



KfK 4803  
Dezember 1990

**Kinematisch vollständige  
Messung des Aufbruchs  
von  ${}^6\text{Li}$  mit Hilfe des  
Magnetspektrographen  
“Little John“**

G. Gsottschneider  
Institut für Kernphysik

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



**KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE**

**Institut für Kernphysik**

**KfK 4803**

**Kinematisch vollständige Messung des Aufbruchs von  ${}^6\text{Li}$  mit  
Hilfe des Magnetspektrographen "Little John"**

**G. Gsottschneider**

**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**

### **Kinematisch vollständige Messung des Aufbruchs von ${}^6\text{Li}$ mit Hilfe des Magnetspektrographen "Little John"**

In dieser Arbeit wird der Aufbau und Einsatz eines erweiterten Detektorsystems am Magnetspektrographen "Little John" beschrieben. Dieses kommt im Rahmen der Experimente des Coulomb-induzierten Aufbruchs von  ${}^6\text{Li}$  in  $\alpha$ -Teilchen und Deuteronen am Karlsruher Isochron-Zyklotron zum Nachweis beider koinzidenter Fragmente zum Einsatz. In ersten Messungen werden die Eigenschaften des Detektorsystems ermittelt. Es wird gezeigt, daß durch die Erweiterung eine Steigerung der Gesamteffizienz des Systems bei gleichzeitiger Beibehaltung der Winkelauflösung möglich ist. Dies wird durch eine direkte Messung beider Teilchentrajektorien und eine dadurch mögliche nachträgliche Unterteilung der Raumwinkelakzeptanz erreicht. Die so erhaltenen differentiellen Wirkungsquerschnitte zeigen eine gute Übereinstimmung mit bekannten Ergebnissen bzw. ergänzen diese.

## **Abstract**

### **Kinematically complete measurements of the break-up of ${}^6\text{Li}$ using the magnetic spectrograph 'Little John'**

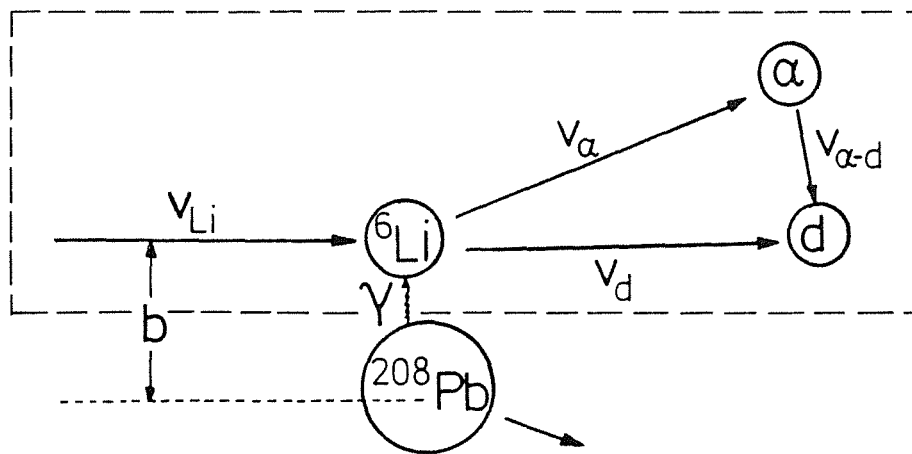
This report describes set-up and application of an extended detection system for the magnetic spectrograph 'Little John'. The set-up is used in experiments of the Coulomb induced break-up of  ${}^6\text{Li}$  into  $\alpha$ -particles and deuterons at the Karlsruhe Isochronous Cyclotron for the detection of both coincidence fragments. In first measurements the properties of the detection system are explored. It is shown that the extension provides an increased efficiency, simultaneously maintaining the angular resolution. This is achieved by a direct measurement of both particle trajectories and by an off-line subdivision of the solid angle acceptance. The differential cross sections obtained in this way are in a good agreement with known results and are completing the experimental information.

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>Seite</b>
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Teilchen - Teilchen - Korrelationsmessungen</b>	<b>4</b>
2.1 Relativwinkelmessungen	4
2.2 Relativwinkelmessung mit einem Magnetspektrographen	4
2.3 Mechanismen des ${}^6\text{Li}$ - Aufbruchs	8
<b>3. Experimenteller Aufbau</b>	<b>10</b>
3.1 Zyklotron und Strahlführung	10
3.2 Magnetspektrograph "Little John"	10
3.3 Detektorsystem	13
3.3.1 Zwischendetektor	13
3.3.2 Gasversorgung	16
3.3.3 Fokalebeneendetektor	18
3.4 Elektronik und Datenaufnahme	19
<b>4. Ionenoptik</b>	<b>23</b>
4.1 Matrixformalismus zur Behandlung ionenoptischer Probleme	23
4.2 Ionenoptische Randbedingungen des Magnetspektrographen "Little John"	25
<b>5. Eichungen</b>	<b>31</b>
5.1 Orts-Kanal-Eichungen	31
5.2 Energieeichung (Orts-Impuls-Eichung)	33
5.3 Transmissionseichung	34
5.4 Winkeleichung	35
<b>6. Messungen und Datenauswertung</b>	<b>38</b>
6.1 Bestimmung des horizontalen Emissionswinkels $\Theta_0$	38
6.2 Bestimmung der Relativenergie $E_{\text{ad}}$	42
6.3 Normierung der Wirkungsquerschnitte	44
6.4 Koinzidenzspektren	46
<b>7. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>54</b>

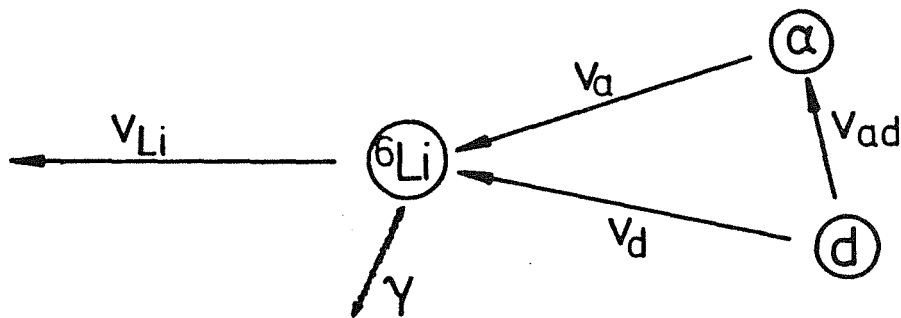
<b>Literaturverzeichnis</b>	56
<b>Anhang</b>	59
Tabelle der Wirkungsquerschnitte	59

## 1. Einleitung

Der binäre Aufbruch eines schnellen nuklearen Projektils im Coulombfeld eines schweren Atomkerns kann als die Zeitumkehrreaktion zum Strahlungseinfang interpretiert werden, bei dem zwei Kerne unter Aussendung eines  $\gamma$ -Quants fusionieren [Reb85, Bau86] (siehe Abb. 1).



direct Coulomb break-up



direct radiative capture

Abb. 1 Schematische Darstellung des direkten Coulomb-Aufbruchs  ${}^6\text{Li} + \gamma \rightarrow \alpha + d$  und der Strahlungseinfangreaktion  $\alpha + d \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$

Aufbruchexperimente dieser Art werden am Karlsruher Isochron-Zyklotron durchgeführt, wo speziell die Dissoziation von  ${}^6\text{Li}$  in  $\alpha$ -Teilchen und Deuteronen



an  $^{208}\text{Pb}$ -Targetkernen studiert wird. Die Energie der  $^6\text{Li}$ -Projektile beträgt 156 MeV. Das Ziel dieser Messungen ist, einen alternativen Zugang zu den Wirkungsquerschnitten der Strahlungseinfangreaktion  $d + \alpha \rightarrow ^6\text{Li} + \gamma$  zu gewinnen. Solche Reaktionen leichter Atomkerne sind der bedeutendste Mechanismus der Synthese der leichten Elemente in Sternen und sind damit ausschlaggebend für die heute beobachteten Elementhäufigkeiten im Universum.

Die relevanten Teilchenenergien liegen dabei, entsprechend den im Sterninnern vorherrschenden Temperaturen, bei einigen keV bis zu einigen 100 keV. Solche niederen Projektilenergien sind schon experiment-technisch schwer zu handhaben. Da diese Energien weit unter dem Coulombwall liegen, sind zudem die Reaktionswirkungsquerschnitte extrem niedrig. Diese Gründe erklären die Schwierigkeit der direkten Messung der Einfangreaktionsquerschnitte und geben Anlaß zur Suche nach einem alternativen Zugang.

Bei der umgekehrten Reaktion, dem Projektilaufbruch, müssen die Fragmente entsprechend kleine Relativenergien haben, ihre Laborenergie hingegen kann um mehrere Größenordnungen höher sein. Dies ist einer der Vorteile der Umkehrreaktion.

Kleine Relativenergien beim Aufbruch entsprechen kleinen Relativwinkeln ( $0^\circ - 2^\circ$ ) zwischen den Fragmenten. Um sicherzustellen, daß der Aufbruch überwiegend Coulomb-induziert ist, müssen solche Reaktionen selektiert werden, die durch hinreichend große Stoßparameter  $b$  der Bahn des einlaufenden  $^6\text{Li}$ -Teilchens gekennzeichnet sind. Aus diesem Grund muß bei sehr kleinen ( $1.5^\circ - 7^\circ$ ) Streuwinkeln gemessen werden, da nur dort eine solche Selektion weitgehend gegeben ist.

Diese nicht ganz einfachen experimentellen Anforderungen können mit Hilfe eines Magnetspektrographen ("Little John") erfüllt werden, mit dem beide Aufbruchfragmente koinzident nachgewiesen werden können.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, durch die Erweiterung des bestehenden Detektorsystems am Magnetspektrographen die Raumwinkelakzeptanz (und damit die Gesamteffizienz) für den koinzidenten Nachweis der Fragmente zu erhöhen. Dabei sollen keine Einbußen bei der Auflösung der Messung der Relativwinkel zwischen den korrelierten Teilchen eintreten.

Die experimentelle Aufgabe umfaßt den Aufbau und die Inbetriebnahme eines zusätzlichen ortsempfindlichen Proportionalzählers und dessen Integration in das bestehende System, die dadurch ermöglichte direkte Messung von Teilchentrajektorien und deren Vergleich mit ionenoptischen Rechnungen. Daneben sollen die allgemeinen Aspekte dieser erst kürzlich eingeführten Methode der Korrelationsmessungen studiert und Vorschläge zu deren Verbesserung erbracht werden.

## 2. Teilchen-Teilchen-Korrelationsmessungen

Alle in diesem Kapitel beschriebenen Methoden gehen davon aus, daß beide Teilchen von einer punktförmigen Quelle emittiert werden.

### 2.1 Relativwinkelmessungen

Zur Bestimmung des Relativwinkels zwischen zwei Teilchen bieten sich zwei verschiedene Methoden an. Eine Möglichkeit ist die Messung eines festen Winkels mit zwei Detektoren (Abb. 2a). Der Vorteil dieser Methode ist die sehr gute Winkelauflösung, die durch die Breite der Detektoren bzw. durch die Breite der Blendschlitze davor gegeben ist. Als Nachteile müssen ein kleiner Raumwinkelbereich mit der damit verbundenen geringeren Zählrate und die Festlegung auf einen Relativwinkel in Kauf genommen werden.

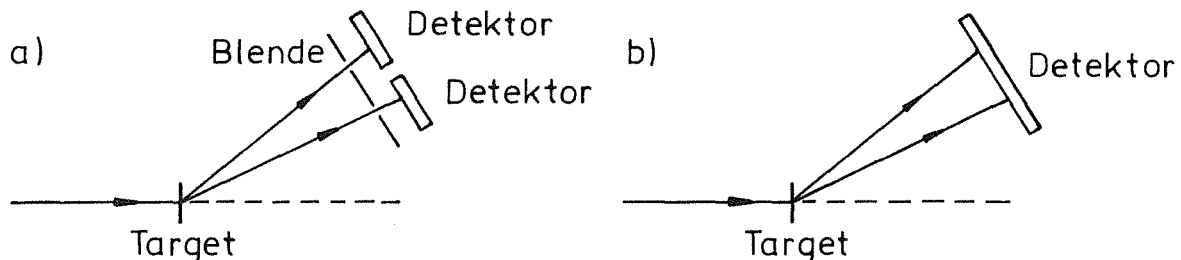


Abb. 2 Zwei Methoden der Relativwinkelmessung

Eine andere Möglichkeit besteht darin, die zwei Detektoren durch einen ortsempfindlichen Detektor zu ersetzen und aus den gemessenen Positionen die Winkel zu berechnen (Abb. 2b). Dabei wird ein nur von der Detektorgröße abhängiger Raumwinkel- und Relativwinkelbereich überdeckt. Je nach erforderlicher Winkelauflösung stellt dieses Verfahren höhere Ansprüche an den Detektor, da die Winkelauflösung von der Ortsauflösung des Detektors abhängt.

### 2.2 Relativwinkelmessung mit einem Magnetspektrographen

Beim Einsatz eines Magnetsystems zur Impulsmessung ist zusätzlich zu beachten, ob durch die Relativwinkelbestimmung die Impulsauflösung gestört wird. Im Ge-

gensatz zu den seit langer Zeit verwendeten Doppelarm-Magnetspektrographen für Teilchen-Teilchen-Korrelationsmessungen wurde die hier beschriebene Methode mit einem Magnetspektrographen erst kürzlich erstmals angewendet [Gil86, Kie88, Uts88]. Benutzt man eine Anordnung mit feststehendem Relativwinkel (Abb. 3a) so ist die Impulsauflösung zwar ungestört, aber man hat die gleichen Vor- und Nachteile wie bei der entsprechenden Methode ohne Magnetsystem.

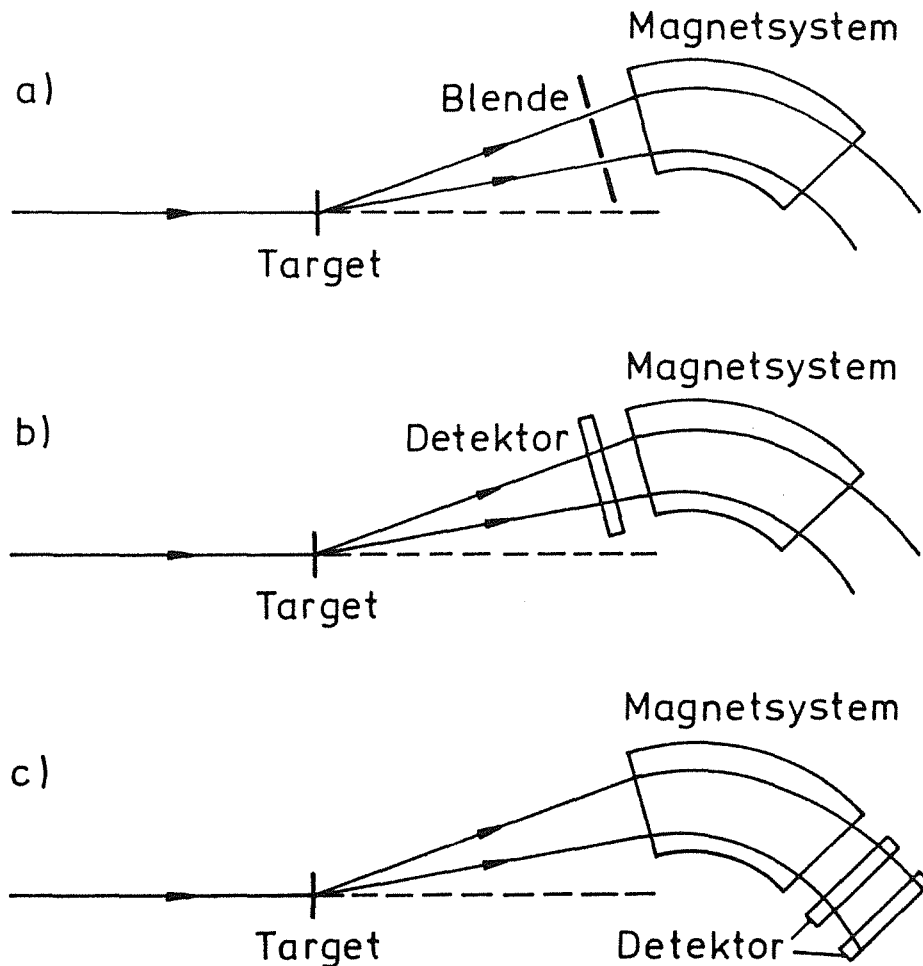


Abb. 3 Verschiedene Möglichkeiten der Relativwinkelbestimmung mit einem Magnetsystem

Die der Abb. 2b entsprechende Magnetsystemvariante mit einem ortsempfindlichen Detektor vor dem Magnetsystem (Abb. 3b) führt wiederum zu einem großen überdeckten Raum- und Relativwinkelbereich. Da die Teilchen den Detektor durchqueren müssen und dabei eine zusätzliche Winkel- und Energieaufstreuung erhalten, wird die Impulsauflösung des nachfolgenden Magnetspektrographen gestört. Ein weiterer Nachteil dieser Variante mit dem sogenannten "Akzeptanzdetektor" gegenüber der im folgenden beschriebenen Methode hat sich bei ent-

sprechenden Experimenten herausgestellt. Speziell bei den Aufbruchmessungen von  ${}^6\text{Li}$  in  $\alpha$ -d wurde der Detektor von elastisch gestreuten  ${}^6\text{Li}$ -Projektilen überlastet, da deren Zählrate mehrere Größenordnungen über der Koinzidenzzählrate der Aufbruchprodukte liegt [Gan88].

Als weitere Möglichkeit können hinter dem Magnetsystem zwei ortsempfindliche Detektoren angebracht werden (Abb. 3c), mit denen die einzelnen Teilchenbahnen gemessen werden. Aufgrund der ebenfalls experimentell bestimmten ionenoptischen Abbildungsbedingungen kann daraus der relative Emissionswinkel rückgerechnet werden, wie in Kap. 4 und 5 im Detail gezeigt wird. Diese Methode hat den Vorteil einer ungestörten Impulsauflösung. Außerdem können bestimmte Reaktionsprodukte magnetisch selektiert werden, was man z.B. benutzt, um die elastisch gestreuten  ${}^6\text{Li}$ -Teilchen auszublenden (siehe Kap. 3.2). Nachteilig wirkt sich bei dieser Methode aus, daß die Winkelauflösung von der Ortsauflösung beider Detektoren abhängt.

Die direkte Messung der Teilchentrajektorien mit Hilfe von zwei ortsempfindlichen Detektoren und die durch deren Vergleich mit ionenoptischen Rechnungen resultierende Bestimmung der Emissionswinkel wurde aus anderen Gründen schon beim Entwurf des Detektorsystems für den Magnetspektrographen geplant. Da beide ortsempfindlichen Detektoren im gleichen Gehäuse untergebracht waren und dadurch der maximal mögliche Abstand zwischen ihnen auf 10 cm begrenzt wurde, scheiterte diese Variante bisher an der zu geringen Winkelauflösung.

Um diesen Abstand zu vergrößern ohne ein zusätzlich winkel- und energieaufstreuendes totes Zählgasvolumen zu haben, wurde ein zusätzliches Gehäuse gebaut [Rud88]. Dieses erlaubt es, den ersten Ortsdetektor (Zwischendetektor) an beliebiger Stelle hinter dem Magnetsystem anzubringen. Zur Auswahl der geeigneten Position muß berücksichtigt werden, daß die Ortsdetektoren zum einen nicht zu nah beieinanderstehen, um eine gute Winkelauflösung zu erreichen. Zum andern soll mit möglichst großer Impulsakzeptanz des Spektrometers gemessen werden, da die Aufbruchfragmente eine relativ breite Energieverteilung haben. Dies bedingt eine Position möglichst nah hinter dem Magnetsystem. Durch die Verlängerung des Detektorsystems wird aber wiederum die Impulsakzeptanz reduziert (siehe Kap. 3.2).

Aus diesen Gründen wurde der Zwischendetektor an einer Position mit größtmöglicher Impulsakzeptanz angebracht, welche sogar oberhalb der Design-

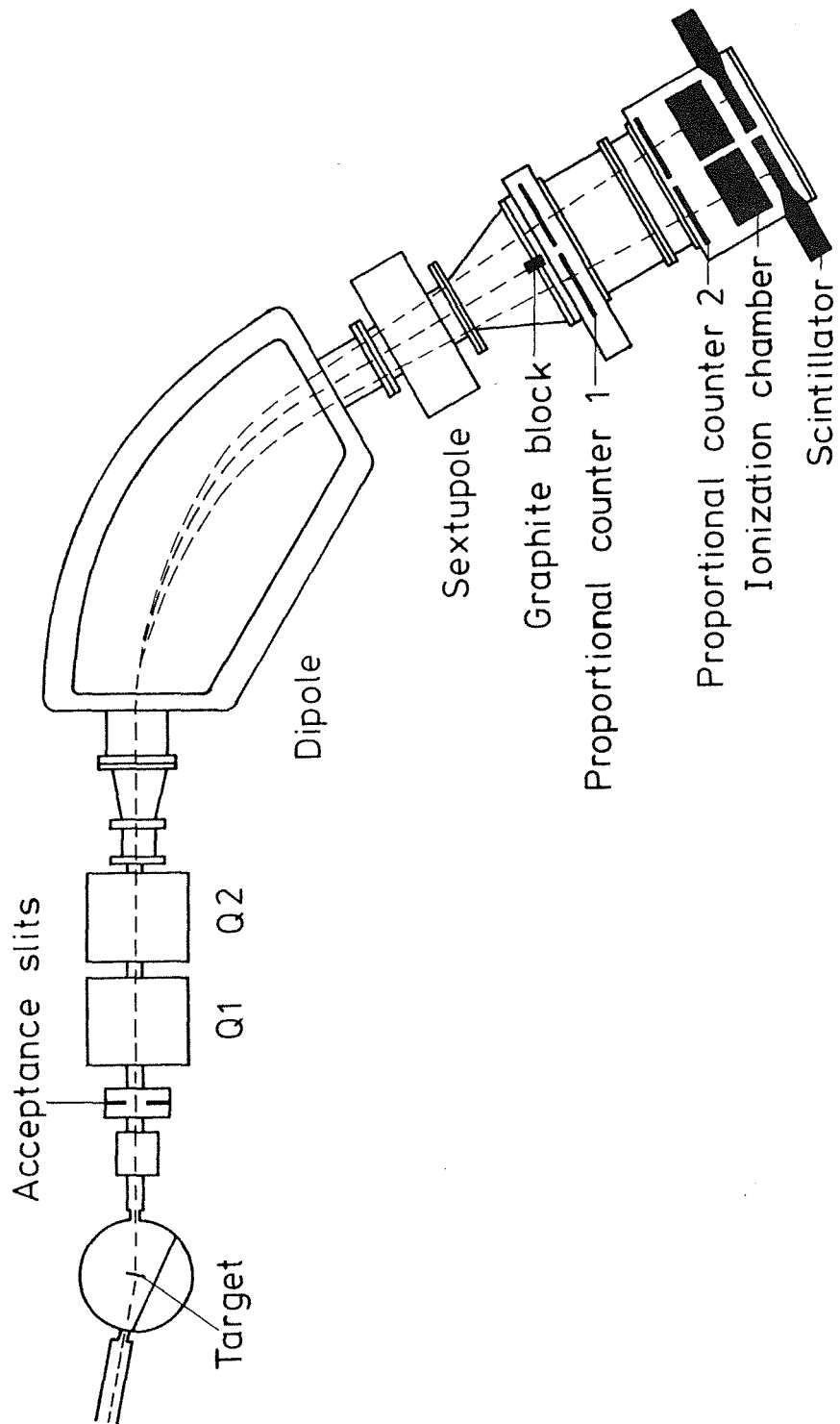


Abb. 4 Erweitertes Detektorsystem am Magnetspektrograph "Little John"

Spezifikation liegt. Das restliche Detektorsystem (FED) steht im Abstand von 56 cm dahinter. Dieses Maß ergibt sich aus vorhandenen Vakuumzwischenstücken (siehe Kap. 3.2). Abb. 4 zeigt schematisch das im Experiment eingesetzte Magnet-spektrometer mit dem erweiterten Detektorsystem.

### 2.3 Mechanismen des ${}^6\text{Li}$ - Aufbruchs

Beim elastischen Projektilaufbruch von  ${}^6\text{Li}$  in  $\alpha$ -Teilchen und Deuteronen wird zwischen dem sequentiellen (resonanten) und dem direkten (nichtresonanten) Fall unterschieden.

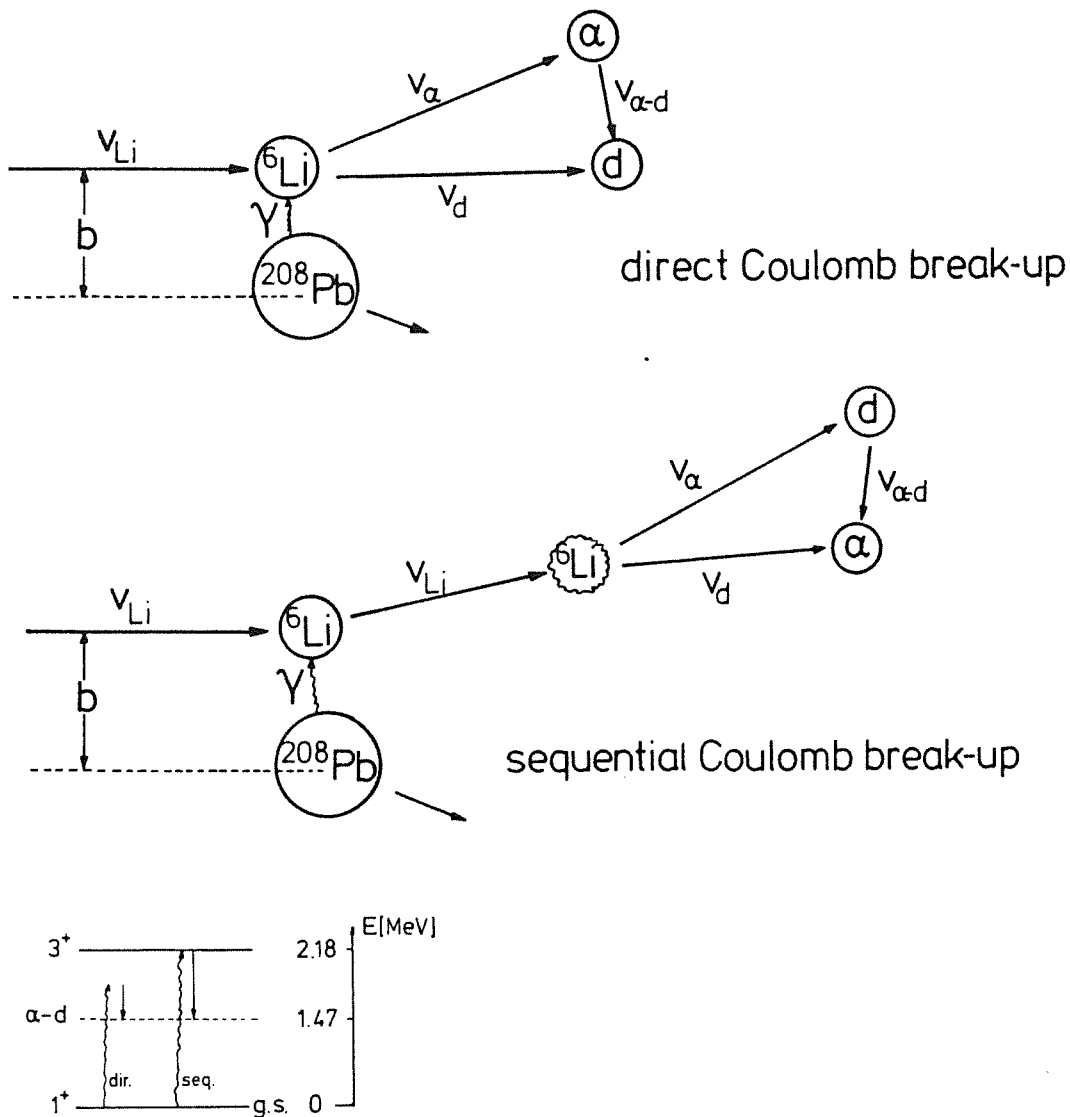


Abb. 5 Schematische Darstellung des Coulomb-Aufbruchs und vereinfachtes Energieschema von  ${}^6\text{Li}$

Im sequentiellen Fall wird der  ${}^6\text{Li}$ -Kern zunächst durch inelastische Streuung in den ersten angeregten Zustand bei 2.18 MeV angeregt (siehe Abb. 5). Der Kern bleibt eine gewisse Zeit in diesem Zustand und zerfällt dann - weit vom Targetkern entfernt - mit der festen Relativenergie von 0.71 MeV zwischen den Fragmenten. Das ist genau die Energiedifferenz zwischen dem angeregten Zustand und der  $\alpha$ -d Aufbruchschwelle. Der entsprechende Reaktionskanal muß als monoenergetische Linie in den Relativenergiespektren  $E_{\alpha d}$  erkennbar sein.

Der direkte Aufbruch dagegen geschieht sofort am Ort der Wechselwirkung. Dabei kann die Relativenergie der Fragmente im Rahmen der Dreiteilchen-Kinematik variieren, was zu einem kontinuierlichen Energiespektrum führt.



### 3. Experimenteller Aufbau

#### 3.1 Zyklotron und Strahlführung

Die Experimente wurden am Karlsruher Isochron-Zyklotron mit dem dort vorhandenen 156 MeV  ${}^6\text{Li}$ -Strahl durchgeführt. Aus der externen 2-stufigen ECR-Quelle ('Electron Cyclotron Resonance') [Ern90] LISKA werden  ${}^6\text{Li}^{3+}$ -Ionen mit  $\approx 30$  keV extrahiert und axial in das Zyklotron eingeschossen. Dort werden sie auf die Endenergie von 26 MeV/Nukleon beschleunigt. Bei der üblichen Betriebsart des Beschleunigers mit einer Hochfrequenz von 33 MHz erhält man einen gepulsten Strahl mit einem zeitlichen Abstand von 30 ns zwischen den einzelnen Pulsen. Um Vieldeutigkeiten bei Laufzeitmessungen zu vermeiden, werden von je drei Pulsen zwei durch "bunchen" vor der Beschleunigung unterdrückt, so daß der Abstand zwischen den Pulsen 90 ns betrug.

Das an den Beschleuniger anschließende externe Strahlführungssystem (Abb. 6) besteht aus mehreren Quadrupolmagneten zur Fokussierung und Dipolmagneten zur Richtungsänderung und -korrektur. Die Energieunschärfe des Strahls kann durch einen  $150^\circ$  Analysiermagneten (mit Austrittsblende) von 0.6 MeV auf 0.1 MeV reduziert werden. Zur weiteren Verbesserung der Strahleigenschaften (Strahlhalo, Winkeldivergenz) stehen noch mehrere Antistreublenden im Strahlführungssystem zur Verfügung.

#### 3.2 Magnetspektrograph "Little John"

Der Magnetspektrograph "Little John" wurde speziell für Experimente entwickelt, bei denen unter sehr kleinen Reaktionswinkeln gemessen werden soll [Gil88a]. Das Magnetsystem besteht aus einem Dipol, zwei Quadrupol- und einem Sextupolmagneten, die unabhängig voneinander die Funktionen Impulsdispersion, Fokussierung in horizontaler und vertikaler Ebene und Fokalebene-Neigung erfüllen. Eine Besonderheit ist die variable Impulsauflösung, die es erlaubt, je nach Anforderung die Impulsakzeptanz und Impulsauflösung um bis zu einem Faktor Zwei zu verändern. Dies wird durch Verschieben des Detektorsystems in Richtung der auslaufenden Teilchen und entsprechender Variation der Fokussierung mit den Quadrupolmagneten erreicht. Durch Kombinationen der verschiedenen vorhandenen Vakuumzwischenstücke (Abb. 7, VE1-3) ergeben sich

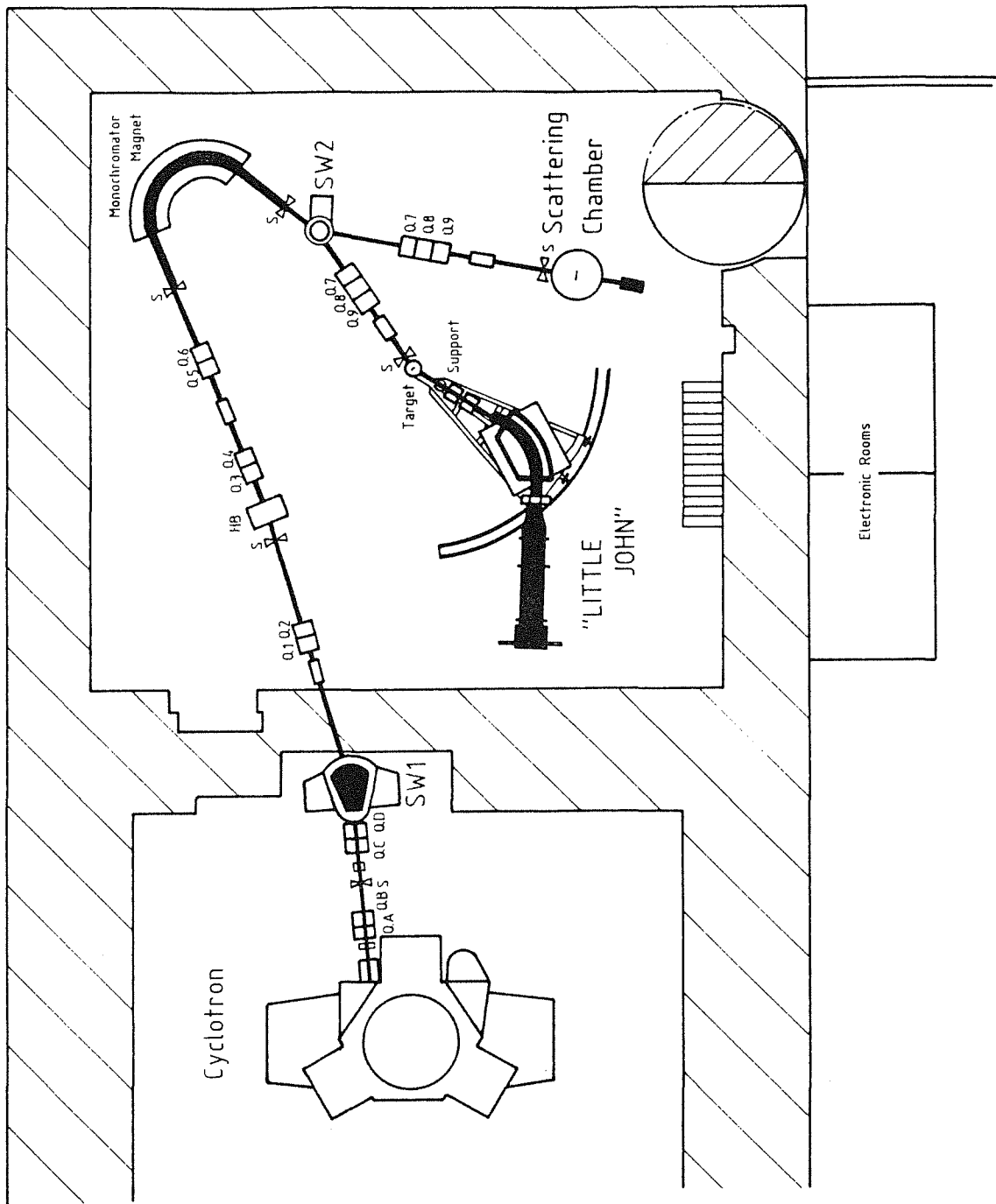


Abb. 6 Vereinfachter Grundriß des Karlsruher Isochron-Zyklotrons mit externem Strahlführungssystem und Magnetspektrograph "Little John"

acht verschiedene bis zu 2.28 m voneinander entfernt liegende Plätze. Mit dem Sextupol kann die Fokalebene an allen Detektorplätzen senkrecht zur Sollbahn eingestellt werden.

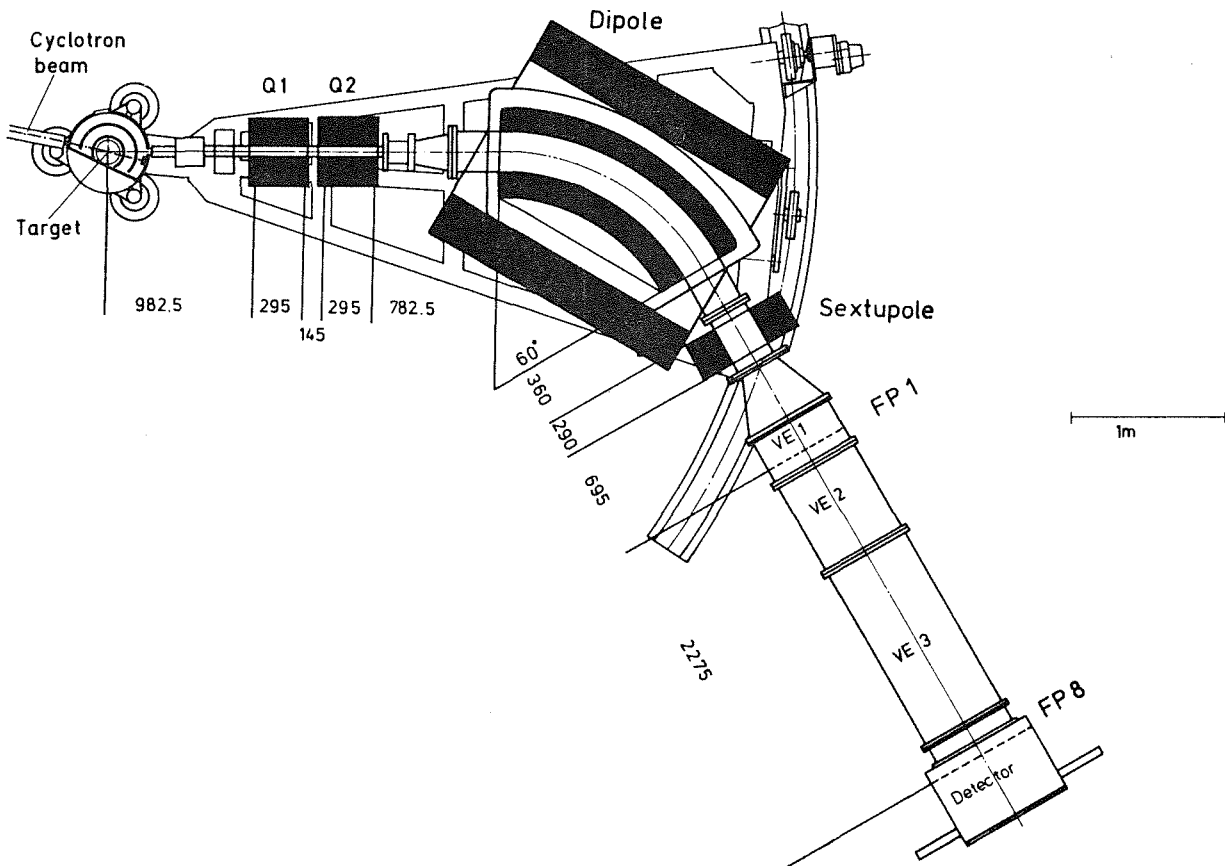


Abb. 7 Magnetspektrograph "Little John"

Zur Einstellung des Reaktionswinkels ist der gesamte Spektrograph, einschließlich des Detektorsystems, horizontal schwenkbar, wobei die Drehachse in der Targetebene liegt. Zwei unabhängig voneinander einstellbare orthogonale Blendenpaare definieren die Winkelakzeptanz. Sie beträgt maximal 60 mrad vertikal und 25 mrad horizontal. Die vom Target aus in diesen Raumwinkel gestreuten Teilchen werden im Dipolmagnetfeld gemäß ihrer magnetischen Steifigkeit (siehe Kap. 5.2, Gl. 10a) abgelenkt und in einem speziell modifizierten Detektorsystem (siehe Abb. 4) nachgewiesen. Außer den Aufbruchfragmenten gelangen auch elastisch und (in weit geringerem Maße) inelastisch gestreute  ${}^6\text{Li}$ -Teilchen in den Winkelakzeptanzbereich. Diese Teilchen sind für die Aufbruchmessungen aufgrund ihrer hohen Intensität gegenüber den Fragmenten unerwünscht. Infolge ihrer festen Energie werden die elastisch gestreuten  ${}^6\text{Li}$ -Teilchen jedoch auf einen in horizontaler Richtung schmalen Bereich in der

Fokalebene fokussiert. Sie können daher durch einen Klotz vor dem ersten Detektor absorbiert werden. Dies verkleinert erheblich die Zählrate, der die Detektoren ausgesetzt sind. Der Primärstrahl wird bei Reaktionswinkeln  $\geq 2.5^\circ$  mit einem Faradycup in der Targetkammer gestoppt. Damit erfolgt dann auch die Strommessung. Bei Reaktionswinkeln  $< 2.5^\circ$  kann der Primärstrahl entweder auf den horizontalen Blendenbacken oder im Dipol gestoppt werden [Gil88b].

### 3.3 Detektorsystem

Das gesamte Detektorsystem (Abb. 8) besteht aus dem Zwischendetektor (ZWD) und dem "Fokalebendendetektor" (FED), der aus historischen Gründen weiterhin so benannt wird.

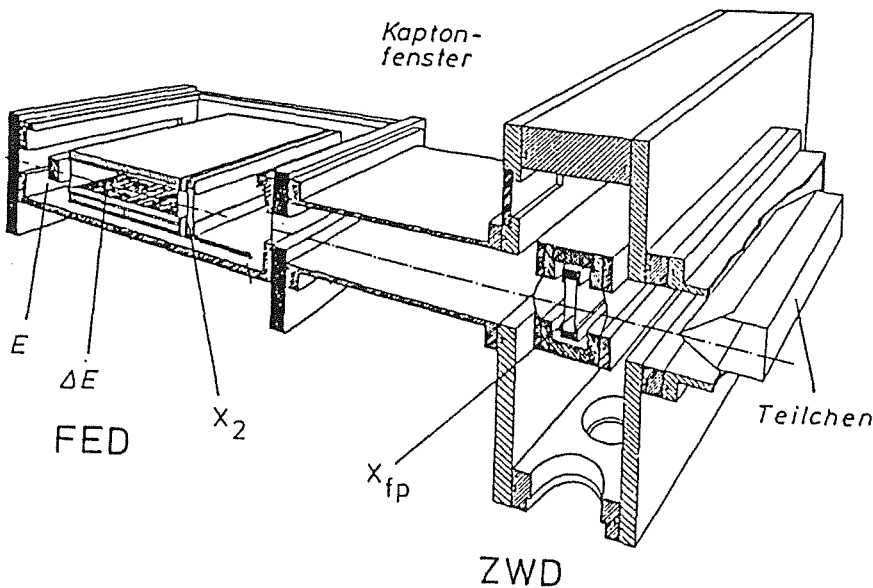


Abb. 8 Schematische Darstellung des gesamten Detektorsystems

#### 3.3.1 Der Zwischendetektor

Der Zwischendetektor besteht aus einem Vakuumgehäuse, einem darin in vertikaler Richtung beweglichen Detektorgehäuse und dem eigentlichen Detektor, einem in horizontaler und vertikaler Richtung ortsempfindlichen Proportionalzähler. Das ganze Detektorgehäuse ist mit 1 bar Argon-Methan als Zählgas gefüllt und auf beiden Seiten mit 50  $\mu\text{m}$  dicken Kaptonfolien vom Vakuum des Spektrometers abgetrennt (siehe Abb. 8). Das bewegliche Detektorgehäuse hat

den Vorteil, daß der Detektor während der Messung aus dem Strahl gefahren werden kann. So kann z.B. für die Eichungen des restlichen Detektorsystems das störende Gasvolumen entfernt werden, ohne daß das gesamte Spektrometer belüftet werden muß. Auch das vom Zwischendetektor verursachte Winkelstragging kann durch das Herausfahren des Detektors relativ einfach bestimmt werden.

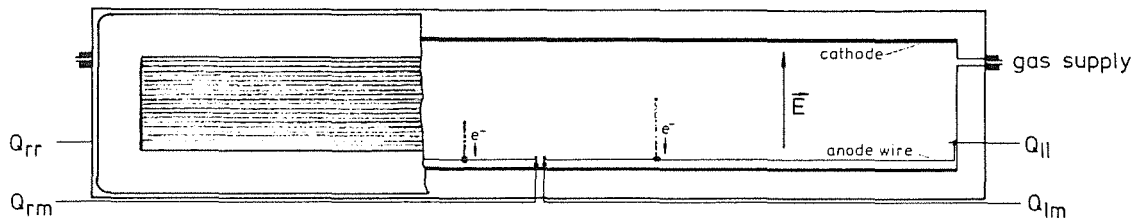


Abb. 9 Ansicht des ortsempfindlichen Proportionalzählers in Strahlrichtung

Der Anodendraht des Zählers ist in der Mitte geteilt und die Kontakte beider Drahtenden sind nach außen geführt. Dadurch entstehen zwei symmetrische ortsempfindliche Detektoren, zwischen denen sich eine etwa 3 cm breite inaktive Zone befindet.

Abb. 9 zeigt schematisch einen der geteilten Ortsdetektoren. Die durch Stoßionisation von durchfliegenden Teilchen freigesetzten Elektronen driften entlang der elektrischen Feldlinien nach unten auf den Anodendraht. Ein- und Austrittsfenster des Detektors sind zwei mit horizontalen Goldstreifen bedampfte Mylarfolien, die über eine Widerstandskette mit der negativen Hochspannung (-2000 V) der Kathode verbunden sind. Dadurch wird die Homogenität des Driftfeldes erreicht. Durch die hohe Feldstärke in der Nähe des 10 µm dicken Anodendrahtes (+1250 V) wird die ankommende Elektronenwolke noch einmal verstärkt. Die auf dem Anodendraht gesammelte Ladungsmenge fließt aufgrund des relativ hohen elektrischen Widerstandes ( $R = 140 \Omega/\text{cm}$ ) des Drahtes im umgekehrten Verhältnis des Abstandes zu den Drahtenden über diese ab. So ergibt sich für die horizontale Koordinate  $x$  des durchfliegenden Teilchens mit den an den linken und rechten Drahtenden ausgelesenen Ladungen  $Q_{II}$  und  $Q_{Im}$  in erster Ordnung

$$x = d \cdot \frac{Q_{Im}}{Q_{Im} + Q_{II}}, \quad (1)$$

wobei  $d$  die Länge des Drahtes ist.

Die Information über die vertikale Koordinate  $y$  erhält man durch die Bestimmung der Driftzeit der Elektronen vom Entstehungsort bis zum Eintreffen an der Anode. Dabei wird das Szintillatorsignal (siehe Kap. 3.3.2) als Startsignal und der Ladungsimpuls an der Anode als Stoppsignal genommen. Der vertikale Ort ist proportional zur Driftzeit, da durch die Homogenität der Felder die Driftgeschwindigkeit der Elektronen konstant ist [Kle87].

Da mit dem erweiterten Detektorsystem die Einfallswinkel in die Fokalebene gemessen werden sollen, ist es notwendig die Winkelungenauigkeit zu kennen, die durch Vielfachstreuung in dem zusätzlichen Hindernis verursacht wird. Diese sogenannte Winkelverschmierung ("Stragglings") bestimmt die erreichbare Winkelauflösung des Detektorsystems. Für den mittleren Streuwinkel  $\beta$  gilt [Mar68]:

$$\beta^2 = \frac{2 \cdot \pi \cdot z \cdot e^4}{E^2} \cdot N \square \cdot Z^2 \cdot x_0 \cdot \ln \left( \frac{E \cdot a_0}{z \cdot Z^{3/4} \cdot e^2} \right) \quad (2)$$

mit:

- $a_0$  =  $\hbar^2 / (m_e \cdot e^2)$  Bohrscher Radius
- $E$  = mittlere Energie des Projektils
- $z$  = Ladungszahl des Projektils
- $Z$  = Ladungszahl des Targets
- $x_0$  = Dicke des Targets in cm
- $N \square$  =  $(L/A) \cdot \rho$  Anzahl der Targetkerne pro  $\text{cm}^3$
- $A$  = Atomgewicht des Targets
- $\rho$  = Dichte des Targets in  $\text{g/cm}^3$
- $L$  =  $6.023 \cdot 10^{23}$  Loschmidt'sche Zahl

Für 104 MeV  $\alpha$ -Teilchen und 52 MeV Deuteronen ergibt ein Fenster aus 50  $\mu\text{m}$  dicker Kaptonfolie (Kapton:  $(\text{C}_{22}\text{H}_{10}\text{O}_5\text{N}_2)_n$ ;  $\rho = 1.44 \text{ g/cm}^3$ ) einen Streuwinkel  $\beta = 3.6 \text{ mrad}$ . Zusätzlich müssen 9 cm (Dicke des Detektorgehäuses in Strahlrichtung zwischen den zwei Kaptonfenstern) Argon-Methan Gas (Druck 1 bar) durchquert werden, das ergibt  $\beta \approx 6.3 \text{ mrad}$ . Das durch den gesamten Zwischendetektor verursachte Winkelstragglings hat einen mittleren Streuwinkel von

$$\beta = \left( 2 \cdot \beta_{\text{Kapton}}^2 + \beta_{\text{Gas}}^2 \right)^{\frac{1}{2}} \approx 8 \text{ mrad}.$$

Der Hauptanteil wird von der 9 cm Wegstrecke durch das Zählgas verursacht, wovon eigentlich nur 1 cm im Detektor als Zählgas dient. Aufgrund der extrem empfindlichen dünnen goldbedampften Fenster ist es jedoch notwendig, daß zwischen den beiden Fensterseiten kein Druckunterschied auftritt. Deshalb muß das gesamte Detektorgehäuse mit Gas gefüllt werden.

### 3.3.2 Gasversorgung

Um den Zwischendetektor an allen möglichen Positionen (d.h. auch mit dem max. Abstand von 2.28 m zum FED (siehe Kap. 3.2)) betreiben zu können, ist er mit einer eigenen vom FED unabhängigen Gasversorgung ausgestattet. Diese ist mit einem automatischen Druckregler versehen, da eine Druckänderung während des laufenden Experimentes eine Veränderung der Verstärkung zur Folge hätte. Speziell für die schwach ionisierenden Deuteronen hätte ein Druckabfall zur Folge, daß die ohnehin schon sehr kleinen Impulse im Rauschen verschwinden würden.

Um die großen Kaptonfenster des Detektorgehäuses vor Bruch zu bewahren, besteht die Möglichkeit, über das Ventil V 22 Vakuumgehäuse, Detektorgehäuse und den Detektor gleichzeitig zu evakuieren. Außerdem ist dort über V 24 und das Nadelventil 2 (NV 2) ein kontrolliertes Belüften sowohl des gesamten Spektrographen, als auch nur des Detektors möglich.

Der Betriebsdruck ist am Steuerventil zwischen 0 mbar und 1000 mbar einstellbar und wird während des Experimentes von dem Druckregler automatisch innerhalb  $\pm 1$  mbar konstant gehalten.

Die Nadelventile (NV 1 und NV 2) dienen auch dazu, den Gasdurchfluß zu regulieren, um den Verbrauch etwas zu reduzieren.

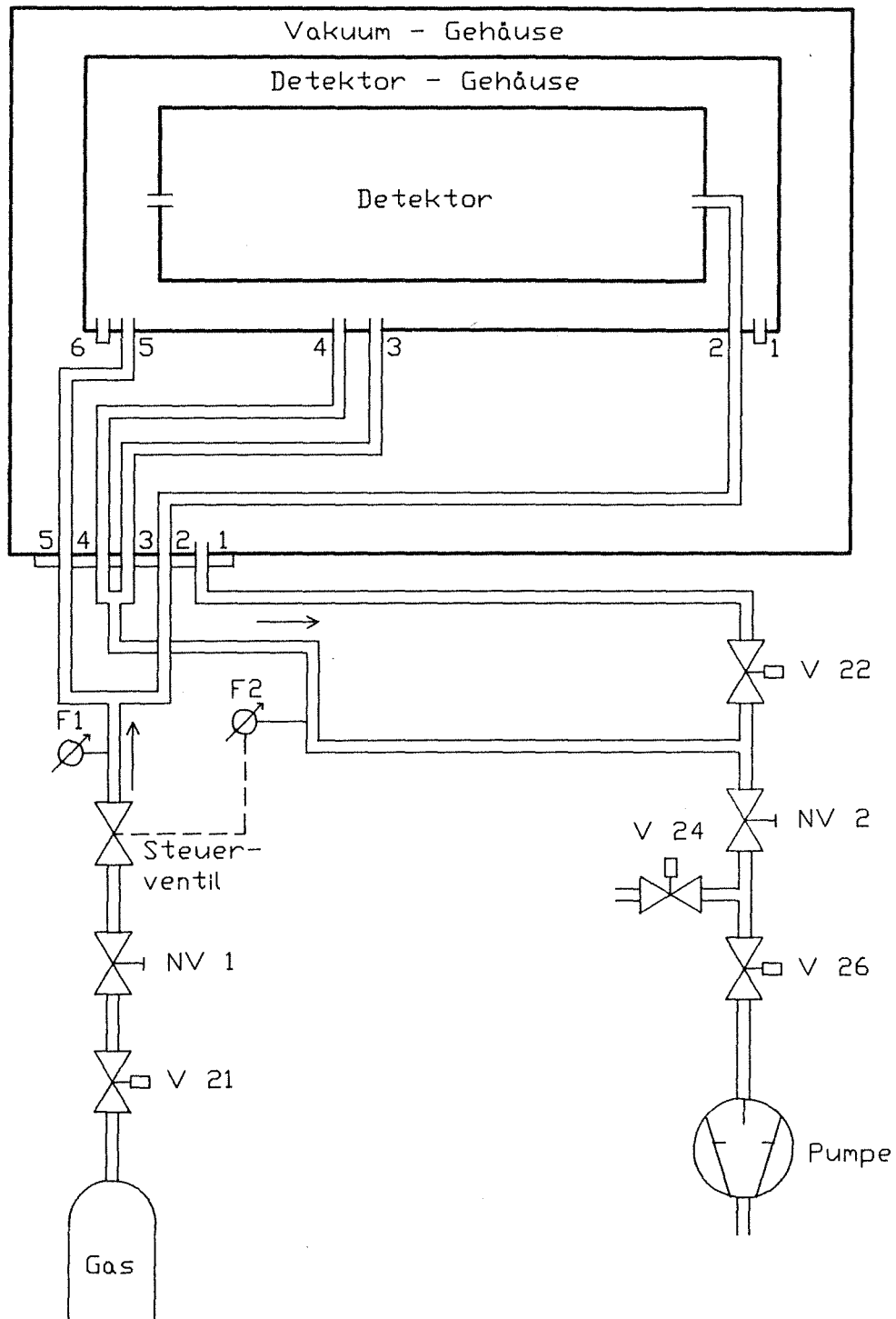


Abb.10 Schematische Darstellung der Gasversorgung des Zwischendetektors. V: Ventile, NV: Nadelventile, F: Feinvakuum-Meßsonden. Die Zahlen der Anschlüsse entsprechen den Zahlen an den Durchführungen am Vakuumgehäuse.



### 3.3.3 Der Fokalebeneendetektor

Der Fokalebeneendetektor ist ein Detektorsystem bestehend aus orts-empfindlichem Proportionalzähler, Gas-Ionisationskammer und Szintillator. Alle Komponenten sind in einem mit 1 bar Argon-Methan Gas gefüllten Gehäuse untergebracht und vom Vakuum des Spektrometers durch eine 50  $\mu\text{m}$  dicke Kaptonfolie getrennt [Zag80, Gil89a]. Das gesamte System ist ebenfalls für die Koinzidenzmessungen geteilt. Wie beim ZWD wird die Teilung bei den beiden Gasdetektoren elektrisch erreicht, d.h. der Anodendraht des Proportionalzählers bzw. die Anodendrahtebene der Ionisationskammer sind in der Mitte geteilt und die Kontakte beider Enden nach außen geführt. Der Proportionalzähler ist der gleiche wie im ZWD (siehe Kap. 3.3.1).

Die Ionisationskammer, mit der der Energieverlust ( $\Delta E$ ) der Teilchen bestimmt wird, ist bzgl. des Aufbaus ähnlich dem Proportionalzähler. Die Anode ist eine Drahtebene aus 10  $\mu\text{m}$  dicken Drähten im Abstand von 1 cm. Dadurch wird eine Verstärkung der freigesetzten Ladung erreicht, da die Kammer in der Nähe der Drähte infolge des dort herrschenden höheren elektrischen Feldes im Proportionalbereich arbeitet. Dies ist zum Nachweis des Energieverlustes der nur schwach ionisierenden Deuteronen notwendig [Zag90]. Ein Frischgitter 1 cm über der Anodenebene sorgt dafür, daß die nachgewiesene Ladung unabhängig vom Entstehungsort ist.

Die Restenergie ( $E$ ) wird dann im Szintillator nachgewiesen, wo die Teilchen gestoppt werden. Das System Ionisationskammer-Szintillator dient durch die  $\Delta E - E$  Messung der Teilchenidentifikation. Diese erfolgt aufgrund der charakteristischen Hyperbelbahnen für die Ladungszahl  $Z$  und die Masse  $m$ , die man erhält, wenn man den Energieverlust, den ein schneller Atomkern beim Durchgang durch eine Materieschicht erleidet, über der Energie aufträgt ( $\Delta E/\Delta x \propto m Z^2/E$ ).

Die Eigenschaft des Szintillators als schneller Detektor wird in doppelter Hinsicht genutzt. Wie schon erwähnt, gibt er zum einen den Startimpuls für die Zeitmessung für die  $\gamma$ -Bestimmung und zum anderen das Zeitsignal für die Koinzidenzen zwischen linkem und rechtem Detektorzweig.

In Tabelle 1 sind die wichtigsten Betriebsdaten des gesamten Detektorsystems zusammengestellt.

Hochspannungen:

Kathode Proportionalzähler 1, 2	-2000 V
Anode Proportionalzähler 1, 2	+1250 V
Kathode Ionisationskammer	-1200 V
Anode Ionisationskammer	+800 V
Photomultiplier	+2100 V

Zählgas:

Argon-Methan	Mischungsverhältnis 90:10
	Druck 1000 mbar

Tabelle 1: Betriebsdaten des Detektorsystems

### 3.4 Elektronik und Datenaufnahme

Zur Verarbeitung der Signale der einzelnen Detektoren wurde die in Abb. 12 gezeigte Elektronik eingesetzt. Die Bedeutung der Bezeichnung der auf der linken Seite der Abb. 12 einlaufenden Signale ist aus der schematischen Darstellung des Detektorsystems (Abb. 11) ersichtlich. Die Bedeutung der verwendeten Abkürzungen kann aus Tabelle 2 entnommen werden. Alle von den Vorverstärkern (nicht eingezeichnet) kommenden Signale werden in einen langsamen analogen Zweig zur Impulshöhenanalyse und in einen schnellen logischen Zweig zur Festlegung der Zeitbeziehungen und der Koinzidenzbedingungen aufgespalten.

Im schnellen Zweig werden durch 'Timing Filter Amplifier' Signale mit kurzer Anstiegszeit erzeugt, die mit Diskriminatoren in Standard NIM Impulse umgewandelt werden. Die von den beiden Drahtenden der ortsempfindlichen Proportionalzähler kommenden Signale werden dann über weitere Diskriminatoren auf eine Koinzidenzeinheit gegeben, die nur dann ein Ausgangssignal erzeugt, wenn beide Eingangssignale innerhalb einer bestimmten Zeit eintreffen (1  $\mu$ s). Anschließend wird über eine Vierfachkoinzidenzeinheit überprüft, ob ein Teilchen alle vier (zwei Proportionalzähler, Ionisationskammer und Szintillator) Detektoren durchflogen und dort Signale oberhalb bestimmter Schwellen erzeugt hat.

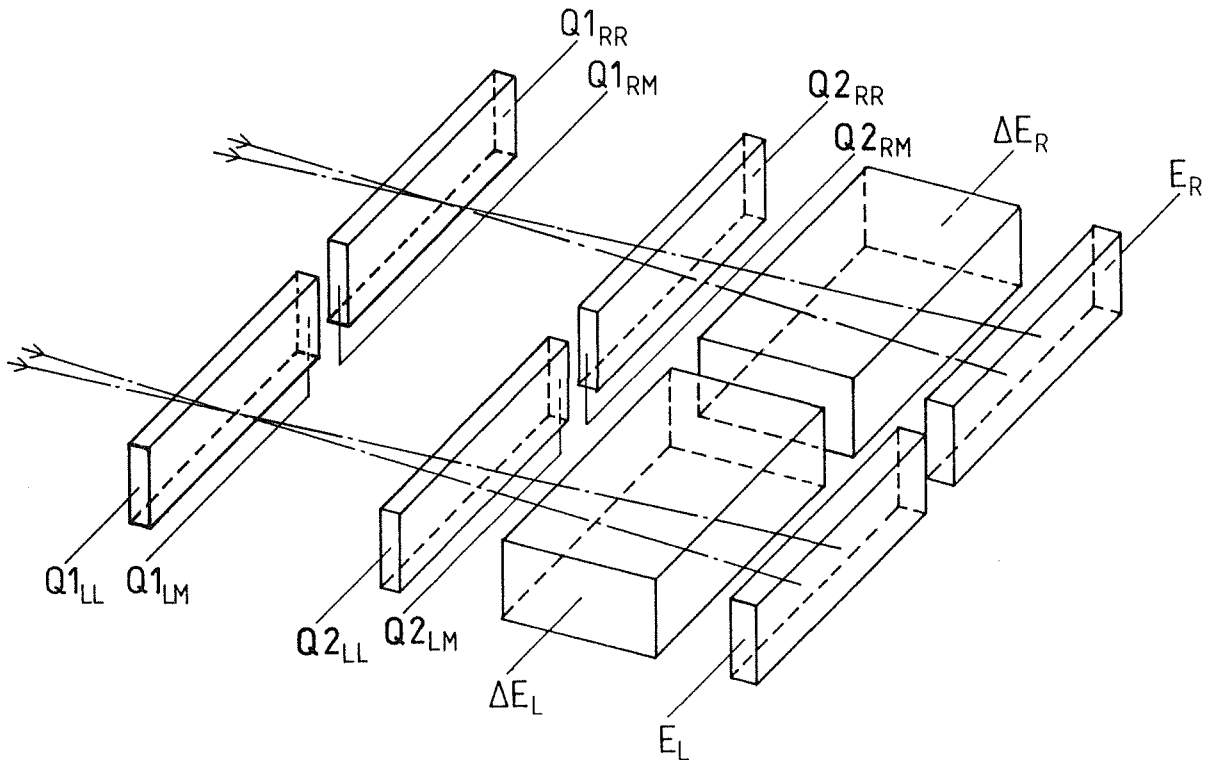


Abb. 11 Schematische Darstellung des Detektorsystems mit Kennzeichnung der Signale

AND	=	Coincidence Unit 'AND'
ATT	=	Attenuator
BA	=	Biased Amplifier
CFD	=	Constant Fraction Discriminator
COI	=	Coincidence Unit
D	=	Discriminator
DA	=	Delay Amplifier
DEL	=	Delay
FAN	=	Logical Fan In Fan Out
GDG	=	Gate and Delay Generator
GG	=	Gate Generator
INV	=	Inverter
LD	=	Logical Divider
LG	=	Linear Gate
LGS	=	Linear Gate and Stretcher
OR	=	Coincidence Unit 'OR'
SA	=	Spectroscopy Amplifier
TFA	=	Timing Filter Amplifier
TPC	=	Time to Pulse Height Converter

Tabelle 2: Eingesetzte Elektronik Module

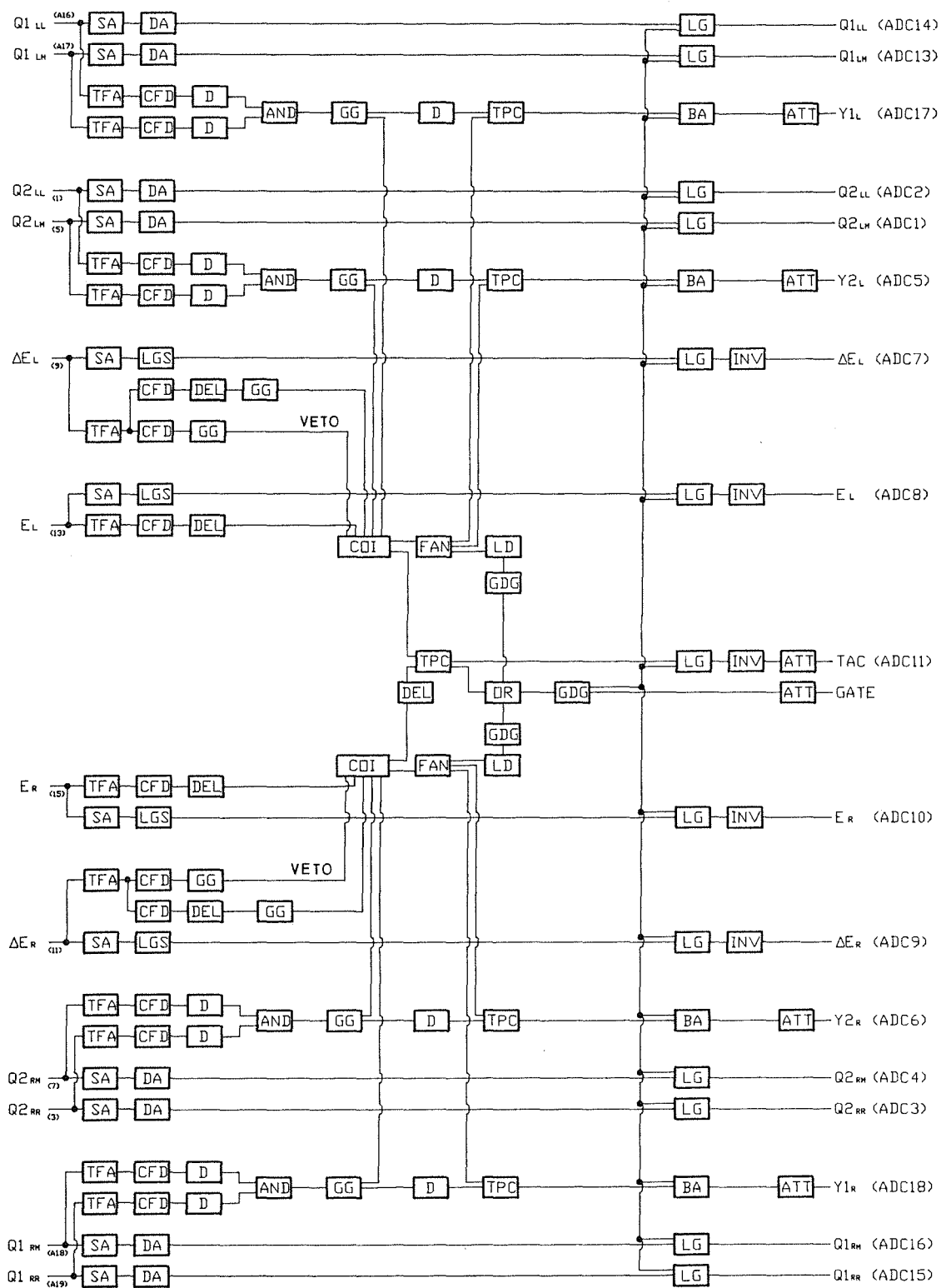


Abb. 12 Datenaufnahmeelektronik des Detektorsystems

Im  $\Delta E$ -Zweig wird nach dem 'Timing Filter Amplifier' ein zusätzlicher Diskriminatorzweig eingesetzt, dessen Schwelle so hoch eingestellt ist, daß nur Signale von Teilchen mit hohem Energieverlust verarbeitet werden. Mit diesem Signal als Veto werden  ${}^6\text{Li}$ -Teilchen elektronisch ausgeblendet, die z.B. durch Streuung an den Akzeptanzblenden in den Detektor gelangen können.

Das Ausgangssignal der linken Vierfachkoinzidenz startet einen 'Time to Pulse Height Converter' der nach spätestens 1  $\mu\text{s}$  vom Ausgangssignal der rechten Vierfachkoinzidenz gestoppt werden muß. Wenn diese Bedingung erfüllt ist, werden über einen 'Gate and Delay Generator' die Gates des analogen Zweiges und der ADC's geöffnet. Mit dem Ausgangssignal der Vierfachkoinzidenzen werden zusätzlich vier weitere TPC's gestartet, die, mit dem Ausgangssignal der vier ortsempfindlichen Proportionalzähler als Stoppsignal, der  $y$ -Bestimmung dienen.

Sämtliche analogen Signale werden digitalisiert und im List-Mode auf Magnetband geschrieben. Zusätzlich wird noch jedes 256. unkorrelierte (nicht koinzidente) Ereignis jeder Detektorhälfte auf Band aufgenommen. Diese inklusiven Spektren dienen später der Normierung und zum Vergleich mit früheren Messungen.

Die ADC's sind über einen CAMAC-Bus mit dem Datenaufnahmerechner, einer PDP 11/73, verbunden. Zur Datenaufnahme, Datenspeicherung und Experimentkontrolle wird das Programm RUNEXP [Sch87] benutzt. Desweiteren können mit diesem Programm während des laufenden Experiments ein- und zweidimensionale Spektren jedes gewünschten Signals oder jeder Signalkombination am Bildschirm dargestellt werden, was sich als wertvolle Hilfe zur Überwachung der Experimente erwiesen hat.

## 4. Ionenoptik

### 4.1 Matrixformalismus zur Behandlung ionenoptischer Probleme

Um aus der gemessenen Eintrittsrichtung eines Teilchens in die Fokalebene des Magnetspektrographen die Emissionsrichtung am Targetort bestimmen zu können, ist es notwendig, die Flugbahn des Teilchens im Magnetsystem zu kennen. Diese kann mit Hilfe ionenoptischer Rechnungen bestimmt werden.

Für den hier vorliegenden Zweck ist es ausreichend, die übliche Näherungsmethode der ionenoptischen Matrixrechnung zu verwenden. Dabei werden sämtliche Magnetfelder durch Multipolkomponenten dargestellt, die Bewegungsgleichung nur in zweiter Ordnung behandelt und deren Lösungen in eine Taylorreihe entwickelt [Bro80]. An jedem Punkt in dem System wird ein beliebiges geladenes Teilchen durch einen Vektor  $X$  dargestellt, dessen Koordinaten die Positionen, Winkel und den Impuls bezüglich der Referenztrajektorie angeben.

Es gilt:

$X_1 = X$	horizontaler Ort (in cm)
$X_2 = \Theta$	horizontaler Winkel (in mrad)
$X_3 = Y$	vertikaler Ort (in cm)
$X_4 = \Phi$	vertikaler Winkel (in mrad)
$X_5 = l$	Weglängenunterschied (in cm)
$X_6 = \delta$	Impulsabweichung (in %)

wobei die Referenz-(Zentral-)trajektorie die optische Achse des Systems und  $Z$  die Flugrichtung des Teilchens ist. Für den Durchgang durch eine magnetische Linse gilt z.B. in erster Ordnung:

$$X(1) = R \cdot X(0) , \quad (3)$$

mit:

$X(0)$  = Anfangsvektor des Teilchens

$X(1)$  = Endvektor des Teilchens

$R$  = quadratische Matrix, die die Wirkung des Magnetfeldes auf die Teilchenkoordinaten beschreibt. Die einzelnen Matrixelemente hängen

von den Eigenschaften des Magneten ab, z.B. für einen in horizontaler Richtung fokussierenden Quadrupol gilt:

$$R = \begin{pmatrix} \cos(k_q L) & 1/k_q \sin(k_q L) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -k_q \sin(k_q L) & \cos(k_q L) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh(k_q L) & 1/k_q \sinh(k_q L) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k_q \sinh(k_q L) & \cosh(k_q L) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

mit:

$L$  = effektive Länge des Quadrupols

$a$  = Radius der Apertur

$B_0$  = Magnetfeld beim Radius  $a$

$(k_q)^2 = (B_0/a)(1/(B \cdot \rho_0))$ , wobei  $B \cdot \rho_0 =$  magnetische Steifigkeit (Impuls) der Zentraltrajektorie ist.

Der Durchgang durch mehrere Magnete und die dazwischenliegenden Driftstrecken wird durch die gleiche Gleichung beschrieben, aber  $R$  ist nun ein Produkt der Einzelmatrizen jedes Elements:

$$R = R(n) \cdot \dots \cdot R(2) \cdot R(1) \quad (4)$$

Unter zusätzlicher Berücksichtigung der Glieder zweiter Ordnung im Lösungsansatz der Differentialgleichung gilt für die Koordinaten des Endvektors:

$$X_i(1) = \sum_{j=1}^6 R_{ij} \cdot X_j(0) + \sum_{j=1}^6 \sum_{k=j}^6 T_{ijk} \cdot X_j(0) \cdot X_k(0) \quad (5)$$

Der Abbruch der Taylorentwicklung nach der zweiten Ordnung erweist sich für fast alle Abbildungen in dem betrachteten System als hinreichend genau. In unserem Fall sind  $X_i(0) = (X_0, \Theta_0, Y_0, \Phi_0, l_0, \delta_0)$  die Startkoordinaten an der Targetposition und  $X_i(fp) = (X_{fp}, \Theta_{fp}, Y_{fp}, \Phi_{fp}, l_{fp}, \delta_{fp})$  die Koordinaten in der Fokalebene. Die Impulsabweichung  $\delta_{fp}$  ist gleich  $\delta_0$ , sie wird vom Magnetsystem nicht beeinflusst, d.h. die Matrixelemente  $R_{61}$  bis  $R_{65}$  und  $T_{611}$  bis  $T_{666}$  sind gleich Null und  $R_{66}$  ist gleich Eins.

## 4.2 Ionenoptische Randbedingungen des Magnetspektrographen "Little John"

In Anlehnung an den Entwurf wurden die gewünschten Abbildungsbedingungen und Teilchentrajektorien im Magnetspektrographen "Little John" mit dem Programm TRANSPORT [Bro80] ermittelt. Man gibt den Ort der Fokalebene und die Art der Fokussierung vor, das Programm berechnet die erforderlichen Quadrupolmagnetfeldstärken.

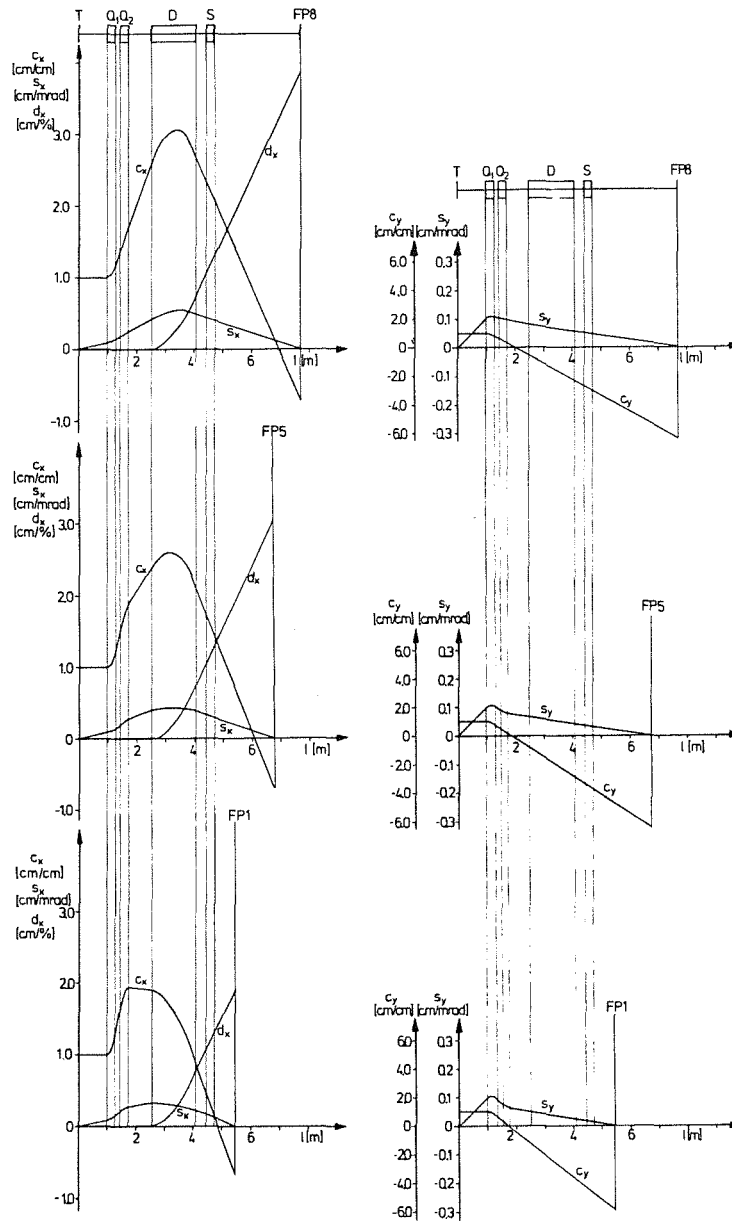


Abb. 13a Charakteristische Teilchenbahnen einer Punkt zu Punkt Fokussierung durch den Magnetspektrographen für drei verschiedene Fokalebene-positionen ( $C_x = R_{11}$ ,  $S_x = R_{12}$ ,  $d_x = R_{16}$ ,  $C_y = R_{33}$ ,  $S_y = R_{34}$ ).



Gleichzeitig ist es möglich, sich die daraus resultierenden Transportmatrizen  $R$  und  $T$  an jeder beliebigen Stelle im System ausgeben zu lassen.

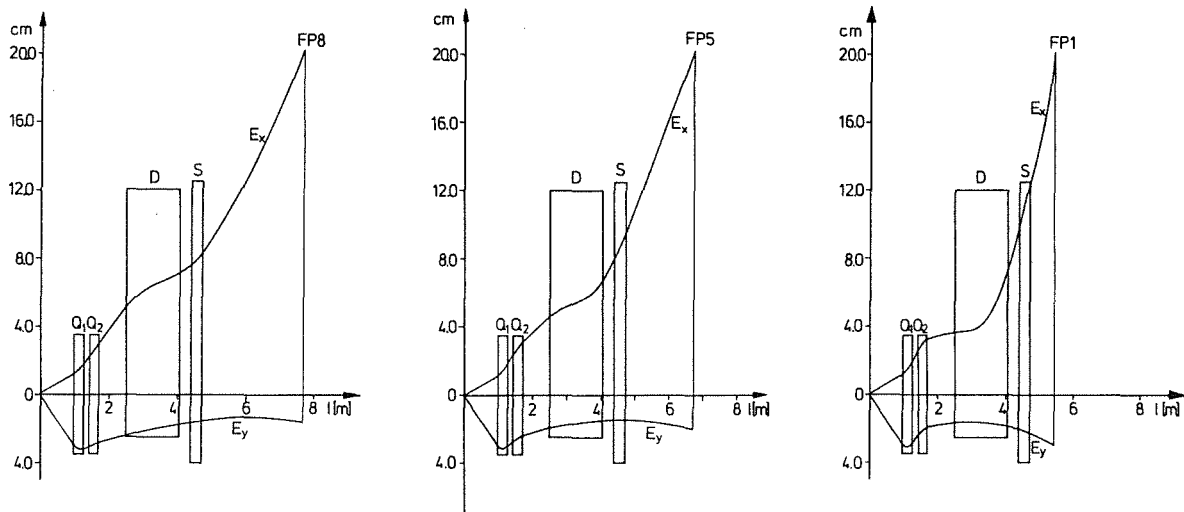


Abb. 13b Horizontale ( $E_x$ ) und vertikale ( $E_y$ ) Strahleinhüllende für eine Winkelakzeptanz von  $\Theta_0 = \pm 12.5$  mrad und  $\Phi_0 = \pm 30$  mrad

Abb. 13a und 13b zeigen mit dem Programm TRANSPORT berechnete charakteristische Teilchenbahnen (Abb. 13a) und Strahleinhüllende (Abb. 13b) bei einer Punkt zu Punkt Fokussierung und jeweils drei der acht möglichen (siehe Kap. 3.2) Fokalebenepositionen (FP1, FP3, FP8). Deutlich zu erkennen ist die in Kap. 3.2 erwähnte Zunahme der Impulsauflösung um einen Faktor Zwei, was der Zunahme der Dispersion (in Abb. 13a:  $d_x$ ) von  $\approx 1.9$  cm/% in FP1 bis zu  $\approx 3.9$  cm/% in FP8 entspricht.

Es wurde in horizontaler und vertikaler Richtung eine Punkt zu Punkt Abbildung gewählt. In horizontaler Richtung ist dies zur Impulsanalyse notwendig, in vertikaler Richtung waren praktische Gründe (Gehäusedimensionen) dafür verantwortlich. Die Fokalebene liegt dabei in der Ebene des ersten ortsempfindlichen Proportionalzählers. Punkt zu Punkt Fokussierung bedeutet, daß der horizontale und vertikale Ort nicht vom jeweiligen Emissionswinkel des Teilchens abhängen soll bzw. die jeweiligen Matrixelemente ( $R_{12}$  und  $R_{34}$ ), die diese Abhängigkeit beinhalten, gleich Null werden müssen.

Damit hängt der horizontale Ort

$$X_{fp} = R_{11} \cdot X_0 + R_{16} \cdot \delta + T_{122} \cdot \Theta_0^2 + T_{166} \cdot \delta^2 + \text{Terme höherer Ordnung} , \quad (6)$$

der sowohl für die Impuls- als auch für die Winkelbestimmung wichtig ist, in erster Ordnung nur noch vom ursprünglichen Ort  $X_0$  und der Impulsabweichung  $\delta$  ab. Das Matrixelement  $R_{11}$  ist die horizontale Vergrößerung,  $R_{16}$  die Dispersion. Der Term  $R_{11} \cdot X_0$  gibt die Größe des Abbildes des Targetfleckes in der Fokalebene an, die mit ca. 1 mm für die weiteren Überlegungen unerheblich ist. In zweiter Ordnung ist mit  $T_{122} \cdot \Theta_0^2$  noch eine Abhängigkeit vom horizontalen Emissionswinkel vorhanden, die der sphärischen Aberration optischer Linsen entspricht. Mit  $T_{122} = -5.3 \cdot 10^{-2}$  cm/mrad<sup>2</sup> und einer verwendeten horizontalen Akzeptanz von  $\pm 10$  mrad ergibt sich daraus eine maximale Verschmierung von  $X_{fp}$  um 0.6 mm. Dieser Wert, der nur durch ein Verkleinern der Akzeptanz zu reduzieren ist, ist kleiner als die intrinsische Ortsauflösung des Detektors [Gil88b] und auch kleiner als  $R_{11} \cdot X_0$  und daher für die Gesamtauflösung von geringer Bedeutung. Die in erster Ordnung noch vorhandene Symmetrie der Impulsdispersion und damit der Impulsakzeptanz um die Mittelachse des Magnetsystems wird durch den Term  $T_{166} \cdot \delta^2$  aufgehoben. Für negative Impulsabweichungen wird die Impulsakzeptanz kleiner und damit die Impulsauflösung größer, für positive  $\delta$  verhält es sich genau umgekehrt.

In der vertikalen (nichtdispersiven) Ebene hängt der Teilchenort  $Y_{fp}$  in erster Ordnung nicht von der Impulsabweichung ab. Es gilt:

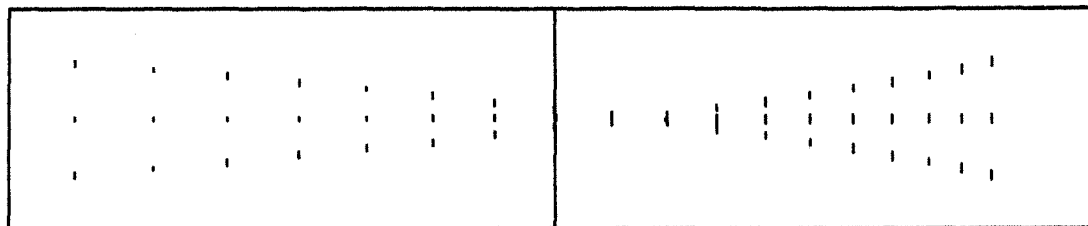
$$Y_{fp} = R_{33} \cdot Y_0 + T_{336} \cdot Y_0 \cdot \delta + T_{346} \cdot \Phi_0 \cdot \delta \quad (7)$$

wobei  $R_{33}$  entsprechend die vertikale Vergrößerung ist.

Zur genaueren Betrachtung der ionenoptischen Effekte wurde das Programm IOPT entwickelt, das mit Hilfe der Transportmatrizen verschiedene Anfangsvektoren auf die Fokalebene abbildet und dort graphisch darstellt.

Abb. 14 wurde mit den Transportmatrizen der Punkt zu Punkt Fokussierung berechnet. Die Fläche entspricht der aktiven Detektorfläche (ZWD). Dahinter befindet sich in etwa 1 m Abstand der Szintillator. Strahlfleckausdehnung am Target und horizontaler Emissionswinkel wurden zur besseren Übersichtlichkeit idealisiert. In X-Richtung entsprechen die Punkte jeweils einer Impulsabweichung, die von -9% bis 12% ganzzahlig verändert wurde. Man erkennt, daß der Szintillator bei negativen  $\delta$  ab -8% nicht mehr getroffen wird. Zusammen mit einer Strahlfleckausdehnung von 4 mm<sup>2</sup> und maximalen horizontalen Emissionswinkeln von  $\pm 10$  mrad ergibt das eine theoretische Impulsakzeptanz des Detektorsystems von  $\approx -7.8\%$  bis  $\approx 11\%$ . Im Experiment wurde die Im-

Szintillator



1. Ortsdetektor

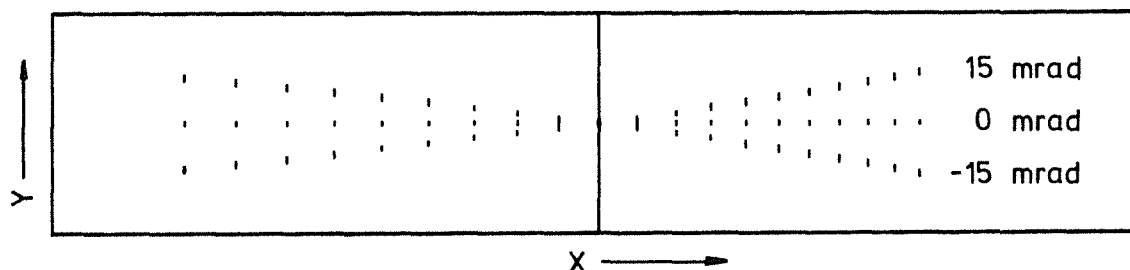


Abb. 14 Darstellung des Durchflugortes von Teilchen im ersten orts-empfindlichen Detektor und in der Ebene des Szintillators. Es ist angenommen, daß die Teilchen unter drei verschiedenen vertikalen Emissionswinkeln (15 mrad, 0 mrad, -15 mrad) und Impulsabweichungen ( $\delta$  von -9% bis 12%) emittiert werden. Blickrichtung ist gegen die Strahlrichtung.

pulsakzeptanz zu -7.5% bis 10.8% bestimmt (siehe Kap. 5.2). Das in Abb. 14 zu sehende vertikale Auseinanderlaufen der Orte  $Y_{fp}$  zu großen  $\delta$ -Absolutbeträgen beruht auf dem letzten Term in Gleichung 7. Weiterhin erkennt man in Abb. 14, daß mit dieser Fokussierung nur sehr kleine vertikale Einfallswinkel in die Fokalebene vorkommen. Dies wird auch deutlich, wenn man sich die Abbildungsgleichung für  $\Phi_{fp}$  ansieht:

$$\Phi_{fp} = R_{44} \cdot \Phi_0 + T_{436} \cdot Y_0 \cdot \delta + T_{446} \cdot \Phi_0 \cdot \delta \quad (8)$$

mit  $R_{44} = -0.17 \text{ mrad/mrad}$ ;  $T_{436} = -4.4 \text{ mrad/cm } \%$ ;  $T_{446} = 0.035 \text{ mrad}/\%^2$

Bei der verwendeten vertikalen Akzeptanz von  $\pm 15 \text{ mrad}$  und einem vertikalen Strahlfleckdurchmesser von  $\approx 2 \text{ mm}$  wird  $\Phi_{fp} \text{ max. } \pm 9 \text{ mrad}$ . Das ergibt bei dem Abstand von 56 cm zwischen den beiden ortsempfindlichen Detektoren einen

maximalen Unterschied im vertikalen Ort von 5 mm. Im Mittel liegt der Unterschied bei 1-3 mm, was die Messung von  $\Phi_{fp}$  relativ ungenau macht. Berücksichtigt man noch Winkelstragglung und reale Strahlfleckausdehnung, so ist im Bereich von  $\delta = -4\%$  bis  $+5\%$  keine Trennung zwischen den ursprünglichen Emissionswinkeln  $\Phi_0$  mehr möglich.

Eine andere Möglichkeit den vertikalen Emissionswinkel  $\Phi_0$  zu bestimmen, die schon erfolgreich getestet wurde [Kie90], besteht darin, in der vertikalen Ebene eine bewußte Abhängigkeit ( $R_{34} \neq 0$ ) für  $Y_{fp}$  von  $\Phi_0$  zu schaffen. Diese sogenannte Punkt zu Strich Fokussierung ergibt dann schon mit einem Ortsdetektor eine eindeutige Trennung der verschiedenen Winkel  $\Phi_0$ .

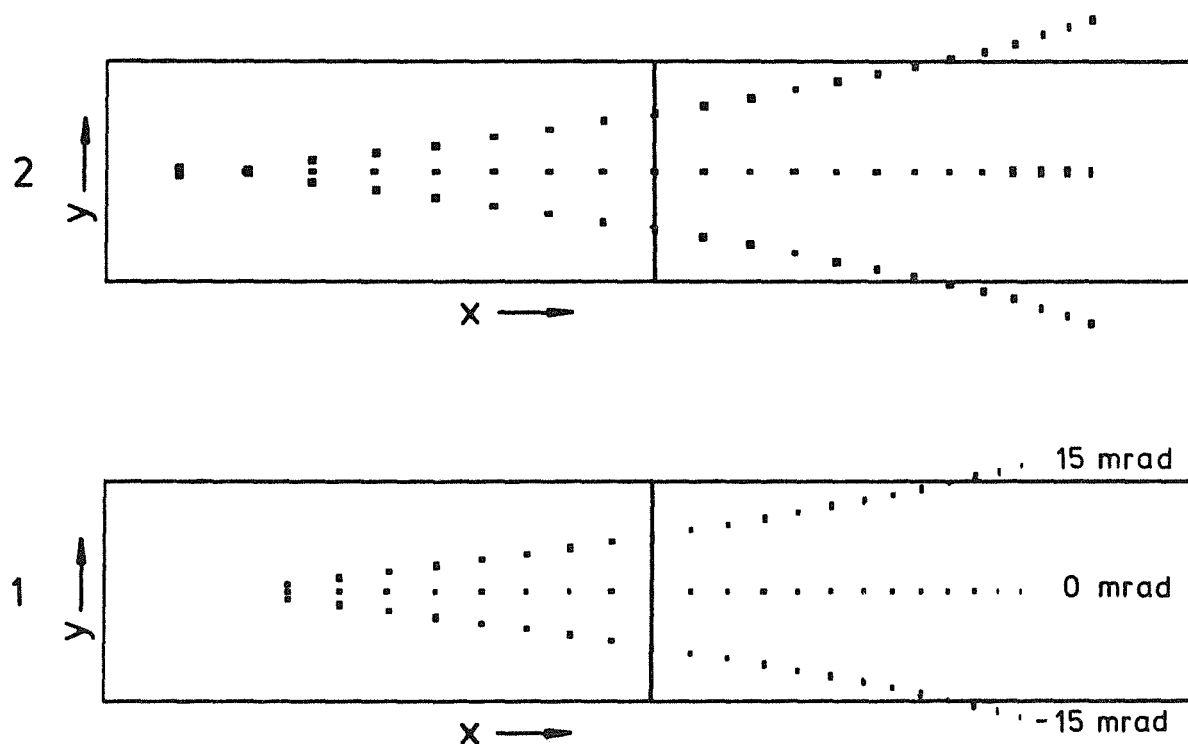


Abb. 15 Simulation einer Punkt zu Strich Fokussierung bei drei verschiedenen Emissionswinkeln und verschiedenen Impulsabweichungen. Die Zahlen 1 und 2 bedeuten erster und zweiter Ortsdetektor. Blickrichtung ist gegen die Strahlrichtung.

In Abb. 15 ist eine solche Punkt zu Strich Fokussierung zu sehen ( $R_{34} = 0.1 \text{ cm/mrad}$ ). Man erkennt, daß zwischen den drei verschiedenen Emissionswinkeln  $\Phi_0$  eine gute Trennung möglich ist. Gleichzeitig wird aber die Impulsakzeptanz schon hier auf der positiven Seite auf  $\delta = +5\%$  beschränkt, real

wird sie durch den größeren Abstand des Szintillators zum ersten Ortsdetektor noch kleiner. Aus diesen Gründen ist mit den vorhandenen Bedingungen keine Bestimmung des vertikalen Emissionswinkels  $\Phi_0$  möglich. Für die Berechnung der Relativenergie wird daher ein aus Simulationsdaten gewonnener mittlerer vertikaler Relativwinkel zwischen den Fragmenten von  $\Phi_{\text{ad}} = 0.15^\circ$  eingesetzt [Kie90].

Für die letzte der hier betrachteten Koordinaten, den horizontalen Einfallswinkel  $\Theta_{fp}$ , gilt:

$$\Theta_{fp} = R_{22} \cdot \Theta_0 + R_{26} \cdot \delta + T_{222} \cdot \Theta_0^2 + T_{226} \cdot \Theta_0 \cdot \delta + T_{266} \cdot \delta^2 \quad (9)$$

Die Bestimmung des Winkels  $\Theta_{fp}$  ist wichtig für die Berechnung des horizontalen Emissionswinkels  $\Theta_0$ . Da nur dann eine Vergrößerung des Raumwinkels  $\Omega$  unter gleichzeitiger Beibehaltung der Winkelauflösung möglich ist, wenn  $\Theta_0$  hinreichend genau bestimmt werden kann, wird diese Koordinate gesondert in Kap. 5.4, 6.1 und 6.2 im Zusammenhang mit den Messungen behandelt. Die theoretischen Werte für  $\Theta_{fp}$ , gehen, im Gegensatz zu den sehr kleinen Werten für  $\Phi_0$ , bis zu Beträgen von 100 mrad, was auch im Experiment bestätigt wurde.

## 5. Eichungen

### 5.1 Orts - Kanal - Eichung

Um eine eindeutige Beziehung zwischen tatsächlichem Ort eines Teilchens und der entsprechenden Kanalzahl des Impulshöhenanalysators zu erhalten, wurden beide ortsempfindlichen Detektoren vor jedem Experiment geeicht. Dazu wurden jeweils Messingblenden vor den Detektoren montiert. Diese bestehen aus verschiedenen horizontalen und vertikalen Lochreihen und überdecken die gesamte aktive Detektorfläche. In einer stark defokussierenden Einstellung des Magnetsystems wurden dann die Reaktionsprodukte von einem dicken  $^{12}\text{C}$  Target durch kontinuierliches Verändern des Dipolmagnetfeldes gleichmäßig über die gesamte Blendenfläche verteilt. Die einzelnen Teilchenarten wurden durch Setzen von Fenstern in den  $\Delta E$ - $E$  Spektren separiert, so daß für alle eine unabhängige Eichung durchgeführt werden konnte. Dies ist notwendig, da bedingt durch die Arbeitsweise der Detektoren und der nachfolgenden Elektronik, verschiedene Teilchen, die am gleichen Ort in den Zähler ankommen, in verschiedene Kanäle eingezählt werden [Jel87].

Die Kanalzahl der X-Koordinate wird z.B. für  $X_I$  durch

$$X_I(\text{Kanal}) = 1023 + 1023 \cdot \frac{Q_{lm} - Q_{ll}}{Q_{lm} + Q_{ll}} \quad (10)$$

berechnet, wobei  $Q_{lm}$  und  $Q_{ll}$  die an den jeweiligen Drahtenden anfallende Ladung ist. Abb. 16 zeigt solche horizontalen Lochblendenmessungen.

Aus derselben Messung erhält man auch die Spektren der vertikalen Lochreihen (Abb. 17). Hier ist keine Trennung der Teilchenarten notwendig.

Die Ortsauflösung beträgt in horizontaler Richtung für  $^6\text{Li}$  und  $\alpha$ -Teilchen ca. 1 mm und für Deuteronen ca. 2 mm. Die vertikale Ortsauflösung ist für alle Teilchenarten besser als 1 mm.

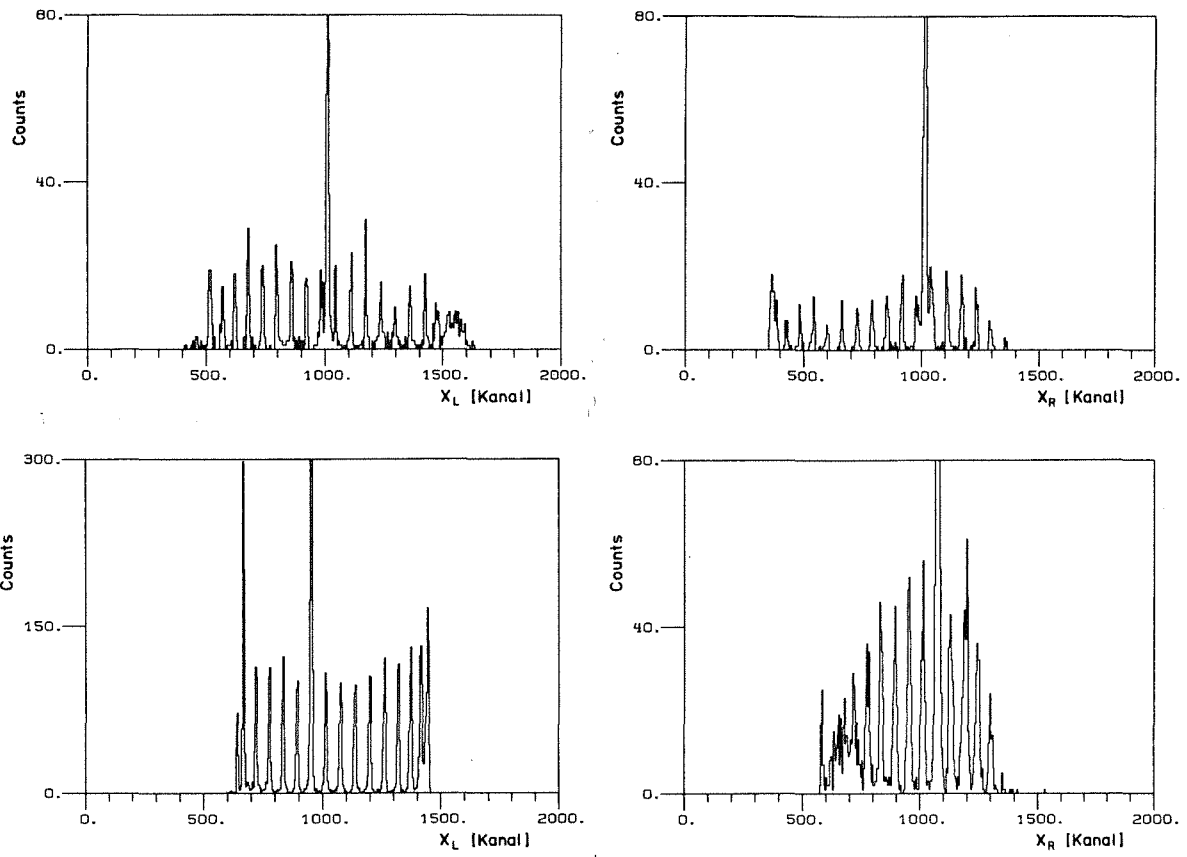


Abb. 16 Linkes und rechtes horizontales Lochblendenspektrum vom FED (oben) und ZWD (unten) für  $\alpha$ -Teilchen und Deuteronen

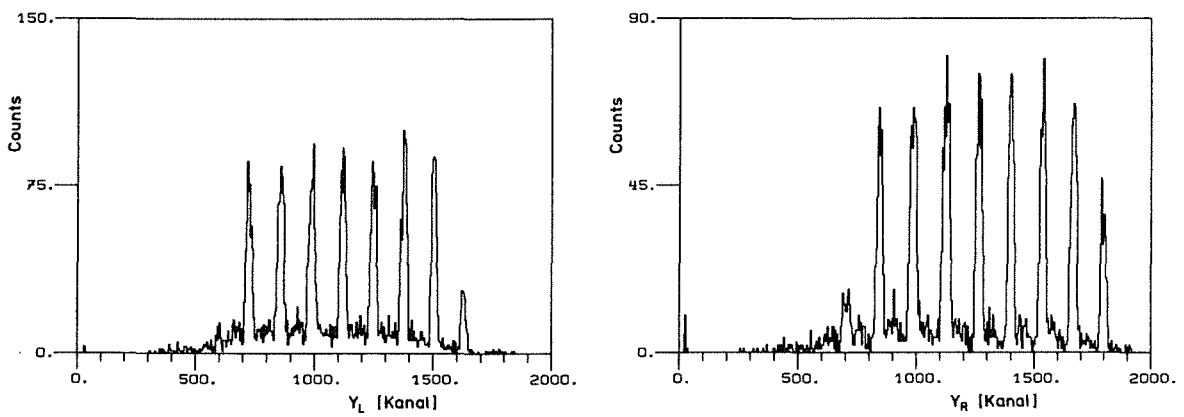


Abb. 17 Linkes und rechtes vertikales Lochblendenspektrum vom ZWD

## 5.2 Energieeichung (Orts-Impuls-Eichung)

Gemäß Gleichung 6 ist die Orts-Impuls Abhängigkeit nicht linear, speziell zwischen linkem und rechtem Detektor und zu den Außenseiten (großen absoluten Impulsabweichungen) hin. Deshalb ist eine genaue Kenntnis der Orts-Impuls Beziehung für eine gute Energieauflösung wichtig. Zur Eichung wurden an einem dünnen  $^{208}\text{Pb}$ -Target ( $5.2 \text{ mg/cm}^2$ ), das dann auch bei den Koinzidenzmessungen verwendet wurde, gestreute  $^6\text{Li}$ -Teilchen nachgewiesen. Dabei wurde das Dipolmagnetfeld in äquidistanten Schritten über die gesamte Impulsakzeptanz des Spektrographen verändert und jeweils eine gewisse Anzahl Ereignisse aufgenommen. Über die magnetische Steifigkeit

$$\frac{m \cdot v}{q} = B \cdot \rho , \quad (10a)$$

mit:

- $B$  = Magnetfeldstärke
- $\rho$  = Krümmungsradius der Teilchenbahn
- $q$  = Ladung des Teilchens
- $m, v$  = Masse, Geschwindigkeit des Teilchens

ist der Impuls direkt mit dem B-Feld korreliert, d.h. eine konstante Veränderung des B-Feldes bewirkt dieselbe Ablenkung der annähernd monoenergetischen  $^6\text{Li}$ -Teilchen wie eine entsprechende Veränderung des Impulses bei konstantem Magnetfeld. Das Magnetfeld wurde mit einer temperaturstabilisierten Hallsonde überprüft. Die einzelnen Magnetfeldeinstellungen lassen sich direkt in prozentuale relative Impulsabweichungen bezüglich einer bestimmten Feldstärke umrechnen. Als Bezugswert nimmt man die Feldstärke, mit der dann im Experiment die elastisch gestreuten  $^6\text{Li}$ -Teilchen auf den Klotz in der Mitte der Detektoren fokussiert werden. Auf diese Weise erhält man eine absolute Energieeichung bezüglich der bekannten Strahlenergie.

Die Koeffizienten des an die Meßdaten angepaßten Polynoms lassen sich direkt mit den entsprechenden Matrixelementen vergleichen:

$$\begin{aligned} R_{16} &= 1.77 \text{ cm}/\% & a_1 &= 1.76 \text{ cm}/\% \\ T_{166} &= -.054 \text{ cm}/\%^2 & a_2 &= -.052 \text{ cm}/\%^2 \end{aligned}$$



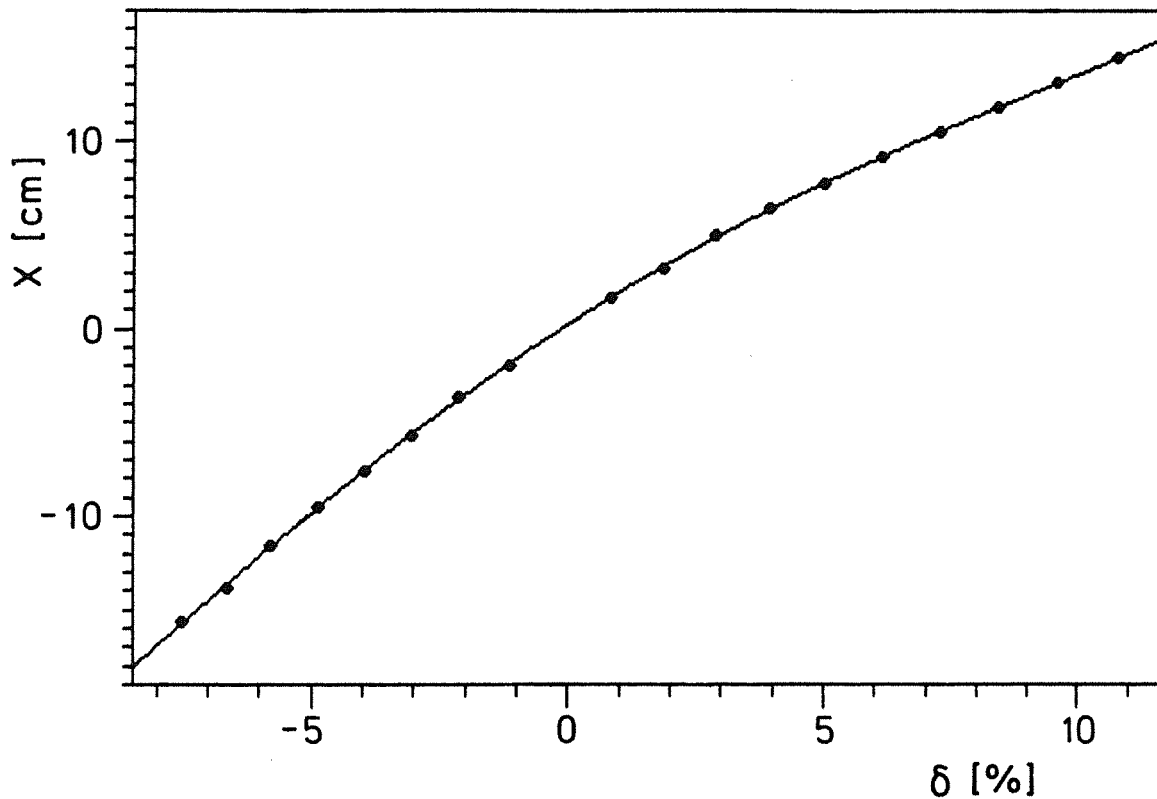


Abb. 18 Ort-Impuls Kurve einer Eichmessung. Auf der horizontalen Achse ist die Abweichung vom Sollimpuls (Impuls der elastisch gestreuten Teilchen) in % aufgetragen. Die durchgezogene Linie ist ein Polynomfit vierter Ordnung an die Daten.

Zusammen mit den Orts-Kanal-Eichungen kann man jetzt eine Kanal-Impuls-Eichkurve für die jeweiligen Teilchen berechnen. Solch eine Eichkurve ist in Abb.18 dargestellt. Darin ist auch der in der Energieeichung experimentell ermittelte Impulsakzeptanzbereich von -7.5% - +10.8% zu erkennen.

### 5.3 Transmissionseichung

Da das Magnetsystem und der Fokalebenendetektor ursprünglich nicht für den verwendeten Modus mit Fokussierung auf eine Ebene so dicht hinter dem Sextupol und zweitem Teilchennachweis 0.56 m dahinter ausgelegt waren, mußte die Raumwinkel- und Impulsakzeptanz überprüft werden. Es war damit zu rechnen, daß die Transmission durch das gesamte System nicht gleich eins ist. Speziell der vertikale Ort  $Y_{fp}$  liegt bei großen Impulsabweichungen  $\delta$  und großen

Emissionswinkeln  $\Phi_0$  außerhalb des aktiven vertikalen Detektorbereichs wie in Kap. 4.2 gezeigt. Dies gilt in verstärktem Maße wenn der Strahlfleck nicht genau in der Targetmitte liegt, da mit  $R_{33} = -5.77$  cm/cm eine fast sechsfache Vergrößerung von  $Y_0$  besteht.

Zur Transmissionseichung wurden zwei inklusive Spektren der Reaktion  $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},\alpha\text{X})$  aufgenommen. Die erste Messung wurde mit einer schmalen vertikalen Akzeptanzöffnung durchgeführt, von der eine Transmission gleich Eins bekannt ist. Die zweite Messung erfolgte mit der im Experiment verwendeten Akzeptanzöffnung. Aus dem Verhältnis der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d^2\sigma/(d\Omega_\alpha dE_\alpha)$  erhält man die Transmissionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von  $E_\alpha$  und damit von der Impulsabweichung  $\delta$ . Nach dem gleichen Verfahren erhält man die Transmissionswahrscheinlichkeit für die Deuteronen.

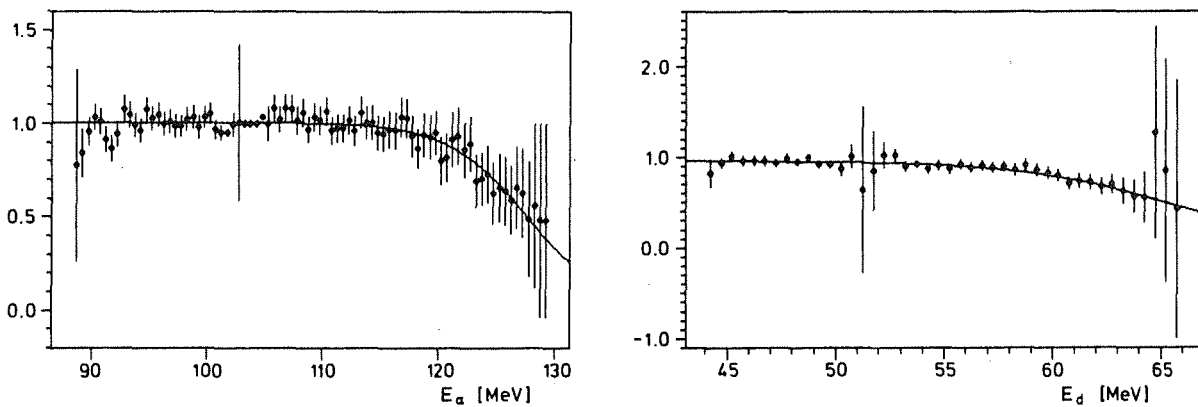


Abb. 19 Transmissionswahrscheinlichkeiten für  $\alpha$ -Teilchen und Deuteronen

Abb. 19 zeigt solche Transmissionswahrscheinlichkeiten für  $\alpha$ -Teilchen und Deuteronen. Man erkennt den Abfall zu hohen Energien und damit zu großen Impulsabweichungen  $\delta$  hin. Die durchgezogene Linie ist eine an die Daten angepasste Funktion, mit der die  $\alpha$ - und Deuteronenspektren korrigiert wurden.

### 5.4 Winkeleichung

Der horizontale Einfallswinkel  $\Theta_{fp}$  ist nach Gleichung 9 eine Funktion vom horizontalen Emissionswinkel  $\Theta_0$  und von der Impulsabweichung  $\delta$ . Die Winkeleichung wurde deshalb, wie die Energiegleichung, mit elastisch gestreuten  $^6\text{Li}$ -Teilchen durchgeführt. Dabei wurden diskrete Impulswerte schrittweise eingestellt. Bei jedem Dipolmagnetfeld wurden dann bei drei verschiedenen

horizontalen Stellungen (-8 mrad, 0 mrad, +8 mrad) eines 1 mrad breiten Akzeptanzschlitzes gemessen. Bei festen  $\delta$ -Werten sollte gemäß der Punkt zu Punkt Fokussierung der Ort im ersten Ortsdetektor ( $X_{fp}$ ) bei allen drei Stellungen von  $\Theta_0$  derselbe sein.  $\Theta_{fp}$  berechnet sich dann aus den zwei Orten und dem Abstand  $d$  zwischen den Detektoren zu:

$$\Theta_{fp} = \arctan\left(\frac{X_2 - X_{fp}}{d}\right) \quad (11)$$

Für den Fehler  $\Delta\Theta_{fp}$  gilt mit der Näherung

$$\Theta_{fp} \approx \left(\frac{X_2 - X_{fp}}{d}\right)$$

nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz

$$\Delta\Theta_{fp} = \left(\left(\frac{1}{d}\right)^2 \cdot \Delta X_2^2 + \left(-\frac{1}{d}\right)^2 \cdot \Delta X_{fp}^2\right)^{\frac{1}{2}} \quad (12)$$

$\Delta X_2$  und  $\Delta X_{fp}$  ergeben sich aus den Halbwertsbreiten der Peaks im jeweiligen Ortsdetektor und sind im Mittel :

$$\Delta X_{fp} = 0.4 \text{ cm}$$

$$\Delta X_2 = 0.6 \text{ cm}$$

Mit  $d = 56 \text{ cm}$  ergibt sich der mittlere Fehler in der Bestimmung von  $\Theta_{fp}$  zu

$$\Delta\Theta_{fp} \approx 13 \text{ mrad}$$

bei der Eichmessung mit elastisch gestreuten  ${}^6\text{Li}$  in dem 1 mrad breiten Akzeptanzschlitz. Zur Auswertung der Koinzidenzmessung muß für  $\Delta X_{fp}$  und  $\Delta X_2$  die Ortsauflösung der  $\alpha$ -Teilchen bzw. Deuteronen eingesetzt werden. Das ergibt dann ein  $\Delta\Theta_{fp} = 7.4 \text{ mrad}$  und somit eine gute Übereinstimmung mit dem berechneten mittleren Stragglingwinkel  $\beta = 8 \text{ mrad}$  (siehe Kap. 3.3.1).

Abb. 20 zeigt eine solche Messung mit den Akzeptanzschlitzstellungen +8 mrad und -8 mrad. Die daraus bestimmte Winkelauflösung des Detektorsystems für den horizontalen Emissionswinkel beträgt 5 mrad.

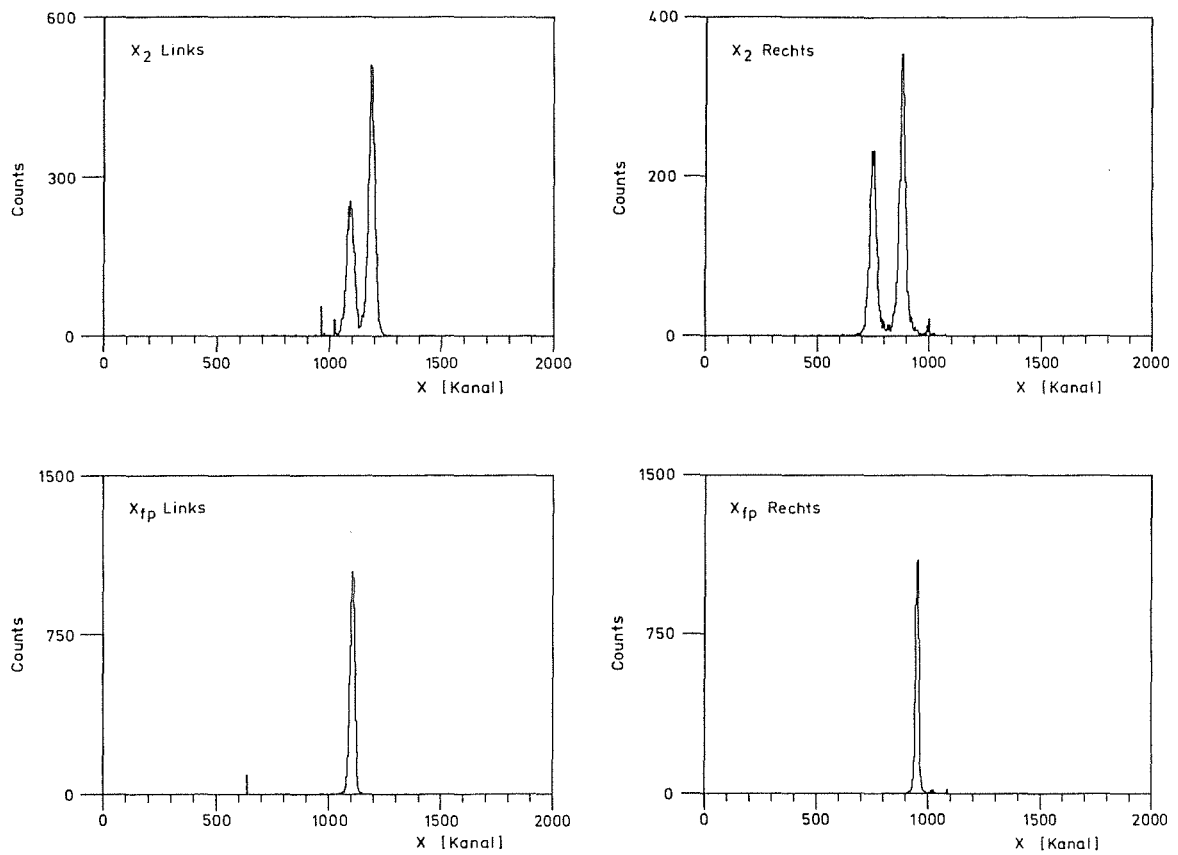


Abb. 20 Ortsspektren bei zwei verschiedenen Akzeptanzschlitzstellungen (+8 mrad, -8 mrad) im ZWD ( $X_{fp}$ ) und FED ( $X_2$ )

## 6. Messungen und Datenauswertung

Die Koinzidenzexperimente wurden alle mit einer Akzeptanz von  $20 \cdot 30 \text{ mrad}^2$  bei einem Reaktionswinkel von  $4^\circ$  durchgeführt. Das eingesetzte  $^{208}\text{Pb}$ -Target hatte eine Flächenbelegung von  $5.2 \text{ mg/cm}^2$ . Der Strahlstrom am Target betrug durchschnittlich  $10\text{-}14 \text{ nA}$ .

Zur Datenauswertung wurden insgesamt drei verschiedene Rechnersysteme eingesetzt. Ein Teil der im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Eichungen wurde am Datenaufnahmerechner mit dem Programm RUNEXP durchgeführt. Für die Verarbeitung der großen Datenmengen der Koinzidenzmessungen und der darin enthaltenen inklusiven Daten stand der IBM-Großrechner des Kernforschungszentrums zur Verfügung. Die im Experiment beschriebenen Magnetbänder wurden dort auf schnelle Massenspeicher kopiert und dann mit mehreren Programmen zur Erzeugung und Darstellung von Spektren weiterverarbeitet. Zu weiteren Korrekturen (Untergrundabzug, Normierung) wurden die Spektren auf einen IBM-PC übertragen, mit dem auch die restlichen Eichungen durchgeführt wurden. Um dies durchführen zu können, mußten auf allen drei Rechnersystemen entweder vorhandene Programme modifiziert oder neu entwickelt werden.

### 6.1 Bestimmung des horizontalen Emissionswinkels $\Theta_0$

In den bisherigen Experimenten war die horizontale Winkelauflösung durch die Breite des horizontalen Akzeptanzschlitzes vorgegeben, da keine Möglichkeit zur Bestimmung des Emissionswinkels bestand. Deshalb wurde mit einer relativ schmalen horizontalen Akzeptanzbreite ( $7 \text{ mrad}$ ) gemessen. Dies führte zu einer sehr geringen Koinzidenzzählrate, da in den dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\alpha \cdot d\Omega_d \cdot dE_{\alpha d}} = \frac{N \cdot Z_p}{n_T \cdot Q \cdot \Omega_\alpha \cdot \Omega_d \cdot \Delta E_{\alpha d}} \cdot \frac{1}{\epsilon_\alpha \cdot \epsilon_d} \quad (13)$$

mit:

- $N$  = Anzahl der Ereignisse im Energiefenster  $\Delta E_{\alpha d}$
- $Z_p$  = Ladung des Projektils
- $n_T$  = Anzahl der Targetkerne pro Flächeneinheit
- $Q$  = akkumulierte Ladung
- $\Omega_\alpha, \Omega_d$  = Raumwinkel für  $\alpha$ -Teilchen bzw. Deuteronen

$\Delta E_{ad}$  = Energiefenster (Kanalbreite)  
 $\varepsilon_{\alpha}, \varepsilon_d$  = Nachweiswahrscheinlichkeit für  $\alpha$ -Teilchen bzw. Deuteronen

die Raumwinkel für  $\alpha$ -Teilchen und Deuteron multiplikativ eingehen. Eine Verdreifachung der horizontalen Akzeptanz führt daher zu einer neunfach höheren Zählrate. Dies ergibt entweder eine Verkürzung der Meßzeit oder aber, bei gleicher Meßzeit, eine Verbesserung der Statistik. Zur Beibehaltung der Winkelauflösung ist dann aber eine entsprechende nachträgliche Unterteilung des Akzeptanzbereichs notwendig. Dies setzt die Kenntnis des Emissionswinkels voraus.

Zur Bestimmung des horizontalen Emissionswinkels benutzt man die aus der energieabhängigen Winkleichung zu jedem Wert von  $\delta$  erhaltenen Geraden der Form:  $\Theta_{fp} = A \cdot \Theta_0 + B$ . Die Koeffizienten  $A$  und  $B$ , die man durch einfache lineare Regression erhält, hängen von der Impulsabweichung  $\delta$  ab und werden durch ein Polynom zweiten Grades angepaßt. Somit gilt:

$$\begin{aligned} \Theta_{fp} &= A(\delta) \cdot \Theta_0 + B(\delta) & (14) \\ &= (a_0 + a_1 \cdot \delta + a_2 \cdot \delta^2) \cdot \Theta_0 + b_0 + b_1 \cdot \delta + b_2 \cdot \delta^2 \\ &= R_{22} \cdot \Theta_0 + R_{26} \cdot \delta + T_{226} \cdot \Theta_0 \cdot \delta + T_{266} \cdot \delta^2 + U_{2266} \cdot \Theta_0 \cdot \delta^2 + b_0 + T_{222} \cdot \Theta_0^2 + \\ &\quad + \text{Terme höherer Ordnung} \end{aligned}$$

Rechnung			Experiment	
$R_{22}$	= -1.55	mrاد/mrad	$a_0$	= -1.75 mrاد/mrad
$R_{26}$	= 8.66	mrاد/%	$b_1$	= 9.66 mrاد/%
$T_{226}$	= -0.082	mrاد/(mrاد·%)	$a_1$	= -0.08 mrاد/(mrاد·%)
$T_{266}$	= -0.65	mrاد/% <sup>2</sup>	$b_2$	= -0.72 mrاد/% <sup>2</sup>
$U_{2266}$	= -0.003	mrاد/(mrاد·% <sup>2</sup> )	$a_2$	= 0.008 mrاد/(mrاد·% <sup>2</sup> )
$U_{2666}$	= 0.026	mrاد/% <sup>3</sup>	$b_3$	= 0.009 mrاد/% <sup>3</sup>
$T_{222}$	= -0.0051	mrاد/mrad <sup>2</sup>		nicht meßbar
$U_{2222}$	= $14.9 \cdot 10^{-6}$	mrاد/mrad <sup>3</sup>		nicht meßbar
$U_{2226}$	= $-2.1 \cdot 10^{-4}$	mrاد/(mrاد <sup>2</sup> ·%)		nicht meßbar

Tabelle 3: Berechnete und experimentelle ionenoptische Abbildungskoeffizienten

Der Vergleich zwischen den experimentellen und den theoretischen Abbildungskoeffizienten (Tabelle 3) bis zur zweiten Ordnung zeigt, daß eine rein ionenoptische Berechnung von  $\Theta_0$  schon in dieser Ordnung unzureichend ist. Ergänzende Rechnungen mit dem Programm IONBEAM [Hek76] führten zu den in der Tabelle aufgeführten Korrekturtermen dritter Ordnung  $U_{ijkl}$ . Die so errechneten theoretischen Werte für  $\Theta_{fp}$  stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit mit den experimentellen Werten überein. So erhält man aus Gleichung 14 für den horizontalen Emissionswinkel  $\Theta_0$  den einfachen Ausdruck:

$$\Theta_0 = \frac{1}{A(\delta)} \cdot \left( \Theta_{fp} - B(\delta) \right) \quad (15)$$

Von den in Tabelle 1 als nicht meßbar angegebenen ionenoptischen Koeffizienten können die beiden dritter Ordnung schon aufgrund ihrer Größe (sie ergeben eine maximale Korrektur von 0.015 mrad und 0.2 mrad) vernachlässigt werden. Der Term  $T_{222} \cdot \Theta_0^2$  kann bei einer Eichung in der durchgeführten Form nicht direkt bestimmt werden. Zur Überprüfung, inwieweit sich dieser Term auf die Berechnung von  $\Theta_0$  auswirkt, wurde eine iterative Korrektur durchgeführt [Gil80], wobei der theoretische Wert ( $T_{122} = -0.0039 \text{ cm/mrad}^2$ ) als Ausgangspunkt dient. Bei diesem Verfahren erwiesen sich in fast allen Fällen drei Iterationen als ausreichend. Die so bestimmten Emissionswinkel  $\Theta_0$  weichen maximal um 3.5% von den mit Gleichung 15 bestimmten ab, somit ist diese Korrektur nicht notwendig.

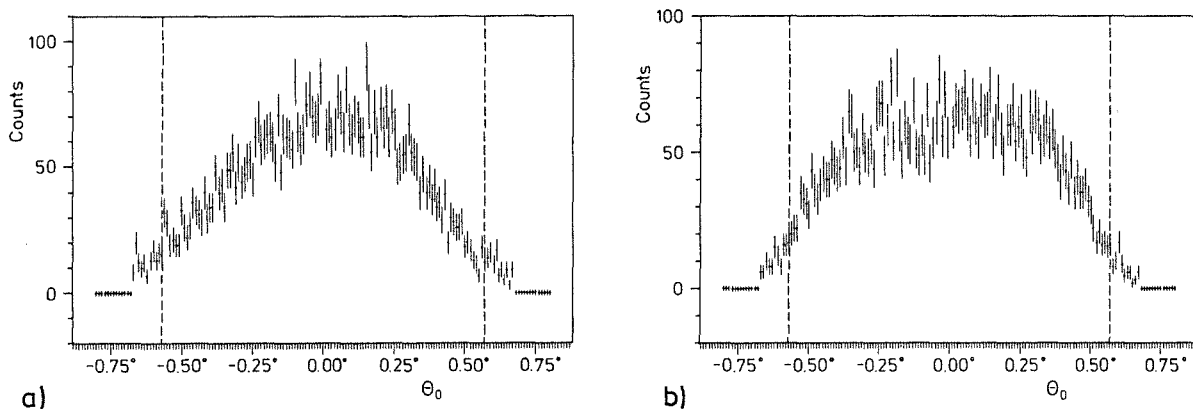


Abb. 21 Gemessene unkorrigierte Emissionswinkelverteilung für  $\alpha$ -Teilchen (a) und Deuteronen (b). Der Nullpunkt der Abzisse entspricht einem Reaktionswinkel von  $4^\circ$  (Winkelstellung des Spektrographen).

Eine auf diese Weise aus den experimentellen Daten berechnete Winkelverteilung für koinzidente  $\alpha$ -Teilchen und Deuteronen zeigt Abb. 21. Die gestrichelt eingezeichneten vertikalen Linien entsprechen den im Experiment durch die horizontale Akzeptanzbreite eingestellten maximalen Emissionswinkeln von  $\pm 10$  mrad. Die außerhalb der Akzeptanzgrenzen liegenden Ereignisse entstehen durch die begrenzte Winkelauflösung, die bei den Eichmessungen Abb. 20) an der Linienbreite erkennbar ist. Für die weitere Auswertung wurden diese Ereignisse, die ca. 1-3% der Gesamttereignisse ausmachen, unter Berücksichtigung der experimentellen Winkelauflösungsverteilung so korrigiert, daß sie in den realen Akzeptanzbereich fallen. Daß die Winkelverteilung der  $\alpha$ -Teilchen schmäler ist, beruht auf den speziellen Bedingungen der Aufbruchkinematik (siehe Abb. 23). Dabei erhalten die Deuteronen im Laborsystem einen größeren Winkel bezüglich der Schwerpunktschwindigkeit, so daß die Winkelverteilung einzeln betrachtet breiter ist. Auffällig ist der an beiden Seiten deutliche Rückgang der Zählrate. Dieser Rückgang hat bei negativen Emissionswinkeln eine physikalische Ursache, da in der Winkelverteilung der Reaktion  $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}_{g.s.}$  bei  $3.5^\circ$  ein lokales relatives Minimum [Kie90] auftritt (Abb. 31). Bei positiven Emissionswinkeln ist es hingegen ein apparativer Effekt, der mit der in Kap. 5.3 beschriebenen Transmissionseichung nicht erkannt werden konnte. Anhand von Simulationsrechnungen gemäß Kap. 4.2 ergab sich, daß durch die mechanische Größe der Vakuumkammer des Sextupols ca. 40% der unter großen horizontalen Emissionswinkeln emittierten Deuteronen aus dem sequentiellen  $^6\text{Li}$ -Aufbruch abgeschnitten werden.

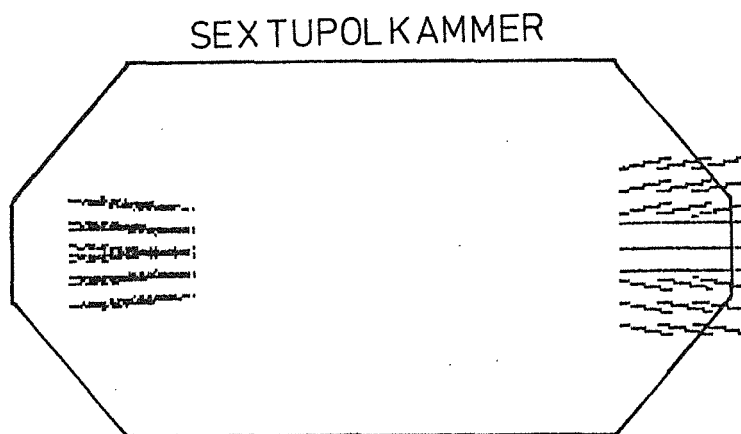


Abb. 22 Simulation der Teilchenbahnen des sequentiellen Aufbruchs von  $^6\text{Li}$  in  $\alpha + d$  durch die Vakuumkammer des Sextupols. Links die  $\alpha$ -Teilchen und rechts die Deuteronen. Blickrichtung ist gegen die Strahlrichtung.



Bei der Simulation wurde von der realistischen Einstellung der Magnetfelder ausgegangen. Dabei werden vorwiegend Deuteronen mit positiver und  $\alpha$ -Teilchen mit negativer Impulsabweichung  $\delta$  nachgewiesen (siehe Kap. 6.2). Der experimentell genutzte horizontale und vertikale Emissionswinkelbereich ( $20 \cdot 30$  mrad<sup>2</sup>) wurde rasterförmig überstrichen. Desweiteren wurde eine reale Strahlfleckausdehnung von  $4 \text{ mm}^2$  und die experimentell gemessene natürliche Breite der sequentiellen Linie ( $\pm 0.4 \text{ MeV}$  Laborenergie der Fragmente) berücksichtigt. Das Ergebnis der Simulation zeigt Abb. 22. Man erkennt, daß die  $\alpha$ -Teilchen (links im Bild) zu 100% den Sextupol durchqueren. Bei den Deuteronen (rechts im Bild) dagegen liegen bei positiven horizontalen Emissionswinkeln 30-50% (je nach vertikalem Emissionswinkel) außerhalb der Kammer, d.h. sie werden im Experiment in der Kammer gestreut oder gestoppt und gehen so als Koinzidenzereignis verloren.

Dieser Sachverhalt wurde durch eine nachträgliche Überprüfung mit elastisch gestreuten  ${}^6\text{Li}$ -Teilchen experimentell bestätigt. Dementsprechend fehlen auch in der Winkelverteilung der  $\alpha$ -Teilchen Ereignisse, da die Koinzidenzbedingung nicht erfüllt ist. Diese nicht registrierten  $\alpha$ -Teilchen haben ebenfalls zum größten Teil positive Emissionswinkel, da der mit dieser Meßgeometrie nachweisbare sequentielle Aufbruch sich überwiegend auf sehr kleine Winkel der Fragmente bezüglich des Schwerpunktsgeschwindigkeitsvektors beschränkt (siehe Abb. 23). Außerdem erkennt man in der Emissionswinkelverteilung der  $\alpha$ -Teilchen, daß das Maximum zu positiven Winkeln hin verschoben ist. Dies steht in voller Übereinstimmung mit der oben genannten Winkelverteilung des sequentiellen Coulombaufbruchs.

## 6.2 Bestimmung der Relativenergie

Aus den gemessenen Laborenergien und Emissionswinkeln läßt sich die Relativenergie zwischen den Fragmenten durch eine Transformation in ihr Schwerpunktsystem leicht berechnen. Man erhält dann für die Relativenergie  $E_{ad}$  im Schwerpunktsystem:

$$E_{ad} = \frac{m_a}{m_{ges}} \cdot E_d + \frac{m_d}{m_{ges}} \cdot E_a - 2 \cdot \left( \frac{\mu}{m_{ges}} \cdot E_a \cdot E_d \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \cos(\theta_{ad}) \quad (16)$$

mit:

$m_{ges}$  = Gesamtmasse  $\alpha$ -d

$\mu$  = reduzierte Masse  $\alpha$ -d

$\theta_{\alpha d}$  = Relativwinkel  $\alpha$ -d, setzt sich zusammen aus den gemessenen horizontalen Emissionswinkeln und den simulierten vertikalen Relativwinkeln (siehe Kap. 4.2).

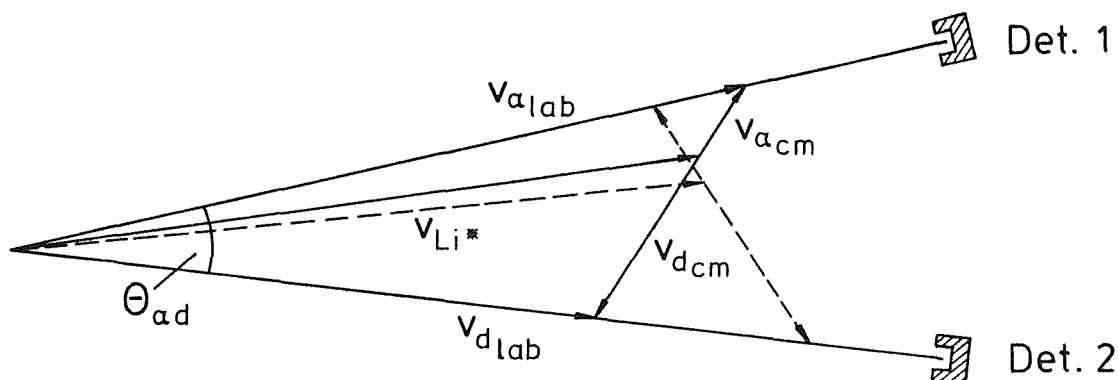


Abb. 23 Geschwindigkeitsskizze des Projektilaufbruchs  ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$  bei fester Relativenergie und festem Relativwinkel. Die durchgezogene Linie entspricht dem Fall, daß das  $\alpha$ -Teilchen im Schwerpunktsystem ungefähr in Richtung der Schwerpunktsbewegung emittiert wird und das Deuteron entgegengesetzt. Die gestrichelte Linie entspricht dem umgekehrten Fall.

Bei fest vorgegebenen Relativwinkeln kann eine bestimmte Relativenergie durch zwei verschiedene Kombinationen von  $E_\alpha$  und  $E_d$  erreicht werden. Wie aus Abb. 23 ersichtlich ist, wird dabei jeweils das eine Fragment in Richtung des Geschwindigkeitsvektors des Schwerpunktes und das andere entgegengesetzt emittiert. Dieser Sachverhalt wird in den Relativenergiespektren durch das Vorzeichen der Relativenergie beschrieben. Negative Relativenergie bedeutet, daß das  $\alpha$ -Teilchen entgegen der Schwerpunktgeschwindigkeit emittiert wurde, d.h. etwas langsamer ist und damit stärker im Dipolmagnetfeld abgelenkt wird. Nur in diesem Fall ist der Peak des sequentiellen Aufbruchs im Impulsakzeptanzbereich des Spektrographen. Im umgekehrten Fall kann das Deuteron nicht mehr nachgewiesen werden. Dies erklärt sich durch die in Kap. 4 beschriebene Asymmetrie der Impulsakzeptanz des Spektrographen und der Tatsache, daß das Deuteron im Laborsystem einen im Vergleich zum  $\alpha$ -Teilchen doppelt so großen relativen Impulsbereich umfaßt, da es im Schwerpunktsystem aufgrund der Impuls- und Energieerhaltung nach dem Aufbruch die doppelte Geschwindigkeit des  $\alpha$ -Teilchens hat.

### 6.3 Normierung der Wirkungsquerschnitte

Bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten sind erfahrungsgemäß dazu notwendige Meßgrößen wie Targetdicke und Strahlstromintegral mit unbekanntem systematischen Fehlern behaftet, so daß die ermittelten Werte der Wirkungsquerschnitte in ihrer Absoluthöhe nicht korrekt sind. Daher ist eine Korrektur anhand von Vergleichsmessungen notwendig.

Zu diesem Zweck wurden während der Koinzidenzmessungen parallel auch inklusive Spektren für  $\alpha$ -Teilchen und Deuteronen mitgemessen, die mit früher gemessenen entsprechenden Daten verglichen wurden [Jel87]. Dort wurde das Normierungsproblem dadurch gelöst, daß parallel zur Registrierung der Aufbruchspektren auch die Wirkungsquerschnitte der elastischen  ${}^6\text{Li}$ -Streuung gemessen wurden. Im extremen Vorwärtswinkelbereich zwischen  $0^\circ$  und etwa  $8^\circ$  handelt es sich dabei um fast reine Rutherford-Streuung. Diese Absolutnormierung der elastischen  ${}^6\text{Li}$ -Streuung bei Vorwärtswinkeln anhand der Rutherford-Streuung gilt als äußerst zuverlässig [Gil84].

Diese beschriebene "zweistufige" Normierung der Daten über inklusive Aufbruchspektren zur elastischen Streuung war wegen der bewußten Unterdrückung der Streuung im vorliegenden Experiment notwendig. Ausgehend von der Genauigkeit der direkten Normierung über elastische Streuung von ca.  $\pm 1\%$  wird die Genauigkeit der Normierung im vorliegenden Fall auf  $\pm 10\%$  abgeschätzt.

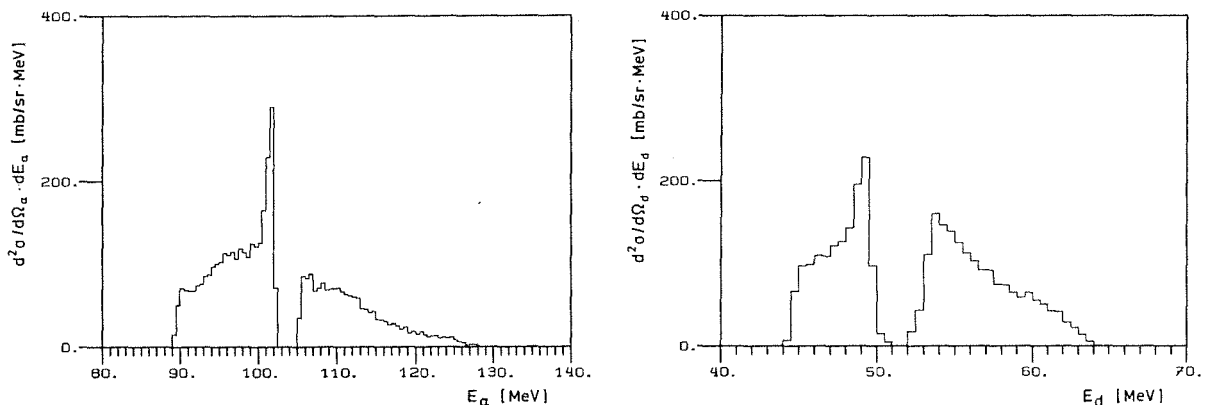


Abb. 24 Inklusives  $\alpha$ -Teilchen- und Deuteronenspektrum. Die Lücke in den Spektren stammt von der inaktiven Zone zwischen den beiden Detektoren und dem davorstehenden Graphitklotz.

Die zur Normierung verwendeten inklusiven  $\alpha$ -Teilchen- und Deuteronenspektren sind in Abb. 24 gezeigt.

Die  $\alpha$ -Spektren wurden von 91-100 MeV und die Deuteronen-Spektren von 53-62 MeV integriert. Dabei zeigte sich, daß die differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/d\Omega_\alpha$  der inklusiven  $\alpha$ -Teilchen um ca. 40% zu niedrig waren, während die der Deuteronen nur ca. 10% Abweichung aufwiesen. Diese unterschiedlichen Abweichungen resultieren aus der spezifischen Einstellung der Elektronik, die auf den Nachweis der Deuteronen optimiert ist, deren Signale nur wenig oberhalb dem Rauschen liegen.

Die Normierung der Koinzidenzwirkungsquerschnitte orientiert sich an der Teilchensorte mit der geringeren Nachweiswahrscheinlichkeit, also den  $\alpha$ -Teilchen. Folglich wurden alle Koinzidenzspektren um 40% (genau: Faktor 1.39) korrigiert. Diese korrigierten Spektren stimmen auf  $\pm 5\%$  mit den bekannten Koinzidenzspektren [Kie90] überein.

## 6.4 Koinzidenzspektren

Die Koinzidenzereignisse wurden anhand des Zeitdifferenzspektrums selektiert. Da die maximale Flugzeitdifferenz zwischen den Fragmenten 17 ns beträgt und somit deutlich kleiner ist als der zeitliche Abstand zwischen zwei Zyklotronpulsen, sind solche "echten" Ereignisse deutlich von solchen ("zufälligen") getrennt, die aus verschiedenen Reaktionen und verschiedenen Strahlpulsen stammen.

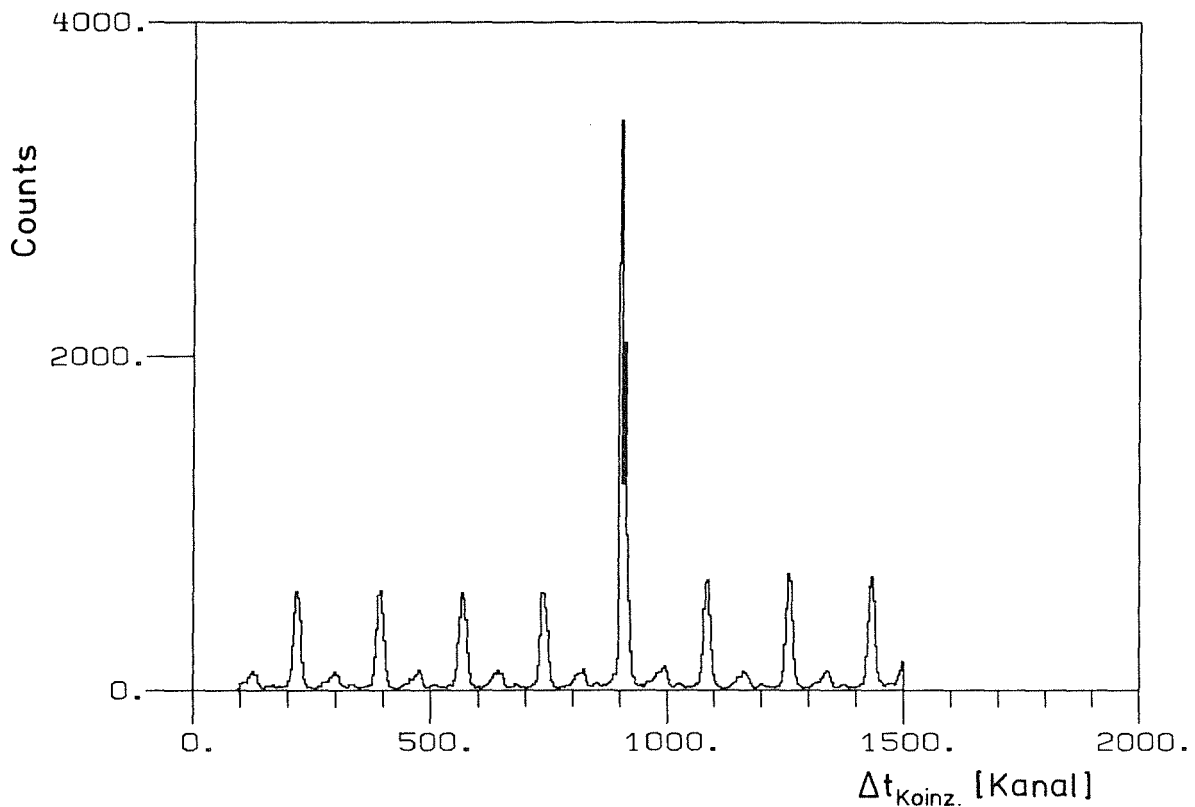


Abb. 25 Zeitdifferenzspektrum

In Abb. 25 sind die echten Koinzidenzen als deutlich höhere Linie gegenüber den Linien der zufälligen Ereignissen zu erkennen. Zwischen den einzelnen Linien mit einem zeitlichen Abstand von 90 ns sind die Reste der nicht vollständig unterdrückten zwei Pulse zu sehen, die aus der Zyklotronfrequenz von 33 MHz resultieren. Die Fläche eines zufälligen Peaks ist ein Maß für die Häufigkeit mit der unkorrelierte Ereignisse auftreten, d.h. Koinzidenzereignisse aus dem selben Strahlpuls aber aus verschiedenen Reaktionen.

Die aus dem Zeitfenster der echten Koinzidenzen stammenden Ereignisse werden daraufhin überprüft, ob entweder je ein  $\alpha$ -Teilchen im linken Detektor und ein

Deuteron im rechten Detektor nachgewiesen wurden, oder der umgekehrte Fall vorlag. Aus den Fragmentenergien wurde das  $E_\alpha - E_d$ -Spektrum (Abb. 26) erstellt.

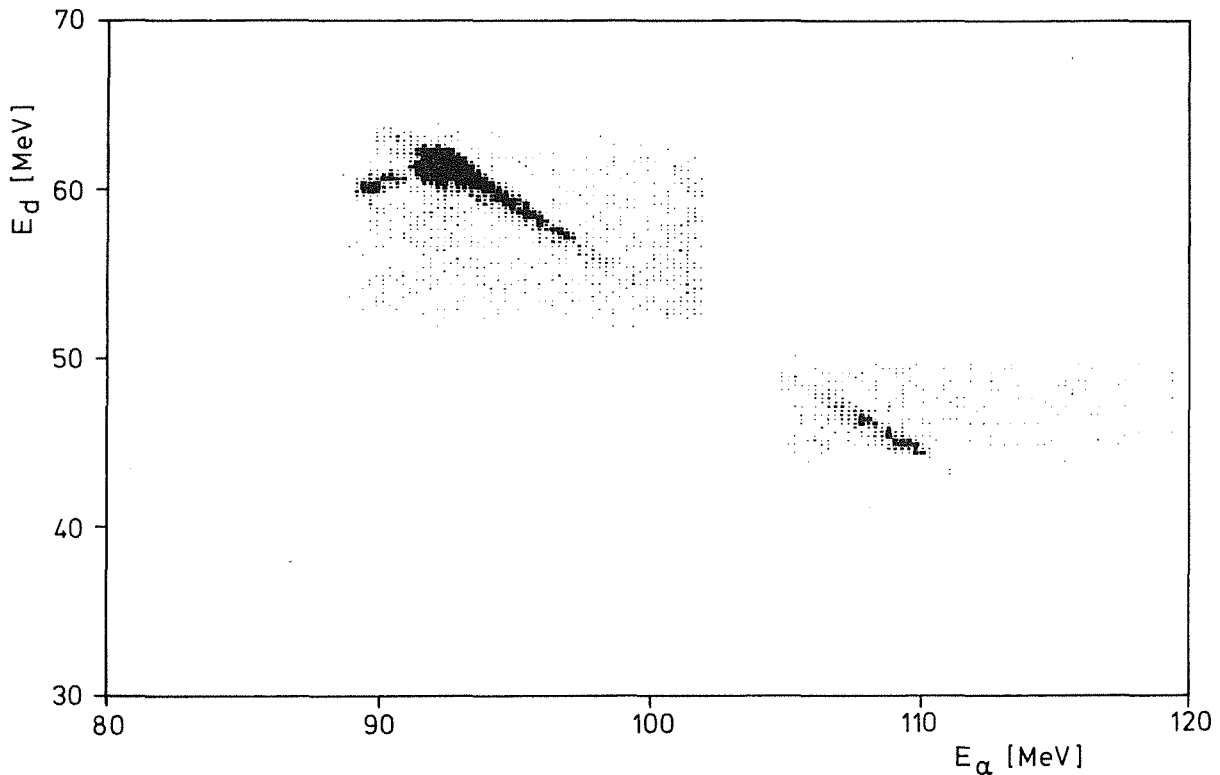


Abb. 26  $E_\alpha - E_d$  Spektrum

Fast alle Ereignisse liegen darin auf einer Geraden, die der konstanten Summenenergie von 154.5 MeV entspricht. Dies sind Ereignisse die eindeutig dem elastischen Aufbruch zugeordnet werden können. Die Ereignisse im linken oberen Rechteck entsprechen dem Fall, daß das  $\alpha$ -Teilchen im linken (niederer Energie entsprechenden) Detektor und das Deuteron im rechten Detektor bei höherer Energie nachgewiesen wurde. Als deutliche Anhäufung auf der Geraden ist links oben der elastische sequentielle Aufbruch zu erkennen. Etwas links davon ist ein weiterer Fleck zu sehen, der auf einer Summenenergiegeraden von 151.9 MeV liegt. Das sind Ereignisse vom inelastischen sequentiellen Aufbruch, bei dem gleichzeitig der  $^{208}\text{Pb}$ -Targetkern in den ersten angeregten Zustand bei 2.61 MeV angeregt wurde. Im rechten unteren Rechteck wird der umgekehrte Fall dargestellt, bei dem das  $\alpha$ -Teilchen in Richtung der Schwerpunktgeschwindigkeit und das Deuteron entgegengesetzt emittiert wird. Der sequentielle Aufbruch ist nicht mehr innerhalb der Impulsakzeptanz (siehe Kap. 6.2), es sind nur Ereignisse des direkten Aufbruchs zu sehen.

Für die weitere Auswertung wurde ein 3 MeV breites Fenster um die Summenenergie gelegt. Aus den darin enthaltenen Ereignissen wurden dann die Teilchen- und Relativenergie-Spektren berechnet. In Abb. 27 sind Summenenergie-, Deuteronen- und  $\alpha$ -Teilchen-Spektren zu sehen.

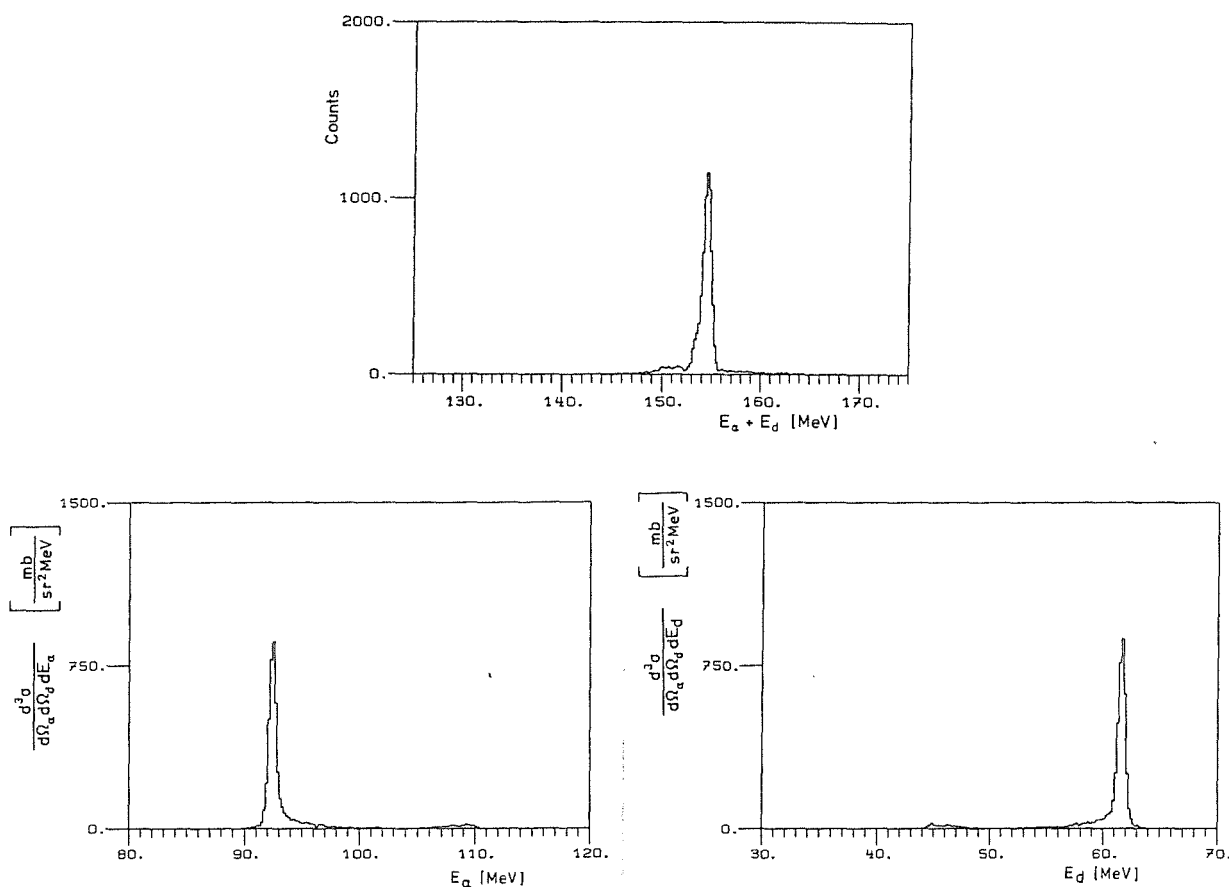


Abb. 27 Summenenergie- und  $\alpha$ -Teilchen- und Deuteronenspektren (unkorrigierte) der Koinzidenzmessung.

Bei den Relativenergiespektren wurde noch ein Untergrundabzug vorgenommen. Diesen Untergrund erhält man, indem eine "zufällige" Linie genau wie die Linie der echten Koinzidenzen ausgewertet wird. Abb. 28 zeigt das untergrundkorrigierte Relativenergiespektrum der vollen Akzeptanz von  $20 \cdot 30$  mrad<sup>2</sup>.

Um insbesondere die sequentiellen Ereignisse unterschiedlichen mittleren Reaktionswinkeln zuordnen zu können, wurde der horizontale Akzeptanzbereich in drei gleiche Teile unterteilt. In Abb. 29 sind die Emissionswinkel der  $\alpha$ -Teilchen gegen die der zugehörigen Deuteronen aufgetragen und die dreifache Unterteilung eingezeichnet. Man erkennt die sich daraus ergebenden neun verschiedenen Kombinationen von Emissionswinkeln.

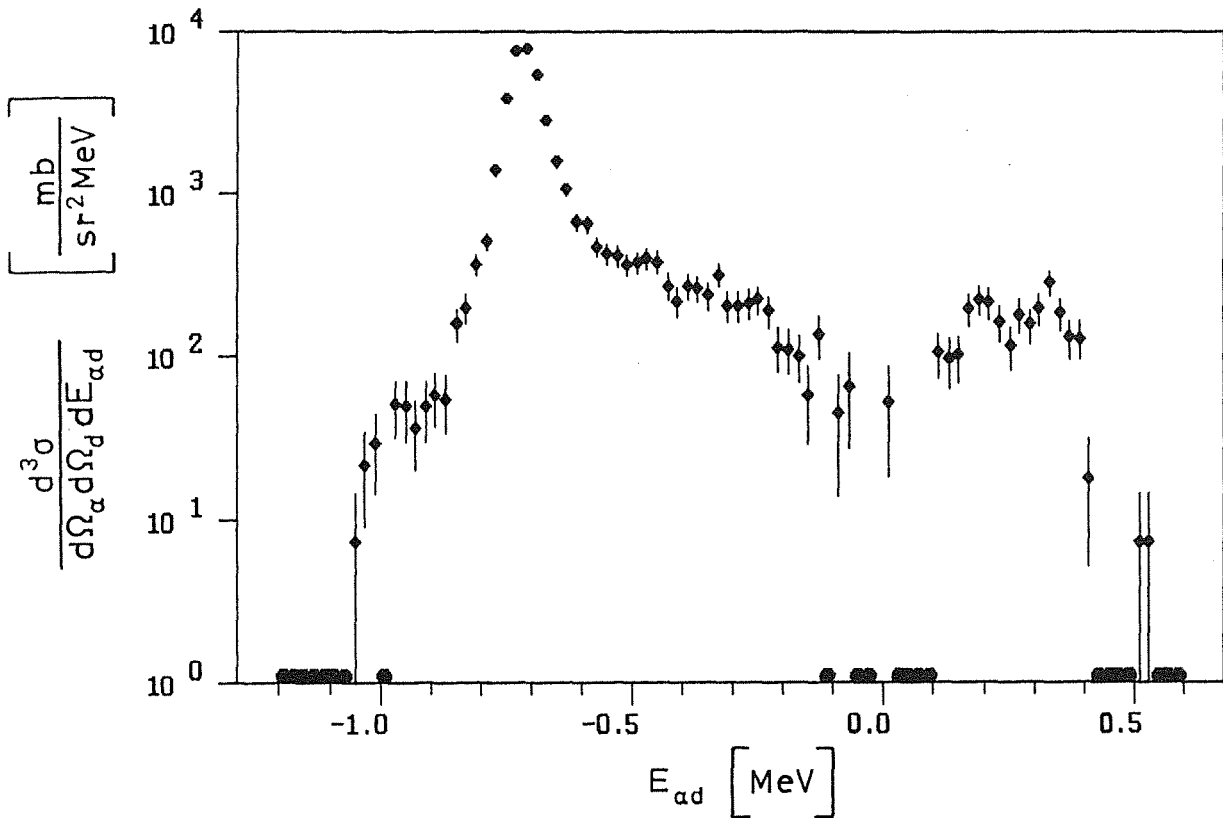


Abb.28 Relativenergiespektrum der vollen Akzeptanzöffnung (20-30 mrad<sup>2</sup>)

Diese Winkelbereiche entsprechen verschiedenen Kombinationen von Relativwinkeln zwischen den  $\alpha$ -Teilchen und Deuteronen. Im Falle des sequentiellen Aufbruchs können sie außerdem verschiedenen mittleren Reaktionswinkeln des angeregten  ${}^6\text{Li}$  zugeordnet werden. Als besondere Fälle sind die Felder 1 - 3 zu betrachten, die alle einem Relativwinkel von  $0 \pm 3.3$  mrad entsprechen und daher mit den früheren Messungen ohne Zwischendetektor vergleichbar sind.

- Feld 1 :  $\alpha$ -Teilchen und Deuteron werden beide unter einem Winkel kleiner als  $-3.33$  mrad emittiert. Sequentielle Ereignisse gehören zu einem mittleren Reaktionswinkel von  $3.6^\circ \pm 0.2^\circ$ .
- Feld 2 : Der Emissionswinkel beider Fragmente liegt im Bereich von  $-3.33$  mrad bis  $+3.33$  mrad. Das entspricht dann einem Reaktionswinkel von  $4.0^\circ \pm 0.2^\circ$ .
- Feld 3 : Beide Winkel sind größer als  $3.33$  mrad. Der mittlere Reaktionswinkel des sequentiellen Aufbruchs beträgt  $4.4^\circ \pm 0.2^\circ$ .



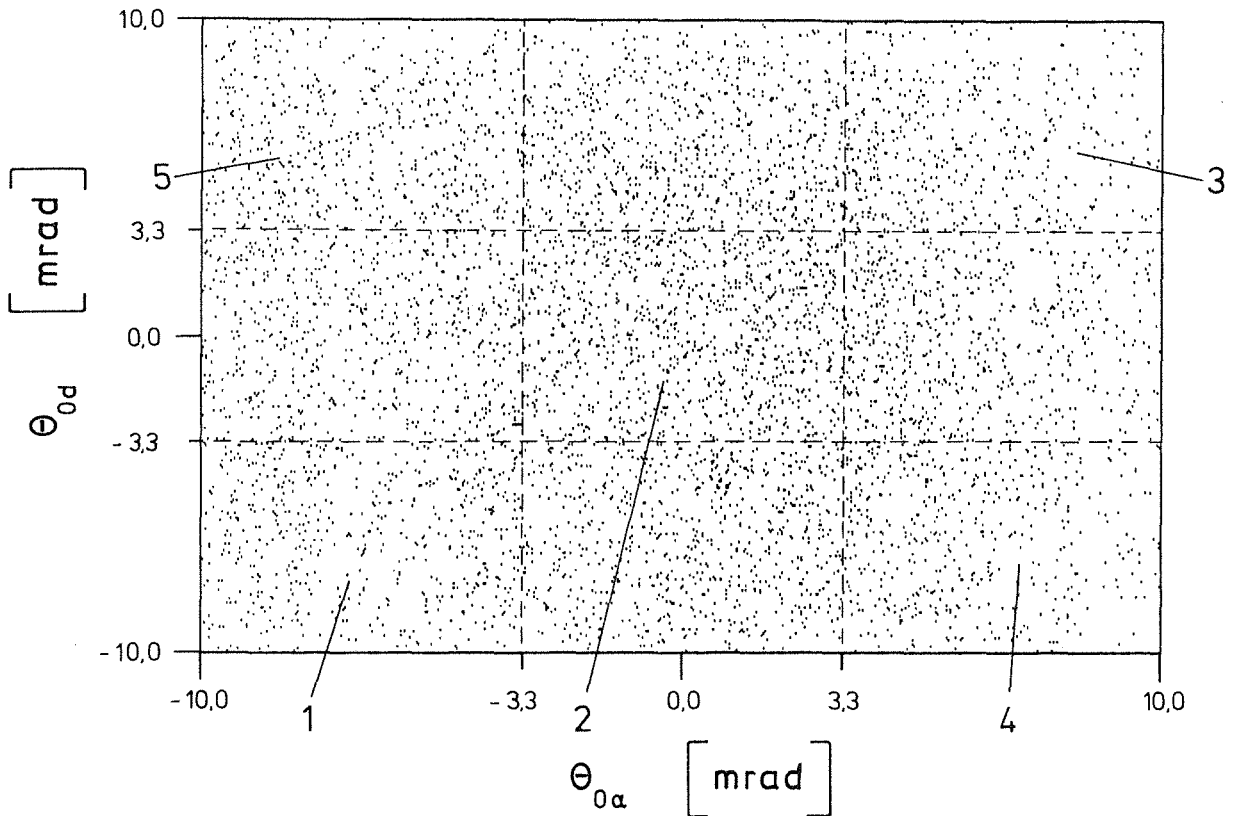


Abb. 29 Winkelkorrelation  $\Theta_{0\alpha} - \Theta_{0d}$ . Der Nullpunkt der Abzisse entspricht dem mittleren Reaktionswinkel von  $4^\circ$ .

Die zu den Feldern 1,2 und 3 gehörenden Relativenergiespektren sind in Abb. 30.1-3 zu sehen.

Mit der Auswertung der sequentiellen Ereignisse dieser Felder erhält man also gleichzeitig drei Punkte der Winkelverteilung im Winkelabstand von  $0.4^\circ$ , die bei der früheren Methode mit drei verschiedenen Winkelstellungen des Spektrographen in der dreifachen Meßzeit gemessen werden mußten. Die Meßpunkte der vorliegenden Messung sind als Rechtecke mit Fadenkreuz in Abb. 31 eingezeichnet, wo sie mit den entsprechenden Punkten der früheren Messung verglichen werden.

In den übrigen Feldern liegen folgende Verhältnisse vor: In Feld 4 sind Ereignisse, bei denen das  $\alpha$ -Teilchen unter positivem Winkel ( $> 3.33$  mrad) und das Deuteron unter negativem Winkel ( $< -3.33$  mrad) emittiert wurde. Feld 5 stellt entsprechend den umgekehrten Fall dar. Diese Felder entsprechen also, wie Feld 2, beim sequentiellen Aufbruch einem mittleren Reaktionswinkel des angeregten  ${}^6\text{Li}$  von  $4^\circ$ . Allerdings sind hier die Relativwinkel der Fragmente nicht

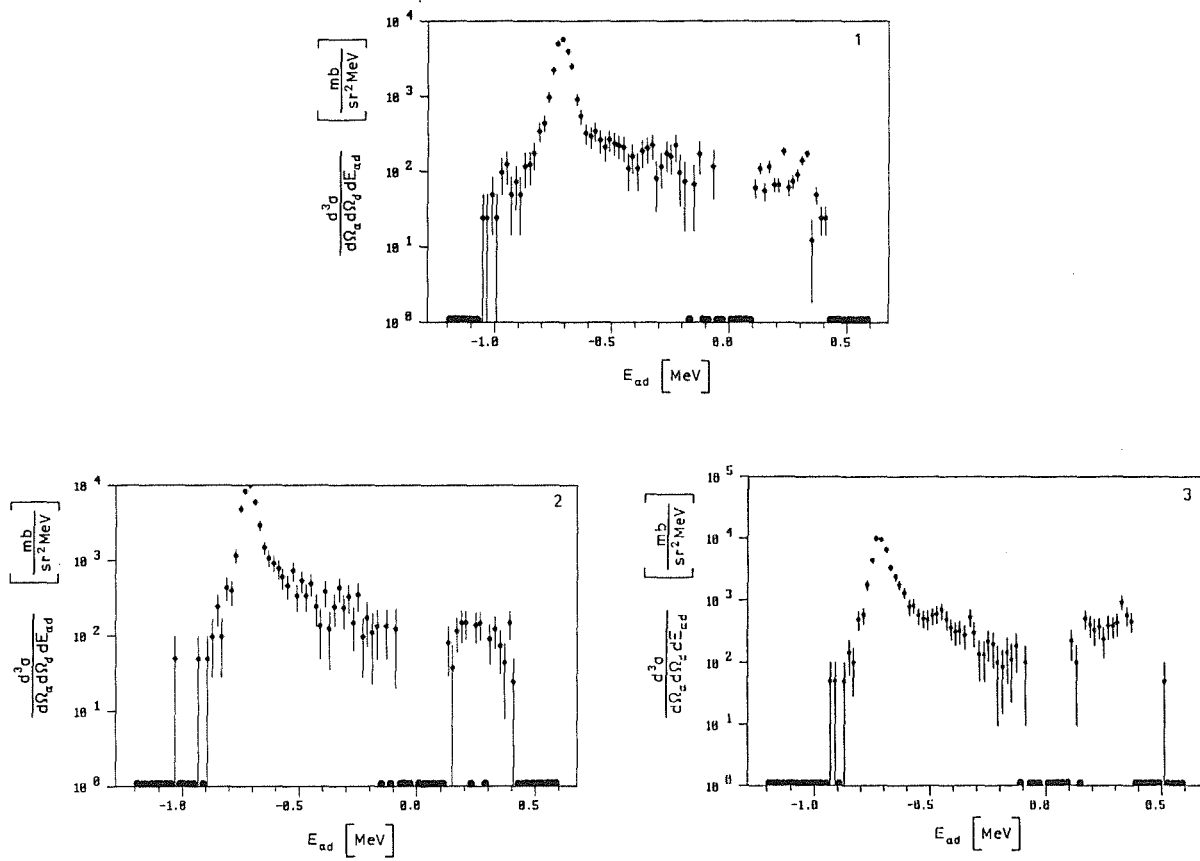


Abb 30 Relativenergiespektren  $E_{ad}$  bei verschiedenen Reaktionswinkeln (Spektrum 1 =  $3.6^\circ \pm 0.2^\circ$ , Spektrum 2 =  $4.0^\circ \pm 0.2^\circ$ , Spektrum 3 =  $4.4^\circ \pm 0.2^\circ$ )

$0^\circ \pm 0.2^\circ$ , sondern  $0.8^\circ \pm 0.2^\circ$ . Diese Kombination, die sich aus der vergrößerten Akzeptanzöffnung ergibt, war bisher nicht meßbar. Nimmt man an, daß die Winkelverteilung des sequentiellen Aufbruchs im Schwerpunktsystem des  ${}^6\text{Li}$  isotrop ist, so müssen diese Felder denselben Wirkungsquerschnitt wie Feld 2 ergeben. Dies ist im Rahmen der Meßgenauigkeit gerade noch der Fall. Daher erschien es plausibel, die entsprechenden Ereignisse zu dem Meßpunkt bei  $4.0^\circ$  in Abb. 31 hinzuzunehmen, um dessen statistische Genauigkeit zu erhöhen. Die restlichen vier Felder (unbeschriftet) gehören zu den mittleren Reaktionswinkeln von  $3.8^\circ$  (Mitte links und Mitte unten) und  $4.2^\circ$  (Mitte rechts und Mitte oben) mit Relativwinkeln zwischen den Fragmenten von  $0.4^\circ \pm 0.2^\circ$ . In Anlehnung des bei den Feldern 4 und 5 verwendeten Verfahrens können die entsprechenden Wirkungsquerschnitte für den sequentiellen Aufbruch ebenfalls in Abb. 31 (als Fadenkreuze) übernommen werden.

Mit diesen fünf Meßpunkten ergibt sich eine hinreichend feine Unterteilung des horizontalen Winkelbereiches, mit der auch feinste Strukturen einer

Winkelverteilung, wie das Minimum bei  $3.5^\circ$ , genau vermessen werden können. Ist eine so feine Unterteilung des Winkelbereiches wegen einer weniger stark ausgeprägten Struktur der Winkelverteilung nicht notwendig, so können die Ereignisse aus den unbezeichneten Feldern aus Abb. 29 auch jeweils zur Hälfte den Eckfeldern 1, 3, 4 und 5 zugeschlagen werden, um deren Statistik zu verbessern. Dabei tritt keine signifikante Änderung der Meßpunkte bei  $3.6^\circ$ ,  $4.0^\circ$  und  $4.4^\circ$  auf, wie der konkrete Versuch zeigt.

Abb. 31 zeigt die mit den beschriebenen Verfahren normierten und korrigierten sequentiellen Linien der Relativenergiespektren aus Abb. 30 1, 2 und 3, entsprechend transformiert und integriert [Kie90], im Vergleich zu früheren Messungen. Außerdem sind die Datenpunkte für  $3.8^\circ$  und  $4.2^\circ$ , die nach dem gleichen Verfahren aus den unbeschrifteten Feldern aus Abb. 29 berechnet wurden, als Fadenkreuze eingetragen.

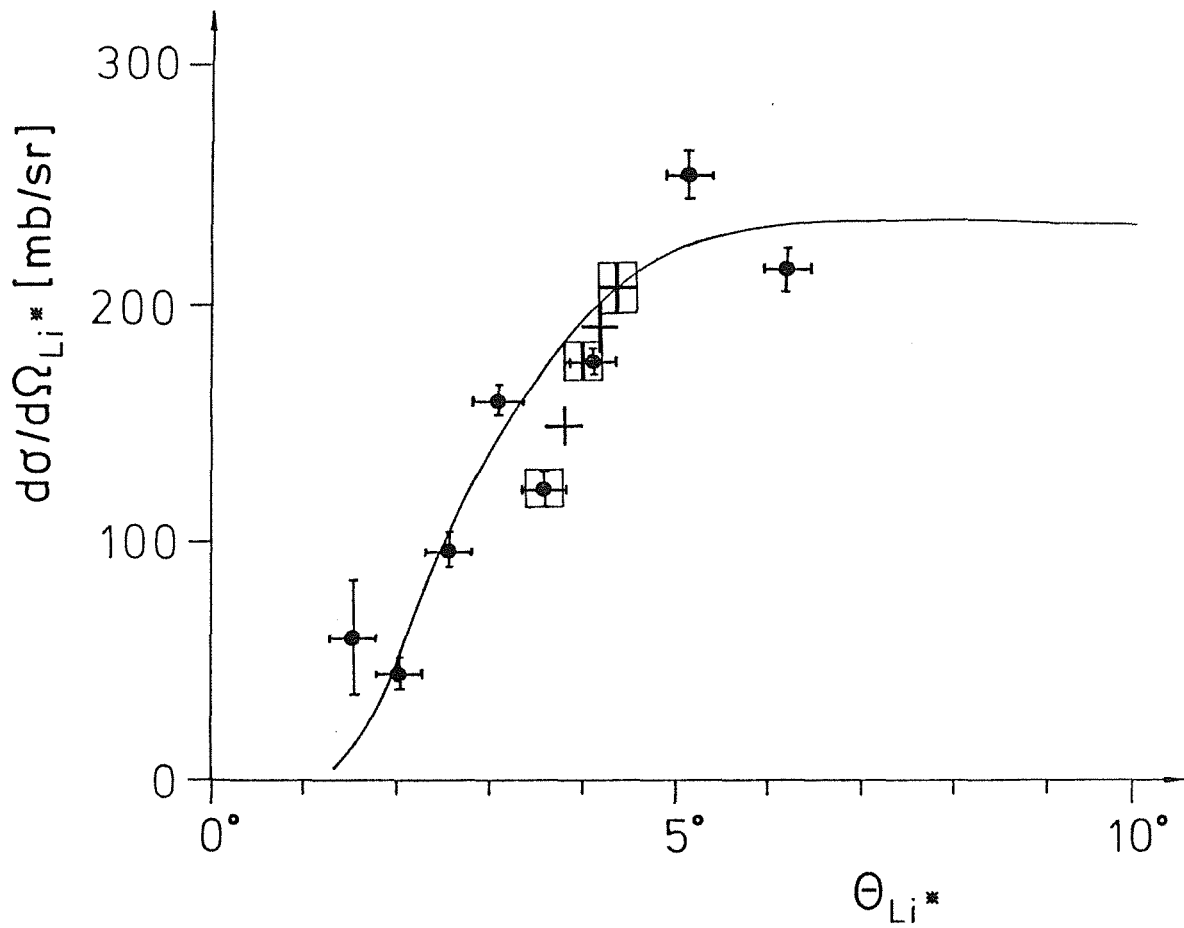


Abb. 31 Winkelverteilung der Reaktion  $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li,ad})^{208}\text{Pb}_{\text{g.s.}}$  mit  $E_{\text{ad}} = 0.71 \text{ MeV}$  [Kie90]. Die neuen Datenpunkte, die den Spektren 30.1, 2 und 3 entnommen wurden, sind als Rechtecke eingezeichnet.

## 7. Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit ist eingebettet in die Untersuchungen des Coulomb-induzierten Aufbruchs von  ${}^6\text{Li}$  in  $\alpha + d$  am Karlsruher Isochron-Zyklotron. Dabei werden mit dem Magnetspektrographen "Little John" die beiden koinzidenten Fragmente, die mit sehr kleinem Relativwinkel ( $< 2^\circ$ ) zueinander emittiert werden, unter extremen Vorwärtswinkeln ( $0^\circ$ - $10^\circ$ ) nachgewiesen. Als apparative Verbesserung dieser Experimente wurde ein zusätzliches Detektorsystem für den Magnetspektrographen aufgebaut und zum Einsatz gebracht. Ziel der Erweiterung war die Vergrößerung der Raumwinkelakzeptanz gegenüber früheren Messungen. Dadurch wird auf der einen Seite die Gesamteffizienz des Systems gesteigert, auf der anderen Seite aber die Winkelauflösung herabgesetzt, wenn nicht zusätzliche Maßnahmen ergriffen werden. Mit dem erweiterten Detektorsystem ist eine direkte Messung beider Teilchentrajektorien möglich. Daraus wird, unter Berücksichtigung der speziellen ionenoptischen Eigenschaften des Magnetsystems, der Emissionswinkel der Fragmente berechnet und damit die Akzeptanz unterteilt, was die verringerte Winkelauflösung vollständig aufhebt. Obwohl der Magnetspektrograph in ionenoptischer Hinsicht teilweise außerhalb der ursprünglichen Design-Werte betrieben werden mußte, konnte die Gesamteffizienz des Systems um fast eine Größenordnung gesteigert werden. Die Messungen der Wirkungsquerschnitte des sequentiellen  ${}^6\text{Li}$ -Aufbruchs haben die Feinstruktur der Winkelverteilung um  $4^\circ$  bestätigt und die Leistungsfähigkeit des Systems für die Untersuchung solcher Strukturen in Korrelationsmessungen demonstriert.

Neben dieses grundsätzlichen Erfolges konnten in dieser Arbeit auch Probleme aufgezeigt werden, die sich aus dem speziellen ionenoptischen Konzept des Spektrographen oder aus dem für diesen Zweck ungeeigneten mechanischen Komponenten ergaben. Dies war ein Nebenziel der Arbeit im Hinblick auf die Auslegung eines speziellen Ein-Arm-Spektrographen für Korrelationsmessungen dieser Art oder im Hinblick auf eine Verbesserung des bestehenden Systems, das für derartige Messungen nicht ausgelegt war. So zeigten bereits den Experimenten vorausgegangene Simulationen unter realen ionenoptischen Bedingungen, daß ohne mechanische Umbauten nur eine Messung des horizontalen Emissionswinkels möglich ist. Auf eine Bestimmung des

vertikalen Emissionswinkels wurde deshalb verzichtet und stattdessen für die Relativenergieberechnung aus Simulationsdaten gewonnene Werte eingesetzt. Die Messung des vertikalen Emissionswinkels wäre durch eine vertikale Vergrößerung des Detektorsystems auf der höherenergetischen Seite mit relativ einfachen Mitteln möglich. Die weitaus bessere Lösung bei einem speziellen Magnetdesign wäre eine Änderung der vertikalen Abbildungsbedingung in Gestalt einer Punkt-zu-Parallel Abbildung.

Auch hinsichtlich der Impuls- und Winkelakzeptanz in bestimmten Impulsbereichen kann der Magnetspektrograph mit relativ geringem Aufwand verbessert werden. Hier ist an erster Stelle eine Vergrößerung der Sextupolkammer und ein seitlicher Versatz des Detektorsystems zu nennen, wodurch die in Kap. 6.1 beschriebenen Einschränkungen behoben würden und sogar die Messung beider Kombinationen des sequentiellen Aufbruchs möglich wäre. Bei einem neuen Magnetdesign wäre die größtmögliche realisierbare Impulsakzeptanz wünschenswert.

## Literaturverzeichnis

- [Bau86] G. Baur, C.A. Bertulani und H. Rebel, Nucl. Phys. A458(1986)180-204
- [Bro80] K.L. Brown, D.C. Carey, Ch. Iselin und F. Rothacker,  
CERN-Report 80-04(1980)
- [Ern90] R. Ernst, L. Friedrich, E. Huttel und F. Schulz,  
Nucl. Inst. A287(1990)337
- [Gan88] G. Gantenbein, KfK-4427B(1988)
- [Gil80] H.J. Gils, KfK-2972(1980)
- [Gil84] H.J. Gils, KfK-3765(1984)
- [Gil86] H.J. Gils, J. Kiener, S. Zagromski und H. Rebel, KfK-4159(1986)33
- [Gil88a] H.J. Gils, J. Buschmann, S. Zagromski, J. Krisch und H. Rebel,  
Nucl. Inst. A276(1989)151
- [Gil88b] H.J. Gils, H. Jelitto, H. Schlösser, S. Zagromski, J. Buschmann,  
W. Eyrich, A. Hofmann, J. Kiener, A. Lehmann und H. Rebel,  
Nucl. Inst. A276(1989)169
- [Hek76] D. Heck und E. Kasseckert, KfK-2379(1976)130
- [Jel87] H. Jelitto, Dissertation, Heidelberg 1987, KfK-4259(1987)
- [Kie88] J. Kiener, H.J. Gils, N. Heide, H. Jelitto, H. Rebel und S. Zagromski,  
KfK-4405(1988)43
- [Kie90] J. Kiener, Dissertation, Tübingen 1990, KfK-4691(1990)
- [Kle87] K. Kleinknecht, "Detektoren für Teilchenstrahlung", Teubner-Verlag,  
Stuttgart 1987
- [Mar68] P. Marmier, Kernphysik I, ETH Zürich, VDF Zürich 1968

- [Reb85] H. Rebel, interner Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1985), unveröffentlicht
- [Rud88] R. Rudeloff, Diplomarbeit, Erlangen-Nürnberg 1988
- [Sch87] H. Schlösser, Dissertation, Erlangen-Nürnberg 1987
- [Uts88] H. Utsunomya, R.P. Schmitt, Y.-W. Lui, P.R. Haenni, H. Dejbakhsh, L. Cooke, P. Heimberg, A. Ray, T. Tamura und T. Udagawa, Phys. Lett. B211(1988)24
- [Zag80] S. Zagromski, interner Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1980), unveröffentlicht
- [Zag90] S. Zagromski, private Mitteilung 1990



## Danksagung

Diese Arbeit entstand am Institut für Kernphysik III des Kernforschungszentrums Karlsruhe. Herrn Prof. Dr. G. Schatz danke ich dafür, daß er die Durchführung dieser Arbeit ermöglicht hat.

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

Insbesondere Herrn Dipl. Ing. S. Zagromski möchte ich für seine ständige Bereitschaft zur Betreuung der Elektronik, und Herrn Dr. J. Kiener für seine langen, klärenden Diskussionen und zahlreichen wertvollen Hinweise danken.

Herrn Prof. Dr. H. Rebel danke ich besonders für sein ständig förderndes Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Priv. Doz. Dr. H.J. Gils, der durch seine ständige Unterstützung und unermüdliche Diskussionsbereitschaft zur erfolgreichen Durchführung dieser Arbeit beigetragen hat.

Der Betriebsgruppe des Karlsruher Isochron-Zyklotrons danke ich für ihren Einsatz zur Bereitstellung des  ${}^6\text{Li}$ -Strahls.

Frau S. Burkhardt und Herrn cand. phys. A. Hegmann danke ich für ihre Hilfe bei der äußeren Gestaltung dieser Arbeit.

## Anhang

### Tabelle der Wirkungsquerschnitte

#### Dreifach-differentieller Wirkungsquerschnitt

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

der elastischen Aufbruchreaktion  $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},\alpha d)^{208}\text{Pb}_{\text{g.s.}}$  mit Transmissions- und Untergrundkorrektur.

Tabellarische Darstellung der Relativenergiespektren aus Abb. 30.1-3. Negative Relativenergie bedeutet, daß das  $\alpha$ -Teilchen eine Impulskomponente entgegengesetzt zur Richtung des Massenschwerpunktes besitzt.

$\Theta_\alpha, \Theta_d = 3.6^\circ$   
(Abb. 30.1)

$\Theta_\alpha, \Theta_d = 4.0^\circ$   
(Abb. 30.2)

$\Theta_\alpha, \Theta_d = 4.4^\circ$   
(Abb. 30.3)

$E_{ad}$ [MeV]	$\sigma_3$ $[mb / (sr^2 \text{ MeV})]$	$\Delta\sigma_3$	$\sigma_3$ $[mb / (sr^2 \text{ MeV})]$	$\Delta\sigma_3$	$\sigma_3$ $[mb / (sr^2 \text{ MeV})]$	$\Delta\sigma_3$
-1.19	0	0	0	0	0	0
-1.17	0	0	0	0	0	0
-1.15	0	0	0	0	0	0
-1.13	0	0	0	0	0	0
-1.11	0	0	0	0	0	0
-1.09	0	0	0	0	0	0
-1.07	0	0	0	0	0	0
-1.05	25	25	0	0	0	0
-1.03	49	35	49	49	0	0
-1.01	74	43	0	0	0	0
-0.99	0	0	0	0	0	0
-0.97	148	60	0	0	0	0
-0.95	98	49	0	0	0	0
-0.93	49	35	49	49	49	49
-0.91	49	35	37	51	49	49

$E_{ad}$ [MeV]	$\sigma_3$ [mb/(sr <sup>2</sup> MeV)]	$\Delta\sigma_3$ [mb/(sr <sup>2</sup> MeV)]	$\sigma_3$ [mb/(sr <sup>2</sup> MeV)]	$\Delta\sigma_3$ [mb/(sr <sup>2</sup> MeV)]	$\sigma_3$ [mb/(sr <sup>2</sup> MeV)]	$\Delta\sigma_3$ [mb/(sr <sup>2</sup> MeV)]
-0.89	98	49	49	49	0	0
-0.87	49	35	98	70	49	49
-0.85	166	65	246	110	148	85
-0.83	197	70	98	70	98	70
-0.81	344	92	443	148	492	156
-0.79	443	104	394	139	578	171
-0.77	1119	167	1181	241	1796	300
-0.75	2681	257	4846	490	4415	467
-0.73	5774	377	8314	640	10024	703
-0.71	5707	376	9913	699	9704	693
-0.69	4176	321	5891	539	6445	563
-0.67	1796	210	2903	378	3431	412
-0.65	1033	159	1476	269	2411	344
-0.63	443	104	1070	231	1808	300
-0.61	314	89	922	215	1328	256
-0.59	264	82	775	197	787	197
-0.57	369	95	603	179	836	203
-0.55	258	82	467	157	578	171
-0.53	160	66	738	191	529	164
-0.51	264	82	344	130	504	165
-0.49	240	78	541	163	578	171
-0.47	215	74	344	130	615	178
-0.45	191	70	492	156	710	192
-0.43	111	56	246	110	504	165
-0.41	178	70	135	86	369	140
-0.39	86	50	381	140	320	131
-0.37	209	74	123	87	332	131
-0.35	203	75	246	110	283	121
-0.33	209	74	430	148	541	163
-0.31	123	61	234	111	307	132
-0.29	117	55	332	131	135	86
-0.27	234	78	148	85	135	86
-0.25	178	70	357	141	221	111
-0.23	221	83	98	70	197	113
-0.21	135	67	172	100	98	89
-0.19	68	58	111	88	86	71
-0.17	37	45	135	86	148	101

$E_{ad}$ [MeV]	$\sigma_3$ [mb/(sr <sup>2</sup> MeV)]	$\Delta\sigma_3$ [mb/(sr <sup>2</sup> MeV)]	$\sigma_3$ [mb/(sr <sup>2</sup> MeV)]	$\Delta\sigma_3$ [mb/(sr <sup>2</sup> MeV)]	$\sigma_3$ [mb/(sr <sup>2</sup> MeV)]	$\Delta\sigma_3$ [mb/(sr <sup>2</sup> MeV)]
-0.15	68	51	12	12	111	88
-0.13	154	77	135	86	184	113
-0.11	6	38	12	54	0	0
-0.09	49	52	123	103	98	89
-0.07	86	63	0	78	25	109
-0.05	0	0	0	0	0	0
-0.03	0	0	25	94	0	0
0.03	0	0	0	0	0	0
0.05	49	21	0	0	0	0
0.07	0	0	12	26	0	0
0.09	0	0	31	36	12	54
0.11	49	14	12	26	221	111
0.13	86	16	80	50	98	98
0.15	80	16	37	36	49	74
0.17	74	16	117	55	517	164
0.19	135	18	148	66	406	149
0.21	68	14	148	60	344	152
0.23	184	20	6	27	381	140
0.25	43	12	141	61	246	123
0.27	43	12	148	60	394	159
0.29	117	17	12	26	394	139
0.31	148	18	92	50	442	167
0.33	160	19	123	55	935	221
0.35	37	13	74	43	578	180
0.37	25	10	43	35	467	157
0.39	49	12	148	60	0	55
0.41	0	0	25	25	0	0
0.43	0	0	0	0	0	0
0.45	0	0	0	0	0	0
0.47	0	0	0	0	0	0
0.49	0	0	0	0	0	0
0.51	0	0	0	0	49	49
0.53	25	10	0	0	0	0
0.55	0	0	0	0	0	0
0.57	0	0	0	0	0	0
0.59	0	0	0	0	0	0