

KfK 4691
Februar 1990

Coulomb-Dissoziation von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ - Projektilen

J. Kiener
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Kernphysik

KfK 4691

Coulomb-Dissoziation von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Projektile*

J. Kiener

*Von der Fakultät für Physik der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen
genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

COULOMB-DISSOZIATION VON 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -PROJEKTILEN

Coulomb-Dissoziation von leichten Projektilkernen im elektrischen Feld schwerer Targetkerne wurde als alternativer Zugang zu Informationen über Strahlungseinfangquerschnitte bei kleinen Relativenergien der Fragmente, die astrophysikalisch interessant sind, experimentell untersucht. Als Pilotexperiment wurde der Aufbruch von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Projektile an ${}^{208}\text{Pb}$ -Targetkernen bei sehr kleinen Emissionswinkeln der α -Teilchen- und Deuteronfragmente gemessen. Beide Fragmente wurden koinzident in der Fokalebene eines Magnetspektrographen bei mehreren Reaktionswinkeln deutlich unterhalb des experimentell bestimmten Streifwinkels und einer Winkeldifferenz von 0° - 2° zueinander nachgewiesen. Die gemessenen dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitte überdecken einen Bereich in der Relativenergie der Fragmente von den astrophysikalisch interessanten Werten unterhalb von 100 keV bis oberhalb der 710 keV Relativenergie des resonanten Aufbruchs über den ersten angeregten Zustand in ${}^6\text{Li}$. Aufbruchereignisse, bei denen der Targetkern im Grundzustand blieb, konnten aufgrund der kinematisch vollständigen Messungen von anderen Reaktionswegen getrennt werden. Rechnungen, basierend auf einer einfachen Coulomb-Dissoziationstheorie mit einem aus anderen Experimenten bekannten $B(E2)$ -Wert für den resonanten Aufbruch und aus Strahlungseinfangdaten bestimmte Werte für den direkten Aufbruch werden mit diesen Daten verglichen. Die gute Übereinstimmung in der absoluten Höhe und der Form bei Spektren des direkten Aufbruchs und der Winkelverteilung der gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Kerne beim Resonanzaufbruch belegt die Dominanz des Coulomb-Aufbruchs in der betrachteten Aufbruchreaktion und unterstreicht seine mögliche Bedeutung als Informationsquelle zu astrophysikalisch interessanten Wirkungsquerschnitten.

Abstract

COULOMB-DISSOCIATION OF 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -PROJECTILES

Coulomb-dissociation of light nuclear projectiles in the electric field of heavy target nuclei has been experimentally investigated as an alternative access to radiative capture cross sections at low relative energies of the fragments, which are of astrophysical interest. As a pilot experiment the break-up of 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -projectiles at ${}^{208}\text{Pb}$ with small emission angles of the α -particle and deuteron fragments has been studied. Both fragments were coincidentally detected in the focal plane of a magnetic spectrograph at several reaction angles well below the experimentally determined grazing angle and with a relative angle between the fragments of 0° - 2° . The measured triple differential cross sections cover relative energies from the astrophysically interesting values below 100 keV to above 710 keV where the resonant break-up proceeds through the first excited state of ${}^6\text{Li}$. Elastic break-up events with the target nucleus staying in its ground state could be separated from other reaction paths due to the kinematically complete measurements. Calculations based on a simple Coulomb-dissociation theory with a $B(E2)$ -value for the resonant break-up, known from other experiments and with values extracted from radiative capture data for the direct break-up are compared with the elastic break-up data. The good agreement in the absolute magnitude and the shape for the energy spectra of direct break-up and the angular distribution of the scattered ${}^6\text{Li}$ -nuclei from the resonant break-up gives evidence for the dominance of Coulomb break-up in the considered break-up reaction and underlines its possible application for extracting information on astrophysically interesting cross sections.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	1
1 Coulomb - Dissoziation und Strahlungseinfang	6
1.1 Coulomb - Dissoziation	6
1.2 Strahlungseinfang	9
2 Kinematik der Aufbruchreaktion	13
2.1 Trajektorien	13
2.2 Kinematische Kurven	15
2.3 Der Lupeneffekt und minimal erreichbare Relativ- energie	17
3 Experimenteller Aufbau	21
3.1 Das Meßprinzip	21
3.2 Zyklotron und Strahlführungssystem	22
3.3 Der Magnetspektrograph "Little John"	24
3.4 Der Fokalebeneendetektor	27
3.5 Elektronik und Datenaufnahme	29
4 Vorbereitende Überlegungen und experimentelle Studien zum Koinzidenzexperiment	34
4.1 Ionenoptische Randbedingungen bei Korrelationsmes- sungen mit dem Spektrographen	34
4.1.1 <i>Auswahl der Fokalebene</i>	
4.1.2 <i>Abbildungsbedingungen</i>	
4.1.3 <i>Abbildung korrelierter Teilchen</i>	
4.2 Messung von Strahleigenschaften	43
5 Eichverfahren und Datenauswertung	47
5.1 Teilchenidentifikation	47
5.2 Eichung Ort - Kanal	49
5.3 Impulseichung	51

	Seite	
5.4	Winkeleichung	54
5.5	Transmissionseichung	56
5.6	Normierung des Wirkungsquerschnitts	57
	5.6.1 <i>Relativnormierung der Energiespektren</i>	
	5.6.2 <i>Relativnormierung der Winkelverteilung des sequentiellen Aufbruchs</i>	
	5.6.3 <i>Absolutnormierung der Wirkungsquerschnitte</i>	
5.7	Koinzidenzspektren	64
5.8	Vergleich des Resonanzaufbruchs mit Simulationsspektren	70
6	Datenanalyse und Interpretation	75
6.1	Sequentieller Aufbruch	75
6.2	Direkter Coulomb-Aufbruch	80
	Schlußbemerkung	84
Anhang A	Tabellen von Wirkungsquerschnitten	86
Anhang B	Tranformation der dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitte vom Laborsystem ins Schwerpunktsystem	90
	Literaturverzeichnis	93

Einleitung

Die Nukleosynthese in den verschiedenen nuklearen Brennzzyklen im Inneren von Sternen und kurz nach dem Urknall wird von den Reaktionsraten für den Strahlungseinfang zwischen leichten geladenen Kernen und den β -Zerfallsraten bestimmt (Aus81, Fow84, Wag83, Rol88). Der Strahlungseinfang ist daher ein wichtiger Reaktionsmechanismus, der die Elementsynthese speziell der leichten Kerne bis zur Massenzahl $A \approx 28$ und damit die heute beobachteten Elementhäufigkeiten im Universum mitbestimmt. Zum vollständigen Verständnis des Reaktionsnetzwerks ist die Kenntnis einer Vielzahl von Reaktionsraten nötig. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte müssen bei den im Sterninnern vorherrschenden Temperaturen von einigen zehn bis einigen hundert Millionen Grad entsprechend kinetischen Energien der Teilchen von einigen keV bis einigen zehn keV bekannt sein.

In der Regel liegen aber experimentelle Daten nur bei Energien weit oberhalb des astrophysikalisch relevanten Bereichs vor. Beispielsweise ist der Strahlungseinfang ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$, der beim solaren Neutrinofluß eine Rolle spielt, für Energien bis hinab zu 107 keV gemessen, während der Wirkungsquerschnitt bei 30 keV benötigt wird. Ähnlich ist die Situation bei den Fusionsreaktionen ${}^2\text{H}({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$ und ${}^4\text{He}({}^{12}\text{C}, \gamma){}^{16}\text{O}$, wo die interessanten Energien 100 keV bzw. 300 keV sind, Messungen aber nur bis etwa 1 MeV vorliegen (Bau86).

Die astrophysikalisch relevanten Teilchenenergien sind merklich kleiner als die Coulombschwelle, selbst für den günstigsten Fall der d-t Fusion. Die geringe und mit sinkender Energie stark abnehmende Durchdringung durch die Schwelle hat extrem niedrige Wirkungsquerschnitte zur Folge. Aus diesem Grund sind direkte experimentelle Informationen über astrophysikalisch interessante Strahlungseinfangquerschnitte kaum zugänglich, sondern meist nur Extrapolationen über mehrere Größenordnungen im Wirkungsquerschnitt möglich. Neben den kleinen Wirkungsquerschnitten sind Fusionsmessungen im Labor noch mit zusätzlichen experimentellen Schwierigkeiten belastet.

Wegen der niedrigen Teilchenenergien erfordern diese Experimente den Einsatz sehr dünner Targets um Energieverluste der Teilchen im Target klein zu halten. Damit werden die wegen der kleinen Wirkungsquerschnitte ohnehin schon geringen möglichen Zählraten noch weiter verringert.

Selbst wenn es gelingt, Wirkungsquerschnitte bei astrophysikalisch relevanten Energien zu bestimmen, bleibt wegen der abschirmenden Wirkung der Elektronenhülle um den Targetkern eine Unsicherheit in der Interpretation der Daten.

Benötigt werden in der Astrophysik die Fusionsquerschnitte von nackten Kernen, sodaß der Einfluß der Elektronenhülle bei den Labordaten berücksichtigt werden muß. Speziell bei sehr niedrigen Schwerpunktsenergien der beiden fusionierenden Kerne wird die Fusionswahrscheinlichkeit merklich durch die Elektronenhülle modifiziert (Blü89). Auch theoretische Rechnungen zur Berücksichtigung solcher Effekte sind momentan noch nicht mit befriedigender Genauigkeit möglich.

Jeder andere unabhängige experimentelle Zugang zu Wirkungsquerschnitten für den Strahlungseinfang ist deshalb von besonderem Interesse. Eine Möglichkeit besteht in der Messung des zeitumgekehrten Vorgangs, der Photodissoziation von Kernen. Der Zusammenhang der Wirkungsquerschnitte von Strahlungseinfang und Photodissoziation ist durch das Theorem der Zeitumkehrinvarianz gegeben:

$$\sigma(b + c \rightarrow a + \gamma) = \frac{2(2j_a + 1)}{(2j_b + 1) \cdot (2j_c + 1)} \cdot \frac{k_\gamma^2}{k^2} \cdot \sigma(a + \gamma \rightarrow b + c) \quad (1)$$

wobei die einzelnen Größen folgende Bedeutung haben:

j_a, j_b, j_c sind die Spins der Teilchen.

$$k_\gamma = E_\gamma / \hbar c,$$

$$k^2 = 2\mu_{bc} E_{bc} / \hbar^2.$$

E_{bc} ist die kinetische Energie im Schwerpunktsystem von b und c und

μ_{bc} die reduzierte Masse von b und c.

Außer sehr nahe an der Dissoziationsschwelle, wo k gegen 0 geht, gilt $k \gg k_\gamma$, so daß die Dissoziation gegenüber der Fusion favorisiert ist. Ansonsten bietet allerdings die Photodissoziation kaum Vorteile, insbesondere auch wegen der Nichtverfügbarkeit von γ -Quellen genügend hoher Intensität. Kürzlich wurde allerdings von Rebel und anderen vorgeschlagen (Reb85, Reb86, Bau86), statt dessen den Aufbruch von schnellen geladenen Projektilen im elektrischen Feld eines schweren Targetkerns als Informationsquelle zur Extraktion von astrophysikalisch interessanten Strahlungseinfangquerschnitten zu nutzen (Abb.1).

Die Wechselwirkung kann hier als Austausch von virtuellen Photonen zwischen Projektil und Target beschrieben werden. Da die Coulomb-Wechselwirkung bis zu kleinen Abständen und über den zugänglichen Energiebereich exakt bekannt ist, ist die Berechnung des virtuellen Photonenspektrums möglich, und damit die Extraktion des Photodissoziationsquerschnitts und des Strahlungseinfangquerschnitts. Ein wesentlicher Vorteil dieser Coulomb-Dissoziation besteht in der großen Anzahl der virtuellen Photonen, die ein Projektil mit hinreichend hoher

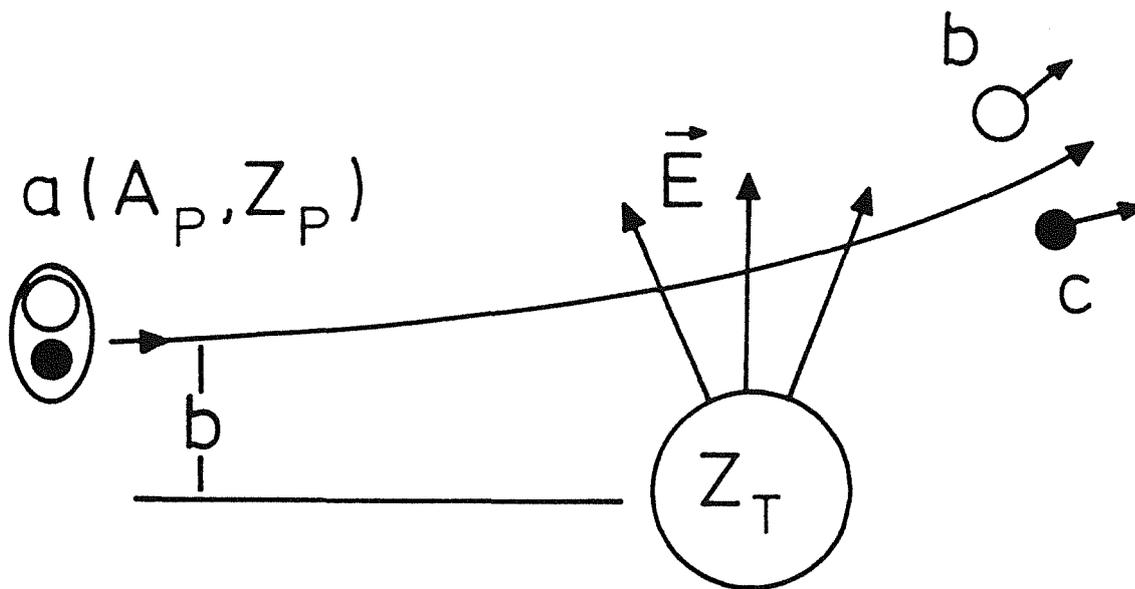


Abb.1 Coulomb-Aufbruch eines Projektils $a(b,c)$ im elektrischen Feld eines Targetkerns der Ladungszahl Z_T .

Geschwindigkeit beim Passieren des elektrischen Feldes eines Targetkerns mit hohem Z sieht (Bau86, Sri86, Sri88). Darüberhinaus bietet die mögliche Verwendung von hohen Projektilenergien auch bemerkenswerte meßtechnische Vorteile. Die Laborenergien der Fragmente können bei entsprechend eingestellten kinematischen Bedingungen selbst bei sehr kleinen Relativenergien zwischen den Fragmenten groß genug sein, um die Teilchen gut nachweisen zu können.

Wichtig ist bei diesem Konzept, daß nukleare Wechselwirkung zwischen Projektil- und Targetkern möglichst vermieden wird. Das kann erreicht werden, indem entweder die Projektilenergie unterhalb der Coulombschwelle gewählt wird oder bei höheren Energien Reaktionswinkel gewählt werden, bei denen der Stoßparameter größer als die Summe der Kernradien von Projektil und Target ist. Bedingt durch das härtere Photonenspektrum nimmt bei höherer Projektilenergie die Anzahl von γ -Quanten mit Energien oberhalb der Aufbruchschwelle und damit der Coulomb-Dissoziationsquerschnitt zu. Deshalb erscheint die zweite Alternative erfolversprechender.

Der resonante Coulomb-Aufbruch, bei dem das Projektil erst in einen wohldefinierten Eigenzustand geringer Breite angeregt wird und nachfolgend zerfällt, wurde für Schwerpunktsenergien zwischen Projektil und Target sowohl unterhalb als auch oberhalb der Coulombschwelle nachgewiesen (Sho81, Dis71, Spe70). Die Relativenergie zwischen den Fragmenten ist dann gegeben durch die

Energiedifferenz von angeregtem Niveau und Aufbruchschwelle. Neben den scharfen Resonanzen in der Relativenergie konnte in einigen Fällen (Uts88, Sho84, Gem80) auch eine relativ breite und unstrukturierte Energieverteilung beobachtet werden, die dem direkten Aufbruch des Projektils ins Kontinuum zugeordnet wird. Der direkte Aufbruch von ${}^6\text{Li}$ -Projektilen wurde erstmals von Gemmeke und anderen (Gem80) an ${}^{118}\text{Sn}$ knapp über der Coulombschwelle gemessen und versuchsweise durch Coulomb-Dissoziation beschrieben. Bei dem Aufbruch von 70 MeV ${}^7\text{Li}$ an ${}^{208}\text{Pb}$ konnte für Emissionswinkel der Fragmente unterhalb des Streifwinkels, wo die Kern-Wechselwirkung keine große Rolle mehr spielen sollte, ein Ansteigen des direkten Aufbruchs für kleine Relativenergien beobachtet werden (Sho84). Starke Hinweise auf die Dominanz des Coulomb-induzierten Aufbruchs von ${}^6\text{Li}$ -Projektilen an ${}^{208}\text{Pb}$ bei einer Energie von 156 MeV und kleinen Streuwinkeln wurden kürzlich in einem Experiment, bei dem inklusive α -Teilchen und Deuteronen aus Projektilaufbruchreaktionen nachgewiesen wurden, gefunden (Jel89, Jel87). Sie belegen damit die Bedeutung des Coulomb-Aufbruchs auch für Energien weit oberhalb der Coulombschwelle, die in dem betrachteten Fall bei etwa 27 MeV liegt.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Überprüfung des vorgestellten Konzepts anhand der Reaktion ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li},\alpha d){}^{208}\text{Pb}_{g.s.}$ bei 156 MeV Strahlenergie. Der Kern ${}^6\text{Li}$ eignet sich dafür als Projektil aus folgenden Gründen besonders gut:

- Es liegen bereits Fusionsmessungen bis zu einer Energie $E_{\alpha d} = 1$ MeV vor (Rob81), die einen direkten Vergleich der Wirkungsquerschnitte für die Coulombdissoziation und den Strahlungseinfang erlauben. Eine Ergänzung der experimentellen Daten zu kleineren Energien hin, ist vom astrophysikalischen Standpunkt sehr wünschenswert.
- ${}^6\text{Li}$ besitzt einen angeregten $3+$ -Zustand geringer Breite bei 2.186 MeV, nur 710 keV über der α -d Aufbruchschwelle, für den die elektromagnetische Übergangswahrscheinlichkeit experimentell gut bestimmt ist (Eig69). Die Messung der Winkelverteilung des sequentiellen Aufbruchs über diesen Zustand kann somit Informationen über störende Einflüsse des nuklear-induzierten Aufbruchs bringen.
- Die unterschiedliche Beschleunigung von Fragmenten mit verschiedenem Masse-zu-Ladung Verhältnis im Coulombfeld des Targetkerns nach dem Aufbruch kann im Prinzip zu einer Änderung der Relativenergie und des Relativwinkels zwischen den Fragmenten führen. Die asymptotisch aus den Energien und Streuwinkeln der Fragmente bestimmte Relativenergie stimmt dann nicht mit der Relativenergie am Aufbruchort überein, was die

Extraktion von Daten für den Strahlungseinfang aus den Aufbruchmessungen erschweren oder sogar unmöglich machen würde. Entsprechende Abschätzungen zur Größe dieses Effekts zeigen die Bedeutung der Nachbeschleunigung beim Aufbruch von 70 MeV ${}^7\text{Li}$ -Projektilen in α -Teilchen und Triton an ${}^{208}\text{Pb}$ (Sho88). Allerdings wurde in einem kürzlich durchgeführten Aufbruchexperiment von 63 MeV ${}^7\text{Li}$ -Projektilen gefunden, daß dieser Effekt bei der untersuchten Reaktion nur schwach ist (Uts88). Im Falle des Aufbruchs von ${}^6\text{Li}$ haben sowohl das Projektil als auch die beiden Fragmente das gleiche Verhältnis von Masse zu Ladung, so daß die Nachbeschleunigung im Coulombfeld des Targetkerns für die beiden Fragmente in erster Ordnung gleich ist. Rechnungen für den Aufbruch von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Projektilen an ${}^{208}\text{Pb}$ für Streuwinkel des Massenschwerpunkts der Fragmente unterhalb des Streifwinkels ergaben Abweichungen der asymptotisch gemessenen Relativenergie von der Relativenergie am Aufbruchort unterhalb von 2 keV (Reb86b).

In dem durchgeführten Experiment wurde der Aufbruch für mehrere Streuwinkel des Massenschwerpunkts der Fragmente bzw. des angeregten ${}^6\text{Li}$ -Kerns weit unterhalb des experimentell bestimmten Streifwinkels gemessen. Insbesondere wurde Wert darauf gelegt, die Winkelverteilung der gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Kerne aus dem resonanten Aufbruch bis zu sehr kleinen Winkeln zu messen und beim direkten Aufbruch Relativenergien deutlich unter 100 keV nachweisen zu können. Alle Messungen wurden am Magnetspektrographen "Little John" am Karlsruher Isochron Zyklotron durchgeführt. Der Spektrograph wurde im Rahmen dieser Arbeit mit einem speziellen Fokalebenenendetektor ausgerüstet und erwies sich als hervorragendes Instrument für Experimente unter extremen Winkelanforderungen.

Die kinematisch vollständigen Messungen erlaubten es, elastische Aufbruchereignisse, in denen das Target im Grundzustand blieb, von inelastischen eindeutig zu trennen. Speziell für den elastischen resonanten Aufbruch war dadurch ein aussagekräftiger Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit theoretischen Rechnungen über die Coulomb-Dissoziation möglich.

Kapitel 1: Coulomb-Dissoziation und Strahlungseinfang

1.1 Coulomb-Dissoziation

Ein geladener Projektilkern, der bei der Streuung an einem Targetkern bedingt durch die Coulomb-Abstoßung einer reinen Rutherfordbahn folgt und außerhalb der Reichweite der Kernkräfte bleibt, erfährt ausschließlich elektromagnetische Wechselwirkung. Zusätzlich zur statischen abstoßenden Coulomb-Kraft erfährt ein schnelles Projektil im elektrischen Feld des Targetkerns auch eine dynamische Coulomb-Wechselwirkung, die auch als Wechselwirkung des Projektils mit einem virtuellen Photonenfeld angesehen werden kann. Das Photonenpektrum hängt dabei von der Ladungszahl des Targets Z_1 sowie dem Stoßparameter und der Geschwindigkeit des Projektils ab. Bei entsprechenden Bedingungen kann das Projektil durch Photoabsorption in einen angeregten Zustand versetzt werden.

In bestimmten Fällen kann die theoretische Behandlung der Coulomb-Anregung semiklassisch durchgeführt werden. Die Bedingung dafür ist, daß der Sommerfeldparameter $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v$ groß gegenüber 1 eins ist (Ald75). Für die Streuung von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Projektilen an ${}^{208}\text{Pb}$ ist $\eta = 7.6$, so daß die Bedingung erfüllt ist. Bezeichnet man die Anregungswahrscheinlichkeit für das Projektil vom Grundzustand $|i\rangle$ in einen Zustand $|f\rangle$ mit P_f , ist der inelastische Wirkungsquerschnitt $(d\sigma/d\Omega)_f$ beim Streuwinkel Θ semiklassisch gegeben durch (Ald75):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\Theta f}} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{\Theta R}} \cdot P_f(\Theta) \quad (2)$$

wobei,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\Theta R}} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\Theta}{2}\right)} \quad (3)$$

der Rutherfordwirkungsquerschnitt beim Winkel Θ ist.

Den totalen Wirkungsquerschnitt σ_f für die Anregung des Zustandes $|f\rangle$ erhält man dann durch Integration über alle Streuwinkel:

$$\sigma_f = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \cdot \int_{\Theta} P_f(\Theta) \cdot \frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\Theta}{2}\right)} \quad (4)$$

Die Anregungswahrscheinlichkeit P_f lässt sich mit Hilfe der Amplituden $a_{f,i}$ darstellen, wobei über alle magnetischen Unterzustände des Anfangs- und Endzustandes zu mitteln bzw. summieren ist:

$$P_f = \frac{1}{2I_i + 1} \cdot \sum_{m_i, m_f} |a_{f \rightarrow i}|^2 \quad (5)$$

Wenn P_f eines bestimmten Kernniveaus sehr viel kleiner als eins ist, können die Übergangsamplituden $a_{f,i}$ in erster Ordnung Störungstheorie berechnet werden (Ald75). Die Methode ist natürlich auch anwendbar, wenn der angeregte Zustand über der Teilchenaufbruchschwelle liegt und das Projektil nach der Anregung in Fragmente zerbricht. Diese Reaktion ist am Beispiel des Coulomb-Aufbruchs von ${}^6\text{Li}$ in α -Teilchen und Deuteron in Abbildung 2 dargestellt.

Wie am vereinfachten Energieniveauschema von ${}^6\text{Li}$ zu erkennen ist, gibt es einen 3^+ - Zustand bei 2.186 MeV , 0.71 MeV über der α -d Aufbruchschwelle, der eine Breite von nur 26 keV hat. Der Aufbruch über solche Zwischenzustände wird resonanter oder sequentieller Aufbruch genannt, da der Kern eine gewisse Zeit entsprechend der Lebensdauer im angeregten Zustand bleibt, bevor er durch Teilchenemission zerfällt. Im Gegensatz dazu geschieht der Zerfall in die Fragmente beim nichtresonanten oder direkten Aufbruch augenblicklich am Ort der Wechselwirkung direkt ins Kontinuum. Die jeweilige Relativenergie zwischen den Fragmenten ist die Energiedifferenz zwischen Anregungsenergie und Aufbruchschwelle. Entsprechend der Anregungsenergie und der Zerfallsbreite des 3^+ -Niveaus im ${}^6\text{Li}$ erwartet man beim sequentiellen Aufbruch eine 26 keV schmale Linie bei 710 keV in der Relativenergieverteilung. Bei guter experimenteller Relativenergieauflösung kann der sequentielle Aufbruch durch diese scharfe Resonanzlinie identifiziert und vom direkten Aufbruch abgetrennt werden.

Da die Anregung beim ${}^6\text{Li}$ sowohl zum resonanten als auch zum direkten Aufbruch von elektrischen Quadrupolübergängen (E2) dominiert ist (Rob81), ist die Berechnung der Anregungswahrscheinlichkeit besonders einfach. Sie ist für eine bestimmte Orientierung der Fragmente $q_{\alpha d}$ in erster Ordnung Störungsrechnung (Bau87, Win79) gegeben durch:

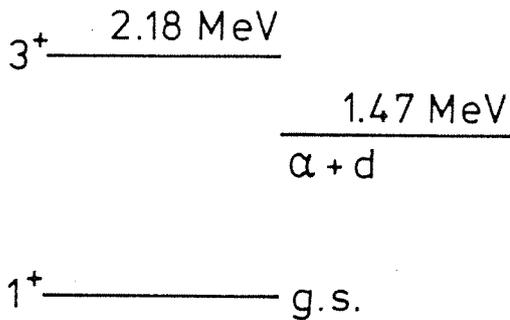
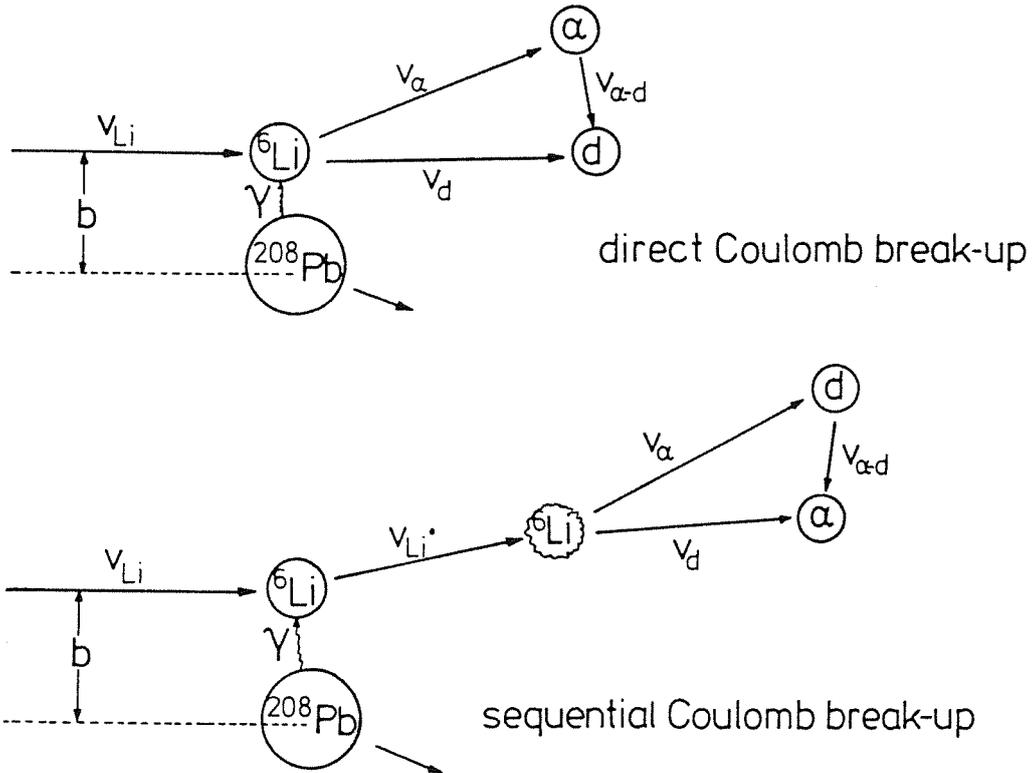


Abb.2 Schematische Darstellung des direkten und sequentiellen (resonanten) Coulomb-Aufbruchs von ${}^6\text{Li}$ -Projektile im elektrischen Feld des Targetkerns ${}^{208}\text{Pb}$ mit vereinfachtem Energieniveauschema von ${}^6\text{Li}$. Die Relativenergie der Fragmente beim sequentiellen Aufbruch ist durch die Energiedifferenz zwischen dem 3^+ -Zustand bei 2.186 MeV und der Aufbruchschwelle bei 1.475 MeV gegeben. Beim direkten Aufbruch ins Kontinuum ist jede Relativenergie zwischen den Fragmenten möglich.

$$\frac{P_f}{d\Omega_{ad}} = \left| \sum_{m_f} a_{i \rightarrow f} \cdot Y_{\lambda m} (q_{ad}) \right|^2 \quad (6)$$

mit

$$a_{i \rightarrow f} = \frac{Z_1 \cdot e^2}{i \cdot \hbar \cdot v} \cdot \sqrt{\frac{16 \pi}{2\lambda + 1}} \cdot \sqrt{(\lambda + m)! \cdot (\lambda - m)!} \cdot \left(\frac{\omega}{v}\right)^\lambda \cdot i^{\lambda+m} \cdot K_m\left(\frac{\omega b}{v}\right) \cdot (-1)^m \cdot \sqrt{B(E\lambda, i \rightarrow f)} \quad (7)$$

mit

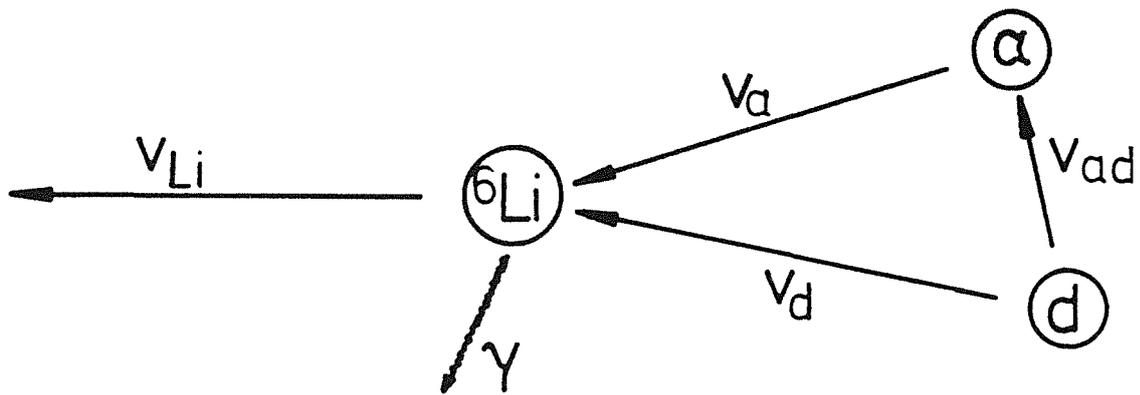
- K_m : modifizierte Besselfunktionen
- b : Stoßparameter
- v : Relativgeschwindigkeit Projektil-Target
- ω : Frequenz der Anregungsenergie
- λ : Multipolarität des Übergangs

Der einzige Faktor, der von den Kerneigenschaften des Projektils bestimmt ist, ist die elektromagnetische Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2, i \rightarrow f)$. Der Rest hängt nur von der Kinematik der Reaktion ab. Für den 3^+ -Zustand ist der $B(E2, 1^+ \rightarrow 3^+)$ -Wert aus der inelastischen Elektronenstreuung experimentell bekannt (Eig69). Somit kann der Wirkungsquerschnitt für den reinen Coulomb-Aufbruch berechnet und mit den experimentellen Daten verglichen werden. Umgekehrt ist es natürlich auch möglich, aus dem gemessenen Aufbruchwirkungsquerschnitt die Übergangswahrscheinlichkeit zu extrahieren, was den direkten Coulomb-Aufbruch, speziell für sehr kleine Relativenergien der Fragmente astrophysikalisch interessant macht.

1.2 Strahlungseinfang

Betrachtet man den zeitlich umgekehrten Vorgang zum Coulombaufbruch (siehe Abb. 2), wobei der Targetkern nur als Quelle eines γ -Quants angesehen wird, erhält man die Verschmelzung eines α -Teilchens mit einem Deuteron zu ${}^6\text{Li}$ unter Aussendung eines γ -Quants. Dies bezeichnet man als Strahlungseinfang (Abb.3).

Die Energie des γ -Quants ist hierbei gleich der Energie E_{cm} der beiden Fragmente in ihrem Schwerpunktsystem plus dem Q-Wert, der genau der Energie der Aufbruchschwelle α -d entspricht. Der Einfangquerschnitt σ_{cap} ist gegeben durch (Sri88):



direct radiative capture

Abb.3 Schematische Darstellung der Strahlungseinfangreaktion
 $\alpha + d \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$

$$\sigma_{cap}(E\lambda, I_f \rightarrow I_i, \varepsilon) = \frac{8\pi \cdot (L+1)}{L \cdot (2L+1)} \cdot \frac{1}{\hbar} \cdot \left(\frac{E_\gamma}{\hbar \cdot c} \right)^{2L+1} \cdot B_{cap}(E\lambda, I_f \rightarrow I_i, \varepsilon) \quad (8)$$

$B_{cap}(E\lambda)$ hängt gemäß dem Zeitumkehrinvarianztheorem mit der elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeit $B(E\lambda)$ über folgende Gleichung zusammen (Sri88):

$$B_{cap}(E\lambda, I_f \rightarrow I_i, \varepsilon) = \frac{\pi^2 \cdot \hbar^3}{\mu_{red} \cdot \varepsilon} \cdot \frac{(2I_i + 1)}{(2I_f + 1)} \cdot B(E\lambda, I_i \rightarrow I_f, \varepsilon) \quad (9)$$

mit den Bezeichnungen

- μ_{red} : reduzierte Masse der Fragmente
- ε : asymptotische Relativenergie

Die Messung des Coulomb-Dissoziationsquerschnitts erlaubt es also, Strahlungseinfangquerschnitte zu berechnen, wobei ε die asymptotische Relativenergie zwischen den Fusionspartnern vor dem Einfang, bzw. die asymptotische Relativenergie der Fragmente nach dem Aufbruch ist.

Bei sehr kleinen Relativenergien der Fragmente sind die Einfangquerschnitte, wie schon angesprochen, von besonderem Interesse für die Astrophysik. Der Fusionsquerschnitt ist bei diesen Energien dominiert vom Durchdringungsfaktor

durch die Coulombbarriere, was zu einer exponentiellen Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Energie führt. Beispielsweise ist die Coulombbarriere, die sich aus dem Coulombpotential beim Berührungsradius ergibt, im Falle der α -d Fusion etwa 800 keV. Der astrophysikalisch interessante Bereich der Relativenergie um 100 keV liegt also deutlich unterhalb der Schwelle, womit der Wirkungsquerschnitt um mehrere Größenordnungen gegenüber den bisher gemessenen Werten bei über 1 MeV abfallen sollte.

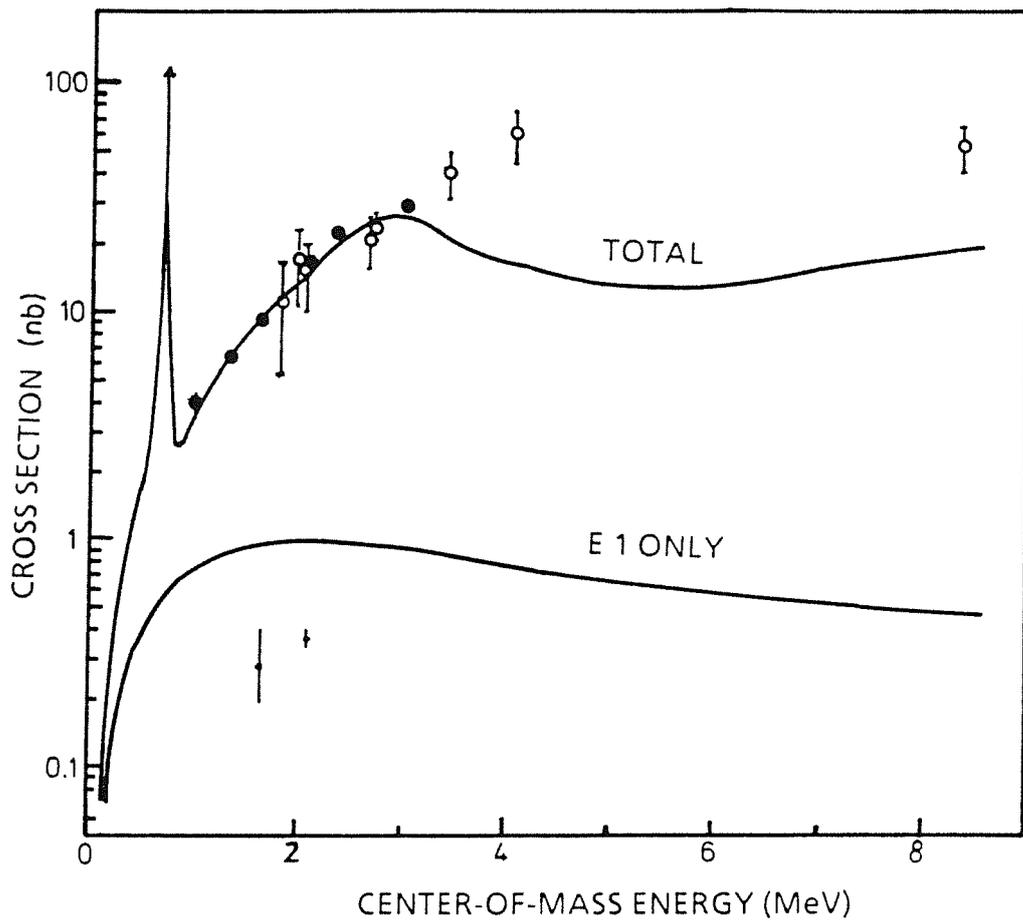


Abb.4 α -d Fusionsquerschnitt in Abhängigkeit von der Relativenergie der Teilchen. Die Abbildung ist (Rob81) entnommen. Die experimentellen Werte sind aus der direkten Messung der α -d Fusion unter Nachweis von ${}^6\text{Li}$ als Reaktionsprodukt. Die durchgezogenen Kurven sind theoretische Berechnungen des direkten und resonanten Strahlungseinfangs.

In Abb. 4 ist der Wirkungsquerschnitt für die Fusion von α -Teilchen und Deuteron zu ${}^6\text{Li}$ dargestellt. Anhand der theoretischen Kurve erkennt man deutlich den exponentiellen Abfall des Wirkungsquerschnitts bei Energien unterhalb von 1 MeV. Direkte Messungen liegen bisher bis 1 MeV vor, die durchgezogene Kurve im astrophysikalisch relevanten Bereich unterhalb der Resonanz ist eine theoretische Extrapolation unter Berücksichtigung der bei den höheren Energien gemessenen Daten und der experimentell bekannten Stärke und Breite der Resonanz. Die Extraktion von Fusionsquerschnitten aus Coulomb-Aufbruchmessungen bei sehr kleinen Relativenergien der Fragmente erscheint somit als eine vielversprechende Alternative und Ergänzung zur Gewinnung von experimentellen Daten für die Astrophysik.

Kapitel 2 : Kinematik der Aufbruchreaktion

Die Frage nach der experimentellen Realisierung von Coulombaufbruchmessungen zielt in erster Linie auf die Kinematik des Streuprozesses. Betrachtet man den binären Aufbruch eines Projektils a an einem Targetkern A , wobei der Targetkern seine Identität behalten soll,



hat man eine Situation mit zwei Teilchen im Eingangskanal und drei Teilchen im Ausgangskanal. Die Reaktion ist kinematisch vollständig bestimmt, wenn Energie und Streuwinkel von zwei Teilchen gemessen werden, was auf jeden Fall eine Koinzidenzmessung erfordert. Üblicherweise werden beim Aufbruch von leichten Projektilkernen die beiden Fragmente b und c nachgewiesen, da der Rückstoßkern A^* in den meisten Fällen wegen seiner geringen Energie wesentlich schwerer zu detektieren ist. Anhand des in dieser Arbeit behandelten konkreten Beispiels $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},\alpha)^{208}\text{Pb}$ werden im folgenden einige wichtige Punkte diskutiert.

2.1 Trajektorien

Will man überwiegend Coulomb-induzierten Aufbruch messen, muß man sich auf Emissionswinkel beschränken, die zu reinen Rutherfordbahnen gehören. Bei Schwerpunktsenergien oberhalb der Coulombbarriere zwischen Projektil und Target ist das der Winkelbereich von 0° bis nahe an den Streifwinkel. Diesem entsprechen Stoßparameter, für die der Minimalabstand zwischen Projektil- und Targetkern größer als die Summe der beiden Kernradien ist. Beim Streifwinkel berühren sich die beiden Kerne gerade, die Ablenkung durch reine Coulomb-Wechselwirkung ist maximal. Für etwas kleinere Stoßparameter heben sich abstoßende Coulombkraft und anziehende Kernkraft teilweise auf, so daß diese Trajektorien wie die reinen Rutherfordtrajektorien bei größeren Stoßparametern wieder zu kleineren Streuwinkeln unterhalb des Streifwinkels führen. Bei bestimmten Streuwinkeln, zu denen beide Arten von Trajektorien beitragen, erhält man durch konstruktive Interferenz eine Überhöhung des elastischen Wirkungsquerschnitts über den reinen Rutherfordquerschnitt σ_R . Man nennt den Bereich auch den Coulomb-Regenbogen. Für noch kleinere Stoßparameter überwiegt die Kernkraft, was sich hauptsächlich durch Absorption aus dem

elastischen Kanal bemerkbar macht. Der Bereich der Streuwinkel reicht hier von 0° bis 180° . Abbildung 5 zeigt σ/σ_R für die elastische Streuung von $156 \text{ MeV } ^6\text{Li}$ an ^{208}Pb . Man erkennt deutlich den Coulomb-Regenbogen bei $\approx 7^\circ$ und bei größeren Winkeln den starken Abfall des Wirkungsquerschnitts durch Absorption. Reine oder zumindest überwiegend Rutherfordstreuung ist nur unterhalb von $\approx 6^\circ$ zu beobachten, obwohl sich der Streifwinkel $\Theta_{gr.}$ mit realistischen Kernradien (Coo81) zu etwa 10° errechnet.

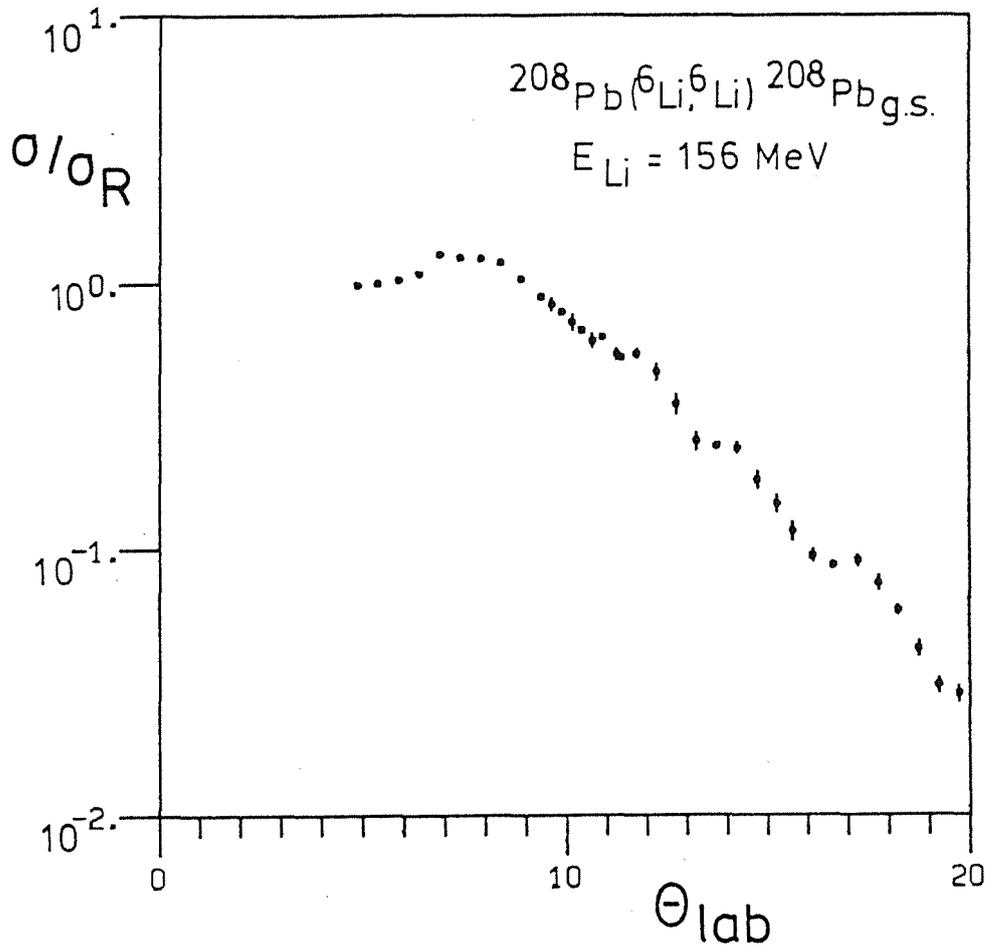


Abb. 5 Wirkungsquerschnitt σ/σ_R für die elastische Streuung von $156 \text{ MeV } ^6\text{Li}$ an ^{208}Pb über dem Laborstreuwinkel Θ_{lab} . Die Daten sind entnommen aus (Jel86) und (Coo81).

Weist man beim Aufbruch von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Projektilen an ${}^{208}\text{Pb}$ beide Fragmente in Detektoren nach, die näher als 6° zum Primärstrahl angeordnet sind, kann man mit gewissen Vertrauen davon ausgehen, daß ähnlich wie bei der elastischen Streuung Rutherford-Trajektorien vorherrschen und der Aufbruch damit Coulomb-induziert ist. Die hohe Kernladungszahl von Pb ist dabei ein Vorteil, da sie in den Wirkungsquerschnitt für Coulomb-Dissoziation insgesamt zur vierten Potenz eingeht (vgl. Gl. 3 und Gl. 7). Weiterhin liegt der erste angeregte Zustand von ${}^{208}\text{Pb}$ bei 2.6 MeV, so daß man bei guter Energieauflösung den inelastischen Aufbruch mit Anregung des Targetkerns problemlos vom elastischen Aufbruch trennen kann. Damit sind im betrachteten Fall die besten Voraussetzungen gegeben, die elastische Coulomb-Dissoziation als einzelnen Prozeß experimentell sauber herauszupräparieren.

2.2 Kinematische Kurven

In der vorgestellten Situation ist die Rückstoßenergie des Pb-Kerns so gering, daß sie vernachlässigt werden kann und sich somit die 3-Teilchen Kinematik im Ausgangskanal auf eine 2-Teilchen Kinematik reduziert. Der Einfluß des Targetkerns erscheint nur noch durch seine Anregungsenergie, die Bestandteil des Q-Wertes der Reaktion ist. Die Summenenergie der beiden Fragmente im Laborsystem ist dann gegeben durch

$$E_{sum} = E_{Li} - Q \quad (11)$$

wobei E_{Li} die Strahlenergie ist. Q setzt sich zusammen aus der Energie der Aufbruchschwelle α -d und aus der bereits erwähnten Anregungsenergie des Targetkerns. Trägt man die Energie eines Fragments über der Energie des anderen Fragments auf, erhält man wegen der konstanten Summenenergie für jeden Anregungszustand des Targetkerns eine Gerade senkrecht zur Winkelhalbierenden (Abb.6).

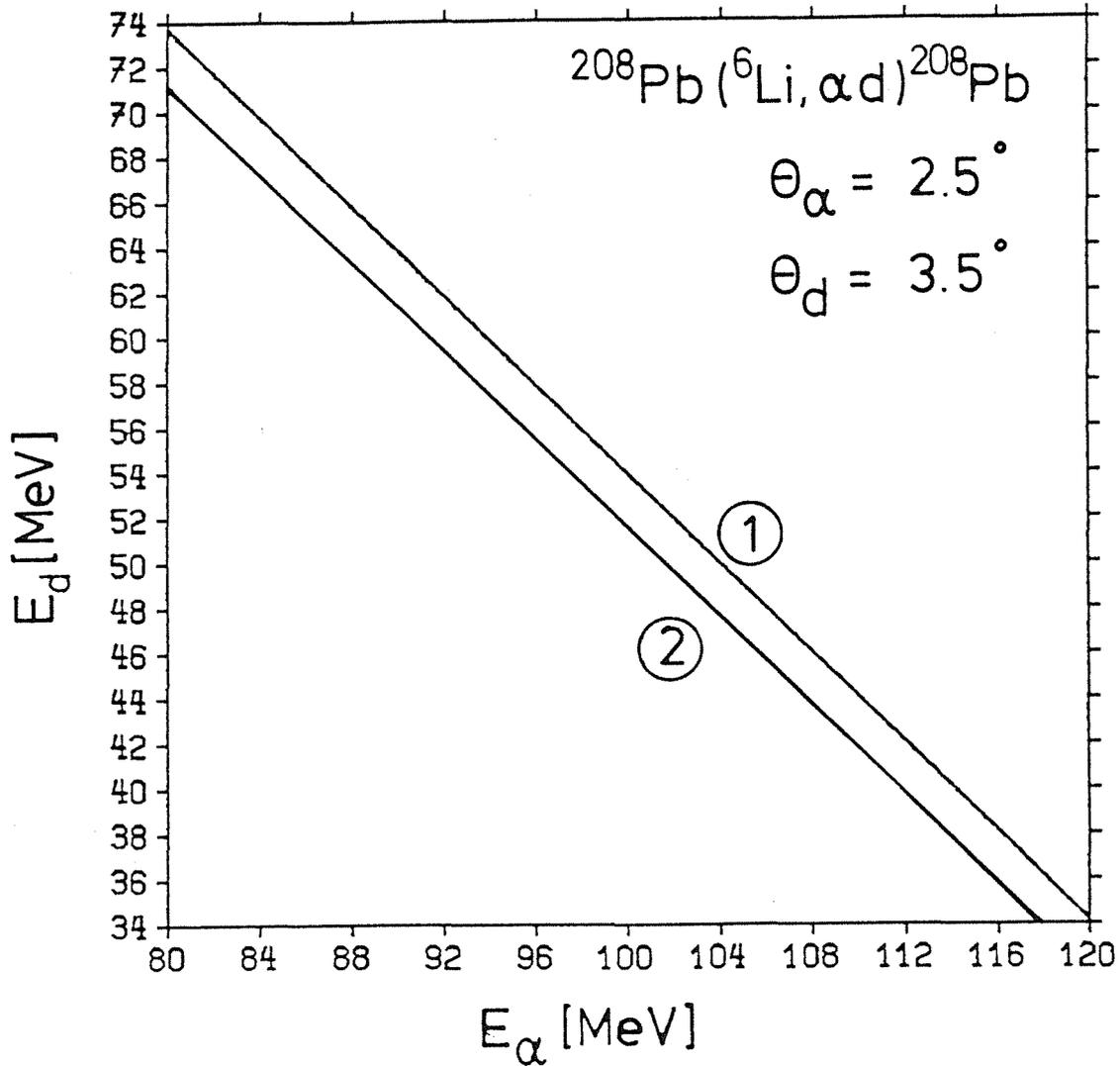


Abb. 6 Kinematische Kurven für die Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}^*$ bei 156 MeV mit zwei verschiedenen Q-Werten. 1: $Q = 1.47$ MeV, ^{208}Pb im Grundzustand (elastischer Aufbruch). 2: $Q = 4.07$ MeV, ^{208}Pb im ersten angeregten Zustand bei 2.6 MeV (inelastischer Aufbruch)

Aus den Laborenergien und Emissionswinkeln der Fragmente lässt sich deren Relativenergie E_{ad} durch Transformation in ihr Schwerpunktsystem leicht berechnen. E_{ad} ist die Energie der Fragmente in ihrem eigenen Schwerpunktsystem. Nichtrelativistisch erhält man einen einfachen Ausdruck für E_{ad} :

$$E_{ad} = \frac{m_d}{m_{ges}} \cdot E_\alpha + \frac{m_\alpha}{m_{ges}} \cdot E_d - 2 \sqrt{\frac{\mu_{ad}}{m_{ges}}} \cdot E_\alpha \cdot E_d \cdot \cos(\Theta_{ad}) \quad (12)$$

wobei die Größen folgende Bedeutung haben:

- Θ_{ad} : Relativwinkel α - d
- μ_{ad} : reduzierte Masse α - d
- m_{ges} : Gesamtmasse α - d

Bei fest vorgegebenen Emissionswinkeln kann eine bestimmte Relativenergie durch zwei verschiedene Kombinationen von E_α und E_d gebildet werden. Anschaulich entspricht das den beiden Fällen, wo beim Aufbruch entweder α -Teilchen oder Deuteron in Richtung des Schwerpunktsvektors emittiert wird und somit über der Schwerpunktschwindigkeit liegt, während das jeweils andere Teilchen eine Geschwindigkeitskomponente rückwärts hat und langsamer ist (Abb. 7).

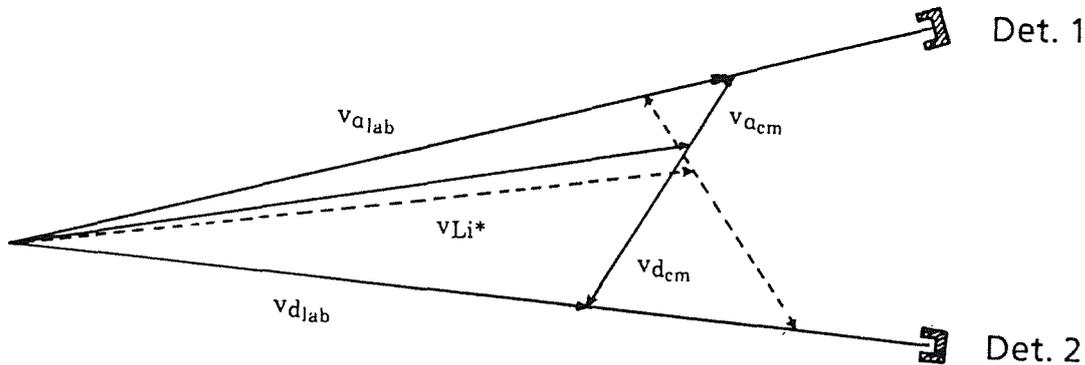


Abb. 7 Geschwindigkeitsskizze der Aufbruchreaktion ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$. Die durchgezogenen bzw. die gestrichelten Linien entsprechen den beiden Fällen, daß im Schwerpunktsystem das α -Teilchen ungefähr in Richtung des Schwerpunktvektors emittiert wird und das Deuteron ungefähr entgegengesetzt, bzw umgekehrt.

2.3 Der Lupeneffekt und minimal erreichbare Relativenergie

Zwei Eigenschaften der Aufbruchkinematik, die die Relativenergie betreffen sind besonders erwähnenswert: Der sogenannte Lupeneffekt und die minimal erreichbare Relativenergie.

Betrachtet man die Relativenergie in Abhängigkeit von der Laborenergie eines Fragments (Abb.8), sieht man einen ausgesprochen flachen Verlauf bei kleinen Relativenergien. Eine relativ große Änderung der Laborenergie entspricht hier

nur einer minimalen Variation der Relativenergie. Der Effekt ist umso ausgeprägter, je kleiner die Relativenergie ist. Diese Spreizung der Energieskala wird mit Lupeneffekt bezeichnet. Meßtechnisch ist das wichtig, da auch mit nur mäßiger Energieauflösung der Detektoren die Auflösung der Relativenergie sehr gut sein kann.

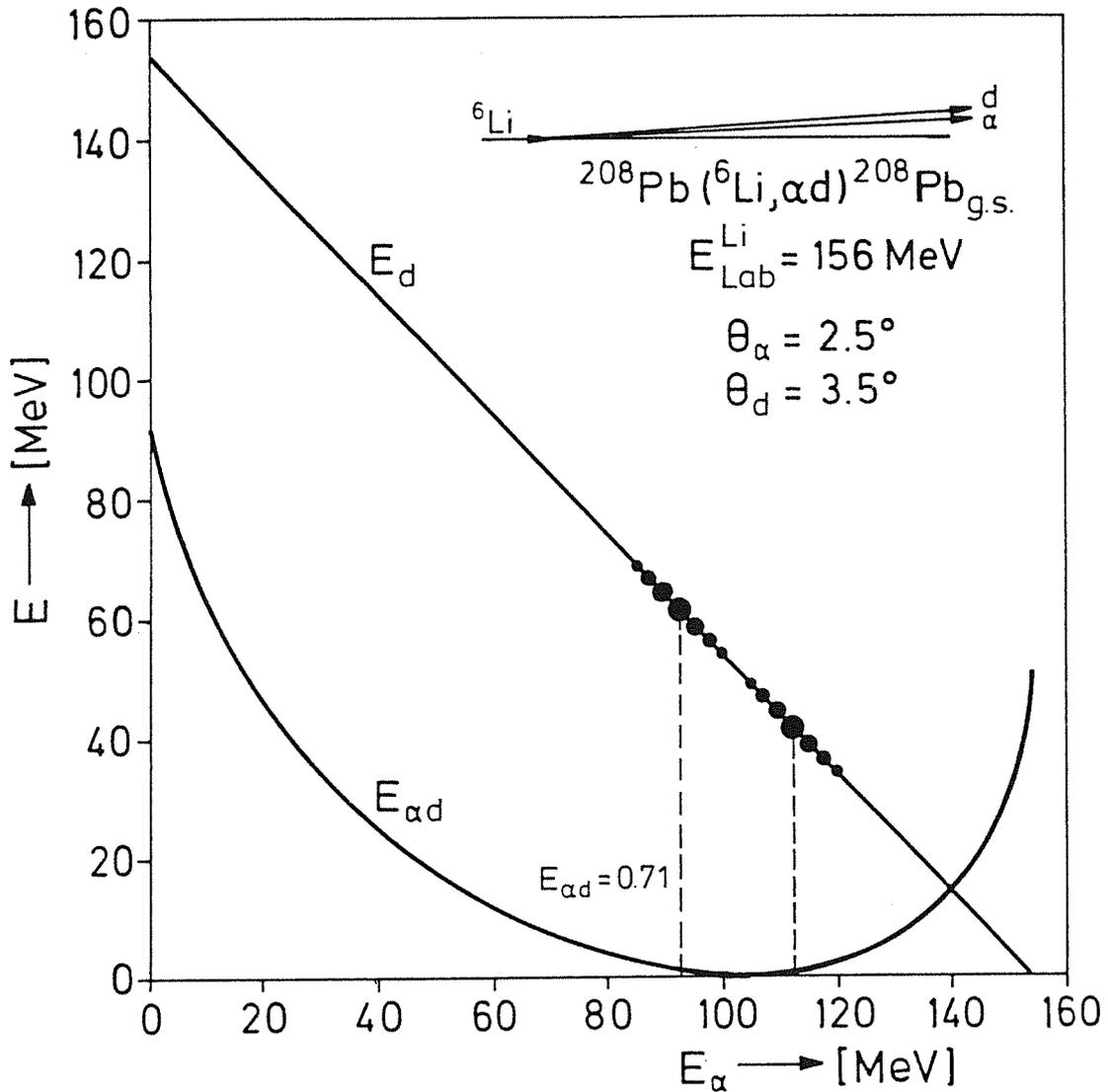


Abb. 8 Deuteronenenergie E_d und Relativenergie $E_{\alpha d}$ beim elastischen Aufbruch ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha d){}^{208}\text{Pb}_{\text{g.s.}}$ über der α -Teilchenenergie E_α

Bei endlicher Winkelakzeptanz der Detektoren mittelt man allerdings über einen Bereich von möglichen Relativwinkeln $\Theta_{\alpha d}$, was die Relativenergieauflösung wieder verschlechtert. In Abbildung 9 sind Relativenergiekurven für

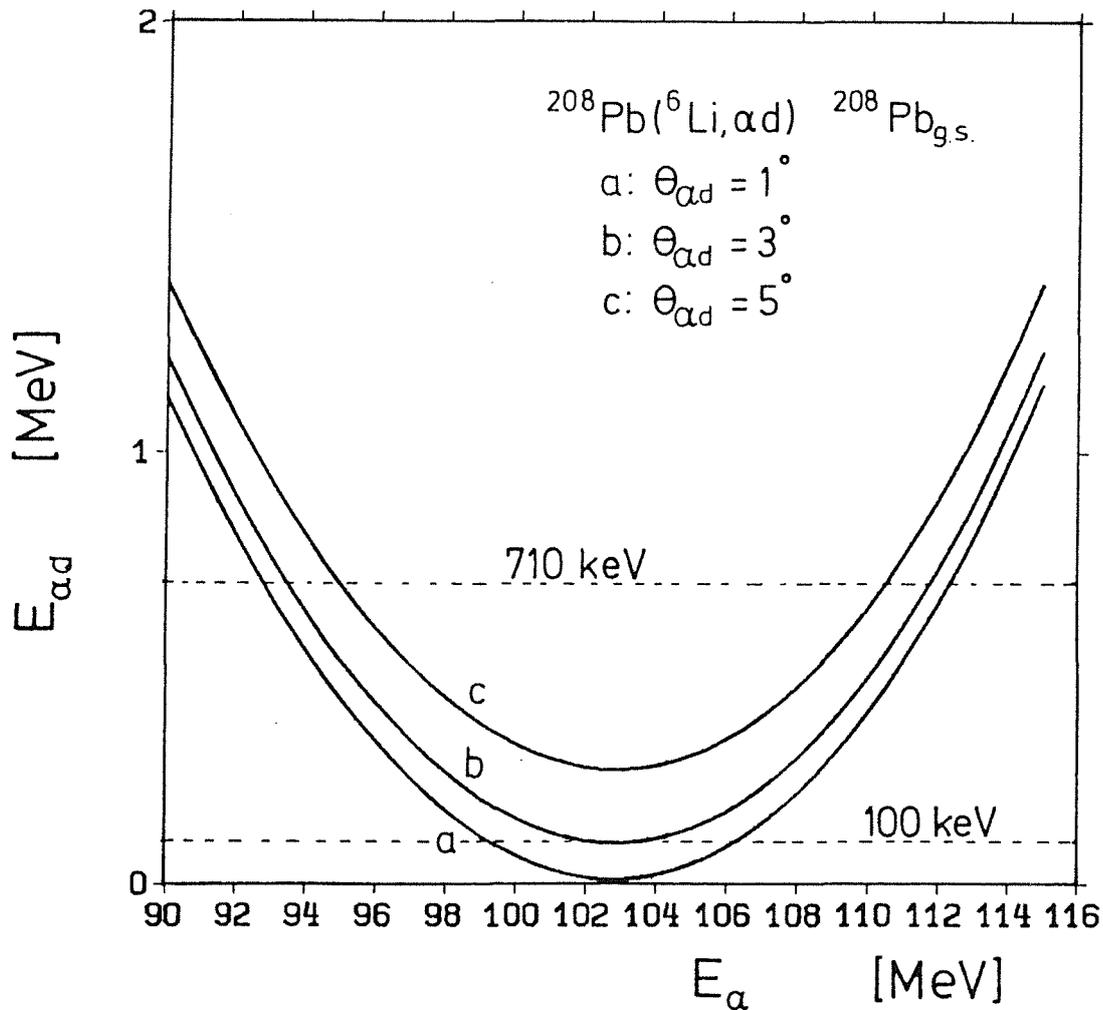


Abb. 9 Relativenergiekurven bei verschiedenen Relativwinkeln $\Theta_{\alpha d}$ für die elastische Aufbruchreaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}_{g.s.}$. Die gestrichelten Linien entsprechen der Lage des sequentiellen Aufbruchs bei $E_{\alpha d} = 0.71$ MeV bzw. charakterisieren den astrophysikalisch interessanten Bereich $E_{\alpha d} < 0.1$ MeV.

verschiedene Relativwinkel $\Theta_{\alpha d}$ dargestellt. Anhand der markierten Relativenergie für den sequentiellen Aufbruch erkennt man sehr schön den Zusammenhang zwischen berechnetem Relativwinkel und gemessener Laborenergie. Legt man im Experiment Wert auf eine gute Bestimmung von $E_{\alpha d}$ müssen also neben den Energien auch die Relativwinkel gut bestimmt sein. Außerdem entscheidet der Relativwinkel und damit die Detektoranordnung auch über die kleinste noch meßbare Relativenergie. Den für die Astrophysik interessanten Energiebereich unterhalb von 100 keV erreicht man erst bei Relativwinkeln kleiner als 3° .

Zusammenfassend kann man sagen, daß das gesteckte Ziel, Coulomb-Aufbruch bei kleinen Relativenergien zu messen, extreme experimentelle Anforderungen bezüglich der Nachweiswinkel stellen. Beide Fragmente müssen sehr nahe zum Primärstrahl und bei geringster Winkeldifferenz zueinander koinzident gemessen werden.

Kapitel 3 : Experimenteller Aufbau

3.1 Das Meßprinzip

Der koinzidente Nachweis zweier Teilchen mit geringer Winkeldifferenz zueinander, wie es die Messung von sehr kleinen Relativenergien beim Projektilaufbruch erfordert, geschieht am einfachsten mit einem Magnetspektrographen. Das Meßprinzip ist in Abb. 10 dargestellt.

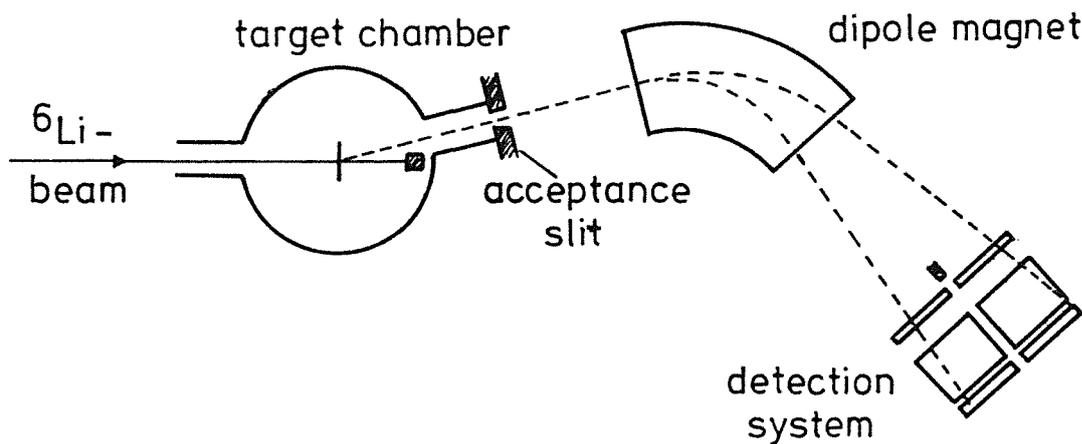


Abb. 10 Einfache Skizze der Meßanordnung beim Aufbruchexperiment.

Der von links kommende Primärstrahl trifft das Target in der Mitte der Streukammer und wird in einem hinter dem Target befindlichen Faradaybecher aufgefangen. Im Spektrographen werden Aufbruchreaktionen nachgewiesen, bei denen beide Fragmente unter einem bestimmten Streuwinkel auf der gleichen Seite des Primärstrahls in die durch mechanische Blenden definierte Akzeptanz des Spektrographen gestreut werden. Die kleinste Winkeldifferenz der Fragmente zueinander kann damit 0° betragen, was die in Kapitel 2 besprochenen Anforderungen optimal erfüllt. Die Einstellung des Streuwinkels erfolgt durch Drehung des gesamten Spektrographen.

Die räumliche Trennung der Fragmente aus dem Projektilaufbruch, die etwas verschiedene Geschwindigkeiten haben, erfolgt durch die unterschiedliche Ablenkung im Magnetfeld des Spektrographen. Schließlich werden die beiden Teilchen in zwei unabhängigen Detektorsystemen, die hinter dem Magneten

angebracht sind, nachgewiesen. Hier werden von den je drei Detektoren der beiden Systeme die Teilchensorten und die Impulse der Teilchen bestimmt.

Über die Unsicherheit in der Winkeldifferenz zwischen den beiden Fragmenten, die durch die Breite der Winkelakzeptanz gegeben ist, hinaus, steht normalerweise keine weitere Relativwinkelinformation zu Verfügung. Zur Bestimmung der Relativenergie, die sich aus den Energien der beiden Fragmente und deren Winkeldifferenz errechnet, wird in diesem Fall eine feste Winkeldifferenz zwischen den Fragmenten angenommen.

Bei bestimmten Magneteinstellungen des Spektrographen kann allerdings eine genauere Information über die Streuwinkel innerhalb der Akzeptanz erhalten werden. Die Unsicherheit in der Winkeldifferenz ist dann kleiner als die Breite der Winkelakzeptanz. Genaueres zu dieser Meßmethode wird in Kapitel 4 angegeben.

Vor den Detektoren kann ein Graphitklotz angebracht werden, auf den die elastisch gestreuten Projektile fokussiert werden. Dies dient zur Verminderung der Zählratenbelastung der Detektoren, da bei der Einstellung des Spektrographen auf kleine Streuwinkel, wie für den Coulomb-Aufbruch erforderlich, die elastische Streuung um mehrere Größenordnungen gegenüber allen anderen Reaktionen dominiert.

3.2 Zyklotron und Strahlführungssystem

Sämtliche Messungen des ${}^6\text{Li}$ -Aufbruchs wurden am Karlsruher Isochron Zyklotron durchgeführt (Abb.11). Hier steht mit der externen Ionenquelle LISKA (Ehr89) ein Instrument zur Verfügung, das einen über lange Zeit stabilen und intensiven Strahl an dreifach ionisierten ${}^6\text{Li}$ -Ionen erzeugt. Die mit 30 keV aus der ECR-Quelle extrahierten Ionen werden axial in das Zyklotron eingeschossen und dort auf 156 MeV Endenergie beschleunigt. Da der Beschleuniger mit einer Hochfrequenz von 33 MHz betrieben wird, erhält man normalerweise einen gepulsten Strahl mit 30 nsec zeitlichem Abstand zwischen den einzelnen Pulsen. Für das Experiment wurden allerdings wegen der besseren zeitlichen Trennung von jeweils drei Pulsen zwei unterdrückt (gebuncht), so daß effektiv ein gepulster Strahl von 11 MHz genutzt wurde. In den ersten Testmessungen betrug der aus dem Zyklotron extrahierte Strahlstrom 50-100 nA, später wurden, bedingt durch Verbesserungen der Ionenquelle bis zu 3 μA extrahiert. Der mittlere Strahlstrom wurde für die Koinzidenzmessungen auf 0.5 - 1 μA begrenzt.

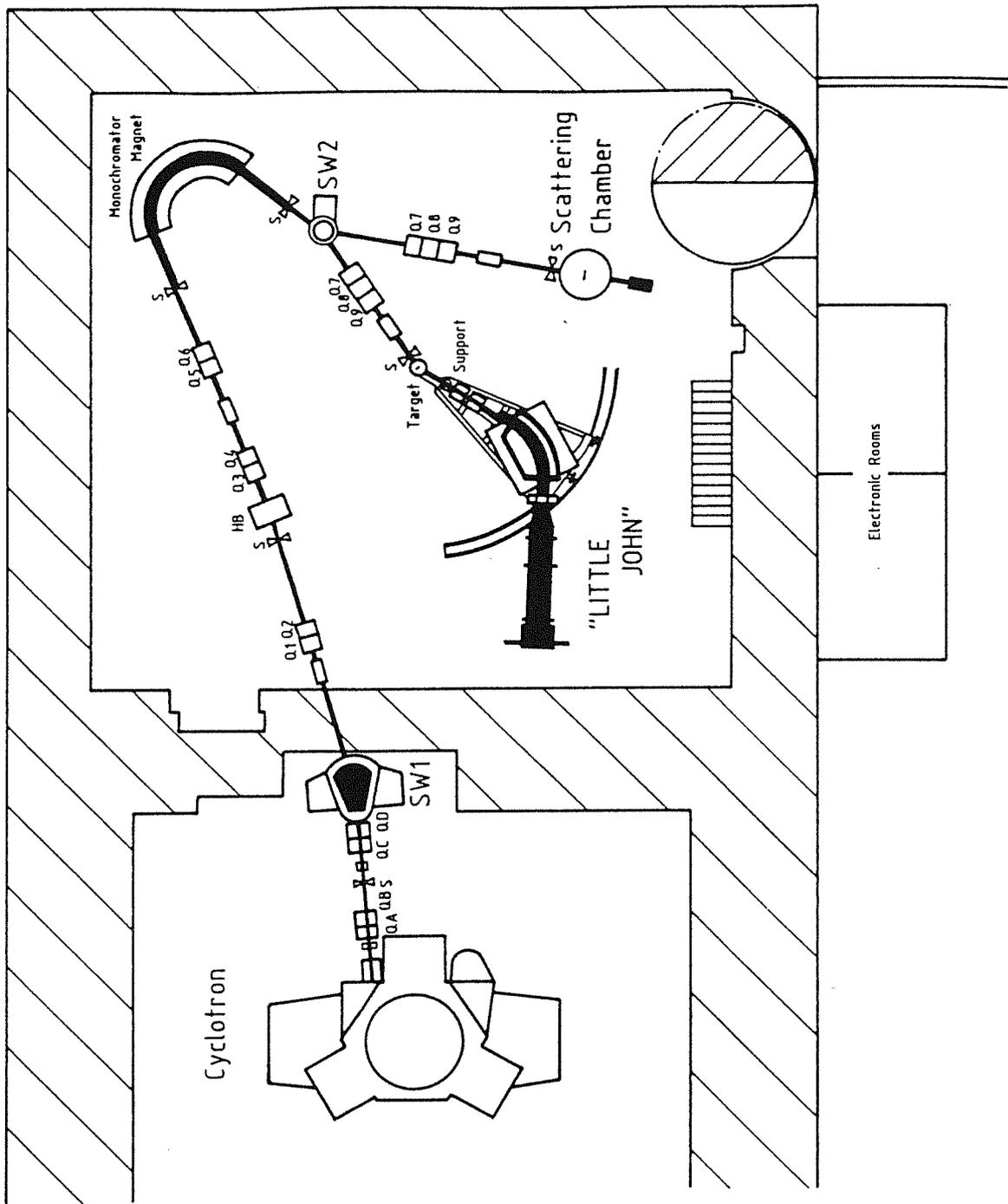


Abb. 11 Vereinfachte Skizze des Karlsruher Isochron-Zyklotrons mit Strahlführungssystem und Magnetspektrograph "Little John".

Im Strahlführungssystem bis zur Targetkammer befinden sich zahlreiche Quadrupollinsen und mehrere Dipolmagnete zur Fokussierung und Führung des Strahls. Bedingt durch den meistens hohen verfügbaren Strahlstrom konnte durch die Extraktionsschlitze im Zyklotron und zwei Kreuzschlitzen vor dem Monochromator-Magneten der Phasenraum des Strahls, speziell die Winkeldivergenz, stark reduziert werden. Die Energieunschärfe ΔE wurde mit dem System Monochromator-Magnet-Austrittsblende von ca. 0.5 MeV auf ca. 0.1 MeV verkleinert. Mit den restlichen Schlitzen zwischen Monochromator-Magnet und Schaltmagnet 2 (SW2) wurde der noch übrige oder an der Austrittsblende entstehende Strahlhalo minimiert. Zum Nachweis der Aufbruchfragmente wurde der Magnetspektrograph "Little John" verwendet.

3.3 Der Magnetspektrograph "Little John"

Der Magnetspektrograph "Little John" (Gil88a) wurde speziell zum Teilchen-nachweis bei sehr kleinen Reaktionswinkeln entwickelt. Darüberhinaus wurde dabei aber auch Wert darauf gelegt, sowohl Fragmente aus Aufbruchreaktionen mit relativ breiter Energieverteilung als auch inelastisch gestreute Teilchen mit guter Energieauflösung nachweisen zu können. Das wird ermöglicht durch eine an die jeweiligen Anforderungen des Experiments variabel anzupassende Impulsdispersion, die eine Besonderheit des Spektrographen ist.

Sie wird erreicht durch das Verschieben des Fokalebeneendetektors in Richtung der abgelenkten Teilchen. Insgesamt kann der Detektor an acht verschiedenen um maximal 2.28 m voneinander entfernten Plätzen hinter dem Dipol-Magneten angebracht werden, wofür verschiedene Kombinationen von unterschiedlich langen Vakuumzwischenstücken benutzt werden. Durch die variable Fokussierung, ermöglicht durch die zwei Quadrupol- und einen Sextupolmagneten, kann die Fokalebene an allen Detektorplätzen senkrecht zur Sollbahn eingestellt werden.

Der gesamte Aufbau des Spektrographen von der Targetkammer bis zum Fokalebeneendetektor (siehe Abb. 12) ist auf einer schwenkbaren Lafette montiert, mit der Drehachse an der Position des Targets. Es lassen sich damit Reaktionswinkel von -2° bis 70° einstellen, wobei die Winkelskala mechanisch auf 0.01° genau einstellbar ist. Die Drehung des Spektrographen kann dank einer Gleitdichtung an der Targetkammer unter Vakuum erfolgen.

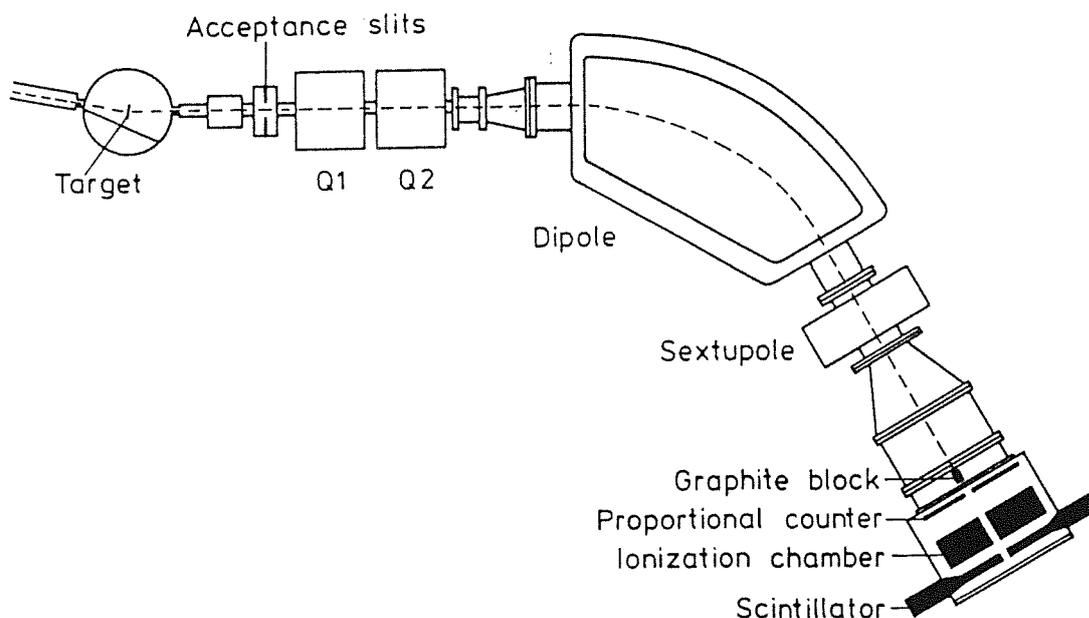


Abb. 12 Magnetspektrograph "Little John" mit Fokalebeneendetektor

Die Winkelakzeptanz wird durch je zwei horizontale und vertikale Blendenbacken definiert, die unabhängig voneinander einstellbar sind. Die horizontalen Backen sind zusätzlich noch auf der Targetkammerseite mit je einem elektrisch isolierten Graphitklotz ausgerüstet, auf den der Primärstrahl bei Reaktionswinkeln kleiner als 2.5° auftrifft und durch geeignete Instrumente gemessen werden kann. Für 0° -Messungen kann der Primärstrahl auch durch den Spektrographen geleitet werden und mit Faradaybechern in der Dipolkammer oder kurz vor dem Fokalebeneendetektor gestoppt und gemessen werden (Gil88b). Der Abstand der horizontalen und vertikalen Backen vom Target beträgt 720 mm bzw. 760 mm, was eine gute Separation von Primärstrahl und Reaktionsprodukten auch bei sehr kleinen Winkeln ($\neq 0^\circ$) ermöglicht. Die nominelle Winkelakzeptanz des Spektrographen beträgt 25 mrad horizontal und 60 mrad vertikal, entsprechend einer Raumwinkelakzeptanz von 1.5 msr.

Die vom Target in diesen Raumwinkelbereich gestreuten Teilchen werden durch das Dipolmagnetfeld je nach ihrer magnetischen Steifigkeit p/q abgelenkt und im Fokalebeneendetektor nachgewiesen. Der Ablenkradius beträgt 1.5 m bei einem

Ablenkwinkel von 60° . Mit einer maximalen Dipolfeldstärke von 1.7 T erhält man eine Brechkraft von 2.55 Tm, was für die angesprochenen Experimente ausreichend ist. Die Einstellung der Feldstärken aller vier Magnete erfolgt über CAMAC-Module, wobei für die Grobeinstellung auf die von der Herstellerfirma gemessenen Eichkurven zurückgegriffen werden kann. Die Feldstärke im Dipolmagnet wird von einer Hall-Sonde auf 10^{-4} genau gemessen, womit mögliche Feldstärkeschwankungen sofort erkennbar sind. Über die Stabilisierung des Magnetstroms auf 10^{-6} hinaus wird keine weitere Stabilisierung des Feldes vorgenommen, sondern statt dessen der Meßwert der Hall-Sonde ständig registriert. Dies ermöglicht die nachträgliche Korrektur von Meßdaten.

Ausführliche Beschreibungen des Magnetspektrographen findet man in Gil88a, Gil88b, Jel87 und Gil80.

Zur Messung des Coulomb-Aufbruchs von ${}^6\text{Li}$ wurde der Standard-Fokal-ebenenendetektor leicht modifiziert, so daß beide Fragmente in der Fokalebene des Spektrographen mit diesem neuen geteilten Detektor nachgewiesen werden konnten. Da die Fragmente die gleiche Akzeptanzöffnung durchfliegen, ist deren minimale Winkeldifferenz 0° , was die in Kapitel 2 besprochene kinematische Bedingung zum Nachweis von sehr kleinen Relativenergien optimal erfüllt.

Vor dem Fokalebendenendetektor befand sich während der Koinzidenzmessungen ein 2 cm breiter Graphitklotz, auf den die elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Teilchen fokussiert wurden. Da bei den gemessenen extremen Vorwärtswinkeln die elastische Streuung um mehrere Größenordnungen gegenüber allen anderen Prozessen dominiert, speziell auch gegenüber dem Projektilaufbruch, konnte die Zählratenbelastung des Detektors drastisch reduziert werden. Diese Möglichkeit der mechanischen Ausblendung von unerwünschten Teilchen ist der vielleicht entscheidende Vorteil von Magnetspektrographen gegenüber anderen Detektorsystemen für die Messung von Aufbruchreaktionen im Vorwärtswinkelbereich. Ohne Ausblendung der elastisch gestreuten Teilchen würde z.B. deren Zählrate im Detektor bei 3° Streuwinkel etwa 600 kHz betragen bei einer Koinzidenzzählrate von nur etwa 1/min. Abgesehen von der Belastung der Detektoren würden Totzeiteffekte und Pile-up der Nachweiselektronik und zufällige Koinzidenzen die Messung unmöglich machen. Während der Koinzidenzmessungen mit mechanischer Ausblendung der elastisch gestreuten Teilchen waren dagegen die Einzelzählraten im linken Detektor entgegen Strahlrichtung kleiner als 5 kHz, und im rechten Detektor kleiner als 0.5 kHz. Der Unterschied kommt daher, daß im linken Detektor im Gegensatz zum rechten Detektor inelastisch gestreute ${}^6\text{Li}$ -Teilchen nachgewiesen werden.

3.4 Der Fokalebenendetektor

Das Prinzip, einen geteilten Fokalebenendetektor zur Messung von Aufbruchkoinzidenzen einzusetzen, wurde erstmals von Gils vorgeschlagen (Gil86a,Gil86b) und inzwischen auch von Utsunomiya (Uts89) zur Messung des Aufbruchs von ${}^7\text{Li}$ -Projektilen verwendet. Der für die Messungen modifizierte geteilte Fokalebenendetektor basiert auf dem schon seit mehreren Jahren im Einsatz befindlichen Standard-Fokalebenendetektor (Gil88a,Zag86,Leh86). Beide Seiten bestehen aus einem in horizontaler und vertikaler Richtung ortsempfindlichen Proportionalzähler, einer Gas-Ionisationskammer zur Bestimmung des Energieverlusts und einem Szintillator, in dem die Restenergie der Teilchen detektiert wird (Abb.13). Sämtliche Gehäuse dazu konnten vom Standarddetektor übernommen werden. Der einzige Unterschied für die Gasdetektoren besteht in der Verwendung von zwei Anodendrahten bzw. Drahtebenen im Proportionalzähler bzw. in der Ionisationskammer, so daß beide Seiten der Gasdetektoren in einem Gehäuse untergebracht und lediglich elektrisch getrennt sind. Die Trennung zwischen linkem und rechten Teil ist symmetrisch, wobei zwischen den Hälften eine inaktive Zone von etwa 3 cm besteht. Das Detektorsystem ist in einem mit 1 Bar Argon-Methan Gas gefüllten Gehäuse untergebracht, wobei die Abdichtung gegenüber dem Vakuum des Spektrographen mit einer großflächigen 50 μm dicken Kaptonfolie geschieht.

Die prinzipielle Wirkungsweise des ortsempfindlichen Proportionalzählers ist in Abbildung 14 dargestellt. Geladene Teilchen, die den mit Zählgas gefüllten Raum des Zählers durchfliegen, setzen durch Stoßionisation Elektronen frei. Diese Elektronen driften entlang der elektrischen Feldlinien nach unten auf den Anodendraht. Die Homogenität des Driftfeldes über das ganze aktive Detektorvolumen wird durch zwei mit Goldstreifen bedampfte Mylarfolien erreicht, die gleichzeitig Ein- und Austrittsfenster des Detektors darstellen. Dabei sind die einzelnen Goldstreifen über eine Widerstandskette aus Präzisionswiderständen an die negative Hochspannung der Kathode angeschlossen. In unmittelbarer Nähe des 10 μm dicken Anodendrahtes, der auf positiver Hochspannung liegt, wird die ankommende Elektronenwolke, bedingt durch die hohe Feldstärke, noch einmal verstärkt. Da der Anodendraht relativ hochohmig ist ($R = 140 \Omega/\text{cm}$), verteilt sich der Ladungsimpuls, der an den Enden ausgelesen wird, entsprechend dem horizontalen Ort der Elektronenwolke. In erster Ordnung ergibt sich für die Koordinate x eines durchfliegenden Teilchens :

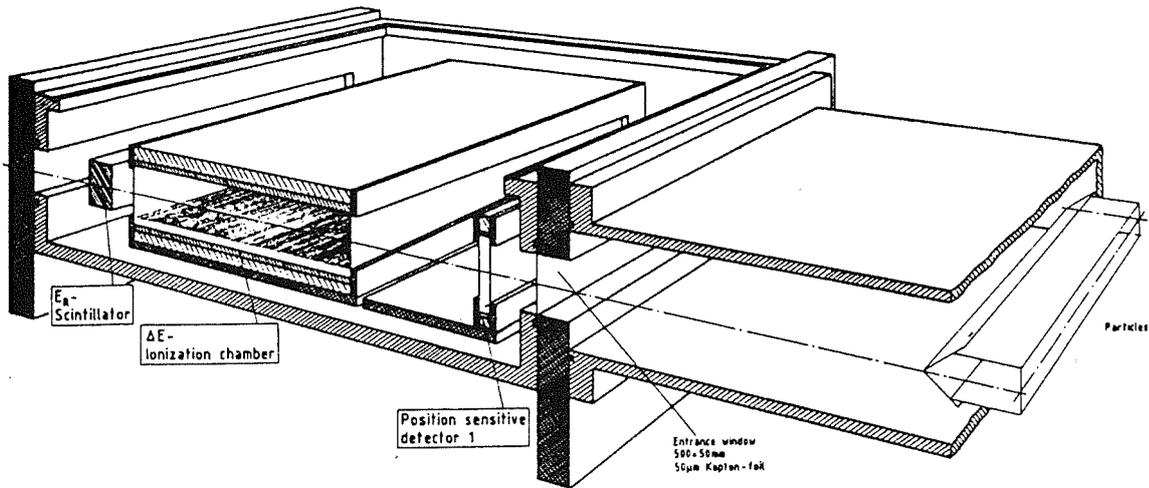


Abb. 13 Ansicht des Fokalebendendetektors

$$x = d \cdot \frac{Q_l}{Q_l + Q_r} \quad (13)$$

wobei d die Länge des Drahtes und Q_l und Q_r die Ladung am linken bzw. rechten Drahtende ist.

Durch die Bestimmung der Driftzeit der Elektronen vom Entstehungsort bis zur Anode erhält man die y -Information. Bedingt durch die Homogenität des elektrischen Feldes besitzen die Elektronen eine konstante Driftgeschwindigkeit, so daß y proportional zur Driftzeit ist. Der Startimpuls zur Zeitmessung kommt vom Szintillator, als Stopimpuls wird der Ladungsimpuls an der Anode genommen.

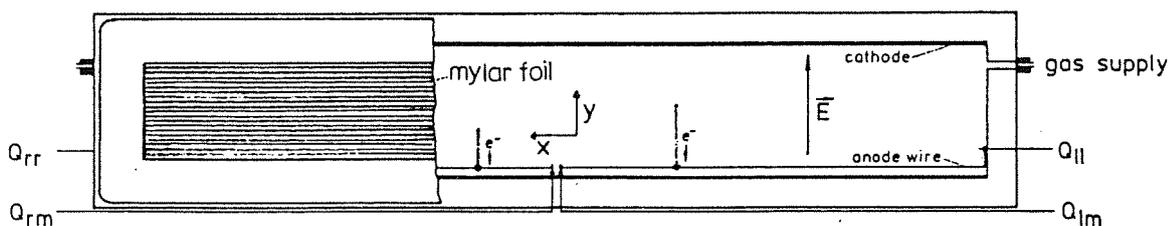


Abb. 14 Schematische Darstellung des ortsempfindlichen Proportionalzählers. Die Blickrichtung ist in Richtung der einfallenden Teilchen.

Ionisationskammer und Szintillator dienen zur Teilchenidentifikation. Die Gas-Ionisationskammer, die den spezifischen Energieverlust der Teilchen bestimmt, ist ähnlich wie der Proportionalzähler aufgebaut. An der Anode, bestehend aus einer Drahtebene aus 10 μm dicken Drähten im Abstand von 1 cm, wird die freigesetzte Ladungsmenge durch Sekundärionisation verstärkt und nachgewiesen. Ein Frischgitter 1 cm oberhalb der Anode sorgt dafür, daß die nachgewiesene Ladung unabhängig vom Entstehungsort ist. Im Szintillator werden die Teilchen gestoppt und deren Restenergie gemessen. Energieverlust und Restenergie ergeben eine eindeutige Bestimmung von Ladung und Masse der Teilchen. Der Szintillator hat wegen seiner Eigenart als schneller Detektor zusätzlich die Aufgabe, den Startimpuls für die y-Bestimmung und das Zeitsignal für die Koinzidenzen zwischen linkem und rechten Detektorsystem zu liefern (siehe Abschn. 3.4). Die wichtigsten Betriebsdaten des geteilten Fokalebeneendetektors sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Zählgas : 1000 mbar Argon-Methan Gas, Mischungsverhältnis 90:10

Hochspannungen:

Kathode Proportionalzähler :	- 2000 V
Anode Proportionalzähler:	+ 1250 V
Kathode Ionisationskammer :	- 1200 V
Anode Ionisationskammer :	+ 800 V
Photomultiplier :	+ 2100 V

Tabelle 1 : Betriebsdaten des geteilten Fokalebeneendetektors

3.5 Elektronik und Datenaufnahme

Alle von den 6 ladungsempfindlichen Vorverstärkern (Q_{LL} , Q_{LM} , ΔE_L , Q_{RR} , Q_{RM} , ΔE_R) bzw. den zwei Photomultipliern erzeugten Signale werden vom Elektronik-System, bestehend aus Standard-NIM-Einschüben, verarbeitet. Die Bezeichnung der einzelnen Detektorsignale ist aus Abb. 15 ersichtlich. Jedes Signal wird vor der NIM-Elektronik aufgespalten in einen langsamen Analog-Zweig zur Impulshöhenanalyse und einen schnellen Zeit-Zweig, in dem die Zeitrelationen der einzelnen Signale bestimmt und die Koinzidenzbedingung festgelegt wird.

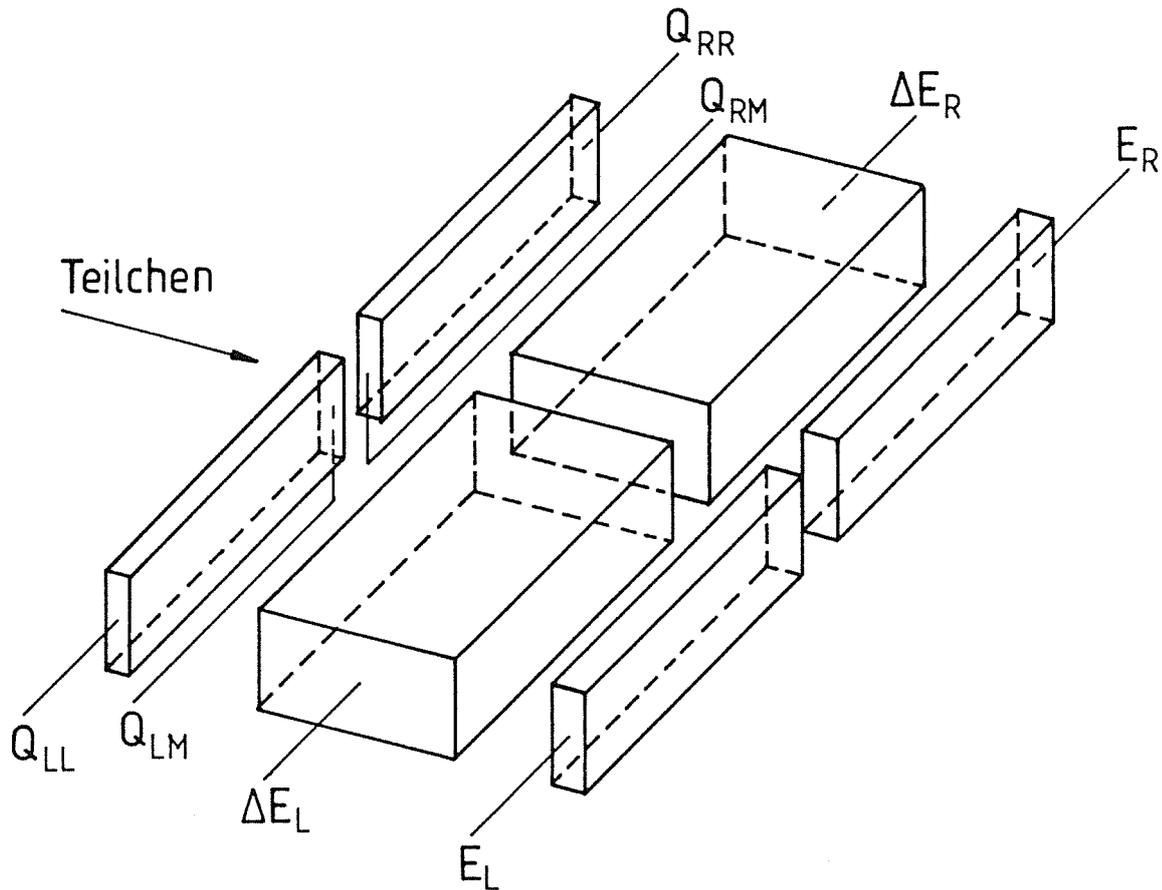


Abb. 15 Schematische Zeichnung des FED mit Bezeichnung der Detektorsignale

Da die Elektronik für die linke und rechte Detektorhälfte gleich ist, genügt es, eine Seite zu betrachten (Abb.16). Im schnellen Zweig werden aus den Vorverstärkersignalen von einem schnellen Filterverstärker (TFA) Signale mit sehr kurzer Anstiegszeit erzeugt, die von den nachfolgenden Constant-Fraction-Diskriminatoren (CFD) in Standard-NIM-Impulse umgewandelt werden. Diese Diskriminatoren eignen sich wegen ihrer Arbeitsweise besonders gut zur Zeitbestimmung. Über weitere Diskriminatoren (D) zur Pulsformung gelangen die beiden Signale des ortsempfindlichen Proportionalzählers an die erste Koinzidenzeinheit (AND), die nur ein Ausgangssignal erzeugt, wenn beide Eingangssignale innerhalb von 1 μ sec eintreffen. Mit Gate-Generatoren (GG) werden die Signale gestreckt und so verzögert, dass in einer weiteren Koinzidenzeinheit (COI) schließlich eine Dreifachkoinzidenz zwischen den Proportionalzähler-, Ionisationskammer- und Szintillatorsignalen durch

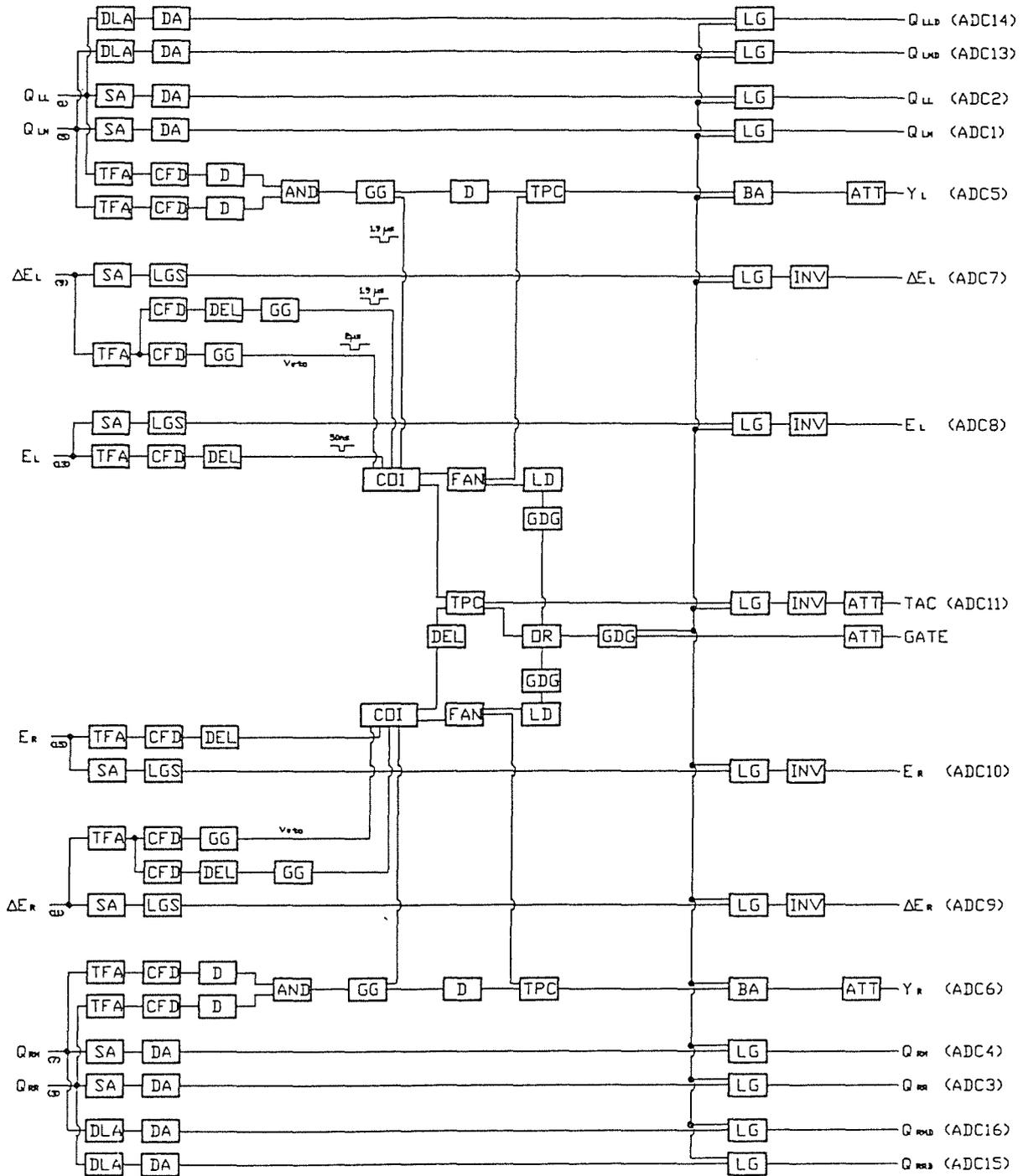


Abb. 16 Elektronik des Fokalebeneendetektors

zeitlichen Überlapp zwischen allen Signalen besteht, wenn ein Teilchen alle drei Detektoren durchfliegt. Die zeitliche Lage des Ausgangssignals wird hier vom Szintillatorsignal bestimmt. Im ΔE -Zweig ist nach dem schnellen Verstärker ein zweiter Diskriminatorzweig eingesetzt, in dem wegen der hohen Ansprechschwelle des CFD nur Signale von Teilchen mit hohem Energieverlust verarbeitet werden. Dieses Signal wird als Vetosignal an die Dreifachkoinzidenz gegeben, hauptsächlich, um Signale von ${}^6\text{Li}$ -Teilchen elektronisch zu unterdrücken.

Mit dem Ausgangssignal der linken Dreifachkoinzidenz wird ein Zeit-zu-Amplituden Konverter (TPC) gestartet. Wenn innerhalb von 1 μsec ein Stoppsignal vom rechten Detektor kommt, wird das Ereignis vom TPC als Koinzidenz akzeptiert. Mit dem TPC-Koinzidenzsignal werden über eine Oder-Einheit (OR) und einen Gate-Generator (GDG) die Gates (LG) des analogen Zweiges und des ADC's (Gate) angesteuert, um die analogen Signale zu digitalisieren und schließlich auf Magnetband zu schreiben. Parallel dazu wird über einen Untersetzerzweig (FAN,LD,GDG) jedes 256. Ereignis einer jeden Detektorseite ebenfalls auf Band aufgenommen, um neben den Koinzidenzspektren auch inklusive Spektren zu messen. Die inklusiven α -Teilchen- und Deuteronenspektren sind zur Kontrolle des Detektors und zur Normierung des Wirkungsquerschnitts sehr nützlich. Weiterhin dient das Ausgangssignal der Dreifachkoinzidenz als Startsignal für die y -Bestimmung im ortsempfindlichen Detektor. Das Stoppsignal liefert die Koinzidenz des Proportionalzählers. Die analogen Ausgangssignale der beiden y -TPC's sowie des Koinzidenz-TPC's, deren Pulshöhe ein Maß für die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppsignal ist, werden ebenfalls digitalisiert und auf Band geschrieben.

In den ersten Messungen stellte sich heraus, daß die Ortsauflösung der Deuteronen durch die effektive ADC-Auflösung begrenzt wird. Die Gründe liegen in der Art der Ortsberechnung und der großen Pulshöhenunterschiede von Deuteronen und Li-Teilchen. Wenn die Verstärkung so eingestellt ist, daß die Li-Teilchen mit im dynamischen Bereich der 12-Bit-ADC's liegen, sind die digitalisierten Werte der Deuteronenpulse so klein, daß numerische Effekte bei der Ortsberechnung die Auflösung beeinflussen. Deshalb wurde neben der normalen Verstärkerlinie (SA,DA) für α -Teilchen und Li-Teilchen eine zweite mit höherer Verstärkung (DLA,DA) für die Deuteronen eingesetzt.

Mit dieser Schaltung erhält man insgesamt 15 digitalisierte Signale, die im List-Modus über ein CAMAC-Interface auf Magnetband aufgenommen wurden. Als Datenaufnahmerechner stand eine PDP-11/73 zur Verfügung. Zur Datenauf-

nahme wurde das Programm RUNEXP (Schl87) verwendet. Dieses Programm schreibt als weitere Information nach jedem 25. Ereignis die vom Faradaybecher akkumulierte Ladung und den Meßwert der Hall-Sonde im Dipolfeld auf Band. Weiterhin konnten die Spektren on-line auf einem Monitorbildschirm dargestellt werden.

Unabhängig vom Fokalebenendetektor und seiner Elektronik wurde das Spektrum des CsJ-Monitordetektors, der in der Targetkammer bei etwa 20° Streuwinkel montiert war, von einem Vielkanalanalysator aufgenommen. Nach jeder Messung wurde über die Linie der elastisch gestreuten Li-Teilchen integriert und das Ergebnis protokolliert.

Kapitel 4: Vorbereitende Überlegungen und experimentelle Studien zum Koinzidenzexperiment

4.1 Ionenoptische Randbedingungen bei Korrelationsmessungen mit dem Spektrographen

4.1.1 Auswahl der Fokalebene

Der Nachweis beider Fragmente aus Projektilaufbruchreaktionen in der Fokalebene eines Spektrographen ist eine in diesem Experiment erstmals eingesetzte Technik (Gil86ab, Kie88). Insbesondere die betrachtete Reaktion, in der sowohl das Projektil als auch die beiden Fragmente das gleiche Ladung-zu-Masse Verhältnis besitzen, erfordert eine etwas genauere Betrachtung, inwieweit die geforderten Nachweisgrenzen in der Relativenergie erreicht werden können. Speziell der astrophysikalisch interessante Bereich sehr kleiner Relativenergien der Fragmente und die Bedingungen zur Messung des sequentiellen Aufbruchs werden näher untersucht.

Die dafür wichtigen Eigenschaften von Spektrographen sind die erreichbare Impulsauflösung und die Impulsakzeptanz. Beide werden in erster Linie bestimmt durch die Impulsdispersion des Spektrographen und die Eigenschaften des Detektors. Die räumliche Trennung von Teilchen unterschiedlicher magnetischer Steifigkeit p/q (Dispersion) erfolgt im Dipol durch das auf der Bahn des Teilchens senkrecht stehende Magnetfeld. Die Bewegungsgleichung in dieser dispersiven Ebene ist durch die Gleichheit von Zentrifugalkraft und Lorentzkraft gegeben,

$$\frac{m \cdot v^2}{\rho} = q \cdot v \cdot B \quad (14)$$

wobei,

m, q : Masse und Ladung des Teilchens

v : Geschwindigkeit des Teilchens

ρ : Krümmungsradius der Teilchenbahn

B : Magnetfeldstärke

Nach dem Magnetfeld laufen die Teilchen mit unterschiedlichem Impuls und damit unterschiedlichem Krümmungsradius weiter auseinander. Je weiter also

der Fokalebene detektor vom Dipol entfernt ist, desto grösser ist die Dispersion. In Fokalebene Nr. 1 beträgt die Dispersion $dx/(dp/p_0) := D = 1.9 \text{ cm}/\%$, in Fokalebene Nr. 8 ist $D = 3.9 \text{ cm}/\%$. Die Prozentangabe bezieht sich hierbei auf die Abweichung des Impulses vom Sollimpuls p_0 , wobei Teilchen mit Sollimpuls genau um 60° abgelenkt werden. Die Impulsauflösung ergibt sich aus der Ortsauflösung Δx des Fokalebene detektors und der Dispersion D bei Vernachlässigung von Abbildungsfehlern und Vernachlässigung der resultierenden Ortsunschärfe durch ionenoptische Vergrößerung des Strahlflecks zu:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta x}{D} \quad (15)$$

Experimente, bei denen hohe Impulsauflösung gefordert wird, sollten wegen der hohen Dispersion in Fokalebene Nr. 8 gemacht werden.

Andererseits ist die Impulsakzeptanz ebenfalls durch D und die Breite des Detektors d in horizontaler Richtung bestimmt:

$$\frac{p_{max} - p_{min}}{p_0} = \frac{d}{D} \quad (16)$$

Zum Beispiel ergibt sich mit einer effektiven aktiven Breite von $d \approx 44 \text{ cm}$ und einer Ortsauflösung von 1 mm für Fokalebene Nr. 1,2 und 8 (FE1,2,8) in erster Ordnung:

	Impulsakzeptanz $p_{max} \cdot p_{min} / p_0$	Impulsauflösung $\Delta p / p$
FE1:	$\pm 12 \%$	$5.3 \cdot 10^{-4}$
FE2:	$\pm 10 \%$	$4.5 \cdot 10^{-4}$
FE8:	$\pm 5.6 \%$	$2.6 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 2: Impulsakzeptanz und -auflösung in verschiedenen Fokalebenen von "Little John"

Die Aufbruchexperimente mit der schon angesprochenen relativ großen benötigten Impulsakzeptanz wurden deshalb alle in der Fokalebene Nr. 2 durchgeführt. FE1 konnte aus mechanischen Gründen nicht benutzt werden, da das Vakuumrohr des Sextupolmagneten nur für eine aktive Detektorbreite von $d=40 \text{ cm}$ ausgelegt war (Gil80). Die Impulsdispersion in FE2 beträgt $2.2 \text{ cm}/\%$. Berücksichtigt man noch weitere Abbildungseigenschaften wie horizontale und vertikale Vergrößerung und Korrekturen zweiter Ordnung, so ändern sich die Größen wie Akzeptanz und Auflösung noch leicht.

4.1.2 Abbildungsbedingungen

Im folgenden werden einige Abbildungseigenschaften des Spektrographen in der Fokalebene 2 näher diskutiert. Sie sind mit dem Programm TRANSPORT (Bro80) berechnet worden. Das Programm berechnet unter anderem die lineare Abbildungsmatrix R_{ij} , und wenn gewünscht auch die Korrekturen zweiter Ordnung in Form eines Abbildungstensors T_{ijk} für (fast) beliebig vorgebbare Magnetsysteme. Mit dieser Matrix bzw. diesem Tensor werden die sechs charakteristischen Koordinaten eines beliebigen Teilchens von einem Startpunkt x_0 (Target) zum Zielpunkt x_{fp} (Fokalebene) transformiert. Die Definition der

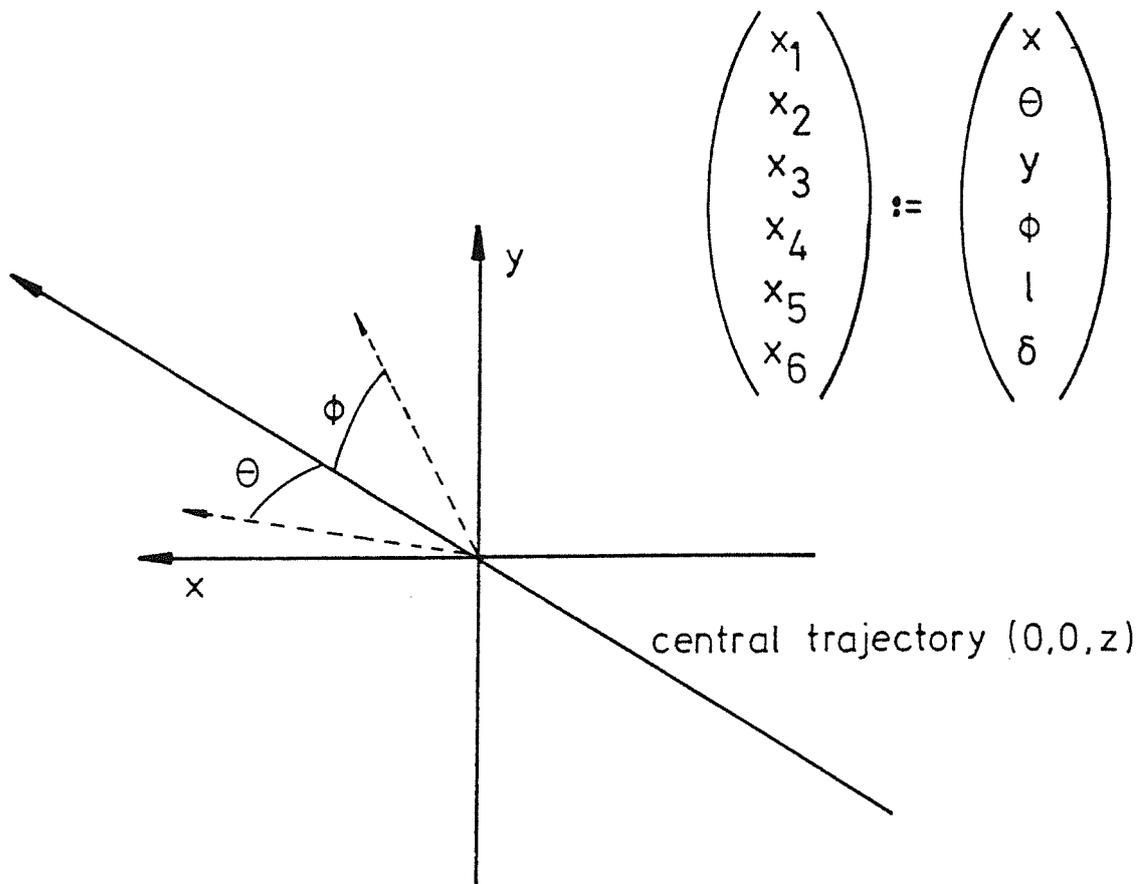


Abb. 17 Koordinatensystem-Konvention für Abbildungsgleichungen. Die Koordinaten l und δ sind Flugzeit- bzw. Impulsabweichung gegenüber dem Sollstrahl.

einzelnen Koordinaten ist aus Abbildung 17 ersichtlich. Sämtliche Koordinatenangaben beziehen sich auf eine Referenztrajektorie, die genau auf der

Mittelachse des Systems liegt. Als Variable dienen die Magnetfeldstärken, die vom Programm so berechnet werden, daß gewünschte Abbildungseigenschaften erreicht werden.

In der horizontalen (dispersiven) Ebene ist es wegen der Impulsauflösung notwendig, eine möglichst genaue Punkt-zu-Punkt Fokussierung zwischen dem Target und der Fokalebene anzustreben. Der horizontale Ort x_{fp} in der Fokalebene sollte dann nur vom Impuls der Teilchen abhängen. Im besonderen muß x_{fp} vom horizontalen Emissionswinkel Θ_0 unabhängig sein. Diese Abbildungseigenschaft ist erfüllt, wenn der Term $R_{12} \cdot \Theta_0$ null wird. Die dafür nötigen Magnetfeldstärken werden vom Programm TRANSPORT berechnet. Die Abbildungsgleichung für x_{fp} mit den wichtigsten Termen lautet dann:

$$x_{fp} = R_{11} \cdot x_0 + R_{16} \cdot \delta + T_{122} \cdot \Theta_0^2 + T_{166} \cdot \delta^2 \quad (17)$$

Weitere Terme, die alle kleiner als die angegebenen sind, sind in der Gleichung vernachlässigt. Der Koeffizient R_{11} beschreibt die horizontale Vergrößerung. $2R_{11}x_0$ ist daher die Bildgröße in der Fokalebene, die das ionenoptische System von einem monoenergetischen Emissionsfleck (Strahlfleck auf dem Target) mit einem Durchmesser von $2x_0$ bildet. Diese Ortsverschmierung von Teilchen gleichen Impulses begrenzt die Impulsauflösung. Deshalb ist es wichtig, den Term so klein wie möglich zu halten, indem der Strahlfleckdurchmesser am Target minimiert wird. Der Term zweiter Ordnung $T_{122}\Theta_0^2$, der ebenfalls zu einer Ortsverschmierung von Teilchen gleichen Impulses führt, entspricht der sphärischen Aberration in der Lichtoptik. Er kann allerdings nur auf Kosten der horizontalen Akzeptanz verkleinert werden. R_{16} ist die schon beschriebene gewünschte Impulsdispersion, während der Term mit T_{166} eine quadratische Korrektur dazu ist. Das bewirkt eine Asymmetrie der Dispersion, und damit auch der Impulsakzeptanz bezüglich der Referenzbahn.

Verdeutlicht wird das in Abb.18, in der x_{fp} als Funktion der Impulsabweichung δ dargestellt ist. Die Steigung der Kurve $dx_{fp}/d\delta$ ist die Dispersion, die wegen des quadratischen Terms eine Funktion des Impulses ist. Anhand der eingetragenen Abmessungen des aktiven Teils des Detektors ist zu erkennen, daß die Impulsakzeptanz für negative Impulsabweichungen merklich kleiner ist, als in erster Ordnung berechnet. Dem steht wegen der größeren Dispersion eine Verbesserung der Impulsauflösung gegenüber.

Für den entgegen Strahlrichtung rechten Teil des Detektors, der Teilchen mit positiven Impulsabweichungen nachweist, erhält man entsprechend eine größere Impulsakzeptanz und schlechtere Impulsauflösung. Hier kann allerdings nicht

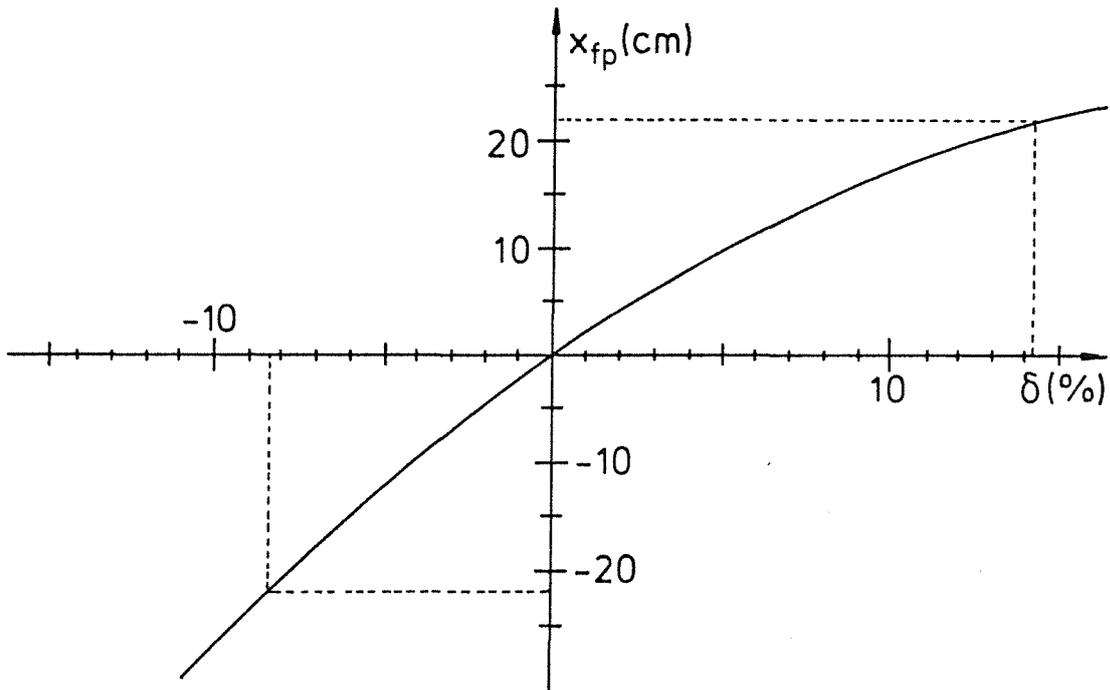


Abb. 18 Horizontaler Ort in der Fokalebene als Funktion der Abweichung vom Sollimpuls. Die Kurve ist das Resultat einer Rechnung des Programms TRANSPORT mit Korrekturen 2. Ordnung. Die gestrichelten Linien zeigen die effektiv nutzbare aktive Breite des Detektors und die daraus resultierende Impulsakzeptanz des Spektrographen.

die volle Impulsakzeptanz bis über 14% genutzt werden, da Teilchen mit Abweichungen vom Sollimpuls größer als 10.5% an einer Kante der Sextupol-Vakuumkammer gestoppt werden. Entsprechende Berechnungen wurden im Experiment bestätigt. Da das, wie unten gezeigt, für die geplanten Messungen keine große Einschränkung bedeutete, wurde auf Umbaumaßnahmen verzichtet.

Bei der im folgenden als Standardfokussierung bezeichneten Abbildung wurde auch in der vertikalen (nichtdispersiven) Ebene eine Punkt-zu-Punkt Fokussierung gewählt. Die wichtigsten Terme, die den vertikalen Ort in der Fokalebene y_{fp} bestimmen, sind:

$$y_{fp} = R_{33} \cdot y_0 + T_{346} \cdot \Phi_0 \cdot \delta \quad (18)$$

Analog zur horizontalen Ebene hat man auch eine vertikale Vergrößerung, und y_{fp} hängt sonst nur in zweiter Ordnung vom Emissionswinkel Φ_0 ab. Tabelle 3

zeigt eine Zusammenstellung der Koeffizienten in FE2 bei Standardfokussierung und die daraus resultierende Impulsakzeptanz.

R_{11}	$= -0.66$	T_{122}	$= -8.3 \cdot 10^{-4}$	cm/mrad^2
R_{16}	$= 2.20 \text{ cm/\%}$	T_{166}	$= -0.048$	cm/\%^2
R_{33}	$= -6.08$	T_{346}	$= 9.9 \cdot 10^{-3}$	$\text{cm/mrad} \cdot \%$
δ	$= -8,4\%$	bis	$\approx +10,5\%$	

Tabelle 3: Koeffizienten der Abbildungsgleichung und Impulsakzeptanz bei Standardfokussierung in FE2.

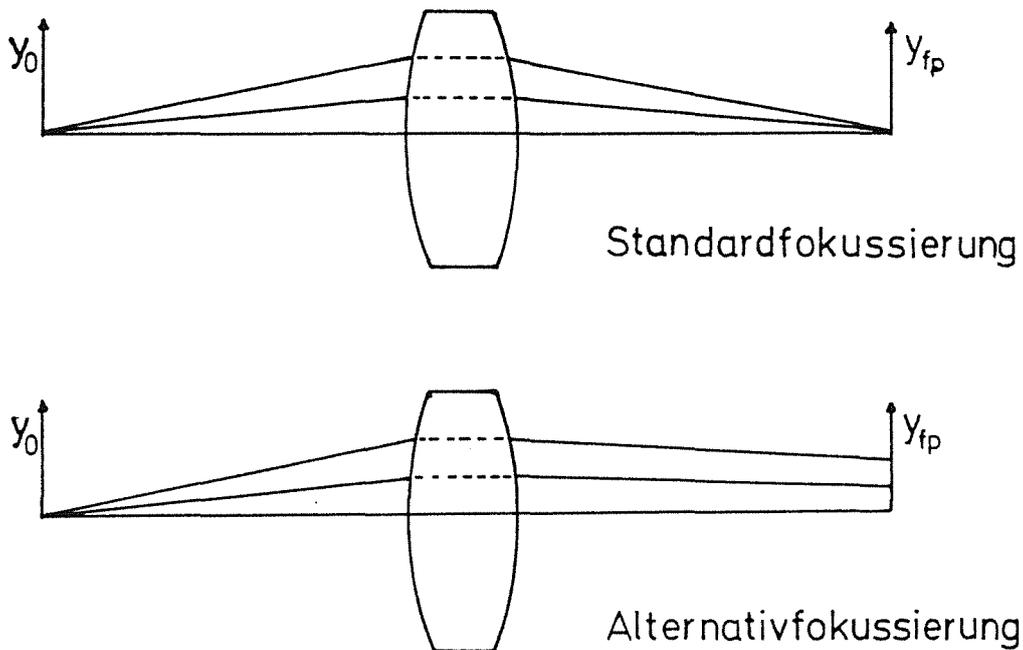


Abb. 19 Schematische Darstellung der Punkt-zu-Punkt Abbildung bei Standardfokussierung und der Abbildung bei Alternativfokussierung in der nichtdispersiven Ebene.

Für einige Messungen wurde eine andere Fokussierung gewählt (siehe Abb. 19), in der die Möglichkeit einer Bestimmung des Relativwinkels zwischen den Aufbruchfragmenten untersucht wurde. Während in der dispersiven Ebene ebenfalls eine Punkt-zu-Punkt Abbildung gegeben war, wurde für die nichtdispersive Ebene eine ausdrückliche Abhängigkeit von y_{fp} vom vertikalen Emissionswinkel ϕ_0 angestrebt. Die Messung von y_{fp} mit einem auch vertikal

ortsempfindlichen Detektor eröffnete damit eine Möglichkeit zur Bestimmung des Emissionswinkels ϕ_0 und damit zumindest des Relativwinkels in der vertikalen Ebene. Die Gleichung mit den wichtigsten Termen für y_{fp} lautet hier:

$$y_{fp} = R_{33} \cdot y_0 + R_{34} \cdot \phi_0 + T_{346} \cdot \phi_0 \cdot \delta \quad (19)$$

Die Bestimmung von ϕ_0 aus y_{fp} wird hauptsächlich durch den Vergrößerungsterm $R_{33} \cdot y_0$ begrenzt, weswegen auch hier ein möglichst kleiner Strahlfleck wichtig ist. Der Term zweiter Ordnung bewirkt eine Abhängigkeit der Winkeldispersion vom Impuls der Teilchen. Für positive Impulsabweichungen addieren sich beide Terme mit ϕ_0 . Einerseits erhöht das die Auflösung des Emissionswinkels, der Nachteil ist andererseits, dass bei begrenzter aktiver Höhe des Detektors, Teilchen mit großem Emissionswinkel ϕ_0 und großer Impulsabweichung δ nicht mehr nachgewiesen werden. Als Konsequenz ist bei dieser Fokussierung die vertikale Winkelakzeptanz impulsabhängig. Tabelle 3 zeigt die Koeffizienten für Alternativfokussierung und die Impulsakzeptanz in FE2.

R_{11}	= -0.68	T_{122}	= $-7.6 \cdot 10^{-4}$	cm/mrad ²
R_{16}	= 2.20	T_{166}	= -0.048	cm/% ²
R_{33}	= -5.11	T_{346}	= 0.013	cm/mrad·%
R_{34}	= 0.10			cm/mrad
δ	= -8,4%	bis	$\approx +10,5\%$	

Tabelle 3: Koeffizienten der Abbildungsgleichung bei Alternativfokussierung in FE2.

Unter realistischen Annahmen für den Strahlfleckdurchmesser am Target (1.5mm) ergibt sich damit eine mittlere Auflösung des vertikalen Emissionswinkels von 8 mrad.

4.1.3 Abbildung korrelierter Teilchen

Im folgenden werden nur elastische Aufbruchereignisse betrachtet. Wie schon in Kapitel 2 gezeigt, hat ein Fragment immer eine etwas höhere, das andere eine etwas kleinere Geschwindigkeit als die des Massenschwerpunkts. Da dessen Geschwindigkeit fast der Geschwindigkeit der elastisch gestreuten Teilchen entspricht und das Ladung zu Masse Verhältnis für ${}^6\text{Li}$, α -Teilchen und Deuteron das gleiche ist, ist auch die magnetische Steifigkeit:

$$\frac{m}{q} \cdot v = B \cdot \rho \quad (20)$$

mit ρ : Ablenkradius

eines Fragments immer etwas größer und die des anderen etwas kleiner als die eines elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Teilchens. Wichtig für die folgenden Betrachtungen ist außerdem die Tatsache, daß die Geschwindigkeit des Deuterons im System des Massenschwerpunkts wegen der Impulserhaltung doppelt so groß wie die Geschwindigkeit des α -Teilchens ist. Damit ist auch die Abweichung der Laborgeschwindigkeit des Deuterons von der Geschwindigkeit des Schwerpunkts etwa doppelt so groß wie die des α -Teilchens. Beispielsweise erhält man für den sequentiellen Aufbruch bei 0.5° Relativwinkel der Fragmente folgende Werte für die Geschwindigkeitsabweichungen bezüglich der Geschwindigkeit des Massenschwerpunkts, wenn das Deuteron bzw. das α -Teilchen beim Aufbruch in Richtung des Schwerpunktsvektors emittiert wird:

$$\begin{aligned} \Delta v_d/v &= + 9.6 \% & \Delta v_\alpha/v &= - 4.8 \% , \text{ bzw.} \\ \Delta v_d/v &= - 9.6 \% & \Delta v_\alpha/v &= + 4.8 \% \end{aligned}$$

Auf die Geschwindigkeit eines elastisch gestreuten Li-Teilchens bezogen, ergeben sich unter Berücksichtigung des Q-Wertes nur leicht geänderte Werte:

$$\begin{aligned} \Delta v_d/v &= + 8.8 \% & \Delta v_\alpha/v &= - 5.5 \% , \text{ bzw.} \\ \Delta v_d/v &= - 10.2 \% & \Delta v_\alpha/v &= + 4.1 \% \end{aligned}$$

Stellt man das Dipolmagnetfeld so ein, daß der Sollimpuls der magnetischen Steifigkeit p/q von elastisch gestreuten Teilchen entspricht, werden diese genau zwischen den Detektoren ankommen, und die beiden Fragmente aus dem sequentiellen Aufbruch in verschiedene Seiten des Detektors gelangen. Betrachtet man jetzt allerdings zusätzlich die oben beschriebene Impulsakzeptanz des Spektrographen, wird deutlich, daß nur Ereignisse aus dem sequentiellen Aufbruch, in denen das Deuteron nach vorne emittiert wird, mit dieser Anordnung nachgewiesen werden können. Die maximalen Relativenergien, für die beide Fragmente innerhalb der Impulsakzeptanz liegen sind:

$$\begin{aligned} E_{\max} &= 880 \text{ keV} & \text{für } \delta_\alpha < 0 & \text{ und } \delta_d > 0 \\ E_{\max} &= 440 \text{ keV} & \text{für } \delta_\alpha > 0 & \text{ und } \delta_d < 0 \end{aligned}$$

Die kleinsten Relativenergien, die nachgewiesen werden können, werden von der etwa 3 cm breiten inaktiven Zone zwischen den Detektoren bestimmt. Nimmt man an, daß die Li-Teilchen genau auf die Mitte zwischen den Detektoren fokussiert sind, werden die Fragmente nur nachgewiesen, wenn sie mindestens eine Abweichung von 0.7% bzw. -0.7% bezüglich der Geschwindigkeit elastisch gestreuter Teilchen besitzen. Weiterhin ist zu beachten, daß die Geschwindigkeit

des Massenschwerpunkts wegen dem Q-Wert der Reaktion schon eine Abweichung von -0.5% bezüglich dieser Geschwindigkeit besitzt. Das beim Aufbruch nach vorne emittierte Fragment wird somit nur nachgewiesen, wenn es mindestens 1.2% Abweichung von der Schwerpunktschwindigkeit hat. Für das andere Fragment erhält man -0.6% Abweichung bzw. -2.4%, wenn es sich um ein α -Teilchen bzw. um ein Deuteron handelt. Die insgesamt geringeren Geschwindigkeiten im Schwerpunktsystem und damit auch kleinere Relativenergien erhält man mit einem schnelleren Deuteron und einem langsameren α -Teilchen. Bei einer Winkeldifferenz zwischen den Fragmenten von 0.5° ergeben sich folgende nachweisbare Relativenergien:

$$E_{\min} = 7 \text{ keV} \quad \text{für } \delta_\alpha < 0 \quad \text{und} \quad \delta_d > 0$$

$$E_{\min} = 62 \text{ keV} \quad \text{für } \delta_\alpha > 0 \quad \text{und} \quad \delta_d < 0$$

Es sind also Relativenergien von deutlich unter 100 keV bis oberhalb der Relativenergie beim Resonanzaufbruch mit einer einzigen experimentellen Anordnung zu messen, womit die gesteckten Ziele voll erfüllt sind.

Interessiert man sich allerdings hauptsächlich für den sequentiellen Aufbruch, bietet die Anordnung mit dem Graphitklotz zwischen den Detektoren zwei Nachteile:

- Die Deuteronen aus dem sequentiellen Aufbruch haben eine sehr große positive Impulsabweichung δ . Bei ebenfalls großem vertikalem Emissionswinkel ϕ_0 können sie gemäß der Abbildungsgleichung in y sehr große positive oder negative Werte erhalten und die Fokalebene außerhalb der aktiven Höhe (6 cm) des Detektors erreichen. Das gilt selbst bei Standardfokussierung, wenn y_0 ungünstig ist. Eine Einschränkung des Raumwinkels oder eine Raumwinkelkorrektur sind die alternativen Maßnahmen.
- Die Bestimmung des Anteils von direktem Aufbruch unter dem Peak des sequentiellen Aufbruchs ist erschwert, da der direkte Aufbruch mit den höheren Relativenergien nur bis knapp oberhalb der Resonanz nachgewiesen wird. Für den Abzug des direkten Anteils kann deswegen nur eine Abschätzung bei den höheren Energien genommen werden.

Messungen für den resonanten Aufbruch wurden deshalb mit einer Anordnung durchgeführt, bei der der Graphitklotz etwa 3 cm außerhalb der Mitte vor dem linken Teil des Detektors stand. Bedingt durch das etwas höhere Magnetfeld, das notwendig war, um die elastisch gestreuten Li-Teilchen auf den Klotz zu lenken, ist die Impulsabweichung der Deuteronen vom Sollimpuls nicht mehr so groß und damit die Raumwinkelkorrektur geringer. Weiterhin wird die Akzeptanz des

Spektrographen für die Deuteronen zu größeren Energien hin verschoben, was den Nachweis etwas größerer Relativenergien erlaubt. Die minimal und maximal erreichbaren Relativenergien ergeben sich in dieser Anordnung zu:

$$E_{\min} = 40 \text{ keV} \quad \text{für } \delta_a < 0 \quad \text{und} \quad \delta_d > 0$$

$$E_{\max} = 1120 \text{ keV}$$

$$E_{\min} = 240 \text{ keV} \quad \text{für } \delta_a > 0 \quad \text{und} \quad \delta_d < 0$$

$$E_{\max} = 310 \text{ keV}$$

Es können selbst in dieser Anordnung noch sehr kleine Relativenergien nachgewiesen werden, wobei allerdings für die eine kinematische Alternative nur ein sehr begrenzter Relativenergiebereich gemessen werden kann.

4.2 Messung von Strahleigenschaften

Zu Beginn eines jeden Experiments wurde die Lage des Strahls bezüglich der nominellen 0° -Richtung des Spektrographen bestimmt. Dazu wurde der Strahlstrom so weit wie möglich reduziert. Dieser auf unter 1 pA gedrosselte Strom wurde direkt in den Spektrographen geschossen - bei allerdings fast geschlossenen Akzeptanzblenden - und mit dem Fokalebeneendetektor nachgewiesen. Durch Messung der Zählrate in kleinen Winkelschritten um die 0° -Richtung erhielt man ein Winkelprofil des Strahls. Zwei Beispiele solcher Messungen sind in Abb. 20 gezeigt. Die Lage des Maximums konnte zu 0.02° genau bestimmt werden, bei einer Breite des Profils von im Mittel 0.06° . Allerdings war bei den ersten Testmessungen der verfügbare Strahlstrom nicht so hoch und konnte damit nicht durch Blenden beschnitten werden. Die Breite betrug hier $0.2^\circ - 0.45^\circ$.

Ein auf der Targetleiter montierter Zinksulfid-Schirm diente zur optischen Überwachung der Fokussierung des Strahlflecks an der Targetposition. Der Durchmesser des Strahlflecks war 1-2 mm. Weiterhin wurde die Position des Strahlflecks etwa täglich überprüft, um zu verhindern, daß der Strahl, bedingt durch Langzeitdriften der Feldstärken der Strahlführungselemente SW2, Q7, Q8 oder Q9, den Targetrahmen streift. Verschiebungen des Strahlflecks von der ursprünglichen Position am Target von weniger als etwa 1 mm wurden während der Koinzidenzmessungen toleriert. Die sich daraus errechnende maximale Winkelabweichung des Strahls beträgt weniger als 0.03° . Dies gilt selbst für den

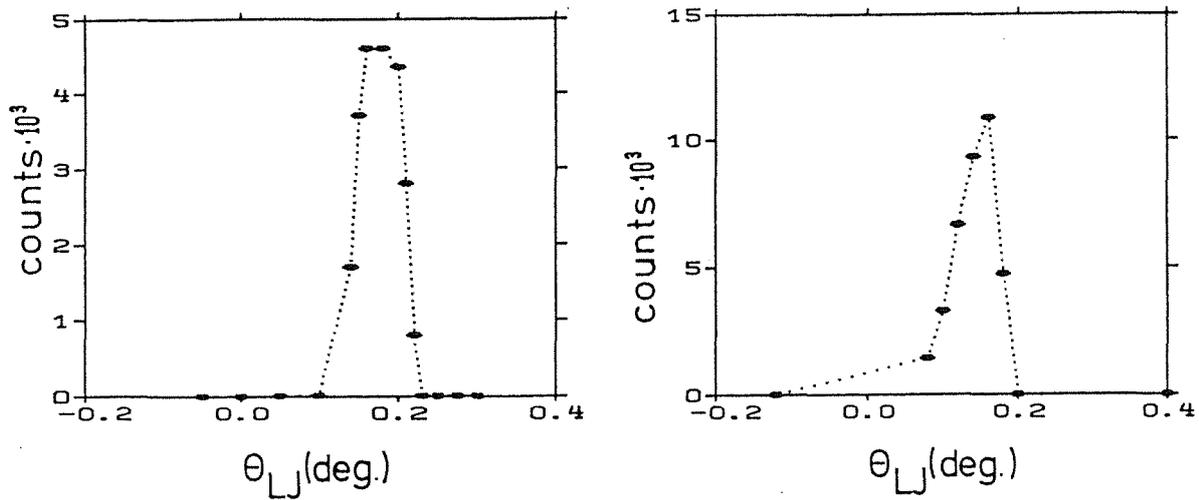


Abb. 20 Strahlprofilmessungen zur Bestimmung der Lage des Strahls bezüglich der nominellen 0°-Richtung des Spektrographen.

ungünstigsten, aber wenig wahrscheinlichen Fall, daß die gesamte Abweichung vom letzten Quadrupolmagneten vor dem Target (Q9) verursacht wird. Insgesamt erhält man damit einen systematischen Fehler des Reaktionswinkels von $< 0.05^\circ$. Dieser Parameter ist allerdings für die Koinzidenzmessungen, die alle mit einer Akzeptanzöffnung von mindestens $0.3^\circ \times 2.0^\circ$ durchgeführt wurden, von geringer Bedeutung.

Die Messung des Strahlstroms geschah für Reaktionswinkel kleiner als 2.6° mit einem Faraday-cup auf einer Backe der Akzeptanzblende; für größere Winkel wurde der Strom mit einem Faradaybecher in der Targetkammer bestimmt (Abb.21). Da der Cup auf der Blende im Gegensatz zu dem in der Kammer keinen Repeller zur Verhinderung von Sekundärelektronen-Verlusten besaß, mußten beide Faraday-cups relativ zueinander geeicht werden. Eine Beschreibung der Ergebnisse wird im Kapitel 5 unter dem Thema der Wirkungsquerschnitts-Normierung gegeben.

Eine weitere Kontrolle des Strahlstroms ermöglichte ein CsJ-Monitor-Detektor (Cor88), mit dem während der Meßzeit die unter einem festen Winkel elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Teilchen nachgewiesen wurden. Die unabhängige Information des Monitors diente vor allem zur Überprüfung der Ladungsmessung der Faraday-cups.

Als Target wurden selbsttragende Blei-Folien verwendet, die aus zu 99.47 % angereichertem ${}^{208}\text{Pb}$ bestanden. Es wurden für die Messungen vier verschiedene

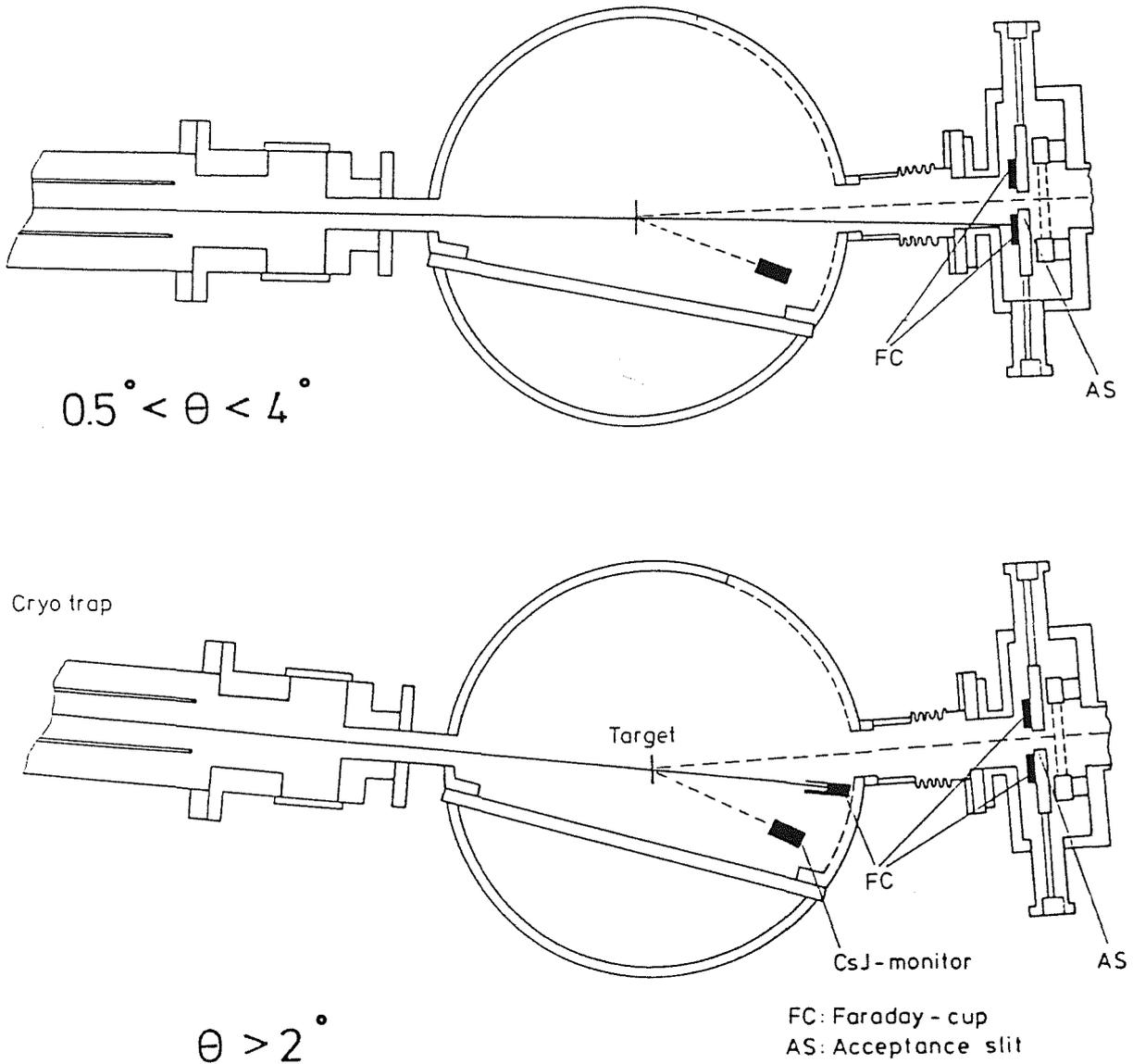


Abb. 21 Targetkammer und Akzeptanzblende von Little John

Targets eingesetzt mit Flächenbelegungen von 3.0 - 6.7 mg/cm², wobei die Unsicherheit in der Flächenbelegung 5% betrug (Wir89). Die Wahl dieser Targetdicken stellt einen Kompromiß zwischen möglichst großer Koinzidenzzahlrate einerseits und Relativenergieauflösung andererseits dar. Entscheidend für die Relativenergieauflösung ist hier das Winkelstraggling im Target, das den Relativwinkel zwischen den Fragmenten beeinflusst. Bei 6.7 mg/cm² beträgt das mittlere Straggling des Relativwinkels 7 mrad, was noch etwas unterhalb der

angestrebten Auflösung liegt. Das mittlere Energiestraggling ist kleiner als 15 keV und somit wesentlich kleiner als die Energieauflösung der Detektoren.

Kapitel 5 : Eichverfahren und Datenauswertung

Die Datenauswertung erfolgte insgesamt an drei verschiedenen Rechner-systemen, um für die verschiedenen Auswerteschritte die jeweils optimalen Bedingungen zu haben. Eine erste schnelle On-line Auswertung, sowie die Auswertung von Eichmessungen mit relativ geringen Datenmengen konnte am Datenaufnahmerechner mit dem Programm RUNEXP vorgenommen werden, das neben der Datenaufnahme auch Möglichkeiten der Datenauswertung bietet. Für die Bewältigung der großen Datenmengen aus Koinzidenzmessungen, in denen auch die inklusiven Daten enthalten waren, wurde der IBM-Großrechner des Kernforschungszentrums eingesetzt. An diesem Rechner wurden mehrere kleine Programme zur Erzeugung und Darstellung von Koinzidenz- und inklusiven Spektren entwickelt. Die hier erzeugten Spektren wurden zur Weiterverarbeitung auf einen IBM-kompatiblen Personalcomputer übertragen, an dem noch einige Programme zur Spektrenmanipulation, wie Addition, Subtraktion oder Wirkungsquerschnittstransformation, geschrieben wurden.

5.1 Teilchenidentifikation

Betrachtet man den Energieverlust, den schnelle Atomkerne beim Durchfliegen einer Materieschicht erleiden, über der Teilchenenergie, erhält man eine für die Kernladung Z und Masse m typische Hyperbelkurve. Bei guter Energieauflösung kann auch noch eine Aufspaltung der einzelnen Hyperbeln nach der Masse des Isotops beobachtet werden. Annäherungsweise ist der Energieverlust $\Delta E/\Delta x$:

$$\Delta E/\Delta x \propto m \cdot Z^2/E \quad (21)$$

Der Energieverlust wurde mit der Ionisationskammer bestimmt, während die Restenergie im Szintillator gemessen wurde. Bedingt durch den kleinen Energieverlust in der Ionisationskammer ist die Restenergie nahezu gleich der Teilchenenergie. Abb. 22 zeigt für den linken und den rechten Detektor ein ΔE - E Diagramm von inklusiven Ereignissen. Es konnten Deuteronen, Tritonen, α -Teilchen und ${}^6\text{Li}$ -Teilchen nachgewiesen werden. Aufgrund des begrenzten Energiebereichs ist für jedes Teilchen nur ein kurzes Stück der Hyperbel zu sehen. ${}^6\text{Li}$ -Teilchen fehlen im Spektrum des rechten Detektors, da das Magnetsystem so eingestellt war, daß in diesem Detektorteil nur Teilchen nachgewiesen wurden, die höhere magnetische Steifigkeit als elastisch gestreute ${}^6\text{Li}$ -Teilchen besaßen. Im linken Detektor sind trotz elektronischer Unterdrückung der Signale von ${}^6\text{Li}$ -

Teilchen und Stoppen der elastisch gestreuten Teilchen auf dem Graphitklotz einige ${}^6\text{Li}$ -Teilchen zu sehen. Sie stammen aus der inelastischen Streuung und dem Strahluntergrund aus Blendenstreuung, der bei diesen Winkeln nicht vollständig unterdrückt werden konnte. Allerdings war die Zählrate dieser Teilchen noch 2-3 Größenordnungen kleiner als die Zählrate der elastisch gestreuten Teilchen. Das illustriert die experimentellen Probleme, die man bei diesen kleinen Reaktionswinkeln hätte, wenn die elastisch gestreuten Teilchen nicht ausgeblendet werden könnten.

Bei allen Messungen war die Teilchentrennung allein durch das ΔE -Signal fast ausreichend. In Abb. 23 sind die beiden ΔE -Einzelspektren dargestellt, die eine klare Trennung zwischen Deuteronen, α -Teilchen und ${}^6\text{Li}$ -Teilchen aufweisen. Die Ereignisse, die im linken Detektor zwischen den α -Teilchen und den ${}^6\text{Li}$ -Teilchen liegen, sind wahrscheinlich ${}^6\text{Li}$ -Teilchen zuzuschreiben, die in der Ionisationskammer am Rand der inaktiven Zone zwischen linkem und rechtem Detektor entlangfliegen, sodaß nicht alle freigesetzten Elektronen die Anode erreichen. An der sich anschließenden Lücke im Spektrum zwischen diesen Ereignissen und den ${}^6\text{Li}$ -Teilchen sieht man die Wirkung der elektronischen Schwelle.

Aus den zweidimensionalen Spektren (Abb. 22) wurden dann als erstes die ΔE und E-Fenster der einzelnen Teilchensorten bestimmt, die für alle folgenden Auswertungsschritte benötigt wurden.

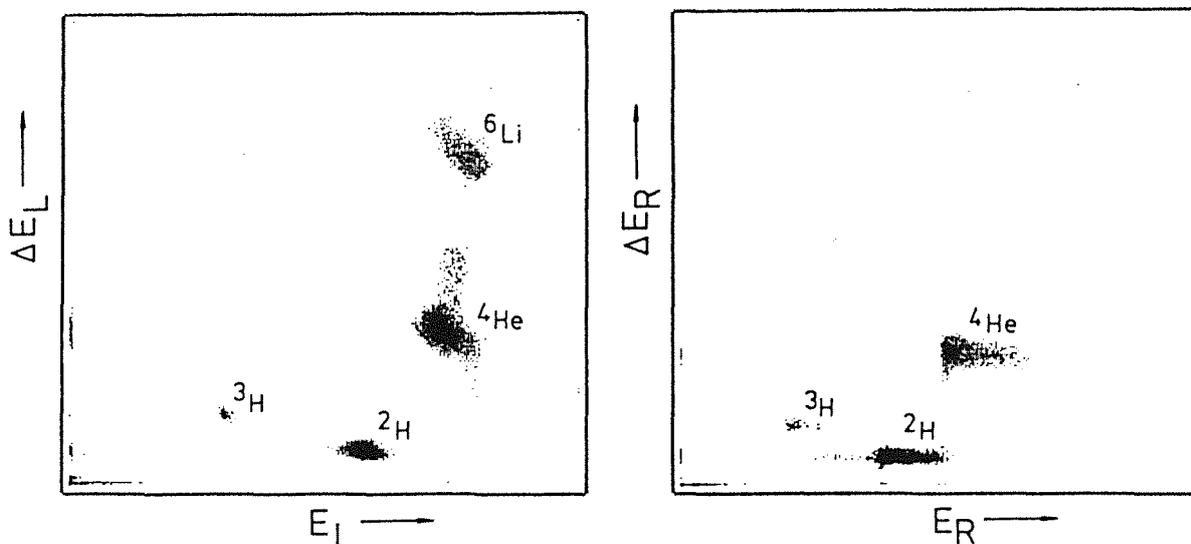


Abb. 22 ΔE -E Spektren vom linken Detektor (links) und rechten Detektor (rechts).

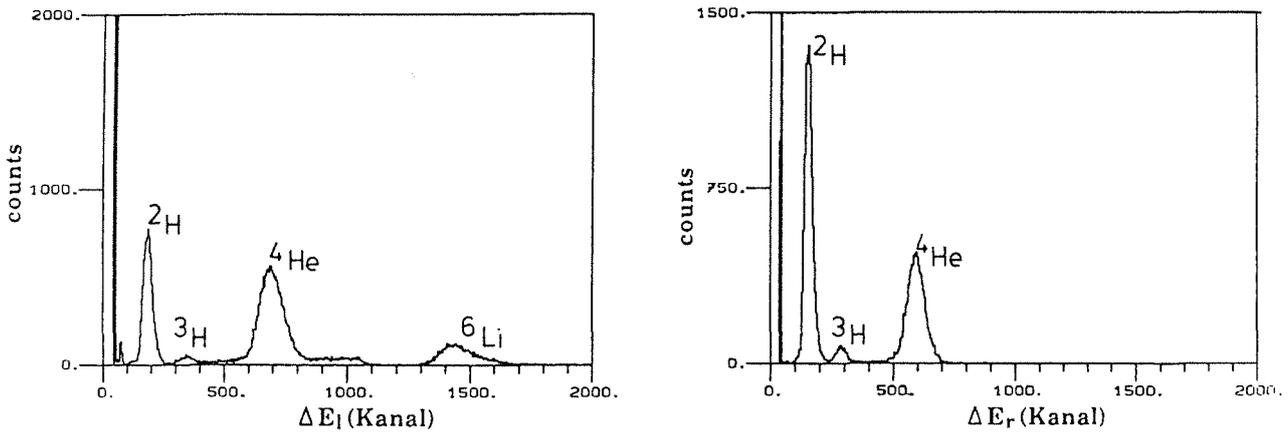


Abb. 23 ΔE -Spektren des linken Detektors (links) und rechten Detektors (rechts).

5.2 Eichung Ort-Kanal

Die horizontale Koordinate x eines Teilchens im Proportionalzähler wurde folgendermaßen ausgerechnet, wobei ADCa jeweils die Ladungsinformation des in Richtung des durchfliegenden Teilchens gesehenen linken Drahtendes bedeutet:

$$x(\text{Kanal}) = 1023 + 1023 \cdot \frac{ADCa - ADCb}{ADCa + ADCb} = 2046 \cdot \frac{ADCa}{ADCa + ADCb} \quad (22)$$

Das Verhältnis von Differenz und Summe der beiden Ladungen sollte an jedem Ort unabhängig von der im Zähler deponierten Gesamtladung und damit der Teilchensorte sein.

In den ersten Testexperimenten stellte sich allerdings heraus, daß das nicht exakt gilt und für eine gute Energieeichung vorher eine unabhängige Eichung zwischen tatsächlichem Ort x in der Fokalebene und entsprechender Kanalzahl für jede interessierende Teilchensorte notwendig ist. Bedingt durch die Arbeitsweise des Detektors und der nachfolgenden Elektronik werden z.B. Deuteronen, die am gleichen Ort wie α -Teilchen den Zähler treffen, in etwas verschiedene Kanäle eingezählt (Jel87). Da infolgedessen ohnehin eine separate Ortseichung für α -Teilchen und Deuteronen notwendig war, wurde für die Deuteronen dann auch ein höher verstärkter Elektronikzweig (siehe Abb. 16) eingesetzt, mit dem eine bessere Ortsauflösung erzielt werden konnte.

Zur Eichung wurde eine Lochblende direkt vor den Proportionalzähler montiert, die den aktiven Teil völlig überdeckte. Sie bestand aus einer Messingplatte mit mehreren horizontalen Lochreihen, wobei der horizontale Abstand zwischen den einzelnen Löchern zwischen einem und zwei Zentimetern abwechselte. Um von jeder Teilchensorte genügend Ereignisse von jedem Loch zu bekommen, wurden die von einem dicken ^{12}C -Target in die Akzeptanz gestreuten Reaktionsprodukte durch kontinuierliche Variation des Dipolmagnetfeldes über die Blende "gewedelt".

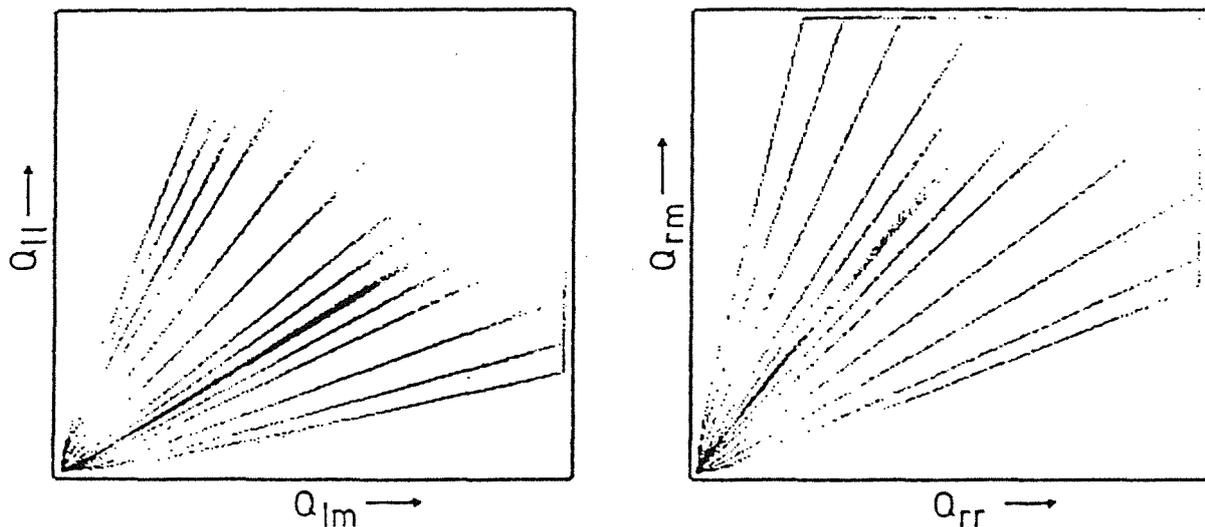


Abb. 24 Q_{Im} - Q_{II} Diagramm und Q_{rr} - Q_{rm} Diagramm einer Lochblendenmessung. Q_{Im} und Q_{rr} entsprechen hier jeweils ADCa in Glg.22. Die einzelnen Spuren entsprechen den horizontalen Positionen der einzelnen Lochreihen der Lochblende.

Die einzelnen horizontalen Positionen der Löcher werden in der zweidimensionalen Darstellung der Ladungsmengen beider Drahtenden wiedergespiegelt durch Geraden verschiedener Winkel zu den Achsen (Abb. 24). Das Verhältnis der gemessenen Ladungen $ADC_a/(ADC_a + ADC_b)$, wie es für die Ortsberechnung benutzt wird, entspricht dann dem Tangens des Winkels zur ADC_a -Achse. Da die Geraden sich im allgemeinen nicht genau im Ursprung schneiden, wurde der Schnittpunkt graphisch bestimmt und dessen Koordinaten als Korrektur in der x-Berechnung von den einzelnen ADC-Werten abgezogen (siehe auch Jel87, Schl87).

Mit den verschiedenen gesetzten Teilchenfenstern in den ΔE -E Spektren wurde das für jede Teilchensorte getrennt durchgeführt. Hiermit erhält man unabhängig

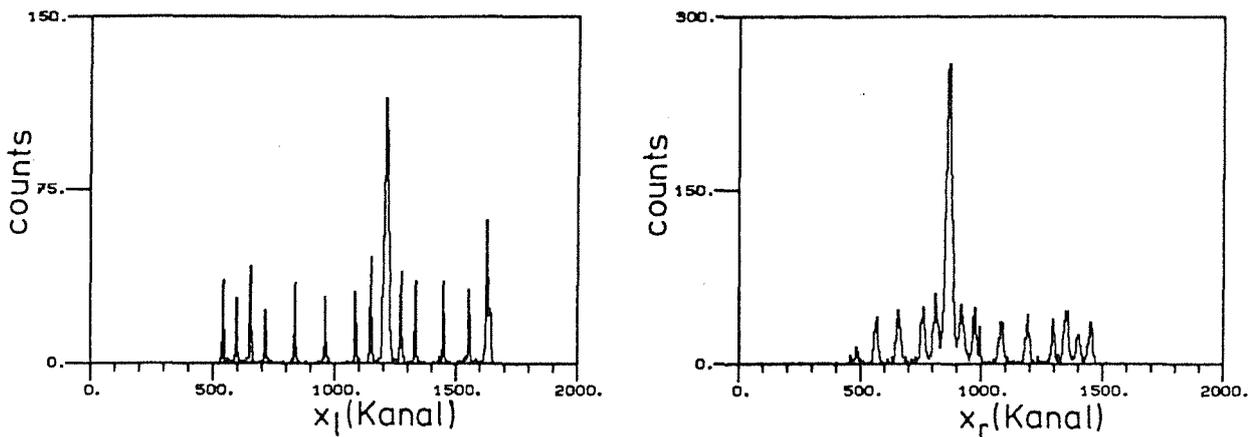


Abb. 25 Horizontale Ortsspektren der Lochblendenmessung. Links: α -Teilchen
Rechts: Deuteronen.

für jede Teilchenart eine eindeutige Zuordnung zwischen berechnetem Kanal und dem wirklichen Ort x . Typische Ortsspektren dieser Lochblendenmessung sind in Abb. 25 aufgetragen. Die Ortsauflösung betrug im Mittel für ${}^6\text{Li}$ 1.0 mm, α -Teilchen 1.2 mm und Deuteronen 3.3 mm, wobei die Auflösung in der Mitte jeder Detektorhälfte etwas besser war.

Die Orts-Eichung in vertikaler Richtung erhält man aus der gleichen Messung. Hier ist die Abhängigkeit zwischen gemessenen Kanal und dem y -Ort linear und für alle Teilchen gleich (Abb.26). Die vertikale Ortsauflösung ist besser als 1.0 mm.

5.3 Impulseichung

Eine wichtige Voraussetzung für eine zuverlässige Messung der direkten Aufbruchspektren, die relativ unstrukturiert sind, ist eine sorgfältige Energieeichung für die beiden Fragmente. Vor allem der Nachweis von Relativenergien unterhalb von 100 keV erfordert eine genaue Kenntnis der Fragmentenergien bzw. der Impulse auf einer absoluten Skala. Zur Impulseichung von Spektrographen sind zwei Methoden möglich:

- *Die kinematische Eichung.*

Bei festgehaltener Magnetfeldstärke werden Teilchen aus Reaktionen, die eine bekannte und schmale Energieverteilung besitzen, bei verschiedenen Streu-

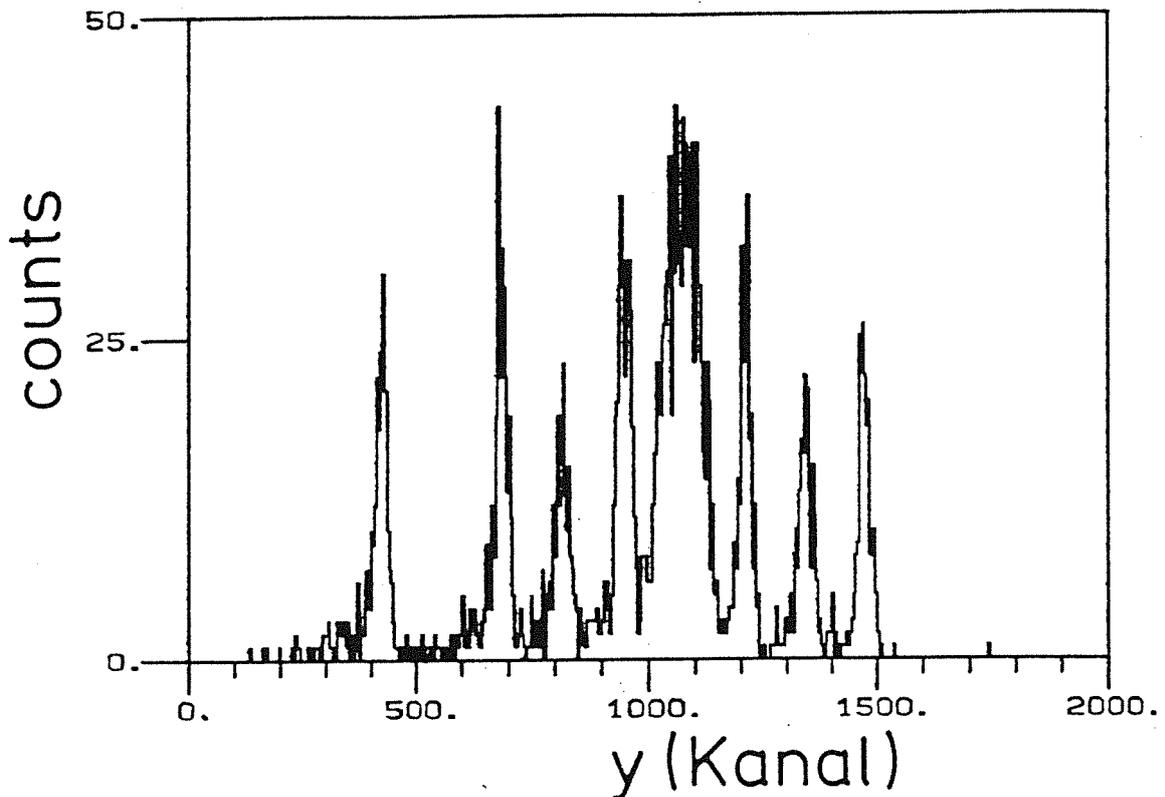


Abb. 26 Vertikales Ortsspektrum der Lochblendenmessung

winkeln nachgewiesen. Als Beispiel mag die elastische Streuung von ${}^6\text{Li}$ an ${}^{12}\text{C}$ dienen, bei der die Energie der ${}^6\text{Li}$ -Teilchen nur von der Strahlenergie und von der vom Streuwinkel abhängigen Rückstoßenergie auf den Targetkern bestimmt ist. Die Energie des gestreuten Teilchens ist damit eine eindeutige Funktion des Winkels.

Diese Methode hat den Vorteil, daß die Eichung bei der gleichen Magnet-einstellung durchgeführt werden kann wie die eigentliche Messung. Für das vorliegende Experiment ist diese Methode allerdings nicht anwendbar, da man nur den Bereich magnetischer Steifigkeiten unterhalb dem p/q der an ${}^{208}\text{Pb}$ elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Teilchen überdeckt. Deswegen wurde für dieses Experiment ein anderes Eichverfahren gewählt, das, mit der nötigen Sorgfalt durchgeführt, eine ebenso gute Absolut- und Relativeichung des Impulses ergibt:

- Die Eichung durch Variation des Magnetfeldes.

Hier macht man sich zunutze, daß der Impuls und die Magnetfeldstärke zwei direkt korrelierte Größen sind (vgl. Glg. 20 S. 40). Das bedeutet, daß bei prozentual gleicher Änderung von Magnetfeld und Impuls, die Ablenkung der Teilchen exakt die gleiche bleibt. Detektiert man nun Teilchen mit einem festen Impuls bei verschiedenen Magnetfeldstärken, kann daraus die Eichkurve des

Teilchenimpulses bei einem festen Magnetfeldwert berechnet werden. Wichtig ist bei dieser Methode, daß die Magnetfeldstärken gut bestimmt werden können.

Zur Eichung wurden die von einem dünnen ^{208}Pb -Target elastisch gestreuten ^6Li -Teilchen im Fokalebeneendetektor nachgewiesen. Das wurde bei typischerweise 20 verschiedenen Magnetfeldstärken durchgeführt, wobei die gesamte Impulsakzeptanz des Spektrographen in äquidistanten Schritten durchfahren wurde.

Wegen der Reproduzierbarkeit der Magneterregung auf der ganzen Polfläche wurden vor jeder Eichprozedur und vor jeder Messung alle Magnete von Null auf den Maximalwert gefahren, bevor der gewünschte Wert eingestellt wurde. Ein Vergleich der über CAMAC eingestellten Sollwerte mit den Meßwerten der Hallsonde zwischen den Polschuhen des Dipols ergab im Rahmen der Meßgenauigkeit ($3 \cdot 10^{-4}$) keine Abweichung von der Linearität.

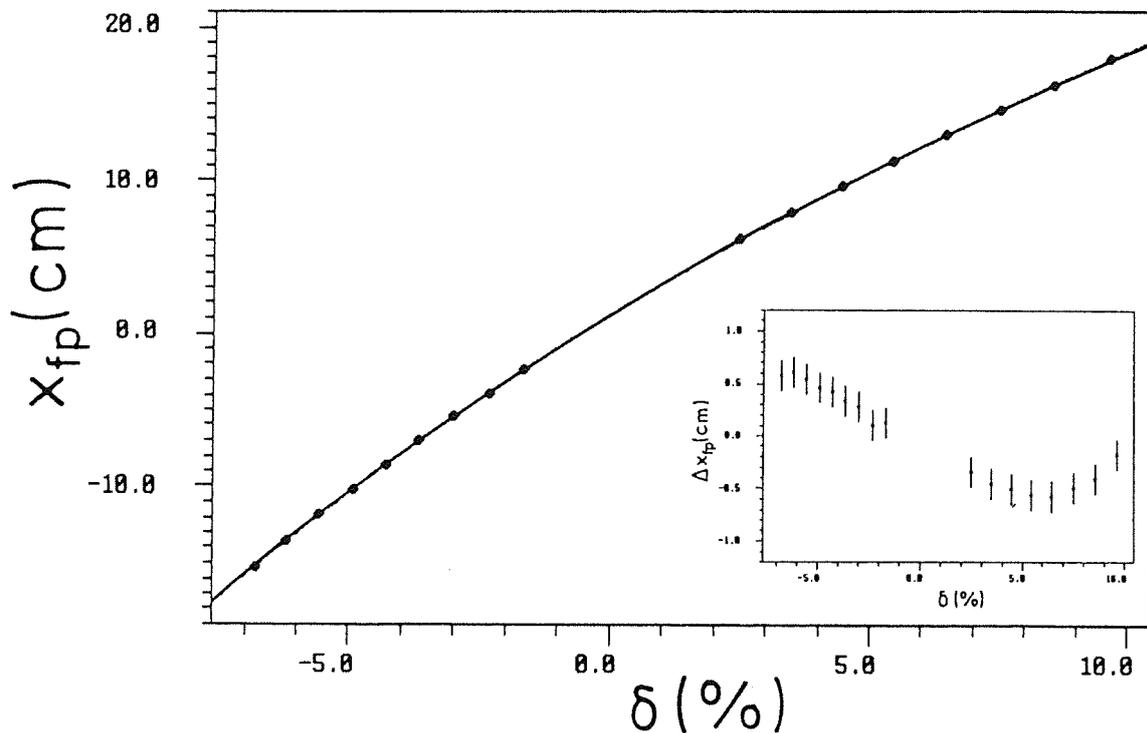


Abb. 27 Orts-Impuls Kurve einer Eichmessung. Die horizontale Achse ist die Abweichung vom Sollimpuls (hier Impuls der elastisch gestreuten Teilchen) in %. Die durchgezogene Linie ist ein Polynomfit vierten Grades an die Daten. Im Einsatz ist die Abweichung der Meßdaten von der vom Programm TRANSPORT in 2.Ordnung berechneten Kurve dargestellt.

Die auf diese Weise erzielte Eichung zwischen Impuls und Kanalzahl für ^6Li -Teilchen konnte mit Hilfe der vorher erfolgten Eichungen Ort-Kanal in eine

Impuls-Ort Eichung und weiter in Impuls-Kanal Eichungen für Deuteronen und α -Teilchen umgerechnet werden. Ein Beispiel dieser Impuls-Ort Eichungen ist in Abbildung 27 dargestellt. Bei einer kinematischen Eichung, die allerdings für Fokalebene Nr. 8 durchgeführt wurde (Schl87), wurde für die Abweichung von der in 2. Ordnung berechneten Kurve qualitativ der gleiche Kurvenverlauf wie in Abb. 27 gemessen, was die Gleichwertigkeit beider Methoden unterstreicht. Die Abweichung zeigt auch, daß für eine gute Energiebestimmung die ionenoptischen Rechnungen nicht ausreichend sind.

Ortsauflösung des Detektors und Ionenoptik zusammengenommen, erhält man für die drei Teilchenarten bei einer Akzeptanzöffnung, wie sie für die meisten Messungen verwendet wurde (9 mrad x 40 mrad) und 1.5 mm Strahlfleckdurchmesser folgende mittlere Impulsaufösungen (FWHM) :

$$\begin{array}{lll} \Delta p_d & = & 0.70 \text{ MeV/c} & \Delta p/p & = & 1.6 \cdot 10^{-3} \\ \Delta p_\alpha & = & 0.70 \text{ MeV/c} & \Delta p/p & = & 8 \cdot 10^{-4} \\ \Delta p_{Li} & = & 1.0 \text{ MeV/c} & \Delta p/p & = & 7.5 \cdot 10^{-4} \end{array}$$

5.4 Winkeleichung

Bei Meßzeiten mit Alternativfokussierung wurde eine Bestimmung des vertikalen Ortes y_{fp} in der Fokalebene in Abhängigkeit vom vertikalen Emissionswinkel ϕ_0 der Teilchen durchgeführt. Da y_{fp} nicht nur von ϕ_0 sondern auch vom Impuls der Teilchen δ abhängt, mußte die Eichung auch in Abhängigkeit von δ gemacht werden.

Zu diesem Zweck wurden die inklusiven α -Teilchen Spektren aus der Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li},\alpha\text{X})$ mit schmalen horizontalen Akzeptanzschlitz bei typischerweise sieben verschiedenen vertikalen Akzeptanzstellungen ϕ_0 gemessen. Die Impulsverteilung der α -Teilchen erstreckt sich bei dieser Reaktion über die gesamte Impulsakzeptanz des Spektrographen.

Bei einer Auftragung des vertikalen Ortes y_{fp} gegen den horizontalen Ort x_{fp} (Abb. 28) dieser Messungen, erkennt man die einzelnen Bänder der jeweiligen vertikalen Emissionswinkel ϕ_0 , aus denen die Eichkoeffizienten der Funktion $y_{fp} = f(\phi_0, \delta)$ entnommen wurden. In Tabelle 4 sind die gemessenen und vom Programm TRANSPORT berechneten Koeffizienten gegenübergestellt. Die Winkelauflösung $\Delta\phi_0$ für einige Werte von δ ist ebenfalls angegeben.

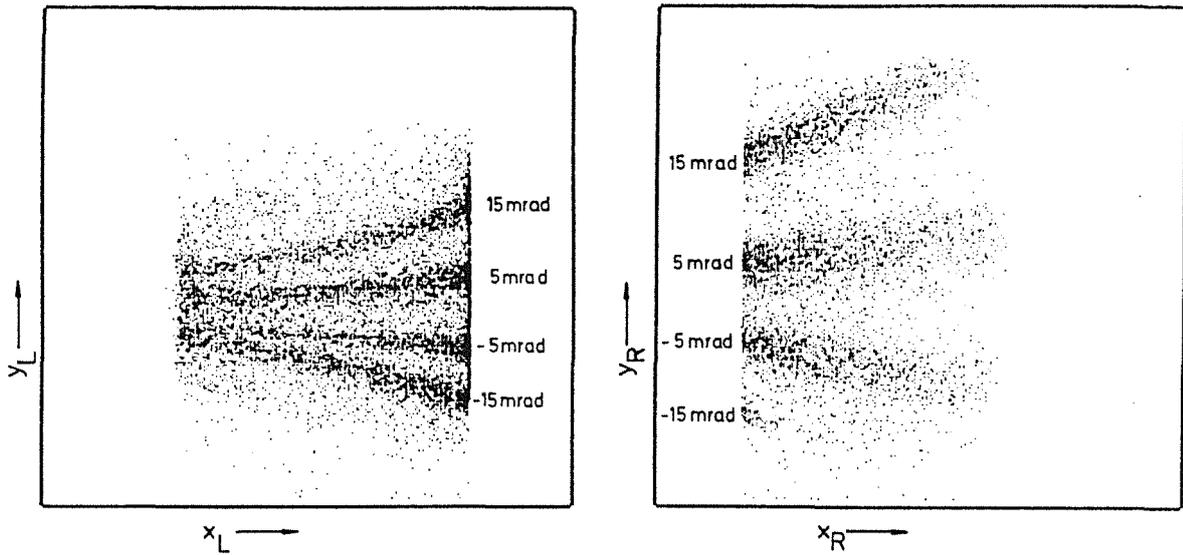


Abb. 28 Ortsspektren von Winkeleichmessungen im linken und rechten ortsempfindlichen Detektor. Die Angaben an den Kurven entsprechen den vertikalen Emissionswinkeln der α -Teilchen.

	Experiment	TRANSPORT-Rechnungen
$dy_{fp}/d\phi_0 (R_{34})$: 0.105 cm/mrad	0.100 cm/mrad
$dy_{fp}/d\phi_0 d\delta (T_{346})$: 0.008 cm/mrad%	0.013 cm/mrad%
$dy_{fp}/d\phi_0 d\delta^2 (U_{3466})$: $1.8 \cdot 10^{-4}$ cm/mrad% ²	(nicht berechnet)
$\Delta\phi_0(\delta = -5\%)$: 7 mrad	20 mrad
$\Delta\phi_0(\delta = 0\%)$: 7.5 mrad	7.5 mrad
$\Delta\phi_0(\delta = +5\%)$: 4 mrad	4.5 mrad

Tabelle 4: Ionenoptische Koeffizienten bei Alternativfokussierung für die vertikale Winkeleichung und Winkelauflösung für einige Werte von δ . Für die Winkelauflösung wurde ein Strahlfleckdurchmesser von 1.5 mm angenommen.

Die kleine Abweichung des gemessenen Koeffizienten R_{34} vom berechneten Wert läßt sich dadurch erklären, daß bei der Einstellung der Quadrupole und des Sextupols nicht exakt die vom Programm berechneten Magnetfeldwerte erreicht wurden. Sehr wichtig für die Winkeleichung ist hier der Term 3. Ordnung, der die

Winkelauflösung bei negativen Impulsabweichungen stark beeinflusst. Wie bei der Impulseichung zeigt sich auch hier, daß eine Messung der Abbildungseigenschaften notwendig ist, um gute Resultate zu erhalten.

5.5 Transmissionseichung

Für alle aufgeführten Spektren wurde eine Transmissionskorrektur durchgeführt. Sowohl mit Alternativ-, als auch mit Standardfokussierung war bei den eingestellten Akzeptanzöffnungen die Transmission durch den Spektrographen für Teilchen am hochenergetischen Rand der Impulsakzeptanz kleiner als eins. Dies ist einer der Kompromisse, die zur Erzielung der variablen Dispersion eingegangen werden mußten. In den Fokalebene Nr. 4-8 ist die Transmission nicht impulsabhängig. Aus Abb. 28 ist ersichtlich, daß für große Impulsabweichungen δ die Bänder der verschiedenen Emissionswinkel ϕ_0 in y_{fp} immer weiter auseinanderlaufen, bis sie bei großen Werten von ϕ_0 außerhalb der aktiven Höhe des Detektors liegen. Dies ist eine Folge der Terme T_{346} und U_{3466} (siehe Tabelle 4). y_{fp} hängt wegen der ca. 6-fachen vertikalen Vergrößerung R_{33} zudem noch empfindlich von y_0 ab. Ist der Strahlfleck am Target nicht genau auf der Mittelachse des Systems zentriert, kann auch bei Standardfokussierung die Transmission etwas kleiner als eins werden.

Zur Bestimmung der Transmission wurden zwei α -Teilchen Spektren der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},\alpha\text{X})$ gemessen. In der ersten Referenzmessung wurde eine kleine Akzeptanzöffnung $\Delta\phi_0$ verwendet, wo noch für alle ϕ_0 und δ die Transmission gleich eins ist. Das zweite Spektrum wurde mit der Akzeptanzeinstellung gemessen, in der auch die Koinzidenzspektren gemessen wurden. Durch Dividieren der beiden doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/d\Omega_\alpha dE_\alpha$ erhält man die Transmissionswahrscheinlichkeit ϵ in Abhängigkeit von E_α , und damit vom Impuls δ . In Abb. 29 ist je ein Beispiel für Alternativ- und Standardfokussierung gezeigt.

Der Transmissionskurve wurde eine Funktion angepaßt, die dem experimentellen Kurvenverlauf am besten entsprach. Damit wurden anschließend die α -Teilchen- und Deuteronenspektren korrigiert. Um die Relativenergiespektren zu korrigieren, wurde mit einem Simulationsprogramm, das im nächsten Kapitel näher beschrieben wird, zuerst die Transmission in Abhängigkeit von $E_{\alpha d}$ berechnet an die dann ebenfalls die oben erwähnte Funktion angepaßt wurde.

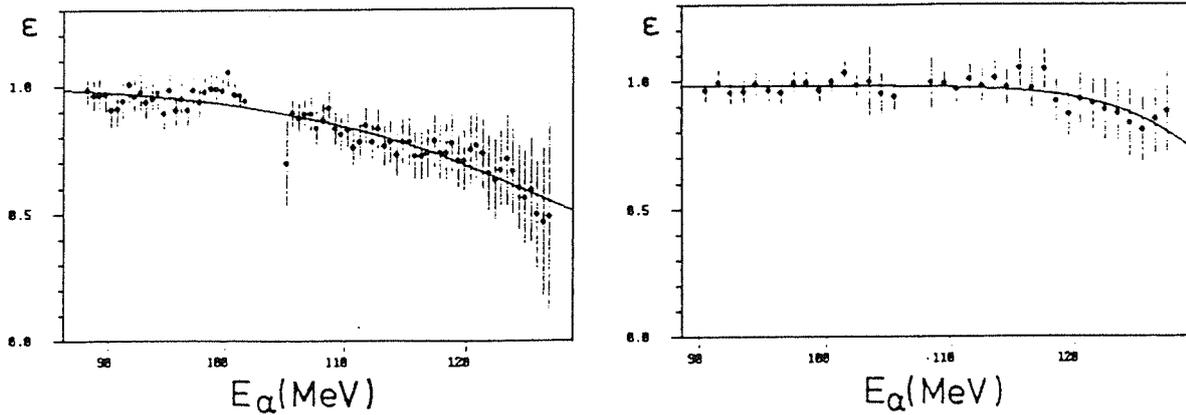


Abb. 29 Gemessene Transmission durch den Spektrographen ϵ in Abhängigkeit von der α -Teilchen Energie E_α . Linke Seite Transmission bei Alternativfokussierung, rechte Seite bei Standardfokussierung.

5.6 Normierung der Wirkungsquerschnitte

Die dreifach differentiellen Koinzidenz-Wirkungsquerschnitte sind definiert durch:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_x} = \frac{N \cdot Z_p}{n_T \cdot Q \cdot \Omega_\alpha \cdot \Omega_d \cdot dE_x} \cdot \frac{1}{\epsilon_\alpha \cdot \epsilon_d} \quad (23)$$

wobei

N : Anzahl der Ereignisse im Energiefenster dE_x

Z_p : Ladung des Projektils

n_T : Anzahl der Targetkerne pro Flächeneinheit

Q : akkumulierter Strahlstrom

$\Omega_\alpha \Omega_d$: Raumwinkel für α -Teilchen bzw. Deuteronen

dE_x : Energiefenster mit $E_x = E_\alpha, E_d, E_{\alpha d}$ oder E_{sum}

$\epsilon_\alpha \epsilon_d$: Nachweiswahrscheinlichkeit für α -Teilchen bzw. Deuteronen

Aus den mit Glg. 23 berechneten Energiespektren werden sowohl die Energieabhängigkeit des direkten Aufbruchs als auch die energieintegrierten

Werte für die Winkelverteilung des sequentiellen Aufbruchs bestimmt. Der Anspruch, aus diesen Daten Werte für den direkten Strahlungseinfang extrahieren zu können, bzw. den Coulomb-Aufbruchmechanismus zu überprüfen, erfordert eine genauere Betrachtung sowohl der Absolutnormierung und deren Unsicherheit als auch der relativen Fehler der Spektren und der Winkelverteilung.

5.6.1 Relativnormierung der Energiespektren

Am einfachsten kann sicherlich der relative Fehler der einzelnen Datenpunkte im Spektrum angegeben werden. Energieabhängige Parameter in der Formel des Wirkungsquerschnitts sind bei diesem Experiment nur der Raumwinkel und die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ . Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektorsystems wurde in einer früheren Arbeit am Spektrographen bereits ermittelt (Leh86). Sie beträgt 100% über fast die gesamte aktive Breite des Detektors. An den Grenzen des Detektors ist dann ein steiler Abfall feststellbar. Diese Grenzen können anhand der inklusiven Spektren festgestellt werden, sodaß der effektiv nutzbare Bereich des Detektors definiert ist. Der sich daraus ergebende nachweisbare Bereich in der Relativenergie wurde im vorhergehenden Kapitel bereits untersucht. Innerhalb dieses Bereiches wird ϵ als 100% angenommen.

Für die energieabhängige Transmissionswahrscheinlichkeit, die als eine Korrektur des Raumwinkels betrachtet werden kann, wurden die Eichmessungen ebenfalls schon beschrieben. Der aus den Eichkurven abgeschätzte Fehler über die Energieakzeptanz ist bei Standardfokussierung für Ω_a und Ω_d zusammengekommen $< \pm 3\%$ und bei Alternativfokussierung $< \pm 10\%$. Diese Werte sind bei Standardfokussierung aber durchweg kleiner als der statistische Fehler, sodaß für die Bestimmung der Energieabhängigkeit des direkten Aufbruchs die Zählrate der limitierende Faktor ist. Aus diesem Grund werden zur Datenanalyse nur Spektren verwendet, die mit Standardfokussierung gemessen sind.

5.6.2 Relativnormierung der Winkelverteilung des sequentiellen Aufbruchs

Da alle Reaktionswinkel für den sequentiellen Aufbruch während einer Meßperiode unter den gleichen Bedingungen gemessen worden sind, sind für den

Anders verhält es sich mit dem Faradaybecher auf der Akzeptanzblende, dessen Anzeige etwas vom eingestellten Spektrometerwinkel abhängt. Dieser Faradaybecher wurde bei den Reaktionswinkeln 2° und 2.5° eingesetzt, die in der gleichen Strahlzeit gemessen wurden, wie die in Abb. 30 gezeigten Meßzyklen. Beim Stoppen des Strahls in der Targetkammer ergab sich bei diesen extremen Vorwärtswinkeln zuviel Untergrund im linken Fokalebeneendetektor, da wegen der möglichen Verdeckung der Akzeptanz der Strahl auf der Seitenwand des Targetkammer-Cups gestoppt werden mußte. Leider konnte zur relativen Normierung auch der Monitor-detektor nicht eingesetzt werden, da die Untergrundverhältnisse auch im Monitor völlig verschieden waren, weil der Primärstrahl in diesem Falle wesentlich weiter von ihm entfernt gestoppt wurde.

Man konnte hier aber auf die während der Koinzidenzmessungen parallel mitgemessenen inklusiven Spektren zurückgreifen. Da sich der Untergrund beim Stoppen des Strahls in der Targetkammer nur in der linken Detektorhälfte bemerkbar machte, war eine Vergleichsmessung von inklusiven Spektren im rechten Detektor möglich. Für die Reaktionswinkel 2° und 2.5° wurde dazu je eine Vergleichsmessung von inklusiven Spektren durchgeführt, wobei der Strahl im Targetkammer-Faradaybecher gestoppt wurde. Zur Angleichung der Ladungsmessungen mit beiden Faradaybechern wurden dann die inklusiven α -Teilchen Spektren von Vergleichs- und Koinzidenzmessung im rechten Detektor herangezogen.

Eine Zusammenstellung von inklusiven α -Teilchen und Deuteronenspektren dieser Meßzeit, in der der sequentielle Aufbruch im Vordergrund stand, ist in Abb. 31 zu sehen. Die breite Lücke in den α -Spektren bei 106 MeV entstand durch die inaktive Zone zwischen den Detektoren, die schmalere bei 102 MeV durch den Graphitklotz, der während der Messungen vor der linken Detektorhälfte stand.

In einer früheren Arbeit am Magnetspektrographen (Jel87) wurden diese Spektren schon einmal bis zu 0° -Reaktionswinkel gemessen. Ein Vergleich dieser Spektren mit den hier gezeigten zeigt gute Übereinstimmung bei allen Reaktionswinkeln (Abb. 32). Eingetragen sind α -Teilchen vom linken Detektor und Deuteronen vom rechten Detektor, die für diese Koinzidenzmessung entscheidend waren. Speziell bei den α -Teilchen ist eine exzellente Übereinstimmung auch in der Absolutnormierung zu sehen.

Für die Reaktionswinkel von 2° - 4° wurde der Untergrund in den inklusiven Spektren durch eine Messung mit Leerrahmen ermittelt und abgezogen. In der falschen Annahme, daß das für größere Winkel nicht notwendig ist, wurde für 5° und 6° Reaktionswinkel keine Untergrundmessung durchgeführt. Das erklärt die

Relativfehler der Winkelverteilung nur die Anzahl der Ereignisse und die Strahlstrommessung verantwortlich.

Die akkumulierte Ladung Q kann in einem guten Faradaybecher, in dem der Strahl aufgefangen wird, sehr gut bestimmt werden. Zur Normierung der Spektren bei Winkeln größer als 2.5° , bei denen der Faradaybecher innerhalb der Targetkammer eingesetzt wurde, konnte deshalb die mit einem Stromintegrator gemessene Ladung Q direkt verwendet werden. Dies ist sehr wohl begründet, wie Abb. 30 zeigt, in der das Verhältnis von elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Teilchen in einem ortsfesten Monitor in der Targetkammer zur gemessenen Ladung über die Meßzeit aufgetragen ist. Die relative Abweichung der einzelnen Meßzyklen bei verschiedenen Winkeln über ca. 3 Tage ist kleiner als $\pm 2.5\%$. Der Fehlstrom des Systems Faradaybecher-Stromintegrator wurde in den Strahlpausen zu kleiner als 0.07 nCb/h bestimmt.

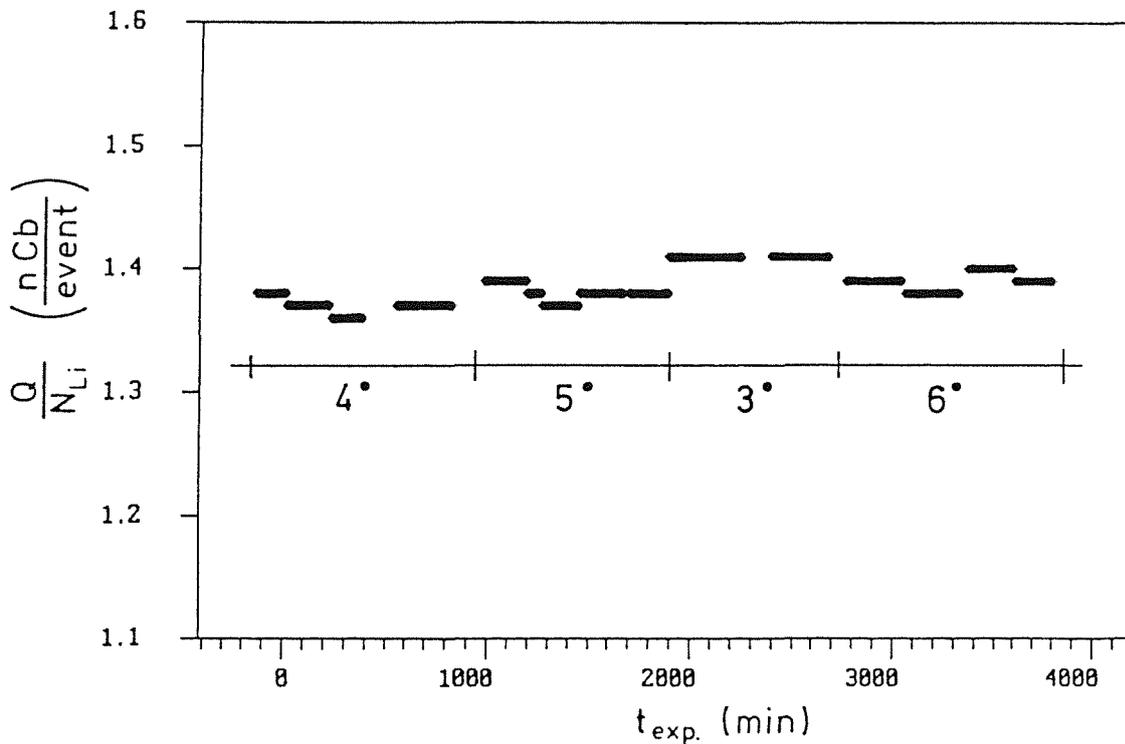


Abb. 30 Vergleich der mit dem CsJ-Monitor nachgewiesenen elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Teilchen mit dem akkumulierten Strahlstrom im Targetkammer-Faradaybecher über der Meßzeit. Unter den einzelnen Meßzyklen ist der jeweilige Reaktionswinkel angegeben.

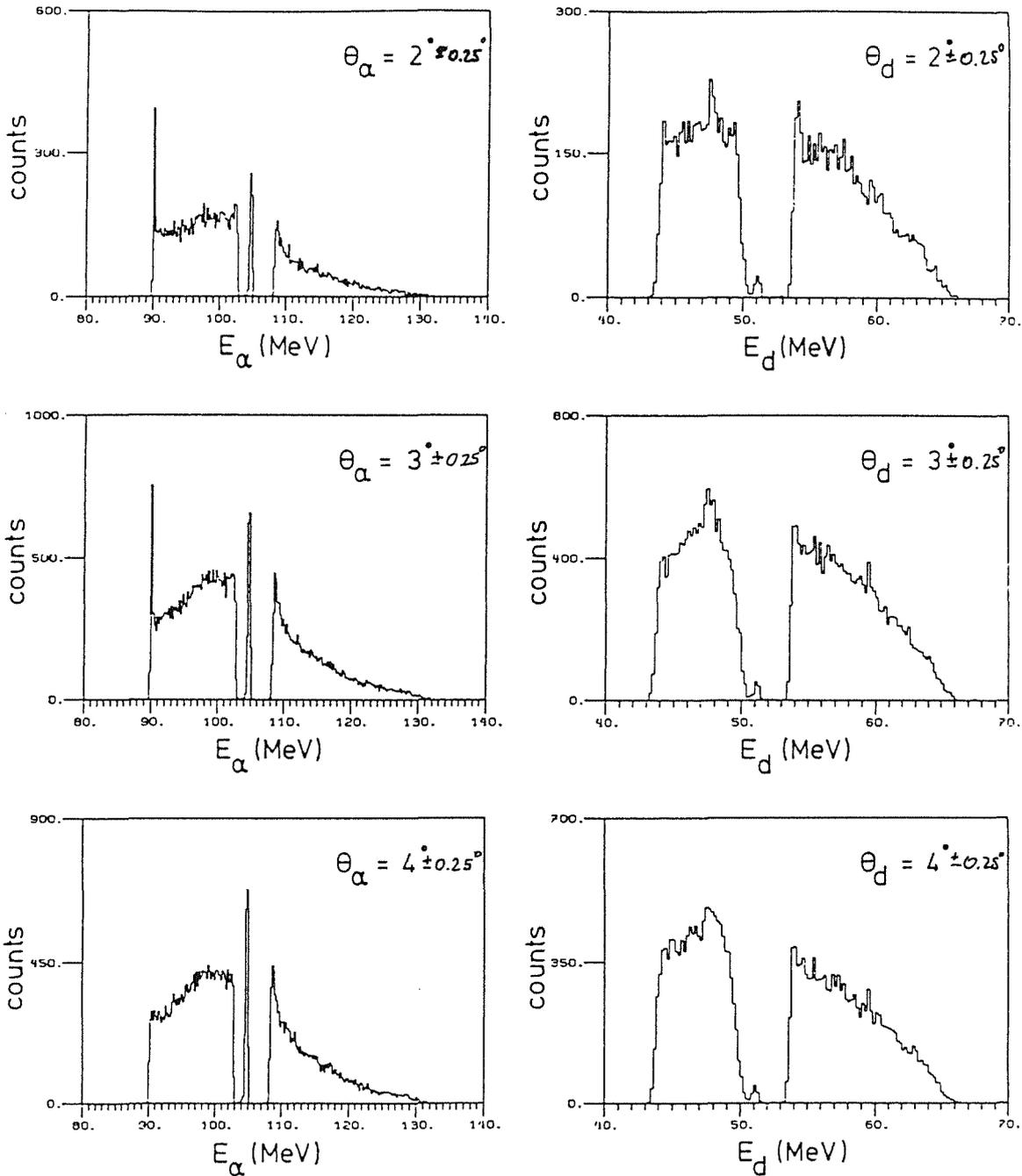


Abb. 31 Inklusive α -Teilchen- und Deuteronenspektren.

Abweichung in der Normierung bei diesen Winkeln für die α -Teilchen in Abb. 32. Nimmt man ähnlichen Untergrund wie bei 4° an, der bei den α -Teilchen im linken Detektor 9% betrug, wäre auch hier die Übereinstimmung sehr gut.

Aus diesen Ergebnissen kann der relative Fehler der Ladungsmessung mit beiden Faradaybechern zu kleiner als $\pm 5\%$ abgeschätzt werden. Die Abweichungen bei den Deuteronen in Abb. 32 sind teilweise erklärbar durch etwas geänderte

Verfahren in der Impulseichung bei den beiden Experimenten und damit verschiedenen Energiebereichen bei der Integration der Energiespektren. Zusammenfassend kann für 3°-6° Reaktionswinkel der relative Fehler aus der Ladungsmessung zu $< \pm 2.5\%$ angegeben werden, während der Relativfehler zu

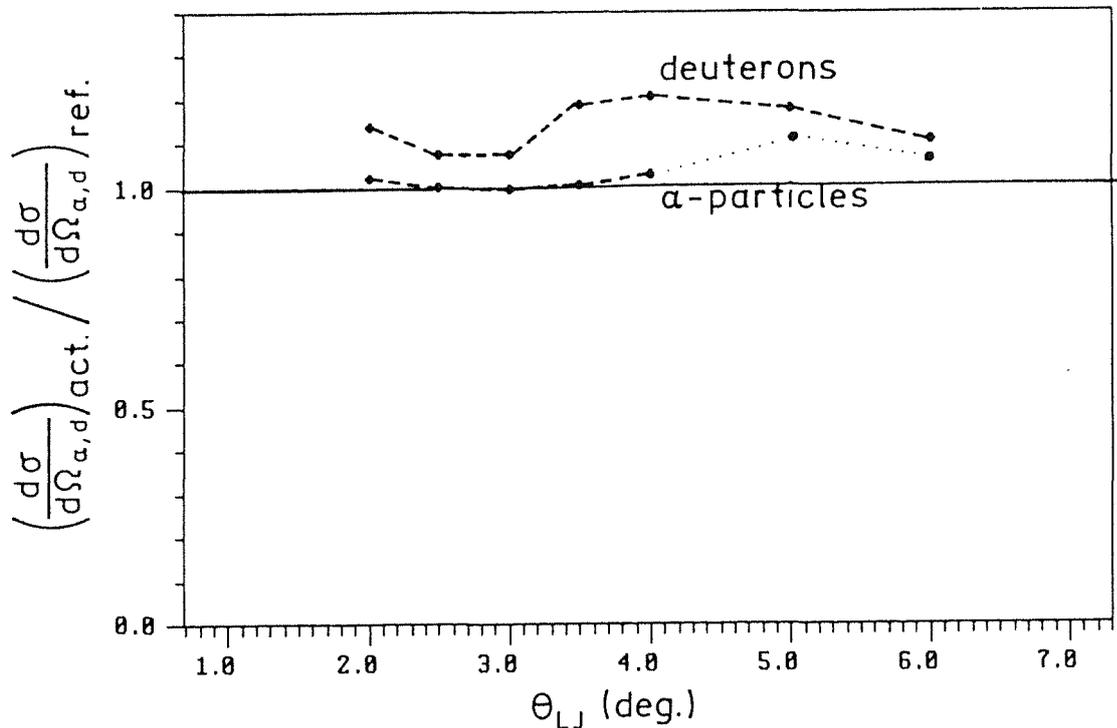


Abb. 32 Vergleich der integrierten doppelt differentiellen Wirkungschnitte der aktuellen Messungen mit einem früheren Experiment (Jel87). Die α -Teilchen Spektren wurden jeweils von 91-100 MeV integriert, die Deuteronen von 53-62 MeV.

den beiden kleineren Winkeln kleiner als $< \pm 5\%$ sein sollte. Das ist noch etwas kleiner als der Relativfehler, der sich aus der Statistik und dem Fehler bei der Integration über die Linie des sequentiellen Aufbruchs ergibt.

5.6.3 Absolutnormierung des Wirkungsquerschnitts

Für den Fehler der Absolutnormierung kann nur eine Abschätzung gegeben werden, wobei die systematischen Fehler in der Bestimmung der Targetdicke und

des Raumwinkels und Totzeiteffekte und Pile-up der Elektronik entscheidend sind.

Die Targetdicke wird zu $\pm 5\%$ genau angegeben (Wir89).

Die einzelnen Blendenbacken zur Einstellung des Raumwinkels werden über Absolut-Drehwinkelgeber mit einer Genauigkeit von 0.03 mm abgelesen. Da die Blenden etwa 750 mm vom Target entfernt sind, ist die Unsicherheit des Raumwinkels kleiner als $0.1 \times 0.1 \text{ mrad}^2$ und somit vernachlässigbar.

Totzeiteffekte und Pile-up der Elektronik können anhand der inklusiven Spektren abgeschätzt werden. Die trotz der unterschiedlichen Zählratenbelastung bei verschiedenen Reaktionswinkeln gute Übereinstimmung der inklusiven Zählraten relativ zur Monitorzählrate (Abb. 30) und im Vergleich mit dem früheren Experiment (Abb. 32) erlaubt eine Abschätzung des systematischen Fehlers aus diesem Effekt zu kleiner als +5%. Insgesamt erhält man damit die absolute Normierung auf $+10\%$ genau.

5.7 Koinzidenzspektren

Eine echte Projektilaufbruchreaktion ist unter anderem dadurch charakterisiert, daß beide Fragmente innerhalb ihrer Flugzeitdifferenz in den Szintillatoren nachgewiesen werden. Wählt man untere und obere Grenze der Impulsakzeptanz für minimale und maximale Geschwindigkeit der Fragmente, errechnet sich die maximale Flugzeitdifferenz vom Target zu den Szintillatoren zu 17 nsec. Das ist deutlich weniger als der zeitliche Abstand zwischen zwei Strahlpulsen, der beim 11 MHz Betrieb des Zyklotrons 90 nsec beträgt. Zufällige Koinzidenzereignisse, bei denen die Fragmente aus verschiedenen Reaktionen und Strahlpulsen stammen, sind mit mindestens 90 nsec Zeitdifferenz zwischen linkem und rechtem Szintillatorsignal eindeutig von echten Koinzidenzen zu trennen.

Ein Zeitdifferenzspektrum des Koinzidenz-TPC's (Abb. 33) zeigt die echten Koinzidenzereignisse als deutlich überhöhte Linie gegenüber den einzelnen Linien von zufälligen Koinzidenzen. Unkorrelierte Koinzidenz-Ereignisse in der echten Linie, die von verschiedenen Reaktionen des gleichen Strahlpulses stammen, müssen die gleiche Häufigkeit wie eine zufällige Linie besitzen. Das Verhältnis der Fläche einer zufälligen zu dem der echten Linie ist somit ein Maß für den unkorrelierten Untergrund in den Koinzidenzen.

Ereignisse im richtigen Zeitfenster und bei denen in einer Detektorhälfte ein Deuteron und in der anderen ein α -Teilchen nachgewiesen wurde, wurden als Koinzidenzen weiterverarbeitet. Von diesen Ereignissen wurde ein E_D - E_α -Diagramm erstellt. In Abb. 34 sind 4 Beispiele dieser Diagramme zu sehen. In allen Abbildungen ist gut zu erkennen, daß sich die meisten Ereignisse auf einer Geraden senkrecht zur Winkelhalbierenden anordnen. Diese Gerade entspricht einer konstanten Summenenergie von 154.5 MeV. Ereignisse auf dieser Linie sind also zweifelsfrei dem Projektilaufbruch ohne Anregung des Targetkerns zuzuordnen, im folgenden elastischer Aufbruch genannt. Im linken oberen Eck tritt bei dieser Linie nochmal eine Anhäufung von Ereignissen auf, die dem sequentiellen elastischen Aufbruch entspricht. Links darunter sind auch noch Ereignisse zu beobachten mit einer Summenenergie von ca. 151.9 MeV, die vom inelastischen sequentiellen Aufbruch bei gleichzeitiger Anregung des Targetkerns in dessen ersten angeregten Zustand bei 2.6 MeV stammen. Alle Punkte im linken oberen Quadranten in jedem der vier Diagramme sind von Ereignissen mit einem α -Teilchen im linken (niederenergetischen) und einem Deuteron im rechten (höherenergetischen) Detektor. Das entspricht der kinematischen Alternative, in der das Deuteron beim Aufbruch eine Komponente

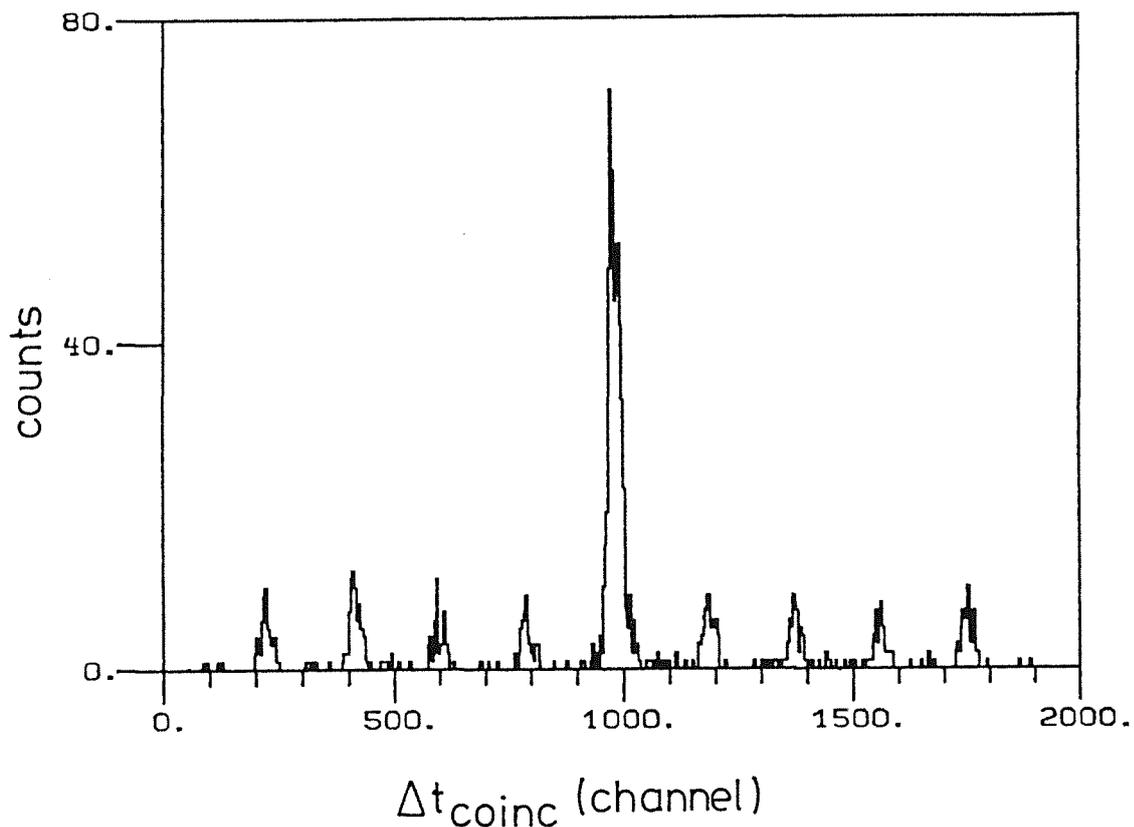


Abb. 33 Zeitdifferenzspektrum des Koinzidenz-TPC's

in Richtung des Schwerpunktsvektors und das α -Teilchen eine Komponente entgegengesetzt dazu hat. Diese Ereignisse werden im folgenden als negativer Ast der Relativenergiespektren dargestellt.

Umgekehrt ist das für Ereignisse im rechten unteren Quadranten jeder der 4 Spektren. Das sind Ereignisse mit einem α -Teilchen im rechten Detektor und einem Deuteron im linken Detektor. Hier reicht die Energieakzeptanz für Koinzidenzereignisse nicht bis zum sequentiellen Aufbruch, so daß nur direkter Aufbruch für diese Kombination zu sehen ist. In den Relativenergiespektren werden diese Ereignisse im positiven Energieast gezeigt. Speziell für eine asymmetrische Aufstellung des Graphitklotzes ist das Energiefenster sehr klein. Andererseits erhält man dafür bei diesen Messungen in der anderen Kombination noch direkten Aufbruch jenseits vom sequentiellen bei höheren Relativenergien.

Für die weitere Auswertung wurde ein 2.2 MeV breites Fenster um die Summenenergie für elastischen Aufbruch gewählt. Der inelastische Aufbruch wird an anderer Stelle veröffentlicht (Kie89). Typische Summenenergiespektren zeigt Abb. 35. Aus den elastischen Aufbruchereignissen wurden dann die

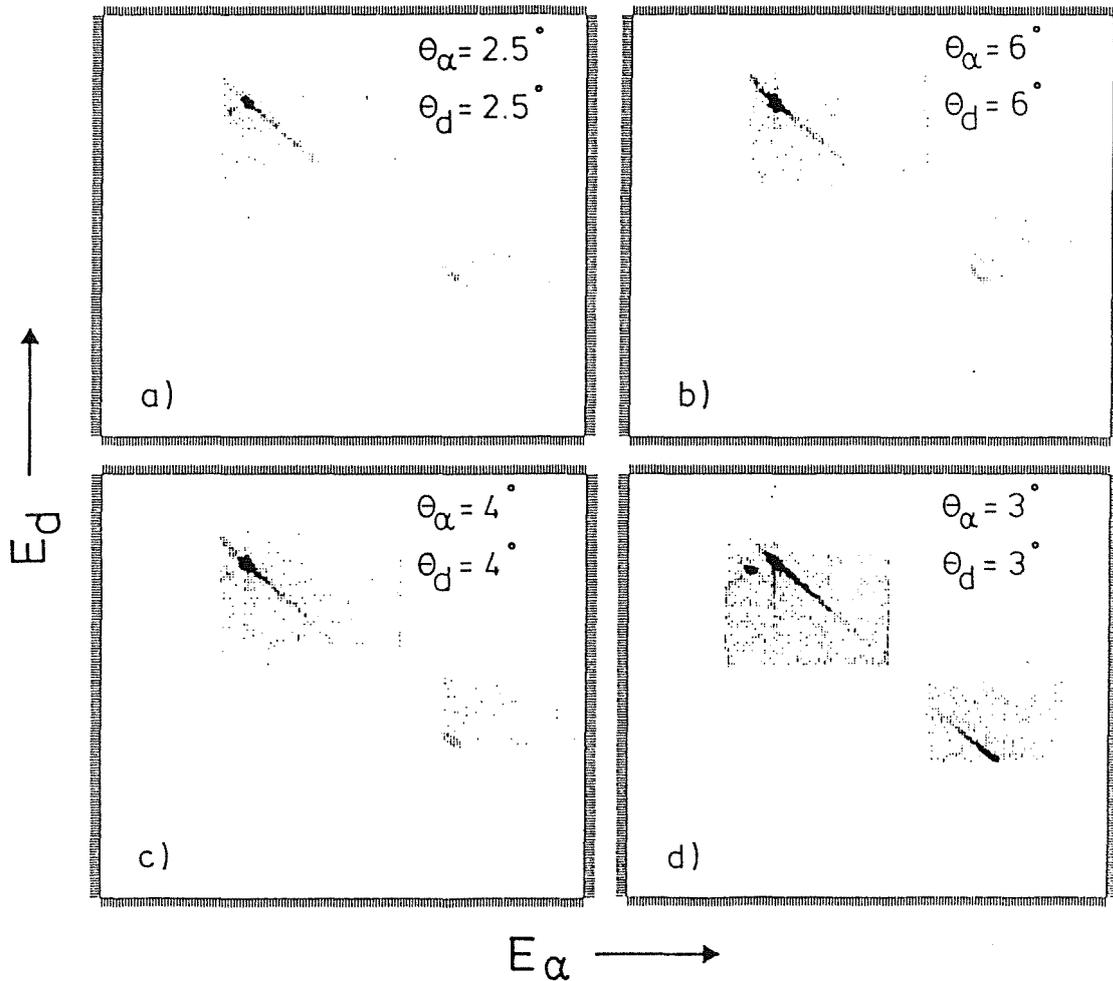


Abb. 34 E_D - E_α -Diagramme von Koinzidenzereignissen. Abb. 33a,b,c mit asymmetrischen Graphitklotz, Abb. 33d mit symmetrischen Graphitklotz.

Teilchen-Koinzidenzspektren (Abb. 36) und Relativenergiespektren ermittelt. Die Berechnung der Relativenergie erfolgte durch relativistische Transformation der Laborenergien beider Fragmente in ihr Schwerpunktsystem für jedes Ereignis einzeln. Um den unterschiedlichen Energieverlust von α -Teilchen und Deuteron im Target zu berücksichtigen, wurde ein mit halber Targetdicke berechneter Energieverlust zu den Laborenergien addiert.

Von sämtlichen Relativenergiespektren wurde schließlich noch der Untergrund aus zufälligen Koinzidenzen abgezogen. Er wurde aus den zufälligen Linien im Zeitspektrum bestimmt, wobei diese Ereignisse genauso wie die Ereignisse der

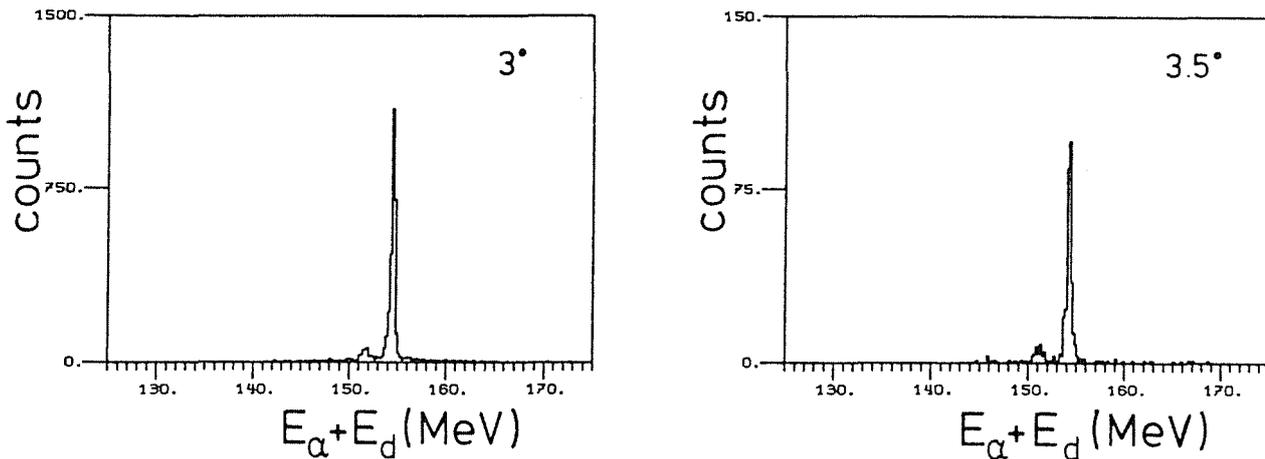


Abb. 35 Zwei Summenenergiespektren von Koinzidenzereignissen.

echten Linie ausgewertet wurden. In Abb. 37 ist der Anteil dieses Untergrunds in einigen Relativenergiespektren eingezeichnet. Korrelierter Untergrund durch Reaktionen im Targetrahmen oder Blenden des Strahlführungssystems, konnte bei mehreren Messungen mit leerem Targetrahmen nicht festgestellt werden.

In den Abbildungen 38 und 39 ist eine Auswahl von untergrundkorrigierten Relativenergiespektren dargestellt.

- *Messungen mit Standardfokussierung und asymmetrischer Graphitklotzstellung (Abb. 38)*

Hier wurden die Reaktionswinkel von 2° bis 6° innerhalb einer Meßzeit unter gleichen Bedingungen gemessen. Die Akzeptanz betrug $9 \times 40 \text{ mrad}^2$. Es wurden Aufbruchereignisse von 100 keV bis 1100 keV Relativenergie nachgewiesen, sodaß der sequentielle Aufbruch bei 710 keV voll innerhalb der Energieakzeptanz liegt. Die in der Datenanalyse gezeigte Winkelverteilung des sequentiellen Aufbruchs beruht auf diesen Daten und einer Messung bei 1.5° Reaktionswinkel mit $9 \times 10 \text{ mrad}^2$ Raumwinkel.

- *Messungen mit besserer Statistik (Abb. 39)*

Bei 3° Reaktionswinkel wurden zwei Langzeitmessungen mit symmetrischer Graphitklotzstellung durchgeführt. Die erste Messung wurde mit Standardfokussierung und großer Akzeptanz ($20 \times 30 \text{ mrad}^2$) durchgeführt. Das Relativenergiespektrum erstreckt sich bis hinunter zu 50 keV (Abb. 39a). Diese Grenze ist allerdings nicht durch das Detektorsystem gegeben, sondern nur durch die Statistik. Vor Abzug des unkorrelierten Untergrunds (siehe Abb. 37) ist die minimal nachgewiesene Relativenergie 15 keV, in Übereinstimmung mit den

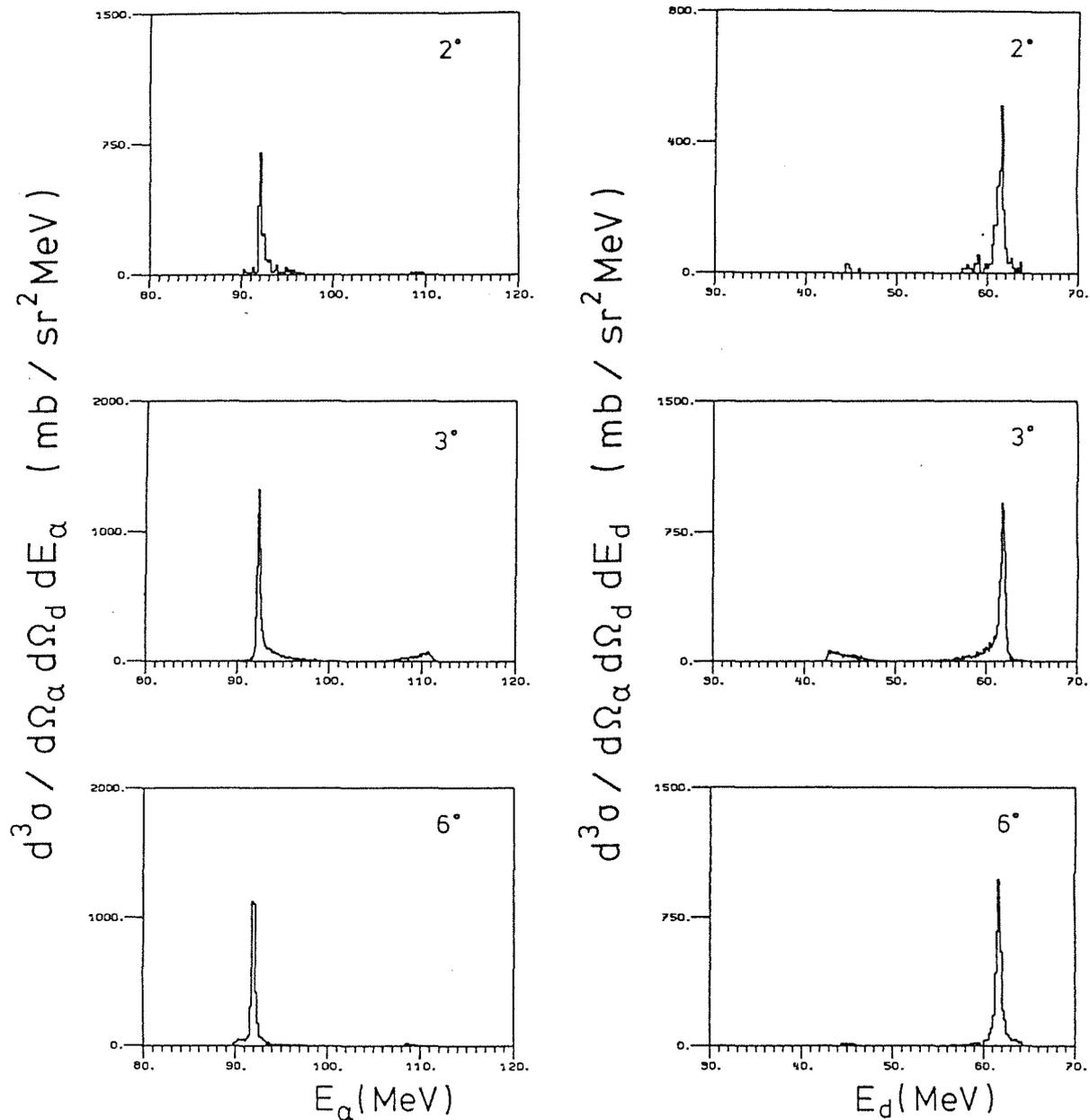


Abb. 36 Einige α -Teilchen- und Deuteronenspektren der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},ad)^{208}\text{Pb}_{g.s.}$

Erwartungen. Nach Untergrundabzug sind die Werte von 0-50 keV mit null verträglich.

Unter geänderten Bedingungen - anderes Target, Akzeptanzöffnung 7×34 mrad², Alternativfokussierung - wurde ein weiteres Spektrum bei 3° gemessen (Abb.

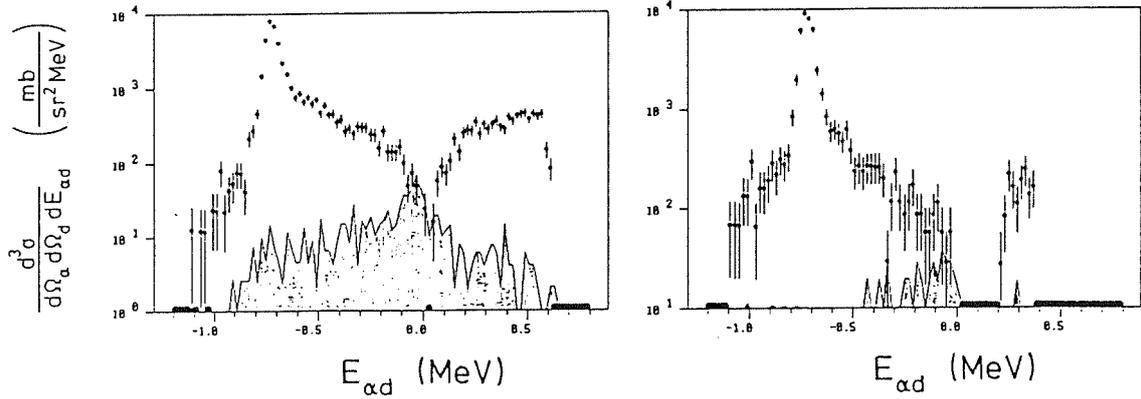


Abb. 37 Relativenergiespektren der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \text{ad})^{208}\text{Pb}_{\text{g.s.}}$ mit Untergrund aus unkorrelierten Koinzidenzen. Der Untergrund spielt nur für sehr kleine Relativenergien eine Rolle.

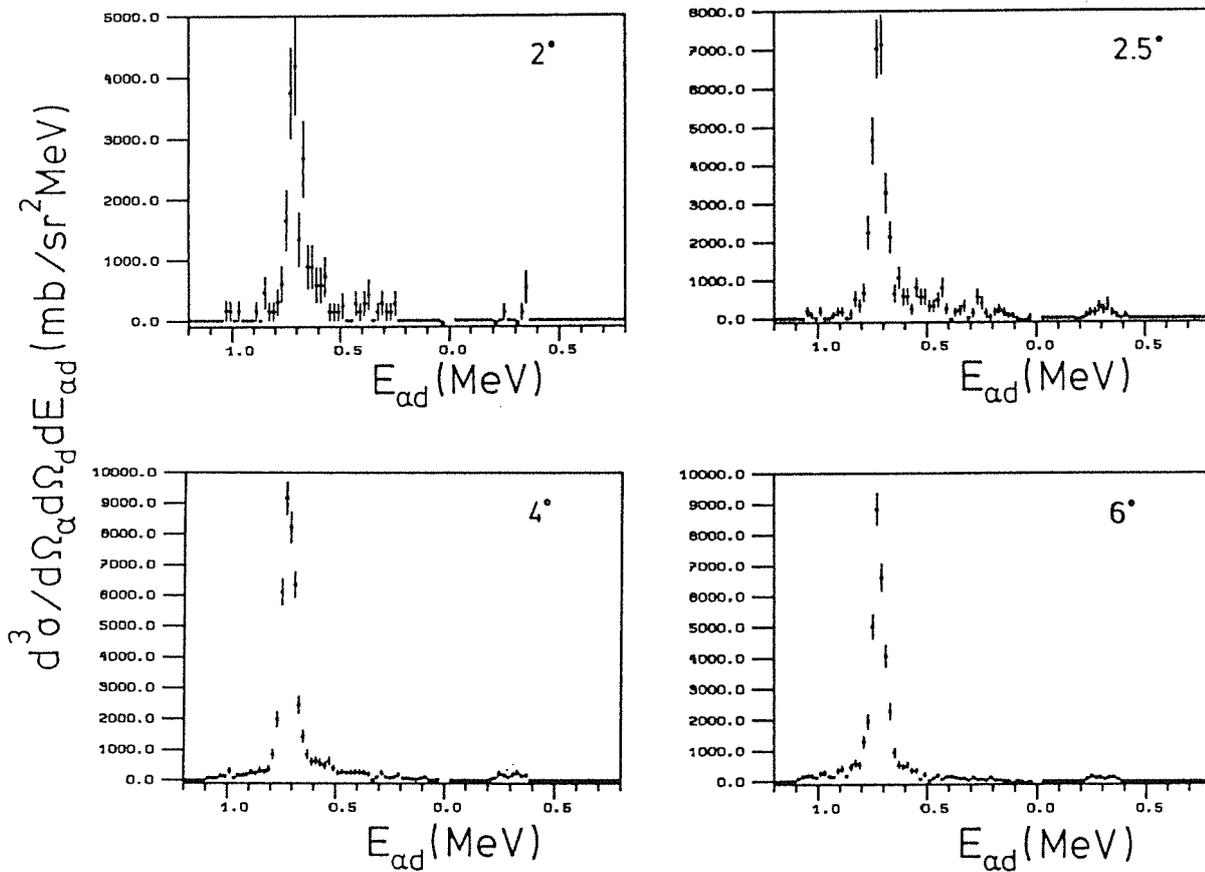


Abb. 38 Relativenergiespektren der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \text{ad})^{208}\text{Pb}_{\text{g.s.}}$ bei Standardfokussierung und einer Akzeptanz $\Omega_\alpha, \Omega_d = 9 \times 40 \text{ mrad}^2$.

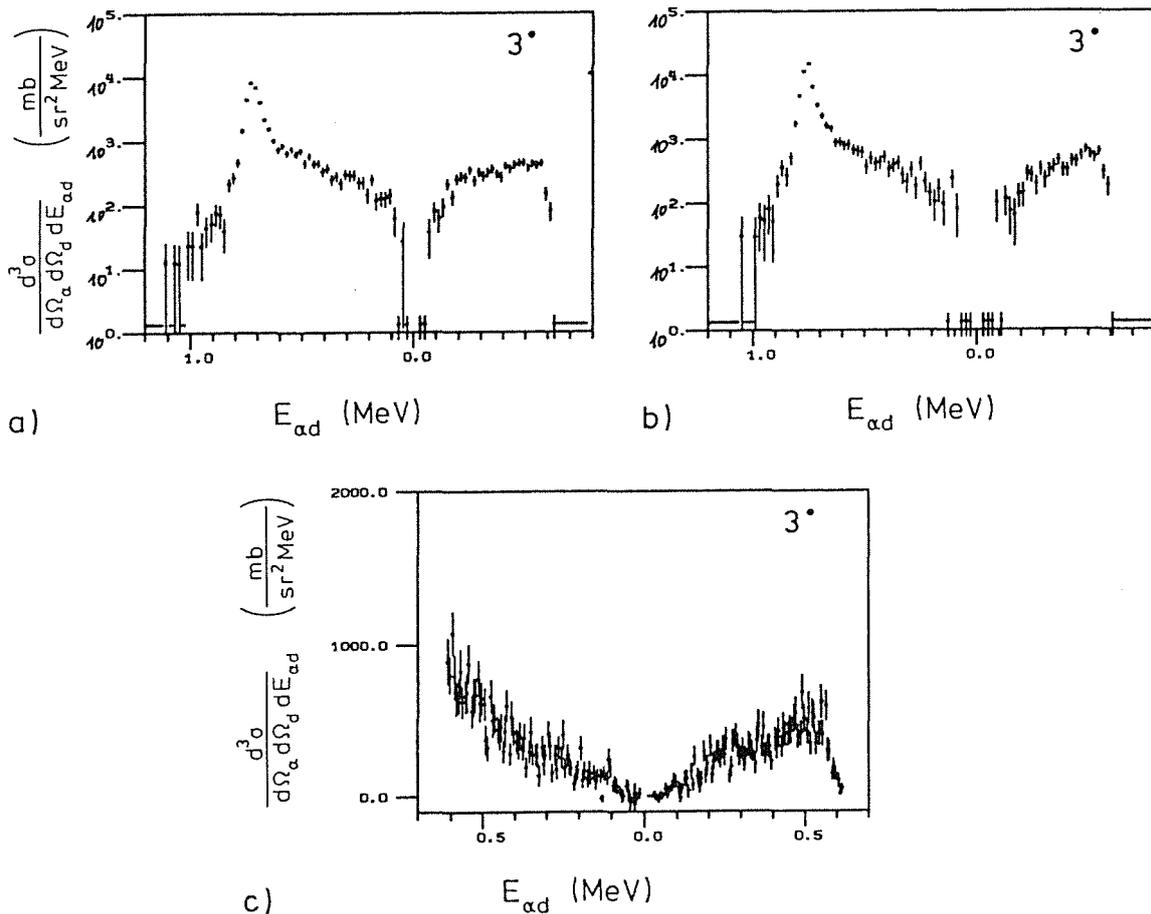


Abb. 39 Relativenergiespektren der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},\alpha d)^{208}\text{Pb}_{g.s.}$. Abb. 39a bei Standardfokussierung und $20 \times 30 \text{ mrad}^2$ Akzeptanz, Abb. 39b Alternativfokussierung und $7 \times 34 \text{ mrad}^2$ Akzeptanz. In Abb. 39c sind die Datenpunkte beider Messungen zusammen dargestellt.

39b). Bei Übereinanderlegen beider Messungen sieht man die gute Übereinstimmung beider Messungen (Abb. 39c). Für die Datenanalyse wurde das erste Spektrum mit der besseren Statistik gewählt. Im Anhang A ist dieses Spektrum aufgelistet.

5.8 Vergleich des Resonanzaufbruchs mit Simulationsspektren

Das hervorstechende Merkmal jedes Spektrums ist die etwa 60 keV breite Resonanzlinie des sequentiellen Aufbruchs bei 710 keV Relativenergie. Sie erhebt sich bei allen Reaktionswinkeln im Verhältnis von etwa 1:1 deutlich über einen relativ glatten, unstrukturierten Anteil von Reaktionsereignissen, die dem direkten Aufbruch zuzuschreiben sind. Eine erste Untersuchung galt daher Breite

und Form der Linie, um den Anteil des sequentiellen Aufbruchs am Gesamtspektrum abzuschätzen, und um Aussagen über die Relativenergieauflösung treffen zu können.

Bei diesem Experiment gibt es eine Reihe von bekannten Effekten, welche die natürliche Breite der Resonanzlinie vergrößern. Es sind dies Strahlenschärfe, Energiestraggling im Target, kinematische Verbreiterung durch verschiedene Relativwinkel der Fragmente, sowie Ionenoptik und Detektorauflösung. Wegen der teilweise komplexen Zusammenhänge wurde eine Methode entwickelt, die angesprochenen Effekte zu simulieren. Im einzelnen werden die Effekte in der folgenden Art berücksichtigt.

- Die Strahlenergieunschärfe wird durch eine gaußförmige Verteilung der Projektilenergie um die mittlere Strahlenergie beschrieben.
- Der Energieverlust des ${}^6\text{Li}$ -Projektils im Target wird berechnet, wobei die Targetdicke, die das Projektil bis zur Wechselwirkung mit dem Targetkern durchfliegt, als gleichverteilt über der gesamten Targetdicke angenommen wird.
- Aus der so ermittelten Energie des ${}^6\text{Li}$ -Kerns, dessen Streuwinkel, der Relativenergie der Fragmente nach dem Aufbruch und der Zerfallsrichtung bezüglich der Richtung des Massenschwerpunkts der Fragmente werden die Geschwindigkeitsvektoren beider Fragmente berechnet. Die Streuwinkelverteilung des Massenschwerpunkts und die Winkelverteilung der Zerfallsrichtung werden dabei isotrop angenommen. Die Verteilung der Relativenergie wird normalerweise, wie für den Resonanzzerfall zu erwarten, mit einer Lorentzkurve beschrieben. Alternativ kann eine Gaußverteilung oder eine Gleichverteilung angenommen werden, um nicht resonante Reaktionen zu simulieren oder die Transmission der Teilchen durch den Spektrographen in Abhängigkeit von der Relativenergie zu untersuchen.
- Schließlich wird der Energieverlust beider Fragmente vom Ort der Wechselwirkung bis zum Verlassen des Targets berechnet und eine Streuung des Relativwinkels zwischen den Fragmenten durch eine Gaussverteilung um den berechneten Relativwinkel simuliert.
- Die Detektorauflösung für die Fragmente und die Ortsverschmierung von Teilchen gleichen Impulses durch ionenoptische Effekte wird zusammen durch eine gaußförmige Verbreiterung um den vorher berechneten Impuls berücksichtigt.

Das Verfahren wurde als Monte-Carlo Programm realisiert. Dabei wird jede Reaktion einzeln durchgerechnet, bevor geprüft wird, ob beide Fragmente innerhalb der Winkelakzeptanz und der Impulsakzeptanz des Spektrographen sind. Von diesen Reaktionen wird die Relativenergie aus den "nachgewiesenen" Energien der Fragmente berechnet und gespeichert. Die Kinematik wird im Programm relativistisch gerechnet.

Ein mit einer 26 keV breiten Lorentzlinie bei 710 keV Relativenergie für den sequentiellen Aufbruch und den entsprechenden experimentellen Bedingungen erzeugtes Simulationsspektrum ist in Abb. 40 mit dem gemessenen Spektrum verglichen. Die Simulation zeigt, daß der überwiegende Teil des sequentiellen Aufbruchs in der erkennbaren Resonanzlinie steckt. Für Relativenergien unterhalb der Resonanz fällt der sequentielle Aufbruch deutlich unter die gemessenen Daten.

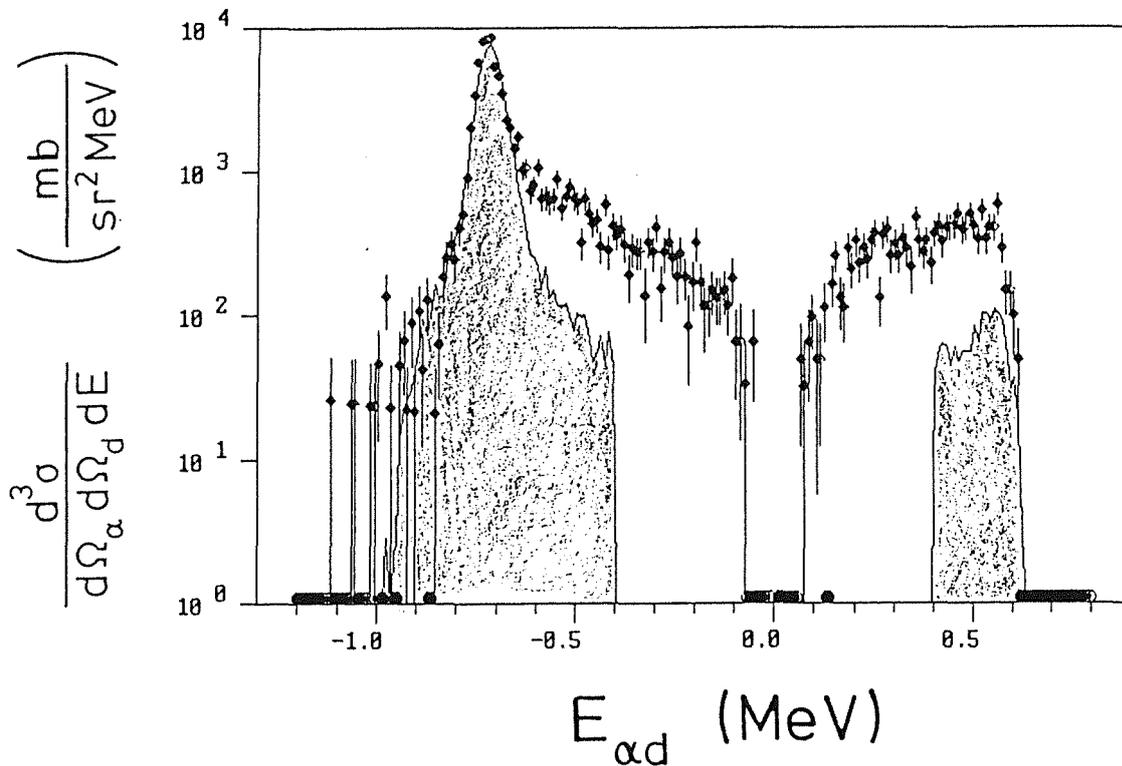


Abb. 40 Vergleich eines Simulationsspektrums (schattierte Fläche) für den sequentiellen Aufbruch mit den experimentellen Datenpunkten. Das Simulationsspektrum wurde in der Höhe an die Resonanzlinie angepaßt.

Weitere Untersuchungen mit dem Simulationsprogramm betrafen die Relativenergieauflösung für den direkten Aufbruch. Dazu wurden Simulationen mit willkürlich 1 keV breiten Linien bei verschiedenen Relativenergien mit den bekannten experimentellen Bedingungen gemacht. Die Breite der simulierten Spektren als Maß für die Auflösung ist in Tabelle 5 angegeben.

Relativenergie	Relativenergieauflösung (FWHM).		
100 keV	19 keV	25 keV	23 keV
300 keV	27 keV	32 keV	32 keV
500 keV	40 keV	42 keV	38 keV

Tabelle 5 Relativenergieauflösung als Funktion der Relativenergie bei verschiedenen experimentellen Bedingungen (Simulationsergebnisse). 1.Spalte: Standardfokussierung mit Akzeptanz 20x30 mrad und Targetdicke $\rho_T=4$ mg/cm², 2.Spalte: Standardfokussierung mit Akzeptanz 9x40 mrad und $\rho_T=6.7$ mg/cm², 3.Spalte: Alternativfokussierung, Akzeptanz 7x34 mrad und $\rho_T=6.7$ mg/cm².

Es sind keine signifikanten Unterschiede in der Auflösung zu sehen. Das Ergebnis überrascht etwas, da die Relativenergieauflösung nicht besser wird, wenn man wie bei den Messungen mit Alternativfokussierung (Spalte 3 in Tab. 5) eine Information über die vertikalen Emissionswinkel beider Fragmente besitzt. Der Grund dafür ist aus Abb. 41 zu entnehmen, in der eine Gegenüberstellung eines gemessenen und eines simulierten Relativwinkelspektrums dargestellt ist. Es treten überwiegend sehr kleine Winkeldifferenzen in vertikaler Richtung auf ($<0.5^\circ$), so daß die Relativwinkelauflösung, die insgesamt etwa 0.5° beträgt, keine Verbesserung der Relativenergieauflösung erbringt.

Aus diesem Grund und wegen der impulsabhängigen Transmission bei Alternativfokussierung wurden die meisten Experimente mit Standardfokussierung durchgeführt. Bei der Weiterführung der Aufbruchexperimente am Spektrographen wird jetzt allerdings ein zusätzlicher ortsempfindlicher Detektor eingesetzt, mit dessen Hilfe eine Verbesserung der Auflösung in der Relativenergie zu erwarten ist. Mit dem erweiterten Detektorsystem können neben den Positionen auch die Eintrittswinkel beider Fragmente in die Fokalebene gemessen werden (Gso89). Das erlaubt die Korrektur von Abbildungsfehlern und damit die Verbesserung der Energieauflösung sowie die Bestimmung der horizontalen und vertikalen Emissionswinkel der Fragmente.

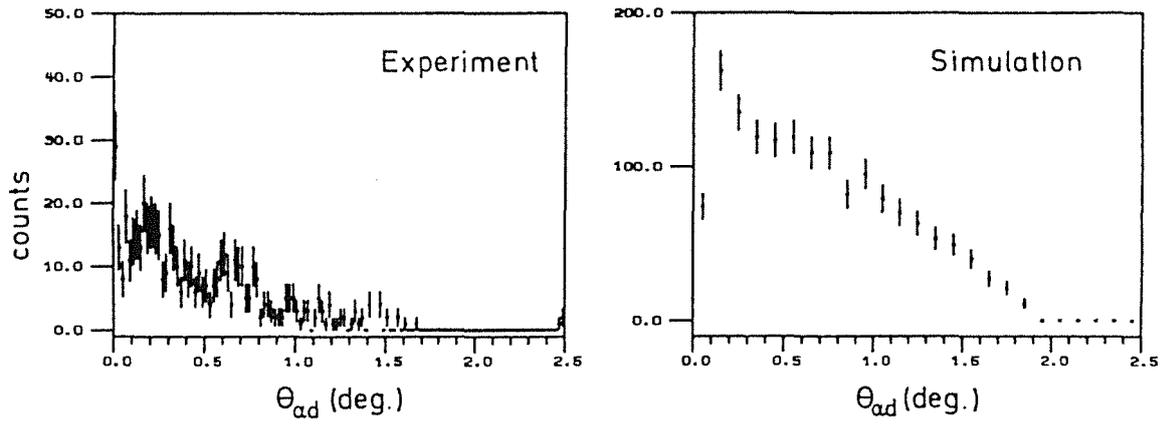


Abb. 41 Vergleich eines simulierten vertikalen Relativwinkelspektrums für den sequentiellen Aufbruch mit einem gemessenen Relativwinkelspektrum.

Kapitel 6: Datenanalyse und Interpretation

Eine wesentliche Bedingung für die Bestimmung von Fusionsquerschnitten aus Aufbruchmessungen durch Zeitumkehrinvarianz ist das Vorherrschen von Coulomb-Wechselwirkung bei den Aufbruchexperimenten. Um Aufschlüsse über den Beitrag des Coulomb-induzierten und nuklear-induzierten Aufbruchs im betrachteten Reaktionswinkelbereich zu erhalten, sind Vergleiche mit theoretischen Rechnungen nötig. Diese theoretische Analyse der Aufbruchreaktion wurde in enger Zusammenarbeit mit einer Theoriegruppe des Instituts für Kernphysik der KFA Jülich unter der Leitung von Dr. G. Baur durchgeführt.

6.1 Sequentieller Aufbruch

Bei rein elektromagnetischer Anregung des Projektils ist der Wirkungsquerschnitt nur durch die Kinematik der Reaktion und den elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E\lambda, i \rightarrow f)$ bestimmt. Der $B(E2, 1+ \rightarrow 3+)$ -Wert für die Anregung von ${}^6\text{Li}$ in den $3+$ -Zustand bei 2.18 MeV ist aus der inelastischen Elektronenstreuung gut bekannt (Eig69) und beträgt $25.6 e^2\text{fm}^4$. Mit diesem Wert kann der Wirkungsquerschnitt für den sequentiellen Aufbruch von ${}^6\text{Li}$ bei den einzelnen Reaktionswinkeln berechnet und mit den experimentellen Ergebnissen verglichen werden.

Zur Berechnung wurde eine einfache Beziehung aus (Ald75) verwendet, mit der die Coulomb-Anregung im nichtrelativistischen Grenzfall durch eine Näherung mit Geraden approximiert wird (siehe auch Kap. 1). Der Wechselwirkungsabstand für die Berechnung der Coulomb-Anregung ist bei dieser "straight line approximation" dann einfach durch den Stoßparameter gegeben. Für die im Experiment gemessenen sehr kleinen Reaktionswinkel ist das sicherlich eine gute Näherung, da der Stoßparameter b bei 3° z.B. 43 fm beträgt, und damit das Verbiegen der Bahn durch Coulomb-Abstoßung gering gegenüber b ist. In Kapitel 1 sind die Gleichungen (2)-(7) für diese Berechnung angeführt.

Theoretische und experimentelle Werte werden üblicherweise im Schwerpunktsystem verglichen. Die Transformation der vorliegenden Labor-Wirkungsquerschnitte geschah mit der in Anhang B behandelten Gleichung. Eine Gegenüberstellung eines transformierten Spektrums mit dem zugehörigen Laborspektrum ist in Abb. 42 zu sehen. Auffallend gegenüber den Labor-Spektren

ist der jetzt stärkere Abfall des Wirkungsquerschnitts bei Relativenergien nahe Null. Das ist bedingt durch die stark ansteigenden Transformationsfaktoren für kleine Relativenergien (siehe Anhang B). Dadurch konnten Schwerpunkt-Wirkungsquerschnitte mit nahezu gleicher Genauigkeit über zwei Größenordnungen des Wirkungsquerschnitts in einer einzigen Meßreihe gemessen werden.

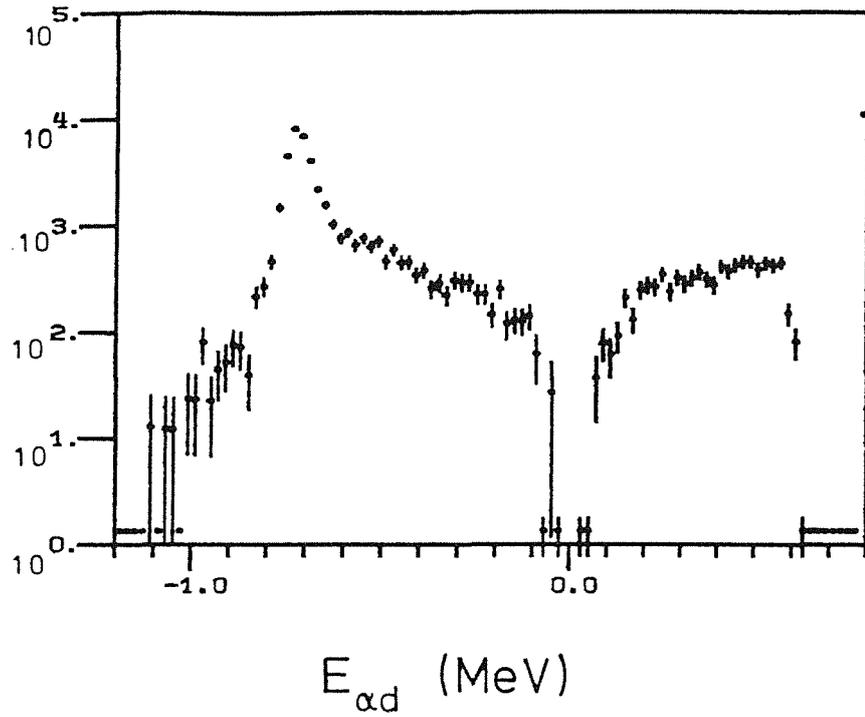
Aus den Spektren im Schwerpunktsystem wurde schließlich die Winkelverteilung der gestreuten ${}^6\text{Li}^*$ -Ionen beim sequentiellen Aufbruch durch Integration über die Linie bei 710 keV gewonnen. Der Anteil des direkten Aufbruchs in der Linie wurde durch eine Gerade abgeschätzt, die durch Mittelung über je vier Kanäle direkt oberhalb und unterhalb der Resonanzlinie definiert wurde. Minimal und maximal möglicher Abzug, der durch die acht Kanäle gegeben ist, wurde als Fehler dieser Methode betrachtet, und zum statistischen Fehler quadratisch addiert.

Da der so erhaltene doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt noch von der Orientierung der Fragmente bezüglich der Streurichtung des angeregten ${}^6\text{Li}^*$ abhängt, und damit auch etwas von der Akzeptanzöffnung Ω_{ad} , wurde der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega_{\text{Li}^*}$ durch Integration über Ω_{ad} für den Vergleich mit den theoretischen Werten genommen. Die Integration über Ω_{ad} verlief unter Berücksichtigung der bei reinem Coulomb-Aufbruch in Glg. 7 gegebenen relativen Besetzung der m-Unterszustände nach dem Aufbruch. Eine Zusammenstellung der doppelt und einfach differentiiellen Wirkungsquerschnitte ist im Anhang A gegeben.

Abbildung 43 zeigt die gemessene Winkelverteilung und die berechnete Kurve für reinen Coulomb-Aufbruch. Form und absolute Höhe der experimentellen Winkelverteilung stimmen gut mit der berechneten Kurve überein. Speziell bei den sehr kleinen Reaktionswinkeln bis 3° ist die Übereinstimmung sehr gut. Das Minimum bei 3.5° wurde in einer kürzlich erfolgten Messung mit einem anderen Detektorsystem noch einmal bestätigt.

Es deutet auf eine Kern-Coulomb-Interferenz hin, die hilfreich sein kann, um den nuklear-induzierten Aufbruch bei diesen Streuwinkeln abzuschätzen. Der nuklear-induzierte Aufbruch bei diesen Streuwinkeln weit unterhalb des Streifwinkels läßt sich wahrscheinlich durch eine noch vorhandene Resttransparenz des Targetkerns für kernnahe Trajektorien erklären. Konstruktive und destruktive Interferenz kleinerer Beiträge aus diesem nuklear-induzierten Aufbruch mit dem Coulomb-Aufbruch bei größeren Stoßparametern können dann die um die Kurve für reinen Coulomb-Aufbruch etwas oszillierenden

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_{\alpha d}} \left(\frac{\text{mb}}{\text{sr}^2 \text{MeV}} \right)$$



$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\text{Li}} d\Omega_{\alpha d} dE_{\alpha d}} \left(\frac{\text{mb}}{\text{sr}^2 \text{MeV}} \right)$$

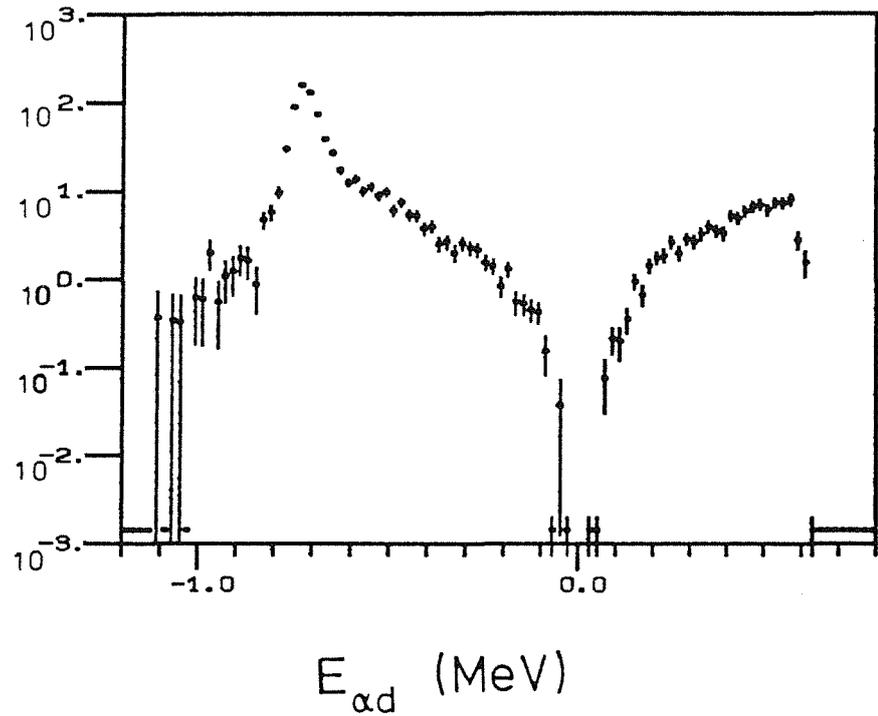


Abb. 42 Dreifach differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},\alpha d)^{208}\text{Pb}_{\text{g.s.}}$ im Laborsystem (oben) und im Schwerpunktsystem (unten) der Fragmente.

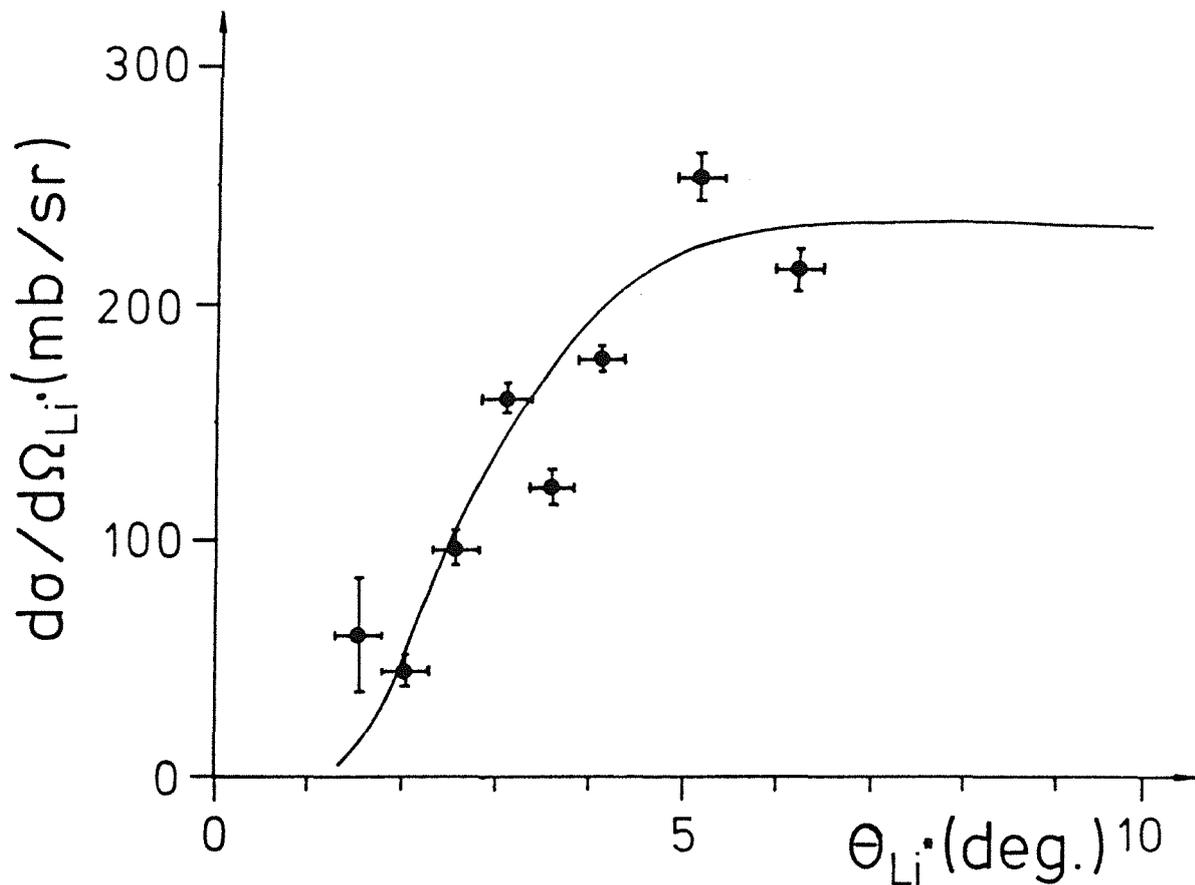


Abb. 43 Gemessene Winkelverteilung für die Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},\text{ad})^{208}\text{Pb}_{\text{g.s.}}$ mit $E_{\text{ad}} = 0.71$ MeV. Durchgezogene Linie: Berechnete Winkelverteilung für reinen Coulomb-Aufbruch mit einem $B(E2,1+ \rightarrow 3+)$ -Wert von $25.6 \text{ e}^2\text{fm}^4$ (Eig69) und straight-line-approximation (Ald75). Die horizontalen Fehlerbalken an den Datenpunkten stellen die horizontale Winkelakzeptanz des Detektorsystems dar.

experimentellen Daten erklären. Erste Rechnungen mit einem Programm mit der Methode der gekoppelten Kanäle lassen darauf schließen (Reb89).

Der Vergleich der Daten mit einer etwas realistischeren semiklassischen Coulomb-Aufbruch Rechnung ist in Abbildung 44 wiedergegeben. Auch hier ist die Übereinstimmung der Daten mit reinem Coulomb-Aufbruch sehr gut. Die gestrichelte Kurve in dieser Abbildung ist das Ergebnis einer Rechnung mit verzerrten Wellen (DWBA) für reinen nuklear-induzierten Aufbruch. Der Wirkungsquerschnitt liegt hier durchweg um mindestens eine Größenordnung unterhalb dem des Coulomb-induzierten Aufbruchs, ausgenommen für extreme Vorwärtswinkel, wo der Coulomb-Wirkungsquerschnitt steil abfällt. Obwohl zwar die Rechnungen des nuklear-induzierten Aufbruchs vom verwendeten optischen

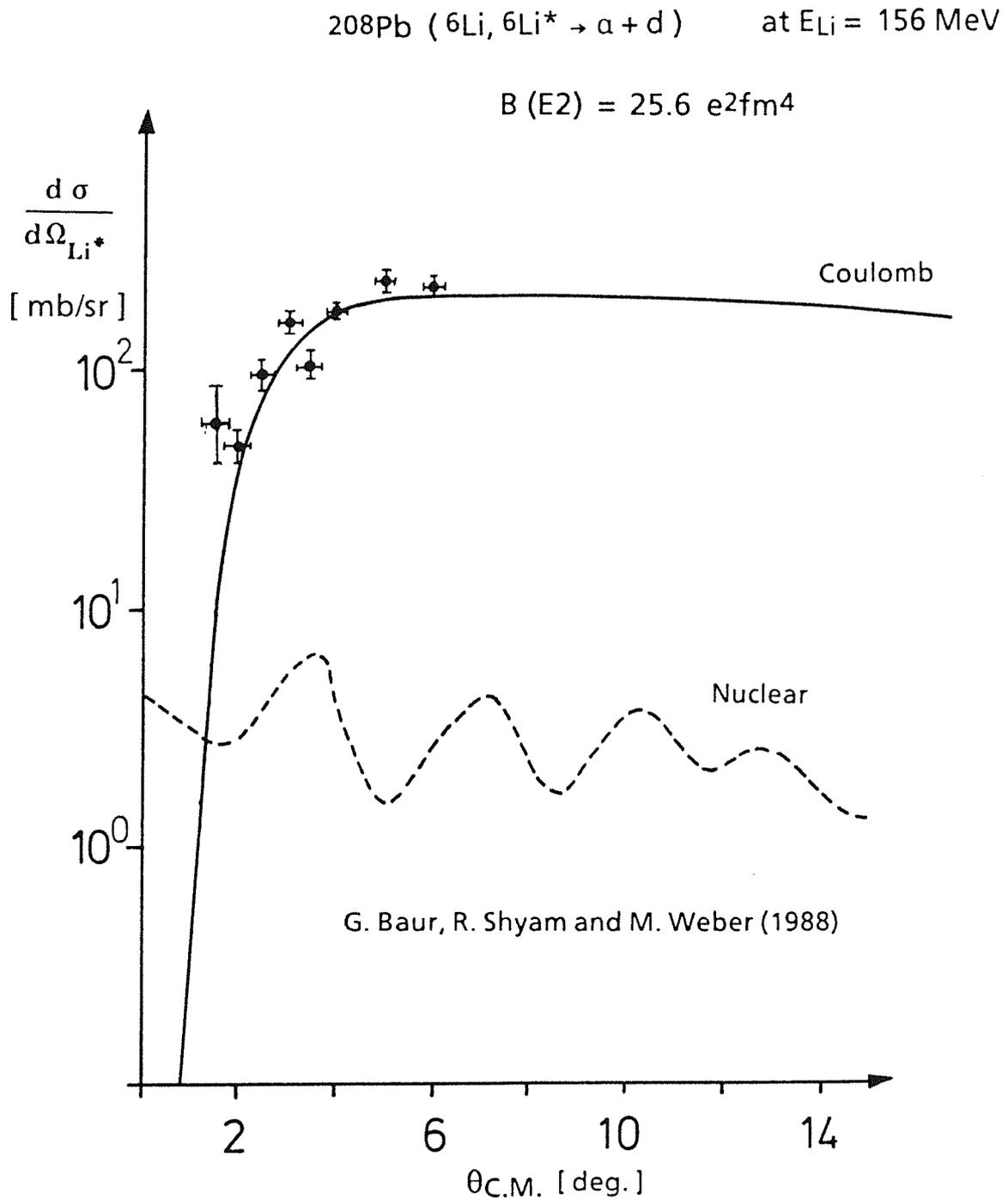


Abb. 44 Gemessene Winkelverteilung für die Reaktion $^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha d){}^{208}\text{Pb}_{\text{g.s.}}$ mit $E_{\alpha d} = 0.71 \text{ MeV}$. Durchgezogene Linie: Berechnete Winkelverteilung für reinen Coulomb-Aufbruch mit einem $B(E2, 1^+ \rightarrow 3^+)$ -Wert von $25.6 \text{ e}^2\text{fm}^4$, semiklassische Rechnung. Gestrichelte Linie: Berechnete Winkelverteilung (DWBA-Rechnung) für reinen nuklear-induzierten Aufbruch.

Potential abhängen, können aus dem Verlauf der theoretischen und experimentellen Winkelverteilung doch mehrere Schlüsse gezogen werden:

- Der experimentell untersuchte Reaktionswinkelbereich ist von der Coulomb-Wechselwirkung dominiert, da die gemessenen Daten sowohl mit der aus der inelastischen Elektronenstreuung bestimmten Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2, 1^+ \rightarrow 3^+)$ übereinstimmen, als auch deren Winkelabhängigkeit mit Coulomb-Dissoziation beschrieben wird.
- Nuklear-induzierter Aufbruch kann weder die absolute Höhe des Wirkungsquerschnitts, noch die Form der gemessenen Winkelverteilung erklären. Das ist auch in Übereinstimmung mit den Ergebnissen einer klassischen Trajektorienrechnung, die für den Winkelbereich von 3° - 9° überwiegend Coulomb-Aufbruch vorhersagt (Sri88).
- Selbst wenn es einen merklichen Beitrag des nuklear-induzierten Aufbruchs bei einigen Reaktionswinkeln geben sollte, wie es der Datenpunkt bei 3.5° andeutet, können Coulomb-Aufbruch und nuklearer Aufbruch wegen ihrer stark unterschiedlichen Winkelverteilung mit Hilfe von verbesserten Aufbruchtheorien möglicherweise voneinander getrennt werden. Auch wenn nicht der gesamte Winkelbereich unterhalb des Coulomb-Regensbogens frei von Beiträgen des Kernaufbruchs ist, könnte es zumindest einen kleineren definierten Winkelbereich geben, zu dem fast nur Coulomb-Aufbruch beiträgt (Sri88).

Es kann abschließend festgestellt werden, daß alle Anzeichen dafür sprechen, daß die gemessene Winkelverteilung des sequentiellen elastischen Aufbruchs im Reaktionswinkelbereich von 2° - 6° nur mit überwiegendem Coulomb-Aufbruch zu erklären ist.

6.2 Direkter Coulomb-Aufbruch

Für den direkten Aufbruch mit Relativenergien zwischen 100 und 500 keV konnten bei 3° mittlerem Reaktionswinkel zwei verschiedene kinematische Alternativen gemessen werden (siehe Abb. 42). Der linke Zweig des direkten Aufbruchspektrums entspricht dem Fall, in dem das α -Teilchen beim Aufbruch fast genau entgegengesetzt zur Richtung des Schwerpunktsvektors und das Deuteron fast genau in Richtung des Schwerpunktsvektors emittiert wird. Der rechte Zweig zeigt entsprechend den Wirkungsquerschnitt für Vorwärtsstreuung

des α -Teilchens und Rückwärtsstreuung des Deuterons im System des Massenschwerpunkts.

Bei Coulomb-Anregung des ${}^6\text{Li}$ -Projektils mit reinem E2-Übergang erwartet man für die beiden Alternativen exakt den gleichen Wirkungsquerschnitt (Bau89). Stellt man die Asymmetrie, die als Differenz der beiden Wirkungsquerschnitte für Rückwärts- bzw. Vorwärtsstreuung des α -Teilchens, geteilt durch die Summe der Wirkungsquerschnitte, definiert wird, dar, ist keine auffallende Asymmetrie zu erkennen (Abb. 45). Im Rahmen der statistischen Genauigkeit sind die Werte sogar mit reinem E2-Übergang konsistent, obwohl kleinere Beiträge aus dem E1-Übergang nicht ausgeschlossen sind (siehe auch Kie89).

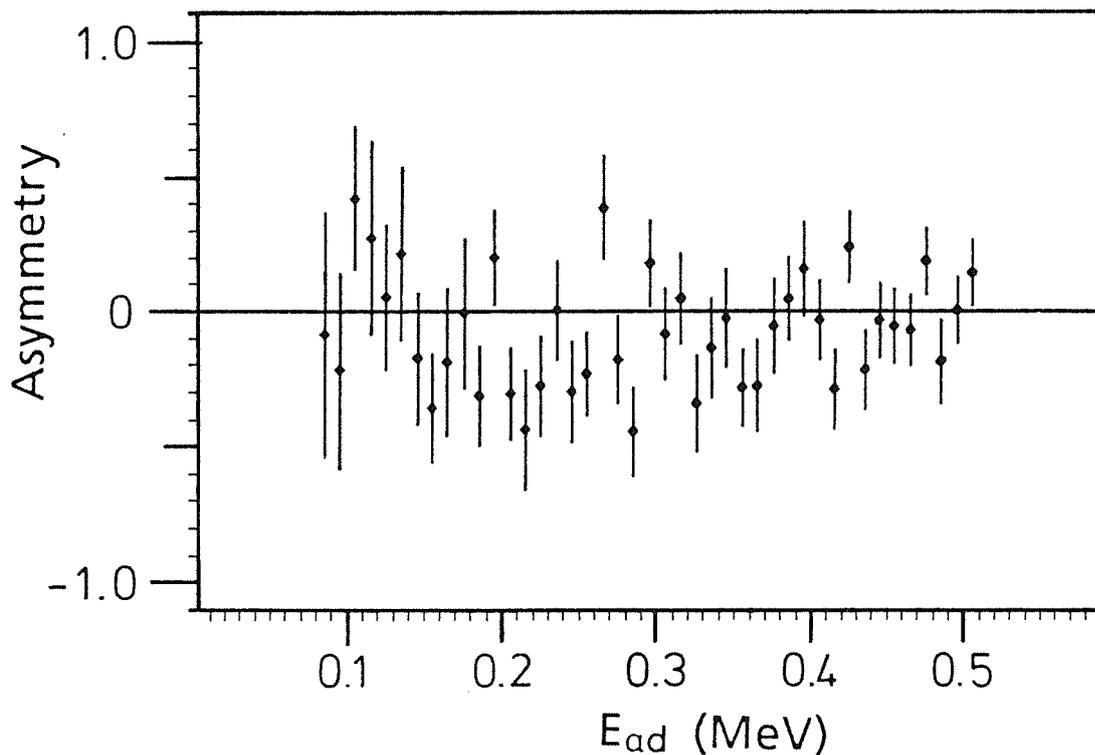


Abb. 45 Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie des dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitts für den direkten Aufbruch bei einem mittleren Reaktionswinkel von 3° .

Das steht im Gegensatz zu den Ergebnissen eines anderen kürzlich durchgeführten ${}^6\text{Li}$ -Aufbruchexperiments in Heidelberg (Hes88). Dort wurden im gleichen Relativenergiebereich bemerkenswerte Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien gefunden, die keineswegs mit realistischen E1-Beiträgen erklärt werden können (Bau89), was den Coulomb-Mechanismus im Falle des direkten Aufbruchs in Frage stellt. Hier wurden insbesondere der mögliche störende Einfluß des

Coulomb-Feldes des Targetkerns am Aufbruchort und Endzustandswechselwirkungen erwähnt.

Die Diskrepanz zwischen diesem Experiment und dem in dieser Arbeit vorgestellten ist allerdings auch durch die unterschiedlichen Meßbedingungen durchaus erklärbar. Das Heidelberger Experiment wurde mit niedrigerer Strahlenergie (60 MeV) durchgeführt und der mittlere Reaktionswinkel betrug 15°. Der Stoßparameter ist hier mit 22 fm kleiner als in der Messung bei 3° Reaktionswinkel und 156 MeV Strahlenergie ($b=43$ fm). Es ist durchaus vorstellbar, daß stärkere Beiträge der Kernwechselwirkung für die beobachtete Asymmetrie verantwortlich sind. Zur endgültigen Klärung dieses Sachverhalts bedarf es allerdings noch einer sorgfältigen theoretischen Analyse.

Wenn für den sequentiellen Aufbruch in diesem Experiment die Coulomb-Wechselwirkung für Winkel deutlich unterhalb des Streifwinkels dominierend ist, liegt der Schluss nahe, daß unter gleichen Bedingungen auch der direkte Aufbruch in diesem Winkelbereich überwiegend elektromagnetisch induziert ist. Direkte experimentelle Informationen im Relativenergiebereich unterhalb von 1 MeV liegen zwar bisher nicht vor, aber es können Abschätzungen aus den Fusionsdaten bei Energien oberhalb von 1 MeV gemacht werden.

Zur Extrapolation von Meßdaten bei höheren Energien in den astrophysikalisch interessanten Energiebereich wird üblicherweise aus praktischen Gründen der astrophysikalische S-Faktor benutzt, in dem die exponentielle Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Durchdringungsfaktor durch die Coulombbarriere herausdividiert ist:

$$S(E) = E \cdot \sigma_{cap} \cdot e^{2\pi \cdot \eta} \quad (24)$$

wobei

$$\eta = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{\hbar \cdot v} \quad (25)$$

der Sommerfeldparameter ist. Dieser astrophysikalische S-Faktor hängt nur noch von den Kerneigenschaften der beteiligten Kerne ab und sollte bei Abwesenheit von Resonanzen nur eine leichte Energieabhängigkeit besitzen.

Abbildung 46 zeigt einen Vergleich der bei 3° gemessenen Daten mit dem Wirkungsquerschnitt, der sich bei einem konstanten S-Faktor von $1.7 \cdot 10^{-5}$ MeVmb, extrahiert aus der Kurve des theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitts in (Rob81) bei 0.5 MeV, ergibt.

Für Relativenergien kleiner als 400 keV ist die aus den Fusionsmessungen extrapolierte Kurve auf beiden Seiten des Energieastes innerhalb der

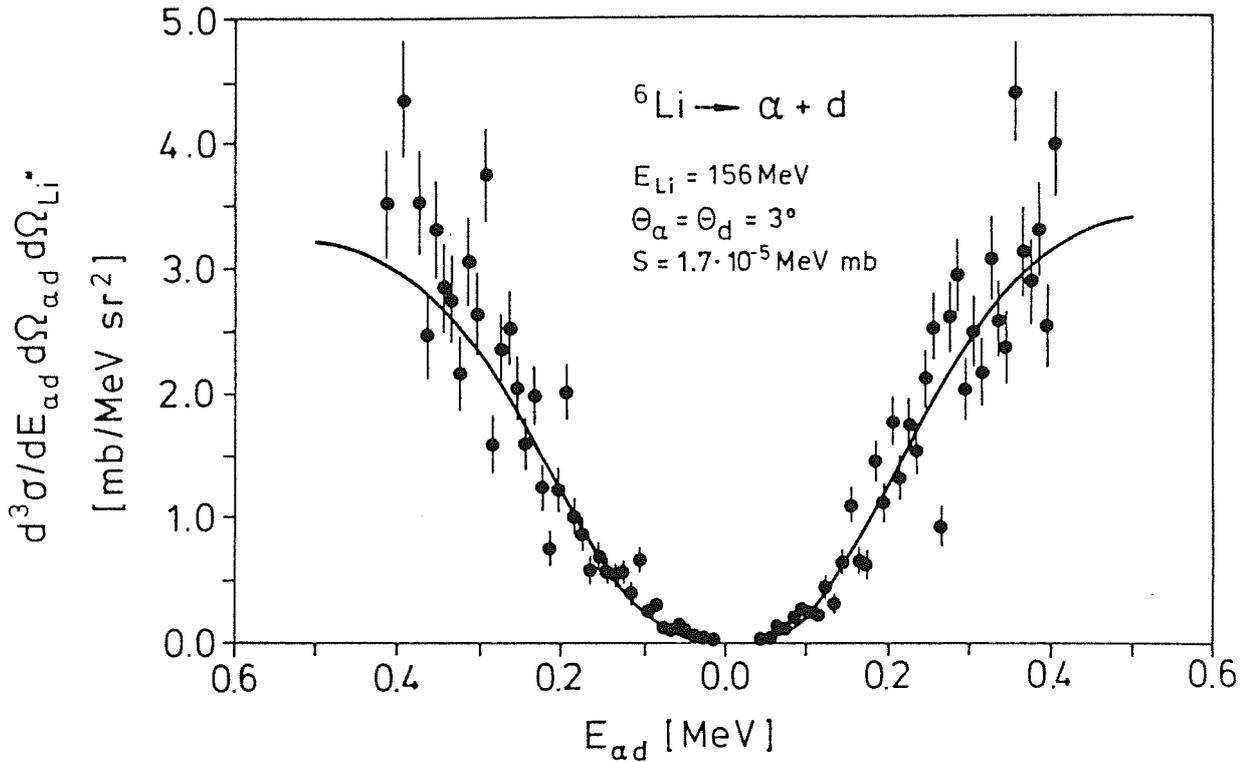


Abb. 46 Relativenergiespektrum der Reaktion ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha d){}^{208}\text{Pb}_{\text{g.s.}}$. Durchgezogene Kurve: Berechnetes Relativenergiespektrum bei 3° bei Annahme eines konstanten S-Faktors von $1.7 \cdot 10^{-5} \text{ MeV mb}$ für die α -d Fusion. Die Kurve ist (Bau89) entnommen.

experimentellen Fehler mit den Aufbruchdaten vereinbar. Das ist neben der Winkelverteilung des sequentiellen Aufbruchs eine weitere starke Stütze für die Dominanz des Coulomb-Aufbruchs bei Reaktionswinkeln weit unterhalb des Streifwinkels.

Schlußbemerkung

Es konnte anhand des Aufbruchs von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ Projektilen an ${}^{208}\text{Pb}$ gezeigt werden, daß auch bei extremen Winkelansforderungen verläßliche Daten für den elastischen Aufbruch gewonnen werden können. Der Einsatz eines Magnet-spektrographen mit einem geteilten Fokalebeneendetektor, was eine neue Technik für die Messung von Teilchenkorrelationen beim Projektilaufbruch darstellt, erlaubte Koinzidenzmessungen bei extremen Vorwärtswinkeln weit unterhalb des Streifwinkels nahezu untergrundfrei. Bei einer Winkeldifferenz von 0° - 2° zwischen den Aufbruchfragmenten konnten damit Wirkungsquerschnitte für den direkten elastischen Aufbruch bis zu einer minimalen Relativenergie von 50 keV gemessen werden.

Aus einer ersten Analyse der gemessenen Winkelverteilung der gestreuten ${}^6\text{Li}^*$ -Kerne aus dem resonanten Aufbruch (Abb.43 und Abb. 44) über den ersten angeregten Zustand von ${}^6\text{Li}$ und einem Spektrum des direkten Aufbruchs (Abb.46) konnte der Nachweis erbracht werden, daß die Aufbruchreaktion im betrachteten Winkelbereich überwiegend Coulomb-induziert ist. Nicht nur die absolute Höhe des Wirkungsquerschnitts, auch die Form der Winkelverteilung und die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom direkten Aufbruch lassen sich mit reinem Coulomb-Aufbruch gut beschreiben.

Der Vergleich mit anderen Aufbruchmessungen (Hes88, Uts88, Sho88), in denen teilweise der Coulomb-induzierte Aufbruch in Frage gestellt wird, legt den Schluss nahe, daß es nicht genügt, Reaktionswinkel unterhalb des Streifwinkels zu wählen, sondern daß man sogar noch deutlich unterhalb des Coulomb-Regenbogen-Winkels messen muß. Es ist vorstellbar, daß kernnahe Trajektorien zur Aufbruchreaktion, ähnlich wie bei der elastischen Streuung, bis hinab zum halben Streifwinkel merklich beitragen können.

Kleinere Beiträge des nuklear-induzierten Aufbruchs sind allerdings auch bei den in dieser Arbeit untersuchten Reaktionswinkeln deutlich unterhalb des Coulomb-Regenbogen-Winkels, wie die Meßdaten des resonanten Aufbruchs andeuten, nicht ganz auszuschließen. Weitere Analysen, insbesondere die Berücksichtigung von nuklear-induziertem Aufbruch z.B. in Rechnungen mit gekoppelten Reaktionskanälen (coupled-channels), können hier sicherlich den Gültigkeitsbereich des Coulomb-Aufbruch Konzepts genauer untersuchen und damit die Extraktion von Strahlungseinfangquerschnitten verläßlicher zu machen, worauf vorläufige Rechnungen auch hindeuten (Reb89).

Damit erscheint es möglich, aus den vorliegenden Messungen Daten für den Umkehrprozeß, dem direkten Strahlungseinfang, zu extrahieren. Vor allem konnten auch Daten bei astrophysikalisch interessanten Relativenergien der Fragmente (<100 keV) gewonnen werden, die mit anderen Meßmethoden bisher experimentell unzugänglich waren.

Eine Ausweitung der Messungen für den direkten Aufbruch auch bei anderen Reaktionswinkeln weit unterhalb des Streifwinkels und mit verbesserter Statistik, die am Magnetspektrograph "Little John" kürzlich durchgeführt wurden, werden darüberhinaus in Verbindung mit den neuen Analysen die Information über den Reaktionsmechanismus vervollständigen können.

In Anbetracht dieser Ergebnisse und der gegenüber Fusionsmessungen relativ guten experimentellen Zugänglichkeit von Coulomb-Aufbruchmessungen ist diese Methode zur Bestimmung von astrophysikalisch interessanten Wirkungsquerschnitten, trotz der Notwendigkeit weiterer detaillierter theoretischer Analysen eine vielversprechende Alternative.

Anhang A

Tabellen von Wirkungsquerschnitten

Dreifach-differentieller Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_3 := \frac{d^3\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_{ad}}$$

der elastischen Aufbruchreaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},\alpha d)^{208}\text{Pb}_{\text{g.s.}}$ bei $\Theta_\alpha, \Theta_d = 3^\circ$ mit Transmission- und Untergrundkorrektur. Detektorraumwinkel $\Omega_\alpha, \Omega_d = 20 \times 30$ mrad².

Zur Notation: Negative Relativenergie bedeutet, daß das α -Teilchen beim Aufbruch eine Impulskomponente entgegengesetzt zur Richtung des Massenschwerpunkts besitzt. Emission des α -Teilchens ungefähr in Richtung des Massenschwerpunkts wird im positiven Relativenergieast dargestellt.

$E_{ad}(\text{MeV})$	$\sigma_3\left(\frac{\text{mb}}{\text{sr}^2 \text{MeV}}\right)$	$\Delta\sigma_3\left(\frac{\text{mb}}{\text{sr}^2 \text{MeV}}\right)$	$E_{ad}(\text{MeV})$	$\sigma_3\left(\frac{\text{mb}}{\text{sr}^2 \text{MeV}}\right)$	$\Delta\sigma_3\left(\frac{\text{mb}}{\text{sr}^2 \text{MeV}}\right)$
-1.19	0	0			
-1.17	0	0			
-1.15	0	0			
-1.13	0	0			
-1.11	13	13			
-1.09	0	0			
-1.07	12	12			
-1.05	12	12			
-1.03	0	0			
-1.01	23	17			
-0.99	23	16			
-0.97	80	30			
-0.95	22	16			
-0.93	44	22			
-0.91	52	25			
-0.89	75	28			
-0.87	72	28			
-0.85	39	21			
-0.83	215	48			
-0.81	269	53			
-0.79	464	69	0.79	0	0
-0.77	1484	122	0.77	0	0
-0.75	4530	212	0.75	0	0
-0.73	8121	283	0.73	0	0
-0.71	6921	260	0.71	0	0
-0.69	4064	198	0.69	0	0
-0.67	2186	145	0.67	0	0
-0.65	1570	123	0.65	0	0
-0.63	1027	99	0.63	-2	2
-0.61	760	84	0.61	81	26

Fortsetzung dreifach-differentieller Wirkungsquerschnitt der elastischen
Aufbruchreaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},\text{ad})^{208}\text{Pb}_{\text{g.s.}}$

$E_{\text{ad}}(\text{MeV})$	$\sigma_3(\frac{\text{mb}}{\text{sr}^2 \text{MeV}})$	$\Delta\sigma_3(\frac{\text{mb}}{\text{sr}^2 \text{MeV}})$	$E_{\text{ad}}(\text{MeV})$	$\sigma_3(\frac{\text{mb}}{\text{sr}^2 \text{MeV}})$	$\Delta\sigma_3(\frac{\text{mb}}{\text{sr}^2 \text{MeV}})$
-0.59	865	90	0.59	149	35
-0.57	657	79	0.57	445	61
-0.55	761	84	0.55	418	59
-0.53	625	76	0.53	440	61
-0.51	709	80	0.51	383	56
-0.49	456	65	0.49	454	62
-0.47	589	73	0.47	452	61
-0.45	444	63	0.45	419	59
-0.43	453	63	0.43	365	55
-0.41	341	55	0.41	406	58
-0.39	376	59	0.39	272	49
-0.37	253	49	0.37	309	51
-0.35	284	50	0.35	362	55
-0.33	221	47	0.33	319	52
-0.31	303	51	0.31	280	48
-0.29	289	51	0.29	323	52
-0.27	292	51	0.27	239	45
-0.25	226	46	0.25	345	54
-0.23	225	45	0.23	265	47
-0.21	144	37	0.21	275	48
-0.19	250	48	0.19	247	46
-0.17	119	35	0.17	130	34
-0.15	129	35	0.15	210	42
-0.13	126	35	0.13	92	30
-0.11	140	38	0.11	61	25
-0.09	62	30	0.09	79	27
-0.07	14	22	0.07	37	22
-0.05	27	26	0.05	-2	13
-0.03	-16	23	0.03	-10	5

Winkelverteilung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts

$$\sigma_2 := \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{Li^*} d\Omega_{ad}}$$

der elastischen Aufbruchreaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, ^6\text{Li}^*_{2.19\text{MeV}} \rightarrow \text{ad})^{208}\text{Pb}_{\text{g.s.}}$. Die Fehler beinhalten den statistischen Fehler und einen abgeschätzten maximalen Fehler, der bei Abzug des direkten Aufbruch-Anteils auftreten kann (siehe Kap.6.1).

$\Theta_{\text{c.m.}}$	$\sigma_2(\text{mb/sr}^2)$	$\Delta\sigma_2(\text{mb/sr}^2)$
1.5°	7.2	± 2.8
2.1°	5.02	± 0.71
2.6°	9.32	± 0.61
3.1°	13.80	± 0.55
3.6°	7.90	± 0.65
4.1°	12.46	± 0.40
5.2°	14.60	± 0.59
6.2°	10.08	± 0.40

Einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt der elastischen Aufbruchreaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, ^6\text{Li}^*_{2.19\text{MeV}} \rightarrow \text{ad})^{208}\text{Pb}_{\text{g.s.}}$.

$\Theta_{\text{c.m.}}$	$d\sigma/d\Omega(\text{mb/sr})$	$\Delta d\sigma/d\Omega(\text{mb/sr})$
1.5°	61	± 24
2.1°	45.3	± 6.4
2.6°	96.4	± 6.3
3.1°	159.7	± 6.4
3.6°	101.6	± 8.4
4.1°	177.4	± 5.7
5.2°	254.7	± 10.3
6.2°	215.3	± 8.5

Der Vollständigkeit halber sind auch noch die Winkelverteilungen des inelastischen Aufbruchs von ${}^6\text{Li}$ angegeben. Die Auswertung dieser Reaktion wurde analog zur Auswertung des elastischen sequentiellen Aufbruchs vorgenommen. Näheres dazu ist in (Kie89b) nachzulesen.

Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt σ_2 der inelastischen Aufbruchreaktion ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}^*_{2.19\text{MeV}} \rightarrow \alpha d){}^{208}\text{Pb}^*_{2.6\text{MeV}}$.

$\Theta_{\text{c.m.}}$	$\sigma_2(\text{mb}/\text{sr}^2)$	$\Delta\sigma_2(\text{mb}/\text{sr}^2)$
2.1°	1.00	± 0.25
2.6°	1.29	± 0.21
3.1°	1.06	± 0.15
3.6°	0.85	± 0.20
4.1°	0.27	± 0.06
5.2°	0.21	± 0.06
6.2°	0.07	± 0.03

Einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt der inelastischen Aufbruchreaktion ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}^*_{2.19\text{MeV}} \rightarrow \alpha d){}^{208}\text{Pb}^*_{2.6\text{MeV}}$.

$\Theta_{\text{c.m.}}$	$d\sigma/d\Omega(\text{mb}/\text{sr})$	$\Delta d\sigma/d\Omega(\text{mb}/\text{sr})$
2.1°	8.3	± 2.0
2.6°	12.6	± 2.1
3.1°	11.9	± 1.7
3.6°	10.5	± 2.5
4.1°	3.7	± 0.8
5.2°	3.6	± 1.0
6.2°	1.5	± 0.6

Anhang B

Transformation der dreifach-differentiellen Wirkungsquerschnitte vom Laborsystem ins Schwerpunktsystem der Fragmente

Zur Verdeutlichung der verwendeten Größen bei der Transformation der Wirkungsquerschnitte von Aufbruchreaktionen diene eine zweidimensionale Illustration der Aufbruchkinematik.

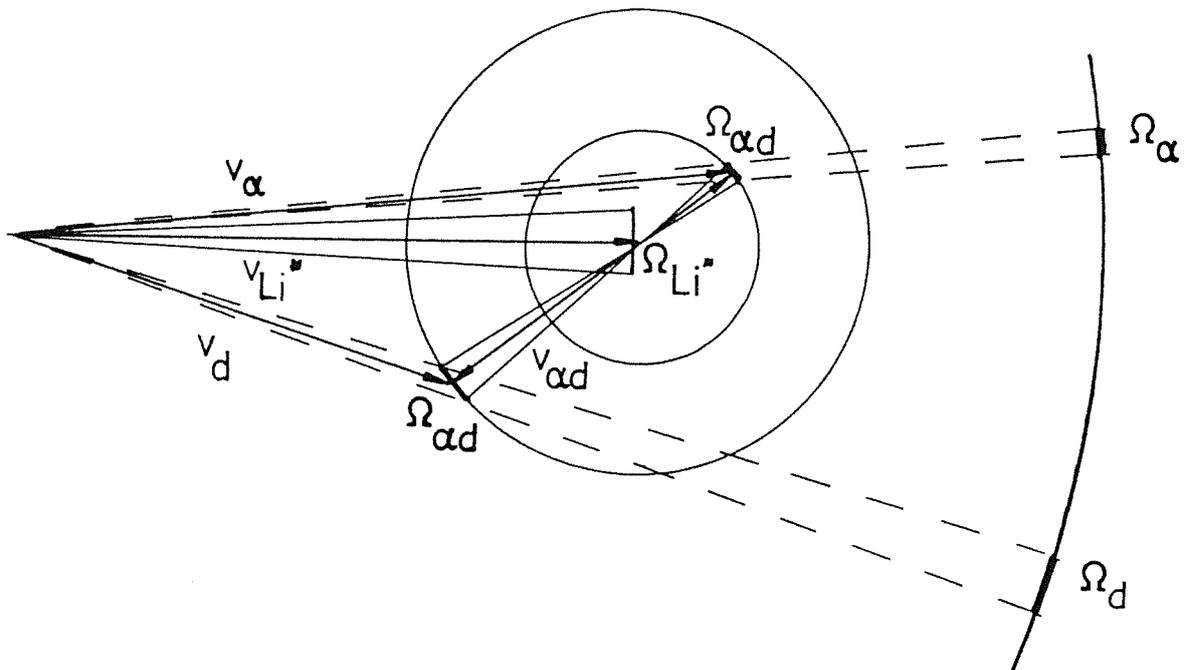


Abb. 45 Zweidimensionale schematische Darstellung des Aufbruchs von ${}^6\text{Li}$ in α -Teilchen und Deuteron. Dick hervorgehoben sind die jeweiligen Raumwinkel im System des Massenschwerpunkts der Fragmente und ihre Projektion ins Laborsystem.

Für die Transformation der im Labor gemessenen Größe

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_{\alpha d}}$$

in den Schwerpunktswirkungsquerschnitt

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\text{Li}^*} d\Omega_{\alpha d} dE_{\alpha d}}$$

wurden die in Ref. (Fuc82) angegebenen Relationen benutzt. Da die Energie E_{ad} schon im System des Massenschwerpunkts der Fragmente durch event-by-event Transformation gegeben ist, sind nur die Winkelkoordinaten zu transformieren. Dazu wird Glg. 40 in (Fuc82) genommen, wobei der dort angegebene vierfach differentielle Wirkungsquerschnitt sich für den Fall des elastischen Aufbruchs mit definierter Summenenergie der Fragmente auf den dreifach differentiiellen Wirkungsquerschnitt reduziert:

$$\frac{d^3 \sigma}{d\Omega_{Li^*} d\Omega_{ad} dE_{ad}} = \frac{d^3 \sigma}{d\Omega_a d\Omega_d dE_{ad}} \frac{\mu_{312} p_{312} \mu_{ad} p_{ad}}{m_a p_a m_d p_d} \frac{\delta(E_{ad}, E_{sum})}{\delta(E_a, E_d)}$$

wobei

- μ_{312} : reduzierte Masse des Systems Targetkern, Massenschwerpunkt der Fragmente
- μ_{ad} : reduzierte Masse von α -Teilchen und Deuteron
- p_{312} : Impuls der Relativbewegung des Massenschwerpunkts der Fragmente zum Targetkern
- p_{ad} : Impuls der Relativbewegung der Fragmente

Die Berechnung der Jacobi-Determinante $\delta(E_{sum}, E_{ad})/\delta(E_a, E_d)$ erfolgte nach Glg. 37 in (Fuc82).

Die folgende Tabelle gibt den Transformationsfaktor für elastischen Aufbruch von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Projektilen in α -Teilchen und Deuteron vom Schwerpunktsystem der Fragmente ins Laborsystem mit 0.4° Labor-Relativwinkel zwischen den Fragmenten, wie er auch für die Transformation der gemessenen Spektren eingesetzt wurde. Negative Relativenergie bezieht sich auf den Fall, in dem das α -Teilchen beim Aufbruch entgegengesetzt zur Bewegung des Massenschwerpunkts emittiert wird. Positive Relativenergie bezeichnet Reaktionen mit Emission des α -Teilchens in Richtung des Massenschwerpunkt-Vektors.

$E_{ad}(\text{MeV})$	Transformationsfaktor	$E_{ad}(\text{MeV})$	Transformationsfaktor
-1.19	32.8		
-1.17	33.4		
-1.15	33.9		
-1.13	34.5		
-1.11	35.1		
-1.09	35.7		
-1.07	36.4		
-1.05	37.0		
-1.03	37.7		
-1.01	38.5		
-0.99	39.2		
-0.97	40.0		
-0.95	40.8		
-0.93	41.7		
-0.91	42.5		
-0.89	43.5		
-0.87	44.4		
-0.85	45.4		
-0.83	46.5		
-0.81	47.6		
-0.79	48.8	0.79	39.9
-0.77	50.0	0.77	41.0
-0.75	51.3	0.75	42.1
-0.73	52.7	0.73	43.4
-0.71	54.1	0.71	44.7
-0.69	55.6	0.69	46.1
-0.67	57.2	0.67	47.5
-0.65	58.9	0.65	49.1
-0.63	60.7	0.63	50.7
-0.61	62.7	0.61	52.5
-0.59	64.7	0.59	54.4
-0.57	66.9	0.57	56.4
-0.55	69.3	0.55	58.6
-0.53	71.8	0.53	60.9
-0.51	74.6	0.51	63.4
-0.49	77.5	0.49	66.2
-0.47	80.7	0.47	69.1
-0.45	84.2	0.45	72.4
-0.43	88.0	0.43	75.9
-0.41	92.2	0.41	79.8
-0.39	96.8	0.39	84.1
-0.37	101.9	0.37	88.9
-0.35	107.6	0.35	94.2
-0.33	114.0	0.33	100.1
-0.31	121.1	0.31	106.9
-0.29	129.3	0.29	114.5
-0.27	138.7	0.27	123.4
-0.25	149.5	0.25	133.6
-0.23	162.3	0.23	145.7
-0.21	177.4	0.21	160.1
-0.19	195.8	0.19	177.5
-0.17	218.4	0.17	199.2
-0.15	247.1	0.15	226.6
-0.13	284.6	0.13	262.6
-0.11	335.8	0.11	311.8
-0.09	409.8	0.09	383.3
-0.07	526.3	0.07	496.3
-0.05	737.0	0.05	701.6
-0.03	1235.2	0.03	1189.7

Literaturverzeichnis

- (Ald75) K.Alder and A.Winther, Electromagnetic Excitation, North-Holland Publishing, Amsterdam 1975
- (Aus81) S.M.Austin, Prog.Part.Nucl.Phys.7(1981)1
- (Bau86) G.Baur, C.A.Bertulani and H.Rebel, Nucl.Phys.A458(1986)188
- (Bau87) G.Baur, private Mitteilung 1987
- (Bau88) G.Baur, R.Shyam und M.Weber, private Mitteilung 1988
- (Bau89) G.Baur und M.Weber, Nucl.Phys.A in Druck
- (Blü89) G.Blüge, K.Langanke, H.G.Reusch und C.Rolfs, Z.Phys.A333(1989)219
- (Bro80) K.L.Brown, D.C.Carey, Ch.Iselin und F.Rothacker, CERN-Report 80-04(1980)
- (Cas79) C.M.Castaneda, H.A.Smith,Jr., P.P.Singh und H.Karwowski, Phys.Rev.C21(1979)179
- (Coo81) J.Cook, H.J.Gils, H.Rebel, Z.Majka und H.Klewe-Nebenius, KfK-3233(1981)
- (Cor88) V.Corcalciuc, N.Heide und S.Zagromski, interner Bericht Kernforschungszentrum Karlsruhe 1988, unveröffentlicht
- (Dis71) D.L.Disdier, G.C.Ball, O.Häusser and R.E.Warner, Phys.Rev.Lett.27(1971)1391
- (Ehr89) H.P.Ehret, R.Ernst, L.Friedrich, E.Huttel, J.Kaltenbaek, F.Schulz, L.Wiss, P.Ziegler, U.Zimmermann, KfK-4508(1989)132, Beitrag 6.3.3.
- (Eig69) F.Eigenbrod,.Z.Phys.228(1969)337
- (Fow84) W.A.Fowler, Rev.Mod.Phys.56(1984)149

- (Fuc82) H.Fuchs, Nucl.Instr.Meth.200(1982)361
- (Gem80) H.Gemmeke, B.Delugi, D.Scholz and L.Lassen, Phys.Lett.96B(1980)47
- (Gil80) H.J.Gils, KfK-2972(1980)
- (Gil86a) H.J.Gils und J.Kiener, interner Bericht Kernforschungszentrum Karlsruhe 1986, unveröffentlicht
- (Gil86b) H.J.Gils, J.Kiener, S.Zagromski und H.Rebel, KfK-4159(1986) 33, Beitrag 1.4.5
- (Gil88a) H.J.Gils, J.Buschmann, S.Zagromski, J.Krisch und H.Rebel, Nucl.Inst.A276(1989)151
- (Gil88b) H.J.Gils, H.Jelitto, H.Schlösser, S.Zagromski, J.Buschmann, W.Eyrich, A.Hofmann, J.Kiener, A.Lehmann und H.Rebel, Nucl.Inst.A276(1989)169
- (Gso89) G.Gsottschneider, H.J.Gils, H.Rebel, J.Kiener und S.Zagromski, KfK-4660(1990), Beitrag 1.3.7
- (Hes88) J.Hesselbarth, S.Khan, Th.Kihm und K.T.Knöpfle, Z.Phys.A331(1988)365
- (Jel87) H.Jelitto, Dissertation Heidelberg 1987
- (Jel89) H.Jelitto, J.Buschmann, V.Corcalciuc, H.J.Gils, N.Heide, J.Kiener, H.Rebel, C.Samanta and S.Zagromski, Z.Phys.A332(1989)317
- (Kie88) J.Kiener, H.J.Gils, N.Heide, H.Jelitto, H.Rebel und S.Zagromski, KfK-4405(1988)43, Beitrag 1.4.6
- (Kie89) J.Kiener, H.J.Gils, H.Rebel und G.Baur, Z.Phys.A332(1989)359
- (Kie89b) J.Kiener, H.J.Gils, G.Gsottschneider, N.Heide, H.Jelitto, H.Rebel, J.Wentz, S.Zagromski, S.K.Basu und I.M.Brancus, KfK-4660 (1990), Beitrag 1.3.5

- (Leh87) A.Lehmann, Diplomarbeit Erlangen-Nürnberg 1987
- (Reb85) H.Rebel, Workshop on nuclear reaction cross sections of astrophysical interest, interner Bericht Kernforschungszentrum Karlsruhe, Febr. 1985, unveröffentlicht
- (Reb86) H.Rebel, Lectures presented at the International Summer School "Symmetries and Semiclassical Features of Nuclear Dynamics", Poiana Brasov, Rumänien, Sept. 1986
- (Reb86b) H.Rebel und R.Planeta, private Mitteilung 1986
- (Reb89) H.Rebel, G.Baur, S.K.Basu, V.Corcalciuc, H.J.Gils, J.Kiener und J.Raynal, KfK-4660(1990), Beitrag 1.3.3
- (Rob81) R.G.H.Robertson, P.Dyer, R.A.Warner, R.C.Merlin, T.J.Bowles, A.B.McDonald, G.C.Ball, W.G.Davies and E.D.Earle, Phys.Rev.Lett.47(1981)1867
- (Rol88) C.E. Rolfs und W. S. Rodney, Cauldrons in the Cosmos, University of Chicago Press, Chicago 1988
- (Schl87) H.Schlösser, Dissertation Erlangen-Nürnberg 1987
- (Sho81) A.C.Shotter, A.N.Bice, J.M.Wouters, W.D.Rae and J.Cerny, Phys.Rev.Lett.46(1981)12
- (Sho84) A.C.Shotter, V.Rapp, T.Davinson, D.Branford, N.E.Sanderson and M.A.Nagarajan, Phys.Rev.Lett.53(1984)1539
- (Sho88) A.C.Shotter und M.A.Nagarajan, J.Phys.G14(1988)L109
- (Sri86) D.K.Srivastava und H.Rebel, J.Phys.G12(1986)717
- (Sri88) D.K.Srivastava, D.N.Basu und H.Rebel, Phys.Rev.C38(1988)2148

- (Spe70) E.Speth, K.-O.Pfeiffer and K.Bethge, Phys.Rev.Lett.24(1970)1493
- (Uts88) H.Utsunomiya, R.P.Schmitt, Y.-W.Lui, D.R.Haenni, H.Dejbakhsh,
L.Cooke, P.Heimberg, A.Ray, T.Tamura und T.Udagawa,
Phys.Lett.B211(1988)24
- (Uts89) H.Utsunomiya, Y.-W.Lui und R.P.Schmitt,
Nucl.Instr.Meth.A278(1989)744
- (Wag83) R.V.Wagoner, Proc.Int.Conf.Nucl.Phys., Florenz 1983, Vol.II(1983)741
- (Win79) A.Winther and K.Alder, Nucl.Phys.A319(1979)518
- (Wir89) H.L.Wirth, private Mitteilung 1989

Die vorliegende Arbeit entstand am Institut für Kernphysik III des Kernforschungszentrums Karlsruhe. Herrn Prof. Dr. G. Schatz danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut durchführen zu können.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Herrn Dr. J. Buschmann, Frau S. Burkhardt, Herrn Dipl. Phys. G. Gantenbein, Herrn Priv. Doz. Dr. H.J. Gils, Herrn cand. phys. G. Gsottschneider, Herrn Dr. N. Heide, Herrn Dr. H. Jelitto, Herrn Prof. Dr. H. Rebel, Herrn cand. phys. J. Wentz und Herrn Dipl. Ing. S. Zagromski gilt mein Dank für Ihre selbstlose Unterstützung bei der Durchführung der Experimente und für zahlreiche hilfreiche Diskussionen.

Insbesondere Herrn Dipl. Ing. S. Zagromski möchte ich für seine ständige Bereitschaft zur Betreuung und Verbesserung des Detektors und der Elektronik, und Herrn Dr. H. Jelitto für viele wertvolle Hinweise zu experimentellen Fragen danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. Rebel für sein ständiges förderndes Interesse am Fortgang dieser Arbeit und seine zahlreichen konstruktiven Hinweise und Erläuterungen zu physikalischen Fragen.

Herrn Priv. Doz. Dr. H. J. Gils bin ich besonders dankbar für die ständige Unterstützung zur Lösung experimenteller Probleme und seine zahlreichen wertvollen Anregungen zur Durchführung des Experiments.

Herrn Dr. G. Baur und Herrn Dr. D. K. Srivastava möchte ich für die Unterstützung bei theoretischen Fragestellungen danken.

Schließlich möchte ich der Betriebsgruppe des Karlsruher-Isochron-Zyklotrons für ihren Einsatz zur Bereitstellung des ${}^6\text{Li}$ -Strahls danken, insbesondere Herrn R. Ernst und Herrn Dipl. Ing. F. Schulz für die unermüdliche Betreuung der ${}^6\text{Li}$ -Quelle während der Meßzeiten.