

Konstruktion und Aufbau einer kompakten RFQ-Spiral-Struktur zum
Abbremsen hochgeladener Schwerionenstrahlen für das
HITRAP-Projekt der GSI

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

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

von

BENJAMIN HOFMANN
aus Lorsbach im Taunus

Frankfurt am Main 2007

D30

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

Dekan:	Prof. Dr. W. Aßmus
Gutachter:	Prof. Dr. A. Schempp
	Prof. Dr. U. Ratzinger

Datum der Disputation: 14. Jan. 2008

Inhalt

I. Einleitung	1
II. HITRAP- Projekt	3
Beschreibung der HITRAP Anlage	3
Anwendung niederenergetischer Strahlen hochgeladener Ionen	9
Experimente mit Antiprotonen	12
III. Ionenbeschleuniger	14
Driftröhrenbeschleuniger	14
RFQ-Beschleuniger	16
Spiralresonatoren	25
IV. Charakteristische Beschleunigergrößen	28
V. Teilchendynamik	39
Longitudinale Strahldynamik	41
Transformation der Phasenraumellipsen	44
Abbremsen von Ionenstrahlen	46
VI. RFQ-Strukturen	48
Beschreibung des RFQs als kapazitiv abgeschlossene Lecherleitung	48
Numerische Simulationen mit Microwave Studio	52
Thermische Berechnungen mit der Methode der finiten Elemente	55
VII. Design der HITRAP-Struktur	56
Simulationen der RFQ-Struktur mit modulierten Elektroden	56
Spiral-Debuncher	61
VIII. Aufbau des HITRAP RFQs und des Debunchers	69
RFQ-Resonanzstruktur	70
Abstimmung der longitudinalen Feldverteilung	73
Aufbau des Debunchers	75
IX. Zusammenfassung	81
X. Literaturverzeichnis	82
XI. Danksagung	85
XII. Lebenslauf	87

I. Einleitung

Für die Grundlagenforschung werden immer größere Beschleunigeranlagen gebaut, die geladene Ionen und Elektronen auf immer höhere Energien beschleunigen. Mit aufwendigen Detektoren versuchen Wissenschaftler in Stoßexperimenten z.B. neue Elementarteilchen nachzuweisen, zu untersuchen, und deren Eigenschaften mit den theoretisch ermittelten zu vergleichen.

Für Experimente, wie hochpräzise Massenspektroskopie oder auch die präzise Messung des g -Faktors eines gebundenen Elektrons in wasserstoffähnlichen Ionen, eine Gegenprobe theoretischer Vorhersagen der QED starker Felder, sind andererseits gerade auch hochgeladene Ionen bei sehr niedrigen Geschwindigkeiten für atomphysikalische Experimente interessant.

Man kann diese zum einen mit EBIS-Ionenquellen erzeugen, wobei die zur Verfügung stehende Intensität für hochgeladene, schwere Ionen hierbei begrenzt ist. Eine andere Möglichkeit besteht im Abbremsen eines Ionenstrahles hoher Intensität in einer Abbremsbeschleuniger, wobei der Ionenstrahl zuvor durch sogenanntes Strippen, bei entsprechender Strahlenergie auf hohe Ladungszustände gebracht wurde. Zudem können mit einer solchen Anlage auch zuvor erzeugte Spaltfragmente abgebremst werden.

Eine Anlage dieser Art zum Abbremsen von Anti-Protonenstrahlen auf 5 MeV/u ist am CERN in Betrieb. Hier werden u.a. Stoß- und Spektroskopieexperimente mit Anti-Wasserstoff durchgeführt. Anfang der neunziger Jahre begannen die Planungen zum Aufbau einer Anlage zur Abbremsung von Spaltfragmenten und hochgeladenen Ionen an der GSI in Darmstadt. Diese Anlage nutzt die bestehende Beschleunigeranlage der GSI zur Erzeugung des Strahls hochgeladener Ionen, der in einer ersten Stufe im Speicherring der GSI, dem ESR, gekühlt und abgebremst wird und dann in einer weiteren Stufe mittels einer Kombination aus einer IH (*Interdigital H-Mode*)- und einer RFQ (*Radio Frequenz Quadrupol*)-Struktur auf 6 keV/u weiter abgebremst werden soll. Dann werden die Ionen in einer Penningfalle gespeichert und mit einer Kombination aus Elektronen- und Widerstandskühlung auf Temperaturen kleiner 4 K gekühlt, was einer Teilchenenergie von 1 meV/u entspricht.

Durch Messung der Frequenz der Oszillationsbewegung der eingeschlossenen Teilchen lassen sich Verhältnisse von Massen äußerst präzise bestimmen.

Über eine Niedrigenergie-Strahllinie kann der abgekühlte Teilchenstrahl weiteren Experimenten zugeführt werden - neben der Messung des g -Faktors und der Bereitstellung niederenergetischer Strahlen hochgeladener Ionen für die Grundlagenforschung und die angewandte Physik wird die

HITRAP Anlage im Rahmen des GSI Zukunftprojektes der Atomphysik auch eine der stärksten Quellen für niederenergetische Antiprotonen sein.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die notwendigen Untersuchungen und Rechnungen zur Entwicklung eines geeigneten *RFQ*-Abbremsbeschleunigers, z.B. Teilchendynamikrechnungen mit *RFQSim*, Entwurf der Hf-Strukturen mit *Microwave Studio* und die mechanische Konstruktion durchgeführt und mit dem Aufbau und dem Test der Struktur umgesetzt.

Zur Anpassung der Strahleigenschaften des *RFQs* an die Akzeptanz der nachfolgenden Penningfalle wurde direkt an den *RFQ*-Tank ein kompakter 2-Spalt-Spiralbuncher angefügt, so daß diese beiden zwar eine kompakte Struktur ergeben, jedoch noch voneinander getrennt betrieben werden können.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: In einem einleitenden Kapitel werden die HITRAP-Anlage und die geplanten Experimente beschrieben. Die folgenden Kapitel geben eine Einführung in Hochfrequenzbeschleuniger, Meßgrößen zur Charakterisierung dieser und einer Zusammenstellung der verschiedenen, für die Auslegung und Konstruktion der *RFQ*-Buncher-Kombination, durchgeführten Simulationsrechnungen. Im letzten Kapitel folgt eine Beschreibung des entwickelten *RFQ*-Konzepts, des mechanischen Aufbaues, der Justage und Abstimmung von Frequenz und Feldverteilung entlang der Elektroden sowie der Ergebnisse der durchgeführten Messungen am *RFQ*-Abbremsbeschleuniger auf Meßsenderniveau.

Die Strahllinie und die zum Betrieb der Beschleunigerstrukturen notwendige Infrastruktur befindet sich zur Zeit im Aufbau. Einzelne Bauteile, wie z.B. die Kühlerfalle, die Buncher und auch der *RFQ* sind kurz vor Fertigstellung zum Einbau in die Strahllinie.

II. HITRAP-Projekt

Beschreibung der HITRAP Anlage

Anfang der neunziger Jahre wurde bei der *GSI* der Aufbau einer Anlage zur Abbremsung und Untersuchung von Spaltfragmenten und hochgeladenen Ionen, die dann in einer Falle gespeichert werden, beschlossen

In Zusammenarbeit mit der Gruppe von G. Werth (Universität Mainz) wurde eine Präzisionsfalle für g -Faktor-Messungen entwickelt. Mit dieser konnte z. B. der g -Faktor von wasserstoffähnlichem $^{12}\text{C}^{5+}$ mit einer Genauigkeit von 10^{-10} ermittelt werden. Die Speicherung und Kühlung hochgeladener Ionen bei kryogenen Temperaturen in einer Penningfalle konnte hiermit erstmalig realisiert werden.

Die ursprüngliche Idee einer eigenständigen Abbremsstruktur vor der Ionenfalle wurde parallel zu den Experimenten weiterentwickelt und ein erster Entwurf für die spätere *HITRAP (Heavy Ion Trap)*-Anlage bei der *GSI* vorgestellt. Auf Basis dieses wurde das europäische Forschungs- und Entwicklungsnetzwerk *HITRAP* gegründet. Die Rolle der *GSI* hierin besteht im Aufbau des Abbremsystems. Diese wird z.Zt. zunächst im Reinjektionskanal hinter dem *ESR* aufgebaut werden, mit der Möglichkeit, alle Komponenten später im Rahmen des *GSI* Zukunftprojektes *FAIR* an einem anderen Ort wieder aufzubauen.

Bis heute ist die *GSI* in Darmstadt der Welt einzige Anlage, die schwere, hochgeladene Ionen bis U^{92+} für Atomphysik-Experimente herzustellen in der Lage ist.

Um diese hohen Ladungszustände zu erreichen, werden Uran-Ionen zunächst mit dem *UNILAC*-Beschleuniger auf 11.4MeV/u beschleunigt und dann auf typischerweise U^{73+} gestrippt. Im *SIS18* werden die Uran-Ionen weiter auf 400MeV/u beschleunigt und beim Weitertransport zum *ESR* bis hin zum nacktem Kern gestrippt.

Eine andere Möglichkeit, hohe Ladungszustände zu erreichen, bestünde in der Verwendung einer EBIS-Ionenquelle. Jedoch sind die erreichbaren Strahlintensitäten deutlich geringer, als die des geplanten *HITRAP*-Linearabbremsers. Auch können keine Spaltfragmente bzw. Antiprotonen mit einer EBIS erzeugt werden.

Abhängig von der Strahlintensität können mehrere Ionenbunche im *ESR* gespeichert werden, wo sie auf eine minimale Energie abgebremst werden. Im Jahr 2002 wurde erstmals U^{92+} auf eine Energie

von 9MeV/u abgebremst. Die niedrigste Energie, bei der bislang Experimente durchgeführt wurden, war 20MeV/u für röntgenspektroskopische Untersuchungen bei einer Strahlintensität von etwa 10^7 / Puls Ionen.

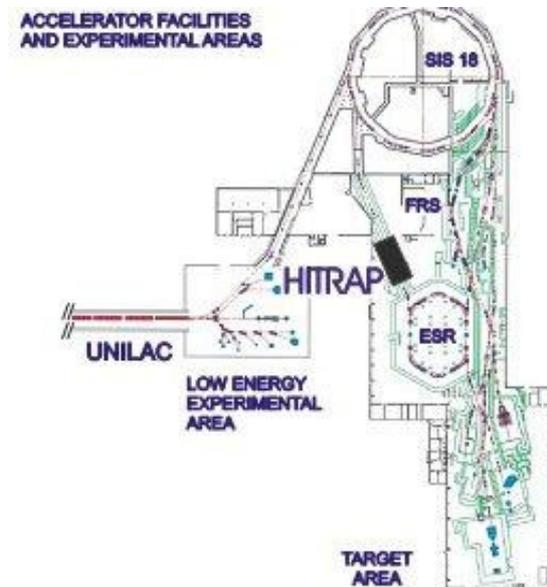


Abb. 2.1: Vorläufiger Standort der HITRAP- Anlage

Der *ESR* besitzt hierzu zwei identische Hf-Kavitäten mit einer Spaltspannung von $5kV_{pp}$ und eine Umlauffrequenz von 0.85 bis 5.5MHz. Diese können sowohl zum Hf-Stapeln als auch zum Abbremsen verwandt werden. In normaler Betriebsmode, in der zweiten Harmonischen der Umlauffrequenz, können zwei Bunche von der Maximalenergie auf 11.5MeV/u abgebremst werden. Niedrigere Energien erreicht man beim Übergang auf die vierte Harmonische während des Abbremsvorganges.

Damit ist es möglich, hochgeladene, schwere Ionen bis hin zu U^{92+} auf die, für die *HITRAP*-Anlage notwendige Energie von 7MeV/u abzubremsen. Eine kurze Kühlung mittels Elektronen ist bei Endenergie vorgesehen, um die Aufblähung des Strahles, die er während des Abbremsvorganges erhält, zu reduzieren. Danach wird der Ionenstrahl auf höheren Harmonischen der Umlauffrequenz gebuncht, um Ionenbunche einer Pulslänge von $1\ \mu s$ und einer Wiederholfrequenz von 0.1Hz zu erhalten.

Nach Extraktion aus dem *ESR* sind die Ionen noch zu schnell, um direkt in einer Falle eingeschlossen zu werden. Daher müssen sie in einem weiteren Schritt mit einem Linearabbremsler, bestehend aus einer Interdigital-H-Moden- (*IH*) und einer Radio-Frequenz-Quadrupol-Struktur (*RFQ*), die beide eine Betriebsfrequenz von 108.408MHz haben, abgebremst werden. Es wurde die

Betriebsfrequenz des UNILAC verwandt, um bereits vorhandene Hf-Anlagen verwenden zu können.

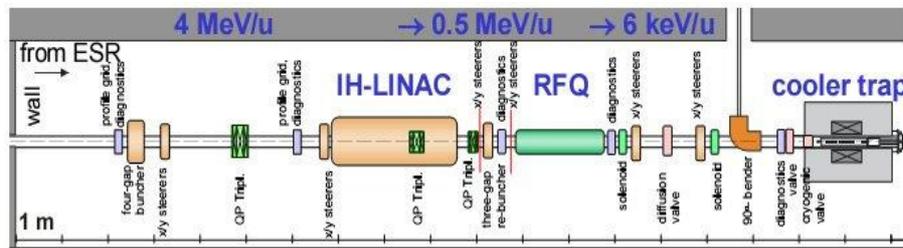


Abb. 2.2: Querschnitt durch die HITRAP-Strahllinie

Der Strahl wird zunächst in einem Doppel-Drift-Buncher (*DDB*) longitudinal auf die Akzeptanz der *IH*-Struktur fokussiert. Die typische Phasenakzeptanz einer *IH*-Struktur beträgt etwa $\pm 20^\circ$. Der Doppel-Drift-Buncher besteht aus zwei getrennten Kavitäten mit Betriebsfrequenzen von 108.408 MHz und 216.816 MHz, die durch eine Driftstrecke von 0.9 m verbunden sind. Durch diese Anordnung hat der *DDB* die Effektivität dreier normaler, harmonischer Buncher. So fallen etwa 75% der Teilchen vom *ESR*, die sich im Zentrum der Teilchenverteilung befinden, in die Akzeptanz der *IH*. Für die transversale Fokussierung in beiden Ebenen werden magnetische Quadrupole verwendet, die zwischen *DDB* und *IH*-Struktur angeordnet sind.

Die 2.7 m lange *IH*-Struktur (*Abb. 2.3*) besteht aus einer Hf-Kavität mit integriertem Quadrupoltriplet und ist teildynamisch in 4 Sektionen unterteilt.

In den ersten vier Spalten wird die Synchronphase zum Bunchen des Strahles bei 145° gehalten. Danach folgt die erste Abbremssektion mit 11 Spalten bei einer Phase von -180° . Nach der Quadrupollinse kommt eine dreispaltige Debunchingsektion mit einer Sollphase von -145° , die der longitudinalen Überfokussierung des Teilchenbunches in der ersten Abbremssektion entgegenwirken soll, und eine weitere Abbremssektion mit 7 Spalten bei -180° . Der Strahl am Ausgang der *IH*-Struktur hat eine Phasenbreite von 20° bei einer Energieunschärfe von 7%.

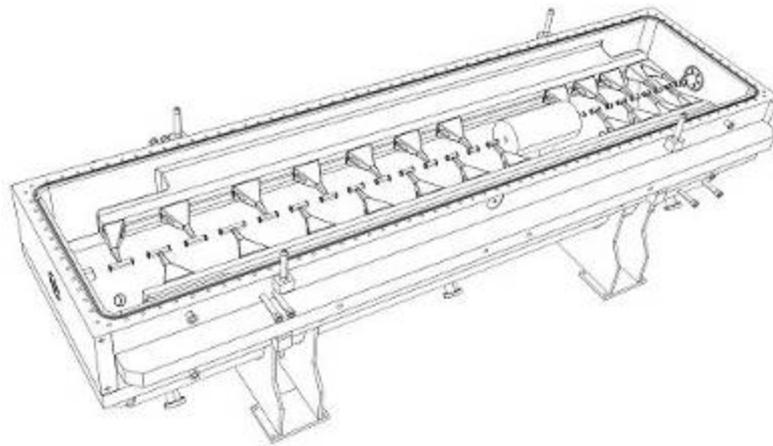


Abb. 2.3: Ansicht der HITRAP IH-Abbremsstruktur

Ein Zwei-Spalt-Spiralbuncher und zwei Quadrupoldoubletlinen zwischen *IH* und *RFQ* passen die Phasenbreite des Strahls der Akzeptanz der *RFQ*-Struktur von ca. $\pm 20^\circ$ an.

Das hohe Ladungs- zu Masseverhältnis $A/q < 3$ erlaubt hier eine kompakte *RFQ*-Struktur von 143 Zellen und 1.90 Metern Länge. Die maximale Elektrodenspannung beträgt 77.5kV bei einem Leistungsbedarf von etwa 80kW. Um eine ausreichende Injektionseffizienz in die Kühlerfalle zu gewährleisten, ist eine möglichst geringe Energieunschärfe des Strahls am *RFQ*-Ausgang notwendig. Durch ein spezielles Elektrodendesign beträgt diese nur etwa $\pm 7\%$. Durch einen, an den *RFQ* angeflanschten, zwei-Gap-Spiralbuncher kann diese noch auf ca. $\pm 4\%$ reduziert werden.

Nach dem Abbremsen im Linearabbremsler auf Energien von etwa 6keV/u gelangen die Ionen in eine Penningfalle. Dort werden geladene Teilchen mit einer Kombination von starken magnetischen und elektrostatischen Quadrupolfeldern auf geschlossenen Bahnen gehalten. Hierbei beschränkt das magnetische Feld die Teilchen auf eine Bahn, die senkrecht zu den magnetischen Feldlinien ist, d.h. auf eine Kreisbahn. Durch das elektrische Quadrupolfeld werden die Teilchen in ihrer axialen Bewegung eingeschränkt und es wird somit verhindert, daß sich die Teilchen entlang der Magnetfeldlinien aus der Falle herauswinden (*Abb. 2.4*).

Moderne Penningfallen bestehen meist aus einer Ringelektrode und zwei, auf gleichem Potential liegenden, Endkappen. Hierdurch entsteht ein Sattelpunkt, in dem geladene Teilchen in axialer Richtung eingeschlossen werden.

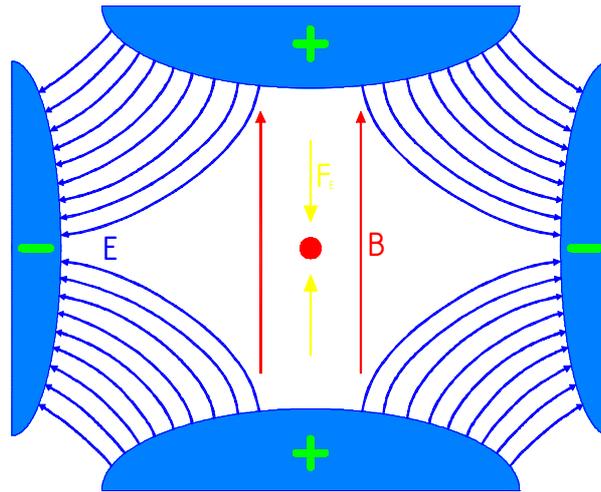


Abb. 2.4: Elektrische und magnetische Felder in der Penningfalle

Die Oszillation in der radialen Ebene läßt sich durch die Magnetron- und die Zyklotronfrequenz *Glg. 2.1* beschreiben. Diese hängt vom Verhältnis von der elektrischen Ladung und der Stärke des magnetischen Feldes ab. Da diese Frequenz sehr genau gemessen werden kann, lassen sich die Verhältnisse von Massen äußerst präzise bestimmen.

$$\omega_m \approx \frac{U_0}{2 \cdot d^2 \cdot B} \quad \& \quad \omega_z = \frac{e \cdot B}{2\pi \cdot m} \quad (2.1)$$

Die in der Penningfalle eingeschlossenen Teilchen werden mit Elektronen- und Widerstandskühlung auf Temperaturen kleiner 4K gekühlt.

Zur Elektronenkühlung werden vor Einschluß der Teilchen Elektronen innerhalb der Falle erzeugt und eingeschlossen. Durch Abstrahlung von Synchrotronstrahlung bei ihrer Bewegung im magnetischen Feld der Falle, welches eine Stärke von etwa 6T hat, werden diese innerhalb von 15ms auf eine Umgebungstemperatur von 4K abgekühlt. Die eingeschlossenen Ionen werden dann durch Coulombwechselwirkung Wechselwirkung mit den kalten Elektronen von 6 keV/u auf etwa 100 eV/u abgekühlt.

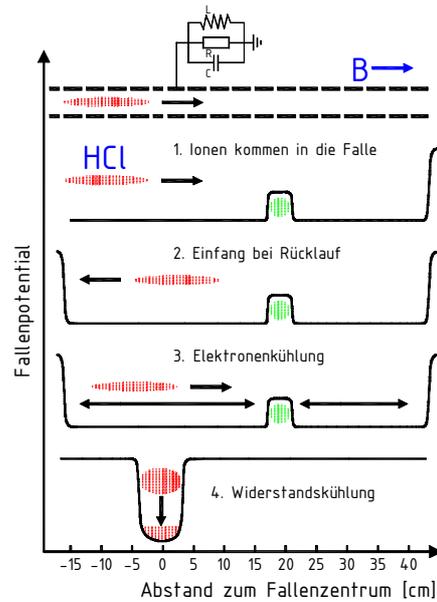


Abb. 2.5: Schema des Ionenstrableinfangs und \sim kühlung in der HITRAP Penningfalle

In einem zweiten Schritt werden die Ionen durch Widerstandskühlung auf etwa 1meV/u , was einer Temperatur von 4K entspricht, gekühlt. Dabei werden die, sich mit den Teilchen bewegend, Spiegelladungen durch externe, mit den Elektroden der Falle verbundenen, Schwingkreise in ihrer Bewegung gedämpft und entziehen so den gespeicherten Ionen Energie.

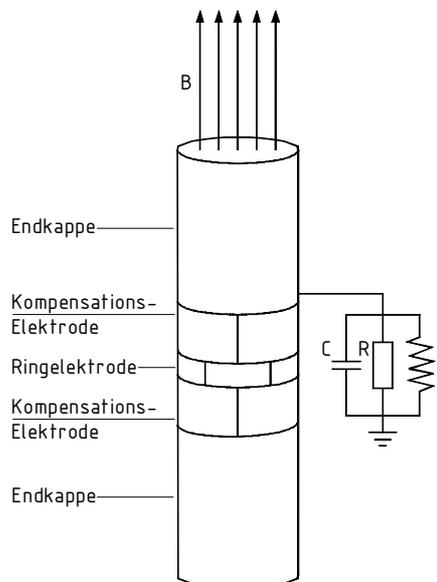


Abb. 2.6: Schema der HITRAP- Penningfalle

Zur Dämpfung der axialen Bewegung der eingeschlossenen Ionen ist ein Schwingkreis mit einer Resonanzfrequenz von 1MHz, zur Dämpfung der Zyklotronbewegung ein Schwingkreis mit einer Resonanzfrequenz von 30MHz vorgesehen.

Die Kühlzeit hängt hierbei vom Ladungs-zu-Masseverhältnis der zu kühlenden Ionen, von der Güte Q des externen Resonanzschwingkreises und der Fallengröße ab und liegt in der Größenordnung von etwa 100ms.

Nach Extraktion aus der Falle können diese niederenergetischen Ionen verschiedenen, nachfolgend beschriebenen Experimenten zur Verfügung gestellt.

g -Faktor Messung in einer Präzisionsfalle

Ein wichtiges Experiment im Bereich der Quantenelektrodynamik starker Felder stellt die Bestimmung des magnetischen Momentes (g -Faktor) des freien Protons dar. Dieser Wert ist bislang nicht experimentell gemessen worden, der bisherige Wert wurde anhand von Messungen an der Hyperfeinstruktur des Wasserstoff abgeleitet.

Der g -Faktor des freien Elektrons wurde von Dehmelt bereits mit einer Genauigkeit von 10^{-12} in einer Penningfalle gemessen [Deh90]. Experimentelle Daten des g -Faktors des gebundenen Elektrons in Systemen wasserstoffähnlichen Zustandes stehen allerdings bis heute nur von $^{12}\text{C}^{5+}$ und $^{16}\text{O}^{7+}$ zur Verfügung.

In Vorbereitung des *HITRAP*-Projektes wurde in einer Kollaboration mit der Universität Mainz in den vergangenen Jahren eine Präzisionsfalle nach dem Prinzip der Penningfalle entwickelt. Hiermit wurde bereits der g -Faktor von den wasserstoffähnlichen Ionen $^{12}\text{C}^{5+}$ und $^{16}\text{O}^{7+}$ bestimmt. In diesen Experimenten konnten die Ionen eingesperrt, auf eine Temperatur von 4K gekühlt, was einer Energie von 1 meV/u entspricht, und über mehrere Monate in der Penningfalle gespeichert werden.

1 Der g - oder auch Landé- Faktor beschreibt den Zusammenhang zwischen dem magnetischen Moment μ und dem Gesamtdrehimpuls J eines Teilchens:

$$g_j = -\mu / \left(\frac{e}{2 \cdot m_e} \right) \cdot J$$

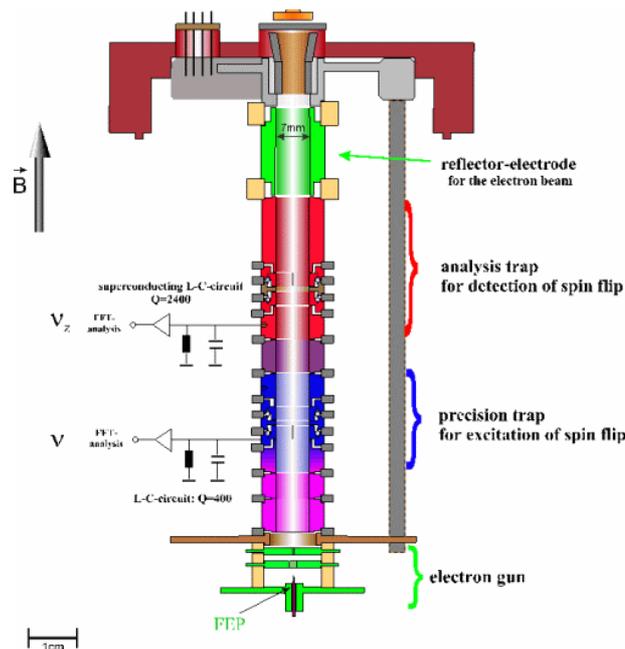


Abb. 2.7: Aufbau der Präzisionsfalle zur g-Faktor-Messung

Die Präzisionsfalle befindet sich im Zentrum eines supraleitenden Magneten mit äußerst homogenem Magnetfeld. Die Abweichung des Magnetfeldes dieses kommerziellen Kernspintomographiemagneten ist, gemessen in einem Volumen von 1 cm^3 , geringer als 10^{-7} . Die Elektroden der Präzisionsfalle haben, genau wie die der Penningfalle hinter dem *RFQ*, zylindrische Form, jedoch bei einem wesentlich kleineren Innendurchmesser (7mm). Die Zyklotronfrequenz, und somit auch die Masse eines einzelnen Ions kann so mit einer Präzision von 10^{-10} bestimmt werden. Die Ionen werden dabei auf eine Temperatur von 4K gekühlt, was einer Oszillationsamplitude von $10 \mu\text{m}$ entspricht.

Ferner erlaubt die Präzisionsfalle auch die Präparation von Ionenwolken in einen Zustand gleicher Ladung für andere Experimente.

Bestimmung fundamentaler Naturkonstanten

In den letzten Jahren wurden die theoretischen Grundlagen der *QED* (*Quanten-Elektro-Dynamik*) des gebundenen Zustandes (*bound state QED*) verbessert. Im Bereich des Kohlenstoffes konnte die Genauigkeit um vier Größenordnungen auf 10^{-10} gesteigert werden, im Bereich des U^{+91} liegt die Genauigkeit gegenwärtig bei 10^{-7} .

Mit den hochpräzisen g -Faktor Messungen im Bereich niedriger und mittlerer Kernladungszahlen (Z) konnte gezeigt werden, daß nicht die Theorie der *bound state QED*, sondern vielmehr die ungenaue Kenntnis von Nuklear- und Fundamentalkonstanten der limitierende Faktor bei Rechnungen ist.

Die Untersuchung von Bereichen höherer Kernladungszahlen im Periodensystem erlaubte eine weitere Möglichkeit der Ermittlung der Feinstrukturkonstanten α durch einen Vergleich der experimentellen mit den theoretischen Daten. Der g -Faktor eines wasserstoffähnlichen Ions im Grundzustand in der niedrigsten Ordnung ist hier durch

$$g(Z) = 2 \cdot \left[\frac{1}{3} + \frac{1}{2} \sqrt{1 - (Z\alpha)^2} + \frac{\alpha}{2\pi} \right] \quad (2.2)$$

gegeben.

Fernerhin können mit Hilfe der *QED* Eigenschaften von Atomen im Grundzustand wie Radius, nukleare Polarisierung und, bei Atomen mit Spin, nukleare magnetische Momente für stabile und langlebige Atome bestimmt werden.

Hierdurch erlangt man eine völlig neue Möglichkeit zur Untersuchung der Ladungsverteilung und des Ladungsradius ohne vorherige Kalibrierung mit Hilfe von Myonen oder Elektronenstreuung. Es wird erwartet, das nukleare magnetische Moment mit einer Genauigkeit von 10^{-6} bestimmen zu können. Dadurch ließe sich zum ersten Mal der experimentelle Nachweis der diamagnetischen Korrektur für magnetische Momente erbringen.

Massenspektroskopie (atomare Bindungsenergien)

Die Penningfalle stellt eines der genauesten Massenspektrometer dar, da Verhältnis von Ladung zu Masse eines gespeicherten Ions allein durch genaue Messung der Zyklotronfrequenz $\omega_z = (q/m) \cdot B$ bestimmt wird. Die maximale Auflösung $R = \nu/\Delta\nu_{FWHM}$ ist durch den endlichen Beobachtungszeitraum Δt bestimmt, der ein Fourierlimit $\Delta\nu > 1/\Delta t$ für die Breite der Zyklotronresonanz definiert. Die Messungen der Zyklotronfrequenz werden, um systematische Fehler, die durch die Inhomogenität des Magnetfeldes und Ion-Ion-Wechselwirkung entstehen, zu minimieren, an einzelnen Ionen, die sich im Zentrum der Falle befinden, durchgeführt. Bei diesen Messungen werden Genauigkeiten im Bereich von $\Delta m/m = 10^{-10}$ erwartet. Ein entscheidender Vorteil hochgeladener Ionen gegenüber einfach geladenen Ionen gleicher Ordnung ist die Vergrößerung der

Auflösung, bedingt durch die höhere Ladung bei gleicher Beobachtungszeit. Zudem induzieren hochgeladene Ionen größere Signale in den elektronischen Detektoren.

Die beobachtete Masse eines Ions läßt auf die Masse der Bestandteile und der gesamten Bindungsenergie schließen. Es lassen sich somit, wenn man die Zyklotronfrequenz hochgeladener Ionen in verschiedenen Ladungszuständen mißt, die atomaren Bindungsenergien, d.h. die Ionisierungspotentiale der verschiedenen Elektronen sehr genau ermitteln.

Für schwere Systeme werden auch die Anteile neben den eigentlichen Wechselwirkungseffekten der Vielteilchentheorie, z.B. *QED* Korrekturen oder Wechselwirkungen zwischen entarteten Elektronen, bestimmt werden können.

Anwendung niederenergetischer Strahlen hochgeladener Ionen

Die Bereitstellung langsamer hochgeladener Ionen bietet die Möglichkeit, Stoßprozesse, die bislang in dieser Form nicht möglich waren, mit Atomen, Ionen und Elektronen durchzuführen und mit Reaktionsmikroskopen zu beobachten. Hierdurch hofft man, neue Einsichten in die Struktur und die Reaktionsdynamik zu erlangen. Auch sind Wechselwirkungen hochgeladener Ionen mit Molekülen aufgrund ihrer Bedeutung für die Astrophysik und Klimaforschung vorgesehen.

Durch den Beschuß von Oberflächen und Halbleitermaterial lassen sich z.B. Materialien gezielt durch Einbringen von einzelnen Punkten mit hoher elektrischer Feldstärke verändern.

Erzeugung von Antiprotonen

Die geplante neue Anlage der *GSI* wird der Welt stärkste Quelle für niederenergetische Antiprotonen sein. Im Vergleich zum Antiprotonendecelerator (*AD*) am *CERN*, welcher u.a. der Untersuchung von Kollisionsexperimenten mit niederenergetischen Antiprotonen dient, wird die Strahlintensität für niederenergetische Antiprotonen am *NESR* etwa zwei Größenordnungen höher liegen. Hieraus ergibt sich die einzigartige Möglichkeit, Antiprotonen-Experimente mit den Penningfallen von *HITRAP* durchzuführen. Durch Kombination von eingeschlossenen Antiprotonen mit Positronen wird man zudem Moleküle aus Antimaterie herzustellen in der Lage sein.

Durch den Betrieb des gesamten Niederenergieabschnitts von *HITRAP* bei der Temperatur flüssigen Heliums ist sichergestellt, daß der Ablauf von Abbremsung, Einfang und Kühlung der Antiprotonen wie bei den hochgeladenen Ionen funktioniert.

Die hier vorgestellten Experimente zeigen beispielhaft die Möglichkeiten und das Interesse an einer Abbremsanlage, wie sie durch das *HITRAP*-Projekt gebaut wird.

Daten des *HITRAP*-Linearabbremsers [tHPo2]:

Masse zu Ladungs-Verhältnis	$A/q \leq 3$
Ionenenergie hinter ESR	7 MeV/u
Maximale Emittanz hinter ESR	$\epsilon_{x,y} < 10 \pi \text{ mm mrad}$
Pulslänge des aus dem ESR extrahierten Strahlbunches	$\sim 10 \mu\text{s}$
Wiederholrate des Abbremsvorganges	$< 10 \text{ s}$
Resonatorfrequenz <i>IH</i> & <i>RFQ</i>	108.408 MHz
Gesamtlänge der <i>IH</i> -Struktur	$\sim 6.5 \text{ m}$
Außendurchmesser <i>IH</i> -Struktur	$\sim 0.8 \text{ m}$
Apertur des Linearabbremsers	15 mm
Erforderliche Hf-Leistung	$\sim 100 \text{ kW}$
Gesamtlänge der <i>RFQ</i> -Struktur	$\sim 2 \text{ m}$
Emittanz des abgebremsten Strahles	$\epsilon_{x,y} < 400 \text{ mm mrad}$
Durchmesser des abgebremsten Strahles	$\leq 10 \text{ mm}$
Strahlintensität hinter dem Linearabbremsers	etwa 10^6 Ionen/Puls (für U^{92+})
Ionenenergie hinter dem Linearabbremsers	6 keV/u
Gesamtlänge des Linearabbremsers inkl. Buncher	$\sim 18 \text{ m}$

III. Ionenbeschleuniger

Wie das Mikroskop in der Biologie, so sind in der Atom- und Kernphysik die Ionenbeschleuniger unverzichtbares Hilfsmittel, um die elementare Materie zu untersuchen.

Seit Beginn des zwanzigsten Jahrhunderts verwendet die Wissenschaft zur Untersuchung dieser kleinen und kleinsten aller Teilchen Teilchenbeschleuniger, mit deren Hilfe man Ionen auf hohe Energien beschleunigen kann. Durch die Wechselwirkung dieser Ionen bzw. Elektronen mit anderen Bausteinen der Materie kann man Informationen über den Aufbau dieser Materie erhalten.

Die erreichbare Energie der beschleunigten Teilchen ist gegeben durch

$$\int E ds = U, \quad \text{d.h. } T = e \cdot U.$$

Anfangs wurden Gleichspannungsbeschleuniger verwendet - man erzeugte eine hohe Spannung von mehreren Megavolt, welche die Ionen durchfallen und so beschleunigt werden.

Zur Hochspannungserzeugung wurden van-de-Graaf-Generatoren und Cockroft-Walton-Kaskadengleichrichter verwendet, die jedoch durch die maximal erreichbare Spannung von etwa 10MV, bei der es zu Überschlägen kommen kann, begrenzt waren.

Driftröhrenbeschleuniger

Einem anderen Prinzip folgt der in den zwanziger Jahren des vergangenen Jahrhunderts von Wideröe vorgeschlagene Hochfrequenz- (Hf-) Driftröhrenbeschleuniger (*Abb. 3.2*). Hierbei sind in einem Vakuumtank kleine Driftröhren axial angeordnet und alternierend mit den Polen einer Wechselspannungsquelle verbunden. Die Spannungsdifferenz zwischen den einzelnen Driftröhren ist hierbei relativ gering und wird durch das mehrfache Durchlaufen der Hochspannung durch die Teilchen ausgeglichen, die dadurch theoretisch beliebig hohe Energien erreichen können.

Während einer Halbperiode der Hf-Spannung ist das Feld so gerichtet, daß es jeweils beschleunigend auf den Ionenstrahl wirkt, der sich zu diesem Zeitpunkt im Beschleunigungsspalt zwischen den Driftröhren befindet. Während des Übergangs zur zweiten Halbperiode des Hf-Feldes

sind die Teilchen durch die nun umgeladene Driftröhre hindurch in den nächsten Spalt gelangt und werden nun zur nächsten Driftröhre hin beschleunigt.

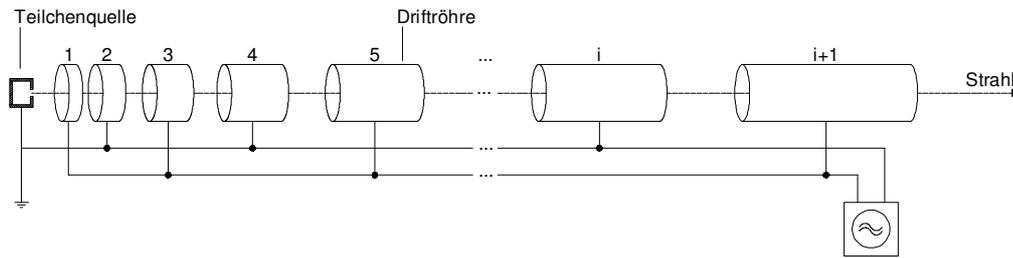


Abb. 3.1: Schema des Widerö-Beschleunigers

Eine Beschleunigung von Teilchen findet also nur im Bereich einer Halbwelle des Hf-Sinus statt, wodurch der zunächst kontinuierliche (CW) Teilchenstrahl in kleine Teilchenpakete (Bunche) unterteilt wird. Hierbei gehen die meisten Ionen verloren, da sie sich nicht zum passenden Zeitpunkt im Beschleunigungsspalt befinden. Der Energiegewinn der Teilchen hängt maßgeblich von der Eintrittsphase in den Beschleunigungsspalt ab.

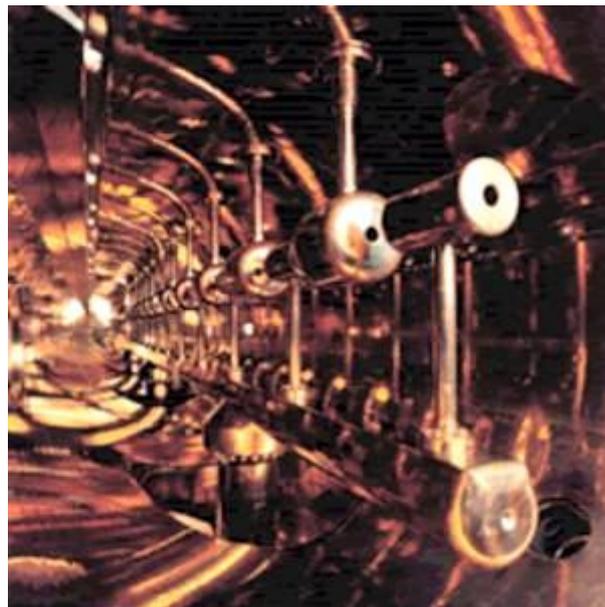


Abb. 3.2: Widerö-Struktur

Widerö-Beschleuniger eignen sich nur für niedrige Betriebsfrequenzen, da hier die Zellenlängen entsprechen groß sind, um in Driftröhren Strahlführungselemente unterbringen zu können.

So arbeitet der Widerö-Beschleuniger der GSI bei 27MHz und beschleunigt Ionenstrahlen von 10keV/u auf 1.4MeV/u.

Eine Weiterentwicklung des Widerö-Beschleunigers stellt die Alvarez-Struktur dar. Bei dieser ist der Vakuumtank als Hohlraumresonator ausgelegt, in dem eine stehende elektrische Welle

ausgebildet ist. Die elektrischen Felder im Beschleunigungsspalt haben die gleiche Phase, so daß während der abbremsenden Halbwelle das Feld durch die Driftröhren abgeschirmt werden muß. Der Alvarez-Beschleuniger der *GSI* arbeitet bei einer Resonanzfrequenz von 108MHz und hat eine Eintrittsenergie von 1.4MeV. Der Durchmesser der Struktur ist 2m.

Da die genannten Beschleuniger i.d.R. keine fokussierenden Elemente besitzen und das Anbringen von Quadrupollinsen, die ein Auseinanderlaufen des Strahles verhindern sollen, gerade im Niederenergiebereich mit den kurzen Driftröhren technisch schwer möglich ist, sind sie zur Beschleunigung langsamer Teilchenstrahlen ungeeignet. Hierfür wurden zunächst statische Vorbeschleuniger verwandt.

RFQ-Beschleuniger

Ein neues Konzept für einen kompakten Linearbeschleuniger für niedrige Energien, der den Teilchenstrahl gleichzeitig fokussiert, den Radio-Frequenz-Quadrupol-Beschleuniger (*RFQ*), wurde von den beiden russischen Wissenschaftlern I.M. Kapchinskii und V.A.Teplyakov 1970 vorgeschlagen.

Funktionsprinzip des RFQ

Der *RFQ* ist ein linearer Beschleuniger, der den aus der Ionenquelle kommenden CW-Strahl fokussiert, in einzelne Ionenbunche teilt und beschleunigt. Dies wird durch ein elektrisches Hochfrequenzfeld bewirkt, welches entlang der Strahlachse des *RFQs* mit vier Elektroden, die wechselseitig durch eine Resonanzstruktur aufgeladen werden, erzeugt wird. Der Abstand der Elektroden zur Strahlachse, d.h. ihre Apertur, wird periodisch variiert, wobei jeweils die sich gegenüberliegenden Elektroden in ihrer geometrischen Modulation in Phase befinden, die beiden anderen Elektroden sind hierzu um 180° phasenversetzt (*Abb. 3.3*).

Durch die Quadrupolanordnung der vier Elektroden wird eine homogene, alternierende Fokussierung ohne Endeffekte erreicht, während durch die longitudinale Modulation, die auf die Elektroden aufgebracht ist, ein elektrisches Feld in Strahlrichtung erzeugt wird, das den Strahl beschleunigt. Die Zellenlänge des *RFQs* ist wie bei der Wiederöe-Struktur $\beta\lambda/2$.

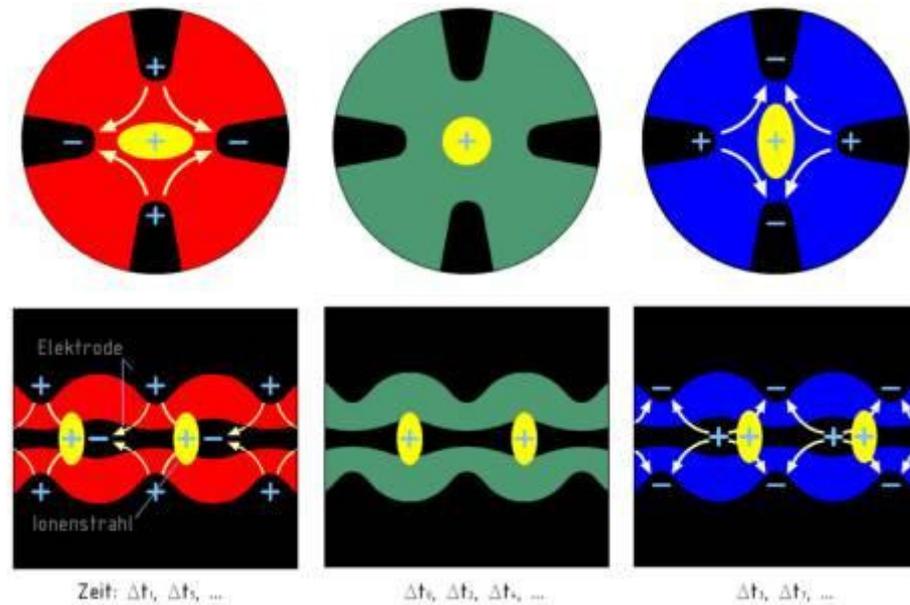


Abb. 3.3: Quer- und Längsschnitt durch die RFQ- Struktur

Die, im Vergleich zur Teilchenenergie, relativ hohe Frequenz von RFQ-Beschleunigern erlaubt kurze Zellenlängen und somit eine kompakte Struktur mit einer hohen Zellenanzahl, wodurch ein Bunchen des Strahles im eigentlichen Beschleuniger möglich ist. Durch die Geometrie der Elektroden, d.h. durch die Apertur, die Modulation und die Abstände der Modulationshügel läßt sich das Verhältnis zwischen Fokussierung und Beschleunigung, die Bunch- und Beschleunigungsrate sowie die Sollphase zwischen Ionenstrahl und longitudinalen Feld bestimmen. Die Zellenlänge L , die den Abstand zweier Modulationshügel beschreibt, muß mit steigender Teilchenenergie, ähnlich wie bei Driftröhrenbeschleunigern, gemäß der Wideröe-Bedingung zunehmen

$$l_i = \frac{v_i \tau_{Hf}}{2} = \beta_i \frac{\lambda_{Hf}}{2} = \frac{1}{v_{Hf}} \sqrt{\frac{iqU_o \sin \varphi_s}{2m}}. \quad (3.1)$$

Zur Erzeugung der Hochspannung auf den Elektroden werden diese in eine geeignete Resonanzstruktur integriert und so durch die Hf-Felder aufgeladen. Dabei kann prinzipiell zwischen zwei Typen von Resonatoren, Hohlraum- und Leitungsresonatoren, unterschieden werden.

Der *4-Vane-RFQ* ist ein Hohlraumresonator (Abb. 3.4a), der aus einem Zylinderresonator besteht, in dessen Inneren vier modulierte Vanes angebracht sind.

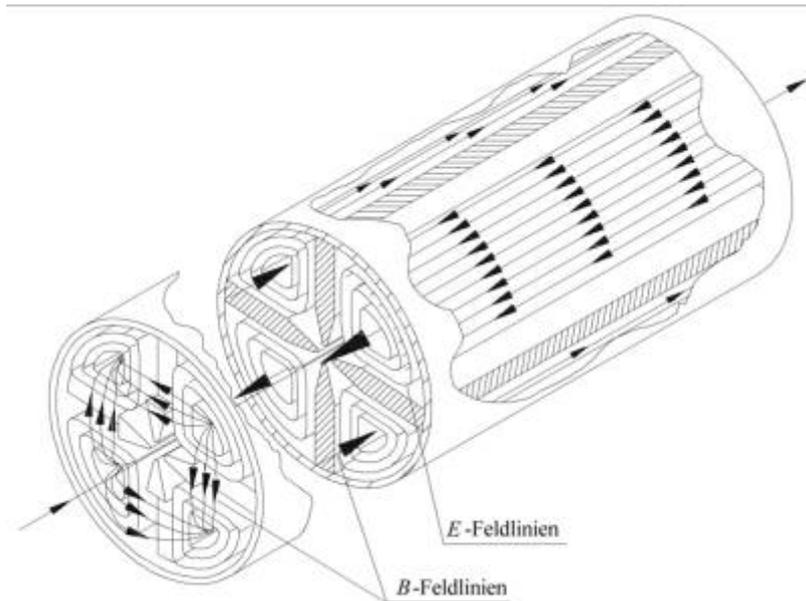


Abb. 3.4a: 4-Vane-RFQ

Durch diese wird der Hohlraum in vier gleiche Kammern unterteilt, die in der TE_{210} -Mode schwingen. Entscheidend für eine homogene Spannungsverteilung auf den Elektroden ist eine genaue Dimensionierung und Symmetrie dieser Kammern, wodurch diese Art von Beschleunigerstruktur empfindlich auf Störungen reagiert.

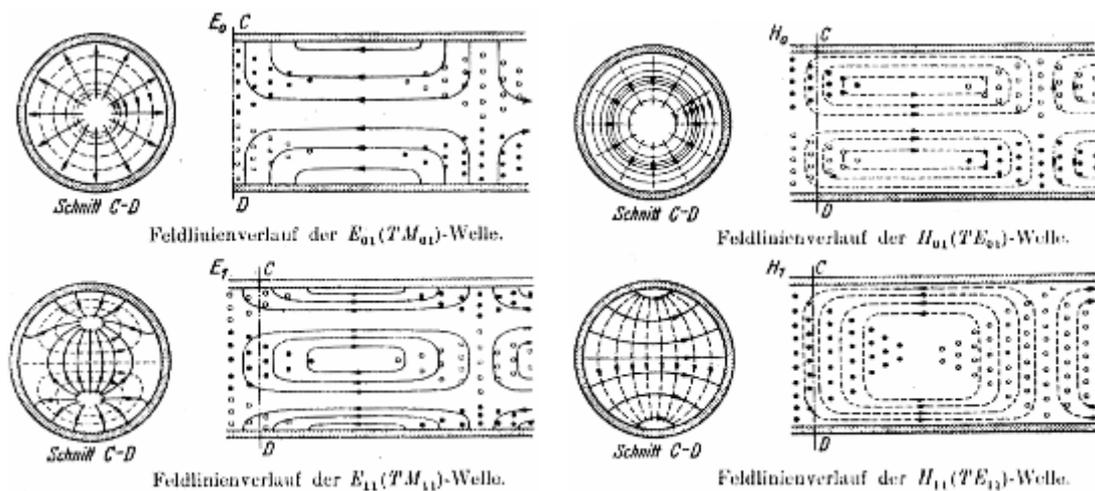


Abb. 3.4b: TE- und TM- Moden im Zylinderresonator

Nach dem Prinzip des Leitungsresonators arbeitet der, zu Beginn der 1980er Jahre am LAP in Frankfurt entwickelte, 4-Rod-RFQ (Abb. 3.5). Der Grundtyp dieser Struktur besteht im wesentlichen aus einer Grundplatte mit Stützen und den, am oberen Stützenende befestigten, modulierten Elektroden, die das Quadrupolfeld erzeugen. Im Unterschied zur 4-Vane-Struktur bestimmten die Kapazitäts- und Induktivitätsbeläge der Elektroden- und Stützenkonstruktion das

Resonanzverhalten dieser Struktur, die sich als lineare Kette von Oszillatoren beschreiben lässt. Dadurch ist diese Struktur weitestgehend unabhängig von der Form und Größe des sie umgebenden Vakuumtanks und sie ist unempfindlich gegenüber geringen fertigungstechnischen Abweichungen.

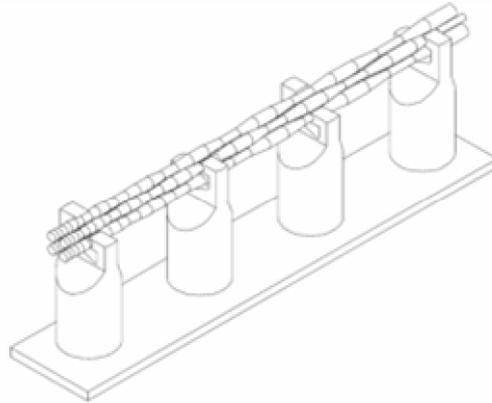


Abb. 3.5: 4-Rod-RFQ mit runden Stützen

Potentiale im RFQ

In Abb. 3.6 ist ein Querschnitt zweier benachbarter RFQ-Elektroden mit den Komponenten des elektrischen Feldes auf ihrer Oberfläche dargestellt. Die Zellenlänge entspricht $\beta\lambda/2$, die Apertur a ist der minimale Abstand der Elektroden zur Strahlachse. Der maximale Abstand der Elektrode zur Strahlachse ist das Produkt der Apertur a mit dem Modulationsfaktor m .

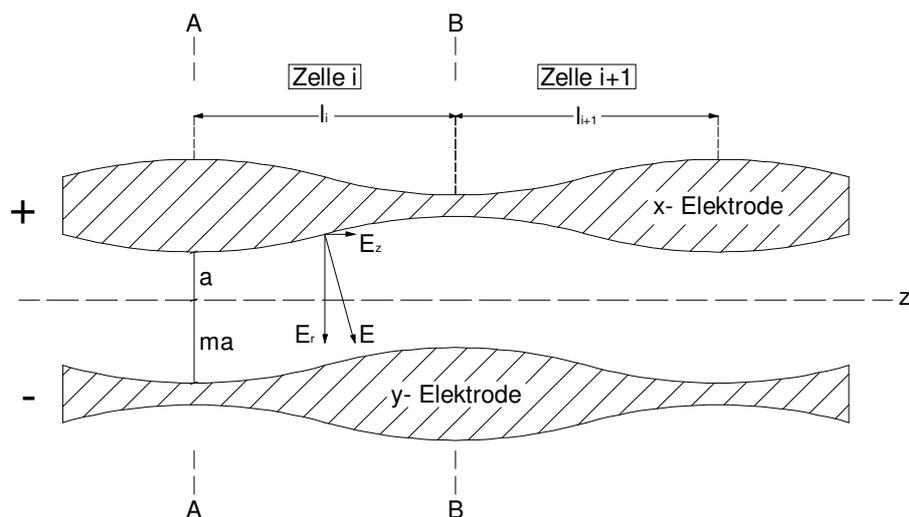


Abb. 3.6: Longitudinale Elektrodengeometrie

Da der Abstand der Elektrode zur Beschleunigerachse klein gegen die Hf-Wellenlänge ist, kann man das Potential im RFQ quasistatisch nähern [Kap7o]

$$\phi(r, \varphi, z, t) = -\frac{U_0}{2} [F_0(r, \varphi) + \sum_{n=1}^{\infty} F_n(r, \varphi, z)] \cdot \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (3.2)$$

oder

$$\phi(r, \varphi, z, t) = \phi(r, \varphi, z) \cdot \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (3.3)$$

wobei φ die Anfangsphase des Potentials und $\omega/2\pi$ die Hf-Frequenz ist.

Die Feldverteilung an den Stellen idealer Quadrupolsymmetrie, d.h. $k \cdot z = l \cdot \pi$ ($l = 0, 1, 2, \dots$), wird durch die Funktion $F_0(r, \varphi)$ gegeben. Sie lautet

$$F_0(r, \varphi) = \sum_{s=0}^{\infty} A_s r^{2(2s+1)} \cos^2(2s+1)\varphi. \quad (3.4)$$

Der Potentialansatz *Glg. 3.3* muß die Laplacegleichung $\Delta\phi=0$ erfüllen, die in Zylinderkoordinaten folgende Form annimmt

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0. \quad (3.5)$$

Das Potential ist in dieser Gleichung eine Funktion von r , φ und z . Die Lösung der Laplacegleichung erfolgt durch Trennung der Variablen mit Hilfe eines Separationsansatzes

$$\phi(r, \varphi, z) = R(r) \cdot Q(\varphi) \cdot Z(z). \quad (3.6)$$

Durch Einsetzen von *Glg. 3.6* in *Glg. 3.5* erhält man

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

Dies läßt sich mit Einführung der Konstanten k_0^2 auch schreiben als

$$\frac{1}{R} \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial r} + \frac{1}{Q r^2} \frac{1}{\vartheta} \frac{\partial^2 Q}{\partial \varphi^2} = k_0^2, \quad (3.8)$$

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

Hier entspricht *Glg. 3.9* der Differentialgleichung des harmonischen Oszillators und besitzt mit $\sin(k_0 \xi + \varphi_0)$ eine Lösung. Wird das Koordinatensystem derart gewählt, daß $\varphi_0 = 0$ gesetzt werden kann, erhält man mit $k_0 = kn$

$$Z(\xi) = \sin(kn\xi), \quad n=1, 2, 3, \dots. \quad (3.10)$$

Das Potential auf der Achse weist demgemäß einen sinusförmigen Verlauf auf.

Durch Multiplikation von *Glg. 3.8* mit r^2 erhält man wieder zwei Differentialgleichungen gleicher Konstante:

$$\frac{r^2}{R^2} \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{r}{R} \frac{\partial R}{\partial r} - r^2 k_0^2 = v^2 \quad (3.11)$$

und

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial \varphi^2} + Q v^2. \quad (3.12)$$

Aufgrund der vorliegenden Quadrupolsymmetrie wird als Lösung

$$Q(\varphi) = \cos(2s\varphi) \quad \text{mit } v = 2s \quad (3.13)$$

gewählt. *Glg. 3.11* ist nur von φ und ξ abhängig und kann mit $k_0 r = x$ in folgender Form geschrieben werden

$$\frac{\partial^2 R_1}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial R_1}{\partial x} - \left(1 + \frac{v^2}{x^2}\right) R_1 = 0. \quad (3.14)$$

Diese Differentialgleichung ist ein Spezialfall der Besselschen Differentialgleichung, eine partikuläre Differentialgleichung ist durch die modifizierte Besselfunktion erster Art gegeben:

$$J_\nu(x) = i^{-\nu} \cdot J_\nu(ix), \tag{3.15}$$

hierbei ist J_ν die Besselfunktion ν -ter Ordnung und erster Art:

$$J_\nu(x) = \sum_{\lambda=0}^{\infty} \frac{(-1)^\lambda}{\pi(\lambda) \cdot \pi(\nu + \lambda)} \left(\frac{x}{2}\right)^{\nu+2\lambda}. \tag{3.16}$$

$\pi(n)$ ist hier die Gauß'sche π -Funktion, deren Wert $\pi(n)=n!$ beträgt, wenn n eine positive ganze Zahl ist.

Bezüglich der radialen Feldverteilung ist die y, z -Ebene eine Symmetrieebene. Für die Lösung der Differentialgleichung 3.14 eignen sich daher nur modifizierte Besselfunktionen gerader Ordnung.

Der Anstieg des Feldes im idealen Quadrupol erfolgt linear. Daher kann man $\sum_{s=0}^{\infty} I_{2s}(k_0 r)$ als

Lösung der Differentialgleichung ansetzen. Ist indes $I_{2s}(k_0 r)$ eine Lösung, so ist auch $\sum_{s=0}^{\infty} I_{2s}(k_0 r)$

eine Lösung der Differentialgleichung 3.14. Man erhält also

$$F_n(r, \varphi) = \sum_{s=0}^{\infty} I_{2s}(k_0 r) A_{ns} \cos(2s\varphi). \tag{3.17}$$

Ein Teilchen mit den Koordinaten r und φ bewegt sich entlang der z -Achse. Dabei durchfliegt es einige Perioden $z = 1/2\beta\lambda$. Der Energiegewinn, den das Teilchen auf der Strecke $1/2\beta\lambda$ erfährt, läßt sich mit

$$\Delta W = eU = e\Delta\phi = \int_0^{1/2\beta\lambda} E_z dz \tag{3.18}$$

bestimmen, da nur die E_z -Komponente zur Beschleunigung beiträgt.

Mit $E_z = -\frac{\partial\phi}{\partial z}$ erhält man aus Glg. 3.2 und Glg. 3.10

$$\Delta W = \frac{eU}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{1/2\beta\lambda} F_n(r, \varphi) kn \cos(knz) dz \tag{3.19}$$

und mit Glg. 3.19 in Glg. 3.18

$$\Delta W = \frac{eU}{2} \sum_{n=1}^{\frac{1}{2}\beta\lambda} F_n(r, \varphi) kn \cos(knz) dz. \quad (3.20)$$

Ist v die Teilchengeschwindigkeit und t_0 der Zeitpunkt, zu dem ein Teilchen am Eingang der betrachteten Halbperiode erscheint, so ist $z = v(t - t_0)$ und $\alpha_0 = \omega t_0$ die Phase des Feldes zu jenem Zeitpunkt, da im Querschnitt eine genaue Quadrupolsymmetrie ausgebildet ist.

Multipliziert man Glg. 3.20 unter dem Integral mit $\cos(kz + \alpha_0)$, so wird der Zeitpunkt, zu dem das Teilchen das Feld zu Beginn der $\frac{\beta\lambda}{2}$ -Periode sieht, berücksichtigt [Schö82]:

$$\Delta W = \frac{eU_0 k}{2} \int_0^{\frac{1}{2}\beta\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} n F_n(r, \varphi) \cos(knz) \cos(kz + \alpha_0) dz. \quad (3.21)$$

Der erste Term der Summe aus Glg. 3.20

$$\int_0^{\frac{1}{2}\beta\lambda} \cos(kz) \cdot \cos(kz + \alpha) dz \quad (3.22)$$

läßt sich mit der Substitution $kz = \gamma$ und $\cos(\gamma + \alpha_0) = \cos \gamma \cos \alpha_0 - \sin \gamma \sin \alpha_0$ so umformen, daß er nach Erfüllung der Integrals und für $n < 1$ die folgende Form annimmt:

$$\Delta W = \frac{1}{4} \pi eU_0 F_1(r, \varphi) \cos \alpha_0. \quad (3.23)$$

Man kann nun eine neue Größe

$$\theta = \frac{\pi}{4} F_1(0, \varphi) \quad (3.24)$$

definieren, die ein Maß für die Effektivität der Beschleunigung darstellt, analog dem Laufzeitfaktor, der der Beschreibung von Driftröhrenstrukturen dient.

Für ein Teilchen, welches sich mit $r = 0$ auf der z -Achse bewegt, gilt

$$\Delta W = eU_0 \theta \cos \alpha_0. \quad (3.25)$$

Die erste Harmonische von Glg. 3.17 bestimmt also, in erster Näherung, den Hauptbeitrag zur Beschleunigung. Allerdings legt die Funktion $F(r, \varphi)$ auch die Defokussierung in Bezug auf die Phase fest.

Nach gleicher Überlegung folgt für Gleichungen 3.4 und 3.17

$$F_0(r, \varphi) = A_{00} r^2 \cos(2\varphi) \quad (3.26)$$

und

$$F_1(r) = A_{10} I_0(kr). \quad (3.27)$$

Mit Glg. 3.24 in Glg. 3.27 erhält man

$$F_1(r) = \frac{4\theta}{\pi} I(kr). \quad (3.28)$$

Das Verhältnis des Gradienten auf der Strahlachse bei unmodulierten Elektroden $G = U_0/a^2$ und dem Feldgradienten bei ideal-hyperbolischen modulierten Elektroden $G_0 = U_0/R_0^2$ bezeichnet man mit κ . Glg. 3.26 wird damit zu

$$F_0(r, \varphi) = \kappa \frac{r^2}{a^2} \cos(2\varphi). \quad (3.29)$$

Für das Potential in Glg. 3.2 erhält man nun

$$\phi(r, \varphi, z) = \frac{1}{2} U_0 \kappa \frac{r^2}{a^2} \cos(2\varphi) + \frac{1}{2} U_0 \frac{4\theta}{\pi} I_0(kr) \sin(kz). \quad (3.30)$$

Die Koeffizienten κ und θ bestimmen die Stärke der Fokussierung und der Beschleunigung. Sie berechnen sich aus den Randbedingungen

$$\Phi \left(r = a, z = \frac{\pi}{2k} \right) = -\frac{V}{2} = \Phi \left(r = ma, z = \frac{\pi}{2k} \right) \quad (3.31)$$

zu

$$\theta = \frac{\pi}{4} \frac{(m^2 - 1)}{m^2 I_0(ka) + I_0(kma)} \quad (3.32)$$

und

$$\kappa = \frac{I_0(kma) + I_0(ka)}{m^2 I_0(ka) + I_0(kma)}. \quad (3.33)$$

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

$$E_r = -\frac{\partial \phi}{\partial r} = U_0 \left(\frac{r}{a} \kappa \cos(2\varphi) - \frac{2k\theta}{\pi} I_1(kr) \sin(kz) \right), \quad (3.34)$$

$$E_\varphi = -\frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \varphi} = -U_0 \frac{r}{a^2} \kappa \sin(2\varphi), \quad (3.35)$$

$$E_z = -\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{U_0 2k\theta}{\pi} I_0(kr) \cos(kz). \quad (3.36)$$

Diese Beschreibung der Komponenten der elektrischen Elektrodenfelder ist für alle *RFQ*-Typen mit ideal-hyperbolischem Elektrodenquerschnitt gültig.

Spiralresonatoren

Um den Ionenstrahl an die Eingangsparameter des dem *RFQ* nachfolgenden Beschleunigers longitudinal anzupassen, Ionenstrahlen für Experimente zu bunchen oder nachzubeschleunigen, werden häufig kompakte 2-Spalt-Spiralresonatoren verwandt. Die Resonanzfrequenz ist bei diesen, im Gegensatz zu TM_{010} -1-Spalt-Pillbox-Resonatoren, nicht direkt vom Durchmesser des umgebenden Vakuumentanks abhängig, so daß sie, bei hoher Effektivität, sehr kompakt gebaut werden können.

Um sehr niedrige Resonanzfrequenzen zu erreichen, hat man zwei Möglichkeiten: Zum einen kann man den kapazitiven Abschluß, z.B. durch einen breiteren Driftröhrenrand, erhöhen. Dies wirkt sich jedoch ungünstig auf den R_p -Wert¹ der Struktur und somit direkt auf die benötigte Hf-Leistung

¹ Beim R_p -Wert handelt es sich um den, aus dem Modell des Parallelschwingkreises übernommenen, Begriff des Parallelersatzwiderstandes. Er beschreibt die Effektivität eines Resonators bezüglich der Umsetzung von eingespeister Hochfrequenzleistung in Gesamtresonatorspannung (siehe auch Kapitel 4).

aus. Zum anderen kann man durch eine Vergrößerung der Spirallarmlänge den Induktivitätsbelag erhöhen. Solche Spiralen für niedrige Frequenzen besitzen oft mehr als eine Windung, die dann archimedisch gewickelt sind (*Abb. 3.7*). Hier haben die Windungen jeweils gleiche Abstände. Bei niedrigen Frequenzen kann es jedoch zu mechanischen Schwingungen der Struktur kommen.

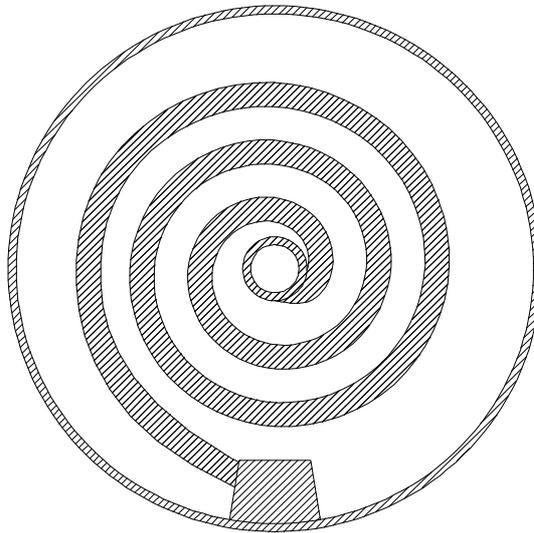


Abb. 3.7: Archimedisch gewickelte Spirale

Die jedoch einfachste Form des Spiralresonators, die offene Einfachspirale [Sche76], besteht aus einem gebogenen Kupferrohr mit einem großen und einem kleinen Biegeradius im Verhältnis 2:1, das in Mittelebene eines Tanks auf einem geerdetem Fuß befestigt ist (*Abb. 3.8*).

Da sich die Driftröhre bei Drehung der Spirale stets im Zentrum befindet, wird das Abstimmen des Resonators deutlich vereinfacht.

Für alle Spiralresonatoren mit nur einer Spirale ist die Gesamtspannung U_0 im Resonator das Doppelte der Spannung im Beschleunigungsspalt, da diese von den zu beschleunigenden Teilchen zweifach durchfallen wird.

Eine bessere Ausnutzung der eingekoppelten Hf-Leistung wird durch den Doppelspiralresonator erreicht, bei dem zwei identische Spiralen hintereinander in einem Tank montiert werden. Je nach Anordnung dieser, ob gleichsinnig oder gegensinnig, sind die Spiralen dabei mehr oder weniger stark elektrisch gekoppelt.

Die Gesamtspannung U_0 beim Doppelspiralresonator ist bei gleicher Hf-Leistung um einen Faktor $\sqrt{2}$ größer, als beim Einfachspiralresonator gleicher Geometrie.

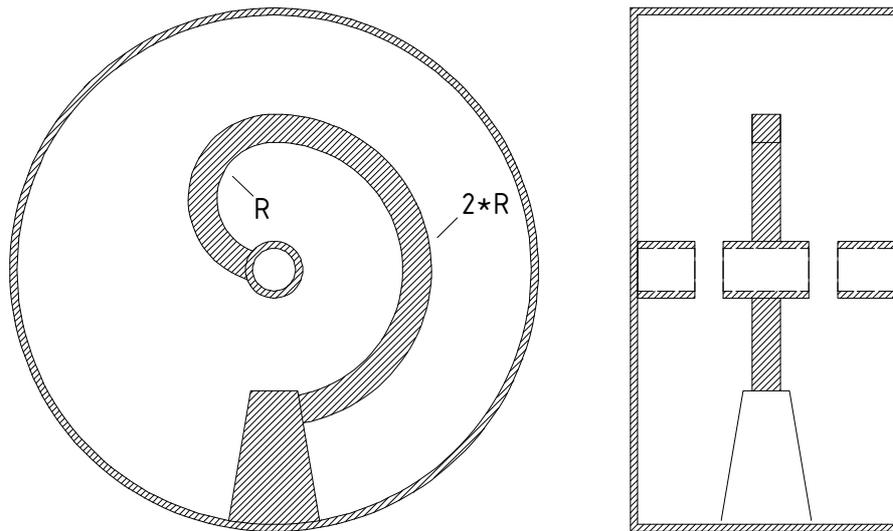


Abb. 3.8: Front- und Seitenansicht einer offenen Einfachspirale

Basierend auf der in Frankfurt entwickelten offenen Spirale werden an der *GSI*, am *DESY* und in Heidelberg viele Spiralbuncher erfolgreich eingesetzt.

IV. charakteristische Beschleunigergrößen

Um Hf-Resonatoren zu beschreiben und zu charakterisieren, benutzt man im Allgemeinen die Resonanzfrequenz f_0 , die Güte Q_0 und den parallelen Ersatzwiderstand R_p .

Güte

Die Güte eines schwingungsfähigen Systems stellt ein Maß für die Stromüberhöhung im Resonanzfall, die Breite der Resonanzkurve und die im Resonator gespeicherte Energie dar.

Abb. 4.1 zeigt eine typische Resonanzkurve eines Resonators mit der Resonanzfrequenz f_0 . Für einen realen, mit ohmschen Verlusten behafteten Resonator hat diese Kurve stets eine endliche Breite, die um so geringer wird, je kleiner die Verluste sind. Für eine supraleitende Kavität nähert sich die Resonanzkurve daher einer Deltafunktion. Die hier erreichten Gütwerte liegen mehrere Größenordnungen über denen der normalleitenden Strukturen im Bereich von $Q=10^8$ - 10^{10} .

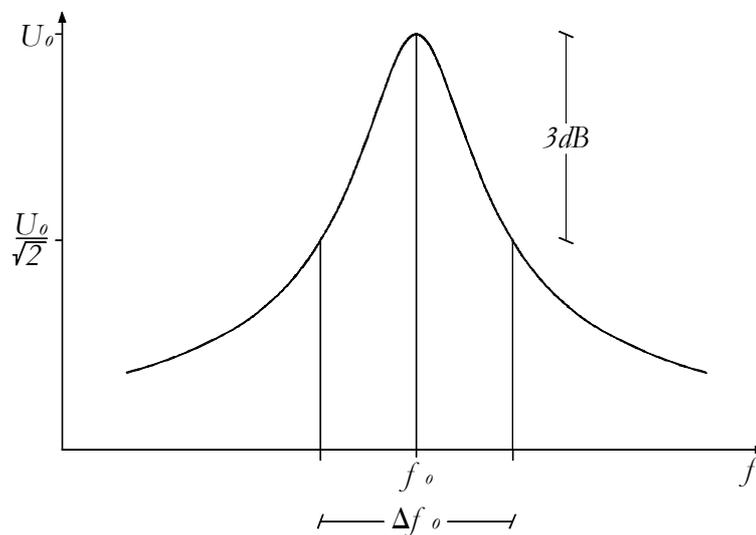


Abb. 4.1: Typische Resonanzkurve eines normalleitenden Resonators

Die unbelastete Güte¹ Q_0 beschreibt das Verhältnis der im Resonator gespeicherten Energie W und der dem Resonator zugeführten Verlustleistung \bar{N}

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

Hieraus läßt sich schon eine Möglichkeit zur Bestimmung der Güte herleiten. Denn schaltete man instantan die zugeführte Leistung ab, muß die Verlustleistung \bar{N} gleich der Änderung der gespeicherten Energie sein:

$$\bar{N} = -\frac{dW}{dt}, \quad (4.2)$$

oder mit Glg. 4.1

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{\omega_0 \cdot W}{Q_0}, \quad (4.3)$$

mit der Lösung

$$W(t) = W_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (4.4)$$

Hierbei ist W_0 die im System zum Zeitpunkt t_0 gespeicherte Energie und $\tau = Q_0 / \omega_0$ die für dieses System charakteristische Abklingzeit, in der die Anfangsenergie auf den e -ten Teil abgeklungen ist. Diese Definition läßt sich auf alle periodisch schwingenden Systeme, in denen ein linearer Zusammenhang zwischen Verlustleistung und gespeicherter Energie vorhanden ist, übertragen. Dem Hf-Resonator besonders ähnlich ist hier der, aus den elektrischen Bauteilen Widerstand R , Spule L und Kondensator C aufgebaute, Parallelschwingkreis (Abb. 4.2). Die als ideal angenommenen Bauteile Spule L und der ideale Kondensator C sind hierbei die Energiespeicher, der Widerstand R bedingt die Verlustleistung.

¹ wenn der Resonator lose an den Sender gekoppelt ist, spricht man von unbelasteter Güte Q_0 . Sind hingegen Resonator und Sender aneinander angepasst, d.h. stark gekoppelt, fällt die Hälfte der Verluste am Sender ab. Die belastete Güte Q ist daher die Hälfte der unbelasteten Güte Q_0 .

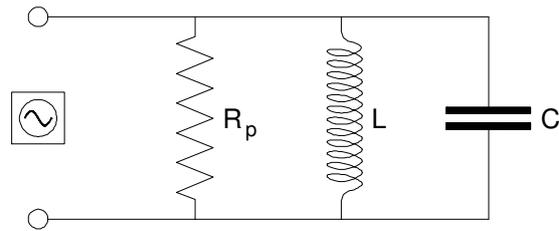


Abb. 4.2: Parallelschwingkreis

Die Impedanz dieses Schwingkreises ist gegeben durch

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R} + i \left(\omega C - \frac{1}{\omega L} \right) \quad \Leftrightarrow \quad \tan \varphi = \frac{\operatorname{Re}(Z)}{\operatorname{Im}(Z)} = R \left(\omega C - \frac{1}{\omega L} \right) \quad (4.5) \quad \Leftrightarrow \quad (4.6)$$

nach ω an der Stelle ω_r , so erhält man den, von der Frequenz abhängigen, Phasenwinkel:

$$\frac{d \tan \varphi}{d \omega_r} = RC + \frac{R}{\omega_r^2 L} = \frac{1}{\omega_r} \left(\omega_r RC + \frac{R}{\omega_r L} \right). \quad (4.7)$$

Mit $Q = \frac{R}{\omega_r L} = \omega_r CR$ folgt

$$\frac{\omega_r}{d \omega_r} = \frac{2 Q}{d(\tan \varphi)}. \quad (4.8)$$

Zur Bestimmung der Güte mit einem Vektorvoltmeter wird dementsprechend die Frequenzdifferenz bei der Phasenabweichung von $\pm 45^\circ$ gemessen, da hier $\tan \varphi$ gerade zwei ergibt (Abb. 4.3).

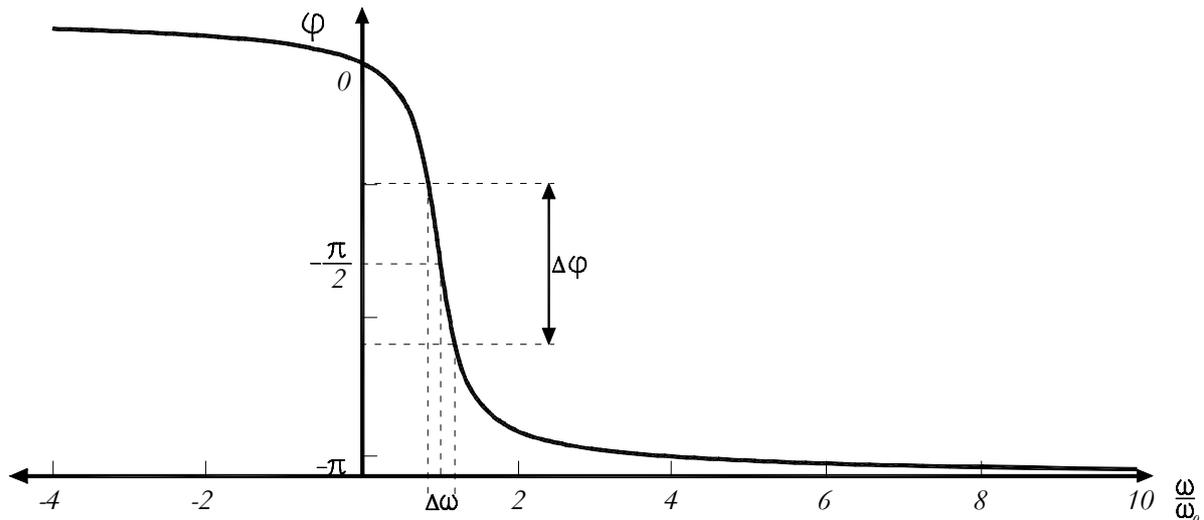


Abb. 4.3: Phasenverlauf eines Systems nahe der Resonanz

In der Praxis häufiger von Gebrauch jedoch ist der sich aus der Phasenwinkelabhängigkeit der Spannung

$$U = \frac{I \cdot R}{\sqrt{1 + \tan^2 \varphi}} \quad (4.9)$$

ergebende Spannungsabfall von $\frac{1}{\sqrt{2}}$ bei einer Phasenlagenveränderung von $\varphi = \pm 45^\circ$ aus dem Resonanzfall.

Dieser Spannungsabfall entspricht, nach der Definition des Dämpfungsfaktors, gerade einer Dämpfung von 3dB (Abb. 4.1) bzw. einem Abfall der Leistung auf $\frac{1}{\sqrt{2}}$.

R_p-Wert

Aus der Definition der Güte Q in Glg. 4.1 erkennt man, daß diese die elektrische Qualität eines Resonators beschreibt. Um Beschleuniger-Resonatoren vergleichen zu können ist jedoch die Effektivität der Umsetzung von eingespeister Leistung in Beschleunigungsspannung nützlicher.

Der R_p -Wert ist definiert als der Quotient aus der effektiven Spannung U_{eff} und der mittleren, dem Resonator zugeführten Leistung \bar{N} , d.h. aus der Verteilung der beschleunigenden Felder:

$$R_{p,eff} = \frac{U_{eff}^2}{\bar{N}}. \quad (4.10)$$

Bei der Auslegung eines Beschleunigers ist das Erreichen eines hohen R_p -Wertes erstrebenswert, da sowohl die zur Verfügung zustellende Senderleistung als auch die thermischen Verluste innerhalb der Struktur direkt mit der zugeführten Leistung \bar{N} zusammenhängen, von der wiederum die erreichbare Spannung abhängt.

Zum Vergleich von supraleitenden Beschleunigern, mit ihren stets um einige Größenordnungen höheren Gütewerten, und normalleitenden Beschleunigern wurde der Geometriefaktor R_p/Q eingeführt.

Um den R_p -Wert experimentell zu bestimmen gibt es verschiedene Möglichkeiten:

Bei *4-Vane-RFQs* oder bei Driftröhrenstrukturen verwendet man die Störkörper-Methode. Mit ihr läßt sich die elektrische Feldverteilung auf Meßsenderniveau bestimmen.

Hierzu bringt man einen dielektrischen oder metallischen Störkörper in das elektrische Feld E_0 des Resonators ein. Dieser hat gewöhnlich Kugelform, da diese eine symmetrische Störung verursachen. Zudem ist es möglich, die Störkörperkonstante analytisch zu bestimmen [Sla50]. Auf der Oberfläche des Störkörpers bilden sich Polarisationsladungen, die in dessen Inneren ein Gegenfeld erzeugen, welches die gespeicherte Gesamtenergie \mathcal{W} ändert. Die Änderung $\Delta\mathcal{W}$ ist festgelegt durch die Stoffeigenschaften und die Geometrie des Störkörpers, sowie durch das Quadrat der ungestörten elektrischen Feldstärke am Ort der Störung

$$\frac{\Delta\mathcal{W}}{\mathcal{W}} = \frac{g_D \cdot \epsilon_0 \cdot E^2}{8 \cdot \mathcal{W}}, \quad (4.11)$$

wobei die Störkörperkonstante g_D definiert ist durch

$$g_D = \pi \cdot r^3 \cdot \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}, \quad (4.12)$$

mit r als Kugeldurchmesser und ϵ als Dielektrizitätskonstante.

Sind die Materialeigenschaften des Störkörpers nicht genau bekannt, so kann man die Störkörperkonstante auch mit einem Eichresonator, dessen Eigenschaften genau definiert sind, experimentell bestimmen.

Bei einem kleinen Störkörper ist die relative Änderung der gespeicherten Energie mit der relativen Änderung der Frequenz äquivalent und man erhält mit *Glg. 4.1*

$$\frac{E^2}{\bar{N}} = -\frac{8 \cdot \Delta\omega \cdot Q}{g_D \cdot \epsilon_0 \cdot \omega_0^2}. \quad (4.13)$$

Mit *Glg. 4.10* erhält man nun für den R_P -Wert.

$$R_{P\text{ eff}} = \frac{U_{\text{eff}}^2}{\bar{N}} = \frac{\left(\int_0^l E(z) dz\right)^2}{\bar{N}} \quad (4.14)$$

$$= \left(\int_0^l \sqrt{\frac{4 \cdot \Delta f \cdot Q_0}{\pi \cdot \epsilon_0 \cdot g_D \cdot f_0^2}} dz\right)^2.$$

Zumeist wird die Störkörpermessung bei konstanter Frequenz durchgeführt und man zeichnet stattdessen die Phasenabweichung zwischen Meßsender und Resonator auf. Für kleine Phasenänderungen gilt

$$\Delta\varphi \approx \tan \varphi = 2 \cdot Q \cdot \frac{\Delta\omega}{\omega}. \quad (4.15)$$

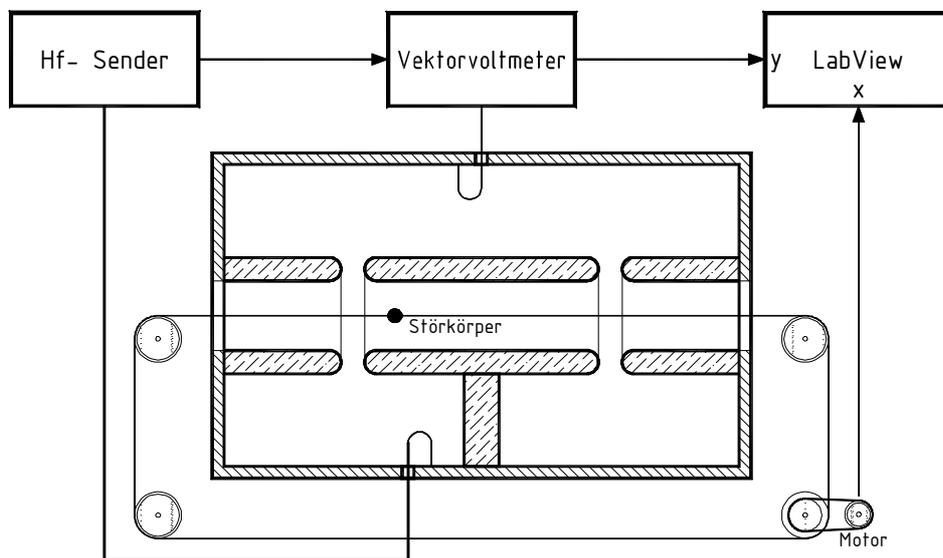


Abb. 4.5: Schematische Darstellung des Störkörpermeßstandes

In *Abb. 4.5* ist der Aufbau eines Störkörpermeßstandes an einer Driftröhrenstruktur mit zwei Beschleunigungsspalten schematisch dargestellt.

Die Position des Störkörpers wird als Widerstandswert über ein, mit dem Motor verbundenes, Potentiometer abgegriffen und z.B. in einem Rechner durch Labview als X-Ablenkung registriert. Der Störkörper verursacht beim Durchfahren der Struktur eine Verschiebung der Resonanzfrequenz, was eine Phasendifferenz $\Delta\varphi$ zwischen Sender- und Resonatorspannung verursacht. Diese wird mit einem Vektorvoltmeter gemessen und als Y-Ablenkung erfasst.

Bei 4-Rod-RFQ-Strukturen kann man aufgrund der inhomogenen Felder zwischen den Elektroden nicht mit der Störkörper-Methode arbeiten. Hier verwendet man die Störkondensator-Methode und nutzt den Zusammenhang zwischen Güte Q , dem parallelen Ersatzwiderstand R und der Resonatorkapazität C , $Q = \frac{R}{\omega_r L} = \omega_r CR$ aus.

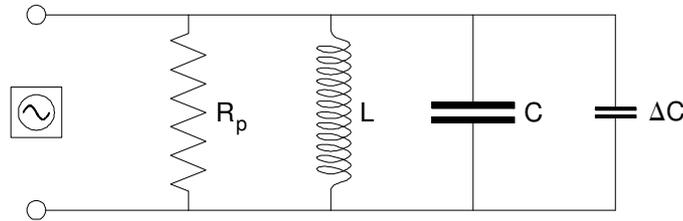


Abb. 4.4: Parallelschwingkreis mit Störkapazität

Es wird, zusätzlich zur Kapazität der Quadrupolelektroden C , eine kleine Störkapazität ΔC eingebracht (Abb. 4.4), wodurch die Resonanzfrequenz f_0 um den Betrag Δf gesenkt wird:

$$\omega_{ges} = \omega_0 - \Delta\omega = \frac{1}{\sqrt{L \cdot (C + \Delta C)}}, \quad (4.16)$$

durch Umformen erhält man

$$\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\Delta C}{C}}} \Rightarrow \frac{\Delta\omega}{\omega} \approx \frac{\Delta C}{2 \cdot C}. \quad (4.17) \text{ \& } (4.18)$$

Mit Glg. 4.5 folgt

$$R_p = \frac{4 \cdot \Delta\omega_0}{\omega_0^2 \cdot \Delta C} \cdot Q = \frac{2 \cdot \Delta f}{\pi \cdot f^2 \cdot \Delta C} \cdot Q, \quad \left(f = \frac{\omega_0}{2\pi} \right). \quad (4.19)$$

Mit *Glg. 4.19* lässt sich durch einfaches Messen der Frequenzverschiebung Δf bei Einbringen einer Störkapazität ΔC der R_p -Wert bestimmen.

Mit Hilfe der Störkondensator-Methode lässt sich beim *4-Rod-RFQ* sehr einfach die longitudinale Spannungsverteilung auf den Elektroden bestimmen.

Transitzeitfaktor

Auf Teilchen, die den Beschleunigungsspalt eines Driftröhrenbeschleunigers durchfallen, wirkt nicht zu allen Zeitpunkten die gleiche, beschleunigende Spannung. Zum einen ändert sich diese über die Zeit, als auch haben die Teilchen alle verschiedene Eintrittsphasen φ relativ zum beschleunigenden Hf-Feld. Um dies zu berücksichtigen, wird zur Beurteilung der absoluten Effektivität eines Beschleunigers der *effektive* R_p -Wert verwandt. Dieser gibt den tatsächlichen Energiegewinn eines Teilchens bei Passieren des Beschleunigers an.

Auf ein Teilchen, das die Mitte des Beschleunigungspaltes mit der Phase φ passiert, wirkt folgende, effektive Spannung

$$U_{\text{eff}} = \int_0^L E(z) \cos(\omega t + \varphi) dz. \quad (4.20)$$

Auf ein Teilchen, das in der Mitte des Spaltes die maximale Spannung erfährt, wirkt jedoch beim Eintreten in die erste Hälfte des Beschleunigungspaltes eine niedrigere Spannung, da diese noch am Ansteigen ist. Entsprechend fällt die Beschleunigungsspannung ab, sobald das Teilchen die Mitte des Spaltes passiert hat (*Abb. 4.6*).

Aufgrund dieser Änderung der elektrischen Feldamplitude kann der maximale Energiegewinn nie ganz erreicht werden.

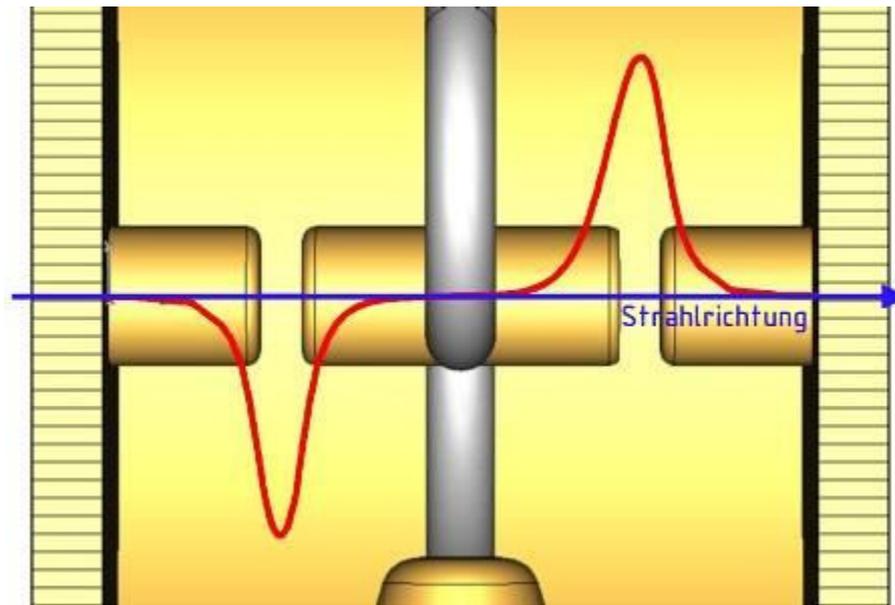


Abb. 4.6: Longitudinaler elektrischer Feldverlauf im Driftrohrenbuncher

Man definiert daher das Verhältnis der effektiv nutzbaren Spannung U_{eff} und der Maximalspannung U_0 für ein Teilchen der Phase $\varphi = 0$ als Transittimefaktor [Häu89]

$$TT = \frac{U_{eff}}{U_0}. \quad (4.21)$$

Da geladene Teilchen im elektrischen Feld sowohl beschleunigt als auch abgebremst werden können, kann der Transittimefaktor Werte zwischen -1 und 1 annehmen.

Der *effektive* R_p -Wert berechnet sich dann zu

$$R_{p,eff} = R_{p,0} \cdot TT^2. \quad (4.22)$$

Der Transittimefaktor einer gegebenen Struktur setzt sich zusammen aus einem geometrischen Term TT_G , wobei hier das Verhältnis von Innen- und Außendurchmesser der Driftrohren sowie deren Abstand und Form Einfluß haben, und einem geschwindigkeitsabhängigem Term TT_V , der abhängig von der Eintrittsenergie der Ionen ist, und läßt sich mit Hilfe einer modifizierten Spaltfunktion berechnen [Mül82].

$$TT_G = \frac{\beta\lambda}{\pi \cdot (d + 0.85r)} \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot (d + 0.85r)}{\beta\lambda}\right), \quad (4.23)$$

$$TT_V = \frac{2 \cdot \sqrt{E_i}}{n \cdot \pi \cdot (\sqrt{E_i} - \sqrt{E_0})} \cdot \sin\left(\frac{n \cdot \pi \cdot (\sqrt{E_i} - \sqrt{E_0})}{2 \cdot \sqrt{E_i}}\right). \quad (4.24)$$

mit d	Abstand der Driftröhren
r	Verrundungsradius der Driftröhren
E_0	Eintrittsenergie der Teilchen
E_i	Variation der Eintrittsenergie
n	Anzahl der Beschleunigungsspalte

In *Abb. 4.7* ist der geometrische Transittimefaktor in Abhängigkeit von der Gapweite für zwei beispielhafte Driftröhren-Verrundungsradien r dargestellt. Nur wenn Gapweite und Verrundungsradius gegen Null gehen, erreicht der Transittimefaktor seinen Maximalwert von Eins. Da jedoch sowohl Gapweite als auch Verrundungsradius zur Vermeidung von Spannungsüberschlägen gewisse Mindestwerte nicht unterschreiten dürfen, ist dieser Maximalwert in der Praxis nicht erreichbar.

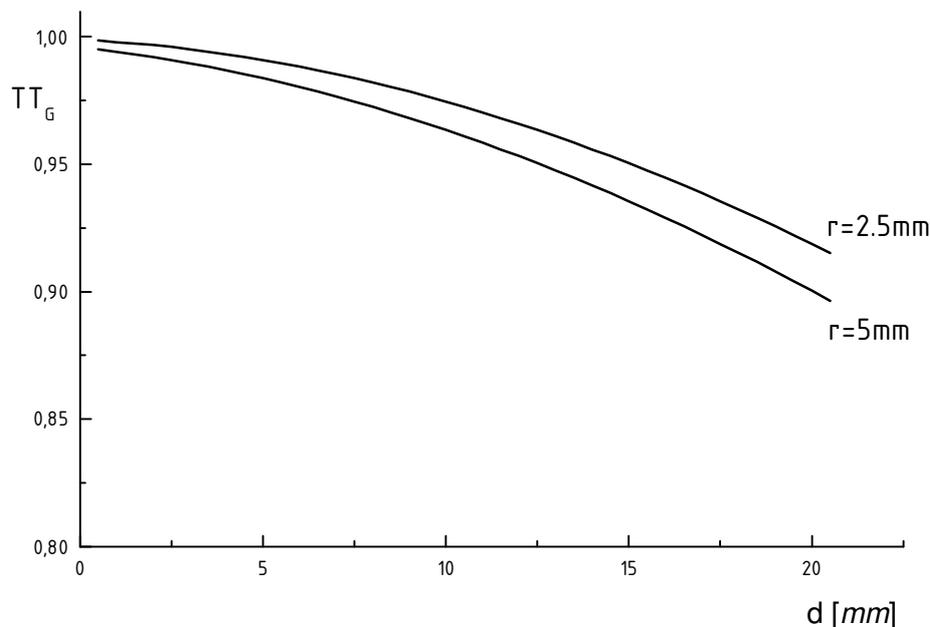


Abb. 4.7: Verlauf des geometrischen Transittimefaktors für verschiedene Radien

In *Abb. 4.8* ist der Transittimefaktor für Driftröhrenstrukturen mit zwei, drei und vier Beschleunigungsspalten dargestellt. Man erkennt, daß mit steigender Anzahl der Beschleunigungsspalte die Flexibilität der Beschleunigungsstruktur abnimmt.

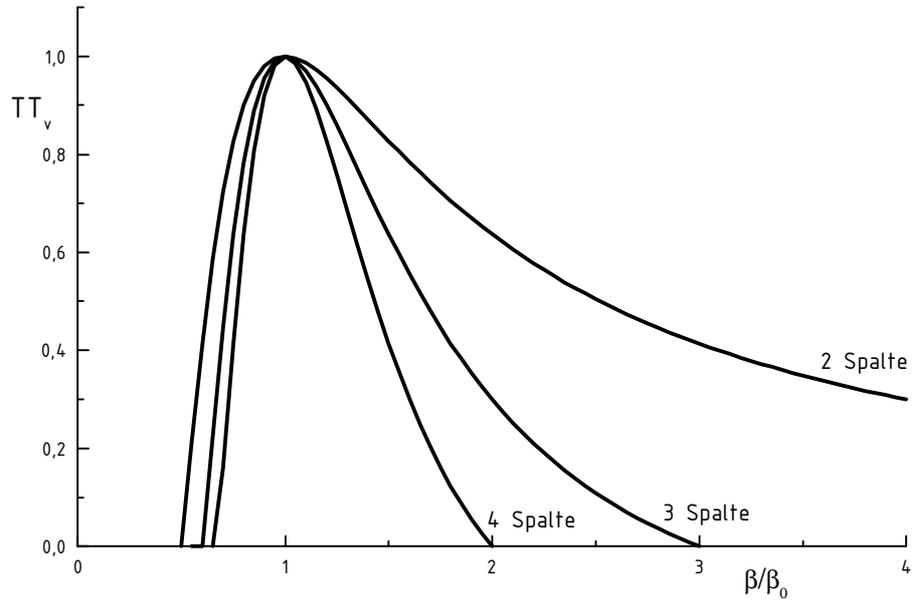


Abb. 4.8: Verlauf des geschwindigkeitsabhängigen Transittimefaktors für verschiedene Spaltanzahl

V. Teilchendynamik

Die Entwicklung eines *RFQ*-Beschleunigers beginnt zunächst mit Untersuchungen der Strahldynamik, d.h. der Auslegung eines geeigneten Elektrodendesigns. Hierbei kommt es neben teilchendynamischen Faktoren, wie einer hohen Transmission, geringem Emittanzwachstum, ausreichender Fokussierstärke und hoher Effizienz auch auf die Berücksichtigung von praktischen Aspekten, so der technischen Realisierbarkeit, dem eventuell vorgegebenen Leistungsbedarf und den Abmessungen des späteren Beschleunigers an.

Das Elektrodendesign wird bei gegebener Ionensorte, Betriebsfrequenz sowie Eingangs- und Ausgangsenergie durch die drei, voneinander unabhängigen Funktionen Apertur $a(z)$, Modulation $m(z)$ und Sollphase $f(z)$ entlang der Beschleunigerstruktur vollständig bestimmt.

Um die Teilchenbewegung innerhalb einer vorgegebenen Elektrodengeometrie zu berechnen, wird am IAP in Frankfurt das Vielteilchensimulationsprogramm *RFQSim* [Thio6] verwendet. Dies ist eine Weiterentwicklung einer frühen Version des Programmes *PARMTEQ* (Phase and Radial Motion in Transverse Electric Quadrupoles), welches ab 1978 am Los Alamos National Laboratory entwickelt wurde.

Neben der Generierung einer *RFQ* Elektrodengeometrie und der Berechnung der Strahldynamik durch diese erlaubt es *RFQSim* überdies, verschiedene Transportelemente, wie Driftröhrenstrukturen vor und hinter dem *RFQ*, zu verwenden. Für den im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten *RFQ*-Abbremsler wurde *RFQSim* um eine spezielle Programmroutine zur Berechnung von Abbremsstrukturen erweitert.

Zur Simulation der Strahldynamik der Teilchen entwickelt *RFQSim* unter Vorgabe der teilchendynamischen Größen Fokussierung, Modulation, Synchronphase und Zellenlänge eine sechsdimensionale Phasenraumverteilung durch den Elektrodenkanal. Die Teilchen führen hierbei transversale Bewegungen in einem Orbit aus, ihre äußere Grenze wird dabei als *Envelope* bezeichnet. Bei der graphischen Auswertung wird meist die *Envelope*, die 90% der Teilchen berücksichtigt, verwendet. Durch sie ist dann die transversale Strahldimension definiert, da sich alle Teilchenbahnen innerhalb dieser befinden.

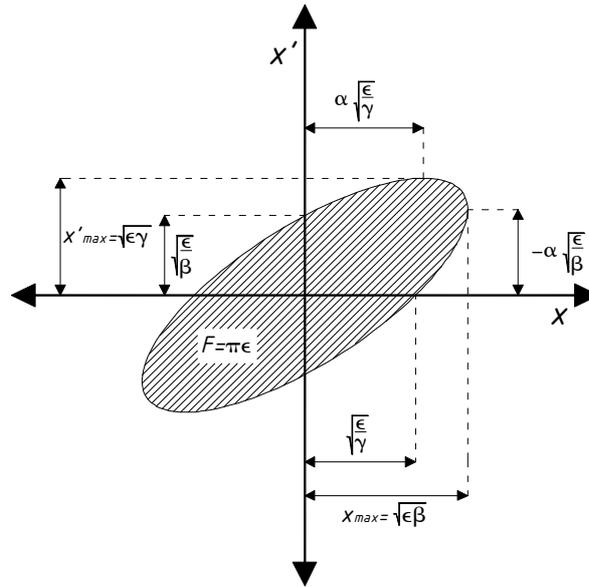


Abb. 5.1: Phasenraumellipse nach Definition von Courant & Snyder

Um die Bewegung der Teilchen im sechsdimensionalen Phasenraum darstellen zu können, benutzt man die zweidimensionalen Projektionen in der x - x' -, y - y' - und z - z' -Phasenfläche (Abb. 5.1), gegeben in der allgemeinen Gleichung einer Ellipse in der x - x' -Phasenfläche (desgleichen für y - y' - und z - z') [Fir98]

$$\gamma x'^2 + 2\alpha x x' + \beta x^2 = \epsilon, \quad (5.1)$$

mit der Normierung

$$\gamma = \frac{1 + \alpha^2}{\beta}. \quad (5.2)$$

Man bezeichnet ϵ auch als Emittanz. Sie ist bis auf einen Faktor π gleich der Fläche der Phasenellipse $\epsilon = F/\pi$. Da nach dem Satz von Liouville jedes Volumenelement eines Phasenraumes zeitlich konstant bleibt, kann sich die Phasenraumellipse zwar in ihrer Form und Lage ändern, die Fläche und somit letztens auch die Emittanz jedoch sind Invarianten der Teilchenbewegung.

Die maximale Ortsauslenkung der Ellipse ist gegeben durch $x_{\max} = \sqrt{\epsilon\beta}$ bei einem Winkel von $x' = -\alpha\sqrt{\frac{\epsilon}{\beta}}$. Der maximale Winkel beträgt $x'_{\max} = \sqrt{\epsilon\gamma}$.

Longitudinale Strahldynamik

Bedingt durch die zeitliche Änderung des elektrischen Feldes im Hf-Beschleuniger müssen die zu beschleunigenden Teilchen einen begrenzten Bereich bezüglich ihrer Position relativ zum Hf-Feldes einhalten.

Soll ein kontinuierlicher (*CW*) Teilchenstrahl aus einer Ionenquelle mit einer Driftröhrenstruktur beschleunigt werden, so muß dieser zunächst in kleine Pakete, sogenannte Bunche, unterteilt werden. Dazu benutzt man eine vorgeschaltete Hf-Kavität (Buncher), der den *CW*-Strahl energiemoduliert, so daß am Eingang der Driftröhrenstruktur ca. 50% des Strahls eingefangen und stabil beschleunigt werden können. Der *RFQ* ist in der Lage, adiabatisch zu bunchen und somit ca. 90% des Strahles einzufangen [CSW80].

Die Elektroden eines *RFQ*-Beschleunigers sind hierzu longitudinal in vier Sektionen unterteilt:



Abb. 5.2: Verschiedene Sektionen im *RFQ*

radialer Matcher:

Um den Strahl aus der Ionenquelle an die zeitabhängige Fokussierung des *RFQs* anzupassen, ist zunächst eine große Apertur gewählt, die sich innerhalb von 4-6 Zellen auf den normalen Wert verjüngt.

Shaper:

Bei konstanter Zellenlänge wird das longitudinale Feld E_z und die Phase ϕ langsam auf die Eingangswerte des *adiabatischen Bunchers* angepasst. In dieser Sektion mit meist 20-40 Zellen wird der endgültige Wert der longitudinalen Emittanz festgelegt.

adiabatischer Buncher:

Durch die langsame Änderung der Synchronphase in den Bereich stabiler Beschleunigung wird der Strahl gebuncht und seine Energie allmählich erhöht. Hierbei wird der von ihnen eingenommene Phasenbereich und die relative Ausdehnung durch die Beschleunigung kleiner, während die Abstände zwischen den einzelnen Bunchen zunehmen.

Am Ende des *adiabatischen Bunchers* erreicht die Modulation ihren maximalen und die Apertur ihren minimalen Wert.

Beschleuniger:

Im *Beschleuniger* werden Phase, Apertur und Modulation konstant gehalten und der Strahl auf seine Endenergie beschleunigt. Lediglich die Zellenlänge ändert sich mit zunehmender Energie.

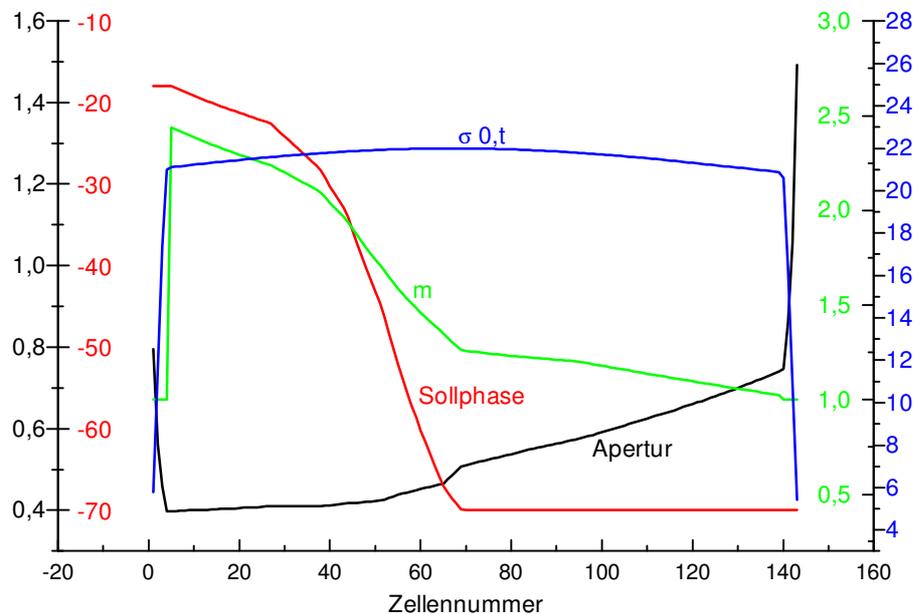


Abb. 5.3: Designparameter gegen die Zellennummer

Teilchen, die sich in der Nähe der idealen Beschleunigungsphase (Sollphase) befinden, werden am Besten beschleunigt. Der Energiegewinn aller Teilchen bei der Beschleunigung hängt im wesentlichen von der Phasenlage ab (Glg. 3.1). Diese muß so gewählt sein, daß die Teilchen in der nächsten Beschleunigerzelle wieder mit gleicher Phasenlage zum beschleunigenden Feld ankommen. Daher wird sie auch Synchronphase φ_s genannt. Teilchen in ihrer Nähe befinden sich also in einem phasenstabilen Bereich. Teilchen, die sich zeitlich vor den Sollteilchen befinden, erfahren sie eine geringere Beschleunigung, da das elektrische Feld noch nicht auf den Wert der Synchronphase angestiegen ist. Sie fallen also zurück. Entsprechend werden langsamere Teilchen mehr beschleunigt (Abb. 5.4). Alle Teilchen oszillieren so longitudinal um das Sollteilchen.

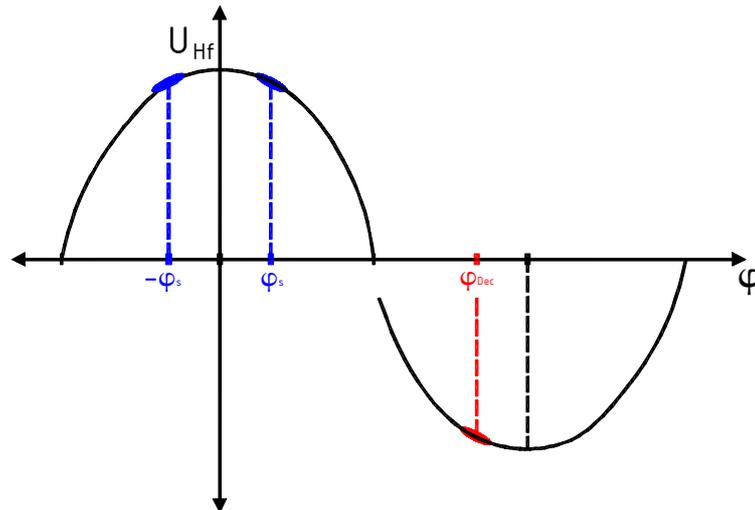


Abb. 5.4: Phasenfokussierung der Teilchen um Sollphase

Der Punkt φ_s stellt ein Minimum eines durch das beschleunigende E_x -Feld erzeugten Potentialtopfes dar. Trägt man die möglichen Energieabweichungen ΔW gegenüber der Phase φ auf (Abb. 5.5), so erhält man eine *Separatrix*, die die Stabilitätsgrenzen bzgl. Energie und Phase veranschaulicht. Nur Teilchen, die sich innerhalb der *Separatrix* befinden, werden von einem Beschleuniger akzeptiert und beschleunigt.

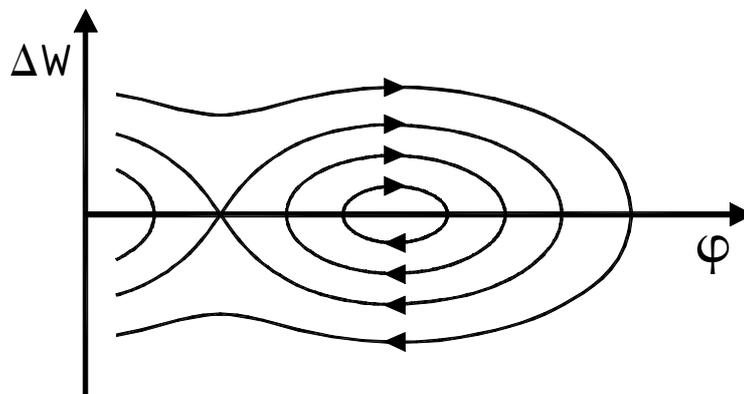


Abb. 5.5: Die Separatrix legt die Grenze des phasenstabilen Bereiches fest

Transformation der Phasenraumellipsen

Die hohe Anzahl der Teilchen in einem Bunch läßt die Betrachtung aller Einzelnen nicht mehr zu. Daher geht man zur Beschreibung der Teilchenbewegung in einem Beschleuniger dazu über, Ellipsen zu definieren, die die gesamten Teilchen im Phasenraum beschreiben. Diese werden dann stattdessen mittels Matrixtransformationen durch den zweidimensionalen Phasenraum transformiert (Abb. 5.1), wobei die betrachteten Teilchen keine Wechselwirkung aufeinander ausüben.

Da das Phasenraumvolumen gemäß des Satzes von Liouville gegenüber kanonischen Transformationen konstant ist, gehen Phasenraumellipsen durch Drehstreckung wieder in Ellipsen über [Küh05]. Für kleine Abweichungen von der Phase des Referenzteilchens $\Delta\gamma_s < 3\sigma^\circ$ ist die Energieabweichung linear mit der Phasenabweichung verknüpft, so daß sich Ausgangsverteilungen mit Matrixformalismen durch beliebige Strahlelemente, wie Driftstrecken, Quadrupole und Beschleuniger transformieren lassen.

Die Ellipse wird hierbei durch folgende Parameter definiert:

$$\gamma x^2 + 2\alpha xy + \beta y^2 = \varepsilon. \quad (5.3)$$

Gemäß des Satzes von Liouville ist die Fläche F dieser Ellipse gegenüber kanonischen Transformationen im Phasenraum und somit auch der Ellipsenparameter ε , die Emittanz, konstant.

$$\varepsilon = \frac{F}{\pi} = a \cdot b. \quad (5.4)$$

Infolge der Invarianz der Emittanz ε lassen sich die Gleichungen der nicht transformierten und der transformierten Ellipse gleichsetzen

$$\gamma x^2 + 2\alpha xy + \beta y^2 = \varepsilon = \varepsilon' = \gamma' x'^2 + 2\alpha' x' y' + \beta' y'^2. \quad (5.5)$$

Die Transformation der beiden Parameter x und y im zweidimensionalen Phasenraum lautet in Matrixform

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}. \quad (5.6)$$

Damit läßt sich nun Glg. 5.5 schreiben als

$$\begin{pmatrix} \beta' \\ \alpha' \\ \gamma' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11}^2 & -2a_{11}a_{12} & a_{12}^2 \\ -a_{11}a_{12} & a_{11}a_{22} + a_{12}a_{21} & -a_{12}a_{22} \\ a_{21}^2 & -2a_{21}a_{22} & a_{22}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{pmatrix}. \quad (5.7)$$

Die Transformation der Strahlparameter x und y , bzw. $\Delta\Phi$ und ΔE mit einer 2x2-Matrix kommt so einer Transformation der Ellipsenparameter α , β und γ durch eine 3x3-Matrix gleich. Die Transformationsmatrizen für Buncher bzw. Driftstecken lassen sich nun darstellen als

$$\text{Buncher:} \quad \begin{pmatrix} \beta' \\ \alpha' \\ \gamma' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ B & 1 & 0 \\ B^2 & 2B & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

und

$$\text{Drift:} \quad \begin{pmatrix} \beta' \\ \alpha' \\ \gamma' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -2l & l^2 \\ 0 & 1 & -l \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{pmatrix}. \quad (5.9)$$

mit $B = \frac{\zeta \cdot e}{A} \cdot U_B$, wobei ζ der Ladungszustand der Teilchen und A die Massezahl ist.

Mit dem beschriebenen Matrixformalismus lassen sich nun Systeme linearer Strahlführungselemente mathematisch beschreiben. *RFQSim* verwendet bei der Berechnung der Teilchendynamik einen sinusförmigen Spannungsverlauf, so daß z. B. in Buncherstrukturen große Abweichungen der Teilchen von der Sollphase bei nicht linear kompensiert werden.

Bei dem, im Rahmen dieser Arbeit verwendeten, Simulationsprogramm *RFQSim* werden diese Methoden für die verschiedenen Transportelemente angewandt, um die Teilchenbewegung in Strahlführungselementen vor und hinter dem *RFQ* zu berechnen. Insbesondere bei der Anpassung des Strahles an nachfolgende Beschleuniger oder andere Strukturen, wie die *HITRAP*-Kühlerfalle, sind sie erforderlich. Die Rechnungen zeigen im Vergleich mit experimentellen Ergebnissen schon gebauter Beschleuniger im Rahmen der Messgenauigkeit gute Übereinstimmungen.

Abbremsen von Ionenstrahlen

Die grundlegende Idee bei der Erweiterung des Simulationsprogramm *RFQSim* um eine Routine, die eine Berechnung eines *RFQ*-Abbremsers erlaubt, ist die, sich aus der Linearität der elektrischen Felder im *RFQ* und damit entsprechend linearen Kräfte herleitende, Umkehrbarkeit der transversalen Teilchendynamik. Daher ist es möglich, einen Ionenstrahl in einen *RFQ* vom Hochenergieende her zu injizieren und diesen damit abzubremesen.

Die Herausforderung hierbei ist jedoch, die auftretende, relative Vergrößerung der longitudinalen Phasenbreite durch ein geeignetes Elektrodendesign zu kompensieren. Da beim Abbremsvorgang die absolute Länge eines Bunches in etwa gleich bleibt, vergrößert sich die longitudinale Phasenbreite um einen Faktor zwei, wenn die Teilchenenergie auf ein Viertel reduziert wird. Dies bedeutet, dass einfache Umkehrung nicht zu dem gewünschten Ergebnis führt.

RFQSim generiert zunächst gemäß der Vorgabe durch die definierten Stützstellen eine beschleunigende Struktur und speichert sodann die Zellparameter in umgekehrter Reihenfolge ab. Dadurch steht die letzte Strukturzelle, also der eigentliche Hochenergieeil des *RFQ*, bei der späteren Teilchentransformation an erster Stelle.

Durch diesen umgedrehten *RFQ* läßt sich nun jede beliebige Eingangsverteilung transformieren. Es bietet sich jedoch an, zunächst eine Verteilung zu wählen, die schon im beschleunigenden Fall als Ausgangsverteilung erzeugt wurde.

Da bei dieser jedoch die Sollphase im Sinne einer Teilchenbeschleunigung festgelegt wurde, d.h. in einem Bereich von -90° und 0° liegt, muß diese auf einen Wert zwischen -180° und -90° geändert werden (*Abb. 5.4*). Analog zur Phasenfokussierung im beschleunigenden Fall werden nun Teilchen, die zu früh kommen, d.h. zu schnell sind, stärker abgebremst, als die, die dem Bunchzentrum nachhängen.

Als Eingangsverteilung kann nicht einfach eine generierte Ausgangsverteilung verwandt werden, da sonst Teilchen, die aufgrund ihrer geringeren Energie den beschleunigenden *RFQ* als letzte eines Bunches verlassen haben, als erste in den Abbrems-*RFQ* gelangen. Diese dem Bunch vorauseilenden Teilchen würden in der Folge am stärksten abgebremst, obwohl sie noch die niedrige Energie des nacheilenden Teilchens besitzen.

Bei der Entwicklung der Abbrems-Routine wurden daher zwei Möglichkeiten vorgesehen:

1. Die Teilchen werden entsprechend ihrer Energieabweichung an die letzte Position des Bunches rücktransformiert und erhalten eine entsprechende Sollphase.
2. Die Teilchen behalten ihre Position und die Vorzeichen der Abweichung von Sollphase und Sollenergie werden umgekehrt.

Des weiteren muß der Einschubwinkel der Ausgangsverteilung angepasst werden. Verläßt der Strahl den *RFQ*-Beschleuniger divergent in einer Ebene, muß er konvergent in den Abbremsers eingeschossen werden, was einer Vorzeichenumkehr des Teilchenwinkels entspricht.

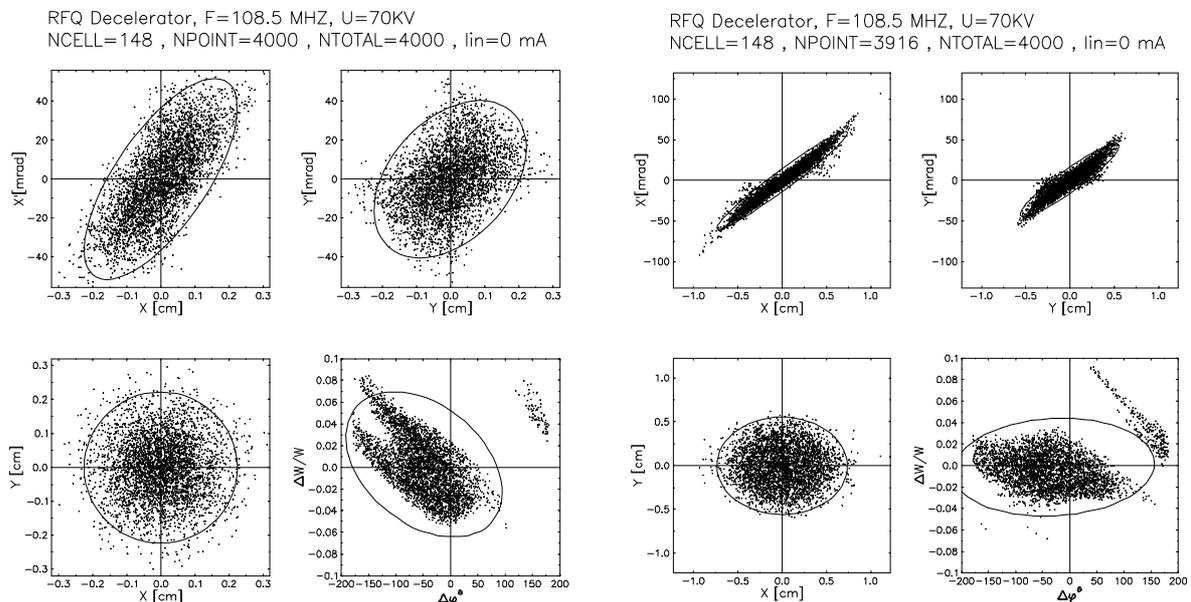


Abb. 5.6: Ausgangsverteilung eines *RFQ*-Abbremsers ohne (links) und mit (rechts) einem 2-Spalt-Spiralbuncher

Mit der Erweiterung des Vielteilchensimulationsprogrammes *RFQSim* besteht nun die Möglichkeit, zur Berechnung und Optimierung eines Abbremsbeschleunigers. Es konnte ein, den gestellten Anforderungen genügendes, Elektrodendesign für den *RFQ* gefunden werden und durch die Kombination mit einem nachfolgenden 2-Spalt-Buncher kann die Sollphase und die Sollenergie an die nachfolgenden Experimente angepasst werden.

VI. Berechnung von RFQ-Strukturen

Beschreibung der RFQ-Zelle als kapazitiv belastete Lecherleitung

Sehr viele Eigenschaften von Resonanzstrukturen lassen sich mit Hilfe der Leitungstheorie berechnen. Dies soll hier daher am Beispiel der RFQ-Struktur gezeigt werden.

Man betrachtet dazu zunächst eine Lecher- oder Zweidrahtleitung der Länge Δx (Abb. 6.1). Diese Leitung beliebiger Form und Ausdehnung wird durch die Kapazität der Leiter gegeneinander $C'(x)$, die Spannung $U(x)$, den ohmschen Widerstand $R'(x)$ und den ohmschen Gegenleitwert $G'(x)$, der die Verluste des umgebenden Dielektrikums beschreibt, eindeutig definiert.

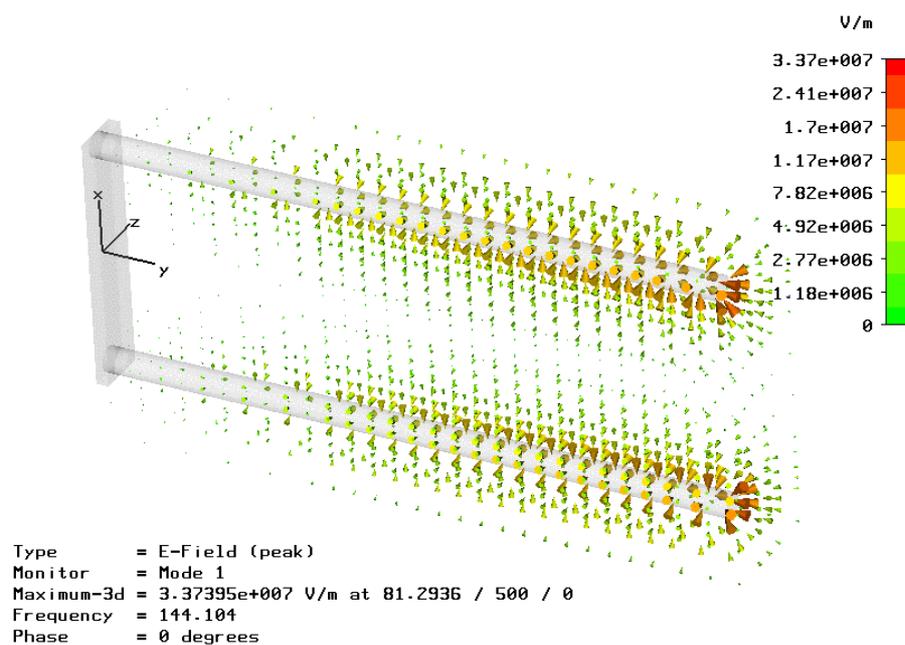


Abb. 6.1: Einseitig kurzgeschlossene Zweidrahtleitung

In Längsrichtung der Zweidrahtleitung verknüpft das verallgemeinerte Ohmsche Gesetz den Spannungsabfall und Strom gemäß

$$-\frac{\partial U}{\partial x} \Delta x = \left(R' I + L' \frac{\partial I}{\partial t} \right) \Delta x \quad (6.1)$$

und

$$-\frac{\partial I}{\partial x} \Delta x = \left(G'U + C' \frac{\partial U}{\partial t} \right) \Delta x. \quad (6.2)$$

In den Differenzenquotienten der Gleichungen stehen auf der jeweilig rechten Seite I und U , beide von 1 um einen Faktor abweichend, dessen Größenordnung jedoch sehr viel kleiner als 1 ist und daher vernachlässigt werden kann. Differenziert man *Glg. 6.1* ein weiteres Mal und ersetzt $\partial I / \partial x$ durch *Glg. 6.2*, sowie $\partial^2 I / \partial x \partial t$ durch die zeitliche Ableitung von *Glg. 6.2*, so erhält man die *Leitungswellengleichung für die Spannung* oder *Telegraphengleichung*

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = R'G'U + (R'C' + G'L') \frac{\partial U}{\partial t} + L'C' \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}, \quad (6.3)$$

die sich im einfachsten Fall mit einem zeitabhängigen, harmonisch-periodischen Exponentialansatz $U(x, t) = U_0 e^{i\omega t + \gamma x}$ lösen läßt, woraus aus *Glg. 6.3* die *Ausbreitungskonstante* folgt:

$$\gamma = \alpha + i\beta = \sqrt{(R' + i\omega L')(G' + i\omega C')}. \quad (6.4)$$

Der Realteil gibt die Abnahme der Einhüllenden der Amplitude in Propagationsrichtung, der Imaginärteil das periodische Verhalten der Amplitude an (*Abb. 6.2*). α ist der Dämpfungsfaktor einer Welle mit der Geschwindigkeit v .

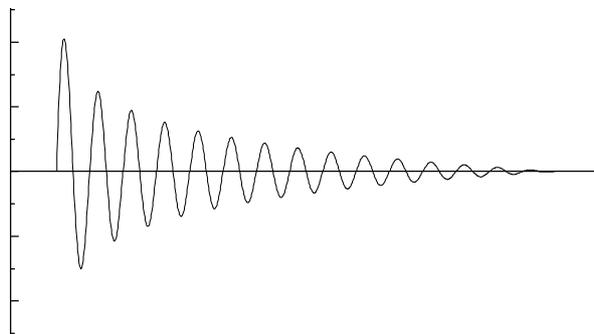


Abb. 6.2: Gedämpfte, periodische Welle.

Division von Glg. 6.1 durch Glg. 6.2 ergibt die *Impedanz* bzw. den *Leitungswellenwiderstand*

$$Z = \frac{U}{I} = \sqrt{\frac{R' + i\omega L'}{G' + i\omega C'}}, \quad (6.5)$$

der für den Fall der homogenen Leitung frequenz- und ortsunabhängig ist. Für den Grenzfall $R' \ll i\omega L'$ und $G' \ll i\omega C'$ gehen γ und Z in $\gamma = i\omega\sqrt{L'C'}$ und $Z = \sqrt{L'/C'}$ über. Da die *Ausbreitungskonstante* γ rein imaginär ist, kann sich die Welle ungedämpft ausbreiten, der *Leitungswellenwiderstand* ist nun frequenzunabhängig.

Durch Abschließen der Leitung mit einem Abschlußwiderstand R kann man den Reflektionsfaktor einführen

$$r = \frac{U_r}{U_b} = \frac{R - Z}{R + Z}. \quad (6.6)$$

Dieser definiert das Verhältnis von rücklaufender zu hinlaufender Welle. Entspricht der Abschlußwiderstand R dem *Leitungswellenwiderstand* Z , so spricht man von reflektionsfreier Anpassung.

Auf einer einseitig kurzgeschlossenen Zweidrahtleitung der Länge l , wie in *Abb. 6.1* dargestellt, können sich stehende Wellen der Wellenlänge λ , die der Bedingung $l = (2n + 1) \cdot \lambda/4$ gehorchen, ausbilden. Die verschwindende Abschlußkapazität entspricht hierbei einer unendlichen Abschlußimpedanz [MaP69].

Für die längenbezogene Kapazität und Induktivität der Zweidrahtleitung ergibt sich unter Voraussetzung verschwindender Skintiefe

$$C' = \frac{\pi \epsilon_0 \epsilon'}{\ln(a/r)}, \quad L' = \frac{\mu_0 \mu'}{\pi} \ln\left(\frac{a}{r}\right). \quad (6.7)$$

Für die Impedanz an einer beliebigen Stelle x erhält man damit

$$\frac{U}{I}(x) = W(x) = Z \cdot \tan\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{x}{\lambda/4}\right). \quad (6.8)$$

Durch Belastung der Leitung an einer Stelle $x = (\lambda/4 - \Delta l)$ verkürzt sich die Leitung gemäß

$$\tan\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\Delta l}{\lambda/4}\right) = \omega ZC \quad \text{bzw.} \quad \Delta l = \frac{\lambda \arctan\left(\frac{2\pi CZ}{\lambda}\right)}{2\pi} \quad (6.9)$$

um Δl .

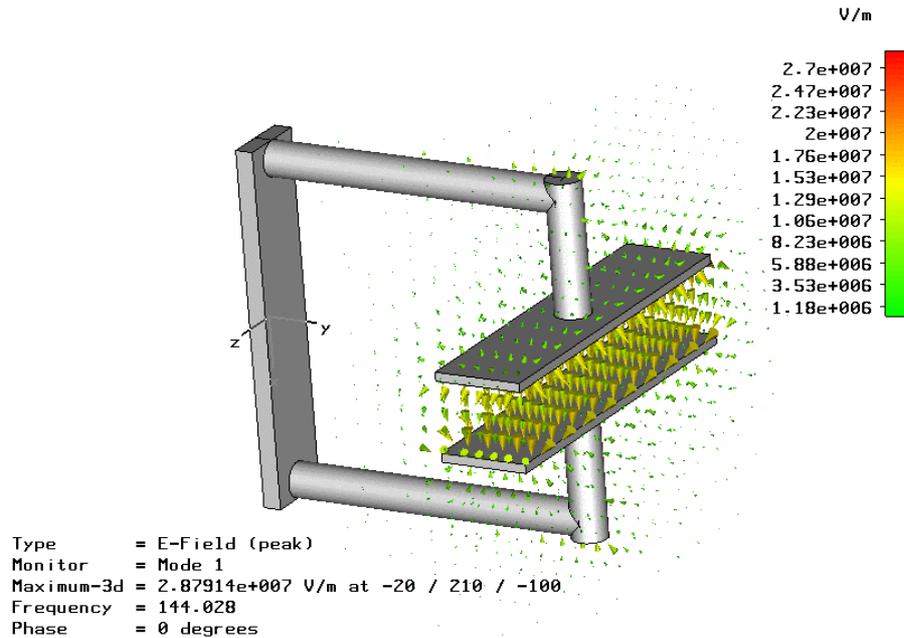


Abb. 6.3: Einseitig kurzgeschlossene Zweidrahtleitung mit kapazitiver Belastung

Unter Verwendung der Gleichung des *modifizierten, geschirmten Sternvierers* läßt sich die Kapazität runder RFQ-Elektroden angeben [Vor93]:

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0 l}{\ln \frac{2(a+r)}{r} - \left(\frac{r}{2(a+r)}\right)^2 - \ln 2} \quad (6.10)$$

Die Leitungsverkürzung kann mit den o.g. Gleichungen nur numerisch gelöst werden. Hierzu wurden bereits einige einfache Programme geschrieben, deren Abweichung bei den hierbei errechneten Frequenzen teilweise unter 5%, verglichen mit existierenden Strukturen, liegt.

Numerische Simulationen mit *Microwave Studio*

War es noch vor wenigen Jahren notwendig, für Untersuchungen der Eigenschaften einer RFQ-Struktur, wie die Bestimmung des R_p -Wertes, des longitudinalen Feldverlaufes, u.a., Kupfermodelle zu bauen, ist es mittlerweile möglich, die Struktur numerisch zu simulieren. Hierzu wurde von der Gruppe um T. Weiland an der TU Darmstadt seit Beginn der 1980er Jahre das Programm *MAFLA* entwickelt. Es basiert auf der *Technik der finiten Integration (FIT)* und ist in der Lage, elektro- und magnetostatische, zeitabhängige und Wakefield-Probleme zu berechnen [Wei77]. Das, im Rahmen dieser Arbeit verwandte, Programm *Microwave Studio (MWS)* ist eine Weiterentwicklung von *MAFLA* für die Windows-Oberfläche.

In *Microwave Studio* werden zur Lösung der elektromagnetischen Problemstellungen die *Maxwellschen Gleichungen*, im Gegensatz zu den meisten anderen, numerischen Methoden, in differentieller Form diskretisiert:

$$\oint_{\partial A} \vec{E} \cdot d\vec{s} = - \int_A \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{A}, \quad \oint_{\partial A} \vec{H} \cdot d\vec{s} = \int_A \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j} \right) \cdot d\vec{A}, \quad (6.11)$$

$$\oint_{\partial V} \vec{D} \cdot d\vec{A} = \int_V \rho \cdot dV, \quad \oint_{\partial V} \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0. \quad (6.12)$$

Diese Gleichungen numerisch lösen zu können, verlangt zunächst der Definition eines finiten Rechengebietes. Hierzu wird dieses durch Generierung eines geeigneten Raumgitters G (*Mesh*) in mehrere, miteinander verbundene Quadrate, den Gitterzellen (*Meshcells*) unterteilt. Orthogonal zu diesem wird von *Microwave Studio* ein zweites Raumgitter \tilde{G} berechnet (*Abb. 6.5*). Entlang der Kanten des ersten Gitters werden nun die elektrischen Spannungen e längs der Kanten und die magnetischen Flüsse b durch die Flächen aufgetragen. Analog dazu werden dann dem zweiten Gitter das magnetische Feld h und der dielektrische Fluß d zugeteilt.

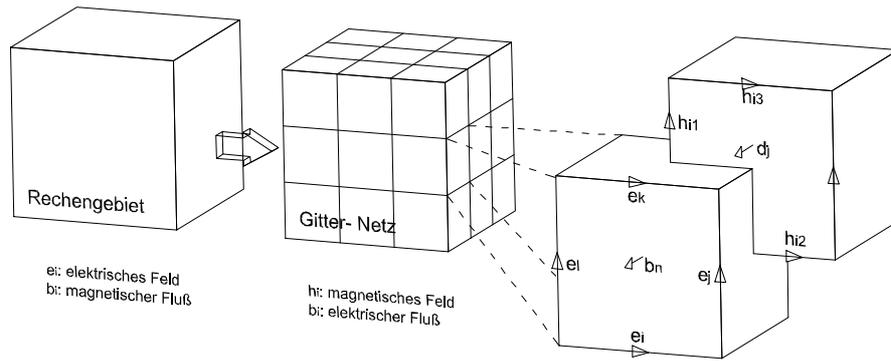


Abb. 6.5: Schematische Darstellung der Raumgittererzeugung in Microwave Studio

Danach werden für jede der Gitter-Zellen-Oberflächen die *Maxwellschen Gleichungen* separat aufgestellt. Das geschlossene Integral über das elektrische Feld in *Glg. 6.11* kann unter Berücksichtigung des *Faradayschen Gesetzes* mit den in *Abb. 6.5* dargestellten Feldkomponenten für alle Zellen in G ausgeführt werden. Dadurch erhält man einen Matrizenformalismus C , der das System eindeutig beschreibt.

$$e_i + e_j - e_k - e_l = -\frac{\partial}{\partial t} b_n$$

$$\Downarrow$$

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot \\ 1 & 1 & -1 & -1 \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}}_C \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} e_i \\ e_j \\ e_k \\ e_l \end{pmatrix}}_e = -\frac{\partial}{\partial t} \underbrace{\begin{pmatrix} \cdot \\ b_n \\ \cdot \end{pmatrix}}_b \Rightarrow C \cdot e = -\frac{\partial}{\partial t} \cdot b.$$

Wendet man den gleichen Formalismus auf das *Ampèresche Gesetz* in *Glg. 6.11* im zweiten Raumgitter \tilde{G} an, so erhält man eine Matrix \tilde{C} . Diese beiden Matrizen C und \tilde{C} stellen ein mathematisches Äquivalent zum Rotationsoperator dar.

Aus den *Gleichungen 6.12* lassen sich analog dazu die Divergenzoperatoren S und \tilde{S} erzeugen, die entsprechend der Notation zu den jeweiligen Raumgittern gehören:

$$C \cdot e = -\frac{d}{dt} b, \quad \tilde{C} \cdot b = \frac{d}{dt} \cdot d + j, \quad (6.13)$$

$$\tilde{S} \cdot d = q, \quad S \cdot b = 0. \quad (6.14)$$

Die rein geometrieabhängigen Matrixelemente dieses vollständigen Satzes der *Maxwellschen Gleichungen* bestehen nur aus den 1, -1 und 0.

Diese Matrixrelationen sind, in Verbindung mit zu definierenden Materialparametern, ausreichend, um Eigenwerte und \sim moden der Matrizen im Rechengbiet zu bestimmen. Die Gültigkeit dieser Gleichungen ist im gesamten Frequenzspektrum, also auch im Grenzfall der Elektrostatik, gültig.

Der Vorteil dieses Rechenverfahrens gegenüber der früher angewandten Methode der Überrelaxation [SSL93] (*Superfish*) liegt in einer höheren Genauigkeit und geringeren Rechenzeiten.

Der Genauigkeit aller numerischen Simulationsverfahren sind natürlich Grenzen gesetzt.

Neben offensichtlichen Fehlern, die durch eine falsche Definition der Strukturmaterialien, falsche Einstellungen der gewählten geometrischen Einheiten und eine unzureichend exakte Abbildung der zu simulierenden Struktur, entstehen können, ist die Wahl eines geeigneten Raumgitters bestimmend für die zu erwartende Genauigkeit der Rechnung. Im Gegensatz zur Vorgängerversion *MAFLA* generiert *Microwave Studio* zunächst automatisch ein erstes Raumgitter. In Bereichen, die eine höhere Auflösung erfordern, so z.B. den Elektroden des RFQs bzw. im Driftröhrenbereich von Buncherstrukturen, ist es jedoch geboten, dieses Raumgitter manuell zu verfeinern. Es hat sich hier in verschiedenen Versuchsreihen gezeigt, daß, entgegen allgemeiner Ansicht, eine größere Anzahl an Raumgitterpunkten, also ein kleinerer Abstand zwischen diesen, nicht zwingend zu einem genaueren Ergebnis führt [Hnno4]. *Microwave Studio* gibt bei jeder Rechnung eine Maßzahl aus, die eine Beurteilung der Genauigkeit der Simulationsrechnung erlaubt. Bei RFQ-Strukturen hat sich hier gezeigt, daß eine optimale Maschenweite im Bereich der Elektroden etwa 1.4mm betragen sollte. Dessenungeachtet hat die eingegebene Struktur natürlich auch ideale Werte in Bezug auf elektrische Übergänge und Maßhaltigkeit dar.

Durch die sich ergebenden, geringen Abweichungen der, auf diesen Simulationsmodellen basierenden, später gebauten Strukturen, ist eine Abweichung der gemessenen Daten von den Ergebnissen der Simulationsrechnungen zu berücksichtigen. Für die Güte Q und den R_p - Wert liegen die Meßwerte eines RFQ-Kupfermodells etwa bei 75% der berechneten Werte, für einfachere Strukturen, z.B. Pillboxstrukturen, etwa bei 95%.

Thermische Berechnungen mit der Methode der *finiten Elemente*

Um die thermische Belastung der Buncherstruktur zu berechnen, wurde im Rahmen dieser Arbeit das Programm *ALGOR* eingesetzt. Dieses kann, bei gegebener Oberflächenverlustleistung die statische Temperaturverteilung auf einer Struktur bestimmen. Dazu wird das Rechenverfahren der *finiten Elemente* eingesetzt.

Die *finite Elemente Methode (FEM)* ist ein numerisches Berechnungsverfahren, mit dem man örtliche Belastungen einer Struktur als eine Folge einer externen Belastung mit großer Genauigkeit ermitteln kann.

Dazu werden komplizierte Geometrien in einfache, geometrische Grundkörper, die *finiten Elemente*, zerlegt, deren Verhalten sich besser beschreiben läßt, als das komplizierter Formen. Über Kopplungs- und Randbedingungen erhält man so aus dem bekannten Verhalten der Teilstrukturen die Lösung für das Gesamtsystem.

Beim Aufbau von RFQ-Beschleunigern und Driftröhrenstrukturen ist eine höchstmögliche Präzision notwendig. So ist bei der Justage der RFQ-Elektroden eine Abweichung von $30\mu\text{m}$ anzustreben, da es sonst zu Strahlverlusten kommen kann. Da die Bauteile fest miteinander verschraubt und verlötet sind, reagiert das Gesamtsystem auf thermische Ausdehnungen einzelner Teile entsprechend empfindlich. Daher ist eine Abschätzung der thermischen Belastung und des daraus resultierenden mechanischen Stresses wichtig. In *Abb.6.6* ist die Verformung einer einzelligen RFQ-Struktur stark überzeichnet dargestellt.

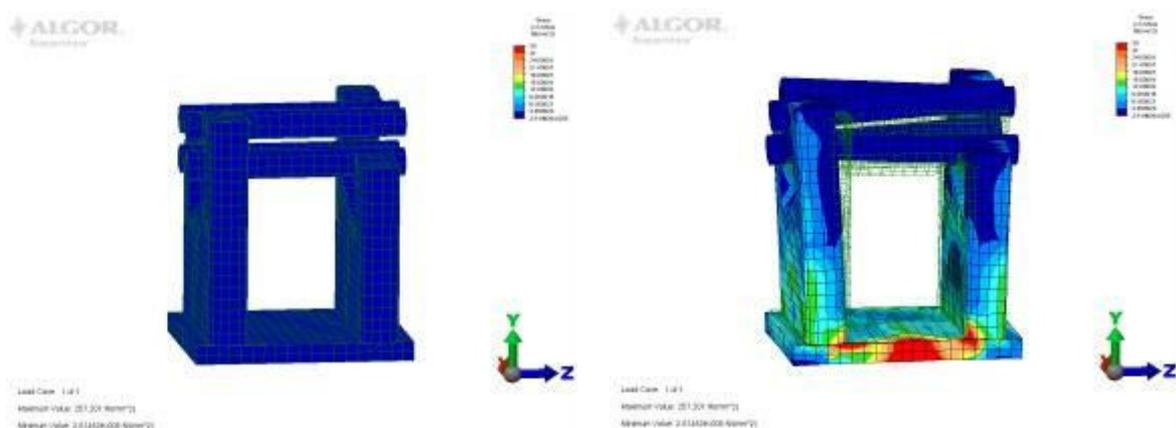


Abb. 6.6: Stark überzeichnete Verformungen eines RFQ- Modells aufgrund thermischer Ausdehnung [Bre07]

VII. Design der HITRAP-Struktur

Die 4-Rod-RFQ-Struktur besteht aus einer Reihe von gekoppelten $\lambda/4$ -Zellen. Im einfachsten Fall der aus nur einer Zelle bestehenden Struktur kann diese als Parallelschwingkreis betrachtet werden, der mit einer bestimmten Eigenfrequenz schwingt. In der 4-Rod-RFQ-Struktur sind mehrere dieser Zellen hintereinander angeordnet, die aufgrund der Modulation und der dadurch bedingten Abweichungen der Elektrodenkapazität unterschiedliche Eigenfrequenzen haben. Die Elektrodenspannung ist daher ebenfalls nicht über den gesamten Verlauf der RFQ-Struktur konstant. Es wurden zur Untersuchung dieser inhomogenen Spannungsverteilung (*Unflatness*) mit dem Programm *Microwave Studio* Simulationsrechnungen der RFQ-Struktur mit Elektrodenmodulation durchgeführt.

Simulationen RFQ-Struktur mit modulierten Elektroden

Die für den HITRAP RFQ-Abbremsler verwandte Hf-Struktur ist ähnlich der Struktur, die in Frankfurt für RIKEN/ Japan entwickelt wurde, die daher den Anforderungen für den HITRAP RFQ-Abbremsler angepaßt werden konnte. Die Resonanzstruktur wird durch folgende Parameter definiert:

Stützenabstand	146 mm
Strahlachsenhöhe	147 mm
Grundplattellänge	1980 mm
Stützenanzahl	14
Stützenbreite	90 mm
Stützendicke	10 bzw. 20mm
Verhältnis Apertur/ Radius	1,25

Aus fertigungstechnischen Gründen war es notwendig, die Elektroden in zwei Teile herzustellen. Die Trennstelle befindet sich jeweils bei den mittleren Stützen des RFQs, die aus diesem Grunde

20 mm stark sind (Abb. 7.1). Hierdurch haben die Elektroden an der Trennstelle die gleiche Kontaktfläche, wie auf den anderen Stützen.

Das Hauptziel der Arbeit mit *Microwave Studio* ist daher, erstmals eine Simulation der kompletten RFQ-Struktur, einschließlich der modulierten Elektroden, durchzuführen, um eine Tuningplattenverteilung für einen möglichst homogenen, longitudinalen Feldverlaufes (*Flatness*) zu bestimmen.

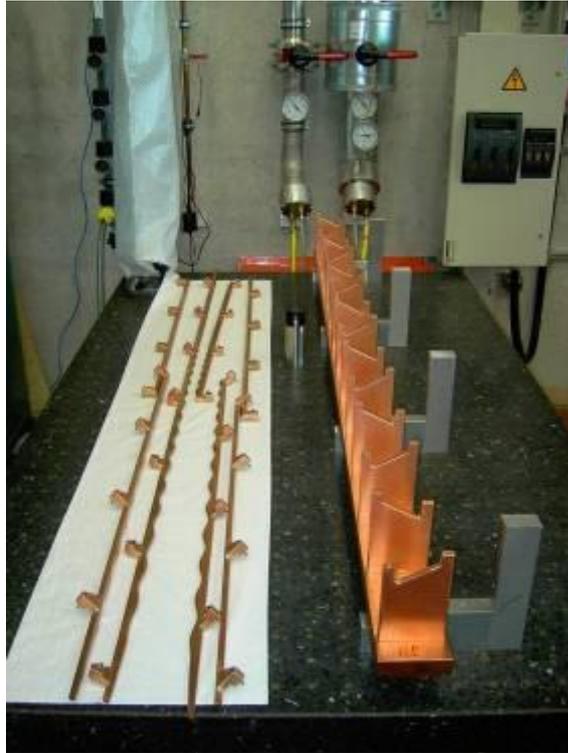


Abb. 7.1: Der HITRAP- RFQ vor der Montage der Elektroden

Nachdem man eine, den geforderten Parametern entsprechende, Elektrodengeometrie mit *RFQSim* generiert hat, kann man diese Daten in einer Textdatei für die jeweiligen Elektroden ausgeben lassen (Abb. 7.2). Hierbei steht Nr für die Nummer der Beschleunigerzelle, Lg für die z -Position des Zellenendes, Li für die Zellenlänge, ap für das Aperturmaximum oder \sim minimum am Zellenanfang und $rquer$ für den Elektrodenradius.

```
Fräsliste HITRAP x-Elektrode, ...
ap am Anfang der Zelle, ...

Nr. , Lq, L1, ap, rauer (mm)
1, 5,0, 4,960, 10,6
2, 8,9, 4,960, 10,6
3, 14,9, 4,960, 10,467,6
4, 19,9, 4,960, 9,300,6
5, 24,8, 4,960, 9,901,6
6, 29,8, 4,960, 8,730,6
7, 34,7, 4,970, 9,120,6
8, 39,7, 4,970, 8,280,6
9, 44,7, 4,970, 9,213,6
10, 49,7, 4,980, 7,890,6
11, 54,6, 4,980, 8,939,6
12, 59,6, 4,980, 7,345,6
13, 64,6, 4,980, 8,703,6
14, 69,6, 3,7, 235,6
15, 74,6, 3,020, 8,496,6
16, 79,6, 3,020, 6,970,6
17, 84,7, 3,030, 8,322,6,000
18, 89,7, 3,040, 6,730,5,940
19, 94,8, 3,050, 8,162,5,870
20, 99,8, 3,070, 6,320,5,810
21, 104,9, 3,080, 8,025,5,740
22, 110,0, 3,100, 6,323,5,680
23, 115,1, 3,120, 7,896,5,620
24, 120,3, 3,140, 6,143,5,560
25, 125,3, 3,170, 7,283,5,510
26, 130,7, 3,200, 5,980,5,460
27, 135,0, 3,250, 7,663,5,410
28, 141,1, 3,280, 5,845,5,370
29, 146,4, 3,300, 7,581,5,320
30, 151,8, 3,340, 5,705,5,270
31, 157,1, 3,380, 7,498,5,230
32, 162,6, 3,430, 5,380,5,190
```

Abb. 7.2: Ausschnitt der Fräsliste des HITRAP-RFQ

Um die Fräslisten für *Microwave Studio* anzupassen, wurde ein einfaches Programm geschrieben, das eine *MWS*-Eingabedatei erzeugt, die die gesamte RFQ-Struktur mit modulierten Elektroden, Stützen und Grundplatte enthält.

Hierzu werden die z -Position in der zweiten und die Apertur in der vierten Spalte der Fräsliste in einer Schleife in fortlaufend nummerierte Felder eingelesen. Der sich kontinuierlich ändernde Radius der Elektroden in der fünften Spalte der Fräsliste wird dabei aufsummiert und am Ende gemittelt. In einer Ausgabeschleife werden nun die eingelesenen Positions- und Aperturdaten für je eine x - und y -Elektrode in einen *Microwave Studio*-lesbaren 3d-Polygonzug umgewandelt und in der Datei *MWS.mod* abgespeichert.

RFQSim gibt die Apertur jeweils nur am Zellenanfang (*Abb. 7.3*) aus. Für die Fertigung der Kupferelektroden wird die Form zwischen diesen Punkten durch einen Sinus geglättet. Ähnliches ist auch bei Erzeugung der *MWS.mod*-Datei möglich. Dabei wird der Raum zwischen Zellenanfang und ~ende in 5 Sektionen unterteilt und für diese dann die geglättete Apertur berechnet.

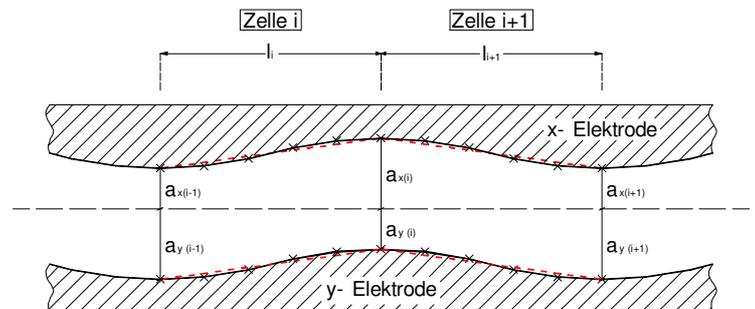


Abb. 7.3: Verlauf der Elektrodenoberfläche nach Generierung mit *RFQSim* (rot) und Glättung

Entlang dieses Polygonzuges wird sodann eine Form des Querschnittes der verwendeten Elektroden geführt (Abb. 7.4-2).

Nach Spiegelung der erzeugten x - und y -Elektroden zu einem vollständigen Elektrodensatz und der Generierung der RFQ-Struktur hat man ein relativ genaues Abbild des später gebauten RFQ-Beschleunigers in *Microwave Studio*.

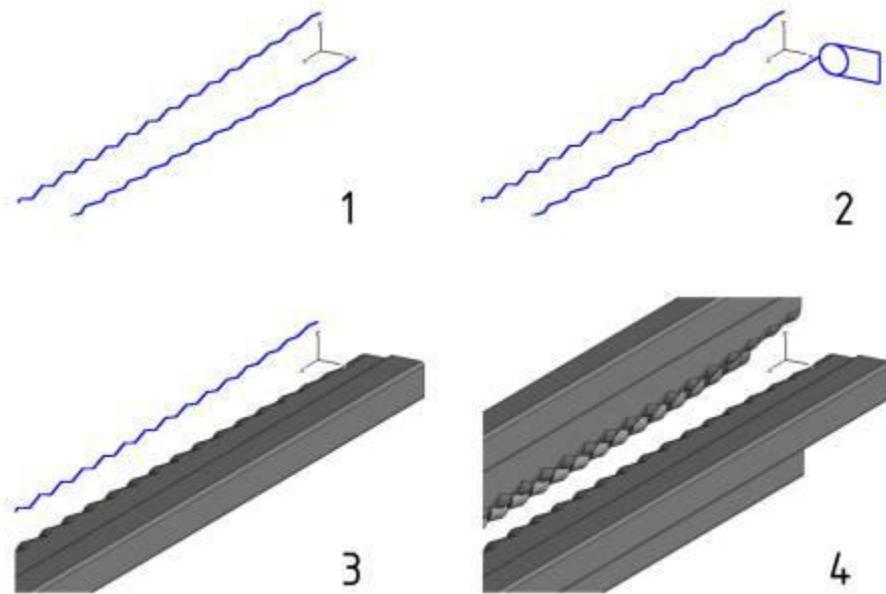


Abb. 7.4: Generierung der modulierten Elektroden in MWS

Longitudinale Feldverteilung

Die für die Elektrodenkapazität (Glg. 6.10) und somit für die Elektrodenspannung maßgebliche Apertur ist nicht über den gesamten RFQ-Verlauf gleichbleibend. Bei der Beschleunigung oder Abbremsung von Teilchen im RFQ ist es jedoch essentiell, daß die Elektrodenspannung, die beim Elektrodendesign mit *RFQSim* gewählt wurden, über die gesamte Länge der Elektroden möglichst konstant ist.

Um den Spannungsverlauf auf den Elektroden, die sogn. Flatness, anzugleichen, werden in die Zwischenräume zweier Stützen höhenverstellbare Kurzschluß- bzw. Tuningplatten eingebracht (Abb. 7.5). Diese sind mit den Stützen über versilberte Kontakte leitend verbunden und verkleinern so die Induktivität der entsprechenden Zelle. Dadurch wird die Resonanzfrequenz dieses Abschnittes leicht erhöht, so daß die Spannung der Elektroden im Bereich dieser RFQ-Zelle sinkt.

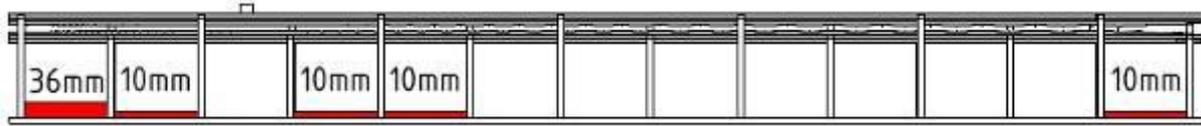


Abb. 7.5: Verteilung der Tuningplatten

Durch die Verwendung der modulierten Elektroden bei den Simulationsrechnungen mit *Microwave Studio* kann der zu erwartende Spannungsverlauf auf den Elektroden erstmals hinreichend genau berechnet in erster Ordnung werden (Abb. 7.6), und daraus eine erste Näherung für die Position der Tuningplatten ermittelt werden.

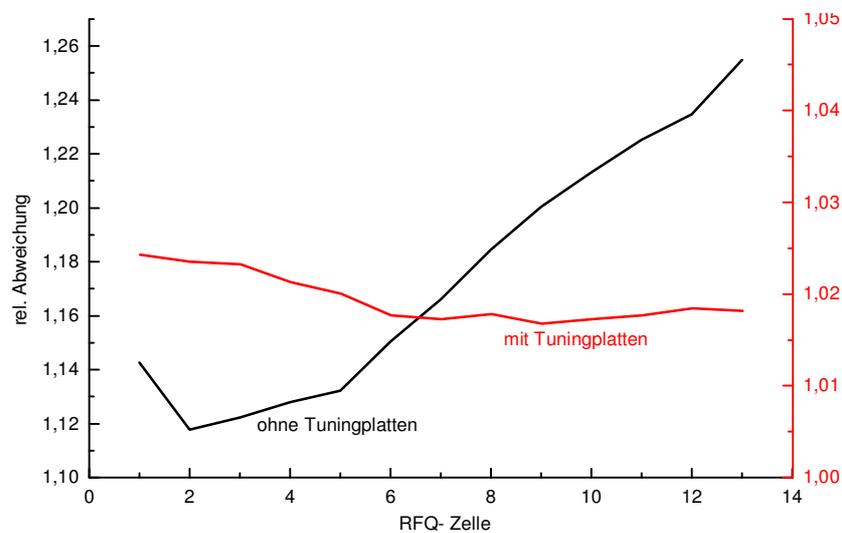


Abb. 7.6: Simulierte longitudinale Spannungsverteilung auf den Elektroden ohne und mit Tuningplatten

Mit *Microwave Studio* lassen sich in einer automatisch generierten Stapelrechnung die parametrisiert eingegebenen Höhen verschiedener Tuningplatten in allen Kombinationen permutieren. Hier stellt allerdings die 13-zellige HITRAP-Struktur in Bezug auf die Rechenzeit ein Limit dar.

In Abb. 7.6 ist die relative Abweichung der Elektrodenspannung in jeder RFQ Zelle für den RFQ ohne und mit der in Abb. 7.5 dargestellten Tuningplattenverteilung aufgetragen. Es konnte eine erste Position der zu verwendenden Tuningplatten gefunden werden. Hierdurch ergibt sich beim Aufbau der RFQ-Struktur eine erhebliche Zeitersparnis.

Spiral-Debuncher

Die Energieunschärfe am Niederenergieende des RFQ s beträgt etwa $\pm 6\%$ (Abb. 7.7). Um in der Kühlerfalle eine ausreichende Injektionseffizienz zu erreichen, ist es notwendig, diese soweit wie möglich zu reduzieren.

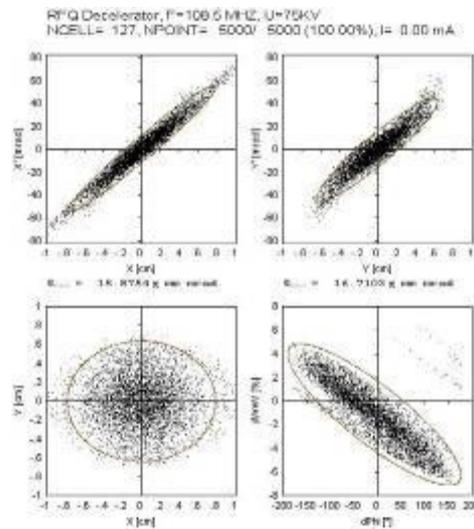


Abb. 7.7: Ausgangsverteilung des RFQ s mit ausgeschaltetem Buncher

Um die Gesamtstruktur, bestehend aus RFQ und Debuncher möglichst kompakt zu gestalten, wurde vorgesehen, den eigentlichen Enddeckel des RFQ s gegen eine 10 cm dicke, ausgedrehte Endkappe zu ersetzen, in der der Debuncher untergebracht ist (Abb. 7.8). RFQ - und Debunchertank sind für sich jeweils mit einer 8mm starken Kupferplatte Hf-seitig abgeschlossen. Dadurch beeinflussen sich beide Strukturen nicht und es ist zudem möglich, beide Strukturen getrennt voneinander zu betreiben und abzustimmen.

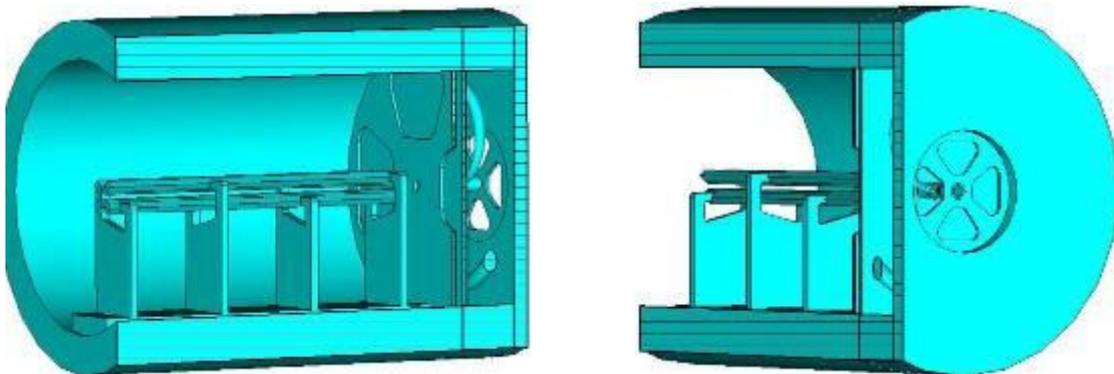


Abb. 7.8: An den RFQ angeflanschter zwei-Gap-Spiralbuncher

Der Debunchertank wird durch die, mit großflächigen Durchbrüchen versehene, Driftröhrenhalterung am Strahlausgang von den, in der Strahllinie zur Kühlerfalle vorhandenen, Turbopumpen gepumpt.

Teilchendynamische Berechnung des Debunchers

Der Ionenstrahl am Ausgang des *RFQs* hat eine Energie von 6 keV/u. Daraus ergibt sich ein $\beta\lambda/2$ und somit eine Zellenlänge, d.h. im Falle eines Driftröhrenbunchers der Abstand der Mittelpunkte der Beschleunigerspalte, von 4.96 mm. Da eine Beschleunigerzelle, bestehend auf der Driftröhre und zwei halben Beschleunigungsspalten, dieser Länge nicht realisierbar ist, da die Driftröhrenlänge größer als der Durchmesser sein sollte, um einen Felddurchgriff zu vermeiden, wurde eine Driftröhrenlänge von 19.8mm und ein Spaltmaß von 2.5mm gewählt. Die Zellenlänge beträgt somit $5 \cdot \beta\lambda/2$, der Teilchenstrahl driftet innerhalb der Driftröhre für $4 \cdot \beta\lambda/2$, also 2 Hf-Perioden.

Zur Berechnung von Driftröhrenstrukturen stehen in *RFQSim* verschiedene Transportelemente zur Verfügung:

- „*TRA2 1*“ definiert eine Driftstrecke bestimmter Länge und Apertur
- „*TRA2 2*“ definiert einen Beschleunigerspalt bestimmter Länge, Spannung und Sollphase

Für die Simulation des Debunchers wurde im *RFQSim*-Inputfile des *HITRAP*-*RFQ*-Abbremsers hinter dem *RFQ* folgende Struktur eingegeben:

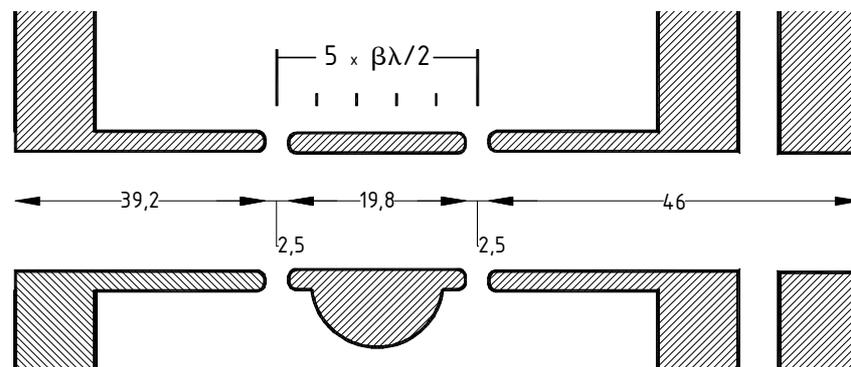


Abb. 7.9: Detailansicht der simulierten Debuncherstruktur hinter dem *RFQ*

Da die geometrischen Faktoren vorgegeben sind, reduzieren sich die möglichen Parameter auf die Spaltspannung und die Sollphase.

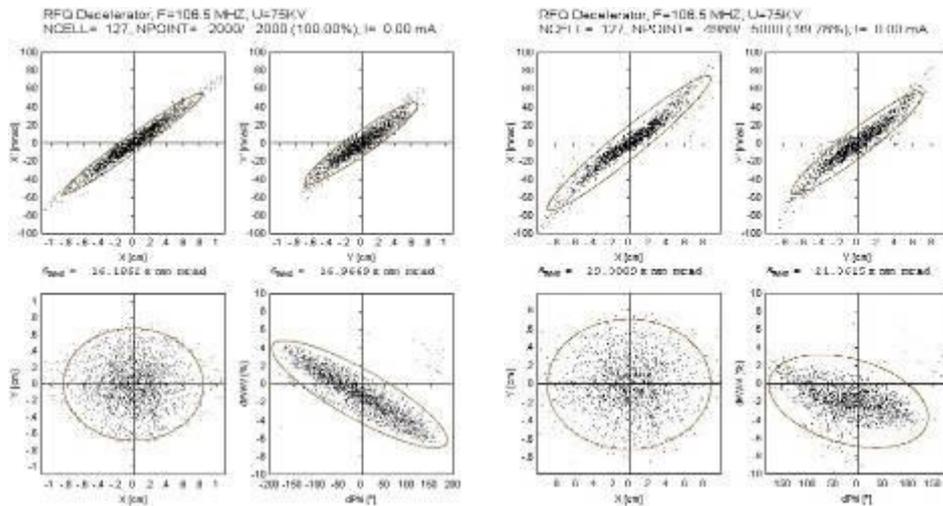


Abb. 7.10a: Teilchenverteilung am Debuncherausgang mit deaktiviertem Buncher (links) und 100V Spaltspannung (rechts)

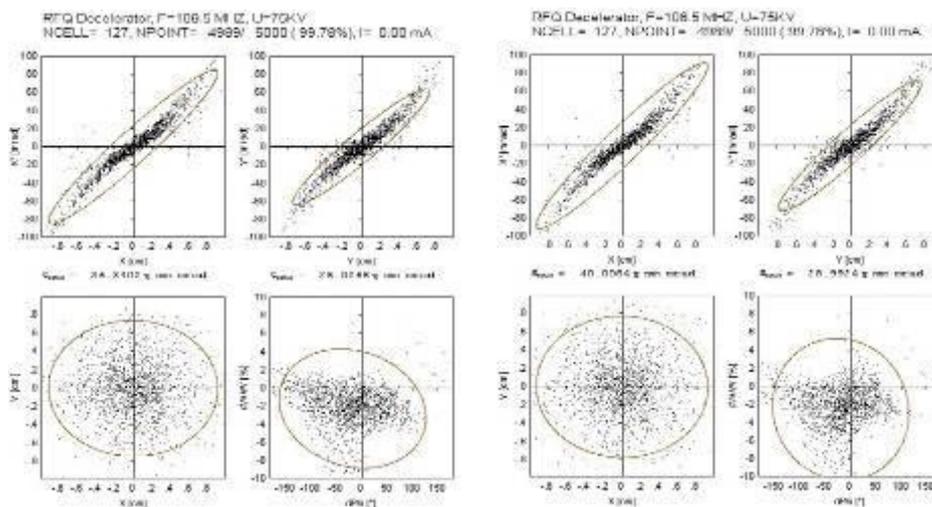


Abb. 7.10b: Teilchenverteilung am Debuncherausgang mit 150V Spaltspannung (links) und 200V Spaltspannung (rechts)

Deutlich ist in den Abb. 7.10a/b die Drehung der $dW/d\phi$ -Ellipse mit steigender Spaltspannung zu erkennen. Die Rechnungen wurden für eine Buncherphase von -90° durchgeführt. Zu schnelle Teilchen werden abgebremst, zu langsame beschleunigt, es kommt zu einer Komprimierung des Bunches.

Durch die Trennung der Hf-Ansteuerung des Debunchers von der des RFQs ist es nun möglich sowohl die Spaltspannung als auch die Sollphase separat einzustellen.

Optimierung der Debuncherstruktur mit *Microwave Studio*

Da der Debuncher in einem Enddeckel an den RFQ angeflanscht werden soll, sind sowohl Außen- als auch Innendurchmesser durch den RFQ-Tank mit 450mm bzw. 350mm vorgegeben. Der Strahl am RFQ-Ausgang hat den Rechnungen mit *RFQSim* zufolge einen Durchmesser von maximal 8mm (*Abb. 7.10a*). Als Innendurchmesser für die Driftröhren wurden daher 15mm, als Außendurchmesser 20mm gewählt.

Bei der Berechnung der Debuncherstruktur mit *Microwave Studio* wurde der große Radius der $r - r/2$ -Spirale mit 110mm so gewählt, daß er genau zwischen Tankwand und Driftröhre liegt. Dadurch hat die Spirale größtmöglichen Abstand bei geringer Kapazität gegen den Tank (*Abb. 7.11*).

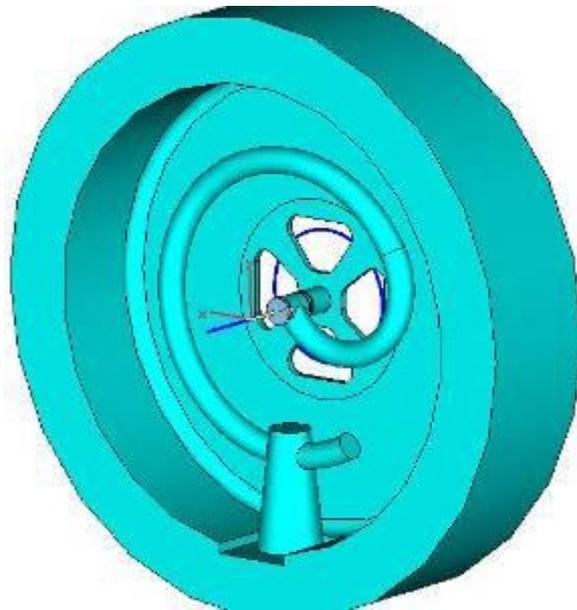


Abb. 7.11: Detailansicht des Debunchers

Die Abstimmung der Resonanzfrequenz erfolgt durch Änderung der Spiralarmlänge. In *Microwave Studio* lassen sich bei parametrisiert eingegebenen Strukturen einzelne Parameter sukzessive in vorgegebenen Schritten variieren und die verschiedenen Rechenergebnisse automatisch graphisch auswerten. Die für eine Resonanzfrequenz von 108.4 MHz notwendige Drehwinkel des großen Radius konnte somit auf etwa 120° festgelegt werden.

Für die Berechnung des R_p -Wertes ist es notwendig, über die beschleunigende Spannung zu integrieren. *Microwave Studio* erlaubt die Generierung freier Kurven und die Darstellung der Feldverteilung entlang dieser. Entlang der Strahlachse (blaue Linie in *Abb. 7.11*) erhält man für die erste Mode für die elektrische Feldstärke die in *Abb. 7.12* dargestellte Verteilung.

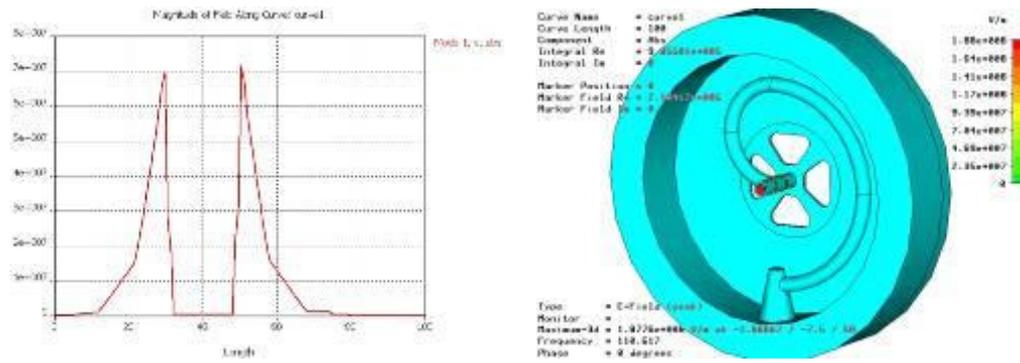


Abb. 7.12: Elektrisches Feld entlang der Strahlachse

Integriert man nun entlang der Strahlachse, so erhält man die Gesamtspannung und damit den Energiegewinn in der Struktur. Bei den angezeigten Werten ist zu beachten, daß die im Resonator gespeicherte Gesamtenergie U von *Microwave Studio* auf 1 Joule normiert ist.

Werden die Bauteile der Struktur als verlustbehaftete Materialien definiert, so kann man die entstehende Verlustleistung W und die Güte Q bestimmen. Aus dem Integral über die Spannung und der Verlustleistung läßt sich nun die Shuntimpedanz der Struktur berechnen.

Für die gezeigte Struktur erhält man so

Int(U)	$1.06 \cdot 10^6$ V
Verlustleistung	$4.57 \cdot 10^5$ W
R_p -Wert	2.46 M Ω

Es hat sich gezeigt, daß 75% des von *Microwave Studio* berechneten R_p -Werts eine gute Abschätzung des experimentell zu erwartenden R_p -Werts der realen Struktur ergibt. Der R_p -Wert ist, im Vergleich mit anderen gebauten Spiralresonatoren nicht besonders hoch. Wichtiger, als die Optimierung der elektrischen Eigenschaften war jedoch eine möglichst kurze Bauform des Bunchers. Bei einer zu erzeugenden Spannung von 400V wird etwa 0.14W Ansteuerleistung benötigt.

Thermische Berechnungen mit ALGOR

Aufgrund der geringen Abmessungen des Beschleunigungsspalt ist die Debuncherstruktur sehr empfindlich auf thermische Verformungen, die durch eine Erwärmung im Betrieb hervorgerufen werden können. Da keine Frequenzregelung mittels einer automatischen Tauchkolbennachführung vorgesehen ist, hätte schon eine geringe Änderung der geometrischen Abmessungen durch eine Ausdehnung der Struktur eine Änderung der Resonanzfrequenz und somit der Spaltspannung zur Folge. Um die geringen elektrischen Oberflächenverluste zu kompensieren wurde der Spiralfuß mit einer koaxialen Kühlung zu versehen (Abb. 7.13), die diesen auf einer konstanten Temperatur hält. Die durch Oberflächenverluste auf der Spirale entstehende Wärme wird durch die Wärmeleitfähigkeit des Kupfers ausreichend abgeführt.

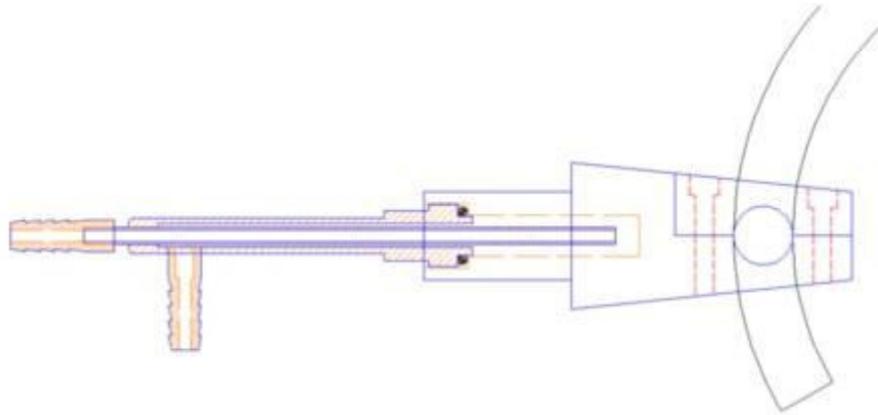


Abb. 7.13: Schematische Darstellung der koaxialen Kühlung des Spiralfußes

Es wurden thermische Berechnungen mit dem Programm ALGOR durchgeführt, um die Temperaturverteilung auf der Spirale im Betrieb zu simulieren.

Aus der Verlustleistung auf der Oberfläche einer Struktur, der Materialeigenschaft und der Definition von Flächen, die aufgrund der Wasserkühlung auf konstanter Temperatur gehalten werden, errechnet ALGOR ein Temperaturgleichgewicht und gibt graphisch die Temperaturverteilung auf der Oberfläche aus.

Bauteil	Verluste [MWS]	Verluste [norm.]	Fläche	Verluste/ mm ²
Spiralfuß	$3.45 \cdot 10^5 \text{ W}$	$3.76 \cdot 10^{-5} \text{ W}$	7145 mm ²	$5.26 \cdot 10^{-9} \text{ W/mm}^2$
Abschnitt 1	$3.05 \cdot 10^5 \text{ W}$	$3.35 \cdot 10^{-4} \text{ W}$	12830 mm ²	$2.60 \cdot 10^{-8} \text{ W/mm}^2$
Abschnitt 2	$1.55 \cdot 10^5 \text{ W}$	$1.64 \cdot 10^{-4} \text{ W}$	12830 mm ²	$1.27 \cdot 10^{-8} \text{ W/mm}^2$
Abschnitt 3	$3.78 \cdot 10^4 \text{ W}$	$4.11 \cdot 10^{-5} \text{ W}$	12830 mm ²	$3.20 \cdot 10^{-9} \text{ W/mm}^2$

Zur Berechnung der Verluste der einzelnen Bauteile wurde die Spirale in *Microwave Studio* in einzelne Abschnitte unterteilt (Abb. 7.14). Dadurch wird der unterschiedlichen Stromverteilung auf den verschiedenen Teilstücken der Spirale Rechnung getragen.

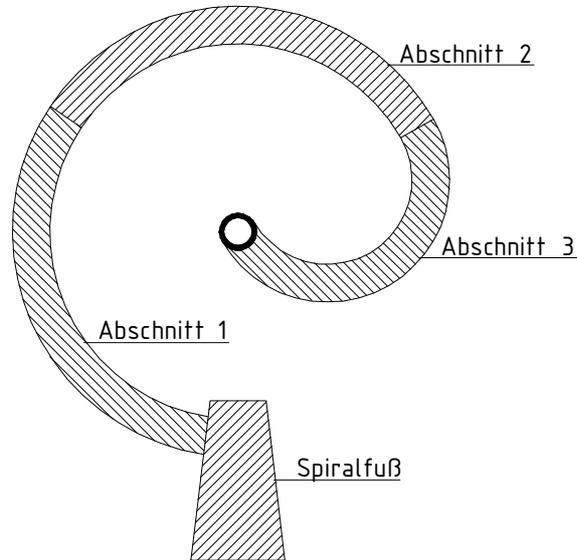


Abb. 7.14: Aufteilung der Spirale in Abschnitte unterschiedlicher Verlustleistungen

Diese Daten wurden auf das in *ALGOR* importierte *Microwave Studio*-Modell der Spirale übertragen und in der Innenseite des Spiralfußes ein Kühlrohr mit einer Wandtemperatur von 20°C definiert.

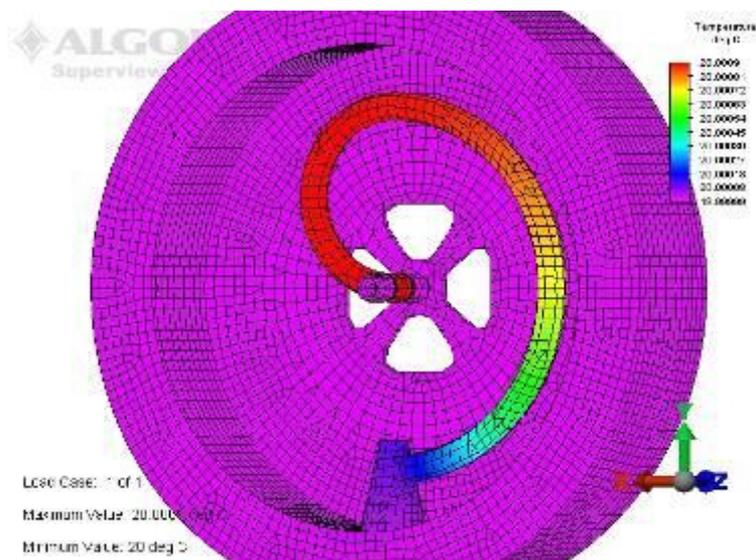


Abb. 7.15: Temperaturverteilung auf der Oberfläche des Debunchers

Die Rechnung ergibt, daß die Temperaturerhöhung auf der Oberfläche der Spirale im Bereich der Driftröhre nur maximal $9 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}$ beträgt (*Abb. 7.15*). Eine nennenswerte Verformung der Struktur mit den einhergehenden Veränderungen der elektrischen Eigenschaften ist daher, im Rahmen der Rechengenauigkeit, nicht zu erwarten.

VIII. Aufbau und Justage des *HITRAP RFQs* und des Debunchers

Abhängig von der Größe gibt es für den *4-Rod-RFQ* grundsätzlich zwei Möglichkeiten der Montage. Bei Strukturen, die bis zu vier Meter lang sind, bietet sich der Aufbau und die Justage im Vakuumtank an. Bei kleineren Strukturen, wie dem zwei Meter langen *HITRAP-RFQ*, hingegen geht man dazu über, die Resonanzstruktur, den sogenannten Innenleiter, außerhalb des Tanks auf einem Meßtisch, dessen Oberflächengüte genauer als $10\mu\text{m}$ ist, aufzubauen und zu justieren. Hierbei kommt einem das Konzept des *4-Rod-RFQ* zugute, nämlich die Konzentration der wichtigen Bauteile in einer kompakten Struktur und die dadurch gegebene, gute Zugänglichkeit der einzelnen Komponenten. Dieses erlaubt es, bei Bedarf die gesamte, die Eigenschaften des Beschleunigers definierende, Struktur zu warten oder, im Falle einer Änderung der Anforderungen, diese teilweise oder ganz zu ersetzen [Beo3].

Der Tank des *HITRAP-RFQs* wurde aus einem massiven Edelstahlrohling bei der NTG in Gelnhausen hergestellt und hat 450mm Außendurchmesser und 50mm Wandstärke. Im Unterschied zu einem geschweißten Tank ist das Material dadurch spannungs- und verwindungsfrei.

In diesen Tank ist eine Fläche zur Aufnahme der Grundplatte mit hoher Genauigkeit gefräst. Aufgrund des geringen Tastverhältnisses von kleiner 5‰ muß nur die Grundplatte gekühlt werden. Hierzu befinden sich an den Enden des Tanks Durchführungen für die Kühlwasserleitungen. Zum Anschluß der Pumpen (2 x CF160), der Tauchkolben (2 x CF63), der Einkoppelschleife (2 x CF100) und für diverse Auskoppelschleifen (4 x CF40) wurden weitere Flansche vorgesehen.

Der Tank wurde, zur Verringerung der Hf-Verluste auf der Innenseite bei der GSI in Darmstadt galvanisch verkupfert.

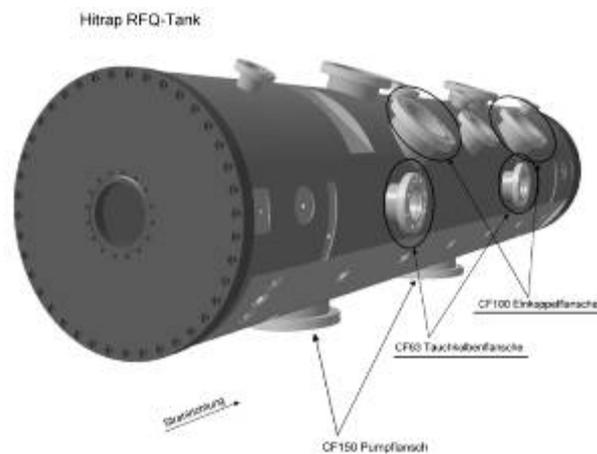


Abb. 8.1: Graphik des RFQ-Tankes

RFQ-Resonanzstruktur

Die Resonanzstruktur des *RFQs* besteht aus den Stützen, der Grundplatte und den Elektroden. Während die Stützen und die Grundplatte mit hoher Genauigkeit aus einem Stück gefräst werden können, birgt das Hartlöten der Elektrodenbrücken an die Elektroden eine nicht auszuschließende Ungenauigkeit. Trotz langsamen Erhitzens und Abkühlens verzieht sich das Rohmaterial durch freierwirdende Spannungen. Daher ist es notwendig, den die Elektroden des *RFQs* nach dem Einbau relativ zu den zu wählenden Meßpunkten zu justieren.

Hierzu wird die Resonanzstruktur außerhalb des Tanks auf einem Meßtisch aufgebaut (*Abb. 8.3*).

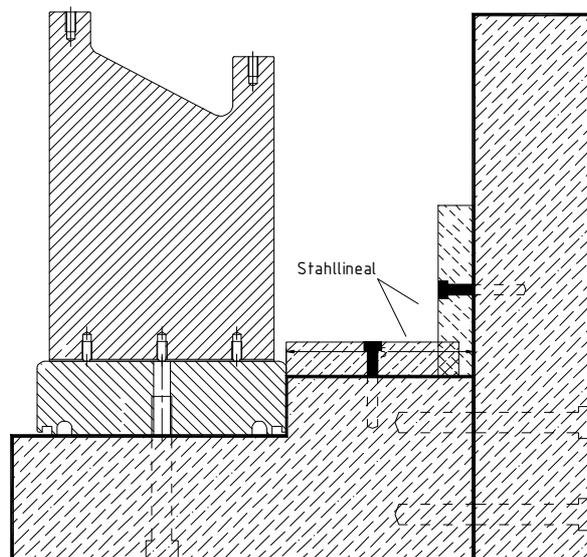


Abb. 8.2: schematische Darstellung der Justiereinrichtung zum Einmessen der Elektroden

Die in *Abb. 8.2* dargestellten Justierwinkel sind mit höchster Präzision gefertigt und dienen gleichzeitig als Referenz für die Messungen mit dem vertikalen Höhenmessgerät (*Abb. 8.3*) *TESA Hite 600*. Dieses besitzt eine Meßgenauigkeit von $<1\mu\text{m}$. Aufgrund von Restunebenheiten des Meßtisches und Fehlern, die beim manuellen Anfahren der Meßpunkte auftreten können, wird eine Wiederholgenauigkeit der Messungen von max. $30\mu\text{m}$ erreicht.

Auf der Unterseite der Winkel werden zunächst die Grundplatte und ein präzises Stahllineal verschraubt. Dieses liegt, wie in der Zeichnung dargestellt, mit der unteren Hälfte seitlich an die Grundplatte an. Am Überstand von 7mm werden die Stützen mit einem 5mm Distanzstück angeschlagen, deren saubere Flucht damit gewährleistet ist.

Die eigentliche Justierung der Elektroden geschieht dann in zwei Schritten. Zunächst werden die Elektroden vertikal positioniert. Zwischen Elektrodenbrücken und den auf der Grundplatte

montierten Stützen befinden sich Justierplättchen, sog. Shims. Diese haben zunächst alle eine Dicke von 5mm.

Die von *RFQSim* ausgegebenen Fräslisten geben den Abstand der Elektrodenoberfläche zur Strahlachse an, woraus sich die Soll-Höhe der Modulationsmaxima zur Grundplatte bestimmen läßt. Mit dem Höhenmessgerät wird zur vertikalen Justage der Elektroden der Ist-Wert zwischen diesem Modulationsmaximum und dem Stahllineal gemessen. Aus der Differenz zwischen Soll- und Ist-Wert ergibt sich nun die Soll-Höhe des Shims (*Abb. 8.3*). In *Abb. 8.4* sind die Abweichungen der Soll-Dicken der einzelnen Shims vom Konstruktionswert dargestellt. Trotz präziser Fertigung aller Komponenten ergeben sich zum Teil erhebliche Abweichungen, die korrigiert werden müssen.



Abb. 8.3: Justage der Elektrodenhöhe mit dem TESA Hite 600 Höhenmessgerät

Die Schrauben, mit denen die Elektroden an den Stützen befestigt werden, sind aus versilbertem Edelstahl und aus vakuumtechnischen Gründen seitlich geschlitzt, und dürfen nur mit einem Drehmoment von 2.6 Nm angezogen werden. Durch das Einhalten eines immer gleichen Anzugsdrehmomentes wird das Quetschen des Kupfers der einzelnen Bauteile vermieden und eine hohe Wiederholgenauigkeit gewährleistet.

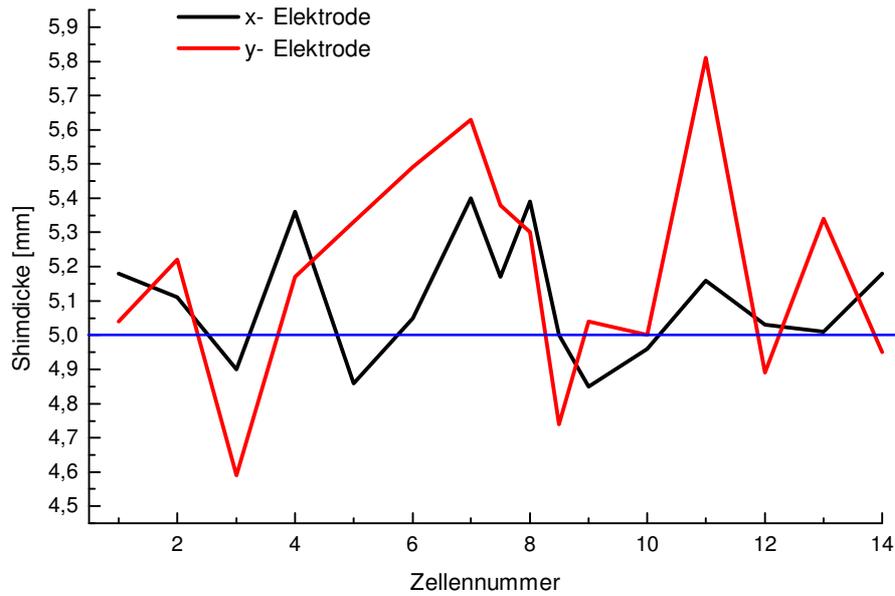


Abb. 8.4: Dicken der einzelnen Shims, abweichend vom Konstruktionswert 5mm

Zur horizontalen Justage wird das Stahllineal am Seitenschenkel der Justierwinkel montiert und die gesamte Struktur auf diesen gekippt. Nun kann, wie zuvor beschrieben, das Ist-Maß zwischen Stahllineal und Modulationsmaximum gemessen werden. Das Soll-Maß ergibt sich aus der Differenz von Strahlachsenlage zur Oberkante des Stahllineals. Der Durchmesser der Bohrungen in den Elektrodenbrücken ist etwas größer, als der der Schrauben, so daß durch seitliches Verschieben der Elektrodenbrücke gegenüber den Stützen das richtige Maß eingestellt werden kann.

Um einen optimalen elektrischen Übergang zwischen Stützen und Elektroden zu gewährleisten, werden die Shims vor dem endgültigen Einbau galvanisch versilbert (Abb. 8.5).



Abb. 8.5: Galvanisches Versilbern der Shims in einer Silbernitratlösung [Beo3]

Es konnte bei der Justierung des *HITRAP-RFQs* eine Abweichung der Elektroden vom Sollwert von maximal $\pm 30\mu\text{m}$ eingehalten werden (*Abb. 8.6*).

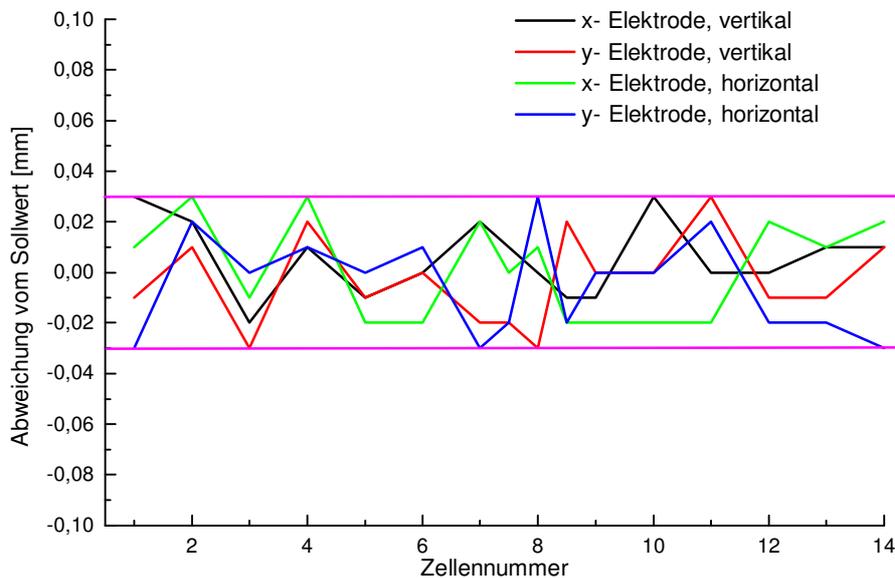


Abb. 8.6: Abweichung der Elektroden vom Sollwert

Abstimmung der longitudinalen Feldverteilung

Die Kapazität der *RFQ*-Elektroden ändert sich aufgrund der sich variablen Parameter Apertur, Modulation und Zellenlänge über den Elektrodenverlauf. Zusätzlich stehen die Elektroden 40 mm über die Mitte der letzten Stütze über, wodurch die Kapazität in den Endbereichen des *RFQs* beeinflusst wird. Dadurch ist auch der Spannungsverlauf nicht über den gesamten *RFQ* so gleichmäßig, wie es beim Design der Elektrodengeometrie mit *RFQSim* vorgesehen wird.

Um diese longitudinale Spannungsverteilung der *RFQ*-Elektroden zu bestimmen, wird zumeist die Störkondensatormethode verwandt. Sie beruht auf einer Änderung der Resonanzfrequenz Δf durch Einbringen einer zusätzlichen, lokalen Kapazität ΔC in der Mitte einer *RFQ*-Zelle. Je größer die Elektrodenspannung in dieser Zelle ist, umso größer ist auch die Auswirkung auf die Resonanzfrequenz.

Um möglichst schnell und reproduzierbar Messen zu können, wurde ein Störkondensator zusammen mit zwei Krokodilkammern auf einem speziellen Träger aufgebaut (*Abb. 8.7*). Die Kapazität dieser Meßbrücke wurde nicht speziell geeicht, da zur Beurteilung des Gleichmaßes der Spannung lediglich eine möglichst gleiche relative Frequenzänderung Δf für jede *RFQ*-Zelle erforderlich ist.



Abb. 8.7: Abbildung des Störkondensators auf der ersten RFQ-Zelle

Für den noch „ungetunten“ *HITRAP-RFQ* ergibt sich folgende longitudinale Feldverteilung

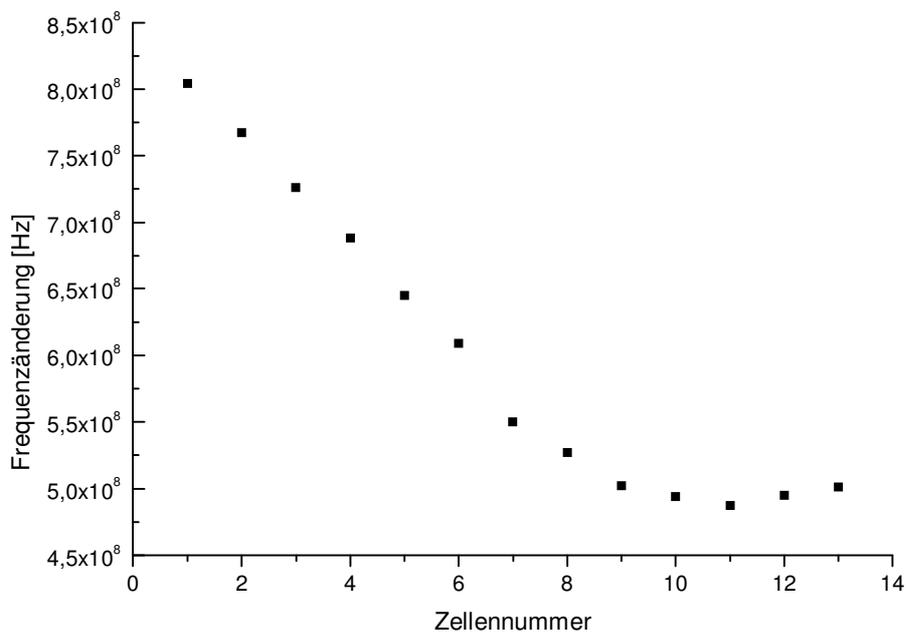


Abb. 8.8: Feldverteilung des noch ungetunten *HITRAP-RFQ*

Zum Angleichen der Spannung über den gesamten *RFQ*-Verlauf, aber auch, um die Resonanzfrequenz einzustellen, wurden in *RFQ*-Zellen mit einer höheren Spannung Tuningplatten eingebaut (vgl. Kap. 7). Durch die Veränderung der Induktivität der einer einzelnen Hf-Zelle ändert sich ihre Eigenfrequenz, aber auch, aufgrund von Frequenzkopplung, die Eigenfrequenzen der

Nachbarzellen. Dadurch verringert sich die Spannung auf den Elektroden über die beeinflusste Zelle hinaus.

Für den *HITRAP-RFQ* wurden 5 Tuningplatten vorgesehen. Diese haben die Breite der Grundplatte und schließen mit den Stützen über angelötete, versilberte Kontakte elektrisch ab.

Nach jeder Änderung der Tuningplattenverteilung muß die Flatnesskurve erneut aufgezeichnet werden, wodurch der Zeit- und Arbeitsaufwand für dieses *intuitive* Tunen des *RFQs* relativ hoch ist. Es wurden darum bereits bei größeren Strukturen mit einer höheren Anzahl von Versuche unternommen, durch Beschreibung der Wirkung einer einzelnen Tuningplatte auf den Feldverlauf des *RFQs* als Wirkungsfunktion und Aufmultiplizierung dieser dem Problem numerisch entgegenzutreten [Fiso6].

Für den *HITRAP-RFQ* konnte die Verteilung der Tuningplatten gefunden werden:

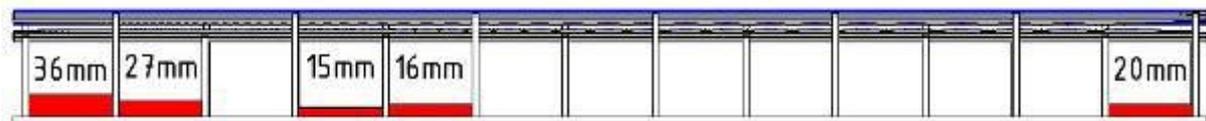


Abb. 8.9: Seitenansicht des *RFQ* mit der Verteilung der Tuningplatten

Es ergibt sich mit dieser Tuningplattenverteilung folgende longitudinale Feldverteilung:

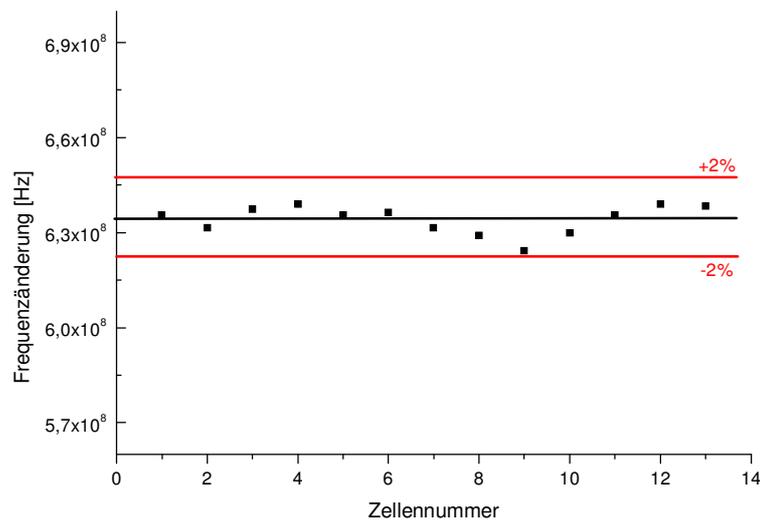


Abb. 8.10: Feldverteilung des getunten *HITRAP-RFQs* mit einer Feldgenauigkeit von $<2\%$.

Es wurden mit *RFQSim* Simulationsrechnungen durchgeführt, um zu überprüfen ob eine Ungleichheit der Elektrodenspannung zu Änderungen der Teilchendynamik führen kann. Bei geringen Abweichungen, wie bei der in *Abb. 8.10* dargestellten des *HITRAP-RFQs*, konnten bei

Der Tauchkolbenkörper selbst hat einen Durchmesser von 30mm, so daß dieser bequem, ohne den Debunchertank demontieren zu müssen, durch den CF4o-Flansch ausgebaut werden kann.



Abb. 8.12: Manuell verstellbarer Tauchkolben des Debunchers

Vor dem Anpassen der Spirale auf die Arbeitsfrequenz, dem Verlöten und Verkupfern muß zunächst die Tuningempfindlichkeit des Tauchkolbens ermittelt werden. Hierzu wurde mit dem späteren Tauchkolben die Verschiebung der Resonanzfrequenz für verschiedene Abstände zur Spirale bestimmt. Durch das Heranführen des Tauchkolbens an die Spirale wird deren Kapazität gegenüber der Tankwand erhöht, so daß die Resonanzfrequenz entsprechend sinkt. In Abb. 8.13 ist der Einfluß auf die Resonanzfrequenz zu sehen.

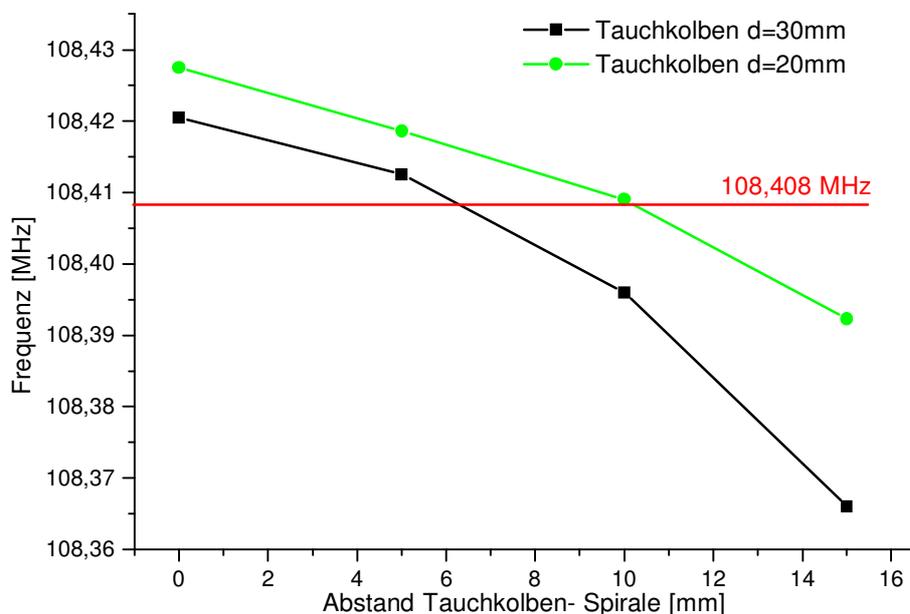


Abb. 8.13: Änderung der Frequenzverschiebung gegen Abstand des Tauchkolbens zur Spirale

Es wurden zwei verschiedene Tauchkolbenkörper vorgesehen, mit 30mm und 20mm Durchmesser. Bei Verwendung des kleineren Tauchkolbenkörpers ist die Sollfrequenz bei einer Einschubtiefe von

10mm erreicht, bei einem Frequenzhub von $\sim 2.6\text{kHz/mm}$, was einer Umdrehung der Tauchkolbenspindel entspricht.

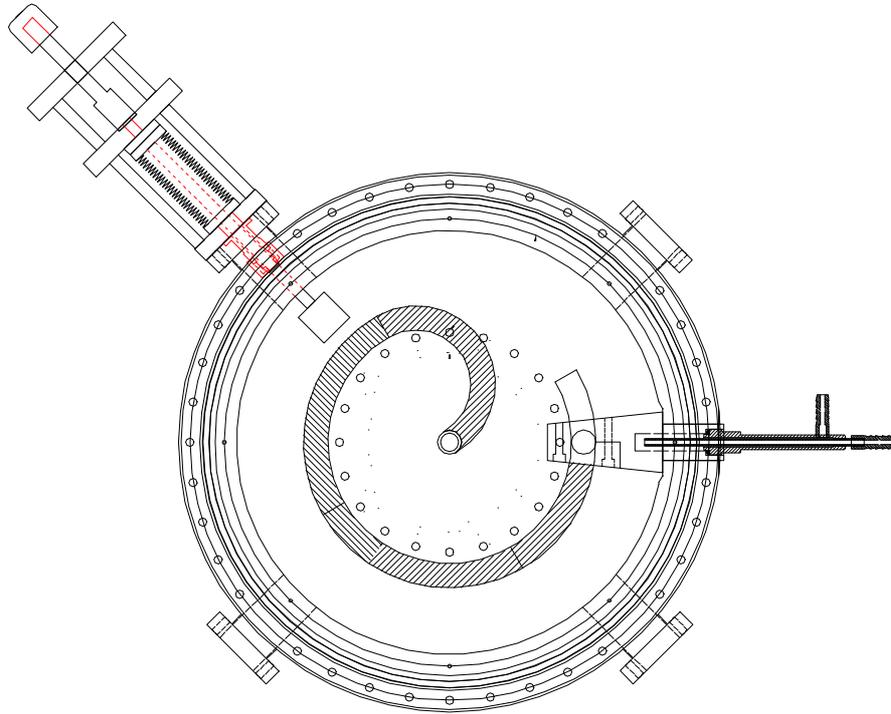


Abb. 8.12: Schematische Darstellung des Debunchers mit Wasserkühlung und Tauchkolben

Um den R_p -Wert der Struktur zu bestimmen, wurde nach dem Verlöten der Spirale, dem Verkupfern aller Bauteile und der endgültigen Justage eine Störkörpermessung durchgeführt (*Abb. 8.13*).

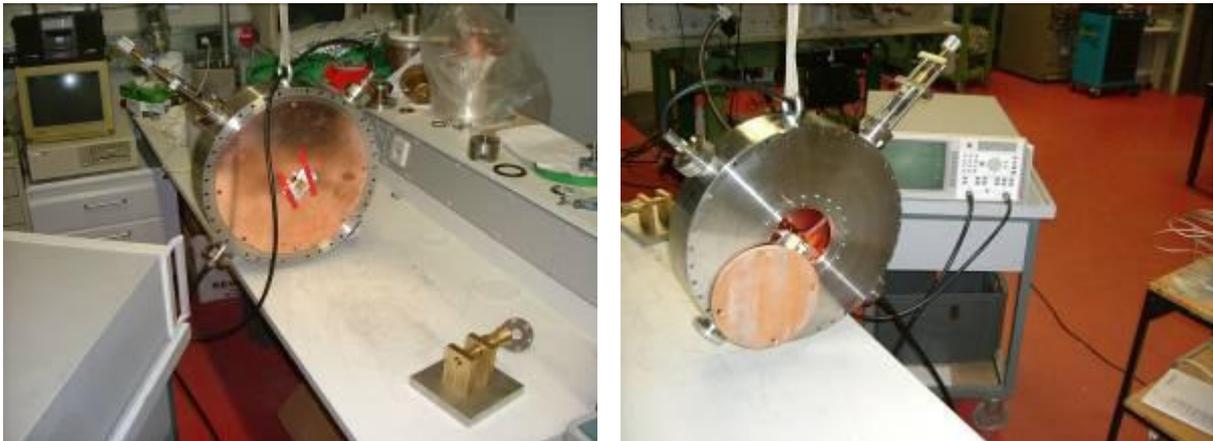


Abb. 8.13: Störkörpermessung des HITRAP-Debunchers

Aufgrund des geringen Durchmessers der Driftröhren und der kleinen Spaltweite sind schon kleinste Erschütterungen des Fadens, hervorgerufen z.B. durch Gleichlaufschwankungen des Störkörpermotors, als Störungen im Phasendiagramm (*Abb. 8.14*) erkennbar.

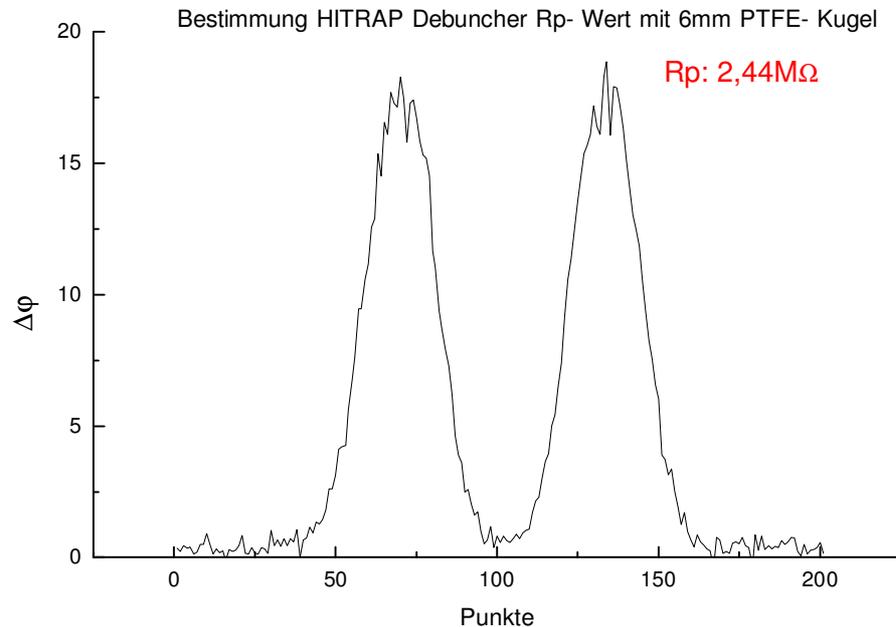


Abb. 8.14: Phasenabweichung vs. longitudinale Meßpunkte am HITRAP-Debuncher

Die Ergebnisse der Störkörpermessungen und der vorangegangenen Rechnungen mit *Microwave Studio* sind in der folgenden Tabelle gegenübergestellt:

	<i>Microwave Studio</i> -Rechnung	Experiment
$f_{1. Mode}$	104,93 MHz	108,43 MHz
$Q_{1. Mode}$	2880	2670
$R_{P, 1. Mode}$	2,46 M Ω	2,44 M Ω

In *Abb. 8.15* ist eine Aufnahme der montierten *RFQ*-Debuncher-Einheit im Vakuumtest zu sehen. Das Konditionieren des *RFQ* mit etwa 1kW Leistung wird am *LAP* in Frankfurt durchgeführt, Hochleistungstests sind für Anfang 2008 bei der *GSI* in Darmstadt vorgesehen



Abb. 8.15 : Abschließender Lecktest des HITRAP RFQ-Abbremsbeschleunigers mit montiertem Debunchertank

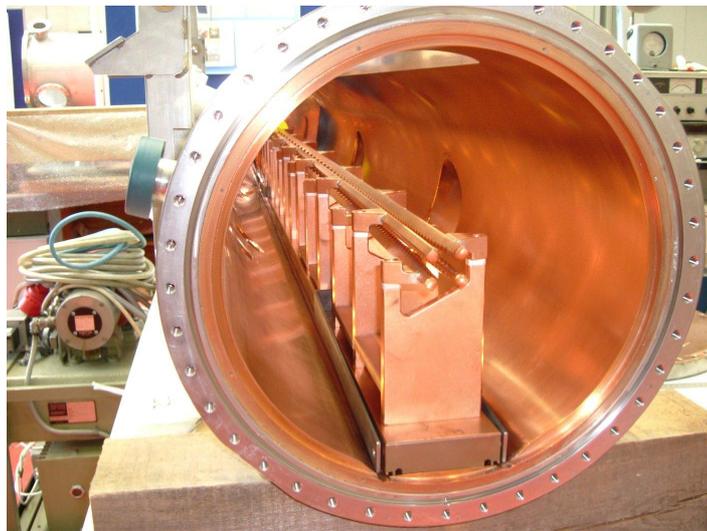


Abb. 8.16: Im Vakuumtank montierter RFQ mit Tuningplatten

Technische Daten des RFQ

Unbelastete Güte	3700
Shuntimpedanz	138.7 k Ω m
Erwartete Leistung @ 78kV	~90 kW
Resonanzfrequenz	108.6 MHz
Abweichung Elektrodenspannung longitud.	<2 %
Reflexion am Leistungskoppler	~-30 dB
RFQ-Länge	1,9m
Zellenzahl	124
Apertur	4 mm Radius
Modulation	2.44
Elektrodenspannung	78 kV

IX. Zusammenfassung

Für Experimente der Atomphysikgruppe der *GSI* in Darmstadt wird ein Ionenabbremsler gebaut, der niederenergetische, extrem hochgeladene Ionen zur Verfügung stellen wird. Die Planungen zu der sogenannten HITRAP (highly charged ion's trap) begannen Anfang der neunziger Jahre. Mit dieser Anlage sollen hochgeladene, schwere Ionen auf sehr niedrige, thermische Geschwindigkeiten in zwei Stufen abgebremst und für hochpräzise Massenspektroskopie, Messungen des g -Faktors des gebundenen Elektrons wasserstoffähnlicher Ionen und andere atomphysikalische Experimente zur Verfügung stehen.

Diese Deceleratoranlage soll zunächst im Reinjektionskanal hinter dem *ESR* aufgebaut werden, mit der Möglichkeit, alle Komponenten später beim Ausbau der *GSI* im Rahmen des *FAIR*-Projektes in der neu zu errichtenden Anlage für niederenergetische Antiprotonen und Ionen zu verwenden.

Die vorliegende Arbeit behandelt die Entwicklung und den Aufbau eines integrierten *RFQ*-Debuncher-Abbremsbeschleunigers, der einen Teil der *HITRAP*-Abbremsstrukturen darstellt. Mit diesem wird der Ionenstrahl, vom *IH*-Abbremsbeschleuniger mit einer Energie von 500 keV/u kommend auf 6 keV/u abgebremst. Mit dem integrierten Spiralbuncher kann der Strahl in Energie und Energieabweichung an die nachfolgende Kühlerfalle angepasst werden.

Es wurden in dieser Arbeit die Grundlagen der Teilchendynamik in einem *RFQ*-Beschleuniger zum Abbremsen von Teilchenstrahlen erarbeitet und umgesetzt, die zur Auslegung einer solchen Struktur notwendigen Teilchendynamikrechnungen mit *RFQSim* durchgeführt, geeignete Hf-Strukturen mit dem Simulationsprogramm *Microwave Studio* entwickelt und untersucht, sowie die thermische Belastung der Strukturen mit dem finite Elementprogramm *ALGOR* untersucht.

Ein weiterer zentraler Punkt dieser Arbeit ist der Aufbau und die Hf-Abstimmung der *RFQ*-Struktur, um eine möglichst homogene Feldverteilung entlang der Elektroden zu erreichen.

Messungen der Felder im *RFQ* wurden mit einem Störkondensator, am Debuncher mit einem Störkörper durchgeführt.

Nach erfolgreich durchgeführten Vakuumtests am IAP ist die *RFQ*-Debuncher-Kombination nun bereit für erste Hochleistungstests an der *GSI*.

X. Literaturverzeichnis

- [Be03] A. Bechtold
Eine integrierte RFQ- Driftröhrenkombination für ein Medizin- Synchrotron
Dissertation, IAP Frankfurt a. M., 2003
- [Bre07] L. Brendel
Thermische Berechnungen zu RFQs – Eine Betrachtung von Lutz Brendel
Vortrag Winterseminar Riezlern, 2007
- [CSW80] K. R. Crandall, R. H. Stokes, T. P. Wangler
RF-Quadrupole Beam Dynamics Design Studies
BNL-51143, S.205,1980.
- [Deh90] H. G. Dehmelt
Rev. Mod. Phys. 62, 525, 1990
- [Fir98] A. Firjahn- Andersch
Untersuchungen an einem 2- Strahl- RFQ für ein Funneling-Experiment
Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt a. M., 1998
- [Fis06] P. Fischer
Ein cw- RFQ- Beschleuniger für Deuteronen
Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt a. M., 2006
- [Hai21] Dr. P. Hainz
Der Langstreckenlauf, Theorie, Technik & Taktik
Verlag August Reher Berlin, 1921
- [Häu89] J. Häuser
Eigenschaften von Spiralresonatoren
Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt a. M., 1989

- [Hnn04] Benjamin Hofmann
Untersuchungen an einem RFQ- Beschleuniger für hohe Betriebsfrequenzen
Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt, 2004
- [Kap70] Kapchinskii und Teplyakov
Linear Ion Accelerator with spatially homogeneous strong Focussing
Prib. Tekh. Eksp. 119, 1970
- [Küh05] K. U. Kühnel
Design und Aufbau eines Fingerdriftrohrenbeschleunigers
Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt a. M., 2005
- [MaP69] Mayer/ Pottel
Physikalische Grundlagen der Hochfrequenztechnik
Vieweg- Verlag, 1969
- [Mül82] E. Müller
Berechnung und Bau von Splittringresonatoren
Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt a. M., 1982
- [Pes95] C. Peschke
Messungen und Berechnungen zu longitudinalen und transversalen Shuntimpedanzen einer Elektronen-Positronen-Linearbeschleuniger-Struktur
Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt am Main, 1995.
- [Rat98] U. Ratzinger
Effiziente Hochfrequenz-Linearbeschleuniger für leichte und schwere Ionen
Habilitationsschrift, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt am Main, 1998.
- [Sche76] A. Schempp, H. Klein
Properties of Spiral loaded cavities
Nucl. Instr. And Methods, 140, 1-7 (1977)

- [Sche90] A. Schempp
Beiträge zur Entwicklung der Radiofrequenz-Quadrupol(RFQ)-Beschleuniger
Habilitationsschrift, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt am Main, 1990.
- [Schö82] A. Schönlein
Hochfrequenzeigenschaften des $\lambda/4$ -RFQ-Resonators
Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt am Main, 1982
- [Sla50] J.C. Slater,
Microwave Electronics
D. van Nosstrand Co. Inc., New York, 1950
- [SSL93] E. W. Schmid, G. Spitz, W. Lösch
Theoretische Physik mit dem Personalcomputer
Springer Verl., S. 97 - 111, ISBN3-540-18310-8.
- [Thi06] J. Thibus
Numerische Berechnungen zum Ionenstrahl-Funneling
Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt a. M., 2006
- [tHP02] The HITRAP Project
A Facility for High-Accuracy Experiments with Trapped Highly Charged Ions at GSI
GSI Darmstadt, October 2002
- [Vor93] H. Vormann
Untersuchungen an einem Prototyp- RFQ- Beschleuniger für schwere Cluster
Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt am Main, 1993
- [Wei77] Th. Weiland
A discretization Method for the solution of Maxwell's Equations für six- component fields
Electronics and Communication, AEÜ 31 (3), 1977

XI. Danksagung

Zu allererst gebührt mein Dank natürlich Herrn Prof. Dr. A. Schempp für die Betreuung meiner Arbeit und die stete Unterstützung der diversen physikalischen und nichtphysikalischen Projekte, an denen ich während meiner Zeit am IAP beteiligt war.

Stetes Interesse am Fortgang meiner Arbeit und eine beeindruckende Detailkenntnis dieser zeigte auch Herr Prof. Dr. U. Ratzinger, was ich stets als sehr angenehm empfand. Danke!

Den Herren Prof. Dr. J. Kluge und Prof. Dr. O. Kester, die die anfangs etwas verstreuten Teilbereiche des *HITRAP*-Projektes erfolgreich koordiniert haben, danke ich für ihre Unterstützung und ihr Verständnis, wenn mal nicht alles nach Plan verlief oder ich mal aufgrund technischer Probleme nicht an der monatlichen Besprechung teilnehmen konnte.

Viele Jahre durfte ich im Pharmazeutenpraktikum unter Herrn Dr. Klaus Volk als Oberassistent dienen. Durch gemeinsame Anstrengungen konnten wir das anfänglich leidliche Niveau wieder auf ein (relativ) hohes Maß anheben. Hierfür, und auch für die vielen, väterlichen Ratschläge in unseren oft langen Gesprächen, danke ich ihm wirklich sehr und wünsche ihm noch weiterhin viel Spaß und Erfolg an der Universität Frankfurt.

Viel gelernt habe ich von Herrn Dipl. Physiker- Meister Norbert Müller, der mich beim *KOSEF-Transkorea 2005*- Radrennen als Teamkollege und Mechaniker begleitet hat. Ohne größere Probleme haben wir das Land in zwei Monaten von der demilitarisierten Zone bis nach Pusan, von Seoul bis nach Pohang bereist und konnten dabei einen achtungsvollen Platz im vorderen Mittelfeld belegen und viele interessante Leute kennen lernen.

Mit Herrn Dr. Holger Zimmermann verbindet mich nun, nach etlichen gemeinsamen Jahren am IAP eine Freundschaft, die sich in vielen geteilten Interessen niederschlägt und hoffentlich nicht mit dieser Arbeit endet. Auch er hat den Plan im Kopf, vieles konnte ich von ihm lernen und er auch hoffentlich das eine oder andere von mir - denn man bekommt immer nur das, wofür man bezahlt!

Die Physik der Vakuumröhren konnte ich in diversen Projekten mit Herrn Dr. Alexander Bechtold studieren und wir sind uns nun wohl einig, dass Strom es nicht mag, wenn man ihn anfasst!

Mit Herrn cand. Phys. Johannes Maul und Herrn Dr. Jan Thibus durfte ich an Sudpfanne und Läuterbottich stehen und bei Jungbier über die Physik des Brauens und die Optimierungsmöglichkeiten desselbigen diskutieren, was mir stets viel Freude bereitet hat.

Herrn Ilja Müller sei für die oft in Anspruch genommene Ferndiagnose der Leiden verschiedenster Röhrenradios und ~verstärker gedankt, die stets ins Schwarze getroffen hat!

Ebenfalls eine beliebte Anlaufstelle für Probleme elektrischer Natur war Herr J. Jaitner – auch wenn es morgens um sechs war.

Für die vielen Besuche in der Abgeschlossenheit des *RFQ*-Labors möchte ich mich bei Herrn Daniel Hermann Bäsch bedanken. Gemeinsam haben wir auch an der Übung „Wesermündung“ teilgenommen und konnten immerhin einen Teilerfolg vermelden.

Den Soundtrack für jede Gelegenheit lieferte Herr cand. Phys. Ulrich Bartz und er hat auch maßgeblich an meinem Interesse an Rundfunkempfängern beigetragen. Besten Dank dafür.

Dr. Markus Iberler ist gehört zu den wenigen, der, was auch passieren mag, immer froh gelaunt ist und war Strahlbier übrig, hatten wir in ihm allzeit einen würdigen Abnehmer.

Stets höflich gelächelt hat Herr Feinmechanikermeister G. Hausen, wenn ich für kompliziert herzustellende Teile mit einer Bleistiftskizze angekommen bin. Die Bauteile, die er und die gesamte Mannschaft der Institutswerkstatt daraus hergestellt haben, waren dessen unbeirrt tadellos und von überzeugender Qualität. Ihnen allen sei dafür recht herzlich gedankt.

Für den gespendeten Windschatten danke ich Herrn Dipl. Phys. Markus Vossberg bei unseren vergangenen Fahrten vom Vordertaunus auf den Riedberg.

Von Herrn Db. Phillip Fischer konnte ich viel bzgl. der Auslotung der oberen und insbesondere auch der unteren Grenzen des Sinnvollen und Machbaren erfahren.

Herrn Lutz Brendel danke ich für die Wertschätzung, die er meinen Bildern und Graphiken durch Verwendung in großen Umfange entgegengebracht hat.

All jenen, die ich vergessen habe, die mich aber während meiner Zeit begleitet haben - auch ihnen sei mein Dank ausgesprochen.

Meine Eltern wollen nicht erwähnt werden, daher gebührt Ihnen meine Hochachtung im Stillen. Zuletzt sei daher an dieser Stelle meiner Freundin Bernadette Marie Moore für die gemeinsamen Jahre und auch für ihr Verständnis, dass ein Mann eine *Aufgabe für's Leben* braucht, gedankt.

Und so liegt nun alles vor mir, als wär's ein Stück von mir...

XII. Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Benjamin Hofmann
Geburtsdatum: 5. Feb. 1979 in Frankfurt am Main
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig

Ausbildung:

1985-1989 Grundschule Lorsbach
1989-1996 Leibnizschule, Gymnasium der Stadt Frankfurt a. M.
1997-1999 Friedrich Dessauer- Gymnasium, Oberstufe der Stadt Frankfurt a. M.
1999-2000 Zivildienst bei der Caritas Sozialstation Lorsbach
2000-2004 Studium der Physik
J.W.Goethe-Universität mit Abschluß Diplom am 27.Sept. 2004
seit Okt. 2004 Doktorrand am IAP bei Prof. Schempp

Akademische Lehrer:

W. Aßmus, J. Baumeister, A. Bechtold, R. Becker, H. Dinges, C. Greiner, H. de Groot, M. Kleinod, P. Kopietz, U. Ratzinger, Chr. Ridil, H. Roskos, A. Schaarschmidt, A. Schempp, H. Schmidt-Böcking, R. Stock, H. Zimmermann.

