

Konzeption, Aufbau und Erprobung eines  
hochauflösenden  
QCLAM-Elektronenspektrometers mit großem  
Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz am  
Elektronenbeschleuniger S-DALINAC

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Hochschule Darmstadt

zur Erlangung des Grades eines Doktors  
der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte

**D I S S E R T A T I O N**

angefertigt von

Dipl.-Phys. Martin Knirsch  
aus Neuwied

Dezember 1991  
Darmstadt  
D 17

Konzeption, Aufbau und Erprobung eines  
hochauflösenden  
QCLAM-Elektronenspektrometers mit großem  
Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz am  
Elektronenbeschleuniger S-DALINAC

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Hochschule Darmstadt

zur Erlangung des Grades eines Doktors  
der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte

**D I S S E R T A T I O N**

angefertigt von

Dipl.-Phys. Martin Knirsch  
aus Neuwied

Dezember 1991  
Darmstadt  
D 17

Referent: Prof. Dr. A. Richter

Korreferent: Prof. Dr. F. Beck

Tag der Einreichung: 10. Dezember 1991

Tag der mündlichen Prüfung: 23. Januar 1992

# INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
<b>Zusammenfassung</b>	
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Design und Eigenschaften des QCLAM-Elektronenspektrometers</b>	<b>4</b>
2.1 Anforderungen an das Spektrometer	4
2.2 Matrixelemente	7
2.3 Abbildungseigenschaften	11
2.4 Mechanischer Aufbau	21
<b>3. Vermessung der Magnete und Justierung des Spektrometers</b>	<b>29</b>
3.1 Messungen am Quadrupolmagneten	30
3.2 Messungen am Dipolmagneten	35
3.3 Justierung des Spektrometers	43
<b>4. Untersuchung der Abbildungseigenschaften des QCLAM-Spektrometers mit gestreuten Elektronen</b>	<b>46</b>
4.1 Bestimmung der Bildebene	46
4.2 Lochblendenmessungen	50
4.3 $^{24}\text{Mg}$ (e,e')-Spektrum	55
<b>5. Schlußbemerkung</b>	<b>58</b>

**ANHANG**

<b>A. Abschirmung des Detektorsystems</b>	<b>60</b>
<b>B. Matrixelemente des QCLAM-Spektrometers</b>	<b>63</b>
<b>C. Strahlengang durch das Spektrometer</b>	<b>66</b>
C.1 Dispersiver Strahlengang durch das Spektrometer	66
C.2 Nicht dispersiver Strahlengang durch das Spektrometer	67
<b>D. Magnetisierung der Magnete</b>	<b>68</b>
D.1 Magnetisierung Quadrupolmagnet	68
D.2 Magnetisierung Dipolmagnet	69
<b>E. Stromversorgung</b>	<b>70</b>
<b>F. Geodätisches Bezugssystem</b>	<b>73</b>
<b>G. Vakuumsystem</b>	<b>75</b>
<b>Literatur</b>	<b>78</b>

# Zusammenfassung

Für den Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC wurde ein magnetisches QCLAM-Elektronenspektrometer konzipiert, aufgebaut und getestet. Das Spektrometer ist Bestandteil eines neuen und universellen Meßsystems für  $(e,e')$ -Einarmexperimente und für  $(e,e'x)$ -Koinzidenzexperimente. Es besteht aus einem Quadrupol- und einem Dipolmagneten. Der Quadrupolmagnet besitzt einen zusätzlichen fünften Pol und dient wegen höherer Multipolkomponenten zur Korrektur von Abbildungsfehlern. Der Dipolmagnet hat gegeneinander plan geneigte Polschuhe mit gekrümmten Eintritts- und Austrittskonturen. Beide Magnete sind auf einer Lafette gelagert, mit der Spektrometerwinkel von  $17^\circ$  bis  $163^\circ$  eingestellt werden können. Bei den horizontalen und vertikalen Öffnungswinkeln von  $\pm 100$  mrad beträgt der Raumwinkel 35 msr, und es können bei Strahlenergien bis 200 MeV bei einer Impulsakzeptanz von  $\pm 10\%$  Streuwinkel im Bereich von  $19^\circ$  bis  $161^\circ$  erfaßt werden. Die gesamte Anordnung kann auf der Lafette auch in radialer Richtung um Abstände bis zu 400 mm verschoben werden, erst bei dem reduzierten Raumwinkel von nur 12 msr werden die Extremwinkel von  $17^\circ$  und  $163^\circ$  erreicht.

Vor dem Aufbau des Spektrometers in der Experimentierhalle wurden die Feldverläufe des Quadrupol- und des Dipolmagneten mit Hallsonden vermessen. Die Ergebnisse stimmten mit den Designwerten besser als ein Prozent überein. Die Abbildungseigenschaften des Spektrometers wurden auch experimentell mit Hilfe elastisch gestreuter Elektronen überprüft. Bei diesen Untersuchungen war zwischen dem Target und dem Spektrometer eine Lochblende angebracht, um feste Streu-

winkelbereiche auszublenden. Aus den so in der Bildebene gemessenen Orts- und Winkelverteilungen konnten die zur Abbildung gehörenden Matrixelemente ermittelt und ein einfaches Verfahren zur Rückverfolgung der Elektronenbahnen in die Targetebene entwickelt werden. Die mit dem Bahnrückverfolgungsverfahren erzielte Auflösung des Dispersionswinkels beträgt  $0.28^\circ$  und die des Streuwinkels  $0.39^\circ$ . Ein erstes Spektrum von an  $^{24}\text{Mg}$  gestreuten Elektronen einer Energie von  $E_0 = 72.5$  MeV wird gezeigt. Ohne Korrekturen wurde bei dieser ersten Messung mit dem Spektrometer bereits eine Impulsauflösung von  $(P - P_0)/P_0 = 1 \cdot 10^{-3}$  erreicht. Sie entspricht der Energieunschärfe des primären Elektronenstrahls, da zum Zeitpunkt der Messung die endgültigen Designwerte des Elektronenbeschleunigers noch nicht alle erreicht waren. Wegen der Abhängigkeit der Impulsauflösung von der Energieunschärfe des Elektronenstrahls und der Strahlfleckgröße auf dem Target wird mit dem Erreichen der Beschleunigerspezifikation eine Verbesserung der Impulsauflösung um eine Größenordnung erwartet.

Zum Nachweis der gestreuten Elektronen dient ein Detektorsystem aus drei Vieldrahtdriftkammern (Multi Wire Drift Chamber, MWDC). Für die Unterdrückung des durch Gammastrahlen und Neutronen verursachten hohen Untergrundes im Detektorsystem wurde eine Abschirmeinrichtung konstruiert und auf dem Spektrometer aufgebaut.

# 1. Einleitung

Seit dem Jahre 1963 wurden am Institut für Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt Elektronenstreuexperimente mit dem normalleitenden Elektronenbeschleuniger DALINAC [1] bei einem Tastverhältnis von  $7.5 \cdot 10^{-4}$  durchgeführt. Die Strahlenergie lag in einem Bereich von 20 - 70 MeV. Zur Impulsanalyse der gestreuten Elektronen wurden ein  $120^\circ$ -Spektrometer [2] und ein  $169^\circ$ -Spektrometer [1,3] in Energieverlust-Anordnung, beide mit einem Raumwinkel von 2 msr, eingesetzt. Mit der Stilllegung des DALINAC im Jahre 1989 und der erfolgreichen Inbetriebnahme seines supraleitenden Nachfolgers S-DALINAC [4] stehen nun Strahlenergien bis zu 130 MeV in Form eines cw-Strahles (continuous wave) bei einem Strahlstrom von maximal  $20 \mu\text{A}$  und einer Energieunschärfe von  $1 \cdot 10^{-4}$  für (e,e')-Einarm- und (e,e'x)-Koinzidenzexperimente zur Verfügung. Für diese kernphysikalischen Untersuchungen ist der Einsatz eines Spektrometers mit großem Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz unumgänglich.

Die in der Elektronenstreuung typischerweise eingesetzten Spektrometer bestehen aus einzelnen Dipolmagneten oder einer Kombination von Dipol- und Quadrupolmagneten. Der Dipolmagnet (D) dient zur Erzeugung der Dispersion, der Quadrupolmagnet (Q) der Fokussierung. Ebenfalls eingesetzt werden inhomogene Dipolmagnete mit radialem Feldabfall. Sie besitzen gleichzeitig Dipol- und Quadrupolanteile. Beispiele solcher Spektrometer sind das NIKHEF QDD und QDQ [5], das Mainz QQD [6] oder die SACLAY 900 und 600 Spektrometer [6]. Der Wunsch, das Spektrometer sowohl unter Vorwärts- als auch unter Rückwärtswinkeln zu betrei-



ben, bedingt aufgrund der mechanischen Ausdehnung des Dipolmagneten, daß die Streuebene und die Dispersionsebene des Magneten senkrecht aufeinander stehen. Der geforderte hohe Raumwinkel verlangt einen großen Polschuhabstand und bedingt somit eine große räumliche Ausdehnung der Magnete. Ein dem begrenzten zur Verfügung stehenden Raum und den experimentellen Anforderungen entsprechender Spektromertyp basiert auf einer Studie von Enge und Kowalski [8] zum Entwurf eines 400 MeV/c QCLAM-Spektrometers für die University of Illinois [9]. Es besteht aus einem horizontal fokussierenden Quadrupolmagneten und einem vertikal stehenden Dipolmagneten, dessen Polschuhe gegenüber der dispersiven Ebene plan geneigt sind. Die Bauform des Dipolmagneten ist der des LAMPF-Clam-shell Spektrometers [10] ähnlich. Eine erste Skalierung des Spektrometers auf eine Strahlenergie von 200 MeV für den Einsatz am S-DALINAC wurde von Enge [11] durchgeführt und im Rahmen dieser Arbeit vervollständigt.

Ziel dieser Arbeit war daher die Konzeption, der Aufbau und die Inbetriebnahme des QCLAM-Spektrometers. Ausgehend vom Anforderungsprofil werden in Kap. 2 die optischen Eigenschaften und das magnetische Design des Spektrometers vorgestellt. Das sich anschließende Kapitel erklärt den mechanischen Aufbau der Magnete, stellt die Ergebnisse der magnetischen Kontrollmessungen vor und erläutert das mechanische Ausrichten des gesamten Meßsystems in der Experimentierhalle. In Kap. 4 stehen die Ergebnisse erster (e,e')-Testmessungen zur Kontrolle der Spektrometereigenschaften und ein erstes Elektronenstreuungsspektrum von  $^{24}\text{Mg}$ , aufgenommen bei einer Elektronenenergie des S-DALINAC von  $E_0 = 72.5$  MeV. Für die Bestimmung der Rückstoßkorrektur wird ein Verfahren zur Bahnrückverfolgung durch das Spektrometer an den Targetort vorgestellt.

Ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit wurde zum Schutz des in der Fokalebene des Spektrometers angebrachten Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystems gegen Gammastrahlen und Neutronen von außen eine Abschirmeinrichtung entworfen und auf dem Spektrometer aufgebaut. Einzelheiten dieser Abschirmung sind im Anhang A be-

schrieben. Ihr Gesamtgewicht beträgt 20.000 kg. Die 200 mm starken Wände der Abschirmung bestehen von innen nach außen aus 100 mm Reinblei, 50 mm Polyethylen mit einer Beimischung von Boroxyd und 50 mm reinem Polyethylen. Durch fahrbare Seitentüren wird ein schneller Zugriff auf die Detektoren und die integrierte Meßelektronik ermöglicht. Das Detektorsystem wurde von Hummel [12] und das für die Bearbeitung der Meßdaten benötigte Datenerfassungssystem von Herbert [13] parallel zu der vorliegenden Arbeit entwickelt.

## **2. Design und Eigenschaften des QCLAM-Elektronenspektrometers**

Der erste Teil dieses Kapitels gibt einen Überblick der gestellten Anforderungen an das neue Elektronenspektrometer. Der für die Berechnung der Abbildungseigenschaften zur Auslegung des eingesetzten Detektorsystems verwendete Matrixformalismus wird im darauffolgenden Abschnitt kurz zusammengefaßt. Abschließend werden die optischen Eigenschaften des QCLAM's erklärt und wichtige Spektrometergrößen in erster Ordnung der Matrixtheorie vorgestellt. Der letzte Abschnitt des Kapitels beschäftigt sich mit den mechanischen Anforderungen an das Spektrometer und erklärt die daraus folgende Konstruktion der Magnete und des für die Drehbewegung erforderlichen Unterbaus.

### **2.1 Anforderungen an das Spektrometer**

Die effektive Nutzung des von S-DALINAC gelieferten Elektronenstrahls erforderte ein an die Strahlenergie und Strahlqualität angepaßtes Spektrometer, das für Koinzidenzexperimente und auch für Einarmexperimente optimiert ist. Da die Wirkungsquerschnitte bei Elektronenstreuexperimenten im Strahlenergiebereich des S-DALINAC von 20 - 130 MeV in der Größenordnung von Nanobarn sind, muß, um kurze Meßzeiten und niedrige zufällige Koinzidenzzählraten zu erhalten, mit großem

Raumwinkel gemessen werden. Daher wurde, im Vergleich zu dem Energieverlust-Spektrometer mit einem Raumwinkel von nur 2 msr, von dem neuen Spektrometer eine Erhöhung des Raumwinkels auf 35 msr gefordert. Um weiterhin einen möglichst großen Anregungsenergiebereich während einer Messung zu erfassen, wird eine hohe Impulsakzeptanz benötigt. Innerhalb dieser Impulsakzeptanz sollen auch einzelne, dicht beieinander liegende Kernzustände noch sicher voneinander getrennt werden können. Daher muß die Impulsauflösung des Spektrometers der konzipierten Impulsunschärfe ( $10^{-4}$ ) des primären Elektronenstrahls entsprechen. Damit die einzelnen richtungsabhängigen Beiträge zu Wirkungsquerschnitten bestimmt werden können, wurde eine Winkelauflösung von besser  $0.5^\circ$  gefordert. Gleichzeitig sollte aber das Spektrometer in einem größtmöglichen Winkelbereich um das Target herum zu extremen Vorwärts- und Rückwärtswinkeln geschwenkt werden können.

Der Einsatz eines Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystems mit hohem Ortsauflösungsvermögen zum Nachweis der gestreuten Elektronen in der Fokalebene des Spektrometers verlangte in der dispersiven Ebene eine Punkt zu Punkt Abbildung, um die geforderte hohe Impulsauflösung zu gewährleisten. Ein optimales Ortsauflösungsvermögen in der nichtdispersiven Spektrometerebene wurde ebenfalls durch eine Punkt zu Punkt Abbildung erreicht.

Die mechanische Auslegung des Spektrometers forderte wegen der begrenzten zur Verfügung stehenden Aufbaufläche in der Experimentierhalle und der niedrigen Strahlrohrhöhe von 950 mm gleichzeitig einen kompakten und raumsparenden Aufbau.

Die Abb. 2.1 zeigt den Grundriß der Experimentierhalle mit dem neuen QCLAM-Spektrometer, das zusammen mit der Streukammer, dem Schienensystem für die Drehbewegung und der erforderlichen Netzversorgung auf der Aufbaufläche ( $70 \text{ m}^2$ ) des alten  $120^\circ$ -Gerätes errichtet wurde. Das Spektrometer selbst mußte wegen der

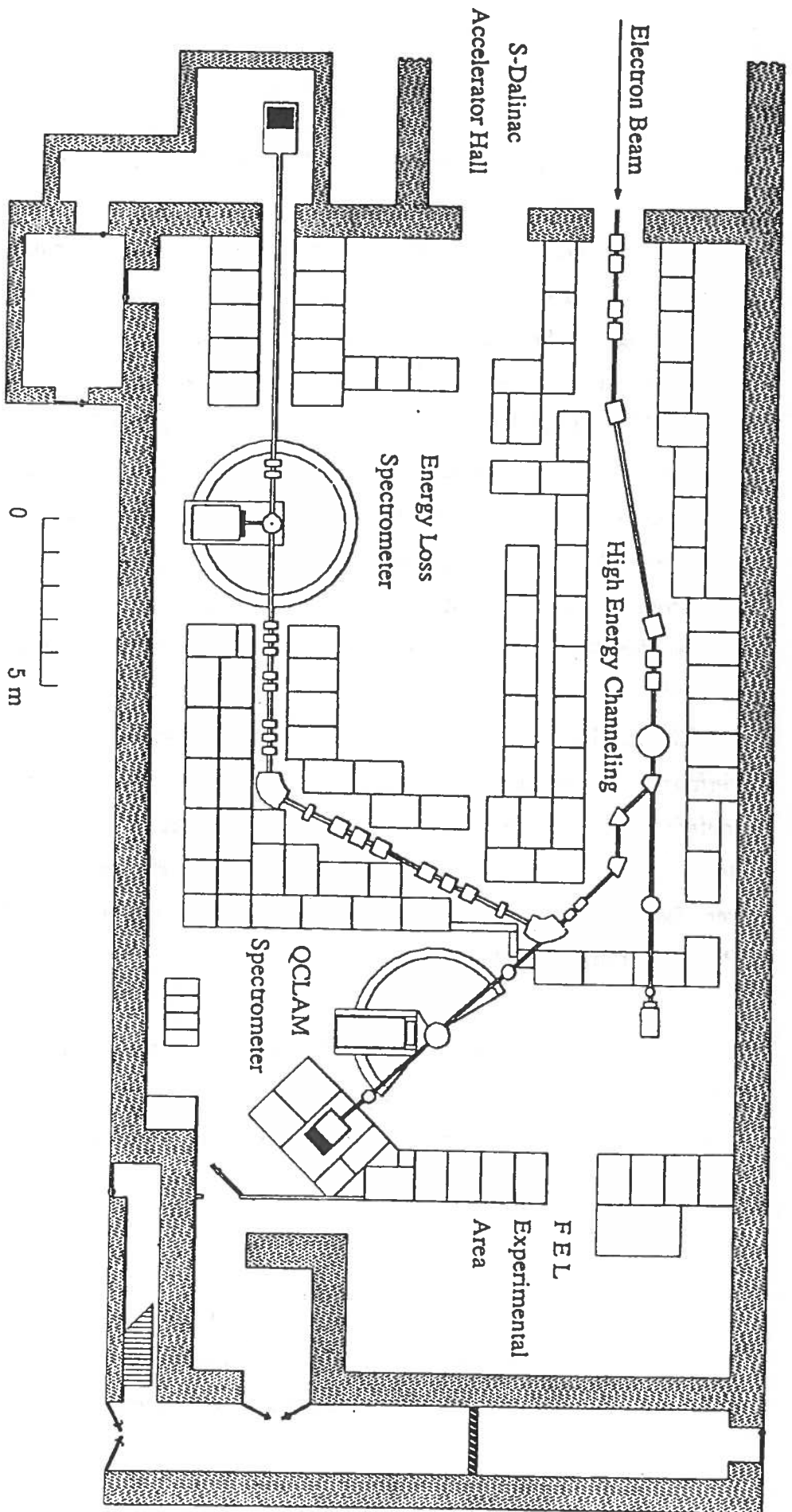


Abb. 2.1: Grundriß der Experimentierhalle mit dem neuen QCLAM-Spektrometer.

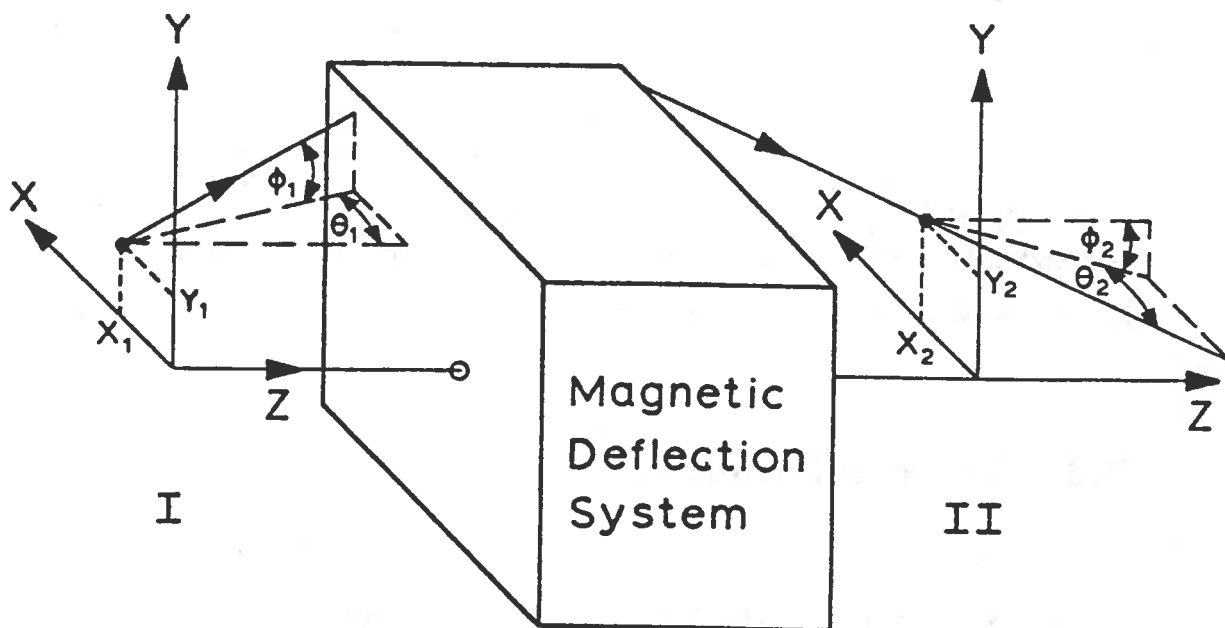
begrenzten Kapazität des Hallenkranes aus Einzelementen gefertigt werden, deren Gewicht 8500 kg nicht überschreiten durfte.

## 2.2 Matrixelemente

In der Fokalebene des Spektrometers werden die am Target gestreuten Elektronen mit dem Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystem nach ihren Orts- und Winkelkoordinaten analysiert. Für die geometrische Auslegung der Detektoren und des nachfolgenden Triggersystems mußte im Rahmen dieser Arbeit die Ausdehnung und Lage der Fokalebene und der Verlauf der extremen Strahlengänge bei maximaler Impuls- und Winkelakzeptanz bestimmt und die aktiven Flächen der Detektoren an die Extremstrahlen und die Fokalebengröße angepaßt werden. Für diese Rechnungen war eine genaue Kenntnis der Abbildungseigenschaften, die durch Variation der Magnetgeometrie eingestellt werden können, und eine genaue Kenntnis des Strahlenganges durch das Spektrometer erforderlich. Dazu wird insbesondere der Verlauf der effektiven Feldkanten benötigt. Die Anwendung des von Brown [14] entwickelten Matrixformalismus erleichtert die Ermittlung der Abbildungseigenschaften und des Strahlenganges im Spektrometer.

Die folgende Darstellung erklärt anhand eines beliebigen magnetischen Ablenkensystems in einer kurzen Zusammenfassung diesen Matrixformalismus und die in dieser Arbeit verwendete Notation. Sie entspricht der des Computerprogramms RAYTRACE [15], das für viele Rechnungen eingesetzt wurde.

Die Abb. 2.2 zeigt ein beliebiges magnetisches Ablenkensystem mit Spiegelsymmetrie bezüglich der  $X, Z$ -Ebene. Diese Ebene entspricht z.B. der mechanischen Mittenebene eines Dipolmagneten und der Symmetrieebene eines Quadrupolmagneten. Für



**Abb. 2.2:** Startkoordinatensystem I und Zielkoordinatensystem II eines magnetischen Ablensystems.

alle Orte  $Y = 0$  steht das magnetische Feld senkrecht auf der Symmetrieebene. Ausgehend vom Ursprung des Koordinatensystems I tritt ein Zentralstrahl mit dem Sollimpuls  $P_0$  durch das Ablensystem und wird im Ursprung des Koordinatensystems II detektiert. In beiden Koordinatensystemen weist die Koordinatenachse  $Z$  in Richtung des Zentralstrahls. Dieser Strahl entspricht der optischen Achse des magnetischen Ablensystems. Beliebige andere Strahlengänge mit einem vom Sollimpuls abweichenden Impuls  $\delta = (P - P_0)/P_0$ , den Startkoordinaten  $X_1$  und  $Y_1$  und den gezeigten Richtungswinkeln  $\Theta_1$  und  $\Phi_1$  werden in dem Zielkoordinatensystem II an dem Ort  $X_2, Y_2$  unter den Winkeln  $\Theta_2$  und  $\Phi_2$  nachgewiesen. Die Strahlposition im System II ist eine Funktion der Ausgangskordinaten im System I:

$$\begin{aligned}
 X_2 &= f_1(X_1, \Theta_1, Y_1, \Phi_1, \delta) , \\
 \Theta_2 &= f_2(X_1, \Theta_1, Y_1, \Phi_1, \delta) , \\
 Y_2 &= f_3(X_1, \Theta_1, Y_1, \Phi_1, \delta) , \\
 \Phi_2 &= f_4(X_1, \Theta_1, Y_1, \Phi_1, \delta) .
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

Unter der Voraussetzung geringer Abweichungen der zu betrachtenden Strahlengänge von der optischen Achse können die Koordinaten  $X_2$ ,  $\Theta_2$ ,  $Y_2$  und  $\Phi_2$  in Abhängigkeit der zurückgelegten Wegstrecke  $\ell$  als Taylorentwicklung dargestellt werden. Die Entwicklungskoeffizienten erster Ordnung für  $X(\ell)$ ,  $Y(\ell)$ ,  $\Theta(\ell)$  und  $\Phi(\ell)$  heißen charakteristische Bahnen. In zweiter Ordnung lautet die Taylorentwicklung im Zielkoordinatensystem:

$$\begin{aligned}
 X_2 = & (X|X)X_1 + (X|\Theta)\Theta_1 + (X|\delta)\delta + \\
 & (X|X^2)X_1^2 + (X|X\Theta)X_1\Theta_1 + (X|\Theta^2)\Theta_1^2 + \\
 & (X|Y^2)Y_1^2 + (X|Y\Phi)Y_1\Phi_1 + (X|\Phi^2)\Phi_1^2 + \\
 & (X|X\delta)X_1\delta + (X|\Theta\delta)\Theta_1\delta + (X|\delta^2)\delta^2 + \dots \text{ Terme höherer Ordnung,} \\
 & \hspace{15em} (2.2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Theta_2 = & (\Theta|X)X_1 + (\Theta|\Theta)\Theta_1 + (\Theta|\delta)\delta + \\
 & (\Theta|X^2)X_1^2 + (\Theta|X\Theta)X_1\Theta_1 + (\Theta|X\delta)X_1\delta + \\
 & (\Theta|\Theta^2)\Theta_1^2 + (\Theta|\Theta\delta)\Theta_1\delta + (\Theta|\delta^2)\delta^2 + \\
 & (\Theta|Y^2)Y_1^2 + (\Theta|Y\Phi)Y_1\Phi_1 + (\Theta|\Phi^2)\Phi_1^2 + \dots \text{ Terme höherer Ordnung,} \\
 & \hspace{15em} (2.3)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Y_2 = & (Y|Y)Y_1 + (Y|\Phi)\Phi_1 + \\
 & (Y|XY)X_1Y_1 + (Y|X\Phi)X_1\Phi_1 + (Y|\Theta Y)\Theta_1Y_1 + \\
 & (Y|\Theta\Phi)\Theta_1\Phi_1 + (Y|Y\delta)Y_1\delta + (Y|\Phi\delta)\Phi_1\delta + \dots \text{ Terme höherer Ordnung,} \\
 & \hspace{15em} (2.4)
 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
\Phi_2 = & (\Phi|Y)Y_1 + (\Phi|\Phi)\Phi_1 + \\
& (\Phi|XY)X_1Y_1 + (\Phi|X\Phi)X_1\Phi_1 + (\Phi|\Theta Y)\Theta_1Y_1 + \\
& (\Phi|\Theta\Phi)\Theta_1\Phi_1 + (\Phi|Y\delta)Y_1\delta + (\Phi|\Phi\delta)\Phi_1\delta + \dots \text{Terme höherer Ordnung.}
\end{aligned}
\tag{2.5}$$

Wegen der Mittenebenensymmetrie sind die Terme  $(X|Y)$ ,  $(X|\Phi)$ ,  $(\Theta|Y)$ ,  $(\Theta|\Phi)$ ,  $(Y|X)$ ,  $(Y|\Theta)$ ,  $(\Phi|X)$ ,  $(\Phi|\Theta)$ ,  $(Y|\delta)$  und  $(\Phi|\delta)$  Null. Diese Abkürzungen entsprechen den partiellen Ableitungen, die Größe  $(X|X)$  steht für  $\partial X_2/\partial X_1$  und repräsentiert die Vergrößerung in der  $X$ -Richtung. In dieser linearen Näherung kann deshalb die Bewegung in  $X$ - und  $Y$ -Richtung in erster Ordnung durch eine einfache Matrix  $R_{ij}$  beschrieben werden. Die das Start- und Zielkoordinatensystem beschreibenden Indizes 1 und 2 werden im folgenden hochgestellt:

$$X_i^{(2)} = \sum_{j=1}^6 R_{ij} X_j^{(1)}, \tag{2.6}$$

$$R_{ij} = \begin{pmatrix} (X|X) & (X|\Theta) & 0 & 0 & 0 & (X|\delta) \\ (\Theta|X) & (\Theta|\Theta) & 0 & 0 & 0 & (\Theta|\delta) \\ 0 & 0 & (Y|Y) & (Y|\Phi) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (\Phi|Y) & (\Phi|\Phi) & 0 & 0 \\ (\ell|X) & (\ell|\Theta) & 0 & 0 & 1 & (\ell|\delta) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{2.7}$$

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

$$X_1 = X; X_2 = \Theta; X_3 = Y; X_4 = \Phi; X_5 = \ell; X_6 = \delta.$$

Dabei ist das Element  $\ell$  die Weglängendifferenz zwischen einem achsennahen Strahl und dem Sollstrahl. Die Nullelemente in den ersten vier Zeilen der  $R$ -Matrix sind eine direkte Konsequenz der Mittenebenensymmetrie. Die Nullelemente der fünften Zeile repräsentieren die Unabhängigkeit der zurückgelegten Weglänge  $\ell$  von den Variablen  $Y$  und  $\Phi$ . Das Fehlen beschleunigender Kräfte innerhalb der als statisch angenommenen Magnetfelder erklärt die Nullelemente der sechsten Zeile. Die Terme

zweiter und analog höherer Ordnung werden durch eine Matrix  $T_{ijk}$  beschrieben:

$$X_i^{(2)} = \sum_{j=1}^6 R_{ij} X_j^{(1)} + \sum_{j=1}^6 \sum_{k=j}^6 T_{ijk} X_j^{(1)} X_k^{(1)} . \quad (2.8)$$

Als Beispiel entspricht der Ausdruck  $T_{126}$  dem Matrixelement  $(X|\Theta\delta)$ .

Die Bewegungsebene, in der die Teilchenbahn radial von der Sollbahn abweicht, wird als Dispersionsebene bezeichnet und entspricht der  $X, Z$ -Ebene, es ist die Symmetrieebene. Die Ebene transversaler Abweichung von der Sollbahn heißt nichtdispersive Ebene und entspricht der  $Y, Z$ -Ebene.

## 2.3 Abbildungseigenschaften

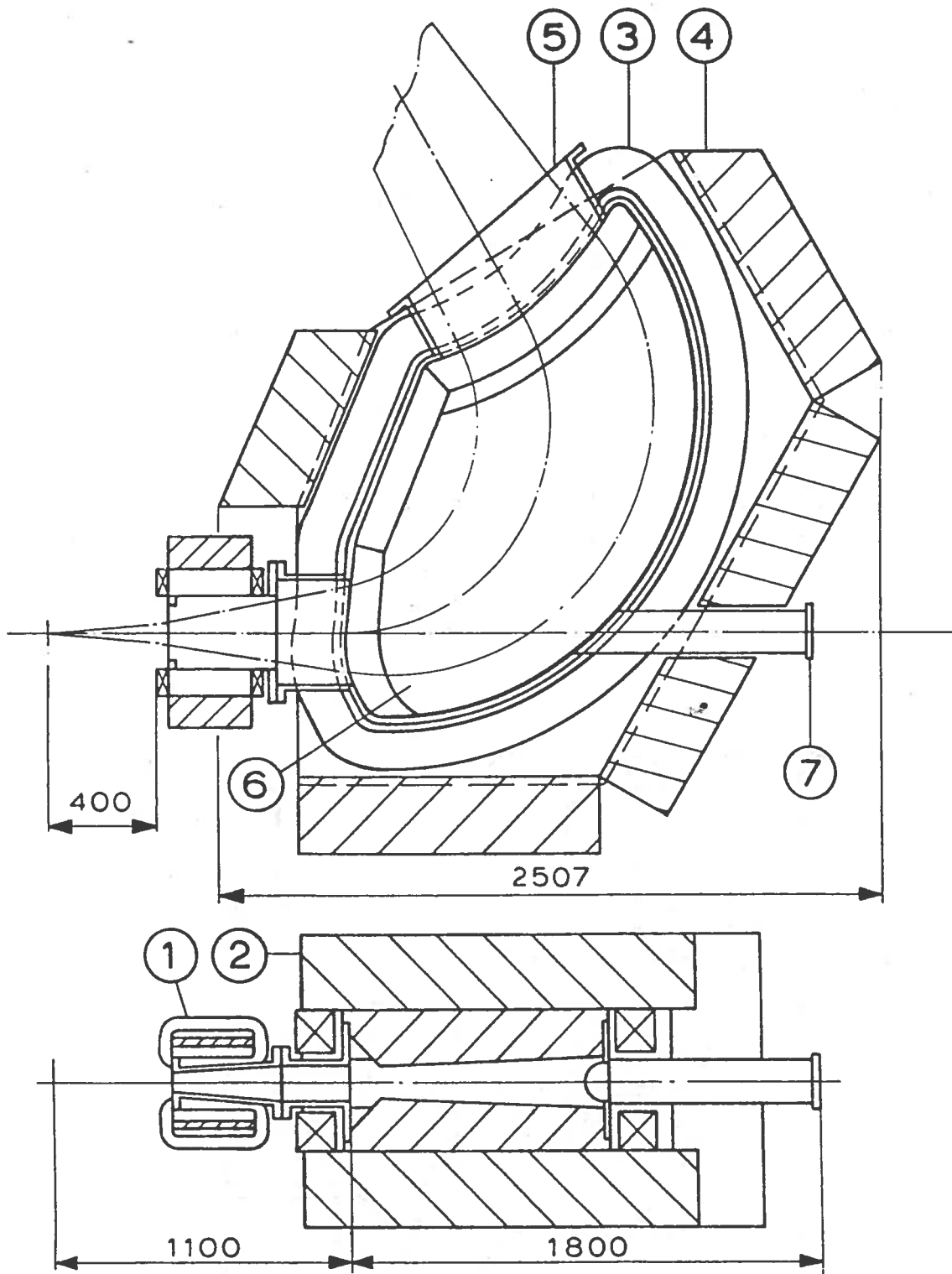
Die Bestimmung der Matrixelemente und des Strahlverlaufs durch das Spektrometer wurde mit dem Rechenprogramm RAYTRACE [15] durchgeführt. Dazu wurden mit dem Rechenprogramm aus der im folgenden beschriebenen Magnetgeometrie der magnetische Feldverlauf entwickelt und durch schrittweise numerische Integration die Teilchenbahnen durch das Spektrometer und die Matrixelemente bestimmt.

Der Aufbau des QCLAM-Spektrometers ist in einem Querschnitt in Abb. 2.3 gezeigt. Zur Verdeutlichung der geometrischen Abmessung sind einige typische Maße angegeben. Es besteht aus einem horizontal fokussierenden Quadrupolmagneten, der zur Erzeugung höherer Multipolkomponenten nicht symmetrisch bezüglich der horizontalen Ebene ist und aus einem vertikal stehenden Dipolmagneten, dessen Polschuhe bezüglich der dispersiven Ebene plan geneigt sind ( $2.54^\circ$ ). Der Neigungswinkel der Polschuhe gegeneinander wurde so gewählt, daß sich ein Feldgradient von  $n = -(R/B) dB/dR = 0.5$  einstellt. Die Modellierung der Bildebene zur Kompensation der Abbildungsfehler führte bei den Ein- und Austrittsflächen des Dipolmagneten zu Kurven höherer Ordnung, die beim Eintritt als Polynom darstellbar sind

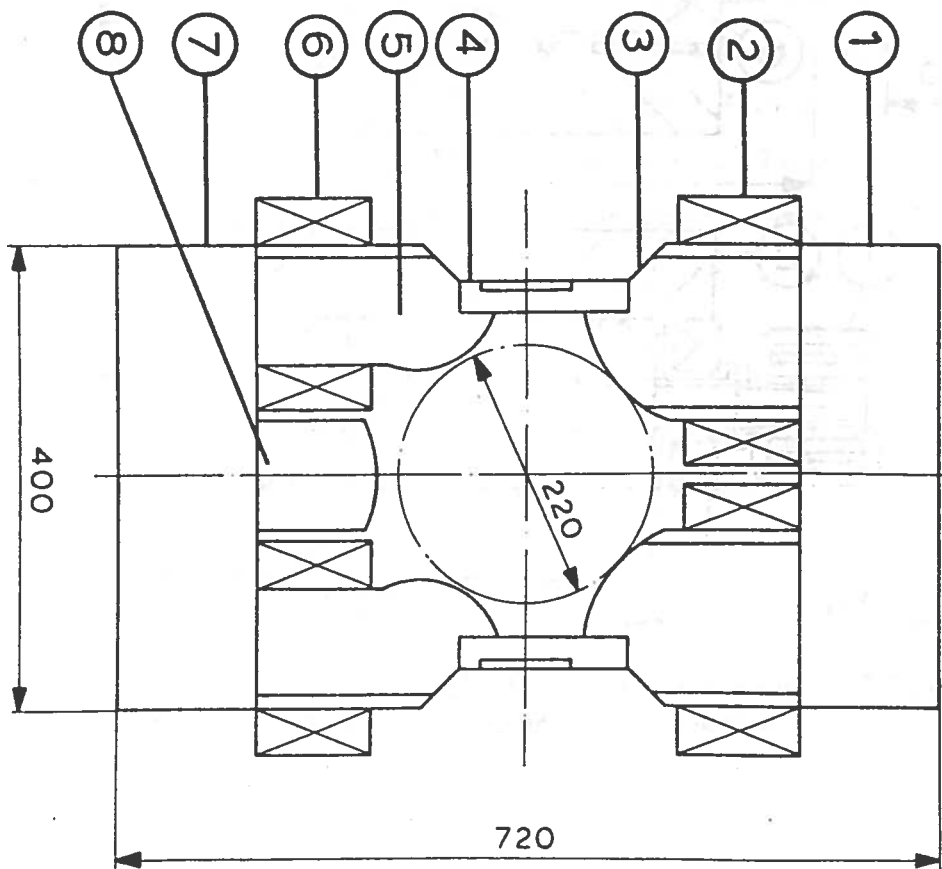
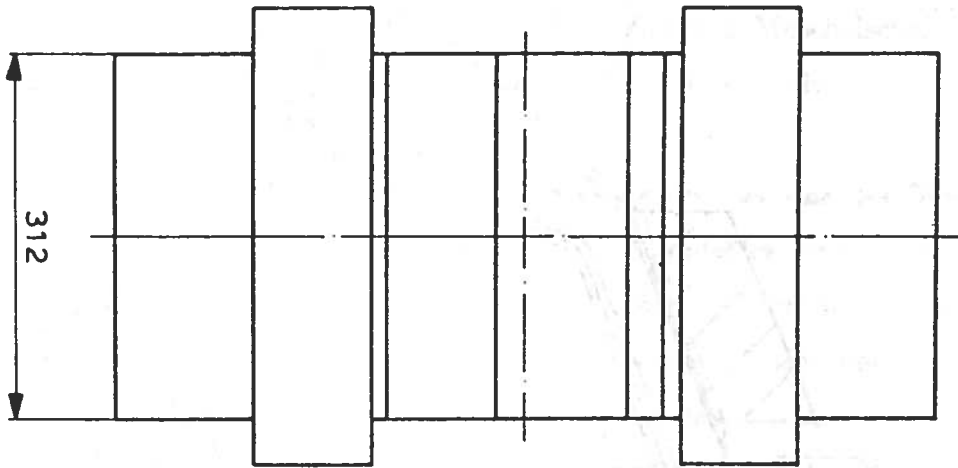
und beim Austritt durch einen Kreisbogen angenähert werden können. Die mechanische Bauform der Polschuhe ähnelt einer aufgeklappten Muschelschale, was sich im Namen **Quadrupol CLAM-Shell** Spektrometer widerspiegelt.

Der Quadrupolmagnet fokussiert senkrecht zur Dispersionsebene des Dipolmagneten und aufgrund der Quadrupolkomponente des Dipolfeldes wird am Austritt des gesamten Magnetsystems eine Punkt zu Punkt-Abbildung erreicht. Einige Elektronenbahnen durch das Spektrometer in der dispersiven Ebene und in der nicht-dispersiven Ebene sind im Anhang C dargestellt. Damit sind in der Bildebene die Koordinaten der Elektronen von den Emissionswinkeln am Ort des Targets unabhängig. Erst durch diese horizontale Fokussierung des Quadrupolmagneten wird bei einem realistischen Polschuhabstand des Dipols der gewünschte hohe Raumwinkel ermöglicht. Die Brennweite des Quadrupolmagneten mußte durch den Einsatz einer separaten Stromversorgung unabhängig vom Dipolmagneten einstellbar sein, um das Spektrometer auf unterschiedliche Erfordernisse des eingesetzten Detektorsystems und des Experimentes anzupassen; so können z.B. extreme Vorwärts- und Rückwärtswinkel durch Vergrößern des Abstandes zwischen Target und Spektrometer durch Anpassung der Quadrupolbrennweite eingestellt werden. Abbildung 2.4 zeigt den mechanischen Aufbau des Quadrupolmagneten. Er zeichnet sich neben der bereits erwähnten horizontalen Asymmetrie durch einen zusätzlichen fünften Polschuh aus, der nicht durch eine Erregerspule magnetisiert wird. Dieser überlagert der Quadrupolkomponente des Magnetfeldes einen starken Sextupolanteil, der mit Matrixelementen zweiter Ordnung koppelt und zu einer weiteren Verringerung der Abbildungsfehler führt.

Die Abbildungseigenschaften von Dipolspektrometern, mit einer dem Dipol des QCLAM-Spektrometers entsprechenden Polschuhgeometrie, wurden von Richardson [16], Sternheimer [17] und O'Connel [18] untersucht. Die beschriebenen Spektrometer sind doppelfokussierend, verfügen aber im Gegensatz zu den QCLAM über kein weiteres fokussierendes Element. Nach Ikegami [19] und Judd [20] werden bei



**Abb. 2.3:** Querschnitt durch das QCLAM-Spektrometer. 1 = Quadrupol, 2 = Seitenjoch, 3 = Spule, 4 = Rückflußjoch, 5 = Vakuumkammer, 6 = Polschuh, 7 = Pumpstutzen.



**Abb. 2.4:** Quadrupolmagnet. 1, 7 = Rückfußboche; 2, 6 = Spulen; 3 = oberer Polschuh; 4 = Spacer; 5 = unterer Polschuh; 8 = neutraler Pol.

Dipolmagneten mit Feldgradienten durch konvexes Krümmen der Feldkontur das Matrixelement  $(X|\Theta^2)$  und durch konkaves Krümmen der Feldkontur die Matrixelemente  $(X|\Phi^2)$  und  $(Y|\Theta\Phi)$  und die damit verbundenen Abbildungsfehler zweiter Ordnung minimiert. Deshalb haben die Polschuhe des Dipolmagneten am Strahleintritt und am Strahlaustritt die in Abb. 2.3 angedeuteten unterschiedlichen geometrischen Konturen. Um auch noch nachträglich eine Korrektur von Abbildungsfehlern oder eine Änderung der Bildweite des Spektrometers zu ermöglichen, wurde die Austrittskontur des Dipolmagneten in Form eines Einsatzstückes gefertigt. Dieser Insert ist mit dem Polschuh verschraubt und kann bei Bedarf ausgebaut und modifiziert werden.

In Tab. 2.1 werden die Parameter und Eigenschaften des QCLAM-Spektrometers zusammengefaßt und die mit RAYTRACE berechneten Matrixelemente erster Ordnung angegeben, ein vollständiger Satz steht im Anhang B.

Im folgenden werden Matrixelemente erster Ordnung erklärt und wichtige Spektrometereigenschaften beschrieben. Nach Brown [14] ist ein Fokus in der  $X_2, Y_2$ -Ebene in erster Ordnung dadurch definiert, daß die  $X_2$ -Koordinate unabhängig vom Emissionswinkel  $\Theta_1$  ist. Gemäß Gl. (2.2) ist dies erfüllt, wenn gilt:

$$(X|\Theta) = 0 \quad . \quad (2.9)$$

Für einen Fokus in der  $Y_2, Z_2$ -Ebene muß nach Gl. (2.4) gelten:

$$(Y|\Phi) = 0 \quad . \quad (2.10)$$

Das Matrixelement  $(X|\delta)$  heißt Dispersion. Es mißt die Ortsablage  $X_2$  einer Elektronenbahn von der Sollbahn als Funktion der Impulsänderung  $\delta = (P - P_0)/P_0$ . Die Bildkoordinaten innerhalb der vollen Impulsakzeptanz definieren die Fokalebene. Ihre Länge ergibt sich mit

$$L_{Fokal} = 2 \cdot (X|\delta)\delta_{max} \quad (2.11)$$

**Tabelle 2.1** Eigenschaften und Parameter des QCLAM-Spektrometers.

<u>QD-Spektrometer:</u>	Abbildung	doppelfokussierend	
	Sollimpuls maximal	200 MeV/c	
	Impulsakzeptanz	$\pm 10\%$	
	horizontaler Öffnungswinkel	$\pm 100$ mrad	
	vertikaler Öffnungswinkel	$\pm 100$ mrad	
	Raumwinkel	35 msr	
	Winkelbereich	$25^\circ - 155^\circ$	
	Länge der Sollbahn	3552 mm	
	Länge der Bildebene	464 mm	
	Neigungswinkel der Bildebene	$37.97^\circ$	
Impulsaufösungsvermögen $R_1$	4350		
<u>Dipol:</u>	Polschuhgeometrie	eben	
	Neigungswinkel Polschuhe	$2.54^\circ$	
	Eintrittskontur	nach Polynom	
	Austrittskontur	konkav $R = 1205$ mm	
	Feldindex	$n = 0.5$	
	maximale Induktion	1 T	
	Gapweite	120-220 mm	
	Ablenkwinkel	$120^\circ$	
	Dispersion	2.322 cm/%	
<u>Quadrupol:</u>	Polschuhgeometrie	vertikal symmetrisch	
	Aperturradius	110 mm	
	maximales Tipfeld	0.33 T	
	zugehöriger Feldgradient	3 T/m	
	effektive Länge	400 mm	
<u>Matrizelemente erster Ordnung:</u>			
$(X X)$	= - 0.492 cm/cm	$(X \Theta)$	= 0.000 cm/mrad
$(X \delta)$	= 2.322 cm/%	$(\Theta X)$	= - 23.073 mrad/cm
$(\Theta \Theta)$	= - 2.022 mrad/mrad	$(\Theta \delta)$	= 9.419 mrad/%
$(Y Y)$	= - 2.942 cm/cm	$(Y \Phi)$	= 0.007 cm/mrad
$(\Phi Y)$	= - 11.390 mrad/cm	$(\Phi \Phi)$	= - 0.305 mrad/mrad

bei einer maximal möglichen Impulsänderung von  $\delta_{max} = \pm 10\%$  in erster Ordnung zu  $L_{Fokal} = 464$  mm. In diese Fokalebene werden die am Target gestreuten Elektronen abgebildet, dort werden die Eigenschaften des Spektrometers festgelegt. Die Länge der Fokalebene bestimmt die Baugröße und die Anforderungen an das Ortsauflösungsvermögen der Detektoren. Mit dem eingesetzten Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystem [12] konnte eine den Anforderungen entsprechende volle Abdeckung der Fokalebene erreicht werden.

Eine weitere wichtige Eigenschaft ist das Impulsauflösungsvermögen. Es ist definiert als der Kehrwert der Impulsänderung  $\Delta$ , die benötigt wird, um das Abbild um einen Betrag gleich seiner Halbwertsbreite zu verschieben. Die Abbildung eines Strahlflecks auf dem Target ergibt sich in der Fokalebene nach Gl. (2.2) in erster Ordnung zu

$$X_2 = (X|X) \cdot X_1 + (X|\delta) \cdot \Delta \quad (2.12a)$$

mit  $(X|X)$  der Vergrößerung der  $X$ -Koordinate. Die Breite  $X_2$  des Abbildes von  $X_1$  kann direkt aus der Strahlfleckgröße abgeleitet werden

$$X_2 = (X|X) \cdot X_1 \quad (2.12b)$$

Eine relative Impulsänderung um  $\Delta$  verschiebt das Bild um die Strecke

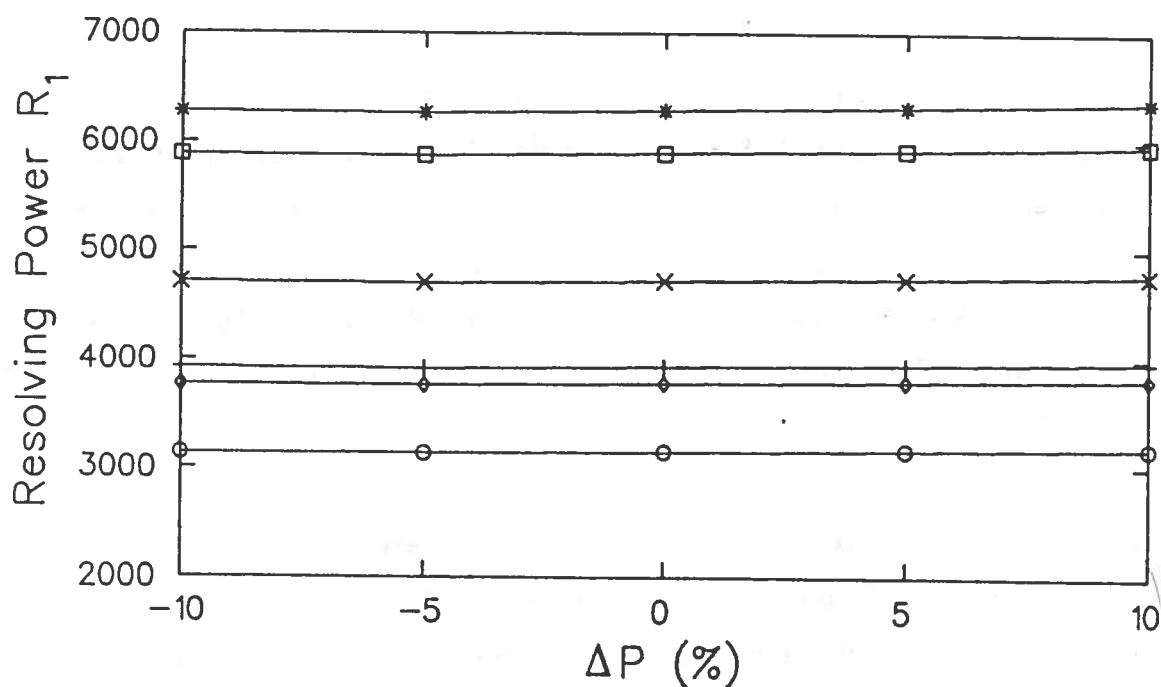
$$X_2 = (X|\delta) \cdot \Delta \quad (2.12c)$$

Damit folgt das theoretische Impulsauflösungsvermögen zu

$$R_1 = \left| \frac{(X|\delta)}{(X|X) \cdot X_1} \right| \quad (2.12d)$$

Ein hohes Impulsauflösungsvermögen erfordert somit einen möglichst kleinen Strahlfleckdurchmesser und eine geringe Vergrößerung. Der Kehrwert des Impulsauflösungsvermögens heißt Impulsauflösung. Die Abb. 2.5 zeigt den berechneten Verlauf des Impulsauflösungsvermögens  $R_1$  in Abhängigkeit von der Impulsablage  $\Delta P$  vom Solimpuls  $P_0$  für verschiedene Strahlfleckgrößen. Zu der tatsächlichen Bildbreite in der Fokalebene des Spektrometers tragen zusätzlich noch die Abbildungsfehler, die





**Abb. 2.5:** Impulsaufösungsvermögen  $R_1$  in Abhängigkeit von der der Impulsablage  $\Delta P$  vom Sollimpuls  $P_0$ . Parameter ist der Strahlfleckdurchmesser: \* = 0.75 mm, □ = 0.8 mm, × = 1.0 mm, + = 1.2 mm, ◇ = 1.25 mm, o = 1.5 mm.

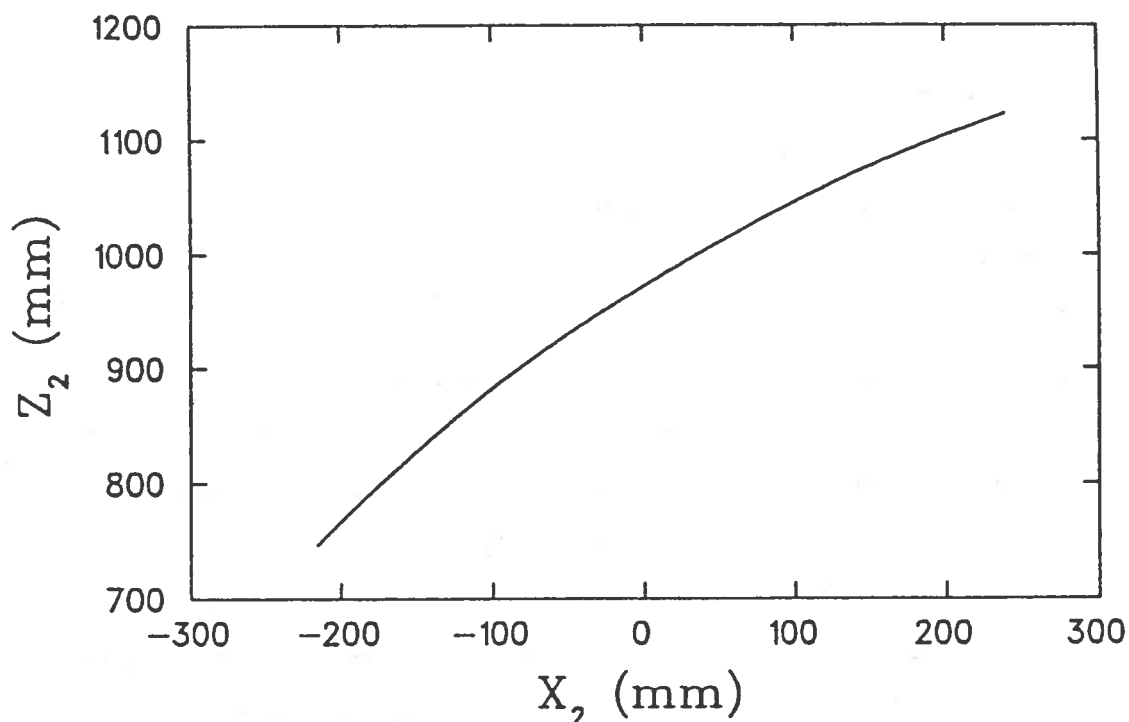
Energieunschärfe des Elektronenstrahls und die Kleinwinkelstreuung in der Vakuumabschlußfolie am Spektrometerausstritt und im Detektorsystem bei. Ersetzt man die Strahlfleckgröße  $X_1$  auf dem Target in Gl. (2.12) durch die tatsächlich gemessene Größe  $X_{ab}$  in der Bildebene, so folgt für das Impulsaufösungsvermögen in erster Ordnung:

$$R_1 = \left| \frac{(X|\delta)}{X_{ab}} \right|. \quad (2.13)$$

Mit dem Matrixelement  $(X|\theta\delta)$  wird die Neigung der Bildebene gegen den Zentralstrahl bestimmt. Der Neigungswinkel ergibt sich aus den RAYTRACE-Rechnungen für das QCLAM-Spektrometer zu  $37.97^\circ$  und ist ein Maß für den Anstellwinkel des aus Vieldrahtdriftkammern bestehenden Detektorsystems gegen die Bildebene.

Die im Anhang B aufgeführten Matrixelemente höherer Ordnung  $(X|X^n \cdot \delta^m)$  sind für eine Nichtlinearität der Dispersion entlang der Bildebene verantwortlich, es tra-

gen nur Elemente mit geraden  $(n+m)$  Werten bei. Die Terme  $(X|\Theta\delta^n)$  krümmen die Bildebene. Die Fokalebene wurde aus den Schnittpunkten zweier divergenter Strahlengänge bei unterschiedlichen Impulsen am Austritt des Spektrometers bestimmt. Der Verlauf der Fokalebene ist über der Flugrichtung  $Z_2$  der Elektronen und der Dispersionsrichtung  $X_2$  des Spektrometers in Abb. 2.6 gezeigt. Der Durchstoßpunkt des Sollstrahls durch die Fokalebene ist 986 mm vom Ursprung des in Abb. 3.4 gezeigten Koordinatensystems  $(X_2, Z_2)$  entfernt. Für die Analyse der



**Abb. 2.6:** Fokalebene des QCLAM-Spektrometers, aufgetragen über der Flugrichtung  $Z_2$  der Elektronen und Dispersionsrichtung  $X_2$  des Spektrometers.

aus den Streuexperimenten gewonnenen Daten ist neben der Energie des gestreuten Elektrons auch die genaue Kenntnis des Streuwinkels in der Reaktionsebene erforderlich. Daher ist das Streuwinkelauflösungsvermögen gerade bei einer großen Winkelakzeptanz eine weitere wichtige Spektrometergröße. Da, wie in Abb. 2.2 gezeigt, die Dispersionsebene senkrecht auf der Reaktionsebene steht, entspricht es dem Winkelauflösungsvermögen in der nichtdispersiven Ebene. Das Streuwinkelauflösungsvermögen ist in erster Ordnung unter der Annahme eines punktförmigen

Strahlfleckes nach Gl. (2.5) proportional zu der Winkelvergrößerung  $(\Phi|\Phi)$ :

$$R_{\Phi} = \frac{\Phi_2}{\Phi_1} = (\Phi|\Phi) . \quad (2.14)$$

Das Winkelaufhebungsverm6gen der dispersiven Ebene folgt nach Gl. (2.3) analog zu:

$$R_{\Theta} = \frac{\Theta_2}{\Theta_1} = (\Theta|\Theta) . \quad (2.15)$$

F6r das QCLAM-Spektrometer betr6gt somit das intrinsische Winkelaufhebungsverm6gen in der dispersiven Ebene  $R_{\Theta} = 2.022$  und in der nichtdispersiven Ebene  $R_{\Phi} = 0.305$ , die experimentellen Anforderungen f6r die kernphysikalischen Experimente sind somit erf6llt.

Die berechneten Matrixelemente k6nnen durch experimentell gewonnene Daten 6berpr6ft werden. Die Orts- und Winkelverteilungen der Elektronen werden im Strahlaustritt des Spektrometers mit Hilfe der Vieldrahtdriftkammern bestimmt, deren Funktion in [12] beschrieben wird. Von den insgesamt drei Driftkammern messen zwei Kammern den Ort  $X_2, Y_2$  und den Winkel  $\Theta_2$ , mit der verbleibenden Kammer wird nochmals der Ort  $X_2$  und der Winkel  $\Theta_2$  bestimmt, um eine erh6hte Genauigkeit zu erreichen. Aufgrund der Winkelvergr6berung k6nnen die am Target gestreuten Elektronen nur mit Neigungswinkeln zwischen  $30^\circ$  und  $60^\circ$  das Detektorsystem durchlaufen. Durch Einschr6nken dieses Winkelbereichs k6nnen somit Streuwinkelbereiche ausgeblendet und getrennt analysiert werden. Alle drei Detektoren sind unter einem Neigungswinkel von  $44^\circ$  gegen den Zentralstrahl montiert, damit gen6gend elementare Driftzellen zur Identifizierung der Streueignisse ansprechen [12]. Die erste Kammer liegt direkt in der Bildebene des Spektrometers. Aufgrund der guten Orts- und Winkelaufhebungsverm6gen der Detektoren k6nnen spektrometereigene Aufhebungsverm6gen durch ein Bahnr6ckverfolgungsverfahren verbessert und eventuelle Abbildungsfehler korrigiert werden [12,21].

## 2.4 Mechanischer Aufbau

Die mechanische Auslegung der Spektrometermagnete und die Konstruktion des Tragrahmens, mit dem das Spektrometer in die gewünschten Winkelstellungen bewegt werden kann, mußte der begrenzten Aufbaufläche ( $70 \text{ m}^2$ ) in der Experimentierhalle und der für die Endmontage zur Verfügung stehenden limitierten Krankapazität (8500 kg) Rechnung tragen. Der Tragrahmen wurde so ausgelegt, daß er neben den Magnetmassen noch die Last der Bleiabschirmung und Spektrometerebauten aufnehmen und in die gewünschten Meßpositionen präzise und schwingungsfrei bewegt werden kann. Da die Bodenfreiheit des Gerätes noch zusätzlich durch die niedrige Strahlrohrhöhe (950 mm) eingeschränkt wird, konnte der Tragrahmen nicht unterhalb der Magnete angebracht werden, er mußte vielmehr das Spektrometer umschließen. Zur Gewährleistung einer hohen Standsicherheit wurde die im Schwerpunkt wirkende Gewichtskraft auf weit voneinander entfernte Lagerpunkte auf dem Tragrahmen verteilt; weil keine Kräfte von außen an das Spektrometer angreifen, können keine Kippmomente auftreten. Von dem Tragrahmen und den einzelnen Magneten wurde weiterhin eine einfache Endmontage verlangt.

Der gesamte mechanische Aufbau des Spektrometers wurde in zwei Funktionselemente zerlegt, die beiden Magnete Dipol und Quadrupol, die mechanisch fest miteinander verbunden sind, und der für die Drehbewegung notwendige Tragrahmen. Dieser besteht aus einem Dreh- und Verschiebegerüst, das auf einem Schienensystem rollt.

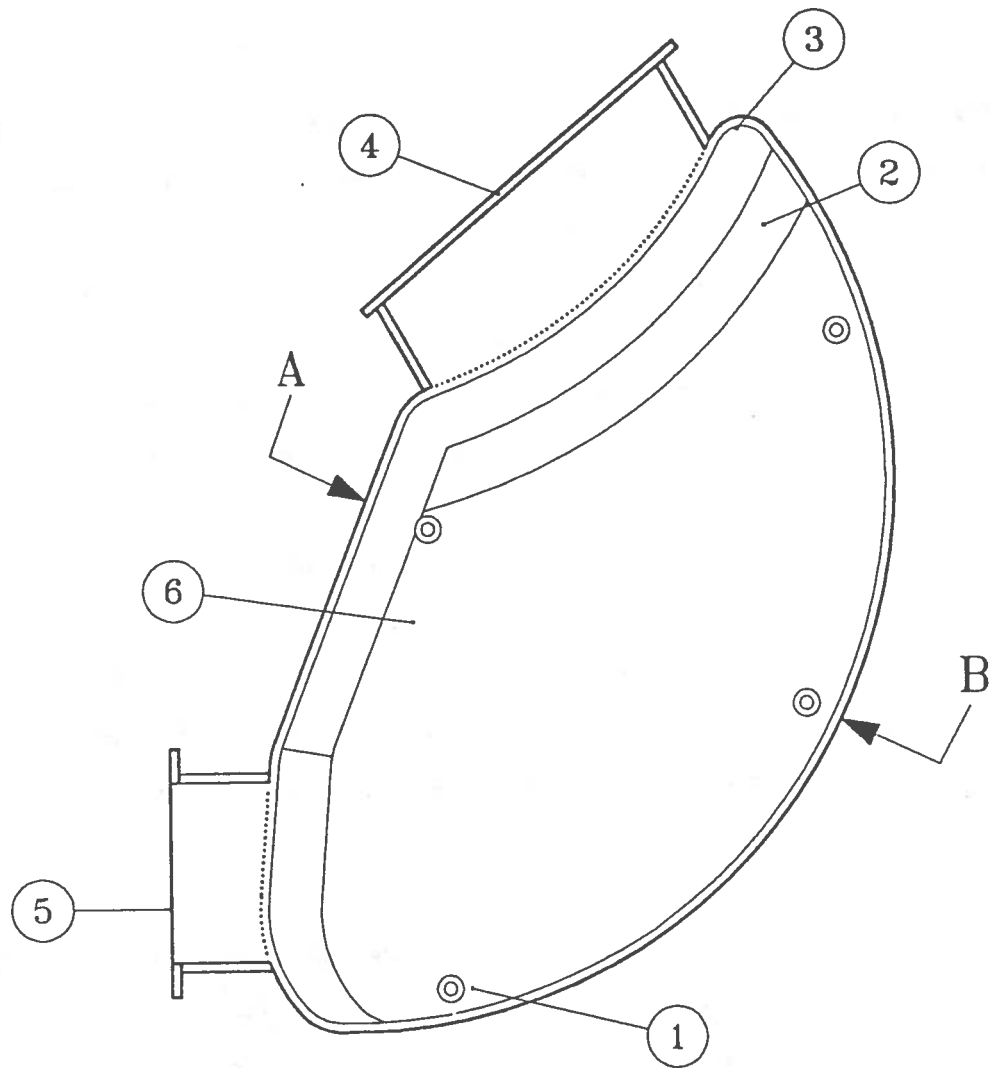
Der in Abb. 2.4 gezeigte 580 kg schwere Quadrupol besteht aus zwei auf Jochplatten montierten Polpaaren. Die untere Jochplatte trägt den zusätzlichen fünften Pol. Nur die oberen und unteren Polschuhe sind mit den Jochen verbunden. Der Abstand der Jochplatten voneinander wird durch zwei nichtmagnetische Stege (Spacer) aus Edelstahl an den beiden Magnetseiten eingestellt. Die Außenkanten der Spacer wurden abgeschrägt, damit bei extremen Winkelstellungen das Strahlrohr den Qua-

drupolmagneten seitlich passieren kann. Alle Polschuhe schließen eine Apertur von 220 mm Durchmesser ein. Die magnetische Erregung erfolgt durch vier in Sandwich-Bauweise gefertigte Spulen aus Kupferhohlprofil, die mit einer Toleranz von 2mm die Pole umschließen. Bei einem Erregerstrom von 225 A stellt sich der maximale Feldgradient von 3 T/m ein. Die technischen Daten des Quadrupolmagneten sind in Tab. 2.2 zusammengefaßt.

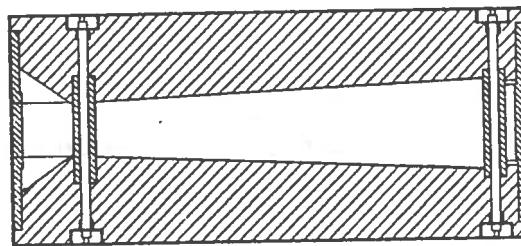
**Tabelle 2.2:** Technische Daten des Quadrupolmagneten.

<u>Quadrupol:</u>	Polzahl	5
	Gradient	3 T/m
	Tipfeld $B_{max}$	0.33 T
	Gewicht Magneteisen	493.5 kg
<u>Spulen:</u>	Erregerstrom bei $B_{max}$	225.0 A
	Klemmenspannung	36.0 V
	elektrische Leistung	8.1 kW
	Amperewindungen je Pol	15750
	Gewicht Spulen	86 kg
<u>Kühlung:</u>	Kühlmedium	Wasser
	Temperaturanstieg $\Delta T$	25°C
	Durchfluß	4.5 l/min
	Druckabfall $\Delta p$	0.2 bar
<u>Vakuumkammer:</u>	Werkstoff	Edelstahl
	Oberfläche	gebeizt, passiviert
	Gewicht	31 kg

Die Abb. 2.3 zeigt einen Querschnitt des 31.700 kg schweren Dipolmagneten. Der magnetische Kreis wurde aus den beiden Seitenjochen, fünf Rückflußjochen und dem



Section A-B



**Abb. 2.7:** Polpaket. 1 = Spacer, 2 = Einsatzstück (Insert) der Austrittskontur, 3 = Vakuumkammer, 4 = Austrittsflansch, 5 = Eintrittsflansch, 6 = Polschuh.

Polpaket (s. Abb. 2.7), das, getrennt durch ein 2 mm breites Purcellgap, zwischen den Seitenjochen montiert ist, aufgebaut. Das Gewicht der Seitenjoche beträgt je 7430 kg, die unterschiedlich großen Rückflußjoche wiegen zwischen 1500 kg und 2900 kg. In Strahlrohrhöhe wurden die Seitenjoche mit keilförmigen Einfräsungen versehen, damit das Strahlrohr bei extremen Winkelstellungen seitlich an den Jochen vorbeilaufen kann. Die mechanische Bauform der Vakuumkammer folgt der äußeren Kontur der Polschuhe. Vakuumkammer und Polschuhe sind fest miteinander verschraubt und bilden das 5200 kg schwere Polpaket. Eine Leckrate besser  $1 \cdot 10^{-8}$  mbar  $\cdot$  l/s wurde erreicht, indem um das Polpaket umlaufende Edelstahllippen mit der Kammerwand und den Polschuhen verschweißt wurden. Der Vorteil des verschweißten Polpakets gegenüber einer O-Ring gedichteten Vakuumkammer besteht in der Strahlenresistenz der Dichtung und der Möglichkeit, die Vakuumdichtheit außerhalb des fertig montierten Spektrometers zu prüfen. Das Polpaket ist in Abb. 2.7 dargestellt.

Der für den Feldgradienten notwendige Neigungswinkel der Polschuhe gegeneinander wurde durch vier aus nichtmagnetischem Edelstahl gefertigten Abstandsbolzen (Spacer) eingestellt, die außerhalb des Strahlengangs zwischen den Polschuhen montiert sind. Das gesamte Polpaket ist über je zwei an den Seitenjochen angebrachten Stellspindeln, die in Aussparungen der Polschuhe greifen, gelagert. Dadurch ist ein getrenntes Ausrichten des Polpaketes unabhängig von den schweren Magnetjochen möglich.

Zwei Erregerspulen umschließen mit einer Fertigungstoleranz von 2 mm die Polschuhe. Sie sind an den Seitenjochen befestigt und wie auch bei dem Quadrupolmagneten aus Kupferhohlprofil in Sandwich-Bauweise gefertigt. Die maximale magnetische Induktion von 1 T wird bei einem Erregerstrom von 280 A erreicht. Die Erregerspulen des Quadrupol- und des Dipolmagneten sind jeweils elektrisch parallel geschaltet und durch einen Vakuumverguß mit Epoxydharz isoliert.

Zur Kühlung der Spulen wird entsalztes Wasser durch die Kupferhohlprofile gepumpt. Zum Schutz der Spulen gegen Überhitzung wurde jede Einzellage mit einem Thermoschalter versehen, der bei Temperaturen über 70°C die Stromversorgung automatisch abschaltet. In Tab. 2.3 sind die technischen Daten des Dipolmagneten zusammengefaßt. Die Stromversorgung der Magnete erfolgt durch getrennte Netzgeräte, sie werden im Anhang E beschrieben.

**Tabelle 2.3:** Technische Daten des Dipolmagneten.

<u>Dipol:</u>	magnetische Induktion maximal	1 T
	Gewicht Magneteisen	31700 kg
<u>Spulen:</u>	Erregerstrom	280 A
	Klemmspannung	166 V
	elektrische Leistung	46.48 kW
	Amperewindungen	101920
	Gewicht Spulen	1398 kg
<u>Kühlung:</u>	Kühlmedium	Wasser
	Durchfluß	26 l/min
	Temperaturanstieg $\Delta T$	25°C
	Druckabfall $\Delta p$	5.3 bar
<u>Vakuumkammer:</u>	Werkstoff	Edelstahl
	Oberfläche	gebeizt, passiviert
	Gewicht	584 kg

Für die Herstellung des Quadrupol- und Dipolmagneten wurde Weicheisen mit einem Kohlenstoffgehalt kleiner 0.05% vorgeschrieben. Die Pole sind aus Stahlguß mit einer Toleranz von 0.02 mm/m und die Joche aus Schmiedestahl mit einer Genauigkeit von 0.1 mm/m gefertigt. Durch Paßbohrungen an den Stoßstellen der Magnetbau-

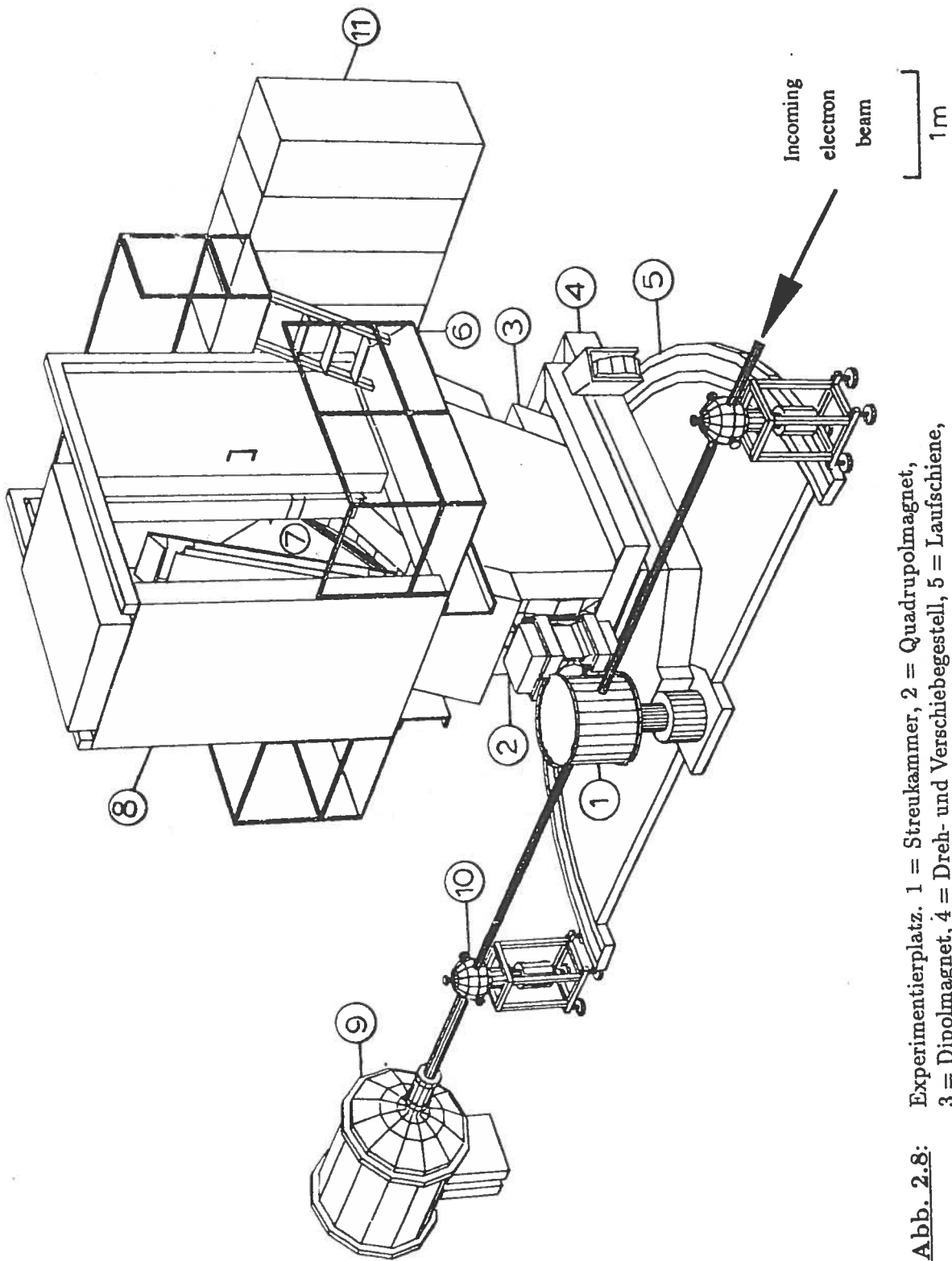


elemente konnte ein maßhaltiger Aufbau garantiert werden. Bei der Endmontage wurden die einzelnen Magnelemente mit Hilfe von Stiften in den Paßbohrungen zentriert und anschließend verschraubt.

Die axiale und radiale Bewegung der Magnete wird durch das Dreh- und Verschiebestell ermöglicht. Es besteht aus einer biegesteifen Rahmenkonstruktion aus Rechteck-Hohlprofil mit einer maximalen Traglast von 80 t. Die Gewichtskraft der Magnete und Spektrometeraufbauten wird über einen Lagerzapfen auf den Drehpunkt und durch zwei Räder auf eine Stahlschiene abgetragen. Mit einem Radius von 2550 mm umschließt diese Schiene in einem Winkelbereich von  $190^\circ$  den Drehpunkt. Der Lagerzapfen ist im Fußboden verdübelt. Die Stahlschiene setzt sich aus vier Einzelsegmenten zusammen. Durch Nuten und Federn werden die einzelnen Segmente kraftschlüssig miteinander verbunden. Paßstifte und Schrauben fixieren diese Verbindungen. Die Konstanz des Drehradius wird durch zehn Speichen zwischen dem Lagerzapfen und der Schiene sichergestellt. Auf dem Fußboden wird die auf die Schiene wirkende Gewichtskraft durch 75 Stahlteller abgetragen. Durch Gewindebolzen zwischen der Schiene und den Stahltellern ist ein Ausgleich von Bodenunebenheiten und damit das horizontale Ausrichten der Schiene möglich.

Auf die Oberseite des Drehgestells sind in radialer Richtung Führungsschienen aufgeschweißt. Gelagert durch vier Zylinderrollenpaare kann ein Verschiebewagen das Magnetspektrometer maximal 400 mm radial vom Drehpunkt fortbewegen. In dem Verschiebewagen steht der Dipolmagnet. Vier mit den Seitenjochen verschraubte Gewindespindeln greifen in Lagerpfannen auf der Oberseite des Wagens. Diese Lager sind als Gleitlager ausgeführt und ermöglichen das horizontale Ausrichten des Spektrometers. Die Höhenkorrektur erfolgt mit Hilfe der Gewindespindeln.

Mit einem Trapezspindelantrieb wird die Radialposition von Hand an der Wagenrückseite eingestellt und durch einem Stahlmaßstab gemessen. Ein elektronisch gesteuerter Asynchronmotor führt die Drehbewegung durch. Der Antrieb erfolgt



über einen Zahnriemen auf eines der beiden Räder. Mit einem elektronischen Winkelencoder kann der Spektrometerwinkel reproduzierbar eingestellt werden.

Als Ergebnis der gesamten Konstruktion wird in Abb. 2.8 in einem dreidimensionalen Bild der neue Experimentierplatz für Koinzidenzexperimente mit dem QCLAM-Spektrometer und den Zusatzeinrichtungen - Vakuumsystem, Strahlfänger, Streukammer und Detektorsystem mit Abschirmung - gezeigt. Das Vakuumsystem wird in Anhang G erklärt. Die Betonabschirmung des Faraday-Cup, der als Strahlfänger und gleichzeitig als Strommonitor dient, wurde der besseren Übersicht wegen nicht dargestellt. In der Streukammer befindet sich neben dem Target ein dreiachsiges Goniometer, das für Koinzidenzexperimente mit Detektoren bestückt wird. Sie ist im Vorwärtswinkelbereich von  $25^\circ$  bis  $90^\circ$  über ein Sliding Seal [22] und im Rückwärtswinkelbereich über Festflansche mit dem Strahleintritt des Spektrometers verbunden. Das Sliding Seal besteht aus einem speziell abgestützten dünnen Edelstahlband, das über eine dem Vorwärtswinkelbereich entsprechende Öffnung in der Streukammer gespannt und durch einen umlaufenden O-Ring abgedichtet ist. Ein an einem Durchbruch in der Mitte des Sliding Seal vakuumdicht verklebter Faltenbalg wird mit der Vakuumkammer des Spektrometers am Quadrupol verschraubt. Die am Target gestreuten Elektronen werden mit dem Detektorsystem nach Impuls, Orts- und Winkelkoordinaten analysiert. Der Detektor befindet sich unter einer auf den Seitenjochen des Dipolmagneten aufgebauten Abschirmung aus Blei und Polyethylen.

Mit der Herstellung der Magnete, der Dreh- und Verschiebeeinrichtung und der Stromversorgung wurde die Firma BRUKER<sup>1</sup> beauftragt.

---

<sup>1</sup>BRUKER analytische Meßtechnik GmbH, Wikingerstr. 13, 7500 Karlsruhe 21

### 3. Vermessung der Magnete und Justierung des Spektrometers

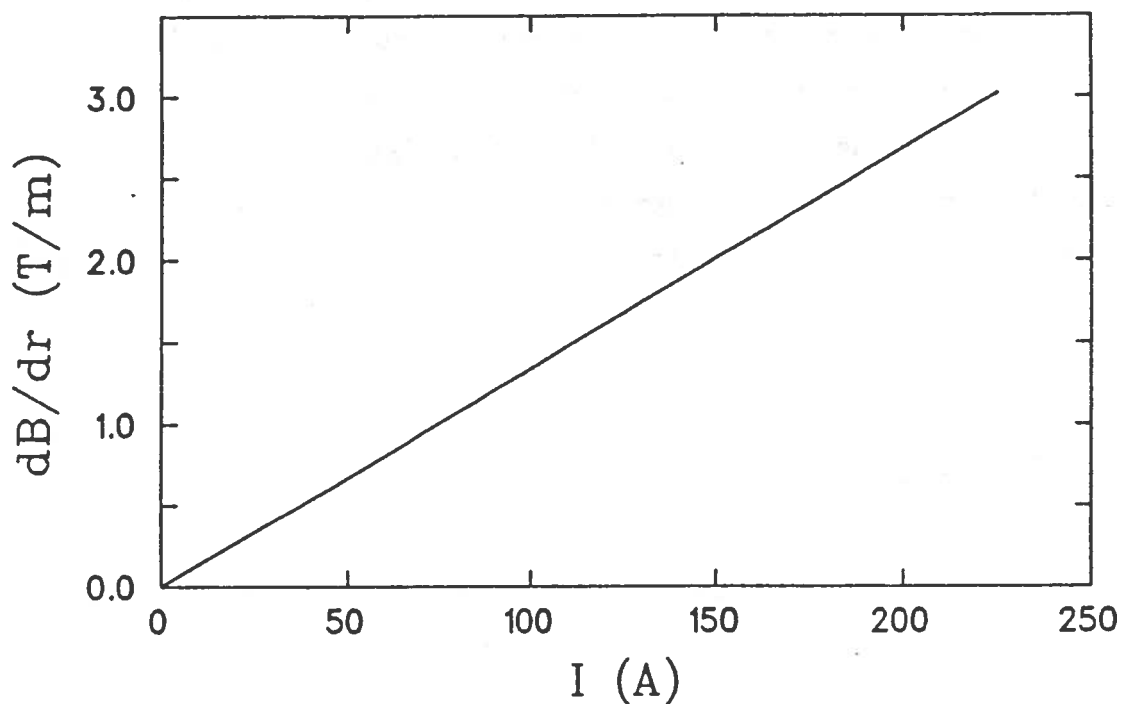
Die mechanischen Fertigungstoleranzen des Spektrometers und die Qualität des verwendeten Stahls bestimmen hauptsächlich den Verlauf des magnetischen Feldes. Fertigungsfehler äußern sich in einem vom ursprünglichen Entwurf abweichenden Feldverlauf und führen zu einer Änderung der Abbildungseigenschaften. Das verwendete Material bestimmt den Magnetisierungsverlauf und muß zum Erhalt einer gleichbleibenden Feldqualität frei von Fehlstellen, wie Lunker oder Rissen, sein. Um solche werkstoffabhängigen oder geometrisch bedingten Abbildungsfehler zu erkennen und um die von der Auslegung vorgegebene Feldverteilung zu verifizieren, wurde der Verlauf der magnetischen Induktion sowie das Magnetisierungsverhalten bei dem Hersteller nach Fertigstellung der Magnete vermessen. Für diese Untersuchungen wurde eine halbautomatische Apparatur verwendet, die unabhängige Bewegungen entlang aller drei Raumachsen ermöglicht. Als Magnetfeld-Meßwertgeber wurde eine Hallsonde vom Typ BH15 [23] verwendet. Die erreichte Auflösung betrug 0.050 Gauss. Die Position der an der Meßapparatur montierten Hallsonde konnte mit Hilfe eines mechanischen Weggebers mit einer Genauigkeit von 0.1 mm bestimmt werden. Je Meßposition wurden zehn Feldmessungen durchgeführt, deren Mittelwert in einem lokalen Computer gespeichert wurde. Die mechanischen Abmessungen der Magnete wurden ebenfalls kontrolliert.

Im folgenden werden die Ergebnisse der Messungen am Quadrupolmagneten und danach die der Messungen am Dipolmagneten vorgestellt. Daran anschließend wird

der Aufbau eines Vermessungssystems beschrieben, mit dem ein exaktes Ausrichten des gesamten Spektrometers gegenüber dem Streuzentrum und der Strahlachse des primären Elektronenstrahls ermöglicht wird.

### 3.1 Messungen am Quadrupolmagneten

Ziel der mechanischen und magnetischen Messungen am Quadrupolmagneten waren die Kontrolle der geometrischen Abmessungen des Magneten und der Nachweis der von der Auslegung vorgegebenen magnetischen Feldverteilung. Die mechanischen Abmessungen wurden mit einem Stahlmaßstab und einer Meßlehre durchgeführt. Innerhalb des Meßfehlers von 0.1 mm konnten keine Abweichungen von den Konstruktionsdaten festgestellt werden. Zur Bestimmung des Magnetisierungsverlaufes wurde auf den Diagonalen zwischen den Polschuhen die vertikale Feldkomponente als



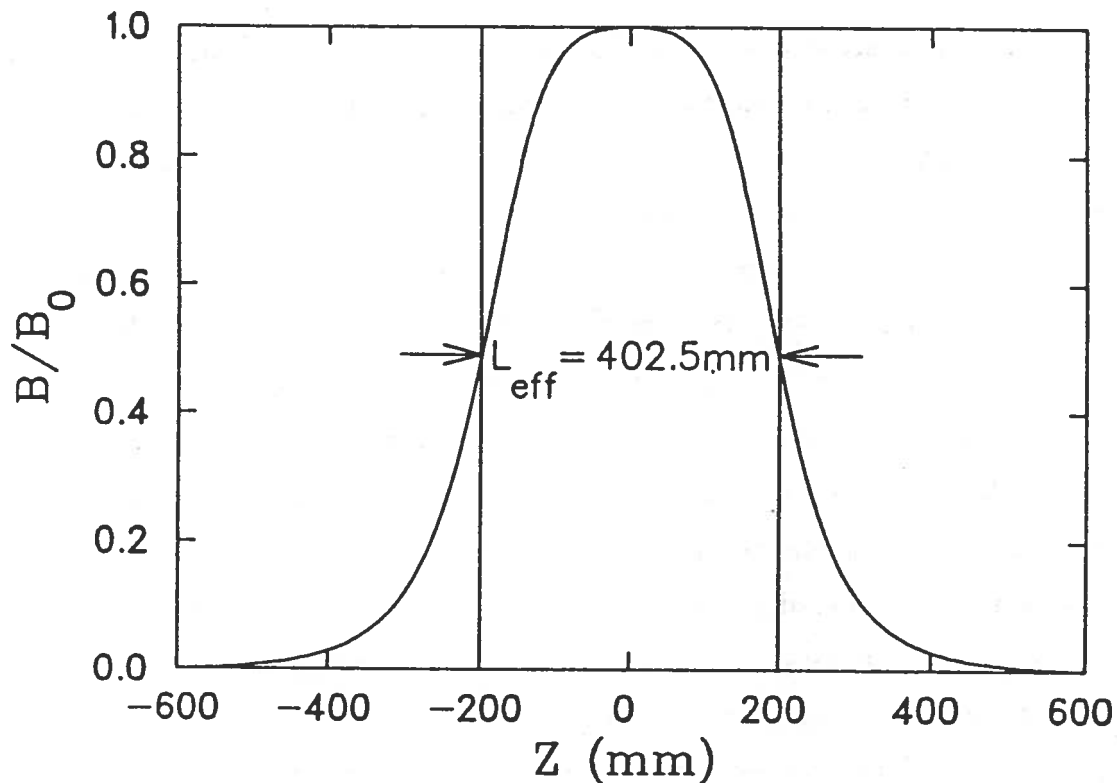
**Abb. 3.1:** Feldgradient  $\frac{dB}{dr}$  des Quadrupolmagneten in Abhängigkeit von dem Erregerstrom  $I$ .

Funktion des Erregerstromes gemessen. Dabei wurde festgestellt, daß ein Polschuh des Quadrupolmagneten nicht den vorgeschriebenen Magnetisierungsverlauf hatte. Es mußte deshalb ein Polschuh aus dem richtigen Material nachgefertigt werden. In der Abb. 3.1 ist der gemessene Verlauf des Feldgradienten  $dB/dr$  in Abhängigkeit von der Stromstärke  $I$  aufgetragen. Die Meßwerte stehen im Anhang D.1. Es konnten keine Sättigungseffekte festgestellt werden. Für die Messung des Feldgradienten wurde ein der Apertur des Quadrupolmagneten angepaßter Kunststoffzylinder, der Aussparungen bei verschiedenen Radien zur Aufnahme der Hallsonde trägt, angefertigt. Mit dieser Anordnung konnte, ohne die Hallsonde gegen die Meßebeene zu verdrehen, die magnetische Induktion bei verschiedenen Zylinderradien gemessen und daraus der Feldgradient bei  $I = 225$  A zu  $3.075 \pm 0.08$  T/m bestimmt werden. Innerhalb der Auflösung der Hallsonde konnte der Feldgradient durch wiederholte Messungen reproduziert werden. Daher ist eine das Eisenmaterial homogen magnetisierende Einstellprozedur mit unterschiedlichen Erregerströmen für den Quadrupolmagneten nicht erforderlich. Der gemessene Gradient stimmt innerhalb des Meßfehlers mit dem Designwert von 3.0 T überein.

Zur Kontrolle der Magnetsymmetrie wurden insgesamt sechzehn Feldverläufe durch den Quadrupolmagneten hindurch auf den Diagonalen oberhalb und unterhalb der Magnetmittenebene bei Radien von 10, 20, 30 und 40 mm gemessen. Ein typischer, auf die maximale Induktion  $B_0$  normierter Feldverlauf  $B/B_0$  entlang des Weges  $Z$  durch den Magneten ist in der Abb. 3.2 dargestellt.

Mit der aus den Feldverläufen bestimmten Lage der effektiven Feldkante ermittelt sich die magnetische Länge des Quadrupolmagneten zu  $402.5 \pm 0.22$  mm. Dieser Wert reproduziert mit einer Abweichung von 0.6% die Designlänge von 400 mm. Eine Änderung der magnetischen Länge des Quadrupolmagneten in Abhängigkeit vom Erregerstrom konnte nicht festgestellt werden.

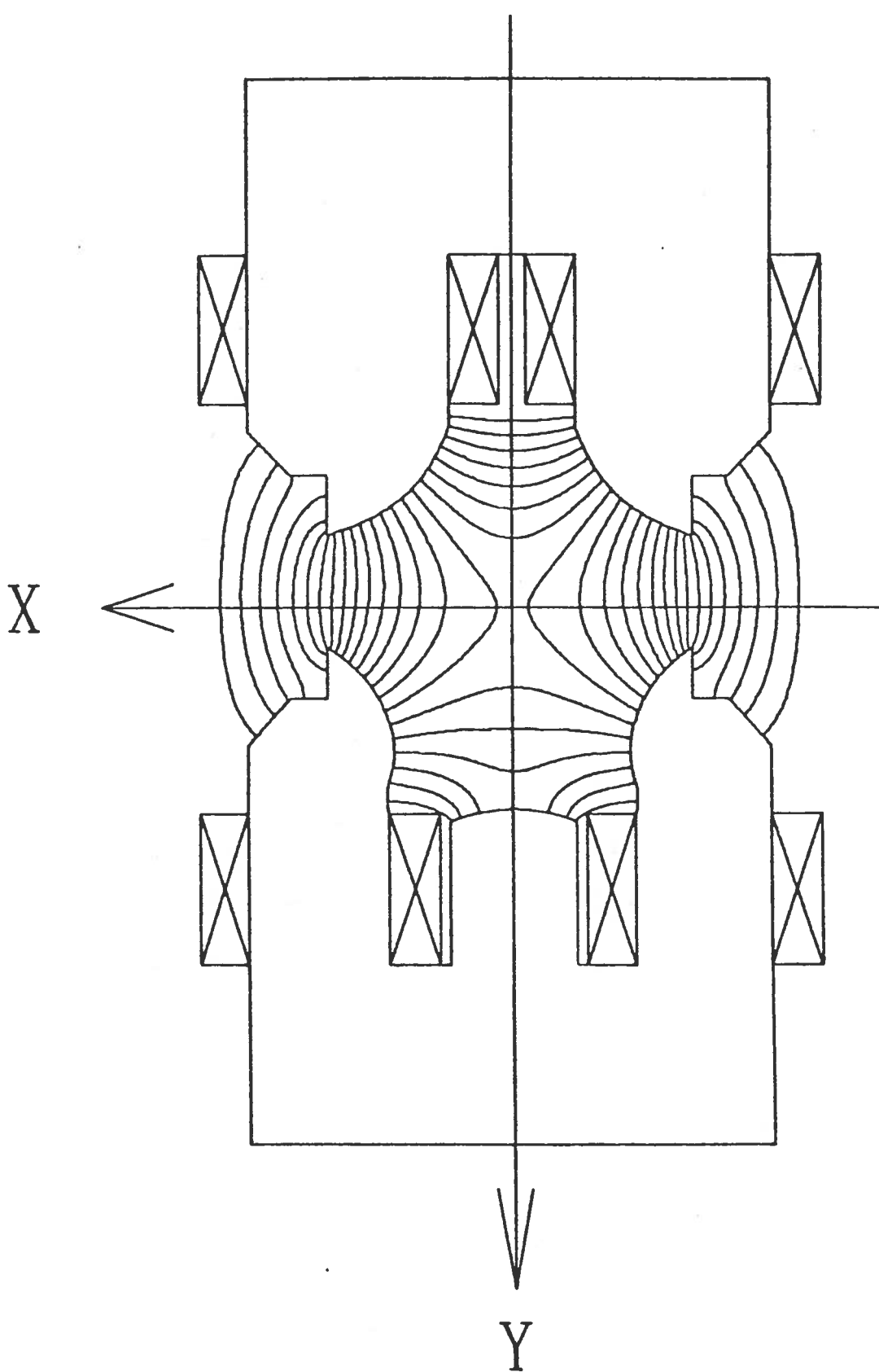
Ein weiterer Test ist die Symmetrie des  $B$ -Feldes in der in Abb. 3.3 gezeigten  $(X, Y)$ -



**Abb. 3.2:** Normierter Randfeldverlauf  $B/B_0$  des Quadrupolmagneten entlang der Magnetachse  $Z$ .

Ebene. Die maximalen Abweichungen gemessener Feldverläufe in der linken und der rechten oberen Magnethälfte betragen nur 0.87%. In der unteren Magnethälfte wurden Abweichungen bis zu 1.6% beobachtet. Bei den Messungen wurde festgestellt, daß bereits ein leichtes Verdrehen der Hallsonde um ca.  $0.2^\circ$  um die Meßebeine zu einer Verfälschung der Meßwerte in der Größenordnung von Prozent führt. Daher kann der Fehler der Symmetriemessung zu 1% abgeschätzt werden. Wegen dieser geringen Abweichungen ist der Quadrupol bezüglich der Vertikalebene als symmetrisch anzusehen.

Zur weiteren Kontrolle der Meßwerte wurde die Feldverteilung innerhalb des Quadrupolmagneten zusätzlich mit der von dem Computerprogramm POISSON [24] berechneten Feldverteilung verglichen. Abbildung 3.3 zeigt den berechneten Feldver-



**Abb. 3.3:** Berechnete Feldverteilung in der Mittenebene des Quadrupolmagneten. Die Koordinatenachse  $Z$  des für die Berechnung und Messung eingeführten Koordinatensystems  $(X, Y, Z)$  weist in die Zeichenebene.



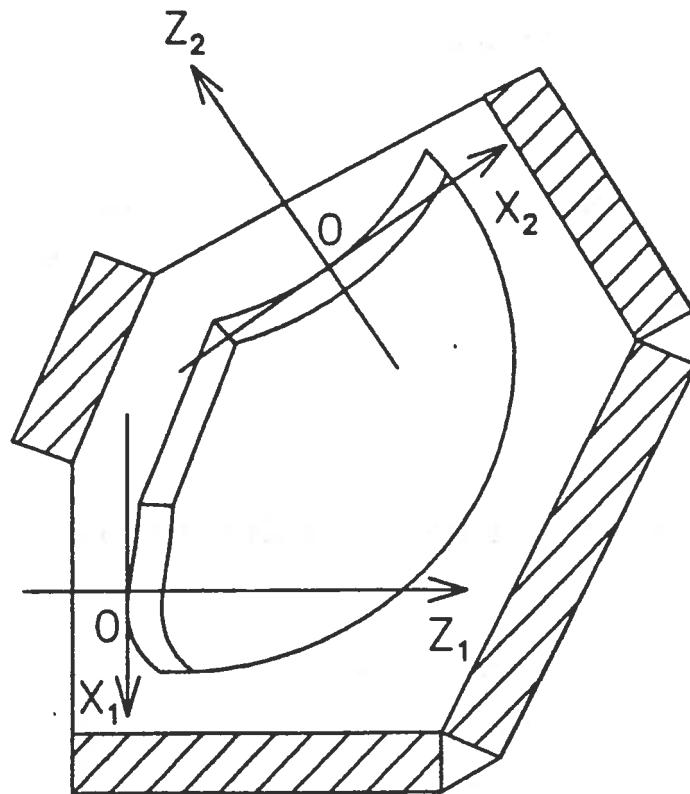
**Tabelle 3.1** Gegenüberstellung der gemessenen magnetischen Induktion und der mit POISSON berechneten Induktion in der Mittelebene des Quadrupolmagneten.

Meßkoordinate X (mm)	Meßkoordinate Y (mm)	Meßwert By (T)	berechneter Wert By (T)
-40.0	-40.0	0.11995	0.11654
-40.0	40.0	0.11525	0.11971
-30.0	-30.0	0.08627	0.08602
-30.0	30.0	0.08493	0.08679
-20.0	-20.0	0.05559	0.05664
-20.0	20.0	0.05552	0.05652
-10.0	-10.0	0.02760	0.02815
-10.0	10.0	0.02759	0.02783
10.0	-10.0	0.02741	0.02815
10.0	10.0	0.02759	0.02783
20.0	-20.0	0.05510	0.05664
20.0	20.0	0.05527	0.05652
30.0	-30.0	0.08519	0.08602
30.0	30.0	0.08435	0.08679
40.0	-40.0	0.11804	0.11654
40.0	40.0	0.11425	0.11971

lauf in der geometrischen Mittenebene des Quadrupolmagneten. Mit eingezeichnet ist das Koordinatensystem  $(X, Y, Z)$ , in dem die Messungen durchgeführt wurden. Die Koordinatenachse  $Z$  mit ihrem Ursprung in der Magnetmitte weist in die Strahlrichtung. In der Tab. 3.1 stehen die Beträge der gemessenen Feldwerte zusammen mit den berechneten Feldwerten. Die Meßwerte weichen im Mittel um  $-1.53 \pm 1.8\%$  von den berechneten Feldwerten ab und zeigen somit eine gute Übereinstimmung mit der Auslegung des Magneten.

### 3.2 Messungen am Dipolmagneten

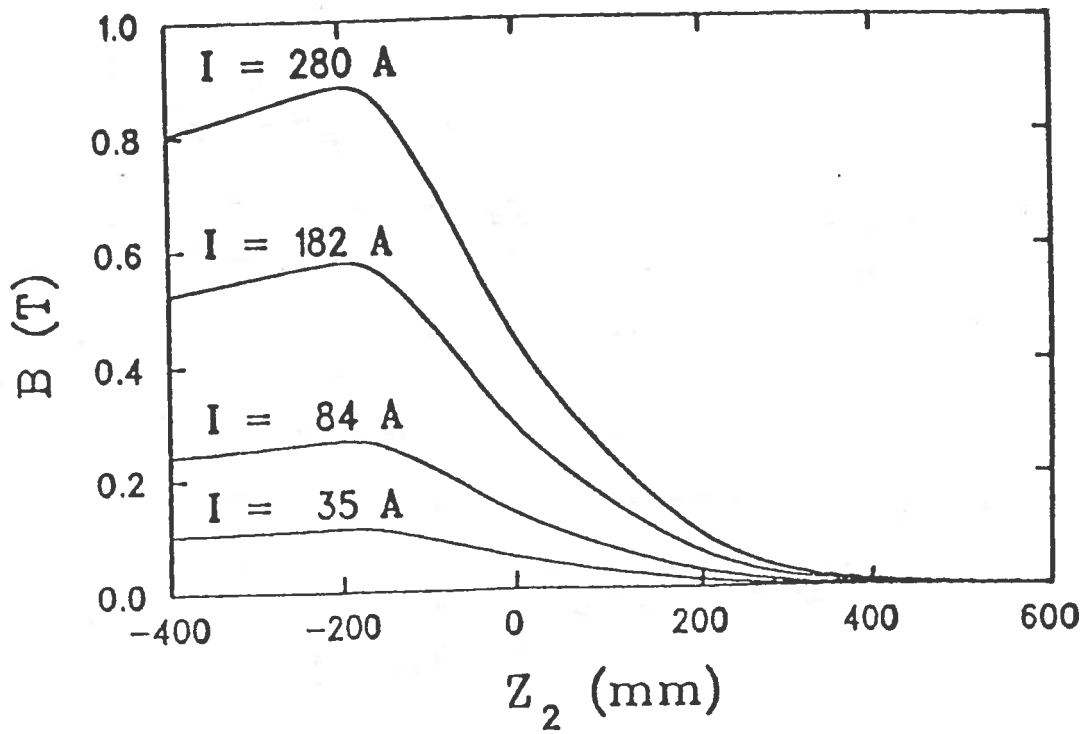
Um den magnetischen Feldverlauf und die komplizierte Polschuhgeometrie des Dipolmagneten zu überprüfen, waren umfangreiche mechanische und magnetische Messungen erforderlich. Wegen des großen Ablenkwinkels ( $120^\circ$ ) und der damit verbundenen Änderung der Sollstrahlrichtung wurden zwei Koordinatensysteme für die Vermessung des Randfeldverlaufs am Strahleintritt und Strahlaustritt des Dipolmagneten eingeführt. Die Abb. 3.4 verdeutlicht in einem Schnitt durch die Mittenebene des Dipolmagneten die Lage der beiden Koordinatensysteme. Eine Reihe von Einzelheiten sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt worden. Die Schnittflächen der an das Seitenjoch montierten Rückflußjochs sind schraffiert. Sie definieren die Mittenebene (s. auch Kap. 2.2). Der keilförmige Polschuh mit den gekrümmten und abgeschrägten Eintritts- und Austrittskonturen ruht auf dem Seitenjoch. Die Richtung der Koordinatenachsen  $Z_1$  und  $Z_2$  wurde so gewählt, daß sie mit der Sollstrahlachse am Magneteintritt und -austritt übereinstimmt. Die dazu senkrechten Koordinatenachsen  $X_1$  und  $X_2$  weisen in die Dispersionsrichtung des Dipolmagneten. Senkrecht auf den Achsen  $X_1, Z_1$  und  $X_2, Z_2$  stehen die Koordinatenachsen  $Y_1$  und  $Y_2$ . Die Achsen  $Z_1$  und  $Z_2$  sind durch Referenzbohrungen auf dem Polschuh mechanisch zugänglich. Das Lot von der Referenzbohrung auf die Polschuhkante definiert in der Magnetmittenebene den Koordinatenursprung.



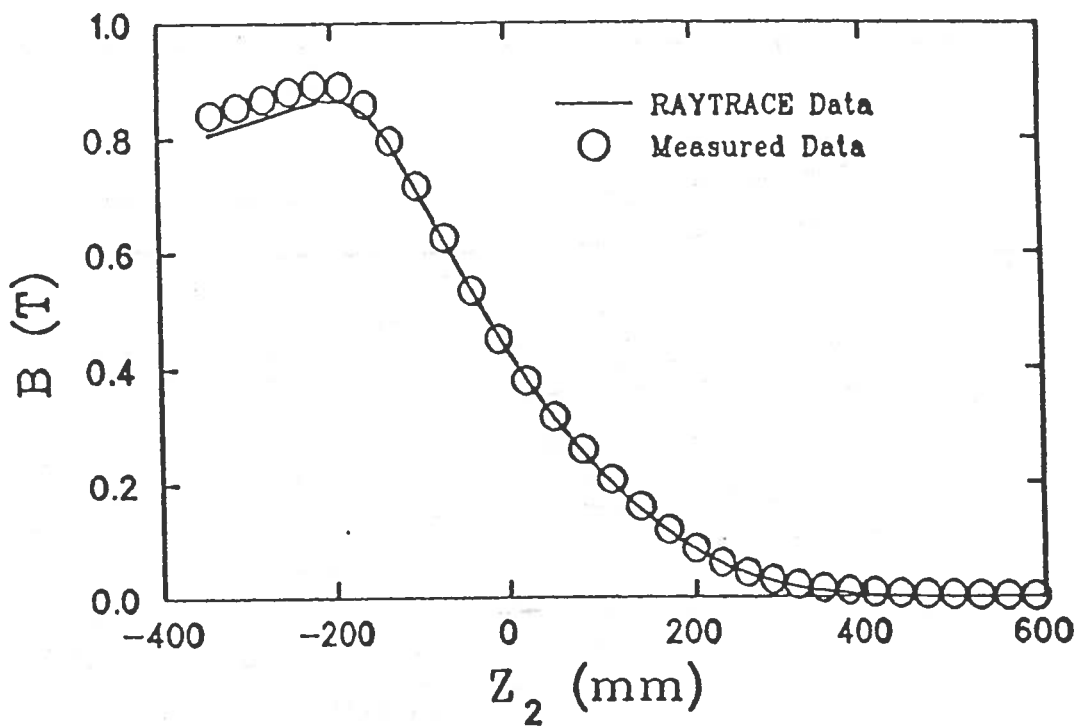
**Abb. 3.4:** Koordinatensysteme am Strahleintritt ( $X_1, Z_1$ ) und Strahlaustritt ( $X_2, Z_2$ ) in der Mittenebene des Dipolmagneten.

Für die Bestimmung des Verlaufs der effektiven magnetischen Feldkante am Strahleintritt und Strahlaustritt des Dipolmagneten wurde das Randfeld parallel zu den Achsen  $Z_1$  und  $Z_2$  auf insgesamt 21 Bahnen bei Feldstärken zwischen 0.125 T und 1.0 T vermessen. Stellvertretend für diese Messungen zeigt Abb. 3.5 den Randfeldverlauf  $B$  am Ort  $X_2 = 0$  als Funktion des Meßweges  $Z_2$  bei Erregerströmen zwischen 35 A und 280 A.

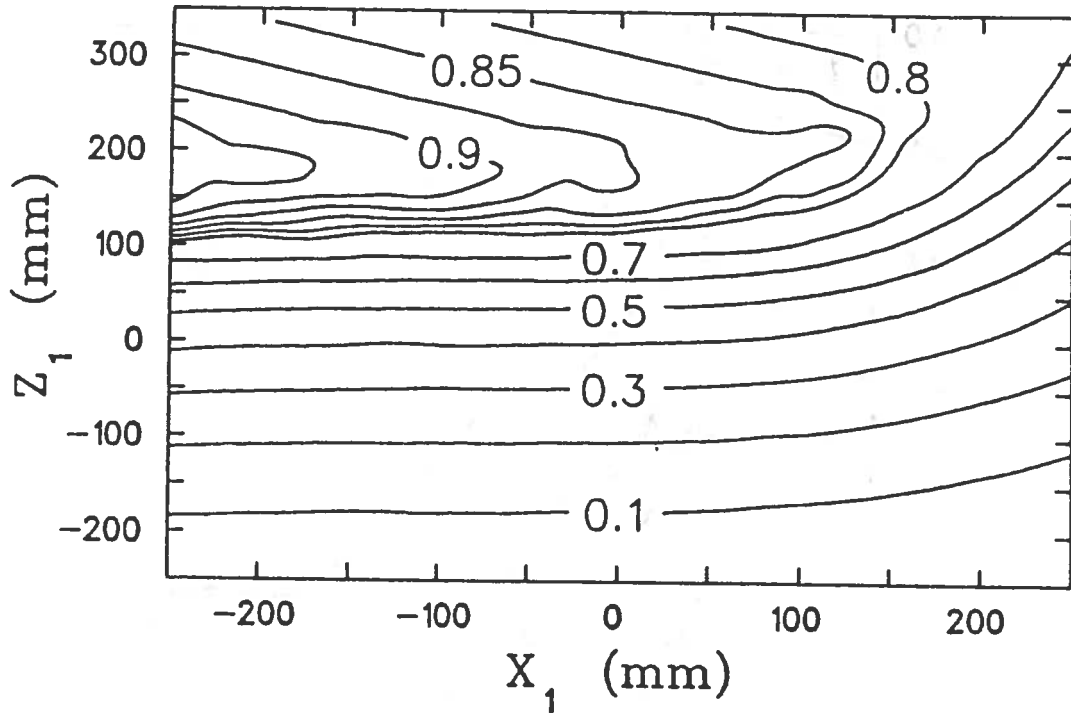
Zum Vergleich sind in Abb. 3.6 die mit dem Computerprogramm RAYTRACE berechneten Feldwerte für einen Erregerstrom von 280 A zusammen mit den gemessenen Daten gezeigt. In der Region abfallenden Randfeldes weichen die berechneten



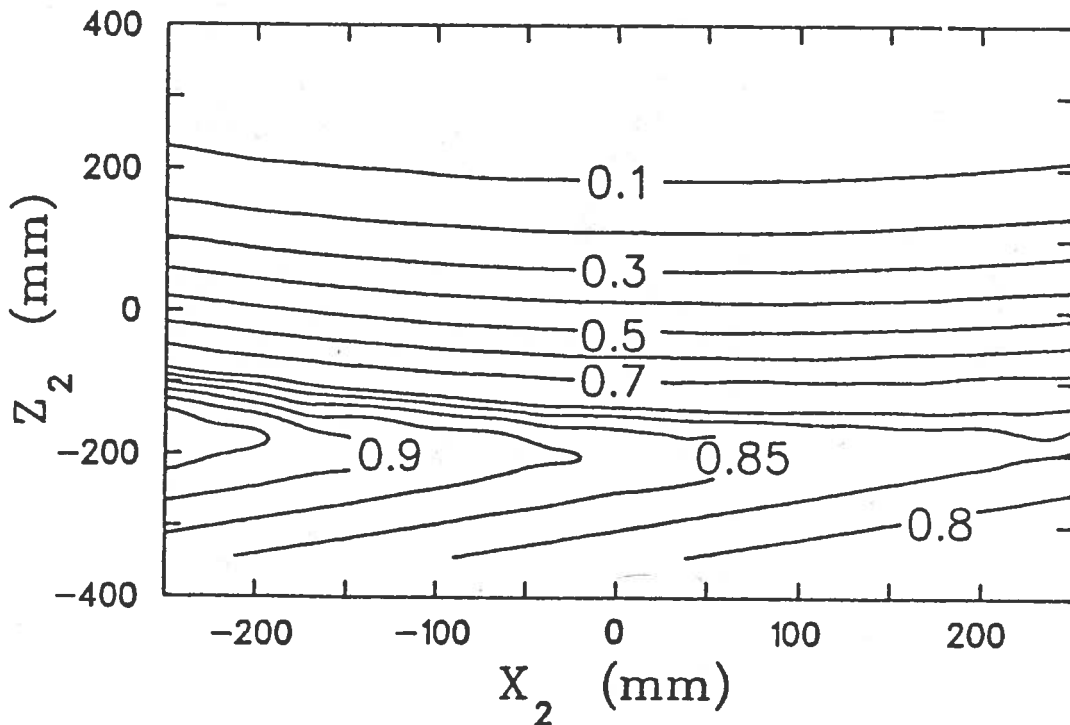
**Abb. 3.5:** Randfeldverlauf des Dipolmagneten bei Erregerströmen zwischen 35 A und 280 A.



**Abb. 3.6:** Vergleich des gemessenen Randfeldverlaufes mit von dem Rechenprogramm RAYTRACE vorhergesagten Feldwerten bei einem Erregerstrom von 280 A.

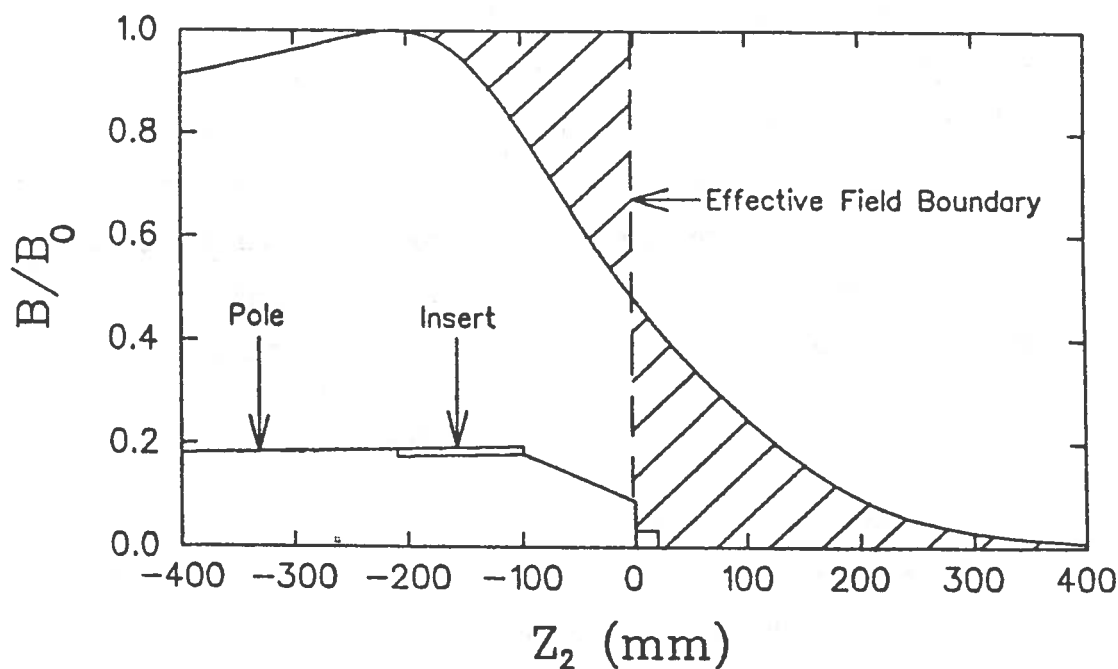


**Abb. 3.7:** Feldkarte des Randfeldverlaufs im Bereich zwischen 0.1 T und 1 T am Strahleintritt in den Dipolmagneten bei einem Erregerstrom von 280 A.



**Abb. 3.8:** Feldkarte des Randfeldverlaufs im Bereich zwischen 0.1 und 1 T am Strahlaustritt aus dem Dipolmagneten bei einem Erregerstrom von 280 A.

Werte bis zu 2% von den Meßwerten ab, im Bereich der maximalen Feldstärke werden dagegen höhere Abweichungen beobachtet. Der Vergleich zwischen den Meßdaten und den Rechenwerten zeigt, daß der Randfeldverlauf durch die Rechnung gut beschrieben wird. Eine mögliche Ursache der Abweichung bei hohen Feldstärken ist die in dem Rechenprogramm verwendete Reihenentwicklung des Magnetfeldes [25]. In den Abb. 3.7 und 3.8 ist der Randfeldverlauf am Dipoleintritt und Dipolaustritt in Form von Feldkarten aufgezeichnet. Aus den gemessenen Felddaten wurde die Lage der effektiven Feldkante [26] bestimmt und mit der mechanischen Polschuhkontur verglichen. Die Abb. 3.9 zeigt in Form eines Schnitts, durch die in Abb. 3.8 dargestellte Feldkarte bei  $X_2 = 0$ , den auf das Maximalfeld  $B_0$  normierten Feldverlauf  $B/B_0$  als Funktion der Meßkoordinate  $Z_2$ . In der Abbildung ist ebenfalls



**Abb. 3.9:** Lage der effektiven Feldkante über dem Polschuhprofil am Strahlaustritt aus dem Dipolmagneten.

das keilförmige Polschuhprofil mit dem Einsatzstück (Insert) gezeigt, das für eine Änderung der effektiven Feldkante herausgenommen und modifiziert werden kann.

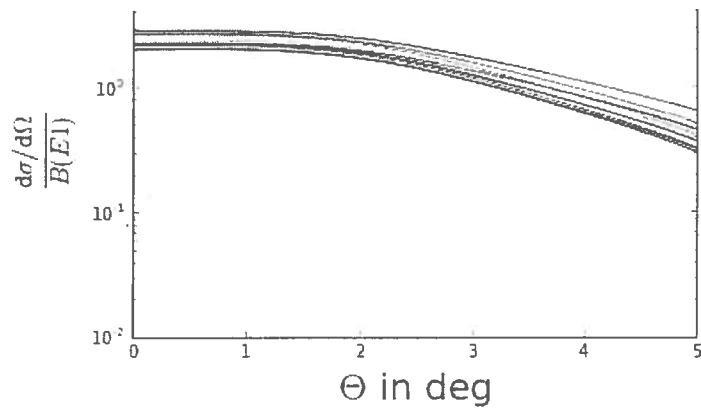
Der aus allen Messungen ermittelte Verlauf der effektiven Feldkante ist über der mechanischen Polschuhkontur in Abb. 3.10 für den Strahleintritt in den Dipolma-

gneten und in Abb. 3.11 für den Strahlaustritt aus dem Magneten dargestellt. Am Strahleintritt weichen die Meßwerte um maximal  $5 \pm 1$  mm und am Strahlaustritt um maximal  $4 \pm 1$  mm von der Polschuhkontur ab. Diese geringen Abweichungen und die damit verbundenen Bahnänderungen der Elektronenstrahlen haben nur einen vernachlässigbaren Einfluß auf die optischen Eigenschaften des Spektrometers.

Für die Messung des Magnetisierungsverlaufs wurde die Hallsonde in der Magnetmittenebene am Ort des kleinsten Luftspaltes positioniert. Die gemessene Änderung der magnetischen Induktion  $B$  ist in Abhängigkeit vom Erregerstrom  $I$  in Abb. 3.12 dargestellt. Die Meßwerte stehen im Anhang D.2. Ein Sättigungsverhalten des Dipolmagneten konnte nicht festgestellt werden. Die Magnetisierung des verwendeten Eisenmaterials ist nicht nur von der magnetischen Feldstärke der Erregerwindungen, sondern auch von dem früheren magnetischen Zustand des Dipolmagneten abhängig. Damit die gewünschten Feldwerte wegen der Hysterese reproduzierbar eingestellt werden können, wurde experimentell ein Einstellverfahren für die gleichmäßige Magnetisierung des Polschuheisens entwickelt. Stellgröße bei diesem Verfahren ist der Spulenstrom  $I_0$ . Dabei oszilliert der Erregerstrom entsprechend Gl. (3.1) in vier Iterationsschritten um seinen Sollwert  $I_0$ :

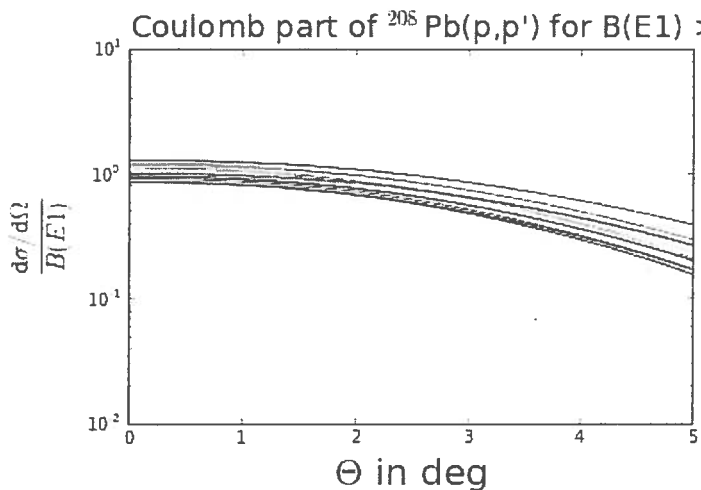
$$I = I_0 \cdot \left( 1 + (-1)^{n+1} \cdot \frac{1}{2^{n+1}} \right) , \quad n = 1, 2, 3, 4 \dots \quad (3.1)$$

Zwischen den einzelnen Iterationsschritten  $n$  muß eine Zeitspanne von fünf Minuten verstreichen, damit nach dem vierten Iterationsschritt mit dem Sollwert  $I_0$  die magnetische Induktion des Dipolmagneten mit einer Reproduzierbarkeit von 50 mGauss eingestellt werden kann. Der Magnetisierungsverlauf in Abb. 3.12 wurde mit diesem Verfahren gemessen.



—	B(E1) = 0.862000 at E = 10.457680 MeV
—	B(E1) = 2.668000 at E = 10.973440 MeV
—	B(E1) = 0.269700 at E = 11.316430 MeV
—	B(E1) = 1.620000 at E = 11.504640 MeV
—	B(E1) = 6.457000 at E = 12.282250 MeV
—	B(E1) = 11.290000 at E = 13.200000 MeV
—	B(E1) = 13.710000 at E = 14.178870 MeV
—	B(E1) = 1.018000 at E = 14.524550 MeV
—	B(E1) = 12.090000 at E = 14.763770 MeV

```
In [6]: for i in arange(24,41):
        if bel[i-1,1] < 1e-1:
            continue
        plot(loadtxt('PbCoulomb/q20/%i.dat' % i)[: ,0], loadtxt('PbCoulomb/q2
        /%i.dat' % i)[: ,1]/bel[i-1,1], label='B(E1) = %f at E = %f MeV' % (bel[i
        1,1],bel[i-1,0]))
        yscale('log')
        xlim(0,5)
        ylim(0.01)
        title(r"Coulomb part of  $^{208}\text{Pb}(p,p')$  for  $B(E1) > 10^{-1}$  and  $q = 2$ 
        MeV", fontsize=18, loc='left')
        ylabel(r' $\frac{d\sigma/d\Omega}{B(E1)}$ ', fontsize=22)
        xlabel(r' $\Theta$  in deg', fontsize=22)
        legend(bbox_to_anchor = (2, 1));
```



—	B(E1) = 1.075000 at E = 10.170560 MeV
—	B(E1) = 0.862000 at E = 10.457680 MeV
—	B(E1) = 2.668000 at E = 10.973440 MeV
—	B(E1) = 0.269700 at E = 11.316430 MeV
—	B(E1) = 1.620000 at E = 11.504640 MeV
—	B(E1) = 6.457000 at E = 12.282250 MeV
—	B(E1) = 11.290000 at E = 13.200000 MeV
—	B(E1) = 13.710000 at E = 14.178870 MeV
—	B(E1) = 1.018000 at E = 14.524550 MeV
—	B(E1) = 12.090000 at E = 14.763770 MeV

```
In [20]: for i in arange(24,41):
        if bel[i-1,1] < 1e-1:
            continue
        plot(loadtxt('PbCoulomb/14MeVBE1//%i.dat' % i)[: ,0], loadtxt('PbCoul
        mb/14MeVBE1//%i.dat' % i)[: ,1]/bel[31,1], label='B(E1) = %f at E = %f Me
        ' % (bel[31,1],bel[i-1,0]))
        yscale('log')
        xlim(0,5)
        ylim(0.01)
```



$$I_n = I_0 \left( 1 + (-1)^{n+1} \frac{1}{2^{n+1}} \right)$$

$$n = 1 \dots$$

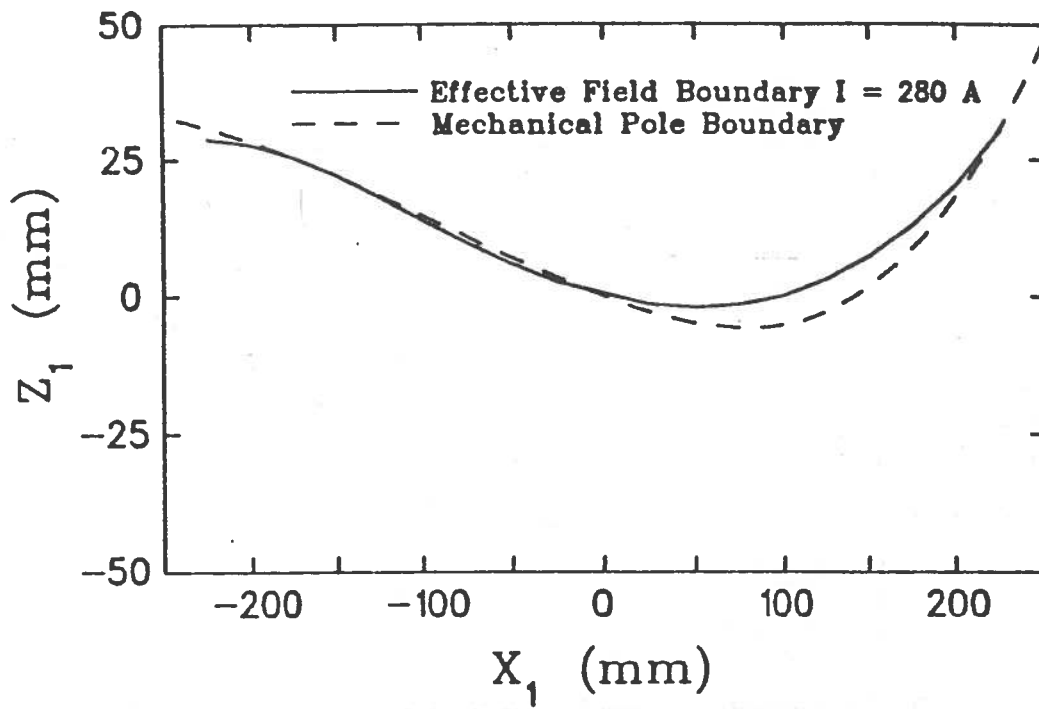
$$\Delta E = I - I_0$$

0,001

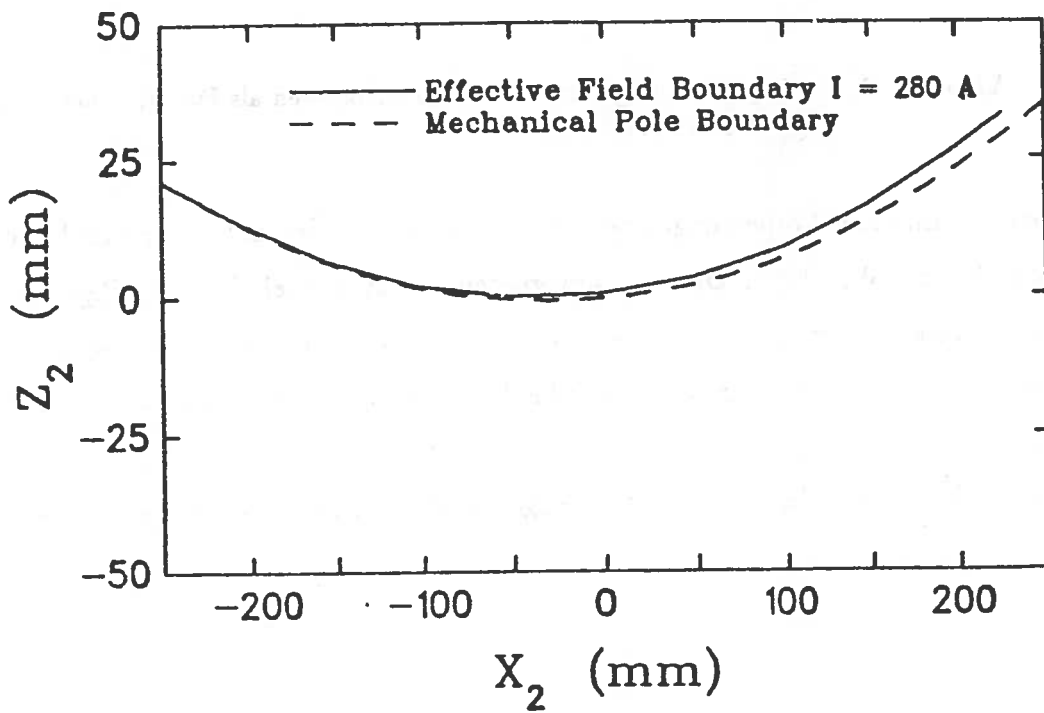
0,086

$$L_{\text{total}} = 2 \cdot (X/5) \cdot S_{\text{max}}$$

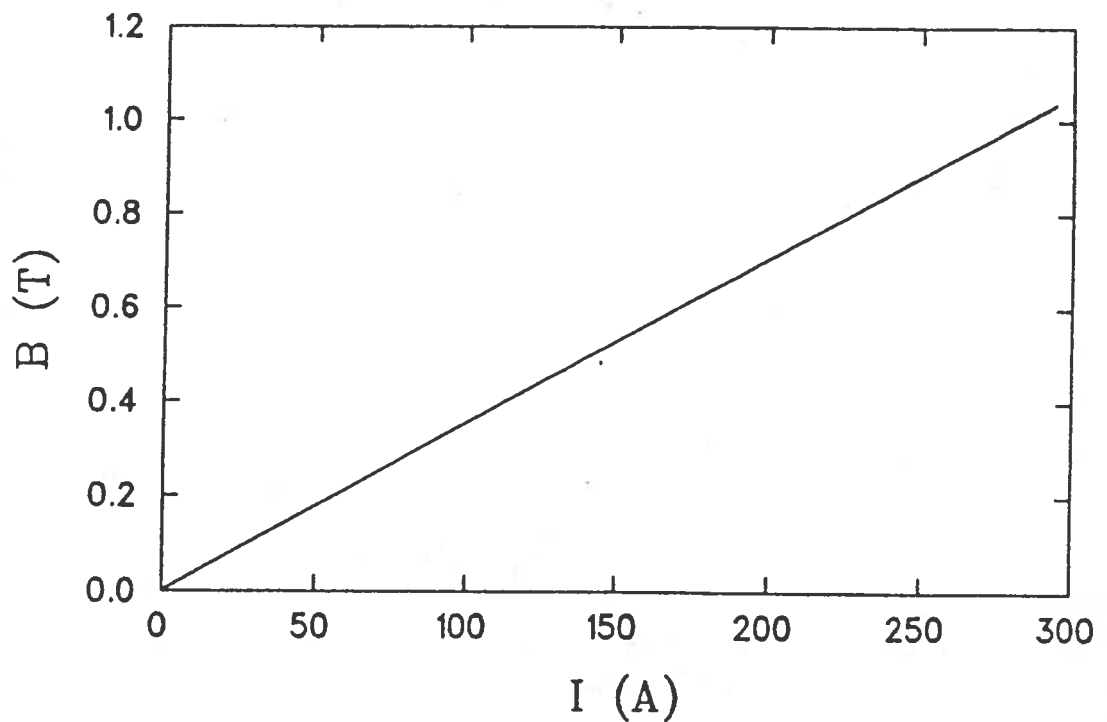
$$2 \cdot 3,76 \cdot \overset{\text{my } \%}{\cancel{0,001}} \cdot 2 \%$$



**Abb. 3.10:** Effektive Feldkante und mechanische Polschuhkante am Strahleneintritt in den Dipolmagneten.



**Abb. 3.11:** Effektive Feldkante und mechanische Polschuhkante am Strahlaustritt aus dem Dipolmagneten.



**Abb. 3.12:** Magnetisierungsverlauf des Dipolmagneten als Funktion des Erregerstromes  $I$ .

Die mechanischen Abmessungen des Dipolmagneten wurden mit einem Stahlmaßstab kontrolliert. Wie beim Quadrupolmagneten konnten auch hier im Rahmen der Meßgenauigkeit von 0.1 mm keine Abweichungen von den Konstruktionsdaten festgestellt werden. Der Neigungswinkel der Polschuhkonturen wurde mit einem Winkelmesser und die Luftspaltgeometrie mit Hilfe eines keilförmigen Einsatzstücks überprüft. Innerhalb der gleichen Meßgenauigkeit konnten keine Fertigungsfehler festgestellt werden.

### 3.3 Justierung des Spektrometers

Neben der Magnetgeometrie bestimmen die Position und relative Lage der beiden Spektrometernagnete zueinander und zu der von Target und Strahlachse definierten Streuebene wesentlich die Abbildungseigenschaften des gesamten Systems. Nach dem mechanischen Aufbau mußte das Spektrometer daher auf seine Sollposition einjustiert werden. Vor dem Aufbau des QCLAM's in der Experimentierhalle wurde dazu die Elektronenstrahlachse optisch eingemessen und die Position des Spektrometerdrehpunktes festgelegt. In den Hallenboden eingelassene Metall Dosen dienen zur Aufnahme von Meßmarken. Die Höhe der Strahlachse über dem Fußboden wurde mittels Feinnivellement [27,28] auf Metallplatten markiert, die an den Hallenwänden verschraubt sind. Senkrecht zu der Strahlachse legen weitere Meßmarken die 25°, 90°- und 155°-Stellung des Spektrometers fest. Das so entstandene Festpunktefeld wurde durch kombinierte Winkel- und Streckenmessungen (Theodolit, Basislatte) aufgemessen und bildet das im Anhang F gezeigte geodätische Bezugssystem für alle Justierungen.

Die in Kap. 3.2 beschriebenen Koordinatensysteme am Strahleintritt und Strahlaustritt des Spektrometers sind in Form von Referenzbohrungen an den Magnetjochen nach außen geführt. Weitere Bohrungen auf den Seitenjochen und den Flanschen der Vakuumkammer legen die Strahlachse des ein- und austretenden Elektronenstrahls fest. Zum Ausrichten des Spektrometers wurden in die Referenzbohrungen Zielmarken gesetzt. Die Sollage der Spektrometernagnete wurde durch Einfluchten der Zielmarken auf Sollachsen erreicht, die durch Ziellinien der über den Bodenpunkten horizontrierten Theodoliten festgelegt wurden.

Nach dem Aufbau des 33 t schweren Spektrometers und der Montage der 20 t wiegenden Bleiabschirmung des Detektorsystems wurde zuerst das Schienensystem horizontal ausgerichtet. Dazu mußte das Spektrometer in 5°-Schritten gedreht und an den Rädern die radiale und tangentielle Schienenneigung mit Rahmenwasserwaagen

bestimmt werden. Die Neigung der Schiene wurde unter Belastung mit Hilfe der in die Bodenteller greifenden Stellschrauben in beiden Richtungen besser 0.2 mm/m eingestellt. Die horizontale und vertikale Achse beider Magnete konnte durch Anlegen einer Rahmenwasserwaage mit einer Genauigkeit besser 0.1 mm/m einjustiert werden. Die absolute Höhenschwankung bei der Drehung des Spektrometers um den vollen Winkelbereich wurde mit den Nivellieren [27,28] zu 0.2 mm gemessen. Der Fehler der 90°-Stellung des Spektrometers konnte durch das Anvisieren eines keilförmigen Einsatzstückes zwischen den Polschuhen des Dipolmagneten zu 0.031° bestimmt werden. Der Abstand zwischen dem Dipol- und dem Quadrupolmagnet wurde mit Hilfe von Maßstangen mit einer Genauigkeit von 0.1 mm eingestellt. In der gleichen Genauigkeit wurde die Distanz zwischen dem Streuzentrum und dem Quadrupol festgelegt.

Um den Einfluß der Justierfehler auf die Abbildungseigenschaften des Spektrometers abzuschätzen und Justiertoleranzen festzulegen, wurden mit dem Rechenprogramm RAYTRACE Simulationsrechnungen durchgeführt. Dazu wurden Driftstrecken zwischen dem Streuzentrum und den Magneten eingeführt und eine Drehung der magnetischen Elemente um alle drei Raumachsen simuliert. Für die Verdrehungen wurde ein Winkel von 1° gewählt, die Länge der zusätzlichen Driftstrecken betrug 1 mm. Die in der Simulation angenommenen Fehlergrößen können auch mit einfachen Meßmitteln erfaßt werden. Der Einfluß der simulierten Justierfehler auf die Bildkoordinaten der Sollbahn ist in der Tab. 3.2 zusammengefaßt. In der Tabelle aufgeführt sind die Bildebenenkoordinaten der Sollbahn  $X_2$  und  $Z_2$ , die zugehörigen Neigungswinkel  $\Theta_2$  und  $\Phi_2$  sowie die Bildbreiten  $W_x$  in der dispersiven Richtung und  $W_y$  in der nichtdispersiven Richtung für die Abbildung des vollen Raumwinkels. Einen großen Einfluß auf die Geometrie der Abbildung zeigt die Verdrehung des Quadrupolmagneten um die Achsen  $X$  und  $Y$  und Verdrehungen des Dipolmagneten um die Strahlachse  $Z_1$  und um die Mittenachse  $X_1$ . In allen drei Fällen vergrößert sich die für die Energiebestimmung maßgebende Bildweite  $W_x$ . Die durch die zusätzlichen Driftstrecken simulierten Fehler in der absoluten Position der Ma-

**Tabelle 3.2** Einfluß von Justierfehlern auf die Abbildungseigenschaften des QCLAM-Spektrometers.

	$X_2$ [mm]	$Z_2$ [mm]	$\Theta_2$ [mrad]	$\Phi_2$ [mrad]	$W_x$ [mm]	$W_y$ [mm]
Solldaten	0.00	986.27	4.00	0.00	0.59	27.80
Quad 1° Drehung um $X$	0.05	986.59	3.84	- 5.00	1.01	58.04
Quad 1° Drehung um $Y$	0.01	987.85	39.22	0.00	2.93	17.24
Quad 1° Drehung um $Z$	0.00	986.27	4.00	0.00	0.59	28.06
1 mm Drift Target-Quad	0.00	986.03	4.00	0.00	0.58	28.47
1 mm Drift Quad-Dipol	-0.01	985.11	4.00	0.00	0.64	27.89
Dipol 1° Drehung um $X$	-0.18	986.48	4.30	11.58	0.68	78.92
Dipol 1° Drehung um $Y$	14.14	971.86	-0.90	0.00	1.70	34.01
Dipol 1° Drehung um $Z$	-0.19	985.83	4.25	-10.03	2.04	86.59

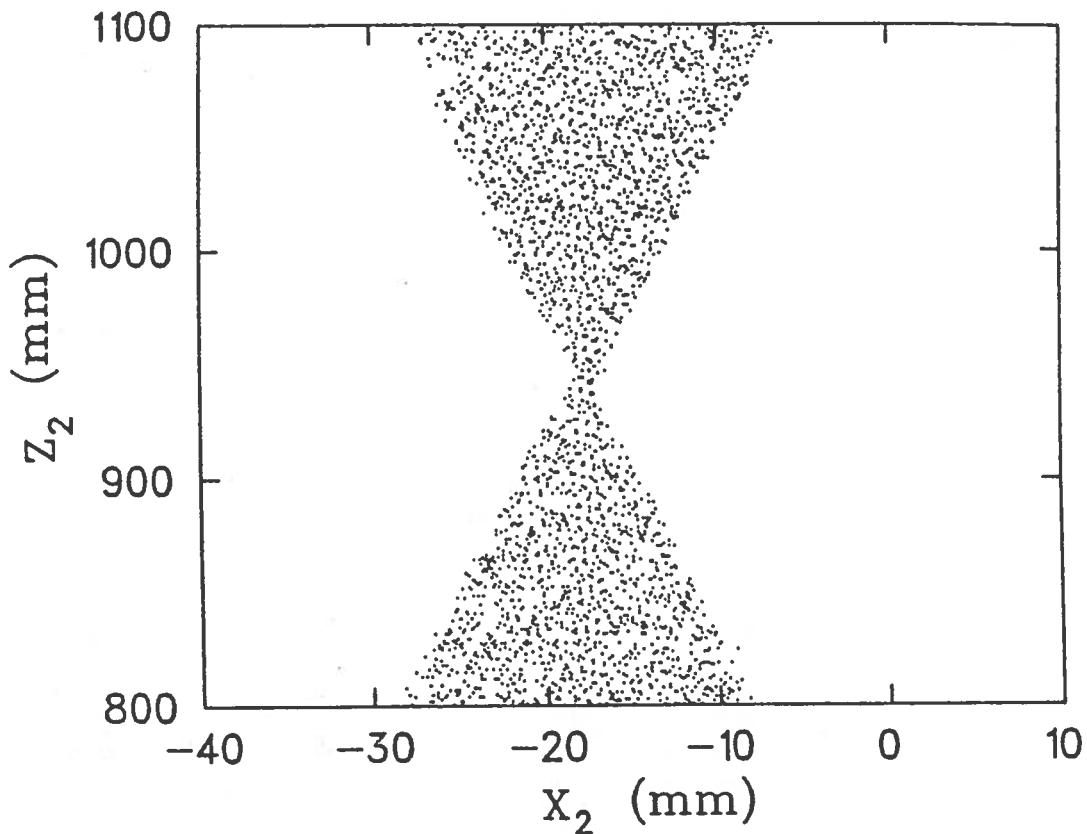
gnete zeigen keinen signifikanten Einfluß auf die Abbildungseigenschaften. Die bei dem Ausrichten des Spektrometers auf Sollposition vorgegebene Justiergenauigkeit ist um mehr als eine Größenordnung kleiner als die in der Rechnung angenommenen Justierfehler und in allen Fällen völlig ausreichend.

## 4. Untersuchung der Abbildungseigenschaften des QCLAM-Spektrometers mit gestreuten Elektronen

Im ersten Teil dieses Kapitels wird die Bestimmung der Bildebene aus der im Detektorsystem gemessenen Orts- und Winkelverteilung gestreuter Elektronen erklärt und aus ihrem Verlauf die Dispersion des QCLAM-Spektrometers ermittelt. Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse von Kollimatormessungen vorgestellt. Für diese Messungen wurde zwischen dem Target und dem Spektrometer eine Viellochblende montiert und die Abbildung elastisch gestreuter Elektronen in der Detektorebene untersucht. Der letzte Teil des Kapitels zeigt die Energieverteilung von elastisch und unelastisch gestreuten Elektronen in der Bildebene des Spektrometers. Es ist das erste unelastische Spektrum, das mit dem neuen Spektrometer aufgenommen wurde. Als Targetkern diente bei allen Untersuchungen  $^{24}\text{Mg}$ .

### 4.1 Bestimmung der Bildebene

Es werden die mit dem Rechenprogramm ermittelten Sollwerte des Magnetfeldes eingestellt. Jedes Elektron, das den Detektor durchläuft, liefert einen Durchstoßpunkt und einen Steigungswinkel; diese Größen werden in das in Kap. 3.2 beschriebene Koordinatensystem  $X_2, Z_2$  transformiert; dabei zeigt die Abb. 4.1 ein Beispiel für



**Abb. 4.1:** Fokussierung in der dispersiven Ebene.

die Koordinaten dieser Elektronenbahnen. Sie wurden mit einem  $^{24}\text{Mg}$ -Target bei einer Strahlenergie von 81 MeV aufgenommen; die Dipol- und Quadrupoleinstellung entsprach den Sollwerten. Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß es eine Stelle engsten Bündelquerschnitts gibt. Der optimale Querschnitt wird durch Variation der Quadrupolfeldstärke eingestellt; dabei verschiebt sich die  $Z_2$ -Koordinate des Bildpunktes bei einer gleichzeitigen Veränderung des Strahlenkegels. Die Bündelbreite ist dagegen unempfindlich gegen geringfügige Änderungen ( $< 5\%$ ) der Quadrupolfeldstärke. Um die Bildebene zu ermitteln, muß der Strahlenkegel über die gesamte  $X_2$ -Achse von - 230 mm bis + 230 mm verschoben werden. Dazu standen drei Meßverfahren zur Verfügung:



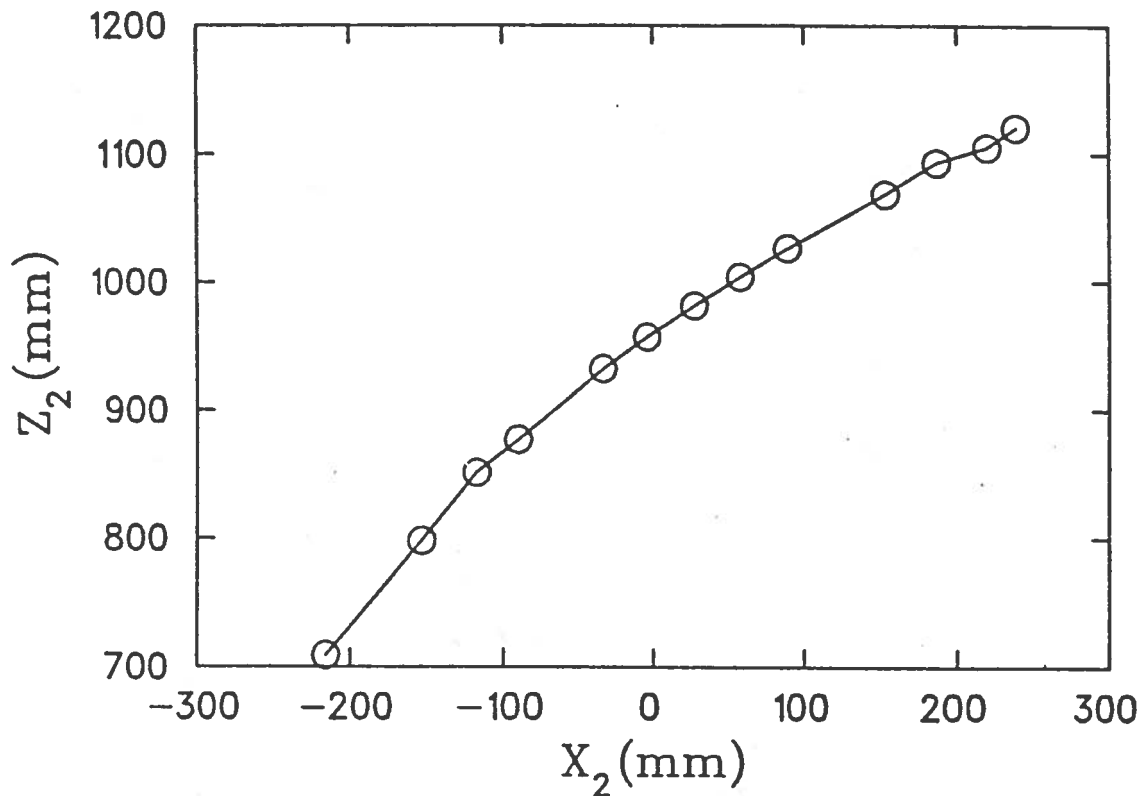
- Messung der Energieverteilung unelastisch gestreuter Elektronen bei konstanter Strahlenergie und Spektrometereinstellung,
- Messung eines elastischen Spektrums mit unterschiedlichen Strahlenergien bei konstanter Spektrometereinstellung und
- Messung von elastisch gestreuten Elektronen bei konstanter Strahlenergie mit verschiedenen Spektrometereinstellungen.

Aufgrund der zur Abdeckung der gesamten Bildebene benötigten Zahl von unelastischen Linien und dem Zeitaufwand für die Messung solcher Spektren wurde auf das erste Verfahren verzichtet. Da die Änderung der Spektrometereinstellung schneller erfolgen kann als eine Änderung der Strahlenergie, wurde aus Gründen der Effizienz das dritte Verfahren angewendet. Durch Variation des Spektrometerfeldes wurde die Verteilung der Elektronen im Impulsbereich von  $\Delta P/P_0 = -10\%$  bis  $\Delta P/P_0 = +10\%$  in zwölf Schritten über die Bildebene geschoben. Die sich aus den Messungen ergebenden Orte  $X_B$  mit der kleinsten Breite in der Dispersionsebene sind in der Abb. 4.2 aufgetragen. Die Bildebene ist leicht gekrümmt und folgt dem mit dem Rechenprogramm ermittelten Verlauf. Bei dem Sollimpuls  $P_0$  schließt die Tangente an die gemessene Bildebene mit der optischen Achse einen Neigungswinkel von  $38.7^\circ$  ein. Der Designwert von  $37.97^\circ$  wird innerhalb einer Abweichung von 2% verifiziert.

Die Lineardispersion

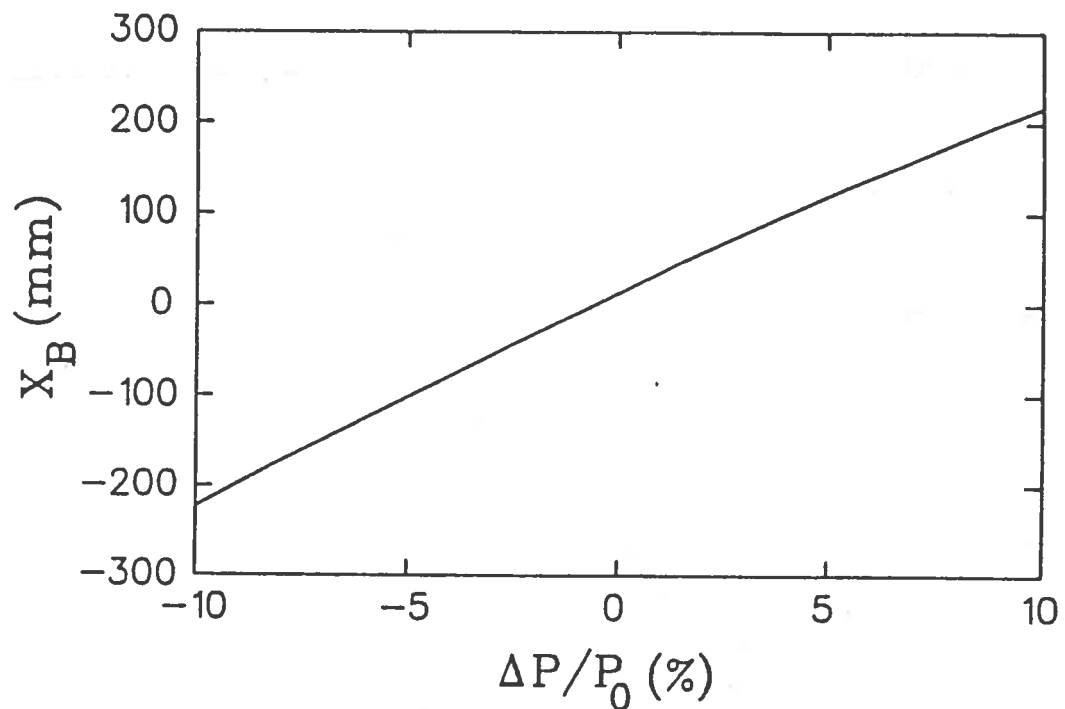
$$D = \Delta X / (\Delta P / P_0) \quad (4.1)$$

des Spektrometers beschreibt die Verschiebung eines Bildpunktes um die Strecke  $\Delta X$  senkrecht zur Sollbahnachse bei einer Impulsänderung von  $\Delta P/P_0$ . Mit den, unterschiedlichen Impulsen entsprechenden, Spektrometereinstellungen und den gemessenen Koordinaten der Bildpunkte ergibt sich der Verlauf der Dispersion. Die Abb. 4.3 zeigt die Lagen der Bildpunkte mit kleinster Bündelbreite bei verschiedenen Impulsablagen  $\Delta P/P_0$ . Die Messung erfolgte bei der durch RAYTRACE



**Abb. 4.2:** Bildebene des QCLAM-Spektrometers. Dargestellt sind die gemessenen Koordinaten kleinster Bildbreite bei verschiedenen Impulsablagen  $\Delta P/P_0$  vom Sollimpuls  $P_0$ . Die Meßfehler in Strahlrichtung  $Z_2$  betragen  $\pm 2$  mm und die der Dispersionsrichtung  $X_2$  betragen  $\pm 0.1$  mm.

vorgegebenen Magnetfeld-Solleinstellung. Die Interpolation des Funktionsverlaufes mit einer Parabel gemäß Gl. (2.2) liefert für  $X_1 = \Theta_1 = 0$  die Matrixelemente  $(X_B|\delta) = 2.21$  cm/% und  $(X_B|\delta^2) = 3.58 \cdot 10^{-2}$  cm/%<sup>2</sup>. Damit folgt die Dispersion des QCLAM-Spektrometers nach Gl. (4.1) in der zum Zentralstrahl senkrechten Richtung  $X_2$  zu  $D = 2.21$  cm/%. Die Messung ergibt damit einen um 5% von dem Designwert  $(X|\delta) = 2.322$  cm/% abweichenden Wert.



**Abb. 4.3:** Lage der Bildpunkte als Funktion der Impulsablage  $\Delta P/P_0$  vom Sollimpuls  $P_0$ .

## 4.2 Lochblendenmessungen

Mit den drei Drahtkammern des Detektorsystems können die beiden Ortskoordinaten  $X_2$  und  $Y_2$  und der Dispersionswinkel  $\Theta_2$  gemessen werden. Um von diesen Meßgrößen in der Detektorebene auf die zugehörigen Koordinaten in der Streuebene schließen zu können, wurden die Streuwinkel durch eine hinter dem Streuzentrum in einem Abstand von 151 mm montierte Viellochblende festgelegt. Ein derartiges Verfahren wurde von Blok et al. [29] bereits erfolgreich eingesetzt. Die in Abb. 4.4 gezeigte Lochblende wurde aus einer 25 mm starken Messingplatte gefertigt und besitzt zwanzig Bohrungen von je 1.6 mm Durchmesser und eine Mittenbohrung von 2.6 mm Durchmesser. Die Bohrlochabstände wurden so gewählt, daß die volle Streuwinkelakzeptanz des Spektrometers ausgeleuchtet wird. Mit Ausnahme

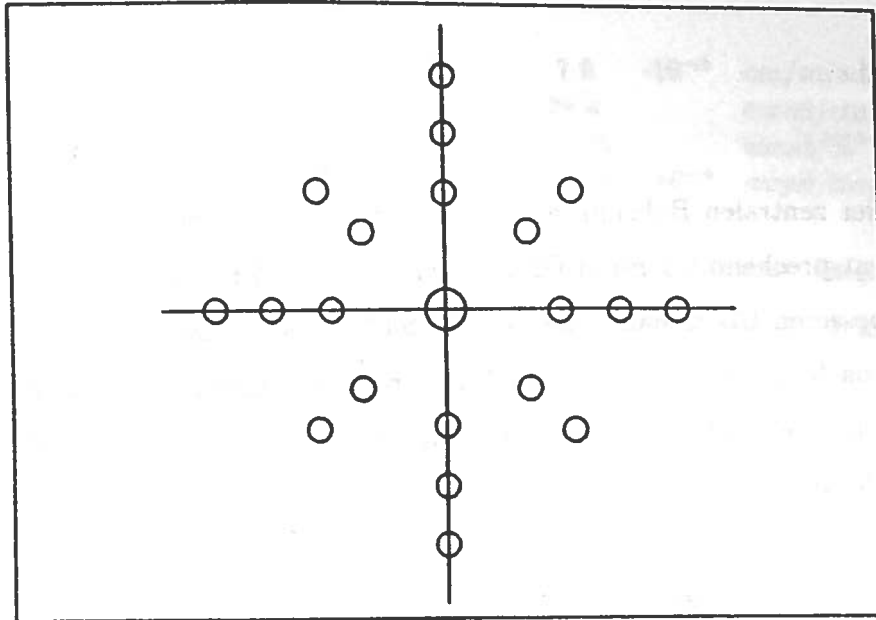


Abb. 4.4: Viellochblende für die Bestimmung der Abbildung.

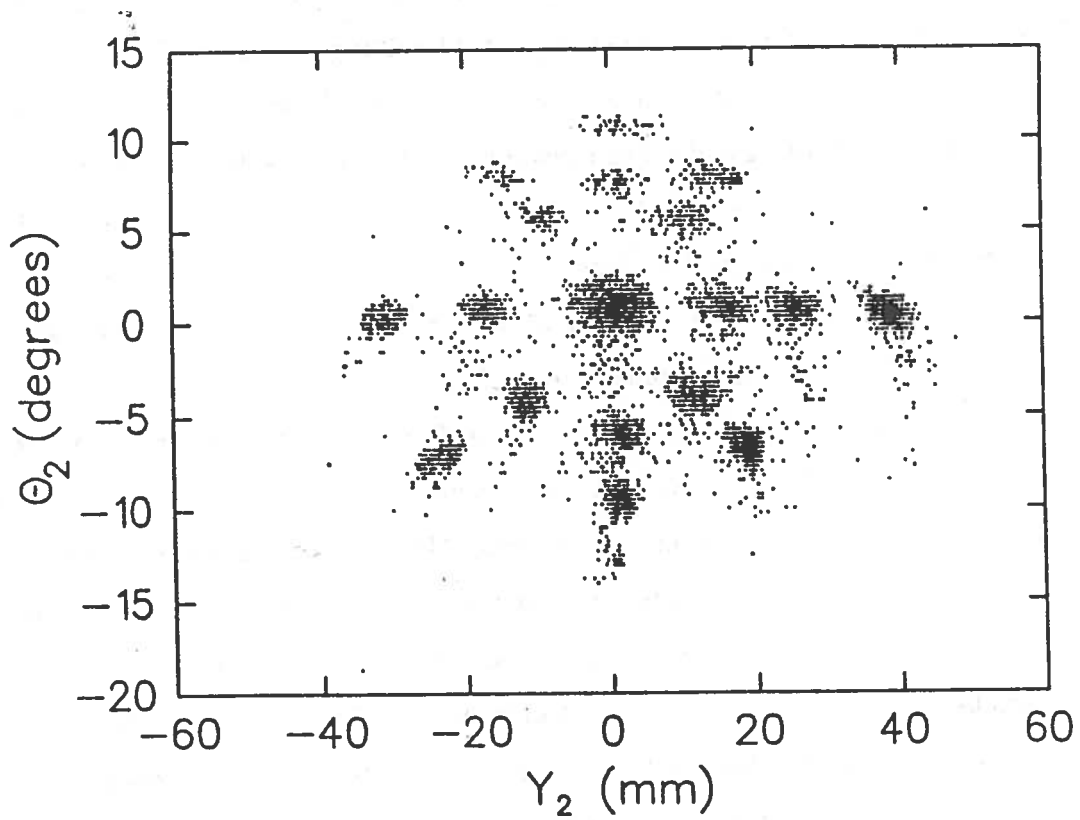


Abb. 4.5: Bild von an  $^{24}\text{Mg}$  elastisch gestreuten Elektronen einer Energie von  $E_0 = 81$  MeV, gemessen hinter der Viellochblende in der  $Y_2, \Theta_2$ -Ebene des Detektorsystems.

der zentralen Bohrung akzeptiert jede Öffnung einen Raumwinkel von 0.065 msr, entsprechend 9.1 mrad Öffnungswinkel. Die Mittenbohrung akzeptiert wegen einer besseren Überschaubarkeit der Abbildung in der Detektorebene einen Raumwinkel von 0.17 msr, entsprechend 14.7 mrad Öffnungswinkel. Die Winkel zwischen den einzelnen Bohrungen betragen von der Mitte aus betrachtet erst 50 mrad und dann 25 mrad.

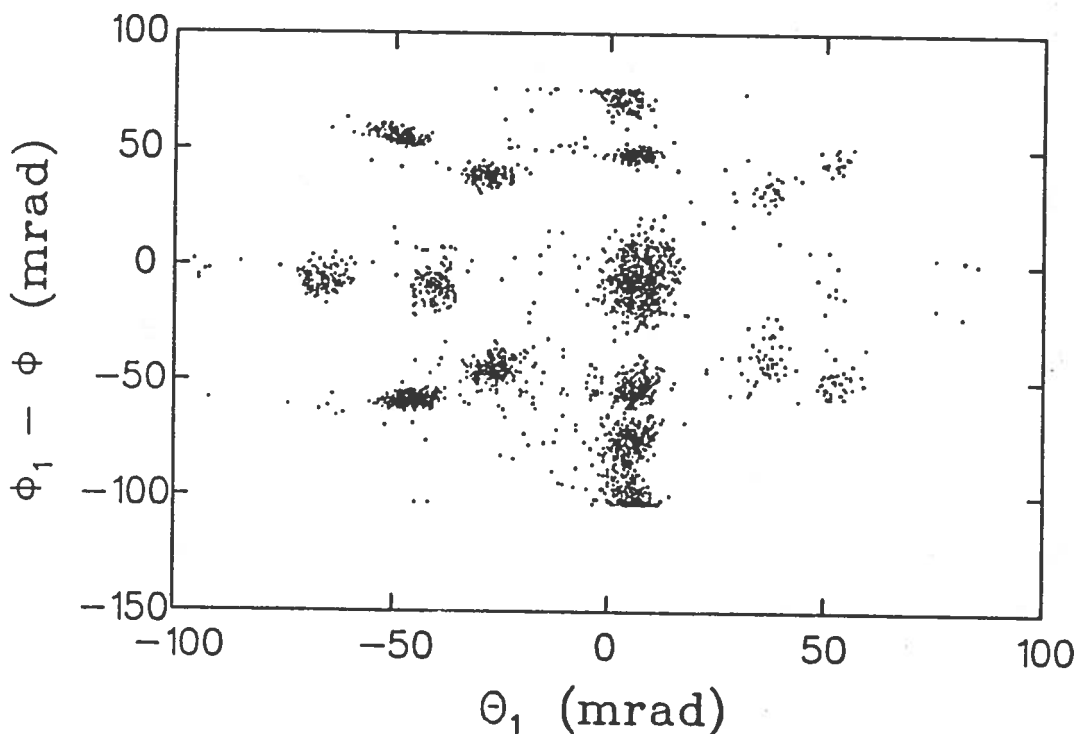
Wie im vorangegangenen Abschn. 4.1 wurde die Verteilung der an einem  $^{24}\text{Mg}$ -Target mit einer Energie von  $E_0 = 81$  MeV gestreuten Elektronen nach Durchlaufen der Lochblende untersucht. Die Abb. 4.5 zeigt die Verteilung der aus dem Gesamtspektrum ausgeblendeten elastisch gestreuten Elektronen in der  $Y_2, \Theta_2$ -Ebene des Detektorsystems. Zur Verdeutlichung der Abbildung durch die Viellochblende und zur besseren Winkelzuordnung wurde der Quadrupolmagnet hier um 40% überfokussiert. Zur Ermittlung der Matrixelemente ist diese Überfokussierung rückgängig gemacht worden. Durch Änderung der Magnetfeldeinstellung des Spektrometers wurden die zugehörigen Orts- und Winkelkoordinaten gemessen und die Häufigkeitsverteilung der Orte  $X_2, Y_2$  und  $Z_2$  und des Winkels  $\Theta_2$  in der Detektorebene bestimmt. Für jedes gemessene Streuereignis wurde aus den Meßkoordinaten  $X_2$  und  $Z_2$  und der Strahlsteigung  $\tan(\Theta_2)$  die Geradengleichung der Elektronenbahn aufgestellt und mit dem in Abschn. 4.1 beschriebenen Polynom, das den Verlauf der Bildebene beschreibt, zum Schnitt gebracht. Mit den so gewonnenen Koordinaten in der Bildebene des Spektrometers konnten die Matrixelemente für die Abbildung in der dispersiven Ebene ermittelt werden. Dazu wurde der in Gl. (2.2) und (2.3) beschriebene Polynomansatz verwendet und die den Matrixelementen entsprechenden Polynomkoeffizienten durch eine  $\chi^2$ -Anpassung bestimmt. Die folgenden Matrixelemente wurden bei eingestellten Magnetfeldsollwerten nach RAYTRACE ermittelt:

$$\begin{array}{ll}
(X|X) = - 0.48 \text{ cm/cm} & (X|\Theta) = - 7.9 \cdot 10^{-4} \text{ cm/mrad} \\
(X|\delta) = 2.33 \text{ cm/\%} & (\Theta|X) = - 28.0 \text{ mrad/cm} \\
(\Theta|\Theta) = - 2.36 \text{ mrad/mrad} & (\Theta|\delta^2) = 9.26 \text{ mrad/\%}^2 \\
(\Theta|X^2) = 8.81 \text{ mrad/cm}^2 & (\Theta|\Theta^2) = - 1.39 \cdot 10^{-4} \text{ mrad/mrad}^2
\end{array}$$

Aufgrund der ausgedehnten Brennfleckgröße des Elektronenstrahls auf dem Target, einer nicht genau feststellbaren Strahlage und der Aufstreuung im Target, tragen die Polynomkoeffizienten dritter und höherer Ordnung nur noch unwesentlich zu einer Verbesserung des  $\chi^2$  bei und konnten daher nicht ermittelt werden.

Das Matrixelement  $(X|\Theta)$  zeigt, daß sich die vom Design vorgegebene Punkt zu Punkt Abbildung einstellt. Die Dispersion  $D$  stimmt mit einer Abweichung von 1% mit der aus dem Schwerpunkt der Verteilung der elastisch gestreuten Elektronen bei unterschiedlichen Impulsen bestimmten Dispersion überein und entspricht dem Designwert. Ein Vergleich der aufgeführten Matrixelemente mit den rechnerisch bestimmten Matrixelementen im Anhang B zeigt bis auf die Terme  $(\Theta|\delta^2)$  und  $(\Theta|X^2)$  eine akzeptable Übereinstimmung. Mögliche Ursache für die Abweichungen sind die ausgedehnte Strahlfleckgröße und eine Neigung des Elektronenstrahls gegen die Sollstrahlachse.

Im Hinblick auf die geplanten Koinzidenzexperimente ist eine genaue Kenntnis der Winkelverteilung in der Streuebene erforderlich. Um die mit den drei Driftkammern gemessenen Elektronenbahnen auf ihre Ausgangskordinaten am Target zurückzuverfolgen, müssen die Orte  $X_2$  und  $Y_2$ , die Winkel  $\Theta_2$  und  $\Phi_2$  und die Impulsablage  $\Delta P/P_0$  vom Sollimpuls bestimmt werden. Direkt durch die Messung zugänglich sind nur die Orte und der Dispersionswinkel. Die Impulsbestimmung des gestreuten Elektrons in der Bildebene erfolgt analog zu Abschn. 4.1 durch die Messung der Ortsablage von der Sollbahn in der dispersiven Ebene. Der Reaktionswinkel  $\Phi_2$  kann nur indirekt aus den anderen drei Meßgrößen bestimmt werden. Aufgrund der Kenntnis der Winkelzuordnungen bei der Messung mit der in der Abb. 4.4 gezeigten Viellochblende sind mit den Häufigkeitsverteilungen der Koordinaten  $\Theta_2$  und  $Y_2$  die zugehörigen Winkel  $\Theta_1$  und  $\Phi_1$  in der Targetebene festgelegt. Mit der Messung der Verteilung gestreuter Elektronen hinter der Lochblende in kleinen Impulsinter-



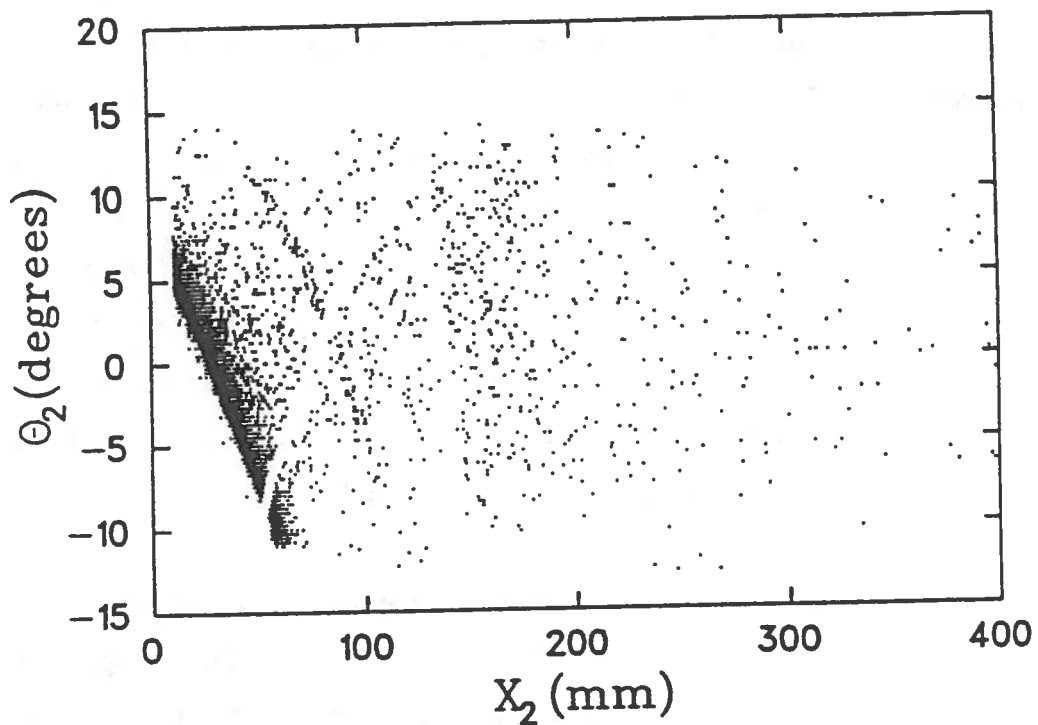
**Abb. 4.6:** Streuwinkelverteilung auf dem Target.

vallen erhält man auf der Bildebene ein feinmaschiges Interpolationsgitter. Jedem Gitterpunkt können entsprechend der Geometrie der verwendeten Lochblende die Koordinaten  $X_1$ ,  $\Theta_1$ ,  $Y_1$  und  $\Phi_1$  in der Streuebene eindeutig zugeordnet werden. Die mit diesem Verfahren erzielbare Genauigkeit ist hauptsächlich von der Energieunschärfe des Elektronenstrahls, der Strahlage, der Strahlfleckgröße auf dem Target und durch die Kleinwinkelstreuung in der Vakuumabschlußfolie und im Detektorsystem bestimmt. Nach diesem Verfahren wurde die in der Abb. 4.5 gezeigte Verteilung gestreuter Elektronen hinter der Lochblende auf den Targetort zurücktransformiert. Die Abb. 4.6 zeigt in Form eines zweidimensionalen Spektrums das Ergebnis dieser Rücktransformation über dem Dispersionswinkel  $\Theta_1$  und der Abweichung des Winkels  $\Phi_1$  vom Streuwinkel  $\phi$ . Die Asymmetrie bei der Abbildung und die Verschmierung in Richtung negativer Winkel  $\Theta_1$  ist auf eine Neigung der

Elektronenstrahlachse gegen die Sollachse zurückzuführen. Das Winkelauflösungsvermögen des Spektrometers ist durch die Breite der auf das Target zurückverfolgten Winkelverteilungen bestimmt. In der dispersiven Ebene folgt aus dem Mittelwert aller  $\Theta$ -Verteilungen eine Breite von  $0.28^\circ$  und in der nichtdispersiven Ebene eine Breite von  $0.38^\circ$ .

### 4.3 $^{24}\text{Mg}$ (e,e')-Spektrum

Zur Bestimmung des Energieauflösungsvermögens wurden Elektronen mit einer Energie von  $E_0 = 72.5$  MeV und einer Energieunschärfe von 0.1% an einem  $^{24}\text{Mg}$ -Target gestreut und unter einem Winkel von  $80^\circ$  bei dem vollen Raumwinkel von  $\Omega = 35$  msr beobachtet. Die Abb. 4.7 zeigt in einem zweidimensionalen Feld das ge-



**Abb. 4.7:** Rohspektrum von  $^{24}\text{Mg}$  in der  $X_2, \Theta_2$ -Ebene des Detektorsystems.

messene Rohspektrum in dem Detektorsystem. Aufgetragen sind insgesamt 47000 Elektronenstreuereignisse über der Dispersionsrichtung  $X_2$  und dem Dispersions-



winkel  $\Theta_2$ . Die in der linken Bildhälfte auffallende Lücke im Spektrum ist auf einen defekten Zähl draht im Detektorsystem zurückzuführen. Zur Erzeugung eines unelastischen Spektrums in der Bildebene mußten die einzelnen Elektronenbahnen mit der Bildebene zum Schnitt gebracht und die Häufigkeit der Schnittpunkt koordinaten aufsummiert werden. Dazu wurde aus den Durchstoß koordinaten  $X_2$  und  $Z_2$  der Elektronenbahnen durch das Detektorsystem und der Strahlsteigung  $\tan \Theta_2$  für jedes Streueignis die Geradengleichung bestimmt und der Schnittpunkt mit der Bildebene berechnet. Das daraus folgende Ergebnis zeigt die Abb. 4.8. Das Maximum der Energieverteilung der elastisch gestreuten Elektronen liegt bei 72.5 MeV, dies ist der Nullpunkt der Abszisse. Nach hohen Anregungsenergien (kleinen Elektronenenergien) hin schließt sich der Strahlungsschwanz an. Dieser kontinuierlichen Energieverteilung überlagert ist eine scharfe Linie. Sie entspricht der Anregung des ersten  $2^+$ -Zustandes in  $^{24}\text{Mg}$  bei einer Anregungsenergie von 1.377 MeV [30]. Die Halbwertsbreite für die Energieverteilung der elastisch und unelastisch gestreuten Elektronen beträgt im Einklang mit der eingestellten Energieunschärfe des primären Elektronenstrahls 78 keV. Das Magnesiumtarget befand sich in Transmissionsstellung, so daß nur die Streuung des Energieverlusts in dem  $20.5 \text{ mg/cm}^2$  dicken Target zur Energieauflösung beiträgt. Zur Energieeichung diente der Abstand der beiden beobachteten Linien, er entspricht der Anregungsenergie des  $2^+$ -Zustandes von 1.377 MeV. Für die Beurteilung des Auflösungsvermögens in diesem ersten Spektrum muß aber beachtet werden, daß sowohl die Energieunschärfe des Strahls, die Brennfleckgröße auf dem Target als auch der durch Aufstreuung verursachte Fehler zu einer Verbreiterung der Energieverteilung beiträgt.

Das dargestellte Spektrum wurde in einer Meßzeit von nur 52 Minuten bei einem Strahlstrom (continuous wave) von  $0.1 \mu\text{A}$  aufgenommen. Zum Vergleich mußte bei der Aufnahme des gleichen Anregungsenergiebereichs mit dem Energieverlust-Spektrometer mit einer Meßzeit von etwa 20 Stunden gerechnet werden, um eine vergleichbare Statistik zu erhalten. Alleine dieser bemerkenswerte Zeitgewinn demonstriert die Mächtigkeit der neuen Elektronenstreuanordnung.

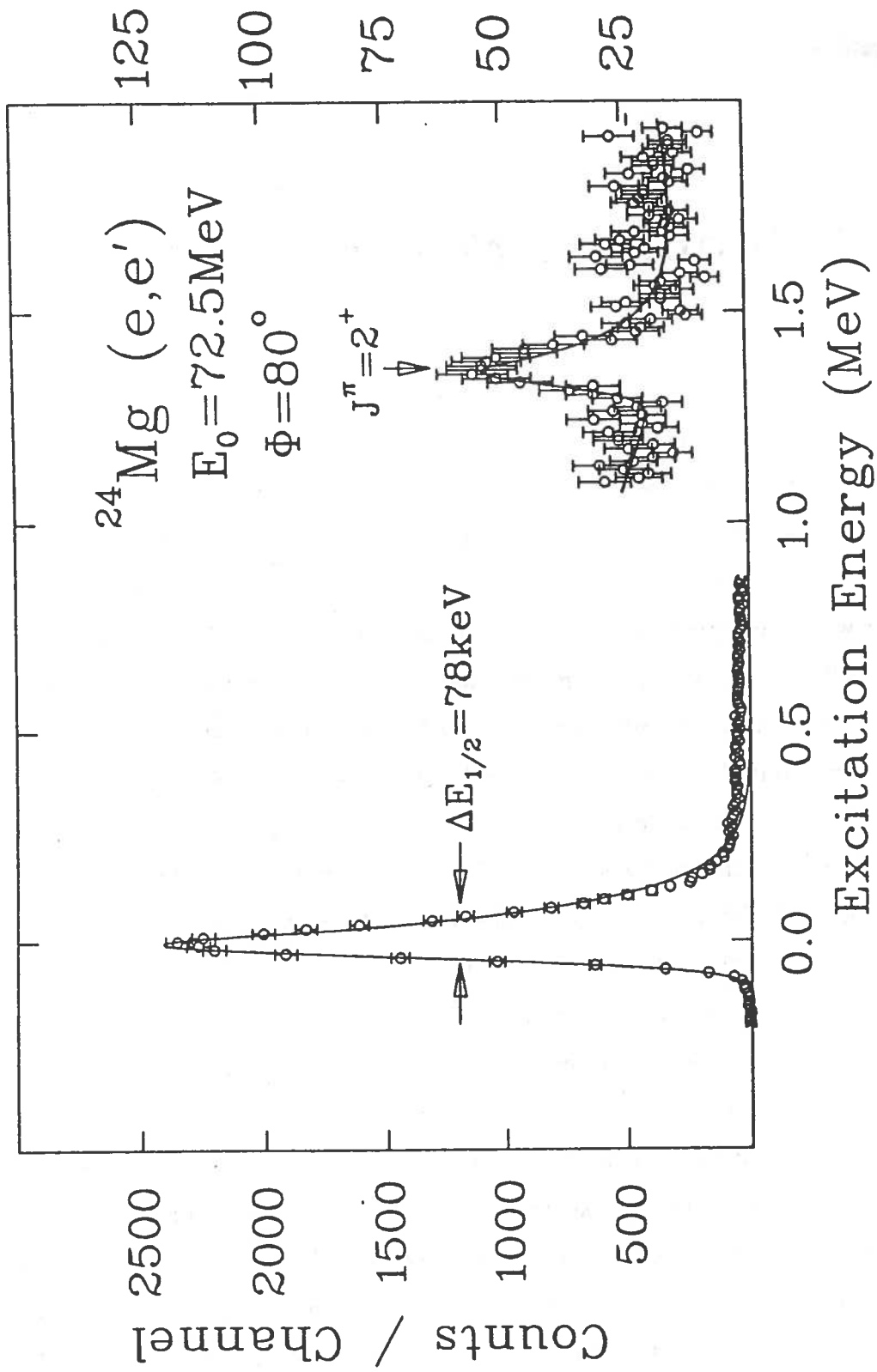


Abb. 4.8:  $^{24}\text{Mg} (e, e')$ -Elektronenstreuungsspektrum,  $E_0 = 72.5 \text{ MeV}$ ,  $\Phi = 80^\circ$ ,  $\Omega = 35 \text{ msr}$ .

## 5. Schlußbemerkung

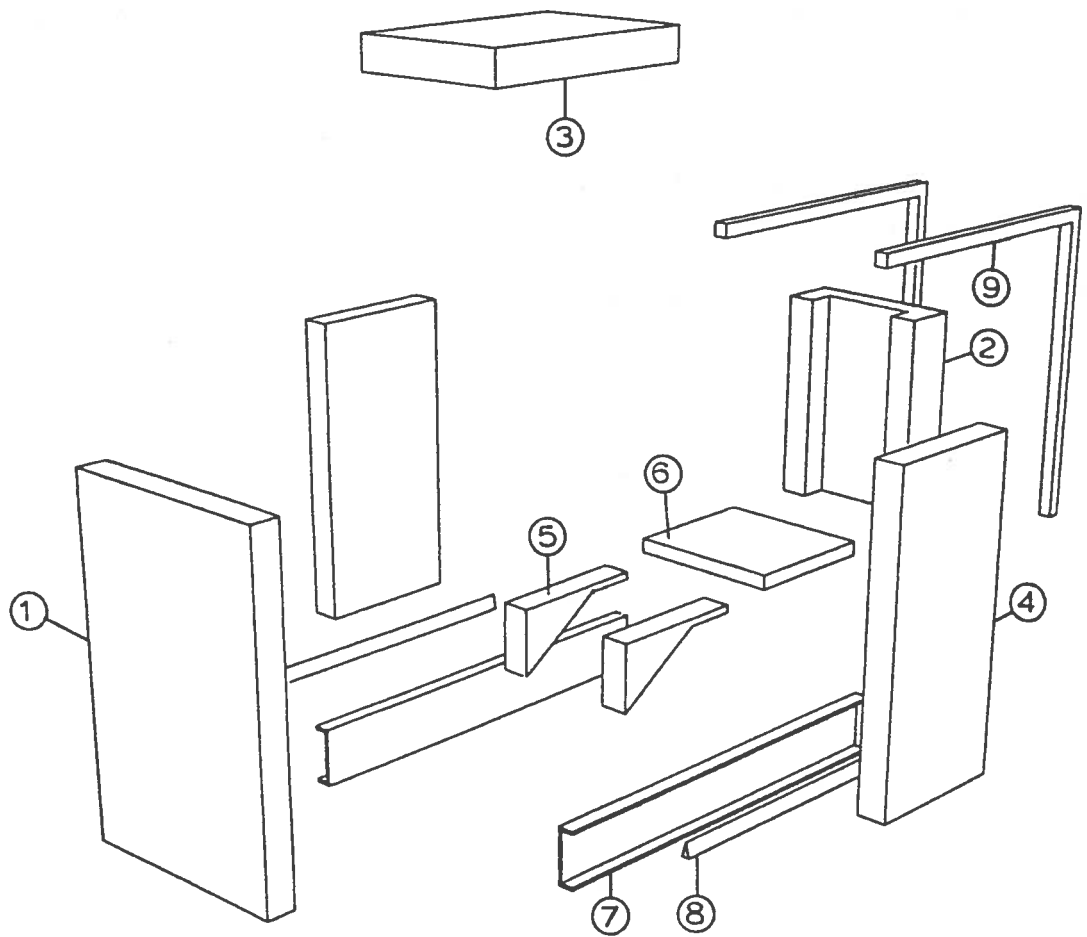
In der vorliegenden Arbeit wurde über die Konzeption, den Aufbau und die Erprobung eines hochauflösenden magnetischen QCLAM-Elektronenspektrometers für (e,e'x)-Koinzidenzexperimente am Elektronendauerstrichbeschleuniger S-DALINAC berichtet. Das aus einem Quadrupol- und einem Dipolmagneten bestehende Spektrometer wurde auf einer Lafette aufgebaut und kann in einem Winkelbereich von  $17^\circ$  bis  $163^\circ$  um das Streuzentrum geschwenkt werden. Die Polschuhe des inhomogenen Dipolmagneten besitzen gekrümmte Eintritts- und Austrittskonturen, die in Verbindung mit einer dem Quadrupolfeld überlagerten starken Sextupolkomponente zu einer Minimierung von Abbildungsfehlern beitragen. Die Sextupolkomponente wurde durch einen zusätzlichen fünften Polschuh im Quadrupolmagneten erzeugt. Die Abbildungseigenschaften des QCLAM-Spektrometers und sein kompakter raumsparender Aufbau stellen im Hinblick auf die geplanten Experimente und den begrenzten Aufbauplatz in der Experimentierhalle eine optimale Lösung dar. Im Vergleich zu dem bisher eingesetzten Energieverlust-Spektrometer mit einer Impulsakzeptanz von 2% und einem Raumwinkel von 2 msr besitzt das neue Spektrometer zur Erzielung einer hohen Koinzidenzzählrate bei einer Impulsakzeptanz von  $\pm 10\%$  einen Raumwinkel von 35 msr. Eine Impulsauflösung von  $1 \cdot 10^{-3}$  wurde bei dem ersten Elektronenstreuexperiment an  $^{24}\text{Mg}$  erreicht. Sie ist direkt proportional zur Strahlfleckgröße, die bei den Messungen minimal 2 mm betrug und zur Energieunschärfe des Elektronenstrahls, die auf  $1^\circ/\infty$  eingestellt war. Mit den endgültigen Erreichen der Beschleunigerspezifikationen [4] ist eine Verbesserung der Impulsauflösung auf  $1 \cdot 10^{-4}$  zu erwarten. Drei in der Fokalebene des Spektro-

meters angebrachte Vieldrahtdriftkammern analysieren die gestreuten Elektronen nach ihren Orts- und Winkelkoordinaten. Durch Einbringen einer Viellochblende zwischen dem Target und dem Spektrometer wurden feste Streuwinkelbereiche ausgeblendet und ihre Abbildung in der Detektorebene untersucht. Die so erhaltenen Bildpunkte konnten den ausgeblendeten Streuwinkeln eindeutig zugeordnet werden und waren die Grundlage für ein Bahnrückverfolgungsverfahren der gestreuten Elektronen auf das Target. Die mit diesem Verfahren erzielte Auflösung des Dispersionswinkels betrug  $0.28^\circ$  und die des Streuwinkels  $0.39^\circ$ .

Zum Schutz vor Untergrund durch ionisierende Strahlung wurde das Detektorsystem mit einer 20 t schweren Abschirmung versehen, deren Wände dreilagig aufgebaut sind. Auf eine Innenschicht aus 100 mm Reinblei sind eine 50 mm starke Schicht aus Polyethylen mit einem Zusatz von 12.6% Boroxyd und eine 50 mm starke Schicht aus reinem Polyethylen aufgebracht. Durch den Einsatz reibungsarmer Linearführungen konnten die drei Tonnen wiegenden Seitenwände als von Hand bewegbare Schiebetüren aufgebaut werden. Damit ist ein einfacher Zugang zu den Detektoren und der integrierten Elektronik zu Wartungs- und Testzwecken gewährleistet. Alle Spektrometeraufbauten sind durch eine um das Spektrometer in 2 m Höhe umlaufende Arbeitsplattform erreichbar.

## A. Abschirmung des Detektorsystems

Das auf dem Spektrometer zum Nachweis der gestreuten Elektronen angebrachte Detektor und Triggersystem mußte zum Schutz vor Untergrund gegen Neutronen und ionisierende Strahlung mit einer Abschirmung versehen werden. Sie sollte sich durch eine einfache Montage auszeichnen, einen wartungsfreien Betrieb garantieren und einen direkten Zugang zu den Detektoren für Wartungs- und Testzwecke gewährleisten. Alle Wände der Abschirmung wurden dreischichtig aufgebaut. Der Schutz gegen Photonen wird durch eine 100 mm starke Innenschicht aus Reinblei erreicht. Die Abschirmung von Neutronen aus den Strahlfänger erfolgt durch eine 50 mm starke Schicht aus reinem Polyethylen zur Thermalisierung der Neutronen und einer 50 mm starken Polyethylenplatte mit einer Beimischung von 12.6% Boroxyd, diese dient zur weiteren Thermalisierung und zum Einfang der Neutronen. Die angegebenen Schichtdicken basieren auf Untersuchungen von [31,32]. Teile der Seitenwände sind als Schiebetüren, die durch reibungsarme Linearführungen gelagert sind, ausgeführt. Dadurch kann von Hand die drei Tonnen schwere Seitenabschirmung bewegt und der Zugang zum Detektor und Triggersystem ermöglicht werden. Die verbleibenden Wände der Abschirmung bestehen aus quaderförmigen, vormontierten Elementen, die bei der Endmontage ineinandergefügt und verschraubt wurden. Abbildung A.1 zeigt in Form einer Explosionsdarstellung die einzelnen Elemente der zwanzig Tonnen schweren Abschirmeinrichtung.



**Abb. A.1:** Abschirmeinrichtung. 1 = Frontwand, 2 = Rückwand, 3 = Decke,  
 4 = Schiebetüre, 5 = Rampe, 6 = Plattform, 7 = C- Träger,  
 8 = Linearführung, 9 = Türzarge.

Auf die Seitenjoche des Dipolmagneten wurden die in Abb. A.1 gezeigten Rampen montiert. Diese tragen die Plattform und die Rückwand. Die an die Seitenjoche montierten  $\square$ -Träger dienen zur Aufnahme der Arbeitsplattform und tragen die Frontwand und die Türkonstruktion. Verschraubungen zwischen Frontwand, Rückwand, Türzargen und Dach stabilisieren den Aufbau. Ein Bild der fertig montierten Abschirmeinrichtung vermittelt Abb. 2.8.

Der Zugang zu den Detektoren und der zugehörigen lokalen Elektronik erfolgt über eine um das Spektrometer herumlaufende Arbeitsplattform. Mit der Herstellung der Abschirmeinrichtung wurde die Firma Bleiwerk Goslar<sup>1</sup> beauftragt.

---

<sup>1</sup>Bleiwerk Goslar GmbH & Co. KG, Postfach 12 20, 3380 Goslar

## B. Matrixelemente des QCLAM-Spektrometers

Mit dem Rechenprogramm RAYTRACE bestimmte Matrixelemente des QCLAM-Spektrometers in der dispersiven Ebene:

$(X X)$	$= -0.492$	cm/cm	$(X \Theta)$	$= 0.000$	cm/mrad
$(X \delta)$	$= 2.322$	cm/%			
$(X X^2)$	$= -3.95 \cdot 10^{-3}$	cm/cm <sup>2</sup>	$(X X\Theta)$	$= -9.69 \cdot 10^{-5}$	cm/cm·mrad
$(X \Theta^2)$	$= -1.02 \cdot 10^{-5}$	cm/mrad <sup>2</sup>	$(X XY)$	$= 0.000$	cm/cm <sup>2</sup>
$(X \Theta Y)$	$= 0.000$	cm/mrad·cm	$(X Y^2)$	$= -2.52 \cdot 10^{-3}$	cm/cm <sup>2</sup>
$(X X\Phi)$	$= 0.000$	cm/cm·mrad	$(X \Theta\Phi)$	$= 0.000$	cm/mrad <sup>2</sup>
$(X Y\Phi)$	$= 1.01 \cdot 10^{-3}$	cm/cm·mrad	$(X \Phi^2)$	$= 9.64 \cdot 10^{-7}$	cm/mrad <sup>2</sup>
$(X X\delta)$	$= 4.42 \cdot 10^{-2}$	cm/cm·%	$(X \Theta\delta)$	$= 3.68 \cdot 10^{-3}$	cm/mrad·%
$(X Y\delta)$	$= 0.000$	cm/cm·%	$(X \Phi\delta)$	$= 0.000$	cm/mrad·%
$(X \delta^2)$	$= -2.43 \cdot 10^{-2}$	cm/% <sup>2</sup>			
$(X \Theta^3)$	$= 1.50 \cdot 10^{-8}$	cm/mrad <sup>3</sup>	$(X \Theta\Phi^2)$	$= 1.014 \cdot 10^{-7}$	cm/mrad <sup>3</sup>
$(X X\Theta^2)$	$= -3.702 \cdot 10^{-6}$	cm/cm·mrad <sup>2</sup>	$(X X^2\Theta)$	$= -4.275 \cdot 10^{-4}$	cm/cm <sup>2</sup> ·mrad



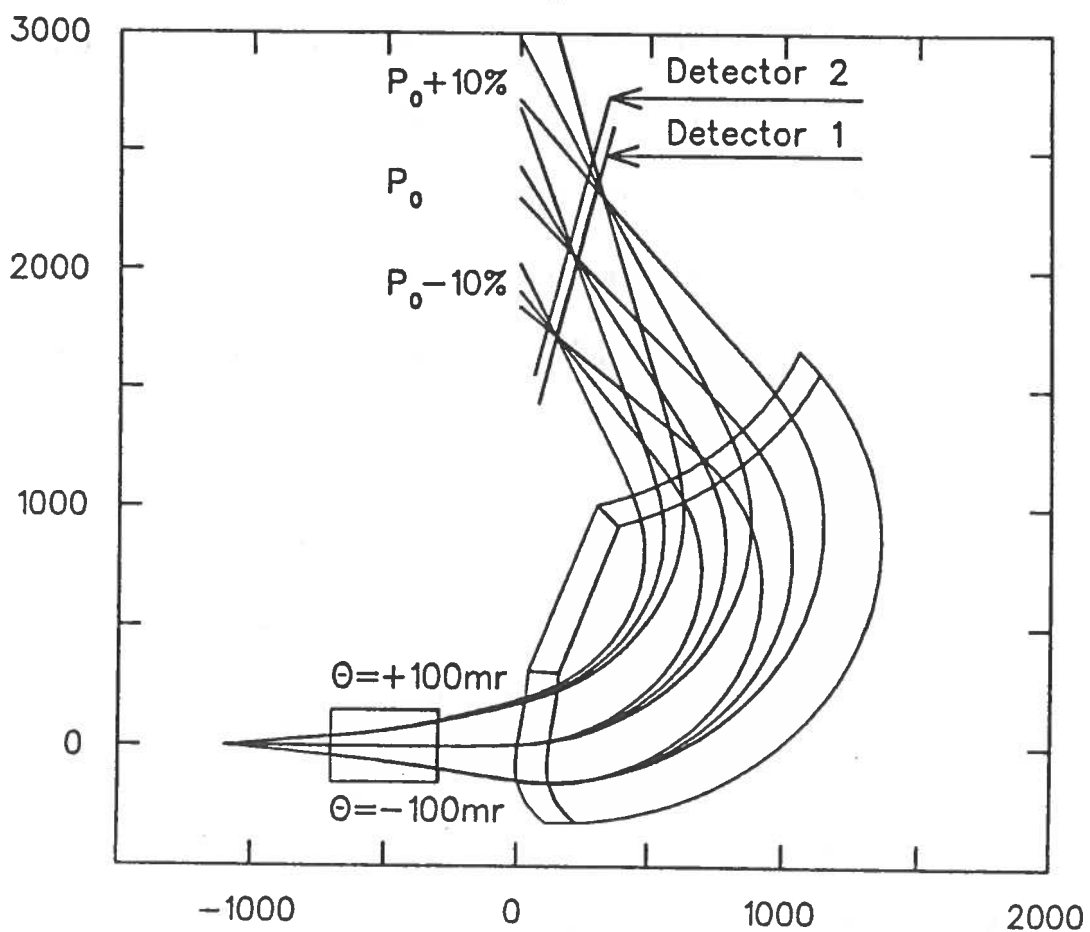
$(X \Theta^2\delta)$	$= 5.429 \cdot 10^{-7}$	cm/mrad <sup>2</sup> ·%	$(X \Theta\delta^2)$	$= -8.893 \cdot 10^{-5}$	cm/mrad·% <sup>2</sup>
$(X X\Phi^2)$	$= 4.357 \cdot 10^{-6}$	cm/cm·mrad <sup>2</sup>	$(X \Phi^2\delta)$	$= 2.116 \cdot 10^{-6}$	cm/mrad <sup>2</sup> ·%
$(X \Theta^4)$	$= 7.987 \cdot 10^{-10}$	cm/mrad <sup>4</sup>	$(X \Theta^2\Phi^2)$	$= 1.281 \cdot 10^{-9}$	cm/mrad <sup>4</sup>
$(X \Phi^2\delta^2)$	$= -7.435 \cdot 10^{-8}$	cm/mrad <sup>2</sup> ·% <sup>2</sup>	$(X \Phi^4)$	$= -2.060 \cdot 10^{-10}$	cm/mrad <sup>4</sup>
$(X \delta^3)$	$= 3.322 \cdot 10^{-4}$	cm/% <sup>3</sup>	$(X \delta^4)$	$= -4.53 \cdot 10^{-3}$	cm/% <sup>4</sup>
$(\Theta X)$	$= -23.073$	mrad/cm	$(\Theta \Theta)$	$= -2.022$	mrad/mrad
$(\Theta \delta)$	$= 9.419$	mrad/%			
$(\Theta X^2)$	$= 4.30 \cdot 10^{-1}$	mrad/cm <sup>2</sup>	$(\Theta X\Theta)$	$= 3.04 \cdot 10^{-2}$	mrad/cm·mrad
$(\Theta \Theta^2)$	$= -4.04 \cdot 10^{-4}$	mrad/mrad <sup>2</sup>	$(\Theta XY)$	$= 0.00$	mrad/cm <sup>2</sup>
$(\Theta \Theta Y)$	$= 0.00$	mrad/mrad·cm	$(\Theta Y^2)$	$= -1.47 \cdot 10^{-1}$	mrad/cm <sup>2</sup>
$(\Theta X\Phi)$	$= 0.00$	mrad/cm·mrad	$(\Theta \Theta\Phi)$	$= 0.000$	mrad/mrad <sup>2</sup>
$(\Theta Y\Phi)$	$= -5.32 \cdot 10^{-2}$	mrad/cm·mrad	$(\Theta \Phi^2)$	$= -1.27 \cdot 10^{-3}$	mrad/mrad <sup>2</sup>
$(\Theta X\delta)$	$= -6.74 \cdot 10^{-2}$	mrad/cm·%	$(\Theta \Theta\delta)$	$= -8.93 \cdot 10^{-3}$	mrad/mrad·%
$(\Theta Y\delta)$	$= 0.00$	mrad/cm·%	$(\Theta \Phi\delta)$	$= 0.00$	mrad/mrad·%
$(\Theta \delta^2)$	$= -2.31 \cdot 10^{-1}$	mrad/% <sup>2</sup>			
$(\Theta \delta^3)$	$= 2.732 \cdot 10^{-3}$	mrad/% <sup>3</sup>	$(\Theta \delta^4)$	$= -4.46 \cdot 10^{-2}$	mrad/% <sup>4</sup>

Mit dem Rechenprogramm RAYTRACE bestimmte Matrixelemente des QCLAM-Spektrometers in der nichtdispersiven Ebene:

$(Y Y)$	$= -2.942$	cm/cm	$(Y \Phi)$	$= 0.007$	cm/mrad
$(Y X^2)$	$= 0.000$	cm/cm <sup>2</sup>	$(Y X\Theta)$	$= 0.000$	cm/cm·mrad
$(Y \Theta^2)$	$= 0.000$	cm/mrad <sup>2</sup>	$(Y XY)$	$= 1.81 \cdot 10^{-1}$	cm/cm <sup>2</sup>
$(Y \Theta Y)$	$= 4.99 \cdot 10^{-3}$	cm/mrad·cm	$(Y Y^2)$	$= 0.00$	cm/cm <sup>2</sup>
$(Y X\Phi)$	$= 2.82 \cdot 10^{-3}$	cm/cm·mrad	$(Y \Theta\Phi)$	$= -9.80 \cdot 10^{-5}$	cm/mrad <sup>2</sup>
$(Y Y\Phi)$	$= 0.00$	cm/cm·mrad	$(Y \Phi^2)$	$= 0.00$	cm/mrad <sup>2</sup>
$(Y X\delta)$	$= 0.00$	cm/cm·%	$(Y \Theta\delta)$	$= 0.00$	cm/mrad·%
$(Y Y\delta)$	$= -3.84 \cdot 10^{-2}$	cm/cm·%	$(Y \Phi\delta)$	$= 2.60 \cdot 10^{-3}$	cm/mrad·%
$(Y \delta^2)$	$= 0.00$	cm/% <sup>2</sup>			
$(\Phi Y)$	$= -11.390$	mrad/cm	$(\Phi \Phi)$	$= -0.305$	mrad/mrad
$(\Phi X^2)$	$= 0.00$	mrad/cm <sup>2</sup>	$(\Phi X\Theta)$	$= 0.00$	mrad/cm·mrad
$(\Phi \Theta^2)$	$= 0.00$	mrad/mrad <sup>2</sup>	$(\Phi XY)$	$= 7.97 \cdot 10^{-1}$	mrad/cm <sup>2</sup>
$(\Phi \Theta Y)$	$= 2.30 \cdot 10^{-2}$	mrad/mrad·cm	$(\Phi Y^2)$	$= 0.00$	mrad/cm <sup>2</sup>
$(\Phi X\Phi)$	$= -8.43 \cdot 10^{-3}$	mrad/cm·mrad	$(\Phi \Theta\Phi)$	$= -1.36 \cdot 10^{-3}$	mrad/mrad <sup>2</sup>
$(\Phi Y\Phi)$	$= 0.00$	mrad/cm·mrad			
$(\Phi X\delta)$	$= 0.00$	mrad/cm·%	$(\Phi \Theta\delta)$	$= 0.00$	mrad/mrad·%
$(\Phi Y\delta)$	$= -4.99 \cdot 10^{-1}$	mrad/cm·%	$(\Phi \Phi\delta)$	$= 1.52 \cdot 10^{-2}$	mrad/mrad·%
$(\Phi \delta^2)$	$= 0.00$	mrad/% <sup>2</sup>			

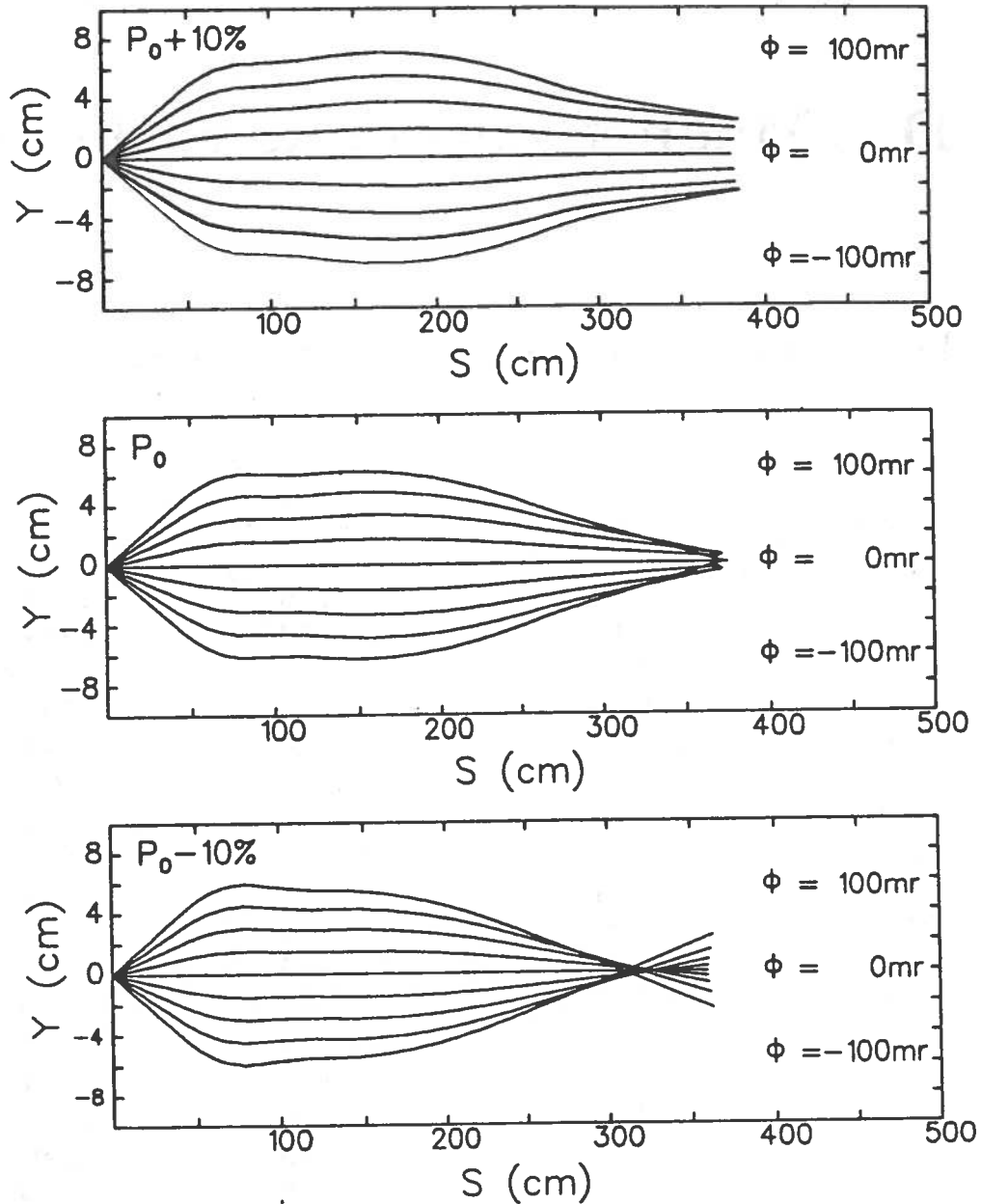
## C. Strahlengang durch das Spektrometer

### C.1 Dispersiver Strahlengang durch das Spektrometer



**Abb. C.1:** Verlauf des dispersiven Strahlengangs innerhalb der vollen Impuls- und Winkelakzeptanz des QCLAM-Spektrometers. Aufgetragen sind die Strahlverläufe für drei Strahlenergien  $P_0 - 10\%$ ,  $P_0$  und  $P_0 + 10\%$  bei Dispersionswinkeln  $\Theta$  von  $-100$  mrad,  $0$  mrad und  $100$  mrad über der Kontur des Dipol- und des Quadrupolmagneten. Der Detektor 1 besteht aus zwei Ebenen und misst die Koordinaten  $X_2$ ,  $Y_2$  und den Winkel  $\Theta_2$  und der Detektor 2 die Koordinaten  $X_2$  und  $\Theta_2$ .

## C.2 Nicht dispersiver Strahlengang durch das Spektrometer



**Abb. C.2:** Verlauf des nichtdispersiven Strahlengangs innerhalb der vollen Impuls- und Winkelakzeptanz des QCLAM-Spektrometers. Aufgetragen sind die Strahlverläufe für drei Strahlenergien  $P_0 - 10\%$ ,  $P_0$  und  $P_0 + 10\%$  für Reaktionswinkel  $\Phi$  zwischen  $-100$  mrad und  $+100$  mrad in Schritten von  $25$  mrad. Die Koordinate  $S$  mit ihrem Ursprung auf dem Target mißt die zurückgelegte Wegstrecke der Elektronenstrahlen. Die Koordinate  $Y$  steht senkrecht auf der Dispersionsebene und mißt die Aufweitung des Strahlverlaufs.

# D. Magnetisierung der Magnete

## D.1 Magnetisierung Quadrupolmagnet

I [Ampere]	G [Tesla/m]	I [Ampere]	G [Tesla/m]
0.0	0.00000	115.0	1.54216
5.0	0.06701	120.0	1.60925
10.0	0.13407	125.0	1.67635
15.0	0.20112	130.0	1.74345
20.0	0.26816	135.0	1.81056
25.0	0.33521	140.0	1.87768
30.0	0.40225	145.0	1.94481
35.0	0.46930	150.0	2.01195
40.0	0.53634	155.0	2.07910
45.0	0.60338	160.0	2.14626
50.0	0.67042	165.0	2.21342
55.0	0.73746	170.0	2.28060
60.0	0.80450	175.0	2.34779
65.0	0.87155	180.0	2.41500
70.0	0.93859	185.0	2.48221
75.0	1.00564	190.0	2.54944
80.0	1.07269	195.0	2.61668
85.0	1.13974	200.0	2.68394
90.0	1.20680	205.0	2.75120
95.0	1.27386	210.0	2.81849
100.0	1.34093	215.0	2.88579
105.0	1.40800	220.0	2.95310
110.0	1.47508	225.0	3.02043

## D.2 Magnetisierung Dipolmagnet

---

---

I [Ampere]	B [Tesla]	I [Ampere]	B [Tesla]
0.0	0.00136	161.0	0.56952
7.0	0.02520	168.0	0.59417
14.0	0.05003	175.0	0.61881
21.0	0.07485	182.0	0.64345
28.0	0.09966	189.0	0.66807
35.0	0.12446	196.0	0.69269
42.0	0.14925	203.0	0.71730
49.0	0.17404	210.0	0.74190
56.0	0.19882	217.0	0.76649
63.0	0.22359	224.0	0.79107
70.0	0.24835	231.0	0.81565
77.0	0.27311	238.0	0.84021
84.0	0.29785	345.0	0.86477
91.0	0.32259	252.0	0.88932
98.0	0.34732	259.0	0.91387
105.0	0.37204	266.0	0.93840
112.0	0.39676	273.0	0.96293
119.0	0.42146	280.0	0.98745
126.0	0.44616	287.0	1.01196
133.0	0.47085	294.0	1.03646
140.0	0.49553	301.0	1.06096
147.0	0.52020	308.0	1.08544
154.0	0.54487		

---

---

## E. Stromversorgung

Die Stromversorgung des Quadrupol- und des Dipolmagneten besteht aus zwei getrennten stromstabilisierten Netzgeräten, die über eine gemeinsame Mikroprozessorsteuerung betrieben werden. Diese erlaubt die lokale Bedienung über ein Tastenfeld und die Fernsteuerung durch einen externen Computer. Als Regelement werden für die Grobeinstellung des Ausgangsstromes ein Stelltransformator und für die Feinregelung Leistungstransistoren eingesetzt. Die Sollwertvorgabe erfolgt durch einen 16 Bit Digital-Analog-Wandler als Referenzquelle mit einer Auflösung von  $5 \cdot 10^{-6}$  und einer Stabilität von  $5 \cdot 10^{-7}$ . Ein dem Ausgangsstrom proportionaler Spannungsabfall an einem Meßshunt im Laststromkreis dient als Regelsignal. Die Kurzzeitstabilität des Ausgangsstromes beträgt 5 ppm, die Langzeitstabilität 10 ppm.

Der Istwert des Ausgangsstromes wird von einem 12 Bit Analog-Digital-Wandler ausgelesen und zusammen mit dem Sollwert lokal auf einem alphanumerischen Display angezeigt und dem fernsteuernden Rechner übermittelt. Die Mikroprozessorsteuerung führt parallel eine Betriebsüberwachung durch, in der folgende Sicherheitsfunktionen integriert sind:

- Fehlender oder zu geringer Durchfluß des Kühlwassers,
- fehlende Kühlung oder Übertemperatur des Verbrauchers,
- Überschreitung des Ausgangsstromes um 10%,

- Übertemperatur der Regeltransistoren, des Meßshunts, des Gleichrichters oder des Haupttransformators,
- Ausfall oder 10% Unterspannung einer Netzphase,
- Rückwand des Netzgerätes geöffnet.

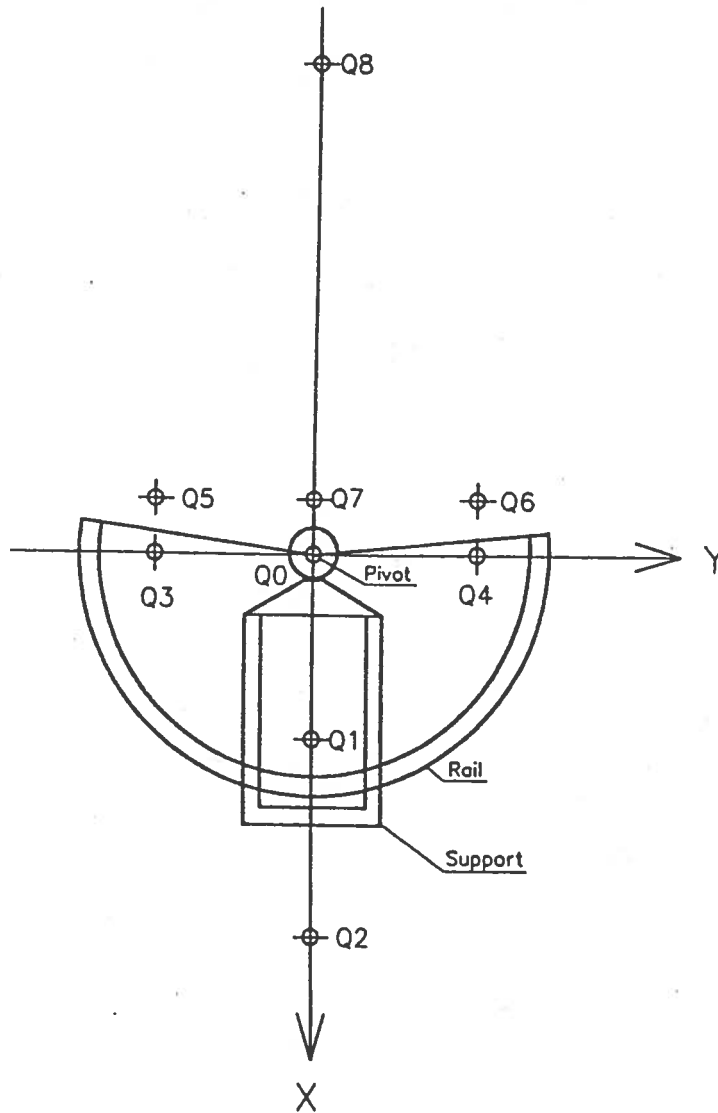
Das Gerät schaltet bei einer der aufgeführten Fehler automatisch ab. Die Tab. E.1 faßt die technischen Daten der Netzgeräte zusammen.



**Tabelle E.1:** Daten der Netzgeräte.

Dipol	<u>Technische Daten:</u>	Ausgangsspannung $U_{max}$	170 V	
		Ausgangsstrom $I_{max}$	310 A	
		Ausgangsleistung $P_{max}$	52.7 kW	
		Shuntspannung ( $I_{max}$ )	0.984494 V	
	<u>Stromstabilität:</u>	Kurzzeit (1 min)	5 ppm	
		Langzeit (8 h)	10 ppm	
	<u>Netzversorgung:</u>	Spannung	380 V $\pm$ 10%	
		Frequenz	50 Hz	
		Leistungsaufnahme	57.9 kW	
	<u>Kühlung:</u>	Kühlmittel	Wasser	
		Vorlauftemperatur	15-20°C	
		Druckbereich	2.6 - 6 bar	
		Durchfluß (3 bar)	15 l/min	
	Quadrupol	<u>Technische Daten:</u>	Ausgangsspannung $U_{max}$	36 V
			Ausgangsstrom $I_{max}$	225 A
			Ausgangsleistung $P_{max}$	8.1 kW
Shuntspannung ( $I_{max}$ )			0.978614 V	
<u>Stromstabilität:</u>		Kurzzeit (1 min)	5 ppm	
		Langzeit (8 h)	10 ppm	
<u>Netzversorgung:</u>		Spannung	380 V $\pm$ 10%	
		Frequenz	50 Hz	
		Leistungsaufnahme	9.87 kW	
<u>Kühlung:</u>		Kühlmittel	Wasser	
		Vorlauftemperatur	15-20°C	
		Druckbereich	2 - 6 bar	
		Durchfluß (3 bar)	10.5 l/min	

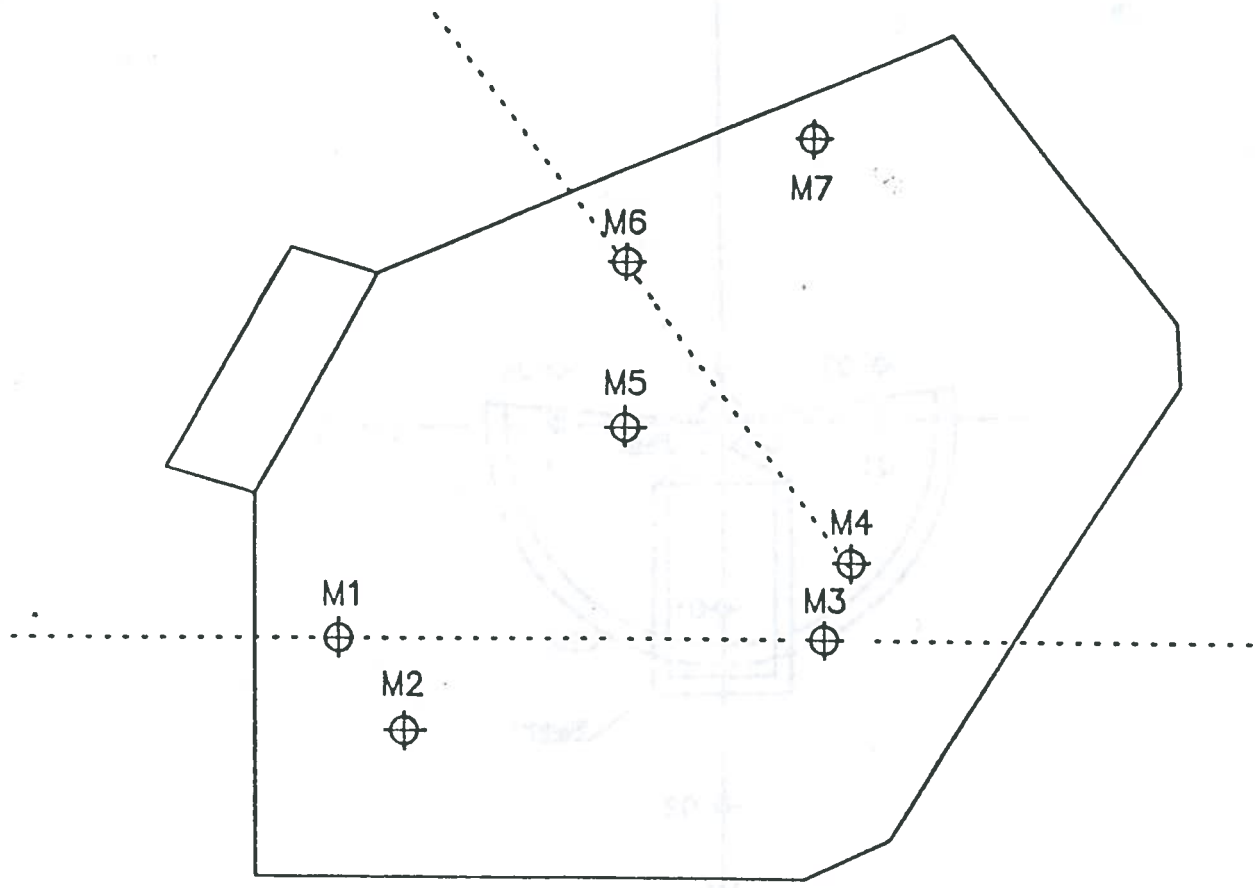
# F. Geodätisches Bezugssystem



**Abb. F.1:** Lageplan der Justiermarken für das QCLAM-Spektrometer.

Koordinaten der Justiermarken:

Marke	X (mm)		Y (mm)		Bemerkung
Q 0	0		0		Drehpunkt
Q 1	2034.93	$\pm 8.1 \cdot 10^{-2}$	0	$\pm 1.2 \cdot 10^{-1}$	90°-Stellung
Q 2	4236.68	$\pm 1.1 \cdot 10^{-1}$	0	$\pm 1.6 \cdot 10^{-1}$	90°-Stellung
Q 3	0	$\pm 0.108$	-2065.82	$\pm 4.2 \cdot 10^{-2}$	Strahlachse
Q 4	0	$\pm 0.108$	2065.97	$\pm 4.2 \cdot 10^{-2}$	Strahlachse
Q 5	-963.24	$\pm 3.9 \cdot 10^{-2}$	-2065.67	$\pm 5.1 \cdot 10^{-2}$	25°-Stellung
Q 6	-963.39	$\pm 4.4 \cdot 10^{-2}$	2065.92	$\pm 2.9 \cdot 10^{-2}$	155°-Stellung
Q 7	-963.68	$\pm 0.16$	0	$\pm 0.16$	90°-Stellung
Q 8	0	$\pm 0.1$	—		Anriß 90°



**Abb. F.2:** Referenzmarken auf dem Seitenjoch des Dipolmagneten.

Koordinaten der Referenzpunkte auf dem Dipolmagneten:

Punkt	X (mm)	Y (mm)	Bemerkung
M 1	0.00	0.00	Strahlachse Eintritt
M 2	121.50	-280.00	Hilfsmarke
M 3	1180.00	0.00	Strahlachse Eintritt
M 4	1240.49	243.35	Strahlachse Austritt
M 5	700.00	540.00	Lotpunkt
M 6	690.49	1195.97	Strahlachse Austritt
M 7	1106.00	1598.00	Hilfsmarke

## G. Vakuumsystem

Von dem Vakuumsystem wird neben einem wartungsfreien Betrieb gefordert, daß es das Spektrometer, die Streukammer und den Strahlfänger mit den zugehörigen Strahlführungselementen an die Druckverhältnisse ( $10^{-5}$  Pa) der bisherigen Strahlführung anpaßt und so die Ausbreitung des Elektronenstrahls ungehindert durch Restgasstöße ermöglicht. Damit nach dem Belüften bei einem Targetwechsel, der Installation von Detektoren in der Streukammer oder nach Umbauarbeiten kurze Pumpzeiten erreicht werden, sind die Streukammer, das Spektrometer und der Strahlfänger durch Ventile miteinander verbunden und verfügen über eigene Hochvakuumpumpen.

Das Spektrometer ist mit einem separaten, mitbewegten Pumpstand versehen. Der Aufbau der Vakuorkammern, der Streukammer und der Strahlrohre aus Edelstahl garantiert eine geringe Gasabgabe der Gefäßwände in Vakuum. Die Abdichtung der Flanschverbindungen erfolgt durch Metaldichtungen, Streukammer und Strahlfänger sind O-Ring gedichtet.

In dem in Abb. G.1 gezeigten Vakuumsystem des Spektrometers wird über das Ventil PV1 an die vom Beschleuniger kommende Strahlführung angekoppelt. Das Ventil PV4 trennt den Strahlfänger, das Handventil HV1 die Vakuorkammer des Spektrometers und das Handventil HV2 die Targetkammer von der Streukammer.

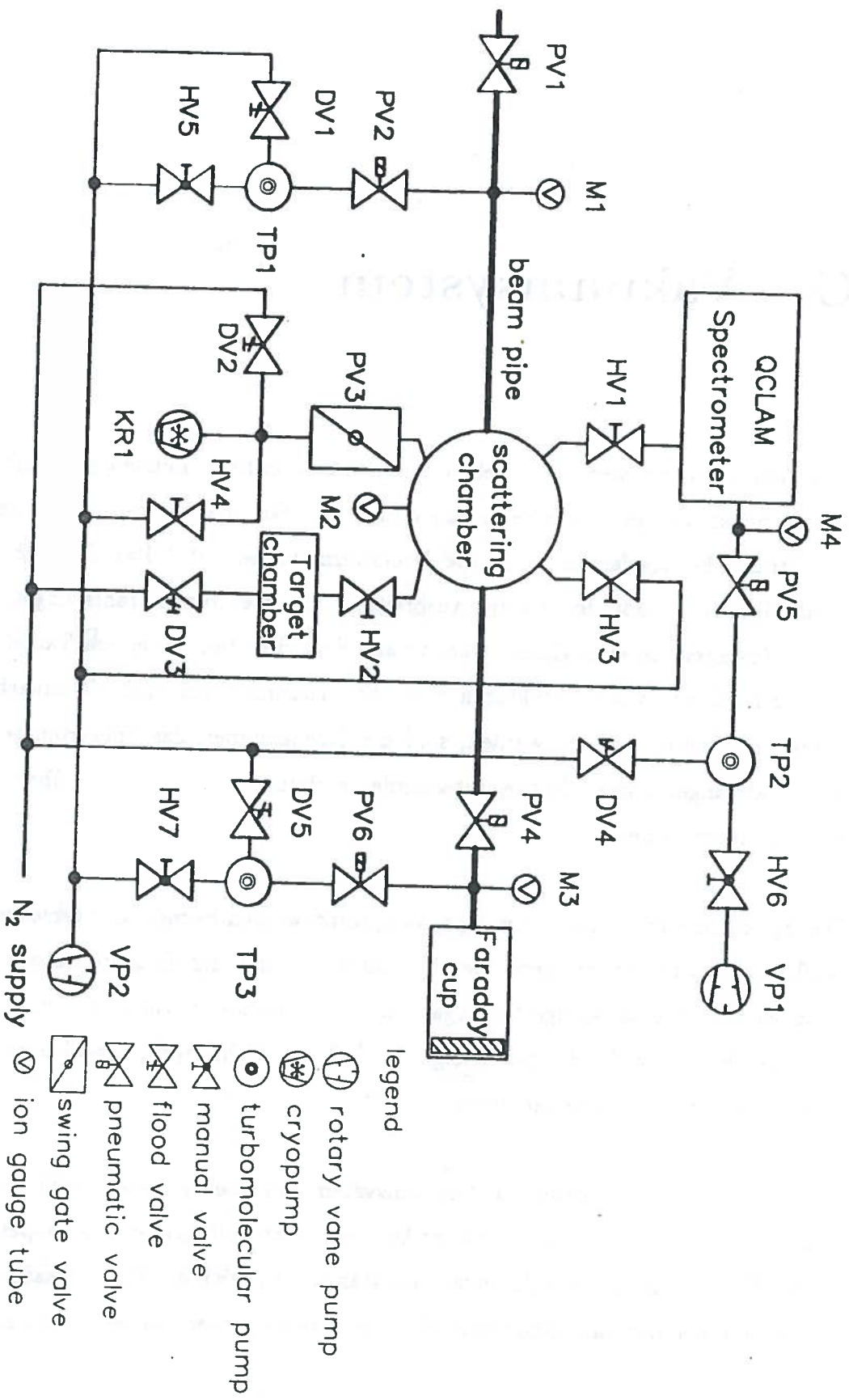


Abb. G.1: Vakuumsystem des QCLAM-Spektrometers.

Alle in der Strahlführung eingebauten pneumatischen Ventile können ferngesteuert betätigt werden.

Als Vorvakuumpumpe für die Streukammer und den Strahlfänger dient eine Drehschieberpumpe (Typ UNO 060B, PFEIFFER) mit einem Saugvermögen von 60 m<sup>3</sup>/h. Zwei Turbomolekularpumpen (Typ TPH 170, PFEIFFER) mit einem Saugvermögen von 170 l/s und eine Kryopumpe (Typ RPK 900, PFEIFFER) an der Streukammer dienen als Hochvakuumumpfen. Der Pumpstand des Spektrometers besteht ebenfalls aus einer Drehschieberpumpe (Typ UNO 016B, PFEIFFER) mit einem Saugvermögen von 16 m<sup>3</sup>/h und einer Turbomolekularpumpe vom Typ TPH 170. Alle Rezipienten können getrennt voneinander über Dosierventile mit Stickstoff belüftet werden. Vier Meßzellen (IE 211, LEYBOLD HERAEUS) überwachen den Druck in den Rezipienten. Eine Funkenstrecke vor dem Ventil PV1 steuert bei einem Druckanstieg ein Schnellschlußventil und schützt so den Beschleuniger vor einem Gaseinbruch. Im Betrieb hat sich an den in Abb. G.1 gezeigten Meßstellen der in der folgende Tabelle angegebene Druck eingestellt.

**Tabelle G.1:** Übersicht der Meßstellen und Druck.

Meßstelle	Druck (mbar)
M 1	$1.2 \cdot 10^{-6}$
M 2	$3.7 \cdot 10^{-6}$
M 3	$5.0 \cdot 10^{-6}$
M 4	$9.5 \cdot 10^{-6}$

# Literatur

- [1] H.D. Gräf, H. Miska, E. Spamer, O. Titze and Th. Walcher, Nucl. Instr. Meth. 153 (1978) 9  
Th. Walcher, R. Frey, H.D. Gräf, H. Miska, 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 Th. Walcher, Nucl. Instr. Meth. 153 (1978) 29  
J. Foh, R. Frey, R. Schneider, D. Schüll, A. Schwierczinski, H. Theissen and O. Titze, Nucl. Instr. Meth. 153 (1978) 43
- [2] F. Gudden, G. Fricke, H.G. Clerc and P. Brix, Z. Phys. 181 (1964) 453
- [3] Th. Walcher: Eine "Energy-loss"-Elektronenstreuanordnung mit guter Auflösung, Habilitationsschrift, TH Darmstadt, November 1974, unveröffentlicht
- [4] K. Alrutz-Ziemssen, D. Flasche, H.D. Gräf, V. Huck, K.D. Hummel, G. Kalisch, M. Knirsch, C. Lüttge, J. Pinkow, A. Richter, T. Rietdorf, P. Schardt, E. Spamer, A. Stascheck, A. Stiller, O. Titze, W. Voigt, H. Weise, and W. Ziegler, EPAC 90, 2nd European Particle Accelerator Conference, Nice, June 12-16, Vol. 1 (1990), Eds.: P. Marin, P. Mandrillon, Gif-sur-Yvette Cedex, Editions Frontiers (1990) 517-519
- [5] 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

- [6] H. Sieberling, Th. 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
- [7] P. Leconte, J. Mougey, A. Tomasso, P. Barreau, M. Bernheim, A. Bossiere, L. Cohen, J.C. Cornoretto, J. Dupont, S. Frullani, C. Grunberg, J.M. Hisleur, J. Le Devehat, M. Lefevre, G. Lermarchand, J. Millard, D. Rover, R. Slavaudon, Nucl. Instr. Meth. 169 (1980) 401
- [8] S. Kowalski and H. Enge, University of Illinois, Research Proposal 1986. The initial design study for the type of QCLAM spectrometer described in this proposal was funded by the U.S. National Science Foundation through grant NSF PHY-11717 to the University of Illinois, Nuclear Physics Laboratory
- [9] Nuclear Physics Research with a 450 MeV Cascade Microtron, University of Illinois at Urbana-Champaign, Nuclear Physics Laboratory, Department of Physics, March 1986 report, unpublished
- [10] R.L. Boudrie, private Mitteilung
- [11] H. Enge, Deuteron Inc., 26 Prince Avenue, Winchester, Mass. (USA)
- [12] K.D. Hummel, Dissertation, TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [13] G. Herbert, Dissertation, TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [14] K.L. Brown, A First- and Second-Order Matrix Theory for the Design of Beam Transport Systems and Charged Particle Spectrometers, SLAC Report No. 75 Rev. 2 UC-28 (1971)
- [15] S. Kowalski and H.A. Enge, RAYTRACE User's Guide, Laboratory for Nuclear Science and Department of Physics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass. (1986)
- [16] H.O.W. Richardson, Proc. Phys. Soc. LIX (1946) 791
- [17] R.M. Sternheimer. Rev. Sci. Instr. 23 (1952) 629



- [18] J.S. O'Connel, Rev. Sci. Instr. 32 (1961) 1314
- [19] H. Ikegami, Rev. Sci. Instr. 29 No. 11 (1958) 943
- [20] D.L. Judd, Rev. Sci. Instr. 21 (1950) 213
- [21] W. Bertozzi, M.V. Hynes, C.P. Sargent, C. Creswell, P.C. Dunn, A. Hirsch, M. Leitch, B. Norum, F.N. Rad and T. Sasanuma, Nucl. Inst. Meth. 141, (1977) 457
- [22] M. Kuss, Diplomarbeit, Techn. Hochschule Darmstadt (1990), unveröffentlicht
- [23] BH 15 Field Control- and Measuring Unit, User Manual, Bruker Analytische Meßtechnik, Karlsruhe (1983)
- [24] M.T. Menzel, H.K. Stokes, User's Guide for the POISSON/SUPERFISH, LA-UR-87-115 (1987)
- [25] P. Senger, GSI Darmstadt, private Mitteilung
- [26] J.J. Livingood, The optics of Dipole Magnets, Academic Press, New York and London (1969)
- [27] H. Kahmen, Vermessungskunde I, Walter de Gruyter, Berlin, New York (1988)
- [28] W. Großmann, H. Kahmen, Vermessungskunde III, Walter de Gruyter, Berlin, New York (1988)
- [29] H.Blok, E.A.J.M. Offermann, C.W. de Jager and H. de Vries, Nucl. Instr. Meth. A 262 (1987) 291
- [30] A. Hotta, R.S. Hicks, R.L. Huffman and G.A. Peterson, Phys. Rev. C 36 (1987) 36
- [31] R. Neuhausen, private Mitteilung
- [32] N. Zimmermann, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, KPH 6/85, Mainz (1985), unveröffentlicht  
N. Zimmermann, private Mitteilung

All jenen, die zum Entstehen und Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen.

An erster Stelle ist Herr Professor Dr. A. Richter hervorzuheben. Er hat das Thema dieser Arbeit formuliert. Seine Erfahrung und sein persönlicher Einsatz haben mir bei der Durchführung der Arbeit wesentliche Impulse verliehen. Die guten Kontakte von Herrn Professor Dr. A. Richter zu vielen anderen Beschleunigerlabors vermittelten mir viele Gesprächspartner, von denen ich wichtige Anregungen erhalten konnte. Ich freue mich, daß er es mir ermöglicht hat, diese hochinteressante Arbeit durchzuführen.

Herrn Professor H. Enge und Herrn Professor S. Kowalski möchte ich für die Skalierung des QCLAM-Spektrometers und die freundliche Überlassung des Rechenprogramms RAYTRACE danken.

Besonderer Dank gilt ebenfalls Herrn Dr. G. Schrieder. In vielen Diskussionen konnten durch seine Hilfe physikalische und auch konstruktionstechnische Problemstellungen gelöst werden. Seine Hilfsbereitschaft bei der Durchführung der Arbeit ist hervorzuheben.

Der Aufbau des Spektrometers und des Vakuumsystems hat deutlich von dem großen persönlichen Einsatz von Herrn Dr. E. Spamer profitiert, für dessen kollegiale Hilfe ich mich herzlich bedanken möchte. Ebenfalls nicht unerwähnt bleiben darf die ständige Diskussionsbereitschaft von Herrn Dr. H.D. Gräf, Herrn Dr. O. Titze und Herrn Dr. E. Spamer bei allen Problemen in Zusammenhang mit dieser Arbeit. Herrn Dr. O. Titze möchte ich weiterhin für die geduldige Unterstützung aller, die Datenverarbeitung betreffenden Probleme danken.

Der Aufbau des gesamten Meßsystems wäre ohne die kollegiale Zusammenarbeit mit den Herren Dipl.-Phys. K.D. Hummel, Dipl.-Phys. G. Herbert, Dipl.-Phys. A. Stiller und Dipl.-Phys. H. Diesener nicht möglich gewesen.

Der Aufbau des Elektronenspektrometers am S-DALINAC war ohne die tatkräftige Unterstützung der Betriebsgruppe und der mechanischen Werkstatt nicht denkbar. All diesen Herren möchte ich herzlich für ihren Einsatz danken. Ebenso danke ich Frau M. Helm, Frau E. Reich und Herrn U. Krebs für die schnelle Anfertigung der Reproduktionen und Zeichnungen. Für die Reinschrift des Manuskriptes danke ich Frau A. Hanna-Daoud.

Ich erkläre hiermit an Eides Statt, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig nur unter Benutzung der angegebenen Hilfsmittel verfaßt habe. Bisher wurde von mir noch kein Promotionsversuch unternommen.

Darmstadt, im Dezember 1991

A handwritten signature in black ink, appearing to be 'H. H. H.' with a vertical line extending downwards from the final 'H'.

## L e b e n s l a u f

- 05.04.1958 Geboren in Oberbieber als Sohn der Eheleute Hermann und Anneliese Knirsch
- 1964 - 1968 Besuch der Volksschule in Oberbieber
- 12.06.1974 Besuch der Staatlichen Realschule für Jungen in Neuwied,  
Mittlere Reife
- 1974 - 1975 Praktikum für Fachoberschüler  
1974 - 1976 Besuch der Fachoberschule Neuwied,  
Bildungsgang Technik
- 23.06.1976 Fachhochschulreife
- 1977 - 1980 Studium an der Fachhochschule der Deutschen Bundespost in Dieburg  
Fachrichtung Nachrichtentechnik
- 08.02.1980 Studienabschluß mit Diplom
- 1980 - 1981 Grundwehrdienst
- 1981 Beschäftigt bei Kaiser Aluminium Europe Inc., Koblenz
- 1981 - 1986 Studium der Fachrichtung Physik an der Technischen Hochschule Darmstadt
- 27.11.1986 Studienabschluß mit Diplom
- seit 01.01.1987 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt