

4 Untersuchung binärer Reaktionsmechanismen I: $^{36}\text{Ar} \rightarrow ^{24}\text{Mg}$

Das hier vorgestellte Experiment, das im September 1994 am Hahn-Meitner-Institut während der letzten Kampagne des OSIRIS- γ -Spektrometers stattfand, sollte die Funktionsfähigkeit des BRS im Zusammenspiel mit einem hochauflösenden γ -Spektrometer zur Separation schwacher binärer Kanäle im Hinblick auf zu dieser Zeit beabsichtigte Experimente zur Untersuchung hyperdeformierter Zustände in leichten α -Cluster-Kernen [Geb94] demonstrieren und zugleich zur Entwicklung geeigneter Auswertelgorithmen dienen. Da am VICKSI-Beschleuniger am HMI nach dem Betriebsende des Tandem-Vorbeschleunigers kein ^{32}S -Strahl zur Verfügung gestellt werden konnte, wurde als Strahl ^{36}Ar bei 195 MeV gewählt, wobei die Einschubenergie an die höhere Projektil-Masse angepaßt wurde, um ein ähnliches Streusystem zu verwenden, wie in dem später durchgeführten Experiment [Geb98b], das in Abschnitt 5 (S. 63) besprochen werden wird. In Tabelle 2 (S. 14) wurden bereits die Parameter der Reaktion aufgelistet. Man sieht, daß eine geringfügig höhere Energie pro Nukleon für den Strahl verwendet wurde, als später für den $^{32}\text{S}+^{24}\text{Mg}$ -Eingangskanal gewählt wurde, in dem eine bestimmte Resonanz im Compoundkern bevölkert werden sollte.

4.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau bestand aus dem Berliner **B**inary **R**eaction **T**rigger **S**pectrometer (BRS) [Geb93] und dem γ -Spektrometer OSIRIS (**C**OMPTON **S**UPPRESSED **A**RRAY **F**OR **H**Igh **R**ESOLUTION **I**n-**B**EAM-**S**PECTROSCOPY) [Lie84]. Das BRS ist ein Detektorsystem für den Nachweis schwerer Reaktionsfragmente. Es besteht aus zwei Detektorteleskopen, von denen jedes eine Orts- und Flugzeitsensitive Vieldrahtkammer (**M**ulti **W**ire **C**hamber) und eine dahintergeschaltete Bragg-Ionisations-Kammer (**B**ragg-**C**urve-**I**onisation-**C**hamber BIC) enthält (siehe Abschnitt 4.1.1). OSIRIS ist ein hochauflösendes γ -Spektrometer, bestehend aus 12 Comptonunterdrückten HPGe-Detektoren (Abschnitt 4.1.2).

Abbildung 18 zeigt eine CAD-Zeichnung des verwendeten Aufbaus. Zu sehen sind die 12 Germanium-Detektoren unter Rückwärtswinkeln, die beiden Detektorteleskope des BRS Trigger-Spektrometers unter Vorwärtswinkeln, die Strahlrichtung, die Vakuumkammer mit der Targetschleuse sowie die Haltestruktur für die γ -Detektoren. Die Mittelachsen der Teilchen-Detektoren befanden sich in diesem Fall bei Streuwinkeln von 30° in einer gemeinsamen horizontalen Streuebene. Der Abstand vom Targetmittelpunkt zu den Mittelpunkten beider Zähler betrug 44 cm, wobei die langen Achsen der Zähler in der Streuebene angeordnet waren.

Im folgenden wird nun näher auf die beiden Detektorsysteme eingegangen.

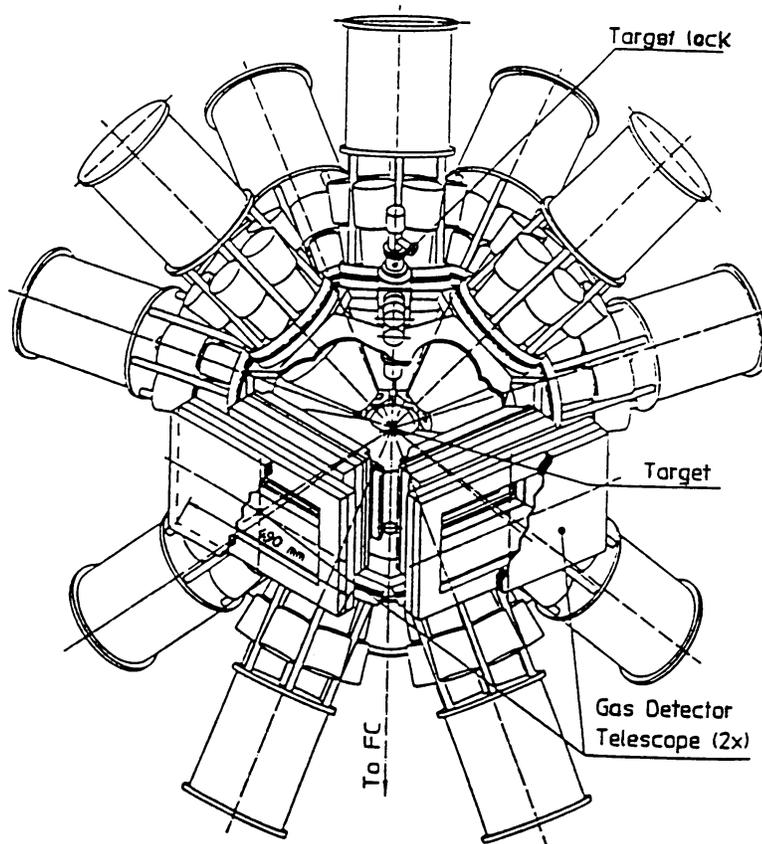


Abbildung 18: Aufbau des OSIRIS γ -Spektrometers mit den beiden BRS-Trigger-Detektoren.

4.1.1 Das Binary Reaction Spektrometer (BRS)

Abbildung 19 zeigt eine Aufbauzeichnung des BRS. Man sieht die beiden jeweils zweistufigen Detektorteleskope und stellvertretend für das γ -Spektrometer einen der Compton-unterdrückten Ge-Detektoren.

Die Niederdruck-Vieldrahtkammer (MWC) Die erste Stufe jedes der BRS-Teleskope enthält eine ortssensitive Niederdruck-Vieldrahtkammer. Diese dient der Orts- und Flugzeitbestimmung der durchtretenden Reaktionsfragmente und wird mit Isobutan bei einem Druck von ca. 5 mbar betrieben. Die Abmessungen der sich konisch nach hinten erweiternden Teleskope betragen an den MWCs $244 \text{ mm} \times 124 \text{ mm}$. Der Aufbau ist in Abbildung 20 skizziert. Die wesentlichen Bestandteile sind zwei geerdete Kathodenfolien und in der Mitte im Abstand von 3 mm ein Anoden-Drahtgitter.

Als Kathoden dienen Polypropylen-Folien mit einer Dicke von ca. $0.7 \mu\text{m}$. Um diese Dicke zu erreichen, wird eine $25 \mu\text{m}$ dicke Folie, die aufgrund ihres Herstellungsverfahrens nicht vororientiert ist, was bei gezogenen Folien sonst in der Regel der Fall ist, über einen Stempel von 500 mm Durchmesser mit einstellbarem Temperaturgradienten gespannt und

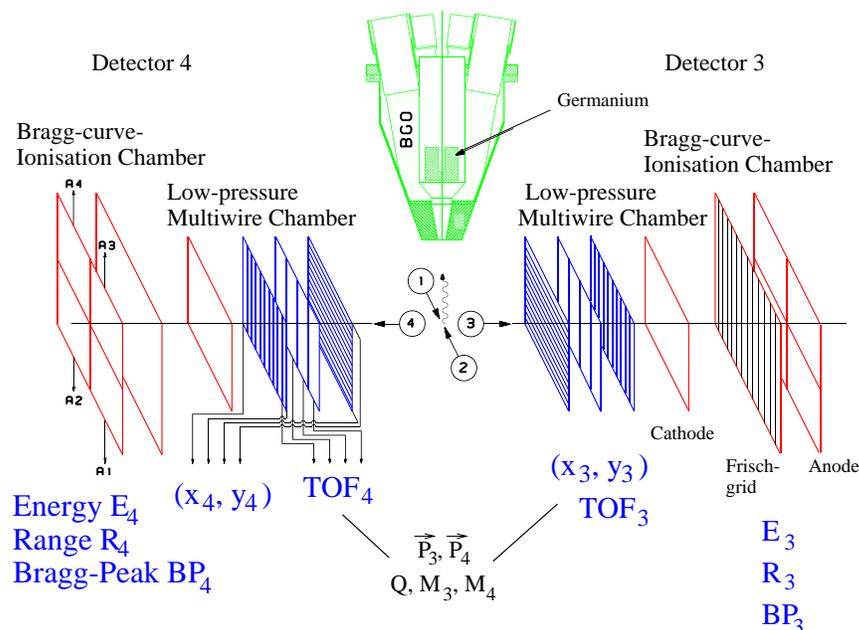


Abbildung 19: Schematische Aufbauzeichnung der BRS-Teleskope und der damit erhaltenen Meßgrößen. Erläuterung siehe Text.

dann durch hydraulisches Hochfahren desselben auf die gewünschte Dicke gebracht (siehe z.B. [Stö82]). Eine Teflonbespannung des Stempels verhindert dabei ein Haften der Folie auf der Stempeloberfläche, was den Riß der Folie beim Ziehen zur Folge hätte. Dieses Verfahren ist notwendig, um eine möglichst geringe Foliendicke zu erreichen, um den Energieverlust in den Folien zu minimieren. Die Oberflächen der Kathodenfolien sind zur Datenauslese orthogonal zueinander mit einer Streifenstruktur aus Silber (ca. $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) und Palladium ($5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) bedampft. Die Breite der Streifen betragen 0.85 mm für die x-Kathode und 1.85 mm für die y-Kathode bei Abständen zwischen den Streifenmittelpunkten von 1 bzw. 2 mm .

Das zwischen den Kathodenfolien positionierte Anodendrahtgitter besteht aus vergoldeten Wolframdrähte mit einem Durchmesser von $12 \mu\text{m}$ im Abstand von 1 mm verwendet. Die mittlere Ungenauigkeit der Positionierung der Anodendrahte beträgt ca. $8 \mu\text{m}$ [Wil85].

Die Abstände zwischen den Elektroden werden durch G10-Platinen¹⁵ gehalten. Die gleichmäßige Dicke dieser Platten trägt wesentlich zur Flugzeitauflösung der Vieldrahtkammer bei, die bei etwa 200 ps liegt. Eine Dickenvariation von ca. $20 \mu\text{m}$ führt zu einer Flugzeitunschärfe von etwa 100 ps .

Die den Detektor durchquerenden Teilchen erzeugen Primärelektronen, die beginnend an den Kathodenoberflächen eine Sekundärelektronenlawine auslösen, die wiederum Signale auf den Anodendrahten und Kathodenstreifen influenziert. Die Signalauslese der Katho-

¹⁵Glasfaser-verstärktes Epoxydharz-Material

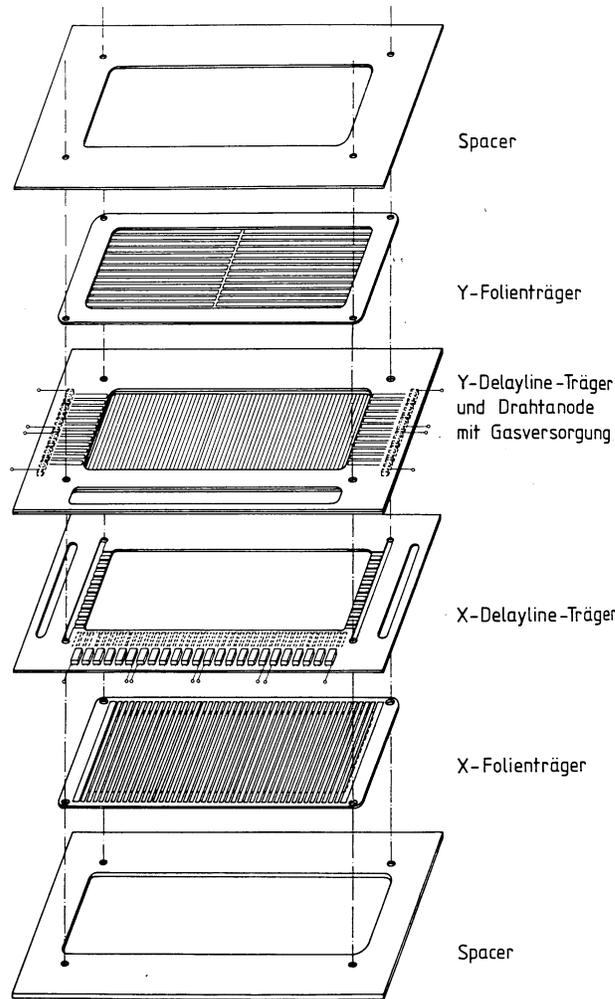


Abbildung 20: Aufbauzeichnung der Niederdruckvieldrahtkammer (aus [Wil85]).

denstreifen erfolgt mittels Verzögerungsleitungen (Delaylines). Diese Signale werden an beiden Enden der Verzögerungsleitungen und von der Anoden ausgelesen und verstärkt. Danach werden mit Constant-Fraction-Diskriminatoren amplitudenunabhängige Zeitsignale abgeleitet, wobei die Anode ortsunabhängige Startsignale und beide Kathodenenden durch die Laufzeiten in der Verzögerungsleitung ortsabhängige Stoppsignale für nachfolgende Zeitmessungen mittels Zeit-Amplituden-Konvertern (TACs) und ADCs liefern. Damit werden für jeden Durchtrittsort eines Teilchens jeweils zwei x- und y-Koordinaten von den beiden Enden der Verzögerungsleitungen der x- und y-Ebenen abgeleitet. Bei der Auswertung wird nach der Ortseichung die Differenz der beiden x- und y-Koordinaten berechnet, wodurch die Ortsauflösung und die Linearität verbessert wird [Sch99].

Um eine höhere Datenrate (>100 kHz) zu erlauben, sind die Anoden und die Verzögerungsleitungen an den Kathodenstreifen vierfach segmentiert. Zudem werden dadurch die Verzögerungsleitungen verkürzt, was zu einer Verbesserung der Auflösung durch Verminderung der Dispersion der Signale führt. Die elektrisch getrennten Segmente der Verzöge-

rungsleitungen, die hintereinander liegen, werden mit einem zusätzlichen Delay versehen in einen gemeinsamen ADC ausgelesen, so daß man ein Bild des vollen Detektors erhält (s. Abschnitt 4.2, S. 38).

Das Signal für die Flugzeitmessung wird am Anodengitter abgenommen. Die Flugzeit kann relativ zum Strahlpuls oder als Differenz der Flugzeiten der beiden in den BRS-Detektoren nachgewiesenen Fragmente gemessen werden.

Für weitere Einzelheiten sei auf [Wil85, Geb90, Kir94] verwiesen.

Die Bragg-Ionisationskammer (BIC) Die zweite Stufe der BRS-Teleskope, eine Bragg-Ionisationskammer, besteht im wesentlichen aus drei Komponenten: der Kathode, dem Frischgitter und der Anode. Mit ihr kann die Energie, die Kernladung und die Reichweite der Reaktionsfragmente bestimmt werden. Da die Anode vierfach unterteilt ist, enthält ein Detektor vier elektrisch unabhängige Segmente.

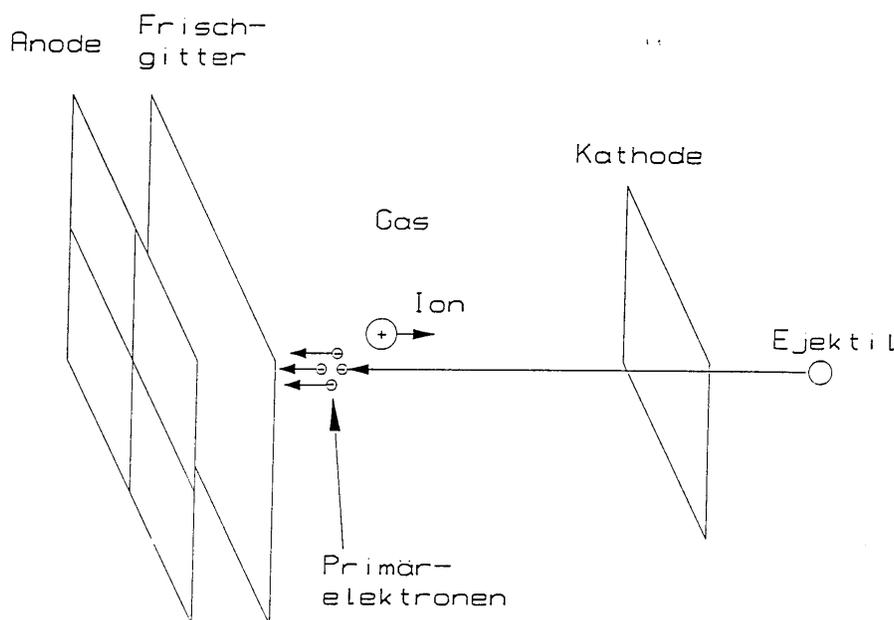


Abbildung 21: Schematische Darstellung der Bragg-Ionisationskammer (aus [Kir94]).

Die Funktionsweise soll anhand von Abbildung 21 erläutert werden. Die Kathode, die gleichzeitig als Druckfolie dienend die beiden BRS-Stufen voneinander gasdicht trennt, ist eine mit Silber (ca. $70 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) bedampfte Mylar- oder Aramid-Folie¹⁶. Sie wird, um dem Druckunterschied der beiden Detektor-Stufen zu widerstehen (die Bragg-Kammer wird mit einigen 100 mbar betrieben, während in der Vieldrahtkammer 5 mbar anliegen) durch ein Drahtgitter gestützt. Die eintretenden Reaktionsfragmente werden im elektrischen Feld zwischen Kathode und Frischgitter abgebremst und setzen dabei durch Ionisation des

¹⁶Im vorliegenden Fall war der eine Detektor mit einer $2 \mu\text{m}$ dicken Mylar-Folie und der andere mit einer $4,4 \mu\text{m}$ dicken Aramid-Folie bestückt.

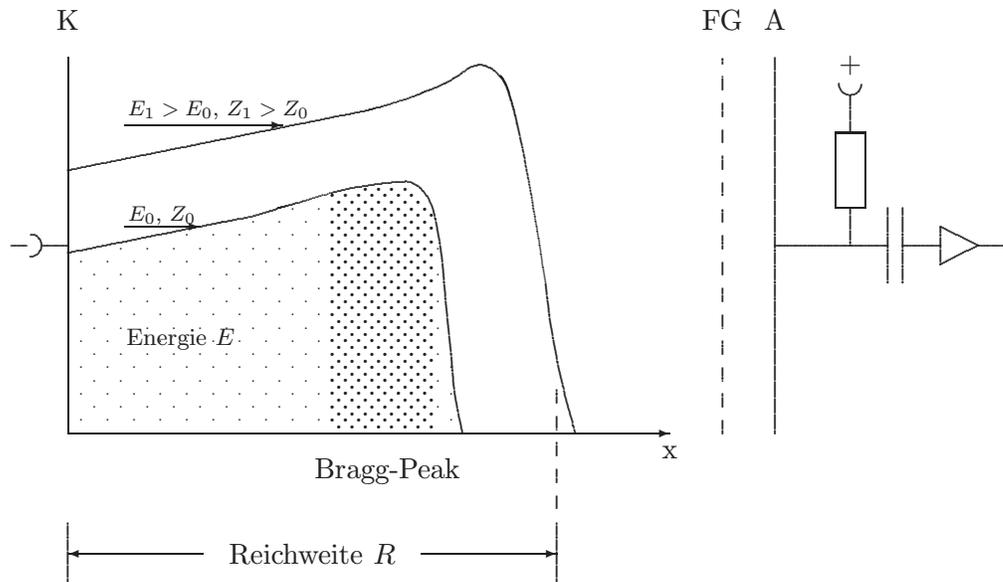


Abbildung 22: Funktionsweise der Bragg-Ionisationskammer.—K, FG, A: Kathode (aus [Sch95]).

Gases Elektronen und positive Ionen frei, die im Feld getrennt werden. Die Anode wird gegenüber diesen Ladungen durch das Frischgitter abgeschirmt, bis die Elektronen durch das Frischgitter hindurchdriften und auf der Anode Spiegelladungen induzieren, die dann durch speziell entwickelte *Bragg-Curve-Amplifier* weiterverarbeitet werden. Man erhält aus dem Detektorsignal jedes Anodensegments drei Parameter, die in Abbildung 22 (S. 36) gezeigt werden: die Braggpeak-Höhe, die Restenergie und die Reichweite des Ions im Detektor. Die Korrelationen jeweils zweier dieser drei Parameter sind charakteristisch für die Kernladung des Ions (siehe auch Abschnitt 4.2.1, S. 38) und wird bei der Auswertung der Daten zur Trennung der Reaktionskanäle verwendet.

Als Zählgas wird CF_4 benutzt, bei diesem Experiment mit einem Druck von 200 mbar¹⁷. Der Druck wird üblicherweise an das Experiment angepaßt, indem über Energieverlust-Abschätzungen die Reichweite der zu detektierenden Reaktionsfragmente optimiert wird, so daß diese im aktiven Bereich der Kammer gestoppt werden (maximal 7 – 8 MeV/Nukleon).

Zur Homogenisierung des Feldes im Driftraum wurde eine auf einer Kaptonfolie aufgebrachte Spannungsteilerkette, bestehend aus 35 44 M Ω -Widerständen zwischen parallelen Leiterbahnen, benutzt. Dies ist notwendig, um eine gleichmäßige Driftgeschwindigkeit der Elektronen (bei dem verwendeten $\text{CF}_4 = 8 \text{ cm}/\mu\text{s}$) zu erzielen. Bei dieser Geschwindigkeit benötigen die Elektronen ca. $1.1 \mu\text{s}$, um die Bragg-Kammer mit 8.7 cm Tiefe zu durchqueren. Die positiven Ionen sind ca. 10000 mal langsamer [Sch95].

Das Frischgitter bewirkt eine Abschirmung der Ladungen während der Drift im Drift-

¹⁷Effekte des H_2O -Gehalts in CF_4 sind in [Sch95] untersucht worden. Sie sind von entscheidender Bedeutung für die Driftgeschwindigkeiten im Zählgas und damit für die Auflösung des Detektors.

raum. Ansonsten würden beide Ladungsträger ein negatives Stromsignal proportional zu ihrer Driftgeschwindigkeit an der Anode induzieren. Das Energiesignal wäre dann von der Reichweite der gestoppten Teilchen abhängig. Das Frischgitter besteht aus $30\ \mu\text{m}$ dicken parallel gespannten Wolframdrähten im Abstand von $320\ \mu\text{m}$ und ist $7\ \text{mm}$ von der Anode entfernt angeordnet.

Für weitere Einzelheiten sei auf [Sch95, Kir94] verwiesen.

4.1.2 Das γ -Spektrometer OSIRIS

Die verwendete Ausbaustufe des γ -Detektor-Arrays OSIRIS umfasste 12 HPGe-Detektoren¹⁸ mit Anti-Compton-Abschirmung, davon 8 vom OSIRIS-Typ [Lie84] und 4 weitere vom NORDBALL-Typ [Mos89]. Die relative Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren betrug $29 - 35\%$ ¹⁹. Abbildung 23 zeigt den Querschnitt durch einen Detektor. Zu sehen ist in der Mitte der Ge-Kristall, der mittels eines Kühlfingers auf seiner Betrieb-

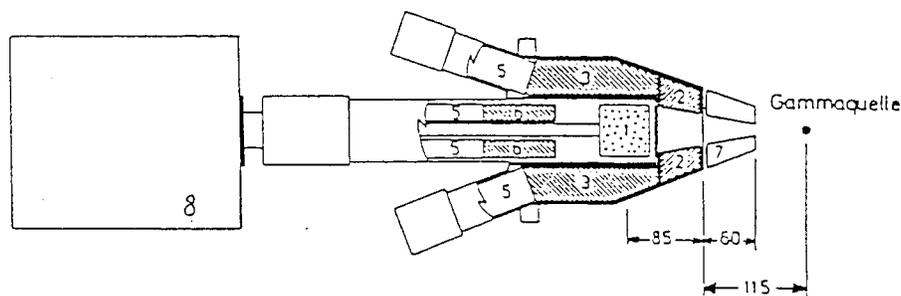


Abbildung 23: Querschnitt durch einen Ge-Detektor. 1 - Ge-Detektor, 2 - NaJ-Szintillator, 3 - BGO-Szintillator, 5 - Photomultiplier, 6 - Zusatzszintillator, 7- Schwermetall-Kollimator, 8 - Kryostat mit LN_2 .

stemperatur von ca. $140\ \text{K}$ gehalten wird. Jeder Detektor (Ge-Kristall) ist von einer Anti-Compton-Abschirmung aus BGO- und NaJ-Kristallen umgeben. Im Ge-Kristall gestreute Photonen, die in die Abschirmung hinein gestreut werden, deponieren nur einen Teil ihrer Energie im Ge und tragen daher nur zum Untergrund, nicht aber zum Photopeak, in dem die Ereignisse mit voller Absorption der Energie des γ -Quants gemessen werden, bei. Daher werden solche Ereignisse durch eine elektronische Antikoinzidenz-Schaltung unterdrückt, sobald ein Segment der Abschirmung angesprochen hat. Die Auslese der Szintillationsquanten geschieht über schnelle Photomultiplier. Ein Schwermetall-Kollimator (97% Wolfram) verhindert das direkte Eindringen von γ -Quanten aus der Reaktion in die Abschirmung mit einer Wahrscheinlichkeit von 99.4% .

¹⁸High Purity Ge

¹⁹Üblicherweise wird die Ansprechwahrscheinlichkeit von Ge-Detektoren normiert auf die Ansprechwahrscheinlichkeit von einem $3'' \times 3''$ großen NaJ(Tl)-Kristall angegeben.

4.2 Datenaufbereitung und Eichungen

Die Hauptmotivation zur Verwendung des BRS war die Notwendigkeit der vollständigen Rekonstruktion der kinematischen Verhältnisse, um schwache Reaktionskanäle präzise selektieren zu können. Dazu sind zahlreiche und teils aufwendige Umrechnungen aus den Meßparametern und genaue Eichungen derselben notwendig. Dies soll im folgenden beschrieben werden.

Datenaufnahme Die Signalverarbeitung der BRS-Teleskope ist in [Kir94] ausführlich beschrieben. Daher soll hier darauf nicht näher eingegangen werden. Sowohl für das Monitoring während des Experiments als auch für die Online-Analyse der aufgenommenen Daten wurde das Auswerteprogramm DATA8M [Wil95] benutzt. Es erlaubt neben dem Setzen von Gates und Korrekturfunktionen die Einbindung Nutzer-definierter Funktionen, so daß die Rohparameter umgerechnet und in sog. Pseudo-ADCs abgelegt werden können. Auf diese Weise läßt sich die Datenmenge stark reduzieren und logisch zusammengehörige Signale, die aufgrund der Meßanordnung in verschiedenen ADCs aufgezeichnet werden, zusammenfassen²⁰. Im folgenden soll auf die methodischen Aspekte der Parameter-Umrechnung eingegangen werden.

4.2.1 Eichung der BRS-Detektoren

Ortseichung der MWC Zur Berechnung der Orte liefert jedes durch ein Ion erzeugte Ereignis für die beiden Koordinaten x und y jeweils die an beiden Enden der vierfach segmentierten Delayline ausgelesenen Signale. Die Signale einer Koordinate werden voneinander subtrahiert. Damit wird eine bessere Auflösung und Linearität erreicht [Sch99]. Durch die Segmentierung der Orts-Kathoden erhält man für jeden Detektor 8 Segmente. Aus den direkt gemessenen Orts-Parametern können unter Benutzung der bekannten Abstände zu den Nachweisebenen der Vieldrahtkammer und der Montagewinkel der Detektorteleskope relativ zur Targetposition die Streuwinkel berechnet werden. Diese sind in Abbildung 24 dargestellt. Die Koordinaten selbst werden geeicht, indem unter Vakuum Schlitzblenden vor die Detektoren geklappt und die Positionen der Schlitze den ADC-Kanälen zugeordnet werden. Als Target wurde hierbei ein ^{197}Au -Target verwendet, um eine hohe Zählrate zu erhalten. Dabei muß der Koinzidenzmodus der BRS-Teleskope abgeschaltet werden, da man hauptsächlich elastische Streuung des Ar-Strahls am ^{197}Au -Target hat und daher nur die Ar-Ionen in den Detektoren nachgewiesen werden können. Abbildung 25 zeigt das Ergebnis der Eichmessung zum vorliegenden Experiment. Zu sehen ist eine Hälfte eines Detektors. Die signalfreien Streifen in x -Richtung sind zum einen durch die Stützstege der Eichblende bedingt (x -Positionen: -85 mm, -30mm) und zum anderen verursacht durch Signalverluste an den Segmentgrenzen von ca. 6 mm Breite. Der freie Bereich in y -Richtung kommt durch die horizontale Aufteilung der Klappblende in zwei Teile zustande, so daß an den freien Stellen keine Schlitze zur Eichung zur Verfügung stehen. In der Mitte des freien Bereiches treten auch hier, allerdings nicht sichtbar, Signalverluste an den Segment-

²⁰z.B. werden die Signale der 4 Segmente der BIC in verschiedenen ADCs abgelegt, d.h. es gibt pro Detektorteleskop 4 Input-ADCs für jedes der BIC-Signale.

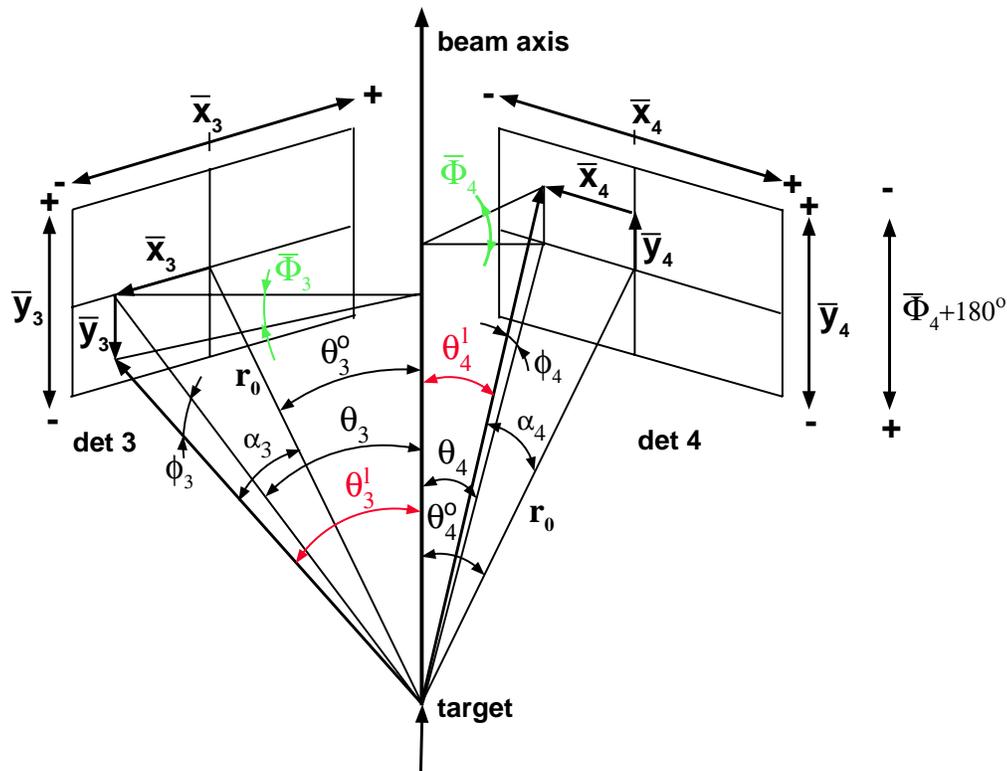


Abbildung 24: Aus der Ortsmessung abgeleitete Streuwinkel. Die im folgenden verwendeten Winkel $\bar{\Phi}_{3,4}$ und $\theta_{3,4}^l$ sind farblich gekennzeichnet. $\theta_{3,4}^l$ sind dabei die reinen Streuwinkel im Laborsystem und $\bar{\Phi}_{3,4}$ die *out-of-plane*-Winkel, mit der sich die Abweichung der detektierten Teilchen aus der Streuebene beschreiben läßt.

grenzen auf. Der zur Verfügung stehende Meßbereich ist am Orte der Blende, die 23 mm vor der y-Ebene und 29 mm vor der x-Ebene positioniert ist, ± 110 mm in x-Richtung und ± 55 mm in y-Richtung. Die in Abbildung 25 an den Projektionen der senkrechten Schlitze angegebenen Halbwertsbreiten (FWHM) sind in Beziehung zu den tatsächlichen Breiten der Schlitze in der Blende (0.5 – 0.6 mm) zu setzen. Eine Auflösung von 0.1 mm im Ort entspricht einer Winkelungenauigkeit $\Delta\theta = 1.3 \cdot 10^{-2}$ Grad.

Die direkt aus der Messung zugänglichen Ortskoordinaten \bar{x} , \bar{y} (vgl. Abbildung 24) werden mit den folgenden Gleichungen in die Winkel θ , $\bar{\Phi}$ (Definition siehe Abbildung 24, die Indizes 3,4 zur Unterscheidung beider Detektoren wurden in Gl. 25 und 26 weggelassen) umgerechnet.

$$\tan \theta = \frac{\frac{\bar{x}}{r_{0,x}} + \tan \theta^0}{1 - \frac{\bar{x}}{r_{0,x}} \tan \theta^0} \quad , \quad (25)$$

wobei $\theta^0 = 30^\circ$ der Mittelpunktswinkel der BRS-Teleskope gegen die Strahlachse und $r_{0,x} = 448$ mm bzw. $r_{0,y} = 442$ mm der Abstand der x- bzw. y-Ebene der Vieldrahtkammer

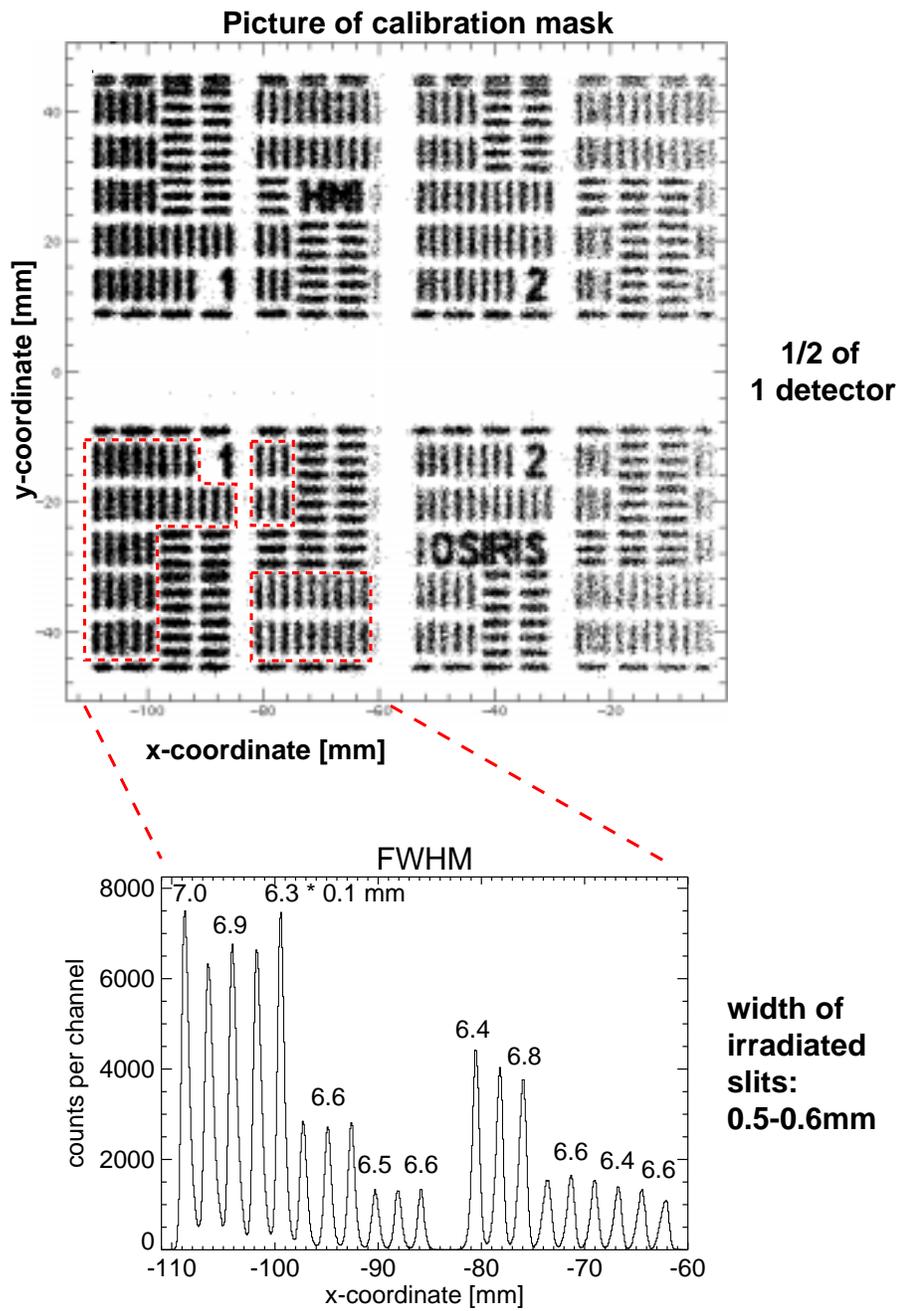


Abbildung 25: Ortseichung der MWC mit Hilfe einer Schlitzblende. Zu sehen ist oben der Scatter-Plot der Ortskoordinaten und unten die Projektion des umrandeten Teils der senkrechten Slitzblende auf die x-Achse ($^{36}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$).

vom Targetmittelpunkt ist.

$$\tan \bar{\Phi} = \frac{\frac{\bar{y}}{r_{0,Y}}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\bar{x}}{r_{0,X}}\right)^2}} \sqrt{1 + \frac{1}{\tan^2 \theta}} \quad (26)$$

$\bar{\Phi}$ ist der sog. *out-of-plane*-Winkel, dessen Differenz für beide nachgewiesenen Teilchen die Abweichung aus der Reaktionsebene angibt. Bei binären Reaktionen sollte die Differenz dieses Winkels beider Detektoren eine enge Verteilung um 180° ergeben. In Abschnitt 4.3.1 werden solche Verteilungen und die damit zusammenhängenden Effekte behandelt. Der Streuwinkel θ^l der detektierten Reaktionsfragmente ergibt sich aus den Winkeln θ und $\bar{\Phi}$ durch

$$\tan \theta^l = \tan \theta \sqrt{1 + \tan^2 \bar{\Phi}} \quad . \quad (27)$$

Abbildung 26 zeigt eine in kinematischer Koinzidenz ohne Teilchendifferenzierung mit einem ^{24}Mg -Target gemessene Verteilung des *out-of-plane*-Winkels $\bar{\Phi}$. Man sieht, daß die $\bar{\Phi}$ -Verteilung gleichmäßig um 0° verläuft. Die Spitze bei ca. 2.5° ist bedingt durch eine Nichtlinearität in der Signalauslese dieses Segments. Solche Effekte lassen sich durch lineare Interpolation nur zum Teil korrigieren. Versuche der Interpolation in höherer Ordnung brachten erst bei einem Polynomgrad von 5-6 sichtbar bessere Ergebnisse. Dieses Vorgehen wurde aber verworfen, da ein solcher Grad der Interpolation physikalisch nicht erklärbar ist und in Randbereichen zu Oszillationen führt. Solche Nichtlinearitäten in der Signalauslese traten bei der x-Koordinate an verschiedenen Stellen auf, wie in der θ^l -Verteilung in Abbildung 27 zu sehen ist. Der Effekt ist auch bei der Eichmessung mit der Schlitzblende in Abbildung 25 zu erkennen. Bei einem Wert $x = -22$ mm ist eine leichte Verschwommenheit bei der senkrechten Schlitzdarstellung zu erkennen. Diese entspricht der Struktur bei $\theta^l = 27^\circ$ in Abbildung 27. Diese Strukturen sind auf die Alterung der aufgedampften Streifen zurückzuführen, da die Kathodenfolien für dieses Experiment seit einigen Jahren im Einsatz waren. Die Strukturen bei $\theta^l = 22^\circ, 30^\circ$ und 38° entsprechen den Segmentgrenzen.

Flugzeiteichung der MWC Weitere Parameter, die mit den Vieldrahtkammern gemessen werden, sind die Flugzeiten der schweren Reaktionsfragmente gegen den Strahlpuls und gegeneinander für koinzidente Signale. Die Zeitauflösung der Detektoren ist ca. 200 ps. Die Eichung der Flugzeiten erfolgte in 2 Schritten: zur Eichung des Proportionalitätsfaktors in der Flugzeit-Kanal-Beziehung wurde im ersten Schritt ein Flugzeiteichlinienpulser verwendet. Zur Anpassung des Offsets in der Zeiteichung wurde im zweiten Schritt die Messung (wie zur Ortseichung) mit einem ^{197}Au -Target verwendet. Mit diesem Target tritt bei $E_L = 195$ MeV nur elastische Streuung der Ar-Ionen auf, so daß die Geschwindigkeit der Ar-Ionen alleine durch den Streuwinkel gegeben ist. Durch die Möglichkeit, im Analyseprogramm DATA8M kinematische Linien in den Scatterplot zweier Parameter einzublenden, kann man nun den Offset anpassen. Dabei plottet man z.B. Flugzeit und Streuwinkel gegeneinander und berechnet für den Fall der elastischen Streuung den Streuwinkel als Funktion der Flugzeit. Nun wird der Offset der gemessenen Flugzeit so verändert, daß die Daten mit der gerechneten Winkel-Flugzeit-Funktion übereinstimmen.

Zur Bestimmung der Pulsbreite des Beschleunigerstrahls wurde ein begrenzter kleiner Bereich in der MWC ($\theta_3^l = 28^\circ - 32^\circ$) gewählt, um Einflüsse der Variation der Flugzeit als

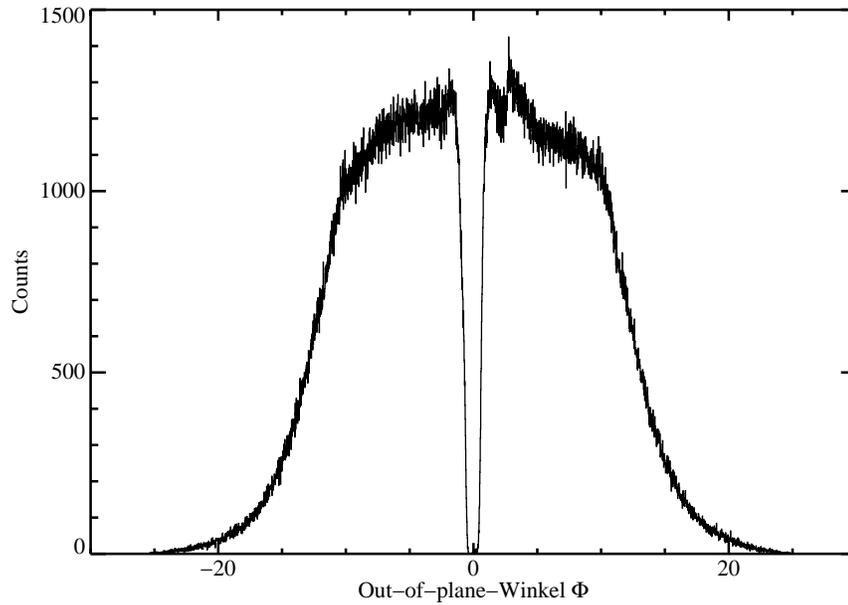


Abbildung 26: Verteilung des *out-of-plane*-Winkels $\bar{\Phi}$ (im Plot als Φ bezeichnet) für einen der beiden BRS-Detektoren ($^{36}\text{Ar} + ^{24}\text{Mg}$).

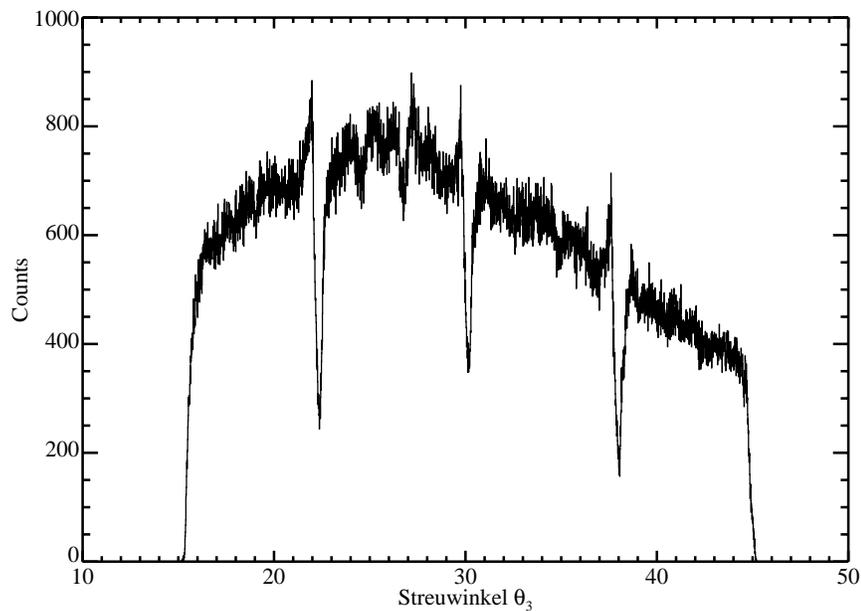


Abbildung 27: Verteilung des Streuwinkels θ^l (im Plot als θ_3 bezeichnet) für einen der beiden BRS-Detektoren ($^{36}\text{Ar} + ^{24}\text{Mg}$). Die gezeigte Verteilung zeigt die Daten ohne Normierung auf den tatsächlich abgedeckten Streuwinkel.

Funktion des Streuwinkels zu unterdrücken. Die Variation der Flugzeit in diesem Winkelbereich aufgrund der Kinematik beträgt beim ^{197}Au -Target nur $\Delta\text{TOF} = 0.08\text{ ns}$. Das ist etwas kleiner als die Flugzeitauflösung des Detektors ($\Delta t \simeq 0.2\text{ ns}$). Die gemessene Breite des Strahlpulses beträgt demgegenüber ca. 1.2 ns . Das führt zu einer nichtkorrigierbaren Unsicherheit der Dopplerkorrektur von ca. 8 keV . Darauf wird in Abschnitt 4.2.2 noch näher eingegangen.

Rangeeichung der BIC In Abbildung 28 sind die Parameterkorrelationen Braggpeak-Range (oben) und Energie-Braggpeak (unten) einer der beiden Bragg-Kammern gezeigt. Man erkennt die scharfen Grenzen in der Reichweite aufgrund der Geometrie des Detektors in der Braggpeak-Range-Korrelation. Diese Abbruchpunkte wurden zur Eichung verwendet. Die Tiefe der Bragg-Kammer betrug 87 mm . Das Reichweitensignal ist linear, muß aber anhand des Streuwinkels korrigiert werden, da nur in der Detektormitte die Durchtrittsstrecke gleich der geometrischen Tiefe der Kammer ist.

Die Parameterkorrelation der Braggkammer zeigt im wesentlichen drei Bereiche:

- Im ansteigenden Ast, d.h. bei kleinen Werten der Reichweite, ist die Energie des nachzuweisenden Teilchens unter dem Maximum der Energieverlustkurve (siehe auch Abbildung 22, S. 36, zur Struktur der Energieverlustkurve). Die Kernladungen können dann nicht getrennt werden.
- Sobald das Bragg-Maximum voll erfaßt wird, bilden sich die Äste, die in Abbildung 28 gut zu sehen sind, aus. Jeder dieser Äste entspricht einer anderen Kernladung des registrierten Reaktionsfragments.
- Wird die Energie des Teilchens so groß, daß es im aktiven Bereich des Detektors nicht gestoppt wird, kommt es in der Braggpeak-Range-Korrelation zu einer scharfen Abbruchkante (Abbildung 28 oben). Hier ist dann keine Z-Trennung mehr möglich. In der Braggpeak-Energie-Korrelation (Abbildung 28 unten) ist die auch hier sichtbare Abbruchkante für die verschiedenen Z's leicht verschoben, so daß hier noch eine Z-Trennung möglich ist.

Energieeichung der BIC Zur Energieeichung der Bragg-Kammer wurden Energieverlust-Simulationen für die Detektor-Teleskope durchgeführt, um die Restenergie der Ionen in der Bragg-Kammer zu bestimmen. Die Eichung läßt sich durchführen, indem man für mehrere Z's die Energie bestimmt, bei der das Teilchen gerade nicht mehr in der Bragg-Kammer gestoppt wird (siehe auch Abbildung 28). Diese Punkte folgen einem guten linearen Zusammenhang, wie in Abbildung 29 dargestellt ist.

4.2.2 Eichung der OSIRIS-Detektoren

Energieeichung und -Auflösung, Effizienzeichung Zur Energieeichung der Ge-Detektoren wurden verschiedene radioaktive Quellen benutzt, um den Energiebereich von ca. $200 - 3000\text{ keV}$ gut abzudecken. Zur Verwendung kamen folgende Präparate: ^{60}Co ,

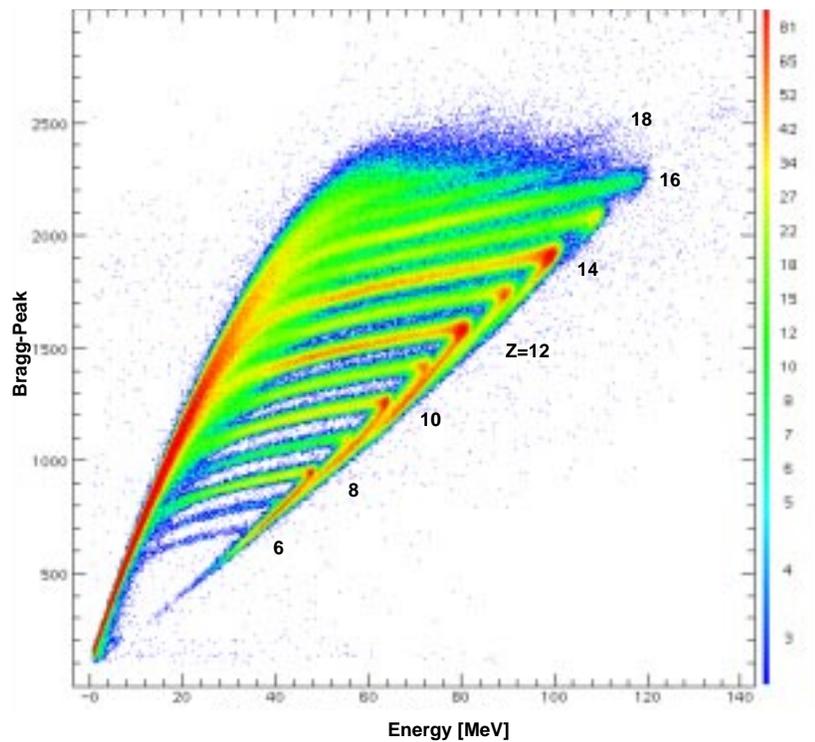
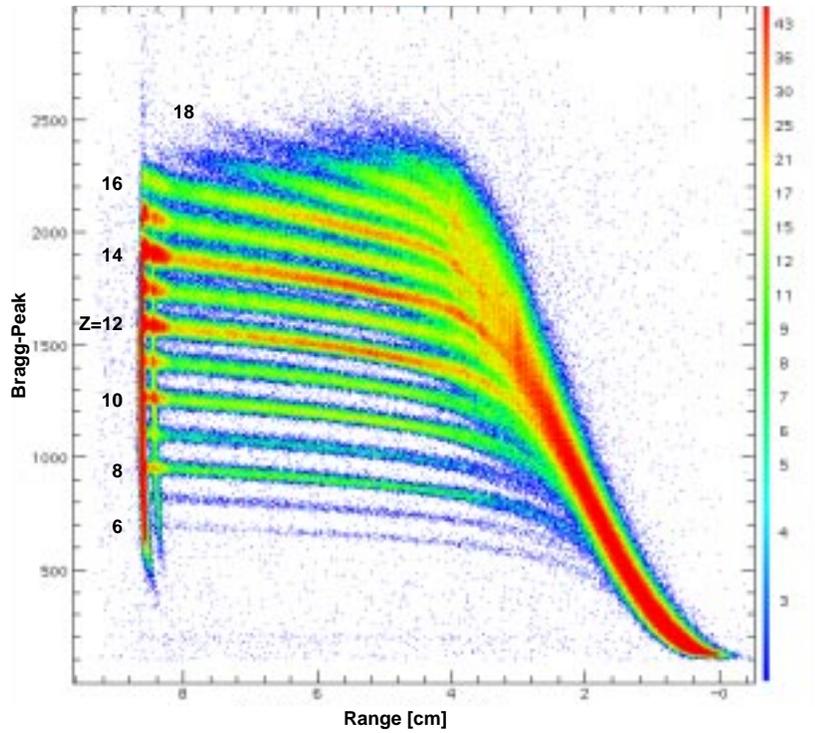


Abbildung 28: Braggpeak-Range- und Braggpeak-Energie-Korrelationen einer der beiden Bragg-Kammern ($^{36}\text{Ar} + ^{24}\text{Mg}$). Die Skalierung der x-Achse ist in der oberen Abbildung von rechts nach links zu lesen und in der unteren Abbildung von links nach rechts. Zu sehen ist die gute Ladungs-Trennung der nachgewiesenen Ionen in den getrennten Ästen.

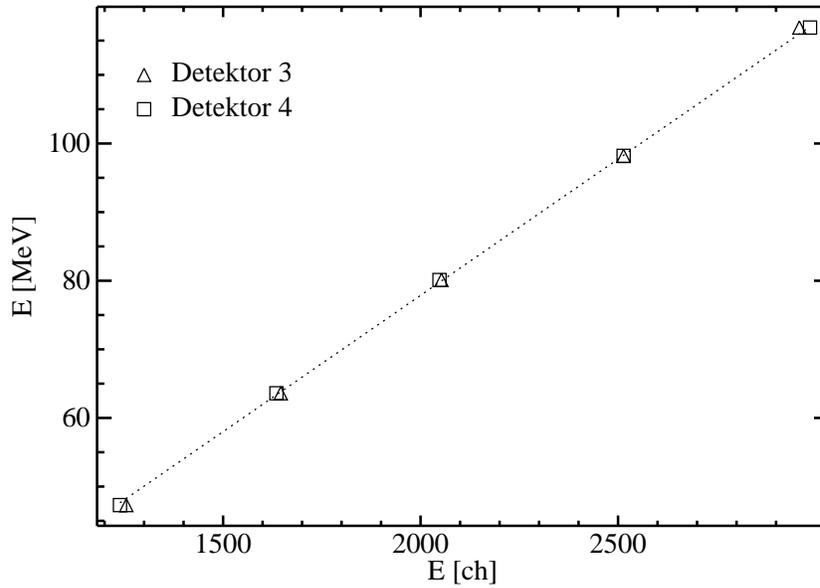


Abbildung 29: Energie-Eichung der beiden Bragg-Kammern. Aufgetragen ist die Energie des Teilchens aus der Energieverlust-Simulationsrechnung gegen die Kanalzahl an der Abbruchkante für verschiedene Z-Werte, d.h. der Stelle im Braggpeak-Energie-Korrelationsplot, bei der das Teilchen gerade nicht mehr in der Bragg-Kammer gestoppt wird. Der Fehler in der Energiebestimmung beträgt ca. 2 MeV. Dies entspricht etwa der Größe der Symbole.

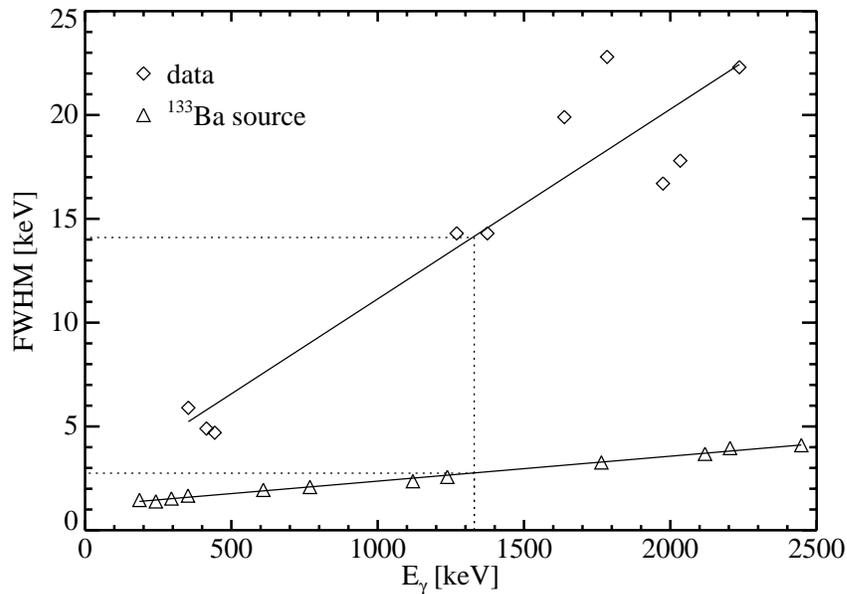


Abbildung 30: Energie-Auflösung der Ge-Detektoren. Gezeigt sind die gefitteten Halbwertsbreiten der Linien für die Doppler-korrigierten Meßdaten (\diamond) und für eine ^{133}Ba -Quelle (\triangle). Die gepunkteten Hilfslinien dienen zur Kennzeichnung der Auflösung bei 1.3 MeV.

^{152}Eu und ^{133}Ba . In Abbildung 30 ist die Auflösung sowohl für eine Quellenmessung (Δ , in diesem Falle mit einer ^{133}Ba -Quelle) als auch für Daten aus dem Experiment (\diamond) gezeigt. Die Auflösung wird in der Regel bei der Energie der höherenergetischen ^{60}Co -Linie bei $E_\gamma = 1.3$ MeV angegeben. Sie betrug in der vorliegenden Messung gemittelt über alle 12 γ -Detektoren 2.7 keV. Die Breiten der Doppler-korrigierten Linien werden in Abschnitt 4.2.2 (S. 46) diskutiert.

Zeitsignale der Ge-Detektoren Da mit dieser Meßanordnung Teilchen- γ -Koinzidenzen gemessen werden, müssen Beträge nicht-koinzidenter Ereignisse eliminiert werden. Dazu wird ein Zeitsignal jedes Ge-Detektors, Ge_{time} , gegen den Strahlpuls, der wiederum vom Teilchensignal gated wurde, zusammen mit der Energie E_γ aufgezeichnet. Mit Teilchen koinzidente γ 's müssen in der E_γ - Ge_{time} -Darstellung in einer scharfen Korrelation liegen. In Abbildung 31 ist für zwei Detektoren die Korrelation von Zeitsignal und γ -Energie aufgetragen. Zu sehen ist der Hauptast, in dem die interessierenden Ereignisse liegen, und periodische schwache Wiederholungen im Abstand der Strahlpulsung aufgrund zufälliger Koinzidenzen. Diese wurden bei der Analyse unterdrückt. Der Anteil der Ereignisse abseits des Hauptastes beträgt zwischen 20% und 50%. Ein Säubern des Datenraums von diesen Ereignissen führt zu einer sichtbaren Reduktion des Untergrunds in den γ -Spektren.

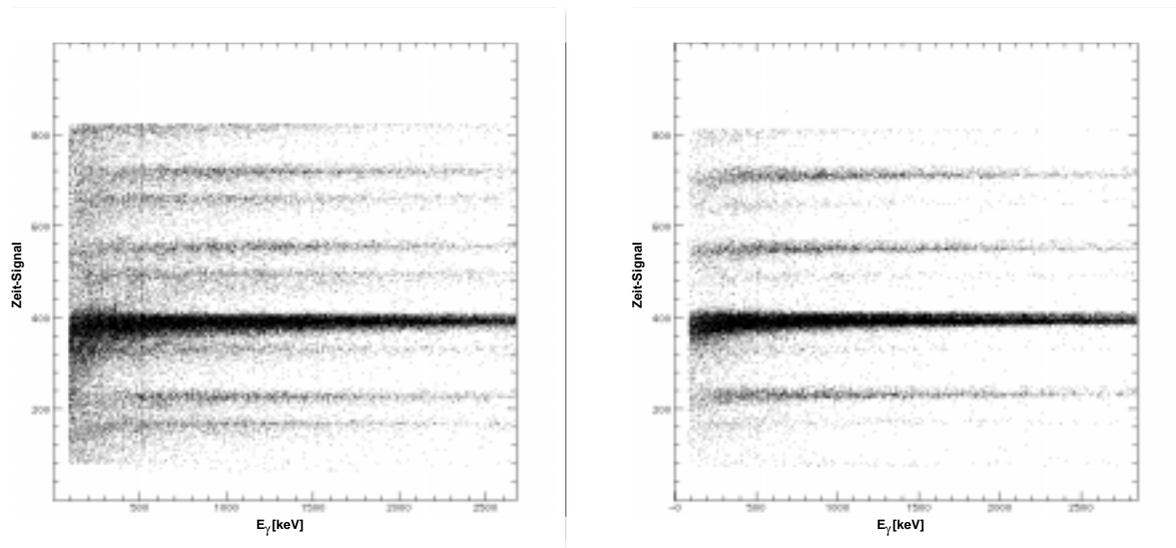


Abbildung 31: Zeitsignale von 2 Ge-Detektoren aufgetragen gegen die γ -Energie. Gezeigt sind die beiden Detektoren mit dem größten und kleinsten Anteil von Ereignissen abseits des Hauptastes.

Doppler-Korrektur Da die Reaktionsfragmente im Target nicht gestoppt werden, wird das γ -Quant im Flug emittiert und erfährt eine Dopplerverschiebung seiner Energie. Diese Verschiebung läßt sich rückkorrigieren unter Kenntnis der Geschwindigkeit und des Winkels des emittierenden Teilchens sowie der Winkel des detektierenden Ge-Detektors. Da aber zunächst nicht zu erkennen ist, welches der beiden in Koinzidenz nachgewiesenen Teilchen das γ -Quant emittiert hat, wird die gemessene γ -Energie für beide Teilchen

korrigiert, d.h. man erhält jeweils zwei γ -Spektren: einmal mit Doppler-Korrektur unter der Annahme, daß das im linken Teilchendetektor registrierte Reaktionsfragment das γ -Quant emittiert hat, und ein zweites Spektrum unter der Annahme der Emission durch das im rechten Zähler nachgewiesene Teilchen. Die Korrektur der Dopplerverschiebung ist

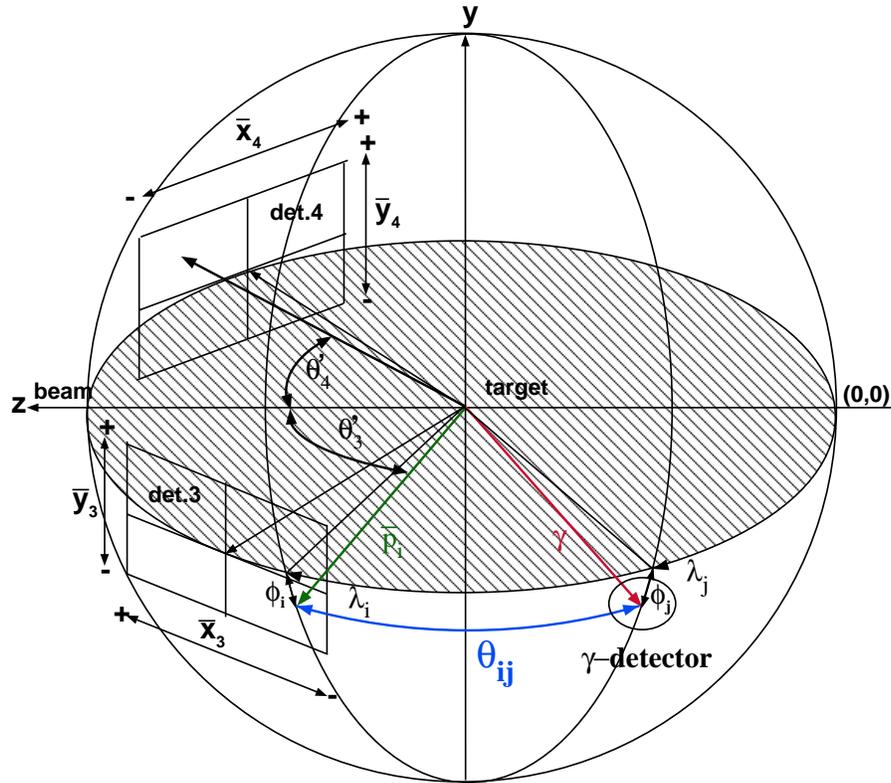


Abbildung 32: Definition der zur Doppler-Korrektur verwendeten Winkel (vgl. auch Abbildung 24, S. 39).

in Gl. 28 definiert.

$$E_{\gamma}^0 = E_{i,j}^{\gamma,Lab} \left(\vartheta_{i,j}^{Lab} \right) \frac{1 - \beta_i \cos \vartheta_{i,j}^{Lab}}{\sqrt{1 - \beta_i^2}} \quad (28)$$

Dabei ist $E_{i,j}^{\gamma,Lab}$ die gemessene γ -Energie, E_{γ}^0 die Energie des γ -Quants im Ruhesystem des emittierenden Kerns und $\beta_i = v_i/c$ mit v_i der Geschwindigkeit des Kerns und c der Lichtgeschwindigkeit. Der Index i beschreibt den das γ -emittierende Teilchen nachweisenden BRS-Detektor ($i = 3, 4$) und j den nachweisenden Ge-Detektor ($j = 1, \dots, 12$).

$$\vartheta_{i,j}^{Lab} = \arccos [\sin \varphi_i \sin \varphi_j + \cos \varphi_i \cos \varphi_j \cos(\lambda_i - \lambda_j)] \quad (29)$$

ist der Winkel zwischen der Teilchenbahn und der Emissionsrichtung des γ -Quants. Dabei sind

$$\lambda_i = \theta_i + 180^{\circ} \quad (30)$$

und

$$\varphi_i = \arctan [-\tan \bar{\Phi}_i \sin \theta_i] \quad (31)$$

Die Winkel θ_i , $\bar{\Phi}_i$ und φ_i, λ_i sind in den Abbildungen 24 und 32 dargestellt. θ_i ist die Projektion des Streuwinkels in die gemeinsame Mittelebene der Detektoren, λ_i der zugehörige Längengrad in Kugelkoordinaten, $\bar{\Phi}_i$ ist der *out-of-plane*-Anteil des Streuwinkels in Zylinderkoordinaten und φ_i der zugehörige Breitengrad in Kugelkoordinaten.

Wie in Abbildung 30 (S. 45) zu sehen ist, läßt sich die Dopplerverschiebung nicht so gut korrigieren, daß die Auflösung des Ge-Detektor-Arrays, die anhand der Quellenmessung gezeigt wurde, erreicht wird. Die Beschränkungen dieses Verfahrens hat im wesentlichen zwei Ursachen:

- Die endlichen Öffnungswinkel der Ge-Detektoren $\Delta\theta \approx 11^\circ$ induzieren eine nicht korrigierbare Unschärfe der Dopplerverschiebung von ca. 12 keV (bei $\beta_i = 0.1$ ²¹ und $E_\gamma = 1.33$ MeV). Dieser Beitrag ist nicht korrigierbar, da nicht festgestellt werden kann, wo genau im Ge-Kristall das γ -Quant auftrifft.
- Da die Geschwindigkeit der das γ -Quant emittierenden Ejektile aus der Messung der Flugzeit gegen den Strahlpuls bestimmt wird, führt die Breite des Strahlpulses ($\Delta\tau = 1.2$ ns) zu einer Unsicherheit in der Dopplerkorrektur von ca. 10 keV bei $E_\gamma = 1.33$ MeV und $\beta_i = 0.1$.

Diese beiden Faktoren überlagern sich, so daß sich die Verbreiterung der γ -Energie aufgrund der beiden beschriebenen Effekte zu ca. 16 keV bei $E_\gamma = 1.33$ MeV berechnen läßt. Die Halbwertsbreite bei 1.33 MeV wurde mit 14 keV gemessen (siehe Abbildung 30).

4.3 Ergebnisse für $^{36}\text{Ar} + ^{24}\text{Mg}$

4.3.1 Binäre und nicht-binäre Reaktionskanäle

Zur Unterscheidung bzw. Separation binärer von nicht-binären Reaktionskanälen bieten sich aufgrund der Messung beider Ejektile in kinematische Koinzidenz zunächst zwei Korrelationsbedingungen an: (i) die Summe der gemessenen Kernladungen der beiden detektierten Reaktionsfragmente muß gleich der Summe der Kernladungen im Eingangskanal sein; (ii) die Winkel, unter denen diese nachgewiesen wurden, müssen für binäre Reaktionen aus rein kinematischen Gründen zwei wesentliche Winkelbedingungen erfüllen (die Winkel wurden in Abbildung 24, S. 39, definiert):

- Die **Koplanaritätsbedingung** $|\bar{\Phi}_3 - \bar{\Phi}_4| = 180^\circ$, die beschreibt, daß die Reaktionsfragmente in einer gemeinsamen Ebene mit der Strahlachse emittiert werden.
- Die **Kolinearitätsbedingung** $\theta_3^{l.c.m.} + \theta_4^{l.c.m.} = 180^\circ$, d.h. die Reaktionsfragmente werden im Schwerpunktsystem in entgegengesetzter Richtung emittiert.

Die Koplanaritätsbedingung kann aber auch durch nicht-binäre Reaktionen erfüllt werden, wenn die Reaktionsfragmente korreliert in der gleichen Ebene emittiert werden. Zufällige

²¹Dies war bei der hier behandelten Reaktion der Maximalwert der gemessenen Geschwindigkeiten.

und isotrop verteilte Ereignisse spielen dabei keine Rolle, da sie nur einen kleinen Teil im entsprechenden Bereich der Winkeldifferenz bzw. -Summe beitragen. Die Kolinearitätsbedingung ist meßtechnisch nur mit größeren Fehlern überprüfbar, da die Transformation der Streuwinkel der beiden schweren Ejektile vom Labor- ins Schwerpunktsystem die Kenntnis ihrer Massen erfordert. Dazu müssen zusätzlich zu den Laborstreuwinkeln und Flugzeiten die Energien beider Ejektile gemessen werden. Die Messung der Flugzeiten gegen den Strahlpuls von ca. 1.2 ns Breite und die Messung der Energien in den BICs führt jedoch zu einer Massenauflösung von nur etwa 20% und damit zu einem Fehler bei der Bestimmung der Schwerpunktswinkel von bis zu 80%. Daher war die Kolinearitätsbedingung nicht geeignet zur Trennung der rein binären Reaktionsprodukte von denjenigen aus Reaktionen mit Emission leichter Teilchen.

Im folgenden werden diese Winkel-, sowie Ladungs- und Massen-Verteilungen diskutiert.

4.3.2 Ladungs-Verteilungen

Die Messung der Kernladung der registrierten Reaktionsfragmente liefert die wichtigste Information zur Trennung der verschiedenen Reaktionskanäle. Die wichtigste deshalb, weil jede weitere Berechnung von Teilchenparametern, wie z.B. der Anregungsenergie, die Kenntnis der Kinematik des Streusystems, d.h. auch der Masse, voraussetzt.

In Abbildung 33 sind zur Demonstration der Trennung der Kernladungen Z Korrelationsplots zweier Parameter der Bragg-Kammern beider Detektorteleskope gezeigt. Hierbei wurde im linken Detektorteleskop bereits ein Gate auf den Ast in der Korrelation, der einer Kernladung von $Z_3 = 12$ entspricht, gesetzt. Im rechten Detektor ist dann eine breite Verteilung verschiedener koinzident nachgewiesener Kernladungen zu sehen. Der binäre Kanal $Z_4 = 18$ ist vergleichsweise schwach. Zur Erklärung dieser Feststellung ist in Abbildung 34 eine allgemeine Systematik des mittleren Ladungsverlustes $\Delta Z = Z_1 + Z_2 - (Z_3 + Z_4)$ gegenüber dem Eingangskanal bezogen auf zwei gemessene schwere Fragmente als Funktion der Schwerpunktsenergie gezeigt. Man sieht, daß der mittlere Ladungsverlust für die hier vorliegende Schwerpunktsenergie bei $\Delta Z \approx 2$ liegt. Das bedeutet, daß nicht zu erwarten ist, daß die Ladungsverteilung in Abbildung 33 ihr Maximum bei dem Wert hat, der dem Eingangskanal entsprechen würde, also $Z_4 = 18$.

In Abbildung 35 ist für verschiedene Ladungsgates in einem Detektor die Ladungsverteilung des anderen nachgewiesenen Fragments dargestellt. Man sieht in allen Fällen

1. die Schwerpunkte der Verteilungen bei $\Delta Z = 2$.
2. daß die geradzahligen Kerne im Ausgangskanal stärker populiert werden als ungeradzahlige Kerne.

Die gezeigten Häufigkeitsverteilungen beziehen sich nur auf den Energie-Bereich der Fragmente, in dem sie im aktiven Bereich der Bragg-Kammer gestoppt werden, so daß eine Z -Trennung anhand der Braggpeak-Range- oder Braggpeak-Energie-Korrelation möglich ist. Nur die in dem entsprechenden Ast liegenden Ereignisse werden zur Bildung der Ladungsverteilungen verwendet. Ist insbesondere die Energie der Teilchen zu klein, so daß

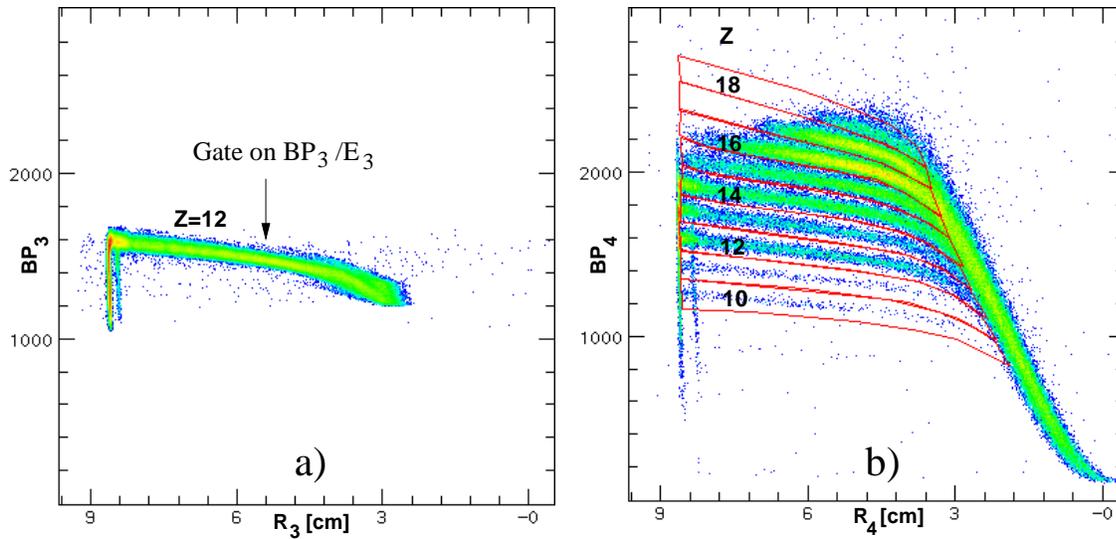


Abbildung 33: Braggpeak-Range-Korrelationen der beiden Bragg-Kammern für $^{36}\text{Ar} + ^{24}\text{Mg}$. In der einen Kammer wurde ein Gate auf den Ast $Z_3 = 12$ gesetzt. Der andere Detektor zeigt die Verteilung der Kernladung Z_4 des zweiten registrierten Reaktionsfragments.

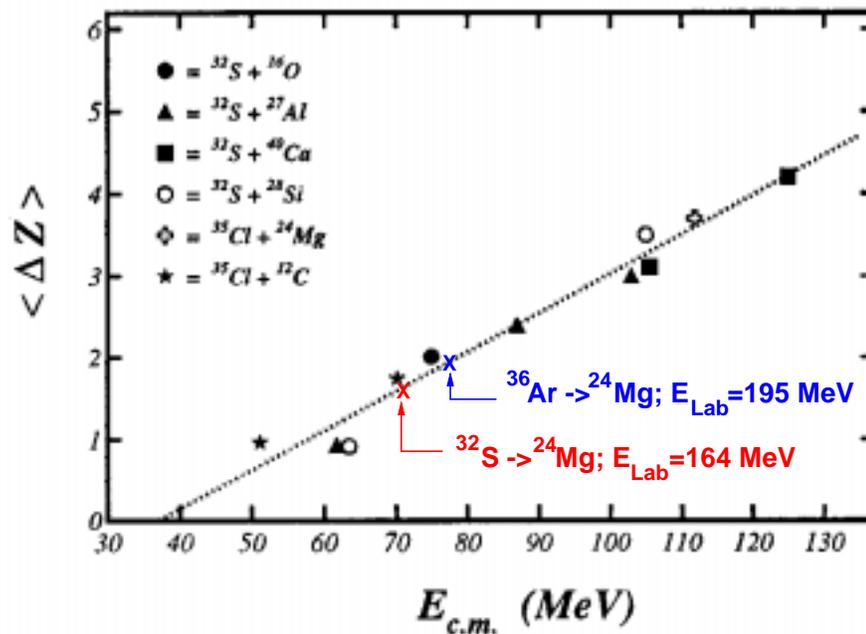


Abbildung 34: Systematik des Ladungsdefizits $\Delta Z = Z_1 + Z_2 - (Z_3 + Z_4)$ bei zwei gemessenen Reaktionsfragmenten (aus [Bec96b]). Die Symbole sind experimentell bestimmte Werte für ΔZ . Die gestrichelte Linie ist ein Fit durch die Datenpunkte. Markiert sind die Werte für das vorliegende Experiment berechnet mit dem gezeigten Fit, sowie für das in Abschnitt 5 besprochene Streusystem $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$. Der mittlere Ladungsverlust ist unabhängig von der Projektile-Target-Kombination nur abhängig von der Schwerpunktsenergie.

sich das Ereignis im ansteigenden Ast befindet, kann es nicht ausgewertet werden. Dieser Anteil ist allerdings von Z und vom Streuwinkel abhängig.

4.3.3 Massen-Verteilungen

Sofern binäre Reaktionen vorliegen, berechnen sich die Impulse $cp_{3,4}$ der auslaufenden Teilchen in relativistischer Kinematik aus den gemessenen Streuwinkeln θ_3^l und θ_4^l zu

$$cp_{3,4} = cp_1 \frac{\sin \theta_{4,3}^l}{\sin(\theta_3^l + \theta_4^l)} \quad (32)$$

$$cp_1 = \sqrt{E_L(E_L + 2E_{0,1})} \quad (33)$$

ist der Impuls des Projektilkerns, wobei E_L die Einschußenergie und $E_{0,1}$ die Ruheenergie des Projektilkerns ist. Die Ruhmassen sind dann gegeben durch

$$m_{03}c^2 = \frac{ct_{34} + m_{034}c^2 \frac{s_4}{cp_4/\gamma_4}}{\frac{s_4}{cp_3/\gamma_3} + \frac{s_4}{cp_4/\gamma_4}} \quad (34)$$

$$m_{04}c^2 = \frac{-ct_{34} + m_{034}c^2 \frac{s_3}{cp_3/\gamma_3}}{\frac{s_4}{cp_3/\gamma_3} + \frac{s_4}{cp_4/\gamma_4}}$$

Dabei sind $cp_{3,4}$ die relativistischen Impulse, c die Lichtgeschwindigkeit, t_{34} die Differenz der in den beiden Zählern gemessenen Flugzeiten, $s_{3,4}$ die Flugstrecken der Teilchen und $\gamma_{3,4}$ die relativistische Faktoren. In Abbildung 36 ist eine so durch Messung der Streuwinkel und der Flugzeitdifferenz erhaltene Massenverteilung gezeigt. In der Verteilung sind nur binäre Kanäle berücksichtigt, die über eine Z-Filterung selektiert wurden. Die Massenauflösung beträgt $\Delta m < 1$ amu, da bei der Messung der Differenz der Flugzeiten beider Ejektile in beiden Detektoren die Breite des Strahlpulses nicht eingeht.

4.3.4 Out-of-Plane-Winkel-Korrelationen

Der Test der schon angesprochenen Koplanarität, die eine notwendige Bedingung für binäre Reaktionen ist, ist in Abbildung 37 dargestellt. Gezeigt sind, für verschiedene Z-Kombinationen, drei Fälle:

- Der binäre Kanal, $\Delta Z = 0$ ($Z_1 + Z_2 = Z_3 + Z_4$), in dem keine Ladung verloren wurde. Hier liegt, wie zu erwarten ist, eine scharfe Verteilung um 180° vor. Der schwache breite Beitrag zur Verteilung ist verursacht durch verdampfte Neutronen. Dies ergibt eine leichte Ablenkung aus der Reaktionsebene um $\bar{\phi}_3 - \bar{\phi}_4 = 180^\circ$, d.h. der Korrelationsebene beider Ejektile, in der auch die Strahlachse liegt. Die Halbwertsbreite der schmalen Komponente von 0.8° ist hauptsächlich durch die Höhe des Strahlflecks und die Kleinwinkelstreuung der beiden Ejektile verursacht. Fremdkontaminationen benachbarter Z 's wurden hierbei durch entsprechend saubere Z -Fenster in den BIC-Korrelationen ausgeschlossen.

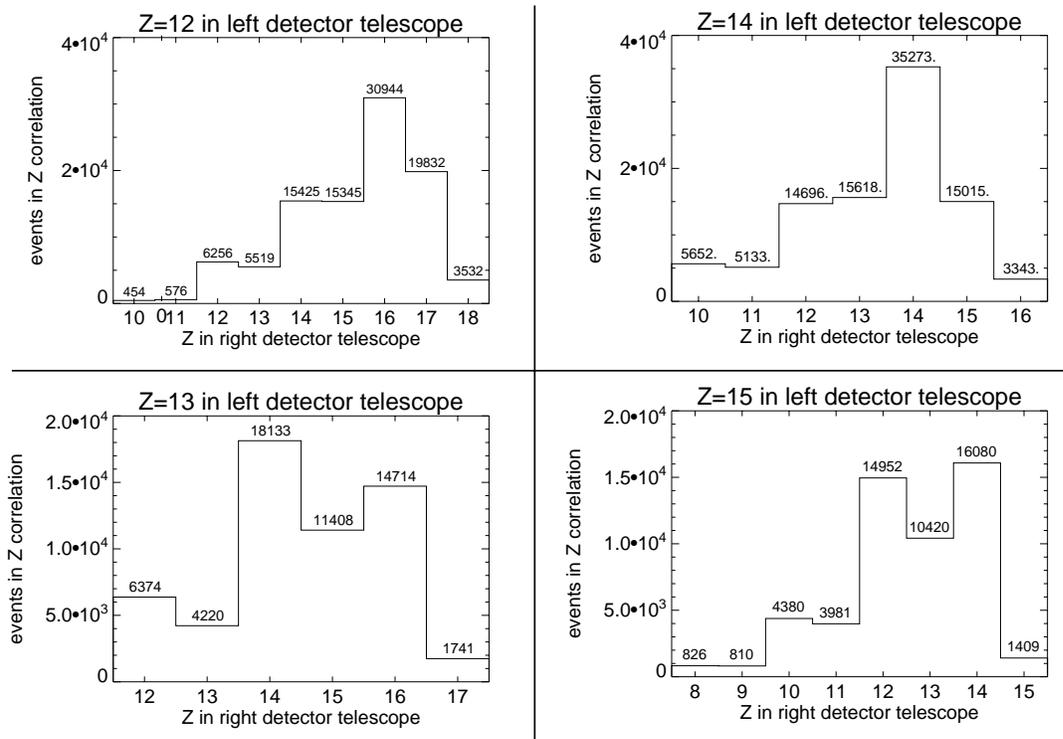


Abbildung 35: Verteilung der Kernladung Z_4 bei festem Z_3 .

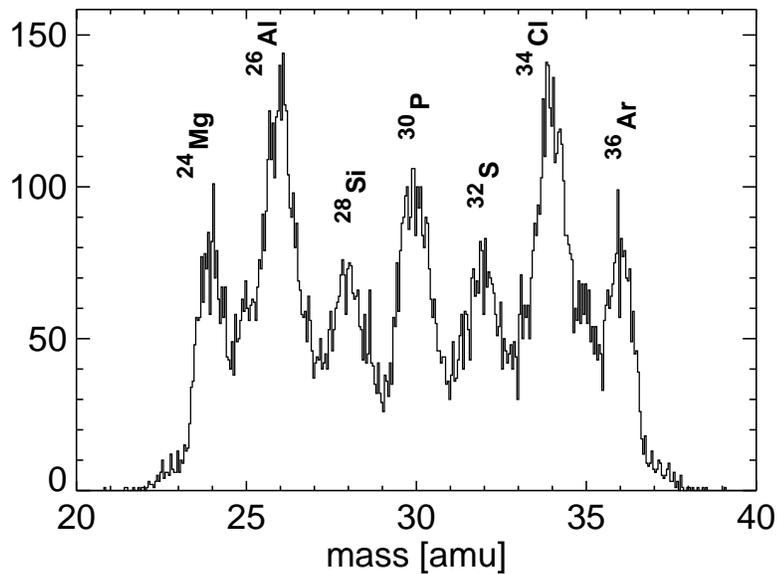


Abbildung 36: Gemessene Massenverteilung. Es wurden nur durch Z-Trennung selektierte binäre Kanäle in einem Bereich des 2-Körper-Q-Werts $E^* = 10 - 15$ MeV zur Optimierung der Massenaufösung berücksichtigt.

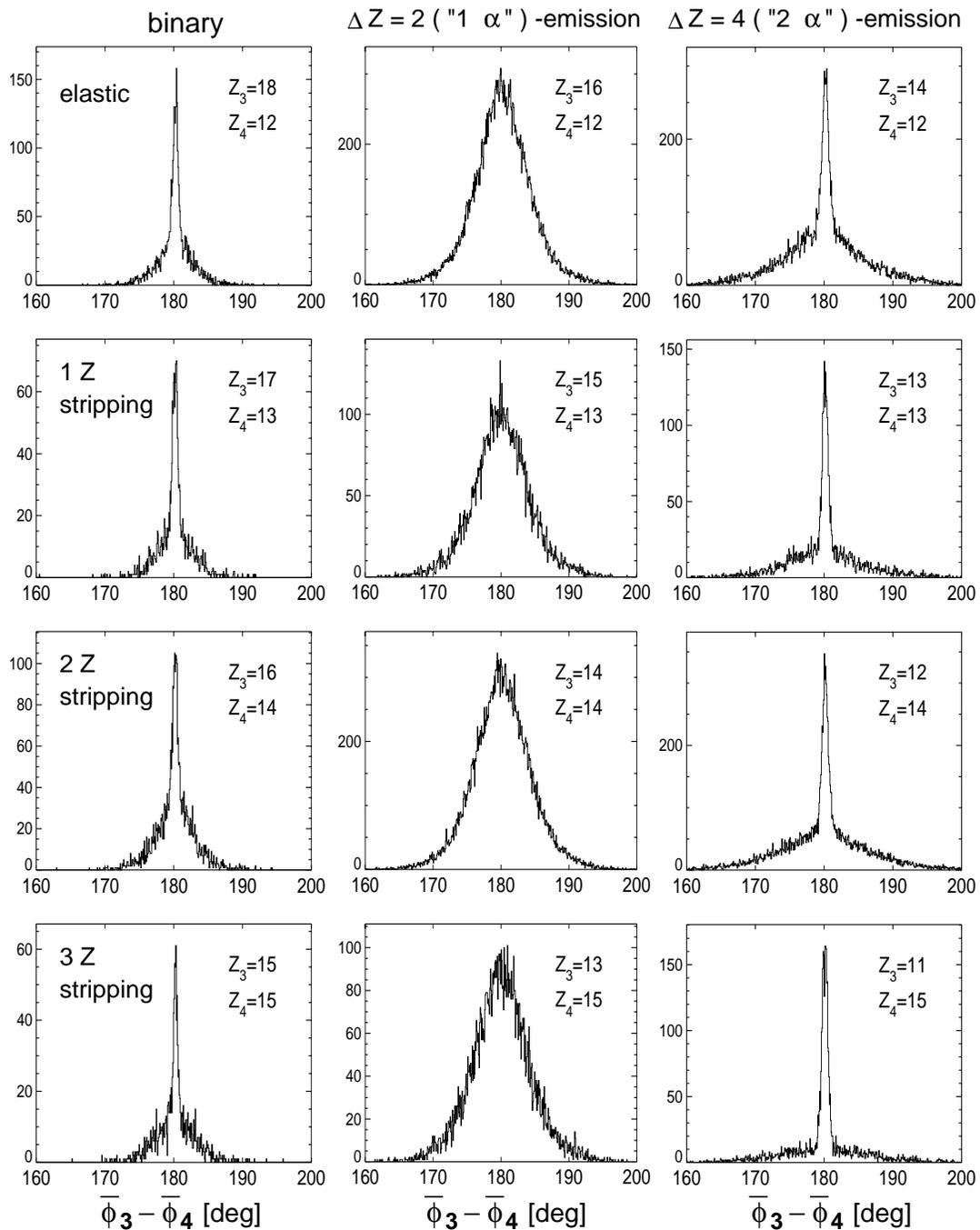


Abbildung 37: *Out-of-plane*-Winkelkorrelationen. Dargestellt sind für unterschiedliche Reaktionskanäle die Winkeldifferenz $\bar{\phi}_3 - \bar{\phi}_4$ (entspricht den Winkeln $\bar{\Phi}_3$ und $\bar{\Phi}_4$ in Abbildung 24, S. 39). Der Wert $\bar{\phi}_3 - \bar{\phi}_4 = 180^\circ$ bedeutet den koplanaren Fall, d.h. die beiden detektierten Teilchen liegen mit der Strahlachse in einer Ebene.

- Der $\Delta Z=2$ -Kanal. Die Verteilung ist nunmehr nicht länger scharf um 180° herum angelegt. Stattdessen ist sie gleichmäßig und breit. Dies ist zu erklären durch die starke Ablenkung eines der Fragmente aus der Reaktionsebene durch den Rückstoß des emittierten α -Teilchens. Statt einem α -Teilchen könnten auch zwei Protonen emittiert werden; dies läßt sich aufgrund des alleinigen Nachweises der Kernladung nicht unterscheiden. Dazu wäre eine zusätzliche Massenmessung notwendig.
- Der $\Delta Z=4$ -Kanal. Auch hier wäre eine breite Verteilung wie beim $\Delta Z=2$ -Kanal zu erwarten. Stattdessen zeigt sich auch hier, wie beim binären Fall, eine scharfe Verteilung von nur ca. 1° Breite um 180° überlagert mit der erwarteten breiten Verteilung, die breiter ist als im binären Fall. Dies läßt auf eine stark korrelierte Emission der zwei α -Teilchen schließen. Das ist auch dann der Fall, wenn vor der Teilchenemission ein Einzel-Nukleonen-Übertrag stattfinden muß, also auch in Kanälen mit ungeraden Kernladungen.

Der hier nicht gezeigte $\Delta Z=6$ -Kanal, der allerdings nicht in allen möglichen Z_3 - Z_4 -Kombinationen mit hinreichend guter Statistik beobachtet werden konnte, zeigt tendenziell das gleiche Verhalten wie der $\Delta Z=4$ -Kanal.

Die scharfe Winkelkorrelation im Falle $\Delta Z = 4$ und $\Delta Z = 6$ kann folgende Ursachen haben:

1. Die Emission der α -Teilchen (oder aller emittierten Nukleonen, falls ein oder mehrere der α -Teilchen aufbrechen) geschieht **nach** der Spaltung oder Streuung der beiden schweren Ejektile innerhalb der Reaktionsebene, die durch die Spaltung oder Streuung vorgegeben ist. Das bedeutet eine Ausrichtung der Drehimpulse senkrecht zur Reaktionsebene. Ein solcher Fall ist bei der Emission der α -Teilchen aus Zuständen mit hohen Drehimpulsen anzunehmen.
2. Die Emission **nach** der Spaltung oder Streuung außerhalb der Reaktionsebene, wobei sich die Impulsvektoren der emittierten α -Teilchen (oder Einzelnukleonen) zu 0 addieren und so die beiden detektierten schweren Fragmente innerhalb der Reaktionsebene bleiben.
3. Die Emission der α -Teilchen (oder aller emittierten Nukleonen) erfolgt aus dem Compoundkern **vor** der Spaltung des Kerns, die ihrerseits erst die Korrelationsebene der Spaltfragmente erzeugt. Auch hier müssen sich für eine scharfe $\bar{\phi}_3 - \bar{\phi}_4$ -Verteilung die Impulsvektoren der emittierten Teilchen zu 0 addieren.

Falls allerdings das Projektil nicht an ^{24}Mg , sondern durch Oxidation des ^{24}Mg -Targets an ^{16}O gestreut werden würde, wären in den Fällen $\Delta Z = 4$ auch die binären Reaktionen mit ^{16}O als Targetkern enthalten. Diese sind jedoch durch die Verwendung kinematische Koinzidenzen im dynamischen Bereich beider Detektoren, also den Bereichen, in denen durch die Z -Trennung eine Separation der Kernladungen möglich ist, unterdrückt. Dies ist in Abbildung 38 gezeigt. Dabei wurde in einem BRS-Detektor ein Gate auf $Z_3 = 18$ gesetzt. In der Abbildung ist die Braggpeak-Range-Verteilung in dem anderen BRS-Detektor gezeigt. Man sieht, daß das Maximum bei $\Delta Z = 2$ liegt, wie aufgrund der Systematik in Abbildung 34 (S. 50) zu erwarten ist. Ebenfalls zu sehen sind bei $Range=8.7$ cm

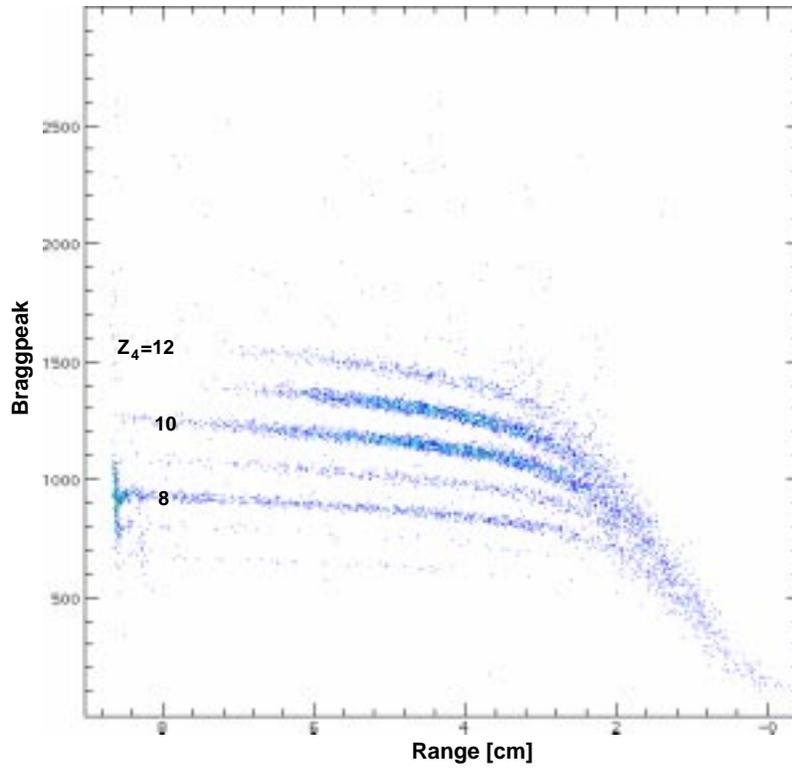


Abbildung 38: Braggpeak-Range-Korrelation für $Z_3=18$. Dargestellt ist die Verteilung von Z_4 .

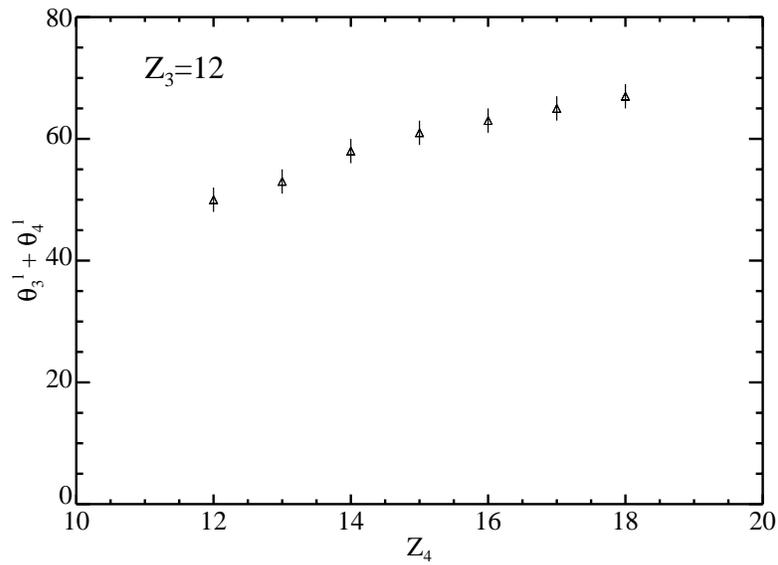


Abbildung 39: Summe der Streuwinkel θ_3^l und θ_4^l für festes $Z_3=12$. Der $\Delta Z=2$ -Kanal entspricht $Z_4=16$, der $\Delta Z=4$ -Kanal $Z_4=14$.

und *Braggpeak*=ch700-ch1100 die elastisch gestreuten Ar-Ionen, die aufgrund ihrer hohen Energie den Detektor ungestoppt verlassen und daher nur mit einem kleinen Energiewert der Braggpeakhöhe registriert werden (siehe hierzu auch Abbildung 22, S. 36, zum Verlauf der Energieverlustkurve). Ein signifikanter ^{16}O -Anteil im dynamischen Bereich müßte sich in einer deutlich sichtbaren Verstärkung des $Z_4=8$ -Astes gegenüber $Z_4=10$ in der Braggpeak-Range-Korrelation zeigen. Dies ist nicht der Fall.

Für einen weiteren Hinweis auf den Ausschluß einer Streuung an ^{16}O wurden für die unterschiedlichen Z_3 , Z_4 -Kombinationen die Streuwinkel θ_3^l und θ_4^l aufsummiert. Im Falle einer binären Reaktion an ^{16}O sollte der Summenwinkel dann um ca. $10^\circ - 20^\circ$ vermindert sein. Wie man in Abbildung 39 sieht, ist das nicht der Fall. Die Stufe im Summenwinkel für den Fall der Reaktion an ^{16}O wäre dann bei $Z_4 = 14$ zu erwarten. Eine Reaktion an ^{12}C würde $Z_4 = 12$ bzw. dem 3 α -stripping-Kanal entsprechen, für den, wie bereits erwähnt, auch eine schmale $\bar{\Phi}_3 - \bar{\Phi}_4$ -Korrelation zu beobachten ist. Auch für diesen Fall, $Z_4 = 12$, ist in Abbildung 39 keine Stufe in der Summe der Streuwinkel zu sehen.

Daraus läßt sich schließen, daß der beobachtete Effekt nicht aufgrund von Targetverunreinigungen zustande kommt.

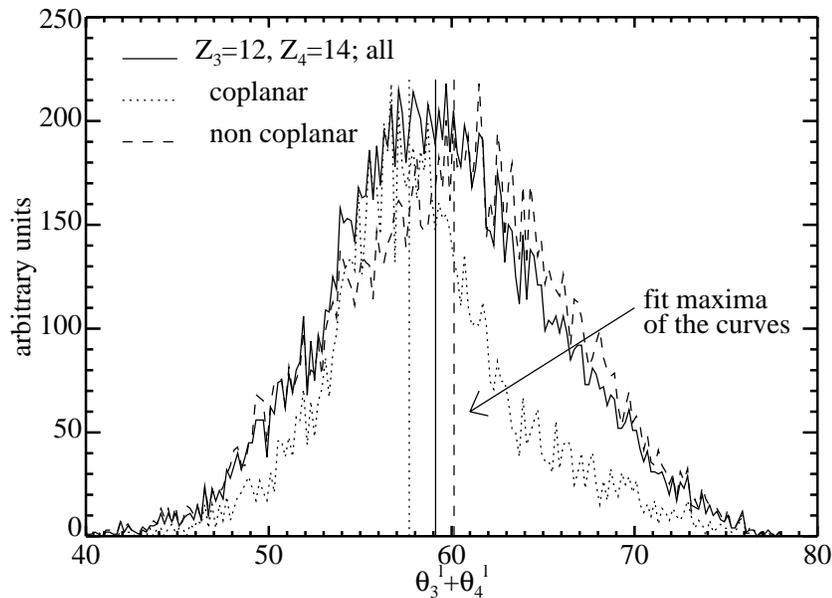


Abbildung 40: Summe der Streuwinkel θ_3^l und θ_4^l für festes $Z_3 = 12$ und $Z_4 = 14$. Gezeigt sind die Winkelverteilungen für den koplanaren und nicht-koplanaren Anteil in der *out-of-plane*-Winkelkorrelation, sowie, gekennzeichnet durch die vertikalen Linien, das jeweilige Maximum des Fits der Winkelverteilung.

In Abbildung 40 ist noch als Beispiel die Winkelverteilung für $Z_3 = 12$ und $Z_4 = 14$ für den koplanaren, den nicht-koplanaren und die Summe der beiden Anteile gezeigt. Man sieht, daß es für die Maxima der Verteilungen nur einen unwesentlichen Unterschied in der Gegend von $\Delta(\theta_3^l + \theta_4^l) \approx 2^\circ$ gibt. Dies ist der in Abbildung 39 angegebene Fehler.

4.3.5 Variation des 2-Körper-Q-Wertes

Da Effekte wie die Deformation des Kerns abhängig sind von der Bande, in der der Kern sich befindet, ist eine weitere Möglichkeit der Einschränkung des Datenraums gegeben durch die Beschränkung der Anregungsenergie. Dadurch kann der Eintrittspunkt in die zu durchlaufende γ -Kaskade festgelegt werden. Gemessen werden kann die Anregungsenergie allerdings nicht direkt, sondern, wie die anderen Größen auch, unter Zuhilfenahme der gemessenen Winkel und Flugzeiten. Unter der Annahme einer binären Reaktion kann der 2-Körper-Q-Wert berechnet werden zu

$$E^* = E_1^l + E_{02} - (E_3^l + E_4^l) \quad (35)$$

mit

$$\begin{aligned} E_1^l &= E_{01} + E_{lab} \\ E_{3,4}^l &= \sqrt{cp_{3,4}^l + E_{03,4}} \quad , \end{aligned} \quad (36)$$

wobei E_x^l die Energien des Projektils bzw. der auslaufenden Teilchen sind. E_{02} ist die Ruheenergie des Targetkerns, da dieser sich zum Zeitpunkt der Reaktion in Ruhe befindet und damit $E_2^l = E_{02}$ gilt.

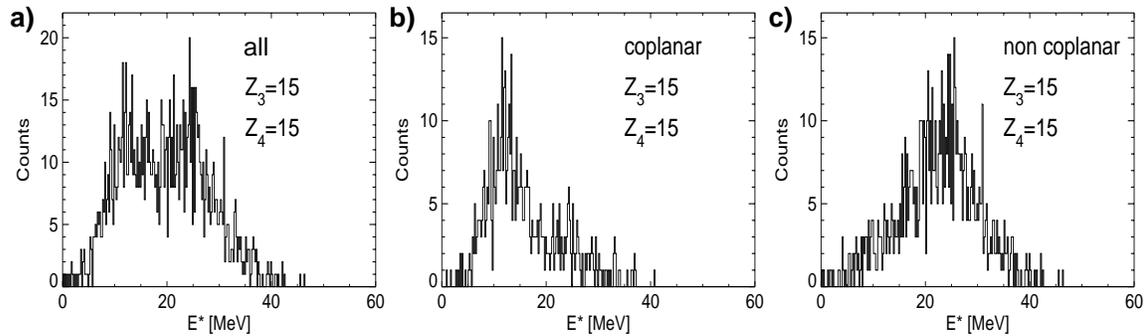


Abbildung 41: Q-Wert-Verteilung für den Kanal $Z_3 = Z_4 = 15$. Der Q_0 -Wert beträgt für diesen Kanal -3.8 MeV. In Teil b) ist nur der scharfe Peak in der *out-of-plane*-Winkelverteilung (siehe Abbildung 37, S. 53, 1. Spalte unten) gefordert und in Teil c) der äußeren Bereich der Verteilung.

Eine Verteilung des so berechneten Q-Werts ist für den binären Kanal $Z_3 = Z_4 = 15$ in Abbildung 41 gezeigt. Hierbei ist in a) die Verteilung ohne weitere Einschränkung gezeigt. Man kann klar eine Doppelstruktur erkennen. Um diese aufzulösen, wurde eine scharfe Koplanarität ($\bar{\Phi}_3 - \bar{\Phi}_4 = 180^\circ \pm 0.8^\circ$) gefordert. Die dann resultierende Q-Wert-Verteilung ist in b) zu sehen. Teil c) der Abbildung zeigt die Q-Wert-Verteilung für nicht-koplanare Ereignisse. Da die Z-Einschränkung ($Z_3 = Z_4 = 15$) sehr scharf ist und somit keinen Ladungsverlust bei der Reaktion zuläßt, kommen diese Ereignisse nahezu ausschließlich aus Kanälen mit einer zusätzlichen Neutronenabdampfung, da die Erhaltung der Kernladungen durch die Z-Bedingung nur den Verlust einer ladungslosen Masse, die die Koplanarität stört, zuläßt. Die Differenz im Q-Wert beträgt ca. $10 - 15$ MeV, d.h. das System ist so viel höher angeregt, daß die Schwelle für die Neutronenverdampfung überschritten wird.

Liegt also eine aus der Messung rekonstruierte Verteilung des 2-Körper-Q-Werts vor, der in binären Kanälen der Anregungsenergie entspricht, lassen sich bestimmte E^* -Bereiche zur Spektroskopie anderer Parameter aus dem Datenraum herauschneiden.

4.3.6 Teilchen- γ -Koinzidenzen

Zur Identifikation von Zuständen in interessierenden Kernen wurden Teilchen- γ -Koinzidenzen ausgewertet. Höhere Multiplizitäten als $M_\gamma = 1$ brachten in den meisten Fällen aufgrund der zu niedrigen Statistik keine verwertbaren zusätzlichen Erkenntnisse.

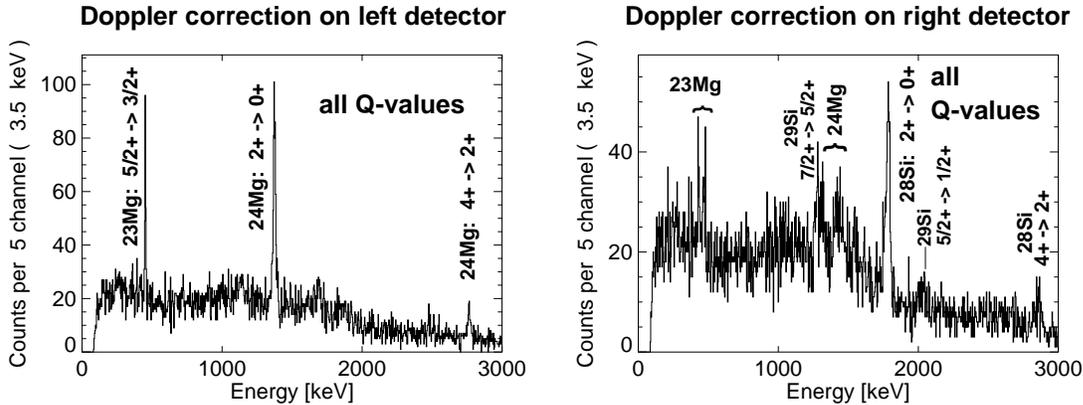


Abbildung 42: Teilchen-Teilchen- γ -Spektrum mit $Z_3 = 12$ $Z_4 = 14$. Gezeigt ist links das γ -Spektrum mit Doppler-Korrektur auf das im linken BRS-Detektor nachgewiesenen Ejektil und rechts das γ -Spektrum mit Doppler-Korrektur auf das im rechten BRS-Detektor nachgewiesenen Ejektil.

Wie in Abschnitt 4.2.2 erwähnt wurde, wird jedes detektierte γ -Quant auf jedes der zwei nachgewiesenen Ejektile Doppler-korrigiert, so daß sich zwei γ -Spektren ergeben. Ein Beispiel ist in Abbildung 42 gezeigt. Hierbei wurden Gates in den BIC-Korrelationen auf $Z_3 = 12$ und $Z_4 = 14$ gesetzt. Das linke γ -Spektrum wurde unter der Annahme, daß das γ -Quant von dem $Z_3=12$ -Kern emittiert wurde, Doppler-korrigiert und das rechte γ -Spektrum unter der Annahme der γ -Emission der $Z_4=14$ -Kerns. Zu sehen ist neben klaren Linien von den $Z_3=12$ -Kernen ^{23}Mg und ^{24}Mg und den $Z_3=14$ -Kernen ^{28}Si und ^{29}Si , letzterer allerdings aufgrund der bei diesem Kanal schlechten Doppler-Korrektur verbreitert, auch ein relativ großer Untergrund. Dieser ist zum großen Teil von der bei diesem Verfahren der Doppler-Korrektur auf den “falschen” Kern hin, d.h. den nicht den das γ -Quant emittierenden, korrigierten γ -Energie verursacht.

Eine weitere Besonderheit dieses Verfahrens ist hier zu sehen: wird eine scharfe Linie auf den anderen Kern hin Doppler-korrigiert, entsteht in diesem Spektrum eine Doppel-Linie. Dies ist im rechten Spektrum von Abbildung 42 angedeutet.

Nun sollen exemplarisch Teilchen- γ -Spektren von Si- und Mg-Isotopen gezeigt werden.

Si-Isotope Ähnlich zu früheren Arbeiten [Nou97] bei vergleichbaren Reaktionen zeigte sich in manchen Fällen ein ausgeprägtes Auftreten von ^{29}Si . Dies ist ein unerwartetes Verhalten, da in so einem Fall der in solchen Reaktionen bevorzugte Kern ^{28}Si ein Neutron aufzunehmen hat.

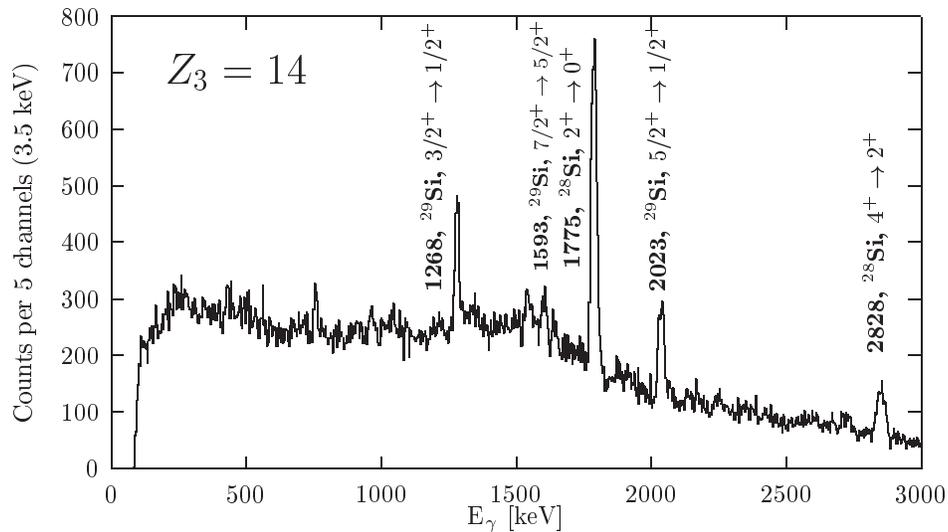


Abbildung 43: Teilchen- γ -Spektrum für $Z_3 = 14$. Gezeigt ist das auf $Z_3 = 14$ Doppler-korrigierte γ -Spektrum.

Abbildung 43 zeigt ein Teilchen- γ -Spektrum mit Einschränkung im Teilchenzähler auf $Z_3 = 14$. Das gezeigte γ -Spektrum ist Doppler-korrigiert auf die detektierten Si-Fragmente. Zu sehen sind die beiden unteren Übergänge in ^{28}Si und sehr deutlich die beiden untersten Übergänge in den Grundzustand von ^{29}Si . Diese starke Bevölkung von ^{29}Si ist als bevorzugter Neutronen-Pickup des ^{28}Si -Fragments zu interpretieren. Eine Reaktion an anderen Kernen im Target (^{25}Mg) in dieser Stärke ist durch die ^{24}Mg -Anreicherung von 99.9(5) % des Targets nahezu ausgeschlossen. Zudem tritt der Effekt auch bei dem Streusystem $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ [Nou97] auf. In dem verwendeten Streusystem gibt es eine Reihe von Kanälen, die ^{29}Si unterschiedlich stark bevölkern können: $^{23}\text{Na} + \alpha + 3p + n$, $^{24}\text{Mg} + \alpha + p + n$, $^{23}\text{Mg} + 2\alpha$, $^{26}\text{Al} + \alpha + p$, $^{28}\text{Si} + 2p + n$. Diese Kanäle können durch Teilchen-Teilchen- γ -Koinzidenz-Betrachtungen identifiziert werden, wie zuvor beschrieben wurde, wenngleich eine hier aufgrund der Statistik nicht mögliche Teilchen-Teilchen- γ - γ -Koinzidenz-Auswertung zur Erhöhung der Signifikanz der Zuordnung wünschenswert wäre. Dies ist ein Hauptgrund der Planung der Kombination des BRS-Teilchenspektrometers mit dem γ -Spektrometer Euroball.

Mg-Isotope “Ungerade” Kerne, also $x\alpha \pm yn$ treten auch in anderen Kanälen auf. Stellvertretend für all diese Kanäle soll an dieser Stelle nur der Fall $Z_3 = 12$ gezeigt werden, da hier durch den quasi-elastischen Beitrag Störungen nur mit einem verringerten Anteil beitragen sollten. Abbildung 44 zeigt diesen Fall. Hier ist der n-Pickup zu ^{25}Mg nur schwach zu sehen. Deutlicher ist der n-Transfer bzw. die n-Abdampfung durch die Linien von ^{23}Mg

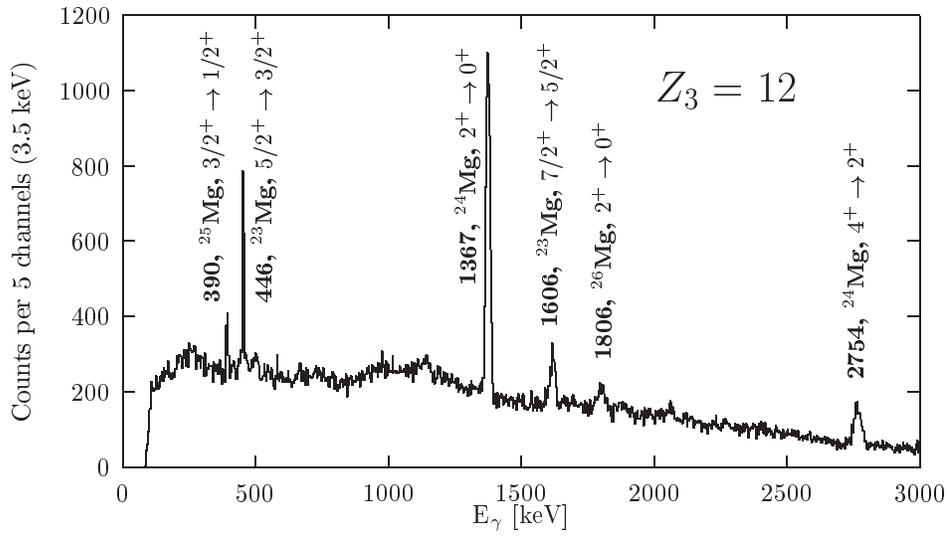


Abbildung 44: Teilchen- γ -Spektrum für $Z_3 = 12$. Gezeigt ist das auf $Z_3 = 12$ Doppler-korrigierte γ -Spektrum.

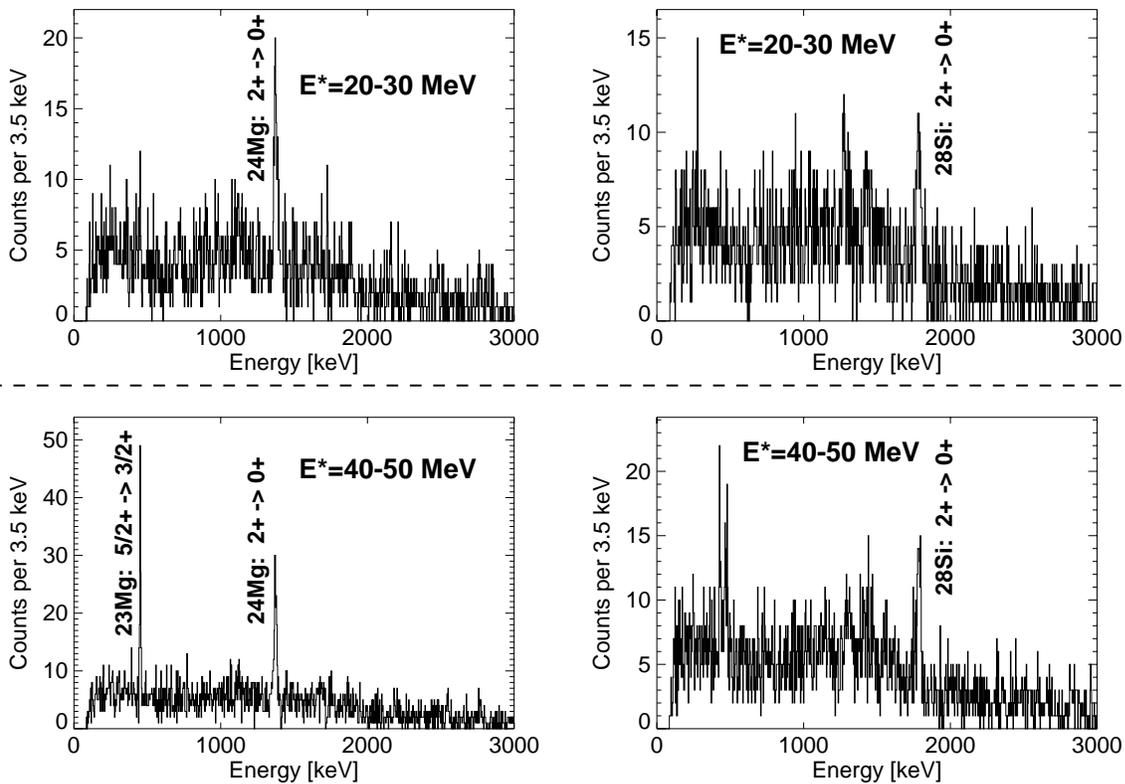


Abbildung 45: γ -Spektren für $Z_3 = 12$ und $Z_4 = 14$ in zwei Q-Wert-Bereichen von jeweils 10 MeV Breite. Die Spektren sind Doppler-korrigiert einmal auf den detektierten $Z_3=12$ -Kern (linke Spalte) und einmal auf den detektierten $Z_4=14$ -Kern (rechte Spalte).

zu identifizieren. Um zu untersuchen, ob das Auftreten des n-Verdampfungskanals mit einem bestimmten Anregungsenergiebereich korreliert ist, zeigt Abbildung 45 γ -Spektren für den Fall $Z_3 = 12$, $Z_4 = 14$ für zwei verschiedene Bereiche des Q-Wertes, $E^* = 20 - 30$ MeV und $E^* = 40 - 50$ MeV. Das Maximum der Q-Wert-Verteilung für diesen Kanal bei einer Beschränkung auf die koplanaren Ereignisse liegt bei etwa 40 MeV, die Halbwertsbreite bei etwa 15 MeV. Die nicht-koplanaren Ereignisse geben einen zusätzlichen Beitrag bei ca. $E^* = 25 - 30$ MeV mit einer Breite von ca. 10 MeV. Deutlich zu sehen ist, daß die Linie des untersten Übergangs in ^{23}Mg erst im höheren Q-Wert-Fenster zu sehen ist, d.h. daß erst bei diesen Werten eine Neutronenabdampfung stattfindet.

4.4 Zusammenfassung

Das in diesem Abschnitt vorgestellte Testexperiment des BRS-Aufbaus in Kombination mit dem γ -Spektrometer OSIRIS zeigte die Leistungsfähigkeit des Detektorsystems. Die aus der Ortsmessung berechneten Streuwinkel sowie die gemessenen Flugzeiten der Ejektile wurden zur Korrektur der Doppler-Verschiebung der γ -Energien verwendet. Durch die Signale der BIC konnten Reaktionskanäle über eine Selektion der Kernladungen der Ejektile für die γ -Spektroskopie ausgewählt werden.

Durch Rekonstruktion der Kinematik kann der binäre Q-Wert sowie bei binären Reaktionskanälen die Massen der Ejektile bestimmt werden. Der Q-Wert kann zur weiteren Einschränkung eines Reaktionskanals, insbesondere der Selektierung des Eintrittspunkts in eine γ -Kaskade benutzt werden.

Eine systematische Untersuchung der *out-of-plane*-Winkel ergab eine starke Korrelation bei der Emission von zwei α -Teilchen. Dies deutet auf eine stark korrelierte Emission in der Reaktionsebene nach der Spaltung des Compoundkerns hin.

