Simulation der Elektronenoptik des QCLAM-Spektrometers mit CST Studio Suite und Analyse inelastischer Protonenstreudaten an ^{92,94}Zr unter extremen Vorwärtswinkeln

Simulation of the Electron Optics of the QCLAM Spectrometer with CST Studio Suite and Analysis of Inelastic Proton Scattering Data on ^{92,94}Zr at extreme Forward Angles Masterarbeit von Gerhart Steinhilber Dezember 2016



TECHNISCHE UNIVERSITÄT DARMSTADT



Gefördert durch die DFG im Rahmen des SFB 1245.

Simulation der Elektronenoptik des QCLAM-Spektrometers mit CST Studio Suite und

Analyse inelastischer Protonenstreudaten an 92,94Zr unter extremen Vorwärtswinkeln

Simulation of the Electron Optics of the QCLAM Spectrometer with CST Studio Suite and

Analysis of Inelastic Proton Scattering Data on ^{92,94}Zr at extreme Forward Angles

Vorgelegte Masterarbeit von Gerhart Steinhilber

- 1. Gutachten: Prof. Dr. Peter von Neumann-Cosel
- 2. Gutachten: M.Sc. Sergej Bassauer

Tag der Einreichung:

Zusammenfassung

Diese Masterarbeit besteht aus zwei Teilen. Der erste Teil beschäftigt sich mit der Simulation der Elektronenbahnen im QCLAM-Spektrometer, der zweite Teil mit der Auswertung eines Protonenstreuexperiments bis zur Extraktion des doppelt differenziellen Wirkungsquerschnitts. Im Folgenden werden beide Teile kurz beschrieben.

Für die Untersuchung magnetischer Kernanregungen eignet sich Elektronenstreuung unter 180° aufgrund der Kinematik besonders gut. Ein Spektrometer zur Durchführung von 180°-Streuexperimenten ist das QCLAM-Spektrometer im Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt. Im Rahmen dieser Arbeit werden die einzelnen Magnete des 180°-Systems bestehend aus dem QCLAM-Spektrometer und einem zusätzlichen Separationsmagneten sowie die Elektronenbahnen im QCLAM-Spektrometer mit *CST Studio Suite* simuliert und untersucht. Weiterhin wurde die Auswirkung des Quadrupolmagneten auf die Fokussierung untersucht. Eine Simulation des Magnetfeldes und der Elektronenbahnen im Photonentagger NEPTUN zeigen, dass die verwendete Software für Simulationen dieser Art geeignet ist.

Für die Untersuchung der Pygmydipolresonanz (PDR) in den Zr-Isotopen ⁹⁰Zr, ⁹²Zr, ⁹⁴Zr und ⁹⁶Zr als Funktion der Neutronenzahl mit einer hohen Energieauflösung wurde ein Experiment mit inelastisch gestreuten Protonen unter extremen Vorwärtswinkeln inklusive 0° am Research Center for Nuclear Physics (RCNP) in Osaka, Japan, durchgeführt. In dieser Arbeit werden die aufgenommenen Daten untersucht und der doppelt differenzielle Wirkungsquerschnitt für die Spektrometerwinkel 0°, 2,5° und 4,5° extrahiert.

Abstract

This master thesis consists of two parts. The first part deals with the simulation of the electron optics of the QCLAM spectrometer, while the second part deals with the analysis of proton scattering data with the aim of the extraction of the double differential cross section. Below both parts are shortly described.

Electron scattering experiments at 180° are suitable for the investigation of magnetic transitions in nuclei. These experiments can be performed at the QCLAM spectrometer at the Institut für Kernphysik in Darmstadt. In this work the 180° scattering system consisting of the QCLAM Spectrometer and a separation magnet are simulated using *CST Studio Suite*. The simulated magnetic fields of the separation magnet and the quadrupole magnet are in agreement with measurements. The geometry of the dipole magnet is not fully determined by the available construction plans. Furthermore the effect of the quadrupole magnet on the focusing properties were investigated.

With the aim of investigating of the Pygmy Dipole Resonance (PDR) along the isotopical chain ⁹⁰Zr, ⁹²Zr, ⁹⁴Zr and ⁹⁶Zr as a function of the neutron number with a high energy resolution a proton scattering experiment at extreme forward angles close to and including 0° was performed at the Grand-Raiden-spectrometer at the Research Center for Nuclear Physics (RCNP) in Osaka, Japan. In the framework of this master thesis the proton scattering data was analyzed and the double differential cross sections of the Zr isotopes were extracted for the scattering angles 0°, 2.5° and 4.5°.

Inhaltsverzeichnis

Teil 1

1 Ein	leitung	3
2 Th	eoretische Grundlagen	5
2.1.	Elektronenstreuung	5
2.2.	180°-Streuung	7
2.3.	Koinzidenzexperimente	8
2.4.	S-DALINAC	9
2.5.	QCLAM-Spektrometer	10
2.5.1.	Aufbau des Spektrometers	10
2.5.2.	180°-Aufbau	11
2.5.3.	Detektorsystem	13
2.6.	Magnete	14
2.6.1.	Dipole	16
2.6.2.	Quadrupole	17
2.6.3.	Sextupole	18
2.7.	Elektronenoptik	19
2.8.	CST Studio Suite	21
2.8.1.	Simulation von statischen Magnetfeldern	21
2.8.2.	Simulation von Trajektorien geladener Teilchen in Magnetfeldern	21
2.8.3.	Gittertypen	22
3 Me	chanischer Aufbau der Magnete	23
3.1.	Mechanischer Aufbau des Separationsmagneten	23
3.2.	Mechanischer Aufbau des Quadrupols	24
3.3.	Mechanischer Aufbau des Dipols	27
3.3.1.	Shim-Einsatz	30
3.4.	Gesamtsystem	31
3.5.	Widerstand und Induktivität der Spulen des QCLAM-Spektrometers	33
4 Sin	nulation der Magnetfeldverteilungen	35
4.1.	Separationsmagnet	36
4.1.1.	Magnetfeldmessung	36
4.1.2.	Bestimmung der Permeabilitätszahl	36
4.1.3.	Magnetfeld	37
4.2.	Quadrupol	38
4.2.1.	Bestimmung der Permeabilitätszahl	39
4.2.2.	Vergleich der Simulation mit Magnetfeldmessungen	41
4.3.	Dipol	41
4.3.1.	Bestimmung der Permeabilitätszahl	42
5 Sin	nulation der Elektronenbahnen	47
5.1.	Test der Simulationssoftware am Beispiel des Photonentaggers NEPTUN	47
5.2.	Separationsmagnet	49
5.3.	QCLAM	50

6Fa	zit und Ausblick	59
Teil 2		
7Eir	lleitung	63
8Th	eoretische Grundlagen	65
8.1.	Nukleon-Nukleon Wechselwirkung	65
8.2.	Elektromagnetische Wechselwirkung	67
9Pro	otonenstreuexperimente am RCNP	69
9.1.	Das Grand-Raiden-Spektrometer	70
9.1.1.	Detektorsystem des Grand-Raiden-Spektrometers	71
9.2.	Das Large-Acceptance-Spektrometer	73
9.3.	Aufbau für die Protonenstreuung unter 0° und endlichen Streuwinkeln	74
9.4.	Durchführung des Experiments	75
9.5.	Verwendete Targets	75
9.6.	Der unterfokussierunde Modus	75
9.7.	Faraday Cups	76
9.8.	Lochblendenmessung	76
10An	alyse der Protonenstreudaten	79
10.1.	Identifizierung der Teilchen	79
10.2.	Konvertierung der Driftzeiten in Driftlängen	80
10.3.	Kalibrierung der Streuwinkel	81
10.4.	Kinematische Korrektur	86
10.5.	Korrektur der Spektrometerabberation	87
10.6.	Energiekalibrierung	90
10.7.	Subtraktion des Untergrunds	91
10.7.1.	Eliminierung von Rahmentreffern	94
10.8.	Effizienz der Vieldrahtdriftkammern	96
10.9.	Effizienz der Faraday-Cups	98
10.10.	Extraktion des doppelt differenziellen Wirkungsquerschnitts	99
11Zu	sammenfassung und Ausblick	103
12An	hang	105
12.1.	Technische Zeichnungen	105
12.1.1.	Technische Zeichnungen des Separationsmagneten	105
12.1.2.	Technische Zeichnung des Quadrupols	107
12.1.3.	Technische Zeichnungen des Dipols	118
12.1.4.	Vakuumkammern	135
12.2.	Eigenschaften der Spulen	137
Literatu	Literaturverzeichnis	

Teil 1 Simulation der Elektronenoptik des QCLAM-Spektrometers mit CST Studio Suite

1. Einleitung

Seit der Durchführung des ersten Streuexperiments von Ernest Rutherford [1] und der damit verbundenen Entdeckung des Atomkerns sind Streuexperimente ein wichtiger Teil der Kernphysik. Mit Streuexperimenten kann die Kernstruktur untersucht werden, was Rückschlüsse auf die Kernkraft erlaubt. Es gibt eine Vielzahl unterschiedlicher Projektile und Experimenttypen. Dazu gehören beispielsweise Koinzidenzexperimente und 180°-Streuexperimente. Diese Experimenttypen können am QCLAM-Spektrometer [2] am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC im Institut für Kernphysik in Darmstadt durchgeführt werden [3].

Die Durchführung von 180°-Streuexperimenten am QCLAM-Spektrometer erfordert einen zusätzlichen Magneten, der die rückwärts gestreuten Elektronen von dem Elektronenstrahl aus dem Hauptbeschleuniger trennt [4]. Es zeigte sich jedoch, dass der Abstand zwischen den Polschuhen zu klein war, wodurch, bedingt durch einen Halo des Elektronenstrahls, ein großer Untergrund in den Spektren zu sehen war [5]. Daher wurde ein neuer Magnet mit einem größeren Polschuhabstand angeschafft. Dieser wurde bisher in keinem Experiment verwendet.

Um die Abbildungseigenschaften des Spektrometers mit dem neuen Separationsmagneten untersuchen zu können und die Trajektorien der gestreuten Elektronen zu verstehen, wurden Simulationen der einzelnen Magnete und des gesamten Spektrometers durchgeführt. Dies geschah bereits in zwei Bachelorarbeiten [6, 7]. Es zeigten sich jedoch Probleme, deren Ursachen nur vermutet werden konnten. In der vorliegenden Arbeit wird daher versucht die Ursachen dieser Probleme zu finden und eine erfolgreiche Simulation des QCLAM-Spektrometers durchzuführen. Der erste Teil dieser Arbeit ist eine Fortführung der vorangegangenen Arbeit [8]. Die Permeabilitätszahlen wurden mit einer größeren Genauigkeit ermittelt und die Abhängigkeit der Simulation von mehreren Parametern wurde untersucht. Weiterhin konnte der Speicherbedarf und die Simulationsdauer erheblich reduziert werden.

Nach einer Einleitung und den Grundkenntnissen, die sich an [9] und den darin verwendeten Quellen orientieren, wird in Kapitel 3 der mechanische Aufbau der Magnete sowie deren Modellierung in der Simulationssoftware diskutiert.

In Kapitel 4 werden Simulationen der Feldverteilungen der einzelnen Magnete durchgeführt und mit Messungen verglichen. Dafür mussten zuerst die Permeabilitätszahlen der einzelnen Magnete bestimmt werden.

Die Simulation der Trajektorien der gestreuten Elektronen erfolgt in Kapitel 5 sowohl für den Separationsmagneten als auch für das gesamte QCLAM-Spektrometer.

2. Theoretische Grundlagen

Experimente mit inelastisch gestreuten Elektronen sind eine bewährte Methode zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen den Nukleonen des untersuchten Atomkerns. Die gestreuten Elektronen werden mit einem Magnetspektrometer impulsaufgelöst detektiert. Das Magnetfeld des Spektrometers bewirkt die dafür erforderliche Dispersion. Unter Verwendung moderner Computerprogramme können die Gleichungen zur Beschreibung von Magnetfeldern beliebig komplizierter Magneten numerisch gelöst werden. Anschließend kann das simulierte Magnetfeld verwendet werden, um die Trajektorien geladener Teilchen im Magnetfeld zu berechnen. Somit ist es möglich ein gesamtes Magnetspektrometer in zwei Simulationsschritten zu simulieren.

2.1. Elektronenstreuung

Elektronen gehören zu der Familie der Leptonen und tragen eine elektrische Ladung. Sie wechselwirken über die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung, letztere ist bei der Streuung mit kleinen Impulsüberträgen vernachlässigbar. Da die elektromagnetische Wechselwirkung gut verstanden ist, eignen sich Elektronen gut für Streuexperimente und somit zur Untersuchung der Kernstruktur. Im Folgenden wird die inklusive Elektronenstreuung bei kleinen Impulsüberträgen beschrieben.

Bei Streuexperimenten ist zwischen elastischer und inelastischer Streuung zu unterscheiden. Elastische Streuung liegt vor, wenn das gestreute Elektron keine Energie an den Atomkern abgibt. Inelastische Streuung hingegen beinhaltet Anregungen der Atomkerne. Die Energieerhaltung liefert für inelastische Streuung unter Vernachlässigung der Rückstoßenergie des Atomkerns

$$E_0 = E_f + E_x. \tag{2.1}$$

Die Energien E_0 , E_f und E_x sind die Energien der einfallenden Elektronen, der gestreuten Elektronen und die Anregungsenergie der Atomkerne. Der Impulsübertrag

$$\vec{q} = \vec{p}_i - \vec{p}_f. \tag{2.2}$$

ist die Differenz der Impulse der einfallenden Elektronen und der gestreuten Elektronen und folgt aus der Impulserhaltung.

Der Impulsübertrag ist eine Funktion des Streuwinkels und der Energie der einfallenden Elektronen. Der Betrag des Impulsübertrags ist unter Vernachlässigung des Rückstoßes gegeben durch

$$q = \frac{1}{\hbar c} \sqrt{2 \cdot E_0 (E_0 - E_x) (1 - \cos(\theta)) + E_x^2}.$$
(2.3)

Ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein einfallendes Elektron in das Raumwinkelelement $d\Omega$ gestreut wird, ist der differenzielle Wirkungsquerschnitt ($d\sigma/d\Omega$). Für die Streuung relativistischer Spin-1/2 Teilchen an punktförmigen Spin-0 Targets entspricht der differenzielle Wirkungsquerschnitt dem Mott-Wirkungsquerschnitt ($d\sigma/d\Omega$)_{*Mott*}. Er ist für hochrelativistische Elektronen durch Gleichung (2.4) gegeben [10].

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{Ze^2}{2E_0}\right)^2 \frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)}$$
(2.4)

Bei der experimentellen Bestimmung des differenziellen Wirkungsquerschnitts treten jedoch Abweichungen zum Mott-Wirkungsquerschnitt auf. Dies geschieht, da die Voraussetzungen des Mott-Wirkungsquerschnittes nicht auf reale Atomkerne anwendbar sind. Diese Abweichungen erlauben Rückschlüsse auf den realen Atomkern. Der Quotient aus dem experimentell bestimmten differenziellen Wirkungsquerschnitts und dem Mott-Wirkungsquerschnitt ergibt das Betragsquadrat des Formfaktors $|F(E_0, q)|^2$ (Gleichung (2.5)) [10]. Der Formfaktor stellt die Fouriertransformierte der Ladungsverteilung dar.

$$|F(E_0,q)|^2 = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}}$$
(2.5)

Der experimentelle Wirkungsquerschnitt kann mit Gleichung (2.6) aus den gemessenen Spektren berechnet werden [10].

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = \frac{A}{\Delta\Omega} \frac{e}{It} \frac{M}{t_{eff} N_A} \frac{100}{\epsilon}$$
(2.6)

Hierbei stehen A für die Fläche unter dem Peak, $\Delta\Omega$ für den Raumwinkel des Spektrometers, I für den Strahlstrom des Elektronenstrahls, t für die Messdauer, M für die molare Masse des Targets, t_{eff} für die effektive Dicke des Targets, N_A für die Avogadrokonstante und ϵ ist ein Maß für die Isotopenreinheit des Targets [10].

Während des Streuvorgangs wechselwirkt das einfallende Elektron mit der Ladungs- und der Stromdichteverteilung des Atomkerns durch den Austausch virtueller Photonen. Die Dirac'sche Störungstheorie erster Ordnung betrachtet nur den Austausch eines einzelnen virtuellen Photons während des Streuprozesses [5]. Mit dieser Annahme ist der differenzielle Wirkungsquerschnitt für den Streuwinkel θ gegeben durch

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta} = \frac{1}{4\pi^2(\hbar c)^2} E_i E_f \left(\frac{p_f}{p_i}\right) \left(\frac{2J_f + 1}{2J_i + 1}\right) f_{rec} \left|\langle \Psi_f \left| \widehat{H}_{int} \left| \Psi_i \right\rangle \right|^2.$$
(2.7)

Hierbei sind p_i und p_f die Impulse des Elektrons vor bzw. nach der Wechselwirkung, J_i und J_f die Gesamtdrehimpulse des Atomkerns und \hat{H}_{int} der Hamilton-Operator der zugrundeliegenden Wechselwirkung. Ψ_i und Ψ_f sind die Zustände des Atomkerns vor bzw. nach dem Streuprozess. Der Rückstoßfaktor f_{rec} ist durch Gleichung (2.8) gegeben [5].

$$f_{rec} = \left(1 + \frac{2E_i \sin^2(\theta)}{mc^2}\right)^{-1} \tag{2.8}$$

Hierbei steht m für die Masse des Atomkerns.

Bei der Elektronenstreuung beschreibt der Hamilton-Operator \hat{H}_{int} (Gleichung (2.9)) eine rein elektromagnetische Wechselwirkung. Er beinhaltet das Strahlungsfeld des Elektrons A_{μ} sowie die Ladungs- und Stromdichteverteilung ρ bzw. j_{μ} des Atomkerns (Gleichungen (2.10) und (2.11)) [5].

$$\hat{H}_{int} = \int j_{\mu}(\vec{r}, t) A^{\mu}(\vec{r}, t) \, d^3r \tag{2.9}$$

mit

$$A^{\mu}(\vec{r}) = \left(\Phi(\vec{r}), \vec{A}(\vec{r})\right)$$
(2.10)

$$j_{\mu}(\vec{r}) = \left(\rho(\vec{r}), \frac{1}{c}\vec{j}(\vec{r})\right)$$
(2.11)

2.2. 180°-Streuung

Der Hamilton-Operator \hat{H}_{int} aus dem vorherigen Abschnitt kann in longitudinale und transversale Komponenten zerlegt werden, wobei die longitudinale Komponente \hat{H}_C die Coulomb-Wechselwirkung des Elektrons mit der Ladungsverteilung des Atomkerns beschreibt. Die transversale Komponente \hat{H}_T hingegen beschreibt die Wechselwirkung des Elektrons mit der Strom- und der Magnetisierungsdichte des Atomkerns [5].

$$\widehat{H}_{int} = \widehat{H}_C + \widehat{H}_T \tag{2.12}$$

mit

$$\hat{H}_{\mathcal{C}} = \int \rho(\vec{r}) \Phi(\vec{r}) \, d^3r \tag{2.13}$$

$$\widehat{H}_{T} = -\frac{1}{c} \int (\vec{j}^{c}(\vec{r}) \vec{A}(\vec{r}) + \vec{\mu}(\vec{r}) \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{r}) \, d^{3}r$$
(2.14)

Hierbei sind ρ der Übergangsoperator der Ladungsdichte, j^c der Übergangsoperator des Konvektionsstroms und μ der Übergangsoperator der Magnetisierungsdichte. Bei leichten Atomkernen ($Z\alpha \ll 1$) kann das Strahlungsfeld des virtuellen Photons als ebene Welle beschrieben werden, α ist die Feinstrukturkonstante. Diese Näherung wird "Plane Wave Born Approximation" (PWBA) genannt [5].

Für mittelschwere und schwere Atomkerne ist die PWBA jedoch keine sinnvolle Näherung mehr, da das Coulombfeld des Atomkerns die Wellenfronten des gestreuten Elektrons verformen. Die Beschreibung der Wellenfronten als eine ebene Welle ist somit nicht mehr zulässig. Bei schweren Atomkernen werden die Wellenfunktionen der Elektronen durch numerische Lösung der Dirac-Gleichung in einer Störungstheorie berechnet. Diese Näherung wird "Distorted Wave Born Approximation" (DWBA) genannt [5].

Der Hamilton Operator kann in der PWBA nach Multipolen entwickelt werden. Für die Multipolordnung λ bei gegebenem Gesamtdrehimpuls J und gegebener Parität π der Kernzustände folgen die Auswahlregeln der Parität und des Gesamtdrehimpulses [5]. Erfüllt die Parität die Bedingung $\pi_i \pi_f = (-1)^{\lambda}$, so handelt es sich um einen elektrischen Übergang. Ist hingegen die Relation $\pi_i \pi_f = (-1)^{\lambda+1}$ erfüllt, so handelt es sich um einen magnetischen Übergang. Die Relation

$$\left|J_i - J_f\right| \le \lambda \le \left|J_i + J_f\right| \tag{2.15}$$

stellt die Auswahlregel für den Gesamtdrehimpuls dar.

Mit der Multipolentwicklung, den Auswahlregeln, dem Grenzfall relativistischer Elektronen sowie der Vernachlässigung des Rückstoßes, ist es möglich den differenziellen Wirkungsquerschnitt als die Summe der differenziellen Wirkungsquerschnitte der Multipole E_{λ} und M_{λ} auszudrücken, wie es in Gleichung (2.16) zu sehen ist [5].

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \sum_{\lambda} \left(\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{E\lambda} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{M\lambda} \right)$$
(2.16)

Die differenziellen Wirkungsquerschnitte der Multipole sind für Atomkerne mit Parität und Gesamtdrehimpuls gegeben durch die Gleichungen (2.17) und (2.18). Die Funktionen $|F(C\lambda, q)|$, $|F(E\lambda, q)|$ und $|F(M\lambda, q)|$ sind Formfaktoren. Der longitudinale bzw. transversale Faktor V_L und V_T (Gleichung (2.19) bzw. (2.20)) beschreibt die Kinematik des Streuprozesses [5].

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{E\lambda} = \left(\frac{Ze^2}{E_i}\right)^2 f_{rec}(V_L |F(C\lambda, q)|^2 + V_T |F(E\lambda, q)|^2)$$
(2.17)

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{M\lambda} = \left(\frac{Ze^2}{E_i}\right)^2 f_{rec}(V_T | F(E\lambda, q)|^2)$$
(2.18)

$$V_L = \frac{1 + \cos(\theta)}{2(y - \cos(\theta))} \tag{2.19}$$

$$V_T = \frac{y + 1 - \cos(\theta)}{4(y - \cos(\theta))(1 - \cos(\theta))}$$
(2.20)

mit

$$y = 1 + \frac{E_x^2}{2E_i(E_i - E_x)}$$
(2.21)

Wird die Ruhemasse des Elektrons m_0 berücksichtigt, so ergibt sich für den longitudinalen Faktor V_L folgende Form [5]:

$$V_L = \frac{\left(\frac{m_0 c^2}{E_0}\right)^2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) + \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{4\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$
(2.22)

Bei einem Streuwinkel von $\theta = 180^{\circ}$ ergibt sich ein ausgeprägtes Minimum. Die Verläufe der kinematischen Faktoren V_L und V_T bei Rückwärtswinkeln sind in Abbildung 1 gezeigt. Die elektrischen Anregungen werden bei Rückwärtswinkeln unterdrückt, wodurch magnetische Übergänge dominieren. Experimente bei einem Streuwinkel von 180° sind somit für die Untersuchung von magnetischen Übergängen geeignet. Solche Experimente können am QCLAM-Spektrometer durchgeführt werden.



Abbildung 1: Die Verläufe der kinematischen Faktoren V_L und V_T bei einer Elektronenenergie von 65 MeV sind dargestellt. Bei einem Streuwinkel von 180° gibt es ein ausgeprägtes Minimum für den longitudinalen Faktor. Dadurch dominieren bei der Rückwärtsstreuung magnetische Übergänge. Abbildung entnommen aus Neumeyer [5].

2.3. Koinzidenzexperimente

Das QCLAM-Spektrometer wurde entwickelt, um am S-DALINAC Koinzidenzexperimente durchführen zu können [2]. Gegenüber den Einarm-Elektronenstreuexperimenten der Form (e, e'x) mehrere Vorteile, aber auch den Nachteil kleinerer Zählraten.

Mit Hilfe von Koinzidenzexperimenten ist es möglich den Untergrund zu unterdrücken, da nur diejenigen Ereignisse berücksichtigt werden, bei denen die Detektion des gestreuten Elektrons e', sowie des Teilchens x innerhalb eines gegebenen Zeitfensters erfolgt. Dieses Verfahren kann beispielsweise bei der Untersuchung der Riesenresonanzen verwendet werden. Bei den Riesenresonanzen handelt es sich um kollektive Kernanregungen, die in Spektren als breite Erhöhungen auftreten. Die Messung von Riesenresonanzen wird durch einen großen, durch Bremsstrahlung verursachten, Untergrund erschwert [11].

Weitere Vorteile von Koinzidenzexperimenten sind die Selektion bestimmter Reaktionsvorgänge sowie die Möglichkeit die Winkelverteilung der Teilchen *x* messen zu können. Eine Messung der Winkelverteilung ermöglicht es beispielsweise durch die zusätzlichen Informationen die Multipolarität sowie Drehimpuls und Parität des Kerns zu bestimmen [11].

Für die Durchführung von Koinzidenzexperimenten sind zusätzliche Detektoren wie beispielsweise der Siliziumball erforderlich. Diese Detektoren können entweder in der Streukammer oder um die Streukammer herum aufgebaut werden [12].

2.4. S-DALINAC

Der supraleitende Darmstädter Elektronen-Linearbeschleuniger S-DALINAC wurde 1991 im Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt in Betrieb genommen [3]. Als Elektronenquellen stehen eine thermische Kathode und eine Quelle für spinpolarisierte Elektronen zur Verfügung [13]. Seit der Inbetriebnahme wurde der S-DALINAC kontinuierlich weiterentwickelt. Momentan wird der S-DALINAC um eine dritte Rezirkulation erweitert und wird in Zukunft auch als Energy-Recovering-Linac verwendet werden können [14]. Die von der Kathode emittierten Elektronen werden durch eine elektrostatische Spannung auf eine kinetische Energie von 250 keV beschleunigt. Für eine weitere Beschleunigung in den supraleitenden HF-Kavitäten wird dem kontinuierlichen Elektronenstrahl eine 3 GHz Zeitstruktur in der Chopper-Prebuncher-Sektion aufgeprägt. Nach einer Beschleunigung auf 10 MeV in den ersten supraleitenden Kavitäten kann der Elektronenstrahl mit einer maximalen Stromstärke von 60 μ A entweder für Experimente mit niederenergetischer Gammastrahlung verwendet werden oder der Elektronenstrahl wird zum Hauptbeschleuniger umgelenkt. Unter Verwendung der Rezirkulationen kann eine maximale kinetische Energie von 130 MeV erreicht werden. Anschließend wird der Elektronenstrahl durch die Extraktion zu einem der Experimentierplätze geführt [15]. Zwei der Experimentierplätze sind das LINTOTT-Spektrometer und das QCLAM-Spektrometer. Hinter beiden Spektrometern befinden sich Strahlfänger, die eine Messung des Strahlstroms ermöglichen.



Abbildung 2: Schematische Darstellung des S-DALINAC. Elektronen aus dem Injektor können in den Hauptbeschleuniger umgeleitet werden und nach drei Rezirkulationen zu den Spektrometern transportiert werden. Abbildung entnommen aus Arnold [16].

2.5. QCLAM-Spektrometer

Im Institut für Kernphysik in Darmstadt stehen für Elektronenstreuexperimente zwei Magnetspektrometer zur Verfügung. Eines dieser beiden Spektrometer ist das QCLAM-Spektrometer, welches über eine große Winkel- und Impulsakzeptanz von 35 msr bzw. $\Delta p/p = 10\%$ verfügt [2]. Dadurch können am QCLAM-Spektrometer Experimente mit kleinen Zählraten, wie beispielsweise Koinzidenzexperimente und 180°-Streuung durchgeführt werden.

Die, an einem Target in der Streukammer, gestreuten Elektronen werden in Abhängigkeit von ihrem Impuls auf unterschiedlichen Kreisbahnen in einem Magneten abgelenkt und treffen auf unterschiedlichen Orten und Winkeln im Detektorsystem auf. Eine Messung dieser Durchstoßorte und Durchstoßwinkel ermöglicht die Rekonstruktion der Trajektorien der gestreuten Elektronen. Dadurch können die Fokalebene und somit die Energien der Elektronen bestimmt werden.

2.5.1. Aufbau des Spektrometers

Bei dem Spektrometer handelt es sich um ein CLAM-Shell Spektrometer, das über einen zusätzlichen Quadrupol verfügt. Dies spiegelt sich im Namen QCLAM-Spektrometer wieder. Das englische Wort für Muschel beschreibt hierbei die Kontur der Polschuhe des Dipolmagneten [2].

Der Elektronenstrahl aus dem Hauptbeschleuniger trifft in der Streukammer des Spektrometers auf ein Target, an welchem ein Teil der Elektronen gestreut wird. Die nicht gestreuten Elektronen werden hinter dem Spektrometer in einem Faraday-Cup für die Ladungsmessung gesammelt. Ein Teil der gestreuten Elektronen tritt durch eine Öffnung in das Spektrometer ein.

Im Spektrometer passieren die Elektronen zuerst einen horizontal fokussierenden Quadrupol, der über einen fünften, neutralen Pol verfügt. Dieser Magnet sorgt für die benötigte große Raumwinkelakzeptanz. Anschließend treten die Elektronen in einen großen Dipolmagneten ein, dessen Polschuhe bezüglich der dispersiven Ebene geneigt sind. Die Elektronen werden in Abhängigkeit von ihrem Impuls auf unterschiedlichen Radien abgelenkt und gelangen anschließend durch eine Vakuumabschlussfolie in das Detektorsystem.

Das Detektorsystem besteht aus drei unterschiedlichen Arten von Detektoren. Dabei handelt es sich um drei Vieldrahtdriftkammern, einen Szintillator und einen Čerenkovzähler. Die Elektronen durchqueren die Detektoren in dieser Reihenfolge. Das Detektorsystem ist von einer Abschirmung aus Polyethylen und Blei umgeben, wodurch der Untergrund reduziert wird [17]. Ein Querschnitt durch das Spektrometer ist in Abbildung 3 zu sehen.



Abbildung 3: Abgebildet ist ein Querschnitt durch die Symmetrieebene des QCLAM-Spektrometers. Zu sehen sind die Streukammer, das Spektrometer sowie die drei Detektortypen des Detektorsystems. Abbildung entnommen aus Reitz [17].

2.5.2. 180°-Aufbau

Eine Besonderheit am Institut für Kernphysik ist der Aufbau für Elektronenstreuung unter einem Streuwinkel von 180° am QCLAM-Spektrometer [4]. Dadurch können weltweit einzigartige Experimente durchgeführt werden.

Da das Spektrometer nicht im Elektronenstrahl positioniert werden kann, ist es notwendig den Elektronenstrahl vom Hauptbeschleuniger mit einer Schikane umzuleiten, so dass der Elektronenstrahl unter einem Winkel von 25° gegenüber dem ursprünglichen Elektronenstrahl in die Streukammer eintritt. In der Mitte der Streukammer befindet sich statt einem Target der Separationsmagnet, welcher den Elektronenstrahl erneut um 25° in Richtung des Faraday-Cups ablenkt. Anschließend trifft der Elektronen werden aufgrund ihrer entgegengesetzten Richtung zum Elektronenstrahl vom Separationsmagneten in die entgegengesetzte Richtung um 25° abgelenkt. Für die Untersuchung des elastischen Spektrums muss das Spektrometer auf einem Streuwinkel von 155° stehen. Werden inelastische Spektren untersucht, so muss das Spektrometer zu einem kleineren Streuwinkel gefahren werden, da diese Elektronen Energie an das Target abgegeben haben und somit im Magnetfeld stärker abgelenkt werden [5]. Das Prinzip der 180°-Streuung ist in Abbildung 4 zu sehen.



Abbildung 4: Zu sehen ist eine schematische Darstellung des Aufbaus für 180°-Streuexperimente. Die Trajektorie eines, um 180° gestreuten, Elektrons ist grün dargestellt. Die Ablenkmagnete inklusive des Separationsmagneten sind blau markiert. Die orangenen Magnete sind Quadrupole für die Fokussierung des Elektronenstrahls. Entnommen aus Reitz [17].

Bedingt durch die Kinematik von 180°-Streuexperimenten ist der Strahlenschwanzuntergrund stark unterdrückt, dadurch kommt dem Untergrund durch apparative Quellen eine besondere Bedeutung zu. Ein Teil des apparativen Untergrunds wird durch den geringen Polschuhabstand in Kombination mit einem Strahlhalo verursacht [5]. In Abbildung 5 sind ein gemessenes Spektrum und ein laufzeitkorrigiertes Spektrum abgebildet.



Abbildung 5: Ausschnitt eines Flugzeitspektrums. Oben ist das Spektrum ohne Laufzeitkorrektur abgebildet. Unter Verwendung der Laufzeitkorrektur ergibt sich das untere Spektrum. Der alte Separationsmagnet verursachte aufgrund des zu geringen Abstands zwischen den Polschuhen einen großen Untergrund. Die Verwendung eines Gates reduziert den Untergrund um 83%, der Wirkungsquerschnittverlust beträgt 21%. Abbildung entnommen aus Neumeyer [5].

Um diesen Untergrund in zukünftigen Experimenten zu verhindern wurde ein neuer Separationsmagnet gekauft. Die relevanten Unterschiede zwischen dem alten und dem neuen Separationsmagneten sind in Tabelle 1 aufgelistet.

Eigenschaft	Alter Separationsmagnet	Neuer Separationsmagnet
Elektronenenergien	28-85 MeV	25-130 MeV
Impulsüberträge	0,2-0,85 fm ⁻¹	0,2-0,85 fm ⁻¹
Raumwinkelakzeptanz	9,6 msr	12,0 msr
Vertikale Streuwinkelakzeptanz	±40 mrad	±50 mrad

Tabelle 1: Relevante Unterschiede zwischen dem alten und dem neuen Separationsmagneten. Die Werte wurden aus Bozorgian [18] entnommen.

2.5.3. Detektorsystem

Das Detektorsystem des QCLAM-Spektrometers besteht aus drei Vieldrahtdriftkammern, einem Szintillator und einem Čerenkovzähler. Eine Vieldrahtdriftkammer besteht aus zwei Kathodenfolien zwischen denen sich in der Mittelebene Anodendrähte in konstanten Abständen befinden. Die Vieldrahtdriftkammern sind mit einem Zählgas gefüllt. Bisher wurde ein Argon-Isobutan-Gemisch verwendet, es wird jedoch die Verwendung eines Argon-Kohlenstoffdioxid-Gemischs untersucht [19]. Zwischen der Kathodenfolie und den Anodendrähten liegt eine Hochspannung von ca. 5000 V an [19].

Alle Feldlinien, die in einem gemeinsamen Anodendraht enden, bilden eine Driftzelle. Die Funktionsweise einer solchen Driftzelle ähnelt der eines Geiger-Müller-Zählrohrs. Durchquert ein Elektron die Vieldrahtdriftkammer, so entstehen entlang dessen Trajektorie Elektron-Ion-Paare. Diese sekundären Elektronen werden in den Driftzellen entlang den Feldlinien in Richtung Anodendraht beschleunigt. Durch Stöße der sekundären Elektronen mit dem Zählgas entstehen weitere Elektron-Ion-Paare. Die Zeit, die die sekundären Elektronen benötigen, um den Anodendraht zu erreichen, wird Driftzeit genannt. Messen der Driftzeiten in benachbarten Driftzellen ermöglicht die Bestimmung des Durchstoßpunktes des primären Elektrons durch die Drahtebene. Der Sollstrahl, der der optischen Achse eines optischen Systems entspricht, schließt mit der Drahtebene einen Winkel von 44° ein. Dadurch ist sichergestellt, dass alle gestreuten Elektronen mehrere Driftzellen durchqueren und die Durchstoßpunkte mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden können [20]. Eine schematische Darstellung der Trajektorie eines Elektrons durch mehrere Driftzellen ist in Abbildung 6 zu sehen.



Abbildung 6: Ein Elektron erzeugt auf seinem Weg durch eine Vieldrahtdriftkammer Elektron-Ion-Paare. Die Messung der Driftzeiten ermöglicht eine Rekonstruktion des Durchstoßpunktes des Elektrons durch die Drahtebene. Die Feldlinien sind parallel und verlaufen in der Nähe der Anodendrähte radial auseinander. Abbildung entnommen aus D'Alessio [19].

Zwei der insgesamt drei Vieldrahtdriftkammern dienen zur Bestimmung der dispersiven Koordinate *X*. Daher werden diese Vieldrahtdriftkammern als X₁- und X₂-Vieldrahtkammern bezeichnet. Die nicht dispersive Koordinate Y wird mit der mittleren Vieldrahtdriftkammer bestimmt. Diese Vieldrahtdriftkammer wird als U-Vieldrahtdriftkammer bezeichnet, da ihre Anodendrähte gegenüber den X₁- und X₂-Vieldrahtdriftkammern um 26,5° geneigt sind. Diese Neigung ist notwendig, da die maximale Spannlänge der Anodendrähte begrenzt ist [20]. Die Y-Koordinate kann durch die Durchstoßpunkte durch alle drei Drahtebenen berechnet werden.

Mit den drei Durchstoßpunkten kann die Trajektorie der gestreuten Elektronen rekonstruiert werden, was die Bestimmung der gekrümmten Fokalebene ermöglicht. Bei der Konstruktion des Spektrometers wurde daher auf eine aufwändige und kostenintensive Korrektur der Fokalebene verzichtet.

Das Trigger-Signal für die Messung der Driftzeiten liefert der Szintillator hinter den Vieldrahtdriftkammern. Aufgabe des Čerenkovzählers ist es den Untergrund weiter zu reduzieren. Damit ein Ereignis als gültig erkannt wird, müssen in jeder Vieldrahtdriftkammer eine Mindestzahl an Driftzellen sowie Szintillator und Čerenkovzähler angesprochen haben. Mehrfachtreffer sowie Ereignisse mit zu flachen bzw. zu steilen Einfallswinkeln werden nicht gezählt [20]. Das gesamte Detektorsystem ist in Abbildung 7 zu sehen.



Abbildung 7: Das Detektorsystem des QCLAM-Spektrometers besteht aus drei Vieldrahtdriftkammern, welche zur Rekonstruktion der Elektronentrajektorien dienen, einem Szintillator, der das Trigger-Signal liefert, und einem Čerenkovzähler zur Reduktion des Untergrunds. Hierbei sind (1) der Čerenkovzähler, (2) der Szintillator, (3) die X₂-Vieldrahtdriftkammer, (4) die U-Vieldrahtdriftkammer, (5) die X₁-Vieldrahtdriftkammer, (6) der Photomultiplier und (7) die Verschiebemimik. Abbildung entnommen aus Reitz [17].

2.6. Magnete

Magnete werden an Teilchenbeschleunigern sowohl zur Strahlführung und Fokussierung als auch in Magnetspektrometern zur Messung der Impulse der geladenen Teilchen verwendet.

Für die Teilchenbewegung im Magnetfeld wird ein rechtwinkliges Koordinatensystem verwendet, dessen Ursprung sich entlang der Sollbahn s bewegt. Dabei zeigt die z-Achse immer in Bewegungsrichtung der Teilchen. Die Achsen x und y beschreiben die transversale Abweichung von der Sollbahn. Das beschriebene Koordinatensystem ist in Abbildung 8 abgebildet.



Abbildung 8: Für die Berechnung der Bahnen geladener Teilchen wird ein mitbewegtes Koordinatensystem verwendet. Abbildung entnommen aus Hinterberger [21].

Die Ursache für die Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld ist die Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = q \ \vec{v} \times \vec{B}. \tag{2.23}$$

Wenn sich ein Teilchen mit der Geschwindigkeit $\vec{v} = (0,0,v_z)$ in einem Magnetfeld der Form $\vec{B} = (0, B_y, 0)$ bewegt, dann gibt es ein Gleichgewicht zwischen der Lorentzkraft und der Zentrifugalkraft $\vec{F}_Z = (m \cdot v^2/R, 0, 0)$. Dabei sind m die Masse des Teilchens und R der Biegeradius der Teilchenbahn. Aus diesem Gleichgewicht folgt

$$\frac{1}{R(x,y,z)} = \frac{e}{p} B_y(x,y,z).$$
(2.24)

Die transversale Ausdehnung eines Teilchenstrahls ist üblicherweise sehr viel kleiner als der Biegeradius. Daher kann das Magnetfeld in der Umgebung des Sollstrahls in Multipole entwickelt werden [21], wie es in Gleichung (2.25) zu sehen ist.

$$B_{y}(x) = B_{y0} + \frac{dB_{y}}{dx}x + \frac{1}{2!}\frac{d^{2}B_{y}}{dx^{2}}x^{2} + \frac{1}{3!}\frac{d^{3}B_{y}}{dx^{3}}x^{3} + \cdots$$
(2.25)

Eine Multiplikation mit dem Vorfaktor auf der rechten Seite von Gleichung (2.24) liefert

$$\frac{e}{p}B_{y}(x) = \frac{1}{R} + kx + \frac{1}{2!}lx^{2} + \frac{1}{3!}ox^{3} + \cdots.$$
(2.26)

Die Terme auf der rechten Seite von (2.26) sind von links nach rechts der Dipol, der Quadrupol, der Sextupol und der Oktupol. Wenn nur die ersten beiden Terme verwendet werden, spricht man von linearer Strahloptik. In diesem Fall wirken nur konstante Kräfte (Dipol) und Kräfte, die linear mit dem transversalen Abstand zur Sollbahn ansteigen (Quadrupol). Die höheren Multipole wie beispielsweise Sextupol und Oktupol sind entweder nicht erwünschte Effekte, die zum Beispiel durch die räumliche Begrenzung der Magnete bedingt sind, oder werden gezielt zur Kompensation der Chromazität oder Feldkorrektur eingesetzt [22]. In Tabelle 2 sind die ersten vier Multipole und deren Wirkung aufgelistet.

Tabelle 2: Aufgelistet sind die ersten vier Multipole sowie deren primäre Wirkung auf den Verlauf der Teilchen im Strahl.

Multipol	Definition	Wirkung
Dipol	$\frac{1}{R} = \frac{e}{p} B_{y0}$	Strahlablenkung
Quadrupol	$k = \frac{e}{p} \frac{dB_y}{dx}$	Strahlfokussierung
Sextupol	$l = \frac{e}{p} \frac{d^2 B_y}{dx^2}$	Kompensation der Chromazität
Oktupol	$o = \frac{e}{p} \frac{d^3 B_y}{dx^3}$	Feldfehler oder Feldkompensation

In Beschleunigeranlagen kommen sowohl normalleitende als auch supraleitende Magnete sowie neuerdings auch Permanentmagnete zum Einsatz [21]. Im Folgenden werden nur die konventionellen normalleitenden Magnete betrachtet. Diese bestehen aus Magnetweicheisen und normalleitenden Spulen.

Magnetweicheisen ist ein kohlenstoffarmer Stahl, der über ein hohes Sättigungsfeld, eine geringe Remanenz und eine geringe Koerzitivkraft verfügt [21]. Durch die Sättigungsmagnetisierung des Magnetweicheisens werden die Felder auf $B \leq 2T$ beschränkt. Die Permeabilitätszahl μ_r von Magnetweicheisen ist $\mu_r > 1000$ [21]. Die Spulen, durch die größere Ströme fließen, bestehen in der Regel aus hohlem Kupfer, durch welches das Kühlwasser fließt.

Die Grundlage für die Berechnung der Magnetfelder $\vec{H} = \frac{1}{\mu_r \mu_0} \vec{B}$ ist die Maxwell'sche Gleichung

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j}, \tag{2.27}$$

wobei \vec{j} die Stromdichte ist. Die Tangentialkomponenten von \vec{H} und die Normalkomponente von \vec{B} verhalten sich an der Grenzfläche zwischen Eisen und Luft stetig [21].

2.6.1. Dipole

In der Beschleunigertechnik werden Ablenkmagnete mit einem homogenen Magnetfeld oder mit einem Feldgradienten verwendet. Letztere sind in stark fokussierenden Anlagen zu finden [21]. Ablenkmagnete mit einem homogenen Magnetfeld sind Dipolmagnete.

Das Magnetfeld eines Dipolmagneten entlang der Strahlachse fällt auf der Eisenkante des Magneten nicht plötzlich auf 0 ab, sondern hat den in Abbildung 9 gezeigten Verlauf. Für elektronenoptische Berechnungen wird die Feldverteilung durch eine äquivalente Rechteckverteilung der maximalen Feldstärke B_0 und der Länge L_{eff} ersetzt [21]. Diese Länge wird magnetische Länge bzw. effektive Länge genannt. Für einen Dipolmagneten ist die effektive Länge durch

$$L_{eff} = \frac{1}{B_0} \int_{-\infty}^{\infty} B(s) ds \tag{2.28}$$

gegeben [21]. Die magnetische Länge kann durch das Hinzufügen von Nasen an der Eisenkante oder Abschrägen der Eisenkante vergrößert bzw. verkleinert werden.



Abbildung 9: Der tatsächliche Feldverlauf wird für elektronenoptische Berechnungen durch eine äquivalente Rechteckverteilung, deren Länge effektive Länge genannt wird, ersetzt. Abbildung entnommen aus Hinterberger [21].

Die magnetische Flussdichte im Luftspalt eines Dipolmagneten kann mittels einem Wegintegral entlang des in Abbildung 10 gezeigten geschlossenen Weges der Länge $l = l_{Fe} + g$ abgeschätzt werden. Hierbei sind l_{Fe} die Länge des Weges im Eisen und g die Länge des Luftspaltes. Da die

Permeabilitätszahl des Magnetweicheisens sehr viel größer als Eins ist, verlaufen die Feldlinien senkrecht auf der Grenzfläche. Das Wegintegral ist durch

$$\oint \vec{H} \, d\vec{s} = H \, g + H_{Fe} \, l_{Fe} = n \, I \tag{2.29}$$

gegeben, hierbei ist n I die Amperewindungszahl.



Abbildung 10: Die Stärke des Magnetfeldes eines Dipolmagenten im Luftspalt der Länge g kann mittels einem Wegintegral über einen geschlossenen Weg abgeschätzt werden. Abbildung entnommen aus Hinterberger [21].

Aufgrund der großen Permeabilitätszahl des Eisens gilt

$$H_{Fe} l_{Fe} \ll H g. \tag{2.30}$$

Somit gilt für das Magnetfeld im Luftspalt $H \approx n I/g$ und für die magnetische Flussdichte $B \approx \mu_0 n I/g$. Unter Verwendung von analogen Ansätzen können die Magnetfelder in Quadrupolmagneten und Sextupolmagneten abgeschätzt werden. Ein genaueres Ergebnis erhält man bei Kenntnis der Magnetisierungskurve $B = B(H_{Fe})$. Gleichung (2.29) lässt sich zu

$$B = \mu_0 \frac{nI}{g} - \mu_0 \frac{l_{Fe}}{g} H_{Fe}$$
(2.31)

umformen. Der vorherige Ansatz liefert somit systematisch zu große Werte. Die Stärke des Magnetfeldes lässt sich grafisch durch den Schnittpunk (H_{Fe} , B) bestimmen, wie es in Abbildung 11 gezeigt ist.



Abbildung 11: Der Schnittpunkt der Geraden mit der Magnetisierungskurve liefert die magnetische Flussdichte im Luftspalt des Magneten. Abbildung entnommen aus Hinterberger [21].

2.6.2. Quadrupole

Quadrupole bestehen aus einem Eisenjoch und vier Polschuhen, die jeweils von einer Spule umgeben sind. Elektronen, die in den in Abbildung 12 gezeigten Quadrupol in die Abbildung hineinfliegen, werden in *x*-Richtung fokussiert und in *y*-Richtung defokussiert. Daher sind für eine Fokussierung in *x*- und *y*-Richtung immer mindestens zwei Quadrupole erforderlich.

Da das Magnetfeld im inneren des Quadrupols rotationsfrei ist, kann das Magnetfeld \vec{B} als Gradient eines skalaren Potentials $\Phi(x, y) = -g x y$ dargestellt werden. Hierbei ist g der Feldgradient. Folglich gelten für die Komponenten und den Betrag des Magnetfeldes die folgenden Gleichungen [21].

$$B_x = g y \tag{2.32}$$

$$B_y = g x \tag{2.33}$$

$$\left|\vec{B}\right| = \left|g\right|r\tag{2.34}$$

$$g = \frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{\partial B_x}{\partial y}$$
(2.35)

Die Stärke des Magnetfeldes nimmt proportional zum transversalen Abstand des Magnetmittelpunkts zu. Die Äquipotentiallinien sind Hyperbeln der Form x y = const., daher sind die Polschuhe idealerweise hyperbelförmig und erfüllen

$$x y = \frac{a^2}{2},$$
 (2.36)

wobei *a* der Radius der Apertur ist [21].



Abbildung 12: Querschnitt durch einen Quadrupol. Die vier Polschuhe sind von einem Joch umgeben. In der Mitte sind die Richtungen der Feldlinien angedeutet. [21]

Wegen der Gleichungen (2.32) bis (2.34) kann die effektive Länge von Quadrupolen durch den Feldgradienten und den maximalen Gradienten g_0 ausgedrückt werden.

$$L_{eff} = \frac{1}{g_0} \int_{-\infty}^{\infty} g(s) ds$$
 (2.37)

2.6.3. Sextupole

Sextupole werden für die Kompensation chromatischer Abbildungsfehler hauptsächlich in stark fokussierenden Anlagen verwendet [22]. Das Potential ist gegeben durch

$$\Phi(x,y) = -\frac{g_s}{2} \left(x^2 y - \frac{y^3}{3} \right).$$
(2.38)

Für das Magnetfeld und die Sextupolstärke folgen die Gleichungen (2.39) bis (2.42).

$$B_{\chi} = g_s \, x \, y \tag{2.39}$$

$$B_y = \frac{1}{2}g_s(x^2 - y^2) \tag{2.40}$$

$$\left|\vec{B}\right| = \frac{1}{2}|g_{s}|r^{2} \tag{2.41}$$

$$g_s = \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 B_x}{\partial y^2}$$
(2.42)



Abbildung 13: Querschnitt durch einen Sextupol, a ist der Aperturradius. [21]

Somit verfügen Sextupole über eine zur transversalen Entfernung von der Sollbahn proportionale Fokussierungsstärke. Diese ermöglicht die Kompensation der chromatischen Abbildungsfehler, welche auftreten, da Teilchen, deren Impuls größer als der Sollimpuls ist, zu schwach abgelenkt werden. Umgekehrt werden Teilchen mit einem zu geringen Impuls zu stark abgelenkt [22].

2.7. Elektronenoptik

Für elektronenoptische Berechnungen wird die Lorentzkraft oft in linearer Näherung (lineare Elektronenoptik) oder in zweiter Ordnung (nichtlineare Elektronenoptik) betrachtet. Analog zum vorherigen Kapitel wird ein mit dem Teilchenstrahl mitbewegtes Koordinatensystem verwendet.

In statischen Magnetfeldern ist die Bewegung von geladenen Teilchen allein durch die Lorentzkraft gegeben. Die relativistische Bewegungsgleichung mit dem relativistischen Faktor γ lautet folglich

$$\ddot{\vec{r}} = \frac{q}{\gamma m} \vec{v} \times \vec{B}.$$
(2.43)

Im Folgenden wird die in Abbildung 8 gezeigte Bewegung betrachtet. In linearer Näherung sind die Geschwindigkeit und der Impuls gegeben durch (2.44) und (2.45).

$$v \approx v_z$$
 (2.44)

(2.45)

 $p \approx \gamma m v_z$

Weiterhin werden das Magnetfeld (Gleichungen (2.46) und (2.47)) und die relative Impulsabweichung (Gleichung (2.48)) linearisiert.

$$B_{\chi}(x, y, z) = B_0 \left(0 - \frac{ny}{\rho_0} \right)$$
(2.46)

$$B_{y}(x, y, z) = B_{0}\left(1 - \frac{nx}{\rho_{0}}\right)$$
(2.47)

$$\frac{1}{p} = \frac{1-\delta}{p_0} \tag{2.48}$$

Hierbei sind n der Feldindex (Gleichung (2.49)) und p_0 der Impuls eines Teilchens auf der Sollbahn.

$$n = -\frac{\partial B_{\mathcal{Y}}}{\partial x} \frac{\rho_0}{B_0}$$
(2.49)

Daraus ergeben sich die Bewegungsgleichungen in dispersiver und nicht dispersiver Richtung in linearer Näherung [21], diese sind in Gleichungen (2.50) und (2.51) zu sehen.

$$x'' + k_x = h\delta \tag{2.50}$$

$$y'' + k_y y = 0 (2.51)$$

mit

$$k_x = \frac{1-n}{p_0^2}$$
(2.52)

$$k_y = \frac{n}{\rho_0^2} \tag{2.53}$$

$$h = \frac{1}{\rho_0} \tag{2.54}$$

Analog zur linearen Optik existiert in der Elektronenoptik ein Transfermatrixformalismus. Ein elektronenoptisches System wird dabei durch eine 6×6 dimensionale Matrix *R* beschrieben. Die 6 Komponenten des Vektors eines Elektrons werden in Gleichung (2.55) definiert, eine allgemeine *R*-Matrix ist in Gleichung (2.56) zu sehen [21].

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} x \\ y' \\ y \\ l \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{radiale Ortsabweichung} \\ \text{radiale Richtungsabweichung} \\ \text{axiale Ortsabweichung} \\ \text{longitudinale Ortsabweichung} \\ \text{longitudinale Ortsabweichung} \\ \text{relative Impulsabweichung} \end{pmatrix}$$
(2.55)
$$R = \begin{pmatrix} (x|x) & (x|x') & 0 & 0 & 0 & (x|\delta) \\ (x'|x) & (x'|x') & 0 & 0 & 0 & (x'|\delta) \\ 0 & 0 & (y|y) & (y|y') & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (y'|y) & (y'|y') & 0 & 0 \\ (l|x) & (l|x') & 0 & 0 & (l|l) & (l|\delta) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (\delta|\delta) \end{pmatrix}$$

Die Matrixelemente entsprechen partiellen Ableitungen, beispielsweise steht (x|x) für $\partial x_1/\partial x_2$. Die Nullelemente in den ersten vier Zeilen folgen aus der Mittelebenensymmetrie. Die Unabhängigkeit der zurückgelegten Weglänge von den Variablen y und y' bedingt die Nullelemente in der fünften Zeile. Das Fehlen beschleunigender Kräfte erklärt die Nullelemente in der letzten Zeile [2]. Der Vektor der im Magnetfeld abgelenkten Elektronen berechnet sich nach Gleichung (2.57).

$$x_i^{(2)} = \sum_{j=1}^6 R_{ij} x_j^{(1)}$$
(2.57)

Die Transfermatrizen zweiter und analog höherer Ordnung sind gegeben durch

$$x_i^{(2)} = \sum_{j=1}^6 R_{ij} x_j^{(1)} + \sum_{j=1}^6 \sum_{k=j}^6 T_{ijk} x_j^{(1)} x_k^{(1)}.$$
(2.58)

Für das QCLAM-Spektrometer sind die Transfermatrizen erster und zweiter Ordnung bekannt [2].

2.8. CST Studio Suite

Die Software CST Studio Suite von Computer Simulation Technology (CST) [23] ist ein umfangreiches Werkzeug für Simulationen dreidimensionaler elektromagnetischer Phänomene. In dieser Arbeit wurden die Anwendungsgebiete "Statics/Low Frequency" und "Charged Particle Dynamics" verwendet. In beiden Anwendungsgebieten steht der Solver "MStatic" zur Verfügung, der zur Berechnung von statischen Magnetfeldern dient. "Charged Particle Dynamics" beinhaltet den Solver "TRK", der zur Simulation der Trajektorien geladener Teilchen dient [24]. Zudem verfügt CST Studio Suite über eine umfangreiche Datenbank, die Materialeigenschaften und Teilchenarten beinhaltet [24].

2.8.1. Simulation von statischen Magnetfeldern

Für die Simulation von Magnetfeldern ist es erforderlich ein Modell des Magneten (Polschuhe, Joch und Spulen) zu erstellen, den einzelnen Volumina müssen Materialeigenschaften zugeordnet werden. Es gibt zwei unterschiedliche Arten von Materialien, dabei handelt es sich um lineare und nichtlineare Materialien. Für lineare Materialien ist die Permeabilitätszahl konstant. Bei nichtlinearen Materialien hingegen hängt die Permeabilitätszahl von der lokalen magnetischen Feldstärke ab. Daher wird bei Simulationen mit nichtlinearem Material die Verteilung der Permeabilitätszahl iterativ berechnet. Dabei beansprucht jeder dieser Simulationsdurchläufe ca. so viel Zeit wie eine Simulation mit linearem Material.

Für die Simulation von statischen Magnetfeldern müssen Quellen wie beispielsweise stromdurchflossene Leiter oder Spulen erzeugt und deren Eigenschaften (ohmscher Widerstand, Windungszahl) sowie die anliegende Stromstärke bzw. Spannung angegeben werden.

Zur Berechnung der Magnetfeldverteilung wird ein Gitter, welches die Geometrie des Magneten wiedergibt, erstellt. Eine Verfeinerung des Gitters sorgt für bessere Resultate, bis die Simulation konvergiert. Im Anwendungsgebiet "Statics/Low Frequency" stehen mit dem hexaedrischem und dem tetraedrischem Gitter zwei grundsätzlich unterschiedliche Gittertypen zur Auswahl. Für die Begrenzung des zu simulierenden Volumens stehen unterschiedliche Randbedingungen zur Verfügung.

2.8.2. Simulation von Trajektorien geladener Teilchen in Magnetfeldern

Die Simulation der Bahnen geladener Teilchen in zuvor berechneten elektrostatischen oder magnetostatischen Feldern erfolgt mit dem "TRK" Solver. Die wichtigsten Gleichungen des "TRK" Solvers sind die Impuls- und Orts-Aktualisierungen, welche in Tabelle 3 aufgelistet sind. Die Positionen der Teilchen werden mit einer linearen Interpolation interpoliert [24].

Tabelle 3: Grundlegende Gleichungen für die Berechnung der Trajektorien geladener Teilchen in CST Studio Suite [24].

	Analytisch	Diskret
Impuls-Aktualisierung	$\frac{d}{dt}\vec{p} = q\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right)$	$\vec{p}^{n+1} = \vec{p}^n + q\Delta t \left(\vec{E}^{n+1/2} + \vec{v}^{n+1/2} \times \vec{B}^{n+1/2} \right)$
Orts-Aktualisierung	$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}$	$\vec{r}^{n+3/2} = \vec{r}^{n+3/2} + \Delta t \vec{v}^{n+1}$

2.8.3. Gittertypen

Die für diese Arbeit relevanten Gittertypen sind das hexaedrische und das tetraedrische Gitter. Bei der Verwendung des hexaedrischen Gitters wird das Simulationsvolumen in Quader unterteilt, weshalb die Darstellung gekrümmter oder schräger Flächen ein feineres Gitter und somit eine größere Anzahl an Gitterzellen benötigt. Ein feines Gitter in einem Teilvolumen des Simulationsvolumens sorgt allerdings dafür, dass das Gitter entlang der Achsen des Koordinatensystems dieselbe Kantenlänge hat. Dadurch ergibt sich auch in großer Entfernung des Teilvolumens ein feines Gitter. Eine Vergrößerung des umgebenden Raums führt dadurch zu einem deutlichen Anstieg der Anzahl an Gitterzellen.

Im Gegensatz zu dem hexaedrischen Gitter ist das tetraedrische Gitter ein ungeordnetes Gitter. Sowohl das Objekt als auch der umgebende Raum werden dabei durch Tetraeder aufgebaut. Dadurch können schräge Ebenen exakt modelliert werden. Gekrümmte Oberflächen hingegen werden durch die Seitenflächen der Tetraeder eckig, an diesen Flächen muss gegebenenfalls die Anzahl der Tetraeder erhöht werden. Während bei dem hexaedrischen Gitter die Simulationsdauer hauptsächlich von der Anzahl der Gitterzellen abhängt, hat bei dem tetraedrischen Gitter auch die Qualität der Tetraeder (Gleichung (2.59)) einen Einfluss auf die Simulationsdauer [24].

$$Q = 3\frac{r_{in}}{r_{aus}} \tag{2.59}$$

Hierbei sind r_{in} und r_{aus} die Radien der größten Kugel innerhalb und der kleinsten Kugel außerhalb des Tetraeders.

3. Mechanischer Aufbau der Magnete

Der erste Schritt zu der Simulation des QCLAM-Spektrometers besteht in der Modellierung der einzelnen Magnete, dies geschah direkt in CST Studio Suite 2015. Zu allen drei Magneten liegen im Institut für Kernphysik in Darmstadt technische Zeichnungen vor, die allerdings teilweise unvollständig und ungenau sind. In den folgenden Abschnitten wird der mechanische Aufbau der Magnete diskutiert und auf die Schwierigkeiten bei der Modellierung hingewiesen.

Die beiden vorrangegangenen Arbeiten zur Simulation des QCLAM-Spektrometers verfolgten unterschiedliche Ansätze. Die Modelle von S. Heil [6] geben die Geometrie der Magnete grob wieder, wogegen die Modelle von A. Hufnagel [7] detaillierter sind.

Die detailliertere Geometrie des Quadrupols von A. Hufnagel lieferte bei der Simulation der Feldverteilung bessere Resultate. Aus diesem Grund wurde bei der Erstellung der neuen Modelle darauf geachtet alle relevanten Details zu berücksichtigen. Zusätzliche Details erhöhen die benötigte Anzahl an Gitterzellen und dadurch den Speicherbedarf und die Simulationsdauer. Die Modellierung nicht relevanter Details ist daher nicht empfehlenswert. Zudem beinhalten die Modelle des Dipols von S. Heil [6] und A. Hufnagel [7] Fehler, die im neu erstellten Dipol behoben wurden.

3.1. Mechanischer Aufbau des Separationsmagneten

Bei dem Separationsmagneten handelt es sich um einen Dipol in kompakter Bauweise. Dieser kompakte Aufbau des Magneten ist erforderlich, da er bei Experimenten unter einem Streuwinkel von 180° in der Mitte der Streukammer platziert wird. Wie auch bei allen vorherigen 180°-Spektrometern, mit Ausnahme des ersten 180°-Spektrometers, sind die beiden Polschuhe kreisrund [4]. Die Besonderheit dieser Polschuhgeometrie wird in Abschnitt 5.2 erläutert.

Zu dem Separationsmagneten liegen technische Zeichnungen des Herstellers Bruker [25] vor, wobei nicht alle benötigten Maße eingezeichnet sind. Die verwendeten technischen Zeichnungen sind im Anhang 12.1.1 aufgeführt. Auf diesen technischen Zeichnungen ist jedoch eine maximale Feldstärke von 810 mT bei einer Stromstärke von 140 A angegeben. Die in Abschnitt 4.1 durchgeführte Messung des Feldverlaufs liefert hingegen eine maximale Feldstärke von 880 mT bei 140 A. Dies stimmt auch mit den Werten auf der Plakette des Separationsmagneten (Tabelle 4) überein.

Maximale Stromstärke	140 A
Maximale Spannung	28 V
Maximale Feldstärke	880 mT
Spaltbreite	38 mm
Biegeradius	541,3 mm

Tabelle 4: Wichtige Eigenschaften des Separationsmagneten. Alle Angaben wurden der Plakette am Separationsmagneten entnommen.

Aufgrund der Differenz zwischen den maximalen Feldstärken war es notwendig die Angaben der technischen Zeichnung zu überprüfen. Da der Separationsmagnet als einziger der drei Magnete des QCLAM-Spektrometers frei zugänglich ist, kann seine Geometrie ausgemessen werden. Die überprüften Abmessungen des Separationsmagneten stimmen mit denen aus den technischen Zeichnungen und den von S. Heil gemessenen Abmessungen [6] überein (siehe Anhang 12.1.1). Eine Ursache für die unterschiedlichen maximalen Feldstärken bei gleicher Geometrie könnte die Verwendung eines anderen Materials sein.

Der in Abbildung 14 gezeigte Vergleich zwischen der simulierten Feldverteilung und der von S. Heil [6] durchgeführten Messung zeigt in den vier Ecken Orte, an denen es eine große Abweichung gibt. An diesen Orten befinden sich Bohrlöcher in den Polschuhen. Diese Bohrlöcher wurden ausgemessen und dem neu erstellten Modell des Separationsmagneten hinzugefügt. Der Separationsmagnet konnte vollständig aus Quadern, Zylindern und Kegeln modelliert werden. In Abbildung 15 ist das neu erstellte Modell des Separationsmagneten abgebildet. Das gezeigte Koordinatensystem wird bei der Simulation der Feldverteilung in Kapitel 4.1 verwendet.



Abbildung 14: Konturplot der relativen Abweichung der simulierten von der gemessenen y-Komponente des Magnetfeldes in der Mitte zwischen den Polschuhen. Die Simulation wurde mit dem nicht linearen Material Iron aus der CST Studio Suite Datenbank durchgeführt. Eine Simulation mit linearem Material führte zu einer Abweichung von 20%. Das verwendete Koordinatensystem ist in Abbildung 15 zu sehen. Abbildung entnommen aus Heil [6].



Abbildung 15: Modell des Separationsmagneten. Das Koordinatensystem ist der besseren Übersicht halber neben dem Magneten abgebildet. Der Ursprung des Koordinatensystems befindet sich in der Mitte des Magneten.

3.2. Mechanischer Aufbau des Quadrupols

Der Quadrupol des QCLAM-Spektrometers hat in der Mitte der unteren Hälfte einen zusätzlichen fünften Polschuh, der nicht durch eine Spule magnetisiert wird. Der dadurch entstehende starke Sextupolanteil des Quadrupols sorgt für eine Verringerung der Abbildungsfehler [2]. Schematische Seiten- und Frontansichten des Quadrupols sind in Abbildung 16 zu sehen. Der eingezeichnete Aperturdurchmesser beträgt 220 mm. Die obere Hälfte des Quadrupols hat Ähnlichkeiten mit einem normalen Quadrupol, wogegen die untere Hälfte Ähnlichkeiten mit einem Sextupol aufweist.



Abbildung 16: Seiten- (links) und Frontansicht (rechts) des Quadrupols. Alle Abmessungen sind in Millimeter angegeben. 1, 7: Rückflussjoche; 2, 6: Spulen; 3: oberer Polschuh; 4: Verbindungssteg; 5: unterer Polschuh; 8: neutraler Pol. Abbildung entnommen aus Knirsch [2].

Die Geometrie des Quadrupols ist durch die technischen Zeichnungen und Wertetabellen in Anhang 12.1.2 weitgehend bekannt. Aufgrund der Geometrie konnte der Quadrupol größtenteils aus Quadern modelliert werden. Für die Konturen der Polkerne wurden analytische Funktionen verwendet, die an die jeweiligen Wertetabellen angepasst wurden. Lediglich eine Abschrägung und eine Rundung mussten angenähert werden.

Als analytische Funktionen dienen Polynome, deren maximale Ordnung durch die Länge des Eingabefeldes von CST Studio Suite 2015 begrenzt ist. Unter Verwendung des Chi-Quadrat-Tests wurden Polynome gesucht, die den Konturverlauf möglichst gut beschreiben und in das Eingabefeld passen. Die so gefundenen Polynome weisen eine maximale Abweichung zu den Koordinaten aus den Wertetabellen auf, die in der Größenordnung der Herstellungsgenauigkeit von 0,1 mm ist.

Im Folgenden werden die Polynome (Gleichungen (3.1) bis (3.3)) und die Konturen (Abbildung 17 bis Abbildung 19) gezeigt. Für die Konturen der oberen und unteren Polkerne weichen die Verläufe von einer Hyperbel ab, wodurch auch diese Polkerne höhere Multipole erzeugen.

Neutraler Pol:



Abbildung 17: Kontur des neutralen Polkerns. Die Kontur wird durch ein an die Wertetabelle angepasstes Polynom 14. Grades beschrieben. Das verwendete Koordinatensystem entspricht dem aus den technischen Zeichnungen des Quadrupols (Anhang 12.1.2).

Oberer Pol:

$$f_{oben}(x) = 240,973 + 4,94363 x - 0,533624 x^{2} + 0,0154768x^{3} - 0,000239476x^{4} + 2,20813 \cdot 10^{-6}x^{5} - 1,21791 \cdot 10^{-8}x^{6} + 3,71807 \cdot 10^{-11}x^{7} - 4.8415 \cdot 10^{-14}x^{8}$$
(3.2)



Abbildung 18: Kontur der oberen Polkerne. Die Kontur wird durch ein an die Wertetabelle angepasstes Polynom 8. Grades beschrieben. Eine Hyperbel eignet sich nicht für die Beschreibung der Kontur. Das verwendete Koordinatensystem entspricht dem aus den technischen Zeichnungen des Quadrupols (Anhang 12.1.2).

Unterer Pol:

$$f_{unten}(y) = 249,246 + 8,37439y + 0,287854y^{2} + 0,00736813y^{3} + 0,000129709y^{4} + 1,49341 \cdot 10^{-6}y^{5} + 1,06712 \cdot 10^{-8}y^{6} + 4,26651 \cdot 10^{-11}y^{7} + 7,27002 \cdot 10^{-14}y^{8}$$
(3.3)



Abbildung 19: Kontur der unteren Polkerne. Die Kontur wird durch ein an die Wertetabelle angepasstes Polynom 8. Grades beschrieben. Für die Anpassung an die Wertetabelle wurden die Achsen des Koordinatensystems vertauscht. Das verwendete Koordinatensystem entspricht dem aus den technischen Zeichnungen des Quadrupols (Anhang 12.1.2).

In Abbildung 20 ist das Modell des Quadrupols zu sehen. Die Verbindungsstege zwischen der oberen und der unteren Hälfte des Quadrupols wurde zwar mitmodelliert, spielen aber aufgrund des Materials (Aluminium) keine Rolle für die Simulation der Feldverteilung. Das gezeigte Koordinatensystem wird bei der Simulation des Magnetfeldes in Abschnitt 4.2 verwendet.



Abbildung 20: Modell des Quadrupols. Der Ursprung des verwendeten Koordinatensystems befindet sich in der Mitte des Magneten und ist durch das schwarze Koordinatensystem angedeutet.

Da es bei der Simulation des Magnetfeldes mit dem hexaedrischen Gitter zu Abweichungen zu der Messung von M. Knirsch [2] kam, wurden dem Modell zwischenzeitlich Schrauben und Spulenhalterung hinzugefügt. Bei genauerer Betrachtung stellte sich heraus, dass weder die Orte der Schrauben, die den Seitensteg mit den Polschuhen verbinden, noch die Halterungen der oberen Spulen mit den technischen Zeichnungen übereinstimmen. Die Positionen der Schrauben wurden ausgemessen und bei der Modellierung verwendet. Da die zusätzlichen Details nicht zu einer Verbesserung der Ergebnisse führten und auch die Anzahl an Gitterzellen und dadurch die Simulationsdauer erhöht wurden, fanden diese keine weitere Anwendung.

Aufgrund der Abweichung zwischen den technischen Zeichnungen und der tatsächlichen Geometrie des Quadrupols wurden alle zugänglichen Abmessungen überprüft, dabei konnten keine weiteren Abweichungen von den technischen Zeichnungen festgestellt werden.

Für die Überprüfung der Konturen der drei unterschiedlichen Arten von Polkernen wurden die Verläufe der Kontur auf kariertem Papier abgepaust und anschließend digitalisiert. Die Linien des karierten Papiers dienten als rechtwinkliges Koordinatensystem, mit dessen Hilfe mit dem Programm Plot Digitizer [26] Koordinaten entlang des Konturverlaufs ausgelesen werden konnten. Im Rahmen der Messgenauigkeit konnten keine Abweichungen festgestellt werden.

3.3. Mechanischer Aufbau des Dipols

Der Dipol des QCLAM-Spektrometers besteht aus zwei Polschuhen, einem Joch und zwei spiegelbildlichen Einsatzstücken am Strahlaustritt, welche für eine Änderung der effektiven Feldkante herausgenommen und modifiziert werden können [2].

Die, für die Modellierung des Dipols, verwendeten technischen Zeichnungen und Wertetabellen sind in Anhang 12.1.3 zu finden. Für die Kontur des Strahleintritts wurde zu Beginn dieser Arbeit eine Näherung verwendet, die den Teil oberhalb der Sollbahn durch einen Sinus und den Teil unterhalb der Sollbahn durch einen Kreisbogen annähert. Diese Näherung wurde bereits von S. Heil [6] und A. Hufnagel [7] verwendet. Nachdem die Wertetabelle für den Strahleintritt gefunden wurde, konnte auf die Näherung verzichtet werden. Die von S. Heil und A. Hufnagel verwendeten Näherungen sowie die Koordinaten aus der Wertetabelle und ein an diese Koordinaten angepasstes Polynom (Gleichung (3.4)) sind in Abbildung 22 zu sehen. Der Grad des Polynoms wurde wie in Abschnitt 3.2 beschrieben bestimmt. Für die Anpassung des Polynoms wurden die Achsen vertauscht, in der Abbildung wurde die Vertauschung rückgängig gemacht.



Abbildung 21: Querschnitte durch das QCLAM-Spektrometer. Das Shim-Einsatzstück fehlt in dieser Zeichnung. 1: Quadrupol; 2: Seitenjoch; 3: Spule; 4: Rückflussjoch; 5: Vakuumkammer: 6: Polschuh; 7: Pumpstutzen. Abbildung entnommen aus Knirsch [2].





Abbildung 22: Vergleich der verwendeten Konturen am Strahleintritt zwischen den Näherungen der vorherigen Modelle, der Wertetabelle und dem, in dieser Arbeit verwendeten Polynom 9. Grades. Das Koordinatensystem entspricht dem aus den Technischen Zeichnungen des Dipols (Anhang 12.1.3).

Aufgrund von fehlenden, ungenauen und missverständlichen Angaben in den technischen Zeichnungen gestaltete sich die Modellierung der Polschuhe als schwierig. Für die Modellierung
des Polschuhs wurde ein Zylinder mit einer Höhe von 255 mm und einem Radius von 1205 mm erzeugt. Aus diesem Zylinder wurde anschließend der Polschuh herausgeschnitten. Die von A. Hufnagel [7] verwendete Höhe des Zylinders erwies sich als zu flach, wodurch ein Stück der inneren Ebene des Polschuhs fehlte.

Aufgrund der missverständlichen Unterlagen wurden die institutseigene Feinmechanik Werkstatt [27] und A. Helm [28], der über eine langjährige Berufserfahrung verfügt, hinzugezogen. Die einzelnen Meinungen waren jedoch widersprüchlich. Auch die Fotos vom Aufbau des Spektrometers zeigen nur die bereits zusammengeschweißte Vakuumkammer. Daher wurde die Zeitspanne, in der die Vakuumabschlussfolie am Strahlaustritt repariert werden musste, genutzt, um Bilder aus dem inneren der Vakuumkammer zu machen. Mithilfe einer, an einem Stab befestigten Webcam (Abbildung 23) konnten so ca. 400 Bilder aus dem Inneren der Vakuumkammer aufgenommen werden. Die Webcam wurde durch alle drei Öffnungen in das Spektrometer eingebracht (Strahleintritt, Strahlaustritt und Pumpstand). Bedingt durch den kleinen Durchmesser der Öffnung am Strahleintritt konnten dort keine verwendbaren Bilder gemacht werden. Zudem erschwerte der geringe Abstand zwischen den Polschuhen das Aufnehmen der Bilder.



Abbildung 23: Um Aufnahmen aus dem inneren des QCLAM-Spektrometers machen zu können, wurden eine Webcam und eine Taschenlampe an einem Stab befestigt.

Auf den Fotos sind für die Modellierung hilfreiche Details und Überreste des Vakuumeinbruchs vor einigen Jahren zu erkennen (Abbildung 24). Durch das Anbringen der Webcam an einen Staubsauger konnten Überreste teilweise entfernt werden.



Abbildung 24: Im QCLAM-Spektrometer befinden sich immer noch Überreste vom Vakuumeinbruch. Dieses Bild zeigt Teile der Kathodenfolien der Vieldrahtdriftkammern, die unten am Strahleintritt liegen. Diese Überreste konnten mithilfe eines Staubsaugers entfernt werden.

Die aufgenommenen Bilder zeigen Ungenauigkeiten in der Darstellung der technischen Zeichnungen und ermöglichten einen Überblick über die genaue Geometrie der Polschuhe. Die wahrscheinliche Form der Polschuhe konnte mit Hilfe von A. Helm [28] rekonstruiert werden. Eine von A. Helm angefertigte technische Zeichnung des linken Polschuhs befindet sich in Anhang 12.1.3, sie enthält jedoch zwei Fehler. Das einzige verbleibende Problem stellt die

Abschrägung am Strahleintritt dar, die sich im 45° Winkel von der geneigten Innenfläche des Polschuhs über eine Strecke von ca. 130 mm erstreckt. Diese Abschrägung geht immer senkrecht zur Außenkontur nach innen. Da die Wertetabelle sich aber nicht über einen ausreichenden Bereich erstreckt, musste der unterste Teil der Abschrägung extrapoliert werden. Da die Elektronen oberhalb dieser extrapolierten Abschrägung in das Spektrometer eintreten, ist davon auszugehen, dass die Auswirkung der Extrapolation auf die Simulation der Elektronenbahnen sehr gering ist.

Das Modell der vorangegangenen Arbeit von Steinhilber [8] beinhaltete eine fehlerhafte Abschrägung am Strahlaustritt, welche korrigiert wurde. Die Auswirkungen der Korrektur zeigten einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Abbildungseigenschaften.

Das verwendete Modell der Polschuhe ist in Abbildung 25 zu sehen. Dieses Modell unterscheidet sich entlang der Abschrägungen stark von den vorherigen Modellen. Das gezeigte Koordinatensystem wird bei der Simulation des Magnetfeldes in Kapitel 4.3 verwendet.

Das Joch konnte aus Quadern mit abgeschrägten Seitenflächen, erstellt werden und verfügt gegenüber den Modellen von S. Heil und A. Hufnagel über weitere Details.



Abbildung 25: Modell des linken Polschuhs (links) und beider Polschuhe zusammen (rechts). Der rechte Polschuh wurde durch Spiegelung an der x - y-Ebene erzeugt. Der extrapolierte Bereich am Strahleintritt ist im linken Bild rot markiert.

3.3.1. Shim-Einsatz

Das Einsatzstück am Strahlaustritt wurde separat und unter Verwendung der technischen Zeichnungen und einer Wertetabelle modelliert. Die verwendeten Unterlagen sind in Anhang 12.1.3 aufgeführt. Der Shim-Einsatz wurde aus einer 15 mm hohen Kreisscheibe ausgeschnitten. Die Beschreibung der Kontur erfolgt erneut durch ein Polynom (Gleichung (3.5)). In Abbildung 26 sind die Koordinaten aus der Wertetabelle und das angepasste Polynom zu sehen. Am linken Ende gibt es eine größere Abweichung.

$$f_{Shim}(x) = -1266 + 0.042191x + 0.000409028x^{2} - 4.35584 \cdot 10^{-7}x^{3} + 4.6133 \cdot 10^{-10}x^{4} - 1.10522 \cdot 10^{-13}x^{5} - 3.13083 \cdot 10^{-15}x^{6} + 9.58623 \cdot 10^{-18}x^{7} + 2.61475 \cdot 10^{-20}x^{8}$$
(3.5)



Abbildung 26: Kontur des Shim-Einsatzstücks. An die Wertetabelle wurde ein Polynom 8. Grades angepasst. Das gezeigte Koordinatensystem stammt aus der Technischen Zeichnung des Shim-Einsatzstücks (s. Anhang 12.1.3).

Beim Zusammenfügen des Einsatzstückes mit dem Polschuh stellte sich heraus, dass das modellierte Einsatzstück 14 mm übersteht. Da Bilder aus dem inneren der Vakuumkammer zeigen, dass dies nicht der tatsächlichen Geometrie entspricht und zunächst kein Fehler gefunden werden konnte, wurde das überstehende Stück abgeschnitten. In Abbildung 27 ist ein Vergleich zwischen dem erstellten Modell und dem Bild aus dem Inneren der Streukammer zu sehen. Nachdem eine Verschiebung der effektiven Feldkante am Strahlaustritt festgestellt wurde (vgl. Abschnitt 4.3), wurden das Modell und die technischen Zeichnungen erneut untersucht. Dabei konnte eine Verschiebung des Einsatzstücks und der Aussparung für das Einsatzstück im Polschuh von ca. 10 mm festgestellt werden. Nach der Korrektur des Modells passte das Einsatzstück in die Aussparung.



Abbildung 27: Das modellierte Einsatzstück (hellblau) steht über (links). Dies entspricht nicht der tatsächlichen Geometrie (rechts).



Abbildung 28: Korrigierter Strahlaustritt. Die Abschrägung am oberen Ende und die Einkerbung des Einsatzstücks wurden nach unten vershoben, wodurch das Einsatzstück am linken Ende nicht mehr übersteht.

3.4. Gesamtsystem

Für die Simulation der Elektronenbahnen müssen die Magnete zu Gesamtsystemen zusammengesetzt werden. Dabei handelt es sich um das QCLAM-Spektrometer mit und ohne

den Separationsmagneten. In den Luftspalten zwischen den Polschuhen der einzelnen Magneten wurden erneut zusätzliche Volumina mit der Materialeigenschaft Vakuum erzeigt, um der Größe der Gitterzellen eine obere Grenze zuzuweisen und eine exakte Simulation des Magnetfeldes zu gewährleisten. Das Modell des Gesamtsystems ist in Abbildung 29 zu sehen.



Abbildung 29: Modell des QCLAM-Spektrometers mit dem Separationsmagnet zur 180°-Streuung. In den Zwischenräumen zwischen den Polschuhen wurden zusätzliche Volumina für eine exakte Simulation des Magnetfeldes hinzugefügt (hellblau). Für die Simulation des QCLAM-Spektrometers wurde der Separationsmagnet nicht verwendet.

Zusätzlich zu den Magneten wurden die Vakuumkammern von dem Quadrupolmagneten und dem Dipolmagneten modelliert (Abbildung 30). Da CST Studio Suite bei der Simulation der Elektronenbahnen Kollisionen mit den erstellten Modellen erkennt, können mit den Vakuumkammern die Impuls- und Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers überprüft werden. Die technischen Zeichnungen der Vakuumkammern sind in Anhang 12.1.4 zu finden. Aufgrund von Problemen bei der Simulation der Elektronenbahnen (vgl. Abschnitt 5.3) fand dies in der vorliegenden Arbeit jedoch keine Verwendung.



Abbildung 30: Querschnitt durch die Magnete des QCLAM-Spektrometers und die Vakuumkammern der beiden Magnete. Die Vakuumkammern (lila) wurden bei der Simulation der Magnetfelder nicht verwendet, können aber zur Überprüfung der Impuls- und Winkelakzeptanz verwendet werden. Das Shim-Einsatzstück wurde zum Polschuh hinzugefügt, um die Anzahl an benötigten Gitterzellen zu reduzieren.

3.5. Widerstand und Induktivität der Spulen des QCLAM-Spektrometers

Während einer Temperaturmessung an den Spulen des QCLAM-Spektrometers zur Überprüfung der Kühlwasserversorgung kam es zu einem Defekt des Magnetnetzteils aufgrund der hohen Betriebsdauer. Die Messung konnte deshalb nicht zu Ende durchgeführt werden und muss mit einem neuen Netzteil wiederholt werden.

Für die Bestellung des neuen Netzteils wurden der ohmsche Widerstand und die Induktivität der Spulen benötigt [29]. Die Widerstände sind auf den technischen Zeichnungen der Spulen angegeben. Da die Induktivitäten nicht bekannt waren, konnten die Widerstände bei der Messung der Induktivitäten überprüft werden.

Die Messungen erfolgten direkt an den Stromanschlüssen der Spulen. Für die Messung der Induktivitäten wurde ein Atlas LCR Messgerät verwendet. Die Messung des Widerstands erfolgte mit einer Messbrücke aus der institutseigenen Elektronikwerkstatt. Die Induktivitäten konnten mit einer hohen Genauigkeit gemessen werden. Die Widerstände der Spulen waren so gering, dass sowohl der Widerstand der Kabel des Messgeräts als auch der Kontakt mit den Stromanschlüssen der Spulen große Unsicherheiten hervorriefen. Die Widerstände der Spulen des LINTOTT-Spektrometers und des QCLAM-Dipols konnten im Rahmen der Messgenauigkeit bestätigt werden, der Widerstand der Spulen des Quadrupols war hingegen in der Größenordnung der Messgenauigkeit.

Die Resultate der Messung sind in Anhang 12.2 aufgeführt. Anders als in [2] beschrieben sind die Spulen der einzelnen Magnete des QCLAM-Spektrometers nicht parallel geschaltet, sondern in Reihe geschaltet.

4. Simulation der Magnetfeldverteilungen

In diesem Kapitel werden die Simulationen der einzelnen Magnete des QCLAM-Spektrometers durchgeführt. Da der Abstand zwischen den einzelnen Magneten so groß ist, dass die Magnete sich nicht gegenseitig beeinflussen, können alle Magnete separat simuliert werden. Dadurch wird die Simulationsdauer geringgehalten. Zusätzlich wird die Simulationsdauer durch die Verwendung der Symmetrien der Magnete reduziert. Für die Simulationen der Trajektorien in Kapitel 5 müssen die einzelnen Magnete zu einem Gesamtsystem zusammengefügt werden.

Für die Simulationen wird die Permeabilitätszahl der Materialien der einzelnen Magnete benötigt. Zu dieser Materialeigenschaft liegen keine Herstellerangaben vor. Es musste also nach einem geeigneten Verfahren zur Bestimmung der Permeabilitätszahl gesucht werden. Der Quadrupol und der Dipol des QCLAM-Spektrometers weisen bis zur maximalen Stromstärke keine Sättigung auf [2]. Für den Separationsmagneten lagen nur Messwerte von S. Heil [6] bis zu einer Stromstärke von 20 A vor. Für die Überprüfung der Linearität des Separationsmagneten musste daher eine neue Magnetfeldmessung durchgeführt werden (vgl. Kapitel 4.1.1).

Aufgrund des linearen Zusammenhangs zwischen der Stromstärke und der Feldstärke können die Simulationen aller drei Magnete mit einer konstanten Permeabilitätszahl durchgeführt werden.

S. Heil [6] und A. Hufnagel [7] haben durch unterschiedliche Ansätze für die Permeabilitätszahl einen Wert von 300 erhalten, der für Magnetweicheisen ungewöhnlich klein ist. Bei genauer Betrachtung zeigten sich Probleme bei den Verfahren zur Bestimmung der relativen Permeabilität, weshalb für diese Arbeit ein neues Verfahren verwendet wurde (vgl. Kapitel 4.1.2).

Für die Simulationen wurde zu Beginn das Aufgabenfeld "Beam Optics" aus dem Teilgebiet "Charged Particle Dynamics" von CST Studio Suite gewählt. Dieses beinhaltet die Solver "MStatic" und "TRK". Damit kann im Anschluss an die Simulation des Magnetfeldes eine Simulation der Elektronenbahnen durchgeführt werden. Es wird jedoch nur das hexaedrische Gitter unterstützt. Im Verlauf dieser Arbeit zeigten sich Probleme, die auf die Verwendung des hexaedrischen Gitters zurückzuführen sind. So ist beispielsweise der Arbeitsspeicher des verwendeten Servers von 48 GB für eine Simulation des QCLAM-Spektrometers unter Verwendung des hexaedrischen Gitters nicht ausreichend. Nach einer Anfrage bei dem CST Kundendienst [30, 31] wurde für die Simulation der Feldverteilungen das Teilgebiet "Statics/Low Frequency" gewählt, in welchem das tetraedrische Gitter zur Verfügung steht.

Aufgrund der Umstellung auf das ungeordnete tetraedrische Gitter mussten für die Simulationen der Elektronenbahnen separate Projekte erstellt werden, in denen die simulierten Magnetfelder als externe Felder importiert werden. Die simulierten Feldverteilungen wurden aus CST Studio Suite exportiert und mit Mathematica 8 [32] ausgewertet.

Zu Beginn der Simulationen wurden die Auswirkungen der Randbedingungen, der Größe des zu simulierenden Volumens und des Gitters auf die Simulationen untersucht, um geeignete Bedingungen für weitere Simulationen zu finden. A. Hufnagel hat die Auswirkung der Randbedingungen "open" und "open, add space if" auf die Simulation untersucht und kam zu dem Schluss, dass der Abstand von dem Magneten zur räumlichen Begrenzung des Simulationsvolumens einen Einfluss auf das Resultat der Simulation hat. Beide Randbedingungen simulieren eine offene Umgebung, wobei bei der Randbedingung "open" der Abstand in alle Raumrichtungen separat eingestellt werden kann, während bei der Randbedingung "open, add space if" der Abstand aus der Größe des zu simulierenden Objekts berechnet wird [24]. Um die Simulationsdauer kurz zu halten, wurden bei Quadrupol, Dipol und dem Gesamtsystem mit der Randbedingung "open" nach einem möglichst kleinen Simulationsvolumen gesucht. Die Simulation des Separationsmagneten erfolgte mit der Randbedingung "open, add space if".

Nach der Umstellung des Gitters von hexaedrisch auf tetraedrisch zeigte sich, dass mit den zuvor gefundenen Permeabilitätszahlen zu geringe Feldstärken erreicht wurden. Deshalb mussten die Simulationen mit dem tetraedrischen Gitter von vorne beginnen. Im Folgenden wird nur auf die Simulationen mit dem tetraedrischen Gitter eingegangen, da diese bessere Resultate liefern. Simulationen mit nicht linearen Materialien wurden nur mit dem hexaedrischen Gitter durchgeführt. Bedingt durch die hohe Simulationsdauer sind Simulationen mit einer Kombination aus dem tetraedrischen Gitter und nichtlinearen Materialen nicht praktikabel. Da Simulationen mit dem tetraedrischen Gitter und linearen Materialien gute Resultate erzielten, konnte auf Simulationen mit nicht linearen Materialien verzichtet werden.

4.1. Separationsmagnet

Der Separationsmagnet ist von der Geometrie her der simpelste der drei Magnete des QCLAM-Spektrometers und wurde daher zuerst simuliert. Unter Verwendung des hexaedrischen Gitters zeigte sich eine Konvergenz der Simulation bei ca. $37 \cdot 10^6$ Gitterzellen. Bei Verwendung des tetraedrischen Gitters wurden 10^6 Tetraeder verwendet, wobei eine Verringerung auf 10^5 Tetraeder nur eine geringfügige Veränderung der Feldverteilung zeigte.

4.1.1. Magnetfeldmessung

Für die Messung der magnetischen Flussdichte wurde ein neu eingerichteter Messstand der Beschleunigergruppe im Institut für Kernphysik verwendet [33]. Die Hallsonde ist an einem CNC-Tisch befestigt und kann in 10 μ m Schritten bewegt werden.

Für die Überprüfung der Linearität wurde die Hallsonde in der Mitte des homogenen Feldbereichs positioniert und die Stromstärke in Schritten von 10 A bis zur maximalen Stromstärke von 140 A erhöht. Dabei konnte keine Sättigung des Magnetfeldes festgestellt werden.

Um einen Vergleich für die simulierte Feldverteilung zu haben, wurde die y-Komponente des Magnetfeldes in der Mittelebene zwischen den Polschuhen in Abständen von 10 mm gemessen. Auf diesem gemessenen Bereich ist die Feldstärke am Rand nicht auf null abgefallen, daher wurde eine zusätzliche Messung entlang der z-Achse für die Bestimmung der effektiven Länge durchgeführt. Aufgrund einer unzureichenden Kühlwasserversorgung musste die Stromstärke für diese Messungen auf 79,92 A reduziert werden.

4.1.2. Bestimmung der Permeabilitätszahl

Die Bestimmung der Permeabilitätszahl erfolgte unter Verwendung der Optimizerfunktion von CST Studio Suite. Dabei wird eine Reihe von Simulationen durchgeführt, bei denen die zu optimierende Variable variiert wird, bis die Abweichung zwischen einem vorgegebenen Zielwert und dem simulierten Wert minimiert wird. Verwendet wurde das Trust Region Framework, welches einen schnellen und präzisen Optimizer mit einem robusten Konvergenzverhalten in einer geringen Anzahl von Simulationszyklen darstellt [24].

Bei der Suche nach einer geeigneten Permeabilitätszahl wurde diese in einem vorgegebenen Intervall zwischen 100 und 10000 variiert. Als Zielwert diente die gemessene Feldstärke von 503,8 mT bei einem Erregerstrom von 79,92 A in der Mitte des homogenen Feldbereichs. Dadurch konnte die Simulation mit einer geringen Gitterzellenanzahl von 10⁵ Tetraedern durchgeführt werden. Der Optimizer lieferte für die Permeabilitätszahl den Wert 2909,5. Die simulierte Feldstärke im homogenen Bereich beträgt dabei 503,3 mT und weicht um 0,1% von der gemessenen Feldstärke ab. Die Verwendung eines hexaedrischen Gitters lieferte für die Permeabilitätszahl den Wert 439.

4.1.3. Magnetfeld

Für den Vergleich zwischen der Simulation und der Messung wurden die magnetische Länge und die y-Komponente des Magnetfeldes in der Mitte zwischen den Polschuhen betrachtet. Für die Berechnung der effektiven Länge aus dem gemessenen Feldverlauf wird die von A. Hufnagel [7] verwendete Trapezformel (Gleichung (4.1)) benutzt. Die Unsicherheit der gemessenen effektiven Länge wird mit Gleichung (4.2) berechnet. Die effektive Länge der Simulation beträgt 240,4 mm und stimmt mit dem Messwert von $240,3\pm0,4$ mm überein. Die Abweichung vom Designwert von 240 mm beträgt 0.15%. In Abbildung 31 sind der gemessene Feldverlauf und der simulierte Feldverlauf entlang der *z*-Achse aufgetragen. Die Übereinstimmung ist so gut, dass der gemessene Verlauf den der Simulation beinahe vollständig überdeckt.

$$L_{eff} = \frac{1}{B_0} \sum_{n=1}^{N-1} \frac{B(n+1) + B(n)}{2} \left(z(n+1) - z(n) \right)$$
(4.1)

$$\Delta L_{eff} = \left(\left(\frac{-1}{B_0^2} \sum_{n=1}^{N-1} \frac{B(n+1) + B(n)}{2} \left(z(n+1) - z(n) \right) \cdot \Delta B_0 \right)^2 + \left(\frac{1}{B_0} \sum_{n=1}^{N-1} \left(z(n+1) - z(n) \right) \cdot \Delta B \right)^2 \right)^{1/2}$$
(4.2)



Abbildung 31: Vergleich zwischen dem gemessenen (blau, grün) und dem simulierten Feldverlauf (rot) entlang der z-Achse. Die Feldverläufe stimmen gut überein. Bedingt durch den mechanischen Aufbau des Messplatzes konnte der Feldverlauf nicht bis zum Ende gemessen werden, deshalb wurde der äußere Bereich für die Bestimmung der effektiven Länge gespiegelt (grün). Die effektive Länge ist durch die schwarzen Linien dargestellt.

Für einen Vergleich der Feldkarten in der Ebene zwischen den Polschuhen musste zuerst der Mittelpunkt der Messung bestimmt werden. Das verwendete Verfahren wird in Abbildung 32 anschaulich dargestellt. Um zu überprüfen, ob das Verfahren geeignet ist, wurde es auch auf die Simulation angewendet. Der Abstand der so bestimmten Mitte ist nur 43 μ m vom Zentrum des Magneten entfernt.

Die Abweichung des simulierten Feldverlaufs von der Messung ist in Abbildung 33 zu sehen. Unter Verwendung eines linearen Materials konnte die Abweichung im gezeigten Bereich von 20% [6] auf 2,3% reduziert werden. Eine mögliche Ursache für die verbleibende Abweichung von 2,3% im Randbereich kann eine Verschiebung des Messkoordinatensystems gegenüber dem Koordinatensystem der Simulation sein. Eine Verschiebung um einen Millimeter führt im Randbereich bereits zu einer Abweichung in der Größenordnung von einem Prozent.



Abbildung 32: Bestimmung des Mittelpunkts der gemessenen y-Komponente des Magnetfeldes. Der Betrag der y-Komponente ist in mT angegeben. Entlang mehrerer Geraden parallel zur x_{mess} -Achse (blaue Punkte) und der z_{mess} -Achse (türkise Punkte) des Messkoordinatensystems werden Orte gesucht, an denen die Feldstärke $0.9 \cdot B_{max}$ beträgt. An die Mittelwerte der Punktpaare entlang der beiden Achsen werden Geraden angepasst. Der Mittelpunkt des Magneten ist der Schnittpunkt der Geraden.



Abbildung 33: Betrag der relativen Abweichung zwischen dem gemessenen und dem simulierten Magnetfeld. Die Stromstärke der Simulation entspricht mit 79,92 A der Stromstärke der Messung.

4.2. Quadrupol

Für die vorherigen Simulationen standen nur die in Knirsch [2] aufgelisteten Daten als Vergleich zur Verfügung. Für diese Arbeit wird zusätzlich eine von dem Hersteller des Quadrupols durchgeführte Messung verwendet. Dadurch kann die Feldverteilung der Simulation auch im Randfeld statt nur in der Mitte des Magneten mit Messwerten verglichen werden. Die Simulationen mit dem hexaedrischen Gitter wurde mit 44 · 10⁶ Gitterzellen und der Solver Genauigkeit 10⁻⁶ durchgeführt. Für die Simulationen mit dem tetraedrischen Gitter wurde n. 2 · 10⁶ Tetraeder und die Solver Genauigkeit von 10⁻⁴ verwendet.

Bei der Simulation des Quadrupols mit tetraedrischem Gitter wurden zusätzliche Volumina mit der Materialeigenschaft Vakuum hinzugefügt, die für eine lokale Verfeinerung des Gitters sorgten. In der Mitte des Quadrupols wurde ein in Strahlrichtung zeigender Zylinder mit einem Radius von 60 mm und einer Länge von 600 mm erstellt. Diesen Zylinder umgibt ein weiterer Zylinder mit einem inneren Radius von 60 mm und einem äußeren Radius von 105 mm. Die maximalen Kantenlängen der Tetraeder wurden im inneren Zylinder auf 5 mm und im äußeren auf 10 mm eingestellt. Aus den Konturen der Polkerne wurden Flächen erzeugt, die anschließend auf eine dicke von 3 mm extrudiert wurden. Die maximale Kantenlänge der Tetraeder in diesen Volumina beträgt 3 mm.

4.2.1. Bestimmung der Permeabilitätszahl

Das von A. Hufnagel [7] verwendete Verfahren zur Bestimmung der Permeabilitätszahl nutzt als Hauptvergleichsmerkmal den maximalen Gradienten. Die Designwerte des Gradienten und der effektiven Länge betragen 3 T/m und 400 mm. Beide konnten durch Messungen bestätigt werden [2].

Bei dem Verfahren von A. Hufnagel wird eine Gerade an den Verlauf der magnetischen Flussdichte über ein Intervall entlang der *x*-Achse angepasst. Der Gradient entspricht dabei der Steigung der Geraden. Da der Separationsmagnet über einem starken Sextupolanteil verfügt, entspricht der Verlauf der magnetischen Flussdichte nur näherungsweise einer Geraden. Eine Variation des Intervalls von $x=\pm 5$ mm bis $x=\pm 100$ mm ergibt eine Änderung des Gradienten von ca. 10%. In der Mitte des Magneten nimmt die Steigung mit zunehmendem Abstand zum Koordinatenursprung zu, der Gradient wird dadurch bei einer Vergrößerung des Intervalls größer. Im Randfeld ist dieses Verhalten umgekehrt.



Abbildung 34: An den Feldverlauf wird eine Gerade angepasst, deren Steigung der Gradient ist. Aufgrund des Sextupolanteils hängt die Steigung von dem betrachteten Achsenabschnitt ab. Die in dieser Abbildung gezeigte *y*-Achse entspricht der *x*-Achse aus Abbildung 20. Abbildung entnommen aus Hufnagel [7].

Durch Anpassen der addierten Gleichungen (2.33) und (2.40) an den simulierten Verlauf der y-Komponente entlang der x-Achse ergeben sich für den Gradienten $|g| = (2,517 \pm 0,008)$ T/m und für die Sextupolstärke $|g_s| = (6.39 \cdot 10^{-3} \pm 8 \cdot 10^{-5})$ T/m². Da bei den Messungen die x-Komponente in einem Bereich von x=-40 bis x=40 und y=-40 bis y=40 gemessen wurde, wurde der Gradient eventuell aus der Differenz der Feldstärken bei y=0 und y=40 berechnet. Die Messung von Bruker ergibt damit einen Gradienten von |g| = 3,015 T/m, der aus der Differenz berechnete Gradient der Simulation beträgt |g| = 3,008 T/m. Die Verläufe der Komponenten entlang den Achsen sind in Abbildung 35 zu sehen.

Da es keine Unterlagen mit einer Beschreibung des Messverfahrens des Gradienten gibt, ist es nicht möglich den Gradienten als Ausgangspunkt zur Bestimmung der Permeabilitätszahl zu verwenden. Stattdessen werden die Messwerte von Knirsch [2] aus der *x-y*-Ebene in der Mitte des Magneten als Ziel für die Optimizer Funktion verwendet. Bei den Messwerten ist jedoch fälschlicherweise die *x*-Komponente des Magnetfeldes als *y*-Komponente bezeichnet, eine genauere Untersuchung ergab, dass die Achsen des Koordinatensystems vertauscht wurden. Unter Verwendung des tetraedrischen Gitters ergibt sich mit korrigierten Achsen für die

Permeabilitätszahl der Wert 1322,7. Bei Verwendung des hexaedrischen Gitters ergibt sich für die Permeabilitätszahl der Wert 505.



Abbildung 35: Links: Verlauf der *y*-Komponente entlang der *x*-Achse bei z = 0. Es wurde eine Kombination aus Quadrupol und Sextupol an den Verlauf der Simulation angepasst. Rechts: Verlauf der *x*-Komponente entlang der *y*-Achse bei z = 0.

In Tabelle 5 ist ein Vergleich zwischen der *x*-Komponente der magnetischen Flussdichte zwischen der Simulation und der Messung von M. Knirsch zu sehen. Es zeigte sich, dass bei dem von M. Knirsch verwendeten Koordinatensystem die *y*-Achse in die falsche Richtung zeigte, weshalb der Optimizer zu Beginn keine geeignete Permeabilitätszahl ermitteln konnte. Auch die Simulationen von Heil [6] bestätigen die Vertauschung des Koordinatensystems. Nach der Korrektur des Koordinatensystems ist es gelungen eine geeignete Permeabilitätszahl zu ermitteln. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Messwerten von Knirsch und der Simulation. Auch bei dem Quadrupol zeigt die Simulation mit dem tetraedrischen Gitter eine bessere Übereinstimmung als die Simulation mit dem hexaedrischen Gitter.

x in mm	y in mm	Messwert B _x in mT	Simulationswert B _x in mT
-40	-40	119,95	118,04
-40	40	115,25	115,14
-30	-30	86,27	85,46
-30	30	84,93	85,01
-20	-20	55,59	55,57
-20	20	55,52	56,03
-10	-10	27,6	27,24
-10	10	27,83	27,94
10	-10	27,41	27,23
10	10	27,59	27,95
20	-20	55,1	55.53
20	20	55,27	56,03
30	-30	85,19	85,44
30	30	84,35	85,02
40	-40	118,04	118,04
40	40	114,25	115,12

Tabelle 5: Vergleich der Messung von M. Knirsch [2] und der Simulation. Die Koordinaten sind im Koordinatensystem aus Abbildung 20 angegeben. Für die Messwerte sind keine Unsicherheiten angegeben, eine Verdrehung der Hallsonde um ca. 0,2° führt zu einer Verfälschung des Messwertes in der Größenordnung von einem Prozent [2].

4.2.2. Vergleich der Simulation mit Magnetfeldmessungen

Die effektive Länge wurde von A. Hufnagel mit Gleichung (2.37) aus den Gradienten berechnet. Da die Art der Messung des Gradienten nicht bekannt ist, kann die effektive Länge nicht auf diese Weise bestimmt werden. Aus einer Abbildung in Knirsch [2] geht hervor, dass die effektive Länge mit Gleichung (2.28) aus dem Feldverlauf entlang einer Geraden parallel zur *z*-Achse berechnet wurde.

Die effektive Länge wurde auf unterschiedlichen, zur z-Achse parallelen, Geraden in der x - y-Ebene untersucht. Dabei variierte die effektive Länge zwischen 405 mm und 425 mm. Die effektive Länge in der Mitte des Magneten wurde hierbei wegen der Feldstärke nahe Null nicht berücksichtigt. Nachdem Unterlagen einer vom Hersteller durchgeführten Magnetfeldmessung gefunden wurden, konnten aus den Messwerten die effektiven Längen ermittelt werden. Die Abhängigkeit der effektiven Länge von der Position in der x - y-Ebene wird von der Messung bestätigt. Zwischen den Randfeldverläufen der Simulation und der Messung zeigt sich eine gute Übereinstimmung. So ist beispielsweise die simulierte effektive Länge bei den Koordinaten (x =0 mm, y = 40 mm) $L_{eff,sim} = 403.51$ mm und die effektive Länge der Messung beträgt $L_{eff,mess} = 404.96$ [25].

Ohne eine Angabe des Ortes der Messung der effektiven Länge und der Art der Bestimmung des Gradienten können diese Designwerte nicht für die Überprüfung der Simulation verwendet werden. Die Verläufe der *x*-Komponenten entlang einer Geraden parallel zu der *z*-Achse sind in Abbildung 36 dargestellt.



Abbildung 36: Vergleich zwischen dem Randfeldverlauf der Simulation und der Messung bei den Koordinaten x = 0 mm und y = 40 mm. Die effektive Länge der Messung beträgt 404,96 mm und die effektive Länge der Simulation beträgt 403,51 mm. Aufgrund der Symmetrie des Separationsmagneten kann der gemessene Feldverlauf an der x - y-Ebene gespiegelt werden, um die effektive Länge zu erhalten.

4.3. Dipol

Die Simulationen des Dipols erfolgten mit dem Modell, welches den fehlerhaften Strahlaustritt beinhaltet. Am Ende dieses Abschnitts wird die Auswirkung des Strahlaustritts auf die effektive Feldkante beschrieben.

Für den Dipol konnte mit dem hexaedrischen Gitter keine Konvergenz der Simulation erreicht werden, da der Arbeitsspeicher des verwendeten Servers nicht ausreichte. Bei Simulationen mit dem tetraedrischen Gitter konnten mit $8,3 \cdot 10^5$ Tetraedern und der Genauigkeit 10^{-4} des Solvers gute Resultate erzielt werden. Am Strahleintritt und am Strahlaustritt wurden zusätzliche Volumina ohne magnetische Eigenschaften erzeugt, in denen die maximale Kantenlänge der Tetraeder auf 10 mm begrenzt wurde.

4.3.1. Bestimmung der Permeabilitätszahl

Alle Messwerte für die Überprüfung der Simulation des Dipols stammen von Knirsch [2], darunter sind keine Messwerte mit einer expliziten Koordinatenangabe. Eine der Messungen zeigt, dass bis zur maximalen Stromstärke keine Sättigung auftritt [2]. Die Verwendung einer konstanten Permeabilitätszahl ist dadurch, trotz der großen maximalen Feldstärke von über 1 T, gerechtfertigt. Als Vergleiche zwischen der Messung und den Simulationen dienen Abbildungen, die den Feldverlauf am Strahleintritt und Strahlaustritt wiedergeben. Die Feldverläufe wurden in den Koordinatensystemen des Sollstrahls am Strahleintritt und am Strahlaustritt angegeben (Abbildung 37) [2].



Abbildung 37: Koordinatensystem des Sollstrahls am Strahleintritt $(X_1 - Z_1)$ und am Strahlaustritt $(X_2 - Z_2)$.

Während der Simulationen mit dem hexaedrischen Gitter wurde angenommen, dass Quadrupol und Dipol aus dem gleichen Material gefertigt wurden und die Permeabilitätszahlen beider Magnete gleich sind. Nach der Umstellung auf das tetraedrische Gitter wurde die Permeabilitätszahl mittels der Optimizer Funktion ermittelt. Als Vergleich diente die Feldstärke bei $Z_2 = -400$ mm. Die so ermittelte Permeabilitätszahl hat den Wert $\mu_r = 1259$. Da im Rahmen einer Miniforschung [34] eine neue Hall-Sonde am QCLAM-Spektrometer in Betrieb genommen wird, kann diese zukünftig für die Ermittlung der Permeabilitätszahl verwendet werden. Dafür ist es erforderlich die Position der Hallsonde exakt zu kennen.

Die Verläufe entlang der Z'_2 -Achse bei unterschiedlichen Erregerströmen der Simulation und der Messung sind in Abbildung 38 zu sehen. Es stellte sich bei der Betrachtung der $X_2 - Z_2$ -Ebene heraus, dass es sich nicht um das Koordinatensystem des Sollstrahls handelt, sondern eine Drehung um 6,5° vorliegt. Deswegen werden im Folgenden die Achsen mit X'_2 und Z'_2 bezeichnet.



Abbildung 38: Links: Simulierter Randfeldverlauf entlang der Z'_2 -Achse. Rechts: Gemessener Randfeldverlauf entlang der Z'_2 -Achse. Abbildung entnommen aus Knirsch [2].

Die Feldkarten am Strahleintritt und am Strahlaustritt sind in den Abbildungen 39 bis 42 zu sehen. Ein Vergleich der Feldkarten am Strahleintritt zeigt, dass die maximale Feldstärke der Simulation ca. 25 mT über der maximalen Feldstärke der Messung liegt. Eine mögliche Ursache für diese Abweichung kann eine ungenaue Bestimmung der Permeabilitätszahl sein, wodurch das gesamte Magnetfeld zu stark wird. An dem Verlauf der Konturlinien gäbe es dadurch nur geringfügige Änderungen. Am Strahleintritt kommt es von $X_1 = -250$ mm bis $X_1 = -50$ mm und $Z_1 = -200$ mm bis $Z_1 = 150$ mm zu einer Abweichung vom gemessenen Verlauf. In diesem Bereich sind die Konturlinien um bis zu 50 mm in positive Z₁-Richtung verschoben, wobei der Vergleich aufgrund der Schwankungen in Abbildung 40 erschwert wird. Die Konturlinien der simulierten Feldkarte folgen in diesem Bereich der Eisenkante des Dipols, bei der Messung ist dieses Verhalten nicht zu sehen. Dieses Verhalten ist auch bei den Simulationen von S. Heil und A. Hufnagel trotz unterschiedlicher Geometrie aufgetreten. Möglicherweise gibt Abbildung 40 den gemessenen Verlauf am Strahleintritt mit unzureichender Genauigkeit wieder. Ein weiterer Unterschied ist bei der 700 mT Konturlinie rechts oben in Abbildung 39 zu sehen. Die Konturlinie der Simulation biegt sich nicht weit genug nach oben. Eine mögliche Ursache dafür kann die verwendete Extrapolation am unteren Teil des Strahleintritts (vgl. Abbildung 25) sein.

Elektronen, die oberhalb des Sollstrahls in das Spektrometer eintreten, werden aufgrund der Abweichung zwischen der Simulation und der Messung erst bis zu 50 mm später abgelenkt. Die Elektronen, die weit unterhalb der Sollbahn ($X_1 > 0$ mm) eintreten, werden durch die verwendete Extrapolation zu stark abgelenkt.



Abbildung 39: Simulierte Feldkarte des Randfeldes am Strahleintritt des QCLAM-Spektrometers im Bereich zwischen 100 mT und 1000 mT bei einem Erregerstrom von 280 A.



Abbildung 40: Gemessene Feldkarte des Randfeldes in der Mittelebene des QCLAM-Spektrometers im Bereich zwischen 0,1 T und 1 T am Strahleintritt bei einem Erregerstrom von 280 A. Abbildung entnommen aus Knirsch [2].

Ein Vergleich zwischen der simulierten und der gemessenen Feldkarte am Strahlaustritt zeigt, dass die Feldkarte der Simulation gegenüber der gemessenen Feldkarte gedreht ist. Bei einer Drehung um 6,5° zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Konturlinien in beiden Feldkarten. Dieser Winkel entspricht dem Winkel zwischen der Sollbahn und der Verbindungslinie zwischen den Punkten B und 7 in der technischen Zeichnung des Dipols (vgl. Anhang 12.1.3).

Auch am Strahlaustritt ist die maximale Feldstärke ca. 25 mT größer als die Messwerte. Der Verlauf der simulierten Konturlinien stimmt mit dem Verlauf der gemessenen Konturlinien gut überein. Es ist daher davon auszugehen, dass der für den Optimizer verwendete Wert nicht genau genug aus Abbildung 38 abgelesen werden konnte.



Abbildung 41: Feldkarte des Randfeldes am Strahlaustritt des QCLAM-Spektrometers im Bereich zwischen 100 mT und 1000 mT bei einem Erregerstrom von 280 A. Das Koordinatensystem wurde gegenüber dem X₂-Z₂-koordinatensystem um $6,5^{\circ}$ gedreht.



Abbildung 42: Gemessene Feldkarte des Randfeldes in der Mittelebene des QCLAM-Spektrometers im Bereich zwischen 0,1 T und 1 T am Strahlaustritt bei einem Erregerstrom von 280 A. Abbildung entnommen aus Knirsch [2].

Eine Untersuchung der effektiven Feldkanten am Strahleintritt und am Strahlaustritt ergab, dass am Strahleintritt kleine Abweichungen von ca. 5 mm zwischen der effektiven Feldkante und der mechanischen Begrenzung auftreten (Abbildung 43). Am Strahlaustritt gibt es eine Verschiebung der effektiven Feldkante von der Eisenkante von ca. 20 mm (Abbildung 44). Nach Knirsch [2] haben Abweichungen von 5 mm einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Abbildungseigenschaften. Die Verschiebung der effektiven Feldkante konnte durch die Korrektur des Strahlaustritts um den Faktor zwei reduziert werden (Abbildung 45).



Abbildung 43: Verlauf der effektiven Feldkante und der Eisenkante am Strahleintritt. Links: Simulation. Rechts: Messung. Abbildung entnommen aus [2].



Abbildung 44: Verlauf der effektiven Feldkante und der Eisenkante am Strahlaustritt. Links: Simulation. Rechts: Messung. Abbildung entnommen aus Knirsch [2].



Abbildung 45: Nach der Korrektur des Strahlaustritts ist die Verschiebung der effektiven Feldkante von der Eisenkannte halbiert.

5. Simulation der Elektronenbahnen

Für die Simulation der Elektronenbahnen wurden neue Projekte im Aufgabenfeld "Charged Particle Dynamics" erstellt, in welchen punktförmige Elektronenquellen erstellt und das extern simulierte Magnetfeld importiert wurden. Zu Beginn einer Simulation muss das externe Magnetfeld von dem tetraedrischen Gitter auf das hexaedrische Gitter interpoliert werden, wodurch die Simulationsdauer erhöht wird.

5.1. Test der Simulationssoftware am Beispiel des Photonentaggers NEPTUN

Da in den drei vorangegangenen Arbeiten bei Simulationen des QCLAM-Spektrometers keine Fokussierung erreicht werden konnte, ist es empfehlenswert zu überprüfen, ob CST Studio Suite für diese Anwendung verwendet werden kann. Daher wurde als Test der Photonentagger NEPTUN [35], dessen technische Zeichnungen vollständig sind, simuliert. Dieser ist kleiner als das QCLAM-Spektrometer und hat eine simple Geometrie. Die Polschuhe sind abgeschrägte Quader, wodurch die benötigte Dispersion erzeugt wird. Das erstellte Modell ist in Abbildung 46 zu sehen.



Abbildung 46: Querschnitt durch den Photonentagger NEPTUN. Dieser zeichnet sich gegenüber dem QCLAM-Spektrometer durch eine simplere Geometrie aus und kann als Test der Simulationssoftware verwendet werden.

Zur Bestimmung der Permeabilitätszahl lagen zum Zeitpunkt der Simulation keine Angaben vor. Der Designwert der maximalen Feldstärke von 400 mT bei einem Erregerstrom von 160 A [36] erfordert eine Permeabilitätszahl größer als 10000, was für Magnetweicheisen ungewöhnlich groß ist. Die Simulationen erfolgten mit $\mu_r = 3000$, was mit Simulationen des Herstellers in guter Übereinstimmung ist [36]. Das simulierte Magnetfeld und die Elektronenbahnen sind in Abbildung 47 zu sehen. Die Elektronen werden in der Simulation von einer punktförmigen Quelle emittiert.



Abbildung 47: Simuliertes Magnetfeld und simulierte Elektronenbahnen in der Mittelebene des Photonentaggers NEPTUN.

Eine Untersuchung der Elektronenbahnen zeigte eine Fokussierung der fünf unterschiedlichen Energien in einer geraden Fokalebene. Der Strahlfleck hat einen Durchmesser von 0,036 mm, was einer Energieauflösung von $\Delta E/E = 8,6 \cdot 10^{-6}$ entspricht und weit unterhalb der gemessenen Auflösung von $\Delta E/E = 5 \cdot 10^{-3}$ [37] liegt. Eine genauere Untersuchung unter Berücksichtigung realer Bedingungen wie beispielsweise ein ausgedehnter Strahlfleck wurden nicht durchgeführt. Die Fokalebene ist in Abbildung 48 dargestellt. Die Simulationssoftware ist folglich für die Simulation des Photonentaggers NEPTUN geeignet. Über die Eignung der Software für die Simulation des QCLAM-Spektrometers kann aufgrund der komplizierteren Geometrie und höheren Multipolen keine Aussage getroffen werden, die Simulation des Taggers ist aber ein Indiz für die Eignung der Software.



Abbildung 48: Elektronenbahnen durch die Fokalebene des Photonentaggers NEPTUN. Die Elektronenbahnen gleicher Energie schneiden sich in der geraden Fokalebene (blaue Linie) in einem Punkt.

5.2. Separationsmagnet

Zu Beginn wurde nach einer Energie-Strom-Kalibrierungskurve (Gleichung (5.1)) für den Separationsmagneten gesucht. Diese kann in zukünftigen Experimenten die Grundlage für eine korrekte Einstellung des Magneten bei bekannter Elektronenenergie bilden. Dafür wurde erneut die Optimizer Funktion von CST Studio Suite verwendet. Als Ziel für den Optimizer dient die Bahn eines um 180° elastisch gestreuten Elektrons, welches von dem Separationsmagneten um 25° abgelenkt wird. Das Genauigkeitsziel des Optimizers betrug 10⁻⁶. An die gewonnenen Stromstärke-Elektronenenergie-Zahlenpaare wurde eine Gerade angepasst, da Gleichung (2.24) einen linearen Zusammenhang zwischen dem Biegeradius und dem Impuls geteilt durch die Feldstärke voraussagt, bei linearen Materialien die Feldstärke proportional zur Stromstärke ist und bei hochrelativistischen Elektronen die Energie näherungsweise proportional zum Impuls ist.

$$\frac{150}{9} = 100$$
 (5.1)

80 100 120 140

 $I_{Separationsmagnet}(E[MeV]) = (-1.0128 \pm 0.0017) \frac{A}{MeV} \cdot E$ (5.1)

Abbildung 49: Kalibrierungsgerade für den Erregerstrom des Separationsmagneten bei einer gegebenen Elektronenenergie

I_{Separation} in A

.⊑ யீ 50

(

0

20 40 60

Um die Richtigkeit der Simulation sicher zu stellen, werden im Folgenden bekannte Abbildungseigenschaften des Separationsmagneten an Hand der Simulation überprüft. Elektronen, die senkrecht in das Dipolfeld einfallen, werden auf einer Kreisbahn abgelenkt und verlassen das Dipolfeld senkrecht zur effektiven Feldkante. Die rückwärtigen Verlängerungen der senkrecht austretenden Elektronenbahnen bei unterschiedlichen Impulsen schneiden sich im Zentrum des Separationsmagneten (Abbildung 50). Daher wird der Separationsmagnet an der Stelle des Targets platziert, wodurch es den Anschein hat, dass die exakt um 180° gestreuten Elektronen von der Stelle des ursprünglichen Targets ausgehen [4]. Der Schnittpunkt der rückwärtig verlängerten simulierten Elektronenbahnen unterschiedlicher Impulse weicht 1,36 mm von der Mitte des Separationsmagneten ab. Bei Simulationen mit dem hexaedrischen Gitter beträgt die Abweichung 0,29 mm.



Abbildung 50: Bei senkrechtem Einfall in das Dipolfeld mit unterschiedlichen Impulsen schneiden sich die rückwärtig verlängerten Elektronenbahnen im Zentrum des Magneten. Der Ursprung des Koordinatensystems befindet sich in der Mitte des Separationsmagneten und die z'-Achse liegt auf der Verbindungslinie zwischen Separationsmagnet und Target.

Die horizontalen und die vertikalen Abbildungseigenschaften des Separationsmagneten können in der linearen Näherung getrennt betrachtet werden. Die rückwärtige Verlängerung der Bahnen von Elektronen, die mit dem gleichen Impuls unter unterschiedlichen Winkeln in der dispersiven Ebene des Separationsmagneten eintreten, schneiden sich in einem Punkt. Dieses virtuelle Bild entsteht, da sich das Target innerhalb der Brennweite des Separationsmagneten befindet [4]. Der Abstand des Targets λ_t zum Zentrum des Separationsmagneten beträgt 220 mm. In dieser Entfernung ist das Magnetfeld nicht auf null abgefallen, kann aber vernachlässigt werden. Der Abstand des virtuellen Bildes ist gegeben durch

$$\lambda_{\chi} = \frac{\lambda_t \cdot L_{eff}/2}{L_{eff}/2 - 2\lambda_t \cdot \sin^2(\alpha_f/2)}.$$
(5.2)

Hierbei ist α_f der Ablenkwinkel. Bei elastischer Streuung ($\alpha_f = 25^\circ$) ergibt sich eine Bildweite von 265,6 mm. Die Bildweite der Simulation beträgt 263,5 mm und weicht um 0,8% vom berechneten Wert ab. In Abbildung 51 sind die Elektronenbahnen und der Schnittpunkt der rückwärtigen Verlängerungen abgebildet.



Abbildung 51: Entstehung des virtuellen Bildes im Separationsmagneten bei elastischer Streuung. Der Ursprung des Koordinatensystems befindet sich in der Mitte des Separationsmagneten und die z'-Achse liegt auf der Verbindungslinie zwischen Separationsmagnet und Target.

In der linearen Strahlenoptik wirken vertikal zur dispersiven Ebene keine Kräfte. Die Betrachtung des vertikalen Abstands der Elektronenbahn zu der Symmetrieebene als Funktion der Zeit zeigt keine erkennbare Krafteinwirkung. Daher entspricht die Bewegung eines Elektrons in der nicht dispersiven Richtung durch den Separationsmagneten einer Driftstrecke [4] der Länge

$$s = \frac{L_{eff}/2}{\tan(\alpha_f/2)} \cdot \alpha_f.$$
(5.3)

Folglich kann die Abbildungseigenschaft in der nicht dispersiven Richtung ebenfalls durch den Versatz des Targets zu dem virtuellen Bild mit der Entfernung

$$\lambda_{y} = s + \lambda_{t} - L_{eff} \tag{5.4}$$

zum Zentrum des Magneten beschrieben werden [4].

5.3. QCLAM

Nach dem gleichen Vorgehen wie im vorherigen Abschnitt wird eine Energie-Stromstärke-Kalibrierungsgerade für das QCLAM-Spektrometer bestimmt. Als Referenz dient der Sollstrahl, der vom Target horizontal emittiert wird und mittig in den Dipol eintritt. Da in der Mitte des Quadrupolmagneten die Feldstärke auf null abfällt, wird der Sollstrahl durch den Quadrupol nicht beeinflusst. Deswegen wurde bei der Simulation des Sollstrahls nur das Modell des Dipols verwendet, wodurch die Simulationsdauer und der Speicherbedarf geringgehalten wurden. Die Simulationsdauer des Magnetfeldes des QCLAM-Spektrometers mit linearem Material, $2,9 \cdot 10^6$ Tetraedern und der Solver Genauigkeit 10^{-6} betrug ca. 21 Stunden. Die anschließende Simulation der Elektronenbahnen dauerte ca. eine Stunde. Die Simulationen wurden mit dem fehlerhaften Modell des Dipols durchgeführt. Nachdem der Fehler aufgefallen war, wurde eine Simulation mit dem überarbeiteten Modell durchgeführt, um die Auswirkungen auf die Elektronenbahnen zu untersuchen.

Die Energie des Sollstrahls wurde mittels der Optimizer Funktion variiert, bis die Elektronenbahn des Sollstrahls am Strahlaustritt den Dipol mittig verlässt (Punkt B in der technischen Zeichnung des Polschuhs, Anhang 12.1.3). Dazu wurde auf der Höhe des Punktes B horizontal ein "Particle Monitor" erzeugt, der den Durchstoßort des Elektrons ausliest. Das Genauigkeitsziel des Optimizers betrug 10⁻⁶. Der Abstand der optimierten Elektronenbahn vom Punkt B ist damit kleiner als ein tausendstel Millimeter. Die Kalibrierungsgleichung und Kalibrierungsgerade sind in Gleichung (5.5) und Abbildung 52 zu sehen.

$$I_{Dipol}(E[\text{MeV}]) = (1.4001 \pm 0.0019) \frac{A}{\text{MeV}} E$$
 (5.5)



Abbildung 52: Kalibrierungsgerade für den Erregerstrom des Dipols bei einer gegebenen Elektronenenergie.

Der eintretende und der austretende Sollstrahl schließen einen Winkel von 59.27° ein. Der Designwert beträgt nach den technischen Zeichnungen 60°. Die geringfügig stärkere Ablenkung könnte durch die verschobene effektive Feldkante am Strahlaustritt verursacht werden, wodurch der Sollstrahl nach dem Passieren von Punkt B weiter abgelenkt wird.

Die Kalibrierungskurve kann in Experimenten verwendet werden, um die Erregerstromstärke an die experimentspezifischen Anforderungen anzupassen. Für die Simulation wurde die Kalibrierungsgleichung in entgegengesetzter Richtung benutzt. Nach der Simulation der Magnetfeldverteilung bei gegebener Stromstärke wird die Energie des Sollstrahls für die anschließende Simulation der Elektronenbahnen berechnet.

Das Target befindet sich 1100 mm vor dem Strahleintritt des Dipolmagneten. An diesem Ort wurden Elektronenquellen mit unterschiedlichen vertikalen Streuwinkeln und Impulsen erstellt. Die Impulse der Elektronen decken die Impulsakzeptanz des Spektrometers von $\pm 10\%$ in Schritten von 2,5% ab. Die vertikale Winkelakzeptanz von ± 100 mrad wurde zunächst in Schritten von 50 mrad bei jedem Impuls abgedeckt.

Eine Betrachtung der Fokalebene ergab, dass es nicht zu einer Fokussierung der Elektronenbahnen gleicher Impulse kommt. Im Rahmen der Fehlersuche wurde der Winkelabstand zwischen den Elektronenbahnen mit dem Impuls des Sollstrahls p_0 auf 12,5 mrad reduziert. In Abbildung 53 sind die Trajektorien der Elektronen ausgehend vom Target bis zum Detektorsystem bei einer Elektronenenergie von 200 MeV und den Erregerströmen des

Dipols von 280 A und des Quadrupols von 200 A dargestellt. Abbildung 54 zeigt eine Vergrößerung der Fokalebene.



Abbildung 53: Die Elektronen werden von Quellen am Ort des Targets mit unterschiedlichen Impulsen und Winkeln emittiert, wobei die Impuls- und Winkelakzeptanz des Spektrometers vollständig abgedeckt werden. Durch den horizontal fokussierenden Quadrupolmagneten werden die Elektronenbahnen in der dispersiven Ebene aufgefächert. Anschließend gelangen die Elektronen in den Dipol, dessen Quadrupolanteil für eine Impulsabhängige Fokussierung sorgt. Um die Simulationsdauer zu reduzieren, wurde ein Volumen der Breite des Spalts zwischen den Polschuhen erzeugt, dessen Umriss die Form des Dipols wiedergibt. Am Strahleintritt und Strahlaustritt wurden Quader hinzugefügt, wobei der Quader am Strahleintritt auch das Randfeld des Quadrupols abdeckt. Die maximale Kantenlänge des Gitters in dem Volumen wurde auf 8 mm festgelegt.



Abbildung 54: Vergrößerte Abbildung der Fokalebene. Die Elektronenbahnen gleicher Impulse schneiden sich nicht in einem gemeinsamen Punkt. Das abgebildete Koordinatensystem stammt aus den technischen Zeichnungen.

In Abbildung 54 ist die Krümmung der Fokalebene zu erkennen. Eine Vergrößerung der Elektronenbahnen mit dem Impuls des Zentralstrahls wird in Abbildung 55 gezeigt. Es ist ein systematischer Fehler der Elektronenbahnen zu erkennen. Mit abnehmenden vertikalen Streuwinkeln wandern die Schnittpunkte entlang der Strahlrichtung. Dieses Verhalten ist ebenfalls bei den Trajektorien mit anderen Impulsen zu erkennen.



Abbildung 55: Elektronenbahnen mit dem Impuls p_0 und unterschiedlichen vertikalen Winkeln am Ort des minimalen Strahlflecks. Das Koordinatensystem wurde so gedreht, dass der Sollstrahl auf der $Z_{Zentral}$ -Achse liegt. Anschließend wurde die $Z_{Zentral}$ -Achse so verschoben, dass der Ort mit minimaler Strahlfleckgröße bei $Z_{Zentral} = 0$ liegt. Die Bewegungsrichtung der Elektronen ist von rechts nach links und die Elektronen mit negativen vertikalen Streuwinkeln bewegen sich in negativer $X_{Zentral}$ -Richtung. Elektronen mit positiven vertikalen Streuwinkeln bewegen sich in positiver $X_{Zentral}$ -Richtung.

Diese Erkenntnis wurde erst durch die Verwendung des tetraedrischen Gitters möglich. Bei Simulationen mit einem hexaedrischen Gitter sind die Winkelabstände zwischen benachbarten Bahnen in der Fokalebene unregelmäßiger (Abbildung 56). Die Ursache dafür ist vermutlich das hexaedrische Gitter, welches die Neigung der Innenflächen und der Abschrägungen der Polschuhe nicht mit ausreichender Genauigkeit wiedergibt. Daher war eine systematische Suche nach der Ursache der ungenügenden Fokussierung mit dem hexaedrischen Gitter nicht möglich. Es ist jedoch auffällig, dass sich die Größe des Strahlflecks nur geringfügig ändert.



Abbildung 56: Elektronenbahnen in der Nähe des Ortes minimaler Strahlfleckgröße. Das Koordinatensystem wurde so wie in Abbildung 55 beschrieben ausgerichtet. Gegenüber der Simulation mit dem tetraedrischen Gitter sind die Winkelabstände zwischen den benachbarten Trajektorien unregelmäßiger. Die Simulation erfolgte mit $26 \cdot 10^6$ Gitterzellen und einer minimalen und maximalen Kantenlänge von 1 mm bzw. 15,8 mm.

Eine Verfeinerung des hexaedrischen Gitters, auf dem die Simulation der Elektronenbahnen mit dem extern berechneten Magnetfeld simuliert wurde, führte ebenso wie eine Erhöhung der Impulsänderungen pro Gitterzelle zu keiner Veränderung des Fokus. Die Parameter der Bahnsimulation können daher als Ursache für die ungenügende Fokussierung ausgeschlossen werden. Mögliche Ursachen für die ungenügende Fokussierung können ein fehlerhafter Strahleintritt oder ein falsches Verhältnis der Erregerstromstärken von Dipol und Quadrupol sein. Erstes ist nur schwer überprüfbar, da der Strahleintritt des Dipols schwer zugänglich ist. Eine Diskussion mit den Geodäten C. Eschelbach [38] und M. Lösler [39], die bei der Justierung der dritten Rezirkulation des S-DALINAC mitgewirkt haben, lieferte keinen Lösungsansatz. Im Rahmen einer Miniforschung [40] wurde ein Testaufbau für die Vermessung des Strahleintritts entworfen. Weiterentwicklung und Test im QCLAM-Spektrometer stehen noch aus. Da die Elektronenbahnen mit einem betragsmäßig wachsenden Streuwinkel vom gemeinsamen Fokus stärker abweichen und der Sollstrahl durch den Quadrupol nicht abgelenkt wird, könnte die Ursache der mangelhaften Fokussierung ein ungeeignetes Verhältnis von Quadrupol- und Dipolstrom sein. Dies kann untersucht werden, indem bei konstanter Elektronenenergie und konstantem Dipolstrom der Erregerstrom des Quadrupols variiert wird. Eine Veränderung des Stromverhältnisses führt primär zu einer Verschiebung der Fokalebene entlang des Sollstrahls [41]. Dennoch ist eine Auswirkung auf die Fokussierung nicht auszuschließen. Eine fehlerhafte Geometrie des Quadrupols als Fehlerquelle kann ausgeschlossen werden, da die Messwerte des Quadrupolmagnetfeldes mit der Simulation reproduziert werden konnten.

Die Abhängigkeit der Fokussierung vom Verhältnis der Erregerströme wurde mit einem Erregerstrom des Dipols von 182 A und Elektronen der Energie E = 130 MeV unter Variation der Erregerstromstärke des Quadropolmagneten untersucht. Als Maß für die Fokussierung dient der mittlere quadratische Abstand zwischen allen Schnittpunkten der Elektronenbahnen gleicher Energie. In Abbildung 57 sind die Strahlenbündel mit der Energie des Sollstrahls für vier unterschiedliche Erregerströme des Quadrupols zu sehen.



Abbildung 57: Fokussierung des Strahlenbündels mit der Energie des Sollstrahls bei vier unterschiedlichen Erregerstromstärken. Die ungenügende Fokussierung wird vermutlich durch einen fehlerhaften Strahleintritt verursacht.

Bei dem Verhältnis der Erregerstromstärken mit der besten Fokussierung schneiden sich die meisten Trajektorien in einem kleinen Bereich. Die Strahlen, die den gemeinsamen Schnittpunkt nicht treffen, sind die Strahlen mit den betragsmäßig größten Winkeln. Die minimale Strahlfleckgröße des gesamten Strahlenbündels beträgt 5,8 mm, das ist 2,9-mal größer als die Strahlfleckgröße während des ersten Experiments am QCLAM-Spektrometer [2]. Unter Verwendung der Lineardispersion des QCLAM-Spektrometers

$$D = \frac{\Delta x}{\Delta p/p} = 2,21 \text{ cm}/\%$$
(5.6)

kann aus der Strahlfleckgröße die relative Auflösung abgeschätzt werden. Die Lineardispersion beschreibt die Dispersion entlang der X_2 -Richtung senkrecht zum Sollstrahl [2]. Die Auflösung beträgt $\Delta E/E = 2,6 \cdot 10^{-3}$, wobei die Auflösung durch den Elektronenstrahl beschränkt war [2]. Der Designwert liegt bei $\Delta E/E = 1 \cdot 10^{-4}$ [2]. Die minimale Strahlfleckgröße unter Vernachlässigung von 5 der insgesamt 17 Strahlen mit dem größten Abstand zum Schnittpunkt ergibt sich eine Strahlfleckgröße von 0,35 mm bzw. eine Energieauflösung von $\Delta E/E = 1,8 \cdot 10^{-4}$, was nahe am Designwert ist. Da eine Simulation mit einem vom Optimum abweichenden Stromverhältnis durchgeführt wurde, ist davon auszugehen, dass eine bessere Fokussierung erreicht werden kann. Die Abhängigkeit der Fokussierung von der Erregerstromstärke ist in Abbildung 58 zu sehen.



Abbildung 58: Abhängigkeit der Fokussierung von der Stromstärke. Die beste Fokussierung wurde mit einem Erregerstrom des Quadrupolmagneten von 225 A erreicht.

Eine weitere Ursache könnte eine ungenaue Beschreibung der Geometrie des QCLAM-Spektrometers sein. Der fehlerhafte Strahlaustritt beeinflusst näherungsweise alle Elektronen gleichermaßen. Es ist daher nicht davon auszugehen, dass die Korrektur des Strahlaustritts die Größe des Strahlflecks beeinflusst. Abbildung 59 zeigt die Trajektorien mit dem Impuls des Sollstrahls in der Nähe der minimalen Strahlfleckgröße mit dem korrigierten Strahlaustritt. Das Koordinatensystem entspricht dem aus Abbildung 55. Der Durchmesser des Strahlflecks hat sich nur geringfügig verändert, aber die Position des minimalen Strahlflecks ist verschoben.



Abbildung 59: Elektronenbahnen mit dem Impuls p₀ und unterschiedlichen vertikalen Winkeln am Ort des minimalen Strahlflecks. Das verwendete Koordinatensystem entspricht dem aus Abbildung 55. Durch die Korrektur des Strahlaustritts wird der Ort minimaler Strahlfleckgröße verschoben.

Die Feldkarte am Strahleintritt und die effektive Feldkante am Strahlaustritt des Dipols zeigen Abweichungen von den Messungen. Daher ist es wahrscheinlich, dass die Geometrie des Dipols in der Simulation mit ungenügender Genauigkeit wiedergegeben wird. Dies kann zwei Gründe haben. Zum einen könnten die Kantenlängen der Tetraeder an kritischen Stellen zu groß sein, was durch eine Verfeinerung des Gitters behoben werden kann, sofern genügend Arbeitsspeicher zur Verfügung steht. Zum anderen könnte ein Fehler in der Geometrie vorliegen, worauf die verschobene effektive Feldkante am Strahlaustritt hinweist (vgl. Kapitel 4.3). Da eine Verringerung der Anzahl der Gitterzellen um den Faktor zwei keine Auswirkungen auf die Fokussierung hatte, ist eine fehlerhafte Geometrie die wahrscheinliche Ursache.

Da die dispersiven Ebenen des Separationsmagneten und des QCLAM-Spektrometers senkrecht zueinanderstehen, werden horizontale und vertikale Abbildungseigenschaften gekoppelt. Diese Kopplung ist in Abbildung 60 dargestellt. Die Bahnen von Elektronen mit unterschiedlichen Impulsen und gleichem Eintrittswinkel werden im Separationsmagneten in der horizontalen Ebene aufgefächert. Der Dipol des QCLAM-Spektrometers sorgt für eine vertikale Auffächerung. Dadurch liegen die Durchstoßpunkte im Detektorsystem bei einem festen Streuwinkel auf einer Diagonalen. Wird der vertikale bzw. horizontale Streuwinkel der Elektronenbahnen geändert, dann ändert sich nur die x_D - bzw. y_D -Komponente der Durchstoßpunkte auf der Diagonalen [4]. Bei dem realen System kommt es zu kleinen Abweichungen von dieser idealisierten Betrachtung.



Abbildung 60: Trajektorien von Elektronen, die unter einem Streuwinkel von 180° mit unterschiedlichen Impulsen in den Separationsmagneten eintreten liegen im Detektorsystem aufgrund der Kopplung der dispersiven Ebenen von Separationsmagnet und QCLAM-Spektrometer auf einer Diagonalen. Abbildung entnommen aus Lüttge [4].

Mit der Elektronenenergie E = 128,9 MeV und den Erregerstromstärken $I_{sep} = 130$ A, $I_{Qaud} = 200$ A und $I_{Dipol} = 182$ A wurde eine Simulation der Elektronenbahnen im 180°-System durchgeführt. Die Elektronenenergie wurde über die gesamte Akzeptanz des Spektrometers in Schritten von 2,5% und die Streuwinkel von -50 mrad und +50 mrad in Schritten von 25 mrad variiert. Es zeigte sich die in Abbildung 60 gezeigte Kopplung der horizontalen und vertikalen Abbildungseigenschaften. Die auf die Mittelebene projizierten simulierten Elektronenbahnen sind in Abbildung 61 zu sehen. Wie bei der Simulation im QCLAM-Spektrometer ohne Separationsmagnet konnte keine Fokussierung erreicht werden, die Krümmung der Fokalebene ist zu erkennen. Aufgrund der geänderten Gegenstandsweite bei der 180° Streuung muss eventuell die Erregerstromstärke des Quadrupolmagneten angepasst werden, um die optimale Fokussierung zu erhalten. Mit dieser Simulation der Elektronenbahnen durch den Separationsmagneten und das QCLAM-Spektrometer konnte gezeigt werden, dass mit der korrigierten Geometrie des Dipolmagneten das 180°-System erfolgreich simuliert werden kann.



Abbildung 61: Links: Vergrößerte Abbildung der Fokalebene des 180°-Systems bestehend aus dem QCLAM-Spektrometer und dem Separationsmagneten. Wie bei der Simulation des QCLAM-Spektrometers schneiden sich die Elektronenbahnen gleicher Impulse nicht in einem gemeinsamen Punkt. Das abgebildete Koordinatensystem entspricht dem aus den technischen Zeichnungen. Rechts: Vergrößerte Darstellung des Strahlenbündels mit der Energie des Sollstrahls. Es gibt keinen gemeinsamen Schnittpunkt der einzelnen Trajektorien.

6. Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Masterarbeit wurden die drei Magnete des QCLAM-Spektrometers in CST Studio Suite 2016 modelliert und Simulationen der Feldverteilungen und der Elektronenbahnen durchgeführt.

Die Geometrien des Separationsmagneten und des Quadrupolmagneten sind vollständig bekannt und konnten überprüft werden, wobei keine relevanten Abweichungen von den technischen Zeichnungen festgestellt werden konnten. Die wahrscheinliche Geometrie des Dipols konnte aus den vorliegenden Unterlagen und Bildaufnahmen aus dem Inneren der Vakuumkammer rekonstruiert werden. Die Abschrägung am unteren Bereich des Strahleintritts musste aufgrund fehlender Informationen extrapoliert werden. Eine zuverlässige Überprüfung der Geometrie des Dipols konnte nicht durchgeführt werden. Der Einsatz von professionellen 3D-Laserscannern wird durch die schlechte Zugänglichkeit und die reflektierenden Oberflächen verhindert [42, 38, 39]. Einen möglichen Ansatz bildet eine Eigenentwicklung im Rahmen einer Miniforschung [40], diese befindet sich noch in einem frühen Teststadium.

Bedingt durch den begrenzten Arbeitsspeicher des Servers konnten weder der Dipol noch das gesamte QCLAM-Spektrometer mit dem hexaedrischen Gitter simuliert werden, weshalb eine Umstellung auf das tetraedrische Gitter erfolgte. Mittels der Optimizer Funktion konnten für den Separationsmagneten und den Quadrupolmagneten die relative magnetische Permeabilität ermittelt werden. Die Permeabilitätszahl des Dipolmagneten muss noch ermittelt werden, da vom Hersteller keine Informationen vorliegen. Als Zielwert des Optimizers kann die Magnetfeldmessung mit einer neuen Hallsonde, die im Rahmen einer Miniforschung in Betrieb genommen wurde [34], verwendet werden

Simulationen der Feldverteilungen von Separationsmagnet und Quadrupol reproduzieren die Designwerte und Messwerte. Für den Dipolmagneten liegen zum Vergleich zwischen Simulation und Messung nur Abbildungen [2] vor, weshalb die Qualität der Simulation nicht vollständig beurteilt werden kann. Die Feldkarten am Strahleintritt zeigen eine Abweichung zwischen Simulation und Messung. Am Strahlaustritt ist die simulierte effektive Feldkante um ca. 10 mm verschoben.

Eine Simulation der Elektronenoptik des Photonentaggers NEPTUN zeigt, dass die Software CST Studio Suite 2016 prinzipiell für diese Art Simulation geeignet ist. Simulationen der Elektronenbahnen durch den Separationsmagneten bestätigen die von C. Lüttge beschriebenen Abbildungseigenschaften [4]. Die Abbildungseigenschaften des QCLAM-Spektrometers und des Gesamtsystems aus QCLAM-Spektrometer und Separationsmagneten konnten wegen der ungenügenden Fokussierung nicht untersucht werden. Nach der Umstellung auf das tetraedrischen Gitter konnte die Abhängigkeit der Strahlfleckgröße in der Fokalebene von dem Verhältnis die Erregerströme von Quadrupolmagnet und Dipolmagnet untersucht werden. Es zeigt sich für Strahlen mit mittleren vertikalen Streuwinkeln ein gemeinsamer Schnittpunkt. Die Strahlen mit größeren Streuwinkeln konnten nicht ausreichend fokussiert werden, was auf einen Fehler in der Geometrie hinweist. Nach Korrektur der Geometrie des Dipolmagneten kann die Elektronenoptik des Gesamtsystems zur 180°-Streuung untersucht werden. Eine erste Simulation zeigt, dass eine Simulation des Systems möglich ist, die Ursache für die ungenügende Fokussierung ist vermutlich eine fehlerhafte Geometrie des Dipolmagneten.

Teil 2 Analyse inelastischer Protonenstreudaten an ^{92,94}Zr unter extremen Vorwärtswinkeln

7. Einleitung

In fermionischen Vielkörperquantensystemen wie Atomkernen gibt es eine Vielzahl kollektiver und nicht-kollektiver Anregungen. Hochauflösende Untersuchungen elektrischer und magnetischer Resonanzen in Atomkernen ermöglichen es die Komplexität der Resonanzen zu untersuchen.

Der erste experimentelle Fund eines Photoabsorptionsquerschnitts mit einer resonanzähnlichen Struktur wurde von Bothe und Gentner 1937 bei Experimenten mit Photonen der Energie E = 17 MeV gefunden [43]. Später konnten diese Befunde von Baldwin und Klaiber in Urankernen bestätigt werden [44]. Erste Interpretationen von Goldhaber und Teller [45] sowie von Steinwedel und Jensen [46] verwendeten ein makroskopisches hydrodynamisches Modell.

Die Anregungen können in Abhängigkeit der Änderungen der quantenzahlen Drehimpuls (ΔL), Spin (ΔS) und Isospin (ΔT) in unterschiedliche Klassen eingeteilt werden. Bei Drehimpulsüberträgen können höhere Multipolriesenresonanzen wie beispielsweise die Dipolriesenresonanz ($\Delta L = 1$), die Quadrupolriesenresonanz ($\Delta L = 2$) und höhere Ordnungen angeregt werden. Isospinüberträge führen zu Vibrationen bzw. Schwingungen der Protonen und Neutronen in Phase ($\Delta T = 0$, isoskalare Mode) oder außer Phase ($\Delta T = 1$, isovektorielle Mode). Ähnliche Vibrationen und Schwingungen können auch im Spinraum auftreten. Dabei bewegen sich Nukleonen mit Spin up und Spin down in Phase ($\Delta S = 0$) oder außer Phase ($\Delta S =$ 1, Spinflip-Übergang).

Elektrische Dipolanregungen können in drei Gruppen unterteilt werden. Die Gruppen sind nach ihrer Energie sortiert, die niederenergetischen heterogenen zwei-Phonon Anregungen der Art $[2^+ \otimes 3^-]$, die Pygmydipolresonanz (PDR) und die Dipolriesenresonanz (GDR). Diese Unterteilung ist in Abbildung 62 dargestellt. Die Pygmydipolresonanz wird aktuell als eine Schwingung der überschüssigen Neutronen um einen stabilen Kern mit $N \approx Z$ verstanden.



Abbildung 62: Schematischer Überblick der B(E1)-Stärkeverteilung in Atomkernen. Unterhalb der Neutronenseparationsenergie S_n können niederenergetische zwei-Phonon Zustände und ein großer Teil der PDR mit (γ, γ') -Experimenten untersucht werden. Oberhalb von S_n dominieren (γ, xn) -Reaktionen. Experimente der Form (p, p')unter extremen Vorwärtswinkeln ermöglichen es sowohl die PDR als auch die GDR zu untersuchen. Abbildung entnommen aus Martin [47].

Bei Experimenten der Form (γ, γ') sind nur die niederenergetischen zwei-Phonon Zustände und ein Teil der PDR bis hin zur Neutronenseparationsenergie S_n experimentell zugänglich. Oberhalb der Neutronenseparationsenergie ist diese Reaktion unterdrückt und (γ, xn) -Reaktionen dominieren. Inelastische Protonenstreuexperimente (p, p') unter extremen Vorwärtswinkeln einschließlich 0° ermöglichen es die PDR und die GDR mit demselben Experiment zu untersuchen. Solche Experimente können am Research Center for Nuclear Physics (RCNP) in Osaka, Japan durchgeführt werden.

Theoretische Vorhersagen gehen von einer ansteigenden Dipolstärke bis zu einem Maximum und anschließenden Abfall in der Zr-Isotopenkette aufgrund von Schaleneffekten aus [48]. Die Abhängigkeit der Pygmydipolresonanzverteilung in der Zr-Isotopenkette als Funktion von der Neutronenzahl soll mit relativistischer Protonenstreuung an den Isotopen ⁹⁰Zr, ⁹²Zr, ⁹⁴Zr und ⁹⁶Zr am RCNP überprüft werden. Weiterhin kann die Neutronenhautdicke

$$r_{skin} \equiv \Delta r_{np} = \langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$$
(7.1)

ermittelt werden, hierbei sind $\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$ und $\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ die rms-Radien der Neutronen und Protonen. Die Dicke der Neutronenhaut ist mit der Dichteabhängigkeit der Symmetrieenergie und der Zustandsgleichung von neutronenreicher Materie verknüpft [49].

Das Ziel dieser Arbeit ist es aus den aufgenommenen Rohdaten den doppelt differenziellen Wirkungsquerschnitt zu extrahieren. Die dafür erforderliche Analyse unterteilt sich in mehrere Schritte. Ein Teil dieser Schritte bestehen aus der Rekonstruktion der Streuwinkel am Ort des Targets, der Korrektur der Spektrometerabberation, der Energiekalibrierung und der Subtraktion des Untergrunds.

In den Abschnitten 8 und 9 werden die theoretischen Grundlagen sowie der Experimentaufbau und die Durchführung des Experiments beschrieben. Diese Abschnitte orientieren sich an den Arbeiten von Bassauer [50], Krugmann [51], Poltoratska [52] und Tamii [53].

Die Analyse der Daten bis hin zur Extraktion des doppelt differenziellen Wirkungsquerschnitts ist in Abschnitt 10 beschrieben. Hierbei wird jeder Teil der Analyse in einem separaten Unterabschnitt diskutiert. Das Vorgehen der Analyse orientiert sich an den Arbeiten von Tamii [53, 54], Krugmann [10], Poltoratska [52] Martin [55] und Matsubara [56].

Abschnitt 11 beinhaltet die Zusammenfassung und den Ausblick.
8. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der inelastischen Protonenstreuung diskutiert. An dem Streuprozess nehmen zwei relevante Wechselwirkungen Teil, dabei handelt es sich um die elektromagnetische Wechselwirkung und die Nukleon-Nukleon Wechselwirkung.

Unter extremen Vorwärtswinkeln dominieren elektrische und magnetische Dipolübergänge. Die Nukleon-Nukleon Wechselwirkung führt zu Spinflip-Anregungen. Wenn die kinetische Energie des Projektils unterhalb der Coulombschwelle

$$U_{Coulomb} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^2}$$
(8.1)

ist, finden nur Coulomb-Anregungen statt. Hierbei sind ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, Z_i die Ladungszahlen von Projektil beziehungsweise Targetkern, *e* die Elementarladung und *r* der Abstand zwischen Projektil und Target zum Zeitpunkt der Wechselwirkung. Ist die kinetische Energie des Projektils größer als die Coulombschwelle, treten beide Wechselwirkungen auf.

8.1. Nukleon-Nukleon Wechselwirkung

Die NN Wechselwirkung bei der inelastischen Protonenstreuung an Atomkernen kann durch die zeitabhängige Schrödingergleichung

$$(H_0 + V)\psi = (H_N + K_0 + V)\psi = E\psi$$
(8.2)

beschrieben werden. Hierbei sind H_0 der Hamilton Operator, H_N der Hamilton Operator des Kerns, K_0 die kinetische Energie des Protons, V das Potential der Proton-Kern-Wechselwirkung und ψ die Wellenfunktion [57]. Die Eigenfunktionen von ψ sind durch die Lippmann-Schwinger-Gleichung

$$\psi^{\pm} = \phi^{\pm} + \frac{V}{E - H_0 \pm i\epsilon} V \psi^{\pm}$$
(8.3)

gegeben. Die Vorzeichen + und – beschreiben einlaufende und auslaufende Wellen. ϕ^{\pm} bezeichnet die Eigenfunktionen des ungestörten Systems und ψ^{\pm} die Eigenfunktionen der Lippman-Schwinger-Gleichung [57]. Die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen dem gestörten und dem ungestörten Zustand ist durch die Übergangsmatrix

$$T = \langle \phi^- | V | \psi^+ \rangle = V + \frac{V}{E - H_0 \pm i\epsilon}$$
(8.4)

gegeben [57]. Der differenzielle Wirkungsquerschnitt der NN Wechselwirkung für einen Kern mit Spin und Parität $J^{\pi} = 0^+$ lässt sich durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\left(\vec{k}_{i},\vec{k}_{f}\right) = \left(\frac{\mu_{i}\mu_{f}}{2\pi\hbar^{2}}\right)^{2} \frac{|\vec{k}_{f}|}{|\vec{k}_{i}|} \left|T\left(\vec{k}_{f},\vec{k}_{i}\right)\right|^{2}$$

$$(8.5)$$

ausdrücken. Hierbei sind $\vec{k}_{i/f}$ die Impulse des einlaufenden bzw. auslaufenden Protons und $\mu_{i/f}$ die reduzierte Masse vor bzw. nach der Wechselwirkung [57].

Das Potential der NN Wechselwirkung lässt sich als Summe

$$V = \sum_{n=1}^{A} v_n \tag{8.6}$$

der 2-Teilchen-Wechselwirkungen v_n zwischen dem Proton und den Nukleonen des Atomkerns darstellen. Hierbei ist *A* die Massenzahl des Atomkerns. Die erste Bornsche Näherung liefert für die Übergangsmatrix den Ausdruck

$$T \approx \langle \psi_f^- | \sum_{n=1}^A v_n | \psi_i^+ \rangle = \langle \psi_f^- | \sum_{n=1}^A t_n | \psi_i^+ \rangle.$$
(8.7)

Die 2-Teilchen-Wechselwirkung lässt sich mit Hilfe einer kinematischen Transformation aus der Übergangsmatrix für die Streuung freier Nukleonen gewinnen. Eine phänomenologische Beschreibung der freien Nukleon-Nukleon-t-Matrix wurde von Love und Franey für Einschussenergien zwischen 100 MeV und 800 MeV entwickelt [58]. Die nicht lokale t-Matrix wird dabei durch einen lokalen Operator

$$V(\vec{r}, \vec{p}) = V^{C}(r) + V^{LS}(r)\vec{L}\cdot\vec{S} + V^{T}(r)S_{12}$$
(8.8)

repräsentiert. Hierbei sind V^C der Zentralterm, V^{LS} der Spin-Bahn Term und V^T der Tensorterm, diese hängen von dem Abstand $r = |\vec{r_1} - \vec{r_2}|$ zwischen Proton und Atomkern ab. \vec{L} und \vec{S} bezeichnen den Drehimpulsoperator und den Spinoperator, S_{12} ist der Tensoroperator. Die Radialanteile von Zentral-, Spinbahn- und Tensorterm werden durch eine Summe von Yukawapotentialen in den Gleichungen (8.9) bis (8.11) ausgedrückt, wobei beim Tensorterm eine Multiplikation mit r^2 durchgeführt wird.

$$V^{C}(r) = \sum_{i=1}^{N_{C}} V_{i}^{C} \; \frac{exp(r/R_{i})}{r/R_{i}}$$
(8.9)

$$V^{LS}(r) = \sum_{i=1}^{N_C} V_i^{LS} \, \frac{\exp(r/R_i)}{r/R_i} \tag{8.10}$$

$$V^{T}(r) = \sum_{i=1}^{N_{C}} V_{i}^{T} r^{2} \frac{exp(r/R_{i})}{r/R_{i}}$$
(8.11)

Die Parameter V_i sind komplexe Stärkeparameter und R_i sind die Reichweiteparameter. Im Grenzfall kleiner Impulsüberträge $q \rightarrow 0$ sind die Spin-Bahn und Tensor Beiträge im Vergleich zum Zentralterm vernachlässigbar. In diesem Fall kann das Wechselwirkungspotential in die Spin-Isospin Übergangseigenschaften aufgeteilt werden, für das Potential folgt der Ausdruck

$$V(\vec{r},\vec{p}) = V_0^C(r) + V_\sigma^C(r) \,\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_\tau^C(r) \,\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + V_{\sigma\tau}^C(r) \,\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \,\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2.$$
(8.12)

Spinflip-Übergänge werden durch $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$ verursacht, der Isospinoperator $\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2$ bewirkt Isospinflip-Übergänge und der Spin-Isospin Operator führt zu simultanen Spinflip und Isospinflip. Weiter sind V_0^C der isoskalare spinunabhängige Teil, V_{τ}^C isovektorielle spinunabhängige Teil, V_{σ}^C der isoskalare spinabhängige Teil und $V_{\sigma\tau}^C$ der isovektorielle spinabhängige Teil.

Die Beiträge des Potentials in einem Bereich von 100 MeV bis 800 MeV für den Impulsübertrag q = 0 sind in Abbildung 63 zu sehen. Der V_0^C Anteil dominiert über die anderen Anteile des Potentials. Bei einer Energie von ca. 300 MeV tritt ein Minimum auf. Bei dieser Energie wird auch das gesamte Potential minimal. Dieser Energiebereich ist für Untersuchung von Spinflip-Isospinflip-Übergänge geeignet, da $V_{\sigma\tau}^C/V_0^C$ maximal wird. Der schwächste Anteil ist V_{σ}^C .



Abbildung 63: Energieabhängigkeit der Zentralterme der effektiven Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bei verschwindenden Impulsüberträgen $q \rightarrow 0$ MeV nach W. G. Love und M. A. Franey [58]. Abbildung entnommen aus Bassauer [50].

8.2. Elektromagnetische Wechselwirkung

Für Stoßparameter, die die Summe der Radien von Projektil und Targetkern $r_{coul} = r_p + r_t$ übersteigen, dominiert die elektromagnetische Wechselwirkung. Da bei kleinen Streuwinkeln die Projektile nur geringfügig abgelenkt werden, ist dies für extreme Vorwärtswinkel erfüllt. Das, als punktförmig angenommene, Projektil wird bei dieser Betrachtung durch das elektrische Feld des Targetkerns auf einer hyperbolischen Bahn abgelenkt. Eine vereinfachte Darstellung dieses Streuprozesses ist in Abbildung 64 zu sehen.



Abbildung 64: Klassische Beschreibung des Streuprozesses. Das Projektil wird auf einer hyperbolischen Bahn abgelenkt. Hierbei sind Z_1 und Z_2 die Ladungszahlen von Projektil und Target, \vec{k} und \vec{k}' die Impulse des Projektils vor und nach der Wechselwirkung, \vec{r} der Abstand zwischen Projektil und Target, θ der Streuwinkel und *b* der Stroßparameter. Die Achsen *x*, *y* und *z* spannen das Koordinatensystem auf. Abbildung entnommen aus Martin [55].

Der differenzielle Wirkungsquerschnitt dieser Wechselwirkung für punktförmige Spin-0 Kerne ist durch die Rutherfordsche Streuformel

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_0}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}$$
(8.13)

gegeben. E_0 und θ bezeichnen die kinetische Energie des Projektils bzw. den Streuwinkel. Unter Berücksichtigung relativistischer Energien der Projektile, geht der Rutherford-Wirkungsquerschnitt in den Mott-Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} \left(1 - \beta^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$$
(8.14)

über, wobei *β* die Geschwindigkeit des Projektils in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit ist. Der Wirkungsquerschnitt der Anregung vom Anfangszustand $|i\rangle$ auf den Endzustand $|f\rangle$ mit der Übergangswahrscheinlichkeit $P_{i\rightarrow f}$ ist durch

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} P_{i\to j}$$
(8.15)

gegeben [59]. Die Wahrscheinlichkeit $P_{i \to f} = |a_{i \to f}|^2$ lässt sich für ein zeitabhängiges elektromagnetisches Feld $V(\vec{r}(t))$ unter der Annahme schwacher Anregungen in der Störungstheorie erster Ordnung berechnen. Die Anregungsamplitude ist gegeben durch

$$a_{i \to f} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} < f \left| V(\vec{r}(t)) \right| i > dt,$$
(8.16)

hierbei stehen \hbar für das planksche Wirkungsquantum und $\omega = (E_i - E_f)/\hbar$ für die Übergangsfrequenz [59]. Eine Multipolentwicklung des elektromagnetischen Feldes führt zu der Darstellung

$$a_{i \to f} = i \sum_{\lambda} \chi_{i \to f}^{\pi \lambda} f_{\lambda}(\xi), \tag{8.17}$$

der Anregungsamplitude, mit Parität π und Multipolarität λ , dem Stärkeparameter $\chi_{i \to f}^{\pi \lambda}$ und dem Faktor $f_{\lambda}(\xi)$, der von dem Adiabatizitätsparameter $\xi = \omega b/\gamma v$ abhängt [59]. Hierbei sind γ der Lorentzfaktor und v die Geschwindigkeit des Projektils. Der Stärkeparameter beschreibt die Wirkung des elektromagnetischen Feldes in Form von Matrixelementen der elektrischen und magnetischen Multipolmomente bei gegebener Parität und Multipolarität und ist ein Maß für die Stärke der Wechselwirkung. Der Faktor $f_{\lambda}(\xi)$ beschreibt die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Adiabatizität. Der totale Wirkungsquerschnitt der Coulombanregung für gegebene Parität und Multipolarität ist gegeben durch

$$\sigma_{\pi\lambda} = 2 \pi \int_{r_{coul}}^{\infty} P_{i \to f}(b) b \ db \approx 2 \pi \int_{r_{coul}}^{b_a} |\chi_{i \to f}^{\pi\lambda}(b)| \ b \ db.$$
(8.18)

Die obere Integrationsgrenze b_a ist der Stoßparameter, bei dem $\xi = 1$ gilt. Für Atomkerne mit Spin und Parität $J^{\pi} = 0^+$ im Grundzustand ist der Wirkungsquerschnitt durch

$$\sigma_{\pi\lambda} \approx \pi \left(\frac{Z_1^2 e^2}{\hbar c}\right)^2 \frac{B(\pi\lambda, 0 \to \lambda)}{e^2 r_{coul}^{2\lambda}} \begin{cases} (\lambda - 1)^{-1}, & \text{falls } \lambda \ge 2\\ 2\ln\left(\frac{b_a}{r_{coul}}\right), & \text{falls } \lambda = 1 \end{cases}$$
(8.19)

gegeben [59]. Gleichung (8.19) zeigt, dass eine Messung des Wirkungsquerschnitts die reduzierte Übergangsstärke $B(\pi\lambda)$ liefert. Umgekehrt kann eine theoretisch berechnete Übergangstärke einen modellabhängigen Wirkungsquerschnitt liefern.

9. Protonenstreuexperimente am RCNP

Am Research Center for Nuclear Physics (RCNP) in Osaka, Japan [60], wurde ein hochauflösendes Experiment der Form X(p, p')X mit einem Protonenstrahl der Energie $E_{Kin} = 295$ MeV an den Zr-Isotopen 90 Zr, 92 Zr, 94 Zr und 96 Zr unter extremen vorwärtswinkeln einschließlich 0° durchgeführt. Neben der High Intensity Polarized Ion Source (HIPIS) [61] für Experimente mit polarisierten Protonen steht eine NEOMAFIOS ECR Ionenquelle für Experimente mit unpolarisierten Protonen zur Verfügung [54]. Die Beschleunigeranlage und der Experimentierplatz sind in Abbildung 65 schematisch dargestellt.



AVF cyclotron facility

Abbildung 65: Überblick über die Beschleunigeranlage am RCNP. Die Protonen werden in dem AVF-Zyklotron vorbeschleunigt und im Anschluss in dem Ringzyklotron auf eine kinetische Energie von E = 295 MeV beschleunigt. Durch die West-Süd-Strahlführung wird der Protonenstrahl zum Grand-Raiden-Spektrometer transportiert. Abbildung entnommen aus Poltoratska [52].

Der Protonenstrahl wird zuerst in einem Zyklotron mit einem azimutal variierenden Feld (AVF) auf 54 MeV vorbeschleunigt und anschließend in einem Ringzyklotron auf eine kinetische Energie von 295 MeV beschleunigt. Der Protonenstrahl wird durch die West-Süd-Strahlführung zu dem Experimentierplatz, an dem sich das Grand-Raiden-Spektrometer (GR) befindet, transportiert.

Vor dem Grand-Raiden-Spektrometer sind zwei Beamlinepolarimeter (BLP) in die Strahlführung eingebaut, die bei Experimenten mit polarisierten Protonen zur Messung der Polarisation des Protonenstrahls eingesetzt werden. Da die Anzahl der von den BLP gemessenen Ereignissen proportional zur Intensität des Protonenstrahls ist, können die BLP auch zur Bestimmung der Effizienz der Faraday-Cups verwendet werden. Bei dem durchgeführten Experiment wurde nur BLP2 verwendet.

In der Streukammer trifft der Protonenstrahl auf ein Target in Form einer dünnen Metallfolie. Ein Teil der Protonen wechselwirkt mit dem Target und wird an diesem gestreut. An die Streukammer sind zwei Spektrometer angeschlossen. Dabei handelt es sich um das Grand-Raiden-Spektrometer und das Large-Acceptance-Spektrometer (LAS). Ersteres dient zur Messung der inelastisch gestreuten Protonen, wohingegen letzteres zur Beobachtung der vertikalen Position des Strahlflecks auf dem Target verwendet wird.

9.1. Das Grand-Raiden-Spektrometer

Bei dem Grand-Raiden-Spektrometer handelt es sich um ein aus mehreren Magneten bestehendes Magnetspektrometer. Die gestreuten Protonen werden im Magnetfeld des Spektrometers durch die Lorentzkraft abgelenkt. Unterschiedliche Impulsüberträge der gestreuten Protonen auf das Target führen zu unterschiedlichen Trajektorien im Magnetsystem und somit zu unterschiedlichen Auftrefforten und Auftreffwinkeln im Detektorsystem des Spektrometers. Das Magnetsystem besteht aus einer Q1-SX-Q2-D1-MP-D2-DSR Magnet-anordnung. Hierbei stehen Q für Quadrupol, SX für Sextupol, D für Dipol, MP für Multipol und DSR für "Dipol für Spin Rotation". Der Multipolmagnet wurde während des Experiments nicht verwendet. Eine schematische Darstellung des Grand-Raiden-Spektrometers ist in Abbildung 66 zu sehen, weitere technische Details sind in Tabelle 6 aufgelistet.



Abbildung 66: Experimentieraufbau für Streuexperimente unter 0° am Grand-Raiden-Spektrometer. Das Magnetsystem besteht aus zwei Dipolmagneten (D1, D2), zwei Quadrupolmagneten (Q1, Q2), einem Sextupolmagneten (SX), einem Multipolmagneten (MP) und einem Magneten für Spin Rotation (DSR). Abbildung entnommen aus Tamii [53].

Magnetsystem	Q-SX-Q-D-MP-D-DSR
Ablenkradius der Sollbahn	3 m
Ablenkwinkel	162°
Durchstoßwinkel durch Detektorsystem	45°
Maximale magnetische Steifigkeit	5,4 Tm
Vertikale Vergrößerung	5,98
Horizontale Vergrößerung	-0,417
Impulsakzeptanz	±2,5%
Impulsauflösung	$2,7 \cdot 10^{-5}$
Raumwinkelakzeptanz	msr
Horizontale Winkelakzeptanz	±20 mr
Vertikale Winkelakzeptanz	<u>±</u> 70 mr

Tabelle 6: Aufgelistet sind technische Details des Grand-Raiden-Spektrometers. Daten entnommen aus Tamii [53].

9.1.1. Detektorsystem des Grand-Raiden-Spektrometers

Das Detektorsystem des Grand-Raiden-Spektrometers besteht aus vier Vieldrahtdriftkammern und zwei Plastikszintillatoren. Aufbau und Funktionsweise ähneln dem Detektorsystem des in Teil 1 beschriebenen QCLAM-Spektrometers (vgl. Abschnitt 2.5.3). Das Detektorsystem ist in Abbildung 67 schematisch dargestellt.



Abbildung 67: Schematische Darstellung des Detektorsystems des Grand-Raiden-Spektrometers. Das Detektorsystem besteht aus 4 Vieldrahtdriftkammern und zwei Plastikszintillatoren. Abbildung entnommen aus Matsubara [56].

Die Vieldrahtdriftkammern dienen zum Messen der Durchstoßorte x_d in dispersiver und y_d in nichtdispersiver Richtung sowie der Durchstoßwinkel θ_d und Φ_d in dispersiver bzw. nichtdispersiver Richtung durch das Detektorsystem. Die Koordinaten in dispersiver Richtung werden mit den Vieldrahtdriftkammern X₁ und X₂ gemessen, die Messung der Koordinaten in nicht dispersiver Richtung erfolgt mit den Vieldrahtdriftkammern U₁ und U₂. Die Drähte der U-Driftkammern sind gegenüber den Drähten der X-Driftkammern um 48,19° gedreht, wodurch aus der *u*-Koordinate die y_d -Koordinate berechnet werden kann. Die benötigten Zeitinformationen für die Umrechnung der Driftzeiten in Driftlängen werden von den Szintillatoren geliefert. Damit ist es möglich die Trajektorien der Protonen durch das Detektorsystem zu rekonstruieren. Mit Kenntnis der Trajektorien können Abbildungsfehler auch nach der Durchführung des Experiments korrigiert werden. Eine Zusammenfassung der technischen Details der Driftkammern des Grand-Raiden-Spektrometers ist in Tabelle 7 aufgelistet. Die Konfiguration der Driftkammern ist in Abbildung 68 zu sehen.

Tabelle 7: Aufgelistet sind die technischen Details der Vieldrahtdriftkammern des Grand-Raiden-Spektrometers. Daten entnommen aus Tamii [53].

Drahtanordnung	0° (X), 48,19° (U)
Aktive Fläche	1150 mm (Breite) · 120 mm (Höhe)
Zähldrahtanzahl	192 (X), 208 (U)
Abstand zwischen Anode und Kathode	10 mm
Abstand zwischen benachbarten Drähten	2 mm
Abstand zwischen Zähldrähten	6 mm (X), 4mm (U)
Potentialdiffernez	5,6 kV
Dicke der Eintritts- und Austrittsfenster	12,5 µm Kohlenstoff Aramid Schicht
Zähldrähte	20 µm goldüberzogene Wolfram Drähte
Potentialdrähte	50 μm goldüberzogene Beryllium-Kupfer Drähte
Kathode	10 μm Kohlenstoff-Aramid Folie
Gasgemisch	Argon (70%) + Isobutan (30%) +Isopropanol



Abbildung 68: Konfiguration der Vieldrahtdriftkammern. Die Pfeile geben die Zählrichtung der Drähte an. Abbildung entnommen aus Tamii [53].

Protonen, die die Vieldrahtdriftkammern durchqueren, ionisieren das Gasgemisch entlang ihrer Trajektorie wobei Elektron-Ion-Paare entstehen. Durch die anliegende Hochspannung von 5,6 kV zwischen den Zähldrähten und den Kathodenfolien der Driftkammern werden die Elektronen beschleunigt und erzeugen lawinenartig sekundäre Elektron-Ion-Paare. Eine schematische Trajektorie eines Protons durch eine Vieldrahtdriftkammer ist in Abbildung 69 zu sehen.



Abbildung 69: Schematische Darstellung der Trajektorie eines Protons durch eine Vieldrahtdriftkammer. Zwischen den beiden Kathodenfolien befinden sich die Zähldrähte. Alle Feldlinien, die in einem Zähldraht enden bilden eine Driftzelle. Die beiden Feldhomogenisierungsdrähte zwischen den zwei Zähldrähten verhindern das Überspringen von Signalen in eine benachbarte Driftzelle. Abbildung entnommen aus Martin [55].

9.2. Das Large-Acceptance-Spektrometer

Das Large-Acceptance-Spektrometer besteht aus einem Quadrupol und einem Dipolmagneten. Es hat eine Raumwinkelakzeptanz von 20 msr und eine Impulsauflösung von $\Delta p/p = 2 \cdot 10^{-4}$. Das Detektorsystem ist ähnlich dem des Grand-Raiden-Spektrometers aufgebaut und besteht aus drei Vieldrahtdriftkammern und zwei Plastikszintillatoren als Trigger. Eine schematische Darstellung des LAS ist in Abbildung 70 zu sehen.



Abbildung 70: Schematische Darstellung des Large-Acceptance-Spektrometers. Abbildung entnommen aus Matsubara [56].

Aufgabe des LAS im durchgeführten Experiment war es die vertikale Position des Protonenstrahls auf dem Target zu messen. Aufgrund der großen vertikalen Vergrößerung von 7,3 ist das LAS empfindlich für eine Änderung der vertikalen Position des Strahlflecks auf dem Target. Um die Auflösung der Strahlposition zu verbessern, wird ein horizontaler, 8 mm breiter Kollimator verwendet, der die vertikale Akzeptanz des LAS auf ± 6 mr reduziert. Damit ist es möglich eine Verschiebung der Strahlfleckposition von 0,01 mm zu messen [54]. Am Grand-Raiden-Spektrometer kann bei Winkeln unter 6° einschließlich 0° kein Kollimator verwendet werden, da dieser durch Streuung an den Kanten zusätzlichen Untergrund erzeugen würde. Weitere technische Daten zum LAS-Spektrometer und den Vieldrahtdriftkammern sind in den Tabellen Tabelle 8 und Tabelle 9 aufgelistet. Primär werden quasi frei gestreute Protonen bei einem Spektrometerwinkel von 60° gemessen.

Magnetsystem	QD
Ablenkradius der Sollbahn	1,5 m
Ablenkwinkel	70°
Durchstoßwinkel durch Detektorsystem	57°
Maximale magnetische Steifigkeit	3,2 Tm
Vertikale Vergrößerung	-7,3
Horizontale Vergrößerung	-0,4
Impulsakzeptanz	±15%
Impulsauflösung	$2 \cdot 10^{-4}$
Raumwinkelakzeptanz	20 msr
Horizontale Winkelakzeptanz	<u>±</u> 60 mr
Vertikale Winkelakzeptanz	±100 mr

Tabelle 8: Technische Details des Large-Acceptance-Spektrometers. Daten entnommen aus Tamii [53].

Drahtanordnung	0° (X), -31° (U), 31° (V)
Aktive Fläche	1700 mm (Breite) · 350 mm (Höhe)
Zähldrahtanzahl	272 (X), 256 (U), 256 (V)
Abstand zwischen Anode und Kathode	10 mm
Abstand zwischen benachbarten Drähten	2 mm (X), 2,33 (U), 2,33 (V)
Abstand zwischen den Zähldrähten	4 mm
Potentialdifferenz	5,5 kV
Dicke der Eintritts- und Austrittsfenster	25 μm (Kohlenstoff Aramid Schicht)
Zähldrähte	20 µm goldüberzogene Wolfram Drähte
Potentialdrähte	50 µm goldüberzogene Beryllium-Kupfer Drähte
Kathode	10 μm Kohlenstoff-Aramid Folie
Gasgemisch	Argon (70%) + Isobutan (30%) +Isopropanol

Tabelle 9: Technische Details der Vieldrahtdriftkammern des Large-Acceptance-Spektrometers. Daten entnommen aus Tamii [53].

9.3. Aufbau für die Protonenstreuung unter 0° und endlichen Streuwinkeln

Bei Messungen unter einem Spektrometerwinkel von 0° wird der Primärstrahl hinter dem Target im Grand-Raiden-Spektrometer zum 0° Faraday-Cup hinter dem Detektorsystem transportiert. Vor dem Faraday-Cup befindet sich ein zusätzlicher Magnet, der Elektronen, die im Faraday-Cup erzeugt werden, davon abhält zum Detektorsystem zu gelangen. Für die Messungen bei einem endlichen Streuwinkel wird ein Rohr der Strahlführung zwischen dem Quadrupol Duplett und dem Strahlfänger entfernt, wodurch das Spektrometer gedreht werden kann. Für die Strahlstrommessung unter endlichen Streuwinkeln werden der Faraday-Cup hinter dem Q1 Magneten und der Faraday-Cup in der Streukammer verwendet. Eine schematische Darstellung des Aufbaus ist in Abbildung 71 zu sehen.



Abbildung 71: Experimenteller Aufbau für die Messung bei 0°. Der ungestreute Protonenstrahl wird zusammen mit den gestreuten Protonen im Grand-Raiden-Spektrometer abgelenkt und seitlich an den Driftkammern vorbei zum 0°-Faraday-Cup transportiert. Das Fokalebenen-Polarimeter wird nur bei Experimenten mit polarisierten Protonen verwendet und fand im durchgeführten Experiment keine Verwendung. Abbildung entnommen aus Poltoratska [52].

9.4. Durchführung des Experiments

Das Experiment wurde zusammen mit einem weiteren Experiment im Zeitraum vom 26. Mai 2015 bis zum 11. Juni 2015 durchgeführt. Während dieser Zeit wurden Zr-Isotope und Sn-Isotope der beiden Experimente abwechselnd mit einem unpolarisierten Protonenstrahl der Energie E = 295 MeV gemessen. Die Dauer eines Runs der Primärtargets betrug eine Stunde. Zwischen den Runs der Primärtargets der beiden Experimente wurden für die Energiekalibrierung jeweils 15 Minuten mit einem Kohlenstofftarget gemessen. Bedingt durch den hohen Untergrund schwankte die Totzeit der einzelnen Messungen stark und erreichte teilweise einen Wert von bis zu 80%. Messungen wurden bei den Spektrometerwinkeln 0°, 2,5° und 4,5° mit Strahlströmen von 1 nA bis 8 nA durchgeführt. Um eine gute Streuwinkelauflösung und Subtraktion des Untergrunds zu gewährleisten, wird ein vertikal defokussierender Modus verwendet (vgl. Abschnitt 9.6). Für die Rekonstruktion der Streuwinkel wurde eine Lochblendenmessung durchgeführt (vgl. Abschnitt 9.8).

9.5. Verwendete Targets

Die verwendeten Targets sind selbsttragende, teilweise hoch angereicherte Metallfolien. Die Primärtargets sind ⁹²Zr und ⁹⁴Zr mit einer Massenbelegung von ca. 4 mg/cm² und Anreicherungen von 94,57 % und 96,28 %. Das Isotop Zr⁹⁰ wurde als Referenz zu einem vorherigen Experiment gemessen [62]. Zusätzlich wurde ⁹⁶Zr bei dem Spektrometerwinkel 0° gemessen. Für die Energiekalibrierung wird ein Target aus natürlichem Kohlenstoff mit einer Massenbelegung von 1 mg/cm² verwendet. Das ²⁶Mg-Target kann zur Überprüfung der Energiekalibrierung verwendet werden. Die Lochblendenmessung erfolgt mit einem ⁵⁸Ni-Target mit einer Massenbelegung von 100,1 mg/cm². Das CH₂ Target wurde für die Strahloptimierung verwendet, weitere CH₂-Targets befinden sich in den BLP. Eine Auflistung der verwendeten Targets ist in Tabelle 10 gegeben. Die Targets werden auf einer Targetleiter aus Aluminium befestigt.

Anreicherung	Massenbelegung	
97,65%	4,125 mg/cm ²	
94,57 %	4 mg/cm ²	
96,28 %	4 mg/cm ²	
57,36 %	3.8 mg/cm ²	
Natürliche	1 mg/cm ²	
Isotopenhäufigkeit		
_	2,3 mg/cm ²	
_	100,1 mg/cm ²	
_	1,16 mg/cm ²	
	Anreicherung 97,65% 94,57 % 96,28 % 57,36 % Natürliche Isotopenhäufigkeit – –	

Tabelle 10: Liste der verwendeten Targets mit Anreicherung und Massenbelegung. Die Haupttargets sind ⁹²Zr und ⁹⁴Zr, natürlicher Kohlenstoff dient zur Energiekalibrierung, ²⁶Mg dient zur Überprüfung der Energiekalibrierung und ⁵⁸Ni wird bei der Lochblendenmessung verwendet.

9.6. Der unterfokussierunde Modus

Bei Messungen unter 0° sind der horizontale und der vertikale Streuwinkel von gleicher Relevanz. Mit der Standardmagnetfeldeinstellung des Grand-Raiden-Spektrometers werden horizontale und vertikale Trajektorien der gestreuten Protonen in der Fokalebene fokussiert. Mit dieser Standardeinstellung des ionenoptischen Systems wird der vertikale Streuwinkel primär durch den vertikalen Durchstoßwinkel durch die Fokalebene ermittelt. Bedingt durch die kleine vertikale Winkelvergrößerung von 1/5,98 wird die vertikale Winkelauflösung schlechter als 20 mr. Daher wird ein vertikal defokussierender Modus (überfokussierend oder unterfokussierend) verwendet, wodurch der horizontale und der vertikale Streuwinkel mit einer größeren Genauigkeit gemessen werden können. Die unterschiedlichen Modi sind in Abbildung 72 schematisch dargestellt.



Abbildung 72: Trajektorien gestreuter Protonen in der vertikalen Ebene mit $\Phi_t = 0^\circ, \pm 2,63^\circ$ und $y_t = \pm 1 \text{ mm}$ für drei unterschiedlich fokussierenden Modi. Abbildung entnommen aus Poltoratska [52].

Ein milder unterfokussierender Modus wird verwendet, indem das Magnetfeld des ersten Quadrupols (Q1) um 5 % relativ zur Standardeinstellung reduziert wird. Die Abhängigkeit des vertikalen Streuwinkels von den vertikalen ionenoptischen Parametern ist im unterfokussierenden Modus geringer als im überfokussierenden Modus. Zusätzlich bietet der unterfokussierende Modus einen Vorteil bei der Subtraktion des Untergrunds [54].

9.7. Faraday Cups

Während der Durchführung des Experiments kamen drei unterschiedliche Faraday-Cups für die Messung des Strahlstroms zum Einsatz. Bei Messungen unter 0° wird der 0° Faraday-Cup (0°FC) 12 m hinter dem Detektorsystem verwendet. Der Faraday-Cup hinter dem ersten Quadrupol (Q1FC) wird bei Messungen unter den Spektrometerwinkeln 2,5° und 4,5° verwendet. Ein weiterer Faraday-Cup (SCFC) befindet sich in der Streukammer, dieser wird bei größeren Spektrometerwinkeln beispielsweise für die Detektion von elastisch gestreuten Protonen während der Lochblendenmessung verwendet.

Aufgrund von Verlusten beim Strahltransport von der Streukammer zu den beiden anderen Faraday-Cups muss eine Kalibrierung zur Bestimmung der Effizienzen der Faraday-Cups durchgeführt werden. Typischerweise liegen die Effizienzen bei über 97% [54, 56].

9.8. Lochblendenmessung

Für die Rekonstruktion der Streuwinkel am Ort des Targets aus den im Detektorsystem gemessenen Durchstoßorten und Durchstoßwinkeln wird eine Reihe von Kalibrierungsmessungen mit einer Messinglochblende durchgeführt (Sieve-Slit Messung). Die verwendete Lochblende mit 25 Löchern wird in Abbildung 73 gezeigt. Bedingt durch die komplizierten ionenoptischen Eigenschaften wird das Muster der Lochblende im Detektorsystem verzerrt abgebildet. Die 25 Löcher sind in 5 Zeilen und 5 Spalten angeordnet. Der horizontale Abstand der Löcher beträgt 5 mm und der vertikale Abstand beträgt 12 mm. Der Abstand vom Target zur Mitte der Lochblende beträgt 585 mm. Somit ergeben sich definierte Streuwinkel mit Schrittgrößen von 0,49° in horizontaler und 1,18° in vertikaler Richtung. Für eine bessere Identifizierung der verzerrten Bilder der Löcher haben das mittlere und eines der äußeren Löcher einen Durchmesser von 3 mm während die anderen 23 Löcher einen Durchmesser von 2 mm haben.



Abbildung 73: Schematische Darstellung der Messinglochblende ("Sieve-Slit"). Die definierten Löcher werden im Detektorsystem als verzerrte Punkte abgebildet. Mit den Informationen aus den Vieldrahtdriftkammern können die Streuwinkel am Ort des Targets rekonstruiert werden. Abbildung entnommen aus Tamii [63].

Als Target für die Sieve-Slit Messung wird ein selbsttragendes ⁵⁸Ni-Plättchen mit einer Massenbelegung von 100,1 mg/cm² verwendet. Das Grand-Raiden-Spektrometer wird für die Messung bei einem Spektrometerwinkel von 16° positioniert. Die elastische Linie wird durch Variation der Magnetfeldstärke um +1,2 %, +1,8%, +2,6 %, +3,2 % und +4,2 % relativ zum Standard Unterfokussierungsmodus über die Fokalebene geschoben, um die volle Impulsakzeptanz des Spektrometers abzudecken. Für jede Magnetfeldeinstellung werden 3 Messungen mit unterschiedlichen vertikalen Strahlfleckpositionen auf dem Target (-1 mm, 0 mm, +1 mm) durchgeführt, um diese Auswirkung auf die Abbildungseigenschaften des Spektrometers zu untersuchen.

10. Analyse der Protonenstreudaten

Für die Analyse der Daten wird der Programmcode ANALYZER [53], der am RCNP entwickelt wurde, verwendet. Der ANALYZER ist primär in der Programmiersprache C geschrieben und verwendet HBOOK und PAW(++) Pakete der CERN Bibliotheken [64, 65]. Die Software wurde für die Online und Offline Datenanalyse angepasst.

Die vom ANALYZER erzeugten Histogramme können mit PAW(++) analysiert und exportiert werden. Für die weitere Analyse wurden die Histogramme aus PAW exportiert und in Mathematica 11 [32] importiert. Das iterative Verfahren der Analyse ist in Abbildung 74 dargestellt. Die Analyse kann in die folgenden Schritte, von denen jeder in einem der folgenden Unterkapitel beschrieben wird, unterteilt werden:

- Identifizierung der Teilchen
- Konvertierung der Driftzeiten in Driftlängen
- Kalibrierung der Streuwinkel
- Kinematische Korrektur
- Korrekturen der Aberrationen höherer Ordnung des Spektrometers
- Kalibrierung der Anregungsenergien
- Subtraktion des Untergrunds
- Bestimmung der Effizienz der Vieldrahtdriftkammern
- Bestimmung der Effizienz der Faraday-Cups
- Extraktion des doppelt differenziellen Wirkungsquerschnitts



Abbildung 74: Prozedur der Analyse. Zu Beginn werden die Rohdaten vom Eventbuilder bearbeitet, dieser Schritt muss nur ein Mal durchgeführt werden. In den beiden Definitionsdateien hist.def und run####.def sind Definitionen für Konstanten, Gates, Histogramme usw. enthalten. Die Datei run####.def enthält spezifische Definitionen für den Run mit der Nummer ####. Der Analyzer liest die Daten ein und verwendet die Definitionsdateien um Histogramme zu erstellen, diese werden als hbook Dateien gespeichert und können mit PAW ausgelesen werden. Die Histogramme werden aus PAW exportiert und in Mathematica für die weitere Auswertung importiert. Nach der Auswertung werden die gewonnenen Korrekturen den Definitionsdateien hinzugefügt.

10.1. Identifizierung der Teilchen

Bei Protonenstreuexperimenten unter extremen Vorwärtswinkeln ist inelastische Protonenstreuung die dominierende Reaktion. Durch Übertragungsreaktionen können andere leichte Ionen entstehen. Die Identifikation der Teilchen ermöglicht es die inelastisch gestreuten Protonen von anderen leichten Ionen zu separieren. Den größten Beitrag zum Untergrund liefern in der Regel Deuteronen [52]. Die Identifizierung der einzelnen Teilchen erfolgt durch das Auftragen des Energieverlusts im Plastikszintillator über die Flugzeit. Der Energieverlust von geladenen Teilchen beim Durchqueren von Materie hängt von der Ladung und der Geschwindigkeit ab und wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung [66] beschrieben. Die Plastikszintillatoren werden von beiden Seiten ausgelesen, wodurch ein gemittelter Energieverlust ΔE , der unabhängig von der Position im Plastikszintillator ist, gemessen wird. In Abbildung 75 ist die zweidimensionale $\Delta E - TOF$ -Ebene zu sehen. Die Protonen sind gut erkennbar, Deuteronen und andere leichte Ionen sind nicht zu erkennen.



Abbildung 75: In der zweidimensionalen Energieverlust-Flugzeit-Ebene können die Teilchen Identifiziert werden. Die Protonen sind durch gelbe Rechtecke markiert. Andere Teilchen sind nicht vorhanden. Bei dem hellen Streifen bei $\Delta E = 90$ Kanäle handelt es sich um Untergrund, da Anzahl der Ereignisse unabhängig von der Flugzeit ist.

10.2. Konvertierung der Driftzeiten in Driftlängen

In den Vieldrahtdriftkammern werden die Driftzeiten der erzeugten Elektronen zu den Anodendrähten gemessen. Die Elektronen bewegen sich mit einer näherungsweise konstanten Geschwindigkeit von ca. 5 cm/ μ s. In der Nähe der Anodendrähte kann das elektrische Feld nicht als konstant angesehen werden, wodurch die Driftgeschwindigkeit nicht mehr als konstant angenommen werden kann. Dies führt zu einer Häufung von kurzen Driftzeiten. Nach der Berechnung der Driftstrecken können Durchstoßorte und Durchstoßwinkel durch die Drahtebenen und somit auch die Trajektorie des Protons rekonstruiert werden.

Die Zeitdifferenzen zwischen dem Drahtsignal und dem verzögerten Signal des Plastikszintillators werden mit Hilfe von Time-To-Digital Konvertern (TDCs) gemessen. Das erforderliche Startsignal für die Zeitmessung liefert der Plastikszintillator, die Stoppsignale werden von den Vieldrahtdriftkammern geliefert. Dadurch sind kurze Driftzeiten bei großen TDC-Kanälen zu finden und umgekehrt. Für die Konvertierung der Driftzeiten in Driftlängen wird ein "weißes Spektrum" mit homogen verteilten Ereignissen untersucht (Abbildungen 76 und 77).



Abbildung 76: Konvertierung der Driftzeiten (links) in Driftlängen (rechts) für die Vieldrahtdriftkammern. Gezeigt sind exemplarische Histogramme für die X₁ Vieldrahtdriftkammer. Der Peak der Driftzeiten ist auf die Inhomogenität des elektrischen Feldes in der Nähe der Zähldrähte zurückzuführen. Aufgrund der konstanten Driftgeschwindigkeit sind die Driftzeiten für Ereignisse im homogenen Feldbereich flach verteilt. Nach der Konvertierung stellen die Driftlängen eine flache Verteilung dar.



Abbildung 77: Verteilung der Ereignisse in der Driftlänge-Driftzeit-Ebene. Näherungsweise ergibt sich für die Driftlänge eine lineare Abhängigkeit von der Driftzeit. Die Abweichung bei großen TDC Kanälen ist auf die Inhomogenität des elektrischen Feldes in der Nähe der Zähldrähte zurückzuführen, bei kleinen Werten führen Randeffekte zu einer Abweichung von der linearen Abhängigkeit.

10.3. Kalibrierung der Streuwinkel

Die horizontalen und vertikalen Streuwinkel θ_t und ϕ_t am Ort des Targets können mit Kenntnis der zugehörigen Durchstoßorte (x_d , y_d) und Durchstoßwinkel (θ_d , ϕ_d) im Detektorsystem rekonstruiert werden. Der horizontale Streuwinkel hängt primär von dem horizontalen Durchstoßwinkel θ_d ab, wohingegen der vertikale Streuwinkel aufgrund des unterfokussierenden Modus primär von der vertikalen Position y_d abhängt. Zusätzlich wird die vertikale Position des Strahlflecks auf dem Target durch die vertikale Position y_{LAS} im Detektorsystem des LAS berücksichtigt. Die Rekonstruktion der Streuwinkel erfolgt durch anpassen der Polynome

$$\theta_t(x_d, \theta_d) = \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 a_{ij} \, x_d^i \, \theta_d^j \tag{10.1}$$

$$\phi_t(x_d, \theta_d, y_d, \phi_d, y_{LAS}) = \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 \sum_{k=0}^1 \sum_{l=0}^1 b_{ijkl} x_d^i \theta_d^j y_d^k \phi_d^l + \sum_{i=0}^1 c_m x_d^i y_{LAS}$$
(10.2)

an die gemessenen Positionen bzw. Winkel. Hierbei sind a_{ij} , b_{ijkl} und c_m die anzupassenden Parameter. Die Streuwinkel sind durch die Löcher der Lochblende (vgl. Abschnitt 9.8) definiert. Im Detektorsystem werden diese Löcher in Form von 25 Punkten verzerrt abgebildet. Im Vergleich mit vorangegangenen Experimenten [55, 54, 67] zeigt sich eine schlechte Auflösung der y_d -Komponente. In Abbildung 78 ist ein Vergleich zwischen der Arbeit von Martin [55] und dieser Messung zu sehen. Anstatt der 25 Löcher sind 5 Streifen zu erkennen. Weiterhin sind nicht alle Löcher der letzten Spalte ausgeleuchtet.



Abbildung 78: Vergleich der Lochblendenmessung zwischen zwei Experimenten. Links: Lochblendenmessung eines vorangegangenen Experiments. Alle 25 Löcher der Lochblende sind zu erkennen. Abbildung entnommen aus Martin [55]. Rechts: Bei dem in dieser Arbeit diskutierten Experiment sind anstatt der 25 Löcher 5 Streifen zu sehen.

Die vertikale Position des Strahlflecks auf dem Target wird direkt durch Anpassen einer Gaußkurve an das eindimensionale y_{LAS} -Histogramm gewonnen. Für die Rekonstruktion der Streuwinkel werden nur elastisch gestreute Protonen betrachtet, dies wird mit einem Gate auf die elastische Linie sichergestellt. Für jede Magnetfeldeinstellung muss das Gate einzeln definiert werden. Die Koordinaten und Winkel im Detektorsystem des Grand-Raiden-Spektrometers werden durch Projektion der zweidimensionalen Histogramme $x_d - \theta_d$ und $y_d - \Phi_d$ auf die entsprechenden Achsen erhalten. In beiden Histogrammen liegen jeweils fünf Löcher Übereinander, so dass nur 5 Löcher zu erkennen sind. Die übereinanderliegenden Löcher lassen sich durch ein Gate auf Φ_d bzw. θ_d trennen. An die Projektionen auf die Achsen werden ebenfalls Gaußkurven angepasst. Beispiele der verwendeten Histogramme sind in Abbildung 79 dargestellt. Die elastische Linie ist in vier gut erkennbare Peaks unterteilt, dies ist auf die Kinematik des Streuprozesses (vgl. Abschnitt 10.4) und auf die ionenoptischen Eigenschaften des Spektrometers (vgl. Abschnitt 10.5) zurückzuführen.



Abbildung 79: Extraktion der Koordinaten für die Analyse der Lochblendenmessung. Die vertikale Position des Protonenstrahls wird mit dem LAS gemessen (oben links). Für die Auswertung der Koordinaten im Detektorsystem des GR wird ein Gate auf die elastische Linie verwendet (oben rechts). Die x_d - und θ_d -Positionen werden unter Verwendung eines Gates auf Φ_d ermittelt (unten links). Mit einem Gate auf θ_d werden die y_d - und Φ_d -Positionen ermittelt (unten rechts).

An die gewonnenen Koordinaten und Winkel werden die Polynome aus den Gleichungen (10.1) und (10.2) durch einen mehrdimensionalen Fit unter Minimierung der Fehlerquadrate angepasst. Dies geschieht mit dem Programm SS-Fit, welches die GNU scientific library [68] verwendet. Die Koeffizienten der angepassten Polynome sind in Tabelle 11 aufgelistet. Alle nicht aufgelisteten Fitparameter wurden gleich Null gesetzt. Der horizontale Streuwinkel konnte rekonstruiert werden, bei dem vertikalen Streuwinkel kommt es zu großen Abweichungen.

Tabelle 11: Auflistung der Koeffizienten der Gleichunger	ו (10.1) und (10.2) zur Rekonstruktion der Streuwinkel. Die
Zahlen i, j, k und l repräsentieren die Exponenten der Ko	pordinaten x_d , y_d und Winkel θ_d und ϕ_d .

i	j	a _{ij}
0	0	3,001 · 10 ⁻² °
1	0	3,998 · 10 ^{−5} °/mm
0	1	$-4,214 \cdot 10^{-1}$

i	j	k	l	b _{ijkl}
0	0	0	0	2,355 · 10 ⁻³ °
1	0	0	0	1,179 · 10 ⁻⁵ °/mm
0	1	0	0	$-1,1753 \cdot 10^{-3}$
0	0	1	0	$-1,476 \cdot 10^{-3}$ °/mm
0	0	0	1	3,458

i	c _i
0	$-8,402 \cdot 10^{-4} \text{ y}_{\text{LAS}}$
1	$9,380 \cdot 10^{-7} \text{ y}_{\text{LAS}}$

Unter Verwendung von Mischtermen und Termen höherer Ordnung kann eine bessere Rekonstruktion der vertikalen Streuwinkel erreicht werden. Insbesondere führen der $\theta_d \cdot \Phi_d$ - und der $\theta_d - y_d$ -Mischterm zu einer besseren Übereinstimmung der rekonstruierten Streuwinkel mit den Sollwinkeln der Lochblende. Ein Vergleich der rekonstruierten Streuwinkel mit und ohne der Mischterme und Terme höherer Ordnung zeigt bei den Zr-Messungen ein verzerrtes Bild. Dies ist in Abbildung 80 dargestellt.



Abbildung 80: Links: Grafische Darstellung eines rekonstruierten $\theta_t - \Phi_t$ -Histogramms ohne Verwendung von Mischtermen oder Termen höher Ordnung. Rechts: Die Verwendung von Mischtermen und Termen höherer Ordnung führen zu Verzerrungen in der rekonstruierten $\theta_t - \Phi_t$ -Ebene.

Aufgrund dieser Verzerrungen und deren unbekannten Auswirkungen auf die weitere Auswertung, werden keine Mischterme und Terme höherer Ordnung verwendet. In Abbildung 81 sind die rekonstruierten Streuwinkel für drei unterschiedliche Magnetfeldeinstellungen zu sehen. Bei den vertikalen Streuwinkeln zeigt sich bei höheren Anregungsenergien eine schlechte Übereinstimmung mit den Sollwinkeln.

Der gesamte Streuwinkel ist durch die rekonstruierten Streuwinkel und den Winkel des Spektrometers durch

$$\theta = \sqrt{(\theta_{GR} + \theta_t)^2 + (\Phi_t)^2} \tag{10.3}$$



gegeben. Hierbei bezeichnet θ_{GR} den Winkel, unter dem das Grand-Raiden-Spektrometer positioniert ist.

Abbildung 81: Gegenüberstellung von zweidimensionalen Histogrammen vor und nach der Rekonstruktion mit den Gleichungen (10.1), (10.2) und den Werten aus Tabelle 11. Der horizontale Streuwinkel relativ zur Spektrometerachse hängt primär vom horizontalen Winkel θ_a ab, wohingegen der vertikale Streuwinkel Φ_t primär von der vertikalen Koordinate y_d abhängt. Die drei Zeilen können mit der Energiekalibrierung aus Abschnitt 10.6 von oben nach unten den Anregungsenergien von 7 MeV, 13,5 MeV und 21 MeV zugeordnet werden. Die Schnittpunkte der schwarzen Linien zeigen die Positionen der Löcher der Lochblende an. Im Idealfall sollten alle Zentren der Verteilungen mit den Schnittpunkten übereinstimmen.

10.4. Kinematische Korrektur

Durch die Kinematik während der Reaktion kommt es zu einem streuwinkelabhängigen Rückstoß. Dadurch entsteht eine Abhängigkeit der x_d -Koordinate von dem Winkel θ_d , die für jedes Isotop und jeden Winkel unterschiedlich ist. Diese Kinematik wird mit dem Programm KINMAT [69] für gleichmäßig verteilte Streuwinkel in einem Intervall zwischen 0° und 18° für ⁵⁸Ni und 0° bis 7° für die anderen Targets berechnet. Anschließend wird ein Polynom zweiter Ordnung der Form

$$E(\theta) = a + b \ \theta^2$$

(10.4)

an die Resultate von KINMAT angepasst. Hierbei repräsentiert a die kinetische Energie des Protonenstrahls während des Experiments und b die Abhängigkeit vom Streuwinkel. In Tabelle 12 ist eine Übersicht über die Werte von a und b für die verwendeten Targets gegeben.

Target	a in MeV	<i>b</i> in MeV/Grad ²
¹² C	$295 \pm 1,2 \cdot 10^{-5}$	$-8,72414 \cdot 10^{-3} \pm 6,0 \times 10^{-7}$
²⁶ Mg	$295 \pm 6,5 \cdot 10^{-6}$	$-4,02987 \cdot 10^{-3} \pm 5,3 \times 10^{-7}$
⁵⁸ Ni	$295 \pm 4,7 \cdot 10^{-5}$	$-1,7943 \cdot 10^{-3} \pm 3,2 \cdot 10^{-7}$
⁹⁰ Zr	$295 \pm 5,3 \cdot 10^{-6}$	$-1,16508 \cdot 10^{-3} \pm 5,6 \times 10^{-7}$
⁹² Zr	$295 \pm 5,2 \cdot 10^{-6}$	$-1,14108 \cdot 10^{-3} \pm 5 \times 10^{-7}$
⁹⁴ Zr	$295 \pm 5,3 \cdot 10^{-6}$	$-1,11582 \cdot 10^{-3} \pm 5,2 \times 10^{-7}$
⁹⁶ Zr	$295 \pm 5 \cdot 10^{-6}$	$-1,09238 \cdot 10^{-3} \pm 5,3 \times 10^{-7}$

Tabelle 12: Auflistung der Fitparameter zur Beschreibung der Kinematik der verwendeten Targets.

Die Abhängigkeit der Protonenenergie vom Streuwinkel ist in Abbildung 82 für alle verwendeten Targets gezeigt. Es zeigen sich gute Übereinstimmungen zwischen den berechneten Werten und den angepassten Polynomen.



Abbildung 82: Energie der an den unterschiedlichen Targets elastisch gestreuten Protonen als Funktion des Streuwinkels. Aufgrund der geringen Masse von ¹²C gibt es eine größere Abhängigkeit, mit steigender Masse nimmt diese Abhängigkeit ab. Durch die geringen relativen Massendifferenzen sind die Abhängigkeiten der Zirkoniumisotope ähnlich. Die mit KINMAT berechneten werte sind durch Punkte und die angepassten Polynome durch Linien dargestellt.

Die Änderung der kinetischen Energie aufgrund der Kinematik führt primär zu einer Verschiebung der x_d -Koordinate. Diese Verschiebung wird durch den Ansatz

$$x'_d = x_d - \frac{b \,\theta^2}{k} \tag{10.5}$$

rückgängig gemacht, hierbei gibt k die Energie pro Strecke an. Eine vorläufige Energiekalibrierung mit einer linearen Funktion liefert $k = (23,45 \pm 0.18) \cdot 10^{-3}$ MeV/mm. Die endgültige Energiekalibrierung wird in Abschnitt 10.6 beschrieben. Nach der kinematischen Korrektur sollte die x'_d -Koordinate unabhängig von dem horizontalen Winkel θ_d und der nichtdispersiven Koordinate y_d sein. Dennoch zeigt sich nach der Korrektur eine Abhängigkeit der dispersiven Koordinate vom dispersiven Winkel. Diese verbleibende Abhängigkeit wird allein durch die ionenoptischen Eigenschaften des Grand-Raiden-Spektrometers verursacht. Die Korrektur der ionenoptischen Eigenschaften wird im nächsten Abschnitt diskutiert. In Abbildung 83 ist die Auswirkung der ionenoptischen Eigenschaften zu sehen.



Abbildung 83: Zweidimensionale $x'_d - \theta_d$ -Histogramm nach der Korrektur der Kinematik für eine ¹²C-Messung. Die angeregten Zustände des Targets sind als gekrümmte Linien zu erkennen. Die verbleibende Abhängigkeit der x'_d -Koordinate von dem Winkel θ_d ist auf die Ionenoptischen Eigenschaften des Grand-Raiden-Spektrometers zurückzuführen.

10.5. Korrektur der Spektrometerabberation

Auch nach der kinematischen Korrektur gibt es eine Korrelation zwischen der Koordinate x_d und dem Winkel θ_d . Diese verbleibende Korrelation ist allein auf die ionenoptischen Eigenschaften des Grand-Raiden-Spektrometers zurückzuführen. Um eine gute Energieauflösung zu erhalten, ist es erforderlich die x'_d -Koordinate von dem Winkel θ_d zu entkoppeln. Um die Auswertung zu vereinfachen wird ein korrigierter Winkel θ_c mit dem Ansatz

$$\theta_c = \theta_d - \sum_{i=0}^1 d_i \, x_d^{\prime \, i} \tag{10.6}$$

eingeführt, die Koeffizienten d_i sind in Tabelle 13 aufgelistet und werden durch anpassen von Gleichung (10.6) an die Verschiebung der gekrümmten Linien in Abbildung 83 gewonnen. Nach dieser Korrektur findet keine Verschiebung der gekrümmten Linien in positive θ_c -Richtung statt.

Tabelle 13: Koeffizienten zur Korrektur des horizontalen Durchstoßwinkels durch das Detektorsystem.

i	d_i
0	3,738 °
1	5,382 · 10 ⁻³ °/mm

Für die Entkopplung wird die korrigierte Koordinate x_c eingeführt, die durch den Polynomansatz

$$x_{c} = \sum_{i=0}^{2} \sum_{j=0}^{4} e_{ij} x_{d}^{\prime i} \theta_{c}^{j}$$
(10.7)

mit den Fitparametern e_i gegeben ist. Dieses Polynom wird an die $x_d - \theta_d$ -Werte für mehrere Linien im gemessenen ¹²C-Histogramm angepasst. Jeder Linie wird dabei eine korrigierte Koordinate zugeordnet. Es wurden sechs ¹²C-Messungen aufsummiert, um die Anzahl der erkennbaren Linien im $x_d - \theta_d$ -Histogramm zu erhöhen. Zwischen diesen sechs Messungen konnte eine Verschiebung von weniger als 1 mm in x_d -Richtung festgestellt werden, die korrigiert wurde. Zur Reduktion des Untergrunds wurden Gates auf θ_t , Φ_t und auf y_d verwendet, dabei wurde die Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers nicht eingeschränkt. Entlang der 5 erkennbaren Linien können $x_d - \theta_c$ -Zahlenpaare abgelesen werden. Die korrigierten Koordinaten der einzelnen Linien werden durch Projektion des $x'_d - \theta_c$ -Histogramms auf die x'_d -Achse unter Verwendung eines Gates auf θ_c und anschließender Anpassung von Gaußkurven an die Peaks ermittelt [70]. Abbildung 84 zeigt den Verlauf der gekrümmten Linien im $x'_d - \theta_c$ -Histogramm und die Projektion auf die x'_d -Achse. Die korrigierten Koordinaten sind in Tabelle 14 aufgelistet.



Abbildung 84: Links: Darstellung der Ereignisse in der $x'_d - \theta_c$ -Ebene von sechs summierten ¹²C-Messungen nach Korrektur der Verschiebung in x'_d -Richtung. Rechts: Projektion des schmalen Streifens aus der $x'_d - \theta_c$ -Ebene auf die x'_d -Achse, womit die korrigierten Positionen ermittelt werden können. Es sind 5 Linien ausreichend gut für die Korrektur der Aberration zu erkennen. Eine Linie kann aufgrund der geringen Statistik nicht verwendet werden.

Tabelle 14: Korrigierte	Koordinaten und	zuaehöriae	Eneraien im	¹² C-Spektrum.

	- 1
x _c in mm	Zustand
-496.175 ± 0.058	21+
-355.341 ± 0.065	02+
-140.323 ± 0.067	1_{1}^{-}
-40.794 ± 0.009	1_{2}^{+}
0.28 ± 0.68	24

Die durch den Fit gewonnenen Fitparameter e_{ij} sind in Tabelle 15 aufgelistet, die nicht aufgelisteten Fitparameter wurden nach einem vorangegangenen Fit aufgrund der geringen t-Statistik gleich Null gesetzt.

i	j	e_{ij}
0	0	110,7 mm
0	1	-3075/°
0	2	48244/° ²
0	3	-426167/° ³
0	4	1420430/° ⁴
1	0	1.27
1	1	-8.817/°
1	2	123.3/° ²
1	3	-578.4/° ³
2	0	2,345 · 10 ⁻⁴ /mm
2	1	$-8.133 \cdot 10^{-3}/(\text{mm}^{\circ})$
2	2	$7.164 \cdot 10^{-2} / (\text{mm}^{\circ 2})$

Tabelle 15: Fitparameter zur Korrektur der ionenoptischen Eigenschaften des Grand-Raiden-Spektrometers.

Durch das Anpassen des Polynoms wird sichergestellt, dass die verwendeten Kurven geradegebogen werden, über andere Kurven dazwischen und außerhalb kann keine Aussage getroffen werden. In Abbildung 85 ist ein Konturplot des angepassten Polynoms dargestellt. Linien gleicher Farbe geben den Verlauf der x_c -Koordinate in der $x_d - \theta_d$ -Ebene an. Es sind keine Verzerrungen zu erkennen und auch die elastische Linie von ⁵⁸Ni bei der Lochblendenmessung zeigt über die gesamte Fokalebene verschoben keine Verzerrungen. Somit kann diese Korrektur auf das gesamte Spektrum angewendet werden.



Abbildung 85: Konturplot des angepassten Polynoms zur Korrektur der Aberrationen höherer Ordnungen. Linien gleicher Farbe zeigen den Verlauf einer korrigierten Koordinate an. Es sind auch bei größeren Werten von x_d keine Verzerrungen zu erkennen, dies ist ein Hinweis auf die Gültigkeit der Korrektur zwischen und außerhalb den für die Korrektur verwendeten Linien

Wie in Abbildung 86 zu sehen ist, zeigt die korrigierte Koordinate x_c keine Abhängigkeit vom dispersiven Winkel θ_d . Folglich ist die Projektion auf die x_c -Achse geeignet für die Darstellung eines Spektrums. Zunächst muss eine Energiekalibrierung durchgeführt werden.



Abbildung 86: Zweidimensionale $\theta_c - x_c$ -Ebene eines ¹²C-Runs. Die korrigierte Koordinate x_c zeigt keine Abhängigkeit vom korrigierten dispersiven Winkel θ_c . Die linke Linie ist aufgrund der Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers abgeschnitten

10.6. Energiekalibrierung

Die Energiekalibrierung wurde mit Hilfe einer ¹²C-Messung bei einem Spektrometerwinkel von 4,5° durchgeführt. In der Projektion von Abbildung 86 auf die x_c -Achse sind sechs Linien zu erkennen, denen eine Energie zugeordnet werden kann. Die Linien decken ein Energieintervall von 4,4 MeV bis 16,1 MeV ab. Die Positionen und zugehörigen Energien der einzelnen Linien sind in Tabelle 16 aufgelistet.

Tabelle 16: Positionen der Linien im korrigierten Spektrum und zugehörige Energien. Die Energien wurden NuDat 2.6 [71] entnommen.

<i>x_c</i> in mm	E_x in keV
-496.578	4438.91 ± 0,31
-355.482	7654.2 <u>+</u> 0,15
-269.609	9641 <u>±</u> 5
-139.644	12710 ± 6
-40.915	15110 <u>+</u> 3
-0.60183	16105.8 <u>+</u> 7

Für die Umrechnung der korrigierten Koordinate in eine Anregungsenergie wird ein Polynom dritter Ordnung der Form

$$E_x = \sum_{i=0}^3 f_i x_c^i$$

(10.8)

verwendet, hierbei sind f_i Fitparameter. Anpassen des Polynoms an die Werte aus Tabelle 16 liefert die in Tabelle 17 aufgelisteten Fitparameter. Ein Energiekalibriertes ¹²C-Spektrum mit einer Auflösung von 42 keV (FWHM) ist in Abbildung 87 zu sehen.



Tabelle 17: Fitparameter der Energiekalibrierung.

Abbildung 87: Energiekalibriertes Spektrum einer ¹²C-Messung. Die Auflösung beträgt 42 keV (FWHM).

Aufgrund der kinematischen Korrektur kann die Energiekalibrierung für alle Winkel und für alle Targets verwendet werden. Es zeigt sich, dass die Positionen der Peaks der einzelnen Messungen variieren. Für alle ¹²C-Messungen werden die Positionen des Peaks bei 15,1 MeV ermittelt, wodurch sich die Verschiebung relativ zur Kalibrierungsmessung ergibt. Die Energiekalibrierung für alle Messungen ist durch

$$E_x = \sum_{i=0}^{3} f_i \, x_c^i + \Delta E_x \tag{10.9}$$

gegeben, hierbei bezeichnet ΔE_x die Verschiebung des Peaks bei 15,1 MeV. Im Mittel liegt die Auflösung aller ¹²C-Messungen bei 57 keV.

Die Energiekalibrierung wurde für die Spektrometerwinkel 0°, 2,5° und 4,5° mit ¹²C-Messungen, sowie bei 0° mit einer ²⁶Mg-Messung erfolgreich überprüft. Somit können die Korrektur der ionenoptischen Eigenschaften, die kinematische Korrektur und die Energiekalibration auf alle durchgeführten Messungen angewendet werden.

10.7. Subtraktion des Untergrunds

Der Untergrund kann experimentell bestimmt und von den Spektren abgezogen werden. Es gibt zwei Methoden den Untergrund zu ermitteln, dabei handelt es sich um die "konventionelle Methode" [72, 73] und die "erweiterte Methode" [54].

Die "konventionelle Methode" basiert auf den vertikal fokussierenden Eigenschaften der Ionenoptik des Grand-Raiden-Spektrometers. Da ein vertikal unterfokussierender Modus verwendet wurde, befindet sich die vertikale Fokalebene, in welcher die wahren Ereignisse fokussiert werden, hinter dem Detektorsystem. Die vertikale Position in der vertikalen Fokalebene wird mit dem Polynomansatz

$$y_c = y_d + \sum_{i=0}^{1} \sum_{j=0}^{1} \sum_{k=0}^{1} g_{ijk} x_d^i \theta_d^j \phi_d^k + h_L y_{LAS}^L$$
(10.10)

und den Messwerten der Lochblendenmessung ermittelt. Hierbei sind g_{ijk} und h_L Fitparameter, die in Tabelle 18 aufgelistet sind.

Tabelle 18: Fitparameter für die korrigierte Koordinate y_c . Die Zahlen *i*, *j* und *k* repräsentieren die Exponenten von x_d , θ_d und Φ_d . Die Zahl *L* steht für den Exponenten von y_{Las} .

i	j	k	<i>g</i> ijk
0	0	0	2,098 mm
1	0	0	$4,87 \cdot 10^{-3}$
0	1	0	2,245 · 10 ³ mm/rad
0	0	1	6,855 · 10 ² mm/rad
1	0	1	$-7,389 \cdot 10^{-1}$ /rad
0	1	1	$2,632 \cdot 10^3 \text{ mm/rad}^2$
1	1	1	-4,865 /rad ²

L	h_L
1	$6,363 \cdot 10^{-1}$

Die wahren Ereignisse sind um $y_c = 0$ mm verteilt und der Untergrund ist näherungsweise eine flache Verteilung. Unter der Annahme, dass dieser in der vertikalen Fokalebene homogen verteilt ist, kann der Untergrund abgezogen werden, indem die Spektren von Ereignissen in den beiden benachbarten Regionen, welche reinem Untergrund enthalten, gemittelt werden. In Abbildung 88 sind die Regionen mit wahren Ereignissen und Untergrund sowie mit reinem Untergrund dargestellt. Da sich eine nicht homogene Verteilung in der vertikalen Fokalebene zeigt, wird der Untergrund zu gering abgeschätzt.



Abbildung 88: Links: Darstellung der vertikalen Positionen einer 90Zr-Messung im Detektorsystem des GR ohne Korrektur. Rechts: Darstellung der vertikalen Positionen nach der Korrektur in der vertikalen Fokalebene. Die wahren Ereignisse sind um $y_c = 0$ mm verteilt (roter Bereich), die beiden benachbarten Bereiche beinhalten nur Untergrund Ereignisse (grüne Bereiche). Bei der "konventionellen Methode" wird der Mittelwert der Spektren der beiden grünen Bereiche gebildet und vom Spektrum des roten Bereichs abgezogen.

Mit der "konventionellen Methode" kann der Untergrund jedoch nicht ermittelt werden, wenn der Raumwinkel des Spektrometers softwareseitig eingeschränkt wird. Die Ursache dafür ist die Abhängigkeit des Streuwinkels ϕ_t von y_d , x_d und θ_d . Für eine genaue Subtraktion des Untergrunds muss für jeden beschnittenen Raumwinkel der Untergrund aus dem gestörten Phasenraum als Funktion der Anregungsenergie experimentell ermittelt werden. Daher wurde die "erweiterte Methode" entwickelt [54].

Die grundlegende Annahme, auf der die "erweiterte Methode" aufbaut, ist, dass im vertikalen Fokus der Untergrund homogen in der vertikalen Akzeptanz des Spektrometers, also im $y_c - \phi_c$ -Histogramm, verteilt sind. Hierbei ist ϕ_c der korrigierte vertikale Winkel, der durch den Polynomansatz

$$\phi_c = \phi_d + \sum_{i=0}^1 l_i \, y_d^i \tag{10.11}$$

beschrieben wird, l_i sind Fitparameter. Die Fitparameter werden durch die Steigung in der $y_d - \phi_d$ -Ebene (Abbildung 89) ermittelt, dadurch wird die Abhängigkeit des vertikalen Winkels von der korrigierten vertikalen Position entkoppelt. Die Fitparameter sind in Tabelle 19 aufgelistet. Anschließend werden die zweidimensionalen Informationen von der $y_c - \phi_d$ -Ebene in die $y_c - \phi_c$ -Ebene transformiert.



Abbildung 89: Links: Aus dem $y_c - \phi_d$ -Histogramm kann die Abhängigkeit des vertikalen Winkels von der korrigierten vertikalen Position ermittelt werden. Dafür werden Steigung und Verschiebung des breiten Streifens ermittelt. Rechts: Die korrigierte ϕ_c Koordinate hängt nicht mehr von y_d ab. Im roten Rechteck befinden sich die wahren Ereignisse und Untergrund.

Taballa 10: Eitaaramatar	zum Entkonnoln doc i	vartikalan Minkala A	von der vertikalen Pecition w
Tabelle 19. Filbarameter	ZUITI ETILKODDEITI GES	vertikalen vvinkeis φ_A	VOIT GET VET GRATETT FOSTGOTT V_{c} .

i	l_i
0	5,82 · 10 ⁻³ °
1	0,0934°/mm

Die wahren Ereignisse befinden sich im $y_c - \phi_c$ -Histogramm in dem eingezeichneten rechteckigen Bereich um $y_c = 0$ mm und $\phi_c = 0^\circ$. Im nächsten Schritt werden zwei Sätze neuer Koordinaten, die aus künstlich verschobenen y_d -Koordinaten um eine konstante Strecke mit unterschiedlichen Vorzeichen hervorgehen, eingeführt. Das führt in der $y_c - \phi_c$ -Ebene zu einer Verschiebung entlang der y_c -Achse ohne den Winkel ϕ_c zu beeinflussen. In dem Gate, welches vor der Verschiebung wahre Ereignisse und Untergrund beinhaltete befindet sich nun der reine

Untergrund. Dadurch kann der Untergrund unter Verwendung desselben Software-Gates wie zur Bestimmung der wahren Ereignisse ermittelt werden.



Abbildung 90: Dargestellt ist die "erweiterte Methode" zur Subtraktion des Untergrunds. Durch eine Verschiebung von y_d in positive Richtung wird der Untergrund auf der linken Seite der wahren Ereignisse mit demselben Gate ermittelt (oben), der Untergrund auf der rechten Seite wird durch eine Verschiebung in die entgegengesetzte Richtung ermittelt (unten).

10.7.1.Eliminierung von Rahmentreffern

Rahmentreffer eines Strahlhalos an der Targethalterung äußern sich durch einen ausgeprägten Peak in der vertikalen Akzeptanz des Spektrometers, wie es in Abbildung 91 bei $y_c = 20$ mm und $\Phi_c = 0^\circ$ zu sehen ist. Durch den Großen Abstand zu $y_c = 0$ mm befinden sich im Bereich der wahren Ereignisse keine Ereignisse des Rahmentreffers, aber im Bereich des reinen Untergrunds. Dies führt zu einem zu großen subtrahierten Untergrund. Um den korrekten Untergrund zu subtrahieren, wird bei den Messungen mit Rahmentreffer nur die Seite ohne den zusätzlichen Untergrund anstatt den gemittelten Untergrund aus beiden Seiten verwendet.

Da die Entfernung der Ereignisse der Rahmentreffer in der vertikalen Fokalebene zu $y_c = 0$ mm ausreichend groß ist konnte auf das Verfahren von Ebert [67], welches zu einer doppelten Gewichtung eines Teils der gemessenen Ereignisse führt, verzichtet werden.



Abbildung 91: Verteilung der Ereignisse einer ⁹⁰Zr-Messung in der vertikalen Akzeptanz des Grand-Raiden-Spektrometers. Bei $y_c \approx 20 \text{ mm}$ befindet sich ein ausgeprägter Peak, der nicht durch Protonenstreuung am Target zu erklären ist.



Abbildung 92: Subtraktion des Untergrunds (rot) von dem gemessenen Anregungsspektrum (grün) unter Verwendung der "erweiterten Methode". Das Resultierende Spektrum enthält nur wahre Ereignisse (blau).

Mit der erweiterten Methode zur Subtraktion des Untergrunds wurden Summenspektren der Zirkoniumisotope bei den Spektrometerwinkeln 0°, 2,5° und 4,5° mit einer Binbreite von 10 keV erstellt, diese sind in Abbildung 93 zu sehen. Der Raumwinkel wurde durch Gates auf die Winkel $|\theta_t| \leq 0,5^\circ$ und $|\Phi_t| \leq 2,4^\circ$ eingeschränkt.



Abbildung 93: Summenspektren der Zirkoniumisotope ⁹⁰Zr, ⁹²Zr, ⁹⁴Zr und ⁹⁶Zr bei den Spektrometerwinkeln 0°, 2,5° und 4,5°.

10.8. Effizienz der Vieldrahtdriftkammern

Die Bestimmung der Effizienzen der Vieldrahtdriftkammern folgt dem Standardweg [74]. Unter Verwendung der Driftlängen wird für jede Drahtebene der Durchstoßort durch das Detektorsystem ermittelt. Üblicherweise sprechen drei bis vier Driftzellen an. Wenn drei oder mehr benachbarte Driftzellen angesprochen haben, werden diese zu einem Cluster zusammengefasst. Signale von ein oder zwei benachbarten Driftzellen werden nicht berücksichtigt. Wenn in allen Driftkammern mindestens ein Cluster existiert, wird die Spur der Protonen mit minimalen χ^2 durch Minimierung der quadratischen Abweichung ermittelt. Trajektorien mit zu großem χ^2 werden nicht akzeptiert.

Die Effizienz der einzelnen Vieldrahtdriftkammern wird mit dem Verhältnis von der Anzahl der in allen Vieldrahtdriftkammern akzeptierten Ereignissen zu der Anzahl der in den drei anderen Driftkammern akzeptierten Ereignisse berechnet. Dies ist in Gleichung (10.12) am Beispiel der X₁-Driftkammer gezeigt.

$$\epsilon_{X_1} = \frac{N_{X_1, X_2, U_1, U_2}}{N_{X_1, X_2, U_1, U_2} + N_{\overline{X_1}, X_2, U_1, U_2}}$$
(10.12)

Hierbei sind N_{X_1,X_2,U_1,U_2} die Anzahl der Ereignisse mit gültigen Durchstoßpunkten in allen vier Driftkammern und $N_{\overline{X_1},X_2,U_1,U_2}$ die Anzahl der Ereignisse mit gültigen Durchstoßpunkten in den anderen drei Driftkammern und ungültigem Durchstoßpunkt in der X₁-Driftkammer. Die gesamte Effizienz aller vier Vieldrahtdriftkammern ist durch das Produkt der Effizienzen der einzelnen Vieldrahtdriftkammern

$$\epsilon_{ges} = \epsilon_{X_1} \, \epsilon_{X_2} \, \epsilon_{U_1} \, \epsilon_{U_2} \tag{10.1}$$

gegeben. Die Energieabhängigkeit der Effizienz ist zugänglich, indem die Zeitdifferenz der Signale von den beiden Photomultipliern an den gegenüberliegenden Enden eines der Szintillatoren über die Energie aufgetragen wird. Unter Verwendung von Gates auf die Zeitdifferenz wird die Effizienz für mehrere Energieintervalle ermittelt. Abbildung 94 zeigt die Energieabhängigkeit der Effizienz. Aufgrund der breiten Verteilung kann die Effizienz nur für Energieintervalle der Breite einiger MeV berechnet werden, was zu großen Unsicherheiten führt. Der Verlauf bei kleinen Anregungsenergien zeigt eine unerwartet kleine Effizienz. In einem vorangegangenen Experiment war die Effizienz für Anregungsenergien kleiner als 15 MeV näherungsweise konstant [54]. Es zeigt sich, dass nur in der X₁-Kammer die Effizienz bei kleinen Anregungsenergien abfällt, die anderen drei Kammern zeigen den erwarteten Verlauf (Abbildung 95).



Abbildung 94: Links: Zweidimensionale Darstellung der Anregungsenergie und der Zeitdifferenz der beiden Photomultiplier des ersten Plastikszintillators hinter den Vieldrahtdriftkammern. Rechts: Energieabhängigkeit der Effizienz. Es können drei Modelle zur Beschreibung der Effizienz verwendet werden. Ein Polynom vierten Grades (rot) beschreibt die gemessene Effizienz. Wenn der Verlauf bei niedrigen Energien unphysikalisch ist, kann die Effizienz durch eine konstante extrapoliert werden (grün). Ohne Berücksichtigung der Energieabhängigkeit ergibt sich eine konstante Effizienz für das gesamte Detektorsystem (orange).



Abbildung 95: Effizienzen der vier Vieldrahtdriftkammern eines ⁹²Zr-Runs bei $\theta = 0^{\circ}$. Bei großen Anregungsenergien nimmt die Effizienz der einzelnen Kammern ab, die Abnahme in den Kammern X₁ und X₂ ist stärker als in den Kammern U₁ und U₂. Bei kleinen Anregungsenergien tritt in der X₁ Kammer eine starke Abnahme der Effizienz auf.

Eine mögliche Erklärung für die geringe Effizienz bei kleinen Anregungsenergien ist ein Untergrund, der nur die X₁-Kammer erreicht [63], wodurch die Ereignisse in der X₁-Kammer als ungültig gewertet werden, wohingegen in den drei anderen Kammern ein gültiges Ereignis vorliegt. Die gemessene Effizienz würde den Abfall bei kleinen Anregungsenergien erklären,

3)

aber nicht die Effizienz der Detektion wahrer Ereignisse beschreiben. In diesem Fall könnte die Effizienz vom Maximum ausgehend durch einen konstanten Verlauf angenähert werden.

In Abbildung 96 sind Spektren mit den drei möglichen Modellen der Effizienz dargestellt. Unter Verwendung der konstanten Effizienz wird jeder Bin mit dem gleichen Wert multipliziert, an dem Spektrum ändert sich nur die Anzahl der Ereignisse. Das Polynom mit einer konstanten Extrapolation zu kleinen Anregungsenergien führt bei großen Anregungsenergien zu einem stärkeren Anstieg der Ereignisse. Ohne diese Extrapolation nehmen zusätzlich die Ereignisse bei kleinen Anregungsenergien zu. Im Bereich der PDR tritt dabei eine große Steigung der Effizienz auf. Eine weiterführende Untersuchung steht noch aus. Für die vorläufige Analyse in Abschnitt 10.10 wurde die konstante Effizienz gewählt, die auch in [51, 55, 67] verwendet wurde.



Abbildung 96: Die drei Spektren zeigen die Unterschiede zwischen den drei Ansätzen zur Ermittlung der Effizienz am Beispiel des ⁹²Zr-Runs bei dem Streuwinkel 0°. Bei Verwendung der Extrapolation ähnelt das Spektrum bei kleinen Anregungsenergien dem Spektrum mit konstanter Effizienz. Bei großen Anregungsenergien steigt die Anzahl an Ereignissen. Wenn das Polynom zur Beschreibung der Effizienz verwendet wird, ist auch ein Anstieg bei kleinen Anregungsenergien zu erkennen.

10.9. Effizienz der Faraday-Cups

Da beim Transport des nicht gestreuten Protonenstrahls von der Streukammer zu den Faraday-Cups Verluste auftreten, muss die Effizienz der einzelnen Faraday-Cups ermittelt werden. In der Strahlführung vor der Streukammer befinden sich zwei Beamlinepolarimeter (BLP), die zur Messung des Strahlstroms und bei Experimenten mit polarisierten Protonen für die Messung der Polarisation verwendet werden. Die Anzahl der an den BLP-Targets gestreuten Protonen ist proportional zum Strahlstrom. Der Verlust in der Strahlführung von der Streukammer zu den anderen beiden Faraday-Cups wird durch Vergleich der Verhältnisse der gesammelten Ladung und den von den BLP gemessenen Ereignissen ermittelt. Das BLP-Target wurde periodisch alle 99 Sekunden für 10 Sekunden in den Strahl eingebracht. Da sich der SCFC direkt hinter dem Target in der Streukammer befindet, wird davon ausgegangen, dass in diesem Cup keine Verluste auftreten. Die gemittelten Effizienzen der Faraday-Cups sind in Tabelle 20 aufgelistet. Aufgrund der großen Streuung der einzelnen Messungen um den Mittelwert wird die Effizienz der einzelnen Messungen statt dem Mittelwert verwendet. Typische Werte der Effizienzen sind 97%-99% [63]. Bei den Messungen bei $\theta_{GR} = 0^{\circ}$ und $\theta_{GR} = 4,5^{\circ}$ treten große Abweichungen zu den erwarteten Effizienzen auf.

Faraday-Cup	Effizienz
0° (0°FC)	(86 ± 37)%
2,5° (Q1FC)	(98 ± 3)%
4,5° (Q1FC)	(85 ± 15)%

Tabelle 20: Gemittelte Effizienzen der Faraday-Cups bei den drei Spektrometerwinkeln.

10.10. Extraktion des doppelt differenziellen Wirkungsquerschnitts

Unter Verwendung der experimentellen Daten kann der doppelt differenzielle Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\,dE} = N \frac{1}{\Omega_{Labor}} \frac{1}{L\epsilon} \frac{e}{Q C_{rel}} \frac{A}{N_A t \eta} J$$
(10.14)

für die Zirkoniumisotope bei den drei Spektrometerwinkeln für den in 10.7.1 definierten Raumwinkel berechnet werden. Die Parameter von Gleichung (10.14) zur Berechnung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts sind in Tabelle 21 aufgelistet. Für eine erste Analyse wurde wie bei vorangegangenen Analysen [51, 55, 67] eine konstante Effizienz des Detektorsystems verwendet.

Größe	Beschreibung	Wert	Einheit
N	Anzahl der Ereignisse im jeweiligen		Ereignisse
	Energie-Bin		/MeV
Ω_{Labor}	Raumwinkel im Laborsystem	$1,432 \cdot 10^{-3}$	sr
L	Livetime des Detektorsystems		%
ε	Effezienz des Detektorsystems	Gleichung (10.13)	%
е	Elementarladung	$1,602 \cdot 10^{-19}$	С
Q	Gesammelte Ladung		С
Crel	Relative Ladungskorrektur		—
A	Atommasse des Targets	$^{90}Zr: A = 90, \ ^{92}Zr: A = 92,$	g/mol
		$^{94}Zr: A = 94, ^{96}Zr: A = 96$	
N _A	Avogadrozahl	$6,023 \cdot 10^{23}$	1/mol
t	Massenbelegung des Targets	Siehe Tabelle 10	mg/cm ²
η	Anreicherung der Targets	Siehe Tabelle 10	%
J	Jacobi Transformation aus dem	$J_{90}_{Zr} = 0,9713, J_{92}_{Zr} = 0,9717,$	—
	Laborsystem in das Schwerpunktsystem	$J_{94}_{Zr} = 0,9725, J_{96}_{Zr} = 0.9730$	

Die Unsicherheit des doppelt differenziellen Wirkungsquerschnitts setzt sich aus einer statistischen Unsicherheit

$$\Delta \frac{d^2 \sigma}{d\Omega \, dE}\Big|_{stat} = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{d^2 \sigma}{d\Omega \, dE}$$
(10.15)

und einer systematischen Unsicherheit

$$\Delta \left. \frac{d^2 \sigma}{d\Omega \, dE} \right|_{SYS} = \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \Omega_{Labor}}{\Omega_{Labor}}\right)^2} \frac{d^2 \sigma}{d\Omega \, dE}$$
(10.16)

zusammen. Die Unsicherheiten der Livetime, der Ladungssammlung und der Anreicherung der Targets können gegenüber den anderen Unsicherheiten vernachlässigt werden [63]. Abhängig von dem verwendeten Modell der Effizienz ergibt sich eine große, nicht zu vernachlässigende Unsicherheit bei kleinen Anregungsenergien. Für die Targetdicke und den Raumwinkel ergeben sich Unsicherheiten von 10% [63] bzw. 8,7 %. Die große Unsicherheit des Raumwinkels ist auf die Rekonstruktion der Streuwinkel zurückzuführen. Bei Unsicherheiten größer als 5% sollte die Rekonstruktion der Streuwinkel überarbeitet werden [63]. Insgesamt übersteigt die systematische Unsicherheit nicht 14%. Die statistische Unsicherheit hängt nur von der Anzahl der gemessenen Ereignisse ab und unterscheidet sich dadurch für alle Isotope und Streuwinkel. Das Isotop mit der geringsten Statistik ist ⁹⁶Zr mit ca. 75 Ereignissen pro Bin in der PDR und somit eine statistische Unsicherheit von 12%. Die statistische Unsicherheit der Primärtargets ⁹²Zr und ⁹⁴Zr betragen 4,5% in der PDR und 3,2% in der GDR. Abbildung 97 zeigt die extrahierten doppelt differenziellen Wirkungsquerschnitte der Zirkoniumisotopen bei den drei Spektrometerwinkeln.



Abbildung 97: Doppelt differenzieller Wirkungsquerschnitt von ⁹⁰Zr, ⁹²Zr, ⁹⁴Zr und ⁹⁶Zr bei den Spektrometerwinkeln 0°, 2,5° und 4,5°. Die Isotope ⁹⁰Zr und ⁹⁶Zr wurden nicht bei allen Winkeln gemessen.

In Abbildung 97 sind bei allen Isotopen die bei $E_x \approx 8$ MeV die PDR und bei $E_x \approx 16$ MeV die GDR zu erkennen. Der doppelt differenzielle Wirkungsquerschnitt nimmt mit größer werdendem Streuwinkel ab, was ein Anzeichen des Dipolcharakters der PDR und der GDR ist.
Für ⁹⁶Zr ist der extrahierte doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt um den Faktor zwei größer als die Wirkungsquerschnitte der drei anderen Isotopen bei demselben Spektrometerwinkel. Die unerwartet großen Werte der Isotope ⁹²Zr und ⁹⁴Zr bei $\theta_{GR} = 0^{\circ}$ im Intervall 4 MeV < *E* < 8 MeV könnten ein Anzeichen für einen zu geringen subtrahierten Untergrund sein.

11. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Masterarbeit wurden die Daten des Protonenstreuexperiments mit der Energie $E_{kin} = 295$ MeV an den Targets 90 Zr, 92 Zr, 94 Zr und 96 Zr bei den Spektrometerwinkeln 0°, 2,5° und 4,5° analysiert und der doppelt differenzielle Wirkungsquerschnitt extrahiert.

Die rekonstruierten Streuwinkel zeigen in der nicht dispersiven Richtung große Abweichungen von den durch die Lochblende definierten Streuwinkeln. Die Abweichung nimmt mit steigender Anregungsenergie zu. Bevor die weitere Analyse erfolgen kann, müssen die Streuwinkel mit einer größeren Genauigkeit rekonstruiert werden. Eventuell führt die Verwendung der korrigierten Koordinaten für die Rekonstruktion der Streuwinkel zu besseren Resultaten. Die anderen Korrekturen konnten erfolgreich durchgeführt und anschließend Spektren mit einer Auflösung von bis zu 42 keV erstellt werden. Der Untergrund wird jedoch aufgrund der nicht homogenen Verteilung in der vertikalen Fokalebene zu gering abgeschätzt.

Die gemittelte Effizienz der Ladungssammlung in den Faraday-Cups weicht bei den Spektrometerwinkeln 0° und 4,5° um über 10% von den erwarteten Werten ab. Bei dem Spektrometerwinkel 2,5° stimmt die gemittelte Effizienz mit 98 \pm 3% mit der erwarteten Effizienz überein. Die Effizienz der X₁-Driftkammer bricht bei Anregungsenergien unter 10 MeV ein, wodurch die gesamte Effizienz zu kleinen Anregungsenergien hin abnimmt. Dieser Verlauf entspricht nicht der erwarteten Effizienz der Vieldrahtdriftkammern. Ob das verhalten physikalisch oder unphysikalisch ist, muss noch untersucht werden. Für die Vorläufige Auswertung wurde wie bei vorangegangenen Analysen eine konstante Effizienz verwendet.

Aus den Summenspektren wurde der doppelt differenzielle Wirkungsquerschnitt für die Zirkoniumisotope unter den drei Spektrometerwinkeln berechnet. Bedingt durch die ungenügende Rekonstruktion der Streuwinkel ergeben sich für die Raumwinkel große Unsicherheiten. Unter Verwendung der rekonstruierten Winkel kann der Raumwinkel bei der weiteren Auswertung softwareseitig durch Gates eingeschränkt und Winkelschnitte erstellt werden.

In der weiteren Analyse werden Spin und Parität mit einer Multipolzerlegung ermittelt. Dadurch können die *E*1, *M*1 und eventuell *E*2 Anteile separiert werden. Anschließend kann die vollständige *E*1 Stärke extrahiert und die Entwicklung der Pygmydipolresonanz als Funktion der Neutronenzahl in den Zirkonium Isotopen untersucht werden.

12. Anhang

12.1. Technische Zeichnungen





Abbildung 98: Technische Zeichnung des Separationsmagneten. Die angegebene maximale Feldstärke ist mit 810 mT geringer als die gemessene maximale Feldstärke von 880 mT.



Abbildung 99: Frontansicht der Unteren Hälfte des Separationsmagneten. Die obere Hälfte entsteht durch Spiegelung an der gestrichelten Linie. Alle Angaben sind in mm. Abbildung entnommen aus Heil [6]. Die Abmessungen der Bohrlöcher wurden hinzugefügt.



Abbildung 100: Draufsicht auf den Separationsmagneten. Alle Angaben sind in mm. Abbildung entnommen aus Heil [6]. Die Abmessungen der Bohrlöcher wurden hinzugefügt.



12.1.2.Technische Zeichnung des Quadrupols

Abbildung 101: Technische Zeichnung des Quadrupols.



Abbildung 102: Technische Zeichnung der oberen Polkerne des Quadrupols.

Ma		27 - 27 - 27			Ťx		ມີຮ	li.
	UPPER POLES			a ^r ice ₁	8 a	<u>.</u>		а С 1970 Г
1	X/[mm]	¥/[mm]	8				10 - 10 10 - 10 10 - 10	Π.
	49.50000	140.00				а Э		
	50.45000	136.58		a (*		8	- et a 11	
	51.40000	133.30	81	з÷				e .
	53.50000	126.70					e - 1	
	54.60000	123.29					100	
19	55.70000	120.00			5			8 ≍ ¤ *
	58.30000	113.30		<u>)</u>	52 ¹⁰		19 N	"S=
	59.75000	109.94				20 G		e 👷 🗍
	61.20000	106.70					- 1	
	62.80000	103.24						g 2 ⁶
	65.80000	97.417	<i>a ></i>					
	67.20000	95.000			94		3., s	
	68.75000	92.429				- W		18 ¹⁰
22	70.30000	90.000					- n - ⁶ gn	8 S
	73.90000	85.000					- 17 - 18 - 1	
	75.20000	83.325	**				B	
	76.50000	81.700			5465			
	78.30000	79.540	10					
23	82.55000	74.922						້ 31 _{ອະ}
	85.00000	72.500						1) 11
	87.25000	70.353		8. ₁₀			1	E _w
	89.50000	68.300				20	3	95
54	93.50000	65.000				(10)		34
	95.85000	63.299			0	S		5
	98.20000	61.700			35 U.			
	102 60000	58.800		32				
1.1	104.65000	57.526					- 1 ×	
	106.70000	56.300					1 a a a	
	108.90000	55.025		·				12.4 T. (
1	13.55000	52.510	19		(b)		- (44 - 16	
116.0	00000	51.300			28			
11	9.70000	49,606	17			5		. E
123.	40000	48.000						(he)
					22		1	14
					с ~ ~			
				Polk	n ou	adrum	R-Q 2201	312 -3
				10110		aci apor s	- u 2007	
	22	9 - B		¥	15 4 6 68	- 36 25 States - 4		9 13
	145		19/12/	QCLAM	Spectrome	er Darms	fadt	
			80 1		70. 10			
					± 13		457 2	0 02
х.	13			15 5153	80. (2)		RI 2	12
	- 14 14		" = ₂ 2				01.2	Co Co
	ŧ.		×				- <u>a</u>	
				87				8
2) ²								

Abbildung 103: Wertetabelle der Kontur der oberen Polkerne des Quadrupols.

. 1

ž



Abbildung 104: Technische Zeichnung der unteren Polkerne des Quadrupols.

LOWER POLES -----Y/[mm] X/[mm] 140.00 -26.60000 -28.50000 136.37 -30.40000 133.00 130.14 -32.25000 127.50 -34.10000 -35.90000 124.96 -37.70000 122.50 119.90 -39.75000 117.50 -41.80000 -44.15000 114.91 -46.50000 112.50 110.28 -48.85000 108.30 -51.20000 -53.50000 106.60 105.00 -55.80000 -58.10000 103.35 101.70 -60.40000 -62.40000 100.36 -64.40000 99.200 98.367 -66.15000 -67.90000 97.600 -69.65000 96.795 96.000 -71.40000 -73.20000 95.262 -75.00000 94.600 93.766 -77.50000 -80.00000 93.000 -82.50000 92.288 -85.00000 91.700 -87.50000 91.292 4 -90.00000 91.000 -92.50000 90.755 -95.00000 90.600 90.589 -97.50000 -100.00000 90.700 -102.50000 90.902 -105.00000 91.200 -107.50000 91.602 92.100 -110.00000 -112.50000 92.691 -115.00000 -117.50000 93.400 94.249 -120.00000 95.200 -121.00000 95.598 96.000 -122.00000 Polkern unten Quadrupol Q-B 220/312-3 457 20 03 QULAM Spectrometer Darmstadt B1. 2 von 2

Abbildung 105: Wertetabelle der Kontur der unteren Polkerne des Quadrupols.





NEUTRAL POLES _____ X/[mm] Y/[mm] -144.30000 -48.000 -46.768 -143.70000 -143.10000 -45.460 -44.000 -142.50000 -141.73333 -41.821 -140.96667 -39.284 -140.20000 -36.400 -139.70000 -34.347 -32.198 -139.20000 -138.70000 -30.000 -138.26667 -28.047 -25.859 -137.83333 -137.40000 -23.200 -137.13333 -21.234 -18.976 -136.86667 -16.400 -136.60000 -136.40000 -14.270-136.20000 -12.089 -10.000 -136.00000 -135.86667 -8.6590 -135.73333 -7.0496 -135.60000 -4.8000 -3.3406 -135.53333 -135.46667 -1.7125 -135.40000 0.00000E+00 -135.46667 -135.53333 1.7125 3.3406 -135.60000 4.8000 -135.733337.0496 -135.86667 8.6590 -136.00000 -10.000 -136.20000 12.089 -136.40000 14.270 16.400 -136.60000 18.976 -136.86667 -137.13333 21.234 -137.40000 23:200 -137.83333 25.859 -138.26667 28:047 -138.70000 30.000 -139.20000 32.198 -139.70000 34.347 -140.20000 36.400 -140.96667 39.284 -141.73333 41.821 Polkern mitte -142.50000 44.000 -143.10000 45.460 -143.70000 46.768 -144.30000 48.000 Quadrupol 3-Q 220 /312-3 04 Darmstadt 457 20 OLLAM Spectrometer Bl. Zvon 2

Abbildung 107: Wertetabelle des neutralen Polkerns des Quadrupols.



Abbildung 108: Technische Zeichnung der oberen Spule des Quadrupols.



Abbildung 109: Technische Zeichnung der unteren Spule des Quadrupols.



Abbildung 110: Technische Zeichnung des Verbindungsstegs des Quadrupols. Die Positionen der Löcher stimmen jedoch nicht mit der tatsächlichen Geometrie überein.



Abbildung 111: Technische Zeichnung der Spulenhalterung des Quadrupols oben in der Mitte. Diese technische Zeichnung wurde für die Modellierung nicht verwendet. Diese technische Zeichnung stimmt nicht mit der tatsächlichen Spulenhalterung überein.

12.1.3.Technische Zeichnungen des Dipols



Abbildung 112: Technische Zeichnung der Polschuhe des Dipols.

Tabelle 22: Wertetabelle der Kontur des Strahleintritts des QCLAM-Dipols. Die Koordinaten wurden aus Knirsch [75] entnommen.

x in cm	y in cm
13,268	-33,869
11,861	-32,689
10,548	-31,520
9,326	-30,363
8,194	-29,216
7,148	-28,080
6,186	-26,955
5,306	-25,839
4,502	-24,733
3,774	-23,636
3,116	-22,548
2,525	-21,468
1,999	-20,396
1,533	-19,331
1,125	-18,273
0,769	-17,222
0,464	-16,177
0,206	-15,138
-0,009	-14,104
-0,184	-13,075
-0,321	-12,051
-0,424	-11,031
-0,495	-10,014
-0,553	-7,992
-0,545	-6,986
-0,516	-5,982
-0,467	-4,980
-0,401	-3,981
-0,319	-2,983
-0,224	-1,987
-0,117	-0,993
0,000	0,000
0,126	0,992
0,259	1,983
0,399	2,974
0,543	3,963
0,692	4,953
0,843	5,942
0,995	6,930
1,149	7,919
1,303	8,908

1,456	9,896
1,607	10,885
1,756	11,874
1,902	12,864
2,045	13,854
2,184	14,844
2,319	15,835
2,448	16,827
2,573	17,819
2,692	18,812
2,805	19,806
2,912	20,800
3,013	21,795
3,108	22,791
3,197	23,788
3,281	24,785
3,360	25,783
3,435	26,781
3,507	27,780
3,576	28,779
3,645	29,778
3,714	30,777
3,787	31,775



Abbildung 113: Technische Zeichnung des Polschuhs des Dipols. Die Zeichnung wurde von A. Helm [28] angefertigt. Diese Zeichnung beinhaltet zwei Fehler, so ist die Dicke des Polschuhs um 33 mm zu dick und der Krümmungsradius der Abrundung am Strahlaustritt ist 30 mm zu groß.



Abbildung 114: Technische Zeichnung des Jochs des Dipols.



Abbildung 115: Technische Zeichnung der linken Seitenplatte des Jochs.



Abbildung 116: Technische Zeichnung der Jochplatte oben rechts.



Abbildung 117: Technische Zeichnung der mittleren rechten Jochplatte



Abbildung 118: Technische Zeichnung der Jochplatte unten rechts.



Abbildung 119: Technische Zeichnung der unteren Jochplatte



Abbildung 120: Technische Zeichnung der Spulen des Dipols.



Abbildung 121: Technische Zeichnung des Shim-Einsatzes.

Polschuhkontur Dipol Strahlaustritt

45 t 16.5.88

Y/[mm] X/[mm] 441.51999 -1161.2 -441.22000 -1167.8 -433.17401 -1171.5 -425.12799 -1175.2 -417.08200 -1179.0 -409.03601 -1182.8 -400.98999 -1186.8 -396.95401 -1188.9 -392.91800 -1191.0 -388.88199 -1193.1 -384.84601 -1195.1 -380.81000 -1197.1 -376.78000 -1199.1 -372.75000 -1200.9 -1202.7 -368.72000 -364.69000 -1204.5 -360.66000 -1206.3 -1208.0 -356.63599 -352.61200 -1209.6 -1211.3 -348.58801 -344.56400 -1212.9 -1214.5 -340.54001 -336.51801 -1216.0 -332.49600 -1217.5 -328.47400 -1219.0 -324.45200 -1220.5 -320.42999 -1221.9 -1223.3 -316.41199 -312.39401 -1224.7 -308.37601 -1226.1 -304.35800 -1227.4 -300.34000 -1228.7 -1230.0 -296.32199 -292.30399 -1231.2

Abbildung 122: Wertetabelle des Shim-Einsatzes 1.

a state of the second state of

.a na									
	X/[mm]	· Y/[mm]	1. j				8		
	-288.28601	-1232.5	- 5	a's '		_ 15	2	(A)	
	-284.26801	-1233.7				8			5100
	-280.25000	-1234.9	ж 6).	500 M		- 14	÷.,		
	-276.23599	-1236.0		a 72 -	ан 19	e ¹⁴ - 9			
	-272.22198	-1237.2	i.	1017	80	10	<i>9</i> 1.	- 25	85
	-268,20801	-1238.3	×	a_8 a					
	-264 19400	-1239.4		8 V.		a.,			
	260 17999	-1240 5		19	5	2		2010 14	
	-200.1/999	1240.5	80						
	-256,16800	-1241.5							
0	-252.15601	-1242.6	. N						
8	-248.14400	-1243.6		* v _*				18	
	-244.13200	-1244.6							
	-240.12000	-1245.5							
- C 1 4	-236.11000	-1246.5							
1.50	-232.10001	-1247.4							
	-228.09000	-1248.3	2						
	-224.08000	-1249.2							
2075 J	-220.07001	-1250.0							
	-216.06000	-1250.9	1.0						
	-212.05000	-1251.7						25	
한 문제 같이	-208.03999	-1252.5		12					
an i jatu	-204.03000	-1253.2				100		\sim	
. 1 . s e	-200.02000	-1254.0		32					
0	-196.01401	-1254.7		•			32		
	-192.00800	-1255.4				्या		21 [°]	
	-188.00200	-1256.1							
1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1	-183.99600	-1256.7						15.2	
1941 ° 19	-179 99001	-1257.4							
• •	175 08300	1258 0							
3. S. S.	171 97900	1250.0							
a ^{na} ta tiga	-1/1.9/800	-1250.0	108					21 (M) R	
	-167.97200	-1259.1	22						, ¹⁹⁵ .
	-163.96600	-1259.7							
	-159.96001	-1260.2							
· · · ·	-155.95599	-1260.7						2	
2875 - ÎÎ	-151.95200	-1261.2	÷						
***	-147.94800	-1261.7			25				
, Sa a	-143.94400	-1262.1							
1. S. S.	a _31.75*			500		9			
	8. ₁₀	80.					(16)		
								8	

2

CHARACTER IN

Abbildung 123: Wertetabelle des Shim-Einsatzes 2.

AND A

	- 14 - 14 - 14 -		15 B				ः ह	18 M.	
		-	3 -						6
s 10, 10 ⁰	X/[mm]	Y/[mm]	, ²¹ 2						×
8 C (C)			1	0. 93				ja ilej	art) i
	39,94000	-1262.6		51 20-22	(10) a •			1. st. j	* 1 ¹ -
	35.94000	-1263.0		· ~ ~			1993	2	S the
·	31.94000	-1263.4	1.00				1		. î. ș
n ja turk kur	27.94000	-1263.7	이 같은 것이 같아?	96 Bill - M	- 8 19 - 19 - 19 - 19 - 19 - 19 - 19 - 19 -		a 8 8 3	ana pos	4 1 A.
e = 3	23.94000	-1264.1					42	a wet	
- ⁶⁴⁴ (111 - 141	19.94000	-1264.4	$\mathfrak{D} \to \mathfrak{D}^{\mathrm{AS}}$	×				- 19 A	100 e
10 A 10 A 10	15.93800	-1264.7			-		е,	1 84 D	8.53
. (1990) - 1944	11.93600	-1265.0						Age 1	100
• • • • •	107.93400	-1265.2						- (* ⁻ - *	1
i na si n	03.93200	-1265.5	2						
0	-99.93000	-1265.7	* 6						19 M.S.
	-95.93200	-1265.9						573	5
1997 - 1997 - 1997 - 1997 - 1997 - 1997 - 1997 - 1997 - 1997 - 1997 - 1997 - 1997 - 1997 - 1997 - 1997 - 1997 -	-91.93400	-1266.1	11	4) -					
	-87.93600	-1266.3				8			
승규는 것.	-83.93800	-1266.5	04 34						94 ₀₀
÷ .	79.94000	-1266.6						11	
	-75.94200	-1266.7	er						
	-71.94400	-1266.8	8			<u>80</u>			
	-67.94600	-1266.9		.a			0	9 8a	
	-63.94800	-1267.0					- 4		
Contra -	-59.95000	-1267.0		10					
engi in	-55.95200	-1267.1							
1	-51.95400	-1267.1							10 e
	47.95600	-1267.1	¥1 82	*0 			_ n 3		
tin in the second se	-43.95800	-1267.1				35			
31 34	-39.96000	-1267.1	a 8.:				12	ang 11	1
e last i	-35.96400	-1267.0		12	6	a	8	1.	
	31.96800	-1267.0							
	-27.97200	-1266.9						8	12
	-23.97600	-1266.8				85		1.8	
	-19.98000	-1266.7	10		8				2 K
	-15.98400	-1266.6						a a ⁰²⁵⁵	0.055
	-11.98800	-1266.5							
	-7.99200	-1266.3					(ii)		
	-3.99600	-1266.2							4
Pamer 2 Miller	0.00000	-1266.0	Ş.	10 - 10 4 0	¥7		55		£3
	3.99600	-1265.8				8 ⁸	1	21 ×	60 Ta 10 18 2 - 2
					•				- 10
	R 8	5	R	25					
									9 m

Abbildung 124: Wertetabelle des Shim-Einsatzes 3.

	8							
	X/[mm]	Y/[mm]		. · · ·	9 <u>8</u> - 1			
			- 0 - 0	2 C 		* 34		
iya, a gao	7.99200	-1265.6			÷		2022	
	11,98800	-1265.4	10	5		 M 18	1.447.7	2
	15,98400	-1265.2	# ⁶⁶ (81			<u>.</u>		
	19 98000	-1265.0		100	11	1949 - V		2
	23 97600	-1264 7				5 OK 522		1
	23.97000	1264.5	8 ⁸ 8	70 ⁰⁰		2		
The start	21.97200	1264.0	4		3			
12 N A 19 A	31.96800	1264.2			52	8 o		1.0
	33,96400	-1203.9		-				
	39.96000	-1203.0		- 17	<u>.</u>			
A	43.95800	-1263.3		28				
Contraction of the second seco	47.95600	-1263.0	1. s	· ;	с. С			
	51.95400	-1262.7	20	(C)		51.		
2 2	55.95200	-1262.4						0.9%
	59.95000	-1262.0						
* 1911 (* 1.	63.94600	-1261.7	12					
	67.94200	-1261.3						
	71.93800	-1260.9						2
	75.93400	-1260.5						
	79.93000	-1260.1			2			
teres and	83.92800	-1259.7						2
	87.92600	-1259.3			22	8		
	91.92400	-1258.9					10	
	95.92200	-1258.5	8	8	а 			
6	99.92000	-1258.0	*	1 N	199 °			
	103.91800	-1257.6	5.2	ŝ				24
	107.91600	-1257.1	1 Mai 14	634				a
1 . A. A. A.	111.91400	-1256.6		- R		a 10		
	115.91200	-1256.2			8	2.43		
-1-1	119.91000	-1255.7			s 2			
	123.91000	-1255.2	- 14	25 27		v s s .	(a	
- 19 () () () () () () () () () (127,91000	-1254.7						
	131,91000	-1254.2						100
	135,91000	-1253.6		-				
	139,91000	_1253.1		30			27. O	
	143 91000	-1252 6						
	147.91000	1252.0			11	а 2		
	151 01000	1251 /	8 B	s fu				
	121.91000	-1251.4	48) 197			E1		-
		11 Jan	*040 90		藍	· ·		12
		2 ⁸⁸	(f) - 30			156 8 5	41 - CH 26	
		10						

h

Abbildung 125: Wertetabelle des Shim-Einsatzes 4.

and all

1977 - 1 T	1997 N. 18	a ta gat	277 II (2) (2)3		2.7	ан ₁₉	1
1. S.	ಾಕ್ಸ್ ಮೊ			1967			
	11 ¹⁰ 11 ¹⁰			14 ⁻			
	20. <u>§</u>	2 <u>-</u>	5 -	x			
			- N		34		1. 1997 A. A.
	X/[mm]	Y/[mm]	4 			ar el	
	155.91000	-1250.9		iti			
	159.91000	-1250.3				22	
	163.91200	-1249.7	¥2 ⁴¹			8	14
	167.91400	-1249.1		10 <u>1</u>		_ R 6 8	
	171.91600	-1248.5	8 P				
1	175.91800	-1247.9	8 R. 2	19 A A			3.2
	179.92000	-1247.3	e 8.			್ಲು ಹ	
	183,92200	-1246.7					
1973) ₁ 1973 - 19	187.92400	-1246.0				2 X 8	in the second
	191,92599	-1245.4				16	
A	195,92799	-1244.7					
	199,92999	-1244.1	20 ⁸⁷ 0	*e 20			
	203 93201	-1243.4					
	207 93401	-1242 7				8	18
t di sura	211 03600	1242.7	10 a 1	a (i)			2 X 1
e all'anne	211.93000	-1242.0					
	213.93800	-1241.5			ŝ		2 ¹⁰
	219.94000	-1240.0					
	223.94400	-1239.9	- ¹⁰ -000 - 10		2	3	34 ^{- 26}
	227.94800	-1239.1	18 - 18 - 18 - 18 - 18 - 18 - 18 - 18 -			2) ⁽²⁾	
	231.95200	-1238.4	60° ** 55				8
	235.95599	-1237.6					18 A.
	239.96001	-1236.8	3 × 2 × 3		2		
5 m	243.96201	-1236.1					1 ·
	247.96400	-1235.3	1947 - 1949 1947 - 1949	(#)		e ⁶ 5	
	251.96600	-1234.4					- a
	255.96800	-1233.6	10		5		19. .
	259.97000	-1232.8	17 N.			8	
	263.97400	-1231.9		1. 1.			in the state
	267.97800	-1231.0			- ¹⁹⁶	5000	
	271.98199	-1230.1					
	275.98599	-1229.2	8 A 8	·**		£2	
	279.98999	-1228.3					
3 8	283.98999	-1227.3	8		27 ₁₂		15 BY 180
9. 	287.98999	-1226.4	54		- 0 	1	12 12 12 12 12 12 12 12 12 12 12 12 12 1
	291.98999	-1225.4					
	1		10 10	1	1421		स स मार्थक
				51 B	12 - <u>12</u>		
			· E E			-	8 8 ^{2 8}
14 14	3						800
		÷		<u>9</u> 2		85	N 67 - 18
") seens interactions	THE REAL PROPERTY OF STREET, ST			(517-625-545-52	esterna de la		
A Lat I La & March ARD AR	a state way of a second to a second second	SALE AND A SHORE AND A SHORE AND	A REAL PROPERTY AND A REAL	DNATES AND ADD TO THE ADD TO THE ADD THE	CAREFORNIA CONTRACTOR CONTRACTOR	NAMES OF A DESCRIPTION OF A DESCRIPTION OF A DESCRIPTIONO	NOT A PARTY AND A DATA PARTY AND A

Abbildung 126: Wertetabelle des Shim-Einsatzes 5.

12.1.4.Vakuumkammern



Abbildung 127: Technische Zeichnung der Vakuumkammer des Quadrupols.



Abbildung 128: Technische Zeichnung der Vakuumkammer des Dipols.
12.2. Eigenschaften der Spulen

Tabelle 23: Widerstand und I	nduktivität der in Reil	ne geschalteten Spulen	des LINTOTT-Spektrometers.
		.e geseneneeren spenen	

	Designwert	Messung
Widerstand	0,29 Ω	0,2±0,1 Ω
Induktivität	18 mH	12,76±0,01 mH

Tabelle 24: Widerstand und Induktivität der in Reihe geschalteten Spulen des QCLAM-Dipols.

	Designwert	Messung
Widerstand	0,551 Ω	$0,6\pm0,1~\Omega$
Induktivität	-	47,01±0,06 mH

Tabelle 25: Widerstand und Induktivität der in Reihe geschalteten Spulen des QCLAM-Quadrupols.

	Designwert	Messung
Widerstand	0,144 Ω	$0,15\pm0,14~\Omega$
Induktivität	-	6,44±0,01 mH

Abbildungsverzeichnis

- Abbildung 2: Schematische Darstellung des S-DALINAC. Elektronen aus dem Injektor können in den Hauptbeschleuniger umgeleitet werden und nach drei Rezirkulationen zu den Spektrometern transportiert werden. Abbildung entnommen aus Arnold [16]......9
- Abbildung 3: Abgebildet ist ein Querschnitt durch die Symmetrieebene des QCLAM-Spektrometers. Zu sehen sind die Streukammer, das Spektrometer sowie die drei Detektortypen des Detektorsystems. Abbildung entnommen aus Reitz [17]......11

- Abbildung 7: Das Detektorsystem des QCLAM-Spektrometers besteht aus drei Vieldrahtdriftkammern, welche zur Rekonstruktion der Elektronentrajektorien dienen, einem Szintillator, der das Trigger-Signal liefert, und einem Čerenkovzähler zur Reduktion des Untergrunds. Hierbei sind (1) der Čerenkovzähler, (2) der Szintillator, (3) die X₂-Vieldrahtdriftkammer, (4) die U-Vieldrahtdriftkammer, (5) die X₁-Vieldrahtdriftkammer, (6) der Photomultiplier und (7) die Verschiebemimik. Abbildung entnommen aus Reitz [17].
- Abbildung 8: Für die Berechnung der Bahnen geladener Teilchen wird ein mitbewegtes Koordinatensystem verwendet. Abbildung entnommen aus Hinterberger [21]......15
- Abbildung 10: Die Stärke des Magnetfeldes eines Dipolmagenten im Luftspalt der Länge *g* kann mittels einem Wegintegral über einen geschlossenen Weg abgeschätzt werden. Abbildung entnommen aus Hinterberger [21]......17

Abbildung 12: Querschnitt durch einen Quadrupol. Die vier Polschuhe sind von einem Joch umgeben. In der Mitte sind die Richtungen der Feldlinien angedeutet. [21]......18

Abbildung 13: Querschnitt durch einen Sextupol, a ist der Aperturradius. [21]19

- Abbildung 16: Seiten- (links) und Frontansicht (rechts) des Quadrupols. Alle Abmessungen sind in Millimeter angegeben. 1, 7: Rückflussjoche; 2, 6: Spulen; 3: oberer Polschuh; 4: Verbindungssteg; 5: unterer Polschuh; 8: neutraler Pol. Abbildung entnommen aus Knirsch [2].
- Abbildung 17: Kontur des neutralen Polkerns. Die Kontur wird durch ein an die Wertetabelle angepasstes Polynom 14. Grades beschrieben. Das verwendete Koordinatensystem entspricht dem aus den technischen Zeichnungen des Quadrupols (Anhang 12.1.2)......25

- Abbildung 21: Querschnitte durch das QCLAM-Spektrometer. Das Shim-Einsatzstück fehlt in dieser Zeichnung. 1: Quadrupol; 2: Seitenjoch; 3: Spule; 4: Rückflussjoch; 5: Vakuumkammer: 6: Polschuh; 7: Pumpstutzen. Abbildung entnommen aus Knirsch [2].
 28
- Abbildung 22: Vergleich der verwendeten Konturen am Strahleintritt zwischen den N\u00e4herungen der vorherigen Modelle, der Wertetabelle und dem, in dieser Arbeit verwendeten Polynom 9. Grades. Das Koordinatensystem entspricht dem aus den Technischen Zeichnungen des Dipols (Anhang 12.1.3).

- Abbildung 31: Vergleich zwischen dem gemessenen (blau, grün) und dem simulierten Feldverlauf (rot) entlang der z-Achse. Die Feldverläufe stimmen gut überein. Bedingt durch den mechanischen Aufbau des Messplatzes konnte der Feldverlauf nicht bis zum Ende gemessen werden, deshalb wurde der äußere Bereich für die Bestimmung der effektiven Länge gespiegelt (grün). Die effektive Länge ist durch die schwarzen Linien dargestellt.37

Abbildung 37: Koordinatensystem des Sollstrahls am Strahleintritt ($X1 - Z1$) und am Strahlaustritt ($X2 - Z2$)
Abbildung 38: Links: Simulierter Randfeldverlauf entlang der Z2'-Achse. Rechts: Gemessener Randfeldverlauf entlang der Z2'-Achse. Abbildung entnommen aus Knirsch [2]
Abbildung 39: Simulierte Feldkarte des Randfeldes am Strahleintritt des QCLAM-Spektrometers im Bereich zwischen 100 mT und 1000 mT bei einem Erregerstrom von 280 A
Abbildung 40: Gemessene Feldkarte des Randfeldes in der Mittelebene des QCLAM- Spektrometers im Bereich zwischen 0,1 T und 1 T am Strahleintritt bei einem Erregerstrom von 280 A. Abbildung entnommen aus Knirsch [2]44
Abbildung 41: Feldkarte des Randfeldes am Strahlaustritt des QCLAM-Spektrometers im Bereich zwischen 100 mT und 1000 mT bei einem Erregerstrom von 280 A. Das Koordinatensystem wurde gegenüber dem X ₂ -Z ₂ -koordinatensystem um 6,5° gedreht44
Abbildung 42: Gemessene Feldkarte des Randfeldes in der Mittelebene des QCLAM- Spektrometers im Bereich zwischen 0,1 T und 1 T am Strahlaustritt bei einem Erregerstrom von 280 A. Abbildung entnommen aus Knirsch [2]45
Abbildung 43: Verlauf der effektiven Feldkante und der Eisenkante am Strahleintritt. Links: Simulation. Rechts: Messung. Abbildung entnommen aus [2]
Abbildung 44: Verlauf der effektiven Feldkante und der Eisenkante am Strahlaustritt. Links: Simulation. Rechts: Messung. Abbildung entnommen aus Knirsch [2]45
Abbildung 45: Nach der Korrektur des Strahlaustritts ist die Verschiebung der effektiven Feldkante von der Eisenkannte halbiert
Abbildung 46: Querschnitt durch den Photonentagger NEPTUN. Dieser zeichnet sich gegenüber dem QCLAM-Spektrometer durch eine simplere Geometrie aus und kann als Test der Simulationssoftware verwendet werden47
Abbildung 47: Simuliertes Magnetfeld und simulierte Elektronenbahnen in der Mittelebene des Photonentaggers NEPTUN
Abbildung 48: Elektronenbahnen durch die Fokalebene des Photonentaggers NEPTUN. Die Elektronenbahnen gleicher Energie schneiden sich in der geraden Fokalebene (blaue Linie) in einem Punkt
Abbildung 49: Kalibrierungsgerade für den Erregerstrom des Separationsmagneten bei einer gegebenen Elektronenenergie
Abbildung 50: Bei senkrechtem Einfall in das Dipolfeld mit unterschiedlichen Impulsen schneiden sich die rückwärtig verlängerten Elektronenbahnen im Zentrum des Magneten. Der Ursprung des Koordinatensystems befindet sich in der Mitte des Separationsmagneten und die z'-Achse liegt auf der Verbindungslinie zwischen Separationsmagnet und Target.
Abbildung 51: Entstehung des virtuellen Bildes im Separationsmagneten bei elastischer Streuung. Der Ursprung des Koordinatensystems befindet sich in der Mitte des Separationsmagneten und die z'-Achse liegt auf der Verbindungslinie zwischen Separationsmagnet und Target
Abbildung 52: Kalibrierungsgerade für den Erregerstrom des Dipols bei einer gegebenen Elektronenenergie

- Abbildung 55: Elektronenbahnen mit dem Impuls p_0 und unterschiedlichen vertikalen Winkeln am Ort des minimalen Strahlflecks. Das Koordinatensystem wurde so gedreht, dass der Sollstrahl auf der *ZZentral*-Achse liegt. Anschließend wurde die *ZZentral*-Achse so verschoben, dass der Ort mit minimaler Strahlfleckgröße bei *ZZentral* = 0 liegt. Die Bewegungsrichtung der Elektronen ist von rechts nach links und die Elektronen mit negativen vertikalen Streuwinkeln bewegen sich in negativer *XZentral*-Richtung. Elektronen mit positiven vertikalen Streuwinkeln bewegen sich in positiver *XZentral*-Richtung. 53
- Abbildung 56: Elektronenbahnen in der Nähe des Ortes minimaler Strahlfleckgröße. Das Koordinatensystem wurde so wie in Abbildung 55 beschrieben ausgerichtet. Gegenüber der Simulation mit dem tetraedrischen Gitter sind die Winkelabstände zwischen den benachbarten Trajektorien unregelmäßiger. Die Simulation erfolgte mit 26 · 106 Gitterzellen und einer minimalen und maximalen Kantenlänge von 1 mm bzw. 15,8 mm.
 53

- Abbildung 60: Trajektorien von Elektronen, die unter einem Streuwinkel von 180° mit unterschiedlichen Impulsen in den Separationsmagneten eintreten liegen im Detektorsystem aufgrund der Kopplung der dispersiven Ebenen von Separationsmagnet und QCLAM-Spektrometer auf einer Diagonalen. Abbildung entnommen aus Lüttge [4].

- Abbildung 63: Energieabhängigkeit der Zentralterme der effektiven Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bei verschwindenden Impulsüberträgen $q \rightarrow 0$ MeV nach W. G. Love und M. A. Franey [58]. Abbildung entnommen aus Bassauer [50]......67

- Abbildung 68: Konfiguration der Vieldrahtdriftkammern. Die Pfeile geben die Zählrichtung der Drähte an. Abbildung entnommen aus Tamii [53].....72
- Abbildung 70: Schematische Darstellung des Large-Acceptance-Spektrometers. Abbildung entnommen aus Matsubara [56]......73

- Abbildung 74: Prozedur der Analyse. Zu Beginn werden die Rohdaten vom Eventbuilder bearbeitet, dieser Schritt muss nur ein Mal durchgeführt werden. In den beiden Definitionsdateien hist.def und run####.def sind Definitionen für Konstanten, Gates, Histogramme usw. enthalten. Die Datei run####.def enthält spezifische Definitionen für den Run mit der Nummer ####. Der Analyzer liest die Daten ein und verwendet die Definitionsdateien um Histogramme zu erstellen, diese werden als hbook Dateien gespeichert und können mit PAW ausgelesen werden. Die Histogramme werden aus PAW exportiert und in Mathematica für die weitere Auswertung importiert. Nach der Auswertung werden die gewonnenen Korrekturen den Definitionsdateien hinzugefügt. 79
- Abbildung 76: Konvertierung der Driftzeiten (links) in Driftlängen (rechts) für die Vieldrahtdriftkammern. Gezeigt sind exemplarische Histogramme für die X₁ Vieldrahtdriftkammer. Der Peak der Driftzeiten ist auf die Inhomogenität des elektrischen Feldes in der Nähe der Zähldrähte zurückzuführen. Aufgrund der konstanten Driftgeschwindigkeit sind die Driftzeiten für Ereignisse im homogenen Feldbereich flach verteilt. Nach der Konvertierung stellen die Driftlängen eine flache Verteilung dar...............81

- Abbildung 79: Extraktion der Koordinaten für die Analyse der Lochblendenmessung. Die vertikale Position des Protonenstrahls wird mit dem LAS gemessen (oben links). Für die Auswertung der Koordinaten im Detektorsystem des GR wird ein Gate auf die elastische Linie verwendet (oben rechts). Die *xd* und θd -Positionen werden unter Verwendung eines Gates auf Φd ermittelt (unten links). Mit einem Gate auf θd werden die *yd* und Φd -Positionen ermittelt (unten rechts).
- Abbildung 81: Gegenüberstellung von zweidimensionalen Histogrammen vor und nach der Rekonstruktion mit den Gleichungen (10.1), (10.2) und den Werten aus Tabelle 11. Der

- Abbildung 83: Zweidimensionale $xd' \theta d$ -Histogramm nach der Korrektur der Kinematik für eine 12C-Messung. Die angeregten Zustände des Targets sind als gekrümmte Linien zu erkennen. Die verbleibende Abhängigkeit der xd'-Koordinate von dem Winkel θd ist auf die Ionenoptischen Eigenschaften des Grand-Raiden-Spektrometers zurückzuführen.....87

- Abbildung 90: Dargestellt ist die "erweiterte Methode" zur Subtraktion des Untergrunds. Durch eine Verschiebung von *yd* in positive Richtung wird der Untergrund auf der linken Seite

- Abbildung 93: Summenspektren der Zirkoniumisotope ⁹⁰Zr, ⁹²Zr, ⁹⁴Zr und ⁹⁶Zr bei den Spektrometerwinkeln 0°, 2,5° und 4,5°......96
- Abbildung 94: Links: Zweidimensionale Darstellung der Anregungsenergie und der Zeitdifferenz der beiden Photomultiplier des ersten Plastikszintillators hinter den Vieldrahtdriftkammern. Rechts: Energieabhängigkeit der Effizienz. Es können drei Modelle zur Beschreibung der Effizienz verwendet werden. Ein Polynom vierten Grades (rot) beschreibt die gemessene Effizienz. Wenn der Verlauf bei niedrigen Energien unphysikalisch ist, kann die Effizienz durch eine konstante extrapoliert werden (grün). Ohne Berücksichtigung der Energieabhängigkeit ergibt sich eine konstante Effizienz für das gesamte Detektorsystem (orange).
- Abbildung 95: Effizienzen der vier Vieldrahtdriftkammern eines ⁹²Zr-Runs bei $\theta = 0^{\circ}$. Bei großen Anregungsenergien nimmt die Effizienz der einzelnen Kammern ab, die Abnahme in den Kammern X₁ und X₂ ist stärker als in den Kammern U₁ und U₂. Bei kleinen Anregungsenergien tritt in der X₁ Kammer eine starke Abnahme der Effizienz auf........97

- Abbildung 99: Frontansicht der Unteren Hälfte des Separationsmagneten. Die obere Hälfte entsteht durch Spiegelung an der gestrichelten Linie. Alle Angaben sind in mm. Abbildung entnommen aus Heil [6]. Die Abmessungen der Bohrlöcher wurden hinzugefügt...... 106
- Abbildung 100: Draufsicht auf den Separationsmagneten. Alle Angaben sind in mm. Abbildung entnommen aus Heil [6]. Die Abmessungen der Bohrlöcher wurden hinzugefügt. 106

Abbildung 101: Technische Zeichnung des Quadrupols	107
Abbildung 102: Technische Zeichnung der oberen Polkerne des Quadrupols	108
Abbildung 103: Wertetabelle der Kontur der oberen Polkerne des Quadrupols	109

Abbildung 104: Technische Zeichnung der unteren Polkerne des Quadrupols110
Abbildung 105: Wertetabelle der Kontur der unteren Polkerne des Quadrupols111
Abbildung 106: Technische Zeichnung des neutralen Polkerns des Quadrupols
Abbildung 107: Wertetabelle des neutralen Polkerns des Quadrupols
Abbildung 108: Technische Zeichnung der oberen Spule des Quadrupols114
Abbildung 109: Technische Zeichnung der unteren Spule des Quadrupols115
Abbildung 110: Technische Zeichnung des Verbindungsstegs des Quadrupols. Die Positionen der Löcher stimmen jedoch nicht mit der tatsächlichen Geometrie überein
Abbildung 111: Technische Zeichnung der Spulenhalterung des Quadrupols oben in der Mitte. Diese technische Zeichnung wurde für die Modellierung nicht verwendet. Diese technische Zeichnung stimmt nicht mit der tatsächlichen Spulenhalterung überein
Abbildung 112: Technische Zeichnung der Polschuhe des Dipols118
Abbildung 113: Technische Zeichnung des Polschuhs des Dipols. Die Zeichnung wurde von A. Helm [28] angefertigt. Diese Zeichnung beinhaltet zwei Fehler, so ist die Dicke des Polschuhs um 33 mm zu dick und der Krümmungsradius der Abrundung am Strahlaustritt ist 30 mm zu groß
Abbildung 114: Technische Zeichnung des Jochs des Dipols122
Abbildung 115: Technische Zeichnung der linken Seitenplatte des Jochs
Abbildung 116: Technische Zeichnung der Jochplatte oben rechts
Abbildung 117: Technische Zeichnung der mittleren rechten Jochplatte
Abbildung 118: Technische Zeichnung der Jochplatte unten rechts
Abbildung 119: Technische Zeichnung der unteren Jochplatte127
Abbildung 120: Technische Zeichnung der Spulen des Dipols128
Abbildung 121: Technische Zeichnung des Shim-Einsatzes129
Abbildung 122: Wertetabelle des Shim-Einsatzes 1130
Abbildung 123: Wertetabelle des Shim-Einsatzes 2131
Abbildung 124: Wertetabelle des Shim-Einsatzes 3132
Abbildung 125: Wertetabelle des Shim-Einsatzes 4133
Abbildung 126: Wertetabelle des Shim-Einsatzes 5134
Abbildung 127: Technische Zeichnung der Vakuumkammer des Quadrupols135
Abbildung 128: Technische Zeichnung der Vakuumkammer des Dipols

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Relevante Unterschiede zwischen dem alten und dem neuen Separationsmagneten.Die Werte wurden aus Bozorgian [18] entnommen.13
Tabelle 2: Aufgelistet sind die ersten vier Multipole sowie deren primäre Wirkung auf den Verlauf der Teilchen im Strahl
Tabelle 3: Grundlegende Gleichungen für die Berechnung der Trajektorien geladener Teilchen in CST Studio Suite [24].22
Tabelle 4: Wichtige Eigenschaften des Separationsmagneten. Alle Angaben wurden der Plakette am Separations-magneten entnommen
Tabelle 5: Vergleich der Messung von M. Knirsch [2] und der Simulation. Die Koordinaten sind im Koordinatensystem aus Abbildung 20 angegeben. Für die Messwerte sind keine Unsicherheiten angegeben, eine Verdrehung der Hallsonde um ca. 0,2° führt zu einer Verfälschung des Messwertes in der Größenordnung von einem Prozent [2]40
Tabelle 6: Aufgelistet sind technische Details des Grand-Raiden-Spektrometers. Daten entnommen aus Tamii [53]71
Tabelle 7: Aufgelistet sind die technischen Details der Vieldrahtdriftkammern des Grand- Raiden-Spektrometers. Daten entnommen aus Tamii [53]
Tabelle 8: Technische Details des Large-Acceptance-Spektrometers. Daten entnommen aus Tamii [53]
Tabelle 9: Technische Details der Vieldrahtdriftkammern des Large-Acceptance-Spektrometers.Daten entnommen aus Tamii [53].74
Tabelle 10: Liste der verwendeten Targets mit Anreicherung und Massenbelegung. Die Haupttargets sind ⁹² Zr und ⁹⁴ Zr, natürlicher Kohlenstoff dient zur Energiekalibrierung, 26Mg dient zur Überprüfung der Energiekalibrierung und 58Ni wird bei der Lochblendenmessung verwendet
Tabelle 11: Auflistung der Koeffizienten der Gleichungen (10.1) und (10.2) zur Rekonstruktion der Streuwinkel. Die Zahlen <i>i</i> , <i>j</i> , <i>k</i> und <i>l</i> repräsentieren die Exponenten der Koordinaten xd , yd und Winkel θd und ϕd
Tabelle 12: Auflistung der Fitparameter zur Beschreibung der Kinematik der verwendeten Targets
Tabelle 13: Koeffizienten zur Korrektur des horizontalen Durchstoßwinkels durch das Detektorsystem.
Tabelle 14: Korrigierte Koordinaten und zugehörige Energien im ¹² C-Spektrum. 88
Tabelle 15: Fitparameter zur Korrektur der ionenoptischen Eigenschaften des Grand-Raiden- Spektrometers. 89
Tabelle 16: Positionen der Linien im korrigierten Spektrum und zugehörige Energien. Die Energien wurden NuDat 2.6 [71] entnommen
Tabelle 17: Fitparameter der Energiekalibrierung91
Tabelle 18: Fitparameter für die korrigierte Koordinate <i>yc</i> . Die Zahlen <i>i</i> , <i>j</i> und <i>k</i> repräsentieren die Exponenten von <i>xd</i> , θd und Φd . Die Zahl <i>L</i> steht für den Exponenten von <i>yLas</i> 92

Tabelle 19: Fitparameter zum Entkoppeln des vertikalen Winkels Φd von der vertikalen Position yc
Tabelle 20: Gemittelte Effizienzen der Faraday-Cups bei den drei Spektrometerwinkeln 99
Tabelle 21: Auflistung der Variablen mit den zugehörigen Werten für die Berechnung des doppelt differenziellen Wirkungsquerschnitts
Tabelle 22: Wertetabelle der Kontur des Strahleintritts des QCLAM-Dipols. Die Koordinaten wurden aus Knirsch [75] entnommen
Tabelle 23: Widerstand und Induktivität der in Reihe geschalteten Spulen des LINTOTT- Spektrometers. 137
Tabelle 24: Widerstand und Induktivität der in Reihe geschalteten Spulen des QCLAM-Dipols.
Tabelle 25: Widerstand und Induktivität der in Reihe geschalteten Spulen des QCLAM- Quadrupols

Literaturverzeichnis

[1] E. Rutherford, *The Scattering of* α *and* β *Particles by Matter and the Structure of the Atom*, Philosophical Magazine, Series 6, 21, (1911).

[2] M. Knirsch, Konzeption, Aufbau und Erprobung eines hochauflösenden QCLAM-Elektronenspektrometers mit großem Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz am Elektronenbeschleuniger S-DALINAC, Dissertation, Darmstadt (1991) **D17**.

[3] A. Richter, Operational experience at the S-DALINAC, Darmstadt (1996).

[4] G. C. Lüttge, Entwicklung und Aufbau eines Magnetsystems für Elektronenstreuung unter 180° und vollständige Bestimmung der magnetischen Dipol- und Quadrupolstärkeverteilung in 28SI, Dissertation, Darmstadt (1994) **D17**.

[5] F. Neumeyer, Untersuchung magnetischer Kernanregungen in 48Ca und 90Zr mit hochauflösender Elektronenstreuung unter 180° am S-DALINAC, Dissertation, Darmstadt (1997) **D17**.

[6] S. Heil, Simulation des Magnetsystems des 180° Streuexperiments am QCLAM-Spektrometer in CST Studio, Bachelorarbeit, Darmstadt (2011).

[7] A. Hufnagel, Simulation der Abbildungseigenschaften des QCLAM-Magnetspektrometers mit CST Studio, Bachelorarbeit, Darmstadt (2014).

[8] G. Steinhilber, Simulation des 180°-Aufbaus am QCLAM Spektrometer am S-DALINAC mit CST Studio Suite, Masterproposal, Darmstadt (2016).

[9] G. Steinhilber, *Stromauslese und Verfahrsteuerung am QCLAM-Spektrometer am S-DALINAC*, Bachelorarbeit, Darmstadt (2013).

[10] A. Krugmann, Untersuchung von EO-Übergängen in Kernen am Phasenübergang zwischen sphärischer und deformierter Kerngestallt, Masterarbeit, Darmstadt (2008).

[11] G. Herbert, Entwurf und Auffbau des Meßdatenerfassungssystems am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger und S-DALINAC und statistische Analyse von 40Ca(e,e' x)-Experimenten, Dissertation, Darmstadt (1994) **D17**.

[12] A. Byelikov, Neutrino-Nukleosynthes der seltenen Isotope 138La und 180Ta und Entwicklung eines Siliziumballs für exlkusive Elektronenstreuexperimente am S-DALINAC, Dissertation, Darmstadt (2007) **D17**.

[13] Y. Poltoratska, C. Eckardt et al., *Developements at the Polarized-Electron Injector of the Superconducting Darmstadt Electron Linear Accelerator*, (2011).

[14] Technische Universität Darmstadt *S-DALINAC*, (Abgerufen am 29. 2 2016) von: http://www.tu-darmstadt.de/vorbeischauen/aktuell/einzelansicht_134016.de.jsp.

[15] Institut für Kernphysik Darmstadt *IKP TU Darmstadt*, (Abgerufen am 29. 2 2016) von: http://www.ikp.tu-darmstadt.de/sdalinac_ikp/index.de.jsp.

[16] M. Arnold, Dissertation in Vorbereitung.

[17] B. Reitz, Weiterentwicklung des Detektorsystems am QCLAM-Spektrometer des S-DALINAC und Untersuchung der Reaktion 48Ca(e,e') und 58Ni(e,e') unter 180°, Dissertation, Darmstadt (2000) **D17**.

[18] B. Bozorgian, Neus Separationsmagnetsystem für 180° Elektronenstreuung am S-DALINAC, Poster, (2011).

[19] A. D'Alessio, *Effizienzmessung von Vieldraht-Driftkammern für unterschiedliche Gasmischungen am QCLAM Spektrometer*, Masterarbeit, Darmstadt (2016).

[20] K. D. Hummel, Entwicklung und Inbetriebnahme eines Vieldrahtdriftkammer Detektorsystems für das QCLAM-Spektrometer am supraleidenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC, Dissertation, Darmstadt (1992) **D17**.

[21] F. Hinterberger, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*, 2.. Aufl. Springer-Verlag, Berlin (2008) 978-3-540-75281-3.

[22] K. Wille, Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotonstrahlungsquellen, Teubner, Stuttgart (1992).

[23] C. S. Technology (2016). *CST-Computer Simulation Technology*, (Abgerufen am 24. 2 2016) von: https://www.cst.com/.

[24] Computer Simulation Technology, CST Studio Suite 2016, (2015).

[25] BRUKER (2016). BRUKER, (Abgerufen am 18. 3 2016) von: https://www.bruker.com.

[26] J. A. Huwaldt, Plot Digitizer, (2011).

[27] D. Oppermann, Persönliche Mitteilung, Darmstadt (2016).

[28] A. Helm, Persönlich Mitteilung, Darmstadt (2015/2016).

[29] A. Krugmann, Persönliche Mitteilung, Darmstadt (2016).

[30] S. Eller, Persönliche Mitteilung, (2016).

[31] Weiand, Persönliche Mitteilung, (2016).

[32] Wolfram (2016). *Wolfram Mathematica*, (Abgerufen am 9. 10 2016) von: https://www.wolfram.com/mathematica/.

[33] M. Arnoldt, Persönliche Mitteilung, Darmstadt (2015/2016).

[34] I. Brandherm, Miniforschung, Darmstadt (2016).

[35] K. Lindenberg, *Development and Construction of the Low-Energy Photon Tagger NEPTUN*, Dissertation, Darmstadt (2007) **D17**.

[36] D. Semmler, Persönliche Mitteilung, Darmstadt (2016).

- [37] D. Semmler, Dissertation in Vorbereitung.
- [38] C. Eschelbach, Persönliche Mitteilung, Darmstadt (2016).

[39] M. Lösler, Persönliche Mitteilung, Darmstadt (2016).

[40] M. Acker und F. Ehmann, Ausarbeitung zur Miniforschung zur Vermessung des QCLAM-Magnetspektrometers, Miniforschung, Darmstadt (2016).

[41] G. Schrieder, Persönliche Mitteilung, Darmstadt (2015).

[42] N. Neumann, Persönliche Mitteilung, Darmstadt (2016).

[43] W. Bothe und W. Gentner, Z. Phys., 106 (1937) 236.

[44] G. C. Baldwin und G. S. Klaiber, Phys. Rev., 71 (1947) 3.

[45] M. Goldhaber und E. Teller, Phys. Rev., 74 (1948) 1046.

[46] H. Steinwedel, J. H. Jensen et al., Phys. Rev., **79** (1950) 1019.

[47] D. Martin, Gamma Strength Function of 96Mo: A Test of the Axel-Brink Hypothesis, Masterarbeit, Darmstadt (2016).

[48] C. Iwamoto und A. Tamii, *Pygmy Dipole Resonance in Zr isotopes*, Proposal for Experiment at RCNP, Osaka (2014).

[49] S. T. Brown, Phys. Rev. C, 64 (2001) 027302.

[50] S. Bassauer, Aufbau und Test der Elektronik für ein Elektronenstreukoinzidenzexperiment und Vergleich Photoabsorptionsquerschnitte in relativistischer Protonenstreuung mit elektromagnetischen Proben, Masterarbeit, Darmstadt (2014).

[51] A. Krugmann, Off-Yrast low-spin structure of deformed nuclei at mass number A=150, Dissertation, Darmstadt (2014) **D17**.

[52] I. Poltoratska, Complete dipole response in 208Pb from high-resolution polarized proton scattering at 0°, Dissertation, Darmstadt (2011) **D17**.

[53] A. Tamii, Polarization transfer observables for proton inelastic scattering from 12C at zero degrees, Dissertation, Kyoto (1999).

[54] A. Tamii, Y. Fujita et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 605 (2009) 326-338.

[55] D. Martin, *Investigation of the reaction* 144Sm(p,p') *under extreme forward angles*, Bachelorarbeit, Darmstadt (2011).

[56] H. Matsubara, Isoscalar and isovector spin-M1 transitions from the even-even, N=Z nuclei across the sd-shell region, Dissertation, Osaka (2010).

[57] P. D. K. Amos, Adv. Nucl. Phys., 25 (2000) 275.

[58] W. G. Love und M. A. Franey, Phys. Rev. C, 24 (1981) 1073.

[59] A. Winther und K. Adler, Nucl. Phys. A, **319** (1979) 518.

[60] O. University *Research Center for Nuclear Physics*, (Abgerufen am 9. 10 2016) von: http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/.

[61] K. Hatanaka, K. Takahisa et al., Nucl. Instr. and Meth. Phys. A., **384** (1997) 575.

[62] C. Iwamoto, H. Utsunomiya et al., Phys. Rev. Lett., 108 (2012) 262501.

[63] A. Tamii, Persönliche Mitteilung, Mainz (2016).

[64] CERN (10. 10 2014). *PAW: Physics Analysis WorkStation*, (Abgerufen am 9. 10 2016) von: http://paw.web.cern.ch/paw/.

[65] CERN (10. 10 2014). *Cern Program Library*, (Abgerufen am 9. 10 2016) von: http://cernlib.web.cern.ch/cernlib/.

[66] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurements*, 3rd. Aufl. John Wiley & Sons, New York (2000).

[67] A. Ebert, Data analysis of proton scattering off Zn70 under extreme forward angles, Bachelorarbeit, Darmstadt (2013).

[68] M. Galassi, J. Davies et al., *GNU Scientific Library Reference Manual*, 2.. Aufl. Network Theory Ltd., Bristol (2003).

[69] iThemba Laboratory for Accelerator Based Science, *KINMAT*, Faure, Südafrika (Nicht veröffentlicht).

[70] D. Martin, Persönliche Mitteiltung, Darmstadt (2016).

[71] B. N. Laboratory *NuDat*, (Abgerufen am 15. 10 2016) von: http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/.

[72] A. Tamii, Phys. Lett. B, 459 (1999) 61.

[73] T. Kawabata, T. Ishikawa et al., Phys. Rev. C, 65 (2002) 064316.

[74] T. Noro et al., RCNP Annual Report, (1989) 162.

[75] M. Knirsch, Protokollbuch Nr. 640, Darmstadt.

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit ohne Hilfe Dritter und nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den

(Gerhart Steinhilber)