

Messung von $^{23}\text{Al}(d,n)^{24}\text{Si}$ zur
Einschränkung des rp-Prozesses in
X-Ray-Bursts

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt am Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

Clemens Wolf
aus Bad Homburg v. d. Höhe

Frankfurt am Main 2017
(D30)

Vom Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität
als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. Owe Phillipsen
Gutachter: Prof. Dr. René Reifarth
Prof. Dr. Michael Wiescher

Datum der Disputation:
23.02.2018

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	X-Ray-Bursts und rp-Prozess	6
1.2	Die $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Reaktion im rp-Prozess	9
1.3	Experimentelles Konzept	15
1.4	Ziel dieser Arbeit	17
2	Experiment	19
2.1	Strahlproduktion	20
2.2	S800	21
2.3	GRETINA	26
2.4	LENDAs	28
2.5	CD ₂ -Targets	31
2.6	Datenaufnahme	33
2.7	Experiment	34
3	Kalibrierung, Korrekturen & Analyse	37
3.1	Massenspektrometer S800	37
3.1.1	Charakteristik des einfallenden Strahls	37
3.1.2	Teilchenidentifikation des eintreffenden Strahls	42
3.1.3	Teilchenidentifikation des ausgehenden Strahls (PID)	44
3.1.4	Verlust durch dezentrierte Einstellung	50
3.1.5	Zeitliche Stabilität des Systems	52
3.2	Gammastrahlenspektroskopie mittels GRETINA	54
3.2.1	Energiekalibrierung	54
3.2.2	Stabilität des Systems	56
3.2.3	Bestimmung der Effizienzkurve	56
3.2.4	Das Konzept der Dopplerrekonstruktion	59
3.2.5	Bestimmung der Setup-Parameter der Dopplerrekonstruktion	60
3.2.6	Energiespektrum durch Dopplerrekonstruktion	65
3.2.7	Bestimmung der Linienenergien	68
3.2.8	Analyse der Gamma-Gamma Matrix	70
3.2.9	Bestimmung des vom Kohlenstoff induzierten Untergrunds und der Peakhalte	72
3.2.10	GEANT4-Simulationen der möglichen Anregungen	73
3.2.11	Analyse der möglichen Doppelpeakstruktur	74

3.3	Neutronenanalyse durch LENDA	80
3.3.1	Kalibrierungsmessungen zur Überprüfung des Systems	80
3.3.2	Kalibrierung der Flugzeit und Bestimmung der Zeitauflösung	82
3.3.3	Kinematische Linien	86
3.3.4	Untergrundquellen	88
3.3.5	Verfahren zur Q-Wert Ermittlung am Beispiel des Testfalls	93
3.3.6	Grundlagen der GEANT4 Simulation zur Neutronenanalyse	98
4	Ergebnisse & Interpretation	103
4.1	Gammapektroskopie	103
4.1.1	Zusammenfassung der Analyse der GRETINA-Daten	103
4.1.2	Interpretation der Ergebnisse zur Bestimmung des Niveauschemas	104
4.2	Die Wechselwirkungsquerschnitte der Reaktion $^{23}\text{Al}(\text{d},\text{n})^{24}\text{Si}$	108
4.2.1	Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts	108
4.2.2	Bestimmung der partiellen Wirkungsquerschnitte	110
4.3	Neutronendaten	113
4.3.1	Das Q-Wert-Spektrum und die Winkelverteilung für $^{23}\text{Al}(\text{d},\text{n})^{24}\text{Si}$	113
4.3.2	Untersuchung der Winkelverteilungen und der Q-Wert-Spektren zur Extraktion der spektroskopischen Faktoren	113
4.3.3	Fazit der LENDA-Analyse	123
5	Ratenberechnung	125
5.1	Verwendete Kernstruktureigenschaften und Variationen in den Rech- nungen	126
5.2	Ratenberechnungen im rp-Prozess relevanten Energiebereich	127
5.3	Auswirkungen der Unsicherheiten in den spektroskopischen Faktoren und dem Q-Wert	128
5.4	Fitparameter der neuen Raten	132
5.5	Fazit der Ratenberechnung	133
6	Zusammenfassung und Ausblick	135
Anhang		139
A.1	Zusätzliche Abbildungen	139
A.2	GEANT3 Simulationen zur Positionierung der LENDA-Detektoren	146
A.3	Optimierung der Targetdicke	149
A.4	Analyse der Doppelpeakstruktur für alle Setups	152
A.5	Der Fall $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})^{23}\text{Al}$	161
	Abbildungsverzeichnis	165
	Tabellenverzeichnis	169
	Literaturverzeichnis	171

1 Einleitung

Seit Menschen denken, richtet sich ihr Blick Richtung Himmel und seither sind sie dabei fasziniert und voller Fragen zugleich. Waren diese Fragen für Jahrtausende dominiert von unmittelbar sichtbaren Phänomenen, hat die rasante Entwicklung der Wissenschaft in den letzten Jahrhunderten die Fragen deutlich verändert. Die Fragen sind zwar andere, die Faszination ist jedoch geblieben.

Die Abläufe im Inneren von Sternen, die Entstehung der Elemente oder die Untersuchung von extremen Objekten wie schwarzen Löchern oder Neutronensternen sind nur drei Themengebiete, die Wissenschaftler weltweit beschäftigen. Dabei ist neben der reinen Beobachtung vor allem das Erarbeiten und Überprüfen von Theorien, die beobachtete Daten erklären, entscheidend.

Spätestens seit der Beschreibung der Entstehung der schweren Elemente anhand verschiedener kernphysikalischen Prozessen in Sternen durch Burbidge, Burbidge, Fowler und Hoyle im Jahr 1957 [1] ist bekannt, dass zum Verständnis der Phänomene im Weltall die Erforschung der Atomkerne vorangetrieben werden muss. Aus dieser Erkenntnis entwickelte sich in den letzten Jahrzehnten das Forschungsgebiet der nuklearen Astrophysik. Dabei ist das Ziel dieser Forschung, anhand von Experimenten Eigenschaften von Kernen zu bestimmen, die in den teilweise extremen Umgebungen im Weltall auftreten können, und so die Modelle, die zur Beschreibung galaktischer Effekte entwickelt werden, zu verbessern. Eine Herausforderung hierbei ist, die exotischen Isotope, die an den astrophysikalischen Reaktionen beteiligt sind, im Labor zu erzeugen. Die Entwicklung der modernen Teilchenbeschleunigungsanlagen in den letzten Jahrzehnten hat dabei dazu beigetragen, dass immer mehr astrophysikalisch relevante Reaktionen untersucht werden können.

Eine dieser Reaktionen ist die in dieser Arbeit thematisierte $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Reaktion, aus der wichtige Erkenntnisse für die Erklärung des rp-Prozesses, der für die Energieproduktion in sogenannten X-Ray-Bursts verantwortlich ist und auf der Oberfläche von Neutronensternen abläuft, gewonnen werden können. Hierfür wurden mittels der verwandten $^{23}\text{Al}(d,n)$ -Reaktion am National Superconducting Cyclotron Laboratory, MI, USA (NSCL) die Kerneigenschaften von ^{24}Si untersucht. Der hierfür verwendete Versuchsaufbau ist in Kapitel 2 dargestellt. Die Analyse und Ergebnisse des Experiments werden in Kapitel 3 und 4 vorgestellt, bevor in Kapitel 5 die Auswirkungen der gewonnenen Erkenntnisse auf die astrophysikalische Rate betrachtet werden. Zuvor werden jedoch in diesem Kapitel die astrophysikalischen Hintergründe des rp-Prozesses und das Besondere der $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Reaktion erläutert.

1.1 X-Ray-Bursts und rp-Prozess

Die Entwicklung der Teleskope in den letzten Jahrzehnten hat es ermöglicht, das Weltall nicht nur im Spektrum des sichtbaren Lichts zu untersuchen, sondern die Beobachtung auf andere Frequenzbereiche auszuweiten. Dabei konnten im Wellenlängenbereich von Gammastrahlung interessante Entdeckungen gemacht werden. In diesem Spektralbereich existieren hunderte sehr helle Objekte. Bei der Betrachtung mancher dieser Objekte fällt auf, dass ihre im Wesentlichen konstante Leuchtkraft in regelmäßigen Abständen von sehr starken Ausbrüchen unterbrochen wird. Sie werden als X-Ray-Burster bezeichnet. Die mehr als 90 bekannten X-Ray-Bursters [2] gehören zu den hellsten Objekten außerhalb unseres Sonnensystems [3]. Die beobachtbaren Ausbrüche, die X-Ray-Bursts, besitzen eine charakteristische Lichtkurve, die einen schnellen Anstieg und ein langsames Abfallen im Zeitraum von ungefähr 10–100 s aufweist (vgl. Abbildung 1.1). Die Ausbrüche wiederholen sich dabei in Abständen von Stunden bis Tagen. Mittlerweile konnten mehr als 5000 dieser Ausbrüche beobachtet werden [2], was die X-Ray-Bursts zu einem der meist beobachteten galaktischen Phänomene macht.

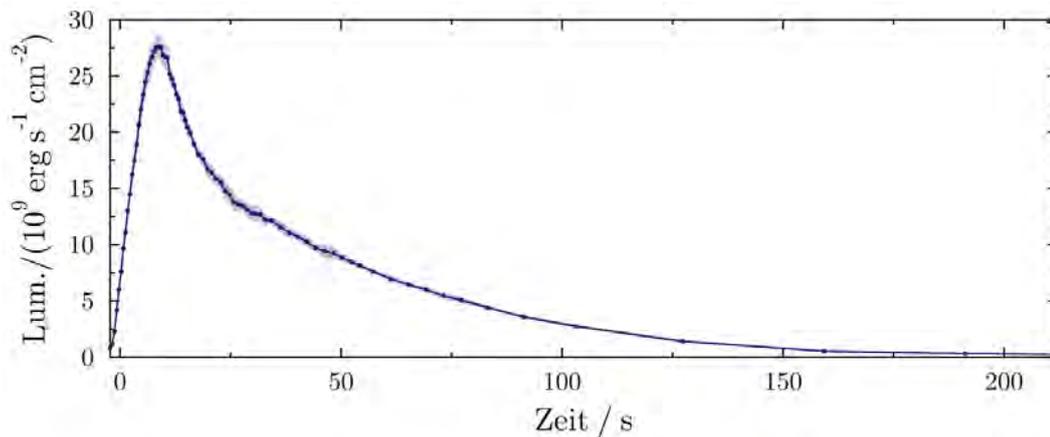


Abbildung 1.1: Mittlung über sieben beobachtete Lichtkurven eines X-Ray-Bursters (GS 1826-24) [4]. Daten aus der MINBAR-Datenbank [5].

Bereits kurz nach der ersten Entdeckung im Jahr 1976 [6] konnte ein Modell für das astrophysikalische Szenario beschrieben werden, das heutzutage immer noch Gültigkeit besitzt [3]. Dabei dient als Ursprung der X-Ray-Bursts ein Doppelsternsystem aus einem Neutronenstern und einem Begleitstern. Der hohe Gradient der Gravitationskraft des Neutronensterns führt dazu, dass der Begleitstern instabil wird und wasserstoff- und heliumreiches Material aus der Hülle des Begleitsterns zum Neutronenstern gezogen werden kann. Bei diesem Vorgang wird Gravitationsenergie in der Größenordnung von 200 MeV/Nukleon in Form von Strahlung frei, die die konstant hohe Leuchtkraft verursacht [3]. Das H- und He-reiche Material sammelt sich auf der Oberfläche des Neutronensterns an und wird durch die einfallende Masse und das langsame Absinken immer weiter verdichtet, wodurch der Druck und die Temperatur

steigen. Dieses Ansteigen führt dazu, dass das ablaufende Wasserstoffbrennen in dieser dünnen Schicht instabil wird [7] und ein thermonuklearer Runaway in Form des rapid-proton-capture-Prozesses (rp-Prozess, deutsch „schneller Protoneneinfang“) auftritt. Ein möglicher Reaktionspfad dieses Prozesses, der sich durch eine Kombination aus (p, γ)- und (p, α)-Reaktionen sowie β^+ -Zerfällen auszeichnet, ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Vor dem Zünden des rp-Prozesses findet in der Atmosphäre Wasserstoffbrennen über den CNO-Zyklus statt. Dabei wird die Geschwindigkeit dieses Zyklus durch die langsameren β^+ -Zerfälle bestimmt und ist daher weitgehend temperaturunabhängig. Die Temperatur in der Materie steigt jedoch weiter an, bis diese schließlich so hoch ist, dass das stark temperaturabhängige Heliumbrennen in Form des Drei- α -Prozesses einsetzt. Dieses ist die Ursache für den starken Anstieg der Lichtkurve zu Beginn des X-Ray-Bursts [8] und gleichzeitig Ausgangspunkt für den rp-Prozess [9] (vgl. Abbildung 1.2). Durch das Einsetzen des Drei- α -Prozesses steigt die Temperatur weiter, wodurch die Wahrscheinlichkeit für Einfangreaktionen an den über β^+ -Zerfall am CNO-Zyklus beteiligten Isotopen größer wird. Per $^{14}\text{O}(\alpha, p)$ und $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)$ können die langsam verlaufenden β^+ -Zerfälle im CNO-Zyklus übergangen werden, wodurch die Temperatur weiter steigt. Schließlich kann der Hot-CNO-Zyklus über $^{18}\text{Ne}(\alpha, p)$ komplett verlassen werden [10] (vgl. Abbildung 1.2). Der Reaktionspfad des rp-Prozesses entwickelt sich über (p, γ)-Reaktionen und β^+ -Zerfälle zu Isotopen höherer Ordnungszahlen. Bis zum Erreichen von ^{40}Ca konkurriert der rp-Prozess dabei allerdings mit dem αp -Prozess, der sich durch (α, p)-Reaktionen auszeichnet, und erst durch die größer werdende Coulombabstoßung für Isotope mit höherer Kernladung an Bedeutung verliert.

Je nach Wasserstoffanteil in der Materie kommt der rp-Prozess an unterschiedlichen Punkten zum Erliegen, jedoch kann gezeigt werden, dass er unter keinen Umständen den SnSbTe-Kreis überwinden kann (vgl. Abbildung 1.2) [11]. Ursächlich hierfür sind die Isotope ^{107}Te und ^{108}Te , die aufgrund ihrer α -Instabilität per Photodesintegration zu ^{103}Sn bzw. ^{104}Sn zerfallen und somit den Endpunkt des rp-Prozesses darstellen.

Aus diesem theoretischen Pfad des rp-Prozesses ist ersichtlich, dass für eine korrekte Beschreibung des Reaktionsverlaufs die β^+ -Zerfallsraten sowie die (p, γ)- als auch (α, p)-Raten aller beteiligten Reaktionen benötigt werden. Wie dem Pfad in Abbildung 1.2 zu entnehmen ist, sind die meisten der am Reaktionsnetzwerk beteiligten Isotope instabil und weit entfernt vom Tal der Stabilität. Daher konnten viele der benötigten nuklearen Eigenschaften noch nicht gemessen werden, wodurch momentan häufig auf theoretische Abschätzungen bei der Simulation von X-Ray-Bursts zurückgegriffen werden muss. Die meisten beteiligten Einfangsreaktionen zeichnet ein geringer Q-Wert und eine geringe Niveaudichte aus, weswegen für die Rate dieser Reaktionen der resonante Einfang entscheidend ist. Die Herausforderung für die Experimentalphysiker liegt daher darin, entweder die Wirkungsquerschnitte im relevanten Energiebereich oder die spektroskopischen Eigenschaften sowie die Zerfallsraten zu bestimmen. Die beteiligten Isotope sind zum Teil so unerforscht, dass selbst die Massen oft nicht hinreichend genau bekannt sind und ebenfalls weitere Untersuchungen erfordern [12].

Das Fehlen der kernphysikalischen Informationen führt dazu, dass aktuelle Simulationen [13, 14] große Unsicherheiten aufweisen. Um diese kernphysikalischen Unsicherheiten zu reduzieren, wäre es am besten, die notwendigen Eigenschaften aller beteiligter

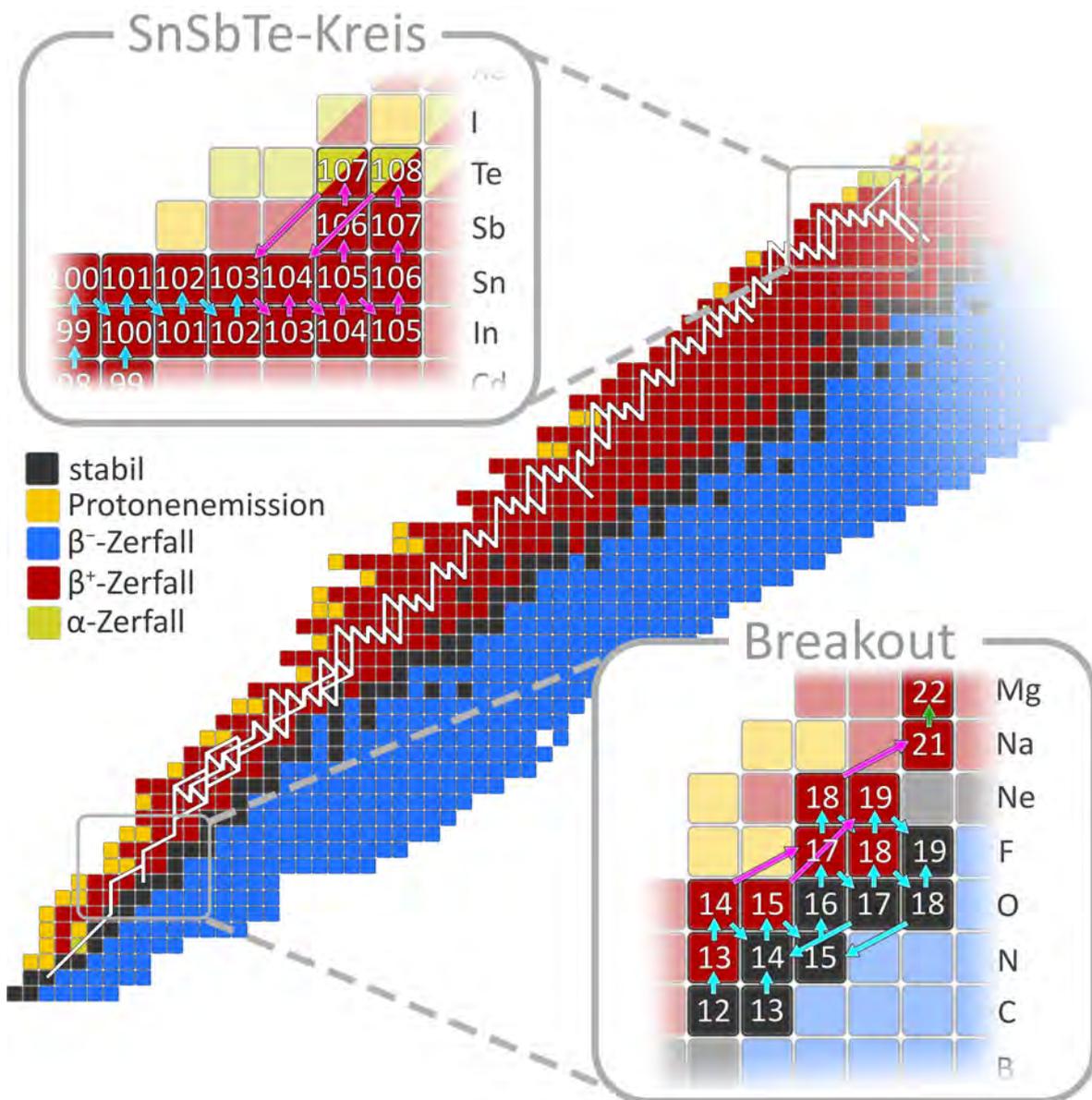


Abbildung 1.2: Darstellung der möglichen ablaufenden Reaktionen in einem X-Ray-Burst. Mittig: Nuklidkarte (Protonenanzahl nach oben, Neutronenanzahl nach rechts, stabile Isotope sind schwarz gekennzeichnet, je nach überwiegender Zerfallsart sind instabile Isotope farbig gekennzeichnet) mit einem möglichen Reaktionspfad (weiß) nach [3]. Links oben: SnSbTe-Kreis (magenta) der das Ende des rp-Prozesses (blau) darstellt [11]. Rechts unten: Breakout-Reaktionen (magenta) aus dem CNO-Kreislauf (blau) nach [10]. Die Weiterführung des rp-Prozesses ist grün markiert.

Isotope experimentell zu bestimmen. Allerdings zeigen Sensitivitätsstudien, dass die Eigenschaften mancher Isotope deutlich größere Auswirkungen haben als die von anderen [13, 14]. Eine besondere Rolle kommt dabei den Nukliden zu, die als sogenannte Wartepunkte bezeichnet werden. Diese Nuklide zeichnen aus, dass der Reaktionsfluss über (p,γ) gehemmt ist, da beispielsweise das Produkt dieser Reaktion überhaupt keine oder nur eine sehr kleine Protonenseparationsenergie aufweist. Dadurch ist die Rückreaktion über eine (γ,p) -Reaktion sehr wahrscheinlich. Der Reaktionsfluss kann diesen Wartepunkt nur über den β^+ -Zerfall passieren, was den rp-Prozess verlangsamt. Bekannte Wartepunkte im Verlauf des rp-Prozesses sind ^{56}Ni , ^{64}Ge , ^{68}Se und ^{72}Kr für höhere Ordnungszahlen [15]. Im niedrigeren Massenbereich sind ^{22}Mg , ^{26}Si , ^{30}S und ^{34}Ar mögliche Wartepunkte [8]. Für diese muss allerdings berücksichtigt werden, dass der konkurrierende αp -Prozess eine zusätzliche Option der Überwindung der Wartepunkte ermöglicht und je nach Fall große Auswirkungen auf den Reaktionsverlauf hat.

1.2 Die $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Reaktion im rp-Prozess

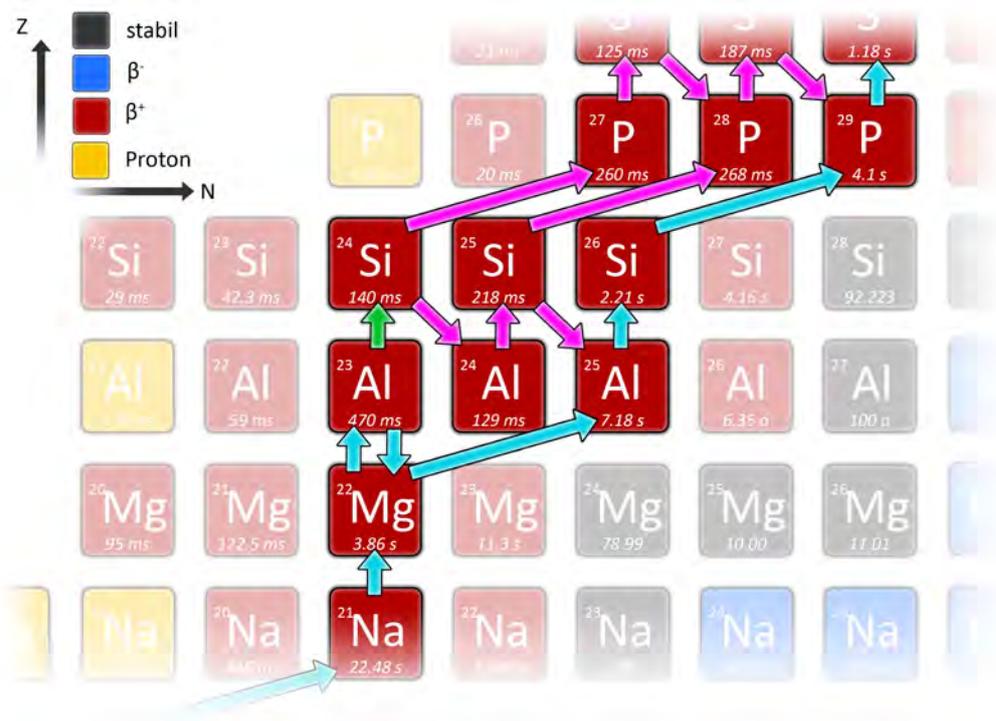


Abbildung 1.3: Reaktionsnetzwerk im Bereich von ^{24}Si . Der dominante αp -Prozess ist in blau, die Verzweigung aufgrund der $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Reaktion in grün und der aus der Verzweigung resultierende Reaktionspfad in magenta dargestellt.

In Abbildung 1.3 ist das Reaktionsnetzwerk im Bereich um ^{22}Mg dargestellt. Durch

1 Einleitung

einen Protoneneinfang an ^{22}Mg wird ^{23}Al produziert. Aufgrund der niedrigen Protonenseparationsenergie dieses Isotops von nur 141 keV [16] ist allerdings auch die Rückreaktion per (γ, p) sehr wahrscheinlich, wodurch sich zwischen den beiden Isotopen sehr schnell ein Gleichgewicht einstellt und der Reaktionsfluss über die (p, γ) -Reaktion gehemmt ist. Bei erster Betrachtung kann der Reaktionsfluss daher nur über einen β^+ -Zerfall von ^{22}Mg oder eine (α, p) -Reaktion dieses Isotops fortgeführt werden. Berechnungen zeigen, dass selbst bei einer Überschätzung der momentan angenommenen (α, p) -Reaktionsrate von ^{22}Mg um einen Faktor von 100 diese Reaktion deutlich häufiger stattfinden würde als der β^- -Zerfall. Damit kann ^{22}Mg als Wartepunkt ausgeschlossen werden [8].

Bei der Betrachtung des Reaktionsnetzwerks in Abbildung 1.3 fällt allerdings auch auf, dass ein weiterer Reaktionspfad zur Verfügung steht. Bereits seit 1995 ist bekannt, dass selbst Reaktionen mit zwei direkt aufeinanderfolgenden Protoneneinfängen, bei denen das kurzzeitig existierende Isotop instabil gegenüber einem Protonenzerfall ist, hinsichtlich des Reaktionsflusses berücksichtigt werden müssen [17]. ^{23}Al besitzt hingegen sogar eine positive Protonenseparationsenergie, weswegen die Reaktion $^{23}\text{Al}(p, \gamma)^{24}\text{Si}$ betrachtet werden muss. Sollte die Reaktionsrate dieser Reaktion groß sein, würde ein größerer Teil des Reaktionsflusses anstelle über den α -Einfang an ^{22}Mg über den doppelten Protoneneinfang bis zu ^{24}Si fortgeführt werden. Wenn ^{24}Si produziert wird, kann der weitere Reaktionspfad nur über einen β^+ -Zerfall oder ebenfalls einen α -Einfang fortgesetzt werden, da sowohl die Rückreaktion aufgrund der hohen Protonenseparationsenergie als auch ein weiterer Protoneneinfang ausgeschlossen sind. Damit wäre ^{22}Mg ein Verzweigungspunkt im rp-Prozess.

Multi-Zonen-Simulationen, in denen die $^{23}\text{Al}(p, \gamma)^{24}\text{Si}$ -Rate innerhalb der bestehenden Fehler um einen Faktor 100 variiert wurde, zeigen, dass die Auswirkungen auf die Lichtkurve des X-Ray-Bursts sehr groß sind [14] (vgl. Abbildung 1.4). Die Untersuchungen zeigen, dass die Unsicherheiten in der $^{23}\text{Al}(p, \gamma)^{24}\text{Si}$ die siebt größte Auswirkung auf die Lichtkurve des X-Ray-Bursts haben [14]. Daher ist es für das Verständnis des rp-Prozesses wichtig, die Unsicherheiten in dieser Rate zu verringern.

Benötigte Informationen zur Berechnung der $^{23}\text{Al}(p, \gamma)^{24}\text{Si}$ -Rate

Im idealen Fall kann eine Rate mithilfe des direkt gemessenen, differentiellen Wirkungsquerschnitts im benötigten Energiebereich sowie der erwarteten Energieverteilung der Projektile bestimmt werden. Im Falle der meisten am rp-Prozess beteiligten Isotope ist der Wirkungsquerschnitt im relevanten Energiebereich jedoch nicht bekannt und kann aufgrund der geringen Halbwertszeit der Isotope mit den momentan verfügbaren experimentellen Methoden auch nicht nachgemessen werden. Daher müssen theoretische Modelle zur Berechnung der Rate aus Kerneigenschaften verwendet werden. Die Rate setzt sich dabei allgemein aus der direkten Rate, die die Reaktion in die gebundenen Zustände ($N_A \langle \sigma v \rangle_{\text{Direkt}}$) umfasst, und der resonanten Rate ($N_A \langle \sigma v \rangle_{\text{Resonant}}$) zusammen [18]. Für diese resonanten Einfänge muss dabei zwischen verschiedenen Typen unterschieden werden, wobei die Zustandsdichte im produzierten Kern entscheidet, welches Modell herangezogen werden muss. Ist die Zustands-

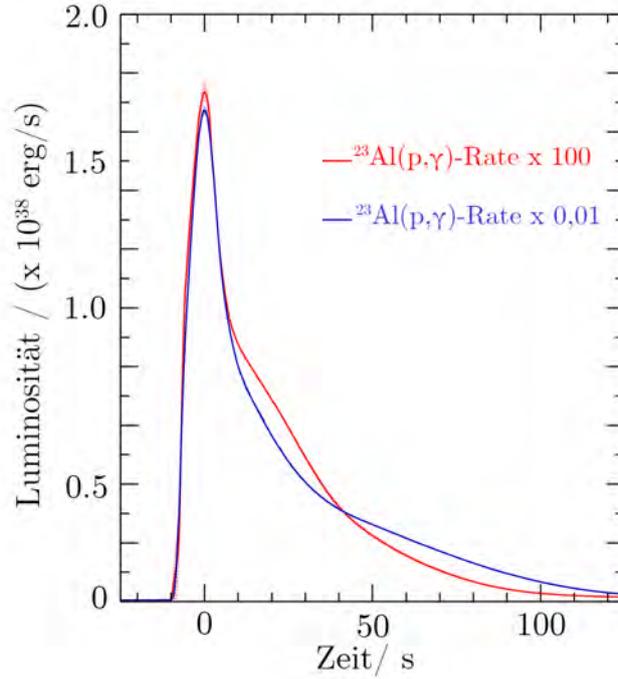


Abbildung 1.4: Auswirkungen der Variation der $^{23}\text{Al}(p,\gamma)$ -Rate um den Faktor 100 auf die Lichtkurve des X-Ray-Bursts nach Cyburt et al..Abbildung aus [14].

dichte hoch, kann zwischen den Einfängen in die einzelnen Resonanzen nicht unterschieden werden und die Rate erscheint nicht resonant. Sie kann dann mit dem auf statistischen Annahmen über den Kernaufbau beruhenden Hauser-Feshbach-Modell beschrieben werden [19]. Anders ist dies im Falle von z. B. ^{24}Si , bei dem nur wenige, schmale Resonanzen entscheidend sind, bei denen die Protonen- und Gammabreite sowie der Maxwell-Boltzmann-Faktor ($\exp(-E/kT)$) über die Breite der Resonanzen als konstant angenommen werden können.

Für die direkte und resonante Rate gilt dann [18]:

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{\text{Direkt}} \propto S_{\text{eff}} \quad (1.1)$$

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{\text{Resonant}} \propto \sum_i (\omega\gamma)_i \exp(-11,605 \cdot E_{\text{res}_i}/T_9) \quad (1.2)$$

Für den resonanten Einfang muss über alle Energieniveaus im Produktkern summiert werden, wobei sich die Resonanzenergie E_{res} aus der Differenz der Anregungsenergie zum Q-Wert der Reaktion ergibt (vgl. Abbildung 1.5) und $\omega\gamma$ wie folgt definiert ist:

$$\omega\gamma = \frac{2J+1}{(2j_0+1)(2j_1+1)} \frac{\Gamma_\gamma \Gamma_p}{\Gamma_\gamma + \Gamma_p} \quad (1.3)$$

Dabei sind J, j_0 und j_1 der Drehimpuls des Produktkerns, des Projektils (also dem Proton) und des Targets sowie Γ_p und Γ_γ die partiellen Breiten des Eingangs- (Γ_p)

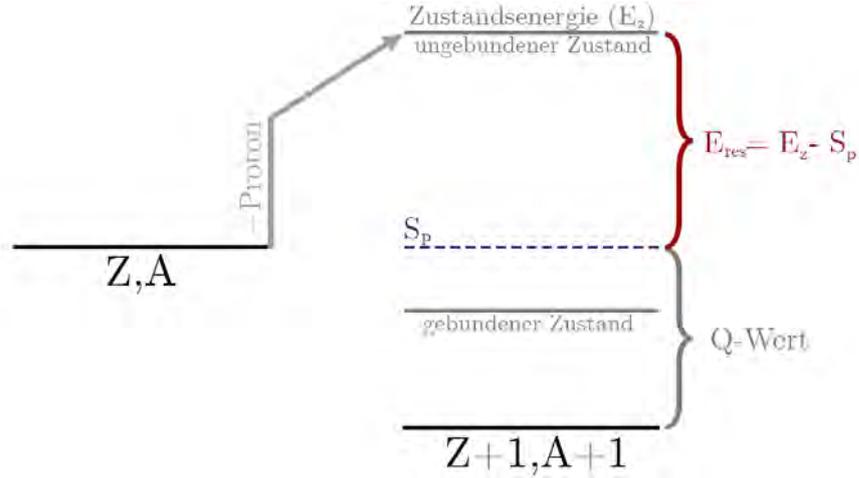


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung des Protoneneinfangs in einen ungebundenen Zustand mit Zustandsenergie E_z und Resonanzenergie E_{res} . Blau eingezeichnet ist die Protonenseparationsenergie des produzierten Kerns.

und des Ausgangskanals (Γ_γ) [18]. Die Berechnung der Protonenbreite (Γ_p) kann als Produkt aus einem Faktor C^2S und der errechneten Einteilchen-Protonen-Breite Γ_{sp} an der entsprechenden Resonanzenergie beschrieben werden:

$$\Gamma_p = C^2S\Gamma_{\text{sp}} \quad (1.4)$$

Der Faktor C^2S setzt sich dabei aus den Glebsch-Gordan Koeffizienten (C^2) und dem spektroskopischen Faktor (S) zusammen, der angibt, inwieweit der populierte Zustand als Einteilchenzustand im Schalenmodell angenommen werden kann [20, 21]. Die energieabhängige Protonen- und Gammabreite ist dabei ein Maß dafür, wie stark die Zerfälle des jeweiligen Zustands über Gamma- oder Protonenemission sind. Für das Verzweigungsverhältnis (η_γ), das angibt, wie wahrscheinlich der Zerfall über Gammaemission ist, gilt:

$$\eta_\gamma = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_\gamma + \Gamma_p} \quad (1.5)$$

Für die Rate ist die Resonanzenergie entscheidend, die exponentiell in die Ratenberechnung eingeht. Jedoch muss berücksichtigt werden, dass die Resonanzenergie auch auf die Berechnung der Protonenbreite und damit dem $\omega\gamma$ -Faktor Einfluss hat.

Wie aus diesen Formeln zur Berechnung der Rate ersichtlich wird, ist es aus kernphysikalischer Sicht für die Ratenberechnung von großer Bedeutung den S_{eff} -Faktor, den Kernspin und die Energie der ungebundenen Zustände in ^{24}Si zu bestimmen. Ferner müssen noch die partielle Protonenbreite und Gammabreite der Zustände evaluiert werden.

Bisherige Informationen zur Eingrenzung der $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Rate

Aufgrund der großen Auswirkung der $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Rate auf das Reaktionsnetzwerk um den Verzweigungspunkt ^{22}Mg wurde diese Reaktion in der Vergangenheit bislang zwei Mal experimentell untersucht.

Bereits 1997 wurden von Schatz et al. die Zustände in ^{24}Si erforscht, um so den Einfluss der Reaktionsrate auf eine mögliche Produktion von ^{22}Na in Supernovae zu untersuchen [22]. Schatz et al. verwendeten hierfür einen Aufbau, der ^{24}Si über die $^{28}\text{Si}(\alpha,^8\text{He})$ -Reaktion produzierte. Die Energie der angeregten Zustände in ^{24}Si wurde dabei anhand der Position der ^8He -Partikel im Massenspektrometer bestimmt. Über diese Methode, die sogenannte Teilchenspektroskopie, konnte ein gebundener angeregter 2^+ -Zustand (folgend als 2_1^+ bezeichnet) bei $1,879 \pm 0,011$ MeV, sowie ein weiterer ungebundener 2^+ -Zustand (folgend als 2_2^+ bezeichnet) bei $3,441 \pm 0,010$ MeV nachgewiesen werden (vgl. Abbildung 1.6) [22].

Eine weitere Messung wurde im Jahr 2008 durchgeführt [23]. Yoneda et al. nutzten dabei eine zwei Neutronen-Knock-out-Reaktion an ^{26}Si um ^{24}Si zu erzeugen. Die Energie der angeregten Zustände wurde anschließend anhand der emittierten Gammas bestimmt. Mit dieser Gammaspektroskopie konnten ebenfalls ein gebundener und ein ungebundener Zustand nachgewiesen werden, wobei die Energien von denen der Messung von Schatz et al. abweichen. Während die Energie für den 2_1^+ -Zustand mit $1,860 \pm 0,010$ MeV innerhalb des Fehlerbereichs mit der ersten Messung übereinstimmt, liegt die Energie des 2_2^+ -Zustands mit $3,410 \pm 0,016$ MeV deutlich unterhalb der ersten Messung. Diese Energiediskrepanz hat großen Einfluss auf die zu erwartende Reaktionsrate. Selbst ohne Berücksichtigung dieser Diskrepanz und der Betrachtung der einzelnen Reaktionsraten nach Schatz et al. und Yoneda et al. ist der Fehler in selbigen aufgrund des großen Energiefehlers der Resonanzenergien sehr groß. Die Resonanzenergie ergibt sich aus der Differenz der Zustandsenergie und der Protonenseparationsenergie (vgl. Abbildung 1.5). Dabei ist jedoch anzumerken, dass die Protonenseparationsenergie mit $3,292 \pm 0,019$ MeV [26] auch nicht sehr genau bekannt ist.

Zu weiteren möglichen, höher liegenden Zuständen existieren keine experimentellen Beobachtungen. Daher muss für die Berücksichtigungen des Einflusses dieser Zustände auf die Rate theoretischer Rechnungen vertraut werden. Ein mögliches Modell, mit dem die Zustände berechnet werden können, ist das Schalenmodell. Zur Berechnung der Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Nukleonen stehen dabei verschiedene Möglichkeiten zur Verfügung, wobei in dieser Arbeit das USDCDPN-Modell verwendet wurde. Die Ergebnisse dieser Rechnungen, die von Alex Brown durchgeführt wurden, werden im Folgenden als USD-SM bezeichnet [24].

Diese Ergebnisse zeigen, dass für höhere Energien in ^{24}Si ein 4^+ (3,973 MeV), ein 3^+ (4,670 MeV) sowie ein 0^+ Zustand (4,823 MeV) erwartet werden [24]. Die deutliche Überschätzung der Energie des 2_2^+ -Zustands im Vergleich zu den Messungen (3,441 bzw. 3,410 MeV) zeigt, wie groß die Abweichungen sein können. Eine ähnliche Abweichung bei den bislang nicht beobachteten Zuständen könnte zu einer deutlichen Veränderung der Rate führen.

Dass die noch nicht nachgewiesenen Energieniveaus deutlich näher an der bis jetzt

1 Einleitung

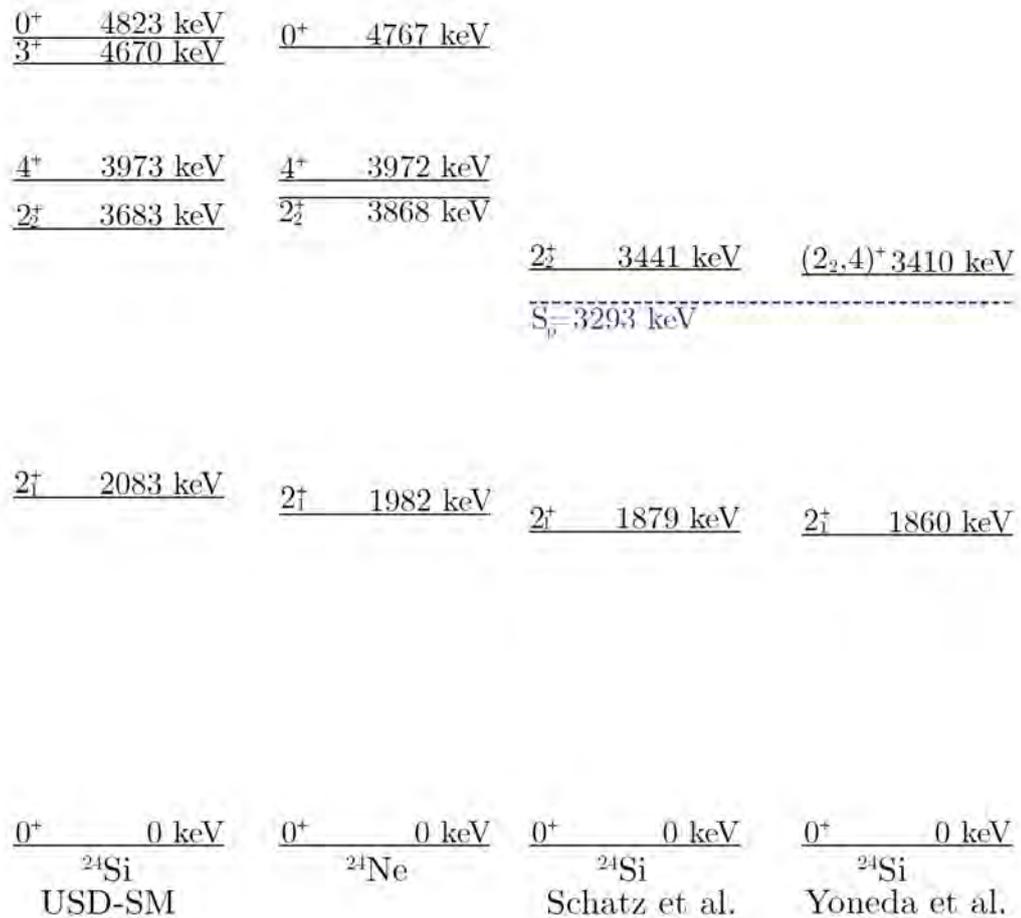


Abbildung 1.6: Beobachtete Zustände von ²⁴Si aus den früheren Experimenten von Schatz et al. [22] und Yoneda et al. [23] im Vergleich zu den Vorhersagen aus Schalenmodell-Rechnungen von Brown et al. [24] und der Struktur des Spiegelkerns ²⁴Ne [25]. Für das Ergebnis der beiden Messungen ist die Protonenseparationsenergie in blau eingezeichnet.

bekannten Resonanz liegen könnten, zeigt sich auch mit Blick auf den Spiegelkern ^{24}Ne . Dieser Kern hat die gleiche Anzahl an Nukleonen, jedoch ist die Anzahl von Neutronen und Protonen genau vertauscht. Abgesehen vom dadurch resultierenden Unterschied aufgrund der Coulombkraft, ist die Kernstruktur identisch. Da ^{24}Ne eine deutlich längere Halbwertszeit besitzt als ^{24}Si und zudem leichter produziert werden kann, ist über die Lage der angeregten Zustände deutlich mehr bekannt [25]. Wie in Abbildung 1.6 ersichtlich ist, weist ^{24}Ne eine Dublettstruktur aus 2^+ und 4^+ -Zustand auf, was dafür spricht, dass auch der Abstand dieser beiden Zustände in ^{24}Si deutlich näher zusammenliegen könnte. Daher wurde von Yoneda et al. der Drehimpuls des beobachteten Resonanzzustands nicht final auf 2^+ festgelegt.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass zur Eingrenzung der $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ die Energie des 2_2^+ -Zustands genauer bestimmt werden muss. Ferner muss die Lage der weiteren Resonanzen und die spektroskopischen Faktoren bestimmt werden.

1.3 Experimentelles Konzept

Um die gewünschten kernphysikalischen Eigenschaften von ^{24}Si untersuchen zu können, ist es zunächst nötig, ^{24}Si zu produzieren. In den beiden bisherigen Experimenten wurde dies über Fragmentation des stabilen ^{28}Si beziehungsweise durch eine zwei Neutronen-Knock-out-Reaktion an ^{26}Si durchgeführt. Es bietet sich allerdings an, wenn möglich ^{24}Si über eine Reaktion anzuregen, die der gewünschten Reaktion des Protoneneinfangs ähnlich ist, das heißt über ähnliche bzw. identische Zustände abläuft. Eine Möglichkeit hierfür ist die Transferreaktion.

Bei einer Transferreaktion werden ein oder mehrere Nukleonen von einem Reaktionspartner (a) in einem Schritt zu einem anderen (A) transferiert, um so das gewünschte Produkt (B) zu erhalten. Da nicht alle Nukleonen transferiert werden, existiert auch im Ausgangskanal ein weiteres Teilchen (b), es gilt:



Die Transferreaktion ist dabei seit Jahrzehnten die Standardreaktion, um eine Spektroskopie durchzuführen. Da ^{23}Al eine Lebensdauer von nur 470 ± 30 ms [16] vorweist, muss das Experiment in inverser Kinematik durchgeführt werden. Als Reaktion für den Protonentransfer bietet sich daher die (d,n)-Reaktion an [27]. Gegenüber der (p, γ)-Anregung von ^{24}Si , bei der die Energie der angeregten Zustände durch Messung der Gammaenergie ermittelt werden kann, bietet die (d,n)-Reaktion, die im Falle einer Reaktion in einen angeregten Zustand von ^{24}Si zur (d,n γ)-Reaktion wird, deutlich mehr Möglichkeiten:

Die Energie des Neutrons im Ausgangskanal ist abhängig vom Q-Wert und der Anregungsenergie des besetzten Zustands im ^{24}Si . Umgekehrt kann daher über eine Energiemessung des Neutrons über die Flugzeitmethode (TOF) die Zustandsenergie bestimmt werden. Ferner hängt der differentielle Wirkungsquerschnitt, also die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Winkels, von dem in der Reaktion

1 Einleitung

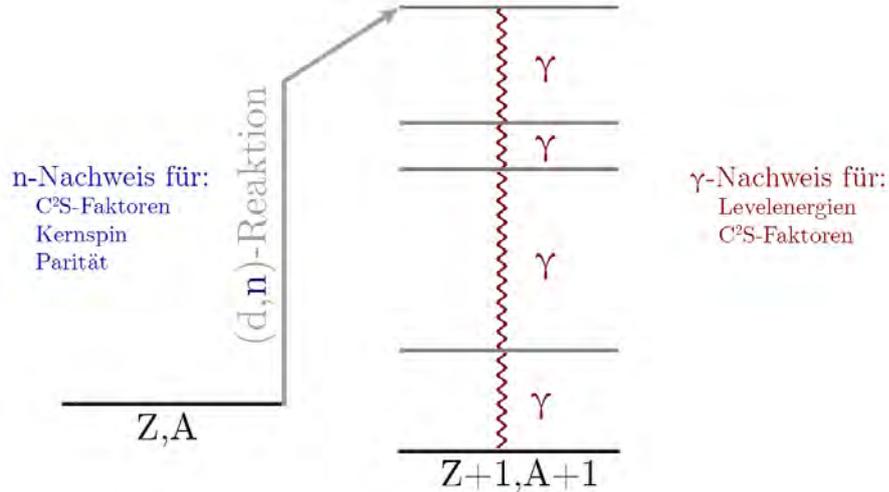


Abbildung 1.7: Schematische Darstellung des experimentellen Konzeptes. Aufgeführt sind die bestimmbareren Größen aus dem Neutronen- und Gammanachweis.

transferierten Drehimpulses ab. Dadurch ist es möglich, durch zusätzliche Messung der Winkelverteilung der Neutronen den Drehimpuls des angeregten Zustands zu bestimmen [27].

Transferreaktionen bieten den Vorteil, dass auch die C^2S -Faktoren, die zur Berechnung der Protonenbreiten (Γ_p) benötigt werden, aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten ($\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{exp}}$) abgeleitet werden können. Es gilt der Zusammenhang mit dem theoretischen Wert [28]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} = \frac{(2J_A + 1)}{(2J_E + 1)(2j + 1)} C^2S \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{DWBA}} \quad (1.7)$$

wobei J_A und J_E die Drehimpulse des Teilchens im Ausgangs- und Eingangskanal sind, sowie j den komplett in der Reaktion übertragenen Drehimpuls darstellt. Um den theoretischen Wert zu erhalten, mit dem schließlich die C^2S -Faktoren bestimmt werden können, müssen Berechnungen per Distorted-Wave Born Approximations (DWBA) durchgeführt werden. Diese Berechnungen beruhen auf der Annahme, dass der Übergang vom Eingangs- in den Ausgangszustand über eine direkte Reaktion geschieht und die optischen Modelle für die Kerne bekannt sind. Daraus können die Wellenfunktionen des Eingangs- und des Ausgangszustands bestimmt und so die theoretische Wechselwirkungswahrscheinlichkeit errechnet werden [27].

Die Überlegungen zeigen, dass mittels einer (d,n) -Reaktion alle relevanten Größen bestimmt werden können, die zur Berechnung der Rate notwendig sind. Allerdings bietet der winkelabhängige Nachweis von Neutronen auch Nachteile, denn gewöhnlich ist die Effizienz der Neutronendetektoren bei den zu erwartenden Neutronenenergien relativ gering. Die Verwendung der Flugzeitmethode zur Bestimmung der Energie erfordert zudem einen möglichst großen Abstand zwischen Detektor und Reaktionsort.

Dies reduziert allerdings zusätzlich die Effizienz. Deshalb wird in dieser Arbeit ein neues experimentelles Konzept verfolgt, in dem zusätzlich zu den Neutronen auch die Gammas der Abregung des angeregten ^{24}Si gemessen werden. Hochmoderne Gammadetektoren, meist aus Germanium, können dabei die Energie der Zustände deutlich genauer messen, als dies über die TOF-Methode möglich ist. Mit der Neutronendetektion selbst können allerdings die differentiellen Wirkungsquerschnitte und damit die spektroskopischen Faktoren bestimmt werden.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass mittels des neuen experimentellen Konzepts alle benötigten Größen, die zur Berechnung der astrophysikalischen Rate benötigt werden, bestimmbar sind (vgl. Abbildung 1.7). Dabei sei angemerkt, dass die spektroskopischen Faktoren prinzipiell sowohl aus den Gamma- als auch aus den Neutronendaten gewonnen werden können. Aus dem Gammanachweis kann jedoch nicht der differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmt werden, sodass die spektroskopischen Faktoren nur vereinfacht über den integrierten Wirkungsquerschnitt berechnet werden können. Das neue experimentelle Konzept bietet auch die Möglichkeit zu überprüfen, inwieweit diese Vereinfachung angenommen werden kann.

1.4 Ziel dieser Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist es, die spektroskopischen Eigenschaften von ^{24}Si genauer zu bestimmen, um so die Rate der $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Reaktion im astrophysikalischen rp-Prozess einzugrenzen. Dabei liegt ein Hauptaugenmerk darauf, die Diskrepanz zwischen der Rate aus der Gammaspektroskopie von Yoneda et al. und der Teilchenspektroskopie von Schatz et al. zu beseitigen. Des Weiteren soll untersucht werden, ob weitere Zustände, die anhand des Spiegelkerns ^{24}Ne und Schalenmodellrechnungen vorhergesagt werden, in ^{24}Si eine astrophysikalische Relevanz besitzen. Um dies zu überprüfen, sollen abschließend die Auswirkungen der gefundenen Eigenschaften des ^{24}Si auf die erwartete $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Rate während des rp-Prozesses in X-Ray-Bursts berechnet werden, um so den Reaktionsfluss um den möglichen Verzweigungspunkt ^{22}Mg einzugrenzen.

In dieser Arbeit werden erstmals verschiedene Ansätze zur Untersuchung der Kernstruktur von ^{24}Si in Kombination angewendet. Das Potenzial der gleichzeitigen Detektion von Neutronen und Gammas nach einer $(d,n\gamma)$ -Reaktion soll erstmals demonstriert werden. Schlussendlich ist das Ziel dieser Arbeit auch, die Umsetzbarkeit dieses Pionierexperiments zu zeigen.

2 Experiment

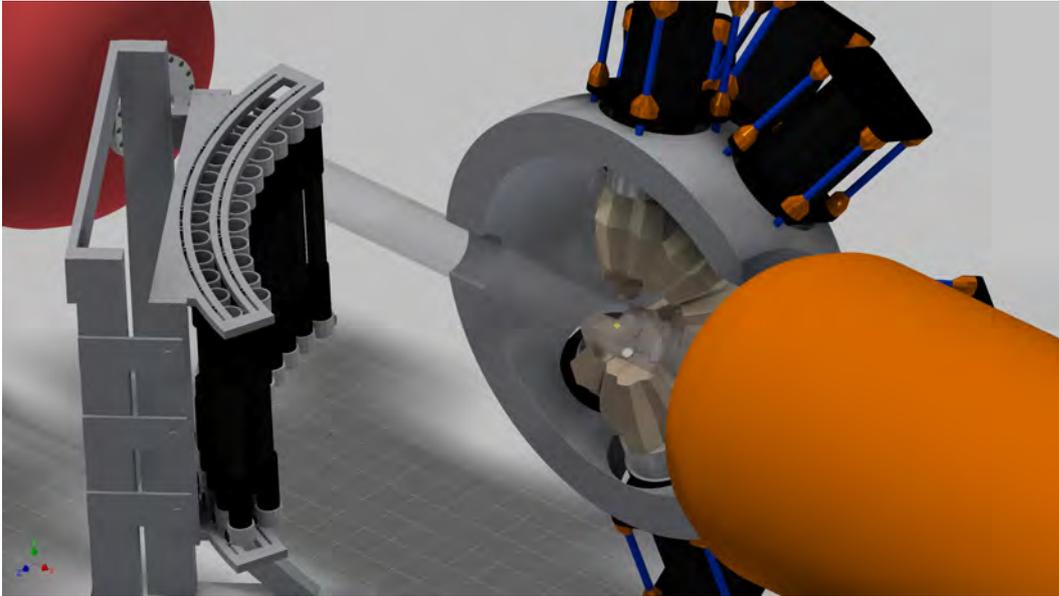


Abbildung 2.1: Maßstabgetreue CAD-Zeichnung des experimentellen Aufbaus am NSCL. Links der LENDA-Detektor, mittig GRETINA sowie in rot und orange die Anbindungen an den S800.

Die gegenüber vorherigen Experimenten wichtigste Neuerung war die gleichzeitige Detektion aller Reaktionsprodukte der $(d,n\gamma)$ -Reaktion.

Für die Umsetzung dieses Konzepts wurde das National Superconducting Cyclotron Laboratory (NSCL) in Michigan, USA, gewählt. Bereits 2014 konnten Langer et al. am NSCL zeigen, dass durch die Gammaskopie einer (d,n) -Reaktion in einem CD_2 -Target die Anregungsenergien des produzierten Isotops rekonstruiert werden können [29]. 2016 zeigten Kankainen et al., dass mit dem gleichen Aufbau zusätzlich auch die spektroskopischen Faktoren aus den integrierten partiellen Wirkungsquerschnitten bestimmt werden können [30]. Daher musste für die Umsetzung des neuen Experiments am NSCL das bestehende Setup aus dem Gammadetektor GRETINA zur Messung der Übergangsenergie und dem Massenspektrometer S800 zur Detektion des produzierten ^{24}Si nur um den Neutronendetektor LENDA zum Nachweis der emittierten Neutronen ergänzt werden (vgl. Abbildung 2.1).

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird auf die verschiedenen Detektoren, die Produktion des benötigten ^{23}Al -Strahls sowie die Probenherstellung eingegangen. Abschließend wird die Datenaufnahme sowie die Durchführung des Experiments beschrieben.

2.1 Strahlproduktion

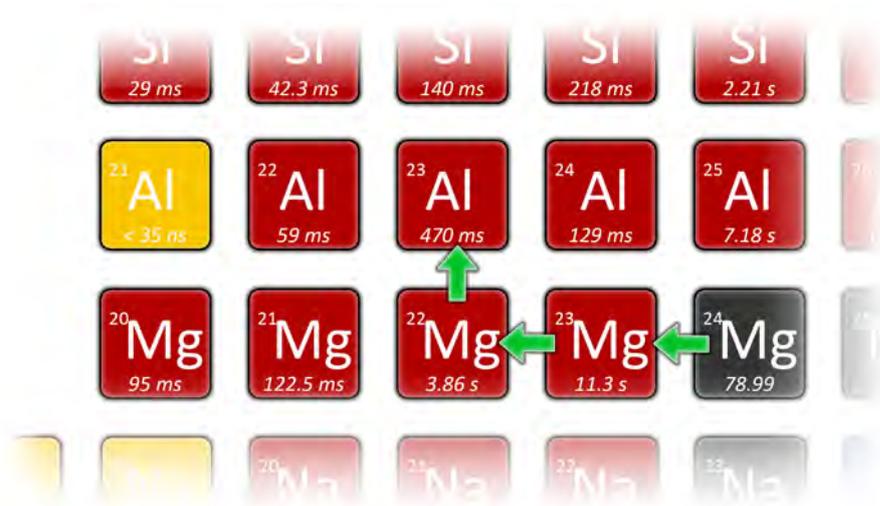


Abbildung 2.2: Verwendete Reaktionsschritte zur Erzeugung des ²³Al-Strahls.

Die Anforderungen, die an den Strahl gestellt werden, sind: größtmögliche Intensität, scharfe Energieverteilung und hohe Reinheit.

Für die Produktion des im Experiment verwendeten ²³Al-Strahls stand die gekoppelte Zyklotron-Beschleunigeranlage („Coupled Cyclotron Facility“-CCF) aus K500 und K1200 zur Verfügung, mit der Ionenstrahlen bis zu einer Energie von 200 MeV/Nukleon erzeugt werden können [31]. Allerdings kann diese Anlage nicht direkt einen ²³Al-Strahl produzieren, weswegen zunächst ein Primärstrahl erzeugt wurde, der dann zu Beginn des A1900 auf das Produktionstarget traf.

Für die Produktion des Sekundärstrahls stehen verschiedene Methoden zur Verfügung. Am weitesten verbreitet ist dabei die Fragmentation. Hierfür trifft ein Strahl mit schwereren Ionen auf das Fragmentationstarget, in dem er in verschiedene Fragmente zerbricht, von denen ein Bruchteil das gewünschte Isotop des Sekundärstrahls ist. Für die Produktion des ²³Al wurde hingegen ein anderes Verfahren verwendet. Wie Gade et al. und Langer et al. erfolgreich zeigten, kann der Sekundärstrahl auch über eine 2-Neutronen-Knock-out-1-Protonpickup-Reaktion erzeugt werden [29, 32]. Dieser Mechanismus bietet den Vorteil, dass die Wahrscheinlichkeit, dass ein Isotop mit noch höherer Ordnungszahl als der des gewünschten Strahlisotops im Sekundärstrahl enthalten ist, aufgrund der geringen Protoneneinfangquerschnitte sehr klein ist. Das für diese Methode benötigte ²⁴Mg wurde bereits schon häufiger am NSCL als Primärstrahl verwendet und konnte mit einer Energie von 170 MeV/Nukleon und einer Intensität von 60 pA bereitgestellt werden. Als Produktionstarget wurde ein 1904 $\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ dickes Berylliumtarget verwendet. Nach diesem Produktionstarget lag der Strahl allerdings noch nicht in der für das Experiment benötigten Form vor, da beim Durchlaufen des Produktionstargets noch weitere Isotope produziert wurden und die Energie des gewünschten ²³Al deutlich zu hoch war. Für die Untersuchung der spektroskopischen

Faktoren, die für die Astrophysik von Bedeutung sind, sollte die Energie des einfallenden Ions gering sein, da so die Reaktion über die gleichen Mechanismen wie in den Sternen abläuft [30]. Da das entstehende Isotop, im vorliegenden Falle ^{24}Si , allerdings auch noch im S800 nachgewiesen werden musste, lag die Zielenergie für den ^{23}Al -Strahl bei 35 – 50 MeV/Nukleon.

Um das produzierte ^{23}Al auf diese Energie abzubremesen und die Reinheit des Strahls zu vergrößern, stand im Experiment der A1900-Fragmentseparator zur Verfügung [33] (vgl. Abbildung 2.4). Dieser besteht aus insgesamt vier Dipolen, die in Paaren angeordnet sind und zwischen denen ein Aluminiumkeil (im Experiment mit einer Dicke von $1050 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$) in den Strahlengang geschoben werden kann. Aufgrund der unterschiedlichen magnetischen Eigenschaften, die von Geschwindigkeit, Masse und Ladung der Teilchen abhängen, ist es möglich, mit den ersten beiden Dipolen das gewünschte Isotop zu separieren. Im Aluminiumkeil wird der Strahl auf die gewünschte Zielenergie abgebremst. Um die Reinheit zusätzlich zu erhöhen, wird er anschließend noch einmal durch ein Dipol-Dublett geleitet. Dieses Verfahren wird als $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ -Methode bezeichnet.

2.2 S800

Da bei der Wechselwirkung des Sekundärstrahls mit der Probe verschiedene Isotope entstehen, müssen diese anschließend separiert werden, um so nur die gewünschte Reaktion zu betrachten. Für die Identifikation der auslaufenden und einlaufenden Teilchen wurde im Experiment das S800-Spektrometer verwendet [34]. Im Folgenden soll neben dem Funktionsprinzip dieses Massenspektrometers auch auf die wichtigsten Detektoren und deren Nachweismethoden eingegangen werden.

Funktionsprinzip des Spektrometers

Die auslaufenden Teilchen besitzen unterschiedliche physikalische Eigenschaften. Neben der unterschiedlichen Ladungszahl ist auch ihr Impuls verschieden. Diese beiden Unterschiede macht sich das Spektrometer zunutze, indem es den Strahl durch ein Dipolfeld ablenkt. Für die Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld gilt:

$$F_{\text{Zentripetal}} = F_{\text{Lorentzkraft}} \quad (2.1)$$

$$\frac{mv^2}{r} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.2)$$

$$(2.3)$$

2 Experiment

Für $\vec{B} \perp \vec{v}$ gilt:

$$\frac{mv^2}{r} = qvB \quad (2.4)$$

$$\frac{mv}{q} = Br \hat{=} B\rho \quad (2.5)$$

Wie aus Gleichung 2.5 ersichtlich ist, lenkt das Magnetfeld einfallende Teilchen mit unterschiedlichen $\frac{p}{q}$ -Verhältnissen (auch $B\rho$ genannt) auf unterschiedliche Radien und somit auf unterschiedliche Bahnen nach dem Magneten. Im Falle des S800 werden zur Aufspaltung des auslaufenden Strahls zwei Dipolmagnete genutzt. Im Experiment werden diese Dipolmagnete so eingestellt, dass ein Teilchen mit einem festgelegten $B\rho$ (z. B. das der ^{24}Si -Ionen) und zentralem, geradem Eintritt in die beiden Dipole, diese ohne Winkel zentral wieder verlässt. Die Abmessungen des S800 definieren dabei die Akzeptanz in der Impulsunsicherheit, die bei 5 % liegt [34]. Außerdem ist es möglich, einen Strahlblocker in den Strahlengang zu schieben, um so unreaktierte Teilchen des Sekundärstrahls, die dennoch die Brennebene des S800 erreichen könnten, zu blocken. So kann mit dem Strahlblocker die Zählrate und somit die Totzeit der Detektoren verringert werden.

Positionsmessung per CRDCs

Nach dem Durchlaufen der beiden Dipolfelder befinden sich Ionen mit unterschiedlichem $\frac{p}{q}$ -Verhältnis auf unterschiedlichen Flugbahnen, die mittels sogenannten Cathode-Readout-Drift-Chambers (kurz CRDCs) rekonstruiert werden können. Die Positionsbestimmung durch eine CRDC funktioniert wie folgt (vgl. Abbildung 2.3):

Das nachzuweisende Ion tritt durch ein Aluminiumfenster in das aktive Volumen des Detektors ein, welches ein Gasgemisch ist. Während das Ion diesen Bereich durchquert, ionisiert es die Gasmoleküle entlang seiner Flugbahn, sodass freie Elektronen entstehen. Aufgrund eines angelegten elektrischen Feldes werden die Elektronen zum Anodendraht (in Abbildung 2.3 blau) beschleunigt. Diese Ansammlung von Ladung am Anodendraht erzeugt eine positive Ladung in dem den Draht umgebenden Kathoden-Pads (in Abbildung 2.3 orange). Diese Kathoden-Pads weisen eine Breite von jeweils 2,54 mm auf und werden individuell ausgelesen. Damit kann für jedes Ion eine Ladungsverteilung der Kathodenpads erstellt werden. Durch den Fit dieser Ladungsverteilung mit einer Gaußfunktion wird die X-Position (dispersive Richtung) des Ions bestimmt. Die Y-Position (nicht-dispersive Richtung) des Ions hat Auswirkungen auf die Driftzeit der Elektronen, also die Zeit, die die Elektronen benötigen, um vom Reaktionsort des Ions mit den Gasmolekülen zum Anodendraht zu gelangen. Durch den Vergleich zwischen dem Zeitpunkt des Nachweises der Ladung in den Kathoden-Pads und dem Erzeugen eines Referenzsignals, was im Falle des Experiments das Auftreffen auf den E1-Szintillator in der Brennebene (vgl. nächster Abschnitt) war, kann somit die Y-Position des Ions in der CRDC bestimmt werden. Die im S800 verwendeten CRDCs besitzen eine aktive Dicke von 1,5 cm und eine Ausdehnung von 56 cm x 26 cm (dispersive x nicht-dispersive Richtung). Als Gas wird eine Mischung aus 80 % CF_4 und

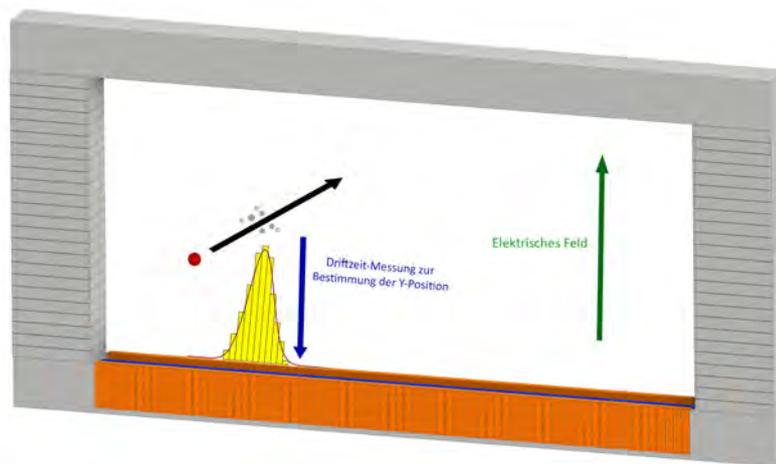


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau und Funktionsweise einer CRDC. X-Bestimmung aufgrund der Ladungsansammlung in den Pads (orange). Y-Position wird mittels der Driftzeit der Elektronen bestimmt.

20% C_4H_{10} verwendet [35].

Um neben der Position auch den Winkel der Ionen zu bestimmen, besitzt der S800 zwei dieser CRDCs, die im Abstand von einem Meter voneinander positioniert sind [34].

Flugzeitmessung durch Szintillatoren

Teilchen mit identischem $B\rho$ besitzen das gleiche $\frac{p}{q}$ -Verhältnis. Aufgrund von Geschwindigkeitsunterschieden ist es möglich, dass zwei Ionen mit unterschiedlicher Kernladungszahl und damit auch unterschiedlichen Massen den gleichen Impuls aufweisen und daher auf derselben Trajektorie die Dipole durchlaufen. Um zwischen diesen Ionen unterscheiden zu können, bietet es sich an, über Flugzeitmessungen deren Geschwindigkeit zu bestimmen.

Im S800 werden an drei verschiedenen Stellen Plastikszintillatoren verwendet (vgl. Abbildung 2.4). Neben dem bereits erwähnten E1-Szintillator, der sich in der Brennebene des S800 befindet und als Referenzzeit sowie Haupttrigger des S800 genutzt wird, befinden sich mit dem XFP und Objekt-Szintillator (OBJ) noch zwei weitere Szintillatoren vor dem Target (vgl. Abbildung 2.4). Da zwischen dem XFP-Szintillator und dem OBJ-Szintillator nur eine gerade Strecke liegt, hängt der Laufzeitunterschied zwischen den beiden Szintillatoren fast ausschließlich von der Geschwindigkeit der Ionen ab. Damit ist es möglich, die einfallenden Ionen in der Analyse zu separieren. Während der E1-Szintillator aufgrund der weiteren Aufspaltung des Strahls in den S800-Dipolen nur eine geringe Rate erfährt, werden die beiden anderen Szintillatoren deutlich häufiger ausgelöst. Da nicht jedes Teilchen, das im OBJ- oder XFP-Detektor ein Signal erzeugt, auch den E1-Szintillator erreicht, ist es nötig, diese Detektoren mit einem

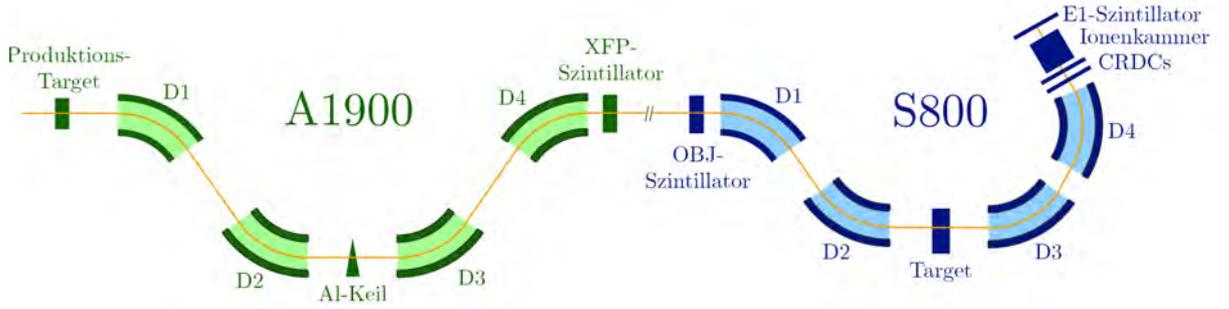


Abbildung 2.4: Schematische Zeichnung des Strahlgangs durch den A1900 und S800.

Mehrfach-Treffer-Auslesesystem, einem Mesytec TDC (im Weiteren MTDC genannt), auszulesen.

Die Flugzeit ist allerdings nicht nur von der Geschwindigkeit, sondern auch vom Flugweg abhängig, der aufgrund der Dipole im S800 unterschiedlich sein kann. Daher ist es für die Identifikation des auslaufenden Ions nötig, die Flugzeit anhand des Winkels und der X-Position in der Brennebene des S800 zu korrigieren.

Energieverlust in der Ionenkammer

Ionen mit unterschiedlichen Kernladungszahlen können allerdings sehr ähnliche Massen besitzen, weswegen diese bei entsprechendem Verhältnis der Geschwindigkeiten auf denselben Flugbahnen den S800 durchlaufen können. Daher ist es entscheidend, auch die Kernladungszahl der Ionen zu bestimmen, wofür im S800 eine Ionenkammer verwendet wird. Das Funktionsprinzip beruht auf der Bethe-Bloch-Formel. Sie (vgl. Formel 2.6) beschreibt den Energieverlust durch Ionisation der umliegenden Atome entlang einer Wegstrecke in Materie abhängig von der Ladung der Ionen sowie ihrer Geschwindigkeit [36, 37]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n(Ze)^2}{m_e c^2 \beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta)} - \beta^2 \right] \quad (2.6)$$

Hierbei stellt Z die Kernladungszahl des Ions, n die Elektronendichte des Materials, I das mittlere Anregungspotential des Materials und β die Geschwindigkeit des Ions dar ($\beta=v/c$). Eine Ionenkammer besteht aus einem Kondensator, dessen Zwischenraum mit einem Gas gefüllt ist. Durchfliegt ein Ion dieses Gas, werden Gasmolekülonen und freie Elektronen erzeugt. Die Gasionen werden zur Kathode und die Elektronen zur Anode beschleunigt. Mithilfe des Stroms, welcher fließt, wenn die Teilchen auf Anode bzw. Kathode auftreffen, kann auf die Anzahl der erzeugten Ionen geschlossen werden und somit auf den Energieverlust des eintreffenden Teilchens. Dieser Energieverlust steht, wie in Formel 2.6 beschrieben, in direktem Zusammenhang mit der Geschwindigkeit und der Kernladungszahl des einfallenden Ions.

Die im Experiment verwendete Ionenkammer besteht aus 16 hintereinander positionierten, getrennten Kondensatoren. Als Arbeitsgas wurde P10-Gas (90 % Argon und 10 % Methan) verwendet [35].

Flugwegrekonstruktion

Während des Durchlaufens des Massenspektrometers werden die Ionen nur durch magnetische Kräfte abgelenkt. Sind die magnetischen Felder auf der Flugstrecke hinreichend gut bekannt, kann durch die genaue Bestimmung der Position und der Winkel in der Brennebene, der Flugweg und damit die genauere Position unmittelbar nach dem Target bestimmt werden. Dabei ist das System einem optischen System sehr ähnlich, weswegen zur Berechnung optische Strahlmatrizen verwendet werden. Dies ermöglicht eine Rekonstruktion der Ionenflugwege.

Gleichung 2.7 zeigt dabei den Zusammenhang zwischen den Observablen in der Brennebene (fp) und den bestimmbar Größen unmittelbar nach dem Target (ta). S^{-1} ist dabei die Inverse, die sich aus den Einstellungen der Magnete sowie der Energie und der Ladung des Referenzions ergibt, das die Dipole komplett auf der optischen Achse durchläuft. Diese Inverse S^{-1} wird aus COSY-Berechnungen gewonnen [34].

$$\begin{pmatrix} a_{ta} \\ y_{ta} \\ b_{ta} \\ D_{ta} \end{pmatrix} = S^{-1} \begin{pmatrix} x_{fp} \\ a_{fp} \\ y_{fp} \\ b_{fp} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Die bestimmbar Variablen am Targetort a,y,b,d sind wie folgt definiert:

- a_{ta} & b_{ta} : Anteil des Impulses des Ions in dispersiver und nicht dispersiver Richtung am Gesamtimpuls des Ions. Aus diesen beiden Größen kann der Winkel zwischen optischer Achse und Flugbahn des Ions nach dem Target bestimmt werden.
- y_{ta} : Y-Position am Target.
- D_{ta} : Abweichung der kinetischen Energie des Ions zu der des Referenzions, das zur Berechnung der Inversen verwendet wurde.

Wie zu erkennen ist, kann aus der Flugwegrekonstruktion nur die Y-Position, nicht jedoch die X-Position am Target bestimmt werden. Die genaue Bestimmung des Winkels des auslaufenden Ions ist hierbei sehr entscheidend für die spätere GRETINA- und LENDA-Analyse. Die Variable D_{ta} kann theoretisch dazu verwendet werden, die genaue Position der Reaktion im Target (Z-Koordinate und damit die Energie des Ions) besser abzuschätzen, wofür allerdings die Impulsverteilung der Ionen vor dem Target möglichst klein gehalten werden muss.

2.3 GRETINA

Bei der In-Beam-Gammaspektroskopie wird ein Gammadetektor verwendet, um die Gammas nachzuweisen, die bei Kernübergängen des sich abregenden Isotops entstehen. Aus der charakteristischen Energie dieser Gammas können die Übergangsenergien zwischen den einzelnen Kernniveaus bestimmt und damit schließlich das Niveauschema rekonstruiert werden. Daher ist die Energieauflösung des Gammadetektors entscheidend. Da die Gammas allerdings durch ein sich bewegendes Ion produziert werden, ist ihre Energie im Laborsystem aufgrund des Dopplereffekts verbreitert. Das bedeutet, dass ihre Energie im Laborsystem abhängig von dem Winkel zwischen ihrer Bewegungsrichtung und der Bewegungsrichtung des Ions ist. Dabei gilt zwischen der im Laborsystem unter dem Winkel θ zur Strahlrichtung nachgewiesenen Gammaenergie (E_{lab}) und der ausgesendeten Energie im Schwerpunktsystem (E_{cm}), die der Übergangsenergie entspricht, folgender Zusammenhang:

$$E_{\text{cm}} = E_{\text{lab}} \cdot \gamma \cdot (1 - \beta \cdot \cos(\theta)) \quad (2.8)$$

Wobei für die Faktoren β und γ gilt:

$$\beta = \frac{v}{c} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Aus diesem Grund ist neben einer guten Energieauflösung auch eine gute räumliche Auflösung des Detektors notwendig. Außerdem ist eine möglichst hohe Effizienz erstrebenswert.

Im Experiment wurde das „Gamma-Ray Energy Tracking In-Beam Nuclear Array“ (kurz GRETINA) [38, 39] für die Gammaspektroskopie verwendet, dessen Funktionsweise und Aufbau im Folgenden beschrieben wird.

Aufbau

GRETINA besteht aus einzelnen Detektormodulen (den sogenannten QUADS). Jeder dieser QUADS ist aus vier High-Purity Germanium (HPGe) Detektoren (auch Kristalle genannt) zusammengesetzt, die jeweils einzeln verpackt sind und zwei verschiedene unterschiedliche Hexagon-Formen besitzen (vergleiche Abbildung 2.5 Typ A und B). Die Kristalle sind 90 mm lang und circa 80 mm im Durchmesser. Wie aus Abbildung 2.5 hervorgeht, ist jeder Kristall elektrisch in 36 Segmente (sechs longitudinal und sechs transversal) unterteilt und besitzt zusätzlich einen zentralen Kontakt [38].

Diese Unterteilung in 36 Segmente ermöglicht es, mithilfe der Signalformen und einem Dekompositionsalgorithmus den Wechselwirkungsort mit einer Genauigkeit von durchschnittlich 1,9 mm (Variation je nach Kristall) zu bestimmen [38]. Der komplizierte Signal-Dekompositionsalgorithmus kann dabei auch durch Vergleich der Signalformen der einzelnen Segmente zwischen verschiedenen Treffern im gleichen Kristall unterscheiden [40, 41].

Die genaue Bestimmung des Orts ist aus zwei Gründen sehr entscheidend. Zum einen

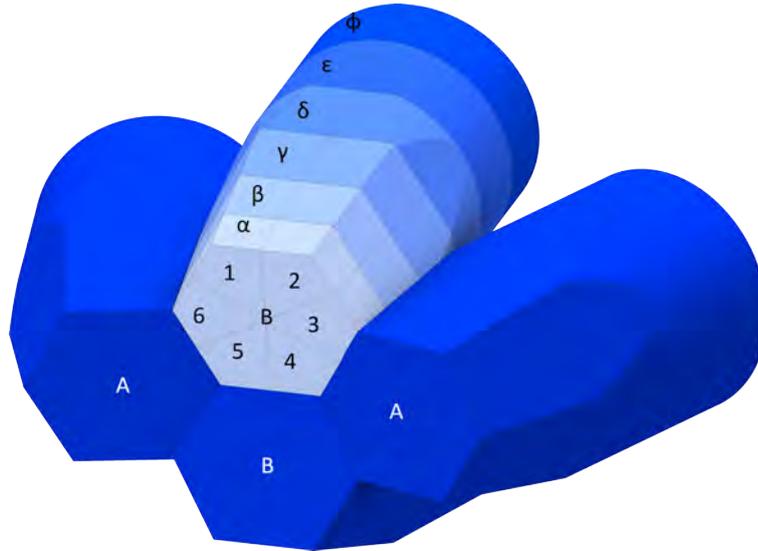


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau eines GRETINA-Quads bestehend aus vier Kristallen (jeweils 2 pro Typ). Für einen Kristall ist die Segmentierung eingezeichnet. Jeder Kristall besteht aus 36 Segmenten.

kann durch den genauen Ort die Dopplerkorrektur der Gammas sehr genau durchgeführt werden. Zum anderen ermöglicht die genaue räumliche Bestimmung der Wechselwirkungsorte die Flugbahn der sekundären Gammas zu rekonstruieren und das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis zu erhöhen, was als Tracking bezeichnet wird. Neben diesem Tracking, das sich derzeit in der Testphase befindet, können durch die Segmentierung in die einzelnen Kristalle auch einfachere Methoden zur Verbesserung der Peakeffizienz verwendet werden: In der Cluster-Methode wird jeweils die komplett in einem QUAD nachgewiesene Energie als nachgewiesene Energie eines einzelnen Gammas zusammengefasst. In der Nachbar-Methode (die im Experiment verwendet wurde) wird die gesamte Energie aller sich berührenden, angesprochenen Kristalle zu einer Gammaenergie zusammengefasst. Für die Dopplerkorrektur wird in beiden Methoden der Ort verwendet, an dem die höchste Energiedeposition vorhanden ist.

GRETINA ist die erste Ausbaustufe des 4π -GRETA („Gamma-Ray Energy Tracking Array“)-Detektors. Dieser wird aus insgesamt 30 der oben beschriebenen Detektormodule bestehen und so fast den kompletten Raumwinkel abdecken [42, 43]. Für das Experiment konnten insgesamt acht Detektormodule verwendet werden, sodass sich eine Raumwinkelabdeckung von ungefähr 1π ergab. Da damit nur ein Viertel des Raumwinkels abgedeckt werden konnte, war die Positionierung der Kristalle entscheidend. Aufgrund der Tatsache, dass neben GRETINA auch der LENDA-Detektor im Experiment verwendet wurde, welcher auf der Südseite des Experiments positioniert wurde, konnte nur die nördliche Halterung von GRETINA verwendet werden. Diese bietet zehn verschiedene Halterungspositionen für die Module. Diese Positionen liegen bei verschiedenen Winkeln: Zwei Positionen befinden sich unter $58,28^\circ$, vier unter $90,00^\circ$, zwei unter $121,72^\circ$ und zwei unter $148,28^\circ$ jeweils in Bezug auf die Strahlrichtung. Die

2 Experiment

Bewegung des Gamma-emittierenden Isotops führt nicht nur zu einer Veränderung der Energie der Gammas, sondern hat auch Auswirkungen auf ihre Verteilung. Eine isotrope Abstrahlung der Gammas im System des Ions bedeutet eine wahrscheinlichere Emission in Vorwärtsrichtung im Laborsystem. Dieses Phänomen wird als Doppler-Boost bezeichnet. Daher können mehr Gammas unter kleinen Winkel nachgewiesen werden als unter größeren. Aus diesem Grund wurden die acht verfügbaren Detektormodule unter möglichst kleinen Winkeln angebracht, also zwei unter $58,28^\circ$, vier unter $90,00^\circ$ und zwei unter $121,72^\circ$ (vgl. Abbildung 2.6).

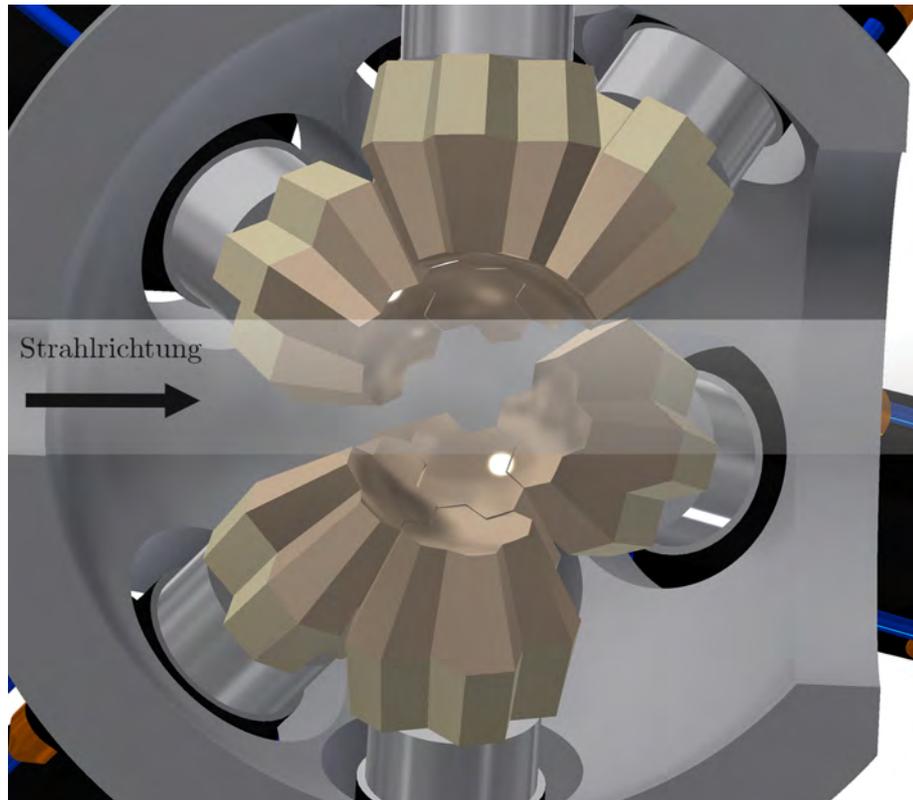


Abbildung 2.6: CAD-Zeichnung der verwendeten Konfiguration von GRETINA mit 8 Detektormodulen. Strahlrichtung nach rechts.

2.4 LENDA

Der Neutronendetektor LENDA („Low Energy Neutron Detektor Array“) [44] ist ein Detektorsystem aus 24 einzelnen Detektoren zur Detektion von niederenergetischen Neutronen. Jeder der 24 Detektoren besteht aus zwei Photomultipliern (PMT), welche an den jeweils gegenüberliegenden, kurzen Seiten eines $30 \times 4.5 \times 2,5$ cm Quaders aus BC-408 (Plastikszintillator H:C-Ratio 1,107 [45]) angebracht sind [44].

Wie bereits beschrieben, soll der Neutronendetektor dazu verwendet werden, die Energie und die Winkelverteilung der Neutronen zu bestimmen. Die Energiebestimmung

ermöglicht im Idealfall, aus der dadurch möglichen Q-Wert-Rekonstruktion zwischen den Neutronen der Reaktionen in die einzelnen Zustände zu unterscheiden. Damit kann der partielle Wirkungsquerschnitt auch mittels der Neutronendaten gewonnen werden. Ferner würde eine mögliche Separation anhand des Q-Wert-Spektrums eine Bestimmung der einzelnen differentiellen Wirkungsquerschnitte aus den Winkelverteilungen ermöglichen. Daher sind die Anforderungen an den LENDA-Detektor zum einen eine gute Energiebestimmung, zum anderen eine gute räumliche Auflösung.

Für die Bestimmung der Winkelverteilung wurden die 24 Detektoren unter unterschiedlichen Winkeln positioniert. Dabei ist für die Unsicherheit der Winkelbestimmung die Breite und Höhe der Detektoren entscheidend.

Für die Bestimmung der Energie wurde im Experiment die Flugzeitmethode (TOF von „Time of Flight“) verwendet, bei der die Energie aus dem Abstand des Detektors zum Target und der Flugzeit bestimmt wird. Die Herausforderung dabei liegt in der genauen Bestimmung der Flugzeit. Die Detektion des Neutrons im Detektor definiert hierbei den Stopzeitpunkt. Die Unsicherheit der Stopzeit ist durch die Zeitauflösung der Detektoren gegeben. Im Fall eines einzelnen LENDA-Detektors liegt diese bei circa 400 ps für Gammas [46]. Außerdem beeinflusst die Dicke der LENDA-Detektoren die exakte Bestimmung des Flugwegs, sodass die Detektoren mit 2,5 cm sehr dünn gehalten wurden, was jedoch eine schlechtere Effizienz zur Folge hat. Für die Unsicherheit der Bestimmung der Flugzeit ist auch die Bestimmung des Startzeitpunkts entscheidend. Da kein Signal beim Auftreffen des Ions auf das Target ausgelöst wird, muss dieser über ein Referenzsignal bestimmt werden. Im Fall des Experiments stand hierfür sowohl der E1- als auch der Objekt-Szintillator zur Verfügung. Zur Bestimmung der Flugzeit muss dafür jedoch der zeitliche Abstand zwischen dem Auftreffen des Ions auf dem Referenzszintillator und dem Target bestimmt werden, was im Experiment über die Untersuchung des Gammablitzes umgesetzt wurde.

Umbau und Positionierung des LENDA-Detektors

Im Vorfeld des Experiments wurde die erwartete Neutronenverteilung berechnet und GEANT3-Simulationen durchgeführt, um die beste Positionierung der 24 LENDA-Detektoren zu bestimmen (vgl. Kapitel A.2 im Anhang). Die Ergebnisse dieser Simulation zeigen, dass die Effizienz der Neutronendetektion mit einem Umbau der Detektorhalterung deutlich vergrößert werden kann. Daher wurde entschieden, eine neue Halterung für die 24 LENDA-Detektoren zu bauen, die es ermöglicht, die Detektoren in zwei Reihen abwechselnd im Abstand von 100 cm bzw. 110 cm zum Target zu positionieren. Mit diesem neuen Aufbau entsteht keine Lücke der Abdeckung zwischen den Detektoren. Eine CAD-Zeichnung der neuen Halterung ist in Abbildung 2.7 zu sehen.

Zeitkalibrierung und das Jitter-Problem

Da im Experiment die Flugzeitmethode zur Bestimmung der Neutronenenergie genutzt werden sollte, musste während des gesamten Experiments sichergestellt sein, dass der

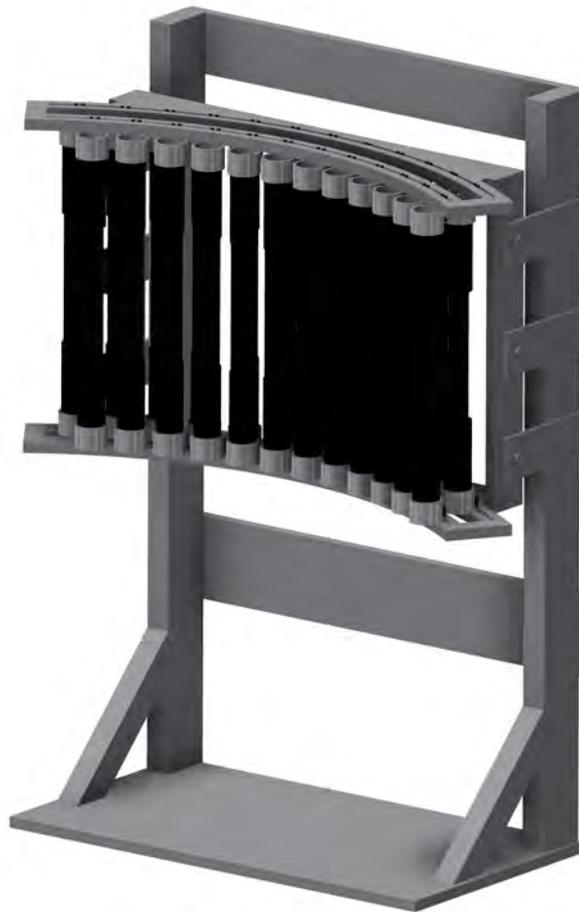


Abbildung 2.7: CAD-Zeichnung des optimierten LENDA-Detektoraufbaus mit den LENDA-Detektoren in zwei Reihen mit 100 bzw. 110 cm Abstand zum Target.

Zeitversatz zwischen Referenzsignal und Detektorsignal konstant bleibt. Damit keine Synchronisation der internen Uhren der 4 XIA's Digital Gamma Finder Pixie-16 Boards, die zur Aufnahme der LENDA-Signale verwendet wurden, durchgeführt werden musste, wurden die Referenzsignale an jedes dieser Boards angeschlossen. Da die Boards mit jeweils nur einer Uhr betrieben werden, konnte so die Synchronisation der Uhren gewährleistet werden. Jedoch war vor dem Experiment bereits eine Eigenart der verwendeten Boards bekannt, die als Jitter (engl. „zittern“) bezeichnet wird. Nach jedem Neustart der Boards stellt sich ein Zeitversatz zwischen den einzelnen Kanälen von -4, 0 oder 4 ns ein. Um diesen Versatz zwischen den einzelnen Kanälen zu bestimmen, wurde in der Vergangenheit der Gammablitz einer oft auftretenden Reaktion verwendet. Da allerdings nicht abzusehen war, wie groß dieser Gammablitz im Experiment sein würde, wurde eine neue Methode entwickelt. Bei dieser Methode wird ein Flüssigkeitsszintillator, auf dem sich eine ^{60}Co -Quelle befindet, in 50 cm Abstand zu den LENDA-Detektoren positioniert. Das Signal dieses Detektors wird anstelle der Referenzsignale in die Datenaufnahme gegeben. Durch den Nachweis jeweils eines koinzidenten Gammas der Zerfallskaskade des ^{60}Co -Zerfalls kann der Versatz zwischen den einzelnen Kanälen ermittelt und korrigiert werden (vgl. Abbildung A.1 im Anhang). Durch die Durchführung dieses Verfahrens, das inklusive Auf- und Abbau des Detektors insgesamt 15 Minuten dauerte, konnte eine Zeitkalibrierung nach jedem Neustart der Datenaufnahme sichergestellt werden.

2.5 CD_2 -Targets

Targetherstellung

Im Vorfeld des Experiments wurden Berechnungen durchgeführt, um die ideale Targetdicke zu ermitteln (vgl. Kapitel A.3 im Anhang). Das Ergebnis dieser Untersuchung war, dass bei gegebener Strahlenergie eine Abweichung der Targetdicke von der idealen Dicke große Auswirkungen auf die zu erwartende Reaktionsrate hat. Da vor dem Experiment die endgültige Energie des Strahls nicht festgelegt werden konnte, mussten daher möglichst viele Targets zur Verfügung stehen, um durch Kombination derer die ideale Dicke zu erreichen.

Aus früheren Experimenten waren bereits CD_2 -Targets in verschiedenen Dicken vorhanden (vgl. Tabelle 2.1). Allerdings waren die Dicken dieser Targets deutlich geringer als die für den angestrebten Energiebereich von 39 – 45 MeV/Nukleon ideale Dicke. Aus diesem Grund wurde entschieden, zwei weitere Targets, mit Dicken von 85 und $100 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ herzustellen, um so mit dem Kombinieren der verschiedenen Targets so dicht wie möglich an die ideale Dicke für die gelieferte Strahlenergie zu kommen.

Die Herstellung der Targets per Sintern fand an der School of Packing der Michigan State University statt. Für das Sintern musste zunächst eine Aluminiumschablone mit der entsprechenden Dicke und Form des späteren Targets hergestellt und die Targetmenge für diese Geometrie bestimmt werden. Anschließend wurde die entsprechende Menge CD_2 zerkleinert und in die Schablone eingefüllt, welche von zwei Alumini-

2 Experiment

Bezeichnung	Dicke in $\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$
Woods	10
e16019-1	25
e16019-2	40
e15226-1	85
e15226-2	100

Tabelle 2.1: Übersicht der vorhandenen Targets. Selbst hergestellte Targets sind fett gekennzeichnet (Sollwerte).

umfolien bedeckt wurde (vgl. Abbildung 2.8). Um das Material zu schmelzen und in entsprechende Form zu pressen, wurde eine erhitzbare und kühlbare hydraulische Presse verwendet, in die die Schablone gelegt wurde. Zunächst wurde das Material 5 Minuten ohne Druck auf ca. 173° Celsius erhitzt. In den nächsten 15 Minuten wurde der Druck kontinuierlich auf 15 amerikanische Tonnen (ca. 13,6 t) erhöht. Bei diesem Druck wurde die Temperatur 10 Minuten konstant gehalten, bevor die Wasserkühlung eingeschaltet wurde, um das Target unter Druck in 10 Minuten auf Raumtemperatur herunter zu kühlen.

Im Nachgang wurde das Target von der Schablone getrennt und schließlich in Form geschnitten und auf die Targethalterung geklebt (vgl. Abbildung 2.8).

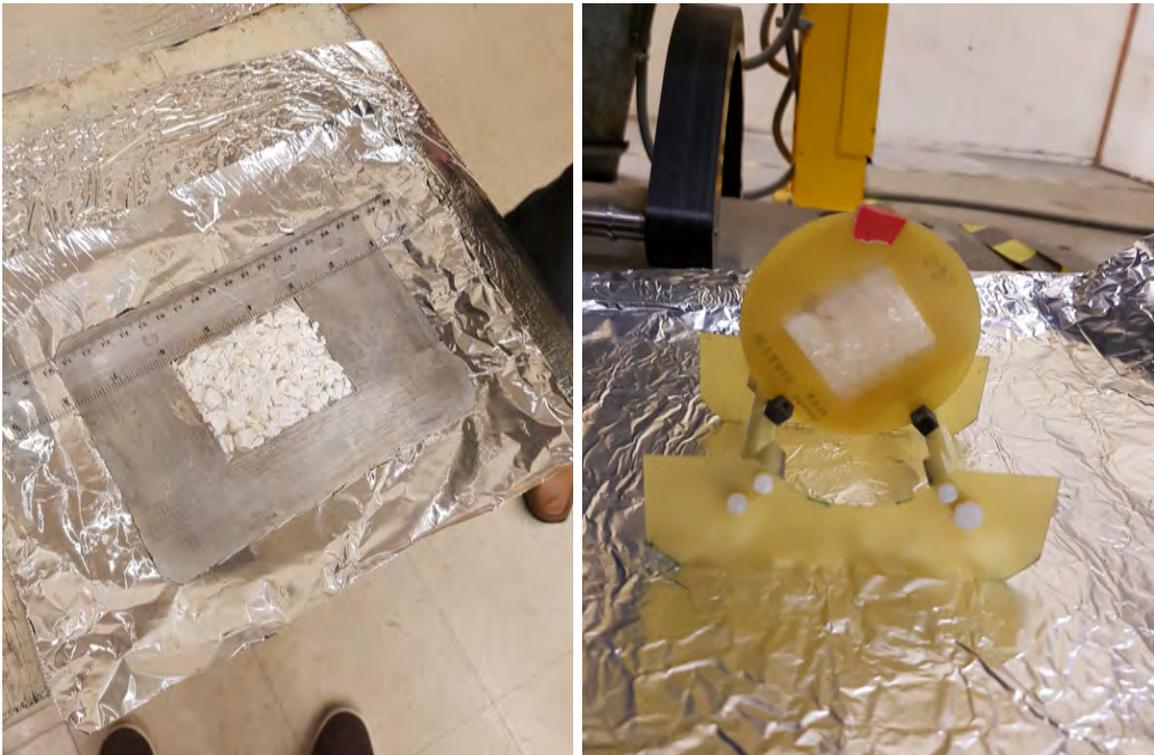


Abbildung 2.8: Links: Target-Schablone mit eingefülltem zerkleinertem CD₂. Rechts: Gepresstes Target auf der Targethalterung.

Notwendigkeit eines C-Targets

Bei der Reaktion des einfallenden Strahls im CD_2 -Target kann das gewünschte Isotop neben der (d,n)-Reaktion auch durch eine Reaktion mit dem Kohlenstoff im Target entstehen. Da für die Berechnung der spektroskopischen Faktoren allerdings die (d,n)-Wechselwirkungsquerschnitte benötigt werden, muss der Anteil der Reaktionen über die C-Atome bestimmt und in der Analyse abgezogen werden. Die hierfür benötigten C-Targets standen dabei aus früheren Experimenten zur Verfügung.

2.6 Datenaufnahme

Eine weitere Herausforderung im Zusammenhang mit der Erweiterung des bekannten Experimentaufbaus mit GRETINA und S800 um LENDA war die Datenaufnahme. Hierfür stand eine Digitale DAQ zur Verfügung, mit der die Daten der drei Subsysteme GRETINA, LENDA und dem S800 zusammengefasst und gespeichert wurden. Die logische Verkabelung, mit der die Zeitsynchronisation sichergestellt wurde sowie die entsprechende Triggerlogik sind in Abbildung 2.9 dargestellt. Im Weiteren wird darauf eingegangen, welche Herausforderungen mit dieser Logik gemeistert werden konnten:

- **Zeitsynchronisation mittels externer Uhr und IMP-Sync-Signal:** Um Koinzidenzen zwischen einzelnen Detektoren nachweisen zu können, ist es entscheidend, dass die Zeitstempel der Einzelereignisse synchronisiert sind. Hierfür müssen die externen Uhren der einzelnen verwendeten Systeme synchronisiert sein und zeitgleich starten. Im Versuchsaufbau ohne LENDA ist dies wie folgt umgesetzt: GRETINA liefert ein 12,5 MHz Signal, das als externes Uhrensinal zum S800 gesendet wird. Da beim Messstart die Initialisierungszeit des S800 länger als die von GRETINA ist, sendet dieser nach Abschluss der Initialisierung ein Signal (IMPSync) zum GRETINA-Detektor, sodass seine Uhren genullt werden. Die Herausforderung bestand nun darin, den LENDA-Detektor, der bis zur Planungsphase dieses Experiments ausschließlich mit der internen Uhr seiner Ausleseelektronik verwendet wurde, in dieses Verfahren einzubinden und sicherzustellen, dass die Synchronisation der Uhren nicht verloren geht.
- **Triggerlogik mittels Trigger-In und Trigger-Out:** Für die Triggerlogik des S800/GRETINA-Systems wird ein Triggermodul verwendet, welches nur zwei Eingänge für Trigger Signale besitzt und die Möglichkeit bietet, zwischen Trigger Modi (Nur S800, Nur GRETINA oder S800 und GRETINA in Koinzidenz) zu wählen. Im Falle eines Ereignisses, das einen Trigger auslöst, sendet dieses Modul ein Trigger Signal an die beiden Detektoren. Da für das Experiment nicht die komplette Elektronik und Steuersoftware des S800 ausgetauscht werden konnte, musste der LENDA-Detektor in das bestehende System integriert werden. Für die Einstellung des S800 ist es unumgänglich, die Möglichkeit zu besitzen, nur auf den S800 zu triggern, daher wurde an den zweiten Anschluss ein OR aus den Triggern von LENDA und GRETINA angelegt. Die Herausforderung war es, die

Trigger so weit zu synchronisieren, dass keine zwei Trigger ausgelöst werden und zusätzlich sicherzustellen, dass der Zeitversatz zwischen dem gesendeten Triggern eines Detektors zum Modul und der Bestätigung des Triggers durch dieses nicht zu groß für den Zwischenspeicher der Detektoren ist.

Neben diesen Herausforderungen, die durch entsprechende Verkabelung der Detektoren gelöst werden konnte, musste zusätzlich der Event-Packer aktualisiert werden. Die Datenaufnahme ist so programmiert, dass sie während der Aufnahme die Ereignisse aller Detektoren in einem Zeitfenster von $4\ \mu\text{s}$ zusammenfasst. Daher musste der Event-Packer zusätzlich auch LENDA-Ereignisse verarbeiten können.

Für das Verwenden einer externen Uhr in LENDA war zudem ein Firmwareupdate der Herstellerfirma erforderlich. Um die neue Datenaufnahme zu testen, wurde vor dem Experiment, neben verschiedenen Tests der Einzelsysteme, auch ein Test mit einem Teststrahl durchführt, um die Funktionsfähigkeit zu überprüfen.

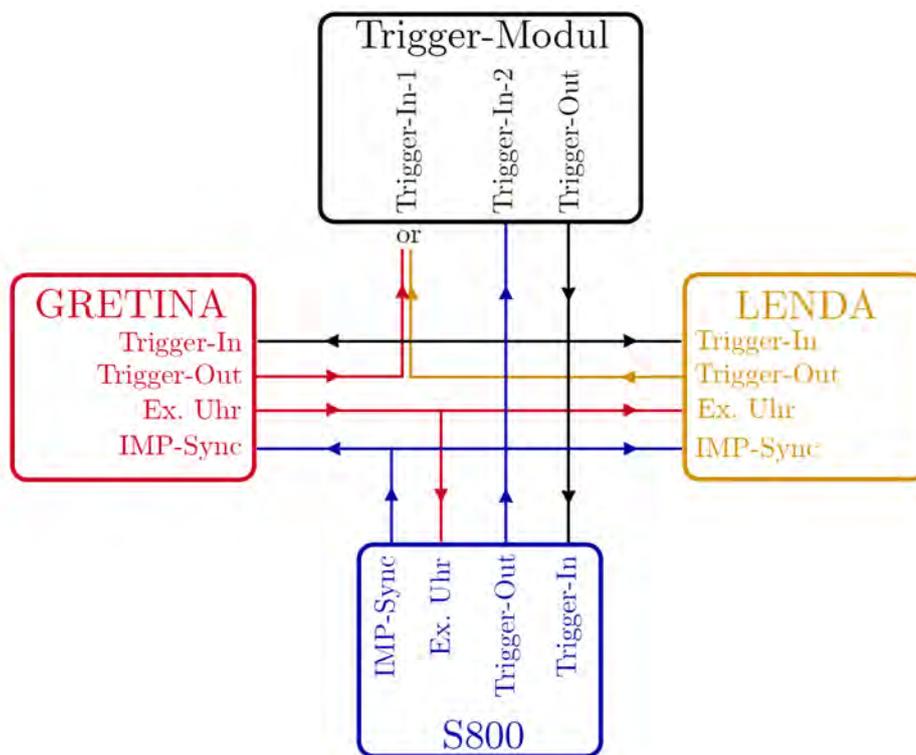


Abbildung 2.9: Verwendete Logik zur Synchronisation und zum Triggern der drei unabhängigen Systeme.

2.7 Experiment

Das Experiment wurde unmittelbar vor dem Test mit Teststrahl in der sogenannten S3-Area am NSCL aufgebaut. Abbildung 2.10 zeigt die Umsetzung des im Verlauf

dieses Kapitels beschriebenen Aufbaus. Die LENDA-Detektoren wurden mittels einer LASER-Messapparatur positioniert, sodass der genaue Winkel, als auch der Abstand zum Target (Zielwerte 100 und 110 cm) bekannt waren und sichergestellt wurde, dass die Detektoren nicht überlappen. Der für die Kalibrierungsmessungen notwendige Flüssigszintillator wurde bei Bedarf mit einem Abstand von ca. 50 cm zum mittleren LENDA-Detektor zwischen LENDA und GRETINA auf einer vorher markierten Position aufgestellt.

Im Zeitraum des Experiments, das vom 30.11-06.12.2016 am NSCL durchgeführt wurde, gab es verschiedene Phasen, die in Tabelle 2.2 aufgeführt sind. Während der Ein-

Bezeichnung	Target	$B\rho$ S800	Messdauer
Primärstrahl-Tuning	-	-	-
Sekundärstrahl-Tuning	-	-	-
Charakterisierung Sekundärstrahl	-	1,774	0,5 h
Messung des CD_2 -Targets	CD_2	1,555	0,15 h
CD_2 -Untersuchung (dezentriert)	CD_2	1,4762	83,75 h
CD_2 -Untersuchung (zentriert)	CD_2	1,4332	10,6 h
Messung des C-Targets	C	1,64044	0,2 h
Untergrund-Untersuchung	C	1,49970	16,2 h
CD_2 -Untersuchung (zentriert)	CD_2	1,4332	1,6 h
Untergrund-Untersuchung	C	1,49970	18,5 h

Tabelle 2.2: Übersicht der Versuchsabschnitte während des Experiments.

stellung des Primär- und Sekundärstrahls wurde festgestellt, dass bei der gewünschten Energie von 39 MeV/Nukleon die Intensität des Strahls zu gering war, weswegen entschieden wurde, das Experiment mit 47 MeV/Nukleon durchzuführen. Anhand der Abschätzung der idealen Targetdicke (vgl. Kapitel A.3 im Anhang) wurde entschieden, das produzierte $100 \frac{mg}{cm^2}$ -Target mit dem $10 \frac{mg}{cm^2}$ -Target zu kombinieren, um eine möglichst hohe Rate von ^{24}Si zu erzeugen.

Nach der Einstellung des Sekundärstrahls wurde der ^{23}Al -Strahl in der Brennebene des S800 zentriert, um ihn über die $B\rho$ -Einstellung des S800 genau zu charakterisieren. Anschließend wurde dieselbe Messung unter Verwendung des CD_2 -Targets durchgeführt, um damit den Energieverlust des ^{23}Al -Strahls und somit die Dicke des Targets genau zu ermitteln. Danach wurde die Einstellung des S800 so verändert, dass ^{24}Si in der Brennebene zentriert sein sollte. Nach einer Laufzeit von 83,75 h und zeitgleicher Online-Analyse der Daten fiel jedoch auf, dass ^{24}Si nicht komplett zentriert in der Brennebene war und somit die Einstellung des S800 nochmals verändert wurden.

Im Anschluss wurde das Target gewechselt und zunächst ebenfalls mit einem zentrierten ^{23}Al -Strahl die Dicke bestimmt. Abschließend wurde mit dem Kohlenstofftarget und zentriertem ^{24}Si in der Brennebene für circa 35 Stunden gemessen.

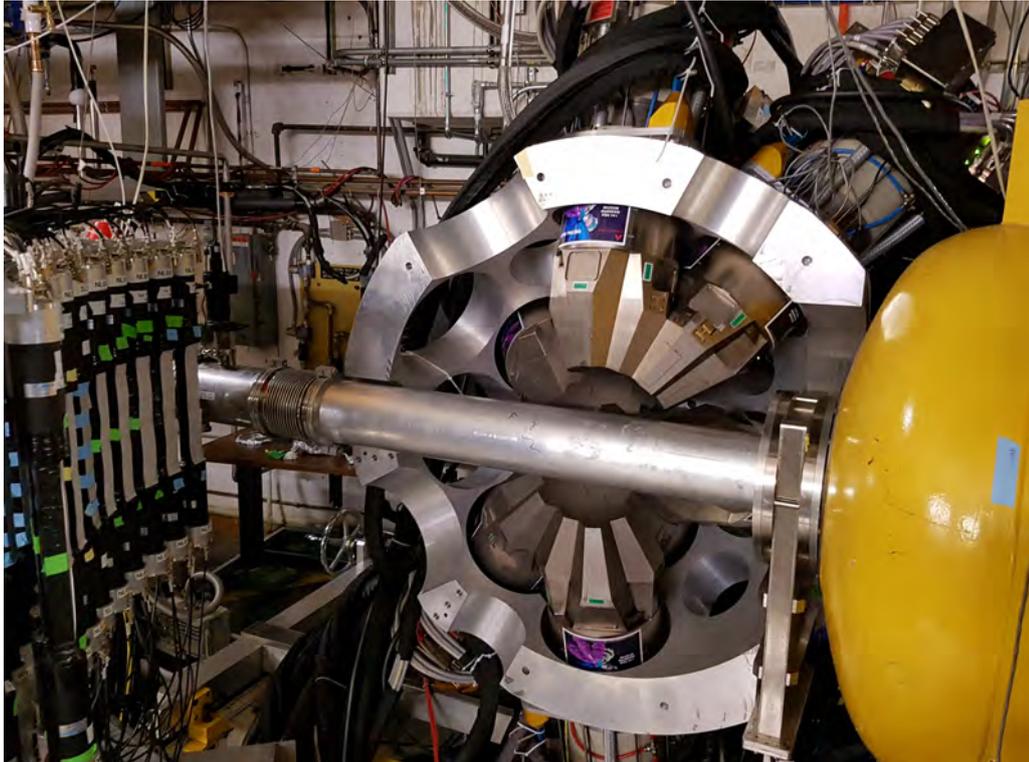


Abbildung 2.10: Foto des experimentellen Aufbaus am NSCL. Links: LENDA, Bildmitte: GRETINA, Rechts: Strahlführung S800.

3 Kalibrierung, Korrekturen & Analyse

3.1 Massenspektrometer S800

Im folgenden Kapitel werden die Kalibrierungen und Korrekturen, die für das S800-Massenspektrometer benötigt wurden, genauer erläutert. Für die Analyse und Auswertung ist der S800 aus zweierlei Gründen relevant: Zum einen können mittels des S800 die Strahlcharakteristika inklusive der Normierung der ein und auslaufenden Teilchen und die Targetdicke bestimmt werden. Zum anderen ist es für die spätere Auswertung der GRETINA und LENDA-Daten unerlässlich, nur Ereignisse zu untersuchen, die ein ^{23}Al im Eingangs- und ^{24}Si im Ausgangskanal vorweisen. Die Identifikation der einfallenden und ausgehenden Teilchen ist die Hauptaufgabe der S800-Analyse. Dabei ist anzumerken, dass die verwendete Anlage aus A1900 und S800 normalerweise für deutlich höhere Strahlenergien als die verwendeten 47 MeV/Nukleon ausgelegt ist, was die Analyse deutlich komplizierter machte. Ein Effekt, der durch die niedrige Strahlenergie hervorgerufen wurde, führte dabei auch dazu, dass, wie in Kapitel 2.7 beschrieben, das auslaufende ^{24}Si über einen großen Zeitraum des Experiments nicht zentriert im S800 war. Daher wird im Verlauf des Kapitels auch bestimmt, wie groß der Verlust an ^{24}Si in den dezentrierten Läufen war, um so die komplette Statistik aus den dezentrierten und zentrierten Läufen zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte verwenden zu können.

Da die Rate des E1-Szintillators mit ~ 150 Hz (dezentrierte Läufe) bzw. ~ 50 Hz (zentrierte Läufe) sehr gering war, konnte im Experiment sowohl auf S800-Einzelereignisse als auch auf Koinzidenzen zwischen S800-Lenda-oder-Gretina getriggert werden. Die Ergebnisse in diesem Kapitel zeigen stets die Kombination aus Einzel- und Koinzidenzereignissen.

3.1.1 Charakteristik des einfallenden Strahls

Reinheit und Transmission

Bei der Erzeugung des gewünschten ^{23}Al im Berylliumtarget wurden auch andere Isotope erzeugt. Für die Separation des gewünschten Isotops wurde der A1900 genutzt, der zur Separation die $B\rho-\Delta E-B\rho$ -Methode verwendet (vgl. Kapitel 2.2). Wie allerdings beschrieben, können Isotope unterschiedlichen Typs aufgrund unterschiedlicher Geschwindigkeiten gleiche $B\rho$ besitzen und somit nicht durch den A1900 getrennt werden. Da die verschiedenen Isotope allerdings unterschiedliche Geschwindigkeiten und

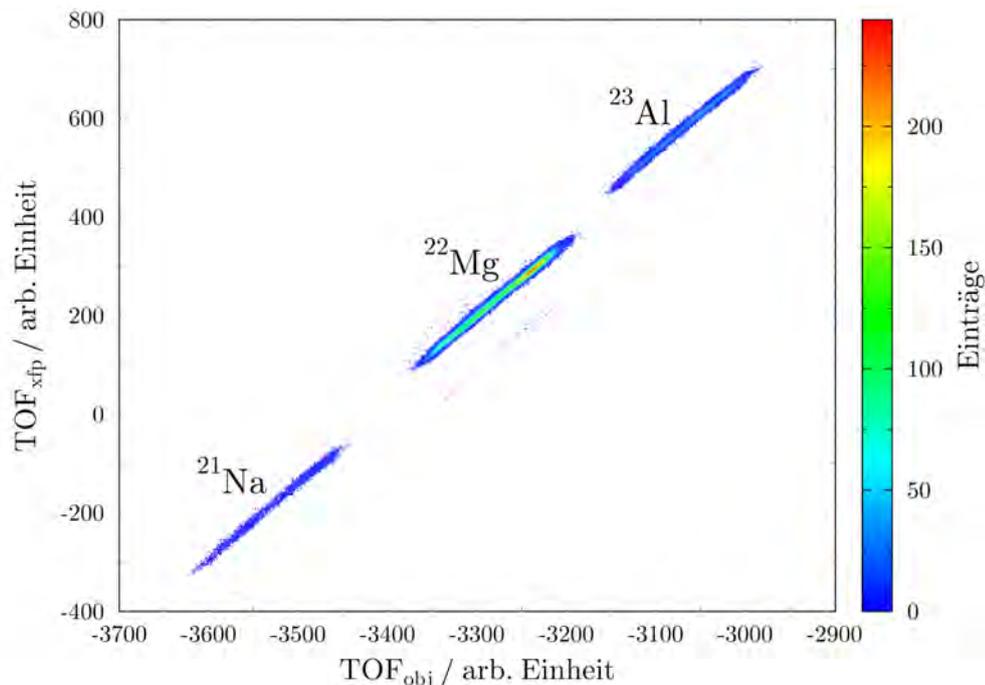


Abbildung 3.1: Identifikation des einfallenden Strahls ohne Target über die Flugzeitabhängigkeit. Erkennbar sind die drei Isotope des Sekundärstrahls.

somit verschiedene Flugzeiten besitzen, kann dies zur Trennung ausgenutzt werden. Im speziellen Fall wurden hierfür die Flugzeiten zwischen dem XFP- und E1-Szintillator (TOF_{xfp}) und OBJ- und E1-Szintillator (TOF_{obj}) verwendet. Mittels der Läufe ohne Target während der Charakterisierungsphase des Sekundärstrahls wurden so die Bestandteile des Strahls bestimmt.

In Abbildung 3.1 ist die Abhängigkeit der beiden Flugzeiten in einem Diagramm, dem sogenannten einfallenden Partikel-Identifikations-Diagramm (EPID) dargestellt. Wie ersichtlich ist, bestand der einfallende Strahl aus drei verschiedenen Komponenten, bei denen es sich um ^{21}Na , ^{22}Mg und ^{23}Al handelt, wobei der Anteil des Magnesium-Isotops überwiegt ($\sim 73\%$). Die Reinheit des Strahls, die durch Division der Anzahl der ^{23}Al -Ionen durch die gesamte Anzahl der registrierten Ionen im E1-Szintillator bestimmt wurde, liegt bei $13,01 \pm 0,09\%$.

Anzahl der einfallenden Teilchen

Eine weitere entscheidende Größe, die aus diesem Lauf gewonnen wurde, ist die Ausbeute ($\eta_{^{23}\text{Al}}$), die für die Bestimmung der eintreffenden ^{23}Al -Teilchen benötigt wird. Sie setzt sich aus der Detektionseffizienz des S800 (ϵ), dem Anteil der ^{23}Al -Isotope an den einfallenden Teilchen (Reinheit ρ) und der Transmission dieser Teilchen bis zur Probe (τ) zusammen:

$$\eta_{^{23}\text{Al}} = \frac{\rho\tau}{\epsilon} \quad (3.1)$$

Anstatt die Größen einzeln zu bestimmen, wurde die Ausbeute über die Anzahl der nachgewiesenen ^{23}Al -Ionen ($A_{^{23}\text{Al-detektiert}}$), die bereits die Transmission und Detektoreffizienz berücksichtigt, und der gesamten Anzahl an einfallenden Teilchen (A_{total}) berechnet:

$$\eta_{^{23}\text{Al}} = \frac{A_{^{23}\text{Al-detektiert}}}{A_{\text{total}}} \quad (3.2)$$

Für die Ermittlung der absoluten Anzahl der einfallenden Teilchen standen die Zählerdaten der Szintillatoren (XFP und OBJ) zur Verfügung. Diese erfassten jedes nachgewiesene Ereignis in den Detektoren ohne die Überprüfung der physikalischen Eigenschaften. Mithilfe dieser Zählerdaten sowie der Anzahl der durch den E1-Szintillator detektierten ^{23}Al -Ionen konnte $\eta_{^{23}\text{Al}}$ bestimmt werden, wobei hierfür der Lauf ohne Target verwendet werden musste (da in diesem ^{23}Al zentriert war und somit die Transmission zwischen Target und E1-Szintillator als 1 angenommen werden kann). Da sowohl der XFP- als auch der OBJ-Szintillator Zählerdaten lieferten, konnten zwei Zählerfaktoren bestimmt werden. Diese beiden Werte unterscheiden sich jedoch, da die Transmission zwischen den Szintillatoren nicht ideal war. Aufgrund dieser Tatsache war die Rate im XFP deutlich größer als im OBJ-Szintillator. Für die Charakterisierung des einfallenden Strahls wurde die Rate an einfallenden Teilchen allerdings gesenkt, weil der E1-Szintillator die vollständig erzeugte Rate nicht verarbeiten hätte können. Bei höherer Rate an einfallenden Teilchen kann allerdings Pile-Up, also Ereignisse zweier Partikel, deren Zeitversatz im Szintillator zu gering ist, um diese als zwei Ereignisse zu registrieren, im XFP- und OBJ-Szintillator entstehen. Dieser Effekt konnte bei der Berechnung der Ausbeute nicht berücksichtigt werden. Da im eigentlichen Experiment die Rate im XFP deutlich über der im OBJ-Szintillator lag und damit die Wahrscheinlichkeit eines Pile-Up-Ereignisses im XFP größer war, wird für die Bestimmung der Ausbeute der ^{23}Al -Partikel die Zählerdaten des OBJ-Szintillators verwendet:

$$\eta_{^{23}\text{Al}} = 0,0584 \pm 0,0004 \frac{^{23}\text{Al-Ionen}}{\text{OBJ-Zähler}}$$

Kalibrierung mit einer Maske

Für die weitere Untersuchung des einfallenden Strahls war es nötig, mehr Informationen über seine Energie zu erhalten. Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, kann hierfür die Position der Teilchen nach Durchlaufen der Analysiermagnete genutzt werden. Diese Position ist zusätzlich für die COSY-Trajektorienrekonstruktion und für die Korrektur der Flugzeiten zur Teilchenidentifikation der produzierten Ionen wichtig. Um die genaue Position mithilfe der CRDCs zu bestimmen, wurde zunächst eine Kalibrierung mit einer Maske durchgeführt. Hierfür wurde eine dünne Al-Platte verwendet, in die Aussparungen in Formen von Löchern und Schlitzen eingearbeitet waren. Diese Platte konnte bei Bedarf elektronisch vor die CRDCs geschoben werden, sodass der Strahl nur noch durch die Öffnungen in der Platte gelangen konnte. Wie in Abbildung 3.2 zu sehen ist, wurde so ein Abbild dieser Platte im X-Y-Positionsdiagramm der CRDCs erzeugt. Da die Maße der Aussparung in der Platte bekannt sind, konnte durch

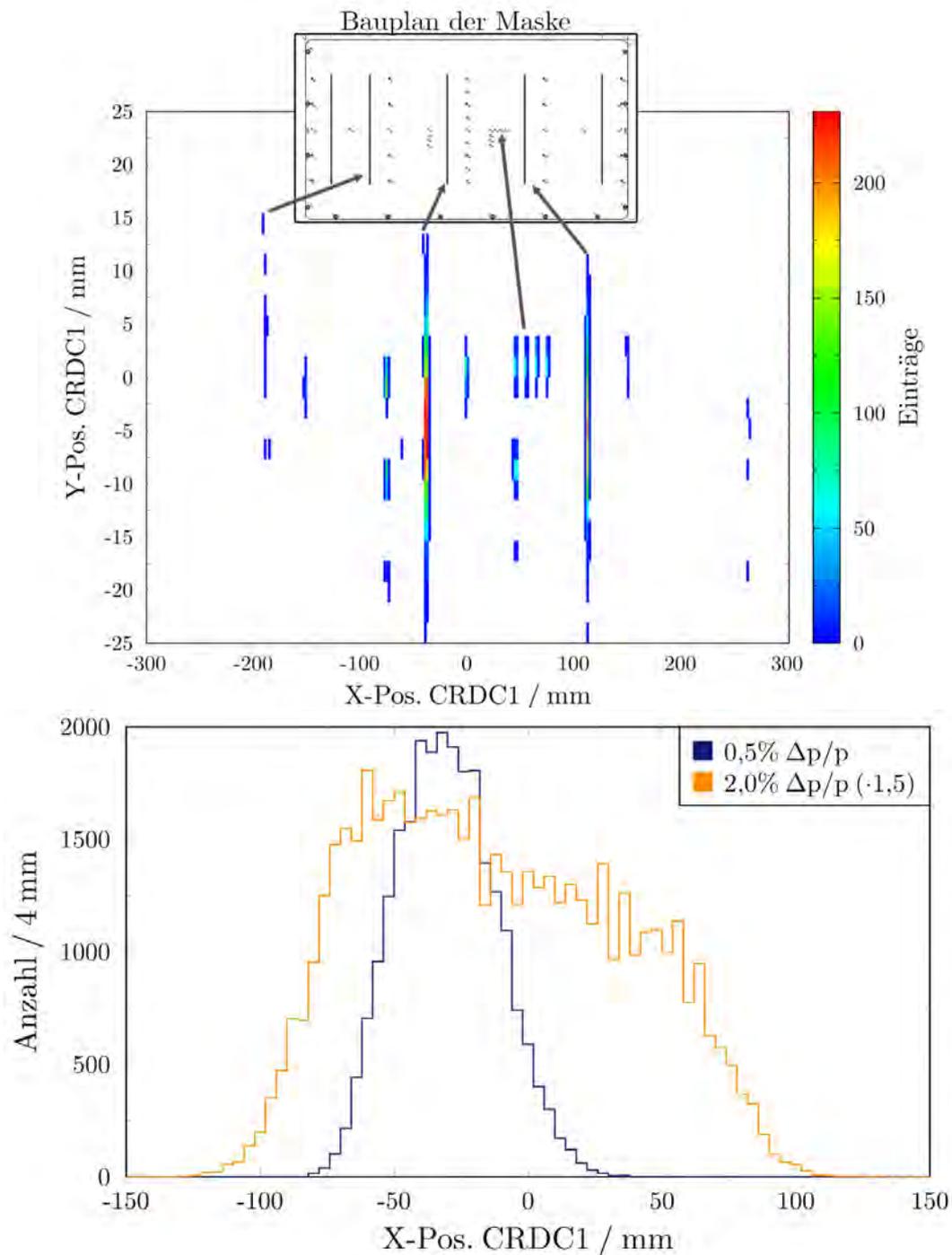


Abbildung 3.2: Oben: X- und Y-Position der in der CRDC1 detektierten Ereignisse des Masken-Kalibrations-Laufs vor dem Experiment nach der durchgeführten Kalibrierung. Außerdem eingezeichnet: Der Bauplan der verwendeten Maske aus [47]. Unten: CRDC-X-Position von unreaktiertem ^{23}Al ohne Target für eine Impulsakzeptanz des A1900 von 0,5 % und 2,0 %.

Vergleich der Ergebnisse aus den CRDCs und der Positionen auf der Platte, die Kalibrierung vorgenommen werden. Die Masken-Kalibrierungsläufe wurden insgesamt vier Mal während des Experiments durchgeführt.

Energie des einfallenden Strahls

Aus den Messserien ohne Target wurde außerdem die Energie des einfallenden Strahls bestimmt. Hierfür standen zwei verschiedene Läufe zur Verfügung, die sich in der eingestellten Impulsakzeptanz des A1900 unterscheiden. Ein Datensatz wurde mit 0,5 % Impulsakzeptanz durchgeführt, um für die spätere Bestimmung der Targetdicke einen möglichst genauen Energiewert des einfallenden Strahls zu erhalten (vgl. Abbildung 3.2). Der Lauf mit 2,0 %, also dem Wert, der im späteren Experiment verwendet wurde, diente hauptsächlich zur Normierung der Strahleigenschaften, aber auch für die Bestimmung des Energiebereichs des einfallenden Strahls. Für die genaue Bestimmung der Strahlenergie wurde die Position der ^{23}Al -Ionen in der CRDC genutzt, die in Abbildung 3.2 zu sehen ist. Mittels der bekannten $B\rho$ Einstellungen des S800 und der ionenoptischen Simulation mit LISE++ wurde die Energie des einfallenden Strahls so lange variiert, bis die Simulation den Strahl an der gemessenen Stelle in der ersten CRDC anzeigte. Mit diesem Verfahren konnte eine Strahlenergie von $47,6 \pm 0,2 \text{ MeV/Nukleon}$ am Peak der Messung mit 0,5 %-Impulsakzeptanz des A1900 bestimmt werden. Bei der verwendeten 2 %-Impulsakzeptanz ergab sich eine Energie im Bereich von $46,3 - 48,4 \text{ MeV/Nukleon}$. Die nicht symmetrische Form der Energieverteilung bei einer Impulsunschärfe von 2 % kommt dabei von den Ausmaßen des A1900 und trifft bei allen drei produzierten Sekundärstrahlisotopen auf. Dies ist ein Artefakt der niedrigen Strahlenergie, für die der A1900 nicht ausgelegt worden ist.

Bestimmung der Targetdicken

Aus den Informationen über die Energie des einfallenden Strahls und den Läufen zur Targetmessung der zwei verschiedenen Targets konnte die Targetdicke bestimmt werden. Hierfür wurde wieder mit dem vorher beschriebenen Verfahren, die Energie des Strahls nach dem Target bestimmt. Die Targetdicke ergibt sich durch den Energieverlust des Strahles im Vergleich zur Messung ohne Target. Die so ermittelten Targetdicken sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Der Fehler dieser Methode wurde aufgrund der Breite der Peaks der CRDC-Positionsverteilung mit 5 % angenommen.

Target	$B\rho$ S800	Position CRDC (mm)	Targetdicke ($\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$)
CD ₂	1,555	-4,3	$110,5 \pm 5,5$
C	1,64044	-1,1	$78 \pm 3,9$

Tabelle 3.1: Ergebnisse der Targetdickenbestimmung.

3.1.2 Teilchenidentifikation des eintreffenden Strahls

Im Experiment sollte die Reaktion $^{23}\text{Al}(d,n)^{24}\text{Si}$ untersucht werden. Daher musste in der Analyse sichergestellt werden, dass nur Ereignisse in GRETINA und LENDA untersucht werden, bei denen das eintreffende Ion ^{23}Al und das ausgehende Ion ^{24}Si ist. In den nächsten beiden Abschnitten wird erläutert, wie diese Identifikation durchgeführt wurde und welche Korrekturen dafür nötig waren.

Einfallende Partikel Identifikation (EPID)

Wie bereits bei der Charakterisierung des Strahls in Abschnitt 3.1.1 wurde zur Unterscheidung der einfallenden Partikel die Korrelation der Flugzeiten TOF_{xfp} und TOF_{obj} betrachtet (vgl. Abbildung 3.3).

In der Mitte des Diagramms ist eine dominante Struktur zu erkennen, die scheinbar in X- (Region 1) und Y-Richtung (Region 2) versetzt, in abgeschwächter Form wiederholt auftritt. Bevor auf die dominante Struktur eingegangen wird (vgl. untere Abbildung), soll die abgeschwächte Struktur erläutert werden.

Wird ein einfallendes Ion sowohl im XFP-, OBJ- und E1-Szintillator nachgewiesen, entsteht ein Ereignis im dominanten Bereich des Diagramms. Die Pulsung des eintreffenden Strahls führt allerdings dazu, dass dem ausgelösten Trigger durch den E1-Szintillator verschiedene Zeiten für das Erreichen des XFP- und OBJ-Szintillators zugeordnet werden können. In der Analyse wurden aus allen möglichen Zeiten dann die Zeiten ausgewählt, die am nächsten an denen lagen, die für die Flugzeit angenommen werden konnten (dominante Struktur). Aufgrund der endlichen Effizienz sowie möglichem Pile-Up des XFP- und OBJ-Szintillators konnte es allerdings vorkommen, dass das Ion, das den Trigger auslöste, im XFP- oder OBJ-Szintillator nicht detektiert wurde. Daher wurde in der Analyse eine falsche Flugzeit gebildet, was die Artefakte erklärt (Ursache für Region 1 ist der OBJ-Szintillator, für Region 2 der XFP-Szintillator), die allerdings aufgrund der geringen Anzahl vernachlässigt werden konnten.

Nachdem die Artefakte erklärt wurden, kann nun auf die dominante Struktur eingegangen werden, die sich aus zwei Teilen zusammensetzt: Der eigentliche Sekundärstrahl ist gut zu erkennen (schwarz markierte Regionen), welcher auch in Abbildung 3.1 zu sehen ist. Diese Struktur wurde erzeugt, indem der Sekundärstrahl ohne Reaktion das Target durchlief und den E1-Szintillator erreichte. Die Struktur ist im Vergleich zu den Ergebnissen ohne Target allerdings aufgeweitet. Grund für diese Aufweitung sind Reaktionen im Target. Durch diese veränderte sich die Geschwindigkeit sowie die Masse und damit auch der Flugweg der ausgehenden Ionen. Sowohl die Geschwindigkeit als auch der Flugweg haben direkte Auswirkungen auf die Flugzeit, was die Aufweitung verursacht. Da von dieser Aufweitung allerdings sowohl die XFP- als auch die OBJ-Flugzeit betroffen ist und das Verhältnis konstant bleibt, kann weiterhin zwischen den einfallenden Teilchen unterschieden und ein Cut gefunden werden, mit dem nur Ereignisse in der Datenanalyse verwendet werden, die definitiv von einem einfallenden ^{23}Al erzeugt wurden (vgl. Abbildung 3.3).

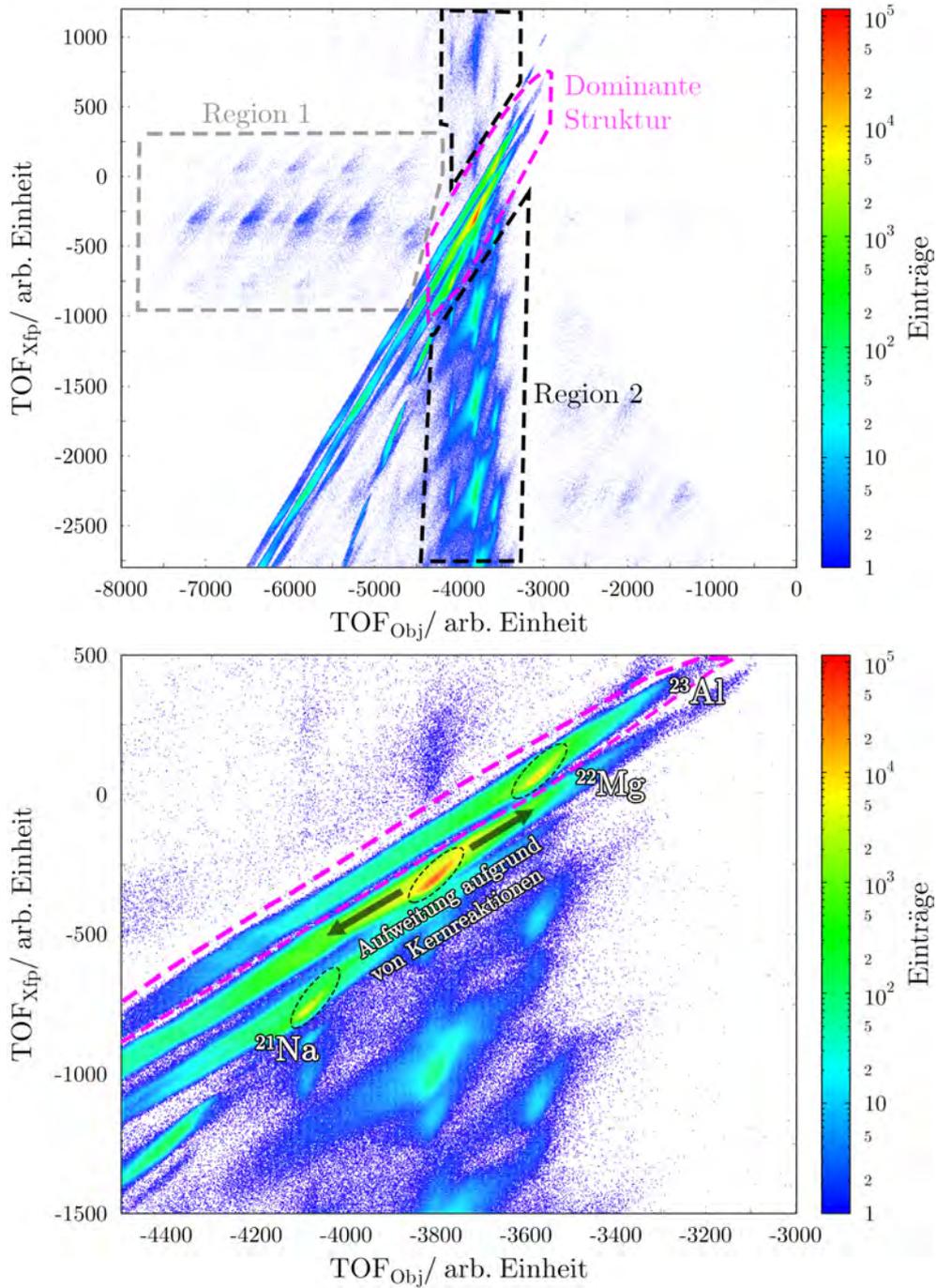


Abbildung 3.3: Oben: Gesamtes Spektrum des einfallenden Strahls mit Markierung der dominanten Struktur und der Artefakte in Region 1 und 2. Unten: Vergrößerter Bereich der dominanten Struktur. Eingezeichnet sind die drei Bestandteile des einfallenden Strahls. Die Aufweitungen im Vergleich zur Untersuchung ohne Target (schwarz) resultieren aus Kernreaktionen im Target. In magenta ist der Cut auf einfallende ²³Al-Teilchen eingezeichnet.

3.1.3 Teilchenidentifikation des ausgehenden Strahls (PID)

Um die ausgehenden Ionen zu identifizieren, wurde die Flugzeit zwischen Objekt-Szintillator und E1-Szintillator und der Energieverlust des Teilchens in der Ionenkammer betrachtet. Anders als beim EPID, bei dem zwei Flugzeiten verglichen werden und somit Unterschiede im Flugweg und der Energie nach dem Target Auswirkungen auf beide Zeiten haben, werden für die Identifikation der ausgehenden Teilchen Korrekturen benötigt, um verschiedene Teilchen unterscheiden zu können.

Korrekturen für die Identifikation

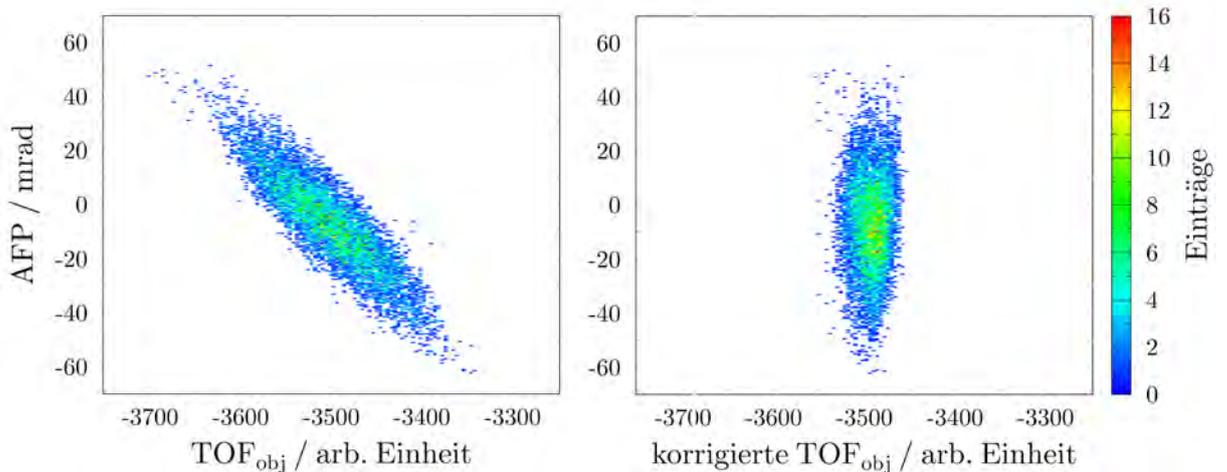


Abbildung 3.4: Links: Abhängigkeit der Flugzeit vom Winkel nach den Dipolen im S800 für produzierte ^{24}Si -Isotope. Rechts: Abhängigkeit der Flugzeit vom Winkel nach der angewendeten Korrektur.

Unter der Annahme, dass nur ^{23}Al -Isotope im Eingangskanal berücksichtigt werden, die die gleiche Energie vorweisen, ist die Flugzeit vom Objekt Szintillator zum Target für all diese Teilchen gleich groß. Durch die Reaktion im Target entstehen allerdings verschiedene Isotope, die nach dem Target unterschiedliche kinetische Energien, sowie Massen aufweisen und somit auch unterschiedliche Geschwindigkeiten besitzen. Diese Teilchen werden wiederum in den Dipolen des S800 aufgrund ihrer Ladung in Abhängigkeit ihrer Masse und Geschwindigkeit abgelenkt, sodass auch unterschiedliche Flugwege entstehen. Selbst für ausgehende Ionen des gleichen Typs können so verschiedene Flugzeiten entstehen.

Durch die Messung der Ablenkung in den Dipolen des S800 durch die CRDCs können allerdings diese Unterschiede in der Flugzeit korrigiert werden. Hierfür wurde der dispersive Winkel (AFP) und die Position in der ersten CRDC (XFP) verwendet. In Abbildung 3.4 ist die Abhängigkeit der nicht korrigierten Flugzeit vom Winkel für produzierte ^{24}Si -Ionen im Ausgangskanal gezeigt. Wie zu erkennen ist, gibt es eine deutliche Abhängigkeit der Flugzeit vom Winkel der Ionen, die allerdings durch eine

lineare Funktion korrigiert werden kann. Dabei ist anzumerken, dass durch diese Korrektur nicht nur der verlängerte Flugweg, sondern auch die unterschiedliche kinetische Energie der ^{24}Si -Ionen nach dem Target korrigiert wurde. Auf gleiche Weise wurde auch die Abhängigkeit des Flugwegs von der X-Position in der ersten CRDC korrigiert (vgl. Abbildung A.2 im Anhang).

Zusätzlich konnte noch eine Korrektur des Energieverlusts in der Ionenkammer vorgenommen werden. Da dieser Energieverlust nach Bethe-Bloch (vgl. Kapitel 2.2) abhängig von der Ladung und der kinetischen Energie der Isotope ist, verlieren die Isotope gleichen Typs aufgrund der Energieverteilung nach dem Target unterschiedlich viel Energie in der Ionenkammer. Da Isotope unterschiedlicher Geschwindigkeiten allerdings verschiedene Positionen in der dispersiven Richtung nach den Dipolen aufweisen, kann anhand dieser Position der Energieverlust korrigiert werden. Wie Abbildung A.3 im Anhang zeigt, ist dieser Effekt allerdings sehr klein.

PID nach AFP-, XFP- und IC-Korrektur

Nach den besprochenen Korrekturen war es möglich, das Identifikations-Diagramm der produzierten Ionen (PID) zu erzeugen, in dem die Flugzeit in Abhängigkeit des Energieverlusts in der Ionenkammer dargestellt wird (vgl. Abbildung 3.5). Wie in der Abbildung zu erkennen ist, kann zwischen den meisten Isotopen sehr gut anhand dieses Diagramms unterschieden werden. Allerdings ist auch deutlich zu erkennen, dass die Separation zwischen dem unreaktierten ^{23}Al -Strahl und des gewünschten ^{24}Si nicht klar möglich ist. Für die spätere GRETINA- und LENDA-Analyse ist diese allerdings entscheidend. Daher mussten die gekennzeichneten, atypischen Regionen 1, 2 und 3 gesondert untersucht werden, um so Möglichkeiten zu finden, die Identifikation weiter zu verbessern.

Während die Regionen 1 und 2 für die Separation der Ionen nicht entscheidend sind und daher erst im übernächsten Abschnitt behandelt werden, musste ein Weg gefunden werden die ^{23}Al -Teilchen in der Region 3 zu erkennen.

Separation gestreuter ^{23}Al -Partikel

Bei der Untersuchung der Flugwege des gesamten Bereichs von ^{23}Al und ^{24}Si (Region 1, 2, 3 und der Bereich um ^{24}Si) fiel auf, dass ein Teil dieser Ionen einen deutlich anderen Flugweg aufweist. Aus Erfahrung ist bekannt, dass Teilchen an den Innenwänden oder den Blenden zwischen den Dipolen gestreut werden und dadurch Artefakte entstehen können. Durch diese Streuung besitzen die Ionen eine niedrigere Geschwindigkeit und ihre Positions- und Winkelabhängigkeit nach dem Durchlaufen der beiden Dipole korreliert nicht mehr mit der der Ionen des gleichen Typs, für die die Korrekturen gelten. Die Region 3 kann mit großer Wahrscheinlichkeit auf gestreute ^{23}Al -Ionen zurückgeführt werden.

Um diese Teilchen von den ^{24}Si -Ionen trennen zu können, mussten Eigenschaften in

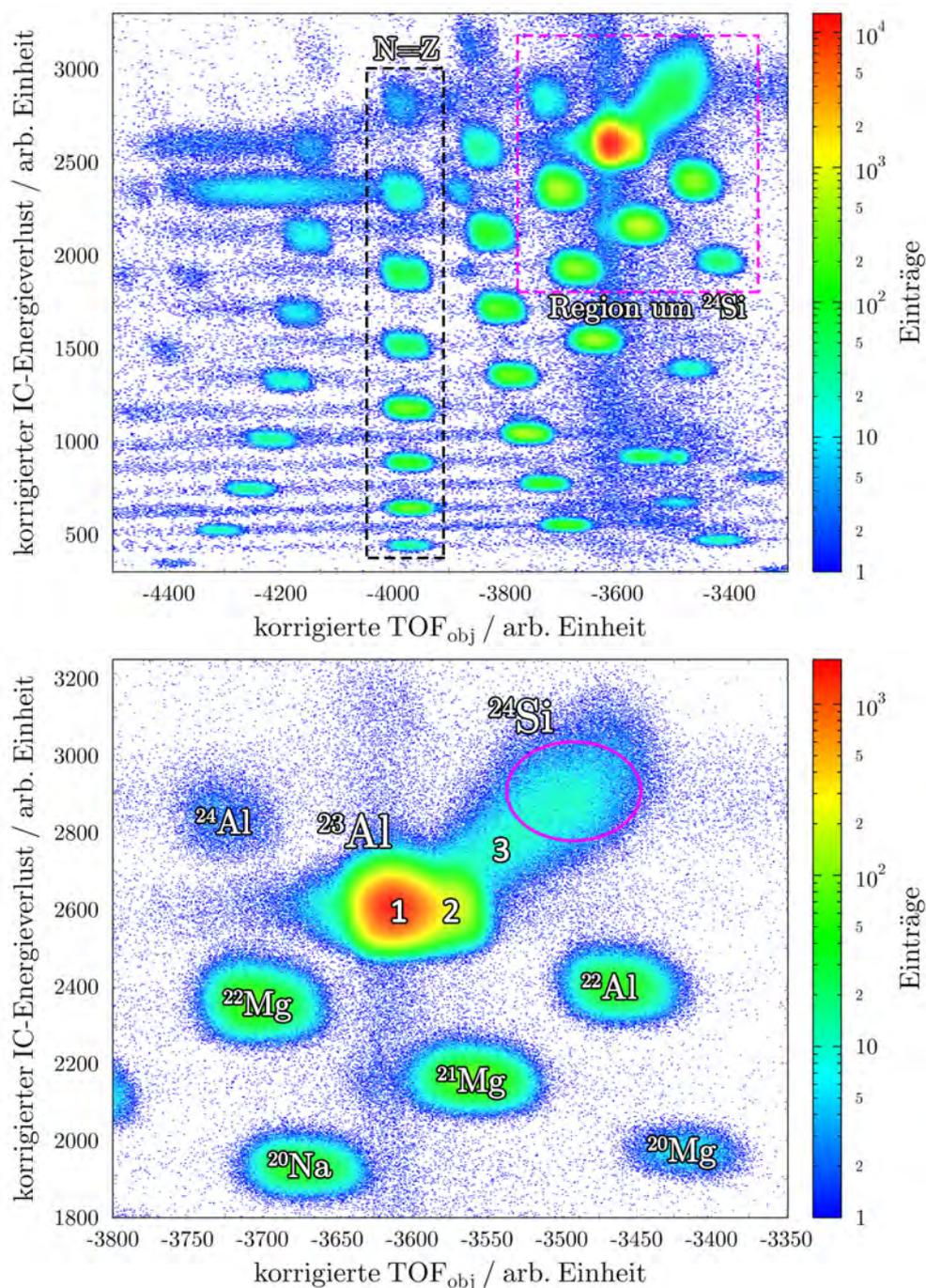


Abbildung 3.5: Oben: PID nach AFP-, XFP- und IC-Korrektur für ²³Al-Ionen im Eingangskanal. Besonders hervorgehoben sind Ionen mit N=Z (schwarz) und der interessante Bereich um ²⁴Si (magenta). Unten: Vergrößerte Darstellung mit feinerem Binning des Bereichs um ²⁴Si. Dabei ist der Bereich in dem ²⁴Si erwartet wird umkreist. Außerdem sind die Artefakte mit 1, 2 und 3 gekennzeichnet.

der Strahlführung gefunden werden, die einen Unterschied aufweisen. Hierfür wurden nur Teilchen berücksichtigt, die im PID dem erwarteten Bereich von ^{24}Si zugeordnet werden können (magenta farbiger Kreis in Abbildung 3.5) und die Positionen und Winkel in den CRDCs verglichen.

Wie in Abbildung 3.6 zu erkennen ist, ist ein Unterschied zwischen den beiden Komponenten anhand ihrer Positionskorrelation in den beiden CRDCs zu sehen. Durch den Vergleich der in GRETINA nachgewiesenen Gammas, wenn jeweils nur einer der Bereiche berücksichtigt wurde, konnte der rechte Bereich eindeutig ^{24}Si zugeordnet werden. Ein Cut auf diesen Bereich entfernt Region 3 aus dem PID, sodass zwischen ^{23}Al und ^{24}Si unterschieden werden kann (vgl. Abbildung 3.6). Somit ist eine eindeutige Identifizierung des erzeugten ^{24}Si möglich.

Doppelstruktur im Bereich von ^{23}Al

Abbildung 3.7 zeigt die korrigierte OBJ-Flugzeit (Projektion auf X-Achse des PIDs) für verschiedene Isotope unter unterschiedlichen Bedingungen. Wie gut zu erkennen ist, ist die Doppelpeakstruktur ausschließlich bei ^{23}Al zu beobachten. Außerdem gibt es einen Unterschied zwischen den zentralen und dezentralen Läufen.

Ursächlich hierfür ist die geänderte Einstellung des S800. In beiden Fällen war dieser so eingestellt, dass nur ein Bruchteil der ^{23}Al -Isotope des Sekundärstrahls die Brennebene erreichen und so einen Trigger auslösen konnte. Alle anderen Isotope von ^{23}Al mit höherer kinetischer Energie wurden abgelenkt und erzeugten keinen Trigger und somit auch kein Ereignis. Durch die Verringerung der akzeptierten magnetischen Steifigkeit von den dezentrierten zu den zentrierten Läufen verringerte sich der Anteil der ^{23}Al -Isotope, die den E1-Szintillator erreichten. Aus den korrigierten Flugzeiten wird ersichtlich, dass der nicht zu erklärende Peak bei kleineren Flugzeiten liegt, wodurch eigentlich die Schlussfolgerung gezogen werden könnte, dass es sich um schnellere ^{23}Al -Ionen handelt. Somit sollte allerdings durch die Veränderung der S800-Einstellungen dieser Anteil abnehmen, jedoch ist das Gegenteil der Fall. Ursächlich hierfür ist ein Effekt der Korrektur: Das Spektrum der nicht korrigierten Flugzeit weist den nicht zu erklärenden zweiten Peak auf der linken Seite des Hauptpeaks auf. Die Teilchen waren also eigentlich langsamer, werden jedoch durch die Korrektur, die auf den Hauptpeak ausgerichtet ist, zu stark korrigiert, sodass sie schneller erscheinen. Dadurch erreichten diese auch nach Verringerung der Einstellung des S800 den E1-Szintillator. Somit wurde das Verhältnis gesteigert.

Doch auch mit diesem besseren Verhältnis ließ sich kein Unterschied zwischen den Flugbahnen der beiden Peaks im S800 erkennen, sodass davon ausgegangen werden muss, dass dieser Effekt nicht von einer Streuung erzeugt wurde. Dafür spricht auch, dass im Falle des Kohlenstofftargets diese Struktur nicht eindeutig zu erkennen ist, was zu dem Schluss führt, dass dieser Effekt vom Target hervorgerufen wurde. Aufgrund der längeren Flugzeit kann den Isotopen im zweiten Peak eine geringere kinetische Energie zugeordnet werden, was zur Schlussfolgerung führt, dass diese Isotope mehr Energie im Target verloren haben. Grund hierfür könnte sein, dass zusätzlich zum Target ein Teil des Strahls auch die Targethalterung (vgl. Abbildung 2.8) getroffen und

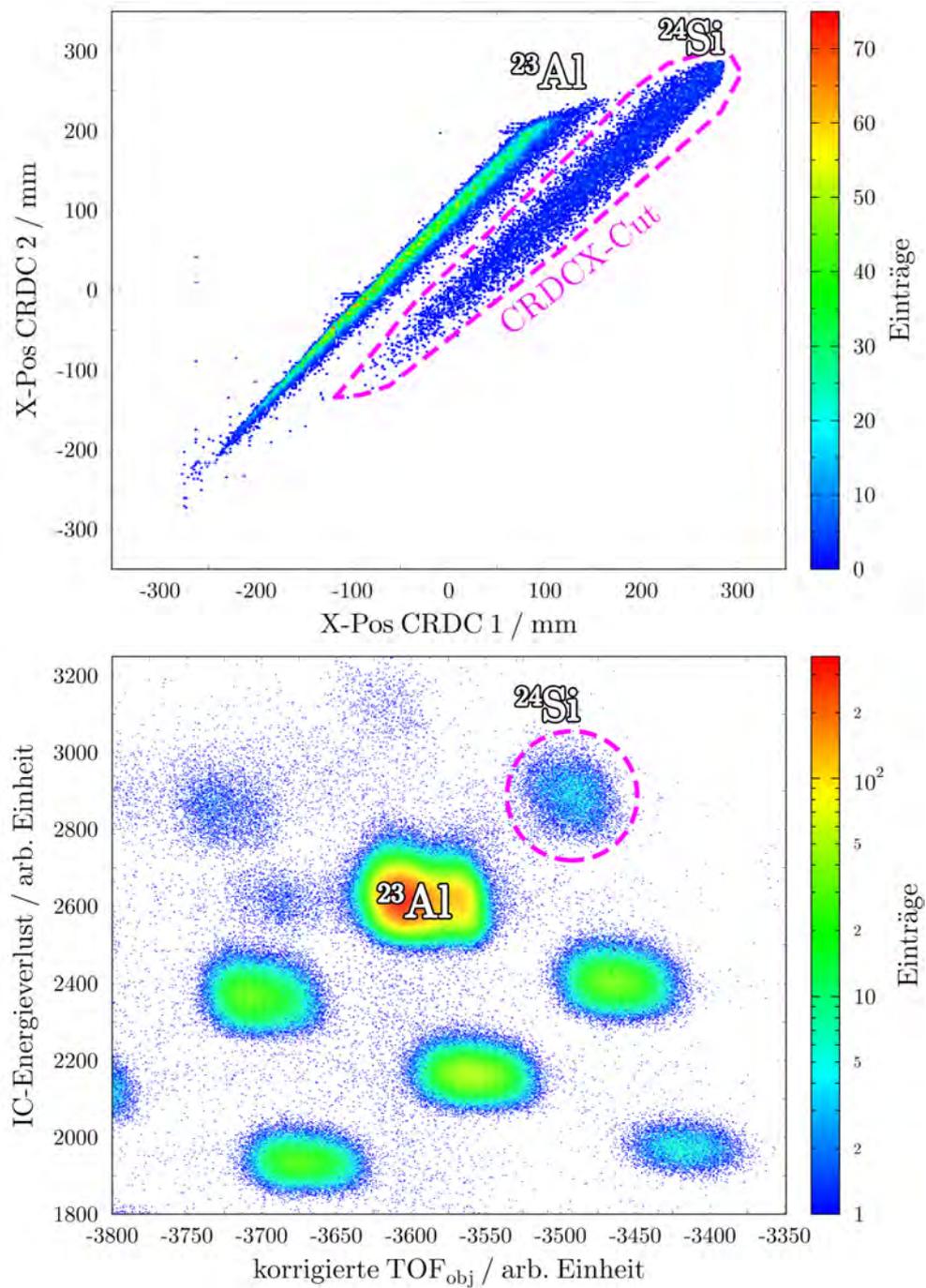


Abbildung 3.6: Oben: CRDC2-X-Position in Abhängigkeit der CRDC1-X-Position für Teilchen, die im erwarteten Bereich von ^{24}Si im PID registriert werden. Durch GRE-TINA Daten kann zwischen ^{23}Al und ^{24}Si unterschieden werden. Eingezeichnet ist der CRDCX-Cut zur Bereinigung der PID. Unten: Bereinigte PID nach Anwendung des CRDCX-Cuts.

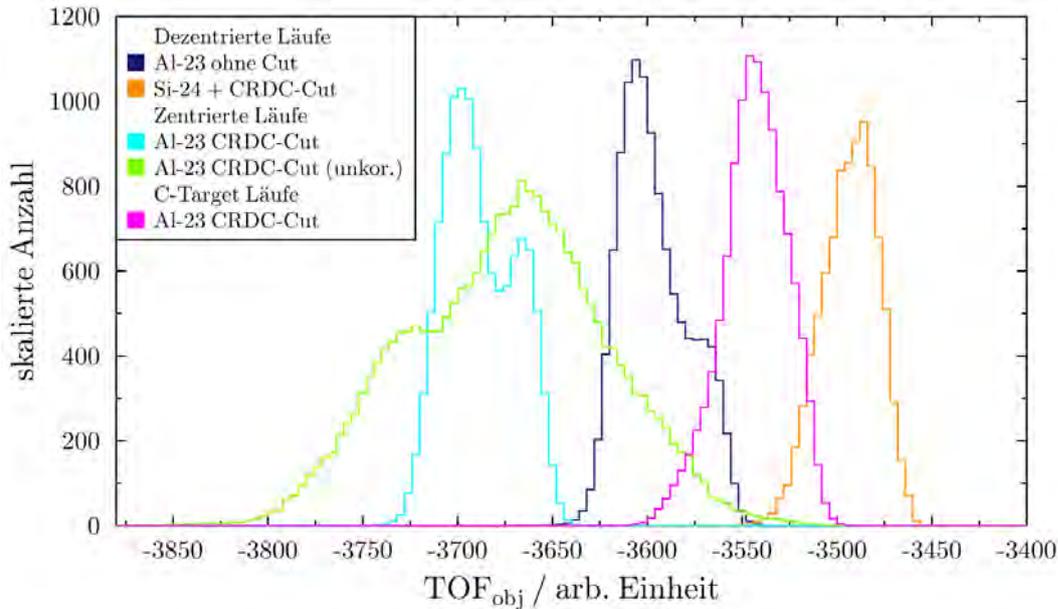


Abbildung 3.7: Korrigierte Flugzeiten verschiedener Isotope zur Visualisierung der Doppelpeakstruktur aus dem PID. Anzahlen für bessere Visualisierung auf ähnliche Höhen skaliert.

so mehr Energie verloren hat. Eine weitere mögliche Erklärung ist in Kapitel 3.3.2 der LENDA-Analyse zu finden.

Um sicherzustellen, dass dieser höhere Energieverlust keine Auswirkung auf die ^{24}Si -Analyse hat, musste abgeschätzt werden, wie groß das Verhältnis zwischen produzierten ^{23}Al zu ^{23}Al -Isotopen, die einen höheren Energieverlust erfahren haben, ist. Hierfür wurden die CRDC-Positionen für Teilchen, die in Region 1 und Region 2 liegen, verglichen, die in Abbildung 3.8 gezeigt sind. Dabei ist anzumerken, dass die Cuts auf die Einzelregionen 1 und 2 zur besseren Unterscheidung an die äußeren Ränder im PID gelegt wurden, sodass beide Bereiche nicht überlappen. Dies führt allerdings auch dazu, dass manche Einträge aus dem Cut der gesamten Region 1+2 nicht in einen der beiden Einzelcuts fallen. Die Abbildung zeigt, dass für Region 1 ein Anstieg zu kleineren CRDC-Positionen erkennbar ist. Dieser würde zu kleineren Positionen noch deutlich steigen, da durch die Einstellungen des S800 nur das äußerste Ende der ^{23}Al -Ionen-Geschwindigkeitsverteilung einen Trigger auslösen konnte. Dies zeigt sich auch in der Tatsache, dass in den gezeigten dezentrierten Läufen $2,3 \cdot 10^9$ ^{23}Al -Ionen das Target erreichten, von denen jedoch nur $2,3 \cdot 10^6$ im E1-Szintillator registriert wurden (blaue Kurve).

Aus einem Fit der Flugzeitverteilung von ^{23}Al (ähnlich wie in Abbildung 3.8 allerdings ohne CRDC-Cut) für die dezentralen Läufe ergibt sich ein Verhältnis der Fläche von Region 2 zu den gesamt nachgewiesenen ^{23}Al -Isotope von 3,2%. Daraus lässt sich abschätzen, dass 73.200 ^{23}Al -Isotope einen höheren Energieverlust erfahren haben, was 0,0032% der gesamten Isotope entspricht. In Abbildung 3.8 ist deutlich zu erkennen,

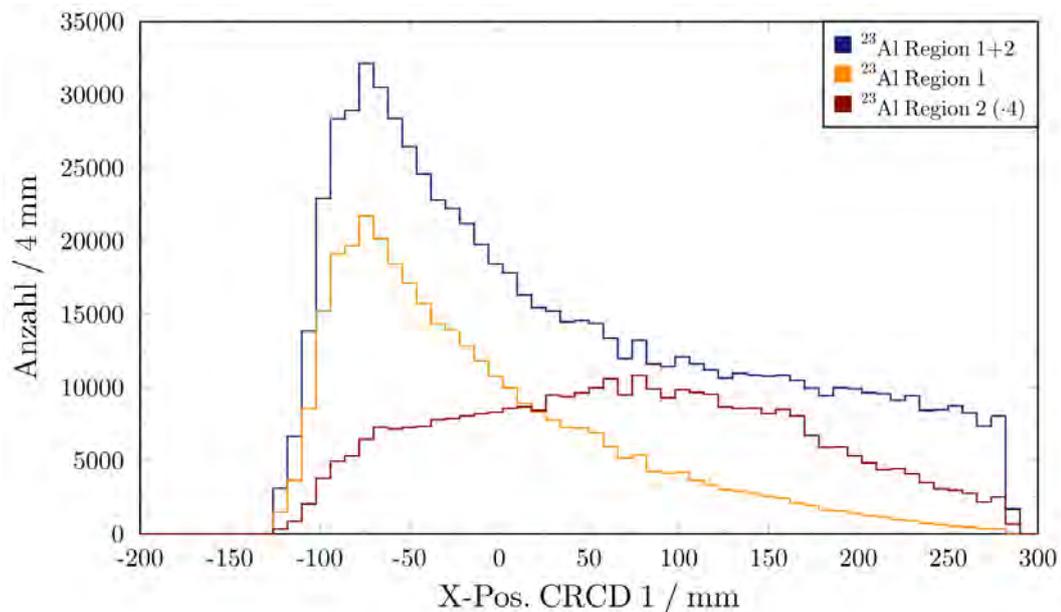


Abbildung 3.8: Unterschiede in der CRDC-Position von ^{23}Al je nach verwendetem Cut im PID für die dezentralen Läufe. Für die Cuts auf die einzelnen Regionen wurden dabei jeweils die äußersten Randbereiche genommen, was dazu führt, dass weniger Einträge als für den Cut auf die komplette Region 1+2 existieren.

dass die CRDC-Position der Ionen der Region 2 bei etwa 75 mm ein Maximum aufweist und zu den Rändern abfällt. Daraus kann geschlossen werden, dass der größte Teil der Isotope, die einen höheren Energieverlust erfahren haben, auch nachgewiesen wurden und daher aufgrund des geringen Anteils dieser Effekt für die weitere Analyse vernachlässigt werden kann.

Dafür spricht auch, dass die Peakstrukturen aller produzierten Isotope keine Doppelstruktur aufweisen (vgl. ^{24}Si in Abbildung 3.7).

3.1.4 Verlust durch dezentrierte Einstellung

Während des Experiments ist aufgefallen, dass das gewünschte ^{24}Si nicht zentriert auf dem E1-Szintillator des S800 war, wie aus Abbildung 3.9 ersichtlich wird. Ursächlich für die Wahl der falschen Einstellung war der fehlende CRDC-Cut, wodurch die gestreuten ^{23}Al -Isotope auch berücksichtigt wurden, die eine zentrierte Position in der X-Koordinate verursachten. Durch die Dezentrierung konnten nicht alle produzierten ^{24}Si -Isotope im E1-Szintillator einen Trigger auslösen, wodurch Statistik verloren ging. Durch eine Reduzierung der $B\rho$ -Einstellung des S800 konnte die Zentrierung hergestellt werden.

Für die Bestimmung der Wechselwirkungsquerschnitte ist das Verhältnis einfallender ^{23}Al und registrierter ^{24}Si -Ionen entscheidend. Daher musste für die spätere Berechnung der Verlust an ^{24}Si -Ionen durch die dezentrierte Einstellung bestimmt werden.

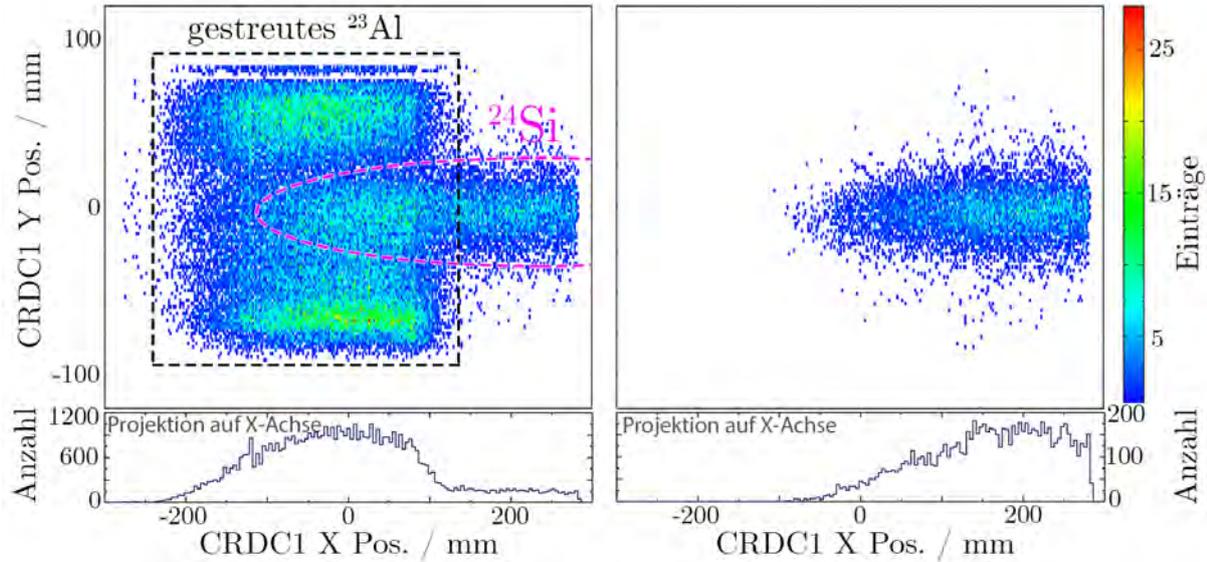


Abbildung 3.9: CRDC1 Positionen der Teilchen im zu erwartenden Bereich der ^{24}Si -Isotope im PID ohne (links) und unter Berücksichtigung des CRDCX-Cuts zur Eliminierung gestreuter ^{23}Al -Teilchen (rechts) für die dezentrierten Läufe. Unten jeweils die Projektion des Histogramms auf die X-Position.

Dieser Verlust wurde wie folgt bestimmt:

Da die Energie des eintreffenden Strahls sich nicht geändert hat, muss das Verhältnis aus ankommenden Ionen (A) zu in der Brennebene registrierten ^{24}Si -Ionen (S) in beiden Läufen gleich groß sein, wenn die verringerte Akzeptanz (α) in den dezentrierten Läufen berücksichtigt wird:

$$\frac{S_{\text{zentriert}}}{A_{\text{zentriert}}} = \frac{S_{\text{dezentriert}}}{\alpha \cdot A_{\text{dezentriert}}} \quad (3.3)$$

Mithilfe der entsprechenden Werte (vgl. Tabelle 4.3) ergibt sich so eine Akzeptanz in den dezentrierten Läufen von 47%. Um den Fehler dieses Werts abzuschätzen, wurde über eine weitere Methode die Akzeptanz bestimmt. Diese Methode verwendete die CRDC-Position von ^{24}Si aus den zentrierten Läufen, um daraus mittels LISE++ die Energie von ^{24}Si nach dem Target zu bestimmen. Mit dieser Energie und dem $B\rho$ aus den dezentralen Läufen konnte die eigentliche Peakposition in dezentrierten Läufen bestimmt werden. Der Peak der Verteilung der zentrierten Läufe konnte dadurch auf die Position der dezentrierten Läufe verschoben werden. Damit konnte bestimmt werden, wie viel Prozent dieser Verteilung im Akzeptanzbereich der CRDC zwischen -280 und 280 mm liegt. Diese Methode zeigt, dass die Akzeptanz je nach Wahl der Peakposition maximal um 10% relativ von der vorher bestimmten Akzeptanz abweicht. Daher wurde für die weitere Analyse konservativ ein 10-prozentiger Fehler für diesen

Wert angenommen:

$$\alpha_{Integral} = 47 \pm 5\% \quad (3.4)$$

3.1.5 Zeitliche Stabilität des Systems

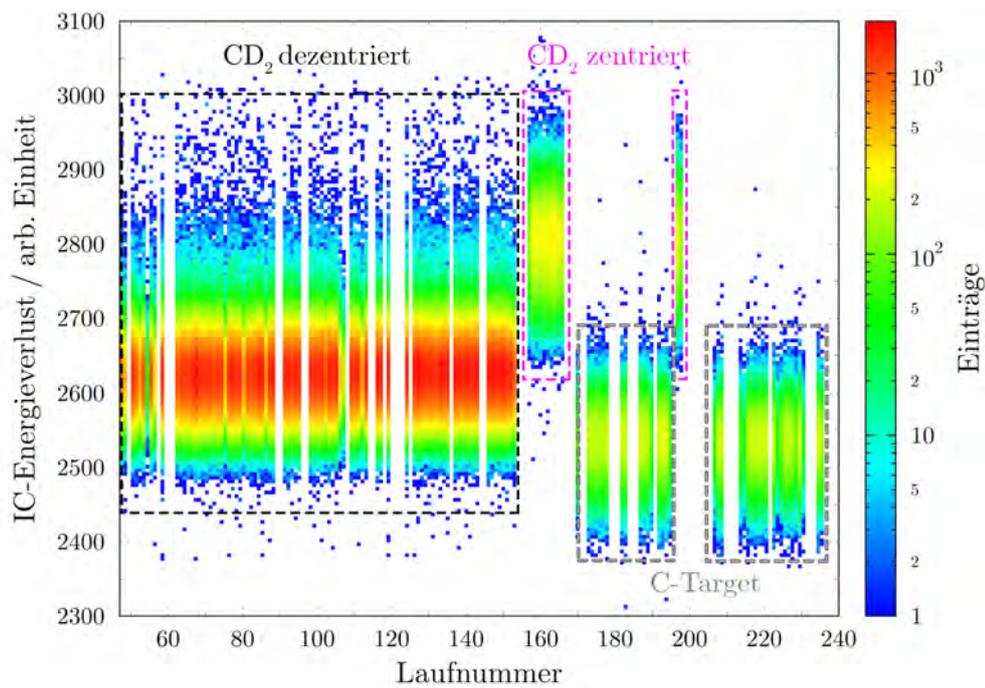


Abbildung 3.10: Energieverlust der ^{23}Al -Teilchen in der Ionenkammer über den Experimentzeitraum (Laufnummer). Sprünge entstehen durch Änderung der S800-Einstellungen.

Für die bisherige Analyse wurden hauptsächlich folgende Observablen des S800 verwendet: Flugzeiten, Positionen in der CRDC und Energieverlust in der Ionenkammer. Damit eine Aussage über den Wechselwirkungsquerschnitt möglich ist, musste sichergestellt werden, dass diese Messgrößen im Verlauf des Experiments für gleiche Ereignisse gleiche Ergebnisse hervorgerufen haben.

Die unkorrigierte Flugzeit ist der mit dem MTDC bestimmte Abstand zweier elektronischer Signale und somit relativ fehlerunanfällig, solange sich die Pulsform in den Szintillatoren nicht drastisch geändert hat. Ähnliches gilt für die X-Position in den CRDCs, die über den Fit der in den Pads registrierten Energie bestimmt wurde. Da der Abstand und die Position dieser Pads mechanisch fest war, konnte er sich während des Experiments nicht verändern. Anders war dies für die Y-Positionen. Da diese Position über die Driftzeit der ausgelösten Elektronen bestimmt wurde, war sie abhängig vom Druck, der in der Ionenkammer herrschte, da die Elektronen durch Stöße abgebremst werden können. Daher wurde während des Experiments regelmäßig die, in Abschnitt 3.1.1 erklärte, Maskenkalibrierung durchgeführt, um so den Effekt des sich

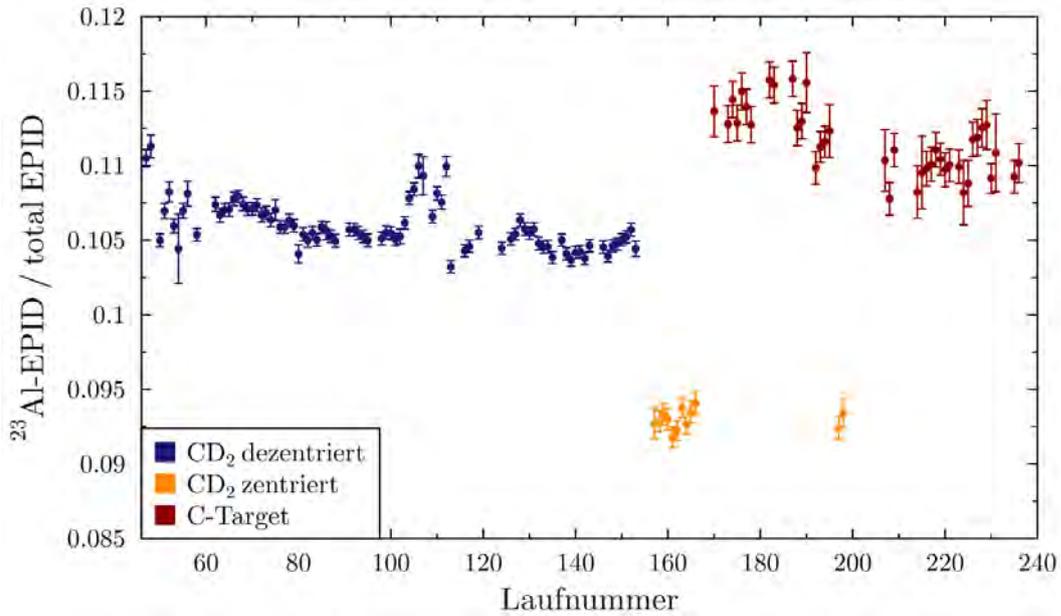


Abbildung 3.11: Anteil der ^{23}Al -Isotope im EPID-Cut auf ^{23}Al an allen registrierten einfallenden Teilchen über die Experimentdauer (Laufnummer). Sprünge entstehen durch unterschiedliche Cuts im EPID bei Änderung der S800-Einstellungen bei der Zentrierung bzw. Targetwechsel.

verändernden Restgases korrigieren zu können.

Die Veränderung des Reaktionsgases, beispielsweise durch Druckveränderung, kann auch den Energieverlust in der Ionenkammer verändern. Um dies zu überprüfen, wurde der Energieverlust eines oft nachgewiesenen Isotops über die Experimentdauer untersucht. Wie in Abbildung 3.10 für ^{23}Al zu erkennen ist, veränderte sich der Energieverlust nur durch die Veränderung der S800-Einstellung bzw. den Wechsel des Targets, da dadurch die Teilchen eine andere Energieverteilung besaßen, wodurch sich der Energieverlust veränderte. Während einer Phase mit dem gleichen Target und gleichem $B\rho$ war der Energieverlust konstant. Eine Veränderung beispielsweise durch ein Vakuumleck würde ein Ansteigen des Energieverlusts mit der Zeit zur Folge haben, was nicht beobachtet wurde. Abschließend musste noch überprüft werden, ob sich die Strahlzusammensetzung des Sekundärstrahls nicht aufgrund von Abnutzung am Berylliumtarget oder Ähnlichem änderte. Diese Änderung hätte zur Folge, dass die Ausbeute, die in Abschnitt 3.1.1 bestimmt wurde, nicht über das komplette Experiment konstant wäre und somit die Bestimmung der Anzahl der einfallenden ^{23}Al -Teilchen nicht durchgeführt werden könnte. Daher wurde der Anteil der ^{23}Al -Teilchen aus dem EPID für alle durchgeführten Läufe ins Verhältnis zu allen registrierten Ereignissen im EPID gesetzt. Wie in Abbildung 3.11 zu erkennen ist, schwankt das Verhältnis auch bei gleichem Target und S800 Einstellungen leicht (maximal ca. $\pm 3\%$), jedoch ist kein Drift in eine Richtung zu erkennen. Daher kann davon ausgegangen werden, dass die bestimmte Ausbeute mit einer Fehlerabschätzung von 3% zur Bestimmung

der ankommenden ^{23}Al -Ionen verwendet werden kann.

3.2 Gammaspektroskopie mittels GRETINA

3.2.1 Energiekalibrierung

Der GRETINA Dekompositionsalgorithmus benutzte während der Messungen eine vorab durchgeführte Kalibrierung, um direkt kalibrierte Daten abzuspeichern. Im ersten Schritt der Analyse musste diese Kalibrierung überprüft werden.

Hierfür wurden vor und nach dem Experiment Messungen mit einer ^{60}Co und ^{152}Eu -Probe durchgeführt, die Linien mit hoher Statistik im Bereich von 121 - 1408 keV erzeugten (vgl. Abbildung 3.12). Die Peakpositionen von sieben Linien dieser beiden Quellen wurden für jeden der verwendeten 32 GRETINA-Detektoren bestimmt und mit dem Literaturwert verglichen. Außerdem konnte durch eine lineare Regression der gemessenen Positionen im Vergleich zum Literaturwert eine Annäherungsgerade bestimmen werden, die die Abstände zu den Vergleichswerten minimiert. Mittels dieser Gerade ließ sich der gemessene Energiewert der einzelnen Kristalle nachkalibrieren, um so einen geringen Energiefehler zu erhalten, was in Abbildung 3.13 dargestellt ist. Wie zu erkennen ist, ist die Energieabweichung der einzelnen Kristalle recht gering. Die Ergebnisse vor und nach dem Experiment sind für die Linien der ^{152}Eu -Quelle (alle Linien außer 1173 und 1332 keV) sehr vergleichbar. Für die ^{60}Co -Quelle hingegen unterscheiden sich die Messungen vor und nach dem Experiment leicht. Zusammenfassend lässt sich allerdings festhalten, dass die Energiewerte der Nachkalibrierung in Summe näher am Literaturwert liegen und ein konservativer Energiefehler von $\pm 1,5$ keV für das Experiment angenommen werden kann (vgl. gestrichelte Linien in Abbildung 3.13).

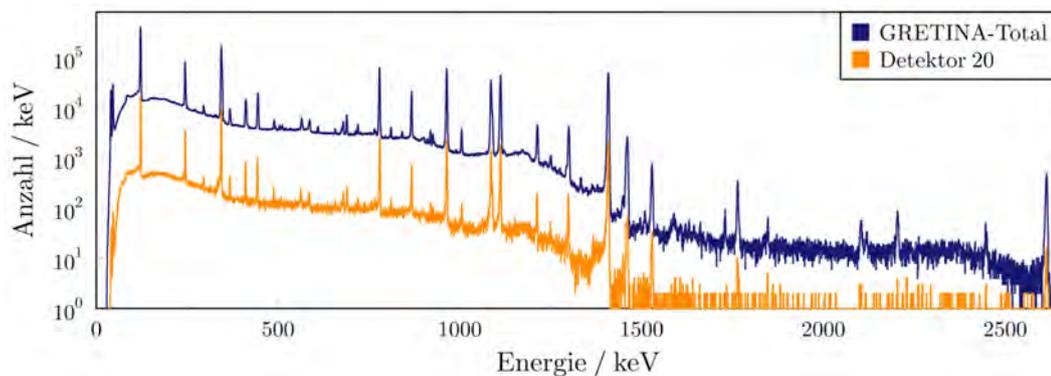


Abbildung 3.12: Energiespektrum der ^{152}Eu -Quelle für Detektor 20 (orange) und für die Kombination aller Detektoren (blau).

3.2 Gammaspektroskopie mittels GRETINA

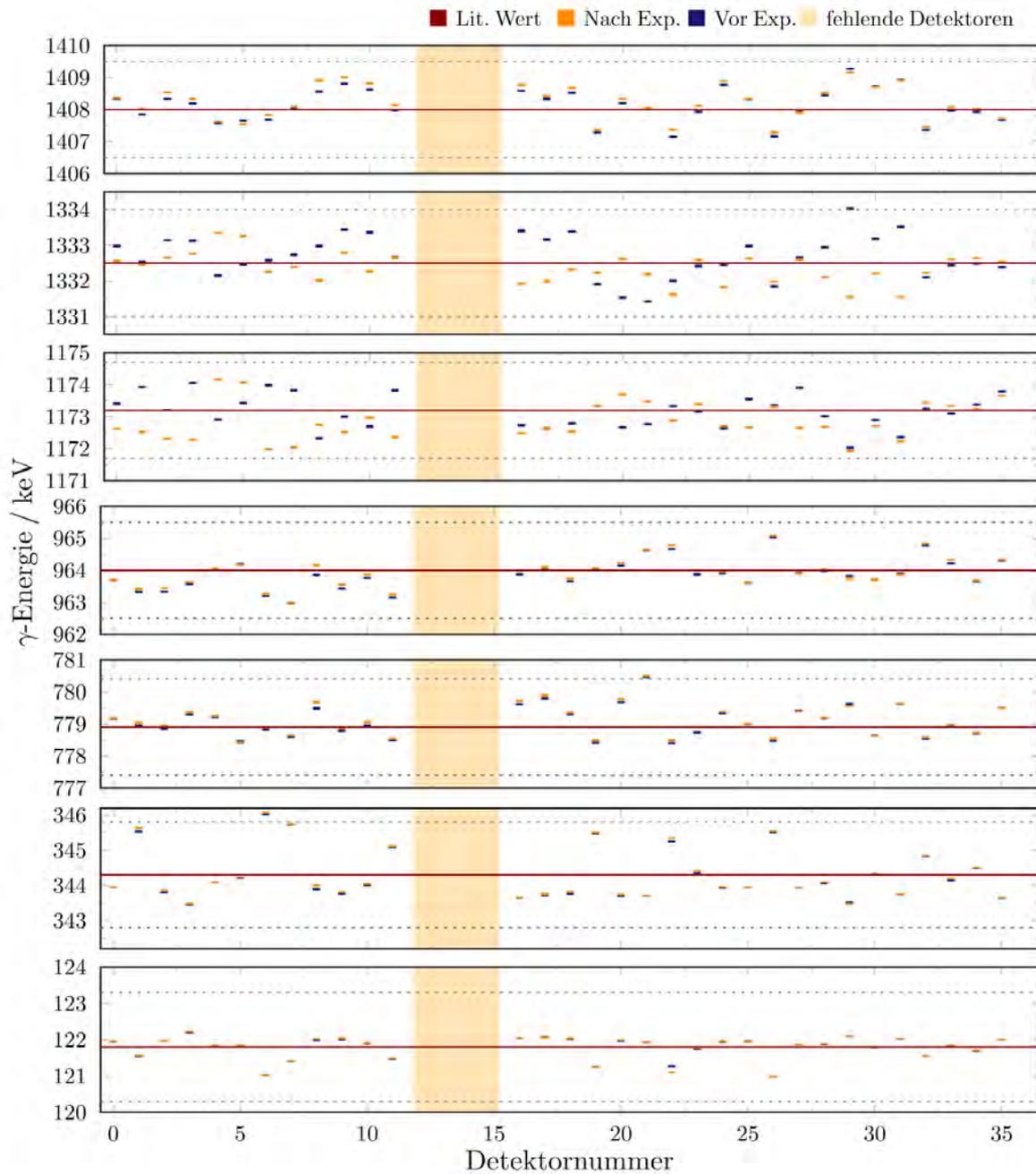


Abbildung 3.13: Überprüfung der Energiekalibrierung von GRETINA. Peakpositionen einer ^{60}Co - und ^{152}Eu -Quellen in den einzelnen Detektoren im Vergleich zum Literaturwert. Gestrichelte Linien kennzeichnen den $\pm 1,5$ keV Bereich um den Literaturwert. Die Abbildung zeigt die Daten der Nachkalibrierung.

3.2.2 Stabilität des Systems

Damit der 1,5 keV Fehler der Energiebestimmung auch für das gesamte Experiment angenommen werden kann, musste überprüft werden, ob sich die Energieeichung während des Experiments verändert hat. Hierzu wurde die 511-keV-Untergrundlinie im Ruhesystem betrachtet.

In Abbildung 3.14 ist die Position dieser Linie über den Verlauf der Experimentdauer aufgetragen. Da die Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse deutlich geringer war als die aus dem Quellentest im vorherigen Abschnitt, wurde anstelle der einzelnen Detektoren die Peakposition im Gesamtdetektor bestimmt, die eine Überlagerung aller Einzeldetektoren darstellt (vgl. ebenfalls Abbildung 3.14). Wie gut zu erkennen ist, bleibt die Position der Linie über den Verlauf des Experiments konstant. Vor allem während der Läufe mit CD₂-Target, die im weiteren Verlauf für die Bestimmung der Übergangsenergien verwendet werden, verändert sich die Position kaum. Es fällt jedoch auf, dass die Peakposition nicht exakt bei 511 keV liegt, sondern etwa 0,7 keV höher, was allerdings innerhalb des angenommenen ±1,5 keV-Energie-Fehlers liegt. Die Position wurde aus der Überlagerung der nachgewiesenen Energien in allen Detektoren gewonnen. Um sicherzustellen, dass sich die Energieeichung auch nicht nur in einem Detektor verändert hat, wurde die Breite der Linie betrachtet. Wie ebenfalls in Abbildung 3.14 zu erkennen ist, verändert sich die Breite der Linie ebenfalls nicht signifikant.

Bei beiden Beobachtungen fällt jedoch auf, dass die Schwankungen und Fehler für die C-Target-Läufe größer sind. Ursächlich hierfür ist die geringere Trigger-Rate des S800 während der Verwendung des C-Targets, wodurch die Statistik der 511-keV-Linie geringer ist.

3.2.3 Bestimmung der Effizienzkurve

Nachdem sichergestellt wurde, dass das System über den Verlauf des Experiments stabil gearbeitet hat, war die Bestimmung der Effizienzkurve möglich, mit der im weiteren Verlauf die Anzahl der totalen Reaktionen aus den detektierten Gammas errechnet werden kann. Für diese Bestimmung standen die Daten der Messung mit der kalibrierten ¹⁵²Eu-Quelle vor und nach dem Experiment zur Verfügung. Es gibt generell verschiedene Funktionen, mit denen der Effizienzverlauf in Abhängigkeit der Energie ($\epsilon(E)$) beschrieben werden kann, jedoch wird sich in dieser Arbeit auf folgende zwei Funktionen beschränkt:

$$\epsilon(E) = a \cdot \exp[-b \cdot (E - c + d \cdot \exp(e \cdot E))] \text{ nach Glorius et al. [48]}$$

$$\epsilon(E) = 4,542 \cdot (E + 100)^{-0,621} \text{ nach Weisshaar et al. [39]}$$

Während die Fitfunktion von Glorius et al. eine allgemeine Fitfunktion für Halbleitendetektoren angibt, ist die Funktion von Weisshaar et al. direkt aus Messungen von GRETINA extrahiert. In Abbildung 3.15 ist der Vergleich der Kurve aus dem Fit nach Glorius, der minimal um den Faktor 1,00658 skalierten Kurve nach Weisshaar und den

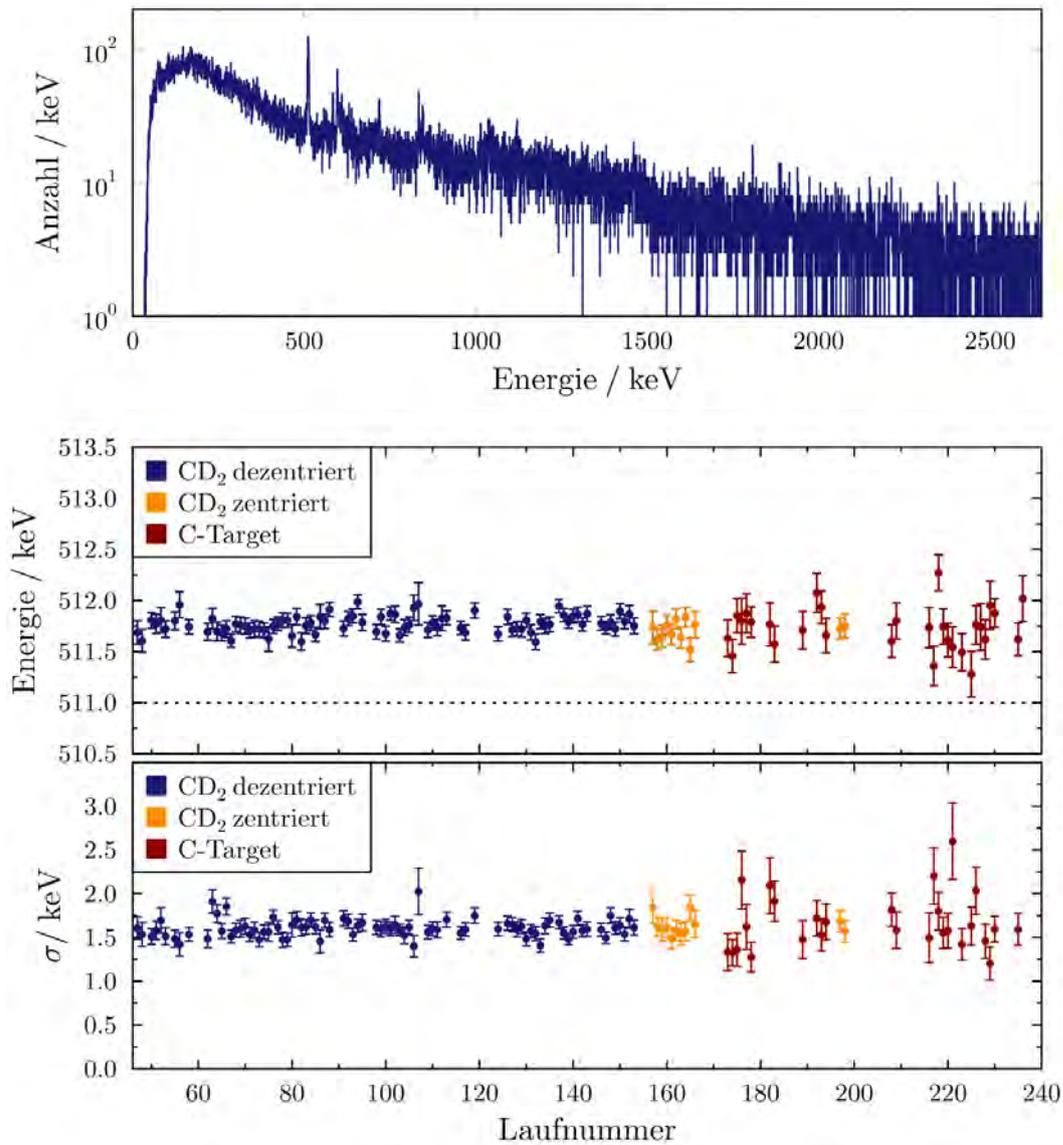


Abbildung 3.14: Oben: Energiespektrum der gesamten in GRETINA nachgewiesenen Energie im Ruhesystem für Lauf 64. Unten: Peakposition und Auflösung der 511-keV-Linie im Ruhesystem über die Dauer des Experiments. Farblich gekennzeichnet die verschiedenen S800-Einstellungen.

Effizienzen aus den Messungen vor und nach dem Experiment zu sehen.

Beide möglichen Effizienzkurven beschreiben den Effizienzverlauf ab 700 keV identisch. Lediglich im niedrigen Energiebereich gibt es Abweichungen, da im Vergleich zur Messung von Weisshaar im Experiment andere Schwellen für die Detektoren genutzt wurden, sodass bei kleineren Energien die Effizienz im Experiment geringer ist. Dieses Verhalten wird von der Fitkurve nach Glorius et al. deutlich besser beschrieben. Da die erwarteten Gammas in der späteren Analyse allerdings weit über diesem Grenzbereich liegen, wird für die Beschreibung der Effizienz ab 700 keV die skalierte Kurve von Weisshaar et al. verwendet. Diese Effizienzkurve beschreibt allerdings die

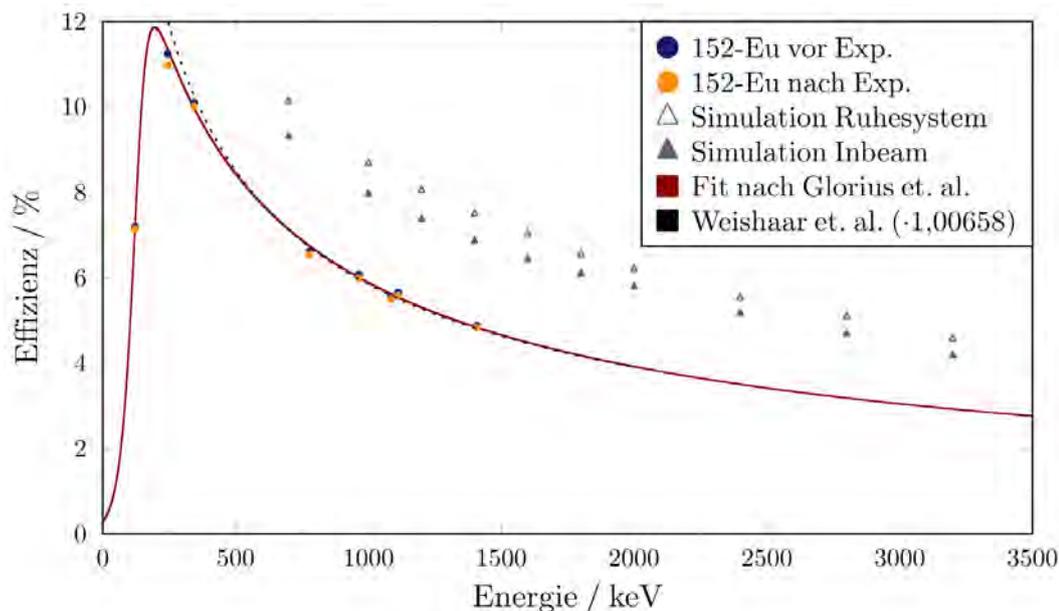


Abbildung 3.15: Effizienz-Bestimmung von GRETINA anhand der Messung einer ^{152}Eu -Probe. Vergleich der Fitkurve durch Fit nach [48] mit der skalierten Kurve aus [39]. Außerdem Vergleich der simulierten Effizienz im Ruhesystem (unausgefüllte Dreiecke) und bewegtem In-beam-System (gefüllte Dreiecke).

Effizienz im Ruhesystem. Die Lorentz-Transformation zwischen bewegtem Bezugssystem des sich abregenden ^{24}Si und dem ruhenden Laborsystem führt dazu, dass aus Sicht des Laborsystems eine Abstrahlung in die Bewegungsrichtung deutlich wahrscheinlicher ist. Daraus folgt, dass die Effizienz für die Inbeam-Messung sich von der im ruhenden System unterscheidet. Um diesen Faktor miteinbeziehen zu können, wurden GEANT4-Simulationen für die Abstrahlung von Gammas verschiedener Energien im Ruhesystem als auch im bewegten Inbeam-System durchgeführt. Hierfür wurde ein Simulationspaket von Riley et al. verwendet, das auf das durchgeführte Experiment angepasst wurde [49]. Die mittels Simulationen bestimmten Effizienzen sind ebenfalls in Abbildung 3.15 zu sehen. Generell ist zu erkennen, dass beide Simulationen höhere Effizienzwerte voraussagen, was auf Vereinfachungen des Aufbaus des Detektors in der Simulation zurückzuführen ist. Es zeigt sich allerdings auch, dass die Inbeameffizienz

geringer als die im Ruhesystem ist, da nur zwei Detektoren in Vorwärtsrichtung positioniert waren. Für die weitere Analyse ist der Absolutbetrag der Effizienz aus der Simulation nicht entscheidend, sondern der Faktor, mit dem die Effizienz vom Ruhesystem (unausgefüllte Dreiecke in Abbildung 3.15) auf die Effizienz im Inbeam-System (ausgefüllte Dreiecke) skaliert werden kann. Es zeigt sich, dass dieser Faktor im Falle von ^{24}Si bei $0,92 \pm 0,01$ liegt. Somit ergibt sich die Effizienzkorrektur ab 700 keV für die weitere Analyse zu:

$$\epsilon(E) = 1,00658 \cdot 0,92 \cdot 4,542 \cdot (E + 100)^{-0,621}$$

3.2.4 Das Konzept der Dopplerrekonstruktion

Neben der anisotropen Abstrahlung im Laborsystem hat die Tatsache, dass sich die produzierten Isotope mit hoher Geschwindigkeit bewegen, auch Auswirkung auf die Energie der detektierten Gammas. Diese Energie ist abhängig von der Geschwindigkeit des Isotops sowie des Winkels zwischen der Flugrichtung des sich abregenden Kerns und des emittierten Gammas (vgl. Kapitel 2.3).

Da die in diesem Experiment produzierten Isotope zwischen 25 – 30 % der Lichtgeschwindigkeit erreichten, wurden die in GRETINA nachgewiesenen Energien mithilfe des Nachweisorts durch Dopplerrekonstruktion auf die eigentliche Abregungsenergie zurückgeführt. Für diese Rekonstruktion wurde die Geschwindigkeit der Isotope, die aus der Strahlenergie und der Targetdicke bestimmt werden konnte, und der Winkel zwischen emittierten Gammas und der Isotope benötigt. Aufgrund der Segmentierung GRETINAs konnte der erste Interaktionspunkt mit dem Detektor bestimmt werden. Dabei wurde die Annahme verwendet, dass die erste Wechselwirkung die meiste Energie deponiert. Mit diesem Punkt und der Position des Targets wurde der Winkel zwischen Strahlachse und Gammaaussendung berechnet. Allerdings ist dies nicht der Winkel zwischen Isotop und ausgesendetem Gamma, da auch das Isotop einen Winkel zur eigentlichen Strahlachse aufweisen kann. Dieser Winkel konnte mithilfe der COSY-Rekonstruktion des Flugwegs bestimmt werden und so der Gesamtwinkel für die Dopplerrekonstruktion gewonnen werden.

Diese beschriebenen Messgrößen haben Unsicherheiten, die berücksichtigt werden müssen:

- **Targetposition:** Um den Winkel zwischen dem Isotop und dem nachgewiesenen Gamma zu berechnen, wird die exakte Reaktionsposition benötigt. Da sich das Target im Vakuum innerhalb des Strahlrohrs befindet, kann seine Position nicht genau bestimmt werden. Daher existieren drei Parameter δx , δy , δz , die den Abstand des Wechselwirkungspunktes zwischen Strahl und Target zum Mittelpunkt von GRETINA beschreiben. Dabei bleibt festzuhalten, dass es sich hierbei nur um gemittelten Werte handelt, da der Strahl selbst auch ausgedehnt ist. Lediglich die Y-Koordinate kann durch COSY-Rekonstruktion für jedes produzierte Isotop einzeln berichtet werden.
- **Strahlrichtung:** Durch COSY-Rekonstruktion kann der Anteil des Impulses des

produzierten Isotops nach dem Target in dispersiver und nicht-dispersiver Richtung (a_{ta} und b_{ta}) errechnet und so die Abweichung zur Strahlachse bestimmt werden. Aufgrund von Unsicherheiten in der CDRC-Kalibrierung können allerdings auch diese beiden Werte eine Abweichung δa_{ta} bzw. δb_{ta} besitzen, die es zu bestimmen gilt.

- **Isotopen Geschwindigkeiten:** Zwei Faktoren limitieren die Bestimmung der Geschwindigkeit des Isotops bei der Abregung. Zum einen besitzt der Sekundärstrahl eine Impulsunschärfe, zum anderen ist das Target ausgedehnt. Aufgrund des Energieverlusts besitzen ^{24}Si -Isotope, die zu Beginn des Targets erzeugt worden sind, eine andere Geschwindigkeit als Isotope, die am Ende des Targets erzeugt wurden. Da allerdings nur mit einem β korrigiert wird, gibt dieses ähnlich wie bei der Targetposition den durchschnittlichen Wert an.

Während die Parameter δx , δy , δz , δa_{ta} und δb_{ta} isotonenunabhängig sind, ist der zu verwendende β -Parameter für jedes Isotop verschieden.

Abbildung 3.16 zeigt den Zusammenhang zwischen Abweichung der rekonstruierten Energie eines ausgesandten 1800 keV Gammas bei Verwendung verschiedener Z-Positionen des Targets und Geschwindigkeiten des Isotops. Wie gut zu erkennen ist, würde die Wahl eines um 5 mm falschen Targetorts in der Z-Richtung einen Energiefehler von 7 keV zur Folge haben. Außerdem zeigt sich, dass trotz der Wahl eines falschen Z-Wertes die richtige Energie durch die Wahl eines falschen β -Werts erreicht werden kann. Es kann also nicht jeder Parameter einzeln optimiert werden, da die Kombination der verschiedenen Parameter entscheidend ist. Daher ist für die Rekonstruktion das 6er-Tupel aus $(\delta x, \delta y, \delta z, \delta a_{ta}, \delta b_{ta}, \beta)$ zu betrachten.

Da die isotonenunabhängigen Parameter, sprich das 5er-Tupel aus $(\delta x, \delta y, \delta z, \delta a_{ta}, \delta b_{ta})$ (im Folgenden Setup-Parameter genannt), für verschiedene ausgehende Isotope gleich sein müssen, können diese über bekannte Emissionslinien anderer Isotope bestimmt werden. Hierfür wird für jede Emissionslinie anderer Isotope, deren Energie hinreichend genau bekannt ist, für alle Kombination des 6er-Tupels ein rekonstruiertes Energiehistogramm erstellt. Mittels dieser Spektren lassen sich dann die Tupel ermitteln, deren Linienenergie im entsprechenden Annahmehbereich liegen, also weniger als der Energiekalibrierungsfehler vom Literaturwert abweichen. Beim Vergleich dieser Tupel verschiedener Isotope können dann die Setup-Parameter ermittelt werden, bei denen alle Isotope die Annahmebedingung erfüllen. Diese Setup-Parameter konnten dann für die Rekonstruktion der noch nicht genau bekannten Übergangsenergien von ^{24}Si genutzt werden, wobei hierfür nur noch das richtige β für jedes Setup gefunden werden musste.

3.2.5 Bestimmung der Setup-Parameter der Dopplerrekonstruktion

Um die fünf Setup-Parameter, also das 5er-Tupel der isotonenunabhängigen Parameter, für die Dopplerrekonstruktion festzulegen, wurden, wie im vorherigen Kapitel beschrieben, Isotope im Ausgangskanal benötigt, deren Übergangsenergien hinreichend

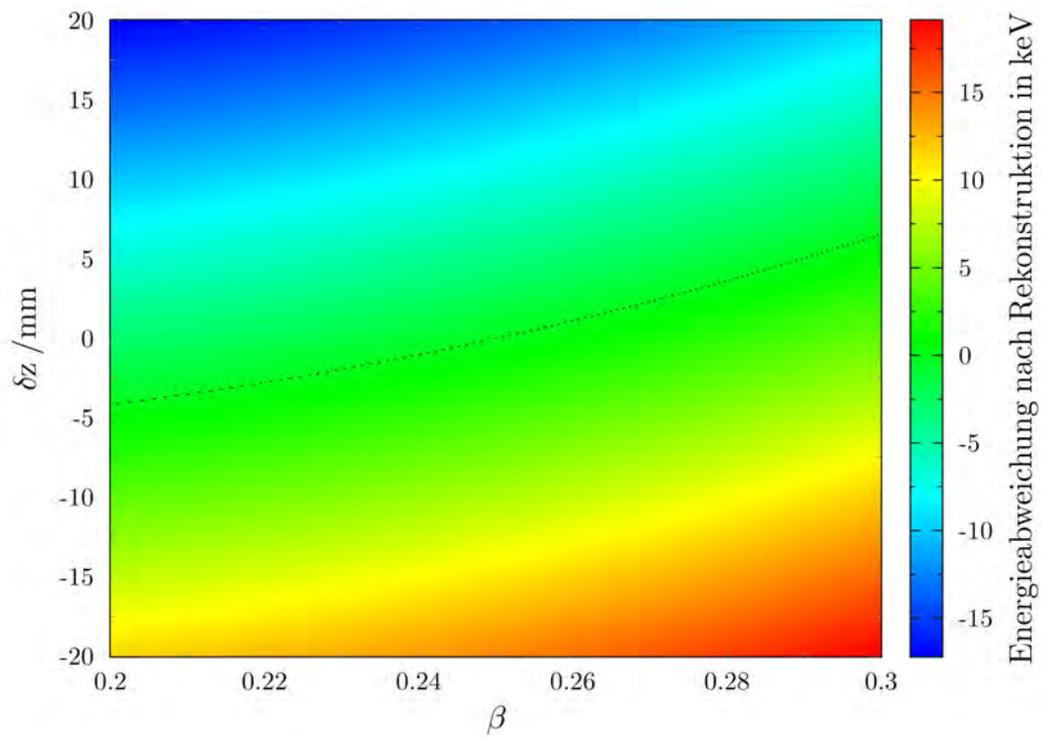


Abbildung 3.16: Errechneter Fehler in der Energiebestimmung einer Linie bei der Aussendung eines Gammas mit einer Energie von 1800 keV, δz von 0 und einer Geschwindigkeit $\beta=0,25$ bei Wahl verschiedener δz und β -Werten zur Rekonstruktion. In schwarz eingezeichnet: Kombinationen von β und δz bei denen der Fehler unter 0,1 keV liegt.

genau bekannt sind. Außerdem mussten für die Analyse auch hinreichend viele Gammas dieses Isotops in GRETINA nachgewiesen worden sein. Bei der Analyse der produzierten Isotope fiel auf, dass viele Übergänge hinreichend genau bekannt sind, jedoch keine Übergänge, die aus Reaktionen mit ^{23}Al im Eingangskanal entstehen, häufig genug detektiert wurden. Anders war dies bei Betrachtung des primären Bestandteils des einfallenden Strahls, ^{22}Mg . Dessen Energieniveaus sind zusätzlich hinreichend genau bekannt, wodurch die inelastische Streuung von ^{22}Mg als eine zu Reaktion zur Bestimmung gewählt wurde. Außerdem konnte aufgrund der deutlich höheren Anzahl an einfallenden Teilchen auch die Abregung des durch Neutronen-Knockout produzierten ^{21}Mg berücksichtigt werden, sodass insgesamt zwei Linien für die Festlegung der Setup-Parameter zur Verfügung standen (vgl. Tabelle 3.2). Für jeden dieser Fälle musste

E_{gamma}	Referenz	Ausgehendes Isotop	Anzahl
$1247,02 \pm 0,03$	[50]	^{22}Mg	160000
$883,3 \pm 0,8$	[51]	^{21}Mg	34000

Tabelle 3.2: Übersicht der verwendeten Testfälle für die Festlegung der Setup-Parameter für die Dopplerrekonstruktion.

der Phasenraum der Tupel aus Setup-Parametern und Beta-Faktor überprüft werden. Hierfür war es notwendig für alle in GRETINA registrierten Gammas dieser Reaktion, mit den entsprechenden um die jeweiligen Setup-Parameter korrigierten Messwerten, die Dopplerrekonstruktion durchzuführen und jeweils ein γ -Energiehistogramm zu erstellen.

Um den Phasenraum möglichst klein zu halten, konnten Eigenschaften des Experiments verwendet werden: Die Position des Targets wurde vor dem Versuch mit einem speziell dafür geeichten Schieber ins Strahlrohr geschoben, sodass die Position in Z-Richtung nicht mehr als 5 mm abweichen sollte. Auch die X- und Y- Position des Schnittpunkts zwischen Target und Strahl muss im Bereich von wenigen Millimetern

Parameter	Phasenraum I			Phasenraum II		
	Min	Max	Schritte	Min	Max	Schritte
δx	-6	6	7	-6	-6	7
δy	-6	6	7	-6	6	7
δz	-6	6	7	-2	2	5
δa_{ta}	-4	4	5	-4	4	5
δb_{ta}	-4	4	5	-4	4	5
$\beta_{^{22}\text{Mg}}$	0,255	0,2645	20	0,25	0,265	31
$\beta_{^{21}\text{Mg}}$	0,275	0,2845	20	0,2725	0,2875	31
Anzahl Tupel pro Isotope	171500			189875		

Tabelle 3.3: Übersicht der zwei verwendeten Phasenräumen zur Bestimmung der Setup-Parameter.

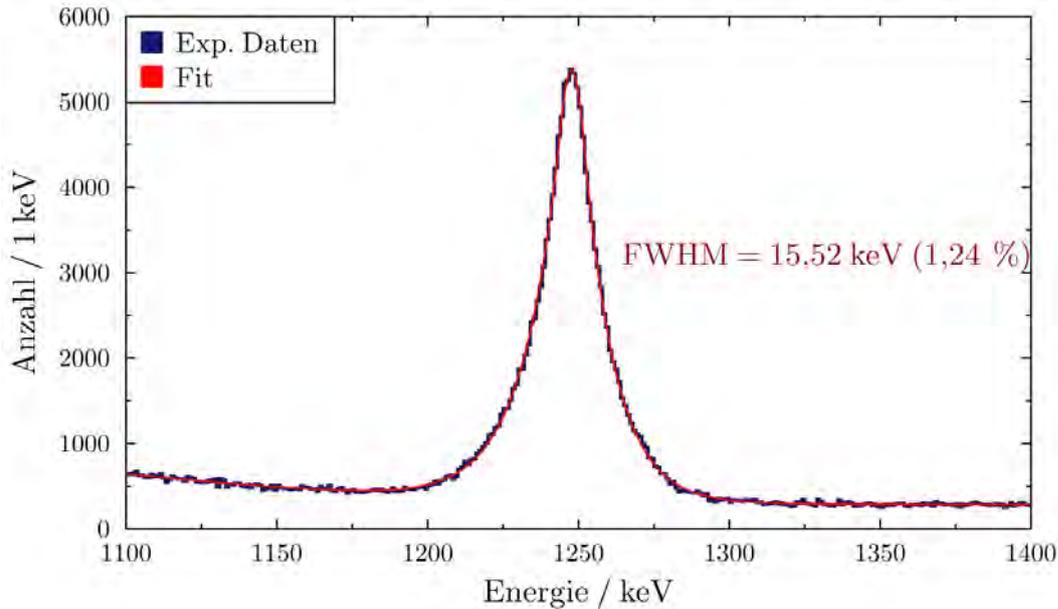


Abbildung 3.17: Dopplerekonstruiertes Energiehistogramm einer Niveauabregung aus ^{22}Mg , das durch inelastische Streuung angeregt wurde. Ebenfalls eingezeichnet ist der Fit, der zur Bestimmung der Peakposition verwendet wurde.

liegen, da das Target in diesen Dimensionen nicht weiter ausgedehnt und das Experiment mit fokussiertem Strahl durchgeführt worden ist. Für die Abschätzung der Parameter δa_{ta} und δb_{ta} wurde die Position eines komplett in der Brennebene abgebildeten Isotops betrachtet. Über alle nachgewiesenen Ionen gemittelt entsteht für jenes keine signifikante Abweichung zur Strahlachse, wodurch der Parameterraum für diese Größen klein gehalten werden konnte. Mithilfe der Targetdicke und der Strahlenergie wurde zudem die Energie des Reaktionsprodukts unter der Annahme einer Reaktion in der Mitte des Targets bestimmt und diese als Sollwert für das zu verwendete Beta genutzt. Aufgrund dieser Überlegung wurde der Phasenraum I, wie in Tabelle 3.3 aufgeführt, definiert. Für jedes dieser 171500 Tupel wurde pro Isotop ein Energiehistogramm, wie in Abbildung 3.17 zu sehen ist, erstellt. Durch einen Fit, der auch die Ausläufer des Peaks gut beschreibt, konnte die Peakposition sehr genau bestimmt werden. So wurde jedem Tupel eine Peakpositionen-Abweichung zugeordnet, wie in Abbildung 3.18 zu sehen ist. Für die Ermittlung der Setup-Parameter mussten alle Tupel in Betracht gezogen werden, deren Abstand kleiner als der Fehler der Energiekalibrierung war.

Durch Analyse der einzelnen Tupel und der dazugehörigen Abstände fällt auf, dass Variationen mancher Parameter größere Auswirkungen auf die Peakposition haben als andere. So ist in Abbildung 3.18 sehr gut eine sieben-gliedrige Struktur zu erkennen, die sich durch die Sprünge bei 24.500, 49.000 usw. auszeichnet. Alle Tupel zwischen diesen Sprüngen haben das gleiche δz , welchem damit die größte Auswirkung auf die Peakposition zugeordnet werden kann. Jede dieser sieben Strukturen weist wiederum

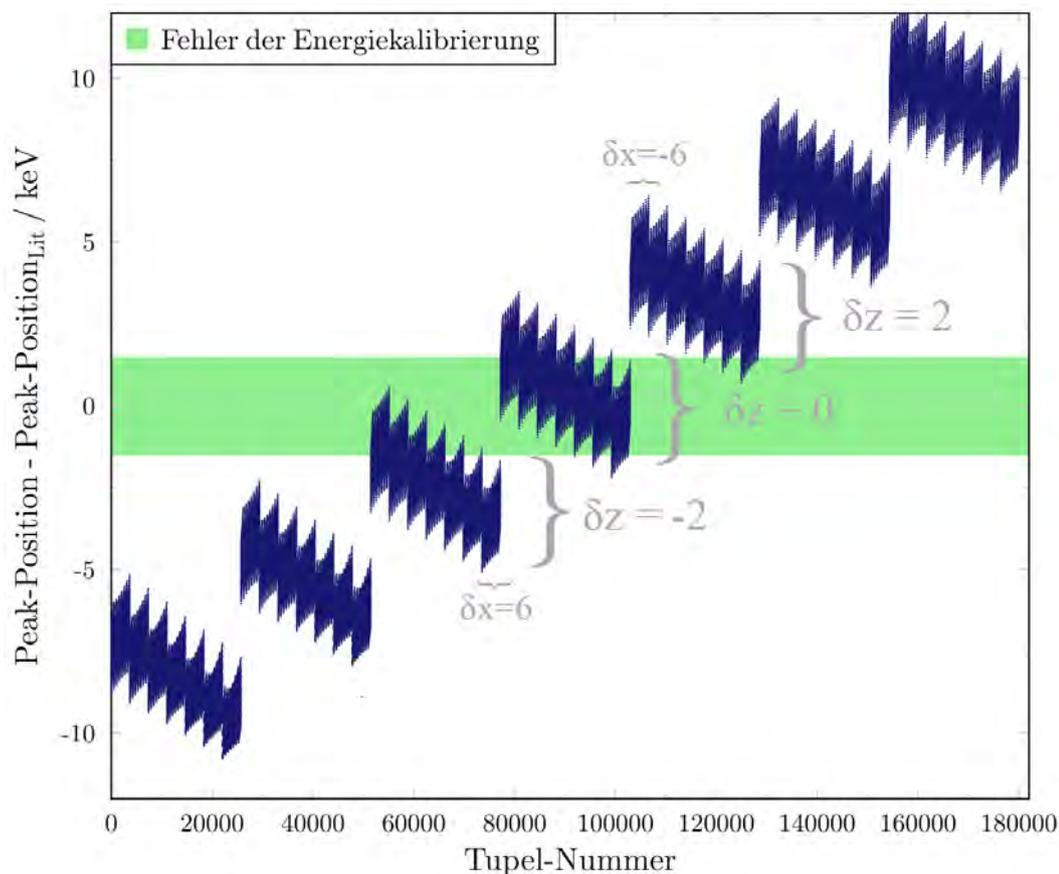


Abbildung 3.18: Abstand der Peakposition der 171500 Tupel aus Phasenraum I zum Literaturwert (^{22}Mg -Fall). Der Annahmebereich (grün) wird durch die Unsicherheit der Energiekalibrierung definiert. Eingezeichnet sind die Auswirkungen der verschiedenen δz - und δx -Werte.

eine siebenere Struktur auf, die sich jeweils durch das gleiche δx auszeichnet, dessen Auswirkung allerdings deutlich kleiner ist als die des δz . Alle anderen Parameter, sowie die Wahl des Betas, haben deutlich kleiner Auswirkungen. Die Wahl des Betas hat jedoch große Auswirkung auf die Energieauflösung, was in der späteren Analyse des ^{24}Si noch verwendet wurde. Aufgrund der großen Auswirkung des δz wurde für die Ermittlung der Setup-Parameter ein zweiter zusätzlicher Phasenraum mit deutlich eingeschränkter, dafür engerer Variation des δz verwendet (vgl. Tabelle 3.3). Für diesen kleineren Phasenraum konnten wiederum die Peakpositionen der einzelnen Tupel für die beiden Testlinien ermittelt werden. Aus allen verwendeten Tupeln konnten so die Setup-Parameter gefunden werden, für welche mindestens ein Beta die Bedingung erfüllt, dass die nachgewiesene Gammaenergie nicht weiter als 1,5 keV vom Literaturwert abweicht. Durch Vergleich der so für die beiden Testfälle erzeugten Mengen möglicher Setup-Parameter, konnten diejenigen gefunden werden, die für beide Isotope die Bedingung erfüllen. Physikalisch betrachtet ist jedes dieser so gefundenen Tupel aus den fünf Setup-Parametern gleich wahrscheinlich. Somit gibt es nicht die

optimalen Setup-Parameter sondern eine Menge an möglichen Setup-Parametern, die für die Analyse von ^{24}Si berücksichtigt werden mussten. Im Falle des verwendeten Phasenraums II existieren 3869 Tupel von Setup-Parametern, im weiteren Verlauf Setups genannt, mit denen die Analyse durchgeführt werden musste. Diese 3869 Setups unterscheiden sich physikalisch nur anhand der Auflösung die sie liefern, da für diese die Wahl des Betas entscheidend ist (vgl. Abbildung A.4).

3.2.6 Energiespektrum durch Dopplerrekonstruktion

Mit den insgesamt 3869 Setups wurde die Analyse für das Isotop von Interesse ^{24}Si durchgeführt. Hierfür musste für jedes nachgewiesene Gamma unter der Bedingung eines auslaufenden ^{24}Si die Dopplerrekonstruktion für jene 3869 Setups durchgeführt werden. Da allerdings die Geschwindigkeit und damit das zu verwendende Beta für die Rekonstruktion, wie im Falle der beiden Testfälle aus dem vorherigen Kapitel, nicht bekannt war, musste dieses für jedes Setup ebenfalls variiert werden. Durch die Energie des eintreffenden Strahls und der Targetdicke konnte das zu erwartende Beta wieder annähernd bestimmt werden, sodass die Variation dieses Werts auf $0,276 \pm 0,075$ in 60 Schritten festgelegt werden konnte. Somit ergaben sich für die 3869 Setups jedoch jeweils 60 Energiehistogramme, in denen sich die Peakposition um bis zu 6 keV nur aufgrund der Wahl des Betas unterscheidet. Daher ist es für die spätere Unsicherheit der Übergangsenergien von entscheidender Bedeutung, welches Beta für welches Setup verwendet wird.

Für die Wahl des richtigen Betas wurde die bereits erwähnte Auswirkung dieses Parameters auf die Energieauflösung verwendet. Wie Abbildung 3.19 am Beispiel von ^{22}Mg für ein Setup zeigt, verändert sich die Auflösung der rekonstruierten Übergangsenergie anhand des verwendeten Betas. Bei sehr hohen oder sehr kleinen Betas ist der Peak der Emissionslinie deutlich geringer und die Verteilung sichtbar breiter als bei der Wahl eines Betas um 0,27. Ursache hierfür ist, dass durch die Wahl eines falschen Betas die Rekonstruktion je nach Winkel unterschiedlich falsch ist. Wird beispielsweise ein im Verhältnis zur eigentlichen Geschwindigkeit des Teilchens zu hohes Beta angenommen, werden Gammas die unter kleinem Winkel zur Bewegung nachgewiesen werden, wodurch ihre Energie im Ruhesystem größer als die im bewegten ist, zu sehr korrigiert. Dadurch liegt die Energie unter der Energie des eigentlichen Niveaus. Ein Gamma unter großem Winkel, dessen Energie im Ruhesystem daher zu klein wahrgenommen wird, wird ebenfalls zu viel korrigiert und weist daher im rekonstruierten Spektrum mehr Energie auf (vgl. Abbildung A.5).

Diese θ -Abhängigkeit der Korrektur kann verwendet werden, um den richtigen β -Wert zu ermitteln, indem die rekonstruierte Energie in Abhängigkeit des θ -Winkels des Interaktionspunkts für jedes Beta aufgetragen wird (vgl. Abbildung A.5). Im Falle des idealen Betas werden Gammas in Vorwärts- und in Rückwärtsrichtung auf den gleichen Wert rekonstruiert, sodass eine vertikale Linie in diesem Histogramm entstehen sollte. Leider war im Falle von ^{24}Si die Statistik zu gering um dieses Verfahren zu verwenden.

Daher konnte für die Wahl des richtigen Betas nur eine vereinfachte Methode verwen-

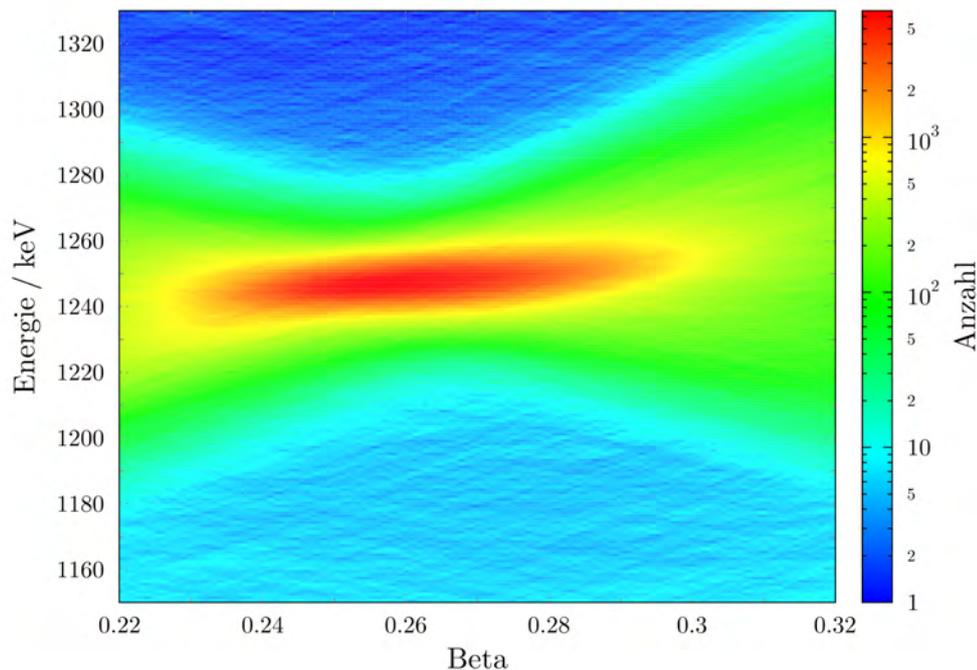


Abbildung 3.19: Rekonstruierte Gammaenergie der Abregung von ^{22}Mg in Abhängigkeit des gewählten β -Werts. Für hohe und niedrige β -Werte ist eindeutig eine Verbreiterung des Peaks zu erkennen.

det werden, die ausschließlich auf der Betrachtung der Auflösung beruht. Die Energiehistogramme der dezentrierten Läufe ähneln alle dem Orangen in Abbildung 3.20. Gut zu erkennen ist eine Linie bei circa 1875 keV, die der Abregung des gebundenen 2^+ -Zustands aufgrund früherer Messungen zugeordnet werden kann. Diese Linie dominiert im Spektrum und daher wurde das Auflösungskriterium für die Wahl des richtigen Betas an dieser angewandt. Hierfür wurde jedes der 60 Energiehistogramme für ein Setup mit einem Gaußfit auf einem Untergrund, der über eine Polynomfunktion genähert wurde, gefittet (vgl. Abbildung 3.20 für den kombinierten Fall) und die Auflösung bestimmt. Diese Fitfunktion beschreibt die Ausläufer der Linie nicht ideal, allerdings ist sie aufgrund der geringeren Anzahl an zu bestimmenden Parametern bei der kleinen Statistik zu bevorzugen. Als Beta für das jeweilige Setup wurde jenes gewählt, für das die Auflösung des Gaußfits am geringsten ist. Da bei der geringen Statistik allerdings auch das Binning des Histogramms entscheidend sein könnte, wurde dieses Verfahren jeweils für eine Bin-Breite von 4, 5, 6, 7, 8, 9 und 10 durchgeführt. In den dezentrierten Läufen konnten, wie in Abschnitt 3.1.4 erläutert, nicht alle produzierten ^{24}Si -Ionen die Brennebene erreichen, da ihre Geschwindigkeit zu klein war. Daher veränderte sich aufgrund der Änderung der S800-Einstellung das Geschwindigkeitsprofil der nachgewiesenen ^{24}Si -Ionen, wodurch nicht davon ausgegangen werden konnte, dass das gleiche β verwendbar ist. Da für eine Einzelbetrachtung der zentrierten Läufe allerdings die Statistik nicht ausreichte, wurde für die Bestimmung des besten kombinierten Histogramms jede Kombination aus den 60 dezentrierten mit den

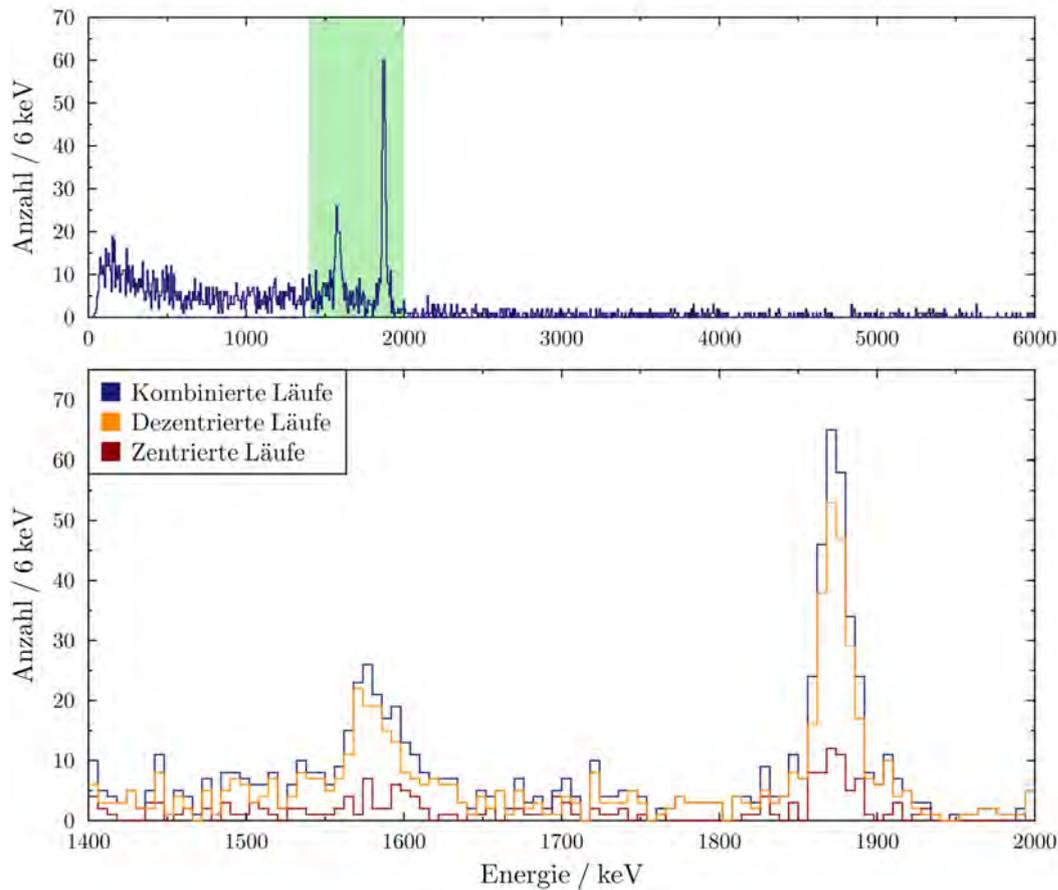


Abbildung 3.20: Oben: Energiespektrum von ^{24}Si für die kompletten Läufe mit CD_2 -Target für ein beliebiges Setup. Der interessante Bereich ist grün markiert. Unten: Vergrößertes Energiehistogramm des interessanten Bereichs von ^{24}Si . Dabei zusätzlich die Unterscheidung zwischen dezentriertem und zentriertem Anteil. Unterschiedliche Peakhöhen im Vergleich zu oben aufgrund unterschiedlicher Bin-Grenzen. Zur Erstellung sowohl des oberen als auch der unteren Histogramme wurde der Nächste-Nachbar-Algorithmus verwendet.

60 zentrierten Histogrammen gebildet. Als beste Kombination wurde anschließend jenes ausgewählt, welches die beste Auflösung bietet, wobei diese Untersuchung wieder für die oben beschriebenen 7 Bin-Breiten durchgeführt wurde. Die Ergebnisse zeigen, dass mit den so gefundenen 3869 β -Werten für die 3869 Setup-5er-Tupel der komplette Phasenraum II ausgefüllt wird. Bei der genaueren Analyse der Verteilungen der einzelnen Parameter ist erkennbar, dass der Wert der am häufigsten in den Tupeln für eine bestimmte Größe auftaucht, zentral in den jeweiligen Grenzen liegt, was dafür spricht, dass der Phasenraum korrekt gewählt wurde.

3.2.7 Bestimmung der Linienenergien

Abbildung 3.20 zeigt die beiden einzigen im Energiespektrum von ^{24}Si zu erkennen- den Peakstrukturen bei etwa 1575 und 1875 keV. Die Struktur mit mehr Statistik bei 1875 keV kann aufgrund früherer Messungen eindeutig dem Übergang aus dem gebundenen 2^+ -Zustand in den Grundzustand zugeordnet werden. Die zweite Peakstruktur liegt in dem Bereich, in dem der Übergang vom ungebundenen 2^+ in den gebundenen 2^+ -Zustand gemessen wurde. Jedoch ist diese Peakstruktur zu hohen Energien deutlich verbreitert, sodass die Vermutung naheliegt, dass zusätzlich die Abregung eines weiteren Zustands, im Folgenden D_2 -Zustand genannt, in den gebundenen 2^+ -Zustand in der Peakstruktur abgebildet wird. Somit wäre ein Dublett zu sehen. Die genauere Analyse hinsichtlich der Unterscheidung zwischen Singulett und Dublett in dieser Peakstruktur wird in den nachfolgenden Kapiteln genauer erläutert. Zunächst sollen jedoch die Energiewerte der möglichen Übergänge bestimmt werden.

Für diese Analyse standen die insgesamt 3869 Energiehistogramme der verschiedenen Setups zur Verfügung. Bei der Wahl des Betas für jedes einzelne Setup wurde das Beta gewählt, welches die beste Energieauflösung liefert. Allerdings ist aufgrund der geringen Statistik der Fehler in der Peakbreitenbestimmung relativ groß (vgl. Abbildung A.5), weswegen zur Bestimmung der Peakposition ein anderes Verfahren, als der einfache Fit der 3869 verschiedenen Histogramme gewählt wurde, das folgendermaßen funktioniert (vgl. Abbildung 3.21):

Für jedes Setup und Beta wurde die Peakposition (Quadrate in der Abbildung) und die Auflösung (Kreise) inklusive Fehler bestimmt und jenes Beta ermittelt, dessen Peakbreite den geringsten Wert aufwies (Kreis bei $\beta=0,27$). Anschließend wurden alle Betas ermittelt, aus denen eine Auflösung folgte, die im Fehlerbereich des besten Werts lag (in Abbildung grün gekennzeichnet). Für jedes dieser im Annahmehbereich liegenden Betas wurde eine Gaußverteilung mit der Peakposition als Mittelwert und dem Peakfehler als Sigma in ein Histogramm eingetragen (orangene Verteilung rechts). Durch Überlagerung der so entstandenen Gaußverteilungen konnte eine Wahrscheinlichkeitsverteilung der Peakposition für das entsprechende Setup gewonnen werden (blaue Kurve). Durch Normierung dieser Wahrscheinlichkeitsverteilungen auf den Wert 1 und Überlagerung dieser Verteilungen von allen Setups wurden schließlich die Peakposition bestimmt (Abbildung 3.22).

Die Energie des Übergangs vom gebundenen 2^+ -Zustand in den Grundzustand konnte aufgrund der hohen Statistik allein durch die Betrachtung der dezentrierten Läufe

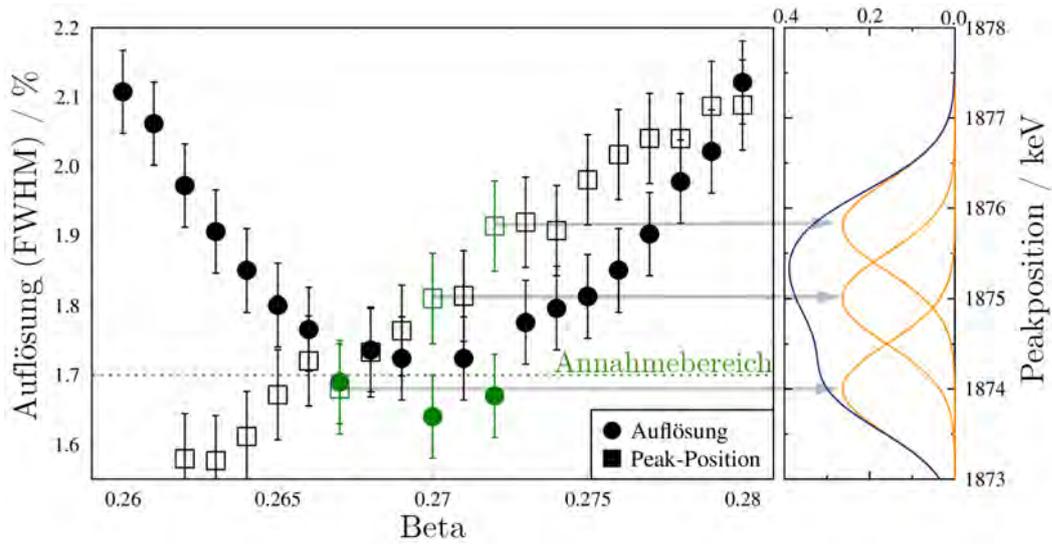


Abbildung 3.21: Veranschaulichung des Verfahrens zur Peakpositionsbestimmung anhand eines vereinfachten Beispiels. Für jedes β wurde sowohl die Auflösung (Kreise) als auch die Peakposition (Quadrate) bestimmt. Grün gekennzeichnet sind die Werte, deren Auflösungen die Annahmebedingung erfüllen. Rechts wird die Überlagerung, aus der die Peakposition dieses Setups bestimmt wird, gezeigt. Genauere Erläuterung im Text.

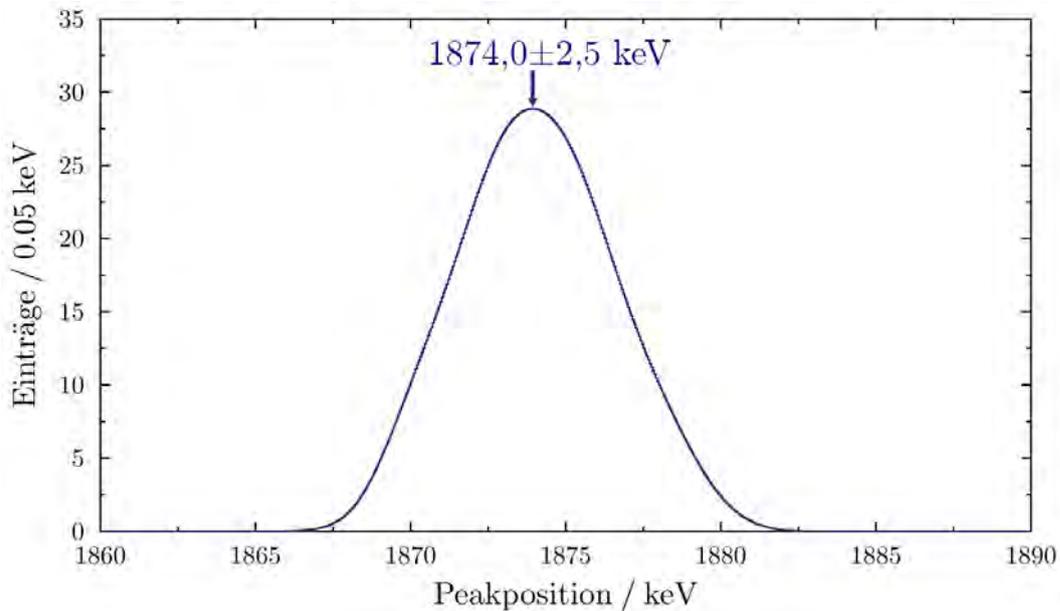


Abbildung 3.22: Verteilung der Linienenergie des Übergangs vom gebundenen 2^+ -Zustand zum Grundzustand.

erfolgen. Das Resultat dieser Analyse ist in Abbildung 3.22 dargestellt.

Für die Analyse der möglichen Doppelpeakstruktur war aufgrund der geringen Statistik eine Addition aller Ereignisse der zentrierten und dezentrierten Läufe nötig, wodurch anstelle der angesprochenen 60 Betas die Kombination aus den 60 Betas des dezentrierten Laufs mit denen des zentrierten Laufs betrachtet wurde. Da die Statistik sehr gering ist, wurde die Entscheidung, welche Betas und somit welche Histogramme in die Analyse mit einfließen sollen, anhand der Linie bei 1875 keV getroffen. Da die Peakstruktur nicht eindeutig als Singulett oder Dublett identifiziert werden konnte, wurde sie sowohl mit einer einfachen Gaußfunktion als auch mit einer doppelten Gaußfunktion gefittet und so die Position der einzelnen Linien bestimmt.

Die so gewonnenen Peakpositionen sind in Tabelle 3.4 aufgeführt. Dabei ist zum einen anzumerken, dass die direkten Übergänge aus den ungebundenen Energieniveaus zum Grundzustand nicht nachgewiesen werden konnten. Außerdem ist für die Peakposition des ungebundenen 2^+ -Zustands die Entscheidung, ob es sich bei der Peakstruktur um ein Singulett oder Dublett handelt, von großer Bedeutung. Die geringe Statistik des D_2 -Zustands führt dazu, dass die Unsicherheit in der Energiebestimmung deutlich größer ist.

Übergang	Energie (keV)
$2_1^+ \rightarrow$ Grundzustand	$1874,0 \pm 2,5$
$2_2^+ \rightarrow$ Grundzustand	nicht nachgewiesen
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ (Singulett)	$1582,5 \pm 2,9$
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ (Dublett)	$1574,8 \pm 3,2$
$D_2 \rightarrow$ Grundzustand	nicht nachgewiesen
$D_2 \rightarrow 2_1^+$	$1596,6 \pm 5,3$

Tabelle 3.4: Übersicht der bestimmten Übergangsenergien.

3.2.8 Analyse der Gamma-Gamma Matrix

Die hohe Segmentierung von GRETINA ermöglicht nicht nur eine sehr genaue Bestimmung des Wechselwirkungsorts zur besseren Dopplerrekonstruktion, sondern aufgrund der räumlichen Differenzierung der deponierten Energien und der hohen Effizienz auch Rückschlüsse auf Koinzidenzen. Für die Analyse wurde das Nächster-Nachbar-Modell zur Addition verschiedener Treffer zu einer Gammaenergie verwendet. Bei dieser wird die Energie benachbarter Segmente des Detektors addiert und zu einer Gammaenergie zusammengefasst. Somit ist es möglich, mehrere Gammaenergien einer Reaktion gleichzeitig nachzuweisen. Dadurch kann eine Gamma-Gamma-Matrix aus all jenen Ereignissen erstellt werden, die mehr als eine Gammaenergie vorweisen. Dabei werden alle Kombinationen (E_i, E_j) von Gamma-Energien eines Ereignisses in ein 2D-Histogramm eingetragen, wie in Abbildung 3.23 zu sehen ist.

Sollte in diesem 2D-Histogramm eine Ansammlung von Punkten zu sehen sein, kann daraus auf eine Zerfallskaskade aus einem höher angeregten Zustand geschlossen wer-

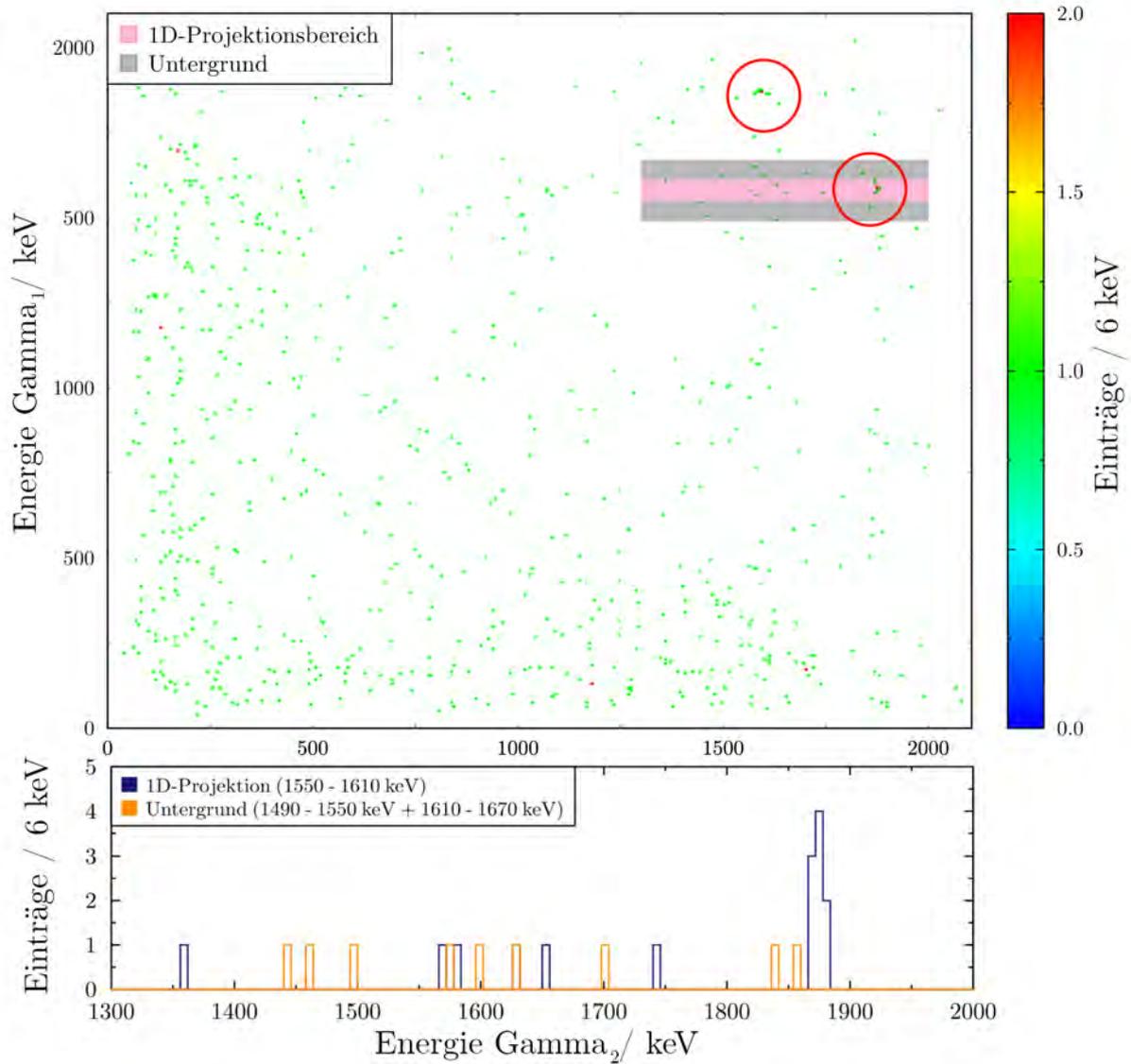


Abbildung 3.23: Gamma-Gamma-Matrix der koinzident in GRETINA nachgewiesenen ^{24}Si -Ereignisse. Signifikante Ansammlung von Einträgen ist mit roten Kreisen gekennzeichnet. In magenta ist der Bereich der 1D-Projektion markiert und in grau der dazugehörige Untergrund.

den. Wie die rot umkreisten Regionen in Abbildung 3.23 zeigen, ist dies für die Untersuchung des angeregten ^{24}Si der Fall. Wird vorausgesetzt, dass ein Gamma aus dem Energiebereich der möglichen Doppelppeakstruktur nachgewiesen wurde (1550 – 1610 keV), ist die Wahrscheinlichkeit zusätzlich ein Gamma im Bereich des höher energetischen Peaks zu detektieren (1850 – 1900 keV), deutlich vergrößert.

Dies wird vor allem bei Betrachtung der Projektion dieses Bereichs deutlich. Wie gut zu erkennen ist, hebt sich der Peak, der der Abregung des 2_1^+ -Zustands zum Grundzustand entspricht, mit 9 ± 3 Einträgen deutlich vom Untergrund ab. Dabei ist zu beachten, dass die Projektionen aus denen der Untergrund gewonnen wurde, einen doppelt so großen Bereich abdecken, da sowohl der Bereich über dem Bereich von Interesse als auch unter ihm zur Bestimmung des Untergrunds herangezogen wurde. Andere Koinzidenzen sind in der Gamma-Gamma-Matrix nicht zu erkennen. Dabei ist allerdings anzumerken, dass eine mögliche Abregung des D_2 - zum 2_2^+ -Zustand aufgrund der geringen Energie nicht beobachtet hätte werden können. Dieser Übergang ist aufgrund der geringen Energiedifferenz aus kernphysikalischer Sicht allerdings auch sehr unwahrscheinlich. Da zusätzlich auch keine direkten Zerfälle in der Region 3450-3500 keV beobachtet werden konnten, wird für den weiteren Verlauf der Analyse davon ausgegangen, dass die beobachteten ungebundenen Zustände sich einzig über den 2_1^+ abregen. Im Kapitel 4.2.2 wird für den direkten Zerfall eine obere Schranke bestimmt.

3.2.9 Bestimmung des vom Kohlenstoff induzierten Untergrunds und der Peakinhalte

Für die spätere Bestimmung der partiellen (d,n)-Wirkungsquerschnitte war es erforderlich, die Anzahl der nachgewiesenen Gammas für die einzelnen Zustände zu bestimmen. Diese wurden aus Fits der Peaks eines Setups ermittelt, wobei der Untergrund jeweils abgezogen werden musste. Allerdings beinhalten die so ermittelten Werte für das CD_2 -Target auch noch den Anteil an Gammas, die aus Reaktionen mit dem Kohlenstoff erzeugt worden sind. Dieser Anteil musste aus den C-Target-Läufen ermittelt werden. Da durch das Wechseln des Targets nicht sichergestellt werden konnte, dass die Setups aus der oben beschriebenen Analyse noch gültig waren, wurde die Bestimmung erneut durchgeführt. Anschließend musste erneut für diese Setups die Optimierung des Betas durchgeführt werden, die aufgrund der geringen Anzahl an Einträgen der Linie um 1874 keV deutlich erschwert war. Dabei ist für den kohlenstoffinduzierten Untergrund die Position des Peaks von kleiner Bedeutung, allerdings ist aufgrund der möglichen Beobachtung des Dubletts die Auflösung sehr entscheidend. Abbildung 3.24 zeigt unter anderem das vom Kohlenstoff erzeugte Spektrum. Zur besseren Visualisierung des vom Kohlenstoff induzierten Untergrunds wurde der Kohlenstoffuntergrund zusätzlich auf die gleichen physikalischen Randbedingungen, wie z. B. einfallende Teilchen und C-Atome im Target, skaliert.

Mit diesen Spektren wurden die Einträge für das CD_2 - und Kohlenstofftarget bestimmt, die in Tabelle 3.5 aufgeführt sind.

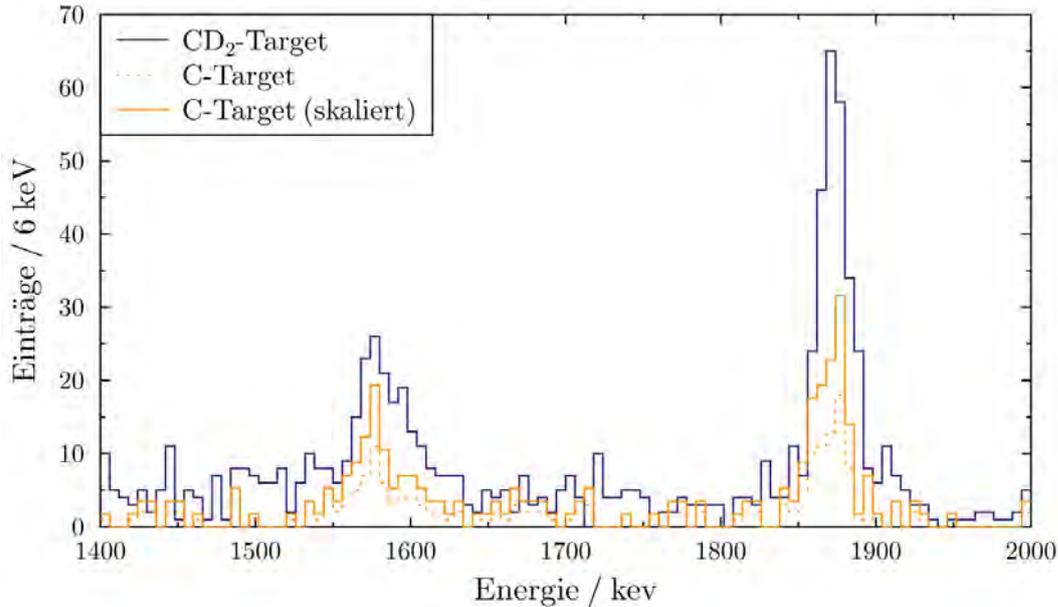


Abbildung 3.24: Anpassung des erzeugten Spektrums aus den Kohlenstoff induzierten Läufen an das Spektrum mit CD_2 -Target zur Ermittlung des Kohlenstoff induzierten Untergrunds.

Übergang	Reaktionen CD_2 -Target	Reaktionen C-Target
$2_1^+ \rightarrow \text{Grundzustand}$	267 ± 17	63 ± 9
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ (Singulett)	117 ± 13	39 ± 7
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ (Dublett)	78 ± 14	27 ± 7
$\text{D}_2 \rightarrow 2_1^+$	38 ± 12	8 ± 4

Tabelle 3.5: Übersicht der nachgewiesenen Reaktionen für die verschiedenen Übergänge.

3.2.10 GEANT4-Simulationen der möglichen Anregungen

Zur Vorbereitung der Analyse der möglichen Doppelppeakstruktur wurden Simulationen des zu erwartenden Spektrums durchgeführt, um so die Auswirkungen einer möglichen Comptonkante auf die Breite eines Peaks im Bereich um 1575 keV abschätzen zu können. Die in den letzten beiden Kapiteln bestimmten Anregungsenergien und Übergangswahrscheinlichkeiten wurden dabei für die Simulation des ^{24}Si -Zerfalls im bewegten Bezugssystem genutzt. Die verwendete GEANT4-Simulation von Riley et al. [49] erstellte die simulierten Daten im gleichen Datenformat wie die Experimentdaten, sodass so auch eventuelle Fehler in der Analysesoftware gefunden worden wären. In den vier benötigten Simulationen wurde zunächst ein ^{23}Al -Teilchen bis zu einem statistisch gleich verteilten Reaktionsort im Target simuliert, um anschließend an diesem Ort die Reaktion zu einem mit entsprechender Energie angeregten ^{24}Si durchzuführen. Dieses Teilchen regte sich dann unmittelbar anhand der vorgegebenen Übergangswahrschein-

Bezeichnung	Energie (keV)	sim. Energie (keV)	Abregungslevel
Grundzustand	0,0	0,0	-
2_1^+	$1874 \pm 2,9$	1874	Grundzustand
2_2^+ (Dublett)	$3448,8 \pm 4,6$	3449	2_1^+
2_2^+ (Singulett)	$3456,6 \pm 4,4$	3457	2_1^+
D_2	$3470,6 \pm 6,2$	3471	2_1^+

Tabelle 3.6: Übersicht des in der Simulation verwendeten Levelschemas für ^{24}Si .

lichkeiten ab und die Detektion der Gammas in GRETINA wurde simuliert. Hierfür war es notwendig ein vorläufiges Energieniveauschema zu erzeugen, mithilfe dessen die An- und anschließende Abregung simuliert werden konnte. Die Energien der einzelnen Zustände wurden anhand der Peakposition aus Kapitel 3.2.7 bestimmt, wobei zusätzlich zu den dort angegebenen Fehlern der Fehler der Energiekalibrierung von 1,5 keV berücksichtigt werden musste. Außerdem musste für die Energiebestimmung der ungebundenen Zustände der Fakt mit einbezogen werden, dass keine direkten Zerfälle aus diesen zum Grundzustand beobachtet werden konnten. Daher musste auch die Unsicherheit der Bestimmung der Energie des gebundenen 2_1^+ -Zustands berücksichtigt werden. In Tabelle 3.6 ist das so bestimmte Zerfallsschema von ^{24}Si und die Abregungsverzweigungen aufgeführt.

Es wurden vier verschiedene Simulationen durchgeführt, die sich durch die Anregungsenergie des produzierten ^{24}Si im Target unterschieden, um so für die Anregung jedes Zustands ein eigenes Energiehistogramm zu erhalten. Diese Energiehistogramme sind in Abbildung 3.25 für die Abregung des 2_1^+ und den 2_2^+ (Singulett)-Zustands zu sehen.

Wie in der Abbildung zu erkennen ist, ist in beiden Spektren keine klare Compton-Kante zu sehen, so dass eine Verbreiterung der Peakstruktur um 1575 keV aufgrund dieser ausgeschlossen werden konnte. In Kapitel A.4 im Anhang werden mit den simulierten Daten Fits durchgeführt, um so die experimentellen Daten zu beschreiben.

3.2.11 Analyse der möglichen Doppelpeakstruktur

Die Analyse der Struktur um 1575 keV (vgl. Abbildung 3.26) ist kritisch für die spätere Berechnung der Reaktionsrate. Die Annahme eines Dubletts aus D_2 und 2_2^+ bei verschiedenen Energien impliziert eine andere Rate als die Annahme eines einzigen Zustands bei einer mittleren Energie. Ein Anzeichen, das für die Hypothese eines Dubletts spricht, ist die Energieauflösung, die im Folgenden genauer betrachtet wird. Genauer gesagt spricht die Breite der Peakstruktur um 1575 keV für die Existenz eines Dubletts (vgl. Abbildung 3.26).

Für die Analyse der möglichen Doppelpeakstruktur ist die Energieauflösung des Energiehistogramms entscheidend, da bei einer zu schlechten Auflösung die beiden möglichen Peaks, deren Abstand nur 22 keV beträgt, nicht getrennt werden können. Da die Auflösung bei der Auswahl der Setup-Parameter allerdings nicht berücksichtigt

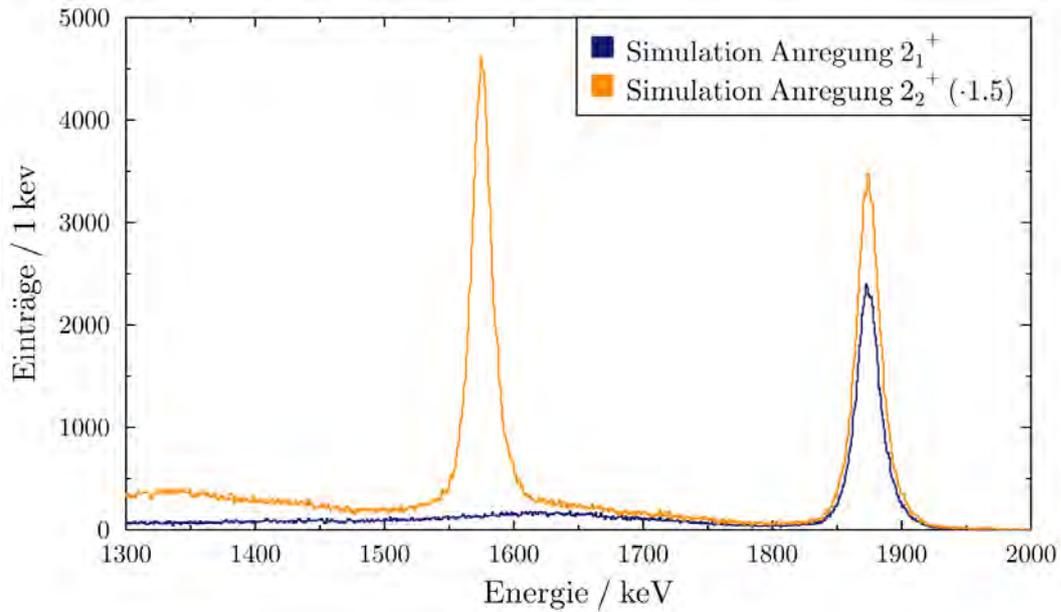


Abbildung 3.25: Ergebnisse der GEANT4-Simulation für die Abregung aus dem gebundenen und ungebunden 2^+ -Zustands. Die Spektren zeigen die Ergebnisse für 10^6 Zerfälle des jeweiligen Zustands.

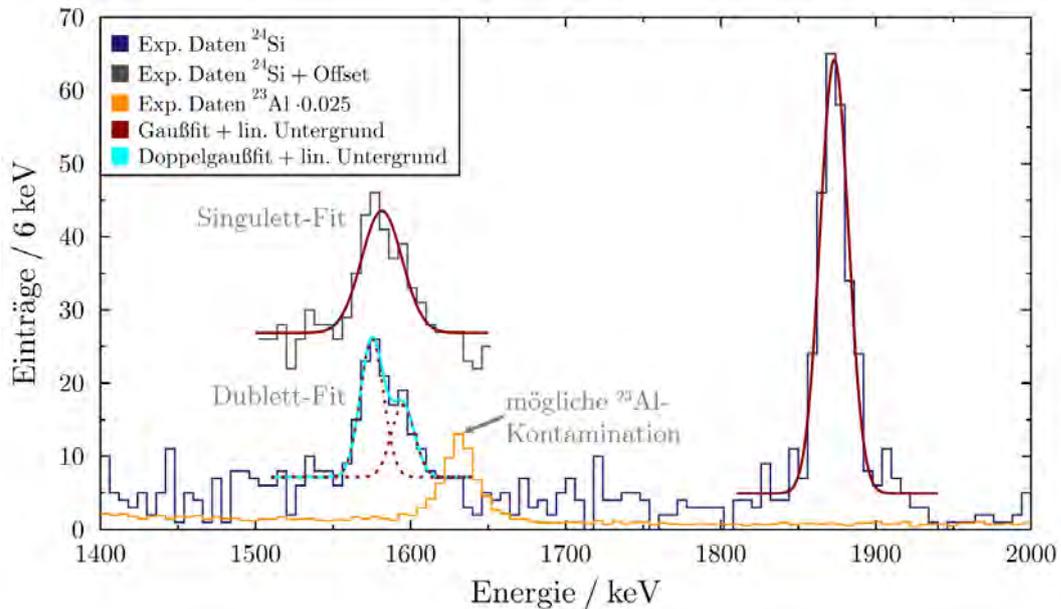


Abbildung 3.26: Rekonstruiertes Energiehistogramm für ein Setup (Nächster-Nachbar-Methode). Eingezeichnet: Fit der Doppelppeakregion mit einem Fit unter der Annahme eines Singulett (rot) und Dublett (Cyan). Zusätzlich sind die skalierten Daten einer möglichen Kontamination durch ^{23}Al dargestellt.

Energie-Bereich (keV)	Fit	Auflösung (%)
1850-1920	Singulett	$1,15 \pm 0,08$
1525-1640	Singulett	$1,94 \pm 0,38$
1525-1640	Dublett	$1,11 \pm 0,30$

Tabelle 3.7: Energieauflösung der Peaks von ^{24}Si für ein Setup mit sehr guter Energieauflösung.

wurde, existieren große Unterschiede dieses Werts zwischen den einzelnen Setups. Für die Analyse der möglichen Doppelpeakstruktur wurde daher ein Histogramm ausgewählt, das für die Linie bei 1874 keV eine sehr gute Auflösung liefert (Eine Analyse der Struktur für alle Setups ist im Anhang in Kapitel A.4 zu finden).

Dieses Histogramm ist in Abbildung 3.26 dargestellt. Außerdem zeigt die Abbildung die durchgeführten Fits der Abregungslinie bei 1874 keV sowie die Fits der möglichen Doppelpeakregion. Die daraus gewonnenen Auflösungen sind in Tabelle 3.7 aufgeführt. Bei diesen Werten fällt auf, dass die Fehler der Fits der möglichen Doppelpeakstruktur deutlich größer sind, was auf die geringere Statistik zurückzuführen ist. Außerdem fällt auf, dass die Auflösung unter der Annahme eines beobachteten Singulett bei 1575 keV stark von der Auflösung der Linie bei 1874 keV abweicht.

Bevor auf die Bestimmung der zu erwartenden Energieauflösung eingegangen wird, muss ausgeschlossen werden, dass äußere Einflüsse für die Verbreiterung des Peaks verantwortlich sein können. Diese Ursachen könnten sein:

- **Lebenszeit des Zustands:** Die Annahme einer gewissen Lebenszeit für den angeregten Zustand hat zwei Auswirkungen, die die Verbreiterung des Peaks erklären könnten. Bei einer kurzen Lebenszeit wird das Ion im Target weiter abgebremst. Dies hätte zur Folge, dass das Gamma mit einem kleineren Beta korrigiert werden müsste als dem mit dem Beta-Algorithmus an der Emissionslinie des 2_1^+ -Zustands ermittelten. Sollte die Lebenszeit länger sein, würden auch die Z-Positionen der 3869 Setups nicht mehr korrekt sein, die mithilfe der direkt zerfallenden Übergänge der Testlinien ermittelt wurden. Beides kann jedoch aus folgenden Überlegungen ausgeschlossen werden: Zum einen würde die Wahl eines zu großen Betas für die Korrektur ein Ausschmieren des Peaks nach links und nicht, wie im Spektrum zu erkennen ist, nach rechts zur Folge haben. Zum anderen stellt die mögliche Doppelpeakstruktur eine Abregung zum 2_1^+ -Zustand dar und somit müssten auch die nachgewiesenen Gammas aus dem Zerfall dieses finalen Zustands verbreitert rekonstruiert werden, was aufgrund der guten Auflösung der Linie bei 1874 keV nicht anzunehmen ist.
- **Kontamination durch ^{23}Al :** Sollte wider erwartet die Unterscheidung zwischen ^{23}Al und ^{24}Si durch den Streuungsanteil (vgl. Kapitel 3.1.3) nicht vollständig gegeben sein, könnte der Nachweis der Abregung des einzigen Gammaübergangs in ^{23}Al bei 1616 keV [52] den Peak nach rechts verbreitern. Allerdings werden diese nachgewiesenen Gammas auch mit dem optimierten Beta für ^{24}Si

korrigiert, das für das schnellere ^{23}Al zu gering ist, sodass die Peakposition leicht abweicht, wie in Abbildung 3.26 zu sehen ist. Aus dieser Abbildung wird jedoch auch deutlich, dass die Position des Peaks deutlich außerhalb der möglichen Doppelpeakstruktur liegt und somit auch nicht für die Verbreiterung verantwortlich sein kann.

- **Comptonkante:** Eine Quelle für Untergrund in den Detektoren ist die Comptonkante, die für Gammas mit einer Energie von 1874 keV bei 1649 keV liegt und somit für die Verbreiterung des Peaks zu höherer Energie verantwortlich sein kann. Wie allerdings die simulierten Spektren in Abbildung 3.25 zeigen, ist die Ausprägung der Comptonkante aufgrund des verwendeten Nächsten-Nachbar-Algorithmus nicht sehr stark, sodass eine Verbreiterung aufgrund der Comptonkante ausgeschlossen werden kann.

Nachdem eine Verbreiterung des Peaks aufgrund äußerer Faktoren ausgeschlossen wurde, musste für eine Aussage über die mögliche Doppelpeakstruktur die zu erwartende Energieauflösung im Bereich um 1575 keV bestimmt werden. Hierfür standen insgesamt 6 Linien anderer Isotope zur Verfügung, die alle über Reaktionen des einfallenden ^{22}Mg produziert wurden. Für diese Linien wurde die Dopplerrekonstruktion mit den gleichen Setup-Parametern wie für das Referenzhistogramm von ^{24}Si durchgeführt. Bei der Wahl des Beta-Parameters wurde für jedes Isotop wieder das gewählt, welches die beste Auflösung der jeweiligen Linie produzierte. Die so bestimmten Auflösungen für die Linien sind in Tabelle 3.8 aufgeführt, wobei aufgrund der hohen Statistik der Linien wieder eine Fitfunktion verwendet wurde, die auch die Ausläufer der Peaks beschreibt.

Wie der Tabelle zu entnehmen ist, liegt die zu erwartende Energieauflösung im relevanten Bereich zwischen 1,14 und 1,35 %, wobei die Fehler der Auflösung aufgrund unterschiedlicher Statistik zwischen den einzelnen Linien schwanken. Die Analyse spricht eindeutig dafür, dass es sich bei der Peakstruktur um 1575 keV um ein Dublett handelt, da die Auflösung dieses mit 1,11 % deutlich näher an der zu erwartenden Auflösung liegt als die des Singulett (1,95 %).

Eine weitere Möglichkeit zur Verdeutlichung, dass ein Dublett beobachtet wurde, bietet das Isotop ^{18}Ne , das neben der bereits erwähnten Linie bei 1489 keV noch eine

Isotop	beobachtete Linienenergie (keV)	Auflösung (%)
^{18}Ne	1489	$1,28 \pm 0,02$
^{21}Na	1593	$1,35 \pm 0,03$
^{23}Mg	1600	$1,34 \pm 0,14$
^{15}O	1619	$1,20 \pm 0,17$
^{20}Ne	1633	$1,32 \pm 0,07$
^{14}N	1636	$1,14 \pm 0,17$

Tabelle 3.8: Ermittelte Energieauflösung im Bereich der möglichen Doppelpeakstruktur anhand verschiedener Isotope.

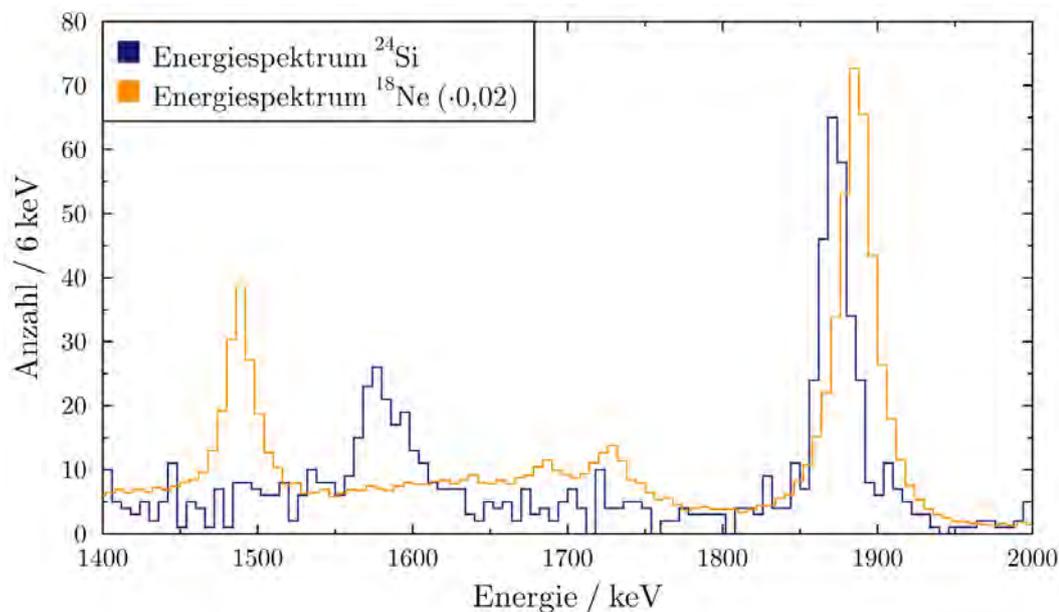


Abbildung 3.27: Rekonstruiertes Energiehistogramm für ^{18}Ne (orange) im Vergleich zu ^{24}Si (blau). Die angegebenen Linienenergie von ^{18}Ne entstammen [53]. Daten von ^{18}Ne sind zur besseren Visualisierung mit dem Faktor 0,02 skaliert.

weitere dominante Linie bei 1887 keV besitzt [53], die für das verwendete Setup eine Auflösung von $1,26 \pm 0,03\%$ besitzt. Da äußere Faktoren, die zur Verbreiterung des Peaks in ^{24}Si führen könnten, ausgeschlossen wurden, konnte ^{18}Ne aufgrund der sehr ähnlichen Übergangsenergien als idealer Testfall der Auflösung verwendet werden. In Abbildung 3.27 ist das rekonstruierte Energiehistogramm von ^{18}Ne im direkten Vergleich zu ^{24}Si dargestellt. Wie zu erkennen ist, ist die Intensitätsverteilung der beiden dominanten Peakregionen für die beiden Isotope sehr ähnlich. Außerdem fällt die deutlich breitere Form der möglichen Doppelpeakstruktur im Vergleich zur Linie bei 1489 keV von ^{18}Ne auf, obwohl die Breiten der höher energetischen Linien sehr ähnlich sind. Für die Analyse der Doppelpeakstruktur ist das Verhältnis aus der Auflösung des höherenergetischen zu niederenergetischen Peak von ^{18}Ne entscheidend (im Falle des gewählten Setups liegt dieses bei 0,97), das identisch zu dem in ^{24}Si sein sollte. Auch eine Analyse 200 zufällig gewählter Setups zeigt, dass das Verhältnis der beiden Auflösung in ^{18}Ne mit $0,99 \pm 0,03$ sehr geringen Schwankungen unterliegt. Mit diesem Verhältnis konnten die Breiten des Singulett- und Dublettfits anhand der Breite des höherenergetischen Peaks festgesetzt und ein Konfidenzniveau für die beiden verschiedenen Fits bestimmt werden. Der Dublettfits weist so ein Konfidenzniveau von 95 % auf, während das Vertrauenslevel für die Beschreibung der Region über ein Singulett nur bei 42 % liegt. Somit kann die Beobachtung des Dubletts mit einer hohen Signifikanz angenommen werden.

Gleiches kann, aufgrund der Histogramme mit schlechterer Energieauflösung in abgeschwächter Form, auch für alle Setups gezeigt werden. Die entsprechende statistische

3.2 *Gamma*spektroskopie mittels *GRETINA*

Untersuchung aller Setups ist in Kapitel A.4 im Anhang zu finden.

3.3 Neutronenanalyse durch LENDA

3.3.1 Kalibrierungsmessungen zur Überprüfung des Systems

Um die Funktionsfähigkeit des LENDA-Detektors während des Experiments sicherzustellen, wurden vor und nach dem Experiment Kalibrierungsmessungen durchgeführt. Für die Analyse sind folgende Eigenschaften des Detektors von Bedeutung:

- **Zeitkalibrierung:** Für die Bestimmung der Neutronenenergien wurde die Flugzeitmethode verwendet. Dafür musste eine konstante Zeitkorrelation zwischen den einzelnen Kanälen über das Experiment sichergestellt werden.
- **Detektionsschwellen:** Die Stabilität der Detektionsschwellen ist entscheidend, da diese die Effizienz des Neutronennachweises beeinflussen.
- **Ansprechverhalten:** Ereignisse gleicher Energiedeposition im Detektor müssen im Verlauf des Experiments stets die gleichen Signale in den Photomultipliern produziert haben.

Während die Zeitkalibrierung über die, in Kapitel 2.4 beschriebene, ^{60}Co -Messung mit Flüssigkeitsszintillator nach jedem Neustart der Datenaufnahme sichergestellt werden konnte, wurden die anderen beiden Eigenschaften über Kalibrierungsmessungen vor und nach dem Experiment überprüft. Abbildung 3.28 zeigt dabei ausgewählte Ergebnisse der Kalibrierungsmessungen mit ^{21}Na sowie ^{252}Am für einen der 24 LENDA-Detektoren. ^{252}Am besitzt eine Linie bei 59,4 keV, die zur Überprüfung der Stabilität der Schwelle verwendet wurde. Wie in der Abbildung gut ersichtlich ist, verändert sich die Form des rechten Peaks nicht, allerdings geht der Untergrund auf der linken Seite des Peaks zurück, was dafür spricht, dass die Schwelle über die Dauer des Experiments leicht nach oben gewandert ist. Die Änderung ist allerdings sehr klein, sodass sie vernachlässigbare Auswirkungen auf die Effizienz hat. Bei Betrachtung der ^{21}Na -Messung, die Linien bei 511 und 1275 keV aufweist, ist sehr gut zu sehen, dass sich die Positionen der Peaks nicht signifikant verschieben, sodass eine Energieeichung aus der durchschnittlichen Lichtausbeute der beiden Photomultiplier durchgeführt werden konnte. Diese durchschnittliche Lichtausbeute (S) berechnet sich für lange, dünne Plastikszintillatoren anhand der Wurzel aus den beiden Signalwerten ($S_{\text{up}}, S_{\text{down}}$) [54]:

$$S = \sqrt{S_{\text{up}} \cdot S_{\text{down}}}$$

Für die Energieeichung war jedoch zu beachten, dass die beiden Peaks nicht der Gesamtenergie der Gammas entsprechen, sondern die Lage der Comptonkante der entsprechenden Peaks repräsentieren, da aufgrund des Detektormaterials eine Wechselwirkung über den Photoeffekt sehr unwahrscheinlich ist.

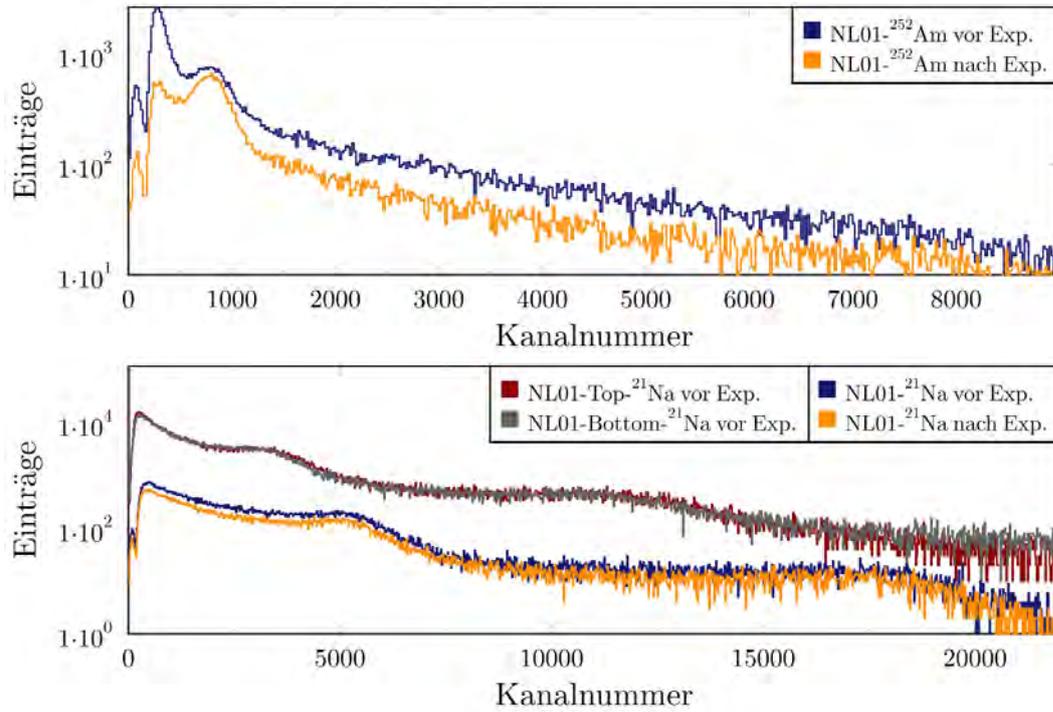


Abbildung 3.28: Oben: Gemittelte Kanalnummer (\equiv unkalibrierte Energie) aus dem oberen und unteren PMT vor und nach dem Experiment für eine ^{252}Am -Probe. Unten: Ebenfalls die gemittelte Kanalnummer aus beiden PMTs vor und nach dem Experiment für ^{21}Na , sowie Vergleich des Ansprechverhaltens des oberen und unteren PMTs vor dem Experiment.

3.3.2 Kalibrierung der Flugzeit und Bestimmung der Zeitauflösung

Für die Rekonstruktion des Q-Werts ist es notwendig, die kinetische Energie der emittierten Neutronen zu bestimmen, wofür die Flugzeitmethode verwendet wurde. Wie in Kapitel 2.4 beschrieben, wurde dafür die Flugzeit aus der Differenz der Detektionszeiten im entsprechenden LENDA-Detektor und dem Referenzsignal gebildet, wofür entweder das OBJ- oder das E1-Signal gewählt werden konnte. In dieser Flugzeit ist allerdings noch die Flugzeit des Ions vom OBJ-Szintillator zum Target, bzw. vom Target zum E1-Szintillator enthalten. Diese ist allerdings aufgrund unterschiedlicher Geschwindigkeiten und daraus folgenden unterschiedlichen Flugwegen nicht konstant, weswegen sie, ähnlich wie zur Korrektur des PIDs, korrigiert werden musste. Um diese Korrektur durchzuführen, wurden Ereignisse in LENDA benötigt, aus denen der exakte Reaktionszeitpunkt rekonstruiert werden konnte. Die Betrachtung des Gammablitzes ermöglichte es unter Verwendung des Wissens über den Abstand der Detektoren, die Reaktionszeit exakt zu bestimmen. Die so rekonstruierte Reaktionszeit wird im Folgenden als $\text{Flugzeit}_{\text{Reaktion}}$ bezeichnet. Da LENDA aufgrund des zu erwartenden Neutronenspektrums in Rückwärtsrichtung positioniert war, die produzierten Gammas allerdings aufgrund des Doppler-Boosts hauptsächlich in Vorwärtsrichtung ausgesandt wurden, war die Nachweiswahrscheinlichkeit für Gammas in LENDA sehr gering. Die beiden einzigen Reaktionen, aus deren Gammablitzes ausreichend Gammas in LENDA nachgewiesen wurden, waren die inelastische Streuung von ^{22}Mg und $^{22}\text{Mg}(X,n)^{21}\text{Mg}$. Zu welchen Problemen diese Tatsache führt, ist am Ende des Kapitels erklärt. Zunächst wird jedoch die Kalibrierung anhand der inelastischen Streuung von ^{22}Mg gezeigt und die Wahl des Referenzsignals entschieden.

Kalibrierung mit dem E1-Szintillator als Referenzsignal

Für die Genauigkeit der Flugzeitmethode unter Verwendung des E1-Signals war es entscheidend, dass die Flugzeit vom Target zum Szintillator für alle produzierten Ionen eines Isotops gleich groß ist. Genau wie im Falle der Korrekturen für den S800 musste daher Flugzeit anhand der Position und des Winkels in den CRDCs korrigiert werden. Zusätzlich musste noch die durch die Kalibrierung dann konstante Flugzeit vom Target zum E1-Szintillator berücksichtigt werden. Für die korrigierte Flugzeit der Neutronen (TOF_k) kann dabei in Abhängigkeit der unkorrigierten Flugzeit der Neutronen (TOF_u) sowie des AFP-Winkels der Ionen (α), der Winkelkorrektur (c_α) der X-Position der Ionen (X), der X-Korrektur (c_x) und der konstanten Flugzeit der Ionen zum Szintillator (c) folgender Zusammenhang angenommen werden:

$$\text{TOF}_k = \text{TOF}_u + c_\alpha \cdot \alpha + c_x \cdot X + c$$

Abbildung 3.29 zeigt die Auswirkungen des AFP-Werts (für X-Position vgl. Abbildung A.6) auf die Flugzeiten. Wie gut zu erkennen ist, besitzen alle Gammas nach der Korrektur den gleichen Reaktionszeitpunkt bei 0 ns. Für die Berechnung wurde allerdings

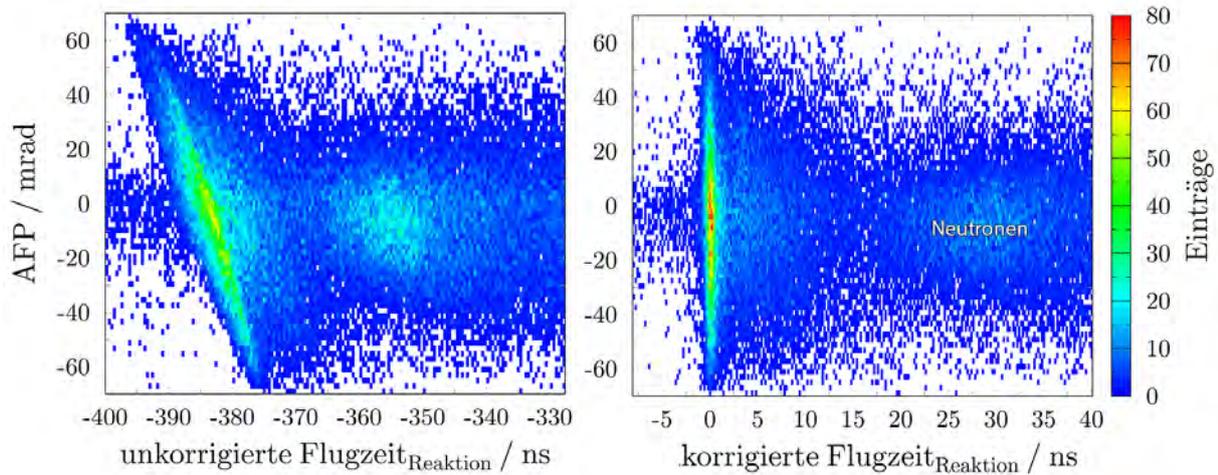


Abbildung 3.29: Links: Rekonstruierte Flugzeit_{Reaktion} in Abhängigkeit des Winkels in den CRDCs vor der Korrektur (links) und nach allen Korrekturen (rechts). Außerdem beschriftet sind Flugzeiten, die auf Neutronen schließen lassen.

die Lichtgeschwindigkeit genutzt, weswegen dieser nur für Gammas gilt. Wie allerdings in Abbildung 3.29 auch zu erkennen ist, gibt es eine Ansammlung von Ereignissen in LENDA, die deutlich verspätet nachgewiesen wurden. Die Flugzeit dieser entspricht der, die für Neutronen erwarten werden würde. Allerdings wurden für die Betrachtung der Korrekturen nur Ereignisse berücksichtigt, die sowohl im Eingangs- als auch im Ausgangskanal ^{22}Mg vorweisen. Da bei der inelastischen Streuung keine Neutronen produziert werden, wird in einem späteren Abschnitt der Ursprung dieser Neutronen untersucht.

Zur Bestimmung des exakten Zeitpunkts der Wechselwirkung in den LENDA-Detektoren wurde eine Signalanalyse durchgeführt, die den Zeitpunkt mittels eines Filteralgorithmus aus dem zeitlichen Verlauf der Signale bestimmte. Um sicherzustellen, dass das System zuverlässig gearbeitet hat und die Auswertung der Signale richtig funktionierte, wurde die Zeitauflösung des Gammablitzes bestimmt und mit früheren Messungen verglichen.

Abbildung 3.30 zeigt hierbei die Reaktionszeit in Abhängigkeit der deponierten Energie in den LENDA-Detektoren. Im Flugzeitspektrum sind sehr gut drei verschiedene Phasen zu erkennen. Zunächst existiert ein ausgeprägter Peak, der dem Gammablitz zugeordnet werden kann. Der zweite kleinere Peak, der mit circa 3 ns Verzögerung auftritt und weit nach rechts verschmiert ist, kann Gammas zugeordnet werden, die am Aufbau z. B. GRETINA gestreut und somit verspätet nachgewiesen wurden. Die Einträge, die ab circa 20 ns entstehen, können Neutronen zugeordnet werden. Interessant ist in diesem Abschnitt allerdings die Zeitauflösung des Gammablitzes. Diese wurde per Fit des Peaks der Projektion bestimmt. Im vorliegenden Fall liegt sie bei 951 ± 12 ps. Bei der Betrachtung der Reaktionszeit in Abhängigkeit der Energie fällt jedoch auf, dass für kleine Energien der Peak breiter ist, sodass für eine Betrachtung von ausschließlich Ereignissen, die mehr als 500 keVee deponieren, die Zeitauflösung

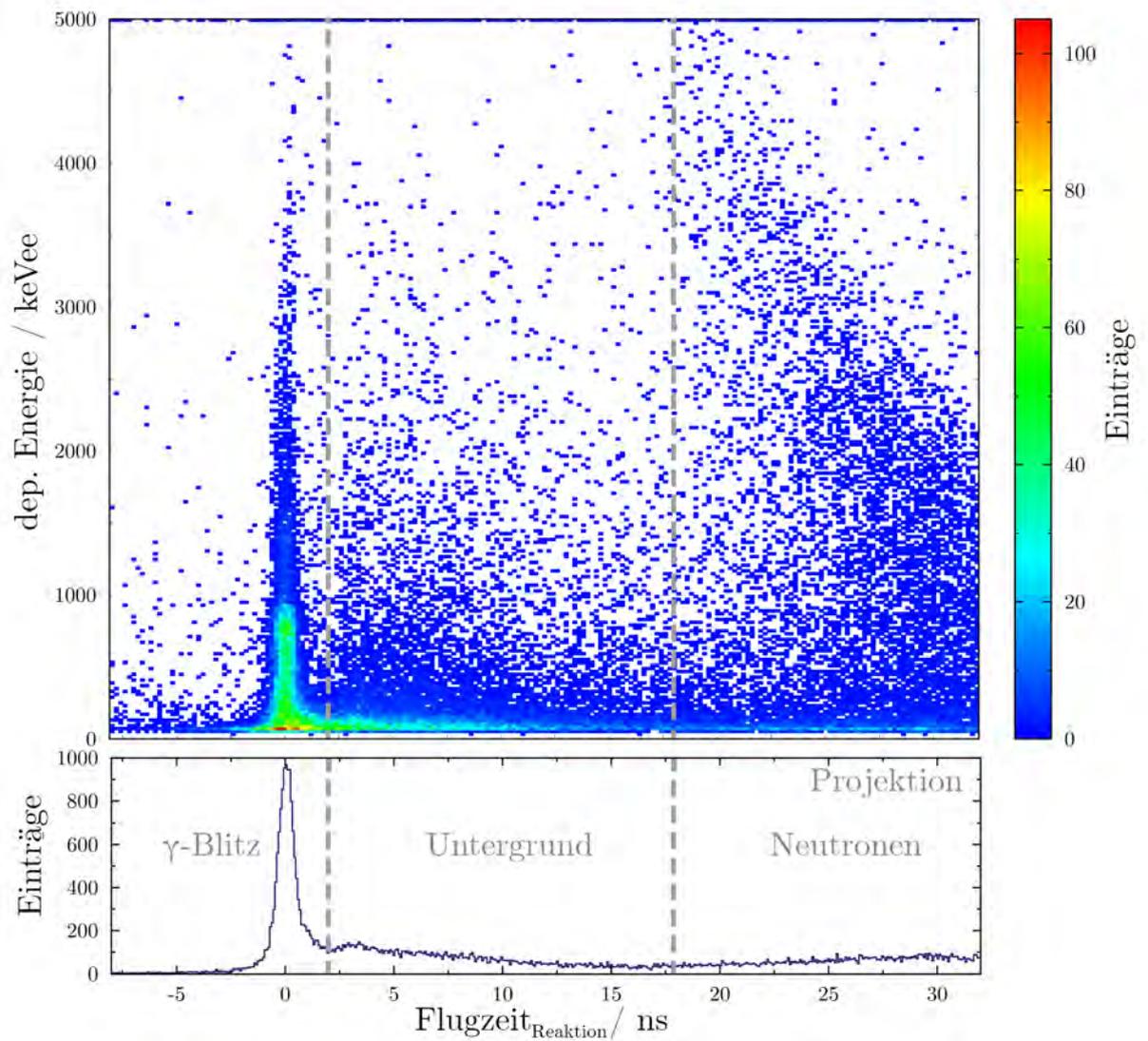


Abbildung 3.30: Deponierte Energie in Lenda in Abhängigkeit der Reaktionszeit für die Gammas aus der inelastische Streuung von ^{22}Mg . Außerdem ist die Projektion auf die X-Achse aufgetragen.

auf 744 ± 9 ps sinkt. Dieser Wert liegt im zu erwartenden Bereich. Dabei ist die schlechte Zeitauflösung für kleine Energien nicht auf den Walk-Effekt zurückzuführen, der entsprechend korrigiert wurde, sondern ein bekannter Effekt der verwendeten Ausleseelektronik.

Der Obj-Szintillator als Referenzsignal

Neben dem E1-Szintillator war auch das Signal des Obj-Szintillators an die Datenaufnahme angeschlossen und konnte als Referenzsignal genutzt werden. Das Problem bei der Flugzeitkalibrierung mit diesem war, dass die Flugzeit vom Obj-Szintillator bis zum Target zum einen von der unterschiedlichen Energie der einfallenden Ionen, zum anderen allerdings auch von unterschiedlichen Flugwegen durch die Dipole nach dem Szintillator abhängt. Während der Geschwindigkeitsunterschied durch die Betrachtung der Zeitdifferenz zwischen Xfp- und Obj-Szintillator korrigiert werden konnte (vgl. Abbildung A.7 im Anhang), existierte keine Möglichkeit die unterschiedlichen Flugwege von Obj-Szintillator zum Target zu korrigieren. Daraus resultiert eine Zeitauflösung unter Verwendung des Obj-Szintillators als Referenzsignal von 1639 ± 46 ps bzw. 1186 ± 38 ps für Ereignisse über 500 keVee.

Fazit und Problem der Kalibrierung

Der Vergleich der beiden möglichen Referenzsignale zeigt, dass die Verwendung des E1-Szintillators deutlich bessere Ergebnisse liefert. Die dadurch erreichte Zeitauflösung für den Gammablitz der Abregung des durch inelastische Streuung angeregten ^{22}Mg liegt mit 951 bzw. 743 ps im zu erwartenden Bereich, wobei diese Zeitauflösung die kombinierte Zeitauflösung aus LENDA-Detektor und E1-Szintillator darstellt.

Das Problem der Kalibrierung war, dass sie für die inelastische Streuung von ^{22}Mg durchgeführt wurde. Da andere Ionen nach dem Target eine andere Geschwindigkeit besaßen und durch ihre magnetische Steifigkeit zusätzlich auf andere Flugwege gelenkt wurden, sind die Faktoren für die X-Position-Korrektur, AFP-Korrektur und die Konstante andere. Das kleinste Problem stellt dabei die Konstante dar. Im Falle von $^{23}\text{Al}(d,n)^{24}\text{Si}$ sind 6 Gammas des Gammablitzes nachgewiesen worden, sodass sie hierdurch bestimmt werden konnte. Im Falle des später aufgrund der höheren Statistik betrachteten Falls der $^{22}\text{Mg}(d,n)^{23}\text{Al}$ -Reaktion ist dies schwieriger, da der einzige sich über Gamma abregende Zustand bei 1616 keV in ^{23}Al über die Reaktion kaum angeregt wurde (vgl. Anhang) und somit keine Gammas in LENDA detektiert wurden. Die Konstante für diese Reaktion wurde über die Lage der kinematischen Linien (vgl. Kapitel 3.3.3) bestimmt. Im Falle dieser Testreaktion gibt es auch noch eine Möglichkeit die Faktoren der Korrekturen besser zu bestimmen, was in Kapitel 3.3.5 genauer erläutert wird. Für den interessanten Fall der $^{23}\text{Al}(d,n)^{24}\text{Si}$ -Reaktion können die Faktoren allerdings nicht anders ermittelt werden, sodass die Zeitauflösung als schlechter angenommen werden muss und mit 1,1 ns abgeschätzt wurde.

Neutronen bei ^{22}Mg im Ein- und Ausgangskanal

Abschließend soll in diesem Kapitel auf die nachgewiesenen Neutronen trotz Beschränkung auf ^{22}Mg im Ein- und Ausgangskanal eingegangen werden. Diese Neutronen entstehen aus der $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})^{23}\text{Al}$ -Reaktion, wodurch ein angeregtes ^{23}Al entstehen kann. Da alle angeregten Zustände, mit Ausnahme des Zustands bei 1616 keV, durch Protonemission zerfallen, entstand aus den meisten dieser Reaktionen wieder ^{22}Mg , das im Ausgangskanal nachgewiesen wurde. Gleiches ist auch für $^{23}\text{Al}(\text{d},\text{n})^{24}\text{Si}$ der Fall, da auch hier Zustände existieren, die über Protonen wieder zerfallen. Diese Tatsache ist daher eine mögliche Erklärung für die Doppelstruktur von ^{22}Mg und ^{23}Al im PID aus Kapitel 3.1.3 sein. Die Q-Werte der (d,n)-Reaktion liegen mit -2.083 MeV ($^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})^{23}\text{Al}$), bzw. 1,067 MeV [26] ($^{23}\text{Al}(\text{d},\text{n})^{24}\text{Si}$) jedoch in einem Bereich, in dem sie keine großen Auswirkungen auf die Energie des auslaufenden Ions haben sollten. Werden die Reaktionsprodukte über die Reaktion mit C erzeugt, verliert das System aufgrund des Q-Wertes von 15,815 MeV (^{22}Mg) bzw. 12,666 MeV (^{23}Al) mehr Energie, was im Vergleich zur kinetischen Energie der Ionen allerdings immer noch gering ist.

3.3.3 Kinematische Linien

Mit LENDA sollten die Neutronen der (d,n)-Transferreaktion nachgewiesen werden. Aus der Kinematik einer Transferreaktion kann die zu erwartende Neutronenenergie berechnet werden. Hierfür müssen die invarianten Massen (M), also die Summe der relativistischen Energien und Impulse aller beteiligten Teilchen, vor und nach der Reaktion gleich groß sein, da sie eine Erhaltungsgröße darstellen. Für die Invariante Masse gilt:

$$M = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n E_n\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^n \vec{p}_i\right)^2}$$

Mit dieser Gleichung kann gezeigt werden, dass für kinetische Energie des Neutrons im Laborsystem ($E_{\text{kin}}^{\text{N}}$) gilt (vgl. [55]):

$$E_{\text{kin}}^{\text{N}} = \frac{1}{(m_{\text{in}} + m_{\text{N}})^2} \left(\sqrt{m_{\text{in}} m_{\text{N}} E_{\text{kin}}^{\text{in}} \cos(\theta_{\text{lab}})} + \sqrt{m_{\text{in}} m_{\text{N}} E_{\text{kin}}^{\text{in}} \cos(\theta_{\text{lab}})^2 + (m_{\text{out}} + m_{\text{N}})(m_{\text{out}}(Q - E_{\text{out}}) + (m_{\text{out}} - m_{\text{in}})E_{\text{kin}}^{\text{in}})} \right)^2 \quad (3.5)$$

Wobei die einzelnen Größen wie folgt definiert sind:

- $m_{\text{in}}, m_{\text{N}}, m_{\text{out}}$: Masse des einfallenden Ions (m_{in}), des Neutrons (m_{N}) und des ausgehenden Ions (m_{out}).
- θ_{lab} : Winkel zwischen ausgehenden Ionen und dem emittierten Neutron im Laborsystem.
- $E_{\text{kin}}^{\text{N}}$: Kinetische Energie des einfallenden Ions unmittelbar vor der Reaktion.

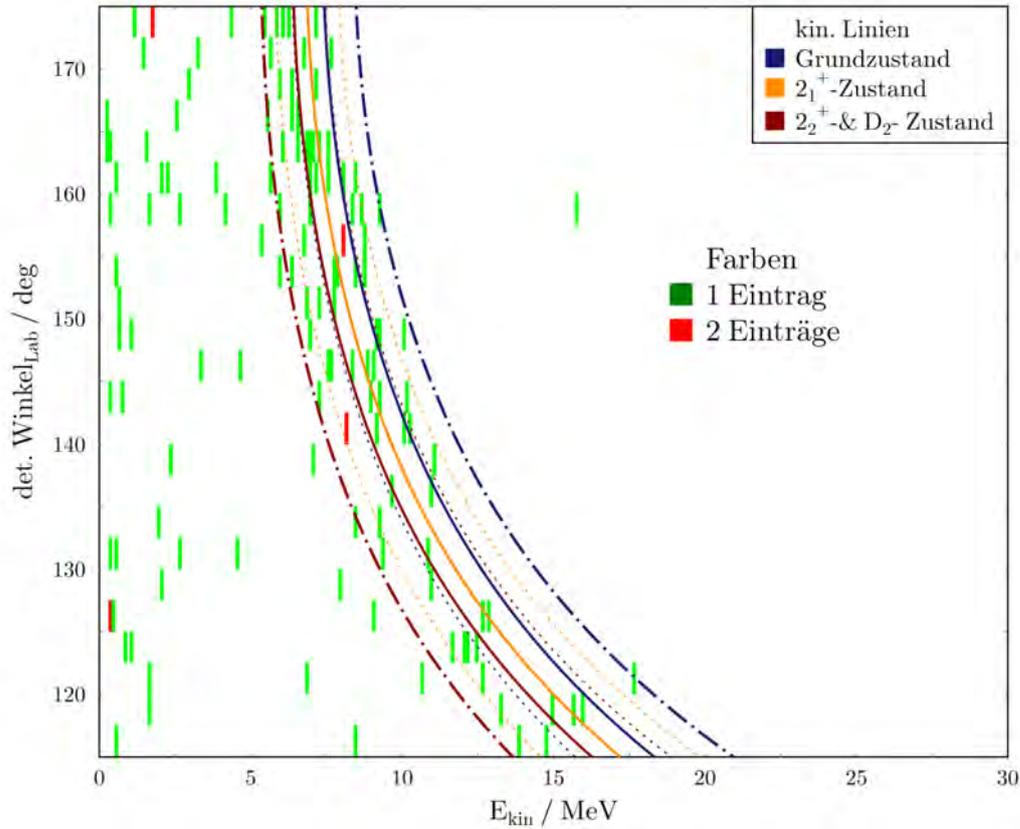


Abbildung 3.31: Kinetische Energie der Neutronen in Abhängigkeit des Detektionswinkels für Ereignisse zwischen 8 – 200 ns in LENDA. Farblich eingezeichnet sind die zu erwartenden kinematischen Linien der Reaktionen in die einzelnen Energieniveaus von ^{24}Si für eine kinetische Energie von ^{23}Al von $42,25 \pm 6,25$ MeV/Nukleon. Abgebildet sind die Ergebnisse der dezentrierten Läufe. Fehlerbereiche der einzelnen Linien sind gestrichelt dargestellt, die äußeren Fehler sind zur besseren Visualisierung anders gekennzeichnet.

- Q : Q -Wert der Reaktion.
- E_{out} : Anregungsenergie des auslaufenden Ions, die der Energie der Summe aller Gammas entspricht.

Wie Formel 3.5 zeigt, hängt die Energie des Neutrons vom Winkel zwischen ausgehendem Ion und Neutron ab. Bei Betrachtung der kinetischen Energie der nachgewiesenen Neutronen in Abhängigkeit des Detektionswinkels entsteht so eine Linie, die als kinematische Linie bezeichnet wird. Da für die Energie des Neutrons auch die Anregungsenergie des ausgehenden Ions von Bedeutung ist, entsteht so für jeden Anregungszustand (aufgrund der unterschiedlichen E_{out}) eine dieser Linien.

In Abbildung 3.31 sind die in LENDA nachgewiesenen kinetische Energien der Neutronen in Abhängigkeit des Detektionswinkels aufgetragen. Außerdem sind die zu er-

wartenden kinematischen Linien für die Reaktionen in die einzelnen Zustände von ^{24}Si eingezeichnet. Da die Energiedifferenz des 2_2^+ - und D_2 -Zustands sehr gering ist, konnte in der LENDA-Analyse nicht zwischen den beiden Zuständen unterschieden werden, weswegen sie im Folgenden immer als ein Dublettzustand mit einer Anregungsenergie von 3450 keV behandelt werden.

In der Abbildung ist sehr gut zu erkennen, dass die nachgewiesenen Ereignisse dem Muster der kinematischen Linien folgen. Allerdings sind die Unsicherheiten der einzelnen Linien sehr groß. Sie entstehen durch die Tatsache, dass die kinetische Energie des einfallenden Ions unmittelbar vor der Reaktion im Target nicht genau bekannt ist und für die Berechnung der Wert $42,25 \pm 6,25$ MeV/Nukleon angenommen wurde. Der Untergrund, der vor allem bei kleinen Neutronenenergien zu erkennen ist, wird noch genauer im nächsten Kapitel erläutert.

Im Falle von $^{22}\text{Mg}(d,n)^{23}\text{Al}$ (vgl. Abbildung A.8), der im weiteren Verlauf dieses Kapitels häufiger als Testfall verwendet wird, existiert nur eine kinematische Linie. Grund hierfür ist, dass alle angeregten Zustände in ^{23}Al , mit Ausnahme des Zustands bei 1616 keV, über Protonemission zerfallen und somit nicht der Reaktion zugeordnet werden können. Im Vergleich zum Grundzustand wird der Zustand bei 1616 keV allerdings so viel seltener populiert, dass die Einfänge in den Grundzustand die Reaktion für ^{23}Al dominieren (vgl. Anhang).

3.3.4 Untergrundquellen

Wie in der GRETINA-Auswertung bereits untersucht, musste auch im Falle der Neutronenauswertung der Anteil der durch Reaktionen mit dem Kohlenstoffanteil des Targets erzeugten Ereignisse bestimmt werden. Für die spätere Q-Wert-Rekonstruktion sind für diese Auswertung hauptsächlich die Reaktionen von Interesse, die Ereignisse im Bereich der kinematischen Linien erzeugten. Hierbei ist jedoch der Vorteil, dass im Falle von einer Reaktion von ^{23}Al mit Kohlenstoff zu ^{24}Si kein Neutron produziert werden sollte.

Genau wie im Falle der GRETINA-Analyse wurde zur Ermittlung der Auswirkungen des Kohlenstoffs die Läufe mit Kohlenstofftarget verwendet. Allerdings trat für die LENDA-Analyse ein Problem auf: Während der C-Target-Läufe wurde die Datenaufnahme aufgrund von Fehlern drei Mal neu gestartet und aus Zeitgründen teilweise keine ^{60}Co -Kalibrierungsmessung durchgeführt. Daher musste die Zeitkalibrierung für die Läufe mit Kohlenstoff anhand des produzierten Gammablitzes von der inelastischen Streuung von ^{22}Mg durchgeführt werden. Dies war zwar möglich, allerdings ist die resultierende Zeitauflösung aufgrund der teilweisen sehr schlechten Statistik für bestimmte LENDA-Detektoren bei 1064 ± 60 ps. Dies zeigt, dass bei Experimenten, in denen aufgrund der Reaktion oder der Positionierung der einzelnen LENDA-Detektoren nur wenige Gammas nachgewiesen werden, die Durchführung der Kalibrierung über das ^{60}Co -Verfahren sehr sinnvoll ist.

Für die Betrachtung des Kohlenstoff-Untergrunds ist die Zeitauflösung jedoch nicht entscheidend, sodass die Kalibrierung über den Gammablitz verwendet werden kann. Damit von relevantem Untergrund für die nachfolgende Analyse gesprochen werden

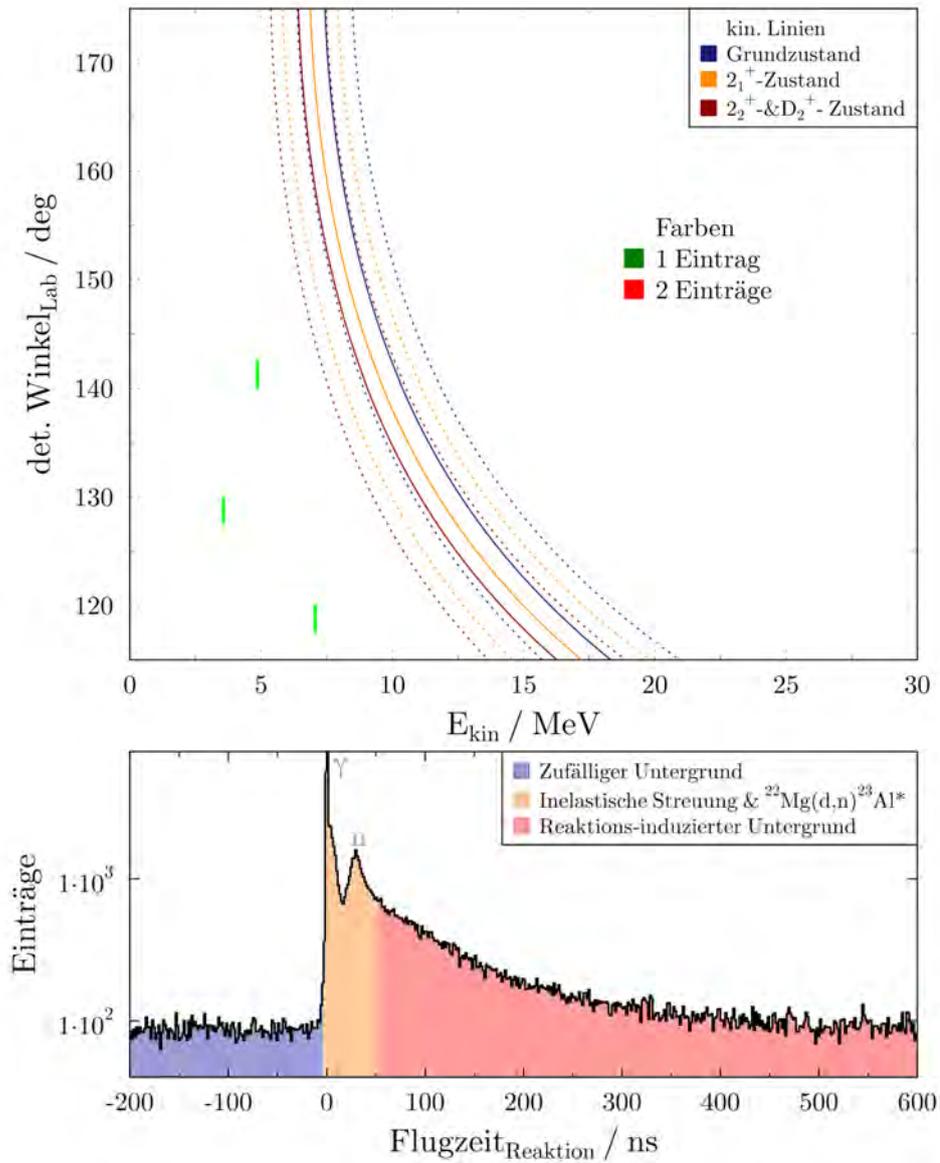


Abbildung 3.32: Oben: Von Kohlenstoff produzierter Untergrund im Spektrum der kinematischen Linien für $^{23}\text{Al}(d,n)^{24}\text{Si}$. Unten: Reaktionszeitspektrum für die inelastische Streuung von ^{22}Mg mit der Einzeichnung der verschiedenen Ursachen für die entsprechenden Ereignisse.

kann, müssen Ereignisse genau im Bereich der kinematischen Linien der (d,n)-Reaktionen nachgewiesen werden. Wie Abbildung 3.32 zeigt, ist dies, wie zu erwarten war, für das Kohlenstofftarget nicht der Fall.

Neben dem nicht vorhandenen Kohlenstoffuntergrund gibt es insgesamt noch drei weitere potenzielle Quellen für Untergrund:

- **^{24}Si aus anderen Reaktionen:** Als potenzielle Quelle für Untergrund in den bisherigen LENDA Experimenten sind vor allem Reaktionen betrachtet worden, die auch das gewünschte Isotop im Ausgangskanal erzeugen, aber dafür eine andere Reaktion verwenden. Durch die gewählte Strahlproduktion, die nur Isotope im Sekundärstrahl erzeugt, die eine geringere Kernladungszahl als Si besitzen, existieren allerdings keine Reaktionen, die ^{24}Si erzeugen können, sodass diese Quelle als Untergrund ausscheidet.
- **Zufälliger Untergrund:** Neutronen im Energiebereich des Experiments haben die Eigenschaft, dass ihre Streuquerschnitte deutlich größer sind, als jeder Querschnitt, der zu einer Absorption des Neutrons führt. Daher können teilweise mehrfach am Setup-Aufbau oder den Wänden gestreute Neutronen noch sehr lange nach der eigentlichen Reaktion ein Ereignis in LENDA erzeugen und so zu einem scheinbar zufälligen Untergrund beitragen. Außerdem weist LENDA selbstverständlich auch die Gammas aus den diversen Untergrundquellen nach. Die Höhe dieses zufälligen Untergrundes lässt sich am Beispiel der inelastischen Streuung von ^{22}Mg am besten bestimmen, da eine Betrachtung von ^{22}Mg im Ausgangs- und Eingangskanal mit Abstand die größte Statistik erzeugt. Abbildung 3.32 zeigt das Reaktionszeitspektrum, also das Flugzeitspektrum abzüglich der Zeit, die ein Gamma zum Erreichen des Detektors benötigt, für exakt diesen Fall. Laut Definition der Reaktionszeit ist es nicht möglich, dass durch die Reaktion Ereignisse vor dem Zeitpunkt 0 ns erzeugt werden, wodurch der negative Bereich der Abbildung als zufälliger Untergrund angesehen werden kann. Dieser Untergrund setzt sich aus intrinsischem Untergrund durch Myonen etc. und häufig gestreuter Neutronen aus vorangegangenen Reaktionen zusammen. Insgesamt konnten so für ^{22}Mg 10912 zufällige Ereignisse im Bereich von -200 bis -4 ns registriert werden, was einer Untergrundrate von $55,6 \frac{\text{Reaktionen}}{\text{ns}}$ entspricht. Aufgrund der verwendeten Trigger-Logik ist dieser Wert proportional zu den registrierten Ereignissen im S800. Im Falle von ^{22}Mg wurden in den hier betrachteten dezentrierten Läufen $2,53 \cdot 10^7$ Teilchen nachgewiesen. Da für den Fall von ^{24}Si nur 8877 Ionen (dezentrierte Läufe) registriert wurden, folgt damit ein Wert für den zufälligen Untergrund von $0,0195 \frac{\text{Reaktionen}}{\text{ns}}$ und somit kann auch dieser vernachlässigt werden.
- **Reaktionsinduzierter Untergrund:** Dieser Untergrund wird von der Reaktion selbst verursacht. Wird in LENDA ein vorher gestreutes Neutron oder Gamma nachgewiesen, hatte es einen längeren Flugweg und daher eine größere Flugzeit. Im Unterschied zu den Neutronen, die dem zufälligen Untergrund zugeordnet werden, da sie aus vorangegangenen Reaktionen stammen, wird dieser Untergrund

von den Gammas und Neutronen der betrachteten Reaktion verursacht. In Abbildung 3.32 ist dieser durch die Reaktion verursachte Untergrund zu erkennen. Compton gestreute Gammas, beispielsweise in GRETINA, sind der Grund, weswegen die Reaktionsrate zwischen den beiden zu erkennenden Peaks nicht auf das Niveau des zufälligen Untergrunds wieder abfällt. Dass Neutronen aufgrund ihrer deutlich geringeren Geschwindigkeit den deutlich größeren Effekt verursachen, ist ebenfalls zu erkennen. Aufgrund der $^{22}\text{Mg}(d,n)^{23}\text{Al}^*$ -Reaktion, die durch den Protonenzerfall der angeregten Zustände von ^{23}Al auch ^{22}Mg im Ausgangskanal produziert, sind auch die Neutronen dieser Reaktion im Flugzeitspektrum zu erkennen. Durch Streuung an Wänden, dem Boden, GRETINA oder anderen Aufbauten werden diese Neutronen aber teilweise bis zu 500 ns später nachgewiesen. Da die Trigger-Rate allerdings sehr gering war, ist die Dauer des Abklingens dieses Untergrunds nicht von Bedeutung, wie der vorhergehende Absatz zeigt. Zu beachten ist jedoch, dass die Grenze zwischen Reaktion und dem durch die Reaktion produzierten Untergrund nicht so klar zu ziehen ist, wie die Abbildung dies ausdrückt, was anhand der gestreuten Gammas schon ersichtlich wird. Größere Auswirkungen hat jedoch die Neutronenstreuung, die den Flugweg der Neutronen nur minimal verändert, z. B. bei der Streuung von einem LENDA-Detektor in den benachbarten Detektor. Dadurch sind die Flugzeitunterschiede sehr klein und es wird ein Untergrund im Bereich der kinematischen Linien erzeugt, was für die Q-Wert-Betrachtung relevant ist. Um diesen Untergrund zu bestimmen, wurde das Flugzeitspektrum (vgl. Abbildung 3.33) jedes einzelnen LENDA-Detektors betrachtet. Über die 2-Körper-Kinematik wurde für jeden LENDA-Detektor der Zeitpunkt berechnet, für den bei der Rekonstruktion des Q-Werts ein Wert zwischen -5 und 5 MeV entsteht (spätere Annahmebereich des Q-Werts in Abbildung grün). Alle Einträge, die zwischen den so bestimmten Zeitpunkten im Flugzeitspektrum pro LENDA-Detektor registriert wurden, werden später der (d,n)-Reaktion zugeordnet. Um den Untergrund zu bestimmen, wurde die Anzahl von Ereignissen vor bzw. nach diesen Zeitpunkten mit der gleichen Intervallgröße bestimmt und der Durchschnitt daraus gebildet (in Abbildung grau). Dieser Wert ins Verhältnis zur Anzahl an Ereignissen im Flugzeitintervall für den richtigen Q-Wert gesetzt, gibt an, wie viel Prozent der Einträge im Annahmebereich des Q-Wert-Spektrums von diesem Detektor dem Untergrund zugeordnet werden kann, was wichtig für die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist. Dabei sei angemerkt, dass diese Untersuchung pro Detektor aufgrund der geringen Statistik der $^{23}\text{Al}(d,n)$ -Reaktion nur für den Testfall $^{22}\text{Mg}(d,n)^{23}\text{Al}$ pro Detektor durchgeführt werden konnte (vgl. Abbildung 3.33). Daher wird für den Testfall der Untergrund pro Detektor korrekt verwendet, wohingegen für den Fall von $^{23}\text{Al}(d,n)^{24}\text{Si}$ ein konstanter Untergrund von 10% angenommen wird.

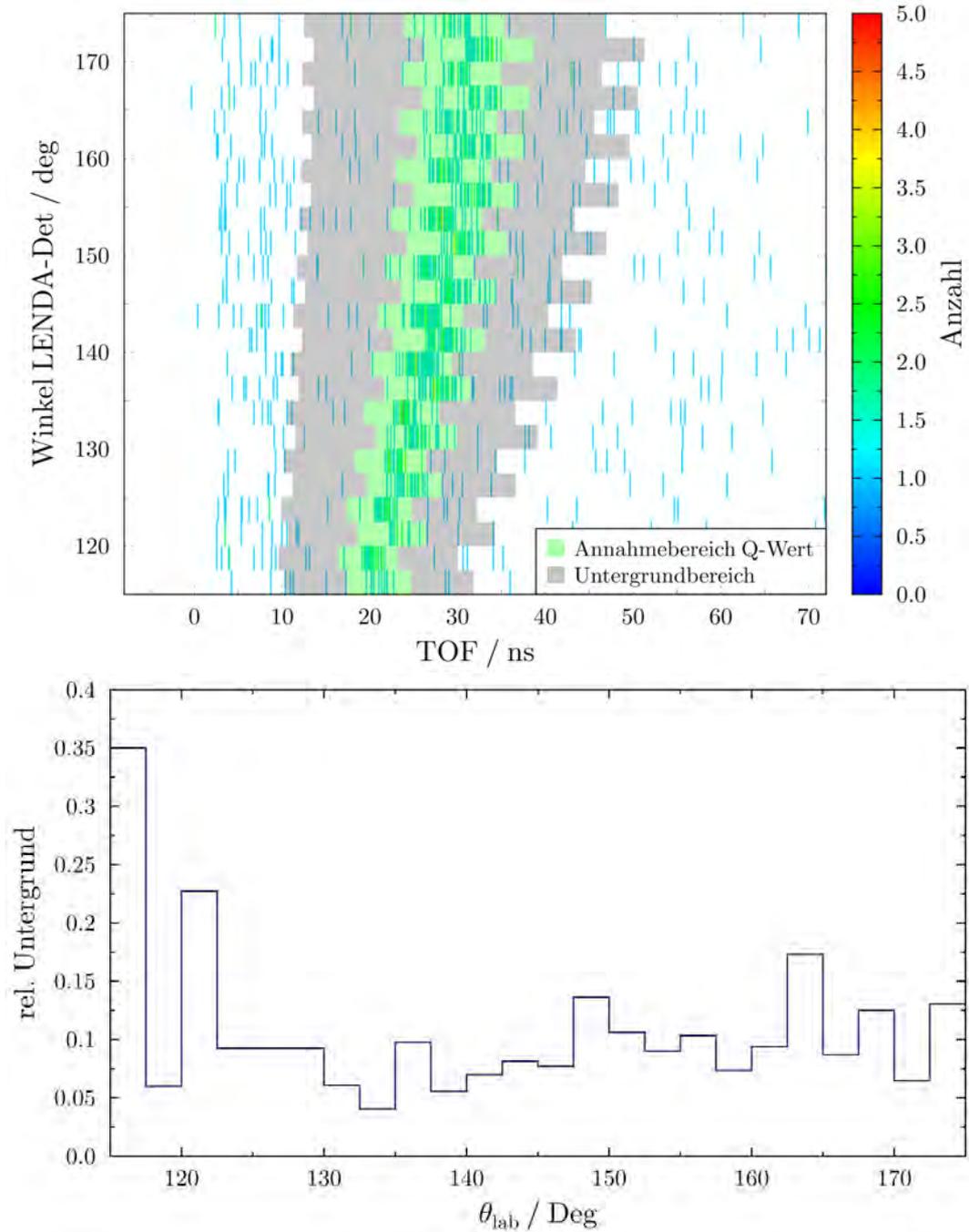


Abbildung 3.33: Oben: Flugzeitspektrum der Reaktion $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})^{23}\text{Al}$. Der Flugzeitbereich, aus dem später Q-Werte zwischen -5 und 5 MeV folgen, ist grün markiert. Der Bereich, der zur Untergrundberechnung verwendet wird, ist grau. Unten: Relativer Untergrund für die einzelnen LENDA-Detektoren, der aus Division der Einträge im grünen Bereich durch den Durchschnitt der Einträge im grauen Bereich ermittelt wird.

3.3.5 Verfahren zur Q-Wert Ermittlung am Beispiel des Testfalls $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})^{23}\text{Al}$

Kapitel 3.3.3 zeigt anhand der Übereinstimmung von experimentell beobachteten und theoretischen Linien, dass Neutronen aus (d,n)-Reaktionen nachgewiesen werden konnten. Mittels Formel 3.5 kann daher auch der Q-Wert der Reaktion bestimmt werden, indem die Formel zum Q-Wert umgestellt wird. Für diesen ist allerdings auch die Anregungsenergie (E_{out}) des ausgehenden Ions (das der Summe aller Gammas entspricht) entscheidend. Für die Differenz aus Q-Wert und der Anregungsenergie ergibt sich (Erläuterungen der einzelnen Größen in Kapitel 3.3.3):

$$(Q - E_{\text{out}}) = E_{\text{kin}}^{\text{N}} \left(1 + \frac{m_{\text{N}}}{m_{\text{out}}}\right) - E_{\text{kin}}^{\text{in}} \left(1 - \frac{m_{\text{in}}}{m_{\text{out}}}\right) - 2 \sqrt{\frac{m_{\text{N}} m_{\text{in}} E_{\text{kin}}^{\text{in}} E_{\text{kin}}^{\text{N}}}{m_{\text{out}}^2}} \cos \theta_{\text{lab}} \quad (3.6)$$

Wie aus der Formel ersichtlich ist, kann mithilfe der im Experiment gemessenen Größen der Q-Wert der Reaktion rekonstruiert werden und im Q-Wert-Spektrum sollten sich für jeden Anregungszustand des ausgehenden Ions ein Peak ausbilden. Ziel dieser Analyse war das Q-Wert-Spektrum zu rekonstruieren und so im Idealfall zwischen den Einfängen in die einzelnen Energieniveaus des ausgehenden Ions unterscheiden zu können.

Bevor das Q-Wert-Spektrum von $^{23}\text{Al}(\text{d},\text{n})^{24}\text{Si}$ betrachtet wird, soll zunächst anhand der $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})^{23}\text{Al}$ -Reaktion das Verfahren und die Probleme erläutert werden. Die Wahl dieses Testfalls hat zwei große Vorteile: Zum einen ist diese Reaktion aufgrund des größeren Anteils von ^{22}Mg im Sekundärstrahl deutlich häufiger (~ 8 mal) beobachtet worden, zum anderen besitzt ^{23}Al mit dem Grundzustand nur eine mögliche Anregung nach der Reaktion, da alle anderen Niveaus, mit Ausnahme des sehr gering bevölkerten Niveaus bei 1616 keV, über Protonenemission wieder zerfallen und somit nicht im Ausgangskanal von ^{23}Al nachgewiesen werden können (vgl. Beweis im Anhang). Da so nur ein Peak im Q-Wert-Spektrum entsteht, ist es der ideale Testfall, die zu erwartende Q-Wert-Auflösung zu bestimmen.

Eingrenzung der kinetischen Energie des einfallenden Ions

Wie aus Formel 3.6 ersichtlich wird, hängt die Präzision der Q-Wert-Bestimmung neben den Massen der beteiligten Ionen, die aus [26] genommen wurden, hauptsächlich von drei Größen ab: $E_{\text{kin}}^{\text{in}}$, θ_{lab} und $E_{\text{kin}}^{\text{N}}$. Während θ_{lab} über die Position des LENDA-Detektors und der, bereits in der GRETINA-Auswertung verwendeten, Winkelkorrektur des auslaufenden Ions hinreichend genau bekannt ist, haben die Fehler der Bestimmung der kinetischen Energien große Auswirkungen auf das Spektrum. Für die kinetische Energie der Neutronen ist die Genauigkeit der Zeitmessung entscheidend, die mit der Zeitauflösung aus Kapitel 3.3.2 abgeschätzt werden kann. Die Auswirkungen der Unsicherheit der kinetischen Energie des einfallenden Ions unmittelbar vor

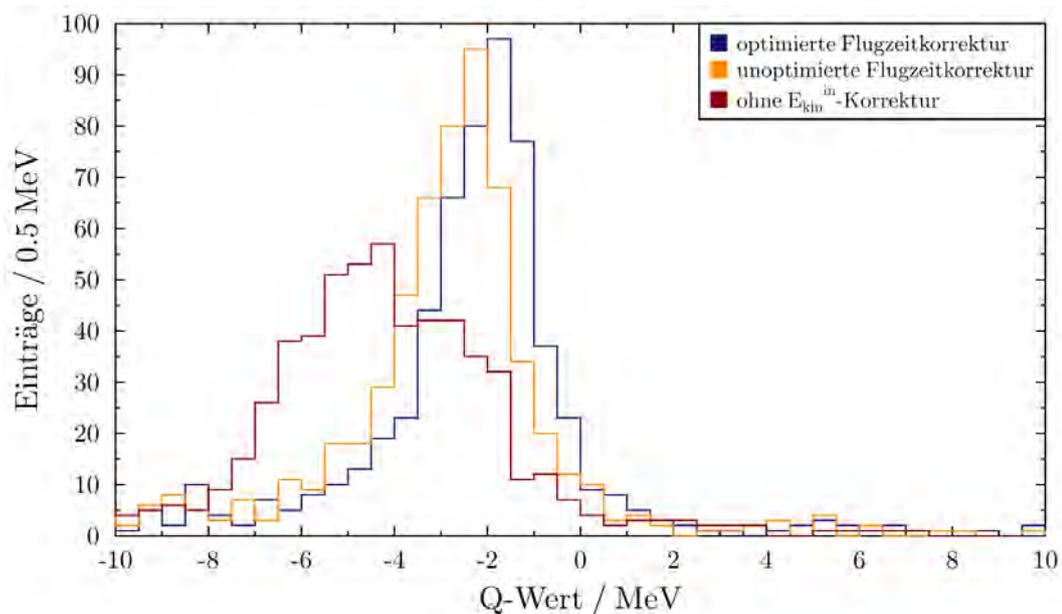


Abbildung 3.34: Q-Wert Spektrum für die Reaktion $^{22}\text{Mg}(d,n)^{23}\text{Al}$ für die einzelnen angewendeten Korrekturen. Das ursprüngliche Spektrum nur unter Verwendung der Flugzeitkorrekturen und der zu erwartende Energie in der Targetmitte (rot), nach dem Anwenden des Verfahrens zur Eingrenzung der kinetischen Energie (gelb) und schlussendlich mit Optimierung der Flugzeitparameter (blau).

der Reaktion wurde bereits bei der Beschreibung der kinematischen Linien in Kapitel 3.3.3 deutlich. Simulationen zeigen, dass die Q-Wert-Auflösung unter Verwendung der zu erwartenden Energie in der Mitte des Targets eine rechteckige Verteilung zur Folge hat, deren Breite 7 MeV beträgt. Diese Breite ist auch in den Ergebnissen für das Experiment in Abbildung 3.34 zu erkennen (rot). Dabei sei angemerkt, dass aufgrund der falschen Einstellung des S800, die Annahme, dass die nachgewiesenen Reaktionen entlang der Z-Achse des Target gleich verteilt seien, nicht korrekt ist. Da langsamere Ionen keinen Trigger auslösen konnten, stimmt diese Annahme nicht, was auch an der falschen Position des Q-Wert-Spektrums ersichtlich ist (Q-Wert der Reaktion in den Grundzustand -2.083 MeV [26]). Daher musste eine Möglichkeit gefunden werden, die Energie des einfallenden Ions unmittelbar vor der Reaktion genauer zu bestimmen. Im Folgenden wird das Verfahren erläutert, dass hierzu verwendet wurde:

Die genaue Energie des einfallenden Ions unmittelbar vor der Reaktion ergibt sich aus drei Faktoren: Der Energie vor dem Target, dem genauen Reaktionsort im Target und dem bis dahin erfahrenen Energieverlust des Ions. Für die Bestimmung der genaueren Position im Target steht die Größe D_{ta} der COSY-Rekonstruktion zur Verfügung, die die Abweichung der kinematischen Energie nach dem Target zu der eines Referenzions angibt, dessen Energie gerade den Wert annimmt, dass es zentral durch beide Dipole läuft (vgl. Kapitel 2.2). Bei einem monoenergetischen Strahl und perfekt eingestelltem $B\rho$ auf ein Ion, das genau in der Mitte des Targets reagiert, kann aus diesem Wert

direkt der Reaktionsort geschlossen werden. Grund hierfür ist, dass das produzierte Ion aus der (d,n)-Reaktion eine um Eins erhöhte Kernladungszahl besitzt und somit der Energieverlust auf der gleichen Wegstrecke vergrößert wird. Je früher die Reaktion stattfindet, desto kleiner ist die kinetische Energie nach dem Target und desto kleiner ist der D_{ta} -Wert. Durch Zuordnung des kleinsten D_{ta} -Werts zum Anfang des Targets und größten D_{ta} -Wert zum Ende des Targets, kann mit dem D_{ta} -Wert die Reaktionsposition abgeschätzt und die Energie am Reaktionsort berechnet werden.

Im Falle des durchgeführten Experiments trafen die Ionen allerdings nicht monoenergetisch, sondern mit einer Impulsunschärfe von $\pm 1\%$, was einer Energieunschärfe von $\pm 2\%$ entspricht, auf das Target. Dadurch ist die Zuordnung zwischen D_{ta} -Wert und der Reaktionsposition im Target nicht mehr möglich, da nicht mehr unterschieden werden kann, ob die niedrige kinematische Energie nach dem Target, von einer frühen Reaktion eines Ions mit hoher Anfangsenergie oder späten Reaktion eines Teilchens mit niedriger Anfangsenergie hervorgerufen wurde. Daher war eine genauere Bestimmung der Energie der einfallenden Ionen notwendig. Diese konnte, wie bereits in Kapitel 3.3.2 beschrieben, über die Betrachtung der Zeitdifferenz zwischen OBJ- und XFP-Szintillator geschehen, womit zwischen langsamen und schnellen Teilchen unterschieden werden kann. Für die Energiekalibrierung dieser Flugzeit wurden die Informationen des Laufs ohne Target verwendet. Da der Strahl in diesem bis zum Erreichen des S800 keine Energie verlor, konnte aus dem D_{ta} -Wert der Ionen genau die kinetische Energie vor dem eigentlichen Target bestimmt und das Flugzeitspektrum geeicht werden. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 3.35 zu sehen.

Diese Eichung führt dazu, dass die Energie des einfallenden Teilchens bekannt ist, womit die Möglichkeit besteht, die Überlagerung der D_{ta} -Verteilungen aufzuheben. Dadurch kann für jede einfallende Energie das minimale und maximale D_{ta} bestimmt werden, dass einer Reaktion am Anfang und am Ende des Target entspricht. Ist nun das D_{ta} für das auslaufende Ion aus der (d,n)-Reaktion bekannt, kann daraus der Reaktionsort im Target eingeschränkt und die entsprechende Energie berechnet werden, wobei in erster Näherung eine lineare Näherung für den Energieverlust im Target verwendet wurde. Die Herausforderung bestand darin, die genaue Position des maximalen und minimalen D_{ta} für jede Eingangsenergie festzulegen. Wie Abbildung 3.35 zeigt, ist die D_{ta} -Eingangsenergie-Verteilung bei der Akzeptanz des S800 für die dezentralen Läufe abgeschnitten. Eigentlich sollte dieses Diagramm eine Raute zeigen, wie sie in Abbildung A.9 für die zentralen Läufe zu erkennen ist, jedoch konnten aufgrund der falschen Einstellungen des S800 nicht alle produzierten Ionen die Brennebene erreichen. Daher wurde für die Bestimmung des minimalen D_{ta} -Werts die Breite der zentrierten Läufe angenommen. Die Lage der Kalibrierungsgerade für die maximalen D_{ta} -Werte ist entscheidend für die Peak-Position im Q-Wert-Spektrum und wurde dahin gehend optimiert. Mit diesem Verfahren konnte die Q-Wert-Verteilung der $^{22}\text{Mg}(d,n)^{23}\text{Al}$ -Reaktion auf eine Breite von $\sigma=1,3\text{ MeV}$ reduziert werden (orange Verteilung in Abbildung 3.34).

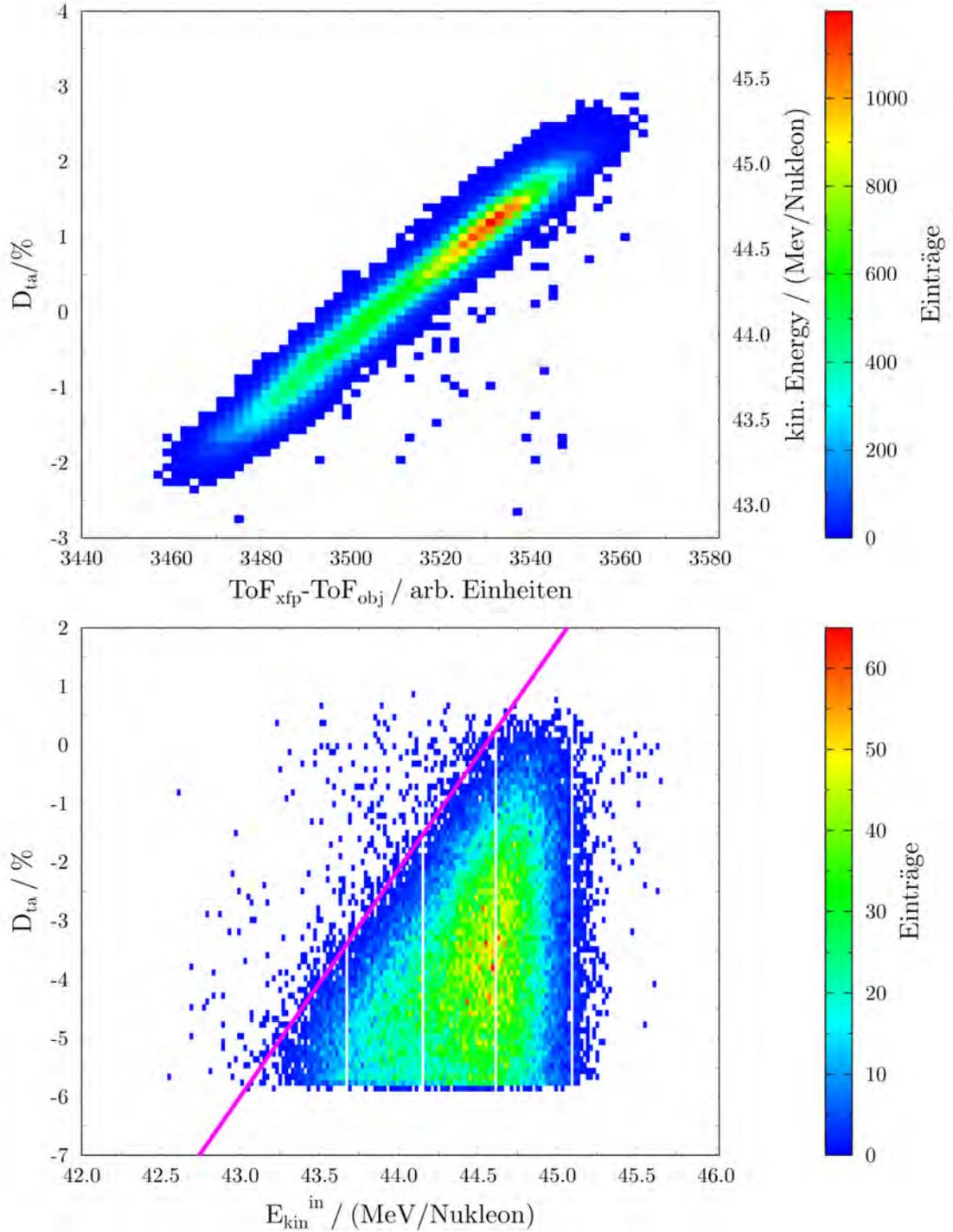


Abbildung 3.35: Oben: Energiekalibrierung der Flugzeit zwischen XFP- und OBJ-Szintillator mittels der D_{ta} -Verteilung aus dem Lauf ohne Target. Unten: D_{ta} in Abhängigkeit der Energie des einfallenden Ions zur Ermittlung der Kalibrierung des maximalen D_{ta} -Werts (magenta-farbige Linie).

Optimierung der Flugzeitkorrekturen

Um die Auflösung weiter zu verbessern und die Auswirkung der nicht optimierten Flugzeitkorrekturen für ^{24}Si zu untersuchen, wurde eine Optimierung der winkel- und positionsabhängigen Flugzeitkorrekturen für ^{23}Al durchgeführt. Diese Optimierung verwendete die Tatsache, dass sich im Q-Wert-Spektrum der $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})^{23}\text{Al}$ -Reaktion nur ein Peak befindet. Die Breite dieses Peaks ist hauptsächlich von der Unsicherheit der kinetischen Energie des einfallenden Ions sowie der Zeitauflösung bestimmt. Letztere kann durch Wahl geeigneter Flugzeitkorrekturen verbessert werden. Hierfür wurde ein Phasenraum für die AFP- und XFP-Korrektur der Flugzeit überprüft, indem für jede Kombination der Parameter ein Q-Wert-Spektrum erzeugt und die Breite des Peaks im selbigen bestimmt wurde. Diese Methode zur Wahl der Parameter (vgl. Tabelle 3.9) führt zu einer Verbesserung der Auflösung auf $\sigma=1,1$ MeV, was ebenfalls in Abbildung 3.9 (blau) zu sehen ist.

	XFP-Korrektur	AFP-Korrektur	Q-Wert-Auflösung (σ)
Vor Optimierung	0,03396	0,002349	1,3
Nach Optimierung	0,02894	0,002747	1,1

Tabelle 3.9: Vergleich der Flugzeitkorrekturen vor und nach der Optimierung.

Q-Wert-Spektrum und Fazit des Testfalles

Wie in Abbildung 3.34 zu erkennen ist, konnten durch die, in diesem Kapitel beschriebenen, Korrekturen, die Auflösung des Peaks im Q-Wert-Spektrum der $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})^{23}\text{Al}$ -Reaktion deutlich verbessert werden. Außerdem liegt der rekonstruierte Q-Wert der optimierten Spektren bei zirka -2,0 MeV und somit nahe des zu erwartenden Q-Werts der Reaktion in den Grundzustand bei -2,083 MeV [26]. Dabei zeigt die Analyse, dass die exakte Position der Linie in Abbildung 3.35 entscheidend für die Position des Peaks im Q-Wert-Spektrum ist.

Anhand der Analyse der Testlinie konnten so viele Erkenntnisse für die Auswertung der $^{23}\text{Al}(\text{d},\text{n})^{24}\text{Si}$ -Reaktion gewonnen werden. Zum einen kann das gleiche Verfahren zur Bestimmung der kinetischen Energie der einfallenden Teilchen auch für diesen Fall angewendet werden. Zum anderen kann abgeschätzt werden, dass die Auflösung der vier zu erwartenden Peaks im Spektrum nicht besser als 1,1 MeV sein wird. Da die Optimierung der Flugzeitkorrekturen aufgrund der Statistik und komplizierten Niveaustuktur für ^{24}Si nicht durchgeführt werden kann, die Geschwindigkeit des Ions sich aber deutlich von ^{22}Mg unterscheidet als dies für das von diesem Isotop erzeugte ^{23}Al der Fall ist, wird von einer leicht schlechteren Auflösung von im Bereich von $\sim 1,5$ MeV ausgegangen.

3.3.6 Grundlagen der GEANT4 Simulation zur Neutronenanalyse

Um Rückschlüsse aus den Neutronendaten ziehen zu können, mussten die Winkelverteilungen der nachgewiesenen Neutronen untersucht werden. Da die im vorherigen Kapitel erreichte Q-Wert-Auflösung nicht ausreicht, um diese Verteilung für die einzelnen angeregten Zustände in ^{24}Si unabhängig zu bestimmen, war es nötig, die zu erwartenden Verteilungen zu simulieren und anschließend mit den experimentellen Ergebnissen zu vergleichen.

Verwendete Geometrie

Wie in Kapitel 3.3.4 beschrieben, ist davon auszugehen, dass der zu erwartende Untergrund hauptsächlich von gestreuten Neutronen verursacht wurde. Um den Untergrund, vor allem dem, der im Q-Wert-Bereich der Reaktion auftritt, möglichst genau beschreiben zu können, musste der experimentelle Aufbau hinreichend genau in der Simulation nachgebildet werden.

Abbildung 3.36 zeigt die in den Neutronensimulationen verwendete Geometrie. Aufgrund der Komplexität des Aufbaus (vgl. Abbildung 2.10) konnte nicht das komplette Setup in GEANT4 nachempfunden werden und es wurde sich auf die Bereiche konzentriert, die die größten Auswirkungen auf den Untergrund haben. Da der aus viel Material bestehende GRETINA Detektor sehr nahe am Target positioniert war, war die Berücksichtigung des exakten GRETINA Aufbaus nötig, der aus der Gamma-Simulation verwendet wurde. Da die Elektronik vergleichsweise wenig Material beinhaltet, wurde auf deren Umsetzung verzichtet, die Haltestruktur hingegen wieder eingefügt. Das Strahlrohr und der Ansatz der Halterung der LENDA-Detektoren wurden ebenfalls umgesetzt, wobei deren Einfluss aufgrund des geringen Materials eher vernachlässigbar ist. Außerdem wurde eine Bodenplatte aus 2 cm Stahl eingefügt, die in der Abbildung nicht dargestellt ist. Somit konnten alle Komponenten, die sich in der Nähe des Targets befanden, eingebaut und dadurch Streuung an diesen Objekten in der Simulation berücksichtigt werden.

Anpassung der Effizienzkurve

Eine weitere Herausforderung für Neutronensimulationen ist es, die Effizienz der Detektoren richtig abzubilden. Um diese Herausforderung genauer erläutern zu können, ist es zunächst nötig zu verstehen, wie ein Neutron im Detektor nachgewiesen wird. Da ein Neutron elektrisch neutral ist, zum Erzeugen von Szintillationslicht, über das schließlich auf den Nachweis eines Ereignisses geschlossen werden kann, sich im Detektor jedoch elektrisch geladene Teilchen bewegen müssen, ist ein direkter Nachweis nicht möglich. Das Neutron muss zunächst über eine Reaktion mit einem Atom des Detektormaterials ein Ion erzeugen, das wiederum nachgewiesen wird. Hier liegen die zwei großen Herausforderungen: Zum einen muss das Neutron bei der Reaktion nicht

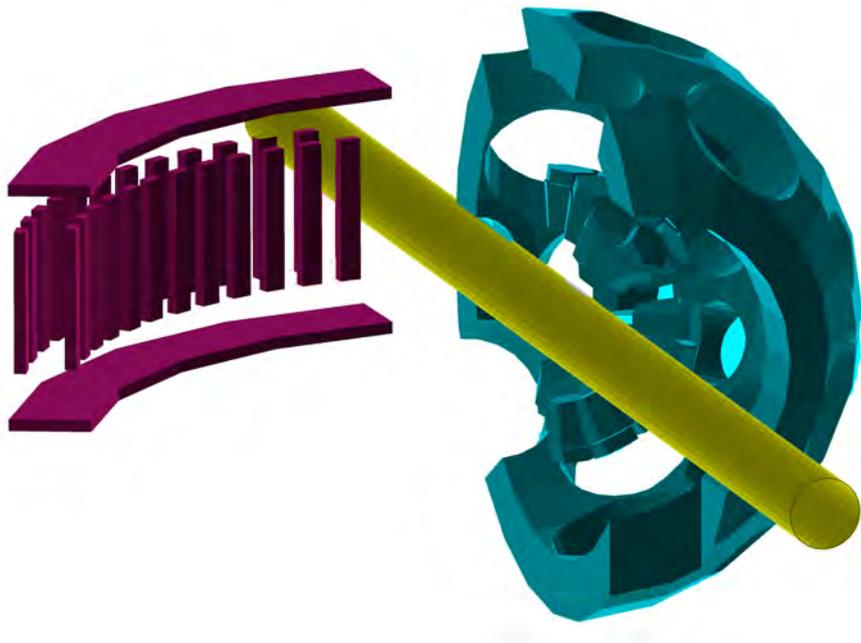


Abbildung 3.36: Verwendete Geometrie in den Neutronensimulationen. Abgebildet sind das Strahlrohr (gelb), die 8 GRETINA-Quads mit vereinfachter Halterung (türkis) und die LENDA-Detektoren mit vereinfachter Halterung (magenta). Auf die Darstellung des Bodens wurde verzichtet.

die gesamte Energie abgeben (beispielsweise bei der Streuung an einem Wasserstoffatom), zum anderen ist die Menge an Szintillationslicht, das anschließend erzeugt wird, neben der Energie des produzierten Ions auch von der Ladung des Ions abhängig. Ein C-Ion produziert bei gleicher Energie weniger Licht als ein H-Ion. Die deponierte Energie wird daher immer in Elektron Äquivalenten (ee) angegeben. Diese Energie ist zwar für die Messung der Neutronenenergie nicht wichtig, da hierfür die Flugzeitmethode verwendet wurde, allerdings ist sie für die Effizienz entscheidend, da sie bestimmt, welche Ereignisse durch den Photomultiplier registriert werden können und welche nicht. Die verwendete Simulation der CE-Gruppe des NSCLs berücksichtigt diesen Effekt, indem die Lichtausbeute ebenfalls simuliert wird [56]. Abbildung 3.37 zeigt die simulierte Effizienz im Vergleich zu einer Effizienzmessung. Wie gut zu erkennen ist, können die Messwerte bis 4 MeV sehr gut reproduziert werden. Problematisch ist jedoch, dass LENDA bislang ausschließlich für die Messung niedriger Neutronenenergien verwendet wurde, weshalb nur gemessene Effizienzwerte bis 4 MeV zur Verfügung standen. In diesem Bereich dominiert die Streuung am Wasserstoff die möglichen Wechselwirkungen zwischen Detektor und Neutron. Die Neutronenenergien im durchgeführten Experiment lagen jedoch mit 5 – 20 MeV im deutlich höheren Bereich. In diesem Energiebereich werden jedoch auch Reaktionen mit dem Kohlenstoff für den Effizienzverlauf bedeutender, wodurch nicht sichergestellt werden kann, dass der Verlauf der Effizienzkurve, so wie in der Abbildung dargestellt, korrekt ist.

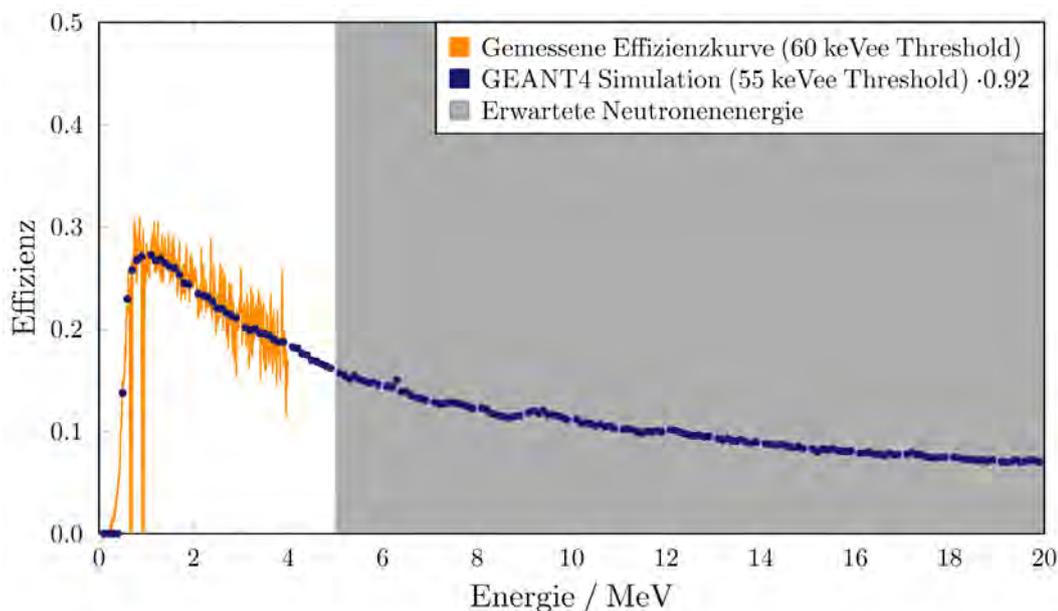


Abbildung 3.37: Vergleich der simulierten Effizienzkurve mit der einer Messung bis 4 MeV. Grau eingezeichnet die im Experiment erwartete Neutronenenergie.

Winkelverteilungen

Um die korrekte Neutronenmessung im Experiment zu bestätigen, soll gezeigt werden, dass die Anzahl der nachgewiesenen Neutronen im Q-Wert-Spektrum mit der aus der Simulation übereinstimmt, wenn die Wirkungsquerschnitte aus der GRETINA-Analyse zur Normierung verwendet werden. Hierzu ist neben der korrekten Beschreibung der intrinsischen, energieabhängigen Effizienz allerdings auch die geometrische Effizienz der LENDA-Detektoren entscheidend. Um diese exakt in der Simulation abbilden zu können, war es nötig, die Winkelverteilung der emittierten Neutronen zu kennen. Diese wurden mittels einer umfangreichen FRESCO-Simulation von Terri Poxon-Peakson und Filomena Nunes bestimmt [57]. Je nach angeregtem Zustand zeigen diese Verteilungen eine unterschiedliche Form, die auf die verschiedenen transferierten Drehimpulse bei der Reaktion ($l=0$ oder $l=2$, wobei auch der Spin berücksichtigt werden muss) zurückzuführen sind. Außer beim Grundzustand ist eine eindeutige Zuordnung, mit welchem dieser l -Werte die Reaktion abläuft, nicht möglich, da genau diese Bestimmung Ziel des Experiments war.

Die genaue Ausprägung der gleichen l -Transmissionen in unterschiedliche Zustände unterscheidet sich zwar zwischen den einzelnen angeregten Zuständen beispielsweise in der Höhe, die Grundform ist jedoch identisch. So zeigt Abbildung 3.38 die typischen Verteilungen der Neutronen im Laborsystem für die beiden verschiedenen Drehimpulsüberträge, die für das Experiment relevant sind. Während die Form des $l=0$ Übergangs drei Peaks beinhaltet, besitzt der $l=2$ Übergang eine breitere Einzelpeakstruktur. Eine Trennung der einzelnen Zustände mithilfe des Q-Werts war aufgrund der schlechten Auflösung nicht durchführbar. Deshalb musste die Superposition der Winkelverteilung untersucht werden, für die der Unterschied zwischen den beiden Verteilungen von Vorteil ist.

Durchführung der Zwei-Schritte-Simulation

Für die Durchführung der Simulation waren zwei Schritte erforderlich: Zunächst wurde mittels einer einfachen Monte-Carlo-Simulation ein Inputfile für jeden Zustand erzeugt, in dem Energie und Winkel der emittierten Neutronen hinterlegt waren. Aus diesem File entnahm GEANT4 anschließend die Informationen, welche Neutronen zu simulieren waren. Zur Erstellung des Inputfiles wurde ein konstanter Verlauf der Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten über den Energieverlust im Target angenommen. Daher ergab sich ein gleich verteilter Reaktionsort im Target. Um die Geschwindigkeit an diesem zu bestimmen, wurde der Energieverlust des einfallenden Ions bis zu dieser Position berechnet. Die einfallende Energie folgte dabei einer Gaußverteilung, deren Mittelwert die im Experiment bestimmte Strahlenergie war. Die Breite dieser Verteilung entsprach der Impulsunsicherheit des Experiments. Anschließend konnte die Richtung des ausgesendeten Neutrons zufällig gewählt werden, wobei diese der Verteilungen aus den FRESCO-Simulationen folgten. Die Neutronenenergie ergab sich abschließend aus dem entsprechenden Winkel und Formel 3.6.

Die Ergebnisse der GEANT4-Simulation mussten anschließend noch mit der zu erwar-

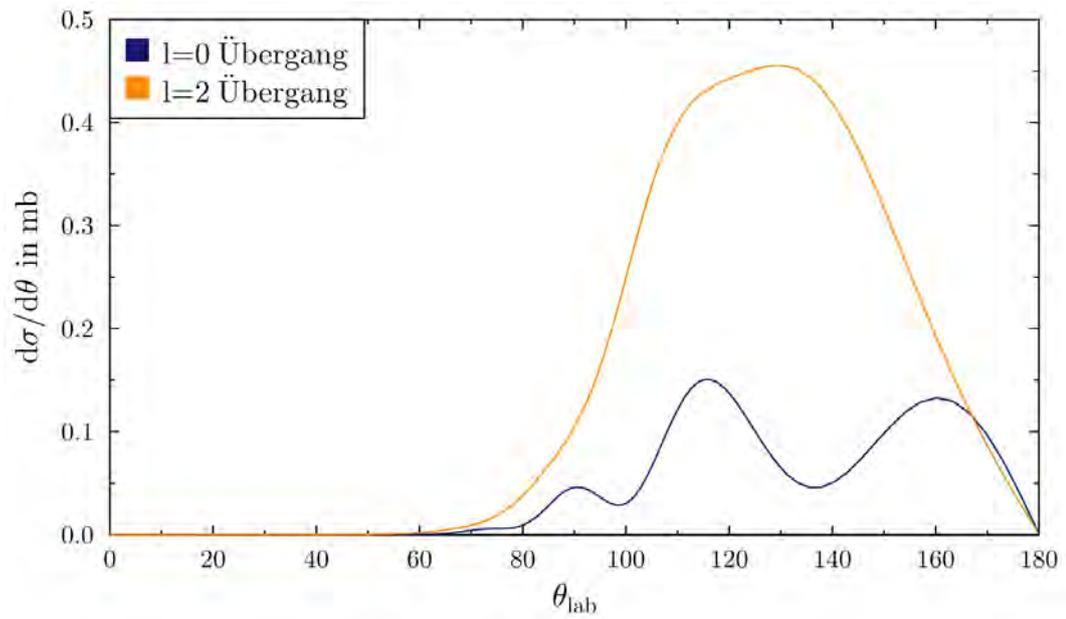


Abbildung 3.38: Darstellung der Abhängigkeit der Winkelverteilung von Drehimpuls des Neutrons für zwei verschiedene l -Werte.

tenden Zeitauflösung und Unsicherheit in der Bestimmung der Energie des einfallenden Ions am Reaktionsort gefaltet werden.

4 Ergebnisse & Interpretation

4.1 Gammaspektroskopie

4.1.1 Zusammenfassung der Analyse der GRETINA-Daten

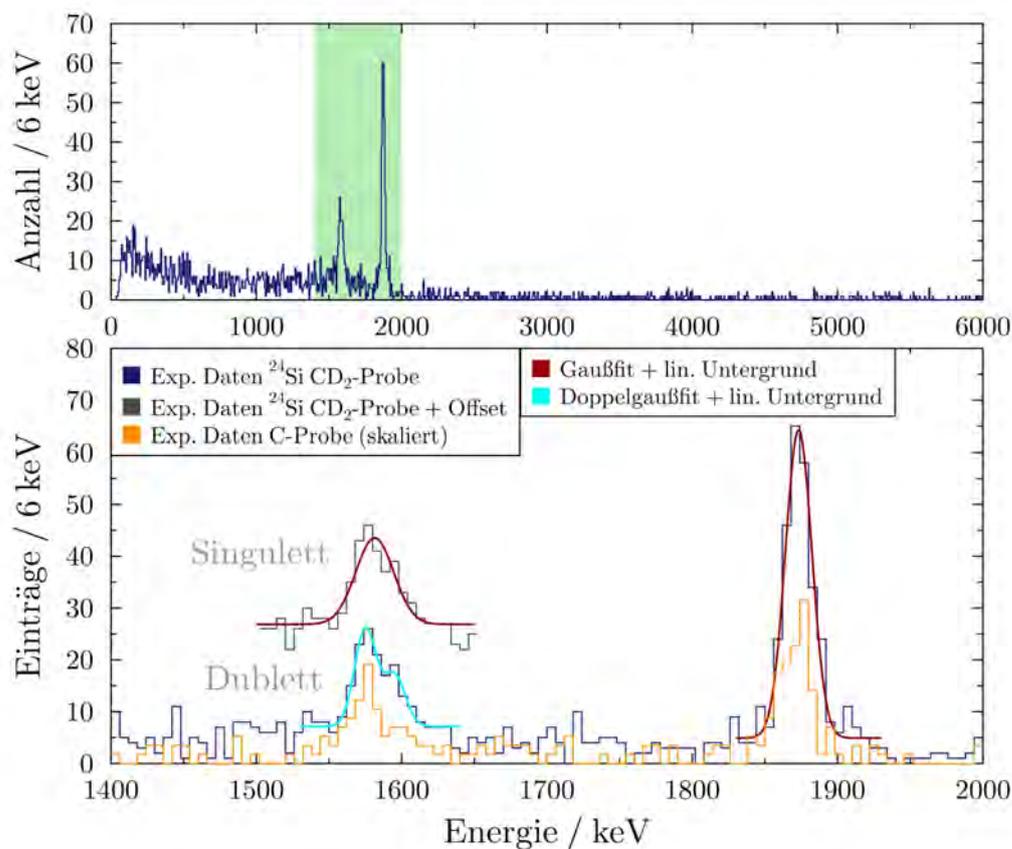


Abbildung 4.1: Dopplerrekonstruiertes Energiespektrum von einem der insgesamt 3869 möglichen Setups komplett (oben) sowie vergrößert (unten). Eingezeichnet sind die Fits der möglichen Peaks und der auf gleiche Ausgangsbedingungen skalierte Kohlenstoffanteil der Messung.

Ziel der Gammaspektroskopie war es, anhand der Übergangsenergien zwischen den einzelnen Niveaus im ^{24}Si die Lage der angeregten Zustände des Isotops zu bestimmen und die partiellen Produktionsquerschnitte der jeweiligen Zustände zu berechnen. Um aus den gemessenen GRETINA-Daten auf die Übergangsenergien schließen zu

können, war es aufgrund der Bewegung des sich abregenden ^{24}Si notwendig, eine Dopplerrekonstruktion durchzuführen. Unter Verwendung zweier bekannter Linien der Abregung von ^{22}Mg und ^{21}Mg und einem definierten Phasenraum an möglichen Parameterkombinationen für diese Rekonstruktion wurde in Kapitel 3.2.5 gezeigt, dass insgesamt 3869 verschiedene, gleich wahrscheinliche Sets an Setup-Parametern existieren, sodass 3869 verschiedene Energiespektren in der Analyse berücksichtigt werden mussten.

Abbildung 4.1 zeigt eines dieser 3869 möglichen Energiehistogramme für die Kombination der dezentrierten und zentrierten Läufe sowie des dazugehörigen skalierten Untergrunds aus den Kohlenstoff-Läufen. Wie der Abbildung zu entnehmen ist, ist eine Peakstruktur in der Region um 1875 keV und eine weitere um 1575 keV zu erkennen. Die Analyse der Gamma-Gamma-Matrix in Kapitel 3.2.8 zeigt, dass die zugehörigen Gammas auch koinzident aufgetreten sind. Der Fokus der Analyse lag auf der Untersuchung der Peakstruktur um 1575 keV, um herauszufinden, ob diese einen oder, wie die breite Verteilung vermuten lässt, zwei Peaks beinhaltet. Wie der Ergebnistabelle 4.1 zu entnehmen ist, wurde die Intensität und Position für beide Hypothesen (Singulett oder Dublett) zur Beschreibung der Peakstruktur um 1575 keV bestimmt. Im Bereich um 3450 keV, also im Bereich der Summe, konnte kein Übergang beobachtet werden.

Bezeichnung	Probe	Peakinhalt	Übergangsenergie (keV)
Peakstruktur I	CD ₂	267 ± 17	1874,0 ± 2,5
	C	63 ± 9	
Peakstruktur II Singulett	CD ₂	117 ± 13	1582,5 ± 2,9
	C	39 ± 7	
Peakstruktur II Dublett I	CD ₂	78 ± 14	1574,8 ± 3,2
	C	27 ± 7	
Peakstruktur II Dublett II	CD ₂	38 ± 12	1596,6 ± 5,3
	C	8 ± 4	

Tabelle 4.1: Übersicht der Bestimmung der Linieninhalte nach Untergrundabzug und Positionen der beobachteten Übergänge.

4.1.2 Interpretation der Ergebnisse zur Bestimmung des Niveauschemas

Konstruktion des Niveauschemas und Benennung der Zustände

Die Analyse zeigt zwei bzw. drei Übergänge, die koinzident nachgewiesen werden konnten, wodurch darauf geschlossen werden kann, dass ein Zustand angeregt worden ist, der eine Zerfallskaskade besitzt, in der zwei Übergänge auftreten. Frühere Messungen zeigen einen 2^+ -Zustand bei 1879 ± 11 [22] und 1860 ± 10 keV [23], dessen Energie sich somit sehr gut mit dem nachgewiesenen Übergang aus Peakstruktur I bei $1874 \pm$

2,5 keV deckt, weswegen diesem Zustand $J^\pi 2^+$ zugeordnet wird.

Da die Gammas der Peakstruktur II um 1575 keV in Koinzidenz mit jenen des 2^+ -Zustands nachgewiesen wurden, müssen diese Gammas aus einem Zerfall eines höheren Zustands in den 2^+ -Zustand entstanden sein. Da im kompletten Spektrum keine weiteren Peaks zu erkennen sind, muss davon ausgegangen werden, dass dieser höhere Zustand direkt durch die Reaktion bevölkert wurde und sich somit bei der kombinierten Energie der Übergangsenergien befindet. Aufgrund früherer Messungen, die einen Zustand bei 3441 ± 10 [22] und 3410 ± 16 keV [23] beobachten konnten und der Struktur im Spiegelkern ^{24}Ne , die in Abbildung 4.2 dargestellt ist, kann der Peakstruktur II, sollte es ein Singulett sein, ein J^π von 2^+ zugeordnet werden. Im Falle des Nachweises des Dubletts, sollte einer der beiden Zustände ein 2^+ -Zustand sein. Anhand des Spiegelkerns könnte der vermeintliche andere Zustand ein 4^+ -Zustand sein, den auch die Schalenmodellrechnungen vorhersagen. Jedoch sind die Schalenmodellrechnungen nicht eindeutig, denn aufgrund eines starken Thomas-Ehrmann-Shifts könnte der Zustand auch der in den Berechnungen bei 4823 keV liegende 0^+ -Zustand sein, der deutlich in der Energie gesenkt ist.

Nachweis des Dublett-Zustands

Eine der großen Herausforderung der GRETINA-Analyse war es herauszufinden, ob die Peakstruktur II um 1575 keV ein Dublett oder Singulett ist und somit eine Aussage darüber zu treffen, ob ein neuer Zustand in ^{24}Si beobachtet werden konnte.

Da für die Unterscheidung der beiden nur 22 keV voneinander entfernten Peaks die Auflösung des verwendeten Histogramms von großer Bedeutung war, wurde die Analyse anhand eines Setups durchgeführt, das für die Linie bei 1874 keV eine sehr gute Auflösung liefert. Für dieses Setup wurden die Auflösungen von sechs Linien anderer Isotope im Energiebereich zwischen 1489 – 1636 keV bestimmt und mit der Auflösung der möglichen Doppelpeakstruktur bei Annahme eines Dubletts oder Singuletts verglichen. Dieser Vergleich zeigt eindeutig, dass die Auflösung bei Beschreibung der Struktur über ein Singulett mit $1,95 \pm 0,38\%$ deutlich oberhalb des zu erwartenden Bereichs von $1,14 - 1,35\%$ liegt. Die Auflösung unter der Annahme eines Dubletts deckt sich mit $1,11 \pm 0,30\%$ deutlich besser mit den Erwartungen. Für die quantitative Aussage über den Nachweis des Dubletts konnten die nachgewiesenen Übergangsenergien von ^{18}Ne verwendet werden. Das rekonstruierte Energiehistogramm dieses Isotops weist zwei Peakstrukturen auf, deren Intensitäts- und Energieverteilung (1489 und 1887 keV) der des ^{24}Si sehr ähnlich sind. Es konnte gezeigt werden, dass das Verhältnis der Auflösungen dieser beiden Linien in ^{18}Ne für 200 zufällig gewählte Setups sehr konstant im Bereich von $0,99 \pm 0,03$ liegt. Da äußere Einflüsse zur Verbreiterung der Peakstruktur um 1575 keV in ^{24}Si ausgeschlossen werden konnten, konnte das bestimmte Verhältnis der Auflösung aus ^{18}Ne auch für ^{24}Si angenommen werden. Damit wurde die Auflösung im Bereich um 1575 keV anhand der Auflösung der Linie bei 1874 keV festgesetzt. Die mit dieser festgesetzten Auflösung durchgeführten Fits zeigen, dass das Vertrauenslevel der Beobachtung eines Dubletts bei 95 % liegt (für das Singulett liegt dieser Wert lediglich bei 42 %), wodurch die Beobachtung des Dubletts

angenommen werden kann.

Auch die Analyse aller Setups (vgl. Kapitel A.4 im Anhang) zeigt, dass die Wahrscheinlichkeit der Beobachtung eines Dubletts wahrscheinlicher ist als die eines Singulett, wobei dafür neben dem Auflösungskriterium noch Vergleiche mit Simulationsdaten durchgeführt werden mussten. Die Signifikanz der Analyse aller Setups ist dabei aufgrund der schlechteren Auflösung vieler Setups nicht so stark wie bei der Betrachtung des Referenzsetups. Dennoch stützt die Analyse aller Setups die Beobachtung des Referenzsetups, wodurch das Dublett, ähnlich wie im Spiegelkern ^{24}Ne , postuliert werden kann.

Die Struktur von ^{24}Si

Durch die Beobachtung des Dubletts kann schlussendlich die Struktur von ^{24}Si beschrieben werden (vgl. Abbildung 4.2). Im Vergleich zu den früheren Messungen (vgl. zusätzlich Tabelle 4.2) fällt neben dem erstmals beobachteten $(4^+, 0^+)$ -Zustand auch auf, dass die Unsicherheiten der Energiebestimmung der einzelnen Zustände, wie erwartet, deutlich verringert werden konnten. Das Ergebnis des gebundenen Zustands liegt dabei im Fehlerbereich der beiden früheren Messungen. Der ungebundene 2^+ -Zustand wurde hingegen bei einer deutlich höheren Energie wie von Yoneda et al. beobachtet [23]. Er liegt im Fehlerbereich der Messung von Schatz et al. [22].

Bei Betrachtung des Unterschieds zwischen ^{24}Si und dem Spiegelkern ^{24}Ne fällt auf, dass die Energien der beiden beobachteten ungebundenen Zustände unter denen im Spiegelkern liegen und auch der Abstand des Dubletts von 22 keV deutlich kleiner ist als der 104 keV Abstand in ^{24}Ne .

Schlussendlich kann festgehalten werden, dass ein neuer Zustand mittels der GRETI-NA-Analyse gefunden wurde, dessen Kernspin jedoch nicht genau festgelegt werden kann. Des Weiteren bestätigt die Messung die Zustände, die Schatz et al. beobachtet haben, wobei die Ungenauigkeiten in der Energiebestimmung deutlich kleiner sind.

Energielevel	Diese Arbeit (keV)	Schatz et al. (keV)	Yoneda et al. (keV)
2_1^+	$1874,0 \pm 2,9$	1879 ± 11	1860 ± 10
2_2^+	$3448,8 \pm 4,6$	3441 ± 10	3410 ± 16
$4^+/0^+$	$3470,6 \pm 6,2$	-	-

Tabelle 4.2: Vergleich der gemessenen Zustandsenergien mit den früheren Messungen.

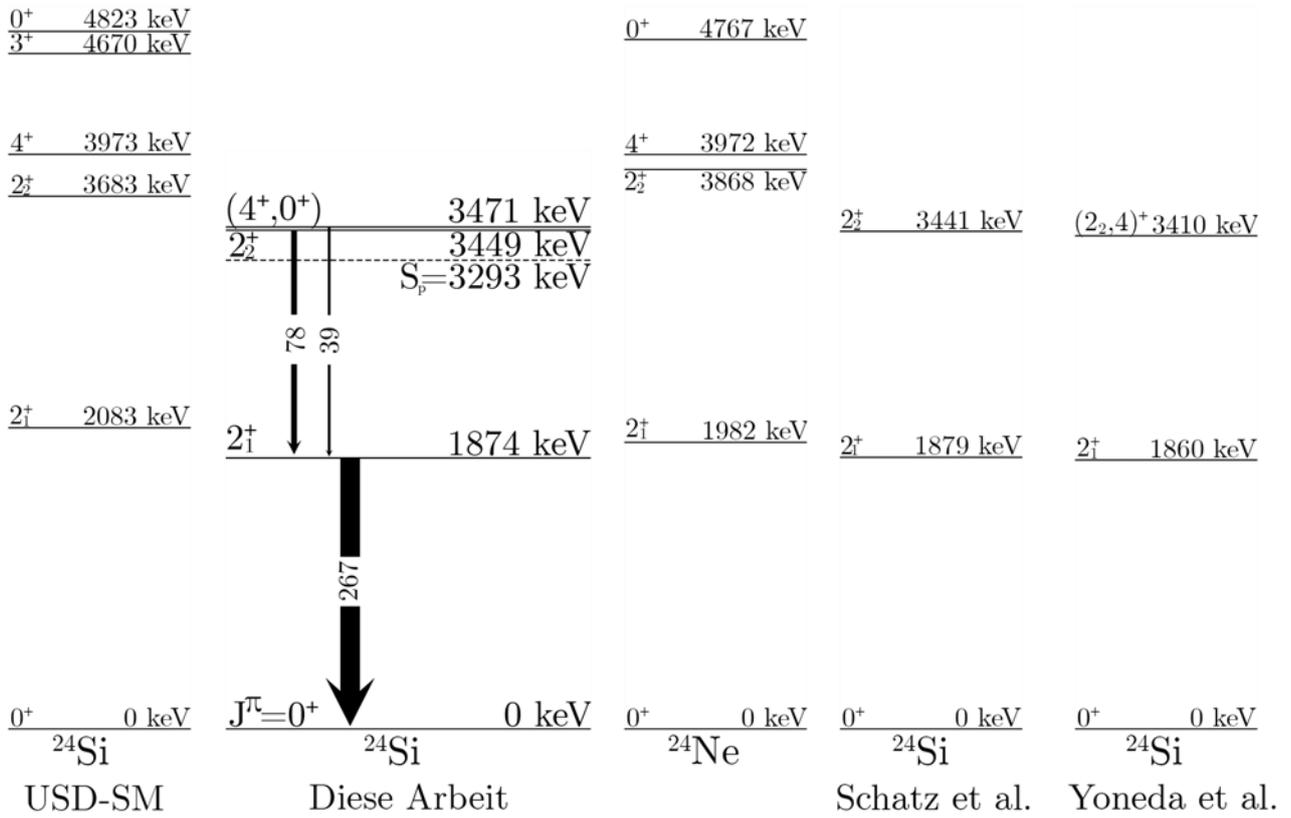


Abbildung 4.2: Die in dieser Arbeit nachgewiesenen Zustände im Vergleich zum Spiegelkern, USD-Schalenmodelrechnungen und den früheren Experimenten. Pfeile geben an, wie viele Übergänge des entsprechenden Übergangs im Experiment beobachtet werden konnten.

4.2 Die Wechselwirkungsquerschnitte der Reaktion $^{23}\text{Al}(\text{d},\text{n})^{24}\text{Si}$

Um in der weiteren Auswertung die spektroskopischen Faktoren berechnen zu können, ist es notwendig die (d,n)-Wirkungsquerschnitte in die einzelnen Zustände in ^{24}Si zu bestimmen. Hierfür wird zunächst der totale Wirkungsquerschnitt bestimmt, für den ausschließlich die Daten des S800 benötigt werden. Anschließend können die partiellen Wirkungsquerschnitte anhand der in GRETINA nachgewiesenen Gammas berechnet werden. Eine Überprüfung dieser Querschnitte anhand der Neutronendaten ist aufgrund der geringen Statistik und der schlechten Auflösung im Q-Wert-Spektrum nicht möglich.

4.2.1 Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts

Um den totalen Wirkungsquerschnitt zu berechnen, muss das Verhältnis zwischen produzierten ^{24}Si -Ionen zum Produkt aus Targetatomen und einfallenden ^{23}Al -Ionen gebildet werden. Alle diese Größen sind über die S800 Analyse eindeutig definiert. Jedoch zeigt diese Analyse auch, dass im Falle der dezentrierten Läufe nicht alle produzierten ^{24}Si -Ionen im S800 registriert werden konnten, sodass dieser Wert zusätzlich um die Akzeptanz und die Totzeit des Systems korrigiert werden muss.

Daher ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt ($\sigma_{\text{tot-Target}}$) wie folgt:

$$\sigma_{\text{tot-Target}} = \frac{A_{^{24}\text{Si-Ionen}}}{c \cdot l \cdot A_{^{23}\text{Al-Ionen}} \cdot A_{\text{Target/cm}^2}} \quad (4.1)$$

Wobei die einzelnen Variablen wie folgt definiert und bestimmbar sind:

- $A_{^{24}\text{Si-Ionen}}$: Die Anzahl der produzierten ^{24}Si -Ionen, die aus den durch den S800 nachgewiesenen Ionen bestimmt wurde.
- $A_{^{23}\text{Al-Ionen}}$: Die Anzahl der einfallenden ^{23}Al -Ionen, die aus der Transmission, Reinheit und dem bestimmten Skaler-Faktor sowie der Anzahl der Skalern bestimmt wurde.
- $A_{\text{Target/cm}^2}$: Die Anzahl an Targetatomen pro cm^2 , die direkt aus der Messung der Targetdicke folgt.
- c : Korrekturfaktor für die Akzeptanz des S800 in den dezentralen Läufen.
- l : Korrekturfaktor für die Totzeit des Systems.

Die einzelnen Größen inklusive der Fehler für die drei verschiedenen Läufe sind in Tabelle 4.3 aufgeführt. Mit diesen Werten ist es möglich, die totalen Wirkungsquerschnitte für die beiden verschiedenen Targets zu bestimmen, die in Tabelle 4.4 dargestellt sind. Bei der Berechnung ist allerdings zu berücksichtigen, dass die in Tabelle

4.2 Die Wechselwirkungsquerschnitte der Reaktion $^{23}\text{Al}(d,n)^{24}\text{Si}$

Größe	Lauf	Wert	stat. Fehler (%)	sys. Fehler (%)
$A_{^{24}\text{Si}}$	D	8877	<i>1,06</i>	-
	Z	2924	<i>1,97</i>	-
	C	3389	<i>1,71</i>	-
$A_{^{23}\text{Al}}$	D	2.277.698.972	0,67	3,0
	Z	355.758.622	0,67	3,0
	C	997.799.577	0,67	3,0
A_{Target}	D	$4,15 \cdot 10^{21} / \text{cm}^2$	-	5,0
	Z	$4,15 \cdot 10^{21} / \text{cm}^2$	-	5,0
	C	$3,91 \cdot 10^{21} / \text{cm}^2$	-	5,0
c	D	0,4742	-	<i>10,0</i>
	Z	1	-	-
	C	1	-	-
l	D	0,9666	-	-
	Z	0,9898	-	-
	C	0,9952	-	-

Tabelle 4.3: Übersicht der Messwerte zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts für die dezentrierten CD_2 -Läufe (D), zentrierten CD_2 -Läufe (Z) und Läufe mit Kohlenstofftarget (C). Unabhängige Fehler sind kursiv gekennzeichnet.

Lauf	$\sigma_{\text{tot-Target}}$ (mb)	$\sigma_{\text{tot-(d,n)}}$ (mb)
Dezentrierte Läufe CD_2	$2,04 \pm 0,026_{\text{stat}} \pm 0,236_{\text{sys}}$	$0,586 \pm 0,121_{\text{tot}}$
Zentrierte Läufe CD_2	$1,997 \pm 0,039_{\text{stat}} \pm 0,116_{\text{sys}}$	$0,562 \pm 0,067_{\text{tot}}$
Kohlenstoff	$0,872 \pm 0,016_{\text{stat}} \pm 0,051_{\text{sys}}$	-

Tabelle 4.4: Übersicht der ermittelten totalen Wechselwirkungsquerschnitte und der extrahierten (d,n)-Wirkungsquerschnitte.

4.3 angegebenen Werte für die nachgewiesenen ^{24}Si -Ionen für die Läufe mit dem CD_2 -Target auch durch Reaktionen von ^{23}Al mit dem Kohlenstoffanteil entstanden sind. Daher muss dieser Anteil über die Läufe mit dem Kohlenstoff-Target eliminiert werden, sodass für den (d,n)-Wirkungsquerschnitt ($\sigma_{\text{tot-(d,n)}}$) gilt:

$$\sigma_{\text{tot-(d,n)}} = 0,5 \cdot (\sigma_{\text{tot-CD}_2} - \sigma_{\text{tot-C}}) \quad (4.2)$$

Wobei der Faktor 0,5 auf die doppelte Anzahl an Deuteriumatomen pro CD_2 -Molekül zurückzuführen ist. Wie Tabelle 4.4 zu entnehmen ist, dominieren für die Bestimmung des totalen Wechselwirkungsquerschnitts die systematischen Fehler, die sich aus der Unsicherheit der Strahlzusammensetzung (3 %) und Bestimmung der Targetdicken (5 %) zusammensetzen. Für die dezentrierten Läufe kommt zusätzlich noch der Fehler der Akzeptanzbestimmung (10 %) hinzu, der die Unsicherheit deutlich vergrößert. Es ist jedoch möglich, die Ergebnisse der beiden verschiedenen Läufe mit CD_2 -Target zu

kombinieren, indem die Ergebnisse anhand der unabhängigen Fehler gewichtet werden. Wie Tabelle 4.3 zu entnehmen ist, sind diese unabhängigen Fehler, der statistische Fehler der ^{24}Si -Ionen und der systematische Fehler aufgrund der Akzeptanz, der nur für die dezentrierten Läufe auftritt. Die anderen Fehler, der systematische Fehler aufgrund der Strahlzusammensetzung, der Targetdickenbestimmung und der statistische Fehler der einfallenden ^{23}Al -Ionen, der aufgrund statistischer Unsicherheiten im Normierungslauf entsteht, sind für beide Läufe gleich und damit korrelierte Fehler. Für die Berechnung der Kombination der beiden Läufe gilt:

$$\sigma_{\text{tot-kombiniert}} = \frac{\frac{\sigma_{\text{tot-Dez.}}}{(\Delta_{\text{uD}})^2} + \frac{\sigma_{\text{tot-Zen.}}}{(\Delta_{\text{uZ}})^2}}{\frac{1}{(\Delta_{\text{uD}})^2} + \frac{1}{(\Delta_{\text{uZ}})^2}} \quad (4.3)$$

$$\Delta\sigma_{\text{tot-kombiniert}} = \sigma_{\text{tot-kombiniert}} \cdot \sqrt{((\Delta_{\text{k}})^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{(\Delta_{\text{uD}})^{-2}(\Delta_{\text{uZ}})^{-2}}}\right)^2)}$$

wobei Δ_{uX} die kombinierten unabhängigen Fehler des entsprechenden Laufs und Δ_{k} die korrelierten Fehler sind. Mit dem so erhaltenen Wert kann in Kombination mit dem Ergebnis für die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von ^{23}Al mit Kohlenstoff, der kombinierte $^{23}\text{Al}(\text{d,n})^{24}\text{Si}$ -Wirkungsquerschnitt berechnet werden. Es ergibt sich für den kombinierten, totalen $^{23}\text{Al}(\text{d,n})^{24}\text{Si}$ -Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{\text{tot-(d,n)}} = 0,563 \pm 0,067 \text{ mb}$$

4.2.2 Bestimmung der partiellen Wirkungsquerschnitte

Aus der Anzahl der in GRETINA nachgewiesenen Gammas ist es möglich, die partiellen Wirkungsquerschnitte (σ_j) für die Reaktion in die einzelnen angeregten Zustände zu bestimmen. Es gilt:

$$\sigma_j = \frac{A_\gamma(j)}{\sum_i (c_i \cdot l_i \cdot A_{23\text{Al}_i}) \cdot A_{\text{Target/cm}^2} \cdot \epsilon(E_j)} \quad (4.4)$$

Wobei die noch nicht in Formel 4.1 beschriebenen Variablen wie folgt definiert sind:

- $A_\gamma(j)$: Anzahl der für den j-ten Übergang nachgewiesenen Gammas in GRETINA
- $\epsilon(E_j)$: Effizienz GRETINAs für den Nachweis eines Gammas mit der Energie des j-ten Übergangs

Die Summe drückt aus, dass im Falle des CD_2 -Targets die ^{23}Al -Ionen für den dezentralen und zentralen Lauf kombiniert werden müssen, da die Größe $A_\gamma(j)$ nur für die kombinierten Spektren bestimmt werden konnte. Im Falle der Berechnung des Kohlenstoffanteils aus dem Lauf mit Kohlenstofftarget reduziert sich diese Summe auf die Werte für diesen Lauf.

Größe	Target	Übergang		
		$2_1^+ \rightarrow \text{Grundzustand}$	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$D_2 \rightarrow 2_1^+$
$A_\gamma(j)$	CD ₂	267 ± 17	78 ± 14	38 ± 12
	C	63 ± 9	27 ± 7	8 ± 4
$\epsilon(E_j)$	CD ₂	$3,77 \pm 0,04 \%$	$4,176 \pm 0,05 \%$	$4,141 \pm 0,05 \%$
	C			

Tabelle 4.5: Übersicht der noch nicht in Tabelle 4.3 beschriebenen Messwerte zur Bestimmung der partiellen Wirkungsquerschnitte.

In Tabelle 4.5 sind die noch nicht in Tabelle 4.3 erwähnten Messwerte aufgeführt, die für die Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte benötigt werden. Für diese Berechnung ist allerdings noch Folgendes zu beachten:

- Um den gewünschten (d,n)-Wirkungsquerschnitt zu erhalten, muss der Anteil der Reaktionen mit Kohlenstoff zunächst wieder abgezogen werden (vgl. Formel 4.2)
- Da keine Übergänge des 2_2^+ und $(4^+,0^+)$ -Zustands zum Grundzustand beobachtet wurden, können einzig die Übergänge zum 2_1^+ zur Berechnung herangezogen werden. Während der aus kernphysikalischer Sicht gefundene $(4^+,0^+)$ -Zustand sich sehr wahrscheinlich ausschließlich über den 2_1^+ -Zustand abregt, könnte der 2_2^+ auch über einen direkten Zerfall zum Grundzustand übergehen (im Spiegelkern tritt dieser Übergang in 10 % der Fälle auf [25]). Da für den 2_2^+ -Zustand keine direkten Übergänge zum Grundzustand beobachtet werden konnten, kann nur eine obere Schranke (r) für die Wahrscheinlichkeit dieses Übergangs angegeben werden.

$$r < \frac{S}{A_\gamma(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)} \cdot \frac{\epsilon(E(2_2^+ \rightarrow 2_1^+))}{\epsilon(E(2_2^+ \rightarrow \text{Grundzustand}))} \quad (4.5)$$

Wobei der Wert S den Schwellenwert angibt und definiert ist als maximale Anzahl an direkten Zerfällen, die stattgefunden hätten können, ohne dass sie vom Untergrund im entsprechenden Energiebereich unterscheidbar gewesen wären. Mit einem Schwellenwert von $S = 5$ ergibt sich ein Wert für die obere Schranke von 10 %. Dieser Wert stellt allerdings nur eine obere Schranke dar, weswegen er in den Ergebnissen nicht berücksichtigt wurde. Es wird also in beiden Fällen von einem 100 %-Zerfall über den 2_1^+ -Zustand ausgegangen.

- Die Fütterung des 2_1^+ -Zustands durch den Zerfall aus höheren Zuständen muss beachtet werden und der $A_\gamma(j)$ -Wert dahingehend korrigiert werden. Es gilt:

$$A_\gamma^*(2_1^+ \rightarrow \text{GS}) = A_\gamma(2_1^+ \rightarrow \text{GS}) - \sum_j A_\gamma(j) \cdot b_{j \rightarrow 2_1^+} \frac{\epsilon(E_{2_1^+ \rightarrow \text{GS}})}{\epsilon(E_j)} \quad (4.6)$$

4 Ergebnisse & Interpretation

Wobei die Summe für alle höheren Zustände ausgewertet werden muss, für die $b_{j \rightarrow 2_1^+}$ das Branching zum 2_1^+ -Zustand angibt.

- Der partielle Wirkungsquerschnitt in den Grundzustand berechnet sich aus der Subtraktion aller partiellen Wirkungsquerschnitte der angeregten Zustände vom totalen Wirkungsquerschnitt.

Unter Berücksichtigung dieser Punkte können folgende partielle (d,n)-Wirkungsquerschnitte ($\sigma_{\text{Energielevel}}$) berechnet werden:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot-(d,n)}} &= 0,563 \pm 0,067 \text{ mb} \\ \sigma_{\text{GS}} &\leq 0,168 \pm 0,103 \text{ mb} \\ \sigma_{2_1^+} &= 0,263 \pm 0,070_{\text{stat}} \pm 0,045_{\text{sys}} \text{ mb} \\ \sigma_{2_2^+} &= 0,078 \pm 0,036_{\text{stat}} \pm 0,019_{\text{sys}} \text{ mb} \\ \sigma_{(4^+,0^+)} &= 0,054 \pm 0,028_{\text{stat}} \pm 0,010_{\text{sys}} \text{ mb} \end{aligned}$$

Da für die Bestimmung des Grundzustands die partiellen Wirkungsquerschnitte vom kombinierten totalen Wirkungsquerschnitt abgezogen wurden, kann für diesen keine Unterscheidung zwischen statistischen und systematischen Fehlern angegeben werden. Dies ist auch der Grund dafür, dass für den Wechselwirkungsquerschnitt in diesen Zustand nur eine obere Schranke angegeben werden kann. Sollten nämlich weitere Zustände in ^{24}Si angeregt worden sein, deren Gammaemission aber aufgrund zu geringer Statistik nicht beobachtet werden konnte, wäre der Wirkungsquerschnitt in den Grundzustand geringer.

Außerdem muss bei den angegebenen Wechselwirkungsquerschnitten berücksichtigt werden, dass es sich genau genommen um die (d,n γ)-Wirkungsquerschnitte handelt. Sollte ähnlich wie im Falle von $^{22}\text{Mg(d,n)}^{23}\text{Al}$ auch in ^{24}Si Zustände durch die (d,n)-Reaktion angeregt worden sein, die per Protonenemission wieder zu ^{23}Al zerfallen, würde das die Ergebnisse beeinflussen. Außerdem muss bei diesen Ergebnissen berücksichtigt werden, dass für die beobachteten Zustände ein 100-prozentiger Gammazerfall angenommen wurde. Sollten die Zustände jedoch einen signifikanten Protonenzerfall besitzen, wären die Wechselwirkungsquerschnitte zu gering angegeben. Aufgrund der Ergebnisse der theoretischen Berechnungen der Protonen- und Gammabreiten der Zustände (vgl. Tabelle 5.1 im Kapitel der Ratenberechnungen) kann allerdings davon ausgegangen werden, dass der Protonenzerfall jeweils vernachlässigt werden kann ($< 1\%$). Um auch diesen Faktor experimentell zu untersuchen, wäre es nötig auch die möglichen Protonen der Abregung des ^{24}Si nachzuweisen, was mit dem experimentellen Aufbau nicht möglich ist.

4.3 Neutronendaten

4.3.1 Das Q-Wert-Spektrum und die Winkelverteilung für $^{23}\text{Al}(\text{d},\text{n})^{24}\text{Si}$

Die große Herausforderung der LENDA-Analyse war es, mittels der in LENDA detektierten Flugzeiten und der Detektionswinkel das Q-Wert-Spektrum der $^{23}\text{Al}(\text{d},\text{n})^{24}\text{Si}$ -Reaktion zu rekonstruieren. Mittels des in Kapitel 3.3.5 beschriebenen Vorgehens, das die Energie des ^{23}Al unmittelbar vor der Reaktion approximiert, ist es möglich das Q-Wert-Spektrum, wie es in Abbildung 4.3 dargestellt ist, zu erhalten. Aus diesem Spektrum, das die Statistik der dezentrierten Läufe zeigt, ist ersichtlich, dass sich keine einzelnen Peaks für die Reaktion in die einzelnen Zustände ausbilden, da die Auflösung hierfür zu schlecht ist. Jedoch ist eindeutig ein Peak, der die Kombination der verschiedenen Reaktionen beschreibt, zu erkennen. Im Bereich des Q-Werts, für den aufgrund von Unsicherheiten alle Einträge zwischen -5 und 5 MeV berücksichtigt wurden, liegen 79 Ereignisse (Q-Wert der Reaktion in den Grundzustand liegt bei $1,0673 \pm 0,0195$ MeV [26]). Im Falle der Kombination mit den zentrierten Läufen kann die Statistik noch um 22 verbessert werden, jedoch wurde bei der Visualisierung darauf verzichtet, da eine exakte Überlagerung der Spektren aufgrund der geringen Statistik der zentrierten Läufe nicht möglich ist.

Aufgrund der schlechten Auflösung sind jedoch keine weiteren Bedingungen im Q-Wert-Spektrum zur Extraktion der Winkelverteilung der Reaktion in die einzelnen Zustände möglich. Deshalb wurden alle Ereignisse der CD_2 -Läufe (zentriert und dezentriert) für die Erstellung der gemessenen Überlagerung der Winkelverteilungen verwendet (vgl. Abbildung 4.3).

Die Abbildung zeigt die Winkelverteilung der Neutronen, wobei die Ereignisse aus jeweils vier LENDA-Detektoren, also circa 10 Grad, zusammengefasst wurden. Trotz der schlechten Statistik ist deutlich eine nicht isotrope Winkelverteilung zu erkennen.

4.3.2 Untersuchung der Winkelverteilungen und der Q-Wert-Spektren zur Extraktion der spektroskopischen Faktoren

Mittels der Winkelverteilung der Neutronen aus einer (d,n)-Reaktion lässt sich der spektroskopische Faktor bestimmen. Folgender Zusammenhang (vgl. Kapitel 1.3) besteht dabei zwischen dem experimentell bestimmten und durch DWBA-Berechnungen ermittelten differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} &= \frac{(2J_A + 1)}{(2J_E + 1)(2j + 1)} C^2 S \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{DWBA}} \\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} &= C^2 S \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{DWBA}^*} \end{aligned} \quad (4.7)$$

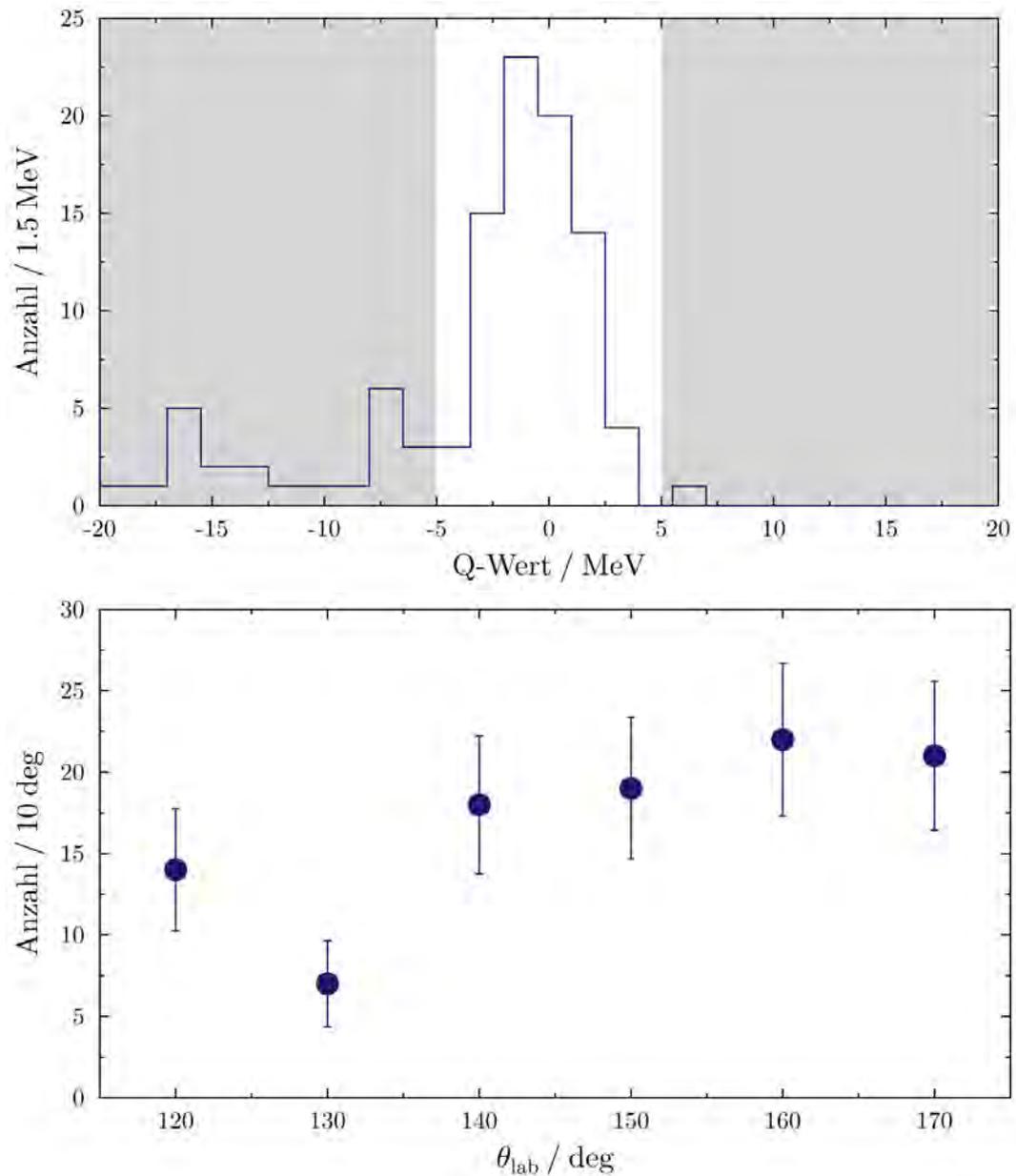


Abbildung 4.3: Oben: Rekonstruiertes Q-Wert-Spektrum der $^{23}\text{Al}(d,n)^{24}\text{Si}$ -Reaktion für die dezentrierten Läufe. Grau hinterlegt sind Bereiche, die im Q-Wert-Cut nicht berücksichtigt werden. Unten: Winkelverteilung der Neutronen für den eingezeichneten Q-Wert-Cut für die Kombination beider Läufe mit CD_2 -Target.

Um die spektroskopischen Faktoren zu extrahieren, muss daher das Verhältnis aus experimentellem und DWBA-Wirkungsquerschnitt ermittelt werden. Hierfür standen die theoretischen DWBA-Wirkungsquerschnitte von Terri Paxon-Person und Filomena Nunes zur Verfügung [57]. Tabelle 4.6 zeigt die Ergebnisse für die möglichen Populationen der einzelnen Zustände in ^{24}Si bzw. ^{23}Al über die (d,n)-Reaktionen bei 43 (^{24}Si) bzw. 39 (^{23}Al) MeV/Nukleon. Dabei muss allerdings berücksichtigt werden, dass diese mittels der aus GRETINA bestimmten Wirkungsquerschnitte errechnet worden sind. Diese sind jedoch ausschließlich die (d,n γ)-Wirkungsquerschnitte. Die theoretischen Werte beinhalten allerdings zusätzlich auch die (d,np)-Wirkungsquerschnitte, bei denen das produzierte ^{24}Si wieder über Protonenemission zu ^{23}Al zerfällt. Wie bereits in der Bestimmung der partiellen Wirkungsquerschnitte erwähnt, kann dieser Anteil aufgrund der von der Theorie vorhergesagten geringen Protonenbreiten im Vergleich zu den Gammabreiten der beobachteten Zustände jedoch vernachlässigt werden. Wie in Tabelle 4.6 zu erkennen ist, sind zwei verschiedene experimentelle spektroskopische Faktoren aufgeführt. Im einfachsten Fall läuft die Reaktion über einen bestimmten Drehimpulsübertrag ab. Der spektroskopische Faktor für diesen Fall berechnet sich wie oben beschrieben. Die Ergebnisse der jeweiligen Einzelübergänge sind als C^2S_{single} in der Tabelle aufgeführt.

Typischerweise setzt sich der experimentelle Wirkungsquerschnitt allerdings aus Reaktionen in den Zustand mit verschiedenen Drehimpulsüberträgen zusammen. Deshalb ist für die genaue Bestimmung der spektroskopischen Faktoren eine Gewichtung nötig, die berücksichtigt, welchen Anteil die Reaktion mit einem festen Drehimpulsübertrag am gesamten Wirkungsquerschnitt hat. Zur Berechnung der gewichteten spektroskopischen Faktoren $C^2S_{\text{gewichtet}}$ wurden die C^2S_{single} -Werte wie folgt gewichtet:

$$C^2S_{\text{gewichtet}} = \frac{C^2S_{\text{single}}}{\sum_{l=l_{\min}}^{l_{\max}} \sum_{j=j_{\min}(l)}^{j_{\max}(l)} (C^2S_{\text{theo}}(l) \cdot \sigma_{\text{DWBA}^*}) \cdot \frac{1}{j_{\max}(l) - j_{\min}(l)}} \quad (4.8)$$

Wobei $j_{\min}(l)$ und $j_{\max}(l)$ für jeden l-Transfer jeweils den kleinsten und größten j-Wert (-Z-Projektion $j=l+\text{Spin}$) darstellen. Mittels dieser Gewichtung können die $C^2S_{\text{gewichtet}}$ -Werte berechnet werden, die in Tabelle 4.6 aufgeführt sind. Zur Bestimmung dieser gewichteten spektroskopischen Faktoren musste dabei bislang stets den theoretischen Ergebnissen vertraut werden. Das neue experimentelle Konzept ermöglicht es hingegen, diese Annahme anhand der Winkelverteilung der Neutronen zu überprüfen.

Die Neutronen-Winkelverteilung der $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})^{23}\text{Al}$ -Reaktion

Die $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})^{23}\text{Al}$ -Reaktion ist zur Veranschaulichung der Methode sowie zum Beweis der Funktionsweise des experimentellen Konzepts eine ideale Reaktion: Aufgrund der dominierenden Population des Grundzustands durch die (d,n)-Reaktion (vgl. Anhang A.5), ergibt sich ein ausgeprägter Peak im Q-Wert-Spektrum. Durch die Beschränkung der Winkelverteilung auf Einträge in diesem Peak, kann davon ausgegangen werden, dass die Winkelverteilung kaum Untergrund aufweist. Außerdem ist für die Reaktion in den Grundzustand der Drehimpulsübertrag eindeutig, da sich das einfallende ^{22}Mg

Energie (MeV)	J^π	l	j	σ_{DWBA^*} (mb)	C^2S theo.	$\text{C}^2\text{S}_{\text{single}}$ exp.	$\text{C}^2\text{S}_{\text{gewichtet}}$ exp.
0	0^+	2	2,5	0,098	-	$1,715 \pm 1,122$	$1,715 \pm 1,122$
1874	2^+	0	0.5	0,139	0,27	$1,889 \pm 0,577$	$0,562 \pm 0,172$
		2	1.5	0,473	0,2	$0,554 \pm 0,169$	$0,195 \pm 0,059$
		2	2.5	0,411	0,2	$0,638 \pm 0,195$	$0,224 \pm 0,068$
3449	2^+	0	0.5	0,086	0,45	$0,887 \pm 0,461$	$0,325 \pm 0,169$
		2	1.5	0,402	0,18	$0,192 \pm 0,100$	$0,061 \pm 0,032$
		2	2.5	0,349	0,18	$0,221 \pm 0,225$	$0,070 \pm 0,036$
3471	4^+	2	1.5	0,722	0,017	$0,075 \pm 0,040$	$0,038 \pm 0,020$
		2	2.5	0,629	0,017	$0,086 \pm 0,046$	$0,043 \pm 0,023$
3471	0^+	2	2,5	0,069	0,24	$0,773 \pm 0,387$	$0,387 \pm 0,194$
0 (^{23}Al)	$\frac{5}{2}^+$	2	2,5	3,75	0,34	$0,294 \pm 0,049$	$0,294 \pm 0,049$

Tabelle 4.6: Übersicht der Ergebnisse der FRESKO-Simulationen. Ebenfalls aufgeführt: Die daraus extrahierten spektroskopischen Faktoren, jeweils für den Fall des Übergangs über einen einzigen Transfer und für den Fall der Annahme, dass für die Reaktion in diesen Zustand alle angegebenen Transfers berücksichtigt und anhand der theoretischen Vorhersagen gewichtet werden (vgl. Formel 4.8). Zum Vergleich sind die theoretisch berechneten spektroskopischen Faktoren angegeben [24].

im Grundzustand (0^+) befindet, sodass auch keine Überlagerung von verschiedenen Übergängen möglich ist. Zudem ist die Theorie für Einfänge in gebundene Zustände deutlich besser verstanden als die in ungebundene, sodass auch für den theoretischen Wechselwirkungsverlauf keine großen Unsicherheiten angenommen werden müssen. Generell gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten, die Winkelverteilungen zu vergleichen: Eine besteht darin, mit dem theoretischen differentiellen Wirkungsquerschnitt Simulationen durchzuführen und das Ergebnis dieser Simulation mit den experimentellen Daten zu vergleichen. Für die andere Methode wird aus der experimentellen Winkelverteilung der differentielle Wechselwirkungsquerschnitt bestimmt und dieser schließlich mit dem der Theorie verglichen.

Vergleich mit der Simulation

Abbildung 4.4 zeigt die Winkelverteilung, die im Experiment für Reaktionen mit einem Q-Wert zwischen -5 und 5 beobachtet werden konnte, im Vergleich zu den Ergebnissen der Simulation (vgl. Kapitel 3.3.6) des Detektors mit dem theoretischen differentiellen Wirkungsquerschnitt. Die Anzahl an Einträgen in der Simulation wurde dafür mit dem Wirkungsquerschnitt aus der GRETINA/S800-Analyse skaliert, sodass die beiden Kurven direkt verglichen werden können. Der Fehler der Simulationsverteilung ergibt sich dabei aus der Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts.

Es ist sehr gut ersichtlich, dass beide Verteilungen eine einfache Peak Struktur aufweisen und damit eindeutig einen d-Wellen-Einfang ($l=2$) beschreiben. Die absolute

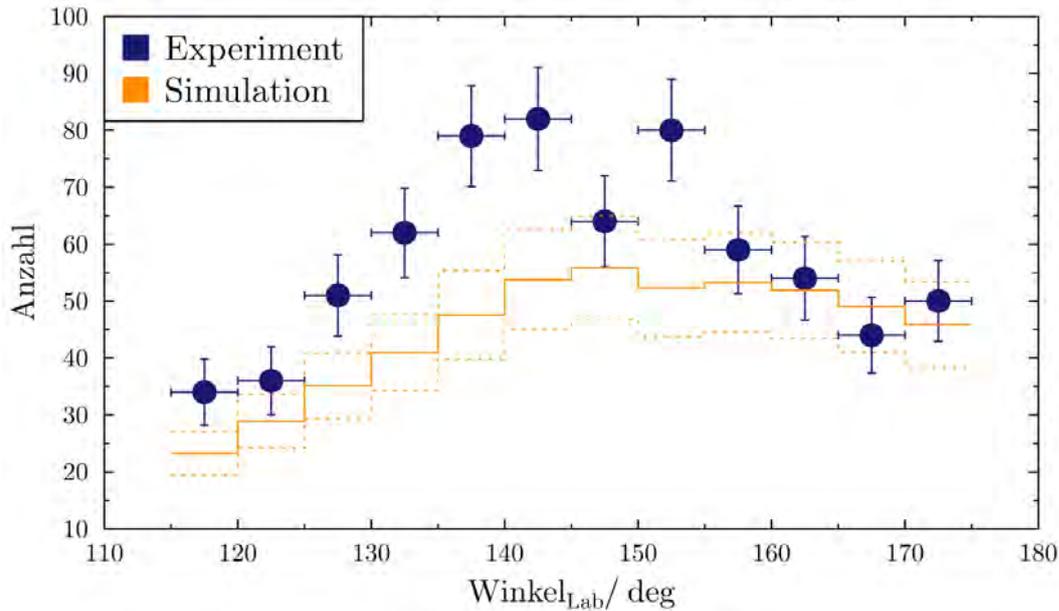


Abbildung 4.4: Vergleich der experimentellen Winkelverteilung mit den Ergebnissen der Simulation des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Fehler der Simulation beruht auf den Unsicherheiten des experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitts, der zur Gewichtung benutzt wurde.

Zahl an Einträgen pro Winkelelement ist allerdings verschieden. Während für Winkel über 150° die simulierten Ergebnisse sehr gut mit den experimentellen übereinstimmen, unterschätzt die Simulation die Anzahl für Winkel kleiner als 150° . Für dieses Verhalten gibt es zwei mögliche Erklärungen:

- **Unsicherheiten in der Theorie:** Eine mögliche Erklärung ist die Unsicherheit der Theorie. Bei den theoretischen Ergebnissen handelt es sich allerdings um DWBA-Berechnungen, die schon seit Jahrzehnten erforscht werden. Die Reaktion $^{22}\text{Mg}(d,n)$ in den Grundzustand von ^{23}Al sollte außerdem einen Standardfall für diese Berechnungen darstellen. Daher ist ein Fehler aufgrund des mangelnden Theorieverständnisses zwar möglich, jedoch unwahrscheinlich.
- **Effizienz des LENDA-Detektors:** Die kinetische Energie der Neutronen ist winkelabhängig. Wie aus Abbildung A.8 ersichtlich wird, ist die Winkelabhängigkeit für Winkel über 150° nicht sehr stark. Die Neutronen in diesem Bereich besitzen fast alle eine Energie zwischen 6 – 8 MeV. Für kleinere Winkel hingegen ist eine ausgeprägte Winkelabhängigkeit gegeben und die Energie ist größer. Aufgrund der fehlenden Effizienzmessung bei höheren Energien wurde die Effizienzkurve der Simulation an einer Messung bis 4 MeV angepasst. Bis zu dieser Energie dominiert die elastische Streuung am Wasserstoff des Detektors die Nachweiswahrscheinlichkeit. Je höher die Energie wird, desto wahrscheinlicher

wird allerdings, dass bei einem Stoß mit Kohlenstoff genug Energie übertragen wird, um die Schwelle der Detektionswahrscheinlichkeit zu überschreiten. Ab einer Energie von 8 MeV öffnen sich zusätzlich Kanäle für Kernreaktionen mit dem Kohlenstoff (beispielsweise ${}^4\text{He}(n, n'3\alpha)$), die außerdem die Effizienz beeinflussen. Die Kernreaktionen als auch die Streuung am Kohlenstoff wurden zwar in der Simulation berücksichtigt, allerdings konnte aufgrund der fehlenden Messdaten die korrekte Lichtausbeute nicht überprüft werden. Daher könnte es sein, dass der Unterschied zwischen Experiment und Simulation durch eine falsche Effizienzkurve entsteht.

Extraktion mittels des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Für diese Methode wurde aus den experimentellen Daten der differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmt und dieser mit den theoretischen Vorhersagen verglichen. Hierfür wurde zunächst die um die Effizienz (ϵ) und den Raumwinkel (Ω) korrigierte Anzahl an nachgewiesenen Neutronen pro Detektor ($C(\text{Detektor})$) berechnet und der relative Untergrund ($B(\text{Detektor})$), vgl. Kapitel 3.3.4) abgezogen:

$$C(\text{Detektor}) = (1 - B(\text{Detektor})) \sum_{i=1}^{\text{Neutronenanzahl}} \left(\frac{1}{\epsilon_{\text{Detektor}}(E_{\text{Neutron}}(i)) \Omega_{\text{Detektor}}} \right) \quad (4.9)$$

Es wurde also jedes nachgewiesene Neutron mit der entsprechenden Effizienz aufgrund der kinetischen Energie gewichtet. Zum Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte mussten die Detektionswinkel der Neutronen in das Schwerpunktsystem umgerechnet werden. Dies konnte vereinfacht unter der Vernachlässigung der vertikalen Ausdehnung der LENDA-Detektoren, die aufgrund der geringen Ausdehnung von nur ± 15 cm in erster Näherung angenommen werden kann, geschehen, indem der Winkel des entsprechenden LENDA-Detektors in der horizontalen Ebene ($\varphi = 0^\circ$) umgerechnet wird.

Somit konnte der differentielle Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem für die verschiedenen Winkel der Detektoren wie folgt bestimmt werden:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{Detektor}}) \right)_{\text{CM}} = \frac{C(\text{Detektor})}{A_{22\text{Mg}} A_{\text{d}}} \quad (4.10)$$

wobei $A_{22\text{Mg}}$ und A_{d} die Anzahl der einfallenden ${}^{22}\text{Mg}$ -Ionen und die Anzahl der Deuteronen im Target sind. Diese Darstellung hat den Vorteil, dass keine simulationsbedingten Unsicherheiten z. B. des Untergrunds berücksichtigt werden müssen. Allerdings wurde auch bei dieser Methode die simulierte Effizienz verwendet, sodass ein möglicher Fehler auch Auswirkungen auf die Winkelverteilung hat.

Abbildung 4.5 zeigt den so bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitt. Außerdem zeigt die Abbildung den Verlauf des theoretischen differentiellen Wirkungsquerschnitts, wobei dieser mit dem aus der GRETINA/S800-Analyse bestimmten spektroskopischen

Faktor ($C^2S=0,29$) skaliert wurde. Es kann festgehalten werden, dass der theoretische Kurvenverlauf im Experiment bestätigt werden konnte und somit ein $l=2$ -Transfer beobachtet wurde. Der Absolutwert für den spektroskopischen Faktor liegt bei $0,29 \pm 0,04$, wobei frühere Schalenmodellrechnungen zeigen, dass theoretisch ein spektroskopischer Faktor von $0,34$ erwartet wird [58]:

$$C^2S_{\text{theo}} = 0,34 \text{ aus [58]}$$

$$C^2S_{\text{exp}} = 0,29 \pm 0,04$$

Neben dieser sehr guten Übereinstimmung mit der Theorie zeigt der Vergleich mit den experimentellen LENDA-Daten zusätzlich, dass der aus den GRETINA/S800-Daten bestimmte spektroskopische Faktor auch die Neutronendaten im Rahmen des Fehlers beschreibt. Damit können die Ergebnisse der früheren Experimente bestätigt werden.

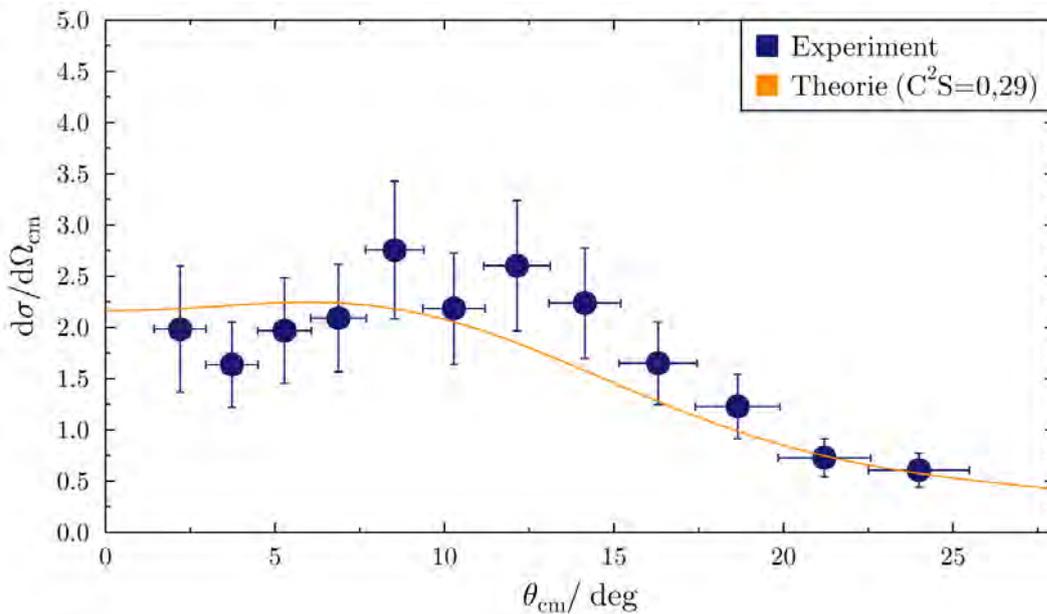


Abbildung 4.5: Vergleich des extrahierten differentiellen Wirkungsquerschnitts mit dem theoretischen Verlauf (skaliert mit dem experimentell ermittelten spektroskopischen Faktor von $0,29$ aus der GRETINA/S800-Analyse).

Das Q-Wert-Spektrum der $^{22}\text{Mg}(d,n)^{23}\text{Al}$ -Reaktion

Für die spätere Betrachtung des $^{23}\text{Al}(d,n)^{24}\text{Si}$ -Falls, bei dem die Anzahl der populierten Zustände größer als eins ist, ist es entscheidend, die Neutronensimulation zu verstehen. Da im Falle von ^{24}Si eine Unterscheidung anhand der Position im Q-Wert-Spektrum gemacht werden soll, muss sichergestellt sein, dass die Simulation das tatsächliche Spektrum reproduzieren kann. Hierfür bietet es sich erneut an, den Testfall $^{22}\text{Mg}(d,n)^{23}\text{Al}$ zu betrachten. Dieser hat im Vergleich zum ^{24}Si -Fall den Vorteil, dass

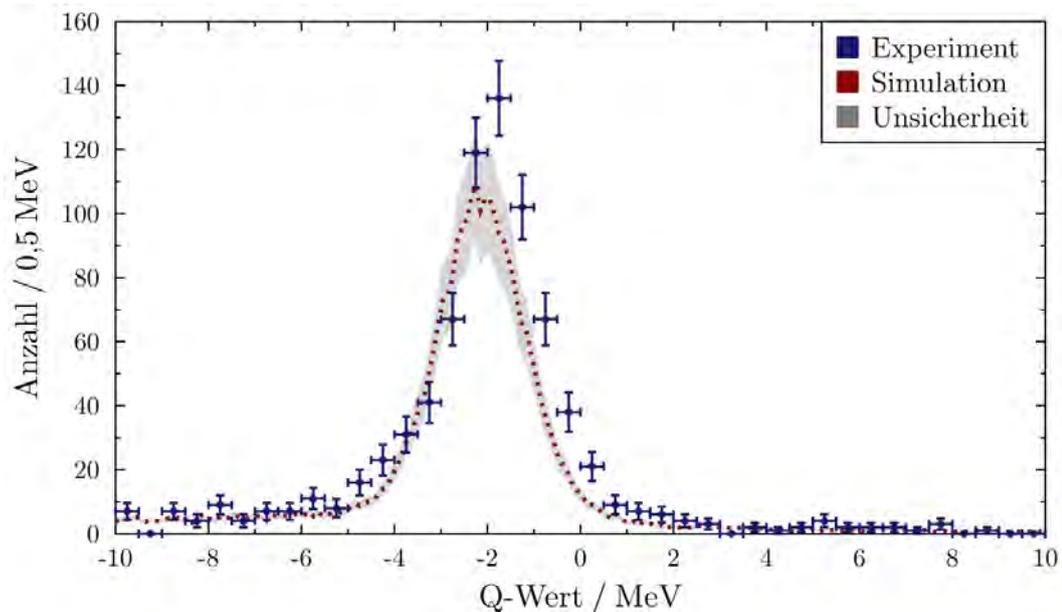


Abbildung 4.6: Vergleich des experimentellen Q-Wert-Spektrums mit dem Ergebnis der Simulation. In grau ist der Fehler aufgrund der Unsicherheit in der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts eingezeichnet.

die Statistik des zentrierten Laufs hoch genug ist, um die Q-Wert-Spektren der beiden Läufe zu kombinieren. Abbildung 4.6 zeigt daher den Vergleich des kombinierten, experimentellen Q-Wert-Spektrums mit dem Ergebnis der Simulation unter Berücksichtigung des Wirkungsquerschnitts. Dabei wurde für die Simulation eine Zeitauflösung von 0,95 ns und ein Fehler in der Energiebestimmung des einfallenden Ions von 2% angenommen. Auffällig bei diesem Vergleich sind zwei Punkte:

Zum einen ist die Position des Peaks in Simulation und Experiment leicht verschieden, zum anderen weist das Experiment mehr Einträge auf, als durch die Simulation erwartet wird. Ursache für die Abweichung der Peakposition ist die sehr anfällige Kalibrierung der Energie des einfallenden Ions, wodurch die exakte Q-Wert Position festgelegt wird. Ursache für die Unterschätzung der Einträge durch die Simulation ist die bereits erwähnte Unterschätzung der Detektoreffizienz. Insgesamt folgen die Simulationen jedoch den experimentellen Daten.

Das Q-Wert-Spektrum der $^{23}\text{Al}(\text{d},\text{n})^{24}\text{Si}$ -Reaktion

Genau wie im Falle von $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})^{23}\text{Al}$ wurde auch für die Reaktion $^{23}\text{Al}(\text{d},\text{n})^{24}\text{Si}$ das Q-Wert Spektrum simuliert. Hierbei musste allerdings berücksichtigt werden, dass mehrere Zustände bevölkert werden können. Ferner musste beachtet werden, dass je nach Drehimpuls und Spin sich die Winkelverteilung der Neutronen für jeden dieser Zustände ändert, was Auswirkungen auf die Effizienz hat. Abbildung 4.7 zeigt ein mögliches Ergebnis, wobei für die Erstellung des kombinierten Simulationsspektrums für jede Reaktion die Winkelverteilung für das kleinstmögliche j (Z-Projektion des

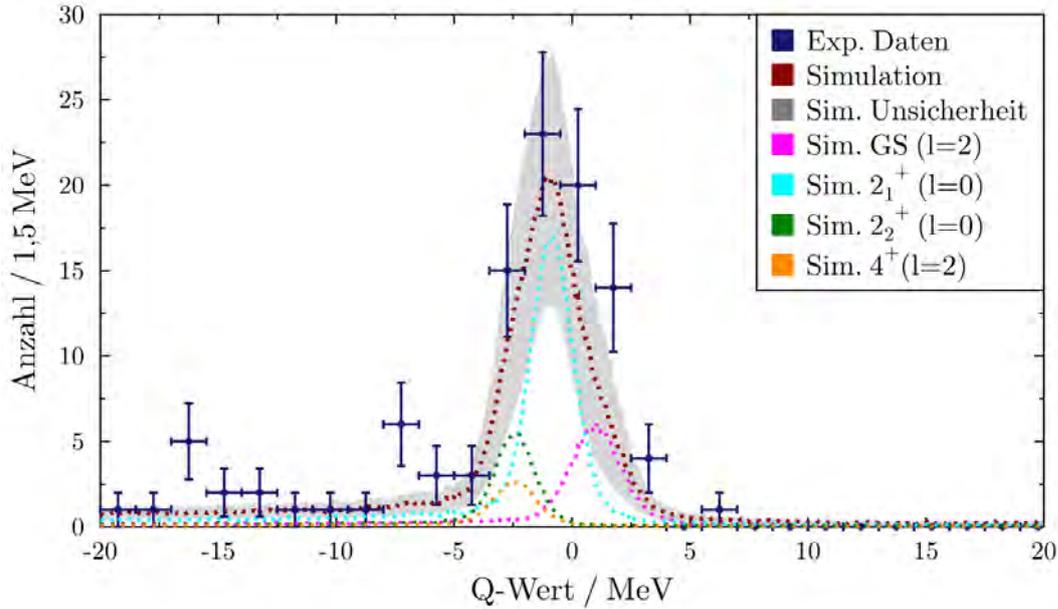


Abbildung 4.7: Vergleich des experimentellen Q-Wert-Spektrums mit dem Ergebnis einer Kombination von Quantenzahlen in der Simulation. In grau eingezeichnet: Der Fehler aufgrund der Unsicherheit in der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts.

Drehimpulses) verwendet wurde. Dabei ist zu beachten, dass die experimentellen Daten aus den bereits genannten Gründen nur die Statistik aus den dezentrierten Läufen umfassen.

Es kann zunächst festgehalten werden, dass die überwiegende Anzahl der experimentellen Werte im Fehlerbereich der Simulation liegt, der aufgrund der Unsicherheiten im Wirkungsquerschnitt und damit der Berechnung der ausgesendeten Neutronen zustande kommt. Allerdings unterschätzt die Simulation systematisch die experimentellen Punkte, was bereits bei der Simulation der Testreaktion zu beobachten war. Auch hier könnte die Ursache in fehlerhaften Winkelverteilungen oder wahrscheinlicher in einer falschen Detektionseffizienz liegen.

Eine eindeutige Separation der verschiedenen Anregungszustände ist aufgrund der geringen Statistik und schlechten Auflösung nicht möglich (vgl. Abbildung 4.7). Dies wird auch bei der Betrachtung aus der mittels der GRETINA-Daten und Effizienzwerten berechneten erwarteten Anzahl an Neutronen pro Zustand deutlich, die in Tabelle 4.7 aufgeführt sind. Dabei sind in dieser Tabelle die Werte für die Kombination aus dezentrierten und zentrierten Läufen angegeben, in denen 101 Ereignisse mit einem Q-Wert von -5 bis 5 nachgewiesen wurden.

Die Winkelverteilung der $^{23}\text{Al}(d,n)^{24}\text{Si}$ -Reaktion

Aufgrund der nicht möglichen Separation der einzelnen Zustände wird im Folgenden die Winkelverteilung für die Reaktion in alle Zustände untersucht und mit der Überlagerung der Kombination der theoretischen Ergebnisse verglichen. Dabei muss berück-

Energie (MeV)	J^π	l	j	Effizienz %	N_N
0	0^+	2	2,5	0,81	16 ± 11
1874	2^+	0	0,5	1,25	38 ± 12
		2	1,5	0,88	27 ± 9
		2	2,5	0,93	28 ± 9
3449	2^+	0	0,5	1,24	11 ± 6
		2	1,5	0,94	9 ± 5
		2	2,5	1,02	9 ± 5
3471	4^+	2	1,5	0,94	6 ± 3
		2	2,5	1,01	6 ± 3
3471	0^+	2	2,5	1,01	6 ± 3

Tabelle 4.7: Übersicht der zu erwartenden Neutronen für die Reaktionen in die einzelnen Zustände (auf ganze Zahlen gerundet).

sichtigt werden, dass es nicht eindeutig ist, welcher der l- und j-Werte für den Übergang verantwortlich ist, bzw. ob eventuell auch Kombinationen verschiedener l-Übergänge berücksichtigt werden müssen. Abbildung 4.8 zeigt den experimentell bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitt unter Annahme von 10 %-Untergrund im Vergleich zu theoretischen Winkelverteilungen. Zur Konstruktion dieser Verteilungen, die aus den Tupel $l=(l\text{-Wert GS}, l\text{-Wert } 2_1^+, l\text{-Wert } 2_2^+, l\text{-Wert } (4^+, 0^+))$ zusammengesetzt sind und mit den entsprechenden spektroskopischen Faktoren aus der GRETINA-Analyse gewichtet wurden, ist Folgendes festzuhalten:

- Für die $l=2$ Übergänge, für die jeweils zwei Verteilungen durch den unterschiedlichen Spin ($s=\pm\frac{1}{2}$) in Frage kommen, wurde angenommen, dass beide Übergänge mit einem Anteil von 50 % stattfinden.
- Für den Zustand $l=(2,0+2,0+2,2)$, der berücksichtigt, dass die beiden über einen s-Wellen-Einfang anregbaren Zustände auch eine Mischform aus $l=0$ und $l=2$ darstellen können, wurden die entsprechenden gewichteten spektroskopischen Faktoren aus Tabelle 4.6 genommen. Für diesen Fall ist außerdem der Fehler der DWBA-Berechnungen von 30 % eingezeichnet.

Wie aus Abbildung 4.8 ersichtlich ist, ist eine eindeutige Aussage darüber, welche der verschiedenen Kombinationen die Datenpunkte am besten beschreibt, aufgrund der geringen Statistik nicht möglich. Es ist jedoch ersichtlich, dass der Übergang zum 2_1^+ von einem d-Wellen-Einfang ($l=2$) dominiert werden muss. Generell bleibt auch festzuhalten, dass die Kombination unter Berücksichtigung der Überlagerung der beiden angeregten 2^+ -Zustände, den Verlauf der Datenpunkte am besten beschreibt und somit die Gewichtungsmethode der spektroskopischen Faktoren funktioniert. Jedoch müsste für eine Extraktion dieser aus den LENDA-Daten die Verteilung signifikanter sein.

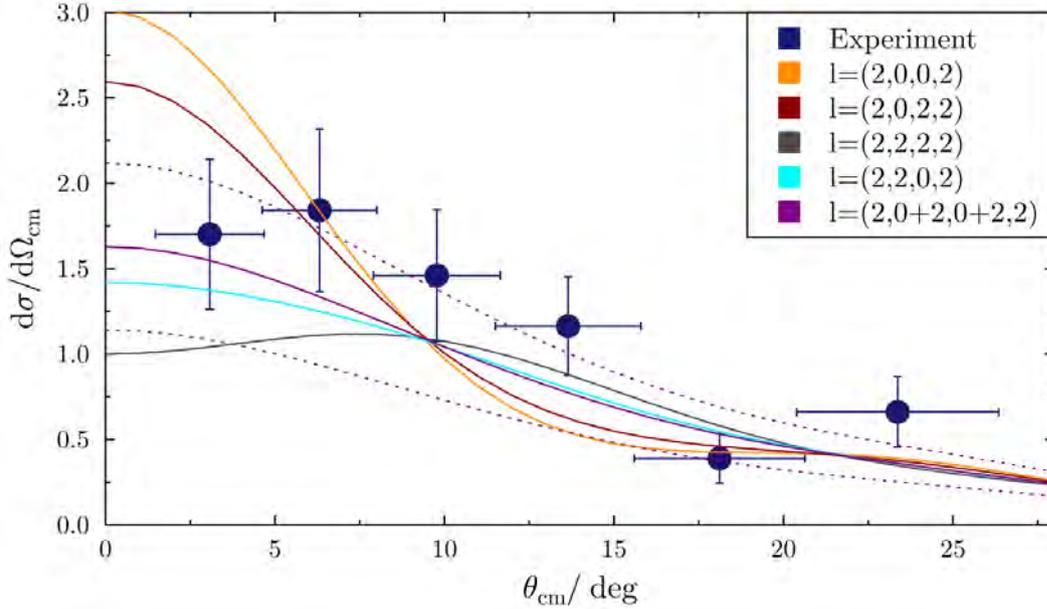


Abbildung 4.8: Vergleich des extrahierten differentiellen Wirkungsquerschnitts mit dem theoretischen Verlauf, der sich aus der Überlagerung der verschiedenen Zustände ergibt, die mit den entsprechenden spektroskopischen Faktoren der GRETINA-Auswertung skaliert wurden. Für den kombinierten Fall $l=(2,0+2,0+2,2)$ ist außerdem der erwartete Fehler der Theorie eingezeichnet.

Daher ist der einzige spektroskopische Faktor, der extrahiert werden kann, der spektroskopische Faktor des Grundzustands, da dieser nur über einen d-Wellen-Einfang populiert werden kann. Aus den experimentellen Daten ergibt sich für diesen ein spektroskopischer Faktor von:

$$C^2S_{\text{Grundzustand}} = 1,7 \pm 1,1$$

wobei der große Fehler durch die großen Unsicherheiten im partiellen Wirkungsquerschnitt des Grundzustands hervorgerufen wird (vgl. Kapitel 4.2.2). Banu et al. haben in einem früheren Experiment nachgewiesen, dass der spektroskopische Faktor des Grundzustands bei $2,7 \pm 0,2$ liegt [59]. Somit überlappt der Fehlerbereich des in dieser Arbeit bestimmten spektroskopischen Faktors mit diesem Wert. Auch die kombinierten spektroskopischen Faktoren aus der GRETINA-Analyse liegen in der gleichen Größenordnung wie die theoretischen Werte.

4.3.3 Fazit der LENDA-Analyse

Die Ergänzung des bestehenden Experimentaufbaus von GRETINA und S800 um den Neutronendetektor LENDA war im Vorfeld des Experiments eine sehr große Herausforderung. Trotz der ungünstigen Umstände aufgrund der geringen Strahlrate und den

Problemen der Zentrierung des auslaufenden Strahls konnte eine gute Übereinstimmung der kinematischen Linien aus den beiden beobachteten (d,n)-Reaktionen mit den theoretisch zu erwartenden Verläufen erreicht werden, was die Funktionsfähigkeit des neuen Aufbaus bestätigt.

Für den Testfall $^{22}\text{Mg}(d,n)^{23}\text{Al}$ konnte mittels LENDA der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion in den Grundzustand extrahiert werden. Ebenso konnte darauf geschlossen werden, dass der Übergang über eine d-Welle abläuft. Außerdem stimmt der Verlauf des theoretisch bestimmten Wirkungsquerschnitts aus DWBA-Berechnungen gut mit dem experimentellen überein, wenn er mit einem spektroskopischen Faktor von 0,29 skaliert wird. Dieser Faktor wurde mittels der S800 und GRETINA Auswertung berechnet. Die gute Übereinstimmung des damit skalierten theoretischen Verlaufs mit den LENDA-Daten zeigt, dass die Kombination der Systeme funktioniert hat und eine Extraktion der spektroskopischen Faktoren anhand der GRETINA/S800-Daten möglich ist. Der so extrahierte spektroskopische Faktor für diesen Übergang stimmt dabei sehr gut mit dem theoretisch vorhergesagten Wert überein. Bei dieser Analyse fiel jedoch auch auf, dass eine Effizienzmessung der LENDA-Detektoren bei höheren Energien dringend erforderlich ist.

Für die astrophysikalisch relevante Reaktion $^{23}\text{Al}(d,n)^{24}\text{Si}$ existierte ein weiteres Problem. Die Q-Wert-Auflösung war schlechter als erwartet, was dazu führte, dass die eigentliche Idee der Separation der Winkelverteilungen für die Übergänge in die einzelnen Zustände nicht umgesetzt werden konnte. Daher mussten die kombinierten Verteilungen betrachtet werden. Aus dem Vergleich der Winkelverteilung der Reaktion in alle Zustände in ^{24}Si mit den möglichen Superpositionen der Ergebnisse der theoretischen Berechnungen wurden zusätzlich wichtige Erkenntnisse gewonnen. So konnte gezeigt werden, dass die bisherige Methode zur Extraktion der spektroskopischen Faktoren über die Gewichtung der verschiedenen Drehimpulsüberträge anhand der Theorie auch bei der Betrachtung der Neutronen plausible Ergebnisse liefert. Für eine Extraktion der spektroskopischen Faktoren war allerdings die Statistik zu gering. Wie in einem solchen Pionierexperiment nicht unüblich tauchten während der Analyse Probleme auf, die in zukünftigen Experimenten besser gelöst werden können. So bietet es sich beispielsweise an, einen zusätzlichen Detektor unter kleinem Winkel zur Strahlachse aufzustellen und diesen mit der LENDA-Datenaufnahme zu verbinden, um so deutlich mehr Gammas der entsprechenden Reaktion nachzuweisen. Damit könnten die Festsetzung des Nullpunkts im Flugzeitspektrum und die Ermittlung der Flugzeitkorrekturen auch für Reaktionen mit kleiner Statistik deutlich besser gelöst werden.

5 Ratenberechnung

Im Folgenden werden die Auswirkungen der neuen experimentellen Ergebnisse auf die stellare Rate der $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Reaktion untersucht. Dabei wird vor allem auf die Auswirkungen des neu beobachteten $(4^+,0^+)$ -Zustands sowie die Änderung aufgrund der genaueren Energiebestimmung der einzelnen Zustände eingegangen.

Die zu erwartende Rate setzt sich dabei, wie bereits in Kapitel 1.2 erwähnt, aus dem direkten Anteil ($N_A \langle \sigma v \rangle_{\text{Direkt}}$), der die Reaktionen in die gebundenen Zustände beschreibt, sowie dem resonanten Anteil zusammen ($N_A \langle \sigma v \rangle_{\text{Resonant}}$), der die Reaktionsrate in die ungebundenen Zustände umfasst. Für die beiden Raten bei einer bestimmten Temperatur T_9 in GK gilt [18]:

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{\text{Direkt}} = \frac{4,339 \cdot 10^8}{Z_0 Z_1 \mu} S_{\text{eff}} e^{-\tau} \tau^2 \quad (5.1)$$

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{\text{Resonant}} = \frac{1,5399 \cdot 10^{11}}{T_9^{3/2} \mu^{3/2}} \sum_i (\omega\gamma)_i \exp(-11,605 \cdot E_{\text{res}_i}/T_9) \quad (5.2)$$

wobei gilt:

$$\tau = 4,2487 (Z_0 Z_1 \mu T_9^{-1})^{1/3} \quad (5.3)$$

$$\omega\gamma = \frac{2J+1}{(2j_0+1)(2j_1+1)} \frac{\Gamma_\gamma \Gamma_p}{\Gamma_\gamma + \Gamma_p} \quad (5.4)$$

Dabei sind Z_0 und Z_1 die Ladungen der Reaktionspartner, sprich im vorliegenden Fall 1 und 13 sowie μ die reduzierte Masse von ^{23}Al und dem Proton. Außerdem sind J, j_0 und j_1 die Drehimpulse des Resonanzlevels, des Projektils (also dem Proton) und des Targets sowie Γ_p und Γ_γ die partiellen Breiten des Eingangs- (Γ_p) und des Ausgangskanals (Γ_γ) [18]. Die Protonenbreite (Γ_p) kann dabei wie folgt bestimmt werden:

$$\Gamma_p = C^2 S \Gamma_{\text{sp}} \quad (5.5)$$

Wobei Γ_{sp} die berechenbare Einzel-Protonen-Breite an der Resonanzenergie des Zustands ist.

5.1 Verwendete Kernstruktureigenschaften und Variationen in den Rechnungen

Um die Auswirkungen der experimentellen Daten auf die stellare Rate zu untersuchen, müssen insgesamt 4 verschiedene Annahmen für die Struktur von ^{24}Si gegenübergestellt werden. Die zwei früheren Messungen von Schatz et al. und Yoneda et al., die eine Energiediskrepanz vorweisen, stellen die Situation vor dem Experiment dar. Für die Kerneigenschaften wurde jeweils die dort gemessene Energie des 2_2^+ -Zustands angenommen. Da keine weiteren ungebundenen Zustände vor dem Versuch bekannt waren, wurden zusätzlich die Ergebnisse der Schalenmodellrechnungen verwendet.

Aufgrund der unklaren J^π -Zuordnung des gefundenen Zustands im Dublett gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten der Beschreibung der Kernstruktur nach dem Experiment (A und B). Während beide Fälle die neue Energie für den 2_2^+ -Zustand verwenden, wird für den D_2 -Zustand zwischen 4^+ und 0^+ unterschieden. Im Falle des 4^+ -Zustands wurden für die höheren noch nicht beobachteten Zustände die Ergebnisse der Schalenmodell-Rechnungen verwendet (A). Sollte der nachgewiesene Zustand jedoch ein 0^+ -Zustand sein, ist es wahrscheinlich, dass auch der theoretisch vorhergesagte 3^+ Zustand einen Thomas-Ehrmann-Shift erfährt, wodurch auch seine Energie abgesenkt werden müsste (B). Tabelle 5.1 zeigt die Auflistung der verschiedenen berücksichtigten Eigenschaften für die angenommen Kernstruktureigenschaften (Schatz, Yoneda, A und B). Dabei wurde auf die Auflistung der Level über 5 MeV, die sich nicht unterscheiden, verzichtet, da diese für die Rate nicht relevant sind.

J^π	E MeV	C ² S (l=0)	C ² S (l=2)	Γ_γ eV	Γ_p eV	Verwendung
2^+	3,410	0,45	0,18	1,9e-2	4,4e-7	Y
	3,441	0,45	0,18	1,9e-2	2,6-e5	S
	3,449	0,45	0,18	1,9e-2	6,1e-5	A,B
0^+	3,471		0,24	1,6e-3	2,1e-6	B
4^+	3,471		0,017	5,0e-4	1,6e-7	A
	<i>3,973</i>		0,017	5,0e-4	2,5e-1	S,Y
3^+	<i>4,256</i>	0,59	0,17	1,3e-2	9,0e3	B
	<i>4,670</i>	0,59	0,17	1,3e-2	4,4e4	A,S,Y
0^+	<i>4,823</i>		0,24	1,6e-3	8,7e2	A,S,Y

Tabelle 5.1: Übersicht der verwendeten ungebundenen Zustände bis 5 MeV von ^{24}Si für die verschiedenen Annahmen zur Kernstruktur (A und B, Y (Yoneda et al.) und S (Schatz et al.)). Zustandsenergien, die kursiv gedruckt sind, kennzeichnen Zustände, die nur vom Schalenmodell bei dieser Energie hervorgesagt sind bzw. waren.

Für die Bestimmung der Rate sind noch zwei weitere Größen wichtig. Zum einen der Q-Wert der $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Reaktion, der zum Berechnen der benötigten Resonanzenergien benötigt wird, zum anderen der astrophysikalische S-Faktor zur Berechnung des

direkten Anteils der Reaktion. Für den Q -Wert der Reaktion wurde $3,292 \pm 0,019$ MeV [26] angenommen sowie für den S_0 -Faktor $0,0030812$ MeV b [59].

Um die Auswirkungen der Unsicherheiten der in Tabelle 5.1 angegebenen Werte auf die Rate zu untersuchen, wurden folgende Werte mittels einem Monte-Carlo-Algorithmus innerhalb der vorgegebenen Fehlergrenzen variiert:

- **Q-Wert und Zustandsenergie:** Die Resonanzenergie, die sich aus Subtraktion der Q -Wert-Energie von der Zustandsenergie ergibt, hat großen Einfluss auf die Reaktionsrate. Die Berechnungen berücksichtigen daher den Fehler in beiden Energien. Für die Zustandsenergien der nachgewiesenen Zustände wurde dabei der Messfehler aus den jeweiligen Experimenten angenommen. Für Zustände, die noch nicht beobachtet werden konnten, wurde ein Fehler von ± 150 keV angenommen, der standardmäßig für die Fehler der Energien aus Schalenmodellrechnungen in diesem Bereich angenommen wird [60]. Für den Q -Wert wurde direkt die Unsicherheit von $0,019$ MeV angenommen. Sowohl die Q -Wert-Energie als auch die Zustandsenergien wurden innerhalb einer Gaußverteilung mit der Breite (1σ) des jeweiligen Fehlers variiert. Dabei ist zu berücksichtigen, dass eine Veränderung der Resonanzenergie des Zustands eine Veränderung in der Protonenbreite bewirkt, sodass diese schließlich angeglichen werden mussten.
- **C²S:** Da im Experiment keine spektroskopischen Faktoren für die angeregten Zustände im ²⁴Si bestimmt werden konnten, musste für jeden Zustand der Wert der theoretischen Berechnungen verwendet werden. Da der spektroskopische Faktor im direkten Zusammenhang mit der Protonenbreite steht, musste auch der Fehler dieses theoretischen Werts berücksichtigt werden. Dabei wurden spektroskopische Faktoren, die größer als 0,1 sind, zwischen 0,5- und 2-mal und Faktoren, kleiner als 0,1, zwischen 0,1 und 10-mal dem entsprechenden theoretischen Wert variiert.

Auf diese Art und Weise wurden für jede Variante der Kernstrukturbeschreibung (A,B, Yoneda und Schatz) 10.000 verschiedene Zustandsschemata erstellt und die jeweilige Rate berechnet. Für den Wert der Rate bei Temperatur T wurde anschließend jeweils der Median der Verteilung der 10.000 verschiedenen Raten gewählt. Für die entsprechenden Fehler wird im Folgenden das 1σ -Intervall angegeben.

5.2 Ratenberechnungen im *rp*-Prozess relevanten Energiebereich

Mit dem im vorherigen Kapitel beschriebenen Verfahren können die Raten mit den neuen experimentellen Ergebnissen bestimmt werden. Abbildung 5.1 (oben) zeigt dabei die Ergebnisse für die zu erwartende Rate im Temperaturbereich des *rp*-Prozesses von 0,1 bis 2 GK und wie sich diese aus den Reaktionen in die einzelnen Zustände zusammensetzt.

Es ist zu erkennen, dass die Rate bis circa 1 GK (B) bzw. 1,5 GK (A) von der Reaktion in den 2_2^+ -Zustand dominiert wird. Für höhere Temperaturen beeinflusst der direkte Einfang die Gesamtrate, wobei für Annahme B zusätzlich und überwiegend der Einfang in den 3^+ -Zustand wichtig wird. Durch die niedrigere Resonanzenergie des 3^+ -Zustands in B wird dieser deutlich häufiger als in A populiert, was die Ratenunterschiede bei Temperaturen über 1 GK erklärt. Dieser Unterschied (Faktor $\sim 2,5$) zwischen den Raten der beiden verschiedenen Annahmen der Kernstruktur dieser Arbeit ist bemerkenswert und bedarf zukünftig weiterer Untersuchungen. Ursache für diesen großen Einfluss ist, dass der 3^+ -Zustand, genau wie der 2_1^+ , über eine $l=0$ Reaktion bevölkert werden kann, wodurch die Reaktionswahrscheinlichkeit in diesen Zustand steigt und die Gesamtrate über 1 GK durch diesen dominiert wird.

Für geringere Temperaturen sind die Raten für die beiden verschiedenen Annahmen identisch, was daran liegt, dass der gefundene 4^+ oder 0^+ -Zustand nur über einen d-Wellen-Einfang populiert werden kann. Daher ist die Reaktionsrate in selbigen sehr gering und kann vernachlässigt werden, wobei dies unabhängig vom Kernspin gilt. Sowohl die Rate in den 0^+ als auch in den 4^+ -Zustand unterscheiden sich allerdings deutlich von der des 4^+ -Zustands aus den Schalenmodellrechnungen, die vor diesem Experiment zur Berechnung der Rate herangezogen wurden.

Abbildung 5.1 zeigt zusätzlich den Vergleich zu den Raten mit den bekannten Kerneigenschaften vor dem Experiment. Bei diesem Vergleich fällt auf, dass die beiden neuen Raten deutlich näher an Schatz et al. als an Yoneda et al. liegen. Im Vergleich zu Yoneda et al. sind die neuen Raten teilweise bis zu einem Faktor von 50 höher, was an der höheren Resonanzenergie des 2_2^+ -Zustands und damit der höheren Reaktionsrate in diesen liegt. Im Vergleich zu Schatz et al. sind die neuen Raten maximal um einen Faktor 2 bei 0,6 GK größer. Der Unterschied zwischen A und Schatz et al. im hohen Temperaturbereich von 2 GK kommt unmittelbar vom unterschiedlichen Verlauf der Reaktion in den neu gefundenen 4^+ -Zustand.

5.3 Auswirkungen der Unsicherheiten in den spektroskopischen Faktoren und dem Q-Wert

Die Unsicherheit in der Rate der $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Reaktion hat, wie in der Motivation geschildert, große Auswirkungen auf die Unsicherheit in der Simulation der Lichtkurve von X-Ray-Bursts. Mittels des Experiments konnte die Energie des angeregten 2_2^+ -Zustands genauer bestimmt werden. Dies führt dazu, dass die resultierende Rate leicht unterschiedlich ist und einen über weite Temperaturbereiche kleineren Fehler aufweist. Der maximale Fehler der Rate ist allerdings immer noch mit einem Faktor 39 zwischen der kleinsten und größten Rate in einer ähnlichen Größenordnung wie der der Rate von Schatz et al. (52), die bislang für die Lichtkurvensimulation verwendet wurde [14, 61]. Zwar konnte die Unsicherheit in der Bestimmung der Zustandsenergie von 10 keV auf 6,4 keV reduziert werden, allerdings ist für die Ratenberechnung die

5.3 Auswirkungen der Unsicherheiten in den spektroskopischen Faktoren und dem Q-Wert

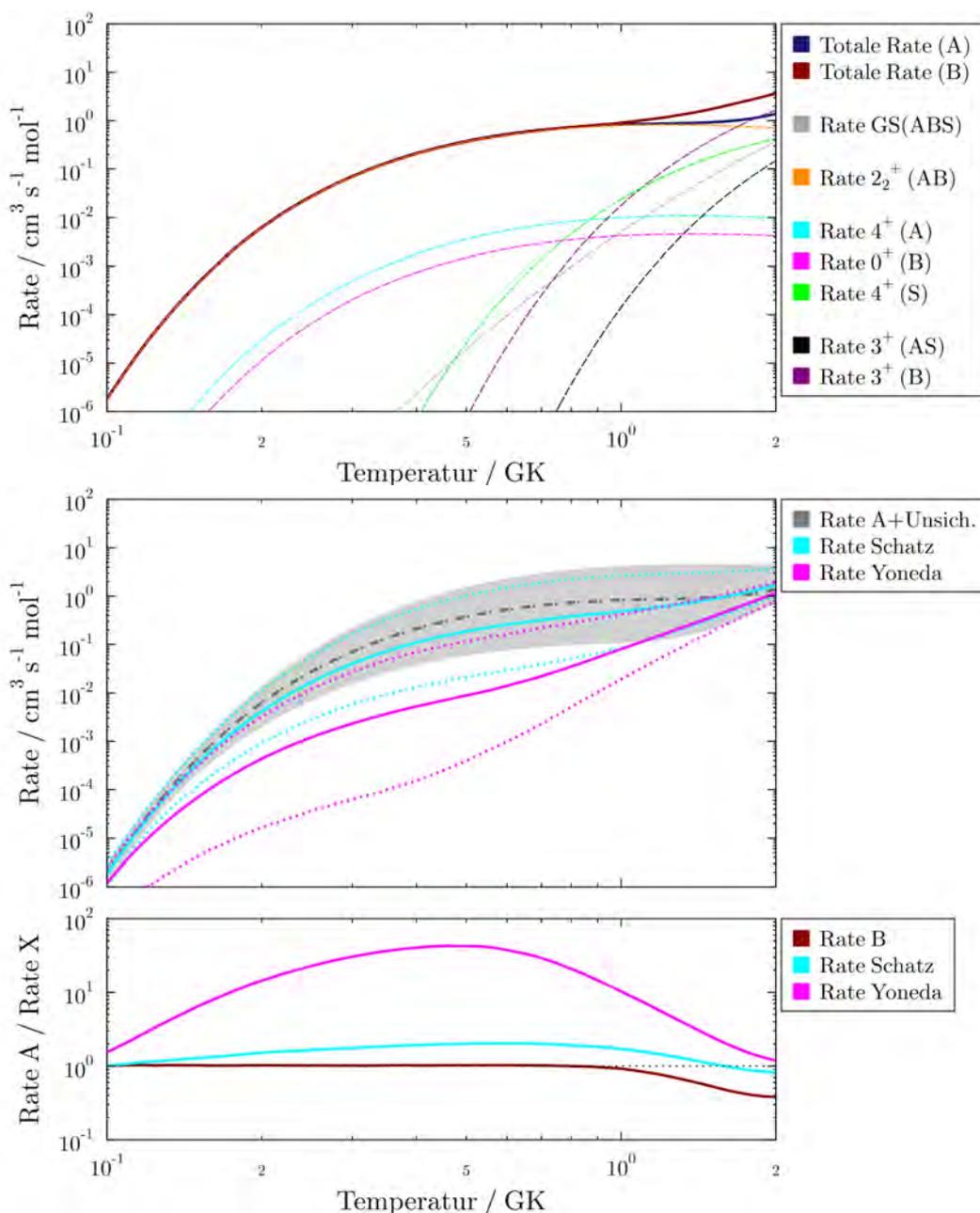


Abbildung 5.1: Oben: Ergebnisse der Ratenberechnung für die Annahme A und B inklusive der Darstellung der Raten in die einzelnen Zustände. Unten: Vergleich der Raten A (grau mit Unsicherheit) mit den Ratenberechnungen, die mit Schatz (hell blau - Fehler gestrichelt) und Yoneda (magenta - Fehler gestrichelt) et al. möglich wären, absolut mit Fehlern (gestrichelte Linien). Außerdem relativer Vergleich der Raten B, Schatz und Yoneda zur Rate A.

5 Ratenberechnung

Resonanzenergie E_{res} entscheidend, in die zusätzlich der Fehler des Q-Werts eingeht. Da eine Massenmessung der instabilen Isotope im Bereich der Protonenabbruchkante schwierig ist, liegt die Unsicherheit des Q-Werts bei 19 keV [26] und dominiert daher den Fehler für die Resonanzenergie $E_{\text{res}2+}$:

$$E_{\text{res}2+\text{diese Arbeit}} = \sqrt{\Delta E_{\text{Q-Wert}}^2 + \Delta E_{2_2^+}^2} = 0,020 \text{ MeV} \quad (5.6)$$

$$E_{\text{res}2+\text{Schatz}} = 0,021 \text{ MeV} \quad (5.7)$$

Um zu demonstrieren, welche Verbesserung durch dieses Experiment dennoch erreicht werden konnte und als Motivation für zeitnahe Massenbestimmungsexperimente für ^{23}Al und ^{24}Si , wird im Folgenden die Auswirkungen der geringen Unsicherheiten in der Energie des 2_2^+ -Zustands unter der Annahme einer höheren Genauigkeit des Q-Werts gezeigt. Hierfür wurde eine neue Größe ΔR eingeführt, die die Unsicherheit in der Rate beschreibt und mittels der Grenzen der 1σ -Umgebung R_{min} und R_{max} wie folgt definiert ist:

$$\Delta R = \frac{R_{\text{max}}}{R_{\text{min}}} \quad (5.8)$$

Für die Genauigkeit des verbesserten Q-Werts wurde eine Unsicherheit von 5 keV angenommen. Messungen per Penning-Trap an Isotopen mit ähnlicher Halbwertszeit, wie zum Beispiel ^{74}Rb an ISOLTRAP am CERN [62], lassen darauf schließen, dass diese Genauigkeit, auch dank neuer experimenteller Aufbauten wie TITAN am TRIUMF [63], erreicht werden könnte.

Abbildung 5.2 zeigt, welche Auswirkung diese bessere Q-Wert-Bestimmung auf die Rate hat. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, wurde die zu erwartende Unsicherheit in der Rate für den aktuellen anzunehmenden Q-Wert sowie an den Positionen der minimalen und maximalen Grenze der Unsicherheit des aktuellen Q-Werts mit der geringeren Unsicherheit berechnet. Die Abbildung verdeutlicht sehr gut, welche Vorteile die genauere Bestimmung der Zustandsenergie aus diesem Experiment bei besserer Bestimmung des Q-Werts bringt. Bei dem aktuellen Fehler des Q-Werts (grün) unterscheidet sich der Verlauf der Unsicherheiten in der Rate für Schatz et al. (gestrichelte Linie) und dieser Arbeit (Annahme A - durchgezogene Linie) leicht. Für den überwiegenden Teil des Temperaturbereichs liegt die Unsicherheit der neuen Rate dabei unterhalb von Schatz et al. Allerdings sind die maximalen Abweichungen jedoch mit 52 (Schatz) und 39 (A) sehr nahe beieinander. Bei einer genaueren Bestimmung des Q-Werts würde sich der Unterschied in den Unsicherheiten der Rate zwischen Schatz et al. und der Messungen dieses Experiments deutlich vergrößern. Für den Fall, dass die Unsicherheit des Q-Werts verkleinert, dessen Absolutwert allerdings unverändert bleibt (magenta), kann mittels den Erkenntnissen aus dieser Arbeit im Vergleich zum Experiment von Schatz die Unsicherheit mehr als halbiert werden (3,5 zu 8,5). Interessant ist auch, dass die maximale Unsicherheit bei einer anderen Temperatur erreicht wird, die deutlich höher liegt. Dies könnte zusätzlich Auswirkungen auf die Lichtkurve haben.

5.3 Auswirkungen der Unsicherheiten in den spektroskopischen Faktoren und dem Q-Wert

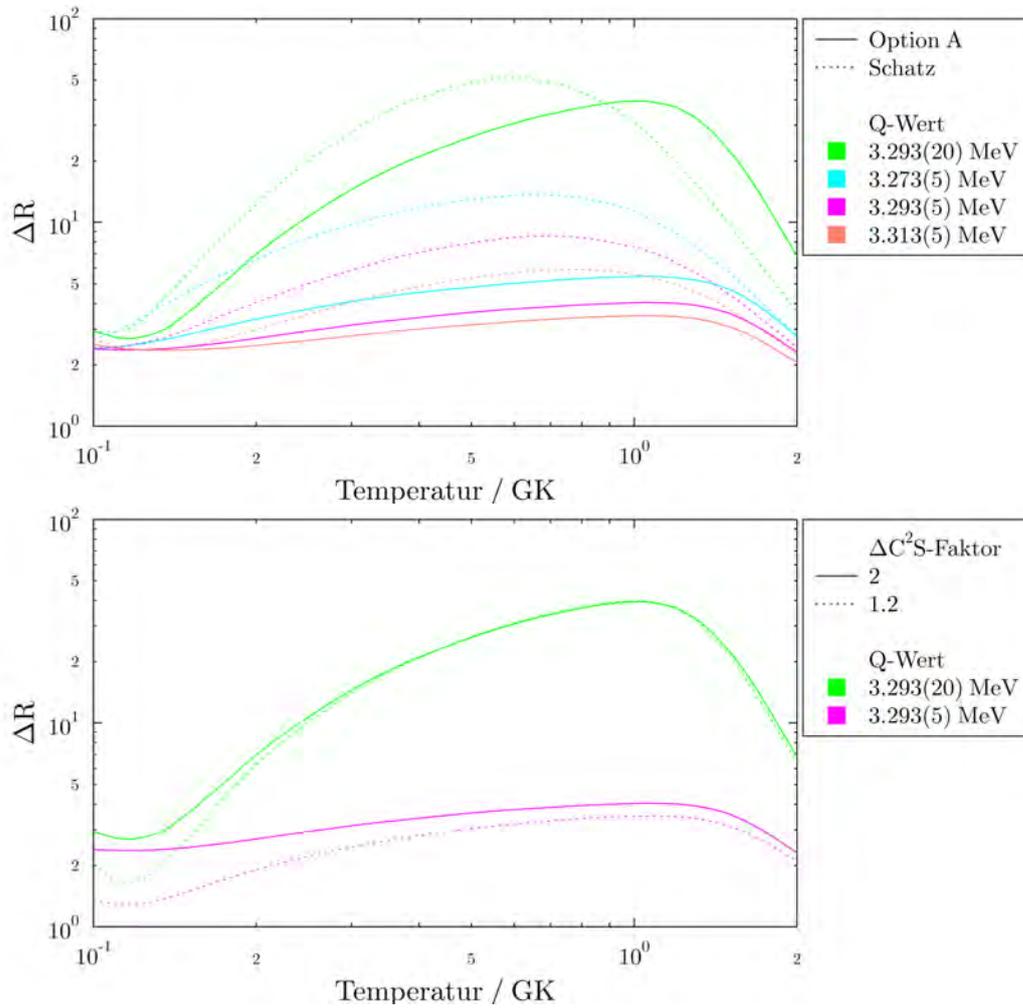


Abbildung 5.2: Oben: Abhängigkeit der Ratenunsicherheit von verschiedenen Q-Werten (unterschiedliche Farben) und deren Unsicherheiten für Schatz et al. (gestrichelt) und Annahme A (durchgezogene Linie) dieser Arbeit. Unten: Auswirkung der Unsicherheit im spektroskopischen Faktor (Linienart) mit aktueller Q-Wert-unsicherheit (grün) und der optimierten Unsicherheit von 5 keV (magenta) für Kernstrukturannahme A.

Neben der Energie ist der spektroskopische Faktor eine zusätzliche Quelle für Fehler in der Berechnung der exakten Rate. Wie bereits erwähnt, wurde für die Ratenberechnung der theoretische spektroskopische Faktor für Werte größer als 0,1 (was für den dominierenden 2_2^+ -Anteil an der Rate zutrifft) zwischen 0,5 und 2 Mal diesen Wert variiert, was eine sehr konservative Fehlerabschätzung ist. Um die Auswirkungen dieses Fehlers auf die Rate zu untersuchen, wurden Berechnungen mit einem verkleinerten Fehler dieses Werts durchgeführt, in dem dieser zwischen 0,8 und 1,2 variiert wurde. Abbildung 5.2 zeigt die Ergebnisse dieser Berechnungen sowohl für die aktuelle Unsicherheit des Q-Werts (grün) als auch für die Verbesserte (magenta). Die Abbildung zeigt eindeutig, dass für die momentane Unsicherheit der Rate fast ausschließlich die Unsicherheit des Q-Werts und damit der Resonanzenergie verantwortlich ist. Selbst bei einer Verbesserung der Unsicherheit des Q-Werts ist der Einfluss des spektroskopischen Faktors nicht sonderlich stark.

5.4 Fitparameter der neuen Raten

Für die Beschreibung der Raten ist es üblich, einen Fit des Ratenverlaufs jeder relevanten Rate anzugeben. Diese Fitparameter werden in Datenbanken, wie der JINA Reaclib, zusammengefasst und stehen damit für zukünftige Simulationen zur Verfügung [61]. Als Standardfitfunktion wird dabei für alle astrophysikalischen Raten die sieben Parameter ($a_0 - a_6$) umfassende Funktion von Rauscher et al. verwendet [64]:

$$R(T) = \exp(a_0 + a_1 T_9^1 + a_2 T_9^{-1/3} + a_3 T_9^{1/3} + a_4 T_9 + a_5 T_9^{5/3} + a_6 \ln(T_9)) \quad (5.9)$$

Mit dieser Funktion wurden sowohl die Parameter der direkten Rate und der resonanten Raten in den 2_2^+ - (die für Varianten A und B der Zustandseigenschaften relevant ist) sowie für den 3^+ -Zustand (nur für Variante B mit abgesenkter Energie relevant) extrahiert. Für diese Extraktion wurden dabei die Raten an 24 Standardtemperaturen zwischen 0,1 – 10 GK sowie die Methoden aus [61] verwendet. Die bestimmten Parameter für die relevanten Raten sind in Tabelle 5.2 aufgeführt.

Rate	Relevant	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6
Direkt	A,B	16,999	0	-23,111	0.804	-0,138	0,011	-0,667
2_2^+	A,B	1,426	-1,810	0	0	0	0	-1,500
3^+	B	7,126	-11,175	0	0	0	0	-1,500

Tabelle 5.2: Übersicht der Fitparameter der astrophysikalisch relevanten Raten. Während die direkte Rate und resonante Rate in den 2_2^+ -Zustand für beide Annahmen über die Kernstruktur identisch sind, ist die Rate in den 3^+ -Zustand nur für Variante B mit abgesenkter Energie des Zustands von Bedeutung und daher auch nur für diesen Fall angegeben.

5.5 Fazit der Ratenberechnung

Die Ratenberechnungen zeigen, dass mit den experimentellen Ergebnissen ein neuer Temperaturverlauf der $^{23}\text{Al}(p,\gamma)$ -Rate produziert werden kann. Dieser Verlauf unterscheidet sich stark (\sim Faktor 50) von dem Verlauf, der mittels der vor der Arbeit aktuellsten Messung von Yoneda et al. erzeugt werden kann, und liegt deutlich näher an dem Verlauf der älteren Messung von Schatz et al..

Der neu gefundene $(4^+,0^+)$ -Zustand hat direkt keine Auswirkungen auf die Rate, da er zu selten populierte wird. Allerdings würde ein deutlich in der Energie gesenkter 0^+ -Zustand dafür sprechen, dass auch der 3^+ -Zustand herabgesetzt wird, der dadurch einen relevanten Einfluss auf die Rate ab 1 GK hätte.

Hinsichtlich der Eingrenzung der Unsicherheit der Rate wird in den Berechnungen deutlich, dass diese aufgrund der genaueren Bestimmung der Zustandsenergie verkleinert werden konnte, allerdings immer noch groß ist. Ursächlich hierfür ist, dass die Unsicherheit der Rate von der des Q-Werts dominiert wird. Ferner konnte gezeigt werden, dass die Auswirkungen der Unsicherheit des spektroskopischen Faktors bei der momentanen Genauigkeit des Q-Werts vernachlässigbar sind.

Die beiden neuen Raten unterscheiden sich jedoch mit einem Faktor von ~ 2 nur leicht von der Rate von Schatz et al., die für die aktuellen Simulationen von X-Ray-Bursts verwendet wird. Da ebenfalls die Fehlerbereiche der neuen Raten aufgrund der Unsicherheit des Q-Werts immer noch groß sind, kann davon ausgegangen werden, dass sie auf die aktuelle Unsicherheit der Lichtkurve der X-Ray-Bursts nur geringe Auswirkungen haben, weswegen auf die Simulation dieser verzichtet wurde. Durch eine genauere Messung des Q-Werts könnte dank der neuen experimentellen Erkenntnisse die Unsicherheit in der Rate um eine Größenordnung verringert und damit die Unsicherheit in der Lichtkurve der X-Ray-Bursts deutlich reduziert werden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die $^{23}\text{Al}(d,n)^{24}\text{Si}$ -Transferreaktion untersucht, um die $^{23}\text{Al}(p,\gamma)$ -Rate im rp-Prozess einzuschränken. Der Versuchsaufbau bestand aus dem Gamma-Detektor GRETINA zur Messung der Übergangsenergien, dem Neutronendetektor LENDA zur Bestimmung der Winkelverteilung der emittierten Neutronen und dem S800 zur Identifikation des Ejektils. Somit war eine Detektion der kompletten Kinematik der $(d,n\gamma)$ -Transferreaktion möglich. Mit der in dieser Kombination erstmalig verwendeten Anordnung wurden folgende Erkenntnisse gewonnen:

Mittels der Energie der in GRETINA nachgewiesenen Gammas konnten die Übergänge zwischen den Kernniveaus von ^{24}Si bestimmt und daraus die Energien der einzelnen Zustände ermittelt werden (vgl. Abbildung 6.1). Dabei wurde der gefundene $(4^+,0^+)$ -Zustand erstmals beobachtet. Des Weiteren konnten die Energien der anderen Zustände deutlich genauer als in den früheren Messungen von Schatz et al. und Yoneda et al. bestimmt werden [22, 23]. Dabei konnte auch die Diskrepanz, die hinsichtlich der Energie des für die Rate sehr relevanten 2_2^+ -Zustands zwischen den beiden früheren Messungen bestand, beseitigt werden.

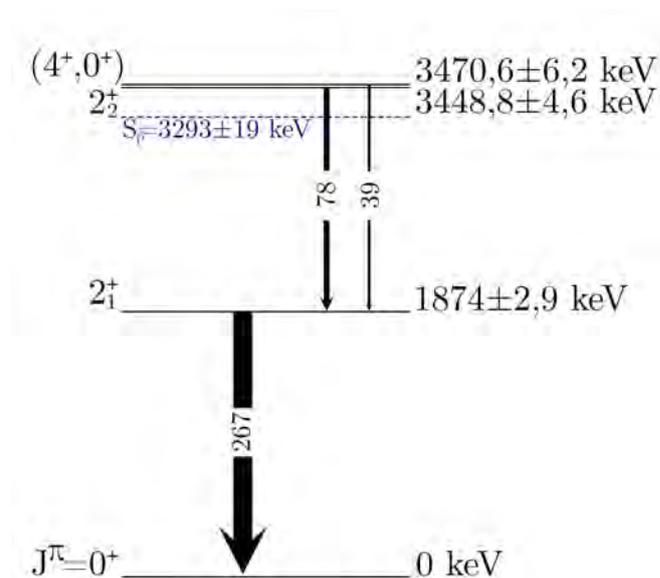


Abbildung 6.1: Übersicht der in dieser Arbeit beobachteten Zustände von ^{24}Si und dessen Eigenschaften. Pfeile demonstrieren, wie viele γ -Übergänge beobachtet werden konnten. In blau eingezeichnet ist die Protonenseparationsenergie nach [26].

Aus der Anzahl der in GRETINA nachgewiesenen Gammas konnten zudem die partiellen (d,n)-Wirkungsquerschnitte für die Einfänge in die einzelnen Zustände von ^{24}Si bestimmt werden. Für diese Wirkungsquerschnitte, die jeweils den integrierten Querschnitt über den Energieverlust im Target (32 – 47 MeV) ausdrücken, ergaben sich folgende Werte:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{tot-(d,n)}} &= 0,563 \pm 0,067 \text{ mb} \\ \sigma_{\text{GS}} &\leq 0,168 \pm 0,103 \text{ mb} \\ \sigma_{2_1^+} &= 0,263 \pm 0,070_{\text{stat}} \pm 0,045_{\text{sys}} \text{ mb} \\ \sigma_{2_2^+} &= 0,078 \pm 0,036_{\text{stat}} \pm 0,019_{\text{sys}} \text{ mb} \\ \sigma_{(4^+,0^+)} &= 0,054 \pm 0,028_{\text{stat}} \pm 0,010_{\text{sys}} \text{ mb}\end{aligned}$$

Unter Verwendung der Ergebnisse von DWBA-Berechnungen konnten mit diesen Wirkungsquerschnitten die spektroskopischen Faktoren der Zustände berechnet werden. Für die angeregten Zustände musste dabei zwischen verschiedenen Drehimpulsüberträgen unterschieden werden. Anhand der Winkelverteilung der nachgewiesenen Neutronen konnte gezeigt werden, dass die Gewichtung anhand der theoretischen spektroskopischen Faktoren zur Berechnung der Anteile des jeweiligen Drehimpulsübertrags am gesamten Wirkungsquerschnitt für den entsprechenden Zustand gute Ergebnisse liefert. Für eine quantitative Bestimmung der spektroskopischen Faktoren der Zustände anhand der Neutronenwinkelverteilungen in ^{24}Si war allerdings die Statistik zu gering. Für den Fall der deutlich häufiger beobachteten $^{22}\text{Mg(d,n)}^{23}\text{Al}$ -Reaktion konnte hingegen der spektroskopische Faktor des Grundzustands bestimmt werden, der gut mit dem theoretischen Wert von 0,34 übereinstimmt [58]:

$$C^2 S_{23\text{Al-GS}} = 0,29 \pm 0,04$$

Abschließend wurden die Auswirkungen der gewonnenen Erkenntnisse zur Kernstruktur von ^{24}Si auf die Rate der $^{23}\text{Al(p,\gamma)}$ -Reaktion untersucht. Aufgrund der nicht abschließenden Festlegung des Kernspins des gefundenen Zustands mussten zwei verschiedene Raten untersucht werden, die sich allerdings nur im Energiebereich ab 1 GK leicht innerhalb der Fehler voneinander unterscheiden. Abbildung 6.2 zeigt dabei den neuen Ratenverlauf unter der Annahme eines beobachteten 4^+ -Zustands. Dabei konnte aufgrund der besseren Energiebestimmung zum einen die Diskrepanz zwischen den Raten von Schatz et. al und Yoneda et. al, die bis zu einem Faktor von 20 voneinander abweichen, beseitigt werden. Zum anderen konnte aufgrund der kleineren Unsicherheit in der Energiebestimmung der Fehlerbereich der Rate verkleinert werden.

Weitere Analysen zeigen, dass der Fehler der neuen Rate von der 19 keV Q-Wert- Ungenauigkeit dominiert wird. Durch eine realistisch mögliche Bestimmung des Q-Werts auf 5 keV, könnte die Unsicherheit der neuen Rate auf ein Zehntel reduziert werden. Daher hat für zukünftige Untersuchungen zur Eingrenzung der $^{23}\text{Al(p,\gamma)}^{24}\text{Si}$ -Rate die genauere Massenbestimmung der beiden Isotope die höchste Priorität. Da-

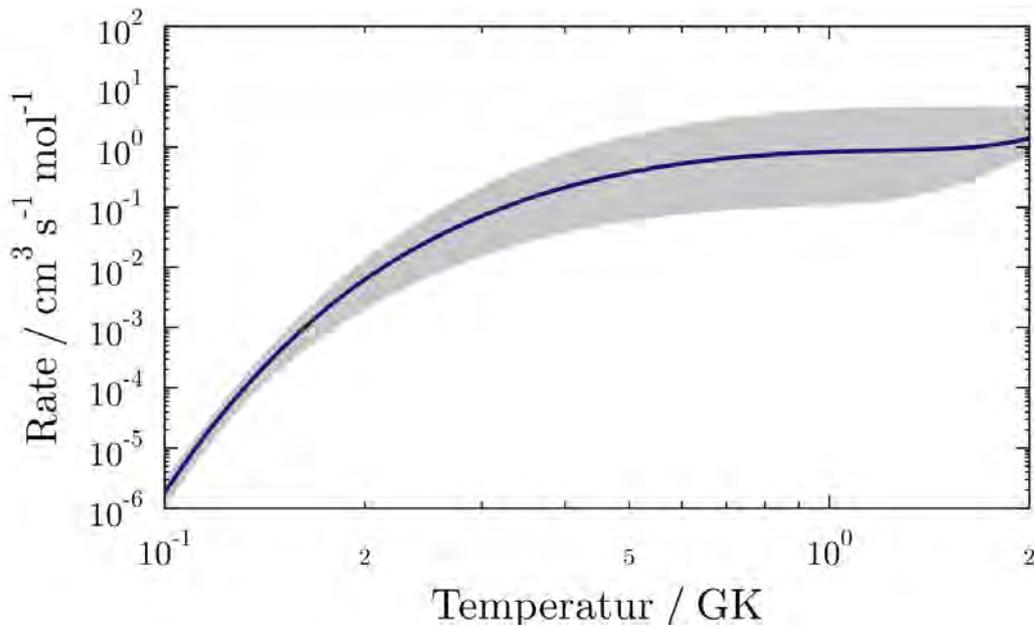


Abbildung 6.2: Die anhand der gewonnen Erkenntnisse aktualisierte $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Rate im Temperaturbereichs des rp-Prozesses. Grau eingezeichnet ist der Fehler der Rate.

durch wären auch die Auswirkungen der Ergebnisse dieser Arbeit unter gewissen rp-Prozess-Bedingungen auf die Lichtkurve sichtbar.

Schlussendlich konnte die Arbeit die Vorteile verdeutlichen, die der neue experimentelle Aufbau bietet. Dabei beweist sie auch die Umsetzbarkeit dieses Pionierexperiments und ebnet so den Weg für weitere Experimente, bei denen die komplette Kinematik der $(d,n\gamma)$ -Reaktion für astrophysikalische Studien eingesetzt werden soll.

Anhang

A.1 Zusätzliche Abbildungen

Zu 2.4 LENDA - Zeitkalibrierung und das Jitter-Problem

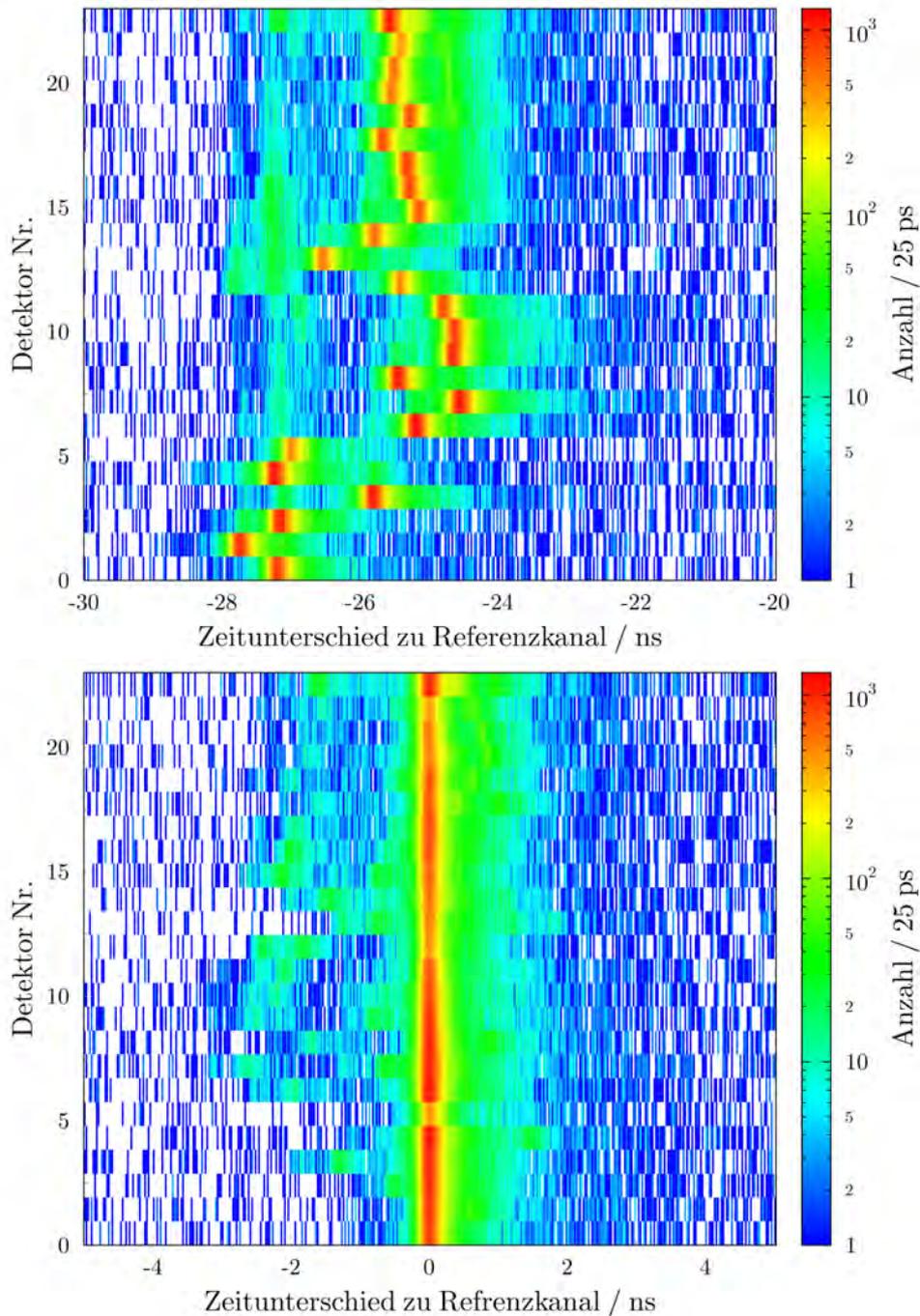


Abbildung A.1: Zeitunterschied zwischen den einzelnen LENDA Detektoren zum jeweiligen Referenzkanal unkorrigiert (oben) und korrigiert (unten).

Zu 3.1.3 Korrekturen für die Partikelidentifikation

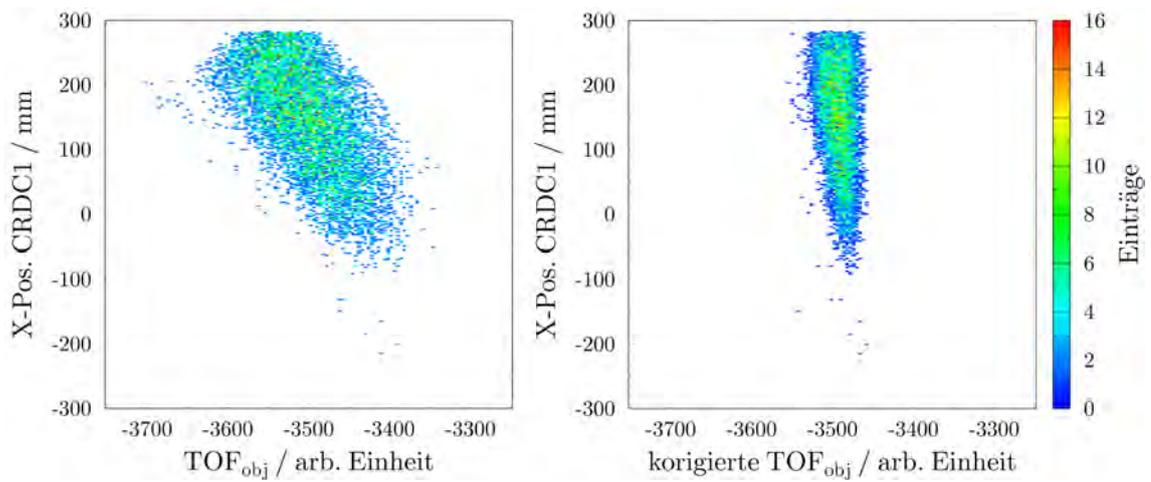


Abbildung A.2: Links: Abhängigkeit der Flugzeit von der dispersiven Position nach den Dipolen im S800 für ^{24}Si -Teilchen. Rechts: Abhängigkeit der Flugzeit von der Position nach den angewendeten Korrekturen.

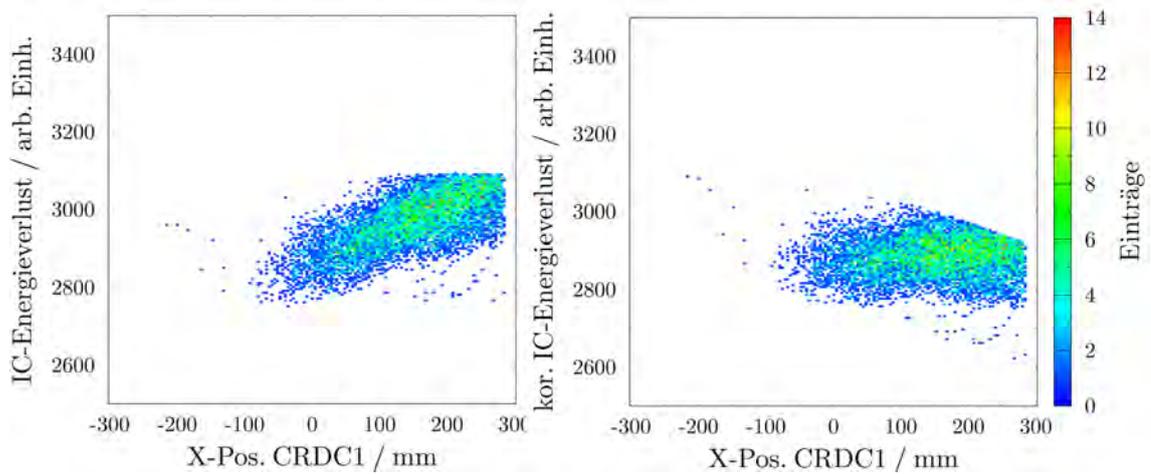


Abbildung A.3: Links: Abhängigkeit des Energieverlusts von der dispersiven Position nach den Dipolen im S800 für ^{24}Si -Teilchen. Rechts: Abhängigkeit des Energieverlusts von der Position nach der angewendeten Korrektur.

Zu 3.2.5 Gretina-Setup-Bestimmung

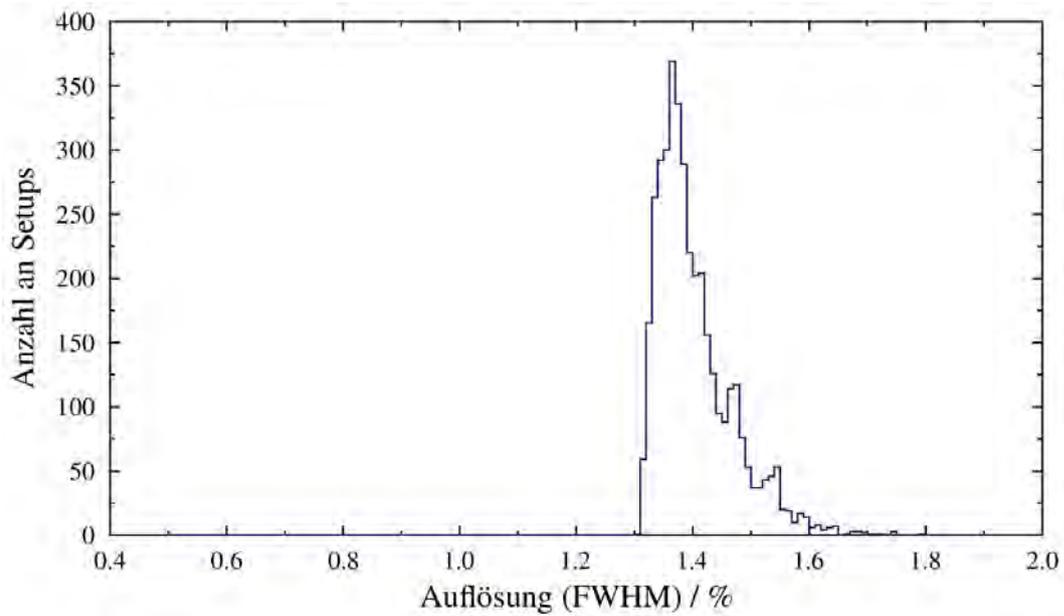


Abbildung A.4: Auflösungsverteilung der 3869 Setups für die Gammas aus der inelastischen Streuung von ^{22}Mg jeweils für das Beta, das die beste Auflösung liefert.

Zu 3.2.6 Energiebestimmung durch Dopplerrekonstruktion

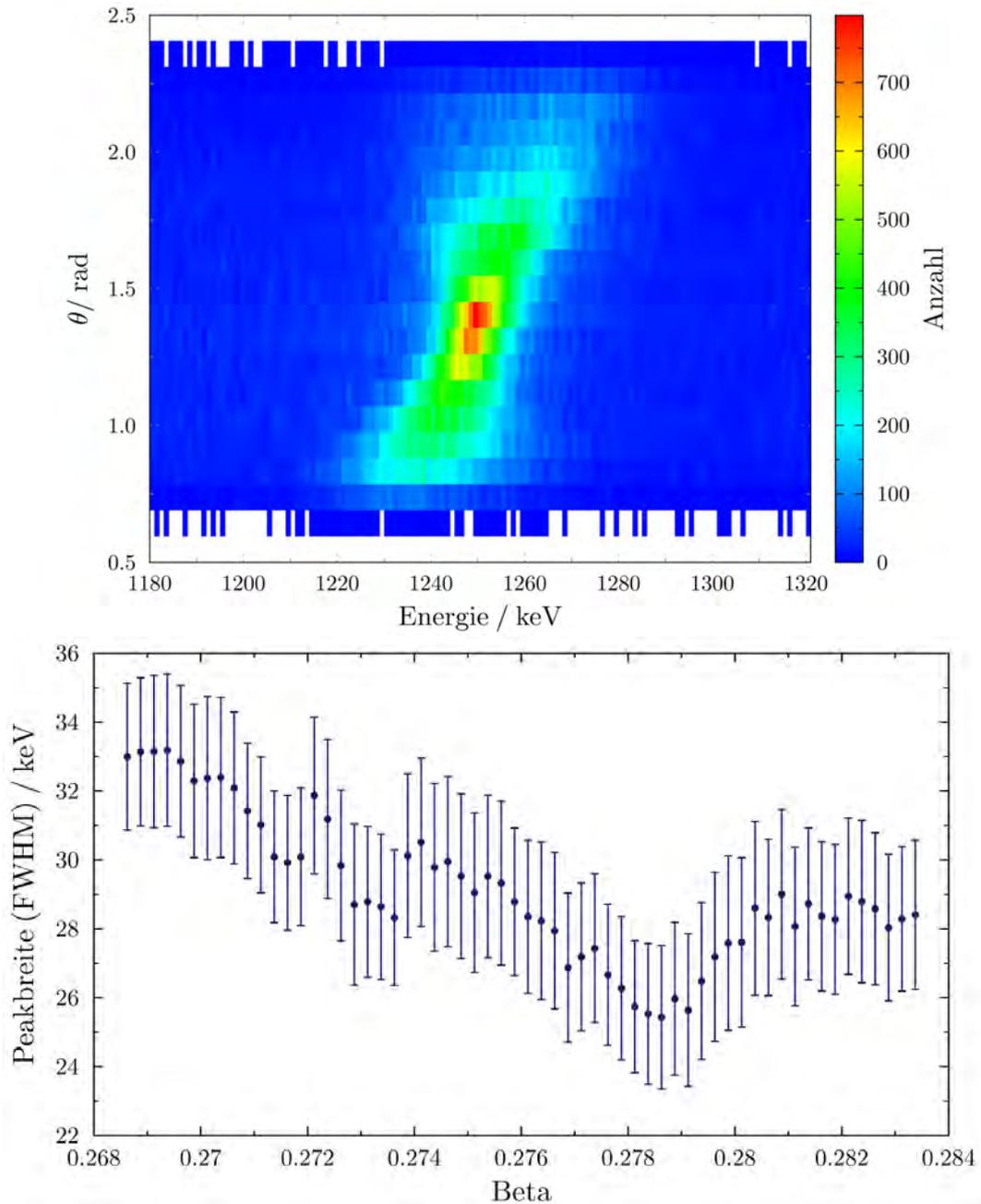


Abbildung A.5: Oben: In GRETINA nachgewiesene Energie in Abhängigkeit des θ -Winkels des Wechselwirkungsortes bei Wahl eines falschen Betas zur Dopplerrekonstruktion. Unten: Verteilung der Linienbreite der Abregung aus dem gebundenen 2^+ -Zustand in Abhängigkeit des zur Dopplerrekonstruktion verwendeten Beta für ein Setup.

Zu 3.3.2 Kalibrierung der Flugzeit und Bestimmung der Zeitauflösung

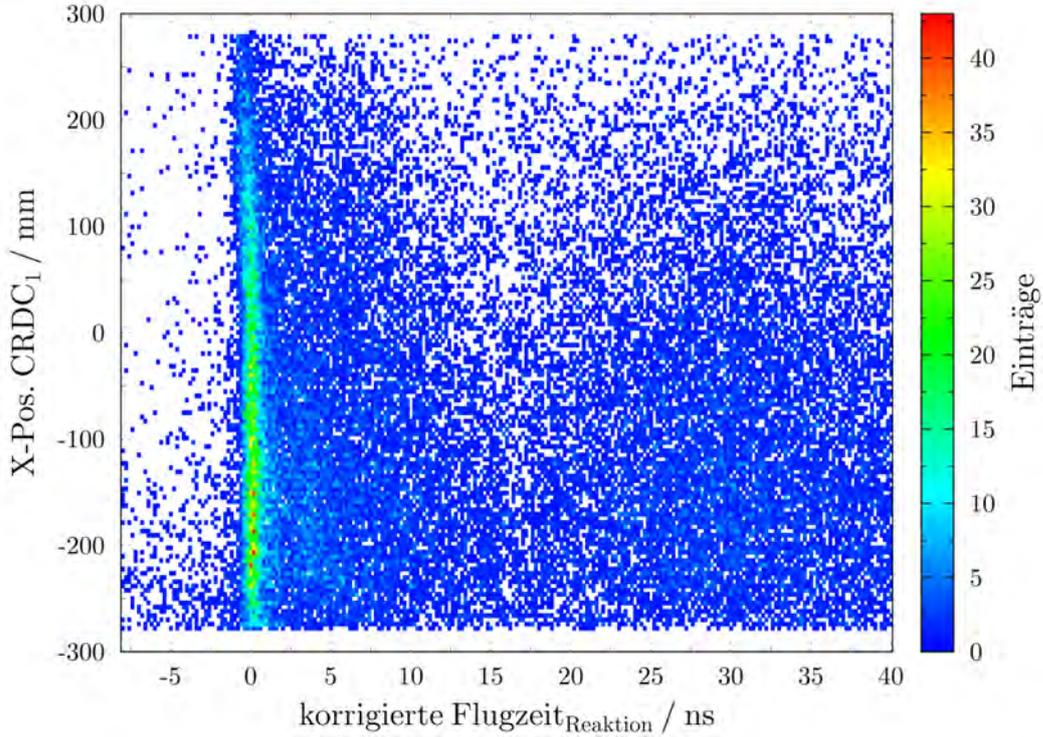


Abbildung A.6: Abhängigkeit der rekonstruierten Reaktionszeit anhand der X-Position in der CRDC nach der Korrektur.

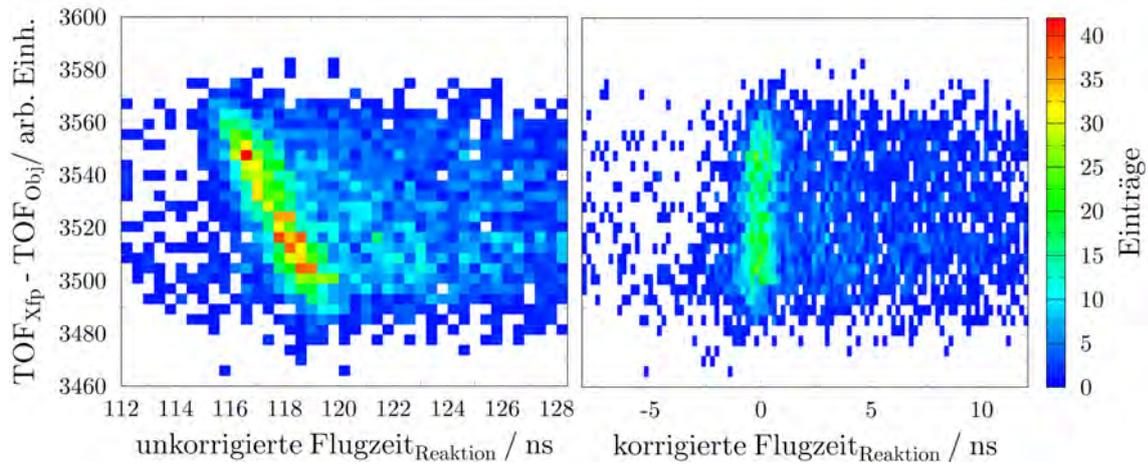


Abbildung A.7: Links: Flugzeit_{Reaktion} in Abhängigkeit der Differenz auf TOF_{Xfp} und TOF_{Obj} vor der Korrektur (links) und nach der Korrektur (rechts) für den Objektzintillator als Referenzsignal.

Zu 3.3.3 Kinematische Linien

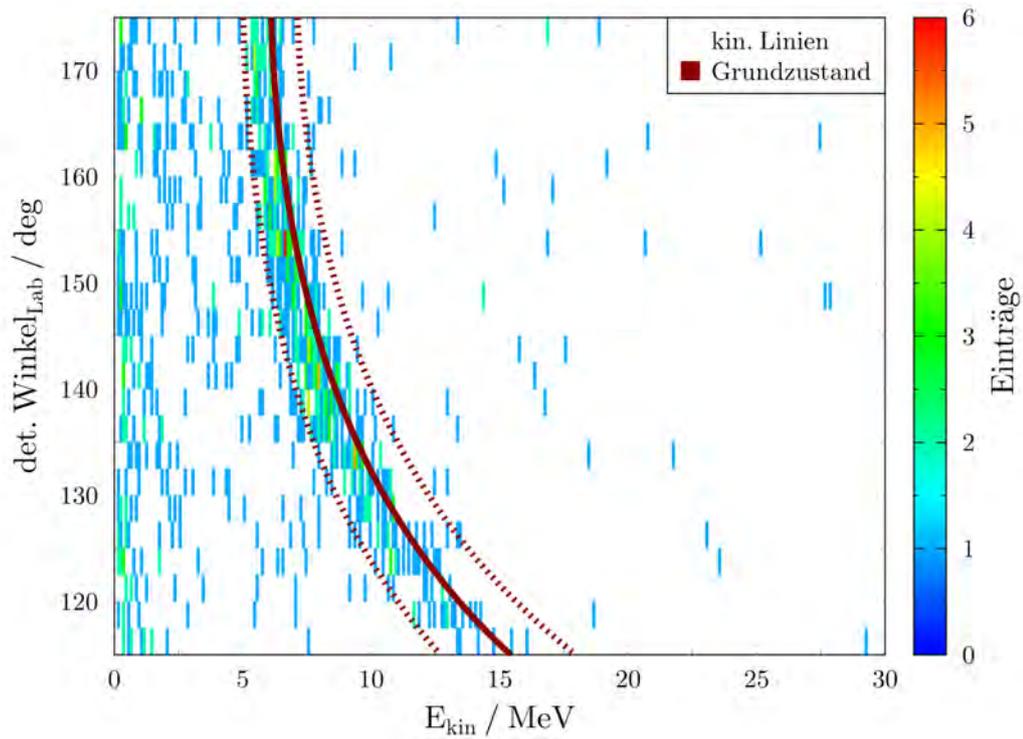


Abbildung A.8: Kinetische Energie der Neutronen in Abhängigkeit des Detektionswinkels für Ereignisse zwischen 8-200 ns in LENDA. Farblich eingezeichnet ist die zu erwartende kinematische Linie der Reaktion $^{22}\text{Mg}(d,n)^{23}\text{Al}$ für eine kinetische Energie von $39,45 \pm 6,3 \text{ MeV/Nukleon}$. Abgebildet sind die Ergebnisse der denzentrierten Läufe.

Zu 3.3.5 Q-Wert Ermittlung für den Testfall $^{22}\text{Mg}(d,n)^{23}\text{Al}$

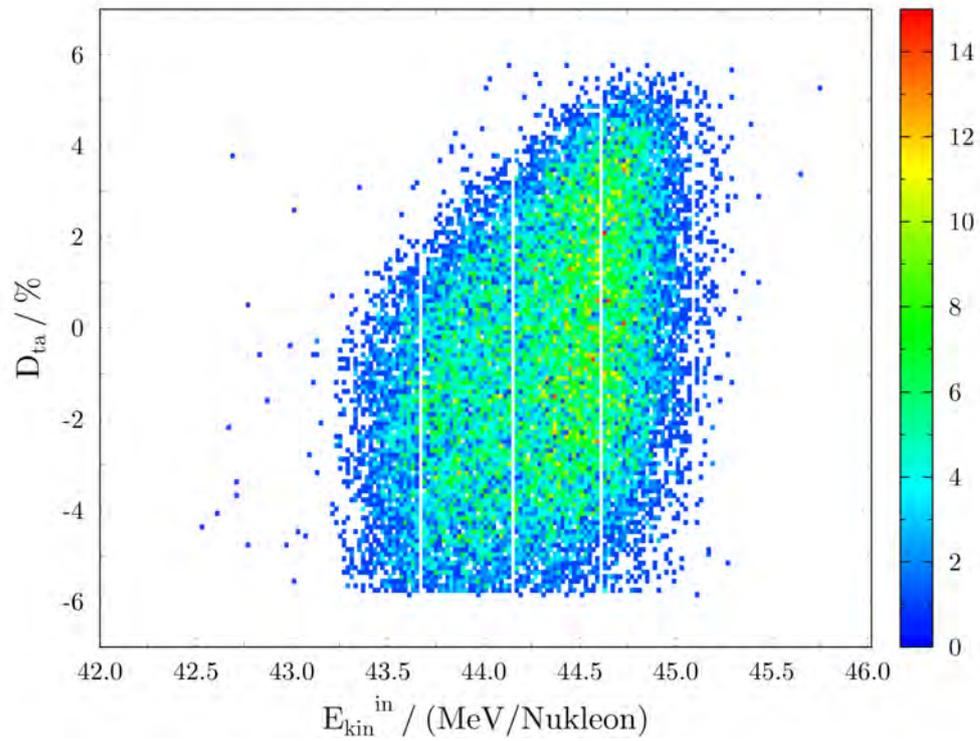


Abbildung A.9: D_{ta} in Abhängigkeit der Energie des einfallenden Ions für die zentrierten Läufe.

A.2 GEANT3 Simulationen zur Positionierung der LENDA-Detektoren

Für die Positionierung der LENDA-Detektoren war es entscheidend die LENDA-Detektoren unter Winkeln zu positionieren, in denen möglichst viele Neutronen registriert werden können. Für die zu erwartende Neutronenverteilung standen die Ergebnisse vorläufiger DWBA-Berechnungen für den Grundzustand und den ersten angeregten Zustand zur Verfügung. Diese Ergebnisse zeigen, dass die Neutronen unter großen Winkeln ausgesandt werden. Die Form der Verteilungen sind dabei vergleichbar zu den endgültigen Ergebnissen aus Kapitel 3.3.6, sodass die Verteilung der Reaktion in den Grundzustand nur einen Peak aufweist, wohingegen sich für den ersten angeregten Zustand (aufgrund des $l=0$ -Transfers) drei Peaks ausbilden.

Um den Einfluss der Targetdicke und damit des Energieverlusts berücksichtigen zu können, standen für beide Zustände die Verteilungen bei 31,34,39 und 45 MeV/Nukleon Strahlenergie zur Verfügung, um so mittels Interpolation für jede Energie des ^{23}Al in der Probe die entsprechende Verteilung zu erlangen. Dabei sei angemerkt, dass sich bei niedrigeren Energien hauptsächlich der Absolutbetrag ändert, die Peakposition jedoch sehr konstant bleibt.

Optimierung der Detektorgeometrie

Um mittels der vorhandenen Winkelverteilung der Neutronen die ideale Position der LENDA-Detektoren zu bestimmen, wurde eine GEANT3-Simulation durchgeführt, die folgende Schritte beinhaltet:

1. Zunächst musste die Energie, bei der die Reaktion eintreten soll, ermittelt werden. Hierfür wurde im Vorfeld zunächst der Energieverlust des erwarteten, einfallenden Strahls von 44 MeV/Nukleon (inklusive der erwarteten Unschärfe) simuliert, womit eine Energiewahrscheinlichkeitsverteilung in der Probe erzeugt wurde. Diese Verteilung wurde mit der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für jede Energie aus den Neutronensimulationen multipliziert, wodurch die Energiewahrscheinlichkeitsverteilung der Reaktion erzeugt werden konnte, aus der zufällig ein Wert gewählt wurde.
2. Nachdem die Energie des ^{23}Al bestimmt wurde, konnte mittels der Interpolation der Winkelverteilungen der Winkel des Neutrons bestimmt werden, was ebenfalls per Monte-Carlo-Simulation durchgeführt wurde.
3. Schließlich wurde mittels der Energie des ^{23}Al und dem Winkel des auszusendenden Neutrons die Energie des Neutrons bestimmt und das Neutron mittels GEANT3 simuliert.

Mittels dieser Simulation wurde für jede Position der LENDA-Detektoren eine Effizienz bestimmt, um so die ideale Position für die einzelnen Detektoren zu finden. Dabei wurde der Abstand der Detektoren untereinander und der Anfangswinkel des ersten LENDA-Detektors variiert. Dabei sei jedoch angemerkt, dass für jeden Abstand

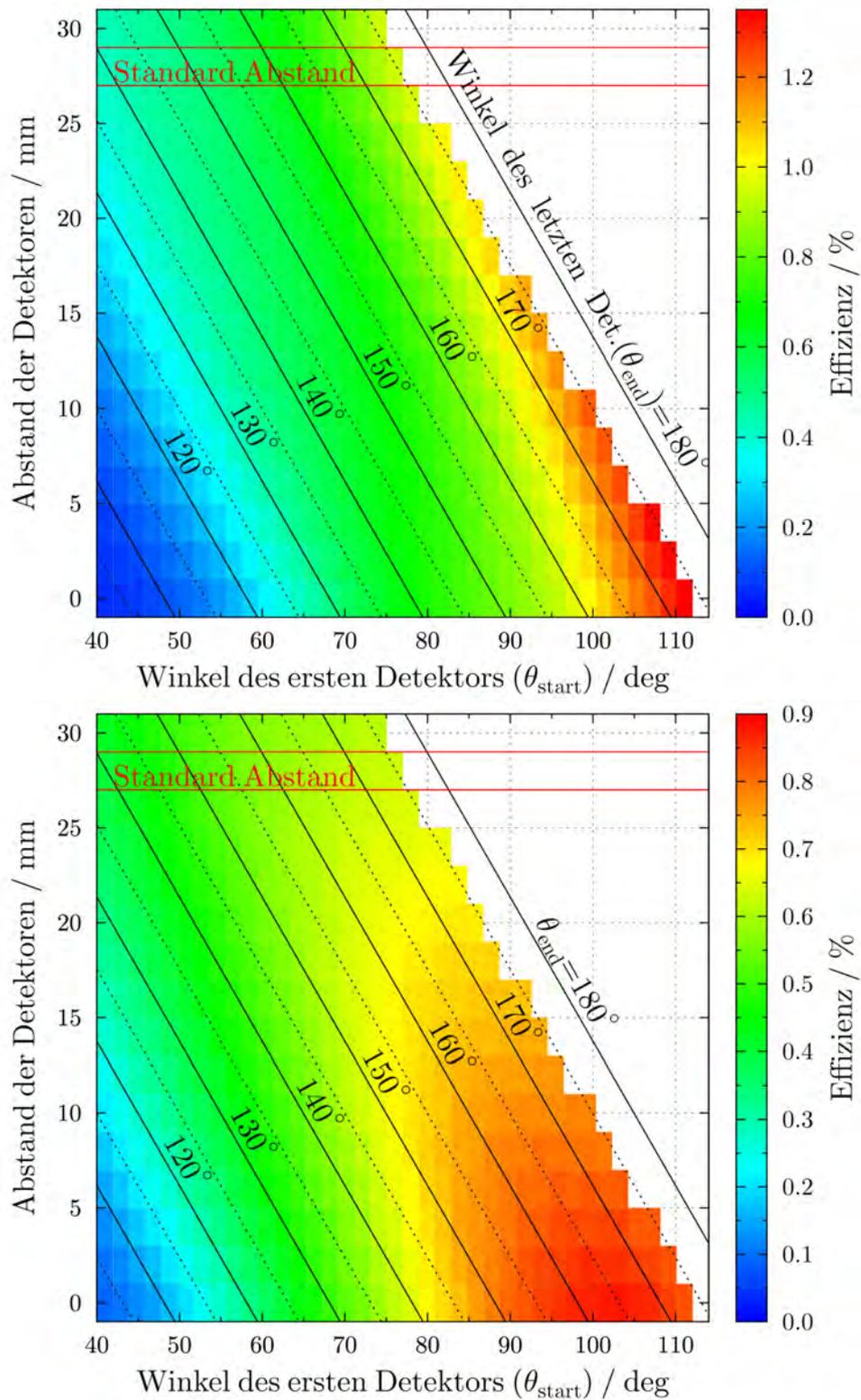


Abbildung A.10: Effizienz des LENDA-Detektors in Abhängigkeit des Abstands zwischen den einzelnen Detektoren und der θ -Positionierung des ersten Detektors für die Reaktion in den ersten angeregten Zustand (oben) und Grundzustand (unten). Die Ergebnisse beinhalten auch die intrinsische Effizienz.

der Detektoren, der kleiner als der Standardabstand von 2,8 cm war, die LENDA-Detektoren in 2 Reihen hintereinander angeordnet wurden, wobei die erste Reihe im Abstand von 100 cm und die zweite Reihe im Abstand von 110 cm zum Target angeordnet wurde. Die Ergebnisse sind in Abbildung A.10 zu sehen.

Wie zu erkennen ist, liefert der Standardaufbau maximal eine Effizienz von 0,8 %. Durch Verringerung des Abstands kann diese Effizienz auf 1,33 % gesteigert werden, was eine Steigerung um 66 % entspricht. Auffällig ist, dass idealerweise für jeden Abstand zwischen den Detektoren, der größtmögliche Winkel, der definiert wird, als der Anfangswinkel unter dem der letzte LENDA-Detektor unter 175° endet, die beste Effizienz bietet. Dies ist erstaunlich, da die Neutronenspektren deutlich ausgeprägte Peaks bereits bei kleineren Winkeln als den maximal möglichen zeigen (vgl. Abbildung 3.38 in Kapitel 3.3.6). Für diesen Effekt gibt es zwei Gründe: Zum einen besitzen Neutronen, die in größeren Winkeln abgestrahlt werden, aufgrund der Kinematik eine geringere kinetische Energie, wodurch die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit dem LENDA-Detektor größer ist. Zum anderen ist die Raumwinkelabdeckung der LENDA-Detektoren aufgrund der identischen Größe gleich, jedoch ist der Raumwinkel, unter dem Neutronen unter größeren Winkeln abgestrahlt werden können, kleiner als der unter 90° , wodurch mehr Neutronen unter größerem Winkel nachgewiesen werden können.

Die Ergebnisse der Simulation für den Grundzustand zeigen ein ähnliches Verhalten, wobei die maximale Effizienz generell geringer ist, was eine Folge der geringeren Ausendung unter größeren Winkel ist. Die maximale Effizienz für den Grundzustand wird bei leicht kleineren Anfangswinkeln erreicht. Es wird auch für Grundzustand deutlich, dass eine Optimierung des Detektorabstands große Vorteile bezüglich der Effizienz mit sich bringt.

A.3 Optimierung der Targetdicke

Da im Vorfeld des Experiments nicht genau abzuschätzen war, bei welcher Strahlenergie die Intensität des ^{23}Al -Strahls am größten ist, musste untersucht werden, welche Targetdicke für welche Strahlenergie verwendet werden sollte.

Für die ideale Targetdicke war ein Kompromiss zwischen den zwei konkurrierenden Optimierungsmöglichkeiten nötig: Zum einen sollte das Target möglichst dick sein, da dadurch mehr CD_2 -Moleküle vorhanden sind und somit die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit steigt, wodurch mehr Reaktionen stattfinden und die Statistik verbessert wird. Zum anderen sollte für die Genauigkeit der Gamma- und Neutronenanalyse ein möglichst dünnes Target verwendet werden. Da der genaue Reaktionsort im Target nicht bestimmt werden kann, ist ein hoher Energieverlust für die Dopplerkorrektur und Q-Wert-Rekonstruktion, für die jeweils die Geschwindigkeit der Teilchen benötigt wird, problematisch.

Neben diesen beiden entgegengesetzten Anforderungen gibt es noch folgende drei Rahmenbedingungen der Reaktion sowie des Aufbaus am NSCL, die Einfluss auf die Targetdicke haben:

- Akzeptanz des S800: Aufgrund seiner Bauweise (Ausmaße des Strahlgangs, der CRDCs, Szintillatoren ect.) besitzt das Massenspektrometer eine Energieakzeptanz von 10 %. Dies bedeutet, dass bei einer Zentrierung der Durchschnittsenergie von ^{24}Si auf dem E1-Szintillator nur ^{24}Si -Isotope selbigen erreichen und damit gemessen werden könnten, deren Energieunterschied maximal $\pm 5\%$ der Durchschnittsenergie aufweisen. Aufgrund des unterschiedlichen Energieverlusts von ^{24}Si und ^{23}Al führt ein dickeres Target zu einer größeren Energieverteilung nach dem Target.
- Minimal Energie nach dem Target: Nach Verlassen des Targets verliert der Strahl beim Durchlaufen verschiedener ionenoptischer Elemente, den CRDC-Detektoren sowie der Ionenkammer zusätzlich Energie, bevor er im E1-Szintillator detektiert wird. Um sicherzustellen, dass die Energie des Strahls beim Auftreffen auf den Szintillator ausreicht, um ein Signal zu erzeugen und der Strahl nicht beispielsweise schon in der Ionenkammer gestoppt wird, muss er beim Verlassen des Targets eine Minimalenergie besitzen, wodurch dieses nicht zu dick für die jeweilige einfallende Strahlenergie gewählt werden darf.
- Energieabhängigkeit der Wechselwirkung: Die DWBA-Berechnungen des Wirkungsquerschnitts zeigen, dass dieser für höhere Energien abfällt. Daher ist es von Vorteil, wenn die Energie beim Verlassen des Targets so gering wie möglich ist.

Mit diesen Rahmenbedingungen war es möglich, durch Berechnung die ideale Targetdicke für jede Strahlenergie zu bestimmen. Für diese Berechnungen wurden folgende Vereinfachungen und Bedingungen angewendet:

- Energieunschärfe des einfallenden Strahls: Die Energieunschärfe des einfallenden Strahls wurde mit $\pm 2\%$ angenommen.

- Energieverlust: Der Energieverlust von ^{23}Al und ^{24}Si im Target wurde mittels ATIMA bestimmt.
- Minimale Energie nach dem Target: Für die minimale Energie nach dem Target wurde die Energie bestimmt, die ein ^{24}Si nach dem Target hat, das aus einer Reaktion am äußersten Anfang selbigem mit einem ^{23}Al entsteht, dessen Energie vor dem Target 98 % der einfallenden Strahlenergie war.
- Maximale Energie nach dem Target: Für die maximale Energie nach dem Target wurde die Energie bestimmt, die ein ^{24}Si nach dem Target besitzt, das aus einer Reaktion am äußersten Ende selbigem mit einem ^{23}Al entsteht, dessen Energie vor dem Target 102 % der einfallenden Strahlenergie war.
- Erwartete Reaktionsrate: Um den Abfall der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für größere Energien in der Simulation zu berücksichtigen, wurde die erwartete Reaktionsrate angenähert. Hierfür wurde die Energie für ein ^{23}Al -Ion, welches genau mit der Strahlenergie das Target erreicht hat, in der Mitte des Targets bestimmt und die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mittels linearer Approximation der Ergebnisse der vorläufigen FRESKO Simulationen (vgl. Kapitel A.2) berechnet. Anschließend wurde dieser Wert mit der Dicke des Targets multipliziert.
- Nichtberücksichtigung aufgrund Energieverbreiterung: Aus der maximalen und minimalen Energie nach dem Target wurde die Energieverteilung bestimmt. Falls diese größer als $\pm 5\%$ aufgewiesen hat, wurde das Ergebnis verworfen.
- Nichtberücksichtigung aufgrund minimaler Energie: Wenn die minimale Energie kleiner als 26,5 MeV/Nukleon aufgewiesen hat, was eine Energie beim Eintritt in den E1-Szintillator von 10 MeV bedeutet, wurde das Ergebnis verworfen.

Zu diesen Punkten ist anzumerken, dass die Berechnung nur eine grobe Abschätzung der idealen Targetdicke liefern sollte und folgende Anmerkungen beachtet werden müssen: Die Berechnung der Reaktionsrate ist eine große Unsicherheit, da die Approximation des Wirkungsquerschnitts sowie die Verwendung des Durchschnittswerts für das komplette Target zur Bestimmung der Rate physikalisch nur eine erste Näherung liefern. Die Bedingung, dass mindestens 10 MeV im E1-Szintillator deponiert werden müssen, ist eine konservative Annahme. Außerdem ist die Nichtberücksichtigung der Targetdicken, die eine zu große Energieverbreiterung zur Folge haben, nicht ideal, da eine Energieverbreiterung von mehr als 10 % nicht zur Folge hat, dass überhaupt keine ^{24}Si -Atome nachgewiesen werden können.

In Abbildung A.11 ist die erwartete Reaktionsrate für Strahlenergien zwischen 35 – 51 MeV/Nukleon und Targetdicken zwischen 50 – 125 $\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ aufgetragen. Auffällig ist die große Änderung der Steigung der Abbruchkante zwischen den Bereichen von 35 – 39 MeV/Nukleon und 39 – 51 MeV/Nukleon. Grund hierfür sind die beiden verschiedenen Nichtberücksichtigungsbedingungen. Während für kleinere Energien die minimale Energie nach dem Target die entscheidende Größe ist, ist für die höheren Energien die

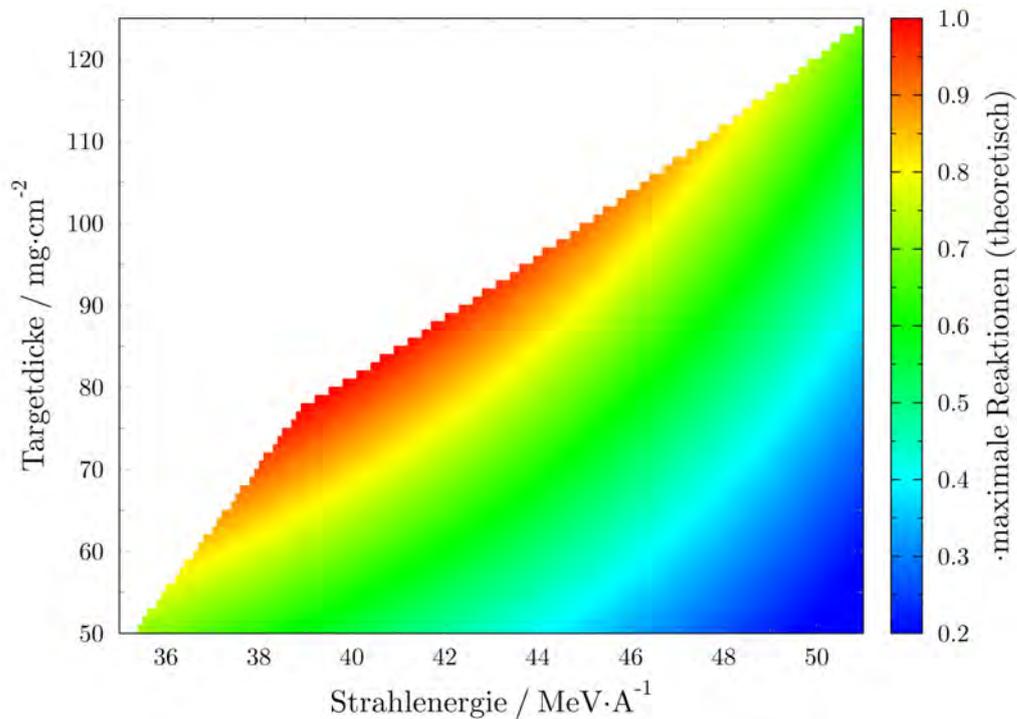


Abbildung A.11: Unterschied der zu erwartenden Reaktionsraten in Abhängigkeit der Strahlenergie und der Targetdicke normiert auf die maximale Reaktionsrate.

Energieverbreiterung ausschlaggebend. Außerdem zeigt sich, dass für jede Targetdicke die minimal noch mögliche Energie die beste ist, was direkt aus dem Verlauf der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit folgt. Den höchsten Wert erreicht die Verteilung bei 39 MeV/Nukleon und $78 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$, wobei anzumerken ist, dass die Verteilung relativ breit ist, da selbst bei Wahl einer Strahlenergie von 48 MeV/Nukleon und einer Targetdicke von $114 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ die Reaktionsrate nur auf circa 80 % abfällt. Deutlich stärker ist der Abfall der Reaktionsrate bei Festlegung auf eine Energie und Variation der Targetdicke, was schließlich entscheidend im Experiment ist. Daher war die Hauptaussage dieser Untersuchung, dass eine möglichst große Anzahl verschiedener Targets zur Verfügung stehen sollte, um eine möglichst ideale Targetdicke für die entsprechende Energie wählen zu können.

A.4 Analyse der Doppelpeakstruktur für alle Setups

Für die Festlegung der Beobachtung eines Dubletts wurde in Kapitel 3.2.11 ein Setup verwendet, das eine sehr gute Auflösung der Linie bei 1874 keV aufweist, um so die beiden nur 22 keV entfernten Peaks unterscheiden zu können. Die meisten der 3869 Setups weisen allerdings eine schlechtere Energieauflösung auf, sodass eine Unterscheidung schwieriger wird. Dennoch soll gezeigt werden, dass auch bei der Betrachtung aller Setups die Annahme eines Dubletts die wahrscheinlichere ist. Bevor auf die beiden hierfür durchgeführten Analysen anhand der Auflösung und Simulationsdaten eingegangen wird, werden kurz der in die Arbeit häufig verwendete χ^2 -Test erläutert.

A.4.1 Der χ^2 -Test

Im Verlauf dieses Kapitels werden verschiedene Anpassungs- und Homoginitätstests verwendet, mit Hilfe jener die Übereinstimmung zwischen einer Funktion mit der gemessenen Verteilung (Anpassungstest) oder zwei Verteilungen (Homoginitätstests) ermittelt wird.

Ziel dieser Tests ist es zu überprüfen, ob die beobachtete Verteilung ($F_X(x)$) aus einem unterstellten theoretischen Modell entspringt. Hierfür muss zunächst die Verteilungshypothese H_0 definiert werden, deren Wahrscheinlichkeitsverteilung ($F_0(x)$) die beobachtete Verteilung entsprechen soll.

$$H_0 : F_X(x) = F_0(x) \quad (\text{A.1})$$

Im Falle eines Anpassungstests ist $F_X(x)$ eine Funktion. Im Falle eines Homoginitätstests ist es eine Verteilung. Im verwendeten χ^2 -Test werden allerdings beide Tests auf die gleiche Weise durchgeführt, die im Folgenden erklärt wird. Bereits seit 1900 wird der χ^2 -Test als Anpassungstest angewendet und ist heutzutage eins der Standardtestverfahren für die dieser Art von Tests [65]. Dieser Test verlangt, dass die gemessenen n Datenpunkte der zu überprüfenden Verteilung X zunächst sinnvoll in k Klassen gruppiert werden (zum Beispiel als Bins eines Histogramms). Anschließend wird für jede der Klassen k , die zu erwartende Häufigkeit (n_{0k}) bestimmt, unter der Annahme, dass die in der Nullhypothese verwendete Wahrscheinlichkeitsverteilungsfunktion (P_0) zutrifft:

$$n_{0k} = n \cdot P_0 \equiv F_0(x_k) \quad (\text{A.2})$$

wobei dies im Falle der Anpassung einer Funktion $F_0(x)$ einfach dem Funktionswert an der Stelle x_k entspricht. Der χ^2 -Test misst nun, wie weit die beobachtete Anzahl $F_X(x_k)$ im Mittel von der zu erwartende Anzahl n_{0k} für die Klasse k (also für jedes Bin) abweicht. Daher ist das χ^2 wie folgt definiert [66]:

$$\chi^2 = \sum_i^k \frac{(F_X(x_i) - n_{0k})^2}{n_{0k}} \equiv \sum_i^k \frac{(F_X(x_i) - F_0(x_i))^2}{F_0(x_i)} \quad (\text{A.3})$$

Da gewöhnlich die beobachtete Anzahl $F_X(x_k)$ an der Stelle x_k nicht fehlerfrei bekannt ist, bietet es sich an, die Punkte anhand ihrer eigenen Fehler (σ_i) zu gewichten. Für die Berechnung des gewichteten χ^2 (χ_g^2), das stets in dieser Arbeit verwendet wird, gilt [67]:

$$\chi_g^2 = \sum_i^k \frac{(F_X(x_i) - F_0(x_i))^2}{\sigma_i^2} \quad (\text{A.4})$$

Im Falle der in dieser Arbeit verwendeten Anwendung des χ^2 -Tests zur Anpassung einer Funktion (beispielsweise einer Gaußfunktion für die Bestimmung der Peakpositionen) ist es für den Vergleich verschiedener Funktionen mit verschiedener Anzahl an zu bestimmenden Parametern (P) von Vorteil das reduzierte χ_r^2 zu betrachten, das wie folgt definiert ist:

$$\chi_r^2 = \frac{\chi_g^2}{k - P} \equiv \frac{\chi_g^2}{\nu} \quad (\text{A.5})$$

wobei $(k-P)$ die Anzahl der verbliebenen Freiheitsgrade (ν) darstellt.

Des Weiteren kann mittels des χ_g^2 , der Anzahl der Freiheitsgrade (ν) sowie der χ^2 -Verteilungsfunktion ein Vertrauensintervall angegeben werden, mit dem die Hypothese H_0 angenommen werden kann. Dabei gilt für die χ^2 -Verteilungsfunktion $P(x, \nu)$:

$$P(x, \nu) = \frac{x^{\frac{\nu}{2}-1} e^{-\frac{x}{2}}}{2^{\frac{\nu}{2}} \Gamma(\frac{\nu}{2})} \quad (\text{A.6})$$

Aus einem bestimmten χ^2 -Wert einer Verteilung mit ν übrigen Freiheitsgraden, kann das Vertrauenslevel (α) folgendermaßen bestimmt werden:

$$\alpha(\chi^2, \nu) = 1 - \int_0^{\chi^2} P(x, \nu) dx \quad (\text{A.7})$$

Gewöhnlich wird der χ^2 -Test dazu verwendet Parameter, beispielsweise einer Gaußfunktion, so weit zu optimieren, dass eine möglichst gute Übereinstimmung zwischen Fitfunktion und beobachteten Daten eintritt. Hierzu wird mit optimierten Algorithmen die Parameter so lange variiert, bis im Idealfall das globale Minimum des χ^2 -Werts in Abhängigkeit der freien Parameter erreicht wird.

Beispielanwendung des χ^2 -Tests

Anhand eines Beispiels soll im Weiteren das Verfahren des χ^2 -Tests noch einmal genauer erklärt werden. Gegeben sei eine zufällige gewählte Verteilung X , die 200 Punkte beinhaltet, die anhand einer Gaußverteilung gewürfelt wurden. Von dieser Verteilung ist nur bekannt, dass sie die Fläche (A) von 200 aufweist und um 0 verteilt sein soll ($\mu = 0$). Der einzig unbekannt Parameter sei die Breite σ . Es gilt:

$$F_\sigma(x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-0.5 \left(\frac{x - \mu}{\sigma}\right)^2\right) \quad (\text{A.8})$$

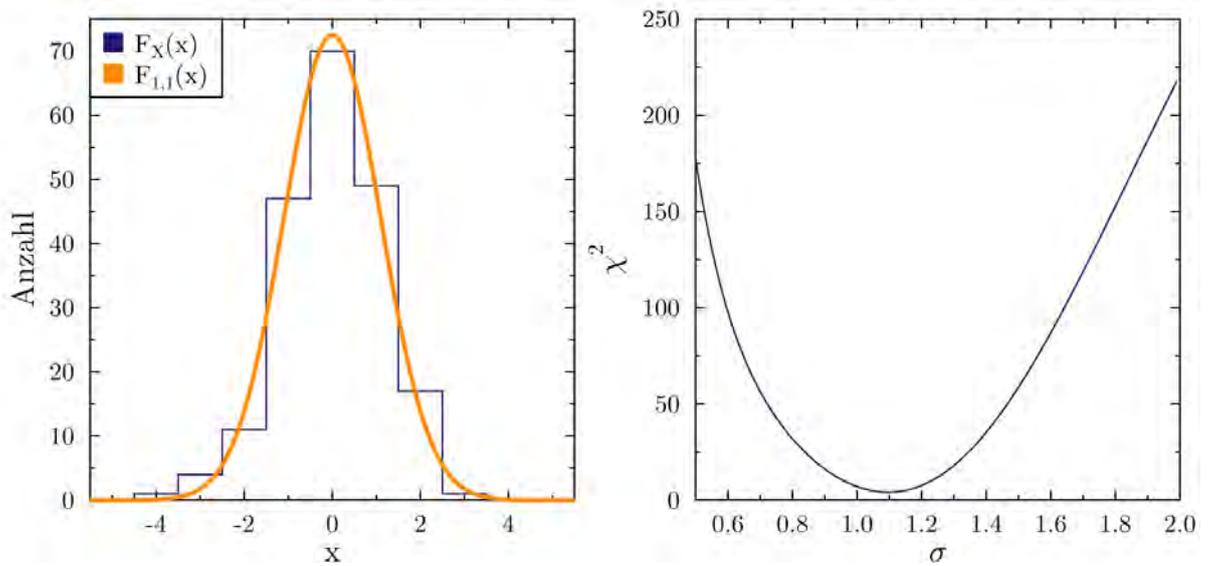


Abbildung A.12: Links: Veranschaulichung des χ^2 -Tests für $\sigma=1,1$ und der Einteilung der Ergebnisse in die elf verschiedenen Klassen zwischen -5 und 5. Rechts: χ^2 -Werte in Abhängigkeit vom gewählten σ .

Die Punkte sind in 11 Klassen von -5 bis 5 zusammengefasst, für die sich folgende Anzahlen ergeben (vgl. Abbildung A.12): $F_X(-5)=0$, $F_X(-4)=1$, $F_X(-3)=4$, $F_X(-2)=11$, $F_X(-1)=47$, $F_X(0)=70$, $F_X(1)=49$, $F_X(2)=17$, $F_X(3)=1$, $F_X(4)=0$, $F_X(5)=0$. Als Fehler wird dabei der statistische Fehler, der sich aus der Wurzel der Einträge ergibt, verwendet.

Zunächst soll anhand des Beispiels der χ^2 -Tests erläutert werden. Hierfür wird die Nullhypothese verwendet, dass die Verteilung eine Breite von 1,1 aufweist ($\sigma=1,1$):

$$H_0 : F_X(x) = F_{1,1}(x) \quad (\text{A.9})$$

Zunächst müssen die Werte von $F_{1,1}(x)$ für die verschiedenen Punkte mittels Formel A.8 bestimmt werden:

$F_{1,1}(-5)=0,002$, $F_{1,1}(-4)=0,097$, $F_{1,1}(-3)=1,75$, $F_{1,1}(-2)=13,89$, $F_{1,1}(-1)=47,98$,
 $F_{1,1}(0)=72,53$, $F_{1,1}(1)=47,98$, $F_{1,1}(2)=13,89$, $F_{1,1}(3)=1,75$, $F_{1,1}(4)=0,09$, $F_{1,1}(5)=0,002$.
 Anschließend kann mit Formel A.4 das reduzierte χ^2 berechnet werden, wobei Punkte mit der Häufigkeit 0 ignoriert werden:

$$\begin{aligned} \chi_{1,1}^2 &= \sum_i^k \frac{(F_X(x_i) - F_{1,1}(x_i))^2}{\sigma_i^2} \\ &= \frac{(1 - 0,097)^2}{1} + \frac{(4 - 1,759)^2}{4} + \frac{(11 - 13,89)^2}{11} + \frac{(47 - 47,982)^2}{47} \\ &\quad + \frac{(70 - 72,535)^2}{70} + \frac{(49 - 47,982)^2}{49} + \frac{(17 - 13,89)^2}{17} + \frac{(1 - 1,759)^2}{1} \\ &= 4,10 \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Isotop	Linienenergie (keV)	Auflösungsbereich (%)
¹⁸ Ne	1489	1,28 – 1,52
²¹ Na	1593	1,34 – 1,47
²³ Mg	1600	1,30 – 1,55
¹⁵ O	1619	1,15 – 1,37
²⁰ Ne	1633	1,32 – 1,59
¹⁴ N	1636	1,10 – 1,30

Tabelle A.1: Ermittelte Energieauflösung im Bereich der möglichen Doppelpeakstruktur anhand verschiedener Isotope für 200 Setups.

Das Konfidenzniveau für diesen Test liegt bei 84,72 % (ermittelt aus Formel A.7). Um abschließend herauszufinden, welche Auflösung die eigentliche Verteilung am wahrscheinlichsten folgt, muss der Test für verschiedene Werte von σ wiederholt werden. Abbildung A.12 zeigt die Abhängigkeit des χ^2 -Werts von σ . Die höchste Übereinstimmung wird bei einem σ -Wert von 1,1 erreicht.

A.4.2 Analyse anhand der Energieauflösung

In Analogie zu Kapitel 3.2.11 kann die Auflösung der Peakregion um 1575 keV zur Unterscheidung zwischen Singulett und Dublett genutzt werden. Hierzu muss allerdings berücksichtigt werden, dass alle Setups unterschiedliche Auflösungen für ²⁴Si und die sechs Testlinien zur Ermittlung der zu erwartenden Auflösung liefern. Daher muss zunächst erneut bestimmt werden, in welchem Bereich die Auflösung um 1575 keV bei Berücksichtigung einer großen Anzahl an Setups erwartet wird.

Bestimmung des zu erwartenden Auflösungsbereichs

Um die Auswirkungen verschiedener Setups auf die zu erwartende Energieauflösung zu erhalten, wurden die Auflösung der sechs bekannten Linien im Bereich von 1450 – 1650 keV für 200 zufällige Setups ermittelt. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Tabelle A.1 aufgeführt. Wie zu erwarten war, schwanken die Auflösungen für eine Linie bei der Betrachtung verschiedener Setups. Außerdem fällt auf, dass die besten Auflösungen leicht oberhalb der Auflösungen liegen, die für das Referenzsetup, das aufgrund der sehr guten Auflösung ausgewählt wurde, bestimmt wurden. Zwischen den einzelnen Isotopen entstehen leichte Unterschiede, wobei alle Isotope die nah am einfallenden Strahl ²²Mg liegen, eine vergleichbare Auflösung haben. Für ¹⁴N und ¹⁵O wird hingegen eine bessere Auflösung erzielt. Festzuhalten bleibt, dass die Auflösung im Bereich 1575 keV in ²⁴Si im Bereich von 1,1 – 1,6 % erwartet wird.

Analyse anhand der χ^2 -Abweichung

Da aufgrund der geringen Statistik der Doppelpeakstruktur die Auflösungen für Singulett und Dublett stark schwanken, wurde entschieden eine χ^2 -Analyse der Auflösung durchzuführen. Hierfür wurden die Auflösungen der Fitfunktionen fixiert, der

Fit durchgeführt und anschließend das χ^2 für jeden Fit bestimmt. Durch Variation der fixierten Auflösungen konnte so einem Setup für jede Auflösung eine Abweichung des Fits zugeordnet werden (vgl. schwarze Linie in Abbildung A.13). Aufgrund der unterschiedlichen Setups entstand so für jede Auflösung ein χ^2 -Bereich (Abbildung A.13 oben). Durch einen Fit dieses Bereichs wurde eine mittlere Abweichung für jede Auflösung ermittelt. Abbildung A.13 (unten) zeigt die so erhaltenen gemittelten Abweichungen für die Annahme eines Singulett und Dubletts sowie der Linie bei 1874 keV.

Wie der Abbildung zu entnehmen ist, ist die Abweichung der Region bei Fit mit einem Dublett im zu erwartenden Energiebereich deutlich kleiner als die für das Singulett. Der Unterschied ist allerdings nicht sehr groß, wofür die Energiehistogramme mit schlechtere Energieauflösung verantwortlich sind. Um Auswirkungen der Fitfunktion ausschließen zu können, wurde zusätzlich eine statistische Analyse mithilfe der Simulationsdaten durchgeführt.

A.4.3 Statistische Analyse mittels Simulationsdaten

Um Auswirkungen der Fitfunktion auf die Energieverbreiterung der Linie um 1575 keV ausschließen zu können, wurden die experimentellen Spektren mit den Simulationen verglichen. Hierfür wurden die in Kapitel 3.2.10 beschriebenen Spektren (h_x) verwendet und zu folgenden zwei Gesamtspektren kombiniert:

$$h_{\text{Singulett}}(a, b, u) = a \cdot h_{2_1^+} + b \cdot h_{2_2^+(\text{Singulett})} + u$$

$$h_{\text{Dublett}}(a, b, c, u) = a \cdot h_{2_1^+} + b \cdot h_{2_2^+(\text{Dublett})} + d \cdot h_{D_2} + u$$

Dabei ist der Parameter u ein Offsetparameter der einen möglichen Untergrund beschreiben soll. Die Breite der einzelnen Bins der so erzeugten Histogramme wurde außerdem der Breite der Bins in den 3869 Histogramme angepasst, die jeweils für 4-10 keV/Bin vorlagen. Für das Rebin von 6 keV/Bin ist in Abbildung A.14 jeweils ein resultierendes Histogramm für die beiden verschiedenen Fälle abgebildet.

Anpassung der Simulationsdaten an die experimentellen Daten mittels der χ^2 -Methode

Um die Parameter für die beiden Histogramme $h_{\text{Singulett}}$ und h_{Dublett} zu finden, die die experimentellen Daten am besten beschreiben, konnte wiederum die χ^2 -Analyse zwischen den Simulation-Histogrammen und den Daten verwendet werden. Diese wurde durchgeführt, indem durch einen Fit die Parameter mit dem geringsten χ^2 für jedes Setup gesucht wurden. In der Analyse wurde der zu untersuchende Bereich jedoch auf die Regionen von 1540 - 1620 keV und 1840 - 1920 keV also genau die Peakstrukturen beschränkt. Diese Eingrenzung war nötig, da sonst die χ^2 -Werte des Fits von der sehr geringen Statistik des Untergrunds zwischen den beiden Peaks dominiert worden wäre. In Abbildung A.14 ist diese beste Anpassung für das Referenzsetup zu sehen. Wie gut zu erkennen ist, beschreibt das Dublett-Histogramm die experimentellen Daten etwas

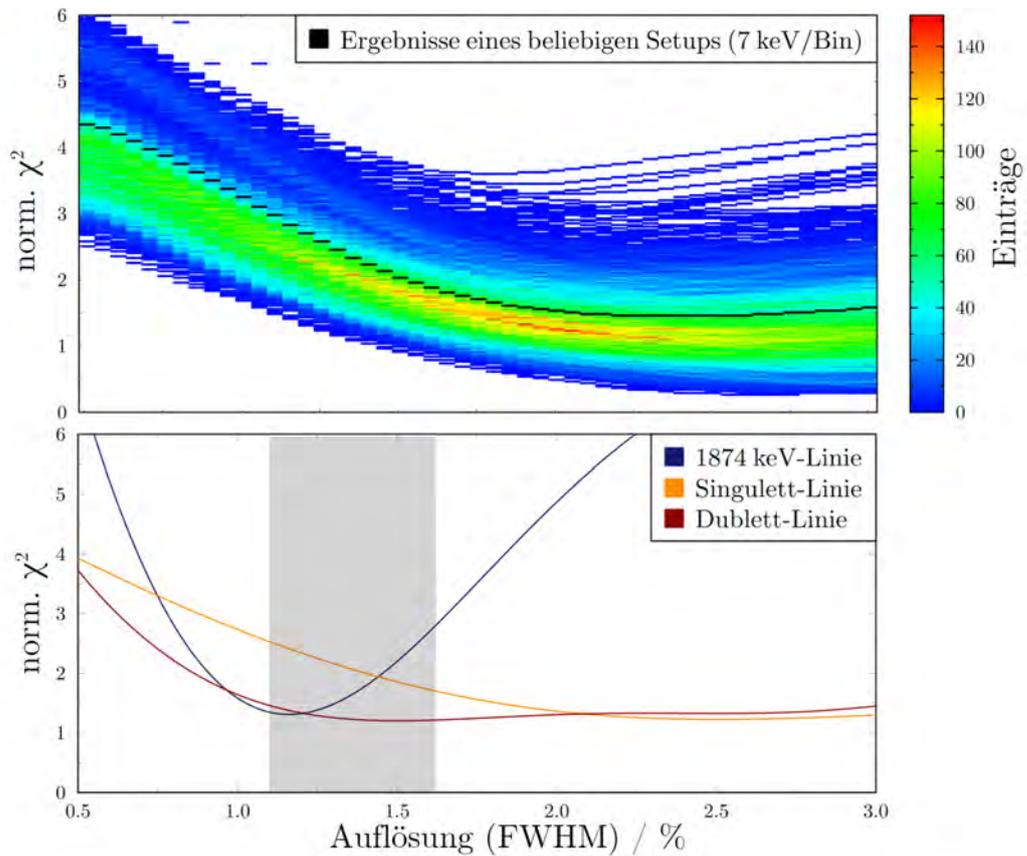


Abbildung A.13: Oben in schwarz eingezeichnet die Ergebnisse der χ^2 -Analyse für ein beliebiges Setup über den Daten von allen 3869 Histogrammen jeweils für die Annahme eines Singulett. Unten: Mittelwert der Ergebnisse der χ^2 -Analyse für die Abregung des 2_1^+ (blau), Singulett (orange) und Dublett (rot). Außerdem ist der erwartete Bereich der Auflösung in grau eingezeichnet.

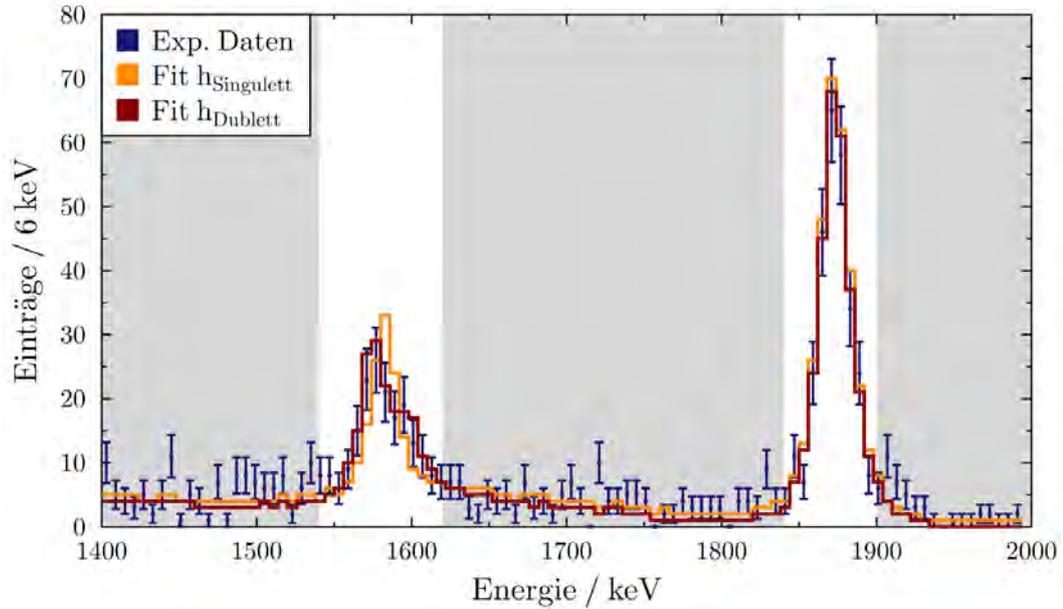


Abbildung A.14: Beste Anpassung nach der χ^2 -Methode der Histogramme $h_{\text{Singulett}}$ und h_{Dublett} an die beiden Peaks in der experimentellen Daten für ein beliebiges Setup. Nicht berücksichtigte Bereiche des Fits sind grau hinterlegt.

besser, was auch anhand der χ^2 -Werte ersichtlich wird. Während dieser für $h_{\text{Singulett}}$ den Wert 30,6 annimmt, liegt er für h_{Dublett} bei deutlich geringeren 10,6. Diese Werte können mittels der Anzahl an Freiheitsgrade in Konfidenzniveaus umgerechnet werden, die die Übereinstimmung des Fits mit den experimentellen Daten angeben. Für $h_{\text{Singulett}}$ ergibt sich ein Wert von 10,6 %, wohingegen für das Dublett ein Vertrauenslevel von 96,89 % erreicht wird, was knapp der 10-fachen Wahrscheinlichkeit entspricht. Bei der Betrachtung der Ergebnisse aller 3869 Setups fällt jedoch auf, dass bei sehr vielen Setups das Konfidenzlevel für beide Histogramme sehr gering wird, was in Abbildung A.15 zu sehen ist. Ursache hierfür ist, dass im Bereich des Fits dieser Setups (also im Bereich der beiden Peaks), mindestens ein Bin existiert, das einen sehr geringen Wert vorweist. Da bei der Berechnung der χ^2 -Werte für jeden Datenpunkt der Abstand von Fit zu Datenpunkt ermittelt wird und dieser anschließend durch den Wert des Datenpunkts geteilt wird, besitzen Bins mit kleinerem Inhalt einen großen Einfluss auf den χ^2 -Wert und somit das Konfidenzniveau. Daher stößt die χ^2 -Analyse für Verteilungen, die Werte mit sehr kleiner Statistik (<5) vorweisen an ihre Grenzen. Das Verhältnis der Konfidenzlevels für Singulett-Fit und Dublett-Fit wird dabei allerdings nicht verändert, da der Datenpunkt mit kleiner Statistik in beiden Fits verwendet wurde. Bei Betrachtung des Verhältnisses aus den Vertrauensniveaus der beiden Fits können also zumindest Rückschlüsse darauf gezogen werden, welche Annahme $h_{\text{Singulett}}$ oder h_{Dublett} wahrscheinlicher ist. Dieses Verhältnis ist in Abbildung A.15 dargestellt. Bei der Betrachtung fällt auf, dass nur 15 Setups existieren, bei denen der Singulett-Fit die Datenpunkte besser beschreibt als das Dublett. Für die überwiegen-

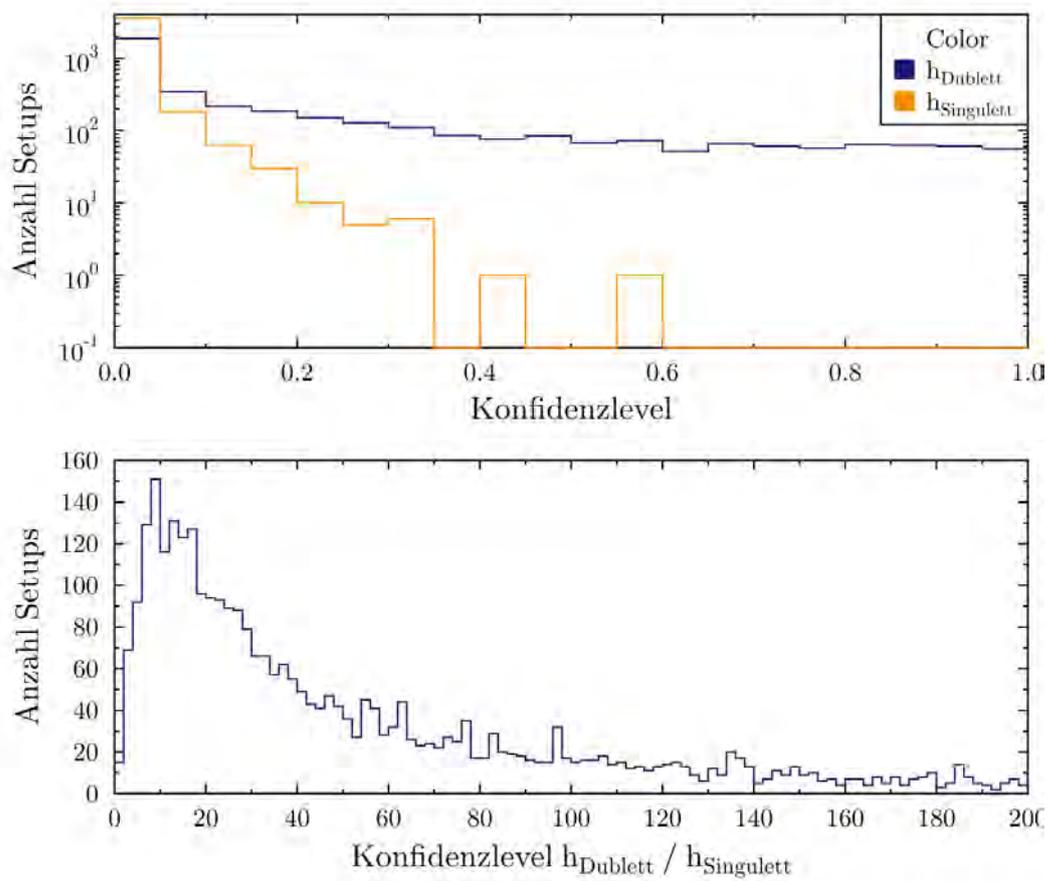


Abbildung A.15: Oben: Absolutwerte der Konfidenzniveaus für Singulett- und Dublettfit Unten: Verhältnis zwischen den Konfidenzniveaus der Fits des Dubletts und Singulett.

de Anzahl an Setups beschreibt der Fit der Simulation des Dubletts die Datenpunkte deutlich besser, was bei Betrachtung des Mittelwerts (20,2) und des Medians (46) dieser Verteilung deutlich wird. Damit konnte diese Analyse zeigen, dass die Beobachtung eines Dubletts auch bei der Betrachtung aller Setups deutlich wahrscheinlicher als die Beobachtung eines Singulets ist.

A.4.4 Fazit der Analyse aller Setups

Die in diesem Abschnitt durchgeführten Analysen der Doppelpeakstruktur zeigen, dass die Beobachtung eines Dubletts sowohl aufgrund der Energieauflösung als auch aufgrund der statistischen Analyse der Simulationsdaten wahrscheinlicher als die Beobachtung eines Singulets ist. Der Unterschied zwischen dem Vertrauenslevel von Singulett und Dublett ist dabei für das Auflösungskriterium allerdings geringer als beim Referenzsetup, was aufgrund der schlechteren Auflösung aller Setups nicht anders erwartet wurde. Aus der Analyse der Simulationsdaten konnte aufgrund von Bins mit geringer Statistik nur ein Verhältnis aus dem Vertrauenslevel von Singulett und Dublett gebildet werden. Dieses zeigt jedoch, dass auch bei der Betrachtung aller Setups die Annahme des Dubletts bestätigt werden kann. Für die Bestimmung der Vertrauensniveau sollte allerdings aufgrund des großen Einflusses der Auflösung und Bins kleiner Statistik einzig das Referenzsetup herangezogen werden.

A.5 Der Fall $^{22}\text{Mg}(d,n)^{23}\text{Al}$

Im Verlauf der LENDA-Analyse wird auf die Reaktion $^{22}\text{Mg}(d,n)^{23}\text{Al}$ zurückgegriffen, da diese aufgrund des höheren Anteils von ^{22}Mg im einfallenden Strahl eine deutlich höhere Statistik vorweist. Außerdem ist anzunehmen, dass die Reaktion in den Grundzustand von ^{23}Al aufgrund der bekannten Levelstruktur von ^{23}Al das zu erwartende Q-Wert-Spektrum dominiert und die Reaktion somit ein geeigneter Testfall für die Methode der Q-Wert-Rekonstruktion ist. Daher soll im Folgenden gezeigt werden, dass diese Annahme hinreichend erfüllt ist und somit angenommen werden kann.

Die Zustände von ^{23}Al

Für die Betrachtung der $^{22}\text{Mg}(d,n)^{23}\text{Al}$ -Reaktion sind nur Zustände in ^{23}Al interessant, die sich nicht über Protonenemission abregen, da andernfalls im Ausgangskanal ^{22}Mg nachgewiesen wird und somit die Bedingung für den Nachweis von ^{23}Al nicht erfüllt werden kann. Gewöhnlich dient die Protonenseparationsenergie zur Abschätzung, bis zu welcher Energie Gammaabregungen wahrscheinlich sind. Diese Energie liegt für ^{23}Al bei 141,0 keV und der erste angeregte Zustand in ^{23}Al liegt bei 550 ± 20 keV [16]. Da selbst dieser Zustand schon zu 100 % über Protonenemission zerfällt, ist es unwahrscheinlich, dass Zustände über dieser Energie existieren, die per Gammaemission zerfallen. 2008 zeigten jedoch Gade et al. durch die erste In-Beam Gammaskopie von ^{23}Al , dass ein angeregter $7/2^+$ -Zustand bei 1616 ± 8 keV existiert, der sich über Gammaemission abregt [52]. Daher muss im Folgenden gezeigt werden, dass der Einfluss dieses Zustands auf die Reaktion $^{22}\text{Mg}(d,n)^{23}\text{Al}$ vernachlässigbar ist. Dabei ist anzumerken, dass diese Schlussfolgerung keinen Einfluss auf den möglichen Untergrund in der GRETINA-Auswertung von $^{23}\text{Al}(d,n)$ hat, da die Anregung des Zustands bei 1616 ± 8 keV in diesem Falle über inelastische Streuung geschieht.

Bestimmung von σ_{tot}

Um zu zeigen, dass die Reaktionen in den angeregten Zustand von ^{23}Al vernachlässigt werden kann, muss gezeigt werden, dass der partielle Wirkungsquerschnitt für diesen Zustand deutlich geringer ist als der in den Grundzustand. Hierfür muss zunächst der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion bestimmt werden, der analog zum totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{23}\text{Al}(d,n)^{24}\text{Si}$ (vgl. Kapitel 4.2.1) bestimmt werden kann. Da die Analyse dieses Wirkungsquerschnitts in der Arbeit ausführlich behandelt wird, wird in diesem Abschnitt nur auf die wichtigsten Größen und Unterschiede eingegangen.

Für die Normierung des einfallenden ^{22}Mg -Strahls steht, wie im Fall von ^{23}Al , der Lauf ohne Probe zur Verfügung, in dem auch ^{22}Mg komplett den E1-Szintillator erreichte. Für die Ausbeute (a_{Mg}) ergibt sich:

$$a_{\text{Mg}} = 0,3259 \pm 0,001 \quad (\text{A.11})$$

Damit ist dieser Wert fast sechs Mal größer als bei ^{23}Al . Für eine exakte Bestimmung der Wirkungsquerschnitte ist es nötig sicherzustellen, dass nur Reaktionen berücksichtigt werden, die ^{22}Mg im Eingangskanal und ^{23}Al im Ausgangskanal vorweisen. Die Eingrenzung des Eingangskanals wurde analog zur bereits beschriebenen Auswertung durchgeführt. Bei der Betrachtung des Ausgangskanals gab es ebenfalls Probleme, da auch im Falle von ^{22}Mg im Eingangskanal gestreuter Strahl das PID verunreinigte. Durch Anwenden eines CRDC-Cuts war es jedoch auch für diesen Fall möglich, das PID zu bereinigen, wodurch eine eindeutige Abgrenzung von ^{23}Al im Ausgangskanal erreicht wurde (vgl. Abbildung A.16). Jedoch war auch das auslaufende ^{23}Al unter Verwendung der dezentrierten Einstellungen nicht vollständig auf dem E1-Szintillator platziert, weswegen auch hier eine Normierung mittels der zentrierten Läufe vorgenommen werden musste. Wie Abbildung A.16 zu entnehmen ist, wurde auch im Falle der zentrierten Einstellungen Teile der ^{23}Al Verteilung abgeschnitten. Eine Annäherung über einen Gauß ergab, dass lediglich 95 % der auslaufenden Teilchen einen Trigger auslösen konnten. Als Fehler dieser Abschätzung wurden relativ 10 % angenommen. Unter Verwendung des Kohlenstofftargets traf der komplette auslaufende Strahl auf die Brennebene, sodass keine Korrektur notwendig war. Mit diesen Werten ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt (σ_{tot}) der $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})^{23}\text{Al}$ -Reaktion zu:

$$\sigma_{\text{tot}} = 1,122 \pm 0,184 \text{ mb} \quad (\text{A.12})$$

Wobei für die Bestimmung dieses Werts wieder die Kombinationsmethode der dezentrierten und zentrierten Läufe verwendet wurde. Dieser Wert zeigt, dass neben dem Anteil von ^{22}Mg im einfallenden Strahl auch ein doppelt so großer Wirkungsquerschnitt für die hohe Statistik der Reaktion verantwortlich ist.

Bestimmung der partiellen Wirkungsquerschnitte

Für die Bestimmung der partiellen Wirkungsquerschnitte wurde ebenfalls eine Dopplerrekonstruktion der in GRETINA nachgewiesenen Gammas durchgeführt. Hierbei wurde allerdings lediglich eins der 3869 verschiedenen Sets aus Setup-Parametern verwendet, was unter Berücksichtigung der Tatsache, dass mittels der Reaktion keine exakten Linienenergien bestimmt werden soll, vertretbar ist. Allerdings wurden ebenfalls die Ergebnisse aus den dezentrierten und zentrierten Läufen kombiniert, um eine bessere Statistik zu erreichen. Abbildung A.17 zeigt das rekonstruierte Energiespektrum für die Verwendung der beiden verschiedenen Proben. Es ist sehr gut ersichtlich, dass nur eine Linie im Spektrum in der Region um 1620 keV existiert, wodurch die Ergebnisse des Experiments von Gade et al. bestätigt werden konnten. Mittels dieser Spektren kann auch die Anzahl der nachgewiesenen Reaktionen bestimmt werden:

$$\begin{aligned} A_{\text{CD}_2} &= 137 \pm 21 \\ A_{\text{C}} &= 79 \pm 12 \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

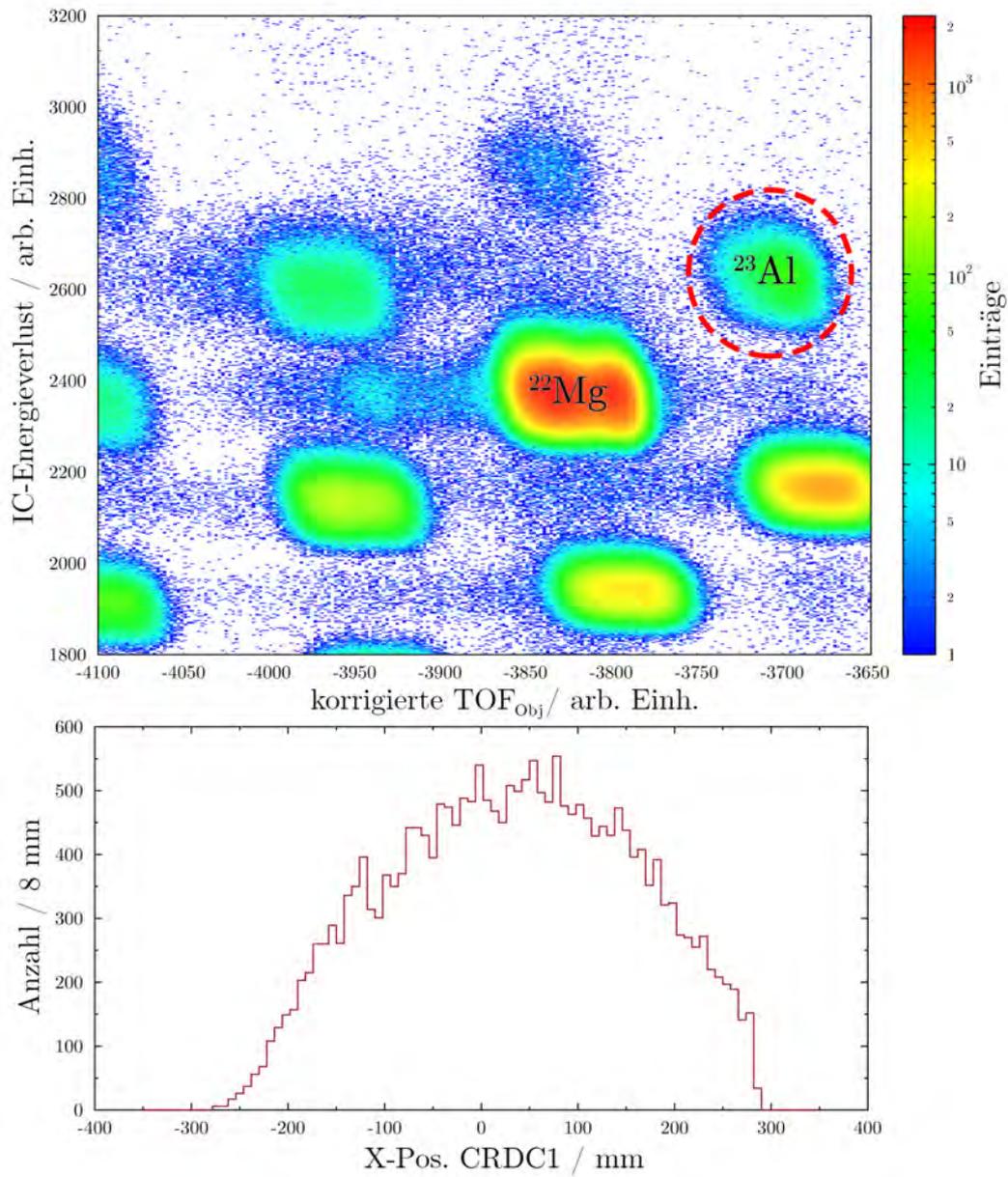


Abbildung A.16: Oben: PID für die Beschränkung auf ^{22}Mg im Eingangskanal unter Berücksichtigung der CRDCX-Cuts zur Separation gestreuter ^{22}Mg -Ionen. Unten: CRDC-X-Position der zentrierten Läufe für die Reaktion $^{22}\text{Mg}(d,n)$.

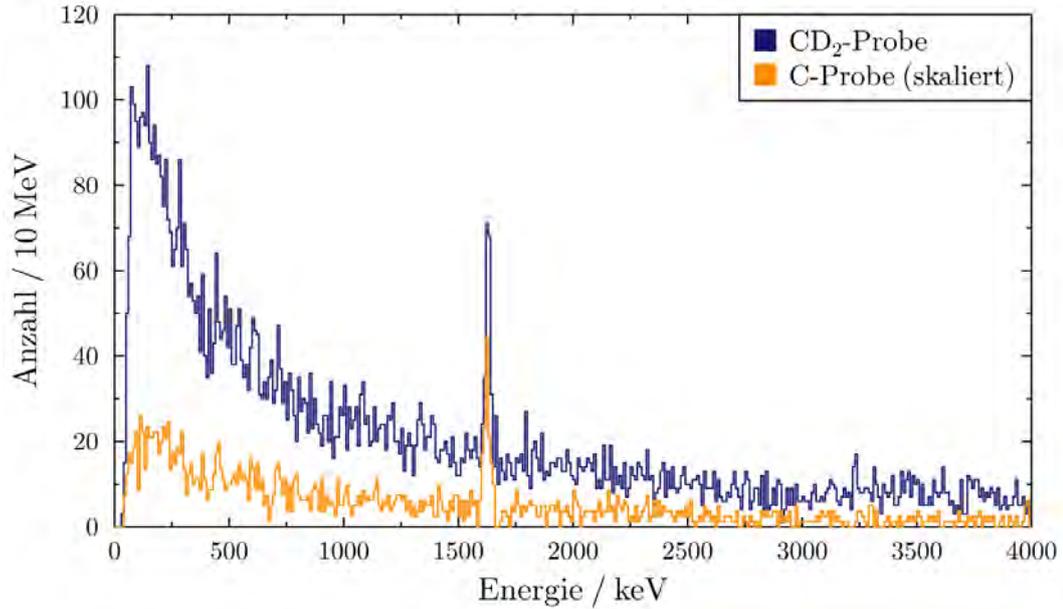


Abbildung A.17: Vergleich der in GRETINA nachgewiesene Gammas der Reaktion $^{22}\text{Mg}(d,n)^{23}\text{Al}$ zwischen den kombinierten Läufen mit CD_2 -Probe und der Kohlenstoffprobe (skaliert auf die gleiche Anzahl einfallende Teilchen und die gleiche Menge an Kohlenstoffatomen in der Probe).

Dabei ist jedoch zu beachten, dass der Skalierungsfaktor zwischen Kohlenstoff und CD_2 -Target im Falle von $^{22}\text{Mg}(d,n)$ geringer ausfällt, da in den dezentrierten Läufen noch deutlich mehr Statistik aufgrund der Akzeptanz des S800 verloren ging. Mit diesen Werten ist es möglich die partiellen Wirkungsquerschnitte zu bestimmen, wobei sich dieser für den Grundzustand aus der Subtraktion des partiellen Wirkungsquerschnitts vom Gesamtwirkungsquerschnitt ergibt:

$$\begin{aligned}\sigma_{7/2^+} &= 0,019 \pm 0,019 \text{ mb} \\ \sigma_{\text{Grundzustand}} &= 1,103 \pm 0,186 \text{ mb}\end{aligned}\tag{A.14}$$

Dabei ist auffällig, dass der Fehler von $\sigma_{7/2^+}$ aufgrund der schlechten Statistik und den Problemen der zentrierten und dezentrierten Einstellungen bei 100% liegt. Es sei allerdings festgehalten, dass es sich bei dieser Untersuchung um eine Abschätzung des Wirkungsquerschnitts handelt und die Fehler daher sehr konservativ angenommen wurden.

Fazit

Diese Ergebnisse zeigen, dass der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{7/2^+}$ deutlich kleiner gegenüber $\sigma_{\text{Grundzustand}}$ ist und somit die Annahme, dass für die Betrachtung der $^{22}\text{Mg}(d,n)^{23}\text{Al}$ -Reaktion nur Reaktionen in den Grundzustand zu berücksichtigen sind, vertretbar ist.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Beobachteter Verlauf der Lichtkurve eines X-Ray-Bursts	6
1.2	Darstellung des Reaktionspfads eines möglichen X-Ray-Bursts	8
1.3	Reaktionsnetzwerk im Bereich von ^{24}Si	9
1.4	Auswirkungen der $^{23}\text{Al}(p,\gamma)$ -Rate auf die Lichtkurve	11
1.5	Zusammensetzung der Resonanzenergie	12
1.6	Bekannte Zustände von ^{24}Si vor dem Experiment	14
1.7	Schematische Darstellung des experimentellen Konzepts	16
2.1	CAD-Ziehnung des experimentellen Aufbaus am NSCL	19
2.2	Verwendete Reaktionsschritte zur Erzeugung des ^{23}Al -Strahls.	20
2.3	Schematischer Aufbau und Funktionsweise einer CRDC	23
2.4	Schematische Zeichnung des Strahlgangs durch den A1900 und S800	24
2.5	Schematischer Aufbau eines GRETINA-Quads	27
2.6	Verwendete Konfiguration von GRETINA mit 8 Detektormodulen	28
2.7	Effizienzoptimierung des LENDA-Aufbaus	30
2.8	Targetherstellung	32
2.9	Trigger- und Synchronisationslogik	34
2.10	Foto des experimentellen Aufbaus am NSCL	36
3.1	Charakterisierung des Sekundärstrahls	38
3.2	Maskkalibrierung & CRDC-Position von ^{23}Al ohne Target	40
3.3	Partikelidentifikation des einfallenden Strahls mit Target	43
3.4	AFP-Korrektur für die Partikelidentifikation	44
3.5	Ausgehende Partikel Identifikation mit den standard Korrekturen	46
3.6	CRDCX-Cut zur Bereinigung der PID	48
3.7	Untersuchung der Doppelstruktur von ^{23}Al im PID	49
3.8	CRDC-Position der verschiedenen Anteile von ^{23}Al	50
3.9	Veranschaulichung des Problems der dezentrierten Einstellungen	51
3.10	Zeitlicher Verlauf des Energieverlusts in der Ionenkammer	52
3.11	Zeitlicher Verlauf der Strahlzusammensetzung	53
3.12	Energiespektrum der ^{152}Eu -Quelle	54
3.13	Überprüfung der Energiekalibrierung von GRETINA	55
3.14	Zeitlicher Verlauf der Peakposition der 511-keV-Linie	57
3.15	Fit der Effizienzkurven	58
3.16	Auswirkungen von δz und β auf die Dopplerrekonstruktion	61
3.17	Beispiel der Dopplerrekonstruktion anhand $^{22}\text{Mg}(X,X')^{22}\text{Mg}^*$	63

3.18	Peakpositionen der Dopplerrekonstruktion für den Phasenraum	64
3.19	Auswirkungen von β auf die Energie von $^{22}\text{Mg}(\text{X},\text{X}')^{22}\text{Mg}^*$	66
3.20	Rekonstruiertes Energiespektrum von ^{24}Si	67
3.21	Veranschaulichung des Verfahrens zur Peakpositonbestimmung	69
3.22	Peakpositionsverteilung der Abregung des 2^+ -Zustands	69
3.23	Gamma-Gamma-Matrix für ^{24}Si	71
3.24	Untergrund durch Kohlenstoff	73
3.25	Simulationsergebnisse der Abregung des 2_1^+ und 2_1^+ -Zustands	75
3.26	Energiehistogramm mit Singulett- und Dublettfit	75
3.27	Energiehistogramm von ^{18}Ne im Vergleich zu ^{24}Si	78
3.28	Überprüfung der Stabilität des LENDA-Detektors	81
3.29	AFP-Flugzeitkorrektur für LENDA	83
3.30	Energiedepostion in Abhängigkeit der Flugzeit für $^{22}\text{Mg}(\text{X},\text{X}')^{22}\text{Mg}$	84
3.31	Kinematische Linien von $^{23}\text{Al}(\text{d},\text{n})^{24}\text{Si}$	87
3.32	Auswirkungen des Kohlenstoffanteils in LENDA	89
3.33	Bestimmung des Untergrunds pro LENDA-Detektor für $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})^{23}\text{Al}$	92
3.34	Q-Wert-Spektrum von $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})$ für verschiedene Korrekturen	94
3.35	Verfahren zur Einschränkung des Reaktionsorts im Target	96
3.36	Verwendete Geometrie in den Neutronensimulationen	99
3.37	Anpassung der simulierten Effizienz an Messungen	100
3.38	Winkelverteilung der emittierten Neutronen im Laborsystem	102
4.1	Rekonstruierte Energiehistogramme für ein Setup	103
4.2	Zustände von ^{24}Si	107
4.3	Q-Wert-Spektrum und Winkelverteilung von $^{23}\text{Al}(\text{d},\text{n})^{24}\text{Si}$	114
4.4	Vergleich der Winkelverteilungen aus dem Experiment und der Simulation	117
4.5	Differentieller Wirkungsquerschnitt von $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})$	119
4.6	Simuliertes Q-Wert-Spektrum von $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})$	120
4.7	Simuliertes Q-Wert-Spektrum von $^{23}\text{Al}(\text{d},\text{n})^{24}\text{Si}$	121
4.8	Differentieller Wirkungsquerschnitte von $^{23}\text{Al}(\text{d},\text{n})$	123
5.1	Auswirkungen der neuen Erkenntnisse auf die Rate	129
5.2	Auswirkugen der Q-Wert- und C^2S -Unsicherheit auf die Rate	131
6.1	Gefundene Zustandseigenschaften dieser Arbeit	135
6.2	Ratenverlauf anhand der neuen experimentellen Ergebnissen	137
A.1	Überprüfung der ^{60}Co -Methode zur Korrektur des Jitter-Effekts	139
A.2	X-Positions für auslaufenden ^{24}Si -Ionen	140
A.3	Ionenkammer-Korrektur für auslaufenden ^{24}Si -Ionen	140
A.4	Auflösungsverteilung der 3869 verschiedenen Setups für $^{22}\text{Mg}(\text{X},\text{X}')^{22}\text{Mg}^*$	141
A.5	Außwirkungen des β -Wertes auf die Dopplerrekonstruktion	142
A.6	X-Korrektur der LENDA-TOF	143
A.7	Flugzeitkorrektur des OBJ-Signals anhand einfallenden Strahlenergie	143
A.8	Kinematische Linie der $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})$ -Reaktion	144

A.9 D_{ta} -Kalibrierung der zentrierten Läufe	145
A.10 Effizienzoptimierung des LENDA-Aufbaus	147
A.11 Optimierung der Targetdicke	151
A.12 Veranschaulichung des χ^2 -Tests	154
A.13 χ^2 -Analyse der Auflösung der möglichen Doppelpeakstruktur	157
A.14 Anpassung der Simulationsdaten nach χ^2 -Methode	158
A.15 Ergebnisse des χ^2 -Tests der Simulationsergebnisse	159
A.16 Strahlidentifikation und Verlustfaktor für $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})^{23}\text{Al}$	163
A.17 Dopplerrekonstruiertes Energiehistogramm der $^{22}\text{Mg}(\text{d},\text{n})$ -Reaktion . .	164

Tabellenverzeichnis

2.1	Übersicht der verfügbaren CD ₂ -Targets	32
2.2	Übersicht der Versuchsabschnitte während des Experiments	35
3.1	Ergebnisse der Targetdickenbestimmung	41
3.2	Verfügbare Testfälle für die Optimierung der Dopplerrekonstruktion	62
3.3	Übersicht der verwendeten Phasenräume zur Setup-Bestimmung	62
3.4	Übersicht der möglichen Übergangsenergien	70
3.5	Anzahl der nachgewiesenen Übergänge	73
3.6	Levelschema von ²⁴ Si in der Simulation	74
3.7	Energieauflösung der Peaks von ²⁴ Si für ein Setup	76
3.8	Bestimmung der zu erwartenden Energieauflösung	77
3.9	Vergleich der Flugzeitkorrekturen vor und nach der Optimierung	97
4.1	Übergänge und Linieninhalte der ²³ Al(d,n) ²⁴ Si-Reaktion	104
4.2	Vergleich der gemessenen Zustandsenergien mit den früheren Messungen	106
4.3	Messwerte zur Bestimmung von σ_{tot}	109
4.4	Berechneter σ_{tot} und $\sigma_{tot-(d,n)}$ für die verschiedenen Läufe	109
4.5	Zusätzlich benötigte Messwerte zur Bestimmung von σ	111
4.6	Mögliche spektroskopische Faktoren der beobachteten Übergänge	116
4.7	Erwartete Anzahl an beobachteten Neutronen pro Zustand	122
5.1	Verwendete Kernstrukturen für die Ratenberechnungen	126
5.2	Fitparameter der relevanten Raten	132
A.1	Bestimmung der zu erwartenden Energieauflösungsbereiche für 200 Setups	155

Literaturverzeichnis

- [1] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler und F. Hoyle. Synthesis of the Elements in Stars. *Reviews of Modern Physics*, 29:547–650, 1957.
- [2] D. Galloway, J. in't Zand, J. Chenevez, L. Kee und S. Brandt. The Multi-INstrument Burst ARchive (MINBAR). In *38th COSPAR Scientific Assembly*, volume 38 of *COSPAR Meeting*, page 6, 2010.
- [3] H. Schatz und K. E. Rehm. X-ray binaries. *Nuclear Physics A*, 777:601–622, 2006.
- [4] D. K. Galloway, M. P. Muno, J. M. Hartman, D. Psaltis und D. Chakraborty. Thermonuclear (Type I) X-ray bursts observed by the Rossi X-ray Timing Explorer. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 179(2):360, 2008.
- [5] MINBAR-Datenbank zu GS1826-24 2007 Mar. <https://burst.sci.monash.edu/wiki/index.php?n=MINBAR.GS1826-242007Mar>. Aufgerufen: 27.11.2017.
- [6] J. Grindlay, H. Gursky, H. Schnopper, D. R. Parsignault, J. Heise, A. C. Brinkman und J. Schrijver. Discovery of intense X-ray bursts from the globular cluster NGC 6624. *The Astrophysical Journal*, 205:L127–L130, 1976.
- [7] C. J. Hansen und H. M. Van Horn. Steady-state nuclear fusion in accreting neutron-star envelopes. *The Astrophysical Journal*, 195:735–741, 1975.
- [8] J. L. Fisker, F.-K. Thielemann und M. Wiescher. The nuclear reaction waiting points: ^{22}Mg , ^{26}Si , ^{30}S , and ^{34}Ar and bolometrically double-peaked type I X-ray bursts. *The Astrophysical Journal Letters*, 608(1):L61, 2004.
- [9] L. Van Wormer, J. Görres, C. Iliadis, M. Wiescher und F.-K. Thielemann. Reaction rates and reaction sequences in the rp-process. *The Astrophysical Journal*, 432:326–350, 1994.
- [10] M. Wiescher, J. Görres und H. Schatz. Break-out reactions from the CNO cycles. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 25(6):R133, 1999.
- [11] H. Schatz, A. Aprahamian, V. Barnard, L. Bildsten, A. Cumming, M. Ouellette, T. Rauscher, F.-K. Thielemann und M. Wiescher. End point of the rp process on accreting neutron stars. *Physical Review Letters*, 86(16):3471, 2001.
- [12] H. Schatz. The importance of nuclear masses in the astrophysical rp-process. *International Journal of Mass Spectrometry*, 251(2):293–299, 2006.

- [13] A. Parikh, J. José, G. Sala und C. Iliadis. Nucleosynthesis in type I X-ray bursts. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 69:225–253, 2013.
- [14] Cyburt, R. H. and Amthor, A. M. and Heger, A. and Johnson, E. and Keek, L. and Meisel, Z. and Schatz, H. and Smith, K. Dependence of x-ray burst models on nuclear reaction rates. *The Astrophysical Journal*, 830(2):55, 2016.
- [15] H. Schatz. Rare isotopes in thermonuclear explosions on neutron stars. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 66(2):277–282, 2011.
- [16] R.B. Firestone. Nuclear Data Sheets for $A = 23$. *Nuclear Data Sheets*, 108(1):1 – 78, 2007.
- [17] J. Görres, M. Wiescher und F.-K. Thielemann. Bridging the waiting points: The role of two-proton capture reactions in the rp process. *Physical Review C*, 51(1):392, 1995.
- [18] R. Longland, C. Iliadis, A. E. Champagne, J. R. Newton, C. Ugalde, A. Coc und R. Fitzgerald. Charged-particle thermonuclear reaction rates: I. Monte Carlo method and statistical distributions. *Nuclear Physics A*, 841(1-4):1–30, 2010.
- [19] H. Schatz. Wasserstoffbrennen unter extremen Temperatur- und Dichtebedingungen. Technical report, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998. FZKA-6061.
- [20] J. P. Schiffer. Proton widths in a diffuse well. *Nuclear Physics*, 46:246–250, 1963.
- [21] C. Iliadis. Proton single-particle reduced widths for unbound states. *Nuclear Physics A*, 618(1-2):166–175, 1997.
- [22] H. Schatz, J. Görres, H. Herndl, N. I. Kaloskamis, E. Stech, P. Tischhauser, M. Wiescher, A. Bacher, G. P. A. Berg, Timothy C Black et al. First Measurement of Excited States in the Very Proton Rich Nucleus ^{24}Si and the Consequences for ^{22}Na Nucleosynthesis in Novae. *Physical Review Letters*, 79(20):3845, 1997.
- [23] K. Yoneda, A. Obertelli, A. Gade, D. Bazin, B. A. Brown, C. M. Campbell, J. M. Cook, P. D. Cottle, A. D. Davies, D.-C. Dinca et al. Two-neutron knockout from neutron-deficient ^{34}Ar , ^{30}S , and ^{26}Si . *Physical Review C*, 74(2):021303, 2006.
- [24] A. Brown. Private Kommunikation.
- [25] R. B. Firestone. Nuclear Data Sheets for $A = 24$. *Nuclear Data Sheets*, 108(11):2319–2392, 2007.
- [26] M. Wang, G. Audi, F. G. Kondev, W. J. Huang, S. Naimi und X. Xu. The AME2016 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references. *Chinese Physics C*, 41(3):030003, 2017.
- [27] D. W. Bardayan. Transfer reactions in nuclear astrophysics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 43(4):043001, 2016.

- [28] P. F. Bertone, A. E. Champagne, M. Boswell, C. Iliadis, S. E. Hale, V. Y. Hansper und D. C. Powell. $^{14}\text{N}(^3\text{He},\text{d})^{15}\text{O}$ as a probe of direct capture in the $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$ reaction. *Physical Review C*, 66(5):055804, 2002.
- [29] C. Langer, F. Montes, A. Aprahamian, D. W. Bardayan, D. Bazin, B. A. Brown, J. Browne, H. Crawford, R. H. Cyburt, C. Domingo-Pardo et al. Determining the rp-process flow through ^{56}Ni : Resonances in $^{57}\text{Cu}(\text{p}, \gamma)^{58}\text{Zn}$ identified with GRETINA. *Physical Review Letters*, 113(3):032502, 2014.
- [30] A. Kankainen, P. J. Woods, F. Nunes, C. Langer, H. Schatz, V. Bader, T. Baugher, D. Bazin, B. A. Brown, J. Browne et al. Angle-integrated measurements of the $^{26}\text{Al}(\text{d},\text{n})^{27}\text{Si}$ reaction cross section: A probe of spectroscopic factors and astrophysical resonance strengths. *The European Physical Journal A*, 52(1):6, 2016.
- [31] B. M. Sherrill. Scientific opportunities with the NSCL coupled cyclotron facility. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 146:60–69, 2002.
- [32] A. Gade, P. Adrich, D. Bazin, B. A. Brown, J. M. Cook, C. A. Diget, T. Glasma-cher, S. McDaniel, A. Ratkiewicz, K. Siwek et al. In-Beam γ -Ray Spectroscopy of Very Neutron-Rich Nuclei: Excited States in ^{46}S and ^{48}Ar . *Physical Review Letters*, 102(18):182502, 2009.
- [33] D. J. Morrissey, B. M. Sherrill, M. Steiner, A. Stolz und I. Wiedenhoever. Commissioning the A1900 projectile fragment separator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 204:90–96, 2003.
- [34] D. Bazin, J. A. Caggiano, B. M. Sherrill, J. Yurkon und A. Zeller. The S800 spectrograph. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 204:629–633, 2003.
- [35] J. Yurkon, D. Bazin, W. Benenson, D. J. Morrissey, B. M. Sherrill, D. Swan und R. Swanson. Focal plane detector for the S800 high-resolution spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 422(1):291–295, 1999.
- [36] H. Bethe. Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Ma-terie. *Annalen der Physik*, 397(3):325–400, 1930.
- [37] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4*. Experimentalphysik / Wolfgang Demtröder. Springer, 2014.
- [38] S. Paschalis, I .Y. Lee, A. O. Macchiavelli, C. M. Campbell, M. Cromaz, S. Gros, J. Pavan, J. Qian, R. M. Clark, H. L. Crawford et al. The performance of the Gamma-Ray Energy Tracking In-beam Nuclear Array GRETINA. *Nuclear Instru-ments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 709:44–55, 2013.

- [39] D. Weisshaar, D. Bazin, P.C. Bender, C.M. Campbell, F. Recchia, V. Bader, T. Baugher, J. Belarge, M.P. Carpenter, H.L. Crawford, M. Cromaz, B. Elman, P. Fallon, A. Forney, A. Gade, J. Harker, N. Kobayashi, C. Langer, T. Lauritsen, I.Y. Lee, A. Lemasson, B. Longfellow, E. Lunderberg, A.O. Macchiavelli, K. Miki, S. Momiyama, S. Noji, D.C. Radford, M. Scott, J. Sethi, S.R. Stroberg, C. Sullivan, R. Titus, A. Wiens, S. Williams, K. Wimmer und S. Zhu. The performance of the γ -ray tracking array GRETINA for γ -ray spectroscopy with fast beams of rare isotopes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 847:187–198, 2017.
- [40] K. Vetter, A. Kuhn, M. A. Deleplanque, I. Y. Lee, F. S. Stephens, G. J. Schmid, D. Beckedahl, J. J. Blair, R. M. Clark, M. Cromaz et al. Three-dimensional position sensitivity in two-dimensionally segmented hp-ge detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 452(1):223–238, 2000.
- [41] K. Vetter, A. Kuhn, I. Y. Lee, R. M. Clark, M. Cromaz, M. A. Deleplanque, R. M. Diamond, P. Fallon, G. J. Lane, A. O. Macchiavelli et al. Performance of the GRETA prototype detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 452(1):105–114, 2000.
- [42] Paul Fallon. The Gamma-ray Energy Tracking Array GRETA. 2015.
- [43] M. A. Deleplanque, I. Y. Lee, K. Vetter, G. J. Schmid, F. S. Stephens, R. M. Clark, R. M. Diamond, P. Fallon und A. O. Macchiavelli. GRETA: Utilizing new concepts in γ -ray detection. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 430(2):292–310, 1999.
- [44] G. Perdikakis, M. Sasano, S. M. Austin, D. Bazin, C. Caesar, S. Cannon, J. M. Deaven, H. J. Doster, C. J. Guess, G. W. Hitt et al. LENDA: A Low Energy Neutron Detector Array for experiments with radioactive beams in inverse kinematics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 686:117–124, 2012.
- [45] BC-408 Data Sheet. <http://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/sgc-bc400-404-408-412-416-data-sheet.pdf>. Aufgerufen: 11.10.2017.
- [46] S. Lipschutz, R. G. T. Zegers, J. Hill, S. N. Liddick, S. Noji, C. J. Prokop, M. Scott, M. Solt, C. Sullivan und J. Tompkins. Digital data acquisition for the Low Energy Neutron Detector Array (LEND). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 815:1–6, 2016.

- [47] Bauplan der Maske zur Mask-Kalibration. <https://wikihost.nsl.msui.edu/S800Doc/lib/exe/fetch.php?media=wiki:mask.pdf>. Aufgerufen: 12.11.2017.
- [48] J. Glorius. *Experimental studies of optical potentials for p-process nucleosynthesis*. Doktorarbeit, Goethe-University Frankfurt, 2013.
- [49] Lew Riley. Private Kommunikation.
- [50] M. S. Basunia. Nuclear Data Sheets for $A=22$. *Nuclear Data Sheets*, 127:69–190, 2015.
- [51] R. B. Firestone. Nuclear Data Sheets for $A=21$. *Nuclear Data Sheets*, 127:1–68, 2015.
- [52] A. Gade, P. Adrich, D. Bazin, M. D. Bowen, B. A. Brown, C. M. Campbell, J. M. Cook, T. Glasmacher, K. Hosier, S. McDaniel et al. In-beam γ -ray spectroscopy at the proton dripline: ^{23}Al . *Physics Letters B*, 666(3):218–221, 2008.
- [53] Tilley, D. R. and Weller, H. R. and Cheves, C. M. and Chasteler, R. M. Energy levels of light nuclei $A=18$ – 19 . *Nuclear Physics A*, 595(1):1–170, 1995.
- [54] C. Langer. *Coulomb Dissociation of ^{31}Cl and ^{32}Ar - constraining the rp process*. Doktorarbeit, Goethe-University Frankfurt, 2012.
- [55] K. S. Krane und D. Halliday. *Introductory Nuclear Physics*, volume 465. Wiley New York, 1988.
- [56] S. Lipschutz. Private Kommunikation.
- [57] T. Poxon-Pearson und F. Nunes. Private Kommunikation.
- [58] M. Wiescher, J. Görres, B. Sherrill, M. Mohar, J. S. Winfield und B. A. Brown. The first excited state in ^{23}Al and its influence on $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$. *Nuclear Physics A*, 484(1):90–97, 1988.
- [59] A. Banu, F. Carstoiu, N. L. Achouri, W. N. Catford, M. Chartier, B. Fernández-Domínguez, M. Horoi, B. Laurent, N. A. Orr, S. Paschalis et al. One-proton breakup of ^{24}Si and the $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ reaction in type I x-ray bursts. *Physical Review C*, 86(1):015806, 2012.
- [60] C. Iliadis, R. Longland, A. E. Champagne und A. Coc. Charged-particle thermonuclear reaction rates: III. Nuclear physics input. *Nuclear Physics A*, 841(1-4):251–322, 2010.
- [61] R. H. Cyburt, A. M. Amthor, R. Ferguson, Z. Meisel, K. Smith, S. Warren, A. Heger, R. D. Hoffman, T. Rauscher, A. Sakharuk et al. The JINA REACLIB database: its recent updates and impact on type-1 X-ray bursts. *Astrophysical Journal, Supplement Series*, 2010.

- [62] A. Kellerbauer, G. Audi, D. Beck, K. Blaum, G. Bollen, B. A. Brown, P. Delahaye, C. Guénaut, F. Herfurth, H.-J. Kluge et al. Direct Mass Measurements on the Superallowed Emitter ^{74}Rb and Its Daughter ^{74}Kr : Isospin-Symmetry-Breaking Correction for Standard-Model Tests. *Physical Review Letters*, 93(7):072502, 2004.
- [63] A. Chaudhuri, C. Andreoiu, M. Brodeur, T. Brunner, U. Chowdhury, S. Ettenauer, A. T. Gallant, A. Grossheim, G. Gwinner, R. Klawitter et al. TITAN: An ion trap for accurate mass measurements of ms-half-life nuclides. *Applied Physics B*, 114(1-2):99–105, 2014.
- [64] T. Rauscher und F. K. Thielemann. Astrophysical Reaction Rates From Statistical Model Calculations. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 75(1-2):1–352, 2000.
- [65] K. Pearson. X. on the criterion that a given system of deviations from the probable in the case of a correlated system of variables is such that it can be reasonably supposed to have arisen from random sampling. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 50(302):157–175, 1900.
- [66] H. Rinne. *Taschenbuch der Statistik*. Wissenschaftlicher Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 3 Auflage, 2003.
- [67] I. Wendt und C. Carl. The statistical distribution of the mean squared weighted deviation. *Chemical Geology: Isotope Geoscience Section*, 86(4):275–285, 1991.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich noch bei all denjenigen bedanken, die mich in den vergangenen Jahren unterstützt, gefordert und gefördert haben.

Zu aller erst möchte ich mich bei Prof. Dr. René Reifarth bedanken, der mir die Möglichkeit der Anfertigung dieser Arbeit gab. Sein stetiger Optimismus und das große Vertrauen in die Fähigkeiten seiner Gruppenmitglieder haben mich in den letzten Jahren immer beeindruckt und mich motiviert neue Herausforderungen anzunehmen. Er hat sich in jeder Situation bei fachlichen und persönlichen Problemen Zeit genommen und mir immer weiter geholfen! Die Wahl seiner Arbeitsgruppe zur Anfertigung der Bachelorarbeit vor fünf Jahren war eine der glücklichsten Entscheidungen, die ich je getroffen haben. Außerdem möchte ich mich in diesem Zuge auch bei Prof. Dr. Michael Wiescher für das Übernehmen des zweiten Gutachtens bedanken.

Mein Dank gilt vor allem auch Prof. Dr. Hendrik Schatz, der mir die Aufenthalte am NSCL ermöglicht hat. Dadurch gab er mir die Möglichkeit an einem der weltweit besten Institute zu lernen und zu forschen. Die Zeit, die ich dank ihm in Michigan verbringen durfte, hat mich fachlich wie auch persönlich sehr viel weiter gebracht. Für die freundliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe vor Ort sowie die unzähligen Tipps in der unmittelbaren Vorbereitung und der Durchführung des Experimentes möchte ich mich von ganzem Herzen bei ihm bedanken!

Ein besonderer Dank gilt meinem direkten Betreuer Dr. Christoph Langer dafür, dass er mir vertraut hat und so die Möglichkeit gab, aus „seinem“ Experiment „unseres“ zu machen. Während der herausfordernden Analyse hat er stets die richtigen Worte gefunden, um mich zu motivieren und mir so ermöglicht, meine Fähigkeiten zu entfalten. Dabei gibt es sicherlich einfachere Doktoranden als mich, deswegen möchte ich mich auch für seine große Geduld und Nachsichtigkeit in diversen Diskussionen bedanken. Natürlich gilt der gleiche Dank auch meinen beiden Betreuern am NSCL Dr. Fernando Montes und Dr. Jorge Pereira: Por supuesto, doy las mismas gracias a mis dos tutores en el NSCL Dr. Fernando Montes y Dr. Jorge Pereira. Me han soportado inmensamente durante mi estancia, se han tomado el tiempo a explicarme todo y a veces también las cosas evidentemente fácil y nunca han perdido su buen humor. Además, quiero dar mis gracias por su paciencia durante las reuniones de análisis semanales y las discusiones via e-mail innumerables. Sin la mirada estricta y verificadora de los dos a cada etapa del análisis no sería posible en este tiempo y dimension. Les estoy infinitamente agradecio.

Des Weiteren gilt mein Dank meinem Kollegen Stefan Fiebiger, mit dem ich die letzten fünf Jahre zusammenarbeiten durfte. Er hat mir in dieser Zeit bei jedem Problem geholfen und dabei oft seine Arbeit hinten an gestellt! Gleicher Dank gilt auch für meinen Kollegen Dr. Jan Glorius, mit dem ich ein Jahr das Büro teilen durfte. Dieses Jahr war das unterhaltsamste, das ich in meiner Zeit in der Arbeitsgruppe hatte. Ihm gilt auch ein Dank dafür, dass er in diversen gruppeninternen Diskussionen eigentlich immer die richtige Meinung vertrat.

Einen großen Dank möchte ich auch an die komplette Arbeitsgruppe der experimentellen Astrophysik richten. Besonders bedanken möchte ich mich bei Dr. Mario Weigand und Dr. Tanja Heftrich vor allem für die Unterstützung zu Beginn meiner Zeit in der Gruppe als Bachelorstudent. Auch bei Dr. Kathrin Göbel möchte ich mich für die zahlreichen Tipps und ausführlichen Gesprächen bedanken. Ein besonderer Dank gilt auch Kirstin Schäfer, deren Wechsel in die Arbeitsgruppe deutlich mehr Leben auf den Gang und in die Mittagspausen gebracht hat. Neben den unzähligen Verwaltungsangelegenheiten, die sie für mich geklärt hat, konnte man auch immer mit ganz weltlichen Problemen zu ihr kommen. Außerdem richtet sich mein besonderer Dank an Philipp Erbacher, Kafa Khasawneh, Deniz Kurtulgil, Zuzanna Slavkovská, und Benedikt Thomas.

Besides I want to thank all the people of the e15226-collaboration. Thanks to all of you who took shifts during the days and nights of the experiment and helped me during the different steps of the analysis. Wei Jia Ong and Dr. Konrad Schmidt deserve a special "thank you". They did not only support the experimental work but also entertained me during my stays in East Lansing.

Mein Dank gilt auch meinen Freunden, die in den letzten Jahren immer aufmunternde Worte gefunden haben und mich immer wieder neu motiviert haben. Auch für die Nachsicht, wenn ich das Schreiben der Dissertation gesellschaftlichen Aktivitäten vorgezogen haben, möchte ich mich herzlich bedanken. Außerdem richtet sich mein Dank auch an meine Fraktionskollegen, die es mir ermöglicht haben, trotz der längeren Abwesenheit weiter mein politisches Amt ausüben zu können.

Abschließend gilt mein größter Dank natürlich meiner Familie besonders meinen Eltern. Ohne diesen Rückhalt in schwierigen Zeiten, die moralische und finanzielle Unterstützung und das Vertrauen, das sie mir in den vergangenen 21 Jahren meiner Ausbildung entgegengebracht habe, wäre ich nicht in der Lage gewesen, diese Arbeit zu schreiben. Vielen Dank für Alles!

Curriculum Vitae



Persönliche Angaben

Name	Clemens Wolf
Geburtsdatum	28.02.1990
Geburtsort	Bad Homburg vor der Höhe, Deutschland
Staatsbürgerschaft	Deutsch
Familienstand	Ledig

Ausbildung

Seit 2015	Doktorand an der Goethe-Universität Frankfurt
2013-2014	Masterstudium Physik (Abschlussnote 1,0) Goethe-Universität Frankfurt Masterarbeit: „Simulation eines 4π -Kalorimeters zur Bestimmung von (n,γ) -Wirkungsquerschnitten“ Betreuer: Prof. Dr. Reifarth, Dr. Weigand
2011-2013	Bachelorstudium Physik (Abschlussnote 1,6) Goethe-Universität Frankfurt Bachelorarbeit: „Charakterisierung des 42-fach segmentierten 4π -BaF ₂ -Detektors für FRANZ “ Betreuer: Prof. Dr. Reifarth, Dr. Sonnabend
2009-2011	Bachelorstudium Physik Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
2009	Abitur (Abschlussnote 2,0) Kaiserin-Friedrich-Gymnasium, Bad Homburg vor der Höhe

