneninduzierten Spaltung eignet und dass die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Daten einen kleinen Beitrag zum Problem der Reaktor-Antineutrino-Anomalie liefern konnte.

# Kapitel 8

## Diskussion und Ausblick

Im Zuge der hier vorliegenden Arbeit wurde ein bestehendes Detektorsystem aus kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektoren, welches zuvor erfolgreich in Untersuchungen zur Massenidentifikation von Schwerionen [Ech13], sowie der Bestimmung spezifischer elektronischer Energieverluste von Schwerionen in Materie ([Ech13], [Gra11]), der Beschleuniger-Massenspektrometrie [KB04] und anderen physikalischen Anwendungsgebieten eingesetzt wurde, erweitert. Die Anknüpfung an die Vorgängerarbeit [Ech13] war mit einer Vergrößerung der Detektorfläche, d.h. der Anzahl der Detektoren verbunden. Die Detektorfläche wurde dabei von 8 individuell regelbaren Detektor-Pixeln auf 25 Detektor-Pixel erhöht, was einer Vergrößerung der Detektor-Fläche um mehr als einen Faktor 3 entspricht. Diese Erweiterung betraf dementsprechend auch die bestehende Datenaufnahme, die zuvor ebenfalls auf die Auslese und Regelung von 8 Detektoren ausgelegt war. Der modulare Aufbau des bestehenden Detektor-Arrays wurde dabei beibehalten. Das für diese Arbeit geplante Detektor-Array sollte in Experimenten zur Detektion von Spaltfragmenten im Energiebereich  $< 120 \text{ MeV}$  eingesetzt werden, sodass die Detektor-Pixel der selben Produktionscharge entnommen werden konnten wie in [Ech13]. Diese CLTD-Pixel waren für den Einsatz in Experimenten mit Schwerionen in einem Energiebereich von bis etwa  $300 \text{ MeV}$  ausgelegt, sodass sie für die Detektion von Spaltfragmenten mit Energien  $< 120 \text{ MeV}$  sehr gut geeignet waren. Mit den in [Ech13] verwendeten Detektoren konnten für Energien im Bereich von  $100 \text{ MeV}$  hervorragende Energieauflösungen erreicht werden, was für die im Rahmen dieser Arbeit geplanten Messungen gegenüber den üblicherweise verwendeten Ionisationsdetektoren einen entscheidenden Vorteil bringen sollte.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden kalorimetrische Tieftemperatur-Detektoren erstmals zur Vermessung von Kernladungsausbeuten aus der neutroneninduzierten Kernspaltung eingesetzt. Dabei wurde auf die Methode, der sogenannten passiven „Absorbermethode“ zurückgegriffen, die schon in [Qua83] erfolgreich in dieser Art von Experimenten angewendet wurde. Entsprechende Experimente haben schon damals am Forschungsreaktor des Institutes Laue-Langevin (ILL) in Grenoble (Frankreich) statt-

gefunden ([Q<sup>+</sup>88], [BBF88]) und sollten im Rahmen dieser Arbeit weitergeführt werden. Dabei werden Spaltfragmente, die in der Nähe des Reaktorkerns erzeugt werden durch die aus der Spaltung mitgebrachte kinetische Energie durch das Strahlrohr zu den Detektoren geleitet. Auf dem Weg dorthin werden sie durch den LOHENGRIN-Massenseparator, einem System bestehend aus einem Sektormagneten und einem Kondensator, vorselektiert, sodass die im Detektor eintreffenden Spaltfragmente das selbe Masse zu Ladungs- und Energie zu Ladungsverhältnis haben. Zur Bestimmung von Kernladungsverteilungen durchlaufen die Spaltfragmente bei der Absorbermethode einen passiven Absorber, sodass sie durch den kernladungsabhängigen Energieverlust nach dem Absorber unterschiedliche Energien besitzen. Diese Methode erfordert zum einen einen Energiedetektor, der für Energien bis 120 MeV eine möglichst gute Energieauflösung und Energielinearität besitzt, und zum anderen Absorber, die durch ihre Eigenschaften eine möglichst kleine Verbreiterung der jeweiligen Energieverteilung verursachen. Aus diesem Grund eignen sich die CLTDs hervorragend für diese Art Messungen. Durch das Detektionsprinzip der CLTDs sollte es somit möglich sein, Kernladungsverteilungen im Bereich der schweren Spaltfragmente zu vermessen, was bis dahin mit dieser Methode nicht möglich war, da die Energieauflösung der bis dahin verwendeten Ionisationsdetektoren im Bereich der schweren und, durch den Spaltprozess bedingten, langsamen Spaltfragmente nicht ausreichend war. Außerdem wurden für die Trennung der einzelnen Kernladungen innerhalb einer Masse bis dahin nicht verwendete Absorberfolien aus Siliziumnitrid eingesetzt. Diese Absorber zeichnen sich besonders durch ihre Homogenität und Belastbarkeit aus und sollten die in früheren Messungen bewährten Parylen C-Absorber ersetzen.

Um diese Ziele erreichen zu können, war es zum einen notwendig, den bestehenden Kryostaten zu modifizieren, sodass er an die am LOHENGRIN notwendige nicht horizontale Strahlführung angeschlossen werden konnte. Zum anderen wurden die verwendeten Absorberfolien innerhalb des Kryostaten, bzw. der Heliumschild-Erweiterung montiert. Das Anbringen der Folien innerhalb des Kryostaten brachte dabei zwei sehr entscheidende Vorteile mit sich. Der Intensitätsverlust durch den zuvor großen Abstand zwischen Detektor-Array und Absorberfolien konnte dadurch massiv verringert werden was zu einer wesentlichen Verbesserung der Effizienz führte und gleichzeitig wurden die in vorherigen Experimenten mit dem neuen CLTD-Array festgestellten großen Schwankungen in der Temperaturstabilisierung auf ein Minimum reduziert. Die Absorberfolien waren dabei fest im Kryostaten verbaut, sodass es während der Messung nicht möglich war, Spektren ohne Absorberfolien aufzunehmen.

Mit diesem Aufbau war es möglich, systematische Untersuchungen im Bezug auf die Bestimmung der Halbwertsbreiten, Trennung der Kernladungen durch unterschiedliche Absorberdicken und somit der Kernladungsauflösung im Randbereich der symmetrischen Spaltung als auch im Bereich der schweren Massen anzustellen. Dabei stellten

die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen eine Neuerung sowohl bezüglich des eingesetzten Detektorsystems als auch bezüglich der verwendeten Siliziumnitriddabsorber dar. Die gewonnenen Daten, insbesondere die erreichte Kernladungsauflösung für schwere Massen stellen ein wesentliches Ergebnis des hier durchgeführten Pilotexperimentes dar und bieten gute Perspektiven für zukünftige systematische Messungen im Bereich der Symmetrie und der schweren Massen. Der neuartige experimentelle Setup wurde dazu verwendet, die kumulative Ausbeute des Nuklids  $^{92}\text{Rb}$  zu bestimmen. Die Ausbeute dieses und einiger weiterer Nuklide, die aus der Kernspaltung hervorgehen, spielen eine große Rolle für die Klärung der sogenannten Reaktor-Antineutrino-Anomalie. Ein Defizit der in der Nähe verschiedener Kernreaktoren gemessenen Antineutrino-Spektren lässt dabei unter anderem Vermutungen bezüglich der Existenz der sogenannten sterilen Neutrinos aufkommen, sodass dieses Thema eine wichtige Rolle in der heutigen physikalischen Forschung hat. Eine in [Son15] angestellte Vermutung bezüglich der existierenden Daten verschiedener Datenbanken und Messergebnisse bezüglich der Ausbeuten von Spaltfragmenten, die einen großen Anteil an den erzeugten Antineutrino-Spektren haben, offeriert die Möglichkeit, dass die in theoretischen Modellen verwendeten Ausbeuten nicht hinreichend exakt bestimmt sind. Im Zuge dieser Arbeit konnte durch die präzise Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  gezeigt werden, dass der in den Datenbanken verwendete Wert nicht derart unterschätzt ist, wie es aus den Messungen in [Tip98] hervorgeht. Im folgenden Abschnitt werden die wichtigsten Aspekte noch einmal im einzelnen diskutiert.

### **Das 25-Pixel-CLTD-Array**

Die Bestimmung von Kernladungsausbeuten in der neutroneninduzierten Kernspaltung kann durch unterschiedliche Messmethoden erfolgen. Darunter fällt beispielsweise die radiochemische Methode, die Bestimmung mittels  $\gamma$ -Spektroskopie oder die hier verwendete Absorbermethode. Während bei den ersten beiden Methoden die Bestimmung indirekt erfolgt, so können die Ausbeuten mittels der Absorbermethode direkt gemessen werden und sind unabhängig von den Eigenschaften der zu vermessenden Atomkerne, wie z.B. Stabilität, Halbwertszeit oder Verzweungsverhältnisse der Zerfallskanäle. Im Vergleich zu den konventionell für diese Art von Experimenten eingesetzten Detektorsysteme bieten die CLTDs, bedingt durch das Detektionsprinzip, einen entscheidenden Vorteil bezüglich der Energieauflösung und der Energie-Pulshöhen-Linearität für schwere und langsame Ionen. Dieser Vorteil ermöglicht potentiell die Vermessung von Kernladungsausbeuten in Massenbereichen der Spaltfragmente, welche zuvor nicht zugänglich waren.

In einer Messung am Tandem-Beschleuniger des Maier-Leibniz-Laboratoriums (MLL) in Garching wurden die Detektoren bezüglich ihrer Energieauflösung und Energie-

Pulshöhen-Linearität getestet. Dabei wurde eine in Vorgängerexperimenten vermutete Positionsabhängigkeit der Energiebestimmung der CLTDs festgestellt, welche in Folgeexperimenten mit einem weiteren CLTD-Array bestätigt werden konnten [Lau17]. Aufgrund dieser Tatsache konnte das Potential der CLTDs bezüglich ihrer Auflösung nicht vollständig ausgeschöpft werden. Dennoch konnten mit einigen der Detektoren Energieauflösungen, im Bereich von  $\Delta E = 180 - 250 \text{ keV}$  bei Einschussenergien zwischen  $68 - 80 \text{ MeV}$  erreicht werden, welche mit den Ergebnissen in [Ech13] vergleichbar sind. Bedingt durch die größere Detektorfläche und den damit verbundenen größeren Blendenöffnungen wurden in den ersten beiden für diese Arbeit durchgeführten Messungen erhebliche Schwankungen in der Temperaturstabilisierung festgestellt, was sich ebenfalls negativ auf die Energieauflösung der Detektoren auswirkte.

Ein zusätzlicher Nachteil verursacht durch die großen Blendenöffnungen ist das erhöhte Ausfrieren von Restgas auf den Detektoren, was eine Erhöhung der Wärmekapazität und somit ein Driften der Signalamplitude zur Folge hat. Dieser Effekt hatte eine Abnahme der Signalamplitude im Bereich von etwa  $10^{-3}/h$  zur Folge, konnte aber durch die stetige Aufnahme der  $\alpha$ -Spektren der im Kryostat eingebauten  $\alpha$ -Quelle korrigiert werden. Für den 2. Messzyklus am LOHENGRIN-Separator wurde aus Gründen der Effizienz auf die Aufnahme reiner Energiespektren, d.h. ohne Absorber, verzichtet und Absorberfolien innerhalb des Kryostaten, etwa  $5 \text{ cm}$  vor dem CLTD-Array, fest eingebaut. Das führte neben der Verringerung des Verlustes an Teilchen durch die größere Raumwinkelabdeckung zusätzlich zu einer Reduzierung der Schwankungen in der Temperaturstabilisierung und einer vernachlässigbaren Kondensation des Restgases auf den CLTDs.

## **Der Umbau des Kryostaten**

Durch die experimentellen Gegebenheiten am Institut Laue-Langevin, insbesondere der Strahlführung oberhalb des LOHENGRIN-Massenseparators, musste der Kryostat umgebaut werden. In den bis dahin mit diesem Kryostaten durchgeführten Messungen war die Strahlführung stets horizontal ausgerichtet. Für die Messungen am LOHENGRIN jedoch musste der Kryostat so modifiziert werden, dass er unter einem Winkel von  $35^\circ$  zur Horizontalen an die Strahlführung angeschlossen werden konnte. Dafür wurde in Zusammenarbeit mit dem Hersteller des Kryostaten ein Konzept zum Umbau entwickelt und erfolgreich durchgeführt.

## **Der Einsatz der CLTDs zur Bestimmung von Kernladungsausbeuten**

Im Rahmen der Untersuchungen dieser Arbeit sollte das aufgebaute 25-Pixel-CLTD-Array zusammen mit den verwendeten Siliziumnitridabsorbern zur Bestimmung von Kernladungsausbeuten von Spaltfragmenten aus der neutroneninduzierten Kernspaltung eingesetzt werden. Dadurch war ein großer Bestandteil der Untersuchungen, ei-

nige für diese Messungen wichtigen Parameter zu optimieren. So konnten mit dem neuen System Kernladungsaufösungen von  $Z/\Delta Z = 51(1)$  im Bereich der leichten Spaltfragmente erreicht werden, welche mit den Arbeiten vergangener Messungen ([Qua83], [BBF88]) vergleichbar sind. Im Bereich der schweren Spaltfragmente wurde eine Kernladungsaufösung von  $Z/\Delta Z = 33(3)$  erreicht. Diese liegt deutlich oberhalb des Trends in den Daten aus [BBF88] und ist in guter Übereinstimmung mit den Resultaten aus [DEE<sup>+</sup>18].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Neuvermessung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  durchgeführt, indem im ersten Schritt die Massenausbeute der Masse  $A = 92$  mit einer PIN-Diode gemessen wurde, und mittels geeigneter Referenzmassen ein Wert für die Gesamtausbeute von  $5.70 \pm 0.13 \%$  bestimmt werden konnte. Dieser Wert stimmt im Rahmen der Fehler nicht mit den Literaturwerten aus [NND], [Ageb] und [Agea] überein. Die maximale Abweichung liegt unterhalb von 6%. Die Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  erfolgte mit dem experimentellen Aufbau bestehend aus CLTDs und Siliziumnitridabsorber in Verbindung mit einer Ergänzungsmessung mittels  $\gamma$ -Spektroskopie [Sto16]. Für die kumulative Ausbeute des Spaltfragmentes  $^{92}\text{Rb}$  konnte ein Wert von  $4.71 \pm 0.37$  ermittelt werden. Dieses Resultat ist im Rahmen der Fehler in guter Übereinstimmung mit den Werten aus den Datenbanken [NND], [Ageb] und [Agea], während die Ergebnisse aus [Tip98] nicht bestätigt werden konnten.

## Ausblick

Auf der Basis der Erkenntnisse, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit gewonnen wurden, wurde die Absorbermethode in Folgearbeiten weiterentwickelt. Dazu gehörte die Entwicklung einer Vorrichtung, die es erlaubt die Absorberfolien innerhalb des Kryostaten auf einer Scheibe zu bewegen, sodass es möglich ist, sowohl ohne Absorber zu messen, als auch die Absorberdicke zu variieren, ohne das Vakuum brechen zu müssen. Diese Weiterentwicklung konnte in den Arbeiten [Lau17] und [Dub18] umgesetzt werden, sodass es mit dem verbesserten experimentellen Aufbau möglich war systematisch Kernladungsausbeuten über den Symmetriebereich der Spaltung hinweg zu bestimmen. Durch diese Möglichkeit können in zukünftigen Experimenten Ausbeuten bestimmt werden, die mit keiner der indirekten Methoden zugänglich ist. Dadurch können nicht nur existierende Lücken in den Datenbanken geschlossen werden, sondern aufschlussreiche Informationen gewonnen werden, die zum weiteren Verständnis des Spaltprozesses beitragen.



# Anhang A

## Zusammenstellung der Resultate aus den Messungen am Tandembeschleuniger des MLL in Garching

### A.1 Verwendete Absorberfolien

Name	Strukturformel	Nominelle Dicken [ $\mu m$ ]
Siliziumnitrid	$Si_3N_4$	0.2, 0.5, 1.0
Parylen C	$C_8H_7Cl$	1.0
Kohlenstoff	C	1.8, 2.7, 3.5, 5.5

Tabelle A.1: Übersichtsliste der am MLL in Garching verwendeten Absorbermaterialien. Bei den Absorberdicken handelt es sich um die nominellen Dicken.

Tabelle A.1 zeigt die drei verwendeten Absorbermaterialien. Die Kohlenstofffolien wurden im Targetlabor der Gesellschaft für Schwerionenforschung in vier unterschiedlichen Dicken hergestellt und haben eine aktive Fläche von etwa  $9 \times 12 \text{ mm}^2$ , gestützt von einem Rahmen aus Aluminium. Bei den hier verwendeten Parylen C Absorbern handelt es sich um die Absorber, wie sie in [Qua83] zum Einsatz gekommen sind. Die nominelle Dicke der Absorber beträgt jeweils  $1 \mu m$  und eine aktive Fläche von  $70 \times 3 \text{ mm}^2$ , gestützt von einem ca  $100 \times 30 \text{ mm}^2$  großen Metallrahmen. Die Siliziumnitridabsorber wurden von der Firma Silson [Sil] Hergestellt.

Die in den Messungen verwendeten Dicken der Siliziumnitridfolien entstammen der Zusammenstellung verschiedener Stacks, die in den Halterungen, wie in Abbildung 5.4 gezeigt, montiert wurden. Tabelle A.2 beinhaltet eine Übersicht der Zusammensetzung der einzelnen Absorberfolien-Stacks der Siliziumnitridfolien. Nach Rücksprache

Gesamtdicke [ $\mu m$ ]	0.2 $\mu m$	0.5 $\mu m$	1 $\mu m$
1			1
2		4	
3		2	2
4		4	2
4.5		9	
6	5		5

Tabelle A.2: Liste der Absorberfolien-Stacks mit zugehöriger Zusammensetzung. In den Spalten der verwendeten Foliendicken findet sich die Anzahl der einzelnen Folien, welche aufsummiert die Gesamtdicke ergeben.

mit dem Hersteller der Folien wurden die nominellen Angaben der Dicken überprüft. Für die einzelnen Folien ergab sich eine maximale Abweichungen von 2%. Diese wurden bei allen Berechnungen berücksichtigt.

## A.2 Ergebnisse der Bestimmung der Restenergien und Halbwertsbreiten

d [ $\mu m$ ]	B4 [MeV]	C2 [MeV]	C3 [MeV]	C4 [MeV]	D2 [MeV]	D3 [MeV]	D4 [MeV]
1	65.3(10)	65.3(10)	65.2(10)	65.3(10)	65.3(10)	65.4(10)	64.8(10)
2	54.2(9)	54.0(9)	53.9(9)	54.0(9)	53.9(9)	54.1(9)	53.4(8)
3	44.1(7)	44.0(7)	44.0(7)	44.0(7)	43.9(7)	44.1(7)	43.4(7)
4	31.5(5)	31.6(5)	31.5(5)	31.6(5)	31.5(5)	31.6(5)	31.0(5)

Tabelle A.3: Ermittelte Restenergien der einzelnen Detektoren  $^{127}I$ -Ionen in Siliziumnitrid bei einer Einschussenergie von 80 MeV in Abhängigkeit von der Foliendicke  $d$ . Die Fehler setzen sich aus den Fit-Fehlern für die Bestimmung der Peak-Position und dem Fehler für die Energiekalibrierung von und der Unsicherheit durch den Einfluss möglicher inhomogener Strahlverteilung zusammen.

Foliendicke [ $\mu m$ ]	B4 [MeV]	C2 [MeV]	C3 [MeV]	C4 [MeV]	D2 [MeV]	D3 [MeV]	D4 [MeV]
1	65.6(10)	65.6(10)	65.6(10)	65.8(10)	65.8(10)	64.7(10)	67.0(11)
2	54.5(9)	54.5(9)	54.5(9)	54.5(9)	54.6(9)	54.0(9)	55.8(9)
3	44.4(7)	44.5(7)	44.5(7)	44.4(7)	44.4(7)	44.1(7)	45.6(7)
4	31.7(5)	31.7(5)	31.7(5)	31.7(5)	31.7(5)	31.6(5)	32.6(5)

Tabelle A.4: Ermittelte Restenergien der einzelnen Detektoren  $^{109}Ag$ -Ionen in Siliziumnitrid bei einer Einschussenergie von 80 MeV. Die Fehler setzen sich aus den Fit-Fehlern für die Bestimmung der Peak-Position und dem Fehler für die Energiekalibrierung von und der Unsicherheit durch den Einfluss möglicher inhomogener Strahlverteilung zusammen.

Foliendicke [ $\mu m$ ]	B4 [MeV]	C2 [MeV]	C3 [MeV]	C4 [MeV]	D2 [MeV]	D3 [MeV]	D4 [MeV]
1	55.0(9)	55.0(9)	55.2(9)	55.2(9)	55.0(9)	55.1(9)	54.5(9)
2	44.7(7)	44.7(7)	44.9(7)	44.8(7)	44.7(7)	44.8(7)	44.2(7)
3	35.6(6)	35.7(6)	35.8(6)	35.7(6)	35.6(6)	35.7(6)	35.1(6)
4	24.5(4)	24.5(4)	24.6(4)	24.6(4)	24.5(4)	24.6(4)	24.1(4)
4.5	20.6(3)	20.6(3)	20.8(3)	20.6(3)	20.6(3)	20.6(3)	20.3(3)
6	10.7(2)	10.7(2)	10.8(2)	10.8(2)	10.7(2)	10.7(2)	10.5(2)

Tabelle A.5: Ermittelte Restenergien der einzelnen Detektoren  $^{109}Ag$ -Ionen in Siliziumnitrid bei einer Einschussenergie von 68.7 MeV. Die Fehler setzen sich aus den Fit-Fehlern für die Bestimmung der Peak-Position und dem Fehler für die Energiekalibrierung von und der Unsicherheit durch den Einfluss möglicher inhomogener Strahlverteilung zusammen. Im Vergleich zu den Werten aus den Tabellen A.3 und A.4 wurden für die hier verwendeten Strahleinstellungen zusätzlich Messungen mit 4.5 $\mu m$  und 6 $\mu m$  durchgeführt.

Foliendicke [ $\mu m$ ]	B4 [MeV]	C2 [MeV]	C3 [MeV]	C4 [MeV]	D2 [MeV]	D3 [MeV]	D4 [MeV]
1	63.8(10)	63.8(10)	64.1(10)	63.9(10)	63.9(10)	64.0(10)	63.2(10)
2	58.8(9)	58.8(9)	59.1(9)	58.9(9)	58.9(9)	59.0(9)	58.2(9)
3	54.1(9)	54.2(9)	54.4(9)	54.3(9)	54.2(9)	54.3(9)	53.6(9)
4	49.1(8)	49.2(8)	49.4(8)	49.2(8)	49.2(8)	49.3(8)	48.5(8)

Tabelle A.6: Restenergien der einzelnen Detektoren  $^{109}Ag$ -Ionen in Parylen C bei einer Einschussenergie von 68.7 MeV. Die Fehler setzen sich aus den Fit-Fehlern für die Bestimmung der Peak-Position und dem Fehler für die Energiekalibrierung von und der Unsicherheit durch den Einfluss möglicher inhomogener Strahlverteilung zusammen.

Foliendicke [ $\mu m$ ]	B4 [MeV]	C2 [MeV]	C3 [MeV]	C4 [MeV]	D2 [MeV]	D3 [MeV]	D4 [MeV]
1.8	45.6(7)	45.9(7)	45.7(7)	45.7(7)	45.6(7)	45.8(7)	45.0(7)
2.7	34.6(6)	34.6(6)	35.0(6)	34.6(5)	34.3(5)	34.8(6)	34.2(5)
3.5	26.8(4)	26.7(4)	27.0(4)	26.8(4)	26.6(4)	26.8(4)	26.2(4)
5.4	12.7(2)	12.5(2)	12.8(2)	12.8(2)	12.6(3)	12.8(2)	12.3(2)

Tabelle A.7: Restenergien der einzelnen Detektoren  $^{109}Ag$ -Ionen in Kohlenstoff bei einer Einschussenergie von  $68.7 MeV$ . Die Fehler setzen sich aus den Fit-Fehlern für die Bestimmung der Peak-Position und dem Fehler für die Energiekalibrierung von und der Unsicherheit durch den Einfluss möglicher inhomogener Strahlverteilung zusammen.

Foliendicke [ $\mu m$ ]	B4 [MeV]	C2 [MeV]	C3 [MeV]	C4 [MeV]	D2 [MeV]	D3 [MeV]	D4 [MeV]
1	0.61(1)	0.62(1)	0.84(2)	0.86(2)	1.00(2)	0.73(2)	1.00(2)
2	0.75(2)	0.74(2)	0.88(2)	0.91(2)	0.98(2)	0.80(2)	0.97(2)
3	0.78(2)	0.77(2)	0.87(2)	0.88(2)	0.95(2)	0.81(2)	0.94(2)
4	0.80(2)	0.80(2)	0.87(2)	0.87(2)	0.91(2)	0.83(2)	0.90(2)

Tabelle A.8: Ermittelte Halbwertsbreiten (FWHM) der einzelnen Detektoren  $^{127}I$ -Ionen in Siliziumnitrid bei einer Einschussenergie von  $80 MeV$ . Die Fehler setzen sich aus den Fit-Fehlern für die Bestimmung der Peak-Position und dem Fehler für die Energiekalibrierung von und der Unsicherheit durch den Einfluss möglicher inhomogener Strahlverteilung zusammen.

Foliendicke [ $\mu m$ ]	B4 [MeV]	C2 [MeV]	C3 [MeV]	C4 [MeV]	D2 [MeV]	D3 [MeV]	D4 [MeV]
1	0.58(1)	0.58(2)	0.77(2)	0.82(3)	0.92(2)	0.59(1)	0.82(2)
2	0.70(2)	0.69(2)	0.86(2)	0.93(2)	0.99(2)	0.71(2)	0.94(2)
3	0.73(2)	0.73(2)	0.84(2)	0.86(2)	0.94(2)	0.73(1)	0.88(2)
4	0.75(2)	0.75(2)	0.81(2)	0.85(2)	0.86(2)	0.73(2)	0.85(2)

Tabelle A.9: Ermittelte Halbwertsbreiten (FWHM) der einzelnen Detektoren  $^{109}Ag$ -Ionen in Siliziumnitrid bei einer Einschussenergie von  $80 MeV$ . Die Fehler setzen sich aus den Fit-Fehlern für die Bestimmung der Peak-Position und dem Fehler für die Energiekalibrierung von und der Unsicherheit durch den Einfluss möglicher inhomogener Strahlverteilung zusammen.

Foliendicke [ $\mu m$ ]	B4 [MeV]	C2 [MeV]	C3 [MeV]	C4 [MeV]	D2 [MeV]	D3 [MeV]	D4 [MeV]
1	0.52(1)	0.52(1)	0.68(1)	0.71(2)	0.81(2)	0.59(1)	0.78(2)
2	0.63(1)	0.62(1)	0.74(1)	0.79(2)	0.82(2)	0.67(1)	0.81(2)
3	0.64(1)	0.64(1)	0.72(1)	0.76(2)	0.79(2)	0.68(1)	0.78(2)
4	0.64(1)	0.65(1)	0.71(1)	0.72(2)	0.73(2)	0.67(2)	0.72(2)
4.5	0.63(2)	0.61(2)	0.67(2)	0.70(2)	0.69(2)	0.70(2)	0.71(2)
6	0.57(2)	0.54(2)	0.56(2)	0.51(1)	0.62(2)	0.54(2)	0.56(2)

Tabelle A.10: Ermittelte Halbwertsbreiten (FWHM) der einzelnen Detektoren  $^{109}\text{Ag}$ -Ionen in Siliziumnitrid bei einer Einschussenergie von  $68.7 \text{ MeV}$ . Die Fehler setzen sich aus den Fit-Fehlern für die Bestimmung der Peak-Position und dem Fehler für die Energiekalibrierung von und der Unsicherheit durch den Einfluss möglicher inhomogener Strahlverteilung zusammen. Im Vergleich zu den Werten aus den Tabellen A.8 und A.9 wurden für die hier verwendeten Strahleinstellungen zusätzlich Messungen mit  $4.5\mu m$  und  $6\mu m$  durchgeführt.

Foliendicke [ $\mu m$ ]	B4 [MeV]	C2 [MeV]	C3 [MeV]	C4 [MeV]	D2 [MeV]	D3 [MeV]	D4 [MeV]
1	0.48(1)	0.47(1)	0.61(1)	0.65(2)	0.84(2)	0.57(2)	0.80(2)
2	0.58(2)	0.59(1)	0.76(2)	0.74(2)	0.92(2)	0.70(2)	0.87(2)
3	0.69(2)	0.66(1)	0.81(2)	0.82(2)	0.91(2)	0.74(2)	0.90(2)
4	0.75(2)	0.74(2)	0.86(2)	0.86(2)	0.93(2)	0.80(2)	0.94(2)

Tabelle A.11: Ermittelte Halbwertsbreiten (FWHM) der einzelnen Detektoren  $^{109}\text{Ag}$ -Ionen in in Parylen C bei einer Einschussenergie von  $68.7 \text{ MeV}$ . Die Fehler setzen sich aus den Fit-Fehlern für die Bestimmung der Peak-Position und dem Fehler für die Energiekalibrierung von und der Unsicherheit durch den Einfluss möglicher inhomogener Strahlverteilung zusammen.

Foliendicke [ $\mu m$ ]	B4 [MeV]	C2 [MeV]	C3 [MeV]	C4 [MeV]	D2 [MeV]	D3 [MeV]	D4 [MeV]
1.8	1.70(5)	1.62(5)	1.68(5)	2.01(6)	1.87(5)	1.55(4)	1.70(5)
2.7	2.13(6)	2.20(6)	2.05(6)	2.31(7)	2.16(6)	2.11(6)	2.29(6)
3.5	1.20(3)	1.23(3)	1.32(4)	1.37(4)	1.35(4)	1.31(4)	1.29(4)
5.4	2.67(8)	2.20(6)	2.68(8)	2.58(7)	2.83(8)	2.64(7)	2.73(8)

Tabelle A.12: Ermittelte Halbwertsbreiten (FWHM) der einzelnen Detektoren  $^{109}\text{Ag}$ -Ionen in in Kohlenstoff bei einer Einschussenergie von  $68.7 \text{ MeV}$ . Die Fehler setzen sich aus den Fit-Fehlern für die Bestimmung der Peak-Position und dem Fehler für die Energiekalibrierung von und der Unsicherheit durch den Einfluss möglicher inhomogener Strahlverteilung zusammen.

# Anhang B

## Zusammenstellung der Daten und Resultate aus dem 2. Messzyklus am ILL in Grenoble

### B.1 Verwendete Targets

Target-nummer	Target-dicke [ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ]	Target-größe [ $\text{cm}^2$ ]	Blenden-größe [ $\text{cm}^2$ ]	Material Deckschicht	Dicke Deckschicht [ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ]	Material Träger
1	134	$7 \times 1$	$2 \times 0.5$	Ta	$\approx 60$	Ti
2	167	$7 \times 1$	$4 \times 0.7$	Pd	$\approx 100$	Ti
3	75	$4 \times 0.6$	$2 \times 0.5$	Ta	$\approx 43$	Ti
4	194	$7 \times 1$	$4 \times 0.5$	Pd	$\approx 100$	Ti

Tabelle B.1: Verwendete Targets für den 2. Messzyklus am ILL in Grenoble.

#### B.1.1 Resultate zur Bestimmung des Targetabbrands

In Tabelle B.2 sind die Daten zur Bestimmung des Targetabbrands zusammengefasst. Dabei wurden 13 Messreihen der Masse  $A = 92$  mit einem Ionenladungszustand von  $Q = 19$  im Energiebereich zwischen  $40\text{MeV} \leq 110\text{MeV}$  mit der PIN-Diode durchgeführt. Die Integration, bzw. das Aufsummieren der gemessenen Raten liefert den Wert für den jeweiligen Zeitpunkt der Messungen. Dabei wurde als Zeitpunkt einer jeden Messreihe die mittlere Zeit bestimmt.

Zeit [h]	Intensität [%]
0	100.0(5)
6.2	95.6(4)
26.9	74.4(3)
36.9	68.1(3)
44.2	64.5(3)
51.9	57.8(3)
61.9	55.7(3)
76.8	50.6(3)
87.7	47.7(2)
98.5	46.4(2)
113.8	41.8(2)
140.5	38.1(2)
262.7	24.5(1)

Tabelle B.2: Intensität der Masse  $A = 92$  bei einem Ionenladungszustand  $Q = 20$  integriert über die Energieverteilung in Abhängigkeit von der Zeit. Dabei wurde der Zeitpunkt Null auf die erste Messung gesetzt und auf diese normiert.

## B.2 Resultate zur Bestimmung der Massenausbeute der Masse $A = 92$

$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
92	16	40	180	4.1(3)	17	40	180	3.2(3)
92	16	44	180	5.0(4)	17	44	180	6.2(5)
92	16	48	180	8.0(4)	17	48	180	8.0(5)
92	16	52	180	11.2(5)	17	52	180	11.0(5)
92	16	56	180	11.9(5)	17	56	180	13.7(6)
92	16	60	180	12.5(5)	17	60	180	17.4(6)
92	16	64	180	11.5(6)	17	64	180	19.5(6)
92	16	68	180	13.6(6)	17	68	180	25.7(8)
92	16	72	180	12.9(5)	17	72	180	29.8(8)
92	16	76	180	14.5(6)	17	76	180	29.5(8)
92	16	80	180	13.7(6)	17	80	180	34.3(8)
92	16	83	180	14.0(6)	17	83	180	38.4(9)
92	16	86	180	12.8(5)	17	86	180	39.4(9)
92	16	89	180	14.8(6)	17	89	180	40.6(9)
92	16	92	180	11.7(5)	17	92	180	36.2(9)
92	16	95	180	5.8(4)	17	95	180	31.2(8)
92					17	98	180	19.4(6)
92					17	101	180	9.6(5)

Tabelle B.3: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 92$  für die Ladungszustände  $Q = 16$  und  $Q = 17$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.



$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
92	18	40	180	2.0(4)				
92	18	44	180	3.7(4)	19	44	180	1.5(2)
92	18	48	180	5.5(4)	19	48	180	3.0(3)
92	18	52	180	9.1(5)	19	52	180	6.4(5)
92	18	56	180	12.5(6)	19	56	180	7.8(5)
92	18	60	180	18.2(7)	19	60	180	13.1(7)
92	18	64	180	25.1(8)	19	64	180	18.5(7)
92	18	68	180	30.5(8)	19	68	180	26.5(9)
92	18	72	180	40.1(9)	19	72	180	36.2(9)
92	18	76	180	47.0(10)	19	76	180	50.0(11)
92	18	80	180	59.1(11)	19	80	180	63.9(12)
92	18	83	180	69.8(12)	19	83	180	81.4(13)
92	18	86	180	80.9(13)	19	86	180	98.7(14)
92	18	89	180	86.6(13)	19	89	180	112.0(15)
92	18	92	180	83.8(13)	19	92	180	121.4(15)
92	18	95	180	67.8(11)	19	95	180	105.0(14)
92	18	98	180	47.5(10)	19	98	180	79.8(12)
92	18	101	180	27.6(7)	19	101	180	43.5(9)
92	18	104	180	8.4(4)	19	104	180	16.1(6)
92	18	107	180	0.9(2)	19	107	180	3.5(3)

Tabelle B.4: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 92$  für die Ladungszustände  $Q = 18$  und  $Q = 19$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
92	20	44	180	0.8(2)				
92	20	48	180	1.5(2)	21	48	180	0.8(2)
92	20	52	180	2.9(3)	21	52	180	0.7(2)
92	20	56	180	4.7(3)	21	56	180	1.6(3)
92	20	60	180	7.7(4)	21	60	180	3.0(3)
92	20	64	180	13.1(5)	21	64	180	7.2(4)
92	20	68	180	19.2(6)	21	68	180	11.0(5)
92	20	72	180	29.1(7)	21	72	180	16.5(6)
92	20	76	180	38.3(9)	21	76	180	26.5(8)
92	20	80	180	56.4(11)	21	80	180	37.6(9)
92	20	83	180	74.7(12)	21	83	180	54.2(11)
92	20	86	180	96.4(13)	21	86	180	72.3(12)
92	20	89	180	117.7(15)	21	89	180	92.8(14)
92	20	92	180	128.2(15)	21	92	180	109.7(15)
92	20	95	180	125.5(15)	21	95	180	110.3(15)
92	20	98	180	94.5(13)	21	98	180	92.1(14)
92	20	101	180	55.8(10)	21	101	180	57.8(11)
92	20	104	180	23.8(7)	21	104	180	27.7(8)
92	20	107	180	5.8(4)	21	107	180	7.5(4)
92	20	110	180	0.5(2)	21	110	180	0.3(2)

Tabelle B.5: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 92$  für die Ladungszustände  $Q = 20$  und  $Q = 21$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
92	22	48	180	0.2(2)				
92	22	52	180	0.6(3)	23	52	180	0.5(4)
92	22	56	180	0.6(2)	23	56	180	0.4(2)
92	22	60	180	2.5(4)	23	60	180	1.1(2)
92	22	64	180	3.4(4)	23	64	180	1.3(3)
92	22	68	180	5.7(4)	23	68	180	2.7(3)
92	22	72	180	9.6(5)	23	72	180	4.6(4)
92	22	76	180	16.4(7)	23	76	180	7.9(5)
92	22	80	180	25.0(8)	23	80	180	12.4(7)
92	22	83	180	36.5(10)	23	83	180	19.5(8)
92	22	86	180	52.1(11)	23	86	180	29.1(9)
92	22	89	180	66.7(13)	23	89	180	40.1(11)
92	22	92	180	83.6(14)	23	92	180	50.9(12)
92	22	95	180	86.1(14)	23	95	180	62.0(13)
92	22	98	180	80.7(14)	23	98	180	55.7(12)
92	22	101	180	52.7(11)	23	101	180	42.0(10)
93	22	104	180	29.5(8)	23	104	180	23.1(7)
94	22	107	180	8.2(5)	23	107	180	6.7(4)
95	22	110	180	0.7(2)	23	110	180	1.2(3)

Tabelle B.6: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 92$  für die Ladungszustände  $Q = 22$  und  $Q = 23$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
92	24	64	180	1.0(3)				
92	24	68	180	1.6(4)	25	68	360	0.2(2)
92	24	72	180	1.9(3)	25	72	360	1.3(2)
92	24	76	180	3.6(4)	25	76	360	2.2(2)
92	24	80	180	6.7(4)	25	80	360	3.4(2)
92	24	83	180	8.8(5)	25	83	360	5.1(3)
92	24	86	180	17.5(7)	25	86	360	7.7(3)
92	24	89	180	23.6(8)	25	89	360	11.4(4)
92	24	92	180	28.2(9)	25	92	360	16.6(4)
92	24	95	180	33.7(10)	25	95	360	18.1(5)
92	24	98	180	31.8(11)	25	98	360	18.4(5)
92	24	101	180	24.3(8)	25	101	360	13.0(4)
92	24	104	180	16.2(7)	25	104	360	7.9(4)
92	24	107	180	5.5(5)	25	107	360	2.2(2)
92	24	110	180	0.8(3)	25	110	360	0.4(1)

Tabelle B.7: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 92$  für die Ladungszustände  $Q = 24$  und  $Q = 25$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
92	26	64	600	0.2(1)				
92	26	68	600	0.2(1)				
92	26	72	600	0.2(1)				
92	26	76	600	0.7(1)				
92	26	80	600	1.6(1)				
92	26	83	600	2.4(1)				
92	26	86	600	3.6(2)	28	86	360	0.4(1)
92	26	89	600	5.3(2)	28	89	360	0.4(1)
92	26	92	600	7.2(2)	28	92	360	0.7(2)
92	26	95	600	9.2(3)	28	95	360	0.4(1)
92	26	98	600	8.2(2)	28	98	360	0.5(1)
92	26	101	600	7.5(2)	28	101	360	0.5(2)
92	26	104	600	3.5(2)	28	104	360	0.2(1)
92	26	107	600	1.0(1)				

Tabelle B.8: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 92$  für die Ladungszustände  $Q = 26$  und  $Q = 28$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
95	16	40	180	6.1(4)	17	40	180	3.1(3)
95	16	44	180	7.6(6)	17	44	180	6.8(4)
95	16	48	180	9.9(7)	17	48	180	8.6(15)
95	16	52	180	12.4(8)	17	52	180	13.6(5)
95	16	56	180	13.9(6)	17	56	180	16.5(6)
95	16	60	180	15.8(6)	17	60	180	18.9(6)
95	16	64	180	15.7(6)	17	64	180	24.2(7)
95	16	68	180	15.0(6)	17	68	180	26.8(7)
95	16	72	180	15.9(6)	17	72	180	32.8(8)
95	16	76	180	16.9(6)	17	76	180	34.5(8)
95	16	80	180	16.1(6)	17	80	180	39.5(9)
95	16	83	180	15.1(6)	17	83	180	43.1(9)
95	16	86	180	15.3(6)	17	86	180	42.7(9)
95	16	89	180	14.2(6)	17	89	180	45.0(9)
95	16	92	180	11.0(5)	17	92	180	40.2(9)
95	16	95	180	9.6(5)	17	95	180	30.9(8)
					17	98	180	20.7(7)
					17	101	180	8.6(5)

Tabelle B.9: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 95$  für die Ladungszustände  $Q = 16$  und  $Q = 17$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
95	18	40	180	2.6(4)	19	40	180	1.3(3)
95	18	44	180	3.7(3)	19	44	180	2.7(3)
95	18	48	180	6.5(4)	19	48	180	3.1(4)
95	18	52	180	9.8(6)	19	52	180	5.3(4)
95	18	56	180	16.6(7)	19	56	180	9.5(7)
95	18	60	180	21.8(7)	19	60	180	14.9(8)
95	18	64	180	25.5(7)	19	64	180	23.1(9)
95	18	68	180	35.7(9)	19	68	180	32.8(9)
95	18	72	180	44.7(10)	19	72	180	45.7(10)
95	18	76	180	55.2(10)	19	76	180	62.0(12)
95	18	80	180	68.1(11)	19	80	180	84.8(13)
95	18	83	180	79.2(12)	19	83	180	100.6(14)
95	18	86	180	88.0(13)	19	86	180	124.6(16)
95	18	89	180	94.9(13)	19	89	180	139.6(16)
95	18	92	180	91.5(13)	19	92	180	143.1(17)
95	18	95	180	76.8(12)	19	95	180	134.9(16)
95	18	98	180	53.2(10)	19	98	180	102.9(14)
95	18	101	180	29.5(8)	19	101	180	61.4(11)
95	18	104	180	9.0(5)	19	104	180	24.2(7)
95	18	107	180	1.2(2)	19	107	180	5.7(4)

Tabelle B.10: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 95$  für die Ladungszustände  $Q = 18$  und  $Q = 19$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
95	20	40	180	0.4(2)				
95	20	44	180	0.9(2)	21	44	180	0.4(3)
95	20	48	180	1.3(4)	21	48	180	0.9(4)
95	20	52	180	2.2(2)	21	52	180	1.0(3)
95	20	56	180	4.3(5)	21	56	180	1.8(3)
95	20	60	180	7.9(5)	21	60	180	4.1(4)
95	20	64	180	13.6(10)	21	64	180	6.6(4)
95	20	68	180	20.8(10)	21	68	180	12.6(5)
95	20	72	180	32.3(10)	21	72	180	17.0(6)
95	20	76	180	47.0(11)	21	76	180	30.5(8)
95	20	80	180	67.4(13)	21	80	180	45.2(10)
95	20	83	180	90.7(14)	21	83	180	63.3(12)
95	20	86	180	114.5(16)	21	86	180	84.1(13)
95	20	89	180	135.4(18)	21	89	180	108.0(15)
95	20	92	180	151.6(18)	21	92	180	122.9(16)
95	20	95	180	146.3(17)	21	95	180	130.5(17)
95	20	98	180	123.9(16)	21	98	180	113.1(15)
95	20	101	180	78.7(13)	21	101	180	74.1(12)
95	20	104	180	35.9(8)	21	104	180	36.1(9)
95	20	107	180	9.0(6)	21	107	180	9.5(5)
95	20	110	180	0.9(3)	21	110	180	0.5(2)

Tabelle B.11: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 95$  für die Ladungszustände  $Q = 20$  und  $Q = 21$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.



$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
95	22	52	180	0.3(2)				
95	22	56	180	0.4(2)				
95	22	60	180	1.1(2)	23	60	180	1.0(3)
95	22	64	180	3.8(5)	23	64	180	1.1(2)
95	22	68	180	3.9(3)	23	68	180	2.1(3)
95	22	72	180	8.4(5)	23	72	180	4.1(5)
95	22	76	180	16.3(7)	23	76	180	6.7(5)
95	22	80	180	22.6(8)	23	80	180	11.9(7)
95	22	83	180	34.7(9)	23	83	180	17.8(8)
95	22	86	180	48.7(11)	23	86	180	27.5(9)
95	22	89	180	66.1(13)	23	89	180	39.0(11)
95	22	92	180	81.0(14)	23	92	180	46.3(12)
95	22	95	180	90.0(14)	23	95	180	62.0(13)
95	22	98	180	81.9(14)	23	98	180	58.5(13)
95	22	101	180	62.7(13)	23	101	180	51.1(11)
95	22	104	180	33.9(9)	23	104	180	32.8(9)
95	22	107	180	8.7(5)	23	107	180	11.3(6)
95	22	110	180	0.9(2)	23	110	180	0.7(2)

Tabelle B.12: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 95$  für die Ladungszustände  $Q = 22$  und  $Q = 23$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
95	24	60	180	0.2(2)				
95	24	64	180	0.3(4)				
95	24	68	180	0.6(2)	25	68	360	0.5(3)
95	24	72	180	1.5(3)	25	72	360	0.7(3)
95	24	76	180	2.8(3)	25	76	360	0.8(2)
95	24	80	180	6.0(6)	25	80	360	2.2(2)
95	24	83	180	7.0(6)	25	83	360	2.2(3)
95	24	86	180	13.8(9)	25	86	360	5.1(4)
95	24	89	180	17.3(9)	25	89	360	6.8(5)
95	24	92	180	24.0(10)	25	92	360	9.2(5)
95	24	95	180	29.4(11)	25	95	360	14.4(7)
95	24	98	180	34.2(11)	25	98	360	16.1(7)
95	24	101	180	30.0(9)	25	101	360	15.2(7)
95	24	104	180	18.5(8)	25	104	360	11.4(5)
95	24	107	180	6.9(6)	25	107	360	3.9(3)
95	24	110	180	1.1(2)	25	110	360	0.9(2)

Tabelle B.13: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 95$  für die Ladungszustände  $Q = 24$  und  $Q = 25$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
95	26	76	600	0.3(2)				
95	26	80	600	0.7(2)				
95	26	83	600	0.9(1)				
95	26	86	600	2.0(1)				
95	26	89	600	3.0(2)				
95	26	92	600	4.5(2)				
95	26	95	600	5.2(3)	28	95	360	1.2(1)
95	26	98	600	6.2(3)	28	98	360	0.4(1)
95	26	101	600	6.8(3)	28	101	360	0.3(1)
95	26	104	600	5.0(2)				
95	26	107	600	2.3(2)				
95	26	110	600	0.3(3)				

Tabelle B.14: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 95$  für die Ladungszustände  $Q = 26$  und  $Q = 28$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
99	16	40	180	4.2(4)	17	40	180	5.1(5)
99	16	44	180	5.9(4)	17	44	180	5.3(4)
99	16	48	180	6.9(4)	17	48	180	8.0(6)
99	16	52	180	8.3(5)	17	52	180	10.8(6)
99	16	56	180	9.9(5)	17	56	180	13.6(6)
99	16	60	180	7.6(4)	17	60	180	15.2(6)
99	16	64	180	10.6(5)	17	64	180	18.0(6)
99	16	68	180	7.8(4)	17	68	180	18.9(6)
99	16	72	180	7.5(4)	17	72	180	21.1(7)
99	16	76	180	7.7(4)	17	76	180	21.9(7)
99	16	80	180	7.7(4)	17	80	180	21.9(7)
99	16	83	180	7.3(4)	17	83	180	24.7(7)
99	16	86	180	8.3(4)	17	86	180	24.6(7)
99	16	89	180	6.4(4)	17	89	180	24.5(7)
99	16	92	180	8.5(4)	17	92	180	22.2(7)
99	16	95	180	3.8(3)	17	95	180	17.1(6)
99					17	98	180	12.7(5)
99					17	101	180	7.3(4)

Tabelle B.15: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 99$  für die Ladungszustände  $Q = 16$  und  $Q = 17$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
99	18	40	180	2.5(3)	19	40	180	1.8(4)
99	18	44	180	4.4(3)	19	44	180	4.3(20)
99	18	48	180	6.7(4)	19	48	180	5.6(10)
99	18	52	180	9.9(5)	19	52	180	8.0(4)
99	18	56	180	12.0(5)	19	56	180	12.0(5)
99	18	60	180	15.4(6)	19	60	180	15.7(7)
99	18	64	180	18.8(6)	19	64	180	20.1(7)
99	18	68	180	24.1(7)	19	68	180	25.1(9)
99	18	72	180	29.4(8)	19	72	180	34.3(10)
99	18	76	180	34.0(8)	19	76	180	45.6(10)
99	18	80	180	39.4(9)	19	80	180	58.0(11)
99	18	83	180	43.8(9)	19	83	180	68.2(12)
99	18	86	180	49.7(10)	19	86	180	76.8(12)
99	18	89	180	52.9(10)	19	89	180	86.3(13)
99	18	92	180	48.8(10)	19	92	180	87.4(13)
99	18	95	180	42.3(9)	19	95	180	83.2(13)
99	18	98	180	30.9(8)	19	98	180	67.6(11)
99	18	101	180	17.7(6)	19	101	180	45.3(9)
99	18	104	180	7.2(4)	19	104	180	19.6(6)
99	18	107	180	1.1(3)	19	107	180	6.0(4)

Tabelle B.16: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 99$  für die Ladungszustände  $Q = 18$  und  $Q = 19$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
99	20	40	180	1.1(2)	21	40	180	0.8(2)
99	20	44	180	3.2(3)	21	44	180	1.0(2)
99	20	48	180	4.4(4)	21	48	180	1.5(2)
99	20	52	180	5.7(4)	21	52	180	2.3(4)
99	20	56	180	8.9(7)	21	56	180	6.4(5)
99	20	60	180	13.7(8)	21	60	180	8.3(5)
99	20	64	180	19.1(8)	21	64	180	12.5(6)
99	20	68	180	23.1(11)	21	68	180	17.6(7)
99	20	72	180	32.1(11)	21	72	180	27.6(9)
99	20	76	180	43.7(11)	21	76	180	36.4(10)
99	20	80	180	57.2(13)	21	80	180	47.5(11)
99	20	83	180	74.4(14)	21	83	180	66.6(13)
99	20	86	180	92.9(15)	21	86	180	84.2(14)
99	20	89	180	104.9(16)	21	89	180	98.9(15)
99	20	92	180	114.3(16)	21	92	180	115.0(16)
99	20	95	180	114.5(16)	21	95	180	114.6(16)
99	20	98	180	92.3(15)	21	98	180	101.8(15)
99	20	101	180	65.8(12)	21	101	180	72.4(13)
99	20	104	180	34.9(9)	21	104	180	39.4(9)
99	20	107	180	11.0(5)	21	107	180	14.1(6)
99	20	110	180	1.0(3)	21	110	180	0.9(8)

Tabelle B.17: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 99$  für die Ladungszustände  $Q = 20$  und  $Q = 21$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
99	22	44	180	0.9(7)	23	44	180	0.3(2)
99	22	48	180	0.9(2)	23	48	180	0.3(2)
99	22	52	180	1.9(2)	23	52	180	0.7(2)
99	22	56	180	3.3(3)	23	56	180	0.9(3)
99	22	60	180	4.5(4)	23	60	180	3.1(3)
99	22	64	180	6.8(4)	23	64	180	5.3(4)
99	22	68	180	10.2(5)	23	68	180	7.5(4)
99	22	72	180	17.5(6)	23	72	180	11.6(5)
99	22	76	180	23.0(7)	23	76	180	17.7(7)
99	22	80	180	38.8(9)	23	80	180	25.9(8)
99	22	83	180	50.4(10)	23	83	180	35.9(9)
99	22	86	180	66.7(12)	23	86	180	45.1(10)
99	22	89	180	78.2(13)	23	89	180	59.0(13)
99	22	92	180	92.9(14)	23	92	180	69.2(12)
99	22	95	180	93.3(14)	23	95	180	72.0(13)
99	22	98	180	87.8(14)	23	98	180	23.4(9)
99	22	101	180	63.0(12)	23	101	180	52.2(11)
99	22	104	180	38.9(9)	23	104	180	31.9(9)
99	22	107	180	13.1(6)	23	107	180	12.4(6)
99	22	110	180	1.2(2)	23	110	180	1.2(6)

Tabelle B.18: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 99$  für die Ladungszustände  $Q = 22$  und  $Q = 23$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
99	24	52	180	0.4(2)	25	52	360	0.2(1)
99	24	56	180	0.9(4)	25	56	360	0.5(1)
99	24	60	180	0.9(2)	25	60	360	0.7(1)
99	24	64	180	2.1(3)	25	83	360	15.8(6)
99	24	68	180	4.4(4)	25	86	360	21.5(6)
99	24	72	180	7.4(5)	25	89	360	28.0(7)
99	24	76	180	11.9(6)	25	92	360	35.0(7)
99	24	80	180	17.4(7)	25	95	360	35.5(9)
99	24	83	180	23.6(10)	25	98	360	36.2(9)
99	24	86	180	33.6(9)	25	101	360	28.5(9)
99	24	89	180	41.0(13)	25	104	360	21.2(7)
99	24	92	180	48.7(12)	25	107	360	9.7(6)
99	24	95	180	54.2(13)	25	110	360	1.2(2)
99	24	98	180	53.9(13)	25	64	360	1.4(2)
99	24	101	180	44.6(12)	25	68	360	3.5(2)
99	24	104	180	29.3(10)	25	72	360	4.4(3)
99	24	107	180	11.4(7)	25	76	360	8.2(4)
99	24	110	180	2.0(4)	25	80	360	11.7(4)

Tabelle B.19: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 99$  für die Ladungszustände  $Q = 24$  und  $Q = 25$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.



$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
99	26	52	600	0.1(1)				
99	26	56	600	0.3(1)				
99	26	60	600	0.5(1)				
99	26	64	600	0.5(1)				
99	26	68	600	1.1(1)	28	68	360	0.4(1)
99	26	72	600	2.8(2)	28	72	360	0.5(1)
99	26	76	600	3.4(2)	28	76	360	0.9(2)
99	26	80	600	6.6(2)	28	80	360	1.1(2)
99	26	83	600	8.5(3)	28	83	360	2.4(2)
99	26	86	600	13.5(4)	28	86	360	2.6(2)
99	26	89	600	16.1(4)	28	89	360	4.8(3)
99	26	92	600	21.0(4)	28	92	360	6.7(3)
99	26	95	600	24.1(5)	28	95	360	7.6(3)
99	26	98	600	23.5(5)	28	98	360	7.3(3)
99	26	101	600	19.6(5)	28	101	360	6.5(3)
99	26	104	600	13.0(4)	28	104	360	3.5(3)
99	26	107	600	6.4(4)	28	107	360	1.4(2)
99	26	110	600	1.3(1)	28	110	360	0.5(1)

Tabelle B.20: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 99$  für die Ladungszustände  $Q = 26$  und  $Q = 28$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$A$	$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate [1/s]
99	29	83	360	0.4(1)
99	29	86	360	1.4(2)
99	29	89	360	2.2(2)
99	29	92	360	3.0(2)
99	29	95	360	3.3(2)
99	29	98	360	3.0(2)
99	29	101	360	2.8(2)
99	29	104	360	1.8(2)
99	29	107	360	0.6(14)

Tabelle B.21: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der Massenausbeute von  $A = 99$  für die Ladungszustände  $Q = 29$ . Dabei ist  $A$  die Masse,  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Die Daten wurden mit der PIN-Diode aufgenommen. Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

## B.3 Resultate der Bestimmung der kumulativen Ausbeute von $^{92}\text{Rb}$

### B.3.1 Daten der einzelnen CLTDs

$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s]
17	77	9000	0.060(5)	0.130(6)	0.114(6)
20	77	2400	0.129(10)	0.258(13)	0.094(9)
21	77	2400	0.072(10)	0.202(13)	0.045(8)
25	77	9000	0.004(1)	0.029(3)	0.001(1)
17	84	9000	0.095(7)	0.220(9)	0.179(9)
19	84	5400	0.272(26)	0.547(30)	0.440(27)
20	84	9000	0.231(16)	0.533(17)	0.289(16)
21	84	7200	0.248(14)	0.521(17)	0.242(14)
17	92	3600	0.067(8)	0.179(9)	0.150(10)
19	92	3600	0.246(24)	0.540(32)	0.452(32)
20	92	1200	0.104(64)	0.288(72)	0.789(78)
21	92	1200	0.151(19)	0.432(25)	0.255(21)
25	92	3600	0.023(4)	0.104(7)	0.010(2)
17	97	7200	0.026(3)	0.074(6)	0.092(6)
19	97	7200	0.131(36)	0.461(22)	0.420(44)
20	97	7200	0.157(12)	0.462(14)	0.368(15)
21	97	7200	0.060(5)	0.193(6)	0.132(6)
25	97	7200	0.074(15)	0.432(28)	0.036(9)
19	102	10800	0.177(13)	0.494(18)	0.445(18)
20	102	12600	0.058(7)	0.215(7)	0.228(10)
21	102	8520	0.050(8)	0.207(9)	0.225(11)
25	102	12600	0.018(2)	0.065(3)	0.021(2)

Tabelle B.22: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  für den CLTD-Detektor A4. Dabei ist  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Gezeigt sind die Raten der drei Isoabre  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  zu dem jeweiligen Ionenladungszustand  $Q$ , der Einschussenergie  $E$  und der Messzeit  $t$ . Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s]
17	77	9000	0.069(6)	0.127(6)	0.107(6)
20	77	2400	0.105(14)	0.281(17)	0.121(14)
21	77	2400	0.070(12)	0.166(14)	0.073(13)
25	77	9000	0.001(1)	0.033(2)	0.003(1)
17	84	9000	0.116(10)	0.233(11)	0.199(11)
19	84	5400	0.299(20)	0.691(25)	0.474(24)
20	84	9000	0.258(17)	0.593(18)	0.304(16)
21	84	7200	0.284(17)	0.551(19)	0.233(16)
17	92	3600	0.059(8)	0.162(9)	0.170(11)
19	92	3600	0.231(26)	0.554(34)	0.388(31)
20	92	1200	0.171(29)	0.515(31)	0.292(30)
21	92	1200	0.159(24)	0.346(26)	0.284(27)
25	92	3600	0.035(4)	0.120(7)	0.015(3)
17	97	7200	0.019(4)	0.071(5)	0.082(6)
19	97	7200	0.137(17)	0.485(18)	0.403(22)
20	97	7200	0.159(14)	0.489(14)	0.407(18)
21	97	7200	0.189(13)	0.550(15)	0.367(15)
25	97	7200	0.019(9)	0.161(10)	0.014(3)
19	102	10800	0.047(5)	0.148(8)	0.181(10)
20	102	12600	0.059(3)	0.212(7)	0.241(7)
21	102	8520	0.071(8)	0.203(7)	0.196(9)
25	102	12600	0.017(2)	0.073(4)	0.018(2)

Tabelle B.23: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  für den CLTD-Detektor B2. Dabei ist  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Gezeigt sind die Raten der drei Isoabre  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  zu dem jeweiligen Ionenladungszustand  $Q$ , der Einschussenergie  $E$  und der Messzeit  $t$ . Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s]
17	77	9000	0.218(9)	0.397(11)	0.316(10)
20	77	2400	0.310(23)	0.622(26)	0.293(22)
21	77	2400	0.185(24)	0.515(28)	0.153(23)
25	77	9000	0.012(3)	0.064(5)	0.003(1)
17	84	9000	0.298(13)	0.500(16)	0.403(14)
19	84	5400	0.701(113)	1.172(137)	0.726(216)
20	84	9000	0.503(37)	1.318(34)	0.684(36)
21	84	7200	0.588(36)	1.245(37)	0.444(33)
17	92	3600	0.240(27)	0.565(25)	0.556(31)
19	92	3600	0.813(43)	1.643(52)	1.159(48)
20	92	1200	0.657(71)	2.117(70)	1.331(76)
21	92	1200	0.556(95)	1.846(77)	1.006(92)
25	92	3600	0.055(8)	0.392(15)	0.031(6)
17	97	7200	0.082(7)	0.340(14)	0.394(14)
19	97	7200	0.356(81)	1.024(270)	0.873(134)
20	97	7200	0.448(39)	1.640(30)	1.240(46)
21	97	7200	0.523(74)	1.353(43)	0.871(68)
25	97	7200	0.084(8)	0.333(10)	0.022(13)
19	102	10800	0.193(11)	0.391(13)	0.347(14)
20	102	12600	0.130(25)	0.558(16)	0.627(35)
21	102	8520	0.112(11)	0.645(22)	0.734(22)
25	102	12600	0.031(5)	0.172(8)	0.046(5)

Tabelle B.24: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  für den CLTD-Detektor B3. Dabei ist  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Gezeigt sind die Raten der drei Isoabre  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  zu dem jeweiligen Ionenladungszustand  $Q$ , der Einschussenergie  $E$  und der Messzeit  $t$ . Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s]
17	77	9000	0.322(10)	0.675(12)	0.552(12)
20	77	2400	0.510(28)	1.092(32)	0.557(27)
21	77	2400	0.324(19)	0.778(25)	0.308(19)
25	77	9000	0.014(3)	0.114(4)	0.002(1)
17	84	9000	0.483(16)	0.972(20)	0.805(18)
19	84	5400	1.187(37)	2.470(46)	1.536(39)
20	84	9000	1.106(25)	2.261(30)	1.222(25)
21	84	7200	1.006(26)	2.323(33)	1.001(26)
17	92	3600	0.364(18)	0.943(22)	0.881(24)
19	92	3600	1.272(60)	3.457(74)	2.907(78)
20	92	1200	1.166(54)	3.144(68)	2.234(64)
21	92	1200	0.931(46)	2.704(61)	1.527(53)
25	92	3600	0.111(9)	0.631(17)	0.063(7)
17	97	7200	0.132(10)	0.495(13)	0.648(16)
19	97	7200	0.671(29)	2.111(36)	2.122(41)
20	97	7200	0.804(23)	2.743(31)	2.296(32)
21	97	7200	0.838(25)	2.754(32)	1.989(32)
25	97	7200	0.136(9)	0.708(17)	0.116(8)
19	102	10800	0.148(11)	0.715(17)	0.934(21)
20	102	12600	0.227(10)	1.105(14)	1.314(18)
21	102	8520	0.254(20)	1.165(29)	1.227(33)
25	102	12600	0.068(4)	0.379(8)	0.100(5)

Tabelle B.25: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  für den CLTD-Detektor B4. Dabei ist  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Gezeigt sind die Raten der drei Isoabre  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  zu dem jeweiligen Ionenladungszustand  $Q$ , der Einschussenergie  $E$  und der Messzeit  $t$ . Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s]
17	77	9000	0.211(10)	0.446(11)	0.352(11)
20	77	2400	0.378(25)	0.860(29)	0.429(25)
21	77	2400	0.246(22)	0.566(26)	0.215(19)
25	77	9000	0.021(5)	0.094(7)	0.007(3)
17	84	9000	0.357(17)	0.813(20)	0.703(20)
19	84	5400	1.072(48)	2.321(58)	1.597(51)
20	84	9000	1.011(29)	1.966(32)	1.051(28)
21	84	7200	0.889(31)	1.990(36)	0.920(30)
17	92	3600	0.262(18)	0.642(19)	0.617(23)
19	92	3600	0.850(60)	2.247(75)	1.753(80)
20	92	1200	0.675(54)	2.083(61)	1.481(63)
21	92	1200	0.608(51)	1.632(55)	1.054(54)
25	92	3600	0.116(12)	0.400(19)	0.064(9)
17	97	7200	0.086(6)	0.307(11)	0.394(11)
19	97	7200	0.629(22)	1.967(35)	1.739(34)
20	97	7200	0.668(26)	2.104(29)	1.763(32)
21	97	7200	0.715(33)	2.315(33)	1.543(37)
25	97	7200	0.137(10)	0.633(17)	0.101(9)
19	102	10800	0.161(15)	0.660(17)	0.773(23)
20	102	12600	0.201(12)	0.955(15)	1.166(20)
21	102	8520	0.221(17)	0.989(20)	0.947(26)
25	102	12600	0.069(5)	0.311(8)	0.090(5)

Tabelle B.26: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  für den CLTD-Detektor B5. Dabei ist  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Gezeigt sind die Raten der drei Isoabre  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  zu dem jeweiligen Ionenladungszustand  $Q$ , der Einschussenergie  $E$  und der Messzeit  $t$ . Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s]
17	77	9000	0.051(4)	0.107(5)	0.084(5)
20	77	2400	0.097(13)	0.177(14)	0.070(13)
21	77	2400	0.064(8)	0.112(10)	0.037(7)
25	77	9000	0.004(1)	0.017(2)	0.001(1)
17	84	9000	0.081(7)	0.129(8)	0.099(7)
19	84	5400	0.139(13)	0.316(17)	0.231(18)
20	84	9000	0.181(11)	0.314(12)	0.132(10)
21	84	7200	0.158(11)	0.276(13)	0.103(10)
17	92	3600	0.039(6)	0.105(7)	0.115(8)
19	92	3600	1.652(252)	3.148(250)	2.772(288)
20	92	1200	0.112(22)	0.317(33)	0.269(35)
21	92	1200	0.133(21)	0.253(23)	0.177(23)
25	92	3600	0.016(3)	0.062(5)	0.002(2)
17	97	7200	0.016(2)	0.046(4)	0.064(4)
19	97	7200	0.084(10)	0.217(12)	0.196(13)
20	97	7200	0.115(9)	0.275(10)	0.195(10)
21	97	7200	0.108(10)	0.283(11)	0.180(11)
25	97	7200	0.021(3)	0.066(5)	0.011(3)
19	102	10800	0.021(5)	0.071(6)	0.071(7)
20	102	12600	0.029(3)	0.106(4)	0.112(5)
21	102	8520	0.039(6)	0.113(7)	0.109(8)
25	102	12600	0.008(1)	0.029(2)	0.008(1)

Tabelle B.27: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  für den CLTD-Detektor C1. Dabei ist  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Gezeigt sind die Raten der drei Isoabre  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  zu dem jeweiligen Ionenladungszustand  $Q$ , der Einschussenergie  $E$  und der Messzeit  $t$ . Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.



$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s]
17	77	9000	0.226(9)	0.451(10)	0.371(10)
20	77	2400	0.417(27)	0.759(30)	0.424(27)
21	77	2400	0.247(17)	0.566(22)	0.186(15)
25	77	9000	0.013(3)	0.092(5)	0.001(1)
17	84	9000	0.286(17)	0.731(19)	0.650(20)
19	84	5400	0.849(37)	1.637(41)	1.067(38)
20	84	9000	0.808(25)	1.533(28)	0.880(25)
21	84	7200	0.691(23)	1.575(29)	0.673(22)
17	92	3600	0.224(14)	0.628(18)	0.629(20)
19	92	3600	0.656(46)	1.663(69)	1.298(78)
20	92	1200	0.726(41)	2.050(53)	1.373(48)
21	92	1200	0.604(41)	1.805(52)	1.035(46)
25	92	3600	0.070(8)	0.410(15)	0.034(5)
17	97	7200	0.094(5)	0.327(10)	0.409(11)
19	97	7200	0.449(26)	1.439(30)	1.388(36)
20	97	7200	0.584(19)	1.805(25)	1.468(25)
21	97	7200	0.616(23)	1.877(27)	1.267(28)
25	97	7200	0.105(8)	0.469(14)	0.065(6)
19	102	10800	0.106(11)	0.512(14)	0.624(20)
20	102	12600	0.170(8)	0.738(12)	0.966(15)
21	102	8520	0.198(16)	0.782(21)	0.838(25)
25	102	12600	0.051(4)	0.252(7)	0.062(4)

Tabelle B.28: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  für den CLTD-Detektor C2. Dabei ist  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Gezeigt sind die Raten der drei Isoabre  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  zu dem jeweiligen Ionenladungszustand  $Q$ , der Einschussenergie  $E$  und der Messzeit  $t$ . Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s]
17	77	9000	0.431(17)	0.794(17)	0.612(18)
20	77	2400	0.601(41)	1.372(42)	0.635(38)
21	77	2400	0.383(34)	1.015(38)	0.375(31)
25	77	9000	0.023(4)	0.139(6)	0.005(2)
17	84	9000	0.508(25)	1.128(27)	0.979(28)
19	84	5400	1.465(66)	2.886(68)	1.734(65)
20	84	9000	1.279(38)	2.533(39)	1.385(36)
21	84	7200	1.177(44)	2.615(46)	1.149(40)
17	92	3600	0.418(47)	1.155(32)	1.190(69)
19	92	3600	1.400(89)	3.439(90)	2.532(97)
20	92	1200	1.569(96)	3.774(100)	2.381(105)
21	92	1200	1.238(89)	3.241(88)	1.911(89)
25	92	3600	0.122(14)	0.813(23)	0.043(7)
17	97	7200	0.149(23)	0.619(20)	0.828(35)
19	97	7200	0.705(53)	2.440(46)	2.443(68)
20	97	7200	0.786(39)	3.228(39)	2.893(52)
21	97	7200	0.902(46)	3.225(42)	2.243(52)
25	97	7200	0.117(13)	0.858(27)	0.067(9)
19	102	10800	0.201(25)	0.838(22)	1.040(38)
20	102	12600	0.272(18)	1.254(19)	1.513(28)
21	102	8520	0.334(31)	1.509(33)	1.408(45)
25	102	12600	0.084(8)	0.465(14)	0.067(7)

Tabelle B.29: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  für den CLTD-Detektor C3. Dabei ist  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Gezeigt sind die Raten der drei Isoabre  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  zu dem jeweiligen Ionenladungszustand  $Q$ , der Einschussenergie  $E$  und der Messzeit  $t$ . Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s]
17	77	9000	0.433(15)	0.910(17)	0.699(16)
20	77	2400	0.709(33)	1.276(36)	0.601(30)
21	77	2400	0.381(26)	0.995(31)	0.375(24)
25	77	9000	0.029(4)	0.124(6)	0.006(2)
17	84	9000	0.511(21)	1.102(24)	0.998(24)
19	84	5400	1.307(47)	2.446(54)	1.364(45)
20	84	9000	1.293(35)	2.521(37)	1.332(33)
21	84	7200	1.234(36)	2.549(41)	1.069(33)
17	92	3600	0.464(23)	1.245(27)	1.122(29)
19	92	3600	1.458(67)	3.783(73)	2.874(76)
20	92	1200	1.271(91)	4.194(92)	3.218(106)
21	92	1200	1.309(69)	3.868(81)	2.099(74)
25	92	3600	0.160(14)	0.819(23)	0.055(8)
17	97	7200	0.203(17)	0.743(18)	0.902(25)
19	97	7200	0.649(27)	2.358(36)	2.116(36)
20	97	7200	1.135(39)	3.486(39)	2.782(47)
21	97	7200	0.943(34)	3.143(38)	2.255(40)
25	97	7200	0.132(10)	0.726(19)	0.110(9)
19	102	10800	0.226(19)	0.873(21)	1.229(30)
20	102	12600	0.235(16)	1.118(18)	1.571(27)
21	102	8520	0.260(55)	1.284(53)	1.625(88)
25	102	12600	0.075(5)	0.438(9)	0.069(5)

Tabelle B.30: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  für den CLTD-Detektor C4. Dabei ist  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Gezeigt sind die Raten der drei Isoabre  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  zu dem jeweiligen Ionenladungszustand  $Q$ , der Einschussenergie  $E$  und der Messzeit  $t$ . Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s]
17	77	9000	0.346(11)	0.659(13)	0.473(12)
20	77	2400	0.473(25)	0.904(29)	0.407(23)
21	77	2400	0.294(19)	0.716(24)	0.250(18)
25	77	9000	0.012(3)	0.085(5)	0.000(1)
17	84	9000	0.394(16)	0.691(19)	0.589(17)
19	84	5400	0.524(31)	1.564(33)	0.667(27)
20	84	9000	0.805(25)	1.456(27)	0.748(24)
21	84	7200	0.765(26)	1.524(30)	0.542(23)
17	92	3600	0.359(17)	0.920(21)	0.821(22)
19	92	3600	1.194(51)	2.809(59)	2.160(59)
20	92	1200	1.290(61)	3.326(74)	2.150(68)
21	92	1200	1.043(62)	3.199(73)	1.623(64)
25	92	3600	0.096(11)	0.574(18)	0.043(6)
17	97	7200	0.146(12)	0.611(15)	0.729(19)
19	97	7200	0.437(29)	1.053(28)	0.865(32)
20	97	7200	0.795(18)	2.450(30)	1.985(27)
21	97	7200	0.541(21)	1.831(27)	1.151(26)
25	97	7200	0.061(7)	0.333(13)	0.040(5)
19	102	10800	0.161(21)	0.577(17)	0.667(26)
20	102	12600	0.148(10)	0.616(11)	0.657(15)
21	102	8520	0.206(15)	1.044(19)	0.976(23)
25	102	12600	0.051(5)	0.236(8)	0.052(5)

Tabelle B.31: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  für den CLTD-Detektor C5. Dabei ist  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Gezeigt sind die Raten der drei Isoabre  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  zu dem jeweiligen Ionenladungszustand  $Q$ , der Einschussenergie  $E$  und der Messzeit  $t$ . Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s]
17	77	9000	0.119(6)	0.246(8)	0.178(7)
20	77	2400	0.172(18)	0.390(20)	0.181(19)
21	77	2400	0.129(12)	0.267(14)	0.081(11)
25	77	9000	0.011(2)	0.034(3)	0.001(1)
17	84	9000	0.143(14)	0.315(14)	0.218(15)
19	84	5400	0.333(76)	0.644(24)	0.347(22)
20	84	9000	0.377(19)	0.621(20)	0.335(18)
21	84	7200	0.288(23)	0.690(26)	0.267(23)
17	92	3600	0.128(8)	0.272(11)	0.303(12)
19	92	3600	0.555(33)	0.928(37)	0.543(34)
20	92	1200	0.433(31)	0.939(42)	0.753(38)
21	92	1200	0.398(30)	0.830(38)	0.478(34)
25	92	3600	0.057(8)	0.174(11)	0.015(4)
17	97	7200	0.046(4)	0.157(7)	0.189(8)
19	97	7200	0.233(25)	0.592(22)	0.561(31)
20	97	7200	0.306(21)	0.823(20)	0.592(23)
21	97	7200	0.275(21)	0.775(20)	0.522(22)
25	97	7200	0.042(6)	0.197(11)	0.019(4)
19	102	10800	0.081(9)	0.212(10)	0.230(13)
20	102	12600	0.084(9)	0.301(9)	0.352(13)
21	102	8520	0.115(11)	0.359(11)	0.321(14)
25	102	12600	0.030(3)	0.100(5)	0.022(3)

Tabelle B.32: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  für den CLTD-Detektor D1. Dabei ist  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Gezeigt sind die Raten der drei Isoabre  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  zu dem jeweiligen Ionenladungszustand  $Q$ , der Einschussenergie  $E$  und der Messzeit  $t$ . Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s]
17	77	9000	0.344(18)	0.660(17)	0.501(19)
20	77	2400	0.494(36)	1.035(37)	0.491(33)
21	77	2400	0.330(39)	0.717(36)	0.313(33)
25	77	9000	0.020(4)	0.107(5)	0.001(2)
17	84	9000	0.412(14)	0.888(19)	0.728(17)
19	84	5400	1.037(53)	1.988(53)	1.316(53)
20	84	9000	0.900(44)	2.006(42)	1.135(43)
21	84	7200	0.851(36)	2.048(39)	0.912(34)
17	92	3600	0.357(29)	0.887(27)	0.862(34)
19	92	3600	1.118(78)	2.801(71)	2.261(89)
20	92	1200	1.031(92)	3.051(86)	2.413(102)
21	92	1200	1.010(106)	2.860(95)	1.491(102)
25	92	3600	0.125(19)	0.605(29)	0.058(11)
17	97	7200	0.180(26)	0.536(18)	0.585(34)
19	97	7200	0.698(27)	1.900(40)	1.781(38)
20	97	7200	0.806(23)	2.654(36)	2.252(34)
21	97	7200	0.656(41)	2.598(39)	1.922(49)
25	97	7200	0.109(15)	0.635(26)	0.088(12)
19	102	10800	0.177(16)	0.718(18)	0.809(25)
20	102	12600	0.215(20)	0.989(18)	1.212(31)
21	102	8520	0.364(27)	1.133(45)	1.062(43)
25	102	12600	0.075(6)	0.358(10)	0.066(5)

Tabelle B.33: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  für den CLTD-Detektor D2. Dabei ist  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Gezeigt sind die Raten der drei Isoabre  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  zu dem jeweiligen Ionenladungszustand  $Q$ , der Einschussenergie  $E$  und der Messzeit  $t$ . Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s]
17	77	9000	0.443(14)	0.841(15)	0.650(15)
20	77	2400	0.603(33)	1.259(37)	0.653(32)
21	77	2400	0.401(27)	0.964(32)	0.325(25)
25	77	9000	0.033(4)	0.115(5)	0.005(1)
17	84	9000	0.494(20)	1.061(23)	0.886(22)
19	84	5400	1.288(49)	2.356(58)	1.355(50)
20	84	9000	1.072(31)	2.396(35)	1.197(31)
21	84	7200	1.031(38)	2.442(42)	0.992(37)
17	92	3600	0.468(24)	1.162(26)	1.091(30)
19	92	3600	1.475(71)	3.477(73)	2.858(80)
20	92	1200	1.413(81)	4.165(89)	2.934(91)
21	92	1200	1.297(75)	3.681(84)	1.964(79)
25	92	3600	0.151(13)	0.710(24)	0.064(8)
17	97	7200	0.185(14)	0.726(17)	0.873(23)
19	97	7200	0.712(38)	2.020(39)	1.970(51)
20	97	7200	0.994(20)	3.267(33)	2.665(31)
21	97	7200	0.808(34)	2.945(37)	2.061(40)
25	97	7200	0.115(10)	0.675(19)	0.081(8)
19	102	10800	0.164(13)	0.825(18)	1.085(19)
20	102	12600	0.278(16)	1.143(16)	1.237(24)
21	102	8520	0.295(33)	1.410(43)	1.443(52)
25	102	12600	0.080(5)	0.366(8)	0.085(5)

Tabelle B.34: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  für den CLTD-Detektor D3. Dabei ist  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Gezeigt sind die Raten der drei Isoabre  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  zu dem jeweiligen Ionenladungszustand  $Q$ , der Einschussenergie  $E$  und der Messzeit  $t$ . Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s]
17	77	9000	0.359(15)	0.727(16)	0.515(16)
20	77	2400	0.528(38)	1.018(39)	0.440(34)
21	77	2400	0.329(29)	0.824(32)	0.274(26)
25	77	9000	0.014(3)	0.092(5)	0.004(2)
17	84	9000	0.385(22)	0.830(23)	0.669(23)
19	84	5400	1.070(52)	1.470(64)	0.733(55)
20	84	9000	0.777(44)	1.646(43)	0.764(44)
21	84	7200	0.813(39)	1.610(39)	0.620(34)
17	92	3600	0.360(23)	0.963(24)	0.905(28)
19	92	3600	1.339(83)	3.018(76)	2.560(92)
20	92	1200	1.008(118)	3.553(101)	2.503(129)
21	92	1200	1.126(102)	3.122(94)	1.958(102)
25	92	3600	0.115(12)	0.629(19)	0.025(6)
17	97	7200	0.180(21)	0.638(19)	0.752(28)
19	97	7200	0.422(32)	1.121(35)	0.845(31)
20	97	7200	0.816(49)	2.606(39)	2.122(56)
21	97	7200	0.572(43)	2.011(37)	1.208(45)
25	97	7200	0.062(6)	0.408(13)	0.029(4)
19	102	10800	0.132(38)	0.616(20)	0.627(19)
20	102	12600	0.153(19)	0.668(15)	0.679(26)
21	102	8520	0.257(38)	1.102(34)	1.056(52)
25	102	12600	0.048(4)	0.287(8)	0.022(3)

Tabelle B.35: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  für den CLTD-Detektor D4. Dabei ist  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Gezeigt sind die Raten der drei Isoabre  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  zu dem jeweiligen Ionenladungszustand  $Q$ , der Einschussenergie  $E$  und der Messzeit  $t$ . Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.



$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s]
17	77	9000	0.163(8)	0.281(9)	0.190(8)
20	77	2400	0.228(30)	0.423(25)	0.157(28)
21	77	2400	0.143(12)	0.326(16)	0.101(10)
25	77	9000	0.004(2)	0.037(3)	0.001(1)
17	84	9000	0.175(9)	0.279(11)	0.204(10)
19	84	5400	0.151(87)	0.359(23)	0.210(19)
20	84	9000	0.300(14)	0.499(15)	0.205(12)
21	84	7200	0.256(16)	0.477(18)	0.172(15)
17	92	3600	0.141(11)	0.331(13)	0.284(13)
19	92	3600	0.507(37)	1.056(39)	0.764(42)
20	92	1200	0.511(46)	1.387(52)	0.833(50)
21	92	1200	0.419(39)	1.235(45)	0.696(41)
25	92	3600	0.035(6)	0.203(10)	0.010(4)
17	97	7200	0.065(6)	0.249(9)	0.242(10)
19	97	7200	0.192(13)	0.442(19)	0.227(23)
20	97	7200	0.287(17)	0.906(19)	0.621(20)
21	97	7200	0.185(15)	0.511(16)	0.301(16)
25	97	7200	0.023(3)	0.072(5)	0.014(3)
19	102	10800	0.035(15)	0.145(8)	0.184(8)
20	102	12600	0.039(4)	0.158(5)	0.138(6)
21	102	8520	0.086(10)	0.365(13)	0.311(15)
25	102	12600	0.014(3)	0.069(7)	0.006(3)

Tabelle B.36: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  für den CLTD-Detektor D5. Dabei ist  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Gezeigt sind die Raten der drei Isoabre  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  zu dem jeweiligen Ionenladungszustand  $Q$ , der Einschussenergie  $E$  und der Messzeit  $t$ . Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s]
17	77	9000	0.092(6)	0.158(7)	0.108(6)
20	77	2400	0.115(27)	0.226(26)	0.123(26)
21	77	2400	0.093(10)	0.181(12)	0.048(8)
25	77	9000	0.007(2)	0.019(2)	0.000(1)
17	84	9000	0.112(9)	0.168(11)	0.131(10)
19	84	5400	0.167(97)	0.337(80)	0.216(24)
20	84	9000	0.224(13)	0.387(15)	0.209(13)
21	84	7200	0.220(13)	0.422(13)	0.150(12)
17	92	3600	0.109(10)	0.206(12)	0.164(11)
19	92	3600	0.278(26)	0.601(29)	0.464(29)
20	92	1200	0.180(39)	0.727(37)	0.624(51)
21	92	1200	0.247(23)	0.655(31)	0.333(25)
25	92	3600	0.027(4)	0.131(7)	0.005(2)
17	97	7200	0.032(5)	0.120(6)	0.132(8)
19	97	7200	0.123(19)	0.366(15)	0.305(15)
20	97	7200	0.232(10)	0.524(14)	0.394(12)
21	97	7200	0.196(12)	0.508(14)	0.293(13)
25	97	7200	0.034(4)	0.101(6)	0.016(3)
19	102	10800	0.046(5)	0.150(7)	0.150(8)
20	102	12600	0.055(5)	0.192(6)	0.179(7)
21	102	8520	0.067(8)	0.234(9)	0.209(11)
25	102	12600	0.016(2)	0.063(4)	0.011(2)

Tabelle B.37: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  für den CLTD-Detektor E1. Dabei ist  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Gezeigt sind die Raten der drei Isoabre  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  zu dem jeweiligen Ionenladungszustand  $Q$ , der Einschussenergie  $E$  und der Messzeit  $t$ . Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

$Q$	$E$ [MeV]	$t$ [s]	Rate $^{92}\text{Sr}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Rb}$ [1/s]	Rate $^{92}\text{Kr}$ [1/s]
17	77	9000	0.334(12)	0.613(13)	0.469(12)
20	77	2400	0.418(24)	0.916(29)	0.409(24)
21	77	2400	0.324(20)	0.668(24)	0.278(19)
25	77	9000	0.024(3)	0.079(5)	0.005(2)
17	84	9000	0.384(15)	0.756(18)	0.597(17)
19	84	5400	0.967(38)	1.627(44)	1.010(38)
20	84	9000	0.879(23)	1.629(26)	0.839(22)
21	84	7200	0.819(25)	1.648(29)	0.682(23)
17	92	3600	0.356(16)	0.869(20)	0.863(21)
19	92	3600	1.189(48)	2.746(57)	1.949(55)
20	92	1200	1.138(65)	3.309(76)	2.378(75)
21	92	1200	1.079(62)	3.060(73)	1.478(63)
25	92	3600	0.111(8)	0.582(15)	0.042(5)
17	97	7200	0.182(7)	0.579(13)	0.637(13)
19	97	7200	0.497(136)	1.478(31)	1.307(33)
20	97	7200	0.785(24)	2.520(30)	2.019(31)
21	97	7200	0.669(23)	2.166(29)	1.418(27)
25	97	7200	0.095(7)	0.474(14)	0.057(6)
19	102	10800	0.163(13)	0.636(16)	0.789(20)
20	102	12600	0.194(9)	0.837(12)	0.861(15)
21	102	8520	0.248(20)	1.082(28)	1.073(32)
25	102	12600	0.057(4)	0.284(7)	0.071(5)

Tabelle B.38: Ergebnisse der Ratenbestimmung für die Daten zur Bestimmung der kumulativen Ausbeute von  $^{92}\text{Rb}$  für den CLTD-Detektor E2. Dabei ist  $Q$  der Ionenladungszustand,  $E$  die Einschussenergie und  $t$  die jeweilige Messzeit. Gezeigt sind die Raten der drei Isoabre  $^{92}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Rb}$  und  $^{92}\text{Kr}$  zu dem jeweiligen Ionenladungszustand  $Q$ , der Einschussenergie  $E$  und der Messzeit  $t$ . Die Bestimmung der Raten erfolgte, wie in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Alle Daten sind auf den Targetabbrand korrigiert.

### B.3.2 An die CLTDs angepasste Daten der $\gamma$ -Messungen

$Q$	$E$ [MeV]	Rate $^{92}Kr$ [1/s]	Rate $^{92}Rb$ [1/s]	Rate $^{92}Sr$ [1/s]
14.096	77	0.0046(4)	0.0102(21)	
15.096	77	0.0181(8)	0.0313(36)	
17.096	77	0.0775(24)	0.1281(81)	0.0251(87)
18.096	77	0.1060(32)	0.1811(105)	0.0649(96)
19.096	77	0.0995(31)	0.2132(126)	0.0826(88)
20.096	77	0.0757(24)	0.1697(103)	0.0801(75)
21.096	77	0.0467(17)	0.1279(79)	0.0601(63)
22.096	77	0.0267(12)	0.0892(59)	0.0297(55)
23.096	77	0.0140(8)	0.0654(50)	0.0156(50)
24.096	77	0.0056(6)	0.0549(41)	
25.096	77	0.0015(4)	0.0272(28)	
26.096	77	0.0010(4)	0.0162(24)	
	77		0.0072(62)	
18.45	84	0.1696(49)	0.2540(160)	
22.45	84	0.0629(20)	0.1901(111)	0.0927(101)
23.45	84	0.0334(13)	0.1793(99)	0.0547(91)
24.45	84	0.0114(7)	0.1011(65)	0.0344(83)
25.45	84	0.0045(5)	0.0610(39)	0.0135(74)
26.45	84	0.0014(3)	0.0291(27)	
27.45	84	0.0006(138)	0.0144(57)	0.0052(62)
28.45	84	0.0005(94)	0.0084(39)	
29.45	84	0.0007(11)	0.0046(23)	

Tabelle B.39: An die CLTD-Messungen angepasste Daten der  $\gamma$ -Messungen für die die Isoabre  $^{92}Kr$ ,  $^{92}Rb$  und  $^{92}Sr$  für die Energien  $E = 77 \text{ MeV}$  und  $E = 84 \text{ MeV}$ . Die Originaldaten finden sich in [Sto16].

$Q$	$E$ [MeV]	Rate $^{92}Kr$ [1/s]	Rate $^{92}Rb$ [1/s]	Rate $^{92}Sr$ [1/s]
17.7	92	0.1968(49)	0.2159(140)	0.0893(66)
18.7	92	0.2866(71)	0.3471(214)	0.1330(70)
19.7	92	0.2942(73)	0.4331(254)	0.1549(69)
20.7	92	0.2442(61)	0.4143(234)	0.1466(59)
21.7	92	0.1650(42)	0.3507(190)	0.1194(47)
22.7	92	0.0982(25)	0.2607(138)	0.0908(36)
23.7	92	0.0529(14)	0.2348(117)	0.0593(26)
24.7	92	0.0261(8)	0.1703(84)	0.0361(19)
25.7	92	0.0104(4)	0.0836(45)	0.0215(15)
26.7	92	0.0025(2)	0.0407(23)	0.0112(12)
27.7	92	0.0006(1)	0.0198(17)	0.0078(10)
18.82	97	0.2291(58)	0.2665(223)	0.1914(187)
19.82	97	0.2720(68)	0.3342(271)	0.1033(176)
20.82	97	0.2316(59)	0.3340(254)	0.0866(159)
21.82	97	0.1674(44)	0.2924(219)	0.0882(137)

Tabelle B.40: An die CLTD-Messungen angepasste Daten der  $\gamma$ -Messungen für die die Isoabre  $^{92}Kr$ ,  $^{92}Rb$  und  $^{92}Sr$  für die Energien  $E = 92 \text{ MeV}$  und  $E = 97 \text{ MeV}$ . Die Originaldaten für die Energie von  $E = 92 \text{ MeV}$  finden sich in [Sto16]. Die Daten bei  $E = 97 \text{ MeV}$  stammen aus [Sto].

# Anhang C

## Beschreibung der Fit-Funktionen und $\alpha$ -Quelle

### C.1 Verwendete Fit-Funktionen

#### C.1.1 Standard Gauß-Funktion

$$y = y_0 + \frac{A}{w\sqrt{\frac{\pi}{4\ln(2)}}} \exp\left(\frac{-4\ln(2)(x - x_c)^2}{w^2}\right) \quad (\text{C.1})$$

Standard Gauß-Funktion aus der Origin-Bibliothek mit dem y-Achsenabschnitt  $y_0$ , der Fläche  $A$ , dem Mittelwert  $x_c$  und dem Parameter  $w = 2\sigma$ .

#### C.1.2 Überlagerung mehrerer Gauß-Funktionen

$$y = y_0 + \sum_{i=0}^n \frac{A_i}{w\sqrt{\frac{\pi}{4\ln(2)}}} \exp\left(\frac{-4\ln(2)(x - (x_c + i \cdot d))^2}{w^2}\right) \quad (\text{C.2})$$

Fit-Funktion bestehend aus  $n$  Gauß-Fits mit den Parametern wie in Formel C.1.1, wobei die hier aufsummierten Funktionen jeweils mit gleicher Breite  $w = 2\sigma$  und gleichem Abstand  $d$  gefittet werden.

#### C.1.3 Angepasster asymmetrischer Gaußfit mit exponentiellem Anteil

$$\begin{aligned} y = & \frac{A_g}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{1}{2} \left(\frac{x - x_c}{\sigma}\right)^2\right) \\ & + A_e \cdot \frac{\lambda}{2} \exp\left((x - x_c) \cdot \lambda + \left(\frac{\sigma \cdot \lambda}{\sqrt{2}}\right)^2\right) \\ & \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{x - x_c}{\sigma \cdot \sqrt{2}} + \frac{\sigma \cdot \lambda}{\sqrt{2}}\right) \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

Asymmetrischer Gauß-Fit zur Berücksichtigung einer niederenergetischen Schulter, mit der Fläche  $A_g$ , der Standardabweichung  $\sigma$ , der Amplitude des exponentiellen

Anteils  $A_e$ , dem Tailing-Faktor des exponentiellen  $\lambda$  und der komplementären Errorfunktion  $erfc()$ . Dabei handelt es sich bei dieser Funktion um eine abgewandelte Form der in [FKBM<sup>+</sup>12] angegebenen Fit-Funktion zur experimentellen Neutrino-Massenbestimmung mittels Röntgen-Kalorimetern handelt.

#### C.1.4 Überlagerter Asymmetrischer Gauß-Fit

$$y = \sum_{i=0}^n \frac{A_i}{t_0} \exp\left(\frac{x - (x_c + i \cdot d)}{t_0} + \frac{\sigma^2}{2t_0^2}\right) erfc\left(\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{x - (x_c + i \cdot d)}{\sigma} + \frac{\sigma}{t_0}\right)\right) \quad (\text{C.4})$$

mit der Anzahl  $n$  der Anzahl der Kernladungen, der jeweiligen Fläche  $A_i$ , dem Mittelwert  $x_c$ , dem Tailig-Faktor  $t_0$ , dem Abstand  $d$  zweier benachbarter Mittelwerte, der Standardabweichung  $\sigma$  und der komplementären Errorfunktion  $erfc()$ . Die Halbwertsbreite berechnet sich nach

$$FWHM = 2\sqrt{2 \ln(2)}\sigma + C_r t_0, \quad (\text{C.5})$$

wobei  $C_r$  durch das Verhältnis  $S = \sigma/t_0$  bestimmt ist [Wuf89].

#### C.1.5 Exponentieller Fit zur Bestimmung des Targetabbrands

$$y = A_1 \exp\left(\frac{-x}{t_1}\right) + A_2 \exp\left(\frac{-x}{t_2}\right) \quad (\text{C.6})$$

Doppelt exponentieller Fit zur Bestimmung des Targetabbrands zur Berücksichtigung eines anfänglich stärkeren Abbrandverhaltens. Dabei sind  $A_1$  und  $A_2$  die Amplituden und  $t_1$  und  $t_2$  die Zerfallskonstanten der beiden Funktionen.

## C.2 Beschreibung der 3-Linien- $\alpha$ -Quelle

Isotop	Literaturwerte [NND]			Messung	
	$E_{Lit}$ [keV]	rel. Häufigkeit [%]	$\langle E \rangle_{Lit}$ [keV]	$\langle E \rangle_M$ [keV]	$\delta E$ [keV]
$^{239}\text{Pu}$ (47%)	5105.5(8)	11.94(7)	5148.4(2)	5139(3)	10(3)
	5144.3(8)	17.11(14)			
	5156.59(14)	70.77(14)			
$^{241}\text{Am}$ (35%)	5388(1)	1.7(2)	5478.3(1)	5466(3)	12(3)
	5442.80(13)	13.1(3)			
	5485.56(12)	84.8(5)			
$^{244}\text{Cm}$ (18%)	5762.64(3)	23.1(1)	5795.0(1)	5779(4)	16(4)
	5804.77(5)	76.9(1)			

Tabelle C.1: Komposition der drei Isotope der  $\alpha$ -Quelle mit den Energie-Literaturwerten  $E_{Lit}$ , den relativen Häufigkeiten, den daraus berechneten mittleren Energien  $\langle E \rangle_{Lit}$  und den Energiewerten  $\langle E \rangle_M$ , die aus der Vermessung der  $\alpha$ -Quelle stammen.  $\delta E$  ist dabei die Differenz aus  $\langle E \rangle_{Lit}$  und  $\langle E \rangle_M$ . Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Ech13].

### Fitfunktion für die 3-Linien- $\alpha$ -Quelle

Jede Linie der 3-Linien- $\alpha$ -Quelle wird ähnlich wie in C.1.2 aus der Summe der in Tabelle C.1 aufgeführten Unterlinien gefittet mit:

$$y(x) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \sum_i a_i \exp \left[ -0.5 \left( \frac{x - x_0 \frac{E_i}{\langle E \rangle_M}}{\sigma} \right)^2 \right], \quad (\text{C.7})$$

wobei  $A$  die Fläche,  $\sigma$  die Standardabweichung und  $x_0$  der Peak-Position entspricht. Die Konstanten  $a_i$ ,  $E_i = E_{Lit} - \delta E$  und  $\langle E \rangle_M$  stammen dabei aus Tabelle C.1 [Ech13].



# Anhang D

## Berechnungen zur Trennung von Kernladungen und Linienverbreiterung in verschiedenen Absorbermaterialien

### D.1 Berechnungen zur Trennung von Kernladungen in verschiedenen Absorbermaterialien

$C$	${}_{36}\text{Kr} - {}_{37}\text{Rb}$			${}_{46}\text{Pd} - {}_{47}\text{Ag}$			${}_{54}\text{Xe} - {}_{55}\text{Cs}$		
$E_{in}$ [MeV]	$\delta(REU)$ [MeV]	$dE$ [MeV]	$d$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\delta(REU)$ [MeV]	$dE$ [MeV]	$d$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\delta(REU)$ [MeV]	$dE$ [MeV]	$d$ [ $\mu\text{m}$ ]
30	0.15	27.3	2.53	0.08	27.2	2.53	0.07	28.0	3.47
45	0.31	38.5	2.95	0.17	38.4	2.84	0.11	40.2	3.79
60	0.53	49.5	3.79	0.29	47.7	3.16	0.18	47.6	3.16
75	0.79	59.6	4.63	0.44	57.0	3.79	0.29	53.5	3.16
90	1.10	68.7	5.47	0.62	62.8	4.11	0.41	61.5	3.79
105	1.45	76.5	6.32	0.84	69.4	4.74	0.51	68.9	4.42
120	1.84	83.1	7.16	1.07	74.6	5.37	0.66	75.6	5.05

Tabelle D.1: Berechnete Trennung  $\delta(REU)$  benachbarter Elemente nach den Tabellen von Northcliff und Schilling [NS70] in einem Kohlenstoffabsorber bei verschiedenen Einschussenergien. Bei der in Spalte  $\delta(REU)$  gezeigten Trennung handelt es sich um die größtmögliche Trennung der benachbarten Elemente für die jeweilige Einschussenergie. Die Spalten  $dE$  und  $d$  geben dabei den Energieverlust, bei welchem diese Trennung erreicht wird und die zugehörige Absorberdicke an.

Die Tabellen D.1 und D.2 zeigen die in Abbildung 4.6 dargestellten Werte für die Trennung, d.h. den Energieverlustunterschied  $\delta(REU)$ , von je zwei benachbarten Kernladungen in einem leichten und einem schweren Absorbermaterial (Kohlenstoff und Gold) für verschiedene Einschussenergien  $E_{in}$ . Die jeweils benachbarten Kernladungen wurden so gewählt, dass jeweils ein paar stellvertretend für Spaltfragmente im leichten Ast ( ${}_{36}Kr - {}_{37}Rb$ ), im Symmetriebereich ( ${}_{46}Pd - {}_{47}Ag$ ) und im schweren Ast ( ${}_{54}Xe - {}_{55}Cs$ ) der neutroneninduzierten Kernspaltung steht.  $dE$  und  $d$  geben jeweils den Energieverlust und die Absorberdicke an, bei der die Trennung maximal ist.

<i>Au</i>	${}_{36}Kr - {}_{37}Rb$			${}_{46}Pd - {}_{47}Ag$			${}_{54}Xe - {}_{55}Cs$		
$E_{in}$ [MeV]	$\delta(REU)$ [MeV]	$dE$ [MeV]	$d$ [ $\mu m$ ]	$\delta(REU)$ [MeV]	$dE$ [MeV]	$d$ [ $\mu m$ ]	$\delta(REU)$ [MeV]	$dE$ [MeV]	$d$ [ $\mu m$ ]
30	0.14	27.2	1.58	0.07	27.1	1.58	0.07	28.7	2.74
45	0.27	38.9	1.89	0.14	37.6	1.58	0.08	42.6	2.95
60	0.42	49.6	2.21	0.23	47.9	1.89	0.15	42.4	1.26
75	0.60	56.5	2.21	0.34	54.4	1.89	0.27	49.0	1.47
90	0.79	64.7	2.53	0.47	62.6	2.21	0.33	57.4	1.89
105	1.01	71.9	2.84	0.61	70.3	2.53	0.34	66.2	2.32
120	1.25	78.3	3.16	0.77	71.1	2.53	0.44	75.3	2.74

Tabelle D.2: Berechnete Trennung  $\delta(REU)$  benachbarter Elemente nach den Tabellen von Northcliff und Schilling [NS70] in einem Goldabsorber bei verschiedenen Einschussenergien. Bei der in Spalte  $\delta(REU)$  gezeigten Trennung handelt es sich um die größtmögliche Trennung der benachbarten Elemente für die jeweilige Einschussenergie. Die Spalten  $dE$  und  $d$  geben dabei den Energieverlust, bei welchem diese Trennung erreicht wird und die zugehörige Absorberdicke an.

## D.2 Berechnung zur Linienverbreiterung in verschiedenen Absorbermaterialien

In den Tabellen D.3 und D.4 finden sich die in Abbildung 4.7 gezeigten berechneten Halbwertsbreiten  $\Omega_{HF}$  jeweils stellvertretend für Spaltfragmente im leichten Ast ( ${}_{37}Rb$ ), im Symmetriebereich ( ${}_{47}Ag$ ) und im schweren Ast ( ${}_{55}Cs$ ). Dabei gibt  $d$  jeweils die Absorberdicke und  $dE$  den prozentualen Energieverlust an.

$C$	$_{37}Rb$		$_{47}Ag$		$_{55}Cs$	
$d$ [ $\mu m$ ]	$dE$ [%]	$\Omega_{HF}$ [MeV]	$dE$ [%]	$\Omega_{HF}$ [MeV]	$dE$ [%]	$\Omega_{HF}$ [MeV]
0.53	5.12	0.49	6.51	0.65	7.42	0.79
1.05	10.27	0.69	13.02	0.92	14.74	1.11
1.58	15.44	0.85	19.51	1.13	21.95	1.36
2.11	20.63	0.98	25.97	1.30	29.02	1.57
2.63	25.84	1.10	32.37	1.45	35.91	1.75
3.16	31.05	1.20	38.68	1.59	42.57	1.92
3.68	36.26	1.30	44.86	1.72	48.94	2.07
4.21	41.46	1.39	50.88	1.84	54.99	2.22
4.74	46.63	1.48	56.68	1.95	60.68	2.35
5.26	51.76	1.55	62.21	2.05	65.96	2.48
5.79	56.80	1.63	67.42	2.15	70.82	2.60
6.32	61.73	1.70	72.26	2.25	75.24	2.72
6.84	66.50	1.77	76.71	2.34	79.22	2.82
7.37	71.08	1.84	80.71	2.43	82.76	2.93
7.89	75.40	1.90	84.27	2.52	85.87	3.03
8.42	79.42	1.97	87.38	2.60	88.59	3.13
8.95	83.08	2.03	90.06	2.68	90.93	3.23
9.47	86.37	2.09	92.33	2.76	92.92	3.32
10	89.25	2.14	94.23	2.83	94.61	3.42

Tabelle D.3: Nach Gleichung 4.5 Berechnete Halbwertsbreiten  $\Omega_{HF}$  eines der beiden Elemente aus D.1 nach Durchlaufen von Kohlenstoffabsorbieren der Dicke  $d$ . Die Daten sind in Abbildung 4.7 (links) dargestellt.

<i>Au</i>	<i><sup>37</sup>Rb</i>		<i><sup>47</sup>Ag</i>		<i><sup>55</sup>Cs</i>	
<i>d</i> [ $\mu m$ ]	<i>dE</i> [%]	$\Omega_{HF}$ [MeV]	<i>dE</i> [%]	$\Omega_{HF}$ [MeV]	<i>dE</i> [%]	$\Omega_{HF}$ [MeV]
0.32	7.55	1.04	8.82	1.16	9.26	1.26
0.63	14.95	1.46	17.33	1.63	18.05	1.77
0.95	22.18	1.79	25.49	2.00	26.37	2.17
1.26	29.20	2.06	33.27	2.30	34.20	2.50
1.58	35.97	2.31	40.63	2.58	41.50	2.80
1.89	42.48	2.53	47.53	2.82	48.25	3.06
2.21	48.68	2.73	53.94	3.05	54.47	3.31
2.53	54.56	2.92	59.86	3.27	60.15	3.54
2.84	60.09	3.10	65.28	3.46	65.30	3.76
3.16	65.26	3.27	70.20	3.65	69.96	3.96
3.47	70.04	3.42	74.63	3.82	74.15	4.15
3.79	74.43	3.58	78.58	4.00	77.89	4.34
4.11	78.41	3.73	82.08	4.16	81.22	4.52
4.42	81.97	3.87	85.14	4.32	84.16	4.69
4.74	85.13	4.00	87.80	4.47	86.75	4.85
5.05	87.90	4.13	90.09	4.61	89.00	5.01
5.37	90.28	4.26	92.05	4.76	90.97	5.16

Tabelle D.4: Nach Gleichung 4.5 Berechnete Halbwertsbreiten  $\Omega_{HF}$  eines der beiden Elemente aus D.2 nach Durchlaufen von Goldabsorbern der Dicke  $d$ . Die Daten sind in Abbildung 4.7 (links) dargestellt.

# Literaturverzeichnis

- [Abe12] ABE, Y. et a.: Indication of Reactor  $\bar{\nu}_e$  Disappearance in the Double Chooz Experiment. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), S. 131801
- [ACC66] ABELES, B. ; COHEN, Roger W. ; CULLEN, G. W.: Enhancement of Superconductivity in Metal Films. In: *Phys. Rev. Lett.* 17 (1966), Sep, 632–634. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.17.632>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.17.632
- [ACP+78] ASGHAR, M. ; CAITUCOLI, F. ; PERRIN, P. ; GUET, C. ; D'HONDT, H. ; WAGEMANS, C.: Fission fragment energy correlation measurements for the thermal neutron sub-barrier fission of  $^{231}\text{Pa}$ . In: *Nuclear Physics A* 311 (1978), Nr. 3, 413 - 420. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/0375-9474\(78\)90522-5](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/0375-9474(78)90522-5). – DOI [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(78\)90522-5](https://doi.org/10.1016/0375-9474(78)90522-5). – ISSN 0375-9474
- [Agea] AGENCY, Japan Atomic E.: *JENDL-4.0*. <http://www.ndc.jaea.go.jp/jendl/j40/j40.html>. – Zugriff: 30. September 2019
- [Ageb] AGENCY, Nuclear E.: *JEFF-3.1.1*. [https://www.oecd-nea.org/dbforms/data/eva/evatapes/jeff\\_31/index-JEFF3.1.1.html](https://www.oecd-nea.org/dbforms/data/eva/evatapes/jeff_31/index-JEFF3.1.1.html). – Zugriff: 30. September 2019
- [Ahn12] AHN, J. K. et a.: Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), S. 191802
- [An12] AN, F. P. et a.: Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), S. 171803
- [And86] ANDERSEN, H. H.: Calorimetric energy-dispersive detectors for ion beam analysis. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 15 (1986), S. 722
- [BBF88] BOCQUET, J.P. ; BRISSOT, R. ; FAUST, H.R.: A large ionization chamber for fission fragment nuclear charge identification at the LOHENGRIN spectrometer. In: *Nuclear Instruments and Methods in*

- Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 267 (1988), Nr. 2, 466 - 472. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/0168-9002\(88\)90487-1](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/0168-9002(88)90487-1). – DOI [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(88\)90487-1](https://doi.org/10.1016/0168-9002(88)90487-1). – ISSN 0168-9002
- [BG12] BÖRNER, H.G. ; GÖNNENWEIN, F.: *The Neutron: A Tool and an Object in Nuclear and Particle Physics*. World Scientific, 2012 [https://books.google.de/books?id=z13QS\\_y6ALcC](https://books.google.de/books?id=z13QS_y6ALcC). – ISBN 9789814273084
- [BK12] BUCKEL, W. ; KLEINER, R.: *Supraleitung: Grundlagen und Anwendungen*. Wiley, 2012 (Lehrbuch Physik). <https://books.google.de/books?id=NfGipESC50IC>. – ISBN 9783527662685
- [BSM<sup>+</sup>11] BAIL, A. ; SEROT, O. ; MATHIEU, L. ; LITAIZE, O. ; MATERNA, T. ; KÖSTER, U. ; FAUST, H. ; LETOURNEAU, A. ; PANEBIANCO, S.: Isotopic yield measurement in the heavy mass region for <sup>239</sup>Pu thermal neutron induced fission. In: *Phys. Rev. C* 84 (2011), Sep, 034605. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.84.034605>. – DOI 10.1103/PhysRevC.84.034605
- [Buc13] BUCHRIEGLER, J.: *Construction of a Multi-Anode Ionization Chamber for AMS at VERA*, Universität Wien, Diplomarbeit, 2013
- [BW39] BOHR, N. ; WHEELER, J. A.: The Mechanism of Nuclear Fission. In: *Physical Review* 56 (1939), S. 426–450
- [Cha32] CHADWICK, J.: Possible Existence of a Neutron. In: *Nature* 129 (1932), S. 402
- [Cry] *Cryovac*. <http://www.cryovac.de>. – Zugriff: 30. September 2019
- [DEE<sup>+</sup>18] DUBEY, Santwana ; ECHLER, Artur ; EGELHOF, Peter ; GRABITZ, Patrick ; MUTTERER, M ; LAUTERFELD, Werner ; STOLTE, Stefan ; BLANC, Aurelien ; KOESTER, Ulli ; KRAFT-BERMUTH, Saskia ; SCHOLZ, Pascal ; BISHOP, Shawn ; GOMEZ, Jose ; GÖNNENWEIN, Friedrich: Application of Calorimetric Low-Temperature Detectors for the Investigation of Z-Yield Distributions of Fission Fragments. In: *EPJ Web of Conferences* 193 (2018), 01, S. 04002. <http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/201819304002>. – DOI 10.1051/epjconf/201819304002
- [Dub18] DUBEY, S.: *Private Kommunikation*. 2018
- [E<sup>+</sup>12] ECHLER, A. u. a.: Application of CLTD's for High Resolution Mass Identification and for Stopping Power Measurements of Heavy Ions. In: *Journal of Low Temperature Physics* 167 (2012), Nr. 5, S. 949

- [Ech07] ECHLER, A.: *Aufbau und Test eines Arrays kalorimetrischer Tieftemperatur-Detektoren für Schwerionen*, Universität Mainz, Diplomarbeit, 2007
- [Ech13] ECHLER, A.: *E-ToF Messungen mit kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektoren zur Bestimmung spezifischer Energieverluste und zur Massennidentifikation niederenergetischer Schwerionen*, Universität Mainz, Diss., 2013
- [EEG<sup>+</sup>17] ECHLER, A. ; EGELHOF, P. ; GRABITZ, P. ; KETTUNEN, H. ; KRAFT-BERMUTH, S. ; LAITINEN, M. ; MÜLLER, K. ; ROSSI, M. ; TRZASKA, W.H. ; VIRTANEN, A.: Determination of electronic stopping powers of 0.05-1 MeV/u <sup>131</sup>Xe ions in C-, Ni- and Au-absorbers with calorimetric low temperature detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 391 (2017), 38 - 51. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.nimb.2016.10.011>. – DOI <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2016.10.011>. – ISSN 0168–583X
- [EKB05] EGELHOF, P. ; KRAFT-BERMUTH, S.: Calorimetric Low Temperature Detectors for Heavy Ion Physics. In: *Toppics in Applied Physics* 99 (2005), S. 469
- [Ens05] ENSS, C.: *Cryogenic Particle Detection*. Springer, 2005
- [Fem] *Femto, Berlin*. <http://www.femto.de>. – Zugriff: 30. September 2019
- [Fer34] FERMI, E.: Possible Production of Elements of Atomic Number Higher than 92. In: *Nature* 133 (1934), S. 898–899
- [FG39] FORD, G. P. ; GILMORE, J. S.: Mass Yields from Fission by Neutrons between Thermal and 14.7 meV. In: *Die Naturwissenschaften* 27 (1939), S. 529–534
- [FKBM<sup>+</sup>12] FERRI, E. ; KRAFT-BERMUTH, S. ; MONFARDINI, A. ; NUCCIOTTI, A. ; SCHAEFFER, D. ; SISTI, M.: Investigation of peak shapes in the MIBETA experiment calibrations. In: *The European Physical Journal A* 48 (2012), Oct, Nr. 10, 131. <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2012-12131-5>. – DOI 10.1140/epja/i2012-12131-5. – ISSN 1434–601X
- [Flü39] FLÜGGE, S.: Kann der Energieinhalt der Atomkerne technisch nutzbar gemacht werden? In: *Die Naturwissenschaften* 27 (1939), S. 402–410

- [G<sup>+</sup>13] GANDO, A. u. a.: White paper: CeLAND - Investigation of the reactor antineutrino anomaly with an intense  $^{144}\text{Ce} - ^{144}\text{Pr}$  antineutrino source in KamLAND. (2013)
- [GDK] *Historischer Überblick über die Entdeckung der Kernspaltung.* [http://www.chemie.de/lexikon/Entdeckung\\_der\\_Kernspaltung.html#\\_note-2/](http://www.chemie.de/lexikon/Entdeckung_der_Kernspaltung.html#_note-2/). – Zugriff: 30. September 2019
- [GPI14] GAULD, I.C. ; PIGNI, M.T. ; ILAS, G.: Validation and Testing of ENDF/B-VII Decay Data. In: *Nuclear Data Sheets* 120 (2014), S. 33 – 36
- [Gra11] GRABITZ, P.: *Einsatz von kalorimetrischen Tieftemperaturdetektoren zur Bestimmung des Energieverlustes von Argon-Ionen in Materie.* 2011. – Staatsexamensarbeit
- [GV53] GINSBURG, W. L. ; VOGEL, H.: Einige Probleme aus der Theorie der elektrischen Schwankungserscheinungen. In: *Fortschritte der Physik* 1 (1953), Nr. 2, S. 51–87. – ISSN 1521–3979
- [HJK39] HALBAN, v. H. ; JOLIOT, F. ; KOWARSKI, L.: Liberation of Neutrons in the Nuclear Explosion of Uranium. In: *Nature* 143 (1939), S. 470–471
- [HKD71] HVELPLUND, P. ; K. DAM, Kong: Range and Stopping - Power Tables for Heavy Ions. In: *Danske Vid. Selsk. Mat.-Phys. Medd.* 38 (1971), Nr. 4
- [HMS37] HAHN, O. ; MEITNER, L. ; STRASSMANN, F: Über die Transurane und ihr chemisches Verhalten. In: *Berichte der Deutschen Chemischen Gesellschaft* 70 (1937), S. 1374–1392
- [HMS38] HAHN, O. ; MEITNER, L. ; STRASSMANN, F: Ein neues langlebiges Umwandlungsprodukt in den Trans-Uranreihen. In: *Die Naturwissenschaften* 26 (1938), S. 475–476
- [IAE] *International Atomic Energy Agency.* <https://www-nds.iaea.org/>. – Zugriff: 30. September 2019
- [IIMS12] ICHIKAWA, T. ; IWAMOTO, A. ; MÖLLER, P. ; SIERK, A.J.: Contrasting fission potential-energy structure of actinides and mercury isotopes. In: *Physical Review C* 86 (2012), S. 024610
- [ILL] *Institute Laue Langevin, Grenoble.* <https://www.ill.eu/>. – Zugriff: 30. September 2019
- [KB04] KRAFT-BERMUTH, S.: *Kalorimetrische Tieftemperaturdetektoren für niederenergetische ( $E \leq 1 \text{ MeV/amu}$ ) Schwerionen und ihr erster Einsatz in*



*der Beschleuniger Massenspektrometrie zur Spurenanalyse von  $^{236}\text{U}$* , Universität Mainz, Diss., 2004

- [KB<sup>+</sup>09] KRAFT-BERMUTH, S. u. a.: Calorimetric low temperature detectors for low-energetic heavy ions and their application in accelerator mass spectrometry. In: *Review of Scientific Instruments* 80 (2009), S. 103304
- [Kie93] KIENLIN, A.: *Kalorimetrische Tieftemperaturdetektoren auf Halbleiterbasis für den energieauflösenden Nachweis von Schwerionen*, Universität Mainz, Diss., 1993
- [Kit06] KITTEL, C.: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg, 2006
- [Kot05] KOTTLER, C.: *Dünnschichtanalyse mittels Vorwärtsstreuung bei tiefer Energie*, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Diss., 2005
- [Lau17] LAUTERFELD, W.: *Systematische Untersuchungen zur Optimierung der Z-Auflösung bei der Bestimmung von Element-Verteilungen von Spaltfragmenten mit kalorimetrischen Tieftemperaturdetektoren*, Universität Mainz, Diplomarbeit, 2017
- [LB92] L. BERGMANN, C. S.: *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 6 Festkörperphysik*. Walter de Gruyter, 1992
- [Leo94] LEO, W.R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer, 1994
- [Loh] *LOHENGRIN Rückstoßmassenseparator am ILL, Grenoble*. <https://www.ill.eu/instruments-support/instruments-groups/instruments/pn1/description/instrument-layout/>. – Zugriff: 30. September 2019
- [LRA<sup>+</sup>06] LHERSONNEAU, G. ; RIZZI, V. ; ALYAKRINSKIY, O. ; LANCHAIS, A. ; TECCCHIO, L. B. ; BARZAKH, A. E. ; FEDOROV, D. V. ; IONAN, A. M. ; IVANOV, V. S. ; MEZILEV, K. A. ; MOROZ, F. V. ; ORLOV, S. Y. ; PANTELEEV, V. N. ; VOLKOV, Yu. M. ; LAU, C. ; BAJEAT, O. ; ESSABAA, S. ; JARDIN, P. ; LEROY, R. ; STROE, L.: Absolute branching intensities in the decay of  $^{92}\text{Rb}$  to  $^{92}\text{Sr}$ . In: *Phys. Rev. C* 74 (2006), Jul, S. 017308
- [Mat82] MATHER, J.: Bolometer Noise: non-equilibrium theory. In: *Applied Optics* 21 (1982). – ISSN 1125
- [Mei94] MEIER, H.J.: *Kalorimetrische Tieftemperaturdetektoren mit supraleitendem Phasenübergangsthermometer zum Schwerionennachweis*, Universität Mainz, Diss., 1994

- [MF39] MEITNER, L. ; FRISCH, O.R.: Desintegration of Uranium by Neutrons: A New Type of Nuclear Reaction. In: *Nature* 143 (1939), S. 239–240
- [MFL<sup>+</sup>11] MENTION, G. ; FECHNER, M. ; LASSERRE, Th. ; MUELLER, Th. A. ; LHUILLIER, D. ; CRIBIER, M. ; LETOURNEAU, A.: Reactor antineutrino anomaly. In: *Phys. Rev. D* 83 (2011), Apr, S. 073006
- [MHP] *The Manhattan Project.* <https://www.osti.gov/opennet/manhattan-project-history/index.htm>. – Zugriff: 30. September 2019
- [MHS37] MEITNER, L. ; HAHN, O. ; STRASSMANN, F: Über die Umwandlungsreihen des Urans, die durch Neutronenbestrahlung erzeugt werden. In: *Zeitschrift für Physik* 106 (1937), S. 249–270
- [MLL] *Tandem Beschleuniger des Maier-Leibnitz-Laboratorium.* <https://www.bl.physik.uni-muenchen.de/tandem/besucherinfo/tandemprinzip/index.html>. – Zugriff: 30. September 2019
- [MMBR61] MARSH, S. F. ; MAECK, W. J. ; BOOMAN, G. L. ; REIN, J. E.: Improved 2-Thenoyltrifluoroacetone Extraction Method for Radiozirconium. In: *Analytical Chemistry* 33 (1961), S. 870– 872
- [Nat] *National Instruments, Austin.* <http://www.ni.com/de>. – Zugriff: 30. September 2019
- [NND] *National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory.* <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
- [NS70] NORTHCLIFFE, L.C. ; SCHILLING, R.F.: Range and Stopping - Power Tables for Heavy Ions. In: *Nuclear Data Tables A7* (1970), S. 233
- [Q<sup>+</sup>88] QUADE, U. u. a.: Nuclide yields of light fission products from thermal-neutron induced fission of <sup>233</sup>U at different kinetic energies. In: *Nuclear Physics A* 487 (1988), S. 1–36
- [Qua83] QUADE, U.: *Messung der Ausbeuten der leichten Spaltprodukte aus der Reaktion <sup>233</sup>U(n<sub>th</sub>, f) mit einer Ionisationskammer*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diss., 1983
- [Rea] *Forschungsreaktor am ILL, Grenoble.* <https://www.ill.eu/reactor-and-safety/high-flux-reactor/technical-characteristics/>. – Zugriff: 30. September 2019
- [Rei87] REIF, F.: *Statistische Physik und Theorie der Wärme.* de Gruyter, 1987

- [S<sup>+</sup>85] SCHRECKENBACH u. a.: Determination of the antineutrino spectrum from <sup>235</sup>U thermal neutron fission products up to 9.5 MeV. 160 (1985), 10, S. 325–330
- [S<sup>+</sup>08] SANZ, J. u. a.: ACAB Inventory code for nuclear applications: User's Manual V. (2008)
- [S<sup>+</sup>12] SUBLET, J.-C. u. a.: The FISPACT-II User Manual. (2012)
- [Sch] SCHRECKENBACH, K.: *Private Kommunikation*
- [Sil] *Silson Ltd., Northampton (Großbritannien)*. <http://www.silson.com>. – Zugriff: 30. September 2019
- [SJA14] SCHMIDT, K.H. ; JURADO, B. ; AMOUROUX, C.: Energy Loss of Heavy Ions in Carbon Foils. In: *Zeitschrift für Physik A* 286 (2014), S. 159
- [Son15] SONZOGNI, A.A.: Nuclear structure insights into reactor antineutrino spectra. In: *Physical Review Letter* 91 (2015), S. 011301(R)
- [Sto] STOLTE, S.: *Private Kommunikation*
- [Sto16] STOLTE, S.: *Untersuchung der Element-Verteilung der Spaltfragmente mit Masse 92 aus neutroneninduzierter Spaltung von <sup>235</sup>U mittels  $\gamma$ -Spektroskopie*, Universität Mainz, Diplomarbeit, 2016
- [Str67] STRUTINSKY, V.M.: Shell effects in nuclear masses and deformation energies. In: *Nuclear Physics A* 95 (1967), Nr. 2, S. 420 – 442
- [Sur] *Surface Concept, Mainz*. <http://www.surface-concept.com/>. – Zugriff: 30. September 2019
- [Tip98] TIPNIS, S. V. et a.: Yields of short-lived fission products produced following <sup>235</sup>U<sub>th</sub>, f. In: *Physical Review C* 58 (1998), S. 905–915
- [TSGM53] TERRELL, J. ; SCOTT, W. E. ; GILMORE, J.S. ; MINKKINE, C.O.: Yield of <sup>99</sup>Mo from Fission of <sup>235</sup>U and <sup>238</sup>U. In: *Physical Review* 92 (1953), S. 1091
- [USSS<sup>+</sup>12] URBAN, W ; SIEJA, Kamila ; S. SIMPSON, G ; SOLDNER, T ; URBAN, Teresa rzaca ; ZLOMANIEC, A ; TSEKHANOVICH, I ; A. DARE, J ; SMITH, Alastair ; L. DURELL, J ; F. SMITH, J ; ORLANDI, R ; SCHERILLO, A ; AHMAD, Irshad ; GREENE, John ; JOLIE, J ; LINNEMAN, A: Isomeric levels in <sup>92</sup>Rb and the structure of neutron-rich <sup>92,94</sup>Rb isotopes. 85 (2012), 01, S. 014329

- [Wuf89] Criterion for an EMG Peak. In: *Chromatographia* 28 (1989), Nr. 7/8
- [ZBL85] ZIEGLER, J.F. ; BIRSACK, J. B. ; LITTMARK, U.: The Stopping and Range of Ions in Solids. In: *Pergamon Press* 1 (1985)
- [Zie11] ZIEGLER, J.F.: *The Stopping and Range of Ions in Matter, SRIM*. [www.srim.org](http://www.srim.org). Version: 2011
- [ZZB10] ZIEGLER, J.F. ; ZIEGLER, M.D. ; BIRSACK, J.P.: SRIM The stopping and range of ions in matter. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 268 (2010), S. 1818