



Universität zu Köln

Coulomb-Anregung von instabilen, ungeraden Mg-Isotopen

Diplomarbeit
von
Michael Seidlitz

Köln – Oktober 2008

*Groß sind die Werke des HERRN;
wer sie erforscht, der hat Freude daran.*

DIE BIBEL, in Psalm 111,2

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Das Schalenmodell des Atomkerns	2
1.2	Abweichungen vom klassischen Schalenmodell	5
1.3	Die „Island of Inversion“	6
2	Experimentelle Methode der Coulomb-Anregung	9
2.1	Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit	9
2.2	Coulomb-Anregung	10
2.2.1	Elastische und inelastische Streuung	10
2.2.2	Störungstheorie erster Ordnung	12
2.2.3	Coulomb-Anregungs-Parameter	13
2.2.4	„Sichere“ Coulomb-Anregung	16
2.2.5	Relativmessung des $B(E2)$ -Werts	16
3	Experimenteller Aufbau	19
3.1	Die ISOLDE-Anlage	20
3.1.1	Produktion radioaktiver Isotope	20
3.1.2	Extraktion und Aufbereitung der radioaktiven Isotope	21
3.2	REX-ISOLDE	23
3.2.1	Das Ladungsbrütungssystem	24
3.2.2	Der REX-LINAC	26
3.3	Der MINIBALL-Aufbau	27
3.3.1	Das MINIBALL γ -Spektrometer	29
3.3.2	Teilchendetektoren	30
4	Aufbereitung der Rohdaten	33
4.1	Sortierung der Daten	33
4.2	Eichung der Detektoren	34
4.2.1	Energieeichung des DSSSD	34
4.2.2	Energie- und Effizienzzeichnung der MINIBALL-Detektoren	35
4.3	Dopplerkorrektur	37
4.3.1	Optimierung der Clusterwinkel	37
4.3.2	Optimierung des φ_{CD} -Winkels	39

4.4	Kinematische Betrachtungen	41
4.5	Untersuchung der Strahlkontamination	43
4.5.1	Messungen mit der Bragg-Kammer	43
4.5.2	β -Zerfall während der Ladungsbrütung	45
4.5.3	Teilchenstrom aus dem Primärtarget	46
4.5.4	Messungen mit Laser ON/OFF	47
4.6	Teilchen- γ -Koinzidenz	48
5	Die Coulomb-Anregung von ^{31}Mg	51
5.1	Analyse der γ -Spektren	51
5.2	Analyse der $\gamma\gamma$ -Matrix	56
5.3	Winkelverteilungen	58
5.3.1	Theoretische Grundlagen	59
5.3.2	Korrektur der gemessenen Intensitätsverteilung	60
5.3.3	Winkelverteilungen für ^{109}Ag	61
5.3.4	Winkelverteilung für die 895 keV-Linie in ^{31}Mg	62
5.4	Rechnungen zur Coulomb-Anregung mit GOSIA	63
6	Zusammenfassung und Ausblick	67
A	GOSIA Input-File für ^{31}Mg	69
	Literaturverzeichnis	73
	Erklärung	77

Kapitel 1

Einführung

Das Grundanliegen der Kernphysik stellt die Erforschung des Atomkerns dar, um seinen Aufbau, seine Struktur und seine Eigenschaften zu verstehen. Von den rund 3000 bekannten Nukliden sind weniger als 300 stabil. Alle anderen liegen außerhalb des so genannten „Tals der Stabilität“: sie sind radioaktiv (Abbildung 1.1). Speziell die exotischen Nuklide mit extremen N/Z -Verhältnissen in der Nähe der Protonen- und Neutronen-Abbruchkanten (Protonen-Bindungsenergie $B_p = 0$, bzw. Neutronen-Bindungsenergie $B_n = 0$), weitab vom Tal der Stabilität, wecken jedoch das Interesse der modernen Kernphysik, da sich insbesondere hier die mikroskopische Struktur der starken Wechselwirkung zwischen den Nukleonen und ihre Auswirkungen auf die Kernstruktur studieren lässt.

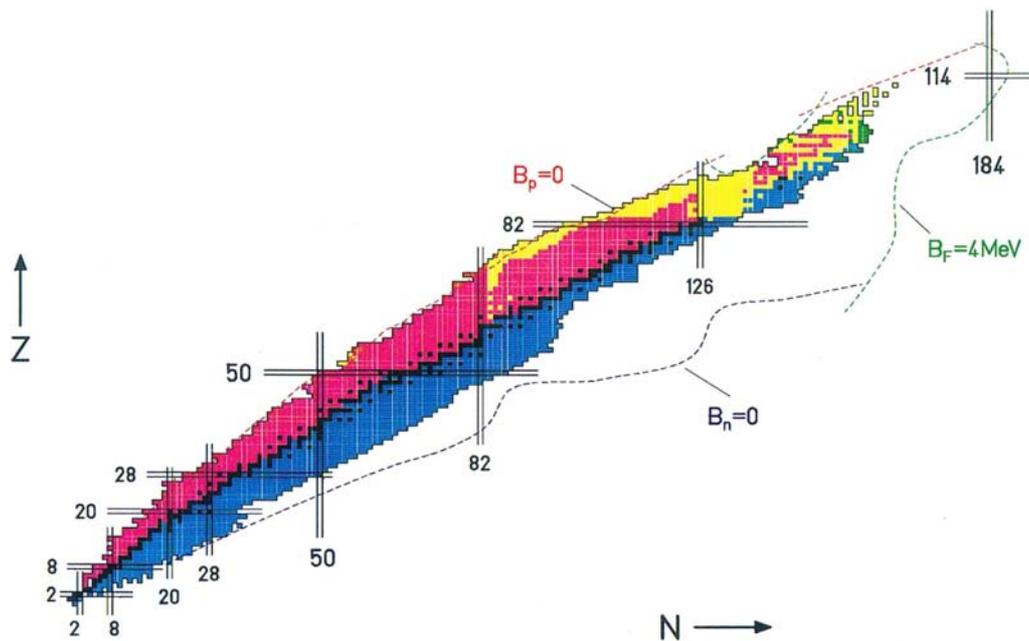


Abbildung 1.1: Nuklidkarte. Die unterschiedlichen Farben kennzeichnen die unterschiedlichen Zerfallsmodi der Nuklide: α -, β^+ - und β^- -Zerfall, Protonenzerfall sowie spontane Spaltung. Die stabilen Isotope entlang des „Tals der Stabilität“ sind schwarz dargestellt [1].

1.1 Das Schalenmodell des Atomkerns

Seit der Entdeckung des Atomkerns durch Ernest Rutherford im Jahre 1909 wurden unterschiedliche Modelle entwickelt, um den Kern mit seinem Aufbau und seinen Eigenschaften zu verstehen. Eines der bekanntesten und wohl erfolgreichsten ist gemeinhin das Schalenmodell, das 1949 von J. H. D. Jensen, O. Haxel und H. E. Suess, sowie von M. Göppert-Mayer eingeführt wurde.

Bereits frühe Untersuchungen der Separationsenergien für ein einzelnes Nukleon hatten eine klare Abweichung vom makroskopischen Tröpfchenmodell gezeigt und deuteten auf eine mikroskopische Struktur der Atomkerne hin (siehe Abbildung 1.2) [2]. So ist die Separationsenergie für ein Nukleon bei den Kernen besonders hoch, die eine Protonen- bzw. Neutronenzahl gleich 2, 8, 20, 28, 50, 82 oder 126 haben. Für ein weiteres hinzugefügtes Nukleon ist die Separationsenergie jedoch wieder wesentlich kleiner. Kerne, deren Protonen- oder Neutronenzahl gerade eine dieser „magischen Zahlen“ beträgt, sind also besonders stabil (z.B. die doppeltmagischen Kerne ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{48}\text{Ca}$ und ${}^{208}\text{Pb}$).

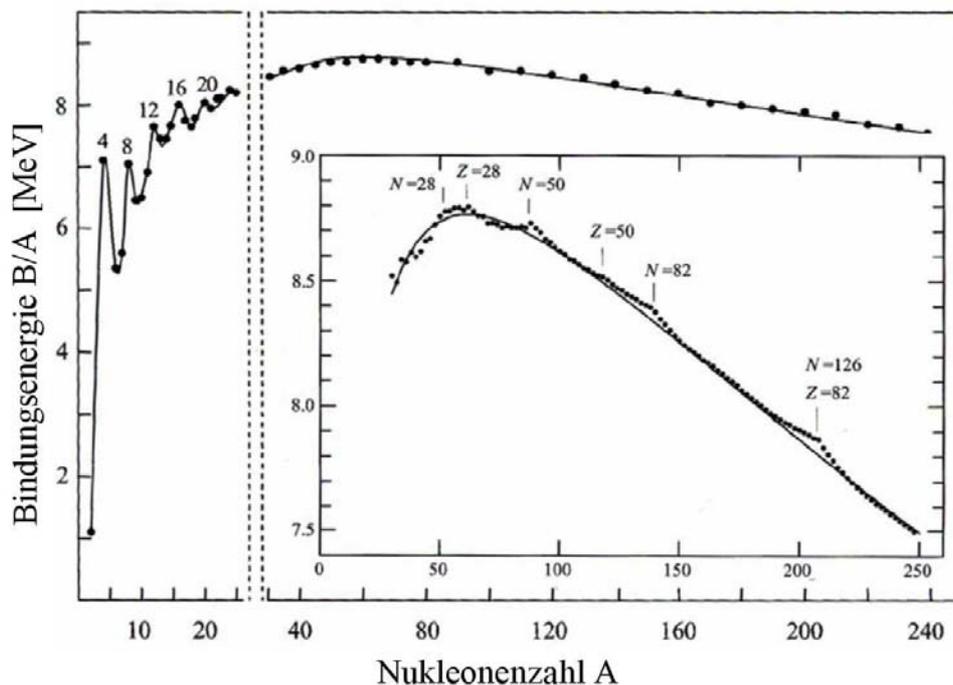


Abbildung 1.2: Bindungsenergie pro Nukleon als Funktion der Massenzahl A . Die glatte Kurve stellt eine reine Berechnung aus dem Tröpfchenmodell dar. Man erkennt die deutlichen Abweichungen bei den „magischen Zahlen“ 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 (nach [3]).

Ein analoges Phänomen kannte man bereits aus der Atomphysik: So sind die Ionisationsenergien bei Edelgasen besonders groß, im Gegensatz zu denen der Alkalimetalle mit jeweils nur einem Elektron mehr. Hier hatte sich gezeigt, dass sich diese unterschiedlichen Bindungsenergien der Elektronen in der Atomhülle durch ein so genanntes atomares Scha-

lenmodell erklären lassen. Dabei bewegen sich die Elektronen im vom Kern gebildeten zentralen Coulombpotential innerhalb so genannter Elektronenschalen, die durch die Hauptquantenzahl n definiert werden.

Anders als beim Coulombpotential der Elektronen kann man die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen nicht durch ein einfaches Zentralpotential beschreiben, sie ist wesentlich komplexer. Denn im Kern tragen hauptsächlich die starken attraktiven Kernkräfte zwischen den einzelnen Nukleonen zur Bindungsenergie bei, während die Coulombwechselwirkung der Protonen zu einer Abstoßung, d.h. zur Reduzierung der Bindungsenergie führt. Aufgrund der relativ kurzen Reichweite der starken Wechselwirkung (1-2 fm) ist die Bindungsenergie proportional zur Nukleonendichte. Aus der Überlagerung der paarweisen Nukleon-Nukleon-Kräfte V_{ij} kann man in erster Näherung ein mittleres Kernpotential $V(\vec{r})$ angeben, in dem sich die Nukleonen innerhalb des Kerns aufhalten:

$$\begin{aligned} H &= \sum_{i=1}^A T_i + \sum_{i<j} V_{ij} \\ &= \sum_{i=1}^A (T_i + V(\vec{r}_i)) + \left(\sum_{i<j} V(\vec{r}_{ij}) - \sum_{i=1}^A V(\vec{r}_i) \right) \equiv H_0 + V_R \end{aligned} \quad (1.1)$$

Nimmt man an, dass die Restwechselwirkung V_R vernachlässigbar klein ist, so kann man die Schrödingergleichung $H\psi = E\psi$ für einfache Potentiale lösen. Dabei ergibt sich für die Einteilchenzustände, die gemäß dem Pauli-Prinzip besetzt werden können, dass sich sowohl mit einem Oszillator- und einem Kastenpotential, als auch mit einem realistischeren Woods-Saxon-Potential nur die ersten drei magischen Zahlen 2, 8 und 20 reproduzieren lassen, die höheren jedoch nicht (Abb. 1.3a)).

Die Lösung ergibt sich aus der Einführung eines Spin-Bahn-abhängigen Anteils im Kernpotential, wie er erstmals von Goepfert-Mayer in Chicago, sowie Jensen, Haxel und Suess in Heidelberg vorgeschlagen wurde [4,5,6]:

$$V(r) \longmapsto V(r) + V_{ls} \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (1.2)$$

Eine ähnliche Wechselwirkung tritt auch in der Atomhülle auf. Diese führt zur relativ kleinen Feinstrukturaufspaltung der Elektronenniveaus.

Auch im nuklearen Schalenmodell spalten die Niveaus jeweils in zwei Zustände mit Drehimpuls $j = l \pm s$ auf. Die Spin-Bahn-Kopplungsenergie liegt dabei jedoch in der gleichen Größenordnung wie die Termabstände selber. Dadurch können sich die Niveaus über die Grenzen der Hauptoszillatorschalen hinaus verschieben und bestimmen die Termfolge im Kern entscheidend mit. Durch die separate Besetzung jedes Zustands für Protonen und Neutronen mit $2j + 1$ Teilchen, bei gegebenem Drehimpuls j , ergeben sich bei den magischen Zahlen jeweils besonders große Energieabstände zwischen den Niveaus (Abb. 1.3c)). Das Erreichen einer solchen Besetzungszahl bezeichnet man im allgemeinen als Schalenabschluss.

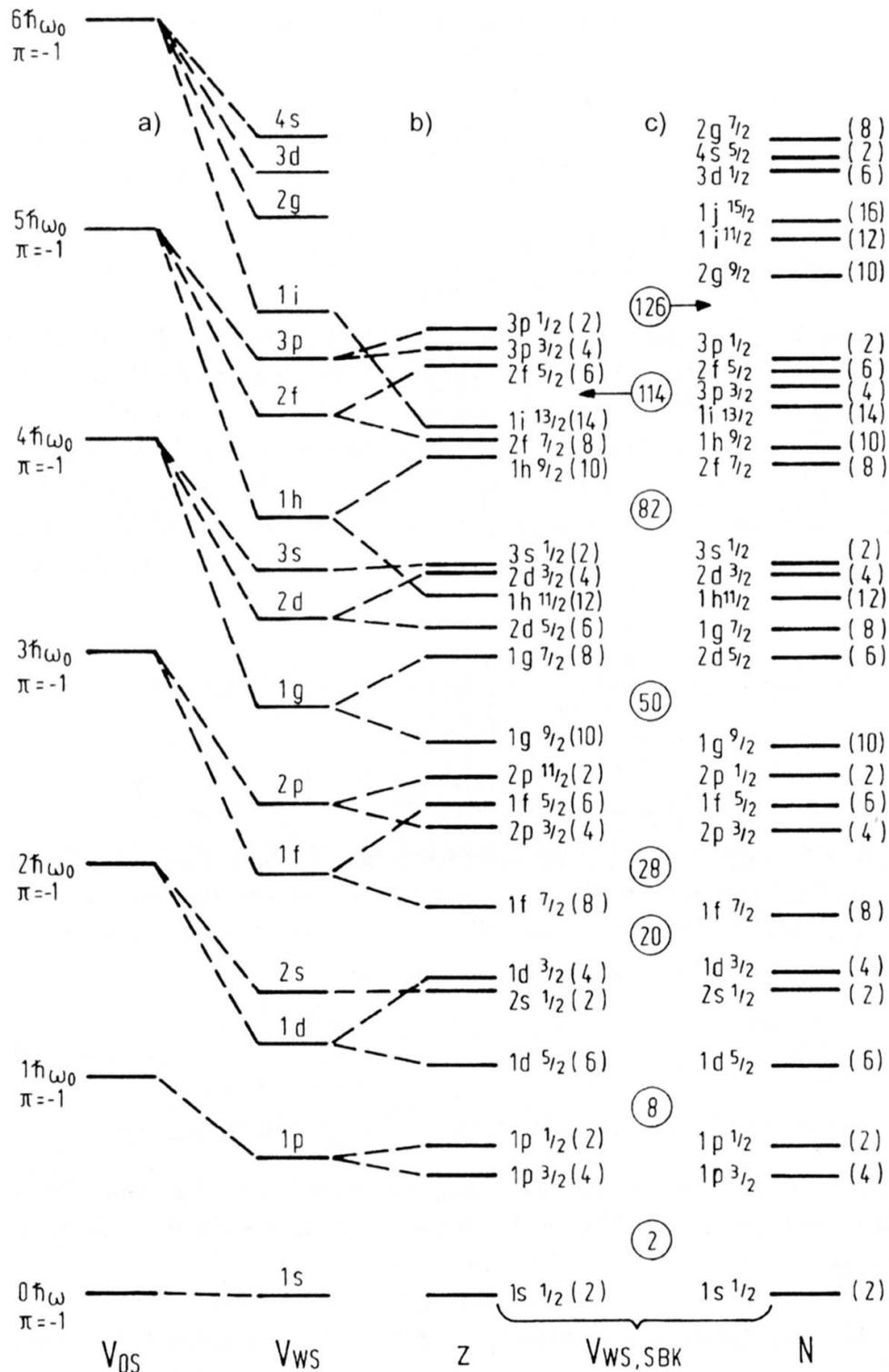
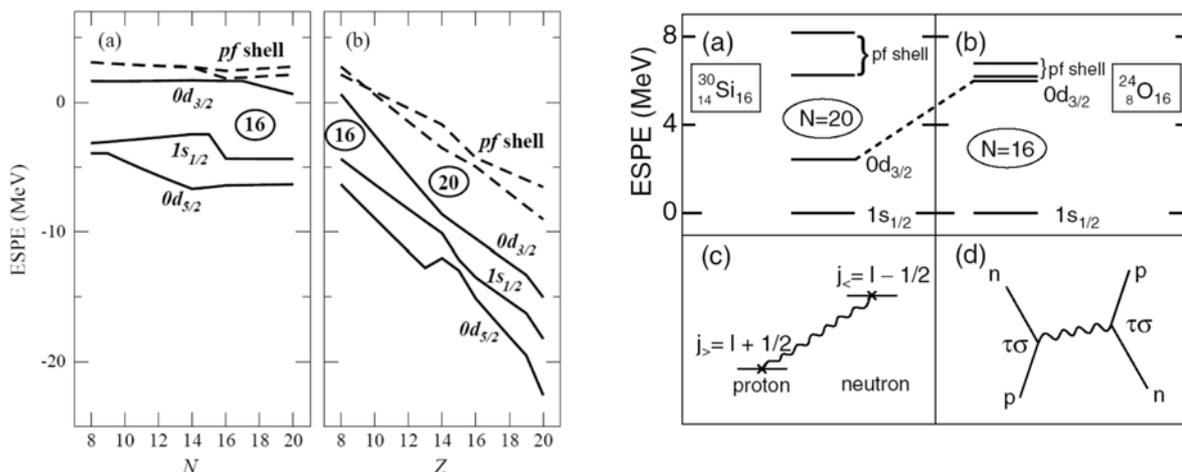


Abbildung 1.3: Einteilchenzustände im Schalenmodell. **a)** Harmonisches Oszillator- bzw. Woods-Saxon-Potential ohne l - s -Kopplung. **b), c)** Mit Hilfe der l - s -Kopplung können die „magischen Zahlen“ 2, 8, 20, 28, 50, 82 und 126 bei Protonen (b) und Neutronen (c) reproduziert werden [1].

1.2 Abweichungen vom klassischen Schalenmodell

In Abbildung 1.1 sind die magischen Zahlen durch schwarze Linien über den gesamten Bereich der Nuklidkarte gekennzeichnet. Experimentelle und theoretische Ergebnisse deuten jedoch darauf hin, dass diese klassischen Schalenabschlüsse nur in der Nähe des Tals der Stabilität gelten. Geht man zu exotischeren Kernen mit extremen N/Z -Verhältnissen, so ergeben sich zum Teil neue Schalenabschlüsse, da hier die Nukleon-Nukleon-Restwechselwirkung V_R aus Gleichung (1.1) nicht mehr vernachlässigt werden kann.

Ein solcher neuer Schalenabschluss eröffnet sich nach [7,8] bei $N = 16$ im Bereich zwischen Sauerstoff ($Z = 8$) und Silizium ($Z = 14$). So kann man aus Abbildung 1.4(a) bei den $N = 20$ Isotonen für $Z \geq 14$ die bekannte magische Zahl $N = 20$ entnehmen. Für $Z < 14$ nimmt jedoch die Energielücke zwischen der sd - und der pf -Schale immer weiter ab, so dass sich ein neuer Unterschalenabschluss bei $N = 16$ ergibt.



(a) ESPE der Neutronen (a) für die Sauerstoffisotope ^{16}O bis ^{28}O und (b) für die $N = 20$ Isotone ^{28}O bis ^{40}Ca [8].

(b) ESPE von (a) ^{30}Si und (b) ^{24}O , relativ zu $1s_{1/2}$. (c), (d) Paarungs-Restwechselwirkung, die zur Änderung von (a) nach (b) führt [7].

Abbildung 1.4: Verlauf der effektiven Einteilchenenergien (ESPE) zwischen Sauerstoff und Calcium als Erklärung der Entstehung von Schalenabschlüssen [7,8].

Dies lässt sich mit Hilfe des Monopolterms der stark attraktiven Paarungs-Wechselwirkung von Protonen und Neutronen erklären, der für $S = 0$ (Spin-Flip) und $T = 0$ (Isospin-Flip) am stärksten ist. Dabei wechselwirken die Protonen im $\pi d_{5/2}$ -Orbital mit den vielen Neutronen im $\nu d_{3/2}$ -Orbital, wodurch das $\nu d_{3/2}$ -Orbital energetisch abgesenkt wird. Entfernt man nun Protonen aus dem $\pi d_{5/2}$ -Orbital, so schwächt sich diese Restwechselwirkung ab und das Neutronenorbital wird angehoben (Abb. 1.4(b)). Folglich ergibt sich aus der reduzierten Energielücke zur pf -Schale ein neuer Unterschalenabschluss bei $N = 16$.

1.3 Die „Island of Inversion“

Genau am Übergang vom Schalenabschluss bei $N = 20$ zum neuen Unterschalenabschluss bei $N = 16$ liegen die neutronenreichen Isotope von Ne, Na und Mg ($Z = 10, 11, 12$). Bereits frühe Massenmessungen für $^{31,32}\text{Na}$ und $^{31,32}\text{Mg}$ an ISOLDE (CERN) hatten starke Abweichungen von den theoretisch erwarteten Werten für eine geschlossene $N = 20$ Schale ergeben [9,10]. Eine Erklärung dazu lieferten Campi *et al.*, die eine Deformation der Natrium-Isotope im Grundzustand vorschlugen, hervorgerufen durch eine Intruderkonfiguration [11]. Dabei schiebt sich das $1f_{7/2}$ -Orbital als Funktion der Neutronenzahl energetisch unter das höchste Niveau der darunter liegenden sd -Schale. Diese anomale, invertierte Niveaufolge gab dieser Region in der Nuklidkarte auch ihren Namen: **Island of Inversion**. Dazu zählt man die Isotope $^{30,31,32}\text{Ne}$, $^{30,31,32,33}\text{Na}$ und $^{31,32,33,34}\text{Mg}$.

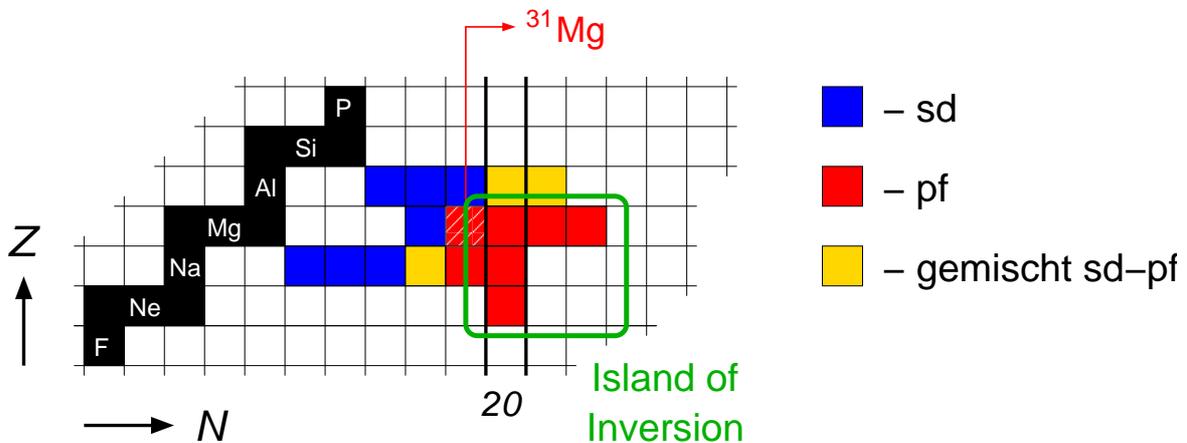


Abbildung 1.5: Lage der „Island of Inversion“ in der Nuklidkarte. Die Farben kennzeichnen die verschiedenen Arten der hier auftretenden Kernstruktur: (blau) normale sd -Schalenstruktur, (rot) pf -Intruderstruktur, (gelb) Übergangskern mit gemischter sd -Schalen- und pf -Intruderstruktur. Die schraffierte Fläche kennzeichnet den in dieser Arbeit untersuchten Kern ^{31}Mg .

Coulomb-Anregungsexperimente von $^{30,32}\text{Mg}$ bei REX-ISOLDE zeigten für ^{30}Mg eine normale sd -Schalenstruktur, während ^{32}Mg mit einem $B(E2)_{\uparrow}$ -Wert von $434.1 e^2\text{fm}^4$ eine klare Grundzustandsdeformation und damit pf -Intruderstruktur aufwies [12].

Daraus ergab sich die Frage, ob der Kern ^{31}Mg innerhalb oder außerhalb der Island of Inversion liegt, oder ob er einen Übergangskern darstellt wie ^{29}Na . Neuere Messungen zum Grundzustandsspin von ^{31}Mg und dessen magnetischem Moment zeigen [13], dass bereits für $N = 19$ der dramatische Übergang zu einem hochdeformierten $2p2h$ -Grundzustand mit $J^{\pi} = 1/2^{+}$ stattfindet. ^{31}Mg liegt also innerhalb der Island of Inversion.

Die unbekannt kollektiven Eigenschaften der angeregten Zustände innerhalb der $K = 1/2$ Yrast-Bande motivierten ein Coulomb-Anregungsexperiment in inverser Kinematik mit einem instabilen, nachbeschleunigten ^{31}Mg -Strahl bei REX-ISOLDE, CERN.

Nach einer allgemeinen theoretischen Betrachtung der Coulomb-Anregung in Kapitel 2 wird ausführlich auf den experimentellen Aufbau des Experiments zur Coulomb-Anregung an REX-ISOLDE eingegangen (Kapitel 3). Die Aufbereitung der Rohdaten, etwa Energie- und Positionseichung der Detektoren, sowie weitere Vorarbeiten wie eine genaue Untersuchung der Strahlzusammensetzung in Kapitel 4 sind anschließend unabdingbar für eine erfolgreiche Analyse der Coulomb-Anregung von ^{31}Mg . In Kapitel 5 werden die Ergebnisse aus der eigentlichen Coulomb-Anregung dargestellt. Nach einer ersten Betrachtung der Teilchen- γ -Ereignisse wird dabei mit Hilfe von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen die Möglichkeit geschaffen, die beobachteten γ -Übergänge ins Termschema von ^{31}Mg einzuordnen. Anschließend wird versucht, Winkelverteilungen der γ -Übergänge zu erzeugen und damit Aussagen über deren Strahlungscharakter zu machen. All diese Ergebnisse münden anschließend in die Berechnung der Coulomb-Anregung von ^{31}Mg mit Hilfe des Programms GOSIA. Am Ende von Kapitel 5 ergeben sich damit erste theoretische Ergebnisse aus den experimentellen Daten. Alle erzielten Ergebnisse werden abschließend in Kapitel 6 zusammengefasst und diskutiert.

Kapitel 2

Die experimentelle Methode der Coulomb-Anregung

2.1 Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit

Neben der Bestimmung der Energien angeregter Kernniveaus ist die elektromagnetische Übergangswahrscheinlichkeit zwischen solchen Niveaus eine wichtige Observable bei der Untersuchung der Kernstruktur. Dabei zeigt sich, dass insbesondere die $B(E2)$ -Übergangswahrscheinlichkeit ein direktes Maß der zugrunde liegenden Schalenstruktur darstellt. So kann man aus dem Verlauf dieser $B(E2)$ -Werte Rückschlüsse auf die Entwicklung der Schalenstruktur bei Kernen mit extremen N/Z -Verhältnissen ziehen.

Die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit für elektromagnetische Übergänge mit Multipolarität λ ist allgemein definiert durch

$$B(\pi\lambda, J_i \rightarrow J_f) = \sum_{\mu, m_f} |\langle J_i m_i | \mathcal{M}(\pi\lambda, \mu) | J_f m_f \rangle|^2 \quad (2.1)$$

$$= \frac{1}{2J_i + 1} |\langle J_i || \mathcal{M}(\pi\lambda) || J_f \rangle|^2, \quad (2.2)$$

wobei J und m den Gesamtdrehimpuls bzw. das magnetische Moment des Anfangszustands $|J_i m_i\rangle$ und des Endzustands $|J_f m_f\rangle$ angeben [17]. $\langle J_i || \mathcal{M}(\pi\lambda) || J_f \rangle$ ist das zu den Zuständen gehörende, reduzierte Übergangsmatrixelement mit dem Multipoloperator $\mathcal{M}(\pi\lambda, \mu)$. Dieser kann entweder elektrischen ($\pi = E$) oder magnetischen ($\pi = M$) Charakter haben. μ gibt den Drehimpulsübertrag entlang der Strahlachse wider.

Der elektromagnetische Zerfall angeregter Kernzustände wird durch die gleichen Multipolmatrixelemente beschrieben wie die elektromagnetische Anregung. Die γ -Übergangswahrscheinlichkeit $B(E\lambda, J_f \rightarrow J_i)$ zwischen zwei Zuständen J_f und J_i mit Multipolarität $E\lambda$ ist damit direkt proportional zum Wert aus der Anregung. Mit Hilfe der Spinfaktoren ergibt sich:

$$B(E\lambda, J_f \rightarrow J_i) = \frac{2J_i + 1}{2J_f + 1} B(E\lambda, J_i \rightarrow J_f) \quad (2.3)$$

Der $B(E\lambda)$ -Wert wird meist in Einheiten von $e^2b^\lambda = 10^4 e^2\text{fm}^{2\lambda}$ angegeben*, während man den $B(M\lambda)$ -Wert in $\mu_N^2 b^{\lambda-1} = 10^4 \mu_N^2 \text{fm}^{2\lambda-2}$ ausdrückt**. Man kann zeigen, dass die Anzahl der an einem Übergang beteiligten Nukleonen mit der Zusammensetzung der daran beteiligten Kern-Wellenfunktionen verbunden ist. Darüber kann man die so genannten Weisskopf-Einheiten (W.u.) definieren [18]:

$$B^W(E\lambda) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3}{\lambda+3} \right)^2 (1, 2A^{1/3})^{2\lambda} \quad [\text{e}^2\text{fm}^{2\lambda}] \quad (2.4)$$

$$B^W(M\lambda) = \frac{10}{\pi} \left(\frac{3}{\lambda+3} \right)^2 (1, 2A^{1/3})^{2\lambda-2} \quad [\mu_N^2 \text{fm}^{2\lambda-2}] \quad (2.5)$$

In diesen Einheiten ist der $B(E2)$ -Wert somit eine Größe, die die Kollektivität eines Kernübergangs angibt. So weist $B(E2) \sim 1$ W.u. auf einen reinen Einteilchenübergang hin, während für typische kollektive E2-Übergänge in sphärischen Vibratorkernen ein $B(E2)$ -Wert in der Größenordnung von $\sim 10 \dots 50$ W.u. gemessen wird.

2.2 Coulomb-Anregung

$B(E2)$ -Werte können mit Hilfe verschiedener Messmethoden bestimmt werden, beispielsweise über Lebensdauermessungen angeregter Kernniveaus (DSAM, RDDS, ...) oder inelastische Elektron-Streuung.

Eine weitere experimentelle Methode ist die der Coulomb-Anregung. Durch das zeitabhängige elektromagnetische Feld zwischen Target- und einlaufendem Strahlkern kann es zur elektromagnetischen Anregung der Kerne kommen. Dieser inelastische Streuprozess kann, wie weiter unten gezeigt wird, für Strahlenergien unterhalb der Coulombschwelle sehr gut durch die semiklassische Störungstheorie beschrieben werden. Die Information über den Kern lässt sich nun aus den gestreuten Strahl- bzw. Targetkernen, in Koinzidenz mit den emittierten γ -Quanten gewinnen. So ist die gemessene Anregungswahrscheinlichkeit ein direktes Maß für den $B(E2)$ -Wert [17].

2.2.1 Elastische und inelastische Streuung

Bei der semiklassischen Betrachtung der Coulomb-Anregung geht man davon aus, dass sich der Targetkern bei der Streuung am Target auf einer klassischen Bahn bewegt (vgl. Abbildung 2.1), während der Anregungsprozess quantenmechanischen Prozessen unterliegt. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Coulomb-Anregung ergibt sich damit

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{ruth} P_{i \rightarrow f} , \quad (2.6)$$

*b = barn = 10^{-24}cm^2

**Kernmagneton $\mu_N = 0.105 \text{cm}^2$

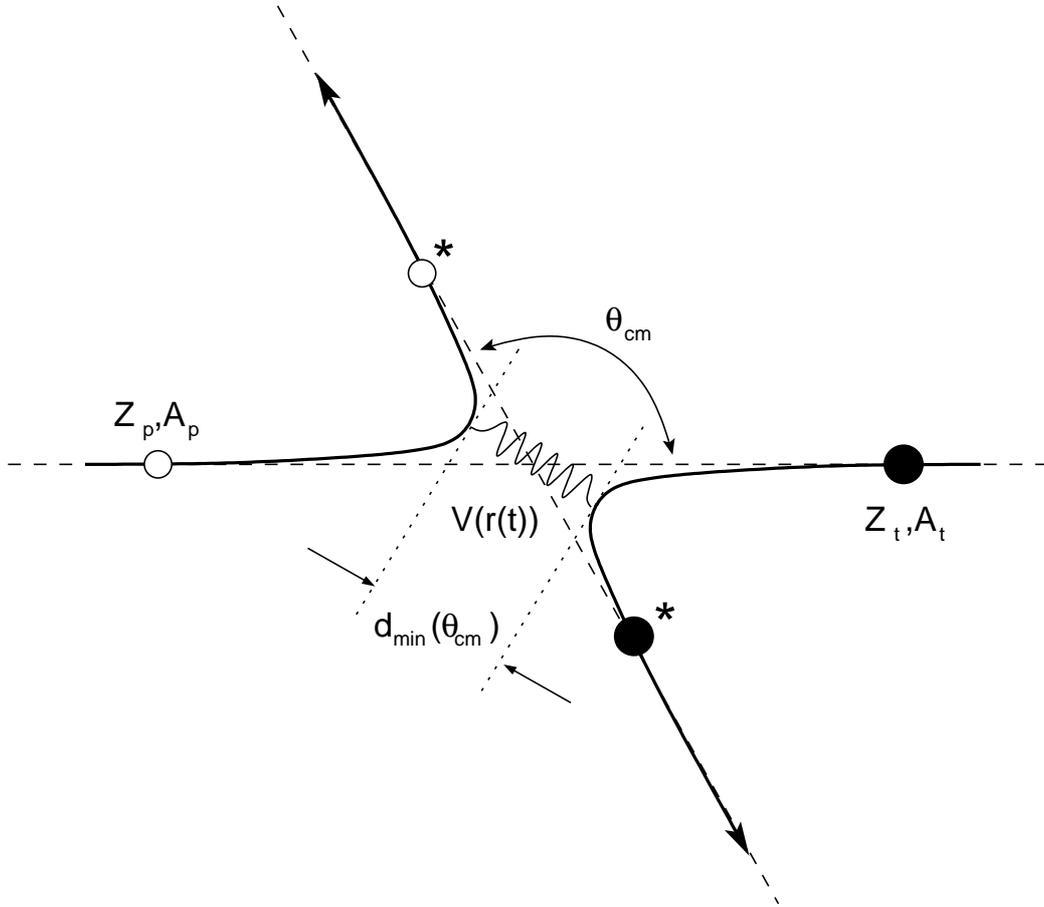


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des inelastischen Streuprozesses eines Projektilkerns (Z_p, A_p) am Targetkern (Z_t, A_t) im center-of-mass System.

wobei $P_{i \rightarrow f}$ die Wahrscheinlichkeit für eine Anregung vom Anfangszustand $|i\rangle$ in einen Endzustand $|f\rangle$ bei einer Streuung in das Raumwinkelinkrement $d\Omega$ darstellt. Der Rutherford-Wirkungsquerschnitt für eine (elastische) Streuung ist klassisch gegeben durch

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{ruth} = \left(\frac{a_0}{2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta_{cm}}{2}\right)}. \quad (2.7)$$

Dabei ist θ_{cm} der Streuwinkel im CM-System[†] und $2a_0$ der geringste Abstand zwischen Projektil- und Targetkern in einem Streuprozess mit Stoßparameter $b = 0$. Mit den Kernladungszahlen Z_p und Z_t für Projektil bzw. Target, ihrer reduzierten Masse m und der Geschwindigkeit $\beta = v/c$ gilt dafür

$$a_0 = \frac{1}{2} \frac{Z_p Z_t e^2}{E_{cm}} = \frac{Z_p Z_t e^2}{mc^2 \beta^2}. \quad (2.8)$$

[†]CM = center-of-mass

2.2.2 Störungstheorie erster Ordnung

Die zeitabhängige elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Target- und einlaufendem Strahlkern kann man durch ein ebenfalls zeitabhängiges Wechselwirkungspotential $V(\vec{r}(t))$ beschreiben. Solange diese Wechselwirkung schwach ist, kann man die Anregungsamplitude für eine Anregung aus dem Zustand $|i\rangle$ nach $|f\rangle$ mit Hilfe der Störungstheorie 1. Ordnung bestimmen [17]:

$$a_{i \rightarrow f} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega_{if}t} \langle f | V(\vec{r}(t)) | i \rangle dt \quad (2.9)$$

Dabei ist $\omega_{if} = \Delta E_{if}/\hbar$, mit der Energiedifferenz ΔE_{if} zwischen den beiden Zuständen. Für die Coulomb-Anregungswahrscheinlichkeit gilt dann

$$P_{i \rightarrow f} = |a_{i \rightarrow f}|^2. \quad (2.10)$$

Um aus Gleichung (2.9) die Matrixelemente und damit differentielle und absolute Wirkungsquerschnitte zu bestimmen, führt man eine Multipolentwicklung des elektromagnetischen Potentials $V(\vec{r}(t))$ durch (siehe [17]). Da $V(\vec{r}(t))$ sowohl einen elektrostatischen, als auch einen magnetischen Anteil besitzt, muss die Coulombanregung des Projektils[‡], die durch das elektrische bzw. magnetische Feld des Targets hervorgerufen wird, ebenfalls separat behandeln. Somit ergibt sich aus der Multipolentwicklung des elektrostatischen Anteils von $V(\vec{r}(t))$ für die Anregungswahrscheinlichkeit

$$a_{i \rightarrow f}^{(E\lambda)} = \frac{4\pi Z_t e}{i\hbar} \sum_{\lambda\mu} \frac{1}{2\lambda + 1} \langle J_i m_i | \mathcal{M}(E\lambda, \mu) | J_f m_f \rangle^* S_{E\lambda\mu}. \quad (2.11)$$

Der Faktor $S_{E\lambda\mu}$ enthält das Zeitintegral über die klassische Trajektorie des gestreuten Teilchens und hängt damit von den Parametern des Streuvorgangs ab. Das Matrixelement $\mathcal{M}(E\lambda, \mu)$ hängt dagegen nur von den Eigenschaften des Kerns ab.

Der totale Wirkungsquerschnitt der Ordnung $E\lambda$ lässt sich nun aus den Gleichungen (2.2), (2.10) und (2.11) bestimmen zu

$$\sigma_{E\lambda} = \left(\frac{Z_t e}{\hbar v} \right)^2 a_0^{-2\lambda+2} B(E\lambda, J_i \rightarrow J_f) f_{E\lambda}(\xi), \quad (2.12)$$

wobei

$$f_{E\lambda}(\xi) = \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \frac{df_{E\lambda}(\theta, \xi)}{d\Omega} d\Omega \quad (2.13)$$

die integrierte Coulomb-Anregungsfunktion $f_{E\lambda}(\theta, \xi)$ (vergleiche Abbildung 2.2) über denjenigen Raumwinkelbereich Ω ist, der durch den Teilchendetektor mit θ_{min} und θ_{max} (im CM-System) abgedeckt wird. Der so genannte Adiabazitäts-Parameter ξ wird in Abschnitt 2.2.3 genauer definiert und erläutert.

[‡]Für die Targetanregung ist die Betrachtung vollkommen analog. Man vertausche dazu überall die Ausdrücke von Projektil und Target: $Z_t \rightleftharpoons Z_p$, $A_t \rightleftharpoons A_p$, ...

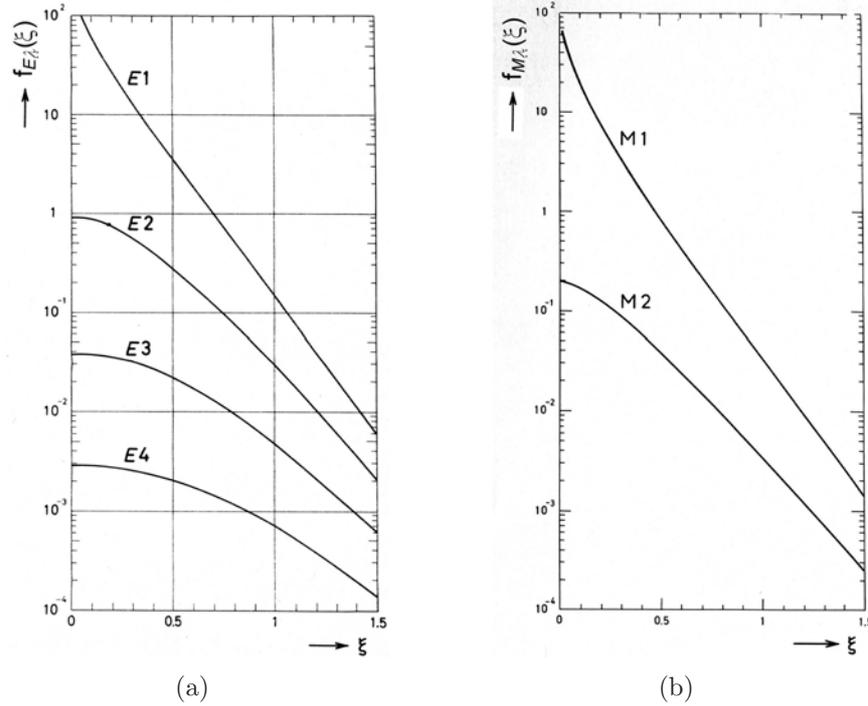


Abbildung 2.2: Verlauf der totalen Anregungs-Wirkungsquerschnittsfunktionen $f_{\pi\lambda}(\xi)$ in logarithmischer Darstellung, sowohl für (a) elektrische Übergänge, als auch für (b) magnetische Übergänge in Abhängigkeit der Adiabaticität ξ [17].

Analog zum totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{E\lambda}$ in Gleichung (2.12) lässt sich der totale Wirkungsquerschnitt der Ordnung $M\lambda$ berechnen [17] als

$$\sigma_{M\lambda} = \left(\frac{Z_t e}{\hbar c} \right)^2 a_0^{-2\lambda+2} B(M\lambda, J_i \rightarrow J_f) f_{M\lambda}(\xi). \quad (2.14)$$

Vergleicht man die beiden Wirkungsquerschnitte miteinander, so erkennt man, dass magnetische Anregungen gegenüber elektrischen – bei gleicher Multipolarität λ – um einen Faktor $(v/c)^2 = \beta^2$ unterdrückt werden. Bei typischen Strahlenergien an REX-ISOLDE von $\leq 3,0$ MeV/u und dem daraus resultierenden $\beta \approx 0,08$ dominieren die elektrischen Anregungen den Coulomb-Anregungs-Prozess.

2.2.3 Coulomb-Anregungs-Parameter

Der Abstand a_0 aus (2.8) ist eine wichtige Größe bei der genaueren Charakterisierung eines Coulomb-Anregungs-Experiments. Es ergeben sich daraus drei Parameter η , ξ und χ , die den Anregungsprozess maßgeblich beeinflussen.

Sommerfeld-Parameter η

Der Sommerfeld-Parameter η ist der wichtigste Parameter bei der Beschreibung der Coulomb-Anregung, denn seine Größe ist ausschlaggebend dafür, ob die semiklassische Theorie zur Beschreibung angewendet werden kann. η gibt den minimalen Abstand zwischen Projektil und Target in Einheiten der de Broglie-Wellenlänge λ an und ist definiert als:

$$\eta = \frac{2\pi a_0}{\lambda} = \alpha \frac{Z_p Z_t}{\beta}, \quad (2.15)$$

mit der Feinstrukturkonstante α . Um zu verhindern, dass die Kerne bei Schwerionen-Stößen die Coulombbarriere überwinden und somit in Reichweite der Kernkräfte kommen, muss die Bedingung

$$\eta \gg 1 \quad (2.16)$$

erfüllt sein. Diese Bedingung stellt sicher, dass die Ausmaße des quantenmechanischen Wellenpakets klein sind im Vergleich zur Größe der klassischen Bahn. Ein solches Wellenpaket folgt also der klassischen Trajektorie, womit eine semiklassische Beschreibung der Coulomb-Anregung gerechtfertigt ist [17].

Adiabatizitäts-Parameter ξ

Eine hinreichende Bedingung für die Gültigkeit der in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Störungstheorie 1. Ordnung bei der Beschreibung der Coulomb-Anregung ist, dass alle möglichen Anregungswahrscheinlichkeiten klein sind.

Um einen bestimmten Endzustand $|f\rangle$ vom Anfangszustand $|i\rangle$ aus durch das zeitabhängige elektromagnetische Potential $V(\vec{r}(t))$ anzuregen, muss die Kollisionszeit $\tau_{coll} = a_0/v$ kürzer sein, oder von der gleichen Größenordnung, wie die Anregungszeit $\tau_{nucl} = \hbar/\Delta E_{if}$ im Kern. Dabei ist ΔE_{if} die dazu nötige Anregungsenergie. Der Adiabatizitäts-Parameter ξ ist folglich definiert als

$$\xi = \frac{\tau_{coll}}{\tau_{nucl}} = \frac{a_0 \Delta E_{if}}{\hbar v} \leq 1. \quad (2.17)$$

Für kleine Geschwindigkeiten v kann das Projektil der durch $V(\vec{r}(t))$ verursachten Störung adiabatisch folgen, so dass keine Anregung in den Endzustand $|f\rangle$ mehr stattfindet. Aus Abbildung 2.2 entnimmt man, dass mit abnehmender Geschwindigkeit, das heißt mit größer werdendem ξ , die Anregungsfunktionen $f_{\pi\lambda}$ und damit die Anregungswahrscheinlichkeiten exponentiell abnehmen [17].

In Experimenten mit niederenergetischer Coulomb-Anregung bei Strahlenergien von wenigen MeV/u limitiert ξ also auch die möglichen Anregungsenergien auf unter 1-2 MeV.

Anregungsstärke-Parameter χ

Der Größenordnung der Anregung hängt nicht nur von der Adiabatizität ξ ab, sondern auch von der so genannten Anregungsstärke χ . Diese kann man unter anderem als eine

Größe auffassen, die den möglichen Drehimpulsübertrag $\lambda\hbar$ beim Stoß angibt. Man kann einen Wert für $\chi^{(\lambda)}$ über

$$\chi_{i \rightarrow f}^{(\lambda)} \approx \frac{V^{(\lambda)}(a_0)\tau_{coll}}{\hbar} \quad (2.18)$$

abschätzen, wobei $V^{(\lambda)}$ die Wechselwirkungsenergie der Ordnung λ zwischen Projektil und Target im Abstand a_0 ist. So findet man bei Experimenten mit Strahlenergien unterhalb der Coulombschwelle für E2-Übergänge typischerweise einen Wert $\chi^{(E2)} \leq 10$.

Man kann den Anregungsstärke-Parameter χ für einen Übergang der Ordnung $\pi\lambda$ vom Zustand $|i\rangle$ in den Zustand $|f\rangle$ nach [17] auch allgemein definieren als

$$\chi_{i \rightarrow f}^{(E\lambda)} = \frac{\sqrt{16\pi}Z_t e}{\hbar v} \frac{(\lambda-1)!}{(2\lambda+1)!!} \frac{\langle J_f || \mathcal{M}(E\lambda) || J_i \rangle}{a_0^\lambda \sqrt{2J_i+1}} \quad (2.19)$$

für elektrische Anregung. Für magnetische Anregung gilt analog

$$\chi_{i \rightarrow f}^{(M\lambda)} = \frac{\sqrt{16\pi}Z_t e}{\hbar c} \frac{(\lambda-1)!}{(2\lambda+1)!!} \frac{\langle J_f || \mathcal{M}(M\lambda) || J_i \rangle}{a_0^\lambda \sqrt{2J_i+1}} \quad (2.20)$$

Durch die schon oben angedeutete Möglichkeit großer Anregungsstärken, in der Größenordnung $\chi \gtrsim 1$ bei Anregungsexperimenten unterhalb der Coulombschwelle, sind auch Mehrstufenanregungen möglich (vgl. Abbildung 2.3).

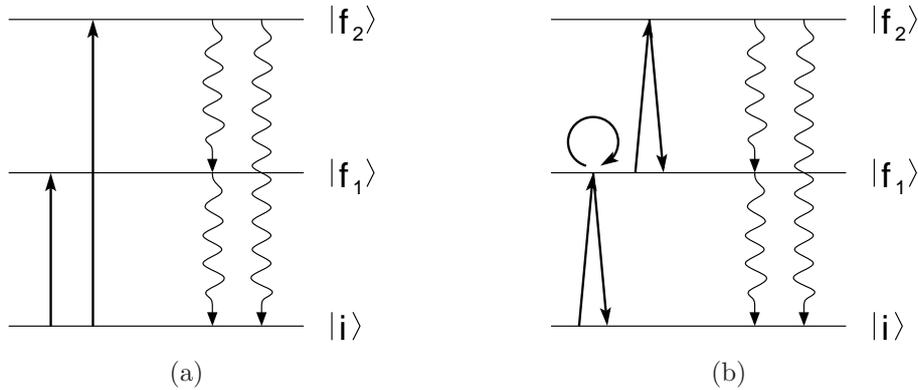


Abbildung 2.3: Vergleich von (a) Einstufen- und (b) Mehrstufen-Anregung beim Prozess der Coulomb-Anregung vom Anfangszustand $|i\rangle$ in die Zustände $|f_{1,2}\rangle$. Die verschiedenen möglichen (z. T. virtuellen) Anregungen sind mit schwarzen Pfeilen gekennzeichnet.

In diesen Fällen kann der Anregungsprozess nicht mehr durch die Störungstheorie 1. Ordnung abgedeckt werden, sondern es müssen auch Störungen höherer Ordnung berücksichtigt werden.

2.2.4 „Sichere“ Coulomb-Anregung

Der minimale Abstand $d_{min}(\theta_{cm})$ zwischen Projektil und Target während des Streuprozesses ist abhängig vom Streuwinkel θ_{cm} (vgl. Abbildung 2.1) und ergibt sich aus a_0 wie folgt:

$$d_{min}(\theta_{cm}) = a_0 \left(1 + \frac{1}{\sin\left(\frac{\theta_{cm}}{2}\right)} \right) \quad (2.21)$$

Die grundlegende Annahme der Coulomb-Anregung ist, dass die Wechselwirkung zwischen den gestreuten Ionen rein elektromagnetischen Charakter besitzt. Die semiklassische Theorie der Coulomb-Anregung ist somit gültig, solange der Einfluss der starken Wechselwirkung zwischen den beiden Kernen beim Anregungsprozess vernachlässigbar klein ist. Um sicherzustellen, dass dies während des Streuprozesses gewährleistet ist, muss der minimale Abstand größer sein, als die Summe der beiden Kernradien R_p, R_t , plus einem zusätzlichen „Sicherheitsabstand“ Δ_s :

$$2a_0 > R_p + R_t + \Delta_s \quad (2.22)$$

Mit typischen Werten von $\Delta_s = 5 \text{ fm}$ und $R_i = 1,25A_i^{1/3}$ (nach [12]) erreicht man so einen Anteil von $\leq 0,1\%$ für die starke Wechselwirkung.

2.2.5 Relativmessung des $B(E2)$ -Werts

In einem Experiment zur Coulombanregung ist die Anzahl inelastisch gestreuter Projektil- bzw. Targetkerne eine direkte Größe für die Anregungswahrscheinlichkeit vom Zustand $|i\rangle$ in einen Zustands $|f\rangle$ des jeweiligen Kerns. Sie kann im Experiment unter anderem durch die Detektion der γ -Quanten aus der Abregung $|f\rangle \rightarrow |f'\rangle$ bestimmt werden. Für den Fall einer Coulomb-Anregung des Projektilkerns gilt für die Anzahl der detektierten γ -Quanten:

$$N_{\gamma}^{Projektil}(f \rightarrow f') = \epsilon_{\gamma,Projektil} \cdot \sigma_{Projektil} \cdot \frac{\rho d N_A}{A_t} I \quad , \quad (2.23)$$

mit der absoluten Nachweiseffizienz $\epsilon_{\gamma,Projektil}$ der γ -Detektoren bei der entsprechenden Übergangsenergie, dem totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{Projektil}$ für die Abregung, der Dicke ρd des Targets (in mg/cm^2), der Avogadro-Konstante N_A , der Masse A der Targetkerne und der Strahlintensität I . Bei Experimenten mit instabilen Strahlen ist die Strahlintensität jedoch nur sehr ungenau bekannt. Um den totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, wird dieser daher relativ zu einem anderen, bekannten Wirkungsquerschnitt aus dem gleichen Experiment gemessen, wie etwa der Coulombanregung des Targets. Dafür gilt analog zu (2.23):

$$N_{\gamma}^{Target}(f \rightarrow f') = \epsilon_{\gamma,Target} \cdot \sigma_{Target} \cdot \frac{\rho d N_A}{A_t} I \quad , \quad (2.24)$$

Dividiert man nun die Gleichung (2.23) durch (2.24), so erhält man für das relative Verhältnis vor Projektil- und Targetanregung:

$$\frac{N_{\gamma}^{\text{Projektil}}(f \rightarrow f')}{N_{\gamma}^{\text{Target}}(f \rightarrow f')} = \frac{\epsilon_{\gamma, \text{Projektil}}}{\epsilon_{\gamma, \text{Target}}} \cdot \frac{\sigma_{\text{Projektil}}}{\sigma_{\text{Target}}} \quad (2.25)$$

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Das Interesse der Kernphysik an Experimenten mit exotischen Kernen, weitab vom Tal der Stabilität, ist groß. Aufgrund der geringen Strahlintensitäten erfordern solche Experimente jedoch besondere experimentelle Entwicklungen, um Intensität, Selektivität und Effizienz bei Bereitstellung und Nachweis zu erhöhen. Eine Anlage, die diese Voraussetzungen zur Untersuchung exotischer Kerne schafft, ist der MINIBALL-Aufbau an REX-ISOLDE bei der Europäischen Organisation für Kernforschung CERN.

Dieses Kapitel stellt im Folgenden den zugrunde liegenden Aufbau des vorliegenden Experiments dar. Zunächst wird die Produktion und Bereitstellung der radioaktiven Isotope beschrieben (Abschnitt 3.1), anschließend die einzelnen Schritte, die zur effizienten Nachbeschleunigung notwendig sind (Abschnitt 3.2). Der MINIBALL-Aufbau zum Nachweis der auslaufenden Teilchen und γ -Quanten wird schließlich in Abschnitt 3.3 besprochen.

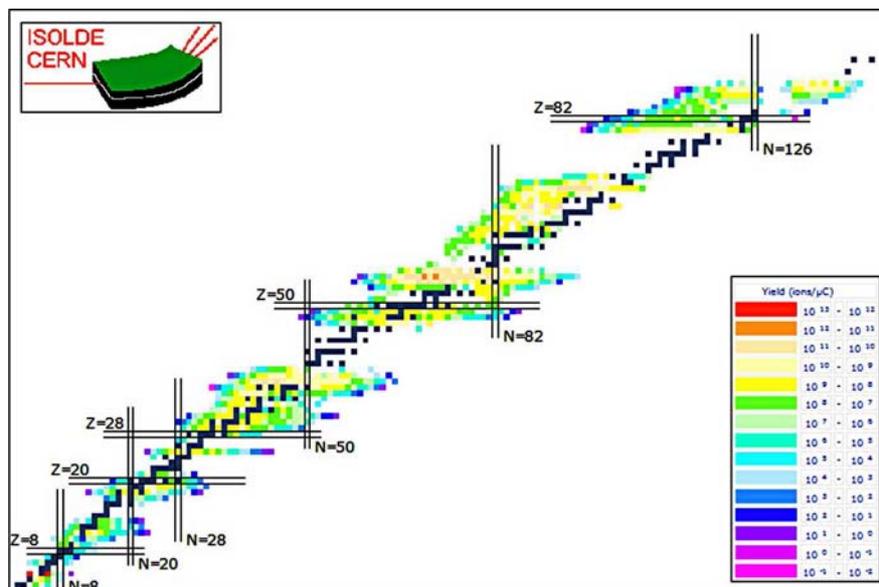


Abbildung 3.1: Nuklidkarte aller bislang an ISOLDE produzierten Kerne. Die Farbskala gibt die experimentelle Ausbeute in Ionen/μC an [19].

3.1 Die ISOLDE-Anlage

Die ISOLDE-Anlage am CERN gehört zu den so genannten ISOL-Anlagen (Isotope Separation On Line) und stellt bereits seit über 40 Jahren exotische Kerne für diverse Experimente zur Verfügung. Insgesamt wurden damit bislang über 60 Elemente und mehr als 600 Isotope produziert (vgl. Abbildung 3.1) [19].

3.1.1 Produktion radioaktiver Isotope

Die Produktion der verschiedenen Isotope erfolgt in ISOL-Anlagen durch den Beschuss eines massiven Produktionstargets mit leichten, hochenergetischen Ionen. Die dabei durch Spallation, Fragmentation oder Spaltung entstehenden Kerne befinden sich zunächst im Targetmaterial, können jedoch durch Erhitzen des Targets auf rund 2000°C aus dem Material heraus diffundieren. Anschließend werden sie in einer Ionenquelle ionisiert, extrahiert und in einem Massenseparator analysiert, bevor sie an die Experimente weitergeleitet werden (Abbildung 3.2).

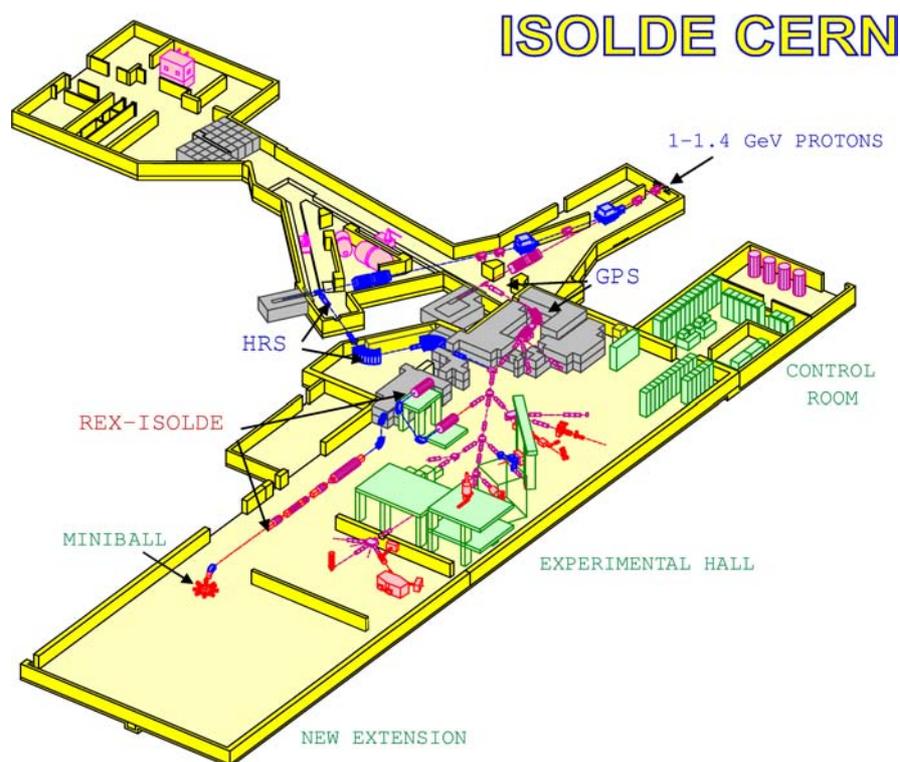


Abbildung 3.2: Schematische Ansicht der ISOLDE-Anlage am CERN. ISOLDE erhält seine Protonen vom PSB(ooster) mit einer Energie von bis zu 1,4 GeV (nach [19]).

Ein bedeutender Vorteil dieser Produktionsmethode gegenüber der so genannten „In-Flight“ Methode, wie sie z.B. bei RISING an der GSI genutzt wird, ist eine wesentlich bessere Strahlqualität, die unter anderem durch einen kleinen Strahlfleck ($\varnothing \sim 5 \text{ mm}$) und einen

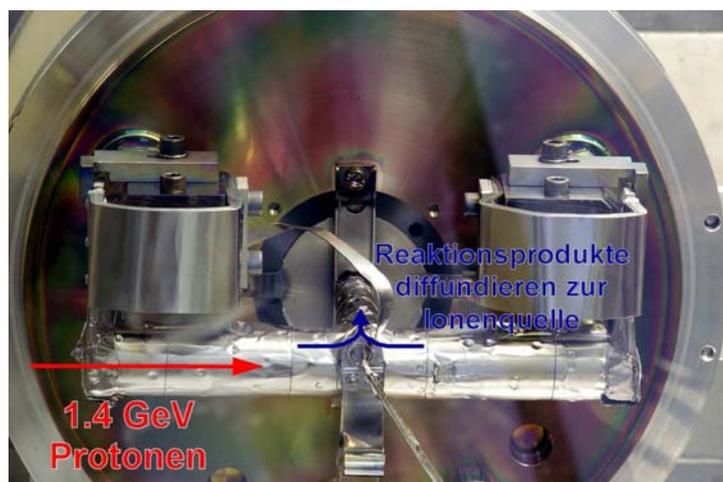


Abbildung 3.3: Typische Targetanordnung bei ISOLDE. Die ca. 15 cm lange silberne Röhre enthält das aktive Targetmaterial, das der hochenergetische Protonenstrahl vom PSB her koaxial durchquert. Die Heizung des Targets erfolgt über die zwei massiven Kupferblöcke [19].

reduzierten Untergrund charakterisiert wird. Aufgrund des vergleichsweise langsamen Diffusionsprozesses aus dem Target können jedoch nur Nuklide mit einer Halbwertszeit von mehr als 10 ms experimentell genutzt werden.

Die ISOLDE-Anlage am CERN nutzt Protonen mit einer Energie von bis zu 1,4 GeV aus vier übereinander liegenden Synchrotron, dem so genannten PS-Booster (PSB*) [20]. Er liefert bis zu $3,2 \cdot 10^{13}$ Protonen pro Puls bei einer Pulslänge von typischerweise $2,4 \mu\text{s}$. Mehrere Protonenpulse sind dabei zu einem „Supercycle“ zusammengefasst, wobei der Abstand zwischen zwei Pulsen des Supercycles genau 1,2 s beträgt. Der durchschnittliche Strahlstrom auf ein ISOLDE-Target beträgt meist $2\text{-}3 \mu\text{A}$, was einer mittleren Leistung von ca. 3 kW entspricht.

Das massive Produktionstarget an ISOLDE besteht, je nach gewünschtem Reaktionsprodukt, aus verschiedenen Materialien (z.B. UC_x , ThC, Ta+W, Nb, CaO,...). So wurde für das beschriebene Experiment zur Untersuchung neutronenreicher Mg-Isotope ein $^{238}\text{UC}_x$ -Target mit einer Dicke von ca. 50 mg/cm^2 (^{238}U) benutzt. Trifft der hochenergetische Protonenstrahl auf das Target, so entstehen pro Sekunde fast 10^{13} Spalt- und andere Reaktionsprodukte. Um diese schnell aus dem Target zu extrahieren, heizt man das Target elektrisch auf über 2000°C auf und lässt die produzierten Nuklide aus dem porösen Targetmaterial diffundieren und leitet sie weiter zur Ionenquelle (siehe Abbildung 3.3).

3.1.2 Extraktion und Aufbereitung der radioaktiven Isotope

Zur Extraktion aus dem Targetbereich werden aus den neutralen Atomen in einer Ionenquelle zunächst einfach positiv geladene Ionen produziert. Je nach gewähltem Element

*PS = Proton Synchrotron

kommen dabei unterschiedliche Ionenquellen (IQ) zum Einsatz: Laser-IQ, Oberflächen-IQ und kalte/heiße Plasma-IQ.

Laser-Ionisation: RILIS – Resonant Ionisation Laser Ion Source

Die im Target produzierten Isotope diffundieren zunächst in eine dünne Röhre, in der der Ionisationsprozess stattfindet. Ein solcher Prozess, mit dem gezielt ein bestimmtes Element selektiert werden kann, ist die Ionisation mit Hilfe der so genannten RILIS (Resonant Ionisation Laser Ion Source) [21]. Die nötige Ionisationsenergie wird dabei mit Hilfe von intensivem, gepulstem Laserlicht geliefert, dessen Wellenlängen speziell auf benachbarte Übergänge im gesuchten Element abgestimmt sind (siehe Abbildung 3.4). Für andere Elemente ist das Laserlicht nicht resonant, so dass hier keine nennenswerte Ionisation zu erwarten ist.

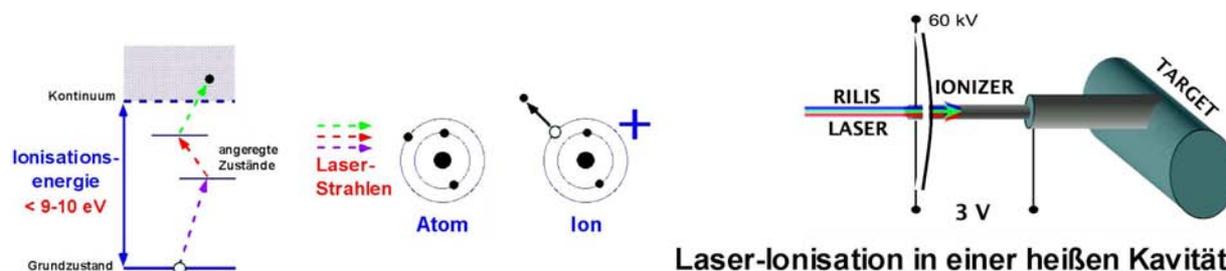


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Ionisationsprozesses am Primärtarget mit Hilfe der RILIS (nach [19]).

Bei Magnesium wurde dazu eine 3-Stufen-Ionisation gewählt. Zunächst wird das Atom durch resonantes Dye-Laserlicht mit einer Wellenlänge von 285,2 nm vom Grundzustand ($3s^2 \ ^1S_0$) in einen angeregten Zustand ($3s \ 3p \ ^1P_1$) gebracht. Ein weiterer Dye-Laserpuls mit einer Wellenlänge von 552,8 nm regt das Atom weiter in den $3s \ 4d \ ^1D_2$ -Zustand an, ehe grünes Licht mit 510,6 nm Wellenlänge aus einem Kupferdampf-Laser das Atom ionisiert. Die Wahrscheinlichkeit dieser Photo-Ionisation liegt bei bis zu 9,8% [19].

Oberflächen-Ionisation

Durch die hohen Temperaturen in der Röhre kann neben der Laser-Ionisation auch thermische Ionisation der Atome auftreten. Dabei verlieren die Atome bei Stößen mit der Wand der Ionenquelle ein Elektron. Dieser Vorgang hängt stark vom Ionisationspotential des jeweiligen Elements ab. So ist im vorliegenden Experiment hauptsächlich ^{31}Al eine Strahlkontaminante, die teilweise durch Oberflächen-Ionisation erzeugt wird.

Nach der Ionisation werden die gewonnenen 1^+ -Ionen durch ein angelegtes elektrisches Feld von 30 kV aus der Ionenquelle extrahiert und zu den Massenseparatoren geleitet. Die elementspezifische Ionisation ($\rightsquigarrow Z$) in der RILIS erlaubt es, durch anschließende gute Massenseparation ($\rightsquigarrow A$) genau ein Nuklid $^A_Z X$ für weitere Experimente zu selektieren.

An ISOLDE existieren dafür zwei unabhängige Produktionstargets mit jeweils angeschlossenen Massenseparatoren: der General Purpose Separator (GPS) und der High Resolution Separator (HRS). Der GPS erreicht mit seinem 70° -Magnet ein Massenaufklärungsvermögen von $M/\Delta M = 2400$, während es beim HRS mit seiner kombinierten 90° - 60° -Magnetanordnung $M/\Delta M = 5000$ beträgt. Das vorliegende Experiment zu ^{31}Mg wurde im September 2007 mit dem HRS durchgeführt.

3.2 REX-ISOLDE

Um neue Wege in der experimentellen Kernphysik mit Hilfe nachbeschleunigter radioaktiver Strahlen aufzuzeigen, wurde 1994 das **R**adioactive beam **EX**periment (REX) als Pilotprojekt bei ISOLDE begonnen [22,23]. Dabei werden die von der ISOLDE-Anlage gelieferten einfach geladenen Ionen zunächst in einer Penning-Falle (REXTRAP) angereichert und verdichtet, bevor sie in einer Elektronenstrahl-Ionenquelle (EBIS) auf einen höheren Ladungszustand gebracht werden. Anschließend erfolgt eine effiziente Nachbeschleunigung der Ionen mit einem kompakten Linearbeschleuniger (REX-LINAC) auf Energien von bis zu $3,0\text{ MeV/u}$. Insgesamt konnten seit Herbst 2001 rund 60 verschiedene radioaktive Isotope nachbeschleunigt werden [19]. Abbildung 3.5 zeigt einen schematischen Aufbau von REX-ISOLDE. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten näher beschrieben.

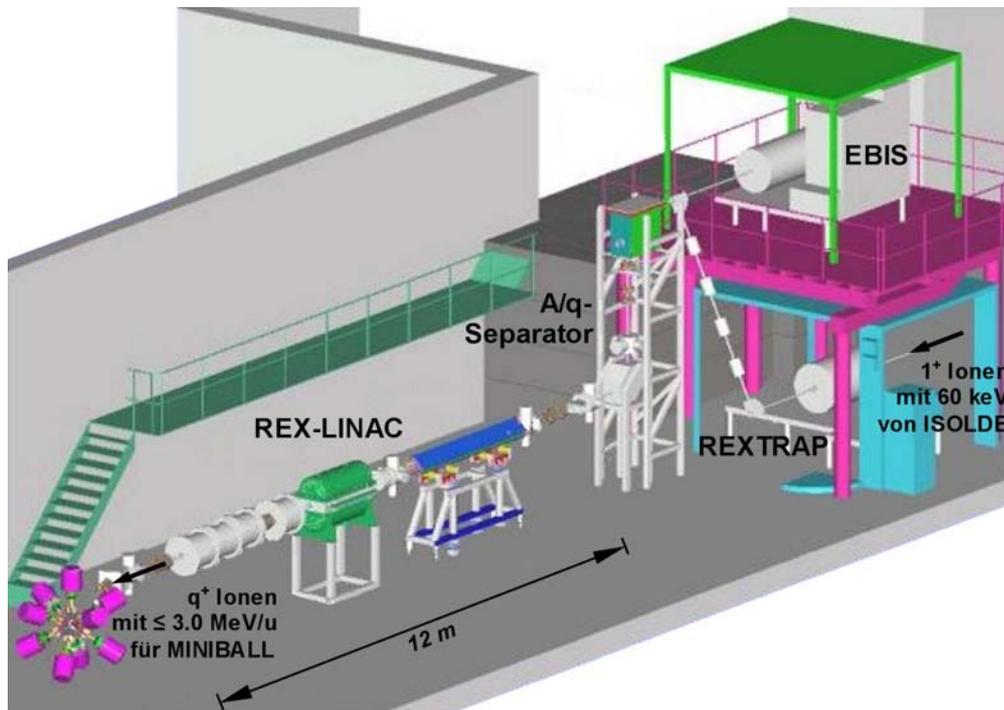


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung von REX-ISOLDE: Die von ISOLDE gelieferten Ionen werden in der REXTRAP zunächst gesammelt und gekühlt, bevor in der EBIS höhere Ladungszustände erbrütet und die Ionen im REX-LINAC nachbeschleunigt werden (nach [19]).

3.2.1 Das Ladungsbrütungssystem

Um die kontinuierlich von ISOLDE gelieferten einfach geladenen Ionen in einem kompakten Linearbeschleuniger effektiv nachbeschleunigen zu können, müssen die Ionen zunächst gesammelt, gekühlt, zu definierten Ionenpaketen zusammengefasst („gebunched“) und auf einen höheren Ladungszustand gebracht werden. Während das Erbrüten eines höheren Ladungszustands die kompakte Bauweise des Linearbeschleunigers ermöglicht, gibt es für das so genannte bunching mehrere Motivationen. Zum einen beträgt die Zeit für das Ladungsbrüten bei leichten Ionen typischerweise 20-30 ms, und auch der Beschleuniger besitzt wegen seiner RF-Bauweise[†] einen Arbeitszyklus. Weiterhin erhöht das bunching das Signal-zu-Rausch-Verhältnis, insbesondere bei geringen Strahlintensitäten.

REXTRAP

Der kontinuierliche Ionenstrahl aus dem ISOLDE-Separator gelangt zunächst in die REXTRAP, eine zylindrische Penningfalle, in der die radioaktiven Ionen mit Hilfe von elektrischen und magnetischen Feldern gespeichert und gekühlt werden können [24]. Durch das angelegte Hochspannungspotential von ~ 30 kV werden die Ionen zunächst auf Energien im eV-Bereich abgebremst. Eine weitere Abbremsung wird durch Kühlung erreicht. Dabei verlieren die Ionen ihre Energie durch Stöße mit einem Puffergas in der Falle, zumeist Ne oder Ar bei Gasdrücken von typischerweise 10^{-3} mbar, wodurch die transversale Emittanz erhöht wird.

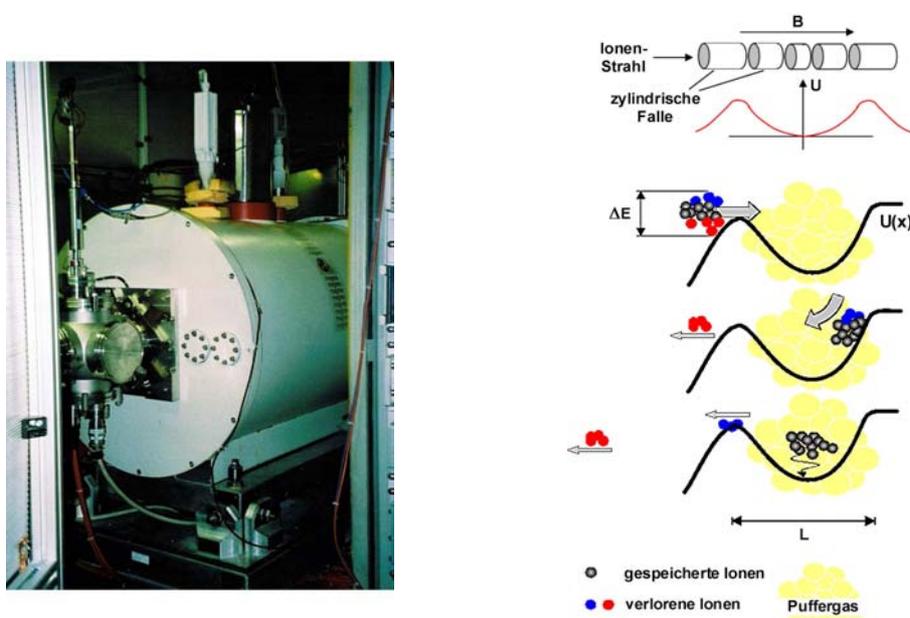


Abbildung 3.6: Links: Foto der REXTRAP. – Rechts: Schematische Darstellung des bunchings in der Penningfalle: Die Kühlung der Ionen erfolgt über Stöße mit dem Puffergas (nach [19]).

[†]RF = „radio frequency“; hochfrequente elektromagnetische Wechselfelder dienen zur Beschleunigung

Eine weitere Verbesserung der transversalen Emittanz[‡] und eine Reinigung des Ionenstrahls kann zusätzlich durch eine Seitenband-Kühlung erreicht werden [25]. Eine schematische Darstellung dieses Sammlungs- und Kühlungsprozesses kann Abbildung 3.6 entnommen werden. Die gespeicherten Ionen werden anschließend in kurzen Paketen von 10-50 μs aus der Falle extrahiert und wieder auf 30 keV beschleunigt. Durch ein vertikales Strahlrohr gelangen sie zur Ladungsbrütung in die EBIS. Die Transmission durch die REXTRAP hängt wegen Raumladungseffekten von der Anzahl der gespeicherten Ionen ab und liegt meist zwischen 10% bei 10^8 Ionen/bunch und 45% bei 10^5 Ionen/bunch.

Im Falle des hier beschriebenen Experiments betrug die Ladungssammelzeit der Penning-Falle 30 ms mit durchschnittlich rund $7 \cdot 10^3$ Ionen/bunch.

EBIS

Die Elektronenstrahl-Ionenquelle (Electron Beam Ion Source, EBIS) dient zur Erzeugung hochgeladener Ionen durch Stoßionisation mit einem gebündelten Elektronenstrahl [26,27].



Abbildung 3.7: *Abbildung der EBIS. Der blaue Zylinder enthält das flüssige Helium zur Kühlung des supraleitenden Solenoid-Magneten.*

Eine Elektronenkanone liefert einen monoenergetischen Elektronenstrahl mit einer Energie von 3-6 keV bei 100-500 mA Strahlstrom. Durch den Einschluss der Elektronen im 2 T starken Magnetfeld eines supraleitenden Solenoid-Magneten (siehe Abbildung 3.7) erreicht man eine elektrische Stromdichte von 150 A/cm^2 . Der Einschluss der instabilen Ionen in der Radialebene wird durch die Potentialmulde ermöglicht, die die negative Raumladung der Elektronen erzeugt. Den Einschluss in longitudinaler Richtung erreicht man durch das Anlegen von Potentialbarrieren an den Enden der EBIS mit Hilfe zylindrischer Elektroden. Die Einschlusszeit der Ionen, auch „breeding time“ genannt, bestimmt die Verteilung

[‡]Die transversale Emittanz ist eine Größe, die die Güte der Strahldivergenz bei einem Teilchenstrahl angibt.

der produzierten Ladungszustände. Eine Änderung dieser Einschlusszeit ermöglicht somit die Optimierung des gewünschten A/q -Werts. Im Falle von ^{31}Mg betrug die Einschlusszeit optimalerweise 28,5 ms. Nach dem Ladungsbrüten in der EBIS werden die Ionen durch das Absenken der Potentialbarriere auf 5 keV/u beschleunigt und in den A/q -Separator geleitet. Die bunch-Breite liegt typischerweise bei $\sim 100 \mu\text{s}$.

Für eine effiziente Ladungsbrütung muss ein Hochvakuum von besser als 10^{-11} mbar herrschen. Trotzdem können Restgasatome vom Puffergas der Penningfalle (meist Ne und Ar, aber auch C, N, O) die EBIS erreichen, wo sie in höhere Ladungszustände gebracht werden und schließlich als Kontaminanten im radioaktiven Ionenstrahl vorhanden sind (siehe Kapitel 4.5).

A/q -Separator

Wie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben, besteht der von der EBIS gelieferte Ionenstrahl aus einem Gemisch der gesuchten radioaktiven Ionen aus dem Primärtarget von ISOLDE und hochgebrüteten Restgasatomen aus der REXTRAP/EBIS-Kombination. Daher muss eine weitere (Massen-)Separation nach einem speziellen A/q -Wert durchgeführt werden. Dies geschieht in einer S-förmigen Deflektor-Anordnung, dem A/q -Separator (vergleiche Abbildung 3.5). Da die Ionen nach der EBIS eine gewisse Energieverteilung durch den Einschluss in einer breiten Potentialsenke aufweisen, muss zunächst eine bestimmte Energie ausgewählt werden. Die erste Umlenkung erfolgt daher in einem elektrostatischen Deflektor und dient der (masseunabhängigen) Energie-Selektion. Die Umlenkung in einem Magnetfeld ermöglicht anschließend die Separation eines optimalen A/q -Werts mit möglichst geringer Kontamination. Das Auflösungsvermögen dieser Anordnung bei REX-ISOLDE beträgt $(A/q)/\Delta(A/q) \approx 100-150$, die Transmissionsrate rund 75-90% des gewünschten Ionenstrahls. Nach der Selektion des A/q -Werts, mit $A/q \leq 4,5$, werden die hochgebrüteten Ionen im REX-LINAC nachbeschleunigt.

3.2.2 Der REX-LINAC

Der REX-LINAC zur Nachbeschleunigung der instabilen Ionen besteht, wie in Abbildung 3.8 zu sehen ist, aus vier verschiedenen Resonanzstrukturen, die jeweils über einen bestimmten Energiebereich betrieben werden können. Somit sind variable Endpunktenergien von 0,8-3,0 MeV/u möglich, je nach den Anforderungen des Experiments [22]. Die aus der EBIS extrahierten hochgeladenen Ionen werden zunächst mit einer RFQ-Struktur von 5 keV/u auf 300 keV/u beschleunigt. Die nächste IH-Struktur beschleunigt die Ionen weiter auf eine einstellbare Energie im Bereich von 1,1-1,2 MeV/u. Die letzte Beschleunigungsstufe besteht aus insgesamt drei 7-Spalt-Resonatoren, die die Ionen auf 0,8-2,25 MeV/u abbremsen oder beschleunigen können, sowie einem 9-Spalt-Resonator, der eine maximale Strahlenergie von 3,0 MeV/u liefert. Die technische Konzeption des Beschleunigers mit einer A/q -Akzeptanz von $A/q \leq 4,5$ ermöglicht auch die effiziente Nachbeschleunigung schwerer Ionen bei einer kompakten Bauweise. So beträgt die Gesamtlänge des REX-LINAC lediglich 12 m.

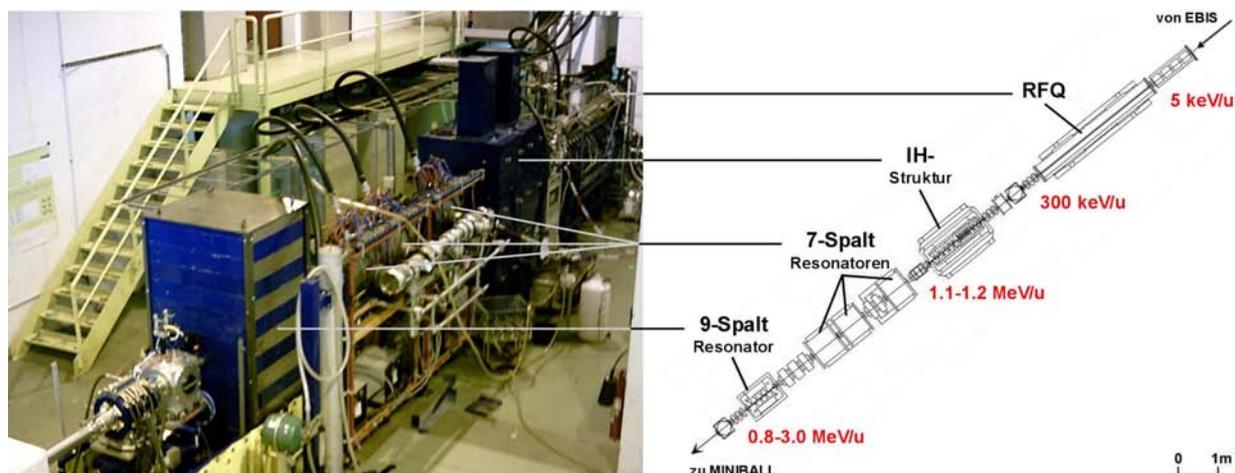


Abbildung 3.8: Aufbau des REX-LINAC mit den verschiedenen Resonanzstrukturen (nach [19]).

Die totale Transmission für REX-ISOLDE liegt im Bereich von $\sim 5\%$, die Energieunschärfe des von REX gelieferten Strahls beträgt $1,2\%$ bei $2,25 \text{ MeV/u}$. Die gewählte Strahlenergie im vorliegenden Experiment war $3,0 \text{ MeV/u}$ bei einer mittleren Intensität des ^{31}Mg -Strahls von ca. 10^4 Ionen/s.

3.3 Der MINIBALL-Aufbau

Die von REX-ISOLDE bereitgestellten stabilen oder radioaktiven Kerne mit einer Energie von bis zu $3,0 \text{ MeV/u}$ treffen im Zentrum des MINIBALL-Aufbaus auf ein dünnes Target mit einer typischen Dicke von $0,5\text{-}5,0 \text{ mg/cm}^2$. Die daraus resultierenden Kernreaktionen werden anhand der emittierten Teilchen und γ -Quanten untersucht.

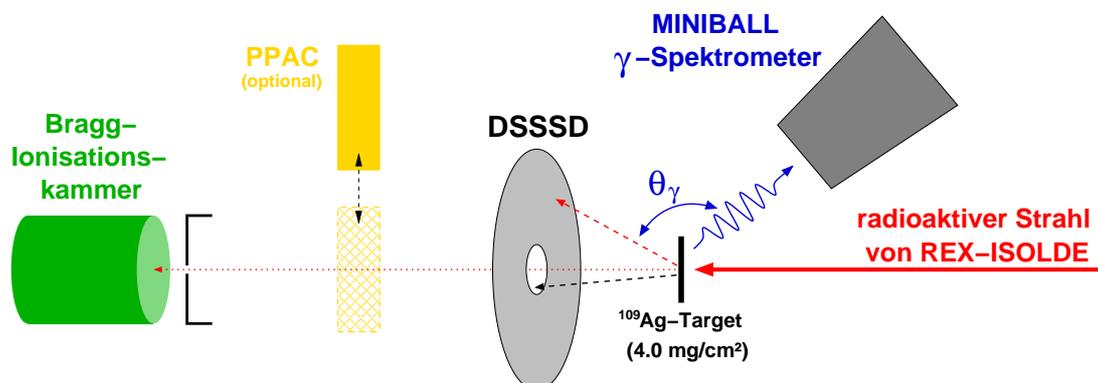


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus an MINIBALL zur Coulombanregung von ^{31}Mg im September 2007.

Abbildung 3.9 zeigt eine schematische Ansicht des im vorliegenden Experiment zur Coulombanregung von ^{31}Mg verwendeten Aufbaus. Die γ -Quanten wurden dabei mit Hilfe des hochauflösenden MINIBALL γ -Spektrometers registriert, das die Targetkammer umgab (vgl. Kapitel 3.3.1). Die auslaufenden Projektil- bzw. Targetkerne wurden in Kombination dazu mit einem ortssensitiven Silizium-Halbleiterdetektor (DSSSD) auf ihre Energie und Flugrichtung hin vermessen (Abschnitt 3.3.2). Zusätzlich standen weitere Detektorsysteme zur Überwachung der Strahlposition (PPAC) und -zusammensetzung mit Hilfe einer Bragg-Ionisationskammer zur Verfügung.

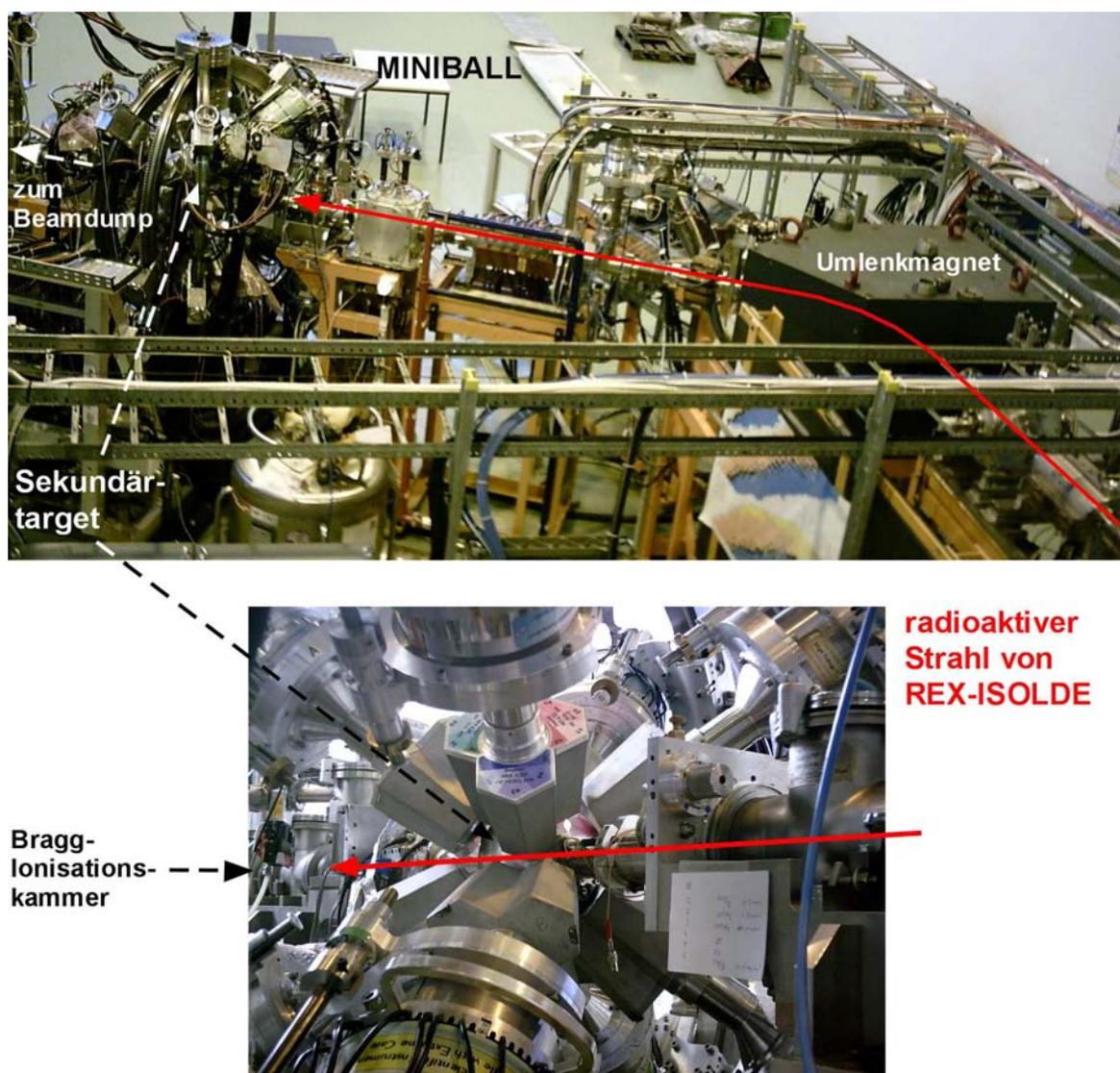


Abbildung 3.10: Oben: MINIBALL-Aufbau beim vorliegenden Experiment im September 2007. – Unten: Detailansicht der sphärischen Targetkammer, die das Sekundärtarget enthält, mit den umgebenden HPGe-Clusterdetektoren.

3.3.1 Das MINIBALL γ -Spektrometer

Bereits im ursprünglichen Report zum Aufbau von REX-ISOLDE [22] war ein hocheffizientes und hochauflösendes γ -Spektrometer vorgesehen, um Kernstrukturphysik selbst bei den schwachen Intensitäten radioaktiver Strahlen ermöglichen zu können. Bis 2001 wurde dafür in Zusammenarbeit mehrerer Universitäten in Deutschland, Belgien und Frankreich das MINIBALL γ -Spektrometer gebaut [28,29]. Es besteht aus acht Clustern mit jeweils drei individuell gekapselten HPGe-Detektoren*. Jeder Kristall ist noch einmal elektrisch in sechs Segmente unterteilt**, die separat ausgelesen werden können (Abbildung 3.11). Somit ergibt sich für den Gesamtaufbau eine (elektrische) Granularität von 144 separaten Teildetektoren. Die genauere Auflösung des Wechselwirkungsortes durch die Segmentinformation kann im folgenden für eine wesentlich bessere Dopplerkorrektur genutzt werden (vgl. Kapitel 4.3.1). Die mittlere Energieauflösung der MINIBALL-Detektoren beträgt 2,3 keV bei 1,3 MeV, die Raumwinkelabdeckung rund 60% von 4π bei einem Abstand von ~ 11 cm zwischen Target und Cluster.

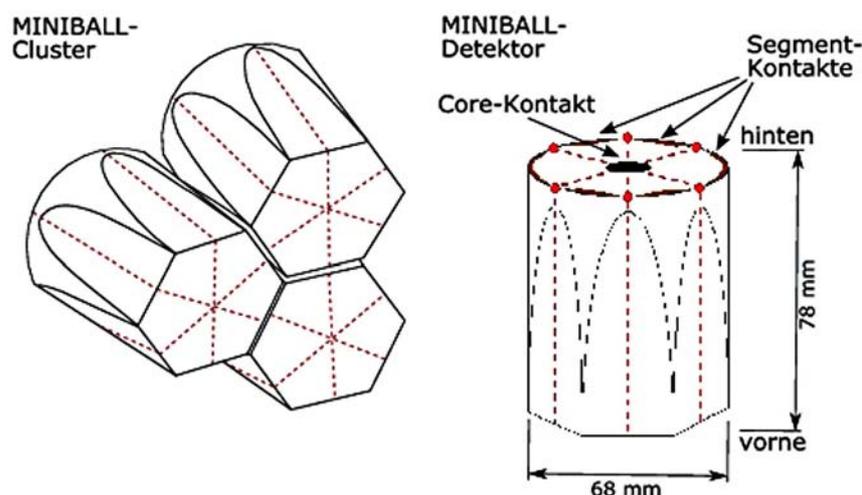


Abbildung 3.11: Links: Anordnung der drei gekapselten MINIBALL-Detektoren in einem Cluster. – Rechts: Ein einzelner MINIBALL-Detektor mit der elektrischen Segmentierung und der Zentralelektrode („Core“) [28].

Die vorverstärkten Detektorsignale werden mit Hilfe von DGF-Modulen[§] digitalisiert und sofort weiterverarbeitet. Dies eröffnet die Möglichkeit einer noch genaueren Ortsauflösung der Wechselwirkung im Detektorkristall mittels digitaler Pulsform-Analyse (Pulse Shape Analysis, PSA) [28]. Diese wurde allerdings im vorliegenden Experiment nicht durchgeführt.

*HPGe = High Purity Germanium; hochreiner Germanium-Halbleiterkristall

**Die elektrische Segmentierung entsteht durch eine 6-fache Unterteilung der Kontaktelektrode an der Außenseite des HPGe-Kristalls beim Herstellungsprozess.

[§]DGF = „Digital Gamma Finder“ (X-ray Instruments Associates)

3.3.2 Teilchendetektoren

Double-Sided Silicon Strip Detector (DSSSD)

Für eine korrekte Dopplerkorrektur der gemessenen γ -Energie ist es nötig, neben dem exakten γ -Detektionswinkel auch den exakten Streuwinkel und die Energie des auslaufenden Teilchens zu kennen. Diese werden mit einem segmentierten Siliziumdetektor (DSSSD, auch CD-Detektor [30]) gemessen, wie in Abbildung 3.12 dargestellt.

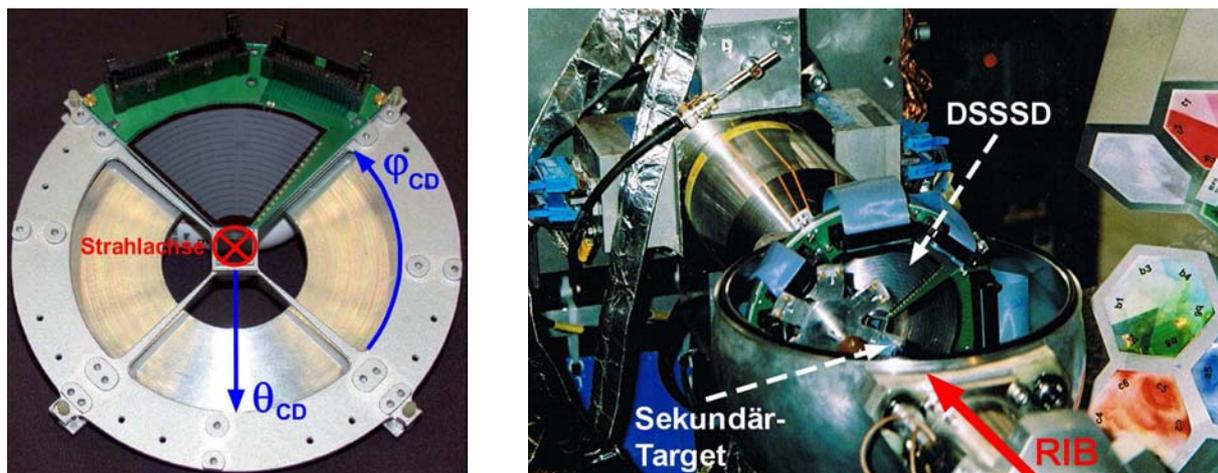


Abbildung 3.12: Links: Halterung des DSSSD mit einem montierten Quadranten. Man erkennt deutlich die Aufteilung in 16 Ringe auf der Vorderseite des Detektors [12]. – Rechts: Die geöffnete MINIBALL-Targetkammer mit dem eingebauten DSSSD. Der Abstand zwischen Targetrad und Detektor beträgt 30,5 mm. Am rechten Bildrand sieht man zwei Clusterdetektoren.

Der DSSSD besteht aus vier unabhängigen Quadranten mit einer Dicke zwischen $476 \mu\text{m}$ und $493 \mu\text{m}$. Jeder Quadrant ist auf der Vorderseite in 16 Ringe mit einer Breite von jeweils 2 mm, auf der Rückseite in 24 Sektoren mit $3,4^\circ$ Breite unterteilt. Durch die Überlagerung der Positionsinformationen aus Vorder- und Rückseite erhält man für die rund 50 cm^2 Detektorfläche eine diskrete Unterteilung in insgesamt 1536 Pixel. Der Abstand zwischen Sekundärtarget und DSSSD im Experiment beträgt 30,5 mm, was einer Winkelabdeckung in θ_{CD} -Richtung von $16,4^\circ$ - $53,3^\circ$ entspricht.

Bragg-Kammer

Zur Überwachung der Strahleigenschaften stehen im Experiment noch zwei weitere Detektortypen zur Verfügung (vgl. Abbildung 3.9). So dient ein Parallel Plate Avalanche Counter (PPAC), der optional in die Strahlachse gefahren werden kann, zur Bestimmung der Strahlposition und -fokussierung [31]. Eine Bragg-Ionisationskammer am Ende des Strahlrohres ermöglicht zusätzlich seit 2007 eine ständige Überwachung der Strahlzusammensetzung [32].

Die Bragg-Kammer nutzt dabei den elementspezifischen Energieverlust der Ionen in P10-Gas[¶] bei einem Gasdruck von typischerweise 500 mbar. Die dabei entstehenden freien Elektronen werden entlang der parallel zur Einfallrichtung verlaufenden elektrischen Feldlinien zur Anode hin beschleunigt und erzeugen dort ein Ladungssignal, das sämtliche Informationen über Energie, Kernladungszahl und Masse des einlaufenden Ions enthält. So kann man etwa aus der spezifischen Ionisation um den Bragg-Peak die Kernladungszahl bestimmen, während die bei der Ionisation erzeugte Gesamtladung proportional zur Energie des Teilchens ist. Nähere Informationen dazu entnimmt man [32].

[¶]P10-Gas enthält Argon und Methan im Verhältnis 90:10.

Kapitel 4

Aufbereitung der Rohdaten

Zur Beschreibung eines physikalischen Ereignisses werden im Experiment sämtliche Informationen zu Energie, Ort und Zeit mit Hilfe des eben beschriebenen komplexen Detektor- und Datenaufnahmesystems erfasst. Um ein Ereignis nach der Messung rekonstruieren und analysieren zu können, müssen die Daten aller Teilereignisse aus den Detektoren wieder zusammengesetzt werden („event-building“, [33]). Vor der eigentlichen Untersuchung der Coulombanregung von ^{31}Mg ist es also notwendig, die im Experiment gewonnenen Rohdaten aufzubereiten. Dies beinhaltet zunächst eine effiziente Sortierung der Daten (Kapitel 4.1), sowie eine Eichung der Detektoren (Kapitel 4.2 und 4.3). Wegen der geringen Intensität des instabilen Strahls ist es außerdem wichtig, Untergrundereignisse bei der fortgeschrittenen Analyse zu unterdrücken. Die darauf folgenden Abschnitte beschreiben daher die Ermittlung geeigneter Zeitbedingungen durch detaillierte Auswertung der Strahlzusammensetzung (Kapitel 4.5), sowie der Teilchen- γ -Koinzidenzen (Kapitel 4.6).

4.1 Sortierung der Daten

Die Speicherung der Rohdaten im Experiment erfolgt im listmode-Verfahren, das heißt für jedes gemessene (Unter-)Ereignis werden nacheinander alle aufgenommenen Informationen in eine Datei geschrieben. Das dabei verwendete `med`-Format [34] basiert auf der GSI MBS-Eventstruktur [35]. Nähere Informationen zum Aufbau der verwendeten Elektronik, sowie zur Struktur der Datenaufnahme sind [36,37] zu entnehmen.

Zur weiteren Verarbeitung der Daten existieren `C++`-Codes, mit denen die Rohdaten sortiert und durch das `root`-Format [38] in eine benutzerfreundlichere Form gebracht werden. Diese Sortierung lässt sich in drei Schritte unterteilen:

1. Eichung der Ereignisse aus dem DSSSD, sowie eine Zuordnung von Zeitmarken für die detektierten Teilchen. Eichung aller γ -Ereignisse in den DGF Core-Kanälen. Das Ereignis wird anschließend dem Segment mit der höchsten detektierten Energie zugewiesen (Ort der größten Wechselwirkung).
2. Alle γ -Quanten, die innerhalb eines Zeitfensters von $4 \mu\text{s}$ um das detektierte Teilchen

aufgenommen wurden, werden diesem zugeordnet. Die Teilcheninformationen werden zusammen mit den Informationen über die korrelierten γ -Ereignisse in einen ROOT Tree geschrieben.

3. An dieser Stelle wird der in Schritt 2 erzeugte ROOT Tree eingelesen und weiter analysiert. Zunächst wird eine add-back Routine auf die zu einem Teilchen korrelierten γ -Quanten angewendet. Dabei werden Ereignisse aus benachbarten Detektoren in einem Cluster, die innerhalb eines Zeitfensters von ± 100 ns liegen, zu einem Ereignis zusammengefasst, um Comptonstreuung innerhalb des Clusters zu unterdrücken. Anschließend werden die γ -Quanten wieder in einen ROOT Tree geschrieben, zusammen mit den korrelierten Teilchen. Die Teilchen erhalten dabei eine Marke, je nachdem, ob sie in prompter oder zufälliger Koinzidenz zu dem jeweiligen γ -Quant stehen (vergleiche Kapitel 4.6).

Die für diese Arbeit verwendeten Sortierprogramme in C++ wurden am MPI in Heidelberg entwickelt [12].

4.2 Eichung der Detektoren

4.2.1 Energieeichung des DSSSD

Zur Eichung der insgesamt 160 Ringe und Streifen des DSSSD wurde eine Triple-Alpha-Quelle aus ^{239}Pu , ^{241}Am und ^{244}Cm verwendet. Die Energien der α -Teilchen, die von diesen Isotopen emittiert werden, betragen 5,157 MeV, 5,483 MeV bzw. 5,805 MeV [39]. Abbildung 4.1 zeigt ein beispielhaftes Energiespektrum für den 10. Ring im 1. Quadranten.

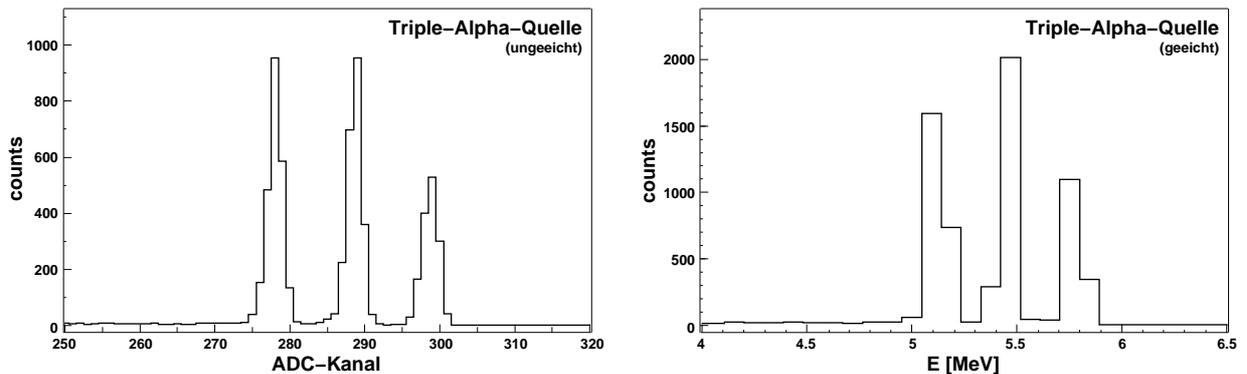


Abbildung 4.1: Links: Ungeichtetes (links) bzw. geeichtes CD-Spektrum (rechts) mit der Triple- α -Quelle. Man erkennt deutlich die drei α -Linien der Isotope aus der Eichquelle.

Die Extrapolation der α -Eichung hin zu den höheren Energien der gestreuten Strahlkerne bei 50-80 MeV kann eine Abweichung der gemessenen Energien von bis zu 5-10 MeV verursachen (vergleiche [37]). Diese lässt sich in der Analyse durch einen frei wählbaren Energie-Offset für den CD-Detektor minimieren.

4.2.2 Energie- und Effizienzzeichnung der MINIBALL-Detektoren

Zur Eichung der γ -Detektoren, sowie zur Bestimmung der absoluten Nachweiseffizienz ϵ_{abs} von γ -Quanten im Experiment wurde eine Quelle aus radioaktivem ^{152}Eu auf die zentrale Targetposition innerhalb der Targetkammer gebracht. Ein Summenspektrum aller MINIBALL-Detektoren für diese Eichmessung befindet sich in Abbildung 4.2.

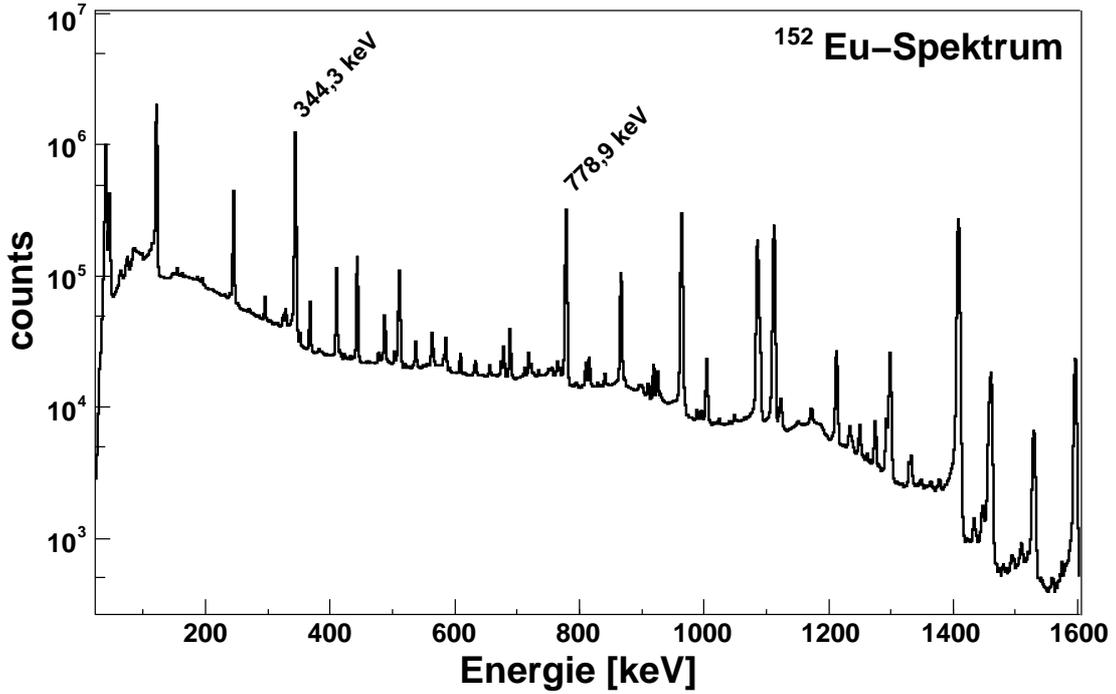


Abbildung 4.2: γ -Summenspektrum aller MINIBALL-Detektoren für den β^\pm -Zerfall von ^{152}Eu , gemessen im add-back Modus.

Die Energien einiger ausgewählter γ -Übergänge sind in Tabelle 4.1 aufgelistet, zusammen mit den zugehörigen γ -Intensitäten. Zur Bestimmung der Nachweiseffizienz der MINIBALL-Detektoren werden diese mit den gemessenen Linienintensitäten verglichen. Die absolute Effizienz wird dann mit Hilfe der koinzidenten γ -Übergänge bei 344,3 keV und 778,9 keV ermittelt und ergibt sich aus dem Verhältnis der Counts im Koinzidenzspektrum bei 344 keV zur Anzahl der Einträge im Singlespektrum bei 779 keV. An die so bestimmten absoluten Effizienzen wurde eine Funktion der Form

$$\epsilon_{abs} = \sum_{i=0}^4 a_i \cdot (\ln(E_\gamma))^i \quad (4.1)$$

angefittet, mit $a_0 = -1097,38$, $a_1 = 766,56$, $a_2 = -193,40$, $a_3 = 21,29$ und $a_4 = -0,87$ für die Effizienz mit der add-back Korrektur (siehe Abbildung 4.3). Die Abbildung veranschaulicht zudem die Notwendigkeit des add-back Verfahrens zur Unterdrückung der Comptonstreuung innerhalb des Clusters, insbesondere bei γ -Energien oberhalb von 400 keV. So liegt

die relative Steigerung der Nachweiswahrscheinlichkeit mit add-back für $E_\gamma = 1000$ keV bei rund 20% gegenüber der Effizienz ohne add-back.

E_γ [keV]	I_γ [%]
<i>X-Rays</i> : 39,8 (3)	58,9 (9)
<i>X-Rays</i> : 45,5 (5)	13,47 (18)
121,7817 (3)	28,67 (15)
244,6975 (8)	7,61 (4)
344,2785 (12)	26,6 (5)
411,1163 (11)	2,237 (25)
443,965 (3)	3,158 (30)
688,670 (5)	0,859 (9)
778,9040 (18)	12,96 (14)
867,373 (3)	4,26 (3)
964,079 (18)	14,65 (7)
1085,869 (24)	10,24 (5)
1112,069 (3)	13,69 (7)
1408,006 (3)	21,07 (10)

Tabelle 4.1: γ -Energien und Intensitäten aus dem β -Zerfall von ^{152}Eu , die zur Eichung der MINIBALL-Detektoren verwendet wurden [39]. Die fett gedruckten γ -Energien kennzeichnen die koinzidenten Übergänge für die Ermittlung der absoluten Effizienz.

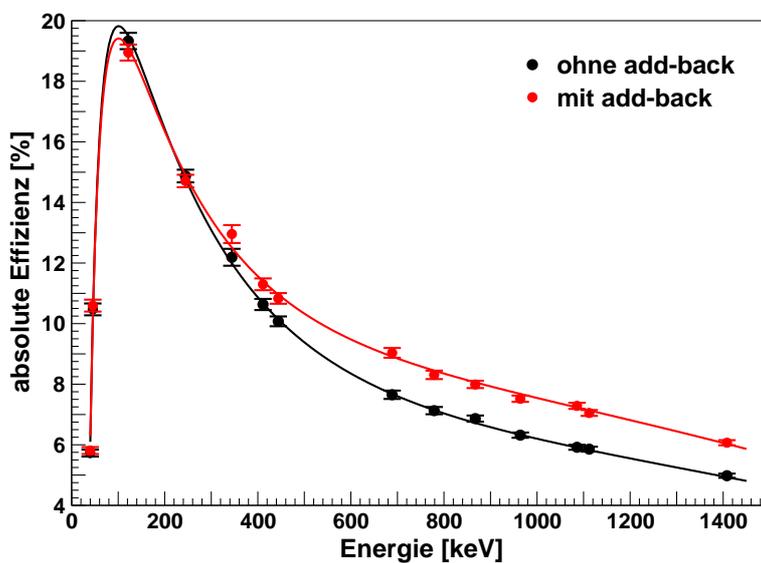


Abbildung 4.3: Absolute Nachweiseffizienz ϵ_{abs} des MINIBALL-Spektrometers in Abhängigkeit der Energie ohne add-back (schwarz) und mit add-back Korrektur (rot).

4.3 Dopplerkorrektur

Emittiert ein Kern während des Fluges mit der Geschwindigkeit $\beta = v/c > 0$ ein γ -Quant, so ist die im Laborsystem detektierte γ -Energie dopplerverschoben:

$$E_{\gamma,lab} = \frac{E_{\gamma,0}}{\sqrt{(1-\beta^2)(1-\beta\cos\theta_\gamma)}} , \quad (4.2)$$

wobei $E_{\gamma,0}$ die ursprüngliche Energie des γ -Quants im Ruhesystem ist, $E_{\gamma,0}$ die detektierte, dopplerverschobene Energie und θ_γ der Relativwinkel zwischen Kern und γ . Wird der emittierende Kern im CD-Detektor nachgewiesen, so ergibt sich aus den Ortsinformationen für Kern $(\theta_{CD}, \varphi_{CD})$ und γ -Quant $(\theta_{cl}, \varphi_{cl})$:

$$\cos\theta_\gamma = \sin\theta_{CD}\sin\theta_{cl}\cos(\varphi_{CD}-\varphi_{cl}) + \cos\theta_{CD}\cos\theta_{cl} . \quad (4.3)$$

Aus der gemessenen Energie des gestreuten Kerns mit Masse A ergibt sich $\beta = \sqrt{2E_{part}/A}$. Für eine erfolgreiche Dopplerkorrektur der γ -Linien ist somit eine gute Eichung des CD-Detektors notwendig (siehe 4.2.1), ebenso wie eine möglichst exakte Ortsbestimmung mit Hilfe der CD- und Clusterwinkel.

4.3.1 Optimierung der Clusterwinkel

Die acht Cluster des MINIBALL-Spektrometers sind auf einem flexiblen Rahmen befestigt und lassen sich nahezu beliebig um die Targetkammer herum positionieren. Zur Bestimmung der exakten Position der einzelnen Ge-Detektoren eines Clusters dienen drei Winkel: θ_{cl} , φ_{cl} und α_{cl} . Dabei gibt θ_{cl} den Polarwinkel des Clusters relativ zur Strahlachse an, φ_{cl} den Winkel um die Strahlachse und α_{cl} die Drehung des Clusters um seine eigene Achse, wie in Abbildung 4.4 dargestellt.

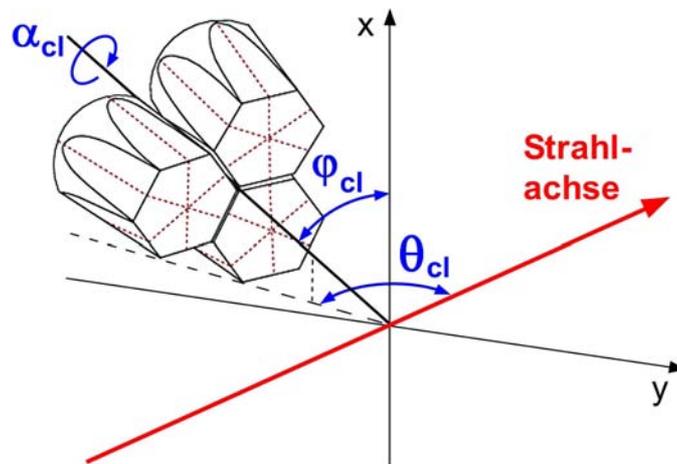


Abbildung 4.4: Definition der drei Clusterwinkel θ_{cl} , φ_{cl} und α_{cl} als Referenzsystem der MINIBALL-Detektorposition.

Die drei Winkel können am MINIBALL-Aufbau nur recht ungenau abgelesen werden. Für eine exaktere Bestimmung führt man eine Eichmessung mit der $1n$ -Transferreaktion $d(^{22}\text{Ne}, ^{23}\text{Ne})p$ durch. Dabei trifft ein ^{22}Ne -Strahl mit einer Strahlenergie von 2,2 MeV/u auf ein $10\ \mu\text{m}$ dickes deuteriertes PE-Target. Das stabile ^{22}Ne steht an REX-ISOLDE jederzeit als Restgasanteil aus REXTRAP und EBIS in verschiedenen Ladungszuständen zur Verfügung. Die Transferreaktion populierte den ersten angeregten $1/2^+$ -Zustand in ^{23}Ne mit einer Energie von 1017 keV und einer Lebensdauer von 178(10) ps [39]. Aufgrund der Reaktionskinematik emittiert der ^{23}Ne -Kern das γ -Quant im Flug, der gemessene Übergang ist daher dopplerverschoben (Abbildung 4.5) und dient zur Winkeleichung.

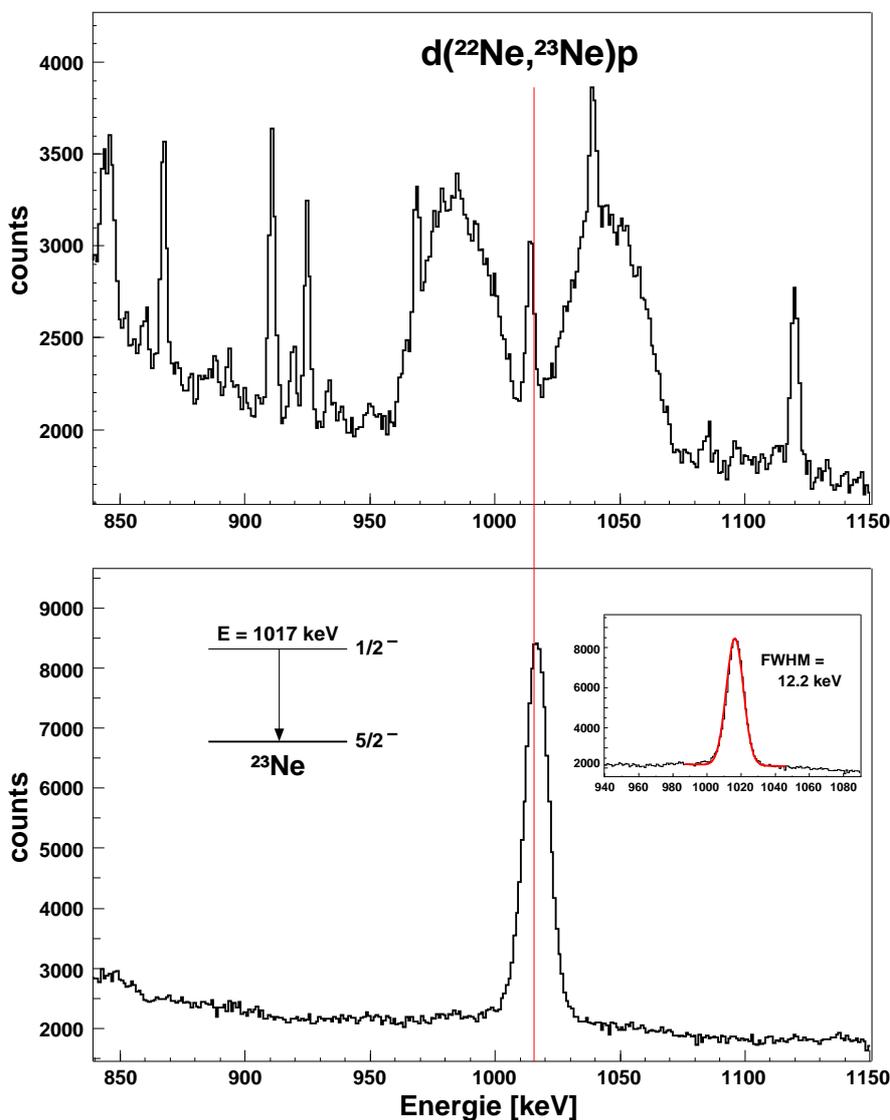


Abbildung 4.5: Oben: γ -Summenspektrum aller MINIBALL-Clusterdetektoren aus der Eichmessung mit ^{22}Ne ohne Dopplerkorrektur. – Unten: Das gleiche Spektrum, dopplerkorrigiert mit Hilfe der Segmentinformation und optimierten Clusterwinkeln.

Durch den maximalen Streuwinkel von $4,3^\circ$ bei der Reaktion kann in erster Näherung für den Winkel des auslaufenden Teilchens $(\theta_{CD}, \varphi_{CD}) = (0^\circ, 0^\circ)$ angenommen werden. Der in Gleichung 4.3 angegebene Winkel θ_γ ist daher gleich dem im Laborsystem gemessenen Winkel $\theta_{\gamma,lab}$ für den Core bzw. das Segment, in dem das γ -Quant detektiert wird. Zur Optimierung von θ_{cl} , φ_{cl} und α_{cl} werden die Winkel so lange rekursiv variiert, bis die Halbwertsbreite (Full Width at Half Maximum, FWHM) der dopplerkorrigierten Linie minimal ist und die Abweichung der Peakposition vom Literaturwert verschwindet. Die Genauigkeit der so bestimmten Werte liegt bei $\sim 1^\circ$ für θ_{cl} und $2\text{-}3^\circ$ für α_{cl} . Abbildung 4.6 zeigt die 1017 keV-Linie nach der Winkeloptimierung mit bzw. ohne Dopplerkorrektur und veranschaulicht die deutliche Verbesserung der Auflösung durch die Segmentierung der MINIBALL-Detektoren. Näheres zur Optimierung der Clusterwinkel entnimmt man [12].

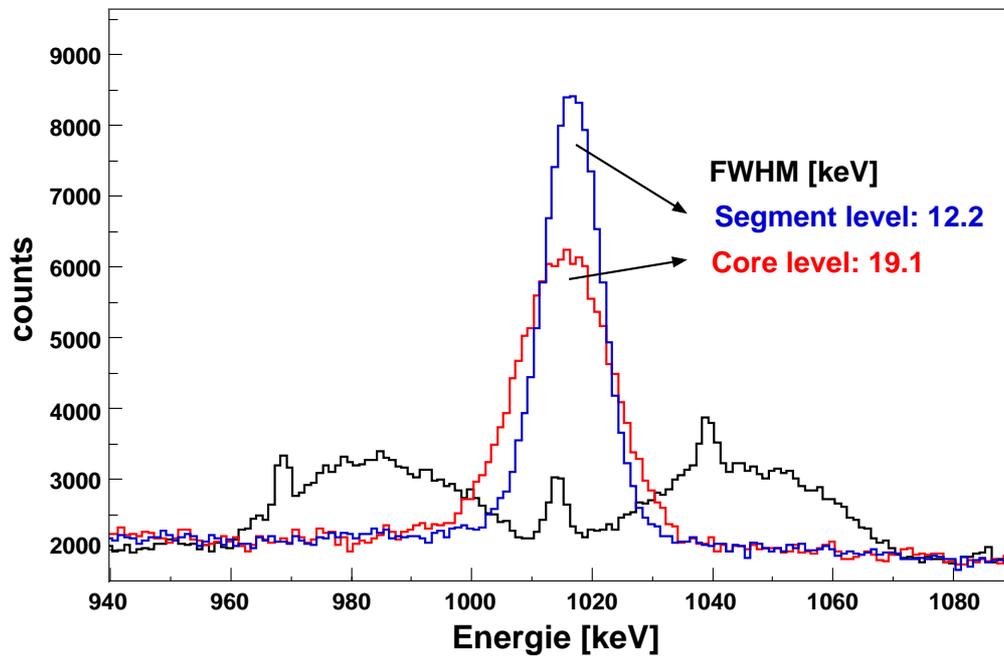


Abbildung 4.6: Vergleich der Linienform für die 1017 keV-Linie aus der Eichmessung, einmal ohne Dopplerkorrektur, sowie mit Dopplerkorrektur auf der Grundlage der Ortsinformation aus Core bzw. Segment nach der Winkeloptimierung.

4.3.2 Optimierung des φ_{CD} -Winkels

Für eine optimale Dopplerkorrektur ist es wichtig, neben einer exakten Kenntnis der Clusterwinkel auch eine Positionseichung für den CD-Detektor in der MINIBALL-Targetkammer zu haben. Der θ_{CD} -Winkel kann aus den genauen Abmessungen des DSSSD und dem Abstand zum Target berechnet werden. Für den Azimutwinkel φ_{CD} bedient man sich der 895 keV-Linie aus der Coulombanregung von ^{31}Mg (siehe Kapitel 5).

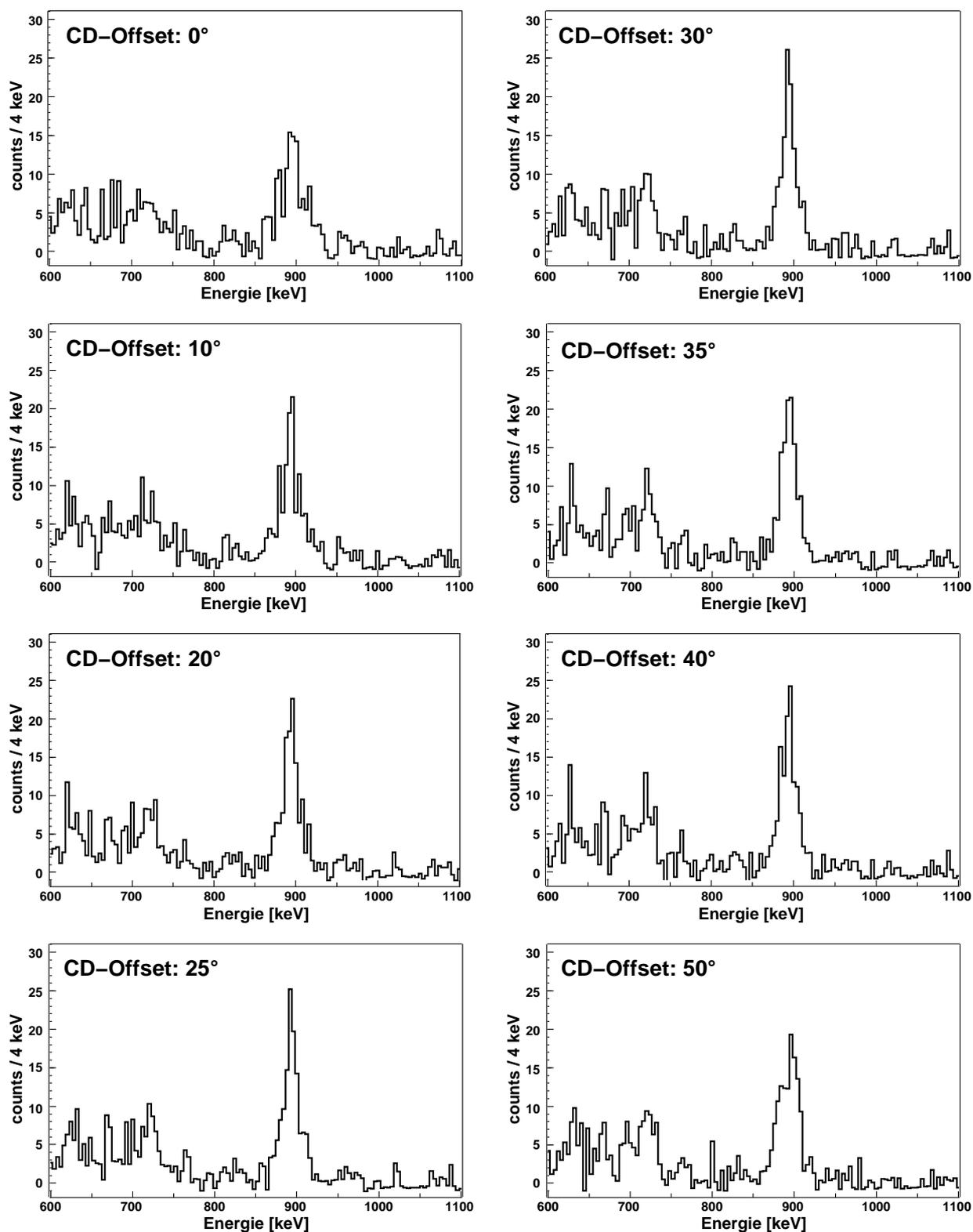


Abbildung 4.7: γ -Spektren für verschiedene Offsets des φ_{CD} -Winkels.

Als Ausgangspunkt dieser Winkeloptimierung wurde angenommen, dass der zweite Quadrant des DSSSD genau nach oben zeigt ($\varphi_{CD} = 0^\circ$). Bei der Offline-Analyse der Mg-Daten kann zu diesem Wert ein variabler Offset $\Delta\varphi_{CD}$ addiert und die Entwicklung der Linienbreite bei 895 keV beobachtet werden. Abbildung 4.7 zeigt, dass sich die Energieauflösung für einen Winkeloffset bis etwa 30° stetig verbessert. Rotiert man φ_{CD} weiter, verschlechtert sich die Auflösung wieder. Man erhält somit einen optimierten Wert von $\varphi_{CD} = 30(5)^\circ$. Die Abbildung 4.8 (links) zeigt ein orts aufgelöstes Gesamtspektrum des DSSSD in Strahlrichtung für gestreute Kerne in Koinzidenz mit prompten γ -Quanten (siehe Kapitel 4.6). Aus der symmetrischen Verteilung der gestreuten Kerne im Detektor kann man hier zudem die gute Fokussierung des Strahls auf das Target erkennen.

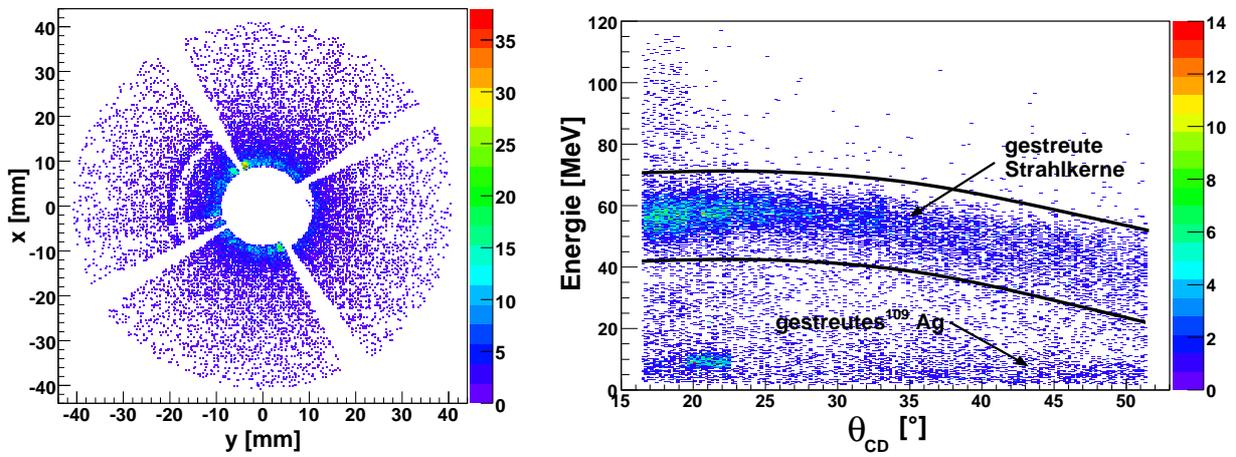


Abbildung 4.8: Links: Ortsaufgelöstes Spektrum des DSSSD in Strahlrichtung nach der Winkeloptimierung. Der obere Quadrant ist um 30° gegen den Uhrzeigersinn gedreht. Die symmetrische Verteilung der gestreuten Kerne im Detektor belegt eine gute Strahlfokussierung. – Rechts: Gemessene Teilchenenergie gegen den Detektorwinkel θ_{CD} . Gestreuten Strahl- und Targetkerne lassen sich eindeutig unterscheiden. Die schwarzen Linien kennzeichnen den Bereich der am Target gestreuten Strahlkerne, wie er in der Offline-Analyse verwendet wurde.

4.4 Kinematische Betrachtungen

Für eine gute Dopplerkorrektur ist eine Identifizierung der gestreuten Projektil- und Targetkerne im CD-Detektor wichtig. Die dazu notwendigen Informationen erhält man aus der Streukinematik von ^{31}Mg und ^{109}Ag . Für eine nähere Betrachtung der Kinematik empfiehlt sich die Verwendung des CM-Systems, wobei die Streuwinkel im Laborsystem (θ_{lab}) und im CM-System (Θ_{CM}) verbunden sind durch

$$\tan \theta_{lab} = \frac{\sin \Theta_{CM}}{\cos \Theta_{CM} + A_p/A_t}, \quad (4.4)$$

mit den Massen A_p und A_t von Projektil bzw. Target. Die Diagramme in Abbildung 4.9 zeigen die mit LISE [40,41] berechnete Kinematik des Streuprozesses in diesem Experiment.

Dabei ist im unteren Diagramm θ_{lab} gegen Θ_{CM} jeweils für ^{31}Mg und ^{109}Ag aufgetragen. Die Streuwinkelbereiche, die der CD-Detektor dabei abdeckt, sind durch horizontale bzw. vertikale Linien markiert. Der Winkelbereich $\Theta_{CM} = 21,0^\circ\text{-}66,5^\circ$ entspricht damit der Detektion eines Strahlkerns, $\Theta_{CM} = 73,4^\circ\text{-}147,2^\circ$ der Detektion eines Targetkerns. Es wird also stets nur einer der Kerne in den Detektor gestreut. Benutzt man zusätzlich die im oberen Diagramm von 4.9 dargestellte Energie nach der Streuung (ohne Berücksichtigung des Energieverlusts im Target), so kann man die beiden Streupartner bei einer Auftragung der gemessenen Teilchenenergie gegen den Streuwinkel im Laborsystem eindeutig identifizieren. Abbildung 4.8 (rechts) zeigt ein solches Spektrum mit den eingezeichneten Schnittmarken, die bei der Offline-Analyse des Experiments zur Identifikation der gestreuten Strahlkerne verwendet wurden. Die Kinematik ermöglicht es zudem, aus Energie und Streuwinkel eines detektierten Teilchens, Energie und Winkel des Streupartners zu bestimmen („kinematische Rekonstruktion“).

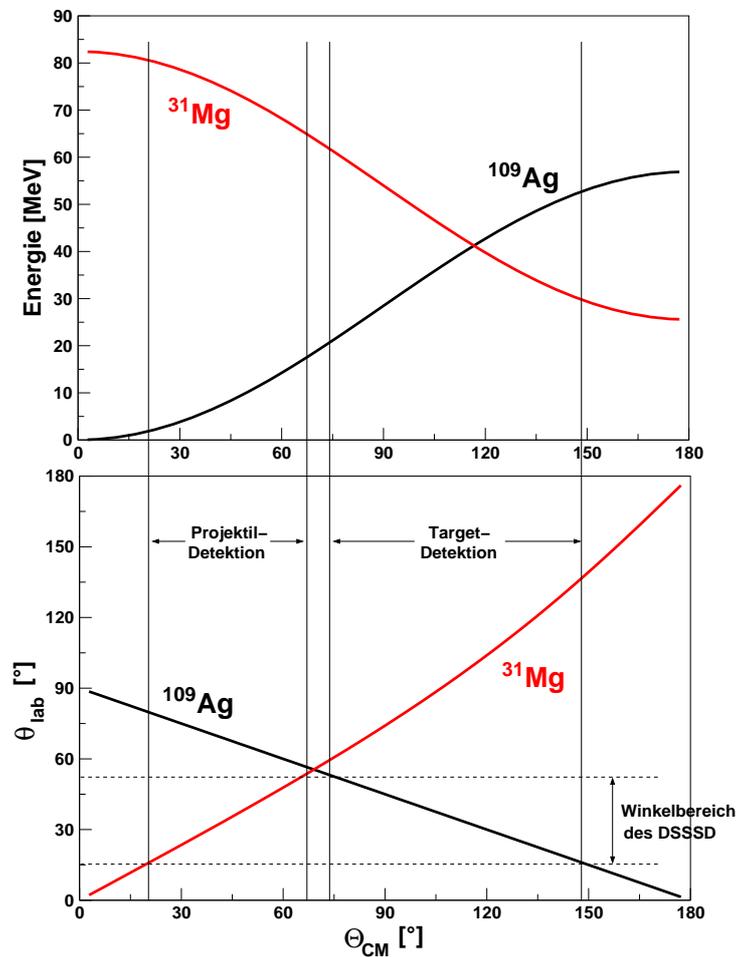


Abbildung 4.9: Kinematik des Streuprozesses in diesem Experiment, berechnet mit LISE. Die Streuwinkelbereiche, die der CD-Detektor dabei abdeckt, sind durch horizontale bzw. vertikale Linien markiert. Nähere Erläuterungen im Text.

4.5 Untersuchung der Strahlkontamination

Die genaue Kenntnis einer möglichen Kontamination des radioaktiven Strahls mit anderen Isotopen ist aufgrund der in Gleichung (2.25) benötigten Normierung auf die Targetanregung motiviert. Sind X und Y zwei Kontaminanten, so ergibt sich für die Korrektur der Targetanregung durch ^{31}Mg :

$$N_{\gamma}^{\text{Target},\text{Mg}} = \frac{N_{\gamma}^{\text{Target},\text{total}}}{1 + r_X \frac{\sigma_X^{\text{Target}}}{\sigma_{\text{Mg}}^{\text{Target}}} + r_Y \frac{\sigma_Y^{\text{Target}}}{\sigma_{\text{Mg}}^{\text{Target}}}} \quad (4.5)$$

Dabei ist $N_{\gamma}^{\text{Target}}$ die Anzahl der gemessenen γ -Quanten aus der Targetanregung und $r_X = I_X/I_{\text{Mg}}$ bzw. $r_Y = I_Y/I_{\text{Mg}}$ sind durch die Intensitätsverhältnisse der Strahlanteile gegeben. Bei den niedrigen Intensitäten des radioaktiven Strahls sind selbst geringe Anteile von Verunreinigungen im Strahl zu berücksichtigen.

In der Regel gibt es mehrere Quellen für eine Strahlkontamination. So entstehen isobare Verunreinigungen durch den β -Zerfall der radioaktiven Kerne während der Ladungsbrütung bei REX-ISOLDE. Daneben gibt es isobare Kontaminanten, in unserem Fall vor allem ^{31}Al -Kerne, die zunächst über Oberflächenionisation im Primärtarget ionisiert und anschließend im HRS nicht vom gewünschten Strahl getrennt werden. Dazu kommen die stabilen Restgasanteile aus der EBIS, im vorliegenden Experiment insbesondere ^{38}Ar . Im folgenden werden daher mehrere Methoden beschrieben, die den Anteil der Kontaminanten im Strahl präzise bestimmen bzw. es erlauben, ihn im Verlauf der späteren Analyse gezielt zu minimieren.

4.5.1 Messungen mit der Bragg-Kammer

Wie in Kapitel 3.3.2 beschrieben, lässt sich die Zusammensetzung des Strahls mit Hilfe der Bragg-Kammer während des Experiments überwachen. So lassen sich die verschiedenen Nuklide anhand der ortsspezifischen Energieverluste in der Ionisationskammer bei gegebenem A/q -Wert identifizieren.

Im Verlauf des Experiments zu ^{31}Mg zeigte sich plötzlich eine zusätzliche, nicht-isobare Kontaminante im Strahl. Abbildung 4.10 zeigt die entsprechenden Spektren aus der Bragg-Kammer. Durch den Energieverlust der Ionen im Target ist die Kernladungszahl Z hier nicht gegen die zur Masse A proportionale Gesamtenergie aufgetragen, sondern lediglich gegen die Restenergie des Ions aufgetragen. Daher konnte die neue Kontaminante nicht direkt aus diesen Spektren identifiziert werden. Um die Zusammensetzung des Strahls genauer zu untersuchen, wurden daher im Anschluss an das eigentliche Experiment zu ^{31}Mg eine Reihe von Messungen speziell mit der Bragg-Kammer, ohne Sekundärtarget durchgeführt und mit Messungen vor dem Experiment verglichen. Die Spektren sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Die Kernladungszahl Z nimmt dabei von oben nach unten zu, die Masse A von rechts nach links. Man erkennt den fast reinen ^{31}Mg -Strahl zu Beginn des Experiments (links oben) und die zusätzliche Strahlkomponente hinterher (oben rechts).

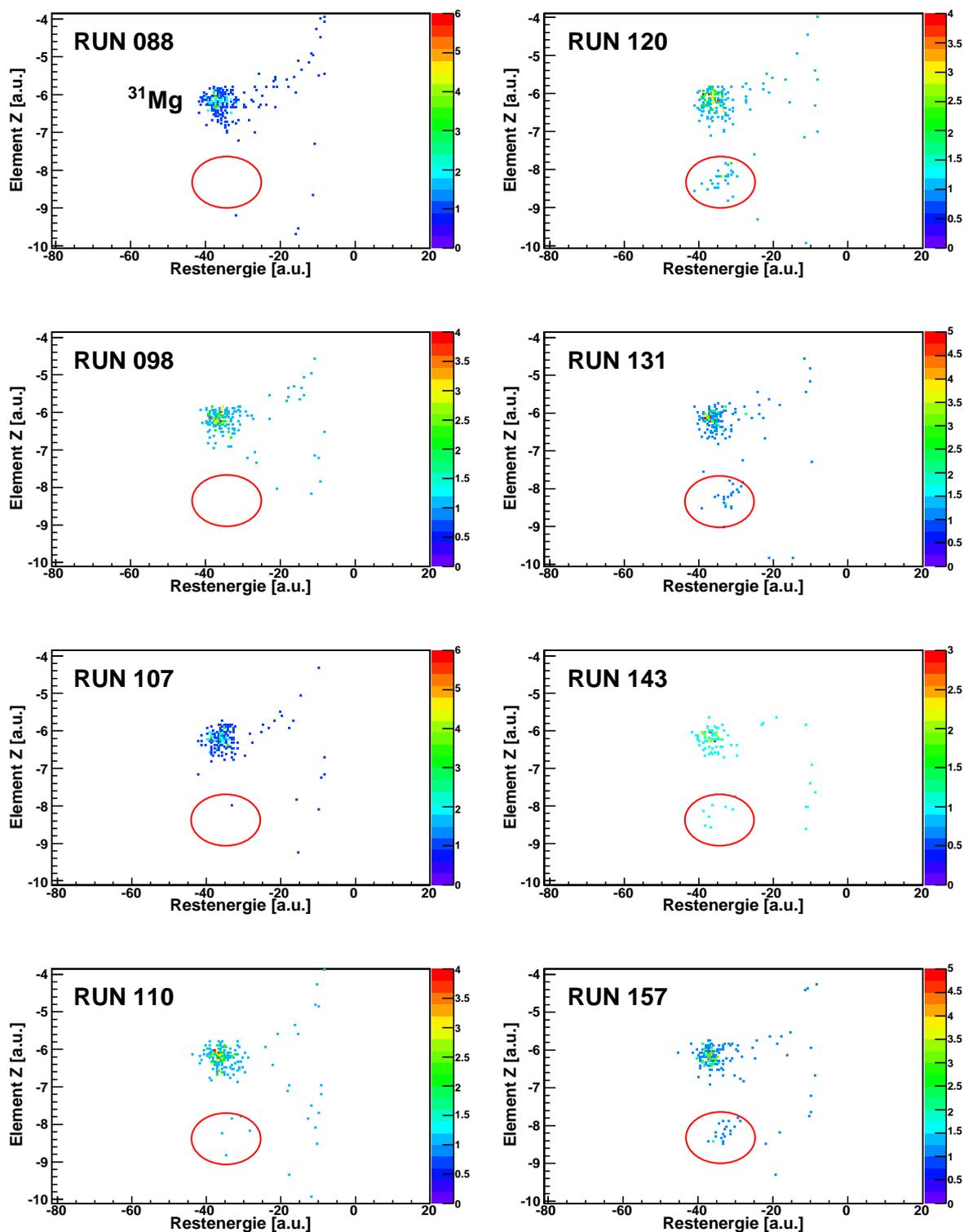


Abbildung 4.10: Spektren aus dem Bragg-Detektor für ausgewählte Runs. Man erkennt deutlich das Auftreten der zusätzlichen Strahlkomponente (^{38}Ar) für alle Runs nach 107, hier rot markiert. Nähere Erläuterungen werden im Text gegeben.

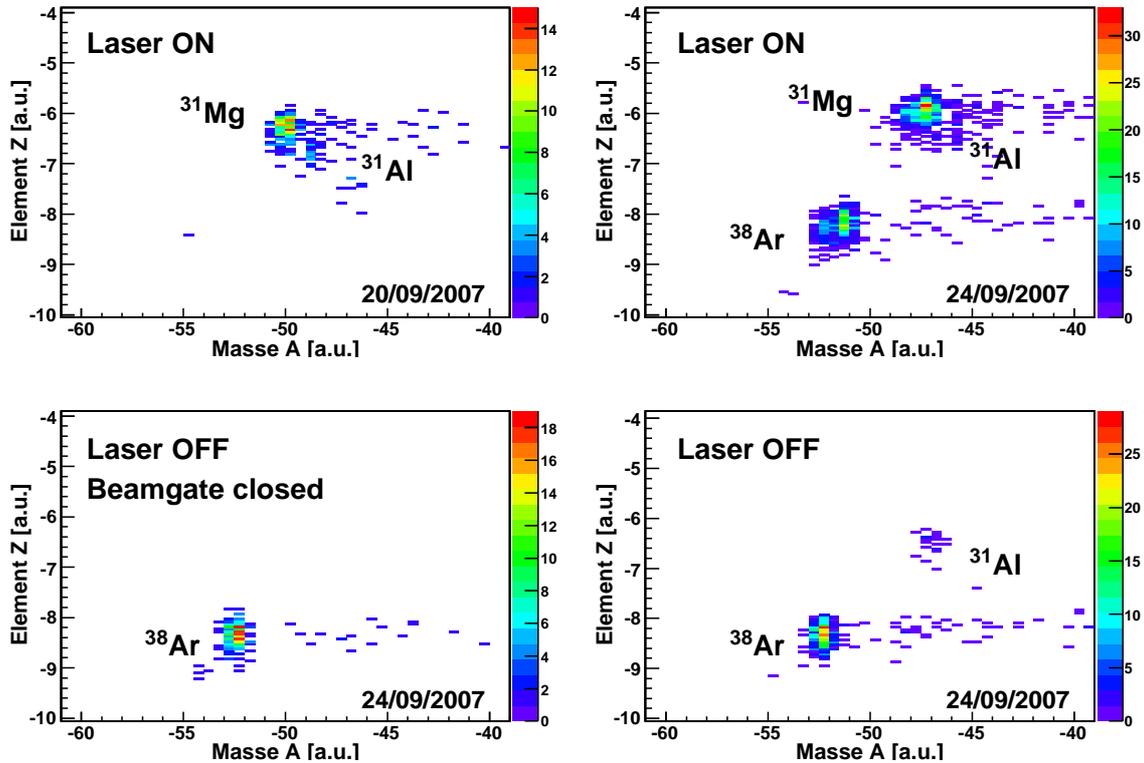


Abbildung 4.11: Spektren aus dem Bragg-Detektor für einen Run vor (links oben) und verschiedene Runs nach der eigentlichen Messung (sonst). Damit lassen sich ^{31}Al und ^{38}Ar als Kontaminanten im instabilen ^{31}Mg -Strahl nachweisen (siehe Text).

Bei ausgeschaltetem Laser (unten rechts) verschwindet der ^{31}Mg -Anteil, ^{31}Al und die zusätzliche, schwerere Kontaminante bleiben erhalten. Bei zusätzlich geschlossenem Beamgate erreicht nur noch der stabile Restgasanteil aus der EBIS den MINIBALL-Aufbau (links unten). Bei der Kontaminante muss es sich also um einen Restgasanteil aus der REXTRAP/EBIS-Kombination handeln, aufgrund der beobachteten Ladung und Masse um ein stabiles Argon-Isotop. Mit Hilfe von $A/q = 3,44$ und der Auflösung des A/q -Separators lässt sich die Strahlkomponente damit eindeutig als $^{38}\text{Ar}^{11+}$ identifizieren.

4.5.2 β -Zerfall während der Ladungsbrütung

Der Anteil der Strahlkontamination durch den β -Zerfall des Sekundärstrahls lässt sich anhand der Ladungssammel- und Brütungszeiten in REXTRAP und EBIS, sowie der Lebensdauer der radioaktiven ^{31}Mg -Ionen berechnen. Die Ladungssammelzeit in der REXTRAP betrug im vorliegenden Experiment 30 ms, die optimierte Ladungsbrütungszeit in der EBIS 28,5 ms. Die Verweildauer in der REXTRAP/EBIS-Kombination liegt damit zwischen 28,5 ms für ^{31}Mg -Ionen, die unmittelbar vor dem Transfer der Ionen in die EBIS die Penningfalle passieren und 58,5 ms für Ionen, die unmittelbar danach die Penningfalle

erreichen. Durch Integration über diese Zeitspanne ergibt sich aus der Lebensdauer von ^{31}Mg ($T_{1/2} = 232(15)$ ms [39]) der Anteil der isobaren Kontamination durch den β -Zerfall zu 12,2(10)%, in der Hauptsache ^{31}Al .

4.5.3 Teilchenstrom aus dem Primärtarget

Um den Anteil der isobaren Kontamination, der direkt aus dem ISOLDE-Target stammt, näher zu untersuchen und gegebenenfalls in der späteren Analyse zu minimieren, kann man unter anderem die Zeitinformation des Protonenpulses auf das Primärtarget nutzen. Abbildung 4.12 zeigt das Zeitdifferenzspektrum der im CD-Detektor registrierten Kerne in Bezug auf den letzten Protonenpuls.

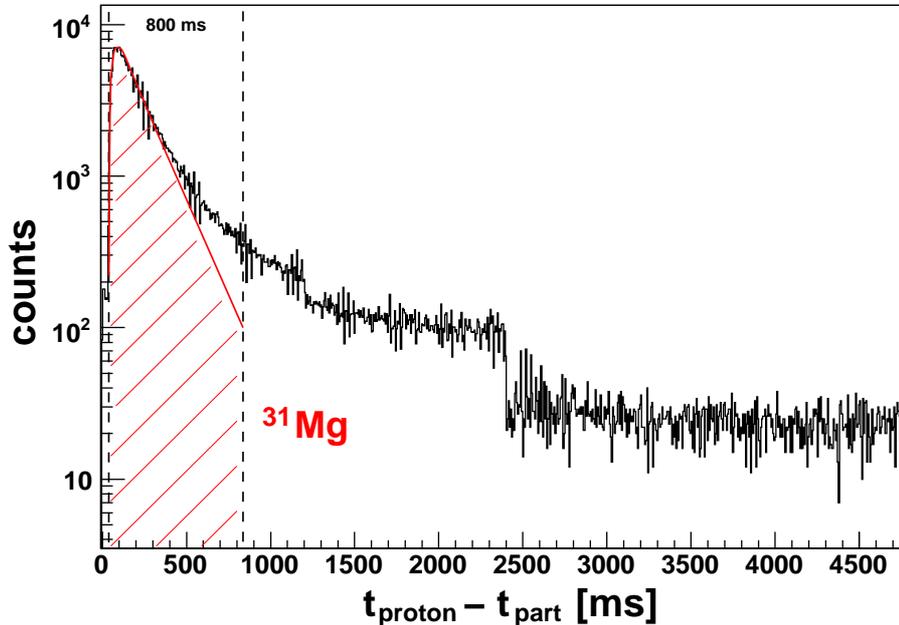


Abbildung 4.12: Zeitdifferenz zwischen dem Protonenpuls auf das Primärtarget und den detektierten Kernen im CD-Detektor. Die rote Kurve zeigt den abgeschätzten Anteil von ^{31}Mg im Strahl für das Analyse-Zeitfenster von 800 ms.

Wie in Kapitel 3.1.1 beschrieben, ist der Abstand zweier Protonenpulse auf das ISOLDE-Target ein Vielfaches von 1,2 s. Dies erklärt die Intensitätsstufen im Zeitspektrum bei 1,2 s und 2,4 s. Daneben gibt die Intensitätsverteilung dieser so genannten „release curve“ Auskunft über die (zeitabhängige) Zusammensetzung des Strahls. So ist aus [42] bekannt, dass Magnesium sehr schnell aus dem Primärtarget abgegeben wird, während Kontaminanten wie Aluminium länger im Target verbleiben und daher über einen größeren Zeitraum an den Strahl abgegeben werden. Durch Anfitzen bestimmter Exponentialfunktionen an die gemessene Intensitätsverteilung ist es also möglich, die Strahlanteile zu separieren und zuzuordnen. Im vorliegenden Fall wurde eine solche Funktion graphisch für ^{31}Mg abgeschätzt.

Man erkennt, dass ^{31}Mg in den ersten 600 ms nach dem Protonenpuls im Strahl überwiegt, bevor der Anteil der Kontaminanten, vor allem von ^{31}Al deutlich zunimmt. Der konstante, nicht abfallende Verlauf der Kurve für Zeiten > 3 s deutet zudem auf eine stabile Kontaminante im Strahl hin, die durch Messungen mit der Bragg-Kammer als ^{38}Ar identifiziert werden konnte (Abschnitt 4.5.1). Die Analyse der Daten wurde daher im weiteren Verlauf der Auswertung auf ein 800 ms breites Zeitfenster unmittelbar nach einem Protonenpuls auf das ISOLDE-Target beschränkt.

4.5.4 Messungen mit Laser ON/OFF

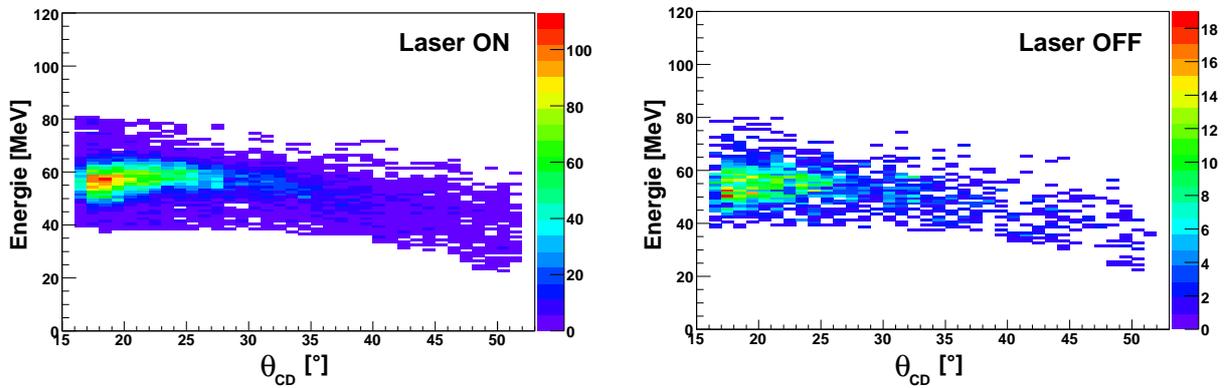


Abbildung 4.13: Energie der im DSSSD registrierten Kerne gegen den Streuwinkel θ_{CD} mit (links) und ohne Laserionisation (rechts) durch die RILIS. Dabei wurde nur der Bereich im Spektrum ausgewählt, der kinematisch einer Detektion der am Target gestreuten Strahlkerne entspricht.

Eine weitere Möglichkeit, isobare Anteile aus dem Primärtarget im ^{31}Mg -Strahl zu untersuchen, ergibt sich durch die Verwendung der ISOLDE-RILIS. Da lediglich Magnesium mit Hilfe der Laser ionisiert wird, lässt sich dessen Anteil mit Hilfe von Laser ON/OFF Runs, in denen der Laserstrahl periodisch ausgeblendet wird, direkt bestimmen. Der so präparierte Strahl trifft mit einer Energie von 3,0 MeV/u auf das ^{109}Ag -Target in der MINIBALL-Targetkammer. Die gestreuten Strahlteilchen werden anschließend im CD-Detektor registriert. In Abbildung 4.13 ist die gemessene Energie aus dem CD-Detektor gegen den θ_{CD} -Winkel aufgetragen. Aufgrund der Kinematik und der verwendeten relativ dicken Targets ergibt sich für alle identifizierten Nuklide im Strahl der gleiche Ausschnitt im Spektrum. Während der Messung mit Laser erreichen sowohl laserionisierte ^{31}Mg -Ionen, als auch oberflächenionisierte ^{31}Al -Ionen das MINIBALL-Target. Wird der Laser ausgeblendet, so enthält der Strahl lediglich die Kontaminante. Der Anteil R der laserionisierten (Mg-)Kerne ergibt sich damit aus den Streuintensitäten I_{ON} während der Messung mit Laser und I_{OFF} mit ausgeblendetem Laser als:

$$R = \frac{I_{ON} - I_{OFF}}{I_{ON}} \quad (4.6)$$

Dabei ist zu beachten, dass R nicht direkt dem Anteil von ^{31}Mg im Strahl entspricht, da ein Teil der laserionisierten ^{31}Mg -Kerne, wie in 4.5.2 beschrieben, während der Ladungsbrütung in ^{31}Al zerfällt. Weiter muss man berücksichtigen, dass die Streuquerschnitte für die Nuklide jeweils unterschiedlich sind. Mit Hilfe von CLX [43] berechnen sich diese zu $\sigma_{ruth}^{\text{Mg}} = 30,0$ b, $\sigma_{ruth}^{\text{Al}} = 31,0$ b und $\sigma_{ruth}^{\text{Ar}} = 55,6$ b. Damit erhält man:

Target	$^{31}\text{Mg} + ^{31}\text{Al}$ (RILIS)	^{31}Al (Surface)	^{38}Ar (Restgas)
^{109}Ag : 1,9 mg/cm ² Run 43-70 (14,0%)*	91,1(9)%	8,9(9)%	—
^{109}Ag : 4,0 mg/cm ² Run 78-109 (34,5%)*	93,4(3)%	6,6(3)%	—
^{109}Ag , 4,0 mg/cm ² Run 110-161 (51,5%)*	87,5(4)%	6,9(5)%**	5,6(5)%**

Tabelle 4.2: Anteil der Strahlkomponenten, die bei den Laser ON/OFF-Messungen mit den beiden Ag-Targets bestimmt wurden. – * Anteil an der Gesamtstatistik des Experiments. – ** Anteil unter der Annahme, dass das Verhältnis der Kerne aus Laser- und Oberflächenionisation zeitlich konstant war.

Unter Berücksichtigung des β -Zerfalls ergibt sich daraus für die Strahlzeit mit dem 4,0 mg/cm² dicken Target der totale Anteil von ^{31}Mg am instabilen Strahl zu 78,9(14)%. ^{31}Al ist damit zu 17,7(4)% im Strahl enthalten, ^{38}Ar zu 3,4(3)%.

4.6 Teilchen- γ -Koinzidenz

Zur effektiven Unterdrückung des hohen Untergrundanteils durch β -Zerfall bei Coulomb-Anregungsexperimenten mit instabilen Strahlen nutzt man zumeist die Koinzidenz zwischen auslaufendem Teilchen und detektiertem γ -Quant bei einem (elektronischen) Zeitfenster von typischerweise 600 ns Länge [36]. Zur weiteren Unterdrückung von Untergrundeignissen wird bei der Offline-Analyse eine zusätzliche, schärfere Zeitbedingung eingeführt.

So zeigt Abbildung 4.14 das Zeitdifferenzspektrum der im DSSSD registrierten Teilchen mit den koinzidenten γ -Quanten nach dem event-building. Der Peak bei -800 ns entspricht den wirklichen („prompten“) Teilchen- γ -Koinzidenzen, während der konstante Untergrund zufällige Koinzidenzen sind. Dass die Beschränkung auf dieses 250 ns schmale Zeitfenster bei der Analyse der γ -Daten gerechtfertigt ist, zeigt die Auftragung der γ -Energie gegen die Zeitdifferenz. Während sich Untergrundanteile als horizontale Bänder über das gesamte Zeitintervall erstrecken, bilden die echten Teilchen- γ -Koinzidenzen ein promptes, vertikales Band innerhalb des gewählten Zeitfensters.

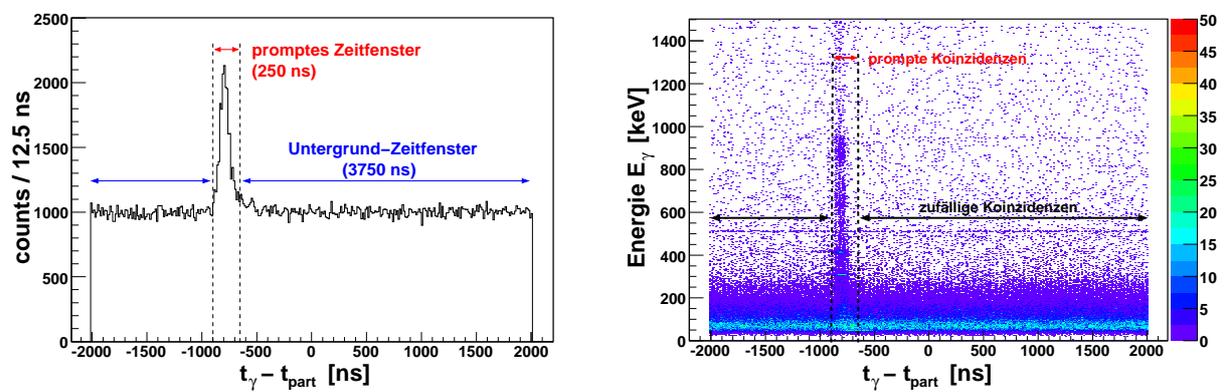


Abbildung 4.14: Links: Zeitdifferenzspektrum der detektierten Teilchen und der koinzidenten γ -Quanten. – Rechts: γ -Energie gegen die Zeitdifferenz von Teilchen und γ . Man erkennt jeweils deutlich den prompten Peak, der die Ereignisse aus der Coulomb-Anregung enthält.

Kapitel 5

Die Coulomb-Anregung von ^{31}Mg

Im folgenden Kapitel wird die Analyse des Experiments zur Coulomb-Anregung von ^{31}Mg dargestellt, sowie die Ergebnisse, die im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit daraus gewonnen wurden. So wurde unter anderem versucht, die beobachteten γ -Linien mit Hilfe von γ - γ -Koinzidenzen ins Termschema von ^{31}Mg einzuordnen (siehe Kapitel 5.1 und 5.2). Weiter wurden Untersuchungen durchgeführt, die Winkelverteilungen der Übergänge zu bestimmen und daraus Hinweise auf deren Strahlungscharakter zu bekommen (siehe Kapitel 5.3). Abschließend wird in Kapitel 5.4 die Möglichkeit beschrieben, mit Hilfe des Programms GOSIA [44] die $B(\pi\lambda)$ -Werte der Übergänge in ^{31}Mg aus den gemessenen γ -Intensitäten zu extrahieren.

Das Experiment zur Coulomb-Anregung von ^{31}Mg wurde im September 2007 an REX-ISOLDE (CERN) durchgeführt. Die Energie des instabilen ^{31}Mg -Strahls betrug 3,0 MeV/u bei einer durchschnittlichen Intensität von rund 10^4 Ionen pro Sekunde am Sekundärtarget. Im Verlauf des Experiments wurden zwei isotopenreine ^{109}Ag -Targets verschiedener Dicke verwendet. Die Messzeit mit radioaktivem Strahl am MINIBALL-Aufbau betrug insgesamt rund 87 Stunden, aufgeteilt auf 29 Stunden mit einem $1,9 \text{ mg/cm}^2$ dicken Target und 58 Stunden mit einem $4,0 \text{ mg/cm}^2$ dicken Target.

5.1 Analyse der γ -Spektren

In einem ersten Analyseschritt der Daten aus der Coulomb-Anregung von ^{31}Mg wurden die im CD-Detektor registrierten Kerne identifiziert und Schnittmarken zur Selektion von gestreuten Strahl- bzw. Targetkernen gesetzt (vergleiche Kapitel 4.4). Abbildung 5.1 auf der nächsten Seite zeigt beispielhaft anhand verschiedener γ -Spektren die weiteren Schritte der Datenbearbeitung durch die Einführung des prompten Zeitfensters in der Teilchen- γ -Koinzidenz.

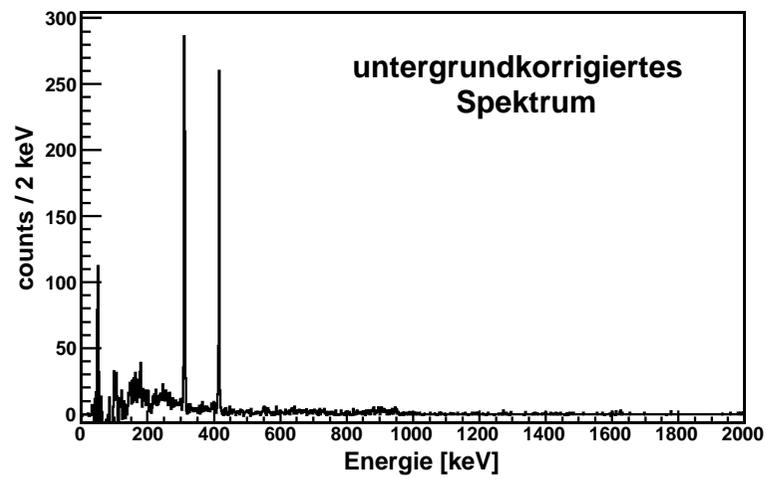
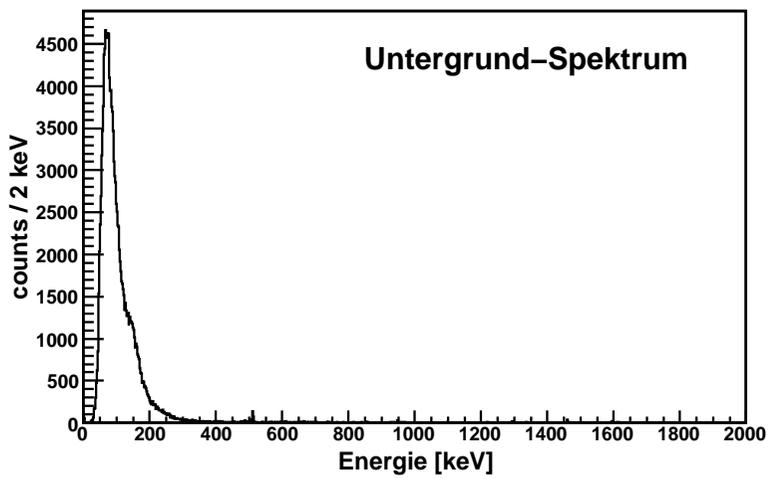
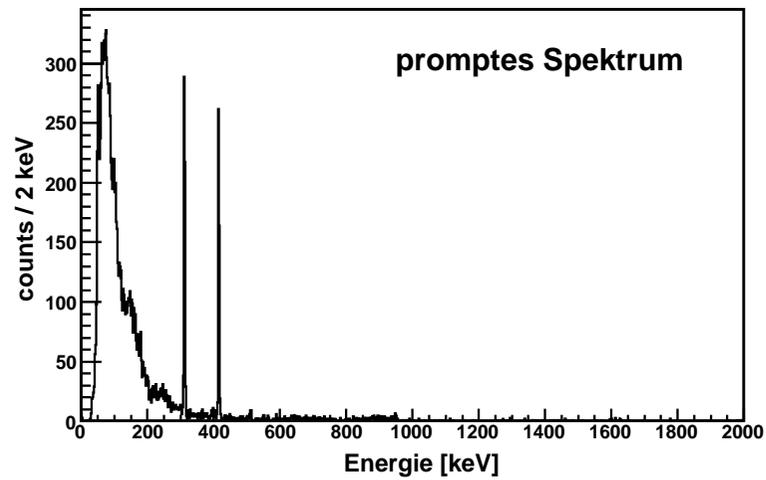
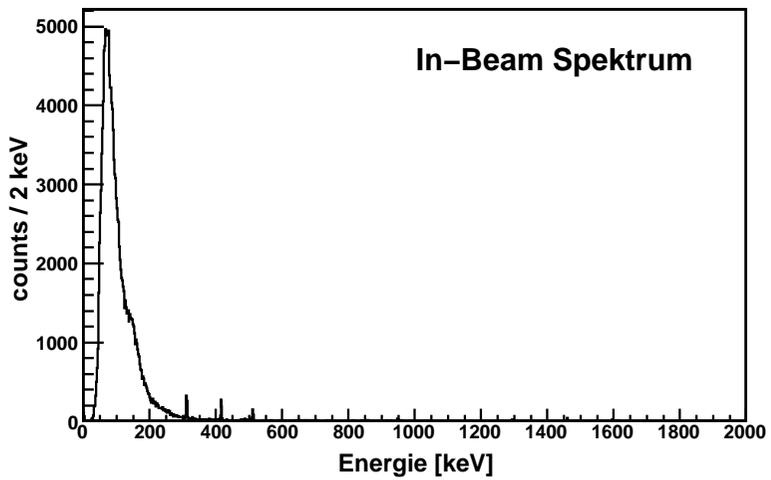


Abbildung 5.1: γ -Spektren ohne Dopplerkorrektur für die verschiedenen Zeitbedingungen zwischen dem detektierten Projektilkern und dem γ -Quant.

Das In-Beam Spektrum (oben links) enthält zunächst jegliche γ -Ereignisse, die innerhalb eines $4 \mu\text{s}$ breiten Zeitfensters zu einem Strahlkern im CD-Detektor korreliert sind. Um die Ereignisse aus der Coulomb-Anregung in einem ersten Schritt von den reinen Untergrundeignissen zu separieren, führt man nun die in Kapitel 4.6 erläuterte Zeitbedingung der prompten und zufälligen Koinzidenz ein. Die zufälligen Koinzidenzen enthalten den reinen Untergrundanteil (unten links), der vom Bremsstrahlungsspektrum des 9-Spalt-Resonators im Bereich von 50-250 keV dominiert wird. Dieser Untergrund ist zunächst auch im prompten Spektrum den echten Ereignissen aus der Coulomb-Anregung überlagert (oben rechts). Mit Hilfe einer Untergrundkorrektur (mit Skalierungsfaktor $I_{\text{prompt}}/I_{\text{random}} = 0,072$) erhält man das γ -Spektrum aus der Coulombanregung (unten rechts) zur weiteren Analyse.

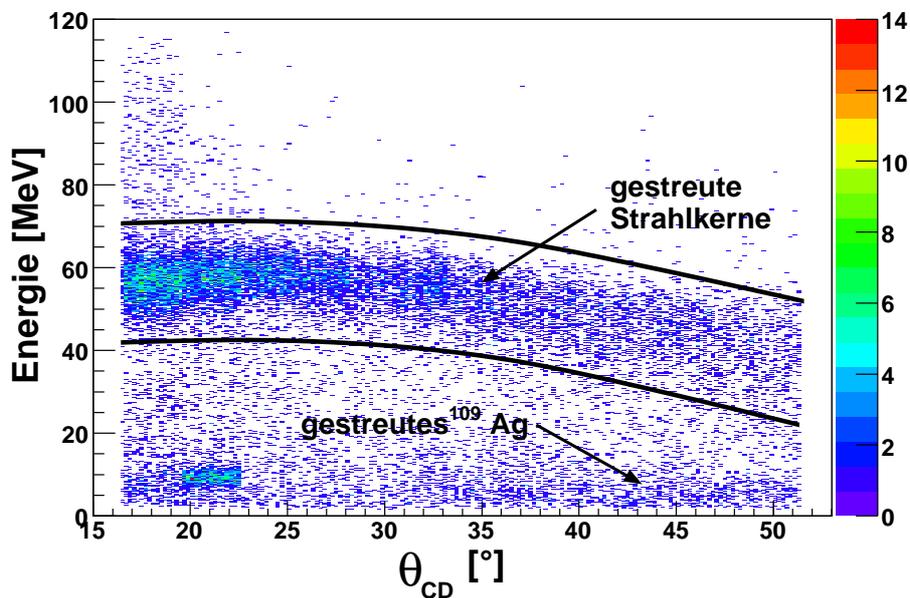


Abbildung 5.2: Gemessene Teilchenenergie im DSSSD gegen den Detektorwinkel θ_{CD} für das 4 mg/cm^2 dicke Ag-Target. Gestreute Strahl- und Targetkerne lassen sich eindeutig für die Dopplerkorrektur identifizieren. Die schwarzen Linien kennzeichnen die in der Offline-Analyse verwendeten Schnittmarken für gestreute Strahl-, bzw. Targetkerne.

Mit Hilfe der Teilchenidentifizierung im CD-Detektor (Abbildung 5.2) und der bekannten Streukinematik ist es darüber hinaus möglich, eine erfolgreiche Dopplerkorrektur der gemessenen γ -Energien jeweils für Strahl- und Targetkern durchzuführen. Abbildung 5.3 zeigt die untergrundkorrigierten γ -Spektren in Koinzidenz zu einem gestreuten Strahlkern im CD-Detektor, entsprechend einem Streuwinkel von $\Theta_{CM} = 21,0^\circ$ - $66,5^\circ$ im CM-System (unten). Die Dopplerkorrektur wurde dabei sowohl für die detektierten Kerne unter der Annahme von ^{31}Mg durchgeführt (mittleres Spektrum), als auch für ^{109}Ag mit Hilfe der kinematischen Rekonstruktion (oben).

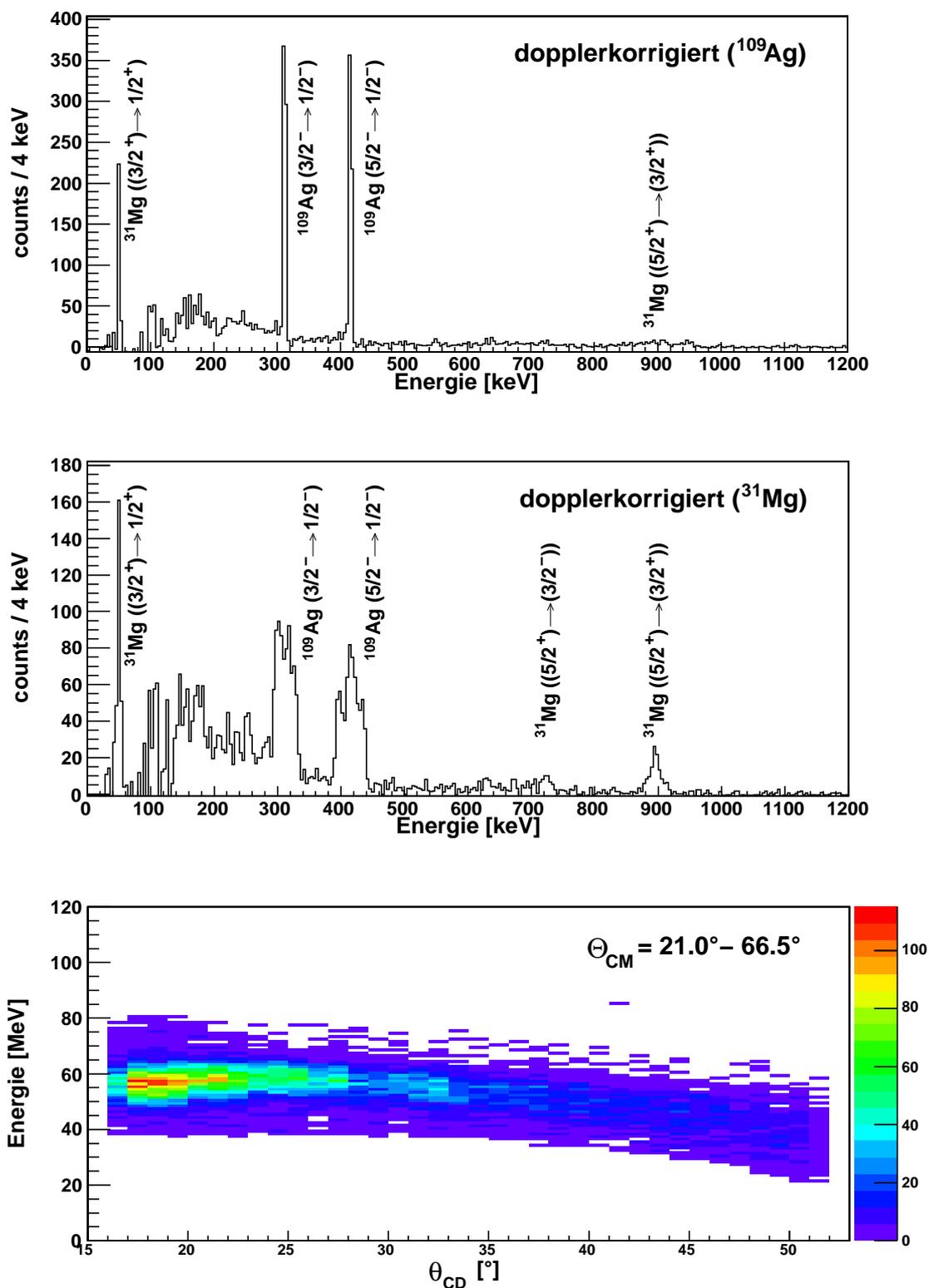


Abbildung 5.3: Dopplerkorrigierte und untergrundbereinigte γ -Spektren für ^{109}Ag (oben) und ^{31}Mg (Mitte) nach der Detektion eines Strahlkerns im DSSSD im Falle des 4 mg/cm^2 -Targets (unten). Das Spektrum von ^{109}Ag wurde mit Hilfe von kinematischer Rekonstruktion erzeugt.

Neben den beiden starken Übergängen aus der Targetanregung von ^{109}Ag bei 311 keV und 415 keV enthalten die Spektren auch deutliche γ -Linien aus der Projektilanregung von ^{31}Mg bei 50 keV und 895 keV. Abbildung 5.4 zeigt noch einmal eine Überlagerung der beiden dopplerkorrigierten γ -Spektren, sowie einen vergrößerten Ausschnitt für ^{31}Mg . Man erkennt darin neben der starken 895 keV-Linie aus ^{31}Mg (vermuteter $(5/2^+) \rightarrow (3/2^+)$) noch drei weitere γ -Übergänge. Die Linien bei 623 keV und 673 keV gehören zu einem $(3/2^+)$ -Zustand, der bereits in früheren β -Zerfallsexperimenten [15,16] dem Kern ^{31}Mg zugeordnet werden konnte. Ein γ -Übergang mit einer Energie von 724 keV wurde dabei allerdings bislang noch nicht beobachtet. Mit Hilfe von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen konnte er im Rahmen dieses Experiments erstmals als $(5/2^+) \rightarrow (3/2^-)$ -Übergang in ^{31}Mg identifiziert werden (vergleiche Kapitel 5.2).

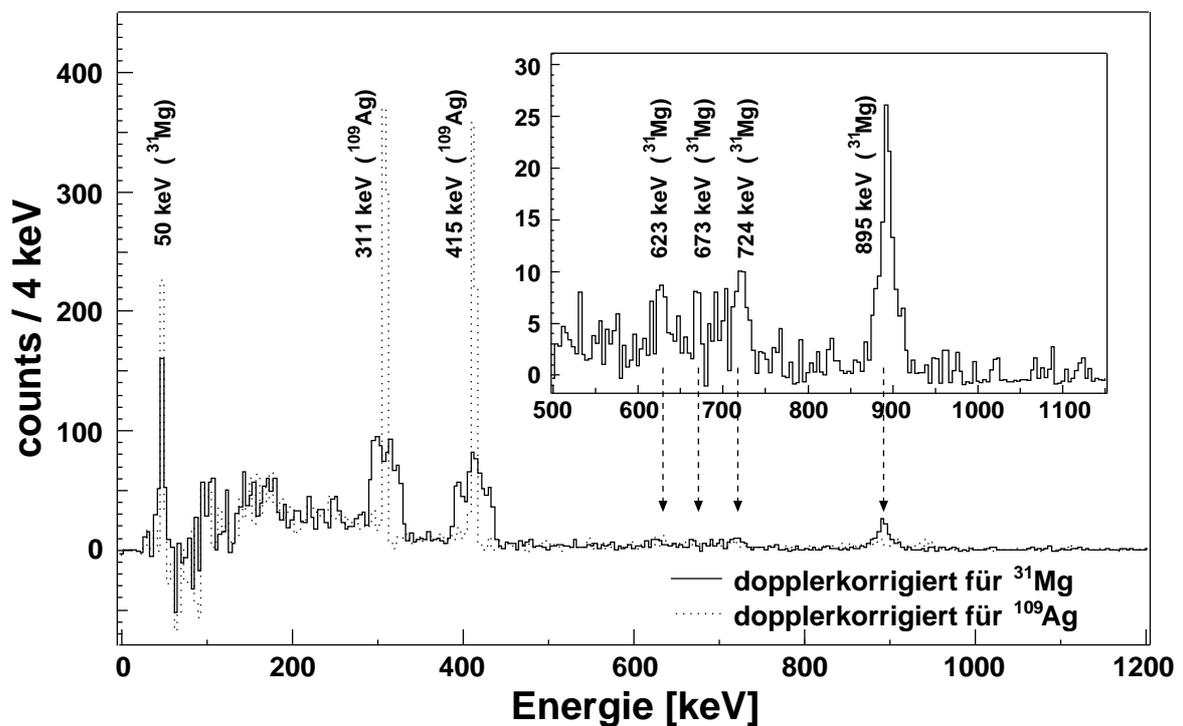


Abbildung 5.4: Überlagerung der γ -Spektren aus Abbildung 5.3, sowie ein Ausschnitt für ^{31}Mg . Man erkennt mehrere γ -Übergänge aus der Projektil- bzw. Targetanregung, die im Text näher erläutert werden.

Der niederenergetische 50 keV-Übergang besitzt bei der Dopplerkorrektur mit den langsameren ^{109}Ag -Kernen ($\beta < 0,01$) eine schmalere Linienform als bei ^{31}Mg . Dies wird durch die verhältnismäßig lange Lebensdauer des $(3/2^+)$ -Niveaus verursacht, die bei 16(3) ns liegt und damit größer ist als die Flugzeit vom Target zum CD-Detektor mit rund 3-5 ns. Die ^{31}Mg -Kerne emittieren das γ -Quant damit nach der Implantation im Detektor in Ruhe.

Zur späteren Berechnung der Übergangsmatrixelemente mit Hilfe von GOSIA benötigt man die gemessenen γ -Intensitäten N_γ der Übergänge. Diese sind für die Detektion eines koinzi-

den Magnesiumkerns und beide verwendeten Targets aus der Tabelle ?? zu entnehmen. Die letzte Zeile enthält dabei die mit Hilfe von Gleichung 4.5 korrigierten Intensitäten aus der Targetanregung. Die dazu verwendeten Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte für die Targetanregung $\sigma_{Target}^{X,Y}/\sigma_{Target}^{Mg}$ ergab sich mit Hilfe des Multiple Coulomb Excitation Programs CLX [43] für ^{31}Al und ^{38}Ar bei der 311 keV-Linie zu 0,983 bzw. 1,229, und bei der 415 keV-Linie zu 0,978 bzw. 1,153. Der Fehler der korrigierten Intensität ergibt sich aus der Anzahl der Ereignisse N_γ und dem Strahlanteil R von Magnesium als

$$\frac{\Delta N_\gamma^{Target,Mg}}{N_\gamma^{Target,Mg}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_\gamma^{Target,Mg}}{N_\gamma^{Target,Mg}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2}. \quad (5.1)$$

γ -Energie [keV]	$J_i \rightarrow J_f$	1,9 mg/cm ² (^{109}Ag)		4,0 mg/cm ² (^{109}Ag)	
		[counts]	[counts]	[counts]	[counts]
895	Mg (5/2 ⁺) \rightarrow (3/2 ⁺)	16	5	114	13
724	Mg (5/2 ⁺) \rightarrow (3/2 ⁻)	10	8	37	8
673	Mg (3/2 ₂ ⁺) \rightarrow 1/2 ⁽⁺⁾	3	2	16	12
623	Mg (3/2 ₂ ⁺) \rightarrow (3/2 ⁺)	2	2	29	15
311	Ag (3/2 ⁻) \rightarrow (1/2 ⁻)	109	10	571	24
	<i>korrigiert</i>	85	8	447	17
415	Ag (5/2 ⁻) \rightarrow (1/2 ⁻)	100	9	510	23
	<i>korrigiert</i>	79	7	401	16

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der integrierten γ -Intensitäten bei Detektion eines Projektilkerns im CD-Detektor für die beiden im Experiment verwendeten ^{109}Ag -Targets. Die Intensität des 50 keV-Übergangs konnte aufgrund der unbekanntenen Nachweiseffizienz nicht verwendet werden. Die letzten Zeilen enthalten die korrigierten Intensitäten der Targetanregung, bei denen die Anregung durch die Strahlkontaminanten herausgerechnet wurde.

5.2 Analyse der $\gamma\gamma$ -Matrix

Zur eindeutigen Zuweisung von γ -Übergängen in ein Termschema benötigt man unter anderem die Information über koinzidente Übergänge. Aus diesem Grunde wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht nur Teilchen- γ -Koinzidenzen untersucht, sondern auch Teilchen- $\gamma\gamma$ -Ereignisse. Dazu wurden koinzidente, dopplerkorrigierte γ -Quanten mit jeweils einer prompten Koinzidenz zu einem detektierten ^{31}Mg -Kern in eine $\gamma\gamma$ -Matrix einsortiert und Schnittspektren für die Übergänge aus ^{31}Mg erstellt. Abbildung 5.5 zeigt zwei solcher Schnittspektren für Schnitte auf 895 keV bzw. 724 keV. Man erkennt im Fall des 895 keV-Übergangs trotz der geringen Statistik eine eindeutige Koinzidenz mit 50 keV. Dies entspricht einer γ -Kaskade der Übergänge (5/2⁺) \rightarrow (3/2⁺) \rightarrow 1/2⁽⁺⁾. Im Falle

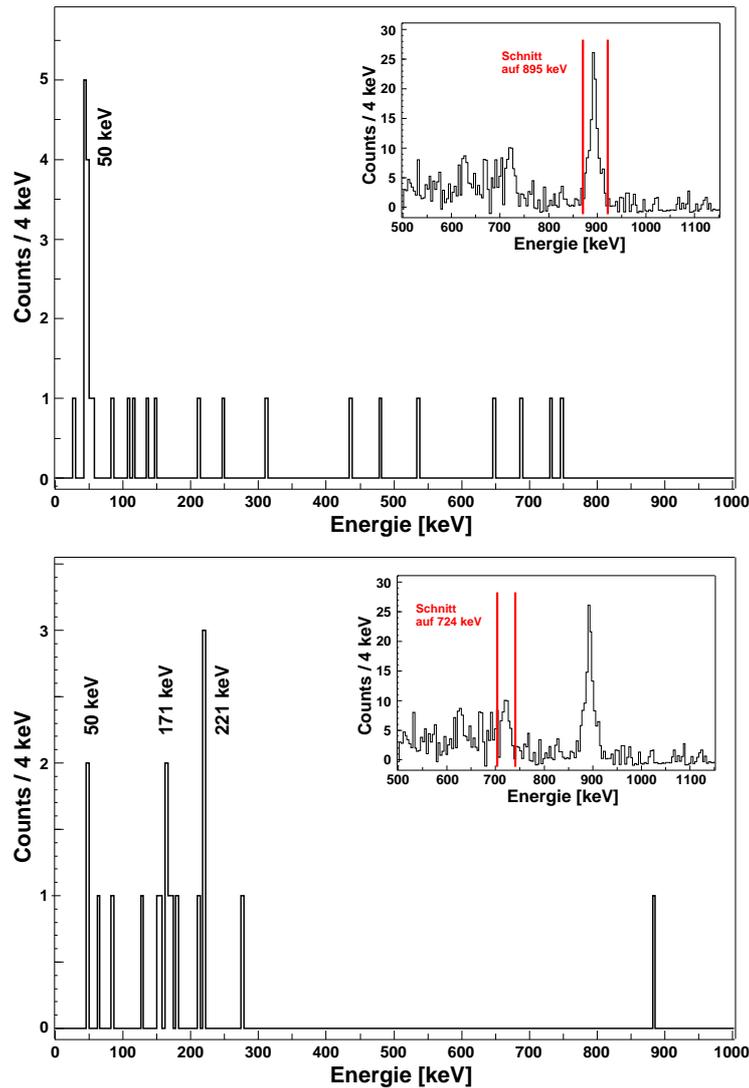


Abbildung 5.5: Schnitterspektren aus der prompten $\gamma\gamma$ -Matrix für Übergänge aus der Coulomb-Anregung von ^{31}Mg , dopplerkorrigiert auf den koinzidenten ^{31}Mg -Kern. Das prompt Zeitfenster wurde wegen der schlechten zeitlichen Auflösung der HPGe-Detektoren bei 50 keV in dieser Analyse verdoppelt.

des 724 keV-Übergangs ergeben sich im Schnitterspektrum die drei γ -Linien bei 50 keV, 171 keV und 221 keV. Diese sind alle aus den tiefliegenden Zuständen von ^{31}Mg bekannt. Der 724 keV-Übergang kann damit neu in das Termschema von ^{31}Mg eingeordnet werden (siehe Abbildung 5.6).

Daneben konnte der Spin einzelner Zustände enger eingegrenzt werden als bisher. So war für den Zustand bei 945 keV nur der Spinbereich $(1/2, \dots, 7/2^+)$ angegeben. Durch den neuen $E1$ -Übergang $(5/2^+) \rightarrow (3/2^-)$ mit $E_\gamma = 724$ keV und den damit verbundenen Auswahlregeln für die Emission von γ -Quanten kann $J = 7/2^+$ zunächst einmal praktisch

ausgeschlossen werden. Aufgrund der starken Anregung im Experiment ist anschließend $J = 5/2^+$ für den Zustand am wahrscheinlichsten. Darüber hinaus sagt [14] einen Zustand mit Spin $5/2$ bei 988 keV mit Hilfe von Schalenmodellrechnungen voraus. Im Falle des Zustands bei 673 keV konnte der Spin vorläufig auf $1/2^+$ oder $3/2^+$ beschränkt werden, da der wahrscheinliche $5/2^+$ -Kandidat bei 945 keV trotz der höheren Anregungsenergie wesentlich stärker populiert wurde. Alle diese Aussagen sind jedoch aufgrund der unbekanntenen Eigenschaften der meisten Zustände in ^{31}Mg nur vorläufig.

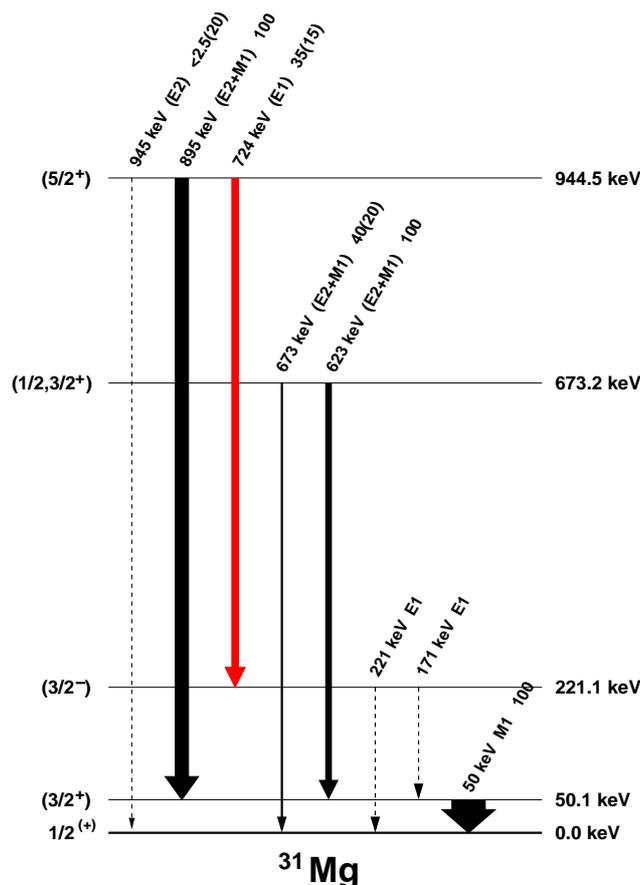


Abbildung 5.6: Termschema von ^{31}Mg , wie es aus den Daten zur Coulomb-Anregung gewonnen wurde, mit experimentellen γ -Energien und branching ratios. Die durchgezogenen Übergänge wurden direkt beobachtet, die gestrichelten Übergänge konnten nicht bzw. nur indirekt beobachtet werden.

5.3 Winkelverteilungen

Die Bestimmung der Winkelverteilung eines γ -Übergangs ist ein wichtiges Werkzeug in der γ -Spektroskopie, denn sie kann Auskunft über den Strahlungscharakter des Übergangs und damit über die Spin- und Paritätsverhältnisse der beteiligten Zustände im Kern geben.

5.3.1 Theoretische Grundlagen

Bei der Coulombanregung werden die magnetischen Unterzustände des angeregten Kerns in der Regel nicht gleichermaßen populiert. Die bei der Abregung emittierten γ -Quanten besitzen daher ebenfalls eine nicht-isotrope räumliche Verteilung. Geht man von einer Bevölkerung des Zustands $|f\rangle$ durch Coulombanregung aus dem Zustand $|i\rangle$ aus, sowie von einer Entvölkerung durch γ -Emission in den Zustand $|f'\rangle$, so ist die Winkelverteilung $W(\Theta_\gamma)$ gegeben durch

$$W(\Theta_\gamma) = \sum_{k \text{ gerade}, M_i, M_f, L, L'} |a_{i \rightarrow f}|^2 \begin{pmatrix} I_f & I_f & k \\ M_f & -M_f & 0 \end{pmatrix} (-1)^{M_f} \times F_k(L, L', I_{f'}, I_f) \sqrt{2k+1} P_k(\cos \Theta_\gamma) \delta_L \delta_{L'} \quad (5.2)$$

Dabei ist Θ_γ der Winkel zwischen dem auslaufenden Teilchen und dem γ -Quant im CM-System, $|a_{i \rightarrow f}|$ die Übergangsamplitude, gefolgt vom 3j-Symbol. Weiter sind $F_k(L, L', I_{f'}, I_f)$ die Funktionen der $\gamma\gamma$ -Korrelationen, $P_k(\cos \Theta_\gamma)$ Legendre-Polynome vom Grade k und δ_L^2 die Intensität der 2^L -Pol Strahlung des γ -Übergangs [12,17]. Im allgemeinen kann die Winkelverteilung der emittierten γ -Quanten einfach als eine Summe über Legendre-Polynome geschrieben werden:

$$W(\Theta_\gamma) = \sum_{k \text{ gerade}} a_k P_k(\cos \Theta_\gamma) \quad (5.3)$$

Die daraus folgenden charakteristischen Winkelverteilungen für Dipol- und Quadrupolstrahlung bei verschiedenen Spindifferenzen $\Delta I = |I_f - I_{f'}|$ sind in Abbildung 5.7 dargestellt.

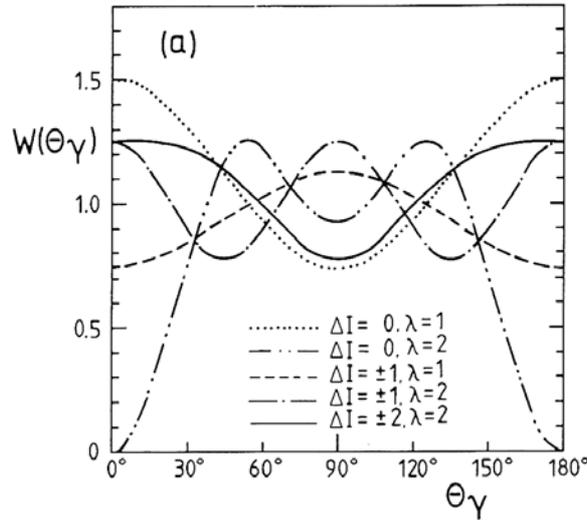


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung der Winkelverteilungen $W(\Theta_\gamma)$ für Dipol- und Quadrupolstrahlung bei unterschiedlichen Spindifferenzen $\Delta I = |I_f - I_{f'}|$ [18].

5.3.2 Korrektur der gemessenen Intensitätsverteilung

Da die Teilchen- und γ -Detektoren im Experiment nicht isotrop über den ganzen Raumwinkel verteilt sind, ist die Häufigkeit der möglichen Kombinationen aus Teilchenwinkeln $(\theta_{CD}, \varphi_{CD})$ und γ -Detektionswinkeln $(\theta_{cl}, \varphi_{cl})$, die zu einem Relativwinkel θ_γ zwischen Teilchen und γ -Quant führen, ebenfalls nicht isotrop von 0° - 180° verteilt. Daneben muss bei der Umrechnung vom Ruhesystem des Kerns ins Laborsystem der Raumwinkel Lorentz-transformiert werden, da sich die auslaufenden Magnesiumkerne mit einer mittleren Geschwindigkeit $\beta \approx 0,062$ bewegen. Die gemessenen Intensitätsverteilungen müssen daher zunächst korrigiert werden, bevor man die Winkelverteilung der γ -Übergänge bestimmen kann.

Um die Anzahl aller möglichen Winkelkombinationen im MINIBALL-Aufbau zu einem Winkel θ_γ zu bestimmen, wurde eine Simulation durchgeführt. Der CD-Detektor wurde dabei exakt nachgestellt, die MINIBALL γ -Detektoren grob durch quadratische Raumwinkelsegmente mit einer Kantenlänge von 45° abgeschätzt und in 45×45 Gitterpunkte eingeteilt. Anschließend wurde der Relativwinkel θ_γ zwischen jedem Gitterpunkt und jedem der 1536 CD-Pixel berechnet und in ein Spektrum eingetragen. Das linke Spektrum in Abbildung 5.8 zeigt die somit ermittelte Winkelverteilung unter der Berücksichtigung der Lorentz-Transformation vom Ruhesystem des Kerns (Θ_γ) ins Laborsystem (θ_γ) mit

$$\cos \theta_\gamma = \frac{\cos \Theta_\gamma + \beta}{1 + \beta \cos \Theta_\gamma} . \quad (5.4)$$

Bei der Bestimmung dieser Winkelanisotropie sind wir davon ausgegangen, dass neben der isotropen Abstrahlung der γ -Quanten auch eine isotrope Streuung der Teilchen in die Ringsegmente des CD-Detektors stattfindet. Bei der Streuung von ^{31}Mg an ^{109}Ag ergibt sich aus dem Rutherford-Wirkungsquerschnitt jedoch eine starke Bevorzugung kleiner Winkel,

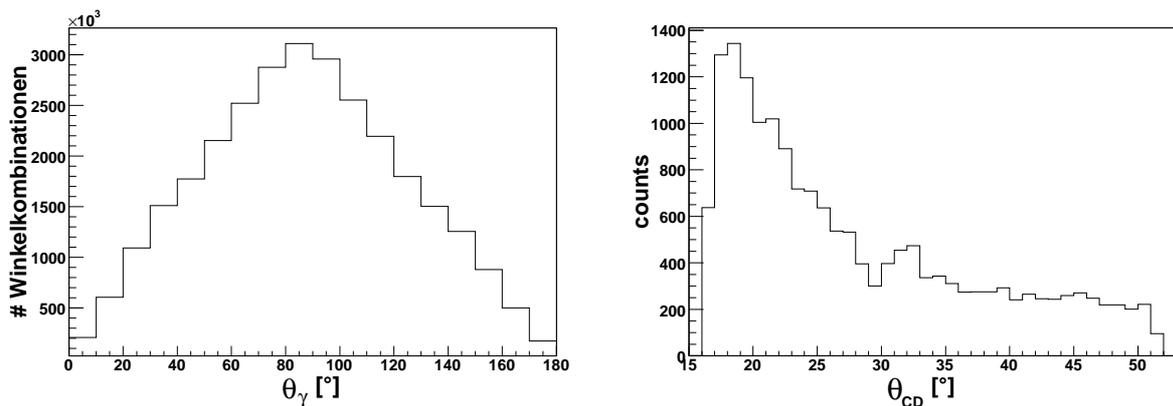


Abbildung 5.8: Links: Anzahl der berechneten Winkelkombinationen aus $(\theta_{CD}, \varphi_{CD})$ und $(\theta_{cl}, \varphi_{cl})$ für den Relativwinkel θ_γ nach Lorentz-Transformation, aufgetragen gegen θ_γ . – Rechts: Häufigkeitsverteilung der Streuung in den CD-Detektor, abhängig von θ_{CD} .

wie man Abbildung 5.8 (rechts) entnehmen kann. Dabei ist die Anzahl der gestreuten Strahlkerne gegen θ_{CD} aufgetragen. Führt man zusätzlich zu dieser Korrektur noch eine Effizienzzeichnung aller MINIBALL-Segmente durch, so kennt man alle Korrekturterme für die Bestimmung der Winkelverteilung.

5.3.3 Winkelverteilungen für ^{109}Ag

Zum Test der in dieser Arbeit verwendeten Methode zur Bestimmung der Winkelverteilung wurden die beiden Übergänge aus der Targetanregung von ^{109}Ag untersucht. Diese eignen sich dafür hervorragend, da sie unterschiedlichen Strahlungscharakter besitzen. Zum einen weist der $(5/2^-) \rightarrow (1/2^-)$ -Übergang bei 415 keV einen reinen $E2$ -Charakter auf. Der γ -Übergang vom $(3/2^-)$ -Zustand in den $(1/2^-)$ -Grundzustand mit 311 keV besitzt dagegen sowohl einen $E2$ -Anteil, als auch einen $M1$ -Anteil, wobei das Multipolmischungsverhältnis $\delta = 0,2(1)$ beträgt [39].

Zur experimentellen Bestimmung der Winkelverteilung wurden γ -Ereignisse ausgewertet, die koinzident zu einem gestreuten Targetkern im CD-Detektor waren. Die Anzahl der γ -Quanten wurde anschließend unter Berücksichtigung der im vorigen Kapitel beschriebenen Korrekturen in Abhängigkeit des Relativwinkels θ_γ in ein Spektrum eingetragen. Für den Fehler der einzelnen Messwerte wurde nur der rein statistische Fehler berücksichtigt. Die somit bestimmten Winkelverteilungen sind in Abbildung 5.9 dargestellt und zeigen jeweils qualitativ den Verlauf, den man gemäß der Strahlungscharakteristik erwartet. Zur Orientierung wurde eine Summe von Legendre-Polynomen (siehe Gleichung 5.3) linear an die Messpunkte angepasst.

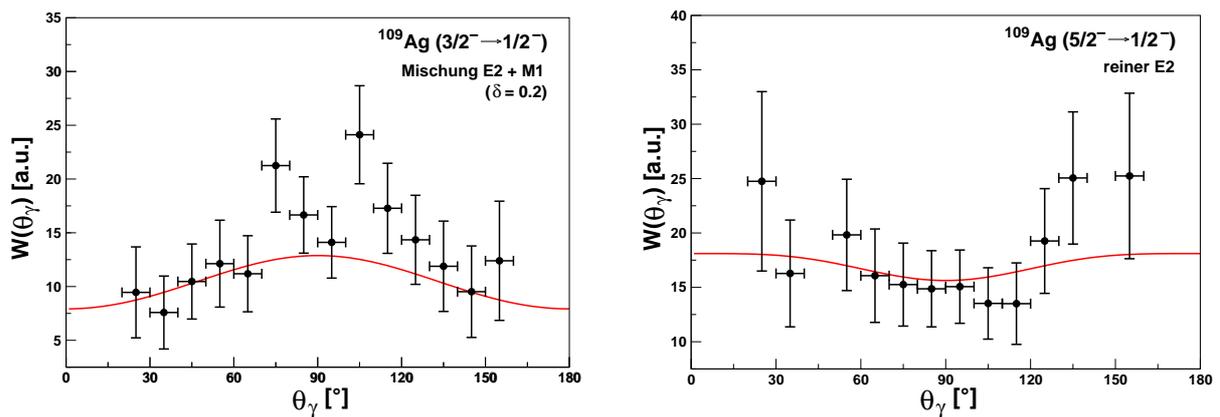


Abbildung 5.9: Winkelverteilung der γ -Übergänge aus der Coulombanregung von ^{109}Ag . Man erkennt die erwarteten Abstrahlcharakteristiken der 311 keV-Linie (links, $E2+M1$ -Mischung) und der 415 keV-Linie (rechts, reiner $E2$).

5.3.4 Winkelverteilung für die 895 keV-Linie in ^{31}Mg

Nach dem erfolgreichen Test der Winkelverteilung aus den Daten der Coulomb-Anregung von ^{109}Ag wurde eine analoge Bestimmung der Winkelverteilung für ^{31}Mg durchgeführt. Dafür wurden γ -Ereignisse mit einer Energie von 895 keV ausgewertet, die koinzident zu einem gestreuten Magnesiumkern im CD-Detektor waren. Die Anzahl der registrierten γ -Quanten wurde anschließend unter Berücksichtigung aller Korrekturen in Abhängigkeit des Relativwinkels θ_γ in ein Spektrum eingetragen. Für den Fehler der einzelnen Messwerte wurde wiederum nur der rein statistische Fehler berücksichtigt. Die somit bestimmte Winkelverteilung ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Aufgrund der starken statistischen Schwankungen ist keine eindeutige Aussage zum Strahlungscharakter des $(5/2^+) \rightarrow (3/2^+)$ -Übergangs möglich. Allerdings zeigt sie qualitativ einen Verlauf, der eher dem einer Mischung von $E2$ und $M1$ mit einem starken $M1$ -Anteil entspricht, wie etwa bei der 311 keV-Linie aus der Coulomb-Anregung des ^{109}Ag -Targets. Die linear angepasste Kurve entspricht beispielsweise einer Mischung mit $\delta = 0.1(1)$.

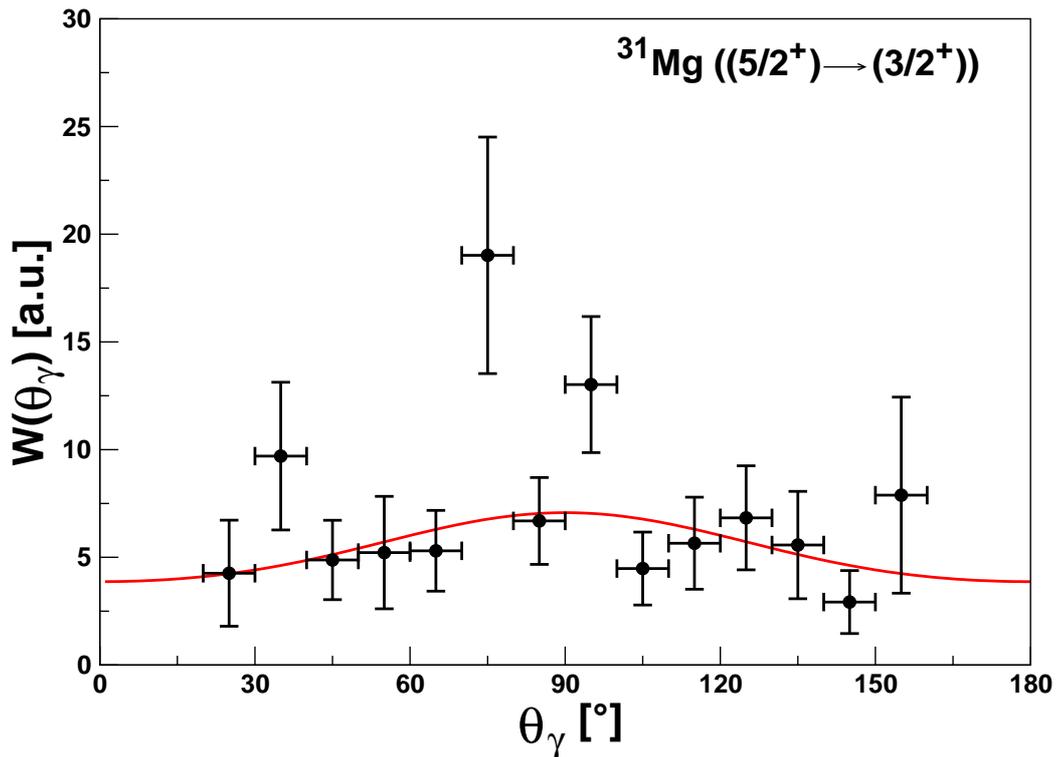


Abbildung 5.10: Winkelverteilung des 895 keV-Übergangs aus der Coulombanregung von ^{31}Mg . Die Abstrahlcharakteristik spricht qualitativ am wahrscheinlichsten für eine Mischung von $E2+M1$.

5.4 Rechnungen zur Coulomb-Anregung mit GOSIA

Die bei der Auswertung von Experimenten zur Coulomb-Anregung gesuchten inelastischen Wirkungsquerschnitte bei der Anregung von einem Zustand $|i\rangle$ in einen Zustand $|f\rangle$ (siehe Gleichung (2.12) und (2.14)), können mit Hilfe des Programms GOSIA [44] berechnet werden. Dazu passt GOSIA berechnete Übergangsintensitäten an die experimentell beobachteten γ -Intensitäten mit Hilfe einer χ^2 -Methode (least squares fit) an. Bei dieser Fit-Routine werden die angegebenen Kernmatrixelemente innerhalb vorgegebener Grenzen so lange variiert, bis der Fit konvergiert. Alle erforderlichen Informationen zur Kinematik des Streuprozesses, zur Kernstruktur der beteiligten Kerne, zum verwendeten Detektor-Aufbau und zu sonstigen Optionen, sind in einem Input-File angegeben. Ein Beispiel für einen solchen komplexen Input ist in Anhang A für die Projektlanregung von ^{31}Mg gegeben.

Targetanregung von ^{109}Ag

Für die Normalisierung der Projektlanregung von ^{31}Mg wurde im Experiment die bekannte Anregung aus dem ^{109}Ag -Target genutzt. Zur möglichst genauen Bestimmung der Normalisierungskonstante wurden GOSIA sehr präzise bestimmte Matrixelemente aus ^{109}Ag von einer Kölner Plunger-Messung [?] als Startwerte für die Fit-Routine übergeben, sowie die experimentell bestimmten, korrigierten γ -Intensitäten des 311 keV- und 415 keV-Übergangs aus Kapitel 5.1. Zusätzliche Informationen, wie etwa Verzweigungsverhältnisse, Lebensdauern und Multipolmischungsverhältnisse wurden von [39] entnommen.

Die von GOSIA an die experimentellen Daten angefitzten Matrixelemente stimmen gut mit den Literaturwerten überein (siehe Tabelle 5.2) und auch die Übergangsintensitäten konnten mit Abweichungen von lediglich $\pm 3,5\%$ reproduziert werden.

Übergang	$(\pi\lambda)$	$\mathcal{M}(\pi\lambda)_{\text{Literatur,[?]}}$	$\mathcal{M}(\pi\lambda)_{\text{GOSIA}}$
$1/2^- \rightarrow 3/2^-$	$E2$	0,672(10)	0,678
$1/2^- \rightarrow 3/2^-$	$M1$	0,871(13)	0,891
$1/2^- \rightarrow 5/2^-$	$E2$	0,843(43)	0,830
$3/2^- \rightarrow 5/2^-$	$E2$	0,304(20)	0,305
$3/2^- \rightarrow 5/2^-$	$M1$	0,656(40)	0,674

Tabelle 5.2: Kernmatrixelemente aus der Coulomb-Anregung von ^{109}Ag .

Projektlanregung von ^{31}Mg

Die Berechnung der Projektlanregung in ^{31}Mg mit Hilfe von GOSIA ist aufgrund der Fülle von beteiligten Kernzuständen mit größtenteils unbekanntem Eigenschaften wesentlich komplizierter als bei der Targetanregung.

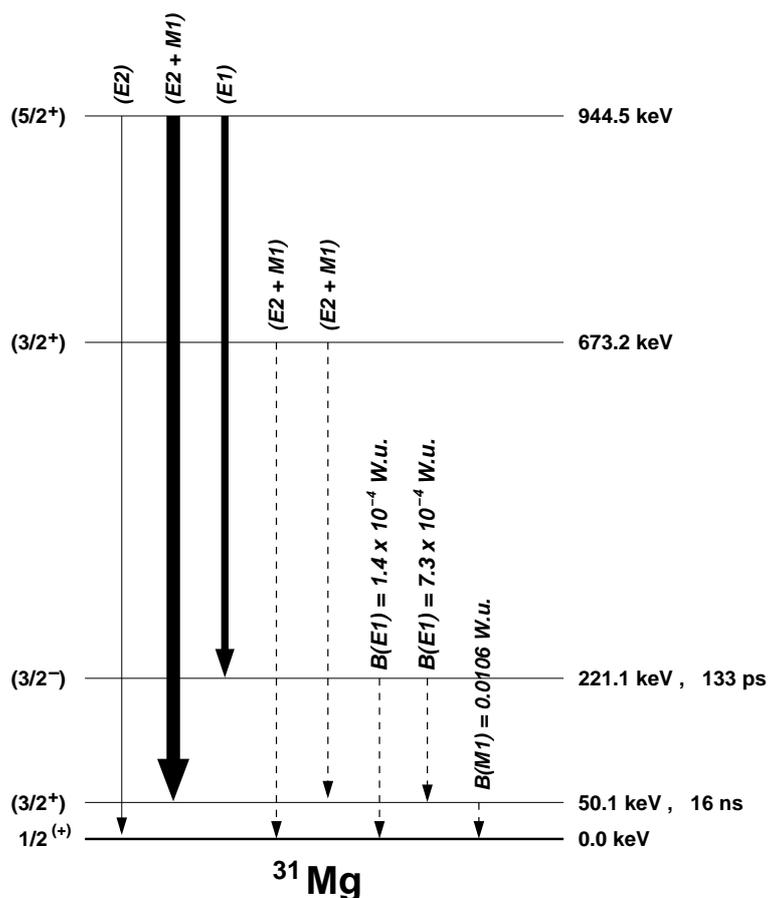


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung aller Informationen, die GOSIA im Input übergeben werden. Bisher unbekannte Kerneigenschaften sind dabei in Klammern gesetzt, die nicht in die Berechnung der Matrixelemente mit einfließenden γ -Übergänge gestrichelt gekennzeichnet.

Zunächst werden GOSIA alle Informationen über die Kerneigenschaften von ^{31}Mg übergeben, wie sie in Abbildung 5.11 schematisch dargestellt sind (siehe dazu auch Anhang A). Spin und Parität der beteiligten Niveaus gelten in diesem Zusammenhang als bekannt. Mit Hilfe zusätzlicher Informationen aus dem Experiment, wie etwa der branching ratio der verschiedenen Übergänge, lassen sich mit GOSIA die gemessenen relativen γ -Intensitäten reproduzieren. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.3 zu sehen.

Allerdings schlägt bei diesem Szenario die Normierung auf die Targetanregung fehl, die Normierungskonstanten der GOSIA-Rechnungen für Projektil und Target unterscheiden sich mit $3,5 \cdot 10^4$ bzw. $4,7 \cdot 10^3$ um fast eine Zehnerpotenz. Dies deutet darauf hin, dass die gewählten Matrixelemente nicht korrekt sind und GOSIA damit bei der Minimierung im falschen lokalen Minimum konvergiert. Da das Problem jedoch mit acht unbekanntem Kernmatrixelementen bei drei Datenpunkten völlig unterbestimmt ist, ist es nicht ohne weiteres möglich, dieses Problem mit den derzeitigen Programmen effektiv und eindeutig zu lösen.

E_γ [keV]	Übergang	$(\pi\lambda)$	$\mathcal{M}(\pi\lambda)_{GOSIA}$	$I_{\gamma,rel}$
945	$5/2^+ \rightarrow 1/2^+$	$E2$	0,068	4%
895	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	$E2$	0,397	100,0%
	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	$M1$	0,045	
724	$5/2^+ \rightarrow 3/2^-$	$E1$	-0,0024	34%
673	$3/2_2^+ \rightarrow 1/2^+$	$E2$	0,024	9%
	$3/2_2^+ \rightarrow 1/2^+$	$M1$	0,050	
623	$3/2_2^+ \rightarrow 3/2^+$	$E2$	0,042	19%
	$3/2_2^+ \rightarrow 3/2^+$	$M1$	0,079	
221	$3/2^- \rightarrow 1/2^+$	$E1$	0,0019	21%
171	$3/2^- \rightarrow 3/2^+$	$E1$	0,0043	57%
50	$3/2^+ \rightarrow 1/2^+$	$M1$	0,276	260%

Tabelle 5.3: relative γ -Intensitäten und vorläufige erste Kernmatrixelemente aus der Coulomb-Anregung von ^{31}Mg .

Bei der Betrachtung der obigen Berechnungen fällt allgemein auf, dass der $E2$ -Übergang zwischen dem $5/2^+$ - und dem $3/2^+$ -Zustand mit $B(E2) = 263e^2\text{fm}^4$ bei weitem dominiert, während der direkte Zerfall in den Grundzustand mit $B(E2) < 8e^2\text{fm}^4$ fast verschwindet. Aktuelle Rechnungen mit GOSIA gehen unter anderem deshalb von einer dominanten 2-Stufen-Anregung über das $3/2^+$ -Niveau ins Niveau bei 945 keV aus.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Diplomarbeit war eine detaillierte Untersuchung der Coulomb-Anregung von ^{31}Mg . Dazu gehörte die Durchführung eines Coulomb-Anregungsexperiments mit einem instabilen ^{31}Mg -Strahl mit Hilfe des MINIBALL-Aufbaus an REX-ISOLDE im September 2007, sowie anschließend die ausführliche Offline-Analyse der aufgenommenen Daten.

Der MINIBALL-Aufbau mit seinem hocheffizienten und hochauflösenden γ -Spektrometer ist für ein Experiment mit geringer Strahlintensität wie im vorliegenden Fall besonders geeignet. Die Segmentierung der HPGe-Kristalle ermöglicht zudem eine wesentlich verbesserte Energieauflösung bei der Dopplerkorrektur. Diese konnte durch eine Positionseichung der γ -Detektoren mit Hilfe der Reaktion $d(^{22}\text{Ne}, ^{23}\text{Ne})p$, sowie einer Winkeleichung des CD-Detektors noch zusätzlich optimiert werden. Eine umfangreiche Untersuchung der Strahlkontamination, sowie die Verwendung klar definierter Teilchen- γ -Korrelationen führten in der Folge zu einer Untergrundreduktion und damit zu einem verbesserten Nachweis der gesuchten γ -Übergänge aus der Coulomb-Anregung von ^{31}Mg .

Unter der Berücksichtigung der kinematischen Verhältnisse und der Dopplerkorrektur für ^{31}Mg und ^{109}Ag konnte man die γ -Übergänge aus der Projektil- und Targetanregung identifizieren. Dabei zeigte sich für den Fall von ^{31}Mg eine Vielzahl beobachteter γ -Übergänge bei 895 keV, 724 keV, 673 keV und 623 keV, sowie der detaillierte Nachweis des langlebigen, niederenergetischen 50 keV-Übergangs. Das Niveau bei 945 keV konnte aufgrund der stärksten γ -Intensität als aussichtsreicher Kandidat für den $5/2^+$ -Zustand in ^{31}Mg identifiziert werden. Daneben gelang in ^{31}Mg die erste eindeutige Beobachtung und Identifizierung eines Übergangs bei 724 keV, sowie die erfolgreiche Einordnung als $(5/2^+) \rightarrow (3/2^-)$ in das Termschema mit Hilfe von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen.

Neue Untersuchungen zur Winkelverteilung der beobachteten γ -Übergänge unter Einbeziehung komplexer Raumwinkelkorrekturen ergaben die Möglichkeit der qualitativen Untersuchung der beobachteten Verteilung, sowohl für die Target-, als auch für die Projektilanregung.

Die abschließenden Berechnungen zur Coulomb-Anregung von ^{31}Mg mit Hilfe von GOSIA ergaben bislang keine eindeutigen Ergebnisse zu den Übergangsmatrixelementen. Es deutet jedoch immer mehr bei der Analyse darauf hin, dass es sich bei der Anregung des 945 keV-Niveaus eher um eine 2-Stufen-Anregung über den $(3/2^+)$ -Zustand bei 50 keV handelt, als um eine direkte Anregung. Weitere intensive Untersuchungen zur Bestimmung der $B(E2)$ - und $B(M1)$ -Werte sind daher erforderlich, auch um die Kernstruktur im Bereich der „Island of Inversion“ besser zu verstehen.

Daneben sind weitere Coulomb-Anregungsexperimente zur Untersuchung der instabilen Natrium-Isotope $^{28,29,30}\text{Na}$ mit MINIBALL an REX-ISOLDE geplant, um die Untersuchung von kollektiven Eigenschaften der Nuklide im Bereich der Island of Inversion auch für $Z = 11$ fortzuführen.

Anhang A

GOSIA Input-File für ^{31}Mg

Im folgenden Abschnitt wird ein beispielhafter Input-File für GOSIA zur Berechnung der Coulomb-Anregung von ^{31}Mg gegeben. Unwichtige oder technische Befehlszeilen sind herausgenommen und mit „...“ markiert. Für nähere Erläuterungen zu den einzelnen Optionen und Befehlen: siehe [44].

```
OP, FILE
...
OP, GOSI
LEVE
1,1,0.5,0.0000
2,1,1.5,0.0501
3,-1,1.5,0.2211
4,-1,3.5,0.4610
5,1,1.5,0.6732
6,1,2.5,0.9442
0,0,0,0
ME
1,0,0,0,0
1,3,1.88E-3,1.0,1.0
2,3,4.31E-3,1.0,1.0
3,6,1.00E-3,-2.,2.
2,0,0,0,0
1,5,0.0240,-2.,2.
1,6,0.2760,-2.,2.
2,5,0.0410,-2.,2.
2,6,0.2000,-2.,2.
3,4,0.2327,1.0,1.0
7,0,0,0,0
1,2,0.2755,1.0,1.0
1,5,0.0560,-2.,2.
```



```
1,2,3,4.31E-3,4.7E-4
2,3,4,0.2327,0.0179
7,1,2,0.2755,0.0546
OP,RAW
1
-0.71051,0.01833,-0.03984,0,0,0,0,-999.
-0.71051,0.01833,-0.03984,0,0,0,0,-999.
-0.71051,0.01833,-0.03984,0,0,0,0,-999.
...
1
24
1,2,3,4,5,6,7,8,9,10,11,12,13,14,15,16,17,18,19,20,21,22,23,24
0
OP,INTG
10,9,71.5,93.0,17,53
71.0 73.5 76.0 78.5 81.0 83.5 86.0 88.5 91.0 93.5
16 20 25 30 35 40 45 50 55
6
70 75 80 85 90 95
5.67 5.57 5.48 5.38 5.28 5.19
10,10
OP,CORR
OP,EXIT
```


Literaturverzeichnis

- [1] K. Bethge
Kernphysik
Springer-Verlag, Berlin, 1. Auflage (1996)
- [2] T. Mayer-Kuckuk
Kernphysik – Eine Einführung
B.G. Teubner GmbH, Stuttgart/Leipzig/Wiesbaden, 7. Auflage (2002)
- [3] K. Heyde
Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics
IOP Publishing Ltd., Bristol, 1. Auflage (1994)
- [4] O. Haxel, J. H. D. Jensen, H. E. Suess
On the „Magic Numbers“ in Nuclear Structure
Phys. Rev. **75** (1949) 1766
- [5] M. Göppert-Mayer
On Closed Shells in Nuclei. II
Phys. Rev. **75** (1949) 1969
- [6] M. G. Mayer
Nuclear Configurations in the Spin-Orbit Coupling Model. I
Phys. Rev. **78** (1950) 16-21
- [7] T. Otsuka, R. Fujimoto, Y. Otsuno, B. A. Brown, M. Honma, T. Mizusaki
Magic Numbers in Exotic Nuclei and Spin-Isospin Properties of the NN Interaction
Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 082502
- [8] T. Otsuka, Y. Otsuno, R. Fujimoto, B. A. Brown, M. Honma, T. Mizusaki
Frontiers and challenges of nuclear shell model
Eur. Phys. J. A **15** (2002) 151
- [9] C. Thibault, R. Klapisch, C. Rigaud, A. M. Poskanzer, R. Prieels, L. Lessard, W. Reisdorf
Direct measurement of the masses of ^{11}Li and $^{26-32}\text{Na}$ with an on-line mass spectrometer
Phys. Rev. C **12** (1975) 644
- [10] C. Détraz, M. Langevin, D. Guillemaud, M. Epherre, G. Audi, C. Thibault, F. Touchard
Mapping of the onset of a new region of deformation: The masses of ^{31}Mg and ^{32}Mg
Nucl. Phys. **A394** (1983) 378-386
- [11] X. Campi, H. Flocard, A. K. Kerman, S. Koonin
Shape Transition in the Neutron Rich Sodium Isotopes
Nucl. Phys **A251** (1975) 193-205

- [12] O. T. Niedermaier
Low-Energy Coulomb Excitation of the Neutron-Rich Mg Isotopes ^{30}Mg and ^{32}Mg
Dissertation, Universität Heidelberg (2005)
- [13] G. Neyens, M. Kowalska, D. Yordanov, K. Blaum, P. Himpe, P. Lievens, S. Mallion, R. Neugart, N. Vermeulen, Y. Utsuno, T. Otsuka
Measurement of the Spin and Magnetic Moment of ^{31}Mg : Evidence for a Strongly Deformed Intruder Ground State
Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 022501
- [14] F. Maréchal, D.L. Balabanski, D. Borremans, J.-M. Daugas, F. de Oliveira Santos, P. Dessagne, G. Georgiev, J. Giovinazzo, S. Grévy, C. Jollet, I. Matea, G. Neyens, F. Perrot, E. Poirier, O. Roig, M. Stanoiu, C. Stodel, J.-C. Thomas, K. Turzó, D. Yordanov, E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves
 β decay of ^{31}Mg : Extending the „island of inversion“
Phys. Rev. C **72** (2005) 044314
- [15] G. Klotz, P. Baumann, M. Bounajma, A. Huck, A. Knipper, G. Walter, G. Marguier, C. Richard-Serre, A. Povse, J. Retamosa
Beta decay of $^{31,32}\text{Na}$ and ^{31}Mg : Study of the $N = 20$ shell closure
Phys. Rev. C **47** (1993) 2502-2516
- [16] C.M. Mattoon, F. Sarazin, G. Hackman, E.S. Cunningham, R.A.E. Austin, G.C. Ball, R.S. Chakrawarthy, P. Finlay, P.E. Garrett, G.F. Grinyer, B. Hyland, K.A. Koopmans, J.R. Leslie, A.A. Phillips, M.A. Schumaker, H.C. Scraggs, J. Schwarzenberg, M.B. Smith, C.E. Svensson, J.C. Waddington, P.M. Walker, B. Washbrook, E. Zganjar
 β decay of ^{32}Na
Phys. Rev. C **75** (2007) 017302
- [17] K. Alder, A. Winther
Electromagnetic Excitation – Theorie of Coulomb Excitation with Heavy Ions
North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1. Auflage (1975)
- [18] R. Bock
Heavy Ion Collisions, Volume 3
North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1. Auflage (1982)
- [19] *Die ISOLDE - Internetseite*
<http://isolde.web.cern.ch/ISOLDE/>
- [20] B. Jonson, H.L. Ravn, G. Walter
ISOLDE PS booster facility at CERN: Experiments with slow radioactive beams
Nucl. Phys. News, Vol. 3, No. 2 (1993)
- [21] V.I. Mishin, V.N. Fedoseyev, H. J. Kluge, V.S. Letokhov, H.L. Ravn, F. Scheerer, Y. Shirakabe, S. Sundell, O. Tengblad und die ISOLDE-Kollaboration
Chemically selective laser ion-source for the CERN-ISOLDE on-line mass separator facility
Nucl. Instr. and Meth. B **73** (1993) 550
- [22] D. Habs, O. Kester, T. Sieber, A. Kolbe, J. Ott, G. Bollen, F. Ames, D. Schwalm, R. von Hahn, R. Repnow, H. Podlech, A. Schempp, U. Ratzinger, L. Liljeby, K.-G. Rensfelt, F. Wenander, B. Jonson, G. Nyman, P. Van Duppen, M. Huyse, A. Richter, G. Shrieder, G. Walter und die REX-ISOLDE Kollaboration
The REX-ISOLDE project
Nucl. Instr. and Meth. B **139** (1998) 128-135

- [23] O. Kester, T. Sieber, S. Emhofer, F. Ames, K. Reisinger, P. Reiter, P.G. Thirolf, R. Lutter, D. Habs, B.H. Wolf, G. Huber, P. Schmidt, A. N. Ostrowski, R. von Hahn, R. Repnow, J. Fitting, M. Lauer, H. Scheit, D. Schwalm, H. Podlech, A. Schempp, U. Ratzinger, O. Forstner, F. Wenander, J. Cederkäll, T. Nilsson, M. Lindroos, H. Fynbo, S. Franchoo, U. Bergmann, M. Oinonen, J. Äystö, P. Van den Bergh, P. Van Duppen, M. Huyse, N. Warr, D. Weisshaar, J. Eberth, B. Jonson, G. Nyman, M. Pantea, H. Simon, G. Shrieder, A. Richter, O. Tengblad, T. Davinson, P.J. Woods, G. Bollen, L. Weissmann, L. Liljeby, K.-G. Rensfelt und die ISOLDE-Kollaboration
Accelerated radioactive beams from REX-ISOLDE
Nucl. Instr. and Meth. B **204** (2003) 20-30
- [24] P. Schmidt, F. Ames, G. Bollen, O. Forstner, G. Huber, M. Oinonen, J. Zimmer
Bunching and cooling of radioactive ions with REXTRAP
Nucl. Phys. **A701** (2002) 550-556
- [25] F. Ames, G. Bollen, P. Delahaye, O. Forstner, G. Huber, O. Kester, K. Reisinger, P. Schmidt
Cooling of radioactive ions with the penning trap REXTRAP
Nucl. Instr. and Meth. A **538** (2005) 17-32
- [26] F. Wenander
EBIS as charge breeder for radioactive ion beam accelerators
Nucl. Phys. **A701** (2002) 528-536
- [27] B. H. Wolf, J. Cederkall, O. Forstner, F. Wenander, F. Ames, K. Reisinger, L. Liljeby, O. Skeppstedt, B. Jonson, G. Nyman und die REX-ISOLDE Kollaboration
First radioactive ions charge bred in REXEBIS at the REX-ISOLDE accelerator
Nucl. Instr. and Meth. B **204** (2003) 428-432
- [28] J. Eberth, G. Pascovici, H. G. Thomas, N. Warr, D. Weißhaar, D. Habs, P. Reiter, P. Thirolf, D. Schwalm, C. Gund, H. Scheit, M. Lauer, P. Van Duppen, S. Franchoo, M. Huyse, R. M. Lieder, W. Gast, J. Gerl, K. P. Lieb
MINIBALL – A Ge Detector Array for Radioactive Ion Beam Facilities
Prog. Part. Nucl. Phys. **46** (2001) 389-398
- [29] D. Weißhaar
MINIBALL – Ein neuartiges Gamma-Spektrometer mit ortsauflösenden Germaniumdetektoren
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (2003)
- [30] A. N. Ostrowski, S. Cherubini, T. Davinson, D. Groombridge, A.M. Laird, A. Musumarra, A. Ninane, A. di Pietro, A. C. Shotter, P. J. Woods
CD: A double sided silicon strip detector for radioactive nuclear beam experiments
Nucl. Instr. and Meth. A **480** (2002) 448-455
- [31] J. Cub, C. Grund, D. Pansegrau, G. Schrieder, H. Stelzer
A Position Sensitive Parallel Plate Avalanche Counter for Single Particle and Current Readout
Nucl. Instr. and Meth. A **453** (2000) 522-524
- [32] W. Weinzierl
Isobarentrennung mit einer Braggkammer bei Rex-Isolde
Diplomarbeit, Physik Department, TU München (2006)
- [33] R. Lutter
How to perform event building in a MINIBALL experiment
<http://www.bl.physik.uni-muenchen.de/marabou/html/doc/EventBuilding.pdf>

- [34] R. Lutter
MED Data Structure
<http://www.bl.physik.uni-muenchen.de/marabou/html/doc/MedStructure.pdf>
- [35] *MBS Multi Branch System*
<http://www-wnt.gsi.de/daq/>
- [36] N. Warr
Miniball electronics at June 2007
http://www.ikp.uni-koeln.de/~warr/doc/electronics_Jun2007.pdf
- [37] J. Van de Walle
Coulomb excitation of neutron rich Zn isotopes
Dissertation, Institut voor Kern- en Strahlingsfysika, KU Leuven (2006)
- [38] *Root – an Object-Oriented Data Analysis Framework*
<http://root.cern.ch/>
- [39] *National Nuclear Data Center*
<http://www.nndc.bnl.gov/>
- [40] D. Bazin, O. Tarasov, M. Lewitowicz, O. Sorlin
The program LISE: a simulation of fragment separators
Nucl. Instr. and Meth. A **482** (2002) 307-327
- [41] O. Tarasov, D. Bazin
LISE++: design your own spectrometer
Nucl. Phys. A **746** (2004) 411-414
- [42] U. Köster, V.N. Fedoseyev, A.N. Andreyev, U.C. Bergmann, R. Catherall, J. Cederkäll, M. Dietrich, H. De Witte, D.V. Fedorov, L. Fraile, S. Franchoo, H. Fynbo, U. Georg, T. Giles, M. Gorska, M. Hannawald, M. Huyse, A. Joinet, O.C. Jonsson, K.L. Kratz *et al.*
On-line yields obtained with the ISOLDE RILIS
Nucl. Instr. and Meth. B **204** (2003) 347-352
- [43] H. Ower, J. Gerl, H. Scheit
Multiple Coulomb Excitation Program CLX
Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt/Main
- [44] T. Czosnyka, D. Cline, C.Y. Wu
Coulomb Excitation Data Analysis Code GOSIA
<http://www.pas.rochester.edu/~cline/Research/GOSIA.htm>
- [45] *Conversion Coefficient Calculator „BrIcc“*
<http://wwwrshysse.anu.edu.au/nuclear/bricc/>

Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Diplomarbeit *Coulomb-Anregung von instabilen, ungeraden Mg-Isotopen* selbstständig ohne die Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle den Quellen wörtlich oder sinngemäß entnommenen Stellen sind als solche einzeln kenntlich gemacht.

Diese Arbeit ist bislang keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt worden und auch nicht veröffentlicht.

Ich bin mir bewusst, dass eine falsche Erklärung rechtliche Folgen haben wird.

Köln, den 10.10.2008

Danksagung

Ohne das Mitwirken vieler Menschen wäre diese Arbeit nicht in dieser Form für mich möglich gewesen. Daher geht mein besonderer Dank an:

- Prof. Dr. P. Reiter, der mir diese interessante Arbeit vor ca. 12 Monaten anvertraut und damit erst ermöglicht hat. Seine gute Betreuung in allen kleinen und großen Fragen zur Coulomb-Anregung von ^{31}Mg förderte während vieler fruchtbarer Diskussionen stets den Fortgang meiner Analyse.
- Dr. J. Van de Walle, D. Mücher, Dr. I. Stefanescu und Dr. N. Warr für alle unkomplizierte Hilfe bei allen physikalischen und technischen Fragen zur Analyse der Daten und Bedienung von GOSIA.
- F. Wenander, D. Voulot und E. Piselli stellvertretend für die ISOLDE-Kollaboration für die Bereitstellung eines optimalen ^{31}Mg -Strahls über die ganze Dauer der Strahlzeit
- N. Bree, Dr. B. Bruyneel, Dr. E. Clement, F. Finke, K. Geibel, H. Hess, T. Kottaus, und A. Wiens, die durch die Übernahme diverser Tag- und Nachtschichten den reibungslosen Ablauf des Experiments erst möglich gemacht haben.
- A. Imig, die in teils nächtelanger Arbeit meine Zeilen Korrektur gelesen und mit vielen Tipps „just in time“ per Email wieder zurückgeschickt hat.
- meine Eltern und Geschwister, die mir mit zum Teil tatkräftiger Unterstützung in der „heißen Phase“ der Diplomarbeit zur Seite standen und natürlich auch darüber hinaus jederzeit für mich da waren.
- Marijke, die mir stets zur Seite stand und alle meine Launen geduldig ertragen hat.
Ik hou van jou!