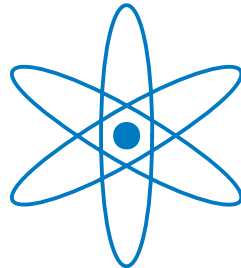


Physik-Department



Aufbau und Charakterisierung des Hochenergie
Rasterionenmikroskops SNAKE

Dissertation

von

Gerd Datzmann



Technische Universität München

Aufbau und Charakterisierung des Hochenergie Rasterionenmikroskops SNAKE

Gerd Datzmann

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik
der Technischen Universität München zur Erlangung
des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. M. Kleber

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. H.-J. Körner
2. Univ.-Prof. Dr. E. Nolte
3. Univ.-Prof. Dr. T. Butz, Universität Leipzig
(schriftliche Beurteilung)

Die Dissertation wurde am 27.03.2002 bei der
Technischen Universität München eingereicht und durch
die Fakultät für Physik am 02.05.2002 angenommen.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuartiges Rasterionenmikroskop aufgebaut und in Betrieb genommen, das den Namen SNAKE trägt (Supraleitendes Nanoskop für Angewandte Kernphysikalische Experimente). Es ist in der Lage, einen Strahl hochenergetischer Ionen, wie beispielsweise Protonen mit Energien bis 30 MeV, sowie Schwerionen mit einem maximalen Masse-Energieprodukt von $160 \text{ MeV} \cdot \text{A}/q^2$, auf Mikrometergröße oder kleiner zu fokussieren. Damit stehen erstmals bis zu 10-fach höhere Energien für mikrostrahlbasierte Materialanalytik- und Materialmodifikationsmethoden zur Verfügung als in bisherigen Rasterionenmikroskopen.

Um das Rasterionenmikroskop SNAKE realisieren zu können, wurden neue Komponenten entwickelt, aufgebaut und getestet. Eine zentrale Rolle nimmt dabei die supraleitende Multipollinse ein, die als finales Fokussierelement den Hauptanteil der ionenoptischen Abbildung leistet. Um die Anforderung der höheren Brechkraft gegenüber Standard-Mikrostrahlröhren zu erfüllen, wurde eine auf Supraleitung basierende Magnetlinse konzipiert. Mit einem speziell entwickelten magnetischen Multipolanalysator wurde gezeigt, daß ein magnetischer Feldgradient von 1 T/cm erreicht wurde. Die Korrektur der sphärischen Aberrationen erfolgt durch ein neuartiges Konzept. Einem Quadrupolfeld, dem dominierenden Feldanteil, wurden Multipolfelder höherer Ordnung überlagert, die mit Hilfe von Raytracing-Simulationen optimiert wurden. Es konnte experimentell gezeigt werden, daß die relativen Stärken der Korrekturmultipolfelder nahe bei den Sollwerten liegen. So betragen die Oktupolfelder der drei Sektionen, die den Hauptanteil der sphärischen Korrektur ausmachen, 0,36 %, 2,41 % und 2,91 % relativ zum Quadrupolfeld im Vergleich zu den Sollwerten 0,40 %, 2,31 % und 2,86 %. Neben den Polschuhen erfolgt die Formung der magnetischen Felder durch supraleitende Folien und supraleitende Korrekturschleifen, deren Funktionsfähigkeit ebenfalls mit dem Multipolanalysator getestet wurde.

Die supraleitende Multipollinse, die in einem Helium-Badkryostaten betrieben wird, wurde im 0° -Strahlrohr des Münchner Tandembeschleunigers installiert. In mehreren Strahlzeiten wurden Diagnostikmethoden entwickelt, die es ermöglichen, die Qualität des hochenergetischen Ionenstrahls zu charakterisieren. Die Messungen demonstrieren eine laterale Gesamtauflösung von $\Delta x = 1.63 \pm 0.10 \text{ } \mu\text{m}$ und $\Delta y = 1.19 \pm 0.06 \text{ } \mu\text{m}$ bei voller Ausleuchtung der Linse. Im Einzelteilchenmodus verbessern sich die Werte auf $\Delta x = 1.27 \pm 0.06 \text{ } \mu\text{m}$ und $\Delta y = 320 \pm 38 \text{ nm}$. Zeitabhängige Analysen des Strahls zeigen, daß die erreichte Auflösung durch parasitäre Effekte begrenzt ist. So konnten periodische Strahlauslenkung mit einer Frequenz von 50 Hz, sowie mechanische Driften und Fluktuationen nachgewiesen werden. Simulationen des Strahltransports ergeben, daß aufgrund der erfolgreichen sphärischen Korrektur der Linse eine Submikrometer Auflösung bei nahezu voller Ausleuchtung möglich ist, sofern die Störquellen beseitigt sind.

Zusammen mit einer Vielzahl an speziell entwickelten oder adaptierten Detektoren, ergibt sich an SNAKE ein einmaliges Potential an Methoden zur Materialanalyse und Materialmodifikation. Einerseits durch die große Reichweite und andererseits durch die

geringe Kleinwinkelstreuung sind nunmehr Analysen bzw. Modifikationen mit Mikrometerauflösung an dicken Proben von über 100 μm möglich. Das übertrifft die Analysiertiefen an bisherigen Anlagen um circa eine Größenordnung. Eine völlig neue Anwendung ergibt sich aufgrund der Verfügbarkeit von Protonenstrahlen mit Energien bis zu 30 MeV. Neben dem Nachweis von schweren Elementen mit der PIXE-Methode kann vor allem eine quantitative, dreidimensionale Wasserstoffanalytik in Mikrometerdimensionen an SNAKE betrieben werden, die Sensitivitäten im ppm Bereich erlaubt. Erste Experimente am Flügel einer Eintagsfliege demonstrieren, daß die Methode einsatzbereit ist und sogar an empfindlichen biologischen Proben möglich ist.

Neue Möglichkeiten eröffnen sich auch durch die Energieverlust-Mikroskopie mit hochenergetischen Schwerionenstrahlen an einem Magnetspektrographen. Zweidimensional aufgelöste Messungen an einer 8 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ starken Aluminiumfolie zeigen Dickenvariationen im Nanometerbereich mit einer lateralen Auflösung von 1 μm . Bei guter Statistik ist zu erwarten, daß sich auch Dickenunterschiede von einzelnen Monolagen an dünnen Folien nachweisen lassen.

Das am Münchner Tandembeschleuniger zur Verfügung stehende Sortiment von leichten bis schweren Ionen eröffnet auch für Materialmodifikationen eine Reihe neuartiger Möglichkeiten. Mit einzelnen Ionen können gezielt Zellen unter Lebensbedingungen bestrahlt werden, so daß der durch das Ion eingetragene Schaden lokalisiert ist. Durch die Beobachtung der darauffolgenden biologischen Reaktionen, können z.B. Reparaturmechanismen von geschädigter DNA untersucht werden. Durch die Variation der Ionensorte lassen sich das Bremsvermögen der Ionen, und somit die Ionisationsdichte um 4 Größenordnungen variieren. Damit kann erstmalig bei Mikrobestrahlungen ein wichtiger Parameter bei der Beurteilung der biologischen Strahlenwirkung gezielt beeinflußt werden.

Inhaltsverzeichnis:

1. Einleitung und Motivation.....	1
1.1. Geplante Experimente.....	2
1.2. Ziel dieser Arbeit	4
2. Konzeption von SNAKE	7
2.1. Prinzip eines Rasterionenmikroskops	7
2.2. Physikalische Motivation von SNAKE	9
2.2.1. Vergleich mit bestehenden Rasterionenmikroskopen	10
2.2.2. Reduzierte laterale Aufstreuung	11
2.2.3. Verwendung von Schwerionen.....	14
2.2.4. Erweiterte Analysiertiefe	15
3. Der Aufbau des Rasterionenmikroskops SNAKE.....	17
3.1. Das ionenoptische Grundkonzept	17
3.2. Systemanforderungen	19
3.3. Die einzelnen Komponenten.....	20
3.4. Einstufige Abbildung	27
4. Die Supraleitende Multipollinse.....	29
4.1. Fokussierung hochenergetischer Ionen.....	29
4.1.1. Auswahl eines geeigneten Linsentyps.....	29
4.1.2. Fokussierung von Ionen in Multipolfelder	31
4.2. Linsendesign und Abbildungseigenschaften.....	35
4.2.1. Von der normalleitenden zur supraleitenden Linse	36
4.2.2. Intrinsische Aberrationen der Linse	39
4.2.3. Chromatische Aberrationen der Linse	47
4.2.4. Parasitäre Aberrationen der Linse	47
4.3. Aufbau und Betrieb der Linse.....	49
4.3.1. Mechanisches Konzept	49
4.3.2. Kryostat	54
4.3.3. Stromversorgung der Linse	54
4.4. Magnetfeldmessungen an der Linse.....	55
4.4.1. Der magnetische Multipolanalysator.....	55
4.4.2. Feldgradient des Quadrupolmagneten.....	60
4.4.3. Quadrupolwinkel und Achsenverlauf.....	62
4.4.4. Multipole höherer Ordnung.....	64

4.4.5. Supraleitende Korrekturschleifen.....	67
4.4.6. Folien und Randfelder.....	71
4.4.7. Fazit.....	77
5. Charakterisierung des Rasterionenmikroskops.....	79
5.1. Der Experimentierplatz	79
5.1.1. Ablenkeinheit	79
5.1.2. Targetkammer	82
5.1.3. 0°-Spektrograph	84
5.2. Fokusprozedur	84
5.2.1. Online Korrekturen	85
5.2.2. Strahlprofil mit Lochblende	90
5.3. Das Auflösungsvermögen des Rasterionenmikroskops	91
5.3.1. Zwei Experimentiermodi	91
5.3.2. Bestimmung des Strahlprofils.....	93
5.3.3. Auflösung im Elementanalytikmodus.....	94
5.3.4. Auflösung im Einzelteilchenmodus	95
5.4. Diskussion der Ergebnisse.....	96
5.4.1. Vergleich Raytracing gegen Messung	96
5.4.2. Einfluß von Linsenaberrationen.....	98
5.4.3. Einfluß von parasitären Effekten	100
5.5. Erste Experimente	106
5.5.1. Dreidimensionale Wasserstoffanalytik	106
5.5.2. Hochauflösende Transmissionsspektroskopie	108
5.5.3. Gezielte Bestrahlung lebender Zellen mit einzelnen Ionen	111
6. Ausblick	113

Literaturverzeichnis

Anhang

Danksagung

1. Einleitung und Motivation

In nahezu allen Bereichen der Natur- und Ingenieurwissenschaften ist ein klarer Trend erkennbar, stetig kleinere Strukturen herzustellen bzw. komplexe Systeme und Phänomene im mikroskopischen Maßstab zu untersuchen und zu verstehen. Neuartige mikro- oder nanostrukturierte Materialien können jedoch nur dann hergestellt werden, wenn entsprechende Produktionsverfahren zur Verfügung stehen und geeignete Methoden existieren, um die Qualität der Strukturen zu charakterisieren. Daraus entsteht die Notwendigkeit, Werkzeuge zu entwickeln, die einerseits mit der technologischen Entwicklung Schritt halten und andererseits neue Technologierichtungen aufstoßen, indem sie bislang nicht zugängliche Materialeigenschaften untersuchen können.

Eines der Hauptwerkzeuge zur Analyse von Materialien sind Mikroskope, die zur Abbildung kleinster Strukturen verwendet werden: Die zu untersuchende Probe wird dabei mit einem „Analysestrahl“ beleuchtet und die Reaktionen ortsabhängig registriert, also ein Bild erzeugt. Der Sondenstrahl (z.B. Röntgenlicht, sichtbares Licht, Elektronen, Neutronen, Ionen etc.) charakterisiert das Mikroskop insofern, als er die Möglichkeiten vorgibt, welche Reaktionen mit der Probe zur Abbildung genutzt werden können. Der Grund, unterschiedliche Sonden zu verwenden, liegt in den komplementären Untersuchungsmethoden und der dadurch möglichen Diversität der Information, die von einer Probe gewonnen werden kann.

Vor allem in den letzten Jahrzehnten wurden etliche Mikroskope entwickelt, wie beispielsweise Tunnelmikroskope, Kraftmikroskope, oder Elektronenmikroskope, die es erlauben unter anderem magnetische, elektrische und chemische Eigenschaften von Proben zu studieren. Die Anwendungsfelder solcher modernen Mikroskope gehen mittlerweile über das klassische Abbilden von Proben hinaus. So können Materialien nicht nur analysiert, sondern teilweise auch im mikroskopischen Maßstab modifiziert werden.

Neben der eingesetzten Sonde ist der Modus, mit dem die Mikroskopie durchgeführt wird, ein wesentliches Unterscheidungsmerkmal für die Mikroskope. In einem Fall wird die komplette Probe beleuchtet und die Reaktionsprodukte abgebildet, wie das bei einem optischen Mikroskop der Fall ist. Die Alternative ist ein sogenanntes Rastermikroskop, bei dem ein fokussierter Strahl oder eine Sonde von Punkt zu Punkt über die Probe geführt wird, und die registrierten Ereignisse mit dem aktuellen Ort der Sonde auf der Probe korreliert werden. Die letzte Variante wird im hier vorgestellten Ionenmikroskop verwendet, da es nahezu unmöglich ist die vom Ionenstrahl induzierten Reaktionsprodukte abbildend darzustellen.

Das Thema dieser Arbeit ist es, ein neuartiges Mikroskop aufzubauen, das hochenergetische Ionenstrahlen mit Energien von mehr als 1 MeV pro Nukleon zur Mikroskopie nutzt. Ein sogenanntes „Rasterionenmikroskop“ nutzt die vielfältigen Wechselwirkungen hochenergetischer Ionen mit dem zu untersuchenden Material. Die Vorteile und methodischen Ausrichtungen eines solchen Mikroskops lassen sich in drei Bereiche einteilen: a) eine quantitative, sensitive Elementanalytik an Proben bis in Tiefen von mehreren 10 µm mit einer Ortsauflösung im Mikrometerbereich und darunter; b) eine hochauflösende Untersuchung der

Massenbelegung von Proben; c) die lokale, mikroskopische Strukturierung bzw. Schädigung von Materialien mittels ionisierender Strahlung bei hohen Ionisationsdichten.

Die thematischen Schwerpunkte der Ionenmikroskopie kommen aus nahezu allen Disziplinen der Wissenschaften, wie beispielsweise Biologie, Medizin, Physik, Chemie, Materialwissenschaften, Kunstgeschichte, Archäologie und Geologie.

Das erste Rasterionenmikroskop, das nach dem Prinzip eines fokussierten Strahls arbeitete, wurden von Cookson et al. in Harwell (GB) 1971 aufgebaut [Cook70] [Cook72]. Seither wurden weltweit einige Dutzend System installiert, die diese relativ aufwendige Technik nutzen. Durch stetige Verbesserung der Fokussierelemente und der Analysemethoden konnte die Rasterionenmikroskopie mittlerweile als anerkannte Mikroskopiermethode etabliert werden.

1.1. Geplante Experimente

Die Motivation in München ein weiteres Rasterionenmikroskop aufzubauen, liegt in der Qualität der hier zur Verwendung kommenden Ionen. Durch die 10-fach höhere Protonenenergie im Vergleich zu bisherigen Anlagen, sowie dem Einsatz von hochenergetischen Schwerionen, werden neue Experimentiermöglichkeiten geschaffen. Im folgenden soll anhand von zwei Beispielen aufgezeigt werden, welches analytische Potential zur Verfügung stehen wird und inwiefern dies einzigartig ist.

Dreidimensionale Wasserstoffmikroskopie

Eines der Hauptziele ist es, erstmalig eine dreidimensionale Wasserstoffanalytik zu entwickeln, die Wasserstoffkonzentrationen mit Auflösungen im Mikrometerbereich und einer Sensitivität im ppm Bereich in Proben nachweisen kann. Der Wasserstoff, das leichteste Element des Periodensystems, spielt im Bereich der Elementanalytik eine Sonderrolle. Schon in geringen Konzentrationen beeinflusst er die physikalischen und chemischen Eigenschaften von vielen Materialien entscheidend. Das Verhalten von Metallen, Halbleitern oder Isolatoren sind Beispiele dafür. In vielen anderen Substanzen, wie zum Beispiel organischer Materie, ist der Wasserstoff einer der Hauptbestandteile. Eine quantitative Wasserstoffanalytik liefert deshalb einen wesentlichen Beitrag zum Verständnis und der Optimierung verschiedenster Materialien.

Es existieren bereits eine Reihe von Methoden, die Wasserstoffverteilungen in Millimeterskalen untersuchen. Wasserstoffanalytik im mikroskopischen Maßstab mit Submikrometernaflösungen durchzuführen, ist bis heute eine große Herausforderung. Das liegt vor allem daran, daß - im Gegensatz zu fast allen anderen Elementen des Periodensystems - Wasserstoffanalyse mittels den weit verbreiteten Techniken der Röntgenfluoreszenz oder der Auger Elektronen Spektroskopie (AES) prinzipiell nicht möglich ist [Hant89]. Außerdem sind die Streuquerschnitte für Elektronen oder Röntgenstrahlen an Wasserstoff sind, im Verhältnis zu allen schwereren Elementen, deutlich reduziert. Damit läßt sich der Wasserstoff mit Elektronen- oder Röntgenmikroskopen, wenn überhaupt, nur schwer nachweisen. Infrarotspektroskopie hat prinzipiell die Möglichkeit, chemische Information über den Wasserstoff herauszufinden, ist damit jedoch auf bestimmte

Materialien bzw. wasserstoffhaltige Moleküle beschränkt [Smit96]. Sekundär Ionen Massenspektrometrie (SIMS) ist nur schwer zu vergleichen, da es keine zerstörungsfreie Technik ist. Das Hauptproblem dieser Methode ist die Abhängigkeit der Wasserstoffnachweises von Probe selbst. Somit ist eine exakte Quantifizierung des Wasserstoffgehalts nur in ausgewählten Systemen möglich [Ried98].

Es gibt bisher nur zwei Techniken die quantitative zwei- bzw. dreidimensionale Analysen von Wasserstoff im Submillimeterbereich durchführen können: die Neutronenradiographie [Schi00] und die Kernresonanzmikroskopie [Blac99]. Deren erreichte Ortsauflösung ist jedoch auf 100 μm bzw. 10 μm limitiert.

Bei einem Rasterionenmikroskop wird der Wasserstoff mit Hilfe einer Ionenstrahltechnik nachgewiesen. Dazu wird die elastische Proton-Proton-Streuung zwischen einem hochenergetischen Projektil und einem Wasserstoffkern aus der Probe genutzt [Cohe72] [Mart93]. Durch einen koinzidenten Nachweis beider Teilchen in einem großflächigen, segmentierten Detektor in Transmissionsrichtung bekommt man eine eindeutige kinematische Signatur der Wasserstoffereignisse [Sjö197]. Wird der Ionenstrahl über die zu untersuchende Probe getastet, so sind - konstanter Ionenbeschuß vorausgesetzt - die an jedem Ort gezählten Proton-Proton-Ereignisse direkt proportional zur Flächendichte des Wasserstoffs an dieser Stelle. Information über die dritte Raumrichtung der Wasserstoffkonzentration läßt sich aus dem Energieverlust der beiden Teilchen auf dem Weg durch die Probe gewinnen und wird simultan für jedes Ereignis registriert.

Um diese Methode sinnvoll einzusetzen sind vor allem zwei Punkte entscheidend. Zum einen muß die Energie der einfallenden Protonen hoch genug sein, damit beide gestreuten Protonen die Probe noch mit einer nachweisbaren Restenergie verlassen können. Zum anderen muß die Schädigung der Probe während der Messung ausreichend klein sein, damit der Wasserstoffgehalt bestimmt werden kann, bevor die Verteilung durch die Messung verfälscht wird. Protonenenergien zwischen 8 und 30 MeV, wie sie am neuen Münchner Rasterionenmikroskop erstmalig zur Verfügung stehen, bieten hier optimale Voraussetzungen [Reic99].

Gezielte Bestrahlung einzelner Zellen mit abgezählten Ionen

Die Wirkung von geringen Dosen ionisierender Strahlung auf lebende Organismen, im speziellen auf den menschliche Zellen, ist nach wie vor ein viel diskutiertes Thema der Radiobiologie, aber auch der Politik und der Gesellschaft. Um dieses Phänomen grundlegend zu verstehen, und die komplexen Mechanismen zu studieren, die als Folge einer Bestrahlung in einer Zelle ablaufen, müssen möglichst einfache Experimente mit exakt definierten Anfangsbedingungen durchgeführt werden. Eine Möglichkeit hierzu ist es, eine Zelle oder sogar eine bestimmte Untereinheit einer Zelle mit einem einzigen Ion zu bestrahlen. Die anschließend stattfindenden Reaktionen können mit geeigneten Verfahren aus der Molekularbiologie verfolgt werden.

Ein großer Vorteil von gezielter Bestrahlung mittels eines Rasterionenmikroskops gegenüber einer zufälligen, flächigen Bestrahlung, wie sie schon seit langem praktiziert wird, liegt in der Tatsache, daß auch topologische Phänomene untersucht werden können [Tash00]. Dazu zählt beispielsweise die Frage, ob eine Zelle überall gleich empfindlich gegen Schädigung ist.

Ein Hauptziel dieser Untersuchungen ist es, die Reparaturmechanismen einer Zelle nach einer Schädigung der Erbguts genauer zu verstehen. So sind zwar die meisten beteiligten Proteine bekannt und die Abfolge der Reparatur ist weitgehend verstanden, nicht aber deren räumliche Korrelationen. Es stellt sich beispielsweise die Frage, ob es im Zellkern eine Art „Krankenhäuser“ gibt, zu denen die Bruchstücke des Erbguts transportiert werden, oder ob der Schaden an der „Unfallstelle“ repariert wird.

Die Basis von solchen Untersuchungen ist, daß der Ort der Bestrahlung auf einen Mikrometer oder besser bekannt ist, da typische Zellkerne Durchmesser von 3 - 10 μm aufweisen. Eine weitere notwendige Voraussetzung besteht darin, Ionen zu Verfügung zu haben, deren Reichweite ausreicht, lebende Zellen vollständig zu durchdringen. Beide Aspekte sind bei dem vorliegenden Projekt sowohl für Protonenstrahlen als auch erstmalig für schwere Ionen wie z.B. Sauerstoff erfüllt. Dies eröffnet zusätzlich die Möglichkeit, die Dosis im mikroskopischen Maßstab, sprich die Ionisierungsdichte entlang der Ionenspur, einzustellen und somit die Qualität der Schädigung zu variieren.

1.2. Ziel dieser Arbeit

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, ein Rasterionenmikroskop für hochenergetische Ionen am Münchner Tandembeschleuniger aufzubauen und dessen Leistungsfähigkeit zu charakterisieren. Das Projekt trägt den Namen SNAKE, der für Supraleitendes Nanoskop für Angewandte Kernphysikalische Experimente steht. Dabei sollen im Gegensatz zu den existierenden Systemen bis zu 10-fach höhere Energien zum Einsatz kommen, sowie hochenergetische Schwerionen bis hin zu Uran fokussiert werden können. Die laterale Ortsauflösung des Rasterionenmikroskops soll im Submikrometerbereich liegen und damit gleichwertig mit den weltweit leistungsfähigsten Anlagen sein, die fast ausschließlich 1 - 3 MeV Protonen fokussieren.

In Kapitel 2 werden zunächst die physikalischen Eigenschaften eines Rasterionenmikroskops und die experimentellen Anwendungsmöglichkeiten genauer diskutiert. Es werden vor allem die Vorteile herausgearbeitet, die sich durch den Einsatz der hochenergetischen Ionen an SNAKE ergeben. Um die daraus erwachsenden Anforderungen zu erfüllen, war es nötig, die wesentlichen Komponenten eines Rasterionenmikroskops völlig neu zu konzipieren, aufzubauen und zu testen. Kapitel 3 stellt das von G. Dollinger und G. Hinderer entwickelte Gesamtkonzept des Rasterionenmikroskops SNAKE dar und beschreibt die wesentlichen Randbedingungen und Spezifikationen der wichtigsten Komponenten. Der Aufbau und die Charakterisierung des Rasterionenmikroskops wurde im Rahmen der Doktorarbeiten von O. Schmelmer [Schm01b] und G. Datzmann (vorliegende Arbeit) durchgeführt. Der Themenschwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der neuartigen supraleitenden Multipollinse, die das Herzstück von SNAKE und die wesentliche technische Innovation darstellt. Die Linse dient als zentrales Fokussierelement für den Ionenstrahl und enthält sphärische Korrekturen in Form von supraleitenden Multipolelementen. Diese und weitere funktionelle Neuerungen wurden erstmalig in Verbindung mit einem Rasterionenmikroskop eingesetzt. Kapitel 4 beschäftigt sich detailliert mit der Konzeption und dem Bau dieser ionenoptischen Linse, sowie der Charakterisierung deren Magnetfeldes. Im fünften Kapitel werden schließlich die Instrumentierung und die Strahldiagnostikmethoden ausführlich diskutiert, mit denen das

Mikroskop im Betrieb am Münchner Tandembeschleuniger charakterisiert wurde. Am Ende dieser Arbeit werden schließlich erste erfolgreiche Messungen zur dreidimensionalen Wasserstoffanalytik und zu hochauflösenden Dickenmessungen präsentiert. Sie sind Gegenstand aktueller Doktorarbeiten von A. Hauptner und P. Reichart, die sich mit der dedizierten Instrumentierung von SNAKE beschäftigen, um die neuen Möglichkeiten für erste Anwendungen zu nutzen.

2. Konzeption von SNAKE

Das Rasterionenmikroskop SNAKE ist ein Instrument, das für den Münchner Tandembeschleuniger, der von der Universität München und der Technischen Universität München betrieben wird, konzipiert wurde. In diesem Kapitel soll zunächst vorgestellt werden, wie ein Rasterionenmikroskop allgemein funktioniert, und welche Experimente und Anwendungen damit durchgeführt werden können. Anhand eines kurzen Überblicks über bestehende Anlagen soll herauskristallisiert werden, welche Leistungsmerkmale bei einem Rasterionenmikroskop wichtig sind, und bezüglich welcher Kenndaten sich das Münchner System gegen existierende Rasterionenmikroskope abgrenzt. Schließlich wird ausführlich und auf der Grundlage der Wechselwirkungen hochenergetischer Ionen mit Materie diskutiert, welche Vorteile die hohen Ionenenergien beim Mikroskopieren mit sich bringen.

2.1. Prinzip eines Rasterionenmikroskops

Bei einem Rasterionenmikroskop wird der, in einem Teilchenbeschleuniger produzierte, Ionenstrahl mit Hilfe eines elektrischen oder magnetischen Abbildungssystems auf eine zu untersuchende Probe fokussiert (siehe Abbildung 2.1). Die bei der Wechselwirkung der Ionen mit der Materie auftretenden Reaktionen und Reaktionsprodukte werden mit Hilfe geeigneter Detektoren registriert. Der Strahl, der auf der Oberfläche der Probe einen möglichst kleinen Durchmesser besitzt, wird mit Hilfe einer Ablenkeinheit zeilenweise über die Probe geführt. Werden die detektierten Ereignisse mit dem aktuellen Ort des Strahls auf der Probe korreliert, so lassen sich zweidimensionale Bilder erstellen, die eine spezifische Information der Probe enthalten.

Das Charakteristikum für Rasterionenmikroskope ist die Verwendung von hochenergetischen Ionen ($E_{\text{kin}} > 1 \text{ MeV}$ pro Nukleon). Die Wechselwirkung dieser Ionen mit Materie ermöglicht es, Eigenschaften über eine Probe herauszufinden, die anderen Mikroskopiermethoden nicht zugänglich sind [Cook91]. Ein wesentlicher Unterschied zu vielen anderen Techniken ist dabei die Fähigkeit, Elementzusammensetzungen aus dem Inneren einer Probe zu gewinnen, ohne sie großflächig zu zerstören. Das liegt daran, daß die hochenergetischen Ionen infolge ihrer hohen Reichweite in Materie, dünne Materialsichten im Bereich von einigen $10 \mu\text{m}$ durchdringen und entlang des gesamten Wegs durch die Probe Reaktionen auslösen können, die für die Analyse genutzt werden. Ein Rasterionenmikroskop ist also nicht auf Oberflächenanalytik beschränkt, es kann sogar mit Hilfe bestimmter Analysemethoden Tiefeninformation gewinnen und damit dreidimensionale Bilder erzeugen. Diese sind nur ein paar Punkte, die ein Rasterionenmikroskop von den vom Arbeitsprinzip ähnlichen sogenannten „Focused Ion Beam“-Anlagen (FIB) unterscheiden [Prew92] [Kube89] [Taji01]. Auch hier werden Ionen beschleunigt und über eine Probe getastet, um Materialanalyse oder Modifikation zu betreiben. Die verwendete Ionenenergie von ca. $10 - 200 \text{ keV}$ unterscheidet die diese Geräte sowohl in der Technik als auch in den Anwendungsgebieten grundsätzlich von Rasterionenmikroskopen. Daher sollen sie im folgenden nicht weiter betrachtet werden.

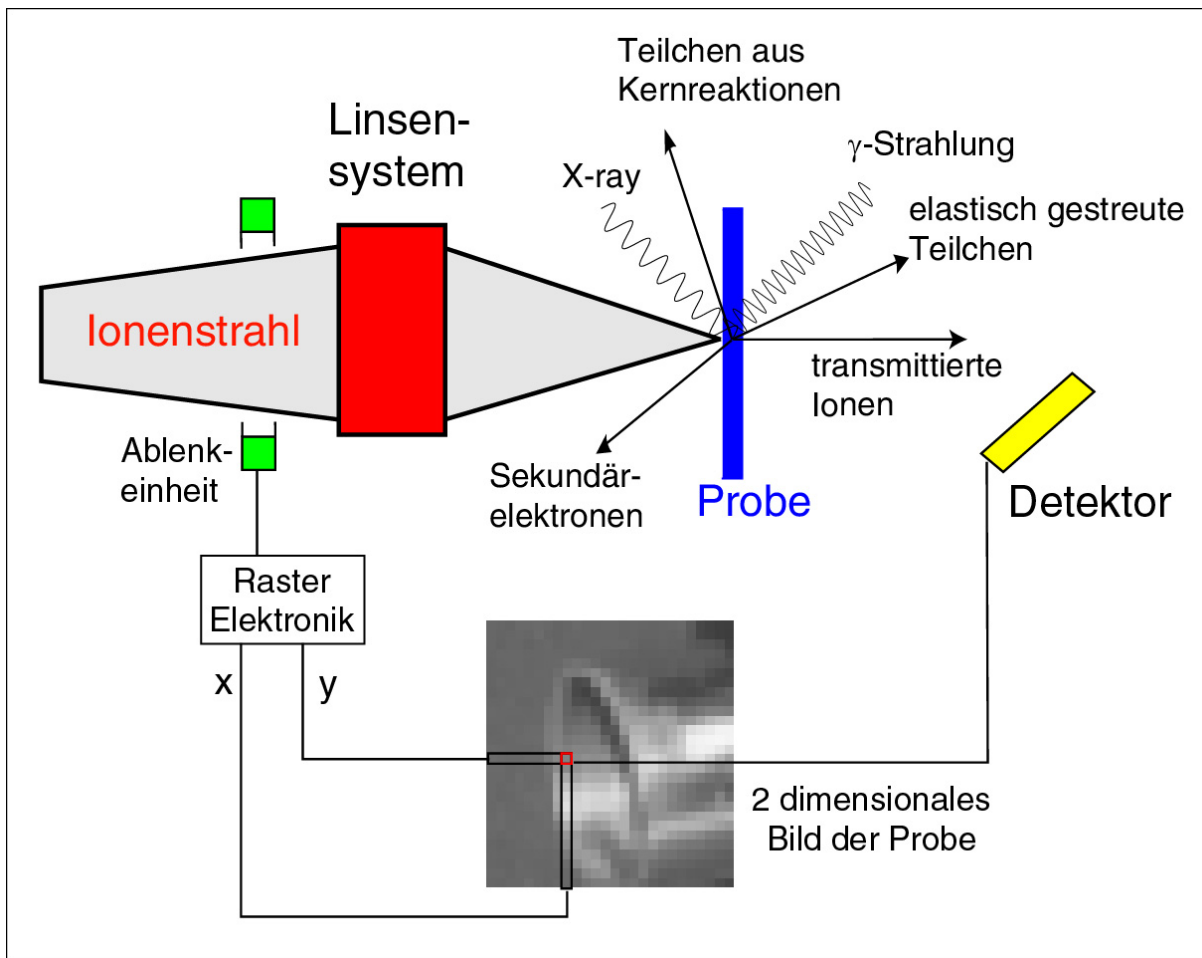


Abbildung 2.1 Prinzip eines Rasterionenmikroskops: Der Ionenstrahl wird auf eine zu untersuchende Probe fokussiert und tastet diese mit Hilfe einer Ablenkeinheit ab. Die vom Strahl induzierten Reaktionen werden in Detektoren nachgewiesen und mit dem Ort auf der Probe korreliert

Im folgenden werden die drei Haupteinsatzgebiete von Rasterionenmikroskopen, sowie deren Prinzip erläutert: Die Elementanalytik, die Untersuchung von Proben topologien und die Materialmodifikation.

Elementanalytik: Das wohl am weitesten verbreitete Anwendungsfeld von Rasterionenmikroskopen ist die Quantifizierung von Elementkonzentrationen in Proben. Klassische, beschleunigerbasierte Techniken, die dafür verwendet werden, sind Rutherford BackScattering (RBS), Elastic Recoil Detection (ERD), Particle Induced X-ray Emission (PIXE) und Particle Induced γ -ray Emission (PIGE) [Watt87]. Diese Methoden bedienen sich jeweils eines spezifischen Signals, mit dem bestimmte Elemente oder Isotope in Proben nachgewiesen werden können. In der Kombination mit einem Rasterionenmikroskop können so zweidimensionale, in speziellen Fällen auch dreidimensionale Verteilungen bestimmter Elemente in Proben erstellt werden. Aufgrund der meist genau bekannten Wirkungsquerschnitte für die zur Analyse verwendeten Reaktionen, kann man unabhängig von der Probenbeschaffenheit absolute Werte für die Elementkonzentration mit Fehlern kleiner als 10 % angeben.

Nachdem in dem meisten Fällen nicht das Matrixmaterial interessiert, sondern beispielsweise nach Spurenelementen oder Dotieratomen gesucht wird, spielt die Sensitivität der Nachweismethode eine entscheidende Rolle. Die Nachweisgrenzen bei Rasterionen-

mikroskopen ist um Größenordnungen besser als bei Elementanalyseverfahren mit Rasterelektronenmikroskopen [Cook91]. Wenn die oben genannten Techniken ideal ausgenutzt werden, ist man in der Lage praktisch jedes Element des Periodensystems nachzuweisen, die meisten sogar mit Sensitivitäten bis in den ppm Bereich [Doyl]. So wurden von verschiedenen Gruppen bei Verwendung der PIXE-Methode für praktisch alle mittleren bis schweren Elemente Grenzen im Bereich 1 ppm und darunter demonstriert [Ryan01]. Auch das hier vorgestellte System liefert nach Abschätzungen für diesen Bereich des Periodensystems Nachweisgrenzen von 1- 10 ppm [Schm01a]. Einmalig ist hingegen, daß mit dem hier vorgestellten Rasterionenmikroskop ein Wasserstoffnachweis mit ppm Empfindlichkeit durchgeführt werden kann [Reic99].

Hochauflösende Dickenmessungen: Ein Rasterionenmikroskop bietet die Möglichkeit, mit hoher Präzision Dicken oder Dichten von Materialien absolut zu vermessen. Bei dieser Methode, genannt Scanning Transmission Ion Microscopy (STIM), wird der Energieverlust der durch die Probe transmittierten Ionen als Funktion des Ortes gemessen. Ausgehend von einer konstanten Eintrittsenergie der Ionen und einem bekannten Bremsvermögen des Probenmaterials kann damit auf die atomare Massenbelegung zurück geschlossen werden. Durch die Verwendung von Schwerionen erhält man eine verbesserte Auflösung, so daß Dickenmessungen mit einer Genauigkeit von 1 nm bei Probendicken < 100 nm möglich sind (siehe auch Kapitel 2.2.3) [Haupt99].

Materialmodifikation: Ein ganz anderer Anwendungsbereich von Rasterionenmikroskopen ist die kontrolliert lokale Modifikation bzw. Schädigung von Proben. Die Anwendungen dieser Methode lassen sich in zwei Kategorien unterteilen. In der ersten Variante werden die eingebrachten Veränderungen direkt genutzt. So können beispielsweise durch Protonenbeschuß und anschließendem Ätzen von PMMA-Material (Plexiglas) mikroskopische Strukturen produziert werden. Anwendungen hierfür sind beispielsweise die Herstellung von Prismen und Spiegel für mikroskopische, optoelektronische Elemente [Volc01]. Der zweite Bereich der Materialmodifikationen wird unter dem Begriff Single Event Upset (SEU) subsumiert. Das bedeutet, ein Material wird „in vivo“ gezielt mit einzelnen Ionen bestrahlt, um die entweder instantan oder verzögert auftretenden Folgeereignisse zu beobachten. Beispiele hierfür sind die schon angesprochenen Untersuchungen der Reparaturmechanismen des Erbguts von Zellen, aber auch Tests zur Strahlensensitivität von Halbleiterbauelementen.

Weitere Anwendungen: Außer den aufgezählten Methoden haben sich in der jüngeren Vergangenheit noch etliche weitere Techniken etabliert, die in Kombination mit einem feinfokussierten Ionenstrahl neue Analytikverfahren eröffnen [Bree96]. Die Anwendungsbereiche für Rasterionenmikroskope finden sich, aufgrund dieser Vielfältigkeit der Methoden, in vielen Disziplinen der Wissenschaft [Icnm00].

2.2. Physikalische Motivation von SNAKE

Die Leistungsfähigkeit eines Rasterionenmikroskops ist im wesentlichen durch drei Punkte charakterisiert. Die erreichbare laterale Auflösung, die zur Verfügung stehende Ausrüstung zur Durchführung bestimmter Experimentiermethoden, die einsetzbaren Ionen und

Ionenenergien. Anhand dieser Kriterien sollen eine Auswahl von bereits existierenden Rasterionenmikroskopen mit dem Rasterionenmikroskop SNAKE verglichen werden. Daran anschließend wird begründet welche konkreten Vorteile und Möglichkeiten sich mit SNAKE ergeben.

2.2.1. Vergleich mit bestehenden Rasterionenmikroskopen

Wie schon in der Einleitung erwähnt, ist ein Rasterionenmikroskop keine neue Erfindung. In den vergangenen 20 Jahren haben sich eine Reihe von Rasterionenmikroskopen etabliert, die unterschiedlichsten interdisziplinären Fragestellungen nachgehen. Es existieren weltweit ca. 50 Mikrostrahlanlagen [www1], wobei ungefähr 30 davon aktuelle Forschungsarbeiten verfolgen [Icnm00]. Eine Auswahl der weltweit leistungsfähigsten Anlagen ist in Tabelle 2.1 aufgelistet. Die besten Mikrostrahlen erreichen bei Strahlströmen von 100 pA Strahldurchmesser im Bereich von 1 μm , in Spezialfällen auch darunter. Die tatsächliche Gesamtauflösung für Messungen zur Elementanalytik liegt meist über den angegebenen Werten.

Praktisch alle Anlagen benutzen kleinere elektrostatische Beschleuniger. Die zur Verfügung stehenden Spannungen sind meist auf 3 oder 4 MV begrenzt, was die erreichbaren Ionenenergien bei Protonen und auch bei schwereren Ionen deutlich beschränkt. So arbeiten fast alle Systeme ausschließlich mit Protonenenergien von 1-3 MeV bzw. mit 2-6 MeV Heliumstrahlen. Eine Ausnahme bildet hier nur das System in Darmstadt (GSI), welches an den dortigen Linearbeschleuniger angebunden ist. Aufgrund der Rahmenbedingungen hat dieses System jedoch keine makroskopischen Strahlströme zur Verfügung und kann daher keine Materialanalyse, sondern nur Materialmodifikation durchführen. Die beiden letzten Systeme in der Tabelle sind per Definition eigentlich gar keine Rasterionenmikroskope, da sie den Strahl nicht fokussieren sondern nur kollimieren. Damit sind sie ebenfalls nur auf Einzelionentechniken beschränkt. Die genannten zwei Gruppen haben sich seit Jahren auf die Bestrahlung von Zellen mit einzelnen Ionen spezialisiert und führen damit einzigartige Forschungsarbeiten auf diesem Gebiet durch.

Da die Anforderungen an das ionenoptische System nahezu identisch sind, benutzen viele Gruppen kommerziell erhältliche Linsensysteme, sowie ein Standardzubehör von Targetkammern und Detektoren (17 Systeme sind von Oxford Microbeams OM installiert und 8 Analgen von MARC Melbourne). Daraus resultiert, daß das Gros der Anlagen Standardelementanalytik bei Auflösung von 1 – 10 μm mit Hilfe PIXE- oder RBS-Methoden betreibt. Nur wenige Gruppen haben sich auf andere Techniken spezialisiert.

Die Motivation für den Bau des Rasterionenmikroskops SNAKE ist es, neue Mikroskopiermethoden zu eröffnen und bisherige experimentelle Einschränkungen der Standardsysteme zu überwinden. Erreicht wird das vor allem durch die veränderte Qualität der Ionenstrahlen, aber auch durch neue Detektorsysteme.

Anlage	Beschleuniger/ verwendete Ionen	max. A·E/q ²	Linsensystem/ Hersteller	Verklei- nerung	Strahldurch- messer	Ref.
CSIRO Sydney	3MV Tandem 3 MeV p 18 MeV C	k.A.	[Marco] Quintuplett	67,67	1.3 µm @ 500 pA	[Ryan01]
MARC Melbourne	NEC Pelletron	12 MeV·u	[Marco] Triplett	27, 27	1 µm @ 100 pA	[Jami94] [Jami01]
LIPSION Leipzig	3.5 MV single-ended 2 MeV p 6 MeV He	12 MeV·u	[Marco] Quadruplett	82, 82	340 nm @ 10 pA	[Butz00]
Oxford	1.7 MV Tandem	8 MeV·u	[OM] Triplett	83, 24	300 nm @ 100 pA	[Grim91]
NUS Singapur	2 MeV p 4 MeV He	k.A.	[OM]	108, 36	400 nm @ 100 pA	[Watt98]
Bochum	4 MV Tandem und 500 keV single- ended	7 MeV·u @ 11 cm	supraleitender Solenoid	20, 20	600 × 700 nm @ 100 pA	[Step96]
Heidelberg	3 MV single ended	k.A.	Eigenbau Dublett	k.A.	3 × 3 µm @ 100 pA	[Trax95]
JAERI Japan	3 MV Tandem 2 MeV He	k.A.	Dublett	12, 60	400 nm @ 77 pA	[Kami95]
GSI Darmstadt	Unilac 60 MeV C 80 MeV Ar	600 MeV·u	Heidelberg Triplett	31, 12	500 nm @ < 1 fA	[Fisc85]
Gray Institute	4 MV single-ended	--	kollimiert	--	± 2 µm (90%) @ < fA	[Folk97b]
RARAF Columbia	4 MV single-ended	--	kollimiert	--	± 3.5 µm @ < fA	[Rara] [Gear91]
SNAKE München	15 MV Tandem	160 MeV·u	supraleitende Multipollinse Quadruplett	200, 200	< 1 µm¹	[Hind97]

Tabelle 2.1: Vergleich der Linsensystem, und erreichten Strahldurchmesser verschiedener Rasterionenmikroskope weltweit. Die grau schattierten Systeme sind nur im Einzelionenmodus einsetzbar

2.2.2. Reduzierte laterale Aufstreuung

Ein Vorteil, der direkt verknüpft ist mit den höheren Ionenenergien, ist eine reduzierte laterale Aufstreuung des Ionenstrahls im Target. Im Normalfall geht man davon aus, daß die Strahlfleckgröße im Inneren der Probe genau so groß ist wie bei Eintritt, sofern die Strahldivergenz vernachlässigt werden kann. Das ist für Proben mit weniger als 1 µm Dicke normalerweise eine gute Näherung. Bei zunehmender Dicke fächert der Strahl jedoch merklich auf. Das liegt an der Kleinwinkelstreuung der Projektile und der damit verbundenen

¹ Die erreichten Auflösungen werden detailliert in Kapitel 5 dargestellt

lateralen Aufstreuung. Aus den Tabellen und Graphen in [Sigm74] kann man bei den hier verwendeten Projektilenergien E_p für Targetdicken $d > 1 \mu\text{m}$ den volle Halbwinkel $\Delta\alpha_{1/2}$ der Kleinwinkelverteilung im SI-System durch folgende Gleichung annähern [Pasz91]:

$$\Delta\alpha_{1/2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{4Z_p Z_T e^2}{E_p a} 0.5 \cdot \tau^{0.62} \quad \text{mit } \tau = \pi a^2 N d \quad (2.1)$$

Dabei ist Z_T und Z_p die Kernladung des Targets und des Projektils N die atomare Dichte der Probe und a die sogenannte Thomas-Fermi-Abschirmlänge, die sich aus dem Bohr'schen Radius a_B wie folgt berechnet:

$$a = \frac{0.885 \cdot a_B}{\sqrt{Z_p^{2/3} + Z_T^{2/3}}} \quad (2.2)$$

Aus diesem Wert kann über die Gleichung aus [Marw75]

$$\Delta\rho_{1/2} = \frac{d}{(1+2m)^{1/2m}} \Delta\alpha_{1/2} \quad (2.3)$$

die volle Halbwertsbreite des Strahlprofils $\Delta\rho_{1/2}$ nach dem Durchtreten eines Materials der Dicke d berechnet werden (siehe Abbildung 2.2). Für größere Dicken ist $m \approx 0.8$ eine gute Näherung. Entscheidend für die Tiefenschärfe ist nun, daß die Winkelverteilung nach Gl. 2.1 und damit auch das laterale Strahlprofil indirekt proportional zur Energie der Projektile ist.

$$\Delta\rho_{1/2} \propto \Delta\alpha_{1/2} \propto \frac{1}{E_p} \quad (2.4)$$

Das bedeutet, ein Ionenstrahl erfährt bei 10-facher Energie in guter Näherung nur ein Zehntel der lateralen Verbreiterung, unabhängig von dem Probenmaterial, der Probendicke und der Ionensorte. Anders argumentiert heißt das, man kann bei derselben tolerierten Aufstreuung die Analysiertiefe steigern, indem die Energie der Ionen erhöht wird. Der qualitative Zusammenhang zwischen der Probendicke d und der lateralen Aufstreuung ist aus Gleichung 2.1 und 2.3 gegeben durch

$$\Delta\rho_{1/2} \propto d \cdot (d)^{0.62} = d^{1.62} \quad (2.5)$$

Abbildung 2.3 veranschaulicht diesen Effekt am Beispiel der Trajektorien von 3 bzw. 20 MeV Protonen in Silizium. Während im ersten Fall die laterale Aufstreuung deutlich erkennbar ist und Ionen sogar weniger als $100 \mu\text{m}$ in Silizium kommen, transmittieren die Protonen im linken Fall die Probe mit deutlich reduzierter Aufweitung. Das bedeutet am Beispiel von $100 \mu\text{m}$ Wasser folgendes: Während ein 3 MeV Protonenstrahl eine laterale Strahlverteilung mit einer vollen Halbwertsbreite (fwhm) von $3.5 \mu\text{m}$ aufweist, beträgt der Wert für 30 MeV Protonen ca. 400 nm (siehe Abbildung 2.4). Selbst für Kohlenstoff (mit 90 MeV) oder Sauerstoffionen (mit 120 MeV) kann man an SNAKE noch merklich unter der Marke von $1 \mu\text{m}$ für die Strahlverbreiterung bleiben. Das bedeutet, mit dem vorliegenden System können prinzipiell, anders als mit niederenergetischen Mikrostrahlensystemen, auch in größeren Tiefen noch Submikrometerauflösungen erreicht werden.

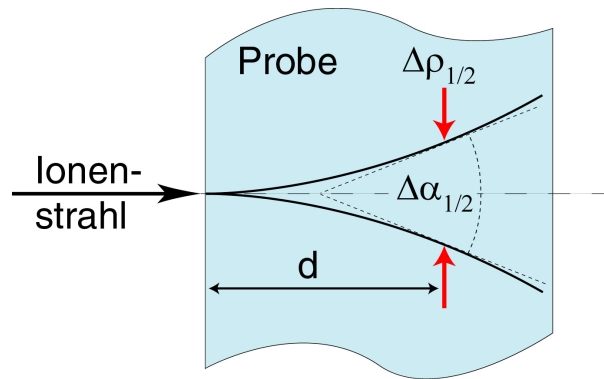


Abbildung 2.2: Prinzip der lateralen Strahlaufstreuung bei Wechselwirkung der Projektile mit der Materie.

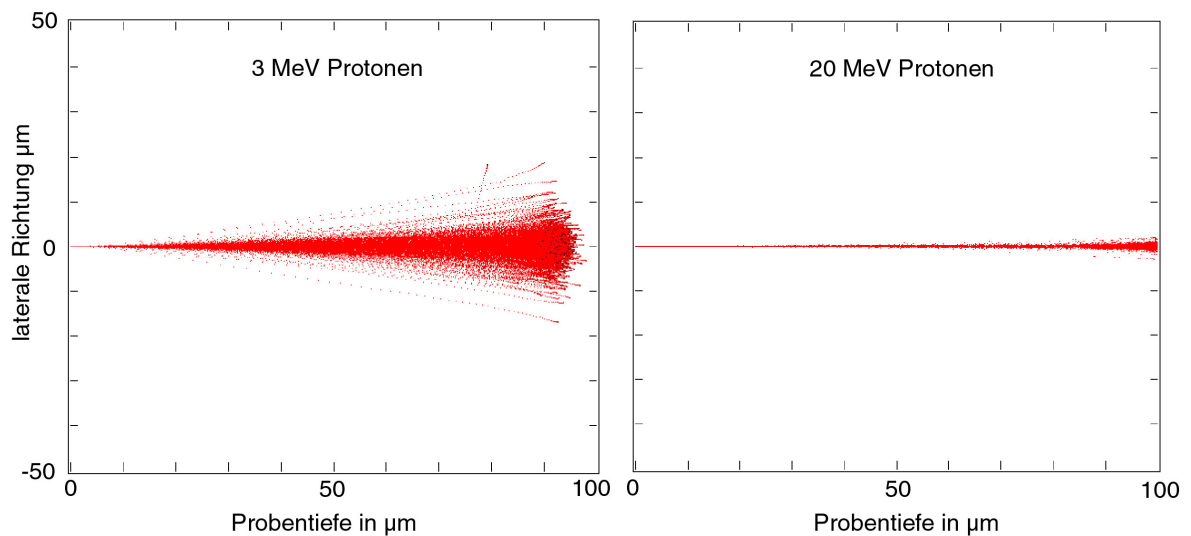


Abbildung 2.3: Simulation von je 1000 Protonen Trajektorien in Silizium projiziert auf eine laterale Ebene [SRIM00]. Die Protonen treten dabei von links unter 0° in die Probe ein und haben eine Eintrittsenergie von 3 MeV (links) und 20 MeV (rechts). Die Aufstreuung der Ionen ist bei höherer Energie deutlich geringer

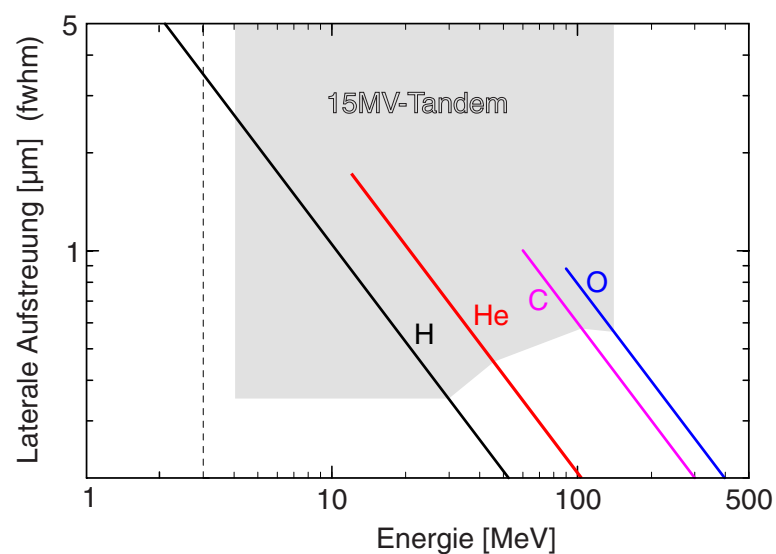


Abbildung 2.4: Laterale Aufstreuung in Abhängigkeit der Energie verschiedener Ionen nach dem Passieren einer $100 \mu\text{m}$ dicken Wasserschicht nach Gleichung 2.3. Die Linien der schwereren Ionen fangen bei Energien an, die einer Reichweite von $150 \mu\text{m}$ in Wasser entsprechen. Der grau schattierte Bereich ist mit dem Münchner Beschleuniger zugänglich

2.2.3. Verwendung von Schwerionen

Eine Stärke des Münchner Tandembeschleunigers ist die Variabilität der Ionensorte und der Ionenenergie. Dank eines großen Repertoires an verschiedenen Ionenquellen und langjähriger Erfahrung mit der Produktion von Schwerionenstrahlen, stehen praktisch alle stabilen Elemente des Periodensystem - mit Ausnahme der Edelgase schwerer als Helium - als Projektile zur Verfügung. Die erreichbaren kinetischen Energien für die beschleunigten Ionen sind durch die Einstellung der Terminalspannung U_{Terminal} zwischen 2 und 15 MV vorgegeben.

$$E_{\text{kin}} = (q+1) \cdot e \cdot U_{\text{Terminal}} \quad (2.6)$$

Es ergeben sich daher Protonenenergien von 4 bis 30 MeV. Für alle Schwerionen können Energien von mehr als 1 MeV/u erreicht werden. Direkt verknüpft mit der Energie der Ionen ist deren Bremsvermögen $S = dE/dx$ in Materie. Es gibt an, wieviel kinetische Energie ΔE ein Ion auf einer Wegstrecke Δx in der Probe verliert. Nachdem der Energieverlust eines hochenergetischen Ions im betrachteten Energiebereich hauptsächlich durch Streuung mit Targetelektronen erfolgt, kommt es entlang der Ionentrajektorie zu zahlreichen Ionisationen. Die Ionisationsdichte ist direkt proportional zum Bremsvermögen und kann bei SNAKE durch die Wahl der Ionensorte und Energie über ca. 4 Größenordnungen variiert werden (siehe Abbildung 2.5). Dieser Parameter ist vor allem für die Materialmodifikationen von Interesse [Taka93]. Hier ist die Ionisationsdichte die entscheidende Größe für die hervorgerufenen Schädigungen im jeweiligen Material. Die enorme Variabilität ermöglicht es, stark unterschiedliche Qualitäten von Schädigung oder Veränderungen in einer Probe zu induzieren.

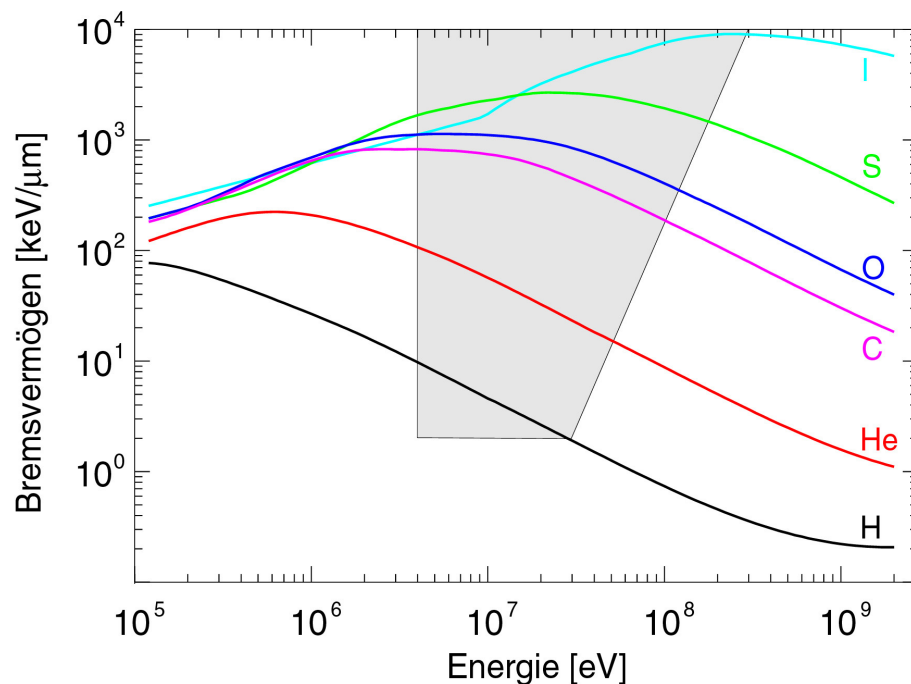


Abbildung 2.5: Elektronisches Bremsvermögen in Abhängigkeit der Energie von verschiedenen Ionen in Wasser [TRIM96]. Die Energien in dem grau schattierten Bereich stehen am 15 MV Tandembeschleuniger zur Verfügung

Ein weiterer Vorteil bei der Verwendung von Schwerionen ist erkennbar, wenn man höchstauflösende Transmissionsspektroskopie zur Dicken- oder Dichtenmessungen durchführt. Um eine möglichst gute Dickenauflösung zu erreichen, wird ein großes Verhältnis von Energieverlust ΔE zu Energieverluststreuung Ω benötigt. Nimmt man die Energieverluststreuung aus einer einfachen Abschätzung von Bohr [Bohr48]

$$\Omega_B = \sqrt{\frac{e^4}{4\pi\epsilon_0^2} \cdot Z_P^2 \cdot Z_T \cdot n \cdot d} \quad (2.7)$$

und den Energieverlust aus der Formel von Bethe und Bloch [Scha92]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{e^4}{4\pi\epsilon_0^2} \cdot \frac{Z_P^2 Z_T n}{v_P^2 m_e} \left(\ln \left(\frac{2m_e v_P^2}{\langle I \rangle} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right) \quad (2.8)$$

so ergibt sich im betrachteten Energiebereich von einigen MeV pro Nukleon die folgende Abhängigkeit für das Verhältnis $\Delta E/\Omega$:

$$\frac{\Delta E}{\Omega_B} \propto Z_P \quad (2.9)$$

Das bedeutet je größer die Kernladung des Projektils, desto günstiger ist das Verhältnis, und desto besser ist die Dickenauflösung bei ansonsten gleichen Parametern. Die Ursache dafür ist anschaulich die Statistik der Stoßprozesse. Ein Schwerion macht bei gleichem Energieverlust mehr Ionisationen als ein leichtes Ion. Damit ist die Anzahl der Einzelstoßprozesse höher und die Energieverteilung relativ gesehen schmaler. So gewinnt man rein rechnerisch bei einem 100 MeV Schwefelstrahl ca. einen Faktor 100 gegenüber 20 MeV Protonen. Damit ist eine absolute Dickenauflösung für eine 100 nm Diamantschicht von 1 nm erreichbar, wenn man eine Statistik von mindestens 100 Ereignissen hat [Haupt99]. Die ersten Messungen hierzu werden im Kapitel 5.5.2 aufgezeigt.

2.2.4. Erweiterte Analysiertiefe

Eine wesentliche Limitation in der Mikroskopie ist die Beschränkung der analysierbaren Tiefe einer zu untersuchenden Proben. Diese resultiert aus der beschränkten Reichweite R der Ionen in Materie, die sich aus dem Bremsvermögen aus Gleichung 2.8 zu

$$R = \int_0^E \frac{1}{\frac{dE}{dx}} \cdot dE \quad (2.10)$$

berechnet. Standard Mikrostrahlanlagen, die mit maximal 3 MeV Protonen arbeiten, haben maximale Reichweiten von ca. 100 μm in typischen Festkörpermaterialien (siehe Abbildung 2.6). In der Elementanalytik kann man jedoch nicht die gesamte Reichweite der Ionen als Analysiertiefe nutzen. Sowohl die Nichtlinearität des Bremsvermögens als auch die beschränkte Reichweite der Reaktionsprodukte die aus der Probe emittiert werden (Ionen, Röntgenquanten) führt dazu, daß je nach Methode nur 20 – 50 % der Reichweite ohne

sinnvoll genutzt werden kann. Das schränkt die Probenauswahl ein bzw. verlangt nach einer speziellen Probenpräparation vor der Messung.

An SNAKE sind die Reichweiten für Protonen demgegenüber nochmals um bis zu zwei Größenordnungen erweitert. Wie in Abbildung 2.6 a erkennbar ist liegt die Reichweite für 20 MeV Protonen in Silizium bei etlichen Millimetern. Speziell im Fall der Wasserstoffmikroskopie ist diese Reichweite von entscheidender Bedeutung. Hier müssen beide Protonen die Probe in Transmissionsrichtung mit einer noch detektierbaren Energie verlassen können. In [Reic99] wird aufgezeigt, daß hier Probendicken von 100 – 200 μm noch analysiert werden können.

An SNAKE ist es sogar mit schwereren Ionen noch möglich, makroskopisch in eine Probe vorzudringen, um dort beispielsweise gezielt Schädigungen hervorzurufen. So beträgt die Reichweite von 100 MeV Schwefel mehr als 45 μm in Wasser. Damit können erstmals lebende Organismen, die typischerweise Ausdehnungen von 20 – 50 μm haben, auch mit Schwerionen bestrahlt werden.

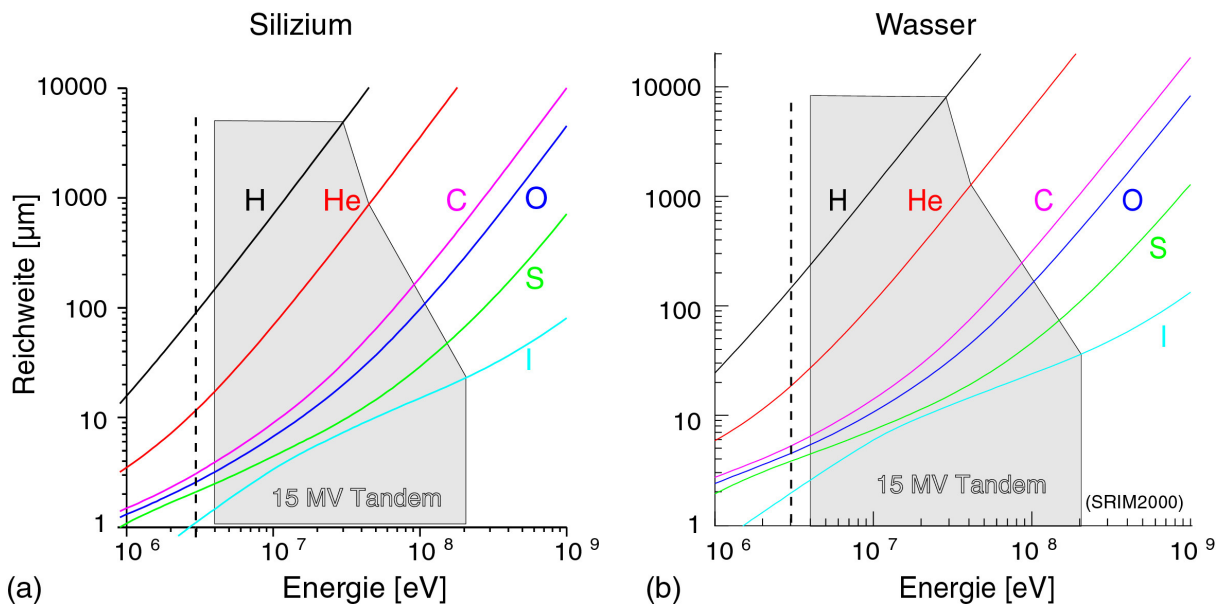


Abbildung 2.6: Reichweite in Abhängigkeit der Energie für verschiedene Ionen in Silizium (a) und Wasser (b) [SRIM00]. Der grau schattierte Bereich entspricht den Energien die der Tandembeschleuniger liefern kann. Die gestrichelte Linie bei 3 MeV ist das Limit der meisten anderen Ionenmikroskope

3. Der Aufbau des Rasterionenmikroskops SNAKE

Die im letzten Abschnitt dargestellten physikalischen Eigenschaften öffnen dem Feld der Rasterionenmikroskopie neuartige Perspektiven. Keines der bisher realisierten Mikrostrahlssysteme nutzt einen Beschleuniger, der die für SNAKE projektierten Strahlqualitäten liefert. Dieses Kapitel stellt das ionenoptische Konzept von SNAKE in allen wesentlichen Details dar. Dabei werden alle wichtigen Komponenten entlang des Strahlengangs erläutert, und ihre Anforderungen und Spezifikationen im Hinblick auf die Verwendung von hochenergetischen Ionen diskutiert. Ein entscheidender Punkt sind dabei die Betrachtung von externen Störeinflüssen, welche die laterale Auflösung des Rasterionenmikroskops einschränken. Der letzte Abschnitt befaßt sich mit den Vor- und Nachteilen, die Ionenoptik ein- statt zweistufig zu betreiben.

3.1. Das ionenoptische Grundkonzept

Anhand der schematischen Ionenoptik in Abbildung 3.1 soll zunächst aufgezeigt werden, wie das Rasterionenmikroskop SNAKE konzipiert ist [Hind97]. Das gewünschte Projektil wird zunächst in einer brillanten Quelle als positives Ion erzeugt, selektiert und in den Tandem Beschleuniger eingeschossen. Dort wird es in einem elektrostatischen Feld beschleunigt, am Terminal umgeladen und schließlich auf die gewünschte Endenergie gebracht (siehe Gleichung 2.6). Mit Hilfe eines doppelt fokussierenden 90° -Analysiermagnet, werden Ionen einer bestimmten magnetischen Steifigkeit ausgewählt. Durch einen x-Schlitz in der Fokalebene vor und nach dem Analysiermagneten kann die Energieschärfe des Strahls zusätzlich zu der Energiestabilisierung des Beschleunigers verbessert werden. Dazu wird bei beiden Schlitze eine Öffnung von weniger $100\ \mu\text{m}$ gewählt. Die Bahn der Ionen durch den Magneten wird damit definiert und es können nur Ionen innerhalb eines sehr schmalen Energiebandes den Magneten und die Schlitze passieren.

Unmittelbar nach dem Fokus des Analysiermagneten beginnt die eigentliche Ionenoptik zur Fokussierung des Ionenstrahls. Das Prinzip ist eine zweistufige, verkleinernde Abbildung eines durch Schlitze definierten Objekts in die Fokalebene des Ionenmikroskops. Die Öffnung der Objektschlitze wird bei SNAKE in beiden transversalen Richtungen um den Faktor 200 verkleinert. Knapp 6 m nach der Objektblende befinden sich die Divergenzschlitze, die für die Einstellung der Winkelakzeptanz verwendet werden. Den ersten Teil der zweistufigen Abbildung leistet eine Standard Quadrupoldublettlinse. Der anschließende Zwischenfokus ist in x- und y-Richtung um ca. 1 m separiert und ermöglicht es weitere Schlitze als Streublenden einzuführen. Es erstreckt sich eine fast 20 m lange Driftstrecke bis zur zweiten Abbildungsstufe. Sie leistet den Hauptteil der Verkleinerung und ist das Herzstück von SNAKE. In der Fokalebene, die ca. 170 mm nach dem Ende des letzten Magneten der Linse liegt, befindet sich die zu untersuchende Probe in der Targetkammer.

Die, beim Durchgang der Ionen durch die zu untersuchende Probe, induzierten Reaktionen werden mit verschiedenen Detektoren nachgewiesen. Mit einer Ablenkeinheit, die sich

unmittelbar vor der letzten Linse befindet, kann der feinfokussierte Ionenstrahl über die Probe getastet werden. Werden die gemessenen Ereignisse mit der aktuellen Position des Strahls korreliert, so kann zweidimensionales, orts aufgelöstes Bild der Probe erstellt werden. Ein in Transmissionsrichtung vorhandener zweiter großer 90° -Magnet kann als Spektrograph für STIM-Messungen verwendet werden. Den Verlauf der Strahleinhüllenden sowie weitere technische Daten zur Ionenoptik sind der Abbildung 3.2 und Tabelle 3.1 zu entnehmen.

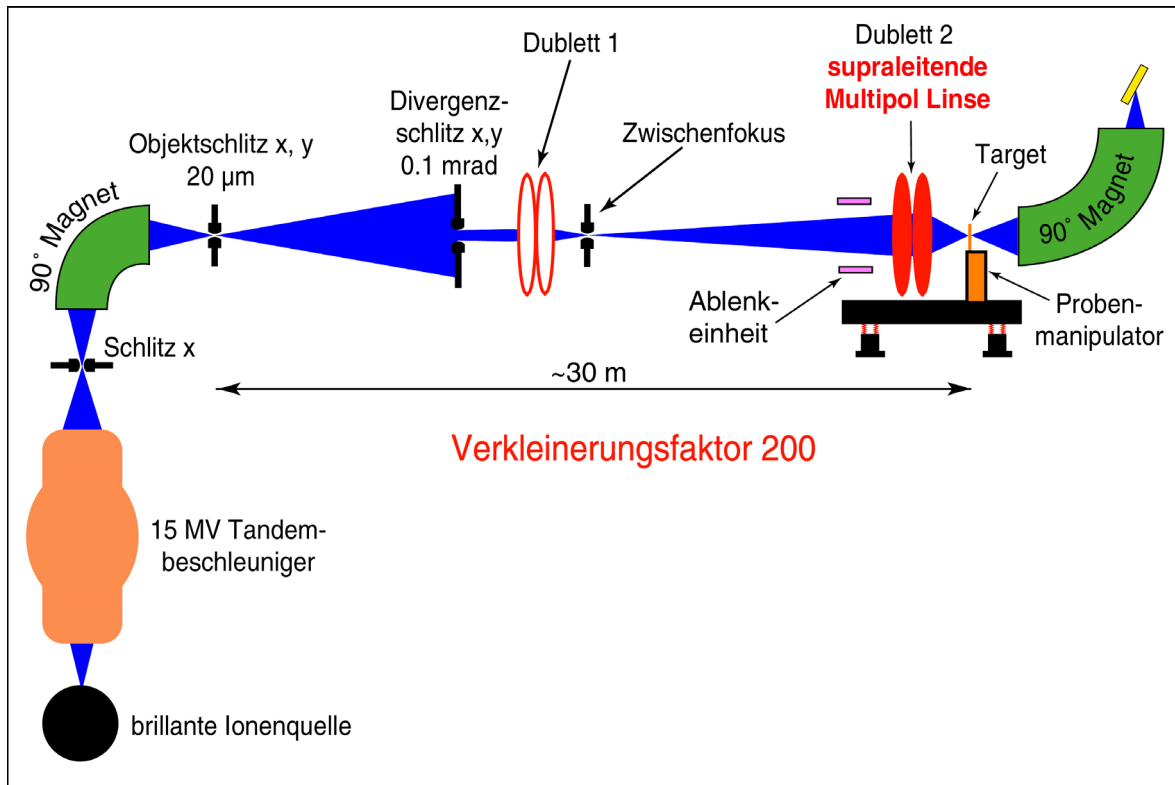


Abbildung 3.1: Schema der Ionenoptik des Rasterionenmikroskops SNAKE am Münchner Tandembeschleuniger

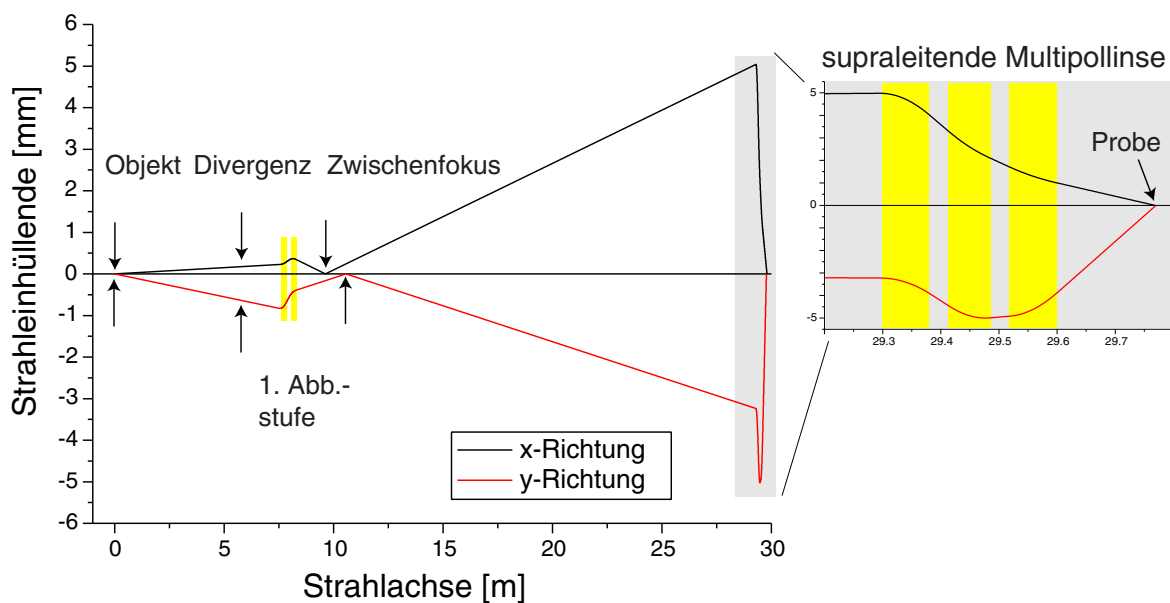


Abbildung 3.2: Strahleinhüllende bei maximaler Ausleuchtung in x-Richtung (schwarz) und y-Richtung (rot) für die zweistufige Abbildung ausgehend von den Objektschlitzen. Die eingezeichneten Pfeile stellen die Positionen der Divergenz- und Zwischenfokusschlitze dar

	x-Richtung	y-Richtung
z-Position der Divergenzschlitze [m]	5.7	5.7
max. Öffnung der Divergenzschlitze [μm]	± 170	± 650
maximaler Eintrittswinkel in 1. Stufe [mrad]	± 0.029	± 0.114
z-Position der 1. Stufe	7.532	7.532
Verkleinerungsfaktor der 1. Stufe	8.62	1.51
Austrittswinkel aus der 1. Stufe [mrad]	± 0.253	± 0.173
z-Position der Zwischenfokusschlitze [m]	9.619	10.631
z-Position der Supraleitenden Linse [m]	29.30	29.30
Verkleinerung der 2. Stufe	23.3	131.5
Austrittswinkel aus der 2. Stufe [mrad]	± 5.89	± 22.7
Fokallänge der 2. Stufe [m]	0.845	0.142

Tabelle 3.1: Technische Daten zur zweistufigen Abbildung

3.2. Systemanforderungen

Die ehrgeizige Aufgabe besteht darin, Ionen mit einem Masse-Energieprodukt von bis zu 200 MeV·u mittels einer ionenoptischen Abbildung innerhalb einer kurzen Brennweite zu fokussieren. Mit diesem feinfokussierten Ionenstrahl soll dann ein Rasterionenmikroskop mit einer lateralen Auflösung im Submikrometerbereich realisiert werden. Diese beiden Teilaspekte ziehen eine Reihe von Anforderungen an die verschiedenen Komponenten des Rasterionenmikroskops nach sich.

Hochenergetische Ionen

Keines der verfügbaren kommerziellen Fokussiersysteme ist in der Lage, Ionen mit den projektierten magnetischen Steifigkeiten innerhalb einer Fokallängen von 100 bis 200 mm zu fokussieren. Deshalb wird bei SNAKE eine völlig neu entwickelte supraleitende Multipollinse eingesetzt [Datz99]. Das Konzept und die Realisierung wird ausführlich in Kapitel 4 beschrieben.

Eine weitere Herausforderung stellen die Schlitze dar, die als Blenden für den Ionenstrahl dienen. Speziell bei den leichten hochenergetischen Ionen, mit Reichweiten im Millimeterbereich, ist es praktisch unmöglich mit den Standardschlitzen den Strahl zu präparieren. Diese Schlitze haben eine große Transparenzzone, in der die Ionen durch das Material transmittieren und mit verringerter Energie in die Ionenoptik gelangen. Um diesen und weitere Störeffekte zu minimieren wurden spezielle Präzisions-Schlitze entwickelt und aufgebaut.

Das Rasterionenmikroskop ist nur eines von vielen Experimenten, das am Münchner Tandembeschleuniger aufgebaut ist. Es teilt sich den größten Teil des Strahltransports, bis auf

die letzten 15 m, mit den anderen Experimentatoren. Daraus ergeben sich eine Reihe von Randbedingungen, die es beim Betrieb von SNAKE zu berücksichtigen gilt.

Laterale Auflösung

Die laterale Gesamtauflösung des Rasterionenmikroskops ist zunächst durch den Durchmesser des Strahls am Probenort gegeben. Dieser wird durch die Qualität des ionenoptischen Abbildungssystems also durch die supraleitenden Multipollinse bestimmt. Es gibt jedoch eine Reihe von weiteren parasitären Faktoren, die je nach Experimentiermodus die Gesamtauflösung des Mikroskops deutlich verschlechtern können:

➤ **Mechanische Vibrationen und Driften**

Mit Vibrationen bzw. Driften sind hier vor allem periodische oder gerichtete Bewegungen der Fokussiereinheit relativ zur untersuchten Probe gemeint. Die transversale Auslenkung geht direkt in die erzielbare Auflösung ein. Eine weitere Quelle von Vibrationen stellen die Objektschlitze dar. Ihre Auslenkung wird jedoch um den Verkleinerungsfaktor reduziert.

➤ **Statische und zeitlich veränderliche elektromagnetische Felder**

Zeitlich veränderliche elektromagnetische Felder stellen bei Rasterionenmikroskopen ein weithin bekanntes Problem dar. Durch die Wechselwirkung der Ionen mit den Feldern entlang der Flugstrecke von den Objektschlitzen bis zur Probe, können sich Strahlablenkungen, sowie Veränderungen im Phasenraum durch inhomogene Felder ergeben. Mehrere Arbeitsgruppen berichten, daß sie vor allem durch dynamische Felder, deren Quellen innerhalb oder sogar außerhalb des Labors liegen, in der Auflösung stark beschränkt sind [Jami01].

➤ **Genauigkeit der Rastermethode**

Sowohl die magnetische als auch die elektrische Ablenkung des Ionenstrahls haben spezifische Probleme. Die Einflußgrößen sind die minimale Schrittweite und die Reproduzierbarkeit. Letzere kann durch Hystereseeffekte, hohe Ablenkfrequenzen oder Instabilitäten der Netzgeräte beeinträchtigt werden.

Im nächsten Abschnitt wird nun der Reihe nach diskutiert wie diese Anforderungen bei den einzelnen Komponenten umgesetzt wurden, und welche Spezifikationen sich daraus ergeben.

3.3. Die einzelnen Komponenten

Bei der Aufzählung der einzelnen Elemente soll in etwa in der Reihenfolge vorgegangen werde, wie sie im Strahlengang eingebaut sind. Abbildung 3.3 enthält einen maßstäblichen Strahlführungsplan des Münchner Beschleunigerlabors.

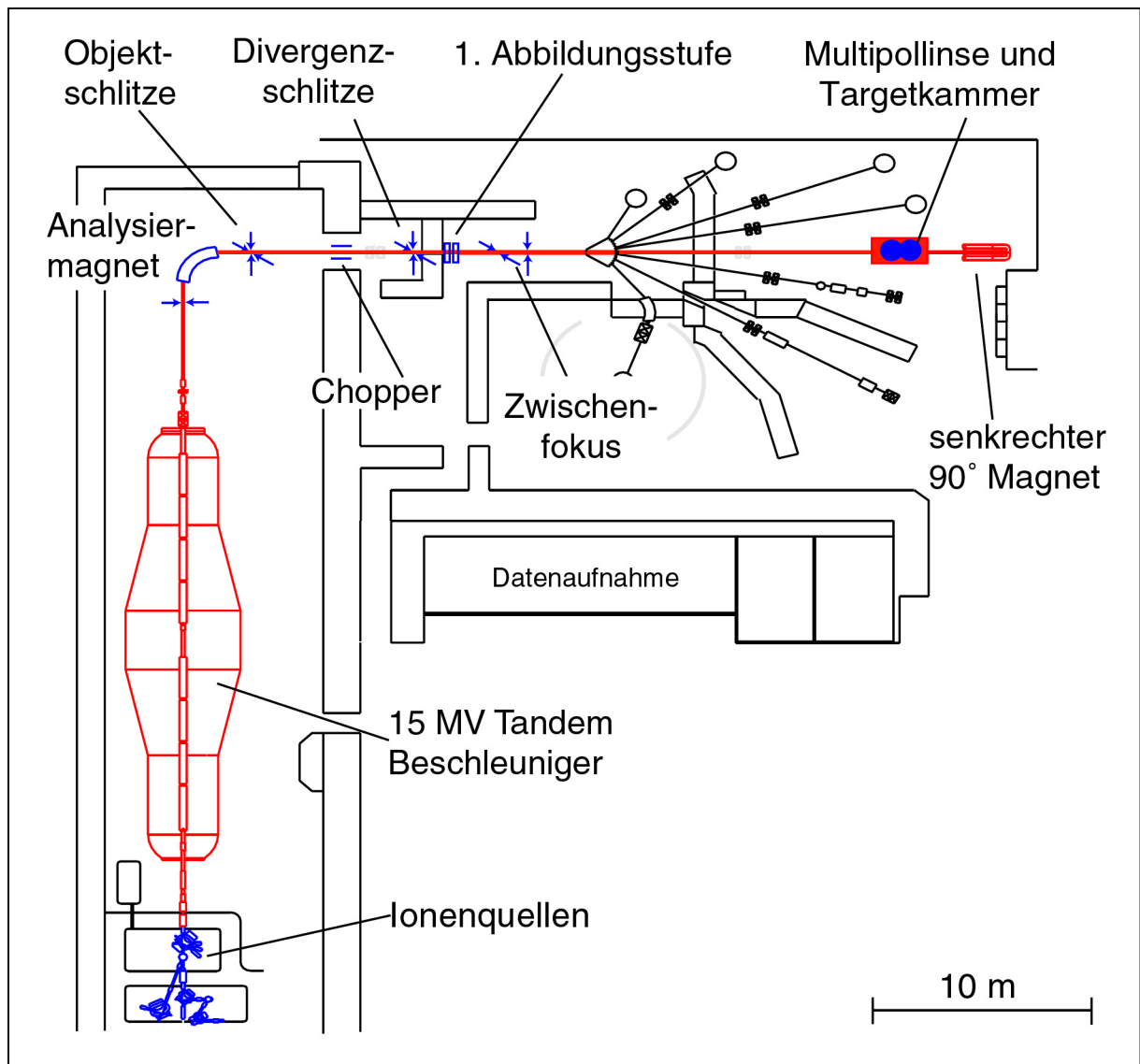


Abbildung 3.3: Grundriß der Strahlführung am Münchner Beschleunigerlabor. Die Abbildung des Rasterionenmikroskops SNAKE startet bei den Objektschlitzen und endet in der Targetkammer, die sich im 0° Strahlrohr nach dem Schaltmagneten befindet. In Transmissionsrichtung ist ein senkrechter 90° Magnet aufgebaut, der als Spektrograph verwendet wird.

Quelle

Die Qualität des Ionenstrahls ist ein entscheidender Parameter beim Betrieb eines Rasterionenmikroskops. In allen Messungen, bei denen Reaktionen mit kleinen Wirkungsquerschnitten für die Analyse verwendet werden, bestimmt der Strahlstrom an der Probe die Meßzeit. Die geometrische Öffnung der letzten Fokussierlinse und deren Abstand vom Objekt bestimmen die Winkelakzeptanz des Rasterionenmikroskops. Sie ist wesentlich kleiner als die von der Quelle gelieferte Emittanz des Ionenstrahls. Das bedeutet, für Mikrostrahlexperimente wird der Großteil des aus der Quelle emittierten Ionenstrahls auf dem Weg zur Probe weggeschnitten. Die entscheidende Größe ist also die Brillanz B des Ionenstrahls, die als Strahlstrom I pro transversaler Emittanz ε_x und ε_y definiert ist:

$$B = \frac{I}{\varepsilon_x \varepsilon_y} \quad (3.1)$$

Der longitudinale Phasenraum ist in Fall des Rasterionenmikroskops vom Transversalen entkoppelt und wird hier daher nicht betrachtet. Die transversale Emittanz in einer Richtung ist grundsätzlich definiert als:

$$\varepsilon'_x = \Delta x \cdot \Delta p_x \quad (3.2)$$

Möchte man allerdings mit dem Divergenzwinkel α anstatt dem Querimpuls p_x argumentieren, so läßt sich in Gleichung 3.1 mit der reduzierten Emittanz ε_x arbeiten, die in der Kleinwinkelnäherung folgendermaßen lautet:

$$\varepsilon_x = \Delta x \cdot \Delta \alpha \cdot \sqrt{E_z} \propto \varepsilon'_x \quad (3.3)$$

Dabei ist E_z die kinetische Energie der Ionen. Der maximal mögliche Strahlstrom an der Probe ist direkt proportional zur Brillanz des Ionenstrahls. Am Münchner Beschleuniger stehen drei Quellen für das Rasterionenmikroskop SNAKE zur Verfügung:

- Hochstromsputterquelle nach dem Prinzip von [Midd84] für praktisch alle Elemente des Periodensystems
- Atomstrahlquelle [Hert98] für Wasserstoff, Deuterium und Helium, die bei Bedarf sogar einen polarisierten Strahl liefern kann
- Duoplasmatronquelle für Wasserstoff und Helium. Sie hat eine nominelle Brillanz von $B = 2 \cdot 10^{-6} \text{ A}/(\text{mm}^2 \text{ mrad}^2 \text{ MeV})$ [NEC]

Bei praktisch allen Elementen mit $Z > 1$ ist die Stripperfolie des Tandembeschleunigers die limitierende Größe für die Brillanz des Ionenstrahls. In [Goed98] wird jedoch aufgezeigt, daß im Falle des Wasserstoffs die Brillanz am Münchner Tandembeschleunigers nur durch die Ionenquelle beschränkt ist. Geht man für den Protonenstrahl davon aus, daß die gesamte Ionenoptik (unter Vernachlässigung der Stripperfolie) ein abgeschlossenes System darstellt, bei dem ausschließlich konservative Kräfte wirken, so ändert sich nach dem Satz von Liouville der Phasenraum von der Quelle bis zum Target nicht. Projektiert ist am Probenort einen Teilchenstrom von 100 ppA in einem Punkt von $\varnothing 100 \text{ nm}$ bei einer Divergenz von ca. 20 mrad. Damit ergibt sich eine benötigte Brillanz von

$$B = 1.3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{A}}{\text{mm}^2 \text{mrad}^2 \text{MeV}} \quad (3.4)$$

Dieser Wert ist in der gleichen Größenordnung, wie die nominelle Brillanz der Duoplasmatronquelle. Für die anderen beiden Quellen wurde die Brillanz bisher nicht bestimmt. Dennoch ist es wünschenswert, eine brillantere Quelle zur Verfügung zu haben. Es gibt daher verschiedene Anstrengungen, bessere Wasserstoffquellen zu entwickeln [Kalb99]. Ein Ansatz wird in der eigenen Arbeitsgruppe verfolgt, ist jedoch bisher nicht einsatzbereit [Goed99].

Beschleuniger und Analysiermagnet

Der Beschleuniger ist ein 15 MV Tandem van de Graaff Beschleuniger der Firma High Voltage Engineering Europe (Holland). Die Spannung kann zwischen 2 und 15 MV

eingestellt werden. Somit sind Protonen sind mit bis zu 30 MeV, das entspricht ca. 25 % der Lichtgeschwindigkeit, die schnellsten Teilchen die beschleunigt werden können. Die Emittanz des beschleunigten Ionenstrahls nach dem Analysiermagneten beträgt ca. $3\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$. Zur Umladung der Ionen am positiv geladenen Terminal können wahlweise spezielle Stripperfolien aus Kohlenstoff [Doll90] oder ein Gasstripper verwendet werden. Im 90° Analysiermagnet werden die Ionen nach ihren magnetischen Steifigkeiten $B \cdot \rho$ sortiert.

$$\frac{m \cdot E}{q^2} = \frac{1}{2} \cdot (B \cdot \rho)^2 \quad (3.5)$$

Der Magnet ist in der Lage, Ionen mit einem maximalen Masse-Energieprodukt $m \cdot E/q^2$ von 336 MeV zu analysieren [Carl96]. Zur Energiestabilisierung des Beschleunigers wird im Normalfall eine Regelung über die Schlitze im Fokus nach dem 90° Magneten verwendet. Die Differenz der Ströme auf den beiden Hälften des x-Schlitzes sind ein Maß für die aktuelle Energie des Strahls. Dieses Signal wird verwendet, um die Spannung am Terminal fein nachzuregeln. Dazu wird, wie bei den meisten Tandembeschleunigern, die Coronaentladung des Terminals variiert. Für kürzere Regelcharakteristiken steht noch ein kapazitives Element, der sogenannte Liner, zur Verfügung. Mit diesen Regeltechniken lassen sich routinemäßig relative Energiestabilitäten der Ionenstrahlen von $1 \cdot 10^{-4}$ erzeugen. Messungen hierzu zeigen, daß die Energieschärfe noch verbessert werden kann (siehe Kapitel 5.4.2). Diese Größe ist vor allem für den chromatischen Fehler der Linse entscheidend und wird in Kapitel 4.2.3 genauer diskutiert.

Schlitze

Wie schon angedeutet spielen die Schlitze eine entscheidende Rolle bei der Strahlpräparation. Die höchsten Anforderungen haben die Objektschlitze zu erfüllen. Sie fungieren als Blenden für die Ionenoptik und definieren das Objekt, also den Ausschnitt des Strahls der fokussiert werden soll. Um einen Strahlfleck in der Größenordnung von 100 nm zu erhalten, müssen die Objektschlitze eine Öffnung von 20 μm besitzen, wenn man einem Verkleinerungsfaktor 200 für das vorliegende System ausgeht. Diese Dimensionen setzen eine Reihe von Anforderungen voraus:

- Die Einstellgenauigkeit jeder Schlitzhälfte soll 1 μm betragen.
- Mechanische Vibrationen jeglicher Art müssen deutlich kleiner Auslenkungen als 20 μm aufweisen.
- Die thermische Ausdehnung durch Wärmeeintrag vom Strahl muß kompensiert werden.
- Die Transparenzzone, also der vorderste Teil des Schlitzes, in dem die Ionen das Schlitzmaterial passieren können, muß minimiert werden.

Im Rahmen einer Doktorarbeit von O. Schmelmer [Schm01b] wurden in unserer Arbeitsgruppe neuartige Präzisionsschlitze entwickelt, die diesen Anforderungen genügen [Schm99]. Sie wurden erfolgreich getestet und an sieben Positionen Strahlführungssystem eingebaut (siehe Abbildung 3.3). Ein x-Schlitz in der Fokalebene vor dem Analysiermagneten wird optional für Verbesserung der Energieschärfe des Strahls eingesetzt. Die wichtigste

Funktion erfüllt das x/y-Paar in der Fokalebene nach dem Analysiermagnet und ein weiteres x/y-Paar ca. 5.7 m danach. Diese zwei Schlitzpaare dienen als Objekt und Divergenzblenden für die präzise Präparation des Strahls. Am Zwischenfokus befinden sich ein weiterer x- und y-Schlitz, die bei der zweistufigen Abbildung als Streublenden eingesetzt werden.

Chopper

Der im Strahlengang vorhandene Hochenergie-Chopper [Poss83] wird im Standardbetrieb des Rasterionenmikroskops nicht verwendet. Er ist nur dann von Bedeutung, wenn eine bestimmte, abgezählte Anzahl einzelner Ionen am Probenort erwünscht wird. Der Chopper, bei dem es sich im Prinzip um einen Plattenkondensator handelt, wird in diesem Fall über eine schnelle Hochspannungsquelle geladen bzw. entladen. Dadurch kann der Ionenstrahl innerhalb weniger Mikrosekunden ausgelenkt und bei geeigneten Schlitzstellungen auf dem Weg zum Target gestoppt werden. Somit ist es möglich in 99.9 % der Fälle den Strahl nach dem Eintreffen eines Ions am Probenort abzuschalten, vorausgesetzt man hat einem zuverlässigen Detektor zur Verfügung und ein Ionenrate von weniger als 1 kHz [Haupt00].

Erste Abbildungsstufe

Wird zweistufig abgebildet, so agiert die im Strahlrohr existierende Quadrupoldublettlinse (Linse 2) als erste Abbildungsstufe. Sie hat einen Polspitzenradius von 40.25 mm und erreicht einen Feldgradienten von maximal 100 mT/cm. Da diese Linse einerseits nur wenig ausgeleuchtet wird und andererseits eine geringe Verkleinerung leistet, (siehe Tabelle 3.1) können die hier eingeführten Aberrationen praktisch vernachlässigt werden.

Strahlrohr

Der Ionenstrahl legt von den Objektschlitzen bis zur Hauptfokussiereinheit eine Strecke von knapp 30 m zurück. Mit Ausnahme der 1. Abbildungsstufe sollte das eine reine Driftstrecke sein, ohne magnetische oder elektrische Strahlführungselemente bzw. Störeinflüsse. Über die Hälfte der Strecke verläuft jedoch vor dem Schaltmagneten und wird somit mit allen anderen Experimenten geteilt. Die dort vorhandenen Strahlführungselemente können daher für den Mikrostrahlbetrieb nicht abgebaut werden. Vor Experimenten mit SNAKE müssen diese Elemente so eingestellt werden, daß der Ionenstrahl so gut wie möglich feldfrei ist. Die Sensitivität des Ionenstrahls auch auf sehr kleine Felder ist deutlich bemerkbar. Allein der Einfluß des Erdmagnetfeldes auf einen 20 MeV Protonenstrahl zwischen Objekt und Fokalebene bewirkt eine Auslenkung von 24 mm.

Reine Dipolfelder, wie das Erdmagnetfeld, stören nicht, solange sie homogen sind und ausreichend klein, daß der Strahl noch die Öffnung der Linse trifft. Statische Felder, die jedoch inhomogen über den Bereich des Strahls ausgedehnt sind sowie alle dynamischen Felder, können einen Beitrag zur Verschlechterung der lateralen Gesamtauflösung des Systems liefern. Es wurde im Vorfeld versucht, mögliche Störquellen aufzuspüren und gegebenenfalls auszuschalten. Dabei wird davon ausgegangen, daß keine störenden, statischen elektrischen Felder vorhanden sind, da das Strahlrohr und alle Einbauten aus Metall sind bzw. geerdet sind. Daher wurden in erster Linie statische und dynamische Magnetfelder gemessen.

Zunächst zu den Messungen des statischen Magnetfeldes. Die benutzte Hallsonde [Grou] besitzt eine Genauigkeit, die für kleine Felder bei $\pm 1\mu\text{T}$ liegt. Die Sonde wurde mit Hilfe einer Spezialkonstruktion innerhalb des 0° -Strahlrohr ab dem Schaltmagneten in Richtung Experiment geführt.

Schaltmagnet

Eine Sonderstellung bei der Betrachtung von statischen Magnetfeldern nimmt der Schaltmagnet D1 des Beschleunigers ein. Er befindet sich ungefähr auf der Hälfte der Strecke zum Target (siehe Abbildung 3.3). Dieser Dipolmagnet wird im Mikrostrahlbetrieb nicht genutzt, da das Experiment in 0° -Richtung hinter dem Magneten aufgebaut ist. Um den Strahl möglichst gerade durch den Dipolmagnet zu führen, soll er im gesamten Bereich kein Magnetfeld aufweisen. Um das Feld über den gesamten Bereich wirksam zu unterdrücken, ist es nötig, einen Entmagnetisierungszyklus durchzuführen. Beste Werte wurden dabei erreicht, wenn der Magnet ausgehend vom Maximalstrom mit einer Amplitudenreduktion von 10 – 20 % pro Zyklus bei abwechselnder Polarität ca. 60 mal erregt wird. Das erreichte Remanenzfeld über den gesamten Bereich des Magneten beträgt dann 6 – 8 μT (siehe Abbildung 3.4). Dieser Wert ist um mehrere Größenordnungen kleiner als bei einem normalen Abschalten des Magneten (grüne Kurve). Auch eine Erregung in Gegenrichtung bis im Zentrum des Magneten kein Feld herrscht (quadratische Punkte) liefert Werte bis zu 300 μT . Um Entmagnetisierung routinemäßig vor jedem Experiment durchzuführen wurde ein Programm entwickelt, daß diese Prozedur automatisch vornimmt, sowie auch andere magnetische Elemente, wie z.B. Quadrupollinsen, entmagnetisieren kann [Beck].

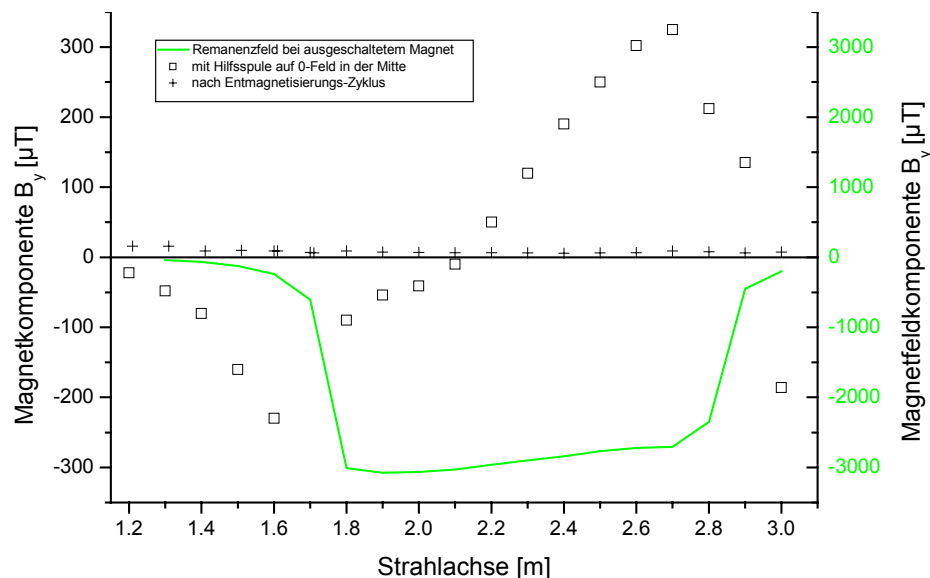


Abbildung 3.4: Magnetfeldmessungen im Schaltmagneten (schwarze Punkte beziehen sich auf die linke Achse, grüne Kurve auf die rechte Achse)

Nach dem Schaltmagnet bis zum Experiment

Abbildung 3.5 zeigt die innerhalb des Strahlrohrs gemessenen statischen Magnetfeldkomponenten in x- und y-Richtung. Das Restmagnetfeld beträgt weniger als 5 μT , und liegt damit deutlich unter dem erwarteten Beitrag des Erdmagnetfeldes von ca. 35 μT in y-Richtung. Das bestätigt, daß die in diesem Bereich speziell eingesetzten Weicheisen-

Strahlrohre Magnetfelder effektiv abschirmen. Weiterhin fallen einige deutliche Feldüberhöhungen auf, die lokal über $\pm 50 \mu\text{T}$ ausmachen können. An erster Stelle sei dabei die Quadrupollinse (Linse 3) genannt, die ebenfalls nicht für die Mikrostrahl Ionenoptik verwendet wird. Die Messung zeigt deren Remanenzfeld im ausgeschalteten Zustand. Dieses konnte durch zyklisches Entmagnetisieren, wie beim Schaltmagnet beschrieben, um einen Faktor 10 reduziert werden, so daß es vom restlichen Untergrund nicht mehr zu unterscheiden ist.

Es gibt noch zwei weitere Überhöhungen des Magnetfeldes, die jeweils eindeutig mit Ionengetterpumpen des Strahlrohrvakuumsystems korreliert werden können. Diese Magnetfelder weisen ein gaußförmiges Profil auf mit Maximalwerten von bis zu $60 \mu\text{T}$ auf mit einer Halbwertsbreite von ca. 20 cm (Abbildung 3.6 a). Dieses Feld bewirkt, solange es als homogen im Bereich des Strahls angesehen werden kann, lediglich einen konstanten Winkelversatz des Strahls von ca. $20 \mu\text{rad}$. Das ist gut eine Größenordnung kleiner, als die Eingangstrahldivergenz. Um die Feldinhomogenität zu bewerten, wurden verschiedene Ionengetterpumpen mit dem magnetischen Multipolanalysator (siehe Abschnitt 4.4.1) vermessen. Die größten gemessenen Sextupolfelder betragen ca. $10 \mu\text{T}/\text{cm}^2$ und lagen damit an der Auflösungsgrenze des Apparats. Nimmt man ein inhomogenes Feld mit diesem Wert an, so ergibt sich ein Unterschied im Magnetfeld zwischen den zwei am weitesten auseinanderliegenden Ionentrajektorien 10 m vor der Linse von $\pm 1 \mu\text{T}$. Eine Abschätzung für den Fehler in der Linse in erster Ordnung ergibt einen lateralen Versatz am Probenort von weniger als $\pm 100 \text{ nm}$ in x- bzw. $\pm 15 \text{ nm}$ in y-Richtung, wenn man eine Länge des Störfeldes von 100 mm ansetzt. Diese Werte stellen derzeit zwar keine wesentliche Einschränkung dar, es ist aber daran gedacht die Quellen durch zusätzliche Abschirmungen zu eliminieren.

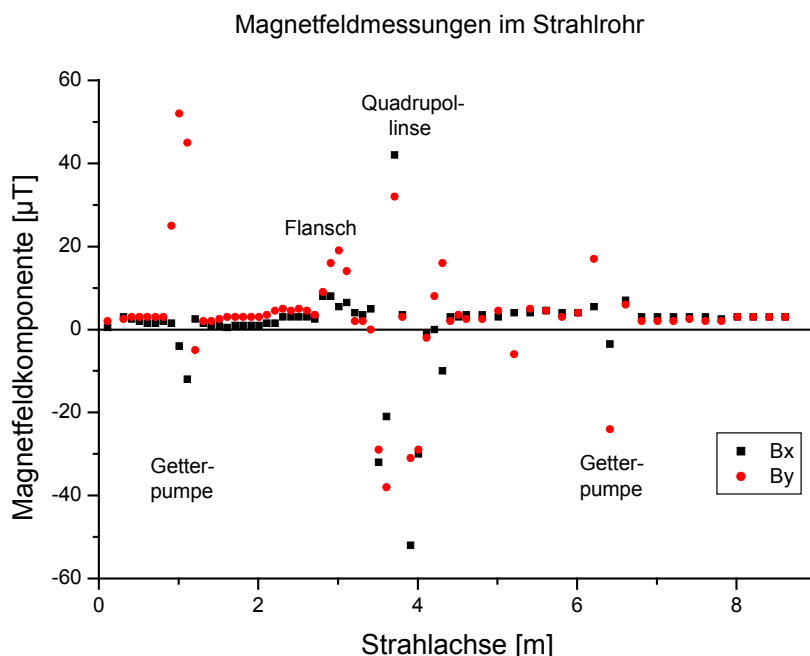


Abbildung 3.5: Gemessene statische Magnetfelder in x und y-Richtung entlang des 0° Strahlrohres nach dem Schaltmagnet bis kurz vor dem Experimentierbereich. Der mittlere Wert liegt durch die Abschirmung des Weicheisenstrahlrohres etwa eine Größenordnung unter dem Erdmagnetfeld. Lokalisierte Erhöhungen können bis zum 10-fachen des Mittelwertes betragen

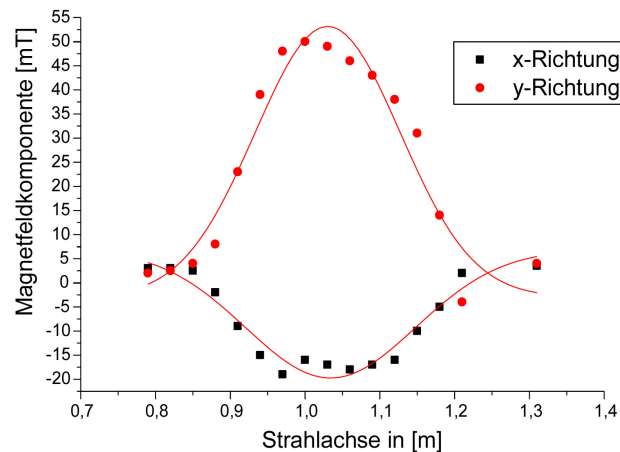


Abbildung 3.6: Profil des Dipolfeldes in x- und y-Richtung einer Ionengetterpumpe in Strahlrichtung

Experiment

Insgesamt ca. 30 m nach den Objektschlitzen befindet sich der eigentliche Experimentierplatz. Er enthält die Hauptfokussiereinheit, die Ablenkeinheiten und die zu untersuchende Probe. Des Weiteren sind in der sogenannten Targetkammer zahlreiche Detektoren untergebracht, welche die in der Probe induzierten Reaktionen nachweisen und weiterverarbeiten können. Die Fokussiereinheit wird ausführlich im nächsten Hauptkapitel vorgestellt. Die weiteren Elemente des Experimentierplatz sind im fünften Kapitel beschreiben.

3.4. Einstufige Abbildung

Das Rasterionenmikroskop SNAKE ist, wie mehrfach erwähnt, als ein zweistufiges Abbildungssystem konzipiert. Die Ionenoptik kann aber auch einstufig betrieben werden. Es gibt im wesentlichen zwei Vorteile, die für eine zweistufige Abbildung sprechen.

- Sowohl im ein- als auch im zweistufigen Modus wird die supraleitende Linse als Quadrupoldublett betrieben. Bei einer einstufigen Abbildung über ein Quadrupoldublett ist es jedoch prinzipiell nicht möglich, gleiche Abbildungsmaßstäbe in beiden transversalen Richtungen und somit eine stigmatische Abbildung zu erhalten. Mit Hilfe der zweistufigen Abbildung sind die Verkleinerungsfaktoren der ersten Quadrupoldublettlinse so gewählt, daß sich eine gleichmäßige Verkleinerung in x- und y-Richtung ergibt.
- Der zweite Aspekt hängt indirekt ebenfalls mit den Abbildungsfaktoren zusammen. Bei der einstufigen Abbildung betragen die Verkleinerungsfaktoren 35 und 207 in x- bzw. y-Richtung (Tabelle 3.2). Soll in x-Richtung ein Strahlfleck von 100 nm erreicht werden, so dürfen die x-Objektschlitze nur noch wenig Mikrometer geöffnet sein. Solch kleine Öffnungen bringen aber vor allem bei leichten Projektilen, wie Protonen, Probleme mit sich. Die Transparenzzone für 20 MeV Protonen beträgt aufgrund der hohen Reichweite in den Mikroschlitzen 4 μm . Das bedeutet, bei diesen engen Schlitzzstellungen treten mehr als die Hälfte der Strahlteilchen mit dem Schlitze in Wechselwirkung. Dabei verlieren sie Energie und erleiden Kleinwinkelstreuungen. Es besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß ein Teil dieser Ionen aus dem außerhalb des akzeptierten Phasenraums des Mikroskops liegen. Der Rest gelangt jedoch mit einer

verringerten Energie in die supraleitende Linse und hat somit eine verkürzte Fokallänge. Diese Teilchen produzieren also einen Halo, der die Auflösung erheblich verschlechtern kann. Bei der zweistufigen Abbildung können am Zwischenfokus zusätzliche Schlitze eingesetzt werden, die Ionen mit der falschen Energie ausblenden.

Wenn die zwei genannten Punkte, Halo-Reduktion und symmetrischer Strahlfleck, nicht entscheidend für das jeweilige Experiment sind, wird normalerweise eine einstufige Abbildung bevorzugt. In der einstufigen Abbildung ist die supraleitende Multipollinse das einzige Fokussierelement. Damit ist die Fokussierprozedur gegenüber der zweistufigen Variante deutlich einfacher, da nicht zwei Linsen zueinander ausgerichtet werden müssen. Die technischen Daten zur einstufigen Abbildung finden sich in Tabelle 3.2.

	x-Richtung	y-Richtung
z-Position der Divergenzschlitze [m]	5.7	5.7
max. Öffnung der Divergenzschlitze [μm]	± 970	± 620
Eintrittswinkel in supraleitende Linse [mrad]	± 0.17	± 0.11
z-Position der SL [m]	29.30	29.30
Verkleinerung der SL	34.7	206
Maximale Ausleuchtung der SL [mm]	± 4.98	± 5.01 (3.22)
Austrittswinkel aus SL [mrad]	± 5.9	± 22.7
Fokallänge der SL [m]	0.844	0.142

Tabelle 3.2: Technische Daten der einstufigen Abbildung

4. Die Supraleitende Multipollinse

Die Energien der zu fokussierenden Ionen sind, wie bereits erwähnt, bis zu einer Größenordnung höher als bei bisher verwirklichten Rasterionenmikroskopen. Im letzten Kapitel wurde herausgearbeitet, daß die Hauptaufgabe darin besteht, ein Fokussierelement zu bauen, das Ionen mit einem Masse-Energieprodukt von bis zu 200 MeV·u in einem Abstand von 170 mm nach der letzten Linse fokussieren kann. Es war zu Beginn des Projektes klar, daß diese Anforderung nicht mit einer Modifikation bestehender Mikrostrahlinsen zu erreichen ist. Es wurde daher ein vollkommen neues Konzept des Fokussiersystem entwickelt [Datz99]. In diesem Kapitel sollen zunächst die verschiedenen Möglichkeiten zur Fokussierung hochenergetischer Ionen diskutiert werden. Anschließend wird das gewählte Konzept mit allen Eigenschaften und Merkmalen erläutert, sowie der Aufbau und die Realisierung vorgestellt. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden Messungen präsentiert, die das Magnetfeld der realisierten supraleitenden Multipollinse charakterisieren.

4.1. Fokussierung hochenergetischer Ionen

Ausgehend von den physikalischen und technischen Randbedingungen wird im folgenden dargelegt, welches Linsentypen die projektierten Anforderung erfüllen können. Es wird sich herausstellen, daß keines der bestehenden Systeme verwendbar ist. Ferner wird aufgezeigt, daß eine supraleitende Quadrupollinse unter diesen Voraussetzungen die beste Variante darstellt.

4.1.1. Auswahl eines geeigneten Linsentyps

Es existieren verschiedene Möglichkeiten, geladene Teilchen mit magnetischen und elektrischen Feldern zu fokussieren. Dabei unterscheidet man zwei Prinzipien.

➤ Das Prinzip der „Schwachen“ Fokussierung

Historisch gesehen kannte man zunächst nur die „Schwache“ Fokussierung². Klassischer Vertreter dieses Typs sind Einzellinsen im elektrischen Fall bzw. Solenoid-Linsen im magnetischen Fall, bei denen das Hauptfeld parallel zur Strahlrichtung orientiert ist. Beide Linsen fokussieren durch die Feldinhomogenitäten im Randfeld. Dadurch ist die Fokussierung nur ein Effekt zweiter Ordnung. Bei Verwendung der Glaser-Näherung ist die Fokallänge f im Fall einer dünnen magnetischen Solenoid-Linse gegeben durch [Glas52]

$$f = \frac{16}{\pi d B^2} \cdot \frac{m \cdot E_{kin}}{q^2} \quad (4.1)$$

wobei m die Masse, E_{kin} die kinetische Energie und q die Ladung der zu fokussierenden Teilchen sind. d ist die Halbwertsbreite des magnetischen Feldes und B die maximale

² Der Begriff ist wohl erst entstanden als die Starke Fokussierung erfunden wurde.

erreichte Flußdichte. Daraus resultiert, daß die Brennweite f indirekt proportional zu Quadrat des Magnetfeldes ist. Um 20 MeV Protonen in einer Fokallänge von 30 cm abzubilden, wird ein Maximalfeld von ca. 8 T bei einer Spulenlänge des Solenoiden von 8 cm benötigt. [Meij97]. Damit liegt der Nachteil dieser Variante auf der Hand. Es werden sehr hohe Feldstärken benötigt, um hochenergetische Ionen auf kurze Fokallängen zu fokussieren. Insbesondere die Fokussierung der am Münchner Tandembeschleuniger zur Verfügung stehenden hochenergetischen Schwerionen würde unrealistisch hohe Magnetfelder von über 20 T benötigen. Es gibt aber auch eine Reihe von Vorteilen. Die sphärischen Fehler solcher Linsen sind wesentlich kleiner als bei den Linsentypen, die im folgenden vorgestellt werden. Außerdem handelt es sich um Einparametersysteme, die einfach, schnell und reproduzierbar einzustellen sind. Außerdem muß nur ein einziges Element zum Strahl ausgerichtet werden. Und schließlich ist ein Solenoid durch sein axialsymmetrisches Feld inherent stigmatisch, bildet also einen Punkt im Gegenstandsraum wieder auf einen Punkt im Bildraum ab [Grim84].

➤ Das Prinzip der Starken Fokussierung

Hierbei wird durch eine Anordnung von abwechselnd fokussierenden und defokussierenden Elementen eine Nettokokussierung erreicht. Im Fall von geladenen Ionen kann das zum Beispiel mit sogenannte Quadrupollinsen realisiert werden. Diese Anordnung aus vier hyperbolisch geformten Polen (siehe Abbildung 4.2) fokussiert geladene Teilchen prinzipiell nur in einer transversalen Richtung bei gleichzeitiger Defokussierung in der dazu orthogonalen, transversalen Richtung. G. Thomas hat jedoch 1938 zum ersten Mal erkannt, daß durch eine Kombination aus zwei Quadrupollinsen, die entgegengesetzt gepolt sind, netto eine Fokussierung in beiden transversalen Richtungen erreicht werden kann [Thom38]. Wenn der Strahl von der ersten Linse defokussiert wird, gelangt er weiter von der optischen Achse entfernt in die zweite Linse. Da die Brechkraft, in Analogie zur Optik, linear mit dem Abstand ansteigen sollte, erfährt er dort eine stärkere Brechkraft. (siehe y -Richtung in Abbildung 4.1). Dieses Prinzip wurde in der Veröffentlichung von [Cour52] zum ersten Mal mit dem Begriff „Starke Fokussierung“ verknüpft. Der Begriff rührt daher, daß die Brechkraft eines solchen Linsensystems direkt proportional zum E bzw. B -Feld ist und somit, im Vergleich zur Schwachen Fokussierung, vor allen bei kleinen Feldern eine starke Fokussierwirkung entwickelt.

Der Nachteil eines „Stark Fokussierenden“-Systems ist, daß mindesten zwei Linsenelemente benötigt werden (Dublett). Will man symmetrische Verkleinerungsfaktoren in beiden transversalen Richtungen erreichen sind mindestens drei Linsen (Triplett) von Nöten. Damit müssen mehrere Elemente mechanisch justiert, sowie für jedes Element eine optimale Fokussierstärke eingestellt werden.

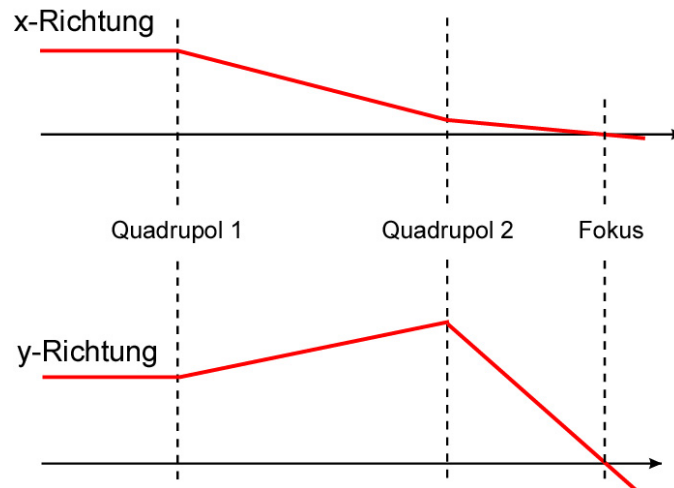


Abbildung 4.1: Prinzip der „Starken Fokussierung“. Eine Kombination aus fokussierenden und defokussierenden Elementen (z.B. magnetischen Quadrupollinsen) kann einen gemeinsamen Fokus für Ionen in beiden transversalen Richtungen erreichen.

Dennoch haben sich Quadrupollinsen bei Teilchenbeschleuniger, die mit hochenergetischen Ionen ($E_{\text{kin}} > 1 \text{ MeV}$) arbeiten, im Bereich der Rasterionenmikroskope als auch für Standard Strahlführungselemente durchgesetzt. Es existiert nach dem Wissen des Autors lediglich eine Anlage, die mit einem supraleitenden Solenoidmagneten gute Strahlqualitäten produziert [Meij97] (siehe Tabelle 2.1). So benötigt die Anlage in Bochum eine Feldstärke von 8 T im Solenoiden, um Ionen mit einem Masse Energieprodukt von $7 \text{ MeV}\cdot\text{u}$ auf einer Fokallänge von 11 cm zu fokussieren [Step97].

Neben diesen zwei Möglichkeiten der Fokussierung von geladenen Teilchen gibt es noch ein paar weitere exotische Varianten, wie beispielsweise Plasmalinsen. Es gibt jedoch bis heute kein System, bei dem dieser Linsentyp erfolgreich eingesetzt wurde. Zusammenfassend kann man daher sagen, daß für das Rasterionenmikroskop SNAKE, bei der Ionen mit Masse-Energieprodukten von bis zu $200 \text{ MeV}\cdot\text{A}/\text{q}^2$ fokussiert werden sollen, nur Quadrupolssysteme in Frage kommen.

4.1.2. Fokussierung von Ionen in Multipolfelder

Das Feld einer Quadrupollinse ist ein Spezialfall eines allgemeinen Multipolfeldes. Unter einer $2m$ -pol Linse versteht man ein System aus einer Anzahl von $2m$ Polen, die in einer Ebene angeordnet sind. Dabei werden im folgenden die beiden lateralen Richtungen mit x (horizontal) und y (vertikal) bezeichnet. Die Ausbreitungsrichtung des Strahls soll die z -Richtung sein. Zur mathematischen Beschreibung der magnetischen Felder einer Multipolanordnung ist es von Vorteil, ein Zylinderkoordinatensystem zu wählen, in dem die x - y -Ebene der α - r -Ebene entspricht. Will man das statische Potential $u(\alpha, r, z)$ eines Multipolfeldes in der α - r -Ebene berechnen, ergibt sich die Lösung der zweidimensionalen Laplace-Gleichung zu [Szi188]:

$$u(r, \alpha, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} C(m, k) \cdot r^{2k+m} \cdot [U_m^{(2k)}(z) \cos(m\alpha) + W_m^{(2k)}(z) \sin(m\alpha)] \quad (4.2)$$

mit dem numerischen Faktor $C(m, k) = \frac{(-1)^k m!}{4^k k! (m+k)!}$

Dabei ist m die Ordnung der Multipolkomponente ($m = 1$ entspricht dem Dipol, $m = 2$ dem Quadrupol etc.) und U_m und W_m die Stärke der jeweiligen Komponente m . Der Index $(2k)$ bezeichnet die $2k$ -te Ableitung der Multipolstärke in z -Richtung.

Die Gleichung 4.2 gilt gleichermaßen für das elektrostatische und das magnetostatische Potential. Die vektorielle magnetische Flußdichte $\vec{B}(\alpha, r, z)$ ergibt sich daraus durch Gradientenbildung.

$$\vec{B} = -\nabla u = - \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \alpha} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} u \quad (4.3)$$

Befindet man sich im Inneren eines in z -Richtung unendlich ausgedehnten Multipols, vereinfacht sich das Potential, da $U(z)$ und $W(z)$ konstant sind und somit alle Ableitungen wegfallen. Der Betrag des Magnetfeldes B_p eines bestimmten Multipols $m = p$ ergibt sich somit zu:

$$|\vec{B}_p(\alpha, r, z)| = \sqrt{B_{p,r}^2 + B_{p,\alpha}^2 + B_{p,z}^2} = p \cdot r^{p-1} \cdot W_p \quad (4.4)$$

B_p ist also nur eine Funktion des radialen Abstands vom Ursprung. Man unterteilt die Felder aufgrund ihrer Symmetrieeigenschaften in gerade ($p = 2, 4, 6 \dots$) und ungerade ($p = 1, 3, 5 \dots$) harmonische Feldkomponenten. Mit Hilfe der Gleichung 4.2 kann abgeleitet werden, daß sich für gerade p 's eine achsensymmetrische Form des magnetischen Potentials ergibt. Das bedeutet Teilchen gleicher Ladung erfahren bezüglich einer Achse eine Kraft in Richtung des Zentrums, was die Grundvoraussetzung für das Fokussieren von Ionen ist. Im Spezialfall von $p = 2$, also ein Quadrupolfeld, ergibt sich ein Magnetfeld das linear mit dem Radius ansteigt.

$$|\vec{B}_2| = G \cdot r \quad (4.5)$$

Den Proportionalitätsfaktor nennt man den Feldgradienten G . Er wird meist in den Einheiten [Tesla/cm] angegeben. Eine Quadrupollinse stellt damit die Analogie zu einer sphärischen Linse in der Lichtoptik dar: Für achsennahe Strahlen nimmt die Brechkraft in einer transversalen Richtung linear mit dem Abstand zu.

Die Form der Polschuhe eines idealen, magnetischen Quadrupols ergeben sich automatisch aus den Äquipotentialflächen, die senkrecht zu den Feldlinien stehen. Abbildung 4.2 zeigt die vier hyperbolischen Konturen eines Quadrupolmagneten die alternierend gepolt sind. Aus der Orientierung der Feldlinien läßt sich ableiten, daß in dem dargestellten Fall die Fokussierung für positive Ionen nur entlang der x -Achse funktioniert. Die Teilchen auf der x -Achse werden defokussiert. Das ist der schon oben erwähnte Grund, warum man eine zweite Quadrupollinse mit vertauschter Polung benötigt, um eine Fokussierung in beiden Richtungen zu erhalten.

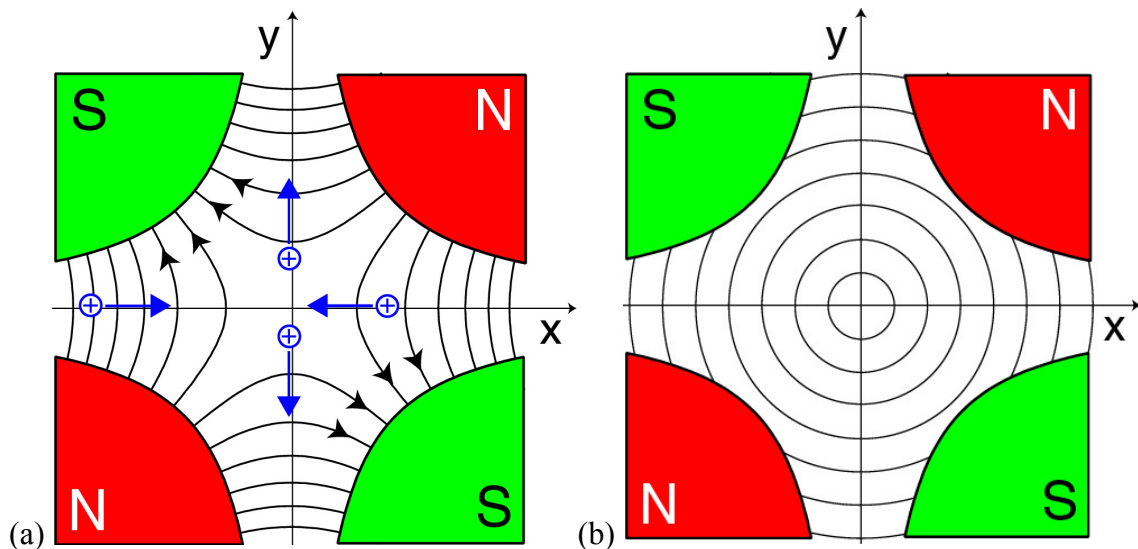


Abbildung 4.2: Magnetische Feldlinien (a) und Linien gleicher Magnetfeldstärke (b) eines reinen Quadrupolmagneten

Bewegungsgleichung in der Quadrupollinse

Um zu berechnen welche Feldstärken benötigt werden, um Ionen mit gegebener Masse-Energieprodukt fokussieren zu können, muß die Bewegungsgleichung Der Teilchen in einer Quadrupollinse gelöst werden. Die Kraft auf ein geladenes Teilchen ist gegeben durch

$$\frac{d(m\vec{v})}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.6)$$

wobei $m\vec{v}$ der relativistische Impuls des Teilchens sein soll. Diese Formel ist damit relativistisch korrekt, unter Vernachlässigung der elektromagnetische Abstrahlung, die aufgrund der beschleunigten Bewegung eines Teilchens bei der Ablenkung im Feld auftritt. Unter zwei Annahmen läßt sich diese Gleichung einfach lösen.

- Die Masse der Teilchen wird als konstant angenommen.
- Die axiale Geschwindigkeit wird als konstant angenommen. (Solange die Divergenzen klein sind und die axiale Geschwindigkeit groß ist, ist auch diese Annahme gut erfüllt.)

Daraus ergeben sich laut [Grim84] folgende Gleichungen in Abhängigkeit des Orts auf z-Achse für die konvergierende Richtung

$$x(z) = x_i \cos(k \cdot z) + \frac{\theta_i \sin(k \cdot z)}{k} \quad (4.7)$$

$$\theta(z) = -x_i \cdot k \sin(k \cdot z) + \theta_i \cdot \cos(k \cdot z) \quad (4.8)$$

und die divergierende Richtung

$$y(z) = y_i \cdot \cosh(k \cdot z) + \frac{\phi_i \sinh(k \cdot z)}{k} \quad (4.9)$$

$$\phi(z) = y_i k \cdot \sinh(k \cdot z) + \phi_i \cdot \cosh(k \cdot z) \quad (4.10)$$

$$\text{mit } k = \begin{cases} \sqrt{\frac{qG_m}{mv_z}} = \sqrt{\frac{qG_m}{\sqrt{2mE_{kin}}}} & \text{magnetisch} \\ \sqrt{\frac{qG_e}{mv_z^2}} = \sqrt{\frac{qG_e}{2E_{kin}}} & \text{elektrisch} \end{cases} \quad (4.11)$$

wobei x_i , y_i und θ_i , ϕ_i die Orts- und Winkelkoordinaten bei $z = 0$ darstellt. k ist eine Art Fokussierstärke, in die der Feldgradient G , sowie Geschwindigkeit v_z , die Ladung q und die Masse m des Teilchens eingehen.

Wenn das Quadrupolfeld unendlich lang ist, so erhält man eine oszillierende Bewegung in der fokussierenden und eine divergierende Trajektorie in der defokussierenden Richtung. Im Normalfall hat ein Magnet aber eine endliche Länge l , die kurz gegenüber der Oszillationslänge gewählt wird.

Vergleich elektrischer und magnetischer Quadrupollinsen

Aus den Gleichungen 4.7 – 4.11 läßt sich abschätzen, welcher elektrische oder magnetische Feldgradient bei einer vorgegebenen Linsenlänge l benötigt wird, um Ionen mit einer bestimmten Energie in einem Abstand d nach der Linse zu fokussieren.

Die Abhängigkeit der Fokussierstärke von der Energie der Teilchen ist unterschiedlich für elektrische und magnetische Linsen. Abbildung 4.3 zeigt, daß magnetische Linsen bei hohen Energien prinzipiell stärker fokussieren als elektrische. Will man bewerten, welche Fokussiereinheit für eine bestimmte Anforderung am einfachsten zu realisieren ist, so muß man bei beiden Möglichkeiten die technischen Randbedingungen betrachten. Während im elektrischen Fall die Spannungsfestigkeit zwischen zwei Elektroden die limitierende Größe ist, so ist es bei magnetischen Linsen die Sättigungsmagnetisierung im Eisen. Für den elektrischen Fall sind Feldstärken von 20 kV/cm noch mit vernünftigen Aufwand zu erreichen und im magnetischen Fall gelten Feldgradienten von 0.5 T/cm als machbar [DAN]. Somit kann man aus Abbildung 4.3 (a) ablesen, daß elektrische Quadrupollinsen bei gleicher Länge erst unterhalb von 1 MeV Protonen gegenüber magnetischen konkurrenzfähig sind.

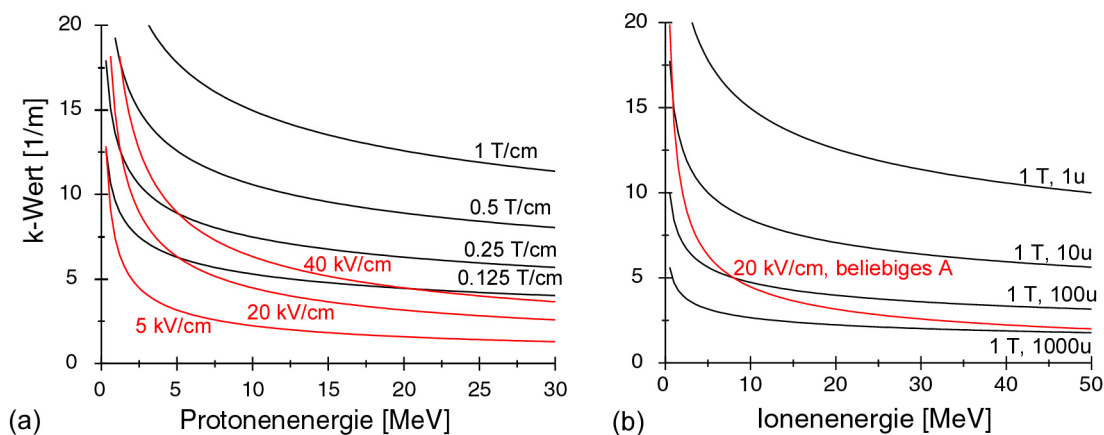


Abbildung 4.3: Vergleich der k-Werte zwischen elektrischen (rot) und magnetischen (schwarz) Quadrupollinsen. (a) Für Protonen bei verschiedenen Linsenstärken. (b) für gleiche Linsenstärken aber unterschiedlichen Massen. Im elektrischen Fall ist der k-Wert unabhängig von der Masse

Weiterhin fällt auf, daß nach Gleichung 4.11 bei elektrischen Linsen nur Energie und Ladung in den k -Wert eingehen, wohingegen für magnetische Linsen noch zusätzlich die Masse eine Rolle spielt. Magnetische Linsen sind bei gleicher Ionenenergie im Nachteil gegenüber elektrischen, je schwerer das Ion ist. In absoluten Werten ausgedrückt wirkt sich dieser Nachteil jedoch erst bei sehr hohen Massen aus. So ist bei einfach geladenen Ionen bis 50 MeV die Fokussierstärke von elektrischen Linsen ($E = 20$ kV/cm) erst bei Molekülmassen von 1000 u höher als bei magnetischen Quadrupollinsen ($G_m = 1$ T/cm) (siehe Abbildung 4.3 b).

Davon ausgehend soll eine konkrete Abschätzung gemacht werden, welche Variante für das Rasterionenmikroskop SNAKE die bessere ist. Dabei wird eine einzelne Quadrupolsektion der Länge $l = 100$ mm und einem Abstand $d = 170$ mm zwischen Linsenende und Fokalebene vorausgesetzt. An Hand der Tabelle 4.1 läßt sich leicht erkennen, daß für die aufgeführten Ionen nur eine magnetische Linse in Frage kommt. Selbst bei den 30 MeV Protonen bräuchte man schon elektrische Feldgradienten von 180 kV/cm², was selbst bei optimierter Geometrie der Pole einer Feldstärke von ca. 300 kV/cm entspricht. Diese Werte liegen weit jenseits der machbaren Durchbruchspannungen im Vakuum. Aber auch bei magnetischen Quadrupollinsen liegen die Feldgradienten für 200 MeV Gold deutlich oberhalb derer von kommerziell erhältlichen Linsen [OM] [MARCO], die geeignet sind für Mikrostrahlanlagen. So berichtet [Tapp93] für die Linsen der Firma Oxford Microbeams von einem maximalen Polspitzenfeld von 354 mT im Abstand von 7.5 mm (bei einem Strom von $I = 102.3$ A). Das entspricht einem magnetischen Feldgradienten von 0.472 T/cm, wobei aufgrund thermischer Probleme mit diesem hohen Magnetfeld im Dauerbetrieb nicht gearbeitet werden kann. Auch das Linsensystem MA-400 von [MARCO] schafft selbst bei spezieller Luftkühlung nur ein Masse-Energieprodukt von 12 MeV·u.

Wie man aus der Tabelle 4.1 ablesen kann, ist mindestens ein Feldgradient von 1 T/cm nötig, um die gewünschten Ionen fokussieren zu können. Das ist ca. einen Faktor drei mehr als der nutzbare Feldgradient in bisher realisierten Linsen für Mikrostrahlanwendungen und würde damit nach Gleichung 3.5 ein um eine Größenordnung höheres Masse-Energieprodukt ermöglichen.

	30 MeV Protonen	90 MeV ³²S⁸⁺	200 MeV ¹⁹⁷Au¹³⁺
$A \cdot E/q^2$ [MeV/u]	30	45	233
k-Wert [1/m]	7.1	7.1	7.1
G_m [T/cm]	0.30	0.45	1.04
G_e [kV/cm ²]	180	2000	2900

Tabelle 4.1: Vergleich der benötigten elektrischen und magnetischen Feldgradienten für die Fokussierung verschiedener Ionen 170 mm nach der Quadrupollinse der Länge 100 mm

4.2. Linsendesign und Abbildungseigenschaften

Es wird in diesem Abschnitt begründet, daß die erforderliche Brechkraft der Linse am besten mit einer supraleitenden Quadrupollinse realisiert werden kann. Neben der hohen

Fokussierstärke ist die Präzision der Magnetfelder von entscheidender Bedeutung für die Fokussiereinheit eines Rasterionenmikroskops. Das bedeutet einerseits, daß die intrinsischen Aberrationen der Linse berechnet und in diesem Fall auch korrigiert werden müssen. Andererseits müssen parasitäre Aberrationen aufgrund von mechanischen Fehlstellungen von Anfang an konstruktiv minimiert bzw. Möglichkeiten zur aktiven Einflußnahme geschaffen werden. Für beide Aspekte wurden erstmalig in einer Quadrupollinse für Mikrostrahlanwendungen supraleitende Eigenschaften ausgenutzt. Das sind zum einen supraleitende Folien zur Formung der Magnetfelder und andererseits supraleitenden Korrekturschleifen, die als „Sekundärwicklung“ auf den Polschuhen angebracht sind und Feldsymmetrie herstellen sollen.

4.2.1. Von der normalleitenden zur supraleitenden Linse

Die Schwierigkeit, hohe Feldgradienten bei magnetischen Quadrupollinsen zu erreichen, liegt indirekt an der begrenzten Sättigungsmagnetisierung der verwendeten Ferromagneten. Typische Werte für Magneteisen liegen bei 1.8 T, in Speziallegierungen wie Kobaltheisen (CoFe) bei 2.4 T [Lide98]. Die Sättigungsmagnetisierung wird bei Quadrupolmagneten an einer Stelle erreicht, die weit weg von der Polspitze ist [Tapp93]. Meist ergibt sich damit ein sehr ungünstiges Verhältnis zwischen dem Feld an der Polspitze, was für den Feldgradienten entscheidend ist, und dem maximal möglichen Feld an einer beliebigen Stelle im Material. Ziel ist es, durch eine geschickte Konstruktion des Magneten das Verhältnis von Polspitzenfeld zu maximalem Feld im gesamten Magneten zu verbessern. Entscheidend ist dabei der Querschnitt des Schafts, mit dem die Polspitze und das Joch verbunden ist. Dieser ist in seiner Fläche normalerweise begrenzt, da rundherum die Leiterbahnen gewickelt sind. Nachdem die magnetische Flußdichte in einer Spule proportional zu $N \cdot I$ ist, gilt es, eine maximale Anzahl N an Windungen unterzubringen, die einen möglichst hohen Strom I tragen können.

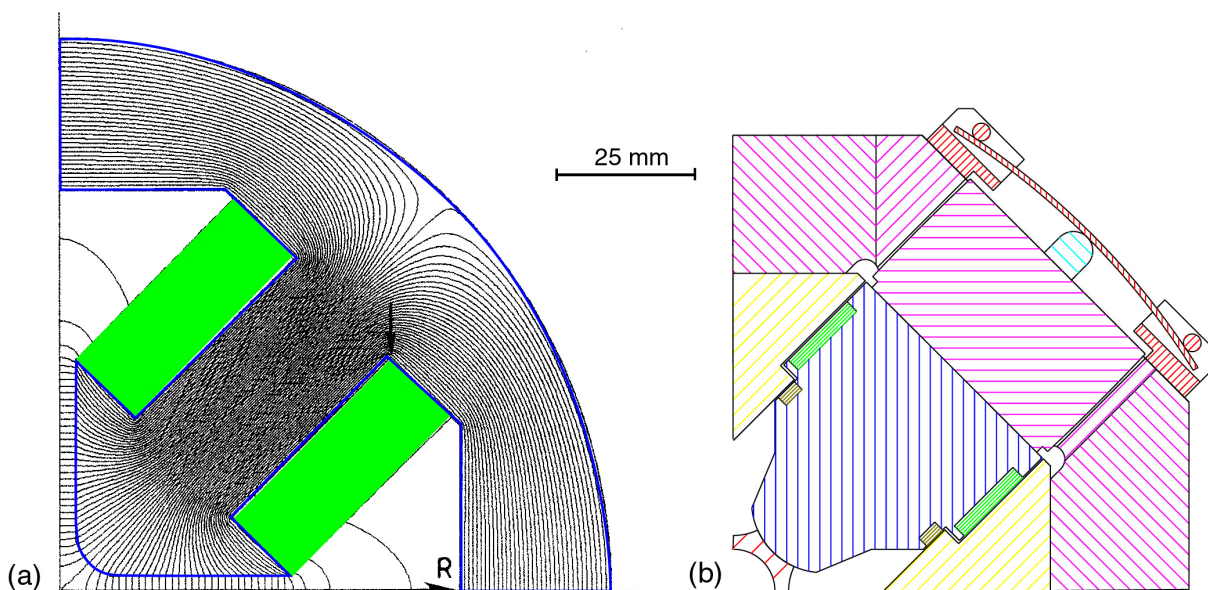


Abbildung 4.4: Querschnitt durch zwei verschiedene magnetische Quadrupollinsen, im selben Maßstab: (a) OM150 der Firma Oxford Microbeams [Tapp93]; (b) supraleitende Multipollinse von SNAKE

Wird nun Supraleitung anstatt Normalleitung verwendet, so gewinnt man in beiden Aspekten. Der Drahtdurchmesser kann extrem klein gewählt werden, so daß viele Wicklungen untergebracht werden können und die Stromtragfähigkeit ist höher als bei Normalleitern. Abbildung 4.4 zeigt zum Vergleich den Querschnitt von jeweils einem Viertel einer Quadrupollinse: (a) eine herkömmlichen Linse [OM] und (b) die in dieser Arbeit realisierte supraleitende Linse im selben Maßstab. Die Fläche für die Wicklungen ist in beiden Zeichnungen grün unterlegt. Zusätzlich ist das beschriebene Problem der Abwärme im Betrieb eines Normalleitenden Magneten beseitigt, da es keine Verlustleistung im Supraleiter gibt.

Es gibt noch einen zweiten Faktor, der das Magnetfeld an der Polspitze beschränkt. Das ist die hyperbolische Geometrie eines reinen Quadrupol-Polschuhs, der sich asymptotisch an die beiden transversalen Achsen annähert. Bei der Oxford Linse verläuft die Kontur lange parallel zu den Achsen, um möglichst wenig Multipolkomponenten höherer Ordnung durch die Abweichung von der idealen Kontur zu induzieren. Damit ergibt sich jedoch ein hoher Magnetfeldfluß bei großen Abständen von der optischen Achse, der nicht zur Fokussierung der Ionen genutzt werden kann.

Im Fall der supraleitenden Linse wurde daher die Polkontur schon bei dem 1.5-fachen des Polspitzenradius abgeschnitten [Hind97]. Das induziert jedoch Feldverzerrungen in Form von zusätzlichen Multipolkomponenten. Die erste höhere Ordnung, die auftritt, ist der 12-pol [Parz76]. Das ist auch anschaulich anhand von Abbildung 4.5 verständlich. Ein 12-Pol hat drei Polschuhe pro Quadrant mit ebenfalls alternierender Polung. An den beiden Kanten des Quadrupol mit der Polung Süd befinden sich im diesem Fall je ein Nordpol des 12-pols. Eine Überlagerung aus Quadrupol und 12-pol Feld ergibt sich, wenn die beiden Kanten von den Achsen weggezogen werden. Genau das ist bei der Linse der Fall. Der induzierte 12-pol ist auch im inneren Bereich vorhanden, wo die Ionen fokussiert werden sollen. Um dies zu unterbinden, werden ein zweites Mal supraleitende Mechanismen ausgenutzt.

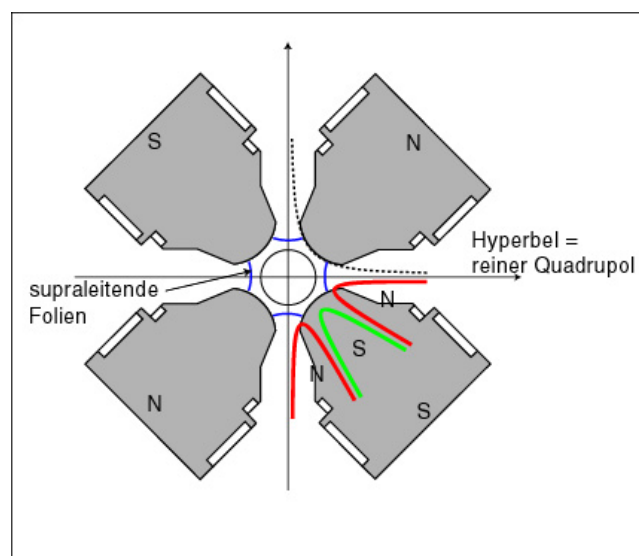


Abbildung 4.5: Das Abschneiden der Polschuhe weg von der hyperbolischen Form nahe den Achsen induziert eine Feldverzerrung, die sich in einem 12-pol-Feld im inneren Bereich auswirkt

Supraleitende Folien

Es ist die Idee, supraleitende Folien entlang der gewünschten idealen Feldlinien zu positionieren. Ein Supraleiter hat die Eigenschaft, daß am Rand der Folie, im Bereich der sog. Eindringtiefe, supraleitende Wirbelströme induziert werden, die das Magnetfeld hindern, makroskopisch in den Supraleiter einzudringen (Meißner-Ochsenfeld-Effekt). Damit werden im Idealfall alle Senkrechtkomponenten des Magnetfeldes kompensiert, und es bleiben nur Parallelkomponenten entlang der Folie übrig. Die Folien stellen somit eine Neumann'sche Randbedingung dar.

$$\left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_{\text{entlang Folienoberfläche}} = \text{const.} = 0 \quad (4.12)$$

Dabei ist u das magnetostatische Potential und n die Normalkomponente des Feldes auf der Folienoberfläche. Diese supraleitenden Wirbelströme sind um so höher, je größer die Senkrechtkomponente des Feldes auf der Folie ist. Wird eine bestimmte kritische Stromdichte j_c im Supraleiter überschritten, so dringt das Magnetfeld tiefer in den Supraleiter ein. Diese kritische Stromtragfähigkeit liegt bei den verwendeten NbTi-Folien (Supraleiter 2. Art) im Bereich von $1 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ [Hake92]. Um die Querkomponente des Magnetfeldes effektiv abschirmen zu können, muß die Folie eine gewisse Dicke haben. Eine Abschätzung der selbstinduzierten Ströme in den Folien ergibt eine notwendige Foliendicke von ca. $30 \mu\text{m}$ [Hind97]. Der Vorteil ist, daß die Magnetfelder zwar absolut relativ hoch sind (bis 1 T), der Winkel gegenüber der Folie jedoch sehr flach ist (siehe Abbildung 4.6). Somit betragen die Senkrechtkomponenten nur einen Bruchteil des gesamten Magnetfeldes. Nur an den Stirnseiten der Folien, die den Polschuhen zugewandt sind, steht der Magnetfeldvektor im wesentlichen senkrecht auf der Folie. Dort wird das Magnetfeld deutlich stärker in die Folie eindringen, als an den seitlichen Rändern. Es werden auch hier Wirbelströme in den Folien induziert, die dem Eindringen entgegenwirken. Resultierend wird sich eine Stromverteilung aufbauen, bei der der Strom auf der einen Hälfte der Folie nach oben und auf der anderen Hälfte nach unten fließt (siehe Abbildung 4.6). Erst in einem gewissen Abstand vom Polschuh wird diese Feldverdrängung wieder in einer kleinen Randschicht der Folie stattfinden. Die Abweichungen vom gewünschten Feldverlauf, an den, der Polschuhe zugewandten, Enden der Folie, liegt damit im Bereich der halben Foliendicke. Wie später erläutert wird, ist eine Abweichung der Felder von der Sollkontur von ca. $4 \mu\text{m}$ noch tolerabel. Wünschenswert sind daher Foliendicken im Bereich von max. $8 \mu\text{m}$. Der Kompromiß zwischen dieser Forderung und der erforderlichen Gesamtdicke von ca. $30 \mu\text{m}$ ist es, mehrere Lagen dünner Folien übereinanderzulegen.

Die Folien erfüllen also nach Gleichung 4.12 die von-Neumann Randbedingung und die Polschuhoberfläche stellt als eine Äquipotentialfläche eine von Dirichlet'sche Bedingung dar. Somit sind die Felder im Innenbereich komplett durch die Randbedingungen festgelegt, die das gewünschte magnetostatische Potential repräsentieren. Induktion von höheren ungewünschten Feldkomponenten ist mit den Folien also nur im Außenbereich vorhanden und kann sich nicht nach innen fortpflanzen.

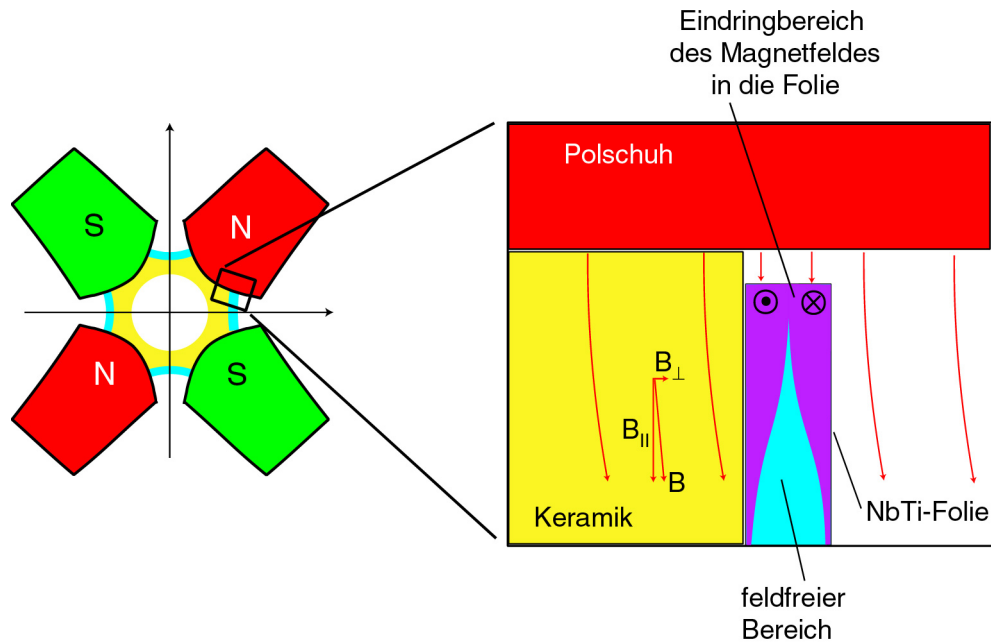


Abbildung 4.6: Die supraleitenden Folien sind entlang der idealen Feldlinien zwischen den Polschuhen positioniert. Die Feldverdrängung innerhalb der Folien soll so gewährleistet sein, daß sich über einen weiten Bereich das Magnetfeld nur parallel zur Folie verlaufen kann

4.2.2. Intrinsische Aberrationen der Linse

Der stärkste Beitrag zu den intrinsischen Aberrationen ist bei Quadrupollinsen normalerweise die sphärische Aberration. Diese macht sich in Analogie zur Lichtoptik besonders bei stärkerer Ausleuchtung der Linse, also für achsenferne Strahlen, bemerkbar. Dieser Typ von Fehler ist theoretisch modellierbar und kann mit geeigneten Maßnahmen korrigiert werden. Die Randfelder, die in z-Richtung beim Ein- und Austritt der Linse vorhanden sind, haben in der Optik kein Analogon, da eine Linse aus Glas eine diskrete Oberfläche hat. Das Magnetfeld einer Quadrupollinse dagegen läuft kontinuierlich aus. In diesem Randbereich werden durch die Abnahme des Hauptfeldes zusätzliche Multipolfelder höherer Ordnung induziert. Das erfordert eine dreidimensionale Behandlung der Felder und ist nicht auf einfachem Wege mit der geforderten relativen Genauigkeit von 10^{-4} zu berechnen. Die Randfelder können den Strahlfleck in der selben Größenordnung verzerren wie die sphärische Aberration [Molo91]. Beide Arten von Aberrationen sind bei magnetischen Quadrupollinsen unvermeidbar und sollten bestmöglich korrigiert werden, wenn man Submikrometer Auflösungen bei voller Ausleuchtung erreichen will. Das gilt speziell für das Rasterionenmikroskop SNAKE, wo aufgrund des hohen Verkleinerungsfaktor von 200 besonders hohe sphärische Aberrationskoeffizienten zu erwarten sind [Jami01].

Prinzipiell gibt es die Möglichkeit, diese Abbildungsfehler mit zusätzlichen Multipolfeldern höherer Ordnung zu kompensieren [Jami88]. Dazu sollten jedoch die Stärken der jeweiligen Korrekturfelder bekannt sein, um bei einem solchen Vielparametersystem effektiv fokussieren zu können. Grundvoraussetzung, um solche Korrekturen durchzuführen, sind daher detaillierte theoretische Studien der Ionenoptik. Basis solcher Untersuchungen sind Computerprogramme, die ionenoptische Systeme beschreiben und simulieren. Dabei gibt es prinzipiell zwei Ansätze.

- Strahltransport-Programme: Dabei wird mit Matrix-Methoden gearbeitet. Das bedeutet der Ionenstrahl wird als 6-dimensionaler Phasenraum dargestellt, der von einem Element zum nächsten über Matrixoperationen transformiert wird. Solche Programme sind verhältnismäßig schnell im Optimieren von vielen Parametern des Abbildungssystems, da es sich um analytische mathematische Operationen handelt. Dafür ist es äußerst schwierig komplexe Feldverteilungen, wie sie in den Randfelder auftreten, mit ausreichender Präzision zu beschreiben.
- Raytracing-Programme: Hier werden die Trajektorien einzelner Teilchen durch das gesamte Abbildungssystem verfolgt. Es ist also nötig, eine Karte des Magnetfeldes an jeder Stelle im dreidimensionalen Raum zur Verfügung zu haben. Die Randfelder können in Form von Fourierserien der Multipolfelder über die Gleichung 4.2 eingebaut werden. Daher wurde im vorliegenden Projekt dieser Ansatz gewählt.

Um die Raytracing-Methode optimal an das System anzupassen, wurde von G. Hinderer eine Programmpaket namens QTRACE entwickelt [Hind97], das von Autor benutzt und weiterentwickelt wurde. Um nun, wie oben beschrieben, die benötigten Stärken der Korrekturkomponenten herauszufinden, ist es wichtig das Randfeld exakt zu beschreiben.

Die Randfeldbehandlung

Die einfachste Art die Randfelder zu behandeln ist es, ein Rechteckprofil für das Magnetfeld anzunehmen. Dabei wird meist mit einer effektiven Länge des Magneten gearbeitet, die bei typischen Quadrupollinsen etwa 10 % größer ist als die geometrische Länge [BuchGrime84]. Damit werden jedoch alle im Randfeld auftauchenden höheren Ordnungen des Magnetfeldes außer Acht gelassen. Besser ist es, das Randfeld direkt zu messen, oder aus der Polschuhgeometrie ein Randfeld zu berechnen.

Für die hier vorgestellte Linse wurde jedoch erstmalig ein anderer Weg bestritten, da die erforderliche Feldgenauigkeit mit den bisher praktizierten Methoden nicht erreicht werden konnte [Hind97]. Zunächst wird das Prinzip der Technik knapp beschrieben. Daran anschließend folgt eine mathematische Ableitung der Randfeldberechnung.

Zunächst wurde eine passende analytische Randfeldfunktion $W_2(z)$ für das Quadrupolfeld gewählt [BuchGrime84].

$$W_2(z) = \frac{1 + e^{P(z=0)}}{1 + e^{P(z)}} \quad \text{mit} \quad P(z) = A_1 + A_2 z + A_3 z^2 + A_4 z^3 + A_5 z^4 \quad (4.13)$$

Durch die Wahl der Parameter $A_1 - A_5$ kann ein gewünschter Randfeldverlauf eingestellt werden. Gibt man einen vollständigen Satz von Randbedingungen an, so kann aus dieser Funktion auf Äquipotentialflächen – und damit auf Polschuhgeometrien - zurück gerechnet werden. Die Randbedingungen werden abermals mit den supraleitenden Folien erfüllen. Im Randbereich besteht jedoch das Problem, daß nach dem Enden des Polschuhs in Strahlrichtung keine Dirichlet'sche Randbedingung mehr vorhanden ist. Das wird rechnerisch und auch real kompensiert, daß die Folien in den Randbereich verlängert und dort deutlich verbreitert werden, damit sie radial weiter nach außen reichen. Somit wird außerhalb des

Polschuhs das magnetostatische Potential ausschließlich über die von Neumann'sche Randbedingung definiert.

Mit dieser Konstellation lassen sich, wie gesagt, Äquipotentialflächen berechnen. Eine dieser dreidimensionalen Flächen kann nun als Polschuhende ausgewiesen werden. Bei der Wahl der Parameter von $W_2(z)$ muß darauf geachtet werden, daß sich einigermaßen weiche und stetige Formen für die Äquipotentialflächen ergeben, da diese sonst technisch nicht gefertigt werden können. Die in Abbildung 4.7 gezeigten Werte führen zu der aufgetragenen Quadrupolstärke $W_2(z)$ im Randbereich und der im Schnitt gezeichneten Polschuhkontur. Diese Werte wurden bei allen Polschuhen in die Tat umgesetzt. In Abbildung 4.8 ist die gerechnete und reale dreidimensionale Polkontur aufgezeigt.

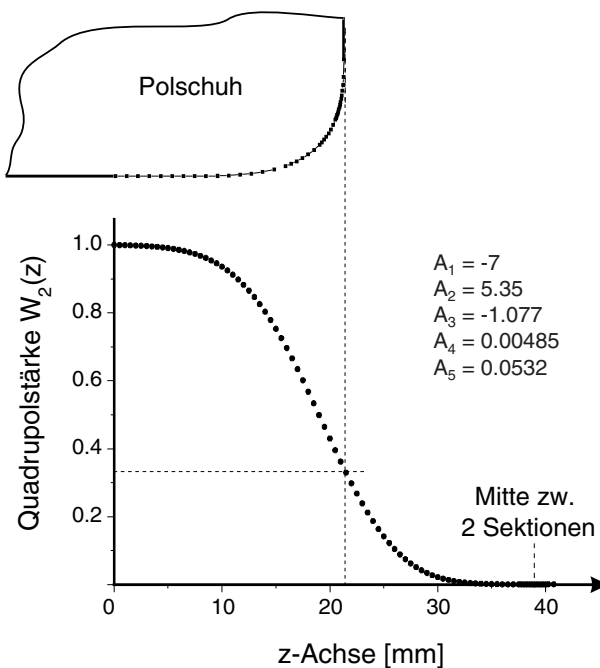


Abbildung 4.7: Randfeldverlauf der Quadrupolstärke mit zugehöriger Polschuhform. Das Feld hat an der senkrechten Kante des Polschuhs ca. 1/3 des Maximalwerts. $z=0$ entspricht dem Start der Randfeldfunktion

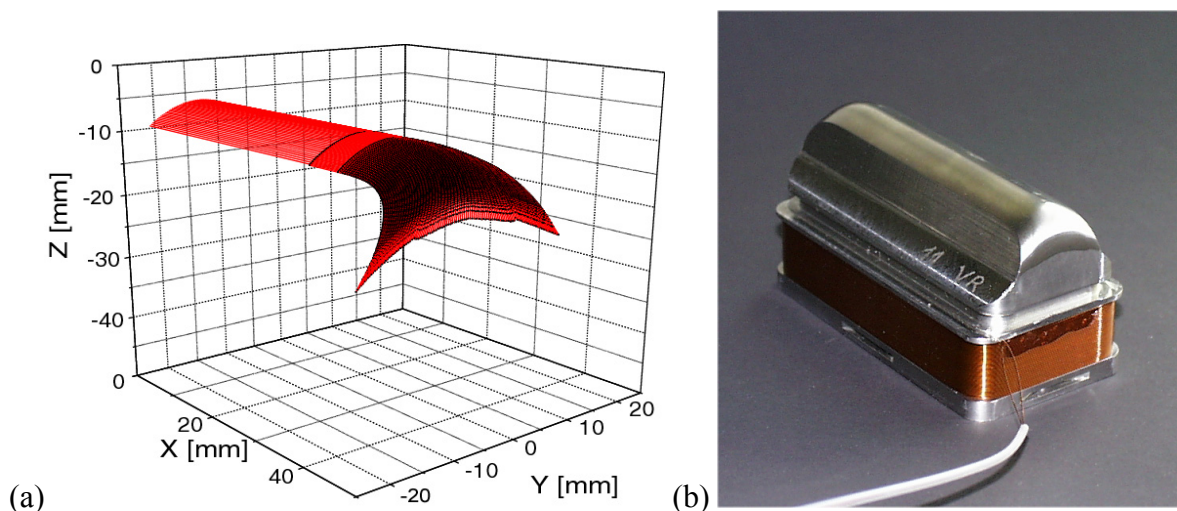


Abbildung 4.8: Dreidimensionale Ansicht von einer Hälfte der Polschuhoberfläche (a), sowie ein Foto eines Polschuhs fertig geschliffenen und bereits gewickelten Polschuhs (b)

Mit dem Randfeldpolynom in Gleichung 4.13 wird der Abfall des Quadrupolrandfeldes in z-Richtung im Randbereich vorgegeben. In diesem Bereich tauchen aber auch höhere Ordnungen des Magnetfeldes auf. Einerseits verläuft der radiale Anteil des Quadrupolfeldes im Randfeldbereich nicht mehr linear mit dem Abstand von der optischen Achse. Er besitzt Beimischungen von Termen höherer Ordnung, die sich aus den Ableitungen der Funktion $W_2(z)$ ergeben. Andererseits werden zusätzliche Multipolfelder eingeführt, die jedoch aufgrund von Symmetrieüberlegungen folgende Bedingung erfüllen müssen [Molo93]:

$$u(r, \alpha, z) = u(-r, \alpha, z) = u(r, \frac{\pi}{2} - \alpha, z) = -u(r, -\alpha, z) \quad (4.14)$$

Diese Bedingung ist für alle Multipole m erfüllt für die gilt:

$$m = n(2 \cdot l + 1); l = 0, 1, 2, \dots \quad (4.15)$$

Dabei ist n die Multipolarität des betrachteten Magneten. In einem Quadrupolrandfeld ($n = 2$) ist somit der erste höhere Multipolterm der 12-pol. Die Form und die Stärke der höheren Komponenten ist allgemein nicht eindeutig durch den Quadrupol-Randfeldverlauf bestimmt. Durch die Einführung zusätzlicher Randbedingungen im Bereich des Polschuhendes lassen sich jedoch die höheren Magnetfeldkomponenten eindeutig definieren. In diesem Fall werden, wie schon vorher erwähnt, diese Randbedingungen durch die supraleitenden Folien gestellt. Die Vorgehensweise soll im folgenden beschrieben werden.

Betrachtet wird allgemein eine reiner $2n$ -pol Magneten. In seinem Inneren folgen die Äquipotentiallinien der Bedingung:

$$u(r, \varphi, z) = W_n(z = 0) \cdot r^n \sin(n\varphi) = \text{const} \quad (4.16)$$

Die Schar der Feldlinien zwischen den Polschuhen verlaufen dazu orthogonal und gehorchen damit der Bedingung:

$$r^n \cos(n\varphi) = \text{const} \quad (4.17)$$

Aus dieser Schar von Flächen wird ein Satz von $2 \cdot n$ Flächen, die einer bestimmten Konstante entsprechen, ausgewählt. Entlang dieser Konturen werden dann die supraleitenden Folien positioniert. Die daraus resultierende Randbedingung für das Magnetfeld lautet:

$$B_{\perp} = 0 \text{ entlang einem Satz von } 2 \cdot n \text{ Flächen aus Gleichung 4.17} \quad (4.18)$$

Die Senkrechtkomponente des magnetischen Feldes entlang dieser Flächen errechnet sich aus dem magnetostatischen Potential u zu.

$$B_{\perp} = \vec{B} \cdot \vec{e}_{\perp} = - \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial u}{\partial z} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(n\varphi) \\ -\sin(n\varphi) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

$$B_{\perp} = - \frac{\partial u(r, \varphi, z)}{\partial r} \cdot \cos(n\varphi) - \frac{1}{r} \frac{\partial u(r, \varphi, z)}{\partial \varphi} \cdot (-\sin n\varphi) + \frac{\partial u(r, \varphi, z)}{\partial z} \cdot 0 \quad (4.20)$$

Setzt man für $u(r, \varphi, z)$ die Gleichung 4.2 so ergibt sich:

$$B_{\perp} = - \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} C(m, k) \cdot r^{2k+m-1} \cdot W_m^{(2k)}(z) \cdot [(k+m) \cdot \sin((m-n)\varphi) + k \cdot \sin((m+n)\varphi)] \quad (4.21)$$

Wie schon in Gleichung 4.15 beschrieben, ergibt sich bei vorgegebenen n eine Unterauswahl von möglichen m . Berücksichtigt man dies in Gleichung 4.21 und setzt die Bedingung $B_{\perp} = 0$ an, so erhält man:

$$B_{\perp} = - \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} C((2l+1) \cdot n, k) \cdot r^{2k+(2l+1)n-1} \cdot W_{(2l+1)n}^{(2k)}(z) \cdot [(k + (2l+1) \cdot n) \cdot \sin(2nl\varphi) + k \cdot \sin((2l+2)n\varphi)] = 0 \quad (4.22)$$

Das Ziel ist es Funktionen $W_{(2l+1)n}^{(0)}$ zu finden, die diese Gleichung erfüllen. Dazu kann ein beliebige Randfeldverlauf $W_n(z)$ vorgegeben werden. Alle weiteren Multipolstärken, die im Randfeld auftauchen, lassen sich über folgenden Ansatz aus der Basisfunktion und deren Ableitungen berechnen.

$$W_{(2l+1)n}^{(0)}(z) = \sum_{s=0}^{\infty} \beta_{l,s} \cdot A(n, s) \cdot W_n^{(2s)}(z) \quad (4.23)$$

dabei wird $\beta_{l,s}$ im folgenden als Beta-Matrix bezeichnet. Ihre Elemente können durch Einsetzen von Gleichung 4.23 in Gleichung 4.22 bestimmt werden. Diese Berechnung konvergiert für das vorgegebene Randfeldpolynom $W_2(z)$ aus Gleichung 4.13. Für die realen Berechnung der höheren Ordnungen in diesem Quadrupolrandfeld wurde folgende 6×6 Beta-Matrix berechnet (für r und z in Einheiten vom Polspitzenradius)

$$\beta_{l,s} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -0.13379 & -0.08289 & -0.01722 & 0.05860 & -0.18486 \\ 0 & -0.00519 & -0.00226 & 0.02282 & 0.00383 & -0.00470 \\ 0 & -0.00195 & 0.00158 & 0.00109 & -0.00121 & -0.00109 \\ 0 & -0.00007 & -0.00001 & 0.00017 & 0.00005 & -0.00037 \\ 0 & -0.00005 & 0.00003 & 0.00005 & -0.00003 & -0.00007 \end{bmatrix} \quad (4.24)$$

Dabei entspricht $s = 0$ bis 5 den Spalten und $l = 0$ bis 5 den Zeilen der Matrix. Über die Gleichung 4.24 kann nun beispielsweise die $W_6(z)$ Funktion, also der Verlauf der 12-pol Komponente im Randfeld, berechnet werden. Diese Matrix gilt für beliebige Funktionen $W_2(z)$.

Insgesamt ergibt sich also eine komplette analytische Beschreibung des Randfeldes, aus der sich Äquipotentialflächen nach Gleichung 4.13 - und somit die Randkontur der Polschuhe - berechnen läßt. Die realisierten Ergebnisse sind in Abbildung 4.7 und Abbildung 4.8 zusammengefaßt. Außerdem können mit dieser vollständigen dreidimensionalen Karte des Magnetfeldes entlang der gesamten Linse Raytracing-Simulationen durchgeführt werden, die eine Korrektur der Aberrationen zum Ziel haben. Ionenoptischen Korrekturen können somit

schon in der Entwicklungsphase der Magnetlinse eingeführt, bevor diese gefertigt und vermessen ist.

Sphärische Aberrationen

Mit Hilfe von Optimierungsalgorithmen im Raytracing-Programm werden nun Korrekturfelder berechnet die einen idealen Fokus gewährleisten. Es gibt dabei verschiedene Ansätze, die Korrektur Elemente in ein Abbildungssystem zu realisieren. Es können vor und nach den Quadrupolmagneten zusätzliche Magnete höherer Multipolordnung hinzugefügt werden. Allerdings sind das weitere Elemente, die zueinander justiert werden müssen und wiederum Randfelder mit sich bringen. Man kann auch Multipolelemente - meist elektrostatisch betriebene Anordnungen aus n punktsymmetrisch Stäbe - in die Quadrupolmagnete einschieben [Meij97]. Das ist jedoch bei den kleinen Polspitzenradien nur sehr schwierig zu realisieren.

In diesem Fall wurde daher die Variante gewählt, den Quadrupolmagneten selbst für die Korrektur zu verwenden. Dazu werden die Polschuhkonturen im Querschnitt, abweichend von der idealen hyperbolischen Form, verändert (siehe Abbildung 4.9). Das funktioniert nach dem gleichen Prinzip es anhand von Abbildung 4.5 erklärt wurde. Somit müssen keine weiteren Elemente justiert werden. Der Nachteil gegenüber zusätzlichen Elementen ist jedoch, daß die Stärke der Korrekturmultipole nicht variiert werden kann. Außerdem ergibt sich durch diese Methoden noch eine weitere Anforderung für das Design der Multipollinse. Die Oktupolkorrektur hat den stärksten Einfluß auf Abbildungseigenschaften und ist damit die wichtigste Komponente. Um ein Quadrupoldublett vollständig zu korrigieren, benötigt man 3 unabhängig einstellbare Oktupole [Jami88]. Will man das über die Veränderung der Quadrupolmagnete erreichen, so müssen drei Quadrupolsektionen eingeführt werden. Daher ist die Fokussiereinheit prinzipiell als Triplet ausgelegt. Betrieben wird sie jedoch als Dublett, da die letzten beiden Singletts gleich gepolt werden.

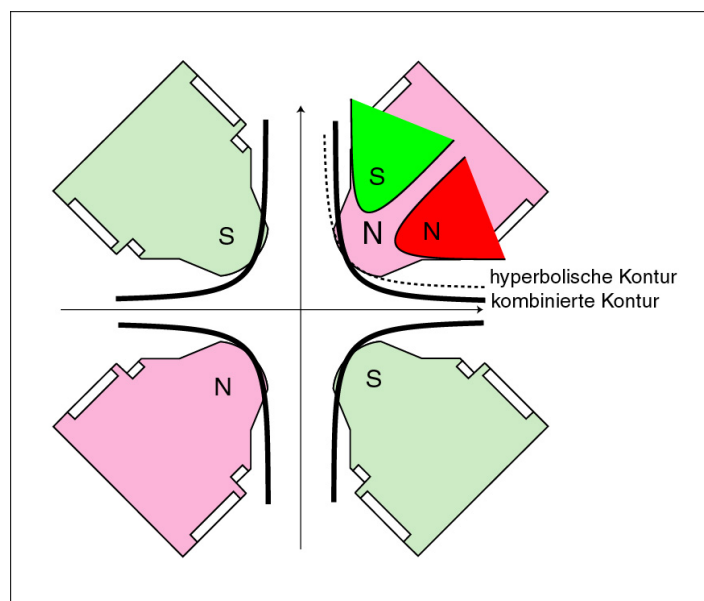


Abbildung 4.9: Erzeugung eines intrinsischen Oktupolfeldes in einem Quadrupolmagneten durch Variation der Polschuhkontur weg von der hyperbolischen Form

	Sektion 1	Sektion 2	Sektion 3
Länge [mm]	86.0	70.0	82.0
Quadrupol [%]	100	100	100
Oktupol [%]	- 0.397	- 2.312	+ 2.855
12-pol [%]	+ 0.069	- 0.047	+ 0.517
16-pol [%]	+ 0.005	+ 0.080	- 1.051

Tabelle 4.2: Berechnete Multipolfelder höherer Ordnung zur Korrektur der sphärischen Aberrationen der supraleitenden Multipollinse. Die Werte für den Oktupol, 12-pol und 16-pol sind relativ zu dem Feld des Quadrupols an der Polspitze ($R = 10$ mm) angegeben

Nach vielen Optimierungsroutinen mit dem Programm QTRACE wurden schließlich die in Tabelle 4.2 aufgelistete Multipolkonfiguration für die supraleitenden Multipollinse als unter den beschriebenen Voraussetzungen ideal befunden. Die verbleibenden geometrischen Aberrationen in Abhängigkeit der Linsenausleuchtung sind in Abbildung 4.10 für beide transversale Richtungen aufgezeigt. Aufgetragen sind die vollen Halbwertsbreiten des erhaltenen Strahlprofils für eine Punkt zu Punkt Abbildung durch die supraleitende Linse mit 100 Ionen-Trajektorien. Die schwarze Kurve stellte die optimale Korrektur mit allen in Tabelle 4.2 aufgelisteten Multipolen dar. Für die rote und grüne Kurve werden sukzessiv die höheren Korrekturfelder abgeschaltet, bis man schließlich bei einem reinen Quadrupolsystem landet (rosa Kurve). Das Diagramm zeigt, daß Submikrometer Strahlfleckgrößen für SNAKE bei voller Ausleuchtung nur mit Hilfe der Multipolkorrekturen möglich sind. Des weiteren ist ersichtlich, daß der Oktupol die stärkste Korrekturkomponente darstellt. Der Kurvenverlauf der Oktupolkorrektur hängt jedoch stark davon ab, wie die Werte optimiert wurden. So lassen sich die Korrekturen entweder für kleine Ausleuchtungen (grüne Kurve) oder große Ausleuchtungen (hellblaue Kurve) optimieren.

Aus diesen Rechnungen ist erkennbar, daß es von entscheidender Bedeutung ist, die entsprechenden Korrekturfelder mit hoher Genauigkeit einzustellen. Schon kleine Veränderungen der Oktupolfelder ändern die Strahlfleckgröße bei großen Ausleuchtungen signifikant. In Abbildung 4.11 ist das konkret am Beispiel des Oktupolfeldes in der Sektion 2 aufgezeigt. Der nominelle Werte des Oktupols zur Korrektur der sphärischen Fehler beträgt 2.31% des Quadrupolfeldes. Ändert man diesen Wert beispielsweise absolut um 0.1 % also auf 2.41 %, so ergibt sich für die x-Richtung eine Strahlfleckvergrößerung von ursprünglich 100 nm auf über 1400 nm. Dieser starke Einfluß hat drastische Auswirkung auf die Genauigkeit, mit der die Oktupolwerte eingestellt und damit die Polkontur gefertigt werden müssen. Wenn man fordert, daß der Oktupolwert auf mindestens ± 0.05 % genau relativ zum Quadrupol eingestellt werden soll, so ergibt sich eine tolerierte Konturgenauigkeit von ± 4 μm am Rand des Polschuhs (siehe Abbildung 4.12). Im Kapitel 4.3.1 wird aufgezeigt, daß diese Anforderung bei der Herstellung der Polschuhe sogar deutlich übertroffen wurde.

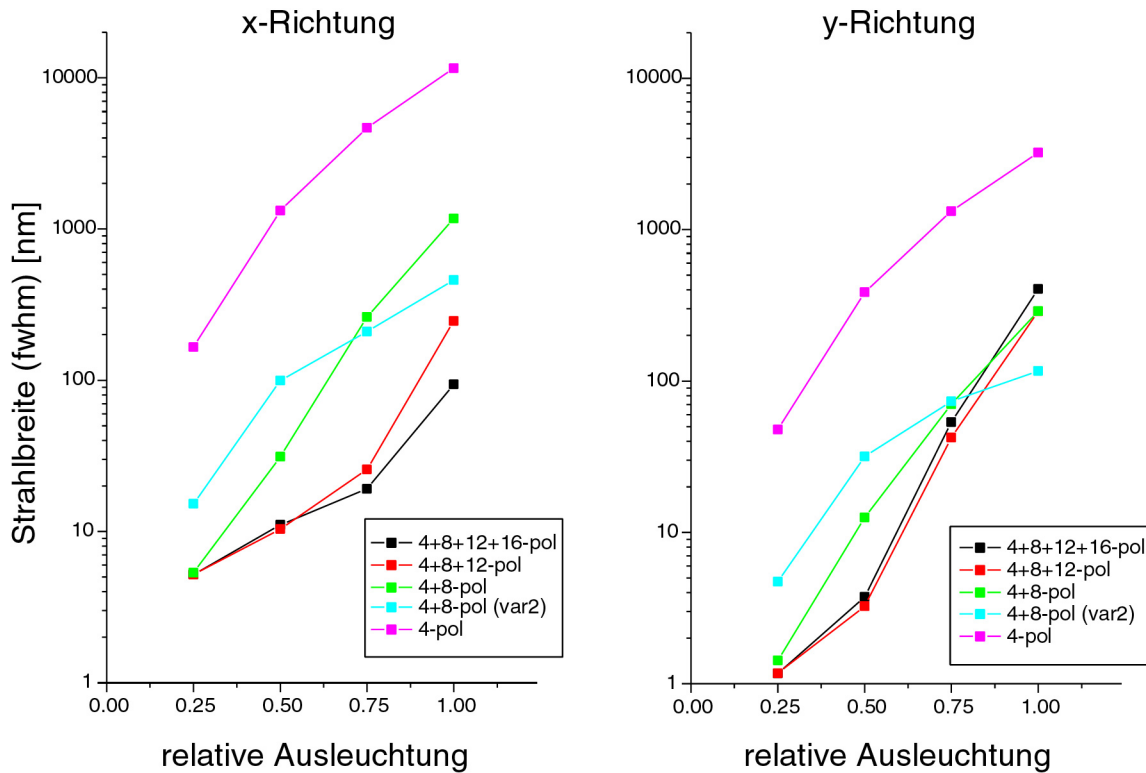


Abbildung 4.10: Berechnung der Strahlbreite (fwhm) in der Fokalebene bei einer Punkt zu Punkt Abbildung durch die supraleitende Linse. Gerechnet aus 10×10 Teilcentrajektorien mit unterschiedlichen Eingangsdivergenzen. Die Halbwertsbreite des Strahls für beide transversale Richtungen ist in Abhängigkeit der Ausleuchtung berechnet. Ausgehend von der optimalen Multipolkorrektur (schwarze Punkte) sind der Reihe nach die höheren Ordnungen abgeschaltet bis zur reinen Quadrupollinse (rosa)

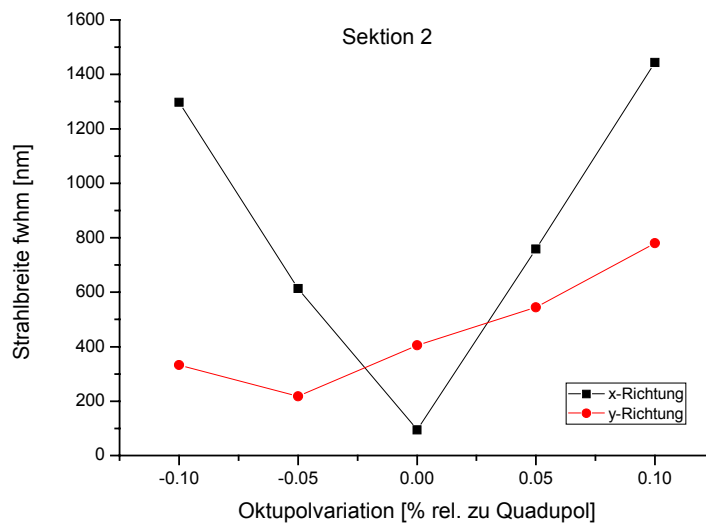


Abbildung 4.11: Veränderung der Strahlfleckbreite in Abhängigkeit der Variation des Oktupolfeldes in der Sektion 2. Vor allem in x-Richtung steigt der Strahldurchmesser stark an, wenn man sich nur geringfügig von der idealen berechneten Oktupolstärke entfernt

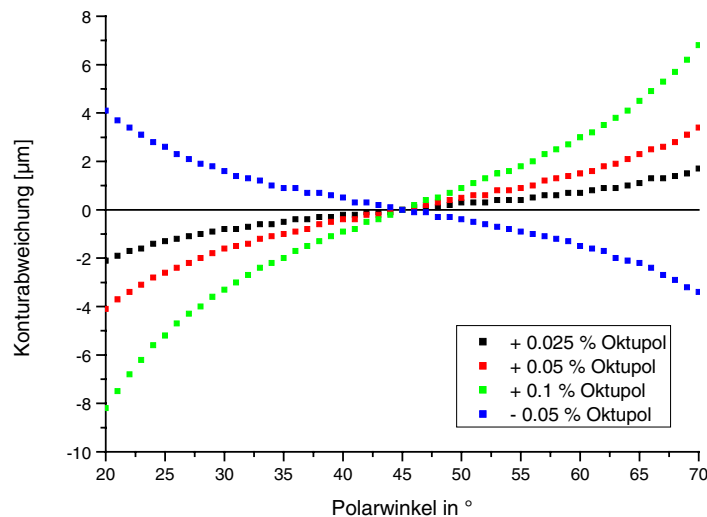


Abbildung 4.12: Radiale Abweichung der Polschuhkontur in Sektion 2 für eine verschiedene Variationen des Oktupolwertes

4.2.3. Chromatische Aberrationen der Linse

Ein weiterer wichtiger Beitrag zu den Aberrationen sind die chromatischen Fehler des Linsensystems. Darunter versteht man die Verbreiterung des Strahlflecks im Fokus aufgrund der Tatsache, daß nicht alle Teilchen exakt die selbe Energie haben. Dieser Effekt entspricht der zweiten Ordnung intrinsischer Fehler und hängt linear von der Ausleuchtung der Linse ab.

$$\langle x | \theta \delta \rangle = \frac{\Delta x}{\Delta \theta \cdot \frac{\Delta p}{p}} \left[\frac{\mu\text{m}}{\text{mrad} \cdot \%} \right] \quad \text{mit} \quad \frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta p}{p} \quad (4.25)$$

Geht man von einer Punkt zu Punkt Abbildung durch die supraleitende Linse aus, so ergeben sich für Winkel von 0 bis 0.17 mrad in x-Richtung und 0 bis 0.11 mrad in y-Richtung, die in Tabelle 4.3 dargestellten chromatischen Aberrationskoeffizienten. Wird eine maximale Ortsabweichung im Fokuspunkt von 100 nm toleriert, so erfordert das bei oben angenommener Ausleuchtung der Linse eine maximale relative Energieunschärfe von $1.7 \cdot 10^{-5}$ bzw. $3.6 \cdot 10^{-5}$. Die Messungen in Kapitel 5.4.2 werden zeigen, daß diese ehrgeizigen Werte nahezu erreicht werden können.

	chromatischer Aberrationskoeffizient	max. Energieunschärfe für 100 nm	max. Impulsunschärfe für 100 nm
x-Richtung	68 $\mu\text{m}/\text{mrad}/\%$	$1.7 \cdot 10^{-5}$	$8.6 \cdot 10^{-6}$
y-Richtung	51 $\mu\text{m}/\text{mrad}/\%$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$1.8 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 4.3: Chromatische Aberrationskoeffizienten für die einstufige Abbildung durch die supraleitende Linse. Die zwei letzten Spalten besagen, welche Energie- bzw. Impulsunschärfe man sich leisten kann, um einen eine Strahlverbreiterung von kleiner als 100 nm zu erhalten.

4.2.4. Parasitäre Aberrationen der Linse

Die parasitären Aberrationen der Linse entstehen durch mechanische Imperfektion und spielen daher bei der Linsenkonstruktion eine große Rolle (siehe Abschnitt 4.3.1). Bei

Quadrupollinsensystemen teilt man diese Fehler in zwei Kategorien ein. Feldasymmetrien innerhalb eines Singletts und Justage der Singletts zueinander. Im zweiten Fall sind die wichtigen Parameter der Winkel des Quadrupolfeldes, sowie die Verschiebung und Verkippung der optischen Achsen gegeneinander. Wie diese Punkte im vorliegenden Fall konstruktiv gelöst wurden und wie sich das auf die Magnetfelder auswirkt, wird im nächsten Abschnitt ausführlich diskutiert werden.

Die Feldasymmetrien treten auf, wenn der Netto-Magnetfluß durch alle vier Polschuhe nicht identisch ist. Die Ursache dafür kann beispielsweise eine Fehlstellung der vier Polschuhe zueinander sein. Dadurch werden vor allem magnetische Feldkomponenten mit ungeradzahligem m erzeugt, die sich als Verzerrung auf die Abbildung auswirken. Der Sextupol ist im Normalfall der dominanteste Beitrag. Einige der kommerziell erhältlichen Quadrupollinsen werden daher aus einem Stück gefertigt [OM]. Für die supraleitende Multipollinse wurde ein anderer Weg gewählt, der die Supraleitungseigenschaften ein weiteres Mal zu nutzen versucht und Symmetriefehler bestmöglich korrigieren soll.

Supraleitende Korrekturschleifen

Dazu werden supraleitenden Korrekturschleifen zwischen jeweils zwei benachbarten Polschuhen einer Sektion angebracht. Eine dieser vier Schleifen pro Quadrupolsektion ist in Abbildung 4.13 aufgezeigt. Diese „Sekundärwicklungen“ befinden sich am Polschuh in der Nähe der eigentlich stromführenden Leiter. Wird Strom in diese „Primärspulen“ eingespeist, werden in den supraleitenden Schleifen supraleitende Ströme induziert, die einen Netto-Magnetfluß von Null in der x-z- und y-z-Ebene bewirken. Damit sollen alle Asymmetrien selbsttätig ausgeglichen werden.

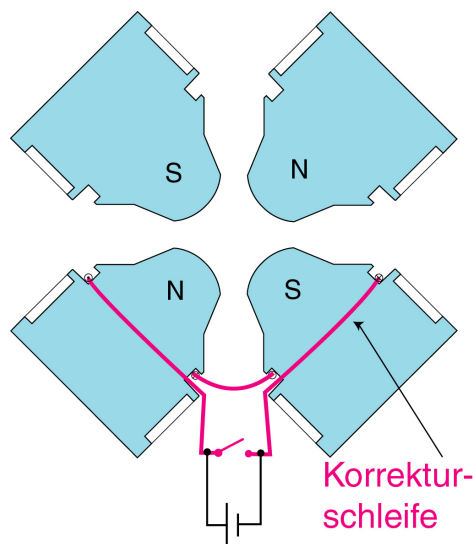


Abbildung 4.13: Prinzip der Verschaltung von einer supraleitenden Schleife im Quadrupol. Da jeder Polschuh mit beiden Nachbarn verbunden ist, gibt es vier Schleifen pro Quadrupolsektion

Im Prinzip funktionieren diese supraleitenden Schleifen ohne äußeres Einwirken. Um jedoch eine aktive Korrekturmöglichkeiten zu haben, wurden in jede der insgesamt 4×3 Schleifen Schalter eingebaut, mit denen der supraleitende Strom zum Erliegen gebracht werden kann. Zusätzlich wurde die Möglichkeit geschaffen, jeweils zwei orthogonale Schleifen pro Sektion von außen mit Strom zu versorgen. Somit ist man in jeder Sektion in der Lage, gezielt

Sextupolfelder jeder Orientierung aufzuprägen. Test und Eigenschaften der supraleitenden Schleifen und Schalter werden anhand der Magnetfeldmessungen in Abschnitt 4.4.5 vorgestellt. Ihr Einfluß auf die Fokussierung des Ionenstrahls wird in Kapitel 5.2.1 aufgezeigt.

4.3. Aufbau und Betrieb der Linse

Bis hierher wurden die wesentlichen grundlegenden Betrachtungen beim Bau der supraleitenden Multipollinse diskutiert. Das Fazit lautet: Um die Designziele von SNAKE zu erreichen, empfiehlt es sich, eine supraleitende magnetische Multipollinse zu bauen. Mit dem Einsatz von supraleitender Technologie ergeben sich neben den diskutierten Vorteilen einer Reihe von Anforderungen. Folgende Merkmale wurden in der Fokussiereinheit realisiert:

- Die gesamte Linse wird in einem Helium-Badkryostat bei einer Temperatur von 4.2 K betrieben. Das liegt deutlich unter der kritischen Temperatur $T_c \sim 9$ K des verwendeten NbTi-Supraleiter.
- Alle eingebauten Bestandteile können bei diesen Temperaturen betrieben werden.
- Die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Einzelteile sind im mechanischen Konzept berücksichtigt.
- Es gibt keine Möglichkeit, einzelne Elemente während des Betriebes auszurichten. Das mechanische Konzept der Linse ist daher so ausgelegt, daß die Positionen der einzelnen Komponenten schon beim Zusammenbau exakt eingenommen werden.
- Supraleitende Folien sowie supraleitende Korrekturschleifen wurden eingeführt, um das Multipolfeld der Linse aktiv zu formen.
- Es wurde ein magnetischer Multipolanalysator gebaut, der in der Lage ist Magnetfelder unter supraleitenden Bedingungen im Vakuum zu messen.

Im folgenden Abschnitt werden diese Punkte ausführlich behandelt und die erzielten Lösungen beschrieben.

4.3.1. Mechanisches Konzept

Grundsätzlich handelt es sich um eine klassische Quadrupollinse, deren Polschuhe als Elektromagnet betrieben werden. Allerdings besteht die Wicklung der Polschuhe (730 Windungen) aus supraleitenden NbTi Filamentdraht (Vacryflux 5001, Typ F54 - 1,35 (0,2) TV), der eine kritische Temperatur von ca. 9 K besitzt. Wird die Linse auf eine Temperatur von 4.2 K gekühlt, so kann der Leiter einen kritischen Strom von mehr als 40 A bei einem Magnetfeld von 3 T tragen. Der maximale Nennstrom der Linse ist mit ca. 8 A angesetzt und somit problemlos erreichbar. Bei Zimmertemperatur, also im normalleitenden Zustand, läßt sich die Linse immerhin bis zu 250 mA dauerhaft betreiben.

Alle 12 Polschuhe aus Kobalteisen (CoFe50) der 3 magnetischen Quadrupolsektionen werden auf ein zentrales Keramikrohr (Al_2O_3) gedrückt. Es weist an den Kontaktstellen eine Art Einkerbung auf, die exakt die negative Kontur der Polshuhoberfläche besitzt (siehe Abbildung 4.14). Damit ist zum einen die Symmetrie der 4 Polschuhe innerhalb eines

Quadrupols, als auch die Lage der 3 Sektionen zueinander mit der Konturgenauigkeit des Keramikrohrs gewährleistet. Eingebettet sind die Polschuhe in einem Stützkäfig aus einem Aluminium-Verbundwerkstoff (AlCuPbMgMn). Dieser ist aus dem Vollen gefräst und gewährleistet, daß die Polschuhe in Strahlrichtung auf einer Linie liegen (siehe Abbildung 4.14). Dabei ist die Mechanik so ausgelegt, daß beim Zusammenbau die jeweils vier Polschuhe einer Sektion an einer Kante anliegen, die im Abkühlvorgang vom Polschuh weicht. Das bedeutet, bei dieser Bauweise muß der Polschuh nicht relativ zur Keramik rutschen. Umgeben ist die gesamte Linse von einem gemeinsamen Joch aus Magneteisen, das aus acht Teilen besteht und mit dem Aluminiumkäfig in der Mitte fest verstiftet ist. Das Joch hat die Aufgabe, den magnetischen Fluß zwischen den Enden der Polschuhe zu schließen.

In der ersten Version des Jochs wurden die Polschuhe mit federnden Druckstücken auf die Keramik gedrückt. Dadurch entstand zwischen den Polschuhen und dem Joch ein konstruktionsbedingter Spalt von 0.5 bis 1 mm. Die in einer Sektion gespeicherte magnetische Energie wurde mit Hilfe des Programmes POISSON [Pois] zu 60 J beim maximalen Magnetfeld berechnet. Weiterhin ergab die Simulation, daß aus energetischen Gründen dabei jeder Polschuh eine radial nach innen gerichtete Kraft von ca. 1.3 kN erfährt. Diese Aussage ist zwar prinzipiell richtig, es wurde dabei jedoch nicht berücksichtigt, daß die Polschuhe auch die Möglichkeit haben, zu verkippen. Durch dieses Aufkippen der Polschuhe ändert sich die Kontur relativ zur Symmetrieachse und induziert parasitäre Multipolfelder in erheblichen Ausmaß [Grim84]. In dieser Konfiguration waren laterale Auflösungen bei voller Ausleuchtung der Linse nur im Bereich von 10 μm und darüber erreichbar [Datz01]. Die treibende Kraft, die zu der Verkippung führt resultiert aus der Minimierung der Feldenergie, die sich ergibt wenn die Polschuhe mit einer Kante den Luftspalt zum Joch überbrücken. Diese Konfiguration ist energetisch deutlich günstiger, da das Verhältnis der magnetischen Suszeptibilität μ_r zwischen Eisen und Luft einen Faktor 5000-10000 ausmacht.

In der verbesserten Version verfügt das Joch im Bereich der Polschuhenden über Aussparungen (siehe Abbildung 4.14). In diesen Taschen, die geringfügig größer als der Querschnitt des Polschuhs sind, werden Stempel von nahezu derselben Größe eingesetzt, die dann von außen mit Blattfedern auf die Polschuhe gedrückt werden. Damit wird einerseits der Luftspalt eliminiert und andererseits gewährleistet, daß das Joch und die Einheit aus Polschuh und Keramik beim Abkühlen radial gegeneinander ausweichen können. Ein Foto der Linse im zusammengebauten Zustand wird in Abbildung 4.15 präsentiert.

Ausschlaggebend für das Magnetfeld eines Singletts, ist die Position der vier einzelnen Polshuhoberflächen zueinander. Daher wurden sowohl die Keramik als auch die Polschuhe am Fraunhofer Institut für Werkzeugmaschinen und Umformtechnik in Chemnitz mit höchster mechanischer Präzision geschliffen. Wie bei den Polschuhen (siehe Abschnitt 4.2.2) ist die Konturgenauigkeit der Keramik durch die maximal tolerierte mechanische Abweichungen vorgegeben. Aus der Forderung einer Rotationsgenauigkeit von $\pm 0.01^\circ$ ergibt sich eine Konturgenauigkeit von $\pm 2 \mu\text{m}$ (bei einem Abstand von 10 mm zur optischen Achse). Die mechanische Präzisions-Profilometriemessung aus Abbildung 4.17 zeigt, daß vor allem die Konturen, welche die Polschuhe positionieren (45° , 135° , 225° und 315°), gut auf der Sollkontur liegen mit Abweichungen im Bereich $\pm 2 \mu\text{m}$. Die dazwischen liegenden Flächen beherbergen die Folien und haben tendenziell 10 μm größeren Abstand zur Mitte.

Das sollte keinerlei Einfluß haben, da die Magnetfeldlinien dort praktisch unverändert sind. Außerdem wirken sich die Folien nur in zweiter Ordnung auf die Feldformung aus, so daß man annehmen darf, daß auch die abweichende Kontur bei 0° keinen signifikanten Einfluß haben wird. Es wurde zudem abgeschätzt, daß Konturänderungen der Keramik, sowohl aufgrund der thermischen Kontraktion, als auch durch den Druck der Polschuhe, unter $1 \mu\text{m}$ beitragen und daher vernachlässigt werden können.

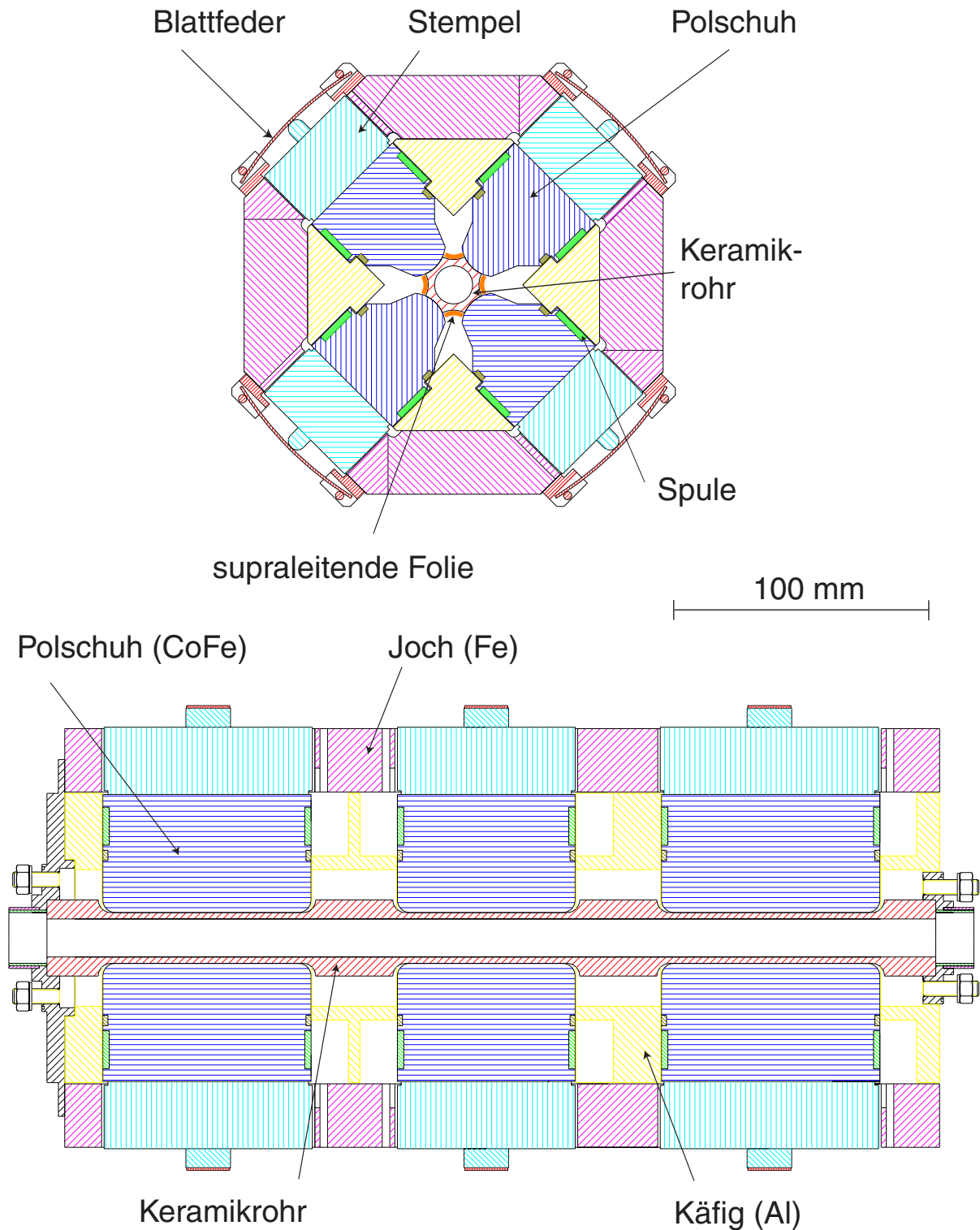


Abbildung 4.14: Quer- und Längsschnitt durch die Supraleitende Multipollinse

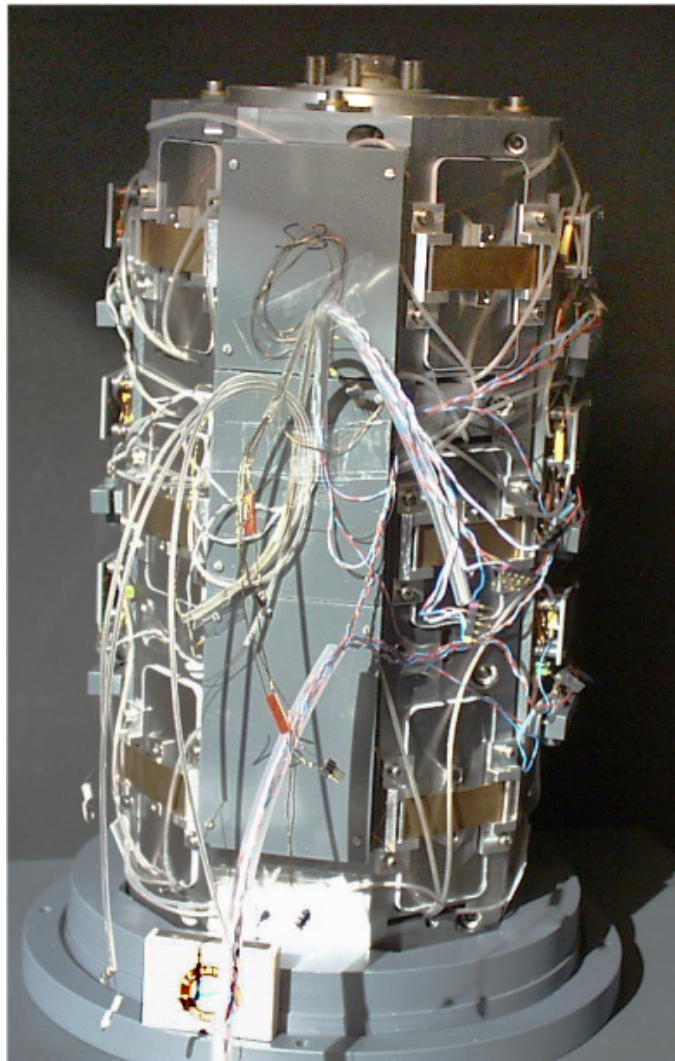


Abbildung 4.15: Foto der hochkant stehenden supraleitenden Multipollinse im zusammengebauten Zustand. Erkennbar ist das achteckige Magnetjoch mit den Anschlüssen für die Primärspulen und die supraleitenden Korrekturwindungen

Bei den Konturen der Polschuhe zeigten sich nur unwesentliche Abweichungen von der Sollkontur. Abbildung 4.18 demonstriert eine repräsentative Messung einer Polkontur. Die radiale Abweichung von der Sollkontur beträgt, in dem für die Feldformung wesentlichen Bereich zwischen den Folien, nur $\pm 1 \mu\text{m}$ und liegt somit deutlich unterhalb der geforderten Genauigkeit.

Abbildung 4.16 zeigt ein Foto der Keramik mit aufgeklebten Folien in der Sektion 2 und 3. Die Folien werden mit einer speziellen Klebetechnik auf der Keramik fixiert. Da die Keramik in diesen Bereichen entlang der idealen Feldlinien geschliffen wurde, ist es wichtig, daß die Folien mit Hilfe einer möglichst dünnen Klebeschicht planar auf der Keramik aufliegen. Es konnte eine Kleberfilmdicke von $4 \pm 1 \mu\text{m}$ erreicht werden [Datz97]. Die Stromtragfähigkeit der Folien beträgt ca. $1 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ bei 4.2 K und einem Magnetfeld von $B = 3 \text{ T}$ [Pars75].

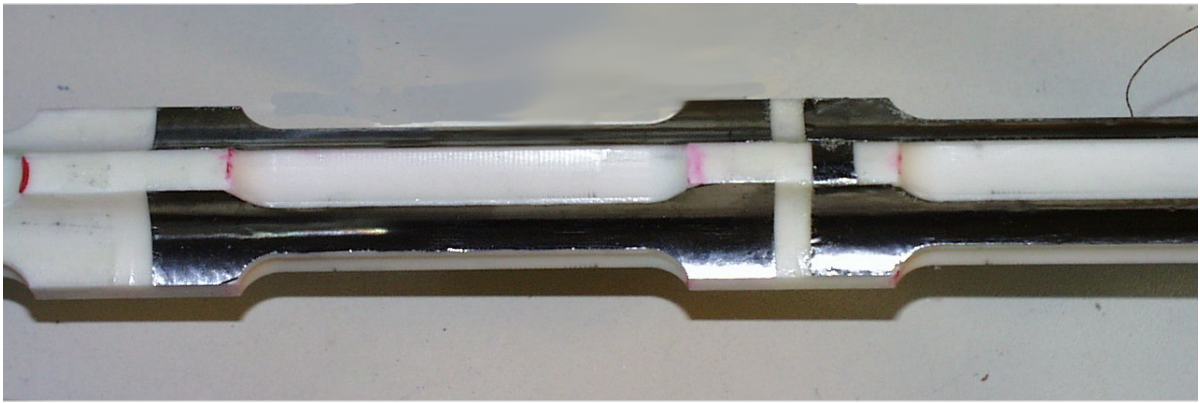


Abbildung 4.16: Foto der zentralen Keramik mit geklebten NbTi-Folien in der mittleren und linken Sektion. Die Eintiefungen ohne Folien nehmen die Polschuhe auf. Es ist gut zu erkennen, daß die Folien im Bereich außerhalb der Polschuhe radial weiter nach außen gezogen werden

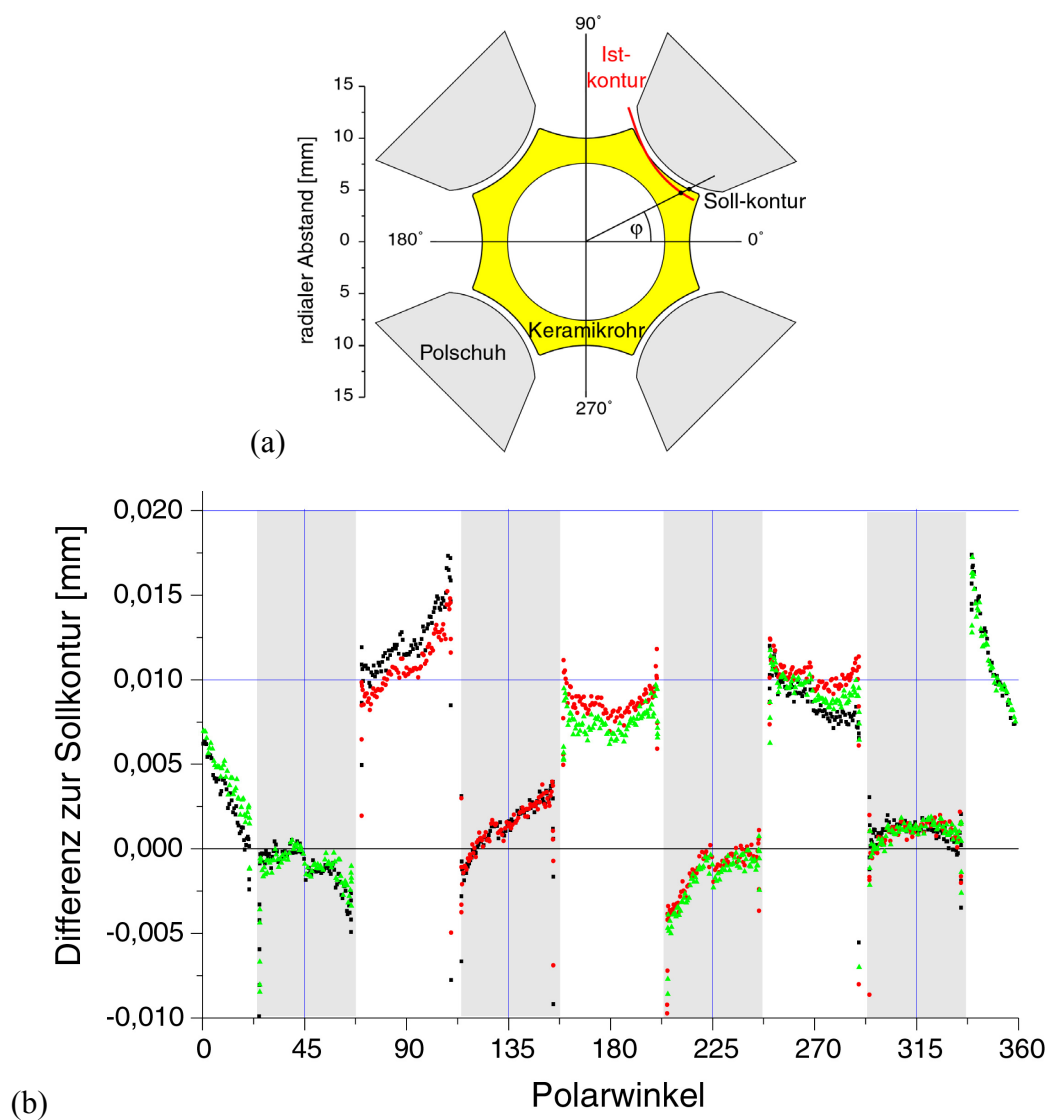


Abbildung 4.17: Mechanische Profilmessungen der Keramik. (a) Gemessen wird der radiale Abstand der Kontur zur Mitte. Die Abweichung dieser Kontur von der Sollkontur ist in (b) für alle 8 Flächen einer Sektion dargestellt. Die grau unterlegten Flächen sind die Konturen, die die Polschuhe positionieren. Die Messung wurde in mehreren Messreihen durchgeführt (rote, grüne und schwarze Punkte)

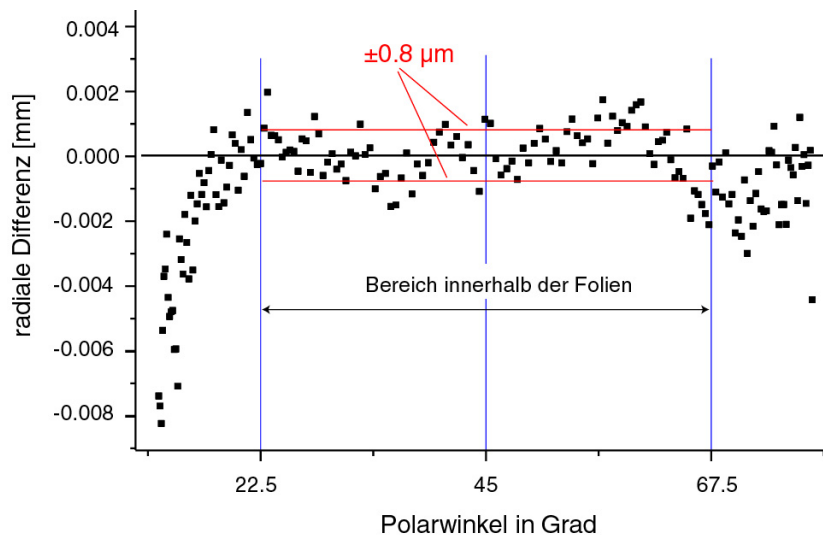


Abbildung 4.18: Mechanische Profilmessung der Polschuhe. Analog zu oben ist die radiale Differenz zur Sollkontur aufgetragen. Maßgeblich für die Felder ist nur der Konturbereich innerhalb der Folien

4.3.2. Kryostat

Die Linse wird in einem Helium-Badkryostaten bei einer Temperatur von 4.2 K betrieben, der zusammen mit der Fa. Cryovac entwickelt und aufgebaut wurde. Er besteht aus einem Tank für flüssigen Stickstoff, der das Gefäß für flüssiges Helium umgibt. An dem Heliumreservoir wird unterhalb der Behälter angeflanscht, der die supraleitenden Multipollinse enthält. Dieser untere Teil des Gefäßes ist komplett mit einem Kupferschild umgeben, das thermisch an den Stickstofftank angekoppelt ist. Das Keramikrohr, das für die Positionierung der Polschuhe dient, wird gleichzeitig als Strahlrohr verwendet. Es trennt die von flüssigem Helium umgebene Linse vom Strahlrohrvakuum.

Die konstruktive Herausforderung bestand darin, daß die Linse an der Strahlaustrittsseite möglichst nahe an die Kryostat-Trennwand zur Targetkammer reicht. Das ermöglicht eine kurze Brennweite der Linse. So wurde bei einem komfortablen Arbeitsabstand von 110 mm (Abstand zwischen Kryostat-Trennwand und Fokalebene in der Targetkammer) eine Distanz von nur 170 mm zwischen dem Ende des letzten Magneten und der Fokalebene erreicht (siehe Abbildung 5.1).

Ein Abkühlvorgang von Raumtemperatur bis zur Betriebstemperatur von 4.2 K dauert ca. 24 Stunden. Im Betrieb verbraucht der Kryostat ca. 0.7 l flüssiges Helium pro Stunde und hat damit einer Standzeit von ca. 48 Stunden. Das bedeutet, der Experimentierbetrieb muß nur alle zwei Tage zum Nachfüllen von Helium für ca. 1.5 Stunden unterbrochen werden. Das Reservoir für flüssigen Stickstoff reicht für ca. 5 Tage bei einer Abdampftrate von 0.4 l / h.

4.3.3. Stromversorgung der Linse

Um die supraleitende Multipollinse zu betreiben, wird ein DANFYSIK Netzgerät der Serie 8000 in einer Spezialausführung für supraleitende Magnete benutzt. Es besteht aus drei separaten Einheiten, mit denen die Ströme in den drei Sektionen unabhängig eingestellt werden können. Der maximale Strom beträgt dabei 20 A, bei einer Spannung von 0 – 5 V. Das wichtigste Merkmal ist die Stromstabilität des Netzgerätes von $\Delta I / I = 2 \cdot 10^{-6}$ innerhalb

von 8 Stunden. Damit ist gewährleistet, daß sich die Lage des Fokalebene nur so geringfügig verschieben kann, daß eine Auswirkung auf die Strahlverbreiterung vernachlässigt werden kann. Die Einstellgenauigkeit liegt bei $3.8 \cdot 10^{-6}$ des Nennstroms. In der Regelung des Netzgerätes wurde eine langsame Rampe für Stromänderungen von 30 Sekunden pro 1 A fest eingestellt. Damit werden starke Kräfte der Polschuhe gegen die Keramik verhindert.

Für den Fall des Zusammenbruchs der Supraleitung (Quench), sind zum Schutz des supraleitenden Multipollinse zwei Dioden an den Stromzuleitungen angebracht. Das eine ist eine sog. Transildiode vom Typ (P 1.5KE12CA), die dafür gedacht ist, schnelle Spannungsspitzen ($> 10V$) im Falle eines lokalen Quenches abzufangen. Zusätzlich wurde an jeder Sektion eine Schottky-Diode (Typ MBR 1645) eingesetzt, die in der Lage ist den gesamten Strom zu tragen (bis zu 16 A), für den Fall, daß die gesamte Linse über die kritische Temperatur kommt.

4.4. Magnetfeldmessungen an der Linse

Aufgrund der vielen neuartigen Konzepte der supraleitende Linse, wurde schon im Rahmen der Diplomarbeit des Autors ein Gerät entwickelt und aufgebaut, mit dem die magnetischen Multipolfelder in der Linse charakterisiert werden können [Datz97] [Datz99]. Das direkte Messen der Magnetfelder entlang der optischen Achse der Linse hat, gegenüber einer Charakterisierung des Abbildungssystems mit den Ionenstrahl, den Vorteil, daß die verschiedenen Einflüsse auf die Abbildungseigenschaften getrennt vermessen werden können [Bree91]. Das Gerät, im folgenden Multipolanalysator genannt, wurde weiter optimiert mit dem Ziel, das Detektionslimit zu verbessern und Störeinflüsse zu minimieren. Der Multipolanalysator muß folgende Anforderungen erfüllen:

- Er muß unter Vakuumbedingungen betrieben werden können, da das Keramikstrahlrohr durch die Linse zum Isoliervakuum des Kryostaten gehört.
- Teile der Apparatur, vor allem die Meßsonde, müssen im Betrieb Temperaturschwankungen von Raumtemperatur bis zu 4.2 K aushalten können.
- Mit dem Multipolanalysator soll die gesamte Länge der Linse (380 mm) im Keramikrohr ($\varnothing = 15$ mm) vermessen werden können.
- Er soll in der Lage sein, kleine Beiträge höherer Multipolkomponenten im Promillebereich aus einem dominanten Quadrupolfeld herauszufiltern.
- Die Stärke der verschiedenen Multipolfelder sollen absolut bestimmt werden. Der Winkel der Felder soll relativ zueinander gemessen werden können.
- Er soll einen großen dynamischen Bereich, damit sowohl kleine Felder ($\sim \mu T$) als auch starke Magnetfelder ($\sim T$) gemessen werden können

4.4.1. Der magnetische Multipolanalysator

Es gibt zwei gängige Methoden, um Magnetfelder zu messen: Hallsonden oder Induktionsspulen. Zwar werden Hallsonden häufig für diesen Zweck verwendet [Molo91]

sind jedoch in diesem Fall ungeeignet, da sie aufgrund ihres Meßprinzips stark temperaturabhängig sind. Daher wurde der Multipolanalysator mit einer rotierenden Induktionsspule realisiert. Diese Spule wird an der Spitze eines Quarzglasrohrs aufgesteckt, das über zwei Lagerböcke von einem Motor bei verschiedenen Geschwindigkeiten gedreht werden kann (siehe Abbildung 4.19). In einer mitrotierenden Elektronik wird die dabei induzierte Spannung über Operationsverstärker verstärkt und mit Hilfe eines Spannungsfrequenzwandlers an Leuchtdioden weitergegeben. Feststehende Photodioden empfangen das in Lichtpulse umgewandelte Signal. Nach einer elektronischen Aufbereitung wird das Signal mit Hilfe einer Zählerkarte in einem PC analysiert. Diese mißt, getriggert durch den Rotationsmotor, exakt 100 mal pro Umdrehung die aktuelle Frequenz, die direkt proportional zur induzierten Spannung in der Spule ist. Wird die Spule mit konstanter Geschwindigkeit in einem $2n$ Multipol rotiert, so ergibt sich eine sinusförmige Schwingung mit einer n -fachen Periode pro Umdrehung. Wird das Signal fouriertransformiert, so erhält man die Amplitude, die ist direkt proportional zur Stärke des jeweiligen Multipolfeldes ist, und die Phase, die den Winkel des Feldes relativ zur Spulenorientierung angibt. Da die Messung, gesteuert durch ein Startsignal des Drehmotors, immer in der selben Spulenorientierung startet, können die Winkel von zwei unterschiedlichen Messungen relativ miteinander verglichen werden. Die Steuerung der Datenaufnahme durch den Drehmotor ermöglicht es außerdem, mehrere Umdrehungen phasenrichtig in einer Messung zusammenzufassen und somit die Statistik zu verbessern. Die gesamte Einheit ist auf einem Lineartisch montiert, der mit einem Schrittmotor in 0.01 mm Schritten insgesamt 380 mm gefahren werden kann. Somit kann fast die komplette optische Achse der supraleitenden Multipollinse Schritt für Schritt vermessen werden.

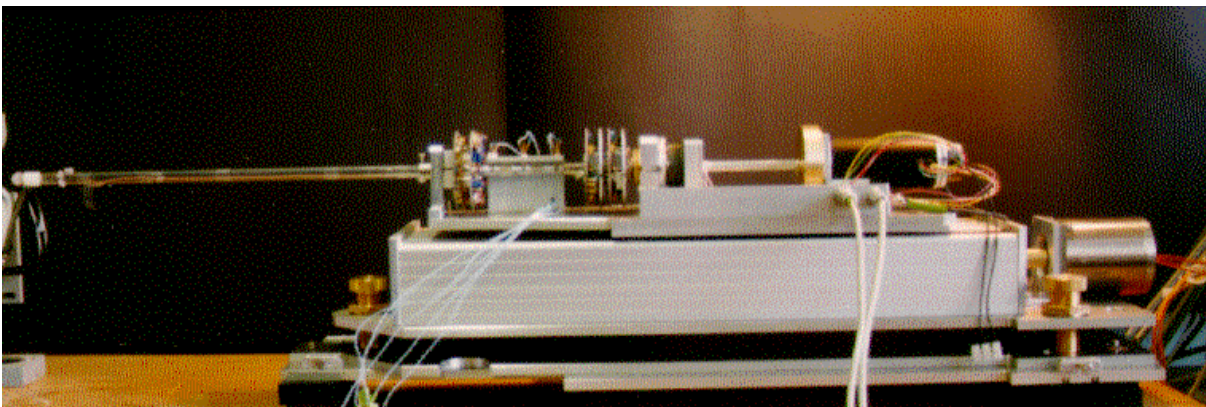


Abbildung 4.19: Foto des Multipolanalysators. Links die weiße Induktionsspule am ca. 40 cm langen Quarzglasrohr montiert. In der Mitte zwischen den Lagerböcken ist die Elektronik und die Signalübertragung sichtbar. Rechts befindet sich der Drehmotor (schwarz). Die ganze Apparatur ist auf einem Lineartisch befestigt der mit einem Schrittmotor verfahren werden kann

Die beiden entscheidenden Punkte für die Genauigkeit der Messungen sind die Geometrie der Induktionsspule und die Drehbewegung. Daher soll kurz diskutiert werden, von welchen Parametern die erreichbare Genauigkeit abhängt, wie sie optimiert wurde und welche Grenzen das für die Messungen an der supraleitenden Linse setzt.

Spulengeometrie

Die von einem bestimmten Multipolfeld in einer Spule induzierte Spannung hängt neben der Stärke des Magnetfeldes und der Rotationsgeschwindigkeit auch von der Form der Spule ab. Das bedeutet im Extremfall, daß beispielsweise eine Spule, die um ihren Mittelpunkt rotiert, aus Symmetriegründen nur ungerade Feldkomponenten nachweisen kann aber z.B. kein Quadrupol- oder Oktupolfeld. Für gerade Feldkomponenten muß der Spulenmittelpunkt außerhalb der Rotationsachse liegen. Das Fourierspektrum einer solchen Einzelspule ist in Abbildung 4.20 a dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, daß es neben den Hauptlinien ($n = 1, 2, 3, \dots$) nennenswerte Beiträge von nicht ganzzahligen Vielfachen der Rotationsfrequenz gibt. Außerdem ist sichtbar, daß die Spitzen bei ganzzahligen Vielfachen einen breiten Sockel haben. Beides ist darauf zurückzuführen, daß die Drehbewegung der Spule nicht gleichmäßig ist. Werden jedoch zwei Spulen symmetrisch zueinander gemeinsam rotiert und deren Signale phasenrichtig addiert, so ergibt sich das rechte Fourierspektrum in Abbildung 4.20 b. Damit erreicht man eine Untergrundreduktion um bis zu einer Größenordnung, sowie ausschließlich Beiträge von ganzzahligen Vielfachen der Umdrehungsfrequenz. Das Summensignal glättet also die fehlerhafte Bewegung der Rotationsachse zu einem erheblichen Grad. Das Signal zu Rausch Verhältnis liegt bei ca. 10^5 . Damit können also auch sehr kleine Beiträge höherer Feldkomponenten gut nachgewiesen werden. Der Nachteil dieser Methode ist, daß im Summenspektrum nur geradzahlige Feldkomponenten wie Quadrupol und Oktupol gemessen werden können. Dipol-, Sextupolfeld und höhere ungerade Multipolfelder werden durch diese Addition eliminiert. Die im rechten Spektrum noch sichtbaren Beiträge dieser Komponente (siehe Abbildung 4.20 b) rühren daher, daß die beiden Spulen nicht genau identisch sind und elektronisch nicht exakt gleich verstärkt werden, bevor das Summensignal gebildet wird.

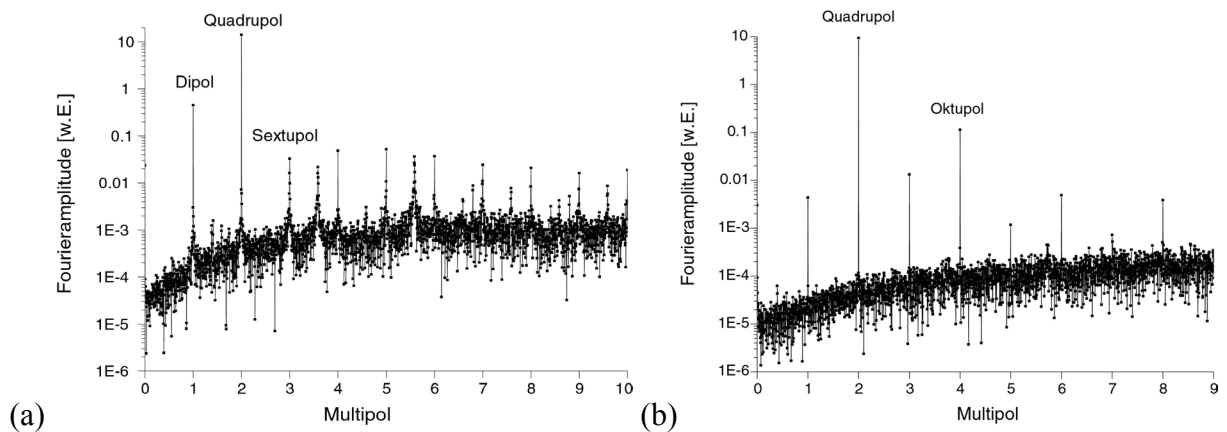


Abbildung 4.20: Fourierspektrum aus zwei unterschiedlichen Messungen in der supraleitenden Linse. (a) Multipolamplituden einer einzelnen Spule des Typs A; (b) Multipolamplituden erzeugt aus dem Summsignal der zwei symmetrischen Spulen des Typs B

Um absolute Werte für die gemessenen Magnetfelder zu erhalten, muß jede Multipolkomponente getrennt kalibriert werden. Das wurde für die Dipol- und Quadrupolfelder in vorhandenen Dipol- und Quadrupol-Referenzmagneten durchgeführt. Nachdem es jedoch für die höheren Komponenten keine entsprechenden Eichmöglichkeiten gab, wurde in einem Simulationsprogramm, das die Position jeder einzelnen Windung der Induktionsspule berücksichtigt, die jeweils induzierte Spannung berechnet. Durch die

Anpassung der Simulation an die gemessenen Daten für den Dipol und Quadrupol, wurde die exakte Geometrie der Spule festgelegt. Auf der Grundlage dieser Spulenbeschreibung wurden dann die Sensitivitäten für die höheren Multipolfelder berechnet. Weitere Einflüsse, wie die Kontraktion der Spule bei Abkühlung, die Abweichung des Rotationmittelpunktes von dem Spulenmittelpunkt etc. tragen zum systematischen Fehler bei der Bestimmung der Multipolstärke bei und wurden für den Oktupol mit maximal $\pm 5\%$ s abgeschätzt [Datz97].

Die nachfolgenden Experimente wurden hauptsächlich mit zwei verschiedenen Spulentypen durchgeführt die in Abbildung 2.1 gezeigt sind. Die Sensitivitäten der Spulen für die relevanten Multipolfelder finden sich in Anhang A.

- **Typ A:** Doppelspule mit einem Durchmesser der inneren bzw. äußeren Windungen von ca. 2.2 mm bis 4 mm (je 57 Windungen). Diese Abmessungen wurden so klein wie möglich gewählt, um die Ausdehnung der Spule in der Richtung der optischen Achse zu reduzieren. Damit können auch kleinere Variationen vor allem der Randfelder in z-Richtung aufgelöst werden. Die 12-pol Komponente ist die wichtigste höhere Ordnung im Randfeld eines Quadrupols. Daher wurde die Sensitivität der Spule darauf optimiert.
- **Typ B:** Doppelspule mit je 94 Windungen und dem maximal möglichen Durchmesser von 13 mm, um hohe induzierte Spannungen zu erhalten. Diese Spule wurde darauf optimiert, hohe Sensitivitäten für die höheren geraden Multipolkomponenten zu erreichen.

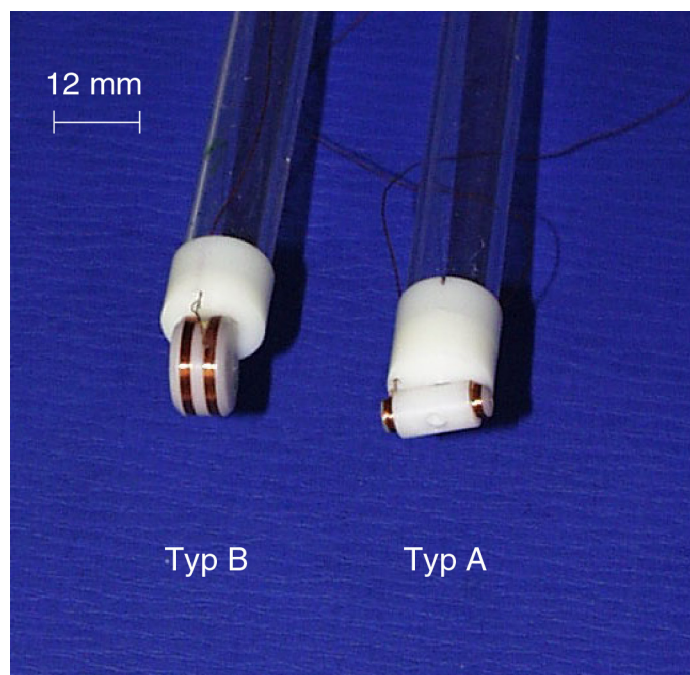


Abbildung 4.21: Foto der beiden verwendeten Spulentypen. Zu erkennen sind die zwei symmetrischen Wicklungen aus Kupferlackdraht auf einem Delrinkörper (weiß)

Drehgeschwindigkeit

Ein wesentlicher Parameter des Multipolanalysators ist die Drehgeschwindigkeit. Dabei ist wichtig, daß eine optimale Geschwindigkeit für die Magnetfeldmessungen gewählt wird und diese möglichst konstant bleibt. Die Geschwindigkeit ist ein Kompromiß zwischen Höhe der

induzierten Spannung und einer stabilen Rotation der Achse. Für die meisten Messungen wurde eine Rotationsgeschwindigkeit von einer Umdrehung pro Sekunde gewählt, da sich dies in Testmessungen als optimal herausgestellt hat. Damit dauert eine Einzelmessung, bei der typischerweise 64 Umdrehungen zusammengefaßt werden, ca. 1 Minute.

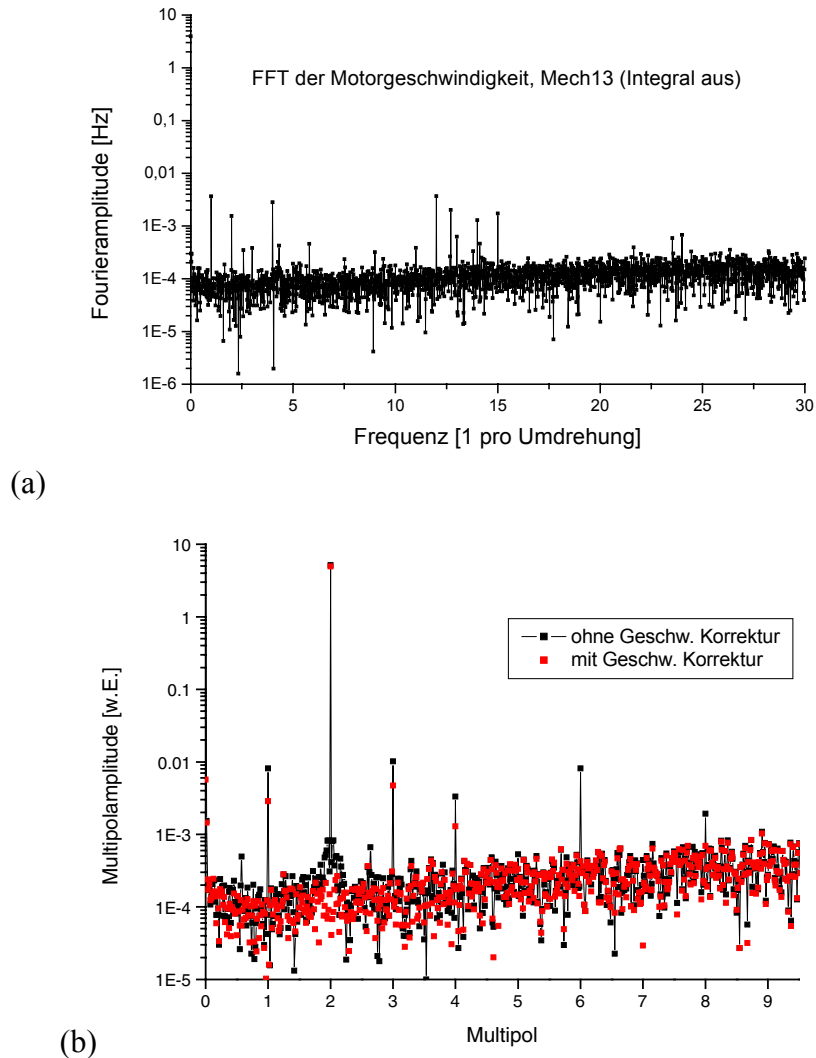


Abbildung 4.22: (a) Fourieranalyse der Motorgeschwindigkeit bei einer Drehgeschwindigkeit von 4 Umdrehungen pro Sekunde. Alle Abweichungen von der mittleren Geschwindigkeit sind nur im Promillbereich. (b) Vergleich der Multipolamplituden eines Quadrupolmagneten einmal ohne Korrektur der Geschwindigkeit (schwarze Punkte) und einmal mit Korrektur (rote Punkte).

Die Motorgeschwindigkeit ist durch eine aktive Regelung des elektrisch kommutierenden Gleichstrommotors (Fa. Neckar M543 mit 4Q Regler EM41/G) äußerst konstant. Da die Motorgeschwindigkeit gleichzeitig mit der Spannung 100 mal pro Umdrehung gemessen wird, kann auch dieses Signal fouriertransformiert werden (siehe Abbildung 4.22 a). Dabei betragen die stärksten Variationen der Geschwindigkeit bei Frequenzen vom ein-, zwei- und vierfachen der Umdrehungsfrequenz weniger als 0.1%. Um auch diese Schwankungen weitgehend zu eliminieren, wird jede der 100 Spannungsmessungen pro Umdrehung mit der aktuellen Geschwindigkeit normiert und damit korrigiert. Abbildung 4.22 b zeigt den Vergleich zwischen dem gemessenen Multipolamplituden mit und ohne Geschwindigkeitskorrektur. Während sich die Quadrupolstärke erwartungsgemäß nicht ändert, sieht man

vor allem bei den höheren Multipolen, wie Oktupol, 12-pol und 16-pol eine deutliche Reduktion des Signals um bis zu eineinhalb Größenordnungen. Die gemessenen Beiträge ohne Geschwindigkeitskorrektur (schwarze Kurve) sind also auf die Geschwindigkeitsvariationen des Motors zurückzuführen. Somit hilft die Geschwindigkeitskorrektur, die Nachweisgrenze für die höheren Komponenten deutlich zu verbessern.

Resümee

Der Betrieb des Multipolanalysator unter Vakuumbedingungen und innerhalb des kalten Keramikrohres der supraleitenden Linse funktioniert ohne jegliche Einschränkungen gegenüber den Normalbedingungen. Es wurde gezeigt und erläutert, daß die verschiedenen Multipolkomponenten absolut bestimmt werden können. Dabei zeigt sich für die geradzahligen Magnetfeldkomponenten eine hoher Genauigkeit sowie eine gute Nachweisempfindlichkeit (siehe Tabelle 4.4). Die ungeradzahligen Komponenten können aufgrund der nicht idealen Rotationsbewegung in Anwesenheit eines Quadrupolfeldes nur mit deutlich reduzierter Nachweisempfindlichkeit und Reproduzierbarkeit untersucht werden. Das betrifft im Besonderen das Sextupolfeld, das ein Maß für die Asymmetrien im Feld eines Quadrupolmagneten darstellt, und somit die Abbildungseigenschaften beeinflusst [Bree90] [Bree91]. Die Nachweisgrenze für das Sextupolfeld liegt bei ca. 0.5 % des Quadrupolfeldes, wobei das Signal zusätzlich einer starken Schwankung unterliegt. In [Jami94] wird berichtet, daß Submikrometer Auflösungen nur mit Sextupolbeiträgen von weniger als 0.3 % erreicht werden können.

Im Rahmen der Untersuchung der supraleitenden Multipollinse wurden mit dem Multipolanalysator mehr als 3000 Einzelmessungen absolviert. Im folgenden sollen die wichtigsten Ergebnisse präsentiert werden, die die Eigenschaften der Linse charakterisieren.

	Nachweisgrenze relativ zum Quadrupolfeld
Dipol	0.0013 %
Sextupol	~ 0.5(3) %
Oktupol	0.003 %
12-pol	0.013 %
16-pol	0.07 %

Tabelle 4.4: Nachweisgrenze des Multipolanalysators für die einzelnen Magnetfeldkomponenten. Die Werte entsprechen einer Signalthöhe von 3 Standardabweichen über dem mittleren Untergrund

4.4.2. Feldgradient des Quadrupolmagneten

Das wichtigste Kriterium für die Entwicklung der magnetischen Linse, ist das Erreichen der benötigten Brechkraft für die Ionen mit den gewünschten magnetischen Steifigkeiten. Daher wurde zunächst der Quadrupol Feldgradient in Abhängigkeit des angelegten Stromes gemessen (Abbildung 4.23). In allen drei Sektionen wird ein Feldgradient von 1 T/cm erreicht, bevor die Sättigung des Magneten signifikant einsetzt. Nachdem der Abstand der

Polspitze zur optischen Achse 1 cm beträgt, entspricht einem absoluten Magnetfeld von 1 T an der Polspitze, bei Strömen zwischen 6 und 6.5 A.

Der in Abbildung 4.23 dargestellte schwarze Punkt ergibt sich aus einer Simulation einer Magnetsektion mit dem Programm POISSON [Pois]. Der berechnete Wert gibt den Feldgradienten bei einem Strom durch die Spule von 6.7 A an. Bei diesem Strom wird an einer Stelle ein Feld von 1.8 T erreicht, was der Sättigungsmagnetisierung von Standard Magneteisen entspricht. Die Polschuhe sind jedoch aus Kobalteisen gefertigt, was eine Sättigungsmagnetisierung von 2.4 T besitzt [Lide98]. Daraus wurde extrapoliert, daß ein Feldgradient von 1.2 T/cm bei einem Strom von 9 A möglich sein sollte.

Die gemessenen Feldgradienten bei 6.7 A sind sogar ca. 10 % größer als der berechnete Wert. Das liegt daran, daß die Simulation mit einer Konstruktion der Linse gerechnet wurde, in der sich ein ca. 0.5 mm großer Luftspalt zwischen Polschuh und Joch befand, der nachträglich konstruktiv vermieden werden könnte. Der Feldgradient von 1.2 T/cm wird jedoch auch bei höheren Strömen nicht ganz erreicht. Es gibt zwei mögliche Erklärungen für diese Abweichung. Entweder ist die Simulation der maximalen Felder im Magneteisen nicht korrekt, oder die reale Sättigungsmagnetisierung der Polschuhe ist niedriger als spezifiziert.

Dennoch ist der erreichte Feldgradient um einen Faktor 3 stärker als der nutzbare Feldgradient in bisher verwendeten Quadrupollinsen für Mikrostrahlssysteme [Tapp93]. Ein Vorteil der supraleitenden Fokussierlinse besteht darin, daß keine Probleme mit der Abwärme bei Betrieb des Magneten bei hohen Strömen auftreten. Es besteht also keine Limitierung, den maximalen Feldgradienten auch tatsächlich zu nutzen. Damit können in der Linse Ionen mit einem Masse-Energieprodukts von maximal $160 \text{ MeV} \cdot \text{A}/q^2$ in einem Abstand von ca. 170 mm nach der Linse fokussiert werden. Dieser Wert ist leicht unterhalb des projizierten Wertes, liegt aber mehr als eine Größenordnung über denjenigen der meisten anderen Mikrostrahlssysteme (siehe Tabelle 2.1).

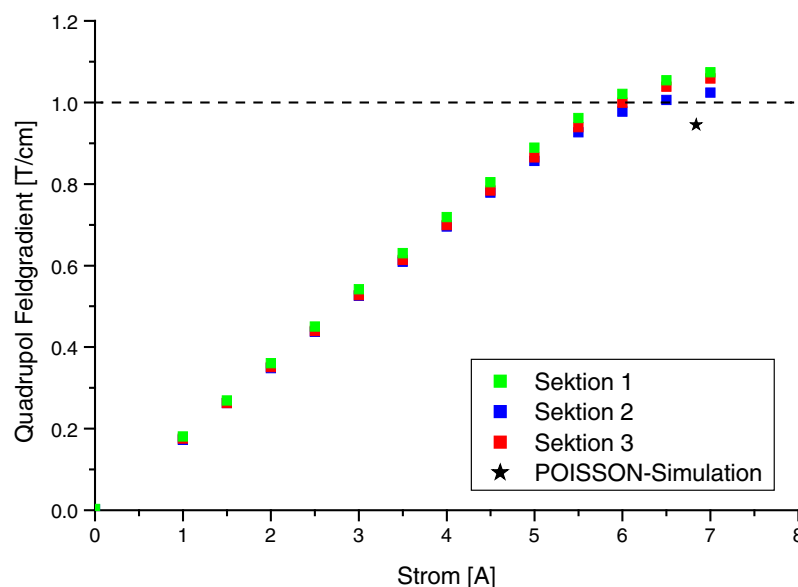


Abbildung 4.23: Messung der Quadrupol Feldgradienten der drei Sektionen der supraleitenden Multipollinse in Abhängigkeit des Stromes. In allen 3 Sektionen wird einen Gradienten von 1 T/cm erreicht bevor der Magnet signifikant in Sättigung geht. Die gemessenen Werte liegen leicht über den berechneten Wert bei ca. 6.7A (schwarzer Stern)

4.4.3. Quadrupolwinkel und Achsenverlauf

Bei der Konstruktion der Linse wurde besonderes Augenmerk auf die Präzision der Justage innerhalb jeder einzelnen Sektion, sowie aller Sektionen zueinander gelegt. Diese Aufgabe kommt der zentralen Keramik zu, die die bestmögliche Positionierung der Polschuhe gewährleisten soll. Das ist in diesem Fall entscheidend, da keine Möglichkeit besteht, die einzelnen Singletts im Strahlbetrieb fein zu justieren. Alle im folgenden gezeigten Messungen geben somit den Zustand wieder, der sich beim Zusammenbau und der anschließenden Abkühlung automatisch ergibt.

Es sind im wesentlichen zwei Parameter von Interesse, die die Abbildungseigenschaften beeinflussen können:

- Der Winkelversatz der Quadrupolfelder der drei Sektionen.
- Der axialer Versatz der optischen Achse der drei Sektionen.

Quadrupolwinkel

Die Übereinstimmung der Winkel der Quadrupolfelder aller 3 Sektionen ist ein wichtiger und kritischer Parameter des Abbildungssystems. Er läßt sich mit dem Spulentyp B mit sehr hoher Genauigkeit messen. Der statistische Fehler der Einzelmessung liegt für das Summensignal bei $\pm 0.001^\circ$, vorausgesetzt die Induktionsspule ist in guten thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung.

Bei der Messung des Winkels der drei einzelnen Sektionen ergeben sich Abweichungen der relativen Winkel von maximal $\pm 0.018^\circ$ (siehe Tabelle 4.5). Ferner dreht sich der Winkel mit einer Genauigkeit von $\pm 0.01^\circ$ um 90° , wenn die Sektion umgepolt wird. Das liegt im Rahmen der geforderten Präzision für die Konturen in der Keramik. Wie in Kapitel 4.3.1 erläutert wurde entsprechen $\pm 2 \mu\text{m}$ Konturgenauigkeit einer Winkelabweichung von $\pm 0.01^\circ$. Es ist festzustellen, daß sowohl der Abkühlvorgang als auch der Betrieb der Linse im supraleitenden Zustand keinen nennenswerten Einfluß auf die Winkel des Quadrupolfeldes ausüben, der signifikant außerhalb der geforderten Genauigkeit liegt. Diese erreichte Genauigkeit liegt in der gleichen Größenordnung wie bei anderen Mikrostrahlssystemen [Bree96]. Während dort die einzelnen Quadrupolsingletts in einer aufwendigen Justageprozedur ausgerichtet werden müssen, ergibt sich die erreichte Genauigkeit bei SNAKE allein konstruktionsbedingt.

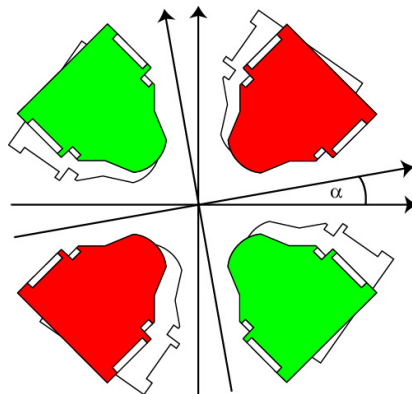


Abbildung 4.24: Winkelversatz α zwischen zwei aufeinanderfolgenden Quadrupolsektionen

Winkelversatz des Quadrupolfeldes	Sektion 1 – Mittelwert	Sektion 2 – Mittelwert	Sektion 3 – Mittelwert
Raumtemperatur	- 0.001(1)	+ 0.010(1)	- 0.010(1)
flüssig Stickstoff	+ 0.001(1)	+ 0.001(1)	- 0.002(1)
flüssig Helium	+ 0.018(1)	- 0.006(1)	- 0.013(1)
Raumtemperatur	- 0.009(1)	+ 0.008(1)	+ 0.001(1)

Tabelle 4.5: Winkelversatz des Quadrupolfeldes von drei magnetischen Sektionen im Vergleich zum mittleren Winkel

Optische Achse

Die Lage der optischen Achsen der drei Sektionen kann durch die Bestimmung des Zentrums des Multipolfeldes gemessen werden. Liegt der Rotationsmittelpunkt der Induktionsspule nicht im Mittelpunkt des Multipolfeldes, so wird in der Induktionsspule des Multipolanalysators ein Dipolfeld zusätzlich zu dem Quadrupolfeld gemessen [Datz97]. Mathematisch entspricht das einer Koordinatentransformation in einem Multipolfeld. Unabhängig von der Lage des Rotationsmittelpunktes, kann eine vollständige Multipolentwicklung durchgeführt werden. Die Amplitude des Dipolfeldes ist direkt proportional zum Abstand der Rotationsachse von der optischen Achse. Die Phase des Signals gibt den Winkel zur Achse an. Somit läßt sich also aus einer Messung des Dipolfeldes die Position der optischen Achse relativ zur Rotationsachse bestimmen. Der Linearvorschub des Multipolanalysators erlaubt es mehrere Messungen im Inneren der Sektionen entlang der Strahlachse durchzuführen (siehe Abbildung 4.25). Somit können Abweichungen der optischen Achse der Linse von einer Geraden vermessen werden.

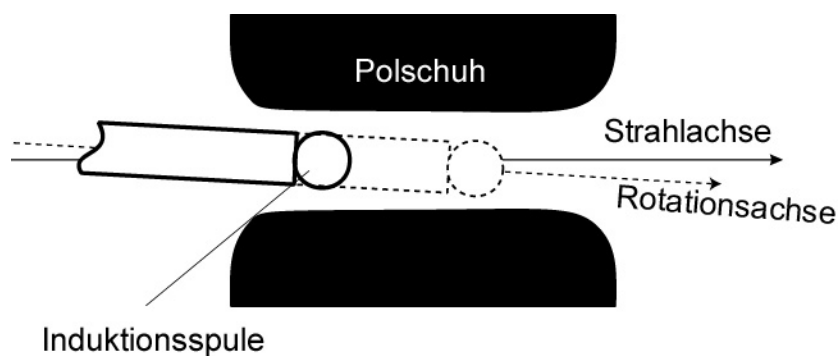


Abbildung 4.25: Prinzip der Messung der optischen Achse einer Magnetsektion. Die Rotationsachse und die Strahlachse haben typischerweise einen Winkel zueinander. Damit liegen die gemessenen Positionen der Strahlachse im Verlauf der Strahlachse an verschiedenen Punkten in einem Polardiagramm

Abbildung 4.26 a zeigt die Messung der optischen Achse in Strahlrichtung entlang der drei Sektionen der Linse. In dieser dreidimensionalen, maßstäblichen Darstellung kann man erkennen, daß alle Punkte in guter Übereinstimmung auf einer Geraden liegen. Werden die Daten auf die x-y-Ebene projiziert und der Maßstab um einen Faktor 1000 vergrößert, so können leichte Abweichungen von der Geraden sichtbar gemacht werden. Abbildung 4.26 b zeigt einen linearen Fit an alle Punkte in dieser Projektion. Die maximalen, lateralen Abweichungen von dieser Gerade betragen 25 μm . In der Abbildung 4.26 c ist an jede der

drei Sektionen eine eigene Gerade angefügt. Daraus läßt sich ein Winkel der optischen Achsen zueinander ermitteln. Der Winkel ist in dieser Darstellung stark verzerrt, da die hier nicht dargestellte dritte Dimension (die Strahlachse) fast einen Faktor 1000 größere Längenskala besitzt. Der größte Winkel zwischen der Sektion 2 und 3 beträgt real nur 1.1 ± 0.2 mrad. Sektion 1 und 2 haben sogar nur einen Versatz von 0.2 ± 0.1 mrad. Die erreichten Werte für den axiale Versatz und die Winkelabweichung sind so niedrig, daß sie für laterale Auflösung von SNAKE vernachlässigt werden können. G. Grime zeigt Raytracing-Simulationen bei einem transversalen Versatz von $100 \mu\text{m}$ bzw. ein Winkelversatz von 20 mrad der optischen Achsen den Strahlfleck auf der Mikrometerskala nur unwesentlich beeinflussen [Grim84].

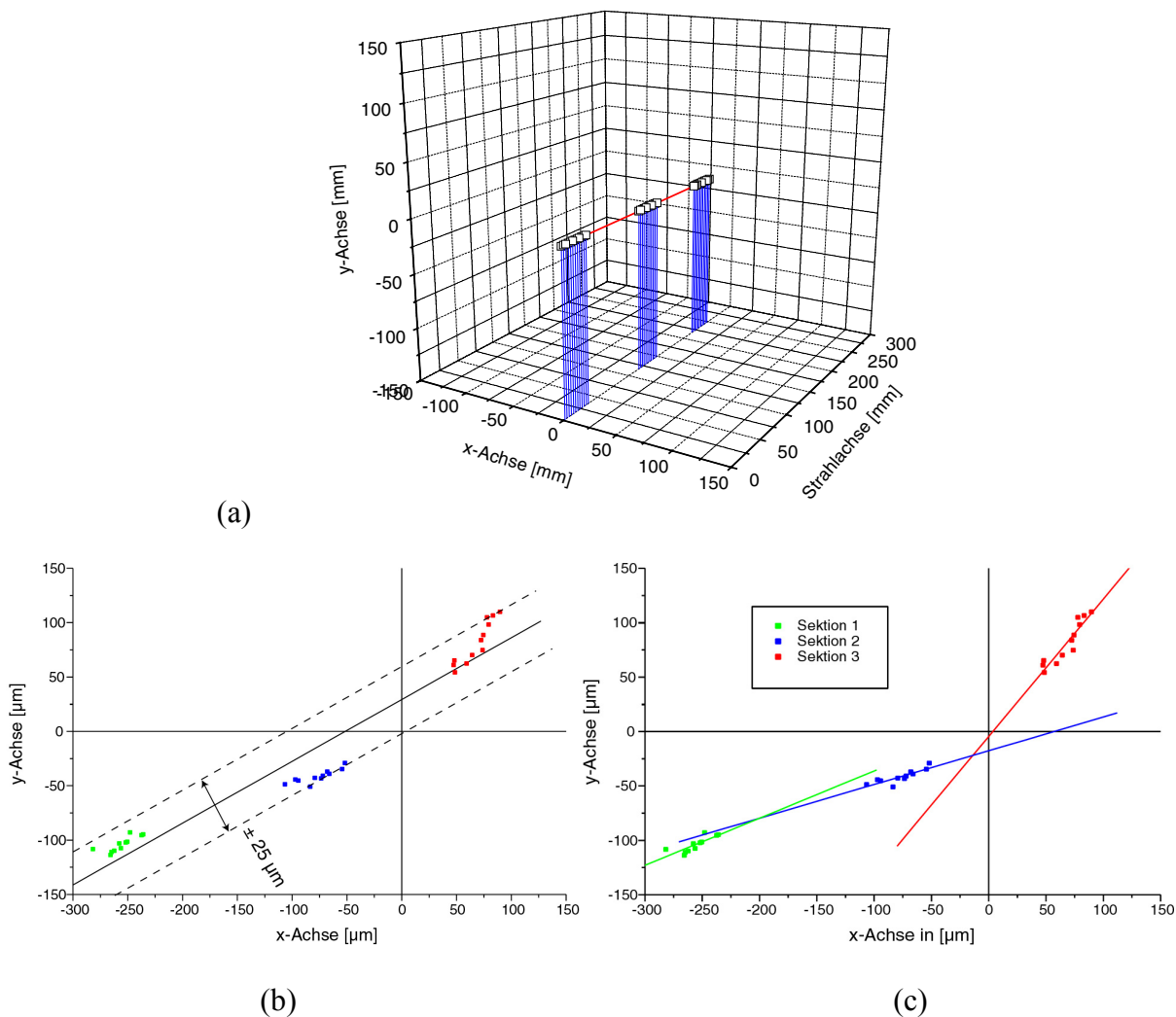


Abbildung 4.26: Messung der optischen Achse der gesamten Multipollinse. (a) Dreidimensionale Darstellung der Meßpunkte der drei Sektionen entlang der Strahlachse. In einer um den Faktor 1000 vergrößerten Projektion der Daten auf die x-y-Ebene (b) und (c) kann man erkennen, daß es minimale Abweichungen von der Geraden gibt.

4.4.4. Multipole höherer Ordnung

Wie im Abschnitt mit den intrinsischen Aberrationen diskutiert, ist die Korrektur der sphärischen Aberration eine der wichtigsten Voraussetzungen für das Erreichen einer laterale

Auflösung im Submikrometerbereich bei SNAKE. Vor allem der Charakterisierung der geradzahligen höheren Feldkomponenten kommt eine zentrale Rolle bei den Magnetfeldmessungen zu. Die Korrektur wird in erster Ordnung vom Oktupolfeld bewerkstelligt. Es hat die größten Korrekturbeiträge und auch den stärksten Einfluß auf die Abbildungseigenschaften. Daher sollen zunächst die verschiedenen Abhängigkeiten des Magnetfeldes anhand der Oktupolkomponente diskutiert werden.

Für die sphärischen Korrekturen in der Linse ist es wesentlich, daß der prozentuale Anteil der Korrekturkomponenten unabhängig vom Primärstrom im Magneten ist. Abbildung 4.27 zeigt die Werte für den Oktupolanteil relativ zum Quadrupolfeld in den drei Sektionen gegen den Spulenstrom aufgetragen. Die Variation des Oktupols ist zwar größer als der statistische Fehler einer Einzelmessung von ca. 0.005% ³, weicht jedoch insgesamt nur um maximal $\pm 0.025\%$ vom jeweiligen Mittelwert ab. Die schwarzen Linien stellen die Sollwerte für die einzelnen Sektionen dar.

Des Weiteren wurde die Veränderung der Multipolstärke entlang der optischen Achse im zentralen Bereich der Sektionen untersucht (Abbildung 4.28). Die Abweichungen entlang der Strahlachse betragen dabei ebenfalls maximal $\pm 0.025\%$ bezogen auf das Quadrupolfeld.

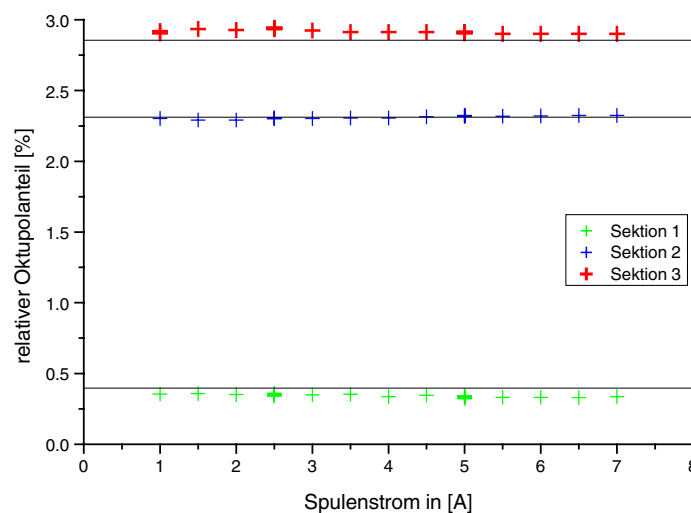


Abbildung 4.27: Prozentuales Oktupolfeld in den Sektionen 1, 2 und 3 der Linse in Abhängigkeit vom Spulenstrom. Die Oktupolanteile sind praktisch unabhängig von der Höhe des Magnetfeldes. Die durchgezogenen Linien stellen den Sollwert für die einzelnen Sektionen dar. Der statistische Fehler klein im Vergleich zu der Ausdehnung der Datenpunkte

In Tabelle 4.6 sind die Werte der einzelnen Multipolstärken prozentual, also relativ zum Quadrupol, zusammengefaßt, wie sie in der Mitte der jeweiligen Sektion gemessen wurden. Das Vorzeichen sagt dabei aus, wie das entsprechende Multipolfeld gegenüber dem Quadrupol gepolt ist. Um vor allem den systematischen Fehler durch die oben beschriebene Spuleneichung möglichst zu minimieren, wurden alle Messungen mit den beiden verschiedenen Spulentypen durchgeführt, die unabhängig voneinander kalibrierten wurden. Der angegebenen Wert ist der Mittelwert der beiden Messungen, der in Klammern

³ Diese Zahlen sind die Abweichungen des Oktupolfeldes relativ zum Quadrupolfeld

angegebene Fehler gibt die Abweichung zu den beiden erhaltenen Werte an. Der statistische Fehler ist, wie oben angegeben, kleiner als der Systematische.

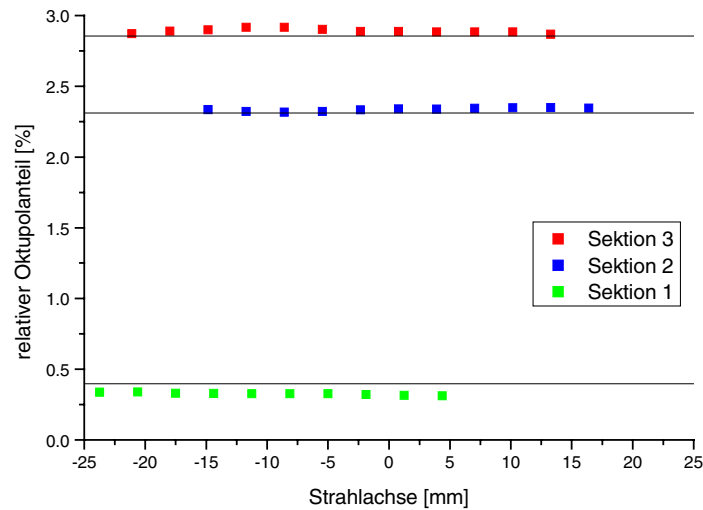


Abbildung 4.28: Messungen des relativen Oktupolanteil entlang der optischen Achse der drei Sektionen. Auch hier zeigt sich keine signifikante Abweichung von der Sollkontur

Die prozentualen Oktupolanteile der Sektionen 1 und 3 weichen wie gefordert maximal 0.05% vom Sollwert ab. Lediglich die Sektion 2 zeigt eine Erhöhung des Wertes um 0.1 %. Aber auch die 12- und 16-Pol Anteile sind in guter Übereinstimmung mit den Vorgaben, sogar bei den Werten die praktisch an der Auflösungsgrenze des Multipolanalysator liegen. Mit diesen gemessenen Multipolfeldern wurde eine Raytracing-Simulation unter ansonsten gleichen Bedingungen wie in Abbildung 4.10 durchgeführt. Es ergeben sich für die Halbwertsbreite des Strahlflecks bei voller Ausleuchtung der Linse 1100 nm in x- und 300 nm in y-Richtung. Während sich der Wert in der y-Richtung nur marginal ändert, liegt der Wert in x-Richtung eine Größenordnung über Wert für die ideale Multipolzusammensetzung. Dennoch sollten bei leichter Einschränkung der Ausleuchtung in x-Richtung Submikrometer Auflösungen in beiden transversalen Richtung mit makroskopischen Strahlströmen erreicht werden können.

	Oktupol	12-pol	16-pol
Sektion 1 gemessen	- 0.36(5) %	- 0.09(1) %	+ 0.02(3) %
Sollwert	- 0.40 %	+ 0.07 %	+ 0.01 %
Sektion 2 gemessen	- 2.41(4) %	- 0.14(1) %	+ 0.15(3) %
Sollwert	- 2.31 %	- 0.05 %	+ 0.08 %
Sektion 3 gemessen	+ 2.91(4) %	+ 0.49(1) %	- 0.89(2) %
Sollwert	+ 2.86 %	+ 0.52 %	- 1.05 %

Tabelle 4.6: Gemessene Multipolstärken aller sphärischen Korrekturfelder relativ zum Quadrupolfeld in den drei Sektionen der supraleitenden Linse. Die Zahlen sind der Mittelwert der aus den Messungen mit den zwei verschiedenen Spulentypen. Der in der Klammer angegebene Fehler entspricht der Abweichung der Messungen zum Mittelwert

4.4.5. Supraleitende Korrekturschleifen

Wie in Abschnitt 4.2.4 diskutiert, sind die supraleitenden Schleifen als passive und aktive Korrekturen für die Herstellung der bestmöglichen Feldsymmetrie in der Linse eingeführt. Im folgenden soll zunächst kurz deren Realisierung und prinzipielle Funktionsweise beschrieben werden.

Die Korrekturschleifen bestehen aus der supraleitenden Verbindung zweier Einzelschleifen mit je 64 Windungen eines NbTi-Einkernleiters (Vacryflux 5001, Typ S1 – 1,5 (0,2) V). Zur Herstellung dieser supraleitenden Verbindung aus zwei Einzelleitern wurde auf ein bewährtes Verfahren zurückgegriffen [Plat85]. Dabei wird zunächst die Kupfermatrix soweit abgeätzt, daß die NbTi-Kerne der beiden Leiter miteinander verdreht werden können. Diese werden in eine Kupferhülse eingeschoben und mit einer hydraulischen Presse verpreßt. Es wurde nachgewiesen, daß der so hergestellte Kontakt verlustfrei Strom tragen kann, so daß auch nach einer Stunde keine Änderung des Stromes in der Schleife festgestellt werden konnte. Jede Schleife enthält außerdem einen Heizwiderstand, der als supraleitender Schalter fungiert, sowie einer Kontaktierung, so daß von außen Strom in die Schleife eingespeist werden kann. Dazu kontaktiert man den supraleitenden Draht vor und nach dem Heizwiderstand. Wird der Widerstand geheizt, so kann durch Anlegen einer Spannung ein Strom in die Schleife eingebracht werden. Dieser Strom bleibt erhalten, nachdem der Heizer abgeschaltet und anschließend die Stromversorgung ausgeschaltet wird.

Für den Schalter wurde ebenfalls eine bereits etablierte Methode [Plat85] an das vorliegende System adaptiert. Abbildung 4.29 a zeigt den schematischen Aufbau eines solchen Schalters. Die eigentliche Heizung übernimmt ein Widerstand, um den der Supraleiter möglichst eng gewickelt wird. Der Schalter unterbricht, mit einer Einschaltzeit von weniger als einer Sekunde, die Supraleitung in der Schleife, indem er sie lokal über die Sprungtemperatur erwärmt. Die Ausschaltzeit liegt ebenfalls unterhalb von einer Sekunde. Das Ganze wird mit Epoxidharzkleber in eine PVC-Hülse eingegossen, um eine gute thermische Isolation zum flüssigen Helium zu gewährleisten. Die Dimensionierung des Widerstandes wurde so gewählt, daß die Sprungtemperatur des Supraleiters sicher überschritten wird, aber so wenig wie möglich thermische Leistung in das System eingebracht wird. Im vorliegenden Fall wurde eine Heizleistung pro Widerstand von 50 mW gewählt ($R = 2 \text{ k}\Omega$, $I = 5 \text{ mA}$, $U = 10 \text{ V}$).

Zusätzlich muß sichergestellt sein, daß der Strom in einer supraleitenden Schleife in endlicher Zeit dissipiert wird. Um das zu testen, wurde zunächst ein Strom von außen in eine Schleife einer Quadrupolsektion eingespeist. Der Kreisstrom induziert ein Magnetfeld, das mit dem Multipolanalysator gemessen werden kann. Aus der Messung der zeitlichen Abnahme dieses Feldes, nach einschalten des Heizwiderstandes, läßt sich ein Zeitkonstante von $17.0 \pm 0.4 \text{ s}$ bestimmen (siehe Abbildung 4.29 b). Diese ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem Wert von 20 s, der sich aus der Abschätzung der Zeitkonstante $\tau = L/R$ aus dem Restwiderstand des geheizten Drahtes ($R = 5 \cdot 10^{-4} \Omega$) und der Induktivität der gesamten supraleitenden Schleife ($L = 9 \text{ mH}$) ergibt.

$$I = I_0 e^{-\frac{L}{R}t} \quad (4.26)$$

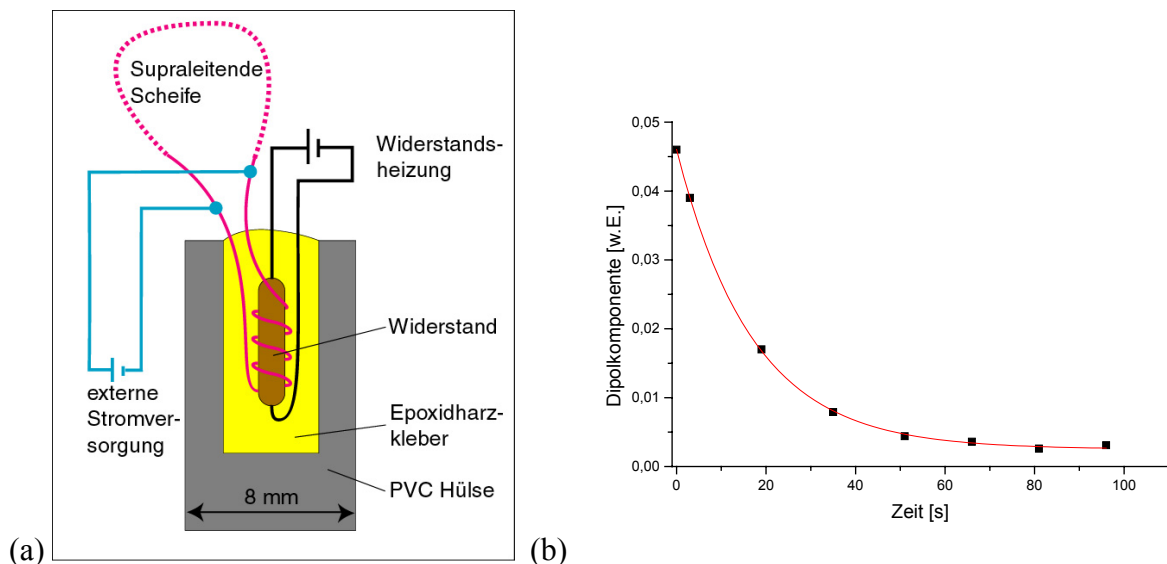


Abbildung 4.29: (a) Schema des supraleitenden Schalters. Ein Heizwiderstand erwärmt den supraleitenden Draht lokal über die kritische Temperatur. Zusätzlich kann so ein externer Strom in eine Schleife einzuspeist werden. (b) Exponentielle Abnahme des Feldes einer stromtragenden Korrekturschleife in der Linse nach dem Einschalten des supraleitenden Schalters. Die Punkte stellen die Meßdaten dar und die rote Kurve ist ein exponentieller Fit nach Gleichung 4.26

Mit Schaltern dieser Art wurden alle zwölf in der supraleitenden Linse vorhandenen Schleifen versehen und erfolgreich getestet. Außerdem wurde bei zwei orthogonalen Schleifen pro Sektion die Möglichkeit geschaffen, Strom von außen einzuspeisen.

Alle vier Schleifen einer Sektion sind jeweils paarweise induktiv derart gekoppelt, so daß sich ein resultierender Magnetfeldfluß ergeben sollte, der durch alle Polschuhe identisch ist (siehe Abschnitt 4.2.4). Es muß eine spezielle Vorgehensweise gewählt werden, um in eine Schleife Strom einzubringen. Wird in eine Schleife ein Strom von beispielsweise 100 mA Strom geschickt, so wird nach der Lenz'schen Regel im Idealfall in allen vier Schleifen 100 mA Strom induziert, so daß kein resultierendes Magnetfeld im Zentrum der Sektion erzeugt wird. Es müssen daher alle vier Widerstände einer Sektion geheizt werden, bevor ein externer Strom in eine Schleife eingespeist wird. Nach einer Zeit, die deutlich länger als die Zeitkonstante ist, bleibt schließlich der eingespeiste Strom nur in der Schleife erhalten, die direkt mit dem Netzgerät verbunden ist. Nun können alle Widerstände und das Netzgerät abgeschaltet werden. Mit dem Multipolanalysator ist es möglich, das vom Strom induzierte Magnetfeld zu kalibrieren. Aus Gründen der Geometrie werden dominant ungerade Feldkomponenten erzeugt, wobei der Dipol und Sextupol die stärksten Beiträge liefern. Abbildung 4.30 zeigt einen linearen Fit durch die Dipol- und Sextupolamplituden in Abhängigkeit von angelegtem Strom (Fitparameter sind in Tabelle 4.7 angegeben).

Abbildung 4.31 zeigt das Dipolfeld von zwei Schleifen einer Sektion bei positiven und negativen eingespeisten Strömen in einem Polardiagramm. Dabei kann man erkennen, daß die beiden Meßwerte von Schleife 1 (blauen Punkte) in guter Übereinstimmung senkrecht zu denen von Schleife 2 (roten Punkte) stehen. Durch eine Kombination beider Schleifen lassen sich somit Korrekturfelder mit jedem beliebigen Winkel erzeugen. Gleiches gilt auch für das Sextupolfeld.

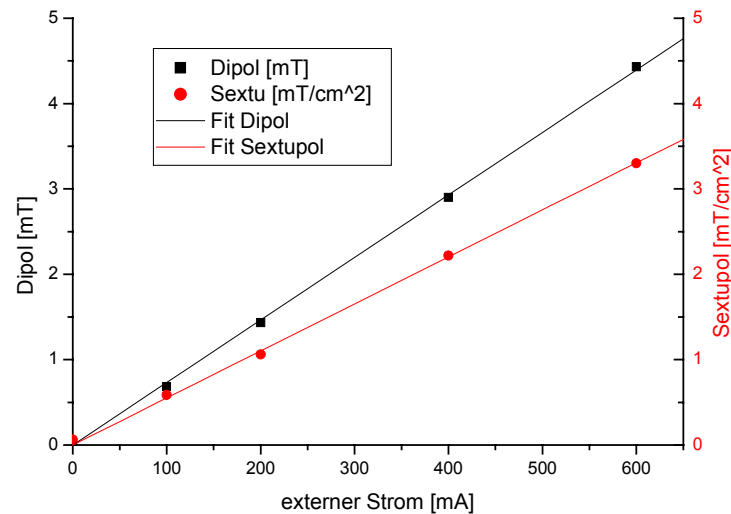


Abbildung 4.30: Stärke des Dipol- und Sextupolfeldes in Abhängigkeit eines externen Stroms in einer supraleitenden Schleife. Die Geraden sind lineare Anpassungen an die Datenpunkte

	Dipol	Sextupol
Steigung der Geraden	$7.3 \cdot 10^{-3} \text{ T pro A}$	$5.5 \cdot 10^{-3} \text{ T/cm}^2 \text{ pro A}$

Tabelle 4.7: Eichung der Magnetfelder, die von der externen Stromspeisung in den Korrekturschleifen generiert werden

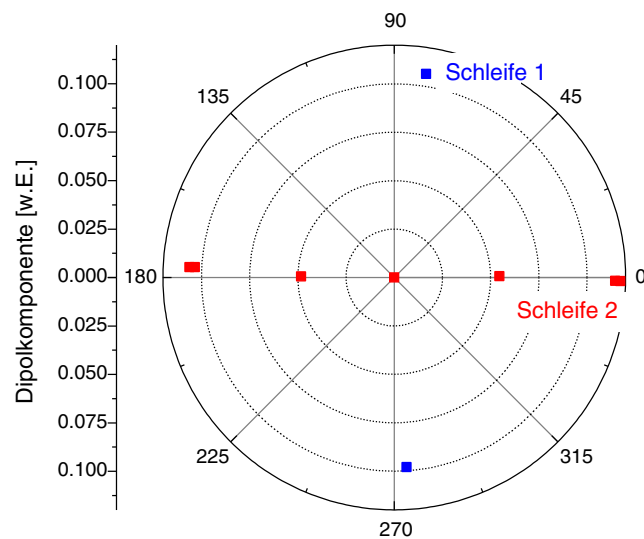


Abbildung 4.31: Erzeugtes Dipolfeld von zwei supraleitenden Korrekturschleifen einer Sektion bei unterschiedlichen Stromrichtungen. Die Felder der Schleife 1 und 2 sind in guter Übereinstimmung senkrecht zueinander

Reduktion von Feldasymmetrien mit Korrekturschleifen

Wenn die Schleifen als Autokorrekturmechanismus verwendet werden, versuchen sie beim Erhöhen des Magnetfeldes Flußasymmetrien durch verlustfreie Ströme zu kompensieren. Ein direkter Nachweis, über ein reduziertes Sextupolfeld in der Linse, kann jedoch, wie bereits begründet, nicht mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden. Um dennoch zu testen, ob in den Korrekturschleifen Ströme induziert werden, wurde eine Versuchsreihe nach folgendem Schema durchgeführt:

Bei einem hohen Wert des Quadrupolfeldes werden alle Ströme in den Korrekturschleifen eliminiert und diese anschließend wieder aktiviert. Reduziert man danach das Hauptmagnetfeld bis zum Wert Null, so sollten ebenfalls Ströme in den Korrekturschleifen induziert werden, die exakt gegengleich zu den ursprünglichen Korrekturströmen sind. Das dadurch induzierte Dipol- und Sextupolfeld kann nun bei Abwesenheit des Quadrupolfeldes mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden.

Diese Methode hat jedoch einen Nachteil gegenüber der direkten Messung. Eigentlich interessiert die Stärke der verbleibenden Feldasymmetrie, die nicht durch die supraleitenden Korrekturschleifen beseitigt wurde. Diese indirekte Messung liefert jedoch nur eine Aussage, wieviel Feldasymmetrie die Schleifen korrigieren konnten. Dennoch konnte mit dieser Methode erstmalig gezeigt werden, daß in den supraleitenden Schleifen durch Änderung des Quadrupolmagnetfeldes Ströme induziert werden. So ergab sich, bei einem Feldgradienten von ca. 300 mT/cm (2 A in den Hauptspulen), ein von den Korrekturschleifen erzeugtes Sextupolfeld, das nach Eichung aus Tabelle 4.7 einem Gesamtstrom von 0.4 A entspricht. Vergleicht man den Strom in der Primärspule mit dem in den Korrekturschleifen, dann ergibt sich ein Verhältnis von 60 : 1, unter der Berücksichtigung der unterschiedlichen Wicklungszahlen von ca. 12 : 1. Die supraleitenden Korrekturschleifen tragen also offensichtlich einen kleinen, aber nicht zu vernachlässigenden, Beitrag zur Feldformung bei.

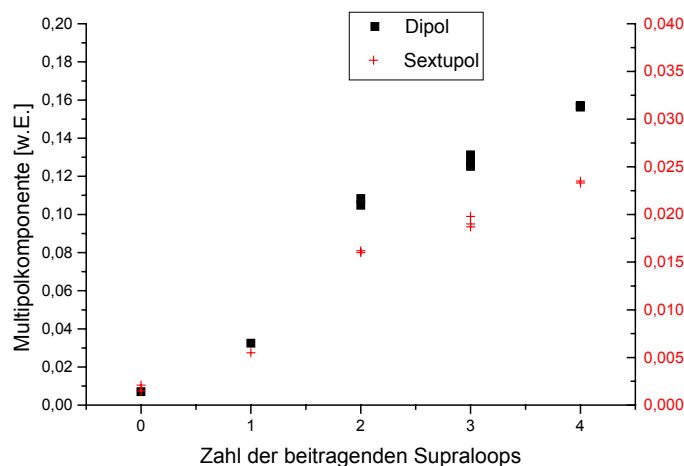


Abbildung 4.32: Konservierte Dipol- bzw. Sextupolfelder in Abhängigkeit der Anzahl der supraleitenden Schleifen, die bei der Reduktion des Primärstrom von 1 auf 0 A aktiv sind. Je weniger Schleifen beteiligt sind desto geringer ist der induzierte Korrekturstrom

Schließlich wurde mit dem Multipolanalysator gemessen, wie sich die Korrekturstrom auf die 4 Schleifen verteilen. In einer Versuchsanordnung - ähnlich der oben beschriebenen - werden dafür bei hohem Quadrupolfeld nur eine bestimmte Anzahl von Korrekturschleifen aktiviert, bevor das Feld reduziert wird. Das heißt, in einem Fall versuchen alle 4 Schleifen die Feldasymmetrien zu kompensieren, in einem anderen nur 3, 2, 1 oder keine Schleife. Es läßt sich zeigen, daß in der Konfiguration, in der alle 4 Schleifen aktiv sind, das größte Dipol- und Sextupolfeld auftritt und somit der höchste Korrekturstrom induziert wurde (siehe Abbildung 4.32). Je weniger Schleifen beteiligt sind, desto geringer ist das korrigierte Feld. Auffallend ist der Sprung zwischen zwei und einer Schleife. Das liegt daran, daß mindestens eine

horizontale und eine vertikale Korrektur vorhanden sein muß, um Felder mit beliebiger Orientierung in erster Ordnung kompensieren zu können. Wenn man davon ausgeht, daß die induzierten Ströme eine sinnvolle Korrektur darstellen, so wird die beste Feldsymmetrie mit allen 4 Schleifen erreicht.

4.4.6. Folien und Randfelder

In diesem Abschnitt soll zunächst die, in Kapitel 4.2.2 vorgestellte, Behandlung der Randfelder durch einen Vergleich der Magnetfeldmessungen mit den Rechnungen bewertet werden. Der zweite Teil beschäftigt sich mit dem Einfluß der supraleitenden Folien auf Feldformung im Zentral- und Randbereich. Schließlich wird experimentell ermittelt, in welcher Folienkonfiguration die Magnetfelder am nächsten an den Vorgaben liegen.

Zur Charakterisierung der Randfelder wurden Meßreihen durchgeführt, bei denen in kleinen Schritten (von 1 mm bis 3 mm) das Quadrupol- und 12-pol Feld entlang der optischen Achse gemessen wurde. Eine Entfaltung der Meßdaten mit der Spulengeometrie, die aufgrund der Ausdehnung Induktionsspule in Richtung der optischen Achse von bis zu 4 mm notwendig ist, war mit einfachen mathematischen Mitteln nicht durchführbar. Es wurde daher der umgekehrte Weg gewählt, und die berechneten Verläufe der analytische Randfeldfunktion mit einer kreisförmigen Spulengeometrie ($\varnothing_{\text{mittel}} = 3.3 \text{ mm}$) gefaltet. Die so erhaltenen theoretischen Kurven können direkt mit den gemessenen Daten verglichen werden. Der Startpunkt der Randfeldfunktion besitzt in jeder Sektion einen definierten Abstand zur Mitte des Polschuhs, der im folgenden immer mit $z = 0$ angegeben wird.

Quadrupol Randfeld

Zunächst soll das Quadrupolrandfeld betrachtet werden. Abbildung 4.33 zeigt die gemessenen Daten (schwarz), sowie die berechnete Randfeld (rot). Es fällt auf, daß die Übereinstimmung im Anfangsbereich des Abfalls gut ist, die Simulation jedoch schneller abfällt, als die gemessenen Daten. Bei $z = 41 \text{ mm}$, also an der Kante des Polschuhs, ist der gerechnete Wert ca. 20 % unter dem gemessenen Wert. Im Außenbereich wird die Abweichung relativ gesehen immer größer. Eine Anpassung der fünf Parameter der Randfeldfunktion aus Gleichung 4.13 an die gemessenen Daten ergibt die grüne Kurve (Parameter siehe Tabelle 4.8). Die Übereinstimmung mit den Daten ist bis zu 30 mm nach dem Polschuh noch nahezu vollständig gegeben. Der Anfang der nächsten Sektion befindet sich 34 mm nach dem Ende des Polschuhs.

Es gibt zwei mögliche Erklärungen für die Abweichung des Quadrupolfeldes im Randbereich. Zum einen könnte es sein, daß die supraleitenden Folien in einem gewissen Bereich keine ideale Randbedingung mehr darstellen, weil die Supraleitung lokal zusammenbricht. Die gemessenen Quadrupolfelder unterscheiden sich jedoch nicht signifikant zwischen Messungen bei fl. Helium und bei fl. Stickstoff. Das bedeutet, die supraleitende Folien haben offensichtlich keinen entscheidenden Einfluß auf das Quadrupolfeld.

Die wahrscheinlichere Erklärung ist, daß die Geometrie des Polschuhs im Randbereich bei den Rechnungen nicht ausreichend weit betrachtet wurde. Wie in Abschnitt 4.2.2 ausführlich beschrieben, wurde aus der analytischen Randfeldfunktion eine Äquipotentialfläche

berechnet, die dann als Polschuhrandkontur nachgebildet wurde. Allerdings wurde die dreidimensionale Berechnung der Polkontur abgebrochen, wenn die Kontur senkrecht zur optischen Achse verläuft, was in einem Abstand von ca. 18 mm zur optischen Achse gegeben ist (siehe rote Punkte in Abbildung 4.34). Von hier aus wurde die Kontur des realen Polschuhs senkrecht nach oben fortgesetzt. Offensichtlich hat jedoch die Form des Polschuhs bei größeren Abständen einen stärkeren Einfluß auf das Feld als angenommen.

Die Ergebnisse zum Verlauf des Quadrupolrandfeldes im Inneren des Polschuhs zeigen, daß der Ansatz prinzipiell vernünftig ist, jedoch das Feld vor allem im Außenbereich nicht mit ausreichender Genauigkeit modelliert wurde. Der direkte Weg, ausgehend von der realen dreidimensionalen Polschuhform, das Feld im Randbereich zu berechnen, ist sicher die beste Lösung. Die zu Beginn des Projekts (1995) zur Verfügung stehenden Programme und Rechenleistungen, waren jedoch nicht in der Lage, dies in der gewünschten Genauigkeit durchzuführen. Es ist denkbar, daß sich mit den Methoden der Finiten Elemente (FEM) zusammen mit der Leistungsfähigkeit heutiger Prozessoren, diese Aufgabe mittlerweile besser lösen läßt.

Diese Abweichung des Quadrupolfeldes im Randbereich hat in erster Ordnung keine negativen Auswirkungen für die Abbildungseigenschaften. Im Gegenteil, die effektive Länge L_{eff} des Magneten, die wie folgt definiert ist

$$L_{eff} = \int_{-\infty}^{\infty} B(z) dz \quad (4.27)$$

vergrößert sich und damit erhöht sich die Brechkraft der Linse. Während die geometrische Länge der Sektion 3 bei 82 mm liegt, ergibt sich rechnerisch aus dem ursprünglich simulierten Randfeld eine verkürzte effektive Länge von 79.5 mm. Das gemessene Feld besitzt eine effektive Länge von 85.8 mm, was einer Vergrößerung um ca. 5 % im Vergleich zur geometrischen Länge entspricht.

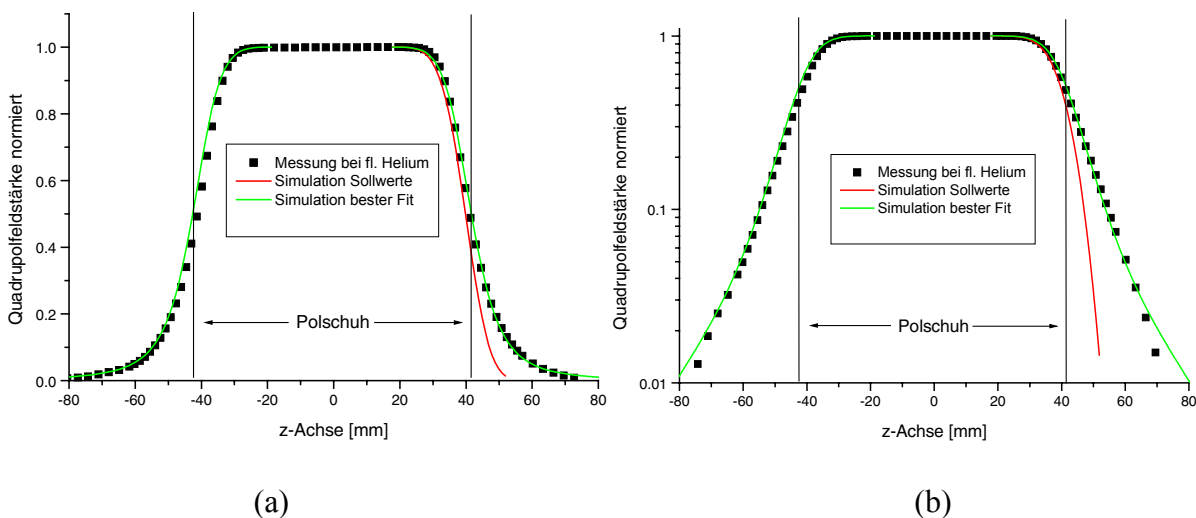


Abbildung 4.33: Randfeldverlauf des Quadrupolfeldes in der Sektion 3 in linearem (a) und logarithmischem (b) Maßstab. Die gemessenen Daten sind als schwarze Punkte eingezeichnet. Die rote Kurve stellt den ursprünglich erwartete Verlauf des Randfeldes dar, die grüne Kurve ist die beste Anpassung an die Daten mit der Randfeldfunktion aus Gleichung 4.13 (siehe Werte Tabelle 4.8)

	A1	A2	A3	A4	A5
Sollwerte	-7	5.35	-1.077	0.00485	0.0532
Bester Fit	-7	4.645	-0.697	0.041	0

Tabelle 4.8: Parameter der Randfeldfunktion aus Gleichung 4.13

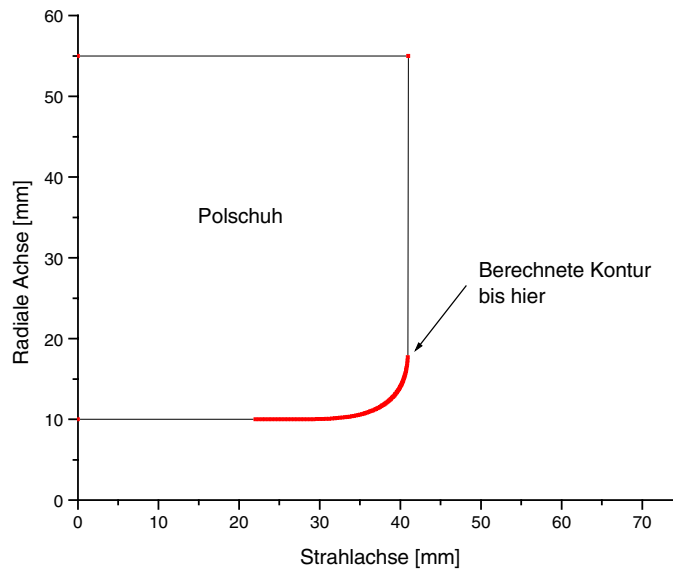


Abbildung 4.34: Schnitt durch einen Polschuh in der r-z-Ebene. Dargestellt ist die berechnete Randkontur des Polschuhs (rote Punkte) im Vergleich zu der Gesamtabmessung des Polschuhs. Die optische Achse der Linse verläuft entlang der Abszisse bei $r = 0$

12-pol

Wie bereits beschrieben, taucht an mehreren Stellen der Linse eine magnetische 12-pol Komponente auf. Dabei muß unterschieden werden zwischen der 12-pol Komponente im Zentralfeld, die als sphärische Korrektur eingeführt wird (siehe Kapitel 4.2.2), dem 12-pol im Zentralfeld, der durch das Abschneiden der Polkontur (siehe Kapitel 4.2.1) induziert wird und dem 12-pol, der im Randfeld auftaucht (siehe Kapitel 4.2.2). Für alle drei Fälle sind die supraleitenden Folien von entscheidender Bedeutung, um das Feld in der gewünschten Weise zu formen.

Abbildung 4.35 a-c zeigt die 12-pol Komponente des Magnetfeldes jeweils über den gesamten Bereich einer Sektion⁴. Die Messung kann grob in zwei Bereiche entlang der z-Achse aufgeteilt werden: Dem zentralen Bereich ca. ± 20 mm um die Mitte der Sektion herum, und den Eintritts- und Austrittsrandbereich.

⁴ Ausnahme Sektion 1, die aus technischen Gründen nur etwa bis zur Hälfte vermessen werden kann

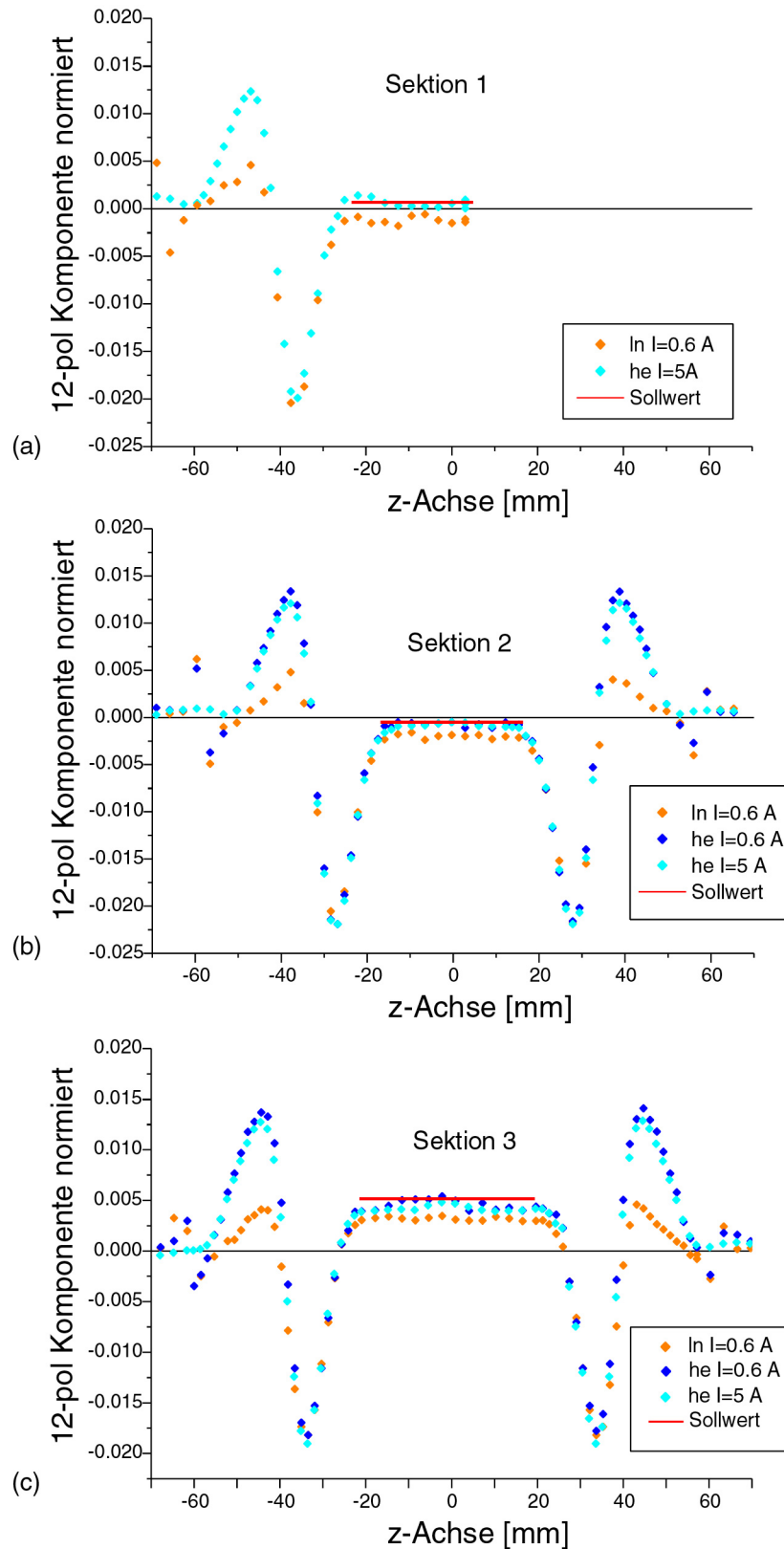


Abbildung 4.35: Vergleich der unter unterschiedlichen Bedingungen gemessenen 12-pol Felder in den drei Sektionen der Multipollinse; (a) Sektion 1, (b) Sektion 2, (c) Sektion 3. Der Vergleich zwischen den Messungen im Stickstoff und Helium zeigt, daß es einen deutlichen Einfluß auf die Felder gibt, wenn die Folien supraleitend sind. Im Zentralbereich ($\pm 20\text{ mm}$) liegen die hell- und dunkelblauen Werte, näher an der Sollkurve (rote Linie), die dem 12-pol der sphärischen Korrektur entspricht. Im Randbereich zeigt sich ein Unterschied nur bei jeweils der positiven Oszillation

Wenn man zunächst nur den zentralen Bereich beachtet, so ist in allen drei Sektionen erkennbar, daß die Meßwerte im Helium (dunkel- und hellblau) signifikant näher an den Sollwerten (rote Linie) liegen, die aus der sphärischen Korrektur stammen, als die Messungen bei einer Temperatur von 77 K (im flüssigen Stickstoff) (orange). Im letzteren Fall sind die Folien normalleitend und können somit Feldverzerrungen von außen, aufgrund der abgeschnittenen Polschuhgeometrie, nicht abschirmen. Die Messungen weisen hier eindeutig nach, daß die Folien im supraleitenden Zustand das ungewünschte 12-pol Feld vom Außenbereich abschirmen und somit das Feld im Inneren nach den Vorgaben formen.

Im Randfeldbereich ist die Interpretation der Messungen deutlich schwieriger. In allen Messungen der drei Sektionen taucht eine starke Oszillation des 12-pol Feldes auf, die vom zentralen Bereich aus gesehen zunächst in die negativen Richtung weist, also bezogen auf das Quadrupolfeld umgepolt ist. Ungefähr an der geometrischen Kante des Polschuhs schneidet das 12-pol Feld die Achse und schlägt in positive Richtung aus. Dieses Verhalten im Randfeld eines Quadrupols wurde qualitativ auch von Moloney et al. [Molo93] gemessen. Die Messung in [Molo93] zeigt interessanterweise ein umgekehrtes Vorzeichen des 12-pol Feldes, wobei die Vorzeichenkonvention bei diesen Messungen nicht angegeben ist.

Normalerweise kann aus der reinen Form des Quadrupolrandfeldes ohne weiteres Wissen über Randbedingungen nicht auf den Verlauf der 12-pol Komponente geschlossen werden. Daher hat Moloney et al. auch keinen Vergleich des gemessenen 12-pol Feldes mit einer theoretischen Vorhersage. Durch die von den supraleitenden Folien vorgegebenen Randbedingungen im Randbereich, ist es in unserem Fall möglich, die 12-pol Komponente unter dieser Voraussetzung zu berechnen. Dazu müssen zwei Beiträge additiv überlagert werden (siehe Abbildung 4.36): Das 12-pol Feld aus dem Zentralbereich (schwarze Linie), mit einem angenommenen Randfeldverlauf wie bei der Quadrupolkomponente und das 12-pol Feld im Randfeld (schwarz gestrichelte Linie) (siehe Abschnitt 4.2.2). Zusammengenommen ergibt sich die durchgezogene rote Linie. Die gemessenen Daten im flüssigen Helium (hellblaue Rauten) geben die Form der Oszillation qualitativ wieder, was die Vorzeichen und die Position der Spitzen in z-Richtung angeht. Es fällt auf, daß die Amplitude der positiven Spitze bis auf ca. 10 % durch die Messung bestätigt wird, jedoch der negative Ausschlag einen Faktor 2 – 3 größer ist als theoretisch erwartet.

Auch hier gibt es wie schon bei Quadrupolrandfeld zwei mögliche Ursachen für die Abweichung. Entweder ist die veränderte Form des Quadrupolrandfeldes verantwortlich, oder die supraleitenden Folien verhalten sich anders als erwartet. Die Folien haben beim 12-pol Feld offensichtlich einen deutlichen Einfluß im Gegensatz zum Quadrupolfeld. Das zeigt sich zum einen im Zentralbereich, aber auch bei der positiven Spitze im Randfeld. Letzere stimmt bis auf ca. 10 % mit der Theorie überein, wenn die Folien supraleitend sind (siehe Abbildung 4.36).

Es ist jedoch auffallend, daß sich bei jeder negativen Oszillationen kein Unterschied in Messungen zeigt, unabhängig davon, ob die Folien supraleitend sind oder nicht. Eine mögliche Erklärung wäre, daß die Supraleitung der Folien in diesem eingeschränkten Bereich lokal zusammenbricht, weil zu starke Senkrecht Komponenten des Magnetfeldes auftauchen. Das wäre denkbar, da einerseits der absolute Betrag des Quadrupolfeldes an dieser Stelle noch

hoch ist (30 % – 60 % des Hauptfeldes), und andererseits schon deutliche Komponenten auftauchen, die nicht mehr parallel zu den Folien verlaufen. Gegen diese Vermutung spricht jedoch, daß auch bei einem zehntel des Gesamtmagnetfeldes (dunkelblaue Punkte in Abbildung 4.35) keine Reduktion des 12-pol Feldes in Richtung der berechneten Kurve auftritt.

Um die Ursache der Abweichungen zu erklären, müßten einerseits weitere experimentelle Untersuchungen angestellt werden und andererseits weiterführende theoretische Berechnungen der Randfelder durchgeführt werden. Da signifikante Abweichungen von den Sollwerten nur für das 12-pol Feld im Randfeldbereich relativ zu den Sollwerten feststellbar sind, wurde auf eine weitere Analyse im Rahmen der Arbeit verzichtet.

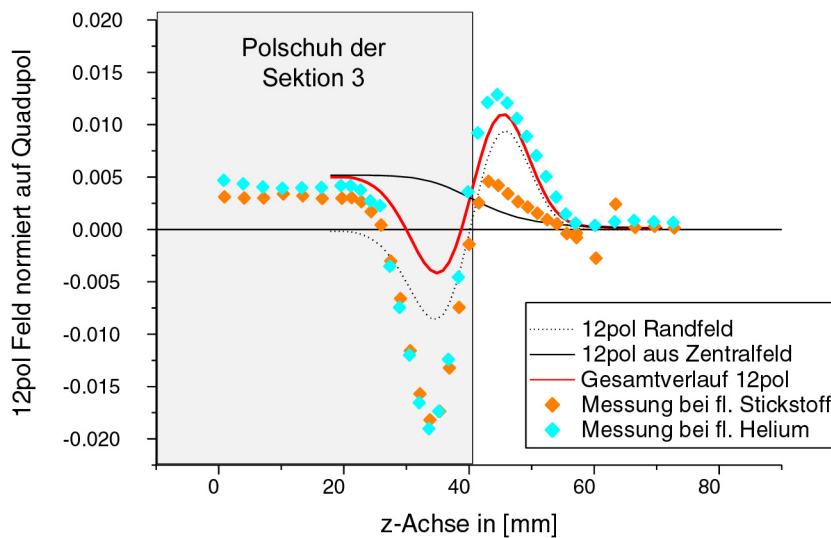


Abbildung 4.36: Vergleich der gemessenen 12-pol Komponente (orange und hellblaue Rauten) im Randfeld der Sektion 3 mit den gerechneten Werten Randfeldparametern (rot)

Ideale Folienkonfiguration

Nachdem experimentell bestätigt wurde, daß die Folien zumindest im Zentralbereich und im äußeren Randfeldbereich die Felder in der gewünschten Weise beeinflussen, wurden weitere Messungen durchgeführt, um Anzahl der Folienlagen zu ermitteln. Die zwei Diagramme in Abbildung 4.37 zeigen je zwei Messungen bei unterschiedlich starken Magnetfeldern in der Sektion 2. In der Messung (a) ist eine Lage der supraleitenden Folie (8 µm dick) vorhanden, bei (b) drei Lagen Folien. An zwei Stellen kann ein signifikanter Unterschied festgestellt werden. Zum einen liegen im zentralen Bereich die Meßwerte im Fall (b) deutlich näher an den Sollwerten. Zum anderen zeigt sich bei den positiven Oszillationen im Randbereich eindeutig, daß die Folie im Falle von 5 A (a) die Felder nicht mehr komplett abschirmen kann. Werden drei Folienlagen verwendet, so stimmt die Kurve bei 5 A bis auf wenige Prozent mit der Messung bei 0.6 A überein. Das ist ein Hinweis, daß bei zu geringer Folienbelegung die Supraleitung aufgrund hoher Stromdichten lokal zum Erliegen kommt und somit das Magnetfeld nicht mehr komplett aus den Folien verdrängen kann.

Im ursprünglichen Design der supraleitenden Linse war zusätzlich vorgesehen, eine Folienlage als sogenannte Ringfolie auszubilden. Das bedeutet, zwei gegenüberliegenden Folienflächen aus einem Stück zu fertigen, so daß sich ein Ringschluß ergibt. Die

zugrundeliegende Idee dieser Ringfolie ist die gleiche, wie bei den supraleitenden Korrekturschleifen. Es soll sich ein supraleitender Ringstrom ausbilden können, der nahe zur optischen Achse die Feldsymmetrie herstellen soll. Testmessungen mit dieser Folienbestückung haben jedoch eine Art Hystereseverhalten der Felder ergeben. Nach einem Zyklus von Ein- und Ausschalten des Primärstroms im Magneten, blieb bei dieser Konfiguration ein Dipol- und Sextupolfeld übrig, das einen Faktor 10 – 100 über dem zuvor gemessenen liegt. Dieses Verhalten deutet darauf hin, daß in diesen Ringfolien, wie vorhergesagt, Ringströme induziert werden. Allerdings scheint dieser Prozeß nicht reversibel zu sein, so daß der Anfangszustand nicht wieder erreicht wird. Auch hier könnte eine mögliche Erklärung sein, daß die induzierten Ströme zu hoch sind und die Supraleitung lokal zusammenbricht. Es wäre jedoch auch denkbar, daß aufgrund der Eigenschaft von Supraleitern 2. Art sich einmal ausgebildete Flußschläuche nicht mehr zurückbilden, sondern von neuen Flußschläuchen verdrängt werden müssen. Nachdem nicht nachgewiesen werden konnte, daß die Ringfolien einen positiven Beitrag liefern, wurde in der Endversion der supraleitenden Linse auf den Ringschluß verzichtet.

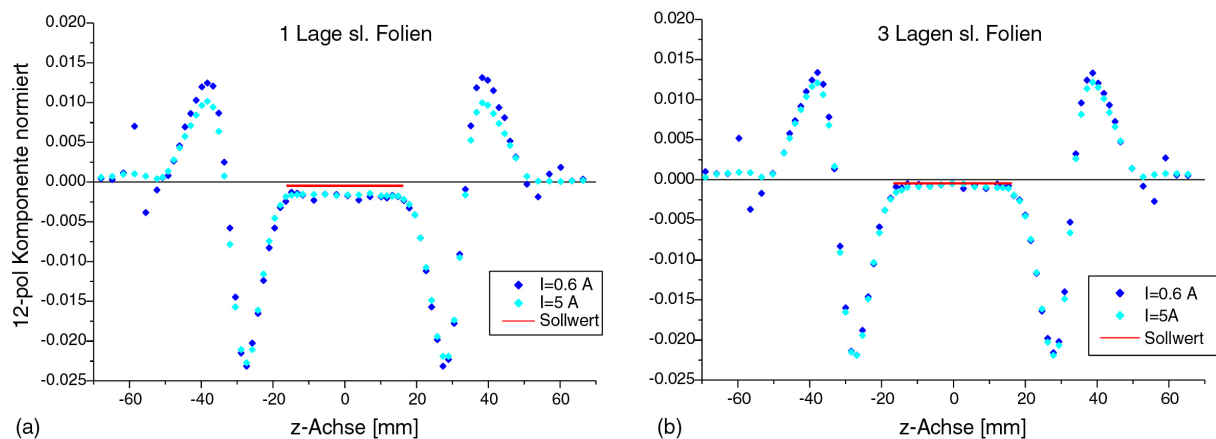


Abbildung 4.37: Vergleich der 12-pol Felder bei unterschiedlichen Strömen in den Primärspulen der Sektion 2. Bei der Messung (a) ist nur eine Lage der supraleitenden Folie vorhanden, bei (b) sind es 3 Lagen. Es zeigt sich da im Zentralfeld nur die Messung (b) gut mit der Sollwert (rote Linie) übereinstimmt. Im Randbereich erreicht die Messung bei 5 A nur in der Konfiguration mit 3 Folienlagen nahezu die gleiche positive Maximalamplitude, wie die Messung bei 0.6 A

4.4.7. Fazit

Das Magnetfeld der supraleitenden Multipollinse wurde mit dem Multipolanalysator umfangreich vermessen und charakterisiert. Das Ziel dieser Messungen war einerseits zu prüfen, ob die wesentlichen Designparameter eingehalten wurden. Andererseits konnten nur auf diese Weise die Wirkung und der Einfluß der neuartigen Mechanismen untersucht werden.

Es konnte experimentell bestätigt werden, daß mit allen drei Sektionen ein Magnetfeld von 1 T bei einem Polspitzenradius von 1 cm erreicht haben. Damit können Ionen mit einem Masse-Energieprodukt bis zu $160 \text{ MeV} \cdot u/q^2$ in einem Abstand von 170 mm nach der Linse fokussiert werden. Die auf die Quadrupolsektionen aufgeprägten Multipolkomponenten zur Korrektur der sphärischen Aberration der Linse weisen geringe Abweichungen zu den Sollwerten auf. Insbesondere der Wert der drei Oktupolanteile weicht weniger als $\pm 0,1 \%$

bezogen auf das Quadrupolfeld vom Designwert ab. Weiterhin konnte gezeigt werden, daß die mechanische Ausrichtung der drei Magnetsektionen in guter Übereinstimmung mit den Vorgaben liegt. Das betrifft sowohl den Winkel der Quadrupolfelder, als auch die Lage der drei optischen Achsen.

Es konnte experimentell nachgewiesen werden, daß in den supraleitenden Korrekturschleifen ein verlustfreier Strom induziert wird. Ferner wurde die Funktionsweise der supraleitenden Schalter, sowie die Möglichkeit Strom von außen in diese Schleifen einzuspeisen, erfolgreich bestätigt. Wie wirksam die Schleifen ihre eigentliche Funktion, Feldasymmetrien zu minimieren, erfüllen, konnte in den Magnetfeldmessungen nicht mit ausreichender Genauigkeit vermessen werden. Da hierfür jedoch eine aktive Korrekturmöglichkeit besteht, kann dieser Aspekt gut mit Hilfe von Strahlexperimenten behandelt werden.

Im letzten Abschnitt wurde dargestellt, daß die supraleitenden Folien einen eindeutigen Einfluß auf Formung der Magnetfelder haben. Im Zentralbereich der Polschuhe in z-Richtung schirmen sie effektiv Feldverzerrungen ab und beeinflussen das 12-pol Feld in der gewünschten Weise. Daher wurden in der supraleitenden Multipollinse in allen Sektionen drei Lagen Folien ohne Ringschluß verklebt. Im Randfeld zeigen sowohl die Messungen des Quadrupols als auch die des 12-pol Feldes deutliche Abweichungen vom theoretisch berechneten Verlauf. Hierfür ist zum einen die Form des Polschuhs jenseits der berechneten Randgeometrie verantwortlich. Andererseits ist zu vermuten, daß die Folien in einigen Bereichen keine ideale von Neumann'sche Randbedingung darstellen, da lokal die kritische Stromdichte überschritten werden könnte.

Bis auf diesen letzten Punkt erfüllt die supraleitende Multipollinse alle wesentlichen Spezifikationen. Der supraleitende Betrieb sowie die Einkühl- und Aufwärmzyklen verlaufen ohne jegliche Probleme. Damit ist die Linse einsatzbereit und kann in Experimenten mit dem Ionenstrahl ihre Leistungsfähigkeit unter Beweis stellen.

5. Charakterisierung des Rasterionenmikroskops

Im letzten Kapitel wurde ausführlich dargestellt, daß die supraleitende Linse, das zentrale Fokussierelement von SNAKE, einsatzbereit ist. Die Linse wurde zusammen mit verschiedenen anderen Komponenten am Münchner Tandembeschleuniger installiert. Zunächst werden alle Elemente erläutert, die sich rund um den Experimentierplatz gruppieren und die Voraussetzungen zum Mikroskopieren darstellen. Daran anschließend werden die ersten Fokussierien mit der supraleitenden Linse vorgestellt, sowie die Diagnostikverfahren beschrieben, mit denen der Strahl charakterisiert wurde. Schließlich werden erste Anwendungen präsentiert, die die neuartigen Mikroskopiermöglichkeiten an SNAKE demonstrieren.

5.1. Der Experimentierplatz

Der Experimentierplatz des Rasterionenmikroskops SNAKE befindet sich in Halle 1 am Münchner Tandembeschleuniger. Dort ist die supraleitende Linse in einem Helium-Bad-Kryostaten installiert (siehe Abbildung 5.1 a). Sie fokussiert den Ionenstrahl auf einen möglichst kleinen Punkt auf eine Probe, die in der Targetkammer (grün) ca. 100 mm nach der Trennwand zum Kryostat auf einem 4-Achsen Manipulator montiert ist. Vor der Linse gibt es zuerst eine magnetische und im Anschluß eine elektrische Ablenkeinheit, um den Strahl über die Probe zu führen. Der gesamte Aufbau steht auf einem schwingungsdämpfenden Tisch. In der Aufsicht (b) ist die Ausstattung der Targetkammer mit Detektoren und einem optischen Mikroskop sichtbar. Im folgenden sollen die wichtigsten Komponenten kurz vorgestellt werden.

5.1.1. Ablenkeinheit

Eine Ablenkeinheit ermöglicht es, den feinfokussierten Ionenstrahl relativ zur Probe zu verfahren und somit zweidimensionale Bilder von einer Probe aufzunehmen. Die Anforderungen sind zum einen, daß die minimale Schrittweite deutlich kleiner ist als die gewünschte Auflösung. Zum anderen sollen große Flächen einer Probe mit einer Einstellung abgetastet werden können, um die interessanten Gebiete lokalisieren zu können. Ein wesentlicher Punkt ist die Frequenz, mit der die einzelnen Bildpunkte (Pixel) abgerastert werden. Prinzipiell gibt es zwei mögliche Modi: Jedes Pixel wird genau einmal für eine längere Zeit bestrahlt oder alle Pixel werden mehrfach kurz beleuchtet. Es existieren jedoch einige Gründe, die für das letztere Verfahren des schnellen Abtastens sprechen:

- Starke Strahlstromschwankungen bzw. Aussetzer werden durch die mehrfache Belichtung der Bildpunkte herausgemittelt.
- Dem Experimentator steht schon nach kurzer Zeit ein komplettes Bild der Probe zur Verfügung, aus dem er Informationen gewinnen kann.

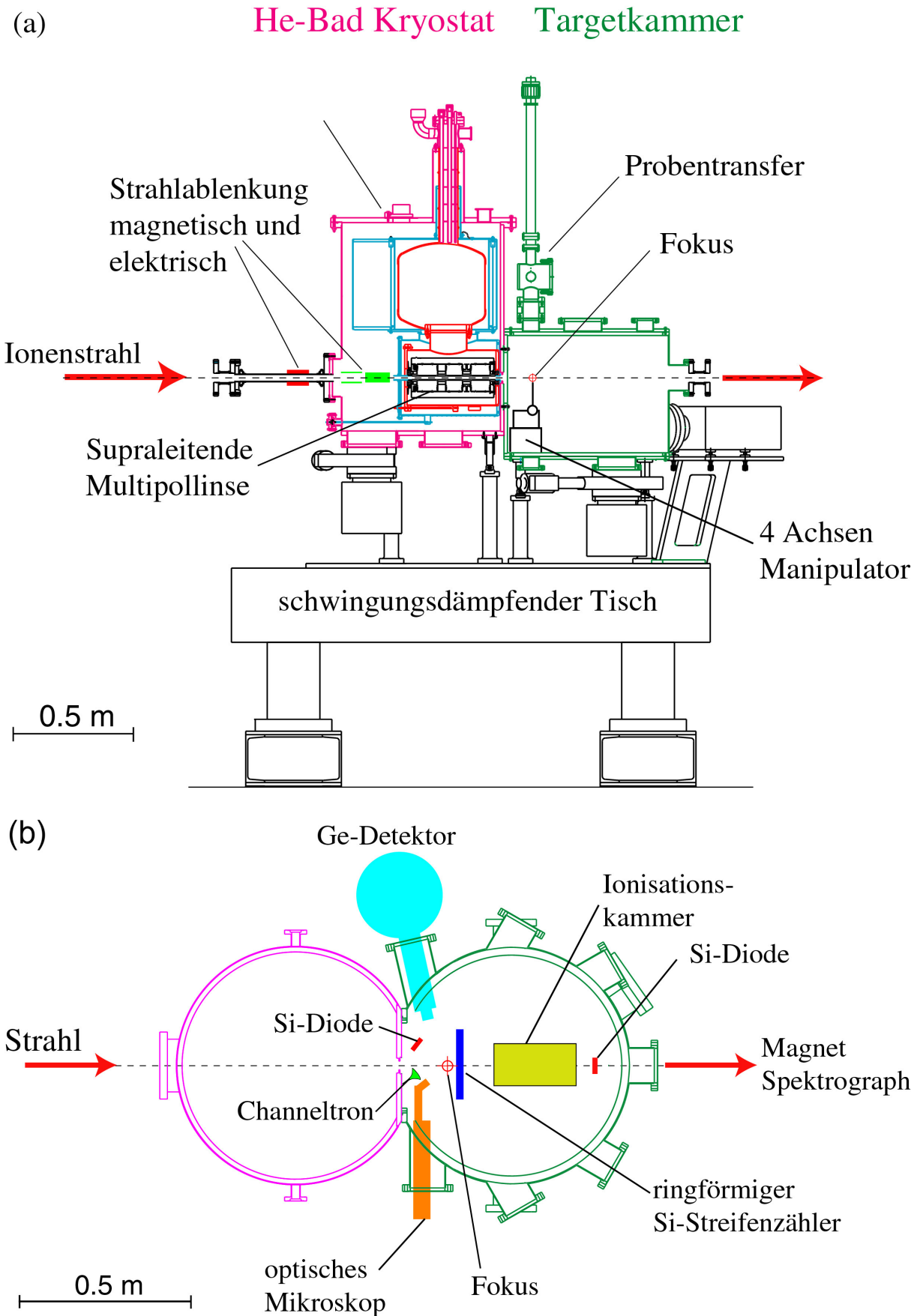


Abbildung 5.1: (a) Seitenansicht und (b) Aufsicht des Experimentierplatzes von SNAKE. Der Strahl tritt jeweils von links in den Kryostat (violett) ein, der die supraleitende Multipollinse enthält und wird auf den Fokus in der Targetkammer (grün) fokussiert

- Die von einem Mikrostrahl eingetragene Leistungsdichte kann aufgrund des mikroskopischen Strahlflecks sehr hoch sein, und eventuell die Probe lokal verändern. Wird der Strahl schnell über die Probe gerastert, so kann die mittlere Leistung pro Pixel reduziert werden.
- Beim Vergleich von Bildern am Anfang der Messung mit Bildern vom Ende können eventuelle Strahlungsschäden in der Probe festgestellt werden.

Die realisierten Werte für die Frequenz und Auslenkung, sollen im folgenden kurz dargestellt werden. Da die Anforderungen einer hohen Ortsauflösung und einer großen Bildfläche teilweise konträr sind, wurden für das Rasterionenmikroskop sowohl eine magnetische, als auch eine elektrische Ablenkeinheit installiert. Wegen der kurzen Fokallänge der supraleitenden Fokussierlinse ist es nicht möglich, die Ablenkeinheit nach der Linse zu positionieren. Daher wurden, wie bei fast allen Systemen üblich, die Ablenkeinheiten unmittelbar vor Eintritt in die Linse plziert. Diese Konfiguration hat jedoch den Nachteil, daß die Auslenkung des Strahls auf der Probe bei gleichem Ablenkkfeld vom Verkleinerungsfaktor der Abbildung in der jeweiligen transversalen Richtungen abhängt (siehe Tabelle 3.2). Es ergibt sich ein Verhältnis der Auslenkungen von ungefähr 6 : 1 für x : y-Richtung.

Die magnetische Einheit besteht aus einer ca. 130 mm langen Doppelspule die ein Dipolfeld in beiden transversalen Richtungen von maximal 27 mT erzeugen kann [Fisc]. Somit können 20 MeV Protonen theoretisch maximal $9 \times 1.5 \text{ mm}^2$ ausgelenkt werden. Die laterale Auflösung ist dabei auf ca. 1 μm begrenzt. Daher wird für die hochauflösenden Messungen ausschließlich die elektrische Ablenkeinheit verwendet. Sie besteht aus zwei Kondensatorplattenpaaren (Plattenabstand: 20 mm, Plattenlänge: 65 mm, Plattenkapazität: ca. 1 pF) die nacheinander um 90° gedreht angeordnet sind. Die Platten können von verschiedenen vorhandenen Hochspannungsgeräten zwischen 0.5 und 5 kV angesteuert werden. Damit ergeben sich für 20 MeV Protonen Auslenkungen von maximal 1300 $\mu\text{m} \times$ 240 μm und für 90 MeV Schwefel (8+) 2400 $\mu\text{m} \times$ 425 μm . Die minimalen Schrittweiten für den Schwefelstrahl betragen 60 nm bzw. 10 nm in x- und y-Richtung. Weitere detailliert Werte für die maximalen Auslenkungen und minimalen Schrittweiten sind im Anhang B aufgelistet.

Der limitierende Faktor bei der Abtastfrequenz ist das Laden der Platten⁵. Das Schnellste zur Verfügung stehende Hochspannungsgerät ist spezifiziert, den vollen Spannungshub in weniger als 15 ms zu schaffen. Nachdem in der Regel deutlich kleinere Hübe von einem Bildpunkt zum nächsten gefordert sind, reduziert sich diese Zeit entsprechend. So kann im Standardbetrieb mit Pixelfrequenzen von 100 Hz gerastert werden. Damit dauert die Erstellung eines einzelnes Bild von 100 auf 100 Pixel genau 100 s. Prinzipiell kann auch die Probe anstelle des Strahls bewegt werden. Die erforderlichen Werte für die Positioniergenauigkeit und die Schnelligkeit sind jedoch mechanisch nur mit hohem Aufwand zu erreichen.

⁵ Genaugenommen haben die Hochspannungskabel zu den Platten eine deutlich höhere Kapazität als die Platten selbst

Die Ansteuerung der Ablenkeinheiten erfolgt über die Eingabeoberfläche DDACControl [DDAC]. Hier werden die erforderlichen Parameter zum Abtasten einer Probe, wie Auslenkung, Schrittweite, Abtastfrequenz, eingegeben. Diese Software greift auf eine Digital-Analogkarte zu, welche die Hochspannungs- bzw. Konstantstromnetzgeräte ansteuert. Die Monitorsignale der Netzgeräte werden über eine Analog-Digitalkarte in die Datenaufnahme eingespeist, so daß zu jedem Ereignis in einem Detektor die aktuelle Position ausgelesen werden kann.

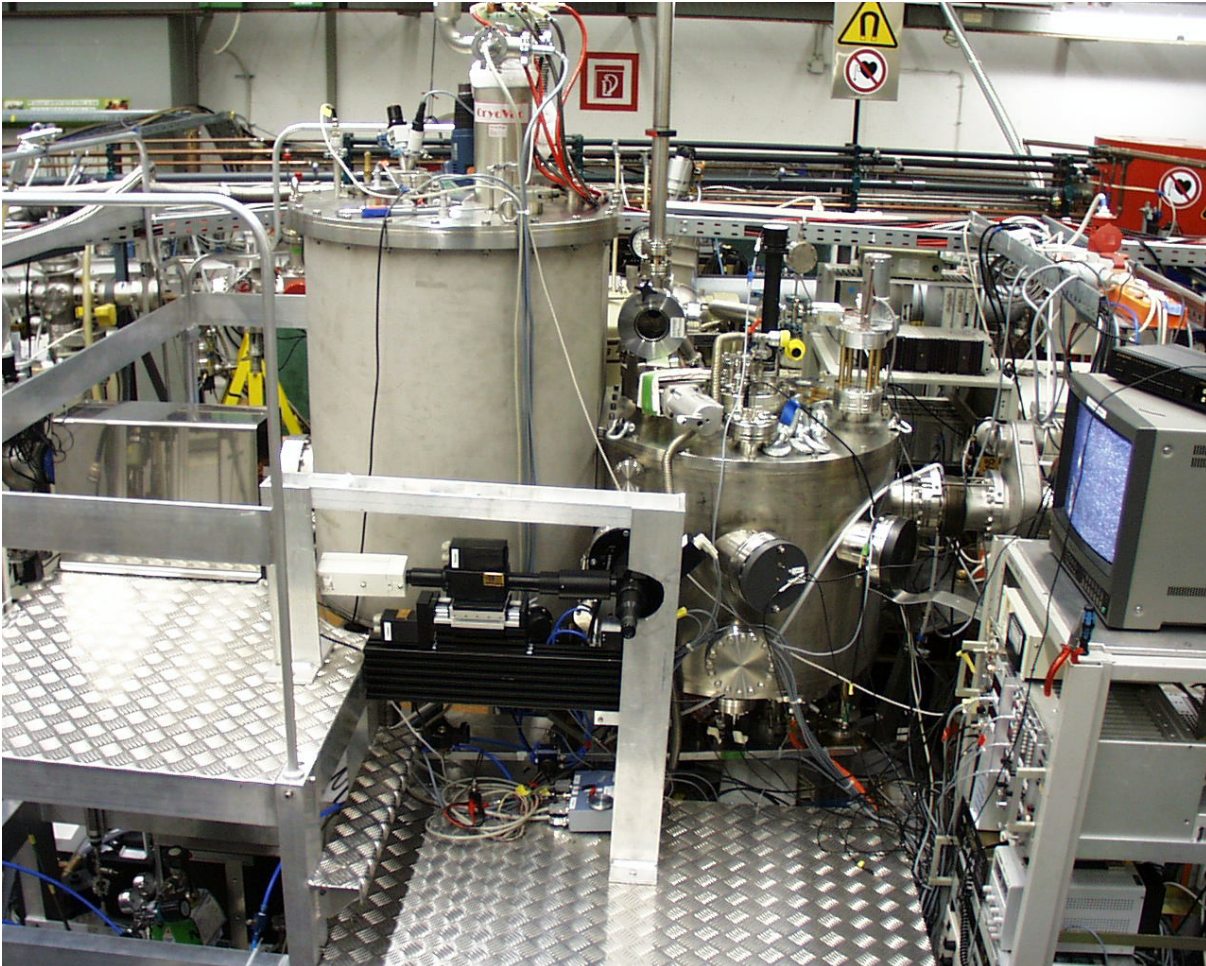


Abbildung 5.2: Foto des Experimentierplatzes am Münchner Tandembeschleuniger. Der Strahl tritt von links in den Kryostaten ein und wird dort von der supraleitenden Multipollinse in die Targetkammer fokussiert

5.1.2. Targetkammer

Die Targetkammer wurde im Vergleich zu anderen Mikrostrahlssystemen mit einem Durchmesser von 70 cm und einer Höhe von 60 cm verhältnismäßig groß gewählt. Das eröffnet die Möglichkeit, neben Manipulator und optischen Mikroskop, mehrere Detektoren gleichzeitig zu installieren und zu betreiben (siehe Abbildung 5.1 b). Somit können mehrere unterschiedliche Aspekte einer Probe simultan untersucht werden. Abbildung 5.2 zeigt eine Foto des gesamten Experimentierplatzes am Münchner Tandem Beschleuniger.

Proben Manipulator

Die Probe kann mit Hilfe eines 4-Achsen-Manipulators verfahren werden. Das geschieht in allen drei Raumrichtungen mit einer Schrittweite von 1 μm über eine Strecke von 50 bzw. 100 mm. Zusätzlich steht eine Rotationsachse zur Verfügung, so daß das Target in 0.01° Schritten um die vertikale Achse gedreht werden.

Optisches Mikroskop

Um zu beurteilen, wo sich die Probe relativ zum Strahl befindet, wurde ein optisches Long-Distance Mikroskop der Fa. TSO installiert, das von der Strahlseite unter einem spitzen Winkel von ca. 15° zur Strahlachse auf die Probe sieht. Das Bild wird mittels einer empfindlichen CCD-Kamera ausgelesen und besitzt dabei ein maximales Blickfeld von $750 \times 530 \mu\text{m}$. In der stärksten Vergrößerung mit einer optischen Auflösung von 3 μm ist das Blickfeld auf $190 \times 130 \mu\text{m}$ eingeschränkt.

Neben der Positionierung der interessanten Bereiche auf der Probe in x- und y-Richtung, bietet das Mikroskop auch die Möglichkeit, die Probe in z-Richtung zu justieren. Das Mikroskop hat eine Tiefenschärfe von ca. $\pm 50 \mu\text{m}$. Damit ist die Tiefenschärfe in der gleichen Größenordnung, wie die des Ionenstrahls bei maximaler Divergenz. Wird also die Fokalebene des Ionenstrahls in die Fokalebene des optischen Mikroskops gelegt, so können fortan alle Proben an die richtige Position in z-Richtung gebracht werden, indem sie in Strahlrichtung verfahren werden, bis sie im optischen Mikroskop scharf erscheinen.

Detektoren

Die Detektorausstattung der Targetkammer von SNAKE ist ausführlich in der Doktorarbeit von O. Schmelmer beschrieben [Schm01b]. Um jedoch die im folgenden vorgestellten Experimente besser zu verstehen, werden hier alle Detektoren mit ihren jeweiligen Einsatzgebieten kurz aufgelistet (vgl. Kapitel 2.1):

- **Ge-Detektor für PIXE und PIGE:** Der high-purity Germanium Detektor kann Röntgen- und Gammaquanten mit einer Energie von etwa 5 keV bis ca. 10 MeV nachweisen. Damit ist es möglich, zweidimensionale Elementverteilungen in Proben zu vermessen. Dabei wird für Elemente mit $Z > 20$ die PIXE-Methode [Schm01a], sowie für ausgewählte leichte Isotope PIGE verwendet.
- **Rückstreu-Diode für RBS und Transmissions-Diode für STIM Messungen:** Hierfür sind zwei 1 mm dicke und 1 cm^2 große Silizium PIN-Dioden eingebaut, um Projektile oder Ejektile nachzuweisen. Ein Zähler ist in Rückwärtsgeometrie für RBS-Messungen angeordnet und einer in Transmissionsgeometrie für STIM-Experimente.
- **Ringförmiger Si-Streifenzähler für Proton-Proton-Streuung:** Dieser Detektor wird hauptsächlich für die Messungen zum Wasserstoffnachweis verwendet [Reic99]. Es ist ein in 48 Ringe und 16 Sektoren segmentierter Siliziumzähler mit einem Durchmesser von 70 mm, einem Loch \varnothing 20 mm und einer Dicke von 300 μm . Bei einer Positionierung von 20 mm hinter dem Target deckt er einen Raumwinkel von 2.3 sr ab.

Dieser Zähler kann auch zum Nachweis von weiteren Streueignissen und Reaktionen der Projektile in der Probe eingesetzt werden.

- **Gasdetektor:** Ebenfalls in Transmission befindet sich ein Gasdetektor mit 20 cm „Gaslänge“ [Schm01b]. Er kann als Ionisationskammer oder Proportionalzähler betrieben werden und dient ebenfalls zum Nachweis der transmittierten Strahlteilchen. Gegenüber einem Festkörperdetektor werden hier keine Strahlenschäden induziert. Die maximale Ionendosis ist somit unbeschränkt.
- **Channeltron für Sekundärelektronen:** Von der Strahlseite ist in der Nähe der Probe ein Channeltron montiert. Es ist in der Lage, Sekundärelektronen nachzuweisen, die von der Probenoberfläche emittiert werden.

5.1.3. 0°-Spektrograph

Als weiterer Detektor in Transmissionsrichtung dient ein Magnet-Spektrograph, der sich in 0°-Richtung nach der Targetkammer befindet (siehe Abbildung 3.1 und Abbildung 3.3). Er besteht aus einem 90° Magneten mit zwei vorangestellten Quadrupolsingletts und einem ortsempfindlichen Detektor in der Fokalebene [Haupt99]. Der Spektrograph trennt die Ionen nach Verhältnis von Impuls zur Ladung. Bei bekannter Masse und Ladungszustand des Ions, eignet er sich hervorragend für hochauflösende Energiemessungen, wobei die erreichbare Energieauflösung um mindestens eine Größenordnung besser ist als bei konventionellen Siliziumdetektoren [Frey96].

5.2. Fokusprozedur

Die ersten Schritte, um einen fein fokussierten Ionenstrahl auf dem Target zu produzieren, sind im Prinzip unabhängig von der gewählten Ionensorte und Ionenenergie. Die im folgenden beschriebenen Experimente wurden, sofern nicht explizit erwähnt, mit einem 90 MeV Schwefelstrahl (Masse-Energieprodukt von 45 MeV·u) durchgeführt. Die Untersuchungen des Strahls wurden je nach Anforderungen und Zielsetzung entweder in einstufiger oder zweistufiger Abbildung durchgeführt. In die gewünschte Fokalebene wird zunächst ein CsI-Kristall eingebaut, der beim Ionenbeschuss als Leuchtschirm fungiert. Er kann entweder mit einer CCD-Kamera hinter dem Schirm betrachtet werden, (Ausschnitt 15 × 15 mm) oder mit dem optischen Mikroskop. Abbildung 5.3 zeigt schematisch die Ionenoptik der einstufigen Abbildung, die für die ersten Experimente bevorzugt wurde.

Zunächst muß sichergestellt sein, daß ab den Objektschlitzen für die Ionenoptik von SNAKE alle magnetischen und elektrischen Strahlführungselemente kein relevantes Feld mehr aufweisen (siehe Kapitel 3.3). Die Objekt- und Divergenzschlitze, sowie die Apertur der supraleitenden Linse müssen kollinear positioniert werden. Dazu wurden beim Aufbau des Experiments alle Elemente mittels eines optischen Fernrohres auf besser als einen ± 0.5 mm transversalen Versatz angeordnet. Um die Fokussiereinheit im mikroskopischen Maßstab auszurichten, hilft die Methode der Linienfoci [Grim84]. Dazu wird der Reihe nach jeweils eines der drei Quadrupolsingletts erregt, bis sich ein Linienfokus auf einem Leuchtschirm in der Fokalebene ergibt. Durch mechanisches Verschieben der Linse ist es möglich, daß alle horizontalen und vertikalen Linienfoki aufeinander zu liegen kommen. Die erreichte

Abweichung der horizontalen und vertikalen Linienfoki beträgt weniger als $10\ \mu\text{m}$, so daß keine meßbaren Abbildungsfehler erzeugt werden sollten [Grim84].

Die Divergenzschlitze werden so eingestellt, daß die finale Fokussierlinse optimal ausgeleuchtet ist und keine Ionen das Keramikrohr treffen. Um sicher zu gehen, daß keine Aufladungseffekte der Keramik auftreten, wurde in das Keramikrohr eine vergoldetes Aluminiumrohr eingeschoben. Es ergibt sich ein maximaler Ausleuchtung von ca. $10 \times 6\ \text{mm}^2$ bei Eintritt in die Linse (vergleiche Tabelle 3.1).

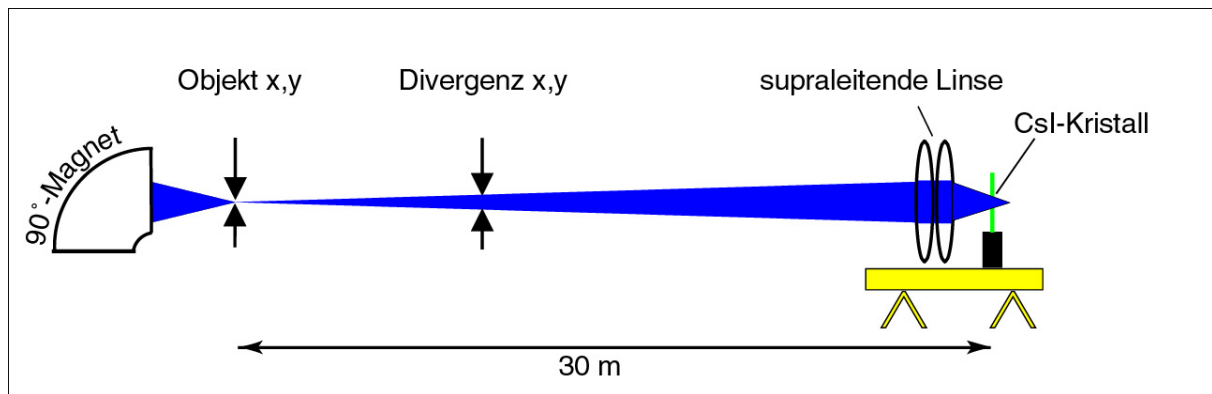


Abbildung 5.3: Prinzip der einstufigen Strahloptik. In der Fokalebene wird ein CsI-Kristall als Leuchtschirm aufgestellt, um die Form des Strahles zu charakterisieren

5.2.1. Online Korrekturen

Die eigentliche Fokusprozedur besteht darin, die drei Quadrupolsingletts der Multipollinse so zu erregen, daß sich bei ortsfestem Strahl ein minimaler Strahlfleck in der Fokalebene ergibt. Um die bestmögliche Fokussierung zu erreichen, ist es wichtig, Methoden zur Verfügung zu haben, mit denen die wesentlichen Parameter schnell und optimal eingestellt werden können. Die direkte optische Beurteilung der Auswirkung einer Änderung über das Mikroskop, ist vor allem hinsichtlich der Schnelligkeit die effizienteste Methode, zumindest solange der Strahlfleck vernünftig beobachtet werden kann.

Abbildung 5.4 a zeigt das Fluoreszenzlicht eines noch unterfokussierten Ionenstrahls. Dieser Strahl sollte eine rechteckige Form aufweisen, da er das Bild der rechtwinklig angeordneten Divergenzschlitze darstellt. Es zeigt eine starke Verkippung der beiden vertikalen Kanten. Dieser Typ von Abbildungsfehler entsteht, wenn entlang des Strahlengangs inhomogene Felder mit ungeradzahligem Multipolordnungsgrad vorhanden sind. Der dominanteste Beitrag ist durch Sextupolfelder gegeben. Es läßt sich ohne weitere Information nicht entscheiden, ob diese Verzerrung aufgrund von Feldasymmetrien in der Linse oder durch Störfelder auf dem Weg zur Linse zustande kommen. Das Problem dieser Aberration ist, daß sie in ihren Dimensionen absolut erhalten bleibt, auch wenn der Strahl weiter fokussiert und damit verkleinert wird. Diese Aberration stellt somit das Limit der Strahlfleckgröße dar. Daher ist es nötig, die Verzerrung bestmöglich zu korrigieren.

Es wurde in Kapitel 4.2.4 ausführlich diskutiert, daß die Feldsymmetrie der Linse ein entscheidender Parameter für die abbildenden Eigenschaften ist. Die supraleitenden Korrekturschleifen nehmen dabei eine wichtige Rolle ein. Bei der Aufnahme in Abbildung

5.4 a wurde die Linse so erregt, daß die supraleitenden Korrekturschleifen selbsttätig eine symmetrische Feldverteilung herstellen. Löscht man die gespeicherten Ströme in allen 12 Schleifen, in dem die Heizwiderstände eingeschaltet werden, so ergibt sich Abbildung 5.4 b. Die Verzerrung hat sich deutlich verringert, ist aber nicht komplett beseitigt. Diese Veränderung bestätigt, was schon die Magnetfeldmessungen gezeigt haben. Es werden Ströme in den supraleitenden Schleifen induziert, die Multipolfelder hervorrufen. Die Auswirkungen auf die Form des Strahlflecks sind deutlich sichtbar. Es liegt jedoch die Vermutung nahe, daß die Korrekturschleifen, wenn sie als automatische Korrektur verwendet werden, eher die Symmetrie verschlechtern.

Wie in Abschnitt 4.2.3 beschrieben, wurde die Möglichkeit geschaffen, jeweils zwei Schleifen pro Magnetsektion von außen mit Strom zu versorgen. Damit können die Schleifen auch als aktive Korrektur Elemente benutzt werden. Abbildung 5.5 a-d zeigt eine Serie bei verschiedenen Stromeinstellungen in den Korrekturschleifen der Sektion 1. Dabei ist zu erkennen, daß man mit den zwei senkrecht zueinander orientieren Schleifen, sowohl die vertikalen Kanten (b) als auch die horizontalen Kanten (c) beeinflussen kann. Durch eine Kombination von beiden Schleifen mit Strömen im Bereich von 100 mA läßt sich die trapezförmige Verzerrung korrigieren. Übrig bleibt schließlich ein kissenförmiges Strahlprofil (siehe Abbildung 5.5 d), das mit den Schleifen nicht korrigiert werden kann.

Diese Form des Strahlflecks deutet auf einen sphärischen Abbildungsfehler hin, der sich ergibt, wenn eine rechteckige Blende abgebildet wird. Bei einer reinen Quadrupollinse würde diese Krümmung viel deutlicher ausfallen. Die implementierten Multipolkorrekturen verbessern die Situation, sind aber nicht perfekt, wie schon die Messungen in Abschnitt 4.4.4 zeigen. Eine Variation der Oktupolfelder kann diesen Fehler in erster Ordnung korrigieren. Aufgrund der fest auf den Polschuhen aufgeprägten Oktupolstärke bei SNAKE, ist das jedoch nicht direkt möglich. Es steht dennoch ein Parameter zur Verfügung, der in einem gewissen Bereich eine Korrektur ermöglicht.

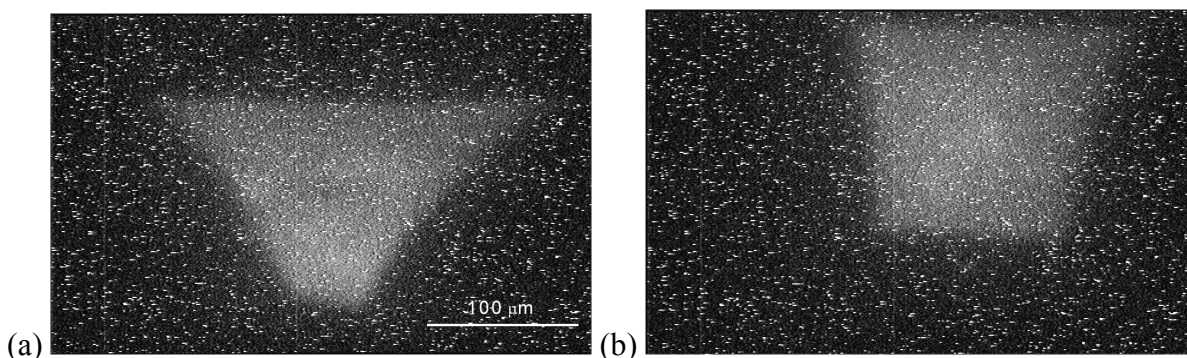


Abbildung 5.4: Fluoreszenzlicht des Strahls erzeugt in einem CsI-Kristall. Mit allen Korrekturschleifen aktiv (a) und alle Korrekturschleifen ausgeschaltet (b)

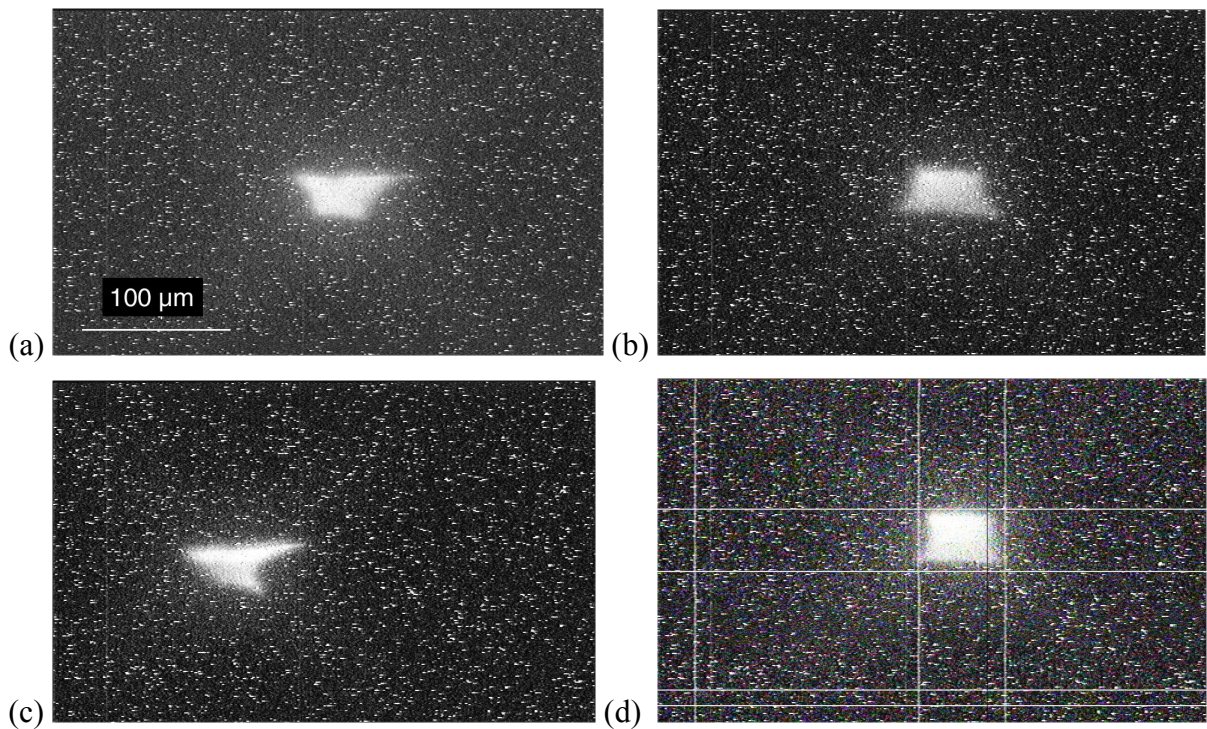


Abbildung 5.5: Veränderung der Strahlform bei unterschiedlichen Strömen in den Korrekturwindungen der Sektion 1. (a) kein Strom, (b) Schleife 1: + 250 mA, (c) Schleife 2: + 250 mA, (d) Schleife 1: + 200mA und Schleife 2: - 70 mA

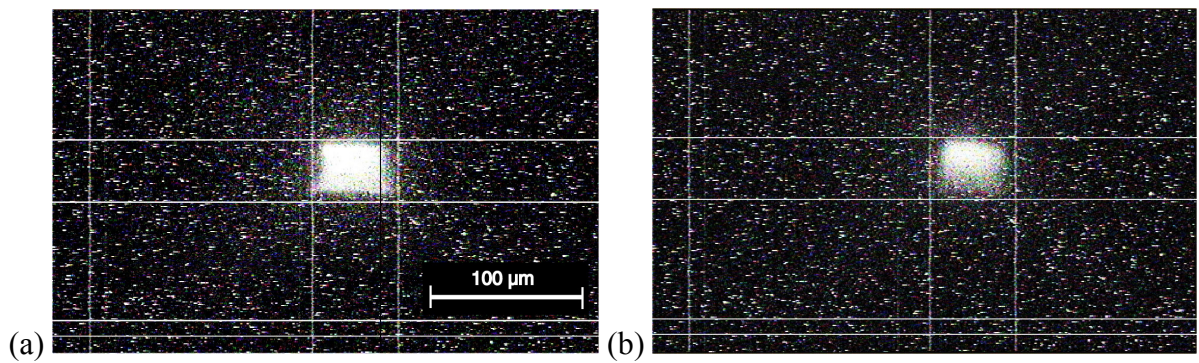


Abbildung 5.6: Überführung eines kissenförmigen Strahlflecks (a) in einen tonnenförmigen Strahlfleck (b) durch Variation der Ströme in den Sektionen 2 und 3

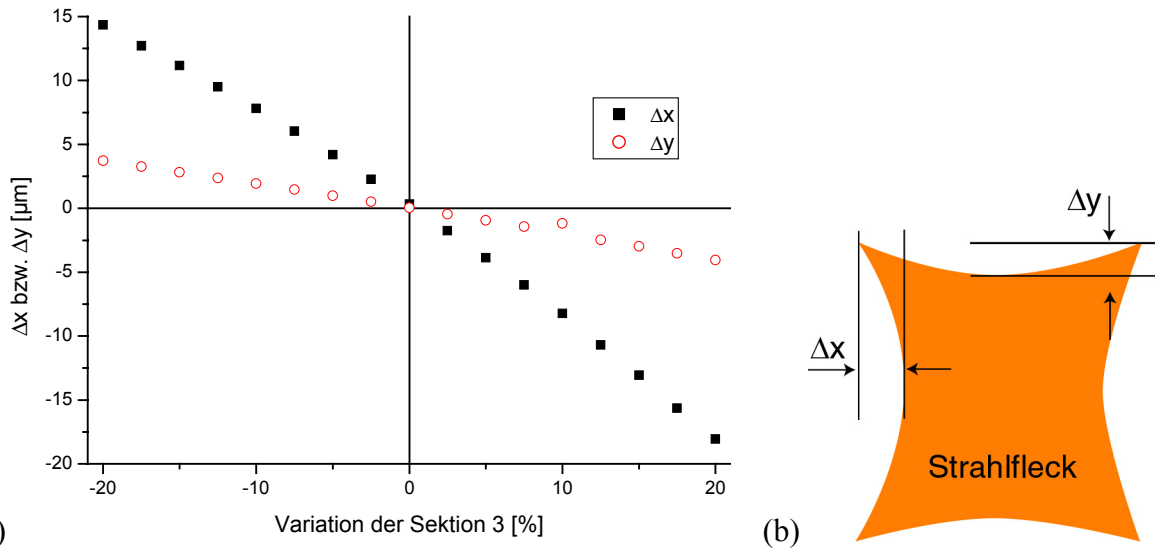


Abbildung 5.7: (a) Variation des Stromes in der Sektion 3 zur Korrektur einer tonnen- oder kissenförmigen Verzeichnung. Die Werte Δx und Δy sind simulierte Daten aus dem Programm QTRACE und sind in (b) definiert

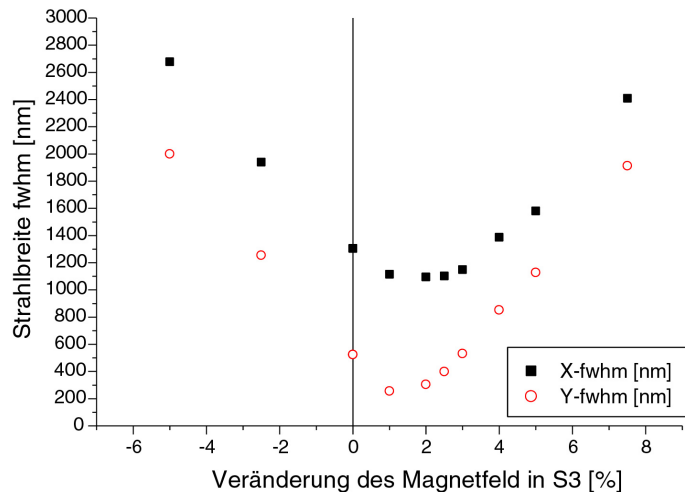


Abbildung 5.8: Simulierte Strahlbreite in der Fokalebene in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke in Sektion 3. Als Ausgangspunkt wurden die, in der Linse offline gemessenen Multipolfelder verwendet. Es zeigt sich, daß bei ca. 1 bis 2 % Differenz zum ursprünglichen Wert für Sektion 3 ein neues Minimum der Strahlfleckgröße zu finden ist

Die Sektionen 2 und 3 der Linse sind, was das Quadrupolfeld anbelangt, gleich gepolt, haben aber unterschiedliche Vorzeichen ihrer jeweiligen Oktupolkomponenten (vgl. Tabelle 4.2). Wird in einer Sektion der Strom auf Kosten der anderen Sektion erhöht, so lassen sich diese beiden Oktupolfelder gegeneinander ausspielen. Auf diese Weise können kissenförmige Verzeichnungen in tonnenförmige übergeführt werden und umgekehrt. Dieses Verhalten kann sowohl experimentell mit dem Ionenstrahl nachvollzogen werden (Abbildung 5.6) als auch in den Raytracing-Simulation. Abbildung 5.7 a zeigt wie sich die Größen Δx und Δy ausgehend von einem idealen Strahl verändern, wenn die Sektion 3 variiert wird⁶. Δx und Δy sind dabei so definiert, daß ein positiver Wert einer Kissenform entspricht (Abbildung 5.7 b). Die Strahlfleckform in Abbildung 5.6 (a) - bei symmetrischer Erregung der Sektionen 2 und 3 -

⁶ Die Ströme in den Sektionen 1 und 2 müssen angepaßt werden, damit sich wieder ein optimaler Fokus ergibt.

zeigt an, daß die Form kissenförmig ist. Nach Abbildung 5.7 (a) muß der Strom in Sektion 3 erhöht werden, um eine Verbesserung zu erreichen. Abbildung 5.8 demonstriert am Beispiel der Simulation des Strahlprofils für die gemessenen Multipole in der Linse, daß auch rechnerisch die Halbwertsbreite des Strahls mit einem höheren Strom in Sektion 3 verbessert werden kann. Es ergibt sich ein Minimum der Strahlfeckgröße etwa zwischen 1 % und 2 % Felderhöhung in Sektion 3. Dabei wird der Strahldurchmesser in y-Richtung ungefähr halbiert, in x-Richtung um 15 % reduziert.

Grenzen der optischen Charakterisierung

Anhand der Bilder aus Abbildung 5.6 ist zu erkennen, daß die optische Strahlcharakterisierung auch schon bei Strahlflecken im Bereich zwischen 10 und 50 µm eingeschränkt ist. Das hat folgende Gründe:

- Das Einstellen von Leuchtintensität und Kontrast ist schwierig. Bei einer zu hohen Strahlstromdichte verliert der CsI-Kristall durch Aufladungseffekte innerhalb von Sekunden seine Leuchtkraft, so daß keine oder nur sehr wenig Lichtausbeute übrig bleibt. Dieses Problem ist um so kritischer, je kleiner der Strahlfleck wird.
- Aus der vorangegangenen Diskussion geht hervor, daß Verzerrungen möglichst auf besser als ein Mikrometer charakterisiert bzw. korrigiert werden müssen. Die Ränder der Kontur sind jedoch nicht scharf. Das liegt unter anderem an der lateralen Aufstreuung des Strahls in der Probe (bei 90 MeV Schwefel in CsI ca. 1.24 µm), sowie an der Strahldivergenz (± 0.5 µm in einer Tiefe von 25 µm, was der Reichweite der Schwefelionen entspricht). Zusätzlich blickt das optische Mikroskop unter einem Winkel von ca. 15° auf die Probe und sieht somit das tiefer in der Probe erzeugte Licht seitlich versetzt. Diese Probleme verstärken sich mit der Reichweite der Ionen. Schließlich ist man durch die Auflösungsgrenze des optischen Mikroskops von ca. 3 µm begrenzt.

Abbildung 5.9 zeigt einen mit den beschriebenen optischen Methoden bestmöglich präparierten Strahlfleck. Um den Strahlfleck auch im Submikrometerbereich optimal zu fokussieren, sowie die exakten Strahlfleckdimensionen zu ermitteln, müssen andere Methoden herangezogen werden.

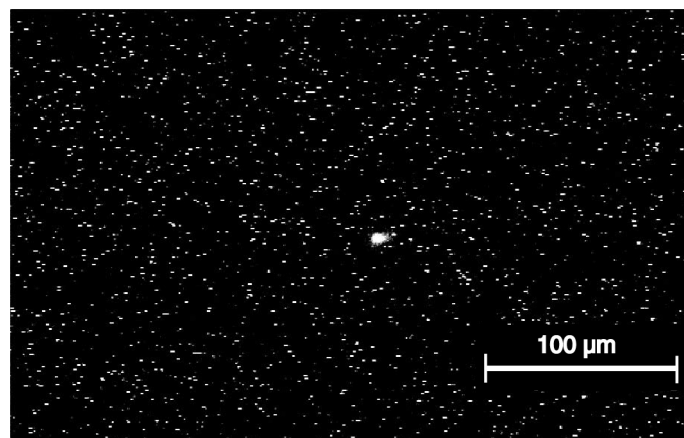


Abbildung 5.9: Bestmöglich fokussierter Ionenstrahl mittels der optischen Methode

5.2.2. Strahlprofil mit Lochblende

Eine Methode, um ein Intensitätsprofil des Strahles im Fokus zu generieren, soll hier vorgestellt werden. Dazu wird anstelle des Leuchtschirms eine Lochblende in der Fokalebene plziert. Der Lochdurchmesser sollte deutlich kleiner gewählt werden als der abzubildende Strahlfleck. Ein Teilchendetektor in Transmission zählt die durch das Loch transmittierten Ionen (siehe Abbildung 5.10). Wird der Strahl mittels der Ablenkeinheiten über das Loch getastet und die Zählrate im Detektor mit der Strahlposition kombiniert, so erhält man eine zweidimensionale Karte mit einer Intensitätsverteilung des Ionenstrahls.

Bei dieser Methode ist es entscheidend, daß nur Ionen, die das Loch ungehindert passieren, gezählt werden. Typischerweise werden hochenergetische Ionen in den verwendeten Blendenmaterial für Löcher im Mikrometermaßstab nicht vollständig gestoppt. Ionen, die die Folie passiert haben, müssen entweder über eine Energiebedingung aussortiert oder z.B. mittels eines Magnetfeldes abgetrennt werden. Bei SNAKE werden diese Messungen mit 0° -Spektrograph durchgeführt. Er besitzt eine hohe Dispersion, so daß alle Ionen mit einem relativen Energieverlust von mehr als 1.4 % [Haupt] nicht mehr in den Detektor gelangen. Bei Projektilen, die noch Hüllenelektronen enthalten, ergibt sich zusätzlich der Vorteil, daß diese auch bei der geringsten Wechselwirkung mit der Probe den Ladungszustand wechseln, sofern sie nicht mit dem mittleren Ladungszustand eingeschossen wurden. Damit sind sie in jedem Fall außerhalb der Akzeptanz des Spektrographs.

In Abbildung 5.11 ist eine so gewonnene Strahlintensitätskarte eines 90 MeV Schwefelstrahls durch eine $3 \mu\text{m}$ Lochblende demonstriert. Der Strahl hat eine Ausdehnung von $30 \times 10 \mu\text{m}^2$ und ist deutlich unterfokussiert. Der Vorteil gegenüber der optischen Beobachtung ist, daß die Kontur des Strahl besser charakterisiert werden kann. Die Auflösungsgrenze ist dabei nur durch die Randschärfe des Lochs limitiert. Damit ist man in der Lage Korrekturen über die Schleifen, oder die Ströme der drei Magnetsektionen gezielt vorzunehmen. Außerdem kann man testen, wie die Strahlintensität verteilt ist. Der Nachteil dieses Verfahrens ist, daß es im Vergleich zur optischen Charakterisierung wesentlich langsamer von statten geht. Je nach erwünschter Statistik dauert es einige Minuten, um ein Strahlprofil aufzunehmen.

In leicht abgewandelter Form eignet sich diese Methode auch als schnelle Fokussierhilfe. Die Lochblende wird dazu in die Mitte des stationären Strahls postiert. Die drei zur Verfügung stehenden Linsenströme werden nun so variiert, daß die Zählrate im Transmissionsdetektor maximal wird. Für diese Variante ist es unabdingbar, daß nur Teilchen, die das Loch passiert haben, in den Detektor gelangen.

In ähnlicher Weise kann diese Methode auch mit einem inversen Signal betrieben werden. Dazu verwendet man anstelle eines Transmissionsdetektors beispielsweise einen Zähler in Streugeometrie oder einen Detektor für Sekundärelektronen. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit treffen Ionen, die in der Folie gestreut werden, den Detektor bzw. lösen Sekundärelektronen aus. In diesem Fall ist der Strahl optimal fokussiert, wenn die Zählrate im Detektor minimal ist.

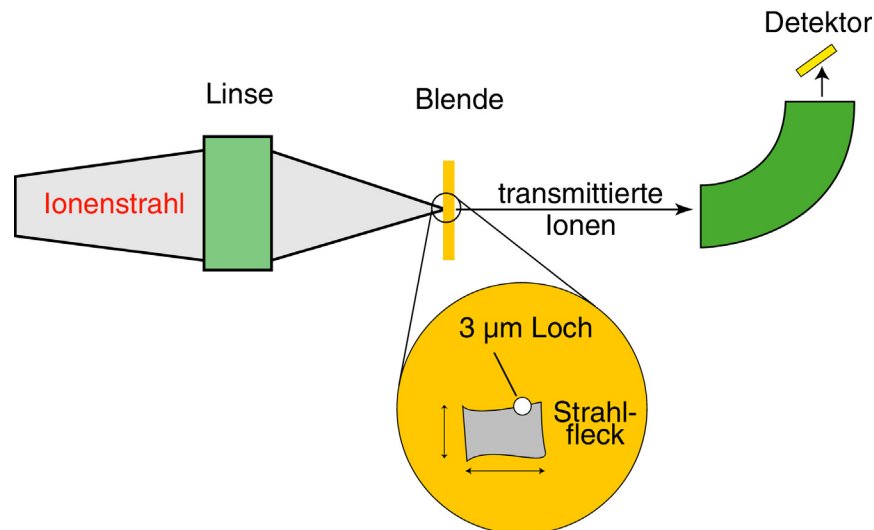


Abbildung 5.10: Prinzip der Messung einer Strahlintensitätskarte. In der Fokalebene befindet sich eine Lochblende, über die der Strahl getastet wird. Die Zahl, der in Transmission aufgenommenen Teilchen, ist proportional zur Strahlintensität an dieser Stelle

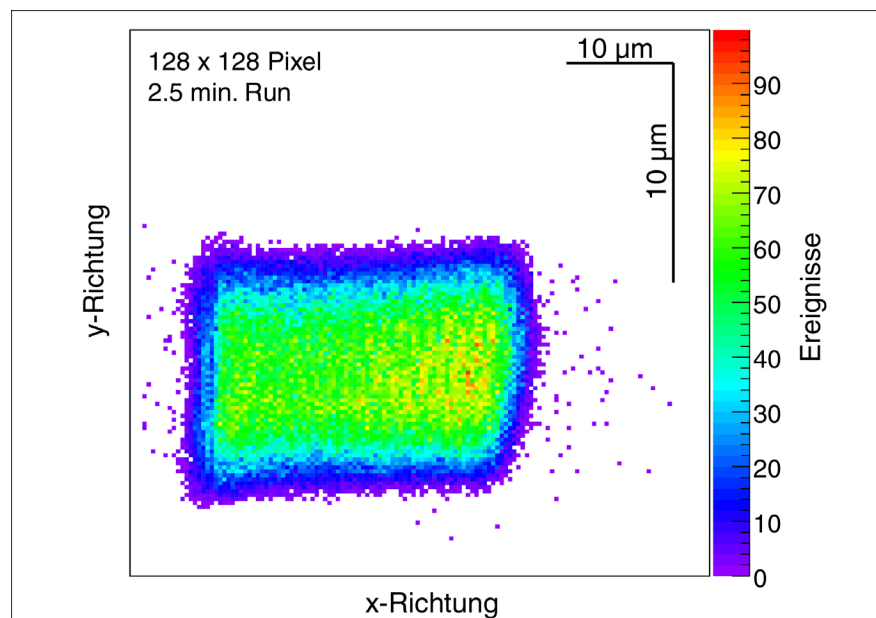


Abbildung 5.11: Intensitätskarte eines ca. $30 \times 10 \mu\text{m}^2$ großen Strahlflecks, aufgenommen in Transmission durch ein $3 \mu\text{m}$ Loch

5.3. Das Auflösungsvermögen des Rasterionenmikroskops

All diese oben beschriebenen Verfahren wurden angewendet, um den Ionenstrahl optimal zu fokussieren. Bevor nun die Methoden zur quantitativen Charakterisierung der lateralen Auflösung vorgestellt werden, sollen zuerst die zwei Experimentiermodi diskutiert werden, in denen ein Rasterionenmikroskop typischerweise betrieben wird.

5.3.1. Zwei Experimentiermodi

Wie bereits in den Anfangskapiteln beschrieben, werden bei einem Rasterionenmikroskop unterschiedlicher Experimentiermethoden angewandt. Bezüglich des Strahlstromes und damit

der Strahlqualität, läßt sich der Betrieb eines Rasterionenmikroskops im wesentlichen in zwei Experimentiermodi einteilen.

➤ Volle Ausleuchtung der Linse \Rightarrow maximaler Strahlstrom

Dieser Modus ist für alle Experimente maßgeblich, in denen Reaktionen mit Wirkungsquerschnitten in der Größenordnung 1 barn und darunter ausgenutzt werden, um beispielsweise Elemente in Proben nachzuweisen. Um ein hochauflösendes zweidimensionales Bild einer Probe in akzeptablen Meßzeit aufnehmen zu können, ist der maximal verfügbare Strahlstrom erforderlich. Dieser wird erreicht, wenn die Linse maximal ausgeleuchtet wird. Im Prinzip stellt - neben den lokalen, thermischen Belastungen der Probe - nur der vom Beschleuniger maximal zur Verfügung gestellten Strahlstrom eine Obergrenze dar. Typische Strahlströme für Analysen im Mikrometerbereich betragen 1 pA bis 1 nA.

➤ Minimale Ausleuchtung der Linse \Rightarrow Einzelionenmodus

Im sogenannten Nadelstrahlmodus (im engl. auch „pencilbeam“) wird der Strahlstrom gegenüber dem ersten Modus drastisch reduziert. Das betrifft Experimente, bei denen jedes einzelne Teilchen, das mit der Probe interagiert, auch nachgewiesen wird. Der maximale Teilchenfluß wird also in diesem Fall durch die maximale Datenrate der Datenaufnahme bestimmt. An SNAKE sind Teilchenströme von maximal 10000 Ionen pro Sekunde verarbeitbar. In Bestrahlungsexperimenten kann bei diesem Modus im Extremfall nur noch ein einzelnes Ion pro Bestrahlung benötigt werden. Ein Beispiel hierfür sind die Untersuchungen zur Schädigung biologischer Zellen.

	Elementanalytik	Einzelionen
Experimente	PIXE, PIGE, NRA, RBS	STIM, SEU, Radiobiologie
Strahlstrom	\sim 1 pA bis 1 nA	0 bis 10 kHz
Eingangs-Strahldivergenz	maximal ca. 0.2 mrad	minimal: $<$ 10 μ rad
Auflösung dominiert durch	Aberration der Ionenoptik, Abbildungsmaßstab	alle genannten Faktoren

Tabelle 5.1: Vergleich der beiden typischen Experimentiermodi bei Rasterionenmikroskopen

Die beiden Modi sind also im wesentlichen durch den benötigten Strahlstrom charakterisiert. Der maximal zur Verfügung stehende Strahlstrom ist nur durch die Brillanz des Ionenstrahls beschränkt. Eine Reduktion des Strahlstrom ist am einfachsten durch Schließen der Divergenzschlitze und - für starke Reduktion - der Objektschlitze zu erreichen (siehe Tabelle 5.1). Die Öffnung der Divergenzschlitze und damit die Ausleuchtung der Fokussierlinse hat einen erheblichen Einfluß auf die laterale Auflösung. Bei voller Ausleuchtung der Linse wird die Auflösung im wesentlichen durch den Strahldurchmesser in der Fokalebene dominiert. Wird die Divergenz eingeschränkt, verringern sich der Einfluß der Abbildungsfehler der Linse. Andere Einflußgrößen, wie sie in Abschnitt 3.2 diskutiert wurden, nehmen eine bedeutende Rolle für die Gesamtauflösung des Systems ein. Typischerweise werden im Einzelionenmodus höhere Auflösungen erreicht. In der nachfolgenden Diskussion über das

Auflösungsvermögen von SNAKE wird daher ebenfalls zwischen diesen zwei Modi unterschieden.

5.3.2. Bestimmung des Strahlprofils

Eine genaue Aussage über das Strahlprofil erhält man, wenn der Strahl über eine bekannte Struktur gerastert wird. Dabei bieten sich Linienscans in horizontaler und vertikaler Richtung über feine Gitterstäbe an. Werden beispielsweise die transmittierten Ionen in Abhängigkeit des Strahlortes auf der Probe gezählt, so kann daraus die laterale Auflösung bestimmt werden. Die erhaltene Zählrate $I(x)$ in Abhängigkeit einer lateralen Ortskoordinate ist eine Faltung aus dem eigentlichen Strahlprofil $s(x)$ mit dem Profil des Gitterstabs $g(x)$.

$$I(x) = \int_a^x s(\zeta) \cdot g(x - \zeta) d\zeta \quad (5.1)$$

Im einfachsten Fall stellt der Gitterstab eine Treppenfunktion dar und das Strahlprofil wird als gaußförmig angenommen. Damit ergibt sich für die Funktion $I(x)$ das Gauß'sche Fehlerintegral.

$$I(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{(\zeta-x_0)^2}{2\sigma^2}} d\zeta \quad (5.2)$$

Die volle Halbwertsbreite (fwhm) eines angenommenen, gaußförmigen Strahlprofils ergibt sich aus der Standardabweichung σ multipliziert mit einem Faktor 2.35. Innerhalb dieser Breite befindet sich mehr als 76 % aller Strahlteilchen. Zwei beliebig scharfe Strukturen in diesem Abstand können unter diesen Voraussetzungen noch aufgelöst werden.

In der Realität hat man keine ideale, treppenförmige Referenzstruktur zur Verfügung. Das bedeutet, eine Gitterkante mit einer Anstiegsflanke verbreitert die gemessene Profil und spiegelt somit eine schlechtere Auflösung wieder. Um also Auflösungen im Submikrometerbereich mit hoher Genauigkeit zu vermessen, werden Referenzstrukturen gebraucht, deren Kanten deutlich schärfer sind als dieser Wert. Es gibt verschiedene Anstrengungen solche Strukturen speziell an die Anforderungen für Hochenergie-Rasterionenmikroskope anzupassen [Wätj00] [Spem01]. Diese Ansätze erreichen vor allen in [Spem01] Kantenflanken die schärfer als 100 nm sind, haben jedoch den Nachteil, daß sie mit lithographischen Techniken aus der Halbleiterindustrie auf Siliziumwafern produziert werden. Damit sind die erzeugten Strukturen nicht freitragenden und können nicht für Transmissionsmessungen verwendet werden. Für SNAKE wurden daher geätzte Goldgitter verwendet, die in der Elektronenmikroskopie häufig als Referenz- oder Stützgitter eingesetzt werden. Da der exakte Verlauf der Strukturkanten nicht bekannt ist wird im folgenden mit der Näherung aus Gleichung 5.2 gearbeitet.

Abbildung 5.12 zeigt eine zweidimensionale Karte eines 2000 mesh Goldgitters (Abstand der Gitterstäbe beträgt 12.7 μm), die mit dem 0°-Spektrograph in Transmissionsgeometrie aufgenommen wurde. Ionen, die Gitterstäbe treffen, gelangen aufgrund der veränderten magnetischen Steifigkeit nicht in den Detektor (weiße Linien). Um möglichst schnell ein

Strahlprofil in beiden transversalen Richtungen zu erhalten, bietet sich ein sogenannter L-Scan (grüne Linie) an. Dabei werden abwechselnd in horizontaler und vertikaler Richtung ein Linienscan an einer Gitterkante durchgeführt. Bei der anschließenden Projektion auf die beiden Achsen erhält man das gefaltete Strahlprofil. Durch eine Anpassung der Funktion aus Gleichung 5.2 sind die, in den folgenden Abschnitten präsentierten, Halbwertsbreiten berechnet.

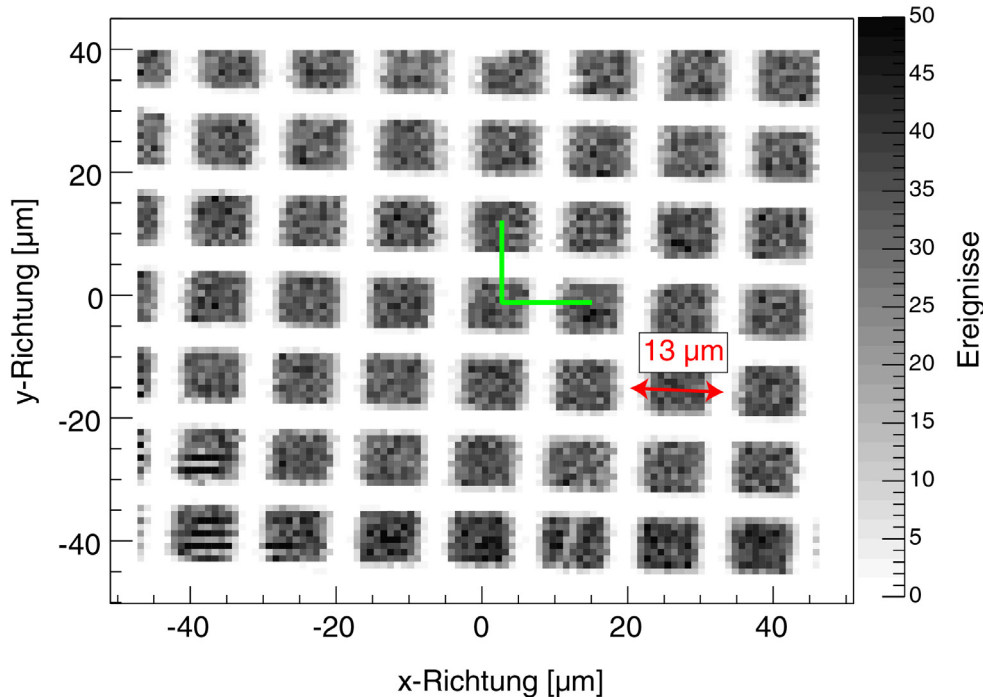


Abbildung 5.12: Zweidimensionale Karte eines 2000 mesh Goldgitters ($12.7 \mu\text{m}$ Abstand der Gitterstäbe) aufgenommen in Transmissionsspektroskopie. Um hieraus ein Strahlprofil in x- und y-Richtung zu generieren, führt man einen Linienscan in beiden transversalen Richtungen durch (grünes L)

5.3.3. Auflösung im Elementanalytikmodus

Die Auflösung im Elementanalytikmodus wurde mit einem 90 MeV Schwefelstrahl (Ladungszustand $8+$) sowohl in zweistufiger als auch in einstufiger Abbildung mit verschiedenen Methoden bestimmt.

Bei der zweistufigen Abbildung wurde der in Transmission stehende ringförmige Siliziumstreifenzähler (siehe Abschnitt 5.1.2) benutzt. Er detektiert die an den Goldatomen der Gitterstäbe elastisch gestreut Projektilionen. Der Primärstrahl geht durch das 20 mm Loch in der Mitte des Detektors. Aufgrund des großen Raumwinkels besitzt der Detektor eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit. Es ergibt sich bei der maximalen Ausleuchtung der Linse nach Tabelle 3.1 eine Strahlfleckgröße von $1.63 \pm 0.10 \mu\text{m}$ in x- und $1.19 \pm 0.06 \mu\text{m}$ in y-Richtung (siehe Abbildung 5.13 b). Der Strahlstrom des Schwefelstrahls betrug dabei ca. 5 pA (Objektschlitze $40 \times 40 \mu\text{m}^2$ geöffnet). Das ist nach dem Wissenstand des Autors der erste Schwerionenstrahl mit einem Masse-Energieprodukt von $45 \text{ MeV}\cdot\text{u}$ der bei makroskopischen Strahlströmen in Mikrometerdimensionen fokussiert wurde.

Der Auflösungstest wurde ebenfalls mit einem Schwefelstrahl in einstufiger Abbildung wiederholt. Dabei wurde ein Transmissionsexperiment unter Verwendung des

0° -Spektrographs durchgeführt. Dem Schwefelion im Ladungszustand $8+$, werden, wie in Abschnitt 5.2.2 erläutert, bei der Wechselwirkung mit der Gitterkante weitere Elektronen abgestreift, so daß es den Detektor nicht erreicht. Das hat den Vorteil, daß der Einfluß des Kantenprofils der Referenzprobe auf die gemessene Auflösung gegenüber einem Streuexperiment deutlich reduziert wird. Die Akzeptanz des 90° -Magnetes beträgt von der Probe aus gerechnet in beide Richtungen etwa ± 5.5 mrad. Das entspricht in x-Richtung exakt der Strahldivergenz nach der supraleitenden Linse. In y-Richtung akzeptiert der Spektrograph jedoch, wegen des starken Verkleinerungsfaktors der supraleitenden Linse, nur etwa ein Viertel des Strahls.

Abbildung 5.13 zeigt die unter diesen Bedingungen erhaltenen Strahlprofile in beiden transversalen Richtungen. Der Strahl zeigt hier mit 535 ± 14 nm in y-Richtung eine Halbwertsbreite, die klar im Submikrometerbereich liegt. In x-Richtung hingegen wird mit 2.96 ± 0.03 μm ein fast 6 mal so großer Wert gemessen. Eine Bewertung der Ergebnisse erfolgt in Abschnitt 5.4.

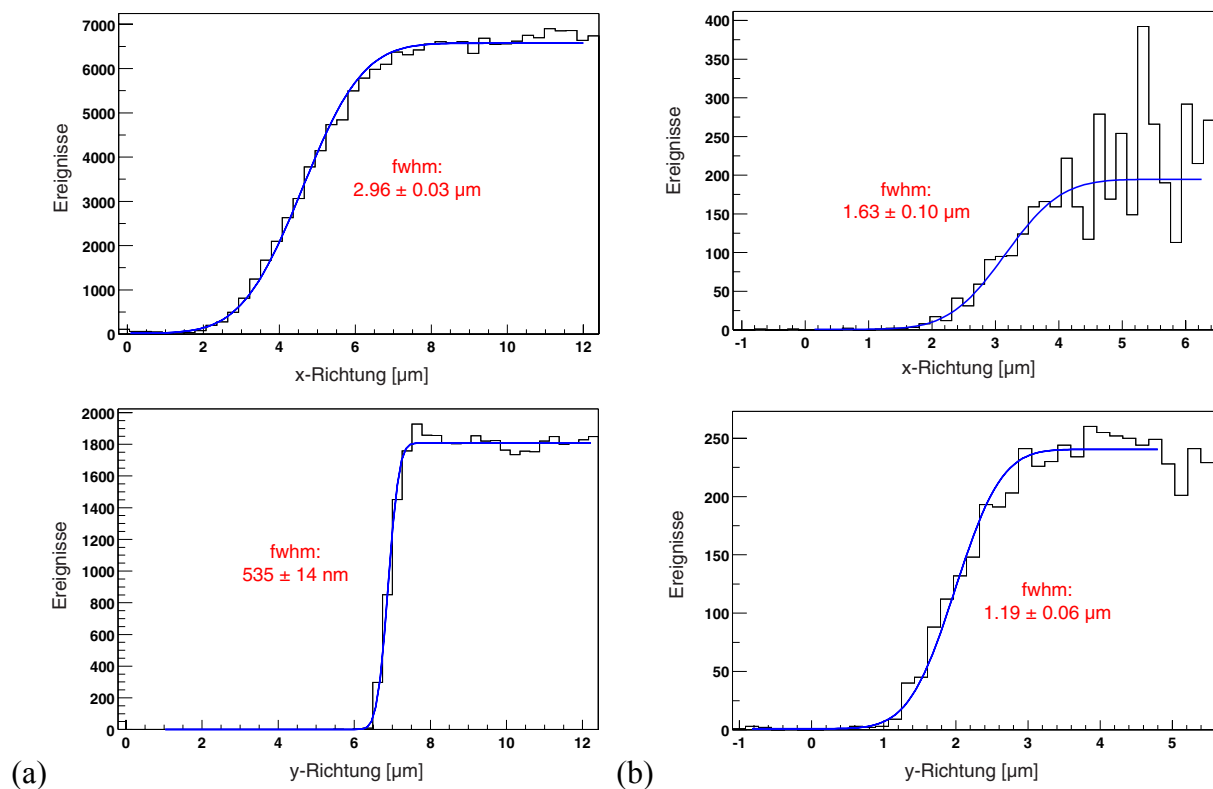


Abbildung 5.13: Erreichte Gesamtauflösung in x- und y-Richtung bei voller Ausleuchtung der Linse. (a) einstufige Abbildung; gemessen beim Abtasten eines Gitterstabes im 0° -Spektrograph (y Akzeptanz eingeschränkt). (b) zweistufige Abbildung; Messung der am Gitter gestreuten Teilchen in einem Siliziumzähler

5.3.4. Auflösung im Einzelteilchenmodus

Die Strahldiagnose im Einzelteilchenmodus wurde mit dem 0° -Spektrograph in analoger Weise wie oben durchgeführt. Bei der einstufigen Abbildung wurde dabei mit Eingangsdivergenzen von ca. 10 μrad in beiden transversalen Richtungen gemessen. Es ergeben sich die in Abbildung 5.14 gezeigten Strahlprofile. Auch hier ist dieselbe Tendenz zu

erkennen, wie bei den Messungen bei voller Akzeptanz. Die Strahlbreite in y-Richtung ist mit 320 ± 38 nm (fwhm) deutlich kleiner als in x-Richtung mit 1.62 ± 0.08 μ m.

Wird das identische Experiment in zweistufiger Abbildung durchgeführt, so ergibt sich für die volle Halbwertsbreite des Strahls ein Wert von 1.27 ± 0.05 μ m in x- und 445 ± 45 nm in y-Richtung (vergleiche Abbildung 5.14 b).

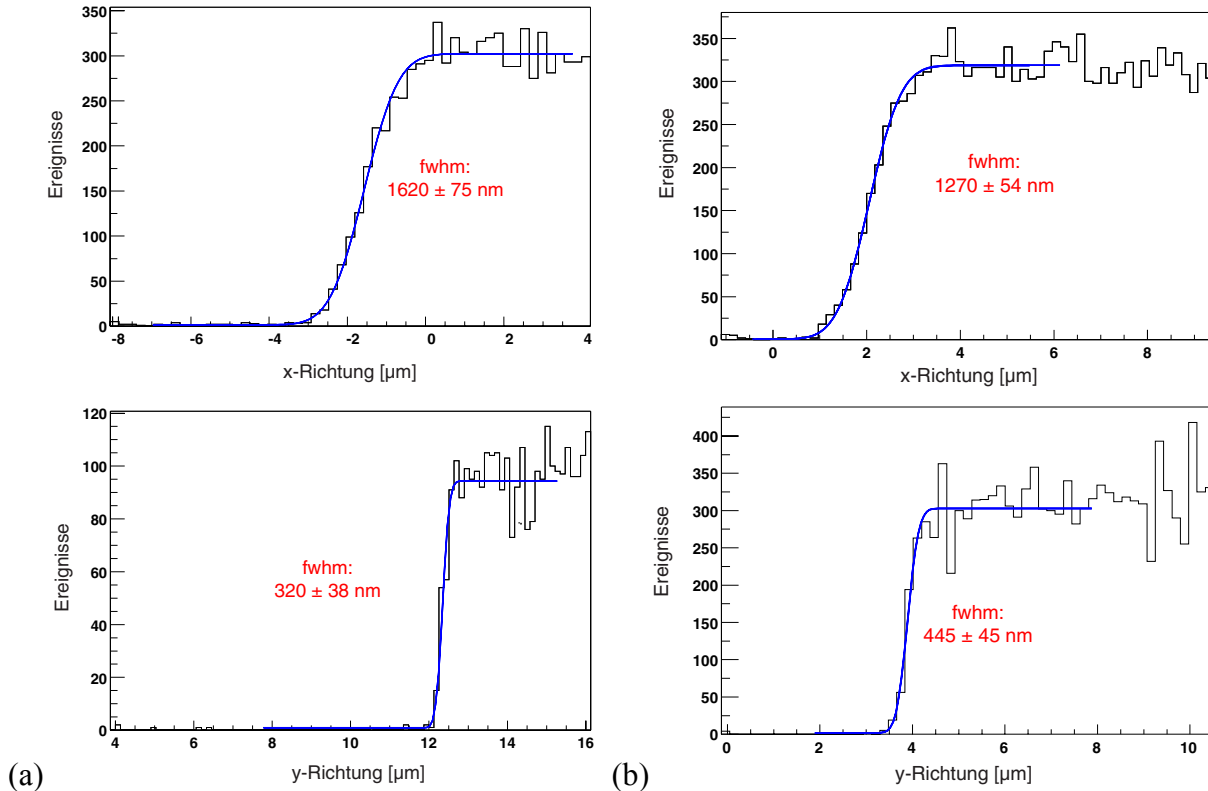


Abbildung 5.14: Erreichte Gesamtauflösung in x- und y-Richtung bei eingeschränkter Akzeptanz. (a) einstufiger Abbildung; gemessen in Linienscans an Goldgitterstäben mit der Detektion der transmittierten Ionen (b) zweistufige Abbildung gemessen mit der gleichen Methode.

5.4. Diskussion der Ergebnisse

In diesem Abschnitt sollen die dargestellten Werte der Gesamtauflösung des Rasterionenmikroskops ausführlich diskutiert und bewertet werden. Dabei werden zunächst die Messungen mit den, aufgrund der Abbildungseigenschaft der Linse berechneten, Strahlprofilen verglichen. Anhand von weiteren Experimenten wird versucht, mögliche Störquellen, die die laterale Auflösung beeinträchtigen, getrennt zu vermessen und zu bewerten. Die wichtigsten Einflußgrößen neben den Abbildungsfehlern der Linse sind statische und dynamische elektromagnetische Felder und mechanische Vibrationen und Driften (vgl. Abschnitt 2.1).

5.4.1. Vergleich Raytracing gegen Messung

In Tabelle 5.2 sind die im letzten Abschnitt präsentierten Daten für die Gesamtauflösung des Rasterionenmikroskops SNAKE noch einmal zusammengefaßt. Zum Vergleich mit den Rechnungen sind diese gemessenen Werte als rote Punkte in die Abbildung 5.15 eingetragen. Die gerechneten Werte basieren auf Raytracing-Simulationen von monochromatischen Ionen

durch eine Linse, die keinerlei parasitäre Fehler aufweist. Das bedeutet, die endlichen Strahlbreiten ergeben sich rein durch die sphärische Aberration der Linse. Aus Abbildung 4.10 sind die rosa Kurve für eine reine Quadrupollinse und die schwarze für die ideale Multipolkorrektur mit 8-, 12- und 16-pol übernommen. Die blaue Kurve gibt die volle Halbwertsbreite des Strahls wieder, die man rechnerisch erhält, wenn die bei den Magnetfeldmessungen erhaltenen Multipolwerte (vergl. Kapitel 4.4.4) angesetzt werden. Wird die Stärke der Sektion 2 und 3 bei gleichem prozentualen Multipolanteilen leicht variiert, wie in Abschnitt 5.2.1 beschrieben, so erhält man die grüne Kurve, die leicht unterhalb der blauen liegt.

Schwefel 90 MeV	x-Richtung (fwhm) [μm]	y-Richtung (fwhm) [μm]
Elementanalytik einstufig	2.96 ± 0.03	0.535 ± 0.014 (1/4 Ausleuchtung)
Elementanalytik 2-stufig	1.63 ± 0.10	1.19 ± 0.06
Nadelstrahl einstufig	1.62 ± 0.08	0.320 ± 0.038
Nadelstrahl 2-stufig	1.27 ± 0.06	0.445 ± 0.045

Tabelle 5.2: Vergleich der Auflösung des Rasterionenmikroskops für die ein- und zweistufige Abbildung. Es fällt vor allem auf, daß in beiden Experimentiermodi die Auflösung in x-Richtung durch die zweistufige Abbildung verbessert werden kann

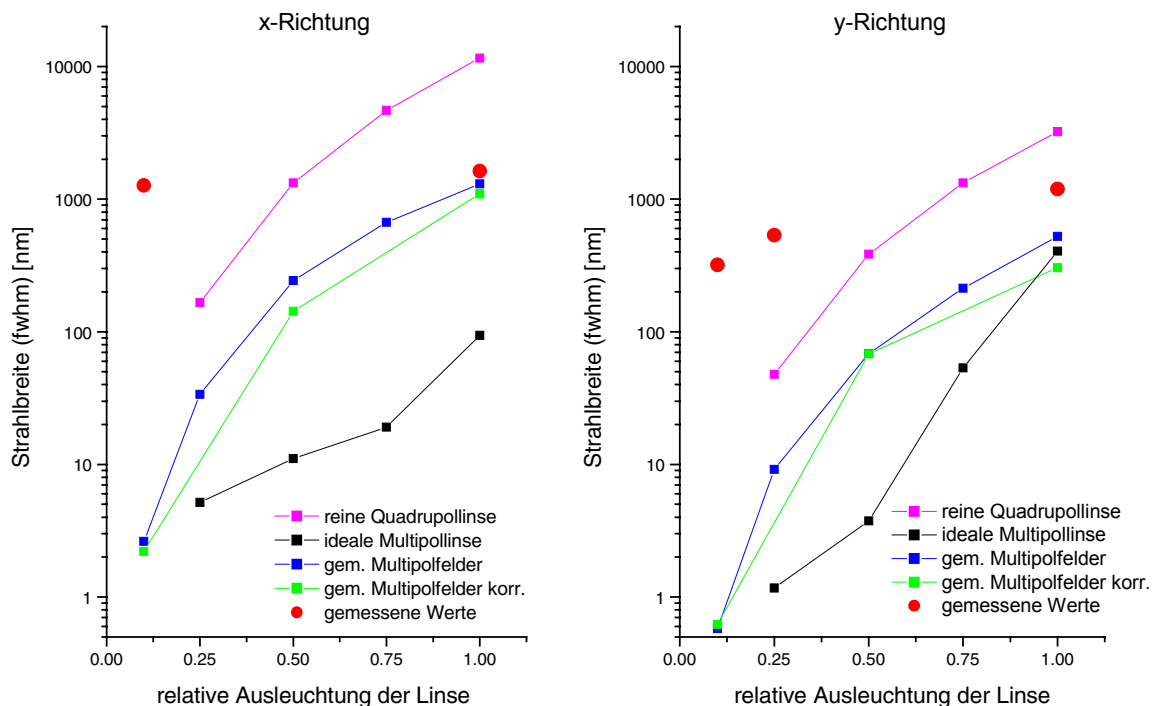


Abbildung 5.15: Vergleich der simulierten Strahlbreiten bei verschiedenen Linsenausleuchtungen mit den gemessenen Gesamtauflösungen (rote Punkte) des Rasterionenmikroskops in x- (links) und y-Richtung (rechts)

Es fällt auf, daß die gemessenen Werte für die Auflösung in y-Richtung bis zu einem Faktor 6 niedriger liegen als in x-Richtung. Das deckt sich zwar mit der Tendenz der Simulationen, ist jedoch in dieser Höhe nicht erwartet. Weiterhin zeigt sich, daß die Auflösungen im

Einzelteilchenmodus, wie vorhergesagt, besser sind als bei voller Ausleuchtung. Aber auch hier liegt die Abnahme der Strahlbreite weit unter den Erwartungen der Simulation.

Strahlströme

Wie bereits erwähnt, kann man die erreichten Strahlströme des Schwefelstrahls bei voller Ausleuchtung der Linse nicht mit den in „Mikrostrahlkreisen“ üblichen Wert für Elementaranalysen mit einem Protonenstrom von 100 pA vergleichen. Die Brillanz von Schwerionenstrahlen liegt vor allem nach der Stripperfolie eines Tandembeschleunigers deutlich unter der eines Protonenstrahls. Um einen Vergleich mit anderen Systemen zu erhalten, wurden Experimente mit 8 – 20 MeV Protonenstrahlen durchgeführt. So erhält man bei Verwendung der Atomstrahlquelle [Hert98] einen stabilen Strahlstrom von ca. 100 pA am Target bei voller Akzeptanz der Linse und einer Öffnung der Objektschlitzes von $100 \times 100 \mu\text{m}^2$. Damit liegt die Brillanz dieser Quelle um einen Faktor 30 niedriger als in Abschnitt 3.3 gefordert. Die Hochstromsputterquelle liefert noch mal eine Größenordnung weniger Strahlstrom bei gleichen Bedingungen.

Mit den bisher erreichten Brillanzen können also prinzipiell Submikrometer Strahlflecken bei einem Protonenstrahlstrom von 100 pA erzeugt werden. Es wäre jedoch wünschenswert diesen Strahlstrom auch bei geringerer Linsenausleuchtung bzw. bei kleineren Öffnungen der Objektschlitzes zur Verfügung zu haben, um abbildungsbedingte Aberrationen auch im Elementanalytikmodus zu minimieren. Dies kann beispielsweise erreicht werden, wenn die Duoplasmatronquelle eingesetzt wird, die eine höheren nominellen Brillanz aufweist (siehe Abschnitt 3.3). Eine Alternative bietet die Entwicklung einer brillanten H^- -quelle, auf der Basis der Elektronen Stimulierten Desorption (ESD) von negativem Wasserstoff an Oberflächen [Goed98].

5.4.2. Einfluß von Linsenaberrationen

Bei voller Ausleuchtung der Linse kann festgestellt werden, daß die erreichten Auflösungen in beiden transversalen Richtungen deutlich unter den Werten für eine reine Quadrupollinse liegen. Das bestätigt, daß sich der Einsatz der sphärischen Korrekturen gelohnt hat. Beide Werte sind jedoch signifikant höher als die jeweils berechnete Auflösung, auch wenn die gemessene Multipolkonfiguration der Linse zugrunde gelegt wird. Für diese Diskrepanz gibt es zwei mögliche Ursachen. Entweder stimmen die gemessenen Multipolfelder nicht mit den realen Feldern überein, oder es gibt weitere Störquellen, die sich auf die Gesamtauflösung negativ auswirken.

Strahlenergiebreite

Eine Quelle von Aberrationen, die sich proportional zur Ausleuchtung der Linse verhalten, sind die chromatischen Aberrationen (vergl. Kapitel 4.2.3). Um zu beurteilen, wie stark sich dieser Effekt auswirkt, muß die Energieverteilung des Ionenstrahls bestimmt werden. Diese wird im wesentlichen durch die Energiestabilität des Tandem van-de-Graaff Beschleunigers dominiert, aber auch durch Effekte wie Energieverluststreuung in den Schlitzen.

Neben den in Kapitel 3.3 beschriebenen technischen Möglichkeiten der Energiestabilisierung durch die Beschleunigerregelung, gibt es den x-Mikroschlitz vor dem 90° Analysiermagneten,

der speziell für das Rasterionenmikroskop SNAKE installiert wurde. Es wurde bereits beim Thema der Ionenoptik beschrieben, daß bei einer geringen Öffnung dieses Schlitzes zusammen mit den x-Objektschlitz, Ionen mit einer bestimmten magnetischen Steifigkeit selektiert werden. Während die Öffnung der Objektschlitz durch die Abbildungsmaßstäbe praktisch festgelegt ist, steht der x-Schlitz vor dem Magneten zum Einstellen der Energieschärfe zur Verfügung.

Abbildung 5.16 zeigt die relative Strahlenergiebreite in Abhängigkeit von der Schlitzöffnung vor dem Analysiermagneten, gemessen mit einem ortsempfindlichen Siliziumdetektor in der Fokalebene des 0°-Spektrograph. Bei allen Messungen betrug die Öffnung der SNAKE Objektschlitz 60 µm und der Divergenzschlitze 100 µm. Es ist zu erkennen, daß sich die relative Energiebreite halbieren läßt, wenn man von praktisch offenen Schlitz (> 800 µm) zu einer Öffnung von 60 µm geht.

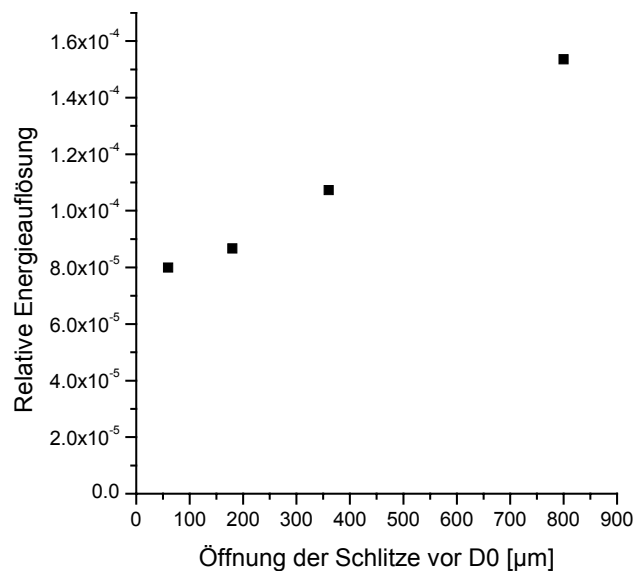


Abbildung 5.16: Relative Strahlenergiebreite (fwhm) in Abhängigkeit der Öffnung der Mikroschlitz vor dem 90° Analysiermagneten. Je enger die Öffnung der Schlitz ist, desto besser ist die Energieschärfe des Strahls

Bei optimierten Meßbedingungen und mit Hilfe eines speziellen Fokalebenenendektors wurde eine Energieauflösung $\Delta E/E$ von $3,8 \cdot 10^{-5}$ für einen 90 MeV Schwefelstrahl nachgewiesen (siehe Abbildung 5.17) [Haupt99]. Vergleicht man diesen Wert mit den berechneten chromatischen Aberrationskoeffizienten aus Tabelle 4.3, so ergibt sich eine Strahlaufweitung von 220 nm und 100 nm in x- bzw. y-Richtung bei maximaler Ausleuchtung der Linse.

Daraus sind für den Experimentierbetrieb folgende Konsequenzen zu ziehen. Zum einen ist das Rasterionenmikroskop im Moment selbst bei offenen Schlitz durch die chromatischen Aberrationen nicht signifikant beschränkt. Hier beträgt die Strahlenergieauflösung $1,5 \cdot 10^{-4}$, so daß der Einfluß auf die Strahlverbreiterung bei voller Ausleuchtung 900 nm bzw. 420 nm in x- und y-Richtung beträgt. Will man andererseits auch bei voller Ausleuchtung eine Auflösung im Submikrometerbereich erreichen, so ist man darauf angewiesen, die relative Energieschärfe des Strahls auf Werte kleiner als $1 \cdot 10^{-4}$ zu reduzieren. Die dafür konzipierten x-Mikroschlitz vor dem Analysiermagneten erfüllen diese Aufgabe erfolgreich.

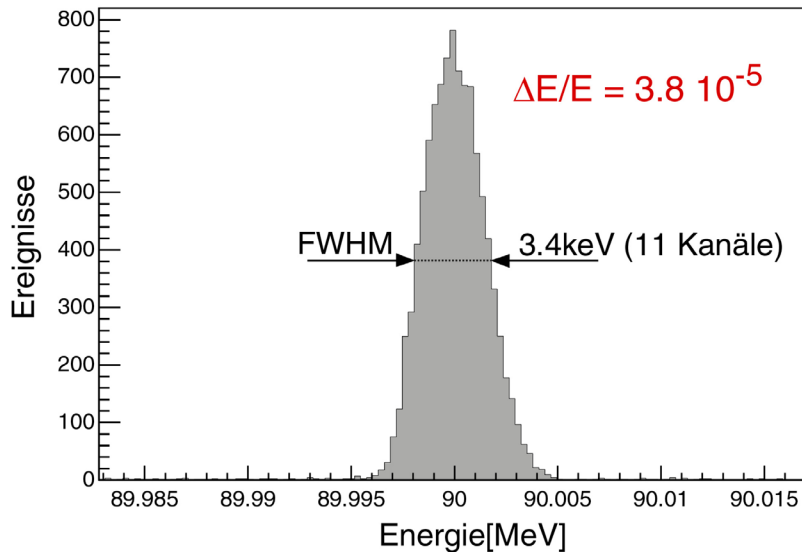


Abbildung 5.17: Energieverteilung eines 90 MeV Schwefelstrahls gemessen mit dem 0°-Spektrographen. Die erreichte relative Energiebreite des Strahls beträgt $3.8 \cdot 10^{-5}$

Sonstige Aberrationen

Es gibt noch eine Reihe von weiteren Aberrationen, die sich aus parasitären Linsenfehlern ergeben. Dazu zählen die mechanischen Fehlstellungen der Linse. In den Magnetfeldmessungen konnte gezeigt werden, daß der Winkel des Quadrupolfeldes, sowie der Verlauf der optischen Achse der drei Sektionen, nur kleine Abweichungen zeigt. Daraus sind demnach keine signifikanten Beiträge zur Auflösung im Mikrometerbereich, zu erwarten. Insbesondere bei kleinen Ausleuchtungen sollte die Auflösung deutlich besser sein. Es ist daher anzunehmen, daß noch weitere Faktoren gibt, die unabhängig von den Linsenfehlern die Gesamtauflösung deutlich beeinflussen. Im folgenden wird versucht, diese Faktoren bei minimaler Divergenz zu untersuchen, weil die Linsenfehler hier nur einen vernachlässigbaren Beitrag liefern.

5.4.3. Einfluß von parasitären Effekten

Ein erstes Indiz für den starken Einfluß von Störquellen sind die Meßwerte im Einzelteilchenmodus. Diese liegen in beiden Richtungen um Größenordnungen über den berechneten reinen Strahldurchmessern (siehe Abbildung 5.15). Auffällig ist auch, daß zeitlich kurze Auflösungsmessungen in der y-Richtung Werte von 320 nm liefern, während längere Meßzeiten von mehreren Minuten nur noch Auflösungen größer 500 nm ergeben. Der Wert für die x-Richtung zeigt zwar keine merkliche Abhängigkeit von der Meßzeit, ist aber insgesamt mit 1.6 μm einen Faktor 5 höher als die Auflösung in y-Richtung. Der Verdacht liegt also nahe, daß die Auflösung durch zeitlich veränderliche Größen limitiert ist. Um gezielt Störeinflüsse wie Vibrationen, Driften oder dynamische, elektromagnetische Felder quantitativ zu untersuchen, wurden folgende Meßmethoden angewandt.

Diagnose auf der Zeitskala > 1 sec

Die Diagnostik der Auflösung bei Zeiten länger als einer Sekunde bedient sich eines wiederholten Linienscans über eine Gitterkante und der Messung der transmittierten Ionen im 0°-Spektrograph (siehe Abbildung 5.18). Der Unterschied zu den bisherigen Techniken liegt

darin, daß jede einzelne Wiederholung in einer neuen Zeile einer zweidimensionalen Grafik dargestellt wird. Die Abszisse enthält die Ortsinformation und die Ordinate stellt eine Zeitachse dar. In Abbildung 5.19 ist eine solche Messung dargestellt, bei der je eine vertikale Linie mit 30 Punkten in einer halben Sekunde geschrieben wurde. Die Gesamtzählrate lag bei dieser Messung bei ca. 3 kHz, damit sich eine ausreichende Statistik pro Linie ergibt. Die Kante des Gitterbalkens liegt etwa bei einer Zählrate von 20 Ereignissen pro Pixel und ist daher mit blau kodiert. Diese Kante bleibt im Verlauf der Messung jedoch nicht an derselben Stelle in y-Richtung stehen, sondern unterliegt einer aperiodischen Fluktuation mit einer Auslenkung bis zu einem Mikrometer. Die Amplitude dieser Fluktuationen, sowie die Vorzugsrichtung kann von Messung zu Messung deutlich variieren. Wird das Profil über die gesamte Meßzeit aufintegriert, also eine Projektion der Daten auf die Abszisse durchgeführt, so ergibt sich eine schlechtere Auflösung als in einer Kurzzeitmessung. Das erklärt die beobachtete Verschlechterung der Auflösung mit wachsender Meßzeit in y-Richtung.

Eine mögliche Ursache dieser Fluktuationen können Winkelschwankungen des Strahls vor der Fokussierlinse sein, die über die Abbildungseigenschaften den Strahl auf der Probe versetzen. Diese können durch zeitlich veränderliche elektromagnetische Felder verursacht werden und wurden auch schon von anderen Gruppen berichtet [Jami01]. Die andere plausible Erklärung für den beobachteten Effekt sind mechanische Bewegungen der Linse relativ zur Probe. So wurde bereits festgestellt, daß der Probenmanipulator nach Beenden einer Fahrt noch längere Zeit im Mikrometermaßstab nachläuft, obwohl dies konstruktiv durch Rückhaltefedern abgefangen werden soll. Eine weitere potentielle Quelle sind thermische Ausdehnungen von Materialien. An erster Stelle ist hier das Halsrohr des Kryostaten zu nennen, an dem die Multipollinse aufgehängt ist. Wenn sich hier die Temperaturschichtung integral um nur 1°K verändert, bewirkt das bei einer Länge von knapp 0.5 m schon eine Verschiebung von ca. $5\ \mu\text{m}$. Bei absichtlicher thermischer Belastung des Halsrohres von außen, wurde auch dieser Einfluß bereits nachgewiesen. Eine mögliche Abhilfe besteht darin, diese Bewegungen z.B. optisch mit einem Interferometer zu überwachen und online oder offline zu korrigieren.

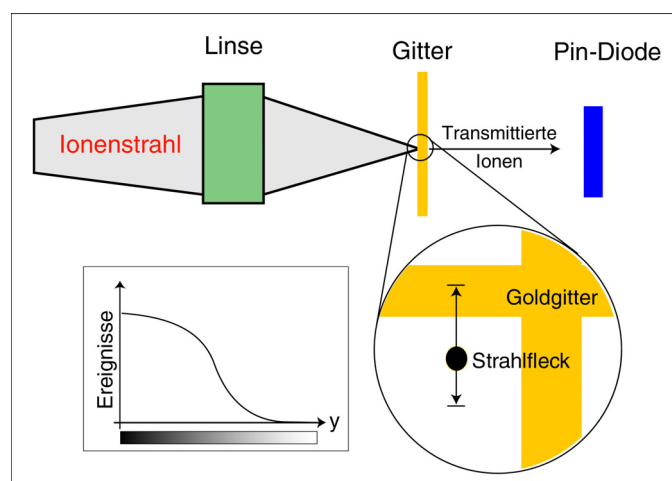


Abbildung 5.18: Prinzip einer Messung, die sensitiv auf zeitliche Veränderungen im Bereich von Sekunden und mehr ist. Dabei wird der Strahl in einer Linie über eine Gitterkante getastet. Jede einzelne Linie wird in einer zweidimensionalen Karte als neue Zeile dargestellt. Somit stellt die zweite Achse eine Zeit dar

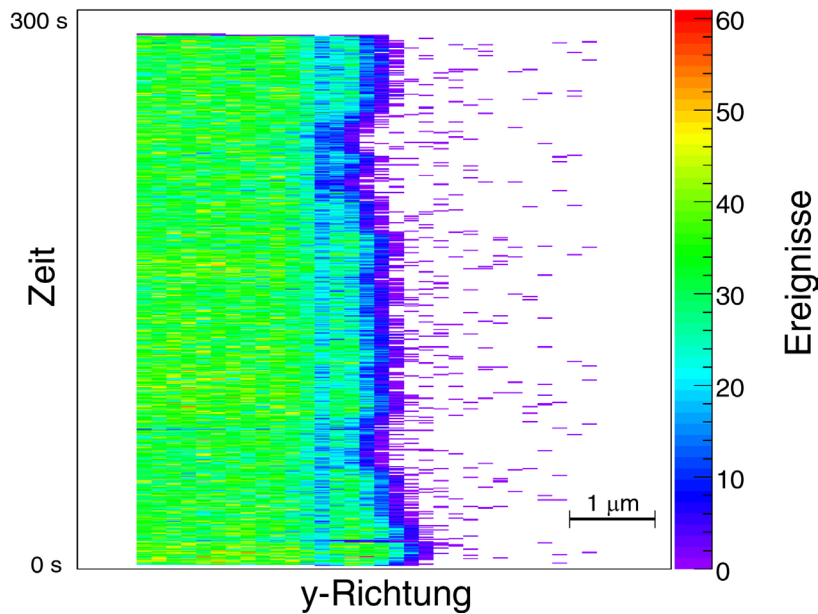


Abbildung 5.19: Messung eines y-Linienscans über die Kante eines Goldgitters. Die in einem Transmissionsdetektor gezählten Ionen werden nach jeder Linie in einen neuen Kanal auf der y-Achse eingefüllt. Somit ergibt sich auf der y-Achse eine Zeitskala. Deutlich zu erkennen ist, daß die Kante im Verlauf der fünf minütigen Messung in y-Richtung um fast einen Mikrometer schwankt

Diagnose auf der Zeitskala < 1 sec

Bewegungen des Strahls, die schneller sind als eine Sekunde, können mit dem Abtasten einer Struktur nicht charakterisiert werden. Um schnelle Fluktuationen festzustellen wurde der Strahl an der Kante einer Struktur festgehalten (siehe Abbildung 5.20) und die transmittierten Ionen mit einer Zeitauflösung von 1 Millisekunde gezählt. Das so erhaltene Zählratenspektrum einer Messung von zwei Minuten Dauer wurde mit Hilfe einer Fast Fouriertransformation (FFT) analysiert. Bewegt sich der Strahl senkrecht zur Kante des Gitters, so nimmt die Zählrate je nach Richtung entweder ab oder zu (siehe Abbildung 5.21 a). Diese Schwankungen lassen sich über die FFT in eine Reihe von harmonischen Schwingungen zerlegen und quantitativ auswerten. Die maximale Frequenz, die damit dargestellt werden kann, hat die zweifache Periode der Kanalbreite (500 Hz). Die minimale Frequenz ergibt sich zu 1 pro Minute aus der halben Länge der Meßzeit und die Frequenzauflösung beträgt $8 \cdot 10^{-3}$ Hz. Der statistische Untergrund lag bei diesen Messungen ca. einen Faktor 150 unter der mittleren Anzahl von Ereignissen pro Kanal.

Das Fourierspektrum von zwei Messungen ist in der Abbildung 5.21 (b) und (c) aufgezeigt. Der große Peak bei der Null entspricht der mittleren Zählrate pro Kanal während der gesamten Messung. Das Spektrum (b) ist bis auf einen kleinen Beitrag bei exakt 50 Hz völlig weiß. Diese Messung stellt eine Untergrundmessung dar, bei welcher der Strahl unbeeinflusst von einer Struktur direkt in den Detektor gerichtet wurde. Damit ist gezeigt, daß die Strahlintensität selbst konstant ist, bis auf einen minimalen Beitrag bei 50 Hz mit einer Amplitude von ca. 1% relativ zur mittleren Intensität. Wird der Strahl jedoch, wie oben beschrieben, an eine horizontale oder vertikale Kante positioniert, so ergibt sich das Spektrum (c) bzw. (d). Es zeigt in beiden Fällen einen einzigen dominanten Beitrag bei einer Frequenz von 50 Hz und ganzzahligen Vielfachen davon. Das zeigt, daß beispielsweise niederfrequente

Vibrationen am Probenort, die durch Vakuumpumpen oder andere mechanische Schwingungen hervorgerufen werden, nicht vorhanden sind.

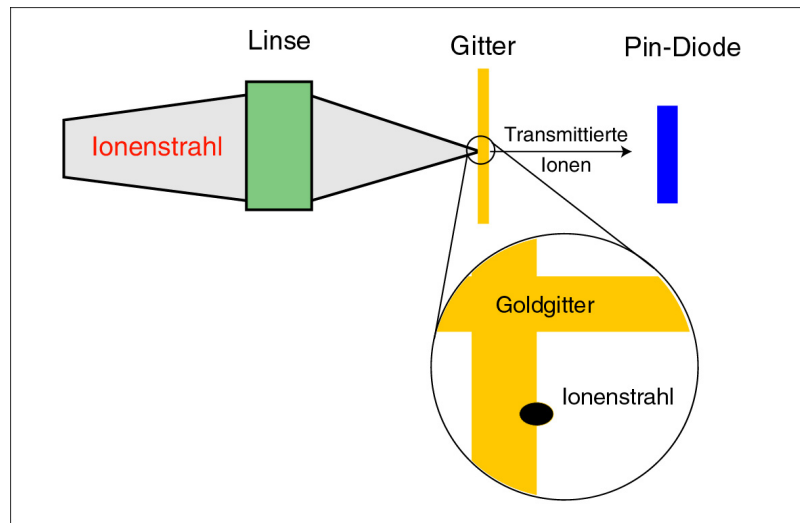


Abbildung 5.20: Prinzip der Messung von schnellen Oszillationen des Strahls am Probenort. Dazu wird der Strahl statisch exakt an der Kante einer Struktur gehalten. Ein Transmissions-Zählratenspektrum mit kurzen Zeitintervallen enthält Information über die Bewegung des Strahls in einer lateralen Richtung

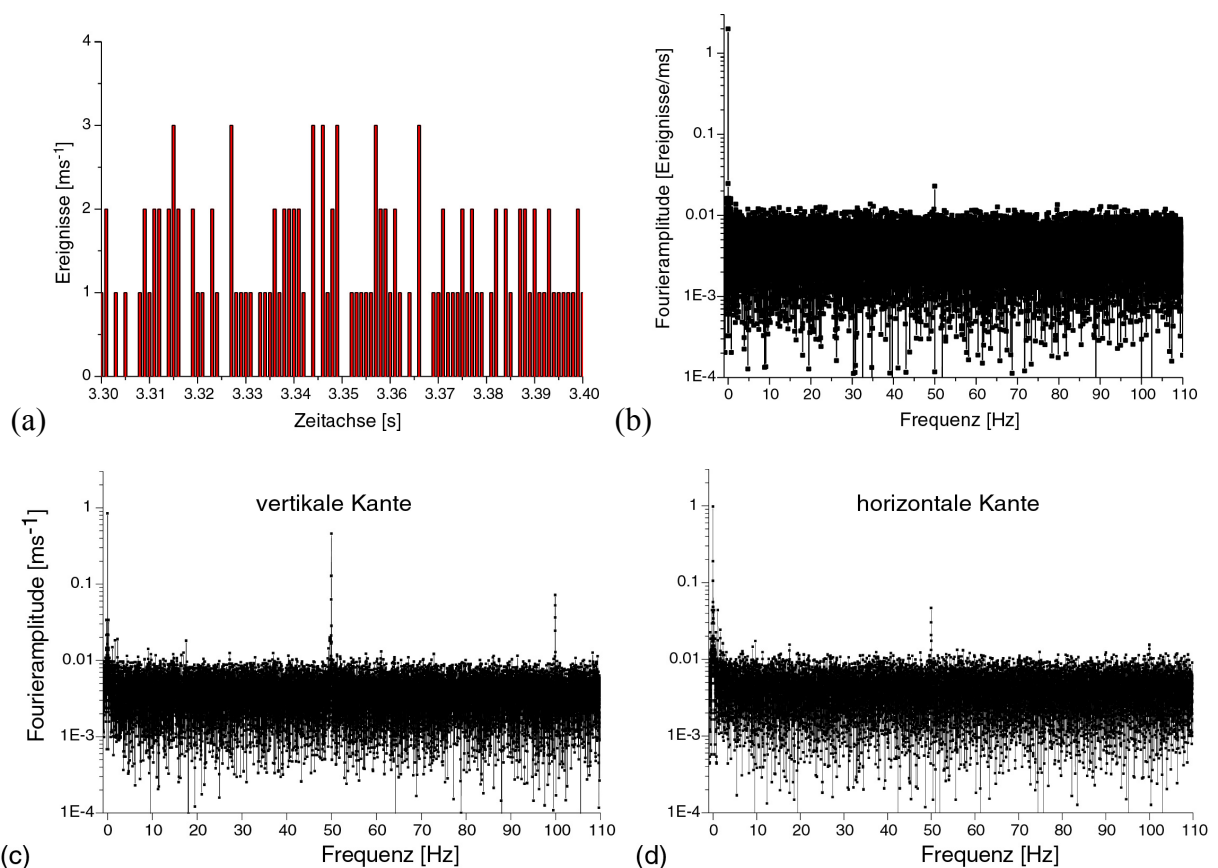


Abbildung 5.21: (a) Ausschnitt eines Zählratenspektrums mit einer Zeitauflösung von 1 ms. (b) Fouriertransformation eines Zählratenspektrums bei dem der Strahl unbeeinflusst in den Detektor gelangt. (c) und (d) sind Fourierpektren, bei denen der Strahl an einer vertikalen bzw. horizontalen Gitterkante stand. Es ist eindeutig zu erkennen, daß in diesem Fall an der vertikalen Kante eine deutlich stärkere Strahloszillation vorhanden ist als an der horizontalen Kante

Die Amplitude des 50 Hz Beitrag an der vertikalen Kante ist fast so groß wie die mittlere Zählrate pro Kanal. Das bedeutet, der Ionenstrahl wandert in horizontaler Richtung während einer Periode von 20 ms praktisch komplett auf die Kante (\Rightarrow 0 Zählrate) bzw. von der Kante herunter in den freien Zwischenraum (\Rightarrow maximale Zählrate). Der Ionenstrahl wird wahrscheinlich auf dem Weg vom Objekt zur Probe im 50 Hz Takt ausgelenkt. Damit erscheint die gemessene Auflösung mindestens doppelt so breit, wie die eigentliche Strahlfleckausdehnung. Das Auftreten der höheren harmonischen Frequenzen könnten sogar dahingehend interpretiert werden, daß der eigentliche Strahlfleck noch deutlich schärfer ist.

Diese Messungen wurden in einstufiger Abbildung durchgeführt. Damit ist der Abbildungsfaktor in x-Richtung um etwa einen Faktor 6 kleiner als in y-Richtung. Geht man von einer isotropen Strahlablenkung vor der Linse aus, so sollten sich die Oszillationen auf der Probe in x-Richtung deutlich stärker auswirken als in y-Richtung. Die Auswertung der Amplitudenverhältnisse des 50-Hz Beitrags zum Mittelwert zeigen genau dieses Verhalten (siehe Tabelle 5.3). In einem weiteren Experiment wurde die Linse umgepolt, um die Abbildungsverhältnisse zu invertieren. Dieses Experiment bestätigt qualitativ, daß in diesem Fall die y-Richtung eine höhere Oszillation aufweist. Die quantitativen Verhältnisse drehen sich jedoch nicht exakt um, woraus man schließen kann, daß die Strahlauslenkung vor der Linse eine leichte Vorzugsrichtung in x aufweist.

Amplitudenverhältnis 50 Hz / Mittelwert	Standardpolung der Linse	Umgepolt
x-Richtung:	1 : 1.1	1 : 4
y-Richtung:	1 : 12	1 : 1.1

Tabelle 5.3: Amplitudenverhältnisse der 50 Hz-Oszillation im Vergleich zum Mittelwert für die beiden transversalen Richtungen. Im Fall der Standardpolung wird in y-Richtung stärker verkleinert und damit ist der Einfluß der Strahloszillation deutlich reduziert. Wird die Polung vertauscht, so dreht sich das Verhältnis erwartungsgemäß um

Als Ursache dieser Strahlablenkung kommen zwei Möglichkeiten in Betracht. Entweder gibt es ein homogenes, über die gesamte 30 m lange Driftstrecke verteiltes, elektromagnetisches Feld, oder es existieren starke, lokalisierte Quellen. Da 50 Hz gerade die Netzfrequenz des Wechselstromes ist, liegt der Verdacht nahe, daß eine oder mehrere elektrisch betriebene Geräte oder Elemente den Strahl über abgestrahlte elektromagnetische Felder beeinflussen.

Es wurden verschiedene Versuche unternommen, um die mögliche(n) Quelle(n) aufzufinden oder örtlich einzugrenzen. Einerseits wurde versucht, über die beschriebene Methode der Fouriertransformation von Zählratenspektren, magnetische oder elektrische Komponenten entlang des Strahlrohres durch Abschalten aufzuspüren. Diese Methode nach dem „trial and error“-Prinzip blieb jedoch ohne nennenswerten Erfolg.

Eine zweiter Ansatz bestand darin, die Auflösungsmessungen in zweistufiger Abbildung durchzuführen. Liegt die alleinige Quelle vor der 1. Abbildungsstufe, so sollte die Amplitude der Strahlbewegung um etwa einen Faktor 6 in x-Richtung im Vergleich zur einstufigen Abbildung abnehmen. Liegt die Quelle danach, so dürfte sich nichts ändern. Die Tabelle 5.2 zeigt, daß sich die Auflösung bei voller Divergenz in x-Richtung fast um den Faktor 2

verbessern läßt. Führt man den gleichen Versuch im Einzelteilchenmodus durch, reduziert sich die x-Auflösung um gut 20%. Diese Werte sind zwar weit entfernt von einem Faktor 6, zeigen aber einen signifikanten Trend in die richtige Richtung. Es liegt die Vermutung nahe, daß es sich nicht um eine starke Quelle des 50 Hz Oszillationen, sondern mehrere kleine handelt. Davon liegt ein Teil offenbar vor der 1. Abbildungsstufe und ein anderer, größerer Teil danach.

Schließlich wurde, mit Hilfe einer speziell präparierten Sonde für magnetodynamische 50 Hz Felder, systematisch nach Ursachen gesucht. Diese Sonde besteht aus einer Induktionsspule und einem Lock-In-Verstärker, dem als Referenzsignal die Netzwechselfspannung eingespeist wird. Einerseits wurden außen entlang des gesamten Strahlrohrs und andererseits innerhalb des Weicheisenstrahlrohrs zwischen Schaltmagnet und Experiment, nach starken Quellen gesucht. Im ersten Fall konnten zwei Transformatoren in der Nähe des Strahlrohres als Quellen eines 50 Hz Feldes identifiziert und beseitigt werden. Diese Maßnahme blieb jedoch ohne Erfolg auf das Strahlprofil. Die Messung innerhalb des Strahlrohrs, die das für den Ionenstrahl relevante Feld darstellen, sind in Abbildung 5.22 aufgetragen.

Das 50 Hz Wechselfeld im Weicheisenrohr ist, wie im Fall des statischen Magnetfeldes, um gut eine Größenordnung gegenüber außerhalb des Rohres unterdrückt. Im Mittel liegen die Amplituden bei Werten kleiner als 10 nT. Solche Felder verbiegen die Strahlachse und erzeugen so einen virtuellen Versatz des Objektes, das durch die Optik auf die Bildebene abgebildet wird. Geht man davon aus, daß dieser Wert entlang des kompletten 30 m Strahlrohrs vorhanden ist, so ergibt sich nach einer Abschätzung aus [Jami01]

$$\Delta x = \frac{q \cdot B \cdot L^2}{2D \cdot \sqrt{2E \cdot m}} \quad (5.3)$$

ein Versatz Δx von 34 nm für 20 MeV Protonen. Dabei ist q die Ladung, m die Masse und E die Energie der Ionen, sowie B das Magnetfeld, D der Verkleinerungsfaktor und L die Länge der Strahlrohrs. Das kann den gemessenen Effekt nicht erklären. Allerdings zeigen sich an einigen Stellen lokale Überhöhungen um bis zu einen Faktor 1000. Auch wenn diese lokalisierten Störquellen nur über ein hundertstel der Gesamtstrecke ausgedehnt sind, bewirken sie damit schon das 10-fache des gerade ausgerechneten Versatzes.

Auch wenn mittlerweile mehrere kleinere Quellen gefunden werden konnte, so ist die starke Oszillation in x-Richtung mit einer Auslenkung im Bereich von 1 μm noch immer nicht verstanden. Falls die Quelle nicht aufgespürt oder beseitigt werden kann, bleibt die Möglichkeit, aktiv gegenzusteuern. Wenn die 50 Hz Oszillation eine feste Phasenbeziehung zur Netzfrequenz besitzt ist es denkbar, beispielsweise über die elektrische Ablenkeinheit, eine Gegenoszillation des Strahls aufzuprägen.

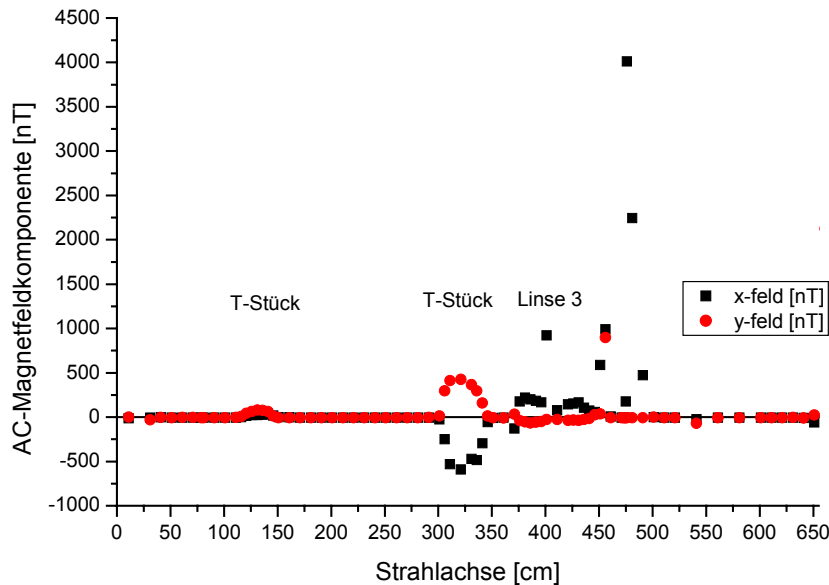


Abbildung 5.22: Messung des magnetischen Wechselfeldes mit einer Frequenz von 50 Hz innerhalb des 0° Strahlrohrs nach dem Schaltmagneten bis vor den Experimentierbereich. Hier liegt der Mittelwert unter 10 nT. Es existieren jedoch lokale Abweichungen mit Amplituden bis zu 3 Größenordnungen darüber. Diese können eine erhebliche Strahloszillation am Probenort hervorrufen

5.5. Erste Experimente

In den vorangegangenen Abschnitten wurden ausschließlich Experimente und Methoden beschrieben, die der Charakterisierung der Systemauflösung dienen. In diesem letzten Abschnitt des Kapitels 5 soll der Bezug zu den, in der Einleitung dargestellten, neuen Experimentiermöglichkeiten hergestellt werden, die das Rasterionenmikroskop SNAKE bietet. Im folgenden werden die ersten Experimente zur Wasserstoffanalytik und hochauflösenden Dickenmessung, sowie deren mögliche Anwendungen, kurz vorgestellt. Experimente zur Strahlenbiologie haben bislang noch nicht stattgefunden, deshalb werden hier die geleisteten Vorarbeiten präsentiert. Eine vertiefte Diskussion der einzelnen Themen würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen und ist Gegenstand weiterer Doktorarbeiten.

5.5.1. Dreidimensionale Wasserstoffanalytik

Der Wasserstoffnachweis wird, wie eingangs der Arbeit beschrieben, über die elastische Proton-Proton-Streuung zwischen einem hochenergetischen Projektil und einem Wasserstoffkern in der Probe geleistet [Cohe72] (siehe Abbildung 5.23). Durch den koinzidenten Nachweis beider Protonen, können andere Streuereignisse, die in der Probe stattfinden, wirkungsvoll unterdrückt werden. Verwendet wird dazu ein 300 μm dicker, hochsegmentierter Siliziumstreifenzähler mit 48 Ringen und 16 Sektoren, der einen Raumwinkel von 2.3 sr abdeckt [Reic99].

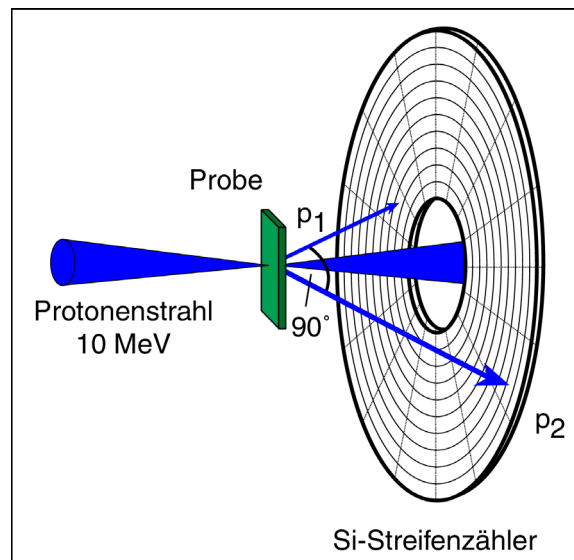


Abbildung 5.23: Prinzip der Wasserstoffanalytik mit dem Nachweis der beiden elastisch gestreuten Protonen, die koinzident unter einem Winkel von 90° die Probe verlassen. Gemessen wird mit einem hochsegmentierten, großflächigen Siliziumstreifenzähler in Transmission

Zur Demonstration der Methode wurde die Wasserstoffverteilung am Flügel einer Eintagsfliege (Ephemeroptera Heptageniidae) mit einem 10 MeV Protonenstrahl gemessen. Die laterale Auflösung zum Zeitpunkt der Messung lag bei ca. $4\ \mu\text{m}$ auf $3\ \mu\text{m}$. Abbildung 5.24 zeigt die laterale Verteilung von Wasserstoff im Bereich einer T-Kreuzung des Kapillarsystems. In dem von einem Kasten eingegrenzten Bereich ist eindeutig eine Doppelstruktur der hohlen Kapillare zu erkennen. Diese ergibt sich aus der Projektion einer hohlen Röhre auf die Ebene. Die Information über Tiefe, also die dritte Raumrichtung, wird simultan für jedes Ereignis registriert. Dazu werden die Energien der beiden Protonen gemessen. Sowohl das einfallende Proton, also auch die gestreuten Protonen, erleiden einen Energieverlust, der mit zunehmender Probendicke größer wird. Da dieser Energieverlust für das einfallende Proton niedriger ist als für die gestreuten, ergibt sich ein meßbarer Nettoeffekt, der auf die Tiefe zurückschließen läßt, in der das Streueignis stattgefunden hat. In Abbildung 5.24 (c) ist das orts aufgelöste Summenenergiespektrum dargestellt, das sich ergibt, wenn man die Ereignisse aus dem Kasten auf die Achse AB projiziert. Die Energie kann bei bekannter Massenbelegung direkt in eine Tiefe umgerechnet werden.

Es sind vor allem zwei Punkte, die diese Methode erstmalig einer breiten Basis von Anwendungen zugänglich macht. Mit der hohen zur Verfügung stehenden Protonenenergie bei SNAKE, lassen sich Proben mit Dicken von über $100\ \mu\text{m}$ untersuchen. Der Wasserstoffnachweis ist bei der Proton-Proton-Streuung im Vergleich zu allen anderen Ionenstrahltechniken mit der geringst möglicher Schädigung der Probe verbunden [Reic02]. Damit ist eine Sensitivität der Methode im Bereich von 100 ppm erreichbar. Das ist bei dem leicht diffundierenden Element Wasserstoff essentiell, damit die ursprüngliche Elementverteilung gemessen werden kann, bevor sie durch die Messung verändert wird.

Potentielle Anwendungen dieser Mikroskopie sind in verschiedensten Disziplinen der Wissenschaften zu finden, da Wasserstoff eine herausragende Rolle in vielen Materialien spielt. In der Halbleitertechnik stellt sich seit langem die Frage, wie der Wasserstoff in einem künstlich hergestellten CVD Diamant verteilt ist. Weitere interessante Untersuchungs-

möglichkeiten bietet eine in situ Beobachtung der Wasserstoffdiffusion durch die Membran einer Brennstoffzelle. Aber auch in der Geologie bei Schmelzeinschlüssen oder in der Biologie gibt es Beispiele, bei denen die Bestimmung der Wasserstoffkonzentration wichtig ist. Eine quantitative, dreidimensionale Verteilung in mikroskopischen Dimensionen, wie sie bislang nicht zur Verfügung stand, kann in ausgewählten Fragestellungen zu neuen Erkenntnissen führen.

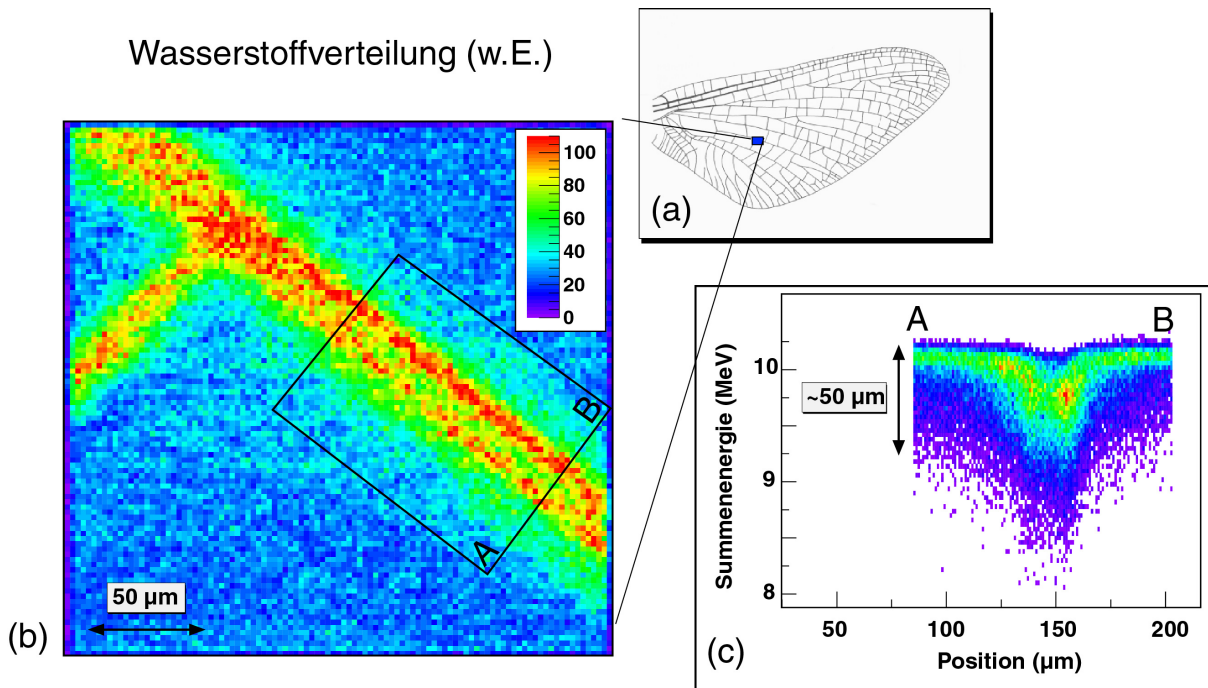


Abbildung 5.24: Wasserstoffverteilung gemessen am Ausschnitt des Flügels einer Eintagsfliege. (b) zeigt eine T-Kreuzung des kapillaren Versorgungsystems. Eine Projektion des Kastens entlang der Kapillare, ist in (c) dargestellt. Sie enthält die Tiefeninformation der Streueignisse

5.5.2. Hochauflösende Transmissionsspektroskopie

In Transmissionsrichtung steht dem Rasterionenmikroskop SNAKE ein, für Mikrostrahlanlagen einmaliger, Magnet-Spektrograph zur Verfügung, mit dem transmittierte Ionen in 0° -Richtung analysiert werden können (siehe Kapitel 5.1.3). Seine Funktionsweise wurde schon mehrfach in diesem Kapitel beschrieben. Das Prinzip der hochauflösenden Dickenmessung beruht darauf, daß der Energieverlust der Ionen in der Materie proportional zur atomaren Massenbelegung ist, solange das Bremsvermögen konstant ist. Wird die Energie der Ionen mit und ohne Probe gemessen, so erhält man direkt den Energieverlust und somit, bei bekannter Zusammensetzung und Struktur der Materie, eine Dicke oder eine Dichte. Wie in Abschnitt 2.2.3 dargestellt, ist diese Messung am sensitivsten mit Schwerionen.

Eine der ersten Messungen wurde mit einem 90 MeV Schwefelstrahl (Ladungszustand $13+$) an einer Aluminiumfolie durchgeführt. Die transmittierten Teilchen werden mit dem Spektrographen analysiert. Wird die zu untersuchende Folien zeilenweise abgetastet, so kann eine zweidimensionale Karte des Dickenprofils hergestellt werden. Da für diese Methode im Einzelteilchenmodus gearbeitet werden kann, steht die höchste erreichbare laterale Auflösung zur Verfügung.

Abbildung 5.26 zeigt die Messung des Energieverlusts von Schwefelionen an einer ca. $7.5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dünnen Aluminiumfolie (das entspricht etwa einer Dicke von 28 nm). Hinter den weißen Bereichen verbirgt sich das Stützgitter auf dem die Folie aufgezogen ist. Im übrigen Bereich ist eindeutig zu erkennen, daß die Folie inhomogen bezüglich der Massenbelegung ist. Es existieren mehrere Bereiche (grün), in denen die mittlere Massenbelegung um ca. 10 % (knapp $1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) höher ist als im übrigen Gebiet (blau). Das entspricht einer Dickenvariation von ca. 3 nm.

Das diese Aussage auch statistisch signifikant ist, zeigen die Energieverteilungen des Strahls anhand von zwei einzelnen Bildpunkten der Messung (siehe Abbildung 5.27). Die schwarze Linie repräsentiert einen dicken Bereich der Folie, die rote Linie eine dünnere Stelle. Zum Vergleich wurde die Energieverteilung des Primärstrahls (blaue Linie) aufgetragen⁷. Anhand eines Gaußfits durch die jeweiligen Verteilungen läßt sich erkennen, daß die Ionen, die den dickeren Teil der Folien passieren, im Mittel einen höheren Energieverlust erleiden als die Ionen in der dünneren Zone. In Zahlen ausgedrückt bedeutet das eine mittlere Energie für den dicken Bereich der Folie von $89.894 \pm 0.003 \text{ MeV}$ und für die dünne Stelle von $89.903 \pm 0.003 \text{ MeV}$. Der Schwerpunkt der beiden Verteilungen unterscheidet sich um 9 keV, was bei der vorhandenen Statistik 3 Standardabweichungen entspricht. Die erreichte Dickenauflösung liegt damit unter 3 nm.

Die Meßzeit betrug für das gesamte zweidimensionale Bild nur wenige Minuten und es wurden im Mittel nur ca. 50 Teilchen pro Pixel bei einer Zählrate von 1 kHz gesammelt. Bei einer längeren Meßzeit und damit einer besseren Statistik bei der Bestimmung der mittleren Energie in jedem Bildpunkt, kann die Auflösung weiter gesteigert werden. Wird die Gesamtzahl der Ereignisse um den Faktor 100 erhöht, so können Dickenschwankungen von 0.3 nm statistisch signifikant nachgewiesen werden. Das bedeutet Auflösungen im Bereich einzelner Monolagen.

Interessant an dieser Messung ist, daß diese Folie die einzige von mehreren Folien verschiedener Dicke war, die solche signifikanten Abweichungen aufgezeigt hat, zumal alle Folien mit der selben Technik abgeschieden wurden. Es stellt sich die Frage, ob die Schwankung der Massenbelegung tatsächlich eine Dickenvariation der Folie darstellt, oder von Verunreinigungen auf der Folienoberfläche kommt. Diese Methode stellt erstmalig eine Möglichkeit dar, derartig feine Inhomogenitäten von Folien mit lateralen Auflösungen im Mikrometerbereich zu vermessen. Daraus ergeben sich verschiedene Anwendungsmöglichkeiten. So könnte man mit Hilfe dieser Methode Herstellungsprozesse von ultradünnen Folien optimieren. Für Präzisionsmessungen der Energieverluste und Energieverlustbreiten schwerer Ionen in Materie werden typischerweise derartige Folien verwendet [Frey96] [Schm98]. Mit der vorgestellten Methode lassen absolute Dicken der Folien bestimmen und systematische Fehler, hervorgerufen durch Dickeninhomogenitäten der Folien, minimieren.

⁷ Dabei war die Teilchenzahl um mehrere Größenordnungen höher, als bei den zwei Einzelspektren

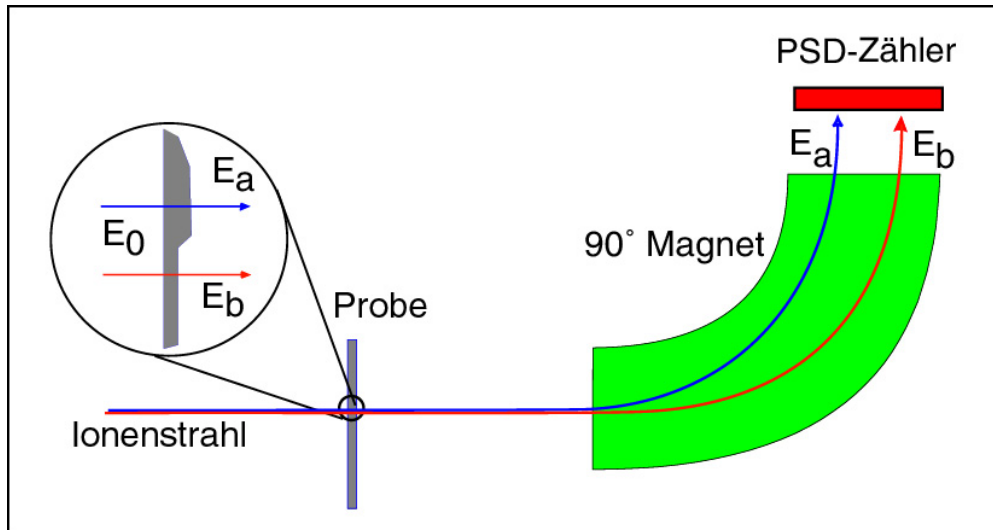


Abbildung 5.25: Prinzip der hochauflösenden Transmissionsspektroskopie. Nach dem Durchgang von unterschiedlichen Probendicken haben die Ionen abweichende magnetische Steifigkeiten. Damit werden sie von dem, in Transmission aufgestellten, 90°-Magneten mit unterschiedlichen Radien abgelenkt und können an verschiedenen Orten in der Fokalebene nachgewiesen werden

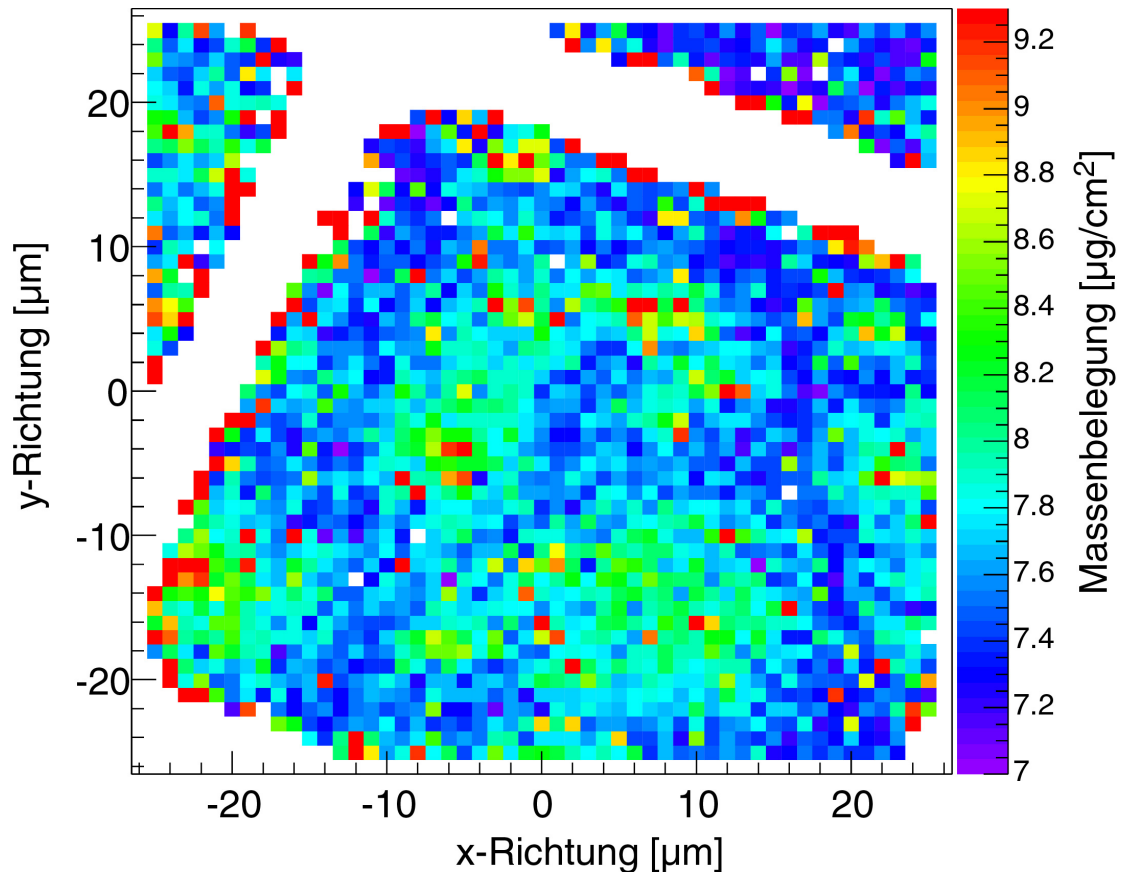


Abbildung 5.26: Messung der Massenbelegung einer dünnen Aluminiumfolie mit der hochauflösenden Transmissionsspektroskopie. Zu sehen sind mehrere Inseln, die eine höhere Massenbelegung aufweisen (grün) als der Rest der Folie (blau). Die Folie ist auf einem Stützgitter aufgezogen (weiße Stege)

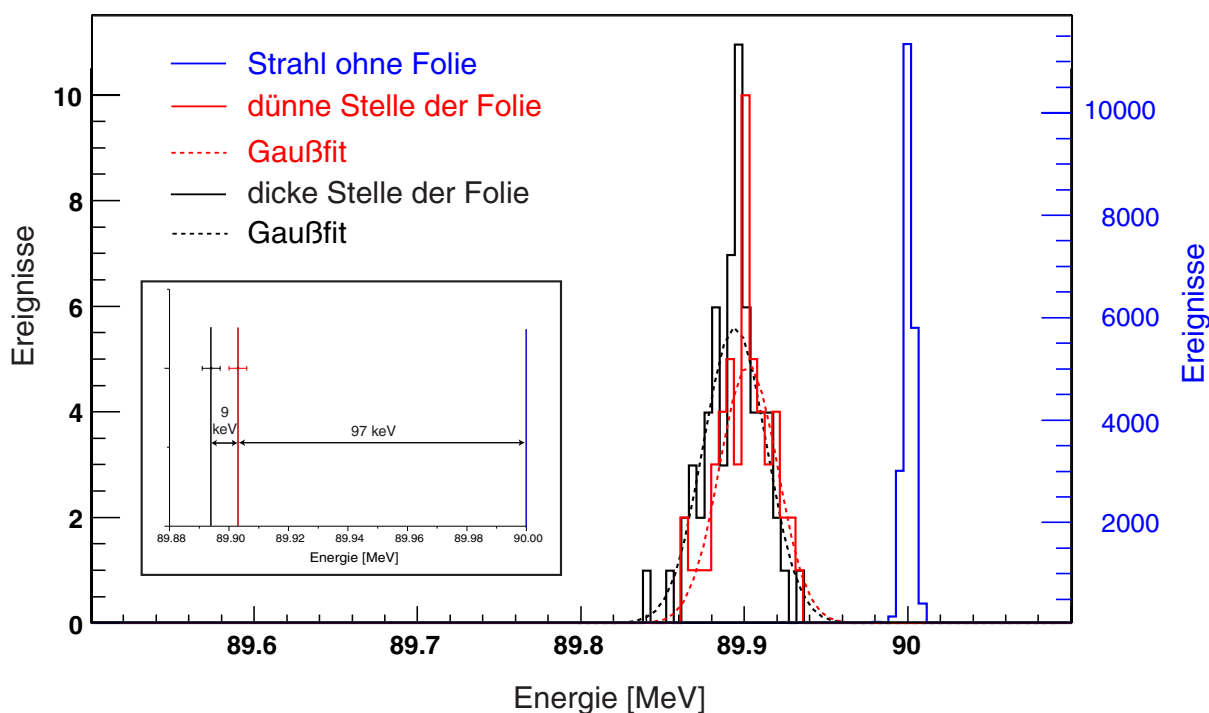


Abbildung 5.27: Energieverteilung des Strahls direkt (blau) nach Durchgang durch einen dünnen (rot) und dicken (schwarz) Folienbereich.

5.5.3. Gezielte Bestrahlung lebender Zellen mit einzelnen Ionen

Zur Thematik der Zellbestrahlungen (siehe Abschnitt 1.1) wurden bislang noch keine Experimente an lebenden Zellen durchgeführt, da sich der Bestrahlungsplatz mit der dazugehörigen Ausstattung derzeit noch im Aufbau befindet. Es wurden jedoch bereits verschiedene Vortests von einzelnen Komponenten erfolgreich absolviert. Ein wichtiger Punkt ist dabei die Strahlpräparation. Für diese Art von Experimente ist es nötig, den Ionenstrahl zuverlässig nach dem Eintreffen von einem einzelnen Ionen an der Probe abzuschalten. Dazu wurde eigens ein schneller elektrischer Strahlschalter installiert und erfolgreich getestet. Wie in Abschnitt 3.3 berichtet, wird dafür der Hochenergie-Chopper des Tandembeschleunigers verwendet. Der zweite wichtige Aspekt ist die Genauigkeit des Auftreffortes der Ionen auf der zu bestrahlenden Probe. In diesem Kapitel wurde gezeigt, daß im Einzelionenmodus bei SNAKE schon jetzt eine ca. 10-fach kleinere bestrahlte Fläche zur Verfügung steht, als am Gray Cancer Institute [Folk97a] [Folk97b] und an der Columbia University [Gear91], wo seit längerem Arbeiten zur Zellmikrobestrahlung durchgeführt werden. Damit wird es an SNAKE möglich sein, nicht nur den Zellkern einer Zelle sicher zu treffen, sondern man wird in der Lage sein, auch Untereinheiten des Zellkerns gezielt zu bestrahlen. Die Verwendung von Ionen schwerer als Helium eröffnet dem Feld der gezielten Zellbestrahlungen zusätzlich neue Möglichkeiten, die in den genannten Labors nicht zur Verfügung stehen. So kann mit Schwerionen die lokale Ionisationsdichte in der Materie über mehrere Größenordnungen variiert werden. Damit besitzt das Rasterionenmikroskop SNAKE die Möglichkeit, höhere Dosen nicht nur über eine größere Anzahl von Teilchen zu erzeugen, sondern auch über unterschiedliche Ionensorten.

Um die Zellbestrahlungen effizient und mit allen molekularbiologischen Techniken kombiniert ausführen zu können, läuft derzeit ein Aus- bzw. Umbau der Experimentierstation.

Hier geht es vor allem darum, einen Strahlaustritt an Luft zu realisieren und ein hochauflösendes optisches Spezialmikroskop mit Fluoreszenzmöglichkeiten zu integrieren, mit dem die Zellen unmittelbar nach der Bestrahlung beobachtet werden können. Dies geschieht in einer Kollaboration mit Biologen der Universität München und der GSF – Forschungszentrum für Umwelt und Gesundheit in Neuherberg.

6. Ausblick

Am Münchner Tandembeschleuniger wurde in den letzten Jahren das Rasterionenmikroskop SNAKE installiert. Dazu wurden mehrere Komponenten, wie die supraleitende Multipollinse und die Präzisions-Schlitze neu entwickelt, getestet und in den Strahlengang eingebaut. In einer ersten Experimentierphase wurden alle zur Strahldiagnostik wichtigen Elemente in Betrieb genommen und der fein fokussierte Ionenstrahl charakterisiert. Die Messungen zur lateralen Auflösung des Rasterionenmikroskops SNAKE bestätigen die Funktionsfähigkeit des gesamten Systems. Es werden bei voller Ausleuchtung der Linse laterale Auflösungen von $\Delta x = 1.63 \pm 0.10 \mu\text{m}$ und $\Delta y = 1.19 \pm 0.06 \mu\text{m}$ erreicht. Im Einzelteilchenmodus verbessern sich die Werte auf $\Delta x = 1.27 \pm 0.06 \mu\text{m}$ bzw. $\Delta y = 320 \pm 38 \text{ nm}$. Diese Werte können nur durch die eingeführten sphärischen Multipolkorrekturen erreicht werden. Die ermittelten Strahlfleckgrößen sind im wesentlichen durch parasitäre Effekte und nicht durch Abbildungsfehler der Linse beschränkt.

In zeitlich aufgelösten Diagnostikverfahren wurden mehrere Störfaktoren festgestellt, welche die Strahlqualität in beiden Modi signifikant beeinträchtigen. Als Haupteinfluß sind hier die 50 Hz Oszillation des Strahls und die Positionsfluktuation der Linse relativ zur Probe zu nennen. Die Hauptaufgabe der Zukunft liegt also darin, die Störquellen zu lokalisieren und so gut wie möglich zu eliminieren. Bei den Driften ist daran gedacht, eine interferometrische Überwachung der Elemente zu installieren, die eine aktive Korrektur ermöglicht. Wenn die parasitären Einflüsse beseitigt sind, sollte die erreichbare Gesamtauflösung von SNAKE auch bei nahezu voller Ausleuchtung unterhalb von $1 \mu\text{m}$ liegen. Im Einzelteilchenmodus ist es unter diesen Umständen sogar möglich, Auflösungen im 100 nm Bereich und darunter zu erreichen, wie sie auch von anderen Mikrostrahlen berichtet werden [Spem02] [Watt98].

Neben der Strahldiagnostik wurden in der Arbeitsgruppe verschiedene Detektorsysteme für die projektierten Anwendungen entwickelt und in Betrieb genommen. Methodisch bestehen für das Rasterionenmikroskop SNAKE zwei Zielrichtungen: Die Materialanalyse, und die Materialmodifikation.

Im Rahmen der Materialanalyse werden sich die Anwendungen zunächst hauptsächlich auf die Wasserstoffmikroskopie konzentrieren. Die Möglichkeit, Wasserstoff dreidimensional in Proben bis zu $100 \mu\text{m}$ Dicke mit ppm Sensitivitäten nachzuweisen, birgt ein großes Anwendungspotential. Anhand der ersten Testmessungen zur Wasserstoffmikroskopie an einem Fliegenflügel wurde demonstriert, daß diese Methode einsatzbereit ist. Es wurden bereits einige Anwendungsgebiete genannt, die im Rahmen der Doktorarbeit von P. Reichart bearbeitet werden. An erster Stelle stehen hier die Untersuchungen von Wasserstoff in technisch hergestelltem CVD-Diamant. Ein Projekt zur Untersuchung der Wasserstoffdiffusion in Brennstoffzellen, in Zusammenarbeit mit dem Physik Lehrstuhl E19 der TUM (Prof. Stimming), wird derzeit diskutiert.

Im Bereich der Materialmodifikationen ergeben sich mögliche Anwendungen, einerseits aus der großen Reichweite der hochenergetischen Protonen, andererseits aufgrund des variablen Bremsvermögens der zur Verfügung stehenden Schwerionen. Zur gezielten Bestrahlung

lebender Zellen wurde vor über einem Jahr ein Projekt angestartet, bei dem beide Aspekte ausgenutzt werden können. Eines der Ziele besteht darin, räumliche Korrelationen zwischen induzierter Schädigung des Erbguts und den für die Reparatur zuständigen Proteinen herzustellen. Die apparativen und methodischen Arbeiten an SNAKE führt A. Hauptner im Rahmen seiner Doktorarbeit durch.

Bei einem weiteren Projekt im Themenkomplex der Materialmodifikationen wurde eine Kollaboration mit der Freien Universität Belgien (VUB) ins Leben gerufen. Dabei geht es um die Mikrostrukturierung von Bauelementen zur optischen Signalübertragung. Im Gegensatz zum Standardverfahren der Röntgen-Lithographie mit Galvanischer Abformung (LIGA-Technik), ist man mit hochenergetischen Protonen nicht auf Strukturtiefen von 300 μm beschränkt. Es soll dabei ausgelotet werden, ob man durch gezieltes Schreiben in PMMA-Material (Plexiglas) mit dem Ionenstrahl und anschließendem Ätzen optisch hochwertige Strukturen im Mikrometermaßstab erzeugen kann. Diese sollen bei der optischen Signalübertragung innerhalb eines Prozessors oder zwischen benachbarten Prozessoren als Linsen oder Reflektoren eingesetzt werden.

Literaturverzeichnis

- [Beck] L. Beck, L. Rohrer, G. Datzmann, SEQUENZER, Programm zur Entmagnetisierung von Beschleunigerkomponenten
- [Blac99] S.J. Blackband, D.L. Buckley, J.D. Bui, M.I. Phillips, Magn. Res. Materials in Phys., Biol. and Med. **9** (1999) 112
- [Bohr48] N. Bohr, K. Dan. Vidensk. Selesk. Mat. Fys. Medd. **18** (1948) 8
- [Bree90] M.B.H. Breese, D.N. Jamieson, J.A. Cookson, Nucl. Instr. and Meth. **B 47** (1990) 443-452
- [Bree91] M.B.H. Breese, D.N. Jamieson and J.A. Cookson, Nucl. Instr. and Meth. **B 54** (1991) 28
- [Bree96] M.B.H. Breese, D.N. Jamieson, P.J.C. King, Materials Analysis Using a Nuclear Microprobe, John Wiley & Sons, 1996
- [Butz00] T. Butz, R.-H. Flaggmeyer, J. Heitmann, D.N. Jamieson, G.J.F. Legge, D. Lehmann, U. Reibetanz, T. Reinert, A. Seint, D. Spemann, R. Szymanski, W. Tröger, J. Vogt, and J. Zhu, Nucl Instr. and Meth. **B 161** (2000) 323
- [Carl96] W. Carli, P. Hartung, H. Jakob, H. Münzer, L. Rohrer, Jahresbericht, Beschleunigerlaboratorium der Universität und der Technischen Universität München (1996)
- [Cohe72] B.L. Cohen, C.L. Fink, J.H. Degnan, J. Appl. Phys. **43** (1972) 19.
- [Cook70] J.A. Cookson, F.D. Pilling, Harwell Report (1970) AERE R6300
- [Cook72] J.A. Cookson, A.T.G. Ferguson, F.D. Pilling, Journal of Radioanal. Chem. **12** (1972) 39
- [Cook91] J.A. Cookson, Nucl. Instr. and Meth. **B 54** (1991) 433
- [Cour52] E. Courant, M.S. Livingston, H. Snyder, Phys. Rev. **88** (1952) 1190
- [DAN] persönliche Mitteilung, DANFYSIK A/S, Mollehaven, DK-4040 Jyllinge
- [Datz97] G. Datzmann; Eine supraleitende Linse zur Fokussierung hochenergetischer Ionen, Diplomarbeit, TU München 1997
- [Datz99] G. Datzmann, G. Dollinger, G. Hinderer, H.-J. Körner, Nucl. Instr. and Meth. **B 158** (1999) 74.
- [Datz01] G. Datzmann , G. Dollinger, C. Goeden, A. Hauptner, H.-J. Körner, P. Reichart, O. Schmelmer, Nucl. Instr. and Meth. **B 181** (2001) 20-26
- [DDAC] R. Lutter, G. Datzmann, P. Reichart
- [Doll90] G. Dollinger, Kohlenstoffolien als Stripper für schwere Ionen, Dissertation, TU München, 1990
- [Doyle] <http://www.sandia.gov/1100/1111/Elements/tablefr.htm>

- [Fisc] Technisches Büro Fischer, Darmstadt
- [Fisc85] B.E. Fischer, Nucl. Instr. and Meth. **B 10/11** (1985) 693-696.
- [Folk97a] M. Folkard, B. Vojnovic, K.M. Prise, A.G. Bowey, R.J. Locke, G. Schettino, B.D. Michael, Int. J. Radiation Biology (1997) **Vol. 72, No. 4**, 375-385
- [Folk97b] M. Folkard, B. Vojnovic, K.J. Hollis, A.G. Bowey, S.J. Watts, G. Schettino, K.M. Prise, B.D. Michael, Int. J. Radiation Biology (1997) **Vol. 72, No. 4**, 387-395
- [Frey96] C.M. Frey, G. Dollinger, A. Bergmaier, T. Faestermann, P. Maier-Komor, Nucl. Instrum. Meth. **B 107** (1996) 31
- [Gear91] Geard, C. R., Brenner, D. J., Randers-Pehrson, G., & Marino, S.A. Nucl. Instrum. Meth. **B 54** (1991) 411-416
- [Glas52] Grundlagen der Elektronenoptik, Springer-Verlag, Wien.
- [Goed98] C. Goeden, Aufbau einer Quelle hochbrillanter, negativer Ionen, Diplomarbeit, TU München, 1998
- [Goed99] C. Goeden, G. Dollinger, Apl. Surf. Sci **147/1-4** (1999) 107
- [Grim84] G.W. Grime, F. Watt, Beam Optics of Quadrupole Probe-Forming Systems, Adam Hilger Ltd. Bristol 1984
- [Grim91] G.W. Grime, M. Dawson, M. Marsh, IC. McArthur, F. Watt, Nucl. Instr. and Meth. **B 54** (1991) 52
- [Grou] Hallsonde von Group3, Modell LPT-231-15s
- [Hake92] B. ten Haken, L.J.M van de Klundert, V.S. Vysotsky, V.R. Karasik, P.N. Lebedev, IEEE Transactions on Magnetics, **Vol. 28 No.1** (Jan. 1992) 755
- [Hant89] H. Hantsche, Scanning **11/6** (1989) 257
- [Haupt] A. Hauptner, persönliche Mitteilung
- [Haupt99] A. Hauptner, Der 0°-Spektrograph am Raster-Ionenmikroskop SNAKE, Diplomarbeit, TU München, 1999
- [Haupt00] A. Hauptner, et al., Jahresbericht des Münchner Beschleunigerlabors (2000) 72
- [Hert98] R. Hertenberger, Y. Eisermann, A. Hofmann, A. Metz, P. Schiemenz, S. Trieb, G. Graw, Rev. Sci. Inst. **69-2** (1998) 750
- [Hind97] G. Hinderer, G. Dollinger, G. Datzmann, H.-J. Körner, Nucl. Instr. and Meth. **B 130** (1997) 51
- [Icnm00] Proceedings of the 7th International Conference on Nuclear Microprobe Technology and Applications Nucl. Inst. and Meth. **B 181** (2001) 1-759
- [Jami88] D.N. Jamieson, G.J.F. Legge, Nucl. Instr. and Meth. **B 30** (1988) 235.
- [Jami94] D.N. Jamieson, M.B.H. Breese, A. Saint, Nucl. Instr. and Meth. **B 85** (1994) 676

- [Jami01] D.N. Jamieson, Nucl. Instr. and Meth. **B 181** (2001) 1
- [Kalb99] S. Kalbitzer, Nucl. Instr. and Meth. **B 158** (1999) 53-60
- [Kami95] T. Kamiya, T. Suda, R. Tanka, Nucl. Instr. and Meth. **B 104** (1995) 43
- [Kube89] R.L. Kubeana, F.P. Stratton, J.W. Ward, G.M. Atkinson, R.J. Joyce, Journal of Vacuum Science Technology **B 7** (1989) 1798
- [Lide98] D.R. Lide, H.P.R. Frederikse, Handbook of Chemistry and Physics 78th Edition 1997 - 1998, Seite 12-119, CRC Press, Boca Raton,
- [Marco] The Microanalytical Research Centre Commercial Organisation; <http://www.ph.unimelb.edu.au/marco>
- [Mart93] B.G. Martinsson, P. Kristiansson, Nucl. Instr. and Meth. **B 82** (1993) 589
- [Marw75] A.D. Marwick, P. Sigmund, Nucl. Instr. and Meth. **126** (1975) 317.
- [Meij97] J. Meijer, Mikrostrahlssysteme und Implantationsanlagen mit supraleitendem Solenoiden, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1997
- [Midd84] R. Middleton, Nucl. Instr. and Meth. **233** (1983) 193
- [Molo91] G.R. Moloney, D.N. Jamieson and G.J.F. Legge, Nucl. Instr. and Meth. **B 54** (1991) 24
- [Molo93] G.R. Moloney, D.N. Jamieson and G.J.F. Legge, Nucl. Instr. and Meth. **B 77** (1993) 35
- [NEC] air cooled direct extraction duoplasmatron 1995, Fa. National Electrostatics Corp., 53562 Middleton, Wisconsin, USA
- [OM] Firma Oxford Microbeams, <http://www.microbeam.co.uk/>
- [Pars75] C.P. Parsch; Supraleiter und supraleitende Magnete, Siemens Aktiengesellschaft 1975.
- [Parz76] G. Parzen; Brookhaven National Laboratory report 1976 BNL 50536.
- [Pasz91] F. Paszti, E. Szilagyi and E. Kotai, Nucl. Instr. and Meth. **B 54** (1991) 507
- [Plat85] A. Platzer, Entwicklung eines supraleitenden Schalters für die Tritron-Magnete, Diplomarbeit, TU München, 1985.
- [Pois] Los Alamos Accelerator Code Group, LA-UR-87-126.
- [Poss83] W. Posselt, et al. Jahresbericht des Münchner Beschleunigerlabors (1983) 117
- [Prew92] P.D. Prewett, et al., Microeletronic Engineering **17** (1992) 249
- [Rara] Internet: <http://cpmcnet.columbia.edu/dept/radoncology/raraf/>
- [Reic99] P. Reichart, Entwicklung eines Detektors zur 3-dimensional ortsauflösenden Wasserstoffanalytik mittels Proton-Proton-Streuung, Diplomarbeit, TU München 1999
- [Reic02] P. Reichart, G. Dollinger, G. Datzmann, A. Hauptner, H.-J. Körner, O. Schmelmer, to be submitted in Nucl. Instr. and Meth. **B**

- [Ried98] M. Riedel, H. Düsterhöft, Rapid Comm. in Mass Spectr. **12** (1998) 1510
- [Ryan01] C.G. Ryan, D.N. Jamieson, W.L. Griffin, G. Cripps, R. Szymanski, Nucl Instr. and Meth. **B 181** (2001) 12
- [Scha92] G. Schatz, A. Weidinger, Nukleare Festkörperphysik, 2. Auflage Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1992
- [Schi00] B. Schillinger, E. Lehmann, P. Vontobel, Physica **B 276-278** (2000) 59
- [Schm98] O. Schmelmer, G. Dollinger, C.M. Frey, A. Bergmaier, S. Karsch, Nucl. Instr. and Meth. **B 145** (1998) 261.
- [Schm99] O. Schmelmer, G. Dollinger, G. Datzmann, C. Goeden, H.-J. Körner, Nucl. Instr. and Meth. **B 158** (1999) 107.
- [Schm01a] O. Schmelmer, G. Dollinger, G. Datzmann, A. Hauptner, H.-J. Körner, P. Maier-Komor, P. Reichart; Nucl. Instr. and Meth. **B 179** (2001) 469-479
- [Schm01b] O. Schmelmer, Ein Rasterionenmikroskop für hochenergetische Ionen, Dissertation, TU München, 2001
- [Sigm74] P. Sigmund, K. B. Winterbon, Nucl. Instr. and Meth. **119** (1974) 541.
- [Sjö197] K.A. Sjöland, P. Kristiansson, M. Elfman, K.G. Malmqvist, J. Pallon, R.J. Utui, C. Yang, Nucl. Instr. and Meth. **B 124** (1997) 639.
- [Smit96] B.C. Smith, Fundamentals of Fourier transform infrared spectroscopy, CRC-Press, Boca Raton, 1996
- [Spem01] D. Spemann, T. Reinert, J. Vogt, T. Butz, K. Otte, K. Zimmer, Nucl. Instr. and Meth. **B 181** (2001) 186
- [Spem02] D. Spemann, T. Reinert, J. Vogt, D. Dobrev, T. Butz, Nucl. Instr. and Meth. B, in press
- [SRIM00] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, The Stopping and Range of Ions in Matter, Version 2000.39
- [Step96] A. Stephan, J. Meijer, J. Adamczewski, H. Roecken, D. Loeffelmacher, H.H. Bukow, C. Rolfs, Nucl. Instr. and Meth **B 113** (1996) 387
- [Step97] A. Stephan, Aufbau und Charakterisierung einer dynamischen MeV-Ionenmikrosonde für die Materialforschung, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1997
- [Szil88] M. Szilagy, Electron and Ion Optics, Plenum Press, New York, (1988)
- [Taji01] J. Tajima, S. Kado, Y.K. Park, R. Mimura, M. Takai, Nucl. Instr. and Meth. **B 181** (2001) 44
- [Taka93] M. Takai, Nucl. Instr. and Meth. **B 77** (1993) 8-16
- [Tapp93] U.A.S Tapper W.R. McMurray, G.F. Ackermann, C. Churms, G. De Villiers, D. Fourie, P.J. Groenewald, J. Kritzing, C.A. Pineda, J. Pilcher, H. Schmitt, K. Springhorn and T. Swart, Nucl. Instr. and Meth. **B 77** (1993) 17

- [Tash00] S. Tashiro, J. Walter, A. Shinoara, N. Kamada, T. Cremer, *J. Cell. Biol.* **150** (2000) 283
- [Thom38] G. Thomas, *Phys. Rev.* **54** (1938) 580
- [Trax95] K. Traxel, P. Arndt, J. Bohsung, K.-U. Braun-Dullaeus, M. Maetz, D. Reimold, H. Schiebler, A. Wallianos, *Nucl. Instr. and Meth.* **B 104** (1995) 19
- [TRIM96] J.F. Ziegler, J.P. Biersack and U. Liimark, *The Stopping and Range of Ions in Solids, Vol 1*, Pergammon, New York, 1985
- [Volc01] B. Volckaerts H. Ottevaere, P. Vynck, C. Debaes, P. Tuteleers, A. Hermanne, I. Veretennicoff and H. Thienpont, *Asian Journal of Physics*, 2001, **Vol. 10, No. 2**, 195-214
- [Wätj00] U. Wätjen, C Dücsö, A. Tajani, F. Munnik, F. Lechtenberg., *Nucl. Instr. and Meth.* **B 161** (2000) 359
- [Watt87] F. Watt, G.W. Grime, *Principles and Applications of High-Energy Ion Microbeams*, Adam Hilger Ltd. Bristol 1987
- [Watt98] F. Watt, T. Osipowicz, T.F. Choo, I. Orlic, and S.M. Tang, *Nucl. Instr. and Meth.* **B 136** (1998) 313
- [www1] <http://pluto.mpi-hd.mpg.de/pixe/microprobes.html>

Anhang A

Sensitivitäten der Induktionsspulen des Multipolanalysators

Typ A: 2 mal 57 Windungen; r_{mit} : 5.1 – 6.45 r_{sp} : 1.15 – 2.0:

Feld	Dipol	Quadrupol	Sextupol	Oktupol	10-pol	12-pol	16-pol
U_{max} [mV]	+3.062	+3.441	+2.844	+2.047	+1.349	+0.8325	+0.2660
Verhältnis zum Quadrupol	1.124	1	1.210	1.682	2.550	4.134	12.93

Alle induzierten Spannungen beziehen sich auf eine Rotationsfrequenz von 1 Hz in einem Feld der Stärke 1 T bei einem Abstand von 10 mm zur Mitte.

Typ B: 2 mal 94 Windungen geometrisch: r_{mit} : 0.75 – 2.25 r_{sp} : 5.0 – 6.4,

Feld	Dipol	Quadrupol	Sextupol	Oktupol	10-pol	12-pol	16-pol
U_{max} [mV]	59.846	17.952	-10.364	-7.833	0.7423	2.502	-0.6108
Verhältnis zum Quadrupol	.29998	1	-1.732	-2.292	24.19	7.175	-29.39

Alle induzierten Spannungen beziehen sich auf eine Rotationsfrequenz von 1 Hz in einem Feld der Stärke 1 T bei einem Abstand von 10 mm zur Mitte.

Anhang B

Strahlableitung mit elektrischer Ablenkeinheit

Maximale Auslenkung und minimale Schrittweite in x und y-Richtung für 90 MeV Schwefel (Ladungszustand 8 +)

Netzgerät	kleinster Schritt in x	max. Auslenkung in x	kleinster Schritt in y	max. Auslenkung in y
± 5 kV (schnell)	586 nm	± 1.2 mm	104 nm	± 212 µm
± 2.5 kV	293 nm	± 600 µm	52 nm	± 106 µm
± 1.25 kV	146.5 nm	± 300 µm	26.0 nm	± 53 µm
± 500 V (schnell)	58.6 nm	± 120 µm	10.4 nm	± 21.2 µm

Maximale Auslenkung und minimale Schrittweite in x und y-Richtung für 20 MeV Protonen

Netzgerät	kleinster Schritt in x	max. Auslenkung in x	kleinster Schritt in y	max. Auslenkung in y
± 5 kV (schnell)	326 nm	± 668 µm	58.5 nm	± 120 µm
± 2.5 kV	163 nm	± 334 µm	29.3 nm	± 60 µm
± 1.25 kV	81.6 nm	± 167 µm	14.6 nm	± 30 µm
± 500 V (schnell)	32.6 nm	± 66.8 µm	5.9 nm	± 12.0 µm

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Hans-Joachim Körner für die freundliche Aufnahme am Lehrstuhl E12 bedanken. Er hat das Projekt SNAKE zu jeder Zeit tatkräftig unterstützt. Außerdem hat er dafür gesorgt, daß am Lehrstuhl E12 über all die Jahre eine angenehme familiäre Atmosphäre herrschte.

Mein besonderer Dank gilt Günther Dollinger für die ausgezeichnete und freundschaftliche Betreuung sowie für sein leidenschaftliches Engagement für unser Projekt SNAKE. Ohne sein Wissen und seine Erfahrung hätte „die Schlange wohl nie zugebissen“.

Ein sehr spezieller Dank richtet sich an Günter Hinderer, der die wesentlichen Teile der supraleitenden Linse konzipiert hat. Leider durfte er die Realisierung und den Erfolg des Projekts nicht mehr miterleben, da er 1997 verstarb.

Ein großer Dank gebührt allen meinen SNAKE Mitstreitern, Oliver Schmelmer, Patrick Reichart und Andreas Hauptner. Nur durch den guten Teamgeist war es möglich, die Durststrecken beim Aufbau des Rasterionenmikroskops geduldig zu überwinden. Das gilt auch für meinen Zimmergenossen Christian Goeden, mit dem ich über die letzten Jahre das schönste Zimmer des Departments geteilt habe.

Herrn H. Seeger gilt mein Dank für unzählige mechanische Konstruktionen, die er für mich in einer sehr freundlichen Atmosphäre entworfen hat. Besonders hat mich gefreut, daß er sogar in seinem Ruhestand nochmals mehrere Tag für die Umkonstruktion des Jochs „ehrenamtlich“ geopfert hat.

Ein großer Dank geht an alle Mitarbeiter des Münchner Beschleunigerlabors. Sie haben es durch zahlreiche Arbeiten überhaupt erst möglich gemacht, ein derart großes Projekt am Tandembeschleuniger aufzubauen. Beteiligt waren neben vielen anderen L. Beck, W. Carli, F. Haftlmaier, S. Koschartz, R. Lutter, L. Rohrer, K. Steinberger und H. Welzenbach.

Bedanken möchte ich mich sehr bei Ralf Lang und Michael Klöckner aus der institutseigenen Werkstatt, die mir unter anderem immer dann geholfen haben, wenn es zeitlich sehr knapp war.

Ein aufrichtiger Dank geht an die Zentralwerkstatt des Physik-Departments, die wesentliche Teile der supraleitenden Linse und des Multipolanalysators sowie viele andere Konstruktionen angefertigt haben. Stellvertretend für alle Mitarbeiter möchte ich mich bei den Leitern O. Bönisch und M. Pfaller für die gute und erfolgreiche Zusammenarbeit bedanken.

Außerdem möchte ich mich bei Herrn N. Franz, dem Leiter der Elektronik-Werkstatt, für die Konzipierung und Fertigung verschiedener elektronischer Bauteile bedanken.

Bedanken möchte ich mich auch bei Sonja Winkler, die mir einerseits beim Verkleben der Folien geholfen hat und andererseits wegen meinem Dissertations-Druckereistreik eine Woche auf ihr neues Zimmer warten mußte.

Mein Dank gilt auch Kathi Nacke, Peter Maier-Komor und Wolfgang Heimkes, für die Dienste, die ich vom Targetlabor in Anspruch genommen habe.

Bedanken möchte ich mich auch bei Sissy Körner, die sich immer erfolgreich um die zwischenmenschlichen Kontakte gekümmert hat und somit für ein angenehmes Klima im Lehrstuhl gesorgt hat.

Nicht zu vergessen die guten Seelen des Lehrstuhls Margit Dreiseitl, Andrea Wolfseder und Petra Zweckinger, die mir bei allen nicht technischen Dingen im Institutsalltag zur Seite standen.

Danken möchte ich auch all den Werkstudenten, die mir in all den Jahren kürzer oder länger helfend zur Seite standen: Barbara Baur, Christopher Broeg, Andreas „Ghandi“ Gschrey, Michael Hutzler, Brigitte Raab und Martin Soukup.

Schließlich möchte ich mich auch bei allen weiteren Mitarbeitern von E12 für die Sympathie, bedanken, die sie mir entgegengebracht haben.

Einen ganz lieben Dank möchte ich an Boris Harss senden, der es geschafft hat, mich über ein Jahrzehnt während des Studiums und der Promotion auszuhalten, selbst als ich ihn mit diesem Werk gequält habe.

Ein herzlicher Dank gebührt auch meinen Eltern, die mich während meiner gesamten Ausbildung und Doktorarbeit immer bedingungslos und großzügig unterstützt haben. Ich weiß, daß das in keiner Weise selbstverständlich ist.

Last but not least möchte ich Dir, Ursula, für die Geduld und die moralische Unterstützung danken, die Du mir, dem Linsenforscher, über all die Jahre entgegengebracht hast. Außerdem hast Du diesem Werk ca. 400 Kommas spendiert. Unserem Sohn Felix gilt der Dank, weil er mich nachts erfolgreich davon abgehalten hat, an meine Arbeit zu denken.