

Installation eines Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystems  
am 169°-Spektrometer des S-DALINAC

DIPLOMARBEIT

von

Jürgen Gotthardt

Institut für Kernphysik  
Technische Hochschule Darmstadt

September 1994

# Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit besteht aus zwei Teilen. Im ersten Teil wird der Aufbau und Test eines neuen Detektorsystems am  $169^\circ$ -Spektrometer des supraleitenden Elektronenbeschleunigers S-DALINAC zur Durchführung von  $(e, e')$  Experimenten höchster Auflösung beschrieben. Das neue Detektorsystem besteht aus einer Vieldraht-Driftkammer, einem Szintillations- und Čerenkov-Detektor. Zur Platzierung des Detektorsystems in der Fokalebene des  $169^\circ$ -Spektrometers wurde eine Verlängerung der Vakuumkammer mit Austrittsfenster für das  $169^\circ$ -Spektrometer konstruiert und installiert. Zur Erzeugung des notwendigen zeitlichen Referenzsignals der Driftzeitmessung ist ein Elektronen-Triggersystem bestehend aus Szintillations- und Čerenkov-Detektor entworfen und aufgebaut worden. Die Datenerfassung wurde in das Datenaufnahmesystem am QCLAM-Spektrometer integriert. Testmessungen mit einer  $\beta$ -Quelle in der Streukammer des  $169^\circ$ -Spektrometers zeigten die einwandfreie Funktion des Detektorsystems und ergaben eine mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähldrähte von 96%.

Der zweite Teil dieser Arbeit befaßt sich mit der Suche nach tiefliegenden magnetischen Dipolanregungen in  $^{72}\text{Ge}$ . Dazu wurden am Darmstädter supraleitenden Elektronenbeschleuniger S-DALINAC Elektronenstreuungsspektren im Anregungsenergiebereich von  $E_x = 0.8$  MeV bis  $E_x = 4.5$  MeV bei einer Einschubenergie von  $E_0 = 38$  MeV unter einem Streuwinkel von  $\theta = 152^\circ$  aufgenommen. Dabei konnten die bereits bekannte Kernanregungen in  $^{72}\text{Ge}$  bei 834 keV ( $J^\pi = 2^+$ ), 2514 keV ( $J^\pi = 3^-$ ), 2950 keV ( $J^\pi = 2^+$ ) und 3880 keV ( $J^\pi = 2^+$ ) gefunden und eine obere Nachweisgrenze der magnetischen Anregungsstärke zu  $B(M1) \leq 0.20\mu_N^2$  bestimmt werden.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das 169°-Spektrometer</b>	<b>3</b>
2.1	Funktionsweise . . . . .	4
2.2	Matrixformalismus und Abbildungseigenschaften . . . . .	6
2.3	Betriebserfahrungen . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Eigenschaften des neuen Detektorsystems</b>	<b>13</b>
<b>4</b>	<b>Installation des neuen Detektorsystems</b>	<b>15</b>
4.1	Verlängerung der Vakuumkammer . . . . .	15
4.2	Montage der Vieldraht-Driftkammer . . . . .	19
4.2.1	Halterung für Detektor- und Triggersystem . . . . .	19
4.2.2	Gasversorgung . . . . .	20
4.3	Aufbau des Triggersystems . . . . .	21
4.4	Angliederung der Elektronik des 169°-Spektrometers an das QCLAM-Spektrometer . . . . .	24
4.4.1	Datenleitung . . . . .	25
4.4.2	Spannungsversorgung . . . . .	26
4.5	Erprobung des neuen Meßplatzes . . . . .	26
<b>5</b>	<b>Elektronenstreuung an <math>^{72}\text{Ge}</math></b>	<b>29</b>
5.1	Motivation . . . . .	29
5.2	Elektronenstreuung am S-DALINAC . . . . .	34
5.3	Targetherstellung . . . . .	34
5.4	Durchführung der Messung und Auswertung . . . . .	35
<b>6</b>	<b>Schlußbemerkung</b>	<b>43</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>44</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>49</b>



# 1 Einleitung

Unelastische Elektronenstreuung bei kleinen Impulsüberträgen wird in Darmstadt seit Jahren als erfolgreiche Methode der Kernspektroskopie eingesetzt. Am Institut für Kernphysik steht seit Fertigstellung des neuen supraleitenden Elektronenbeschleunigers S-DALINAC [1, 2] ein Elektronenstrahl mit variabler Energie bis  $E_0 = 130$  MeV für kernphysikalische Experimente zur Verfügung. Zur Durchführung von  $(e, e')$  Einarm- und  $(e, e'x)$  Koinzidenzexperimenten wurde ebenfalls ein neues magnetisches QCLAM-Spektrometer [3] mit großem Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz aufgebaut und ein  $180^\circ$ -System [4] installiert. Das QCLAM-Spektrometer ist mit einem Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystem [5] ausgestattet und erlaubt die Aufnahme der gestreuten Elektronen im Winkelbereich von  $\theta = 17 - 163^\circ$ . Zusätzlich stehen für  $(e, e')$  Experimente ein in Energieverlustanordnung betriebens Magnetsystem bestehend aus einem hochauflösende  $169^\circ$ -Spektrometer mit kleinerem Raumwinkel zur Verfügung. Das schon am alten normalleitenden Beschleuniger DALINAC [6] genutzte  $169^\circ$ -Spektrometer war mit einem Vielkanaldetektorsystem aus überlappenden Szintillatoren ausgestattet. Nach mehr als 15 Betriebsjahren legten jedoch altersbedingte Schwächen des Szintillatorsystems und die Fortschritte in der Detektortechnologie den Aufbau eines neuen moderneren Zählersystems nahe. Deshalb wurde für die Fokalebene des  $169^\circ$ -Spektrometers eine Vieldraht-Driftkammer [7, 8] entwickelt, welche zudem auch in der Energieauflösung der verbesserten Strahlqualität des neuen Beschleunigers angepaßt ist.

Ziel dieser Arbeit war es, ein neues Detektorsystem am  $169^\circ$ -Spektrometer zu installieren und seine Betriebsbereitschaft herzustellen. Das Detektorsystem besteht aus der Vieldraht-Driftkammer [8] und einem Elektronen-Triggersystem. Als Elektronentrigger wurde ein System aus einem Szintillations- und einem Čerenkov-Detektor entworfen und aufgebaut. Um das Detektorsystem in der Fokalebene des  $169^\circ$ -Spektrometers aufzubauen und zu justieren, mußten mechanische Änderungen an der vorhanden Anlage durchgeführt werden. Dazu gehörte die Konstruktion einer Verlängerung für die Vakuumkammer des  $169^\circ$ -Spektrometers sowie der Halterungen für die einzelnen Detektorkomponenten. Desweiteren wurde die Datenerfassung in das Datenaufnahmesystem des neu

aufgebauten QCLAM-Spektrometers integriert. Zum Kennenlernen des neuen Meßsystems und zum Test der Datenaufnahme wurde im Rahmen dieser Arbeit eines der ersten  $(e,e')$  Experimente am QCLAM-Spektrometer durchgeführt. Das kernphysikalische Interesse des Experimentes galt der Untersuchung von magnetischen Dipolanregungen in  $^{72}\text{Ge}$ .

Nach der Entdeckung einer neuartigen magnetischen Dipolmode in den deformierten Kernen der Seltenen Erden [9, 10], die von LoIudice und Palumbo [11] im Rahmen des halbklassischen Two-Rotor-Model (TRM) als eine Scherenschwingung der Protonen gegen die Neutronen beschrieben wird, wurde die Suche nach diesen Anregungen auch auf andere Massenregionen ausgeweitet. Das Auffinden tiefliegender M1-Zustände in den Kernen der Aktiniden [12] und, wie von Zamick [13] vorhergesagt, in den fp-Schalenkernen  $^{46,48}\text{Ti}$  [14],  $^{50}\text{Cr}$  [15] und  $^{56}\text{Fe}$  [16] bestätigte die Vermutung, daß es sich um eine Anregung von generellem Charakter handelt. Kernresonanzfluoreszenz-Experimente in Gießen [17] fanden Anzeichen für die Existenz starker  $1^+$ -Zustände in der Isotopenkette der Ge-Kerne. Dies motivierte zusätzlich zur Fortsetzung der systematischen Suche nach dieser Anregung zur fp-Schalenmitte hin.

Im zweiten Kapitel werden die Funktionsweise und die Abbildungseigenschaften des  $169^\circ$ -Spektrometers erläutert und die  $(e,e')$  Anordnungen vorgestellt. Das dritte Kapitel gibt einen Überblick über die Eigenschaften des neuen Detektorsystems. In Kapitel vier erfolgt eine detaillierte Beschreibung der oben genannten Arbeiten zur Installation und Inbetriebnahme des neuen Detektorsystems sowie die Ergebnisse, die bei der Erprobung des neuen Aufbaus am  $169^\circ$ -Spektrometer gewonnen wurden. Das fünfte Kapitel beinhaltet eine zusammenfassende Darstellung der Kernstruktur von  $^{72}\text{Ge}$  sowie die Beschreibung der Durchführung und der Auswertung des  $^{72}\text{Ge}$   $(e,e')$  Experimentes am S-DALINAC.

## 2 Das 169°-Spektrometer

Im ersten der folgenden Unterkapitel wird ein Überblick über die Funktionsweise des 169°-Spektrometers gegeben. Die Randbedingungen für den Aufbau und die Justierung des Detektorsystems sind durch die optischen Eigenschaften des Spektrometers vorgegeben. Im zweiten Unterkapitel werden daher die optischen Eigenschaften des 169°-Spektrometers anhand der Matrixelemente erster Ordnung vorgestellt. Experimentelle Ergebnisse hierzu werden im darauffolgenden Unterkapitel dargestellt.

Die Abb. 2.1 zeigt den Grundriß des supraleitenden Beschleunigers S-DALINAC und der Experimentierhalle mit dem 169°-Spektrometer (Pos. 5) und dem QCLAM-Spektrometer (Pos. 4) an dem die kernphysikalischen Untersuchungen an  $^{72}\text{Ge}$  durchgeführt worden sind.

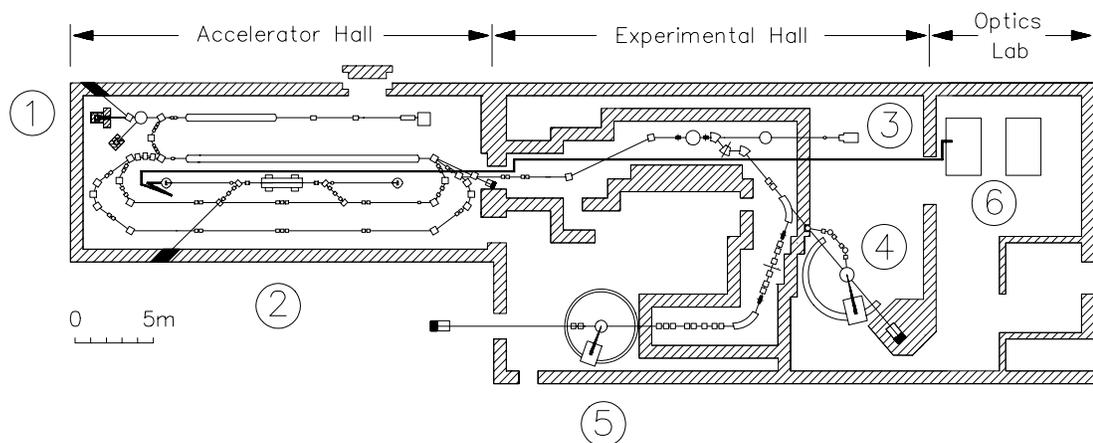


Abb. 2.1: Grundriß des supraleitenden Beschleunigers S-DALINAC und der Experimentierhalle. ① Channeling und  $(\gamma, \gamma')$ -Experimente, ② Freielektronen-Laser, ③ Hochenergie Channeling, ④ QCLAM-Spektrometer und 180°-System, ⑤ 169°-Spektrometer und ⑥ Optisches Labor.

## 2.1 Funktionsweise

Das aus einem um  $169.7^\circ$  ablenkenden Sektormagneten bestehende  $169^\circ$ -Spektrometer wird am S-DALINAC in zwei Betriebsarten genutzt: der konventionellen Elektronenstreuanordnung und der Energieverlustanordnung.

In dem konventionellen Betrieb wird der Elektronenstrahl durch die Strahlführungselemente dispersionsfrei als Punktquelle auf dem Target abgebildet. Die gestreuten Elektronen werden im Magnetfeld aufgrund der impulsabhängigen Ablenkung nach der Energie separiert. Der Ablenkradius  $\rho$  ergibt sich hierbei aus dem Gleichgewicht zwischen Lorentzkraft und Zentrifugalkraft

$$e \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) = \frac{mv^2}{\rho} \quad (2.1)$$

unter der Bedingung  $\vec{v} \perp \vec{B}$  zu

$$\rho = \frac{p_0}{qB} . \quad (2.2)$$

Daraus folgt, daß Teilchen, deren Impuls um  $\Delta p$  vom Sollimpuls  $p_0$  abweicht, entsprechend der Lineardispersion des Spektrometers

$$D_{sp} = \frac{\Delta x p_0}{\Delta p} \quad (2.3)$$

in der Bildebene um  $\Delta x$  versetzt abgebildet werden. Die Gesamtheit aller Bildkoordinaten innerhalb der vollen Impulsakzeptanz definiert die Fokalebene. In Abb. 2.2 ist neben der dispersiven Wirkung des Magnetfeldes auf den Elektronenstrahl  $p_0 \pm \Delta p$  auch die fokussierende Wirkung auf Elektronen gleicher Energie aber variiertem Eintrittswinkel  $\Theta$  gezeigt.

Im Falle der konventionellen Elektronenstreuanordnung ist die obere Grenze des Auflösungsvermögens der Anordnung durch die Energieunschärfe des Elektronenstrahls gegeben. Um eine Auflösung von etwa 30 keV bei einer Einschubenergie von  $E_0 = 38$  MeV zu erreichen, werden energiedefinierende Schlitze verwendet. Dadurch sinkt der Strahlstrom auf dem Target in Abhängigkeit vom ausgeblendetem Energieintervall auf  $I_0 \leq 1 \mu\text{A}$ .

Im Gegensatz hierzu wird in der Energieverlustanordnung ("energy-loss"-Anordnung) das Spektrometer und die Strahlführungselemente vor dem Spektrometer als dispersionsfreies Gesamtmagnetsystem verwendet [18]. In der Bildebene

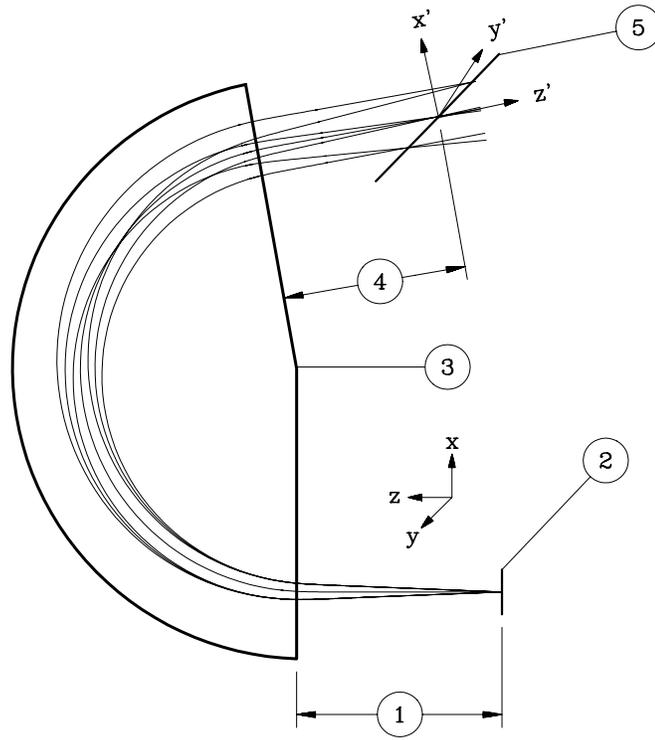


Abb. 2.2: Anordnung zur konventionellen Elektronenstreuung. ① Gegenstandsweite, ② Target, ③ Dipolmagnet, ④ Bildweite, ⑤ Fokalebene.

des Spektrometers werden dadurch die Elektronen am gleichen Ort abgebildet, die im Target die gleiche Energie  $E_x$  verloren haben, unabhängig von der Einschussenergie und dem Energieintervall der eingeschossenen Elektronen. In Abb. 2.3 ist die Energieverlustanordnung für einen Elektronenstrahl gleichen Energieverlustes im Target dargestellt.

Der enorme Vorteil dieser Anordnung ist die bessere Ausnutzung der Meßzeit. Bei einer relativen Impulsauflösung des Elektronenstrahls von  $\Delta p/p = 2 \cdot 10^{-3}$  stehen dem Experiment Strahlströme von bis zu  $I_0 = 20 \mu\text{A}$  zur Verfügung. Die gemessene Energieauflösung der Anordnung, hier am Beispiel eines  $^{40}\text{Ca}$  ( $e, e'$ ) Experimentes [19], beträgt etwa 30 keV bei einer Einschussenergie von  $E_0 = 55 \text{ MeV}$ .

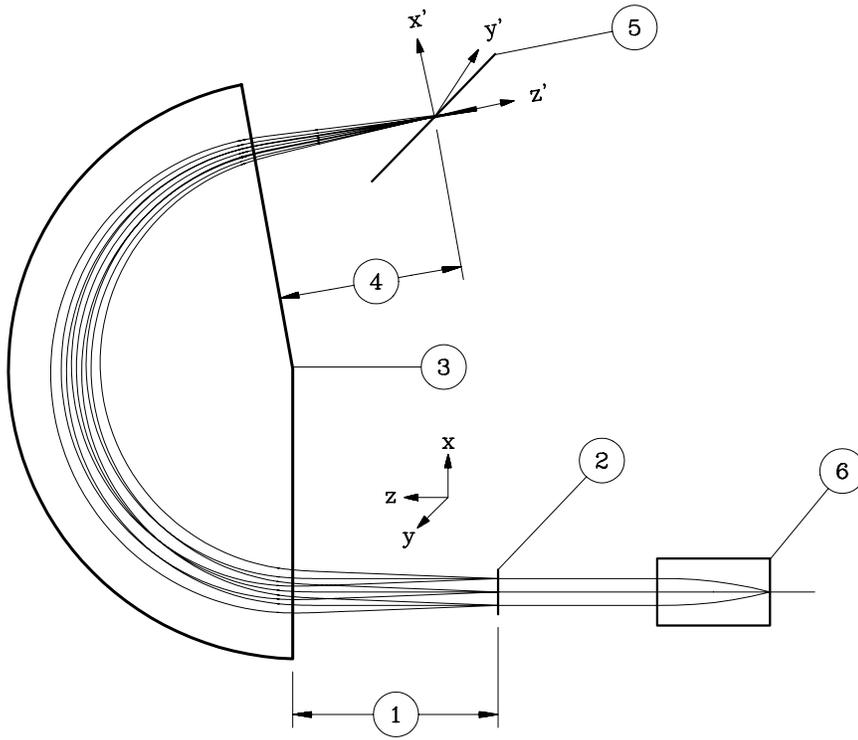


Abb. 2.3: Spektrometerbetrieb in Energieverlustanordnung. ① Gegenstandsweite, ② Target, ③ Dipolmagnet, ④ Bildweite, ⑤ Fokalebene, ⑥ Strahlführungselemente vor dem Spektrometer.

## 2.2 Matrixformalismus und Abbildungseigenschaften

Die Beschreibung der Abbildungseigenschaften des Spektrometers erfolgt in erster Ordnung im Rahmen eines Matrixformalismus [20]. In der Matrixtheorie wird die Bewegungsgleichung für ein geladenes Teilchen im Magnetfeld

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.4)$$

durch Entwicklung der Teilchenbahn um die Sollbahn gelöst.

In Abb. 2.4 ist das Schema eines zur  $X, Z$ -Ebene spiegelsymmetrischen, magnetischen Ablensystems dargestellt. Das Magnetfeld steht für alle Punkte  $Y = 0$  senkrecht auf der Symmetrieebene. Diese Ebene entspricht der mechanischen Mittelebene des Spektrometers. Die Sollbahn ist durch Teilchen mit Sollimpuls

$p_0$  definiert, die ohne Orts- und Winkelablage entlang der  $Z$ -Achse laufen. Zur Bestimmung der Abbildungseigenschaften berechnet man den Verlauf von Elektronenbahnen, die sich im Startkoordinatensystem I (Targetkoordinatensystem) in Ort, Richtung und Impuls vom Sollteilchen unterscheiden.

Durch die Koordinaten  $\vec{\xi}_I$  eines Teilchens im System I sind über die Abbildungsfunktion  $F$

$$\vec{\xi}_{II} = F(\vec{\xi}_I) \quad (2.5)$$

die Koordinaten  $\vec{\xi}_{II}$  im System II (Detektorkoordinatensystem) bestimmt.

So berechnet sich zum Beispiel die  $X_2$  Koordinate wie folgt,

$$X_2 = X_2(X_1, Y_1, \Phi_1, \Theta_1, \delta), \quad (2.6)$$

wobei zusätzlich das Argument  $\delta = (p - p_0)/p_0$  auftritt, welches die relative Abweichung vom Sollimpuls beschreibt.

Entsprechende Abhängigkeiten ergeben sich für  $Y_2$ ,  $\Phi_2$ , und  $\Theta_2$ .

Die Abweichung einer beliebigen Teilchenbahn von der Sollbahn wird durch eine

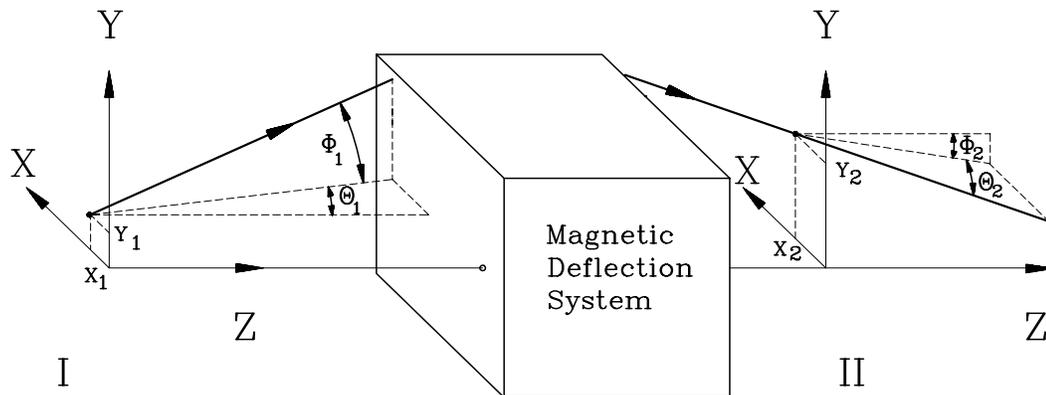


Abb. 2.4: Darstellung eines beliebigen magnetischen Ablenksystems.

Taylorentwicklung der Koordinaten  $X_2, Y_2, \Phi_2, \Theta_2$  um die Sollbahn und in Abhängigkeit des von den gestreuten Elektronen zurückgelegten Weges  $l$ , hier gezeigt am Beispiel von  $X_2$ , nach

$$\begin{aligned}
X_2 = & (X|X)X_1 + (X|\Theta)\Theta_1 + (X|\delta)\delta + (X|X^2)X_1^2 + \\
& (X|X\Theta)X_1\Theta_1 + (X|\Theta^2)\Theta_1^2 + (X|X\delta)X_1\delta + \\
& (X|\Theta\delta)\Theta_1\delta + (X|\delta^2)\delta^2 + (X|Y^2)Y_1^2 + \\
& (X|Y\Phi)Y_1\Phi + (X|\Phi^2)\Phi^2 + \dots \text{Terme höherer Ordnung} \quad (2.7)
\end{aligned}$$

bestimmt.

Die Abkürzungen entsprechen den partiellen Ableitungen und werden Abbildungskoeffizienten genannt, so steht z.B.  $(X|X)$  für  $\delta X_2/\delta X_1$  und repräsentiert die Vergrößerung in  $X$ -Richtung. Entsprechende Gleichungen gelten für die übrigen Koordinaten.

Durch die Mittelebenensymmetrie sind sämtliche Terme erster Ordnung, die Koordinaten der Dispersionsebene  $X, Z$  und der nichtdispersiven Ebene  $Y, Z$  untereinander verkoppeln, gleich Null. Die Transformation der Startkoordinaten  $X^{(1)}$  in die Zielkoordinaten  $X^{(2)}$  ist damit in erster Ordnung durch die Matrix  $R_{ij}$  gegeben,

$$X_i^{(2)} = \sum_{j=1}^6 R_{ij} X_j^{(1)}, \quad (2.8)$$

$$\begin{pmatrix} X_2 \\ \Theta_2 \\ Y_2 \\ \Phi_2 \\ l_2 \\ \delta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (X|X) & (X|\Theta) & 0 & 0 & 0 & (X|\delta) \\ (\Theta|X) & (\Theta|\Theta) & 0 & 0 & 0 & (\Theta|\delta) \\ 0 & 0 & (Y|Y) & (Y|\Phi) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (\Phi|Y) & (\Phi|\Phi) & 0 & 0 \\ (l|X) & (l|\Theta) & 0 & 0 & 1 & (l|\delta) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_1 \\ \Theta_1 \\ Y_1 \\ \Phi_1 \\ l_1 \\ \delta_1 \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

Die Indizes  $i$  und  $j$  bezeichnen die einzelnen Komponenten des Vektors  $X$

$$X_1 = X, \quad X_2 = \Theta, \quad X_3 = Y, \quad X_4 = \Phi, \quad X_5 = l, \quad X_6 = \delta,$$

diese sind in Gl. 2.9 an Stelle der Komponenten mit den Bezeichnungen  $X_j^{(1)}$  und  $X_i^{(2)}$  eingesetzt.

Die Nullelemente in den ersten vier Zeilen ergeben sich aus oben genannten Symmetriegründen. Die fünfte Zeile transformiert die Weglängendifferenz  $l$  zwischen Sollstrahl und einem achsnahen Strahl. Da sich der Impuls in einem magnetischen System nicht verändert, verschwinden die Koeffizienten in der sechsten Zeile, die den Impuls mit den Ortskoordinaten verbinden.

Die Bestimmung der Bahn von Teilchen, die merklich von der Sollbahn abweichen, erfordert die Berücksichtigung von Abbildungskoeffizienten höherer Ordnung, was ebenfalls in Matrixform gefaßt werden kann

$$\begin{aligned}
X_i^{(2)} = & \sum_{j=1}^6 R_{ij} X_j^{(1)} + \sum_{j=1}^6 \sum_{k=1}^6 T_{ijk} X_j^{(1)} X_k^{(1)} + \\
& \sum_{j=1}^6 \sum_{k=1}^6 \sum_{l=1}^6 S_{ijkl} X_j^{(1)} X_k^{(1)} X_l^{(1)} + \\
& \sum_{j=1}^6 \sum_{k=1}^6 \sum_{l=1}^6 \sum_{m=1}^6 Q_{ijklm} X_j^{(1)} X_k^{(1)} X_l^{(1)} X_m^{(1)} + \dots \quad (2.10)
\end{aligned}$$

mit den Abbildungskoeffizienten  $R_{ij}$ ,  $T_{ijk}$ ,  $S_{ijkl}$  und  $Q_{ijklm}$  erster bis vierter Ordnung.

Zur Bestimmung der Abbildungseigenschaften des 169°-Spektrometers wurden die Matrixelemente mit Hilfe des Rechenprogramms RAYTRACE [21] ermittelt. Dieses Programm integriert numerisch die Bewegungsgleichung für ein sich in einem gegebenen Magnetfeld bewegendes Teilchen. Die Feldverteilung in der Mittelebene des Spektrometers ist nach [22] gegeben durch

$$B(r) = B_0 \left[ 1 - n \left( \frac{x}{r_0} \right) + \beta \left( \frac{x}{r_0} \right)^2 \right] \quad (2.11)$$

mit  $x = (r - r_0)$ , der radialen Abweichung vom Radius der Sollbahn  $r_0$  im Spektrometer.

Nach Ikegami [23] lassen sich Abbildungsfehler zweiter Ordnung durch die Wahl der Feldgradienten erster und zweiter Ordnung zu

$$\begin{aligned}
n &= -(r_0/B_0)(\delta B/\delta r) = 0.50 \quad \text{und} \\
\beta &= -(r_0^2/2B_0)(\delta^2 B/\delta r^2) = 0.25 \quad (2.12)
\end{aligned}$$

sowie einem Ablenkwinkel von  $\alpha = 169.7^\circ$  reduzieren. Diese Feldgradienten erreicht man durch eine ebene, konische Polschuhgeometrie. Der Transformationskoeffizient  $(X | \Theta^2)$  ist unter diesen Bedingungen für alle Gegenstands- und Bildweiten gleich Null, deshalb heißt eine solche Anordnung "magic-angle" Spektrometer. Durch den Feldindex  $n = 0.5$  erreicht man die Unabhängigkeit der Koordinaten  $X_2$  und  $Y_2$  von den Emissionswinkeln  $\Theta_1$  bzw.  $\Phi_1$ , d.h. die Abbildungskoeffizienten  $(X|\Theta)$  und  $(Y|\Phi)$  verschwinden. Das Spektrometer ist demzufolge Punkt-zu-Punkt abbildend und doppelfokussierend. Die Abbildung eines Strahlflecks auf dem Target in die Fokalebene wird bestimmt durch die Vergrößerung  $(X | X)$  der  $X$ -Koordinate und der Verschiebung des Bildes entsprechend der Dispersion  $(X | \delta)$  auf Grund einer relativen Impulsänderung  $\Delta$

$$X_2 = (X | X) \cdot X_1 + (X | \delta) \cdot \Delta. \quad (2.13)$$

Die Länge der Fokalebene ergibt sich aus

$$L_{Fokal} = 2 \cdot (X | \delta) \delta_{max}, \quad (2.14)$$

d.h. bei einer Impulsakzeptanz von  $\pm 3\%$  hat die Fokalebene eine Ausdehnung von  $L_{Fokal} = 24$  cm für das  $169^\circ$ -Spektrometer.

Die Neigung der Fokalebene gegen den Sollstrahl ist durch

$$\arctan \phi = \frac{(\Theta | \Theta)(X | \delta)}{(X | \Theta \delta)} \quad (2.15)$$

gegeben und beträgt  $\phi \approx 34^\circ$  [6].

In Tab. 2.1 sind die Eigenschaften und Parameter des  $169^\circ$ -Spektrometers sowie die Matrixelemente erster Ordnung für die Fokalebene des  $169^\circ$ -Spektrometers, die mit den Werten von [6] Tab. 4, Spalte A übereinstimmen, zusammengestellt.

## 2.3 Betriebserfahrungen

Die Abbildungseigenschaften des Spektrometers wurden neben den bereits erwähnten RAYTRACE-Rechnungen [18, 24] auch experimentell überprüft [25]. Dazu

wurden Röntgenfilme in der Umgebung der theoretisch berechneten Fokalebene durch elastisch gestreute Elektronen geschwärzt. Bedingt durch kleine mechanische Abweichungen von den Designwerten zeigt das  $169^\circ$ -Spektrometer Öffnungswinkelfehler, d.h. Elektronenbahnen mit verschiedenen Eintrittswinkeln zur Sollbahn werden nicht an derselben Stelle abgebildet. Als Fokus wurde daher der Ort des kleinsten Durchmessers ("waist") des abgebildeten Elektronenbündels ermittelt. Desweiteren wurde ein Astigmatismus des  $169^\circ$ -Spektrometers beobachtet, wodurch die kleinsten Durchmesser des Elektronenbündels in  $X$ - und  $Y$ -Richtung nicht an derselben  $Z$ -Koordinate liegen. Deshalb wird im folgenden zwischen  $X$ -Fokalebene und  $Y$ -Fokalebene unterschieden.

Durch Variation des Magnetfeldes wurde die Lage der  $X$ -Fokalebene zu  $d_X = (665 \pm 5)$  mm von den Polschuhen des Spektrometers bei einer Objektweite von  $d_0 = 865$  mm mit einer Neigung der Fokalebene gegen den Sollstrahl von  $34^\circ \pm 2^\circ$  bestimmt. Im Gegensatz dazu ergaben RAYTRACE-Rechnungen Bildweiten von 710–750 mm, diese Diskrepanz konnte nicht erklärt werden. Die  $Y$ -Fokalebene befindet sich im Abstand  $d_Y = (790 \pm 20)$  mm unter einem Winkel von  $\alpha = 35^\circ \pm 5^\circ$  von den Polschuhen entfernt.

Das Spektrometer war bisher mit einem Detektorsystem aus 36 überlappenden Szintillatoren ausgestattet [26], die durch Koinzidenz- und Antikoinzidenzbedingungen zu 69 Nachweiskanälen der effektiven Breite 1.15 mm in dispersiver Richtung und 11 mm in nichtdispersiver Richtung kombiniert wurden. Mit diesem System wurde mit großem Erfolg über einen Zeitraum von 15 Jahren Elektronenstreuexperimente z.B. zum Nachweis der isoskalaren E2-Riesenresonanz in  $^{208}\text{Pb}$  [27], zum Auffinden starker M1-Übergänge in  $^{48}\text{Ca}$  [28] und zur Entdeckung der "scissors-mode" in schweren deformierten Kernen [9, 10] durchgeführt.

Systembedingte Schwächen und der Alterungsprozeß, der zum Erblinden der Szintillatoren und der optischen Verbindungen durch Strahlenschäden führte, machte die Entwicklung eines neuen Detektorsystems notwendig [7].

Zu den Schwachpunkten des Szintillatorsystems zählten unter anderem die energieabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors, welches zu einem zeitaufwendigen Meßverfahren ("Kick-Verfahren") zwang [7], sowie der geringe Zählerüberlapp in nichtdispersiver Richtung, der, bedingt durch den Astigmatismus des Spektrometers, eine Einschränkung des Raumwinkels [6] nötig machte. Außer-

dem sollte die Ortsauflösung des Detektors der verbesserten Strahlqualität des neuen supraleitenden Beschleunigers S-DALINAC angepaßt sein.

Tab. 2.1: Wichtige Spektrometerparameter und Matrixelemente erster Ordnung für die Fokalebene des 169°-Spektrometers.

Abbildung	doppelfokussierend
Sollimpuls maximal	120 MeV
Impulsakzeptanz	$\pm 3\%$
horizontaler Öffnungswinkel	$\pm 15$ mrad
vertikaler Öffnungswinkel	$\pm 80$ mrad
Raumwinkel	8 msr
Winkelbereich	25–165°
Länge der Sollbahn	3100 mm
Länge der Bildebene	240 mm
Neigungswinkel der Bildebene	34°
Polschuhgeometrie	eben
Neigungswinkel der Polschuhe	1° 25'56"
Feldindex	$n = 0.5, \beta = 0.25$
maximale Induktion	0.4 T
Ablenkwinkel	169.7°
Dispersion	4 cm/%

Matrixelemente erster Ordnung:

$(X   X)$	=	-0.955	cm/cm	$(X   \Theta)$	=	0.000	cm/mrad
$(X   \delta)$	=	3.760	cm/%	$(\Theta   X)$	=	-5.606	mrad/cm
$(\Theta   \Theta)$	=	-1.046	mrad/mrad	$(\Theta   \delta)$	=	10.768	mrad/%
$(Y   Y)$	=	-0.885	cm/cm	$(Y   \Phi)$	=	0.017	cm/mrad
$(\Phi   Y)$	=	-6.785	mrad/cm	$(\Phi   \Phi)$	=	-0.993	mrad/mrad

### 3 Eigenschaften des neuen Detektorsystems

Als neues Detektorsystem für das  $169^\circ$ -Spektrometer wurde im Rahmen einer Dissertation [7] eine vertikale Vieldraht-Driftkammer (MWDC, Multi Wire Drift Chamber) entwickelt, die auf eine Idee von Charpak [29, 30] zurückgeht. Detektorsysteme dieser Art haben sich bereits vor 1986 in vielen anderen Elektronenbeschleunigerlabors z.B. am MIT-Bates [31], NIKHEF-K [32], Mainz [33], und Saclay [34] bewährt. Am neuen QCLAM-Spektrometer des S-DALINAC wurde ebenfalls ein Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystem aufgebaut und seitdem erfolgreich betrieben. Testmessungen von [7] am inzwischen abgebauten  $120^\circ$ -Spektrometer [35] mit elastisch und unelastisch gestreuten Elektronen zeigten, daß eine Vieldraht-Driftkammer grundsätzlich alle an sie gestellten Anforderungen wie eine über die gesamte Fokalebene konstante Ansprechwahrscheinlichkeit von  $\geq 98\%$ , optimale Anpassungsmöglichkeit der aktiven Detektorebene an die Abbildungseigenschaften des Spektrometers sowie eine der verbesserte Strahlqualität des supraleitenden Beschleunigers angepaßte Ortsauflösung von  $< 1$  mm erfüllt. Mit einer  $\beta$ -Quelle ( $^{90}\text{Sr}$ ) wurde die Ortsauflösung der Driftkammer zu einem Wert besser als 0.5 mm bestimmt [8]. Das Detektorsystem zeichnet sich desweiteren durch kleine Totzeitverluste und die Möglichkeit der Eingliederung in ein Datenaufnahmesystem zur Online-Analyse aus.

Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise einer Vieldraht-Driftkammer findet man z.B. in [36, 37, 38].

In Tab. 3.1 sind zur Übersicht die Driftzellenparameter sowie die geometrischen Abmessungen der für das  $169^\circ$ -Spektrometer entwickelten Vieldraht-Driftkammer aus den Arbeiten [7] und [8] zusammengetragen.

Tab. 3.1: Driftzellenparameter und Kammergeometrie.

Zähldrahtabstand	6 mm
Abstand Zähldraht–Felddraht	2 mm
Abstand Draht–Hochspannungsebene	10 mm
maximale Driftzeit	200 ns
Kathodenfolie	5 $\mu\text{m}$ dicke, aluminiumbedampfte Hostanfolie
Zähldraht	20 $\mu\text{m}$ dicker, vergoldeter Wolframdraht
Felddraht	50 $\mu\text{m}$ dicker, vergoldeter Wolframdraht
Anzahl der Zähldrähte	48
Länge der aktiven Zone	300 mm
Breite der aktiven Zone	50 mm
Gesamtmaß der Kammer	(500 $\times$ 170 $\times$ 50) mm
Gasabschlußfolie	20 $\mu\text{m}$ dicke Hostanfolie
Aufbau der Kammer	modular
Anzahl der Elemente	8

# 4 Installation des neuen Detektorsystems

Zur Erneuerung des Meßplatzes am 169°-Spektrometer durch Ersetzen des Detektorsystems waren folgende Arbeiten nötig:

- Verlängerung der Vakuumkammer des Spektrometers,
- Montage der Vieldraht-Driftkammer,
- Aufbau des Triggerdetektorsystems,
- Angliederung der Elektronik des 169°-Spektrometers an das QCLAM-Spektrometer.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Punkte ausführlich dargestellt. Kostengünstige Lösungen standen bei allen Umbaumaßnahmen im Vordergrund.

## 4.1 Verlängerung der Vakuumkammer

Die Vieldraht-Driftkammer ist im herkömmlichen Aufbau nicht für den Einsatz innerhalb der Hochvakuumkammer des Spektrometers geeignet, da es sich um einen gasdurchfluteten Zähler handelt. Aus diesem Grund mußte eine Verlängerung der Vakuumkammer mit Abschlußfenster konstruiert werden. Die Länge der Vakuumschleife und die Neigung des Austrittsfensters zum Zentralstrahl waren vorgegeben, da das Detektorsystem möglichst nahe an der  $X$ -Fokalebene platziert werden soll. Wie in Abschn. 2.3 beschrieben, sind die Koordinaten der  $X$ -Fokalebene in bezug zu den Polschuhen sehr genau vermessen.

Bedingt durch die kleine Impulsakzeptanz des Spektrometers ist die gleichzeitige Aufnahme von elastisch und unelastisch gestreuten Elektronen, die einen Energieverlust  $\Delta E > 0.06 \cdot E_0$  erfahren haben, nicht möglich. Deshalb werden, insbesondere bei der Vermessung tiefliegender Kernanregungen durch Änderung des Magnetfeldes die elastisch gestreuten Elektronen nur geringfügig aus der wohldefinierten Impulsakzeptanz und damit aus der aktiven Zone des Detektors gescho-

ben. Um unter diesen Bedingungen die Erhöhung des Untergrundes aufgrund von Streuung der elastisch gestreuten Elektronen an Austrittsflansch und Verlängerung der Vakuumkammer klein zu halten, wurde für die Verlängerung ein großer Öffnungswinkel  $\gamma$  gewählt, siehe Abb. 4.2. Die Form der Vakuumschleife wurde so gestaltet, daß an ihr gestreute Elektronen unter einem möglichst flachen Winkel den Detektor durchqueren, dabei mehr als acht Driftzellen ansprechen und somit als Ereignis verworfen werden oder aber bei der Rückrechnung des Bahnvektors als Ereignis ausgegrenzt werden können. Dadurch ist ein verbessertes Signal/Untergrund-Verhältnis zu erwarten.

Als weiterer Aspekt bei dem Entwurf der Verlängerung ging die Ortsauflösung der Driftkammer ein, die limitiert ist durch die intrinsische Auflösung der Driftkammer und Kleinwinkelstreuungen an der Vakuumabschlußfolie und der Luftstrecke zur Kammer. Der Fehler in der Ortsbestimmung ergibt sich unter Berücksichtigung beider Effekte zu

$$\sigma_x^2 = \sigma_i^2 + \left( \frac{\sigma_{Folie} \cdot d}{\sin^2 \varphi} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{Luft} \cdot d}{\sin^2 \varphi} \right)^2 \quad (4.1)$$

- mit  $\sigma_i$  – intrinsische Ortsauflösung,  
 $\sigma_{Folie}$  – Winkelaufstreuung an der Vakuumabschlußfolie,  
 $\sigma_{Luft}$  – Winkelaufstreuung an der Luftstrecke bis zum Detektor,  
 $\varphi$  – Dispersionswinkel und  
 $d$  – Abstand zwischen Vakuumabschlußfolie und Drahtebene.

Nach einer Näherung der Molier'schen Theorie zur Kleinwinkelstreuung [39] sind die aufgestreuten Elektronen um den Winkel  $\varphi$  gaußverteilt. Die Standardabweichung der Verteilung läßt sich nach [40] zu

$$\sigma = \frac{14.1 \text{ MeV}}{E \cdot \beta} \cdot \sqrt{\frac{x}{x_l}} \cdot \left( 1 + \frac{1}{9} \log \frac{x}{x_l} \right) \quad (4.2)$$

abschätzen, wobei  $\beta = v/c$ ,  $E$  die Elektronenenergie,  $x$  die Massenbelegung und  $x_l$  die Strahlungslänge im jeweiligen Material ist. Die Luftstrecke zwischen Vakuumaustritt und Kammer konnte auf die zur Montage benötigte Distanz von 20 mm

beschränkt werden. Um die Aufstreung an der Abschlußfolie klein zu halten, wurde das Vakuumaustrittsfenster in nichtdispersiver Richtung extrem schmal gestaltet, um eine Abschlußfolie geringer Massenbelegung benutzen zu können. Eine untere Grenze war durch den Astigmatismus des  $169^\circ$ -Spektrometers vorgegeben, da das Elektronenbündel am Ort des Austrittsfensters in nichtdispersiver Richtung eine maximale Breite von 20 mm aufweisen kann. Als Vakuumausschlußfolie wurde Aramid der Massenbelegung  $1 \text{ mg/cm}^2$  gewählt. Es zeichnet sich durch hohe mechanische Belastbarkeit und durch die geringste Gasdurchlaßrate aller organischen Folien aus [41]. So ist z.B. die Durchlässigkeit für Sauerstoff und Wasserdampf um das 100fache geringer als bei der üblicherweise benutzten Mylarfolie. Zur Sicherheit wurde zusätzlich ein  $5 \text{ mg/cm}^2$  dickes Kevlargewebe als Stützgitter unterlegt. Die Folie und das Gewebe sind mit einem Zweikomponenten Epoxid-Harz auf einen separaten Edelstahlrahmen aufgeklebt, der an die Vakuumschleuse angeschraubt und mittels O-Ring gedichtet ist. Die Verlängerung der Vakuumkammer, die auch gleichzeitig als Träger des Detektor- und Triggersystems dient, wurde aus Edelstahl gefertigt und an den Austrittsflansch des Spektrometers aufgeschraubt (Abb. 4.3).

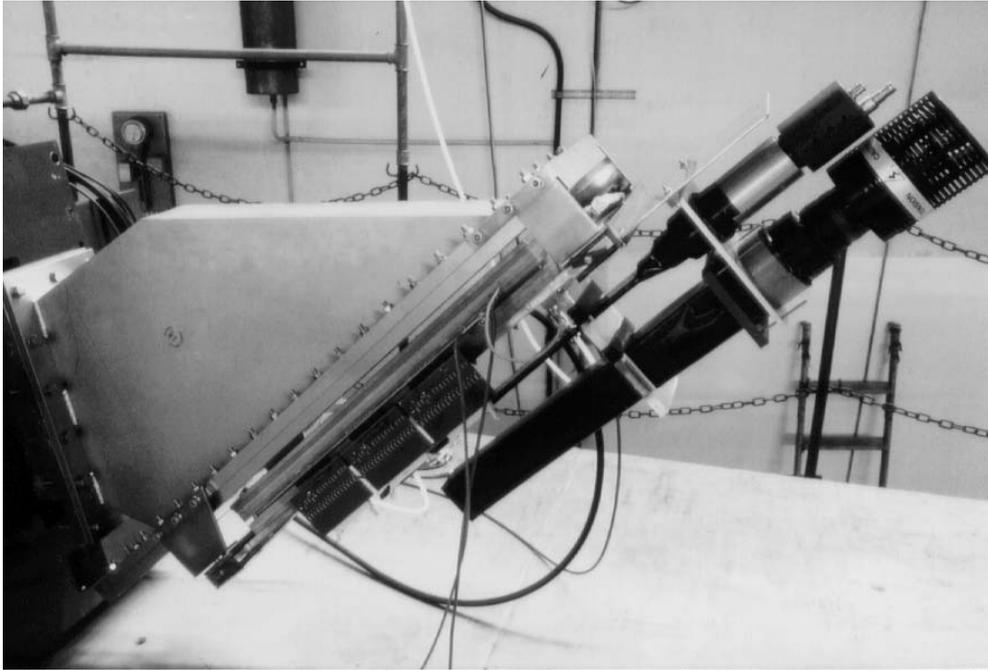


Abb. 4.1: Verlängerung der Vakuumkammer und Detektorsystem (Foto). Teile des Detektorsystems sind durch die Vorverstärkerplatten verdeckt.

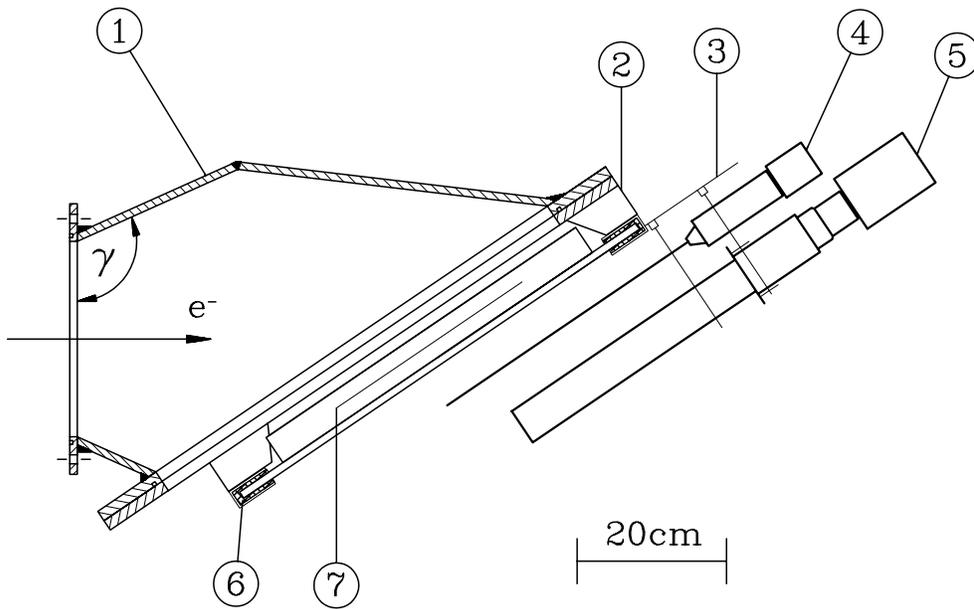


Abb. 4.2: Verlängerung der Vakuumkammer und Detektorsystem. ① Verlängerung, ② Halterung der Vieldraht-Driftkammer, ③ Halterung des Triggersystems, ④ Szintillator, ⑤ Čerenkov-Detektor, ⑥ elektrische Isolierung, ⑦ Drahtebene.

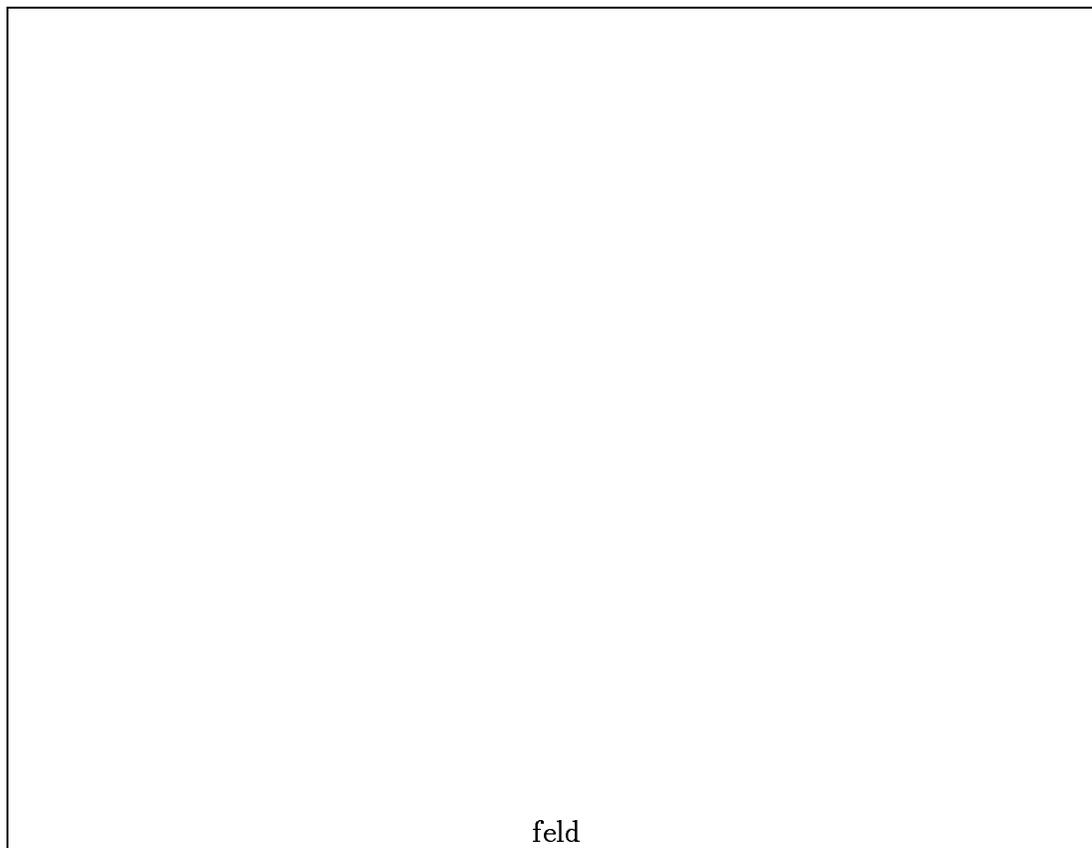


Abb. 4.3: Gesamtansicht des  $169^\circ$ -Spektrometers. ① Drahtebene, ② Szintillator, ③ Čerenkov-Detektor, ④ Abschirmung, ⑤ Target, ⑥ Eisenjoch, ⑦ Magnetfeldsonde, ⑧ Sollbahn

## 4.2 Montage der Vieldraht-Driftkammer

Die Montage der Vieldraht-Driftkammer umfaßt den Aufbau einer Halterung für Detektor- und Triggersystem sowie den Anschluß der Kammer an Gas- und Hochspannungsversorgung.

### 4.2.1 Halterung für Detektor- und Triggersystem

Die Halterung für das Detektor- und Triggersystem soll sowohl einen leichten Ein- und Ausbau als auch die elektrische Isolation des Detektorsystems gegen

das Spektrometer gewährleisten (s. Abschn. 4.4).

Die Vieldraht-Driftkammer ist durch 24 Schrauben auf einen Trägerrahmen aus Edelstahl aufgeschraubt. Der Trägerrahmen dient gleichzeitig auch als Anschlußleiste für die Gas- und Hochspannungsbuchsen. Die Halterung für das Gesamtsystem ist an der Verlängerung der Vakuumkammer des Spektrometers angebracht und besteht aus einer U-förmigen Führung, die zur elektrischen Isolation mit 5 mm dicker Hartpappe ausgekleidet ist. An der oberen Führung ist zusätzlich eine Platte zur Aufnahme des Triggersystems angebracht worden (s. Abb. 4.2). Der Detektor kann von der Seite in die Führung geschoben werden und ist zur Justierung in der Fokalebene um  $\pm 10$  mm verschiebbar.

### 4.2.2 Gasversorgung

Die Gasversorgung für das  $169^\circ$ -Spektrometer befindet sich im optischen Labor der Experimentierhalle (s. Abb. 2.1, Pos. 6), da der Standort des  $169^\circ$ -Spektrometers in jeder Betriebsphase des Beschleunigers als Sperrbereich ausgewiesen ist und somit zur Überwachung der Gasversorgungselemente zu selten betreten werden kann. Die Zuleitung des Gases erfolgt über einen flexiblen Kunststoffschlauch. Als Gas wurde ein Gemisch aus Argon/Methan ( $\text{CH}_4$ ) im Verhältnis 50:50 getestet. Das vorgemischte Gas aus Argon 6.0 und Methan 3.5 hat einen Sauerstofffreiheitsgrad von  $< 10^{-4}$ . Die Durchflußmenge wurde mit der Kontrolleinheit MKS 147A [42] überwacht und über eine externe Durchflußmeß- und Regeleinheit konstant gehalten. Es wurde ein Durchsatz von 18 sccm gewählt, womit das Gas in der Kammer im Zyklus von 40 min komplett ausgetauscht wird. Obwohl somit alle Anforderungen nach [7] erfüllt wurden, konnte mit diesem Gasgemisch nicht die zur Erlangung der nötigen Gasverstärkung erforderliche Feldstärke von ca. 7 kV/cm erreicht werden. Durch den Einsatz des an Freiheitsgraden reicheren Isobutans ( $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ) als Quencher gas konnte jedoch problemlos bei gleichem Mischungsverhältnis die erwünschten Feldstärken von über 7.5 kV/cm erreicht werden. Bedingt durch den niedrigen Dampfdruck des Isobutans (2.3 bar) ist dieses Gas nicht vorgemischt verfügbar, wodurch eine Eingliederung an die Gasversorgung der Vieldrahtdriftkammern des QCLAM-Spektrometers nötig wurde.

## 4.3 Aufbau des Triggersystems

Zur Erzeugung des Referenzsignals für den Zeitnullpunkt der Driftzeitmessung an der Vieldraht-Driftkammer wurde ein auf Elektronen sensitives Triggersystem aufgebaut, das aus einem Szintillations- und einem Čerenkov-Detektor besteht. Der Szintillations-Detektor liefert das Referenzsignal mit der erforderlichen Zeitauflösung von  $< 1$  ns. Dadurch ist sichergestellt, daß die Driftzeitauflösung der Kammer nicht beeinträchtigt wird. Der dazu koinzident betriebene Čerenkov-Detektor dient zur Unterdrückung des Untergrundes durch thermische Neutronen, da nur Teilchen oberhalb  $\beta n > 1$  nachgewiesen werden. Die Detektoren lassen sich zudem problemlos in ihren geometrischen Abmessungen an das  $169^\circ$ -Spektrometer anpassen und elektronisch auf die zu erwartenden Zählraten abstimmen. Das gleiche Triggersystem wird bereits am QCLAM-Spektrometer erfolgreich betrieben [43]. Um die Ortsauflösung der Kammer (s. Abschn. 4.1) nicht durch Aufstreuprozesse an den Triggerdetektoren zu verschlechtern, sind diese hinter der Vieldraht-Driftkammer angebracht.

Größe und Positionierung der Detektoren sind durch die Randstrahlen des Spektrometers bei voller Impulsakzeptanz vorgegeben (Abb. 4.4). Der Szintillator hat die Abmessungen  $400 \times 50 \times 5$  mm. Als Material wurde NE102A mit dem Brechungsindex  $n = 1.58$  gewählt, welches sich durch Erzeugung schneller Signale, hohe Lichtausbeute und große Absorptionslänge für das erzeugte Licht auszeichnet [44]. Der Szintillator wurde mit zerknitterter Aluminiumfolie umwickelt, so daß seine Oberfläche weitgehend von Luft ( $n = 1$ ) umgeben ist und dann mit schwarzer Kunststoffolie lichtdicht verpackt. Dadurch erfüllt der größte Teil des entlang der Flugbahn der Elektronen im Szintillator isotrop erzeugten Lichtes die Grenzwinkelbedingung der Totalreflektion und wird verlustfrei zur Stirnseite des Szintillators transportiert. Am oberen Ende des Szintillators befindet sich ein Plexiglas-Lichtleiter zur Anpassung des Querschnittes auf die Kathodenfläche des Photomultipliers. Die optische Kopplung zwischen Lichtleiter und Photomultiplier vom Typ Valvo XP 2012B wird durch Silikonfett hoher Viskosität erreicht. Wegen der moderaten Länge des Szintillators und der damit verbundenen geringen Laufzeitunterschiede in Abhängigkeit des Durchdringungsortes der

Elektronen wurde auf einen zweiten Photomultiplier verzichtet.

Als Čerenkov-Detektor dient ein  $400 \times 50 \times 50$  mm großer Plexiglasquader mit dem Brechungsindex  $n = 1.48$ . Nach der Theorie des Čerenkov-Lichtes [45] emittiert ein Teilchen der Geschwindigkeit  $\beta$  in einem Material mit dem Brechungsindex  $n$  unter der Bedingung

$$n\beta > 1 \quad (4.3)$$

Licht unter einem halben Öffnungswinkel von

$$\Theta = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right) \quad (4.4)$$

Für Elektronen mit  $\beta = 1$  ergibt hieraus sich ein Öffnungswinkel von  $\Theta = 48^\circ$ .

Aus dem Winkel der Elektronenflugbahn durch den Detektor und der Bedingung

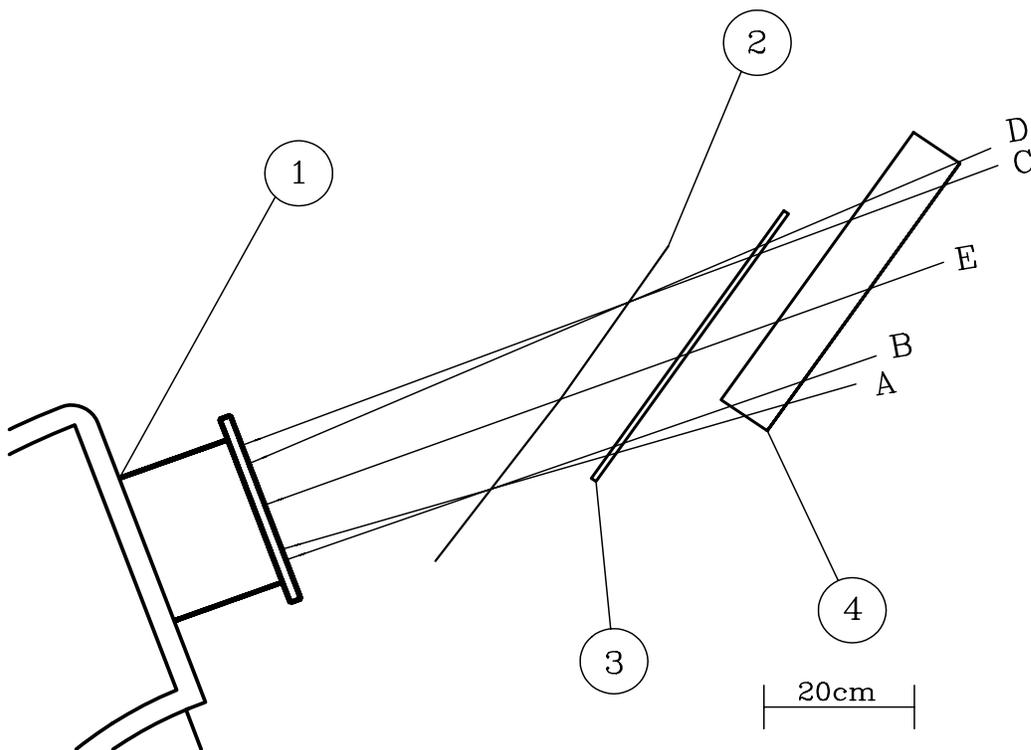


Abb. 4.4: Fokalebene des  $169^\circ$ -Spektrometers, Sollstrahl (E) und Randstrahlen minimaler (A,B) und maximaler (C,D) Impulsakzeptanz. ① Spektrometer, ② Fokalebene, ③ Szintillator, ④ Čerenkov-Detektor.

der Totalreflexion ergibt sich, daß das Licht nur zum oberen Ende des Plexiglasquaders befördert wird. Dort befindet sich ein Photomultiplier vom Typ Valvo XP 2230B der direkt an den Čerenkov-Detektor mit Silikonfett optisch angekoppelt ist, da die Querschnitte von Photomultiplierkathode und Detektor gut übereinstimmen.

Die lichtdicht eingepackten Detektoren werden in Führungsrahmen gepreßt, die an der Kameraaufnahme befestigt sind (Abb. 4.2). Die untere Aufnahme für die Detektoren wurde zur Vermeidung von mechanischen Spannungen durch verschiedene Temperaturexpansionskoeffizienten aus Plexiglas gefertigt.

Das Triggersignal wird, wie in [5, 43] beschrieben, durch eine Koinzidenz-Einheit, die beide Signale durch ein logisches UND verknüpft, erzeugt und als Stop-Signal der Driftzeitmessung verwendet.

Die Betriebsspannungen der Multiplierdynoden werden über einen Spannungsteiler aus der Kathodenspannung gewonnen. Um die Stabilität der Dynodenspannung und damit der Verstärkung zu gewährleisten, muß der durch den Spannungsteiler fließende Querstrom viel größer sein als der Spitzenstrom  $\hat{I}$  durch den Multiplier [46]. Um z.B. eine Spannungsschwankung  $< 1\%$  zu erreichen, ist das 100fache des Spitzenstromes  $\hat{I}$  nötig. Dies führt zu Verlustleistungen von einigen 100 W, die weggekühlt werden müßten.

Da aber die Ereignisse in den Detektoren mit Längen von einigen Nanosekunden statistisch verteilt auftreten, kann der Querstrom auf das 100fache des über die Zeit gemittelten Spitzenstromes  $\bar{I} = \hat{I}Nt$  ( $N = \text{Ereignisrate}, t = \text{Ereignisdauer}$ ) reduziert werden, wobei die Dynodenspannung über die Pulsdauer mittels Kondensatoren stabil gehalten wird. Die jetzt auftretenden Verlustleistungen von einigen Watt können problemlos von Keramikwiderständen abgeführt werden.

Die Spannungsteiler wurden für Zählraten von 600 kHz ausgelegt und entsprechend der Herstellerempfehlung [46] bestückt.

## 4.4 Angliederung der Elektronik des 169°-Spektrometers an das QCLAM-Spektrometer

Einen wesentlichen Kostenfaktor bei der Erneuerung des Meßplatzes am 169°-Spektrometer hätten die Anschaffungen der Systeme zur Datenaufnahme und Analyse sowie zur Spannungsversorgung der einzelnen Detektorkomponenten dargestellt. Aus diesem Grund sollten die vorhandenen Einrichtungen am QCLAM-Spektrometer genutzt werden.

Um von vornherein Störeinflüsse durch verschiedene Erdpotentiale der Spektrometer auszuschließen, wurde besonderer Wert auf die Schaffung einer klaren Erdungssituation gelegt. Dazu wurde das komplette Detektorsystem (Kammer und Triggersystem) isoliert gegenüber dem 169°-Spektrometer aufgebaut und über ein separat geführtes Kabel ( $\varnothing = 16 \text{ mm}^2$ ) mit der QCLAM-Erde verbunden. Aus Sicherheitsgründen ist deshalb vor Arbeiten am Spektrometer oder Detektorsystem zuerst eine **Erdung** des Detektorsystems mittels des angebrachten Erdungshakens vorzunehmen.

Bedingt durch den hohen elektrischen Störpegel in der Experimentierhalle, mußten die Zuleitungen, um Einstreuungen zu vermeiden, auf dem kürzest möglichen Weg zwischen den beiden Spektrometern verlegt werden. Wie Abb. 2.1 zeigt, führt der kürzeste Weg über das Bunkerdach, die Entfernung beträgt ca. 20 m. Bei einer Verlegung durch die vorhandenen Kabelkanäle wäre die dreifache Kabellänge erforderlich gewesen, was in Betracht der geringen Impulshöhe der zu übertragenden Signale von 20–60 mV ausgeschlossen war. Die Kabel sind, getrennt nach Signal- und Hochspannungsleitungen, jeweils in einem flexiblen Rohr über das Bunkerdach geführt. Die Rohre bieten sowohl den erforderlichen Schutz gegen mechanische Schäden als auch die Möglichkeit, die Kabel, wenn sie nicht benötigt werden, zusammenzurollen und zu transportieren. In Abb. 4.5 sind zu einem besseren Überblick die zu verbindenden Komponenten der beiden Spektrometer nochmals aufgeführt.

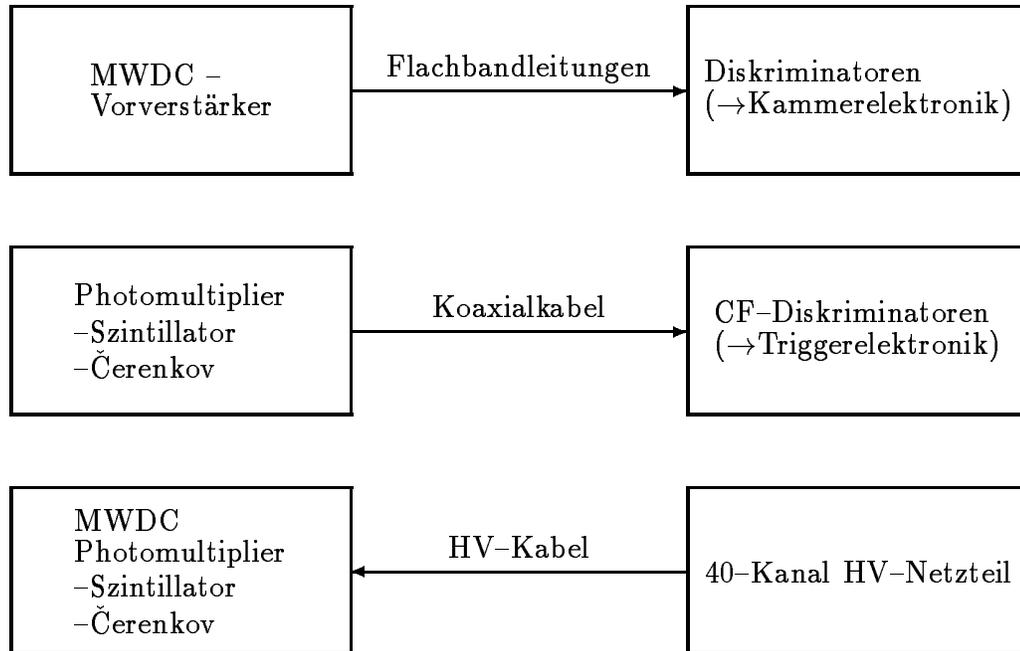


Abb. 4.5: Zu verbindende Elemente der beiden Spektrometer sowie die nachfolgenden Komponenten am QCLAM-Spektrometer.

#### 4.4.1 Datenleitung

Die Signale der Kammerdrähte werden über Vorverstärker, die direkt auf die Anschlußplatine der Kammer montiert sind [8], abgegriffen und über Flachbandleitungen zu den Diskriminatoren geführt, die die erste Stufe der nachfolgenden Kammerelektronik bilden. Die Flachbandleitungen bestehen aus paarweise eng verdrillten Drähten, so daß Einstreuungen über die Zuleitung nur ein Gleichtakt-signal erzeugen, welches von den vor die Diskriminatoren geschalteten induktiven Überträger herausgefiltert wird. Die Aus- und Eingänge der Vorverstärker bzw. der Diskriminatoren sind zur Vermeidung von Reflexionen auf die Kabelimpedanz der Flachbandleitung von  $110 \Omega$  angepaßt.

Die von den beiden Photomultipliern abgegriffenen Pulse werden über Koaxialkabel zu den Constant-Fraction Diskriminatoren der Triggerelektronik geführt [43]. Die Kammerelektronik und Datenerfassung wird detailliert in den Ref. [5, 47] beschrieben.

## 4.4.2 Spannungsversorgung

Die Hochspannungsversorgung für die Vieldraht-Driftkammer sowie der beiden Photomultiplier des Triggersystems liefert ein 40-Kanal HV-Netzgerät. Das programmierbare Netzgerät kann über eine Schnittstelle vom entfernt gelegenen Meßraum angesteuert werden. Durch den integrierten Strombegrenzer, der bei Erreichen eines vorgewählten Spitzenstroms die Spannung automatisch auf Null setzt, können die angesteuerten Komponenten, besonders die Vieldraht-Driftkammer, effektiv geschützt werden.

## 4.5 Erprobung des neuen Meßplatzes

Zur Überprüfung der Funktionstüchtigkeit des neuen Aufbaus am  $169^\circ$ -Spektrometer wurden Testmessungen mit einer  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle (370 MBq) durchgeführt, die in die Streukammer des Spektrometers eingesetzt wurde. Das Magnetfeld wurde so eingestellt, daß die Driftkammer durch Elektronen der Energie  $\approx 2$  MeV homogen durchsetzt wurde. Zum Nachweis der einwandfreien Funktion des Meßplatzes dienen die Zeitspektren der TDC's (**T**ime to **D**igital **C**onverter), für deren Aufnahme die vollständige Auswerteelektronik und Datenerfassung [5, 47] benötigt wurde. In Abb. 4.6 ist die Häufigkeitsverteilung der Driftzeiten für einen exemplarisch herausgegriffenen TDC, der sechs Signaldrähte zusammenfaßt, dargestellt. Die Überhöhung der Verteilung bei kleinen Driftzeiten stammt von dem stark anwachsenden Feldverlauf in der Nähe der Signaldrähte. Aus der maximalen Driftzeit von ca. 210 ns ergibt sich bei einer mittleren Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gasgemisch von  $50 \mu\text{m}/\text{ns}$  [7] der Abstand zwischen Kathodenfolie und Drahtebene zu 10.5 mm in guter Übereinstimmung zum geometrischen Aufbau der Driftkammer (s. Tab. 3.1). Zur Ermittlung des Arbeitspunktes der Driftkammer wurde die mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit einer Driftzelle nach dem in [5] beschriebenen Verfahren in Abhängigkeit der angelegten Spannung zwischen Drahtebene und Kathodenfolie bestimmt. Die Abb. 4.7 zeigt den Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit, ab 7.3 kV ist sie konstant und hat einen Wert

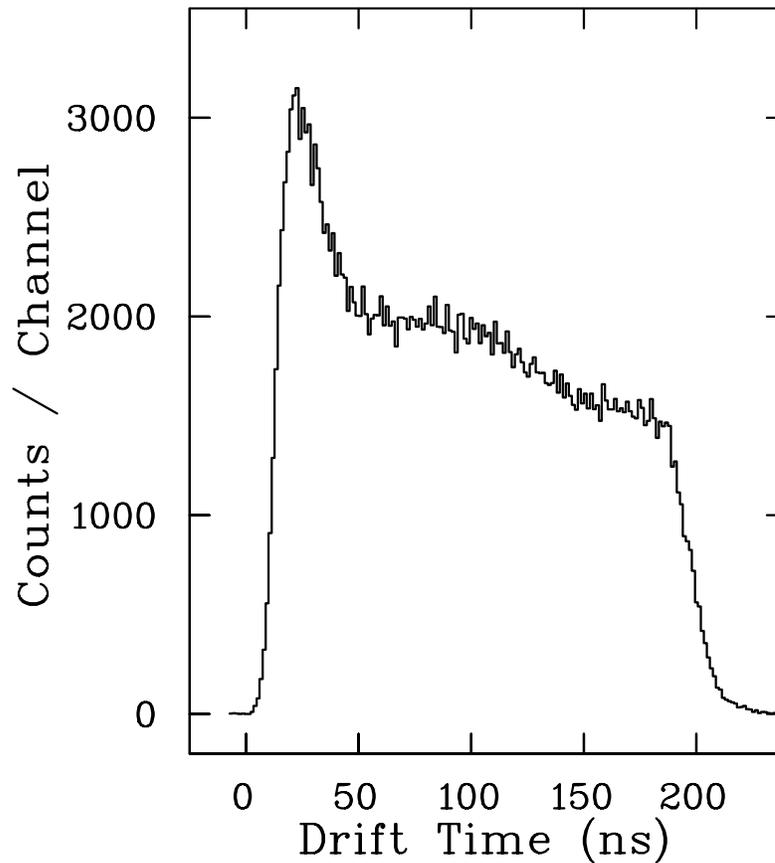


Abb. 4.6: Häufigkeitsverteilung der Driftzeiten für einen TDC.

von 96% erreicht. Da es sich um keine neue Drahtebene handelt, ist dies ein akzeptabler Wert. Die Signaldrähte verlieren nämlich durch Anlagerungen von Kohlenstoff, der durch Polymerisierung des Isobutans unter Einwirkung ionisierender Strahlung entsteht, an Impulshöhe, was mit einer Abnahme der Ansprechwahrscheinlichkeit verbunden ist. An zwei nicht benachbarten Signaldrähten wurde ein besonders starker Abfall der Impulshöhe festgestellt. Zukünftige Messungen werden dadurch aber nicht beeinträchtigt, da die Driftkammer so zur Flugbahn der Elektronen geneigt ist, daß immer 4–6 Driftzellen ansprechen.

Die Testmessungen zeigten die einwandfreie Funktion des neuen Detektorsystems, welches mittlerweile auch schon in Betrieb genommen wurde [48].

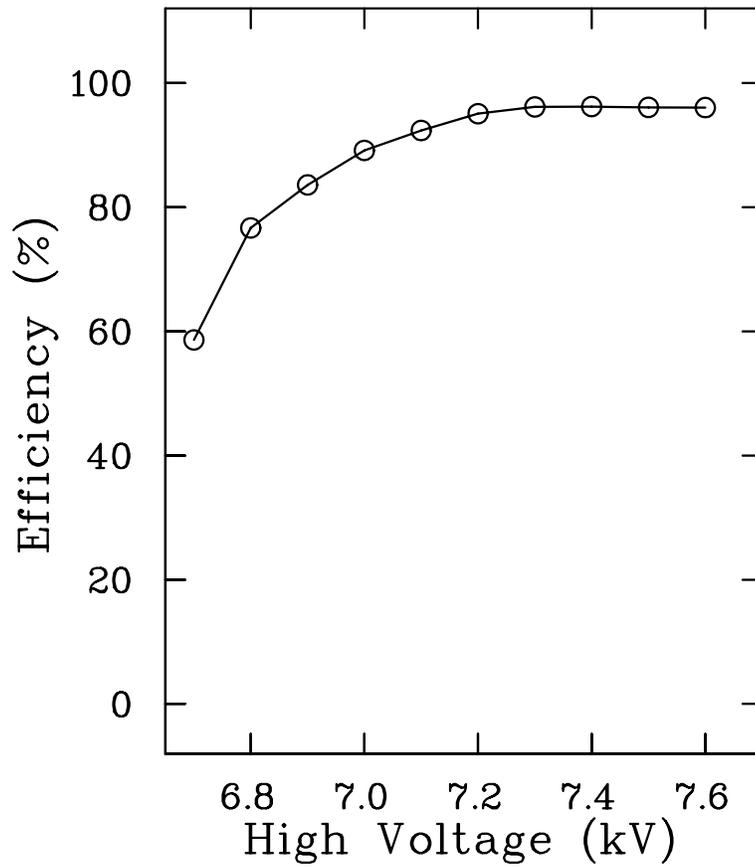


Abb. 4.7: Mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit der Driftkammer als Funktion der angelegten Spannung zwischen Kathodenfolie und Drahtebene.

# 5 Elektronenstreuung an $^{72}\text{Ge}$

## 5.1 Motivation

Die außergewöhnlichen Anregungsspektren der gg-Kerne in der Ge-Isotopenkette, die einen ungewöhnlich tiefliegenden  $0_2^+$ -Zustand aufweisen, geben seit langem Anlaß zu einer Vielzahl experimenteller Untersuchungen und stellen eine besondere Herausforderung an die theoretische Beschreibung der beobachteten spektroskopischen Eigenschaften dar.

Eine besondere Rolle in diesem Zusammenhang nimmt das Isotop  $^{72}\text{Ge}$  ein, da es eines der wenigen Nuklide mit einem  $0_2^+$ -Zustand als niedrigstem angeregten Zustand ist. Die Ge-Isotope befinden sich – im einfachen Schalenmodellbild ist die  $2p_{3/2}$ -Schale mit Protonen vollbesetzt, während die Neutronen die Orbitale ab  $1f_{5/2}$  beim Übergang zu den schweren Isotopen sukzessive auffüllen – in einer Übergangsregion zwischen sphärischer (”magischer”) und deformierter Kernkonfiguration.

Die Bestimmung der statischen Quadrupolmomente des ersten angeregten  $2^+$ -Zustands mittels Coulombanregung [49] durch Reaktionen der Art  $^{70}\text{Ge} (^6\text{Li}, ^6\text{Li}')$ ,  $^{72,74,76}\text{Ge}(\alpha, \alpha')$ ,  $^{70,72,74,76}\text{Ge} (^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')$  zeigen eine Formänderung zwischen der Neutronenzahl  $N = 40$  und  $N = 42$ . Die in Tab. 5.1 aufgelisteten statischen Quadrupolmomente verdeutlichen die Formänderung, man beachte den Vorzeichenwechsel von sphärisch bzw. moderat oblater Form des  $^{70}\text{Ge}$  zur leicht deformierten, prolaten Kernform der  $^{72,74,76}\text{Ge}$ -Kerne.

Einen weiteren Hinweis auf Forminstabilität in der Umgebung der Neutronenzahl  $N=40$  liefern Daten für den ersten  $2^+$ -Zustand von  $^{70,72,74,76}\text{Ge}$  aus  $(d,d)$ ,  $(d,d')$

Tab. 5.1: Statische Quadrupolmomente  $Q_{2^+}$  der Ge-Isotope

Ge-Isotope				
	70	72	74	76
$Q_{2^+}$ (eb)	+0.03	-0.13	-0.25	-0.19

und  $(p,p)$ ,  $(p,p')$  Messungen [50]. Elastische und unelastische Wirkungsquerschnitte ließen sich nur unter Verwendung eines Vibrationsmodells für die Kerne  $^{70,72}\text{Ge}$  bzw. eines symmetrisch prolaten Rotationsmodells für die Kerne  $^{74,76}\text{Ge}$  theoretisch beschreiben. Jedoch konnten gerade die tiefliegenden  $0^+$ -Zustände von  $^{70,72}\text{Ge}$  nicht dem 2-Phononentriplett zugerechnet werden [51]. Untermauert werden diese Beobachtungen ebenfalls durch das anwachsende Verhältnis  $E_{4_1^+}/E_{2_1^+}$  von etwa 2.1 in  $^{70}\text{Ge}$  auf ca. 2.5 in  $^{74,76}\text{Ge}$  [52], wobei sich im Vibrationsmodell für sphärische Vibratoren ein Wert von 2 und im Rotationsmodell ein Wert von 3.3 für deformierte Kerne ergibt.

In wieweit die zugrundeliegende Protonen-Konfiguration an der Strukturänderungen beteiligt ist, wurde in Protonen-Transferreaktionen vom Typ  $^{70,72,74,76}\text{Ge}(d,\text{He}^3)^{69,71,73,75}\text{Ga}$  untersucht [53]. Die beobachteten Wirkungsquerschnitte zu den beiden niedrigsten  $0^+$ -Zuständen konnte durch Mischung von aktiven Protonen-Konfigurationen innerhalb der  $p_{3/2}$ - und  $f_{5/2}$ -Orbitale gut reproduziert werden. Diese Beimischungen zum Grundzustand sind auf die attraktive n-p-Wechselwirkung zurückzuführen. Der Strukturübergang zwischen  $N = 40$  und  $N = 42$  äußert sich auch hier durch den abrupten Wechsel der Besetzungszahlen in den beteiligten Orbitalen.

Dies verdeutlicht, daß man zur theoretischen Beschreibung ein Modell benötigt, welches sowohl die eindeutig kollektiven Eigenschaften der Anregungen als auch die speziellen Schalenmodell-Effekte berücksichtigt. Das von Arima und Iachello entwickelte Interacting Boson Model (IBM) vereinigt diese Eigenschaften [54]. Im IBM-1 werden die tiefliegenden Anregungen natürlicher Parität durch Wechselwirkungen von s- ( $l = 0$ ) und d- ( $l = 2$ ) Bosonen beschrieben. In einer Erweiterung des Modells (IBM-2) wird explizit zwischen Protonen- und Neutronenbosonen unterschieden [55]. Durch die Vergrößerung des Konfigurationsraums sind im IBM-2 neben symmetrischen auch gemischt-symmetrische Bosonenwellenfunktionen möglich, d.h. Wellenfunktionen, die unter Vertauschung von gleichen Bosonen ihr Vorzeichen nicht, aber unter Vertauschung von verschiedenen Bosonen ihr Vorzeichen sehr wohl ändern.

Die Verbindung zum Schalenmodell wird dadurch erreicht, daß man s- und d-Bosonen als paarweise zu  $J^\pi = 0^+$  und  $2^+$  gekoppelte Valenznukleonen interpretiert.

Als Bindeglied zwischen IBM-1 und IBM-2 wurde eine neue, die Symmetrie der Proton-Neutronfreiheitsgrade beschreibende Quantenzahl, der  $F$ -Spin, eingeführt. In Analogie zum Isospin wird allen Bosonen der Wert  $F = 1/2$  zugewiesen. Die Protonenbosonen besitzen die projizierte Quantenzahl  $F_z = +1/2$  und die Neutronenbosonen  $F_z = -1/2$ . Für die Kernwellenfunktion gilt  $F_z = \frac{N_\pi - N_\nu}{2}$ , wobei  $F$  die Werte zwischen  $F_{\max} = \frac{N_\pi + N_\nu}{2}$  und  $F_{\min} = \frac{N_\pi - N_\nu}{2}$  annehmen. Eine einfache Form des IBM-2 Hamiltonoperators, wie sie in zahlreichen Modellrechnungen benutzt wurde, lautet

$$H = \epsilon_d \hat{n}_d + \kappa \hat{Q}_\pi \cdot \hat{Q}_\nu + \lambda \hat{M}_{\pi\nu}. \quad (5.1)$$

Durch den d-Bosonenzahloperator  $\hat{n}_d$  wird hierbei der Paarungsterm in der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung beschrieben, durch das Skalarprodukt der Quadrupoloperatoren  $\hat{Q}_\pi \cdot \hat{Q}_\nu$  die langreichweitigen Quadrupolanteile. Die Bestimmung der Stärkeparameter  $\epsilon_d$  und  $\kappa$  erfolgt phänomenologisch durch Anpassung der Energieeigenwerte an das Anregungsspektrum eines Kernes. Die Einführung eines weiteren Terms  $\hat{M}_{\pi\nu}$ , dem Majoranaterm, dessen Eigenwerte im wesentlichen durch den  $F$ -Spin bestimmt sind, bedingt eine energetische Aufspaltung von symmetrischen und gemischt-symmetrischen Zuständen. Für die Bestimmung der Stärke der Majoranakraft  $\lambda$  ist insbesondere die Lage tiefliegender gemischt-symmetrischer Zustände von Bedeutung. Eine besondere Klasse dieser Zustände stellen die  $J^\pi = 1^+$ -Anregungen dar, für deren magnetischen Dipol-Übergangoperator  $T(M1)$  im IBM-2 die Auswahlregel  $\Delta F = 1$  gilt.

Das Auffinden tiefliegender magnetischer Dipolanregungen ("scissors mode") in den schweren deformierten Kerne der Seltene Erden im Anregungsbereich von  $E_x \approx 3-4$  MeV bestätigte die Eignung des IBM-2 zur Beschreibung tiefliegender kollektiver Zustände. Der  $J^\pi = 1^+$  Zustand wird als Kopf einer  $K^\pi = 1^+$  Rotationsbande gedeutet und wird im makroskopischen Bild durch das Two-Rotor-Model (TRM) beschrieben [11]. Durch die Kenntnis der Anregungsenergie der scissors mode läßt sich in guter Näherung die Energieaufspaltung zwischen symmetrischen und gemischt-symmetrischen Zuständen (Majoranaterm) betimmen. Will man das IBM auch zur Beschreibung der tiefliegenden Anregungen in den Ge-Isotopen heranziehen, ergeben sich jedoch grundsätzliche Schwierigkeiten. Zum einen ist die Anzahl der beteiligten Valenznukleonen aus denen die Bo-

sonenpaare gebildet werden längst nicht so groß wie in schwereren Nukliden, was mit einer minderen Kollektivität verbunden ist. Zum anderen befinden sich die im IBM berücksichtigten Valenznukleonen in schweren Kernen bedingt durch den hohen Neutronenüberschuß in unterschiedlichen Hauptschalen und Orbitalen mit teilweise entgegengesetzter Parität. Eine Berücksichtigung korrelierter Neutron-Proton Paare ist deshalb für diese Kerne nicht notwendig. In den Ge-Isotopen hingegen ist diese Art der Kopplung, wie oben erwähnt, durchaus entscheidend. Trotz dieser möglichen Komplikationen spricht die eindeutig kollektive Natur der tiefliegenden Anregungen in den Ge-Isotopen für die Verwendung des IBM-2. Zum besseren Verständnis der kollektiven Eigenschaften der  $^{70,72,74,76}\text{Ge}$ -Kerne wurde mit Hilfe hochauflösender Elektronenstreuung die radiale Struktur der Übergangsladungsdichten der beiden ersten angeregten  $2^+$ -Zustände bestimmt [56]. Die Abb. 5.1 zeigt diese Übergangsladungsdichten für die Isotope  $^{70}\text{Ge}$  und  $^{72}\text{Ge}$ . Die Übergangsladungsdichte für die Anregung des ersten  $2^+$ -Zustands hat in allen vier Isotopen eine ähnliche Struktur, die auf den Rotations-Charakter schließen läßt. Das gleiche gilt für den zweiten  $2^+$ -Zustand der Isotope  $^{72,74,76}\text{Ge}$ , die Struktur des  $2_2^+$ -Zustandes von  $^{70}\text{Ge}$  weist dagegen ein völlig verändertes Verhalten auf, das einer Vibrations-Anregung zugeschrieben werden kann. Eine konsistente theoretische Beschreibung dieser Beobachtungen konnte dann im Rahmen des IBM-2 + Konfigurations-Mischung [56, 57] gegeben werden, wobei die Konfigurations-Mischung des oben erwähnten Koexistenz Phänomens Rechnung trägt. In diesem 2 Zustandsmodell werden zuerst zwei beliebige Konfigurationen durch zwei IBM-Rechnungen beschrieben und dann mittels eines Mischungsoperators miteinander verknüpft. Für die Germaniumisotope wurden die in [57] angegebenen Konfigurationen verwendet. Die so berechneten Übergangsladungsdichten deckten sich ausgezeichnet mit den experimentellen Ergebnissen, eingeschlossen des ungewöhnlichen  $2_2^+$ -Zustands in  $^{70}\text{Ge}$ . Jüngste Elektronenstreuexperimente an  $^{72}\text{Ge}$  am S-DALINAC [58] bestätigen diese Ergebnisse und ergänzen die experimentellen Daten zu kleinen Impulsüberträgen.

Die intrinsische Koexistenz zweier Zustände in den Ge-Isotopen erklärt auch das auffällige Verhalten der tiefliegenden  $0_2^+$ -Zustände. In diesem Bild entsprechen die ersten beiden  $0^+$ -Zustände den Grundzuständen der verschiedenen Konfigurationen, deren Energiedifferenz von einem Isotop zum anderen variiert. Genauso

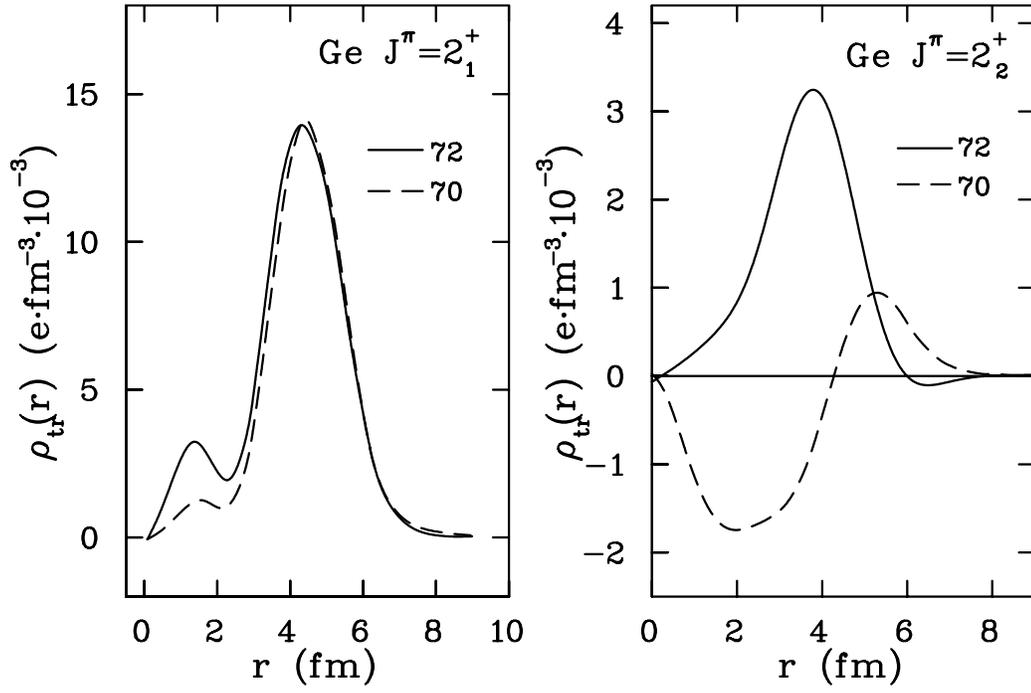


Abb. 5.1: Experimentelle Übergangsladungsdichten für die Übergänge  $2_1^+$  und  $2_2^+$  in den Isotopen  $^{70,72}\text{Ge}$  [56].

stellt sich die Lösung für die Änderung der Struktur der Übergangsladungsdichte von  $^{70}\text{Ge}$  zu  $^{72}\text{Ge}$  dar. In  $^{70}\text{Ge}$  stammen beide  $2^+$ -Anregungen aus der ersten Konfiguration, während in  $^{76}\text{Ge}$  beide Anregungen aus der zweiten Konfiguration stammen. In  $^{70}\text{Ge}$  ist die erste  $2^+$ -Anregung der zweiten Konfiguration, bedingt durch die Energieaufspaltung, der  $2_3^+$ -Zustand. Durch Hinzufügen von Neutronen nimmt die Energieaufspaltung ab und die zwei Konfigurationen kreuzen sich. In  $^{72}\text{Ge}$  ist der Mischungsgrad am größten. Einen ganz entscheidenden Test für dieses Modell stellt auch hier das Auffinden der niedrigliegenden  $J^\pi = 1^+$ -Zustände dar.

## 5.2 Elektronenstreuung am S-DALINAC

Das Elektronenstreuexperiment an  $^{72}\text{Ge}$  wurde am QCLAM-Spektrometer des supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleunigers S-DALINAC durchgeführt. Der Beschleuniger ist für eine maximale Elektronenenergie von 130 MeV bei cw-Strahlströmen bis zu  $20\ \mu\text{A}$  und einer relativen Energieunschärfe von  $1 \cdot 10^{-4}$  ausgelegt. Erreicht wurden bisher Energien von 104 MeV im gepulsten- und 86 MeV im cw-Betrieb. Zur Impulsanalyse der am Target gestreuten Elektronen dient das QCLAM-Spektrometer. Es hat einen Raumwinkel von 35 msr und eine Impulsakzeptanz von  $\pm 11\%$ . Die im Spektrometer nach ihrem Impuls separierten Elektronen werden im nachfolgenden Detektorsystem, bestehend aus drei Vieldraht-Driftkammern, einem Szintillationszähler sowie einem Čerenkov-Detektor, nachgewiesen. Die vom Detektorsystem gelieferten Rohdaten werden vom Programmpaket GOOSY [59] zu Spektren verarbeitet und stehen "Online" zur Verfügung. Eine detaillierte Beschreibung von Beschleuniger, QCLAM-Spektrometer und Detektorsystem findet man in [1, 2, 3, 5].

## 5.3 Targetherstellung

Germanium ist ein sehr sprödes Metall wodurch die Herstellung einer metallischen Folie beliebiger Massenbelegung ausgeschlossen ist. In einem Elektronenstreuexperiment an  $^{72}\text{Ge}$  von Kline [60] wurde ein Target aus Germaniumpulver, welches zwischen zwei Berylliumfolien eingelagert wurde, benutzt. Die mittlere Massenbelegung betrug  $\rho x = 40\ \text{mg}/\text{cm}^2$ . Der grosse Nachteil dieser "Sandwich"-Bauweise liegt in der stark inhomogenen Massenbelegung, was bereits bei geringfügigen Strahlschwankungen zu erheblichen Zählratenänderungen führt und somit die Auswertung zusätzlich erschwert [60].

Um diesen Nachteil zu vermeiden wurden Versuche durchgeführt, Germanium auf eine Trägerfolie aufzudampfen, mit der Anforderung, daß die Massenbelegung mindestens  $1\ \text{mg}/\text{cm}^2$  beträgt. Als Trägersubstanz wurde eine Kunststoffolie

ausgewählt, die im wesentlichen Kohlen-, Sauer- und Wasserstoffatome enthält, weil diese im Anregungsenergiebereich bis 4.3 MeV keine Anregungen aufweisen. Es wurden Folien mit unterschiedlichen Dicken getestet. Sie wurden auf einen rechteckigen Aluminiumrahmen, der in der Mitte eine Bohrung von 20 mm Durchmesser besitzt, aufgespannt und mit einem Zwei-Komponenten Epoxid-Harz verklebt. In vielen Tests mit natürlichem Germanium wurde die geometrische Anordnung und der zeitliche Ablauf des Aufdampfens sorgfältig erprobt. Dabei waren die thermische Belastbarkeit der Trägersubstanz, die Homogenität und Dicke der Abscheidung sowie die optimale Materialausnutzung die maßgeblichen Parameter. Das beste Ergebnis wurde mit einer schichtweisen und beidseitigen Bedampfung einer 2.1  $\mu\text{m}$  dicken Mylarfolie ( $\text{C}_5\text{H}_4\text{O}_2$ ) erreicht. Alle Tests wurden im institutseigenem Targetlabor durchgeführt. Vom Institut für Kernphysik der Justus-Liebig-Universität in Gießen wurden 1g zu 98% angereichertes  $^{72}\text{Ge}$  zur Verfügung gestellt. Es stehen jetzt 6 Germaniumtargets mit einer Massenbelegung von jeweils 1.04  $\text{mg}/\text{cm}^2$  zur Verfügung. Im Experiment hielten die Targets auch den thermischen Belastungen von Strahlströmen mit  $I_0 = 10 \mu\text{A}$  stand.

## 5.4 Durchführung der Messung und Auswertung

Die Messung am  $^{72}\text{Ge}$  wurde unter der günstigsten am Meßplatz zur Verfügung stehenden Kinematik für M1-Anregungen bei  $E_0 = 38 \text{ MeV}$  und  $\theta = 152^\circ$  durchgeführt, da man unter diesen Bedingungen im ersten Maximum des M1-Formfaktors liegt. Die große Impulsakzeptanz des QCLAM-Spektrometers erlaubte es, neben den unelastisch gestreuten Elektronen bis zu Anregungsenergien von 7 MeV auch gleichzeitig die Verteilung der elastisch gestreuten Elektronen, im folgenden kurz elastische Linie genannt, nachzuweisen. Die elastische Linie dient zur Energieeichung und zur Normierung der Wirkungsquerschnitte sowie zur Bestimmung der Linienform.

Zur Kontrolle der Strahlqualität während des zweiwöchigen Experiments wur-

den in regelmäßigen Abständen die Einschußenergie  $E_0$  und die relative Energieunschärfe  $\Delta E/E_0$  des Strahls überprüft. Dazu wurde in einem unter GOOSY automatisierten Verfahren die elastische Germaniumlinie durch eine Gaußfunktion angenähert und daraus die energetische Lage und die Halbwertsbreite der Linie bestimmt. Der Strahlstrom war  $10 \mu\text{A}$  und die Energieauflösung betrug  $30 \text{ keV}$ . Es wurden fünf Spektren bei  $E_0 = 38 \text{ MeV}$  in unterschiedlichen Bereichen des Detektorsystems aufgenommen. Die Abb. 5.2 zeigt davon ein unter-

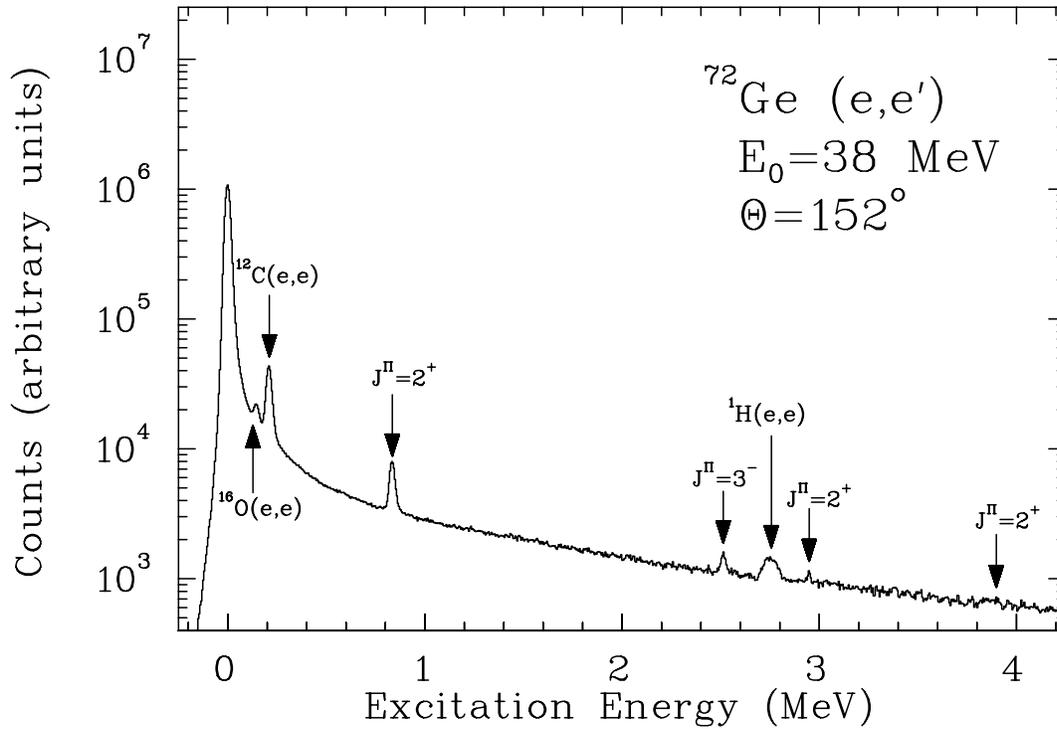
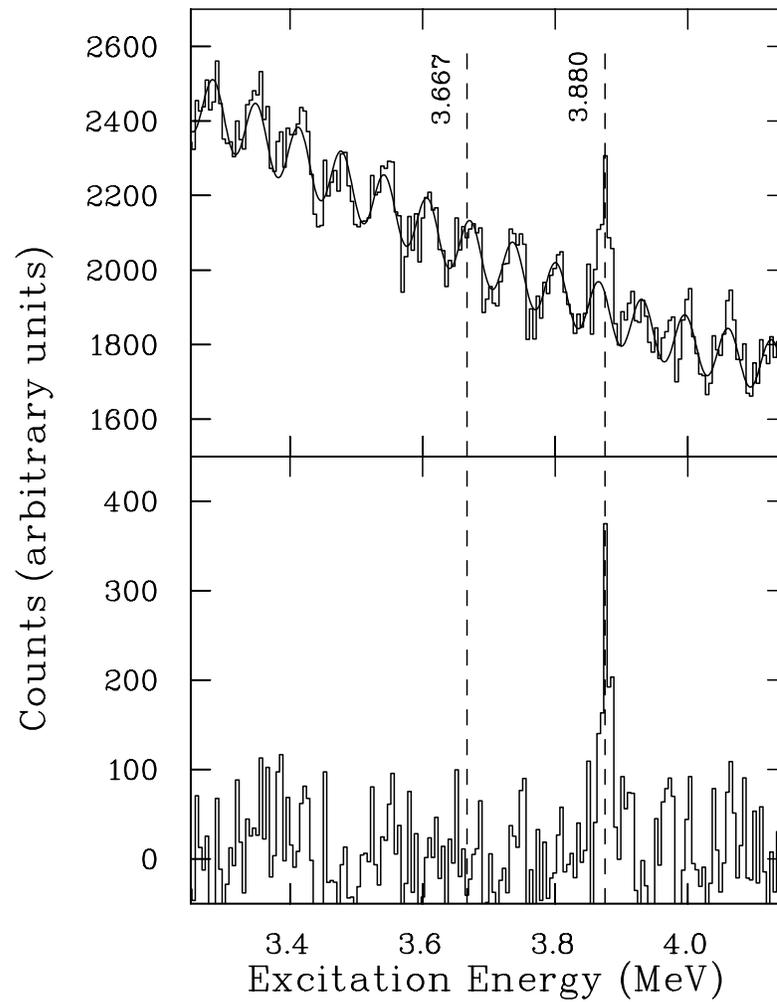


Abb. 5.2: Untergrundbelassenes Elektronenstreuungsspektrum von  $^{72}\text{Ge}$  im Anregungsenergiebereich von  $E_x = 0 - 4.2 \text{ MeV}$ . Bekannte starke Übergänge sind markiert.

grundbelassenes Spektrum im Anregungsenergiebereich bis  $4.2 \text{ MeV}$ . Die nicht gezeigten Spektren haben den gleichen Verlauf. Zu erkennen sind neben den markierten bekannten starken  $^{72}\text{Ge}$ -Anregungen und der elastischen  $^{72}\text{Ge}$  Linie auch die rückstoßverschobenen und -verbreiterten elastischen Linien von  $^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}$  und  $^1\text{H}$ , die aus der Mylar-Trägerfolie stammen.

$^{72}\text{Ge}$  (e,e')  $E_0=38$  MeV  $\Theta_0=152^\circ$



**Abb. 5.3:** Der obere Teil zeigt das untergrundbelassene Elektronenstreuungsspektrum von  $^{72}\text{Ge}$  im Anregungsenergiebereich von  $E_x = 3.2 - 4.2$  MeV. Die an die periodischen Strukturen angepaßte Modellfunktion ist durchgezogen dargestellt. Durch gestrichelte Linien markiert sind die Anregungsenergien  $E_x = 3.667$  MeV und  $E_x = 3.880$  MeV. Der untere Teil zeigt das Spektrum nach Abzug der an die Meßdaten angepaßten Modellfunktion.

Das Ziel der Untersuchung war, wie in Abschn. 5.1 dargelegt, der Nachweis der Anregung des  $1^+$ -Zustandes bei 3.667 MeV, dessen Übergangsstärke von [17] mit  $0.343 \mu_N^2$  angegeben worden ist. Dazu zeigt der obere Teil von Abb. 5.3 einen vergrößerten Ausschnitt aus dem gemessenen Spektrum. Die in dieser frühen

Phase nach dem Aufbau des QCLAM-Spektrometers aufgetretenen periodischen Strukturen wurden durch "Schwingungen" des Detektorsystems hervorgerufen – durch Erneuerung der Drahtkammern konnten diese Strukturen stark reduziert werden. Die Linie bei  $E_x = 3.880$  MeV ist der Anregung des bekannten  $2^+$ -Zustandes in  $^{72}\text{Ge}$  zuzuordnen [52]. Bei  $E_x = 3.667$  MeV wird innerhalb der Meßgenauigkeit keine Linie beobachtet. Dies zeigt Abb. 5.3 unten. Das hier dargestellte Spektrum ergibt sich aus Abb. 5.3 oben nach Abzug einer an die Meßdaten angepaßten periodischen Modellfunktion.

Um aber ausschließen zu können, daß die gesuchte Anregung durch die Überlagerung der periodischen Strukturen verdeckt wird, wurde die Methode der Kreuzkorrelation, die zur verbesserten Signalerkennung in Plasma-Röntgenspektren entwickelt wurde [61], auf die Spektren angewandt. Dieses Verfahren erlaubt es, signifikante Linien durch ihre Korrelation in Energielage und Zählrate in statistisch unabhängigen Spektren herauszufiltern. Die statistische Unabhängigkeit der Spektren ist gewährleistet, da sie bei unterschiedlichen Magnetfeldeinstellungen des QCLAM-Spektrometers, d.h. an verschiedenen Positionen im Detektor nachgewiesen wurden.

Der Gang des Verfahrens wird hier nur kurz skizziert, eine genaue Beschreibung findet man in Ref. [61, 62]. Von Interesse sind nur Abweichungen von der mittleren Zählraten-Fluktuation in den jeweiligen Spektren. Daher erfolgt zuerst die Subtraktion einer nach der Methode der kleinsten Quadrate an das Spektrum angepaßten Geraden. Der Kreuzkorrelationskoeffizient ist in der folgenden Form definiert

$$c(E) = 2(N - 1)^{-1} \sum_j \sum_{i < j} [I_i(E)I_j(E)] / \sum_i [I_i(E)^2], \quad (5.2)$$

wobei die Summen über alle N Spektren laufen.  $I_i$  bzw.  $I_j$  stellen die im Energieintervall  $[E \pm \Delta E]$  aufintegrierten und auf die statistischen Fehler normierten Zählraten dar. Der Zusammenhang zwischen der Größe  $c(E)$  und der Signifikanz ist in Abb. 5.4 dargestellt; es wurde der Arbeit [62] entnommen.

Das Ergebnis der Analyse ist in Abb. 5.5 dargestellt. Im unteren Teil ist die Summe aller fünf verwendeten Spektren, nach der oben beschriebenen Anpassung, aufgetragen. Darüber befindet sich die Darstellung des resultierenden Korrelationskoeffizienten  $c$ . Die eingezeichnete Linie stellt die Signifikanzgrenze von

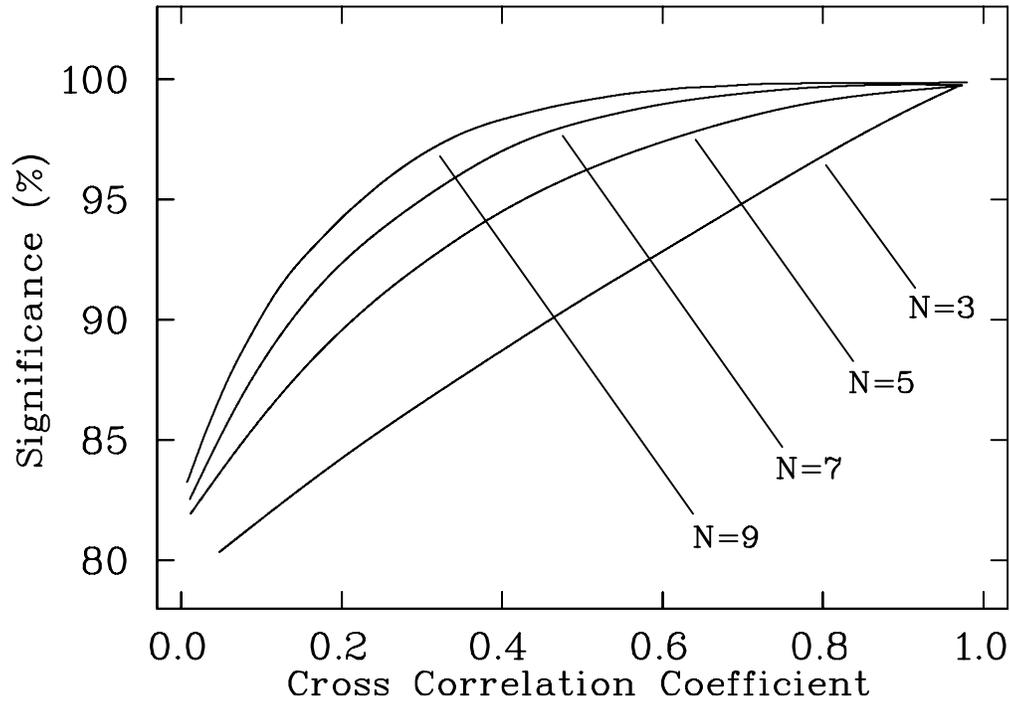


Abb. 5.4: Zusammenhang zwischen  $c$  und der Signifikanz [62]. Die Anzahl der korrelierten Spektren ist durch den Parameter  $N$  bezeichnet.

95% dar. Im oberen Teil ist das Produkt aus  $c$  und dem Summenspektrum, dargestellt. Wie aus der Abbildung zu entnehmen ist, konnten auch mit diesem Verfahren keine Anhaltspunkte für eine Anregung im Bereich  $E_x = 3.6$  MeV gefunden werden. Bemerkenswert ist allerdings die Filterwirkung des Verfahrens, so konnten, wie im oberen Teil von Abb. 5.5 eingezeichnet, den verbleibenden Strukturen bekannte Übergänge [52] zugeordnet werden. Die Multipolarität des Übergangs bei  $E_x = 3.880$  MeV konnte mittlerweile auch mit der Elektronenstreuung in Darmstadt bestätigt werden [58].

Um eine quantitative Aussage über das Detektionslimit machen zu können, wurde anhand der Linie bei  $E_x = 3.880$  MeV die Mindestfläche  $A_{\min}$  bestimmt, die eine Anregung einschließen muß, um im statistischen Rauschen erkennbar zu sein. Diese Fläche setzt die Nachweisgrenze fest.

Mit dem Programm Fit [63] wurde die energetische Lage und die eingeschlossene Fläche der periodischen Strukturen im Bereich von 3.2 bis 4.2 MeV bestimmt

(s. Abb. 5.3). Es ergab sich ein mittlerer Abstand zwischen den Strukturen von  $\Delta\bar{E} = 65$  keV, sowie ein mittlerer Flächeninhalt von  $\bar{A} = 8.4 \cdot 10^{-3}$  FE (Flächeneinheiten). Wie in Abb. 5.3 zu erkennen ist, liegt die Linie bei  $E_x = 3.880$  MeV genau auf einer solchen Struktur. Zur Festlegung der Mindestfläche  $A_{\min}$  wurde daher  $\bar{A}$  von der eingeschlossenen Fläche der Anregung  $A_{3.880\text{MeV}}$  abgezogen. Der unelastische differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann aus dem Verhältnis der Flächen der unelastischen Linie  $A_{in}$  und der elastischen Linie  $A_{el}$  nach [64] zu

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{in} = \frac{A_{in} \kappa}{A_{el} h} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el}. \quad (5.3)$$

Zur Korrektur der in dem Flächenverhältnis nicht erfaßten Bremsstrahlungsbeiträgen dienen die Schwinger- und Bremsstrahlkorrekturen  $\kappa$ . Der Korrekturfaktor  $h$  berücksichtigt die Isotopenhäufigkeit des untersuchten Targetnuklids, da zur elastischen Linie alle im Target vorhandenen Isotope beitragen, die unelastische aber nur von einem Isotop verursacht wird. Der gesamte Korrekturfaktor ist  $< 10\%$ . Der elastische differentielle Wirkungsquerschnitt wurde mit dem Programm PHASHI [65] aus einer Zwei-Parameter-Fermiverteilung berechnet. Es ergab sich ein differentieller Wirkungsquerschnitt für die Anregung bei  $E_x = 3.880$  MeV von  $1.3 \cdot 10^{-5}$  mb/sr. Aus der Abb. 5.3 ist aber ersichtlich, daß ein Wirkungsquerschnitt von  $d\sigma/d\Omega = 0.7 \cdot 10^{-5}$  mb/sr noch zuverlässig ausgewertet werden kann. Der Vergleich dieses experimentellen Wirkungsquerschnittes mit den Vorhersagen des TRM liefert hierfür eine M1-Übergangsstärke von

$$B(M1, E_x = 3.880 \text{ MeV}) \leq 0.2 \mu_N^2. \quad (5.4)$$

Diese Stärke ist somit die Nachweisgrenze einer Einzellinie. Sie liegt deutlich unter dem von [17] angegeben Wert von  $B(M1) = 0.343 \mu_N^2$ . Deshalb wurde nach der Erneuerung der Vieldraht-Driftkammern [66], bei der es gelang, die "Rauschsignale" des Detektorsystems beträchtlich zu reduzieren, in einer anderen Arbeit [58] die hier vorgestellte Messung bei  $E_0 = 38$  MeV und  $\Theta = 155^\circ$  wiederholt. Zusätzlich sind dort auch noch Spektren bei  $E_0 = 38$  MeV,  $\Theta = 117^\circ$  und  $E_0 = 64$  MeV,  $\Theta = 155^\circ$  aufgenommen worden. Anzeichen einer Anregung bei  $E_x = 3.667$  MeV konnte allein im Spektrum für  $E_0 = 38$  MeV und  $\theta = 155^\circ$  gefunden werden. Eine Anpassung verschiedener Formfaktorverläufe war aus diesem Grund allerdings nicht möglich. Das Fehlen der Anregung in den übrigen

Spektren deutet auf den magnetischen Charakter des Übergangs hin. Die Analyse der jetzt vorliegenden acht Spektren mit Hilfe der Kreuzkorrelation hat ebenfalls keine Hinweise für die Anregung des  $1^+$ -Zustandes bei  $E_x = 3.667$  MeV ergeben. Diese Ergebnisse deuten darauf hin, daß sich für diese Anregung tendenziell eine geringere Übergangsstärke ergibt als von [17] angegeben. Der Wert des Detektionslimits hat sich nicht geändert, die Übergangsstärke der  $1^+$ -Anregung wurde in der Arbeit von [58] zu  $0.2 \pm 0.1 \mu_N^2$  abgeschätzt. Für weitere Aussagen, insbesondere für die Anpassung verschiedener Formfaktorverläufe, sind weitere Messungen bei  $E_0 < 38$  MeV bzw.  $\theta > 155^\circ$  mit besserer Auflösung notwendig.

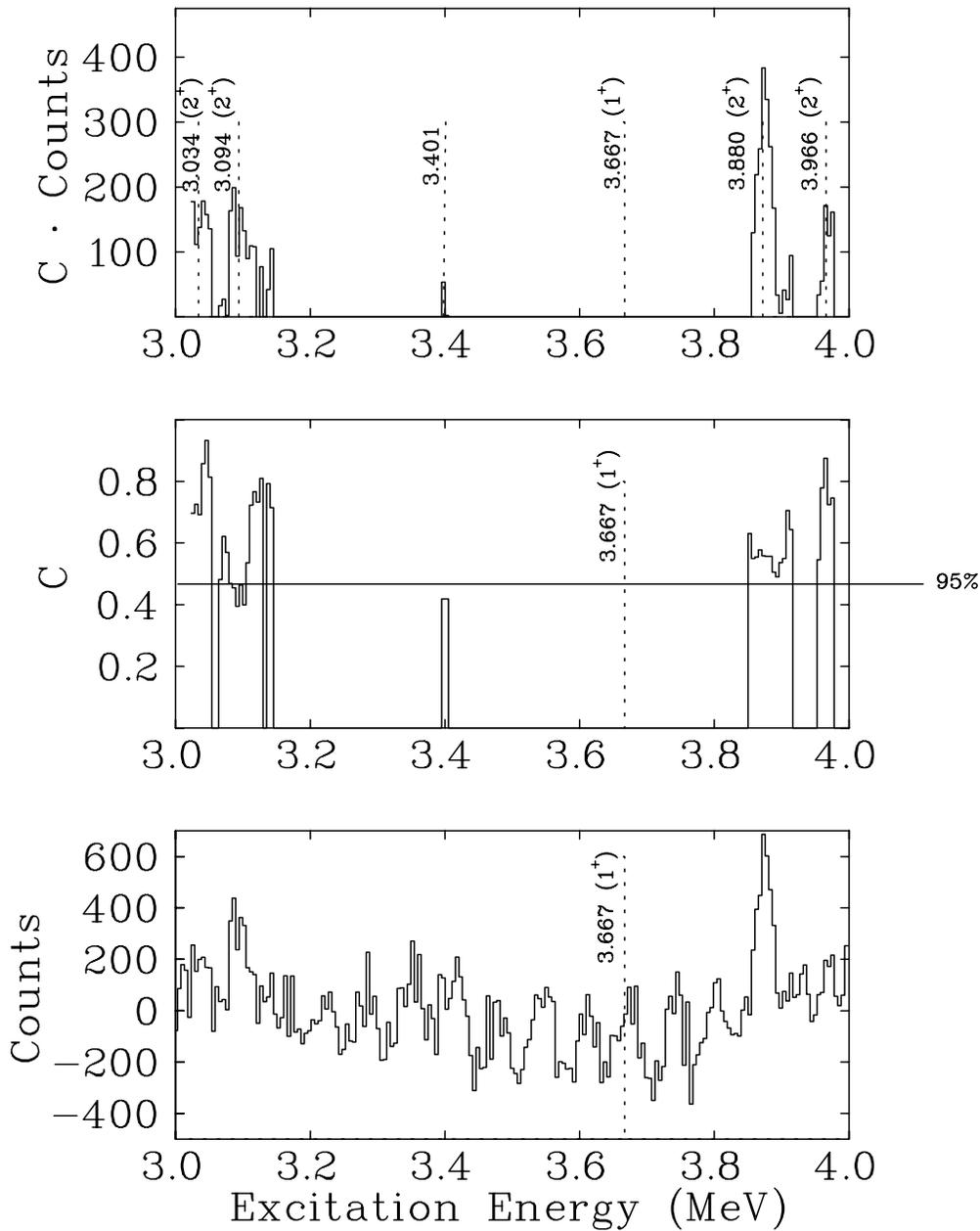


Abb. 5.5: Ergebnis der Kreuzkorrelation der fünf Spektren mit  $E_0 = 38$  MeV und  $\theta = 152^\circ$ . Der untere Teil zeigt die aufsummierte Abweichung aller Spektren von der mittleren Fluktuation. Im mittleren Teil ist der resultierende Kreuzkorrelationskoeffizient aufgetragen. Für das aufintegrierte Energieintervall wurde die doppelte Halbwertsbreite einer Linie gewählt. Kreuzkorrelationskoeffizienten mit negativen Werten wurden gleich Null gesetzt. Im oberen Teil ist das Produkt aus  $C$  und dem Summenspektrum eingezeichnet.

## 6 Schlußbemerkung

Durch den Aufbau des neuen Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystems am  $169^\circ$ -Spektrometer steht dieser Meßplatz wieder zur Durchführung von  $(e, e')$  Experimenten höchster Auflösung zur Verfügung. Der erfolgreiche Test des Detektorsystems zeigte, daß trotz des hohen elektrischen Störpegels in der Experimentierhalle und den ca. 20 m langen Signalleitungen die Anbindung an die Datenerfassung des QCLAM-Spektrometers zu keinen Störungen führte.

Die beobachtete geringere Ansprechwahrscheinlichkeit zweier nicht benachbarter Zähldrähte legt den Ersatz der Drahtebene nahe. Zur Erhöhung der Betriebssicherheit sollte dann der Zähldrahtdurchmesser von jetzt  $20\ \mu\text{m}$  auf  $10\ \mu\text{m}$  verringert werden, da dadurch die gleiche Gasverstärkung bei entsprechend geringerer Betriebsspannung erreicht werden kann. Auch die Verwendung neuer Materialien für die Kathoden- und Gasabschlußfolie, die schon bei der Erneuerung der Driftkammern des QCLAM-Spektrometers eingesetzt wurden [66], tragen zur Erhöhung der Betriebssicherheit und der Lebensdauer bei. Desweiteren sollte bei einer Erneuerung der Driftkammer darauf geachtet werden, daß die Anschlüsse für die Hochspannungs- und Gasversorgung seitlich verlegt werden, da dies den Einschub der Driftkammer in den Führungsrahmen erheblich vereinfacht.

# Literatur

- [1] K. Alrutz–Ziemssen, D. Flasche, H.–D. Gräf, V. Huck, M. Knirsch, W. Lotz, A. Richter, T. Rietdorf, P. Schardt, E. Spamer, A. Stascheck, W. Voigt, H. Weise, W. Ziegler, in: *Proceedings of the 14th International Conference on High Energy Accelerators*, (Tsukuba 1989), ed. by Denis Keefe, *Particle Accelerators* **29** (1990) 53.
- [2] H.–D. Gräf, J. Horn, K.–D. Hummel, C. Lüttge, A. Richter, T. Rietdorf, K. Rühl, P. Schardt, E. Spamer, A. Stiller, F. Thomas, O. Titze, J. Töpfer, H. Weise and T. Winkler, 1992 Linear Accelerator Conference Proceedings, ed. by C. R. Hoffmann, AECL-10728 **1** (1992) 43.
- [3] M. Knirsch, Dissertation, TH Darmstadt (1992).
- [4] C. Lüttge, Dissertation, TH Darmstadt, in Vorbereitung.
- [5] K.–D. Hummel, Dissertation, TH Darmstadt (1992).
- [6] H.-D. Gräf, H. Miska, E. Spamer, O. Titze and T. Walcher, *Nucl. Instr. Meth.* **153** (1978) 9;  
T. Walcher, R. Frey, H.-D. Gräf, E. Spamer and H. Theissen, *Nucl. Instr. Meth.* **153** (1978) 17;  
D. Schüll, J. Foh, H.-D. Gräf, H. Miska, R. Schneider, E. Spamer, H. Theissen, O. Titze and T. Walcher, *Nucl. Instr. Meth.* **153** (1978) 29;  
J. Foh, R. Frey, R. Schneider, A. Schwierczinski, H. Theissen and O. Titze, *Nucl. Instr. Meth.* **153** (1978) 43.
- [7] G. Kuchler, Dissertation, TH Darmstadt (1986).
- [8] A. Steinmetz, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1990).
- [9] D. Bohle, G. Kuchler, A. Richter and W. Steffen, *Phys. Lett.* **B148** (1984) 260.
- [10] D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A.E.L. Dieperink, N. Ioludice, F. Palumbo and O. Scholten, *Phys. Lett.* **B137** (1984) 27.

- [11] N. LoIudice and F. Palumbo, Phys. Rev. Lett **41** (1978), 1532.
- [12] R.D. Heil, H.H. Pitz, U.E.P. Berg, U. Kneissl, K.-D. Hummel, G. Kilgus, D. Bohle, A. Richter, C. Wesselborg and P. von Brentano, Nucl. Phys. **A476** (1988), 39.
- [13] L. Zamick, Phys. Rev. **C31** (1985), 1955.
- [14] T. Guhr, H. Diesener, A. Richter, C.W. de Jager, H. de Vries and P.K.A. de Witt Huberts, Z. Physik **A336** (1990), 159.
- [15] D.C. Zheng, L. Zamick, E. Moya de Guerra and A. Richter, Phys. Rev. **C42** (1990), 1408.
- [16] G. Hartung, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1989).
- [17] A. Jung, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Gießen (1992).
- [18] T. Walcher, Dissertation, TH Darmstadt (1970).
- [19] H.D. Gräf, V. Heil, A. Richter, E. Spamer, W. Stock und O. Titze, Phys. Lett. **72B** (1977) 179.
- [20] K.L. Brown, *A First- and Second-Order Matrix Theory for the Design of Beam Transport Systems and Charged Particle Spectrometer*, SLAC Report No. 75 Rev. 2UC-28 (1971); Adv. Part. Phys. **1** (1968) 71.
- [21] S. Kowalski and H.A. Enge, *RAYTRACE User's Guide*, Laboratory for Nuclear Science and Department of Physics, Massachusetts Institute of Technology Chambridge Mass. (1986).
- [22] J.F. Livingood, *The Optics of Dipole Magnets*, Academic Press, New York (1969).
- [23] H. Ikegami, Rev. Sci. Instr. **21** No. 11 (1958) 943.
- [24] A. Rudert, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1973).
- [25] B. Föhring, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1974).
- [26] D. Schüll, Dissertation, TH Darmstadt (1975).

- [27] A. Schwierdziński, R. Frey, A. Richter, E. Spamer, H. Theissen, O. Titze, T. Walcher, S. Krewald and R. Rosenfelder, *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1244.
- [28] W. Steffen, H.-D. Gräf, W. Gross, D. Meuer, A. Richter, E. Spamer, O. Titze and W. Knüpfer, *Phys. Lett.* **95B** (1980) 23.
- [29] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier, Č. Zupančič, *Nucl. Instr. Meth.* **62** (1968) 262.
- [30] G. Charpak and F. Sauli, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **34** (1984) 285.
- [31] W. Bertozzi, M. V. Hynes, C. P. Sargent, C. Creswell, P. C. Dunn, A. Hirsch, M. Leitsch, B. Norum, F. N. Radand and T. Sasanuma, *Nucl. Instr.* **141** (1977) 457.
- [32] C. de Vries, C.W. de Jager, L. Lapikas, G. Luijckx, R. Maas, H. de Vries and P.K.A de Witt Huberts, *Nucl. Instr. Meth.* **223** (1984) 1–25.
- [33] H. Sieberling, T. Baumgärtner, G. Fricke, L. Klimmeck, R. Neuhausen, S. Schardt, P. Stoll und N. Zimmermann, *Jahresbericht 1986–1987, Inst. für Kernphysik, Universität Mainz* (1988) 248–255.
- [34] P. Leconte, J. Mougey, A. Tomasso, P. Barreau, A. Boissiere, L. Cohen, J. C. Cornoretto, S. Frullani, C. Grunberg, J.M. Hisleur, J. LeDevehat, M. Lefevre, G. Lermarchand, J. Millard, D. Rover and R. Slavaudon, *Nucl. Instr. Meth.* **169** (1980) 401.
- [35] F. Gudden, G. Fricke, H.-G. Clerc und P. Brix, *Z. Physik* **181** (1964) 453.
- [36] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN 77-09 (1977).
- [37] G. Charpak, G. Melchart, G. Peterson, F. Sauli, E. Bourdiant, P. Blumenfeld, C. Duchazeaubeneix, A. Garin, S. Majewski and R. Walczak, *New Approaches to High-rate Particle Detectors*, CERN 78-05 (1978).
- [38] G. Charpak and F. Sauli, *Nucl. Instr. Meth.* **162** (1979) 405.
- [39] W. T. Scott, *Rev. Mod. Phys.* **35** (1963) 231.

- [40] Review of Particle Properties, Phys. Lett. **B204** (1988).
- [41] Toray Industries Inc., TX-I ARAMID FILM, Datenblatt.
- [42] MKS Instruments München, Digitale Betriebs- und Anzeigeneinheit 147A, Bedienungsanleitung.
- [43] R. Kämpf, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1991).
- [44] L. Klimmeck, Diplomarbeit, Universität Mainz (1986).
- [45] P. Marmier, *Kernphysik 1*, Verlag des Vereins der Mathematiker und Physiker an der ETH Zürich, Zürich (1960).
- [46] Philips DATA HANDBOOK Photomultipliers (1990).
- [47] A. Stiller, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1991).
- [48] H. Bauer, Diplomarbeit, TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [49] R. Lecomte, M. Irshad, S.Landsberger, P.Paradis and S.Monaro, Phys.Rev. **C22** (1980) 1530.
- [50] S. Sen, S. E. Darden, R. C. Luhn, and N. O. Gaiser Phys. Rev. **C31** (1984) 787.
- [51] M. Kregar and B. Elbek Nuclear Physics **A93** (1967) 49;  
M. Kregar and M.V. Mikailovic Nuclear Physics **A93** (1967) 404.
- [52] Nuclear Data Sheets **42** (1984) 233;  
Nuclear Data Sheets **51** (1987) 95;  
Nuclear Data Sheets **51** (1987) 225;  
Nuclear Data Sheets **56** (1989) 34.
- [53] D. Ardouin, R. Tamisier, M. Vergnes, G. Rotbard, J. Kalifa, G. Berrier and B. Grammaticos Phys. Rev. **C12** (1975) 1745;  
G. Rotbard, G. LaRana, M. Vergnes, G. Berrier, J. Kalifa, G. Guilbauld and R. Tasmier Phys. Rev. **C18** (1978) 86.

- [54] A. Arima and F. Iachello; Ann. Phys. (NY) **99** (1976);  
 A. Arima and F. Iachello; Ann. Phys. (NY) **111** (1978);  
 A. Arima and F. Iachello; Ann. Phys. (NY) **123** (1979);
- [55] A. Arima, T. Otsuka, F. Iachello, I. Talmi; Phys. Lett. **66B** (1977) 205;  
 T. Otsuka, A. Arima, F. Iachello, I. Talmi; Phys. Lett. **76B** (1978) 139.
- [56] J.-P. Bazantay, J.-M. Cavedon, J.-C. Clemens, B. Frois, D. Goutte, M. Huet,  
 P. Leconte, Y. Mizuno, X.-H. Phan, S.K. Platchkov, W. Boeglin and I. Sick  
 Phys. Rev.Lett **54** (1985) 643.
- [57] P.D. Duval and R. Barrett, Phys. Lett. **100B** (1981) 223;  
 P.D. Duval, D. Goutte and M. Vergnes, Phys. Lett. **124B** (1983) 297.
- [58] F. Neumeyer, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1993).
- [59] GSI Online Offline System (GOOSY), Gesellschaft für Schwerionenforschung  
 (GSI), private Mitteilung.
- [60] J.F. Kline, I.P. Auer, J.C. Bergstrom and H.S. Caplan, Nucl. Phys. **A255**  
 (1975) 435.
- [61] R. Beyer and H.J. Kunze, Z. Phys. **A273** (1975) 69.
- [62] D. Bender, Dissertation, TH Darmstadt (1982).
- [63] S. Strauch, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1993).
- [64] H. Theissen, Springer Tracts in Mod. Phys. **65** (1972).
- [65] C. Bähr, Diplomarbeit, TH Darmstadt, in Vorbereitung.
- [66] J. Horn, Dissertation, TH Darmstadt, in Vorbereitung.

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle danke ich Herrn Professor Dr. Achim Richter, der mich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen und mir diese interessante Arbeit anvertraut hat. Er ermöglichte es mir, Einblick in die vielfältigen Methoden der experimentellen Kernphysik zu gewinnen.

Ganz besonders bin ich Herrn Dr. H. J. Wörtche zu dank verpflichtet. Er hat mich in freundschaftlicher Weise bei meiner Arbeit mit unermüdlichem Einsatz und großem Engagement unterstützt.

Den Herrn Dr. G. Schrieder und Dr. E. Spamer danke ich für ihre Betreuung und Unterstützung beim Anfertigen dieser Arbeit.

Für die bereitwillige Hilfe bei der Lösung aller Probleme die beim Aufbau des Detektorsystems auftraten danke ich den Herrn Dipl. Phys. A. Stiller, Dipl. Phys.-J. Horn und Dr. K. -D. Hummel. Weiterhin danke ich Herrn Dipl. Phys. H. Diesener für seine Ratschläge bei der Durchführung der Messung.

Der Mannschaft des S-DALINAC danke ich für ihren unermüdlichen Einsatz während der Strahlzeit. Mein besonderer dank gilt den Herrn Dr. T. Rietdorf, Dipl. Phys. P. Schardt und Dipl. Phys. C.Luettge.

Den Herrn Dipl. Phys. S. Strauch und F. Neumeyer danke ich für die konstruktiven Anregungen beim erstellen der Arbeit.

Für die Unterstützung bei der Herstellung der Germaniumtargets danke ich Herrn v. Kalben vom Targetlabor.

Für die schnelle und sorgfältige Anfertigung von mechanischen Bauteilen danke ich allen Mitarbeitern der Mechanikwerkstatt. Herrn Krebs danke ich für die Anfertigung der Fotos, sowie allen Mitarbeitern des Zeichenbüros für ihre Hilfe bei der Fertigstellung dieser Arbeit.

Allen weiteren nicht namentlich erwähnten Mitgliedern der Arbeitsgruppe danke ich für ihre ständige Hilfsbereitschaft und das harmonische Arbeitsklima.



Hiermit erkläre ich an Eides statt, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und nur die angegebenen Hilfsmittel eingesetzt habe.

Darmstadt, im September 1994