

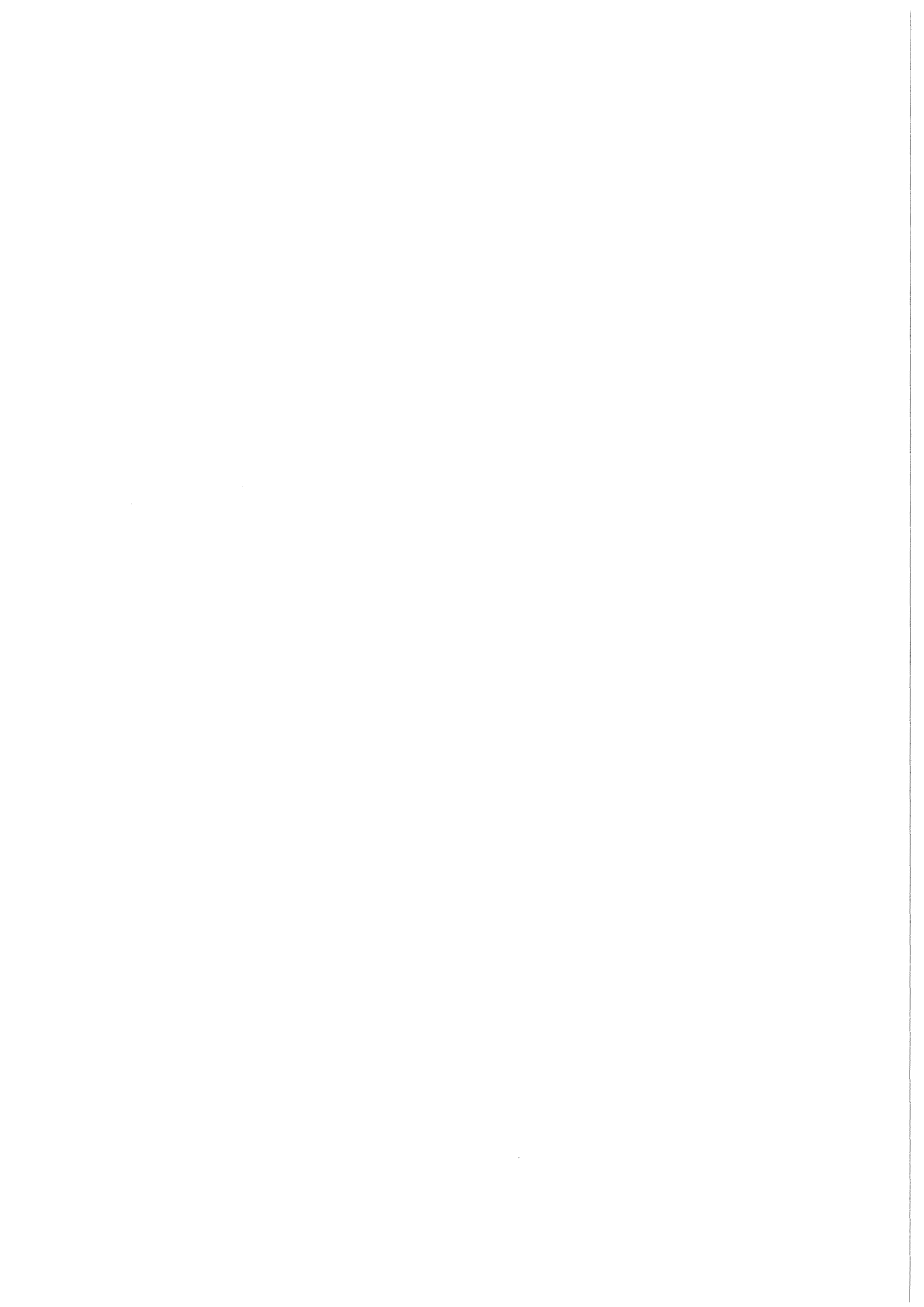
KfK 4259

Mai 1987

**Experimentelle Untersuchungen
des Aufbruchs
von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Ionen
unter extremen Vorwärtswinkeln
mit dem Karlsruher
Magnetspektrographen
„Little John“**

H. Jelitto
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 4259

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN DES AUFBRUCHS VON
156 MeV ${}^6\text{Li}$ -IONEN UNTER EXTREMEN VORWÄRTSWINKELN
MIT DEM KARLSRUHER MAGNETSPEKTROGRAPHEN 'LITTLE JOHN' *

Hans Jelitto

* Von der Fakultät für Physik und Astronomie
der Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
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

Es wurden ${}^6\text{Li}$ -induzierte Aufbruchreaktionen unter extremen Vorwärtswinkeln einschließlich 0° mit dem Karlsruher Magnetspektrographen 'Little John' untersucht. Die Experimente waren geprägt durch das Minimieren des bei kleinen Winkeln auftretenden hohen experimentellen Untergrundes. Beim Beschuß von ${}^{12}\text{C}$ - und ${}^{208}\text{Pb}$ -Targets mit 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Ionen wurden inklusive Energiespektren von Alpha-Teilchen und Deuteronen gemessen, wobei sich unterhalb des 'grazing angle' der Einfluß der Coulombwechselwirkung auf die Winkelverteilung der Fragmente deutlich bemerkbar macht. Mit einem einfachen Spektator-Modell für den Projektil-Aufbruch und einem realistischeren DWBA-Ansatz ließen sich die Meßdaten weitgehend reproduzieren. Im Hinblick auf die für die Astrophysik interessante umgekehrte Reaktion $\alpha + d \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$ bei kleinen α -d-Relativenergien wurde ein Teilchen-Teilchen-Koinzidenzexperiment mit $\theta_\alpha = 5^\circ$ und $\theta_d = -2^\circ$ durchgeführt. Das Ergebnis konnte mit einer einfachen Monte-Carlo-Simulation zufriedenstellend wiedergegeben werden. Neben der Bearbeitung eines kernphysikalischen Problems beinhaltet diese Arbeit die Inbetriebnahme des Magnetspektrographen und die Klärung von spektrographspezifischen Fragen der Datenreduktion.

EXPERIMENTAL STUDIES OF THE BREAK-UP OF 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -IONS
AT EXTREME FORWARD ANGLES USING THE KARLSRUHE MAGNETIC
SPECTROGRAPH 'LITTLE JOHN'

Abstract

${}^6\text{Li}$ -induced break-up reactions have been investigated at reaction angles in extreme forward direction including 0° with the Karlsruhe Magnetic Spektrograph 'Little John'. The experiments were characterized by the minimization of the high experimental background, that dominates at small emission angles. Inclusive alpha-particle and deuteron spectra from the bombardement of ${}^{12}\text{C}$ - and ${}^{208}\text{Pb}$ -Targets with 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Ions have been measured. Below the grazing angle the Coulomb interaction shows a distinct influence on the angular distributions of the fragments. A simple spectator-model and a more realistic description within the DWBA-Formalism largely allows a reproduction of the data. In the light of the reverse reaction $\alpha + d \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$ at small α -d-relative energies, which is of considerable interest for astrophysics, a particle-particle-coincidence measurement with $\theta_\alpha = 5^\circ$ and $\theta_d = -2^\circ$ has been performed. The result could be reproduced reasonably well by a simple Monte-Carlo-Simulation. Beside the treatment of a physical problem this work deals with the start-up of the magnetic spectrograph and the clarification of spectrograph specific questions concerning the data reduction.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Experimenteller Aufbau	7
2.1 Strahlführung und Targetkammer	7
2.2 Der Magnetspektrograph 'Little John'	11
2.3 Der Fokalebene-Detektor	16
2.4 Die Nachweiselektronik	18
2.5 Einstellung von Magnetspektrograph und Elektronik	22
2.6 Mechanische Anordnung für kleine Beobachtungswinkel	26
3. Datenaufbereitung und apparatespezifische Interpretation der Daten	35
3.1 Bestimmung des Teilchenortes	36
3.2 Energieeichung	42
3.3 Energiespektren bei unterschiedlichen Dipol-Feldstärken	47
4. Inklusive Experimente und Ergebnisse	49
4.1 Messung inklusiver Spektren	50
4.2 Winkelverteilungen	55
5. Aufbruch-Modelle und Vergleich mit den Ergebnissen der inklusiven Experimente	64
5.1 Ein einfaches Spektator-Modell mit ebenen Wellen	65
5.2 DWBA-Ansatz für den nichtresonanten Aufbruch	71
5.3 Vergleich Theorie - Experiment	75

6.	Ein Koinzidenzexperiment	89
6.1	Experimentelle Anordnung	90
6.2	Koinzidenz-Spektren und Diskussion	92
6.3	Der koinzidente Wirkungsquerschnitt für den resonanten ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch	100
6.4	Beschreibung des Monte-Carlo-Simulationsprogramms	102
6.4.1	Resonanter Aufbruch	102
6.4.2	Nichtresonanter Aufbruch	108
7.	Zusammenfassung und Ausblick	109
ANHANG A	Tabellen von Wirkungsquerschnitten und Kurven-Fit-Parametern	112
ANHANG B	Daten des Magnetspektrographen 'Little John' und des Fokalebene-Detektors	120
ANHANG C	Information zu den Datenreduktionsprogrammen	122
ANHANG D	Impulseichung mittels Ionenoptik	132
	Literaturverzeichnis	134

1. Einleitung

Die inklusiven Energiespektren nuklearer Teilchen, die als Folge von Stößen zwischen Atomkernen emittiert werden, zeigen neben einer Linienstruktur am hochenergetischen Ende ein breites, wenig strukturiertes Kontinuum. Während die Linienstruktur von Zwei-Teilchen-Prozessen wie der elastischen Streuung und der Anregung von diskreten Zuständen im Endkern herrühren, tragen zum Kontinuum eine Vielzahl von komplexen, meist Mehr-Teilchen-Prozessen bei. Einen wesentlichen Anteil davon stellt der Aufbruch des Projektils in Nukleonen-Cluster dar [MKA 85].

Der Aufbruch von leichten Projektilen wie dem Deuteron, ^3He [MSH 80, PBE 78, WCH 79], dem relativ stark gebundenen Alpha-Teilchen [WCH 78, BBA 78] als auch von schweren Projektilen wie z.B. ^{14}N [TDA 81, Bud 81] wurde in den vergangenen Jahren schon intensiv untersucht. Von besonderem Interesse sind ^6Li -induzierte Reaktionen wegen der ausgeprägten Clusterstruktur und der Übergangstellung des ^6Li -Projektils zwischen leichten und schwereren Ionen. So wurden im Energiebereich von 28 bis 178 MeV auch weit oberhalb der Coulombschwelle in kinematisch unvollständigen Experimenten inklusive Energiespektren und Winkelverteilungen der Aufbruchfragmente, sowie Anregungsfunktionen durch Identifizierung des bei der Reaktion entstehenden Rückstoßkerns gemessen [CSS 80, Neu 79, NBK 79, REM 86]. Eine typische Serie von Alpha-Teilchen-Spektren aus Kollisionen von ^6Li mit ^{208}Pb mit den charakteristischen Maxima bei der Strahlgeschwindigkeit ist in Fig. 1 gezeigt.

Solche inklusiven Energiespektren, die mit dem 156 MeV ^6Li -Strahl des Karlsruher Isochron Zyklotrons gemessen wurden, bestehen aus mehreren Komponenten. Einerseits bilden Teilchen, die aus Precompound- und Compoundkernreaktionen stammen, einen flachen physikalischen Untergrund, der zu kleineren Energien ansteigt und im wesentlichen unabhängig vom Emissionswinkel ist, andererseits gibt es nahe der Energie, die der Projektilgeschwindigkeit entspricht, eine breite Anhäufung von Ejek-

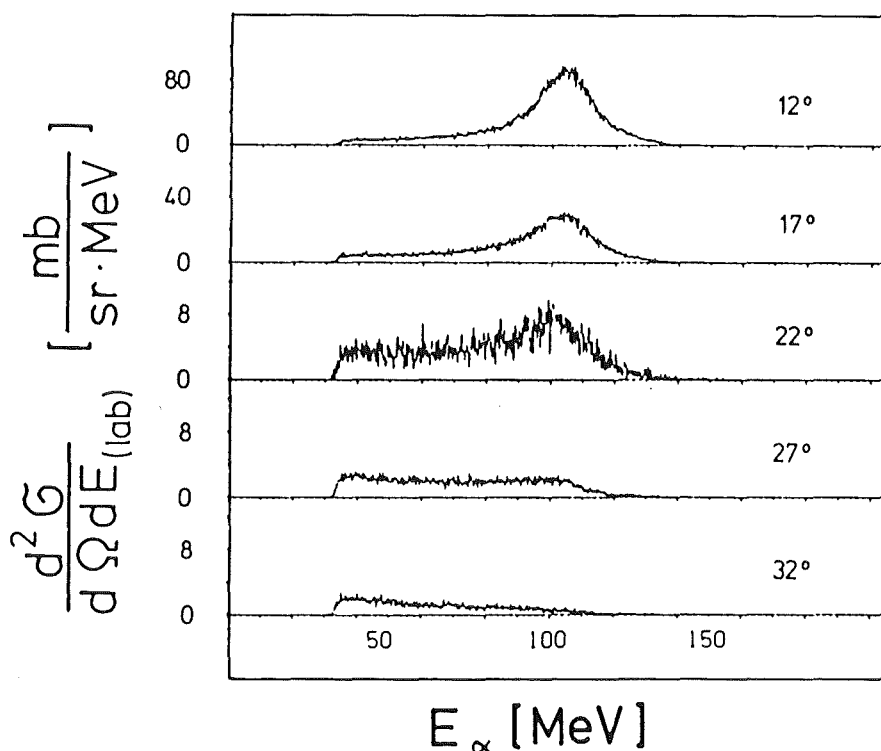


Fig. 1: Energiespektren von Alpha-Teilchen aus der Reaktion $156 \text{ MeV } ^6\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ bei verschiedenen Emissionswinkeln [NRB 80].

tilen. Sie steigt zu kleineren Emissionswinkeln an und wird auf den Aufbruch des ^6Li -Projektils zurückgeführt. Breite und Form dieser charakteristischen Aufbruchmaxima werden interpretiert als ein Abbild der Impulsverteilung der Cluster im Projektil vor der Reaktion.

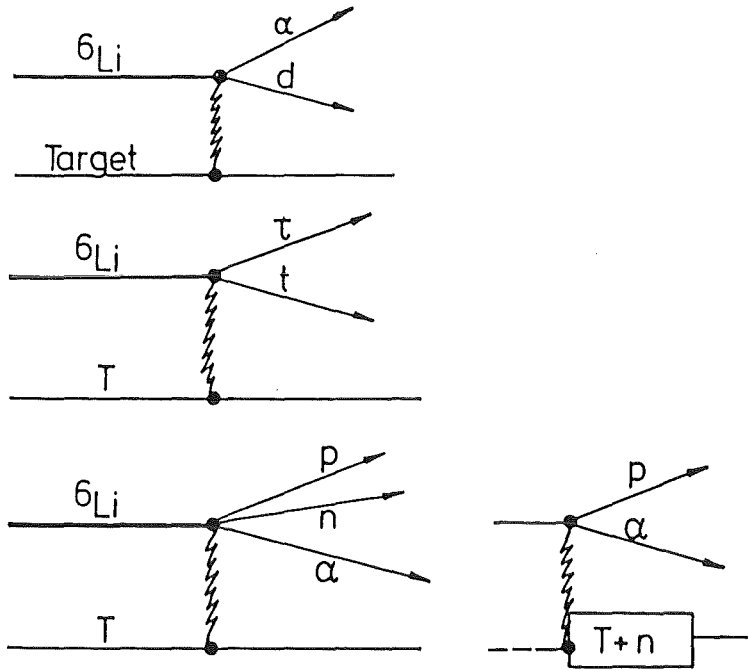
Reaktionsmodelle, die eines der Fragmente als 'Spektator' betrachten und den Aufbruch als quasi freien Stoßprozeß behandeln, erlauben teilweise eine Reproduktion solcher experimentellen Daten. Sie berücksichtigen jedoch nur den elastischen Aufbruch [Ser 47, MSH 80, Uts 84, SPE 85, ESo 86]. Realistischere Beschreibungen, die den nichtelastischen Aufbruch mit einschließen, wurden im Rahmen der DWBA-Theorie entwickelt [BTr 76, BRT 84, RAu 71, Sri 85, SRe 85, SRe 86a, SRe 86b].

In Fig. 2 sind einige wesentliche Reaktionstypen gezeigt, die bei ${}^6\text{Li}$ -induzierten Aufbruchprozessen im nuklearen Feld des Targetkerns stattfinden. Beim einstufigen elastischen Aufbruch wird der ${}^6\text{Li}$ -Kern zunächst in einen nichtresonanten Zustand im Kontinuum angeregt und zerfällt unmittelbar in z.B. ein Alpha-Teilchen und ein Deuteron, sofern die Anregungsenergie über der α -d-Schwelle liegt (Fig. 2a). Im sequentiellen oder resonanten Aufbruch wird das ${}^6\text{Li}$ -Projektil in den 3^+ -Zustand mit der Anregungsenergie von 2,18 MeV gehoben, bewegt sich aufgrund der Lebensdauer von $2 \cdot 10^{-20}$ s genügend weit vom Targetkern weg und zerfällt in freie Teilchen (Fig. 2b). Beide Reaktionstypen gehören zum elastischen Aufbruch des Projektils, der dadurch definiert ist, daß der Targetkern im Grundzustand zurückbleibt. Bei nichtelastischen Aufbruchreaktionen, in denen der Targetkern angeregt wird, kann ein Teil der Projektilmasse auf den Targetkern übertragen werden. Bei diesen sogenannten Cluster-Transfer-Reaktionen, auch unvollständige Fusion oder 'massive transfer' genannt, verbleibt der Targetkern in einem hochangeregten Zustand, bzw. bildet einen Compoundkern und regt sich durch Emission von Teilchen und Gamma-Quanten wieder ab (Fig. 2c).

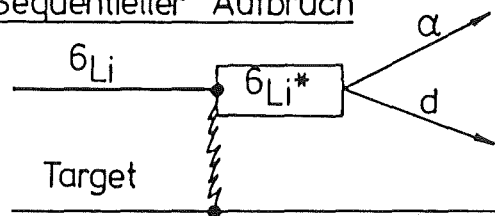
Detaillierte Informationen über diese einzelnen Reaktionsmoden ergeben kinematisch vollständige Experimente, wie z.B. die Messung von Teilchen-Teilchen-Koinzidenzen. Sie ermöglichen es auch zu unterscheiden, ob die Prozesse dominant in mehreren Stufen oder als simultaner Aufbruch ins Kontinuum verlaufen [GDL 78, CSS 80, SIK 84, SIN 85].

Bei allen bisher durchgeführten Untersuchungen Lithium-induzierter Aufbruchreaktionen im Energiebereich von 10 bis 30 MeV/Nukleon lag der minimale Beobachtungswinkel aus experimentellen Gründen zwischen 6° und 10° , sodaß der Bereich extremer Vorwärtswinkel mit seinen eigenen interessanten physikalischen Aspekten verborgen blieb. Im Bereich kleiner Emissionswinkel der Fragmente, d.h. größeren Stoßparametern findet ein Übergang vom Aufbruch im nuklearen Feld des Targetkerns zum überwiegenden Coulombaufbruch statt. Dabei stellt sich die Frage,

a) Aufbruch in das Kontinuum



b) Sequentieller Aufbruch



c) Cluster - Transfer

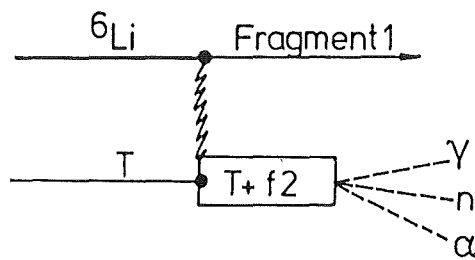


Fig. 2: Schema der wesentlichen Aufbruchreaktionen des ${}^6\text{Li}$ -Projektils.

inwieweit sich dies etwa in der Winkelverteilung der Fragmente bemerkbar macht.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, ${}^6\text{Li}$ -induzierte Aufbruchreaktionen unter extremen Vorwärtswinkeln zu untersuchen. Dazu wurde der Karlsruher Magnetspektrograph 'Little John' [Gil 80, GRZ 86] in Betrieb genommen und sein experimenteller Aufbau für Beobachtungen in Vorwärtsrichtung, d.h. zwischen 0° und 10° , optimiert. Die experimentellen Ergebnisse sollen einerseits Aufschluß über eine mögliche Veränderung des Reaktionsmechanismus bei großen Stoßparametern liefern und andererseits als Pilotexperiment einige der experimentellen Möglichkeiten des Magnetspektrographen demonstrieren. Die Darstellung meßtechnischer Aspekte beim Einsatz des Spektrographen bildet einen Schwerpunkt dieser Arbeit.

Der direkte elastische Coulomb-Aufbruch des ${}^6\text{Li}$ -Kerns in $\alpha + d$, der bei kleinen Winkeln beobachtet werden sollte, ist für die Astrophysik von besonderem Interesse [Reb 85, Reb 86, BBR 86, Wag 73]. Betrachtet man bei dem Stoßprozeß das virtuelle Gamma-Quant vom Target als reelles Teilchen, so ergibt sich die Reaktion ${}^6\text{Li} + \gamma \rightarrow \alpha + d$. Bei der Entstehung der leichten Elemente spielt der umgekehrte Prozeß, die Fusion von $\alpha + d$ zu ${}^6\text{Li} + \gamma$, möglicherweise eine wichtige Rolle. Der Wirkungsquerschnitt für kleine Relativenergien wurde bisher durch Extrapolation von experimentellen Daten höherer Energien gewonnen und ist deshalb mit einer relativ großen Unsicherheit behaftet. Das Theorem der 'detailed balance' besagt, daß der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion und der des zeitlich umgekehrten Prozesses in einer streng gültigen Beziehung stehen. Die Messung des nichtresonanten elastischen Aufbruchs im Coulombfeld, bei dem das Target quasi als Katalysator dient, würde so möglicherweise eine Bestimmung des für die Astrophysik relevanten Wirkungsquerschnitts erlauben [Reb 86]. Wegen der sehr wenigen experimentellen Hinweise [SRD 84, Sho 86] auf den nichtresonanten elastischen Aufbruch im Coulombfeld ist diese Möglichkeit jedoch noch eine offene Frage.

Die erforderliche geringe α -d-Relativenergie von ca. 0,1 MeV und die Bedingung, daß unterhalb des Winkels für den streifenden Stoß gemessen werden muß, verlangt, daß beide Fragmente in extremer Vorwärtsrichtung detektiert werden. Mit diesem Hintergrund wurde im Rahmen dieser Arbeit auch ein Teilchen-Teilchen-Koinzidenzexperiment durchgeführt, das zeigt, daß es mit dem Magnetspektrographen möglich sein sollte, detailliertere Untersuchungen des Coulomb-Aufbruchs bei höheren Projektilenergien durchzuführen.

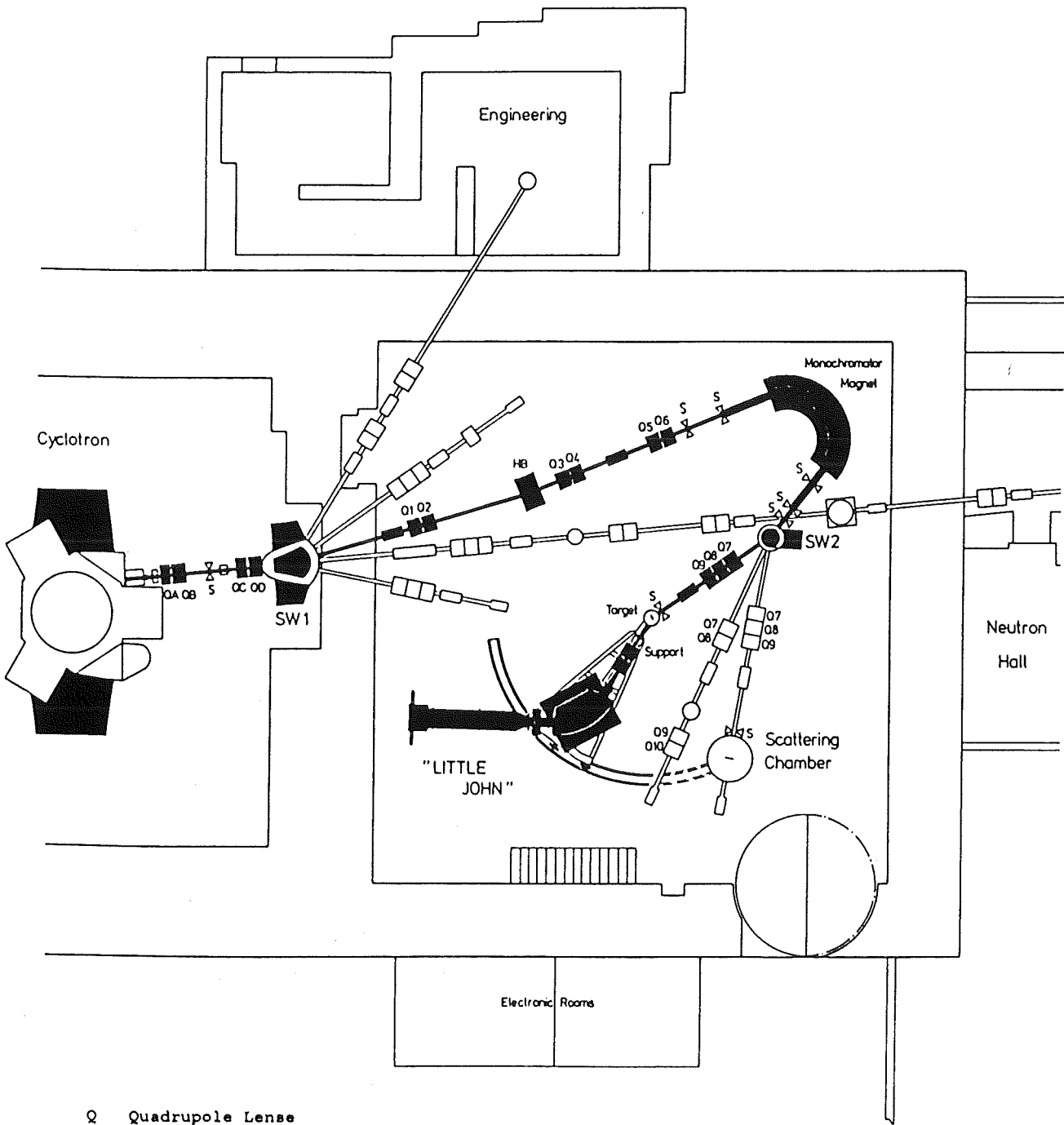
2. Experimenteller Aufbau

Die Experimente wurden am Karlsruher Isochron-Zyklotron durchgeführt, das Ionen mit einem Verhältnis Kernmasse zu Kernladung von 2 : 1 auf eine feste Energie von 26 MeV pro Nukleon beschleunigt. Die ${}^6\text{Li}^{3+}$ -Ionen, die aus einer externen ECR-Quelle (electron cyclotron resonance) stammen, werden mit der Energie von 30 keV axial in das Zyklotron eingeleitet. Dort erhalten sie die Endenergie von 156 MeV mit einer Energieunschärfe von etwa 600 keV (FWHM).

2.1 Strahlführung und Targetkammer

Das Strahlführungssystem, das in Fig. 3 dargestellt ist, enthält einen Monochromatormagneten, der die Energieunschärfe auf ca. 80 keV verbessert. Die dadurch entstehende Reduktion der Strahlintensität stört nicht, da bei kleinen Streuwinkeln nur ein geringer Strahlstrom verkräftet werden kann. Die Fokussierung des Primärstrahls wird über mehrere einfahrbare Monitorschirme kontrolliert, die entlang der Strahlführung positioniert sind und mit einer Zinksulfid-Beschichtung ein Beobachten des lokalen Strahlprofils erlauben. Bei der Beschleunigung der ${}^6\text{Li}$ -Ionen, der Extraktion des ${}^6\text{Li}$ -Strahls aus dem Zyklotron und durch Streuung von Primärstrahlteilchen an Blenden in der Strahlführung entstehen ${}^6\text{Li}$ -Ionen mit niedrigerer Energie als 156 MeV, die den ${}^6\text{Li}$ -Strahl in Form eines 'Halos' umgeben. Hinter dem Monochromatormagneten angebrachte 'Antistreu-Blenden' halten einen großen Teil dieser Teilchen zurück. Sie bewirken damit eine wesentliche Verbesserung der Strahlqualität, was für Messungen unter Vorwärtswinkeln eine wichtige Voraussetzung ist. Eine erschwerende Randbedingung ist hierbei der relativ geringe Abstand zwischen dem Monochromatormagneten und dem Target, der durch die begrenzte Hallengröße vorgegeben ist.

Auf dem Target besitzt der ${}^6\text{Li}$ -Strahl einen Durchmesser von ca. 1 mm und eine Winkelunschärfe von etwa $0,10^\circ$. Je nach



- Q Quadrupole Lense
- SW Switching Magnet
- HB Horizontal Bending Magnet
- S Slit

Fig. 3: Experimentierhalle mit Strahlführungssystem.

Beobachtungswinkel wird der Primärstrahl in unterschiedlich montierten Faraday-Cups gestoppt (Kap. 2.6). Typische nutzbare Strahlströme sind im Winkelbereich von $0,7^\circ$ bis 10° ungefähr 50 pA bis 5 nA und bei 0° ca. 1 pA.

Vor Erreichen der Targetkammer durchläuft der ${}^6\text{Li}$ -Strahl in einer Kryofalle ein ca. 30 cm langes Kupferrohr, das mit einer Temperaturregelung für flüssigen Stickstoff auf ca. -100°C gehalten wird. Es hat die Aufgabe, Pumpöl-Rückstände auszufrieren, die aus den Öldiffusionspumpen der Strahlführungsseite stammen.

Die Targetkammer [B GK 85] besitzt einen Durchmesser von 50 cm und ist mit einem Stahlband-Führungsmechanismus ausgestattet (Fig. 4). Die Austrittsöffnung der Targetkammer und damit verbunden der gesamte Spektrograph ist auf diese Weise beweglich mit der Targetkammer verbunden und kann auf Beobachtungswinkel zwischen -2° und 70° gestellt werden (nach Drehen der Targetkammer bis 90°).

Als Meßinstrument für Beobachtungswinkel bis 0° dient der Karlsruher Magnetspektrograph 'Little John', der unter anderem speziell für diese Experimente aufgebaut wurde [Gil 80]. Die Impulsdispersion durch den Dipolmagneten erlaubt es, für die angestrebte Messung störende Teilchen, wie elastisch gestreute Teilchen oder Teilchen des Primärstrahls, vor dem Fokalebene-Detektor mechanisch herauszublenzen. Erst dies ermöglicht Messungen unter extremen Vorwärtswinkeln im Gegensatz zur Benutzung von Halbleiter-Detektoren. Ein weiterer Vorteil des Spektrographen liegt darin, daß auch sehr leichte Teilchen ($Z = 1$) spektroskopiert werden können. In Halbleiterzählern werden diese Teilchen wegen ihrer relativ großen Reichweite in Materie nicht gestoppt und es fehlt somit die Energieinformation.

Bei der durchgeführten Teilchen-Teilchen-Koinzidenzmessung dient ein Halbleiter-Teleskop als zweiter Detektor, der auf

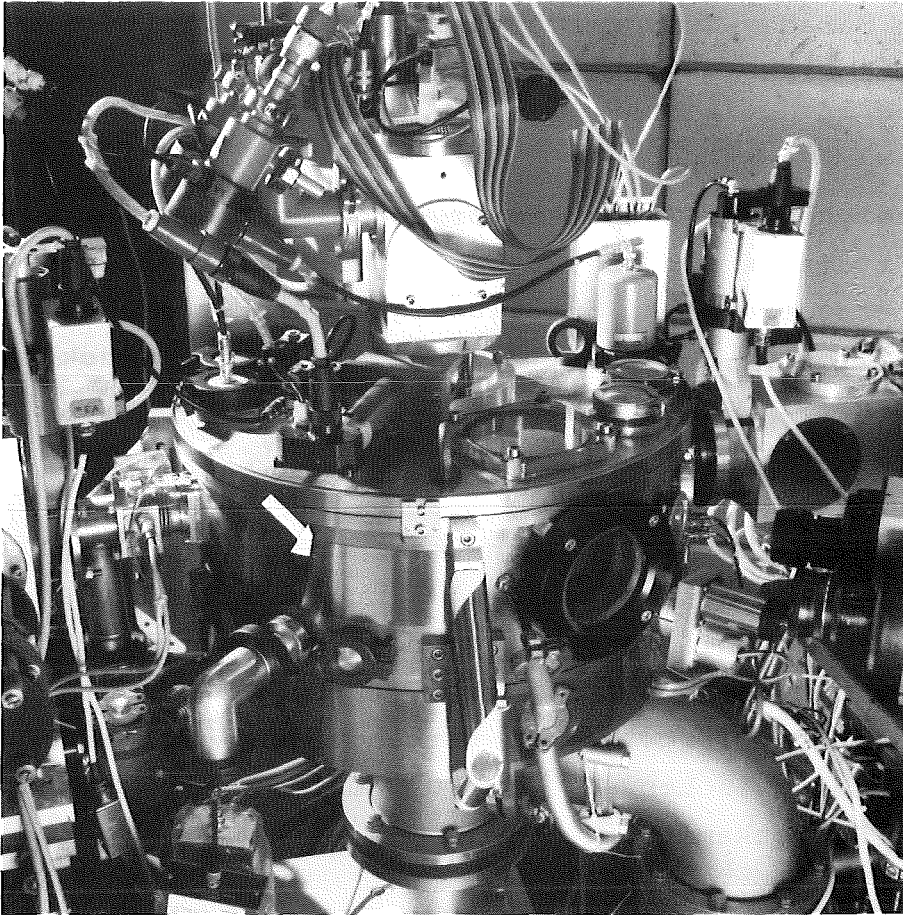


Fig. 4: Die Targetkammer des Magnetspektrographen 'Little John' mit aufgesetzter Targetschleuse und Stahlband (weißer Pfeil) für die bewegliche Verbindung zur Spektrographenseite (links).

einem Drehkranz beweglich montiert ist. Die Eichung der Winkelstellung erfolgt relativ zur Hauptachse des Spektrographen mit einem Laserstrahl (Kap. 2.2).

2.2 Der Magnetspektrograph 'Little John'

Bewegen sich geladene Teilchen in einem senkrecht zur Bewegungsrichtung stehenden Magnetfeld, so erhält man eine elementare Beziehung zwischen dem Impuls p der Teilchen, deren Ladungszahl Z , dem Ablenkradius R und der magnetischen Flußdichte B durch Gleichsetzen der auftretenden Lorentz-Kraft und der Zentrifugalkraft. Sie lautet in geeigneten Einheiten:

$$B \cdot R \text{ [T m]} = 3,34 \frac{p \text{ [GeV/c]}}{Z} . \quad (2.1)$$

Bei Magnetspektrographen wird dieser Zusammenhang genutzt, um geladene Teilchen entsprechend des Verhältnisses ihrer Ladung zu ihrem Impuls räumlich zu trennen und anschließend über einen ortsempfindlichen Nachweis der Teilchen dieses Verhältnis zu bestimmen. Die Impulsdispersion ist dabei durch die Dipolkomponente in den Magnetfeldern gegeben.

Es sind Magnetspektrographen mit horizontal als auch mit vertikal ablenkenden Dipolmagneten realisiert worden. Die vertikale Variante hat bei größeren Reaktionswinkeln Vorteile bezüglich der Untergrundreduzierung, da die Ablenkung der gestreuten Teilchen aus der Reaktionsebene herausführt. Der Magnetspektrograph 'Little John' [Gil 80, GRe 81, GRZ 86] wurde jedoch hauptsächlich für kleine Reaktionswinkel konzipiert. Deshalb gaben der geringere mechanische Aufwand und die bessere Zugänglichkeit für den Experimentator den Ausschlag für die horizontale Variante.

Neben der Dispersion müssen Magnetspektrographen eine wohldefinierte ionenoptische Abbildungsbedingung aufweisen, um auch bei größerer Raumwinkel-Akzeptanz eine saubere Trennung der Impulse zu erzielen. In der dispersiven Ebene ist eine Punkt zu Punkt-Abbildung notwendig, die meist auch - wie beim Spektrographen 'Little John' - in der nichtdispersiven

Ebene realisiert ist. Diese Abbildungsbedingungen werden durch Quadrupolkomponenten in den Magnetfeldern erreicht.

Beim Magnetspektrographen 'Little John' werden die Dispersion und die Abbildungseigenschaften durch separate Magnete mit möglichst reinem Dipol- (D) bzw. Quadrupolfeld (Q) erzielt. Der Spektrograph hat eine QQDS-Magnetanordnung (Fig. 5 und 6), wobei der Sextupolmagnet (S) als Korrekturmagnet fungiert. Der ortsempfindliche Nachweis der Teilchen erfolgt durch den Fokalebene-Detektor (Kap. 2.3).

Als Besonderheit ist dieser Fokalebene-Detektor um einen erheblichen Weg in Richtung der auslaufenden Teilchen verschiebbar. Dies ermöglicht die Durchführung zweier Klassen von Experimenten: solche mit großer Impulsakzeptanz und kleiner Impulsauflösung z.B für die Aufbruchmessungen der vorliegenden Arbeit und umgekehrt solche mit hoher Impulsauflösung und kleiner Impulsakzeptanz, wie es z.B. beim Nachweis von Riesenresonanz-Anregungen von Vorteil ist [Leh 86, Sch].

Insgesamt gibt es acht mögliche Positionen des Detektors, wobei die Vakuumverbindung zum Dipolmagneten durch austauschbare unterschiedlich lange Zwischenstücke bzw. deren Kombination erreicht wird. Die Fokalebene mit der größten Impulsakzeptanz (kleinster Abstand zum Dipolmagneten) hat die Bezeichnung FP1 und die mit der höchsten Auflösung FP8. Alle Messungen der vorliegenden Arbeit erfolgten in der Fokalebene FP2.

Da die Fokalebene ohne weitere Korrektur nicht senkrecht zur Richtung der in den Detektor einfallenden Teilchen steht, sondern um eine senkrechte Achse gedreht ist, und der Drehwinkel von der aktuellen Fokalebene abhängig ist, dient ein Sextupolmagnet (S2 in Fig. 5) zur Kompensation dieses Effektes. Bei einer derart großen Variabilität in der Fokussierung ist eine Korrektur von Abbildungseffekten im üblichen Sinne, wie z.B. durch gekrümmte Polschuhkanten nicht möglich, sondern kann nur mit aktiven Korrektur-elementen (wie dem Sextupol S2) erfolgen.

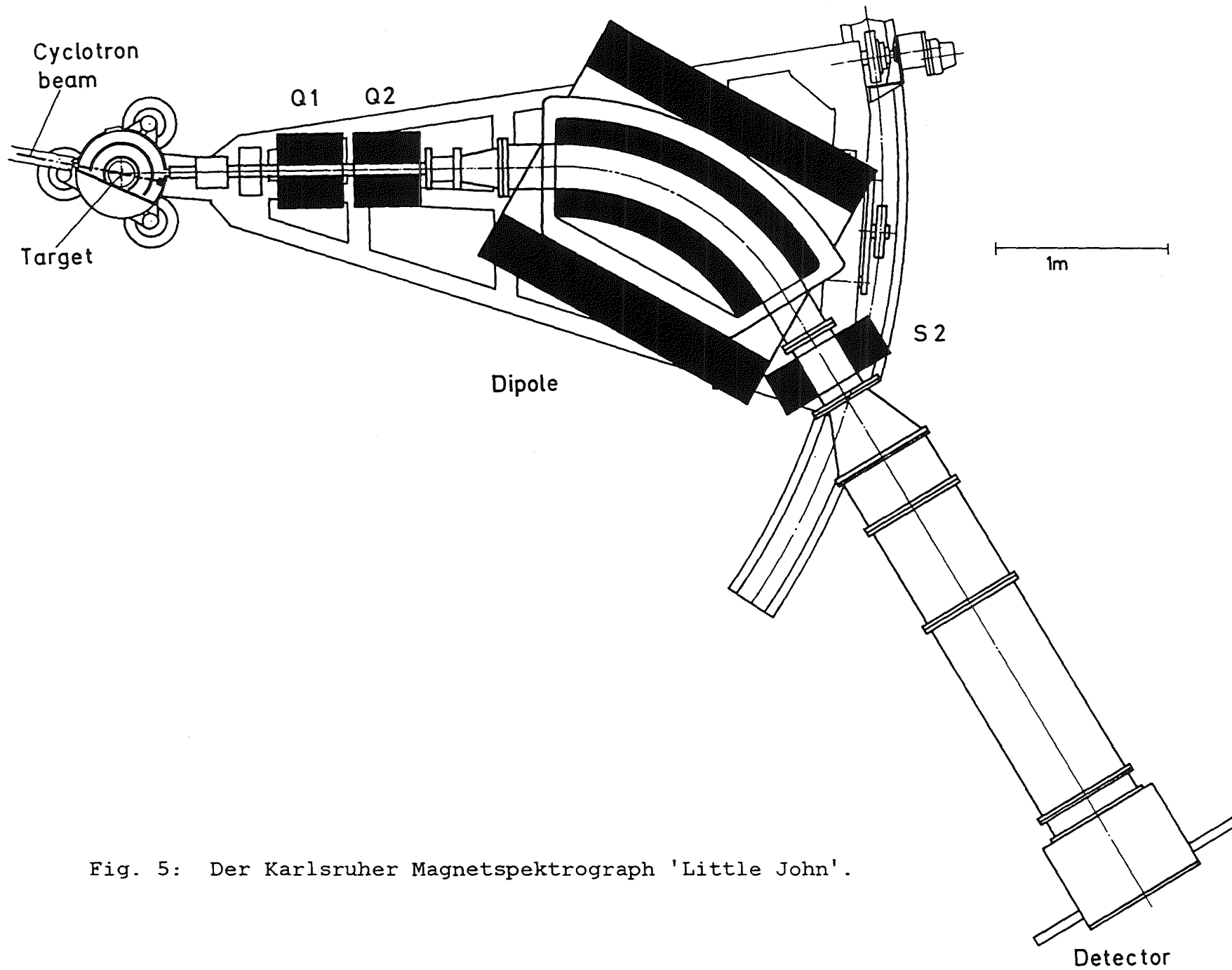


Fig. 5: Der Karlsruher Magnetspektrograph 'Little John'.

Die gesamte Anordnung des Spektrographen ist um die Targetkammer herum mit einer Winkelgenauigkeit von $0,01^\circ$ schwenkbar. Die maximale optische Länge beträgt 7,7 m. Die Breite der Fokalebene von 40 cm ergibt in Verbindung mit dem verschiebbaren Fokalebene-Detektor eine Impulsakzeptanz von $\pm 5,15\%$ bis $\pm 10,4\%$, was einer relativen Impulsauflösung $\Delta p/p$ von ca. $1,9 \times 10^{-4}$ bis $3,4 \times 10^{-4}$ entspricht. Eine Zusammenstellung der physikalischen und technischen Daten des Spektrographen findet sich in Anhang B.

Zur Minimierung der Auswirkung von Abbildungsfehlern ist es notwendig, daß die ionenoptische Achse des Spektrographen und der ${}^6\text{Li}$ -Strahl auf dem Target durch denselben Punkt verlaufen. Dies kann mit einem He-Ne-Laser kontrolliert werden, dessen Strahl auf die optische Achse des Spektrographen justiert

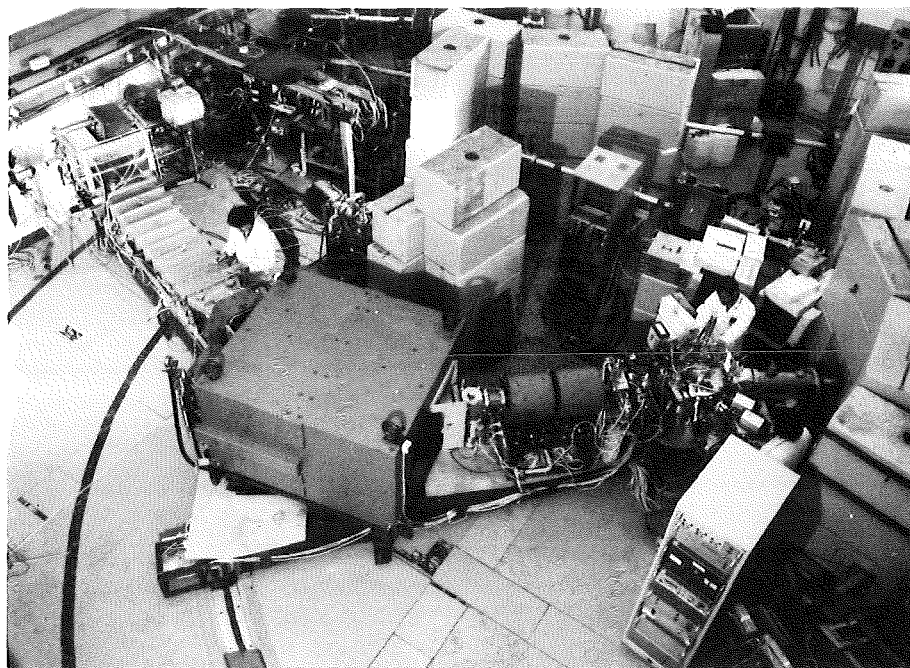


Fig. 6: Der Magnetspektrograph 'Little John' mit näherer Experimentumgebung.

ist [Neu 85a]. Er verläuft entgegengesetzt der Richtung der gestreuten Teilchen und trifft das Target von hinten. Auf einer mit Zinksulfid beschichteten Mylar-Folie entsteht so ein Lichtpunkt, der den Schnittpunkt der Spektrographenachse mit dem Target darstellt. Der ${}^6\text{Li}$ -Strahlfleck auf dem Target kann nun durch Variieren der Feldstärke von Magneten in der Strahlführung mit dem Lichtpunkt zur Deckung gebracht werden. Der Laserstrahl dient außerdem zur Kontrolle der Mittenstellung von Target und Akzeptanzblende des Spektrographen.

Die Winkelakzeptanz des Magnetspektrographen wird durch eine Akzeptanzblende definiert, die aus einer horizontalen und einer vertikalen Zwei-Backen-Schlitzblende [DGJ 85] gebildet wird und sich in einer Entfernung von 720 mm hinter dem Target befindet. Beide Blendenpaare bestehen aus zwei 8 mm starken Tantal-Blendenbacken, die innen mit einem Winkel von 2° (vertikale Kanten) und 3° (horizontale Kanten) nach hinten abgechrägt sind. Mit Schrittmotoren lassen sich ihre Positionen unabhängig voneinander rechnergesteuert einstellen. Auf den horizontalen Blendenbacken ist je ein Graphit-Block angebracht, der zum Stoppen des ${}^6\text{Li}$ -Strahls bei Beobachtungswinkeln zwischen $0,5^\circ$ und $2,5^\circ$ bzw. zwischen $-0,5^\circ$ und $-2,0^\circ$ dient und gleichzeitig eine Messung des Strahlstromes erlaubt. Zusätzlich wird die Akzeptanzblende bei der Bestimmung der Strahl Eintrittsrichtung (Kap. 2.5) und bei der Untersuchung ionenoptischer Eigenschaften des Magnetspektrographen verwendet, wobei die Beweglichkeit der Akzeptanzblende notwendig ist.

Das Vakuumsystem des Magnetspektrographen mit Targetkammer und Kryofalle enthält fünf Pumpstände, jeweils bestehend aus einer Haupt-Öldiffusionspumpe, einer Rotationspumpe als Vorpumpe und einer zwischengeschalteten kleineren Öldiffusionspumpe. Diese dient zur Vermeidung der Öldampf-Rückströmung von den Rotationspumpen in die Vakuumkammer. Der Arbeitsdruck beträgt zwischen 10^{-5} und 10^{-6} mbar. Das gesamte System besitzt eine Computersteuerung und läßt sich manuell und unter Rechnerkontrolle bedienen [BGJ 85].

2.3 Der Fokalebene-Detektor

Der Fokalebene-Detektor [Zag 80, ZGR 80] besitzt eine aktive Breite von 40 cm und eine aktive Höhe von 6 cm. Er besteht aus zwei ortsempfindlichen Gasdetektoren zur Bestimmung des Teilchenortes, sowie einer Ionisationskammer und einem Plastik-Szintillationszähler, die mit den üblichen ΔE -E-Diagrammen zur Teilchenidentifizierung dienen (Fig. 7 und Anhang B).

Die ortsempfindlichen Detektoren sind Proportionalzähler, bei denen man die horizontale Ortsinformation (x) durch Ladungsteilung an einem Widerstandsdraht erhält, der die Anode bildet.

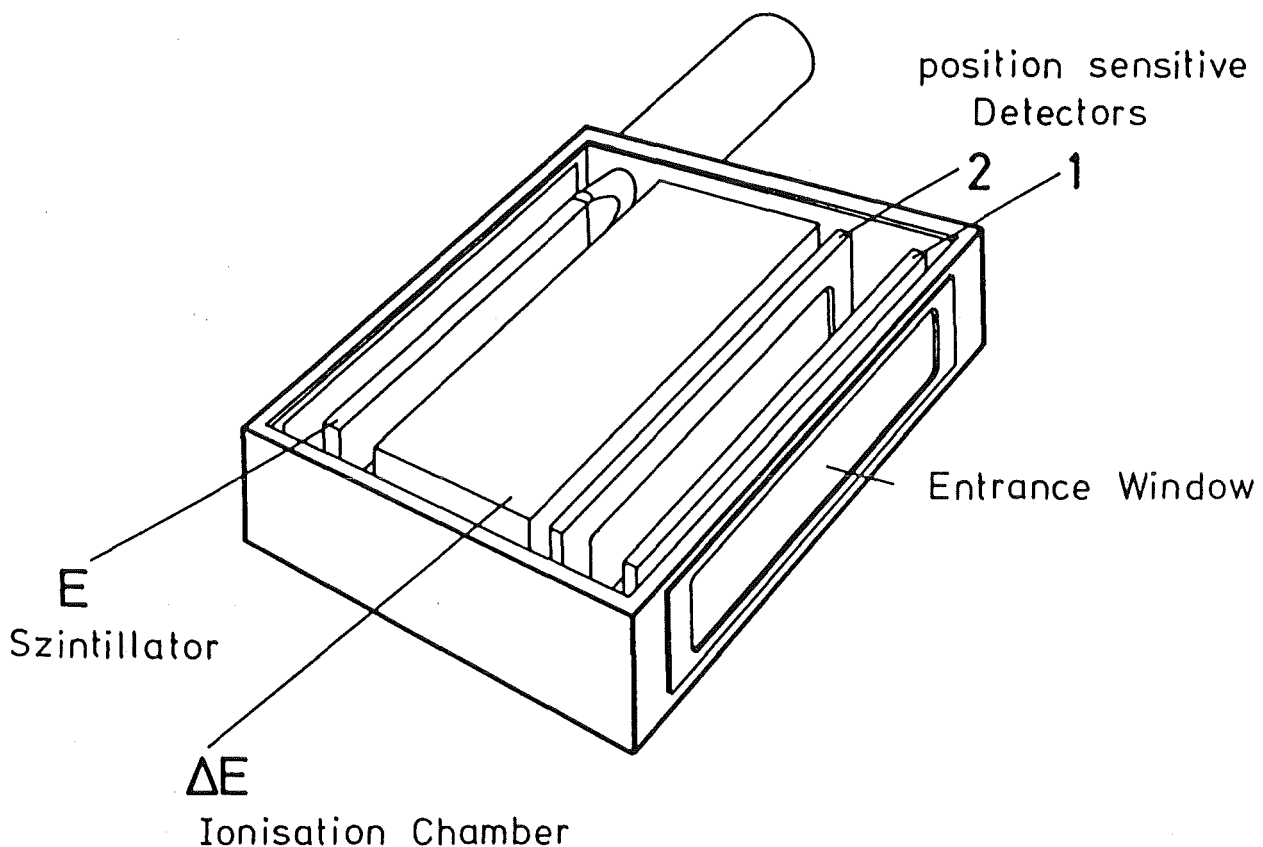


Fig. 7: Der Fokalebene-Detektor

Seien Q_L und Q_R die am linken bzw. rechten Drahtende abgeführten Ladungen und L die Drahtlänge, so gilt in erster Näherung: $x = L \cdot Q_L / (Q_L + Q_R)$. Die Driftzeit der Ladungsträger im Zählgas ergibt in Verbindung mit einem Startsignal vom Szintillationszähler den vertikalen Ort (y). Mit den zwei ortsempfindlichen Detektoren, die in einem Abstand von 10 cm angeordnet sind, lassen sich der horizontale und vertikale Einfallswinkel der Teilchen berechnen. Das ermöglicht eine Rekonstruktion der Teilchenbahn durch den Spektrographen und kann damit zur 'Off-Line'-Korrektur von Abbildungsfehlern zweiter Ordnung dienen, wie z.B. der sphärischen Aberration. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dies nicht durchgeführt, da die erreichte Ortsauflösung bei voll ausgenutzter Akzeptanz zur Messung der aufgenommenen relativ breiten Strukturen ausreichend war. Sie beträgt für das gesamte System ca. 1,5 mm oder bedeutet mit der Detektorposition der größten Ortsauflösung für Alpha-Teilchen eine Energieauflösung von etwa 80 keV.

Mit der Ionisationskammer wird der Energieverlust (ΔE) der Teilchen gemessen. Alle Gasdetektoren arbeiten mit einem Argon-Methan-Gemisch von 90 % zu 10 % bei einem Druck von 1000 mbar. Ein Problem bei den Ortsdetektoren sind die relativ kleinen Pulse für Teilchen mit $Z = 1$. Isobutan als Zählgas liefert größere Pulse als Argon-Methan, jedoch wurde wegen Problemen mit dem Zeitverhalten der Signale auf die Verwendung von Isobutan-Gas verzichtet.

Der Fokalebene-Detektor besitzt außer einer Regelung des Arbeitsdrucks [Zag 82] für das Zählgas eine Einschaltautomatik für den Gasbetrieb. Dabei erfolgt zunächst ein Evakuieren des gesamten Detektors. Anschließend wird das Gas in zwei Schritten eingelassen. Bis auf die Druckdifferenz von 10 mbar zum Enddruck von 1000 mbar geschieht das Füllen mit normaler Geschwindigkeit. Über die letzten 10 mbar wird langsamer gefüllt bis zum Erreichen des Enddrucks, der mit einer Genauigkeit von 0,1 mbar gehalten wird. Der Vorgang der Inbetriebnahme dauert etwa 30 Minuten.

Die Ein- und Austrittsfenster der Gasdetektoren bestehen aus Mylar-Folie mit einer Stärke von 2 μm . Auf ihnen sind 2 mm breite Goldstreifen mit konstanten Abständen von 3 mm aufgedampft, an denen über eine Widerstandskette eine gleichmäßig ansteigende Spannung anliegt. Dadurch soll erreicht werden, daß das elektrische Feld im Innern der Detektoren möglichst homogen ist.

Der Szintillationszähler liefert wegen seiner Eigenschaft als schneller Detektor außer der Restenergie (E) der Teilchen die Zeitinformation bei Koinzidenzmessungen.

Die Effizienz des Fokalebene-Detektors ist nahezu über die gesamte Breite der Fokalebene besser als 99% [Leh 86]. Für schwächer ionisierende Teilchen, wie für die Deuteronen, war ein möglicher Abfall der Effizienz in den Randbereichen gering und wurde nicht extra berücksichtigt (vgl. Fig. 33).

2.4 Die Nachweiselektronik

Die Nachweiselektronik des Fokalebene-Detektors besteht hauptsächlich aus Modulen der Firma EG&G Ortec und Le Croy in Form von NIM-Einschüben. Zur Diskriminierung von wahren Ereignissen gegenüber dem Untergrund, der z.B. durch die während des Strahlbetriebs auftretende erhöhte β - und γ -Strahlung entsteht, wird eine Koinzidenz geschaltet. Sie besteht aus den Ladungssignalen der beiden Ortsdetektoren, dem Energieverlust- und dem Restenergie-Signal. Das koinzidente Signal öffnet als Mastertrigger das Gate, welches das Einlesen der analogen Signale in die ADC's erlaubt. Da nur 4-fach-Koinzidenz-Einheiten zur Verfügung stehen, werden zur Realisierung der 6-fach-Koinzidenz zwei Koinzidenz-Einheiten zusammen verwendet. Zusätzlich wurde ein Hochfrequenz-Signal vom Zyklotron als Zeitinformation miterfaßt, um nachträglich den zeitlich unkorrelierten Untergrund herausfiltern zu können. In Fig. 8 und 9 ist ein Blockschaltbild der Elektronik für inklusive Messungen dargestellt. ('Inklusiv' bedeutet, daß alle Reaktionsme-

chanismen zum Wirkungsquerschnitt beitragen können ohne eine einschränkende Bedingung wie z.B. bei Koinzidenzmessungen.)

Bei der Messung von Aufbruchteilchen unter kleinen Winkeln ist der Anteil von ${}^6\text{Li}$ -Ionen groß gegenüber dem der übrigen Teilchen. Selbst nach mechanischem Ausblenden der elastischen Linie (Kap 2.6) ergeben bei kleinen Winkeln die ${}^6\text{Li}$ -Teilchen den Hauptanteil. Diese ${}^6\text{Li}$ -Ionen stellen hauptsächlich verbleibende Halo-Teilchen dar. Da diese Streuereignisse Untergrund darstellen und die Magnetbänder unnötig füllen würden, werden sie elektronisch herausgeblendet. Hierfür wird im Energieverlust-Zweig eine Schwelle unterhalb der ${}^6\text{Li}$ -Teilchen gesetzt, was einem elektronischen Fenster auf diesen Ereignissen entspricht. Anschließend werden die Signale als 'Veto' auf die Master-Koinzidenz gegeben.

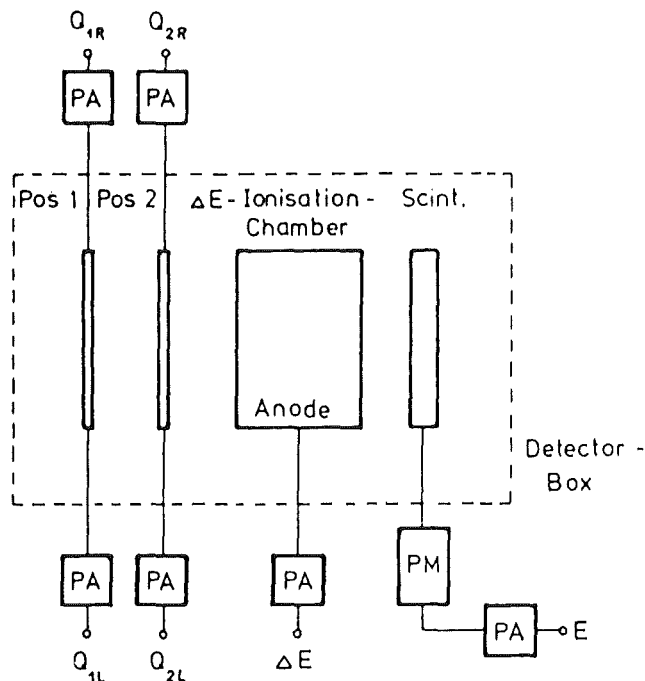


Fig. 8: Fokalebene-Detektor mit Vorverstärkern.

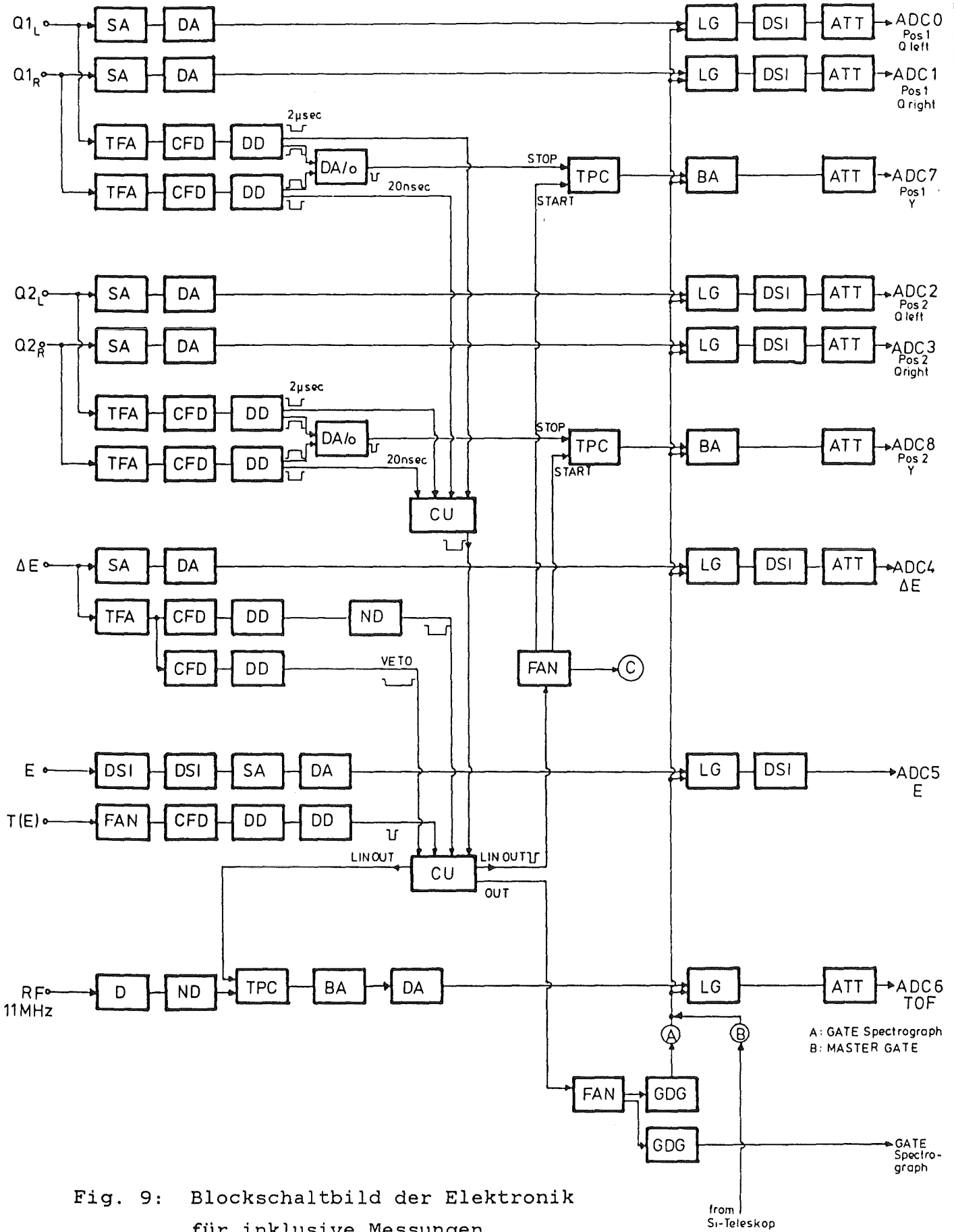
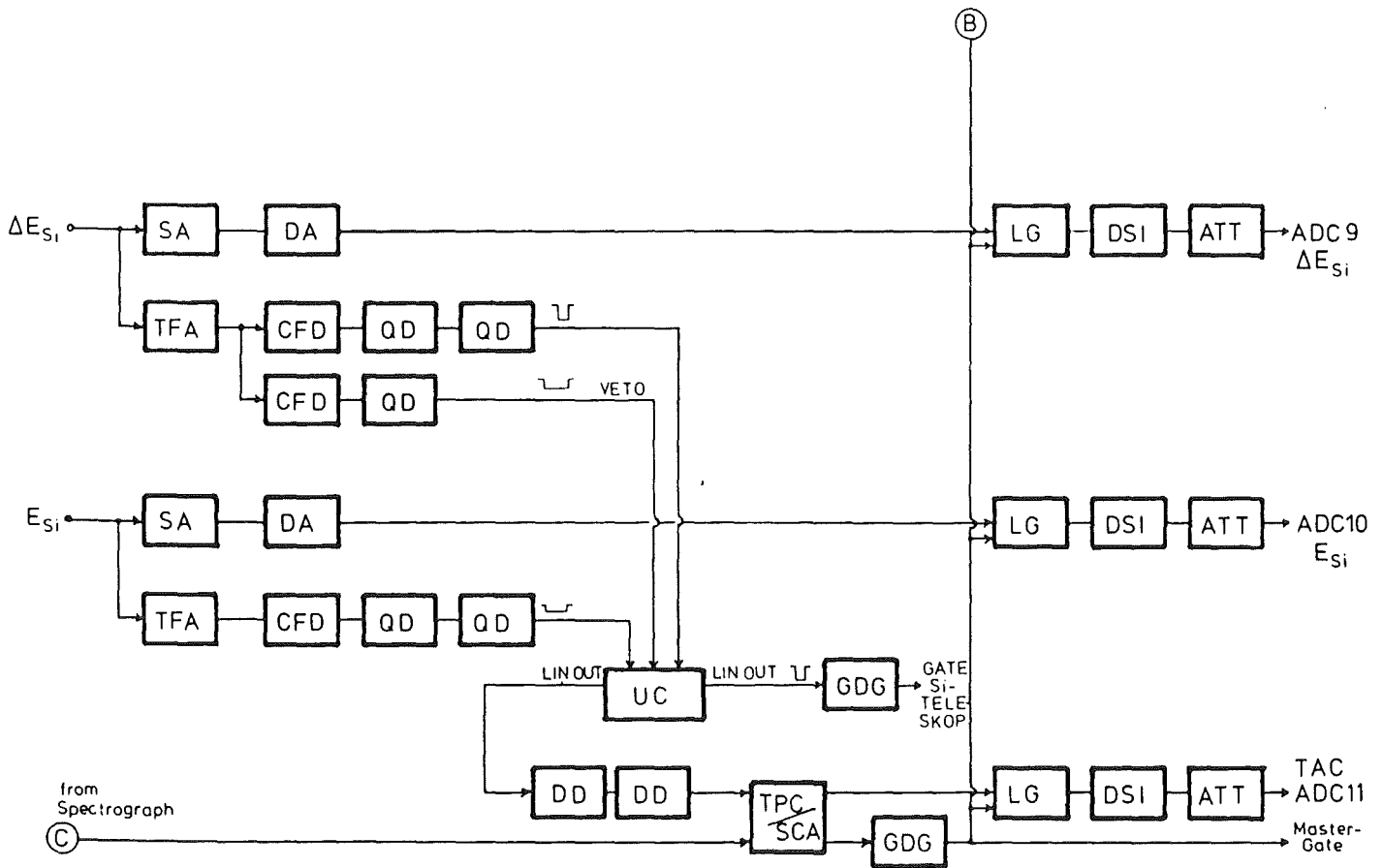


Fig. 9: Blockschaltbild der Elektronik für inklusive Messungen.



- | | |
|---------|--|
| SA | Spectroscopy Amplifier, Laben 8143 |
| DA | Delay Amplifier, Ortec 427A |
| TFA | Timing Filter Amplifier, Ortec 474 |
| CFD | Constant Fraction Diskriminator, Ortec 473A |
| DD | Dual Discriminator, Chronetics 154 |
| DA/O | Dual And/Or, Chronetics 157 |
| TPC/SCA | Time to Pulse Height Converter/ SCA, Ortec 467 |
| BA | Biased Amplifier, Canberra 1467 |
| CU | Coincidence Unit, Le Croy 465 |
| D | Discriminator (self made) |
| ND | Nanosecond Delay |
| FAN | Logic Fan In/ Fan Out, Le Croy 429A |
| GDG | Gate and Delay Generator, Ortec 416A |
| QD | Quad Discriminator, Le Croy 821 |
| UC | Universal Coincidence, Ortec 418A |
| LG | Linear Gate, Ortec 426 |
| DSI | Dual Sum and Invert, Ortec 433A |
| ATT | Abschwächer 3 × 50Ω |

Fig. 10: Blockschaltbild der zusätzlichen Elektronik für Koinzidenzmessungen mit dem Magnetspektrographen und einem Halbleiter-Teleskop.

Der zusätzliche elektronische Aufbau für Koinzidenz-messungen zwischen dem Spektrographen und einem Halbleiter-Teleskop ist in Fig. 10 gezeigt. Wie beim Magnetspektrographen werden die ${}^6\text{Li}$ -Pulse durch Erzeugen von 'Veto'-Signalen im ΔE -Zweig der Nachweiselektronik für das Teleskop unterdrückt, wodurch sich die Zahl der zufälligen Koinzidenzen drastisch verringert. Die Master-Koinzidenz wird mit einem 'Time to Pulse Height Converter' (TPC) realisiert, wobei die Master-Trigger vom Magnetspektrograph und vom Halbleiter-Teleskop das Start- und Stoppsignal liefern. Das Ausgangssignal öffnet die Gates zum Einlesen der analogen Signale in die ADC's.

Nach Konvertierung der Signale in den ADC's werden die Daten Ereignis für Ereignis erfaßt und in dieser Form durch den Datenaufnahme-Computer blockweise auf Magnetband übertragen. Die Totzeit für das Gesamtsystem von Detektor, Elektronik und Rechner beträgt bei einer Ereignisrate von 1 kHz ca. 1 % . Da die tatsächliche Zählrate meist geringer war, blieb die verbleibende Totzeit bei der Auswertung der Daten unberücksichtigt.

2.5 Einstellung von Magnetspektrograph und Elektronik

Die Einfallsrichtung des Primärstrahls in die Targetkammer fällt im allgemeinen nicht mit der Null-Grad-Stellung des Magnetspektrographen zusammen. Nach jeder Strahlfokussierung ist deshalb die Einfallsrichtung des ${}^6\text{Li}$ -Strahls bezogen auf die Winkelstellung des Spektrographen neu zu bestimmen.

Hierzu wird der Spektrograph bei vollständig geschlossener und auf Mitte gestellter Akzeptanzblende über die Null-Grad-Richtung hinweg geschwenkt. Da die Blendenkanten abgeschrägt sind und außerdem durch einen Sicherheitsmechanismus mit Berührschaltern auch bei 'geschlossener' Akzeptanzblende ein Spalt minimaler Breite bleibt, gelangen genügend viele Teilchen in den Fokalebene-Detektor. Der Spektrographenwinkel, bei dem die Detektor-Zählrate ihr Maximum hat, legt den Ein-

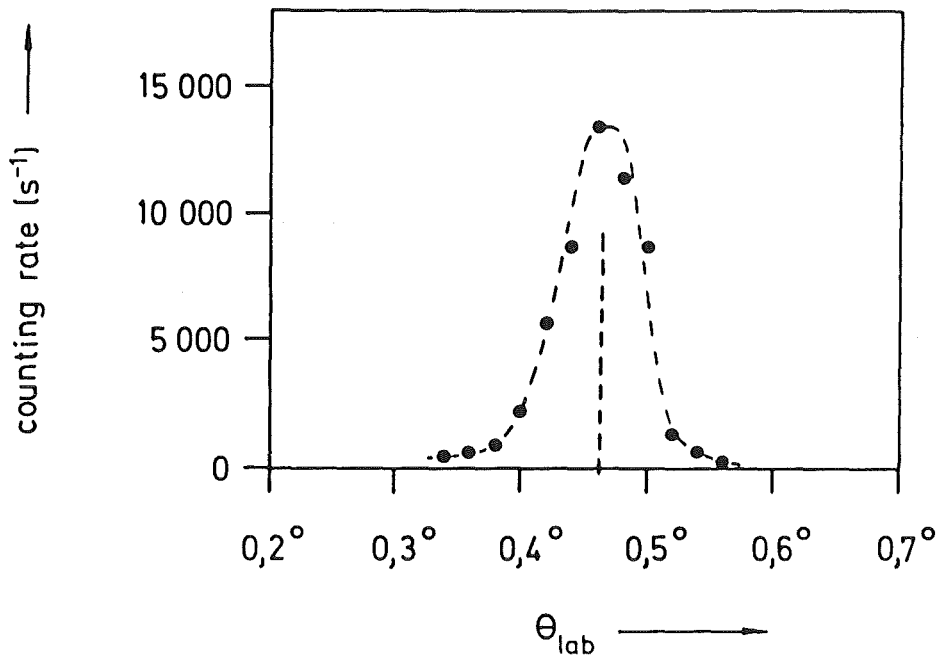


Fig. 11: Beispiel für das Profil des ${}^6\text{Li}$ -Strahls zur Bestimmung der tatsächlichen 0° -Richtung (Detektorzählrate als Funktion des am Spektrographen eingestellten Beobachtungswinkels).

trittswinkel des Primärstrahls fest. Die Einfallsrichtung des Primärstrahls liegt erfahrungsgemäß zwischen $0,4^\circ$ und $0,6^\circ$. Die Breite der Intensitätsverteilung, entspricht der Winkelunschärfe des ${}^6\text{Li}$ -Strahls und liegt im Mittel bei $0,10^\circ$ (FWHM). Ein Beispiel für die Aufnahme des Strahlprofils zur Bestimmung der 0° -Richtung sieht man in Fig. 11.

Die Berechnung der für ein Experiment benötigten Magnetfeldstärken wird mit dem Computerprogramm 'TRANSPORT' durchgeführt [Bro 67, BRC 80]. In ihm werden die Eigenschaften des ${}^6\text{Li}$ -Strahls am Ort des Targets durch 6 Parameter in Form eines Vektors festgelegt. Die ionenoptischen Elemente wie Magnete und Driftstrecken wirken als Operatoren (Matrizen) auf die Ausgangsparameter und stellen damit den Zusammenhang her zwischen den Strahlfleckeigenschaften auf dem Target und den

Parametern des abgebildeten Targetflecks in der Fokalebene. Die Eingabe der spezifischen Eigenschaften des Spektrographen und der für das Experiment gewünschten Dipol-Feldstärke liefern die Magnetfeldstärken der Magnete Q1, Q2 und S2 für eine optimale Fokussierung.

Eine Überprüfung der Magneteinstellung ist möglich, indem man die Feldstärke eines der Magnete variiert und die Breite einer bekannten Linie, z.B. die der elastischen Streuung, gegen die Magnetfeldstärke aufträgt. Das Minimum der Kurve ergibt die optimale Einstellung. In Fig. 12 ist die Kurve aus einer durchgeführten Messung dargestellt. Es handelt sich um ein Multi-parameterproblem, da man die Einstellung der Quadrupole und die des Sextupols variieren kann. Doch zeigte sich, daß es ausreicht, den Quadrupol Q2 zu optimieren. Dies wird auch erwartet, da die entsprechenden Matrixelemente (aus dem Strahltransport-Formalismus), die sich auf die horizontale Ausdehnung des Bildpunktes in der Fokalebene auswirken, für den Quadrupol Q2 am größten sind.

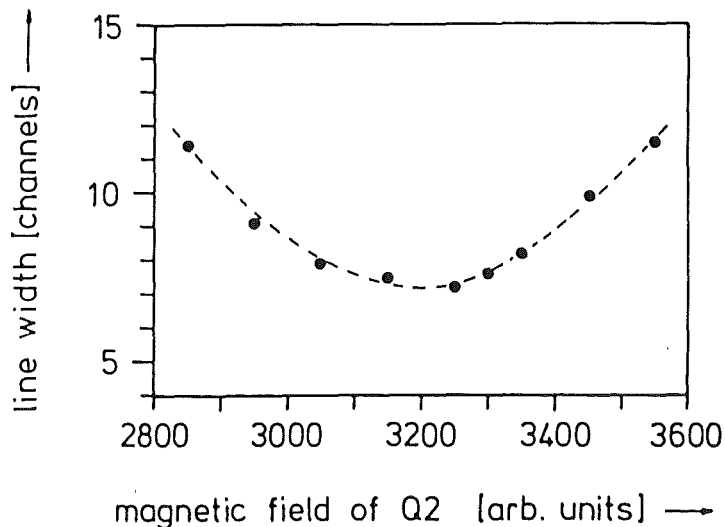


Fig. 12: Halbwertsbreite der elastischen Linie als Funktion der Q2-Magnetfeldstärke zur Optimierung der Fokussierung.

Der Quadrupol Q2 hat demnach den größeren Effekt auf eine Defokussierung und auch nach leichtem Verstellen von Q1 erhält man nach neuer Optimierung von Q2 die ursprüngliche Linienbreite. Die optimierte Einstellung der Magnete weicht jedoch kaum von den theoretischen Werten ab [DGi 85], sodaß später im Experiment nur noch die berechneten Werte eingestellt wurden.

Der Sextupol-Magnet soll die Fokalebene um die senkrechte Achse drehen. Ein Beobachten der Linienbreiten bei Verstellung des Sextupols ergab, daß sich diese Drehachse auf der hochenergetischen Seite der Fokalebene befindet. Es wurde stets die berechnete Feldstärke eingestellt.

Vor jedem Experiment sollten die Verstärkungen der analogen Signale vom rechten und linken Ladungssignal der Ortsdetektoren abgeglichen sein (damit der berechnete Ort eines in der Mitte einfallenden Teilchens auch im Ortsspektrum in der Mitte liegt). Die Einstellung kann mit einer speziellen Blende überprüft werden, die in äquidistanten Schritten vertikale Schlitze enthält [Leh 86]. Ein Überfahren dieses 'Kamms' z.B. mit der elastischen Linie sollte im Ortsspektrum, das ein Bild der Schlitze darstellt, Linien mit gleichen Zwischenräumen erzeugen. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, den Graphitblock zu benutzen, der zum Stoppen der elastisch gestreuten Teilchen verwendet wird. Wenn er in der Mitte der Fokalebene positioniert ist, werden die Verstärkungen so eingestellt, daß sich die durch ihn bedingte Lücke (Kap. 2.6) z.B. im inklusiven Ortsspektrum der Alpha-Teilchen ebenfalls in der Mitte befindet. Eine nicht zu große Fehleinstellung wird durch die in Kapitel 3.2 beschriebene Prozedur der Impuls- bzw. Energieeichung automatisch korrigiert.

Die Deuteronen-Impulse in den ortsempfindlichen Zweigen sind durch die geringe Ionisationsdichte durch Deuteronen relativ klein und reichen bis an das elektronische Rauschen heran. Deshalb müssen die Schwellen in den zugehörigen 'Constant Fraction Discriminatoren' sehr niedrig eingestellt werden.

Liegen Pulse unterhalb dieser Schwellen, so geht das Ereignis verloren, da das zugehörige logische Signal für die Detektor-Koinzidenz fehlt. Dieser Effekt, der gering ist, kann unterbunden werden, indem man die Schwellen auf Null stellt und die logischen Signale der Ortszweige aus der Koinzidenz herausnimmt. Man erhält dafür eventuell einige Deuteronen-Ereignisse mit ungenauer Ortsinformation, welche jedoch bei der Auswertung, falls notwendig, durch das Setzen von Off-line-Schwellen wieder unterdrückt werden können.

Einen wesentlichen Einfluß auf die Breite und Auflösung der Ortsspektren hat die Differentiationszeit (shaping time) der Hauptverstärker, die zu den Ladungssignalen der ortsempfindlichen Detektoren gehören [Leh 86]. Der Grund hängt mit den unterschiedlichen Sammelzeiten für Elektronen ($0,2 \mu\text{s}$) und für positive Ladungsträger (100 bis $200 \mu\text{s}$) zusammen. Die Pulse besitzen einen kurzen steilen Anstieg und einen relativ flachen übrigen Verlauf. Ein vollständiges Integrieren über die Ladung der positiven Ionen kommt wegen der dadurch entstehenden großen elektronischen Totzeit nicht in Frage. Es ergab sich, daß der Bereich des aus den Ladungen berechneten Ortes am größten ist, wenn man die Integration des Ladungspulses möglichst kurz nach seinem steilen Anstieg beendet. Hierfür wurde die Differentiationszeit auf den kleinstmöglichen Wert von $0,5 \mu\text{s}$ eingestellt. Für eine genauere Beschreibung des Effektes sei auf [Leh 86] verwiesen. Eine Zusammenfassung der am Detektor eingestellten Spannungen steht in Anhang B.

2.6 Mechanische Anordnung für kleine Beobachtungswinkel

Voraussetzung für einen geringen Meßuntergrund bei kleinen Reaktionswinkeln ist eine saubere Führung des ${}^6\text{Li}$ -Strahls vom Zyklotron zur Targetkammer. Dabei ist das Abstreifen des Strahl-Halos durch die in der Strahlführung zusätzlich angebrachten Antistreu-Blenden wichtig. Die entsprechenden ${}^6\text{Li}$ -Ionen würden die Fokalebene unterhalb der Energie elastisch gestreuter Teil-

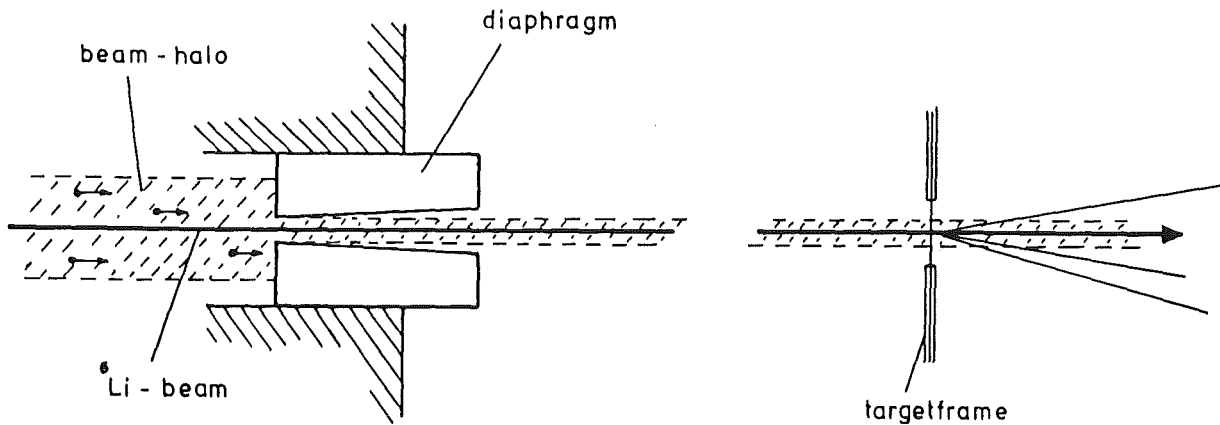


Fig. 13: Targetkammer-Eingang mit Blende zum Zurückhalten von ${}^6\text{Li}$ -Teilchen aus dem Strahl-Halo (idealisiert).

chen füllen. Die Ereignisse können zwar auch elektronisch unterdrückt werden, erhöhen jedoch übermäßig die Single-Zählrate im Detektor und verringern damit indirekt die erreichbare statistische Genauigkeit.

Um zu verhindern, daß die ${}^6\text{Li}$ -Teilchen des verbleibenden Strahl-Halos den Targetrahmen treffen, wurde in den Targetkammer-Eintritt eine Lochblende aus Aluminium gesetzt und ein großer Targetrahmen verwendet (Fig. 13). Die Blende ist 50 mm dick, besitzt ein konisches Loch mit einem Innendurchmesser von 7 mm und ist damit genügend klein gegenüber dem Durchmesser des Targetrahmens von 15 mm. Wegen der kleinen Lochgröße muß mit dem Primärstrahl sowohl die Blendenmitte als auch die Targetmitte möglichst genau getroffen werden. Da sich Letzteres nicht gleichzeitig mit einer guten Fokussierung des Strahls durchführen ließ, wurde eine Blende mit leicht exzentrischer Bohrung benutzt (1,5 mm Lochverschiebung). Durch Hin- und Herbewegen des fokussierten ${}^6\text{Li}$ -Strahls und gleichzeitigem Beobachten des Strahlflecks auf dem Zinksulfid-Schirm an der Targetposition läßt sich überprüfen, ob der Strahl durch die Mitte der Lochblende verläuft.

Die verschiedenen mechanischen Anordnungen zum Stoppen des Primärstrahls sind in Fig. 14 illustriert, wobei die Darstellung aus Gründen der Übersicht nicht maßstabsgetreu ist. Sie gibt die Unterschiede im experimentellen Aufbau für verschiedene Reaktionswinkel wieder. Bei Winkeln $\geq 2^\circ$ wird der Primärstrahl in einem Faraday-Cup in der Targetkammer gestoppt (Fig. 14a und Fig. 15a). Im Winkelbereich zwischen $0,5^\circ$ und $2,5^\circ$ (bzw. -2° und $-0,5^\circ$) wird der ${}^6\text{Li}$ -Strahl direkt vor der Akzeptanzblende gestoppt (Fig. 14b und Fig. 15b), während er für die 0° -Messung bei großer Akzeptanzöffnung durch den Spektrographen hindurchgeleitet und in einem speziellen Faraday-Cup aufgefangen wird (Fig. 14c und Fig. 15c).

Der Faraday-Cup in der Targetkammer besitzt einen sogenannten Repeller (Fig. 15a), der auf eine negative Spannung (-200 V) gelegt wird. Er verhindert, daß durch die ${}^6\text{Li}$ -Ionen herausgeschlagene Elektronen den Faraday-Cup verlassen können und damit die Messung des Strahlstroms verfälschen würden. Der Faraday-Cup ist auf einem Drehkranz beweglich montiert um eine genaue Justierung zu gewährleisten. Er soll einerseits den Strahl vollständig auffangen, darf jedoch bei einem Beobachtungswinkel von 2° nicht einen Teil der Akzeptanzöffnung des Spektrographen verdecken. In dieser Anordnung kann ein Halbleiter-Zähler nicht als Monitor-Detektor benutzt werden, da er sich in der Targetkammer in unmittelbarer Nähe des Faraday-Cups befinden würde. Die Sekundärstrahlung vom Faraday-Cup während des Strahlbetriebs in Form von Gamma-Quanten und Neutronen würde den Halbleiterzähler auf Dauer unbrauchbar machen. Eine Möglichkeit ist in diesem Fall die Verwendung eines Gasdetektors als Monitor (Kap. 4.), der sich jedoch nicht zum Spektroskopieren eignet, weil die Teilchen in ihm nur einen geringen Energieverlust erfahren. Deshalb kann er auch nicht als zweiter Detektor für das Koinzidenz-Experiment dienen.

Der Strahlstopper vor der Akzeptanzblende besteht aus einer 8 mm starken Graphitplatte (Fig. 15b). Sie erlaubt ebenfalls eine Strommessung, die jedoch sehr ungenau ist, da die Elektronen leicht entweichen können. In diesem Winkelbereich ist

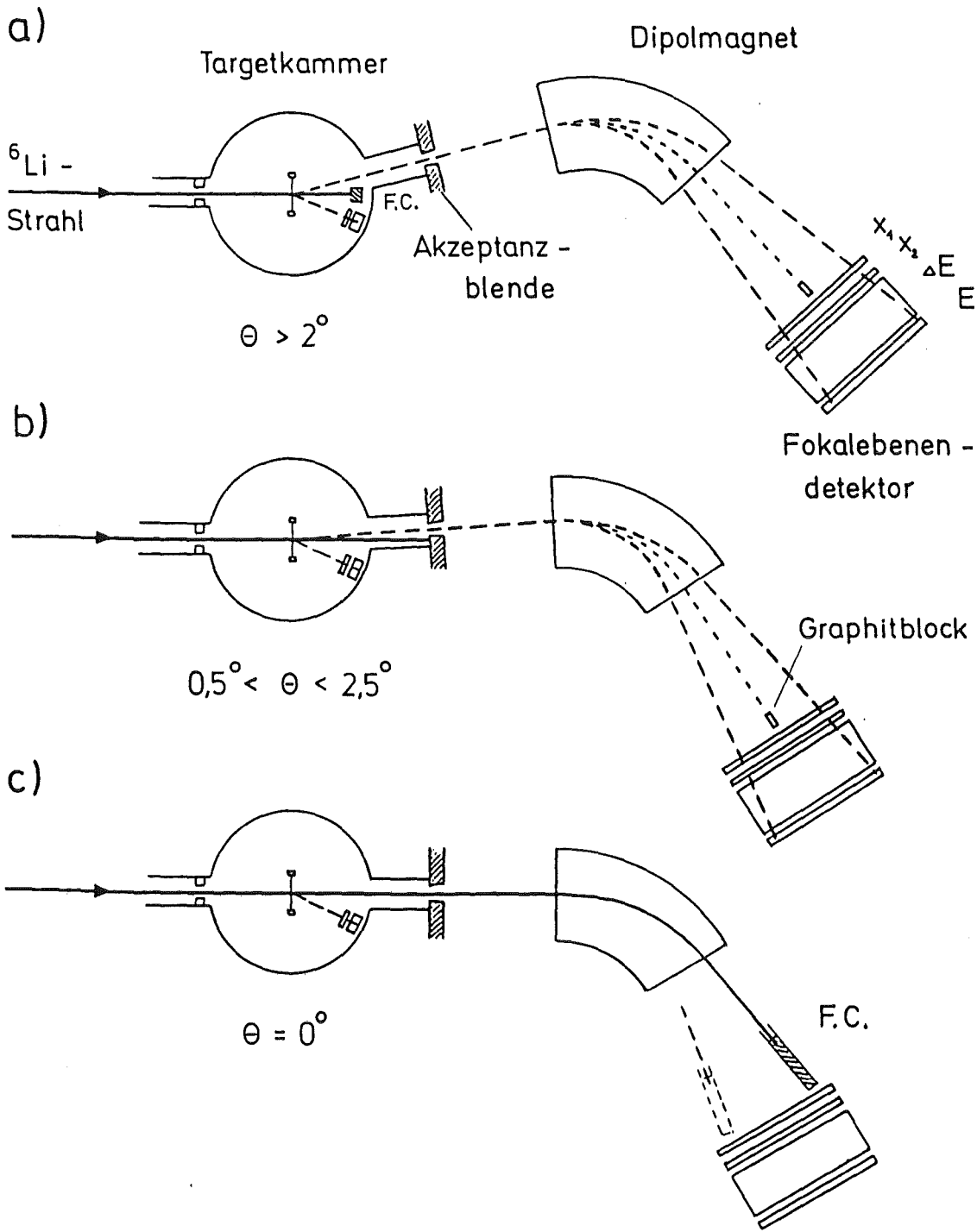


Fig. 14: Mechanische Anordnung zum Stoppen des Primärstrahls für die unterschiedlichen Winkelbereiche (nicht maßstabsgetreu).

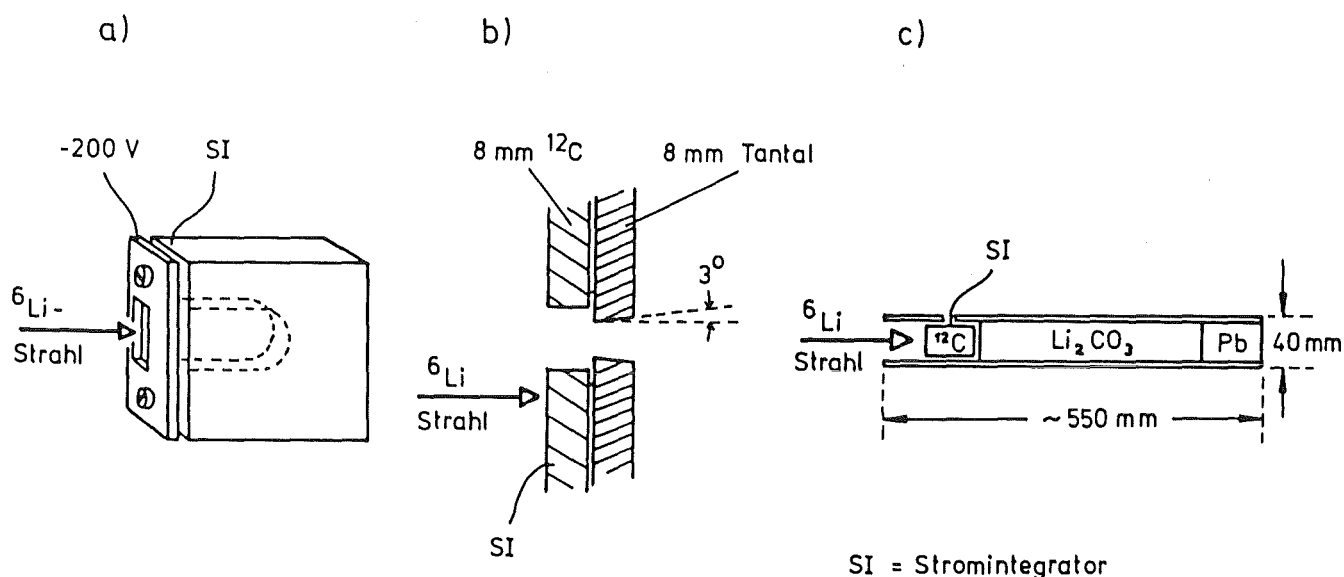


Fig. 15: a) Faraday-Cup in der Targetkammer mit seitlich verschobener Eintrittsöffnung und Repeller, $\theta > 2^\circ$,
 b) Graphitblock auf der Akzeptanzblende als Faraday-Cup für $0,5^\circ < \theta < 2,5^\circ$,
 c) Faraday-Cup für Messungen unter 0° .

deshalb die Verwendung eines Monitor-Detektors in der Targetkammer unerlässlich. Der Vorteil dieser Anordnung gegenüber der vorherigen liegt darin, daß der Abstand des Faraday-Cups zur Targetkammer genügend groß ist, sodaß ein Halbleiter-Teleskop statt des Gasedetektors installiert werden kann, das sich auch zur Koinzidenzmessung eignet.

Der Faraday-Cup der 0° -Anordnung (Fig. 15c) enthält Lithiumkarbonat (Li_2CO_3), das auf einer Länge von etwa 35 cm zum Abbremsen bzw. Umlenken der im Graphit in Vorwärtsrichtung entstehenden Neutronen dient. Da sich der Faraday-Cup im Vakuum befindet, wurde das Lithiumkarbonat in einem schmalen Aluminiumquader druckfest und vakuumdicht eingeklebt (Polime-

risationskleber, Acrifix 90, Röhm). Er hat den Nachteil, daß er wegen seiner Breite von 40 mm und der Gesamtlänge von ca. 55 cm einen relativ breiten Bereich des FP-Detektors abdeckt und eine entsprechend große Lücke in den Energiespektren erzeugt. Deshalb wurde alternativ ein wesentlich kleinerer Graphitblock verwendet, der zwar die Alpha-Teilchen stoppt, jedoch leichtere Teilchen hindurchläßt und deshalb nur zur Messung von Teilchen mit $Z \geq 2$ geeignet ist.

Eine andere Methode der 0° -Messung besteht darin, den Primärstrahl in einem Vakuumrohr durch den Fokalebene-Detektor hindurchzuleiten und hinter dem Detektor in ausreichendem Abstand in einem Faraday-Cup aufzufangen. Diese Anordnung ermöglicht das Anbringen von genügend Abschirmmaterial zwischen dem Faraday-Cup und dem Detektor. Ein entsprechend modifizierter Fokalebene-Detektor wurde gebaut und von Hofmann und Eyrych et al. zum Nachweis von Riesenresonanzanregungen verwendet [ZGR 86, Leh 86, Sch]. Der Detektor erlaubt konstruktionsbedingt nur eine Platzierung des Primärstrahls links außen bzw. rechts außen in der Fokalebene. Für die Experimente der vorliegenden Arbeit war die Verwendung dieses Detektors jedoch nicht notwendig.

Einen Vergleich von ΔE -E-Spektren bei $\theta = 2^\circ$ mit Target und mit Leerrahmen ist in Fig. 16 dargestellt, um den experimentellen Untergrund aufzuzeigen, der aus Blendenstreuung in der Strahlführung entsteht. Es ist ersichtlich, daß an der Stelle der Alpha-Teilchen und Deuteronen so gut wie kein Untergrund vorhanden ist. Die Ereignisse jeweils in der linken unteren Ecke können aus der Beta- und Gamma-Aktivität in der Experimentierhalle während der Messung entstehen bzw. entsprechen dem Detektorrauschen. Sie werden jedoch durch das Setzen der teilchenspezifischen elektronischen Fenster unterdrückt.

Beim ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch behalten das Alpha-Teilchen und das Deuteron im wesentlichen die Geschwindigkeit des ${}^6\text{Li}$ -Projektils bei und damit auch denselben Impuls pro Ladungseinheit. Daher

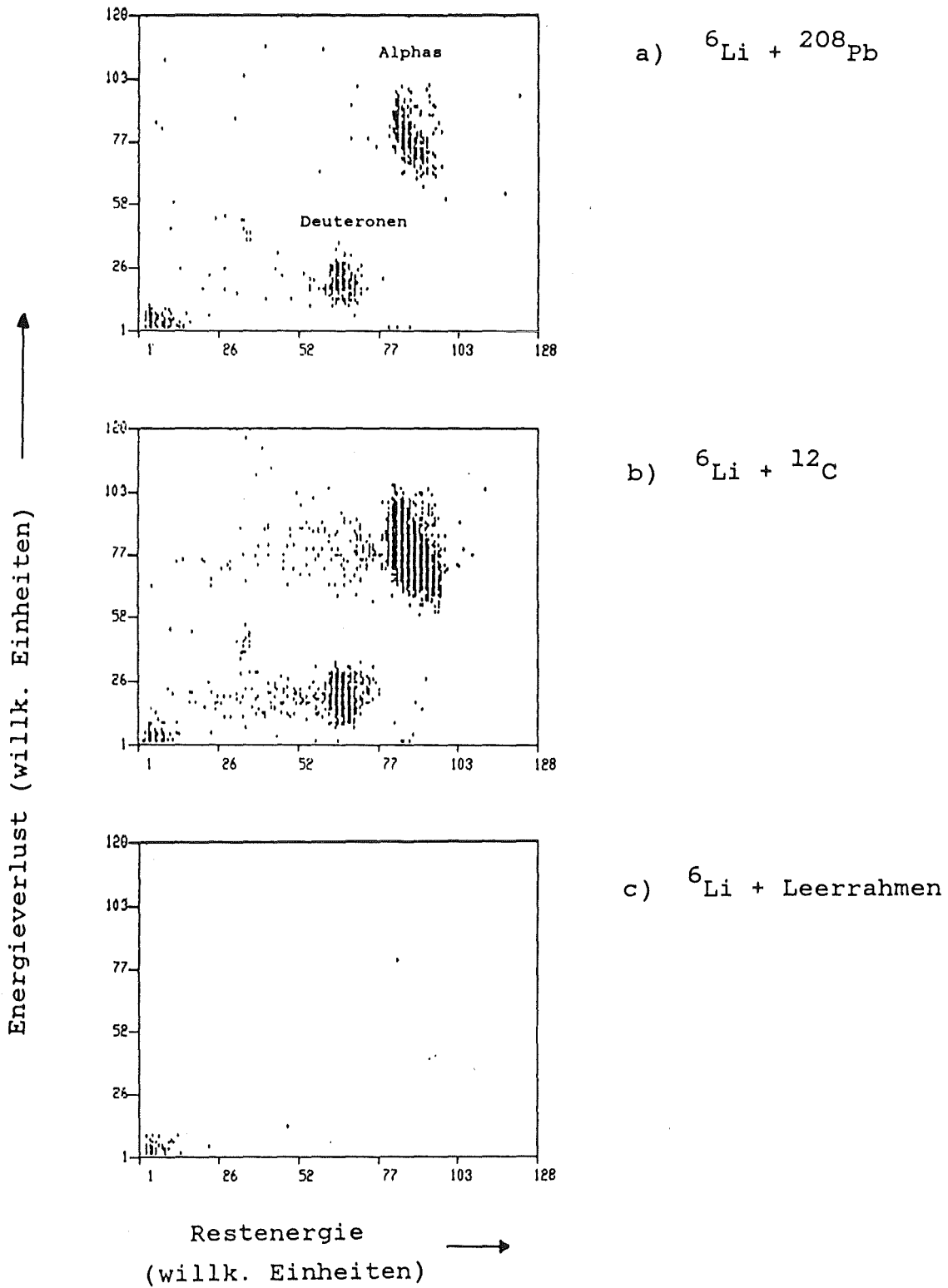


Fig. 16: Energieverlust-Restenergie-Diagramme zur Veranschaulichung der Untergrundverhältnisse für $\theta = 2^\circ$.

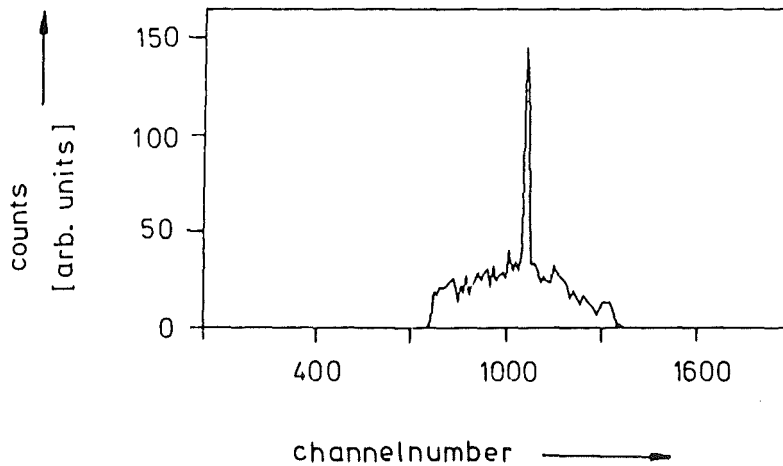


Fig. 17: Inklusives Ortsspektrum von Alpha-Teilchen der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ mit Peak aus 'unechten' Ereignissen am Ort der elastischen Linie ($\theta = 3^\circ$).

erreichen die drei Teilchensorten bei fester Magnetfeldstärke den Fokalebene-Detektor ungefähr am selben Ort. Da der Anteil elastisch gestreuter ${}^6\text{Li}$ -Teilchen im Vorwärtswinkelbereich um mehrere Größenordnungen über dem der Aufbruchfragmente liegt, hat dies Auswirkungen auf die Aufbruch-Spektren. In Fig. 17 erkennt man in einem Alpha-Teilchen-Spektrum an der Stelle, die der Strahlgeschwindigkeit entspricht, einen Peak, der nicht physikalischen Ursprungs ist. Er befindet sich an dem Ort der Fokalebene, an den auch die elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Teilchen gelangen und wird größer, wenn man den Beobachtungswinkel verkleinert.

Zwei Effekte kommen als Ursache in Frage. Es kann sich um ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch in den ortsempfindlichen Detektoren handeln, sodaß nur noch die Fragmente den Detektorteil zur Teilchenidentifizierung erreichen. Außerdem sind zufällige Koinzidenzen zwischen Alpha-Teilchen im ΔE - und E- Detektor und

^6Li -Teilchen der elastischen Linie im ortsempfindlichen Detektor möglich. Die Ereignisse stellen im zweiten Fall sozusagen Alpha-Teilchen mit einer falschen Ortsinformation dar, nämlich mit der der elastisch gestreuten ^6Li -Ionen.

Um den Effekt zu vermeiden, wird der Graphitblock, der zum Stoppen des Primärstrahls bei 0° dient, auch bei Winkeln größer als 0° zum Stoppen der elastisch gestreuten ^6Li -Teilchen verwendet (vgl. Fig. 14). Es entsteht eine schmale Lücke in den Energie-Spektren (Fig. 24), doch nimmt gleichzeitig die Gesamtzählrate im Fokalebene-Detektor je nach Reaktionswinkel um bis zu zwei Größenordnungen ab. Dadurch kann der Strahlstrom erhöht und die Akzeptanzöffnung des Spektrographen vergrößert werden, was die notwendigen Meßzeiten verringert mit gleichzeitiger Erhöhung der statistischen Genauigkeit. Dieses Verfahren war bei der durchgeführten Koinzidenzmessung unumgänglich.

3. Datenaufbereitung und apparatespezifische Interpretation der Daten

Zur Reduktion der mit dem Datenaufnahme-Computer (PDP 11/23) auf Band geschriebenen Listdaten gibt es zwei Möglichkeiten. Zum einen lassen sich die Daten interaktiv mit dem Programm (RUNEXP) verarbeiten, das auch der On-Line-Datenaufnahme dient und von H. Schlösser (Universität Erlangen) entwickelt wurde [Sch]. Zum anderen können eine Reihe von Programmen auf der zentralen Rechenanlage des KfK im 'Batch'-Betrieb verwendet werden. Nach Angabe der wesentlichen Unterschiede beider Möglichkeiten werden die Programme für den IBM-Rechner näher erläutert. Zur genauen Beschreibung des On- und Off-Line-Programms für den PDP-Rechner sei auf eine Programmbeschreibung verwiesen, die als Output-Listing desselben Programms vorliegt [Sch].

Das PDP-Programm ist generell sehr flexibel gehalten, was durch die interaktive Arbeitsweise an dem Rechner unterstützt wird. Es eignet sich u.a. zur Verarbeitung von inklusiven sowie Koinzidenz-Listdaten mit speziellen Experiment-Konfigurationen. Die IBM-Programme sind nur zur Auswertung inklusiver Messungen gedacht, wobei die Belegung der ADC's beachtet werden muß (Anhang C2). Wenn der gewünschte Energiebereich für ein Spektrum nicht mit einer Dipoleinstellung erfaßt wird, können mehrere aneinandergrenzende Energie-Spektren zusammengesetzt werden, die mit entsprechend unterschiedlichen Dipoleinstellungen aufgenommen worden sind. Ferner lassen sich nach Integration der jeweiligen Spektren Winkelverteilungen der Wirkungsquerschnitte plotten (Anhang C10).

Übersicht der IBM-Programme :

S1BAND : kopiert Listdaten von Band auf Platte,
S2EDE : erzeugt ΔE -E-Plots zum Setzen der Teilchenfenster,
S3SPEK : generiert Orts- und E-Spektren (Energie-Eichung),
S4KOMB : erlaubt ein Zusammensetzen von Energie-Spektren,
S5WQ : integriert E-Spektren, plottet Winkelverteilungen.

Im folgenden wird die Erzeugung von Orts- und Energiespektren, sowie die Prozedur der Energieeichung beschrieben. Rechner- und programmspezifische Information, die nicht direkt den Magnetspektrographen betrifft, ist im Anhang C zusammengefaßt.

3.1 Bestimmung des Teilchenortes

Zur Prozedur der Energieeichung (Kap. 3.2) werden ${}^6\text{Li}$ -Teilchen verwendet. Deshalb ist eine genaue Bestimmung des Teilchenortes in der Fokalebene unabhängig von der Teilchensorte wichtig. Der horizontale Ort x der in die ortsempfindlichen Detektoren einfallenden Teilchen berechnet sich in erster Näherung durch den Ausdruck $L \times Q_L / (Q_L + Q_R)$, wobei L die Länge der Fokalebene ist. Es zeigt sich jedoch, daß die auf Band geschriebenen Zahlen einen 'Offset' besitzen, da die ADC's nicht DC-gekoppelt sind. Daher liegt der zur Signalthöhe zugehörige Nullpunkt nicht bei der Zahl Null, sondern besitzt einen positiven oder negativen Wert.

Die Wahl dieser Offsets, im folgenden Pedestals genannt, spielt bei der Berechnung des Ortes für die Auflösung, Lage und Breite der Ortsspektren eine entscheidende Rolle. Bei den Signalen, die nicht zur Berechnung des horizontalen Ortes dienen (ADC 5 und aufwärts), haben die Pedestals keine besondere Bedeutung.

Zur Veranschaulichung sind in Fig. 18 die Ladungspulshöhen, der Einfachheit halber im folgenden einfach 'Ladung' genannt, vom linken und rechten Drahtende des ersten ortsempfindlichen Detektors gegeneinander aufgetragen. Die 5 Linien entsprechen den elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Teilchen bei 5 verschiedenen Dipoleinstellungen. Ein fester Ort in der Fokalebene bedeutet ein konstantes Verhältnis $Q_L / (Q_L + Q_R)$. Es läßt sich zeigen, daß damit auch Q_L / Q_R konstant ist. Dieser Quotient ist der Tangens des Winkels zwischen der Geraden, die durch einen Ereignispunkt und den Ursprung verläuft, und der Abszisse. Ein

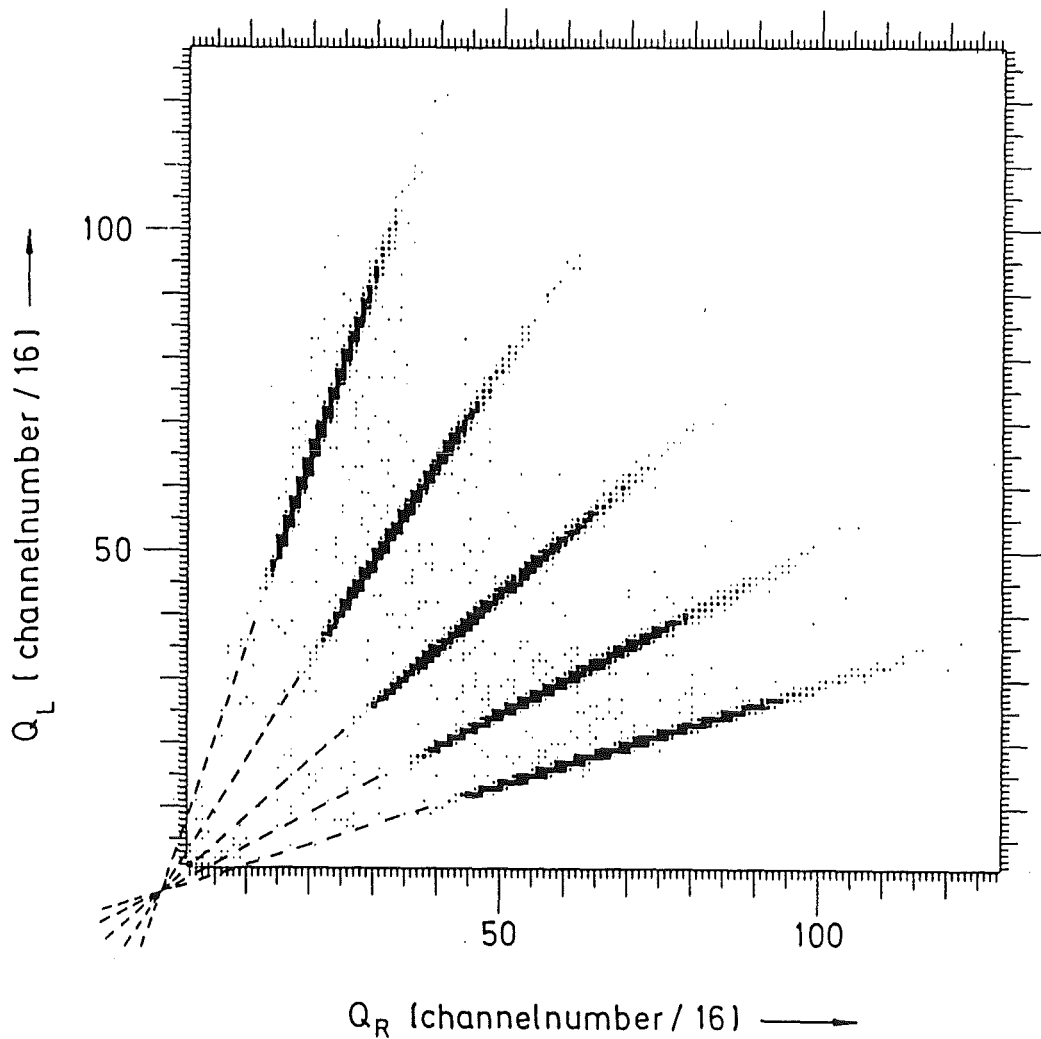


Fig. 18: 'Ladung links' gegen 'Ladung rechts' vom Widerstandsdraht des 1. ortsempfindlichen Detektors. Die 5 Linien entsprechen den elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Teilchen bei 5 verschiedenen Dipol-Feldstärken (${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$, $\theta_{\text{lab}} = 4^\circ$). Der Schnittpunkt der gestrichelten Geraden stellt die Lage der Pedestals dar.

konstanter Ort entspricht damit einem konstanten Winkel. Der Winkel ist jedoch nur dann für alle Ereignisse einer Linie der elastisch gestreuten Teilchen konstant, wenn die Verlängerung dieser Linien durch den Ursprung verläuft. Man erkennt, daß dies nicht gegeben ist, sodaß Q_L und Q_R jeweils mit einer additiven Konstanten Q_{PL} und Q_{PR} versehen werden müssen, die

gerade den Pedestals entsprechen. Soll das Ortsspektrum 2048 Kanäle besitzen, so ergibt sich die Kanalzahl des Ortes mit der Gleichung:

$$K = 2047 \times \frac{(Q_L - Q_{PL})}{(Q_L - Q_{PL}) + (Q_R - Q_{PR})} + 1 \quad (3.1)$$

In der Gleichung ist berücksichtigt, daß der Index der Kanäle von 1 bis 2048 verläuft und nicht bei 0 beginnt.

Die Festlegung dieser Pedestals ist nicht trivial. Eine Möglichkeit ist die graphische Bestimmung, bei der man die fünf Linien in Fig. 18 in Richtung Ursprung verlängert und den Abstand des gemeinsamen Schnittpunktes zur Ordinate bzw. Abszisse in Kanäle umrechnet. Die dadurch erreichbare Genauigkeit ist jedoch höchstens für Teilchen ausreichend, deren Pulshöhen aus den ortsempfindlichen Detektoren etwa in der Mitte des Aufnahme-Bereiches der ADC's liegen. Die verschiedenen Pulshöhen für ${}^6\text{Li}$, α und d bei gleichem Ort beruhen auf der unterschiedlichen Ionisationsfähigkeit der Teilchen. Für die Deuteronen, deren Pulse sehr klein sind, d.h. bis in die Größe der Pedestals reichen, dient eine genauere Methode.

In Fig. 19 ist die Umgebung des Ursprungs vom Q_L - Q_R -Diagramm in Fig. 18 gezeigt. Es werden nun eine Reihe von Ortsspektren erzeugt, wobei die Pedestals von Q_L und Q_R entlang der Geraden G variiert werden (kleine Punkte). Die Gerade G liegt in der Nähe des Ursprungs und verläuft ungefähr senkrecht zu den 5 Linien der elastisch gestreuten Teilchen im Q_L - Q_R -Diagramm. Betrachtet man dabei z.B. die linke der 5 Linien, so ergibt sich bei Variation der Pedestals ein Minimum der Linienbreite im Ortsspektrum, das ein Pedestal-Paar bzw. einen Punkt (A) auf der Gerade G festlegt.

Jetzt legt man durch den Punkt A und der 'linken' Linie der elastisch gestreuten Teilchen eine Gerade (H), auf der sich der Punkt (Q_{PR}, Q_{PL}) der gesuchten Pedestals (Gleichung 3.1) befin-

det. Da die 5 Linien im Q_L - Q_R -Diagramm jedoch außerhalb der Zeichnung liegen, kann man ebenfalls den Winkel (α) der entsprechenden Linie zur Abszisse messen und unter diesem Winkel eine Gerade durch den Punkt A legen. Dasselbe Verfahren wendet man auf eine weitere Linie an und erhält einen Punkt B und eine zweite Gerade (I). Der Schnittpunkt S der beiden (gestrichelten) Geraden entspricht dem gesuchten Pedestal-Paar. Zur Kontrolle kann dies für weitere Linien durchgeführt werden. Diese verlaufen meist nicht genau durch denselben Schnittpunkt, doch man erhält ein Maß des Fehlers in der Bestimmung der Pedestals, der ungefähr bei ± 2 Kanälen liegt.

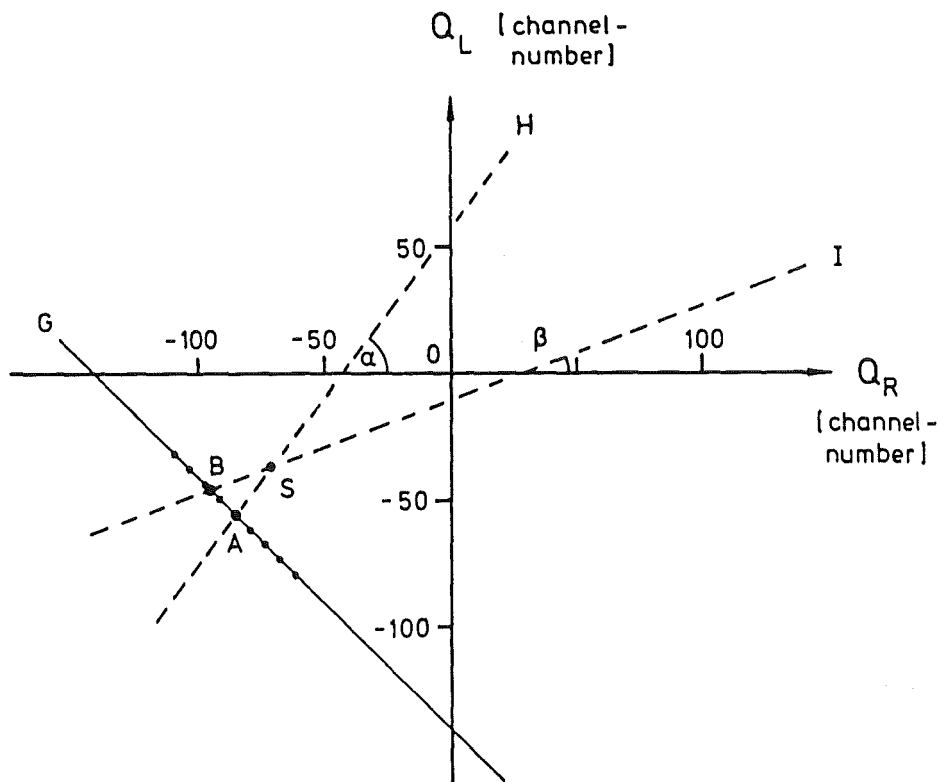


Fig. 19: Umgebung des Ursprungs vom Q_L - Q_R -Diagramm in Fig. 18 zur Bestimmung der Pedestals mit Hilfe der Linienbreiten bzw. -höhen im Ortsspektrum.

In Fig. 20 a) ist ein Q_L - Q_R -Diagramm dargestellt, bei dem Deuteronen und Alpha-Teilchen registriert und die Q_L - und Q_R -Verstärkungen gegenüber Fig. 18 um den Faktor 2,5 erhöht wurden. Statt der elastischen Linie ergibt der vor dem Detektor stehende Graphitblock einen hellen Streifen, der in die Richtung des Ursprungs zeigt. Um zwei Streifen zu erhalten, wurden in der Darstellung eine Messung mit niedriger und eine Messung mit hoher Dipolerregung addiert, bei denen der Graphitblock links bzw. rechts vor dem Fokalebene-Detektor positioniert war. Die Funktion der Breite der elastischen Linie übernimmt jetzt die Breite bzw. die Tiefe der Lücke in den Ortspektren.

Ein Ergebnis der zweiten oben genannten Methode zur Bestimmung der Pedestals ist, daß diese für ${}^6\text{Li}$ -Teilchen und Deuteronen unterschiedlich sind (-69, -62 und -49, -42). Der Grund liegt darin, daß die Verstärkungen der Signale für kleine Pulshöhen nicht genau linear ist. In Fig. 20 b), die die Deuteronen-Ereignisse als Ausschnitt aus Fig. 20 a) zeigt, ist zu erkennen, daß die beiden hellen Streifen zum Ursprung hin etwas gekrümmt verlaufen.

Zur endgültigen Festlegung der für alle Teilchen gemeinsamen Pedestals, bietet sich folgendes Kriterium an: Die durch den Graphitblock bedingte Lücke in den Ortsspektren muß für Alpha-Teilchen und Deuteronen an derselben Stelle liegen und zwar jeweils für alle verwendeten Positionen des Graphitblocks. Nun wird die Verschiebung der Lücke des Graphitblockes zwischen Alpha-Teilchen- und Deuteronen-Ortsspektren jeweils für die unterschiedlichen Pedestals bestimmt, die man bei der Benutzung der elastischen Linie einerseits und der Deuteronen andererseits erhält. Zwischen den beiden Pedestal-Paaren ergeben sich durch Interpolation nach obigem Kriterium (keine Verschiebung der Lücke) die endgültigen Pedestalwerte. Diese betragen -60 bzw. -53 Kanäle für ADC 1 und 2 (Strahlzeit Juni 86).

Liegt bei einem 'Gate-Signal' für die ADC's an einem ADC

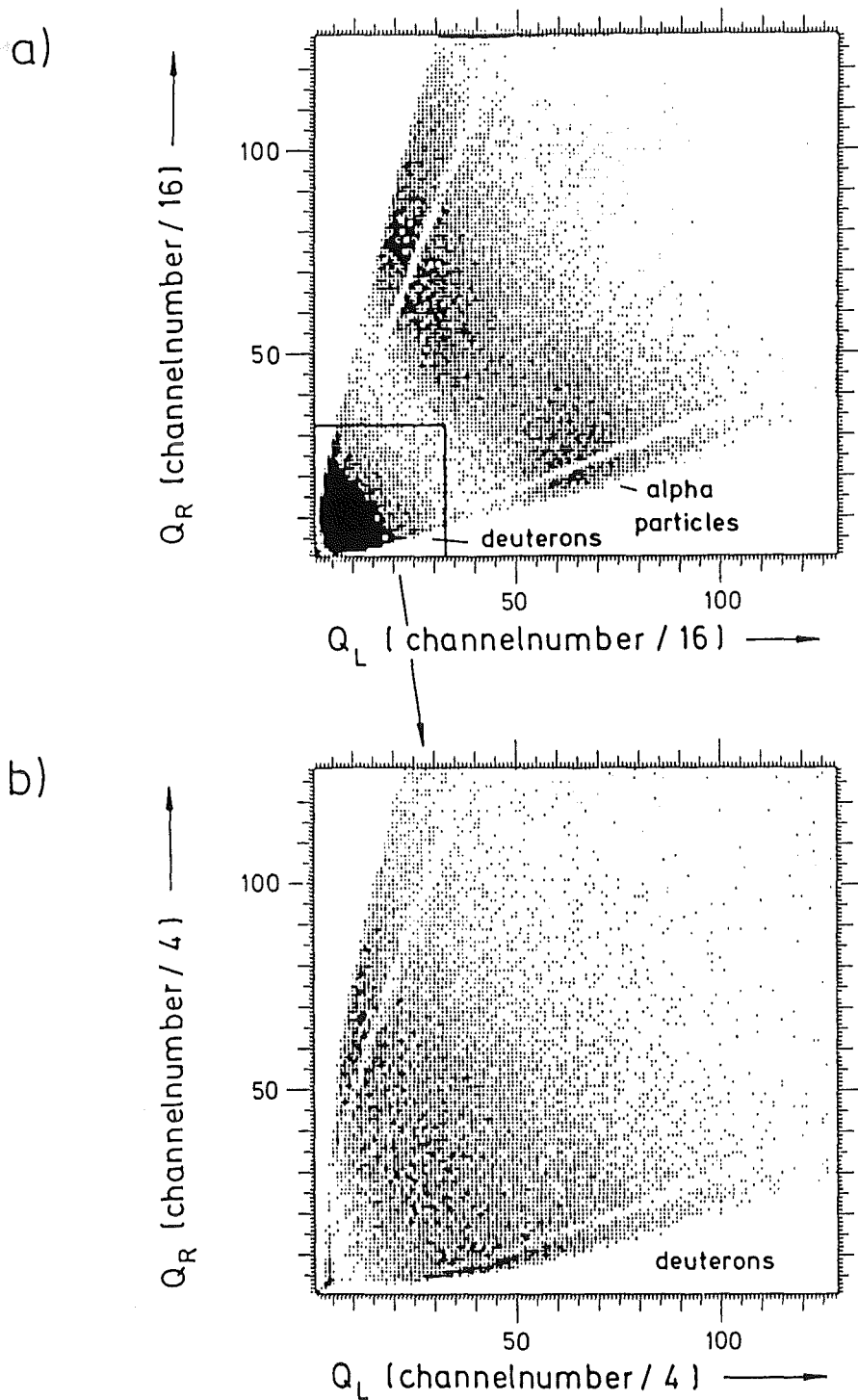


Fig. 20: Q_L - Q_R -Diagramm von inklusiven Alpha-Teilchen und Deuteronen mit gegenüber Fig. 18 vergrößerten Verstärkungen. Die Daten zweier Messungen mit verschiedenen Dipol-Feldstärken und Positionen des Graphitblockes wurden addiert. Fig. 20 b) zeigt einen Ausschnitt aus Fig. 20 a) (${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$, $\theta_{\text{lab}} = 12^\circ$).

kein analoges Signal an, so wird nicht Null, sondern eine kleine positive Zahl registriert (Null-Ereignisse), was eine Eigenschaft der verwendeten ADC's ist. Diese Ereignisse, deren Werte nichts mit den Pedestals zu tun haben und deren Anteil meist weniger als 1% beträgt, werden 'Off-Line' durch das Setzen von Schwellen in den ADC's 1 und 2 (bzw. 3 und 4) unterdrückt. Ebenfalls werden 'Overflow'-Ereignisse durch Setzen von oberen Schwellen (Kanal 2030) beseitigt. Ist jedoch z.B. in einem Q_L - Q_R -Diagramm wie in Fig. 20a erkennbar, daß mit den 'Overflows' wahre Ereignisse (Alpha-Teilchen) abgeschnitten werden, so wird dieser Anteil bei der Integration der Spektren und der Erzeugung von Winkelverteilungen nicht unterdrückt.

3.2 Energieeichung

Da in dem durchgeführten Experiment kontinuierliche Spektren gemessen wurden, ist eine sorgfältige Energieeichung über den gesamten erfaßten Energiebereich wichtig. Vor der Durchführung eines Experiments sollten die Verstärkungen der analogen Signale von Q_L und Q_R so abgeglichen sein, daß sich der horizontale Ort der einfallenden Teilchen annähernd linear zur entsprechenden Kanalzahl im aufgenommenen Ortsspektrum verhält. Dieser Abgleich (Kap. 2.5) ist im Prinzip bei der im folgenden beschriebenen Impuls- bzw. Energieeichung nicht notwendig, da sie den Zusammenhang zwischen dem Teilchenimpuls und der Kanalzahl im Ortsspektrum direkt hergestellt. Die Eichung erfolgt also nicht über den tatsächlichen Ort in der Fokalebene. Ein genauer Abgleich ist jedoch von Vorteil für die Auflösung, da die Entzerrung bei der Umwandlung der Orts- in Energiesspektren auf diese Weise gering gehalten wird.

Der horizontale Ort der gestreuten Teilchen in der Fokalebene verläuft in erster Näherung linear zum Impuls. Durch die Abbildungseigenschaften des Magnetspektrographen besteht in zweiter Näherung ein quadratischer Zusammenhang zwischen beiden Größen. Die Berechnung mit Hilfe der Ionenoptik (Ionenstrahltransport-Programm, Bro 67, BRC 80) liefert für die Fo-

kalebene FP2 unter Berücksichtigung von Effekten 2. Ordnung die Beziehung [Gil 85]:

$$x_f = 2,1963 \cdot \delta - 0,04808 \cdot \delta^2 \quad [\text{cm}]. \quad (3.2)$$

Dabei ist x_f der Abstand der Teilchenbahn von der Haupttrajektorie, welche von der Mitte des Targets durch den Spektrographen und durch die Mitte des Fokalebene-Detektors verläuft, und δ die relative Impulsabweichung $\Delta p/p_0$ [%] vom Teilchenimpuls p_0 in der Mitte der Fokalebene.

Der Teilchenimpuls einer Teilchensorte an einer festen Stelle der Fokalebene ändert sich proportional zur Feldstärke des Dipolmagneten (wobei die Magnetfelder der drei übrigen Magnete proportional zum Dipolfeld mitvariiert werden). Ein Variieren der Feldstärke des Dipolmagneten verschiebt die elastische Linie in der Fokalebene. Seien nun K_1 und K_2 die Lage (Kanalzahl) der elastischen Linie bei zwei unterschiedlichen Dipol-Feldstärken D_1 und D_2 und sei p_1 der Impuls elastisch gestreuter ${}^6\text{Li}$ -Teilchen, so gilt für den Impuls p_2 an der Stelle K_2 bei der Dipol-Feldstärke D_1 : $p_2 = p_1 \cdot D_1/D_2$. Da die Teilchenenergie und weniger der Teilchenimpuls interessiert, wird im Programm zur Vereinfachung $p_1 = 1$ gesetzt.

Bei der durchgeführten Eichmessung wurden für 5 Dipol-Feldstärken D_i ($i=1..5$) jeweils die Lage K_i der elastischen Linie bestimmt. Für die feste Dipol-Feldstärke D_1 erhält man die zu den 5 Kanalzahlen K_i zugehörigen Impulse analog mit der Gleichung $p_i = p_1 \times D_1/D_i$. Für diese 5 Eichpunkte (K_i, p_i) wurden die Koeffizienten eines Polynoms 4. Grades bestimmt, das durch die 5 Punkte verläuft und den Zusammenhang zwischen p und K herstellt. In Fig. 21 ist im oberen Teil die Funktion $p(K)$ dargestellt. Zur Verdeutlichung der Unlinearität wurde von $p(K)$ eine willkürlich festgelegte lineare Funktion $p_{\text{lin}}(K)$ (gestrichelte Linie) subtrahiert und mit gespreizter Skala auf der Ordinate im unteren Teil des Bildes aufgetragen (durchgehende Kurve). Die 5 Punkte entsprechen den Eichpunkten.

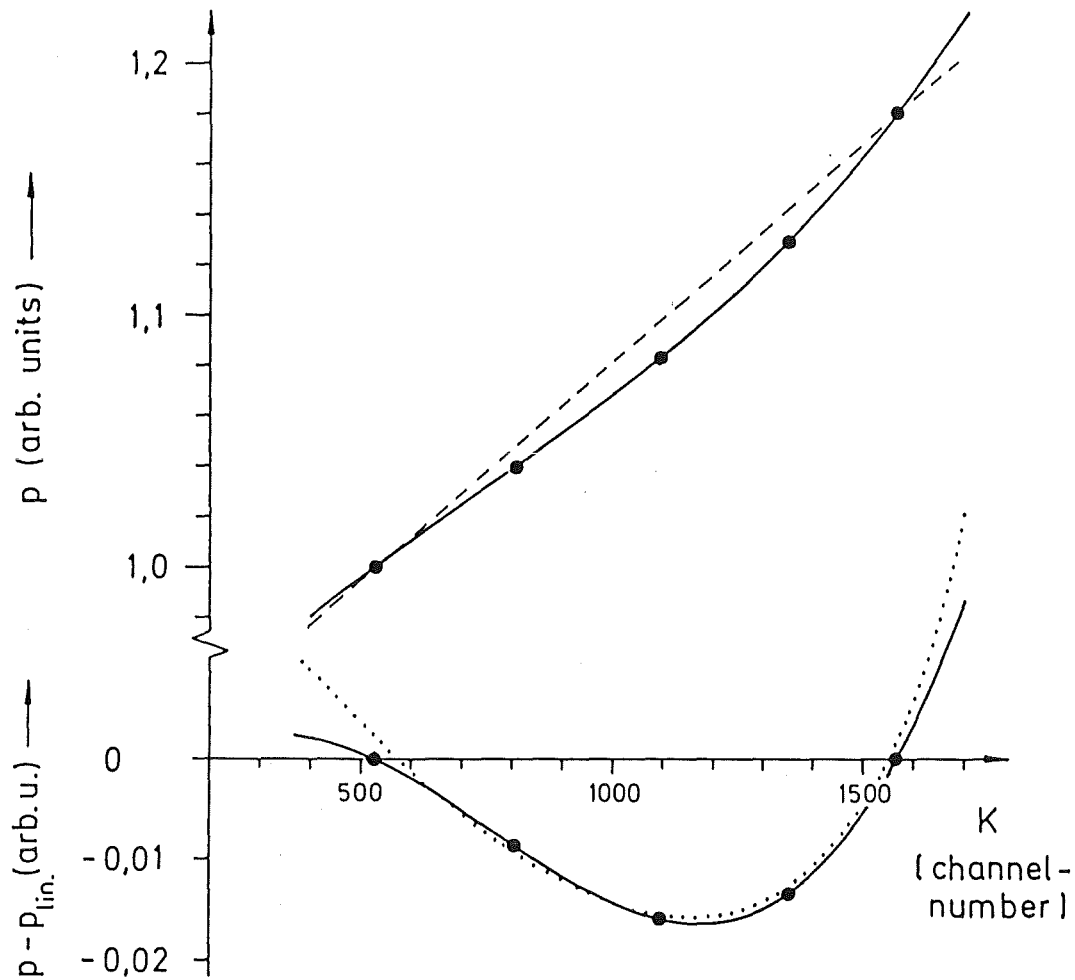


Fig. 21: Teilchenimpuls als Funktion der Kanalzahl des Ortsspektrums ($p(K)$, obere durchgehende Kurve). Im unteren Teil wurde eine willkürlich festgelegte Gerade $p_{lin}(K)$ (gestrichelte Linie) subtrahiert und das Resultat in senkrechter Richtung gestreckt. Die gepunktete Kurve zeigt dieselbe Funktion aus ionenoptischer Rechnung.

Denselben Zusammenhang $p(K)$ kann man auch aus Gleichung (3.2) erhalten, die sich aus der ionenoptischen Rechnung ergibt. Hierzu wird zunächst die Umkehrfunktion $\delta(x_f)$ gebildet und anschließend x_f durch K und δ durch p ersetzt. Eine weitere Erläuterung und die berechneten Koeffizienten stehen in

Anhang D. Von der erhaltenen Kurve wurde ebenfalls die lineare Funktion $p_{lin}(K)$ subtrahiert und das Ergebnis in Fig. 21 unten als gepunktete Kurve eingezeichnet. Die Übereinstimmung zwischen theoretisch und experimentell bestimmter Funktion $p(K)$ ist gut. Abweichungen in den Randbereichen der Fokalebene können auf die Unlinearität zwischen dem tatsächlichen Ort x_f und dem berechneten Ort (Gl. 3.1) in diesem Bereich zurückgeführt werden [Leh 86].

Die Impulseichung bezieht sich bisher auf die feste Dipoleinstellung D_1 . Da sich die Teilchenimpulse proportional mit der Dipol-Feldstärke ändern, findet die aktuell eingestellte Dipol-Feldstärke D_a Berücksichtigung, indem $p(K)$ mit dem Faktor D_a/D_1 versehen wird. Es genügt, die relativen Magnetfeldstärken in Sollwerten der über CAMAC gesteuerten Netzgeräte anzugeben, da Abweichungen von dem gemessenen Magnetstrom gering sind. Eine Abweichung bewirkt in erster Näherung eine Verschiebung der Energieskala. Eine Kontrolle an Hand der Energiespektren ergab, daß eine eventuelle Verschiebung unter 300 keV liegt. Eine mögliche Verbesserung wäre in diesem Fall eine direkte Messung der Magnetfeldstärke mit einer Hallsonde, da auf diese Weise Hysterese-Effekte umgangen werden. Solch ein Meßgerät wurde inzwischen fertiggestellt [Neu 85b].

Der gesuchte Zusammenhang zwischen der Teilchenenergie und der Kanalzahl K im Ortsspektrum ist:

$$E(K) = E_{ej} \cdot (D_a/D_1)^2 \cdot (p(K))^2 \quad (3.3)$$

Hierbei berücksichtigt E_{ej} ('ej' bedeutet Ejektil), daß nicht nur ${}^6\text{Li}$ -Teilchen detektiert werden, sondern auch andere Ejektile, die eine geänderte Energieskala benötigen. E_{ej} entspricht der Energie der Teilchen, die an demselben Ort die Fokalebene erreichen, wie die elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Teilchen, deren Energie E_0 sei. Sieht man von Effekten der endlichen Akzeptanzöffnung ab, so beschreiben diese Teilchen dieselbe Flugbahn und die Krümmungsradien der Bahnkurven im Dipolfeld sind

gleich. Daher gilt: $R \sim p_{\text{Li}} / (B \cdot Z_{\text{Li}}) = p_{\text{ej}} / (B \cdot Z_{\text{ej}})$ (Gleichung 2.1). Durch Quadrieren und Ersetzen von $p_{\text{Li}}^2 / 2m_{\text{Li}}$ durch E_0 und $p_{\text{ej}}^2 / 2m_{\text{ej}}$ durch E_{ej} ergibt sich ($Z = \text{Ladungszahl}$):

$$E_{\text{ej}} = E_0 \frac{m_{\text{Li}}}{m_{\text{ej}}} \times \frac{Z_{\text{ej}}^2}{Z_{\text{Li}}^2} .$$

Ersetzt man der Einfachheit halber die Kernmassen durch die atomaren Masseneinheiten, so erhält man die Faustformel: $E_{\text{ej}} = E_0 \times (2 \cdot Z_{\text{ej}}^2) / (3 \cdot A_{\text{ej}})$ bei Verwendung des ${}^6\text{Li}$ -Primärstrahls.

Zur Bestimmung der Energie der elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Teilchen (E_0) muß der Energieverlust der Projektile durch die Wechselwirkung mit den Elektronenhüllen im Target und der Energieübertrag durch den Rückstoß des Targetkerns berücksichtigt werden. Zur Eichmessung wurde das ${}^{208}\text{Pb}$ -Target verwendet. Aus tabellierten Werten des Energieverlustes geladener Teilchen in ${}^{208}\text{Pb}$ [WBP 66] erhält man nur den Energieverlust für Deuteronen ($9,183 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$) und für Alpha-Teilchen ($37,10 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$) bei einer Energie von 26 MeV/Nukleon . Nach der Bethe-Formel [WBP 66] ist der Energieverlust jedoch in guter Näherung proportional zum Quadrat der Ladungszahl des Projektils, woraus sich der Wert für ${}^6\text{Li}$ -Teilchen extrapolieren läßt. Mit der Targetdicke von $8,1 \text{ mg/cm}^2$ erhält man 676 keV für ${}^6\text{Li}$ -Teilchen. Nach Subtraktion der Targetrückstoßenergie bei einem Reaktionswinkel von 4° (Labor) ergibt sich für E_0 $155,30 \text{ MeV}$.

Damit sind alle Parameter in Gleichung (3.3) bestimmt, die die Kanalnummern in Energiewerte umrechnet. Die Prozedur der Energieeichung sollte vor jeder Strahlzeit durchgeführt werden. Eine Zusammenstellung der Formeln befindet sich im Anhang C8.

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt wurde nach folgender Gleichung aus den Ortsspektren berechnet:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = 0,26605 \times \frac{I A Z}{\rho \Omega Q \varepsilon} \quad [\text{mb}/(\text{sr}\times\text{MeV})]$$

Dabei ist

- I = Zahl der Ereignisse pro Kanal,
- A = Targetmassenzahl,
- Z = Projektil-Ladungszahl,
- ρ = Targetdicke in mg/cm^2 ,
- Ω = Akzeptanz in μsr ,
- Q = Ladungsintegral in μC ,
- ε = Energiebereich eines Kanals in MeV
(abhängig von E).

Die Eingabe aller notwendigen experimentellen Parameter erfolgt durch die Datei 'SPMINPUT.DATA(SI3)' (Anhang C1).

3.3 Energiespektren bei unterschiedlichen Dipol-Feldstärken

Die begrenzte Impulsakzeptanz des Magnetspektrographen kann bewirken, daß der gewünschte Energiebereich in einer einzelnen Messung nicht vollständig abgedeckt wird. Das erfordert die Durchführung von zwei (oder auch mehr) Messungen mit unterschiedlichen Feldeinstellungen des Dipolmagneten, wobei sich die erfaßten Energiebereiche etwas überschneiden sollten. Anschließend werden die Spektren 'Off Line' zusammengesetzt. Im Überlappbereich werden bis zur anzugebenden Grenzenergie, die beide Energiebereiche trennt, jeweils nur die Ereignisse eines Spektrums verwendet (vgl. Anhang C9).

In Fig. 22c ist ein Beispiel eines aus zwei Abschnitten zusammengesetzten Spektrums gezeigt. Bei der Aufnahme der beiden Teilspektren (Fig. 22a und b) werden die ${}^6\text{Li}$ -Teilchen der elastischen Linie einmal auf der hochenergetischen und einmal auf der niederenergetischen Seite der Fokalebene gestoppt. Der Graphitblock befindet sich daher an unterschiedlichen Posi-

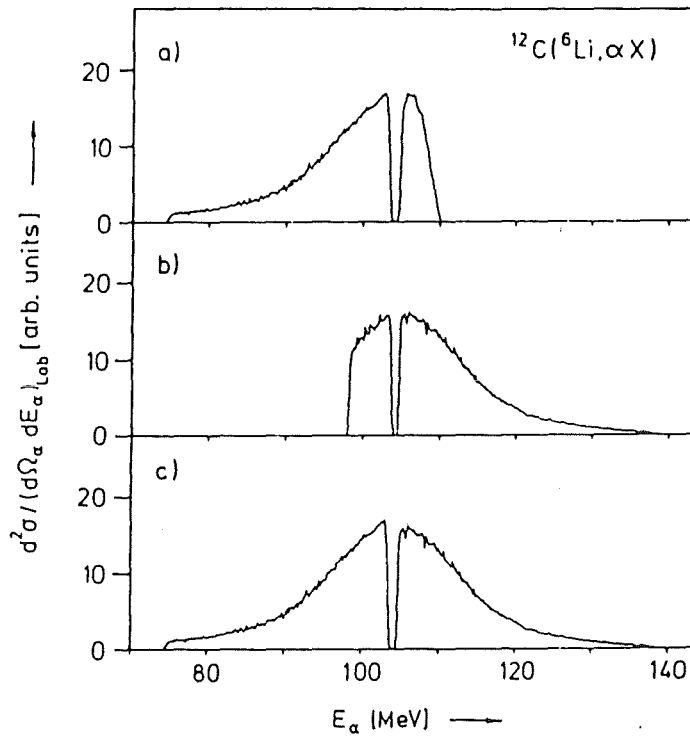


Fig. 22: Inklusive Alpha-Teilchen-Spektren der Reaktion $^6\text{Li} + ^{12}\text{C}$ ($\theta_{\text{lab}} = 2^\circ$) bei zwei verschiedenen Dipol-Feldstärken (a, b) und zusammengesetztes Spektrum (c).

tionen. Durch Verwendung der zur Energieeichung relevanten Gleichung (3.3) erhalten beide Spektren die entsprechende Energieskala, wodurch die durch den Graphitblock bedingte Lücke in beiden Ortsspektren an dieselbe Position in den Energiespektren rückt.

4. Inklusive Experimente

Bei früheren experimentellen Untersuchungen des Aufbruchs von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Ionen [NBK 79, NRB 80, NRG 82], die mit Halbleiter-Teleskopen durchgeführt wurden, konnten die differentiellen Wirkungsquerschnitte für kleine Reaktionswinkel nur mit Schwierigkeiten gemessen werden. Der Vorwärtswinkelbereich ist jedoch nicht nur wichtig für eine genaue Bestimmung des integralen Aufbruch-Wirkungsquerschnittes, sondern es wird möglicherweise erwartet, daß sich dort der Charakter des Projektil-Aufbruchs ändert. Bei großen Stoßparametern nimmt der Einfluß des Coulombfeldes zu, was Interferenzen mit dem nuklearen Prozeß implizieren könnte.

Daher wurden mit der beschriebenen experimentellen Anordnung zunächst die inklusiven Energieverteilungen von Alpha-Teilchen und Deuteronen beim Beschuß von ${}^{12}\text{C}$ - und ${}^{208}\text{Pb}$ -Targets mit ${}^6\text{Li}$ -Projektilen unter kleinen Winkeln gemessen. Tabelle 1 enthält Details der verwendeten selbsttragenden Targetfolien.

Tabelle 1

Targets	Anreicherung [%]	Dicke [mg/cm^2]
${}^{12}\text{C}$	98,98	4,3
${}^{208}\text{Pb}$	>99	8,1

Zur Absolutnormierung der Spektren wurde der Strahlstrom über den in der Targetkammer installierten Faraday-Cup mit einem Stromintegrator (TRI Modell 2200) erfaßt. Eine Überprüfung der Eichung für die Messung des Stromintegrals erfolgte nachträglich durch das Anlegen einer definierten Gleichspannung über einen hochohmigen Präzisionswiderstand (Genauigkeit $\pm 1\%$) und ermöglichte eine entsprechende Korrektur der gemessenen Ladungen.

Die Messung des Strahlstromes im Winkelbereich zwischen

0° und 2° , d.h. beim Stoppen des Primärstrahls vor der Akzeptanzblende bzw. vor dem Fokalebene-Detektor, ist jedoch sehr ungenau, da es vor der Akzeptanzblende keine Möglichkeit gibt, die Sekundärelektronen, die beim Stoppen des ${}^6\text{Li}$ -Strahls entstehen, durch ein elektrisches Feld zuverlässig zurückzuhalten. Ferner machen sich unter 0° bei dem notwendigerweise geringen Stahlstrom Leckströme störend bemerkbar. Deshalb erfolgt eine relative Normierung der Messungen für alle erfaßten Winkel über elastisch gestreute ${}^6\text{Li}$ -Teilchen, die in einem Gaszähler als Monitor-Detektor erfaßt werden.

Verglichen mit Halbleiter-Detektoren ist ein solcher Gasdetektor relativ unempfindlich bzgl. Strahlungsschäden. Der Gasdetektor, der genauer in [KBN 85] beschrieben ist, wurde mit einem Argon-Methan-Gemisch (90% und 10%) unter Atmosphärendruck betrieben. Er war unter einem Reaktionswinkel von 17° und in einem Abstand vom Target von etwa 60 mm in der Targetkammer des Spektrographen montiert.

Die von Neumann bestimmten absoluten Wirkungsquerschnitte [Neu 79] liegen beim ${}^{12}\text{C}$ -Target um ca. 23% und beim ${}^{208}\text{Pb}$ -Target um etwa 12% unter den mit dem Spektrographen gemessenen Werten. Die Abweichungen sind akzeptabel, wenn man bedenkt, daß allein eine Bestimmung der Targetdicke, die zur Absolutnormierung bekannt sein muß, auf besser als 10% bei den verwendeten dünnen Targets kaum möglich ist. Um einen Anschluß an die von Neumann gemessenen Winkelverteilungen zu erhalten, wurden die mit dem Spektrographen erhaltenen Wirkungsquerschnitte an die von Neumann gemessenen bei Winkeln im Überlappbereich (10° bis 12°) angepaßt. Die tabellierten Energiespektren in Anhang A enthalten jedoch die mit dem Magnetspektrographen gemessenen Daten.

4.1 Messung inklusiver Spektren

Bei den zunächst durchgeführten Messungen inklusiver Spektren zeigte sich auf der niederenergetischen Seite des Auf-

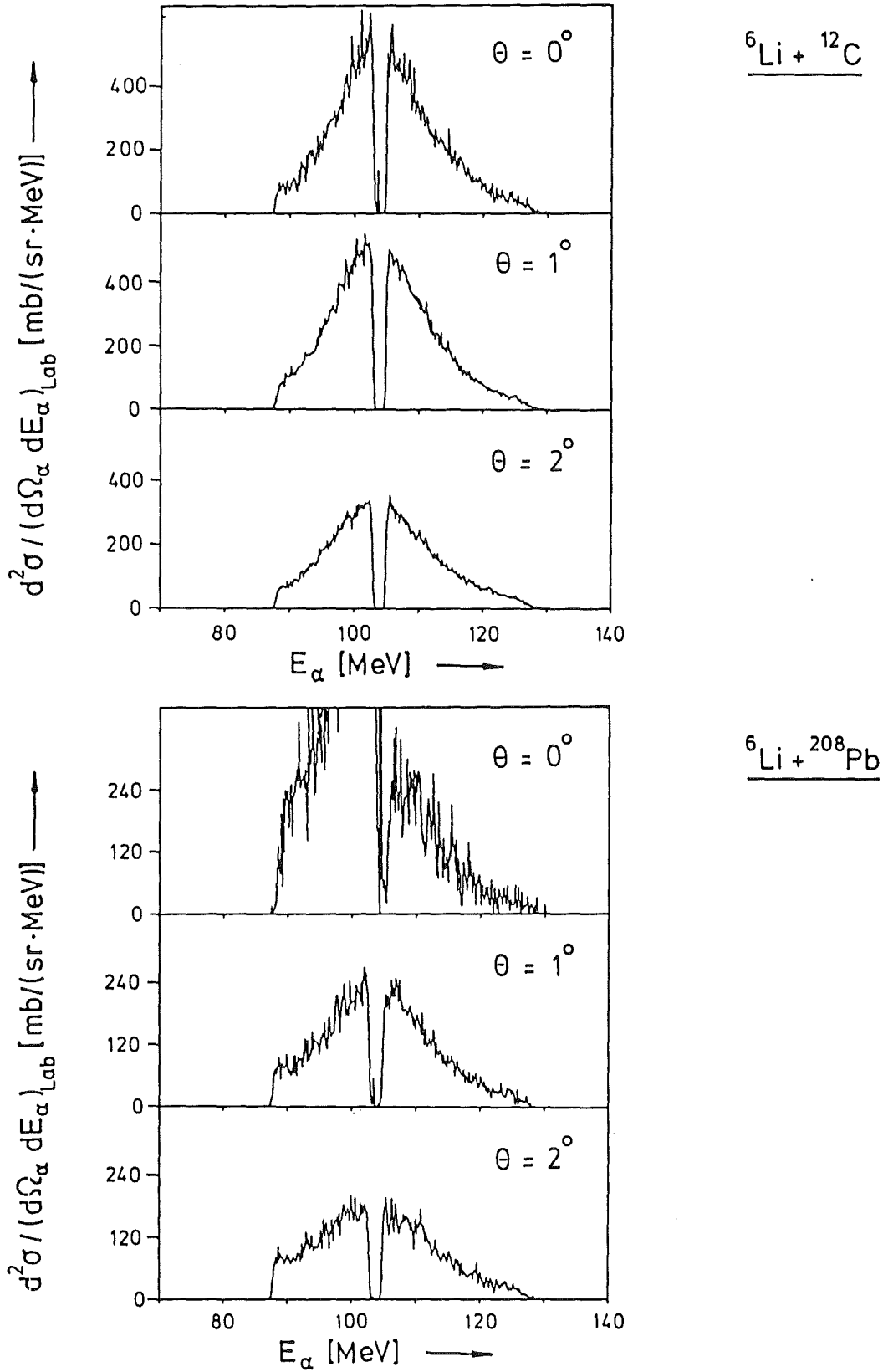


Fig. 23: Inklusive Alpha-Teilchen-Spektren der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ und ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ gemessen unter extremen Vorwärtswinkeln.

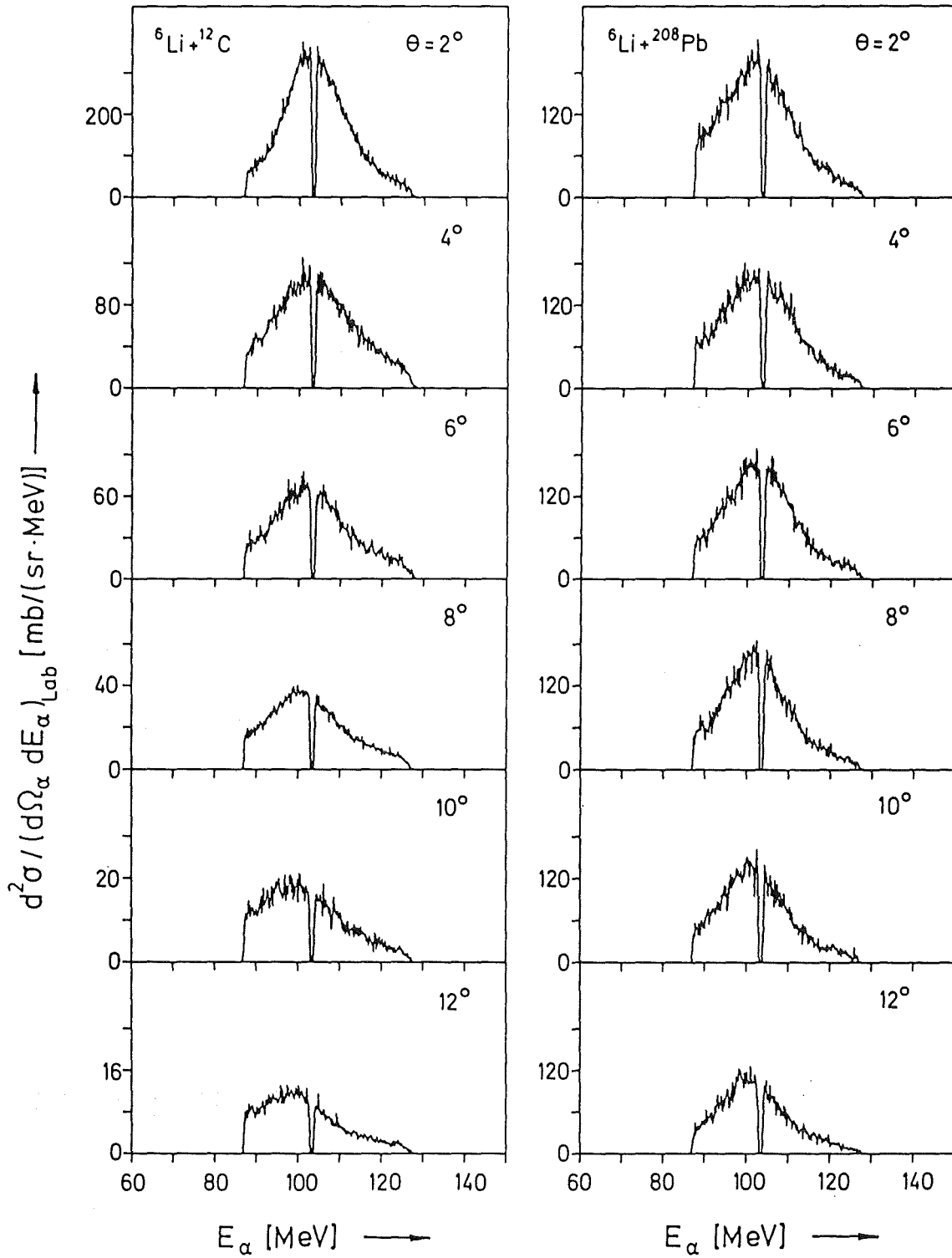


Fig. 24: Inklusive Alpha-Teilchen-Spektren der Reaktion 156 MeV ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ und ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ mit Emissionswinkeln zwischen 2° und 12° .

bruchberges noch ein erheblicher Untergrund der zu beobachtenden Teilchen, insbesondere bei kleinen Reaktionswinkeln. Dieser Anteil wird hauptsächlich durch den Strahl-Halo verursacht und wurde durch den Einbau je einer zusätzlichen 'Antistreu-Blende' kurz vor und hinter dem Analysiermagneten fast vollständig beseitigt. Notwendige Bedingung für einen geringen Meßuntergrund ist in jedem Fall auch eine saubere Fokussierung des Primärstrahls.

Alle gemessenen Energiespektren weisen ungefähr in der Mitte des Aufbruchberges eine schmale Lücke auf, die durch den Graphitblock entsteht, der zum Stoppen der elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Teilchen verwendet wird (Kap. 2.6).

Eine Folge inklusiver Alpha-Teilchen-Spektren der Reaktion ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ und ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ bei Reaktionswinkeln um 0° ist in Fig. 23 gezeigt. Der bei diesen Messungen verwendete Graphitblock zum Ausblenden der elastischen Linie ist 20 mm breit und besteht in der Länge aus 40 mm Graphit und 20 mm Blei. Die Meßzeit pro Winkel betrug jeweils ca. 30 Minuten. Eine Ausnahme bezogen auf die Reduktion des meßtechnischen Untergrundes bildet die 0° -Messung mit Bleitarget, da die niederenergetische Seite des Aufbruchberges noch eine starke nichtphysikalische Erhöhung aufweist. Die hochenergetische Seite des Aufbruchberges ist jedoch annähernd untergrundfrei.

In Fig. 24 sind Aufbruchspektren derselben Reaktion wie in Fig. 23 für den Winkelbereich von 2° bis 12° dargestellt. Zum Ausblenden dient diesmal ein 10 mm breiter Graphitblock, dessen Breite sich als völlig ausreichend erweist. Es ist gut erkennbar, daß sich mit größer werdendem Reaktionswinkel, besonders beim relativ leichten ${}^{12}\text{C}$ -Target, die Lage des Aufbruchberges zu niedrigerer Energie verschiebt, was auf den Rückstoß des Targetkerns zurückzuführen ist.

Wie zu erwarten ist, nimmt der Anteil, der als physikalischer Untergrund von anderen Prozessen als dem Projektil-

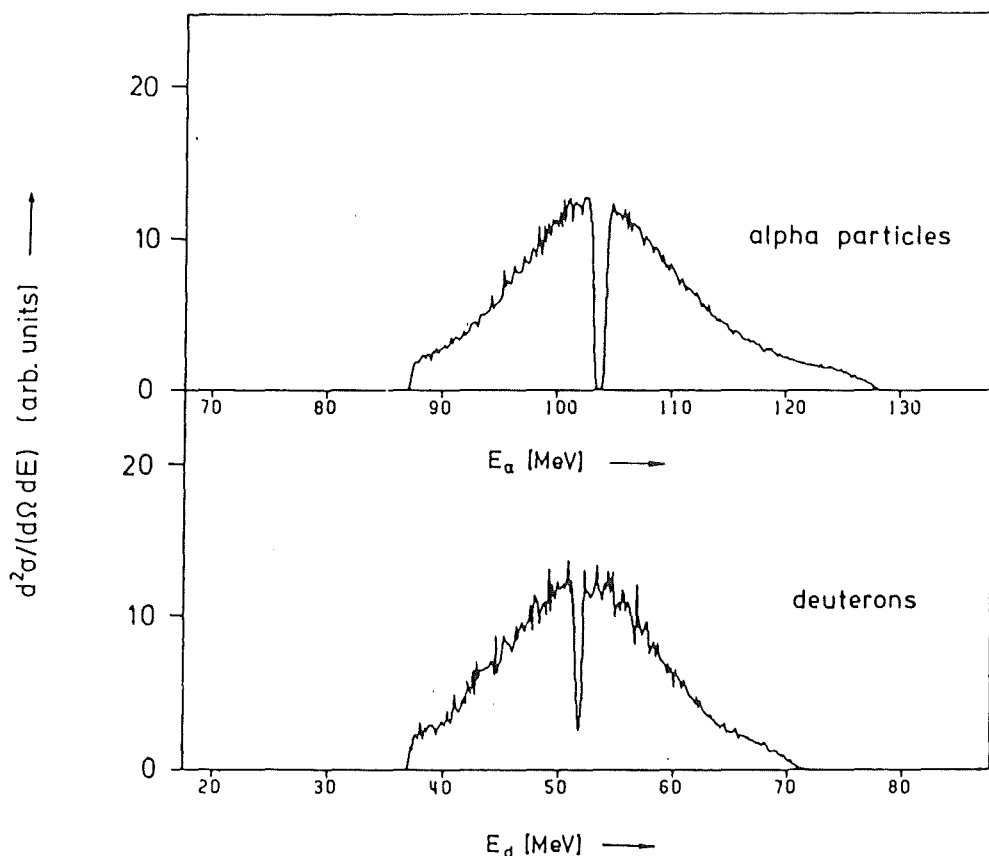


Fig. 25: Inklusives Alpha-Teilchen- und Deuteronen-Spektrum der Reaktion ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ bei $\theta_{\text{lab}} = 3^\circ$. Das Deuteronen-Spektrum wurde aus zwei Teilspektren mit unterschiedlicher Dipoleinstellung zusammengesetzt.

Aufbruch stammt, relativ zum Aufbruchanteil zu kleineren Winkeln ab und kann bei extremen Vorwärtswinkeln vernachlässigt werden.

Ein Vergleich zwischen einem Alpha-Teilchen- und einem Deuteronen-Spektrum ist in Fig. 25 für die Reaktion ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ bei $\theta_{\text{lab}} = 2^\circ$ gezeigt. Das Alpha-Teilchen-Spektrum wurde in einer einzelnen Messung aufgenommen, während das Deuteronen-Spektrum aus zwei Messungen mit unterschiedlichen Einstellungen des Dipolmagneten zusammengesetzt wurde.

4.2 Winkelverteilungen

Bei der Integration der Energiespektren zur Erzeugung von Winkelverteilungen der Aufbruchfragmente muß der physikalische Untergrund durch Verdampfungsteilchen aus Precompound- und Compoundkern-Reaktionen berücksichtigt werden. Bei den von Neumann et al. [Neu 79] durchgeführten Messungen wurde dieser Anteil durch eine Gerade approximiert, die beide auslaufenden Flanken des Aufbruchberges verbindet (Fig. 26). Dieses Verfahren ist bei der durchgeführten Messung nicht möglich, da der Energiebereich für Alpha-Teilchen nur von ca. 88 MeV bis 128 MeV erfaßt wird und das Unterlegen einer Geraden mit zuviel Willkür behaftet wäre. Die Begrenzungen des mit dem Magnetspektrographen erfaßten Energiebereiches sind in Fig. 26 gestrichelt eingezeichnet.

Ein Umstand ist jedoch hilfreich: Die jeweils rechte schraffierte Fläche (Fig. 26) stellt näherungsweise den physikalischen Untergrund der Messung dar und sollte subtrahiert werden. Gleichzeitig wird die linke schraffierte Fläche nicht erfaßt, die einen Teil der zu messenden Alpha-Teilchen darstellt. Da beide Flächen etwa gleich groß sind, heben sich beide Effekte gegenseitig auf. Deshalb wurden die Alpha-Teilchen-Spektren zur Berechnung der Winkelverteilung über die Energie integriert ohne einen Untergrundabzug vorzunehmen, wodurch man in guter Näherung nur den Anteil der Aufbruchfragmente erhält.

Der dadurch entstehende Fehler läßt sich durch Vergleich der entsprechenden Flächen abschätzen. Er beträgt für das gezeigte Beispiel beim Kohlenstofftarget ca. 10 % und beim Bleitarget weniger. Beide Beispiele stellen jedoch den jeweils ungünstigsten Fall dar, da die Spektren bei einem Reaktionswinkel von 12° aufgenommen wurden. Zu kleineren Winkeln wird einerseits der physikalische Untergrund geringer und andererseits nimmt insbesondere beim Kohlenstofftarget der Anteil der nicht erfaßten Aufbruchteilchen ab, da sich das Aufbruchmaxi-

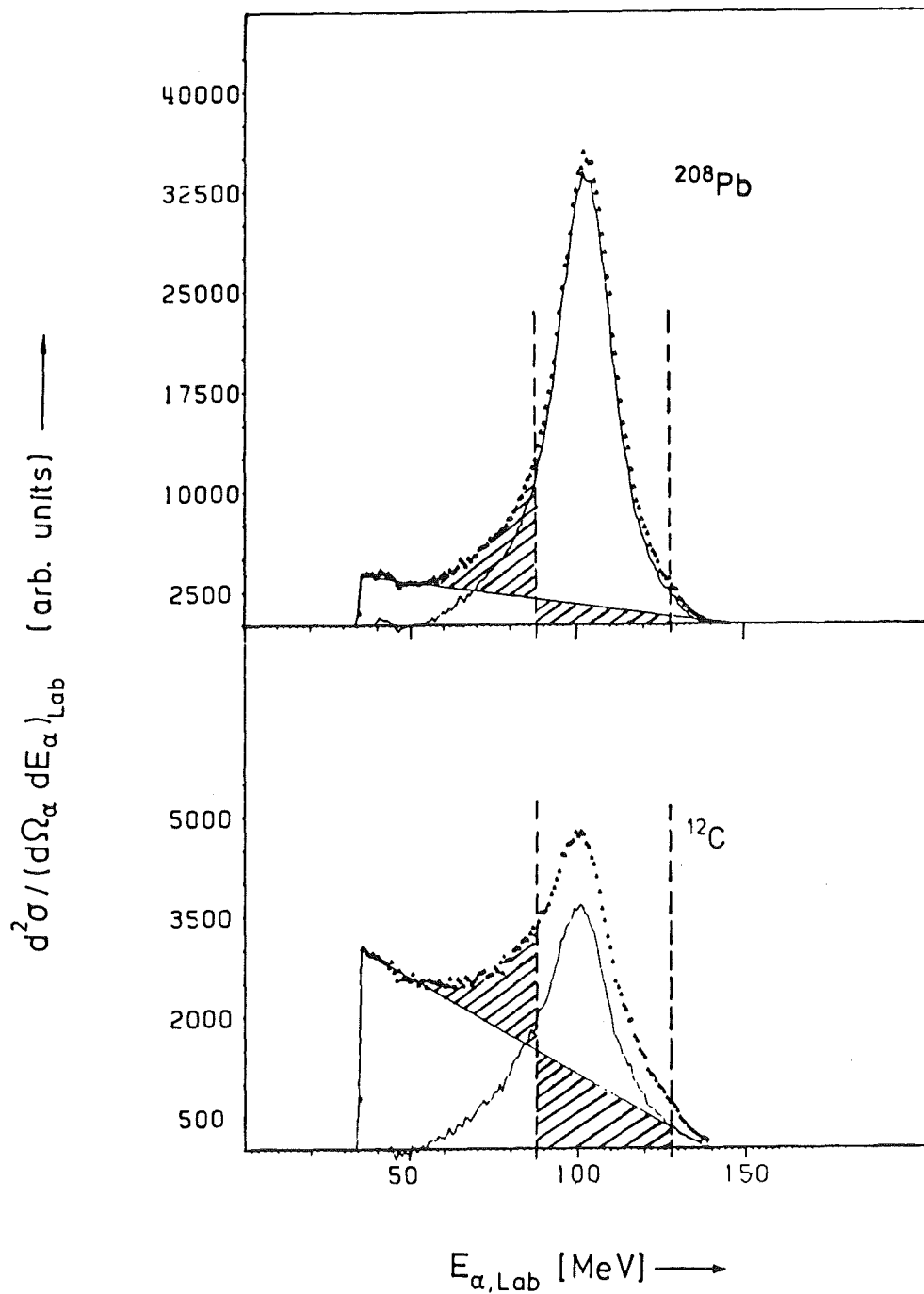


Fig. 26: Energiespektren von inklusiven Alpha-Teilchen zur Veranschaulichung der Berücksichtigung des physikalischen Untergrundes bei der Erzeugung von Winkelverteilungen (die Spektren samt der schräg verlaufenden Gerade wurden aus [Neu 79] entnommen). Der Beobachtungswinkel beträgt jeweils 12° .

zum durch den geringer werdenden Rückstoßeffekt zu höheren Energien verschiebt.

Aufgrund der begrenzten Impulsakzeptanz erfaßt der Magnet-spektrograph nur einen Ausschnitt der Energiespektren. Es ist nun zu beachten, daß der Spektrograph bei fester relativer Impulsakzeptanz und unterschiedlichen Energien von Alpha-Teilchen und Deuteronen auch unterschiedlich große Energiebereiche für beide Teilchensorten erfaßt. Bei der festen Einstellung des Dipolmagneten, bei der Alpha-Teilchen und Deuteronen mit der Geschwindigkeit der Primärstrahl-Teilchen die Mitte der Fokalebene erreichen, beträgt der Energiebereich für Alpha-Teilchen ca. 39 MeV und für Deuteronen entsprechend ca. 19,5 MeV. Dadurch wurden bei der Aufnahme der Winkelver-

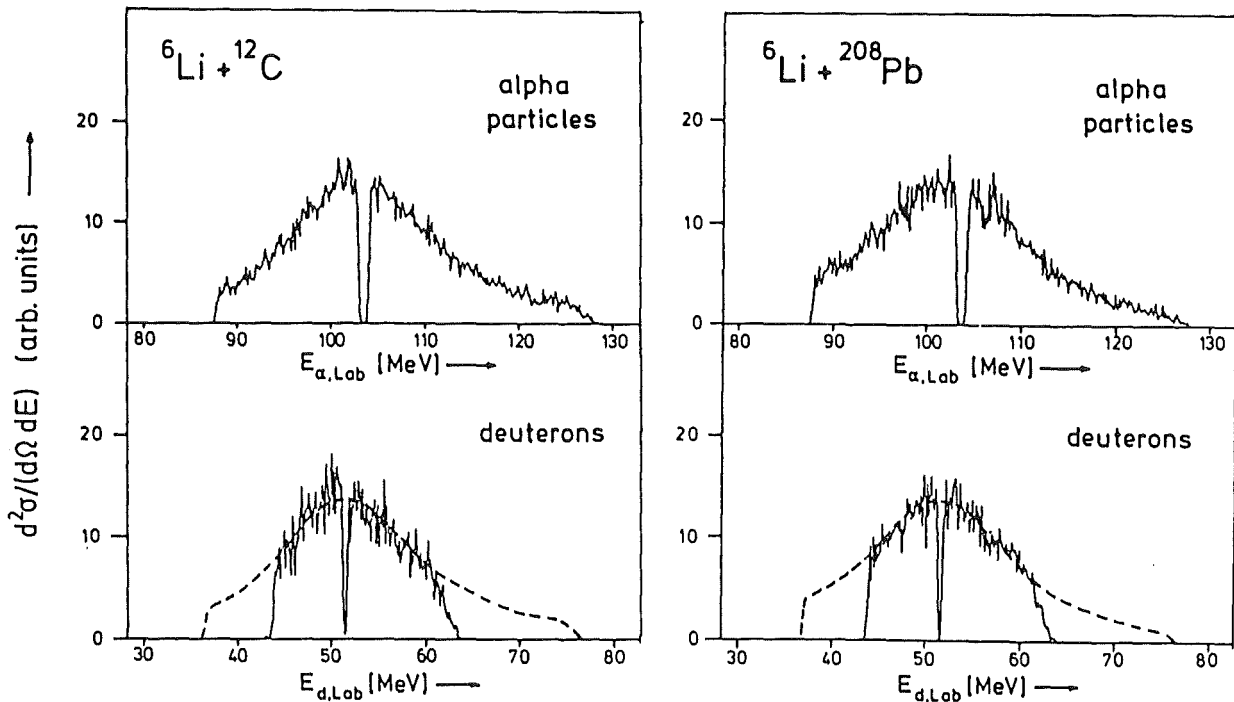


Fig. 27: Inklusive Alpha-Teilchen- und Deuteronen-Spektren zum Vergleich der erfaßten unterschiedlichen Anteile der Aufbruchfragmente ($\theta = 3^\circ$).

teilungen verschieden große Bereiche der Aufbruchberge von Alpha-Teilchen und Deuteronen abgedeckt. In Fig. 27 sind die bei einer Messung erhaltenen Energiespektren von Alpha-Teilchen und Deuteronen für das ^{12}C - und das ^{208}Pb -Target gezeigt. Das Deuteronen-Spektrum wurde dabei dem gestrichelt angedeuteten Alpha-Teilchen-Spektrum aufgelegt. Bei gleicher Höhe des Maximums ergibt sich aus dem Verhältnis der Flächen, daß etwa 1,6-mal mehr Alpha-Teilchen erfaßt werden als Deuteronen (was jedoch nur für diese Dipoleinstellung gilt). Zur Relativnormierung zwischen Alpha-Teilchen und Deuteronen muß dieser Faktor berücksichtigt werden. Bei der Anpassung der absoluten Wirkungsquerschnitte an die von Neumann gemessenen Daten [Neu 79] ergibt sich dieser Faktor von selbst.

Ein Effekt, der vermutlich experimentellen Ursprungs ist, soll noch erwähnt werden. Bei der Erzeugung von Winkelverteilungen der Fragmente zeigt sich bei Reaktionswinkeln nahe 0° , daß man leicht unterschiedliche Winkelverteilungen erhält, wenn man nur über die niederenergetische bzw. nur über die hochenergetische Hälfte des Aufbruchberges integriert. Bei Verwendung der niederenergetischen Seite ist beim Bleitarget unterhalb von 5° ein geringfügig steilerer Anstieg zu 0° hin vorhanden als bei Verwendung der hochenergetischen Hälfte des Aufbruchberges. Im Winkelbereich zwischen 0° und 5° sollte sich die Form des Aufbruchberges nicht wesentlich ändern. Ebenfalls ändert sich seine Lage aufgrund unterschiedlicher Rückstoßenergie des Targetkerns bei unterschiedlichen Emissionswinkeln nicht merklich, was bei festen Integrationsgrenzen den obigen Effekt zur Folge haben könnte. Es handelt sich also vermutlich um einen verbleibenden experimentellen Untergrund auf der niederenergetischen Seite des Aufbruchberges bei kleinen Reaktionswinkeln, der durch Aufbruch von elastisch gestreuten ^6Li -Teilchen an der Akzeptanzblende bzw. am Rand des Targetkammeraustritts entsteht.

Deshalb wurde beim Bleitarget unterhalb von 5° zur Erzeugung der Winkelverteilung nur über die hochenergetische

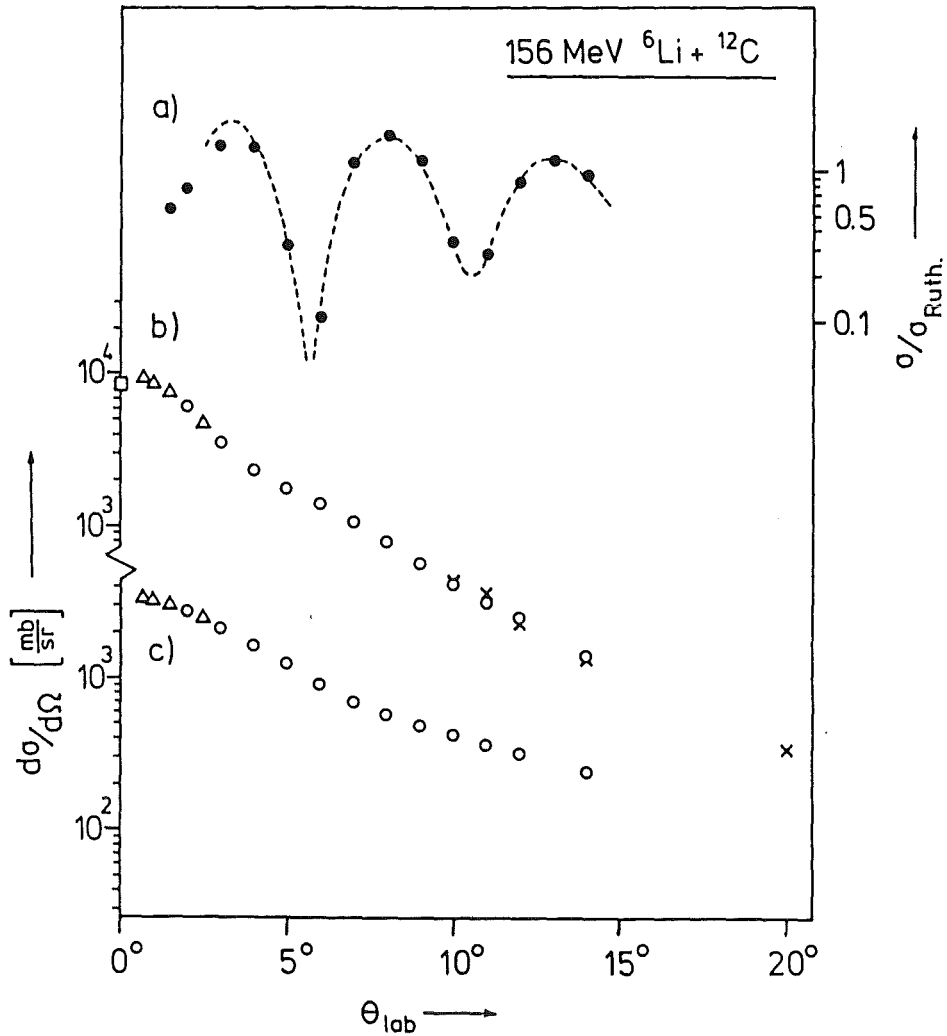


Fig. 28: Winkelverteilungen, ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$
 a) elastisch gestreute ${}^6\text{Li}$ -Teilchen ($\sigma/\sigma_{\text{Ruth.}}$),
 b) inklusive Alpha-Teilchen aus dem ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch,
 c) inklusive Deuteronen aus dem ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch.
 (O, Δ und \square entspricht den verschiedenen mechanischen Anordnungen, Kreuze sind Daten aus [Neu 79]).

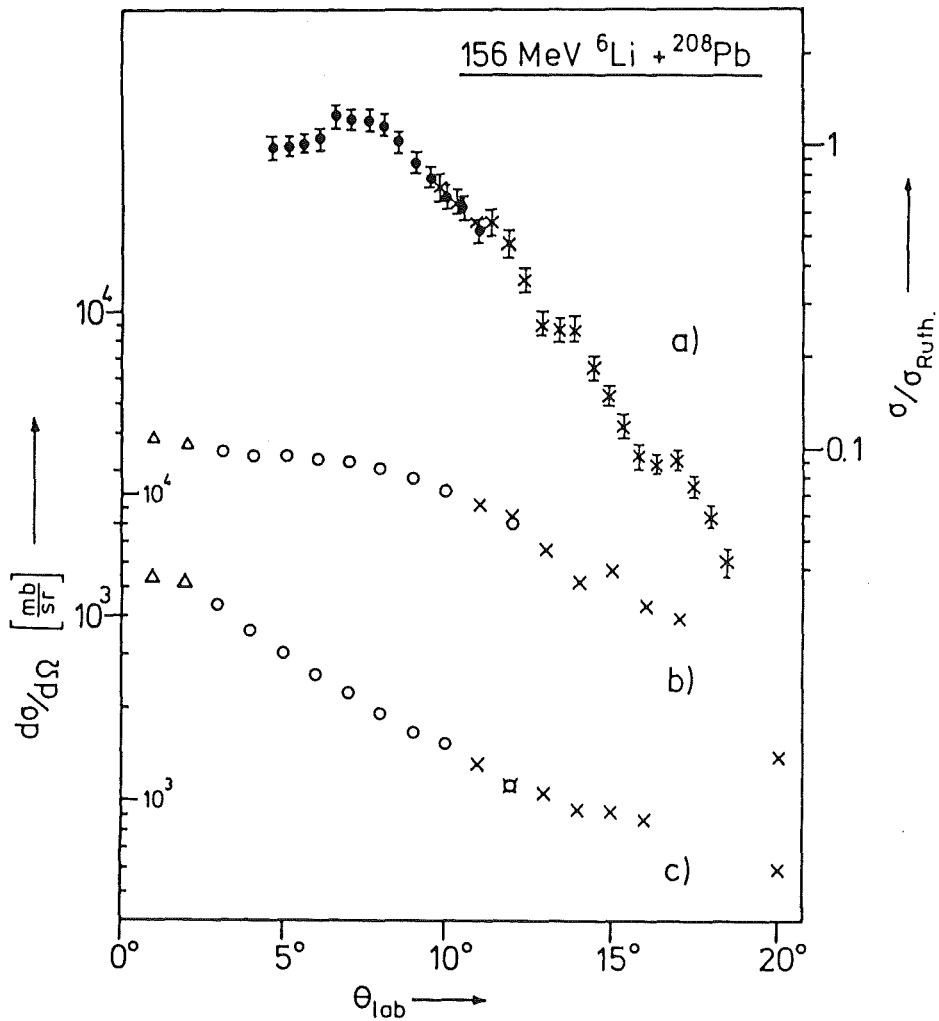


Fig. 29: Winkelverteilungen, ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$
 a) elastisch gestreute ${}^6\text{Li}$ -Teilchen ($\sigma/\sigma_{\text{Ruth.}}$),
 b) inklusive Alpha-Teilchen aus dem ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch,
 c) inklusive Deuteronen aus dem ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch.
 (O und Δ entspricht den verschiedenen mechanischen Anordnungen, Kreuze in a) sind Daten aus [CGR 81] und in b) und c) aus [Neu 79]).

Hälfte des Aufbruchberges integriert. Zur Normierung wurde beim Grenzwinkel 5° das Verhältnis des Integrals über die rechte Hälfte zum Integral über den gesamten Aufbruchberg gebildet. Mit diesem Verhältnis wurden dann auch die Wirkungsquerschnitte aus den teilintegrierten Spektren bei kleineren Reaktionswinkeln multipliziert.

Die erhaltenen Winkelverteilungen für inklusiv gemessene Alpha-Teilchen und Deuteronen sind in Fig. 28 und 29 dargestellt. Der statistische Fehler liegt innerhalb der Kreise bzw. Dreiecke. Zum Vergleich wurden Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnittes für die elastischen Streuung von ${}^6\text{Li}$ an ${}^{12}\text{C}$ und ${}^6\text{Li}$ an ${}^{208}\text{Pb}$ aufgenommen (Fig. 28a und Fig. 29a). Die absoluten Wirkungsquerschnitte beim Bleitarget können unterhalb des 'grazing angle' von ca. 6° mit der Rutherford'schen Streuformel überprüft werden. Die Abweichungen liegen bei weniger als 15% und befinden sich damit innerhalb der Unsicherheit, die durch experimentelle Größen, wie z.B. durch die Targetdicke, entsteht.

Zu den Daten der elastischen Streuung an ${}^{12}\text{C}$ wurde eine mit Hilfe des optischen Modells berechnete Winkelverteilung als gestrichelte Linie mit eingezeichnet. Die Daten wurden aus [CGR 81] übernommen. Bei ihrer Berechnung wurden für den Realteil des Streupotentials gefaltete Potentiale und für den Imaginärteil ein Saxon-Woods-Potential verwendet. Der absolute Wirkungsquerschnitt wurde in der Höhe der theoretischen Verteilung angepaßt, wobei die Verschiebung unter 10 % liegt.

Bei der Reaktion ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ (Fig. 29) ist auffällig, daß die Winkelverteilung der Alpha-Teilchen unterhalb von 10° einen nahezu waagerechten Verlauf annimmt, anstelle des von Neumann extrapolierten exponentiellen Anstiegs. Dadurch verringert sich der von Neumann über den vollen Raumwinkel integrierte Produktionsquerschnitt für Alpha-Teilchen merklich [Neu 79, NRB 80].

An die Winkelverteilungen von Alpha-Teilchen und Deuteronen

wurden für den Winkelbereich zwischen 0° und ca. 10° zur numerischen Analyse eine Funktion der Form $\sigma(\theta) = C \cdot e^{-\alpha\theta}$ (θ = Emissionswinkel) angepaßt. In Tabelle 2 sind die Funktionsparameter C und α sowie der totale Produktionsquerschnitt σ_p , den man durch Integration von $\sigma(\theta)$ über den vollen Raumwinkel erhält [NRB 80], für die unterschiedlichen Targets und Ejektile aufgeführt. Zur Berechnung von σ_p wurden die von Neumann bestimmten Parameter sowie die neuen Werte für die jeweils zugehörigen Winkelbereiche verwendet.

Tabelle 2

Target	Ejektill	Winkelbereich (θ)	C [b]	α	σ_p [b]
^{208}Pb	α	$\leq 12,1^\circ$	4,0	2,1	0,71
		$> 12,1^\circ$	63,4*	15,2*	
^{208}Pb	d	$\leq 7,3^\circ$	6,6	8,6	0,67
		$> 7,3^\circ$	5,5*	7,2*	
^{12}C	α	$\leq 10,6^\circ$	9,5	17,8	0,20
		$> 10,6^\circ$	5,2*	14,4*	
^{12}C	d	$\leq 7^\circ$	3,8	12,8	0,23
		$> 7^\circ$	2,1*	7,8*	

(* von Neumann et al. bestimmte Parameter [Neu 79, NRB 80])

Da die 'Halo'-Teilchen hauptsächlich eine niedrigere Energie besitzen als die Teilchen des Primärstrahls, kann z.B. durch die Strahlablenkung des 'Switching Magnets SW2' (Fig. 3) eine Untergrund-Asymmetrie bezüglich positiver und negativer Beobachtungswinkel auftreten. Eine Messung der Winkelverteilung inklusiver Alpha-Teilchen und Deuteronen beim Beschuß des ^{12}C -Targets im Winkelbereich zwischen $-1,5^\circ$ und $2,5^\circ$ (Fig. 30) zeigt, daß keine wesentliche Asymmetrie vorhanden ist.

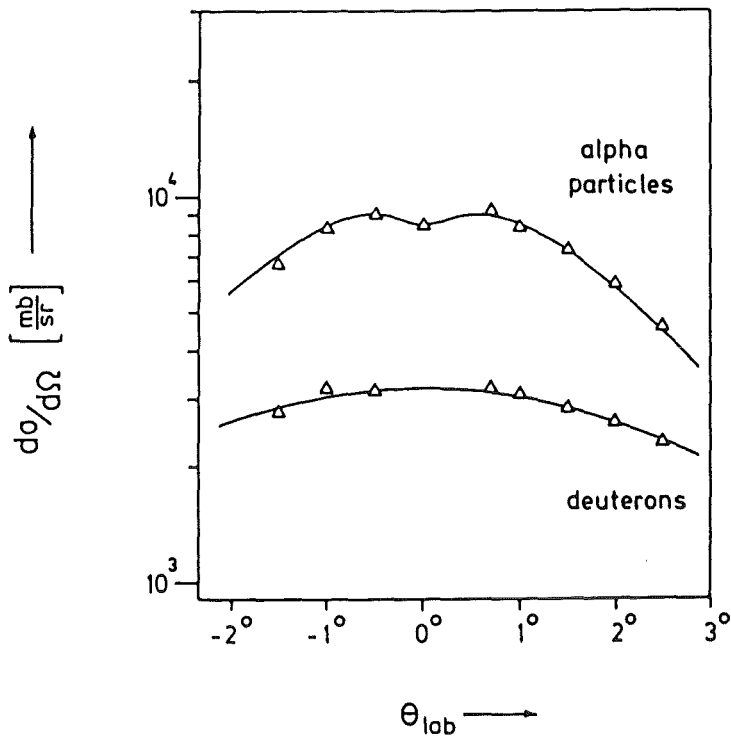


Fig. 30: Winkelverteilung inklusiv gemessener Alpha-Teilchen und Deuteronen aus dem ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch (${}^{12}\text{C}$ -Target) unter Emissionswinkeln zwischen $-1,5^\circ$ und $2,5^\circ$. Die Akzeptanzwinkel betragen horizontal ± 5 mrad und vertikal ± 10 mrad. Die eingezeichneten Linien sollen das Auge leiten.

5. Aufbruch-Modelle und Vergleich mit den Ergebnissen der inklusiven Experimente

In der Literatur sind verschiedene einfache Modelle bekannt, die den Projektil-Aufbruch als quasifreien Prozeß behandeln, bei dem eines der Fragmente den Targetkern unbeeinflusst als Spektator passiert, während das andere Fragment elastisch oder inelastisch mit dem Targetkern wechselwirkt [Ser 47, MSH 80, AMW 82, Uts 84, SPE 85]. Ein solches Modell wurde für den Aufbruch von hochenergetischen Deuteronen mit einer Born-Approximation durch ebene Wellen eingeführt [SPE 85, ESo 86]. Eine realistischere Beschreibung wurde vor allem von Baur et al. [BTr 76, BRT 84] mit Hilfe des DWBA-Formalismus (Distorted Wave Born Approximation) entwickelt.

Diese Betrachtungsweise gehört zu einem von zwei möglichen Extremfällen für die Beschreibung des Projektil-Aufbruchs. Im Spektator-Modell wird die Aufbruch-Reaktion als einstufiger Prozeß behandelt, in dem das Projektil in einen ungebundenen Kontinuumszustand angeregt wird und im Augenblick der Wechselwirkung disintegriert. Dieser Reaktionstyp wird als direkter oder auch nichtresonanter Aufbruch bezeichnet, wobei die Reaktionszeit typischerweise bei 10^{-22} s liegt. Im Gegensatz dazu kann eine Anregung des Projektils auch in einen resonanten Zustand über der Aufbruchschwelle erfolgen. Je nach Lebensdauer bewegt sich das angeregte Projektil darauf soweit vom Targetkern weg, daß der anschließende Aufbruch in freie Teilchen erfolgt, also die Wechselwirkung der Fragmente mit dem Targetkern vernachlässigbar ist. Diese Reaktion wird sequentieller oder resonanter Aufbruch genannt. Für weitere Information zum resonanten Aufbruch sei auf Kap. 6.2 verwiesen, das die durchgeführte Koinzidenzmessung behandelt.

Die beiden Möglichkeiten stellen gegensätzliche idealisierte Fälle dar, sodaß Aufbruch-Reaktionen in der Realität irgendwo dazwischen stattfinden.

Zur Beschreibung der Meßergebnisse erwies sich das von Serber entwickelte Spektator-Modell als geeignet [Ser 47]. Es gibt die Form der Energiespektren, insbesondere im Winkelbereich nahe 0° recht gut wieder. Da das Modell für den Aufbruch des Deuterons konzipiert war, wurden zur Berechnung der Winkelverteilungen der Fragmente mit einer geringfügigen Änderung die unterschiedlichen Massen von Alpha-Teilchen- und Deuteronen-Cluster berücksichtigt (Kap. 5.1).

Beim ^{208}Pb -Target ließen sich jedoch trotz Hinzunahme einer Korrektur für die Ablenkung im Coulombfeld die Winkelverteilungen der Fragmente nur für Reaktionswinkel oberhalb von 10° zufriedenstellend reproduzieren. Hier spielt sicher eine Rolle, daß eine Distortion der Wellenfunktionen der Fragmente durch das Potential des Targetkerns nicht berücksichtigt wird. Ebenfalls werden beim ^{208}Pb -Target unterhalb des Winkels für den streifenden Stoß die Stoßparameter so groß, daß der Projektil-Aufbruch weit vom Targetkern entfernt, d.h. hauptsächlich im Coulombfeld stattfindet. Dies stimmt nicht mehr mit der Annahme für das Spektator-Modell überein, daß das Projektil im Randbereich des Targetkerns aufbricht.

Eine genauere Wiedergabe der experimentellen Daten erlaubt ein Ansatz, in dem der Projektil-Aufbruch im Rahmen der post-Form der DWBA-Theorie behandelt wird. Zur Berechnung von inklusiven Energiespektren stand uns ein von Baur et al. entwickelter Programm-Code zur Verfügung, in dem auch nicht-elastische Prozesse mit eingeschlossen sind.

Im folgenden werden die verwendeten Modelle kurz skizziert und anschließend benutzt, um einen Vergleich mit den gemessenen inklusiven Daten durchzuführen.

5.1 Ein einfaches Spektator-Modell mit ebenen Wellen

Das verwendete Modell, das von Serber entwickelt wurde [Ser 47], beruht auf der grundlegenden Annahme, daß nur einer

der beiden Cluster, aus denen das Projektil besteht, im Moment des Stoßes mit dem Targetkern wechselwirkt, also sozusagen abgestreift wird, während das andere Fragment unbeeinflusst seine augenblickliche Bewegung beibehält. Der Impuls dieses Spektator-Teilchens nach dem Stoß setzt sich aus der Schwerpunktsbewegung des Projektils vor dem Stoß und der Relativbewegung der beiden Fragmente, die der Fermibewegung entspricht, im Augenblick des Stoßes zusammen.

Dabei wird die Annahme gemacht, daß die kinetische Energie des Projektils bedeutend größer ist als die Energie durch die innere Bewegung des Projektils. Das bedeutet, daß eine Positionsänderung der Fragmente senkrecht zur Schwerpunktsbewegung für die Dauer der Kollision vernachlässigt werden kann. Anders ausgedrückt soll der Schwerpunktsimpuls der Fragmente groß gegenüber ihrem Relativimpuls sein, was in diesem Experiment erfüllt ist.

Der Targetkern wird idealisiert als Kugel (Radius R) mit scharf definiertem Rand angenommen, während sich das Projektil aus zwei Clustern mit dem Abstand r vorzustellen ist. Die endliche Ausdehnung der Cluster wird vernachlässigt. Als Form für die Wellenfunktion der Cluster-Relativbewegung im Projektil gibt Serber eine Yukawa-Funktion an:

$$\phi_a(\vec{r}) = (2\alpha)^{1/2} \frac{e^{-\alpha r}}{r} Y_{00}(\Omega) \quad \text{mit} \quad \alpha = (2\mu\varepsilon)^{1/2}/\hbar. \quad (5.1)$$

Hierbei ist ε die Bindungsenergie des Projektils, \vec{r} und μ der Abstandsvektor und die reduzierte Masse der beiden Cluster und der Index a steht für das Projektil (die Winkelabhängigkeit ist in $Y_{00}(\Omega) = (1/4\pi)^{1/2}$ enthalten). Durch Fouriertransformation erhält man die in das Modell eingehende Amplitude des intrinsischen Impulses

$$\Psi(\vec{p}) = (1/\pi) [(2\mu\varepsilon)^{1/4}/(2\mu\varepsilon + p^2)]. \quad (5.2)$$

Mit der Bedingung, daß das unbeobachtete Fragment den Targetkern 'trifft', d.h. seine Bahn beim Stoß durch eine senkrecht zur Bewegungsrichtung stehende Kreisscheibe mit dem Targetradius R verläuft, und der Annahme einer isotropen Orientierung des Abstandsvektors \vec{r} lassen sich die Energiespektren und die Winkelverteilung des beobachteten Fragments berechnen.

Hierbei unterscheidet man im Modell zwei Extremfälle. Im ersten Fall erscheint der Targetkern dem beobachteten Fragment vollkommen durchsichtig, d.h. das beobachtete Teilchen bleibt unbeeinflusst, selbst wenn es den Targetkern durchquert (Transparent-Modell). Im zweiten Fall wird Absorption des beobachteten Fragments angenommen, sobald seine Bahn durch den Targetkern verläuft (Opaque-Modell). Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte darf also als zusätzliche Bedingung das beobachtete Fragment die Kreisscheibe mit dem Radius R nicht durchqueren. Die berechneten Winkelverteilungen beider Modelle unterscheiden sich nur geringfügig, während dies bei den Energiespektren nur für Reaktionswinkel nahe 0° der Fall ist.

Serber gibt für sein Spektator-Modell nur einfach differentielle Wirkungsquerschnitte an. Zum Vergleich mit den gemessenen Spektren konnte der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/(d\Omega \cdot dE)$ einem Artikel von Utsunomiya [Uts 84] entnommen werden, in dem das Modell von Serber zugrunde gelegt wurde. Im folgenden steht b stets für das beobachtete und x für das unbeobachtete Fragment. Der Laborimpuls \vec{p}_b des beobachteten Fragments ergibt sich durch Addition seines Impulses \vec{p}_o , der aus der Schwerpunktsbewegung des Projektils resultiert, und seines Impulses \vec{p} durch die innere Bewegung des Projektils. Sei θ der zugehörige Laborwinkel, so ergibt sich mit der Gleichung $p^2 = p_b^2 + p_o^2 - 2p_b p_o \cdot \cos \theta$ der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_b dE_b} \sim M_b \cdot p_b \cdot |\Psi(\vec{p})|^2 \sim M_b \cdot p_b \cdot \frac{(2\mu\epsilon)^{1/2}}{(2\mu\epsilon + p^2)^2} \cdot C \quad (5.3)$$

mit $C = 1$ (Transparent-Modell),

$$\text{bzw. } C = \frac{(2\mu\varepsilon + p^2)^{1/4} \cdot P_{1/2}(S)}{(2\mu\varepsilon + p^2 - p_b^2 \sin^2\theta)^{3/4}} \quad (\text{Opaque-Modell}),$$

$$S = \frac{2\mu\varepsilon + p^2 - 0,5 \cdot p_b^2 \sin^2\theta}{(2\mu\varepsilon + p^2)^{1/2} (2\mu\varepsilon + p^2 - p_b^2 \sin^2\theta)^{1/2}} \quad \text{und}$$

$$P_{1/2}(S) = 1 + \frac{3}{4} \left(\frac{S-1}{2} \right) - \frac{15}{64} \left(\frac{S-1}{2} \right)^2 + \frac{35}{256} \left(\frac{S-1}{2} \right)^3 - \dots$$

Man erhält den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt in (5.3) als Funktion der Laborenergie E_b , wenn man p_b durch $\sqrt{2 \cdot M_b E_b}$ und p_o durch $\sqrt{2 \cdot M_b E_{b,o}}$ ersetzt. Dabei ist $E_{b,o} = E_{Li} \cdot M_b / M_{Li}$ und E_{Li} die Projektilenergie (M bedeutet Kernmasse).

Die Winkelverteilungen der Fragmente besitzen folgende Form [Ser 47]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1}{(1 + \zeta^2)^{3/2}} \cdot \frac{1}{\theta_o^2} \cdot C \, d\Omega \quad (5.4)$$

$$\text{mit } \zeta = \theta/\theta_o, \quad \theta_o = \left(\frac{M_x \varepsilon}{M_b (E_{Li} - E_c)} \right)^{1/2} \quad (5.4a)$$

und $C = 1$ (Transparent-Modell)

bzw. $C = 1 - 1/(2\zeta^3) \cdot [(1 + \zeta^2) \tan^{-1}\zeta - \zeta]$ (Op.-Modell).

Da das Projektil durch die Coulombkraft abgebremst wird, hat es beim Stoß einen verminderten Impuls p_o' , wodurch sich der Reaktionswinkel θ vergrößert. In dem Modell findet der Aufbruch hauptsächlich in der Randzone des Targetkerns statt. Deshalb wurde bei der Berechnung von θ_o die Einschußenergie E_{Li} um die Höhe der Coulombbarriere E_c verringert, wobei $E_c = Z_T \cdot Z_{Li} \cdot e^2 / (r_o \cdot (A_{Li}^{1/3} + A_T^{1/3}))$ und $r_o = 1,2$ fm sei. Bei Verwendung des Pb-Targets vergrößert sich θ_o dadurch um ca. 25 %. Serber hat diesen Effekt zwar erwähnt, jedoch nicht berücksichtigt. (In der von ihm zum Vergleich herangezogenen Messung wirkt er sich nur gering aus).

Der Quotient M_x/M_b in dem Ausdruck für θ_o (5.4a) trägt der Tatsache Rechnung, daß sich die α -d-Relativenergie durch die unterschiedlichen Fragmentmassen nicht zu gleichen Teilen auf beide Fragmente verteilt. Dadurch wird die Winkelverteilung der Deuteronen 'breiter' als die der Alpha-Teilchen, was durch das Experiment bestätigt wird. Diese Änderung erfordert die Zunahme des Faktors $1/\theta_o^2$, um die relative Normierung zwischen der Alpha-Teilchen- und Deuteronen-Winkelverteilung zu gewährleisten. Das hat zur Folge, daß die über den vollen Raumwinkel integrierten Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Alpha-Teilchen und Deuteronen gleich sind. (Der angegebene Faktor ist in dem von Serber verwendeten Raumwinkel-element $d\Omega_\zeta$ schon enthalten. In diesem Experiment ist er jedoch unterschiedlich für beide Fragmente).

Bei der Berechnung der Winkelverteilungen ist eine weitere Korrektur notwendig, die sich wesentlich stärker als oben genannter Effekt auswirkt und berücksichtigt, daß das Projektil im Coulombfeld des Targetkerns abgelenkt wird [Ser 47]. Die entstehende zusätzliche Ablenkung des Fragments, die eine wei-

tere Verbreiterung der Winkelverteilung bewirkt, sei mit θ_c bezeichnet. Der Vollständigkeit halber sei angegeben, wie sich die Beziehung (5.4) für die Winkelverteilung hierdurch ändert:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{u^{3/2} \cdot P_{1/2}(u)}{(1 + \zeta^2 + \zeta_c^2)^{3/2}} \cdot \frac{1}{\theta_o^2} \cdot C \, d\Omega \quad (5.5)$$

$$\text{mit} \quad u = \frac{1 + \zeta^2 + \zeta_c^2}{((1 + \zeta^2 + \zeta_c^2)^2 - 4 \zeta^2 \zeta_c^2)^{1/2}}$$

$$\zeta_c = \frac{\theta_c}{\theta_o} \cdot \left(1 + \frac{M_a Z_b}{M_b Z_a} \right) \cdot A \quad \text{und} \quad \theta_c = \frac{E_c}{2 \cdot E_{Li}} \quad (5.5a)$$

Es ist M_a und Z_a die Masse und die Ladungszahl des Projektils und Z_b die Ladungszahl des beobachteten Fragments. Alle übrigen Größen haben dieselbe Bedeutung wie in Beziehung (5.4) und anschließenden Gleichungen.

In seiner Arbeit berechnet Serber die aus der Coulombwechselwirkung resultierende Ablenkung der Deuteronen, die die mittlere Ablenkung der Aufbruch-Neutronen ergibt. Da beim ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch ebenfalls die Fragmente im Coulombfeld abgelenkt werden, besitzt die Gleichung für ζ_c auf der rechten Seite einen zusätzlichen Klammerausdruck. Dieser hat beim Aufbruch des ${}^6\text{Li}$ -Kerns in ein Alpha-Teilchen und ein Deuteron für beide Fragmente den Wert 2, sodaß sich ζ_c gegenüber dem von Serber für die Neutronen angegebenen Wert verdoppelt.

Der Rückstoß des Targetkerns kann beim ${}^{12}\text{C}$ -Target nicht mehr vernachlässigt werden, sodaß zur Berechnung von ζ_c ein

weiterer Faktor A für die Umrechnung von θ_c aus dem gemeinsamen Schwerpunktsystem von Projektil und Target in das Laborsystem hinzugenommen wurde. Im Bereich kleiner Winkel ist A näherungsweise konstant und beträgt ca. 0,67 für die Reaktion ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ und etwa 0,97 entsprechend für ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$.

Die Coulombwechselwirkung gewinnt ebenfalls einen Einfluß auf die Lage der Energiespektren durch die unterschiedliche Abbremsung des Projektils und Beschleunigung des Fragments im Coulombfeld des Targetkerns [UKT 83]. Dieser Effekt wirkt sich jedoch in dem durchgeführten Experiment nicht aus, da das ${}^6\text{Li}$ -Teilchen, das Alpha-Teilchen und das Deuteron in guter Näherung dasselbe Verhältnis von Masse zu Ladung besitzen, wodurch sich Energieverlust und Energiegewinn im Coulombfeld etwa aufheben.

Das Integral des Aufbruch-Wirkungsquerschnitts über alle Reaktionswinkel gibt Serber an mit

$$\sigma = (\pi/2) \cdot R_T \cdot R_S \quad (5.6)$$

Dabei ist R_T der Radius des Targetkerns und R_S der mittlere Abstand beider Cluster im Projektil, welcher sich berechnet zu $R_S = 1/(2\alpha)$ [Ser 47] (vgl. Gl. 5.1).

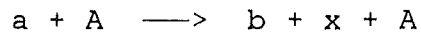
5.2 DWBA-Ansatz für den nichtresonanten Aufbruch

Eine realistischere Beschreibung der Aufbruch-Reaktion erlaubt der DWBA-Ansatz, in dem die Distortion der Wellenfunktionen von Projektil und Fragmenten durch das Potential des Targetkerns berücksichtigt wird. In dem von Baur et al. entwickelten Programm-Code, der zur Berechnung inklusiver Alpha-Teilchen-Spektren der Reaktion ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha X)$ verwendet wurde, wird eine sogenannte Null-Reichweite-Näherung durchgeführt. Dabei wird das Produkt aus dem Potential V_{bx} zwischen den Fragmenten und der Wellenfunktion ϕ_a für ihre Relativbewegung durch eine 'δ-Kraft' ersetzt, sodaß die Wechselwirkung der

Fragmente untereinander gegenüber der Wechselwirkung mit dem Target bei endlichem Abstand der Fragmente vernachlässigt wird. Dieser Ansatz entspricht anschaulich dem einstufigen (nichtresonanten) Aufbruch, bei dem das Projektil im Moment des Stoßes disintegriert.

Im folgenden wird der von Baur verwendete Ansatz kurz skizziert [BTr 76, BRT 84, Sri 85], in welchem die post-Formulierung des DWBA-Formalismus benutzt wird. Die folgenden Gleichungen seien deshalb ebenfalls nur in der post-Formulierung angegeben (i und f bedeuten stets Anfangs- bzw. Endzustand).

Für den elastischen Aufbruch des Projektils a in die beiden Fragmente b und x im Feld des Targetkerns A



hat der totale Hamiltonoperator die Form

$$H = T_b + T_x + U_{bA} + U_{xA} + V_{bx} + H_A + H_b + H_x.$$

T_b und T_x sind die kinetischen Energien der Aufbruchfragmente, U_{bA} , U_{xA} und V_{bx} stellen die gegenseitigen Wechselwirkungen der drei Teilchen im Ausgangskanal dar und H_A , H_b und H_x sind die internen Hamiltonoperatoren.

Der Hamiltonoperator für die asymptotischen Lösungen im Ausgangskanal ist

$$H_f = H_A + T_b + T_x + H_b + H_x,$$

womit man die Endzustandswechselwirkung erhält

$$V_f = H - H_f = U_{bA} + U_{xA} + V_{bx}.$$

Das exakte Übergangsmatrixelement der post-Formulierung lautet nun

$$T_{fi}^{(+)} = \langle \phi_f | V_f | \psi_i^{(+)} \rangle,$$

wobei $\Psi_i^{(+)}$ der vollständigen Lösung von H entspricht. ϕ_f ist Lösung von H_f und läßt sich schreiben als

$$\phi_f = \Psi_A \cdot \Psi_b \cdot \Psi_x \cdot \exp(i\vec{k}_b \vec{r}_{bA} + i\vec{k}_x \vec{r}_{xA}).$$

\vec{k}_b und \vec{k}_x stellen die asymptotischen Wellenzahlvektoren von b und x dar und \vec{r}_{bA} und \vec{r}_{xA} die Abstandsvektoren von b und x zum Target. Ψ_A , Ψ_b und Ψ_x sind Wellenfunktionen vom Grundzustand des Targets und der Aufbruchfragmente. Der Targetkern wird als unendlich schwer angenommen. Sei $\chi_a^{(+)}$ die verzernte Welle für das optische Potential U_{aA} mit einer auslaufenden Kugelwelle als Randbedingung und Ψ_a die Wellenfunktion des Grundzustandes für das Projektil. So erhält man mit einem Produktansatz für $\Psi_i^{(+)}$:

$$\Psi_i^{(+)} \approx \Psi_a \cdot \Psi_A \cdot \chi_a^{(+)}$$

und weiteren Umformungen, die nicht näher ausgeführt seien, das DWBA-Matrixelement

$$T_{fi}^{(+)}(\text{DWBA}) = \langle \chi_b^{(-)} \chi_x^{(-)} | V_{bx} | \chi_a^{(+)} \phi_a \rangle.$$

Dabei ist $\chi_b^{(-)}$ die verzernte Welle für das optische Potential U_{bA} mit einer einlaufenden Kugelwelle als Randbedingung, $\chi_x^{(-)}$ analog. ϕ_a sei die Wellenfunktion der Relativbewegung beider Fragmente im Grundzustand des Projektils.

Das Ersetzen der Wechselwirkung der Aufbruchfragmente durch eine δ -Funktion bedeutet konkret:

$$V_{bx}(r) \cdot \phi_a(\vec{r}) = D_0 \cdot \delta(\vec{r}).$$

Dabei ist \vec{r} der Abstandsvektor der beiden Aufbruchfragmente und D_0 eine 'Zero-Range'-Konstante für den Aufbruch ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$.

Wie sich zeigen läßt, ist als Konsequenz der Null-Reichweite-Näherung der Drehimpuls für die Relativbewegung der Fragmente $L = 0$ und die Radialabhängigkeit erhält die Form einer Yukawa-Funktion (Gl. 5.1). Dies legt die Verteilung des Relativimpulses als Lorentzkurve fest (Gl. 5.2), was allerdings eine Einschränkung für die Theorie bedeutet.

Die berechneten Wirkungsquerschnitte werden nach Baur mit einem Faktor N normiert:

$$N = D_0^2 \times 10^{-4} \times \text{const.}$$

Die Beiträge zu N sind nicht genau bekannt. Mit der Annahme, daß der mit 'const.' bezeichnete rechte Faktor, der einen Isospin- und einen Antisymmetrie-Term enthält, ungefähr 1 ist, und mit einem Wert von $-69.9 \text{ MeV fm}^{3/2}$ für D_0 [NRG 82] ergibt sich $N = 0,49$. Diese Zahl ist jedoch nicht unumstritten, da z.B. Plattner et al. für dieselbe Konstante einen Wert von 0,87 angibt [PVi 81].

Tabelle 3 Potentialparameter

Teilchen	V_R [MeV]	r [fm]	a [fm]
${}^6\text{Li}$	240	1,170	0,766
α	60	1,392	0,656
d	$88,5 - 0,26 \cdot E$	1,17	$0,709 + 0,0017 \cdot E$

(Fortsetzung)

Teilchen	W [MeV]	r_i [fm]	a_i [fm]	r_c [fm]
${}^6\text{Li}$	20	1,554	1,015	1,3
α	43,85	1,392	0,656	1,4
d	$12,2 + 0,026 \cdot (1 - e^\beta)$	1,325	0,94	1,3

$$(\beta = -(E/100)^2)$$

Die verwendeten Parameter der optischen Potentiale (Saxon-Woods) für die Wechselwirkung ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ [CGR 82], $\alpha + {}^{208}\text{Pb}$ [PPE 76] und $d + {}^{208}\text{Pb}$ [DCV 80] sind in Tabelle 3 zusammengefaßt. Zur Berechnung des Coulomb-Potentials wird der Targetkern als homogen geladene Kugel mit dem Radius $R_C = r_C \cdot A^{1/3}$ angenommen. Die Wechselwirkung zwischen dem Deuteron und dem ${}^{208}\text{Pb}$ -Kern wird durch ein energieabhängiges Potential beschrieben.

5.3 Vergleich Theorie - Experiment

Für Emissionswinkel von 0° bis 2° sind in Fig. 31 gemessene inklusive Energiespektren der Reaktion ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, \alpha X)$ gezeigt. Die gestrichelten bzw. durchgezogenen glatten Kurven stellen die berechneten Spektren nach dem Transparent- bzw. dem Opaque-Modell von Serber dar. Die Höhe der berechneten Maxima wurde, wie auch in Fig. 32 und Fig. 33, jeweils den Meßdaten angepaßt um einen besseren Vergleich zu ermöglichen (Information über die Absolutgröße der Wirkungsquerschnitte erhält man aus den später behandelten Winkelverteilungen der Fragmente und dem abschließenden Vergleich der berechneten und gemessenen integrierten Wirkungsquerschnitte).

Die Lage und Form der dargestellten Alpha-Teilchen-Spektren für die Beobachtungswinkel 0° , 1° und 2° werden sehr gut durch das einfache Spektator-Modell beschrieben. Von den beiden Modellvarianten, die sich im Vorwärtswinkelbereich nicht sehr unterscheiden, sind die Energieverteilungen des Transparent-Modells geringfügig zu breit, während die Spektren des Opaque-Modells nahezu exakt mit den experimentellen Daten übereinstimmen.

Die Reihe der Energiespektren wird in Fig. 32 zu größeren Emissionswinkeln hin fortgesetzt und durch Spektren der Reaktion ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha X)$ für den Winkelbereich 1° bis 10° ergänzt. Die Breite der Energieverteilungen wird für beide Targets, besonders bei größeren Reaktionswinkeln, eindeutig besser

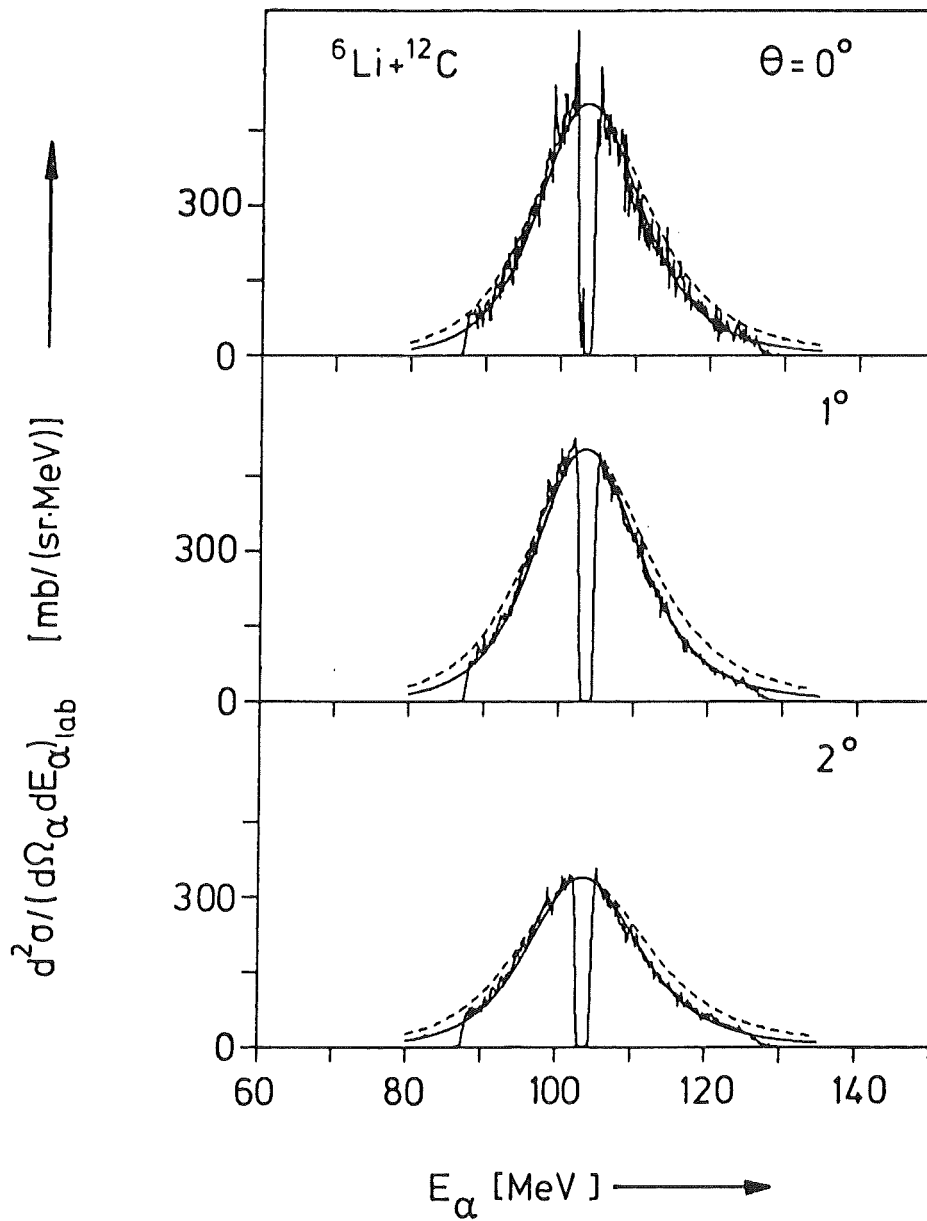


Fig. 31: Gemessene inklusive Alpha-Teilchen-Spektren der Reaktion ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, \alpha X)$ für die Reaktionswinkel (Labor) 0° , 1° und 2° und berechnete Aufbruchspektren. ---- Transparent-Modell, — Opaque-Modell von Serber [Ser 47, Uts 84]. Die eingestellten Akzeptanzwinkel betragen ± 5 mrad horizontal und ± 10 mrad vertikal.

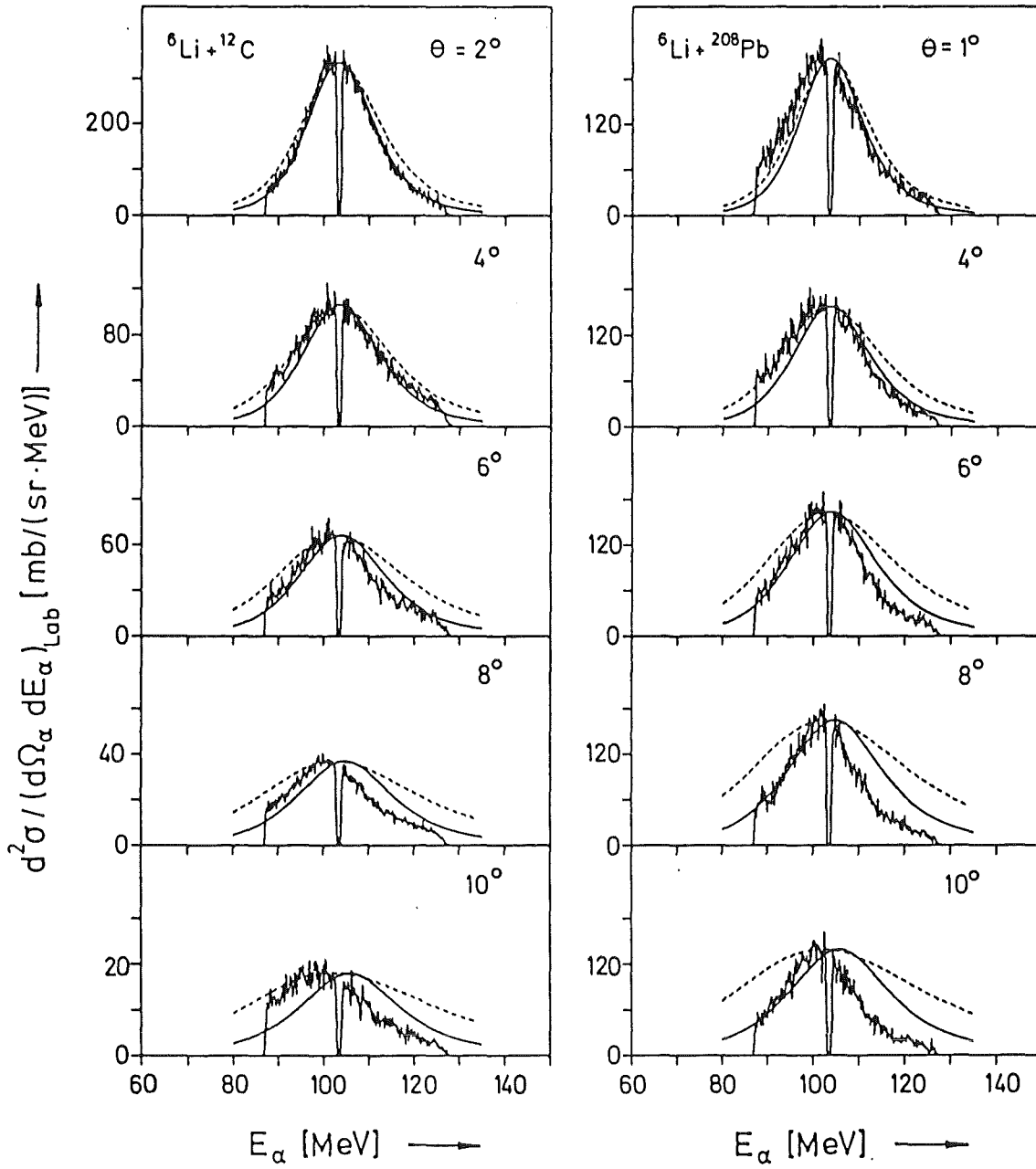


Fig. 32: Gemessene und berechnete inklusive Alpha-Teilchen-Spektren (wie in Fig. 31) der Reaktionen ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, \alpha X)$ und ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha X)$ für den Winkelbereich 2° bis 10° bzw. 1° bis 10° .

durch das Opaque-Modell wiedergegeben, was darauf hindeutet, daß Absorptionseffekte einen merklichen Einfluß besitzen. Allerdings ist beim ^{208}Pb -Target erkennbar, daß die gemessenen Aufbruch-Spektren bei größeren Emissionswinkeln eine geringere Breite als die des Opaque-Modells besitzen. Es sei vorweggenommen, daß die Breite durch den DWBA-Ansatz genauer reproduziert wird.

Die gemessenen Aufbruch-Maxima sind gegenüber den theoretischen Kurven mit größer werdenden Reaktionswinkeln zu niedrigerer Energie verschoben (vergleiche Anhang A, in dem die Parameter von Lorentzkurven tabelliert sind, die an die gemessenen Spektren mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepaßt wurden). Der Rückstoß des endlich schweren Targetkerns reicht allein nicht aus, um die Verschiebung zu erklären. Mit ungefähr zwei Dritteln des Energieverlustes eines elastisch gestreuten ^6Li -Kerns erhält man für das Alpha-Teilchen-Fragment ($\theta = 10^\circ$) beim ^{12}C -Target ca. 1,6 MeV und beim ^{208}Pb -Target etwa 0,1 MeV Energieverlust.

Es spielt sicher auch eine Rolle, daß sich bei größeren Reaktionswinkeln ein zu niedrigeren Energien ansteigender physikalischer Untergrund aus Precompound- und Compoundkernreaktionen bemerkbar macht, der die Maxima ebenfalls zu kleineren Energien verschiebt. Da in den gemessenen Spektren kein Untergrundabzug vorgenommen wurde (vgl. Kap. 4.2), sollen die berechneten Spektren für größere Emissionswinkel hauptsächlich zu einem qualitativen Vergleich dienen.

Der Vollständigkeit halber seien in Fig. 33 einige der zu Fig. 32 gehörenden inklusiven Deuteronen-Spektren der Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d X)$ und $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, d X)$ dargestellt. Die Form der Spektren wird für den erfaßten Energiebereich ebenfalls durch das Opaque-Modell zufriedenstellend reproduziert.

In Fig. 34 sind die Winkelverteilungen der inklusiv gemessenen Alpha-Teilchen und Deuteronen, die dem ^6Li -Aufbruch zu-

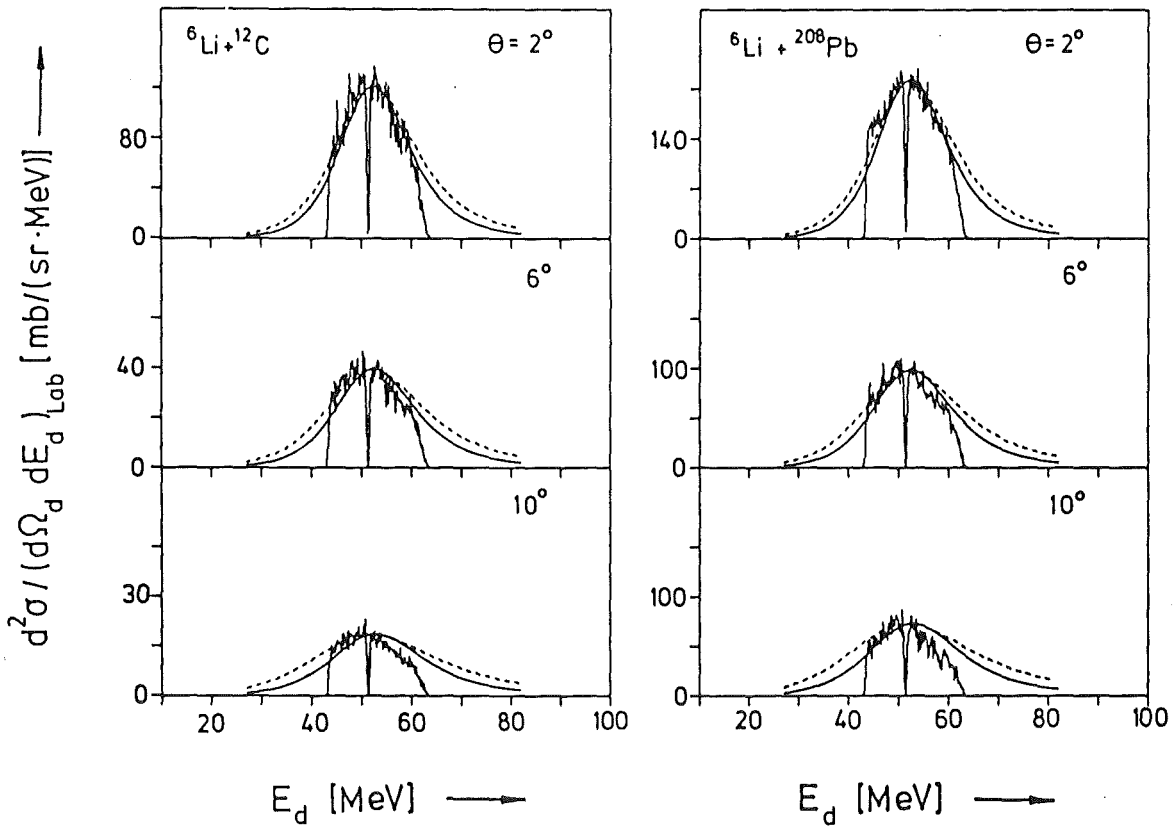


Fig. 33: Gemessene und berechnete inklusive Deuteronen-Spektren der Reaktionen ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, d X)$ und ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, d X)$ für $\theta_{\text{lab}} = 2^\circ, 6^\circ$ und 10° (sonst wie in Fig. 31).

zuordnen sind, sowie die der elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Teilchen für beide verwendeten Targets dargestellt (Fig. 34 enthält die experimentellen Kurven aus Fig. 28 und 29). Zu kleineren Reaktionswinkeln wird der Stoßparameter größer, sodaß ein Übergang von der Streuung im Kernfeld zur reinen Rutherford-Streuung erwartet wird. Dieser Effekt ist am Abknicken der Winkelverteilung bei der elastischen Streuung am Bleikern unter einem Reaktionswinkel von ca. 7° deutlich erkennbar. Das kleine Maximum von $\sigma/\sigma_{\text{Ruth.}}$ bei diesem Winkel ist ein Interferenzeffekt zwischen nuklearer und elektromagnetischer Wechselwirkung (Coulomb-Regenbogen) und wird auch bei niedrigeren Einschußenergien und leichteren Targets beobachtet [Sak 86a und darin enthaltene Referenzen].

Die nach dem Spektator-Modell von Serber berechneten Winkelverteilungen der Aufbruchfragmente sind für das Opaque-Modell als durchgezogene Linie und zum Vergleich beim ^{12}C -Target auch für das Transparent-Modell gestrichelt eingezeichnet (Fig. 34 I). Die Kurven beider Modellvarianten unterscheiden sich nur wenig. Die Absoluthöhe wurde mit nur einem Parameter angepaßt, während die Relativnormierung der Winkelverteilungen von Alpha-Teilchen und Deuteronen durch das Modell vorgegeben ist.

Beim ^{12}C -Target stimmen oberhalb eines Reaktionswinkels von ca. 4° die berechneten und gemessenen Winkelverteilungen sowohl für Alpha-Teilchen als auch für Deuteronen zufriedenstellend überein. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für beide Teilchensorten wird ebenfalls durch die berechneten Kurven wiedergegeben, was die plausible Annahme bestätigt, daß beim Projektil-Aufbruch ungefähr die gleiche Anzahl von Alpha-Teilchen und Deuteronen entstehen.

Unter einem Emissionswinkel von $\theta = 0^\circ$ (\pm halbe Winkelakzeptanz), der klassisch einem unendlich großen Stoßparameter entspricht, werden weniger Deuteronen als Alpha-Teilchen beobachtet. Dies deutet demnach nicht auf einen sekundären Aufbruch des Deuterons hin, sondern liegt daran, daß die Winkelverteilung der Deuteronen flacher als die der Alpha-Teilchen verläuft und die über den vollen Raumwinkel integrierten Wirkungsquerschnitte für beide berechneten Winkelverteilungen gleich sind. Der Parameter θ_0 in Gleichung (5.4a) ist ein Maß für die Breite der Winkelverteilungen und beträgt beim Beschuß des ^{12}C -Targets für die Alpha-Teilchen $4,0^\circ$ und für die Deuteronen $8,0^\circ$.

Unterhalb von etwa 4° besitzen die gemessenen Winkelverteilungen für beide Fragmente einen steileren Verlauf als vom Modell vorhergesagt wird. In diesem Winkelbereich wird die Form der Winkelverteilung also weniger genau als die der Energiespektren reproduziert. Hierzu sei erwähnt, daß eine Ver-

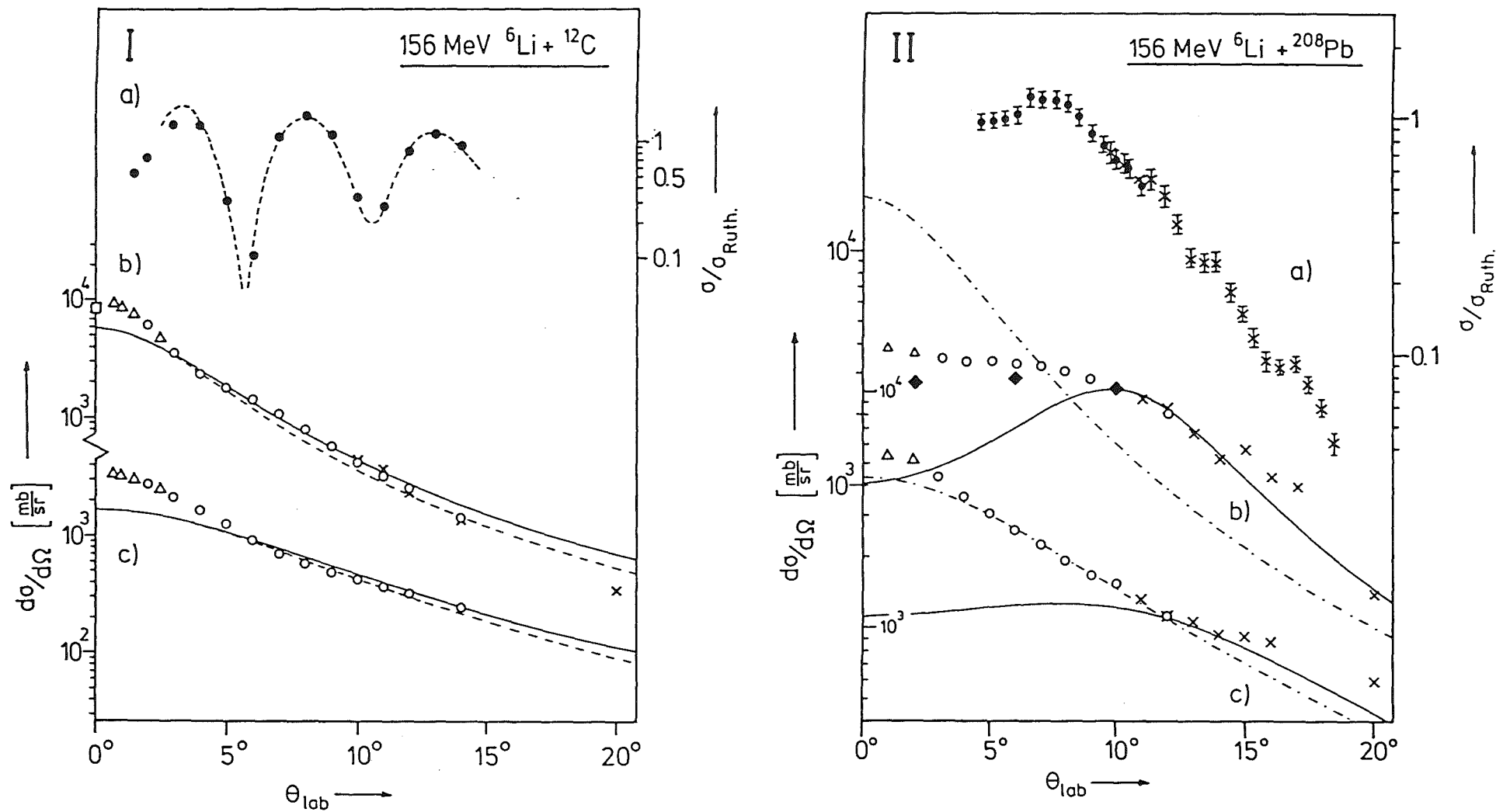


Fig. 34: Gemessene und berechnete Winkelverteilungen (Spektator-Modell von Serber)
 a) Elastische Streuung, b) und c) inklusive Aufbruch-Alpha-Teilchen und -Deuteronen (Bedeutung von \square , Δ , \circ und \times wie in Fig. 28 und 29), ---- Transparent-Modell, — Opaque-Modell, -.-.- Opaque-Modell ohne Coulombkorrektur, \blacklozenge DWBA.

ringerung von θ_0 um ca. 30 % eine deutlich bessere Wiedergabe der gemessenen Winkelverteilung erlaubt. Allerdings gibt es für eine Verkleinerung von θ_0 keinen physikalischen Grund.

Die Coulombwechselwirkung, die durch Verwendung des Zusammenhangs (5.5) berücksichtigt wurde, besitzt beim ^{12}C -Target keinen wesentlichen Einfluß auf die Winkelverteilung der Fragmente. Die aus der Coulombkraft resultierende Ablenkung beträgt für beide Fragmente etwa $2,6^\circ$ (was dem Produkt $\zeta_c \cdot \theta_0$ (Gleichung 5.5a) entspricht).

Es folgt die Betrachtung der Winkelverteilungen der Fragmente für den Beschuß von ^{208}Pb -Kernen (Fig. 34 II). Bei der Reaktion $156 \text{ MeV } ^6\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ spiegelt sich der Übergang vom Projektil-Aufbruch im Kernfeld zum Aufbruch im Coulombfeld des Targetkerns ebenfalls in der Winkelverteilung der Alpha-Teilchen wieder. Im Vergleich zum deutlichen Übergang bei der elastischen ^6Li -Streuung ($\sigma/\sigma_{\text{Ruth.}}$) wird die Verteilung der Alpha-Teilchen zu kleineren Winkeln hin aus dem exponentiellen Anstieg jedoch nur allmählich flacher und verläuft unterhalb von 6° fast waagrecht. Der exponentielle Anstieg der Winkelverteilung für die Aufbruch-Deuteronen setzt sich dagegen fast unverändert bis 0° fort.

Auf die Darstellung der aus dem Transparent-Modell berechneten Winkelverteilung wurde verzichtet, da sie nur wenig von der Winkelverteilung abweicht, die sich aus dem Opaque-Modell ergibt. Wegen des erheblichen Einflusses der Coulombwechselwirkung wurde dafür für das Opaque-Modell zusätzlich die Winkelverteilung ohne Coulombkorrektur (Strich-Punkt-Linie) eingezeichnet.

Die Winkelverteilung der Alpha-Teilchen wird eindeutig besser wiedergegeben, wenn man die Ablenkung durch die Coulombwechselwirkung mit einbezieht. Allerdings nimmt der berechnete Wirkungsquerschnitt im Gegensatz zum gemessenen zu 0° hin wieder ab.

Statt des durch Gl. (5.5a) vorgegebenen Wertes von ca. 14° für die Ablenkung der Fragmente wurde in Fig. 34 II mit einem Winkel von $2 \cdot \theta_c = 10^\circ$ eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erreicht. Dies läßt sich dadurch erklären, daß nicht alle Aufbruchreaktionen, wie in dem Opaque-Modell angenommen wird, in der Randzone des Targetkerns stattfinden, wo die Ablenkung maximal ist, sodaß die Fragmente im Mittel weniger stark abgelenkt werden. Die Hinzunahme der Coulombkraft wirkt sich auf den berechneten Wirkungsquerschnitt anschaulich dadurch aus, daß die Maxima in der Winkelverteilung der Fragmente von 0° nach etwa 10° verschoben sind.

Der Winkelverteilung der Deuteronen, die fast unverändert bis 0° hin ansteigt, läßt sich eher mit der berechneten Winkelverteilung ohne Berücksichtigung der Coulombwechselwirkung vergleichen. Die Frage ist: Warum verhält es sich mit den Deuteronen nicht ähnlich wie mit den Alpha-Teilchen?

Zum besseren Überblick sei zunächst eine andere Auftragsart des Wirkungsquerschnittes gegeben (Fig. 35). Der minimale Abstand R_{\min} des Projektils vom Target unter der Annahme einer klassischen Coulomb-Trajektorie ist

$$R_{\min} = \frac{Z_{\text{Li}} Z_{\text{T}} e^2}{2 E_{\text{cm}}} \times \left(1 + \frac{1}{\sin(\theta_{\text{cm}}/2)} \right),$$

wobei Z_{Li} und Z_{T} die Ladungszahlen von Projektil und Target sind. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ (CM) läßt sich transformieren in $d\sigma/dR_{\min}$ [MWJ 60, NRB 80] mit Hilfe von

$$\frac{d\sigma}{dR_{\min}} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{d\Omega}{d\theta} \frac{d\theta}{dR_{\min}} = - \frac{16 \pi E_{\text{cm}}}{Z_{\text{p}} Z_{\text{T}} e^2} \times \sin^3(\theta_{\text{cm}}/2) \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (5.7)$$

Nach Division durch R_{\min} kann der Ausdruck $d\sigma/(R_{\min} dR_{\min})$ als ein Maß für die Produktion von Aufbruchteilchen bei einem

gegebenen minimalen Abstand R_{\min} verstanden werden.

Auffällig ist, daß nach der Darstellung in Fig. 35 zu großem R_{\min} , d.h. zu großen Stoßparametern hin, oberhalb von ca. 30 fm die Zahl der Deuteronen größer als die der Alpha-Teilchen wird. Bei großen Abständen erwartet man jedoch aus dem ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch im Coulombfeld etwa die gleiche Anzahl von Alpha-Teilchen und Deuteronen, was wegen der flacheren Winkelverteilung der Deuteronen im einfachen Spektator-Modell für Emissionswinkel nahe 0° weniger Deuteronen bedeuten würde. Gegebenenfalls könnte die Zahl der Deuteronen noch verringert werden, weil sie gegenüber dem Alpha-Teilchen eine niedrigere Bindungsenergie besitzen und deshalb sekundär leichter aufbrechen können.

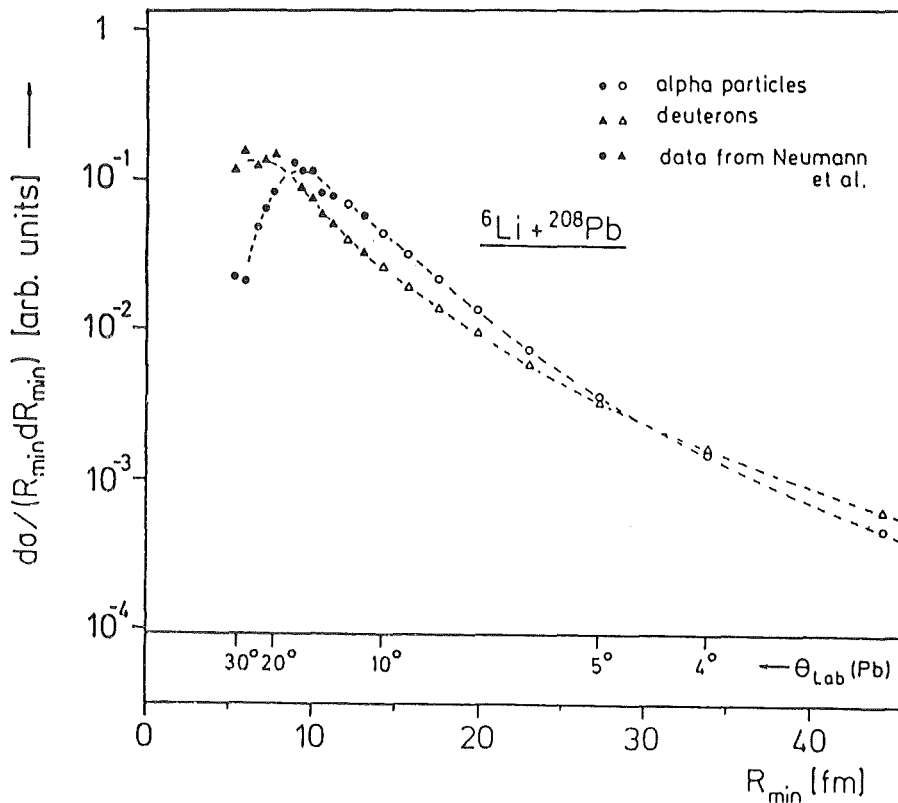


Fig. 35: $d\sigma/(R_{\min} dR_{\min})$ als Funktion von R_{\min} (R_{\min} entspricht dem minimalen Abstand der Kollisionspartner) für die Reaktion ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$.

Dieser Effekt ist ebenfalls bei einer von Castaneda et al. durchgeführten Messung der Reaktion 75 MeV ${}^6\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$ zu erkennen [CSS 80]. Allerdings wurde nur bis zu dem Laborwinkel von 7° herunter gemessen, bei dem sich die Winkelverteilungen von Alpha-Teilchen und Deuteronen gerade schneiden.

Eine mögliche Erklärung ist, daß dieser Überschuß an Deuteronen bei kleinen Streuwinkeln nicht zu großen Stoßparametern gehört, sondern daß kernnahe Prozesse, wie z.B. der 'Orbiting'-Effekt, dazu beitragen, daß Deuteronen trotz kleiner Stoßparameter in Vorwärtsrichtung emittiert werden. Erwähnenswert ist in diesem Zusammenhang ein von Neumann angegebener Effekt [NRB 80]: In Fig. 35 ist für $R_{\text{min}} < 10$ fm zu erkennen, daß für diesen Abstand mehr Deuteronen als Alpha-Teilchen emittiert werden. Das bedeutet, daß die Deuteronen eine größere Wahrscheinlichkeit besitzen, aus dem Bereich der Kernkräfte des Targets zu entkommen, was die obige mögliche Erklärung für die verschiedenen Verläufe der Alpha-Teilchen- und Deuteronen-Häufigkeiten in Vorwärtsrichtung unterstützt.

Das Abbiegen der Winkelverteilung inklusiver gemessener Alpha-Teilchen beim ${}^{208}\text{Pb}$ -Target, das auf die Coulombwechselwirkung zurückgeführt werden kann, findet man auch beim ${}^{12}\text{C}$ -Target. Der Effekt tritt jedoch erst bei Reaktionswinkeln auf, die kleiner als ca. 1° sind. In Fig. 30 ist das Abbiegen der Winkelverteilung der Alpha-Teilchen deutlich als flacher Dip bei $\theta = 0^\circ$ erkennbar.

Sei ϑ_g der 'grazing angle', so erhält man mit der Beziehung $\vartheta_g = 2 \arctan(n/l_g)$ und weiteren elementaren Formeln [May 79] das Verhältnis der beiden 'grazing angles' für das ${}^{208}\text{Pb}$ - und das ${}^{12}\text{C}$ -Target (l_g ist der Bahndrehimpuls des Projektils beim streifenden Stoß und n der Sommerfeldparameter). Mit einem 'grazing angle' von ca. 6° für das ${}^{208}\text{Pb}$ -Target erhält man für das ${}^{12}\text{C}$ -Target ungefähr 1° . In Fig. 30 ist zu erkennen, daß sich der Dip über den Bereich von ca. -1° bis $+1^\circ$ ausdehnt, wodurch man diesen Effekt auf den Einfluß der Coulombwechselwirkung zurückführen kann.

Mit Hilfe der Gleichung (5.6) ist mit dem Spektator-Modell eine Abschätzung des integrierten Wirkungsquerschnitts σ für den Teilchenaufbruch möglich. Da das Modell einen scharf definierten Kernrand voraussetzt, wird für den Kernradius der Äquivalentradius R_e genommen, der sich aus dem mittleren quadratischen Radius (RMS-Radius) wie folgt berechnet:

$$R_e^2 = 5/3 \times \langle r \rangle^2 \quad (5.8)$$

Die RMS-Radien sind aus [SSP 82, EFV 78] entnommen: 2,09 fm für ^{12}C und 5,67 fm für ^{208}Pb . Als mittlerer Abstand R_S zwischen dem Alpha-Teilchen- und dem Deuteronen-Cluster im Lithiumkern ergibt sich 1,6 fm mit $R_S = 1/(2\alpha)$ (vgl. Gl. 5.6). Aus den Beziehungen 5.6 und 5.8 erhält man als integrierten Wirkungsquerschnitt ($^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$) für den ^{12}C -Kern 68 mb und für den ^{208}Pb -Kern 184 mb. Diese Werte liegen um den Faktor 3 beim ^{12}C -Target und um den Faktor 4 beim ^{208}Pb -Target unter den gemessenen Produktionsquerschnitten (200 mb bzw. 710 mb für Alpha-Teilchen, Tab. 2). Die Diskrepanz kann dadurch erklärt werden, daß in diesem Modell in keiner Weise die endliche Ausdehnung der Cluster berücksichtigt wird, wodurch der Wert von 1,6 fm als Maß für die Ausdehnung des ^6Li -Kerns zu klein ist. (Der RMS-Radius für ^6Li beträgt nach [JVV 74] schon 2,51 fm.) Eine weitere Diskussion soll wegen der einfachen Modell-Annahmen nicht erfolgen.

Bei der Beschreibung der inklusiven Spektren und Winkelverteilungen von Alpha-Teilchen aus der Reaktion $^6\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ liefert der beschriebene DWBA-Ansatz eine bessere Übereinstimmung mit dem Experiment. Die kleinen Reaktionswinkel (große Stoßparameter) erfordern im verwendeten Programm die Berücksichtigung einer großen Zahl von Partialwellen. Aus programmtechnischen Gründen beträgt die maximal mögliche Zahl der erfaßten Partialwellen 99. Der Reaktionswinkel $\theta = 10^\circ$ bei der Reaktion 156 MeV $^6\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ entspricht klassisch dem Bahndrehimpuls $L = 87 \hbar$. Während bei derart großen Stoßparametern von der Kernkraft kein Einfluß mehr zu erwarten ist,

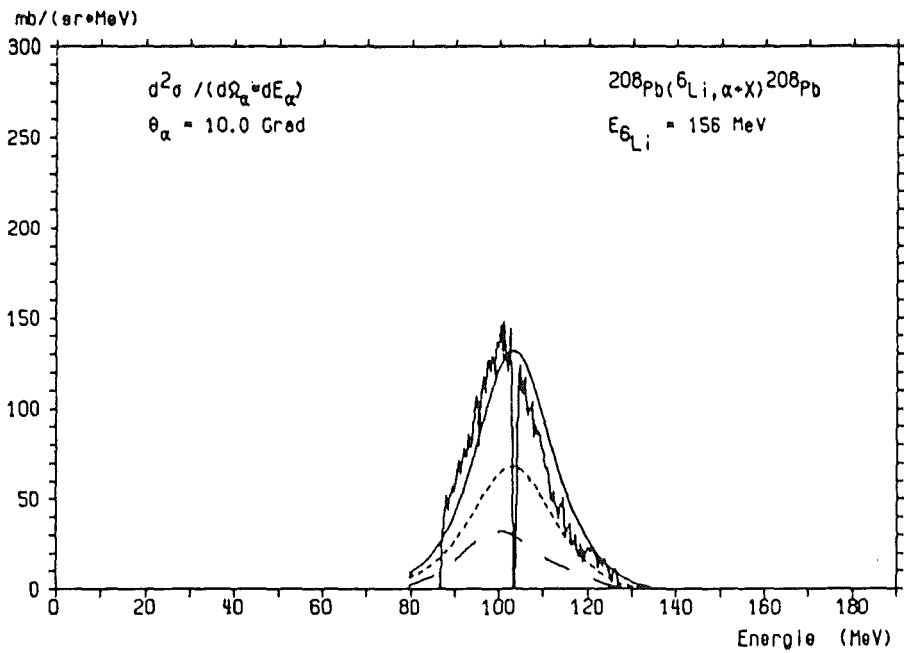
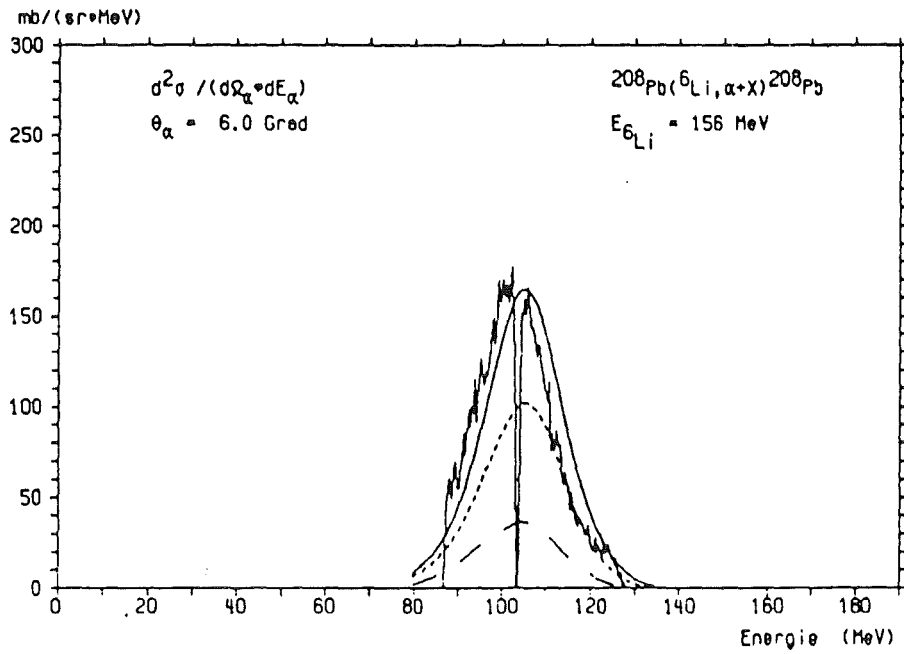


Fig. 36: Inklusive Alpha-Teilchen-Spektren der Reaktion $^6\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ für $\theta = 6^\circ$ und 10° mit entsprechenden berechneten Spektren (DWBA-Ansatz)

- elastischer und inelastischer Aufbruch
- nur elastischer Aufbruch
- - - - nur Coulomb-Aufbruch

werden die Beiträge durch die Coulombwechselwirkung je nach Reaktionswinkel nur unvollständig erfaßt.

Trotz dieser Einschränkung wurde versuchsweise eine Rechnung für $\theta = 2^\circ$ durchgeführt. Die Beiträge der nicht erfaßten Partialwellen für den Coulombanteil können dabei allerdings einen erheblichen Teil des Wirkungsquerschnitts darstellen. Weitere Rechnungen wurden nicht durchgeführt, da sie trotz Nutzung eines Großrechners (Cyber 205) mit einem verhältnismäßig großen Rechenaufwand verbunden sind.

In Fig. 34 II sind die berechneten integrierten Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha X)$ für die Reaktionswinkel 2° , 6° und 10° als dunkle Rauten eingetragen. Allgemein wird der flache Verlauf der Winkelverteilung der inklusiven Alpha-Teilchen besser beschrieben als mit dem einfachen Spektator-Modell. Der niedrige Wert des berechneten Wirkungsquerschnitts für $\theta = 2^\circ$ hängt vermutlich damit zusammen, daß bei diesem Winkel der Anteil der Coulombwechselwirkung nur teilweise erfaßt wird.

In Fig. 36 sind die berechneten inklusiven Alpha-Teilchenspektren für $\theta = 6^\circ$ und 10° gezeigt. Die Höhe der berechneten Spektren wurde für beide Messungen mit gering unterschiedlichen Normierungsfaktoren angepaßt. Es ist erkennbar, daß sowohl die Form als auch die Lage der gemessenen Energiespektren besser als durch das einfache Aufbruch-Modell von Serber (Fig. 32) beschrieben wird. Es bleibt eine Verschiebung der theoretischen gegenüber den experimentellen Spektren von ca. 2 MeV zu höherer Energie. Im dem von Baur entwickelten Programm wird wie in dem einfachen Spektator-Modell der Energieverlust durch den Target-Rückstoß vernachlässigt, was jedoch nicht ausreicht, die Verschiebung zu erklären.

Die Anpassung des absoluten Wirkungsquerschnitts bei $\theta = 10^\circ$ ergibt die Normierungskonstante $N = 0,53$, was in guter Übereinstimmung mit dem abgeschätzten Wert von 0,49 ist (Kap. 5.2).

6. Ein Koinzidenzexperiment

Kinematisch vollständige Experimente, die den Ausgangskanal des Stoßprozesses festlegen, ergeben detailliertere Information über einzelne Reaktionsmechanismen. Mit dem Magnetspektrographen 'Little John' besteht die Möglichkeit, den nichtresonanten Aufbruch im Coulombfeld des Targetkerns ${}^6\text{Li} + \text{virtuelles } \gamma \rightarrow \alpha + d$, der für die Astrophysik von besonderem Interesse ist [BBR 86, Reb 86, Sch 85], im Bereich extremer Vorwärtswinkel nachzuweisen.

Unter diesem Aspekt wurde eine α -d-Koinzidenzmessung beim Beschuß eines ${}^{208}\text{Pb}$ -Targets mit 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Ionen unter den Reaktionswinkeln $\theta_\alpha = 5^\circ$ und $\theta_d = -2^\circ$ durchgeführt. Die Emissionsrichtung des gemeinsamen Schwerpunktes von Alpha-Teilchen und Deuteron ist dadurch auf ca. $2,7^\circ$ festgelegt. Das liegt weit unterhalb des Winkels für den streifenden Stoß und entspricht einem Stoßparameter von 48 fm, sodaß vorwiegend der Aufbruch im Coulombfeld erwartet wird.

Aufgrund der bei kleinen Winkeln stark dominierenden elastischen Streuung, die eine erhebliche Reduzierung des Strahlstromes erfordert, benötigte das Experiment eine relativ lange Meßzeit, um eine akzeptable statistische Genauigkeit zu erhalten. Mit einer Meßdauer von 70 Stunden betrug die Ausbeute ca. 200 koinzidente Ereignisse (Alpha-Teilchen im Teleskop, Deuteronen im Spektrograph), die hauptsächlich dem resonanten Aufbruch zuzuordnen sind. Das gemessene Koinzidenz-Spektrum stimmt zufriedenstellend mit einer Monte-Carlo-Simulation des resonanten Aufbruchs unter Berücksichtigung der wichtigsten experimentellen Parameter überein.

Bei einem α -d-Relativwinkel von 7° und einer Laborenergie der Alpha-Teilchen von 103 MeV beträgt die erfaßte minimale α -d-Relativenergie 0,52 MeV. Das liegt noch oberhalb des astrophysikalisch interessanten Energiebereichs. Die Messung zeigt jedoch, daß es möglich sein sollte, mit dem Magnetspektrograph den Wirkungsquerschnitt für die gewünschte α -d-

Relativenergie von ungefähr 0,1 MeV zu erfassen (Kap. 7).

6.1 Experimentelle Anordnung

Der Nachweis der Deuteronen erfolgt mit dem Magnetspektrographen, während die koinzidenten Alpha-Teilchen mit einem Halbleiter-Teleskop erfaßt werden. Dieses besteht aus einem 2 mm dicken Oberflächensperrschicht-Zähler (Fa. EG&G Ortec) und einem 5 mm dicken Lithium-gedrifteten Silizium-Detektor (Fa. Enertec Schlumberger), die als Energieverlust- und Restenergie-Zähler die Teilchenidentifizierung erlauben.

Das Ausblenden der elastisch gestreuten Teilchen durch den schon erwähnten Graphitblock vor der Fokalebene (Kap. 2.6)

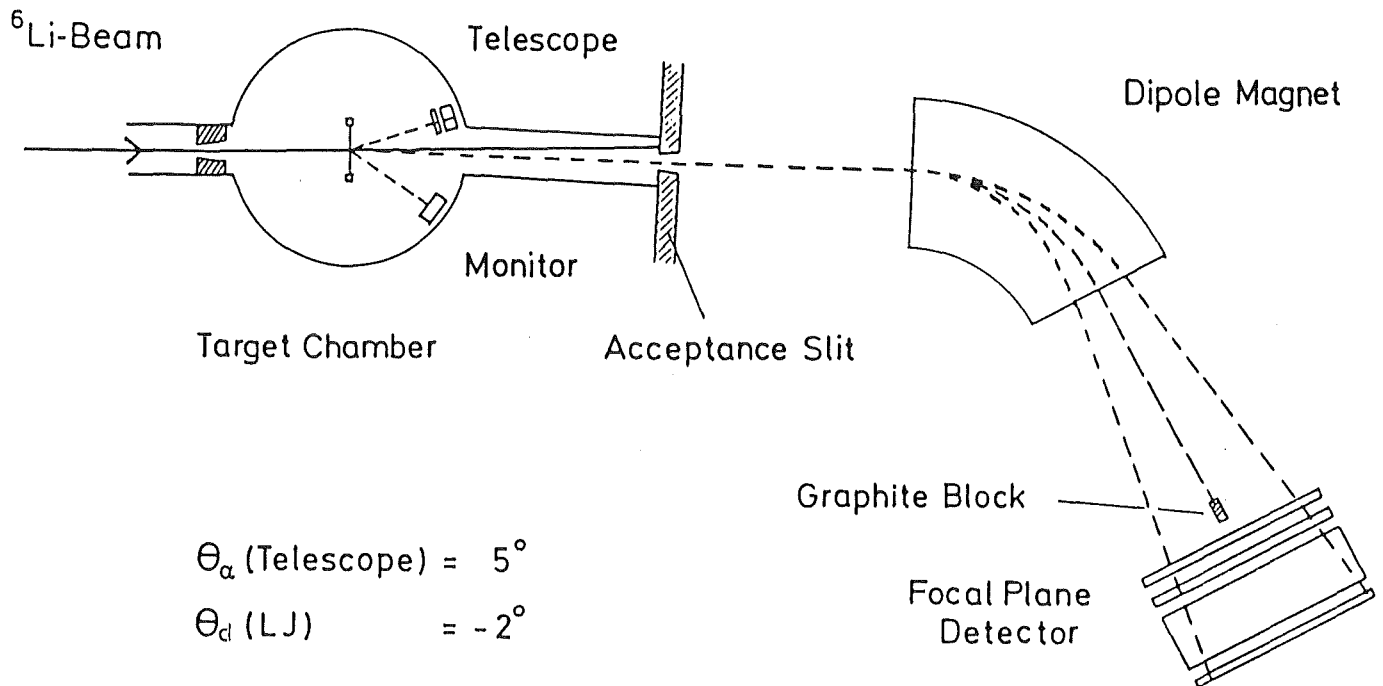


Fig. 37: Mechanischer Aufbau für die Koinzidenzmessung (nicht maßstabsgetreu).

bewirkt eine Reduktion der Gesamtzählrate im Fokalebene-Detektor um den Faktor 70. Das erlaubte, die Akzeptanzblende des Spektrographen weiter zu öffnen, den Strahlstrom zu erhöhen und ermöglichte erst die Durchführung der Koinzidenz-Messung. Das begrenzende Element für die erreichbare statistische Genauigkeit blieb das Halbleiter-Teleskop, in dem die elastische Linie nicht mechanisch ausgeblendet werden konnte. So wurde die Messung mit einem ${}^6\text{Li}$ -Strahlstrom von ca. 100 pA durchgeführt. In Fig. 37 ist der experimentelle Aufbau schematisch dargestellt.

Zur Reduktion der zufälligen Koinzidenzen ist es nötig, die Zahl der Teilchen zu reduzieren, die nicht zu einem Koinzidenzereignis beitragen können. Deshalb wurden die elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Teilchen im Teleskop und die durch Blendestreueung im Spektrograph noch übrigen ${}^6\text{Li}$ -Teilchen elektronisch ausgeblendet. Dies wurde erreicht, indem die ${}^6\text{Li}$ -Ereignisse im jeweiligen Energieverlust-Zweig zunächst durch das Setzen eines 'elektronischen Fensters' herausselektiert und diese dann als 'Veto'-Signale mit der Master-Koinzidenz verbunden wurden (Kap. 2.4). Das Verhältnis von echten Aufbruch-Ereignissen zu zufälligen Koinzidenzen betrug beim Bleitarget ca. 50 : 1.

Ein α -d-Relativwinkel von 7° bedeutet, daß der dominante sequentielle Aufbruch miterfaßt wird, dessen maximaler Relativwinkel bei 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Energie $8,3^\circ$ beträgt. Die Alpha-Teilchen- und Deuteronen-Energien seiner charakteristischen zwei Peaks sind aus geometrischen Überlegungen bekannt, sodaß sie zur Eichung der Energieskala dienen können.

Die Normierung des Koinzidenz-Wirkungsquerschnitts geschieht durch Messung elastisch gestreuter ${}^6\text{Li}$ -Teilchen, die ebenfalls mit einem 5 mm dicken Lithium-gedrifteten Silizium-Detektor (Fa. Schlumberger) als Monitordetektor erfaßt werden. Er ist unter einem Winkel von -15° in einem Abstand von 208 mm vom Target montiert und besitzt eine Akzeptanzöffnung mit dem Durchmesser von 4,1 mm. Seine Winkelposition wurde relativ

zu dem Laserstrahl eingestellt, der kollinear zur Hauptachse des Spektrographen justiert ist (Kap. 2.2). Der von Cook et al. [CGR 81] gemessene Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, ^6\text{Li})$ dient als Referenz.

6.2 Koinzidenz-Spektren und Diskussion

Zum besseren Verständnis der Koinzidenz-Spektren sei vorweg kurz die Kinematik des sequentiellen oder auch resonanten Aufbruchs erläutert. Die kinetische Energie des angeregten ^6Li -Teilchens beträgt 156 MeV abzüglich 2,18 MeV für die Anregung in den 3^+ -Zustand unter Vernachlässigung des Target-Rückstoßes. Da auch die α -d-Relativenergie von 0,71 MeV mit einer Halbwertsbreite des 3^+ -Zustandes von 26,3 keV nicht stark schwankt, sind alle Geschwindigkeiten dem Betrage nach nahezu festgelegt. Fig. 38 verdeutlicht, daß mit den Detektorpositionen die gesamte Geometrie des Prozesses bis auf eine Zweideutigkeit bestimmt ist. Die beiden Lösungen entsprechen anschaulich den Fällen, daß das Alpha-Teilchen dem Deuteron vorwegfliegt und umgekehrt und ergeben in den Energiespektren die zwei charakteristischen Peaks.

Die beiden Peaks sind nun durch apparative Eigenschaften wie Energie- und Winkelunschärfe des Primärstrahls, Targetfleckgröße, endliche Akzeptanzraumwinkel und Energieauflösung der Detektoren verbreitert. In Fig. 38 ist ebenfalls zu erkennen, wie sich die horizontalen Akzeptanzen auf die erfaßten Laborgeschwindigkeiten der Fragmente auswirken. In der von uns durchgeführten Messung stellt dieses den Haupteffekt bzgl. der Linienverbreiterung dar. Wegen der zu erwartenden geringen Zählrate wurden jedoch die Akzeptanzöffnungen der Detektoren bei dem durchgeführten ersten Experiment dieser Art nicht kleiner gewählt.

In Fig. 39 ist die Deuteronen-Energie gegen die Alpha-Teilchen-Energie aufgetragen und der Verlauf der α -d-Relativenergie als Funktion von E_α eingezeichnet. Die in der 3-Teil-

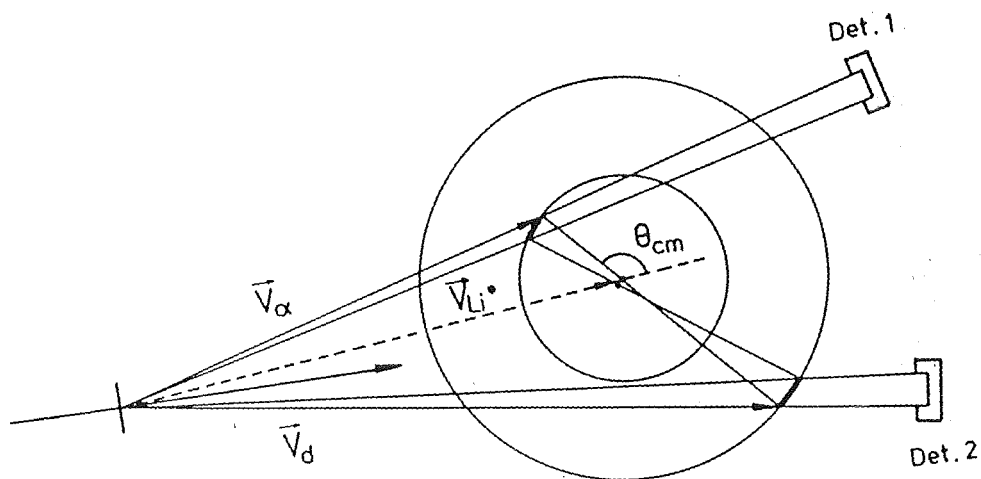
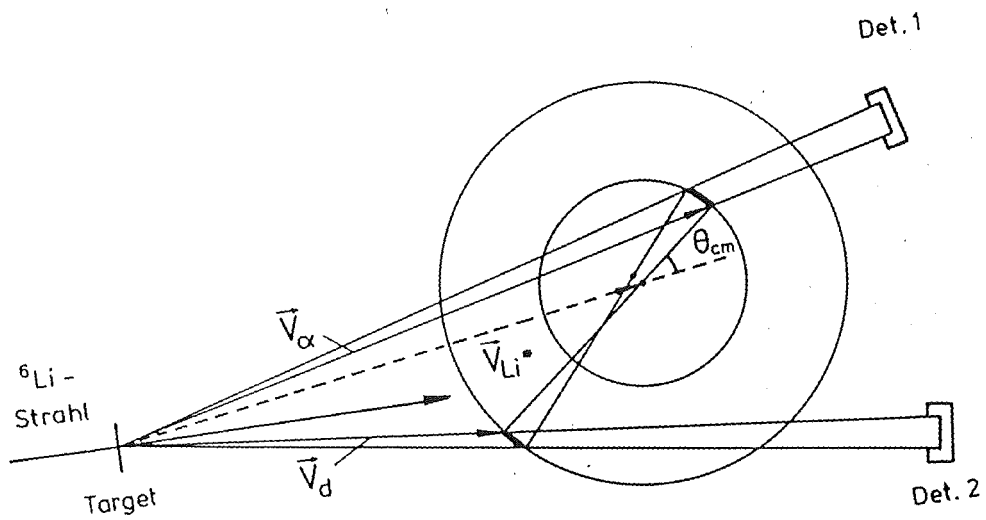


Fig. 38: Kinematik des sequentiellen Aufbruchs mit zwei Möglichkeiten der Geschwindigkeitsverteilung auf α und d bei festen Detektorwinkeln.

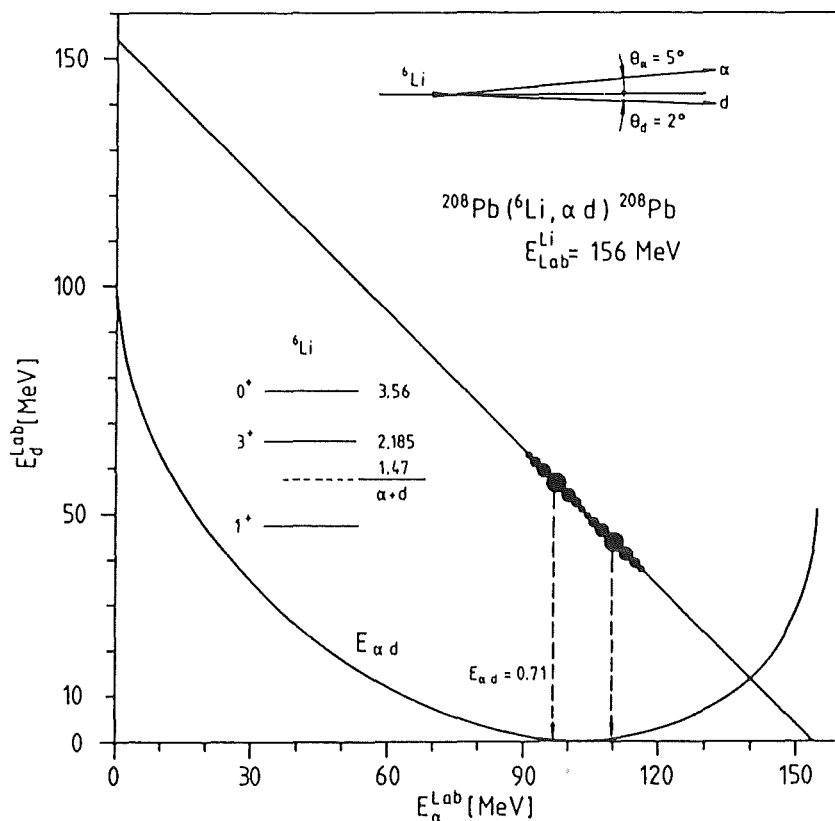


Fig. 39: Deuteronen-Energie bzw. α -d-Relativenergie als Funktion der Alpha-Teilchen-Energie beim resonanten Aufbruch $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, ^6\text{Li}^* \rightarrow \alpha d)$.

chen-Kinematik normalerweise geschlossene Kurve der Funktion $E_d(E_\alpha)$ entartet im Falle eines vergleichsweise schweren Targetkerns zu einer diagonal verlaufenden geraden Linie. Die beiden Häufungspunkte von Ereignissen auf der Diagonalen, die anschaulich der konstanten Gesamtenergie von Alpha-Teilchen und Deuteronen entspricht, stellen die beiden Peaks des resonanten Aufbruchs dar.

Der flache Verlauf der Relativenergie-Kurve in der Nähe der Strahlgeschwindigkeit bewirkt den 'Lupen-Effekt'. Er besagt, daß ein schmales Intervall der α -d-Relativenergie auf einen breiteren Bereich der Laborenergie des Alpha-Teilchens abge-

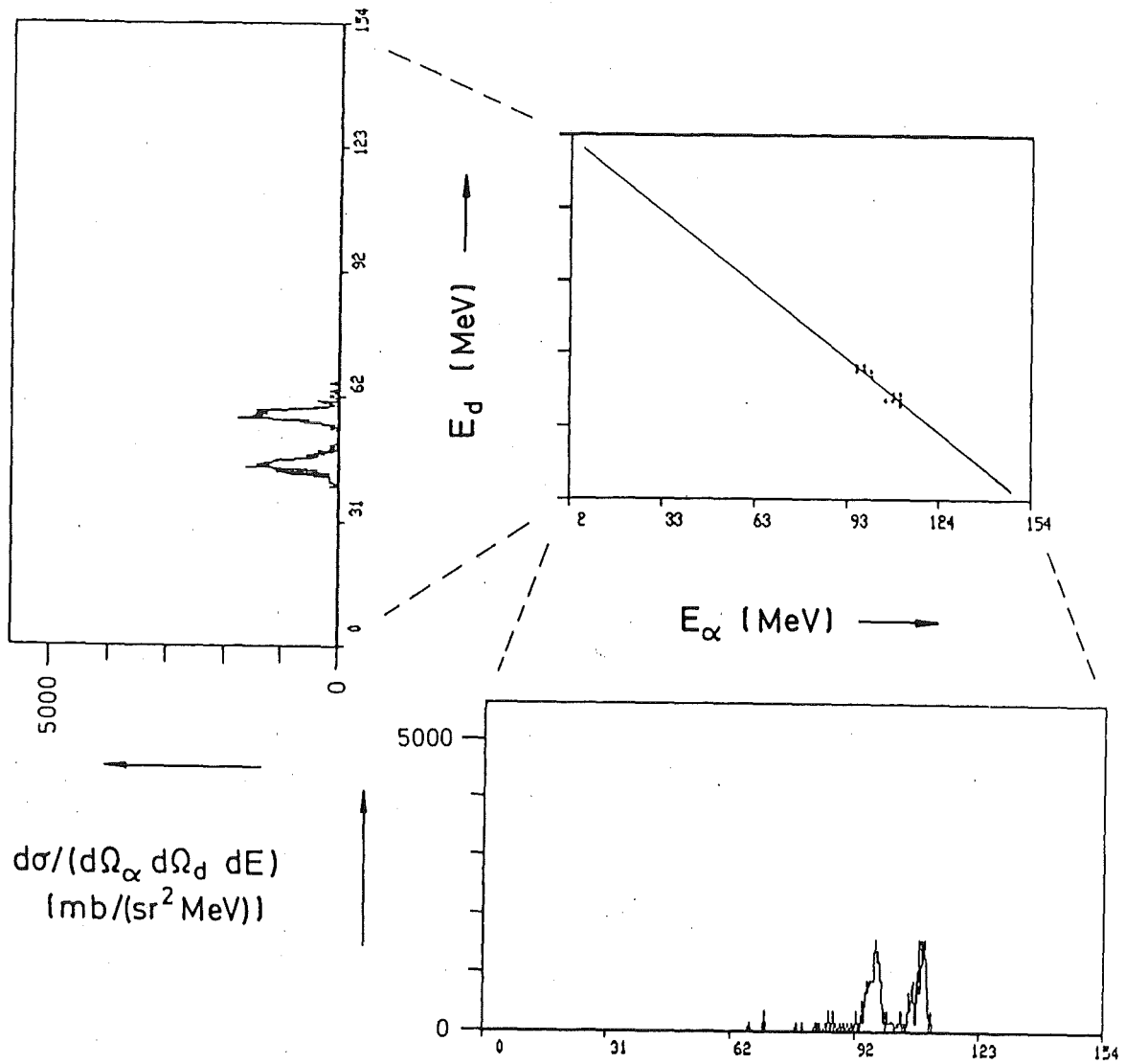


Fig. 40: Experimentelle Energiespektren der koinzidenten Fragmente aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)$ für $\theta_\alpha = 5^\circ$ und $\theta_d = -2^\circ$.

bildet wird, also eine Spreizung der Energieskala stattfindet, was als nützlicher Begleitumstand erwähnt sei.

In Fig. 40 sind die aufgenommenen α -d-Koinzidenzen gezeigt, wobei wie in Fig. 39 die Deuteronen-Energie als Funktion der Alpha-Teilchen-Energie dargestellt ist. Auf der Diagonalen mit $E_\alpha + E_d = 153,5$ MeV erhalten wir die zwei Ansammlungen von

Ereignissen, die dem resonanten Aufbruch zugeordnet werden. Die beiden eindimensionalen Spektren zeigen die Projektionen auf die E_d - und E_α -Achse. Der gemessene integrierte Wirkungsquerschnitt für den resonanten Aufbruch über den ersten angeregten Zustand des ${}^6\text{Li}$ -Kerns beträgt:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_d} (\theta_\alpha = 5^\circ, \theta_d = -2^\circ) = (5,5 \pm 2,5) \text{ barn/sr}^2,$$

Der angegebene Fehler liegt zum großen Teil an der Unsicherheit in der Winkelangabe für die Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung, die von Cook et al. gemessen wurden und der Normierung dienen [CGR 81].

Einen direkten Vergleich zwischen dem mit dem Spektrographen aufgenommenen Energiespektrum der Deuteronen und einer entsprechende Monte-Carlo-Simulation des resonanten Aufbruchs sieht man in Fig. 41. Zur Energieeichung wurde dem Ortsspektrum eine lineare Energieskala angepaßt, wobei die beiden Maxima des sequentiellen Aufbruchs als Eichpunkte dienten (Die in Kapitel 3.2 beschriebene Methode der Energieeichung wurde noch nicht benutzt, da sie zum Zeitpunkt dieser Messung noch nicht ausreichend verstanden war).

Die Breite der resonanten Peaks wird etwa wiedergegeben, wobei diese hauptsächlich auf die horizontalen Öffnungswinkel der Detektorakzeptanzen von ca. 10 mrad zurückzuführen ist. Im gemessenen Spektrum sind jedoch auch vereinzelte Ereignisse vorhanden, die nicht dem resonanten Aufbruch (über den 3^+ -Zustand) zugeordnet werden können. Obwohl ihre Anzahl nur gering ist, sollen dazu einige Überlegungen folgen.

Für den dreifach differentiellen Koinzidenz-Wirkungsquerschnitt der nichtresonanten Aufbruch-Reaktion ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha d)$ im Vorwärtswinkelbereich ($E_{\text{Li}} = 156 \text{ MeV}$) gibt es unterschiedliche Voraussagen. Srivastava et al. [SRe 86a] gibt für Alpha-Teilchen-Energien im Bereich von 80 MeV bis 120 MeV für die

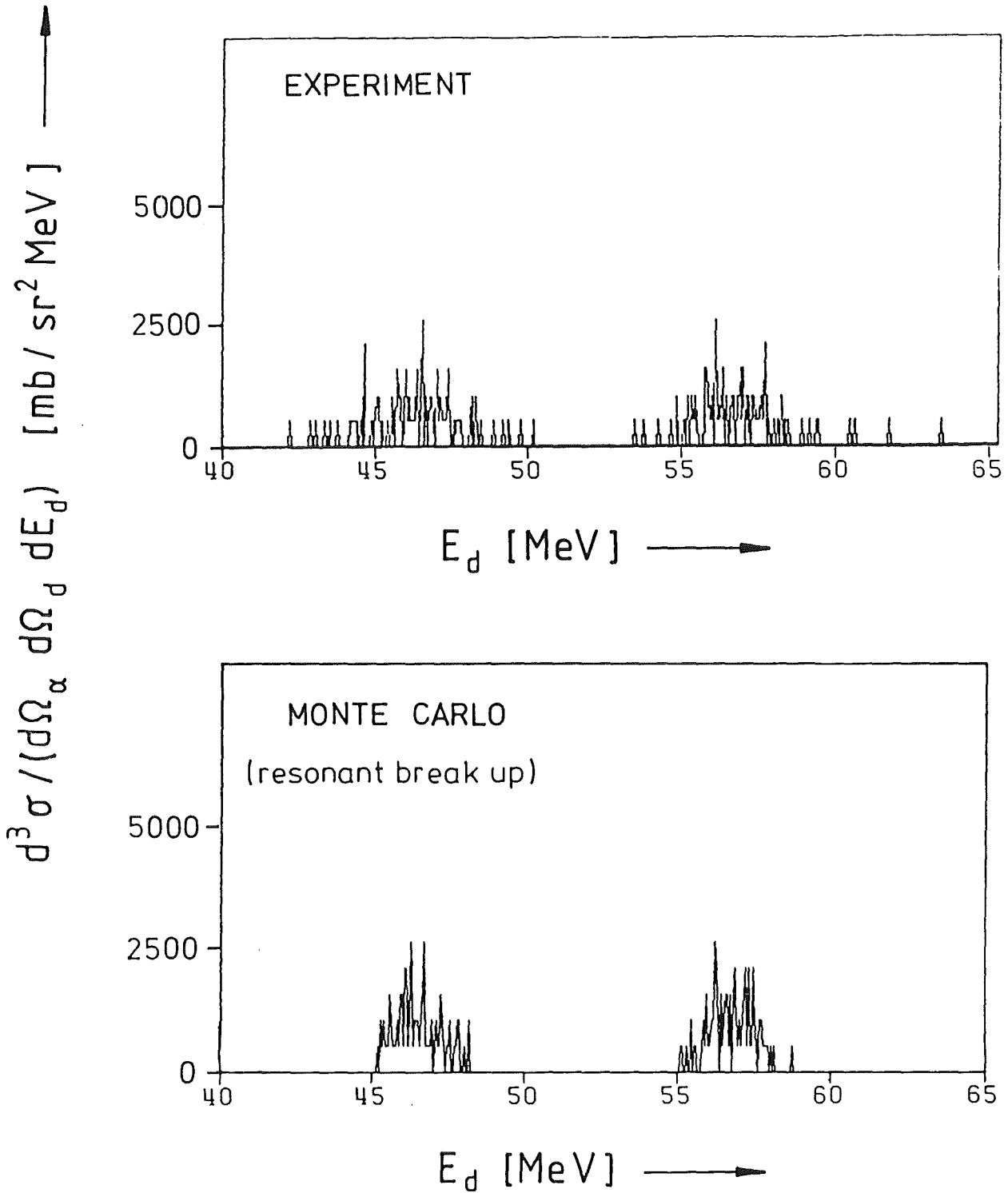


Fig. 41: Vergleich von Experiment und Monte-Carlo-Simulation für das mit dem Spektrographen gemessene Deuteronen-Energiespektrum der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)$, $\theta_\alpha = 5^\circ$ und $\theta_d = -2^\circ$.

eingestellte Position der Detektoren einen dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt variierend zwischen 0,05 und 0,2 mb/(sr²MeV) an. Der über die Energie integrierte Wirkungsquerschnitt beträgt in diesem Fall ca. 8 mb/sr². Im Gegensatz dazu ergibt eine Rechnung mit dem von Baur et al. erstellten Programm-Code einen entsprechenden Wirkungsquerschnitt von ca. 1,7 barn/sr² (mit N = 0,48, s. Kap. 5.2).

Mit dem Wert von Srivastava et al. [SRe 86a] beträgt das Verhältnis der Energie-integrierten Wirkungsquerschnitte vom gemessenen resonanten Aufbruch zum berechneten nichtresonanten Aufbruch ca. 700 : 1. Die Zahl der gemessenen Koinzidenzen von etwa 200 ist in diesem Fall also nicht ausreichend, um den nichtresonanten ⁶Li-Aufbruch nachweisen zu können.

Mit der geringen Anzahl von Ereignissen außerhalb der resonanten Peaks ist eine genaue Angabe über den Wirkungsquerschnitt des nichtresonanten Aufbruchs nicht möglich. Der Deuteronen-Energiebereich, der einer kleinen α -d-Relativenergie entspricht, liegt bei etwa 51 MeV. Eine grobe Abschätzung für eine obere Grenze des dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitts in diesem Energiebereich ist jedoch möglich. Legt man in der Mitte zwischen den Peaks des resonanten Aufbruchs, wo kein Ereignis registriert wurde (Fig. 41), in einem Energie-Intervall von 3 MeV ein Ereignis zugrunde, so ergibt sich der Wert 9 mb/(sr²MeV). Dieser liegt weit oberhalb des von Srivastava angegebenen Wertes von ca. 0,1 mb/(sr²MeV), ist jedoch kleiner als der Wert von etwa 100 mb/(sr²MeV), der mit dem Programm von Baur errechnet wurde.

Einen Eindruck des zu erwartenden Spektrums mit größerer statistischer Genauigkeit ergibt eine Monte-Carlo-Simulation in Fig. 42. Während die beiden Peaks des resonanten Aufbruchs deutlich innerhalb des vom Spektrographen erfaßten Bereichs liegen, ragt die breite Verteilung des nichtresonanten Aufbruchs darüber hinaus (Durch die Koinzidenzbedingung bestimmt der Energiebereich der erfaßten Deuteronen auch den der Alpha-Teilchen. Die Grenzen sind gestrichelt eingezeichnet). Der

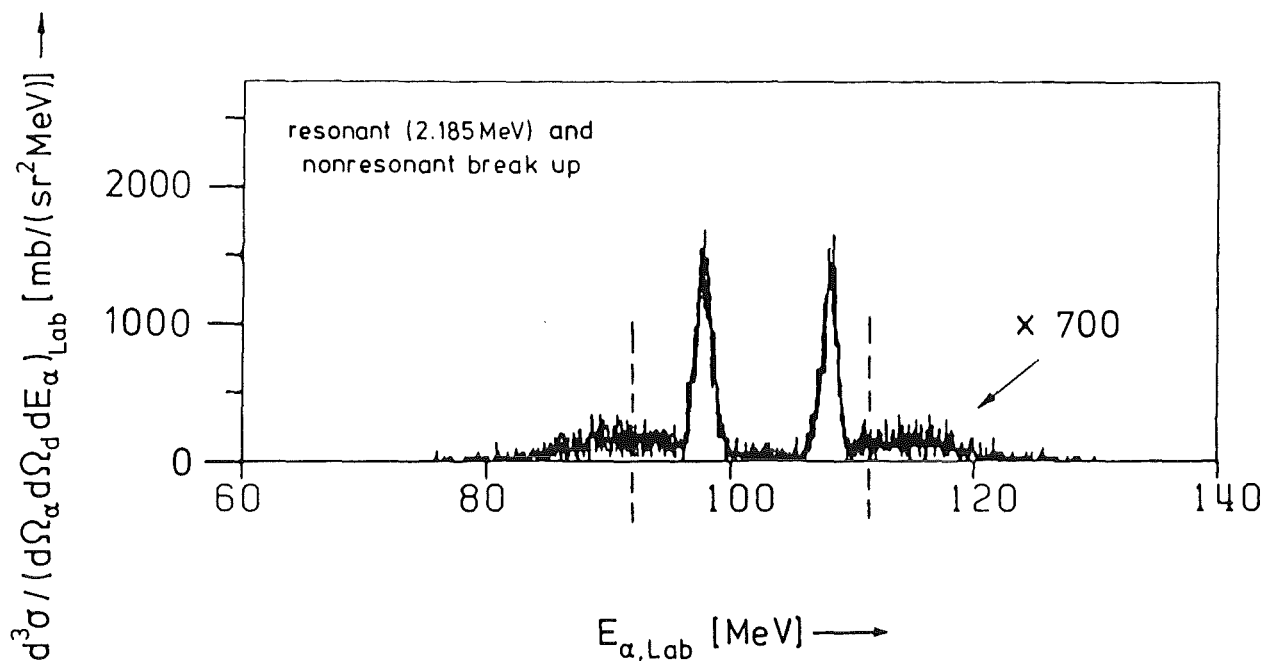


Fig. 42: Monte-Carlo-Simulation des koinzidenten Alpha-Teilchen-Spektrums mit resonantem (zwei Peaks) und nichtresonantem Aufbruch (DWBA, SRe 86a). Der Wirkungsquerschnitt des nichtresonanten Aufbruchs wurde der Deutlichkeit halber um den Faktor 700 erhöht. Die gestrichelten Linien begrenzen den Energiebereich der Alpha-Teilchen, der durch die im Spektrographen erfaßten Deuteronen vorgegeben ist.

Wirkungsquerschnitt für den nichtresonanten Anteil wurde von Srivastava et al. [SRe 86a] übernommen.

Während der resonante ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch über den 1. angeregten Zustand (2,185 MeV, 3^+) keinen Beitrag zum Energiebereich zwischen den beiden Peaks liefert, könnten theoretisch noch Aufbruch-Ereignisse vom 3. angeregten Zustand (4,31 MeV, 2^+) dort auftreten, was seiner großen Halbwertsbreite von $\sim 1,7$ MeV [Ajz 79] zuzuschreiben wäre. Es gibt jedoch nur wenig Information über den absoluten Wirkungsquerschnitt für diese Anregung.

Shimoda et al. [SIK 84], der die Projektilanregung bei 178 MeV ${}^6\text{Li}$ -Energie am ${}^{208}\text{Pb}$ -Target gemessen hat, konnte klar

die Anregung dieser beiden Zustände nachweisen, während für die höher liegenden Zustände kein signifikanter Beitrag beobachtet wurde. Allerdings betragen die Reaktionswinkel minimal $9,6^\circ$, was über dem 'grazing angle' liegt. Dadurch fand die Anregung im Bereich der Kernkräfte statt.

Sollte der resonante Aufbruch über den 2^+ -Zustand bei Messungen unterhalb des 'grazing angle' und kleinen Relativenergien eine Rolle spielen, so ändert dies jedoch nichts an dem astrophysikalischen Aspekt, da nur die α -d-Relativenergie entscheidend ist, unabhängig von der Zuordnung bzw. der Definition des Aufbruchtyps.

Um das Halbleiter-Teleskop, das die statistische Genauigkeit begrenzt, als zweiten Detektor zu umgehen, wird in nachfolgenden Experimenten dazu übergegangen, beide Fragmente im Magnetspektrographen nachzuweisen. Das hat gleichzeitig kleinere Relativwinkel und damit kleinere Relativenergien der Fragmente zur Folge (s. Kap. 7).

6.3 Der koinzidente Wirkungsquerschnitt für den resonanten ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch

Wegen des relativ großen Wertes für den gemessenen Koinzidenz-Wirkungsquerschnitt von $5,5 \text{ barn/sr}^2$ soll geprüft werden, ob es Hinweise aus der Literatur gibt, die dieses Ergebnis stützen.

In dem Koinzidenzexperiment ist durch die Detektorpositionen der Emissionswinkel des ${}^6\text{Li}^*$ -Kerns festgelegt. Durch eine Rückführung des obigen doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts auf den einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ der Reaktion ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}^*(3^+))$ ist der Vergleich mit theoretischen Vorhersagen für letzteren Wirkungsquerschnitt möglich.

Hierfür ist folgende Transformation durchzuführen:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_a d\Omega_d} \longrightarrow \frac{d^2\sigma'}{d\Omega_{Li} d\Omega_{cm}}$$

Ω_{cm} bezeichnet die Zerfallsrichtung der Fragmente im α -d-Schwerpunktsystem. Da die Anregung des Projektils und der anschließende Zerfall unabhängig voneinander geschieht, läßt sich der rechte Ausdruck faktorisieren in $(d\sigma/d\Omega_{Li}) \cdot U$. Mit der Annahme eines isotropen Zerfalls in Alpha-Teilchen und Deuteron ist $U = 1/(4\pi)$.

Die Ausdrücke für die genaue Transformationsformel, die nicht näher aufgeführt sei, wurde einem Artikel von Fuchs entnommen [Fuc 82], in dem er den Formalismus der 3-Teilchen-Kinematik von Ohlsen benutzt [Ohl 65]. So erhält man für die Parameter des durchgeführten Koinzidenzexperimentes den einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega_{Li} \approx 360 \text{ mb/sr}$, wobei berücksichtigt wurde, daß bei dem Wert von $5,5 \text{ barn/sr}^2$ entsprechend der beiden resonanten Peaks Beiträge von zwei unterschiedlichen α -d-Zerfallswinkeln vorhanden sind (vgl. Fig. 38). Die beiden möglichen Werte von θ_{cm} sind $60,3^\circ$ und $124,3^\circ$.

In einer Arbeit von Sakuragi [Sak 86b] wird der Wirkungsquerschnitt für den Anteil des resonanten Aufbruchs der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}_{gs}$ mit einem Coupled Channel Ansatz berechnet ('gs' bedeutet 'ground state'). Die Berechnungen wurden für $E_{Li} = 178 \text{ MeV}$ durchgeführt und berücksichtigen die beiden Anregungszustände bei $2,185 \text{ MeV}$ und $4,31 \text{ MeV}$, wobei Sakuragi angibt, daß die Anregung hauptsächlich über den ersten Zustand ($2,185 \text{ MeV}$) erfolgt. In einer angegebenen Winkelverteilung beträgt der entsprechende Wirkungsquerschnitt für $\theta_{Li} = 2,7^\circ$ ungefähr 530 mb/sr . Mit der etwas höheren Einschußenergie von 178 MeV und der Berücksichtigung zweier angeregter Zustände steht dieser Wirkungsquerschnitt in zufriedenstellender Übereinstimmung mit dem von uns gemessenen

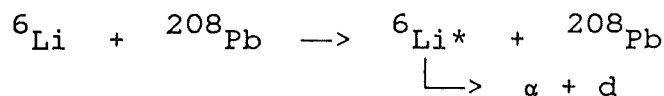
Wert von 360 mb/sr. Als Ursache für die Abweichung des experimentellen Wertes nach unten können möglicherweise die etwas unterschiedlichen Randbedingungen angesehen werden.

6.4 Beschreibung des Monte-Carlo-Simulationsprogramms

Bei Experimenten ist es wichtig, den Einfluß der apparativen Parameter wie z.B. Targetfleckgröße, Winkelakzeptanzen usw. auf das Meßergebnis zu kennen. Im folgenden seien kurz die Eigenschaften des im vorherigen Abschnitt verwendeten Rechnerprogramms zur Simulation der Koinzidenz-Spektren beschrieben. Es arbeitet nach der Methode der Monte-Carlo-Simulation, in der die Meßgröße, wie z.B. die Energie eines Fragments, Ereignis für Ereignis neu berechnet wird, wobei in jedem Durchlauf die Anfangsparameter zufällig aus einem vorgegebenen Ensemble ausgewählt werden. Dadurch unterliegt der Verlauf des simulierten Spektrums wie der des gemessenen Spektrums einer statistischen Schwankung.

6.4.1 Simulation des resonanten Aufbruchs

Bei der Reaktion des resonanten oder auch sequentiellen Aufbruchs



bewegt sich der angeregte ${}^6\text{Li}$ -Kern nach dem Stoß zwar soweit vom Target weg, daß man beim Aufbruch die Wechselwirkung mit dem Targetkern vernachlässigen kann. Die Entfernung beträgt jedoch ca. 1800 fm, was die Annahme erlaubt, daß beide Ereignisse makroskopisch in einem Punkt stattfinden.

Der Aufbau des Programms ist sehr einfach, da die Reihenfolge in der Bestimmung der physikalischen Größen eines Ereignisses ungefähr dem zeitlichen Ablauf der Reaktion ent-

spricht. Der grobe Ablauf ist wie folgt: Zunächst wird der Streuwinkel für den ${}^6\text{Li}^*$ -Kern aus einem angemessenen Winkelintervall gewählt. Dabei kann die Wahrscheinlichkeit für einen Winkel innerhalb des Intervalls mit einem vorher anzugebenden Wirkungsquerschnitt gewichtet werden. Anschließend wird der Zerfallswinkel θ_{cm} des α -d-Schwerpunktsystems ausgewürfelt und aus beiden Größen die Emissionswinkel für das Alpha-Teilchen θ_{α} und das Deuteron θ_{d} (Laborsystem) berechnet. Es folgt eine Prüfung, ob beide Winkel innerhalb der Akzeptanz des jeweiligen Detektors liegen. Bei einem doppelten Treffer werden aus den Winkeln die Laborgeschwindigkeiten und -energien berechnet und als Ereignis in das Energiespektrum der Alpha-Teilchen und das der Deuteronen einsortiert.

Alle Berechnungen sind nichtrelativistisch. Der Targetrückstoß wird vernachlässigt, was bei schwerem Targetkern und kleinen Reaktionswinkeln eine gute Näherung ist. Nun befinden sich die Detektoren in der Streuebene und die vertikalen Akzeptanzen sind klein gegenüber dem Winkelabstand der Detektoren. D.h. der Einfluß der vertikalen Akzeptanzen auf die möglichen α -d-Relativwinkel ist gering, wodurch alle Berechnungen auf die Streuebene beschränkt werden können.

Im einzelnen werden in jedem Durchlauf der Monte-Carlo-Schleife folgende Größen entsprechend ihren Verteilungsfunktionen ausgewürfelt:

1. E Energie des Projektils (Gaußverteilung)
2. θ_{P} hor. Einfallswinkel des Proj. (Gaußverteilung)
3. x_{P} hor. Position auf dem Target (Gaußverteilung)
4. θ_{Li} Streuwinkel des ${}^6\text{Li}^*$ (Verteilung entspr. vorgegebenem WQ und Winkelintervall)
5. θ_{cm} Zerfallswinkel (${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + \text{d}$) (Gleichverteilung zwischen 0 und π)
6. $E_{\alpha\text{-d}}$ Relativenergie (26,3 keV HWB) (Lorentzverteilung)
7. $\Delta E_{\alpha}, \Delta E_{\text{d}}$ Energieauflösung der Det. (Gaußverteilung)

Der Durchlauf der Monte-Carlo-Schleife beginnt mit der Bestimmung der Projektilenergie E , dem Einfallswinkel θ_P und der Position des einfallenden Teilchens auf dem Target x_P . Typische Werte sind $(156 \pm 0,2)$ MeV, ± 2 mrad und $\pm 0,5$ mm. Aus der Energie E erhält man die Geschwindigkeit des ${}^6\text{Li}^*$ -Kerns,

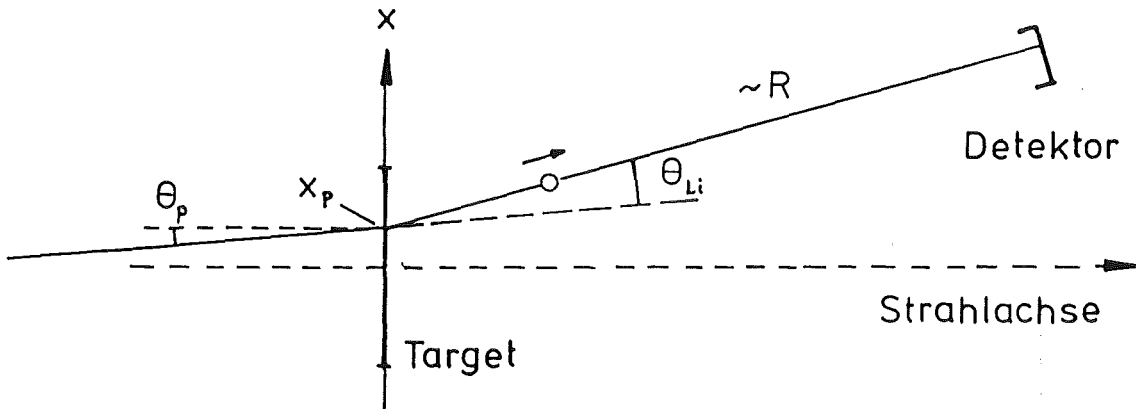


Fig. 43: Einfluß des Einfallswinkels und der Targetposition des ${}^6\text{Li}$ -Teilchens auf den Streuwinkel θ_{Li} .

während der als nächstes ausgewürfelte Reaktionswinkel für den ${}^6\text{Li}^*$ -Kern θ_{Li} durch θ_P und x_P näherungsweise wie folgt modifiziert wird (vgl. Fig. 43):

$$\theta_{Li} \rightarrow \theta_{Li} - \theta_P - (x_P/R) \cos \theta_{Li}.$$

Unter der Annahme eines isotropen Zerfalls ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ genügt es, den Zerfallswinkel θ_{cm} aus einer Gleichverteilung zwischen 0 und π auszuwürfeln. Die Relativenergie $E_{\alpha d}$ von ca. 0,71 MeV, die man aus einer Lorentzverteilung mit der Halbwertsbreite des ersten angeregten Zustands erhält, erlaubt die Bestimmung der Alpha-Teilchen- und Deuteronen-Geschwindigkeiten $v_{\alpha cm}$ und $v_{d cm}$ im α -d-Schwerpunktsystem.

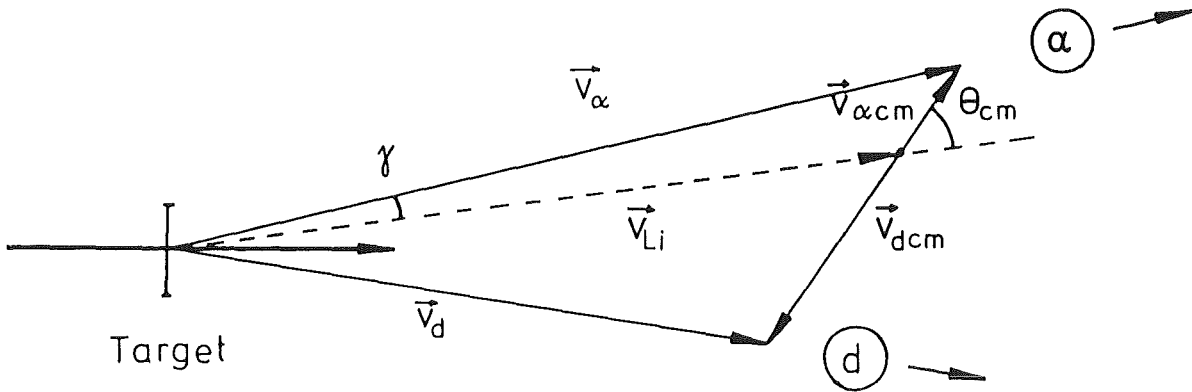


Fig. 44: Geometrie der Teilchen-Geschwindigkeiten beim resonanten Aufbruch des ${}^6\text{Li}$ -Teilchens.

Im Dreieck mit den Seiten v_α , $v_{\alpha\text{cm}}$ und v_{Li} (Fig. 44) lässt sich γ mit Hilfe des Tangenssatzes [BSe 79] durch $v_{\alpha\text{cm}}$, v_{Li} und θ_{cm} ausdrücken:

$$\gamma = \frac{\theta_{\text{cm}}}{2} + \tan^{-1} \left(\frac{v_{\alpha\text{cm}} - v_{\text{Li}}}{v_{\alpha\text{cm}} + v_{\text{Li}}} \times \cot \frac{\pi - \theta_{\text{cm}}}{2} \right)$$

Der Laborwinkel für das Alpha-Teilchen ist $\theta_\alpha = \theta_{\text{Li}} + \gamma$. Analog erhält man θ_d . Durch Vergleich der beiden Winkel mit den entsprechenden Begrenzungswinkeln der horizontalen Akzeptanzen wird geprüft, ob beide Detektoren getroffen wurden. Ist dies der Fall, so werden die Laborgeschwindigkeiten der Fragmente mit Hilfe des Sinussatzes berechnet :

$$v_\alpha = v_{\alpha\text{cm}} \times \sin \theta_{\text{cm}} / \sin \gamma \quad (v_d \text{ analog}),$$

woraus sich beide Laborenergien E_α und E_d ergeben. Abschließend findet die endliche Energieauflösung der Detektoren Berücksichtigung. Hierzu wird zu den berechneten Energien ein

kleiner Betrag addiert bzw. subtrahiert, der einer Gaußverteilung mit der Breite der Detektorauflösung (~ 150 keV) entnommen wird. Die endgültigen Energien werden nun in die zugehörigen Spektren einsortiert.

Um eine möglichst große Trefferausbeute zu erhalten, darf das Winkelintervall für θ_{Li} nicht überflüssig groß gewählt werden. Andererseits darf es nicht zu klein sein, damit die Auswahl der möglichen Streuereignisse nicht beschnitten wird. In unserem Koinzidenzexperiment bewegt sich θ_{Li} in einem Bereich $\Delta\theta$ von ca. $0,9^\circ$. Dieser Winkel setzt sich aus dem Mittelwert der horizontalen Akzeptanzen ($\sim 0,6^\circ$) und dem Winkelunterschied, hervorgerufen durch die zwei möglichen Zerfallswinkel ($\sim 0,24^\circ$) zusammen. Ein Wert für $\Delta\theta$ von 2° ist also völlig ausreichend. Seien ϑ_α und ϑ_d die Winkelpositionen der Detektoren für Alpha-Teilchen und Deuteronen, dann wird die ungefähre Mitte θ_S des Winkelintervalls $\Delta\theta$ bestimmt durch:

$$\theta_S = \vartheta_d + (\vartheta_\alpha - \vartheta_d) \times \frac{M_\alpha}{M_\alpha + M_d} .$$

Das Simulationsprogramm besitzt den Vorteil, einfach aufgebaut zu sein. Es hat jedoch den Nachteil, daß eine relativ große Anzahl an Ereignissen verworfen wird, wenn nur einer oder keiner der Detektoren getroffen wird. Das Programm erlaubt, mehrere Monte-Carlo-Läufe in einem Job durchzuführen, wobei ein oder mehrere Parameter variiert werden können. Dadurch kann der Einfluß von experimentellen Randbedingungen auf die Meßergebnisse mit relativ geringem Zeitaufwand studiert werden. Ein Beispiel mit unterschiedlichen Detektor-Relativwinkeln ist in Fig. 45 gezeigt.

Es sei noch bemerkt, daß das Monte-Carlo-Programm die Möglichkeit besitzt, durch 'Abschalten' der Koinzidenzbedingung, d.h. durch Ersetzen des 'UND' durch ein 'ODER', inklusive Energiespektren des resonanten Aufbruchs statt Koinzidenzspektren zu erzeugen. Dabei ist jedoch zu beachten, daß die

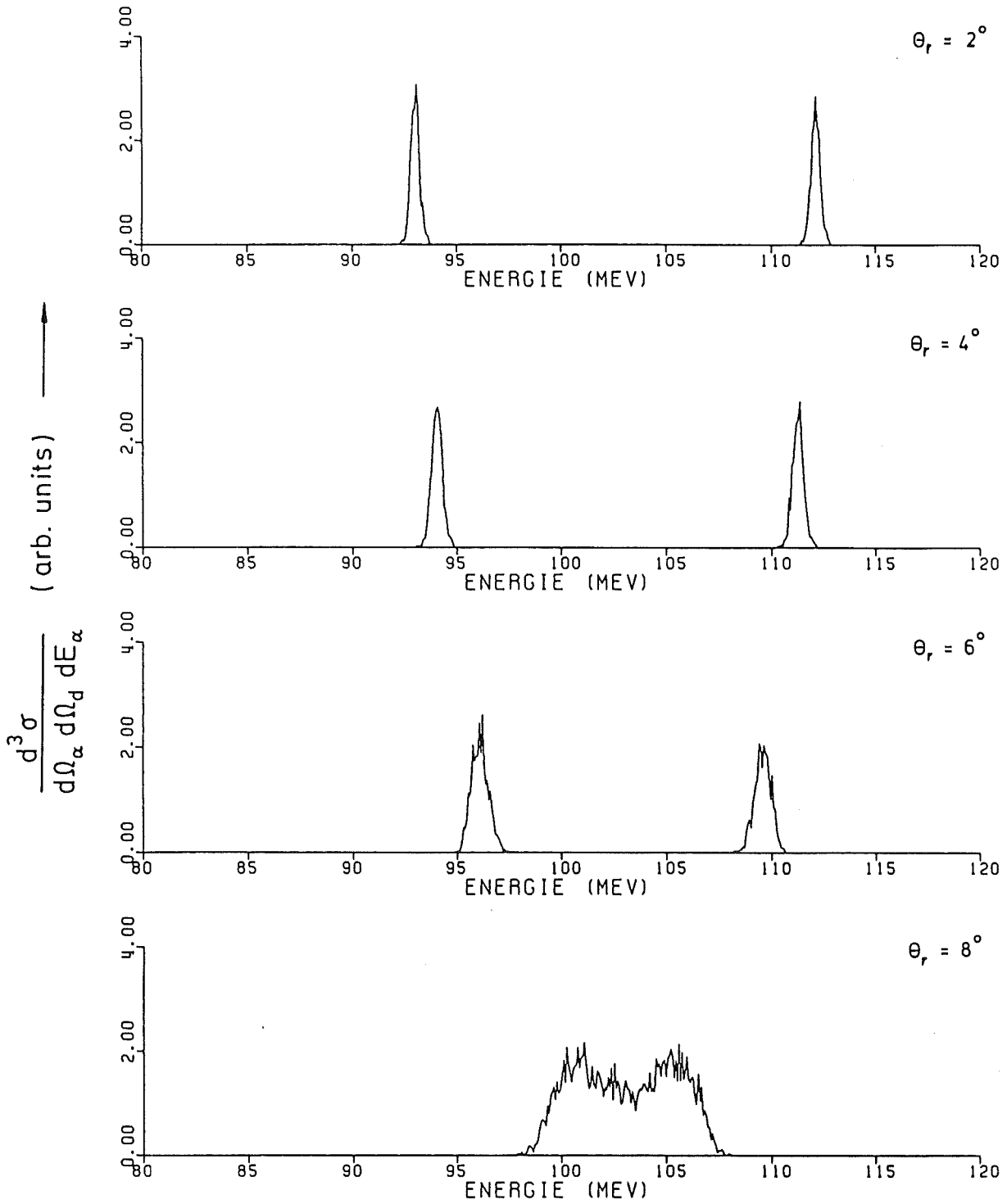


Fig. 45: Monte-Carlo-Simulation für die Alpha-Teilchen-Energie aus dem resonanten Aufbruch der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, ^6\text{Li}(3^+) \rightarrow \alpha + d)$ mit unterschiedlichen α -d-Relativwinkeln θ_r .

Zerfallsrichtung für das Alpha-Teilchen und das Deuteron in ihrem Schwerpunktsystem nicht mehr in der Streuebene liegen muß. Die Berechnungen können jedoch auf die Streuebene beschränkt bleiben (für den isotropen Zerfall), wenn die Gleichverteilung von θ_{cm} mit dem Faktor $\sin(\theta_{cm})$ gewichtet wird.

6.4.2 Simulation des nichtresonanten Aufbruchs

Ein Energiespektrum von Fragmenten des nichtresonanten Aufbruchs kann simuliert werden, wenn eine entsprechende Wahrscheinlichkeitsverteilung für den α -d-Relativimpuls im ${}^6\text{Li}$ -Projektil angegeben wird. Die entsprechende Wellenfunktion für den Relativimpuls kann z.B. Lorentzform besitzen. Die Laborenergien der Fragmente lassen sich dann genauso aus den Geschwindigkeiten $v_{\alpha cm}$ und $v_{d cm}$ (Fig. 44) berechnen wie beim resonanten Aufbruch.

Die Simulation des nichtresonanten Aufbruchs unter Berücksichtigung des DWBA-Ansatzes erfolgt auf andere Weise. Da in diesem Fall die Berechnung des Wirkungsquerschnitts für ein vorgegebenes Winkelpaar θ_{α} und θ_d mit größerem Rechenaufwand verbunden ist, kann die Berechnung nicht für jedes 'nichtresonante' Aufbruch-Ereignis der Monte-Carlo-Simulation durchgeführt werden. Um jedoch trotzdem einen Eindruck für das Energiespektrum mit sowohl resonantem als auch nichtresonantem Aufbruch (DWBA) zu erhalten, wurden die durch die Detektorpositionen festgelegten Laborwinkel für Alpha-Teilchen und Deuteron als fest angenommen. So läßt sich mit dem DWBA-Formalismus für dieses Winkelpaar z.B. ein Alpha-Teilchen-Energiespektrum berechnen. Die Ereignisse des nichtresonanten Aufbruchs werden nun als zufällig gewählte Energien mit Wichtigkeit durch das berechnete DWBA-Spektrum direkt in das zugehörige Energiespektrum einsortiert (als Beispiel s. Fig. 42).

Im Gegensatz zum resonanten Aufbruch werden so beim nichtresonanten Aufbruch (mit DWBA-Ansatz) die endliche Winkelakzep-

tanz, die genaue Position auf dem Target usw. nicht berücksichtigt. Da das Spektrum des nichtresonanten Aufbruchs jedoch keine scharfe Struktur besitzt, wird sich der Verbreiterungseffekt durch Hinzunahme dieser experimentellen Parameter nur gering auswirken.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Im experimentell-technischen Teil der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt, daß der Magnetspektrograph 'Little John' [GRZ 86] ein geeignetes Meßinstrument ist, um bei Kernreaktionen Emissionsrichtungen der Ejektile im Bereich extremer Vorwärtswinkel einschließlich 0° zu erfassen. Allgemein sind die Abbildungseigenschaften des Magnetspektrographen (Unlinearitäten) und die Arbeitsweise des Fokalebene-Detektors verstanden, was zur Aufnahme und Auswertung der Meßdaten notwendig ist.

Die Messung unter kleinen Beobachtungswinkeln erfordert eine sehr saubere Fokussierung des ${}^6\text{Li}$ -Strahls auf das Target, was durch ein zusätzliches Blendensystem in der Strahlführung unterstützt wurde, das den vom Zyklotron her vorhandenen Strahl-Halo sukzessive zurückhält. Wegen der Nähe des Primärstrahls zur Emissionsrichtung der beobachteten Teilchen erhielt das Stoppen des Primärstrahls je nach Beobachtungswinkel durch unterschiedliche mechanische Anordnungen besondere Beachtung.

Als physikalischer Aspekt dieser Arbeit wurden inklusive doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte der Aufbruchreaktionen (${}^6\text{Li}, \alpha X$) und (${}^6\text{Li}, d X$) mit ${}^{12}\text{C}$ - und ${}^{208}\text{Pb}$ -Targets im Vorwärtswinkelbereich gemessen. Die Winkelverteilung der Alpha-Teilchen aus der Reaktion ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ zeigen dabei unterhalb von 10° einen wesentlich flacheren Verlauf, als bisher aus den Daten von Neumann et al. [NRB 80] extrapoliert wurde.

Dadurch verringert sich der integrale Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion auf etwa die Hälfte.

Während sich die Winkelverteilung von Alpha-Teilchen und Deuteronen aus der Reaktion ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ zufriedenstellend durch ein von Serber entwickeltes einfaches Spektator-Modell für den Projektil-Aufbruch beschreiben läßt, können die entsprechenden Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ nur sehr ungenau wiedergegeben werden. Der Grund wird im Einfluß der stärkeren Coulombkraft zwischen ${}^6\text{Li}$ - und ${}^{208}\text{Pb}$ -Kern vermutet, die im Modell in diesem Fall als einfache Korrektur nicht hinreichend behandelt wird.

Eine realistischere Beschreibung mit Hilfe eines DWBA-Ansatzes [BRT 84] erlaubt eine genauere Berechnung der Winkelverteilung und Energiespektren der Reaktion ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha X)$. Jedoch können wegen der bei kleinen Reaktionswinkeln auftretenden großen Bahndrehimpulse ($L = 436 \hbar$ bei $\theta = 2^\circ$) nicht genügend viele Partialwellen berücksichtigt werden, wodurch die Coulombwechselwirkung auch nur näherungsweise erfaßt wird.

Zusätzlich wurde im Hinblick auf die astrophysikalisch interessante Reaktion $\alpha + d \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$ [Reb 86] ein α -d-Koinzidenzexperiment durchgeführt. Diese Messung dient als Pilotexperiment und zeigt, daß Teilchen-Teilchen-Koinzidenzmessungen mit den notwendigen kleinen Relativwinkeln im Vorwärtswinkelbereich bei hoher Projektilenergie mit dem Magnetspektrographen möglich sein sollten.

Für zukünftige Messungen würde eine wesentliche Verbesserung darin bestehen, bei der Teilchen-Teilchen-Koinzidenzmessung beide Fragmente im Magnetspektrographen nachzuweisen. Wegen des notwendigen unabhängigen Nachweises beider Aufbruchteilchen muß der Fokalebene-Detektor geteilt werden [GKi 86]. Dies hat gegenüber der Verwendung eines Halbleiter-Teleskops den Vorteil, daß höhere Strahlströme verkraftet werden können, was die erreichbare statistische Genauigkeit wesentlich er-

hört. Automatisch ergeben sich ebenfalls kleinere α -d-Relativwinkel (0° bis 2°) und damit auch die für die astrophysikalische Fragestellung erforderlichen niedrigeren α -d-Relativenergien. Ein solcher Detektor befindet sich bereits in der Erprobung.

ANHANG A Tabellen gemessener differentieller
Wirkungsquerschnitte

Inklusive Alpha-Teilchen-Spektren, $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ$ bis 12°



(Die Daten für 0° und 1° stammen aus einer separaten Meßreihe)

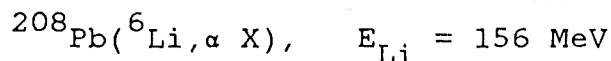
$E_{\alpha, \text{lab}} [\text{MeV}]$	$d\sigma / (d\Omega_{\alpha} dE_{\alpha}) [\text{mb} / (\text{sr} \times \text{MeV})]$					
	$\theta_{\text{lab}}: 0^\circ$	1°	2°	3°	4°	5°
87.0	(25.2)	(18.7)	(23.4)	(21.6)	(16.9)	(16.9)
88.0	108.4	98.3	83.7	59.2	46.9	42.0
89.0	104.0	114.3	93.2	59.4	54.1	44.9
90.0	124.8	131.2	102.0	74.0	63.1	44.6
91.0	157.6	142.0	117.2	80.4	59.7	49.8
92.0	190.6	182.2	137.0	98.7	70.7	63.4
93.0	230.5	219.0	161.1	105.4	83.2	57.2
94.0	267.2	275.9	185.5	128.1	88.1	68.3
95.0	322.4	304.9	225.3	138.1	95.2	76.7
96.0	380.9	368.2	264.5	151.4	103.4	84.5
97.0	402.5	410.5	293.3	182.2	113.3	85.6
98.0	504.6	476.4	344.9	180.5	123.0	86.2
99.0	574.8	530.9	386.1	202.2	124.3	96.4
100.0	589.8	568.9	423.6	217.4	128.4	101.3
101.0	653.8	614.3	438.8	235.4	139.0	101.1
102.0	(592.9)	(531.8)	433.4	233.3	134.8	107.5
103.0	(41.7)	(2.0)	(165.4)	(77.6)	(46.0)	(35.2)
104.0	(80.8)	(91.5)	(217.8)	(103.6)	(69.6)	(43.9)
105.0	642.0	603.8	416.1	222.1	125.9	98.6
106.0	580.9	599.1	411.2	211.8	130.3	93.6
107.0	563.9	572.4	363.7	195.4	117.3	87.1
108.0	516.5	525.1	352.9	184.4	116.5	84.1
109.0	455.5	480.1	322.8	174.4	102.8	80.4
110.0	382.6	469.3	282.4	155.0	99.9	69.1
111.0	340.3	399.3	251.4	147.9	91.8	70.2
112.0	307.9	342.3	227.8	130.5	80.7	61.7
113.0	280.8	281.5	196.8	110.7	80.6	54.4
114.0	252.4	253.0	175.8	96.8	66.4	47.3
115.0	212.6	210.8	139.1	95.0	67.6	47.8
116.0	202.9	198.3	125.1	84.7	58.7	40.0
117.0	159.0	177.9	112.2	72.6	57.2	39.1
118.0	132.2	129.2	97.8	70.0	51.7	34.0
119.0	124.7	108.0	84.0	56.2	46.7	32.4
120.0	86.1	109.1	69.3	54.2	42.2	27.9
121.0	87.5	89.5	67.7	49.0	39.5	28.2
122.0	73.0	74.2	57.0	40.1	33.0	26.0
123.0	55.8	57.3	50.3	42.5	32.4	25.1
124.0	64.0	57.1	43.2	40.8	29.8	22.6
125.0	45.5	46.5	41.1	37.2	25.7	16.8
126.0	38.0	33.5	25.9	22.9	18.5	12.0
127.0	(12.4)	(17.9)	(12.3)	(11.0)	(8.2)	(5.5)

Inklusive Alpha-Teilchen-Spektren (Fortsetzung)

$$^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha \text{ X}), \quad E_{\text{Li}} = 156 \text{ MeV}$$

$E_{\alpha, \text{lab}} [\text{MeV}]$	$d\sigma / (d\Omega_{\alpha} dE_{\alpha}) [\text{mb} / (\text{sr} \times \text{MeV})]$						
	$\theta_{\text{lab}}: 6^{\circ}$	7°	8°	9°	10°	11°	12°
87.0	(13.5)	(8.0)	(8.5)	(5.7)	(5.3)	(4.4)	(3.7)
88.0	32.1	26.3	22.4	18.0	15.5	12.2	10.2
89.0	33.2	29.5	23.3	19.7	16.1	12.1	11.4
90.0	37.1	29.0	24.9	19.3	15.0	13.3	10.0
91.0	42.0	31.0	28.0	22.1	18.1	12.7	11.3
92.0	41.0	37.3	28.7	24.9	18.8	14.8	11.7
93.0	51.3	39.5	32.9	24.6	19.9	15.8	13.3
94.0	56.5	42.8	35.3	27.2	21.5	16.7	13.6
95.0	62.5	46.9	37.1	29.3	23.6	16.9	13.5
96.0	64.4	55.3	40.1	30.1	22.1	17.6	14.8
97.0	76.7	58.0	43.3	30.8	22.7	18.3	13.7
98.0	78.0	59.6	45.2	32.9	24.1	17.4	15.6
99.0	81.4	64.9	48.8	33.5	22.8	18.8	14.8
100.0	80.7	69.8	48.7	33.2	24.1	19.0	15.5
101.0	90.2	67.3	47.8	34.4	23.6	18.5	14.8
102.0	86.6	69.0	47.2	32.4	21.6	16.2	13.6
103.0	(29.4)	(21.3)	(15.1)	(10.9)	(7.7)	(5.7)	(4.5)
104.0	(36.5)	(30.5)	(21.8)	(15.2)	(9.2)	(8.0)	(5.9)
105.0	79.3	59.8	41.4	27.6	19.8	14.4	12.0
106.0	77.9	54.1	37.8	26.3	18.9	13.3	10.3
107.0	72.9	53.6	35.7	24.7	17.2	13.3	9.0
108.0	66.1	46.1	34.2	24.2	14.1	12.3	8.4
109.0	62.4	46.8	30.3	21.8	16.4	10.7	7.8
110.0	51.9	40.6	27.1	19.6	14.6	8.7	6.9
111.0	48.4	36.3	25.4	17.3	10.9	8.6	6.1
112.0	42.6	31.5	23.0	15.4	10.3	7.3	5.2
113.0	41.8	27.0	19.6	14.0	10.1	6.9	5.1
114.0	35.2	26.4	18.8	12.8	9.5	6.1	5.1
115.0	33.9	21.7	18.8	10.7	9.7	5.8	4.4
116.0	26.6	19.7	15.5	11.4	8.4	5.3	4.2
117.0	30.1	20.3	14.9	9.2	7.0	5.2	3.9
118.0	25.8	19.8	14.5	8.9	6.0	4.7	3.7
119.0	25.1	17.6	12.9	8.8	6.3	4.3	3.3
120.0	23.9	15.7	11.6	7.3	6.2	4.2	3.0
121.0	21.6	15.0	10.6	7.2	5.0	3.8	2.9
122.0	16.8	14.3	10.5	7.2	4.3	3.6	2.4
123.0	18.3	12.9	8.5	6.6	4.0	3.5	2.3
124.0	17.1	11.4	8.8	4.7	3.7	2.9	2.7
125.0	14.2	9.1	7.1	5.1	3.9	2.8	2.0
126.0	8.6	6.3	4.7	3.6	2.1	2.0	1.3
127.0	(5.4)	(3.9)	(1.6)	(2.1)	(1.2)	(0.7)	(0.5)

Inklusive Alpha-Teilchen-Spektren, $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ$ bis 12°



(Die Daten für $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ$ stammen aus einer separaten Meßreihe)

$E_{\alpha, \text{lab}} [\text{MeV}]$	$d\sigma / (d\Omega_\alpha dE_\alpha) [\text{mb} / (\text{sr} \times \text{MeV})]$					
	$\theta_{\text{lab}}: 0^\circ$	1°	2°	3°	4°	5°
87.0		(31.3)	(33.3)	(29.0)	(29.7)	(23.7)
88.0		71.9	97.6	71.1	73.9	73.2
89.0		86.6	103.1	88.3	80.3	75.2
90.0		92.3	105.3	85.2	81.6	91.8
91.0		92.3	112.6	89.7	90.4	89.1
92.0		123.5	128.4	104.0	97.7	100.0
93.0		125.3	141.7	128.3	117.2	110.1
94.0		143.1	159.2	126.0	131.3	120.5
95.0		160.9	163.2	130.2	141.7	122.0
96.0		169.6	165.4	160.7	135.9	136.5
97.0		194.2	179.4	161.5	155.8	142.0
98.0		205.8	201.2	166.8	166.2	155.8
99.0		222.7	195.8	189.0	177.8	169.0
100.0		230.2	217.0	186.4	176.4	175.8
101.0		243.2	231.2	196.2	184.1	170.8
102.0		233.4	226.1	192.9	174.7	187.9
103.0		{ 94.4 }	{ 91.1 }	{ 79.4 }	{ 71.2 }	{ 75.6 }
104.0	(68.8)	{ 96.6 }	{ 96.9 }	{ 76.3 }	{ 67.9 }	{ 70.6 }
105.0	206.8	216.1	198.8	187.1	174.8	166.8
106.0	225.4	191.6	185.3	159.6	156.0	175.6
107.0	188.7	178.4	181.7	179.0	147.5	159.4
108.0	213.8	161.0	169.5	156.4	158.2	140.1
109.0	203.3	166.9	143.9	147.3	132.8	140.1
110.0	122.9	141.7	138.4	121.3	126.2	123.0
111.0	171.5	123.7	111.2	114.7	110.9	127.1
112.0	115.0	103.1	103.5	101.3	90.6	104.0
113.0	95.6	92.0	87.1	83.4	80.3	75.0
114.0	107.5	77.6	76.8	73.6	70.9	66.9
115.0	82.1	66.9	66.7	67.0	67.6	69.5
116.0	50.0	62.5	56.9	61.0	50.2	54.1
117.0	70.1	54.1	48.5	55.0	49.7	58.8
118.0	49.9	47.8	50.1	47.7	47.1	44.6
119.0	32.5	46.5	46.5	40.7	33.8	33.1
120.0	27.5	36.1	36.0	31.8	30.5	31.2
121.0	22.5	36.2	33.0	37.2	31.0	27.8
122.0	29.9	29.8	25.7	29.6	21.2	27.3
123.0	20.0	31.0	26.1	24.1	23.0	24.0
124.0	25.0	28.8	21.1	22.2	21.4	19.9
125.0	14.6	20.7	18.3	19.1	16.6	17.4
126.0	15.3	14.5	13.9	12.4	13.6	11.2
127.0	(7.5)	(5.5)	(5.8)	(5.4)	(5.0)	(4.1)

Inklusive Alpha-Teilchen-Spektren (Fortsetzung)

$$^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha X), \quad E_{\text{Li}} = 156 \text{ MeV}$$

$E_{\alpha, \text{lab}} [\text{MeV}]$	$d\sigma / (d\Omega_{\alpha} dE_{\alpha}) [\text{mb} / (\text{sr} \times \text{MeV})]$					
	$\theta_{\text{lab}}: 6^{\circ}$	7°	8°	9°	10°	12°
87.0	(24.4)	(22.2)	(23.3)	(28.0)	(19.7)	(12.1)
88.0	63.9	63.1	59.3	55.2	52.6	40.3
89.0	69.0	68.4	75.0	64.9	60.8	44.1
90.0	68.0	82.5	64.9	64.6	63.6	54.8
91.0	85.6	77.1	74.3	71.4	78.4	57.9
92.0	95.9	88.6	80.9	85.2	84.0	61.1
93.0	107.7	106.2	99.2	106.5	90.7	78.2
94.0	117.2	113.7	111.3	98.9	97.3	79.7
95.0	136.7	126.0	130.1	112.9	111.1	90.5
96.0	133.3	138.9	131.7	132.0	123.2	89.3
97.0	137.4	155.6	145.9	139.4	132.8	101.9
98.0	161.0	164.1	154.2	157.3	144.2	125.4
99.0	177.0	172.3	177.5	146.3	144.8	123.5
100.0	185.8	184.7	177.4	166.3	161.1	127.9
101.0	186.4	193.1	186.7	177.3	154.5	121.2
102.0	193.0	199.0	195.4	168.9	148.1	119.3
103.0	(72.4)	(70.0)	(74.3)	(65.3)	(63.9)	(40.6)
104.0	(77.4)	(81.1)	(77.9)	(61.4)	(60.1)	(49.7)
105.0	176.7	173.5	174.2	149.4	130.1	99.7
106.0	177.4	177.0	160.8	140.5	123.2	94.0
107.0	162.7	158.8	139.3	130.5	112.9	83.8
108.0	146.4	128.9	121.7	108.1	101.5	75.3
109.0	137.7	126.4	109.6	104.4	97.8	66.7
110.0	120.7	109.7	108.8	87.6	84.5	58.5
111.0	102.8	97.3	88.9	81.3	71.3	49.7
112.0	92.7	86.3	81.9	64.7	57.6	47.1
113.0	85.6	70.8	67.8	60.3	49.8	37.8
114.0	69.7	68.0	53.7	51.4	53.1	36.8
115.0	57.9	61.7	48.9	45.5	40.1	30.6
116.0	51.2	43.9	43.5	35.9	36.1	30.4
117.0	41.7	43.5	38.0	31.5	30.1	26.7
118.0	39.7	40.1	37.0	35.5	22.4	25.7
119.0	34.4	35.2	32.5	31.2	23.0	22.8
120.0	28.6	28.6	29.6	27.7	22.9	19.4
121.0	26.7	28.7	25.6	24.1	25.1	16.2
122.0	24.3	24.4	19.3	21.5	18.7	15.4
123.0	24.5	24.1	18.5	22.0	17.4	11.0
124.0	25.3	17.9	20.0	17.5	16.7	9.2
125.0	17.3	15.1	14.6	15.4	9.0	7.8
126.0	12.3	10.7	10.1	8.8	10.3	6.7
127.0	(5.9)	(5.2)	(6.0)	(4.0)	(4.1)	(3.2)

Parameter der angepaßten Lorentzkurven

An die gemessenen inklusiven Alpha-Teilchen-Spektren wurden mit dem 'Least Square Fit'-Verfahren Lorentzkurven der Form

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(E) = \frac{A}{1 + ((E-E_0)/B)^2}, \quad (\text{HWB} = 2 \cdot B)$$

angepaßt. (Die zur Tabelle zugehörigen Spektren stammen für jedes der beiden Targets aus einer einzelnen Meßreihe).

Target	θ [Grad]	A [mb/(sr MeV)]	E_0 [MeV]	HWB [MeV]
^{12}C	2	371,5	103,2	14,5
	3	187,5	103,1	17,6
	4	107,0	102,7	21,8
	5	81,0	102,2	21,3
	6	68,1	101,9	19,8
	7	53,1	101,4	19,2
	8	37,5	100,6	20,8
	9	26,4	99,7	21,7
	10	18,8	98,7	22,8
	11	14,6	98,4	22,2
	12	11,8	97,8	21,6
	^{208}Pb	1	220,7	101,5
2		207,2	101,0	17,3
3		185,5	101,6	17,2
4		172,4	101,4	17,8
5		171,9	101,8	17,4
6		181,2	101,9	16,3
7		181,6	101,7	15,9
8		173,6	101,5	15,7
9		155,7	101,1	16,1
10		143,6	100,7	16,1
12		114,0	100,5	15,9

Winkelverteilung von Alpha-Teilchen und Deuteronen
 aus der Reaktion ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$, $E_{\text{Li}} = 156 \text{ MeV}$

(Die Werte wurden mit dem Faktor 0,77 an die von Neumann et al. gemessenen Daten angepaßt. Stat. Fehler $< 0,9\%$ für α und $< 1,2\%$ für d. Alle Werte gelten für das Laborsystem.)

θ_{lab} [Grad]	$d\sigma/d\Omega$ [mb/sr]	
	Alpha-Teilchen	Deuteronen
0,0	8638	-
0,7	9461	3297
1,0	8595	3184
1,5	7528	2938
2,0	6135	2697
2,5	4759	2398
3,0	3563	2086
4,0	2368	1610
5,0	1772	1215
6,0	1411	894
7,0	1072	688
8,0	794	559
9,0	571	483
10,0	415	409
11,0	316	357
12,0	251	314
14,0	130*	240
20,0	35*	-

'*' bezeichnet Daten von Neumann et al. [Neu 79]

Winkelverteilung von Alpha-Teilchen und Deuteronen
aus der Reaktion ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$, $E_{\text{Li}} = 156 \text{ MeV}$

(Die Werte wurden mit dem Faktor 0,88 an die von Neumann et al. gemessenen Daten angepaßt. Stat. Fehler < 0,9% für α und < 1,5% für d. Alle Werte gelten für das Laborsystem.)

θ_{lab} [Grad]	$d\sigma/d\Omega$ [mb/sr]	
	Alpha-Teilchen	Deuteronen
1,0	3812	5387
2,0	3646	5146
3,0	3482	4400
4,0	3349	3622
5,0	3328	3041
6,0	3296	2592
7,0	3224	2241
8,0	3060	1935
9,0	2817	1684
10,0	2587	1527
11,0	2315*	1315*
12,0	2013	1114
13,0	1675*	1060*
14,0	1300*	935*
15,0	1415*	915*
16,0	1090*	860*
17,0	987*	-
20,0	344*	590*
22,0	179*	377*
24,0	97*	251*
28,0	24*	174*
30,0	20*	103*

'*' bezeichnet Daten von Neumann et al. [Neu 79]

Elastische Streuung von ${}^6\text{Li}$ an ${}^{12}\text{C}$ und ${}^{208}\text{Pb}$

$$E_{\text{Li}} = 156 \text{ MeV}, \quad Q = 0$$

Alle Werte gelten für das Laborsystem

	θ_{lab} [Grad]	$d\sigma/d\Omega$ [mb/sr]	stat. Fehler [%]	$\sigma/\sigma_{\text{Ruth.}}$
${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	1,50	3,22E05	0,88	0,548
	2,00	1,36E05	1,13	0,733
	3,00	5,20E04	1,41	1,414
	4,00	1,63E04	0,89	1,397
	5,00	1,46E03	0,80	0,306
	6,00	2,42E02	0,78	0,105
	7,00	1,33E03	0,93	1,073
	8,00	1,21E03	0,77	1,661
	9,00	5,07E02	0,92	1,113
	10,00	9,79E01	0,95	0,327
	11,00	5,54E01	0,87	0,271
	12,00	1,21E02	0,68	0,835
	13,00	1,19E02	0,57	1,136
	14,00	7,12E01	0,73	0,911
${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$	4,88	9,65E05	0,17	0,984
	5,38	6,64E05	0,17	1,000
	5,88	4,79E05	0,21	1,029
	6,38	3,65E05	0,23	1,086
	6,88	3,18E05	0,24	1,279
	7,38	2,34E05	0,29	1,243
	7,88	1,79E05	0,31	1,237
	8,38	1,35E05	0,38	1,192
	8,88	9,32E04	0,45	1,038
	9,38	6,43E04	0,49	0,891
	9,88	4,58E04	0,64	0,782
	10,38	3,22E04	0,76	0,668
10,88	2,52E04	0,79	0,631	
11,38	1,76E04	0,94	0,529	

ANHANG B Daten des Karlsruher Magnetspektrographen
'Little John'

Physikalische Eigenschaften für FP2

	Design	(exp.)
Winkelakzeptanz		
- horizontal	±12,5 mr	(-12 und +11 mr)
- vertikal	±30 mr	(-28 und +31 mr)
- Raumwinkel	1,5 msr	(1,4 msr)
Brechkraft AE/Z^2	300 amu×MeV/e ²	
Kinem. Bereich $k = 1/p \times \delta p/\delta \theta$	-1,5 bis ±0,75	
Impuls-		
- Dispersion	2,2 cm/%	
- Akzeptanz	±9,13 %	
- Auflösung $\Delta p/p$	$3,0 \times 10^{-4}$	
Zeitauflösung t/dt	140	
Vergrößerung		
- horizontal	-0,66	
- vertikal	-6,0	
Meßwinkel	-2° bis +90°	
Winkelgenauigkeit	0,01°	

Technische Daten

Magnetanordnung	QQDS
Ablenkradius	1,5 m
Ablenkwinkel	60°
Maximale Feldstärke	1,75 T
Elektrische Leistung	70 kW
Gesamtgewicht	25 t
Gewicht der Magnete Q1 und Q2 je	0,290 t
D	20,7 t
S2	0,420 t
Optische Länge	5,4 bis 7,7 m
Länge der Fokalebene	0,4 m

Daten und Betriebswerte des Fokalebene-Detektors

Aktive Breite	40 cm
Aktive Höhe	6 cm
Fenster zum Vakuum: Kapton-Folie	25 μm

Ortsdetektoren 1 und 2 (Proportionalzähler mit Driftstrecke)

Ein- und Austrittsfenster: Mylar-Folie	2 μm
Widerstandsdraht (80% Nickel, 20% Chrom)	10 μm
Spannung am Draht	1120 V
" oberes Ende der Driftstrecke	-2000 V
Zählgas: Argon-Methan	90% zu 10%
Arbeitsdruck	1000 mbar
Genauigkeit der Druckregelung	0,1 mbar
Driftzeit der Elektronen (max.)	2 μs

ΔE -Detektor (Ionisationskammer)

Ein- und Austrittsfenster: Mylar-Folie	2 μm
Spannung Anode (Messingplatte)	200 V
Kathode (Messingplatte)	-1200 V
Frischgitter (50 μm Drähte mit 0,5 mm Abständen)	0 V
Gas und Druck wie bei Ortsdetektoren	
Ansprechzeit	ca. 2 μs

E-Detektor (Szintillationszähler)

Szintillator-Material: Nuclear Enterprises NE 102A	
Photomultiplier: VALVO, XP 2230	
Vorverst. für PM: Ortec, Constant Fraction Timing PM Base, Model 270	
Spannung für PM (empf. laut Hersteller)	
in Strahlrichtung rechts	-2330 V
in Strahlrichtung links	-2010 V
Ansprechzeit	ca. 2 ns

ANHANG C Information zu den IBM-Datenreduktionsprogrammen

Übersicht

- C1 Bezeichnung aller benötigten Dateien bzw. 'Member'
- C2 Belegung der ADC's
- C3 Umwandeln der Banddaten in IBM-lesbare Form
- C4 Kopieren der PDP-Listdaten auf IBM-Platte (S1BAND)
- C5 Erzeugung der 2-dim. ΔE -E-Spektren (S2EDE)
- C6 Erzeugung und Handhabung der Ortsspektren (S3SPEK)
- C7 Inhalt des zu jedem Ortsspektrum gehörenden Vorrekords
- C8 Verwendete Formeln zur Berechnung des Teilchenortes
 und zur Energieeichung (S3SPEK)
- C9 Aneinandersetzen von Energiespektren (S4KOMB)
- C10 Erzeugung von Winkelverteilungen (S5WQ)

Weitergehende Information und eine Beschreibung der einzugebenden Parameter sind im Kopfteil des jeweiligen Programms (FORTRAN 77) vorhanden.

C1 Bezeichnung aller benötigten Dateien bzw. 'Member'

- 1) TSO770.HANS.DATA(S1BAND) (Programm S1BAND)
LID042 (Originalband, Beispiel)
IAK111.OCT85001.DATA (Datei für Listdaten, Bsp.)
IAK111.OCT85002.DATA (Datei für Listdaten, Bsp.)
... ..
- 2) TSO770.HANS.DATA(S2EDE) (Programm S2EDE)
TSO770.HANS.DATA(S2INPUT) (Inputdaten, nur Hilfsdatei)
TSO770.HANS.DATA(RAUREC2) (Plotroutine)
TSO770.PLOTPARM.PLOT (wird benötigt zum automatischen
Festlegen der Plotpapierlänge)
IAK111.OCT85001.DATA (Datei für Listdaten, Bsp.)
IAK111.OCT85002.DATA (Datei für Listdaten, Bsp.)
... ..
- 3) TSO770.HANS.DATA(S3SPEK) (Programm S3SPEK)
TSO770.HANS.DATA(RAUREC3) (Plotroutine)
TSO770.PLOTPARM.PLOT (für Plotparameter wie oben)
TSO770.SPMINPUT.DATA(SI3) (Inputdaten)
IAK770.SPOCT85.DATA (Sammelfile für 2k-Ortsspektren)
IAK111.OCT85001.DATA (Datei für Listdaten, Bsp.)
IAK111.OCT85002.DATA (Datei für Listdaten, Bsp.)
... ..
- 4) TSO770.HANS.DATA(S4KOMB) (Programm S4KOMB)
TSO770.PLOTPARM.PLOT (für Plotparameter wie oben)
TSO770.SPMINPUT.DATA(SI4) (Inputdaten)
IAK770.SPOCT85.DATA (Sammelfile für 2k-Ortsspektren)
- 5) TSO770.HANS.DATA(S5WQ) (Programm S5WQ)
TSO770.PLOTPARM.PLOT (für Plotparameter wie oben)
TSO770.SPMINPUT.DATA(SI5) (Inputdaten)
IAK770.SPOCT85.DATA (Sammelfile für 2k-Ortsspektren)

C2 Belegung der ADC's

ADC 1	Q_L	(ortsempf. Det.1)
ADC 2	Q_R	(ortsempf. Det.1)
ADC 3	Q_L	(ortsempf. Det.2)
ADC 4	Q_R	(ortsempf. Det.2)
ADC 5	ΔE	(Energieverlust)
ADC 6	E	(Restenergie)
ADC 7	tof	(Flugzeit, Start durch 11 MHz vom Zyklotron)
ADC 8	Y1	(vertikaler Ort, ortsempf. Det.1)
ADC 9	Y2	(vertikaler Ort, ortsempf. Det.2)

Es ist zu beachten, daß die obige Numerierung der ADC's in allen Auswertprogrammen benutzt wird (PDP- und IBM-Rechner), jedoch die Numerierung der ADC's auf dem verwendeten 12-fach-ADC-Modul der Fa. Le Croy nicht bei 1, sondern bei 0 beginnt.

C3 Umwandeln der Banddaten in IBM-lesbare Form

Die mit der PDP 11/23 beschriebenen Bänder können nicht direkt von den Bandgeräten im HDI (IBM 3420 Magnetbandeinheit) gelesen werden, da die Bänder mit einem ANSI-Label versehen sind. Dieser Label wird von den IBM-Bandeinheiten selbst beim Lesen mit dem Parameter 'nolabel' erkannt und es wird automatisch eine Umwandlung des Zeichencodes von ASCII auf EBCDIC durchgeführt. Da die Bänder vom PDP-Rechner jedoch im EBCDIC-Code beschrieben wurden, entstehen unsinnige Zeichen. Eine Rückkonvertierung per Programm funktioniert nicht, weil die Abbildung ASCII \rightarrow EBCDIC nicht umkehrbar eindeutig ist. Das Abschalten der automatischen Umwandlung ist ebenfalls nicht möglich, da sie in einer Systemebene erfolgt, auf die auch die Operateure keinen Zugriff haben.

Es wird deshalb folgendes Verfahren angewandt: Der ANSI-Label wird vom Band entfernt, indem es auf ein anderes Band kopiert wird unter Weglassen des ersten Files. Anschließend kann die Kopie als 'Nolabel'-Band gelesen werden. Dies kann

leider nicht vom Bildschirm aus erfolgen, sondern muß von einem Operateur durchgeführt werden. Bei Eingabe des Kopierbefehls muß der Parameters 'tmi=+1' mit angegeben werden. Der vollständige Befehl lautet daher (z.B.):

```
8X tt in=4ea,out=4eb,deni=16,deno=16,tmi=+1,files=999
```

Hierbei geben 'in' und 'out' die benutzten Bandgeräte an und 'deni' bzw. 'deno' die entsprechenden Schreibdichten in bpi/100. Die Erzeugung von Energie-Spektren und Winkelverteilungen aus den Listdaten erfolgt in mehreren Schritten, die im folgenden beschrieben werden.

C4 Kopieren der PDP-Listdaten auf IBM-Platte (S1BAND)

Die Listdaten werden zunächst auf Festplatte kopiert, da sie zur Bearbeitung mindestens zweimal gelesen werden müssen. In einem Programmlauf wird ein Band vollständig kopiert, wobei für jeden ADC-Wert (Integer*2) Low- und High-Byte vertauscht werden. Vor dem Starten des Programms müssen Dateien auf der IBM-Platte angelegt werden, und zwar entsprechend der Zahl und dem Umfang der Meßfiles auf dem Band. Dabei sollte berücksichtigt werden, daß die Länge der Files oft recht unterschiedlich ist. Als Faustregel gilt: 1 Zylinder (cyl) entspricht beim Festplattentyp IBM 3380 ca. 230 Blöcken (mit je 50 Streuereignissen). Als Programm-Output erhält man für jede Messung zur Kontrolle die Zahl der eingelesenen Blocks und ein Listing der ADC-Werte des jeweils ersten Datenblocks. Es können wahlweise 12 oder nur die ersten 8 ADC-Werte auf Platte kopiert werden, um so ein Drittel an Speicherplatz zu sparen.

C5 Erzeugung der 2-dim. ΔE -E-Spektren (S2EDE)

Das Programm erzeugt für eine Anzahl von Messungen (z.B. 10) je ein 2-dimensionales ΔE -E-Spektrum, in dem der Energieverlust der Teilchen gegen deren Restenergie aufgetragen ist.

Die Spektren erlauben ein Trennen der unterschiedlichen Teilchensorten durch das Setzen von 'Fenstern' auf die gewünschte Sorte. Sie besitzen eine Auflösung von 128×128 Punkten und sind mit einer entsprechenden Randskala versehen. Aufgrund der begrenzten Impulsakzeptanz des Magnetspektrographen befinden sich die Ereignisse einer Teilchensorte im ΔE -E-Plot auf einem relativ kurzen Teilstück der teilchenspezifischen Hyperbel. Dadurch ist das Separieren der Teilchen durch das Setzen von einfachen (rechteckigen) Fenstern auf den entsprechenden Bereich möglich, anstelle der Verwendung von den bei Halbleiter-Teleskopen notwendigen krummlinigen Fenstern. An Hand der Plots legt man untere und obere Grenze im Energieverlust und in der Restenergie fest und gibt die Werte im nächsten Programm (S3SPEK) in Form einer Tabelle ein. Vor dem Experiment ist darauf zu achten, daß der Energieverlust in ADC 5 und die Restenergie in ADC 6 eingelesen werden.

C6 Erzeugung und Handhabung der Ortsspektren (S3SPEK)

Mit Hilfe des Programms werden Ortsspektren aller vorher angegebenen Teilchenarten erzeugt, wobei mehrere Messungen in einem Durchlauf bearbeitet werden. Gleichzeitig werden noch einmal die ΔE -E-Spektren geplottet und die mit Hilfe des vorhergehenden Programms gesetzten Teilchenfenster zur Kontrolle mit eingezeichnet. Außer den Werten dieser Fenster werden jetzt sämtliche experimentellen Parameter benötigt, wie Targetdicke, Stromintegral, Triggerrate, Winkelakzeptanz usw., die über eine Input-Datei (SI3, Anhang C1) eingegeben werden. Als Ausgabe erhält man wahlweise die Zählrate als Funktion des Ortes in der Fokalebene oder den zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion der Teilchenenergie (siehe C8).

Eine größere Anzahl von teilchenspezifischen Ortsspektren, z.B. die einer Strahlzeit, werden mit einer Länge von je 2048 Real*4-Zahlen in einem File gesammelt. Sie werden automatisch nach Tagwort und Teilchenart sortiert und sind je mit einem

Vorrekorde versehen, der mit einem Format von 40 Real*4-Zahlen alle experimentellen Parameter und Meßgrößen enthält (Anh. C7). Das 'Tagwort' ist eine historisch bedingte Bezeichnung und ergibt eine Durchnumerierung der Messungen einer Strahlzeit. So sind alle Ortsspektren einer Strahlzeit mit entsprechenden Parametern in dem Sammelfile (Anhang C1) zusammengefaßt und können von dort aus weiterverwendet werden.

Zum Einsortieren neuer Ortsspektren in diesen File werden sie mit einer Identifikationsnummer (Tagt-Nummer) versehen, die sich aus Tagwort und Teilchensorte zusammensetzt. Sie wird berechnet zu $\text{Tagt} = \text{Tagwort} + n/10$, wobei $n = 0$ bei ${}^6\text{Li}$ -Teilchen, $n = 1$ bei Alphas, $n = 2$ bei Deuteronen, $n = 3$ bei Tritonen, $n = 4$ bei ${}^3\text{He}$ und $n = 5$ bei Protonen genommen wird. Ein Deuteronen-Spektrum der Messung Nr.35 besitzt also z.B. die Tagt-Nummer 35,2. Die Ortsspektren sind nach aufsteigender Tagt-Nummer geordnet. Neue Spektren werden am Ende angefügt oder weiter vorn einsortiert. Ist eine Nummer schon vorhanden, so wird das alte Spektrum durch das neue ersetzt, was Korrekturen bequem ermöglicht.

C7 Inhalt des zu jedem Ortsspektrum gehörenden Vorrekords

VORSP(1)	=	Tagwort
VORSP(2)	=	Router-Nr. (= 0)
VORSP(3)	=	Länge des Listdatenfiles in Blocks
VORSP(4)	=	θ (Winkelanzeige des Spektrographen)
VORSP(5)	=	Akzeptanz des Spektrographen in μsr
VORSP(6)	=	Stromintegral in μC
VORSP(7)	=	Z (Projektile-Kernladung)
VORSP(8)	=	Projektilemasse in AMU (meist 6)
VORSP(9)	=	Targetmasse in AMU
VORSP(10)	=	effektive Targetdicke in mg/cm^2
VORSP(11)	=	Ejektilemasse in AMU
VORSP(12)	=	Restkernmasse in AMU (= Targetmasse)
VORSP(13)	=	Z_{ej} (Ejektile-Kernladung)
VORSP(14)	=	Dipoleinstellung in CAMAC-Skt
VORSP(15)	=	Fokalebene (1 bis 8)
VORSP(16)	=	Summe der Ejektile im ΔE -E-Fenster (ADC 5, 6)
VORSP(17)	=	Tagt-Nummer
VORSP(18)	=	Ejektile-Kennzeichnung (6-Li, A, D, ...)
VORSP(19)	=	Summe im Ortssp. mit Schwellen in ADC 1 und 2
VORSP(20)	=	Ereignisse mit 'Overflow' in ADC 1 oder 2
VORSP(21)	=	Bezeichnung der Messung (z.B. PBA001)
VORSP(22)	=	Bezeichnung der Messung (z.B. PBA001)
VORSP(23)	=	E_{ej} (Ejektile) (z.B. 52 MeV für d)
VORSP(24)	=	Monitorzählrate (Integral)
VORSP(25)	=	nicht belegt
...	=	" "
...	=	" "
VORSP(35)	=	Trigger-Summe
VORSP(36)	=	IDEMIN (ΔE -Fenster)
VORSP(37)	=	IDEMAX (ΔE -Fenster)
VORSP(38)	=	IEMIN (E-Fenster)
VORSP(39)	=	IEMAX (E-Fenster)
VORSP(40)	=	Summe aller Ereignisse (taped events)

C8 Verwendete Formeln zur Berechnung des Teilchenortes
und zur Energieeichung

Die Kanalnummer K eines Ereignisses im Ortsspektrum mit 2048 Kanälen berechnet sich zu:

$$K = 2047 \times \frac{(Q_L - Q_{PL})}{(Q_L - Q_{PL}) + (Q_R - Q_{PR})} + 1 .$$

Q_L ist das Ladungssignal vom linken Drahtende des benutzten ortsempfindlichen Detektors und Q_{PL} das 'Off Line' bestimmte Pedestal dieses Signals (analog Q_R und Q_{PR} für das rechte Drahtende). 'Links' entspricht der niederenergetischen Seite der Fokalebene.

Gegeben sind fünf Dipoleinstellungen D_1 bis D_5 (CAMAC-Skt) mit der jeweiligen Lage der elastischen Linie K_1 bis K_5 (Kanalnummer). Für eine feste Dipoleinstellung (D_1) sind die zu den Kanalzahlen K_i zugehörigen Impulse p_i gegeben durch:

$$p_i = p_1 \cdot D_1/D_i \quad (i = 1..5, \text{ der Einfachheit halber sei } p_1 = 1).$$

Durch die 5 Impulse $p_i(K_i)$ läßt sich ein Polynom festlegen:

$$p(K) = C_0 + C_1 \cdot K + C_2 \cdot K^2 + C_3 \cdot K^3 + C_4 \cdot K^4 \quad (i)$$

Die Energie der Teilchen ist nun gegeben durch:

$$E(K) = E_{ej} \cdot (D_a/D_1)^2 \cdot (p(K))^2$$

mit $E_{ej} = E_o \cdot (m_{Li}/m_{ej}) \cdot (Z_{ej}/3)^2 .$

Dabei ist K = Kanalnummer im Ortsspektrum (2048 Kanäle),
 D_a = aktuelle Einstellung des Dipol-Netzgerätes
in CAMAC-Skt (bzw. der Feldmessung)
 E_o = Energie der bei der Eichmessung el. gestreuten
Li-Ionen (mit Berücksichtigung des
Targetrückstoßes und des Energieverlustes im
Target. In diesem Fall ist $E_o = 155,30$ MeV.)
 m_{ej} = Ejektilmasse (Massenangaben in MeV/c^2),
 Z_{ej} = Ladungszahl des Ejektils.

Werden andere Projektile als ${}^6\text{Li}$ -Ionen verwendet, so sind
die ${}^6\text{Li}$ -Masse, -Ladung und -Energie durch die entsprechenden
neuen Werte zu ersetzen.

Die ermittelten Konstanten zur Erzeugung der Ortsspektren
bezogen auf 2048 Kanäle sind (Strahlzeit Juni 86, der Fehler
beträgt jeweils ca. ± 2 Kanäle):

Pedestrals (Ort 1) :	$Q_{PL} = -60,$	$Q_{PR} = -53$	
Schwellen (Ort 1) :	$S_1 = 16,$	$S_2 = 16$	
Pedestrals (Ort 2) :	$Q_{PL} = -41,$	$Q_{PR} = -7$	(nur graph.
Schwellen (Ort 2) :	$S_3 = 34,$	$S_4 = 38$	bestimmt)

Berechnete Koeffizienten für die Energiegleichung:

$C_0 = 0,900362$
 $C_1 = 2,48092 \text{ E-4}$
 $C_2 = -1,45093 \text{ E-7}$
 $C_3 = 6,40471 \text{ E-11}$
 $C_4 = 4,02605 \text{ E-17} .$

C9 Aneinandersetzen von Energiespektren (S4KOMB)

Das Programm erlaubt das Zusammensetzen mehrerer Ortsspektren, die bei unterschiedlichen Dipol-Feldstärken aufgenommen wurden, zu einem Energiespektrum. Die Energieeichung wird, wie in Anhang C8 beschrieben, durchgeführt.

Die Input-Daten bestehen aus der TAGT-Nummer der gewünschten Spektren und jeweils unterer und oberer Grenze der aneinander grenzenden Energiebereiche, die aus den Spektren verwendet werden sollen. Wieder können gleichzeitig mehrere zusammengesetzte Energiespektren erzeugt werden. Die Eingabe erfolgt über die Datei 'SPMINPUT.DATA(SI4)' (Anhang C1). Die Listdaten werden nicht benötigt, sondern nur der 'Sammel-File', der die Ortsspektren enthält. Man arbeitet deshalb mit nur einem Datenfile und braucht mit den Listdaten-Files nicht zu hantieren, die oft sehr umfangreich sind. Ebenfalls resultiert daraus eine kurze Verarbeitungszeit. Die Erzeugung von z.B. 10 Energiespektren einschließlich Plotten benötigt ca. 4 Sek. CPU-Zeit. Um äquidistante Kanalabstände im Energiespektrum zu erhalten, werden die Kanalinhalte umsortiert. Dabei wird der Inhalt eines Ortskanals auf die beiden nächstliegenden Kanäle im Energiespektrum anteilmäßig verteilt, um 'Schwungeffekte' zu vermeiden. Das Programm dient ebenfalls zur Erzeugung einfacher (nicht zusammengesetzter) Energiespektren.

C10 Erzeugung von Winkelverteilungen (S5WQ)

Das Programm erlaubt die Integration von Ortsspektren über ein vorgegebenes Energieintervall und trägt den Logarithmus des integrierten, einfach differentiellen Wirkungsquerschnittes gegen den Laborwinkel auf. Die notwendigen Parameter zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes erhält es aus den Vorkords der Ortsspektren. Zum Vergleich werden die Meßpunkte der Winkelverteilung einmal mit den Ladungswerten vom Stromintegrator und außerdem mit der Zählrate vom Monitor-Detektor gegeneinander normiert.

ANHANG D Impulseichung mittels Ionenoptik

Diese Rechnung zeigt das Zustandekommen der gepunkteten Kurve $p - p_{lin}$ als Funktion der Kanalzahl in Fig. 21. Das Ionentransport-Programm 'Transport' [Bro 67, BRC 80] stellt die Beziehung zwischen dem horizontalen Ort x_f in der Fokalebene (Nullpunkt in der Mitte) und der relativen Impulsabweichung δ vom Sollimpuls unter Berücksichtigung von Effekten 2. Ordnung her. Die Gleichung lautet für die Fokalebene FP2:

$$x_f = 2,1963 \cdot \delta - 0,04808 \cdot \delta^2 \quad [\text{cm}]$$

$$\Rightarrow \quad \delta = 22,840 - \sqrt{\frac{-x_f}{0,04808} + 22,840^2} \quad [\%]. \quad (\text{ii})$$

Es wurde ein linearer Zusammenhang zwischen dem Ort x_f und der Kanalzahl K angenommen. Die Abweichung von der Linearität liegt im allgemeinen unter 0,5 % [Leh 86]. Die folgende Umrechnung bezieht sich auf die Strahlzeit vom Juni 86.

Linearer Zusammenhang zwischen x_f [cm] und K [Kanalzahl]:

$$\begin{aligned} x_f &= -13,35 \text{ cm} && \text{entspricht} && K = 622,3 \\ x_f &= 15,25 \text{ cm} && \text{entspricht} && K = 1503,8 \quad (\text{Ortsspektrum}) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \quad x_f = 0,032443 \cdot K - 33,540 \quad [\text{cm}] \quad (\text{iii})$$

Linearer Zusammenhang zwischen δ [%] und p [willk. Einh.]:

$$\begin{aligned} \delta &= 0 \% && \text{entspricht} && p = 1,07283 \quad (K = 1035,4 \text{ in Gl. (i)}) \\ \delta &= -100 \% && \text{entspricht} && p = 0 \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \quad \delta = 93,211 \cdot p - 100 \quad [\%] \quad (\text{iv})$$

Einsetzen von (iii) und (iv) in (ii) ergibt:

$$p(K) = 1,3179 - \sqrt{-7,766 \cdot 10^{-5} \cdot K + 0,14033} \quad (v)$$

Das ist der zu Gleichung (i) analoge Zusammenhang zwischen p und K . Die willkürlich festgelegte Gerade p_{lin} in Fig. 21 hat folgende Form:

$$p_{lin}(K) = 1,7236 \cdot 10^{-4} \cdot K + 0,90938 \quad (vi)$$

Die Differenz von $p(K)$ und $p_{lin}(K)$ (Gleichung (v) und (vi)) ergibt die gepunktete Kurve in Fig. 21.

Literaturverzeichnis

- Ajz 79 F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A320 (1979) 1
- AMW 82 E.H.L. Aarts, R. Malfliet, S.Y. van der Werf und
R.J. de Meijer, Nucl. Phys. A380 (1982) 465
- BBA 78 A. Budzanowski, G. Baur, C. Alderliesten, J. Bojo-
wald, C. Mayer-Böricke, W. Oelert, P. Turek, F. Rösel
und D. Trautmann, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 635
- BBR 86 G. Baur, C.A. Bertulani und H. Rebel, Nucl. Phys.
A458 (1986) 188
- BGJ 85 J. Buschmann, H.J. Gils, H. Jelitto, J. Krisch,
G. Ludwig, D. Manger, H. Rebel, W. Seith und
S. Zagromski, KfK-Réport 3681B (Feb. 1985)
- BGK 85 J. Buschmann, H.J. Gils, J. Krisch, D. Manger,
H. Rebel und O. Walz, interner Bericht des KfK
(Aug. 1985)
- BRC 80 K.L. Brown, F. Rothacker, D.C. Carey und Ch. Iselin,
CERN 80-04, Super Proton Synchrotron Div.
(18 March 1980)
- Bro 67 K.L. Brown, SLAC-Report No.75, Stanford Univ. (1967)
- BRT 84 G. Baur, F. Rösel, D. Trautmann und R. Shyam,
Phys. Rep. (Rev. Sect. of Phys. Lett.) 111 Nr. 5
(1984) 333
- BSe 79 I.N. Bronstein und K.A. Semendjajew, Taschenbuch der
Mathematik, 19. Aufl., H. Deutsch Verl. (1979) 254
- BTr 76 G. Baur und D. Trautmann, Phys. Rep. 25C
(1976) 293
- Bud 81 A. Budzanowski, Proc. 3rd. Adriatic Europhys. Conf.
on Nucl. Physics, Dyn. of Heavy-Ion Coll., 25-30 Mai
1981, Hvar (Yugoslavia), North-Holland (1981) 189
- CGR 81 J. Cook, H.J. Gils, H. Rebel, Z. Majka und
H. Klewe-Nebenius, KfK-Report 3233 (Nov. 1981)
- CGR 82 J. Cook, H.J. Gils, H. Rebel, Z. Majka und
H. Klewe-Nebenius, Nucl. Phys. A388 (1982) 173
- CSS 80 C.M. Castaneda, H.A. Smith, Jr., P.P. Singh und
H. Karwowski, Phys. Rev. C21 (1980) 179
- DCV 80 W.W. Daehnick, J.D. Childs und Z. Vrcelj,
Phys. Rev. C21 (1980) 2253

- DGi 85 D. Dürrschnabel und H.J. Gils, interner Bericht des KfK (Okt. 1985)
- DGJ 85 F. Deutsch, H.J. Gils, H. Jelitto, J. Krisch, D. Manger, O. Walz und J. Buschmann, interner Bericht des KfK (Aug. 1985)
- EFV 78 H. Euteneuer, J. Friedrich und N. Voegler, Nucl. Phys. A298 (1978) 452
- ESo 86 M.V. Evlanov und A.M. Sokolov, Nucl. Phys. A452 (1986) 477
- Fuc 82 H. Fuchs, Nucl. Instr. Meth. 200 (1982) 361
- GDL 78 H. Gemmeke, B. Deluigi, L. Lassen und D. Scholz, Z. Physik A286 (1978) 73
- Gil 80 H.J. Gils, KfK-Report 2972 (Dez. 1980)
- Gil 85 H.J. Gils, unveröffentlichte Ergebnisse
- GKi 86 H.J. Gils und J. Kiener, interner Bericht des KfK (Sept. 1986)
- GRe 81 H.J. Gils und H. Rebel, interner Bericht des KfK (Dez. 1981)
- GRZ 86 H.J. Gils, H. Rebel, S. Zagromski und J. Buschmann, interner Bericht des KfK (Jan. 1986)
- JVV 74 C.W. de Jager, H. de Vries und C. de Vries, At. Data Nucl. Data Tab. 14 (1974) 479
- KBN 85 T. Kozik, J. Buschmann und M. Neudold, KfK-Report 3988B (Dez. 1985)
- Leh 86 A. Lehmann, Diplomarbeit, Univ. Erlangen (Okt. 1986)
- May 79 T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik, Teubner Verl., Stuttgart (1979)
- MKa 85 R.J. de Meijer und R. Kamermans, Rev. Mod. Phys. 57 (1985) 147
- MSH 80 N. Matsuoka, A. Shimizu, K. Hosono, T. Saito, M. Kondo, H. Sakaguchi, A. Goto und F. Ohtani, Nucl. Phys. A337 (1980) 269
- MWJ 60 J.A. McIntyre, T.L. Watts und F.C. Jobes, Phys. Rev. 119 (1960) 1331
- NBK 79 B. Neumann, J. Buschmann, H. Klewe-Nebenius, H. Rebel und H.J. Gils, Nucl. Phys. A329 (1979) 259
- Neu 79 B. Neumann, KfK-Report 2887 (Dez. 1979)

- Neu 85a M. Neudold, interner Bericht des KfK (April 1985)
Neu 85b M. Neudold, interner Bericht des KfK (Aug. 1985)
NRB 80 B. Neumann, H. Rebel, J. Buschmann, H.j. Gils,
H. Klewe-Nebenius und S. Zagromski, Z. Physik A296
(1980) 113
NRG 82 B. Neumann, H. Rebel, H.J. Gils, R. Planeta, J. Busch-
mann, H. Klewe-Nebenius, S. Zagromski, R. Shyam und
H. Machner, Nucl. Phys. A382 (1982) 296
Ohl 65 G.G. Ohlsen, Nucl. Instr. Meth. 37 (1965) 240
PBE 78 J. Pampus, J. Bisplinghoff, J. Ernst, T. Mayer-
Kuckuk, J. Rama Rao, G. Baur, F. Rösel und
D. Trautmann, Nucl. Phys. A311 (1978) 141
PPe 76 C.M. Perey und F.G. Perey, At. Data and Nucl.
Data Tab. 17 (1976) 88
PVi 81 G.R. Plattner und R.D. Viollier, Nucl Phys. A365
(1981) 8
RAu 71 F. Rybicki und N. Austern, Phys. Rev. C6
(1971) 1525
Reb 85 H. Rebel, interner Bericht des KfK (Feb. 1985)
Reb 86 H. Rebel, KfK-Report 4158 (Okt. 1986)
REM 86 J. Rama Rao, J. Ernst und H. Machner, Nucl. Phys.
A448 (1986) 365
Sak 86a Y. Sakuragi, INS-Rep.-572, Inst. for Nucl. Study,
Univ. of Tokyo, Tanashi, Tokyo 188 (Mar. 1986)
Sak 86b Y. Sakuragi, Contr. to the Int. Nucl. Phys. Conf.,
Harrogate (Aug. 1986) 274
Sch H. Schlösser, Dissertation (in Vorbereitung),
Univ. Erlangen
Sch 85 D.N. Schramm, Nature 317 (Okt. 1985) 386
Ser 47 R. Serber, Phys. Rev. 72 (1947) 1008
SIK 84 T. Shimoda, N. Ikeda, K. Katori, T. Fukuda,
S. Shimoura, T. Mori, C. Konno und H. Ogata,
RCNP Annual Report, Osaka (1984) 93
Sho 86 A.C. Shotter, J. Phys. G: Nucl. Phys. 12 (1986)
L93-L95
SIN 85 T. Shimoda, N. Ikeda, A. Nakamura, S. Shimoura,
H. Goto, K. Hanakawa, K. Katori und H. Ogata,
RCNP Annual Report, Osaka (1985) 89

- SPE 85 A.G. Sitenko, A.D. Polozov, M.V. Evlanov und
A.M. Sokolov, Nucl. Phys. A442 (1985) 122
- SRD 84 A.C. Shotter, V. Rapp, T. Davinson, D. Branford
und N.E. Sanderson, M.A. Nagarajan, Phys. Rev.
Lett. 53 16 (Oct 84) 1539
- SRe 85 D.K. Srivastava und H. Rebel, interner Bericht
des KfK (Juli 1985)
- SRe 86a D.K. Srivastava und H. Rebel, J. Phys. G: Nucl.
Phys. 12 (1986) 717
- SRe 86b D.K. Srivastava und H. Rebel, Phys. Rev. C33
(April 1986) 1221
- Sri 85 D.K. Srivastava, KfK-Report 4007 (Dez. 1985)
- SSP 82 L.A. Schaller, L. Schellenberg, T.Q. Phan,
G. Piller, A. Ruetschi und H. Schneuwly,
Nucl. Phys. A379 (1982) 523
- TDA 81 S.L. Tabor, L.C. Dennis und K. Abdo, Phys. Rev.
C24 (1981) 2552
- UKT 83 H. Utsunomiya, S. Kubono, M.H. Tanaka,
M. Sujitani, K. Morita, T. Nomura und Y. Hamajima,
Phys. Rev. C28 (1983) 1975
- Uts 84 H. Utsunomiya, Michigan State Univ., Cycl. Lab.
MSUCL-466 (Juni 1984)
- Wag 73 R.V. Wagoner, Astrophys. Journal 179 (1973) 343
- WBP 66 C. Williamson, J.P. Boujot und J. Picard,
Rapport CEA-R 3042 (1966)
- WCH 78 J.R. Wu, C.C. Chang und H.D. Holmgren, Phys. Rev.
Lett. 40 (1978) 1013
- WCH 79 J.R. Wu, C.C. Chang und H.D. Holmgren, Phys. Rev.
C19 (1979) 370
- Zag 80 S. Zagromski, interner Bericht des KfK (Juli 1980)
- Zag 82 S. Zagromski, Gerätebeschreibung (unveröffentlicht)
- ZGR 80 S. Zagromski, H.J. Gils und H. Rebel,
KfK-Report 3068 (Okt. 1980) 111
- ZGR 86 S. Zagromski, H.J. Gils, H. Rebel, W. Eyrich,
A. Hofmann und H. Schlösser, interner Bericht
des KfK (April 1986)

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Institut für Kernphysik III des Kernforschungszentrums Karlsruhe. Herrn Prof. Dr. G. Schatz danke ich für sein förderndes Interesse und dafür, daß er die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte. Dem Kernforschungszentrum Karlsruhe gilt mein Dank für die finanzielle Unterstützung mit einem Stipendium.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Herrn Dr. J. Buschmann, Frau D. Dürrschnabel, Herrn Priv. Doz. Dr. H.J. Gils, Herrn Dipl. Phys. N. Heide, Herrn Dipl. Phys. J. Kiener, Herrn Dr. H. Klewe-Nebenius, Frau A. Köhler, Herrn Dipl. Ing. M. Neudold, Herrn Dipl. Math. J. Oehlschläger, Herrn Prof. Dr. H. Rebel, Frau Dr. C. Samanta (Saha Institute of Nuclear Physics, Bidhan Nagar, Calcutta, India), Herrn Dr. D.K. Srivastava (Bhabha Atomic Research Centre, V.E.C. Centre, Calcutta, India) und Herrn Dipl. Ing. S. Zagromski danke ich für die Zusammenarbeit bei der Durchführung der Experimente und für viele hilfreiche Diskussionen.

Mein besonderer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. H. Rebel für die Anregung zu diesem Thema und seinen zahlreichen Hinweisen und Erläuterungen.

Ebenfalls danke ich speziell Herrn Priv. Doz. Dr. H.J. Gils für die Unterstützungsbereitschaft in allen Fragen, die den Magnetspektrographen betreffen und Herrn Dipl. Ing. S. Zagromski für die ständige Betreuung des Fokalebene-Detektors.

Herrn Dipl. Phys. N. Heide und Herrn Dr. V. Corcalciuc (Central Institute of Physics, IFIN, Bucharest, Romania) bin ich zu Dank verpflichtet für die Hilfe in der Anwendung der theoretischen Modelle und Herrn Dipl. Phys. S. Göring für die Durchführung der Kurvenanpassungen. Der Betriebsgruppe des Karlsruher Zyklotrons danke ich für den unermüdlichen Einsatz zur Herstellung des ${}^6\text{Li}$ -Strahls.

Schließlich gilt mein Dank den Kollegen aus der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. A. Hofmann und Priv. Doz. Dr. W. Eyrich

von der Universität Erlangen-Nürnberg für die Klärung einiger technischer Probleme und insbesondere Herrn Dipl. Phys. H. Schlösser für die Bereitstellung des Datenaufnahme-Programms.