

**Planung und Aufbau der Strahlführung für
nachbeschleunigte, hochgeladene Ionen
an der Frankfurter EZR-(VE)RFQ-Anlage**

Diplomarbeit

vorgelegt von

Oliver Hohn

**am Institut für Angewandte Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main**

April 1999

Inhaltsverzeichnis

1	<i>Einleitung</i>	1
2	<i>Linearbeschleuniger</i>	4
2.1	Elektrostatische Beschleuniger	5
2.2	Hochfrequenzlinearbeschleuniger	6
2.3	RFQ-Prinzip	11
2.4	Hochfrequenzeigenschaften	20
2.5	Hochfrequenzeinkopplung	24
2.6	VE-RFQ	28
3	<i>Emittanz</i>	32
3.1	Der Phasenraum	32
3.2	Satz von Liouville	34
3.3	Emittanz eines Ionenstrahls	36
3.4	Randemittanz	38
3.5	Darstellung der Phasenraumellipse	40
3.6	RMS-Emittanz	44
3.7	Brillanz eines Ionenstrahls	46
3.8	Schlitze-Gitter-Emittanzmessung	46
4	<i>Grundlagen der Ionenoptik</i>	49
4.1	Magnetischer Quadrupol	51
4.2	Quadrupolmultipletts	56
4.3	Magnetische Sektorfelder	57

5	<i>Experimenteller Aufbau</i>	61
5.1	Prinzip der EZR-Ionenquelle	61
5.2	Die Frankfurter 14 GHz EZR-(ve) RFQ-Anlage	63
6	<i>Experimentelle Ergebnisse</i>	71
6.1	Modifizierte HF-Einkopplung	71
6.2	Emittanzmessung	78
6.3	Auslegung der Strahlführung	90
7	<i>Zusammenfassung und Ausblick</i>	112
8	<i>Literaturverzeichnis</i>	114
9	<i>Anhang A</i>	118
10	<i>Anhang B</i>	119
11	<i>Physikalische Konstanten</i>	122
12	<i>Danksagung</i>	123

1 Einleitung

Der Einsatz von Ionenstrahlen in Forschung und Technik ist sehr vielfältig. Dabei wächst das Interesse an intensiven Ionenstrahlen mit einem weiten Energiespektrum stetig. Im Bereich niedriger Energien werden Ionenstrahlen für Untersuchungen in der Atomphysik genutzt, um z.B. die Dynamik der Wechselwirkungsprozesse zu studieren. Niederenergetische Ionenstrahlen werden in der Oberflächenphysik zum Ionenstrahlspattern und Ionenstrahlätzen verwendet. Dem gegenüber stehen Anwendungen von Ionenstrahlen in der Materialphysik zur Materialprüfung und zur gezielten Manipulation von Materialeigenschaften durch Implantation. Im Rahmen der Kernphysik geht es z.B. um das Verständnis von Wechselwirkungsprozessen. Die Elementarteilchenphysik benötigt höchstenergetische Ionenstrahlen zum Studium des Aufbaus der Materie. An dieser Stelle seien nur einige Anwendungsmöglichkeiten im Bereich der Kern- und Elementarteilchenphysik genannt, die künstliche Erzeugung von superschweren Elementen und die Generierung des Quark-Gluonen-Plasmas etc.

In der Medizin und Biologie verwendet man Ionenstrahlen zur Behandlung von speziellen Tumoren. Dabei zeigt diese Anwendung, daß die Behandlung von Tumoren mit Schwerionen [1] entscheidende Vorteile gegenüber der herkömmlichen Strahlungsbehandlung in Bezug auf die Strahlenbelastung für das gesunde Gewebe hat.

Die Erforschung von neuen Technologien zur Erzeugung von Energie – schwerioneninduzierte Kernfusion [2] – und Entsorgung von radioaktiven Abfällen [3] – Umwandlung langlebiger Isotope in kurzlebige – stellt neue Ansprüche an Ionenquellen und Beschleunigerstrukturen in wissenschaftlicher und technischer Hinsicht.

Schon dieser kleine Querschnitt durch verschiedene Anwendungsbereiche zeigt die Vielfalt der Anforderungen an die Beschleuniger. Diese Vielfalt spiegelt sich wiederum in den neu entwickelten Beschleunigerstrukturen wider, angefangen mit den ersten Gleichspannungsbeschleunigern bis hin zu den heutigen supraleitenden Hochfrequenzbeschleunigern.

Die erste Beschleunigergeneration vom Typ Cockroft-Walton und van de Graaff werden auf dem Weg zu immer höheren Ionenströmen und Energien immer weiter aus den Forschungslabors verdrängt. Zur Beschleunigung intensiver Ionenstrahlen werden heutzutage überwiegend Hochfrequenzbeschleuniger verwendet.

Die Vielfalt der Hochfrequenzbeschleuniger ergibt sich aus dem breiten Spektrum der Anwendungen und den speziellen Anforderungen. Prinzipiell unterscheidet man zwischen Linearbeschleuniger – in welchem Ionen die Beschleunigerstruktur nur einmal durchlaufen – und Kreisbeschleuniger – in welchem die Ionen auf einer geschlossenen Bahn geführt und die Felder mehrfach zur Beschleunigung benutzt werden.

Der Vorteil des Linearbeschleunigers ist die Beschleunigung von hohen Strahlströmen, im Bereich von einigen hunder mA, bei niedrigen Teilchenenergien. Der Nachteil liegt jedoch darin, daß die Dimensionen dieser Anlagen mit der gewünschten Endenergie wachsen. An dieser Stelle zeigt sich der Vorteil des Kreisbeschleunigers, mit dem ein vorbeschleunigter Ionenstrahl auf höchste Endenergien gebracht werden kann. Die Kombination aus mehreren Linear- und Kreisbeschleunigern vereinigt die Vorteile beider Beschleunigertypen und erlaubt es, Ionenstrahlen mit Endenergien von einigen GeV/u bis TeV/u hervorzubringen.

Der Radio-Frequency-Quadrupol-Beschleuniger RFQ ist ein Hochfrequenzlinearbeschleuniger. Dieser spezielle Beschleunigertyp wurde 1970 erstmals von Kapchinskij und Tepljakov [12] vorgeschlagen. Zusätzlich zur Beschleunigung wird bei diesem speziellen Linearbeschleuniger das Prinzip der „räumlich uniformen Fokussierung“ angewendet. Die Vereinigung von Beschleunigung und Fokussierung mit einer einzigen Struktur erlaubt es, hohe Strahlströme auch schon bei niedrigen Geschwindigkeiten ($\beta = v/c < 5\%$) zu beschleunigen. Diese Struktur hat noch einen weiteren Vorteil, sie ist gegenüber Gleichspannungsbeschleunigern sehr kompakt.

RFQ-Strukturen im ursprünglichen Sinne und in den daraus hervorgegangenen Weiterentwicklungen werden in diversen Arbeitsgruppen weltweit erforscht und entwickelt. Der Schwerpunkt am Institut für Angewandte Physik, Frankfurt/Main, liegt in der Optimierung und Untersuchung verschiedener Hochfrequenzstrukturen [4] bezüglich HF-Eigenschaften und Teilchendynamik. Aus den Untersuchungen entstanden in Frankfurt RFQ-Beschleuniger mit neu entwickelten Resonanzstrukturen für unterschiedlichste Anwendungen.

Auf Basis des 4-Rod $\lambda/2$ -RFQ-Resonators wurde ein spezieller RFQ-Beschleuniger mit variabler Energie entwickelt [14][15], der auch als variable-energy-RFQ (VE-RFQ) bezeichnet wird. Herkömmliche RFQs arbeiten mit fester Resonanzfrequenz und fester Elektrodengeometrie. Das dadurch vorgegebene Geschwindigkeitsprofil bestimmt die die Endenergie des Beschleunigers.

Die Neuentwicklung einer RFQ-Struktur mit variabler Frequenz erlaubt die Variation der Endenergie bei gleichem Elektrodenprofil. Ein Beschleuniger dieser Art wurde erstmals 1991 im Rahmen des Cluster-Ionen Beschleuniger Projekts [5] am IPNL, Lyon (Frankreich) eingesetzt.

Im Rahmen des EZR-VE-RFQ-Projekts am Institut für Kernphysik [6][7] wird ein VE-RFQ als Nachbeschleuniger in Verbindung mit einer EZR-Ionenquelle [32] eingesetzt. EZR-Ionenquellen liefern hohe Strahlströme an mehrfach geladenen Ionen im Dauerstrich oder Puls-Betrieb, mit einer hohen Langzeitstabilität und langen Lebensdauer der Quelle. Ein Nachteil liegt in der beschränkten Strahlqualität im Vergleich zu einer Elektronenstrahlionenquelle (Electron Beam Ion Source = EBIS).

Die vorhandene Anlage liefert wahlweise niederenergetische Ionenstrahlen mit einer variablen Beschleunigungsspannung von 5–100 kV und alternativ ein mit dem VE-RFQ nachbeschleunigten hochenergetischen Ionenstrahl mit einer Energie von 100–200 keV/u. Mit dem niederenergetischen Ionenstrahl werden bereits atomphysikalische Untersuchungen der Dynamik in Vielelektronensystemen durchgeführt. Das Spektrum der möglichen Experimente ist aufgrund der Vielfalt der zur Verfügung gestellten Ionensorten mit einem breiten Ladungsspektrum sehr groß.

Ergänzt wird der Einsatzbereich durch den nachbeschleunigten Ionenstrahl in der Materialforschung (z.B. Ionenimplantation, Strukturanalyse) und zur Untersuchung von atomphysikalischen Stoßprozessen mit Festkörper- und Gastargets. Weitere interessante Möglichkeiten bietet die Anlage durch die Kreuzung des niederenergetischen und des hochenergetischen Ionenstrahls, z.B. für in-situ Doppelstrahlexperimente. In Verbindung mit dem vorhandenen 7,5 MV van de Graaff-Beschleuniger des Institut für Kernphysik ist eine Strahlkreuzung mit diesem möglich.

2 Linearbeschleuniger

In diesem Kapitel werden zunächst verschiedene Beschleunigertypen beschrieben. Zentrales Thema ist das Prinzip des RFQ-Beschleunigers, unter Berücksichtigung der speziellen Eigenschaften des VE-RFQs. Die Größen zur Charakterisierung von HF-Beschleunigern und das Schwingkreismodell zur theoretischen Beschreibung werden vorgestellt. Des Weiteren wird ein Modell der HF-Einkopplung zwischen Sender und Resonator beschrieben.

Geladene Teilchen werden mit Hilfe von elektromagnetischen Feldern beschleunigt. Die Kraft, die ein Teilchen mit der Ladung q und der Geschwindigkeit \vec{v} in einem Bereich mit dem Magnetfeld \vec{B} und dem elektrischen Feld \vec{E} erfährt, wird durch die Lorentz-Kraft

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B} + \vec{E}) \quad (2.1)$$

beschrieben.

Im magnetischen Feld wirkt die Kraft immer senkrecht zur Geschwindigkeit \vec{v} eines geladenen Teilchens, so daß es nur eine Änderung der Richtung bewirkt und der Betrag der Geschwindigkeit $|\vec{v}|$ konstant bleibt. Diese Komponente der Lorentzkraft kann nicht zur Beschleunigung genutzt werden, sie kann durch entsprechende Feldkonfigurationen zur Führung der Teilchen auf einer festen Bahn dienen. Elektrische Felder mit geeigneter Orientierung werden zur Beschleunigung geladener Teilchen benutzt.

Prinzipiell unterscheidet man Beschleuniger nach der Geometrie in Linear- und Kreisbeschleuniger, wobei im Einzelfall noch eine Differenzierung nach der Art der Teilchen (Elektronen und Ionen) erfolgt. Die Eigenschaften des erzeugten elektrischen Feldes – statisch oder veränderlich – zur Beschleunigung der Teilchen, liefert eine weitere Einteilung in verschiedene Beschleunigertypen. Die Beschleunigung erfolgt entweder durch ein- oder mehrmaliges Durchlaufen der Spannung U .

Im Fall von Kreisbeschleunigern werden die Teilchen durch magnetische Felder auf Spiral- oder Kreisbahnen geführt und können auf diese Weise die erzeugte Spannung mehrmals durchlaufen. Je nach dem Prinzip unterscheidet man Betatron, Synchrotron Mikrotron und Zyklotron. Diese Beschleunigertypen seien an dieser Stelle nur exemplarisch genannt.

2.1 Elektrostatische Beschleuniger

Positiv geladenen Ionen werden bei elektrostatischen Beschleunigern in einer Stufe durch eine hohe Gleichspannung beschleunigt. Das zwischen zwei Elektroden mittels Hochspannung erzeugte statische elektrische Feld wird parallel von Ionen durchlaufen. Der resultierende Energiegewinn eines nichtrelativistischen Ions ($v \ll c$) beim Durchlaufen eines elektrostatischen Potentials ergibt sich gemäß

$$\Delta T = \frac{1}{2}mv^2 = qU \quad (2.2)$$

m: Masse des Ions, q: Ladung und U: durchlaufene Potentialdifferenz.

Die benötigte Gleichspannung kann mit einem elektrostatischen Generator oder einem Kaskadengenerator erzeugt werden. Das Prinzip des elektrostatischen Generators beruht darauf, daß elektrische Ladungen, die durch Influenz auf einem bestimmten Körper erzeugt werden, durch mechanische Bewegung des Körpers zu einer Hochspannungselektrode transportiert werden, die sich elektrisch auflädt. Nach Abgabe der influenzierten Ladungen wird der Körper mechanisch an den Ausgangspunkt zurückgeführt und der Prozeß wiederholt sich.

Die erreichbaren Hochspannungen, die mit einem Van-de-Graff Generator [8] mit atmosphärischer Luft als Isolator auf diese Weise erzeugt werden, liegen bei 2-3MV. Begrenzt wird die maximal erreichte Spannung durch Koronaentladung in atmosphärischer Luft und Funkenentladungen. Zur Erhöhung der maximalen Spannung kann die gesamte Beschleunigeranlage, bestehend aus Hochspannungsgenerator, Quelle und Beschleunigerrohr, in einem Drucktank mit Isoliergas untergebracht werden. Da die Durchbruchfeldstärke eines Gases abhängig vom Druck ist, kann man mit diesem System Spannungen von ca. 20MV erzeugen.

Der Kaskadengenerator [9] stellt eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung hoher Spannungen dar. Die mit einem mehrstufigen System von Einweggleichrichtern – bestehend aus Transformator, Gleichrichtern und Kondensatoren – erzeugte Gleichspannung ist ein Vielfaches der Sekundärspannung des Transformators. Die maximal erreichbare Spannung mit einem Kaskadengenerator liegt bei ca. 3MV. Mit dieser Methode können gepulste Ionenstrahlen mit einer Intensität von ca. 100 mA beschleunigt werden.

2.2 Hochfrequenzlinearbeschleuniger

Im Gegensatz zu den statischen Feldern der Gleichspannungsbeschleuniger verwendet man bei Hochfrequenzbeschleunigern hochfrequente elektrische Wechselfelder. Die Ionen durchlaufen entlang der Strahlrichtung das mit einem Elektrodensystem erzeugte Wechselfeld und werden in jeder Beschleunigungsstrecke durch die durchlaufene Spannung beschleunigt. Die Spannung kann theoretisch beliebig oft durchlaufen werden. Der gesamte Energiegewinn ist nicht durch die maximale Spitzenspannung bestimmt, sondern ergibt sich aus der Summe des Energiegewinns in allen durchlaufenen Beschleunigungsstrecken. Zur elektrischen Isolation genügt das vorhandene Vakuum im Beschleunigertank.

Die ersten Versuche zur Beschleunigung von geladenen Teilchen mit hochfrequenten Feldern wurden in den 20er Jahren von R. Wideröe gemacht [10]. Das Prinzip dieses HF-Driftröhrenbeschleunigers basiert auf einem zylindrischen Hohlraum, in dem axial zylindrische Elektroden, sogenannte Driftröhren, angeordnet sind. Die Driftröhren sind abwechselnd mit den Polen einer Wechselspannungsquelle verbunden (Abbildung 2.1).

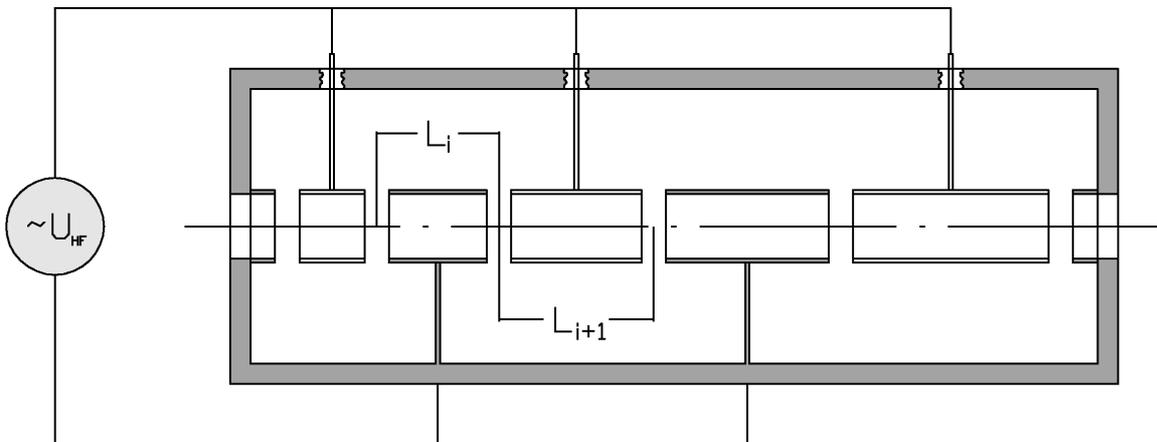


Abbildung 2.1: Aufbau eines Wideröe-Driftröhrenbeschleunigers.

Die axiale Feldkomponente des elektrischen Feldes zwischen den Driftröhren wird zur Beschleunigung genutzt. Die Orientierung des elektrischen Feldes ist in benachbarten Beschleunigungsspalten entgegengesetzt, so daß während einer halben Periode die Ionen in einem Beschleunigungsspalt beschleunigt und in dem vorausgehenden und nachfolgenden verzögert werden.

Aufgrund der wechselnden Orientierung des Feldes können mit HF-Beschleunigern keine kontinuierlichen Ionenstrahlen beschleunigt werden sondern nur in Pakete zerlegte Strahlen, sogenannte Bunche. Die Beschleunigung der Bunche kann infolge der Feldverteilung auch nur in jedem zweiten Beschleunigungsspalt erfolgen.

Der Abstand L_i zweier Beschleunigungsspalten muß so gewählt werden, daß die Ionen diesen Weg in einer halben Hochfrequenzperiode zurücklegen. Die Orientierung des elektrischen Feldes kehrt sich in dieser Zeit um und die Ionen durchlaufen in allen Beschleunigungsspalten ein beschleunigendes Feld. Bei einer sinusförmigen Wechselspannung $U(t)$

$$U(t) = U_0 \sin(\omega t)$$

werden nicht alle Ionen mit der maximalen Spannung U_0 beschleunigt.

Der Energiezuwachs eines Ions mit der Ladung q im i -ten Beschleunigungsspalt ist von der Phase φ_i bezüglich der Wechselspannung abhängig

$$\Delta T_i = qU_0 \sin \varphi_i. \quad (2.3)$$

Infolge des Geschwindigkeitszuwachses in jedem Beschleunigungsspalt muß die Länge der Driftröhren entlang der Strahlrichtung zunehmen, damit der Weg zwischen zwei Beschleunigungsspalten in einer halben Hochfrequenzperiode zurückgelegt wird. Der Abstand L_i zwischen dem i -ten und $i+1$ -ten Beschleunigungsspalt ergibt sich bei gegebener Frequenz ν_{HF} der Wechselspannung und Geschwindigkeit v_i der Ionen, nach Maßgabe der Wideröe-Bedingung

$$L_i = \frac{v_i T_{HF}}{2} = \frac{v_i}{2\nu_{HF}} = \frac{v_i \lambda_{HF}}{2c} = \frac{\beta_i \lambda_{HF}}{2}. \quad (2.4)$$

Ein anderer Beschleunigertyp, der auf der Beschleunigung von Ionen mit resonant erzeugten Hochfrequenzfeldern basiert, wurde Ende der vierziger Jahre von L. Alvarez zusammen mit W.K.H. Panofsky entwickelt [11]. Im Gegensatz zum Wideröe-Beschleuniger wird das elektrische Feld zwischen den Elektroden durch eine azimutale TM_{010} -Mode in einem Hohlraumresonator erzeugt.

Die im Hohlraumresonator induzierte stehende Welle polarisiert die Driftröhren, so daß sie an einem Ende positiv und am anderen Ende negativ geladen sind. Das führt dazu, daß in allen Beschleunigungsspalten entlang der Strahlrichtung das elektrische Feld die gleiche Orientierung hat. Die Driftröhren sind nicht mit dem HF-Sender verbunden, es fließen lediglich Verschiebestrome auf den Driftröhren. Die Stützen werden aus elektrischer Sicht nicht benötigt, da keine Ströme über sie fließen, sie werden nur aus mechanischen Gründen benötigt (Abbildung 2.2).

Da die Feldorientierung in allen Gaps identisch ist, müssen die Ionen für eine ganze Hochfrequenzperiode in den Driftröhren vom Feld abgeschirmt werden, damit sie im nächsten Beschleunigungsspalt wieder ein beschleunigendes Feld durchlaufen.

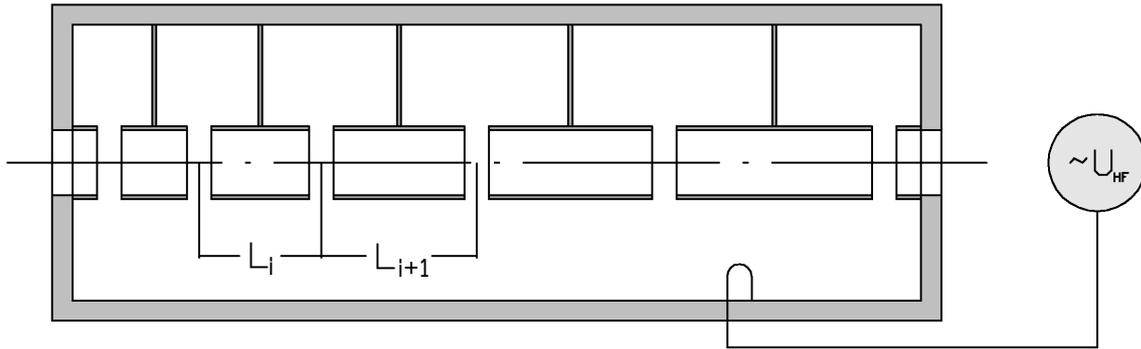


Abbildung 2.2: Aufbau eines Alvarez-Beschleunigers

Bei einem Alvarez-Beschleuniger ist der Abstand zwischen zwei Beschleunigungsspalten doppelt so groß wie bei dem oben vorgestellten Wideröe-Beschleuniger.

$$L_i = v_i T_{HF} = \frac{v_i}{v_{HF}} = \frac{v_i \lambda_{HF}}{c} = \beta_i \lambda_{HF}. \quad (2.5)$$

Im Gegensatz zum Wideröe-Beschleuniger kann bei gleicher Resonanzfrequenz in jedem Beschleunigungsspalt ein Teilchenpaket beschleunigt werden, wobei der Abstand zwischen zwei Bunchen der gleiche ist wie im Fall des Wideröe-Driftröhrenbeschleunigers. Die Fokussierung des Ionenstrahls wird meist durch magnetische Linsen erreicht, die in den Driftröhren untergebracht sind.

2.2.1 Logitudinale und radiale Stabilität

Die oben beschriebenen Linearbeschleunigerstrukturen erzeugen mit Hilfe von unterschiedlichen Elektroden- oder Hohlleiteranordnungen stehende Wellen. Diese lassen sich als Summe vorwärts- und rückwärtslaufender Partialwellen beschreiben. Ein Ion wird dabei nur von der vorwärts laufenden Partialwelle beschleunigt oder abgebremst, die mit der gleichen Phasengeschwindigkeit wie dieses die Struktur durchläuft. Die Einflüsse der rückwärts laufenden Welle und aller höheren raumharmonischer Wellen können aufgrund der abweichenden Phasengeschwindigkeiten in erster Näherung vernachlässigt werden.

Die Phasenlage der Ionen – bezüglich der synchronen Partialwelle – bestimmt nach Gleichung (2.3) den Energiegewinn der Ionen pro Beschleunigungsspalt. Die Auslegung des Beschleunigers erfolgt für ein Teilchen, das als Sollteilchen bezeichnet wird. Die Synchronisation der Teilchenbewegung mit der Phasengeschwindigkeit der Partialwelle wird durch die Geometrie der Struktur, Länge der Beschleunigungsspalten und Driftstrecken vorgenommen.

Ionen mit einem abweichenden Geschwindigkeitsprofil bewegen sich also zeitlich vor oder hinter dem Sollteilchen auf der Partialwelle. Wählt man die Sollphase $\varphi_{\max}=\pi/2$, so daß die maximale Spannung in jedem Beschleunigungsspalt durchlaufen wird, so kommt es bei Abweichungen zum Verlust von Ionen. Eine Abweichung von der Sollenergie bzw. -geschwindigkeit kann in den nachfolgenden Beschleunigungsstrecken nicht mehr kompensiert werden.

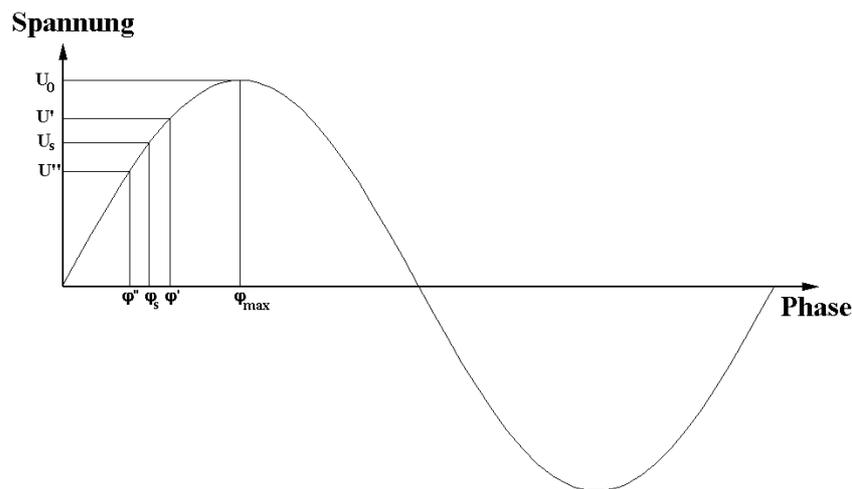


Abbildung 2.3:Prinzip der Phasenfokussierung.

Eine Verringerung der Sollphase $\varphi_s < \pi/2$ führt dazu, daß das Sollteilchen eine geringere Spannung $U_s < U_0$ durchläuft und nicht den maximalen Energiegewinn erfährt. Diesen Zustand erreicht man indem man den Abstand L zwischen den Beschleunigungsspalten verkürzt, so daß die Ionen den Beschleunigungsspalt erreichen bevor die Feldstärke ihr Maximum erreicht. Ionen mit höherer Energie als das Sollteilchen ($\varphi'' > \varphi_s$) erreichen den Beschleunigungsspalt zu einem Zeitpunkt, in welchem die Spannung U'' kleiner der Sollspannung U_s ist. Der Energiegewinn ist geringer und die Abweichung zur Energie des Sollteilchens wird verkleinert (Abbildung 2.3).

Ist ein Ion in Bezug auf das Sollteilchen zu langsam ($\varphi' < \varphi_s$), so trifft es nach ihm im Beschleunigungsspalt ein und durchläuft eine höhere Potentialdifferenz U' . Der Unterschied zur Energie des Sollteilchens wird ebenfalls geringer, da das Ion mehr Energie gewinnt. Die Ionen oszillieren um die Sollphase φ_s . Die Oszillation wird durch den longitudinalen Phasenvorschub σ_1 beschrieben, der angibt wie groß die Änderung des Phasenwinkels pro Beschleunigungszelle ist. Die Anzahl der durchlaufenen Zellen für eine volle Schwingung ergibt sich zu $360^\circ/\sigma_1$.

Mit der Verringerung der Sollphase wird die longitudinale Akzeptanz, die nutzbare Phasenbreite, vergrößert, jedoch verringert sich der Energiegewinn. Es sind dabei 2 Extremfälle zu unterscheiden. Wird die Sollphase $\varphi_{\max}=\pi/2$ gewählt, so werden nur Ionen mit der Sollgeschwindigkeit beschleunigt, der Energiegewinn ist maximal. Ionen mit abweichender Energie gehen verloren. Umgekehrt werden alle Ionen den Beschleuniger passieren, wählt man die Sollphase $\varphi_{\min}=0$. Jedoch gewinnen sie beim Durchlaufen des Beschleunigers keine Energie. Es gilt somit ein Kompromiß zwischen der Effektivität der Beschleunigung und der akzeptierten Phasenbreite durch Wahl der Sollphase φ_s zu finden.

Die radiale Komponente des elektrischen Feldes im Beschleunigungsspalt, die beim Passieren der Ionen ansteigt (Wahl der Sollphase auf der ansteigenden Flanke), sorgt für eine transversale Defokussierung der Ionen. Beim Eintritt in den Beschleunigungsspalt wirkt auf die Ionen eine fokussierende Kraft, während beim Verlassen eine defokussierende Kraft wirkt, die aufgrund der anwachsenden Feldstärke beim Passieren des Beschleunigungsspalts größer ist. Dieser Effekt wird als HF-Defokussierung bezeichnet.

Eine unabhängige Optimierung der longitudinalen Stabilität und der radialen Fokussierung ist nicht möglich, da beide von der Sollphase abhängig sind. Erhöht man die longitudinale Stabilität, so führt dies zu einer Erhöhung der radialen Defokussierung. Um der radialen Defokussierung entgegenzuwirken, benötigt man eine zusätzliche, externe Fokussierung. Zur radialen Fokussierung sind aus diesem Grund bei den meisten Alvarez- und Wideröe-Beschleuniger zusätzlich Linsen in den Driftröhren untergebracht.

Der Vorteil von RFQ-Beschleunigern ist, daß sie keine externe Fokussierung benötigen, da diese eine gleichzeitige Beschleunigung und Fokussierung aufgrund der speziellen Quadrupolstruktur erlauben. Mit einer ideal fokussierenden RFQ-Struktur – reiner Quadrupolkanal – ist keine Beschleunigung möglich. Eine Vergrößerung der beschleunigenden, axialen Komponente des elektrischen Feldes führt zu einer Verringerung der fokussierenden, radialen Komponente bei konstantem Betrag des elektrischen Feldes. Im Rahmen der Planung ist somit ein Kompromiß zwischen longitudinaler und radialer Stabilität zu finden.

2.3 RFQ-Prinzip

Der von I. Kapchinskij und V. Telyakov vorgestellte Radio-Frequenz-Quadrupol-(RFQ)-Beschleuniger [17] benötigt keine zusätzlichen Fokussierelemente. Es handelt sich um einen Hochfrequenzlinearbeschleuniger, der die beiden Ziele Beschleunigung und transversale Fokussierung mit hochfrequenten, elektrischen Feldern gleichzeitig erfüllt.

Die Grundelemente eines RFQ-Beschleunigers sind vier parallel zur Strahlachse symmetrisch angeordnete Elektroden (Abbildung 2.4). Die Elektroden sind paarweise so gekoppelt, daß gegenüberliegende auf gleichem und benachbarte auf entgegengesetztem Potential liegen.

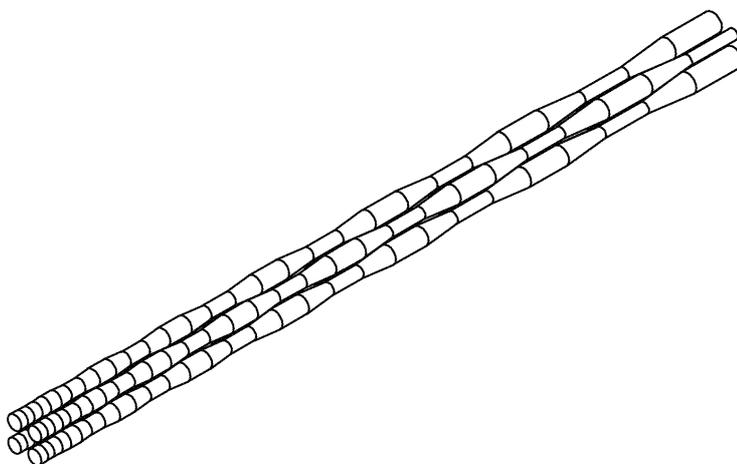


Abbildung 2.4: HF-Quadrupol mit modulierten Elektroden.

Die Struktur wird hochfrequent angeregt, so daß sich die Polarität der Elektroden periodisch ändert. Diese Quadrupolgeometrie erzeugt ein transversales elektrisches Feld, das linear mit dem Abstand zur Strahlachse ansteigt. In x -Richtung ist das Quadrupolfeld während einer halben Hochfrequenzperiode fokussierend, wobei es in der nächsten Hälfte defokussiert. In y -Richtung ist das elektrische Feld zuerst defokussierend und in der anschließenden Hochfrequenzperiode fokussierend. Die hochfrequente Änderung der Polarität der Elektroden führt zu einem periodischen Wechsel zwischen fokussierenden und defokussierenden Feldern. Die Strahlachse ist im Idealfall feldfrei. Einer Defokussierung folgt eine stärkere Fokussierung der Ionen, da sich der Abstand zur Strahlachse vergrößert. Die nachfolgende Defokussierung ist aufgrund des geringeren Abstandes der Ionen zur Strahlachse schwächer (Abbildung 2.5).

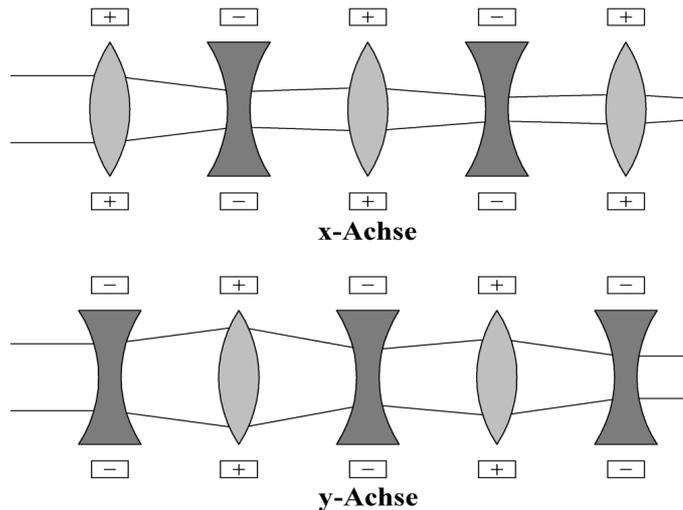


Abbildung 2.5:Prinzip der AG-Fokussierung.

Die Ionen erfahren beim Passieren alternierender Quadrupole somit eine Nettofokussierung und werden in beiden Ebenen zur Strahlachse konzentriert. Die sogenannte starke Fokussierung, die auch als alternierende Gradienten (AG) Fokussierung [13] bezeichnet wird, ist aufgrund der elektrischen Kraftwirkung, im Gegensatz zur schwachen Fokussierung magnetischer Linsen, geschwindigkeitsunabhängig. Dies ist besonders beim Transport von schweren, langsamen Ionen vorteilhaft.

Wählt man ein Koordinatensystem, so daß die z-Achse in Strahlrichtung weist, die horizontale Achse mit x und vertikale mit y benannt ist, so ergibt sich das elektrische Potential ϕ eines idealen Quadrupols in kartesischen Koordinaten zu

$$\phi(x, y) = \frac{g_E}{2} (x^2 - y^2) \quad (2.6)$$

mit der charakteristischen Konstante $g_E = U / a^2$ (a : Apertur).

Durch Gradientenbildung erhält man daraus das elektrische Feld

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} = -g_E x \\ E_y &= -\frac{\partial \phi(x, y)}{\partial y} = g_E y \end{aligned} \quad (2.7)$$

Das elektrische Feld wächst linear mit dem Abstand zur Strahlachse an. Die Äquipotentiallinien der idealen Quadrupolstruktur verlaufen hyperbolisch und die Elektroden haben somit ein hyperbelförmiges Profil, da sie eine Äquipotentialebene bilden.

Aus fertigungstechnischen Gründen werden Elektroden mit kreisförmigem Querschnitt verwendet. Zur Reduktion der auftretenden Fehler im Potential vergrößert man den Durchmesser der Elektroden. Durch den verringerten Abstand zwischen benachbarten Elektroden, die entgegengesetzte Polarität haben, erhöht sich das Risiko von Hochspannungsüberschlägen. Es gilt einen Kompromiß zwischen optimalem Elektrodendurchmesser und ausreichendem Isolationsabstand zu finden [15].

Die oben beschriebene Quadrupolgeometrie erzeugt nur transversale elektrische Feldkomponenten. Die Ionen können mit dieser Anordnung nicht beschleunigt werden, sie werden ausschließlich durch die Struktur transportiert. Um eine beschleunigende axiale Komponente des elektrischen Feldes zu erhalten, müssen die Elektroden periodisch im Querschnitt moduliert werden, siehe Abbildung 2.6.

Gegenüberliegende Elektroden sind geometrisch phasengleich moduliert, benachbarte um 180° phasenverschoben. Als Aperturradius a wird der minimale Abstand von der Elektrodenoberfläche zur Strahlachse bezeichnet. Ein Maß für die Stärke der Modulation ist der Parameter m , der als Verhältnis von maximalem Abstand zur Apertur a definiert ist. Im Fall unmodulierter Elektroden ist $m=1$.

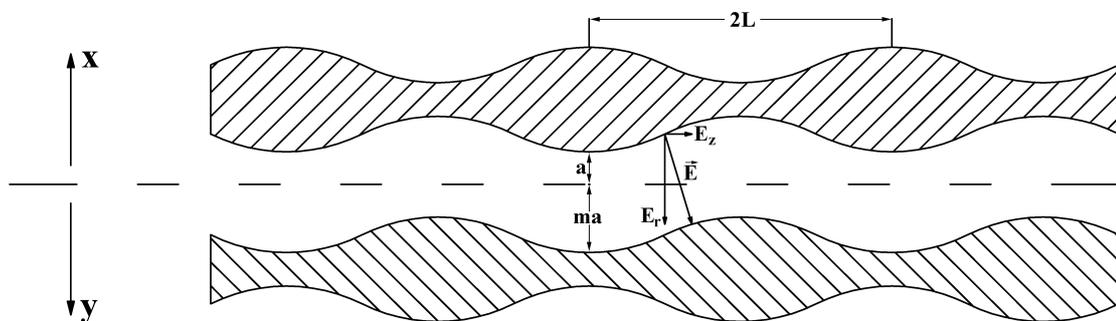


Abbildung 2.6: Longitudinaler Schnitt durch die Elektroden.

Die Orientierung des elektrischen Feldes ist in axialer Richtung in benachbarten Zellen entgegengesetzt, so daß jede zweite Zelle einen Ionenbunch beinhaltet. Eine Beschleunigerzelle ist gleich einer halben Periode der axialen Modulation der Elektroden. Die Länge L_i einer Zelle ergibt sich analog zum oben beschriebenen Widerö-Beschleuniger. Mit zunehmender Geschwindigkeit der Ionen nimmt die Zellenlänge in Strahlrichtung nach Maßgabe der Widerö-Bedingung (2.4) zu. Das Prinzip der Phasenfokussierung, das bereits in Abschnitt 2.2.1 beschrieben wurde, gilt auch für RFQ-Beschleuniger.

Ausgehend von einem harmonischen Elektrodenpotential der Gestalt

$$\phi = \pm \frac{U_0}{2} \cos(\omega t + \varphi)$$

läßt sich das allgemeine, vollständige Potential einer modulierten Quadrupolstruktur [25] in der Nähe der Strahlachse mathematisch in Zylinderkoordinaten wie folgt formulieren :

$$\phi(r, \psi, z) = \frac{U_0}{2} \left(\sum_{s=0}^{\infty} A_{0,s} \left(\frac{r}{a} \right)^{2s} \cos(2s\psi) + \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} I_{2s}(nkr) A_{n,s} \cos(2s\psi) \cos(nkz) \right) \quad (2.8)$$

a : Aperturradius, $k = \omega/c = 2\pi/\beta\lambda$ (axiale Wellenzahl), I_{2s} : modifizierte Besselfunktion.

Dieses Potential löst die Laplacegleichung, wobei es sich bei den Koeffizienten $A_{n,s}$ um charakteristische Konstanten der Elektrodengeometrie (geometriebedingte Konstanten) handelt. Betrachtet man das Potential eines modulierten Quadrupols am Ort $\psi=0, kz=0$ und $2\psi=\pi, kz=\pi$ so muß gelten

$$\phi(r, 0, 0) = -\phi\left(r, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{k}\right).$$

Basierend auf dieser Randbedingung kann gezeigt werden, daß alle $A_{n,s}$ mit $n + s = 2n, n \in N_0$ verschwinden[16]. Entwickelt man Gleichung (2.8) nach dem Winkel ψ und dem Ort z und beschränkt sich auf Glieder erster Ordnung, so erhält man :

$$\phi(r, \psi, z) = \frac{U_0}{2} \left(A_{0,1} \left(\frac{r}{a} \right)^2 \cos(2\psi) + A_{1,0} I_0(kr) \cos(kz) \right). \quad (2.9)$$

Die beiden Geometriefaktoren $A_{0,1}$ und $A_{1,0}$ ergeben sich aus der Randbedingung, da das elektrische Potential auf den Elektroden konstant ist und benachbarte Elektroden auf entgegengesetztem Potential liegen

$$\phi(a, 0, 0) = -\phi\left(ma, \frac{\pi}{2}, 0\right)$$

zu

$$A_{1,0} = \frac{m^2 - 1}{m^2 I_0(ka) + I_0(kma)} \quad (2.10)$$

$$A_{0,1} = \frac{I_0(ka) + I_0(kma)}{m^2 I_0(ka) + I_0(kma)} = 1 - A_{1,0} I_1(ka)$$

Der erste Term in Gleichung (2.9) charakterisiert die Quadrupolfokussierung der modulierten Struktur, wobei die Effizienz der Fokussierung $A_{0,1}$ von der Modulation m abhängt. Der zweite Term charakterisiert die Beschleunigung und der Faktor $A_{1,0}$ beschreibt die Effizienz der Beschleunigung. Der Fokussierfaktor und der Beschleunigungsfaktor sind über die Gleichungen (2.10) miteinander gekoppelt. Mit zunehmender Modulation m wird der Beschleunigungsfaktor größer, jedoch der Fokussierungsfaktor nimmt ab. Der Fokussierungsfaktor kann jedoch durch Verringerung der Apertur entlang der RFQ konstant gehalten werden, auch wenn der Beschleunigungsfaktor größer wird.

Aus Gleichung (2.10) ergibt sich das zeitabhängige Potential der modulierten Quadrupolstruktur in der bekannten Form:

$$\phi(r, \psi, z, t) = \frac{U_0}{2} \sin(\omega t + \varphi) \left(A_{0,1} \left(\frac{r}{a} \right)^2 \cos(2\psi) + A_{1,0} I_0(kr) \cos(kz) \right). \quad (2.11)$$

Die Komponenten des elektrischen Feldes erhält man aus der Potentialgleichung durch Bildung des Gradienten.

$$\begin{aligned} E_r(r, \psi, z) &= -\frac{\partial \phi}{\partial r} = \left(-\frac{U}{a^2} A_{0,1} r \cos(2\psi) - \frac{U}{2} k A_{1,0} I_1(kr) \cos(kz) \right) \sin(\omega t + \varphi) \\ E_\psi(r, \psi, z) &= -\frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \psi} = \frac{U}{a^2} A_{0,1} r \sin(2\psi) \sin(\omega t + \varphi) \\ E_z(r, \psi, z) &= -\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{U}{2} k A_{1,0} I_0(kr) \sin(kz) \sin(\omega t + \varphi) \end{aligned} \quad (2.12)$$

Die Komponenten des elektrischen Feldes in kartesischen Koordinaten ergeben nach der Koordinatentransformation

$$E_x = E_r \cos \psi - E_\psi \sin \psi, E_y = E_r \sin \psi + E_\psi \cos \psi, E_z = E_z$$

zu :

$$\begin{aligned} E_x(x, y, z) &= \left(A_{0,1} \frac{U}{a^2} x - A_{1,0} \frac{kU}{2r} I_1(kr) \cos(kz) x \right) \sin(\omega t + \varphi) \\ E_y(x, y, z) &= \left(-A_{0,1} \frac{U}{a^2} y - A_{1,0} \frac{kU}{2r} I_1(kr) \cos(kz) y \right) \sin(\omega t + \varphi) \\ E_z(x, y, z) &= A_{1,0} \frac{kU}{2} I_0(kr) \sin(kz) \sin(\omega t + \varphi) \end{aligned} \quad (2.13)$$

mit $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Im Fall unmodulierter Elektroden $m=1$, $A_{0,1}=1$ und $A_{1,0}=0$ verschwindet die z-Komponente des elektrischen Feldes und man erhält die transversalen Feldkomponenten des idealen elektrischen Quadrupols (vergleiche Gleichung (2.7))

$$E_x = \frac{U}{a^2} x \quad E_y = -\frac{U}{a^2} y. \quad (2.14)$$

Die Stärke der Quadrupolfokussierung bei modulierten Elektroden ist durch den Faktor $A_{0,1}^* U/a^2$ gegeben. Die fokussierende bzw. defokussierende Wirkung des Quadrupolfeldes zeigt sich im Vorzeichen. Der zweite Term, der als Hochfrequenzdefokussierung bezeichnet wird, wirkt der Quadrupolfokussierung entgegen. Zusätzlich treten bei niedrigen Geschwindigkeiten Raumladungskräfte auf, die ebenfalls zu einer Defokussierung des Ionenstrahls führen.

Die Bewegungsgleichungen für ein einzelnes Ion im idealen HF-Quadrupol erhält man mit Hilfe der Newtonschen Bewegungsgleichung und der Kraft des elektrischen Feldes, die auf ein Ion mit der Ladung q in der RFQ-Struktur wirkt

$$\vec{F} = m\vec{a} = (Au)\vec{r} = q\vec{E}.$$

A: Nukleonenzahl, u: atomare Masseneinheit

Unter Verwendung dieser Gleichungen ergeben sich die Bewegungsgleichungen in kartesischen Koordinaten zu :

$$\begin{aligned} \ddot{x} + \frac{q \cdot U}{A \cdot u} x \cdot \left(-A_{0,1} \frac{1}{a^2} + A_{1,0} \frac{k}{2r} I_1(kr) \cos(kz) \right) \cdot \sin(\omega t + \varphi) &= 0 \\ \ddot{y} + \frac{q \cdot U}{A \cdot u} y \cdot \left(A_{0,1} \frac{1}{a^2} + A_{1,0} \frac{k}{2r} I_1(kr) \cos(kz) \right) \cdot \sin(\omega t + \varphi) &= 0 \\ \ddot{z} - \frac{q \cdot U}{A \cdot u} z \cdot A_{1,0} \frac{k}{2} I_0(kr) \sin(kz) \cdot \sin(\omega t + \varphi) &= 0 \end{aligned} \quad (2.15)$$

Die transversalen Bewegungsgleichungen sind lineare Differentialgleichungen mit periodischen Koeffizienten. Die Bewegungsgleichung in Strahlrichtung kann in erster Ordnung als linear betrachtet werden, solange $\sin(kz) \approx k \cdot z$ für $k \cdot z \ll 1$ gilt.

Unter dieser Annahme lassen sich die Gleichungen in die Form der Mathieschen Differentialgleichungen bringen und analytische Näherungslösungen finden.

Man erhält als Ergebnis nach dem Einführen der dimensionslosen Variable $\tau = 1/2(\omega t - \varphi_s)$ und gemittelter Hochfrequenzdefokussierung über eine Beschleunigungszelle L_i :

$$\begin{aligned}\frac{d^2x}{d^2\tau} + x(2u \cos(2\tau) + p) &= 0 \\ \frac{d^2y}{d^2\tau} + y(-2u \cos(2\tau) + p) &= 0 \\ \frac{d^2z}{d^2\tau} - z2p &= 0\end{aligned}\tag{2.16}$$

mit den Koeffizienten

$$p = -\frac{qUA_{1,0}}{2Au v_s^2} \sin(\varphi_s)\tag{2.17}$$

$$u = \frac{2qUA_{0,1}}{Au a^2 \omega^2}\tag{2.18}$$

v_s : Geschwindigkeit des Sollteilchens und φ_s : Sollphase.

Zur Berücksichtigung der Raumladung der abstoßenden Kräfte zwischen gleichnamig geladenen Ionen im Strahl müssen die Bewegungsgleichungen um einen Raumladungsterm erweitert werden. Die Raumladung führt zu einer Kopplung der Gleichungen, so daß sie nur noch numerisch lösbar sind.

Der Koeffizient p beschreibt sowohl die Beschleunigung der Ionen im modifizierten Quadrupolkanal als auch die durch die Hochfrequenz hervorgerufene radiale Defokussierung. Die fokussierenden Eigenschaften beschreibt der Koeffizient u .

Wie man aus Gleichung (2.18) entnehmen kann, sinkt die Fokussierung mit abnehmendem Ladungs-Masse-Verhältnis q/Au und steigender Resonanzfrequenz f . Dies hat zur Folge, daß teilchendynamische Untersuchungen und das daraus resultierende Elektrodenprofil für die Ionen mit dem geringsten Masse-Ladungs-Verhältnis und der höchsten Resonanzfrequenz durchgeführt werden. Mit diesem Elektrodenprofil bzw. Geschwindigkeitsprofil kann einerseits die spezifizierte Ionensorte bei einer geringeren Resonanzfrequenz mit geringerer Elektrodenspannung U beschleunigt werden. Andererseits können bei gleicher Frequenz Ionen mit einem höheren Ladungs-Masse-Verhältnis mit einer niedrigeren Elektrodenspannung beschleunigt werden.

Es gelten allgemein folgende Zusammenhänge für RFQ-Beschleuniger mit fester Resonanzfrequenz

$$f = \text{konstant} \quad \Rightarrow \quad U \propto \frac{Au}{q} \quad (2.19)$$

und speziell für RFQs mit variabler Frequenz

$$\frac{q}{Au} = \text{konstant} \quad \Rightarrow \quad U \propto f^2. \quad (2.20)$$

Der RFQ-Beschleuniger eignet sich aufgrund der räumlich uniformen Fokussierung, im Gegensatz zu allen oben beschriebenen Beschleunigertypen, zur Beschleunigung intensiver Ionenstrahlen mit hoher Raumladung im niederenergetischen Bereich. Er akzeptiert einen kontinuierlichen (DC)-Ionenstrahl mit hoher Intensität und niedriger Geschwindigkeit, der mit hoher Effektivität gebuncht werden kann und beschleunigt ihn auf geeignete Geschwindigkeiten für weitere Beschleunigungssektionen.

Die Formgebung der Elektroden, die Variation der Modulation und der Apertur entlang der Elektroden, bestimmt nicht nur die beschleunigenden Eigenschaften der Struktur. Sie bestimmt die Transmissioneffizienz, das transversale Emittanzwachstum und die radialen sowie die longitudinalen Eigenschaften des beschleunigten Ionenstrahls.

Die Elektroden werden axial in vier separate Sektionen unterteilt. Der DC-Strahl von der Quelle durchläuft als erstes die „Radial-Matcher-Sektion“, wo die transversale Fokussierung von einem niedrigen Startwert auf ihren maximalen Wert ansteigt. Diese Prozedur erlaubt dem zeitunabhängigen Quellenstrahl sich selbst an die Zeitstruktur der Quadrupolfokussierung anzupassen. Die Elektroden sind in diesem Bereich nicht moduliert.

Es schließt sich die „Shaper-Sektion“ an, in der die Sollphase und das longitudinale Feld ansteigen und auf die nachfolgende Sektion angepaßt werden. Im dritten Bereich, dem „adiabatischen-Buncher“ wird die Bunchlänge und die Frequenz der longitudinalen Schwingung konstant gehalten, während die Sollphase weiter ansteigt. In der letzten Sektion erfolgt die eigentliche Beschleunigung bis zur Endenergie. Am Beispiel der RFQ-Struktur am Institut für Kernphysik mit 158 Zellen entfallen 5 Zellen auf die Radial-Matcher-Sektion, 67 Zellen auf die Shaper-Sektion, 54 Zellen auf den adiabatischen-Buncher und die restlichen 32 Zellen dienen zur Beschleunigung.

2.3.1 RFQ-Strukturen

Die Anregung der RFQ-Elektroden, die Umsetzung der HF-Leistung vom Sender in Beschleunigungsspannung kann mit verschiedenen Resonatortypen erfolgen. Das Ziel ist die Erzeugung einer gleichmäßigen Feldverteilung (flatness) entlang den Elektroden mit hoher Effizienz. Zu Vermeidung von Aberrationen, hervorgerufen durch Feldinhomogenitäten, müssen höhere Schwingungsmoden und Momente höherer Ordnung [20] unterdrückt werden. Des weiteren spielt eine Vielzahl von technischen Gründen, wie mechanische Stabilität, Kühlung, Justage der Elektroden, Hochspannungsfestigkeit, etc. eine Rolle, die die Wahl und die Geometrie des Resonators beeinflussen.

Grundsätzlich differenziert man zwischen zwei Gruppen von Resonatoren, den Hohlraum- und den Leitungsresonatoren. Das Spektrum der Eigenschwingungen eines Hohlraumresonators ist durch seine geometrischen Abmessungen, des geschlossenen, leitenden Hohlraums (Kavität) bestimmt. Zu dieser Gruppe gehören die von Kapchinskij und Tepliakov am ITEP (Institute for Theoretical and Experimental Physics) in Moskau eingesetzte Doppelt-H-Struktur [12] und der am LANL (Los Alamos National Laboratory) weiterentwickelte 4-Vane-RFQ [18]. Der von R.W. Müller an der GSI entwickelte Split-Koaxial RFQ ist eine Mischform aus Hohlraum- und Leitungsresonator [19]. Im Falle eines Leitungsresonators ist das Schwingungsverhalten maßgeblich durch die elektrischen und magnetischen Leitungslängen des Systems bestimmt. Die Kavität hat bei einem Leitungsresonator – im Gegensatz zum Hohlraumresonator – keinen primären Einfluß auf die Schwingungseigenschaften.

Der am Institut für Angewandte Physik von A.Schempp entwickelte 4-Rod- $\lambda/2$ -RFQ gehört zur Gruppe der Leitungsresonatoren [4]. Die in äquidistantem Abstand linear angeordneten Stützen bauen auf einer Grundplatte auf. Die aktuelle Entwicklungsstufe dieser Resonatorstruktur ist in Abbildung 2.7 dargestellt.

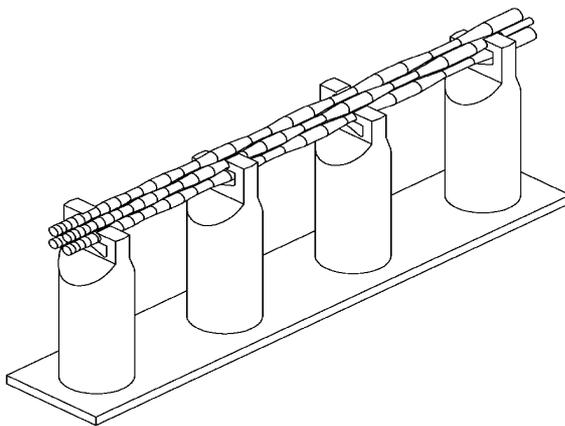


Abbildung 2.7: Schematische Zeichnung der 4-ROD-RFQ.

Gegenüberliegende zylindrische Elektroden (rods) sind paarweise an jeder zweiten Stütze gehalten. Zwei $\lambda/2$ Resonatoren, die in Gegenphase schwingen (π -Mode), bilden eine Grundzelle des 4-Rod-Leitungsresonators. Der gesamte Resonator setzt sich aus einer Kette von gleichphasig schwingenden (0-Mode) Grundzellen zusammen. Die Ströme fließen über die beiden Stützen und die Grundplatte zwischen den beiden Elektrodenpaaren hin und her. Die Induktivität liegt in den Stützen und der Grundplatte, die Kapazität ist auf die Elektroden konzentriert. Die Abstände zwischen den Stützen, und ihre Größe (Durchmesser, Höhe) bestimmen bei gegebenem Elektrodendesign die Resonanzfrequenz des Systems.

2.4 Hochfrequenzeigenschaften

Das elektrische Verhalten eines Leitungsresonators bzw. einer Grundzelle kann im Bereich der Resonanzfrequenz mit Hilfe eines Parallelschwingkreises beschrieben werden. Die gesamte Induktivität L und Kapazität C des betrachteten Systems wird in diskreten Bauteilen zusammengefaßt, so daß sich folgendes Ersatzschaltbild ergibt:

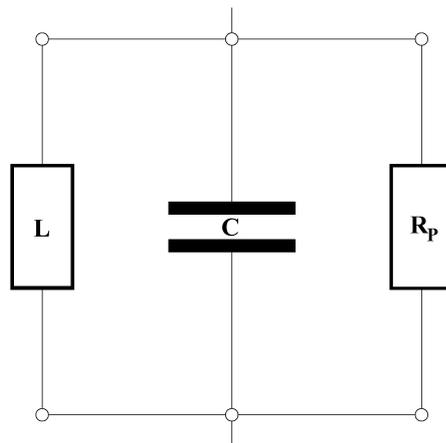


Abbildung 2.8: Parallelschwingkreis

Auf Basis dieses Modells lassen sich nun die charakteristischen Kenngrößen, Resonanzfrequenzen, Güte und paralleler Ersatzwiderstand R_p eines elektrischen Schwingkreises auf den Leitungsresonator und allgemein auf Resonatoren übertragen. Diese Kenngrößen erlauben es, verschiedene Beschleunigerstrukturen in Bezug auf ihre Leistungsfähigkeit und Effizienz miteinander zu vergleichen und zu bewerten.

Der Leitwert $1/Z$ – Kehrwert der Impedanz – des Parallelschwingkreises ergibt sich zu:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R_p} + i\omega C + \frac{1}{i\omega L}. \quad (2.21)$$

Im Fall der Resonanzfrequenz sind die Leitwerte der Kapazität $i\omega C$ und der Induktivität $(i\omega L)^{-1}$ entgegengesetzt gleich und der komplexe Leitwert wird unter dieser Bedingung ausschließlich durch den Wirkleitwert des Parallelwiderstandes R_p bestimmt.

Die Spannung erreicht ihren Maximalwert $U_0 = I_V \cdot R_p$. In den Blindkomponenten – Kapazitäten und Induktivitäten – fließen die Q -fachen Ströme des von außen angelegten Versorgungsstroms I_V . Die Ströme durch die Kapazität und die Induktivität haben entgegengesetzte Phasen und heben sich somit gegenseitig auf. Im Resonanzfall fließt ein geschlossener Ringstrom durch C und L und der Versorgungsstrom fließt über den Parallelwiderstand R_p . Die Resonanzfrequenz eines Schwingkreises läßt sich mit Hilfe der Thomson-Formel

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (2.22)$$

berechnen.

Damit der Verbraucher bei der Frequenz ω_0 die maximale Wirkleistung aufnimmt, muß die Impedanz der Leitung gleich der Impedanz des Parallelwiderstands sein. Aus diesem Grund muß der Leitungswiderstand der Zuleitung in die Betrachtung einbezogen werden. Mit größer werdender Abweichung von der Resonanzfrequenz wird die Blindkomponente des Leitwerts größer und die Versorgung wird entsprechend stärker induktiv bzw. kapazitiv belastet. Die aufgenommene Wirkleistung nimmt mit wachsender Fehlanpassung ab.

2.4.1 Güte

Die Güte eines Resonators ist ein Maß für die relativen Verluste pro Periode. Sie ist definiert als das Verhältnis von gespeicherter Energie W zu mittlerer Verlustleistung \bar{N} pro Periode

$$Q_0 = \frac{P_{Blind}}{P_{Verlust}} = \frac{\omega_0 W}{\bar{N}}. \quad (2.23)$$

Damit ist die Güte ein Maß für den Leistungsbedarf des gesamten schwingungsfähigen Systems. Eine Aussage über die Umsetzung der Leistung in Beschleunigungsspannung kann auf Basis der Güte nicht gemacht werden. Die Güte eines Parallelschwingkreises ergibt sich aus der Definition zu

$$Q_0 = \frac{\omega_0 W}{\bar{N}} = \frac{\omega_0 \frac{1}{2} L I_L^2}{\frac{1}{2} R_P I_R^2} = \frac{R_P}{\omega_0 L} = \omega_0 C R_P \quad (2.24)$$

wobei $I_L = \frac{U_0}{i\omega_0 L}$, $I_R = \frac{U_0}{R_P}$ und die Thomson-Gleichung (2.22) verwendet wurden.

2.4.2 Methode zur Bestimmung der Güte

Der Quotient aus Real- und Imaginärteil der komplexen Impedanz gibt die Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung an.

$$\tan \varphi = \frac{\operatorname{Re}(Z)}{\operatorname{Im}(Z)} = R_P \left(\omega C - \frac{1}{\omega L} \right) \quad (2.25)$$

Bildet man die Ableitung nach ω an der Stelle ω_0 und separiert die Frequenzabhängigkeit so erhält man

$$\frac{\omega_0}{\Delta \omega_0} = \frac{2Q}{\Delta \tan \varphi}. \quad (2.26)$$

Bestimmt man die Frequenzverstimmung $\Delta \omega$ für $\varphi = \pm 45^\circ$ ($\Delta \tan \varphi = 2$) so läßt sich die Güte Q aus dem Quotienten $\omega_0 / \Delta \omega_0$ errechnen.

Eine zweite Methode zur Bestimmung der Güte nutzt die Spannungsänderung am Parallelwiderstand bei Frequenzverstimmung des Schwingkreises. Auf Basis der Effektivwerte von Strom und Spannung im elektrischen Schwingkreis und unter Verwendung von Gleichung (2.25)

$$I = \left| \frac{1}{Z} \right| \cdot U = \sqrt{\frac{1}{R_P^2} + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L} \right)^2} \cdot U \quad (2.27)$$

$$\Leftrightarrow U = \frac{I \cdot R_P}{\sqrt{1 + \tan^2 \varphi}}$$

ergibt sich bei Verstimmung der Phase um $\pm 45^\circ$ eine Verringerung der Spannung am Parallelwiderstand auf $U_0 / \sqrt{2}$.

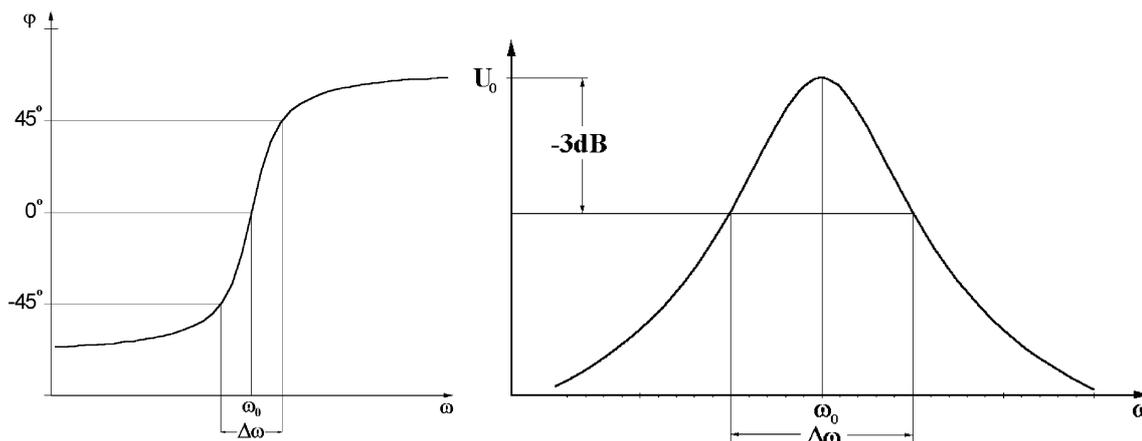


Abbildung 2.9: Phasendiagramm und Resonanzkurve.

Die zugehörige Frequenzverstimmung liefert mit Hilfe von Gleichung (2.26) die Güte des Resonators. Diese Meßmethode wird auch als **3-dB-Methode** bezeichnet, da das $1/\sqrt{2}$ -fache nach Maßgabe der Definition des Dezibels

$$[dB] = 20 \log \frac{U_1}{U_2} = 10 \log \frac{P_1}{P_2} \quad (2.28)$$

äquivalent einer Dämpfung der Spannung um -3 dB entspricht.

2.4.3 R_P -Wert und Shuntimpedanz η

Im Gegensatz zur Güte charakterisiert der R_P -Wert die Umsetzung der zugeführten HF-Leistung in Elektrodenspannung. Er ist eine Größe zur Bewertung der Effizienz der Beschleunigung. Übertragen auf das Modell des Parallelschwingkreises ist das entsprechende diskrete Element der Parallelwiderstand. Der R_P -Wert ist definiert als Quotient aus dem Quadrat der Spannung und der dem Resonator zugeführten mittleren Verlustleistung

$$R_{P0} = \frac{U_0^2}{N} = 2 \frac{U_{eff}^2}{N} = 2R_p. \quad (2.29)$$

Die Größe U_0 ist die maximale Potentialdifferenz zwischen den Elektroden. Zur Beschreibung des Beschleunigungsvorgangs ist die Spannungsamplitude von Interesse, nicht die Effektivspannung. Je effektiver die Umsetzung des erzeugten elektrischen Feldes desto größer wird der R_P -Wert. Der Leistungsbedarf eines Beschleunigers kann durch Vergrößerung des R_P -Wertes reduziert werden.

Um verschiedene RFQ-Strukturen mit unterschiedlichen Längen L bezüglich ihrer Effektivität miteinander vergleichen zu können, verwendet man den auf die Resonatorlänge bezogenen spezifischen R'_p -Wert :

$$R'_{p0} = R_{p0} \cdot L \quad (2.30)$$

Zur Beschreibung von Driftröhrenbeschleunigern wird die Shuntimpedanz verwendet, sie ergibt sich aus dem auf die Gesamtlänge L der Struktur normierten R_p -Wert

$$\eta_0 = \frac{R_{p0}}{L} = \frac{E_z^2}{N/L}. \quad (2.31)$$

Mit Hilfe der Shuntimpedanz läßt sich die gesamte durchfallende Spannung beim Durchlaufen des Beschleunigers berechnen.

2.5 Hochfrequenzeinkopplung

Ein Übertrager bzw. Transformator besteht aus 2 magnetisch gekoppelten Spulen. Der prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 2.10 gezeigt.

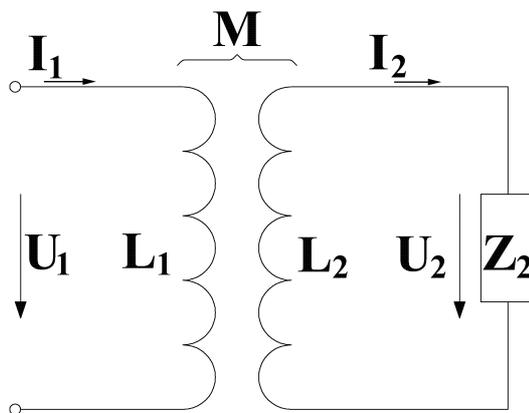


Abbildung 2.10: Aufbau eines idealen Übertragers.

Dieser Aufbau wird einerseits zur Trennung des primären vom sekundären Stromkreis verwendet. Andererseits erlaubt er die Transformation der Spannung, des Stroms und des Widerstands vom Sekundär- zum Primärkreis.

Diese Möglichkeit ist geeignet zur Beschreibung der Einkopplung der HF-Leistung vom Sender an den Resonator. Dabei muß der Widerstand des Sekundärkreises, der im Resonanzfall durch den Parallelwiderstand R_p gegeben ist, an den primärseitigen Leitungswiderstand von 50Ω angepaßt werden.

Ein idealer Übertrager mit einem reellen frequenzunabhängigen Übertragungsfaktor \ddot{u} hat folgende Eigenschaften bezüglich des Verhaltens von Strom und Spannung [21]

$$U_1 = \ddot{u} \cdot U_2 \quad I_1 = \frac{1}{\ddot{u}} I_2. \quad (2.32)$$

Daraus folgt für den Eingangswiderstand

$$Z_1 = \frac{U_1}{I_1} = \ddot{u}^2 Z_2. \quad (2.33)$$

Das Verhalten eines solchen Übertragers ist von der Frequenz abhängig und weicht mit wachsender Frequenz vom Verhalten des idealen Übertragers ab. Bei hohen Frequenzen kann der Übertrager nur eingeschränkt für schmale Frequenzbereiche und begrenzte Widerstandsbereiche eingesetzt werden. Dies geschieht mit Hilfe von primär- bzw. sekundärseitigen Resonanzen.

Die Kopplung zwischen der Primär- und der Sekundärspule über den magnetischen Fluß ϕ wird durch den Proportionalitätsfaktor M beschrieben, der als Gegeninduktivität bezeichnet wird. Die sekundäre Leerlaufspannung ergibt sich somit zu:

$$U_{20} = j\omega \sum_{k=1}^{\text{Anzahl der Windungen}} \phi_{1k} = j\omega M I_1. \quad (2.34)$$

Die Kopplung zwischen Primär- und Sekundärspule ist von der Führung der Feldlinien abhängig. Man unterscheidet 3 Fälle. Zum einen den streuungsfreien Fall, in dem man idealerweise einen geschlossenen magnetischen Kern hoher Permeabilität zur Führung der magnetischen Feldlinien durch beide Spulen verwendet, andererseits gibt es die Gruppe der Übertrager mit kleiner Streuung, bei diesen werden nicht alle Feldlinien durch beide Spulen geführt. Des weiteren gibt es Übertrager mit loser Kopplung. In dieser Konfiguration ist kein Kern zur Führung der Feldlinien vorhanden und die Sekundärspule liegt im Streufeld der Primärspule.

Zur Beschreibung der Effektivität der Kopplung definiert man einen Kopplungsgrad

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}. \quad (2.35)$$

Im streuungsfreien Fall hat k den Wert 1.

Wird der Übertrager mit Streuung sekundärseitig durch einen Widerstand Z_2 belastet, so fließt der Strom I_2 durch die Serienschaltung bestehend aus der Induktivität L_2 und dem Widerstand Z_2 . Die Ausgangsspannung und der –strom ergeben sich zu

$$U_2 = \underbrace{j\omega MI_1}_{U_{20}} - j\omega L_2 I_2 \quad (2.36)$$

$$I_2 = \frac{j\omega M}{j\omega L_2 + Z_2} I_1. \quad (2.37)$$

Der Sekundärstrom I_2 erzeugt einen Fluß der auf die Primärspule zurückwirkt. Dadurch verringert sich die Spannung U_1 um den aus der Gegeninduktivität und dem Sekundärstrom berechneten Term $j\omega ML_2$

$$U_1 = j\omega L_1 I_1 - j\omega M I_2. \quad (2.38)$$

Betrachtet man nun einen Übertrager mit loser Kopplung, so ist die Gegeninduktivität M sehr klein. Der Sekundärstrom I_2 ist somit wesentlich kleiner als der Primärstrom I_1 . Die Rückwirkung von I_2 auf die Primärspule ist ebenfalls sehr gering und der Eingangsstrom I_1 wird nicht von der Sekundärseite beeinflusst. Damit ist I_1 annähernd gleich dem Leerlaufstrom I_{10}

$$I_{10} = \frac{U_1}{j\omega L_1} \quad U_{20} \approx j\omega M I_{10} = U_1 \frac{M}{L_1}. \quad (2.39)$$

Die in den Sekundärkreis übertragene Wirkleistung wird durch den Wirkwiderstand R_2 des Verbraucherwiderstandes Z_2 und dem Sekundärstrom

$$I_2 = \frac{U_{20}}{j\omega L_2 + Z_2} = \frac{j\omega M}{j\omega L_2 + Z_2} I_1 \quad (2.40)$$

bestimmt.

Damit ergibt sich die übertragene Wirkleistung zu

$$P_2 = \frac{1}{2} I_2^2 R_2 = \frac{1}{2} \frac{(\omega M I_{10})^2 R_2}{|j\omega L_2 + Z_2|^2}. \quad (2.41)$$

Der Eingangswiderstand ist in diesem Fall im Gegensatz zum streuungsfreien Übertrager bei ohmscher Belastung ein nahezu reiner Blindwiderstand $j\omega L_1$. Ist die Gegeninduktivität M sehr klein, so muß der Blindstrom I_{10} groß sein, um Wirkleistung auf die Sekundärleistung zu übertragen.

Um dies zu erreichen, verwendet man primäre Resonanzen. Eine Möglichkeit, die Blindkomponente $j\omega L_1$ des Eingangswiderstandes bei einem lose gekoppelten Übertrager zu kompensieren, ist eine zusätzliche Kapazität in Serie zur Induktivität L_1 zu schalten.

Die Kapazität C_1 ist so zu wählen, daß für die Betriebsfrequenz gilt $\omega L_1 = (\omega C_1)^{-1}$.

Diese Resonanzschaltung hat jedoch nur einen sehr kleinen verwendbaren Frequenzbereich, weil die Kompensation der Blindkomponente nur im Fall der Resonanzfrequenz erfolgt. Der Eingangswiderstand ergibt sich im Resonanzfall zu

$$Z_1 = \frac{(\omega M)^2}{j\omega L_2 + Z_2} \quad (2.42)$$

und ist durch die kleine Gegeninduktivität M sehr niedrig.

Zur Erhöhung der übertragenen Leistung in den Sekundärkreis muß der Sekundärstrom I_2 erhöht werden. Der Sekundärstrom I_2 im Verbraucher kann bei gleichbleibendem Primärstrom I_1 bzw. sekundärer Leerlaufspannung U_{20} durch einen möglichst kleinen Nenner ($j\omega L_2 + Z_2$) erhöht werden. Analog zur primären Resonanz verwendet man dazu eine zusätzliche Blindkomponente jX_2 , so daß $j\omega L_2$ und jX_2 sich gegenseitig aufheben. Dies gelingt durch eine in Serie zu L_2 liegenden Kapazität C_2 , so daß bei der Betriebsfrequenz $\omega L_2 = (\omega C_2)^{-1}$ ist. Dies ist die Bedingung für eine sekundäre Resonanz.

Die Blindwiderstände kompensieren sich wie im Fall der primären Resonanz gegenseitig und der Eingangswiderstand wird durch den Wirkwiderstand R_2 bestimmt

$$Z_1 = j\omega L_1 + \frac{(\omega M)^2}{R_2} = j\omega L_1 + R_s. \quad (2.43)$$

Ist der Wirkwiderstand größer als ωL_2 so muß die Kapazität C_2 parallel zu R_2 geschaltet werden. Es ist dann möglich, den Wirkwiderstand R_2 in einen in Serie zur Kapazität C_2 liegenden Widerstand R_{s2} zu transformieren. Der Widerstand R_{s2} berechnet sich aus R_2 mit Hilfe der Formel

$$R_{s2} = \left(\frac{1}{\omega C_2} \right)^2 \frac{1}{R_2} = (\omega L_2)^2 \frac{1}{R_2}. \quad (2.44)$$

Damit ergibt sich der Eingangswiderstand für die Resonanzfrequenz zu

$$Z_1 = j\omega L_1 + \left(\frac{M}{L_2} \right)^2 \cdot R_2. \quad (2.45)$$

Diese Schaltung ermöglicht die Transformation des hochohmigen Widerstandes des Sekundärkreises an den niederohmigen Leitungswiderstand. Die Kombination von primärer- und sekundärer Resonanz erlaubt eine verlustfreie Anpassung zwischen Primär- und Sekundärkreis und es gilt bezüglich der Widerstandstransformation

$$Z_1 = R_1 = \left(\frac{M}{L_2} \right)^2 \cdot R_2. \quad (2.46)$$

Wählt man eine entsprechend kleine Gegeninduktivität M , d.h. eine schwache magnetische Kopplung zwischen Sekundär- und Primärspule, so ist es möglich, den im Bereich von 70-110k Ω liegenden Widerstand der RFQ-Struktur an den 50 Ω Widerstand der Leitung anzupassen.

2.6 VE-RFQ

Driftröhrenbeschleuniger und RFQ-Beschleuniger können in der Endenergie nicht variiert werden. Der Energie- bzw. Geschwindigkeitszuwachs ist durch das Design der Elektroden bzw. dem Driftröhrenabstand determiniert. Das Geschwindigkeitsprofil ergibt sich bei gegebenem Strukturparameter aus der Wideröe-Bedingung (2.4) zu

$$v_i = 2L_i \cdot f_{res}. \quad (2.47)$$

Der daraus resultierende Geschwindigkeits- bzw. Energiezuwachs pro Beschleunigungszelle bestimmt wiederum die benötigte beschleunigende Komponente des elektrischen Feldes. Die Elektrodenspannung bzw. das axiale elektrische Feld darf einen Minimalwert nicht unterschreiten, damit der Sollenergiegewinn in jeder Zelle erreicht wird.

Ist der RFQ für Ionen mit einer spezifischen Ladung q_0/A_0 bezüglich Geschwindigkeitsprofil und erreichbarer Elektrodenspannung U_0 ausgelegt, so lassen sich Ionen mit einer größeren spezifischen Ladung $q/A > q_0/A_0$ bei entsprechend geringerer Elektrodenspannung $U < U_0$ beschleunigen. Die Endenergie kann jedoch nicht verändert werden.

Betrachtet man die Möglichkeit zur Variation der Endenergie bei HF-Beschleuniger, so führen diese Überlegungen zur Veränderung der charakteristischen Strukturgröße des Geschwindigkeitsprofils und dies letztendlich zur Wideröe-Bedingung. Die Endenergie kann durch Veränderung der Zellenlänge L_i und/oder der Resonanzfrequenz f_{res} variiert werden. Die erste Möglichkeit ist für den Betrieb der Anlage nicht praktikabel, da die Elektroden ausgetauscht werden müssten. Betrachtet man die zweite Möglichkeit zur

Variation der Endenergie durch Änderung der Resonanzfrequenz f_{res} bei unverändertem Elektrodendesign, so liefert die Wideröe-Bedingung

$$L_i = \frac{\beta_i \cdot \lambda}{2} = \frac{v_i}{2 \cdot f_{res}} = konst. \quad (2.48)$$

daß eine Änderung der Resonanzfrequenz eine proportionale Änderung der Geschwindigkeit bewirkt

$$\Delta v_i \propto \Delta f_{res}. \quad (2.49)$$

Die Endenergie ändert sich quadratisch bei einer Frequenzänderung

$$\Delta T \propto \Delta f_{res}^2 \quad (2.50)$$

Läßt sich die Resonanzfrequenz um den Faktor $\sqrt{2}$ variieren, so ergibt sich daraus eine Änderung der Endenergie um den Faktor 2 (Abbildung 2.11).

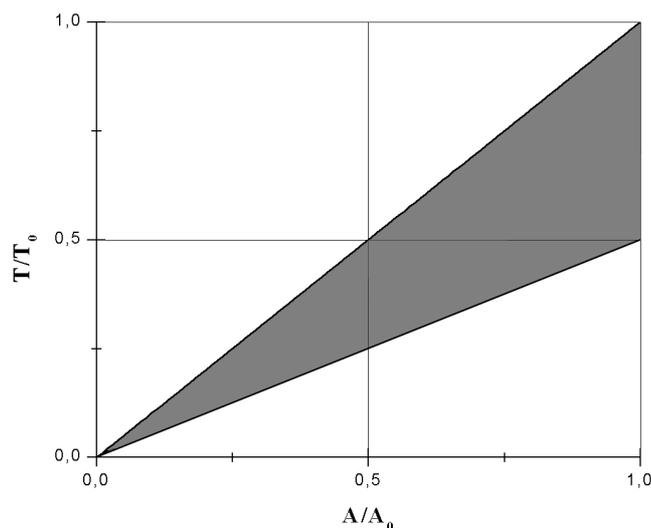


Abbildung 2.11: Masse-Energiebereich eines VE-RFQ.

Betrachtet man das Verhältnis von Endenergie E_{out} zu Einschußenergie E_{in} so ergibt sich folgende Abhängigkeit

$$\frac{E_{out}}{E_{in}} = \left(\frac{v_{out}}{v_{in}} \right)^2 = \left(\frac{2L_{out}f_{res}}{2L_{in}f_{res}} \right)^2 = \left(\frac{L_{out}}{L_{in}} \right). \quad (2.51)$$

Da das Design der Elektroden nicht verändert wird, ist das Verhältnis von Endenergie zu Eintrittsenergie konstant und die Endenergie von der Frequenz abhängig. Das bedeutet, daß mit der Variation der Endenergie eine geänderte Einschußenergie verbunden ist.

Die Resonanzfrequenz des Resonators ergibt sich im Modell des elektrischen Schwingkreises aus der Induktivität L und der Kapazität C nach Maßgabe der Thomson-Gleichung (2.22). Durch eine Variation der Induktivität L und/oder Kapazität C des Systems läßt sich die Resonanzfrequenz f_{res} in einem gewissen Bereich verändern. Dabei ist es wichtig, nicht die gleichmäßige Feldverteilung auf den Elektroden durch das Frequenztuning negativ zu beeinflussen.

Die extrem schwierige Realisierung schränkt die verwendbaren RFQ-Resonatortypen ein. Es ist nicht praktikabel, auf Basis eines 4-Vane-RFQs, eine Struktur mit variabler Resonanzfrequenz aufgrund von Symmetrieproblemen zu entwickeln, die in Verbindung mit dieser Mode im Hohlraumresonator auftreten. Im Gegensatz dazu bietet der 4-Rod-RFQ als Leitungsresonator verschiedene Möglichkeiten zur Frequenzverstimmung. Symmetrieprobleme sind bei diesem Resonatortyp von untergeordneter Bedeutung.

Eine Änderung der Kapazität C ist durch Annäherung einer Tuningplatte an die Elektroden möglich. Der erreichbare Frequenzhub ist mit dieser Methode relativ gering, und es werden durch die kapazitive Belastung Verluste hervorgerufen.

Die zweite Methode zur Frequenzverstimmung des Systems besteht in der Veränderung der Induktivität L . Der eine Weg der Realisierung ist das Einbringen einer induktiven Last zwischen den Stützen. Dieses Verfahren erlaubt jedoch nur einen geringen Frequenzhub und reicht nicht für eine angemessene Energievariation aus. Zur Stabilisierung der Resonanzfrequenz wird dieses Verfahren jedoch verwendet. In Verbindung mit schnellen Regelkreisen kann mit diesem Verfahren ein Driften der Resonanzfrequenz, hervorgerufen durch thermische Veränderungen etc., im Betrieb kompensiert werden.

Die Induktivität des 4-Rod-RFQs wird durch die Geometrie der Stützen bestimmt, an welchen die Elektroden befestigt sind. Bei gegebenem Durchmesser D der Stützen ist die Induktivität proportional zur Höhe h der Stützen

$$L \propto h \quad \Leftrightarrow \quad \frac{L}{L_0} = \frac{h}{h_0} \quad (2.52)$$

Betrachtet man die Änderung der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Stützenhöhe, so ergibt sich folgender Zusammenhang

$$f \propto \frac{1}{\sqrt{h}} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{f}{f_0} = \sqrt{\frac{h_0}{h}}. \quad (2.53)$$

Die Variation der Stützhöhe erfolgt nicht auf direktem Wege. Mit Hilfe einer Kurzschlußplatte, die alle Stützen miteinander verbindet, und in der Höhe verfahrbar ist, wird die effektive Höhe der Stützen verändert (siehe Abbildung 2.12).

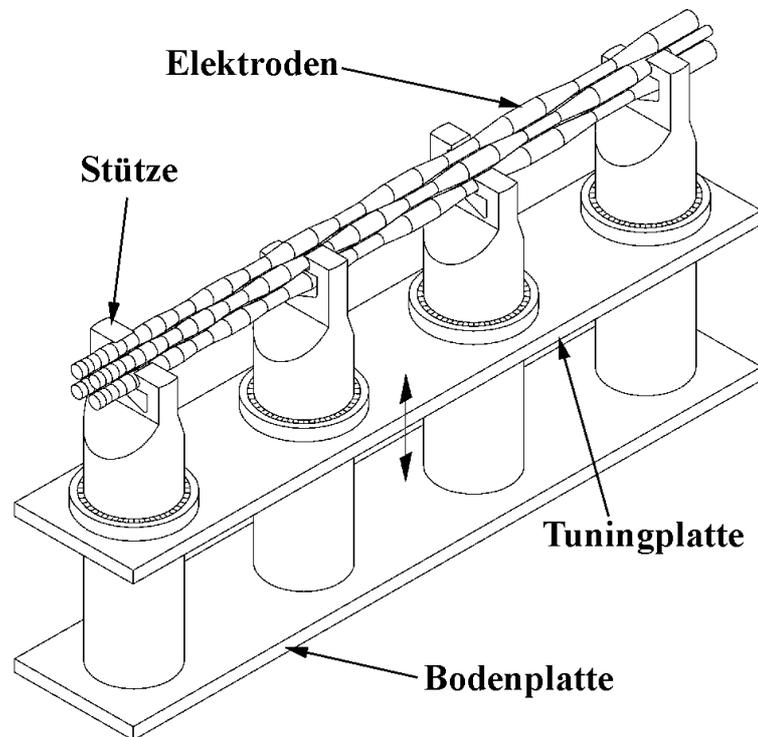


Abbildung 2.12: Schematischer Aufbau VE-RFQ.

3 Emittanz

3.1 Der Phasenraum

In der Hamiltonschen Mechanik wird die Bewegung eines Teilchens durch $2f - f$ gibt die Anzahl der Freiheitsgrade an – generalisierte Koordinaten und Impulse vollständig bestimmt. Die Bezeichnung generalisierte Koordinaten steht in diesem Zusammenhang für alle Größen, die zur Kennzeichnung der Konfiguration eines mechanischen Systems verwendet werden können. Dies beinhaltet sowohl die zweckmäßige Wahl eines Koordinatensystems (kartesisch, zylindrisch, sphärisch, elliptisch) als auch die geeignete Wahl der Größen zur Beschreibung des Zustandes eines Systems. Die Variablen q_i , p_i lassen sich als Koordinaten eines $2f$ -dimensionalen Raumes, den sogenannten Phasenraum, auffassen. Die Bewegung ist durch die Hamiltonschen-Gleichungen

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i} \quad \dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i}. \quad (3.54)$$

vollständig beschrieben. Diese sind von erster Ordnung und damit ist der zeitliche Verlauf der Variablen bei vorgegebenen $2f$ -Anfangsbedingungen $q_i(t_0)$, $p_i(t_0)$ eindeutig. Betrachtet man die Bewegung eines Massenpunktes ohne Zwangsbedingungen – mit 3-translatorischen Freiheitsgraden – so wird der Zustand im Phasenraum durch die 6 generalisierten Koordinaten und Impulse (x , y , z , p_x , p_y , p_z) bestimmt. Im Modell der klassischen Mechanik kann der Ionenstrahl, unter Vernachlässigung der Coulomb-Wechselwirkung und der Ausdehnung der Ionen, als ein wechselwirkungsfreies System von N Massepunkten mit der Masse m_i ($i=1\dots N$) aufgefaßt werden.

Die Ionen mit der Ladung q_i und m_i werden durch elektromagnetische Felder entlang des Strahlkanals und des Beschleunigers beeinflusst. Handelt es sich um konservative Kräfte, die sich aus einem Potential φ ableiten lassen,

$$F_i = A \cdot \text{grad}\varphi(q_i) \quad (3.55)$$

und besteht keine explizite Zeitabhängigkeit, so entspricht die Hamilton-Funktion H der Gesamtenergie des Systems. Es gilt folgender Zusammenhang

$$H = T + V = f(q_i, p_i) \quad (i = 1 \dots N). \quad (3.1)$$

Die zeitliche Entwicklung des Zustands eines Ionenstrahls beim Durchlaufen einer entsprechenden Feldkonfiguration ist auf Basis der Hamiltonschen-Gleichung der Mechanik analytisch möglich. Die auf die Ionen wirkenden Kräfte müssen jedoch die Bedingung erfüllen, daß sie sich durch eine Hamilton-Funktion H in Abhängigkeit der generalisierten Koordinaten und Impulse darstellen lassen.

Im Rahmen der klassischen Mechanik kann die Phasenbahn aller Teilchen berechnet werden. Betrachtet man an dieser Stelle einen Ionenstrahl, so ist die Berechnung aufgrund der sehr großen Teilchenzahl $N \sim 10^9$ bis 10^{16} – nicht mehr realistisch. Die Beschreibung eines solchen Ionenstrahls erfolgt durch die Angabe aller Koordinaten und Impulse in einem $6N$ -dimensionalen Phasenraum. Zum einen sind die $6N$ Anfangsbedingungen unbekannt und zum anderen ist der Rechenaufwand immens. Aus diesem Grund verwendet man makroskopische Zustandsgrößen zur Beschreibung eines Ionenstrahls als Ganzes. Diese Zustandsgrößen stehen in keiner direkten Beziehung zur Bewegung eines einzelnen Ions als Element des Strahls. Die Zustandsgrößen stehen in einem festen Verhältnis zueinander.

Es gibt eine Vielfalt von Konfigurationen der einzelnen Ionen, die makroskopisch nicht unterscheidbar sind. Betrachtet man ein bestimmtes makroskopisches System, das durch Zustandsgrößen beschrieben wird, so verbergen sich dahinter eine Vielzahl von verschiedenen möglichen Konfigurationen. Die Summe aller Konfigurationen, die makroskopisch identisch sind, faßt man unter dem Begriff Ensemble oder Gesamtheit zusammen. Zur Beschreibung verwendet man eine Verteilungsfunktion $I(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t)$, die eine Wahrscheinlichkeit angibt, daß ein System der Gesamtheit eine Phase um den Punkt $q_1 \dots p_{3N}$ hat.

Aufgrund der Eindeutigkeit des zeitlichen Verlaufs der Phasenbahnen können zwei Teilchen mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen und gleicher Hamilton-Funktion keine gemeinsamen Phasenpunkte haben. Betrachtet man unter diesem Gesichtspunkt eine Gruppe von Teilchen mit einer beliebigen Verteilung im Phasenraum, so müssen sich alle Teilchen innerhalb des von den Randteilchen umschlossenen Phasenvolumens bewegen.

3.2 Satz von Liouville

Die zeitliche Entwicklung der Verteilungsfunktion und damit das Verhalten eines Ensembles beschreibt der Satz von Liouville. Die Erhaltung des eingenommenen Phasenvolumens eines Ensembles ist grundlegend für alle teilchendynamischen Untersuchungen im Bereich der Beschleunigerphysik und speziell für das Konzept der Emittanzmessung. Ausgehend von der eindimensionalen Bewegung eines Systems von wechselwirkungsfreien Teilchen in einem Kraftfeld

$$F_x = F(x, t)$$

ergeben sich bei der Herleitung des Satzes von Liouville Bedingungen für die Anwendung auf n-dimensionale Phasenräume. Im eindimensionalen Fall ergibt sich die Hamilton-Funktion

$$H = f(x, p_x).$$

Stellt man analog zur Elektrodynamik eine Kontinuitätsgleichung auf, die besagt, daß die zeitliche Änderung der Teilchendichte D in einem Volumenelement gleich der Flüsse der Teilchen durch das Volumen ist, so erhält man

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \text{div}(D \cdot v) = 0 \quad (3.2)$$

$D(x, p_x)$: Phasenraumdichte; $v(x, p_x)$: Geschwindigkeit im Phasenraum

$\partial D/\partial t$: zeitliche Änderung in einem stationären Volumenelement.

Das totale Differential dD/dt gibt die Änderung der Dichte in einem Volumenelement an, welches sich mit der Geschwindigkeit $v(\dot{x}, \dot{p}_x)$ im Phasenraum bewegt

$$\frac{dD}{dt} = \frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial D}{\partial x} \dot{x} + \frac{\partial D}{\partial p_x} \dot{p}_x. \quad (3.3)$$

Für die weitere Betrachtung benötigt man die Kontinuitätsgleichung in ausführlicher Form

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial D}{\partial x} \dot{x} + \frac{\partial D}{\partial p_x} \dot{p}_x + D \left(\frac{\partial \dot{x}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{p}_x}{\partial p_x} \right) = 0. \quad (3.4)$$

Einsetzen der Hamiltonschen Bewegungsgleichungen liefert, unter Verwendung des Satzes von Schwarz [24], für stetige Funktionen

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x \partial p_x} = \frac{\partial^2 H}{\partial p_x \partial x}$$

eine Reduktion auf

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial D}{\partial x} \dot{x} + \frac{\partial D}{\partial t} \dot{p}_x = 0. \quad (3.5)$$

Vergleicht man diesen Ausdruck mit dem totalen Differential der Dichte nach der Zeit, so erhält man den Satz von Liouville in seiner bekannten Form

$$\frac{dD}{dt} = 0. \quad (3.6)$$

Somit läßt sich der Satz von Liouville wie folgt formulieren:

Die Teilchendichte in einem mitbewegten Phasenvolumen ist bei der Bewegung einer Gruppe von Teilchen, unter dem Einfluß konservativer Kräfte, konstant. Aus der konstanten Dichte der Teilchengruppe leitet sich der konstante Betrag des umhüllenden Phasenvolumens ab.

Die Hamilton-Funktion der Form $H=H(x_i, p_i)$ beschreibt die Bewegung in einem konservativen Kraftfeld $F=F(x_i, t)$ ($i=1\dots n$) im entsprechenden $2n$ -dimensionalen Phasenraum. Die oben gemachten Betrachtungen behandeln konservative Kräfte der Form $F=F(x, t)$, die eine 2-dimensionale Hamilton-Funktion $H(x, p_x)$ voraussetzen. Sind die Koordinaten x_i nicht über Kräfte miteinander gekoppelt, so kann unter dieser Voraussetzung die Herleitung des konstanten Betrages des Phasenvolumens analog zum 2-dimensionalen Fall erfolgen.

Betrachtet man nun den Fall, daß 2 Koordinaten in der Form

$$F_x = F(x, y, t), F_y = F(x, y, t)$$

miteinander gekoppelt sind, so gilt der Satz von Liouville nur für das belegte Phasenraumvolumen der 4-dimensionalen Verteilung $I_4(x, p_x, y, p_y)$ nicht für die Projektion diese Verteilung auf die 2-dimensionalen Unterräume. Entsprechend ist bei einer Kopplung von n -Koordinaten nur noch das $2n$ -dimensionale Phasenvolumen invariant. Dieser fundamentale Satz gilt allgemein für das 6-dimensionale Phasenvolumen.

Zu Herleitung des Satzes von Liouville wurde die Annahme gemacht, daß keine Wechselwirkungen zwischen den Teilchen des Systems bestehen. Betrachtet man einen Ionenstrahl, so muß die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den gleichnamig geladenen Konstituenten berücksichtigt werden. Diese Wechselwirkung führt zu einer Kopplung der Ortskoordinaten.

3.3 Emittanz eines Ionenstrahls

Die Emittanz ist eine Größe zur Beschreibung des Zustands eines Ionenstrahls. Sie charakterisiert das von den Ionen eingenommene Volumen im Phasenraum und wird als Maß für die Qualität des Ionenstrahls verwendet. Je kleiner der Betrag der Emittanz eines Ionenstrahls ist, umso besser ist die Bündelung der Einzelstrahlen um die Sollbahn. Strahlen mit kleiner Emittanz haben kleine Orts- und Winkelabweichungen. Das bedeutet wiederum für die Ionenoptik, daß die Polschuhabstände der Ablenkmagnete und die Aperturradien der Linsenelemente entsprechend klein sein können.

Die Emittanz des Ionenstrahls ist unter anderem eine Folge der Geschwindigkeitsverteilung am Entstehungsort, der Ionenquelle. Im Fall einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung beträgt die mittlere kinetische Energie pro Freiheitsgrad $\frac{1}{2}kT$, wobei T die Temperatur des Systems angibt. Die mittlere quadratische Impulsabweichung in transversaler Richtung ergibt sich zu

$$\sqrt{p_x^2} = \sqrt{p_y^2} = \sqrt{mkT} \quad (3.7)$$

Der longitudinale Impuls p_z beträgt nach der Beschleunigung $m\beta\gamma$. Der transversale Impuls ist sehr klein verglichen mit dem longitudinalen Impuls $p_x, p_y \ll p_z$.

Der Begriff der Emittanz wird sowohl zur Beschreibung der Verteilung im 6-dimensionalen Phasenraum als auch für Projektionen und Schnitte auf beliebige Unterräume verwendet. Die von der Projektionsverteilung $I_2(x, p_x)$ belegte Fläche im Phasenraum definiert die x-Randemittanz (Kapitel 3.4). Analog zu dieser sind die y- und z-Randemittanz definiert. Nach Maßgabe des Satzes von Liouville ist der Betrag der Randemittanz ε eine Erhaltungsgröße, die sich z.B. aus dem Betrag des belegten Phasenvolumens $I_2(x, p_x)$ – Fläche – errechnet. Der Ionenstrahl ist in diesem Modell erst vollständig durch die zusätzliche Angabe von Form, Lage und Orientierung beschrieben.

Die Teilchenverluste beim Transport eines Ionenstrahls durch einen Transportkanal, mit konstanter Akzeptanz, sind von der Emittanz abhängig. Mit steigender Strahlemittanz sinkt der Ionenstrom, der verlustfrei durch eine Struktur transportiert werden kann.

Die Anpassung eines Ionenstrahls an eine Struktur erfolgt durch die Anpassung des belegten Phasenraumvolumens an das akzeptierte Phasenraumvolumen (Abbildung 3.1).

Für die Behandlung von Transportstrecken, mit stationären elektromagnetischen Feldern, ist eine Anpassung der Verteilung im transversalen Phasenraum notwendig. Zur Anpassung an zeitlich veränderliche Felder ist die zusätzliche Berücksichtigung des

longitudinalen Phasenraums erforderlich. Das maximale Phasenvolumen, das von einer Struktur ohne Verluste transportiert bzw. beschleunigt werden kann, bezeichnet man als Akzeptanz. Die 2-dimensionale Akzeptanz eines Systems wird analog zur Emittanz, durch den Betrag der Phasenfläche dividiert durch π , beschrieben. Zur vollständigen Angabe gehören ebenfalls die Parameter der Form, Lage und Orientierung.

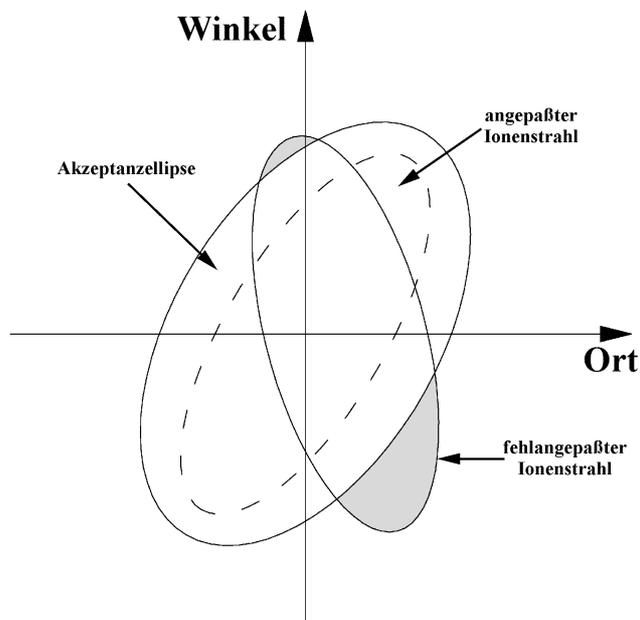


Abbildung 3.1: Akzeptanz und Emittanz eines angepaßten und eines fehlangepaßten Ionenstrahls.

Im Rahmen der Messung ist es sinnvoll, die transversalen Impulse p_x , p_y durch die Winkel x' und y' zu ersetzen. Die Winkel x' und y' sind definiert als die eingeschlossenen Winkel zwischen Strahlachse und den in die entsprechende Ebene projizierten Trajektorien. Der transversale Impuls p_x , p_y der einzelnen Ionen im Strahl ist klein gegenüber dem longitudinalen Impuls p_z . Unter dieser Voraussetzung kann die Vereinfachung gemacht werden

$$x' \approx \tan x' = \frac{dx}{dz} = \frac{p_x}{p_z}. \quad (3.8)$$

Die gemessene Emittanz ist in diesem Falle von dem longitudinalen Impuls p_z der Ionen abhängig. Verändert sich der Impuls p_z so ändert sich auch der Quotient p_x/p_z und damit auch der ermittelte Wert der Emittanz ϵ im Unterraum. Aus diesem Grund ist eine Normierung der Emittanz sinnvoll. Der longitudinale Impuls p_z ist von der Ruhmasse und der Geschwindigkeit der betrachteten Ionen abhängig.

Dies führt zu diversen Möglichkeiten, zur Normierung der Emittanz. Um eine von der kinetischen Energie unabhängige Emittanz zu erhalten, bei gleicher Ruhmasse der betrachteten Ionen, wird folgende Normierung vorgenommen

$$\varepsilon_n = \varepsilon \cdot \beta \cdot \gamma \quad (3.9)$$

$$\beta = \frac{v_z}{c}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Die an dieser Stelle verwendeten Variablen β und γ aus der speziellen Relativitätstheorie sind explizit von den Parametern ε , α , β und γ zur Beschreibung der Emittanzellipse zu trennen.

Für den Vergleich von Ionenstrahlen mit unterschiedlicher Ruhmasse erfolgt die Normierung mit Hilfe des Impulses

$$\varepsilon_n = \varepsilon \cdot m_0 c \cdot \beta \cdot \gamma. \quad (3.10)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wird die geschwindigkeitsnormierte Emittanz ε_n verwendet. Aufgrund der apparativen Beschränkung der Geschwindigkeit $\beta < 0,021$ kann der relativistische Faktor $\gamma=1$ gesetzt werden. Die daraus resultierende Abweichung ist vernachlässigbar. Man erhält unter dieser Annahme die Näherung für niedrige Energien

$$\varepsilon_n \approx \varepsilon \cdot \beta, \quad \beta \ll 1. \quad (3.11)$$

3.4 Randemittanz

Die Randemittanz beschreibt allgemein das von der 6-dimensionalen Ladungsverteilung belegte Volumen im Phasenraum. Zur Beschreibung von Ionenstrahlen wird häufig die im 2-dimensionalen Phasenraum eingenommene Fläche, die Projektion der 6-dimensionalen Ladungsverteilung, verwendet. Sie ist definiert über den mit π normierten Betrag der Fläche.

Ausgehend von dieser allgemeinen Definition werden bestimmte Fraktionen aus der gesamten Verteilung herausgeschnitten, die ebenfalls unter dem Begriff der Randemittanz zusammengefaßt werden. In der Praxis wird zur Unterdrückung des Rauschens bei der Bestimmung der Emittanz eine Mindestintensität festgelegt.

Die Emittanz ergibt sich dann aus allen Meßwerten, die diese Mindestintensität überschreiten und innerhalb der definierten Höhenlinien liegen. Die Festlegung der Höhenlinie kann als Prozentsatz der maximalen Intensität oder Prozentsatz des Gesamtstroms, Summe der Stromintensität aller Meßpunkte, erfolgen.

Anschaulich wird im ersten Fall die gemessene Intensitätsverteilung parallel zur xx' -Ebene durchgeschnitten. Die Mindestintensität I_{\min} , die knapp über dem Pegel des Rauschens liegt, wird als Prozentsatz der maximalen Intensität I_{\max} angegeben

$$I_{\min} = I_{\max} \cdot p[\%].$$

Die zweite Methode bestimmt die Randemittanz über einen festgelegten Anteil p [%] des Gesamtstroms I der gemessenen Verteilung. Die Schnittfläche, die gleich der Randemittanz ist, ergibt sich aus der Summe aller Meßpunkte mit einer Intensität $I_p \geq I \cdot p$. Die Angabe der 90 % Randemittanz ist im allgemeinen üblich.

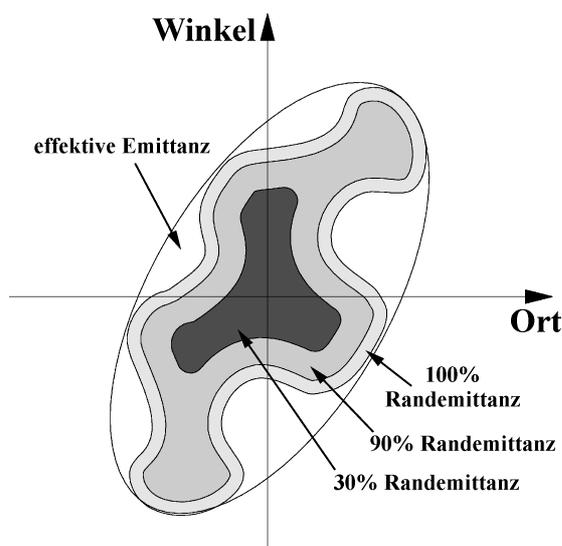


Abbildung 3.2: Effektive Emittanz und Randemittanz.

Die effektive Emittanz ist definiert als die Fläche der kleinsten Ellipse, die die Randemittanz umschließt. Die effektive Emittanz berücksichtigt nicht die Kontur der betrachteten Ladungsverteilung und ist größer oder gleich der Randemittanz.

$$\mathcal{E}_{\text{effektiv}} \geq \mathcal{E}_{\text{Rand}}.$$

Sie ist keine Erhaltungsgröße, die den Ionenstrahl charakterisiert und umschließt zusätzlich leere Phasenraumbereiche, die durch Filamentierung des Strahls entstehen.

Hervorgerufen werden Filamentierungen durch nichtlineare Kräfte, die zu einer Deformationen der Verteilung führen. Die mittlere Schwingungsfrequenz der Ionen um die Strahlachse ist in diesem Falle nicht mehr konstant und hängt von der anfänglichen Auslenkung der Ionen ab. Eine große Ortsabweichung hat eine hohe, mittlere Winkelgeschwindigkeit zur Folge. Im Laufe der Zeit „überwinden“ die Ionen im Außenbereich die achsnahen Ionen.

Die Verteilung der Ionen nimmt im Phasenraum die Form einer Spirale an (Abbildung 3.3). Die Beschreibung filamentierter Verteilung erfolgt mit der effektiven Emittanz. Im Rahmen der Planung von Strahlführungssystemen und Beschleunigern ist die effektive Emittanz der entscheidende Parameter, die filamentierte Form der Verteilung ist dabei nicht von Interesse.

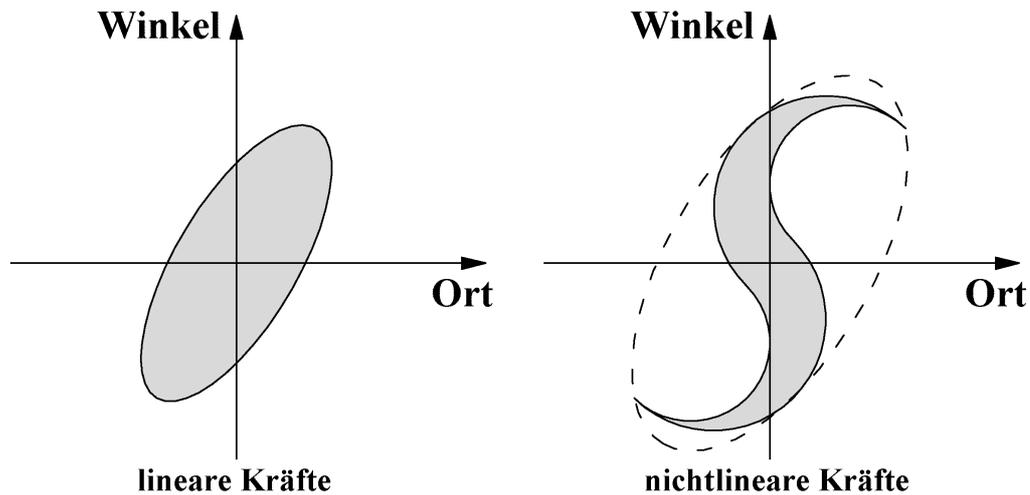


Abbildung 3.3: Filamentation einer elliptischen Phasenraumverteilung durch nichtlineare Kräfte.

3.5 Darstellung der Phasenraumellipse

Zur Vereinfachung der Darstellung einer Gruppe von Ionen im Phasenraum geht man zu einem Modell über, das den Ionenstrahl analytisch mit Hilfe einer elliptischen Verteilungsfunktion

$$I_6 = I_6(x, y, z, p_x, p_y, p_z)$$

charakterisiert, welche die Verteilung der Ladungsdichte im Phasenvolumen beschreibt.

Der Ionenstrahl stellt sich in diesem Modell als 3-dimensionaler Ellipsoid im Ortsraum dar

$$r^2 = c_1 \cdot x^2 + c_2 \cdot y^2 + c_3 \cdot z^2 \quad (3.12)$$

wobei sich das belegte Phasenvolumen als 6-dimensionaler Hyperellipsoid

$$r^2 = \sum_{i=1}^6 c_i k_i; \quad k_i = (x, y, z, p_x, p_y, p_z) \quad (3.13)$$

darstellt.

Von Bedeutung sind neben der 6-dimensionalen Ladungsverteilung die Projektionen auf i -dimensionale Unterräume. Die Verteilung $I_4(x, y, p_x, p_y)$ beschreibt die Ladungsverteilung im transversalen Phasenraum und das eingenommene Volumen der 4-dimensionalen Emittanz. Zur Behandlung von raumladungsbehafteten Ionenstrahlen wird die Ladungsverteilung im 3-dimensionalen Ortsraum $I_3(x, y, z)$ benötigt. Eine wichtige Rolle im Rahmen der Messung der 2-dimensionalen x_{p_x} - und y_{p_y} -Emittanz spielt die Projektion auf die Unterräume $I_2(x, p_x)$ und $I_2(y, p_y)$. Diese dient zur Beurteilung der Strahlqualität, die zur Anpassung an Transport- und Beschleunigerstrukturen benötigt wird. Die Emittanz des Ionenstrahls im 2-dimensionalen Unterraum erhält man durch Projektion des 6-dimensionalen Hyperellipsoiden auf den gewünschten Unterraum. Es ergibt sich eine elliptische Verteilung. Die Beschreibung erfolgt mit Hilfe einer auf den Schwerpunkt der Verteilung bezogenen Ellipse.

Die Ellipsengleichung für eine Ellipse in Normalform – Hauptachsen identisch mit den Koordinatenachsen – lautet

$$\frac{x_0^2}{a^2} + \frac{x_0'^2}{b^2} = 1. \quad (3.14)$$

Die Fläche einer Ellipse berechnet sich mit Hilfe der Gleichung $F = \pi a \cdot b$.

Damit läßt sich Gleichung (3.14) wie folgt schreiben

$$\frac{b}{a} x_0^2 + \frac{a}{b} x_0'^2 = a \cdot b. \quad (3.15)$$

Betrachtet man eine um den Ursprung des Koordinatensystems x, x' gedrehte Ellipse, so gibt es ein entsprechend gedrehtes Koordinatensystems x_0, x_0' , in welchem die Hauptachsen identisch mit den Koordinatenachsen sind (siehe Abbildung 3.4).

Die Drehung eines kartesischen Koordinatensystems um den Winkel φ ist gegeben durch

$$\begin{aligned} x_0 &= x \cos \varphi - x' \sin \varphi \\ x_0' &= x \sin \varphi + x' \cos \varphi \end{aligned} \quad (3.16)$$

Eine um den Winkel φ gedrehte Ellipse stellt sich damit wie folgt im xx' -Koordinatensystem dar:

$$\frac{b}{a} [\cos^2 \varphi x^2 - 2 \cos \varphi \sin \varphi x x' + \sin^2 \varphi x'^2] + \frac{a}{b} [\sin^2 \varphi x^2 + 2 \cos \varphi \sin \varphi x x' + \cos^2 \varphi x'^2] = a \cdot b$$

Man erhält somit folgende Gleichung für eine um den Winkel φ gedrehte Ellipse

$$\left(\frac{a}{b} \cos^2 \varphi + \frac{b}{a} \sin^2 \varphi \right) x'^2 + 2 \left(\frac{a}{b} - \frac{b}{a} \right) \cos \varphi \sin \varphi x x' + \left(\frac{b}{a} \cos^2 \varphi + \frac{a}{b} \sin^2 \varphi \right) x^2 = a \cdot b$$

mit den Koeffizienten

$$\beta = \left(\frac{a}{b} \cos^2 \varphi + \frac{b}{a} \sin^2 \varphi \right)$$

$$\alpha = \left(\frac{a}{b} - \frac{b}{a} \right) \cos \varphi \sin \varphi$$

$$\gamma = \left(\frac{b}{a} \cos^2 \varphi + \frac{a}{b} \sin^2 \varphi \right)$$

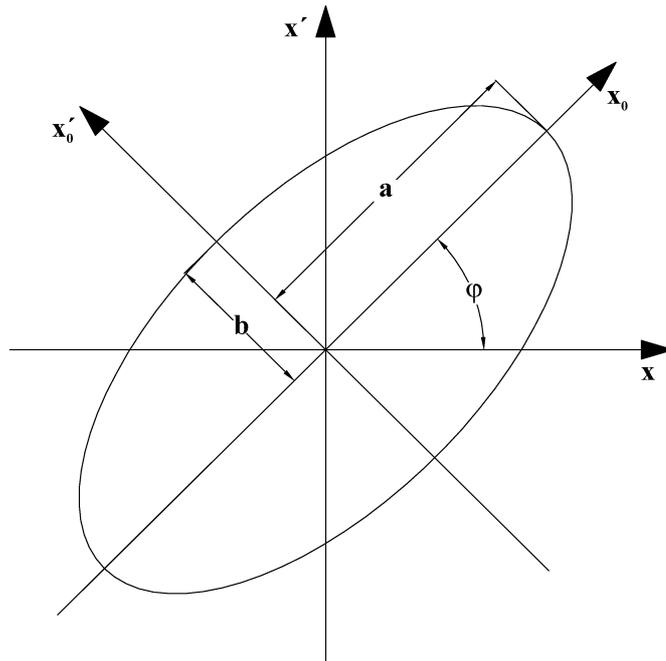


Abbildung 3.4: Ellipsendrehung im kartesischen Koordinatensystem.

Die von Courant und Snyder [23] aufgestellte Theorie beschreibt den Zustand des Ionenstrahls formal durch die Ellipsengleichung

$$\beta x'^2 + 2\alpha x x' + \gamma x^2 = \varepsilon \quad (3.17)$$

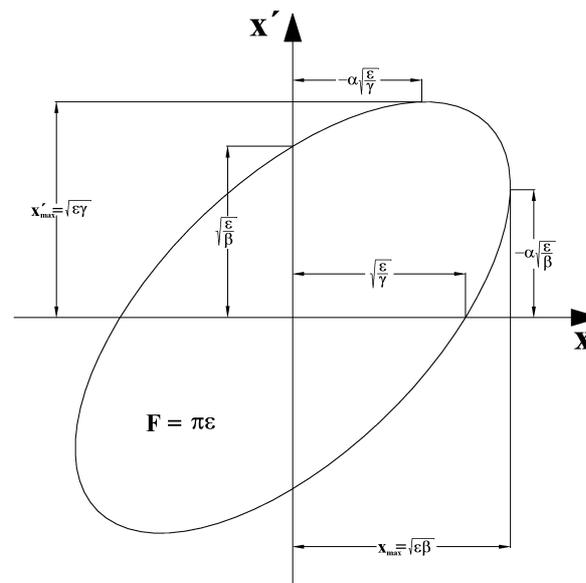
mit der Normierungsbedingung $\beta\gamma - \alpha^2 = 1$.

Auf Basis dieses Modells wird die Verteilung der Ionen im Phasenraum durch die Angabe der Twiss-Parameter α , β , γ und den Betrag der Emittanz ε vollständig charakterisiert. Im SI-System (Système International d'Unités) ergibt sich die Einheit der Emittanz ε zu $[\varepsilon] = [m \cdot rad]$. Die Ellipsenparameter haben die Einheit $[\alpha] = [1]$, $[\beta] = [m \cdot rad^{-1}]$ und $[\gamma] = [rad \cdot m^{-1}]$.

Aus dieser allgemeinen Darstellung lassen sich folgende Randwerte der Ellipse berechnen

$$x_{\max} = \sqrt{\varepsilon\beta} \quad x'_{\max} = \sqrt{\varepsilon\gamma} \quad (3.18)$$

die zusammen mit dem Betrag der Emittanz zur Beschreibung des Ionenstrahls verwendet werden. In Abbildung 3.5 sind die Ellipsenparameter sowie die maximale Ortsausdehnung x_{\max} und die maximale Winkelauslenkung x'_{\max} veranschaulicht. Die Fläche F der Ellipse ergibt sich aus dem Produkt der Halbachsen und es gilt der Zusammenhang zum Betrag der Emittanz



$$F = \pi a \cdot b = \pi \cdot \varepsilon .$$

Abbildung 3.5: Parameterdarstellung der Phasenraumellipse und geometrische Bedeutung der Ellipsenparameter α , β und γ .

Zusammen mit den Ausführungen aus dem Kapitel 3.1 über die Eindeutigkeit der Bahn eines Ions mit bekanntem Anfangszustand und der abgeleiteten Aussage über die kreuzungsfreie Bewegung von Ionen mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen lässt sich die Bewegung des gesamten Ionenstrahls durch die Bewegung der Randteilchen beschreiben.

Die Einflüsse eines beliebigen Strahlführungssystems auf einen Ionenstrahl können durch die Transformation der umhüllenden Ellipse beschrieben werden. Daraus läßt sich ein Modell des Ionenstrahls an jedem Ort der Strahlführung errechnen und mit Hilfe der entsprechenden Ellipsen darstellen. Diese Methode der Beschreibung des Transports eines Ionenstrahls durch ein Strahlführungssystem, bestehend aus fokussierenden Elementen, Ablenkmagneten, Blenden etc., findet Anwendung in Simulationsprogrammen.

3.6 RMS-Emittanz

Der Ursprung der Root-Mean-Square (RMS)-Emittanz liegt in der analytischen Beschreibung des Strahltransports von intensiven Ionenstrahlen, wo die wirkenden Coulomb-Kräfte zwischen den gleichnamig geladenen Ionen berücksichtigt werden. Das Raumladungsfeld $E(x, y, z)$ kann bei bekannter Ladungsverteilung mit Hilfe der Poisson-Gleichung berechnet werden. Unter Berücksichtigung der Raumladung ist das belegte Phasenvolumen der 6-dimensionalen Verteilung eine Erhaltungsgröße.

Die von I.M. Kapchinskij und V.V. Vladimiskij aufgestellten gekoppelten Differentialgleichungen beschreiben den Strahltransport unter Raumladungsbedingungen. Zur Berechnung der transversalen Strahlenveloppen müssen die Emittanz, das Raumladungsfeld und die äußeren Felder bekannt sein. Die äußeren Felder sind durch die Transportstruktur vorgegeben. Der Wert der Emittanz muß gemessen werden. In diesem Modell von I.M. Kapchinskij und V.V. Vladimiskij wird das Raumladungsfeld nicht aus der gemessenen Ladungsverteilung berechnet, sondern es wird ein in longitudinaler Richtung homogener Ionenstrahl gewählt, dessen transversale Ladungsverteilung durch eine 4-dimensionale Delta-Funktion definiert wird. Diese spezielle Verteilung wird nach Kapchinskij und Vladimiskij als KV-Verteilung bezeichnet. Die KV-Verteilung beschreibt die homogen belegte Oberfläche eines Hyperellipsoids im 4-dimensionalen Raum. Die Projektion auf 2-dimensionale Unterräume ergibt homogenbelegte elliptische Flächen. Aus dieser Ladungsverteilung ergibt sich ein linearer Verlauf der Raumladungskräfte. Zusammen mit den linearen äußeren Feldern lassen sich daraus die linearen KV-Differentialgleichungen entwickeln. Die KV-Verteilung bleibt unter dem Einfluß linearer Kräfte erhalten, sie ist selbstkonsistent, da keine nichtlinearen Raumladungskräfte wirken.

Die KV-Verteilung ist nur ein Modell und trifft aufgrund der gemachten Annahmen auf reale Ionenstrahlen nicht zu. Im Labor beobachtete Ionenstrahlen zeigen inhomogene Ladungsverteilungen mit gauß- oder parabelähnlicher Struktur. Die Beschreibung von Ionenstrahlen mit beliebiger, konstanter Verteilungsfunktion wurde von Sacherer und Lapostolle [36] auf Basis der KV-Differentialgleichung verallgemeinert. Das äquivalente Verhalten zweier Strahlen mit unterschiedlicher Ladungsverteilung aber gleichem RMS-Wert unter Raumladungsbedingungen ist die Kernaussage. Damit läßt sich ein äquivalenter KV-Strahl aus dem RMS-Wert eines Ionenstrahls mit realer Verteilungsfunktion berechnen.

Die Root-Mean-Square (RMS)-Emittanz berücksichtigt die Verteilung der Ladungsdichte innerhalb des Phasenraums, im Gegensatz zu den bisher vorgestellten Definitionen. Sie ist über folgende Gleichung definiert

$$\varepsilon_{rms} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (3.19)$$

$$\langle xx' \rangle = \int \sigma(x, x') x x' dx dx'$$

$$\langle x^2 \rangle = \int \sigma(x, x') x^2 dx dx'$$

$$\langle x'^2 \rangle = \int \sigma(x, x') x'^2 dx dx'$$

Diese berechnet sich aus dem zweiten zentrierten Moment der Ladungsverteilung. Betrachtet man zwei Verteilungsfunktionen, die in allen Momenten übereinstimmen, so lassen sich beide in diesem Modell durch eine entsprechende KV-Verteilung beschreiben. Die RMS-Emittanz eignet sich zur Berechnung des Wertes der Emittanz aus gemessenen Ladungsverteilungen. Aus dem berechneten Wert der RMS-Emittanz einer beliebigen Verteilung ergibt sich der Emittanzwert der äquivalenten KV-Verteilung aus dem Zusammenhang

$$\varepsilon_{KV} = 4 \cdot \varepsilon_{rms} \quad (3.20)$$

Für die Randwerte x_{\max} und x'_{\max} und den entsprechenden rms-Werten der KV-Verteilung gilt

$$x_{\max}^{KV} = 2 \cdot x_{\max}^{rms} \quad x'_{\max}^{KV} = 2 \cdot x'_{\max}^{rms} \quad (3.21)$$

3.7 Brillanz eines Ionenstrahls

Die Brillanz erlaubt den Vergleich zwischen Ionenstrahlen unterschiedlicher Intensität. Sie ist ein Maß für die mittlere Ladungsdichte im 4-dimensionalen, transversalen Phasenraum. Berechnet wird die Brillanz B aus dem transportierten Ionenstrom I und den transversalen Emittanzen ε_x und ε_y

$$B = \frac{I}{\pi^2 \varepsilon_x \varepsilon_y}. \quad (3.22)$$

Die Normierung der Brillanz erfolgt analog zur Emittanz, wobei die entsprechend normierten Emittanzen zur Berechnung verwendet werden müssen. Diese Definition berücksichtigt nicht das exakte 4-dimensionale Volumen des Ionenstrahls im Phasenraum. Die Fehlerquelle liegt in der Projektion des Phasenraumvolumens $I_4(x, y, p_x, p_y)$ auf die 2-dimensionalen Unterräume $I_2(x, p_x)$ und $I_2(y, p_y)$. Das aus dem Produkt $\pi^2 \varepsilon_x \varepsilon_y$ errechnete Volumen ist größer oder gleich dem Phasenvolumen $I_4(x, y, p_x, p_y)$. Die Strahlqualität steigt mit zunehmendem Strahlstrom I bei gleichen transversalen Emittanzen.

3.8 Schlitz-Gitter-Emittanzmessung

Am Beispiel der Messung der Ladungsverteilung $I(x, x')$ wird das Prinzip der Emittanzmessung mit der Schlitz-Gitter-Methode und die Gewinnung der Emittanzparameter am Beispiel der x-Emittanz gezeigt. Analog erhält man die y-Emittanz und die Verteilung $I(y, y')$ im Phasenraum durch Drehung der Meßanordnung um 90° um die Strahlachse.

In Abbildung 3.6 ist der prinzipielle Aufbau einer Apparatur zur Bestimmung der transversalen Emittanz mit der Schlitz-Gitter-Methode gezeigt.

Mit der Schlitzblende am Eingang der Apparatur wird ein großer Teil des Ionenstrahls ausgeblendet und nur die Ionen mit der Koordinate x_j passieren die Blende. Durch die große Ausdehnung von Schlitz und Gitter in Bezug auf die Ausdehnung des Strahls in y-Richtung ist die gemessene Intensitätsverteilung unabhängig von der Verteilung im yy' -Raum. Das bedeutet, daß man eine Integration über die y- und y' -Koordinaten ausführt. Aufgrund der langen Meßzeit im Vergleich zur Hochfrequenzperiode wird auch über die z-Koordinate integriert. Damit liefert die Schlitz-Gitter-Methode die Projektion der 6-dimensionalen Ladungsverteilung auf den 2-dimensionalen xx' -Unterraum.

Die Blende wird zur Messung der Emittanz in diskreten Schritten D_1 entlang der x-Achse in den Strahl gefahren und die jeweilige Winkelverteilung gemessen.

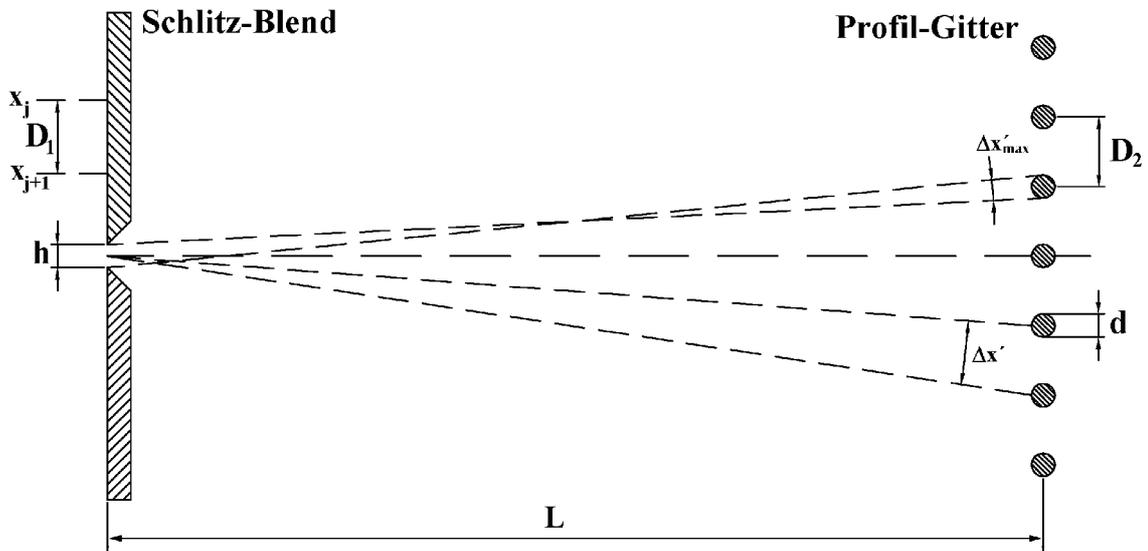


Abbildung 3.6:Prinzipzeichnung der Schlitz-Gitter-Methode mit charakteristischen Parametern.

Die Koordinate x_j ergibt sich aus der Schlitzweite D_1 und der Anzahl der zurückgelegten Schritte j

$$x_j = j \cdot D_1. \quad (3.23)$$

Die Höhe h des Schlitzes bestimmt die Ortsauflösung Δx

$$\Delta x = h. \quad (3.24)$$

Die Messung der Winkelverteilung erfolgt mit einem Profilgitter, das im Abstand L hinter der Blende angebracht ist. Das Profilgitter besteht aus Drähten oder Stäben, die im Abstand D_2 parallel zum Schlitz angeordnet sind. Damit die Ionen sich gradlinig, gleichförmig bewegen, muß der Raum zwischen Blende und Profilgitter feldfrei sein. Ein Ion, das unter dem Winkel x_i' den Schlitz passiert, wird auf dem i -ten Draht nachgewiesen

$$x_i' \approx \tan x_i' = i \frac{D_2}{L}. \quad (3.25)$$

Die Winkelauflösung berechnet sich aus dem Drahtdurchmesser d des Profilgitters und dem Abstand L zu

$$\Delta x' = \frac{d}{L}. \quad (3.26)$$

Da der Schlitz eine endliche Höhe h besitzt, erfolgt die Bestimmung der Winkel für Ionen mit einem Ort im Intervall $[x_j - \frac{\Delta x}{2}, x_j + \frac{\Delta x}{2}]$. Die maximale Winkeldifferenzen für Ionen, die auf dem gleichen Draht nachgewiesen werden, betragen:

$$\Delta x'_{\max} = \frac{h+d}{L}. \quad (3.27)$$

Die Bestimmung der gesamten Ladungsverteilung im betrachteten Phasenraum erfolgt durch die Messung der mittleren Ladungsdichte in einem Teilbereich des Phasenraums. Zusammengesetzt beschreiben die Phasenraumparallelogramme mit der Fläche $\Delta x \Delta x'$ die gesamt belegte Phasenfläche des Ionenstrahls.

4 Grundlagen der Ionenoptik

Experimente mit Ionenstrahlen stellen bestimmte Anforderungen an die 6-dimensionale Emittanz des Ionenstrahls in der Reaktionszone. Die gewünschte Konfiguration des Strahls wird durch eine entsprechende Planung der Strahlführung realisiert.

Die zeitliche Veränderung der Parameter α , β , γ und ε ist durch die ionenoptischen Elemente der Struktur vorgegeben. Durch eine Veränderung der Transportstruktur wird nur die Entwicklung nach diesem Punkt beeinflusst. Die Emittanz am Eingang einer Transportstrecke bestimmt die Parameter der Ellipse am Ausgang.

Die Eingangsemittanz, die zur Planung der Transportstrecke verwendet wird, muß alle möglichen Konfigurationen des Ionenstrahls weitgehendst berücksichtigen. Die transversale Konfiguration eines Ionenstrahls kann z.B. mit Quadrupolen und die Impulsanalyse bzw. Ablenkung mit Sektormagneten erreicht werden.

Betrachtet man die Winkel zwischen den Ionenbahnen und der optischen Achse der Transportstrecke, so liegen diese in allen praktischen Fällen in der Größenordnung von 10^{-2} rad. Näherungsweise kann der Tangens und der Sinus gleich dem Winkel gesetzt werden. Andererseits wird die Annahme gemacht, daß alle Kräfte linear in x und y sind, d.h. keine nichtlinearen Raumladungskräfte etc. in diesem Modell berücksichtigt werden. Diese paraxiale Näherung erlaubt die Anwendung der Gaus'schen Optik auf Ionenstrahlen.

Die Ausbreitung der Ionen bzw. des Lichts entlang einer optischen Achse wird in diesem Modell an einer beliebigen Position z durch die Angabe der Orts- und Winkelkoordinaten vollständig charakterisiert. Diese Koordinaten wurden bereits für die Beschreibung des Bewegungszustands eines Ions im Phasenraum verwendet (siehe Kapitel 3.1). Die vorgestellte Meßmethode der Emittanz liefert ebenfalls eine Projektion der Verteilung der Ionen im 6-dimensionalen Phasenraum auf den 2-dimensionalen transversalen Orts-Winkel-Raum.

Die Änderung dieser Koordinaten eines Ions beim Durchlaufen einer Transportstrecke kann mit Hilfe einer linearen Abbildung aus dem Anfangszustand berechnet werden. Diese Abbildung kann im Rahmen der linearen Algebra als Matrix dargestellt werden. Die Transportmatrix T_{z,z_0} ergibt sich aus der Multiplikation der Matrizen der einzelnen ionenoptischen Elemente in der Reihenfolge ihrer Anordnung in der Strahlführung. Die Matrix eines beliebigen Elements ergibt sich aus der Lösung der Bewegungsgleichung für die gegebenen äußeren und inneren Felder.

Der Transport eines Ionenstrahls läßt sich formal in Form einer Matrixgleichung schreiben

$$\begin{pmatrix} x_z \\ x'_z \\ y_z \\ y'_z \end{pmatrix} = T_{z,z_0} \begin{pmatrix} x_{z_0} \\ x'_{z_0} \\ y_{z_0} \\ y'_{z_0} \end{pmatrix}. \quad (4.1)$$

Dabei ist bei der Berechnung der Transportmatrix T_{z,z_0} aus den einzelnen Matrizen \underline{A} , \underline{B} der optischen Elemente natürlich auf die Reihenfolge bei der Multiplikation zu achten, da

$$\underline{A} \cdot \underline{B} \neq \underline{B} \cdot \underline{A}.$$

Durchlaufen die Ionen ein optisches System mit der Transportmatrix \underline{A} in entgegengesetzter Richtung, so ist die zugehörige Transportmatrix \underline{A}^{-1} über die Beziehung

$$\underline{A} \cdot \underline{A}^{-1} = 1$$

definiert.

Die Transfermatrix für eine Driftstrecke der Länge l – Bewegung von Ionen im feldfreien Raum – ergibt sich aus dem System linearer Gleichungen

$$\begin{aligned} x &= x_0 + x'_0 \cdot l \\ x' &= x'_0 \\ y &= y_0 + y'_0 \cdot l \\ y' &= y'_0 \end{aligned}$$

zu

$$T_l = \begin{pmatrix} 1 & l & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & l \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_x & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & T_y \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

Das Konzept zur Beschreibung der Bewegung von einzelnen Ionen in Transportstrecken, mit Hilfe von Transfermatrizen, läßt sich auf die Gesamtheit der Ionen im Strahl übertragen.

Ist die transversale Bewegung der Ionen in x- und y-Richtung entkoppelt, so läßt sich die Änderung des Bewegungszustandes eines Ions mit dem Anfangszustand (x_0, x'_0) allgemein wie folgt ausdrücken

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}. \quad (4.3)$$

Der Matrizenformalismus kann auf die Transformation der Ellipsenparameter übertragen werden und es ist damit möglich, den Transport des Ionenstrahl als Ganzes zu beschreiben. Aus den Elementen der Transfermatrix läßt sich eine entsprechende Beziehung für die Ellipsenparameter herleiten. Die Verknüpfung der Ellipsenparameter (siehe Abschnitt 3.5) zwischen dem Ort z und der Ausgangsebene z_0 ist gegeben durch

$$\begin{pmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a^2 & -2ab & b^2 \\ -ac & ad+bc & -bd \\ c^2 & -2cd & d^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \beta_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma_0 \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

Der Betrag der Emittanz ε wird unter den oben gemachten Bedingungen als konstant aufgefaßt. Auf Basis der Ellipsendarstellung ist es möglich, den Ionenstrahl als Ganzes an jedem beliebigen Ort z der Strahlführung darzustellen. Eine Gruppe von Simulationsprogrammen zur Planung und Berechnung von Strahlführungen bauen auf dem Konzept der Ellipsentransformation auf. Zu dieser Gruppe gehört das Programm MIRKO, das von B. Franczak entwickelt wurde und bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) eingesetzt wird.

Eine weitere Programmgruppe basiert auf der numerischen Lösung der KV-Bewegungsgleichungen, sie werden als Vielteilchen-Simulationsprogramme bezeichnet. Die Programme PARMTRA und BEAMPATH gehören zu dieser Gruppe. Das aus Los Alamos stammende Programm PARMTRA, das in Verbindung mit PARMTEQ zur Berechnung von Strahlführungen eingesetzt wird, die RFQ-Beschleunigerstrukturen beinhalten. Das Simulationsprogramm BEAMPATH, entwickelt von Y.K.Batygin, ist ebenfalls ein Vielteilchen-Simulationsprogramm zur Berechnung von Beschleunigerstrukturen und Transportstrecken. Dieses Programm wird noch genauer im Abschnitt 6.3 vorgestellt.

4.1 Magnetischer Quadrupol

Eine schematische Schnittzeichnung eines Quadrupolmagneten ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Pole haben ein hyperbolisches Profil, das durch die Gleichung

$$x \cdot y = \frac{R^2}{2} \quad (4.5)$$

in kartesischen Koordinaten beschrieben wird, wobei R der Aperturradius des Elementes ist.

Das B-Feld läßt sich aus dem skalaren Potential

$$V = -g x \cdot y \quad (4.6)$$

ableiten. Für weitere Betrachtungen sei $g > 0$. Dies entspricht einem Quadrupol, der in der horizontalen Richtung fokussiert und in der dazu senkrechten defokussiert. Die Komponenten des B-Feldes sind rein transversal und ergeben sich zu

$$\begin{aligned} B_x &= -\frac{\partial V}{\partial x} = g y \\ B_y &= -\frac{\partial V}{\partial y} = g x \end{aligned} \quad (4.7)$$

Wie man anhand dieser Gleichungen sieht, ist ein Quadrupol vollständig durch die Angabe des Gradienten g beschrieben.

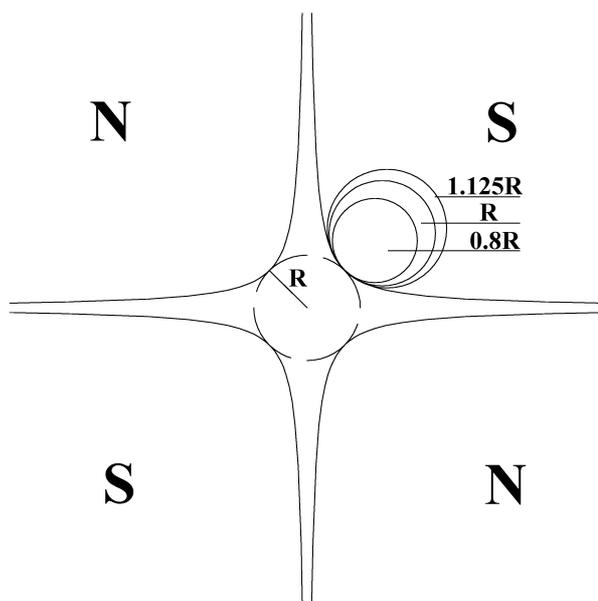


Abbildung 4.1: Verlauf der Polschuhe eines idealen magnetischen Quadrupols.

Die Bewegungsgleichung für ein Ion mit der Ladung q und der Masse m und konstanter Geschwindigkeit in z -Richtung $v = v_z$ im B-Feld eines Quadrupols ergeben sich zu

$$\begin{aligned} m \frac{dx^2}{dt^2} &= -q g v_z \cdot x \\ m \frac{dy^2}{dt^2} &= q g v_z \cdot y \end{aligned} \quad (4.8)$$

Das Vorzeichen gibt die fokussierende bzw. defokussierende Richtung an. In Abbildung 4.2 ist die Richtung der Kräfte in der Horizontalen und Vertikalen dargestellt. Die beiden Ebenen können durch Umkehrung der Polarität des Quadrupols vertauscht werden.

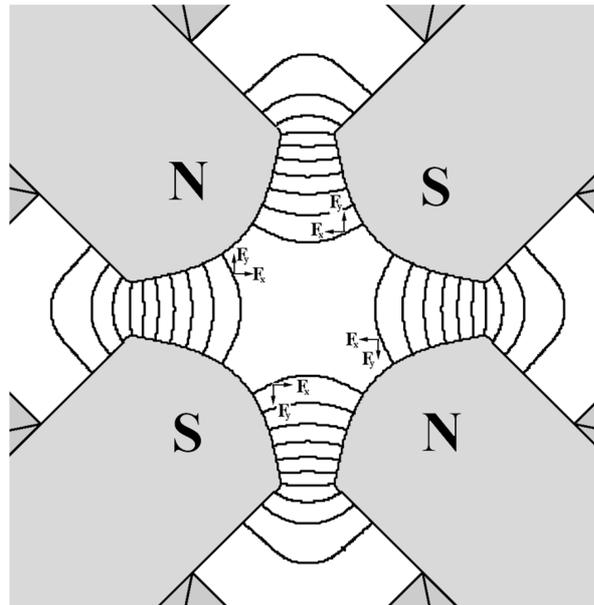


Abbildung 4.2: Schnittzeichnung eines magnetischen Quadrupols mit Verlauf des magnetischen Feldes.

Wie man aus den Gleichungen sieht, sind die Bewegungen in x und y-Richtung voneinander entkoppelt. Die Lösung dieser Differentialgleichungen zweiter Ordnung ergibt sich zu

$$\begin{aligned} x(z) &= x_0 \cos(kz) + \frac{x'_0}{k} \sin(kz) \\ y(z) &= y_0 \cosh(kz) + \frac{y'_0}{k} \sinh(kz) \end{aligned} \quad (4.9)$$

Dabei wurde die Zeit t durch die Beziehung $z = v \cdot t$ ersetzt und die Konstante $k^2 = \frac{g_B}{B \cdot \rho} = \frac{g_B \cdot q}{p_z}$ und der Gradient des magnetischen Feldes $g_B = B_0/a$ eingeführt (Bp: magnetische Steifigkeit der Ionen, B_0 : Polschuhfeldstärke, a : Aperturradius, q : elektrische Ladung,).

Der k-Wert ist in Verbindung mit der Länge l des Quadrupols charakteristisch für die optischen Eigenschaften bei gegebener magnetischer Steifigkeit der Ionen. Im Fall eines elektrischen Quadrupols ergibt sich der k-Wert zu

$$k_E^2 = \frac{g_E}{E \cdot \rho} = \frac{g_E \cdot q}{mv_z^2} \quad g_E = \frac{2V_T}{a^2}$$

(E_p : elektrische Steifigkeit der Ionen, V_T : Elektrodenpotential, a : Aperturradius, q : elektrische Ladung,).

Durch Ableiten der beiden Gleichungen nach der Position z erhält man die zugehörigen Winkel

$$\begin{aligned} x'(z) &= -k x_0 \sin(kz) + x'_0 \cos(kz) \\ y'(z) &= k x_0 \sinh(kz) + y'_0 \cosh(kz) \end{aligned} \quad (4.10)$$

Aus diesem Gleichungssystem ergeben sich die Transportmatrizen für die Bewegung in einem magnetischen Quadrupol der Länge l zu

$$\begin{aligned} T_x &= \begin{pmatrix} \cos(kl) & k^{-1} \sin(kl) \\ -k \sin(kl) & \cos(kl) \end{pmatrix} \\ T_y &= \begin{pmatrix} \cosh(kl) & k^{-1} \sinh(kl) \\ -k \sinh(kl) & \cosh(kl) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Mit einem einzelnen magnetischen Quadrupol ist es nicht möglich, eine Abbildung in der gleichen Weise wie mit einer Glaslinse zu erzeugen, da er immer in einer Ebene fokussiert und in der anderen Ebene defokussiert. Die große Bedeutung des Quadrupols für die Ionenoptik resultiert aus dem Prinzip der alternierenden Gradientenfokussierung.

Wie bereits in Kapitel 2.3 gezeigt, ist es z.B. möglich, mit einem Linsensystem – bestehend aus mehreren Quadrupolen mit wechselnder Polarität – ein Ionenstrahl in beiden Ebenen zu fokussieren (AG-Fokussierung). Ergänzend kann an dieser Stelle mit Hilfe der geometrischen Optik gezeigt werden, daß die Kombination einer konvergenten und einer divergenten Linse mit gleicher Stärke in dieser Anordnung immer fokussiert. Dabei spielt die Reihenfolge der Linsen keine Rolle. Betrachtet man zwei Linsen mit entgegengesetzter Brennweite $f_1 = -f_2$, die im Abstand d zueinander angeordnet sind, so ist die Gesamtbrennweite F nach Maßgabe der geometrischen Optik

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 \cdot f_2} \quad (4.12)$$

Die Brennweite F bleibt für einen großen Wertebereich von f_1 und f_2 positiv, für den Fall, daß die Werte ungleich sind, aber entgegengesetztes Vorzeichen haben. Analog gilt dies auch für Systeme, die aus einer Reihe von alternierenden Linsen aufgebaut sind.

Die Transfermatrix von der Objekt- zur Bildebene eines magnetischen Quadrupols ergibt sich aus dem Produkt der einzelnen Matrizen für den Drift und den magnetischen Quadrupol. Liegen Objekt- und Bildebene in Abstand l_1 und l_2 vor und hinter dem Quadrupol und ist L die Länge des Quadrupols, so erhält man die allgemeine Transfermatrix

$$T_x = \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(kL) & k^{-1} \sin(kL) \\ -k \sin(kL) & \cos(kL) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

$$T_y = \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cosh(kL) & k^{-1} \sinh(kL) \\ -k \sinh(kL) & \cosh(kL) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Für einen Quadrupol der in x -Richtung fokussiert und in y -Richtung defokussiert gilt

$$k_x^2 = -k_y^2 = k^2 > 0.$$

Dieses optische System ist im Modell der geometrischen Optik vollständig durch die Angabe der Hauptebenen und der Brennweite in beiden Ebenen beschrieben.

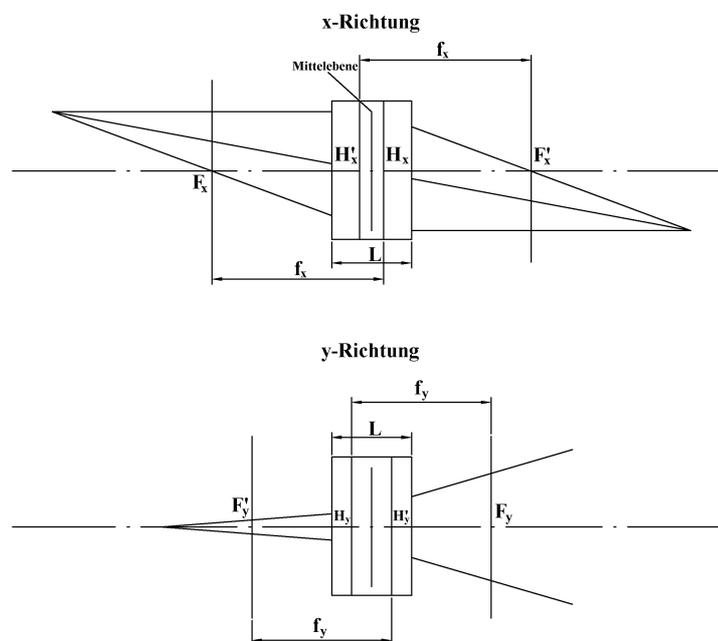


Abbildung 4.3: Charakteristische Größen eines optischen Systems im Modell der geometrischen Optik.

Die Position der bildseitigen Hauptebene des magnetischen Quadrupols ist in der horizontalen Ebene in Bezug auf den Eingang der Linse gegeben durch

$$H'_x = L - k^{-1} \tan\left(\frac{kL}{2}\right). \quad (4.14)$$

Der Abstand zwischen dem bildseitigen Fokus und dem Ausgang des Quadrupols ergibt sich zu

$$F'_x = \frac{\cos(kL)}{K \sin(kL)} = k^{-1} \cot(kL). \quad (4.15)$$

Die Brennweite beträgt

$$f_x = \frac{1}{k \sin(kL)}. \quad (4.16)$$

Die entsprechenden Gleichungen für die vertikale Ebene lauten

$$H'_y = L - k^{-1} \tanh\left(\frac{kL}{2}\right) \quad (4.17)$$

$$F'_y = k^{-1} \coth(kL) \quad (4.18)$$

$$f_y = \frac{1}{k \sinh(kL)}. \quad (4.19)$$

Die Bestimmung der Position der objektseitigen Hauptebenen H_x und H_y und der Brennpunkte F_x und F_y erfolgt analog zu oben. Das Ergebnis ist, daß die objekt- und bildseitigen Hauptebenen sowie die Brennpunkte symmetrisch zur Mittelebene des Quadrupols liegen.

4.2 Quadrupolmultipletts

Ein ionenoptisches System setzt sich aus mindestens 2 oder mehreren Quadrupolen mit alternierender Polarität zusammen. Die Transfermatrix eines Quadrupolmultipletts ergibt sich aus dem Produkt der diversen Matrizen von Driftstrecken (l_i) und Quadrupolen ($k_i L_i$)

$$\mathbf{T}_x = \begin{pmatrix} 1 & l_{n+1} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \prod_{i=1}^n \begin{pmatrix} \cos(k_i L_i) & k_i^{-k} \sin(k_i L_i) \\ -k_i \sin(k_i L_i) & \cos(k_i L_i) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & l_i \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

$$\mathbf{T}_y = \begin{pmatrix} 1 & l_{n+1} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \prod_{i=1}^n \begin{pmatrix} \cosh(k_i L_i) & k_i^{-k} \sinh(k_i L_i) \\ -k_i \sinh(k_i L_i) & \cosh(k_i L_i) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & l_i \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Das Ziel ist der Transport des Ionenstrahls bzw. die Erzeugung einer Abbildung mit Hilfe dieser Elemente. Als Bestandteil einer mehr oder weniger komplexen Strahlführung ergeben sich unterschiedliche Anforderungen an die Quadrupolsysteme.

Es ist bereits mit einem Quadrupoldublett möglich, Punkt zu Parallel-, Punkt zu Punkt-Abbildungen, etc. zu erzeugen. Es ist jedoch nicht möglich, mit einem stigmatisch fokussierenden Quadrupoldublett gleiche Vergrößerungen in beiden Ebenen zu erreichen. Ein weiterer Nachteil ist die durch das Dublett erzeugte Asymmetrie der Strahlquerschnitte.

Verwendet man ein Quadrupoltriplett so ist ein Vorteil, daß der gesamte Strahl symmetrisch bleibt. Des weiteren kann die Gesamtbrennweite des Systems in beiden Ebenen unabhängig gewählt werden. Diese Möglichkeit ist besonders für die Anpassung eines Strahls an einen Analysiermagneten oder für die variable Bereitstellung eines Strahls in der Reaktionszone von großer Bedeutung. Die Aufgabe beim Entwurf der Strahlführung liegt somit darin, bei gegebener Position, Länge und Eingangsverteilung des Ionenstrahls, geeignete Gradienten g_i bzw. k -Werte für die einzelnen Elemente des Systems zu finden, die zur gewünschten Strahlform führen. Eine erste Idee läßt sich mit Hilfe der Theorie der dünnen Linsen finden.

In der Literatur sind auch für gewöhnliche optische Systeme Dublett und Triplet Werte tabelliert. Jedoch werden in beiden Fällen viele Annahmen und Einschränkungen gemacht. Die Verwendung der analytischen Gleichung zum Design einer Strahlführung schließt sich aus. In der Praxis finden aus diesem Grund eine Vielzahl von Computer-Programmen Verwendung, die z.T. speziell auf die Anforderung des jeweiligen Projekts abgestimmt sind.

4.3 Magnetische Sektorfelder

Sektormagnete erfüllen 2 Funktionen als Bestandteil einer Strahlführung. Die erste Funktion ist die Änderung der Strahlrichtung. Als Ablenkmagnet dient der Sektormagnet zur Führung der Ionen zu den entsprechenden Experimenten, Anpassung der Strahlführung als Ganzes an die örtlichen Gegebenheiten oder zur Trennung von geladenen oder neutralen Teilchen.

Die zweite Hauptfunktion beruht auf der Dispersion in Sektormagneten. Damit verbunden ist die räumliche Trennung in Abhängigkeit vom Impuls p der Ionen. Diese Eigenschaft erlaubt es, einen definierten Impulsbereich zu transportieren bzw. eine genaue Bestimmung der Impulsverteilung. Zur Beschreibung eines gewöhnlichen Sektormagneten genügt die effektive magnetische Länge L und die magnetische Induktion $|\vec{B}|$.

Durch Veränderung der Geometrie können die optischen Eigenschaften der beiden Ebenen beeinflusst werden. So ist es z.B. möglich, eine Fokussierung in beiden Ebenen durch geeignete Formgebung der Polschuhe zu erreichen. Zur Erzeugung eines konstanten, homogenen magnetischen B-Feldes der Form $(B_y = B_0 \neq 0, B_x = B_z = 0)$ werden im einfachsten Falle Magnete mit parallelen Polschuhen verwendet. Die geladenen Ionen bewegen sich auf kreisförmigen Bahnen in der horizontalen Ebene. Der Ablenkradius ρ ergibt sich als Lösung der Bewegungsgleichung

$$F_{\text{Lorenz}} = F_{\text{Zentripetal}}$$

zu

$$qvB = \frac{mv^2}{\rho} \Leftrightarrow \rho = \frac{p}{q \cdot B} \quad (4.21)$$

In dieser einfachsten Ausführung haben Sektorfelder nur in der x -Richtung fokussierende Eigenschaften, jedoch nicht in der y -Richtung. In Form einer Transfermatrix läßt sich die Bewegung in der horizontalen Ebene wie folgt schreiben

$$T_x = \begin{pmatrix} \cos \phi_0 & \rho_0 \sin \phi_0 \\ -\rho_0^{-1} \sin \phi_0 & \cos \phi_0 \end{pmatrix} \quad (4.22)$$

Beträgt der Winkel ϕ_0 zwischen Ein- und Ausgang des Magneten 180° so verschwindet der Sinus. In diesem Falle gibt es eine Objekt-Bild-Beziehung zwischen Ein- und Ausgang in der Ablenkebene, die von Claase entdeckt wurde.

Vernachlässigt man die Randfelder, so läßt sich die Bewegung in der vertikalen Ebene mit Hilfe der Transfermatrix einer Driftstrecke beschreiben. Ersetzt man die Länge L der Driftstrecke durch die Länge der optischen Achse im Sektorfeld $\rho\phi_0$, so erhält man

$$T_y = \begin{pmatrix} 1 & \rho\phi_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.23)$$

Die Trennung eines Ionenstrahls, entsprechend seiner Impulszusammensetzung mit einem Sektormagneten, erfolgt nach dem Prinzip, daß sich Ionen mit unterschiedlichem Impuls auf verschiedenen Bahnen in einem magnetischen Feld bewegen. Zur Separation eines bestimmten Impulses muß die Bahn und der Eintrittsort im Magnetfeld festgelegt werden, z.B. durch Blenden oder Schlitze. Eine weitere Blende am Austritt des Sektormagneten legt den gewünschten Impuls p_0 , den 'Sollimpuls', fest. Ionen mit Sollimpuls können die Anordnung passieren, Ionen mit einem abweichenden Impuls gehen an den Blenden verloren. Das Prinzip der Anordnung mit Ein- und Austrittsblenden ist in Abbildung gezeigt.

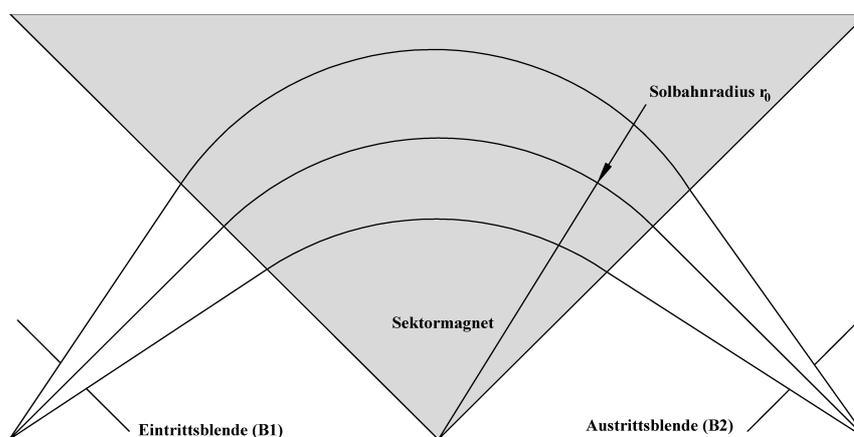


Abbildung 4.4: Prinzipzeichnung eines Sektormagneten zur Impulstrennung.

Im folgenden geht man davon aus, daß die Objektebene B1 auf die Bildebene B2 abgebildet wird mit der bekannten Vergrößerung M_x . Zur Beschreibung der Bewegung von Ionen im magnetischen Feld verwendet man die magnetische Steifigkeit $\chi = p/q$. Ein Ion mit abweichender magnetischer Steifigkeit $\chi = \chi_0 \cdot (1 + \Delta)$ wird um die Distanz $\rho_0 \cdot (1 - M_x) \cdot \Delta$ von der optischen Achse des Sektromagneten in der Bildebene getrennt, wenn das Ion vom Mittelpunkt der ersten Blende mit der Öffnung von $2x_{10}$ startet. Die Steifigkeitsdispersion ergibt sich aus der Bahnseparation für $\Delta=1$ zu

$$D = \rho_0 \cdot (1 - M_x). \quad (4.24)$$

Um Ionen mit unterschiedlicher magnetischer Steifigkeit χ und χ_0 voneinander zu trennen, muß die Bahnseparation an der zweiten Blende $\rho_0 \cdot (1 - M_x) \cdot \Delta$ größer als die Blendenöffnung $2x_{10}$ sein. Die geringste trennbare Abweichung Δ_{\min} wird als Auflösung bezeichnet und ergibt sich zu

$$\Delta_{\min} = \frac{M_x}{\rho_0 \cdot (1 - M_x)} \cdot 2x_{10}. \quad (4.25)$$

Der Kehrwert der kleinsten Abweichung Δ_{\min} wird als Auflösungsvermögen bezeichnet

$$R = \frac{1}{\Delta_{\min}} = \frac{\rho_0 \cdot (1 - M_x)}{M_x \cdot 2x_{10}}. \quad (4.26)$$

Keine dieser Gleichungen ist explizit vom Ablenkwinkel ϕ des Sektromagneten abhängig. Ein Sektormagnet mit großem Ablenkwinkel hat das gleiche Auflösungsvermögen wie ein Sektormagnet mit kleinerem Winkel, sofern die Vergrößerung M_x und der Quotient x_{10}/ρ_0 konstant bleibt.

5 Experimenteller Aufbau

5.1 Prinzip der EZR-Ionenquelle

Die Elektron-Zyklotron-Resonanz (EZR)-Ionenquelle ist speziell für die Erzeugung von mehrfach hochgeladenen Ionen konzipiert und gehört zur Gruppe der Heißplasma-Ionenquellen. Prinzipiell lassen sich Ionen aller Elemente erzeugen. Ein großer Vorteil dabei ist, daß es keine Verschleißteile wie Filamente etc. innerhalb der Quelle gibt, die ersetzt werden müssen. Die Ionisation der Atome oder Moleküle im EZR-Plasma erfolgt durch Elektronenstoßionisation. Die erzeugten Ionen werden dann durch sukzessive Einfach- und Mehrfachionisation weiter ionisiert. Die EZR-Ionenquelle liefert ein breites Spektrum an Ladungszuständen und ist geeignet für die Erzeugung von Ionen aus radioaktiven, seltenen und teuren Elementen.

Der prinzipielle Aufbau einer EZR-Ionenquelle ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Das Plasma wird in einer Vakuumkammer erzeugt, in welche Mikrowellenleistung mit einer festen Frequenz eingestrahlt wird. Gasförmige Atome und Moleküle werden über ein geregeltes Gaseinlaßsystem der Quelle zugeführt. Der Plasmaeinschluß erfolgt in axialer Richtung durch ein magnetisches Spiegelfeld, das durch ein Solenoidspulenpaar erzeugt wird. Der radiale Einschluß wird mit Hilfe eines Multipolmagneten, in den meisten Fällen ein Hexapol, erreicht. Zusammen mit dem Extraktionssystem, zur Formierung des Strahls, sind dies die Grundelemente einer EZR-Ionenquelle. Dieser Grundaufbau wird zur Erhöhung der Strahlintensität und zur Erzeugung von Ionen immer höherer Ladungszustände durch spezielle Bauteile erweitert. Zu diesen Komponenten gehören negativ vorgespannte Scheiben (biased disk), Bauteile mit einem hohen Sekundärelektronenvervielfachungskoeffizienten etc.

Nachdem die EZR-Quelle und ihr Aufbau allgemein beschrieben wurden, wird im folgenden Abschnitt das Prinzip der resonanten Heizung im EZR-Plasma behandelt. Die Überlagerung der axialen und radialen Magnetfelder erzeugt eine Minimum-B-Struktur. Vom Mittelpunkt der Quelle aus steigt das B-Feld nach allen Richtungen an. In dieser Magnetfeldkonfiguration bewegen sich die Plasmaelektronen in axialer Richtung auf Spiralbahnen mit der Zyklotronfrequenz ω_{zyk} um die magnetischen Feldlinien.

Wird Mikrowellenleistung der Frequenz ω_{hf} in einen Bereich eingestrahlt, in dem das Magnetfeld B die Elektron-Zyklotron Resonanzbedingung

$$\omega_{hf} = \omega_{zyk} = \frac{e}{m} \cdot B \quad (5.1)$$

erfüllt, so werden die Elektronen – je nach Phasenlage der transversalen Geschwindigkeitskomponente zum elektrischen Feldvektor der Mikrowelle – beschleunigt oder abgebremst. Gleichzeitig werden die Elektronen durch den magnetischen Doppelspiegel in axialer Richtung eingeschlossen und können die Heizzone (Resonanzzone) mehrfach durchlaufen. Auf diese Weise können die Elektronen im Plasma auf Energien von bis zu 1MeV gebracht werden. Die Voraussetzung dafür ist der magnetische Einschluß der Elektronen in Verbindung mit der effektiven Heizung. Charakteristisch für EZR-Plasmen ist, daß die Ionen als weiterer Bestandteil des Plasmas, aufgrund ihrer hohen Masse nicht magnetisch eingeschlossen werden. Die Zyklotronfrequenz der Ionen ist um 3 Größenordnungen niedriger, aufgrund ihrer geringen spezifischen Ladung verglichen mit Elektronen. Die Ionen werden somit nicht durch die eingestrahlte Mikrowelle resonant geheizt.

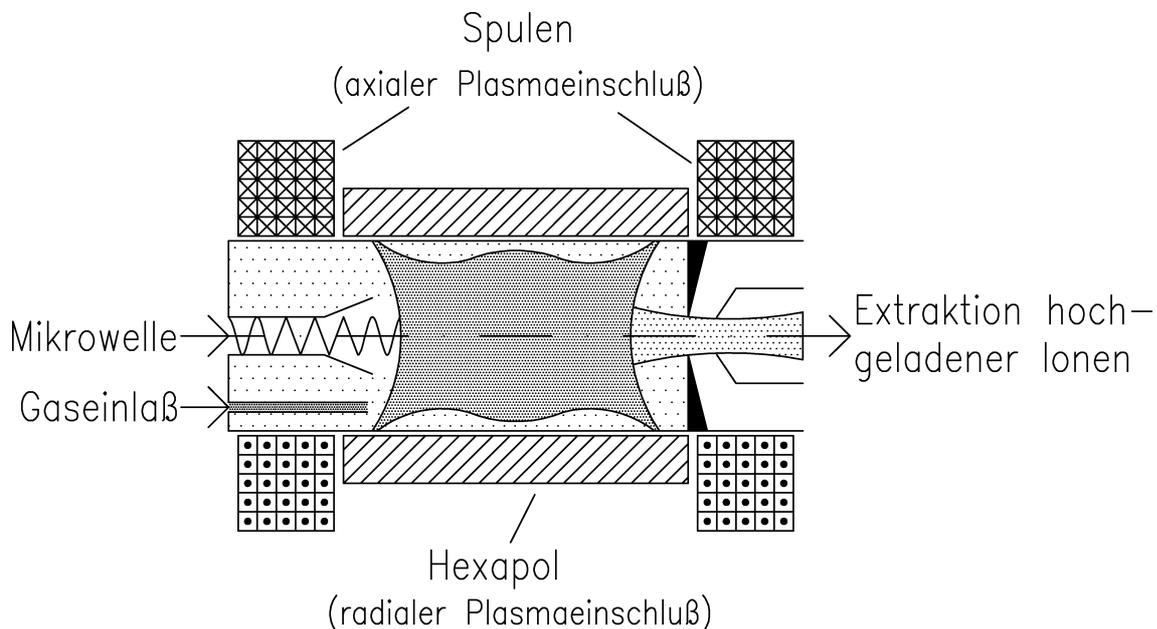


Abbildung 5.1:Prinzipieller Aufbau einer EZR-Ionenquelle.

Die Temperaturunterschiede zwischen Plasmaelektronen (Bereich von einigen 100 keV) und thermischen Ionen (eV-Bereich) sind extrem groß. Der Einschluß der Ionen im Plasma erfolgt über die dort herrschenden Potentialverhältnisse. Mit Hilfe einer geeigneten Extraktionsgeometrie werden die Ionen, die diesem elektrostatischen Einfluß verlorengelassen, zu einem Strahl formiert.

5.2 Die Frankfurter 14 GHz EZR-(ve) RFQ-Anlage

Die Frankfurter 14 GHz-EZR-(ve)RFQ-Anlage [7][30][32] setzt sich aus einer EZR-Ionenquelle mit einer Betriebsfrequenz von 14 GHz zur Erzeugung mehrfach hochgeladener Ionen und einem RFQ-Beschleuniger [15] mit variabler Energie als Nachbeschleuniger zusammen. Einen Überblick über den Gesamtaufbau am Institut für Kernphysik gibt die schematische Zeichnung in Abbildung 5.2. Neben den Hauptkomponenten ist der Verlauf der beiden vorhandenen Strahlkanäle, die Positionen verschiedener Diagnoseelemente und die Position der Emittanzmessanlage nach dem RFQ gekennzeichnet.

Mit dem Aufbau der Frankfurter EZR-Ionenquelle wurde 1992 begonnen. Dieser erste Aufbau wurde im Sommer 1996 durch neuentwickelte Solenoidspulen mit einem höheren Kühlwasserdurchfluß verbessert. Das Spulenpaar besitzt einen Innendurchmesser von 220 mm. Das Spulenpaket läßt sich als Ganzes über die gesamte Länge der Plasmakammer verschieben. Der Abstand zwischen den Spulen ist variabel zur Optimierung des Magnetfeldes. Zur Verbesserung des Jochschlusses sind je ein Eisenring auf der Extraktionsseite und der Gaseinlaßseite angebracht. Dies führt zu einer Verbesserung des Spiegelverhältnisses – Verhältnis zwischen max. und min. B-Feld – der magnetischen Falle.

Dieser Aufbau hat mehrere Vorteile. Zum einen ermöglicht er eine gute Hochspannungsisolation; geplant ist für den endgültigen Aufbau eine maximale Quellenspannung von 100 kV. Andererseits ist die Quelle leicht zugänglich, so daß Modifikationen, sowie Reparaturen und Umbauten einfach und in kurzer Zeit durchgeführt werden können.

Zur Erzeugung von höchstgeladenen Ionen wird ein gutes Grundvakuum in der Quelle benötigt. Die Quelle wird auf der Gaseinlaßseite mit einer Turbomolekularpumpe – 360 l/s Saugvermögen – gepumpt. Im Extraktionsbereich wird eine Kryopumpe mit 1500 l/s Saugvermögen eingesetzt.

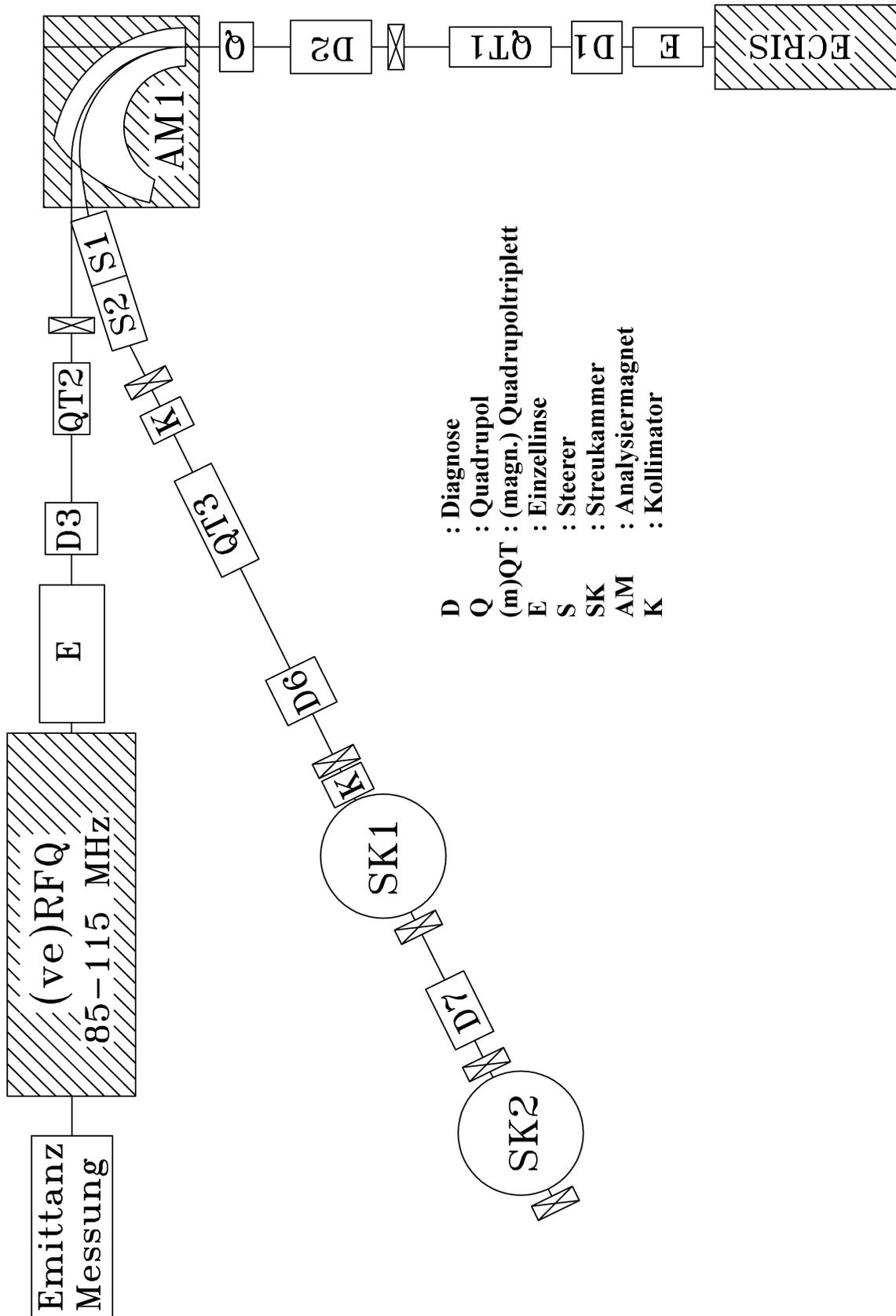


Abbildung 5.2: Grundriß der bestehenden Frankfurter 14GHz-EZR-(VE)RFQ Anlage. Bestehend aus dem 90°-Kanal zur Nachbeschleunigung und dem niederenergetischen Strahlzweig.

Die Pumpen sind durch Keramikisolationsrohre galvanisch vom Potential der Quelle getrennt. Durch Verwendung von ultrahochvakuumtauglichen Werkstoffen und Kupferdichtungen wird ein Grundvakuum im Bereich von 10^{-8} hPa erreicht.

Der Einlaß des Quellengases wird durch 2 thermomechanische Dosierventile geregelt. Dieses Gaseinlaßsystem ermöglicht den Betrieb der Quelle mit 2 Gassorten im sogenannten Mischgasbetrieb. Das Gas wird bis auf wenige Zentimeter an die Plasmakammer herangeleitet.

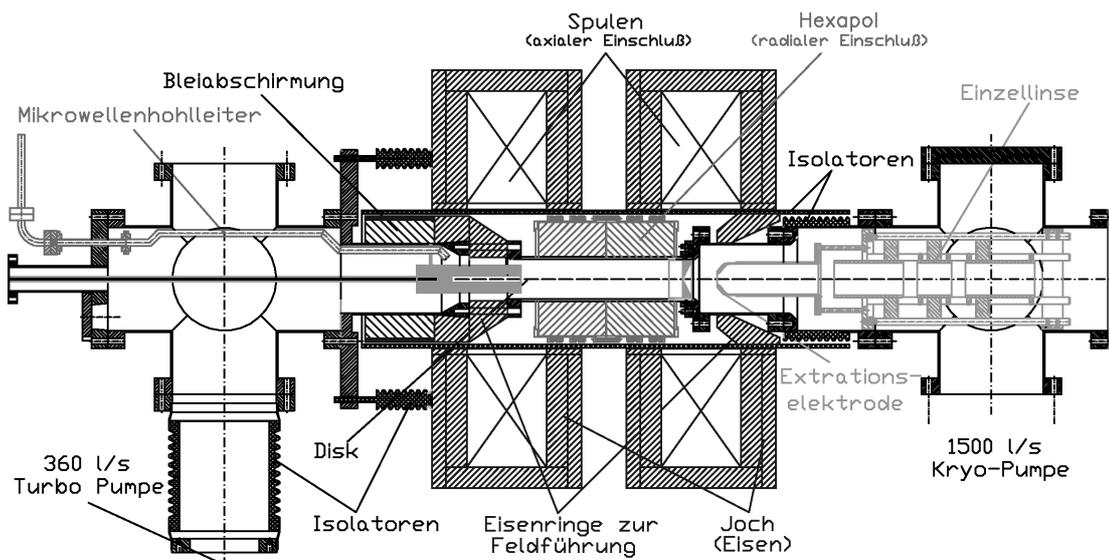


Abbildung 5.3: Aufbau der Frankfurter 14GHz-EZR-Ionenquelle.

Das Herzstück zur resonanten Heizung der Elektronen bildet das Mikrowellensystem. Zum Schutz des Mikrowellensenders ist in die Transportstrecke der Mikrowelle ein 4-Tor-Zirkulator eingebaut, der den Sender vor Zerstörung durch reflektierte Mikrowellenleistung schützt. Zur Kompensation von Fehlanpassungen ist zusätzlich ein E-H-Tuner installiert. Des weiteren ist der Sender galvanisch vom Potential der Quelle durch eine Hochspannungsseparation getrennt und ein wassergekühltes Vakuumfenster sorgt für die Trennung des Ultrahochvakuums in der Quelle gegen Atmosphäre. Der Transport der Mikrowelle erfolgt mit einem Rechteckhohlleiter. Der 14 GHz-Mikrowellensender der Firma Varian liefert eine max. Ausgangsleistung von 2,2 kW und wird gewöhnlich im Satellitenkommunikationsbereich eingesetzt. Die 14 GHz werden in einem externen Oszillator erzeugt und mit einem Mehrkammerklystron verstärkt.

Zum Einbringen von Elektronen in das EZR-Plasma und zur Verbesserung des Spiegelverhältnisses auf der Gaseinlaßseite ist ein wassergekühlter Kollektor installiert, der als ‚Disk‘ eingesetzt wird. Der Kollektor ist galvanisch vom Quellenpotential getrennt. Der Abstand zwischen Kollektor und Plasma kann mit einer Lineardurchführung im Bereich von 100 mm axial variiert werden.

Zur Extraktion der Ionen wird ein Diodensystem, bestehend aus Plasmaelektrode (8 mm Bohrung) und einer Ziehelektrode (16 mm Bohrung) verwendet. Im Anschluß an diese Extraktion befindet sich ein Driftröhrensystem, das alternativ als Einzellinse oder als Nachbeschleunigungsstrecke genutzt werden kann. Der Einschub des so geformten Ionenstrahls in den Analysiermagneten erfolgt mit Hilfe einer zweiten Einzellinse in Kombination mit einem elektrostatischen Quadrupoltriplett.

Zur Diagnose stehen in diesem Zweig des Strahlkanals eine Faraday-Tasse zur Strahlstrommessung und eine sektorierte Blende zur relativen Lagebestimmung des Ionenstrahls im Strahlrohr zur Verfügung.

Die Analyse des extrahierten Ionenstrahls erfolgt mit Hilfe des Analysiermagneten [29], der die Konstituenten nach dem Masse-Ladungs-Verhältnis (m/q) trennt. Die Auflösung des Magneten beträgt ca. 2%. Die zweite Aufgabe dieses Magneten ist es, einzelne Ladungszustände wahlweise in den 90° -Kanal zum RFQ-Beschleuniger zu lenken und/oder den Ionenstrahl für Experimente im 120° -Kanal zur Verfügung zu stellen. In jedem Strahlkanal befindet sich je ein weiteres elektrostatisches Quadrupoltriplett. Ladungsspektren werden im 90° -Kanal nach dem Quadrupoltriplett QT2 mit der Faraday-Tasse D3 aufgenommen (siehe Abbildung 5.2). Die Aufzeichnung des Ionenstroms erfolgt computergesteuert in Abhängigkeit vom B-Feld. Der Spulenstrom bzw. das Magnetfeld wird dazu vom Computer schrittweise vom 0–100% erhöht. Auf diese Weise können die einzelnen Ladungszustände bzw. Masse-Ladungs-Verhältnisse aus dem Ionenstrahl getrennt werden.

Ein Ladungsspektrum für Argon ist in Abbildung 5.4 gezeigt. Die Quellenparameter und die Strahlführung waren bei dieser Messung für den Ladungszustand Ar^{8+} optimiert. Die Extraktionsspannung betrug 14,2 kV bei 400 W Mikrowellenleistung und einer Diskspannung von -490 V. Die Intensität für Ar^{8+} beträgt $52 \mu\text{A}$. In diesem Spektrum sind neben den Argonladungszuständen weitere Peaks zu erkennen, die vom Restgas (H, C, O, N) stammen. Betreibt man die Quelle bei höheren Extraktionsspannungen, so erreicht man Intensitäten für den Ladungszustand Ar^{8+} von $100 \mu\text{A}$ bei 25 kV Quellpotential.

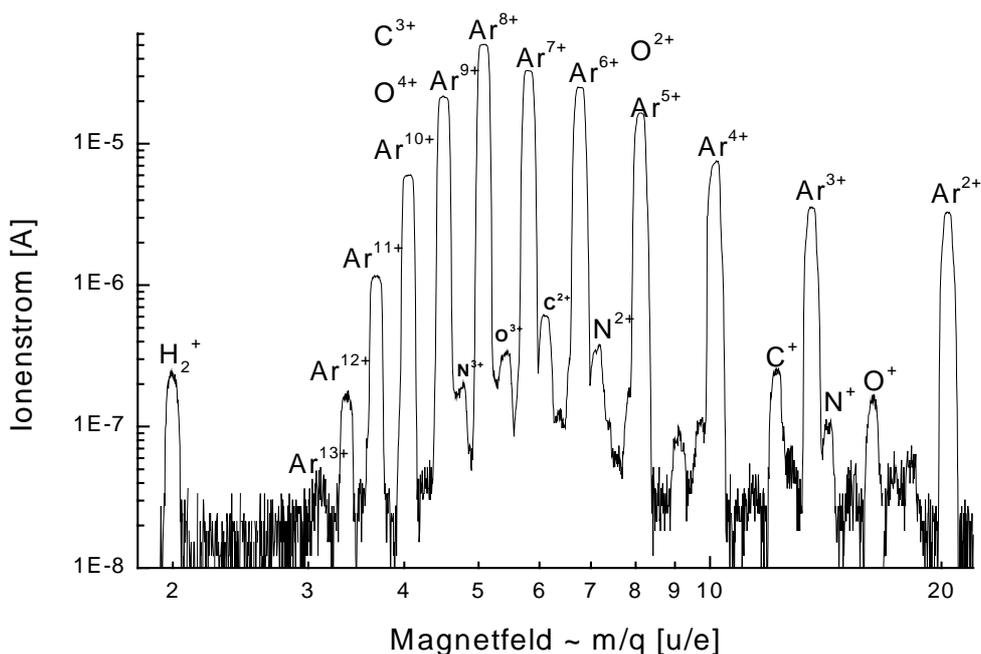


Abbildung 5.4: Argon-Ladungsspektrum (98033102) bei 14,2kV Quellenspannung, Parameter optimiert für Ar^{8+} .

Der im 90° -Kanal aufgebaute VE-RFQ-Beschleuniger dient zur Nachbeschleunigung und deckt den Energiebereich von 100–200 keV/u ab. Damit stellt die Kombination der EZR-Ionenquelle und der VE-RFQ mehrfach geladene Ionen mit einem breiten Energiespektrum von einigen keV/u bis 200 keV/u für Experimente zur Verfügung. Zur Nachbeschleunigung wird der gewünschte Ladungszustand mit Hilfe des Analysiermagneten aus dem Ladungsspektrum separiert und in den 90° -Kanal gelenkt. Die Anpassung des präparierten Ionenstrahls an den Beschleuniger erfolgt mit Hilfe von zwei elektrostatischen Linsen, dem elektrostatischen Quadrupoltriplett QT2 im Anschluß an den Analysiermagneten AM1 und einer weiteren elektrostatischen Doppellinse E direkt vor dem Beschleuniger. Diese Linse dient zur Injektion in den VE-RFQ. Die aus einem System von 5 Driftröhren aufgebaute Linse hat eine Länge von 593 mm bei einem Aperturradius von 60 mm. Der Abstand zwischen den Driftröhren beträgt 9 mm. Die erste, dritte und fünfte Driftröhre liegen auf Erdpotential. Die zweite und vierte Driftröhre können unabhängig voneinander auf ein Potential von max. 35 kV gelegt werden. Zur Zeit werden jedoch beide mit einem Netzgerät versorgt und mittels Spannungsteiler in einem festen Verhältnis zueinander betrieben. Am Ausgang der Linse befindet sich eine isolierte Blende mit einer Bohrung von 10 mm Durchmesser. Der auf die Blende treffende Strahlstrom wird im Betrieb gemessen und dient zur Optimierung der Transmission.

Die Resonanzstruktur ist in einem Vakuumbehälter untergebracht. Der aus Edelstahl gefertigte Vakuumentank hat eine Länge von 1500 mm und ist über die gesamte Länge durch einen Deckel zugänglich. Der gute Zugang ist einerseits in der Aufbauphase des Beschleunigers andererseits für Wartungsarbeiten an der Struktur wichtig. Der Durchmesser des Tanks beträgt 500 mm. Die Grundschiene, auf welcher die Stützen mit den Elektroden montiert werden, ist mit dem Tank verschweißt. Der um 45° im Uhrzeigersinn um die Längsachse gedrehte Tank ruht auf einem Justiergestell. Mit diesem kann die Achse der RFQ-Struktur auf die optische Achse der Anlage angepaßt werden.

Die Resonanzstruktur besteht aus 10 Stützen, die mit der Grundschiene verschraubt sind und die modulierten Quadrupolelektroden halten. Die Variation der Resonanzfrequenz erfolgt mit Hilfe der Kurzschlußplatte (Resonanzplatte), die alle Stützen miteinander verbindet.

Wie in Kapitel 2.3.1 beschrieben, fließt der Strom auf seinem Weg von der einen zur anderen Elektrode über die Stützen und die Kurzschlußplatte. Aufgrund der hohen Flächenstromdichte von 30 A/cm^2 ist ein guter elektrischer Kontakt zwischen Stütze und Resonanzplatte notwendig, der zusätzlich noch verfahrbar ist. Der elektrische Kontakt wird mit speziellen, versilberten Kontakttringen hergestellt. Die Kurzschlußplatte ist von außen unter Vakuum verfahrbar. Mit Hilfe von zwei synchronisierten Linearantrieben, die zwischen der zweiten und dritten Stütze sowie zwischen der sechsten und siebten Stütze angeordnet sind, wird die Platte über eine Kugelgewindespindel verfahren.

Die vier Elektroden sind aus 1368 mm langem massiven Kupferrundmaterial gefertigt. Der Durchmesser variiert zwischen 4,5 und 8,6 mm. Der Aperturradius beträgt am Anfang der Elektroden 5 mm und verjüngt sich auf 3 mm am Ende. Die vier Elektroden setzen sich aus je 158 Beschleunigungszellen zusammen. Die Länge der Zellen wächst von 3,9 mm auf 13,975 mm in Strahlrichtung. Die Elektroden sind am Anfang unmoduliert ($m=1$) und haben am Ende eine Modulation von $m=2,25$.

Zur Regulierung geringer Frequenzverstimmungen im 100 kHz Bereich dient ein Tauchkolben, der in der Mitte der Struktur angeordnet ist. Der an einem Kupferstab befestigte Hohlzylinder aus Kupfer kann ebenfalls mittels eines Linearantriebs elektrisch zwischen die Stütze an die Elektroden und die Resonanzplatte herangefahren werden. Die erreichte Variation der Resonanzfrequenz ist viel geringer als der Frequenzhub der Kurzschlußplatte.

Die Einspeisung der HF-Leistung vom Sender in den Resonator erfolgt mit einer verfahrenbaren Einkoppelschleife. Diese ermöglicht eine konstante Anpassung des Senders (50Ω) an den R_p -Wert der RFQ-Struktur über den gesamten Frequenzbereich. Mit Hilfe einer Vakuumdurchführung kann die Einkoppelschleife an die Struktur angenähert bzw. von ihr entfernt werden. Im Vergleich dazu kann bei einem RFQ mit einer festen Resonanzfrequenz eine starr montierte Einkopplung verwendet werden, die an die Struktur angepaßt ist und im Betrieb nicht verändert werden muß. Wie bereits im Kapitel 2.3 gezeigt, ist durch das Elektrodendesign in Verbindung mit dem Frequenzbereich und der maximalen Elektrodenspannung der Energiebereich sowie das minimale Ladungs-Masse-Verhältnis festgelegt. Die Designspannung auf den Elektroden beträgt 60 kV. Diese Spannung wird im gepulsten Betrieb mit einer Senderleistung von 60 kW erreicht. Das maximale Tastverhältnis – Verhältnis von Puls zu Pulspause – beträgt 25%. Die Wahl des Tastverhältnisses ist von der Kühlung der Struktur abhängig. Sowohl die Beschleunigerstruktur, bestehend aus Elektroden, Stützen, Resonanzplatte, als auch der Tauchkolben und die Einkopplung sind wassergekühlt, um eine Erwärmung der Anlage durch die ohmschen Verluste zu verhindern. Zum Schutz der Struktur vor thermischer Zerstörung sind die entsprechenden Kühlwasserkreisläufe mit Durchflußmessern versehen, die einen Betrieb des Beschleunigers nur bei ausreichendem Kühlwasserdurchfluß erlauben.

Die Resonanzfrequenz des VE-RFQs ist im Bereich von 80–130 MHz variabel, sie ist jedoch durch den benutzten Leistungssender auf max. 110 MHz beschränkt. Aus dieser Konfiguration ergibt sich der Energiebereich der Anlage zu 100–200 keV/u für Ionen mit einem Ladungs-Masse-Verhältnis größer gleich 0,15 e/u. Die Einschußenergie liegt zwischen 2–4 keV/u. Die Einschußenergie in den RFQ ist wiederum abhängig von der Resonanzfrequenz und ergibt sich aus Gleichung (2.48) zu

$$f = \frac{\sqrt{2 \left(\frac{E}{m} \right)_{in}}}{2 \cdot L_{in}} = f_0 \sqrt{\frac{\left(\frac{E}{m} \right)_{in}}{\left(\frac{E_0}{m_0} \right)_{in}}} \quad (5.2)$$

f_0 bezeichnet die Designfrequenz des Beschleunigers und $(E_0/m_0)_{in}$ ist die entsprechenden Einschußenergie zu dieser Resonanzfrequenz. Der Zusammenhang zwischen Einschußenergie und Resonanzfrequenz ist in Abbildung 5.5 dargestellt.

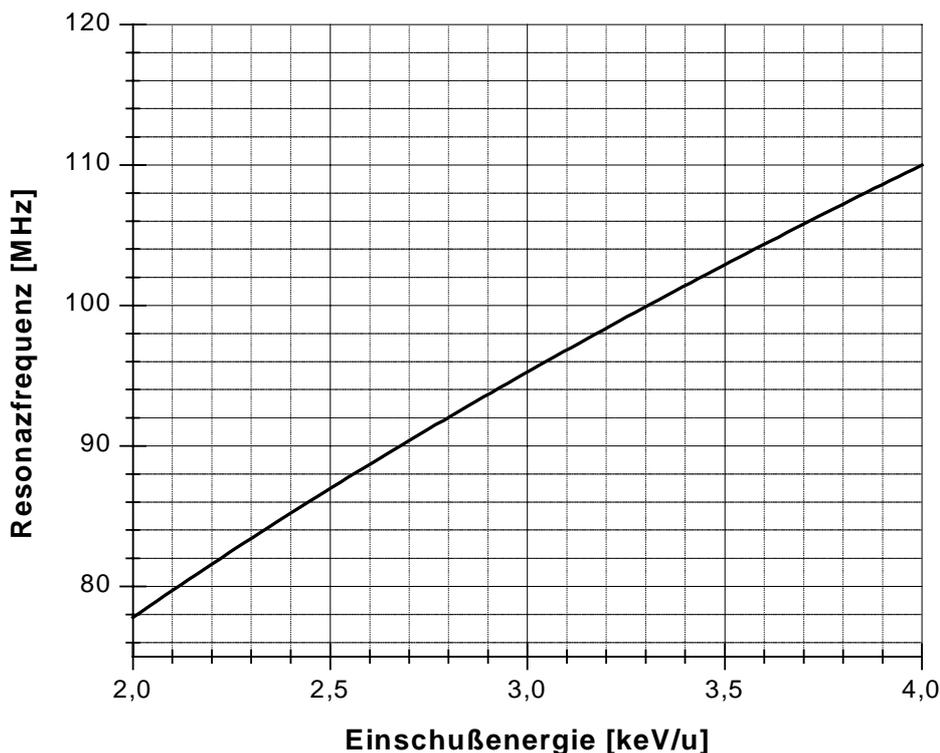


Abbildung 5.5: Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Einschußenergie.

Die Berechnung der Endenergie pro Nukleon für eine beliebige Resonanzfrequenz f erfolgt mit der Gleichung

$$\left(\frac{E}{m}\right)_{out} = \left(\frac{E_0}{m_0}\right)_{out} \cdot \left(\frac{f}{f_0}\right)^2 \quad (5.3)$$

in Bezug auf die Disignfrequenz $f_0 = 110\text{MHz}$ und die entsprechende Endenergie $(E_0/m_0)_{out} = 200\text{ keV/u}$. Das Verhältnis von Endenergie zur Einschußenergie – Energiegewinnfaktor – ergibt sich für den RFQ am Institut für Kernphysik zu

$$\frac{\left(\frac{E_0}{m_0}\right)_{out}}{\left(\frac{E_0}{m_0}\right)_{in}} = \frac{200\text{ keV/u}}{4\text{ keV/u}} = 50.$$

Eine Zusammenfassung der Strukturparameter und einige weitere charakteristische Beschleunigergrößen sind in Anhang B gegeben.

6 Experimentelle Ergebnisse

6.1 Modifizierte HF-Einkopplung

Im Vorfeld der Charakterisierung des Ionenstrahls nach dem RFQ mußte die vorhandene Einkopplung modifiziert werden. Mit einer verfahrenbaren Einkoppelschleife soll eine optimale Leistungübertragung im gesamten Frequenzbereich von 80–110 MHz erreicht werden. Dazu muß die Impedanz des Resonators an die Impedanz der Leitung angepaßt werden. Die Impedanz des Resonators ist durch den R_P -Wert der Struktur gegeben und liegt im Bereich von 70–100 k Ω (siehe Abbildung 6.1). Die Anpassung an den 50 Ω Leitungswiderstand erfolgt mit Hilfe eines Übertragers bzw. Transformators (siehe Kapitel 2.5).

Die Primärspule des Transformators bildet die Einkoppelschleife. Es handelt sich dabei um den zu einer Schleife gebogenen Mittelleiter der vom Sender kommenden Koaxialleitung. Der Mittelleiter bzw. das freie Ende der Schleife liegt auf Erdpotential. Die Sekundärspule bildet der Resonator selbst. Der Sekundärkreis ist im Falle eines idealen Übertragers optimal an den gegebenen Eingangswiderstand des Primärkreises angepaßt, wenn Gleichung (2.33)

$$Z_1 = \ddot{u}^2 Z_2$$

erfüllt ist.

In unserem Fall ist Z_1 der Eingangswiderstand des Übertragers, der gleich dem Leitungswiderstand sein sollte. Z_2 ist der von der Resonanzfrequenz abhängige R_P -Wert der Struktur. Die Kopplung zwischen Primär- und Sekundärspule erfolgt über das Streufeld. Die Feldlinien werden nicht geführt.

Damit läßt sich die Einkopplung im Modell des Transformators als lose gekoppelter Transformator mit sekundärer Resonanz beschreiben. Der Eingangswiderstand ergibt sich in diesem Fall aus Gleichung (2.45). Der Eingangswiderstand ist von der Gegeninduktivität M abhängig. Diese wiederum kann mit Hilfe von Gleichung (2.34) aus dem magnetischen Fluß durch Primär- und Sekundärspule errechnet werden. Die Anpassung kann folglich durch Variation des magnetischen Flusses geändert werden.

Zur Variation des magnetischen Flusses stehen mehrere Möglichkeiten zur Verfügung. Zum einen kann die Einkoppelschleife in Bezug zum Resonator gedreht werden, so daß sich die effektive Schleifenfläche und damit der magnetische Fluß ändert.

Eine weitere Möglichkeit ist durch die Veränderung der Position der Schleife in Bezug auf den Resonator gegeben. Auf diese Weise kann ebenfalls der magnetische Fluß definiert, geschwächt bzw. vergrößert werden.

Man unterscheidet 3 Fälle bezüglich der Ankopplung zwischen Sender und Resonator:

1. Unterkritische Ankopplung $Z_1 < \dot{u}^2 Z_2$

In diesem Fall ist der magnetische Fluß durch die Einkoppelschleife zu gering. Zur Verbesserung der Anpassung muß die Gegeninduktivität M verringert werden, d.h. die effektive Schleifenfläche muß vergrößert bzw. die Schleife von der Struktur entfernt werden.

2. Kritische Ankopplung $Z_1 = \dot{u}^2 Z_2$

In dieser Konfiguration stellt der Resonator einen auf die Senderimpedanz angepaßten Abschlußwiderstand dar. Die vom Primär- auf den Sekundärkreis übertragene Leistung ist maximal (siehe Gleichung (2.41)). Dieser Zustand des Systems wird auch als angepaßt bezeichnet.

3. Überkritische Ankopplung $Z_1 > \dot{u}^2 Z_2$

Der magnetische Fluß durch die Einkoppelschleife ist in diesem Fall zu groß. Zum Erreichen der kritischen Kopplung muß die Gegeninduktivität vergrößert werden. Dies erreicht man einerseits durch Verkleinerung der effektiven Schleifenfläche oder andererseits durch Annäherung der Einkoppelschleife an die Struktur.

Ein Maß für die Anpassung ist das Leistungsverhältnis von Vor- und Rücklauf. Die Maßeinheit ist das in Kapitel 2.4.1 eingeführte Dezibel. Der Zustand der kritischen Kopplung liegt im Bereich von -30 bis -40 dB vor. Ist das Verhältnis von Vor- zu Rücklauf geringer, so sinkt die in den Sekundärkreis übertragene Leistung, wobei die in den Sender zurücklaufende Leistung zur Zerstörung des Senders führen kann.

Die Anpassung ist durch die Kopplung zwischen Leitung und Resonanzstruktur bestimmt. Ein Maß für die Kopplung ist die Gegeninduktivität. Die Gegeninduktivität läßt sich bei bekanntem Leitungswiderstand und R_p -Wert über den Frequenzbereich berechnen. Der Verlauf des R_p -Werts im Bereich von 80–130 MHz, der im Rahmen des Aufbaus der Anlage von U. Bessler [15] gemessen wurde, ist in Abbildung 6.1 dargestellt

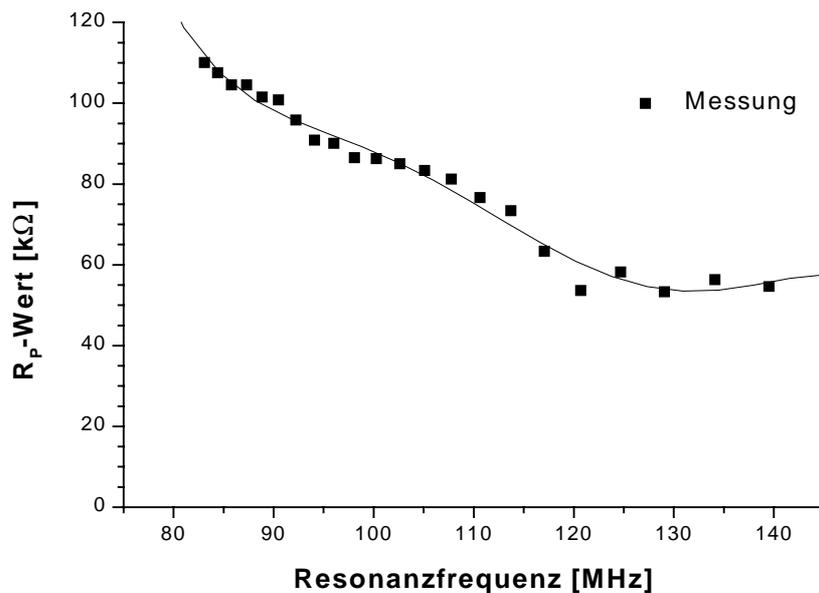


Abbildung 6.1: Gemessener R_p -Wert in Abhängigkeit von der Resonanzfrequenz.

Berechnet man auf Basis dieser Daten mit Hilfe von Gleichung (2.46) die Gegeninduktivität M im Fall der primären und sekundären Resonanz, so ergibt sich folgender Verlauf über den Frequenzbereich.

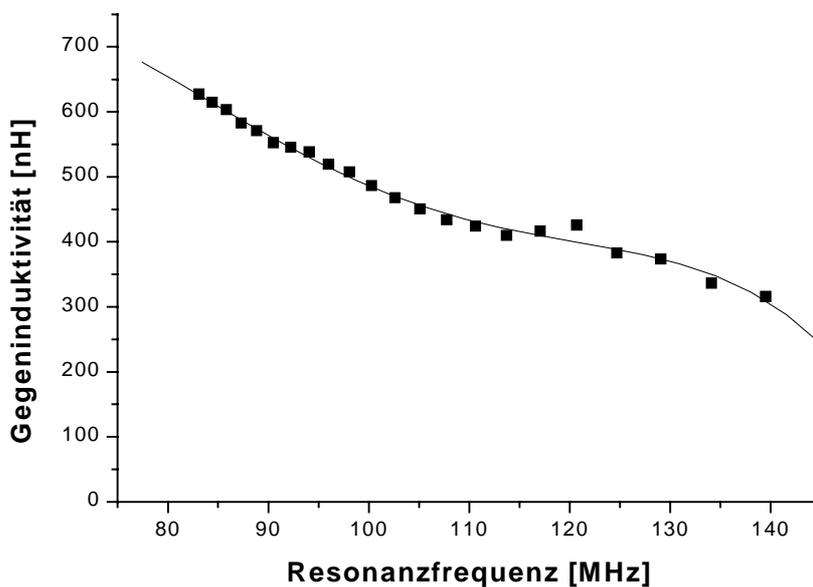


Abbildung 6.2: Berechnete Abhängigkeit der Gegeninduktivität bei primärer und sekundärer Resonanz auf Basis der Parameter des Resonators.

Der mit steigender Resonanzfrequenz abnehmende R_P -Wert der Struktur führt dazu, daß die Gegeninduktivität – die Kopplung zwischen Leitung und Resonator – entsprechend reduziert werden muß, um eine optimale Anpassung an den Leitungswiderstand von 50Ω zu erreichen. Daraus ergibt sich der Trend, daß eine angepaßte Einkoppelschleife bei 80 MHz zu höheren Frequenzen von der Resonatorstruktur entfernt werden muß.

Die experimentell gefundene Geometrie und Position der Einkoppelschleife ist in Abbildung 6.3 gezeigt.

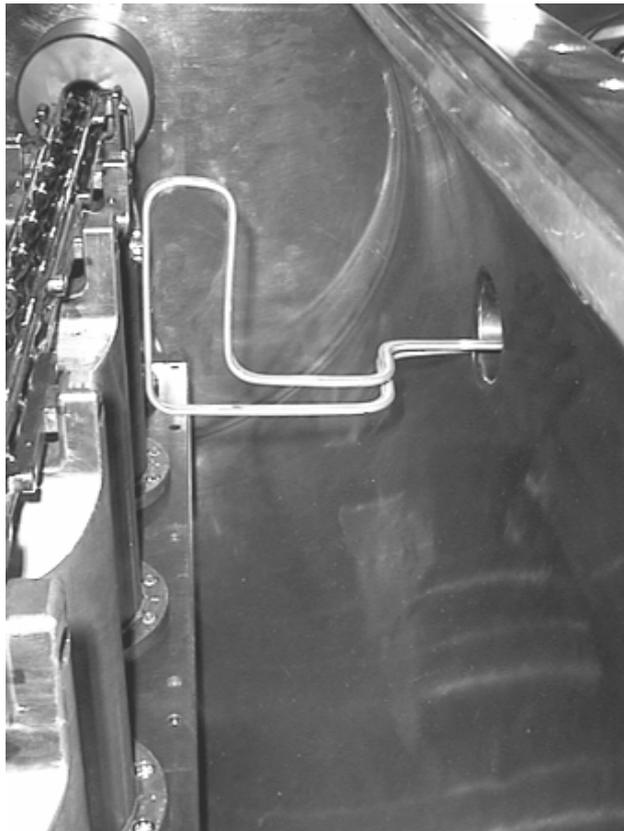


Abbildung 6.3: Ansicht der modifizierten Einkoppelschleife.

Die Einkoppelschleife koppelt an die hohe Flanke der 3. Stütze an. Sie ist aus der Mitte der Stütze in Richtung der 2. Stütze versetzt. Die Schleife ragt über die Stütze hinaus und kann bis auf einige mm an sie herangefahren werden. In der Höhe ist die Schleife so angeordnet, daß es keinen Kontakt mit der Kurzschlußplatte gibt. In dieser gewählten Konfiguration liegt die Schleife im B-Feld der Stütze. Zusätzlich hat sie eine Kapazität zu den Elektroden und der Kurzschlußplatte, die sich mit der Resonanzfrequenz ändert. Eine ähnliche Form wurde erstmals zur Einkopplung der Hochfrequenz am einem VE-RFQ für das Hahn-Meitner-Institut von O. Engels mit Erfolg verwendet [34].

In Abbildung 6.4 ist die gemessene Anpassung der modifizierten, verfahrbaren Einkopplung über den gesamten Frequenzbereich von 80-110MHz des VE-RFQ dargestellt. Diese Messungen wurden auf Meßsenderniveau mit einer max. Sendeleistung von 4 W durchgeführt.

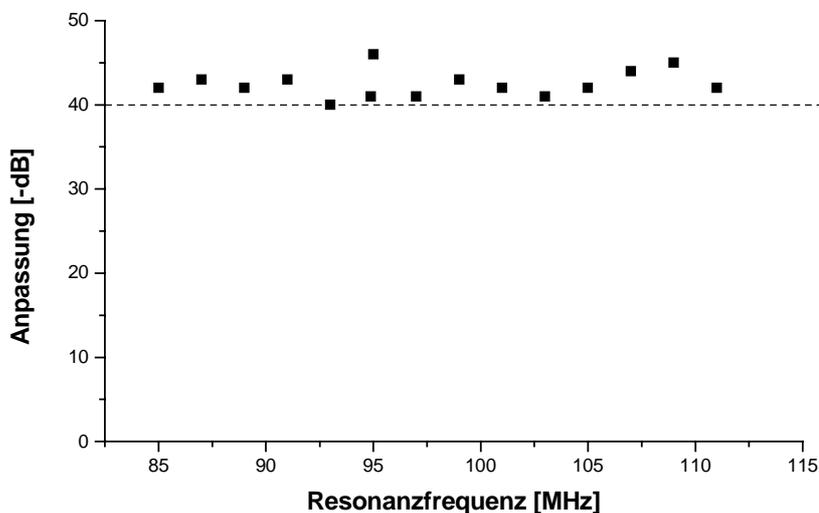


Abbildung 6.4: Auf Meßsenderniveau gemessene Anpassung über den Frequenzbereich von 85-110 MHz mit der modifizierten Einkopplung.

Das Ziel, eine kritische Kopplung über den gesamten Frequenzbereich der Anlage zu realisieren, wird mit der modifizierten Einkopplung erreicht. Die Anpassung ist über den gesamten Frequenzbereich kleiner -40 dB. Die benötigte Positionsänderung, in Bezug auf die Resonatorstruktur, ist sehr gering. Die maximale relative Änderung aus der mittleren Position beträgt ± 100 Skalenteile (siehe Abbildung 6.5), dies entspricht einem Verfahrweg von ca. $\pm 1,25$ mm.

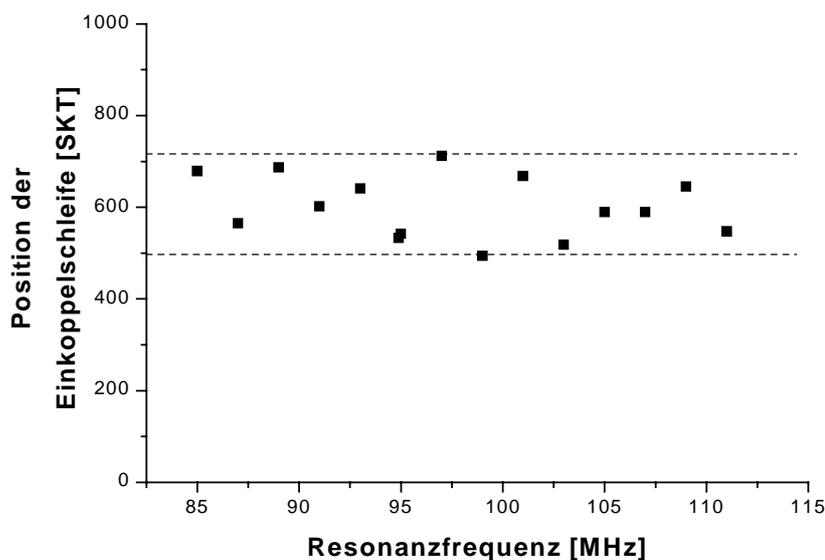


Abbildung 6.5: Position der Einkoppelschleife zur Erreichung des angepaßten Zustands.

Der erwartete Trend aus den Berechnungen, daß die Gegeninduktivität für hohe Resonanzfrequenzen reduziert, der Abstand der Einkoppelschleife zur Struktur vergrößert werden muß, spiegelt sich in den Messungen nicht wider. Mit der gefundenen Konfiguration der Schleife hat sich die Änderung der Position auf ein Minimum reduziert und ein Trend ist nicht zu erkennen. Vielmehr ist ein Betrieb mit fester Position mit dieser Schleife möglich, da die Schwankungen um den mittleren Wert sehr gering sind.

Für den Betrieb der Anlage ist neben der Anpassung auch die Leistung im Resonator ein wichtiger Parameter. Ein entsprechendes Signal, das proportional zur Leistung im Resonator ist, erhält man durch die Umkehr des Prinzips, das man bei der Einkopplung verwendet. Mit Hilfe einer Sonde – kleine Auskoppelschleife – koppelt man einen geringen Teil der Leistung im Resonator aus, ohne die Feldverteilung zu stören. Durch geeignete Wahl der Position, Größe und Lage der Sonde im Tank kann auf diese Weise ein gedämpftes Signal erzeugt werden. Die Dämpfung einer solchen Sonde liegt im Bereich von -40 bis -60 dB und erzeugt ein Signal, das der Leistung proportional ist. Der zeitliche Verlauf kann mit einem Oszillographen dargestellt werden.

Aus der gemessenen Amplitude U_s des Signals kann bei bekannter Dämpfung a [dB] der Sonde die mittlere Leistung im Resonator mit Hilfe der Gleichung

$$\bar{N} = \frac{U_{Tank}^2}{R} = \frac{\left(\frac{U_s}{\sqrt{2}}\right)^2 \cdot 10^{\frac{a[dB]}{10}}}{50\Omega} \quad (6.1)$$

berechnet werden. Verwendet man längere BNC-Leitungen zur Übertragung des SONDENSIGNALS, so ist die Dämpfung des jeweiligen Aufbaus bei der Berechnung in Gleichung (6.1) zu berücksichtigen.

Zur Regelung der Ausgangsleistung des Senders, zum Erreichen konstanter Leistung im Resonator und zur Stabilisierung der Resonanzfrequenz werden 2 getrennte Regelkreise verwendet. Sowohl zur Regelung der Ausgangsleistung (Amplitudenregelung) als auch zur Stabilisierung der Resonanzfrequenz (Tauchkolbenregelung) wird je ein SONDENSIGNAL des Resonators als Eingangsgröße des Regelkreises benötigt. Zusätzlich zu diesem Resonatorsignal verwendet die Tauchkolbenregelung ein weiteres Referenzsignal direkt vom Sender. Wie oben bereits beschrieben, dient das Resonatorsignal zusätzlich noch zur Bestimmung der Elektrodenspannung.

Dazu ist jedoch die Dämpfung des verwendeten Sondensignals nötig. Die beiden HF-Sonden sind am rechteckigen Tankdeckel angebracht, so daß sie in Richtung der Elektroden zeigen. Die Fläche der Schleife ist sehr klein, um ein Signal mit einer Amplitude im Bereich von einigen Volt zu erhalten. Durch Variation der Ausrichtung der Schleife im elektrischen Feld kann die Dämpfung zusätzlich beeinflusst werden.

Die Sonde 1 liegt im ersten Drittel der Struktur, die Sonde 2 im letzten Drittel. Die Dämpfung der beiden vorhandenen Sonden im Resonator ist in Abbildung 6.6 als Funktion der Resonanzfrequenz dargestellt.

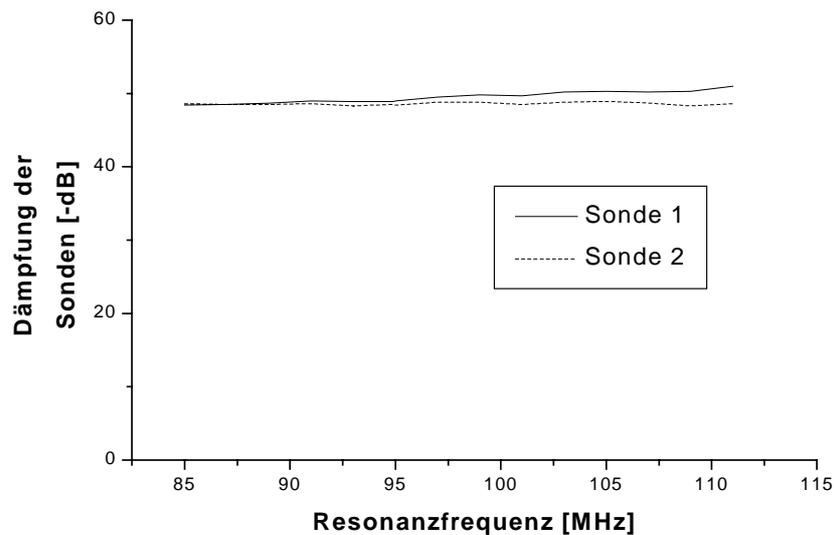


Abbildung 6.6: Dämpfung der Sonden in Abhängigkeit von der Resonanzfrequenz.

6.2 Emittanzmessung

Im Rahmen der Planung und als Grundlage zur Simulation der Strahlführung muß der Ionenstrahl nach dem RFQ charakterisiert werden. In Verbindung mit den Simulationen der Strahlkanäle ergibt sich daraus die Spezifikation der benötigten ionenoptischen Elemente. Die Charakterisierung des Ionenstrahls basiert auf dem im Kapitel 3 vorgestellten Konzept der Emittanzmessung. Im Rahmen der Planung und Simulation der Strahlführung ist dabei nur die Verteilung im transversalen Orts-Impuls-Raum von Interesse. Die longitudinale Emittanz und die zeitliche Struktur müssen dabei nicht berücksichtigt werden. Zur Messung der transversalen Ladungsverteilung stehen verschiedene Meßmethoden [26][28] zur Verfügung. An dieser Stelle möchte ich auf die entsprechenden Arbeiten verweisen, die sich ausführlich mit den verschiedenen Meßmethoden und den jeweiligen Vor- und Nachteilen beschäftigen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Schlitz-Gitter-Methode zur Bestimmung der xx' - und yy' -Emittanz nach dem RFQ verwendet. Das Prinzip dieser Meßmethode wurde bereits in Kapitel 3.8 vorgestellt. Die verwendete Anlage des Instituts für Angewandte Physik basiert auf der von G. Riehl im Rahmen seiner Diplomarbeit [26] aufgebauten Anlage, die in einem zweiten Schritt [27] nochmals erweitert wurde. Diese Emittanzmeßanlage ermöglicht im verwendeten Schlitz-Gitter-Aufbau die Messung der 2-dimensionalen Verteilung $I_2(x, p_x)$ und $I_2(y, p_y)$ bzw. der äquivalenten Verteilung $I_2(x, x')$ und $I_2(y, y')$.

Die Hauptbestandteile der Anlage sind die Rechereinheit, die Vakuumkammer mit schrittmotorgesteuerter Blende und Profilgitter, die Steuerelektronik zur Positionierung und die Meßelektronik für die Profildrähte. Der Rechner wird für Datenerfassung, Auswertung und Darstellung der Verteilung sowie zur Steuerung der Anlage benötigt.

Dieses System mit getrennt fahrbarem Schlitz- und Profilgitter ist auf die Messung gepulster Ionenstrahlen mit geringer Intensität ausgelegt. Die verwendeten Schrittmotordurchführungen bestimmen die effektive Auflösung bei der Messung der Position und des Winkels. Des weiteren wird der max. Meßbereich auf 110 mm durch den Hub der Durchführung begrenzt. Ein Teil des Ionenstrahls wird mit einer Schlitzblende ausgeblendet. Für die Messung wurde eine Blende aus Tantal mit der Schlitzhöhe von 0,5 mm bei einer Schlitzbreite von 60 mm verwendet. Die Schlitzblende legt die minimale Ortsauflösung und den max. Strahldurchmesser senkrecht zur Meßebene fest.

Die Messung der Winkelverteilung erfolgt mit einem Profilgitter, bestehend aus 60 Drähten, die in einem Abstand von 1 mm bei einem Drahtdurchmesser von 0,5 mm parallel zueinander in einem Detektor installiert sind. In Abbildung 6.7 ist exemplarisch eine Schlitzblende und ein Profilgitter mit 30 Drähten bei einem Drahtdurchmesser von 1 mm dargestellt. Die minimale Winkelauflösung und die Nachweiseffizienz des Profilgitters ist vom gewählten Drahtdurchmesser abhängig.

Die Ladungsmessung erfolgt für alle Profildrähte gleichzeitig mit der 60-kanaligen Meßelektronik. Die Integrationszeit der Meßverstärker kann auf die Anforderungen der jeweiligen Messung im Bereich von 0,1 ms bis 160 ms variiert werden. Durch die parallele Verarbeitung aller Meßsignale ist es möglich, gepulste Ionenstrahlen zu messen. Des weiteren ist die Meßgeschwindigkeit gegenüber konventionellen einkanaligen Anlagen um ein Vielfaches höher. Die verwendeten Meßverstärker können noch Ströme im Bereich von 1 nA nachweisen. Jedoch müssen dazu alle Verstärker aufeinander abgeglichen und die Verstärkung für den Zeitraum einer Messung konstant sein. Da der Abgleich nicht automatisiert ist, bildet dies eine Fehlerquelle bei der Messung der Ladungsverteilung. Die Meßdaten werden auf der Festplatte des Meßrechners gespeichert.

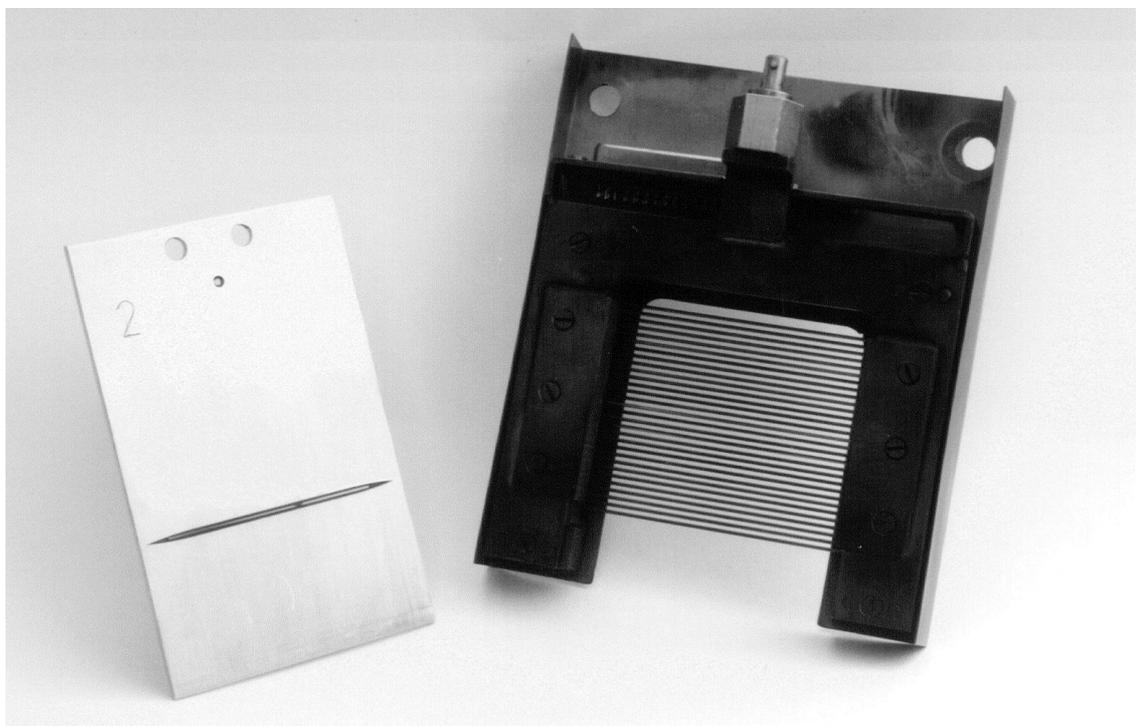


Abbildung 6.7: Schlitzblende und Profildetektor mit 30 Drähten.

(Bild H. Zimmermann)

Zur Messung der Gesamtintensität des Ionenstrahls ist zusätzlich eine Faraday-Tasse mit Sekundärelektrodenunterdrückung installiert. Diese kann alternativ an die Position der Schlitzblende gefahren werden und mißt in der Meßebeene den Strahlstrom.

Die anlagenspezifischen Daten (Daten des verwendeten Schlitzes und Gitters, Abstand Gitter/Schlitz, etc.), die für die Messung und Auswertung erforderlich sind, werden über die Software PROEMI [35] konfiguriert. Zusätzlich werden die Parameter des Ionenstrahls, Nukleonenzahl, Ladungszustand und Energie pro Nukleon für die Auswertung der gemessenen Verteilung benötigt. Dieses Programm steuert die Datenaufnahme, die Auswertung und erlaubt die Darstellung und Bearbeitung der Meßdaten. In Abbildung 6.8 ist die gemessene Verteilung eines Argon-Ionenstrahls bei einer Energie von 148 keV/u im sogenannten „3-D-Modus“ dargestellt.

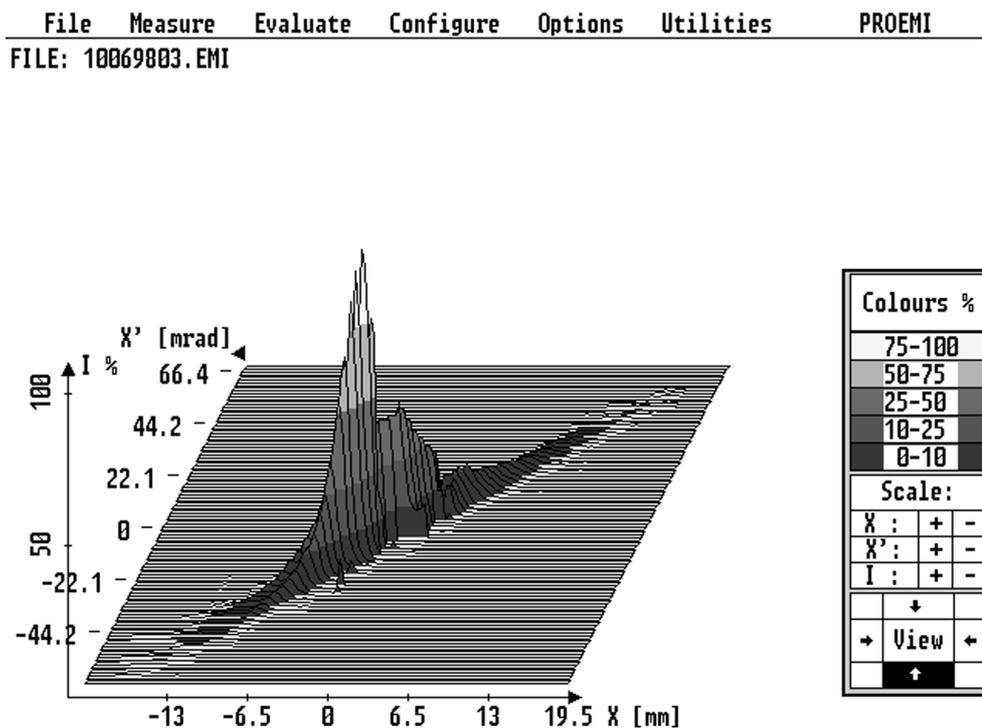


Abbildung 6.8: 3D-Darstellung der gemessenen Verteilung mit dem Programm PROEMI.

Zur Auswertung verwendet man die 2-dimensionale Darstellung, die in Abbildung 6.9 gezeigt ist. Im rechten Bereich wird die berechnete Emittanz mit den zugehörigen Parametern α , β und γ angegeben, die den Ionenstrahl in der Meßebeene eindeutig charakterisieren.

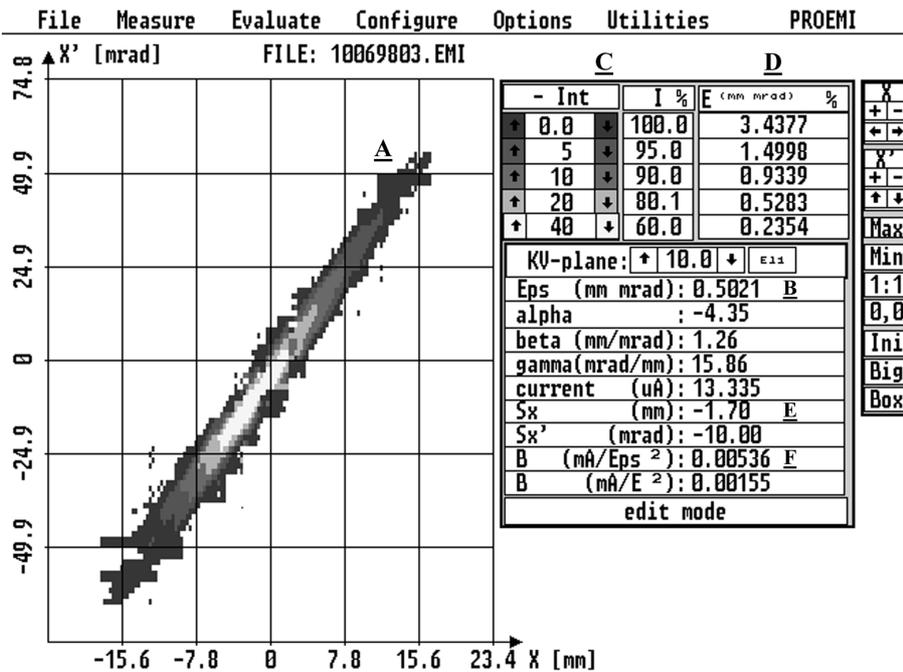


Abbildung 6.9: 2-D-Darstellung der Verteilung: A: gemessene xx' -Verteilung,

B: normierte KV-Emittanz mit Ellipsenparametern α , β und γ ,

C: Schnittebene, D: prozentuale Randemittanz,

E: Koordinaten des Schwerpunkts der Ellipse,

F: Brillanz berechnet aus der KV-Emittanz bzw.

Rand-Emittanz.

Mit der vorhandenen Anlage kann die Emittanz nur in einer Richtung bestimmt werden. Zur Messung der zweiten Richtung muß die Schlitz-Gitter-Anordnung um 90° in Bezug zur Strahlachse gedreht werden. Damit ist es möglich, den Ionenstrahl vollständig in der transversalen Ebene zu charakterisieren.

Wie man in Abbildung 6.10 erkennt, werden auch Signale registriert, die statistisch bzw. periodisch über den Meßbereich verteilt sind. Der statistische Anteil läßt sich auf das „Rauschen“ der Meßverstärker zurückführen, die periodischen Signale werden durch Fehler in einzelnen Kanälen der Elektronik verursacht. Sie stehen somit beide nicht mit der Ladungsverteilung der Ionen in Verbindung. Des weiteren ist es möglich, daß der Ionenstrahl an Bauteilen, die im Strahlkanal vor der Meßapparatur liegen, gestreut wird.

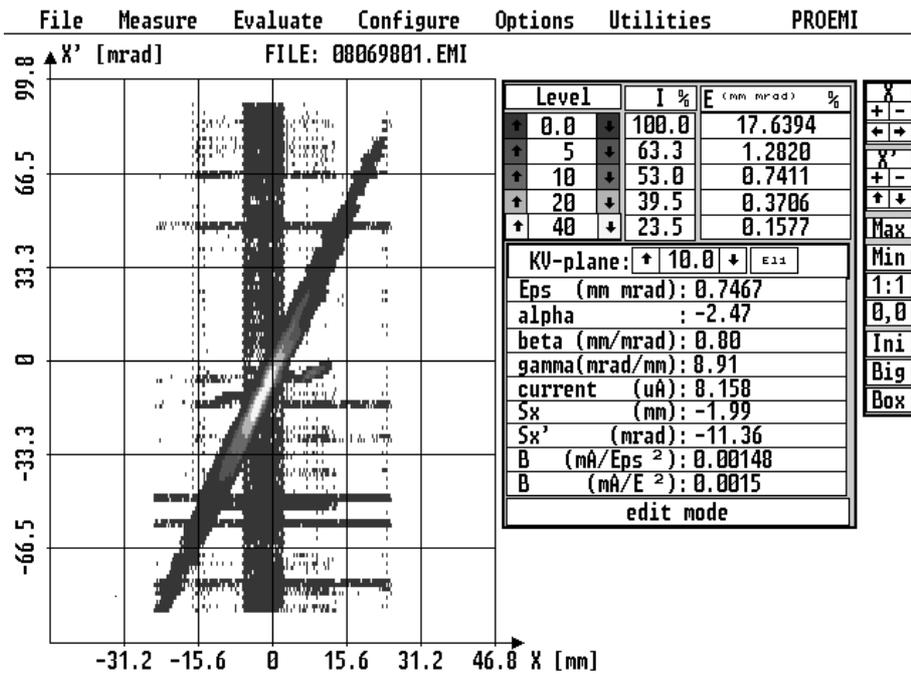


Abbildung 6.10: Gemessene Emittanz mit Untergrund.

Im Zusammenhang mit der Emittanzmessung nach dem RFQ wurden bei Messungen negative Strahlströme nach dem Beschleuniger gemessen. Es handelt sich dabei um Elektronen die im RFQ, auch ohne Ionenstrahl, entstehen und im elektrischen Feld beschleunigt werden. Ein Teil dieser Elektronen verläßt den RFQ in Strahlrichtung. Die Elektronenverteilung wird ebenfalls bei der Emittanzmessung nachgewiesen. Aufgrund des Nachweisprinzips ist eine Trennung zwischen negativen und positiven Teilchen nicht möglich, so daß der Untergrund durch die Elektronen erhöht wird. Der Elektronenstrom steigt mit zunehmender HF-Leistung. Die Intensität liegt im Bereich einiger nA, wobei sich kein geordneter Elektronenstrahl ausbildet. Eine Messung der Emittanz der Elektronen ist somit nicht möglich, da die Elektronensignale nicht vom Rauschen getrennt werden können.

Des weiteren können aufgrund des gepulsten Betriebs des Beschleunigers in den Pulspausen unbeschleunigte Ionen die Struktur passieren. Dieser Anteil ist jedoch sehr gering, da die Apertur des Beschleunigers an der engsten Stelle nur 5 mm beträgt und somit die geometrische Akzeptanz sehr klein ist.

Um die reine Verteilung des Ionenstrahls ohne den Rauschanteil zu bestimmen, verwendet man die prozentuale Emittanz, wie sie bereits in Kapitel 3.6 eingeführt wurde. Es ist üblich, die 90% Emittanz anzugeben, dabei bleiben 10% des Gesamtstroms bzw. des maximalen Stroms unberücksichtigt. Zusätzlich bietet das Programm PROEMI weitere Möglichkeiten zur Bearbeitung der Daten.

Die dargestellten Messungen der Ladungsverteilungen erfolgten in einem Abstand von 120 mm nach dem RFQ-Tank. Damit ein Vergleich zwischen der gemessenen Verteilung und Simulationen zur Teilchendynamik möglich ist, wurden keine zusätzlichen ionenoptische Elemente zur Fokussierung des Ionenstrahls nach dem Verlassen der RFQ-Struktur verwendet. Die Ionen bewegen sich somit, nach Passieren des Beschleunigers, im feldfreien Raum. Neben dem 120 mm Drift nach dem Beschleuniger ist die Driftstrecke von 100 mm im Beschleunigertank zu berücksichtigen.

Der Ionenstrahl hat aufgrund des gepulsten Betriebs des Hochfrequenzsenders eine zeitliche Struktur. Diese Pulsstruktur des Ionenstrahls nach dem RFQ ist in Abbildung 6.11 skizziert. Der gesamte Strompuls wird auch als Makropuls bezeichnet. Die Pulslänge betrug bei den Messungen 2 ms bei einem Puls zu Pulspause-Verhältnis (duty cycle) von 1:9. Der Makropuls weist zusätzlich eine periodische Struktur mit der jeweiligen Resonanzfrequenz auf, die als Mikropuls bezeichnet wird.

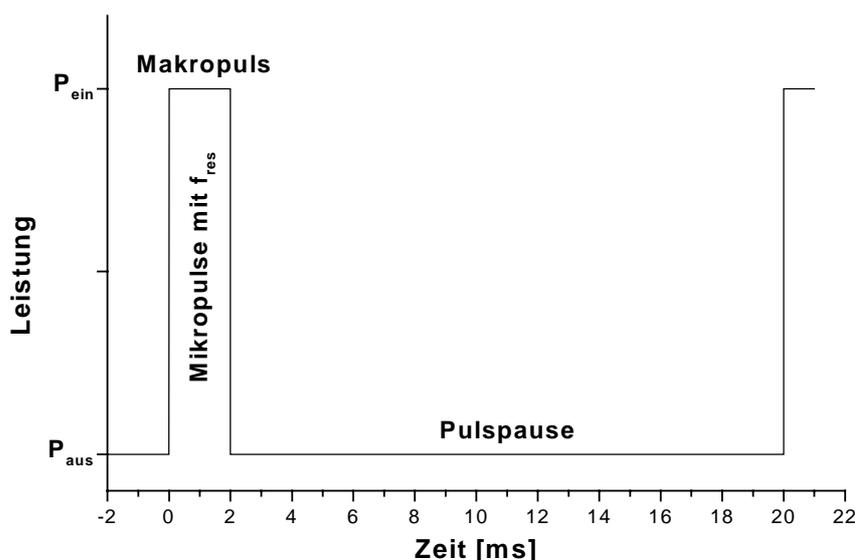


Abbildung 6.11: Pulsstruktur des Ionenstrahls nach dem RFQ.

Daraus folgt für die Emittanzmessung, daß die Messung von der Makropulsung des Beschleunigers getriggert werden muß. Zur Optimierung der Messung an die zeitliche Struktur des Ionenstroms muß einerseits die Integrationszeit (gate time) und andererseits die Verzögerung des Meßsignals (delay time) angepaßt werden.

Da der mittlere Strom nach dem RFQ bei den Messungen im Bereich von einigen nA bis 100 nA lag, erfolgte die Messung über mehrere Makropulse. Damit konnte das Rausch-Signal-Verhältnis verbessert werden. Die Integrationszeit betrug für alle Messungen 160 ms. Das entspricht einer Integration über 8 Makropulse und die zugehörigen 7 Pulspausen.

Die Messungen der xx' - bzw. yy' -Emittanz nach dem RFQ in Abhängigkeit von der HF-Leistung für verschiedene Resonanzfrequenzen respektive Endenergien sind im Folgenden dargestellt. Dabei wird der normierte 90% RMS-Wert der Emittanz angegeben. Der entsprechende Wert der KV-Emittanz der gemessenen Verteilung ergibt sich aus Gleichung (3.20). In Abbildung 6.12 sind die xx' - und yy' -Emittanz für einen Ar^{8+} -Strahl bei einer Resonanzfrequenz von 100 MHz respektive einer Endenergie von 165 keV/u dargestellt. Die kinetische Energie ergibt sich aus dem Produkt der Energie pro Nukleon und der Nukleonenzahl

$$T = 40u \cdot 165 \frac{keV}{u} = 6,61 MeV .$$

Die Optimierung erfolgt dabei immer in 2 Schritten. Im ersten Schritt wird die Quelle und die Strahlführung auf den gewünschten Ladungszustand optimiert. Dazu wird die Intensität des Ionenstrahls mit der Faraday-Tasse D2 (siehe Abbildung 5.2) nach dem Analysiermagneten gemessen. Ausgehend von dieser Einstellung erfolgt die Optimierung des Einschusses in den RFQ bei Soll-Leistung. Die Intensität im Anschluß an den RFQ wird mit der zur Emittanzmeßanlage gehörenden Faraday-Tasse gemessen.

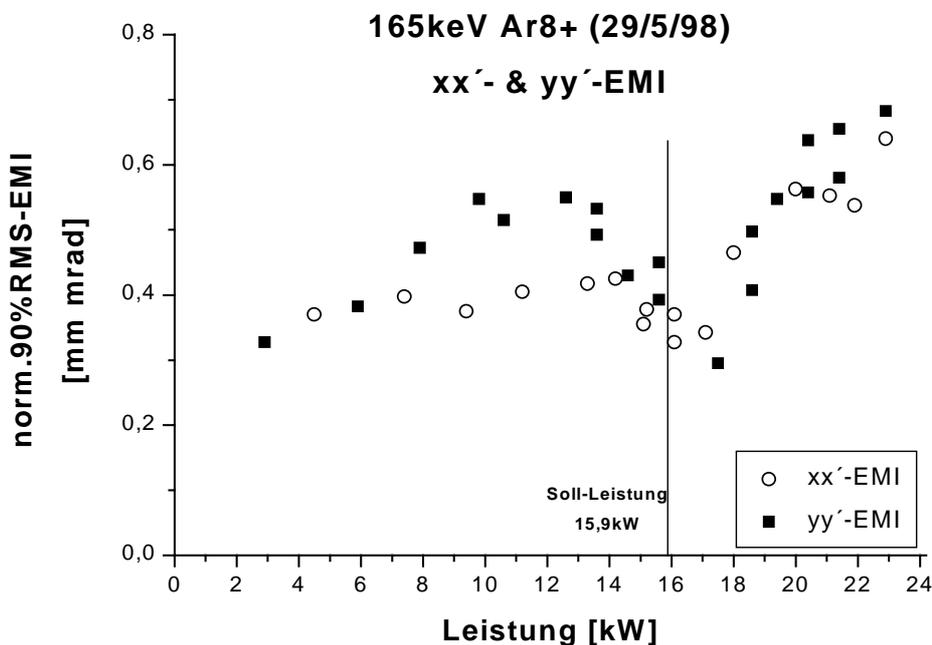


Abbildung 6.12: Gemessene Emittanz eines Ar^{8+} -Ionenstrahls in Abhängigkeit von der Leistung bei 100 MHz nach dem RFQ in x- und y-Richtung.

Zur Messung der Emittanz als Funktion der HF-Leistung wird die Senderleistung bei unveränderten Einschußbedingungen variiert. Analog dazu ergibt sich die Meßreihe für Ar^{8+} bei 94,9 MHz bzw. eine Endenergie von 149 keV/u.

Die Messung der HF-Leistung erfolgt mit 2 direktionalen Koppelsonden in der Zuleitung zum Resonator, die sowohl die vorlaufende als auch die rücklaufende Leistung messen. Die Meßfehler betragen laut Hersteller $\pm 6\%$ vom Maximalwert des entsprechenden Meßelements, d.h. bei einem Maximalwert von 25 kW ergibt sich ein Fehler von $\pm 1,25$ kW.

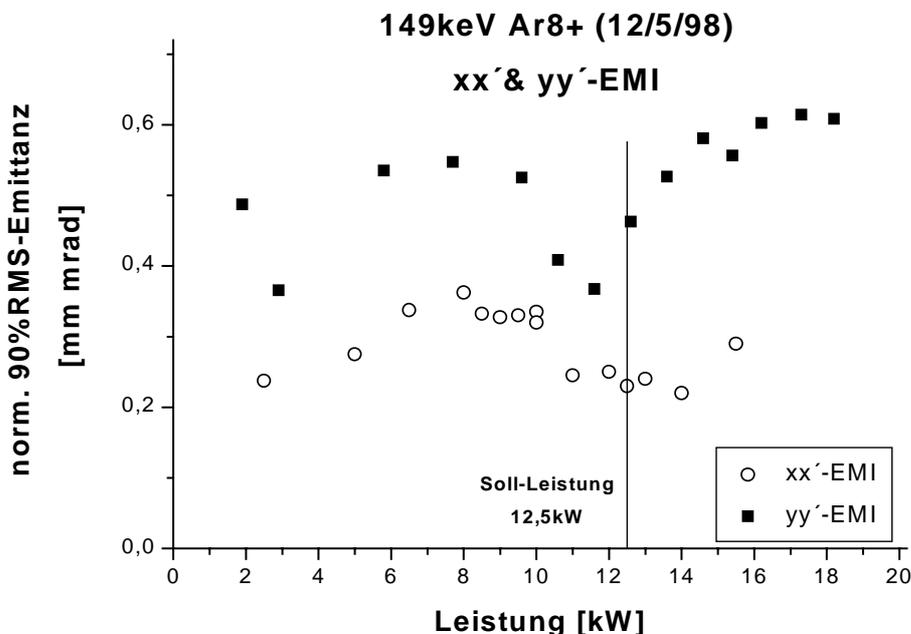


Abbildung 6.13: Gemessene Emittanz eines Ar^{8+} -Ionenstrahls in Abhängigkeit von der Leistung bei 94,9 MHz nach dem RFQ in x- und y-Richtung.

Aus der zugeführten HF-Leistung P_{Tank} läßt sich bei bekanntem R_p -Wert (siehe Abbildung 6.1.) mit Hilfe der Gleichung

$$U_0 = \sqrt{P_{\text{Tank}} \cdot R_p} \quad (6.2)$$

die entsprechende Elektrodenspannung U_0 berechnen. Die Emittanz steigt bei allen Messungen mit zunehmender Elektrodenspannung bis zum Erreichen der Sollspannung an. Die Berechnung der Sollspannung bzw. Soll-Leistung in Abhängigkeit von der Resonanzfrequenz und Ladungs-Masse-Verhältnis ist in Anhang A dargestellt. Eine Fehlerquelle bei der Berechnung der Soll-Leistung stellt der R_p -Wert dar. Dieser muß experimentell bestimmt werden und ist mit einem Fehler von ca. 10% behaftet. Damit ergibt sich ein Fehler von $\pm 10\%$ für die Soll-Leistung.

Die beschleunigende Komponente des elektrischen Feldes ist in diesem Leistungsbereich $P < P_{\text{soll}}$ zu gering, so daß der Energiegewinn bzw. Geschwindigkeitszuwachs der Ionen in den einzelnen Zellen nicht ausreicht, um die Wideröe-Bedingung zu erfüllen. Die Ionen werden somit nicht beschleunigt, jedoch wird die Fokussierung mit zunehmender HF-Leistung immer stärker.

Bei der gewählten Darstellung ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Emittanzwerte entsprechend Gleichung (3.11) auf die jeweilige Sollenergie normiert sind. Da jedoch die tatsächliche Energie der Ionen geringer als die Sollenergie ist, sind die berechneten Emittanzwerte größer. Wird die Sollspannung bzw. Soll-Leistung erreicht, so sinkt der Wert der Emittanz, d.h. jetzt fokussiert und beschleunigt die RFQ-Struktur optimal. Der niedrigste erreichbare Wert der Emittanz wird von der Quellenemittanz vorgegeben. Wird die Spannung bzw. Leistung weiter gesteigert, so wird die Fokussierung der Ionen immer stärker bei gleichbleibender Beschleunigung. Zu den dargestellten Messungen in Abbildung 6.13 ist zu ergänzen, daß die Fokussierung vor dem RFQ nicht identisch für beide Richtungen war und sich daraus der abweichende Kurvenverlauf ergibt.

Betrachtet man an dieser Stelle die Abhängigkeit des Ionenstroms, so ergibt sich folgender charakteristische Verlauf, der anhand dieser Messung erläutert werden soll.

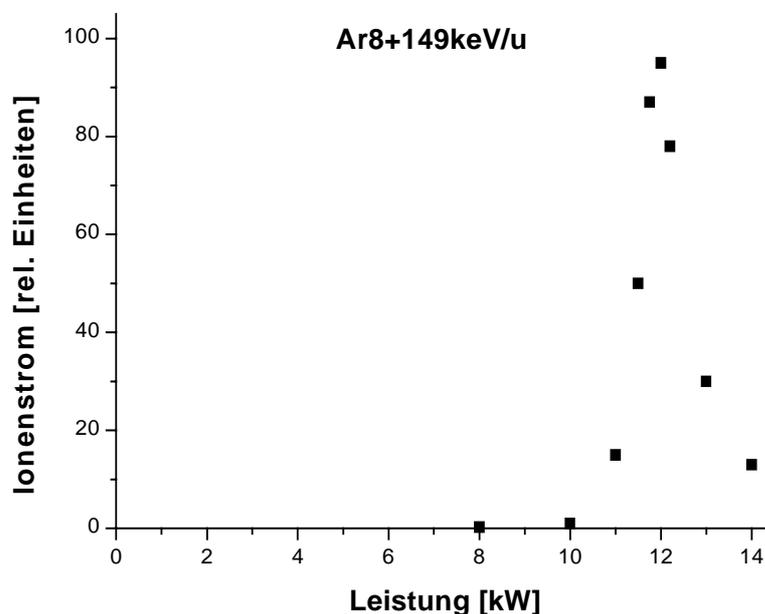


Abbildung 6.14: Analysierter Ionenstrom nach dem 45°-Ablenkmagneten für Ar^{8+} bei einer Energie von 149keV/u.

Der Strom wurde nach dem 45°-Ablenkmagneten bei konstantem B-Feld gemessen. Die magnetische Induktion wurde entsprechend der Sollenergie und dem Ablenkradius gewählt. Das Maximum des Ionenstroms liegt im gleichen Bereich der Leistung wie das Minimum der Emittanzverteilung in Abbildung 6.13.

Ergänzend sind in Abbildung 6.15 und Abbildung 6.16 Emittanzmessungen bei niedrigeren Resonanzfrequenzen dargestellt. Diese Meßreihen erfolgten ebenfalls für Ar^{8+} jedoch nur in y-Richtung und zeigen einen analogen Verlauf zu den weiter oben diskutierten.

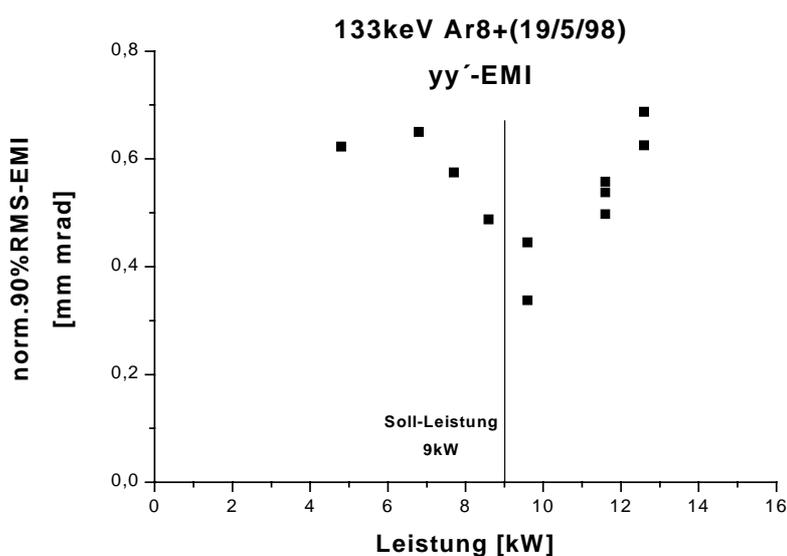


Abbildung 6.15: Gemessene Emittanz eines Ar^{8+} -Ionenstrahls in Abhängigkeit von der Leistung bei 90 MHz nach dem RFQ in y-Richtung.

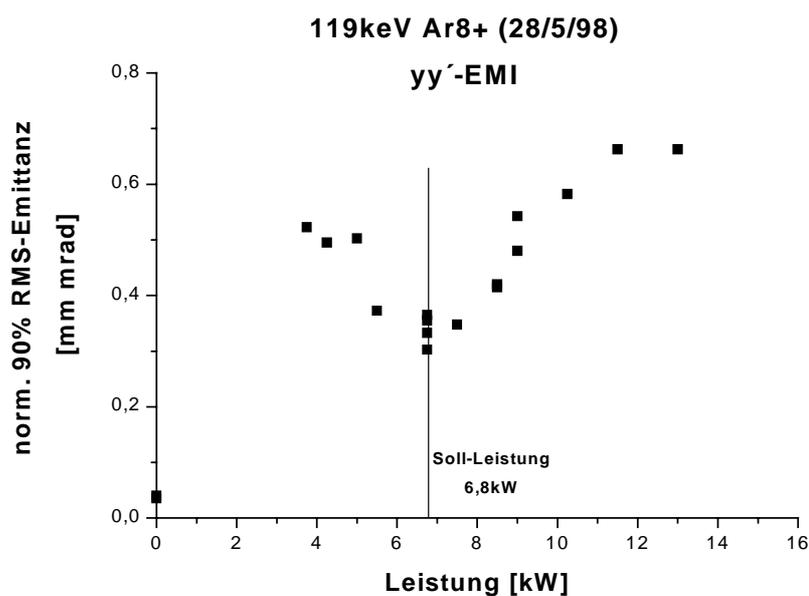


Abbildung 6.16: Gemessene Emittanz eines Ar^{8+} -Ionenstrahls in Abhängigkeit von der Leistung bei 85 MHz nach dem RFQ in y-Richtung

Zur eindeutigen Charakterisierung des Ionenstrahls benötigt man zusätzlich Strahlradius und $-$ divergenz. Diese Randwerte berechnen sich aus Gleichung (3.21), wobei die Ellipsenparameter aus den gemessenen Emittanzen berechnet wurden.

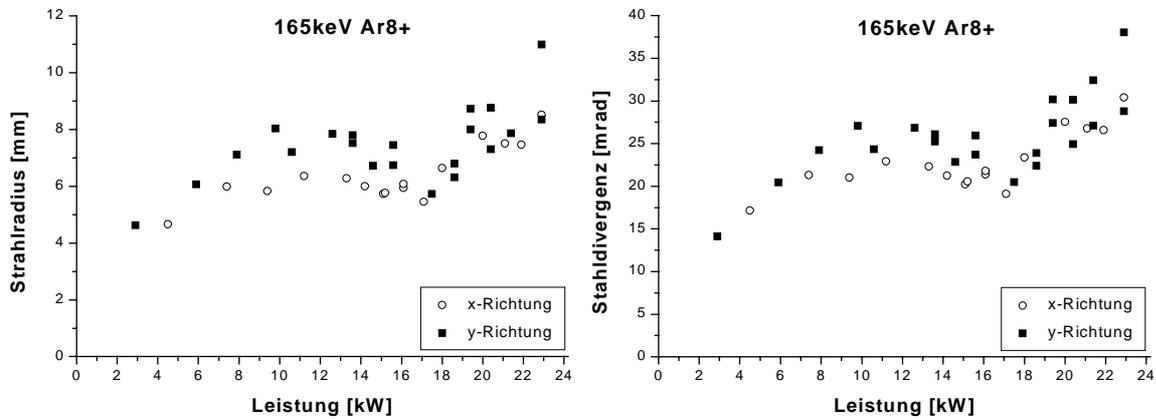


Abbildung 6.17: Strahlradius und $-$ divergenz des Ar^{8+} -Ionenstrahls in Abhängigkeit von der Leistung bei 100 MHz nach dem RFQ

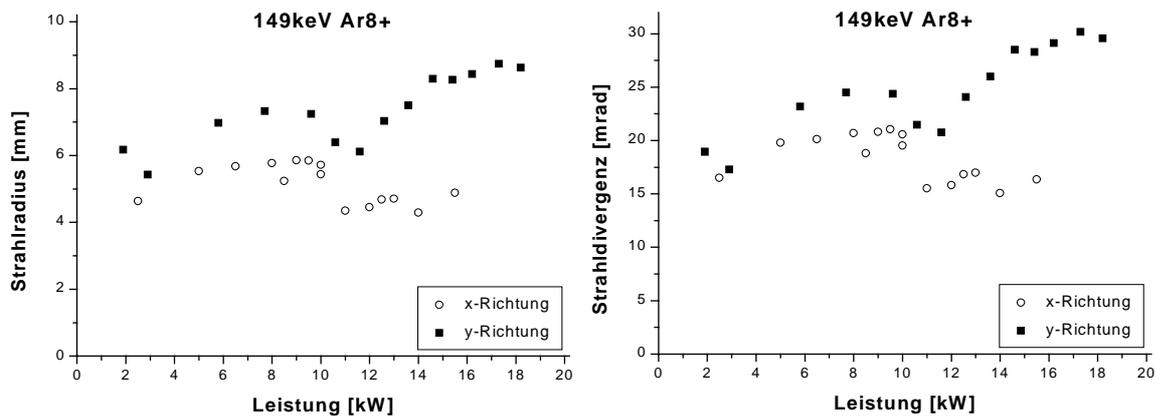


Abbildung 6.18: Strahlradius und $-$ divergenz des Ar^{8+} -Ionenstrahls in Abhängigkeit von der Leistung bei 94,9 MHz nach dem RFQ

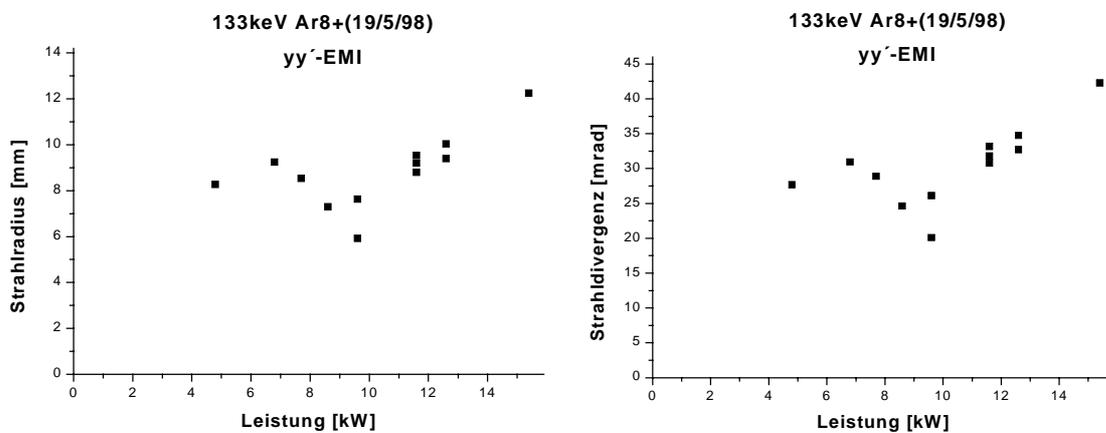


Abbildung 6.19: Strahlradius und $-$ divergenz des Ar^{8+} -Ionenstrahls in Abhängigkeit von der Leistung bei 90 MHz nach dem RFQ.

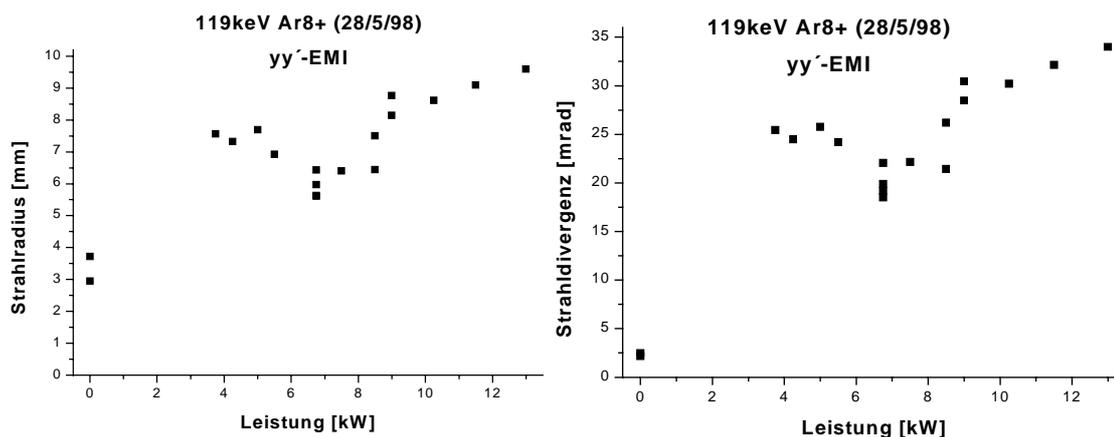


Abbildung 6.20: Strahlradius und –divergenz des Ar^{8+} -Ionenstrahls in Abhängigkeit von der Leistung bei 85 MHz nach dem RFQ.

Der Strahlradius und die Strahldivergenz weisen den gleichen Kurvenverlauf in Abhängigkeit von der Leistung auf wie der Betrag der Emittanz. Im Bereich der Soll-Leistung hat der Strahlradius und die Divergenz ein lokales Minimum, d.h. die Ausdehnung des Strahlflecks nach dem Beschleuniger ist am geringsten. Zusammenfassend läßt sich auf Basis der Messungen sagen, daß die normierte 90 % RMS-Emittanz an der gemessenen Position zwischen 0,25 bis 0,4 mm mrad im Frequenzbereich von 85 bis 100 MHz liegt. Die Ausgangsemittanz ist maßgeblich von der Eingangsemittanz anhängig. Diese wurde jedoch nicht gemessen, so daß keine Aussage über den Zusammenhang zwischen Eingangs- und Ausgangsemittanz gemacht werden kann. Ein Vergleich mit den früher gemachten Emittanzmessungen an der Quelle, nach dem 90° Analysiermagneten, ist nicht möglich, da zwischenzeitlich diverse Umbauten an der Quelle, der Strahlführung und speziell im Bereich der Extraktion stattgefunden haben. Der Strahlradius liegt in beiden Richtungen in einem Bereich von 4–8 mm und die Divergenz des Ionenstrahls beträgt 15–25 mrad. Im Rahmen der Planung des RFQs wurden zahlreiche Simulationen zur Teilchendynamik durchgeführt. In Abbildung 6.21 ist die gerechnete Verteilung des Ionenstrahls in der Meßebeine für eine Eingangsemittanz von 0,3 mrad bei 110 MHz für ein Ladungs-Masse-Verhältnis $q/m = 0,15$ dargestellt. Die Emittanz nach dem RFQ beträgt auf Basis der Simulation xx' - bzw. yy' -Ebene 0,54 mm mrad bzw. 0,55 mm mrad (normiert) bei einer Eingangsemittanz von 0,3 mm mrad in beiden Ebenen. Die Divergenz des simulierten Ionenstrahls beträgt in x -Richtung 23 mrad und 22 mrad in y -Richtung. Der Strahlradius in x -Richtung ergibt sich zu 9,4 mm und in y -Richtung zu 3,4 mm.

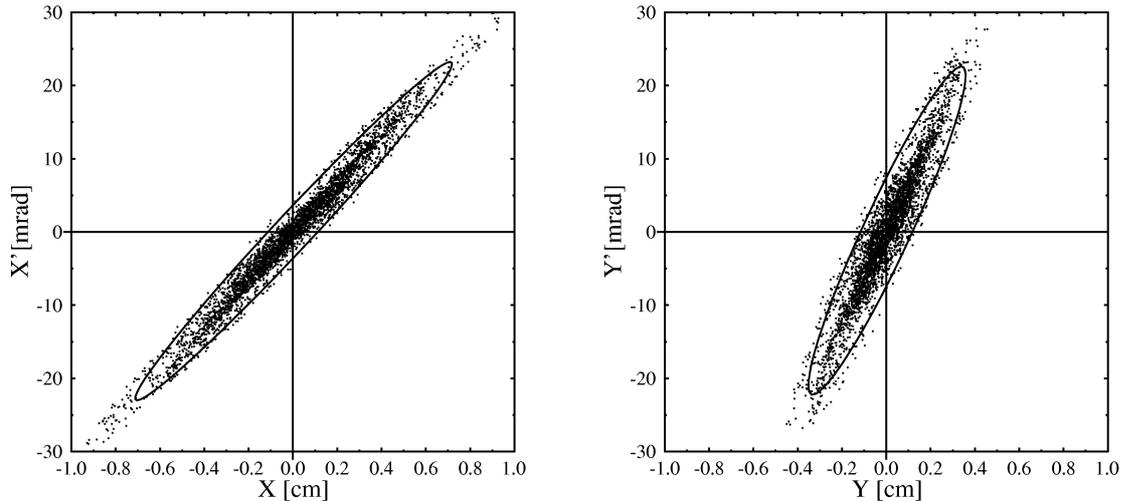


Abbildung 6.21: PARMTEQ Simulation der Emittanz des Ionenstrahls nach dem RFQ in der Ebene der Messungen.

Diese Asymmetrie des Strahlradius in beiden Richtungen konnte in den Messungen nicht beobachtet werden. An dieser Stelle muß jedoch betont werden, daß die Messungen in der jeweiligen Ebene nicht in einer Strahlzeit durchgeführt wurden, sondern ein Umbau der Meßeinrichtung notwendig war. Es wurde versucht, jeweils identische Bedingungen für beide Richtungen zu schaffen.

6.3 Auslegung der Strahlführung

6.3.1 Vorhandene Elemente zur Fokussierung

Zur Fokussierung des Ionenstrahls nach dem RFQ standen sechs einzelne magnetische Quadrupolsingulettts am Institut für Kernphysik zur Verfügung. Alle Singulettts haben ein Aperturradius von 26 mm bei einer mechanischen Länge der Polschuhe von 98 mm. Die Messung der Polschuhfeldstärke mit einer Hall-Sonde ergab eine max. magnetische Induktion von 0,38 T bei 7 A Spulenstrom. Es konnte keine Abweichung an den Polschuhen festgestellt werden. Die vier luftgekühlten Spulen waren bei diesen Tests in Reihe geschaltet. Der maximale Feldgradient g ergibt sich damit zu $g=B_0/a= 14 \text{ T/m}$. Die effektive Länge L_{eff} des magnetischen Quadrupolsingulettts ergibt sich aus der Verteilungsfunktion des Magnetfeldes längs der Sollbahn in Abhängigkeit vom Weg s . Da das Magnetfeld am Rand der Polschuhe nicht sprunghaft auf Null abfällt, muß das sogenannte Randfeld, das sich bis weit in den Außenbereich erstreckt, berücksichtigt werden.

Als Faustformel gilt für den Zusammenhang zwischen der mechanischen Polschuhlänge und der effektiven Länge L_{eff} im Fall eines Quadrupols

$$L_{\text{eff}} = L_{\text{Pol}} + a. \quad (6.3)$$

Für Berechnungen im Rahmen der Ionenoptik ersetzt man die reale Feldverteilung durch eine äquivalente Rechteckverteilung mit der Stärke B_0 und einer effektiven Länge L_{eff} . Die effektive Länge der vorhandenen Singulett ergibt sich damit zu

$$L_{\text{eff}} = 98\text{mm} + 26\text{mm} = 124\text{mm}.$$

Vergleicht man an dieser Stelle einen magnetischen Quadrupol mit einem elektrischen, in Bezug auf die benötigte Polschuhfeldstärke und die Elektrodenspannung, so ergibt sich bei äquivalenten optischen Eigenschaften, entsprechend dem o.b. magnetischen Singulett, eine benötigte Elektrodenspannung von ± 31 kV. Ein äquivalenter elektrostatischer Quadrupol benötigt, wie man sieht, sehr hohe Elektrodenspannungen. Dies führt wiederum zu sehr großen Isolationsabständen, die bei der Konstruktion und dem Aufbau von Linsensystemen berücksichtigt werden müssen. Andererseits benötigt man zur Versorgung 2 Hochspannungsversorgungen mit entgegengesetzter Polarität. Im magnetischen Fall genügt bereits eine entsprechend dimensionierte Stromversorgung je Singulett.

6.3.2 Magnetische Ablenkung

Die magnetische Steifigkeit der Ionen nach dem RFQ ist durch den Energiebereich von 100–200 keV/u und das Ladungs-Masse-Verhältnis $0,15 \leq q/m \leq 1$ vorgegeben. Die maximale Steifigkeit ρB ergibt sich bei max. Energie 200 keV/u und minimalem Ladungs-Masse-Verhältnis 0,15 e/u mit Hilfe der Gleichung 4.21 zu

$$\rho \cdot B = \frac{p}{q} = \frac{m}{q} \sqrt{2 \frac{E}{m}} \approx 0,429 Tm.$$

Das bedeutet, daß man z.B. bei einem Ablenkradius $\rho = 1$ m einen Dipolmagneten mit einer magnetischen Induktion von 0,4292 T benötigt. Wird der Ablenkradius ρ halbiert, so verdoppelt sich die magnetische Induktion B . Je niedriger die magnetische Induktion ist desto größer muß der Ablenkradius gewählt werden.

Die beiden am Institut für Kernphysik vorhandenen – baugleichen – Magnete haben einen Polschuhdurchmesser von 200 mm und der Polschuhabstand (Gaphöhe) kann zwischen 5 und 56 mm variiert werden. Die beiden wassergekühlten Spulenpakete haben jeweils 2500 Windungen und können mit einem max. Spulenstrom von 20 A betrieben werden. Der ohmsche Widerstand beträgt pro Spulenpaket nominell 6 Ω .

Im Vorfeld wurden die beiden Ablenkmagnete bezüglich ihrer magnetischen Eigenschaften vermessen. In diesem Zusammenhang wurde auch die magnetische Induktion in Abhängigkeit vom Polschuhabstand bei max. Spulenstrom simuliert und gemessen (siehe Abbildung 6.22).

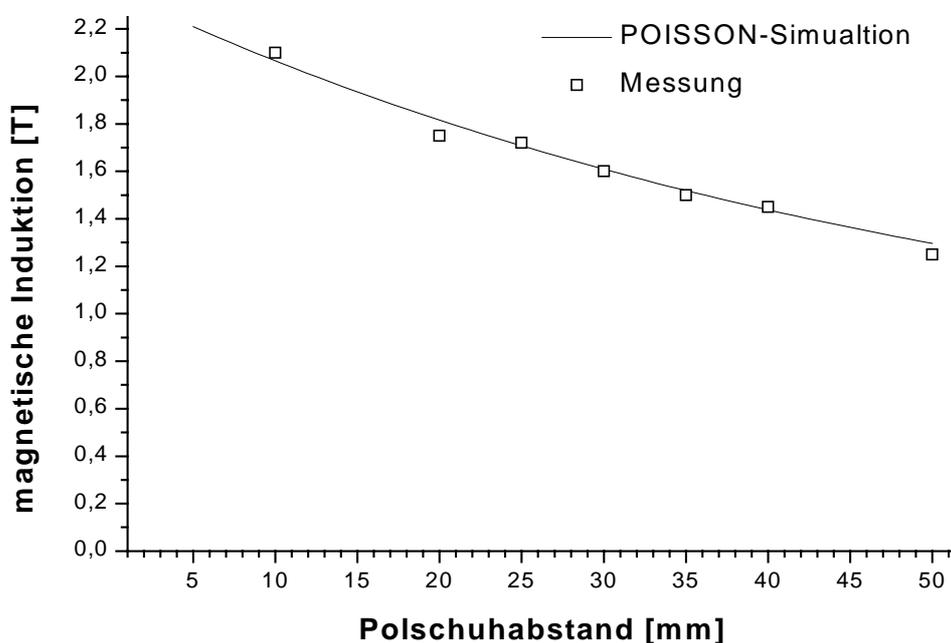
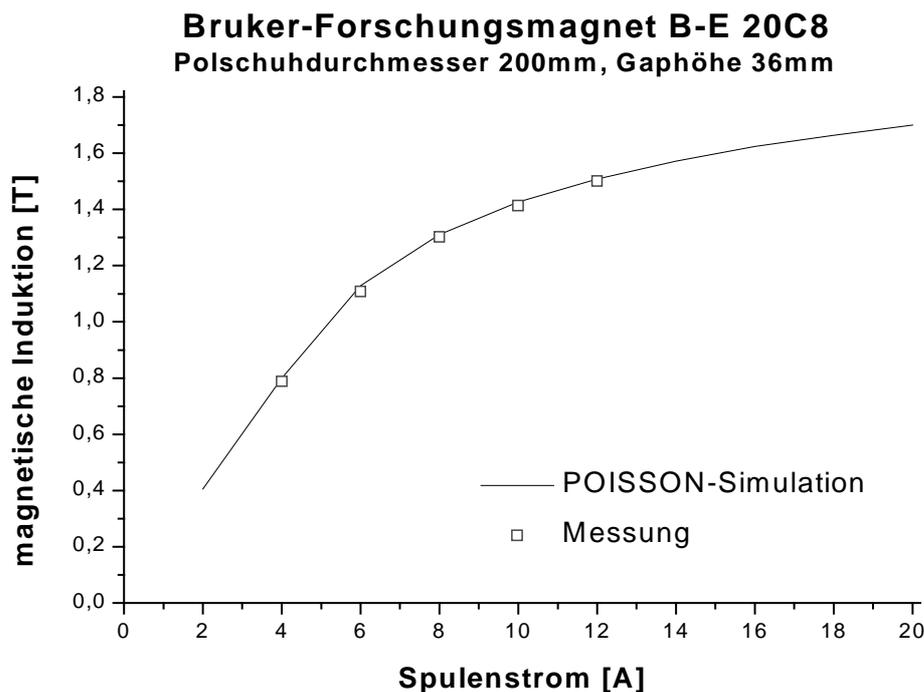


Abbildung 6.22: Magnetische Induktion in Abhängigkeit vom Polschuhabstand bei 20 A Spulenstrom.

Die maximale magnetische Induktion von 2,2 T ergibt sich für einen Polschuhabstand von 5 mm. Diese Geometrie hat den Nachteil, daß ein Großteil des Ionenstrahls im Magneten verlorenght, da die Ausdehnung des Strahls in diesem Bereich größer als 5 mm ist. Zur Erhöhung der Transmission und aus technischen Gründen wurde für den Aufbau ein Polschuhabstand von 36 mm gewählt.

Die Messung der magnetischen Induktion in Abhängigkeit vom Spulenstrom ergab den in Abbildung 6.23 dargestellten Verlauf. Der Abstand zwischen den Polschuhen betrug bei allen weiteren Messungen 36 mm. Vergleicht man diese Meßergebnisse mit den Ergebnissen der Poisson-Simulation, so zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung.



**Abbildung 6.23: Gemessene und simulierte magnetische Induktion
in Abhängigkeit vom Spulenstrom.**

Schätzt man auf Basis dieser Simulation und der Meßwerte für Spulenströme <12 A die maximale magnetische Induktion B_{\max} der beiden Magnete ab, so ergibt sich $B_{\max}(20 \text{ A}) = 1,7 \text{ T}$. Aufgrund der gegebenen Polschuhgeometrie beträgt der Ablenkradius 10 cm für einen Ablenkwinkel α von 90° . Berechnet man daraus die max. magnetische Steifigkeit der Ionen, die mit einem B-Feld von $1,7 \text{ T}$ um 90° abgelenkt werden können, so erhält man

$$\rho \cdot B = 1,7 \text{ T} \cdot 0,1 \text{ m} = 0,17 \text{ Tm} .$$

Somit ist es nicht möglich, das gesamte zur Verfügung gestellte Energie- und Ladungs-Masse-Spektrum nach dem RFQ um 90° abzulenken, da die magnetische Steifigkeit der Ionen fast dreimal so groß ist $0,17 \text{ Tm} < 0,4292 \text{ Tm}$.

Verkleinert man den Ablenkwinkel auf 45° so vergrößert sich der Ablenkradius um den Faktor $1 + \sqrt{2}$ zu $24,14 \text{ cm}$. Entsprechendes gilt für die magnetische Steifigkeit des Magneten $\rho \cdot B = (1 + \sqrt{2}) \cdot 0,17 \text{ Tm} \approx 0,41 \text{ Tm}$. Mit dieser Konfiguration können Ionen mit dem geringsten Ladungs-Masse-Verhältnis bis zu einer Energie von $182,5 \text{ keV/u}$ um 45° abgelenkt werden.

Andererseits lassen sich alle Ionen mit einem Ladungs-Masse-Verhältnis $>0,16$ e/u bei max. Energie ablenken. Wie man sieht, ist ein einzelner Magnet nicht für eine 90° Ablenkung geeignet, da er das Spektrum an Ladungszustände und Energien für Experimente nach dem Beschleuniger stark einschränkt. Verwendet man beide baugleiche Magnete, für jeweils eine Ablenkung um 45° , so ist eine Gesamtablenkung, unter den oben gemachten Einschränkungen, um 90° möglich. Diese Anordnung stellt ein weitaus größeres Spektrum an Ladungszuständen und Energien zur Verfügung und gleichzeitig ergibt sich daraus die Anordnung eines Strahlzweiges unter 45° zusätzlich zum 90° Strahlzweig nach dem RFQ.

6.3.3 Simulation der Strahlführung

Auf Basis der gemessenen Emittanzen nach dem Beschleuniger im Frequenzbereich von 85 bis 100 MHz und unter Berücksichtigung der Parameter der vorhandenen magnetischen Quadrupole und Ablenkmagnete wurde mit der Planung der Strahlführung nach dem RFQ begonnen. Zur Simulation der Strahlführung wurde das Programm BEAMPATH verwendet.

BEAMPATH ist ein Simulationsprogramm zur Untersuchung der Teilchendynamik in Beschleunigern und Strahlführungen. Es gehört zur Gruppe der Einzelteilchenprogramme (siehe Abschnitt 4). Die Berechnung der Trajektorien erfolgt für eine große Zahl von Teilchen (< 10000) inklusive Raumladungsfeldern. Es berücksichtigt Hochfrequenz- und Gleichspannungsbeschleuniger sowie RFQ-Strukturen. Die Strahlführungselemente reichen von allgemeinen Multipolen, Solenoiden, axialsymmetrischen Linsen und Ablenkmagneten bis hin zu benutzerdefinierten Elementen. Es werden sowohl elektrische als auch magnetische Elemente berücksichtigt.

Die Teilchen werden durch die benutzerdefinierte Struktur als Ensemble geschickt. Die Lösung der Bewegungsgleichungen erfolgt in vielen kleinen Schritten entlang der Strahlachse für alle Konstituenten des Ionenstrahls. Die Gesamtheit der Teilchen bewegt sich als Paket durch die vorgegebene Geometrie. In benutzerdefinierten Zeitintervallen werden die elektrischen und magnetischen Felder in einer mitbewegten Zelle auf den Ecken eines Gitternetzes berechnet. Die Raumladung wird entsprechend des definierten Strahlstromes und der Teilchengeschwindigkeit berechnet.

BEAMPATH liefert als Ergebnis die Verteilung der Teilchen im 2-dimensionalen transversalen und longitudinalen Phasenraum x p_x , y p_y und z p_z , den Betrag der Emittanz, die Transmission und die strahleinhüllende in der horizontalen und vertikalen Ebene. Die Anzahl und die Position der dargestellten Ebene senkrecht zur Strahlachse ist frei wählbar. Zusätzlich läßt sich der Verlauf der Trajektorien entlang der Strahlachse z , die Projektion auf die xz - und yz -Ebene, für eine reduzierter Anzahl von Teilchen darstellen. Exemplarisch ist in Abbildung 6.24 die verwendete Eingangsverteilung zur Simulation der Strahlführung im transversalen Orts-Impuls-Raum dargestellt, wie sie sich aus der Emittanzmessung ergeben hat. Auf der Abzisse ist der Ort der Ionen in cm angegeben. Der dargestellte Impuls ist auf das Produkt aus Ruhmasse und Lichtgeschwindigkeit normiert. Damit erhält man eine dimensionslose Größe auf der Ordinate.

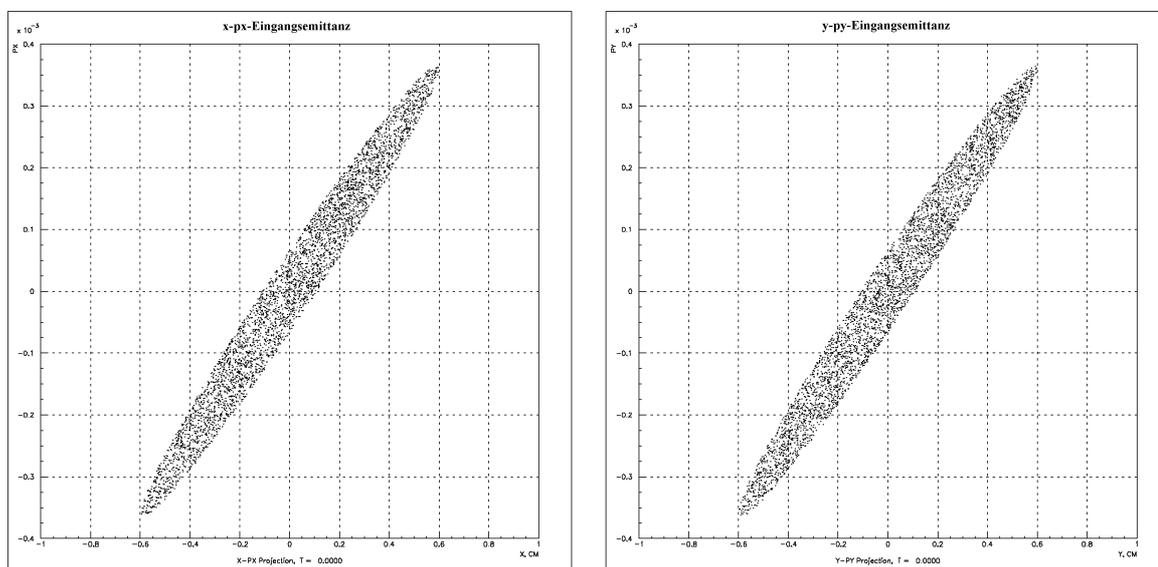


Abbildung 6.24: BEAMPATH-Darstellung der transversalen Eingangsverteilung zur Simulation der Strahlführung nach dem RFQ.

Die nachfolgenden Simulationen erfolgen für maximale Energie der Ionen (200 keV/u) und minimales Ladungs-Masse-Verhältnis. Das Ladungs-Masse-Verhältnis ist durch die vorhandenen Ablenkmagnete auf Werte $> 0,16$ e/u beschränkt. Ionen mit niedrigerer Energie und/oder höherem Ladungs-Masse-Verhältnis können mit entsprechend reduziertem B-Feld der magnetischen Quadrupole und Ablenkmagnete die gleiche Geometrie passieren.

Eine wesentliche Vorgabe bei der Planung war die Kreuzung des Quellenstrahls mit den nachbeschleunigten Ionen. Andererseits wird durch die vorhandenen Ablenkmagnete eine „natürliche“ Anordnung der Strahlkanäle unter 0° , 45° und 90° vorgegeben. Der 90° -Kanal erfüllt dabei die Vorgabe einer Strahlkreuzung.

Es gab keine Vorgaben für die Position der Ablenkmagneten und den Ort der Strahlkreuzung, so daß die Planung – unter Berücksichtigung des vorhandenen Elementes und des zur Verfügung stehenden Raums – durchgeführt werden konnte. Im Folgenden werden die gestellten Anforderungen an die Ionenoptik in den geplanten drei Strahlkanälen erörtert und anhand von Simulationen der Aufbau der einzelnen Kanälen mit ihren charakteristischen Eigenschaften dargestellt.

Die Strahlkreuzung ergibt sich zwischen dem 90°-Kanal nach dem RFQ und dem 127°-Kanal der EZR-Quelle. In einer Streukammer sollen beide Ionenstrahlen gleichzeitig für ‚in-situ‘ Doppelstrahl-Experimente zur Verfügung gestellt werden. Zur Fokussierung der nachbeschleunigten Ionen wird ein Linsensystem benötigt, so daß der Fokus in beiden Ebenen in die Reaktionszone gelegt werden kann. Die Verteilung der Ionen im transversalen Orts-Impuls-Raum soll eine geringe räumliche Ausdehnung haben, d.h. die Emittanzellipse sollte idealerweise aufrecht stehen.

An dieser Stelle bietet sich ein magnetisches Quadupoltriplett zur Fokussierung der Ionen nach dem 90° Ablenkmagneten an. Der Fokus kann mit diesem Element in beiden Ebenen unabhängig voneinander geschoben werden, so daß eine flexiblere Anpassung auf die experimentellen Anforderungen gegeben ist. Des weiteren ist es möglich, den Ionenstrahl aufzuweiten, wobei der Strahldurchmesser in beiden Ebenen in der Reaktionszone symmetrisch bleibt. Damit besteht die Möglichkeit, Proben großflächig zu bestrahlen. Dies ist mit einem Quarupolduplett in dieser Form nicht möglich. Die Präparation eines Ionenstrahls mit geringer Divergenz für Kleinwinkel-Streuexperimente ist aufgrund der geringen Abstände zwischen Magnet und Streukammer nicht möglich. Für diese Anwendung wird der 45°-Kanal entsprechend ausgelegt.

Die beiden vorhandenen Ablenkmagneten haben keine speziell geformten Polschuhe, so daß der Ionenstrahl in y-Richtung beim Passieren der Magnete keine Fokussierung erfährt. Die Fokussierung des Ionenstrahls muß mit einem Linsensystem nach dem Beschleuniger erfolgen, so daß der Ionenstrahl den Magneten ohne Teilchenverluste in der vertikalen Ebene passieren kann. Dazu muß der divergente Strahl nach dem Beschleuniger mit einem Linsensystem parallelisiert werden. Dabei ist zu berücksichtigen, daß der Strahldurchmesser im Bereich der Magneten geringer als der Abstand der Polschuhe von 36 mm ist. Mit dem Linsensystem nach dem RFQ sollte es somit möglich sein, eine Strahltaille (waist) in die Magentkammer zu legen.

Gleichzeitig muß in x-Richtung der Ionenstrahl, vor dem Eintritt in die Magnetkammer, einen geringen Durchmesser bei geringer Divergenz haben. Dadurch erreicht man aufgrund der fokussierenden Eigenschaft der Magneten in der Ablenkrichtung, daß der Ionenstrahl nach den Magneten eine geringe Divergenz aufweist.

Die Anpassung des divergenten Ionenstrahls nach dem RFQ an das akzeptierte Phasenraumvolumen der Ablenkmagnete und die Erzeugung eines Ionenstrahls mit geringer Divergenz in beiden Richtungen nach den Magneten erreicht man mit einem magnetischen Quadrupoltriplett. Mit diesem Linsensystem im Anschluß an den Beschleuniger ist es möglich, die Fokussierung in x- und y-Richtungen unabhängig zu wählen.

Mit einem einzelnen magnetischen Quadrupoltriplett läßt sich einerseits der divergente Ionenstrahl nach dem RFQ in x-Richtung vor der Magnetkammer fokussieren und andererseits in y-Richtung ein Parallelstrahl erzeugen, der die Magnetkammer ohne Teilchenverluste passieren kann. Simulationen haben gezeigt, daß aus den vorhandenen magnetischen Quadrupolsingulets ein entsprechendes Triplet aufgebaut werden kann, das nach dem RFQ und vor dem Experiment zur Fokussierung des Ionenstrahl eingesetzt werden kann. Damit ist es möglich, mit zwei identischen Linsensystemen zu arbeiten, die aus jeweils 3 Singulets mit einem Abstand von 150 mm zueinander aufgebaut sind.

In Abbildung 6.25 ist die Simulation des 90°-Kanals nach dem RFQ auf Basis der vorhandenen magnetischen Linsen mQT und Ablenkmagneten AM2+AM3 gezeigt. Das erste Triplet muß in einem geringen Abstand zum RFQ liegen, um den divergenten Ionenstrahl zu fokussieren. Das erste Singulett defokussiert den Ionenstrahl in x-Richtung, der Gradient des B-Felds beträgt $g_1 = -0,112 \text{ Tcm}$. Im Anschluß daran wird der Strahl in x-Richtung mit dem zweiten Singulett fokussiert. Der Feldgradient beträgt $g_2 = 0,13 \text{ Tcm}$. Zuletzt folgt wieder eine Fokussierung in x-Richtung mit $g_3 = 0,062 \text{ Tcm}$. Um kleine Winkel beim Eintritt in die Magnetkammer zu haben, wurde der Abstand zwischen Linse und Magnet so groß wie möglich gewählt. Dadurch vergrößert sich auch der Abstand zwischen dem zweiten Ablenkmagneten AM3 und der Streukammer SK. Somit ist genügend Freiraum vorhanden, um das benötigt Quadrupoltriplett vor dem Experiment zu installieren. Andererseits darf der Abstand zwischen dem ersten magnetischen Quadrupoltriplett und dem Ablenkmagneten AM2 nicht zu groß gewählt werden, damit in y-Richtung keine Ionen im Bereich der Magneten verloren gehen. Die Feldgradienten des zweiten magnetischen Quadrupoltripletts ergeben sich zu $g_1 = -0,052 \text{ Tcm}$, $g_2 = 0,122 \text{ Tcm}$ und $g_3 = -0,092 \text{ Tcm}$.

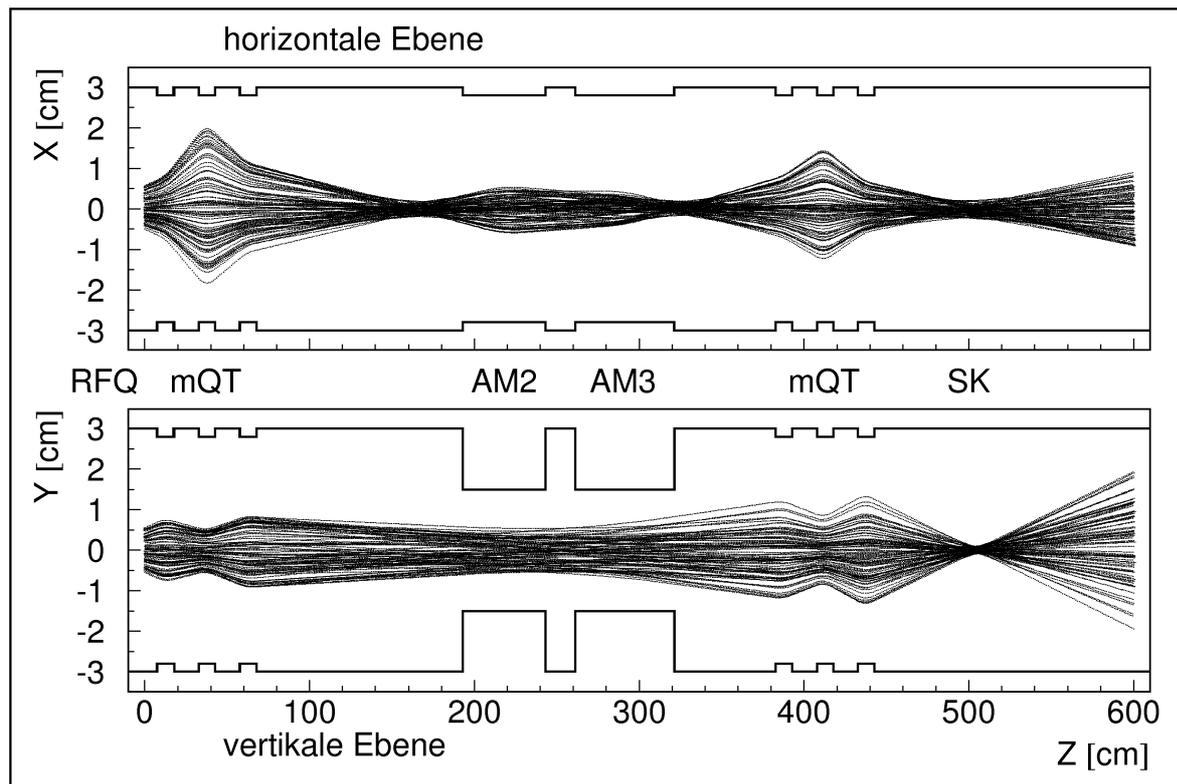


Abbildung 6.25: Simulation des 90°-Kanals nach dem RFQ.

In Abbildung 6.26 ist zusätzlich die Verteilung der Ionen im transversalen Orts-Impuls-Raum dargestellt. Die räumliche Ausdehnung beträgt 2 mm in der horizontalen und 1 mm in der vertikalen Richtung.

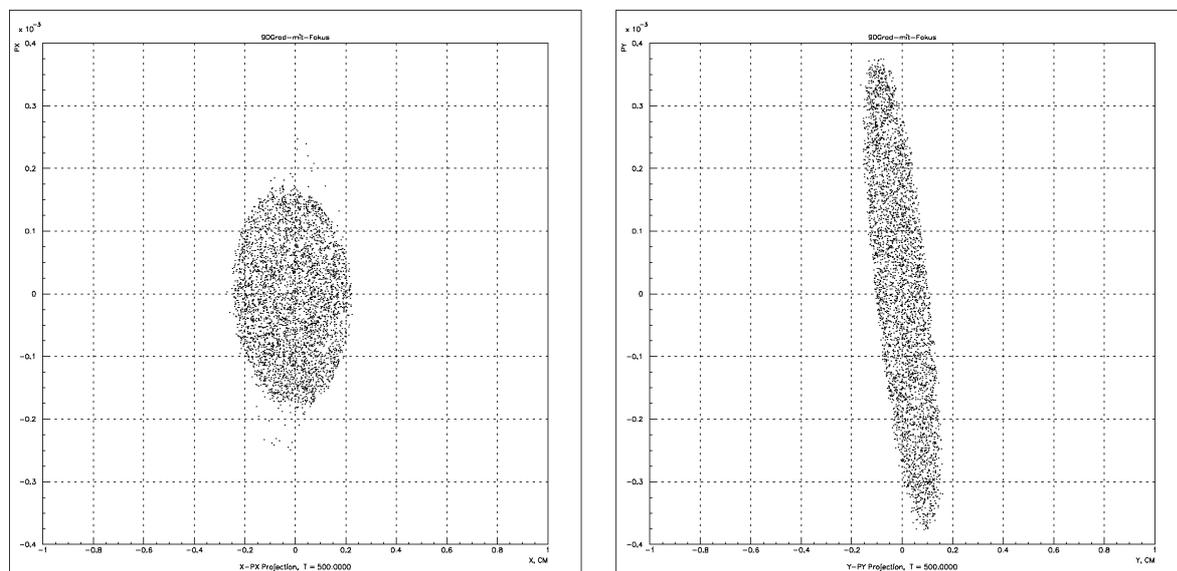


Abbildung 6.26: Verteilung der Ionen im transversalen Orts-Impuls-Raum am Ort der Strahlkreuzung.

Der 45° -Kanal soll zusätzlich zu einem in der Reaktionszone fokussierten Ionenstrahl auch für Kleinwinkel-Streuexperimente verwendet werden. Dazu ist es notwendig, aus einem Parallelstrahl mit einem Kollimationssystem einen Strahl mit einer sehr geringen Divergenz, im Bereich von einigen mrad zu präparieren. Zur Kollimation verwendet man zwei Blenden, die in einem Abstand zueinander im Strahlkanal eingebaut sind. Für einen gut kollimierten Strahl ist der Abstand der beiden Kollimatoren in Verbindung mit der Apertur der Blenden von entscheidender Bedeutung. Je größer dieser Abstand bei konstantem Aperturradius ist, desto feinere Strahlen lassen sich präparieren.

Wie Abbildung 6.27 zeigt, ist es möglich in x-Richtung durch entsprechenden Einschub in den 45° -Magneten einen Parallelstrahl nach dem Magneten zu erzeugen. In y-Richtung ist es ebenfalls möglich, mit dem Quadrupoltriplett nach dem Beschleuniger einen Parallelstrahl zu erzeugen. Damit kann in relativ kurzem Abstand nach dem zweiten Magneten AM3 die erste Kollimation erfolgen, da die gewählte Optik kein zusätzliches Linsensystem zur Erzeugung eines Parallelstrahls nach den Ablenkmagneten benötigt.

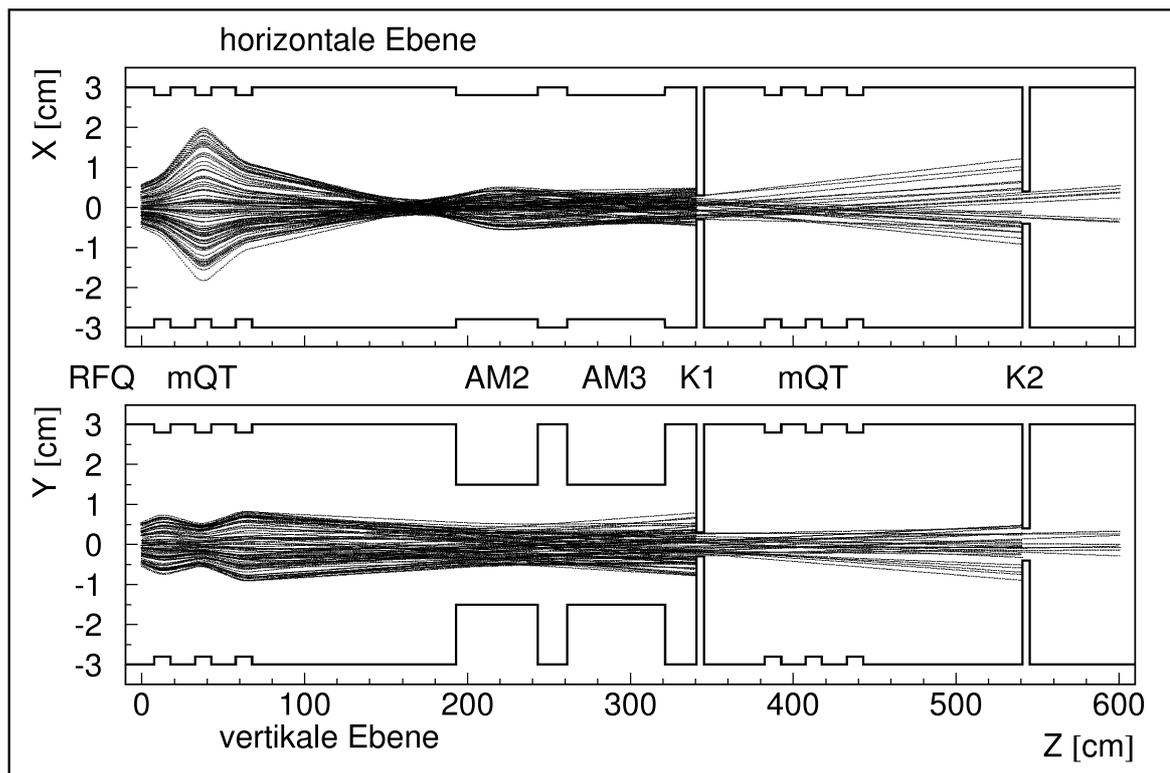
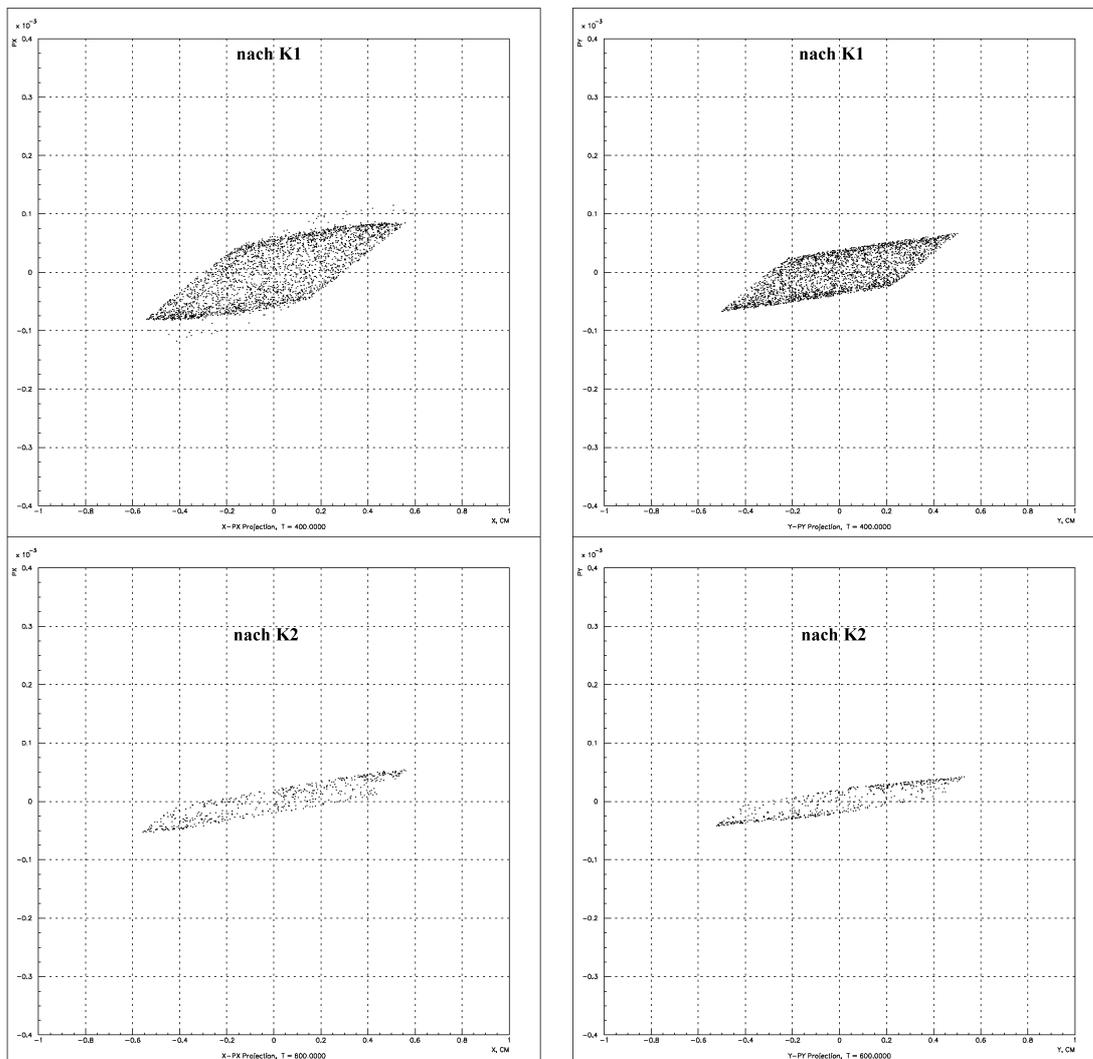


Abbildung 6.27: Simulation des 45° -Kanals optimiert für Kleinwinkel-Streuexperimente.

Die Position des ersten magnetischen Quadrupoltripletts ist identisch mit der Simulation des 90°-Kanals. Die Feldgradienten zum Einschub in den Ablenkmagneten AM2 sind ebenfalls identisch. Im Unterschied zum 90°-Kanal wird jedoch der zweite Ablenkmagnet AM3 nicht genutzt. Die Ionen passieren diesen Magneten ohne abgelenkt zu werden. Zur Erzeugung eines feinen Parallelstrahls für Kleinwinkel-Streuexperimente wird auch das zweite magnetische Quadrupoltriplett nicht benötigt. Zur Vergrößerung des Abstandes zwischen den Blenden bzw. Kollimatoren K1 und K2 ist es möglich, den ersten Kollimator K1 zwischen den beiden Ablenkmagneten zu positionieren. Die Transmission des 45°-Kanals beträgt in dieser speziellen Konfiguration ca. 5%, d.h. 95% des Strahlstroms gehen an den Blenden mit einer Apertur von 4 mm verloren. Betrachtet man die Emittanz nach dem ersten und zweiten Kollimator, so wird die Divergenz des Ionenstrahls immer geringer.



**Abbildung 6.28: Emittanz nach dem ersten Kollimator K1 (oben)
und nach dem zweiten Kollimator K2 (unten).**

Benötigt man einen fokussierten Ionenstrahl im 45° -Kanal so wird zur Fokussierung des Ionenstrahls nach dem Magneten AM2 ein Triplet verwendet, das identisch mit den Linesenelementen nach dem RFQ und im 90° Kanal ist. Die Feldgradienten des Triplets vor dem Experiment ergeben sich zu $g_1=0,048\text{ Tcm}$, $g_2=-0,105\text{ Tcm}$ und $g_3=0,087\text{ Tcm}$. Die Position des Fokus kann aufgrund der Eigenschaften des Quadrupols auf das Experiment angepaßt werden, wobei der Strahldurchmesser in beiden Ebenen symmetrisch bleibt.

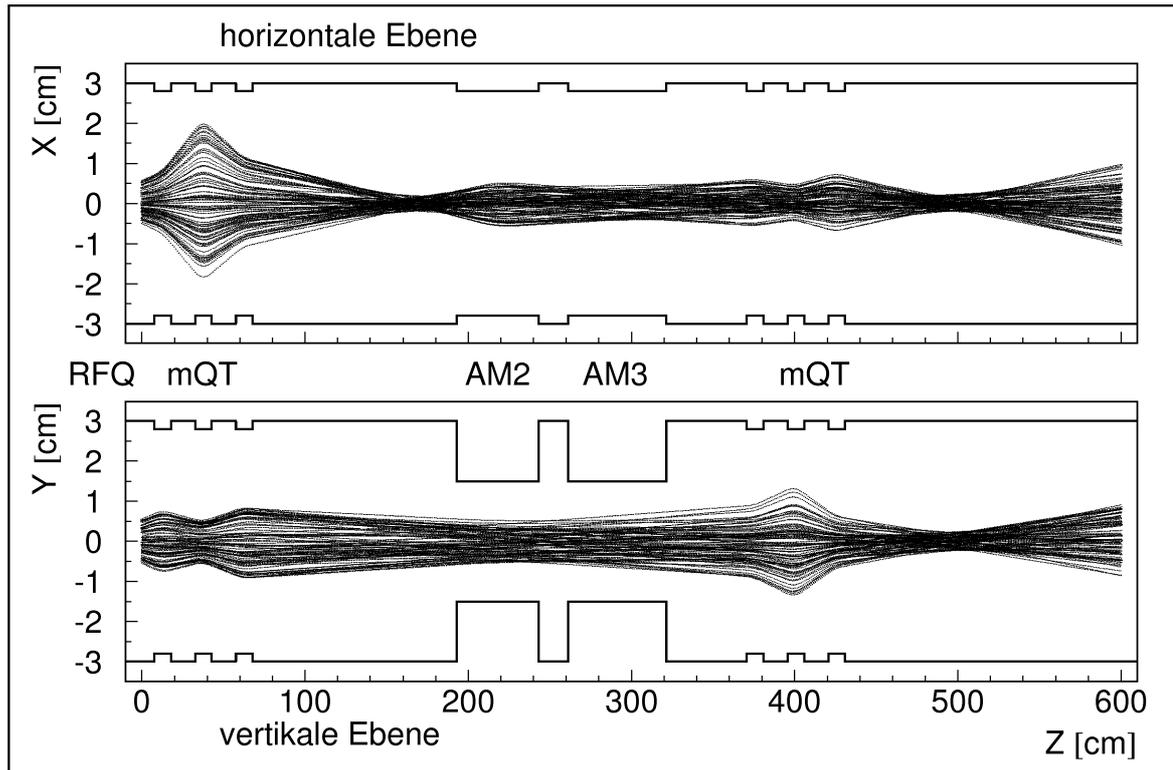


Abbildung 6.29: Simulation des 45° -Kanals mit zusätzlicher Fokussierung nach der magnetischen Ablenkung.

Zusätzlich zur Nutzung dieser beiden Kanäle ist die Fokussierung des Ionenstrahls unter 0° möglich. Durch die Umkehrung der Polarität am Quadrupoltriplett nach dem RFQ kann der Ionenstrahl in den 0° -Kanal fokussiert werden. Das erste Singulett ist damit im Gegensatz zum 45° - und 90° -Kanal in x-Richtung fokussierend. Die entsprechenden Feldgradienten ergeben sich zu $g_1=0,1\text{ Tcm}$, $g_2=-0,123\text{ Tcm}$ und $g_3=0,066\text{ Tcm}$. Die Strahltaille kann mit dem magnetischen Quadrupoltriplett nach dem RFQ in einem gewissen Bereich nach dem 45° -Magneten AM2 geschoben werden. Die beschränkende Größe ist dabei die Höhe der Magnetkammer, die bei der Wahl der Fokussierung berücksichtigt werden muß.

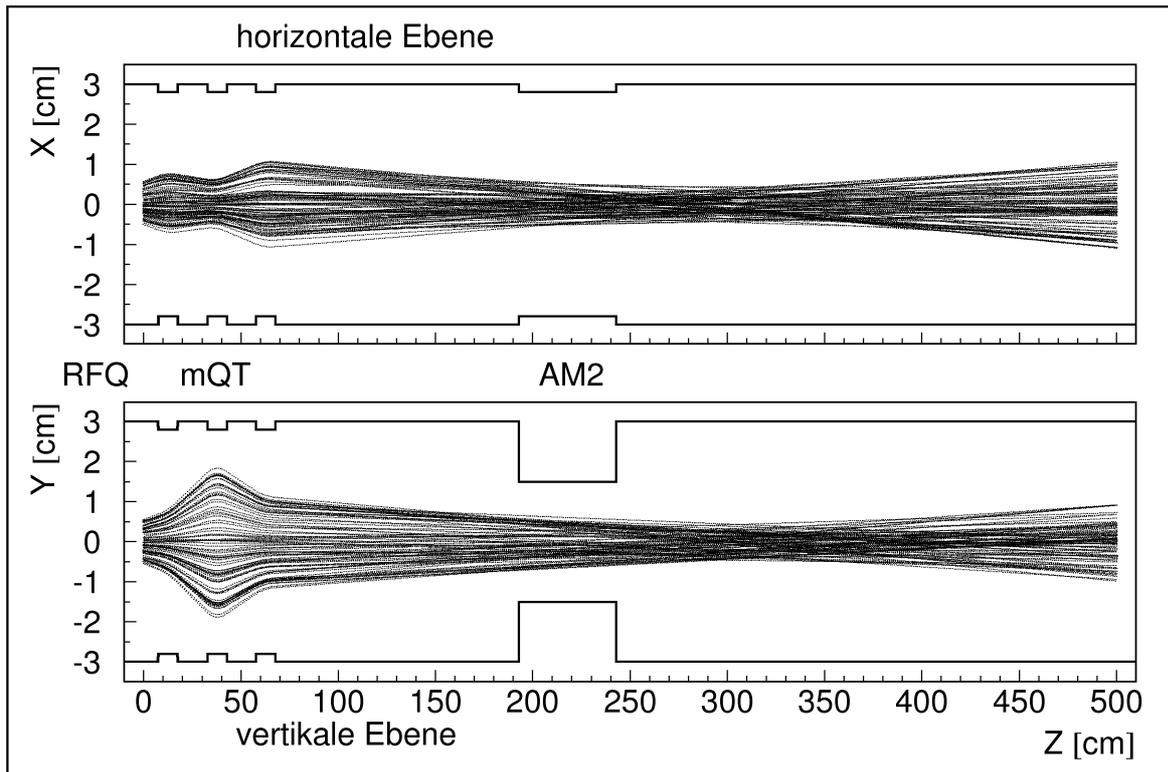


Abbildung 6.30: Simulation des 0°-Kanals.

Die Simulation der diversen Strahlkanäle hat gezeigt, daß der Aufbau mit den vorhandenen ionenoptischen Elementen möglich ist. Dieser Grundaufbau ist für den Betrieb noch durch einige Komponenten zu erweitern. So werden z.B. zur Korrektur der Lagen des Ionenstrahls im Kanal magnetische Steerer in beiden Ebenen eingesetzt. Neben diesen optischen Elementen wird auch eine entsprechende Diagnose benötigt. An dieser Stelle seien nur Faraday-Tassen, Strahlprofilmonitore und ortsempfindliche Detektoren zur Bestimmung der Lagen des Ionenstrahls genannt. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß der Ionenstrahl eine zeitliche Struktur hat. Einen Überblick über den gesamten Aufbau der Strahlführung nach dem RFQ und dem bereits bestehenden Aufbau der EZR-Ionenquelle ist in Abbildung 6.31 gegeben.

6.3.4 Aufbau und erster Strahlbetrieb

Die zahlreichen Simulationen haben gezeigt, daß die vorhandenen magnetischen Quadrupole und Ablenkmagnete beim Aufbau der Strahlführung nach dem RFQ benutzt werden können. Im nächsten Abschnitt stand die Umsetzung der Planung. Dazu mußten Konstruktionen für die Quadrupoltripletts und die beiden Magnetkammern erarbeitet werden. Es galt entsprechende Vorgaben seitens der Fertigung zu berücksichtigen.

Aus den vorhandenen sechs Singulets wurden zwei identische Tripletts aufgebaut. Jeweils drei Singulets sind fest zu einem Linsensystem verbunden. Der Abstand von 150 mm zwischen den einzelnen Elementen wird durch Abstandshülsen bestimmt und das gesamte Element wird mit vier Bolzen zusammengehalten. Auf diese Weise ist gewährleistet, daß die drei Quadrupole auf einer gemeinsamen Achse liegen. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 6.32 ein Foto eines der beiden Linsensysteme gezeigt.

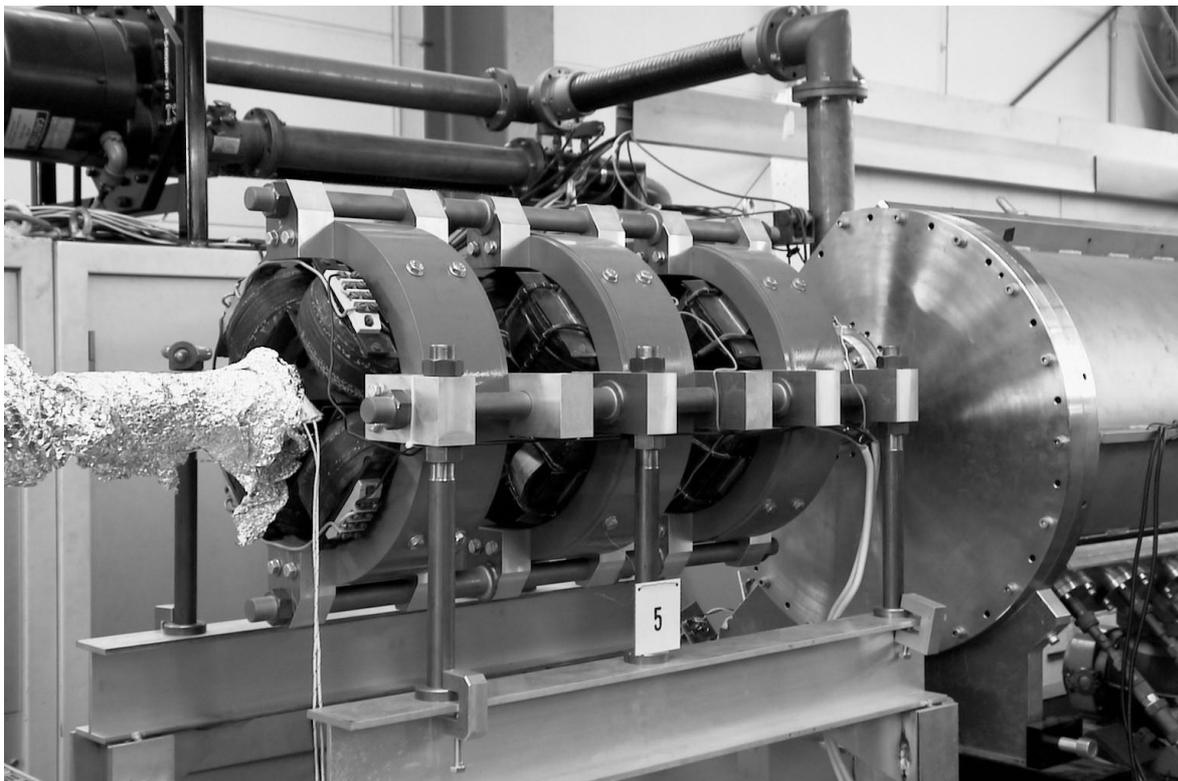


Abbildung 6.32: Neu aufgebautes Quadrupoltriplett.

Die Montage der Linsenelemente erfolgt auf Gestellen, die eine Ausrichtung in allen drei Raumrichtungen erlauben. Damit ist es möglich, die optische Achse des Linsensystems auf die Strahlachse anzupassen. Das Triplet nach dem RFQ ist mit einem Wellbalg direkt mit dem RFQ-Tank verbunden, so daß der Abstand nur 200 mm beträgt.

Im Anschluß an das erste Triplet folgt der erste der beiden baugleichen 45°-Ablenkmagnete. Vor dem Magneten – in einem Abstand von 50 cm – ist eine Schlitzblende mit variabler Breite installiert. Zur genauen Festlegung einer Sollbahn bei der Ablenkung ist eine weitere Schlitzblende nach dem Magneten eingebaut. Hinter der ersten Schlitzblende ist zur zeitaufgelösten Strommessung eine 50 Ω Faraday-Tasse angebracht. Das Ventil vor dem ersten Magneten dient zur Trennung des Vakuums im Beschleunigerzweig von den drei Strahlkanälen.

Für die beiden vorhandenen Magnete mußten entsprechende Magnetkammern gefertigt werden. Ein Querschnitt durch die am Institut für Kernphysik gebauten Kammern ist in Abbildung 6.33 gezeigt.

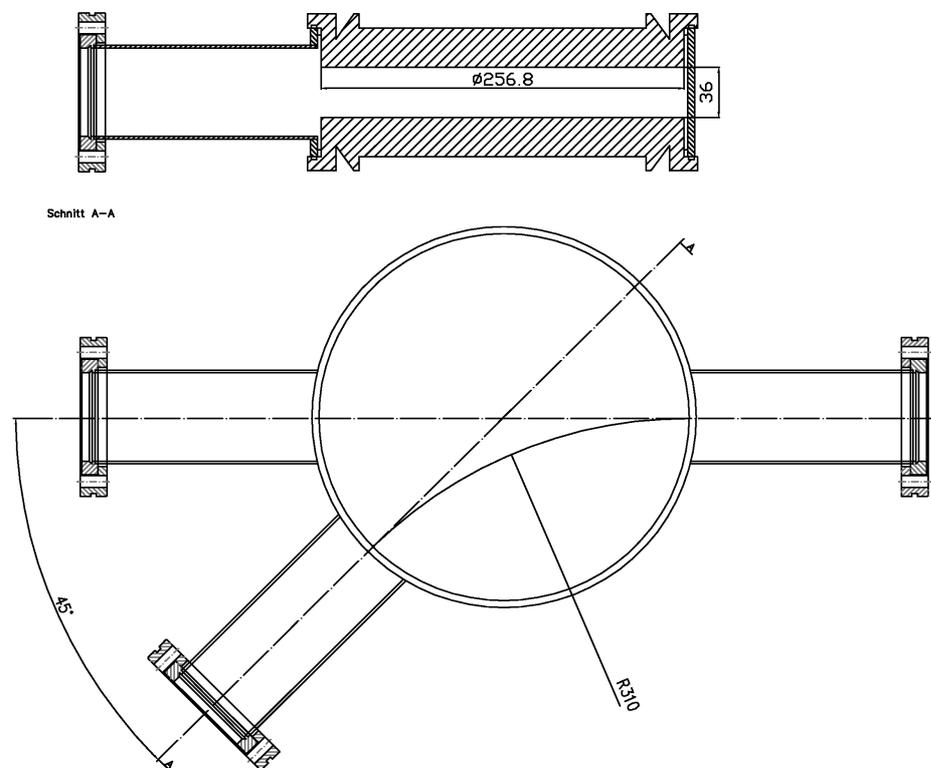


Abbildung 6.33: Querschnitt der Magnetkammer.

Die fahrbaren Polschuhe der Magnete setzen sich von oben und unten in die Vertiefung der Kammer. Die beiden Deckel der Kammer werden durch die Polschuhe gegeneinander gedrückt, so daß die Vakuumdichtung direkt an den Deckeln erfolgen kann. Diese Konstruktion der Magnetkammern hat eine Vergrößerung des Polschuhdurchmessers zur Folge. Die Deckel sind so aufgebaut, daß die Feldlinien bis in den Außenbereich geführt werden. Die beiden Deckel sind aus diesem Grund aus magnetischem Stahl (St37) gefertigt. Die magnetische Eigenschaften können an dieser durch Verwendung von Weicheisen mit entsprechender Schlußglühung verbessert werden.

Die Stutzen, die zu den einzelnen Kanälen führen, sind an ein Rohr aus unmagnetischem Edelstahl geschweißt. In dieser gewählten Geometrie ergibt sich bei einem Ablenkwinkel von 45° ein Ablenkradius r_0 von 31 cm. Berechnet man die Abhängigkeit der magnetischen Induktion vom Spulenstrom, so ergibt sich folgender Verlauf:

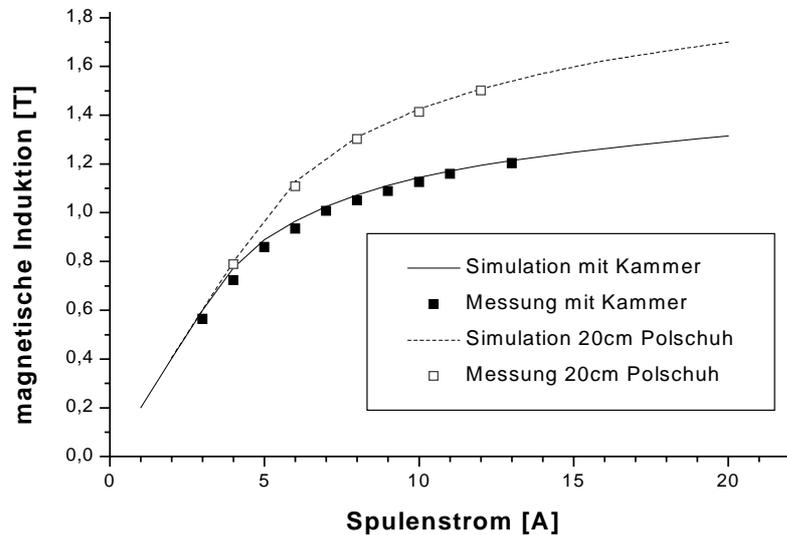


Abbildung 6.34: Vergleich der Abhängigkeit der magnetischen Induktion vom Spulenstrom mit und ohne Magnetkammer.

Vergleicht man dieses Ergebnis mit der Messung bzw. Simulation des Magneten ohne Magnetkammer (Polschuhdurchmesser 20 cm) so sieht man, daß die erreichbaren Feldstärken bei gleichem Polschuhabstand von 36 mm geringer sind. Vergleicht man das Produkt aus Ablenkradius r_0 und magnetischer Induktion B so zeigt sich, daß die Vergrößerung der Polschuhe keine zusätzliche Einschränkung bezüglich maximaler Energie und niedrigstem Ladungs-Masse-Verhältnis darstellt.

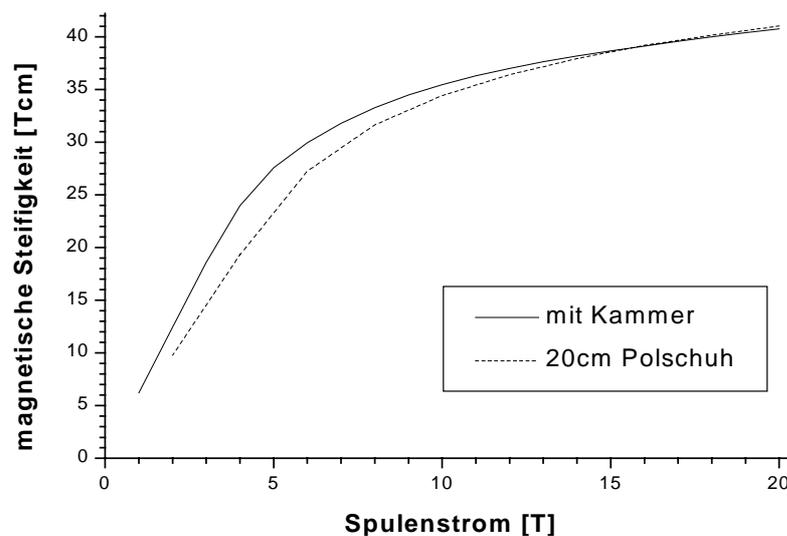


Abbildung 6.35: Vergleich der magnetischen Steifigkeit bei 20 cm Polschuhdurchmesser und mit Magnetkammer.

Im Anschluß an den ersten 45° -Magneten ist derzeit eine weitere Diagnoseeinrichtung mit Schlitzblende und Faraday-Tasse aufgebaut. Die Fertigung der zweiten Magnetkammer und des noch fehlenden Quadrupoltripletts erfolgt z.Zt. in der Institutswerkstatt. Dadurch verzögert sich der Aufbau des 90° -Kanals. Nach der Fertigstellung kann der zweite Magnet in einem Abstand von 40 cm nach dem ersten aufgebaut werden. Einen Überblick über den gesamten Aufbau gibt Abbildung 6.36, die neu aufgebaute Strahlführung ist in Abbildung 6.37 gezeigt.

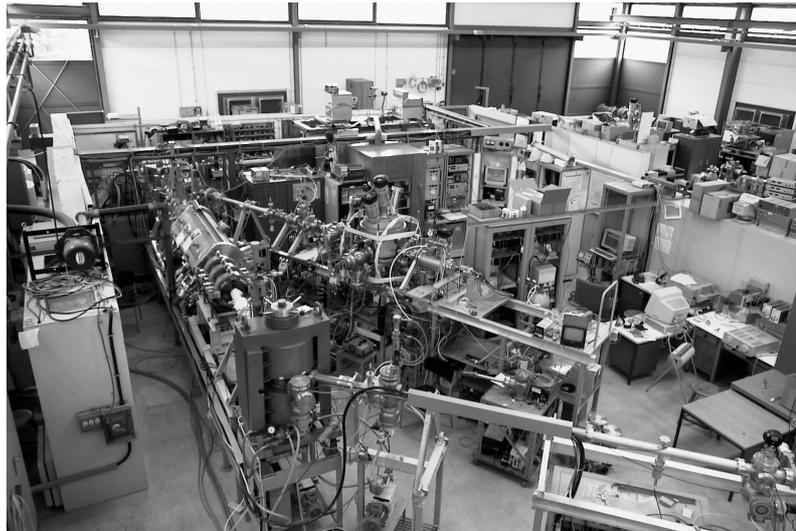


Abbildung 6.36: Ansicht der gesamten Anlage. Im linken Bereich ist der 45° -Magnet und der RFQ zu sehen.

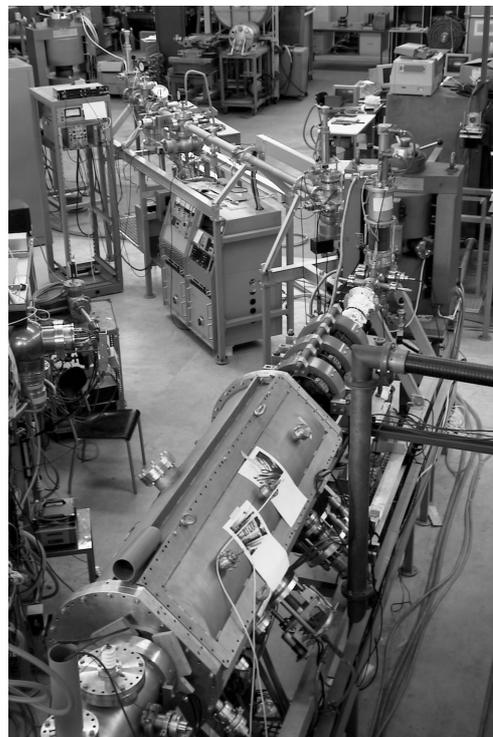


Abbildung 6.37: Ansicht des neu aufgebauten 45° -Kanals.

Nach der Fertigstellung des 45°-Kanals erfolgten erste Messungen mit Ionenstrahl. Im Rahmen von zeitaufgelösten Messungen des Quellenstrahls und des nachbeschleunigten Ionenstrahls nach dem RFQ wurden Intensitätsschwankungen festgestellt. Nach dem Analysiermagneten AM1 wurde eine periodischen Struktur der Schwankungen gemessen. Die Ursache dieser Intensitätsschwankung liegt in der nicht stabilen Ausgangsleistung des Mikrowellensenders. Die Messungen haben gezeigt, daß die Intensitätsschwankungen des Ionenstroms mit den Schwankungen der Ausgangsleistung korrelieren. Die Schwankung der Ausgangsleistung verursacht Plasmainstabilitäten, so daß weniger hochgeladene Ionen erzeugt werden. Im ungünstigsten Falle bricht das Plasma komplett zusammen. Die Extraktionsbedingungen sind unter diesen Umständen zeitlich nicht konstant.

Durch eine zusätzliche Stabilisierung des Mikrowellensenders mit einem externen Referenzsignal ist es möglich, die Ausgangsleistung konstant zu halten. Der zeitliche Verlauf des Ionenstroms weist mit Stabilisierung keine zeitliche Struktur auf. Zum Vergleich ist die zeitliche Struktur mit und ohne Stabilisierung in Abbildung 6.38 dargestellt.

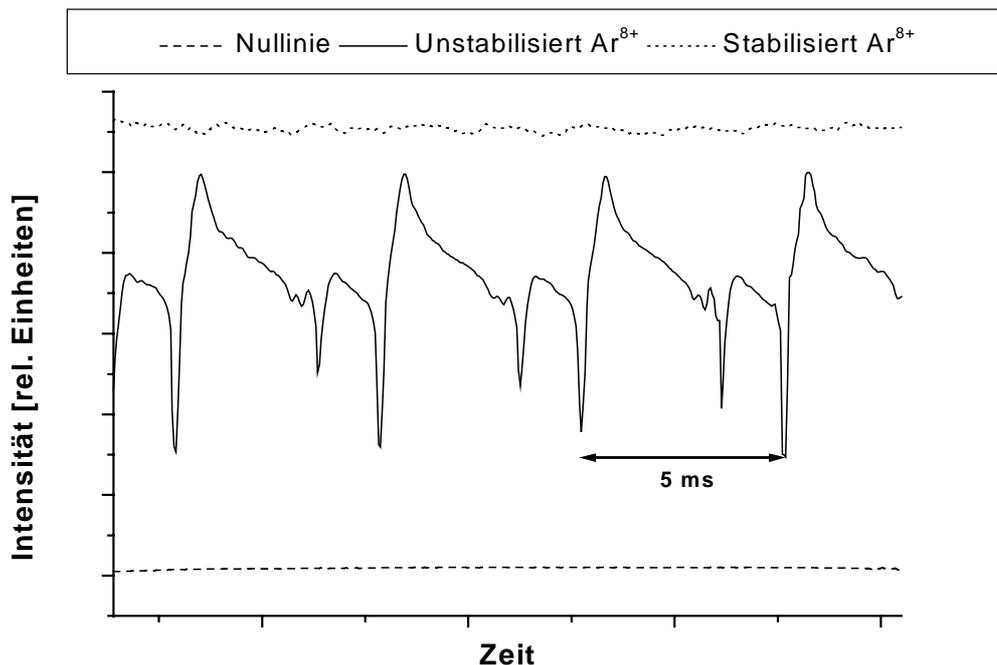


Abbildung 6.38: Zeitaufgelöste Messung des Ionenstroms mit und ohne Stabilisierung der Mikrowelle.

Zusätzlich haben Vergleichsmessungen mit und ohne Stabilisierung gezeigt, daß höhere Ladungszustände bei kontinuierlicher, resonanter Heizung erzeugt werden (siehe Abbildung 6.39).

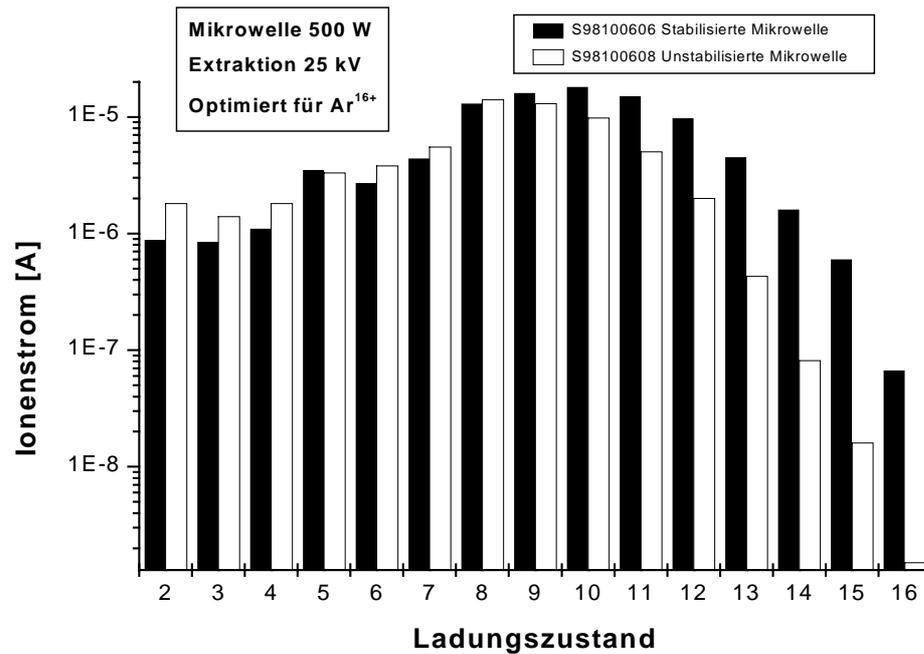


Abbildung 6.39: Ladungsspektrum mit und ohne Stabilisierung der Mikrowelle.

In Verbindung mit der Stabilisierung der Ausgangsleistung ist auch eine Erhöhung des Strahlstroms nach dem RFQ verbunden. Betrachtet man das Verhältnis der gemessenen Intensitäten mit und ohne Mikrowellenstabilisierung, so stellt man eine Erhöhung um den Faktor 1,8 fest (siehe Abbildung 6.40).

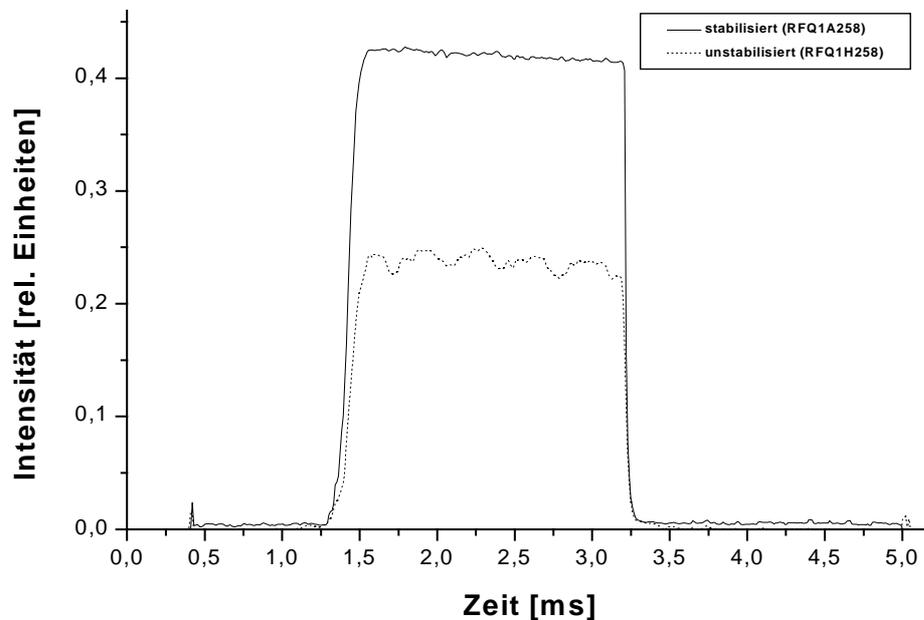
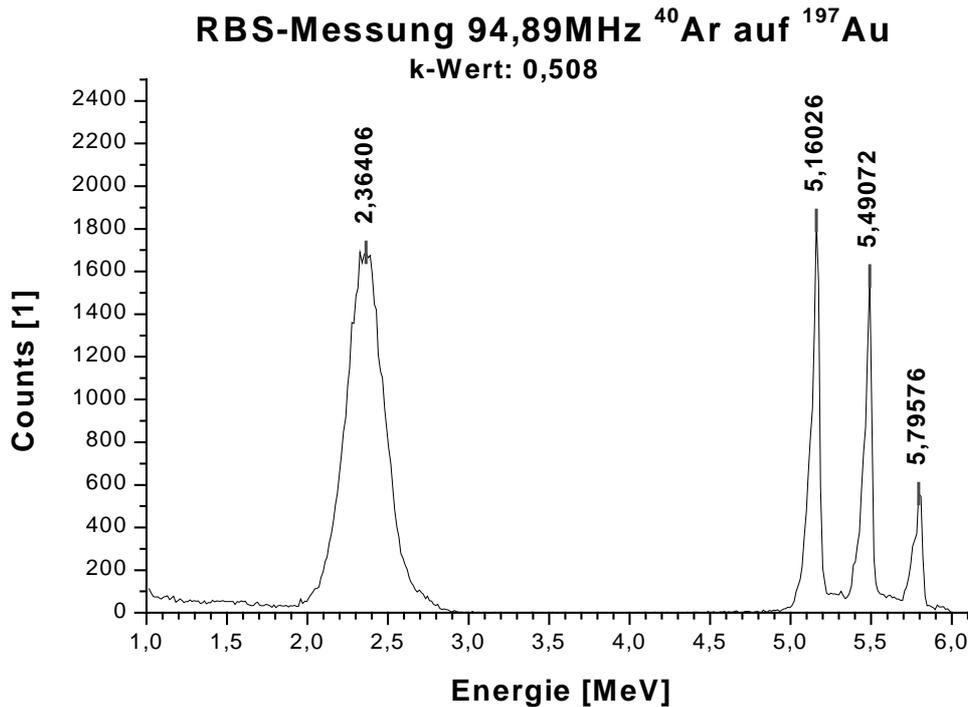


Abbildung 6.40: Ionenstrom nach dem RFQ mit und ohne Mikrowellenstabilisierung.

Die Transmission des Beschleunigers zusammen mit der Injektionslinse erreicht unter dieser Verbesserung immer noch nicht den theoretischen Wert von nahezu 100%. Die Ursache für den Ionenverlust war zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht lokalisiert. Sowohl die von der EZR-Quelle gelieferte Emittanz als auch die Anpassung dieser an die Akzeptanz des RFQs mit den vorhandenen Strahlführungselementen ist zu überprüfen. Zusätzlich muß eine Justage dieses Anlagenabschnittes auf Basis der ersten Messungen erfolgen.

Parallel dazu haben die Vorbereitungen für das erste Experiment im 45°-Kanal bereits begonnen. Das aufgebaute Experiment befaßt sich mit dem ‚Channeling‘ von hochgeladenen Ionen in Kristallen, in Abhängigkeit von der Ausrichtung der Kristallstruktur. Für die Durchführung dieses Experiments benötigt man einen Parallelstrahl mit geringer Divergenz. Es wird sich somit zeigen, ob die Simulationen des 45°-Kanals für Kleinwinkel-Streuxperimente erfolgreich umgesetzt wurden. Zur Kollimation wird die Schlitzblende in der Diagnosebox nach dem Magneten eingesetzt. Die zweite Schlitzblende befindet sich in einem Abstand von 4 m nach der ersten, direkt vor dem Experiment. Erste Messungen haben ergeben, daß ein mittlerer Strahlstrom von 1 nA, bei einer Blendenkonfiguration von 10 x 10 mm (Breite x Höhe) am ersten Kollimator und 3 x 3 mm (B x H) am zweiten Kollimator, in der Reaktionszone zur Verfügung steht. Dieser Wert muß für die geplanten Messung noch reduziert werden, um die verwendeten Proben nicht zu zerstören. Der gemessene Strahlstrom nach dem RFQ betrug bei diesen Messungen 500 nA (dc). Die zeitaufgelöste Messung mit der 50 Ω Faraday-Tasse ergab einen Strom im Puls 5,5 μ A.

Im Zusammenhang mit den geplanten Experimenten wurde die Energieverteilung der beschleunigten Ionen mit der Rutherford-Rückstremethode bestimmt. Die nachbeschleunigten Argonionen mit einer Sollenergie von 5,95 MeV wurden dazu auf ein Goldtarget geschossen. Die rückgestreuten Ionen wurden unter einem Winkel von 130° mit einem Sperrschichtdetektor nachgewiesen. Der k-Wert dieser Reaktion, der Energieverlustfaktor, in der gewählten Geometrie ergibt sich zu $k=0,508$, d.h. die nachgewiesenen Argonionen sollten eine Energie von 3,02 MeV haben. Zur Eichung des Detektors wurde eine α -Mischquelle aus ^{241}Am (5,484 MeV), ^{244}Cm (5,806 MeV) und ^{239}Pu (5,155 MeV) verwendet. Das Spektrum zeigt sowohl die Energieverteilung der rückgestreuten Ionen als auch die drei bekannten Linien der verwendeten α -Mischquelle.



**Abbildung 6.41: Rutherford-Rückstreuung von Ar-Ionen
an einem Goldtarget.**

Wie man sieht, liegt die gemessene Energie von 2,36 MeV der Argonionen um 22% unter dem berechneten Wert von 3,02 MeV. Die Peakbreite beträgt FWHM = 266 keV. Berechnet man daraus die Energieunschärfe der nachbeschleunigten Ionen, so ergibt sich eine Abweichung von $\pm 6\%$.

Die Ursache für die Diskrepanz zwischen gemessener Energie und Sollenergie ist noch nicht abschließend geklärt. Die durchgeführten Messungen bei Variation der HF-Leistung und Einschußenergie haben gezeigt, daß die RFQ-Struktur ordnungsgemäß arbeitet. Wie erwartet, wurden die gemessenen Intensitäten mit wachsender Abweichung von den Sollwerten geringer, jedoch die Endenergie veränderte sich nicht. Diese Verschiebung der Endenergie würde eine systematische Abweichung aller Zellenlängen um ca. 10 % von den optimalen Werten bedeuten. Dies kann z.B. auf eine abweichende Designfrequenz f_0 zurückgeführt werden. Eine Klärung dieser Frage ist auf der Grundlage von weiteren Messungen unter 0° nach dem RFQ möglich. Dazu muß eine entsprechende Apparatur mit der entsprechenden Meßelektronik in diesem Kanal installiert werden. Priorität hat jedoch die Lokalisierung der Strahlverluste im Bereich der Injektion.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Planung und dem Aufbau der mehrkanaligen Strahlführung im Anschluß an den VE-RFQ Beschleuniger der Frankfurter EZR-VE-RFQ Anlage. Die Umsetzung der mit Hilfe von Simulationen gefundenen Strahlführung war ebenso Gegenstand dieser Arbeit wie erste Tests der neuen Anlagenkomponenten.

Mit der Fertigstellung dieses Teilabschnitts steht jetzt der Energiebereich von 100–200 keV/u ergänzt durch den niederenergetischen Bereich von 5–60 kV für Experimente mit mehrfach geladenen Ionen in zwei von drei geplanten Strahlkanälen zur Verfügung. Die Kombination, bestehend aus EZR-Ionenquelle und VE-RFQ-Beschleuniger, erlaubt einerseits atomphysikalische Experimente mit speziell präparierten Ionenstrahlen und verschiedenen Ionensorten. Andererseits liefert die verwendete Ionenquelle hohe Intensitäten an mehrfach geladenen Ionen, die für spezielle Anwendungen der Materialforschung benötigt werden.

Diese Arbeit gliedert sich in drei Abschnitte, im ersten Schritt wurde die HF-Einkopplung des Beschleunigers modifiziert und der Ionenstrahl im transversalen Phasenraum charakterisiert. Dabei hat sich gezeigt, daß die experimentell gefundene Geometrie der Einkoppelschleife im Betrieb nur in einem sehr geringen Bereich verfahren werden muß, um optimale Anpassung über den gesamten Frequenzbereich zu erreichen. Auf Basis der gemessenen Emittanzen erfolgte die Planung der Strahlführung mit Hilfe von Simulationsprogrammen im zweiten Schritt. Das Ziel war der Aufbau von drei Strahlkanälen mit unterschiedlichen Anforderungen an das Profil des Ionenstrahls. Im letzten Schritt stand die Umsetzung der geplanten Strahlführung. Verbunden mit diesem Schritt war die Konstruktion und Vermessung der ionenoptischen Elemente und der Aufbau der Strahlführung unter Verwendung von vorhandenen magnetischen Quadrupolen und Ablenkmagneten. Abschließend wurde die Funktionsfähigkeit des vorgestellten Aufbaus als Bestandteil der kompletten EZR-VE-RFQ-Anlage im Betrieb getestet. Im Rahmen des Aufbaus und der ersten Experimente waren diverse technische Fragestellungen aus dem Bereich der Beschleunigerphysik, über die Ionenoptik bis hin zur Ionenquellenphysik zu bearbeiten und Probleme zu lösen. Die ersten Tests der einzelnen ionenoptischen Elemente und der Betrieb der gesamten Strahlführung haben gezeigt, daß die gestellten Aufgaben erfüllt werden.

Nach der Fertigstellung des Grundaufbaus der Strahlführung für die nachbeschleunigten Ionen durch den Aufbau des noch fehlenden 90°-Kanals und den Aufbau einer Strahldiagnose, muß im nächsten Schritt die Optimierung der einzelnen Strahlkanäle erfolgen. Das Ziel liegt dabei in der Verbesserung der Transmission und der Qualität der zur Verfügung gestellten Ionenstrahlen. Damit verbunden ist auch die Charakterisierung der Ionenstrahlen in den verschiedenen Strahlzweigen. Unabhängig davon ist die Untersuchung der Injektion in den RFQ notwendig, zur Verbesserung der Anpassung des Quellenstrahls an die Akzeptanz des Beschleunigers und zur Diagnose der Ursache für die Teilchenverluste in diesem Teilabschnitt des Aufbaus.

8 Literaturverzeichnis

- [1] G. Kraft, Radiobiological Effects of Very Heavy Ions: Inactivation, Induction of Chromosome Aberrations and Strand Breaks, Nucl. Sci. Appl., Vol. 3, 1987
- [2] G. Plass, A New Initiative Forwards Heavy-Ion-Driven Inertial Confinement Fusion, Fusion Engineering and Design 32-33, 1996
- [3] W.C. Sailor, C.A. Beard, F. Venneri, J.W. Davidson, Comparison of Accelerator-Based with Reactor-Based Nuclear Waste Transmutation Schemes, Progress in Nuclear Energy, Juli, 1994
- [4] A. Schempp, Beiträge zur Entwicklung der Radiofrequenz (RFQ)-Ionenbeschleuniger, Habilitationsschrift, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt/Main, 1989
- [5] A. Schempp, H.O. Moser, Acceleration of Cluster Ions to Energies up to 0.1 MeV/u, Journal de Physique, Colloque C2, Tome 50, 1989
- [6] H. Schmidt-Böcking, A. Schempp, K.E. Stiebing, Materials Research with Ion Beams, Research Report in Physics, Springer-Verlag, Berlin, 1992
- [7] L. Schmidt, et al, The Frankfurt 14GHz-ECRIS-(ve)RFQ facility – present status and future modifications, Proceedings of the 13th International Workshop on ECR Ion Sources, Texas A&M University, College Station, Texas USA, 1997
- [8] R.J. Van de Graaff, Phys. Rev. 38, 1919 A 1932
- [9] J.H. Cockroft, E.T.S. Walton, Proc. Roy Soc., London A136-1932, S.229
- [10] R. Wideröe, Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen, Archiv für Elektrotechnik, Bd. 21, 1928, S.387

-
- [11] L.W. Alvarez, H. Bradner, J.V. Franck, H. Gordon, J.P. Gow, L.C. Marshall, F. Oppenheimer, W.K.H. Panofsky, C. Richman, J.R. Woodyard, Berkley Proton Linear Accelerator, Rev. Sci. Instr. Vol. 26, No. 2, 1955, S.111
- [12] I.M. Kapchinskij, V.A. Tepljakov, Linear Accelerator with Spatially Homogenous Strong Focussing, Prib. I.Tek Éks., No. 2, 1970, S. 19
- [13] E. Courant, M. Livingston, H. Snyder, The Strong- Focussing-Synchrotron – A New High Energy Accelerator, Phys. Rev. Vol. 88, No. 5, 1952, S. 1190
- [14] J. Madelung, Untersuchungen an einem RFQ-Beschleuniger mit variabler Energie zur Clusterionenbeschleunigung, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt/Main, 1992
- [15] U. Bessler, Ein RFQ-Beschleuniger mit variabler Energie zur Beschleunigung hochgeladener Ionen, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt/Main, 1992
- [16] O. Engels, Eigenschaft der Split-Koaxial-RFQ-Struktur, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt/Main, 1993
- [17] I.M. Kapchinskij, History of RFQ Development, Linac 84, GSI-Rep. 84-11, 1984
- [18] H. Stokes, T.P. Wangler, K.R. Crandall, The Radio-Frequency-Quadrupol – A New Linear Accelerator, Part. Acc., IEEE NS-28, 1981
- [19] R.W. Müller, Layout of a High Intensity for Very Heavy Ions with RF Quadrupole Focussing, GSI-Rep. 79-77, 1979
- [20] A. Bechtold, Aufbau eines Schwerionen-RFQ-Beschleunigers mit hohem Tastverhältnis, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt/Main, 1997

- [21] H.H. Meinke, Einführung in die Elektrotechnik höherer Frequenzen, Erster Band, 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 1965

- [22] K. E. Stiebing et al., Highly Charged Metal Ions by Placing a Ferrocene Container Inside the ECR Ion Source, Intern. Conf. Of the Physics of Highly Charged Ions, Bensheim (Germany), 1998

- [23] E. D. Courant, H.S. Snyder, Theory of the Alternating Gradient Synchrotron, Annals of Physics **3**, (1958)

- [24] Bronstein, Taschenbuch der Mathematik, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt/Main, 1993

- [25] R. Thomae, Die Berechnung und Messung der elektrischen Felder in Hochfrequenz-Quadrupolstrukturen, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt/Main, 1981

- [26] G. Riehl, Emittanzmessung am Radio-Frequency-Quadrupol, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt/Main

- [27] G. Riehl, Untersuchung der mehrdimensionalen transversalen Phasenraumverteilungen von intensiven Ionenstrahlen, GSI-Report 93-43, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt/Main, 1993

- [28] H. Zimmermann, Aufbau und Untersuchung von zwei Multicusp-Ionenquellen und Injektionssystemen für ein Funnelingexperiment, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt/Main, 1998

- [29] A. Schremmer, Strahlseparation an der Frankfurt EZR-Ionenquelle, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Frankfurt/Main, 1995

- [30] L. Schmidt, Extraktion und Strahlführung an der Frankfurt EZR-Quelle, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Frankfurt/Main, 1995

-
- [31] H. Wollnik. Optics of Charged Particles, Academic Press, 1987
- [32] S. Runkel, Entwicklung und Aufbau eines Elektronenstrahl-Extraktionssystem für die Frankfurter EZR-Ionenquelle, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Frankfurt/Main, 1998
- [33] S. Runkel et al., Electron-beam extraction system for the 14 GHz electron cyclotron resonance ion source, Rev. Sci. Inst., Vol. 69 No. 2, 1998
- [34] O. Engels, Ein VE-RFQ als Zyklotroninjektor, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt/Main, 1998
- [35] G. Riehl, Beam Emittance Analyser, Bedienungsanleitung (V.3.2-Institut für Angewandte Physik, Februar 1992)
- [36] F. J. Sacherer, RMS Envelope Equations with Space Charge, IEEE Trans. Nucl. Sci, 1971
- [37] Y. K. Batygin, BEAMPATH User Guide, Institute of Physical and Chemical Research Riken, Japan, 1994

9 Anhang A

Berechnung der Elektrodenspannung bzw. Leistung in Abhängigkeit von der Resonanzfrequenz und dem Ladungs-Masse-Verhältnis

Für eine feste Resonanzfrequenz f_{res} ist die Elektrodenspannung U nach Gleichung

(2.19) antiproportional zum Ladungs-Masse-Verhältnis, d.h. es gilt folgende Abhängigkeit

I) $f_{\text{res}} = \text{konstant}$

$$\frac{U}{U_0} = \frac{m/q}{\left(\frac{m}{q}\right)_0} \Leftrightarrow U = U_0 \frac{m/q}{\left(\frac{m}{q}\right)_0}$$

Die mit 0 indizierten Größen stehen für eine bekannte, feste Grundeinstellung, z.B. die Designgrößen der RFQ-Struktur.

Bei festem Ladungs-Masse-Verhältnis q/m berechnet sich die Elektrodenspannung U in Abhängigkeit der Resonanzfrequenz f_{res} nach Gleichung (2.20) wie folgt

II) $q/m = \text{konstant}$

$$\frac{U}{U_0} = \frac{f_{\text{res}}^2}{\left(f_{\text{res}}^2\right)_0} \Leftrightarrow U = U_0 \frac{f_{\text{res}}^2}{\left(f_{\text{res}}^2\right)_0}$$

Fügt man die beiden Ausdrücke I) und II) zusammen, so erhält man einen allgemeinen Ausdruck für die Elektrodenspannung in Abhängigkeit von der Resonanzfrequenz und dem Ladung-Masse-Verhältnis

$$U = U_0 \frac{m/q}{\left(\frac{m}{q}\right)_0} \frac{f_{\text{res}}^2}{\left(f_{\text{res}}^2\right)_0}$$

Die Designwerte für den VE-RFQ am Institut für Kernphysik sind für die Resonanzfrequenz $f_0 = 110$ MHz, Ladungs-Masse-Verhältnis $(q/m)_0 = 0,15$ e/u und Elektrodenspannung $U_0 = 60$ kV.

Die benötigte Leistung ergibt sich bei bekanntem R_p -Wert aus der Gleichung

$$P = \frac{U^2}{R_p}.$$

10 Anhang B

Parameter der Frankfurter ECR-Ionenquelle:

Frequenz	
Frequenz I : GHz und kW (maximale Leistung in der Quelle)	14.4 GHz and 2.2 kW
Art der Ankopplung : Koaxial, Rechteckhohlleiter kon- oder exzentrisch, radiale Ankopplung Hohlleiterabmessungen, Mode der Ankopplung (TE, TM ...)	Rechteckhohlleiter exzentrisch Abmessungen 15.8 mm x 7.9 mm TE
Axiales Feld	
Abstand zwischen Maxima des axialen Feldes (mm)	260 mm
Abstand zwischen B_{\max} an der Einlaßseite und B_{\min} (mm)	133 mm
B_{\max} Einlaßseite (T)	1.63 T
B_{\min} (T)	0.43 T
B_{\max} Extraktion (T)	1.06 T
Länge der Resonanzzone (mm)	65 mm
Abstand zwischen Resonanzzone und Plasmaelektrode (mm)	89 mm
Radiales Feld	
Hexapollänge (mm)	190 mm
B_{rad} (an der Kammerwand) (T)	1.15 T
Typ des Hexapols (offen oder geschlossen, Halbach-Typ ...)	Halbach-Type
Letzte geschlossene Oberfläche (T)	0.94 T
Plasmakammer	
Ø Plasmakammer (mm)	58 mm
Material der Kammer	Edelstahl
Beschichtung der Kammer	Aluminiumzylinder mit spezieller Aluminiumoxid-Beschichtung
Erste-Stufe	
Typ der 1. Stufe (vorgespannte Probe, Keramik, Plasmakathode ...)	Vorgespannte Probe und spezieller Eisen-Kollektor
Effekt der 1. Stufe für verschiedene Ladungszustände (Ar^{8+} , Ar^{11+} , Ar^{14+} , Ar^{16+})	Ar^{8+} : 22; Ar^{11+} : 17 (Verbesserungsfaktor)

Mischgasbetrieb	
Effekt des Mischgasbetriebs für verschiedene Ladungszustände (Ar ⁸⁺ , Ar ¹¹⁺ , Ar ¹⁴⁺ , Ar ¹⁶⁺)	Ar ⁸⁺ : 2; Ar ¹¹⁺ : 3.5; Ar ¹⁴⁺ : 2.3 (Verbesserungsfaktor)
Extraktion	
Anzahl der Elektroden	2
Ø Plasmaelektrode	8 mm
Ø Pullerelektrode	16 mm
Typische Extraktionsspannung	10 kV bis 60 kV
Verschiedenes	
Grundvakuum	< 1x10E-8 hPa
Typ der Pumpe	Turbopumpe und Kryopumpe
Saugvermögen an der Extraktionsseite der Plasmakammer	1500 l/s
Typische Ströme	
Gas (O, Ar, Xe) in µA	Ar ⁸⁺ 110, Ar ¹⁴⁺ 2, Ar ¹⁶⁺ 0.07, O ⁶⁺ 150
Maximum des Argon-Ladungsverteilung	8–9

Weitere Parameter

Manipulator auf der Injektionsseite, konzentrisch

Elektronenstrahl-Injektion von der Extraktionsseite

Laserablation

Parameter des VE-RFQs:

Allgemeine Parameter	
Einschußenergie	2–4 keV/u
Endenergie	100–200 keV/u
Ladungs-Masse-Verhältnis	0,15–1 e/u
Max. Elektrodenspannung	72 kV
Designfrequenz	110 MHz
Elektrodenspannung (Designwert)	60 kV
Eingangsemittanz normiert	0,2–0,5 mm mrad
Frequenzbereich gemessen	80–140 MHz
Elektrodenkapazität berechnet	125 pF
Gesamtinduktivität berechnet	10–29 nH
Mechanische Parameter	
Tanklänge	1548 mm
Tankdurchmesser	500 mm
Anzahl der Stützen	10
Ø Stützen (außen)	79 mm (59 mm)
Abstand Stütze/Stütze (außen)	154 mm (130 mm)
Stützenhöhe	336 mm
Hub der Tuningplatte	220 mm
Aperturradius	5–3 mm
Ø Elektroden	4,5–8,6 mm
Elektrodenlänge	1386 mm
Zellenzahl	158
Radial Matcher	5 Zellen
Zellenlänge	3,9–13,975 mm
Modulation	1–2,25
HF-Sender	
Frequenzbereich	80–110 MHz
Max. HF-Leistung	60 kW
Max. Tastverhältnis	25%

Weitere Parameter

Geregelter Tauchkolben

Verfahrbare Einkoppelschleife

11 Physikalische Konstanten

Vakuumlichtgeschwindigkeit	c	$2,997\,924\,58(0)\,10^8\text{ m/s}$
Reduz. Wirkungsquantum	h	$6,6260755(40)\,10^{-34}\text{ J s}$
Konversionskonstante	$h/2\pi$	$1,05457266(63)\,10^{-34}\text{ J s}$ $= 6,5821220(20)10^{-22}\text{ MeV s}$
Elementarladung	e	$1,602\,177\,33(49)\,10^{-19}\text{ C}$
Elektronenmasse	m_e	$0,510\,999\,06(15)\text{ MeV}/c^2$
Protonenmasse	m_p	$938,272\,31(28)\text{ MeV}/c^2$ $= 1\,836,152\,701(37)\,m_e$
Neutronenmasse	m_n	$939,565\,63(28)\text{ MeV}/c^2$
Deuteronenmasse	m_d	$1\,875,613\,39(57)\text{ MeV}/c^2$
Atomare Masseneinheit	u	$931,494\,32(28)\text{ MeV}/c^2$ $= 1,660\,540\,2(10)\,10^{-27}\text{ kg}$
Magnetische Feldkonstante	μ_0	$4\pi\,10^{-7}(0)\text{ Tm/A}$
Elektrische Feldkonstante	ϵ_0	$8,854\,187\,817\, \dots (0)10^{-12}\text{ F/m}$
Feinstrukturkonstante	α	$1/137,035\,989\,5(61)$
Klassischer Elektronenradius	$r_e=e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$	$2,817\,940\,92(38)\,10^{-15}\text{ m}$
e^- - Compton-Wellenlänge	$\lambda_e=r_e/\alpha^{-1}$	$3,861\,593\,23(35)\,10^{-13}\text{ m}$
Bohrscher Radius		
Avogadro-Konstante	N_A	$6,022\,136\,7(36)\,10^{23}\text{ mol}^{-1}$
Boltzmannkonstante	k	$1,380\,658(12)\,10^{-23}\text{ J K}^{-1}$ $= 8,617\,385(73)\,10^{-5}\text{ eV/K}$
Myonmasse	m_μ	$105,658\,389(34)\text{ MeV}/c^2$
τ -Leptonmasse	m_τ	$1777,00(30)\text{ MeV}/c^2$

 $\pi = 3,141\,592\,653\,589\,793\,238$ $e = 2,718\,281\,828\,459\,045\,235$

12 Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen meinen Dank aussprechen, die mich unterstützt haben und damit zum Gelingen dieser Arbeit direkt oder indirekt beigetragen haben.

Bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking für die Möglichkeit an der Frankfurter ERZ-VE-RFQ-Anlage meine Diplomarbeit zu schreiben. Danken für die Anregung und die fortwährende Unterstützung zu dieser Arbeit möchte ich Herrn Prof. Dr. A.Schempp, der in Zusammenarbeit mit Herrn Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking maßgeblich für das Entstehen meiner Arbeit beigetragen hat.

Mein Dank gilt auch den Mitgliedern beider Arbeitsgruppen für ihre tatkräftige Unterstützung sowie die kollegiale, freundschaftliche und angenehme Atmosphäre.

Ein besonderer Dank an die Mitglieder der EZR-Gruppe, den Leiter des Projektes und Kollegen Herrn Dr. K.E. Stiebing und Herrn Dipl.-Phys. L. Schmidt für Diskussionen, Ratschläge, ihre Unterstützung beim Aufbau meines Experimentes, der Durchführung meiner Messungen und ihre Geduld in allen Lebenslagen.

Für seine unermüdliche Hilfe bei allen mit Sender und Steuerung auftretenden Probleme, der schnellen Beseitigung dieser und seinen Erklärungen in allen Fragen der Hochfrequenzelektronik danke ich Herrn I. Müller.

Bedanken möchte ich mich auch bei den Werkstätten der Institute, insbesondere bei Herrn E. Zanger, für die Unterstützung bei allen fertigungstechnischen und terminlichen Fragen.

Einen großen Beitrag an der Realisierung trägt in diesem Zusammenhang auch Herr Theisinger, der in allen Situationen die Fertigung unter Kontrolle hatte und mit vielen seiner Ideen entscheidende Beiträge geleistet hat.

Für die Unterstützung beim Aufbau der Infrastruktur meines Anlagenteils, der Bewältigung von technischen Problemen und einen reibungslosen Betrieb danke ich der „Beschleuniger-Mannschaft“ unter der Leitung von Herrn K. Schneider.

Herrn K. Ullmann-Pfleger danke ich für die Hilfe bei manchem Problem mit dem NT-Netzwerk. Herrn Dipl.-Phys. A. Müller danke ich für seine Unterstützung bei meinen Simulationen auf der „Alpha“ und bei der Lösung manch kniffliger Probleme.

Für seine Unterstützung beim Aufbau der Emittanzmessanlage des Institut für Angewandte Physik, den ersten Messungen und zahlreiche Diskussionen bedanke ich mich bei Herrn H. Zimmermann.

Meinem Freund Steffen Runkel, der mich seit Jahren auf meinem Weg begleitet, möchte ich recht herzlich danken. Besonders für seine ausdauernde Diskussionsbereitschaft in allen physikalischen und unphysikalischen Fragen und seine stets kompetente Unterstützung bei Problemen aller Art.

Abschließend möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die mir durch ihre Unterstützung das Studium erst ermöglicht haben und immer Verständnis für mich hatten.