

**Der neue RFQ für den Hochladungsinjektor der  
GSI**

**DISSERTATION**

**zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften**

**vorgelegt beim Fachbereich Physik  
der Johann Wolfgang Goethe - Universität  
in Frankfurt am Main**

**von  
Markus Vossberg**

**Frankfurt am Main Januar 2011**

Vom Fachbereich Physik der  
Johann Wolfgang von Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. M. Huth  
Gutachter: Prof. Dr. A. Schempp  
Prof. Dr. U. Ratzinger

Datum der Disputation: 19.04.2011

## Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>2</b>
<b>2. GSI-Helmholtzzentrum</b>	<b>5</b>
2.1. Das FAIR-Projekt	12
<b>3. Radiofrequenzquadrupol</b>	<b>15</b>
3.1. Linearbeschleuniger	15
3.2. Funktionsweise RFQ	16
3.3. Bewegungsgleichungen	31
3.4. Emittanz	34
<b>4. Hochfrequenzeigenschaften</b>	<b>41</b>
4.1. Leitungsmodell	41
4.2. Charakteristische Resonatorgrößen	44
<b>5. Spannungsverteilung im RFQ</b>	<b>49</b>
5.1. Flatness	49
5.2. HF-Zellenverstimmung	53
5.3. Störkondensatormessungen	55
5.4. Spannungseinstellung an der Resonanzstruktur	57
<b>6. HLI-RFQ</b>	<b>64</b>
6.1. Planung und Aufbau	64
6.2. Teilchendynamische Auslegung	64
6.3. Emittanzen	67
6.4. Teilchendynamische Toleranzen	68
6.5. HF-Simulationen	71
6.6. Mechanischer Aufbau	77
6.7. Justage	80
6.8. Spannungsverteilung im RFQ	87
6.9. Hochfrequenzabstimmung	90
<b>7. Inbetriebnahme des HLI-RFQ</b>	<b>96</b>
7.1. Erste Messungen	98
7.2. Umbaumaßnahmen	100
<b>8. Zusammenfassung</b>	<b>104</b>
<b>9. Literaturverzeichnis</b>	<b>106</b>
<b>10. Danksagung</b>	<b>110</b>

## 1. Einleitung

In dieser Arbeit wird der Aufbau eines Radio-Frequenz-Quadrupols (RFQ) zur Beschleunigung schwerer Ionen für den Hochladungsinjektor (HLI) am Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) behandelt.

Strahlen schwerer Ionen werden heute in vielen Bereichen der Forschung benötigt. An der GSI befindet sich eine komplexe Beschleunigeranlage, ein System von Linear- und Kreisbeschleunigern für verschiedene Strahlexperimente. Diese Anlage erlaubt es mehrere Experimente gleichzeitig mit verschiedenen Ionen und unterschiedlicher Energie durchzuführen. Die für die GSI-Experimente benötigten Ionenstrahlen werden zur Zeit von einer Beschleunigeranlage erzeugt, die aus dem Linearbeschleuniger UNILAC, dem Schwerionen-Synchrotron SIS und dem Experimentier-Speicherring ESR besteht. Der UNILAC liefert Ionen für das Experimentierprogramm bei niedrigen Energien im Bereich 4 bis 10 MeV/u und dient als Vorbeschleuniger für SIS. Dessen hochenergetische Strahlen können dann zu den in der Target-Halle aufgebauten Experimenten oder zum Fragmentseparator (FRS) bzw. zum ESR geleitet werden. Durch den ESR ist die Möglichkeit gegeben, die Ionenstrahlen zu kühlen und für interne Ringexperimente zu benutzen.

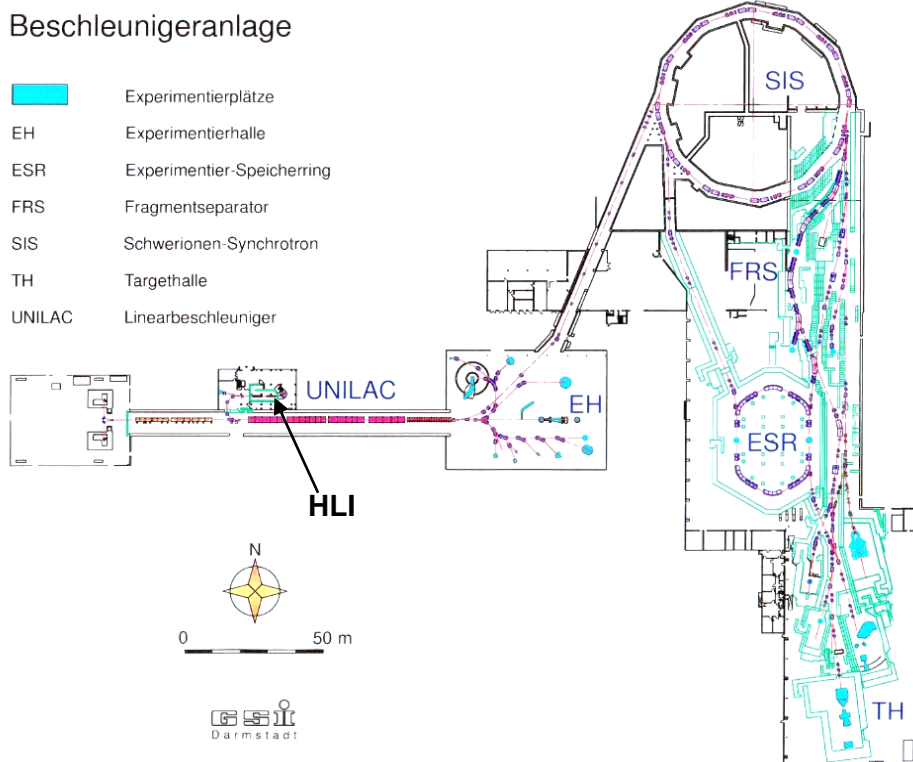


Abb. 1.1: Grundriss der Beschleuniger- und Experimentier-Anlage.

Außerdem können die ESR-Strahlen für eine weitere Beschleunigung in das Synchrotron zurückgeleitet werden oder für Strahl-Experimente in der Target-Halle extrahiert werden.

Das Zukunftsprojekt der GSI ist das FAIR-Projekt. Dieses Beschleuniger-Zentrum für die Forschung mit Ionen- und Antiprotonenstrahlung soll in Abstimmung mit ihren Nutzern geplant werden. Die GSI will mit dieser Anlage der Wissenschaft in Europa ein zentrales Instrument für die Erforschung der Materie im Dimensionsbereich von Atomen, Atomkernen und den aus Quarks und Gluonen aufgebauten subnuklearen Teilchen zur Verfügung stellen. Der Beschleuniger soll Ionenstrahlen mit bisher unerreichter Intensität sowie höheren Energien liefern, und außerdem soll er die Möglichkeit bieten, Antiprotonen und Ionenstrahlen bester Qualität für das Experimentierprogramm bereit zu stellen.

Für das FAIR Projekt sind höhere Anforderungen, wie beispielsweise ein höherer Strahlstrom und höhere Energien notwendig. Deshalb ist das Upgrade des „UNILAC“ notwendig. Um den Strahlstrom zu verbessern, soll der Beschleuniger von der Quelle an erneuert werden. Deshalb ist die cw-Nutzung einer modernen 28 GHz-ECR-Ionenquelle geplant. Der Betrieb einer solchen Ionenquelle ist Teil der Erneuerung des bisherigen HLI-Injektors, der 1991 als erste Kombination eines RFQs mit einer IH-Struktur in Betrieb genommen wurde.

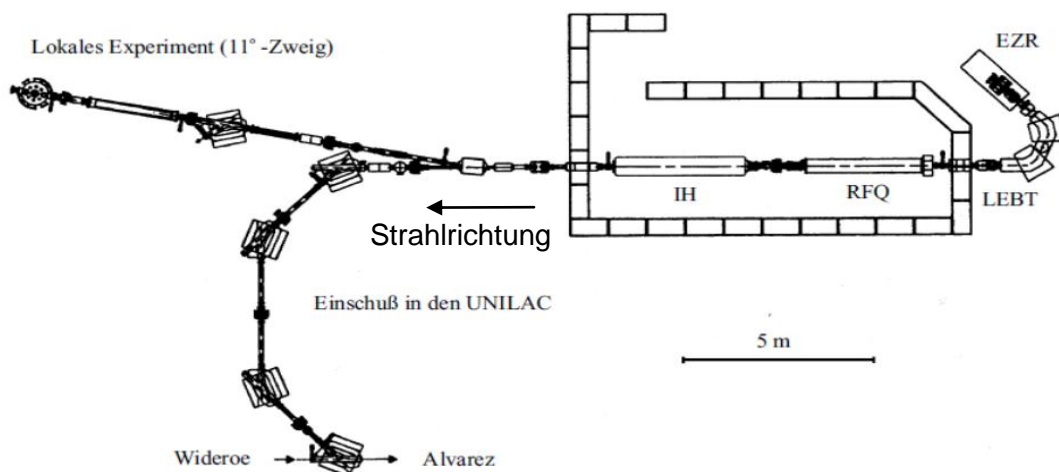


Abb. 1.2: Anschluss des HLI-Injektors an den UNILAC.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für die Anpassung des HLI an die neue 28 GHz-ECR-Ionenquelle und die gleichzeitige Erhöhung des Duty-cycles von jetzigen 25 % auf 100 % ein neuer 4-Rod-RFQ entwickelt, der den vorhandenen, auch am IAP entwickelten HLI-RFQ, ersetzt.

Der neue HLI 4-Rod-RFQ soll geladene Ionen von 4 keV/u auf 300 keV/u für die Injektion in die nachfolgende IH-Struktur beschleunigen. Eine hohe Strahl-Transmission, eine kleine Strahlemittanz und eine geringe transversale Emittanzzunahme werden benötigt, was in Design-Berechnungen demonstriert wird. Aus Betriebserfahrung ist der derzeitige Konvergenzwinkel kritisch, deshalb ist die Strahleingangs-Konvergenz klein zu halten, um ein gutes Matching zu gewährleisten. Darum kann nun die Injektionsenergie von 2,5 keV/u auf 4 keV/u erhöht werden.

In dieser Arbeit werden Grundlagen zur Beschleunigerphysik speziell zu RFQ-Beschleunigern behandelt. Die Schwerpunkte hierfür sind Teilchendynamik und Hochfrequenzeigenschaften einer 4-Rod-Struktur sowie die Justage, Frequenzanpassung und das Tuning der Beschleunigerstruktur. Außerdem wurde die teilchendynamische Auslegung des RFQs nach der Methode der adiabatischen Variation der Parameter Apertur  $a$ , Phase  $\varphi$  und Modulation  $m$  durchgeführt, mit dem Ziel die vorgegebenen Strahleigenschaften zu erreichen, aber auch um einen kompakten RFQ zu erhalten, der bezüglich notwendigem Leistungsverbrauch und Spitzenfeldstärken mit Sicherheitsfaktor eine hohe Betriebszuverlässigkeit erlauben sollte.

Für den HLI-RFQ wurden teilchendynamische Optimierungen mit Micro Wave Studios durchgeführt, danach wurde er am IAP in Frankfurt aufgebaut, justiert und abgestimmt. Nach der Frequenzanpassung und dem Tuning wurde er in Darmstadt bei der GSI am HLI eingebaut, dort wurden erste Messungen mit dem RFQ und mit dem gesamten HLI-Injektor durchgeführt. Erste Strahltests wurden erfolgreich abgeschlossen.

## 2. GSI Helmholtzzentrum

Die GSI in Darmstadt betreibt eine weltweit einmalige Beschleunigeranlage für Ionenforschung, sie wurde 1969 gegründet. Die GSI ist Mitglied der Helmholtz-Gemeinschaft Deutscher Forschungszentren und erhielt im Oktober 2008 ihre aktuelle Bezeichnung, um die Helmholtzgemeinschaft bundesweit und international stärker ins Bewusstsein zu rücken. Ein Ziel wissenschaftlicher Forschung ist es die uns umgebende Welt in ihrem Aufbau und Verhalten besser zu verstehen. Dies hat zu vielen neuen Entwicklungen geführt.

1975 wurde der UNILAC als erster Beschleuniger der GSI fertig gestellt. Wichtig für die Wahl dieses Beschleunigertyps waren die einfache Energievariation und der einfache Einschuss aus mehreren Ionenquellen. Andere Gründe für die Wahl dieses Beschleunigers sind sehr hohe Ströme und Energien bis zu 6 MeV/u und die Möglichkeit schwere Ionen zu beschleunigen. Um die Atome möglichst effizient zu beschleunigen, muss man sie hoch ionisieren, das heißt, man muss ihnen möglichst viele Elektronen entreißen. Dies geschieht in der Ionenquelle durch eine Hochstrom-Gasentladung. Damals war man davon ausgegangen, dass man Uran mit seinen 92 Elektronen maximal 10 Elektronen abstreifen kann, also ein zehnfach geladenes Uranteilchen erzeugen kann. Dementsprechend wurde der Aufbau und die Struktur des UNILAC konzipiert. Am Anfang des Strahleingangs befinden sich die Injektoren (Nord und Süd). In diesen befinden sich die Ionenquellen, aus denen man die ionisierten Atome mit Hilfe eines elektrischen Feldes abziehen kann. Danach folgt eine elektrostatische Vorbeschleunigung, bei der die Ionen eine Gleichspannung von max. 320 kV durchlaufen. Anschließend wird der Strahl in den Hauptbeschleuniger eingelenkt, dabei wird aus dem vorhandenen natürlichen Isotopengemisch des Elements das gewünschte Isotop ausgewählt. Der UNILAC ist in drei Stufen unterteilt.

Die erste Stufe war ursprünglich eine Wideröe-Struktur. Hierbei handelt es sich um vier, in verkupferten Stahltanks untergebrachte, Elektrodenstrukturen mit einer Länge von insgesamt 30 m und etwa 130 Beschleunigungselektroden, den Driftröhren. Die Länge der Elektroden ist so gewählt, dass die elektrischen Hochfrequenzfelder (Betriebsfrequenz 27 MHz) immer die richtige Polarität haben, wenn sich Ionen zwischen den Elektroden befinden. Die Ionen werden durch die Felder immer wieder ein Stück „angeschoben“. Außerdem wirken die Elektroden zum Teil wie magnetische

Linsen für die Strahlführung entlang der Beschleunigerachse. Alle Ionenarten verlassen die Wideröe-Struktur mit der gleichen, fest eingestellten Geschwindigkeit von  $\beta/c = 0,0018$ . Das entspricht einer Energie von 1,4 MeV pro Nukleon. Anschließend werden die Ionen durch einen Überschall-Gasstrahl geleitet, wodurch durch Stöße weitere Elektronen abgestreift werden. In diesem Stripper kann man beispielsweise Uran-Ionen mit einem Ladungszustand von  $28^+$  ( $A/q = 8,5$ ) erzeugen. Ohne diese zusätzliche Ionisierungsstrecke hätte der UNILAC wesentlich länger gebaut werden müssen, damit man die gewünschte Endenergie erreichen kann.

Die zweite Stufe besteht aus einer 55 m langen Alvarez-Struktur, in welcher die Beschleunigung stattfindet. Sie besteht aus vier Tanks von jeweils 13 m Länge und einem Durchmesser von 2 m mit über 150 Driftröhren bzw. Beschleunigungsspalten. Die Betriebsfrequenz beträgt 108 MHz und ist viermal größer als die der Wideröe-Struktur. Die spezifische feste Austrittsenergie beträgt am Ende 11,6 MeV pro Nukleon, das entspricht etwa 16 % der Lichtgeschwindigkeit.

Die dritte Stufe besteht aus einer Folge von 15 Einzelresonatoren. Jeder dieser Resonatoren hat nur einen Beschleunigungsspalt und wird von einem unabhängig steuerbaren Hochfrequenzgenerator gespeist. Damit lässt sich die Ionenenergie durch Einstellen der Phase des Resonators variieren.

In den 80er Jahren wurde der UNILAC in der zweiten und dritten Stufe so umgerüstet, dass in weniger als 15 Millisekunden auf eine andere Endenergie umgestellt werden kann. Die Energien für den Einschuss in ein Schwerionen-Synchrotron und für das Niederenergie-Experimentierprogramm lassen sich somit unabhängig von einander wählen. Seit der Inbetriebnahme des Hochladungsinjektors (HLI), im Jahr 1992, besteht die Möglichkeit, in kurzer Zeit auf andere Ionen umzuschalten. Dieser neue, parallel zum Wideröe-Teil betriebene Injektor erlaubt es, durch Verwendung einer speziellen Ionenquelle, der so genannten Elektron-Zyklotron-Resonanz-Quelle (EZR), für Uran direkt den Ladungszustand  $28^+$  herzustellen. Zur Beschleunigung, auf die für die Alvarez-Struktur erforderlichen 1,4 MeV pro Nukleon, werden die Ionen zunächst in eine RFQ-Struktur, die an der Universität Frankfurt gebaut wurde, eingeschossen. Danach kommt eine IH-Struktur für langsame, schwere Ionen zum Einsatz. Die Kombination dieser Techniken erlaubt es, sehr kompakte Schwerionenbeschleuniger zu bauen [23].

Nach der Fertigstellung des UNILAC gab es die ersten Überlegungen zum Bau eines Beschleunigers für Ionenstrahlen mit wesentlich höheren Energien. Für schwere Ionen kam nur ein Synchrotron-Kreisbeschleuniger in Frage. Hierbei steigen das Magnetfeld und auch die Frequenz des beschleunigenden Feldes



synchron mit der Zunahme der Geschwindigkeit an. Das SIS18 ist solch ein Beschleuniger, mit einem Umfang von 216 Metern und dessen Magnete eine Biegesteifigkeit von max. 18 T/m aufweisen. Damit eine möglichst hohe Energie erreicht werden kann, wird der Ionenstrahl auf der Strecke zwischen UNILAC und SIS durch einen Stripper weiter ionisiert, beispielsweise von Uran  $28^+$  auf Uran  $72^+$ . So kann eine maximale Energie von 3 MeV pro Nukleon erreicht werden. Einen Überblick über die Beschleunigeranlage zeigt Abb. 2.2. Die Ionen werden entweder in der Betriebshalle, vor dem Hochstrominjektor (HSI) des Universal Linear Accelerator (UNILAC), mittels des Nord- oder Südinjektors erzeugt und vorbeschleunigt, oder im Hochladungsinjektor (HLI), am Eingang in die Alvarez-Struktur. Hierbei erzeugt der HSI große Ströme mit kurzen Pulsen, die vorwiegend zur Injektion in den SIS genutzt werden, während der HLI die Experimente mit superschweren Ionen versorgt.

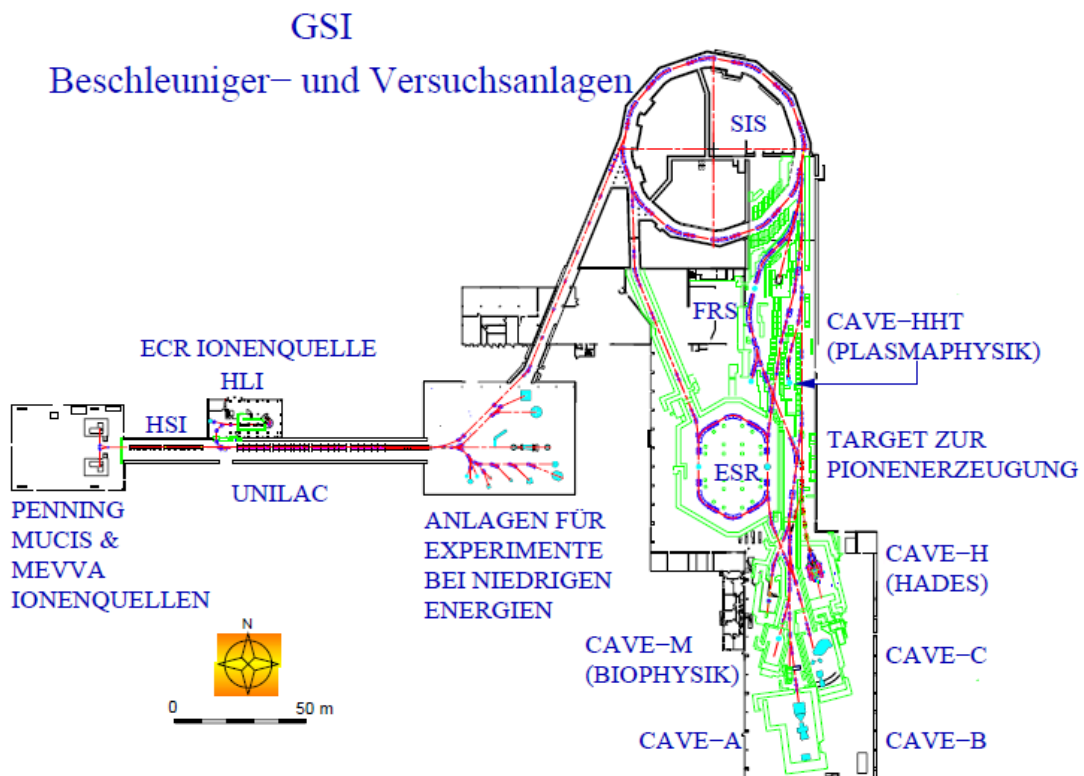


Abb. 2.1: Die Beschleunigeranlage des Helmholtzzentrums besteht aus drei Hauptteilen. Dem UNILAC, dem Schwerionen-Synchrotron (SIS) und dem Experimentierspeicherring (ESR).

## Die derzeitige Beschleunigeranlage der GSI

Die GSI bietet besondere Möglichkeiten für die Schwerionenstrahl-experimente. Dies beruht auf der Tatsache, dass für die unterschiedlichen Versuche beschleunigte Teilchen von Protonen bis hin zu Uranionen zur Verfügung gestellt werden können. Für die einzelnen Ionensorten können Strahlparameter wie beispielsweise Energie, Pulsdauer und Intensität in einem weiten Bereich bestimmt werden. Die zwei Injektoren in der Betriebshalle können mit unterschiedlichen Ionenquellen betrieben werden, wie *Metal Vapor Vacuum Arc* (MEVVA), *Cold and Hot Resonance Discharge Ion Source* (CHORDIS) oder *Multi Cusp Ion Source* (MUCIS). Der HLI benutzt eine *Elektron Cyclotron Resonance*-Quelle (ECR), gefolgt von einem RFQ-Beschleuniger und einer IH-Struktur. Mit Hilfe eines Gasstrippers wird der Ladungszustand der Ionen festgelegt, welche sich am Ausgang der RFQ / IH-Struktur befindet. Im Alvarez-Teil des UNILAC werden die Ionen bis auf eine Energie von maximal 11,4 MeV/u weiter beschleunigt, um danach in die Einzelresonatoren injiziert zu werden. Hier kann der Strahl entweder gebremst oder weiter beschleunigt werden, so dass er am Ende des UNILAC eine beliebige Energie zwischen 1,4 MeV/u und 20 MeV/u erhalten kann. Durch verschiedene Strahlzweige werden die in diesem Bereich angesiedelten Experimente versorgt. Damit höhere Ionenenergien erreicht werden können, müssen die Ionen vom Ausgang des UNILAC, über einen 150 m langen Transferkanal, zum *Schwerionensynchrotron* (SIS) weitergeleitet werden. Dieser Teil der Beschleunigeranlage wurde Anfang 1990 erstmals in Betrieb genommen, und kann Schwerionen, abhängig von ihrer Ordnungszahl, bis auf 2,0 GeV/u beschleunigen [38]. Der SIS ist ein Beschleunigerring, bestehend aus 24 Biegemagneten und 12 Quadrupol-Tripletts. Die Energieerhöhung erfolgt durch zwei Hochfrequenz-Beschleunigerkavitäten mit einer maximalen Scheitelspannung von 16 kV. Ein weiterer wichtiger Bestandteil der Beschleunigeranlage ist der *Experimentierspeicherring* (ESR), in dem Schwerionen über lange Zeitspannen gespeichert werden können und Experimenten der Atom- und Kernphysik zur Verfügung stehen.

## Forschung mit schweren Ionen

Das Forschungsprogramm des GSI Helmholtzzentrums umfasst ein breites Spektrum, das von Atom- und Kernphysik über Plasmaphysik und die

Materialforschung bis hin zur Tumorthherapie reicht. Die in der Öffentlichkeit wohl bekanntesten Resultate und Entdeckungen der GSI sind sechs neue chemische Elemente mit den Ordnungszahlen 107 bis 112 und die Entwicklung einer neuartigen Tumorthherapie mit Ionenstrahlen. Außerdem müssen die Beschleunigeranlagen und Experimentiereinrichtungen ständig weiterentwickelt werden, damit für die Wissenschaft und Forschung die modernsten Anlagen zur Verfügung stehen.

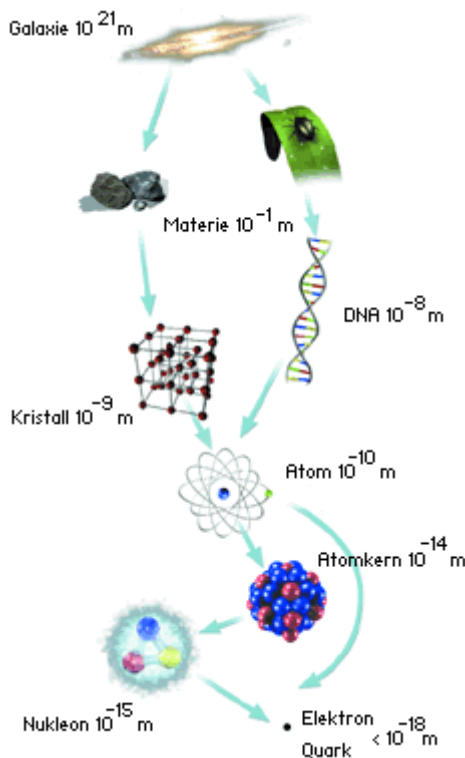


Abb. 2.2: Das Forschungsprogramm der GSI erstreckt sich über den gesamten Aufbau der Materie über Atome und Atomkerne bis hin zu den Elementaren Bausteinen wie den Elektronen und Quarks.

Das erste Ziel im Bereich der Kernphysikalischen Grundlagenforschung sind die Untersuchungen zur Kernstruktur. So wurden beispielsweise sechs der schwersten Elemente des Periodensystems bis hinauf zum Element 112 entdeckt und synthetisiert. Außerdem hat das Studium der Eigenschaften exotischer Kerne (Atomkerne mit extremen Neutronen- und Protonenzahlen) zu neuen Erkenntnissen über die Entstehung der chemischen Elemente in den Sternen und Sternexplosionen geführt. Ein anderes großes Arbeitsgebiet der kernphysikalischen Grundlagenforschung bei der GSI ist das Untersuchen heißer und dichter Kernmaterie. Mit Hilfe von Schwerionenstrahlen lassen sich die vielen Erscheinungsformen von Kernmaterie, vom *flüssigen* Normalzustand über das freie Nukleonengas bis hin zur Auflösung der Kernbausteine in ein *Quark-Gluon-Plasma*, untersuchen.

Ein weiteres Forschungsprogramm des GSI-Helmholtzzentrums ist die Untersuchungen der Eigenschaften und Vorgängen in der Atomhülle. Es wird

beispielsweise durch Experimente an wasserstoffähnlichen Atomen (Atome mit nur einem Hüllenelektron) die Quantenelektrodynamik, eine der genauesten physikalischen Theorien, nunmehr bei höchsten Kernladungszahlen überprüft.

Die Arbeiten zur Plasmaphysik zielen in eine andere Richtung. Hier lassen sich durch die Einstrahlung intensiver Ionenstrahlen in ein Gastarget, aufgrund der sehr effektiven Deposition von Energie, sehr dichte und heiße Plasmen erzeugen. Mit diesen Studien möchte man die Verhältnisse, wie sie in Sternen oder im Inneren großer Planeten vorkommen, genauer verstehen.

Die Forschungsgruppe der Biophysik beschäftigt sich mit dem Verhalten von Zellen unter Beschuss von Ionen. Mit der bei der GSI entwickelten Tumorthherapie ist gezeigt worden, wie aus erkenntnisorientierter Grundlagenforschung eine Anwendung entstehen kann. So werden seit Ende 1997 Tumorpatienten an der GSI mit großem Erfolg behandelt. Hier werden Tumore im Kopfbereich mit beschleunigten Kohlenstoffatomen bestrahlt, die mit bisherigen Kenntnissen noch nicht therapiert werden konnten. Neu entwickelte technische und strahlenbiologische Methoden kommen in diesem Projekt zum Einsatz.

Eine andere Anwendung ist es die Eigenschaften eines Festkörpers durch den Beschuss von Ionenstrahlen zu verändern. So können innovative technologische Anwendungen im Werkstoffbereich, wie beispielsweise die Herstellung von Membranen und die Modifikation von Materialien, ermöglicht werden.

Es gibt trotz der enormen Fortschritte in der Physik noch viele ungelöste Fragen zum Aufbau der Materie und des Universums. Deshalb wird an der GSI eine neue Beschleunigeranlage, bestehend aus einem 1100 Meter umfassenden Beschleunigerring und einem komplexen System an Speicherringen, aufgebaut. An dieser Anlage sollen hochenergetische Ionen und Antiprotonen bester Strahlqualität für die Forschung bereit gestellt werden. Dieses Projekt wird in internationaler Zusammenarbeit realisiert und soll bis 2012 den Betrieb aufnehmen.

## **Projekte**

Das GSI Helmholtzzentrum bietet vielfältige Möglichkeiten zur Einstellung des Stroms, der Energie und der Ionen für die verschiedensten Projekte und Experimente. Dazu zählen unter anderem internationale und eigene Experimente und Projekte wie High Acceptance Di-Electron Spektrometer

(HADES), Fragment Separator (FRS), Large Area Neutron Detector (LAND), A Large Ion Collider Experiment (ALICE), Highly Charged Ions Trap (HITRAP). Im Folgenden wird etwas genauer auf Projekte wie die Krebstherapie und Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR), dem großem Zukunftsprojekt der GSI, eingegangen.

### Heidelberger Therapiebeschleuniger

Seit Mitte der 80er Jahre gab es in Heidelberg ein großes Interesse eine Tumorthherapie am Schwerionen-Synchrotron aufzubauen. In den Jahren 1993 bis 1997 wurde ein sogenanntes *Pilot-Projekt* zusammen mit dem Forschungszentrum Rossendorf / Dresden sowie der radiologischen Klinik und dem Deutschen Krebsforschungszentrum Heidelberg aufgebaut und an der GSI in Betrieb genommen. Über 400 Patienten sind bisher an der GSI behandelt worden. Die im Pilot-Projekt gewonnenen Erkenntnisse flossen in die Umsetzung des Heidelberger Ionenstrahl Therapiezentrums (HIT) ein [30].

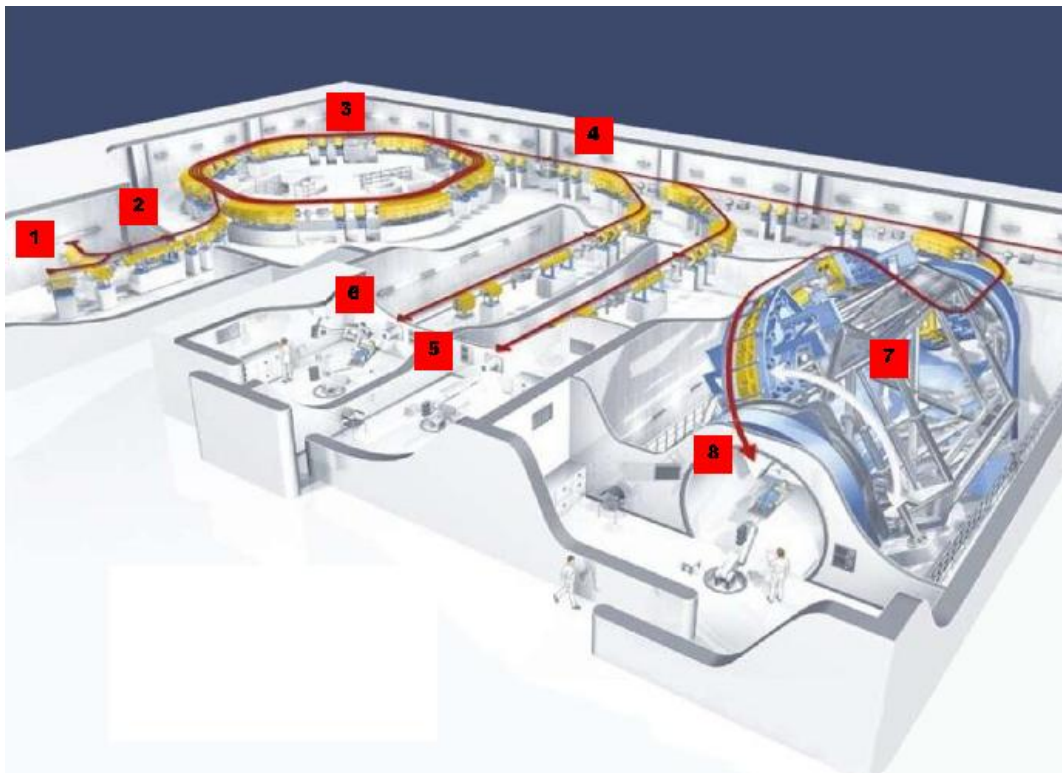


Abb. 2.3: Schematischer Aufbau des Heidelberger Therapiezentrums mit den einzelnen Abschnitten wie Ionenquellen (1), Linac (2), Synchrotron (3), HEBT (4), Horizontale Bestrahlungsplätze (5), Digitales Röntgen (6), Gantry (7) und Ionenstrahl (8).

Die Beschleunigeranlage für die Heidelberger Tumortherapie ist in einer Halle mit 60 mal 80 Meter großen Grundfläche untergebracht. Der Hauptteil der Anlage ist der Therapiebeschleuniger. Er besteht aus einem Linearbeschleunigerteil, einem RFQ und einer IH-Struktur, als Injektor und einem Synchrotron für die Beschleunigung auf die jeweils von Puls zu Puls einstellbare Endenergie. Nach der Beschleunigung auf die Injektionsenergie des Synchrotrons von 7 MeV pro Nukleon durchlaufen die Ionen eine Stripperfolie, in welcher die komplette Elektronenhülle abgestreift wird. Im Synchrotron, mit einer Länge von 65 Metern, erfolgt nun die Beschleunigung auf die gewünschte Therapieenergie zwischen 50 MeV und 430 MeV pro Nukleon. Damit wird die Eindringtiefe der Teilchenstrahlen zwischen 2 cm und 30 cm bestimmt. Nach dem Synchrotron schließt sich ein Strahlführungssystem an, welches den Ionenstrahl in drei verschiedene Behandlungsräume lenkt [37]. Das Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum wurde im November 2009 eröffnet, und die ersten Bestrahlungen wurden erfolgreich abgeschlossen. In Zukunft sollen jährlich ca. 1200 Patienten am HIT behandelt werden. Im Sommer 2008 wurde ein zweiter RFQ für das Heidelberger Therapiezentrum an der Universität Frankfurt fertig gestellt, dessen Aufbau (Justierung und HF-Tuning) im Rahmen dieser Arbeit in Frankfurt abgeschlossen wurde. Im Rahmen des Lizenzvertrages des GSI Helmholtzzentrums mit der Siemens AG sind weitere Anlagen nach dem Vorbild von HIT in Marburg und Kiel bereits in Bau.

## **2.1. Das FAIR-Projekt**

Durch die technologischen Entwicklungen und Erfahrungen an der bestehenden GSI-Anlage und unter Einbeziehung neuer technologischer Konzepte soll mit dem FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) eine Beschleunigeranlage der nächsten Generation entstehen. Ein Doppelringbeschleuniger mit einem Umfang von 1100 Metern ist das Herzstück der Anlage. Daran schließen sich ein komplexes System an Speicherringen und verschiedene Experimentierstationen an. Als Injektor für diese Anlage dienen der vorhandene GSI-Beschleuniger zusammen mit dem geplanten Protonen-Linac, der dazu ausgelegt ist Antiprotonen zu erzeugen. Der Doppelring soll Ionenstrahlen mit bisher unerreichter Intensität und höheren Energien liefern. Dies ermöglicht das Bereitstellen intensiver Sekundärstrahlen, wie beispielsweise in Kernreaktionen erzeugte exotische Atomkerne oder Antiprotonen. Durch die Speicherringe soll die Qualität der

Strahlen d.h. ihre Energieschärfe und Bündelung noch weiter verbessert werden, damit sie für Hochpräzisionsexperimente genutzt werden kann. Außerdem soll mit Verbindung des Doppelrings ein effizienter Parallelbetrieb von bis zu vier verschiedenen Forschungsprogrammen ermöglicht werden. Insbesondere sind hierbei fünf Strahleigenschaften von Interesse.

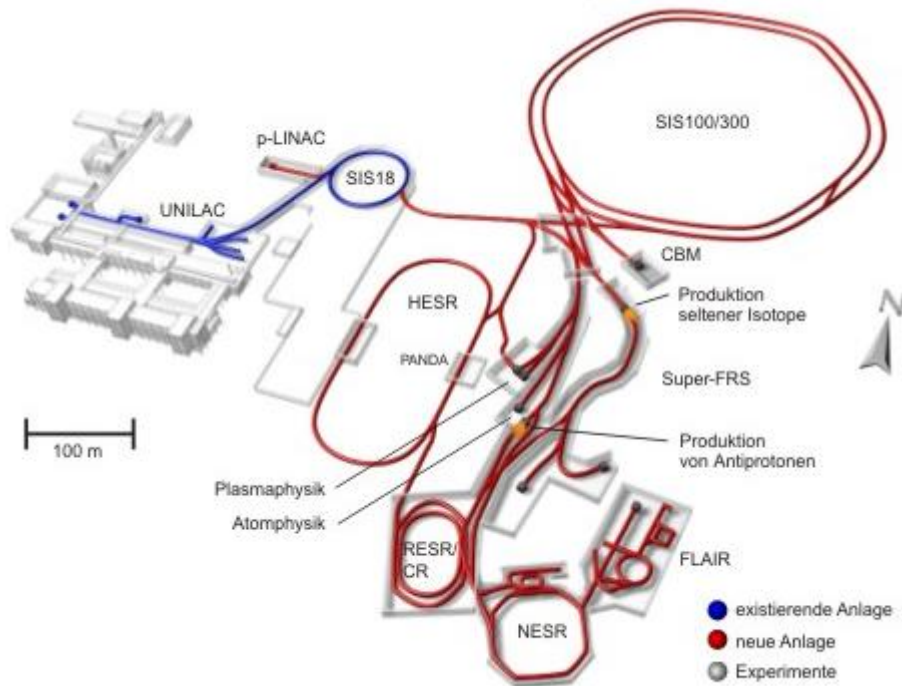


Abb. 2.4: Schematischer Aufbau der geplanten Beschleunigeranlage. Die neu geplante Anlage ist in rot dargestellt.

### Strahlintensität

Je höher die Intensität der Ionenstrahlen ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, dass es auch zu seltenen Reaktionen bzw. Reaktionsprodukten kommt. Durch höchste Strahlintensitäten soll FAIR für die Forschung mit Sekundärstrahlen instabiler Kerne völlig neue Perspektiven eröffnen. So kann für die Wissenschaftler eine Vielzahl neuer Kerne, die vorher noch nicht im Laborsystem erzeugt werden konnten, zugänglich werden. Insbesondere handelt es sich um Kerne, welche bei der Synthese der schweren Elemente in Supervovaexplosionen eine zentrale Rolle spielen.

### Strahlqualität

Damit Präzisionsexperimente zur Bestimmung der Massen kurzlebiger und instabiler Kern durchgeführt werden können, benötigt man Ionen- und Antiprotonenstrahlung mit höchster Energieschärfe. Deshalb kommt den bereits an der Anlage etablierten Kühlungstechniken (Elektronenkühlung und stochastische Kühlung) am neuen Beschleunigerzentrum eine wichtige Rolle zu. Die Implementierung der Strahlkühlungstechnik stellt also wegen der höheren Strahlenergie eine technologische Herausforderung an der neuen Anlage dar.

### **Strahlenergie**

Zusätzlich liefert die neue Beschleunigeranlage deutlich höhere Strahlenergien. In den hochenergetischen Kern-Kern Kollisionen lassen sich sehr starke Verdichtungen der Kernenergie erreichen. Die extremen Zustände der Kernmaterie, die am Anfang des Universums herrschten und auch heute noch in Neutronensternen vorliegen, sollen von Wissenschaftlern untersucht werden. In diesem Energiebereich erwartet man außerdem eine maximale Produktion von Quarks und Hadronen. Ebenso wird die Energieschwelle die für die Herstellung von Hadronen mit Charm Quarks und von Antiprotonen überschritten. Dies erlaubt die Produktion intensiver Antiprotonenstrahlung.

### **Strahlleistung**

Möchte man Materie durch Ionenbestrahlung in ein Plasma verwandeln und dessen Eigenschaften untersuchen, so werden kurze, hochintensive Ionenpulse benötigt. Dazu ist es notwendig mit der neuen Anlage Ionenpulse mit einer sehr hohen Leistung von mehreren Giga Watt zu erzeugen.

### **Parallelbetrieb**

Ein wichtiger Punkt von FAIR ist die Möglichkeit bis zu vier verschiedene Forschungsprogramme gleichzeitig mit unterschiedlichen Ionensorten und Energien zu betreiben. Diese Möglichkeit ist durch eine aufeinander abgestimmte Nutzung der verschiedenen Beschleuniger- und Speicherringe gegeben. Dies ermöglicht eine besonders große Zahl von Nutzern der Gesamtanlage und gleichzeitig den Parallelbetrieb verschiedener Experimente.



## 3. Radiofrequenzquadrupol

### 3.1. Linearbeschleuniger

Die Entwicklung der Linearbeschleuniger lässt sich in zwei Gebiete einteilen, den statischen und den dynamischen Beschleuniger. Zu den statischen Beschleunigern zählt beispielsweise der Van de Graaff-Beschleuniger. In diesem werden in einem rotierenden, nicht leitenden Band mittels einer stark positiv geladenen Elektrodenspitze Elektronen abgesaugt. Die positive Ladung wird durch einen Abgriff auf eine leitende Hohlkugel übertragen, die vom restlichen Aufbau isoliert ist. Die Hohlkugel liefert nach größt möglicher Aufladung die Beschleunigungsspannung an die Elektroden. Damit dass Beschleunigungspotential mehrfach genutzt werden kann, wird der negativ geladene Ionenstrahl im Tandem Van de Graaff-Beschleuniger nach dem ersten Durchlaufen des Potentials mit Hilfe einer Stripper-Folie positiv umgeladen. Somit kann die erzeugte Ladung doppelt benutzt werden.

Zu den dynamischen Beschleunigern zählen z.B. die Alvarez und Wideröe-Strukturen. In den Alvarez Strukturen werden Driftröhren mit einem Abstand von  $\beta\lambda$  zwischen zwei Spaltmitten benutzt, um das abbremsende Potential abzuschirmen. Auf die Driftröhren wird ein beschleunigendes Feld induziert, so dass immer ein negativ geladenes Ende einem positiv geladenem Ende gegenüber steht. Bei der Wideröe-Struktur liegen die Driftröhren auf einem abwechselnden Potential, deren Abstand von Mitte zu Mitte  $\beta\lambda/2$  beträgt. Da das Feld um  $180^\circ$  umgepolt wird, während ein Teilchenpaket eine Driftröhre durchläuft, werden die Teilchen in jedem Spalt beschleunigt [1]. Anders als beim Alvarez-Beschleuniger enthält nur jede zweite Zelle in der Wideröe-Struktur einen Teilchenbunch, damit beträgt der Abstand zwischen den beiden Bunchen wiederum  $\beta\lambda/2$ . Ein Beispiel für eine solche Struktur ist der IH-Linac.

Damit Ionen beschleunigt werden können wird eine beschleunigende, aber auch eine fokussierende, Kraft gebraucht. Durch eine anliegende Potentialdifferenz wird ein elektrisches Feld erzeugt, in dem die einzelnen Teilchen beschleunigt werden können. Jedoch würde der Strahl aufgrund von Raumladungseffekten und während der Beschleunigung auftretenden Randfeldeffekten divergieren, falls ausschließlich ein beschleunigendes Feld angelegt wäre. Die gegenseitige Abstoßung der Teilchen ist vor allem im Niederenergiebereich relevant. Es werden Fokussierelemente eingesetzt um das Divergieren der Teilchen zu verhindern [40].

Eine weitere Art des Linearbeschleunigers ist der Radiofrequenzquadrupol (RFQ). Dieser wurde 1969 von den Russen Kapchinski und Tepliakov vorgeschlagen [2]. Diese Art der RFQ-Struktur wird im Niederenergiebereich von Beschleunigeranlagen eingesetzt, da die gleichzeitige fokussierende und beschleunigende Wirkung und die elektrische Fokussierung bei niedrigen Energien besonders effizient sind, und deshalb relativ hohe Ströme beschleunigt werden können. Normalerweise folgt in einen solchen Aufbau der RFQ einer Ionenquelle, die einen Gleichstromstrahl bereitstellt. Der Ionenstrahl wird in einem RFQ gebuncht, das bedeutet er wird in einzelne Teilchenpakete aufgeteilt, die auf 0,3 bis 5 MeV pro Nukleon beschleunigt werden und, ohne die Verwendung zusätzlicher Fokussierelemente, über die gesamte Länge gleichmäßig fokussiert werden. Der Vorteil einen solchen RFQs gegenüber anderen Vorbeschleunigern, wie z.B. einer Cockcroft-Walton-Beschleunigeranlage, ist die kompakte Bauweise, die große Kaskadenschaltungen ersetzen kann, und seine gleichzeitige fokussierende und beschleunigende Wirkung bei relativ geringen Teilchengeschwindigkeiten. RFQs kommen heute in diversen Forschungseinrichtungen zum Einsatz und sind wesentlicher Bestandteil vieler aktueller Projekte [3] [36].

### **3.2. Funktionsweise des RFQ-Beschleunigers**

Der RFQs ist eine mit Hochfrequenz betriebene Quadrupolstruktur. Die Quadrupol Elektroden sorgen durch transversale Felder für die radiale Fokussierung. Da die normalen glatten Elektroden eines Quadrupols nur transversale Felder besitzen wird auf ihren Querschnitt eine so genannte Modulation, ein sinusförmiges Profil, aufgebracht, welches für die Beschleunigung notwendigen longitudinalen Felder sorgt. Die minimale Entfernung zur Strahlachse wird Apertur ( $a$ ) bezeichnet, während sich die maximale Entfernung aus dem Produkt von der Apertur und der Modulation ( $m$ ) zusammensetzt [19].

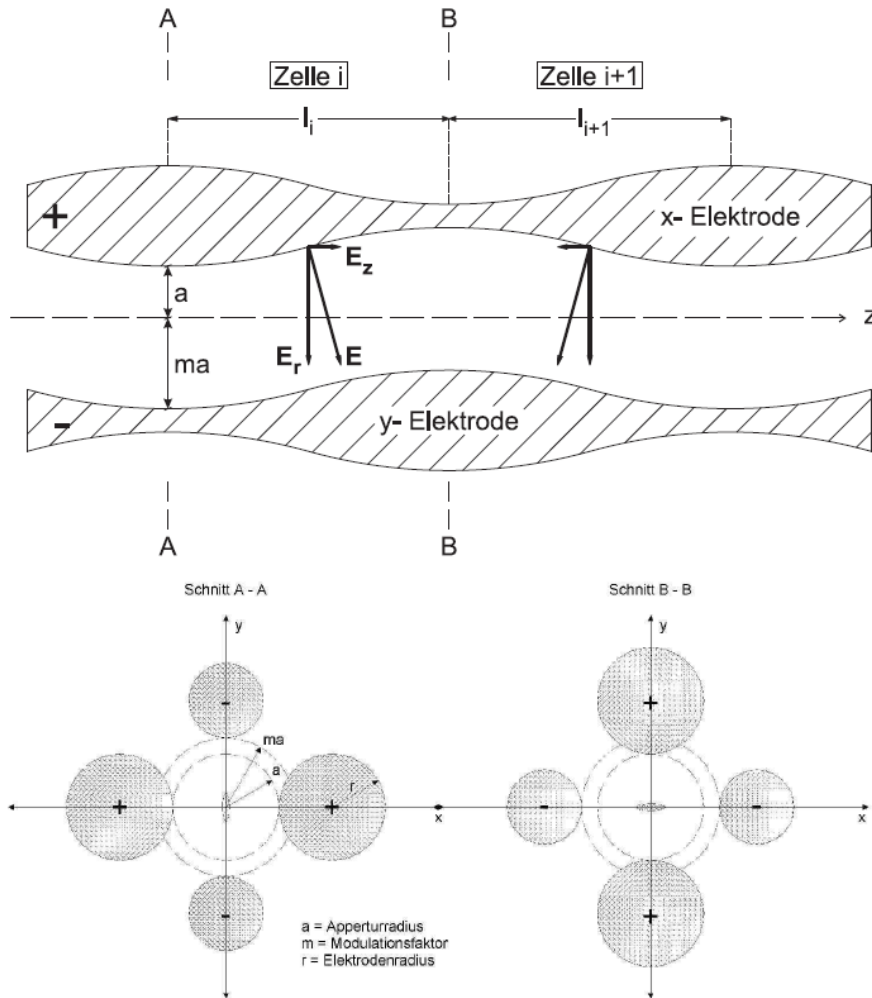


Abb. 3.1: Prinzip des RFQ.

Das Profil der gegenüberliegenden x- und y-Elektroden ist so angebracht, dass einer maximalen Entfernung der x-Elektrode ( $ma$ ) immer eine minimale Entfernung der y-Elektrode ( $a$ ) gegenübersteht und umgekehrt. Eine Beschleunigungszelle besteht immer aus zwei benachbarten Maxima und Minima des Profils. Hierbei entspricht der Abstand von A nach B (Halbzelle) in Abb. 3.1 einer Wideröe-Struktur. Entlang der Strahlachse haben die Modulation und die Apertur je nach Position unterschiedliche Werte, da eine starke Modulation zu schwächerer Fokussierung führt [31]. Dieser Tatsache wird im Entwurf der Elektrodengeometrie in Form von unterschiedlichen Abschnitten innerhalb des RFQs Rechnung getragen. Im Normalfall variieren die Werte entlang der Struktur zwischen 1 (keine Modulation) und 2 bis 2,5 [39].

### Phasenraumdarstellung von Teilchenstrahlen im RFQ

Durch die elektrische Feldkomponente  $E_z$  der synchron in Richtung des Ionenstrahl laufenden Partialwelle entsteht die Beschleunigung der Ionen im RFQ. Synchron laufende Ionen befinden sich in der Phasenlage  $\varphi_s$ , der Sollphase. Es gibt ebenso Ionen die in voreilender und nacheilender Phasenlage mit laufen. Nacheilende Ionen (Phasenlage bis  $-\varphi_s$ ) erfahren eine stärkere Beschleunigungskraft als die Ionen in der Sollphase  $\varphi_s$  und holen deshalb auf. Bis sie die Sollphase erreicht haben werden sie stärker beschleunigt. Nun sind sie in der Phasenlage  $\varphi_s$  energiereicher und gelangen in den Bereich schwächerer Feldstärken  $E_z$ , die Beschleunigung ist nun geringer als die der Ionen in Sollphase.

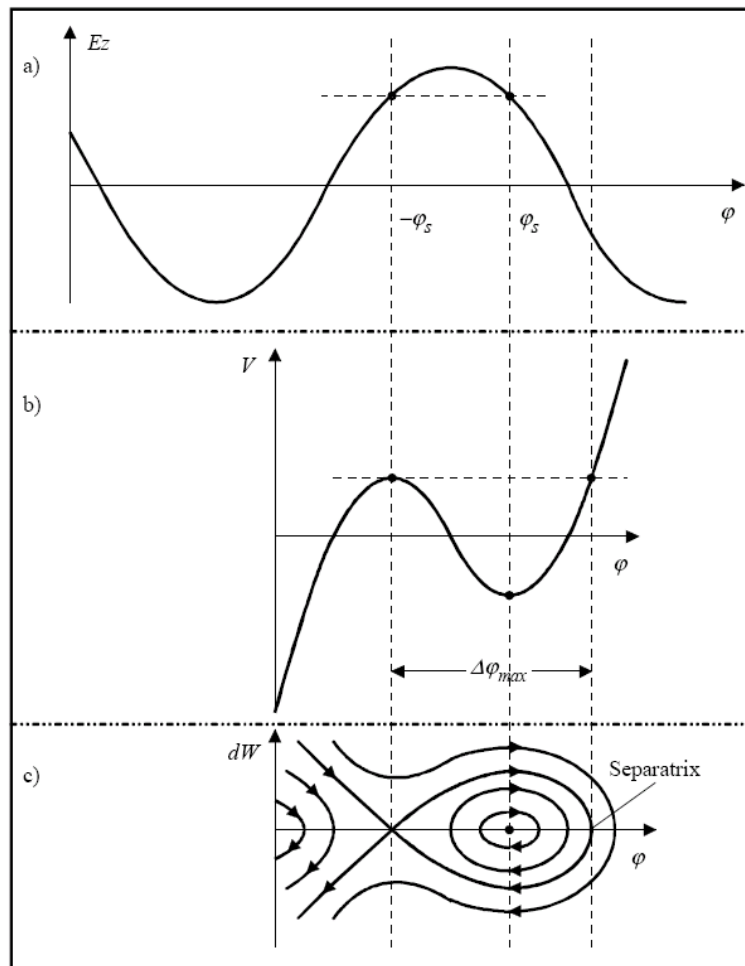


Abb. 3.2: Teilchenbahnen und Phasendiagramme im RFQ-Beschleuniger.

Schließlich gelangen sie wieder in die ursprüngliche Phasenlage. In der Sollphase ist die Bewegung innerhalb des in Bild 3.2 dargestellten Bereiches stabil. Ionen, deren Phasen- und Energieabweichungen in diesen Bereich

fallen, bewegen sich auf stabilen Bahnen longitudinaler Richtung, die Schwingungen um das Zentrum werden als Synchrotronschwingungen bezeichnet. Durch den mit *Separatrix* bezeichneten Rand wird der stabile Bereich abgetrennt und als Bucket bezeichnet. Innerhalb eines solchen Buckets laufen Ionen auf stabilen Bahnen, sie werden vom Beschleuniger akzeptiert und beschleunigt, und von den Ionen in instabiler Lage separiert.

Der Phasenbereich  $\Delta\varphi_{\max}$  kann als Potentialtopf betrachtet werden. Für eine Sollphase von  $\varphi_s = 0^\circ$  wird die Beschleunigung maximal, aber die Separatrix minimal. Bei der Sollphase  $\varphi_s = 90^\circ$  hingegen beträgt  $\Delta\varphi_{\max} = 360^\circ$ , es werden alle Ionen akzeptiert und zu Teilchenpaketen (Bunch) zusammengezogen. Die Sollphase beträgt bei RFQs in der Praxis am Niederenergieende etwa  $\varphi_s = 90^\circ$ , während sie am Hochenergieende Werte im Bereich von  $\varphi_s = 20^\circ$  bis  $40^\circ$  annimmt. Die adiabatische Variation der Phase  $\varphi$  ermöglicht es einen Gleichstromstrahl fast verlustfrei aus einer Ionenquelle zu bunched und zu beschleunigen. Man bezeichnet dies auch als adiabatisches Bunchen.

### **Strahlfokussierung**

Zur Fokussierung werden in hochenergetischen Beschleunigern meist so genannte Strahlführungsmagnete eingesetzt. Die fokussierende Kraft der magnetischen Felder ist von der Teilchengeschwindigkeit und der Länge der Driftröhren abhängig und daher im Niederenergiebereich zu gering. Deshalb werden im RFQ, genau wie zur Beschleunigung der Teilchen, elektrische Felder genutzt. Diese kann man durch die Quadrupolanordnung der Elektroden erzeugen. Die Potentiale jeweils zweier benachbarter Elektroden sind betragsmäßig gleich, jedoch entgegen gerichtet. Aus diesem Grund wirken entlang der Strahlachse an einer Position auf ein Teilchen in einer Ebene (x) fokussierende und in der entgegen gesetzten Ebene (y) defokussierende Kräfte. Der HF-Betrieb sorgt für eine ständige Umpolung der Elektroden. Diese Situation entspricht einer Kette von alternierend gerichteten Quadrupolen. Wenn man nun eine Ebene senkrecht zur Strahlachse betrachtet, so folgt auf eine Fokussierung immer eine Defokussierung und umgekehrt [32]. Die fokussierende Kraft entlang der Strahlachse ist proportional zu  $r$ . Dieses Verfahren nennt man Alternierende-Gradienten-Fokussierung (AG-Fokussierung).

### **AG-Fokussierung**

Damit die Teilchen innerhalb des Beschleunigers gehalten werden und um eine ausreichende Teilchendichte zu gewährleisten, wird eine radiale Fokussierung benötigt. Hierzu müssen die durch das Hochfrequenzfeld hervorgerufenen Defokussierungskräfte und die vom Teilchenstrahl selbst erzeugten

Raumladungskräfte kompensiert werden. Dazu werden elektrische bzw. magnetische Einzellinsen oder elektrische bzw. magnetische Quadrupole verwendet. Die Wirkung eines Quadrupols ist in einer Richtung immer fokussierend, während sie in die andere defokussierend wirkt. Werden nun mehrere Quadrupole entgegen gesetzter Wirkung hintereinander geschaltet, so erhält man eine Nettofunktion, da die Fokussierkraft proportional zum Achsenabstand der Teilchen ansteigt und dadurch auf eine Defokussierung immer eine stärkere Fokussierung folgt. So können auch intensive Ionenstrahlen mit hohen Raumladungskräften stabil geführt werden. Speziell für langsame Ionen liegt ein weiterer Vorteil in der Verwendung von elektrischen Feldern zur Fokussierung. Im Gegensatz zur magnetischen Fokussierung treten keine Geschwindigkeitsabhängigen Kräfte auf. In Abbildung 3.3 sieht man die Strahlformung in der  $x$ - und  $y$ -Ebene durch einen Quadrupolkanal mit alternierenden Gradienten. Beim HF-Beschleuniger mit Driftröhren, werden die zur Fokussierung notwendigen Elemente meistens innerhalb der Driftröhren untergebracht.

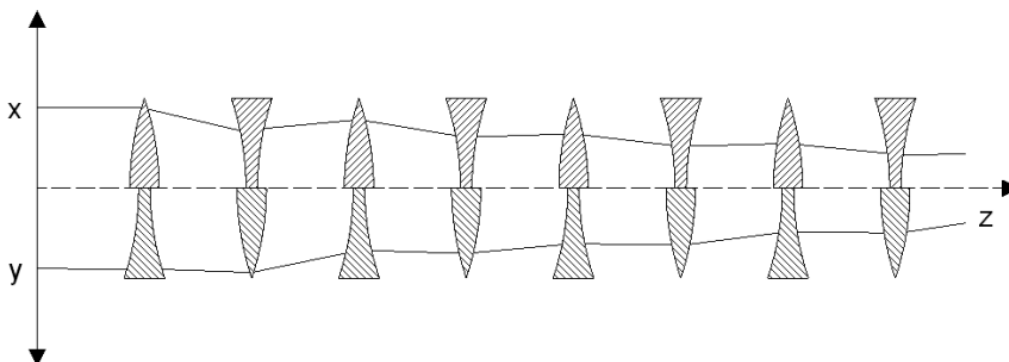


Abb. 3.3: Strahlformung durch AG-Fokussierung in der  $x$ - und  $y$ -Ebene.

Wegen der Baugröße der Quadrupole und die notwendigen Abstände und Randeffekte ist die minimale Zellenlänge begrenzt. Beim RFQ-Beschleuniger, der auf dem Prinzip der „räumlichen uniformen starken Fokussierung“ basiert, werden mit Hilfe eines Quadrupolelektrodensatzes sowohl die Felder zur Beschleunigung als auch die Felder zur Fokussierung erzeugt. Der zur starken Fokussierung notwendige Gradientenwechsel der Quadrupole wird nicht durch eine alternierende Anordnung von statischen Quadrupolen, sondern wird durch Umpolung der durchgehenden Quadrupolelektroden mit Hochfrequenz erzeugt. Somit können auch sehr kurze Zellenlängen verwirklicht werden.



Die Wahl der HF-Phasenlage  $\varphi$  eines Teilchens ist für die Teilchendynamik ebenso entscheidend. Diese bezeichnet die HF-Phase eines Teilchens zu dem Zeitpunkt, in dem es sich in der Mitte einer RFQ-Zelle befindet. Ein Teilchen mit der Phasenlänge  $\varphi = 0^\circ$  erfährt die größte Beschleunigung, da zum Zeitpunkt des Passierens der Zellenmitte die maximale Spannung anliegt. Gleichzeitig wird jedoch die zulässige Phasenbreite  $\Delta\varphi_{\max}$ , in der der Strahl stabil beschleunigt wird, verschwindend klein. Bei der Sollphase von  $90^\circ$  dagegen beträgt  $\Delta\varphi_{\max} = 360^\circ$ . Hier wird der gesamte Strahl longitudinal akzeptiert und zu Bunchen zusammengezogen. In der Praxis erweist es sich beim RFQ-Beschleuniger meist vorteilhaft, wenn die Sollphase von  $\varphi = 90^\circ$  am Niederenergieende und  $\varphi = 20^\circ \dots 40^\circ$  am Hochenergieende ist. Hierdurch wird es mit einem RFQ-Beschleuniger möglich, einen aus einer Ionenquelle extrahierten Gleichstromstrahl fast verlustfrei zu bunched und anschließend zu beschleunigen [33] [34].

### Resonator - Strukturen

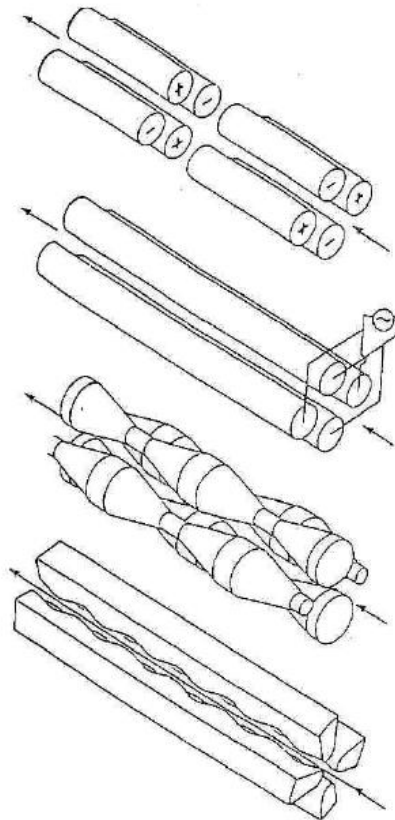
Das Umpolen der Zellen wird in einem RFQ mit einer HF-Wechselspannung zwischen den Elektroden erreicht. Der Quadrupol wird von vier stabförmigen Elektroden gebildet, in dessen Zentrum der Strahl geführt wird. Die jeweils gegenüberliegenden Elektroden sind auf dem gleichen Potential, während das Potential der benachbarten Elektroden betragsmäßig gleich, jedoch entgegengesetzt ist.

Es gibt verschiedene Ansätze in Form von resonanter Struktur für die Technische Umsetzung der Umpolung der Elektroden. Hierbei unterscheidet man unterschiedliche Kriterien. Der erste Schritt ist eine vorgegebene Frequenz zu erreichen. Die Frequenz einer Resonatorstruktur wird durch ihre Induktivität sowie der Kapazität bestimmt. Die Resonanzfrequenz  $\omega$  eines Schwingkreises aus der Kapazität C und der Induktivität L lässt sich mit

$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  berechnen. Die Kapazität im RFQ wird im Wesentlichen durch die

Elektroden vorgegeben. Deshalb ist beim Entwurf der Struktur die Geometrie des Stromweges, der effektiven Induktivität, entscheidend. An den im Betrieb anfallenden HF-Verlusten kann man die Struktur bewerten. Es werden hier drei verschiedenen Strukturen näher betrachtet, der IH-RFQ, der 4-Vane-RFQ und der 4-Rod-  $\lambda/2$  -RFQ.





Magnetische Quadrupole  
J. Blewett, PR 88 (1952) 1197  
Elektrische Quadrupole  
L. Teng, RSI 25 (1954) 264

HF-Quadrupol  
W. Paul et. Al., Z. Physik 140  
(1955)

RFQ  
I. Kapchinski, V. Teplyakov  
Prib. Tekh. Eksp. 4 (1979) 17

RFQ mit Vane-Elektroden  
(aktuelle Bauweise)

Abb. 3.5: Entwicklung der Rod-Geometrie

**4-Vane RFQ:** Die 4-Vane Resonatorstruktur, welche in der  $H_{210}$ -Mode betrieben wird, ist weit verbreitet. Sie wurde 1970 von Kapchinskij [6] vorgeschlagen und wurde hauptsächlich am Los Alamos Laboratory weiterentwickelt [7]. Nahezu das ganze Volumen der Kavität ist in Hohlraumresonatoren mit elektrischem und magnetischem Feld gefüllt. Über die Wände des Resonators fließen die Ströme. Bei dieser Struktur wird der zylindrische Hohlraum durch vier Metallplatten in gleiche Kammern unterteilt. Die Metallplatten tragen die Modulation. Der induktive Teil der Struktur wird durch die Resonatorwände und die Metallplattengegeben, der kapazitive durch die Elektroden. Die Struktur wird in der  $H_{210}$ -Mode betrieben, bei der benachbarte Kammern ein entgegen gesetztes Magnetfeld haben und die longitudinale Feldverteilung im Idealfall konstant ist. Der Vorteil der 4-Vane-Struktur ist, dass sie eine hohe Effektivität aufweist, leider ist sie sehr empfindlich gegenüber minimalen geometrischen Abweichungen beziehungsweise Unsymmetrien der einzelnen Kammern. 4-Vane-Strukturen sind besonders gut für den Betrieb mit hohen Frequenzen (über 100 MHz) und damit für leichte Ionen geeignet. Aufgrund der großen Abmessungen wird die Nutzung einer 4-Vane-Struktur für niedrige Frequenzen, kleiner 100 MHz,

ungünstig (Bei einer 200 MHz Struktur beträgt der äußere Durchmesser etwa 50 cm).

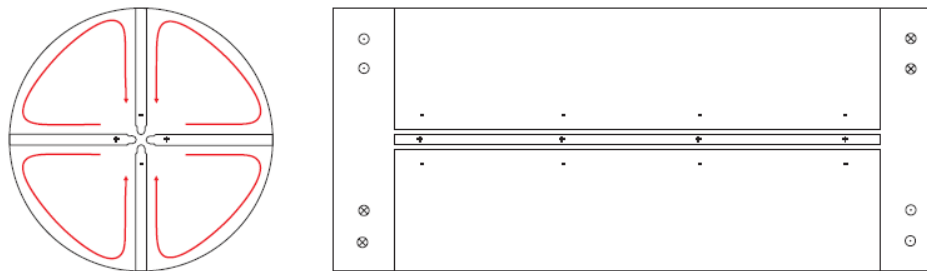


Abb. 3.6: Schematische Darstellung einer 4-Vane-Struktur. Die Stromwege sind durch Pfeile gekennzeichnet, die Vektorsymbole zeigen die Orientierung des magnetischen Feldes.

**IH-RFQ:** Der IH-RFQ ist ein Hohlraumresonator, der in der interdigitalen  $H_{110}$ -Mode betrieben. An zwei gegenüberliegenden Stützenreihen werden die Elektroden des RFQ so angebracht, dass zwei die zwei Elektroden gleicher Polarität an einer Stützenreihe befestigt sind. Der Stromfluß läuft von einer Stütze über die Außenwand des Resonators zur gegenüberliegenden Stütze. Die Resonanzfrequenz der  $H_{110}$ -Mode wird über die Induktivität des der Struktur, und somit über den Radius des Hohlraumes bestimmt. Bei der Fertigung und dem Aufbau der Struktur ist auch hier eine hohe Genauigkeit Voraussetzung, somit ist für die Entwicklung die Simulation ein wesentlicher Bestandteil [4][5].

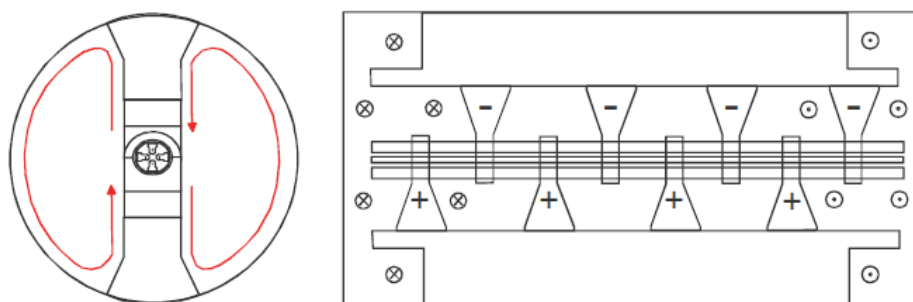
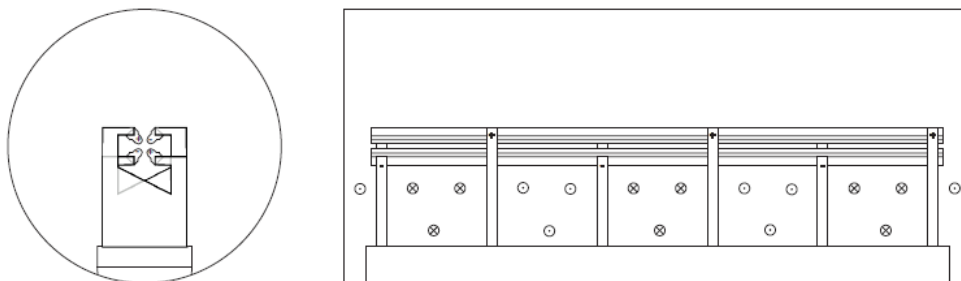


Abb. 3.7: Schematische Darstellung einer IH-Struktur. Die Stromwege sind durch Pfeile gekennzeichnet, die Vektorsymbole zeigen die Orientierung des magnetischen Feldes.

**4-Rod- $\lambda/2$ -RFQ:** Diese Struktur ist ein Leistungsresonator [8]. Über die Innenwände des RFQ fließt nur wenig Strom, deshalb hat die Geometrie des

Hohlraumresonators nur geringe Auswirkungen auf die Resonanzfrequenz des RFQ. Auf einer Bodenplatte sind alle Stützen äquidistant angebracht. Die Stützen sind abwechselnd mit zwei gleichpoligen Elektroden verbunden. Von einer Stütze fließt der Strom über die Bodenplatte in die benachbarten Stützen. Die Stützen sind mit kreisförmigen Magnetfeldern umgeben. Eine einzelne Resonatorzelle, bestehend aus zwei Stützen, Bodenplatte und Elektroden, wird als mechanische Grundzelle oder HF-Zelle bezeichnet. Durch das Aneinanderreihen dieser Grundzellen entstehen längere Resonatoren. Die Zellen schwingen gleichphasig (in 0-Mode) und erzeugen das Quadrupolfeld. Durch das magnetische Feld und der gemeinsamen Kapazität des Quadrupols sind die einzelnen Zellen des RFQ stark gekoppelt, dieses gibt der Grundmode eine hohe Stabilität.



*Abb. 3.8: Schematische Darstellung einer 4-Rod-Struktur. Das magnetische Feld ist hauptsächlich in den Zellvolumen, dem Raum zwischen den Stützen, konzentriert. Die Geometrie des Tanks ist im Gegensatz zum Hohlraumresonator wenig entscheidend.*

Neben der Kapazität der Elektroden ist auch die Abmessung grundlegend für die Frequenz des RFQ. Die Induktivität wird durch die Länge und Form der Stützen sowie deren Abstand bestimmt. Durch die Elektrodenlänge ist die Zahl der Stützen in gewissen Grenzen festgelegt, die Frequenz wird im Wesentlichen durch eine definierte Stützenlänge festgelegt. Die 4-Rod- $\lambda/2$ -RFQs werden für einen Frequenzbereich von etwa 20 bis 200 MHz gebaut. Der Durchmesser beträgt hier nur etwa 25% bis 50 % der 4-Vane Struktur. Möchte man Strukturen mit deutlich höherer Frequenz konstruieren, so ist die Stützenlänge eine einschränkende Größe, außerdem wird die Fabrikation gleichen Potentials auf den gleichpoligen Elektroden erschwert.

Durch Tauchkolben kann man die Frequenz in der 4-Rod- $\lambda/2$ -RFQ Struktur nachregeln. Die Tauchkolben werden in den Bereich zwischen zwei Stützen gefahren, dort nehmen sie ein Volumen ein und verdrängen das magnetische Feld. Durch das einsetzen von Kurzschlussplatten (Tuningplatten) kann man die Frequenz einzelner Zellen im RFQ verändern. Je nach Position wird der

Stromweg verkürzt und damit die Induktivität des magnetischen Feldes verkleinert [29].

### Das RFQ Potential

In diesem Kapitel soll das elektro-magnetische Feldpotential im RFQ unter Ausnutzung der Symmetrien aus einem allgemeinen Potentialansatz hergeleitet werden. Außerdem sollen die Feldkomponenten in Zylinder- und kartesischen Koordinaten gewonnen werden.

Jedes physikalische Potential lässt sich als Funktion der Orte und der Zeit darstellen. Ist die zeitliche Abhängigkeit der Funktion bekannt, so lässt sie sich separieren:

$$\Phi(r, \psi, z, t) = \Phi(r, \psi, z) \cdot \cos(\omega t - \varphi). \quad (3.1)$$

Aus der Poissongleichung  $\Delta\Phi = -4\pi\rho$  für den Fall des ladungsfreien Raumes ( $\rho = 0$ ) folgt die Laplacegleichung  $\Delta\Phi = 0$ . In zylindrischen Koordinaten lautet die Laplacegleichung dann:

$$\Delta\Phi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial\Phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial\psi^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3.2)$$

Durch Trennung der Variablen kann eine Lösung gefunden werden. Es wird davon ausgegangen, dass sich die Lösung als Produkt von Funktionen darstellen lässt, von denen jede nur von einer einzelnen Variablen abhängig ist:

$$\Phi(r, \psi, z) = R(r) \cdot \Psi(\psi) \cdot Z(z). \quad (3.3)$$

Durch Einsetzen von (3.3) in (3.2) erhält man:

$$\frac{1}{r} \left( \left( \frac{\partial R}{\partial r} \Psi Z \right) + \left( r \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} \Psi Z \right) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \psi^2} R Z + \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} R \Psi = 0 \quad (3.4)$$

oder:

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} \Psi Z + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} \Psi Z + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \psi^2} R Z + \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} R \Psi = 0 \quad (3.5)$$

multipliziert man mit  $\frac{1}{R\Psi Z}$  so ergibt sich:

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} \frac{1}{R} + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} \frac{1}{R} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \psi^2} \frac{1}{\Psi} + \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} \frac{1}{Z} = 0 \quad (3.6)$$

oder:

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} \frac{1}{R} + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} \frac{1}{R} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \psi^2} \frac{1}{\Psi} = - \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} \frac{1}{Z} \quad (3.7)$$

Auf der linken Seite der Gleichung (3.7) befinden sich die von  $r$  und  $\psi$  abhängigen, auf der rechten Seite die von  $z$  abhängigen Größen. Eine Gleichheit der beiden Seiten kann aber nur dann bestehen, wenn beide Seiten denselben konstanten Wert  $k_0$  besitzen:

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} \frac{1}{Z} = -k_0^2 \quad (3.8)$$

oder:

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + k_0^2 Z = 0 \quad (3.9)$$

Setzt man (3.8) in (3.7) ein und multipliziert anschließend mit  $r^2$ , so erhält man:

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} \frac{r^2}{R} + \frac{\partial R}{\partial r} \frac{r}{R} - r^2 k_0^2 = - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \psi^2} \frac{1}{\Psi} \quad (3.10)$$

Nun sind auf der linken Seite der Gleichung (3.10) nur noch die von  $r$  und auf der rechten Seite die von  $\psi$  abhängigen Größen vorhanden. Hier wird nun die Konstante  $s_0$  eingeführt. Man erhält:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \psi^2} \frac{1}{\Psi} = -s_0^2 \quad (3.11)$$

oder:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \psi^2} + s_0^2 \Psi = 0. \quad (3.12)$$

Das Einsetzen von (3.11) in (3.10) führt zu einer nur noch von  $r$  abhängigen Gleichung:

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} \frac{r^2}{R^2} + \frac{\partial R}{\partial r} \frac{r}{R} - r^2 k_0^2 = s_0^2. \quad (3.13)$$

Bei den Gleichungen (3.11) und (3.8) handelt es sich um Differentialgleichungen 2. Ordnung. Unter der Voraussetzung einer periodischen Funktion  $Z(z)$  ergibt sich die Lösung  $G \cos(nkz)$ , mit  $n = 1, 2, 3, \dots$  und den Eigenwert  $nk = k_0$ . Die allgemeine Lösung von (3.8) kann durch die Summe aller einzelnen Lösungen beschrieben werden:

$$Z(z) = \sum_{n=0}^{\infty} G_n \cos(nkz). \quad (3.14)$$

Aus der Quadrupolsymmetrie folgt die Randbedingung, dass die Winkelabhängigkeit  $\Psi(\psi)$  mit der Periode  $\pi/2$  Null werden muss. So folgt die allgemeine Lösung von (3.11) zu:

$$\Psi(\psi) = \sum_{s=0}^{\infty} G_s \cos(2s\psi). \quad (3.15)$$

Die Gleichung (3.13) lässt sich mit der Substitution:  $x = k_0 r$ ,  $dx = k_0 dr$  und  $dx^2 = k_0^2 dr^2$  umformen in:

$$k_0^2 \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} + \frac{k_0^2}{x} \frac{\partial R}{\partial x} - \left( k_0^2 + \frac{\psi^2 k_0^2}{x^2} \right) R = 0 \quad (3.16)$$

multipliziert mit  $\frac{x^2}{k_0^2}$  ergibt sich:

$$x^2 \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} + x \frac{\partial R}{\partial x} - (x^2 + \psi^2) R = 0 \quad (3.17)$$

Dies ist die Besselsche Differentialgleichung. Für  $n = 0$  und folglich auch  $x = k_0 r = nkr = 0$  löst ein Potenzreihenansatz mit der Konstanten  $A_{n,s}$  die Differentialgleichung:

$$R_{n=0} = \sum_{s=0}^{\infty} A_{0,s} r^s . \quad (3.18)$$

Wird  $r$  auf den maximalen Aperturradius  $ma$  normiert und berücksichtigt man, dass aufgrund der Symmetriebedingung  $\Psi(r) = \Psi(-r)$  nur gradzahlige Exponenten in Frage kommen, so erhält man daraus:

$$R_{n=0} = \sum_{s=0}^{\infty} A_{0,s} \left( \frac{r}{ma} \right)^{2s} . \quad (3.19)$$

Die Lösung der Besselschen Differentialgleichung (3.17) für  $n \neq 0$  ist gegeben durch die Besselsche Funktion (Zylinderfunktion) erster Gattung  $s$ -ter Ordnung:

$$I_s(x) = i^{-s} J_s(ix) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{1}{\nu! \Gamma(s + \nu + 1)!} \left( \frac{x}{2} \right)^{2\nu+s} . \quad (3.20)$$

Aus der Symmetrieordnung des Quadrupols weiß man, dass nur Besselfunktionen gerader Ordnung eine Lösung sind. Daher folgt:

$$R_{n \neq 0} = \sum_{s=0}^{\infty} I_{2s}(nkr) . \quad (3.21)$$

Das Potential einer RFQ-Struktur kann nun im Allgemeinen durch die Summe dieser einzelnen Lösungen und der Amplitude  $\frac{U}{2}$  beschrieben werden durch:

$$\begin{aligned} \Phi(r, \psi, z, t) = & \frac{U}{2} \left( \sum_{s=0}^{\infty} A_{0,s} \left( \frac{r}{ma} \right)^{2s} \cos(2s\psi) \right) \cos(\omega t - \varphi) + \\ & \frac{U}{2} \left( \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} I_{2s}(nkr) A_{n,s} \cos(nkz) \cos(2s\psi) \right) \cos(\omega t - \varphi) \end{aligned} \quad (3.22)$$

Unter der vereinfachten Annahme, dass die  $z$ -Abhängigkeit des Potentials hauptsächlich durch die erste Harmonische beschrieben wird, und sowohl  $A_{n,s}$  als auch  $I_{2s}(nkr)$  mit größer werdenden  $n$  und  $s$  sehr schnell gegen Null konvergiert, erhält man für das Potential:

$$\begin{aligned} \Phi(r, \psi, z, t) = & \frac{U}{2} \left( A_{0,1} \left( \frac{r}{ma} \right)^2 \cos(2\psi) \right) \cos(\omega t - \varphi) + \\ & \frac{U}{2} (I_0(kr) A_{1,0} \cos(kz)) \cos(\omega t - \varphi) \end{aligned} \quad (3.23)$$

Die Koeffizienten  $A_{0,1}$  und  $A_{1,0}$  bestimmen die Stärke der Fokussierung und der Beschleunigung. Sie berechnen sich aus der Randbedingung:

$$\Phi \left( r = a, z = -\frac{\pi}{2k} \right) = -\frac{V}{2} = \Phi \left( r = ma, z = \frac{\pi}{2k} \right) \quad (3.24)$$

zu:

$$A_{0,1} = \frac{I_0(ka) + I_0(kma)}{m^2 I_0(ka) + I_0(kma)} \quad (3.25)$$

und

$$A_{1,0} = \frac{m^2 - 1}{m^2 I_0(ka) + I_0(kma)} \quad (3.26)$$

Aus dem Potential lassen sich durch Gradientenbildung die einzelnen Feldkomponenten in Zylinderkoordinaten berechnen:

$$E_r(r, \psi, z) = -\frac{\partial \Phi}{\partial r} = U \left( \frac{A_{0,1} r}{m^2 a^2} \cos(2\psi) - \frac{A_{1,0}}{2} I_1(kr) \cos(kz) \right) \quad (3.27)$$

$$E_\psi(r, \psi) = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \psi} = \frac{U A_{0,1} r}{m^2 a^2} \sin(2\psi) \quad (3.28)$$

$$E_z(r, z) = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{U A_{1,0} k}{2} I_0(kr) \sin(kz) \quad (3.29)$$

und

$$E_t(t) = \cos(\omega t - \varphi). \quad (3.30)$$

Im ersten Teil der Gleichung (3.27) wird die von  $z$  unabhängige Fokussierung beschrieben, welche vom Azimutwinkel  $\psi$ , dem Modulationsfaktor  $m$ , dem Aperturradius  $a$ , dem Abstand von der Achse  $r$  und dem Fokussierfaktor  $A_{0,1}$  abhängt. Den zweiten Term der Gleichung bestimmt die Hf-Defokussierung, welche durch die longitudinale Wellenzahl  $k$  (*Maß für die Anzahl der Wellenlängen je Längeneinheit:  $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$* ), den Abstand von der Achse  $r$



und den Beschleunigerfaktor  $A_{1,0}$  gegeben ist. Die  $E_\psi$ -Komponente entspricht dem Fokussierungsterm von  $E_r$  (3.27), jedoch mit einer Phasenverschiebung der Maxima von  $\pi/4$ . Die Größe der  $z$ -Komponente des elektrischen Feldes ist durch die Wellenzahl  $k$  und den Beschleunigungsfaktor  $A_{1,0}$  gegeben. Die Radiale Abhängigkeit wird durch die Besselfunktion erster Gattung nullter Ordnung des Argumentes ( $kr$ ) beschrieben.

In kartesischen Koordinaten berechnen sich die Feldgleichungen nach:

$$E_x = E_r \cos(\psi) - E_\psi \sin(\psi) \quad (3.31)$$

$$E_y = E_r \sin(\psi) + E_\psi \cos(\psi) \quad (3.32)$$

$$E_z = E_z \quad (3.33)$$

Hieraus folgt:

$$E_x(x, y, z) = U \left( \frac{A_{0,1}x}{m^2 a^2} - \frac{A_{1,0}k}{2r} I_1(kr) \cos(kz)x \right) \quad (3.34)$$

$$E_y(x, y, z) = -U \left( \frac{A_{0,1}y}{m^2 a^2} - \frac{A_{1,0}k}{2r} I_1(kr) \cos(kz)y \right) \quad (3.35)$$

$$E_z(x, y, z) = \frac{UA_{1,0}k}{2} I_0(kr) \sin(kz) \quad (3.36)$$

Durch die Symmetrien der Hf-Quadrupole unterscheidet sich die  $x$ - und die  $y$ -Komponente nur durch ihr Vorzeichen.

### 3.3. Bewegungsgleichungen der Ionen im Quadrupol

Die Bewegungsgleichungen der Ionen im RFQ-Beschleuniger liegen in der Form von *Mathieu'schen Differentialgleichungen* vor. Zur Beschreibung der Bewegung im Potential benutzt man die Gleichungen des elektrischen Feldes im RFQ als Ausgangspunkt. In kartesischen Koordinaten lauten dessen Feldkomponenten folgenderweise:

$$E_x(x, y, z) = + \frac{U}{a^2} A_{0,1}x - \frac{kU}{2r} A_{1,0} I_1(kr) \cos(kz)x \quad (3.37)$$

$$E_y(x, y, z) = -\frac{U}{a^2} A_{0,1} y - \frac{kU}{2r} A_{1,0} I_1(kr) \cos(kz) y \quad (3.38)$$

$$E_z(x, y, z) = \frac{kU}{2r} A_{1,0} I_0(kr) \sin(kz) \quad (3.39)$$

Hierbei werden die modifizierten Besselfunktionen erster Art der Form  $I_n(x) = i^{-n} J_n(ix)$  verwendet, wobei  $J_n$  die Besselfunktionen erster Art und  $n$ -ter Ordnung sind.

$$J_n(ix) = \sum_{\mu=0}^{\infty} \frac{(-1)^\mu}{\mu! \Gamma(n + \mu + 1)!} \left(\frac{ix}{2}\right)^{2\mu+n} \quad (3.40)$$

Hier ist  $\Gamma(n + \mu + 1) = \int_0^\infty e^{-x} x^{n+\mu} dx$ . Die Besselfunktionen, für den radialen Anteil, treten als partikuläre Lösungen der Laplace-Gleichungen in Zylinderkoordinaten auf. Die allgemeine Lösung der Gleichung für das Potential  $\Delta V(r, \phi, z) = 0$  lautet für eine Quadrupolgeometrie ohne höhere Multipolmomente (und ohne die Zeitabhängigkeit der Spannung  $U$ ):

$$V(r, \phi, z) = \frac{U}{2} \left( A_{0,1} \left(\frac{r}{ma}\right)^2 \cos(2\phi) + I_0(kr) A_{1,0} \cos(kz) \right) \quad (3.41)$$

Unter Berücksichtigung der Modulationssymmetrie, dem Zusammenfallen der Maxima eines Elektrodenpaares mit dem Minima des anderen Elektrodenpaares, können die Geometriefaktoren  $A_{0,1}$  und  $A_{1,0}$  berechnet werden. Diese beschreiben die Stärke der Fokussierung ( $A_{0,1}$ ) sowie der Beschleunigung ( $A_{1,0}$ ). Für einen festen Ort  $z = 0$  gilt für das Potential  $V(r = a, \phi = 0, z = 0) = U/2 = -V(r = ma, \phi = \pi/2, z = 0)$ . Mit der Potentiallösung 3.41 ergibt sich dann:

$$A_{0,1} = \frac{I_0(ka) + I_0(mka)}{m^2 I_0(ka) + I_0(mka)} \quad (3.42)$$

$$A_{1,0} = \frac{m^2 - 1}{m^2 I_0(ka) + I_0(mka)} \quad (3.43)$$

Die unterschiedlichen Vorzeichen des ersten Terms  $A_{0,1} U/a^2$  der Gleichungen (3.37) und (3.38) für  $E_x$  und  $E_y$  zeigen die gegensätzliche Wirkung der Fokussierung des Feldes an. Die Terme sind vom Azimutwinkel  $\phi$ , von der Modulation  $m$ , der Apertur  $a$  und dem Faktor  $A_{0,1}$  abhängig, jedoch nicht von

der longitudinalen Position  $z$ . Durch den zweiten Term der Gleichungen, der durch die longitudinale Wellenzahl  $k$ , dem Abstand von der Achse und dem Beschleunigungsfaktor  $A_{1,0}$  gegeben ist, wird die HF-Defokussierung beschrieben. Der sinusförmige Verlauf der Elektrodenmodulation wird durch die  $E_z$ -Komponente sichtbar. Die Bewegung der Ionen wird klassisch durch die Kraft auf ein geladenes Teilchen im elektrischen Feld bestimmt. Sie hängt von der Massenzahl  $A$  und der Ladungszahl  $q$ , sowie der atomaren Masseneinheit  $m_0$  und der Elementarladung  $e$  ab:

$$F = Am_0 \frac{d^2 x}{dt^2} = qeE_x \quad (3.44)$$

Mit den Quadrupol-Feldkomponenten in kartesischen Koordinaten und der zeitabhängigen Spannung  $U(t) = U(\sin \omega t + \phi)$  folgen die Bewegungsgleichungen:

$$\ddot{x} + \frac{qeU}{Am} \left( -\frac{A_{0,1}}{a^2} + \frac{k}{2r} A_{0,1} I_1(kr) \cos(kz) \right) x \sin(\omega t + \phi) = 0 \quad (3.45)$$

$$\ddot{y} + \frac{qeU}{Am} \left( +\frac{A_{0,1}}{a^2} + \frac{k}{2r} A_{0,1} I_1(kr) \cos(kz) \right) y \sin(\omega t + \phi) = 0 \quad (3.46)$$

$$\ddot{z} - \frac{qeU}{2Am} k A_{1,0} I_0(kr) \sin(kz) \sin(\omega t + \phi) = 0 \quad (3.47)$$

Dies sind die Schwingungsgleichungen mit periodischen Kraftkoeffizienten (*Mathieu'sche Differentialgleichungen*). Durch das Einführen der dimensionslosen Größe  $\tau = 1/2(\omega t - \phi)$ , sowie den Koeffizienten

$$p = \frac{qeUA_{0,1} \cos \phi}{2m_0 \omega^2}$$

und

$$u = \frac{2qeUA_{0,1}}{Am_0 \omega^2 a^2}$$

Ergeben sich die RFQ-Bewegungsgleichungen:

$$\frac{d^2 x}{d\tau^2} + x(p + 2u \cos(2\tau)) = 0 \quad (3.48)$$

$$\frac{d^2 y}{d\tau^2} + y(p - 2u \cos(2\tau)) = 0 \quad (3.49)$$

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} - 2pz = 0 \quad (3.50)$$

Die eingeführten Koeffizienten  $u$  und  $p$  sind durch die Faktoren  $A_{0,1}$  sowie  $A_{1,0}$  ein Maß für die bereits beschriebene Fokussierung und die HF-Defokussierung im Quadrupol. Speziell bei Entwurf der RFQ-Elektroden spielen diese Größen eine wichtige Rolle.

### 3.4. Emittanz

#### Satz von Liouville

Durch die Angabe der Orts- und Impulskoordinaten  $(x_i, p_i)$  eines Teilchens kann dessen Zustand zu einem Zeitpunkt im Phasenraum dargestellt werden. Die bahnförmige Bewegung des Teilchens im Phasenraum bezeichnet man auch als Phasenbahn. Im dreidimensionalen Raum  $x, y, z$  hat ein Punkt drei Freiheitsgrade der Lage und drei Freiheitsgrade der Transmission. Somit kann man durch die Angabe von sechs Phasenkoordinaten  $X_i = (x, p_x, y, p_y, z, p_z)$  seinen Zustand vollständig beschreiben. Soll nun nicht nur ein Teilchen beschreiben werden sondern ein Teilchenpaket, so wie es im Beschleuniger vorliegt, dann geht der Punkt eines Teilchens in eine Verteilungsfunktion  $f_6(x, p_x, y, p_y, z, p_z)$  des Teilchenpaketes über.

Der *Satz von Liouville* besagt, dass die Dichte von Teilchen im mitbewegten Volumen konstant ist, solange sie keine gegenseitigen Wechselwirkungen aufweisen, die auf sie wirkenden Kräfte konservativ sind und sich das System daher durch Hamiltonfunktionen beschreiben lässt. Das bedeutet, dass das die Teilchen einhüllende Phasenvolumen unter den beschriebenen Bedingungen konstant ist.

Diese sechsdimensionale Verteilungsfunktion  $f_6$  ist nur schwer zu bestimmen. Man kann sie jedoch in einen Unterraum projizieren, indem die Verteilung über die übrigen Koordinaten integriert wird. Nimmt man beispielsweise eine Transformation in die  $x$ -Ebene so gilt:

$$I_2(x, p_x) = \iiint \int I_6 d_y dp_y d_z dp_z \quad (3.51)$$

#### Die Phasenellipse

Für eine allgemeine Phasenraumellipse in Hauptachsenlage gilt die Mittelpunktgleichung der Ellipse:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad (3.52)$$

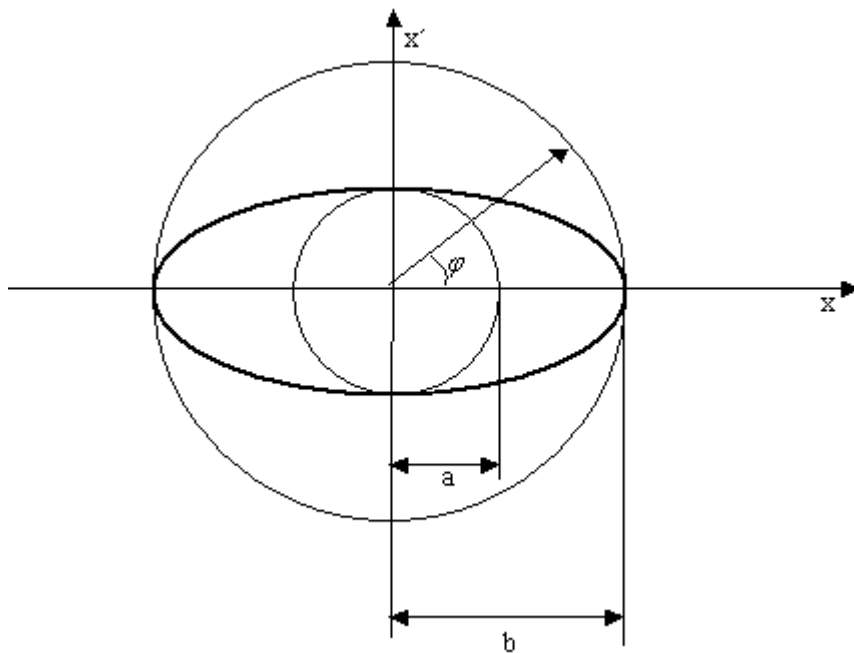


Abb. 3.9: Allgemeine Darstellung einer Ellipse mit (0/0) als Mittelpunkt.

Die Parameterdarstellung einer Ellipse mit (0/0) als Mittelpunkt und  $x$  als Hauptachse lautet

$$x = a \cos \varphi \quad (3.53)$$

$$x' = b \sin \varphi \quad (3.54)$$

Wobei der Winkel  $\varphi$  das Intervall  $[0; 2\pi]$  durchläuft.

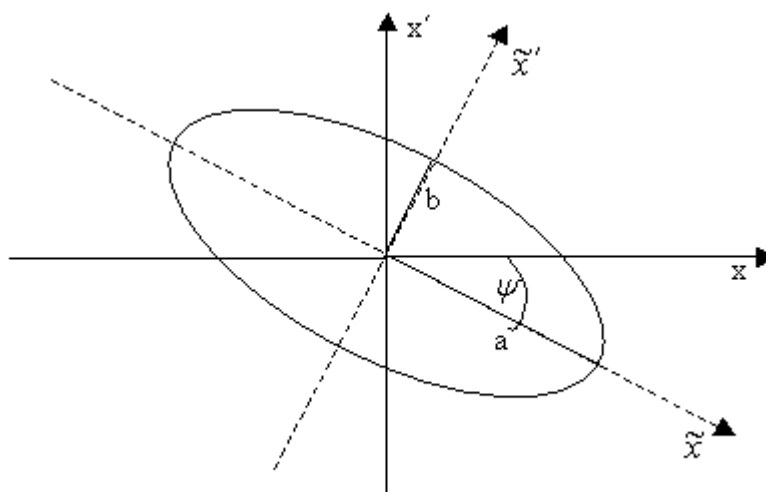


Abb. 3.10: Eine um dem Winkel  $\psi$  gedrehte Ellipse im Phasenwinkel  $xx'$ .

Ähnlich kann eine im Koordinatensystem  $xx'$  um den Winkel  $\psi$  gedrehte Ellipse durch die Parameterdarstellung

$$\tilde{x} = a \cos \varphi \quad (3.55)$$

$$\tilde{x}' = b \sin \varphi \quad (3.56)$$

mit  $a, b$  als Hauptachsen der Ellipse und  $\tilde{x}\tilde{x}'$  als gedrehtes Koordinatensystem, dargestellt werden. Der Winkel  $\varphi$  durchläuft das Intervall von  $[0;2\pi]$ . Wendet man eine Drehmatrix auf die oben genannte Gleichung an, so folgt:

$$x = a \cos \varphi \cos \psi + b \sin \varphi \sin \psi \quad (3.57)$$

$$x' = -a \cos \varphi \sin \psi + b \sin \varphi \cos \psi \quad (3.58)$$

Löst man die Gleichungen nach  $\cos \varphi$  bzw.  $\sin \varphi$  auf so erhält man:

$$\frac{x - b \sin \varphi \sin \psi}{a \cos \psi} = \cos \varphi \quad (3.59)$$

$$\frac{x - a \cos \varphi \cos \psi}{b \sin \psi} = \sin \varphi \quad (3.60)$$

$$\frac{x' - b \sin \varphi \cos \psi}{(-a \sin \psi)} = \cos \varphi \quad (3.61)$$

$$\frac{x' - a \cos \varphi \sin \psi}{b \cos \psi} = \sin \varphi \quad (3.62)$$

Nach Gleichsetzen der Gleichungen ergibt der folgende Ausdruck:

$$\frac{x' \cos \psi + x \sin \psi}{b} = \sin \varphi \quad (3.63)$$

sowie

$$\frac{x \cos \psi - x' \sin \psi}{a} = \cos \varphi \quad (3.64)$$

Nach Quadrieren und Addieren der Gleichungen unter Ausnutzung der Beziehung  $\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi = 1$  folgt. Dadurch ist der Parameter  $\varphi$  eliminiert:

$$\begin{aligned}
 a^2 b^2 &= b^2 (x \cos \psi - x' \sin \psi)^2 + a^2 (x \sin \psi + x' \cos \psi)^2 = \\
 & (b^2 \sin^2 \psi + a^2 \cos^2 \psi) x'^2 + 2(a^2 - b^2) \cos \psi \sin \psi \quad x x' + \quad (3.65) \\
 & (b^2 \cos^2 \psi + a^2 \sin^2 \psi) x^2
 \end{aligned}$$

Nach Dividieren der Gleichung durch  $a$  und  $b$  kann man die Ellipsenparameter  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  definieren.

$$\alpha \equiv \left( \frac{a^2 - b^2}{ab} \right) \cos \psi \sin \psi \quad (3.66)$$

$$\beta \equiv \frac{b}{a} \sin^2 \psi + \frac{a}{b} \cos^2 \psi \quad (3.67)$$

$$\gamma \equiv \frac{b}{a} \cos^2 \psi + \frac{a}{b} \sin^2 \psi \quad (3.68)$$

Mit den Definitionen sowie der Fläche der Ellipse mit  $F = \pi \cdot a \cdot b$  folgt die allgemeine Ellipsengleichung

$$\left( \frac{F}{\pi} \right) = \beta x'^2 + 2\alpha x x' + \gamma x^2 = \varepsilon = ab \quad (3.69)$$

Zwischen den Ellipsenparametern gilt folgende Beziehung:

$$\gamma = \left( \frac{1 + \alpha^2}{\beta} \right) \quad (3.70)$$

Setzt man in der allgemeinen Ellipsengleichung die Variablen  $x=0$  bzw.  $x'=0$ , so bestimmt man die Schnittpunkte mit den Koordinatenachsen.

$$x = \pm \sqrt{\frac{\varepsilon}{\gamma}} ; \quad x' = \pm \sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta}} \quad (3.71)$$

Zur Bestimmung der Extrema der Ellipsengleichung löst man die Gleichung (3.71) nach  $x$  bzw.  $x'$  auf.

$$x_{1/2} = -\frac{\alpha x'}{\gamma} \pm \sqrt{\frac{\varepsilon}{\gamma} - \frac{x'^2}{\gamma^2}} \quad (3.72)$$

$$x'_{1/2} = -\frac{\alpha x}{\beta} \pm \sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta} - \frac{x^2}{\beta^2}} \quad (3.73)$$

Durch Ableiten der Funktion erhält man als Extrema

$$x = \pm a \sqrt{\frac{\varepsilon}{\gamma}} \quad \text{und} \quad x' = \pm \alpha \sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta}} \quad (3.74)$$

Einsetzen der Gleichung ergibt schließlich:

$$x_{Ext} = \pm \sqrt{\varepsilon \beta} \quad \text{und} \quad x'_{Ext} = \pm \sqrt{\varepsilon \gamma} \quad (3.75)$$

Die sind zum einem der Strahlradius bzw. der maximal auftretende Winkel des Strahls. Die Ellipse liegt genau dann in Hauptachsenlage wenn  $\alpha = 0$  ist. Die Variablen  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\varepsilon$  sind messbar, beispielsweise mit einer Emittanzmessanlage [42].

### **Emittanz**

Betrachtet man beispielsweise den Impuls in der  $x$ - $z$ -Ebene, so wird deutlich dass die Impulse in longitudinaler Richtung, also entlang der Strahlachse  $z$ , auf Grund der gerichteten Bewegung der Teilchen im RFQ, sehr viel größer sind, als die transversalen Impulse. Damit folgt  $\tan(x') = p_x / p_z = x'$  mit  $x'$  als dem Winkel der Teilchenbahn zur  $z$ -Achse. Unter Ausnutzung dieser Näherung ist die Betrachtung der Unterräume  $x$ ,  $x'$  und  $y$ ,  $y'$  möglich, die Aufschluss über die  $x$ - beziehungsweise  $y$ -Emittanz geben. Die Verteilung in diesen zweidimensionalen Phasenräumen entspricht der Form einer Ellipse mit der Fläche  $F = \pi \cdot \varepsilon$  [9].



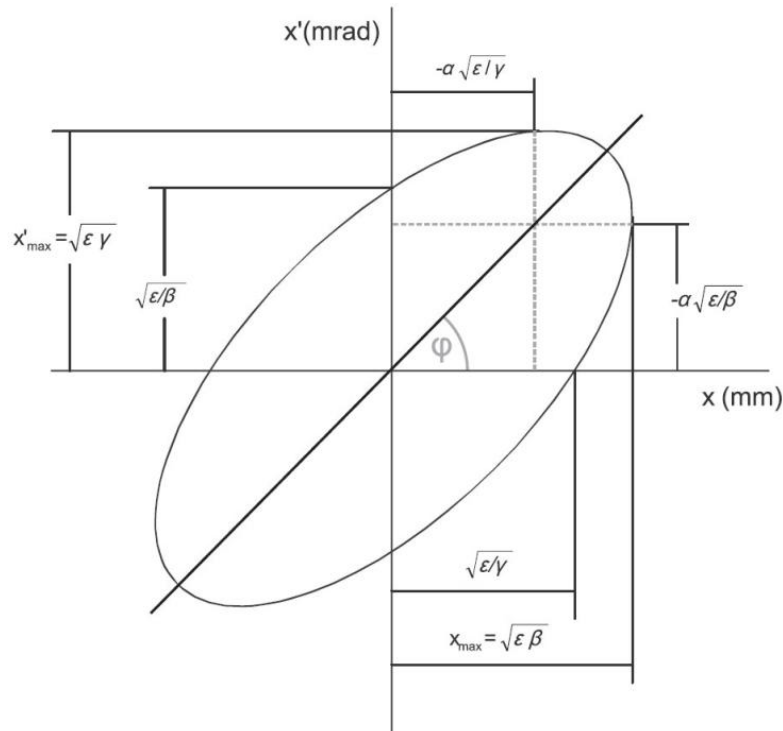


Abb. 3.11: Beispiel einer Emittanzellipse

Falls die Ellipse auf den Hauptachsen eines Koordinatensystems liegt, so gilt die Ellipsengleichung  $1 = x^2/a^2 + x'^2/b^2$  mit  $a$  und  $b$  als Halbachsen der Ellipse. In Beschleunigern liegen in der Regel jedoch Ellipsen vor, die im Koordinatenursprung um den Winkel  $\psi$  gedreht sind. Verwendet man eine Drehmatrix um den Winkel  $\psi$  auf die Koordinaten im ursprünglichen Koordinatensystem an, so folgt unter Verwendung der geometrischen Koeffizienten

$$\alpha = \frac{a^2 - b^2}{ab} \cos \psi \cdot \sin \psi ; \quad \beta = \frac{b}{a} \sin^2 \psi + \frac{a}{b} \cos^2 \psi ; \quad \gamma = \frac{b}{a} \cos^2 \psi + \frac{a}{b} \sin^2 \psi$$

Die allgemeine Emittanzgleichung:

$$\varepsilon = \beta x^2 + 2\alpha x x' + \gamma x'^2 \quad (3.76)$$

Die Ellipsengeometrie enthält den Phasenzustand aller im Ionenstrahl enthaltenen Teilchen. Der Zustand der Teilchen mit den größten Abweichungen in Ort und Winkel bilden den Rand der Ellipse. Durch diese Darstellung lässt sich in verschiedenen Beschleunigerabschnitten die Entwicklung des Strahls verfolgen und analysieren. Hierzu werden die Ellipsenparameter an der Stelle im Beschleunigersystem, die möglichst am Beginn liegen sollte, bestimmt bzw. festgelegt und durch die

Transformationsmatrizen der folgenden Abschnitte gebildet. Mit Hilfe des *Satzes von Liouville* können durch diese Methode Simulationen zum Strahltransport durchgeführt werden. Mit zunehmender Geschwindigkeit der Teilchen im Beschleuniger werden die Winkelabweichungen  $x'$  bei konstantem radialem Impuls kleiner. Damit dieser Effekt berücksichtigt werden kann, wird die normierte Emittanz eingeführt.

$$\varepsilon_n = \varepsilon \cdot \beta \cdot \gamma \quad (3.77)$$

Hier ist  $\beta = v/c$  der Quotient Teilchengeschwindigkeit  $v$  zu Lichtgeschwindigkeit  $c$  und  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  der relativistische Faktor. Der Faktor

$\gamma$  ist in RFQs vernachlässigbar, da die Teilchengeschwindigkeit gegenüber der Lichtgeschwindigkeit viel kleiner ist. Es ist mit Hilfe der normierten Emittanz möglich verschiedene Beschleunigertypen und –abschnitte bezüglich der Emittanz zu vergleichen.

Eine andere Art der Emittanzangabe ist die RMS-Emittanz (root mean square-Emittanz). Sie beruht auf dem Prinzip von Lapostolle und Sacherer [10]. Das Prinzip besagt, dass sich zwei Strahlen mit den gleichen ersten und zweiten Momenten unter Raumladungsbedingungen äquivalent verhalten. Die RMS-Emittanz wird durch

$$\varepsilon_{RMS} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle} \quad (3.78)$$

gebildet. Hier ist:  $\langle x^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2$  ;  $\langle x'^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i'^2$  ;  $\langle xx' \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i x_i'$  .

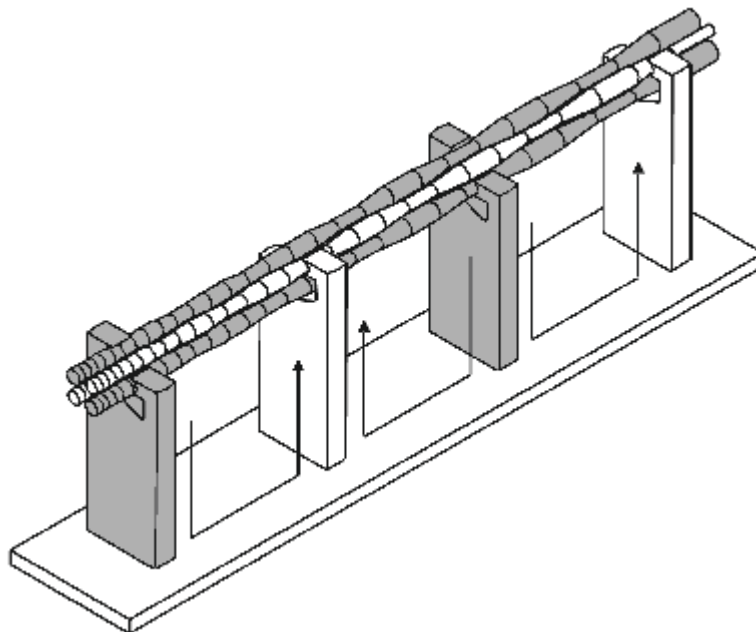
Diese Definitionen werden zum Vergleichen verschiedener Emittanzen benutzt. Falls alle Momente zweier Verteilungsfunktionen übereinstimmen, dann sind die beiden Emittanzen praktisch gleich. Die RMS-Emittanz ist nützlich, um aus den gemessenen Orts-Winkelverteilungen simulierter Einzelteilchen eine Emittanz zu berechnen.

Da bei einer Emittanzmessung zum Beispiel durch Streueffekte auch Teilchen außerhalb der Phasenraumellipse aufgenommen werden, kann die absolute Emittanz unter Umständen sehr groß werden. Um eine deutliche Darstellung der Situation zu gewährleisten werden prozentuale Emittanzen angegeben. Die gebräuchlichste ist die 90% Emittanz, die sich auf die Fläche bezieht, die 90% der der Teilchen enthält.

## 4. Hochfrequenz-Eigenschaften des 4-Rod-RFQ Beschleunigers

Die an den Elektroden anliegende Spannung ist ein wichtiger Parameter für die Beschleunigung von Ionen. Die Fokussierstärke des Hochfrequenz-Quadrupols hängt von der anliegenden HF-Spannung ab. Wie in der Teilchendynamikauslegung angenommen wird eine konstante HF-Spannung angestrebt. Die Umsetzung mit Hilfe eines HF-Resonators ist immer eine Näherung an diesen Zustand. Das Ziel der Auslegung der resonanten Struktur ist die Erzeugung dieser konstanten HF-Spannung.

Die 4-Rod-RFQ-Strukturen werden in einer Schwingungsmode der „ $\pi$ -0-Mode“ betrieben. Das bedeutet, dass die Elektrodenpaare im Gegentakt mit einer Phasendifferenz von  $180^\circ$  (p-Mode) schwingen und die Elektroden auf ihrer gesamten Länge auf der gleichen Spannung liegen sollen, die einzelnen HF-Zellen schwingen also in Phase (0-Mode).



*Abb. 4.1: Schematische Darstellung der HF-Schwingung in einer 4-Rod-RFQ Struktur*

### 4.1. Leitungsmodell

Man kann eine Grundzelle als  $\lambda/4$ -Doppelleitung mit einem kapazitiven Abschluss betrachten. Hierbei entsprechen die Spannungs- und Stromverteilung je einer viertel Sinuswelle. Am oberen Ende der Stütze ist die Spannung maximal und der Strom Null, am unteren Ende ist die Spannung

Null und der Strom maximal. Durch die Stützengeometrie kann somit die Grundfrequenz festgelegt werden. Mit einem kapazitiven Abschluss  $C_E$  entspricht die Spannungs- und Stromverteilung der Struktur einer mit um  $\Delta l$  längeren Stütze  $l_C$ .

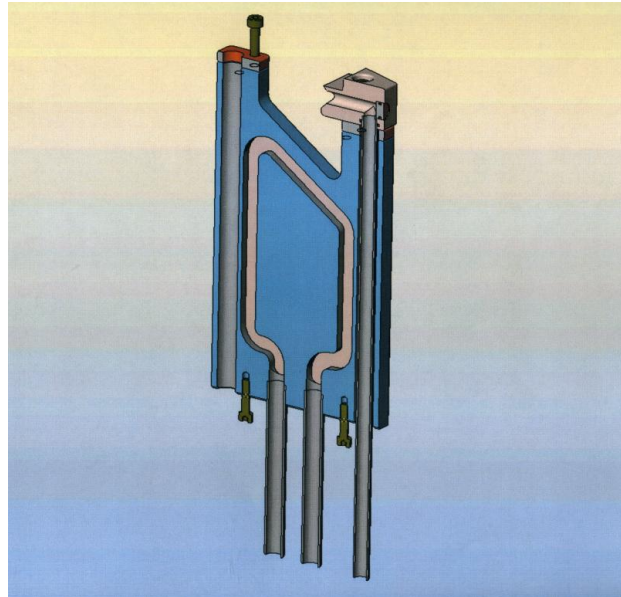


Abb. 4.2: Stütze mit den Wasserkühlanschlüssen und Abschrägung.

Über jede Stütze werden zwei Elektroden auf gleiches Potential gelegt. Die obere Elektrode liegt hierbei auf einem etwas höheren Potential, da die effektive Länge der Stütze größer ist. Bei großen Stützenlängen fällt dieser Unterschied kaum ins Gewicht, da der relative Unterschied zwischen den Elektroden bezogen auf die Stützenlänge gering ist. Durch den Potentialunterschied zwischen den oberen und den unteren Elektroden, kommt es zu einem zusätzlichen Dipolmoment. Dieser Effekt wird durch die Abschrägung der Stütze kompensiert (siehe Abbildung 4.2) [28].

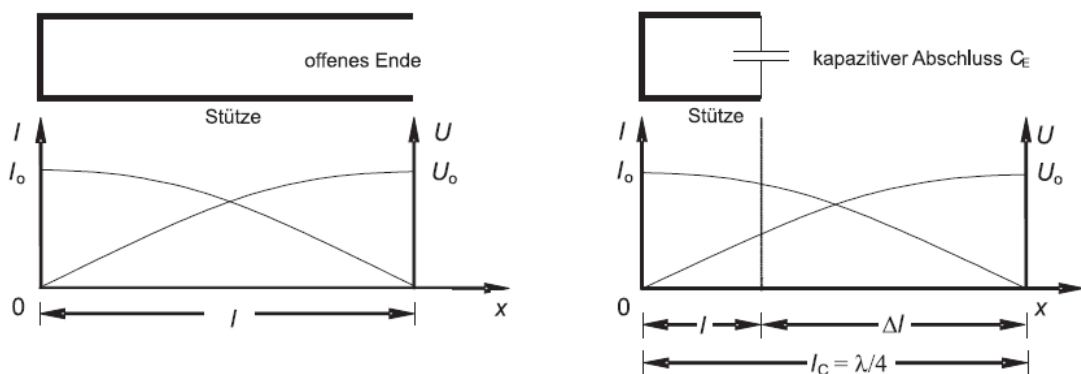


Abb. 4.3: Theoretisches Leitungsmodell eines RFQs mit offenen Abschluss (links) und kapazitiven Abschluss (rechts)

## Moden höherer Ordnung

Neben der 0-Mode treten in einer Resonatorstruktur aus gekoppelten Einzelresonatoren stets auch Moden höherer Ordnung (HOM) auf, die die Feldverteilung ändern und die Strahlqualität verschlechtern. In der Grundmode hat man entlang der Elektroden eine konstante Feldverteilung. Höhere Moden liefern einen Beitrag, der sich in einer ungleichförmigen longitudinalen Potentialverteilung bemerkbar macht. Deshalb versucht man die Anregung von Moden höherer Ordnung im Betrieb des RFQ zu vermeiden. Dazu soll ein möglichst großer Frequenzunterschied zwischen der 0-Mode und der nächst höheren HOM vorhanden sein. Die Zahl der HOMs wird durch die Anzahl der Einzelresonatoren  $N$  bestimmt. Bei der ersten Oberschwingung, der  $1/N$   $\pi$ -Mode, hat die longitudinale Potentialverteilung einen Knoten in der Strukturmitte, die Enden der Elektrode sind gegensätzlich gepolt. Die höchste Mode ist dem entsprechend die  $\pi$ -Mode, bei der das Vorzeichen von Zelle zu Zelle wechselt.

Die Zahl der gekoppelten Stützenpaare gibt die möglichen Schwingungsfrequenzen der Strukturen an. In Abbildung 4.4 sieht man die HOM:  $1/5$   $\pi$ -Mode und die schematische Verteilung der Elektroden-Potentiale.

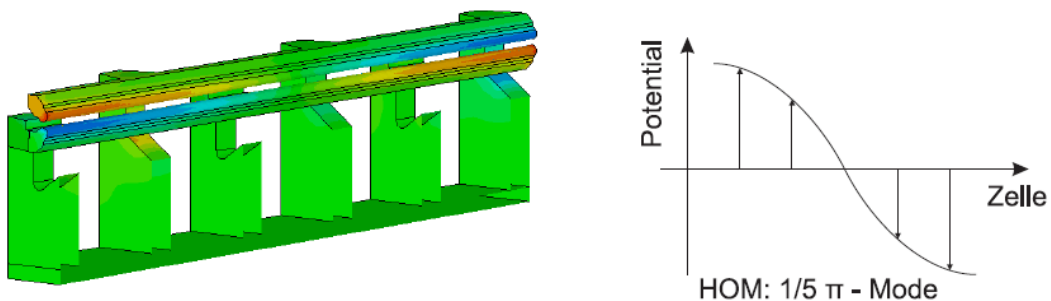


Abb. 4.4: Die Potentialverteilung der ersten Oberschwingung einer 6-Stützen Struktur simuliert und schematisch.

Regt man durch einen Sender eine Mode an, so werden stets alle Moden anteilig angeregt. Liegen aufgrund der geometrischen Struktur die Moden dicht beieinander, so werden Nachbarmoden anteilig stärker angeregt als bei Strukturen, deren Moden deutlich voneinander getrennt sind. Die Moden liegen umso dichter beisammen, je mehr HF-Zellen die Struktur besitzt. In Tabelle 3.1 sieht man eine Übersicht zu zwei Modellen mit unterschiedlicher HF-Zellenzahl.

<i>Modell</i>	<i>0-Mode</i> [MHz]	<i>HOM 1</i> [MHz]
<i>6-Stützen</i>	163,6	304,6
<i>40-Stützen</i>	162,5	166

Tabelle 4.1: Lage der Eigenmoden in zwei verschiedenen Modellen

## 4.2. Charakteristische Resonatorgrößen

Damit man einen Resonator mit anderen Resonatoren vergleichen kann, werden zu einer in Resonanz betriebenen Beschleunigerstruktur verschiedene charakteristische Resonatorgrößen angegeben. Zu diesen Größen zählen beispielsweise die Resonanzfrequenz  $f_0$  die Güte  $Q_0$ , und der Parallelersatzwiderstand  $R_p$ .

Die Güte  $Q_0$  eines Resonators gibt an, unter welchen Verlusten und in welchem Maß die elektrische Energie  $W$  gespeichert werden kann. Die Güte ist proportional zur Resonanzfrequenz  $\omega_0$  des Schwingkreises und wird aus dem Verhältnis von Energie und der Verlustleistung  $\bar{N}$  berechnet.

$$Q_0 = \frac{\omega_0 W}{\bar{N}} \quad (4.1)$$

$Q_0$  wird im allgemeinen als die *unbelastete Güte* bezeichnet. In der Realität ist die von einem Sender über eine Koppelantenne aufrecht erhaltene Schwingung im Resonator auch von Verlusten im Sender beeinflusst. Für die Beeinflussung muss der Innenwiderstand des Senders berücksichtigt werden. Wenn der Sender an den Resonator reflexionsfrei angekoppelt (ideal angepasst) ist, dann fällt die Hälfte der Verluste im Sender an. Dies bezeichnet man auch als „feste Ankopplung“, die idealisierte verlustfreie Form, bei der der Resonator frei schwingt, wird als „lose Ankopplung“ bezeichnet. Im angepassten Zustand wird die Güte  $Q$  entsprechend halb so groß, es gilt  $Q = Q_0/2$ . Für RFQ-Beschleuniger besagt die Güte welche HF-Leistung erforderlich ist, um eine bestimmte elektromagnetische Energie und damit die Elektrodenspannung zu erreichen. Sie ist von der spezifischen Leitfähigkeit  $\sigma$  des Materials und der Strukturgeometrie abhängig. Für eine hohe Güte benötigt man eine sehr gute Leitfähigkeit der Oberflächen.

**S-Parameter:** Die Messung der Güte eines Resonator geschieht mit Hilfe der Streuparameter (*S-Parameter*). Durch die S-Parameter wird das Transmissions- und Reflexionsverhalten in vorlaufender und rücklaufender

Richtung in Abhängigkeit der Frequenz beschrieben. Die Streuparameter  $S_{ij}$  beschreiben den Zusammenhang zwischen einlaufender Welle  $a$  und auslaufender Welle  $b$ .

An einem Mehrtor durch die so genannte Streumatrix  $\tilde{S}$ :

$$b = \tilde{S} \cdot a \quad (4.2)$$

Anhand von zwei Koppelpunkten wird zur Untersuchung resonanter Beschleunigerstrukturen die  $2 \times 2$  große Streumatrix  $\tilde{S}$  gemessen.

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

Die Messung der  $S_{ij}$  Parameter kann mit einem Netzwerkanalysator (NWA) durchgeführt werden [12]. Mit dem Parameter  $S_{21}$  kann die Güte bestimmt werden. Zur Messung des Parameters  $S_{21}$  erzeugt der Netzwerkanalysator ein Signal  $a_1$ , das von Port 1 über den Einkoppler in den Resonator gegeben wird. Am Port 2 wird die Transmission gemessen und der Streuparameter  $S_{21}$  (bei reflexionsfreier Ankopplung von  $a_1$ , d.h.  $a_2 = 0$ ) bestimmt:

$$S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2} \quad (4.4)$$

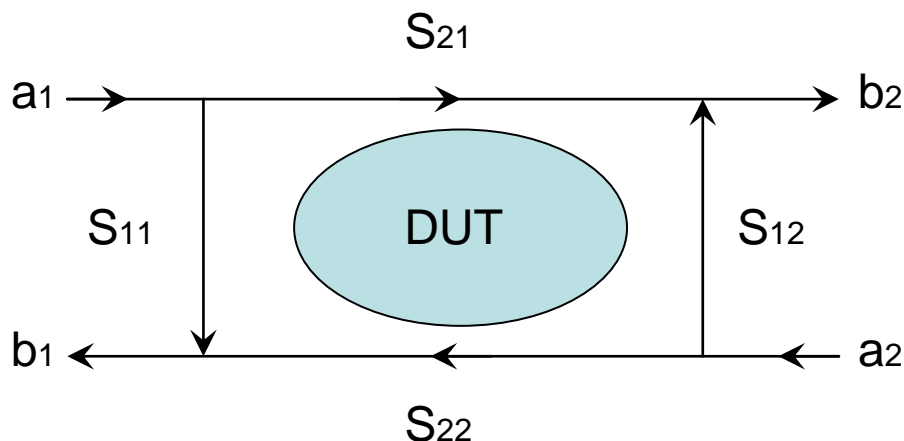


Abb. 4.5: Zusammenhang zwischen ein- und auslaufenden Wellen und den Streuparametern eines Zwei-Tores (DUT-device under test)

### Messung mit der 3-dB-Methode

Eine Resonatorstruktur kann man in Resonatornähe mit einem Ersatzschaltbild einen Schwingkreis aus einem ohmschen Widerstand  $R$ , einer Induktivität  $L$  und einer Kapazität  $C$  annäherungsweise darstellen. In solch einem Schaltkreis gilt für die Energie  $W = 1/2 LI_L^2$  und für die Verlustleistung  $\bar{N} = 1/2 RI_R^2$ , wobei  $I$  die am jeweiligen Bauelement abfallenden Stromstärken sind. Für die Güte gilt nun:

$$Q_0 = \omega_0 \cdot \frac{\frac{1}{2} LI_L^2}{\frac{1}{2} RI_R^2} = \omega_0 \cdot \frac{\frac{1}{2} L \frac{U^2}{\omega_0 L^2}}{\frac{1}{2} R \frac{U^2}{R^2}} = \frac{R}{\omega_0 L} = \omega_0 CR \quad (4.5)$$

Die Impedanz  $Z$  ergibt sich nun im Parallelschwingkreis aus den Einzelimpedanzen:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{Z_c} + \frac{1}{Z_L} + \frac{1}{Z_R} = \frac{1}{R} + j \left( \omega C - \frac{1}{\omega L} \right) \quad (4.6)$$

Die Resonanzfrequenz ist die Frequenz, bei der der Betrag der Impedanz real und maximal wird. Somit muss die Bedingung  $\omega C = 1/L\omega$  erfüllt sein, woraus sich wiederum die Thomson-Formel  $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$  ergibt. Zur Bestimmung der Güte betrachtet man die Resonanzkurve, hierfür wird  $\omega_0$  um einen kleinen Betrag  $\delta\omega$  variiert. Man ersetzt also  $\omega$  durch  $\omega = \omega_0 + \delta\omega$ . Jetzt kann aus (4.6) mit Hilfe von (4.5) die Impedanz vereinfacht als Funktion der Güte formuliert werden.

$$\begin{aligned} \frac{1}{Z} &= \frac{1}{R} + j \left( \omega_0 C + \delta\omega C - \frac{1}{\omega_0 C} + \frac{\delta\omega}{\omega_0^2 L} \right) = \frac{1}{R} \left( 1 + 2j \frac{\delta\omega}{\omega_0} Q_0 \right) \\ \frac{1}{R(Z)} &= \frac{1}{R} \sqrt{1 + 4Q_0^2 \left( \frac{\delta\omega}{\omega_0} \right)^2} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Somit fällt die Spannung bei einer Abweichung der Frequenz um  $\frac{\delta\omega}{\omega_0} = \pm \frac{1}{2Q_0}$  von der Resonanzfrequenz um den Faktor  $1/\sqrt{2}$  ab. Durch diese Abweichung lässt sich die Güte des Resonators bestimmen. Mit der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  und der Abweichung  $\delta\omega$ , bei welcher die Spannung auf  $1/\sqrt{2}$  beziehungsweise die Leistung auf  $1/2$  abgefallen ist, kann die Güte mit



$$Q_0 = \frac{\omega_0}{2\delta\omega} = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (4.8)$$

berechnet werden  $\left(20 \lg \frac{1}{\sqrt{2}} \approx -3 \text{ dB}\right)$ . Benutzt man diese Näherung, so kann man aus den Messwerten des  $S_{21}$ -Parameters die Güte bestimmen.

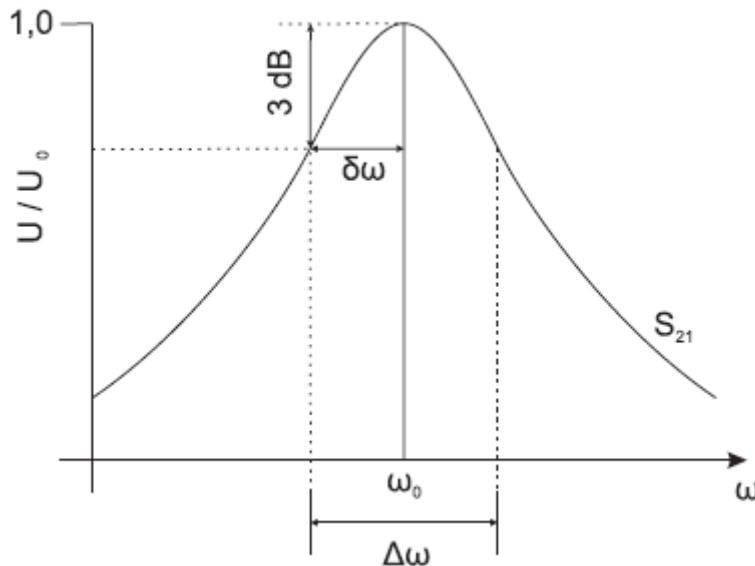


Abb. 4.6: Resonanzkurve einer Frequenzmessung –Die Güte korreliert mit der Breite einer solchen Kurve.

### R<sub>p</sub>-Wert

Der  $R_{p0}$ -Wert ist der Parallelersatzwiderstand eines äquivalenten Resonanzkreises. Er setzt die mittlere Verlustleistung  $\bar{N}$  mit der maximalen Spannungsamplitude  $U_{max}$ , der maximalen Potentialdifferenz der Elektroden, ins Verhältnis und ist durch

$$R_{p0} = \frac{U_{max}^2}{\bar{N}}, \quad R_p = \frac{2Q}{\omega_0 C} \quad (4.9)$$

definiert. Somit ist der  $R_p$ -Wert ein direktes Maß für die Effektivität der Umsetzung zugeführter Leistung in Elektrodenspannung, also eine wichtige Größe um verschiedene Beschleunigerstrukturen zu vergleichen. Je höher der  $R_p$ -Wert ist, desto größer ist die Effektivität.

Aus der Antiproportionalität des  $R_p$ -Wertes zur Elektrodenkapazität ergibt sich seine Längenabhängigkeit beim RFQ. Um unterschiedliche RFQ-Strukturen vergleichen zu können multipliziert man den  $R_p$ -Wert mit der Länge des Resonators, und erhält somit den längenabhängigen  $R_{pL}$ -Wert, der den

vergleich von RFQ-Strukturen unterschiedliche Längen zulässt. Die reine Geometrie Größe des RFQs wird durch  $R/Q$  bestimmt. Zur Untersuchung einer Driftröhrenstruktur, wird die so genannte Shuntimpedanz  $\eta_0$  verwendet, die sich aus dem Quotienten des  $R_p$ -Wertes zur Beschleunigerlänge ergibt. Eine zur Bestimmung des  $R_p$ -Wertes anzuwendende Methode ist die Störkörpermethode. Hier wird durch das zusätzliche Einbringen einer kleinen Störkapazität  $\delta C$  die Resonanzfrequenz verringert. Durch die gemessene Resonanzverschiebung kann der  $R_p$ -Wert bestimmt werden. Die genauere Messmethode wird in Kapitel 6 beschrieben [27].

## 5. Spannungsverteilung im RFQ

Beim Elektrodendesign wurde das Konzept von Sektionen entlang der Elektroden, die bestimmten Funktionen zugeordnet werden, in Kapitel 4 vorgestellt. Durch diese Einteilung kommt es jedoch in den einzelnen Zellen zu unterschiedlichen Resonanzverhalten, da die Größen der Apertur, Zellenlänge und Modulation angepasst werden. Fertigungsprozesse und die Justage der Struktur können ebenfalls zu Änderungen der Zellenparameter gegenüber dem RFQ-Entwurf führen. Daraus folgt, dass verschiedene Modulationen und Strukturen unterschiedlich hohe Kapazitäten haben d.h. der RFQ-Resonator entspricht einer Kette von Resonatoren mit unterschiedlichen Frequenzen. Die Resonanzfrequenz des RFQs entspricht dem Mittel der einzelnen Frequenzen aller RFQ-Zellen, deshalb kann es zu unterschiedlich starken Abweichungen der Betriebsfrequenz in den einzelnen Zellen kommen. Durch die Frequenzverstimmung der einzelnen Zellen kommt es ebenso zu einer Veränderung der Elektrodenspannung in den einzelnen Abschnitten gegenüber der mittleren Elektrodenspannung, bzw. sorgen entsprechende Beiträge der Nachbarmoden zu einer Veränderung der Elektrodenspannung. Voraussetzung für die berechnete und simulierte Teilchendynamik, nach der ein RFQ entworfen wird, ist jedoch meist die konstante Spannungsverteilung entlang der Elektroden, damit die Strahleigenschaften im Experiment mit den Simulationen übereinstimmen.

### 5.1. Flatness

Die longitudinale gleichmäßige Spannungsverteilung entlang der Elektroden wird im allgemeinen als „Flatness“ bezeichnet. Für den Betrieb des RFQs wird eine gute Flatness angestrebt d.h. die Spannung  $U$  der einzelnen Zellen soll nahezu konstant bleiben. Eine ungleichmäßige Verteilung der Elektrodenspannung führt im Allgemeinen zu Strahlverlusten. Durch Teilchendynamiksimulationen sind die Auswirkungen einer ungleichmäßigen Spannungsverteilung, entlang der Elektroden, zu erkennen. Als Beispiel für den Effekt auf die Teilchendynamik wurde eine 4-Rod-Struktur mit konstanter Feldverteilung verwendet. In einer HF-Zelle entlang der gesamten Elektrodenlänge wurde die Elektrodenspannung auf 70% herabgesetzt. Dadurch reduzierte sich die Anzahl der Teilchen, die den RFQ durchlaufen und gleichzeitig die Transmission von  $T_{\text{tuned}} = 99\%$  bei guter Flatness auf

$T_{\text{untuned}} = 85\%$ . Somit ist an der schwachen Stelle die Elektrodenspannung nicht mehr groß genug um den Strahl ausreichend zu fokussieren. An dieser Stelle geraten die Teilchen außer Phase, verlassen den Bunch und stoßen an eine der Elektroden bzw. verlassen den Innenbereich des Quadrupols. In Abbildung 5.1 ist diese im mittleren Teil zu erkennen. Ab diesem Bereich ist das Strahlvolumen deutlich aufgeweitet. Jedoch gehen nahezu keine Ionen mehr verloren. Der Transmissionsverlust ist also in diesem Design fast ausschließlich auf den Bereich der abgeschwächten Elektrodenspannung zurückzuführen. Die Raumladung ist in den Simulationen nicht berücksichtigt worden, sie würde den beschriebenen Effekt jedoch noch weiter verstärken, so dass die Transmission zusätzlich sinken würde.

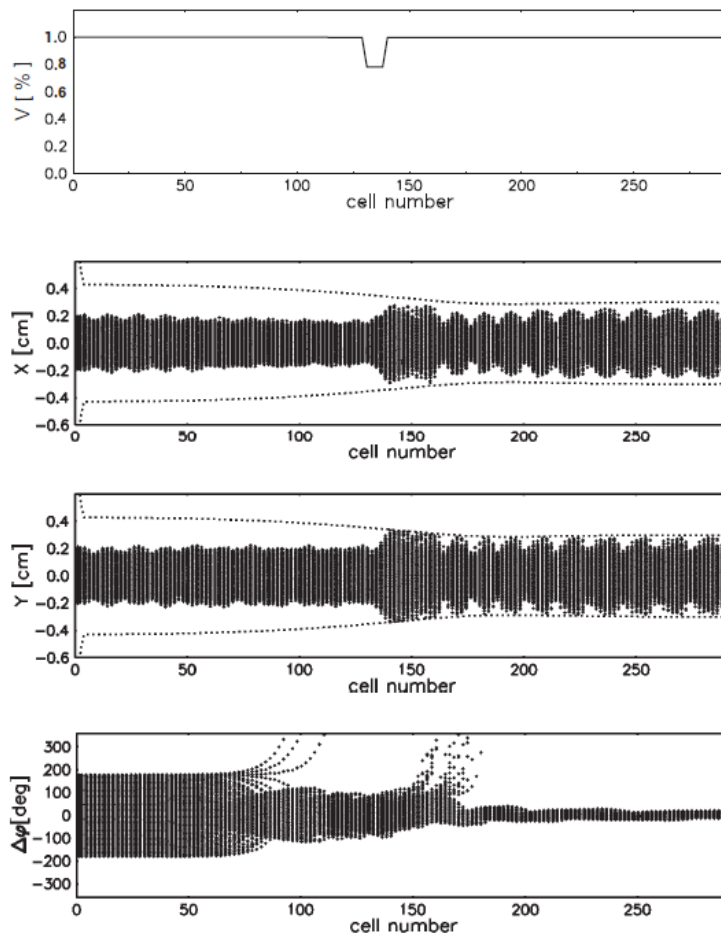


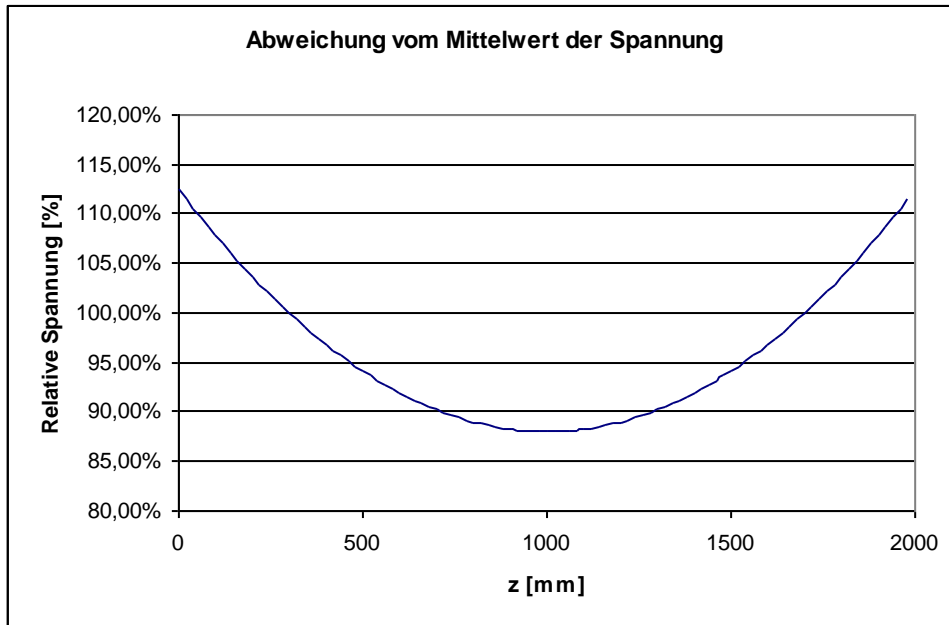
Abb. 5.1: Effekt einer nicht konstanten Spannungsverteilung. Die mittleren Grafiken zeigen die Strahlausdehnung in  $x$ - und  $y$ -Richtung. Im unteren Bild ist die Phasenabweichung der Teilchen zu sehen.

Anhand dieses Beispiels kann man sehen, dass die Spannungsverteilung in Hinblick auf die Transmission als Engpass (oder wie ein Flaschenhals) wirkt. Unterschreitet die Elektrodenspannung lokal einen Schwellwert, bei dem die

fokussierende Kraft nicht mehr ausreichend ist, wird die Transmission vermindert. Durch eine Vergrößerung der gesamten Elektrodenspannung kann dieser Effekt kompensiert werden. Um die Elektrodenspannung zu erhöhen muss die HF-Senderleistung verstärkt werden. Dadurch wird das Potential der kompletten Struktur proportional an jedem Punkt erhöht. Zu hohe Feldstärken bewirken jedoch eine Abweichung vom teilchendynamischen Optimum, deshalb ist eine Korrektur dieser Art nicht beliebig zu verwirklichen. Im unteren und mittleren Leistungsbereich ist eine Korrektur durch Erhöhen der Leistung ohne größeren Aufwand möglich. Bei hohen Temperaturen müssen stärkere Sender und das Abführen einer zusätzlichen Verlustleistung mit eingeplant werden. Außerdem ändert eine höhere Spannung die Optik, d.h. die Ausgangsemittanz und die Eingangsakzeptanz, des RFQs ändert.

### **Elektrodenüberhang**

Nicht nur die Modulation, die Zellenlänge und die Apertur wirken sich auf die Spannungsverteilung aus, sondern auch das Überstehen der Elektroden an den Enden der Struktur. Damit die von der letzten Stütze getragenen Elektroden nicht auf Null-Potential gelegt werden und somit das Potential auf der Strahlachse auf den halben Wert steigt, lässt man die Elektroden an den entsprechenden Stellen überstehen. So wird an den Strukturenden eine zusätzliche Kapazität erzeugt. Als Idealwert sollte der Überstand die Länge einer halben HF-Zelle haben. In diesem Fall jedoch würde das nicht von der letzten Stütze getragene Elektrodenpaar eineinhalb Zellenlängen frei in den Raum hängen, und es hätte somit eine deutlich zu große Kapazität. Damit die Kapazität an den Elektrodenenden weder zu groß noch zu klein ist, lässt man sie also ca. eine viertel Zellenlänge überstehen. Die Erhöhung der Kapazität wirkt sich vor allem auf die Randzellen des Resonators aus. Diese erhalten dadurch eine niedrigere Eigenfrequenz. Diese Wirkung ist trotz des im Verhältnis zur Gesamtlänge geringen Überstehens deutlich sichtbar.



*Abb. 5.2: Longitudinaler Spannungsverlauf zwischen den oberen beiden Elektroden einer 4-Rod-RFQ-Struktur mit leicht überstehenden Enden.*

Abbildung 5.2 zeigt die Spannungsverteilung entlang der Elektroden bei einer 1,95 m langen Struktur. Die Apertur dieser Struktur ist über die gesamte Länge konstant, der Elektrodenüberstand beträgt an jedem Ende eine Viertel-Zellenlänge. Die überhängenden Elektroden verändern allerdings die longitudinale Spannungsverteilung, da die Frequenz der Endzelle absinkt. Durch diesen Überstand sind die Elektroden etwa 2% länger. Vergleicht man diese Spannung mit dem mittleren Spannungswert so kommt man auf lokale Abweichungen von  $\pm 12,5\%$ .

Mithilfe eines 5-Zellen 4-Rod-RFQ-Modells wurden weitere Untersuchungen der Wirkung überstehender Elektroden simuliert. In diesen Simulationen wurde die Länge der Elektroden variiert.

- bündiger Abschluss der Elektroden mit den Stützenflächen
- 20 mm Überhang der Elektroden an jedem Ende
- 120 mm Überhang der Elektroden

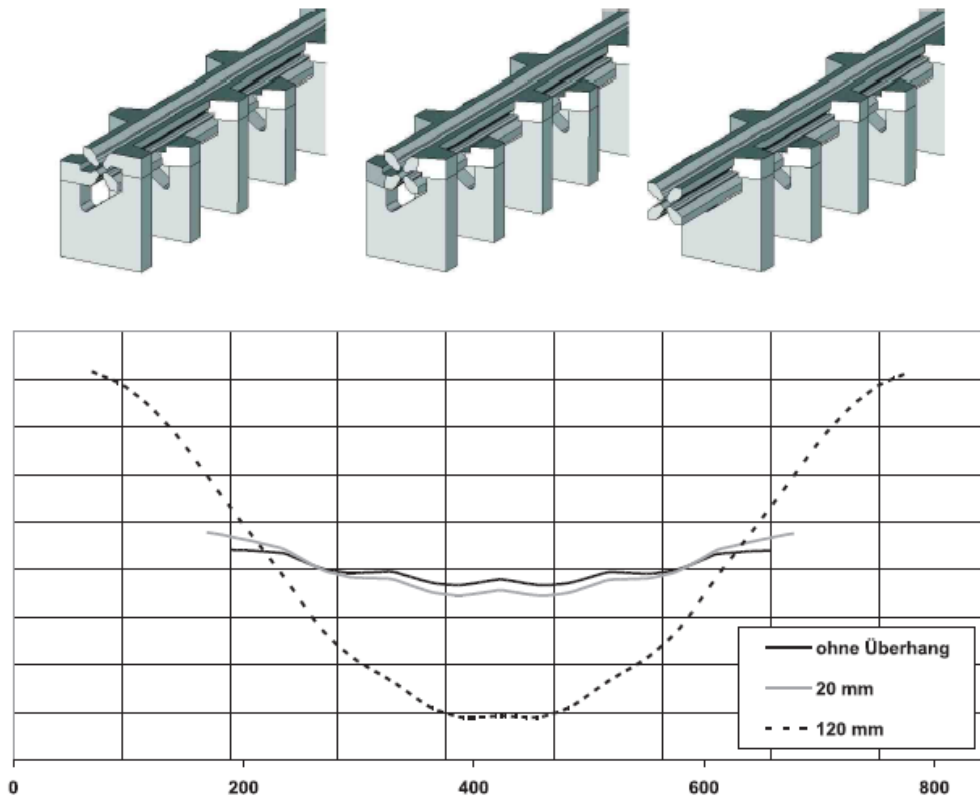


Abb. 5.3: Die untersuchten Modelle mit unterschiedlichem Stützenüberstand sind im oberen Bild zu sehen. Im unteren Bild ist die Spannungsverteilung der Modelle dargestellt. Die senkrechten Gitterlinien sind im Stützenabstand von 94 mm eingezeichnet.

## 5.2. HF-Zellen Verstimmung

Da alle HF-Zellen mit einer mittleren Frequenz betrieben werden, ist bei einigen die Betriebsfrequenz etwas zu hoch bei anderen zu niedrig. Durch die Abweichung der Betriebsfrequenz  $\omega$  von der Eigenfrequenz  $\omega_0$  wird die Verstimmung  $\nu$  definiert durch [14]:

$$\nu = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \quad (5.1)$$

Zur Bestimmung der Güte  $Q$  wurde in (4.8) die Frequenzbreite  $\Delta\omega$  eines Amplitudenabfalls von -3 dB verwendet. Die Verstimmung des Schwingkreises um diese Breite entspricht  $\pm 45^\circ$ , und es gilt

$$\nu_{\pm 45} = \pm \frac{1}{Q}. \quad (5.2)$$

Wird nun der Schwingkreis mit einer Spannung  $U$  angeregt, so kann der normierte Spannungsabfall über die Kapazität errechnet werden, mit

$$\frac{U_c(\omega)}{U} = \frac{Q \frac{\omega_0}{\omega}}{\sqrt{1 + (Q\nu)^2}} \quad (5.3)$$

In der Abbildung 5.4 sind die Spannungsverläufe für Schwingkreise mit verschiedener Güte schematisch dargestellt. Es ist zu sehen, dass die Spannung an der Kapazität bei positiver und negativer Verstimmung unterschiedlich stark abfällt.

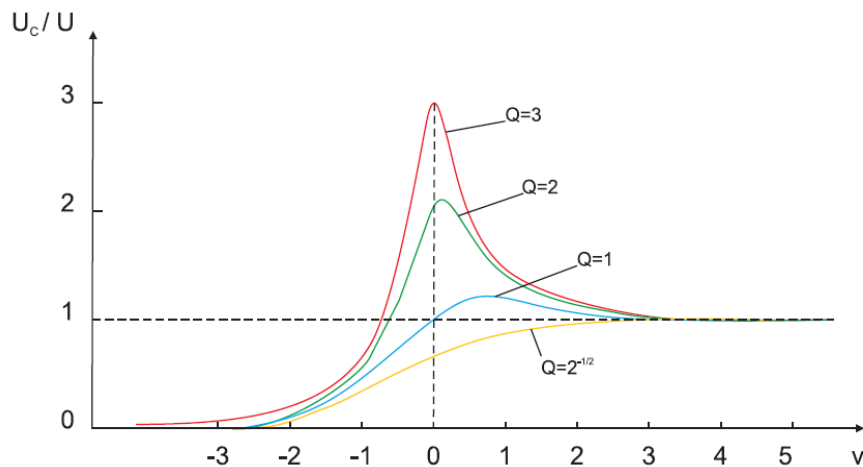


Abb. 5.4: Der Spannungsverlust an der Kapazität als Funktion der Verstimmung des Schwingkreises.

Durch eine Frequenzerhöhung wird generell die Elektrodenspannung einer HF-Zelle abgesenkt. Hier sind Zellen mit höherer Frequenz mehr davon betroffen als Zellen mit niedrigerer Frequenz. Die Randzellen des RFQ-Beschleunigers haben eine höhere Kapazität durch die überstehenden Elektroden und somit eine niedrigere Eigenfrequenz als die Resonanzfrequenz. Die Verstimmung  $\nu$  ist also positiv. Die Spannung ist dann im Randbereich höher als im mittleren Bereich der Struktur.

Die Wirkung auf die gesamte Struktur, die durch eine verstimmte HF-Zelle auftritt, hat eine ungleiche Spannungsverteilung zur Folge und kann außerdem für die Mitanregung höherer Moden verantwortlich sein. Anteile der ersten Obermode (HOM 1) verstärken die Spannung an den Strukturenden und schwächen sie in der Mitte, an der Stelle wo die erste Mode (HOM 1) einen Schwingungsknoten aufweist. (siehe auch Kapitel 4 Moden höherer Ordnung)



### 5.3. Störkondensatormessungen

Um an einem realen RFQ die longitudinale Spannungsverteilung zu messen, wird meist die Störkondensatormethode verwendet. Bei dieser Messung wird durch eine lokale Kapazitätsänderung  $\Delta C$  eine Resonanzfrequenzverschiebung  $\Delta f$  hervorgerufen. Dafür wird ein Kondensator mit geringer Kapazität über einer HF-Zelle zwischen zwei benachbarten Elektroden platziert, und die dadurch entstehende Frequenzverschiebung gemessen. Diesen Vorgang wiederholt man für jede andere HF-Zelle. Je nach lokaler Feldstärke fällt die Frequenzverschiebung unterschiedlich aus. Nun kann die Elektrodenspannung aus der durch den Störkörper hervorgerufenen Energieänderung berechnet werden. Die im Resonator gespeicherte Energie ist

$$W = \frac{1}{2} C U_0^2 \quad (5.4)$$

wobei  $U_0$  die Amplitude der Elektrodenspannung angibt. Ausgehend von rein dielektrischen Störungen und einem magnetischen Feld das als unverändert angenommen wird gilt

$$\Delta W = \frac{1}{4} \Delta C U_s^2 + \frac{1}{4} C U_s^2 - \frac{1}{4} C U_0^2 \quad (5.5)$$

Hier ist  $U_s$  die Elektrodenspannung der gestörten Struktur. Da die Frequenzänderung über das zeitliche Mittel bestimmt wird muss die Energieänderung  $\Delta W$  auch mit dem zeitlichen Mittel, dem Effektivwert der Spannung ( $U_{(eff)} = U_0 / \sqrt{2}$ ) berechnet werden. Falls die Störungen klein genug sind, so fallen sie mit der Näherung  $U_s \cong U_0$  weg. In diesem Fall kann mit der Slaterformel [15] ein proportionaler Zusammenhang zwischen der Frequenz- und der Kapazitätsänderung hergestellt werden.

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\Delta W}{W} = \frac{\Delta C U_0^2}{4W_0}, \quad W_0 = \frac{U_0^2 Q_0}{\omega_0 R_p} \quad (5.6)$$

Bei bekannter Güte und der Definition des  $R_p$ -Werts kann nun die Elektrodenspannung als Funktion der Frequenzverschiebung berechnet werden.

$$\frac{U_0^2}{N} = R_p = \frac{2\Delta f Q_0}{\pi \Delta C f_0^2} \quad (5.7)$$

Damit der  $R_p$ -Wert oder die lokale Elektrodenspannung absolut bestimmt werden kann, muss ein Kondensator mit einer kleinen Kapazität verwendet werden. Jedoch nimmt die Ungenauigkeit herkömmlicher Kondensatoren mit abnehmender Kapazität stark zu. Gebräuchliche Kapazitäten liegen in etwa bei 1 pF. Durch die Fertigungstoleranzen kommt es zu Messfehlern im Bereich von etwa 10%. Deshalb wird der Kondensator vor seinem Gebrauch geeicht, um die genaue Kapazität zu ermitteln.

Nachdem die lokale Spannung für jede HF-Zelle ermittelt wurde, erhält man aus den Werten eine *Flatness Kurve*, bei welcher die Spannungsverteilung dargestellt wird. Meist sind absolute Messwerte unbedeutend, da nur die Konstanz der Spannung von Interesse ist. Die Ungenauigkeit der Störkapazität fällt in diesem Fall weg, und der Fehler des relativen Spannungsverlaufes ist kleiner. Abbildung 5.5 zeigt einen Störkondensator mit eingebautem Schalter, mit dem die zusätzliche Kapazität ein und ausgeschaltet werden kann. Da der Störkondensator an sich schon eine geringe Kapazität besitzt, kann mit Hilfe des Schalters der genaue Wert der Frequenzverstimmung durch die zusätzliche Kapazität bestimmt werden. Der Anteil der Feldstörung durch das Volumen des Isolators kann also kompensiert werden, indem man eine Messung mit zugeschalteten Kondensator und eine Messung ohne zugeschalteten Kondensator durchführt.



*Abb. 5.5: Störkondensator mit Schalter. Dieser wird auf zwei entgegen gesetzte gepolte Elektroden gesetzt um damit die dadurch entstehende Frequenzverschiebung zu messen.*

## 5.4. Spannungseinstellung an der Resonanzstruktur

Damit eine gleichmäßige Spannungsverteilung entlang der Elektroden eingestellt werden kann, müssen die Eigenfrequenzen der einzelnen HF-Zellen abgestimmt werden. Im Wesentlichen ist die Kapazität durch das Elektrodendesign vorgegeben und damit eine feste Größe, deshalb wird die Eigenfrequenz einer HF-Zelle über die Induktivität variiert. Die Induktivität wird durch die Abstimmplatten (Tuningplatten) eingestellt. Aufgrund der starken induktiven Kopplung der Zellen wirkt sich eine Änderung stets auf die gesamte Struktur aus. Insbesondere bei langen Strukturen ist die Spannungsverteilung sehr empfindlich gegenüber Störungen. Ebenfalls wirken sich Tankeinbauten wie Tauchkolben, Koppelschleife, Pumpstutzen und Deckeleinsätze lokal auf die Induktivität und somit auf die Spannungsverteilung aus.

### Tuningplatten

Die Tuningplatten sind mit Klemmkontakten in der Zelle zwischen den Stützen in einer bestimmten Höhe positioniert. Durch die Variation der Höhe wird der Stromweg in der entsprechenden Zelle verkürzt oder verlängert, wodurch sich die Induktivität verändert und sich dem entsprechend die Resonanzfrequenz in dieser Zelle vergrößert oder verkleinert.

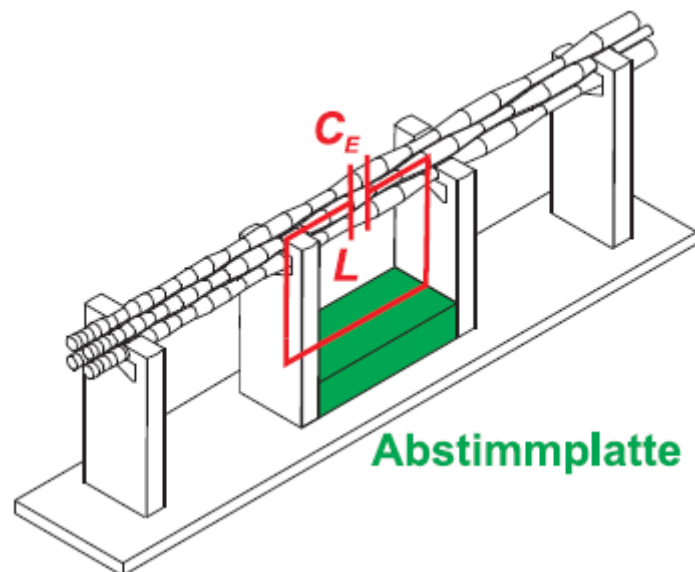


Abb. 5.6: Tuningplatte zwischen den Stützen in einer HF-Zelle. Wird die Tuningplatte in der Höhe nach oben verschoben, so verkürzt sich der Stromweg und somit erhöht sich die Resonanzfrequenz in der Zelle.

### Wirkungsfunktionen

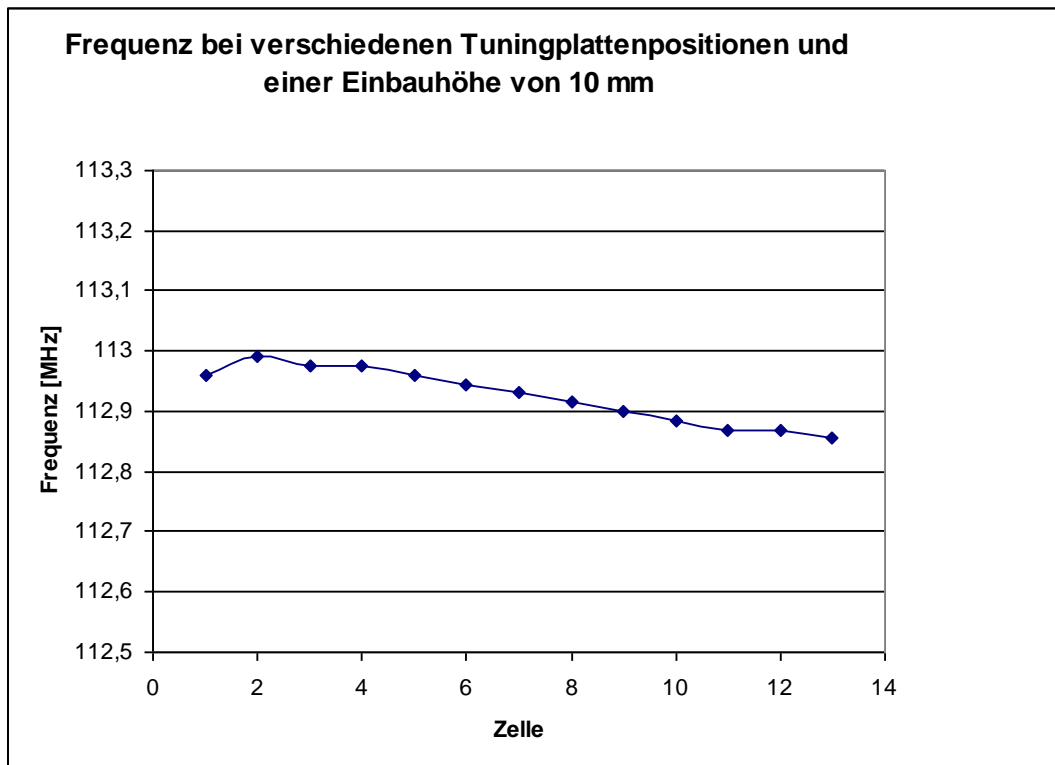
Die Wirkung einer Tuningplatte erstreckt sich wegen der kapazitiven und magnetischen Kopplung über die ganze Struktur. Um die Wirkung einer einzelnen Platte zu untersuchen, wird die hervorgerufene Änderung der Spannungsverteilung genauer betrachtet. Dafür ermittelt man als erstes die Spannungsverteilung einer nicht abgestimmten Struktur anhand einer Störkondensatormessung. Im nächsten Schritt wird eine Tuningplatte in die zu untersuchende Zelle gesetzt. Die sich neu einstellende Spannungsverteilung wird ermittelt. Aus den beiden Verteilungen kann nun die Wirkung der Tuningplatte als Funktion der longitudinalen Position  $z$  und einer Ausgangsverteilung  $UF_U$  (**U**nflatness, **u**ntuned) angegeben werden. Im Folgenden wird diese Funktion als *Wirkungsfunktion* und in mathematischen Zusammenhang mit  $EC$  (**E**ffect **C**urve), die resultierende Spannungsverteilung wird mit  $UF_T$  (**U**nflatness, **t**uned) bezeichnet.

$$UF_T(z) = UF_U(z) + EC(z) \times UF_U(z) = UF_U(z) \times EC(z) \quad (5.8)$$

Aus dem Verhältnis der abgestimmten und der unabgestimmten Spannungsverteilung wird die Wirkungsfunktion  $EC$  ermittelt. Die Änderung der Elektrodenspannung an einem Ort  $z_0$  wird durch die Wirkungsfunktion  $EC$  als Faktor gegeben. Werte über Null erhöhen die lokale Spannung, Werte unter Null senken sie ab. Bei ausgebaute Tuningplatte wird die Wirkfunktion  $EC(z) = 0$  [13].

### Voruntersuchungen zur Frequenzeinstellung

Bei einer weiteren Untersuchung an einem RFQ wurden mehrere Frequenzmessungen in Abhängigkeit der Tuningplattenposition und der Tuningplattenhöhe durchgeführt. Dazu wurde zuerst die Tuningplattenposition verändert, d.h. eine Tuningplatte wurde in eine Zelle eingesetzt und die daraus resultierende Frequenzverschiebung gemessen, danach wurde die Tuningplatte mit der gleichen Höhe in die nächste Zelle gesetzt und wiederum die Frequenzverschiebung gemessen. Die daraus resultierenden Ergebnisse sind in Abb. 5.7 zu sehen.



*Abb. 5.7: Resonanzfrequenz bei Unterschiedlichen Tuningplattenpositionen.*

Bei diesen Messungen ist zu erkennen, dass eine Tuningplatte am Anfang der Struktur eine größere Änderung bewirkt als am Ende der Struktur. Dies liegt daran, dass die Kapazität am Anfang der RFQ-Elektroden größer ist, und durch eine Tuningplatte im Eingangsbereich somit eine größere Änderung der Frequenz hervorgerufen wird. Im Eingangsbereich haben die Elektroden eine kleinere mittlere Apertur und somit ist die Kapazität zwischen den Elektroden höher.

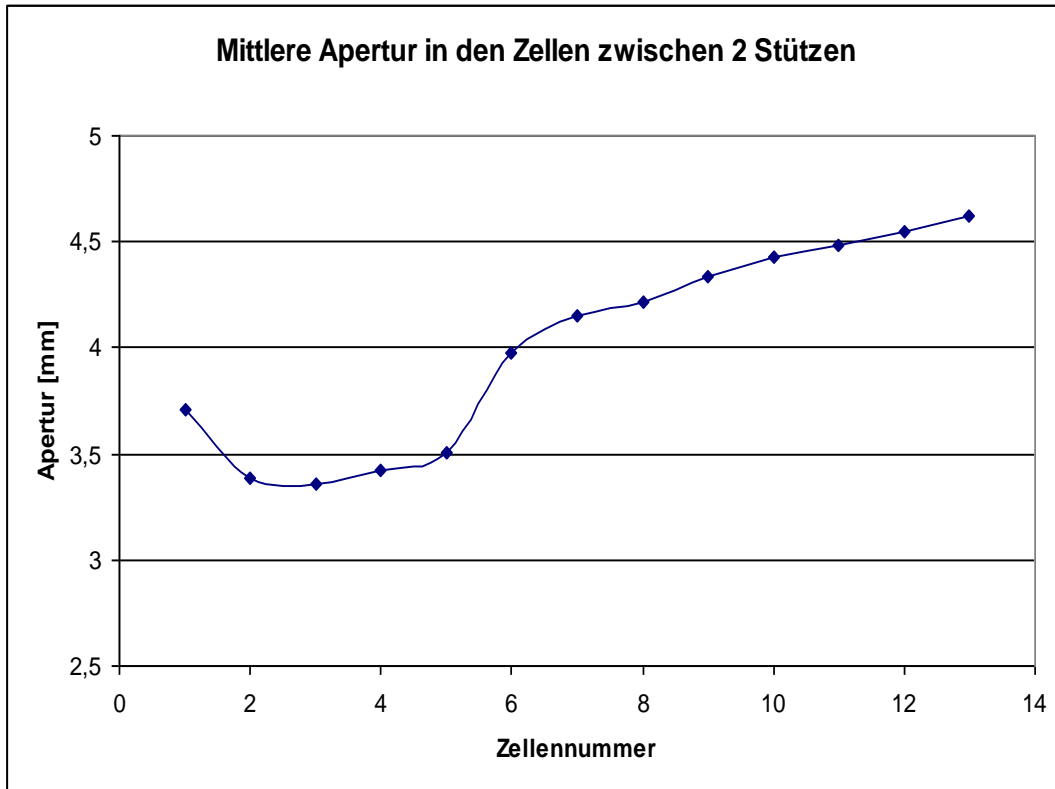


Abb. 5.8: Die Mittlere Apertur der Elektroden ist am Eingangsbereich am kleinsten und wird zum Ende der Elektroden kleiner. Der Bereich der ersten HF-Zelle hat noch keine Modulation, deshalb ist die Apertur hier noch etwas höher.

Durch die Variation der Höhe der Tuningplatte erhält man weitere Informationen. Abbildung 5.8 zeigt die Frequenzverschiebung bei unterschiedlicher Tuningplattenhöhe. Bei den höher eingestellten Tuningplatten zeigt sich im Eingangsbereich eine deutlich niedrigere Frequenzverschiebung. Dies ist zum einen auf die geringere Kapazität zurückzuführen. Außerdem spielen die überhängenden Elektroden eine Rolle. Die Aufsummierung der einzelnen Messung mit geringer Tuningplattenhöhe ergibt ein etwas kleineres Resultat wie eine entsprechende Messung mit höher eingestellter Tuningplatte. Eine höher eingestellte Tuningplatte hat also größere Effekte auf die Resonanzfrequenz. Der Grund dafür liegt an der Spannung entlang der Stütze, da die Spannung auf der Stütze nach oben hin zunimmt. Durch eine höhere Spannung wird die Frequenzverschiebung größer. Dies kann überprüft werden indem man eine Tuningplatte im unteren und im oberen Bereich jeweils um den gleichen Wert verschiebt. Je höher die Tuningplatte sitzt desto größer wird die Frequenzverschiebung [26].

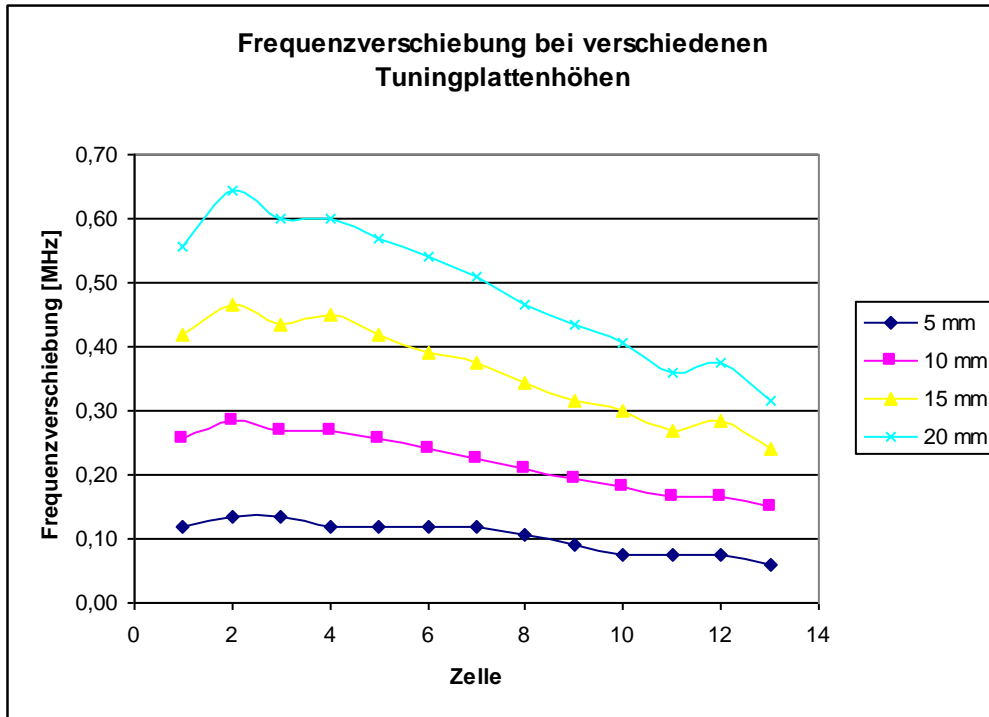


Abb. 5.9: Frequenzänderung durch unterschiedlich eingestellte Tuningplattenhöhen.

Nach diesen Messungen wurde die Frequenzänderung durch zwei Tuningplatten untersucht. Dazu wurden Messungen mit zwei Tuningplatten, mit jeweils 100 mm Höhe, an allen möglichen Positionen durchgeführt. Vergleicht man diese Messungen mit den aus den Einzelmessungen berechneten Werten, so lassen sich nur geringe Unterschiede feststellen.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1		0,54	0,525	0,525	0,51	0,495	0,48	0,465	0,45	0,435	0,42	0,42	0,405
2	0,525		0,555	0,555	0,54	0,525	0,51	0,495	0,48	0,465	0,45	0,45	0,435
3	0,51	0,54		0,54	0,525	0,51	0,495	0,48	0,465	0,45	0,435	0,435	0,42
4	0,51	0,555	0,525		0,525	0,51	0,495	0,48	0,465	0,45	0,435	0,435	0,42
5	0,51	0,54	0,525	0,525		0,495	0,48	0,465	0,45	0,435	0,42	0,42	0,405
6	0,495	0,54	0,51	0,51	0,495		0,465	0,45	0,435	0,42	0,405	0,405	0,39
7	0,48	0,51	0,495	0,495	0,48	0,465		0,435	0,42	0,405	0,39	0,39	0,375
8	0,465	0,51	0,48	0,495	0,475	0,45	0,435		0,405	0,39	0,375	0,375	0,36
9	0,45	0,48	0,465	0,465	0,45	0,435	0,405	0,39		0,375	0,36	0,36	0,345
10	0,435	0,48	0,45	0,45	0,435	0,42	0,39	0,39	0,36		0,345	0,345	0,33
11	0,42	0,465	0,435	0,435	0,42	0,405	0,39	0,375	0,36	0,345		0,33	0,315
12	0,42	0,465	0,435	0,435	0,42	0,405	0,39	0,375	0,36	0,345	0,315		0,315
13	0,39	0,435	0,405	113,1	0,39	0,375	0,345	0,345	0,33	0,3	0,27	0,285	

Tab. 5.1: Vergleich zwischen den gemessenen Werten (blau) und den aus den einzelnen Tuningplatten berechneten Werten (grün) mit den jeweiligen HF-Zellen Positionen.

## Spannungsverteilung im RFQ

	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13			
1	2		0,78	0,795	0,78	0,765	0,75	0,735	0,72	0,72	0,705	0,705	0,675		
	3	0,81		0,765	0,765	0,75	0,735	0,735	0,705	0,705	0,69	0,675	0,66		
	4	0,81	0,795		0,765	0,75	0,75	0,735	0,72	0,705	0,69	0,69	0,645		
	5	0,795	0,78	0,78		0,735	0,735	0,72	0,675	0,69	0,675	0,675	0,66		
	6	0,78	0,765	0,765	0,75		0,72	0,72	0,69	0,675	0,66	0,675	0,63		
	7	0,765	0,75	0,75	0,735	0,72		0,72	0,675	0,66	0,645	0,645	0,63		
	8	0,75	0,735	0,735	0,72	0,705	0,69		0,66	0,66	0,645	0,645	0,615		
	9	0,735	0,72	0,72	0,705	0,69	0,675	0,66		0,615	0,615	0,615	0,6		
	10	0,72	0,705	0,705	0,69	0,675	0,66	0,645	0,63		0,6	0,615	0,585		
	11	0,705	0,69	0,69	0,675	0,66	0,645	0,63	0,615	0,6		0,585	0,57		
	12	0,705	0,69	0,69	0,675	0,66	0,645	0,63	0,615	0,6	0,585		0,57		
	13	0,69	0,675	0,675	0,66	0,645	0,63	0,615	0,6	0,585	0,57	0,57			
	2	3			0,855	0,87	0,84	0,825	0,825	0,81	0,795	0,78	0,78	0,765	
4			0,825		0,855	0,85	0,84	0,84	0,825	0,81	0,795	0,795	0,78		
5			0,81	0,81		0,84	0,84	0,885	0,81	0,795	0,795	0,795	0,765		
6			0,795	0,795	0,78		0,81	0,81	0,78	0,78	0,765	0,765	0,735		
7			0,78	0,78	0,765	0,75		0,855	0,795	0,765	0,75	0,75	0,735		
8			0,765	0,765	0,75	0,735	0,72		0,84	0,81	0,795	0,81	0,78		
9			0,75	0,75	0,735	0,72	0,705	0,69		0,72	0,705	0,72	0,69		
10			0,735	0,735	0,72	0,705	0,69	0,675	0,66		0,705	0,705	0,675		
11			0,72	0,72	0,705	0,69	0,675	0,66	0,645	0,63		0,69	0,675		
12			0,72	0,72	0,705	0,69	0,675	0,66	0,645	0,63	0,615		0,675		
13			0,705	0,705	0,69	0,675	0,66	0,645	0,63	0,615	0,6	0,6			
3		4				0,795	0,765	0,765	0,78	0,735	0,72	0,735	0,705	0,69	
		5				0,795	0,765	0,765	0,75	0,735	0,72	0,705	0,72	0,69	
	6			0,78	0,765		0,735	0,72	0,705	0,69	0,675	0,69	0,66		
	7			0,765	0,75	0,735		0,705	0,69	0,675	0,66	0,675	0,645		
	8			0,75	0,735	0,72	0,705		0,705	0,66	0,645	0,66	0,63		
	9			0,735	0,72	0,705	0,69	0,675		0,645	0,63	0,645	0,615		
	10			0,72	0,705	0,69	0,675	0,66	0,645		0,615	0,63	0,6		
	11			0,705	0,69	0,675	0,66	0,645	0,63	0,615		0,6	0,585		
	12			0,705	0,69	0,675	0,66	0,645	0,63	0,615	0,6		0,585		
	13			0,69	0,675	0,66	0,645	0,63	0,615	0,6	0,585	0,585			
	4	5				0,75	0,75	0,735	0,72	0,705	0,69	0,69	0,69	0,675	
		6				0,765		0,735	0,72	0,705	0,69	0,69	0,66	0,63	
		7				0,75	0,735		0,675	0,66	0,66	0,645	0,645	0,66	
8					0,735	0,72	0,705		0,69	0,69	0,675	0,63	0,6		
9					0,72	0,705	0,69	0,675		0,615	0,6	0,615	0,585		
10					0,705	0,69	0,675	0,66	0,645		0,585	0,6	0,57		
11					0,69	0,675	0,66	0,645	0,63	0,615		0,585	0,57		
12					0,69	0,675	0,66	0,645	0,63	0,615	0,6		0,57		
13					0,675	0,66	0,645	0,63	0,615	0,6	0,585	0,585			
5		6					0,675	0,675	0,66	0,645	0,63	0,645	0,615		
		7					0,72		0,675	0,645	0,66	0,645	0,66	0,63	
		8					0,705	0,69		0,66	0,645	0,645	0,615	0,585	
		9					0,69	0,675	0,66		0,6	0,585	0,585	0,57	
	10					0,675	0,66	0,645	0,63		0,6	0,615	0,585		
	11					0,66	0,645	0,63	0,615	0,6		0,585	0,57		
	12					0,66	0,645	0,63	0,615	0,6	0,585		0,57		
	13					0,645	0,63	0,615	0,6	0,585	0,57	0,57			
	6	7						0,67	0,67	0,645	0,6325	0,6325	0,6075		
		8						0,675		0,67	0,6325	0,62	0,595		
		9						0,66	0,645		0,6075	0,595	0,595	0,57	
		10						0,645	0,63	0,615		0,5825	0,595	0,545	
		11						0,63	0,615	0,6	0,585		0,57	0,57	
12							0,63	0,615	0,6	0,585	0,57		0,5575		
13							0,615	0,6	0,585	0,57	0,555	0,555			
7		8							0,62	0,645	0,6325	0,645	0,62		
		9							0,63		0,595	0,5825	0,5825	0,5575	
		10							0,615	0,6		0,57	0,57	0,5575	
		11							0,6	0,585	0,57		0,57	0,545	
		12							0,6	0,585	0,57	0,555		0,5325	
		13							0,585	0,57	0,555	0,54	0,54		
	8	9								0,57	0,5575	0,57	0,545		
		10								0,585		0,5575	0,5325		
		11								0,57	0,555		0,545	0,52	
		12								0,57	0,555	0,54		0,52	
		13								0,555	0,54	0,525	0,525		
		9	10									0,52	0,5325	0,5075	
			11									0,54		0,495	
12											0,54	0,525		0,495	
13											0,525	0,51	0,51		
10			11											0,5075	0,4825
			12											0,51	0,4825
			13											0,495	0,495
			11	12											
	13														0,48

Tab. 5.2: Frequenzverschiebung in MHz mit 3 Tuningplatten (gemessen und berechnet)



Die neu gemessenen Werte sind mit den Vergleichswerten nahezu identisch. Bei geringen Frequenzänderungen gibt es näherungsweise ein lineares Verhalten. Es lässt sich somit recht gut abschätzen, inwiefern die Tuningplattenpositionen eingestellt werden müssen um die gewünschte Resonanzfrequenz zu erhalten. Zur genaueren Betrachtung wurden noch Messungen mit jeweils 3 Tuningplatten (100 mm Höhe) durchgeführt und mit Einzelmessungen verglichen.

In Tabelle 5.2 sind alle Tuningplattenpositionen für 3 Tuningplatten aufgeführt. Die hellblau eingefärbten Werte sind die gemessenen Werte mit den jeweiligen Tuningplatten, die hellgrünen Werte sind die, durch Messungen mit einzelnen Tuningplatten, berechneten Werte. Auch hier gibt es zwischen den gemessenen und berechneten Werten nur geringe Unterschiede.

## 6. HLI-RFQ

### 6.1. Planung und Aufbau

Für die Anpassung des HLI an die neue 28 GHz-ECR-Ionenquelle und die gleichzeitige Erhöhung des Duty-cycles von jetzt 25 % auf 100 % wurde ein neuer 4-Rod-RFQ gebaut. Der neue RFQ-Beschleuniger soll den bereits vorhandenen, auch am IAP entwickelten, HLI-RFQ, der 1991 in Betrieb gegangen ist, ersetzen.

Der neue HLI-4-Rod-RFQ soll geladene Ionen von 4 keV/u auf 300 keV/u für die Injektion in die nachfolgende Rebuncher Cavity und die IH-Struktur beschleunigen. Dazu werden eine hohe Strahltransmission, eine kleine Strahlemittanz und eine geringe transversale Emittanzzunahme benötigt. Die Strahleingangs-Konvergenz ist dabei klein zu halten, damit ein gutes Matching gewährleistet wird.

Injektions- / Austrittsenergie	4 / 300 keV/u
Masse-Ladungs-Verhältnis q/A	$\leq 6$
Resonanzfrequenz	108,48 MHz
RFQ Länge	2,0 m

*Tabelle 6.1: Technische Spezifikation des HLI-RFQ*

In diesem Kapitel werden Rechnungen zur Strahldynamik, der Entwurf der Resonatorgeometrie sowie deren elektrodynamische Simulationen und thermische Rechnungen basierend auf der Stromverteilung der Struktur behandelt. Danach folgt eine Beschreibung zum Aufbau der RFQ-Struktur und zur Abstimmung der Feldverteilung. Erste Messergebnisse werden zusammengefasst [20].

### 6.2. Teilchendynamische Auslegung

Die teilchendynamische Auslegung des RFQs wurde nach der Methode der adiabatischen Variation der Parameter Apertur  $a$ , Phase  $\varphi$ , und Modulation  $m$  durchgeführt, mit dem Ziel die vorgegebenen Strahleigenschaften zu erreichen, aber auch um einen kompakten RFQ zu erhalten, der bezüglich notwendigem

Leistungsverbrauch und Spitzenfeldstärken mit einem Sicherheitsfaktor eine hohe Betriebssicherheit erlauben sollte.

Durch umfangreiche Simulationsberechnungen mit dem Programm PARMTEQ (*Phase And Radial Motion in Transverse Electric Quadrupoles*) [16] [17] wurde die Elektrodengeometrie des RFQ optimiert. PARMTEQ ist ein Programm zur numerischen Lösung der Bewegungsgleichungen geladener Teilchen im Feld des RFQ, d.h. der Mathieu'schen Differentialgleichungen (3.37 – 3.39), siehe Kapitel 3.3. Mit Hilfe der Vorgabe der Resonanzfrequenz, des Masse / Ladungs-Verhältnisses und der Ein- und Ausgangsenergie wurde die Elektrodengeometrie entworfen, die auf einer Länge von 1995 mm die geforderte Beschleunigung erreicht, bei Einhaltung der geforderten Ausgangsparameter ( $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \Delta\phi, \Delta W$ ) und der Transmission. In Tabelle 6.2 sind die Ergebnisse der Teilchendynamiksimulationen festgehalten.

Injektions- / Ausgangsenergie	4 keV/u / 300keV/u
Elektrodenspannung	55 kV
Minimale Apertur $a$	2,1 mm
Maximale Modulation $m$	2,48
Eingangsemittanz $\varepsilon_{trans, norm, rms}$	0,1 $\pi$ mm mrad
Elektrodenlänge	1995 mm
Anzahl der Zellen	150
rad. Emittanz $\varepsilon_{outy}^{n, rms}$ , 5mA	0,1 $\pi$ mm mrad
rad. Emittanz $\varepsilon_{outy}^{n, rms}$ , 0mA	0,1 $\pi$ mm mrad
long. Emittanz $\varepsilon_{outy}^{n, rms}$ , 5mA	110 $\pi$ deg. keV/u
Transmission (5mA)	95,2 %

Tabelle 6.2: Ergebnisse der PARMTEQ Teilchendynamiksimulationen

Abb. 6.1 zeigt den Strahlradius, die Phasenbreite und die Energieunschärfe als Funktion der Zellenzahl, Abb. 6.2 die Eingangs- und Ausgangsemittanzen ohne Raumladung.

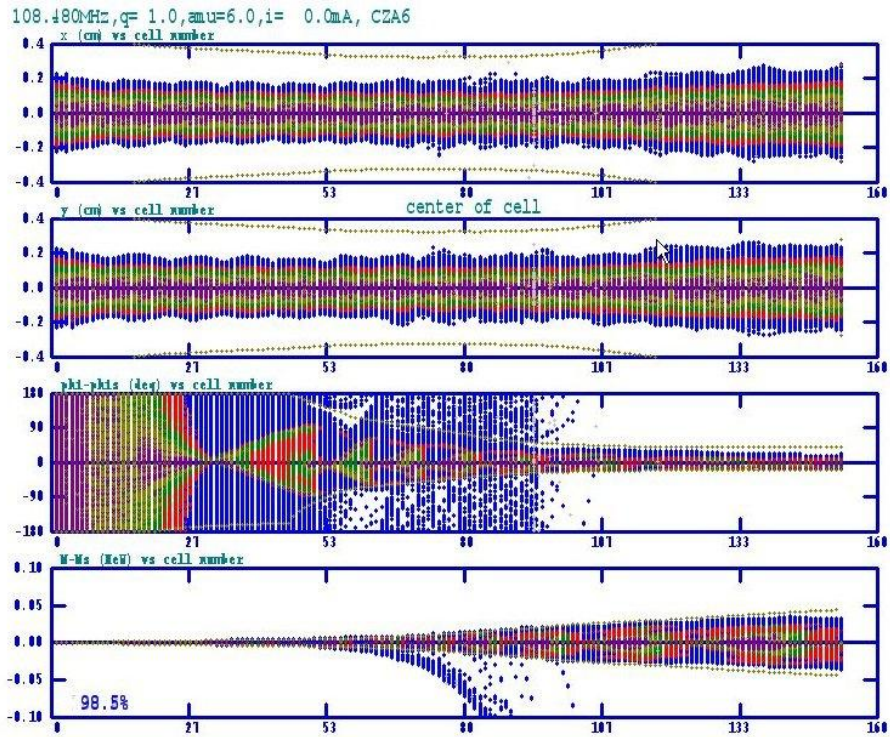


Abb. 6.1: Strahlverlauf im RFQ, für  $I = 0\text{mA}$ ,  $x$ ,  $y$ ,  $\Delta\phi$ ,  $\Delta T$  als Funktion der RFQ-Zellennummer

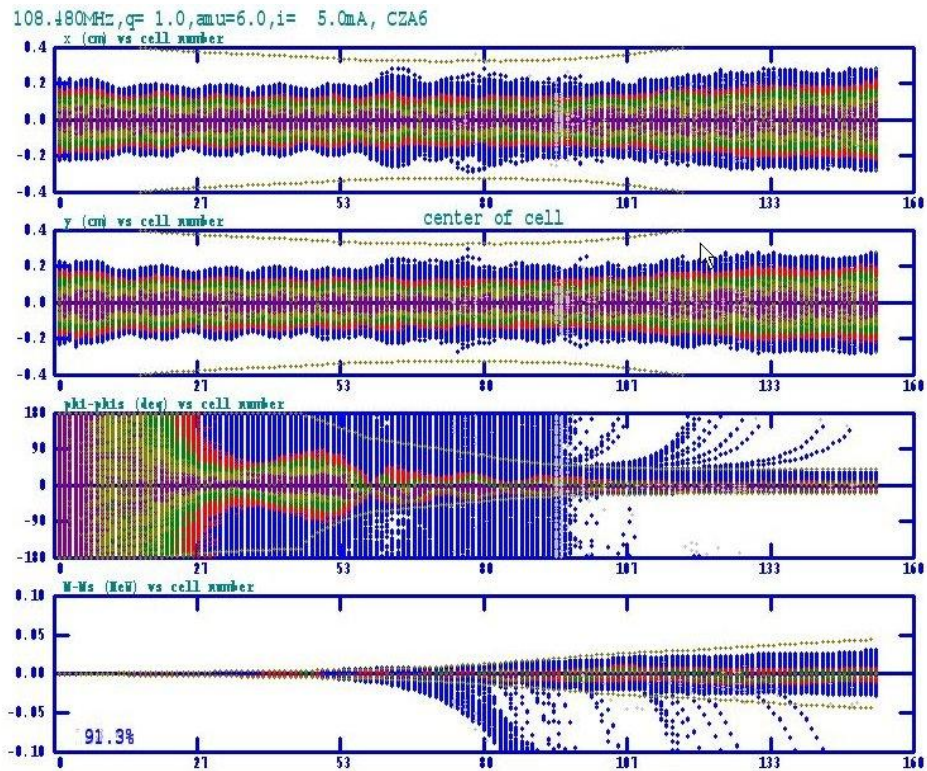


Abb. 6.2: Strahlverlauf im RFQ, für  $I = 5\text{mA}$ ,  $x$ ,  $y$ ,  $\Delta\phi$ ,  $\Delta T$  als Funktion der RFQ-Zellennummer

### 6.3 Emittanzen

Bei den Simulationen für dieses Elektrodendesign wurde zunächst die Raumladung vernachlässigt (kein Strahlstrom), danach mit einem Strahlstrom von 5 mA durchgeführt. Die ersten Simulationen wurden mit 1000 Makroteilchen durchgeführt. Für die endgültigen Simulationen wurde mit 100.000 Makroteilchen simuliert. Bei der Erstellung eines Makroteilchens ordnet das Simulationsprogramm einem differentiellen Volumenstück eine bestimmte Ladung zu. Somit können durch diese statistische Behandlung der Ionen auch relativ große reale Teilchenzahlen mit begrenztem Aufwand berechnet werden. Die Simulationsergebnisse ohne Raumladung (bei 0 mA Strahlstrom) sind in Abbildung 6.3 zu sehen. Der Strahl zeigt die für AG-Defokussierung typische Ausgangsemittanz, Fokussierung in der x-z-Ebene und Defokussierung in der y-z-Ebene. Nach dem Durchlaufen des RFQs zeigt die Phasenverteilung der Teilchen die typische Spiralform, die durch die Nichtlinearitäten der Sinusfunktion entsteht.

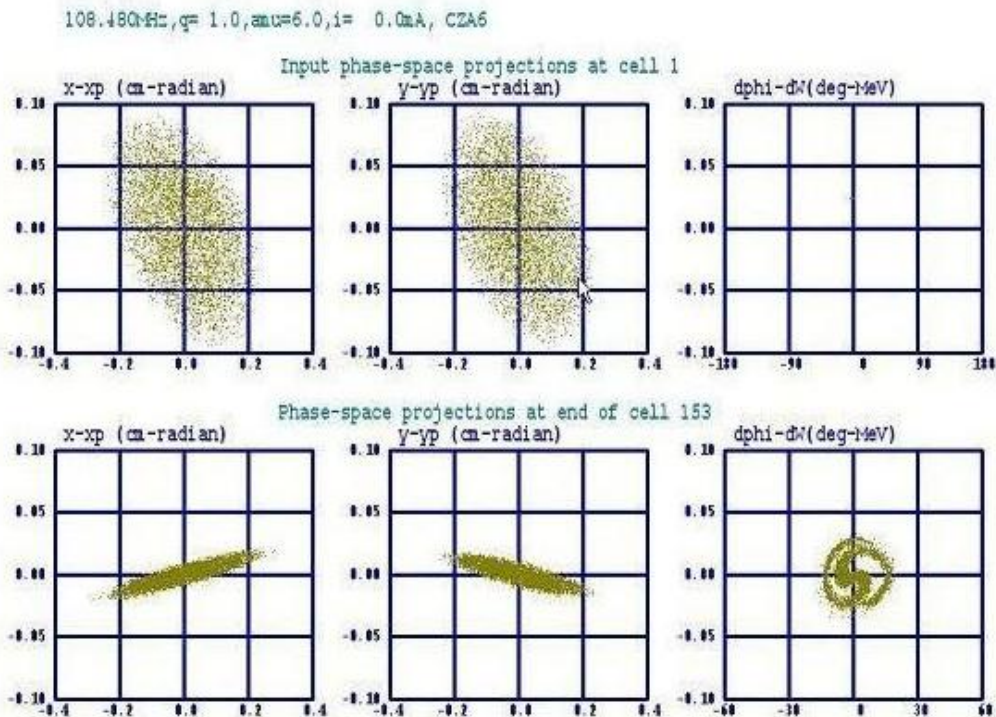


Abb. 6.3: Eingangs- und Ausgangsemittanzen bei einem Strahlstrom von 0 mA.

In Abbildung 6.3 sieht man die Ergebnisse der Simulation für einen Strahlstrom von 5 mA. Die Transmission liegt hier noch bei einem sehr hohen Wert von 91,3 %. Die radiale Ausgangsemittanz ist im Vergleich zu Abb. 6.2 nahezu unverändert, während die longitudinale Ausgangsemittanz deutlich kleiner ist. Die Raumladung wirkt sich ausgleichend auf den Strahl aus, die in Abb. 6.4 zu sehenden ladungsfreien Volumen, werden gleichmäßig aufgefüllt. Dadurch nimmt die Emittanz insgesamt ab.

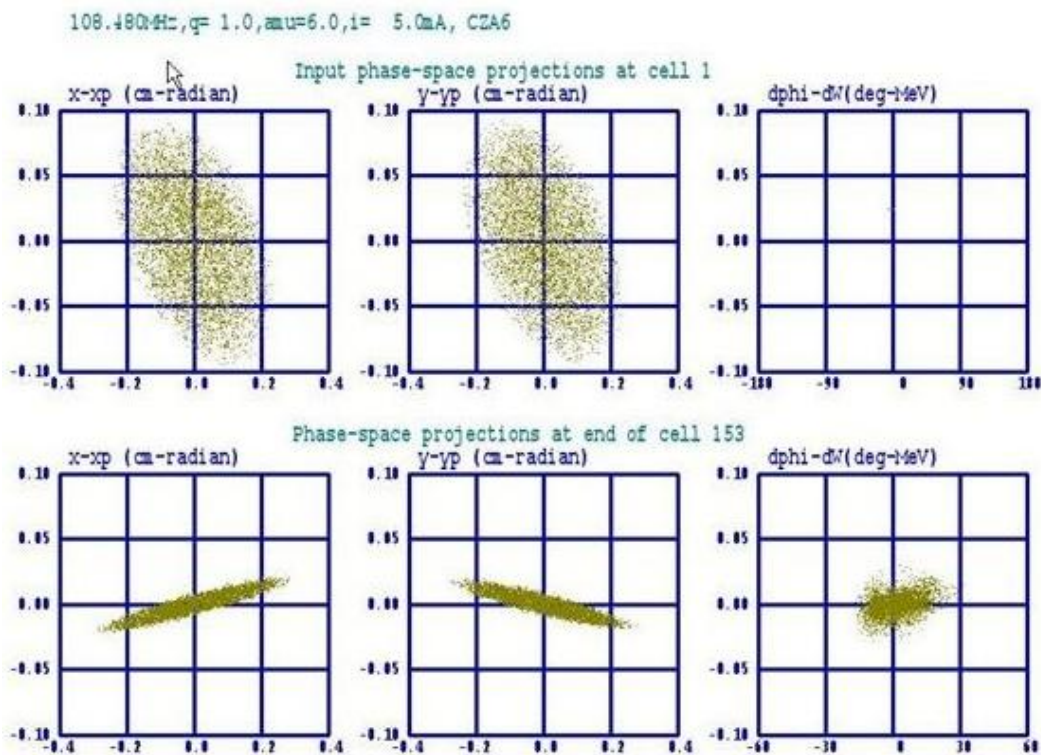


Abb. 6.4: Eingangs- und Ausgangsemittanzen bei einem Strahlstrom von 5 mA.

## 6.4. Teilchendynamische Toleranzen

Zur Untersuchung von teilchendynamischen Toleranzen wurden verschiedene Rechnungen durchgeführt, das heißt es wurde das Verhalten der Ausgangsemittanz und der Transmission bei Variation verschiedener Eingangsparameter untersucht.

Zunächst wurde die Ausgangsemittanz für verschiedene Eingangsemittanzen berechnet. Die Abbildung 6.5 und 6.6 zeigen die Änderung der Ausgangsemittanz bei Variation der Eingangsemittanz (für einen Strahlstrom

von 0 mA und 5 mA). Bei einem Strahlstrom von 0 mA verhalten sich die Ein- und Ausgangsemittanzen proportional. Während sie sich bei einem Strahlstrom von 5 mA nur noch nahezu proportional verhalten. Auch bei großen Eingangsemittanzen wird der Strahl stark gebuncht, d.h. die longitudinale Ausgangsemittanz bleibt bei einem Wert von etwa  $0,1 \pi$  deg. MeV/u (0 mA) und bei etwa  $0,06 \pi$  deg. MeV/u (5mA).

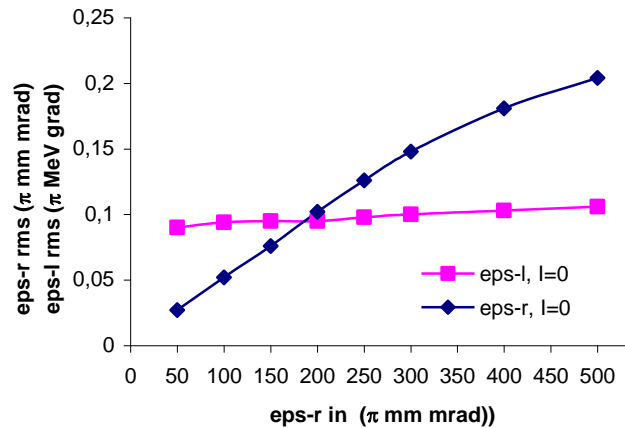


Abb. 6.5: Abhängigkeit der Ausgangsemittanzen von der transversalen Eingangsemittanz bei einem Strahlstrom von 0 mA.

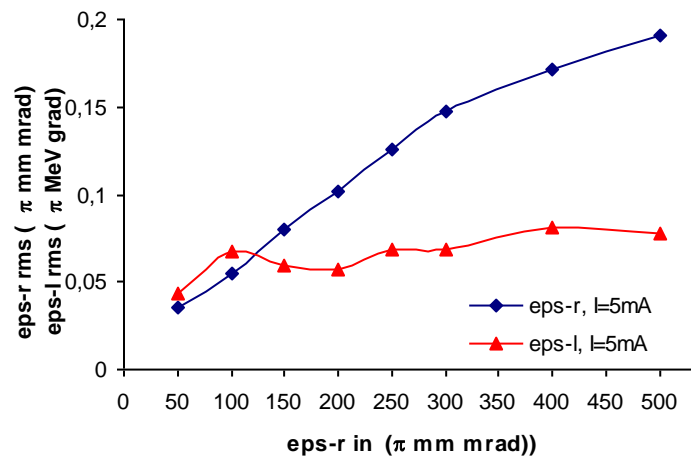


Abb. 6.6: Abhängigkeit der Ausgangsemittanzen von der transversalen Eingangsemittanz bei einem Strahlstrom von 5 mA.

Als nächstes wurde die Änderung der Transmission in Abhängigkeit der Strahleingangsemittanz und des Strahlstroms untersucht. Abb. 6.7 zeigt, dass sich die Transmission bei niedriger Emittanz bis  $300 \pi$  mm mrad nicht verändert. Bei größerer Emittanz fällt die Transmission linear ab. Durch die Änderung des Strahlstroms hat man einen nahezu linearen Abfall der Transmission. Jedoch ist der Transmissionswert bei einem Strahlstrom von 5 mA noch in einem akzeptablen Bereich. Dies ist in Abb. 6.8 dargestellt.

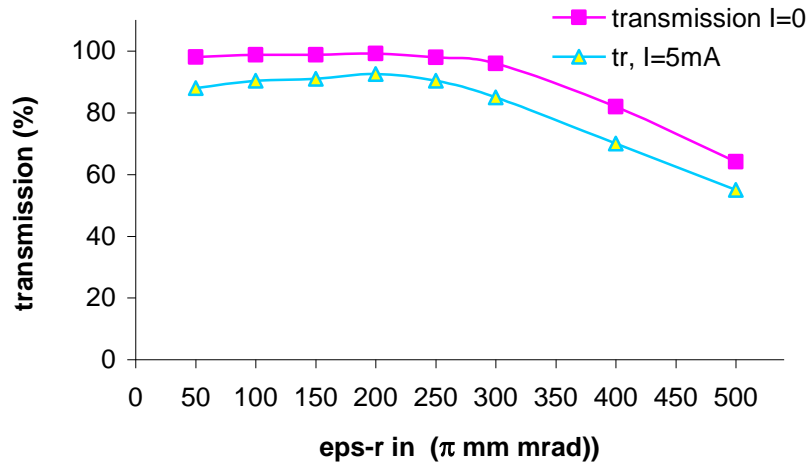


Abb. 6.7: Änderung der Transmission durch Variation der Eingangsemittanz.

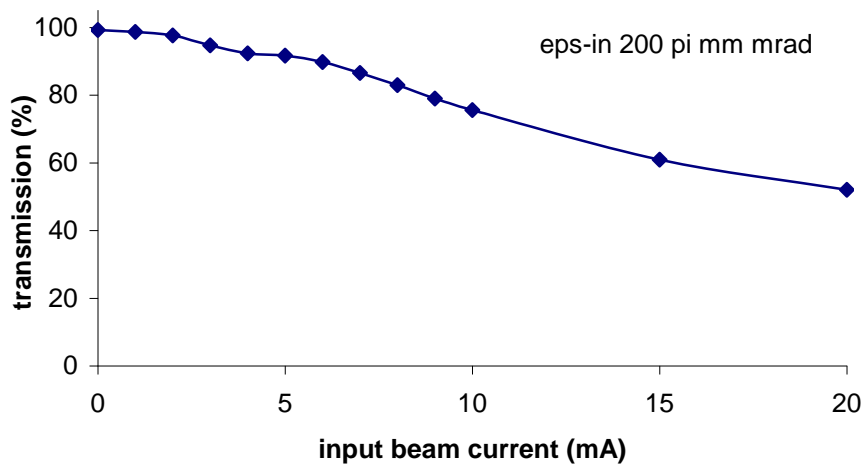


Abb. 6.8: Transmission in Abhängigkeit des Strahlstroms.

Abschließend wurde noch untersucht wie sich die Ausgangsemittanz bei Simulationen mit unterschiedlicher Teilchenanzahl verhält. Dazu wurden verschiedene Parameter verwendet. In Abb. 6.9 ist zu sehen, dass die Ausgangsemittanz nahezu konstant bleibt, wenn die Teilchenanzahl verändert wird. Hier werden also auch recht genaue Werte mit einer geringen Teilchenanzahl in den Simulationen erzielt. Dieser oft diskutierte Einfluss ist bei dem kleinem Strom und der relativ geringen Raumladung sehr klein.



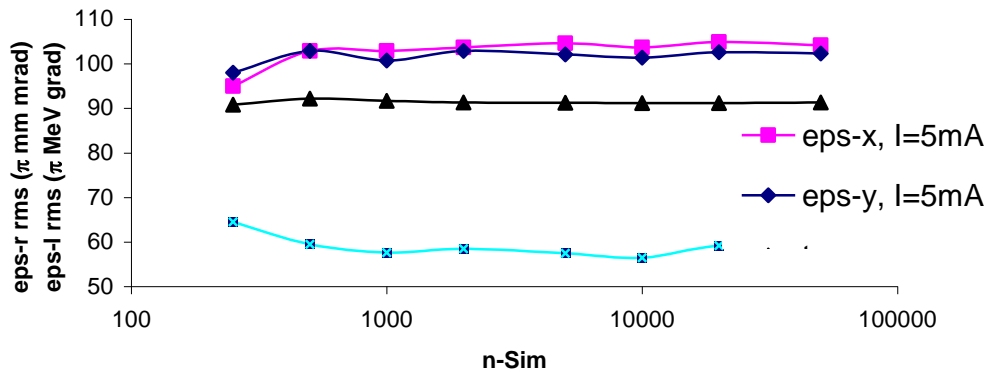


Abb. 6.9: Ausgangsemittanzen bei Änderung der Teilchenanzahl in den Simulationen.

Im Betrieb auftretende Abweichungen der Strahlparameter, wie geometrische Fehlplatzierungen, Abweichungen von Injektionsstrom oder Injektionsenergie, werden in Grenzen durch den RFQ toleriert beziehungsweise ausgeglichen, oder haben nur sehr geringe Auswirkungen.

## 6.5. HF-Simulationen

Der Entwurf der Resonatorstruktur sieht für die Elektrodenlänge von 1995 mm bei der Grundmode  $f_0 = 108$  MHz eine Umsetzung mit 11 HF-Zellen beziehungsweise 12 Stützen vor. Hierbei beträgt eine Zellenlänge 153 mm, die Strahlachsenhöhe gegenüber der Bodenplatte liegt bei 162 mm. In jeder HF-Zelle ist eine Tuningplatte mit einer Materialdicke von 15 mm eingebaut. Mit Hilfe dieser Parameter wurde ein Simulationsmodell generiert. Danach wurden Simulationen mit *CST Microwave Studio* [18] durchgeführt. Durch die Simulationen sollten die Resonanzfrequenz der Struktur und die Güte in der Grundmode bestimmt werden. Mit der Berechnung der Ströme in der Struktur bekommt man Hinweise über die anfallenden Verluste und deren Verteilung in den verschiedenen Bereichen. Die HF-Verluste an den Oberflächen der Struktur können durch Integration des magnetischen Feldes berechnet werden.

$$P = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi \mu f}{\sigma}} \int |H|^2 \partial S \quad (6.1)$$

In dieser Gleichung ist  $\sigma$  die spezifische Leitfähigkeit des Oberflächenmaterials. Die Ergebnisse dieser Rechnungen werden als Grundlage der thermomechanischen Simulationen benötigt. Außerdem erlaubt die Berechnung der Feldverteilung Rückschlüsse auf die Spannungsverteilung speziell im Bereich der Elektroden, somit kann die *Flatness* der Struktur bestimmt werden.

Anhand eines Modells mit der vorgegebenen Geometrie (ohne Tank) wurden erste Rechnungen durchgeführt. In Tabelle 6.3 sieht man, dass etwa 2/3 der Leistung im Bereich der Bodenplatte und Stützen anfallen. Abbildung 6.10 zeigt einen Ausschnitt der Struktur.

Teil	Verlust [%]
Bodenplatte	10,2
Stützen	61,9
Elektroden	27,9

Tabelle 6.3: Verteilung der Leistungsverluste auf die Strukturelemente.

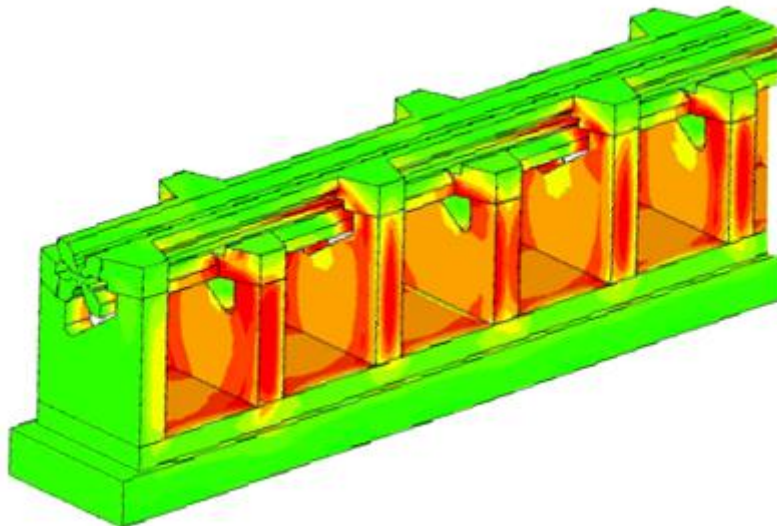


Abb. 6.10: Oberflächenstromverteilung an einer vereinfachten Struktur.

Die nächsten Simulationen wurden am HLI-RFQ Model bei einer Resonanzfrequenz von 108 MHz durchgeführt. Die berechnete Resonanzfrequenz beträgt etwa 100 MHz, sie liegt also etwa 8 MHz unter der Betriebsfrequenz des RFQs. Dieser Abstand gibt den möglichen Spielraum zur Einstellung der longitudinalen Spannungsverteilung, da die Resonanzfrequenz durch die Einstellung der Abstimmplatten erhöht wird. Die nächst höhere Mode liegt etwa bei 120 MHz, also 12 MHz darüber. Dieser Abstand ist groß genug um die Anregung höherer Moden im Betrieb zu verhindern, bzw. die Empfindlichkeit gegen Feldstörungen gering zu halten. Die mittlere Elektrodenspannung der Simulation liegt mit ca. 64 kV etwa 9 kV über der Spannung der teilchendynamischen Simulation. Die Güte und der  $R_p$ -Wert ergeben sich zu 4200 und 85 k $\Omega$ . Die genannten Größen und Absolutwerte der Felder werden auf der Grundlage von einem Joule gespeicherter oszillierender Gesamtenergie ermittelt.

Simulationsgröße	Wert
Frequenz	100 MHz
Güte	4200
Mittlere Spannung	64 kV
$R_p$ -Wert	85 k $\Omega$
Flatness	$\pm 8 \%$

*Tabelle 6.4: Zusammenfassung der Ergebnisse der MWS-Simulationen.*

Die simulierten Verteilungen des elektrischen Feldes auf der Resonanzstruktur sind in Abbildung 6.11 zu sehen. Hier ist deutlich die entgegen gesetzte Polung der Elektroden zu erkennen. Im unteren Bild ist die Verteilung der Oberflächenströme zu erkennen. Aus ihr geht hervor welche Leistungsverluste an den einzelnen Bauteilen anfallen. Die Abbildung zeigt die Erhöhung des elektrischen Feldes an den Übergängen und den äußeren Elektrodenenden [22].

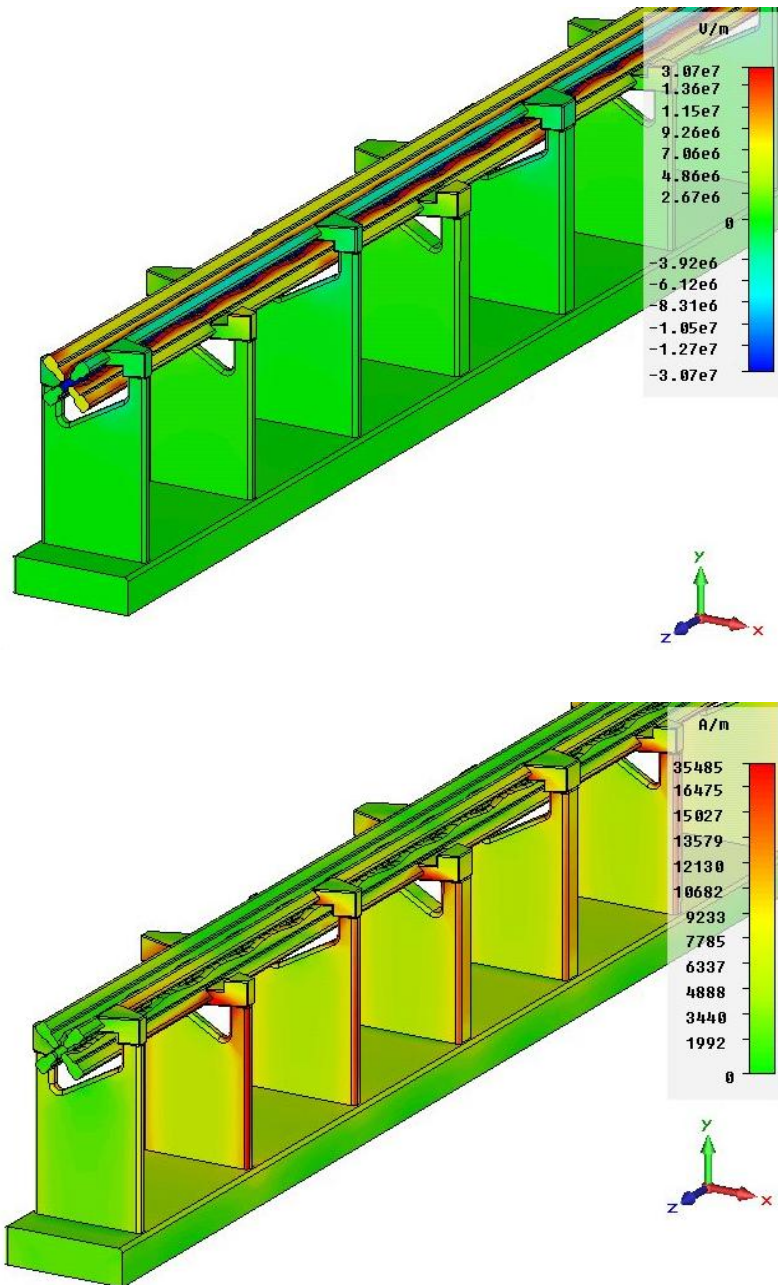


Abb. 6.11: Feldverteilung der Resonanzstruktur an einem RFQ-Modell mit modulierten Elektroden.

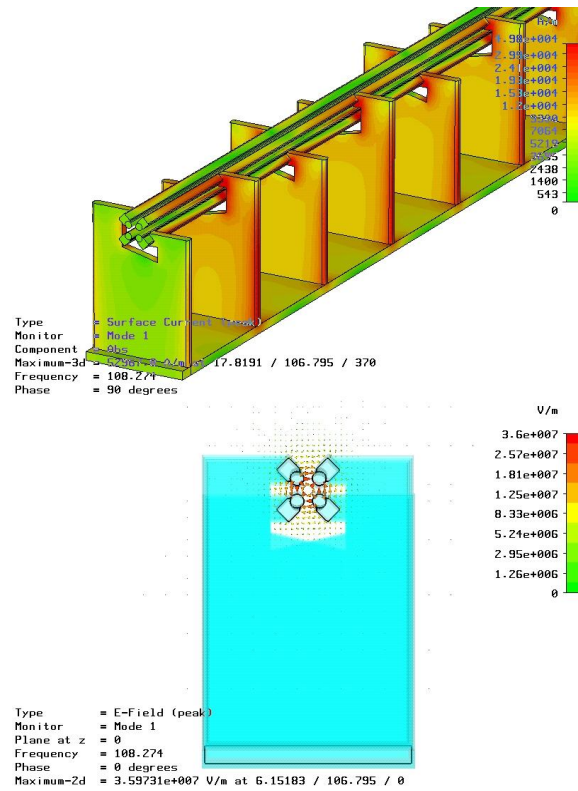


Abb. 6.12: Weitere Simulationen zum Elektrischen Feld, auf der linken Seite ist der Stromfuß über die Stützen zu erkennen, die rechte Seite zeigt das Elektrische Feld zwischen den Elektroden.

In Abbildung 6.13 ist das magnetische Feld um die Stützen herum zu sehen. Hier ist zu sehen, dass das Feld an den Stützenkanten am größten ist.

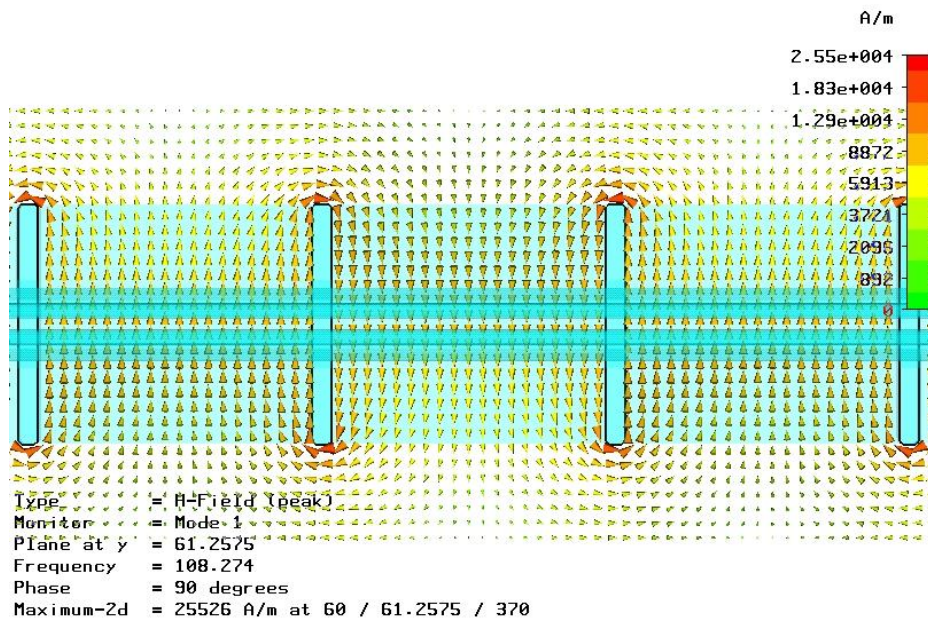


Abb. 6.13: Magnetisches Feld zwischen den Stützen, mit hoher Felddichte an den Stützenkanten.

Deshalb werden die Kanten der Stützen abgerundet, um diesen Effekt zu verkleinern. Außerdem zeigt das Bild, dass die magnetische Feldrichtung zwischen 2 HF-Zellen entgegengesetzt ist.

Die Simulation der relativen Spannungsverteilung entlang der Elektroden ergab eine Abweichung von  $\pm 9\%$ . Die Spannung am Anfang und am Ende der Struktur ist erhöht. Dies liegt hauptsächlich an den überstehenden Elektroden, durch den Einsatz der Tuningplatten wird dieser Effekt dann aber wieder behoben.

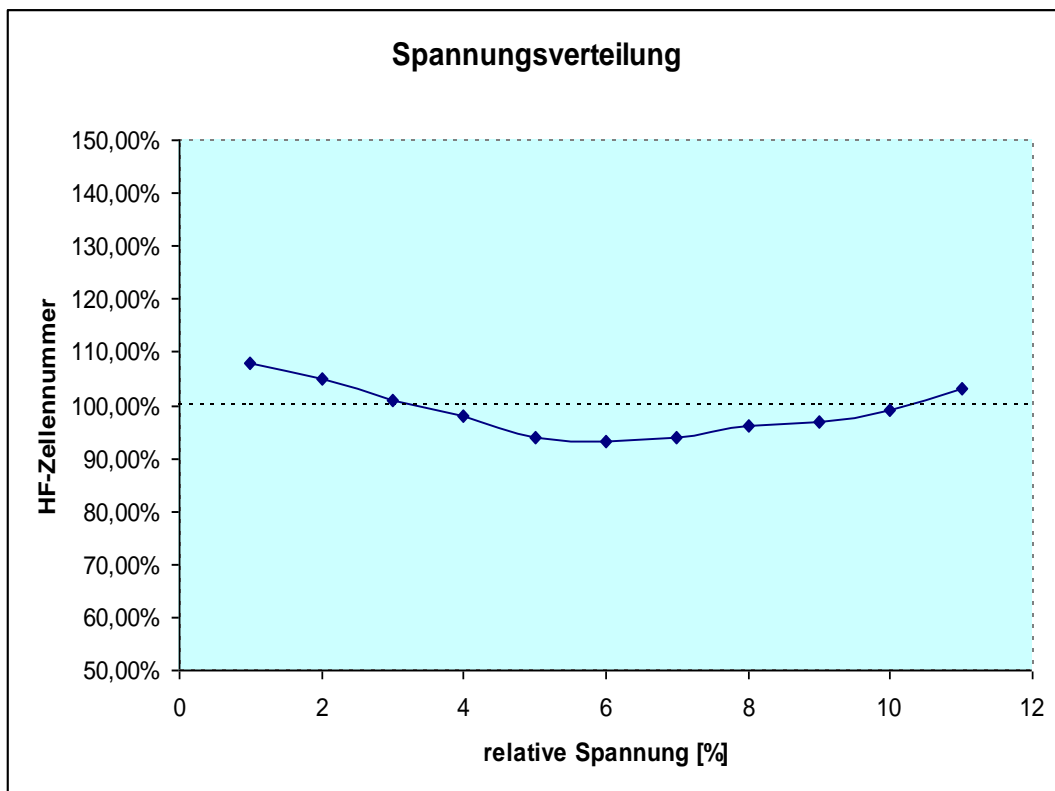
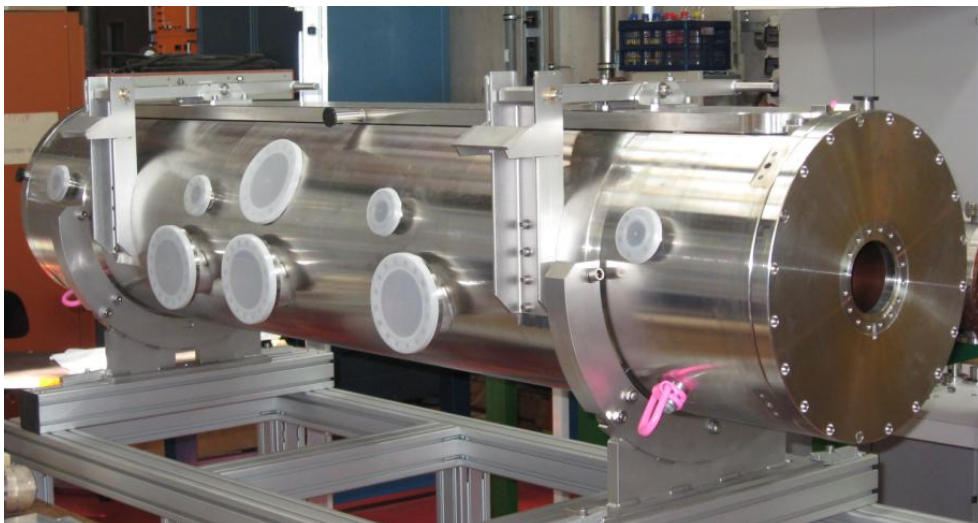


Abb. 6.14: Simulation der relativen longitudinalen Spannungsverteilung

## 6.6. Mechanischer Aufbau

Der HLI-RFQ wurde in mehreren Stufen aufgebaut. Da der HLI-RFQ als 4-Rod-Struktur realisiert wurde, sind diese Schritte physikalisch nahezu unabhängig. Der erste Schritt ist die Montage der einzelnen Bauteile. Dazu müssen die Bauteile wie Bodenplatte, Stützen, Tuningplatten und Elektroden zusammen gesetzt und im Resonator befestigt werden. Weitere Schritte sind die Justage der Elektroden sowie die Einstellung der Resonanzfrequenz und der Spannungsverteilung entlang der Elektroden. Danach werden die Hochfrequenzeigenschaften der Resonatorstruktur mit einem niedrigen Leistungspegel vermessen.

Der Tank für den HLI-RFQ wurde an der Universität Frankfurt designt und gefertigt. Anschließend wurde er bei der GSI (Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH) in Darmstadt mit einer etwa 100  $\mu\text{m}$  dicken Schicht verkupfert. Der 2,1 m lange Tank selbst ist aus Edelstahl gefertigt und hat eine Wandstärke von 5 cm, dies ist für mechanische Stabilität wichtig, da am Tank durch Schweißarbeiten nur wenige Spannungen entstehen. Diverse Anschlüsse zur Montage von Sonden, Tauchkolben, Hf-Einkopplung, Vakuumpumpen, Druckmessgeräten und anderen Teilen sind am Tank vorhanden. Außerdem verfügt er über einen Deckel, der nahezu über die gesamte Länge reicht, um Einbau-, Montage- und Wartungsarbeiten zu erleichtern. In Abbildung 6.18 ist eine technische Zeichnung des Aufbaus mit den Verschiedenen Anschlüssen zu sehen [21].

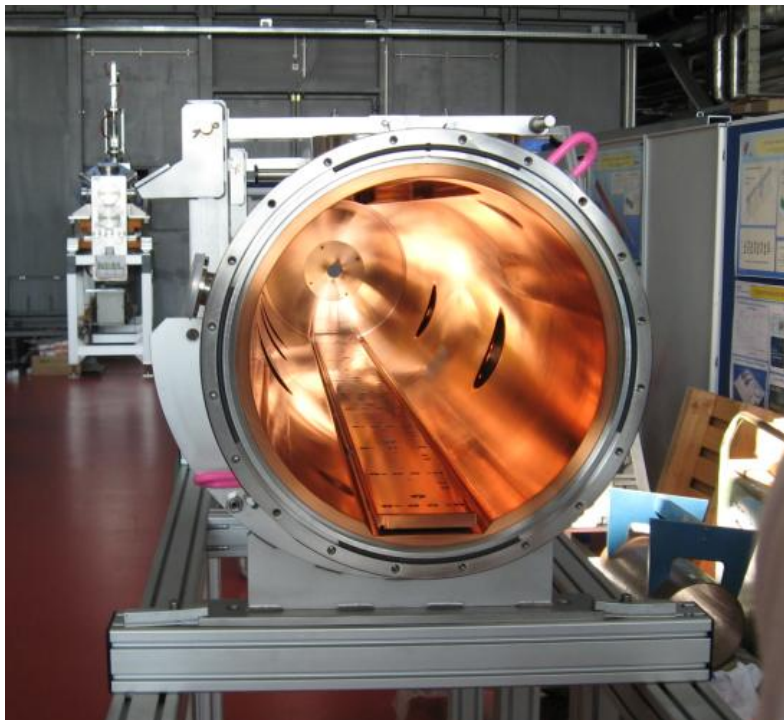


*Abb. 6.15: Foto des Tanks mit den verschiedenen Anschlüssen und der halbschalenförmigen Lagerung.*

Der Tank wird auf einer Dreipunktauflage gelagert. So kann man die Strahlachse nicht nur in der Höhe ändern, sondern auch räumlich ausrichten ohne mechanische Spannungen hervorzurufen.

Für den Betrieb wird die Achse auf der die Stützen liegen um  $45^\circ$  gedreht. Durch diese Drehung werden die Elektroden so ausgerichtet, dass sie in einer senkrechten und waagerechten Ebene angeordnet sind. Solch eine Stellung ist jedoch für die Justage und den Aufbau sehr ungünstig. Aus diesem Grund liegt der Tank auf zwei drehbaren Halbschalen, mit denen man den Tank nach der Justage, bzw. vor Wartungsarbeiten drehen kann. Bei diesen Halbschalen gibt es nur zwei Positionen, in denen man sie einrasten kann, die senkrechte Lage der Stützen und die um  $45^\circ$  gedrehte Position.

Die vier Elektroden bestehen jeweils aus zwei Teilstücken. An jedes Teilstück wurden nachträglich Halterungen (Brücken) zum Befestigen der Elektroden angelötet. Außerdem sind alle Elektrodenteile wassergekühlt, um thermische Effekten zu verhindern, d.h. die Elektroden würden sich durch die hohen Spannungen verbiegen. Ebenso sind die Stützen wassergekühlt, sie sind jeweils 20 mm dick.



*Abb. 6.16: Innenansicht des Tanks mit der Bodenplatte. Innerhalb des Tankes ist alles verkupfert, damit eine besser Strom- und Wärmeleitung vorhanden ist.*

Diese Dicke ermöglicht es, die Elektroden an den Schnittstellen zweier Elektroden zusammen zu führen, da hier eine Befestigung von beiden Seiten



nötig ist. Abbildung 6.17 zeigt zwei unterschiedliche Stütztypen. Zur Elektrodenkühlung ist einer dieser Stütztypen durchbohrt, um das Kühlsystem innerhalb der Stützen durchstecken zu können.

Übergänge zwischen den einzelnen Bauteilen sind besonders kritische Stellen für die Leitfähigkeit der Struktur. Aus diesem Grund ist unter der Bodenplatte ein versilbertes Drahtgeflecht als HF-Dichtung angebracht, um die Kontaktierung zwischen der Bodenplatte und der Tankauflagefläche zu verbessern. Außerdem sind zwischen den Elektroden und den Stützen versilberte Abstimmplättchen eingebaut. Die Elektroden werden ebenso mit versilberten Schrauben und einem definierten Drehmoment befestigt. Durch diese Maßnahmen kann die Güte der Struktur verbessert und die Verluste reduziert werden.

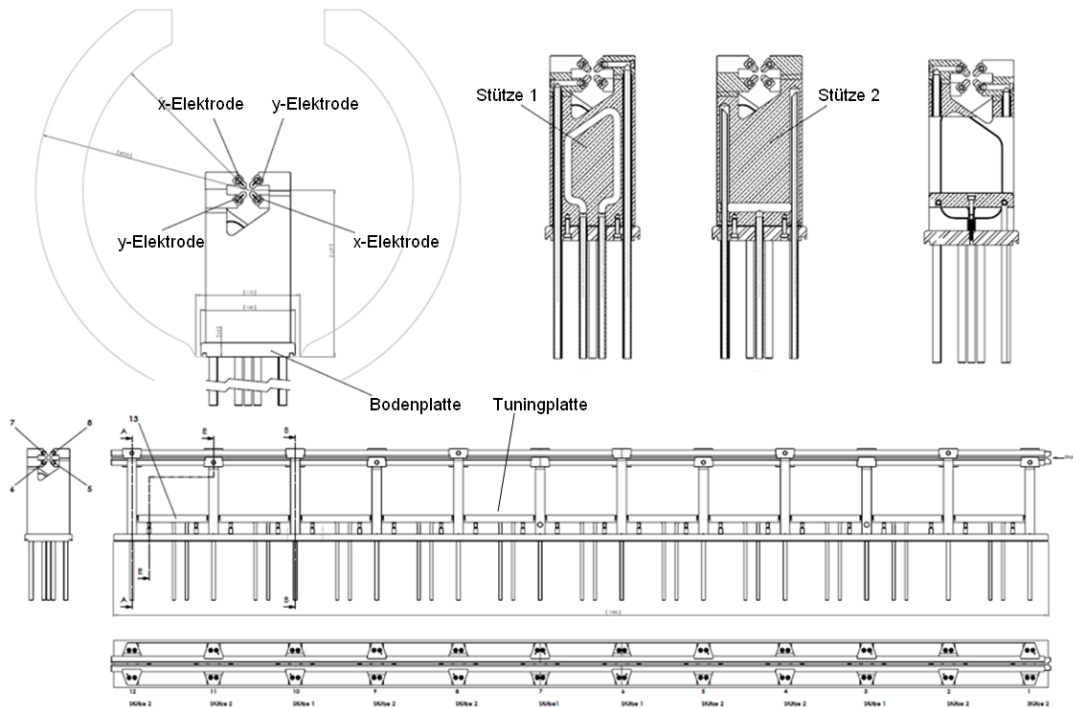


Abb. 6.17: Einbauten des HLI-RFQ, mit den zwei verschiedenen Stütztypen, Elektroden, Tuningplatten und der Bodenplatte. Die Elektroden, Tuningplatten und Stützen sind Wassergekühlt.

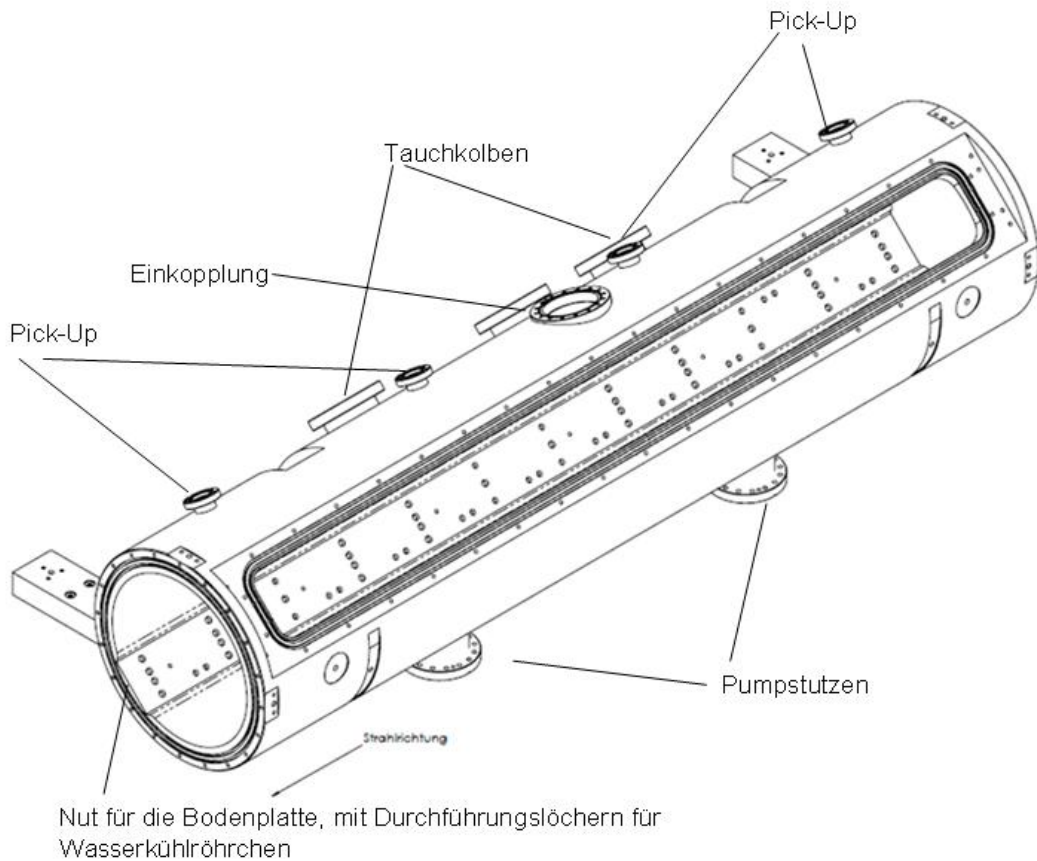


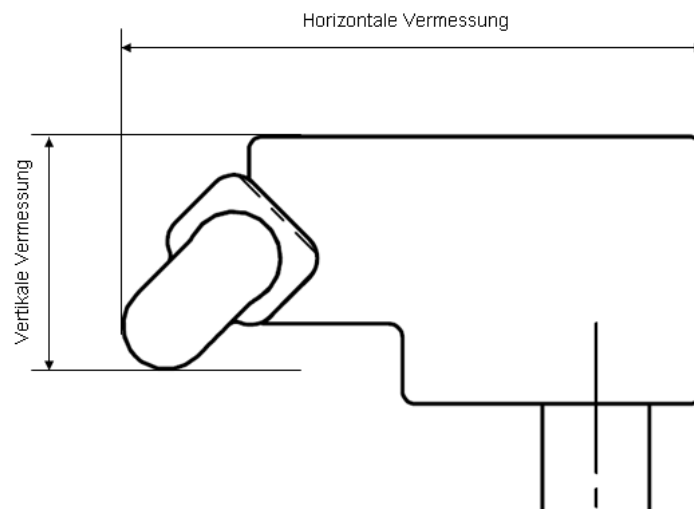
Abb. 6.18: Technische Zeichnung vom RFQ Tank mit den Verschiedenen Anschlüssen für Pumpen, Tauchkolben, Einkopplung, Sonden, Druckmessgeräten.

## 6.7. Justage des RFQ

Um die Strahlverluste im RFQ-Beschleuniger zu minimieren, müssen die Positionen der Elektroden des RFQs möglichst genau an den theoretischen Design-Wert und der Sollposition angepasst werden. Der Genauigkeitsanspruch liegt hier bei  $\pm 0,03$  mm Abweichung vom Sollwert. Die entspricht einer Abweichung von 0,65% der durchschnittlichen Apertur. Die Position der Aperturminima werden zum einem in der horizontalen Ebene, zum anderen aber auch in der vertikalen Ebene bestimmt, um eine möglichst genaue Justierung zu erzielen. Um den Gesamtfehler zu minimieren, werden die Elektroden direkt im Tank justiert.

Der Erste Schritt bei den Justagen der RFQ-Elektroden ist die Vermessung der Elektroden selbst. Dazu wurden die Elektroden außerhalb des RFQ-Resonators montiert und mit Hilfe eines FARO Gage Plus-Meter vermessen und mit den theoretischen Werten verglichen. Danach wurden Vermessungen aller Elektrodenbrücken zu den nächststehenden Elektrodenmaxima durchgeführt. Da diese Vermessung sehr wichtig ist wurde sie mehrmals wiederholt, um

einen Messfehler ausschließen zu können. Damit eventuelle Unebenheiten der Brückenköpfe ausgeschlossen werden können, wurde an jeder Elektrodenbrücke jeweils ein horizontaler und vertikaler Punkt markiert. Für weitere Messungen und für die Justage wurde später nur dieser Punkt im Bezug zur Referenzfläche verwendet. Diese Messungen sind notwendig, um die Elektroden später im Tank zu Justieren, da der Messkopf des Faro-Gage zu groß ist und die Modulation der Elektroden bei der Vermessung im Tank nicht mehr abgetastet werden kann.

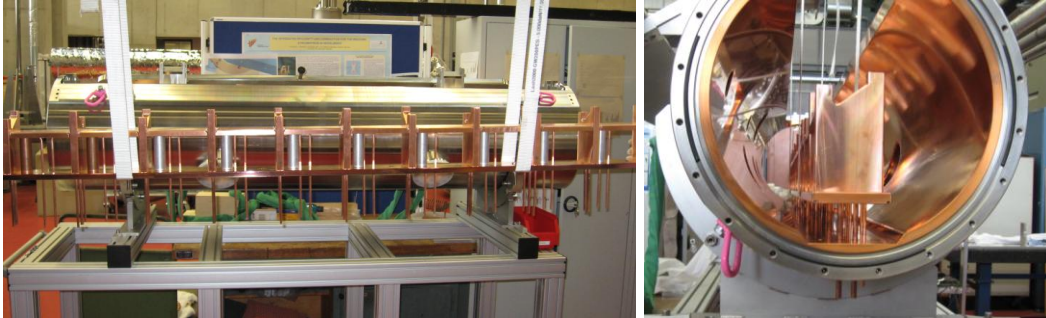


*Abb. 6.19: Darstellung eines Elektrodenquerschnitts mit den zu messenden Abständen für die spätere Elektrodenjustage.*

Der nächste Schritt ist die Montage der Stützen an die Bodenplatte. Hier ist darauf zu achten, dass die Stützen genau senkrecht auf der Bodenplatte stehen, außerdem müssen die Stützen genau Mittig auf der Bodenplatte positioniert werden, damit bei der Anbringung der Elektroden keine unnötigen mechanischen Spannungen an den Elektroden entstehen. Nachdem die Stützen angebracht wurden sind die Tuningplatten mit einer vorbestimmten Höhe eingesetzt worden. Da die Tuningplatten so wie auch die Stützen und Elektroden eine Wasserkühlung besitzen konnten erst nach der Befestigung der Tuningplatten die Elektroden angebracht werden. Bevor nun die Bodenplatte mit den angebrachten RFQ-Teilen in den Tank eingesetzt wurde, ist ein Silbergeflecht als HF-Dichtung unter der Bodenplatte, für eine bessere Kontaktierung, befestigt worden.

Zum Einsetzen der Bodenplatte in den Tank wurde ein Kran benutzt. Ein Problem hierbei waren die einzelnen Wasserkühlungen. Da die Resonanzstruktur länger als die Deckelöffnung des Tanks selbst ist, musste die Struktur schräg eingeführt werden. Es ist darauf zu achten dass die Struktur nicht anstößt, da sich ansonsten die Kühlungssysteme verbiegen könnten und

dies ein Einsetzen der Struktur unmöglich macht. Im Tank selbst muss die Bodenplatte wieder in eine waagerechte Position gebracht werden damit man beim vorsichtigen Einsetzen der Resonanzstruktur alle Kühlungsröhrchen gleichzeitig durch die vorgesehenen Öffnungen durchführen muss. Nachdem die Resonanzstruktur eingesetzt ist, kann sie befestigt werden, danach beginnt die eigentliche Justage der Elektroden.



*Abb. 6.20: Die Resonanzstruktur wird in den Tank eingesetzt.*



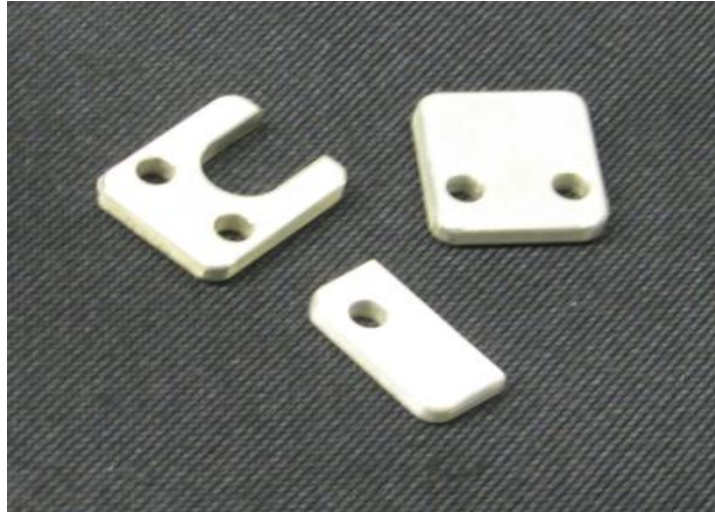
*Abb. 6.21: Ansicht der Bodenplatte mit dem versilberten Drahtgeflecht als HF-Dichtung.*

Ein großer Vorteil für die Justage der Elektroden im Tank ist, dass Unebenheiten der Bodenplatte und eine eventuelle schiefe Lage der Bodenplatte nicht berücksichtigt werden müssen, da die Elektroden direkt zur Strahlachse justiert werden. Um die Elektroden zu justieren, wurde zuerst der Tank vermessen, und ebene Flächen des Tanks als Referenz verwendet. Als erstes wurden die Elektroden in longitudinaler Richtung justiert. Dazu wurde eine Kunststoffplatte angefertigt und am Strahleingang am Deckel befestigt. Diese Platte dient als Anschlag für die Elektroden, um sicher zu stellen, dass alle Anfangspunkte der Elektroden in der gleichen Ebene liegen. Für die vertikale Justage dient die Auflagefläche des Deckels als Referenz. Um die

Position der Elektrodenköpfe gegen die Referenzfläche des Tanks zu vermessen, wird ebenso wie zur Elektrodenvermessung ein FARO Gage Plus-Meter eingesetzt. Mit diesem 3D-Messarm wird es einem ermöglicht Abstandsmessungen in diversen Geometrien auszuführen. Zur Variation der Höhe der Elektroden werden Distanzplättchen (*Shims*) zwischen die Stützen und die Elektroden eingesetzt. Diese Shims haben eine genau definierte Höhe und unterscheiden sich im Bereich von einem hundertstel Millimeter. Durch das Austauschen der Shims werden die vertikalen Positionen der Aperturminima iterativ angepasst, bis sie ihre Sollposition innerhalb der vorgegebenen Genauigkeit erreicht haben. Für diese Anpassung sind drei verschiedenen Ausführungen der Shims notwendig. Es gibt Distanzplättchen mit einem Loch für die Wasserkühlungsdurchführung, ohne dieses Loch und halbe Distanzplättchen, die zum Zusammenführen zweier Elektroden benötigt werden [25].

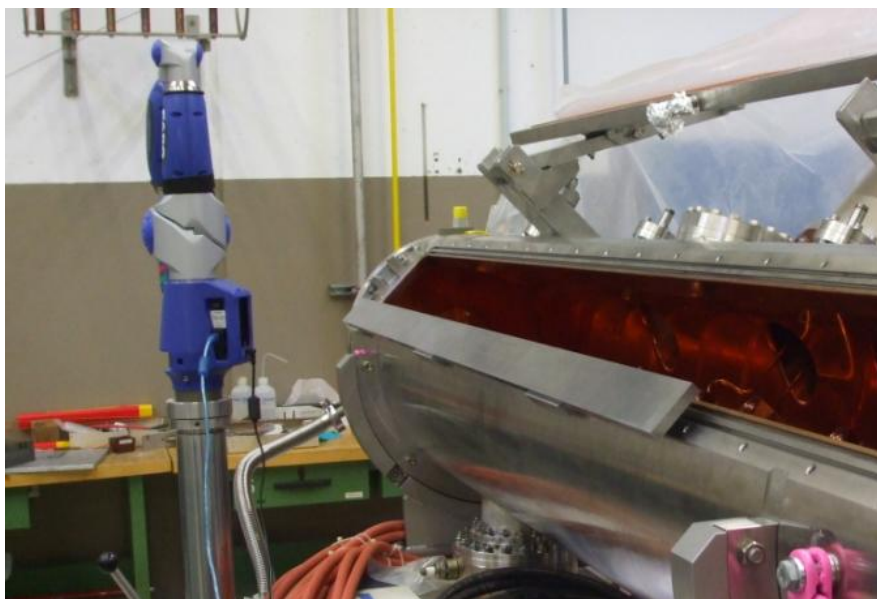


*Abb. 6.22: Elektroden im Eingangsbereich mit untergelegten Distanzplättchen für die vertikale Justierung.*



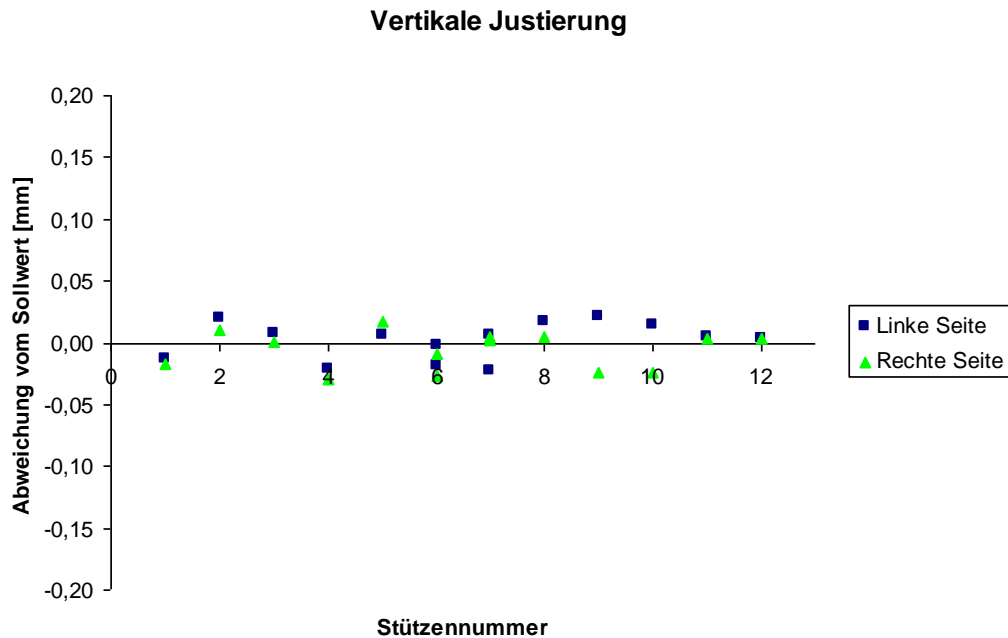
*Abb. 6.23: Shims in den drei verschiedenen Ausführungen, für Elektrodenstücke mit Wasserkühlung, und Elektrodenzusammenführung.*

Mit dem gleichen iterativen Verfahren wird die horizontale Justierung durchgeführt. Für die horizontale Justierung werden einzelne Schrauben an den Elektroden gelockert, um die Elektroden an die richtige horizontale Position auf den Stützen zu schieben. Es ist darauf zu achten, dass man nicht alle Schrauben gleichzeitig lockert, um eine longitudinale Dejustierung zu verhindern. Die korrekte Position wird dann mit den Schrauben fixiert. Damit diese Einstellung wiederholt durchführbar ist, werden alle Schrauben mit dem gleichen Drehmoment angezogen. Als Referenz für diese Messung wird ein Stahllineal am Deckeleingang des Resonators befestigt.

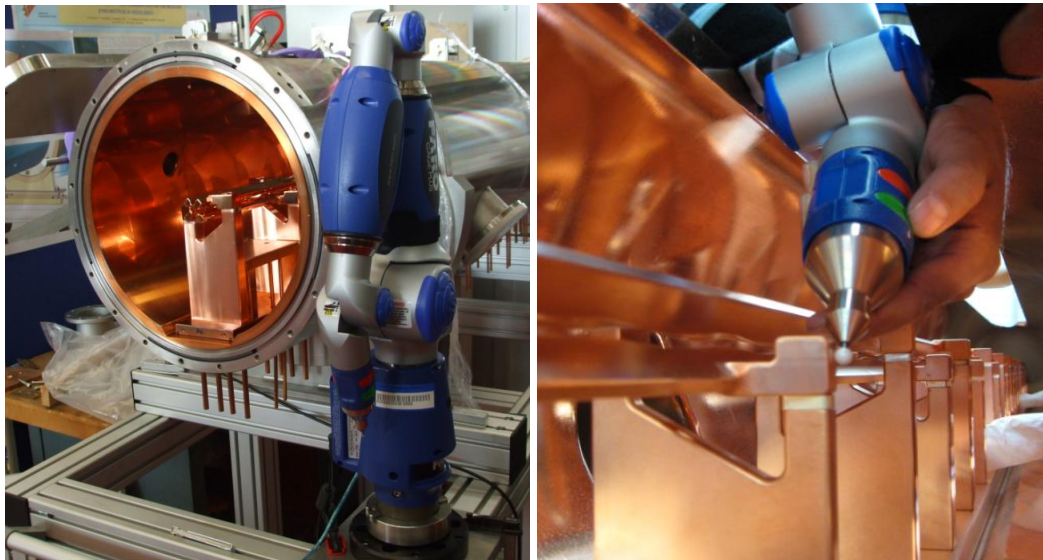


*Abb. 6.24: Horizontale Justierung mit dem FARO Gage-Plus. Ein Stahllineal dient als Referenzfläche.*

Die Ergebnisse der Justierung sind in Abbildung 6.25 beispielhaft für vertikale Justierung der oberen Elektroden dargestellt. Die Elektroden konnten insgesamt mit dem oben genannten Genauigkeitsanspruch justiert werden.



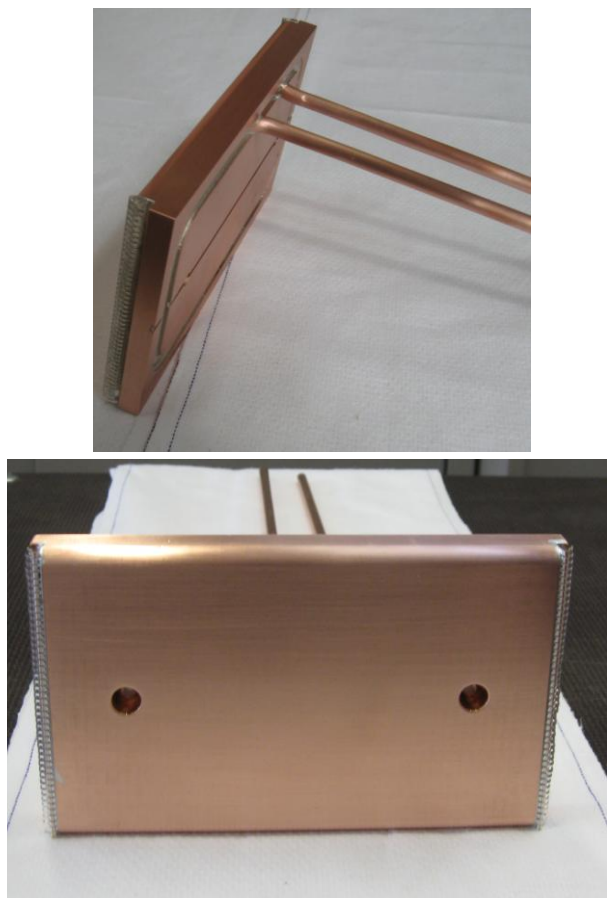
*Abb. 6.25: Abweichung der Elektroden bei der vertikalen Justierung. Die Elektroden wurden auf eine maximale Abweichung von 0,03 mm eingestellt.*



*Abb. 6.26: Mit Hilfe eines 3D Messarms können die Elektroden in Bezug auf die „Referenzflächen“ im Tank justiert werden.*

## Einbau der Tuningplatten

Die Tuningplatten, mit denen die Frequenz und die Feldverteilung eingestellt werden können, wurden zusammen mit der Struktur in den Tank eingesetzt. Zunächst wurden alle Tuningplatten auf eine gemeinsame Höhe eingestellt, damit alle Kühlrohre zum Einbau auf der gleichen Höhe sind. Die Tuningplatten selbst bestehen aus massivem Kupfer und sind 15 mm dick. An den Seiten der Tuningplatten befinden sich versilberte Federkontakte, um eine gute Kontaktierung zu den Stützen herzustellen. Erhöht man eine Tuningplatte um 1 cm so vergrößert sich die Resonanzfrequenz um etwa 150 kHz.



*Abb. 6.27: Tuningplatte mit den Federkontakten und dem Wasserkühlsystem.*

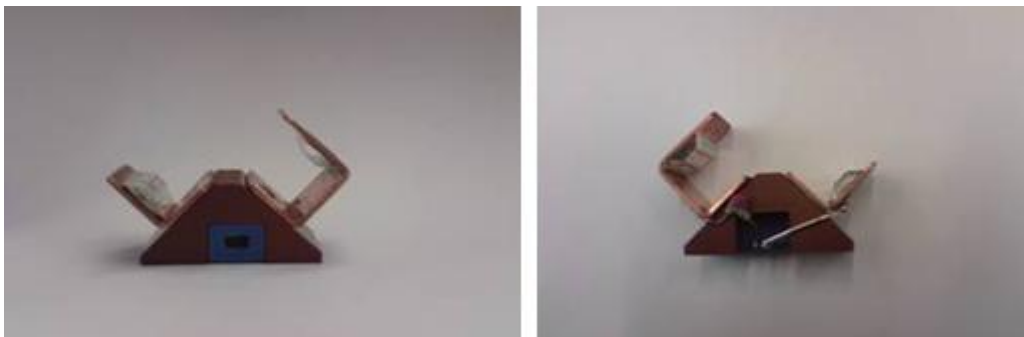




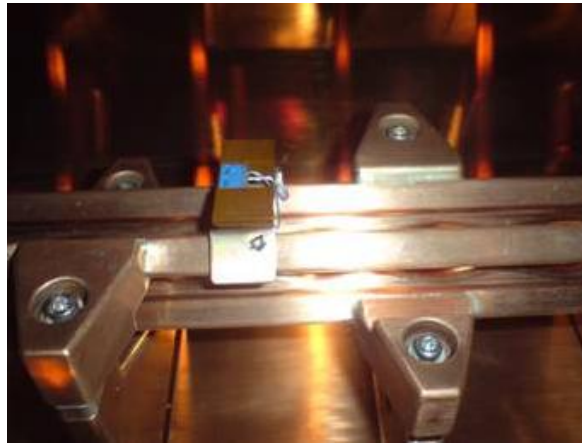
*Abb. 6.28: Eingebaute Tuningplatten mit untergesetzten Kupferzylindern, mit denen die Platten fixiert werden.*

## 6.8. Spannungsverteilung im RFQ

Im RFQ-Beschleuniger wird die longitudinale Spannungsverteilung auch als Flatness bezeichnet. Die Messmethode zur Bestimmung der Flatness und deren Verbesserung und Anpassung durch das Einsetzen von Abstimmplatten (Tuningplatten) wurde bereits in Kapitel 5 beschrieben. Als Störkapazität wurde ein Kondensator mittels einer Halterung auf den Elektroden in der Mitte der zu messenden Zelle aufgesteckt, dies ist in Abbildung 6.30 zu sehen. Der zur Bestimmung der Flatnesskurven verwendete Kondensator hat eine Kapazität von 1 pF. Der Störkondensator mit der Halterung besitzt einen Schalter mit dem man den Kondensator separat zuschalten kann. Damit werden eventuelle Störungen durch die Halterung oder die Messgeometrie eliminiert, wodurch die Messung genauer wird.



*Abb. 6.29: Vorder- und Hinteransicht des verwendeten Störkondensators zur Bestimmung der Spannungsverteilung im RFQ.*



*Abb. 6.30: Der Störkondensator wird auf den Elektroden angebracht um die Frequenzverschiebung zu ermitteln. Daraus kann die Spannung berechnet werden.*

Nach der Justierung wurde eine Flatnesskurve aufgenommen, bei dieser Messung waren alle Tuningplatten auf die unterste Position eingestellt. In Abbildung 6.31 ist die Flatnesskurve dieser Messung dargestellt. Die relative Spannungsabweichung beträgt hier  $\pm 8\%$ . Die anfangs gemessene Resonanzfrequenz in der Grundmode lag bei 90,78 MHz. Diese Abweichung zur Betriebsfrequenz von 108,408 MHz ist zwar recht groß kann aber mit Hilfe der Tuningplatten korrigiert werden. Laut Simulation hätte die Resonanzfrequenz einen Wert von etwa 100 MHz haben sollen. Diese Differenz kann z.B. auf Abweichungen zwischen den Simulationsmodell und der realen Struktur zurückgeführt werden. Es wurde in der Simulation beispielsweise kein Tank um die Resonanzstruktur definiert, außerdem wurde die Simulation ohne Elektrodenmodulation durchgeführt. Vergleicht man den gemessenen mit dem simulierten Flatnessverlauf, so sieht man dass der Gesamtverlauf anfangs ähnlich ist. Die gemessene Spannungsverteilung zeigt jedoch stärkere Abweichungen der Spannung gegen Ende der Struktur. Dieser Effekt ist von der Modulation abhängig, da bei einer größeren Modulation auch eine größere Kapazität vorliegt und deshalb die Spannung abfällt.

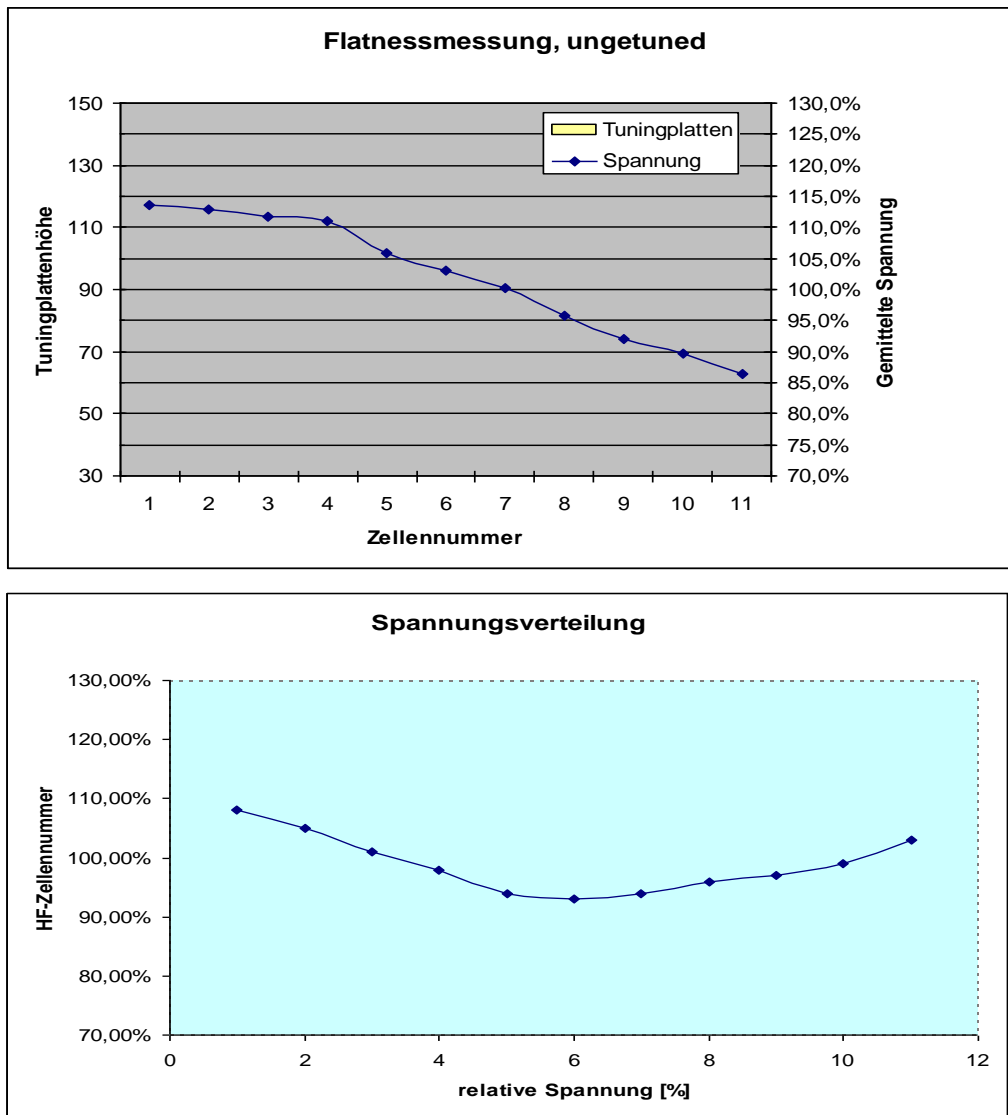


Abb. 6.31: Verlauf der gemessenen (oben) und der simulierten (unten) Spannungsverteilung.

Da die Resonanzfrequenz des HLI-RFQ 108,408 MHz betragen soll, wurden die Tuningplatten iterativ so erhöht, dass sowohl Spannungsabweichungen ausgeglichen werden, als auch die Resonanzfrequenz des RFQs angepasst wird. In Abbildung 6.32 ist eine gemessene Spannungsverteilung dargestellt, bei der eine relative Spannungsabweichung von  $\pm 1,7\%$  erreicht wurde. Für die endgültige Frequenz müssen die Wirkungen von Deckel, Endflaschen, Deckeleinsätzen und den Tauchkolben auf die Resonanzfrequenz mit berücksichtigt werden [35].

**Flatnessmessung, getuned**

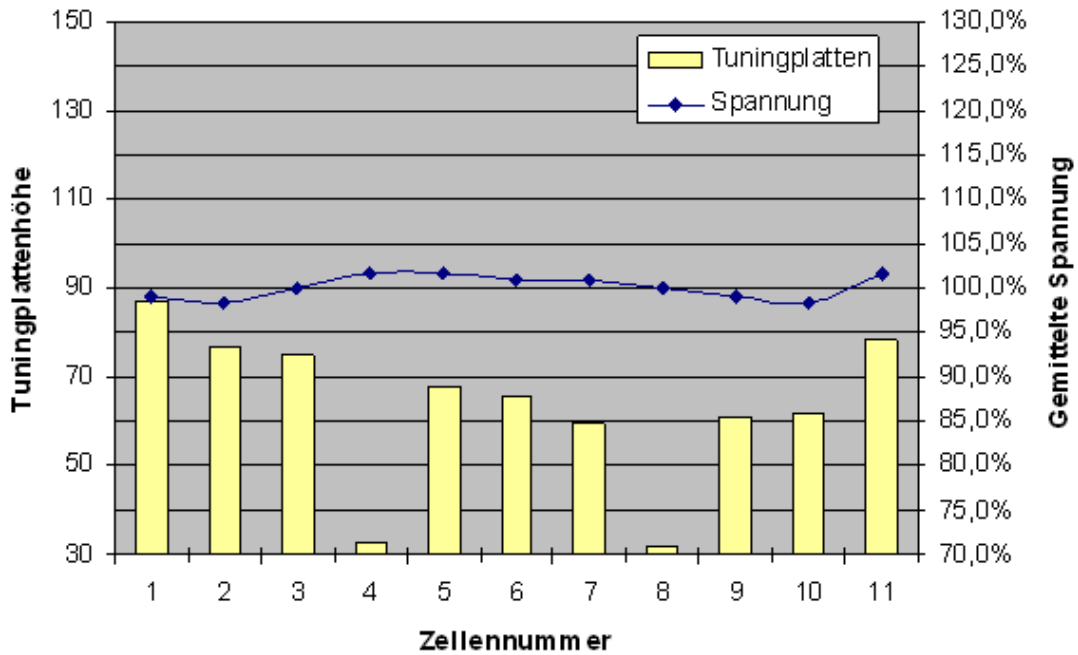


Abb. 6.32: Verlauf einer Spannungsverteilung nach dem Einstellen der Tuningplatten. Die Spannungsabweichung beträgt hier  $\pm 1,7\%$ . Die gelben Balken geben jeweils die Tuningplattenhöhen in mm an.

Wirkungen der einzelnen Bauteile auf die Resonanzfrequenz	
Tuningplatten	Erhöhung der Resonanzfrequenz um ca. 150 kHz/cm
Endflansche	Erhöhung der Resonanzfrequenz um ca. 300 kHz
Deckel	Verringerung der Resonanzfrequenz um ca. 20 kHz
Alu-Deckeleinsätze	Erhöhung der Resonanzfrequenz um 6 kHz am Niederenergieende um 41 kHz am Hochenergieende

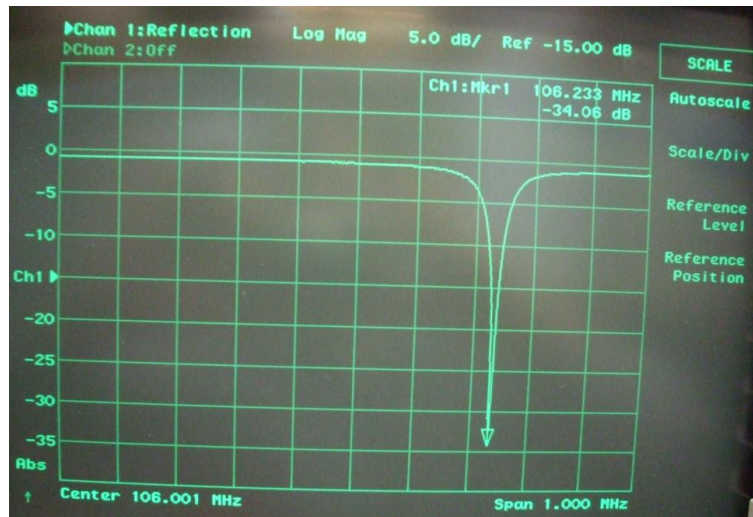
Tabelle 6.5: Wirkungen der einzelnen Bauteile auf die Resonanzfrequenz.

**6.9. Hochfrequenzabstimmung.**

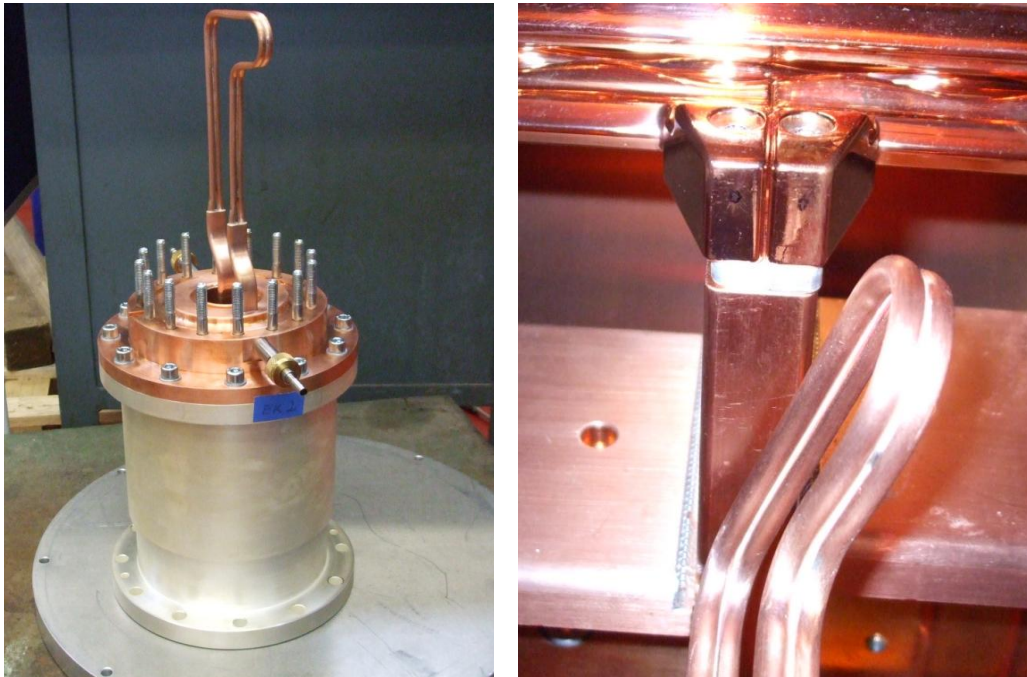
**HF-Ankopplung**

Die HF-Leistung wird von einem Verstärker über einen Leistungskoppler in die resonante RFQ-Struktur eingekoppelt. Hierbei handelt es sich um eine vorwiegend induktive Kopplung. Die Schleife selbst ist wassergekühlt. Damit die HF-Leistung über die Schleife optimal angekoppelt werden kann, müssen die Größe der Schleife und der Abstand von der Schleife zur Stütze angepasst

werden. Wird der Schleifenkopf vergrößert, so verbessert sich die Ankopplung, jedoch muss darauf geachtet werden, dass der Schleifenkopf noch durch den dafür vorgesehenen Flansch angebracht werden kann. Durch verschiedene Schleifenmodelle wurde die optimale Größe gefunden und mit der Einkopplung verlötet. Abbildung 6.34 zeigt die HF-Ankopplung und die Ausrichtung der Schleife im Tank.



*Abb. 6.33: Messung der Reflektion an der HF-Ankopplung. Der hier gemessene Wert ist schon recht gut, konnte aber durch leichtes Verstellen der Einkopplung noch verbessert werden.*

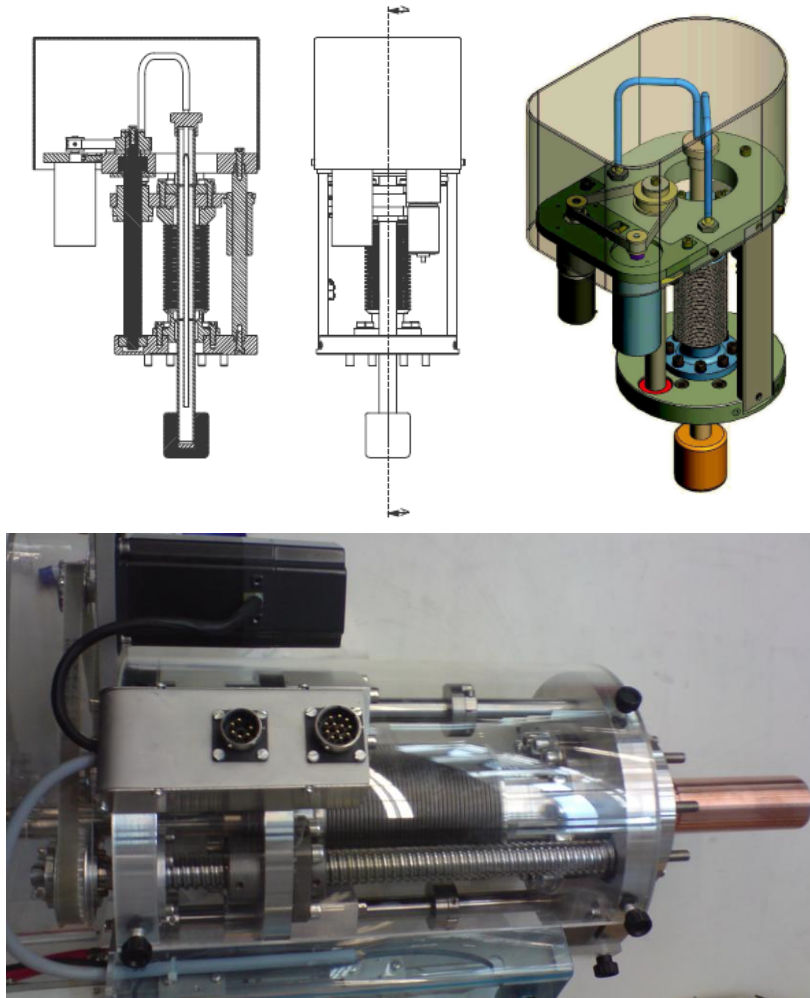


*Abb. 6.34: HF-Ankopplung und Ausrichtung der Schleife im Resonator.*

Der Koppler wurde in der Mitte des RFQ-Tanks montiert, die Schleifenfläche ist nahezu parallel zur y-z-Ebene orientiert. Durch Drehen der Schleifenfläche kann die Anpassung der Schleife zur Feineinstellung variiert werden. In reflexionsarm angepasster Stellung konnte ein Rücklauf von -50 dB am Leistungskoppler gemessen werden.

### **Tauchkolben**

Die Leistungsspitze des HLI-RFQ liegt zwischen 100 und 120 kW bei einem niedrigen Tastverhältnis. Bei CW-Betrieb soll die maximale Leistung etwa 50 KW betragen. Wegen dieser hohen Leistungen sind alle Bauteile des RFQ wassergekühlt. Trotz der Kühlung kann es im Betrieb des Beschleunigers zu minimalen Verformungen der einzelnen Kupferteile der Resonanzstruktur kommen. Dieser und andere Effekte die durch den Ionenstrahl induziert werden, führen normalerweise zu einer Änderung der Resonanzfrequenz von typischerweise einigen 100 kHz. Damit die Frequenz während des Betriebs konstant gehalten werden kann, sind im HLI-RFQ zwei Tauchkolben installiert. Ein solcher Tauchkolben besteht im Wesentlichen aus einem Kupferzylinder und einem Motor, mit dem der Kupferzylinder entsprechend in die Kavität gefahren werden kann. So kann die Resonanzfrequenz während des Betriebs auf einem nahezu konstanten Wert gehalten werden. In Abbildung 6.35 ist ein solcher Tauchkolben zu sehen. Durch den Tauchkolben wird das magnetische Feld verdrängt, dadurch kommt es zu einer Erhöhung der Resonanzfrequenz. Die Anpassung der Resonanzfrequenz ist somit in gewissen Grenzen möglich. In Abbildung 6.37 wird die Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Tauchkolbeneinschubtiefe dargestellt. Der hier verwendete Tauchkolben hat einen Durchmesser von 75 mm und ist 100 mm lang. Er verschiebt die Resonanzfrequenz um bis zu 1,4 MHz. Da sich die Wirkung beider Tauchkolben addiert kann aus einer Kurve die resultierende Wirkung bestimmt werden. Bei einer maximalen Einschubtiefe von 100 mm beider Tauchkolben verschiebt sich die Resonanzfrequenz leicht um 2,5 MHz. Diese recht hohe Wirkung wird beim HLI-RFQ sicher ausreichen. Die lokale Störung durch zwei Tauchkolben ist relativ klein. Bei Bedarf können die Tauchkolben durch größere Zylinder ersetzt werden um eine größere Wirkung zu erzielen. Die Flatnessmessungen wurden bereits mit den Tauchkolben durchgeführt, um ihre Wirkung beim Tuning mit zu berücksichtigen. Somit bleibt die relative Spannungsabweichung mit Tauchkolben bei unter  $\pm 2 \%$ .

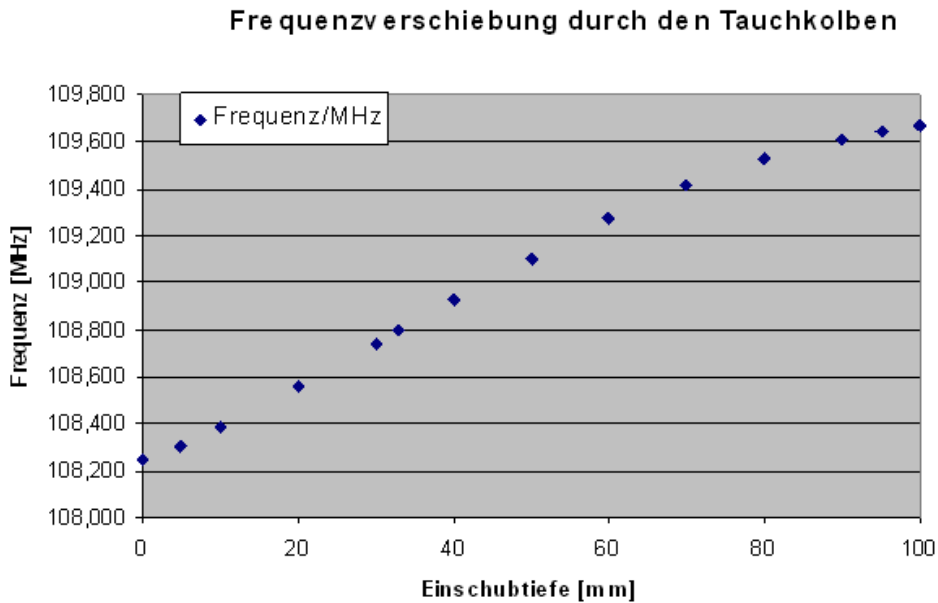


*Abb. 6.35: Entwurf und Foto eines Tauchkolbens mit Motor und Kupferzylinder*

Damit die richtige Größe des Tauchkolbens bestimmt werden kann, variiert man den Durchmesser. Je größer dieser ist, desto größer ist die Frequenzverschiebung. Es ist jedoch darauf zu achten das ein zu großer Tauchkolben eine zusätzliche Kapazität zu den Stützen bzw. Tuningplatten bilden kann. Für diesen RFQ wurden mit Alufolie verschiedene Durchmesser getestet, und entsprechend eine passende Größe in Kupfer angefertigt.



*Abb. 6.36: Modell eines Tauchkolbenzylinders mit maximaler Störung und der daraus resultierende Kupferzylinder.*



*Abb. 6.37: Die Resonanzfrequenz erhöht sich mit zunehmender Einschubtiefe des Tauchkolbens um bis zu 700 kHz. Bei maximaler Einschubtiefe beträgt die Frequenzänderung zweier Tauchkolben 1,4 MHz.*

Da der Tauchkolben sehr präzise in den Tank eingefahren werden kann, wird damit auch die Feineinstellung der Resonanzfrequenz durchgeführt. So kann sicher gestellt werden, dass der Beschleuniger bei der richtigen Frequenz arbeitet. Bei nicht ausgefahrenem Tauchkolben ist die Störung sehr klein.

### **HF-Anpassung**

Nach der Anpassung der Induktiven Kopplung wurden diverse Messungen zu den HF-Eigenschaften in der Resonanzstruktur durchgeführt. Die Güte des Resonators wurde im unbelasteten Zustand bei loser Ankopplung durch 2 Sonden mit der 3-dB-Methode gemessen. Der  $R_p$ -Wert wurde mit der Störkondensatormethode gemessen. Der im TDR (Technical Design Report) für die Güte angegebene Wert von  $Q = 2500$  wurde deutlich übertroffen.



Messgröße	Messwert
Unbelastete Güte	3100
R <sub>p</sub> -Wert	100 kΩm
Resonanzfrequenz	108,408 MHz
rel. long. Spannungsabweichung	< ± 2 %
maximale Tauchkolbenwirkung	+ 2,5 MHz
Reflexion an der Einkopplung	-50 dB
Auskoppeldämpfung	-45 dB

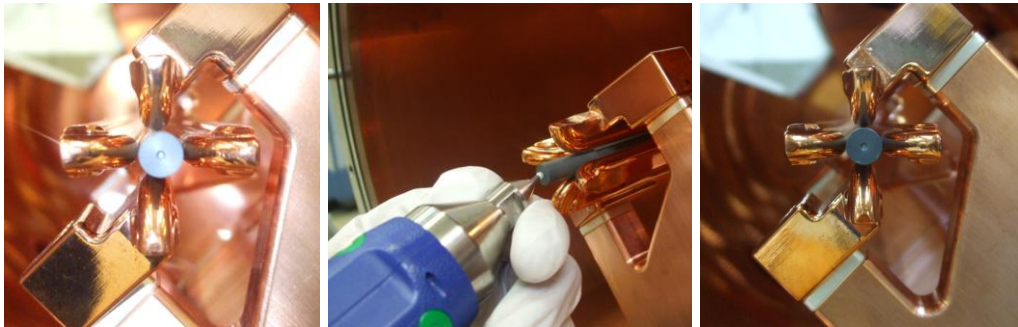
*Tabelle 6.6: Übersicht der erreichten HF-Parameter*

Die Resonanzfrequenz kann im Betrieb gut durch die Tauchkolben reguliert werden. Teilchenverluste, die durch Fokussierprobleme entstehen, können mit der erreichten relativen Spannungsverteilung verhindert werden. Die Abweichung von der relativen Spannung ist hier kleiner als ± 2%. Der gemessene R<sub>p</sub>-Wert beträgt 100 kΩm.

## 7. Inbetriebnahme des HLI-RFQs

Nach dem Abschluss des Aufbaus und der HF-Einstellung des HLI-RFQs wurde er zum Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt transportiert.

Dort wurden im Rahmen der Inbetriebnahme die Elektrodenjustage kontrolliert und nochmals so nachjustiert, dass sich die Strahlachse zwischen den Elektroden genau in der Mitte befindet, um eventuelle Dejustierungen durch den Transport zu beheben. Dazu wurde ein Kunststoffstift zwischen den Elektroden eingesetzt und dessen Lage zum Tank vermessen. Die Differenz zwischen dem gemessenen Tankmittelpunkt und der Lage der Mitte des Kunststoffstiftes wurde anhand der Elektroden nachjustiert



*Abb. 7.1: Im linken Bild sieht man die Stiftposition zwischen den Elektroden vor der nachträglichen Justage, es ist zu erkennen das sich die Position des Kunststoffmittelpunktes nicht genau mittig zwischen den Elektroden befindet, dieses wurde mit dem FARO-Gage neu vermessen und einjustiert (rechtes Bild).*

Nach diesen Arbeiten wurde der Tank für erste Strahltests in den Strahlenschutz bunker eingebaut und angeschlossen. Während der ersten Konditionierung sind Überschläge und ein starker Abfall der Leistung festgestellt worden. Bei einer Untersuchung wurde festgestellt, dass einige Kontakte bei den Tuningplatten abgeschmolzen waren. Es sind Berechnungen für die Strombelastung und Leistungsbedarf des RFQs durchgeführt worden, aus denen hervorgeht, dass die Strombelastungen für die Federkontakte der Tuningplatten an manchen Stellen des RFQs sehr groß sind. Die Federkontakte waren für einen maximalen Dauerstrom von etwa 30 A/cm ausgelegt. Berechnung ergaben allerdings an einigen Stellen Spitzenwerte von bis zu 60 A/cm und eine dementsprechend größere Wärme (Abbildung 7.2). Aus diesem Grund wurden alle Tuningplatten nochmals ausgebaut und mit den ursprünglich von uns vorgesehenen dickeren, versilberten Federkontakten ersetzt, die einen höheren Anpressdruck an die Stützen haben und die Wärme

besser abtransportieren können. Nach dem Einbau der verbesserten Tuningplatten wurden weitere Strahltests durchgeführt.

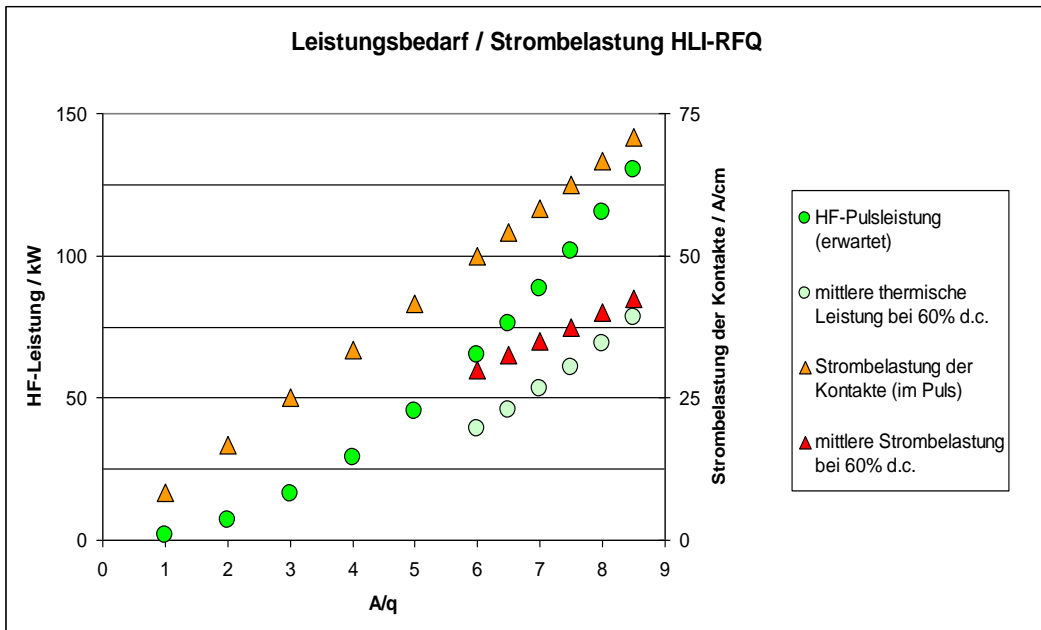


Abb. 7.2: Berechnungen für den Leistungsbedarf und die Strombelastung des HLI-RFQs. Bei einem maximalen Masse / Ladungsverhältnis von 6 ist die mittlere Strombelastung im Dauerstrichbetrieb bei etwa 60 A /cm.

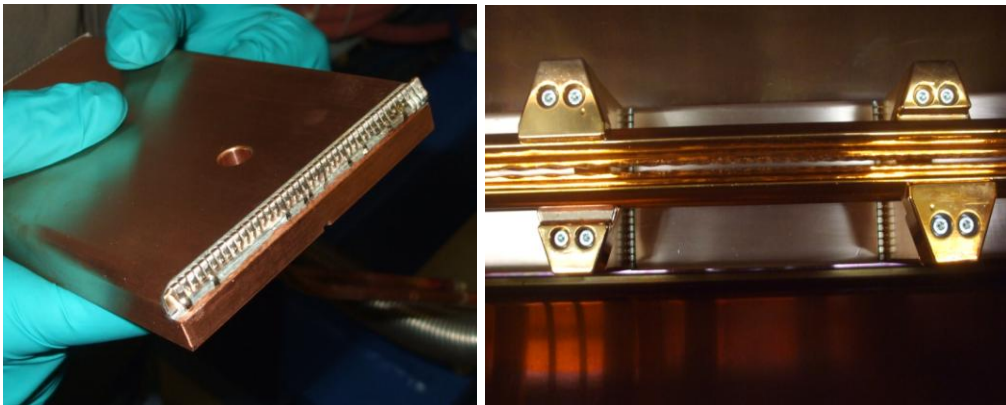
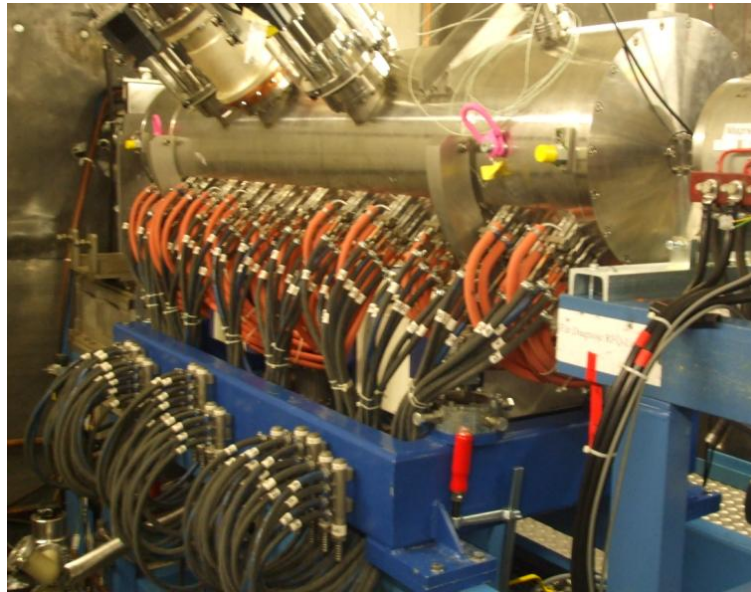


Abb. 7.3: Das linke Bild zeigt eine Tuningplatte mit abgeschmolzenen Federkontakten, auf dem rechten Bild ist eine neue Tuningplatte zwischen 2 Stützen zu sehen, diese hat stärkere Federkontakte für eine höhere Strom Belastbarkeit.

Nachdem die Tuningplatten ausgetauscht wurden gab es keine derartigen Probleme mehr beim Konditionieren. Abbildung 7.4 zeigt den RFQ im eingebauten Zustand mit den etwa 100 Kühlwasserleitungen zur separaten Kühlung von Stützen, Elektroden und Tuningplatten.



*Abb. 7.4: Eingebauter HLI-RFQ mit den Wasserkühlanschlüssen, HF-Kopplung und Tauchkolben. Vordem RFQ befindet sich die EZR-Quelle, dahinter (rechts) befindet sich die anschließende IH-Struktur.*

## **7.1. Erste Messungen**

Es wurden bisher verschiedene Puls-Messungen durchgeführt. In der Abbildung 7.5 ist ein gemessener HF-Puls, mit einer Amplitude von 55% der maximalen Leistung zu sehen. Abbildung 7.6 zeigt Emittanzmessungen mit Argon  $7^+$  und Argon  $8^+$ . Die gemessenen Figuren weichen von der Ellipsenform ab, dieser Formen sind typisch für eine EZR-Quelle. Erste Messergebnisse sind in Abbildung 7.7 zu sehen. Hier sind die Ergebnisse der Strahlinbetriebnahme für die Transmission, die Ionenenergie und die Emittanz mit verschiedenen Ionen zu sehen. Insgesamt waren die ersten Tests des HLI-RFQ sehr vielversprechend. Die Tests zeigen, dass die während der Aufbauphase vorgenommenen Arbeiten, wie Justage und HF-Abstimmung der Resonanzstruktur, erfolgreich waren. Die recht problemlose Konditionierung und die bereits gute Transmission zeigen, dass der HLI-RFQ funktionsfähig ist und den gestellt Anforderungen entspricht.

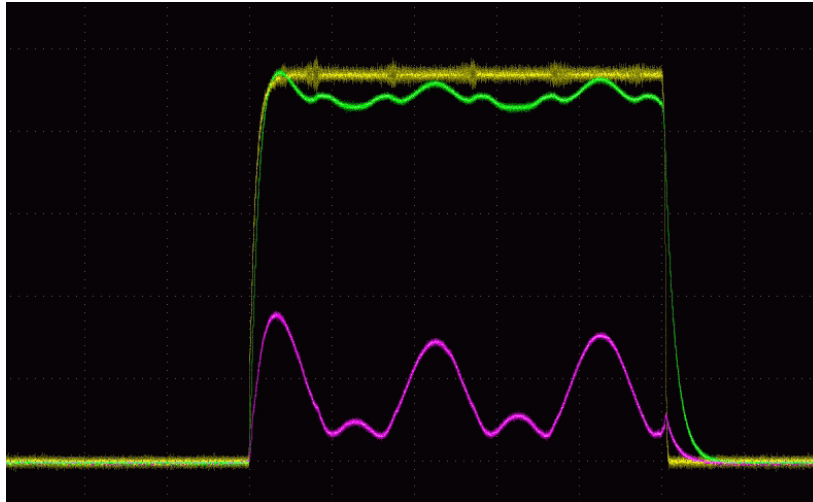


Abb. 7.5 Gemessener HF-Puls bei einer Amplitude von 55%. Die Pulslänge beträgt 5 ms bei einem Tastverhältnis von 25%.

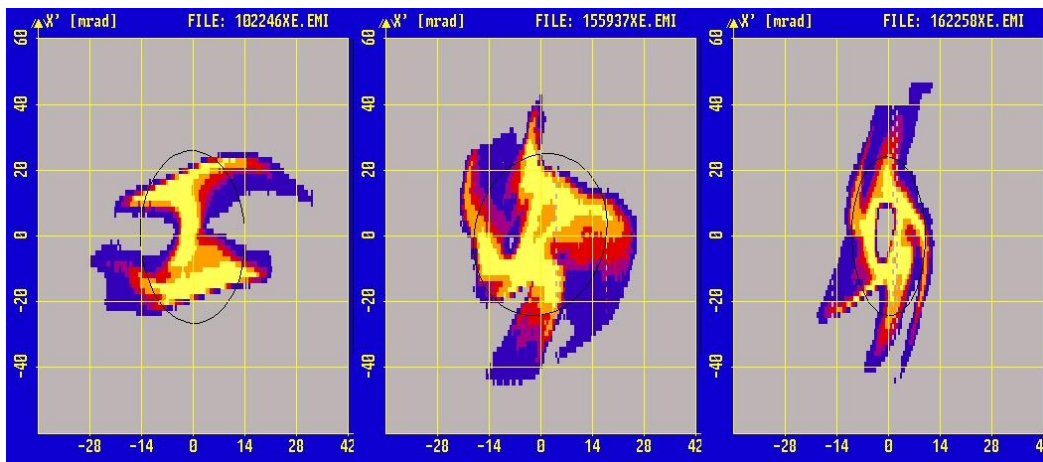


Abb. 7.6: Erste Emittanzmessungen von Argon<sup>7+</sup> (links und mitte) und Argon<sup>8+</sup> (rechts).

Nach den ersten Tests wurde mit einer Strahlzeit für Experimente begonnen. Der Strahlbetrieb wurde zuerst vier Wochen lang mit  $^{48}\text{Ca}^{10+}$  durchgeführt. Hierfür wurde eine gepulste Leistung von 50 kW verwendet. Die Pulsdauer betrug 6 ms bei einer Frequenz von 50 Hz. Die Tankspannung lag auf 4,67 Volt, und die gemessene Transmission lag bei 70 %.

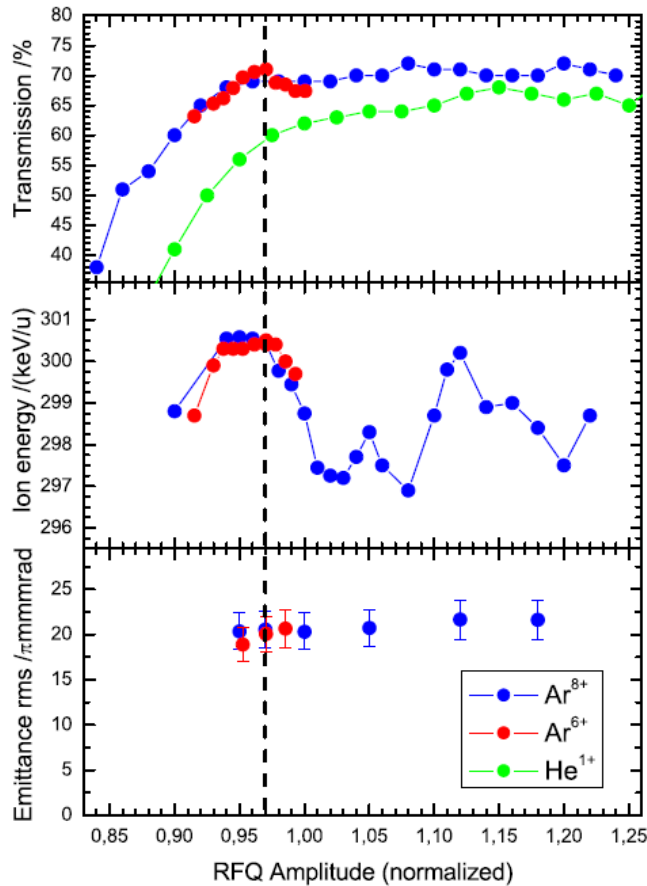


Abb. 7.7: Erste Messergebnisse der Strahlbetriebnahme für die Transmission, die Ionenenergie und die Emittanz mit verschiedenen Ionen.

Im Mai 2010 gab es eine <sup>14</sup>Stickstoff<sup>2+</sup>-Strahlzeit. Hier beträgt die gepulste Leistung 90 kW bei einer HF-Pulslänge von 3 bis 4 ms, die Pulsfrequenz beträgt 10 Hz. Die bisherigen Parameter liegen deutlich über den Anforderungen anderer RFQs.

## 7.2. Umbaumaßnahmen

Im November 2010 wurden weitere Verbesserungen an den Tuningplatten vorgenommen. Um die neuen Tuningplatten einzubauen wurde die Resonanzstruktur aus dem Tank entnommen. Die neuen Tuningplatten besitzen ein silbernes Blech, dass auf die Oberfläche aufgelötet wurde, mit Hilfe von Keilen wird dieses Blech an die Stützen angepresst, dies sorgt für eine sehr gute Kontaktierung der Tuningplatten und erlaubt einen höheren Stromfluss zwischen den Tuningplatten und den Stützen. Außerdem sorgt es

für einen besseren Wärmetransport und gleicht vorhandene Toleranzen der Stützenabstände aus.

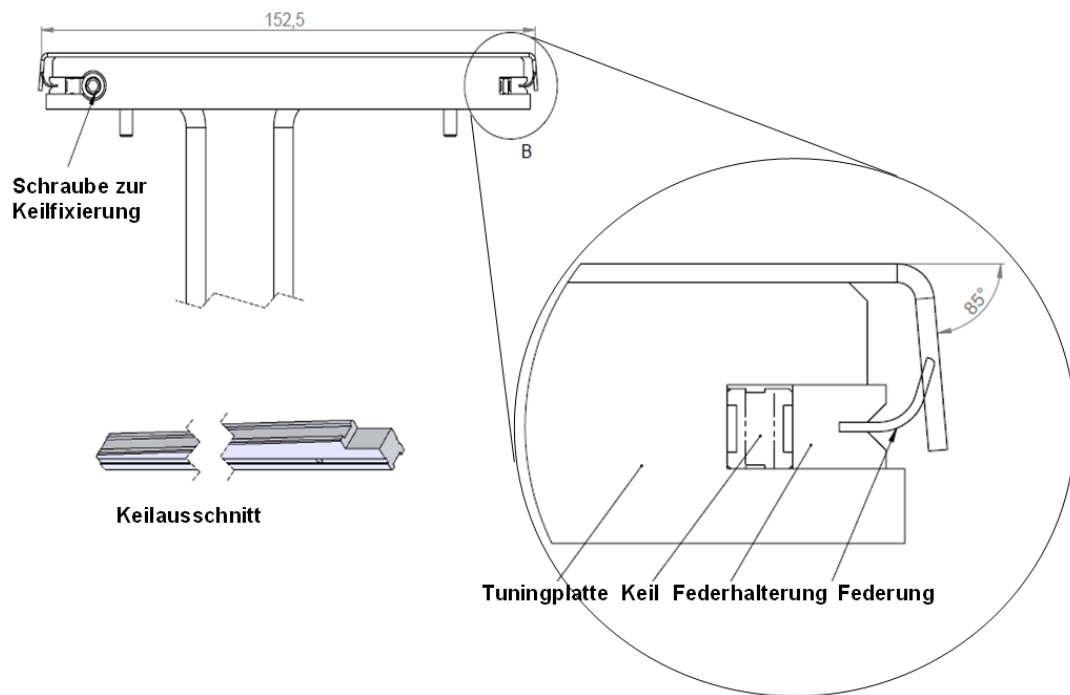


Abb. 7.8: Zeichnung der neuen Tuningplatte. Mit Hilfe der Federung und des Keils wird das Silberblech an die Stützen gepresst.

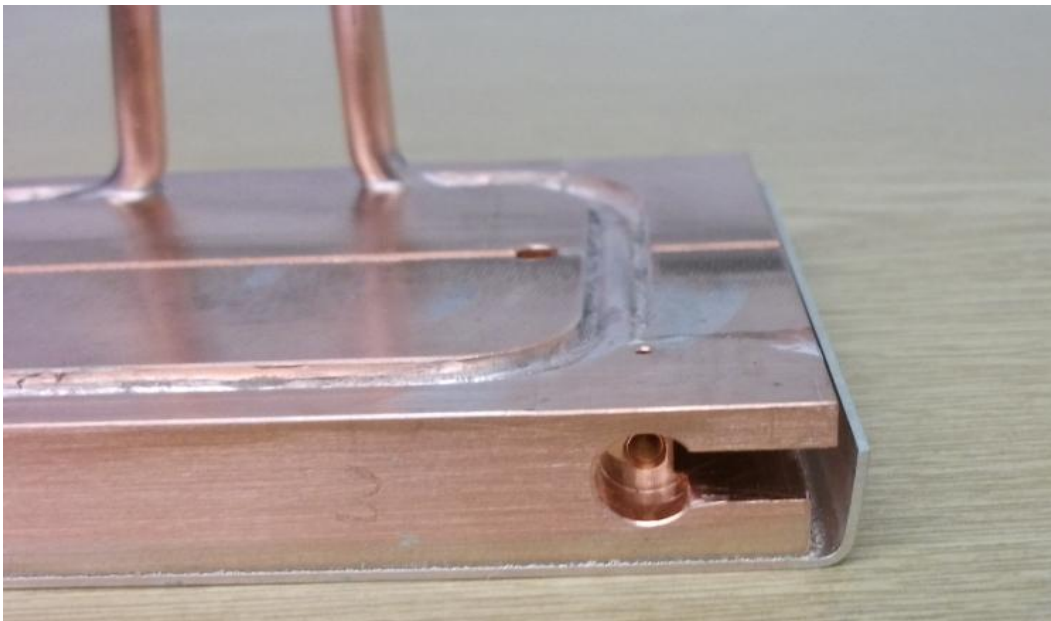


Abb. 7.9: Neue Tuningplatte mit dem aufgelöteten Silberblech und der Aussparung für das Federelement und den Keil.

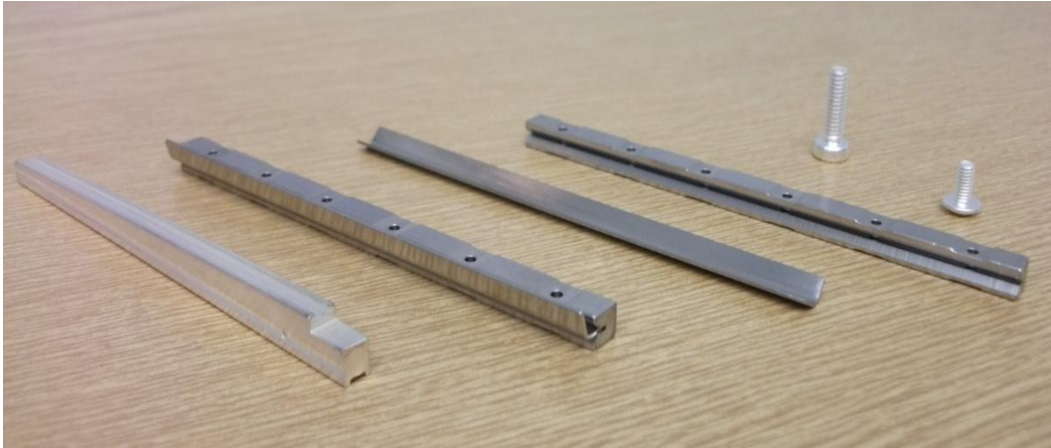


Abb. 7.10: Federkontakte, Keil und Schrauben zur Justierung und Befestigung der Tuningplatte.

Nach diesen Arbeiten wurden die Elektroden erneut mit dem Faroarm einjustiert und eine Transfermessung durchgeführt. Anschließend wurden die Flatness und die HF-Ankopplung eingestellt. Mit den neuen Tuningplatten lag die Resonanzfrequenz etwas höher, dies wurde durch eine Höhenänderung der Tuningplatten wieder korrigiert. Zur Verbesserung der Flatness wurden die Tauchkolben um 2 cm gekürzt und eine neue HF-Einkopplung gefertigt. Abbildung 7.11 zeigt die Tauchkolbenkurve. Durch das Kürzen hat man im Anfangsbereich nur eine relativ kleine Frequenzänderung, bevor man ab etwa 20 % Einschubtiefe in den linearen Bereich kommt.

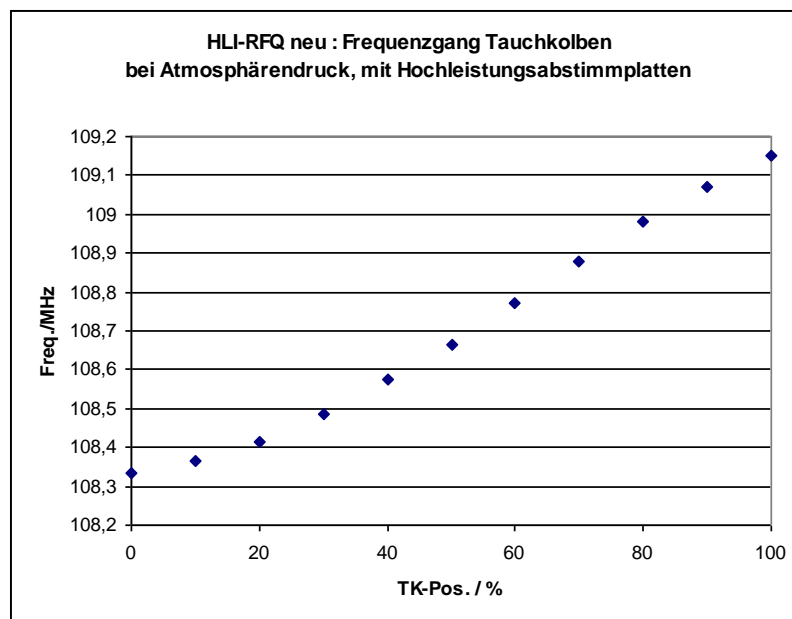


Abb. 7.11: Änderung der Frequenz in Abhängigkeit der Einschubtiefe des Tauchkolbens.



Die Umbaumaßnahmen wurden im Dezember abgeschlossen, und der Tank während der „Shut Down“ Zeit in die Beamline eingebaut. Die Abweichungen der Elektrodenjustage liegen bei maximal  $\pm 0,03$  mm. Es konnte eine Spannungsverteilung von  $\pm 2,1$  % eingestellt werden, die neu gemessene Güte liegt bei  $Q_0 = 3300$ . Der daraus berechnete  $R_p$ -Wert liegt bei  $108 \text{ k}\Omega\text{m}$  (bei  $300 \text{ kHz}$  Frequenzverschiebung durch einen  $1\text{pF}$  Schaltkondensator). Im Januar beginnt die nächste RFQ-Strahlzeit.

## Zusammenfassung

Für das Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI), in Darmstadt, wurde ein neuer RFQ zur Beschleunigung schwerer Ionen für den Hochladungsinjektor (HLI) entwickelt. Dieser RFQ hat den bereits vorhandenen ersetzt und soll, für die Anpassung des HLI an die neue 28 GHz-ECR-Ionenquelle, den Duty-cycle von 25 % auf 100 % erhöhen, um superschwere Ionen zu erzeugen und die Experimente mit schweren Ionen zu versorgen. Der RFQ hat die Aufgabe schwere, hochgeladene Ionen von 4 keV/u auf 300 keV/u zu beschleunigen. Wichtige Eigenschaften sind ein hoher Strahlstrom, eine hohe Strahl-Transmission, eine kleine Strahlemittanz und eine geringe transversale Emittanzzunahme. Die Erhöhung der Injektionsenergie von 2,5 keV/u auf 4 keV/u ermöglicht eine Verkleinerung des Konvergenzwinkels.

Der Aufbau des 4-Rod-RFQs für den HLI ist Thema der vorliegenden Arbeit. Die Auslegung des HLI-RFQs bezieht sich auf ein festgelegtes max. Masse zu Ladungsverhältnis von  $A/q = 6$ , bei einer Betriebsfrequenz von 108,408 MHz. Die Ionen sollen bei einem Strahlstrom von 5 mA von 4 keV/u auf 300 keV/u beschleunigt werden. Durch die spezielle teilchendynamische Auslegung konnte die Länge des Tanks von vorher 3 m auf jetzt 2 m verkürzt werden. Dies begünstigt den CW-Betrieb der Struktur. Durch den CW-Betrieb hat man eine hohe Leistungsaufnahme, dies erfordert eine besondere teilchendynamische und hochfrequenztechnische Auslegung der RFQ-Struktur und eine effiziente Kühlung. Zur Simulation der Hochfrequenzeigenschaften wurde ein Modell des RFQ mit dem Programm Microwave Studio (MWS) erstellt. Die Simulationen ergaben einen nur 2 m langen RFQ mit sehr hoher Transmission  $> 95\%$ . Nach den entsprechenden Simulationsrechnungen bezüglich der Teilchendynamik und der Hochfrequenzeigenschaften wurde der RFQ aufgebaut. Der zeitaufwändige Aufbau lässt sich in drei Abschnitte einteilen. Die Elektroden wurden präzise ausgemessen. Danach wurden Stützen, Elektroden und Tuningplatten an der Bodenplatte montiert und in den Tank eingesetzt. Im Tank wurden die Elektroden justiert, die zuerst außerhalb vermessen wurden. Die korrekte Position der Elektroden zur Referenzfläche wurde berechnet und mit Hilfe eines Faro-Gage im Tank eingemessen. Die maximale Abweichung der Elektrodenposition konnte auf 0,03 mm reduziert werden. Nach der mechanischen Einrichtung folgte die HF-Anpassung des Resonators. Durch das Erhöhen der Tuningplattenpositionen zwischen den Stützen konnte die Resonanzfrequenz von 90,8 MHz auf 108,4 MHz erhöht werden. Als nächstes wurde die Spannungsverteilung im Tank gemessen und mit Hilfe der Tuningplatten konnte sie so eingestellt werden, dass die

maximale Abweichung zur mittleren Elektrodenspannung bei nur  $\pm 2\%$  liegt. Zur weiteren Hochfrequenzabstimmung wurde die Wirkung zweier Tauchkolben mit einem Durchmesser von 75 mm untersucht. Die Tauchkolben ermöglichen eine Anpassung der Frequenz im Bereich von 1,4 MHz. Sie sollen die möglichen Frequenzverschiebungen durch beispielsweise thermische Effekte, auf Grund des HF-Betriebs, regulieren. Für die Hochfrequenzabstimmung wurde eine Ankoppelschleife gefertigt und angepasst. Die Güte des Resonators betrug  $Q_0 = 3100$ , bei einem  $R_p$ -Wert  $R_p = 100 \text{ k}\Omega$ , d.h. die zur Versorgung stehende HF-Leistung (50 kW im CW-Betrieb) reicht aus.

An der GSI wurde nach dem Transport eine Kontrolle der Elektroden vorgenommen, danach wurde der RFQ erst einzeln, danach als komplette HLI Einheit getestet. Dazu wurden verschiedene Pulsmessungen und Emittanzmessungen mit Argon  $7^+$  und Argon  $8^+$  durchgeführt. Bei der ersten Strahlbetriebnahme wurden die Transmission, die Ionenenergie und die Emittanz mit verschiedenen Ionen gemessen. Die ersten Tests des HLI-RFQ waren sehr vielversprechend. In den Tests war zu sehen, dass die vorgenommenen Arbeiten, wie Justage und HF-Abstimmung der Resonanzstruktur, erfolgreich waren. Danach wurde der Strahlbetrieb mit Calcium, bei einer Leistung von 50 kW, durchgeführt. Die gemessene Transmission bei einer Spannung von 43 kV lag bei 70 %. Im Mai 2010 gab es eine  $^{14}\text{N}^{2+}$ -Strahlzeit mit einer gepulsten Leistung von  $N = 90 \text{ kW}$ . Danach wurde Anpassungstests mit verschiedenen Schwerionen durchgeführt. Im November 2010 wurden neue Tuningplatten mit einer besseren Stützenkontaktierung sowie einer besseren Kühlung eingebaut. Die Elektroden wurden nach diesen Maßnahmen auf  $\pm 0,04 \text{ mm}$  einjustiert. Die Flatness liegt bei  $\pm 2,1 \%$ , die Güte beträgt  $Q_0 = 3300$ . Der RFQ wurde in die Beamline eingebaut und geht im Januar 2011 in Betrieb.

## Literaturverzeichnis

- [1] FIRJAHN-ANDERSCH, ARNE: Untersuchungen an einem 2 Strahl-RFQ für ein Funneling-Experiment. Doktorarbeit, Goethe Universität, Frankfurt am Main, 998.
- [2] KAPCHINSKIY, M. und V.A. TEPLIAKOV: Linear Ion Accelerator with spatially Homogenous Focusing. Prib. Tekh. Eksp., (2):119, 1970. Engl. Übersetzung.
- [3] SCHEMP, A.: Overview of recent RFQ Projects. In: Proceedings of LINAC08, Victoria, BC, Canada, Seite 41. Institut für Angewandte Physik, J.W. Goethe-Universität, D-60437 Frankfurt am Main, Germany, 2008
- [4] PASANI, M., O.KESTER, D: HABS und T: SIEBER: RF-Design of MAFF ICH-RFQ. Proceedings of the European Particle Accelerator Conference, Seite 1216, 2004.
- [5] RATZINGER, U., K. KASPAR, E. MALWITZ; S: MINAEV und R. TIEDE: The GSI 36 MHz high-current IH-type RFQ and HIIF-relevant extensions. Nuclear Instruments and Methods, vol. A 415, p. 281-286, 1998.
- [6] KAPCHINSKIY, I.M. und V.A. TEPLIAKOV: Linear Ion Accelerator with spatially homogeneous strong focusing. Prib. Tekh. EKSP., 119, 1970.
- [7] STOKES, R.H., T.P. WANGLER und K.R. CRANDALL: The Radio-Frequency Quadrupole - A New Linear Accelerator. In: Part. Acc., IEEE NS-28, Seite 1990, 1981.
- [8] SCHEMP, A.: Beiträge zur Entwicklung der Radiofrequenz (RFQ)-Ionenbeschleuniger. Habilitationsschrift, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt am Main, 1989.
- [9] COURANT, E.D. und H.S. SNYDER: Theory of the Alternating Gradient Synchrotron. Ann. Of. Phys., 3:1, 1958.
- [10] SACHERER, F.J.: RMS Envelope Equations with Space Charge. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971.
- [11] HOFMANN, B.: Untersuchungen an einem RFQ-Beschleuniger für hohe Betriebsfrequenzen. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik der Johann Wolfgang von Goethe-Universität, Frankfurt am Main, Juni 2004.
- [12] PODLECH, H.: Externe Güte und HF-Einkopplung. Int. Rep., IAP Frankfurt/Main, 2005.

- [13] FISCHER, PHILIPP: Ein Hochleistungs-RFQ-Beschleuniger für Deuteronen. Doktorarbeit, Goethe Universität, Frankfurt am Main, 2007.
- [14] LUNZE, KLAUS: Theorie der Wechselstromschaltungen, VEB Verlag Technik Berlin, DDR, 1977.
- [15] SLATER, J. C.: Microwave Electronics. D. van Nostrand Co. Inc., New York, 1950.
- [16] DEITINGHOFF, h. Int. Rep., IAP Frankfurt/Main, 92-17, 1992.
- [17] STOKES, R. H. und WANGLER T. P.: Band 38. 1989.
- [18] COMPUTER SIMULATIONS TECHNOLOGY: CST Microwave Studio, Band 31 der Reihe A. World Scientific Series on Nonlinear Science, Singapore, 1998.
- [19] SCHEMPP, A.: Design of Compact RFQs. In: LINAC 2006, Seite 53. Institut für Angewandte Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, D-60054 Frankfurt am Main, Germany, 1996.
- [20] P. GERHARD, W. BARTH, L. DAHL, A. ORZHEKHOVSKAYA, K. TINSCHERT, W. VINZENZ, H. VORMANN, S. YARAMYSHEV, A. SCHEMPP und M. VOSSBERG: Commissioning of a new CW Radio Frequency Quadrupol at GSI. In: Proceedings of IPAC'10, Kyoto, Japan.
- [21] M. VOSSBERG, A. SCHEMPP, N. MÜLLER, L. DAHL, W. BARTH: The new GSI HLI-RFQ for CW-Operation. In: Proceedings of PAC09, Vancouver, BC, Canada.
- [22] J. ALESSI, D. BARTON, E. BEEBE, S. BELLAVIA, O. GOULD, A. KPONOU, R. LAMBIASE, E. LESSARD, R. LOCKEY, V. LODESTRO, M. MAPES, D. MCCAFFERTY, A. MCNERNEY, M. OKAMURA, A. PENDZICK, D. PHILLIPS, A.I. PIKIN, D. RAPARIA, J. RITTER, J. SCADUTO, L. SNYDSTRUP, M. WILINSKI, A. ZALTSMAN, T. KANESUE, KYUSHU, U. RATZINGER, A. SCHEMPP, M. VOSSBERG, J. SCHMIDT. Construction of the BNL EBI Preinjector. In: Proceedings of PAC09, Vancouver, BC, Canada
- [23] L. DAHL, W. BARTH, P. GERHARD, S. MICKAT, W. VINZENZ, H. VORMANN, A. SCHEMPP, M. VOSSBERG. UNILAC Upgrades for coulomb Barrier Energy Experiments. In: Proceedings of LINAC10, Tsukuba, Japan.
- [24] M. OKAMURA, J. ALESSI, E. BEEBE, K. KONDO, R. LAMBIASE, R. LOCKEY, V. LODESTRO, M. MAPES, A. MCNERNEY, D. PHILLIPS, A. I. PIKIN, D. RAPASRIA, J. RITTER, L. SMART, L. SNYDSTRUP, A.

- ZALTSMAN, J. TAMURA, A. SCHEMPP, M. VOSSBERG, C. ZHANG, J. S. SCHMIDT, T. KANESUE, KYUSHU. Beam Commissioning Results for the RFQ and MEBT of the EBIS based Preinjector for RHIC. In: Proceedings of LINAC10, Tsukuba, Japan.
- [25] M. VOSSBERG, A. SCHEMPP, C. ZHANG, L. DAHL, W. BARTH. THE NEW GSI HLI-RFQ FOR CW-OPERATION. In: Proceedings of LINAC10, Tsukuba, Japan.
- [26] Y. LIU , Z. ZHANG, R.A. JAMESON, A. SCHEMPP, H. ZHAO, W. ZHAN, H. ZIMMERMANN, M. VOSSBERG, L. SUN, M. OKAMURA, H. YUAN, S. SHA, X. GUO, A. SHI, Z. XU, W. YUE, Z. WANG, X. DU, C. ZHANG, X. LEI. Testing of IMP LIS-RFQ. In: Proceedings of LINAC10, Tsukuba, Japan.
- [27] P. FISCHER und A. SCHEMPP: Tuning a CW 4-Rod RFQ. In: Proceedings of the Linear Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee, USA, 2006.
- [28] P. FISCHER und A. SCHEMPP: Tuning of a 4-Rod CW-Mode RFQ Accelerator. In: Proceedings of the European Particle Accelerator Conference, Seite 1583, Edinburgh, Scotland, UK, 2006.
- [29] SIEBER, THOMAS: Entwicklung von 4-Rod- und IH- Radio-Frequenz-Quadrupol (RFQ)-Beschleunigern für radioaktive Ionenstrahlen bei REX-ISOLDE und MAFF. Doktorarbeit, Institut für Angewandte Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2001.
- [30] BECHTOLD, A.: Eine integrierte RFQ-Driftröhrenkombination für ein Medizin-Synchrotron. Doktorarbeit, Institut für Angewandte Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2003.
- [31] H. VORMANN: Untersuchungen an einem Prototyp-RFQ-Beschleuniger für schwere Cluster. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt am Main 1993.
- [32] W. BARTH: Hochfrequenzablenkungen gebunchter Ionenstrahlen. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt am Main 1989.
- [33] K. WILLE: Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen. B. G. Teubner, Stuttgart 1996.
- [34] U. RATZINGER: Effiziente Hochfrequenz-Linearbeschleuniger für leichte und schwere Ionen. Habilitationsschrift, 1998.

- [35] M. VOSSBERG, J. SCHMIDT, B. HOFMANN, A. SCHEMPP, C. ZHANG, J. ALESSI, D. RAPARIA, und L. SNYDSTRUP: The new EBIS RFQ for BNL. In Proceedings of LINAC. IAP, Univ. Frankfurt, Germany and BNL, Upton NY, USA, 2008. XXIV Linear Accelerator Conference, Victoria, BC, Canada.
- [36] THOMAS P. WANGLER: RF Linear Accelerators. Wiley-VHC, 2008.
- [37] MANUELA OTTO: Untersuchungen an einem RFQ-Beschleuniger für das Heidelberger Tumorthherapiezentrum. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt am Main 2005.
- [38] J. FRIEDRICH, A. SCHEMPP, H. DEITINGHOFF, U. RATZINGER, H. KLEIN, R. VEITH: Properties of the GSI HLI-Structure. In: Proceedings of the Particle Accelerator Conference, San Francisco, California, USA, 1991.
- [39] H. VORMANN, A. SCHEMPP, U. BESSLER, A. LETCHFORD, C. W. PLANNER: Design of a high current RFQ Injector with high duty Factor. In: Proceedings of LINAC98, Chicago, USA.
- [40] CHAO ALEXANDER WU und MAURY TIGNER: Handbook of Accelerator Physics and Engineering. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2006.
- [41] T. TAYLOR und J.F. MOURIS: An advanced high-current low-emittance DC microwave proton source. Nuclear Instruments and Methods, vol. A 336, p. 1-5, 1993.
- [42] M. VOSSBERG: Wiederaufbau, Inbetriebnahme und Optimierung des Frankfurter Funnelingexperimentes. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt am Main 2007.

## **Danksagung**

An dieser Stelle möchte ich mich bei allem Personen bedanken, die mir beim durchführen dieser Arbeit geholfen haben. Ein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Alwin Schempp für die Betreuung und Unterstützung bei dieser Arbeit. Herrn Prof. Dr. Ulrich Ratzinger möchte ich für die Aufnahme in das Institut für angewandte Physik und das Interesse an meiner Arbeit danken.

Des Weiteren gilt ein besonderer Dank der Institutswerkstatt unter der Leitung von Sven Reploeg, die es, trotz eines vollen Terminkalenders, immer wieder rechtzeitig geschafft hat benötigte Teile zu bearbeiten, und ohne deren Hilfe der praktische Teil dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Außerdem sind hier noch andere Institutsangehörige zu nennen, nämlich Frau T. Harji, Herr I. Müller und Herr D. Bänsch, die in den Verschiedensten Bereichen zu dem Gelingen dieser Arbeit beitrugen.

Der Arbeitsgruppe gehört ein großer Dank, insbesondere Dr. N. Müller für die anregenden, auch mal nicht physikalischen Gespräche, M. Baschke für die Büroatmosphäre, B. Koubek für den Einstieg in die Arbeitsgruppe und das Aushelfen an den verschiedensten Stellen, J. Schmidt für die gute Zusammenarbeit bei dem BNL-RFQ, P. Till für die Simulationen in der Welt der Spiralen, C. Lenz für die gemeinsamen Stunden bei der GSI, A. Lazarus die sich immer Zeit genommen hat und tatkräftig bei Justagearbeiten zur Verfügung stand, F. Chill für Ideen und Einblicke in die Welt der Chinesischen RFQs, Dr. J. Maus für das Backen zahlreicher Kuchen, U. Bratz für die Musik und D. Ries zusammen mit S. Kräckmann für etliche Ideen zur Arbeitsplatzgestaltung.

Natürlich danke ich auch allen ehemaligen Arbeitsgruppenmitgliedern, wie Dr. H. Zimmermann und Dr. P. Fischer, die immer ein offenes Ohr hatten und mit dem ein oder anderen Rat zu Seite standen. Insbesondere möchte ich mich bei Dr. A. Bechtold für die Zusammenarbeit an verschiedensten Projekten und die oftmals nötigen Kaffeepausen bedanken. Ebenso gilt mein Dank Dr. H. Vormann für die Zusammenarbeit an der GSI.

Meinen Freunden und Bekannten danke ich für den nicht physikalischen Zeitvertreib, die Geduld sich physikalische Probleme anzuhören und die stete Unterstützung während meiner Promotion.

Meinen Eltern und meinem Bruder danke ich für die Unterstützung während der Promotion.

Als letztes danke ich an dieser Stelle meiner Freundin Danny, die mich immer unterstützt und mich, selbst in der manch stressigen Zeit, ertragen konnte.



## Lebenslauf

Markus Vossberg  
Rotenhofstrasse 5a  
65795 Hattersheim

### **Persönliche Daten**

Geburtsdatum: 11. Jan. 1976  
Geburtsort: Bad Soden  
Familienstand: ledig

### **Schulbildung**

1982 – 1986 Grundschule Kelkheim  
1986 – 1993 Eichendorffschule Kelkheim  
-Realschule-  
1993 – 1996 Brühlwiesenschule Hofheim  
-Berufliches Gymnasium-  
Schulabschluß: Allgemeine Hochschulreife

### **Werdegang**

Nov 1996 - Wehrdienst beim Transportbataillon in Dietz  
Aug 1997  
Okt 1997 - Studium der Chemie an der TU Darmstadt  
Nov 2000  
Seit Apr 2001 Studium der Physik an der J.W.Goethe- Universität  
Frankfurt  
Juli 2004 Vordiplom in Physik  
Juli 2004- Hauptstudium mit dem Diplomthema „Funneling“  
April 2007  
April 2007 Diplom in Physik  
Seit Juni 2007 Beginn der Arbeiten an der vorliegenden Dissertation

### **Akademische Lehrer**

A. Bechtold, R. Becker, G. Bruls, H. Dinges, R. Dörner, T. Elze, W.D. Fessner, C. Greiner, W. Greiner, W. Haase, A. Lacroix, H.F. Klein, P. Kopietz, R. Lang, F. Linhard, H. Podlech, U. Ratzinger, H. Roskos, A. Schaarschmidt, A. Schempp, H. Ströbele, H. Zimmermann