Simulation der Abbildungseigenschaften des QCLAM-Magnetspektrometers mit CST Studio

Simulation of imaging properties of the QCLAM-magnet spectrometer with CST Studio Bachelor-Thesis von Alexander Hufnagel aus Dieburg 2. Mai 2014



TECHNISCHE UNIVERSITÄT DARMSTADT

Fachbereich Physik Institut für Kernphysik AG von Neumann-Cosel



Gefördert durch die DFG im Rahmen des SFB 634.

Simulation der Abbildungseigenschaften des QCLAM-Magnetspektrometers mit CST Studio Simulation of imaging properties of the QCLAM-magnet spectrometer with CST Studio

Vorgelegte Bachelor-Thesis von Alexander Hufnagel aus Dieburg

- 1. Gutachten: Prof. Dr. Peter von Neumann-Cosel
- 2. Gutachten: Christoph Kremer

Tag der Einreichung:

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	3
2.	Grundlagen2.1. Elektronenstreuung2.2. QCLAM-Spektrometer2.3. CST Studio	4 4 5 7
3.	Geometrie der Komponenten3.1. Geometrie des Quadrupols3.2. Geometrie des QCLAM-Dipols	9 9 13
4.	Simulation der Komponenten4.1. Simulation des Quadrupols4.2. Simulation des QCLAM-Dipols	14 14 17
5.	Simulation des gesamten Systems5.1. Erste Betrachtung der Elektronentrajektorien5.2. Bestimmung der Energie-Strom-Kalibrierungskurve5.3. Bestimmung der Dipol-Quadrupol-Strom-Kalibrierungskurve5.4. Untersuchung des Einflusses der Strahleintrittskontur	22 22 24 26 31
6.	Zusammenfassung und Ausblick	34
Α.	Baupläne des Quadrupols	35
Β.	Sonstiges	42
Ab	obildungsverzeichnis	44
Та	bellenverzeichnis	45
Lit	eraturverzeichnis	47

Abstract

In the framework of this bachelor thesis a model of the QCLAM-magnet spectrometer at the S-DALINAC has been created within *CST Studio* for simulations of the imaging properties of the spectrometer. The spectrometer with its high momentum and angular acceptance is very suitable for (e, e'x)-coincidence experiments with a low cross section. The simulated magnetic fields have been compared to measurements realised by M. Knirsch. The magnetic length and the gradient have been determined to 404.18 ± 2.44 mm and 3.051 ± 0.018 T/m. Due to a missing construction plan of the beam entrance shape at the dipole magnet, one was not able to define imaging properties or to obtain the exact focal plane. Through modification of the shape the influence of the beam entrance shape on the focus has been shown. Additionally a energy-current-calibration curve between the electron energy and the dipole current has been defined.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Bachelor-Thesis wurde ein Modell des am S-DALINAC betriebenen QCLAM-Magnetspektrometers mit *CST Studio* zur Simulation von Abbildungseigenschaften erstellt. Das Spektrometer eignet sich durch eine hohe Impuls- und Winkelakzeptanz besonders für (e, e'x)-Koinzidenzexperimente mit geringem Wirkungsquerschnitt. Die simulierten Felder wurden mit Messungen von M. Knirsch verglichen. Die magnetische Länge und der Gradient des Quadrupols wurden zu 404.18 \pm 2.44 mm und 3.051 \pm 0.018 T/m bestimmt. Durch das Fehlen von Bauplänen zur Strahleintrittskontur des Dipols konnten weder Fokalebene noch Abbildungseigenschaften bestimmt werden. Der Einfluss der Eintrittskontur auf den Fokus wurde durch eine Modifikation anschaulich dargestellt. Zusätzlich wurde eine Energie-Strom-Kalibrierungskurve bestimmt, welche für eine gegebene Elektronenenergie einen entsprechenden Sollstromwert für den Dipol vorgibt.

1 Einleitung

Eine der wichtigsten Methoden zur Analyse von Kernstrukturen sind Streuexperimente. Seit dem frühen 20. Jahrhundert wird diese Methode genutzt, um auf immer kleiner werdenden Skalen die Struktur von Kernen zu untersuchen. Wurden zu Zeiten Rutherfords noch radioaktive Isotope als Teilchenquellen verwendet, ist es dank der rasanten Entwicklung von neuen Technologien heutzutage möglich, mit nahezu allen erdenklichen Teilchenarten Streuexperimente durchzuführen. So werden auch am Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC (Superconducting Darmstadt Linear Accelerator) Streuexperimente an verschiedensten Kernen durchgeführt [1]. Durch die stetige technische Weiterentwicklung des S-DALINAC, z.B. durch die nicht-isochrone Rezirkulation des Elektronenstrahls, kann inzwischen mit einer Strahlauflösung von $1.23 \cdot 10^{-4}$ experimentiert werden [2].

Die auf Simulationen basierende Vorabanalyse von Experimenten spielt in der modernen Wissenschaft und so auch am S-DALINAC eine immer größer werdende Rolle. Durch Simulationen können zukünftige Streuexperimente schon während der Planungsphase getestet und Fehlinvestitionen vermieden werden.

Das 1991 von M. Knirsch am S-DALINAC entwickelte QCLAM-Spektrometer eignet sich mit der hohen Impulsakzeptanz von $\pm 10\%$ und der großen Winkelakzeptanz von ± 100 mrad besonders gut für (*e*, *e'x*)-Koinzidenzexperimente mit geringen Wirkungsquerschnitten im Bereich von 10^{-7} b/sr MeV [3, 4]. Durch die von G. C. Lüttge durchgeführte Erweiterung ist es seit 1994 ebenfalls möglich, Elektronenstreuung unter einem Winkel von 180° zu betreiben [5]. Für den Betrieb im 180°-Modus wird ein in der Streukammer sitzender Separationsmagnet benötigt. Die Verwendung eines neuen Separationsmagneten mit größerer vertikaler Streuwinkelakzeptanz beeinflusst dabei die Abbildungseigenschaften des Spektrometers [6]. Die Vermessung und Simulation des Separationsmagneten wurde bereits erfolgreich von S. Heil durchgeführt. Die Betrachtung des Gesamtsystems führte jedoch zu keinen abschließenden Ergebnissen [7].

Im Zuge dieser Bachelor-Thesis soll ein Modell des Darmstädter QCLAM-Spektrometers mit Hilfe von *CST Studio* erstellt werden. Durch die Simulation von gestreuten Elektronen sollen die Fokalebene und damit die Abbildungseigenschaften des Spektrometers ermittelt werden. Die magnetischen Felder von Quadrupol und Dipol sollen mit *CST EM Studio* bestimmt werden. Innerhalb von *CST Particle Studio* sollen mit Hilfe einer Teilchenquelle das Streuzentrum und damit die gestreuten Elektronen simuliert werden. Durch eine solche Simulation ist es ebenfalls möglich, Ursachen für auftretende Abbildungsfehler genauer zu untersuchen und besser zu verstehen.

Die Arbeit ist in sechs Kapitel unterteilt. Nach einer kurzen Einleitung werden in Kapitel 2 die Grundlagen erläutert. Neben den Grundlagen in der Elektronenstreuung werden das QCLAM-Spektrometer und das verwendete Software-Paket *CST Studio* erläutert. In Kapitel 3 wird die Geometrie der verschiedenen Komponenten des Quadrupols und des Dipols beschrieben. Bevor Abbildungseigenschaften bestimmt werden können, werden die Komponenten separat in Kapitel 4 untersucht. Die simulierten Felder werden dabei mit Messungen von M. Knirsch [3] verglichen. In Kapitel 5 wird das zusammengesetzte System simuliert, um so die Lage der Fokalebene und damit die Abbildungseigenschaften zu bestimmen. Kapitel 6 liefert eine Zusammenfassung der Ergebnisse und einen Ausblick auf mögliche Verbesserungen oder weiterführende Überlegungen.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen zur Elektronenstreuung und der Wirkung von magnetischen Feldern auf geladene Teilchen erläutert. Hauptthema dieser Arbeit ist die Simulation des QCLAM-Spektrometers, weshalb das Spektrometer ebenfalls beschrieben wird. Neben Eckdaten wird auch der Strahlengang in der dispersiven Ebene besprochen. Das für die Simulation verwendete Software-Paket *CST Studio* sowie Methoden der Anwendung werden am Ende des Kapitels beschrieben.

2.1 Elektronenstreuung

Elektronen sind Fermionen, welche die Elementarladung *e* tragen und als Punktteilchen angesehen werden können. Aus diesem Grund eignen sich Elektronen zur Untersuchung von Atomen und Kernen mittels Streuexperimenten. Die einfliegenden Elektronen mit der kinetischen Energie E_0 werden an dem Coulomb-Potential des Targets unter einem Winkel θ gestreut. Nach Rutherford lässt sich der differenzielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung über die Coulomb-Wechselwirkung im Gauß'schen Einheitensystem durch

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Ruth}} = \left(\frac{zZe^2}{4E_0}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$
(2.1)

beschreiben [8], wobei Z die Kernladungszahl des Targets und z die Kernladungszahl des Projektils beschreibt, welche für Elektronen den Wert z = 1 annimmt. Die Elementarladung wird durch *e* beschrieben. Aktuelle Streuexperimente am S-DALINAC werden bei einer Strahlenergie von ca. 70 MeV durchgeführt [9]. Mit der im Herbst 2014 vorgesehenen Erweiterung durch eine dritte Rezirkulation sollen am Beschleuniger Energien bis zu 130 MeV realisiert werden können. Da diese Energien die Ruhemasse der Elektronen deutlich übersteigen, muss ein relativistischer Korrekturfaktor hinzugefügt werden. Mit der Bedingung $\beta \approx 1$ ergibt sich mit

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{Ze^2}{2E_0}\right)^2 \frac{\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$
(2.2)

die Mott-Streuformel für relativistische Elektronen [5]. Da die Ladungsverteilung des Targets untersucht werden soll, muss angenommen werden, dass das Target eine endliche Ausdehnung besitzt. Die Information über die Ladungsverteilung wird über den Formfaktor $F(E_0, \theta)$ beschrieben. Durch die endliche Ausdehnung des Targets wird der experimentelle Wirkungsquerschnitt modifiziert. Der Zusammenhang wird über

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\rm Exp} = |F(E_0,\theta)|^2 \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\rm Mott}$$
(2.3)

beschrieben [8]. Bei der elastischen Streuung wird der Kern nicht angeregt, wodurch Ladungs- und Magnetisierungsdichten untersucht werden können. Mittels inelastischer Streuung können angeregte Zustände des Kerns untersucht werden. Um die Flugbahn der Elektronen einfacher beschreiben zu können, wird ein mitbewegtes Koordinatensystem eingeführt, dessen Ursprung sich auf der Sollteilchenbahn bewegt. Die magnetische Komponente der auf die Elektronen wirkende Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = q \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \tag{2.4}$$

wirkt nur senkrecht zur Bewegungsrichtung der Elektronen, weshalb Elektronen nur durch ein elektrisches Feld beschleunigt werden können. Da die zur Ablenkung benötigten elektrischen Feldstärken für relativistische Elektronen weit außerhalb des realisierbaren Bereichs liegen, werden geladene Teilchen durch Magnetfelder auf Kreisbahnen abgelenkt [10]. Aus dem horizontalen Gleichgewicht der Lorentzkraft und der Zentripetalkraft ergibt sich mit

$$\begin{pmatrix} \frac{m v_s^2}{R} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = e \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v_s \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ 0 \end{pmatrix} = e v_s \begin{pmatrix} B_y \\ -B_x \\ 0 \end{pmatrix}$$
(2.5)

der Zusammenhang

$$\frac{1}{R(x(s), y(s), z(s))} = \frac{e}{p} B_y(x(s), y(s), z(s)), \quad B_x = 0$$
(2.6)

mit der Elektronengeschwindigkeit v_s in z-Richtung, dem Elektronenimpuls $p = mv_s$ mit der Masse m, dem Bahnkrümmungsradius R, der Elektronenladung e, dem Magnetfeld \vec{B} und dem elektrischen Feld \vec{E} . Auf Grund nur geringer Abweichungen (Δx) von der Sollbahn, lässt sich Gleichung 2.6 durch die Taylor-Entwicklung zu

$$\frac{e}{p}B_{y}(x) = \frac{e}{p}B_{y0} + \frac{e}{p}\frac{dB_{y}}{dx}x + \frac{e}{p}\frac{dB_{y}^{2}}{dx^{2}}x^{2} + \dots$$

$$= \frac{1}{\rho} + gx + \frac{1}{2}mx^{2} + \dots$$

$$= \text{Dipol+ Quadrupol+ Sextupol+ }\dots$$

$$(2.7)$$

mit dem Bahnkrümmungsradius ρ und dem Quadrupolgradient *g* entwickeln [10]. Aus diesen Überlegungen lässt sich die Form der Gradientenkurven folgern. Zudem wird deutlich, dass die Kraft auf ein Teilchen, welches durch einen Quadrupol fliegt, linear mit dem Abstand zur Sollbahn zunimmt. Die beschreibende Größe eines Dipols ist demnach der Krümmungsradius ρ .

2.2 QCLAM-Spektrometer

Das QCLAM-Elektronenspektrometer am S-DALINAC wurde 1991 im Zuge der Dissertation von M. Knirsch geplant und gebaut [3]. Mit der Herstellung der Komponenten wurde die Firma *Bruker* beauftragt [11]. Das Spektrometer besteht aus einem horizontal fokussierenden Quadrupolmagneten und einem 120°-Dipolmagneten. Mit einem Raumwinkel von 35 msr, einem horizontalen und vertikalen Öffnungswinkel von ± 100 mrad und einer Impulsakzeptanz von $\pm 10\%$ soll sichergestellt werden, dass auch bei Streuexperimenten mit Wirkungsquerschnitten im Nanobarn-Bereich ausreichend hohe Zählraten erreicht werden. Die Streuexperimente können dabei in einem horizontalen Winkelbereich von 25° bis 155° durchgeführt werden [3]. Durch die 1994 in Zuge der Dissertation von G. C. Lüttge durchgeführte Erweiterung kann das QCLAM-Spektrometer ebenfalls für 180°-Streuexperimente verwendet werden [5]. Unter anderem wurde am QCLAM-Spektrometer ein Experiment von B. Reitz zur Vermessung des Formfaktorverlaufs des *l*-verbotenen M1-Übergangs an ³²S mittels inelastischer Elektronenstreuung druchgeführt [12]. Im Jahr 2009 wurde von I. Pysmenetska zur Vermessung des Ladungsradius des Protons das letzte Experiment durchgeführt [13]. Die aktuellen Entwicklungen beschäftigen sich mit einer Modernisierung der Datenaufnahme [14].



Abbildung 2.1.: Der Querschnitt des QCLAM-Spektrometers zeigt neben der Streukammer, der Targetleiter, dem Quadrupolmagneten und dem Dipolmagneten auch die Driftkammern mit den zugehörigen Detektorelementen [15].

Abbildung 2.1 zeigt den Aufbau des Spektrometersystems im Querschnitt. Nach dem Durchfliegen des Quadrupols und des Dipols werden die gestreuten Elektronen in den Vieldrahtdriftkammern nachgewiesen. Dabei wird der Ort in dispersiver und nicht-dispersiver Richtung bestimmt. Durch eine zweite Messung des Ortes in dispersiver Richtung kann ein Durchstoßwinkel bestimmt werden. Dieser wird für das Rückrechenverfahren benötigt, mit welchem der Streuwinkel und der Impuls des Elektrons am Target bestimmt werden kann. Die erreichte Auflösung innerhalb der Driftkammer beträgt 0.1 mm [4]. Durch die Verwendung eines Szintillations-Detektors als Trigger-Detektor und eines Čerenkov-Detektors zur Unterdrückung des Untergrundes kann das QCLAM-Spektrometer ebenfalls für (e,e'x)-Koinzidenzexperimente verwendet werden. Die Zeitauflösung des Trigger-Systems beträgt 0.5 ns mit einer Ansprechwahrscheinlichkeit des Szintillators von über 99.7% [16].

Abbildung 2.2 zeigt den dispersiven Strahlengang durch das QCLAM-Spektrometer. Der Quadrupol, der Dipol sowie die zwei Detektorebenen sind schematisch dargestellt. Aufgezeigt sind neun Elektronenbahnen entlang drei Ablenkwinkeln und mit jeweils drei verschiedenen Impulsen. Der Impulsbereich entspricht der vollen Impulsakzeptanz von $\pm 10\%$ und der vertikale Ablenkwinkel entspricht der vollen Winkelakzeptanz von ± 100 mrad. Durch die Neigung der Polschuhe und der daraus entstehenden

Dispersion werden Elektronen mit gleichem Impuls auf einem Punkt abgebildet. Dieser Ort kleinsten Querschnitts definiert, betrachtet für verschiedene Energien, die Fokalebene.



Abbildung 2.2.: Die Abbildung zeigt den dispersiven Strahlverlauf durch das Spektrometer. Gezeigt werden drei Strahlpakete mit den Eintrittswinkeln $\theta = +100$ mr, 0 mr, -100 mr mit Elektronenimpulsen von p_0 und $p_0 \pm 10\%$. Dies entspricht der vollen Impuls- und Winkelakzeptanz des QCLAM-Spektrometers. In der Fokalebene schneiden sich die Trajektorien von Elektronen gleicher Impulse [3].

2.3 CST Studio

Das Unternehmen Computer Simulation Technology (CST) liefert mit ihrem Softwarepaket *CST Studio Suite* ein professionelles Werkzeug, um Simulationen von elektromagnetischen Feldern durchzuführen [17]. Die Anwendungsbereiche erstrecken sich von der Elektro- und Magnetostatik über Niederfrequenzbereiche bis hin zu Hochfrequenzproblemen. Durch eine gezielte Simulation lassen sich Konzepte und Ideen am PC vorab testen, um Fehlinvestitionen zu vermeiden oder Experimente zu verbessern.

Einzelne Elektronenstrahlen lassen sich durch einfache Punktquellen definieren. Dabei können unter anderem die Energie, der Startpunkt und die Richtung festgelegt werden. Diese Methode eignet sich besonders gut, um bestimmte Sachverhalte nachzustellen, wie sie zum Beispiel in Abbildung 2.2 dargestellt sind. In diesem Fall wurden neun Trajektorien mit bestimmten Eigenschaften gewählt, um die fokussierende Eigenschaft des Spektrometers zu verdeutlichen.

Um die auf die Elektronen wirkenden Magnetfelder zu simulieren, werden alle benötigten Komponenten der Bauteile simuliert. Elemente, wie beispielsweise die Wasserkühlung oder die verbaute Elektronik werden nicht berücksichtigt, da dessen Einflüsse auf das Magnetfeld vernachlässigbar sind. Um den Dipol des QCLAM zu simulieren, werden die Komponenten (Joch, Polschuh, Spule) maßstabsgetreu durch Volumina erstellt. Diesen Volumina werden die entsprechenden Materialeigenschaften zugewiesen. Dabei ist es möglich, zwischen linearem und nicht-linearem Material zu unterscheiden. Die magnetische Permeabilität μ hängt bei nicht-linearen Materialien von der vorliegenden magnetischen Feldstärke ab. Durch das Bestimmen einer Feldverteilung wird eine Permeabilitätsverteilung ermittelt, durch welche wiederum eine Feldverteilung ermittelt wird. Nach mehreren Wiederholungen dieses Zyklus wird eine Feldverteilung approximiert. Um die konstante Stromverteilung zu simulieren, wird die Windungszahl, der angelegte Strom und der Widerstand der Spulen festgelegt. Zur Bestimmung der Magnetfeldverteilung wird ein Gitter (Mesh) konstruiert, in welchem die jeweilige Feldstärke berechnet wird. Umso feiner das Gitter gewählt wird, desto genauer fällt die Berechnung aus. Die benötigte Rechendauer skaliert mit der Anzahl der Gitterzellen nahezu linear. Eine Simulation mit dem Material *iron*, englisch für Eisen, benötigt ungefähr das 10 fache an Rechenzeit im Vergleich zu einem Material mit festem μ bei sonst gleichen Einstellungen.

3 Geometrie der Komponenten

Die zur Nachbildung der Komponenten benötigten geometrischen Abmessungen wurden aus den technischen Zeichnungen und Bauplänen entnommen. Die verwendeten Pläne können am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt eingesehen werden. Ausgewählte Pläne finden sich im Anhang A wieder. Die geometrischen Daten des Quadrupols sind vollständig vorhanden. Die Strahleintrittskontur des Dipols ist die einzige Stelle, an welcher eine Näherung verwendet werden musste.

3.1 Geometrie des Quadrupols

Der zum QCLAM gehörende Quadrupol besitzt einen zusätzlichen fünften, neutralen Pol, welcher der Modifizierung des Magnetfeldes dient. Aus diesem Grund wird der Magnet häufig auch als Pentapol bezeichnet. Das resultierende Feld hat eine fokussierende Wirkung in der horizontalen Ebene und eine defokussierende Wirkung in der vertikalen Ebene auf die gestreuten Elektronen. Eine grobe Feldlinienverteilung ist in Abbildung 3.1 dargestellt [3]. Die Formen der Polkerne werden über analytische Kurven definiert, welche über die Wertetabellen des Herstellers bestimmt werden. Die Konturpunkte wurden ohne Unsicherheit angegeben (siehe Abbildungen A.2, A.4, A.6). Zur Bestimmung der Polynome, welche die Konturen der Bauteile beschreiben, werden Fits mit dem Programm gnuplot in der Version 4.6 erstellt [18]. Die restlichen Formen werden mit Hilfe von Quadern konstruiert.



Abbildung 3.1.: Der Querschnitt des Quadrupols durch die x-y-Ebene zeigt den Feldlinienverlauf des Magnetfeldes [3].

Der neutrale Pol verläuft durch die einzige Symmetrieebene des Quadrupols, der y-z-Ebene. Aus diesem Grund wird für die Polkernform ein Polynom mit geraden Exponenten verwendet. Es werden Polynome 10. bis 16. Grades auf ihre Genauigkeit untersucht. Dabei besitzt das Polynom 12. Grades das geringste reduzierte $\chi^2 = 2.38 \cdot 10^{-4}$, welches Gleichung 3.1 zu entnehmen ist. Mittels χ^2 -Test kann ein Maß für die Abweichung einer Funktion von gegebenen Messwerten ermittelt werden. Das reduzierte χ^2 berücksichtigt die Anzahl an Freiheitsgraden, d.h. die Differenz zwischen Anzahl der Datenpunkte und Anzahl der Fit-Parameter. Unter Variation der Fitparameter wird versucht, den Wert des χ^2 zu minimieren. Die sieben Koeffizienten dienen als Fitparameter. Das resultierende Ergebnis ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Bei der Konstruktion wird das Koordinatensystem aus Abbildung 3.1 verwendet. Der verwendete Plan findet sich in Abbildung A.3.

$$y(x) = -135.4 - 6.433 \cdot 10^{-3}x^{2} + 1.23 \cdot 10^{-5}x^{4} - 1.989 \cdot 10^{-8}x^{6} + 1.508 \cdot 10^{-11}x^{8} - 5.382 \cdot 10^{-15}x^{10} + 7.248 \cdot 10^{-19}x^{12}$$
(3.1)

Der obere Pol wird durch ein Polynom 8. Grades angenähert (siehe Gleichung 3.2). Die anderen Polynome 4. bis 10. Grades besitzen alle einen größeren Wert für das reduzierte χ^2 als das Polynom 8. Grades ($\chi^2 = 3.94 \cdot 10^{-3}$). In Abbildung 3.3 ist der obere rechte Pol dargestellt. Die Spiegelung an der y-Achse entspricht der Polkernform des oberen linken Polkerns. Bei der Konstruktion wird ebenfalls das Koordinatensystem aus Abbildung 3.1 verwendet. Der verwendete Plan findet sich in Abbildung A.1.

$$y(x) = 479.979 - 16.671x + 3.037 \cdot 10^{-1}x^2 - 2.6976 \cdot 10^{-3}x^3 + 2.620 \cdot 10^{-6}x^4 + 1.790 \cdot 10^{-7}x^5 - 1.718 \cdot 10^{-9}x^6 + 6.814 \cdot 10^{-12}x^7 - 1.038 \cdot 10^{-14}x^8$$
(3.2)

Der untere Pol wird durch ein Polynom 9. Grades angenähert (siehe Gleichung 3.3). Die anderen Polynome 4. bis 10. Grades besitzen alle einen größeren Wert für das reduzierte χ^2 als das Polynom 9. Grades ($\chi^2 = 6.53 \cdot 10^{-3}$). In Abbildung 3.4 ist die untere linke Polkontur dargestellt und wegen des Fits um 90° im Uhrzeigersinn gedreht. Die Spiegelung an der y-Achse entspricht der unteren rechten Polkontur. Bei der Konstruktion wird ein gedrehtes lokales Koordinatensystem verwendet. Der verwendete Plan findet sich in Abbildung A.5.

$$x(y) = 317.487 + 19.1y + 1.009y^{2} + 3.464 \cdot 10^{-2}y^{3} + 7.693 \cdot 10^{-4}y^{4} + 1.116 \cdot 10^{-5}y^{5} + 1.051 \cdot 10^{-7}y^{6} + 6.183 \cdot 10^{-10}y^{7} + 2.064 \cdot 10^{-12}y^{8} + 2.984 \cdot 10^{-15}y^{9}$$
(3.3)

Das Joch und die Polschuhe bestehen aus Magnetweicheisen. In *CST Studio* kann als Material hierfür das vorgefertigte Material *iron* oder ein selbst definiertes Material mit beliebigen Eigenschaften gewählt werden. Da die Berechnung mit dem nicht-linearem Material *iron* ein Vielfaches der Rechenzeit mit Material mit konstantem μ in Anspruch nimmt, wird für den Quadrupol ein Material mit $\mu = 300$ gewählt. Zudem wurde von S. Heil gezeigt, dass die Wahl zwischen konstanter und berechneter magnetischer Permeabilität nur minimalen Einfluss auf die Randfelder hat [7]. Die seitlichen Verbindungsstege, welche das obere Joch an dem unteren Joch fixieren, bestehen aus dem Edelstahl 1.4301 X5CrNi 18 9[19]. Das vordefinierte Material Steel-1008 konnte dabei nicht verwendet werden, da die Magnetfeld-Berechnung in *CST Particle Studio* mit diesem Material aus ungeklärten Gründen abbrach. Durch die Wahl eines selbst definierten Materials wurde dieses Problem umgangen. Nach [20] wird ein Material mit $\mu = 1$ verwendet. Der auf diese Weise konstruierte Quadrupol ist in Abbildung 3.5 dargestellt.



Abbildung 3.2.: Der Fit des Polynoms 12. Grades ergibt das geringste $\chi^2 = 2.38 \cdot 10^{-4}$. Das Koordinatensystem entspricht dem des Quadrupols aus Abbildung 3.1.



Abbildung 3.3.: Der Fit des Polynoms 8. Grades ergibt das geringste $\chi^2 = 3.94 \cdot 10^{-3}$. Das Koordinatensystem entspricht dem des Quadrupols aus Abbildung 3.1. Der zweite obere Pol entspricht der Spiegelung an der y-Achse.



Abbildung 3.4.: Der Fit des Polynoms 9. Grades ergibt das geringste $\chi^2 = 6.53 \cdot 10^{-3}$. Das Koordinatensystem entspricht dem des Quadrupols aus Abbildung 3.1. Der zweite untere Pol entspricht der Spiegelung an der y-Achse.



Abbildung 3.5.: Die Abbildung zeigt den mit *CST Studio* konstruierten Quadrupolmagneten. Die Spulen wurden für eine bessere Übersicht ausgeblendet.

3.2 Geometrie des QCLAM-Dipols

Mit einem Ablenkwinkel von 120° und einem Polschuh-Neigungswinkel von 2.54° erzeugt der QCLAM-Dipol¹ eine Dispersion von 2.322 cm/% Impulsablage [3]. Zu Beginn der Konstruktion wird eine Kreisscheibe mit einer Höhe von 195 mm und einem Radius von 1205 mm erstellt. Von dieser Kreisscheibe werden nach und nach Teile entfernt, sodass das entstehende Objekt den Dipol-Polschuh möglichst genau nachbildet. Die Kontur des Strahleintritts (siehe rote Markierung in Abbildung 3.6) des Pohlschuhs musste genähert werden, da die Wertetabelle für die Kontur weder im Institut noch bei *Bruker* vorhanden war. Die Kontur wird daher über einen Sinus-Ausschnitt, welcher in einen Kreisbogen übergeht, angenähert. Die Sinus-Funktion

$$u(v) = 37.92 \text{ mm} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{1271 \text{ mm}} \cdot v\right) \tag{3.4}$$

im Intervall von v = 635.5 mm bis v = 1053.5 mm wird dabei um 635.5 mm in negative *v*-Richtung verschoben, sodass ein Kreisausschnitt mit Radius 300 mm die gesuchte Kontur vervollständigt. Die verwendete Näherung orientiert sich dabei an der von S. Heil [7]. Für die Konstruktion wird ein Hilfskoordinatensystem verwendet, welches gegenüber dem globalen Koordinatensystem in der *x*-*y*-Ebene im Ursprung um 90° gegen den Uhrzeigersinn gedreht ist.

Das Eisenjoch wird separat konstruiert. Die verwendeten Formen für das Joch sind verschieden große Quader mit teilweise schräg abgeschnittenen Seitenflächen. Die den Polschuh umschließenden Spulen werden mit Hilfe der Außenkonturen des Polschuhs definiert und werden in einem Abstand von 50 mm von der Polschuhkontur konstruiert. Um das resultierende Magnetfeld zu simulieren, werden die Polschuhe mit den Spulen und dem Joch zusammengefügt.



Abbildung 3.6.: Die Abbildung zeigt den mit *CST Studio* konstruierten Dipolmagneten. Die Spulen und das Joch wurden für eine bessere Übersicht ausgeblendet. In der linken Bildhälfte ist ein einzelner Polschuh abgebildet. Die rechte Bildhälfte zeigt das zusammengesetzte System aus beiden Polschuhen mit dem Strahleintritt im Vordergrund. Die Strahleintrittskante wurde rot markiert.

¹ Der Name stammt vom englischen Wort Clamshell (dt. Muschel), da die äußere Form an die einer Muschel erinnert.

4 Simulation der Komponenten

Die Simulationen aus Kapitel 4 dienen der Bestimmung der Feldverteilungen der magnetischen Felder von Quadrupol und Dipol und werden mit *CST EM Studio* durchgeführt. Die ermittelten Felder werden mit den gemessenen Feldverläufen von M. Knirsch verglichen [3].

4.1 Simulation des Quadrupols

Bevor das Gesamtsystem simuliert werden kann, sollen geeignete Simulationsparameter, wie z.B. die Anzahl an Gitterzellen, die gewünschte Genauigkeit und die magnetische Permeabilität, gefunden werden. Dies soll mit Hilfe der Simulation des Quadrupolmagneten geschehen. Durch die alleinige Betrachtung des Quadrupolmagneten wird sichergestellt, dass die benötigte Rechenzeit für die Testläufe so gering wie möglich gehalten wird. Die jeweils erhaltene Feldverteilung kann mit bereits existierenden Messdaten verglichen werden. Die Vergleichsdaten wurden von M. Knirsch im Zuge seiner Dissertation angefertigt [3]. Als Hauptvergleichsmerkmal zwischen Simulation und den Design-Werten dienen der Feldgradient und die magnetische Länge bei einer Stromstärke von 225 A. Die Designwerte betragen für den Gradienten 3 T/m und für die magnetische Länge 400 mm. Der von M. Knirsch tatsächlich gemessene Gradient liegt bei (3.075 ± 0.080) T/m und die magnetische Länge bei (402.50 ± 0.22) mm [3].



Abbildung 4.1.: Zur Bestimmung eines geeigneten μ -Wertes werden Gradientenprofile für verschiedene Permeabilitäten und Einstellungen verglichen. Die geringste Abweichung von den Messwerten wurde mit der Kombination nicht-lineare Berechnung, der Randbedingung open, add space if und einem Material mit einer Permeabilität von $\mu = 300$ erreicht.

In Abbildung 4.1 sind die Ergebnisse der Simulationen für vier verschiedene Parameter gezeigt. Das von *CST Studio* vorgefertigte Material *iron* besitzt keine festgelegte Permeabilität. Diese hängt nach Abbildung B.1 von der vorliegenden magnetischen Feldstärke ab. Durch ein Iterationsverfahren ermittelt

das Programm eine geeignete Permeabilitätsverteilung im Material. Dieses Verfahren nimmt deutlich mehr Rechenzeit in Anspruch als bei Berechnungen mit festgelegter Permeabilität. Aus diesem Grund ist es unpraktikabel, das zusammengesetzte System aus Quadrupol und Dipol mit dem Material iron zu simulieren. Eine Möglichkeit die Rechenzeit zu verringern bietet die Option, die Nichtlinearität der Materialien aufzuheben. Dies hat zur Folge, dass die Hysteresekurve durch eine Gerade ersetzt wird und es zu keiner magnetischen Sättigung kommt. Da die betrachteten Magnetfelder bei einigen Tesla liegen, findet diese Option für diese Problemstellung keine Verwendung. Bei der Simulation fiel auf, dass die Wahl der Randbedingungen deutlichen Einfluss auf das Ergebnis hatten. In Abbildung 4.1 wird ein Unterschied zwischen open (Index o) und open, add space if (Index oi) deutlich. Durch die Randbedingung open, add space if wird dabei zusätzlicher freier Raum zwischen den Objekten und den Raumgrenzen hinzugefügt. Beide Einstellungen simulieren einen offenen Raum. Anhand von Abbildung 4.1 wird deutlich, dass diese Randbedingung einen Einfluss auf das Ergebnis hat. Demnach ist es wichtig, wie stark das Feld an den Raumgrenzen abgeschwächt wurde. Es wird vermutet, dass das Simulations-Modell open bei starken Feldern nicht mehr optimal funktioniert. Demnach ist es ratsam, den umgebenden Raum zu vergrößern, was sich jedoch negativ auf die benötigte Rechenzeit auswirkt. Unter Verwendung einer nicht-linearen Simulation, der Randbedingung open, add space if und einem Material mit $\mu = 300$ wurde ein Ergebnis erreicht, bei den der maximale Gradient am nächsten an den Vorgaben der experimentellen Daten heranreichte. Mit diesem Material werden alle folgenden Simulationen durchgeführt. Das bei der Berechnung zu Grunde liegende hexagonale Gitter umfasste ca. $4.2 \cdot 10^6$ Zellen. Die Länge der Zellen variierte dabei zwischen 1 mm und 6.3 mm. Da eine erhebliche Erhöhung der Gitterzellen, was eine Erhöhung der Rechenzeit mitherbeiführt, keine Verbesserung der Qualität herbeiführte, wurden diese Einstellungen beibehalten.

4.1.1 Messung und Vergleich der Feldverteilung

Um die durchgeführten Simulationen mit den Messungen aus [3] vergleichen zu können, wird das Gradientenprofil und die magnetische Länge bestimmt. Hierzu werden auf 61 zur x-Achse parallelen Geraden in Abständen von 20 mm entlang der z-Achse die vorliegenden Gradienten des magnetischen Feldes bestimmt. Die Geraden liegen dabei in der x-z-Ebene und besitzen eine Länge von 200 mm. Auf 42 äquidistanten Punken auf den Geraden werden die y-Komponenten des magnetischen Feldes gemessen. Die Orientierung des Koordinatensystems ist in Abbildung 3.5 dargestellt.





Die Magnetfeldgradienten, d.h. die Steigungen der Geraden, wurden mit Hilfe von Mathematica 9 bestimmt. Abbildung 4.2 zeigt exemplarisch den Geradenfit für die Geraden bei z = 0 mm und

z = 200 mm. Auf diese Weise wurde für jede der Geraden ein zugehöriger Gradient samt Unsicherheit, welche aus dem Fit entsteht, bestimmt. Das Konfidenzintervall der Unsicherheit beträgt 95%. Das so erhaltene Gradientenprofil ist in Abbildung 4.3 normiert dargestellt. Der maximale Gradient wurde zu $g_{\text{max}} = (3.051 \pm 0.018)$ T/m bestimmt.

Die magnetische Länge $L_{\rm eff}$ lässt sich über den Flächen
inhalt A und den maximalen Gradienten $g_{\rm max}$ über

$$L_{\rm eff} = \frac{A}{g_{\rm max}} \tag{4.1}$$

bestimmen. Der Flächeninhalt wird mit Hilfe der Trapezformel

$$A = \sum_{n=1}^{60} \frac{z(n+1) - z(n)}{2} (g(n+1) + g(n))$$
(4.2)

abgeschätzt. z(n + 1) - z(n) beschreibt den Abstand zwischen zwei Messpunkten auf der z-Achse und beträgt 20 mm. Die sich daraus ergebene magnetische Länge beträgt (404.18 ± 2.44) mm. Die Unsicherheit wurde mit Hilfe der Gauß'schen Unsicherheitsfortpflanzung bestimmt. Da das Material auf den maximalen Gradienten abgestimmt wurde, fällt auf, dass die magnetische Länge 0.4% über der von M. Knirsch gemessenen Länge und 1.0% über dem Designwert liegt. Ein Grund für diese Differenz könnte in der Wahl der Reichweite der z-Koordinate liegen. Durch eine Verbreiterung des Intervalls erhöht sich die Fläche, ohne den maximalen Gradienten zu verändern.

normiertes Gradientenprofil entlang der z-Achse



Abbildung 4.3.: Die Abbildung zeigt den normierten Randfeldverlauf. Die Unsicherheiten wurden mit der Gauß'schen Unsicherheitsfortpflanzung bestimmt. Die Simulation wurde mit einem selbstdefinierten Material mit einer magnetischen Permeabilität $\mu = 300$ durchgeführt. Der maximale Gradient beträgt (3.051 ± 0.018) T/m.

4.2 Simulation des QCLAM-Dipols

Um geeignete Parameter für den QCLAM-Dipol zu finden, werden erneut verschiedene Permeabilitäten mit verschiedenen Simulations-Einstellungen verglichen. Da das Feld des Quadrupols im Bereich des Dipols nahezu auf Null abgefallen ist, wird der Dipol separat simuliert, um die Rechendauer nicht unnötig zu erhöhen. Es wird hierbei ebenfalls das hexagonale Gitter verwendet, da das später verwendete *Particle Tracking* diese Option benötigt. Die Simulationen wurden mit einer Stromstärke von 280 A durchgeführt, da die Vergleichsmessungen von M. Knirsch ebenfalls bei einer Stromstärke von 280 A durchgeführt wurden [3].

Bei einer Simulation des Gesamtsystems mit Elektronentrajektorien fiel eine schlechte Fokussierung in der Fokalebene auf. Der Konturplot des magnetischen Feldes am Strahlaustritt zeigte jedoch nur geringe Abweichungen von der Referenzmessung aus Abbildung 4.11. Erst nach Betrachtung des Randfeldverlaufs, aufgetragen entlang der X_2 -Koordinate, konnte ein möglicher Unterschied zwischen dem simulierten und realen Objekt aufgedeckt werden.



Abbildung 4.4.: Die Abbildung zeigt den in *CST Studio* simulierten Randfeldverlauf des Strahlaustritts entlang $X_2 = 0$ bei verschiedenen Erregerströmen. Der Kurvenverlauf bei $Z_2 = -150$ mm (siehe Markierung) deutet auf einen Fehler in der Polschuhgeometrie hin.

Durch den Vergleich von Abbildung B.3 mit Abbildung 4.4 lässt sich deutlich ein 'Knick' am Feldverlauf im Bereich von $Z_2 = -150$ mm erkennen. Nach einer genaueren Untersuchung wurde festgestellt, dass diese Abweichung auf das Fehlen des Shim-Einsatzstückes zurückzuführen ist. Der Bauplan für das Einsatzstück war vorhanden, weshalb das nachträgliche Modellieren keine Probleme verursachte. Mit Hilfe eines separaten Einsatzstückes soll die Möglichkeit gegeben werden, die magnetische Feldkontur am Strahlaustritt auch nachträglich auf die verschiedenen Bedürfnisse anpassen zu können. Die Form und Position des Shim-Einsatzes ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Die innere Kontur des Einsatzstückes wurde durch eine Wertetabelle vorgegeben und durch ein Polynom angenähert. Die Funktion

$$y(x) = -1266 + 4.219 \cdot 10^{-2}x + 4.090 \cdot 10^{-4}x^2 - 4.356 \cdot 10^{-7}x^3 + 4.613 \cdot 10^{-10}x^4 - 1.105 \cdot 10^{-13}x^5 - 3.13 \cdot 10^{-15}x^6 + 9.586 \cdot 10^{-18}x^7 + 2.615 \cdot 10^{-20}x^8$$
(4.3)

ergab unter Betrachtung des χ^2 -Tests die geringste Abweichung ($\chi^2 = 0.128$). Der Plot der Funktion findet sich im Anhang B.2 wieder. Der Grund für Abweichung in der Größenordnung des χ^2 von den Werten aus Kapitel 3.1 könnte in der Lage des Punktes bei x = -441.5 mm liegen. Nach Einsetzen des Einsatzstückes konnte die Feldkontur, wie in Abbildung 4.6 dargestellt, korrigiert werden. Wie sich zeigte, konnte hierdurch der Fokus in der Fokalebene deutlich verbessert werden. Die in den folgenden Kapiteln angestellten Untersuchungen wurden mit dem korrigierten Modell durchgeführt.



Abbildung 4.5.: Das Shim-Einsatzstück befindet sich am Strahlaustritt an beiden Polschuhen und dient der Feldkorrektur.



Abbildung 4.6.: Der Randfeldverlauf am Strahlaustritt für verschiedene Erregerströme entlang der Z₂-Achse. Durch Einsetzen des Shim-Einsatzes konnte die Abweichung in Abbildung 4.4 behoben werden.

4.2.1 Messung und Vergleich der Feldverteilung

Die erhaltenen Feldverteilungen werden erneut mit den Daten aus [3] verglichen. Als Vergleich dienen die Konturplots des magnetischen Feldes des Strahleintritts und -austritts bei einer Stromstärke von 280 A. Der Randfeldverlauf des Strahlaustritts wird für verschiedene Stromstärken verglichen. Die bei den Messungen verwendeten Koordinatensysteme können Abbildung 4.7 entnommen werden.



Abbildung 4.7.: Die Koordinatensysteme (X_1, Z_1) am Strahleintritt und (X_2, Z_2) am Strahlaustritt liegen in der Magnetmittelebene [3].

Die folgenden Felder werden mit einem Material mit $\mu = 300$, der Randbedingung *open, add space if* und ca. $8.69 \cdot 10^6$ Gitterzellen erzeugt. Für den Konturplot werden am Strahleintritt und -austritt jeweils auf 51 Geraden die Feldstärke des magnetischen Feldes an jeweils 52 Punkten bestimmt. Der Abstand zwischen einzelnen Messpunkten sowie zwischen den Geraden beträgt jeweils 10 mm, woraus ein Gitter mit einer Auflösung von 1 cm² entsteht. Die Messgeraden liegen für den Strahleintritt in der (X_1, Z_1) -Ebene und für den Strahlaustritt in der (X_2, Z_2) -Ebene, was der Magnetmittelebene, d.h. der Dispersionsebene entspricht.

Beim Vergleich des simulierten Feldverlaufs mit dem Feld aus [3] in Abbildung 4.8 und 4.9 fällt auf, dass am Strahleintritt im Bereich von 200 mm $\leq Z_1 \leq 300$ mm Abweichungen auftreten. In diesem Bereich fällt die Feldstärke in Richtung Z_1 -Achse langsamer ab als in der Referenzmessung. Zudem fällt im Bereich von -200 mm $\leq Z_1 \leq 100$ mm eine leichte Krümmung der Feldlinien auf. Es wird vermutet, dass diese Krümmung auf eine unzureichende Näherung der Konturform zurückzuführen ist. Im Bereich von (200/200) mm wirkt im simulierten Fall ein stärkeres Feld als in der Vorgabe. Dies könnte darauf hindeuten, dass in diesem Bereich zu viel Material vorhanden ist. Diese Stelle entspricht der unteren Kante des Polschuhs, welche durch einen Kreisabschnitt angenähert wurde. Beim Vergleich zwischen Abbildung 4.10 und Abbildung 4.11 scheint das simulierte Feld die Vorgabe zu erfüllen. Für die Feldstärken und die Feldlinienform sind keine Abweichungen, wie sie am Strahleintritt aufgetreten sind, festzustellen. Dies deutet darauf hin, dass die Austrittskontur korrekt rekonstruiert werden konnte.



Abbildung 4.8.: Der Konturplot des simulierten Feldverlaufs des Strahleintritts am QCLAM-Dipol bei einem Spulenstrom von 280 A. Das verwendete Koordinatensystem (X_1, Z_1) ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Die Zahlenwerte beschreiben das Magnetfeld in Tesla.



Abbildung 4.9.: Die Abbildung zeigt den gemessenen Feldverlauf des Strahleintritts am Dipol bei einem Erregerstrom von 280 A. Die Orientierung des Koordinatensystems ist Abbildung 4.7 zu entnehmen. Die Zahlenwerte beschreiben das Magnetfeld in Tesla. Die Ebene (X_1/Z_1) entspricht der dispersiven Ebene [3].



Abbildung 4.10.: Der Konturplot des simulierten Feldverlaufs des Strahlaustritts am QCLAM-Dipol bei einem Spulenstrom von 280 A. Das verwendete Koordinatensystem (X_2, Z_2) ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Die Zahlenwerte beschreiben das Magnetfeld in Tesla.



Abbildung 4.11.: Die Abbildung zeigt den gemessenen Feldverlauf des Strahlaustritts am Dipol bei einem Erregerstrom von 280 A. Die Orientierung des Koordinatensystems ist Abbildung 4.7 zu entnehmen. Die Zahlenwerte beschreiben das Magnetfeld in Tesla. Die Ebene (X_1/Z_1) entspricht der dispersiven Ebene [3].

5 Simulation des gesamten Systems

Nachdem die einzelnen Elemente hinreichend untersucht und die Ergebnisse mit Referenzmessungen verglichen wurden, soll nun das Gesamtsystem betrachtet werden. Für die folgenden Kapitel wird ein neues, globales Koordinatensystem mit Ursprung an der Strahleintrittskante des Sollstrahls am Dipol festgelegt. Die Elektronen des Sollstrahls besitzen den Impuls p_0 und sind in Abbildung 5.1 grün dargestellt. Ihr Impuls entspricht einer Strahlenergie von 86.831 MeV. Diese Energie wurde als Beispiel mit $I_{DP} = 119$ A und $I_{QP} = 133.874$ A entsprechend einer vergangenen Messung gewählt [21]. Die Elektronen wurden mit *CST Particle Studio* in neun verschiedenen vertikalen Streuwinkeln in der dispersiven Ebene dargestellt. Das Streuzentrum befindet sich in einem Abstand von 600 mm zum Zentrum des Quadrupols, welches sich 500 mm vom Koordinatenursprung entfernt befindet.



Abbildung 5.1.: Der Spektrometeraufbau mit Quadrupol und Dipol in der Seitenansicht, senkrecht auf die Dispersionsebene. Das Streuzentrum befindet sich bei den Koordinaten (-1100/0) mm. Es wurden Elektronen mit fünf verschiedenen Impulsen, d.h. p_0 , $p_0 \pm 5\%$, $p_0 \pm 10\%$ und neun verschiedenen vertikalen Streuwinkeln, d.h. 0 mrad, ± 25 mrad, ± 50 mrad, ± 75 mrad, ± 100 mrad verwendet. Die Krümmung der Fokalebene ist erkennbar.

5.1 Erste Betrachtung der Elektronentrajektorien

Für einen ersten Versuch werden Elektronen mit einer Strahlenergie von 86.831 MeV verwendet. Die Elektronen kommen mit neun verschiedenen vertikalen Streuwinkeln aus dem Streuzentrum. Die Extrema der Streuwinkel decken dabei den vollen Öffnungswinkelbereich von ± 100 mrad ab. Für jeden

Winkel werden fünf verschiedene Elektronenenergien emittiert, welche ebenfalls den Bereich der maximalen Impulsablage von $\pm 10\%$ abdecken. Die verbleibenden freien Parameter neben der Strahlenergie sind der Spulenstrom vom Quadrupol und der Spulenstrom vom Dipol. Aus einem Protokollbuch von vergangenen Messungen am QCLAM konnten folgende Kombinationen gefunden werden (siehe Tabelle 5.1). Das durchgeführte Experiment nutzte die inelastische Elektronenstreuung um ⁴⁸Ca zu untersuchen [21, 22].

Elektronenenergie E_0 in MeV	Dipolstrom I_{DP} in A	Quadrupolstrom I_{QP} in A
102.689	130.2	146.474
101.484	118.3	130.086
86.831	119	133.874
86.6	114.8	129.149
86.971	98	110.249
67.183	72.52	81.584

Tabelle 5.1.: Diese	Wertepaare v	wurden l	oei der	inelastisch	en Elek	tronenst	reuung a	an ⁴⁸ C	a verwendet	•
			1 - •						-	

Es stellte sich heraus, dass nicht alle Kombinationen verwendbare Ergebnisse lieferten. Mit Hilfe der Kombination aus $E_0 = 86.831$ MeV, $I_{DP} = 119$ A und $I_{QP} = 133.874$ A konnten alle simulierten Elektronen in einer Fokalebene dargestellt werden (siehe Abbildung 5.2). Unter Verwendung der anderen Kombinationen aus Tabelle 5.1 kam nur ein Teil der Elektronen in der Fokalebene an. Durch Erhöhen oder Verringern des Dipolstroms können die Elektronentrajektorien entlang der dispersiven Ebene verschoben werden. So können ebenfalls Elektronen detektiert werden, welche zuvor zu viel oder zu wenig Energie besitzen, d.h. welche zu schwach bzw. zu stark abgelenkt wurden.



Abbildung 5.2.: Die Abbildung zeigt die Elektronentrajektorien in der Fokalebene. Diese Simulation wurde mit einer Elektronenenergie von 86.831 MeV, einem Dipolstrom von 119 A und einem Quadrupolsstrom von 133.874 A durchgeführt. Die maximale relative Impulsablage beträgt $\pm 10\%$ bei einem Öffnungswinkelbereich von ± 100 mrad. Die gekrümmte Fokalebene ist zu erkennen, jedoch wird der gewünschte Fokus nicht erreicht.



Abbildung 5.3.: Diese Nahaufnahme der Fokalebene aus Abbildung 5.2 verdeutlicht die schlechte Fokussierung.

In Abbildung 5.2 lässt sich die gekrümmte Fokalebene gut erkennen. Die grundlegende Eigenschaft der Ortsauflösung nach den verschiedenen Elektronenimpulsen wird erfüllt. Abbildung 5.3 zeigt eine Nahaufnahme der Fokalebene aus derselben Simulation. Die Elektronentrajektorien schneiden sich nicht mit der erwarteten Auflösung von 0.2 mm [4]. Gründe für den unzureichenden Fokus könnten in der Näherung der Strahleintrittskontur (siehe Kapitel 3.2), in allgemeinen Fehlern bei der Konstruktion des Modells oder in einer nicht optimalen Wahl der Dipol- und Quadrupolströme liegen.

5.2 Bestimmung der Energie-Strom-Kalibrierungskurve

Zur systematischen Untersuchung soll nun die Kalibrierungsgerade bestimmt werden, welche einer Elektronenenergie E₀ einen Sollstromwert I_{DP} für den Dipolmagneten zuweist. Ein Elektronenstrahl mit Sollenergie, d.h. ohne Impulsablage, ist so definiert, dass er durch beide Koordinatenursprünge des Strahleintritts und Strahlaustritts fliegt [3] (siehe Abbildung 4.7). Diese Umrechenvorschrift kann für zukünftige Experimente am QCLAM-Spektrometer genutzt werden, um schon vor dem Experiment geeignete Parameter bestimmen zu können. Die im vorherigen Kapitel genannten Fehlerquellen für die schlechte Fokussierung spielen in dieser Betrachtung eine untergeordnete Rolle. Für die Bestimmung der Kalibrierungskurve wird ein Zentralstrahl ohne vertikalen und horizontalen Streuwinkel verwendet. Der Strahl trifft mittig durch den Quadrupol, ohne abgelenkt zu werden, und wird anschließend in der Dispersionsebene des Dipol-Magneten in die Fokalebene abgelenkt. Aus diesem Grund kann der Quadrupol-Strom außer Acht gelassen werden. Da nur ein Elektronenstrahl betrachtet wird, spielt eine mögliche Fokussierung ebenfalls keine Rolle. Zusätzlich erfolgt die Optimierung des Elektronenstrahls auf einen Punkt, welcher nicht in der Fokalebene liegt. Dieser Punkt liegt auf der Strahlaustrittskante und entspricht dem Ursprung des X_2 - Z_2 -Koordinatensystems aus Abbildung 4.7 und ist aus einer technischen Zeichnung genau bekannt [19]. Sollten bei der Konstruktion des Dipols merkliche Fehler begangen worden sein, welche z.B. die Symmetrie oder die relative Position der Polschuhe zueinander betrifft, sollten sich diese Fehler bei dieser Betrachtung bemerkbar machen.

Mit Hilfe der Optimizer Funktion von *CST Studio* soll ein Stromwert ermittelt werden, für welchen ein gegebener Elektronenstrahl einen bestimmten Punkt durchläuft. Dieser Punkt ist der Koordinatenursprung des Koordinatensystems am Strahlaustritt, welcher auf der Strahlaustrittskante in der dispersiven Ebene liegt. Die dispersive Ebene entspricht der X_1 - Z_1 -, bzw. der X_2 - Z_2 -Ebene aus Abbildung 4.7.

Als untere Grenze der Optimierungsgenauigkeit wurde 10^{-2} gewählt. Dies entspicht einem hundertstel Millimeter. Während der Durchführung zeigte sich, dass *CST Studio* im letzten Schritt jeder Optimierung durchaus im Bereich von 10^{-4} bis 10^{-6} auf den Zielpunkt optimiert hat. Einen expliziten Wert für die Unsicherheit wurde nicht angegeben. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Elektronenenergie E_0 in MeV	Dipolstrom I_{QP} in A
50	71.01
60	85.15
70	99.28
80	113.41
87	123.25
90	127.54
100	141.67
110	155.79

Tabelle 5.2.: Diese Wertepaare wurden mit Hilfe des Optimizers von CST Studio für den Sollstrahl ohneImpulsablage bestimmt.

Auf Grund der beschränkten Genauigkeit des einstellbaren Dipolstroms am Netzteil [23] wurde auf die zweite Nachkommastelle gerundet. Die Kalibrierunsgerade wurde zu

$$I_{DP}(E_0) = (1.4129 \pm 0.0004) \frac{A}{MeV} \cdot E_0 + (0.3695 \pm 0.0294) A$$
 (5.1)

bestimmt. Abbildung 5.4 zeigt den Plot der Kalibrierungsgeraden. Da die auf die Elektronen wirkende Lorentzkraft proportional zum vorherrschenden B-Feld ist, welches wiederum proportional zum Dipolstrom ist, wird eine lineare Abhängigkeit erwartet. Die erhaltenen Messwerte sind, wie in Abbildung 5.4 gezeigt, mit dieser Annahme verträglich.



Abbildung 5.4.: Entlang der acht Messpunkte aus der Optimierung wurde die Kalibrierungsgerade bestimmt. Die Werte für den Dipolstrom wurden von *CST Studio* auf 10⁻⁴ A bis 10⁻⁶ A genau angegeben.

5.3 Bestimmung der Dipol-Quadrupol-Strom-Kalibrierungskurve

Der zum Erreichen des großen Raumwinkels benötigte Quadrupolmagnet nimmt direkten Einfluss auf das Auflösungsvermögen des Spektrometers. Werden Elektronen mit derselben Energie und verschiedenen vertikalen Streuwinkeln verwendet, so ergibt sich in der Dispersionsebene nach dem Strahlaustritt eine Stelle kleinsten Querschnittes. Dieser Fokus definiert die Fokalebene. Durch Variation des Quadrupol-Erregerstroms lässt sich ein optimaler Querschitt finden. Zudem wird erwartet, dass der Fokus durch eine Änderung des Quadrupolstroms entlang der Z_2 -Achse verschoben wird [3]. Durch zusätzliche Variation der Dipolstromstärke kann so die Lage der Fokalebene bestimmt werden. Eine Voraussetzung für die Bestimmung ist das Erreichen eines möglichst guten Fokus, was bisher noch nicht möglich war. Auf Grund der verschiedenen Anforderungen bezüglich der Streuung unter extremen Vorwärts- oder Rückwartswinkeln besitzt der Quadrupol eine externe Stromversorgung. Die Auswirkungen der 180°-Streuung werden in dieser Arbeit nicht untersucht. Durch die Flexibilität von *CST Studio* kann das erstellte Modell durch wenige Schritte jederzeit auf die gewünschten Bedingungen angepasst werden.

Um einen möglichst kleinen Strahlquerschnitt in der Fokalebene zu erreichen, muss für eine gegebene Strahlenergie und einen entsprechenden Dipolstrom ein bestimmter Quadrupolstrom eingestellt werden. Der optimale Dipolstrom kann durch die in Kapitel 5.2 gefundene Kalibrierungskurve bestimmt werden. Es wird erwartet, dass für einen Wert des Quadrupolstroms die Varianz im Ort am Punkt der Fokalebene ein Minimum einnimmt. Für andere Werte des Quadrupolstroms wird eine größere Strahlaufweitung erwartet, d.h. die Varianz sollte einen größeren Wert annehmen. Die Simulation wurde mit Hilfe eines sogenannten *Parameter Sweeps* durchgeführt. Es ist dabei möglich, mehreren Parametern eine obere und untere Grenze vorzugeben, sodass nach jeder Simulation ein Parameter automatisch innerhalb dieser Grenzen verändert wird. Nach einer erfolgreichen Simulation stehen jedoch keine 2D/3D-Ergebnisse (siehe Abbildung 5.2) zur Auswertung zur Verfügung. Stattdessen können im *Post Processing* diverse Daten ausgewertet werden.



Abbildung 5.5.: Die Koordinatenachsen wurden für die Auswertung getauscht. Die Ordinate entspricht der x-Achse und die Abszisse entspricht der y-Achse. Zu erkennen ist in der linken unteren Bildhälfte das Streuzentrum bei (0/-1100) mm. Eine Ursache für die Abbildungsfehler für zwei der Strahlen konnte nicht gefunden werden. Der Fokus sollte im Bereich zwischen 1900 mm $\leq Y \leq 2100$ mm liegen. Die Simulation wurde mit $I_{QP} = 125$ A durchgeführt. Der Parameter für den vertikalen Streuwinkel wurde y_normal genannt.



Abbildung 5.6.: Die Abbildung zeigt eine Vergrößerung von Abbildung 5.5. Der Zoom in den Bereich der Fokalebene zeigt, dass die Messpunkte der Trajektorien in keiner gemeinsamen Ebene liegen. Der vertikale Streuwinkel (y_normal) wurde in rad angegeben.

Der Quadrupolstrom wird zwischen -130 A und -125 A in 10 Schritten variiert. Im Bereich von -125 A bis -100 A werden zusätzlich fünf weitere Untersuchungen durchgeführt. Für jeden Stromwert wird zudem der vertikale Streuwinkel in fünf Schritten von 100 mrad bis -100 mrad verändert. Die Rechendauer skaliert dabei mit der Anzahl an Kombinationsmöglichkeiten. Die folgenden Simulationen werden mit einem Elektronenstrom von 87 MeV und einem Dipolstrom von 123.25 A durchgeführt. Die Elektronentrajektorien werden in der dispersiven Ebene untersucht.

Für die Auswertung wurden die x- und y- Koordinaten des globalen Koordinatensystems getauscht. Abbildung 5.5 zeigt in einem X(Y)-Plot einen Simulationszyklus für einen Quadrupolstrom und fünf verschiedene vertikale Streuwinkel. Für die weitere Analyse wird nun der Bereich um den Fokus bei 1900 mm $\leq Y \leq 2100$ mm herausgenommen und einzeln betrachtet. Abbildung 5.6 zeigt eine Nahaufnahme des zu untersuchenden Bereiches. Das Ziel ist es, die Varianz im Ort zu bestimmen. Hierfür werden fünf Messpunkte in einer Ebene betrachtet. Es ist zu erkennen, dass die Messpunkte nicht in gemeinsamen Ebenen liegen. Aus diesem Grund wurde im untersuchten Bereich an jede Elektronentrajektorie eine lineare Funktion gefittet. Diese Geraden liefern nun zu jedem beliebigen y-Wert den dazugehörigen x-Wert. Da die Fokalebene des QCLAM-Spektrometers weit außerhalb des Dipol-Magneten liegt und dort unter Vernachlässigung der Streufelder kein Ablenkmagnetfeld vorliegt, befinden sich die Elektronen auf geraden Bahnen und werden nicht abgelenkt. Abbildung 5.7 zeigt zwei Beispiele für die linearen Fits, welche mit Mathematica 9 erstellt wurden. Für einen Quadrupolstrom von $I_{QP} = 125$ A (siehe Abbildung 5.7a) ergab die Betrachtung der linearen Fits die optisch beste Fokussierung. Auffällig ist dabei, dass der Zentralstrahl ohne vertikalen Ablenkwinkel mehrere Millimeter neben einem möglichen Fokus der benachbarten Strahlen liegt. Dies kann auf eine fehlerhafte Geometrie in der Polschuhform hindeuten. In Abbildung 5.7b für $I_{OP} = 100$ A wird der Fokus erneut aufgeweitet. Er wird für niedrigere Quadrupolströme keine Verbesserung des Fokus erwartet.



Abbildung 5.7.: Abbildung (a) zeigt den linearen Fit der Elektronenbahnen für einen Quadrupolstrom von 125 A. Abbildung (b) zeigt den Fit für $I_{QP} = 100$ A. Auffällig ist die Verschiebung des Zentralstrahls bei 0 mrad. Die zugehörigen Varianzen finden sich in Tabelle 5.3 wieder.

Mit Hilfe der durchgeführten linearen Approximation können nun Wertepaare an beliebigen Stellen betrachtet werden. Auf diese Weise werden auf verschiedenen Ebenen mit Y_i = konst. die Varianzen bestimmt. Wird die berechnete Varianz über dem Ort Y aufgetragen, so zeigt sich ein parabelförmiger Verlauf mit Minimum im Punkt der kleinsten Varianz. In diesem Punkt sollte der Fokus liegen.

Da für verschiedene Erregerströme des Quadrupols die Güte der Fokussierung variiert, werden nun die Minima der Varianzen gegenüber den Erregerströmen aufgetragen und untersucht. Es wird erwartet, dass die Daten ebenfalls auf einer Parabel liegen. Im Minimum der Parabel sollte sich der Stromwert für den Quadrupol befinden, bei welchem der Querschnitt im Fokus am kleinsten ist. In Tabelle 5.3 sind die gesammelten Daten zusammengefasst.



Abbildung 5.8.: Die Varianz aufgetragen über dem Ort liefert eine Parabel mit Minimum im Fokus. Dieses Beispiel stammt von der Simulation mit $I_{OP} = 125$ A.

Abbildung 5.9 lässt vermuten, dass der optimale Erregerstrom für den Quadrupol kleiner 105 A ist. In Abbildung 5.7b zeigt sich jedoch, dass bei so geringen Strömen die Strahlen wieder auseinanderlaufen. Zudem liegt, wie in Abbildung 5.7a dargestellt ist, der Zentralstrahl ohne vertikalen Ablenkwinkel deutlich neben einem möglichen Fokuspunkt, in welchem sich die restlichen Strahlen treffen. Da der Zentralstrahl jedoch nicht vom Quadrupol abgelenkt werden kann, ist es naheliegend, dass die anderen Strahlen in einer falschen Weise abgelenkt worden sind. Die Gründe könnten dieselben wie aus Kapitel 5.1 sein. Da die Untersuchungen auf die dispersive Ebene beschränkt wurden und alle Trajektorien in dieser abgebildet wurden, kann ein Fehler in der Anordnung zwischen den einzelnen Komponenten ausgeschlossen werden. In diesem Fall wären die Elektronen am Ort der Fokalebene nicht mehr in einer gemeinsamen Ebene. Es wird vermutet, dass besonders das Fehlen der Strahleintrittskontur zu einer Näherung geführt hat, welche nicht dem tatsächlichen Strahleintritt entspricht. Durch das konkave bzw. konvexe Krümmen des Strahlaustritts und -Eintritts sollen Abbildungsfehler zweiter Ordnung minimiert werden [3]. Eine fehlerhafte Kontur könnte vermutlich zu größeren Abbildungsfehlern führen. Da der Quadrupol sehr genau rekonstruiert werden konnte, ohne Näherungen zu verwenden, wird ausgeschlossen, dass der Quadrupol für den schlechten Fokus verantwortlich sein könnte.

I_{QP} in A Varianz in mm ²		Ort Y des Minimums in mm
130.00	11.24	1989
129.44	11.00	1988
128.89	10.77	1988
128.33	10.53	1987
127.78	10.29	1986
127.22	10.07	1985
126.67	9.85	1984
126.11	9.63	1984
125.56	9.40	1983
125.00	9.18	1982
120.00	7.33	1975
115.00	5.86	1967
110.00	4.88	1960
105.00	4.40	1952
100.00	4.30	1944

Tabelle 5.3.: Diese Werte beschreiben die Varianz in dem Punkt kleinsten Querschnitts im Fokus. Ein pa-
rabelförmiger Verlauf wurde erwartet. Das erwartete "Wandern" des Fokus ist zu erkennen.



Abbildung 5.9.: Die Minima der Varianzen für verschiedene Quadrupolerregerströme. Es lässt sich ein parabelförmiger Verlauf vermuten, welcher jedoch durch die schlechte Fokussierung hervorgerufen wird.

5.4 Untersuchung des Einflusses der Strahleintrittskontur

Wie sich in den vorherigen Kapiteln zeigte, konnte keine ausreichende Fokussierung erreicht werden. Ein Anhaltspunkt für die Ursache liegt in der in Kapitel 3.2 beschriebenen Näherung für die Strahleintrittskontur des Dipolmagneten. Es soll nun untersucht werden, inwiefern eine modifizierte Näherung der Kontur die erreichte Fokussierung beeinflusst. Als quantifizierte Vergleichsgröße wird die in Kapitel 5.3 eingeführte Varianz im Ort betrachtet. Zusätzlich werden die Konturplots der magnetischen Feldstärken am Strahleintritt verglichen. Die Kontur am Strahleintritt wurde über einen Sinus-Abschnitt, welcher in einen Kreisabschnitt übergeht, beschrieben (siehe Abbildung 5.10). Durch den Vergleich zwischen Abbildung 4.8 und Abbildung 4.9 konnte gezeigt werden, dass besonders im Bereich von 0 mm $\leq X_1 \leq 250$ mm, d.h. im Bereich der Näherung durch den Kreisabschnitt, Abweichungen auftreten. Es wird vermutet, dass eine Verminderung des Polschuhmaterials an dieser Stelle zu einer genaueren Annäherung der Feldverteilung an die von M. Knirsch gemessene Feldverteilung herbeiführt. Der Übergangspunkt zwischen dem Sinus-Ansatz und dem Kreisausschnitt liegt im Ursprung des globalen Koordinatensystems. Aus diesem Grund wird für die modifizierte Strahleintrittskontur der Kreisausschnitt am Ursprung um die senkrecht auf der Dispersionsebene stehende z-Achse gegen den Uhrzeigersinn um 3.38° gedreht. Das Resultat entspricht einer Translation um 5 mm an der breitesten Stelle in Richtung der x-Achse (siehe Abbildung 5.10).



Abbildung 5.10.: Die Abbildung zeigt den vergrößerten Bereich der Strahleintrittskontur. Eine Elektronenbahn ist schematisch dargestellt. Der obere Teil der Eintrittskontur des Dipols wurde durch einen Sinus-Ansatz und der untere Teil durch einen Kreisabschnitt angenähert.

Das Ergebnis für den Konturplot der magnetischen Feldstärke ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Der Dipolstrom wurde aus Gründen der Vergleichbarkeit für diese Simulation auf 280 A gesetzt. Im Ver-

gleich mit Abbildung 4.8 wird deutlich, dass die erwartete Veränderung der Feldkanten eingetreten ist. Die konvexe Krümmung der Feldkanten im unteren Bereich konnte durch die "Entfernung" von Polschuhmaterials verringert werden. Durch den Vergleich der Feldstärken fällt auf, dass im Bereich des Sinus-Abschnittes eine zu niedrige Feldstärke entlang der X_1 -Achse vorliegt. Dies deutet darauf hin, dass in diesem Bereich zu wenig Polschuhmaterial vorhanden ist.



Abbildung 5.11.: Der Konturplot des Strahleintritts zeigt nach der Modifikation der Eintrittskante im Bereich $X_1 \ge 0$ mm eine Veränderung der Feldkanten. Die gewünschte Form aus Abbildung 4.9 wurde noch nicht erreicht.

Die minimale Varianz für Elektronen mit einer Energie von 87 MeV und einem Quadrupolstrom von 125 A wurde zu 42.20 mm² bestimmt. Mit der ursprünglichen Polschuhgeometrie wurde für den gleichen Quadrupolstromwert eine Varianz von 9.18 mm² bestimmt. Die lineare Approximation der Elektronen-trajektorien ist in Abbildung 5.12 dargestellt.

Ziel dieser Überlegen war nicht, eine Verbesserung des Fokus zu erreichen, vielmehr sollte gezeigt werden, welchen Einfluss die Form des Strahleintirtts auf den Fokus hat. Durch eine minimale Verschiebung um 5 mm an der breitesten Stelle des Eintritts wurden die Bahnen der Elektronen merklich verändert. In Abbildung 5.7a ist dargestellt, wie die Elektronenbahn Nr. 3 deutlich am Fokus vorbeiläuft. Nach der Modifikation in Abbildung 5.12 ist es die Elektronenbahn Nr. 5, welche am Fokus vorbei läuft. Lag der Ort der geringsten Varianz vor der Modifikation noch bei Y = 1982 mm, so kann der Ort des Fokus nach der Modifikation zu Y = 2015 mm abgeschätzt werden. (Der bei der Berechnung ermittelte Ort liegt wegen der großen Entfernung des Strahls Nr. 5 zu den anderen Strahlen bei Y = 1990 mm.)

Der Vergleich zeigt deutlich den Einfluss der Strahleintrittskante bezüglich den abbildenden Eigenschaften des Spektrometers. Schon durch eine leichte Modifikation der Kontur konnte ein Einfluss auf den Fokus genommen werden. Im Rahmen dieser Bachelor-Thesis konnten aus zeitlichen Gründen keine genaueren Optimierungsarbeiten der Eintrittskontur durchgeführt werden.



Abbildung 5.12.: Der lineare Fit der Elektronentrajektorien für $I_{QP} = 125$ A zeigt einen Bereich der Fokalebene. Im Vergleich zu Abbildung 5.7a wird der Einfluss der Eintrittskantenform auf den Fokus deutlich.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Mit Hilfe von *CST Studio* konnte im Rahmen dieser Bachelor-Thesis ein Modell des QCLAM-Spektrometers erstellt und simuliert werden. Die Genauigkeit der Simulation konnte bis in einen Bereich erhöht werden, in welchem keine Veränderungen der magnetischen Feldverteilung mehr festgestellt werden konnten. Aus diesem Grund hat sich *CST Studio* als ausreichend exakt für die Magnetfeldberechnungen dieser Art erwiesen. Mittels Vergleichsdaten von M. Knirsch konnten die magnetischen Felder von Quadrupol und Dipol des Spektrometers reproduziert werden. Als Vergleich dienten der Quadrupolgradient und die magnetische Länge, welche zu 3.051±0.018 T/m und 404.18±2.44 mm bestimmt wurden.

Bei der Simulation der Magnetfelder des Dipols zeigte sich im Bereich des Strahlaustritts nach Einfügen des Shim-Einsatzstückes ein Feldverlauf, welcher dem von M. Knirsch gemessenen Feldverlauf sehr nahekommt. Der Vergleich der Feldverläufe für verschiedene Ströme entlang der Strahlrichtung am Strahlaustritt zeigte ebenfalls keine erkennbaren Abweichungen.

Die Simulation des Strahleintritts wies deutliche Abweichungen im Vergleich zu der von M. Knirsch gemessenen Feldverteilung auf. Insbesondere die Krümmung der Feldkanten deutet auf die ungenaue Nachbildung der Strahleintrittskante hin. Da weder am Institut, noch bei *Bruker* die benötigten Daten für die Kontur vorhanden sind, musste die Eintrittskontur angenähert werden.

Die grundlegende fokussierende Eigenschaft des QCLAM-Spektrometers konnte trotz der Näherung am Strahleintritt erfolgreich demonstriert werden. Die Designwerte für die maximale Winkel- und Impulsakzeptanz des Spektrometers konnten verifiziert werden. Zudem wurde eine Energie-Strom-Kalibrierungsgerade für den Dipolstrom bestimmt. Eine entsprechende Kalibrierungsgerade zwischen Dipol- und Quadrupolstrom konnte wegen der schlechten Fokussierung nicht bestimmt werden. Eine genaue Lage der Fokalebene konnte aufgrund der erreichten Ortsauflösung ebenfalls nicht definiert werden. Es wird vermutet, dass das Fehlen der exakten Strahleintrittskontur und die damit entstandene Näherung die Ursache für die schlechte Ortsauflösung ist. Der Einfluss der Form der Eintrittskante konnte anschaulich demonstriert werden.

Eine weitere Möglichkeit, die Abbildungseigenschaften des QCLAM-Spektrometers zu simulieren, besteht in der Nutzung eines Programms für ionenoptische Berechnungen, wie z.b. *COSY INFINITY* [24]. Auf diese Weise könnte ein mit *CST Studio* simuliertes Magnetfeld verwendet werden, um Abbildungseigenschaften 1. Ordnung und die damit verbundene Transportmatrix zu bestimmen. Durch das Berücksichtigen von Störeffekten, wie z.B. Mehrfachstreuung oder Abbildungsfehlern 2. Ordnung könnten realistische Abbildungseigenschaften abgeschätzt und mit den Designwerten verglichen werden [25]. Für exakte Berechnungen wird empfohlen, das Magnetfeld des QCLAM-Spektrometers genau zu vermessen. Eine Rekonstruktion der Strahleintrittskante des QCLAM-Spektrometers innerhalb von *COSY INFINITY* dürfte nur schwer zu realisieren sein, da die in *RAYTRACE* verwendeten Modelle für die Streufelder nicht bekannt sind. Bei *RAYTRACE* handelt es sich ebenfalls um ein ionenoptisches Programm, mit welchem zu damaligen Zeiten Simulationen zum QCLAM durchgeführt wurden.

A Baupläne des Quadrupols





UPPER POLES ============== _____ X/[mm] Y/[mm] 140.00 49.50000 136.58 50.45000 133.30 51.40000 129.94 52.45000 126.70 53.50000 123.29 54.60000 120.00 55.70000 116.49 57.00000 58.30000 113.30 109.94 59.75000 106.70 61.20000 62.80000 103.24 64.40000 100.00 65.80000 97.417 95.000 67.20000 92.429 68.75000 70.30000 90.000 72.10000 87.409 73.90000 85.000 83.325 81.700 75.20000 76.50000 78.30000 79.540 80.10000 77.500 82.55000 74.922 85.00000 72.500 87.25000 70.353 89.50000 68.300 91.50000 66.587 93.50000 65.000 95.85000 63.299 98.20000 61.700 100.40000 60.230 102.60000 58.800 104.65000 57.526 106.70000 56.300 108,90000 55.025 111.10000 53.800 113.55000 52.510 116.00000 51.300 119.70000 49.606 123.40000 48.000 Polkern Quadrupol B-Q 220/312-3 QCLAM Spectrometer Darmstadt 457 20 02 Bl. 2 v.2

Abbildung A.2.: Wertetabelle für die Polkernform der oberen Polkerne des Quadrupols. Die Kontur wurde an diese Werte angenähert.







Abbildung A.4.: Wertetabelle für die Polkernform des mittleren Polkerns des Quadrupols. Die Kontur wurde an diese Werte angenähert.



Abbildung A.5.: Diese Zeichnungen zeigen den Aufbau des unteren Polkerns des Quadrupols.

LOWER POLES		
	•	
X/[mm] Y/[mm]		
-26.60000 140.00		
-30.40000 133.00		
-32.25000 130.14 -34.10000 127.50		
-35.90000 124.96		
-37.70000 122.50		34 10
-41.80000 117.50	:	
-44.15000 114.91 -46.50000 112.50		
-48.85000 110.28		
-53.50000 106.60		
-55.80000 105.00		23 8 9 9
-60.40000 101.70		n provinsi Provinsi Provinsi
-62.40000 100.36		
-66.15000 98.367		t ³
-67.90000 97.600		
-71.40000 96.000		
-73.20000 95.262		
-77.50000 93.766		
-82.50000 93.000		
		. 8 .
-90.00000 91.000		6 1
		2
-97.50000 90.589		
-100.00000 90.700 -102.50000 90.902		
-105.00000 91.200		
-107.50000 91.602 -110.00000 92.100		
-112.50000 92.691		
-117.50000 94.249		1
-122.00000 96.000		2
	Polkern unten	
	an a	5. 1 . 12. 13. 14.
	Quadrupol Q-B 220/312-3	
	· · · ·	
	QCLAM Spectrometer Darmstadt	457 20 03
		Bl. 2 von 2

Abbildung A.6.: Wertetabelle für die Polkernform der unteren Polkerne des Quadrupols. Die Kontur wurde an diese Werte angenähert.

B Sonstiges



Abbildung B.1.: Die Abbildung zeigt die Abhängigkeit der magnetischen Permeabilität μ von der magnetischen Feldstärke H in A/m für das Material *iron*.

Ī



Abbildung B.2.: Die innere Kontur des Shim-Einsatzes wurde durch ein Polynom 8. Grades angenähert.



Abbildung B.3.: Die Abbildung zeigt den Randfeldverlauf des Strahlaustritts entlang $X_2 = 0$ bei verschiedenen Erregerströmen. Das magnetische Feld wurde für verschiedene Erregerströme gemessen [3].

Abbildungsverzeichnis

2.1. 2.2.	Das QCLAM-SpektrometerDispersiver Strahlverlauf durch das Spektrometer	6 7
 3.1. 3.2. 3.3. 3.4. 3.5. 3.6. 	Feldverlauf des Quadrupols	9 11 11 12 12 13
 4.1. 4.2. 4.3. 4.4. 4.5. 4.6. 4.7. 4.8. 4.9. 4.10 4.11 	Gradientenprofil für verschiedene PermeabilitätenMagnetisches Feld bei $z = 0 \text{ mm}$ und $z = 200 \text{ mm}$ Normierter Randfeldverlauf des QuadrupolsSimulierter Randfeldverlauf ohne Shim-EinsatzShim-EinsatzstückRandfeldverlauf am Strahlaustritt mit Shim-EinsatzKoordinatensysteme des DipolsKonturplot vom Strahleintritt des Dipols nach KnirschKonturplot vom Strahlaustritt des DipolsKonturplot vom Strahlaustritt des DipolsKonturplot vom Strahlaustritt des Dipols	14 15 16 17 18 18 19 20 20 21 21
5.1. 5.2. 5.3. 5.4. 5.5. 5.6. 5.7. 5.8. 5.9. 5.10 5.11 5.12	Spektrometeraufbau mit Elektronenbahnen	22 23 24 26 27 28 29 30 31 32 33
A.1. A.2. A.3. A.4. A.5. A.6.	Oberer Polkern	36 37 38 39 40 41
B.1. B.2. B.3.	Permeabilität μ von <i>iron</i> in <i>CST Studio</i> Fit der inneren Shim-Einsatz-KonturRandfeldverlauf des Strahlaustritts von M. Knirsch	42 43 43

Tabellenverzeichnis

5.1.	Spektrometereinstellungen	23
5.2.	Kalibrierungspunkte	25
5.3.	Quadrupolstrom-Kalibrierung	30

Literaturverzeichnis

- [1] RICHTER, A.: Operational experience at the S-DALINAC (EPAC 96: European Particle Accelerator Conference, 1996, Sitges, Barcelona)
- [2] Hug, Florian: Erhöhung der Energieschärfe des Elektronenstrahls am S-DALINAC durch nicht-isochrones Rezirkulieren. Darmstadt, TU Darmstadt, Diss., 2013
- [3] KNIRSCH, M.: Konzeption, Aufbau und Erprobung eines hochauflösenden QCLAM-Elektronenspektrometers mit grossem Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz am Elektronenbeschleuniger S-DALINAC, TU Darmstadt, Diss., 1991
- [4] HUMMEL, K.-D.: Entwicklung, Aufbau und Inbetriebnahme eines Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystems für das QCLAM-Spektrometer am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC, TU Darmstadt, Diss., 1992
- [5] LÜTTGE, G. C.: Entwicklung und Aufbau eines Magnetsystems für Elektronenstreuung unter 180° und vollständige Bestimmung der magnetischen Dipol- und Quadrupolstärkeverteilung in ²⁸Si, TU Darmstadt, Diss., 1994
- [6] BOZORGIAN, B.: Neues Separationsmagnetsystem f
 ür 180°-Elektronenstreuung am S-DALINAC. DPG Tagung, Poster HK 39.9, 2011
- [7] HEIL, S.: Simulation des Magnetsystems des 180°-Streuexperiments am QClam-Spektrometer in CST Studio, TU Darmstadt, Bachelorarbeit, 2011
- [8] HOFSTADTER, R.: Electron Scattering and Nuclear Structure. In: Rev. Mod. Phys. 28 (1956), S. 214-219
- [9] KORNAS, F.: Inelastische Elektronenstreuung am Vibratorkern ⁷⁰Zn, TU Darmstadt, Bachelorarbeit, 2014
- [10] WILLE, K.: Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen. B. G. Teubner Stuttgart, 1996
- [11] Bruker BioSpin GmbH. Aufgerufen am: 23.03.2014. http://www.bruker.com/
- [12] REITZ, B.: Untersuchung eines l-verbotenen M1-Übergangs in ³²S am 180°-System des QClam-Spektrometers am S-DALINAC, TU Darmstadt, Diss., 1996
- [13] PYSMENETSKA, I.: Experiment zur Messung des Ladungsradius des Protons am S-DALINAC und Untersuchung der Feinstruktur von Riesenresonanzen in ²⁸Si, ⁴⁸Ca und ¹⁶⁶Er mit Hilfe der Waveletanalyse, TU Darmstadt, Diss., 2009
- [14] KREMER, C.: Persönliche Mitteilung. 2014
- [15] CHERNYKH, M.: Electron Scattering on ¹²C, the Structure of the Hoyle State and a Neutron Ball for (e,e'n) *Experiments at the S-DALINAC*, TU Darmstadt, Diss., 2008
- [16] KAMPF, R.: Das Trigger-Detektorsystem des neuen Q-Clam Spektrometers am S-DALINAC und Entwicklung eines CAMAC-Moduls zur optischen Datenübertragung, TU Darmstadt, Diss., 1991
- [17] CST Studio Suite. Aufgerufen am: 23.03.2014. http://www.cst.com/
- [18] Gnuplot 4.6. Aufgerufen am: 23.03.2014. http://www.gnuplot.info/
- [19] Baupläne des QCLAM-Elektronenspektrometers. IKP, TU Darmstadt,
- [20] FOFANOV, D. ; HEUBNER, U.: Magnetische Eigenschaften nichtrostender Stähle. In: ISER Merkblatt 827 (2013)
- [21] STRAUCH, S.: Protokollbuch 915. IKP, TU Darmstadt, Februar 1997
- [22] STRAUCH, S.: Protokollbuch 917. IKP, TU Darmstadt, April 1997

- [23] HUFNAGEL, A.: EPICS-Steuerung der Spektrometer-Magnete, TU Darmstadt, Miniforschung, 2013
- [24] BERZ, M: The Code COSY INFINITY. In: Proceedings of PAC 91 (1991)
- [25] HAAS, O. S.: Persönliche Mitteilung zu COSY INFINITY. 2014

Danksagung

Auf diesem Wege möchte ich mich bei allen Personen bedanken, welche zum erfolgreichen Abschluss dieser Bachelor-Thesis und meines Bachelor-Studiums beigetragen haben.

Mein erster Dank gilt Herrn Professor Dr. Peter von Neumann-Cosel. Er hat es mir ermöglicht, meine Arbeit einem interessanten und aktuellen Thema zu widmen. Er stand dabei jederzeit für Fragen zur Vefügung und war stets hilfsbereit.

Nicht weniger danke ich meinem Betreuer Christoph Kremer, welcher stets ein wachendes Auge über mich hielt. Die Diskussionen zu den verschiedensten Problemstellungen waren immer hilfreich und motivierend.

Ein weiterer Dank richtet sich an die Arbeitsgruppe sowie an die Büro-Kollegen aus Büro 22, bzw. 212, die den Arbeitsalltag erheblich erleichtert haben. Sie waren alle jederzeit hilfbereit und steigerten bei gemeinsamen Mahlzeiten durch anregende Diskussionen mein Interesse an der Wissenschaft.

Ebenfalls danke ich allen Korrekturlesern, insbesondere Michael Mathy B.Sc, Maximilian Schmitt B.Sc, sowie Diana Jahn B.Sc. Die Korrekturen waren sehr hilfreich und brachten oftmals einen neuen Denkansatz hervor.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei allen Personen bedanken, welche mich in meinem bisherigen Physik-Studium begleitet haben. Danke an alle meine Freunde, auch wenn ich nicht immer für jeden die gewünschte Zeit aufbringen konnte. Ein besonderer Dank geht dabei an meine Eltern, welche stets an mich geglaubt haben und mich immer unterstützt haben.

Die vorliegende Arbeit wurde durch die DFG im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 634 gefördert.

Erklärung zur Bachelor-Thesis

Hiermit versichere ich, die vorliegende Bachelor-Thesis ohne Hilfe Dritter 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 2. Mai 2014

(A. Hufnagel)