

Untersuchungen zum Strahlfunneling

DISSERTATION

zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

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

von
HOLGER ZIMMERMANN
aus Oberursel

Frankfurt am Main 2004

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

Dekan : Prof. Dr. Wolf Aßmus
Erster Gutachter : Prof. Dr. Alwin Schempp
Zweiter Gutachter : Prof. Dr. Ulrich Ratzinger

1 Einleitung	-5-
2 Linearbeschleuniger	-8-
2.1 Aufbau einer Beschleuniger-Anlage	-8-
2.2 Charakteristische Resonatorgrößen	-10-
2.3 Störkörper und Störkondensator-Methode	-12-
2.4 Leitungsmodell	-13-
3 Emittanz	-16-
3.1 Emittanz eines Ionenstrahls	-16-
3.2 Allgemeine Gleichung der Phasenraumellipse	-18-
3.3 RMS- Normierte- Rand- und effektive Emittanz	-22-
4 Emittanz-Messmethoden	-26-
4.1 Punkt-Punkt-Messung	-26-
4.2 Punkt-Schlitz-Messung	-27-
4.3 Schlitz-Schlitz-Messung	-27-
5 Teilchendynamik	-29-
5.1 Simulationsrechnungen zum Zweistrahl-RFQ	-29-
5.2 Simulationsrechnungen zum Strahlfunneling	-32-
6 Experimenteller Aufbau	-34-
6.1 Gesamtaufbau	-34-
6.2 Ionenstrahl-Erzeugung	-34-
6.2.1 Multicusp Ionenquellen	-34-
6.2.2 Das elektrostatische Linsensystem	-36-
6.3 Strahlbeschleunigung	-37-
6.3.1 Zweistrahl-RFQ	-37-
6.3.2 Anpassung der Resonanzfrequenz	-39-
6.4 Strahlzusammenführung	-40-
6.4.1 Einzellen-Funneling-Deflektor	-42-
6.4.2 Vielzellen-Deflektor	-43-
6.5 Emittanz-Messanlage	-44-
7 Messergebnisse	-48-
7.1 Strahlparameter der Injektionssysteme	-48-
7.2 Energiemessung des Strahls nach dem RFQ	-51-
7.3 Emittanzmessung	-51-
7.4 RFQ-Ionenstrahl-Pulsstruktur	-55-
7.5 Funneling mit dem Einzellendeflektor	-56-
7.6 Funneling mit dem Vielzellendeflektor	-61-

8 RFQ-Elektrodendesign mit 3D-Matching	-64-
8.1 Strahldynamik des 3D-"Matchers"	-64-
8.2 Vergleich zwischen altem und neuem Elektroden-Design	-65-
8.3 Experimenteller Aufbau	-67-
8.4 Strahlmessungen	-70-
8.4.1 Pulsstruktur des Ionenstrahls	-70-
8.4.2 Emittanzmessung	-72-
9 Zusammenfassung	-75-
10 Literaturverzeichnis	-76-
11 Danksagung	-79-

1 Einleitung

Beschleuniger nehmen eine immer wichtigere Stellung in unserer technisierten Welt ein. In der Halbleiterindustrie werden Beschleuniger zur Implantation genutzt, für medizinische Behandlungen errichtet man Anlagen zur Bestrahlung von Tumoren, in der Nukleartechnik ergeben sich z.B. Einsatzgebiete bei der Umwandlung des radioaktiven Abfalls durch Neutronenquellen.

Als eine große physikalische Hürde erweisen sich die grossen Strahlströme im niederenergetischen Bereich einiger geplanter Beschleunigerprojekte. Dazu zählen insbesondere die Treiber von Trägheitsfusions-Reaktoren, aber auch der Injektor von Spallationsquellen sowie die Materialneutronenquelle IFMIF. Hier können die erforderlichen Strahlströme nicht mehr konventionell von einer einzigen Ionenquelle geliefert werden. Dringend notwendig sind Verfahren zur Strahlstrom-Vervielfachung.

Ein Beispiel ist die HIDIF-Studie (Heavy Ion Driven Ignition Facility), in der die Möglichkeit eines HF-Linearbeschleuniger-Speicherring Systems zur Zündung eines Deuterium-Tritium Targets diskutiert wird (vgl. Abb. 1.1). Die geforderte Strahlenergie im Target von 3 MJ im Puls bei einem Pulsstrom von 75 kA erfordert eine ausgedehnte Linearbeschleuniger-Speicherring Kombinationen [Basco]. Zur Strahlstrom-erhöhung im Target wird z.B. ein "telescoping" genanntes Verfahren angewendet. Dazu werden einfach geladenes Wismut ($^{209}\text{Bi}^{+1}$), Rhenium ($^{186}\text{Re}^{+1}$) sowie Thorium ($^{232}\text{Th}^{+1}$) im gleichem Linearbeschleuniger auf die Endenergie von 10 GeV beschleunigt. Die Akkumulation der drei Teilchensorten findet in separaten Speicherringen statt [PriorRees]. Ihnen folgt, ebenfalls für jede Teilchensorte eine Strahlbunchung über Induktions-Buncher. Der "final focus" auf das Target findet wieder in einer gemeinsamen Driftstrecke statt. Durch Wahl der Teilchensorten beim Telescoping mit einem Massenunterschied und Geschwindigkeitsunterschied von $\pm 10\%$ treffen die drei Teilchensorten zum gleichen Zeitpunkt am Target an.

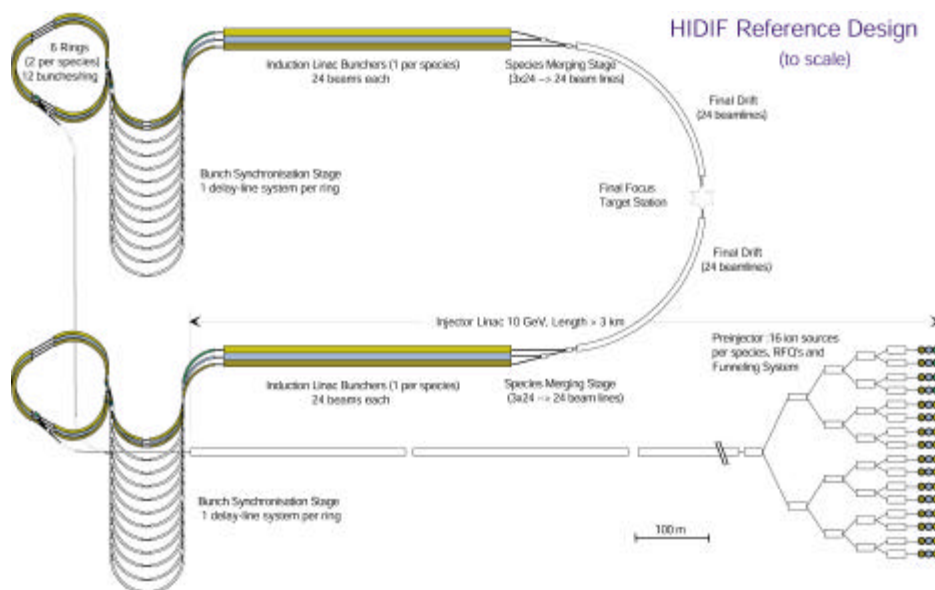


Abb. 1.1: Schema der HIDIF Studie. Unten rechts befinden sich zur Strahlerzeugung 48 Ionenquellen. Deren Teilchenstrahlen werden in vier Funnelingstufen auf einen Strahlstrom von 400 mA Bi^+ erhöht [IHof].

Problematisch ist neben der kurzen Pulslänge sowie dem Strahlradius am Target die benötigte Stromstärke von 400 mA im Linearbeschleuniger [DeitPaBo]. Diese hohen Strahlströme bei der geforderten kleinen Emittanz können weder von heutigen noch zukünftigen Ionenquellengenerationen geliefert werden. Die geforderten Teilchenströme können nur durch den Vielstrahlbetrieb mehrerer parallel betriebener Ionenquellen und Linearbeschleuniger erreicht werden. Ein einfaches Verschmelzen mehrerer Teilchenstrahlen scheidet aufgrund der geforderten kleinen Emittanz zur Füllung der Speicherringe aus.

Ein im Prinzip mögliches Verfahren der Strahlstromerhöhung, bei der im Idealfall die Strahlqualität der Teilstrahlen erhalten bleiben sollte, ist unter dem Begriff "Funneling" bekannt geworden (funnel = Trichter) [BaSche,Sche2]. Zum "Funneling" zweier Ionenstrahlen benötigt man zwei identische Teilchenstrahlen mit einer Phasenverschiebung von 180° bezogen auf f_0 (vgl. Abb. 1.2). Diese Strahlen müssen auf einen Kreuzungspunkt zulaufen. In diesem Punkt führt ein Hochfrequenz-Deflektor die winkel- und örtlich verschobenen Ionenbunche (Ionenpakete, -pulse) im Reißverschlußverfahren auf eine gemeinsame Achse. Nur beim Einsatz hochfrequenter Deflektoren bleibt die Emittanz erhalten, bei statischen Elementen erhöht sich die Emittanz nach dem Satz von Liouville.

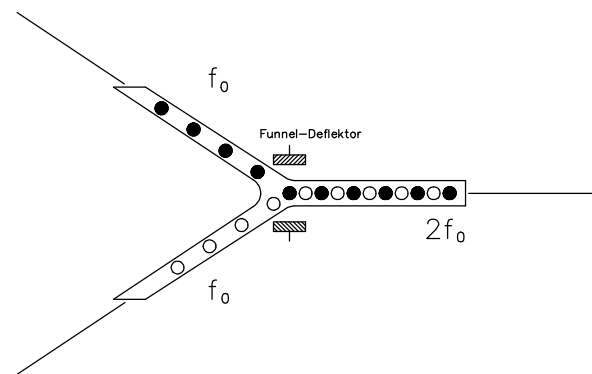


Abb. 1.2: Prinzip des "Funneling". Die beiden Teilchenstrahlen bewegen sich mit einer Phasenverschiebung von 180° bezüglich f_0 auf den Kreuzungspunkt zu. Dort biegt der Funneldeflektor die Teilchenbunche reißverschlußartig auf eine gemeinsame Strahlachse.

Durch den Phasenversatz der Teilchenpakete im Kreuzungspunkt kann diese Strahlstromerhöhung im Idealfall ohne Emittanzwachstum stattfinden. Damit ist Funneling ein ideales Verfahren zur Brillanzerhöhung. Im Gegensatz dazu führt bei Ionenquellen eine Erhöhung des extrahierten Strahlstroms zu einer Emittanzsteigerung.

Die Umlenkung mit geladenen Teilchen durch Dipol-Magnetfelder wird in der Beschleunigerphysik häufig eingesetzt. Beim Funneling ist jedoch, wie in Abb. 1.2 schematisch gezeigt, eine wechselseitige Umlenkung zweier aufeinander zulaufender Teilchenstrahlen erforderlich. Die hohe Frequenz der alternierenden Strahlumlenkung zwingt zum Einsatz von elektrischen Biegefeldern. Nur so ist gewährleistet, dass zum Zeitpunkt des Erreichens des entsprechenden Teilchenpaketes das Feld die richtige Polarität hat. Der Abstand der Teilchenpakete ("Bunche") $\tau=1/f_0$ beträgt bei unserem Experiment ca. 20 ns. Notwendig zum verlustfreien Funneln sind neben kleinen Strahlradien kurze Bunchlängen im Kreuzungspunkt. Zu große Strahlradien führen

sofort zu Teilchenverlusten durch Auftreffen auf Bereiche des Deflektors. Bei einer zu großen Phasenbreite $\Delta\phi$ erreichen nicht alle Teilchen den Ablenkspalt bei der maximalen Spannung. Teilchen, die zu früh oder zu spät den Spalt erreichen, werden nicht mit der maximalen Spannung umgebogen, außerdem durchlaufen sie Bereiche der Randfelder. Die Strahlemittanzen der zusammengeführten Strahlen sind in diesem Fall nicht ideal elliptisch sondern zeigen eine "Bananenform".

Bis heute ist die Strahlzusammenführung durch Funneling nicht im Experiment gelungen. Bisherige Experimente beschränkten sich auf die Strahlbiegung eines einzigen Strahls [JoSaBo].

Zum experimentellen Demonstration wurde am IAP in Frankfurt die besonders kritische erste Funneling-Stufe aufgebaut. Sie entspricht der auf Helium skalierten ersten HIDIF Funneling-Stufe.

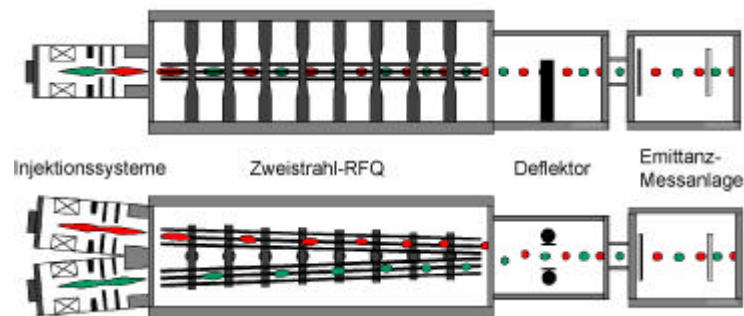


Abb. 1.3: Aufbau des Funneling-Experiments mit seitlicher (oberer Teil) und horizontaler Darstellung (unterer Teil). Im linken Teil erzeugen die zwei Injektionssysteme einen hochbrillanten Ionenstrahl, der direkt in den 2-Strahl-RFQ eingeschossen wird, der die Teilchen auf eine Endenergie von 160 keV beschleunigt. Im Kreuzungspunkt der Strahlachsen befindet sich der Funneling-Deflektor, der die Bunche auf eine gemeinsame Strahlachse biegt.

Das Frankfurter-Funneling-Experiment besteht aus zwei Ionenquellen mit elektrostatischen Linsensystemen, zwei RFQ-Beschleunigern, Deflektoren zur Strahlbiegung sowie einer Diagnose-Anlage.

Unser Funneling-Experiment wird im Gegensatz zur HIDIF Studie mit Helium anstatt Wismut durchgeführt. Dadurch reduziert sich der experimentelle Aufwand erheblich, da sich z.B. die Spannung der RFQ-Elektroden auf 11 kV und die Länge des RFQ auf 2 m reduziert. Es ist keine Abschirmung für Röntgenstrahlen mehr erforderlich und der Ionenquellenbetrieb wird erleichtert. Die teilchendynamischen Eigenschaften sind durch die Skalierung vergleichbar.

Die allgemeinen Eigenschaften einer Linearbeschleunigeranlage werden in Kapitel 2 beschrieben. In Kapitel 3 wird auf die für die Beurteilung der Strahlqualität notwendige Emittanz eingegangen. Die Zusammenstellung der verschiedenen Emittanzmessmethoden findet man in Kapitel 4. Die Teilchendynamik des im Experiment verwendeten 2-Strahl-RFQ wird in Kapitel 5 dargestellt. Kapitel 6 stellt den gesamten experimentellen Aufbau des "Frankfurter-Funneling-Experiments" vor. Die Ergebnisse der Strahldiagnose der Ionenquellen, des 2-Strahl-RFQ sowie die der Strahlzusammenführung sind im Kapitel 7 zusammengefasst. Im Kapitel 8 wird die neuartige Auslegung der RFQ-Elektroden zur besseren Anpassung der RFQ-Strahleigenschaften an den nachfolgenden Funneldeflektor beschrieben und auf erste Messungen der Strahleigenschaften eingegangen.

2 Linearbeschleuniger

2.1 Aufbau einer Beschleuniger-Anlage

Der typische Aufbau einer modernen Beschleuniger-Anlage besteht am Anfang (front end, Ort der Strahl Erzeugung) aus einer Ionenquelle und der zwischen Quelle und Beschleuniger angeordneten LEBT (low energy beam transport), die einen optimierten Teilcheneinschuss in den nachfolgenden Linearbeschleuniger (z.B. RFQ) ermöglicht.

Nach der Beschleunigung im RFQ kann der Strahl in der nachfolgenden MEBT-Stufe (medium energy beam transport) z.B. mittels einer Choppers, Funnel-Stufe oder eines Rebuncher bearbeitet werden, um dann in einem DLT (drift tube linac) weiterbeschleunigt zu werden.

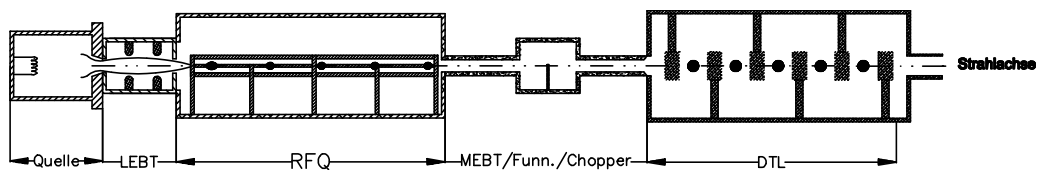


Abb. 2.1: Aufbau einer Beschleuniger-Anlage.

In der Plasmakammer der Ionenquelle findet die Teilchenionisation statt. Die verschiedenen Typen von Ionenquellen unterscheiden sich im wesentlichen durch die Plasmaerzeugung und Heizung sowie in der Erzeugung und Anordnung des Magnetfeldes in der Plasmakammer.

Ionisiert werden die Teilchen z.B. in der im Experiment benutzten Ionenquelle durch Elektronenstoß. Vom Glühdraht emittierte Elektronen werden in einem elektrischen Feld beschleunigt.

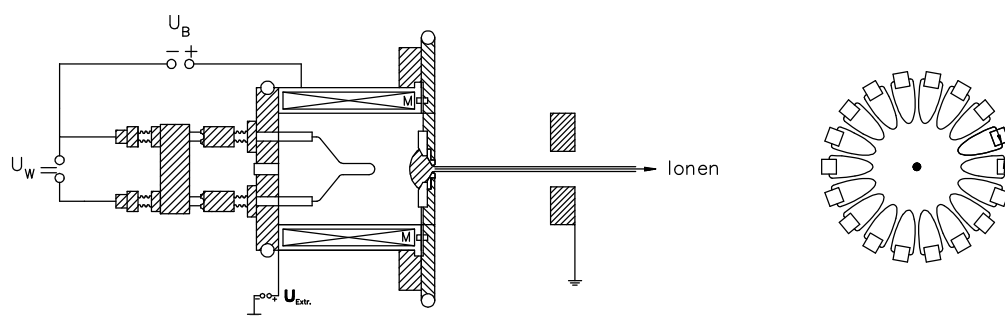


Abb. 2.2: Multicusp-Ionenquelle im Querschnitt. Geheizt wird das Filament über den Strom I_K , die zur Ionisation notwendige Energie erhalten die Elektronen durch die Spannung U_B . Extrahiert werden die Teilchen durch Anlegen einer Spannung an das Gehäuse Quelle ($U_{ext.}$). M sind die um die Plasmakammer angeordneten Magnete. Die rechte Abbildung zeigt das Magnetfeld der Multicusp-Ionenquelle.

Die Ionen werden durch Anlegen einer Spannung ($U_{Ext.}$) an das Gehäuse durch eine offene Blende extrahiert. Die Höhe der Beschleunigungsspannung sowie der Ladungszustand der Ionen bestimmen die Energie des Teilchenstrahls.

Das Magnetfeld der Ionenquelle dient zum einem dem Plasmaeinschluss der Ionen und Elektronen in der Plasmakammer sowie zur Erhöhung der Ionisations-Wahrscheinlichkeit.

Die zwischen Ionenquelle und Beschleuniger angeordnete LEBT ermöglicht einen optimierten Einschuss in den Beschleuniger. Die LEBT besteht aus elektrischen oder magnetische Quadrupolen oder aus elektrischen Einzellinsen. Optimiert werden die Ionenquellen auf hohe Plasmadichten und ruhiges Plasma, was einen hohen Strahlstrom bei kleiner Emittanz ermöglicht.

Der am Institut für Angewandte Physik entwickelte 4-rod-RFQ [KapTep,Sche] besteht aus einer Grundschiene, auf der eine Reihe senkrechter Stützen befestigt sind (Abb. 2.3). Verbunden sind zwei gegenüberliegende Elektrodenpaare immer abwechselnd mit den Stützen, so dass sich im HF-Betrieb gegenüber liegende Elektroden auf gleichem Potential befinden.

Das Schwingungsverhalten des 4-rod-RFQ lässt sich am Modell eines $\lambda/4$ -Resonators mit kapazitiver Belastung beschreiben (vgl. Kapitel 2.4). Zwei benachbarte Stützen, an einem Ende über die Grundplatte kurzgeschlossen, am anderen durch das Elektrodenstück kapazitiv belastet, bilden dabei eine schwingungsfähige Grundzelle (Abb. 2.3). Die Teilchen befinden sich im Quadrupolkanal, der durch die Hochfrequenz umgepolt wird. Bei einer gegebenen Strahlenergie bestimmt die Frequenz die Strecke, nach der umgepolt wird. Ein solcher Transportkanal kann einen hohen Strom effektiv transportieren.

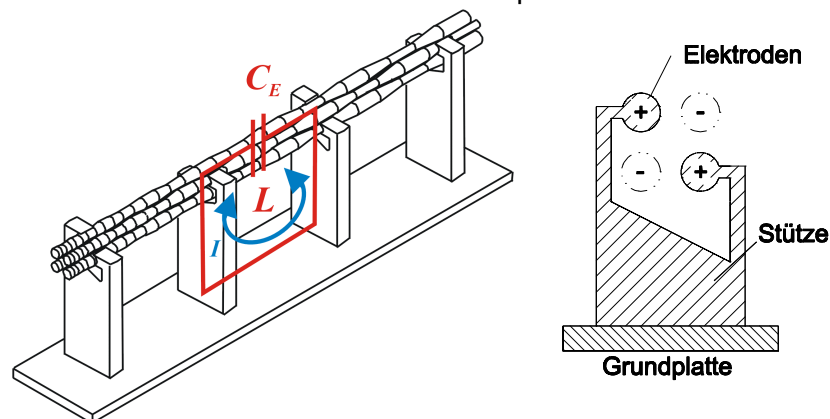


Abb. 2.3: Zwei benachbarte Stützen als schwingungsfähige Grundzelle des 4-rod-RFQs (links). Die Frontalansicht rechts zeigt die Anordnung der Elektroden an der Stütze im momentanen Ladungszustand. Die negativ geladenen Elektroden sind an der nächsten Stütze befestigt.

Grundlegend ist beim RFQ die Kombination der alternierenden Gradientenfokussierung des elektrischen Quadrupols mit Hochfrequenz sowie die Möglichkeit zur Beschleunigung durch eine geeignete longitudinale Modulation der Elektrodenoberfläche (s. Abb. 2.4). Da die Kraftwirkung elektrischer Felder auf geladene Strahlteilchen von deren Geschwindigkeit unabhängig ist, eignen sich diese besonders gut zur Strahlführung bei niedrigen Teilchenenergien. Aufgrund der kurzen Zellenlängen ($\beta\lambda/2$) sowie der gleichzeitigen radialen und longitudinalen Fokussierung der Teilchen findet der RFQ insbesondere direkt nach der LEBT seinen Einsatz.

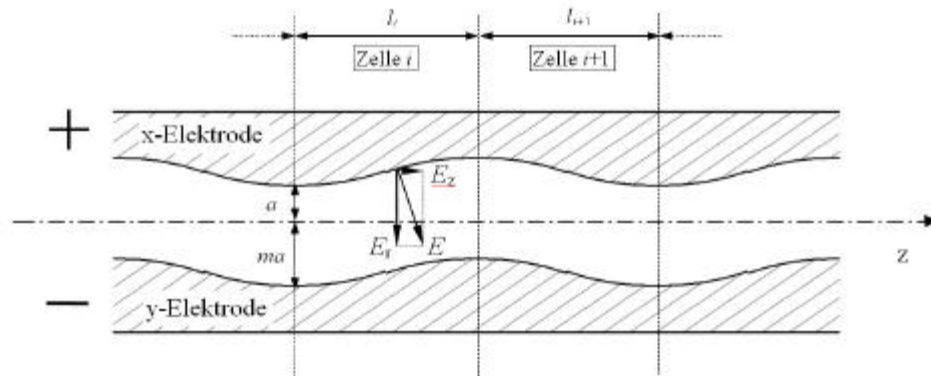


Abb. 2.4: Modulierte Elektroden in momentanen Ladungszustand. Die Komponente E_x fokussiert den Strahl, durch E_z werden die Teilchen beschleunigt.

Im RFQ-Beschleuniger des Funneling-Experiments, bestehend aus zwei Beschleunigern in einem gemeinsamen Resonator (vgl. Kapitel 6.3.1), werden zwei Strahlen gleichzeitig von 4 auf 160 keV beschleunigt.

2.2 Charakteristische Resonatorgrößen

Zur Beurteilung, Beschreibung und Vergleichbarkeit verschiedener Resonatorstrukturen werden die charakteristischen Größen Güte, Resonanzfrequenz, R_p -Wert und die Shuntimpedanz η angegeben. Die Güte dient allgemein zur Charakterisierung von Resonatoren. In erster Näherung können Resonatoren als LC-Schwingkreis betrachtet werden, wobei bei einer Verdopplung der Resonanzfrequenz sich die geometrischen Abmessungen der Struktur halbieren.

Der R_p -Wert ist ein Maß für die Effektivität einer Resonatorstruktur als Beschleuniger. Beim RFQ ist der R_p -Wert definiert als Elektroden-Spannungsquadrat dividiert durch die zugeführte Hochfrequenzleistung N .

$$R_p = \frac{U^2}{N} \quad (2.1)$$

Die Güte ist ein Maß für die ohmschen Verluste im Resonator. Definiert ist sie als das Verhältnis zwischen der Resonanzfrequenz ω_0 multipliziert mit der im Resonator gespeicherten elektromagnetischen Energie W zu der mittleren Verlustleistung N im Resonator:

$$Q_0 = \frac{\omega_0 W}{N} \quad (2.2)$$

Die Güte Q_0 ist hier die unbelastete Güte, d.h. die Einkopplung ist nicht an den Resonator angepasst, die Kopplung ist "lose". Für den späteren Strahlbetrieb wird die Einkopplung für eine geringe Reflexion der anregenden Senderwelle optimiert. Im Falle einer Anpassung der Einkopplung an den Resonator, einer "starken" Kopplung, entstehen die Hälfte der Verluste im Sender. Es ist also $Q_0=2Q$.

Bei Driftröhrenbeschleunigern wird dagegen die Shuntimpedanz η angegeben. Sie entspricht der von einer Senderleistung erzeugten Beschleunigungsspannung pro Längeneinheit.

$$\eta_0 = \frac{U_{ges}^2}{NL} \left[\frac{\Omega}{m} \right] \quad (2.3)$$

Hohe Güte-Werte ist eine Voraussetzung für effektive Beschleuniger-Strukturen. Zum Erreichen hoher Güte-Werte sind die Verluste zu minimieren. Einige Maßnahmen sind hohe Leitfähigkeit der stromführenden Bauteile, glatte gut leitende Oberflächen sowie eine gute Kontaktierung der Übergangsstellen. Resonatoren aus supraleitenden Materialien haben sehr hohe Güten, d.h. es ist eine kleinere HF-Leistung erforderlich, jedoch ist eine extrem komplizierte Technik nötig.

Ein in der Nähe der Resonanzfrequenz betriebener Resonator kann in guter Näherung als ein Parallelschwingkreis, bestehend aus einer Induktivität L , einer Kapazität C sowie einem ohmschen Widerstand R_p , betrachtet werden (vgl. Abb. 2.5). Mit Gleichung 2.2 gilt:

$$Q_0 = \frac{\omega_0 W}{N} = \frac{\omega_0 L I_L^2}{R_p I_R^2} = \frac{\omega_0 L \frac{U^2}{\omega_0^2 L^2}}{R_p \frac{U^2}{R_p^2}} = \frac{R_p}{\omega_0 L} = \omega_0 C R_p \quad (2.4)$$

Für die Impedanz des Schwingkreises gilt:

$$\frac{1}{Z_{ges}} = Y = \frac{1}{Z_{R_p}} + \frac{1}{Z_C} + \frac{1}{Z_L} = \frac{1}{R_p} + i\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) \quad (2.5)$$

Für die Frequenz bei der $\omega C = \frac{1}{\omega L}$ wird der Betrag von Y minimal. Dies ist die Resonanzfrequenz

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (2.6)$$

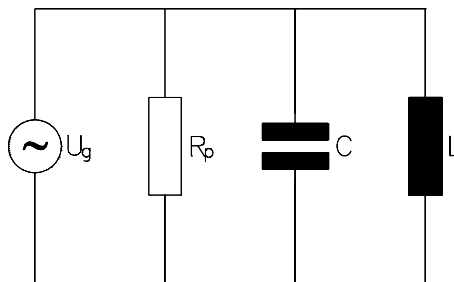


Abb. 2.5: Parallelschwingkreis.

Der Phasenwinkel ϕ zwischen Spannung und Strom ist

$$\tan \phi = \frac{\text{Im}(Y)}{\text{Re}(Y)} = R_p \cdot \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right). \quad (2.7)$$

Für den Fall der Resonanz ($\omega C = \frac{1}{\omega L}$) schwingen Strom und Spannung in Phase.

Für den Phasenwinkel ϕ folgt:

$$d \tan \varphi = \frac{d\omega}{\omega_0} \left(\omega_0 C R_p - \frac{\omega_0 R_p}{\omega^2 L} \right) \quad (2.8)$$

Für die Betrachtung der Frequenzvariation in der Nähe der Resonanzfrequenz kann in guter Näherung $\omega = \omega_0$ gesetzt werden. Unter Nutzung von Gleichung 2.4 folgt:

$$\Delta \tan \phi = \frac{d\omega}{\omega_0} 2Q \quad (2.9)$$

$\Delta \tan \phi$ nimmt für $\phi = \pm 45^\circ$ gerade den Wert zwei an und man erhält:

$$Q = \frac{\omega_0}{d\omega} \quad (2.10)$$

Zu der Phase ϕ gehören bestimmte Amplituden nach Maßgabe von

$$U = \frac{I R_p}{\sqrt{1 + \tan^2 \phi}} \quad (2.11)$$

Bei den Phasenwerten $\phi = \pm 45^\circ$ beträgt die Amplitude nur noch den $1/\sqrt{2}$ -ten Teil der Scheitelspannung (- 3 dB) oder die Hälfte der gespeicherten Energie. Dies ist die "3 dB-Methode" zur Bestimmung der Güte des Resonators.

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta \omega} = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (2.12)$$

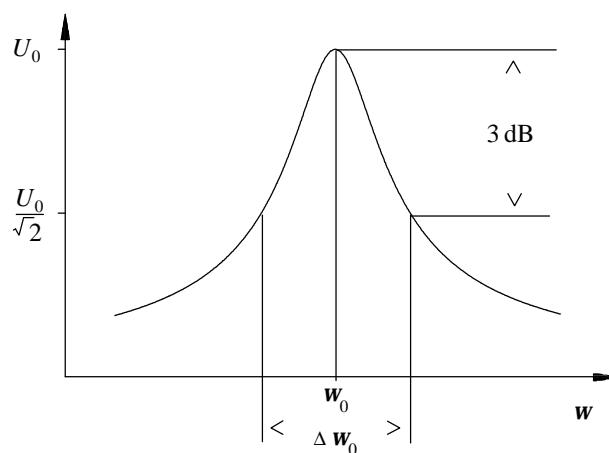


Abb. 2.6: Variation der Frequenz im Bereich der Resonanzfrequenz ω_0 .

2.3 Störkörper und Störkondensator-Methode

Zur experimentellen Bestimmung der elektrischen Feldstärke im Resonator wird die Störkörpermethode benutzt.

Der Störkörper besteht aus einer kleinen Kugel (Durchmesser einige Millimeter) aus nichtleitendem Material, welches auf einen Nylonfaden befestigt durch den Resonator gezogen wird. Im elektrischen Feld des Resonators bilden sich auf der Oberfläche des Störkörpers Polarisationsladungen, die im Inneren des Störkörpers ein dem äußeren E-Feld entgegengesetztes Feld erzeugen.

Für alle Schwingungssysteme gilt bei kleinen Störungen die Slaterformel [Slater]:

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta W}{W} \quad (2.13)$$

Während der Messung wird der Resonator mit der "ungestörten" Resonanzfrequenz angeregt. Die durch den Störkörper erzeugte Verschiebung der Resonanzfrequenz erzeugt eine Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ zwischen Sender- und Resonatorspannung, die mit einem Vektorvoltmeter gemessen wird. Aus der Phasenverschiebung kann man auf die Feldstärke am Ort des Störkörpers schließen.

Bei stark inhomogenen Feldern wird der Messfehler sehr groß. In diesen Fällen wird die Störkondensator-Methode angewendet. Hier wird zusätzlich zur Kapazität der Elektroden eine weitere Kapazität eingebracht und die Frequenzverschiebung bestimmt.

$$\omega_g = \omega_0 - \Delta\omega = \frac{1}{\sqrt{L(C+\Delta C)}} \quad (2.14)$$

Nach Quadrieren sowie einigen Umformungen folgt:

$$R_p = \frac{U^2}{N} = \frac{\Delta f}{\pi f \Delta C (f - 2\Delta f)} 2 Q \quad N = \text{Leistung des Senders} \quad (2.15)$$

Experimentell wird zusätzlich an die Elektroden eine kleine Kapazität angebracht und die Verschiebung der Resonanz Δf bestimmt. Der R_p -Wert folgt dann aus 2.15.

2.4 Leitungsmodell

Zur Erzeugung der elektrischen-Felder im Funneling-Deflektor wird der Resonator zu erzwungenen Schwingungen angeregt. Zur Beschreibung der Resonatorstruktur wird das einfache Modell des $\lambda/4$ -Resonators herangezogen.

Als erstes betrachten wir den Spezialfall ohne kapazitiven Abschluss der Stützen, dem offenem Ende. Für diese Anordnung ergibt sich die Resonanzwellenlänge aus den Randbedingungen.

Das offene bzw. kurzgeschlossene Ende lässt nur Spannungsbäuche bzw. -knoten zu (vgl. Abb. 2.7), für die Wellenlänge folgt

$$\lambda = \frac{4L}{2n+1} \quad (2.16)$$

mit L = Länge der Stützen, $n \in \mathbb{E}_0$.

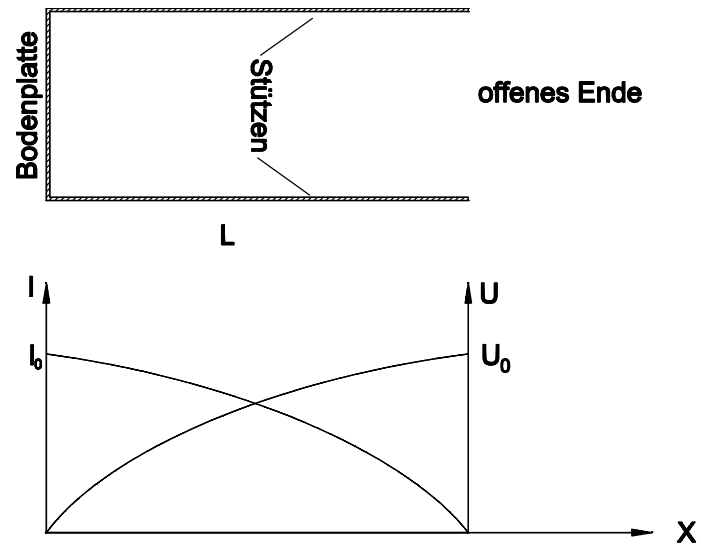


Abb. 2.7: Strom und Spannungsamplitude des in der Grundmode schwingenden $\lambda/4$ -Resonator mit offenem Ende.

Wird das offene Ende der Stützen mit einer Kapazität belastet (vgl. Abb. 2.8), entspricht das Teilstück ΔL der Verlängerung bis die Länge der Stützen wieder $\lambda/4$ beträgt.

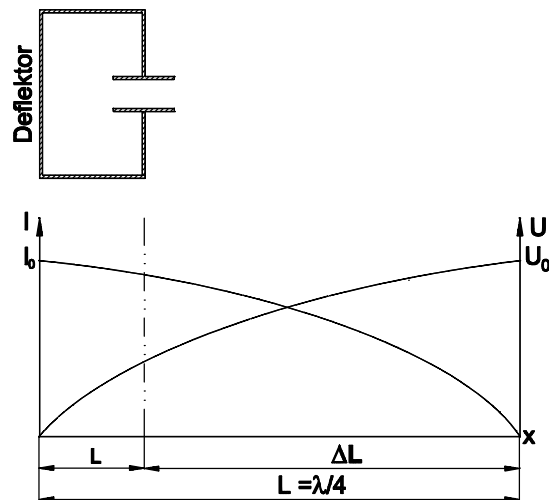


Abb. 2.8: Strom- und Spannungsamplitude des in der Grundmode schwingenden $\lambda/4$ -Resonator mit Abschlusskapazität. Der Anstieg der Spannung zwischen Bodenplatte und Elektroden befindet sich noch im "linearen Bereich" des sinusförmigen Spannungsverlauf.

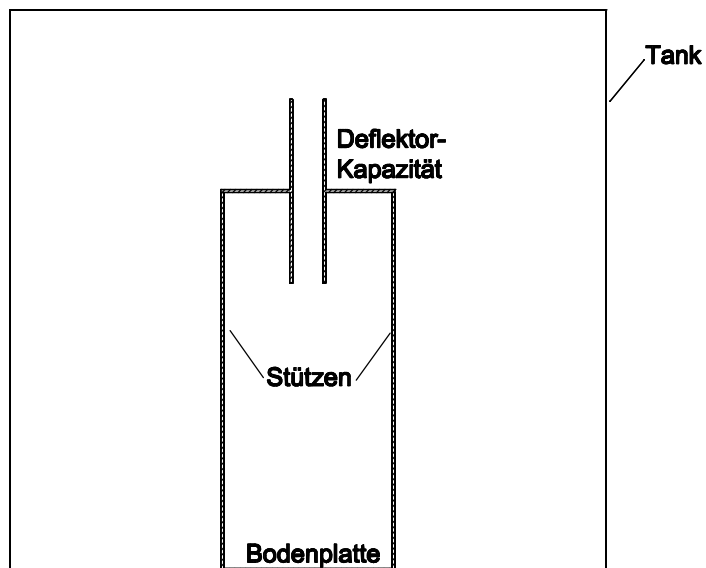


Abb. 2.9: Einzellen-Funneling-Deflektor.

Abb. 2.10 zeigt eine Grundzelle des RFQ. Bodenplatte und obere "Bodenplatte" sind Spannungslos, der Anstieg entlang der Stützen zu den Elektroden ist annähernd linear.

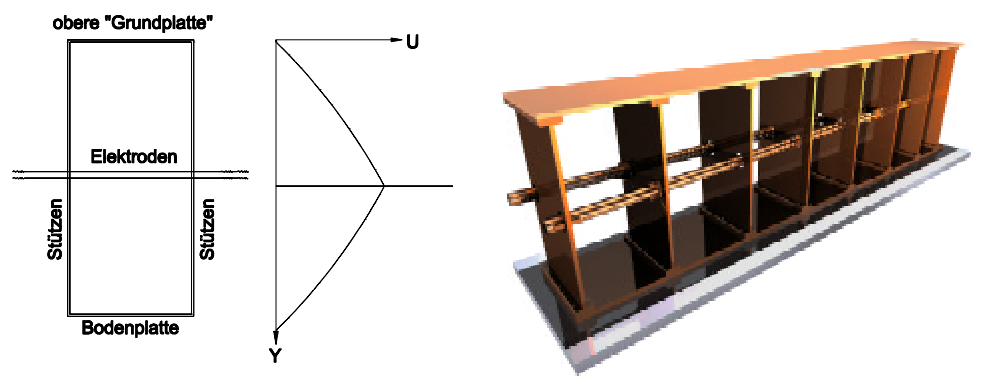


Abb. 2.10: RFQ-Resonator-Grundzelle mit unterer Bodenplatte und oberer "Grundplatte".
Rechts mehrere gekoppelte Zellen im RFQ-Resonator.

Der RFQ besteht aus mehreren starr gekoppelten gleichphasig schwingenden Resonator-Zellen. Mit dem Modell des $\lambda/4$ -Leitungs-Resonators lassen sich einige HF-Eigenschaften des RFQ und der Deflektoren erklären.

3 Emittanz

Für die Bewegung eines Teilchens im Phasenraum sind drei Orts- und drei Impulskordinaten nötig. Diese Koordinaten spannen einen 6-dimensionalen Phasenraum auf.

Die z-Achse ist definitionsgemäß die Strahlachse, der Koordinatenursprung liegt im Schwerpunkt der Strahlpulses.

$$f_6 = f_6(x, y, z, p_x, p_y, p_z) \quad (3.1)$$

Das Phasenraumvolumen eines Ionenstrahls im 6-dimensionalen Raum hat die Form eines Hyperellipsoids mit den Halbachsen a_i

$$r^2 = \sum_{i=1}^6 a_i k_i^2 ; k_i = (x, p_x, y, p_y, z, p_z) \quad (3.2)$$

Durch Integration der 6-dimensionalen Funktion f_6 nach den komplementären Koordinaten k_j des 6-dimensionalen Raumes, mit $k_j \neq k_i$, lassen sich die Verteilungen in den n-dimensionalen Unterräumen der Koordinaten k_i ; $i=1, \dots, n$ bestimmen [RiehlDipl]. Dabei sind die 2-dimensionalen Unterräume $f_2(x, p_x)$ sowie $f_2(y, p_y)$ insbesondere für die Emittanzmessung von besonderer Bedeutung.

$$f_4(x, p_x, y, p_y) = \int f_6 dz dp_z \quad (3.3)$$

$$f_3(x, y, z) = \int f_6 dp_x dp_y dp_z \quad (3.4)$$

$$f_2(x, p_x) = \int f_6 dy dp_y dz dp_z \quad (3.5)$$

$$f_2(y, p_y) = \int f_6 dx dp_x dz dp_z \quad (3.6)$$

Diese Integrationen entsprechen anschaulich einer Projektion der 6-D Ladungsverteilung auf n-dimensionale Unterräume.

3.1 Emittanz eines Ionenstrahls

Im folgenden sind mit dem Begriff Emittanz die Emittanz der 2-dimensionalen Unterräume $f_2(x, p_x)$ sowie $f_2(y, p_y)$ gemeint.

In der Beschleunigerphysik werden statt den Impulsen p_x, p_y die Winkel x' sowie y' angegeben. x' und y' sind die Winkel zwischen Teilchenbahn und Strahlachse. Durch die Verwendung der Winkel statt der Impulse wird die Emittanzmessung deutlich erleichtert, da sich Winkel leichter messen lassen als Impulse.

In einem beschleunigten Ionenstrahl sind die transversalen Impulse deutlich kleiner als die Impulse im Strahlrichtung. Daher sind auch die Winkel x' bzw. y' sehr klein. Durch die Annäherung

$$x' \approx \tan x' = \frac{dx}{dz} \quad (3.7)$$

wird statt dem $\tan x'$ der Winkel x' angegeben. Dies erleichtert die Messung der Emittanz.

Satz von Liouville

Für eine eindimensionale Bewegung nicht wechselwirkender Teilchen in einem Kraftfeld $F_x=F(x,p_x,t)$, gilt folgende Hamiltonfunktion:

$$H = f(x, p_x, t) \quad (3.8)$$

Die Kontinuitätsgleichung ist eine mathematische Formulierung des Gesetzes der Erhaltung der Masse in Hydro- und Aeromechanik. Nach ihr ist die zeitliche Änderung der Teilchendichte ϱ in einem Volumenelement gleich dem Fluss der Teilchen durch die Oberfläche:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \operatorname{div}(\varrho \cdot \vec{v}) = 0 \quad (3.9)$$

mit

$\varrho(x, p_x)$ = Phasenraumdichte;

$\vec{v}(x, p_x)$ = Geschwindigkeit im Phasenraum;

$\frac{\partial \varrho}{\partial t}$ = zeitliche Dichteänderung in einem Volumenelement

Bewegt sich ein Teilchen mit der Geschwindigkeit $\vec{v}(x, p_x)$ im Phasenraum, so beschreibt das totale Differential $d\varrho/dt$ die Dichteänderung im Volumenelement:

$$\dot{\varrho} = \frac{d\varrho}{dt} = \frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial \varrho}{\partial x} \dot{x} + \frac{\partial \varrho}{\partial p_x} \dot{p}_x \quad (3.10)$$

Durch Umformen von 3.9 folgt:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\varrho \dot{x}) + \frac{\partial}{\partial p_x}(\varrho \dot{p}_x) = 0 \quad (3.11)$$

In ausführlicher Form:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial \varrho}{\partial x} \dot{x} + \frac{\partial \varrho}{\partial p_x} \dot{p}_x + \varrho \left(\frac{\partial \dot{x}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{p}_x}{\partial p_x} \right) = 0 \quad (3.12)$$

Unter Einbeziehung der Hamiltonschen Bewegungsgleichungen

$$\dot{p}_x = -\frac{\partial H}{\partial x} \quad ; \quad \dot{x} = \frac{\partial H}{\partial p_x} \quad (3.13)$$

folgt:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial \varrho}{\partial x} \dot{x} + \frac{\partial \varrho}{\partial p_x} \dot{p}_x + \varrho \left(\frac{\partial^2 H}{\partial x \partial p_x} - \frac{\partial^2 H}{\partial p_x \partial x} \right) = 0 \quad (3.14)$$

Nach dem Satz von Schwarz (vgl. [EndlLuh]) gilt:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x \partial p_x} = \frac{\partial^2 H}{\partial p_x \partial x} \quad (3.15)$$

Damit reduziert sich 3.14 zu

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial \varrho}{\partial x} \dot{x} + \frac{\partial \varrho}{\partial p_x} \dot{p}_x = 0 \quad (3.16)$$

Der Vergleich mit 3.10 ergibt

$$\frac{d\varrho}{dt} = 0 \quad (3.17)$$

Dies ist der Satz von Liouville, der besagt, daß bei der Bewegung einer Gruppe von Teilchen unter dem Einfluss konservativer Kräfte die Teilchendichte in einem mitbewegten Phasenvolumen konstant bleibt.

Diese Bedingung ist in Beschleunigern in guter Näherung erfüllt. Das bedeutet, dass die Emittanz, oder die Fläche/ π , invariant gegenüber der Teilchenbewegung ist. Die Orientierung der Ellipse im Phasenraum, der Strahlradius sowie der Divergenzwinkel können sich ändern, die durch die Teilchen belegte Fläche bleibt jedoch konstant.

3.2 Allgemeine Gleichung der Phasenraumellipse

Im folgenden soll die allgemeine Gleichung einer beliebig im Phasenraum xx' gedrehten Ellipse hergeleitet werden. Dabei werden die Ellipsenparameter α, β und γ , sowie der Strahlradius und der Divergenzwinkel definiert.

Die Normalform der Gleichung einer Ellipse in Hauptachsenlage (Koordinatenachsen fallen mit den Achsen der Ellipse zusammen) hat die Form:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{x'^2}{b^2} = 1 \quad (3.18)$$

Da die gemessenen Emittanzen von Beschleunigern von der Hauptachsenlage abweichende Orientierungen im Phasenraum besitzen, folgt die Betrachtung gedrehter Ellipsen.

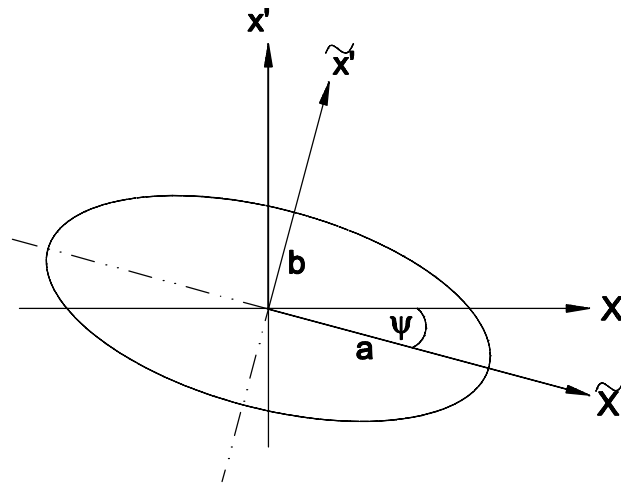


Abb. 3.1: Eine um den Winkel ψ gedrehte Ellipse im Phasenraum xx' . Diese Raumorientierung entspricht den Strahleigenschaften von Beschleunigern.

Eine im Koordinatensystem xx' um den Winkel ψ gedrehte Ellipse kann durch die Parameterdarstellung

$$\tilde{x} = a \cos \varphi \quad (3.19)$$

$$\tilde{x}' = b \sin \varphi \quad (3.20)$$

mit a, b als Hauptachsen der Ellipse und $\tilde{x}\tilde{x}'$ als gedrehtes Koordinatensystem dargestellt werden. Der Parameter φ durchläuft den Bereich $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Wendet man eine Drehmatrix

$$D = \begin{pmatrix} \cos \psi & \sin \psi \\ -\sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = D \begin{pmatrix} \tilde{x} \\ \tilde{x}' \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

auf die obige Gleichung an, so folgt:

$$x = a \cos \varphi \cos \psi + b \sin \varphi \sin \psi \quad (3.23)$$

$$x' = -a \cos \varphi \sin \psi + b \sin \varphi \cos \psi \quad (3.24)$$

Nach Auflösen der Gleichungen nach $\cos \varphi$ bzw. $\sin \varphi$ erhält man:

$$\frac{x - b \sin \varphi \sin \psi}{a \cos \psi} = \cos \varphi \quad (3.25)$$

$$\frac{x - a \cos \varphi \cos \psi}{b \sin \psi} = \sin \varphi \quad (3.26)$$

$$\frac{x' - b \sin \varphi \cos \psi}{(-a \sin \psi)} = \cos \varphi \quad (3.27)$$

$$\frac{x' + a \cos \varphi \sin \psi}{b \cos \psi} = \sin \varphi \quad (3.28)$$

Nach Gleichsetzen der Gleichungen ergeben sich folgende Ausdrücke:

$$\frac{x' \cos \psi + x \sin \psi}{b} = \sin \varphi \quad (3.29)$$

sowie

$$\frac{x \cos \psi - x' \sin \psi}{a} = \cos \varphi \quad (3.30)$$

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

$$\begin{aligned} a^2 b^2 &= b^2 (x \cos \psi - x' \sin \psi)^2 + a^2 (x \sin \psi + x' \cos \psi)^2 = \\ &= (b^2 \sin^2 \psi + a^2 \cos^2 \psi) x'^2 + 2(a^2 - b^2) \cos \psi \sin \psi x x' + \\ &= (b^2 \cos^2 \psi + a^2 \sin^2 \psi) x^2 \end{aligned} \quad (3.31)$$

Dadurch wird der Parameter φ eliminiert.

Nach Dividieren der Gleichung durch a und b definiert man die Ellipsenparameter α, β und γ :

$$\beta := \frac{b}{a} \sin^2 \psi + \frac{a}{b} \cos^2 \psi \quad (3.32)$$

$$\alpha := \left(\frac{a^2 - b^2}{ab} \right) \cos \psi \sin \psi \quad (3.33)$$

$$\gamma := \frac{b}{a} \cos^2 \psi + \frac{a}{b} \sin^2 \psi \quad (3.34)$$

Mit diesen Definitionen sowie der Fläche der Ellipse mit $F = \pi ab$ folgt die allgemeine Ellipsengleichung

$$\beta x'^2 + 2\alpha x x' + \gamma x^2 = ab = \left(\frac{F}{\pi} \right) = \varepsilon \quad (3.35)$$

Damit ist die Definition der Emittanz als Halbachsenprodukt oder Fläche dividiert durch π gegeben.

Es folgt die Beziehung

$$\gamma = \frac{1+a^2}{\beta}. \quad (3.36)$$

Unter Zuhilfenahme der allgemeinen Ellipsengleichung 3.35 ist man in der Lage einige wichtige Punkte der Ellipse zu bestimmen. Für die Schnittpunkte mit den Koordinatenachsen gilt :

$$\text{für } x'=0 \Rightarrow x = \pm \sqrt{\frac{\varepsilon}{\gamma}} \quad (3.37)$$

$$\text{für } x=0 \Rightarrow x' = \pm \sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta}}. \quad (3.38)$$

Zur Bestimmung der Extrema der Ellipsengleichung löst man die Gleichung 3.35 unter Einbeziehung von 3.36 nach x bzw. x' auf.

$$x_{1/2} = -\frac{ax'}{\gamma} \pm \sqrt{\frac{\varepsilon}{\gamma} - \frac{x'^2}{\gamma^2}} \quad (3.39)$$

$$x'_{1/2} = -\frac{ax}{\beta} \pm \sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta} - \frac{x^2}{\beta^2}} \quad (3.40)$$

Durch Ableiten der Funktionen 3.39 und 3.40 sowie unter Einbeziehung von 3.36 erhält man als Extrema

$$x = \pm a \sqrt{\frac{\varepsilon}{\gamma}} \quad \text{für } \frac{dx'}{dx} = 0$$

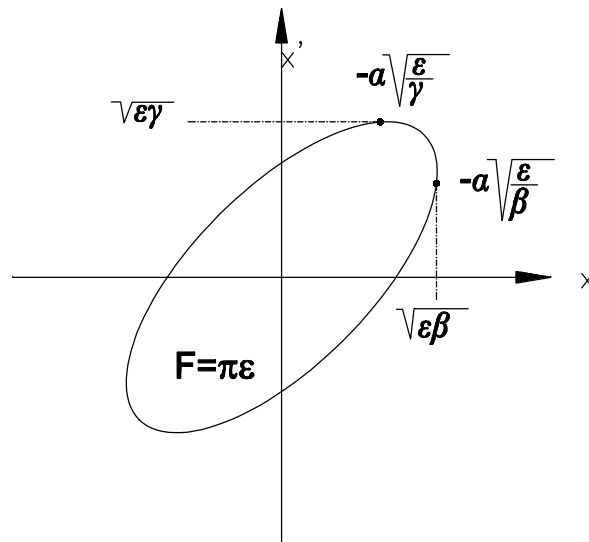
und

$$x' = \pm a \sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta}} \quad \text{für } \frac{dx}{dx'} = 0 \quad (3.41)$$

Einsetzen der Gleichung ergibt:

$$x_{\text{Extr}} = \pm \sqrt{\varepsilon\beta} \quad \text{und} \quad x'_{\text{Extr}} = \pm \sqrt{\varepsilon\gamma} \quad (3.42)$$

Dies sind zum einen der Strahlradius bzw. der maximal auftretende Winkel des Strahls. Liegt die Ellipse in Hauptachsenlage, so ist $\alpha=0$. In diesem Fall sind die Halbachsen der Ellipse mit dem Strahlradius bzw. dem Divergenzwinkel identisch sowie extremal. Mit den Gleichungen 3.42 wurden später aus den Emittanz Messungen die Strahlradien und Konvergenzwinkel bestimmt.

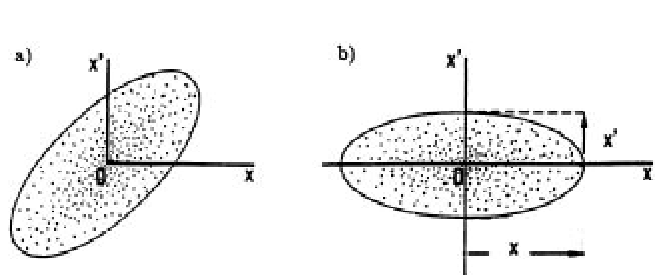
Abb. 3.2: Phasenraumellipse der xx' -Ebene.

3.3 RMS- Normierte- Rand- und effektive Emittanz

Betrachtet man eine Verteilung im Phasenraum als eine statistische Ansammlung von Punkten, kann man die Strahlemittanz als eine Abstandsverteilung vom Koordinatenursprung verstehen. Die Emittanz ist dann vergleichbar mit der Standardabweichung aller Messwerte N:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (3.43)$$

\bar{x} = Mittelwert aller x_i Werte.

Abb. 3.3: a) Im Phasenraum xx' gedrehte Emittanzellipse; b) Ellipse in Hauptachsenlage.

Die 1971 von P. Lapostolle und Sacherer eingeführte RMS-Emittanz („root mean square“) ist eine statistische Definition, die sich aus dem zweiten Moment einer Verteilung ableitet [Bronstn].

$$\varepsilon_{rms} = \sqrt{\overline{x^2} \cdot \overline{x'^2} - (\overline{xx'})^2} \quad (3.44)$$

mit

$$\overline{x^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2, \quad \overline{x'^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i'^2, \quad \overline{xx'} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i x_i'$$

Diese Definitionen dienen zum Vergleichen verschiedener Emittanzen. Stimmen alle Momente zweier Verteilungsfunktionen überein, so sind die Emittanzen praktisch gleich.

Die Formel 3.44 kann genutzt werden, um aus gemessenen oder berechneten Verteilungen im Phasenraum xx' die RMS-Emittanz zu berechnen.

Für die Ellipsenparameter der RMS-Emittanz gilt:

$$a = -\frac{\overline{xx'}}{\varepsilon_{rms}}, \quad (3.45)$$

$$\beta = \frac{\overline{x^2}}{\varepsilon_{rms}}, \quad (3.46)$$

$$\gamma = \frac{\overline{x'^2}}{\varepsilon_{rms}}, \quad (3.47)$$

Als Produkt von Ort und dem Ort zugehörigen Winkel x' gibt der Betrag von α die Steilheit der Ellipse an. Für $\alpha=0$ steht die Ellipse in Hauptachsenlage. In diesem Fall gilt $\beta = 1/\gamma$ sowie $\gamma = 1/\beta$. Das Vorzeichen gibt Auskunft, ob der Strahl divergent oder konvergent ist.

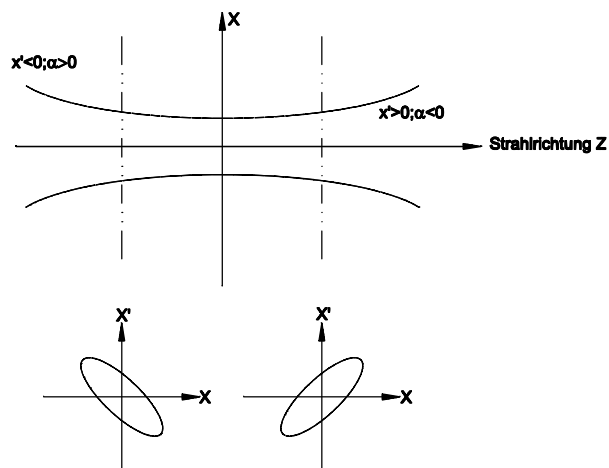


Abb. 3.4: Konvergenter und divergenter Strahl mit den zugehörigen Emittanzen.

Bei einem konvergenten Strahl ist das Produkt aus xx' negativ, die Addition führt zu einem negativ Vorzeichen. Insgesamt ist α jedoch positiv. Entsprechend ist das Vorzeichen von α bei einem divergenten Strahl negativ.

Durch die Verknüpfung von β mit dem Strahlradius (vgl. 3.46) erlangt β als Betafunktion oder Amplitudenfunktion eine wichtige Größe in der Strahlphysik. Entlang des Verlauf einer Teilchenbahn, z.B. in einem Beschleuniger oder einer Magnetstruktur, führt der Strahlradius transversale Schwingungen um die Strahlachse

aus. Die äußerste Teilchenbahn wird Umhüllende oder Envelope genannt und genügt der Bedingung

$$E = \sqrt{\varepsilon\beta}. \quad (3.51)$$

mit

E=Envelope, ε = Emittanz, β = Beta

Normierte Emittanzen

Normierte Emittanzen dienen der Vergleichbarkeit der Emittanzen verschiedener Ionenstrahlen bei unterschiedlichen Energien oder unterschiedlichen Ruhemassen. Bei größerer Energie werden die Winkel x' kleiner.

Innerhalb der Literatur findet man verschiedene Vorschriften zur Normierung der Emittanz.

Die gebräuchlichste Normierung ist auf die Teilchenenergie.

$$\varepsilon_n = \varepsilon \cdot \beta_z \cdot \gamma_z = \varepsilon \cdot \frac{v_z}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_z^2}{c^2}}} \quad (3.52)$$

mit

ε_n =normierte Emittanz

ε = unnormierte Emittanz

β_z = relativistischer Faktor (v_z/c) in Strahlrichtung (v Geschwindigkeit des Teilchens, c Lichtgeschwindigkeit)

$\gamma_z = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_z^2}{c^2}}}$ relativistischer Faktor, z =Strahlrichtung;

Es sei an dieser Stelle vermerkt, dass die in der Literatur üblichen Faktoren β und γ keinerlei Beziehung zu den im Kapitel 3.2 eingeführten Parametern der allgemeinen Gleichung der Phasenellipse haben, obwohl sie mit den gleichen Buchstaben beschrieben werden.

Rand- und effektive Emittanz

Unter Einwirkung nicht-linearer Kräfte auf einen Ionenstrahl, wie z.B. bei elektrostatischen Linsensystemen, kann die Phasenraumverteilung Filamentierungen zeigen (vgl. Abb. 3.5).

Die Teilchen schwingen im Transportkanal um die Strahlachse. Im Fall einer linear wirkenden Kraft, besitzen alle Teilchen die gleiche Winkelgeschwindigkeit im Phasenraum. Die Phasenbahn ist elliptisch. Die Phasenverteilung bleibt zeitlich konstant, und deckt sich nach einem Umlauf wieder.

Sind die Kräfte nicht-linear, besitzen weiter von der Strahlmittelachse entfernte Teilchen im Phasenraum eine höhere Winkelgeschwindigkeit als sich näher am Zentrum befindende Teilchen. Nach einigen Schwingungen überholen äußere

Teilchen die Inneren. Die Phasenraum-Diagramme erhalten somit die typische S-Form. Die effektive Emittanz wird dadurch größer (s. Abb. 3.5).

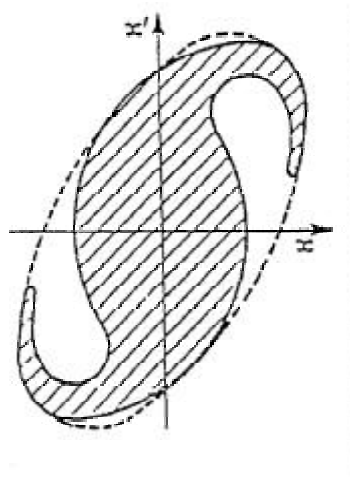


Abb. 3.5: Effektive Fläche (innerhalb der gestrichelten Linie) und Randemittanz (schraffierte Fläche).

Die kleinste Ellipse, die belegte Phasenraumelemente umschließt, ist die effektive Emittanz. Die Randemittanz berücksichtigt nur belegte Phasenraumelemente.

Allgemein gilt:

$$\varepsilon_{Rand} \leq \varepsilon_{effektiv} \quad (3.53)$$

Bei einer Emittanzmessung werden auch außerhalb der Phasenraumellipse Teilchen registriert. Diese Registrierungen können z.B. auf gestreute Teilchenstrahlen zurückgeführt werden.

Deshalb werden prozentuale Emittanzen eingeführt. Eine 90% Emittanz entspricht z.B. der Fläche der Ellipse, die 90% der Teilchen beinhaltet.

4 Emittanz-Messmethoden

Zur experimentellen Bestimmung der Emittanz eines Teilchenstrahls müssen die zugehörigen Parameter Ort und Winkel aller Teilchen bestimmt werden. Eines der Messverfahren besteht aus dem teilweisen Ausblenden des Strahles sowie einer winkelauflösenden Registrierung der durchgelassenen Teilchen.

4.1 Punkt-Punkt-Messung

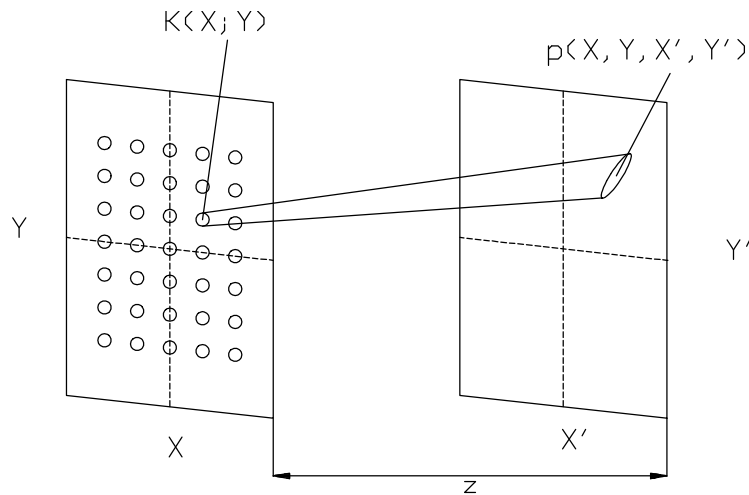


Abb. 4.1: Darstellung der Punkt-Punkt-Messung. Durch eine vollständige Ausmessung des Phasenraumes erhält man die 4-dimensionale Emittanz $\epsilon_4(x,y,x',y')$

Das Ausblenden des Strahles geschieht bei der Punkt-Punkt-Messung durch eine Lochblende. Durch die Position des Loches sind die Koordinaten $K(x;y)$ bestimmt. Die Registrierung erfolgt auf einer im Abstand z angeordneten zweiten Lochblende. Aus dem Abstand z und der Position auf der zweiten Lochblende bestimmen sich die Winkel x',y' . Diese Daten liefern die 4-dimensionale Emittanz [Sarstedt].

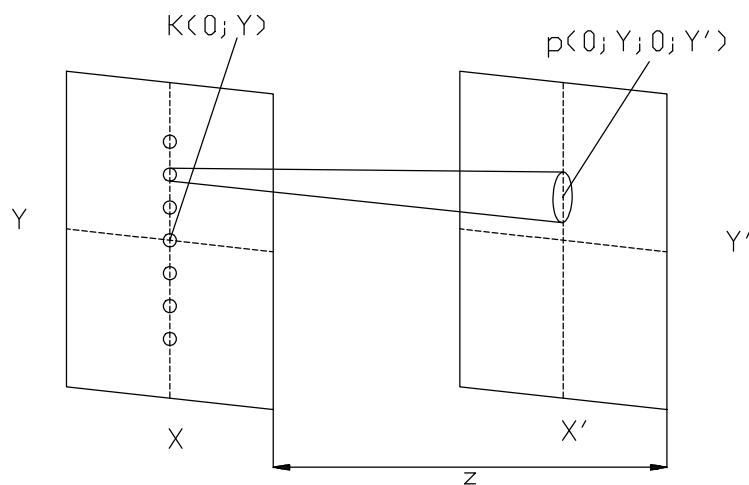


Abb. 4.2: Punkt-Punkt-Anordnung bei Einschränkung der Phasenraumkoordinaten $x;x'$ auf $x=x'=0$.

Eine spezielle Anordnung findet sich bei der Einschränkung der Phasenraumkoordinaten $x; x'$ auf $x=x'=0$. Die Verringerung der Messauflösung in der y und y' -Ebene ist durch eine deutliche Vereinfachung des Messaufbaus verbunden. Durchfährt diese Anordnung jedoch den Strahl in x und y -Richtung so wird ebenfalls die 4-Dimensionale Emittanz bestimmt.

4.2 Punkt-Schlitz-Messung

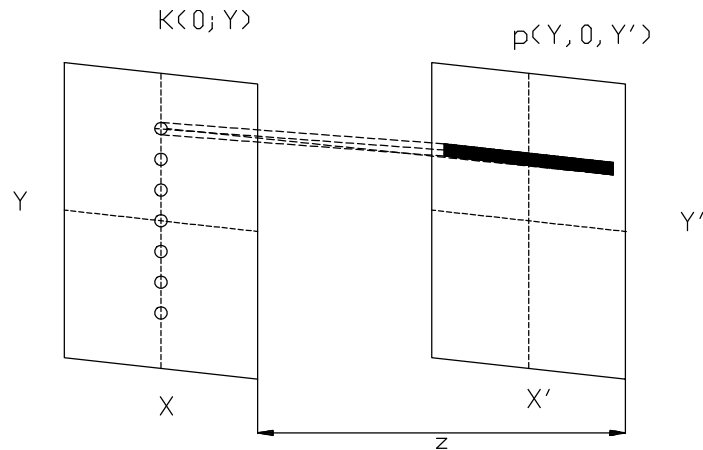


Abb. 4.3: Darstellung einer Punkt-Schlitz Anordnung. Bei diesem Aufbau findet keine Unterscheidung im Winkel x' statt.

Bei der Punkt-Schlitz-Anordnung wird der Strahl wie bisher über eine Lochblende ausgeblendet, die Registrierung erfolgt über einen Schlitz. Durch die Ausdehnung des Schlitzes in x' -Richtung entfällt die Zuordnung des Winkel x' . Dies entspricht einer Integration über den Winkel.

4.3 Schlitz-Schlitz-Messung

Bei der Schlitz-Schlitz-Anordnung wird der Strahl in der xy -Ebene durch einen Schlitz ausgeblendet, die Registrierung findet ebenfalls auf einem Schlitz statt. Durch die Anordnung eines Schlitzes anstatt eines Punktes findet eine Integration über die Ortskoordinate x sowie die Winkelkoordinate x' statt. Die entstehende Verteilung ist die 2-dimensionale Emittanz $\varepsilon(y, y')$.

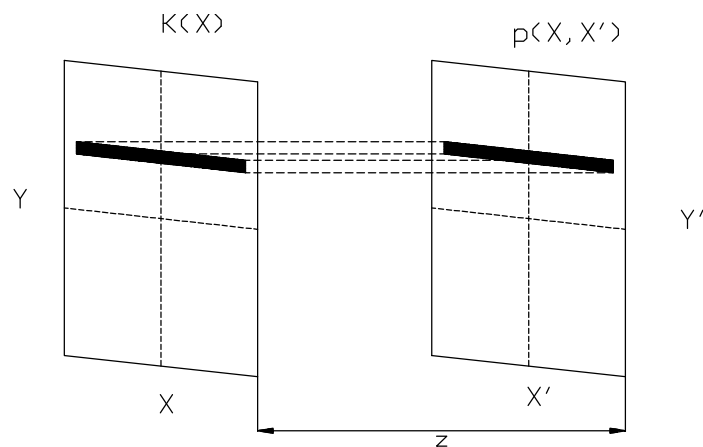


Abb. 4.4: Schlitz-Schlitz Anordnung. Bei dieser Anordnung findet eine Integration über x und x' statt. Dieser Aufbau entspricht dem experimentellen Emittanz Messverfahren.

Durch die Integration gehen auch bei der Schlitz-Schlitz Messung Informationen des Strahles verloren. Dagegen ist durch die Art der Anordnung dieses Messprinzips leichter in der Praxis zu realisieren. Meist wird der zweite Schlitz durch ein Gitter ersetzt, der auf die Gitter auftreffenden Teilchenstrom gemessen.

Durch den Einbau einer zweiten Schlitz-Gitter Kombination kann die Messung der Strahlemittanz in zwei zueinander senkrecht stehenden Ebenen erfolgen (vgl. Abb. 4.5).

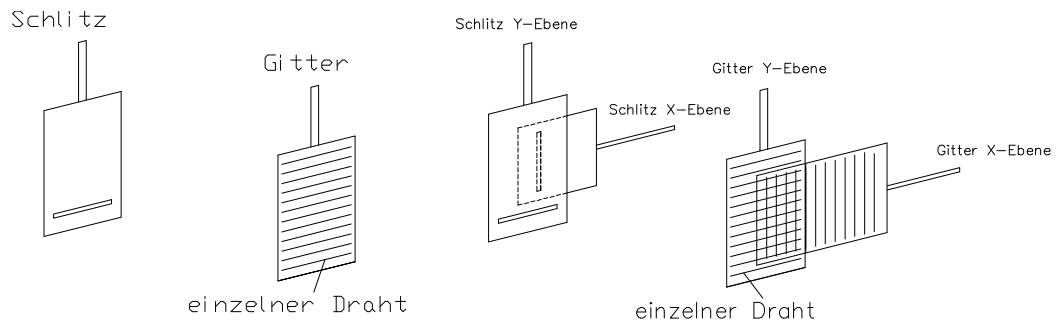


Abb.: 4.5: Schlitz-Gitter-Anordnung einer eindimensional (links) sowie einer zweidimensional messenden Emittanzmessanlage (rechts).

Punkt-Punkt Messungen sind in der Praxis aufwendiger und zeitintensiver als die Schlitz-Schlitz Messungen. Gegenüber der Schlitz-Schlitz Messung wird der Strahl stärker ausgeblendet. Das damit verbundene schwächere Signal erfordert eine stärkere Verstärkung bei der Registrierung. Die Konstruktion der registrierenden Lochblende einer Punkt-Punkt Messung ist gegenüber der eines Gitters der Schlitz-Gitter Messung komplexer. Teilweise wird hinter die Lochblende eine Folie oder photographischer Film angeordnet. Die Schwärzung dient als Maß der Signalstärke. Durch die Folie entfällt die durch Aufnahme aller Winkel erhöhte Anzahl der Signalverstärker gegenüber der Schlitz-Gitter Messung.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Emittanzen nach dem Schlitz-Gitter Prinzip gemessen.

5 Teilchendynamik

Im folgenden Kapitel werden Einzelteilchen-Simulationen mit dem Programm PARMTEQ-F vorgestellt. Das Programm PARMTEQ wurde in Los Alamos entwickelt. Unsere Version wird seit 1980 am Institut den verschiedenen Anforderungen angepasst [Deit]. So wurde z.B. speziell für die Simulation des Funnelings ein Modul integriert, das die Bewegung der Teilchenstrahlen durch den Deflektor berechnet [ThibDipl].

Das Programm PARMTEQ-F transformiert 6-dimensionale Phasenraumverteilungen durch einen benutzerdefinierten Hochfrequenz-Quadrupol-Linearbeschleuniger. Die Berechnung lässt sich in fünf Schritte unterteilen: Einlesen der Eingabedatei; Generierung der RFQ-Struktur; Generierung der Eingangsverteilung des Ionenbunches; teilchendynamische Berechnungen; graphische und tabellarische Ausgabe.

5.1 Simulationsrechnungen zum Zweistrahl-RFQ

Die experimentell ermittelten Strahlparameter der LEBT wurden als RFQ Eingangsparameter verwendet. Abb. 5.1 zeigt die Phasenraum Darstellung der Eingangsverteilung.

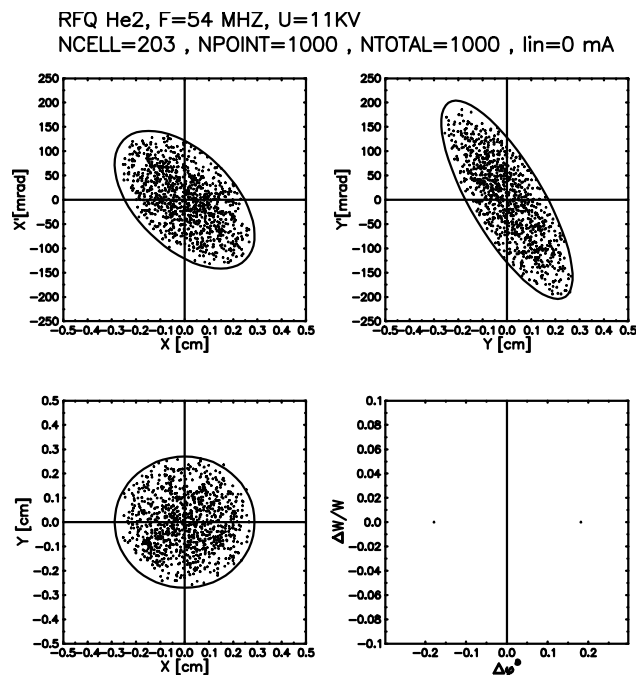


Abb. 5.1: Eingangsverteilung des RFQ.

Die Phasenbreite der LEBT beträgt $\Delta\varphi=180^\circ$ und entspricht damit einem Gleichstrom aus der Ionenquelle. Gerechnet wurden die PARMTEQ-F Rechnungen mit 1000 Teilchen. Maximal sind zur Zeit 4000 Teilchen möglich, was aber nur für Raumladungssimulationen erforderlich ist. Die unmodulierten Elektrodenendteile wurden als RFQ-Transporteinheit implementiert.

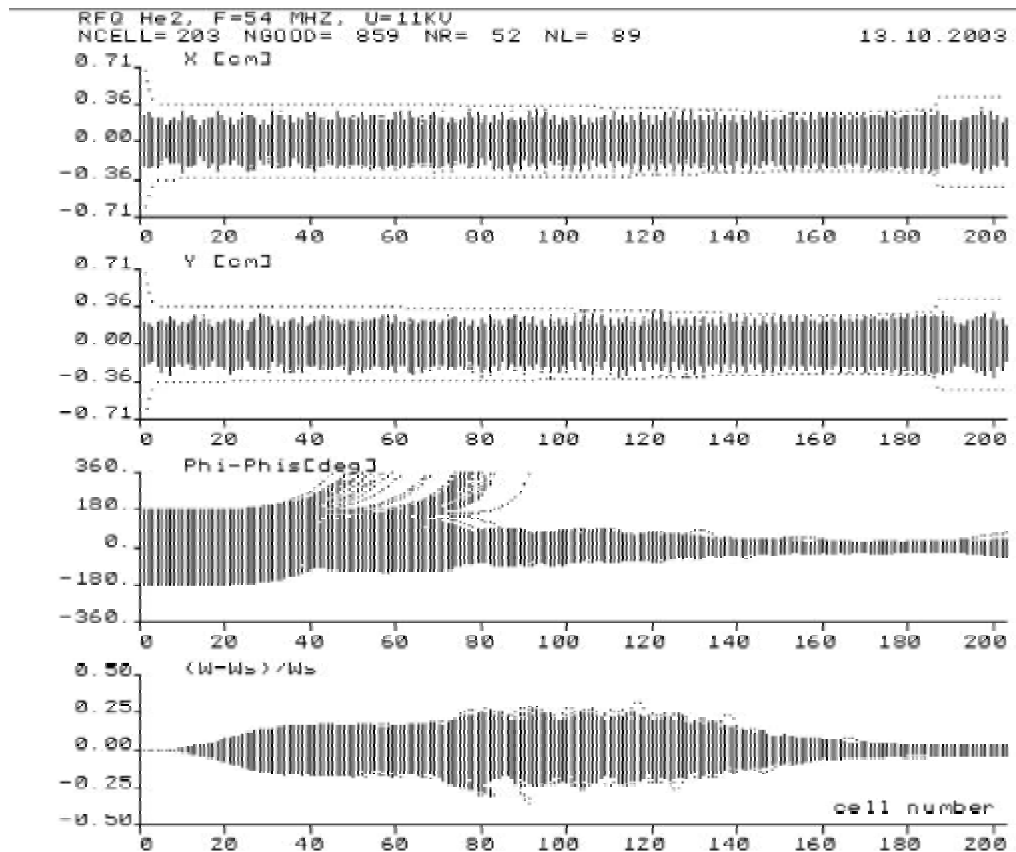


Abb. 5.2: Teilchenverlauf durch den RFQ Beschleuniger mit unmodulierten Elektroden Endteil ab Zelle 187.

Der Strahlradius der x-Ebene von 90% der Teilchen direkt nach dem RFQ beträgt 1,8 mm, in der y-Ebene 1,5 mm. Die unnormierte 90 % rms-Emittanz der x-Ebene ist $\varepsilon_x = 44,8$ mm mrad in der y-Ebene $\varepsilon_y = 41$ mm mrad.

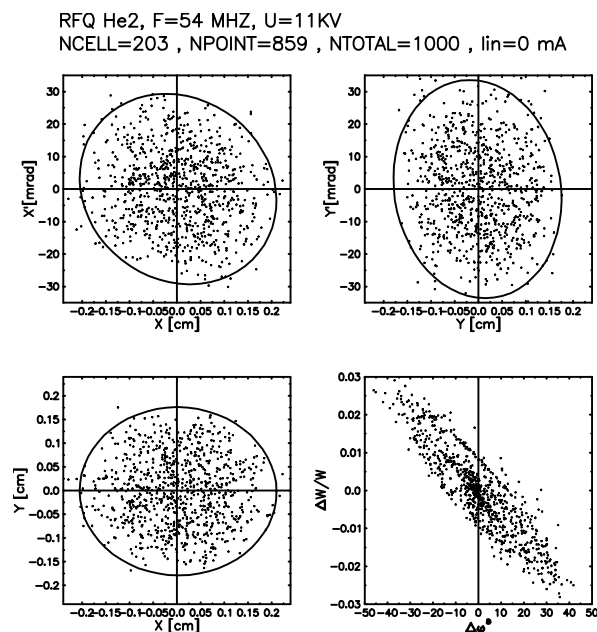


Abb. 5.3: PARMTEQ-F Rechnung direkt nach dem RFQ.

Wichtig zum Strahlfunneling sind die Parameter im Kreuzungspunkt 50 cm sowie dem Ort der Emittanzmessung ca. 1m nach dem RFQ. Abb. 5.4 zeigt die Teilchenbewegung entlang der Driftstrecke. Der Strahl divergiert in der x-Ebene, in der y-Ebene ist der Fokus 2 cm nach dem RFQ. Danach sind beide Ebenen praktisch gleich.

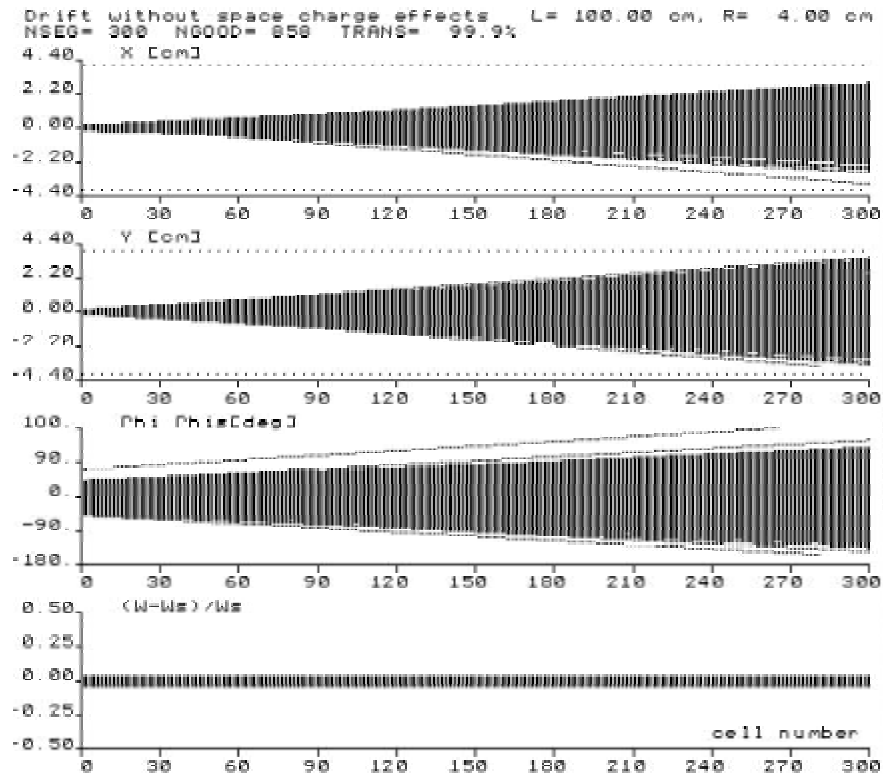


Abb. 5.4: Strahlverlauf der Drift nach dem RFQ mit unmodulierten Elektroden Endteil. Die Driftstrecke beträgt 1 m.

Die Phasenbreite in beiden Ebenen beträgt im Kreuzungspunkt der Strahlachsen $\pm 70^\circ$.

Driftstrecke 50 cm (Ort des Deflektors)		
	x-Ebene	y-Ebene
90 % unorm. rms-Emittanz	44,9 mm mrad	40,87 mm mrad
Strahlradien	1,27 cm	1,36 cm
Phasenbreite $\Delta\phi$	$\pm 70^\circ$	
Driftstrecke 100 cm (Ort der Emittanzmessanlage)		
	x-Ebene	y-Ebene
90 % unorm. rms-Emittanz	44,9 mm mrad	40,87 mm mrad
Strahlradien 100 cm drift	2,55 cm	2,73 cm
Phasenbreite $\Delta\phi$	$\pm 103^\circ$	

Tab. 5.1: Strahlparameter am Kreuzungspunkt der Strahlachsen sowie am Ort der Emittanzmessung ca. 1 m nach dem RFQ.

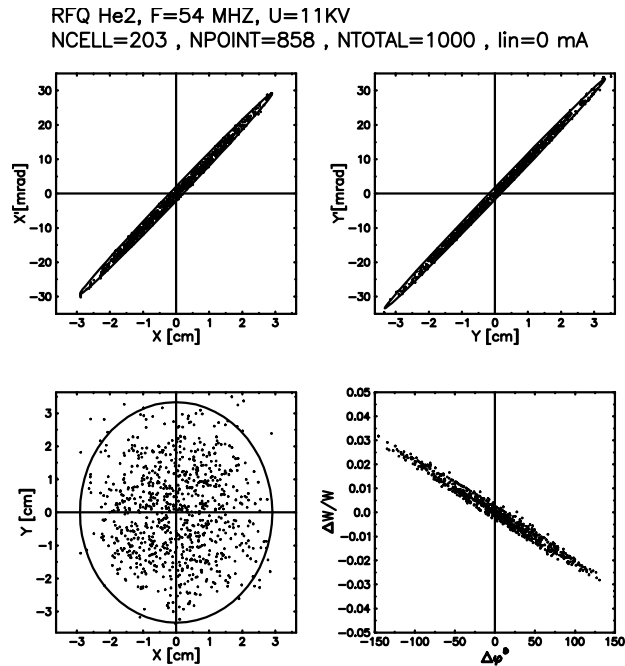


Abb. 5.5: PARMTEQ-F Rechnung der x und y-Ebene mit 1 m Driftstrecke.

Insbesondere die großen Strahlradien im Kreuzungspunkt sowie die Phasenbreite werden bei den späteren Versuchen der Strahlzusammenführung zu Problemen führen und zum Umbau der zunächst unmodulierten Elektroden-Endstücke, mit einer dann besseren Anpassung an den Funneldeflektor führen.

5.2 Simulationsrechnungen zum Strahlfunneling

Im folgenden Kapitel sind Simulationsrechnungen zum Strahlfunneling dargestellt. Bei jeder Deflektorberechnung erfolgt zuerst eine Simulation des Teilchenstrahls durch den RFQ. Daran schließt sich die Drift an. Im Abschluss wird der Deflektor simuliert.

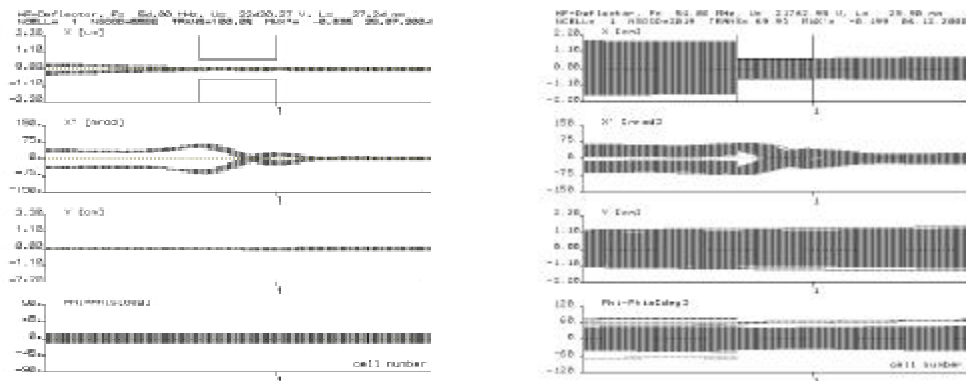


Abb. 5.6: Strahlbiegung im Einzellendeflektor. In der linken Abbildung wurde ein an den Funnel-Deflektor angepasster Strahl angenommen (Strahlradius 0,8 mm, 10° Phasenbreite). Deutlich zu erkennen ist die schlechte Anpassung des RFQ an den Funneling-Deflektor in der rechten Abbildung, der Strahlradius ist größer als der Biegespalt.

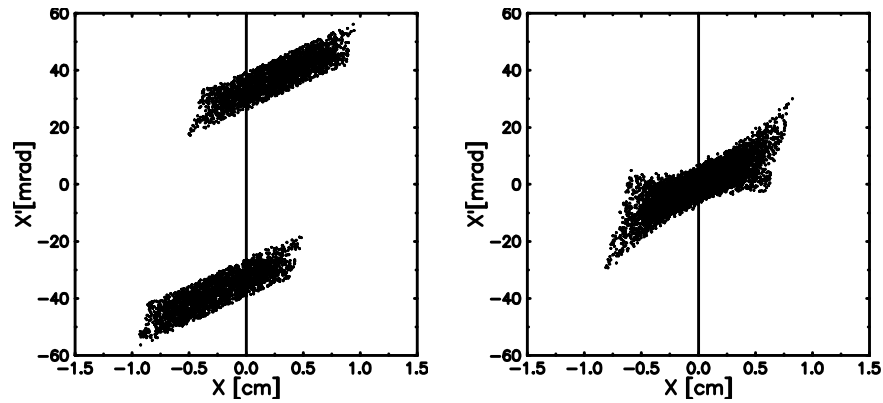


Abb. 5.7: Strahlemittanz mit ausgeschaltetem (links) und eingeschaltetem Einzellendeflektor .

Die "Bananenform" der zusammengeführten Strahlen ist auf die zu schwache longitudinale Fokussierung zurückzuführen. Werden für das Strahlfunneling "ideale" Strahlparameter angenommen, so gleicht die Phasenraumdarstellung des "gefunnelten" Strahls einer idealen Ellipse.

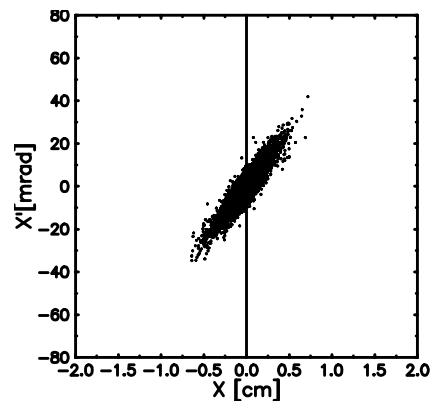


Abb. 5.8: Strahlfunneling mit "idealen" Strahlparametern (Strahlradius am Ort des Deflektors ist 0.25 cm, die longitudinale Phasenbreite $\Delta\varphi = \pm 25^\circ$, die Energieverschmierung entspricht $\pm 1.5\%$).

6 Experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel beschreibt den Aufbau des Frankfurter-Funneling- Experiments. Dabei werden die einzelnen Komponenten Ionenquelle, RFQ, die beiden benutzten Einzell- und Vielzellen-Funneling-Deflektoren vorgestellt.

6.1 Gesamtaufbau

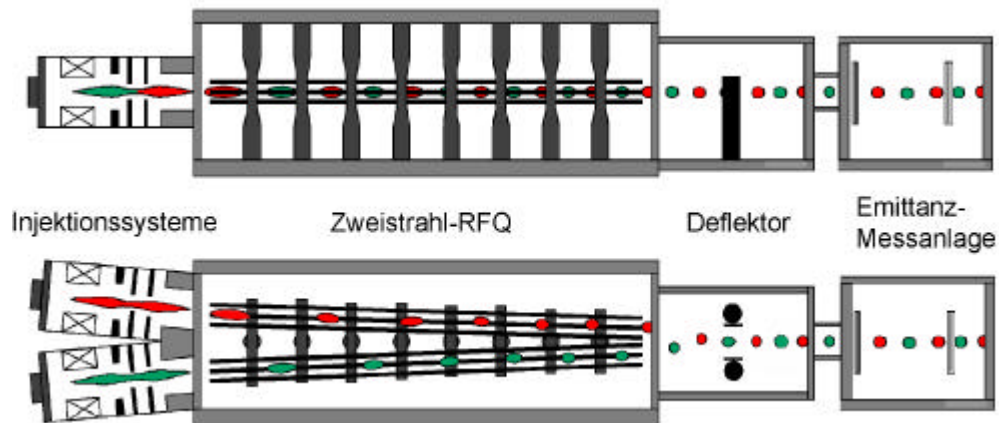


Abb. 6.1: Experimenteller Aufbau (oben seitliche Ansicht, unten horizontaler Schnitt). Auf der linken Seite erzeugen die beiden Multicusp Ionenquellen zwei möglichst identische Ionenstrahlen, die mit einer Energie von 4 keV in die beiden Beschleunigerachsen des RFQ eingeschossen werden. Im RFQ werden die Teilchenstrahlen auf eine Energie von 40 keV/u beschleunigt. Im Kreuzungspunkt hinter dem Beschleuniger befindet sich der Funneling-Deflektor, der die beiden Teilchenstrahlen auf eine gemeinsame Strahlachse biegt. Rechts dient eine Emittanzmessanlage zur Strahldiagnose.

Abb. 6.1 zeigt eine schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus. Auf der linken Seite sollen die beiden Ionenquellen zwei möglichst identische Ionenstrahlen erzeugen, die mit einer Energie von 4 keV in die beiden Beschleunigerachsen des RFQ eingeschossen werden. Im RFQ werden die Teilchenstrahlen auf eine Endenergie von 40 keV/u beschleunigt. Im Kreuzungspunkt hinter dem Beschleuniger befindet sich der Deflektor, in dem die beiden Teilchenstrahlen auf eine gemeinsame Strahlachse gebogen werden. Rechts dient eine Emittanzmessanlage zur Strahldiagnose. In den folgenden Kapiteln werden die einzelnen Komponenten vorgestellt.

6.2 Ionenstrahl-Erzeugung

6.2.1 Multicusp Ionenquellen

Für die erfolgreiche Strahlzusammenführung sind möglichst identische Teilchenbunche wichtig.

Prinzipiell könnte man die beiden Teilchenstrahlen aus einer gemeinsamen großen Plasmakammer extrahieren und an den Eingang des RFQ transportieren. Bei dieser technischen Lösung hat man neben der erschwerten Plasmaerzeugung in einer vergrößerten Plasmakammer kaum Einfluss auf die Größe der einzelnen extrahierten Strahlströme. Experimentell existieren zu diesem Verfahren keine Erfahrungen, außerdem weicht dieser Aufbau von der HIDIF Vorgabe ab. Aus diesem Grund wurde der Strahlerzeugung in zwei Ionenquellen der Vorzug gegeben. Mit solch einem

System kann man später die beiden Teilchenstrahlen im Bezug auf den Strahlstrom und die Emittanz einzeln optimieren.

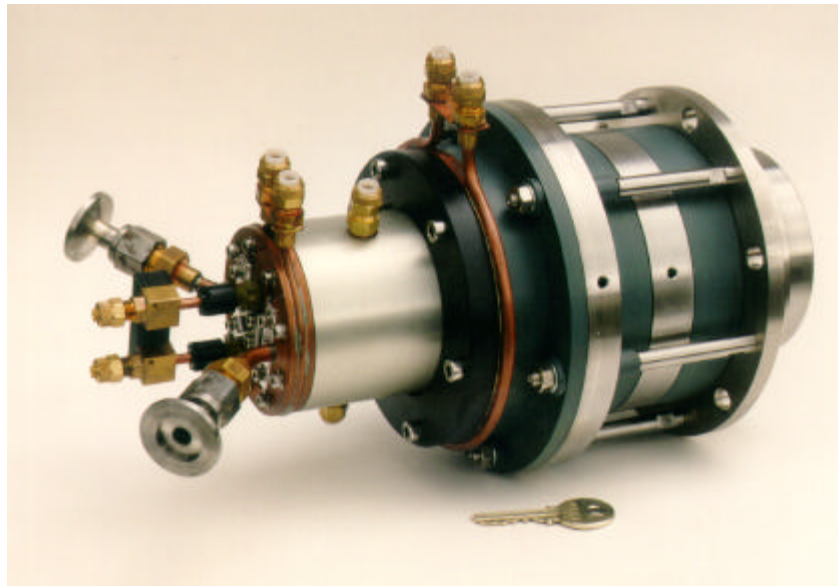


Abb. 6.2: Multicusp-Ionenquelle mit elektrostatischem Linsensystem. Durch die beiden Flansche aus Edelstahl kann zum einen die Gaszufuhr in die Plasmakammer erfolgen, als auch der Quelledruck bestimmt werden. Zwischen den Flanschen sind die beiden wassergekühlten Anschlüsse der Glühkathode angeordnet. In der Bildmitte schließt der kupferne Enddeckel die Plasmakammer ab. Die Stromzufuhr der Glühkathode, der Enddeckel der Plasmakammer, die Multicusp Magnete sowie der Endflansch sind wassergekühlt.

Die Multicusp Ionenquelle gehört zur Gruppe der Glühkathoden-Ionenquellen [Leung,Brown]. Die Ionisation des Gases findet über Stöße mit freien Elektronen statt. Extrahiert werden diese Elektronen aus einer erhitzten Glühkathode. Seinen Namen erhält die Ionenquelle durch ihr spezielles Cusp-Magnetfeld, welches das Plasma einschließt.

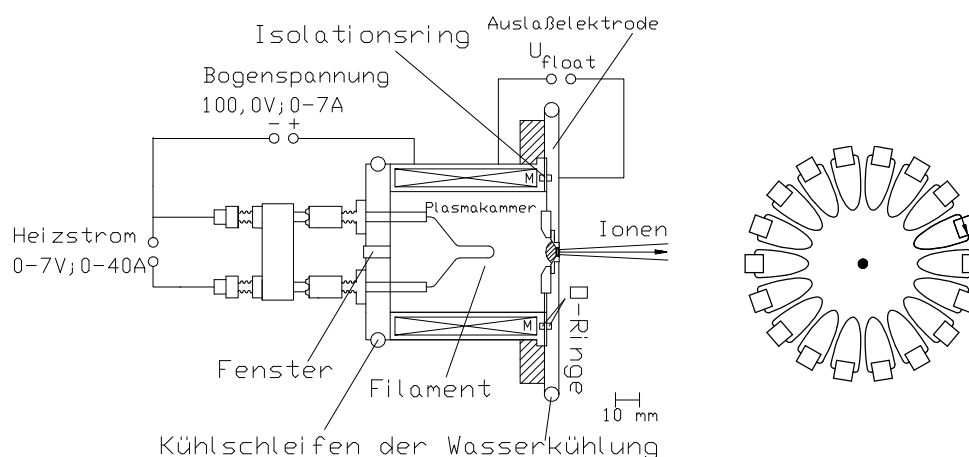


Abb. 6.3: Schematische Darstellung der Multicusp-Ionenquelle. Zu erkennen sind die Stromversorgung der Glühkathode sowie die Bogenspannung von 100 V. Um die Plasmakammer sind die wassergekühlten Magnete, im Bild mit M abgekürzt, angeordnet, rechts erfolgt eine Abbildung von hinten. Zwischen Plasmakammer und Auslaßelektrode befindet ein Isolationsring, wodurch die Auslaßelektrode floaten kann. Diese Spannung U_{float} beträgt bis zu -110 V. Im hinteren Flansch der Ionenquelle befindet sich ein Fenster, durch das das Plasma beobachtet werden kann.

Radial um die Plasmakammer befinden sich mehrere Permanentmagnete in einer alternierenden Anordnung ihrer Magnetfelder (vgl. Abb. 6.3 rechts). Bei dieser Anordnung ist kein Magnetfeld auf der Strahlachse. Multicusp-Ionenquelle zeichnen sich durch einen hohen Strahlstrom sowie ein durch das "ruhig" brennende Plasma kleine Emittanz aus.

6.2.2 Das elektrostatische Linsensystem

Zur Strahlextraktion und zur Anpassung der Einschussbedingungen an den RFQ wird ein elektrostatisches Diodensystem verwendet [Keller]. Abb. 6.4 zeigt ein Schema des elektrostatischen Linsensystems.

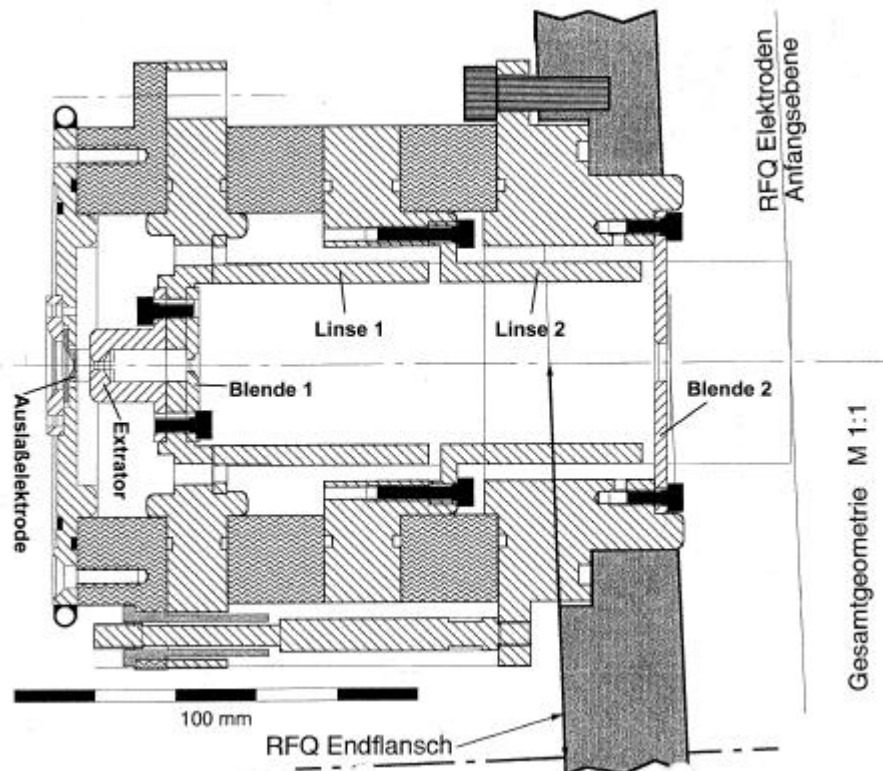


Abb. 6.4: Zeichnung des elektrostatischen Linsensystems.

Durchmesser der Auslaßelektrode	3 mm
Durchmesser des Extrators	2 mm
Abstand zwischen Auslaßelektrode und Extrator	3,54 mm
Eingangsdurchmesser von Blende 1	3,8 mm
Innendurchmesser der Linse 1	40 mm
Länge LinsInnendurchmesser der Linse 2 e 1	53 mm
	40 mm
Länge Linse 2	50 mm
Eingangsdurchmesser Blende 2	9 mm
Spannung Extrator/Linse 1	-1,5...-5 KV
Spannung Linse 2	+ 3,67...3,69 KV

Tab. 6.1: Daten des Linsensystems.

Abb. 6.4a zeigt ein Bild des extrahierten Ionenstrahls.

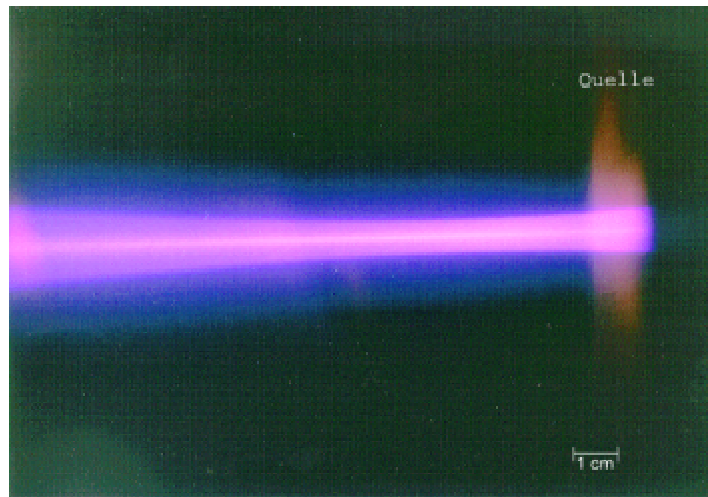


Abb. 6.4a: Extrahierter He⁺-Strahl mit Argon als Restgas.

6.3 Strahlbeschleunigung

6.3.1 Zweistrahl-RFQ

Abb. 6.5 zeigt den Zweistrahl-RFQ Resonator-Innenleiter. Der Resonator besteht aus zwei Grundplatten mit aufgesetzten Stützen. An diese Stützen werden die modulierten Elektroden montiert. Dieses System aus Grundplatte, Stützen und Elektroden bilden ein schwingungsfähiges System, wobei die Stützen den Hauptanteil der Induktivität, die Elektroden den Großteil der Kapazität ausmachen. Zur besseren Symmetrie befinden sich am Zweistrahl-RFQ weitergehende Stützen mit einer oberen "Grundplatte".

2-Strahl-RFQ	He ⁺	Bi ⁺
Resonanzfrequenz [MHz]	54	12,5
Elektrodenspannung [kV]	10,5	180
R _p -Wert [kΩ m]	80	250
Güte	2000	5000
T _{ein} [keV]	4	209
T _{ein} [keV/u]	1	1
T _{aus} [keV]	160	12540
T _{aus} [keV/u]	40	60
T _{aus} /T _{ein}	40	60
max. Strom je Kanal [mA]	1	27,5
Winkel zwischen Strahlachsen [mrad]	76	76
Strahlabstand am RFQ-Ausgang	40	40

Tab 6.2: Parameter des 2-Strahl-RFQ und Design Parameter des ersten HIDIF Beschleunigers für Bi⁺. Das Frankfurter-Funneling-Experiment wird im Gegensatz zur HIDIF Studie mit Helium anstatt Wismut durchgeführt.



Abb. 6.5 zeigt den Zweistrahl RFQ. Die Beschleunigung erfolgt von links nach rechts. Die Strahlachsen des RFQ laufen mit einem Winkel von 76 mrad zueinander, um die Ionenstrahlen in den Funneling-Deflektor zu fokussieren. Das Elektroden Design des Zweistrahl RFQ ist in zwei Sektionen unterteilt. Der erste Abschnitt, der ca. zwei Drittel der Elektrodenlänge ausmacht, dient dem Bunchen sowie der Beschleunigung. Die Elektroden des letzten Drittels ermöglichen eine Strahlanpassung an den Funneldeflektor.

Der RFQ hat eine Länge von 2 m . Die einzelnen Stützen bestehen aus 10 mm dicken, 260 mm breitem und 470 mm hohen Kupferblechen. In diesen Stützen befinden sich Bohrungen zur Aufnahme der Elektroden, die mittels Kupferbrücken befestigt werden.

Beschleunigt werden die Teilchen durch das elektrische Feld zwischen den modulierten Elektroden. Dabei sind gegenüberliegende Elektroden immer auf gleichem Potential.

Im Zweistrahl RFQ werden beide Beschleuniger mit identischen Elektroden betrieben. Zum Erlangen der Phasenverschiebung zwischen den Bunchen von 180° im Kreuzungspunkt, beginnen beide Beschleuniger nicht am gleichen Ort sondern sind um die Länge einer Endzelle ($\beta\lambda/2$) in Strahlrichtung verschoben (vgl. Abb. 6.5).

Das Elektroden-Design des Zweistrahl RFQ, d.h. der Verlauf der Modulation entlang der Strahlachse, ist in zwei Sektionen unterteilt. Der erste Abschnitt dient der Strahlbunchung und Beschleunigung. Die letzten 60 cm ermöglichen eine Strahlanpassung an den Funneldeflektor. Mit diesen Elektrodenteilstück soll erstmals ein 3D-Fokus (Fokus von x und y -Strahlradien sowie longitudinale Fokussierung) am Ort der Strahlkreuzung erreicht werden.

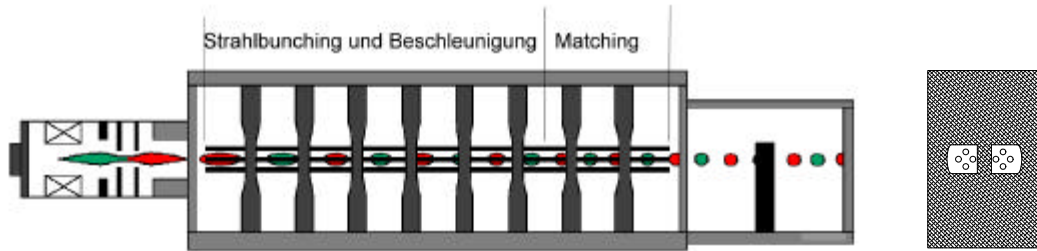


Abb. 6.6: Unterteilung des Elektrodendesigns in Beschleunigungs- und Matching Zone mit anschließenden Einzellendeflektor, rechts sieht man einen Blick auf den RFQ-Ausgang.

In diesen letzten Elektrodenabschnitt wurden für erste Strahltests unmodulierte Elektroden eingesetzt. Nach ersten Strahltests erfolgt der Umbau des letzten Elektrodenabschnitts. Durch die Vorgehensweise können Veränderungen eindeutig dem entsprechenden Elektrodenabschnitt (Beschleunigungs oder 3D-Fokus Bereich) zugeordnet werden.



Abb. 6.7 zeigt den Übergang vom beschleunigenden Elektrodenabschnitt auf den Anpassungsteil (matching). Im hinteren Beschleuniger sind noch die unmodulierten Elektroden eingebaut.

6.3.2 Anpassung der Resonanzfrequenz

Die Messungen und Simulationen der letzten Kapitel haben gezeigt, dass der Strahlradius im Kreuzungspunkt sowie auf dem Gitter der Emittanzmessanlage sehr groß ist. Die Resonanzfrequenz des RFQ betrug 55,2 MHz. Diese Frequenz liegt außerhalb des Frequenzbandes des Verstärkers, innerhalb dessen die nötige Leistung zum Betreiben des RFQ zu Verfügung steht. Zum Herabsenken der Resonanzfrequenz wurde daraufhin in den RFQ eine zusätzliche Kapazität eingebaut.



Abb. 6.8: Hinter den Elektroden ist der zusätzliche Kondensator zum Absenken der Resonanzfrequenz eingebaut.

Die Kondensatorplatten haben eine Breite von 15 cm, die Höhe beträgt 20 cm. Der Kondensator wird zwischen zwei Stützen auf Höhe der Elektroden befestigt, dort ist die Spannung maximal. Durch Kapazitätsänderung infolge des variablen Plattenabstandes kann die Resonanzfrequenz des RFQ eingestellt werden. Dies wird vor allem im späteren Betrieb mit den Funneldeflektoren wichtig, wenn beide Resonatoren mit der gleichen Frequenz betrieben werden müssen.

	ohne Kondensator	mit Kondensator
ω_{res}	56,2 MHz	54,7 MHz
$\Delta\omega_{\text{3dB}}$	33 kHz	32,6 kHz
Güte RFQ	1700	1700

Tab. 6.1: Änderung der Parameter durch Einbau des Kondensators.

Die Messungen zeigen einen sehr geringen Einfluss des Kondensators auf die Güte der Struktur.

6.4 Strahlzusammenführung

Im Kreuzungspunkt beider RFQ-Strahlachsen ist der Funneling-Deflektor angeordnet, der die Teilchen auf eine gemeinsame Bahn biegt.

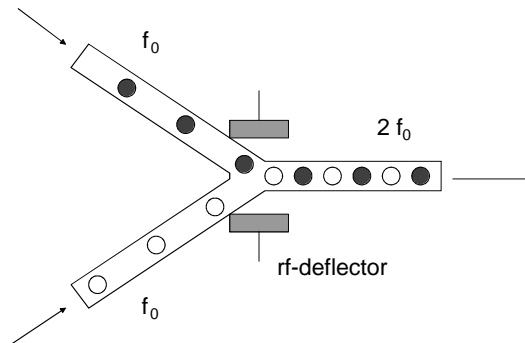


Abb. 6.9: Prinzip des Funnelings. Zwei Teilchenbunche mit einer Phasenverschiebung von 180° bezüglich f_0 bewegen sich auf einen Kreuzungspunkt zu. Dort biegt der Funneling-Deflektor die Teilchen auf eine gemeinsame Teilchenbahn. Dabei addieren sich die Strahlströme bei im Idealfall gleichbleibender Emittanz.

Bewegt sich ein positives Teilchen von der oberen Strahlachse der Abb. 6.9 auf den Kreuzungspunkt zu ist die obere Platte negativ und die untere Platte positiv geladen. Beim Eintritt eines Teilchen der unteren Strahlachse muss die Polarität gewechselt haben.

Die Zellenlänge des Deflektors ist gleich der der letzten Zelle des RFQ mit $L = \beta\lambda/2 = 2,56$ cm. Zur Strahlbiegung wurden zwei unterschiedliche Deflektoren entwickelt, der Ein- und der Vielzellen Funneldeflektor. Beim Einzellen Funneldeflektor findet die Strahlbiegung in einer einzigen Zelle statt (vgl. Abb. 6.10 -a), im Vielzellen-Deflektor teilt sich die Strahlbiegung bei niedrigeren Spannungen auf mehrere Zellen auf (Abb. 6.10 -b). Im HIDIF-Beschleuniger wird als Teilchensorte Wismut verwendet. Durch die Verwendung von leichterem Helium reduziert sich in unserem Experiment die Biegespannung im Deflektor um 21 KV. Hingegen wäre für das deutlich schwerere Wismut schon in der ersten Funnel-Stufe eine Spannung von 1 MV, bei höheren Stufen bis 50 MV, nötig. Diese Spannung lässt sich aufgrund von Hochspannungsüberschlägen nicht erreichen.

Eine Möglichkeit zur "Spannungserniedrigung" ist die Verteilung der Strahlbiegung in mehrere hintereinander angeordnete Biegespalte. Nachteilig ist hier die umgekehrte Polarität der Platten beim Erreichen der nächsten Zelle. Ein vom Betrag identisches E-Feld kehrt die Strahlbiegung in der "falsch gepolten" Zelle um. Zur Verkleinerung des Feldes wird zum einen die Apertur der Zelle vergrößert (Abb. 6.10 -b). Zur besseren Abschirmung des Feldes eignen sich Driftröhren (Abb. 6.10 -c), die für einen feldfreien Raum in der Zelle sorgen. Eine andere Möglichkeit ist in Abbildung d mit gegenphasig schwingenden Platten dargestellt.

Nachteilig beim Vielzellen Deflektor sind die starken Randfelder sowie die längere Drift ohne Strahlführung, die zur Strahlaufweitung und Debunchen führen kann.

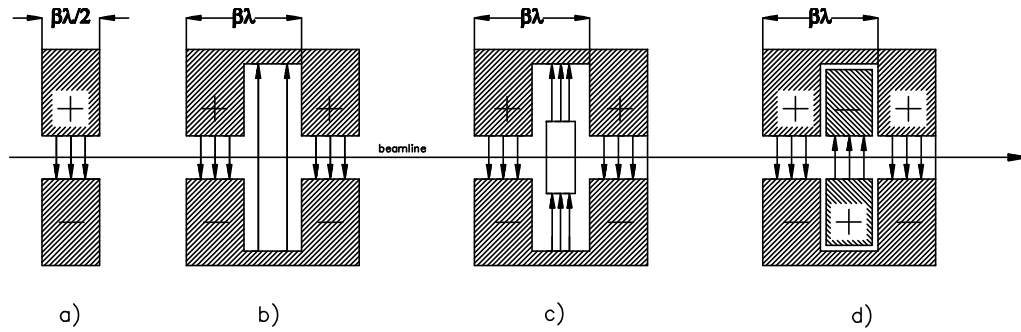


Abb. 6.10: Darstellung des Einzellen- (links) sowie von drei Zellen des Vielzellen-Deflektors ohne und mit Driftröhren, die zur Abschwächung der "falsch" gepolten Felder im großen Spalt dienen. Die Pfeile stellen die E-Feldlinien zu verschiedenen Zeiten der Hochfrequenzwechselspannung dar, wie es ein Teilchen bei seinem Weg durch den Deflektor sieht. Auf die Darstellung der Randfelder wurde zugunsten der Übersichtlichkeit verzichtet.

6.4.1 Einzellen-Funneling-Deflektor

Vom Resonatorprinzip sind die Deflektoren dem des RFQ vergleichbar. Er besteht aus einem kapazitiv belasteten $\lambda/4$ Resonator.

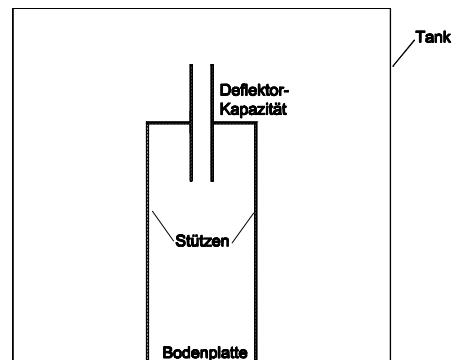


Abb. 6.11 zeigt links ein Modell als $\lambda/4$ Resonator, rechts ein Foto des Einzellen-Funneling-Deflektors. Der Resonator besteht aus einer Grundplatte mit direktmontierten wassergekühlten Stützen, die Ablenklatten können über Klemmungen im Abstand variiert werden. Die Höhe ist ca. 2 m.

Für den späteren Strahlbetrieb ist natürlich die gleiche Resonanzfrequenz von RFQ und Deflektor unerlässlich. Im Strahlbetrieb müssen Tuner die Resonanzfrequenz beider Resonatoren konstant halten.

Diese Bedingung hat bei der Auslegung des Einzellen-Deflektors zu im Abstand verschiebbaren Ablenklatten geführt. Damit ist über die geänderte Kapazität die Frequenz grob einstellbar, im Betrieb erfolgt über den Tuner die Feinregelung.

Die Stützen des Deflektors sind aus Kupfer gefertigt. Sie haben eine Länge von 1.70 m, einen Durchmesser von 40 mm. Am Stützenaußenrand wurden Kupferleitungen mit einem Durchmesser von 6 mm zur Wasserkühlung weich eingelötet. Die Stützen werden zur Montage auf der Grundplatte in Haltefüße eingesteckt. Die Füße haben eine Höhe von 110 mm bei gleichem Durchmesser. Zur besseren Kontaktierung zwischen Haltefüßen und Stützen wurden versilberte Kupferkontakte eingelötet. Der Stützen-Abstand (Mittelpunkt-Mittelpunkt) beträgt 116 mm.

Die Länge der Deflektorplatten beträgt 40 cm, die Breite 25.63 mm ($\beta\lambda/2$). Die Dicke der Platten beträgt 5 mm.

Über den Tauchkolben wird später im Strahlbetrieb die Resonanzfrequenz geregelt. Er koppelt induktiv zwischen den Stützen ein. Er hat einen Durchmesser von 55.5 mm, eine Länge von 210 mm, der "Frequenzhub" beträgt 300 kHz.

	Einzellen Deflektor
ω_{res}	55,5 MHz
$\Delta\omega_{\text{-3dB}}$	20 kHz
Güte 55 MHz	2800

Tab. 6.3: Güte des Einzellen-Funelling-Deflektors.

Der R_p -Wert wurde mit der Störkondensator Messung bestimmt (vgl. Kapitel 2.3). Die Messung mit verschiedenen Störkondensatoren zeigt gute Übereinstimmung.

Einzellen Deflektor	Störkapazität C=1,0 pF	Störkapazität C=1,5 pF	Störkapazität C=2,2 pF
ω_{res}	54,0 MHz	54,0 MHz	54,0 MHz
ω_{res} mit Störkap.	52,34 MHz	51,56 MHz	50,38 MHz
C Struktur	16,26 pF	16,60 pF	16,41 pF
R_p	1,11 M Ω	1,09 M Ω	1,10 M Ω

Tab. 6.4: Störkondensator-Messung mit verschiedenen Störkapazitäten.

Über die zur Verfügung stehende Senderleistung von 1000 W können Spannungen im Biegespalt des Deflektors bis zu max. 31 KV erzeugt werden.

6.4.2 Vielzellen-Deflektor

In Abb. 6.12 zeigt eine Darstellung des Vielzellendeflektors. Der Vielzellendeflektor wurde im Rahmen ihrer Diplomarbeiten von Erich Windschuh und Holger Liebermann [LiDipl] aufgebaut.

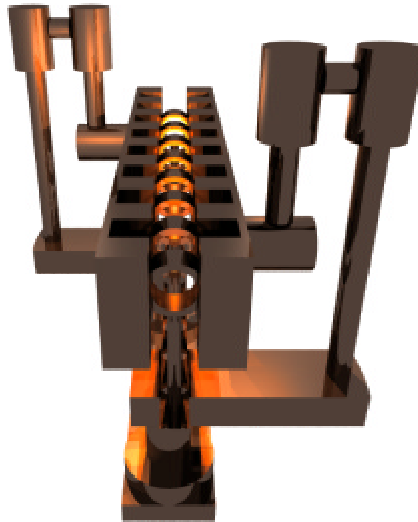


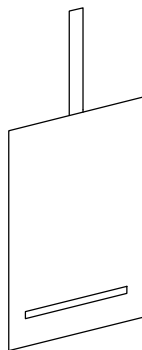
Abb. 6.12 zeigt den Vielzellen Deflektor. Zur Abschirmung der "ungünstigen" Polarität ist in jeden zweiten Spalt eine Driftröhre implementiert.

Durch die Vorgabe, einen vorhandenen Vakuumentank [ZimmVak] zu benutzen, wurden die Verbindungsstützen zu den Biegeplatten einfach umgelenkt, um einen kompakten Resonator zu erhalten. Durch dieses Konstruktionsprinzip konnte die notwendige Induktivität bei kleinem Raumbedarf verwirklicht werden.

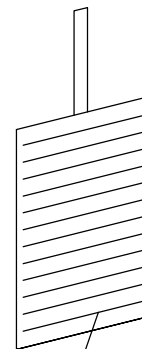
6.5 Emittanz-Messanlage

Der Schlitz der Emittanz-Messanlage besteht aus einem massiven Tantalblech mit einem rechteckigen Schlitz. Das Gitter besteht aus mehreren Drähten, die in gleichem Abstand zueinander angeordnet sind. Die Messsignale werden einzeln über Kabel und Vakuumdurchführungen zur Verstärker-Elektronik geführt.

Schlitz



Gitter



einzelner Draht

Abb. 6.13 zeigt eine schematische Darstellung von Schlitz und Gitter.

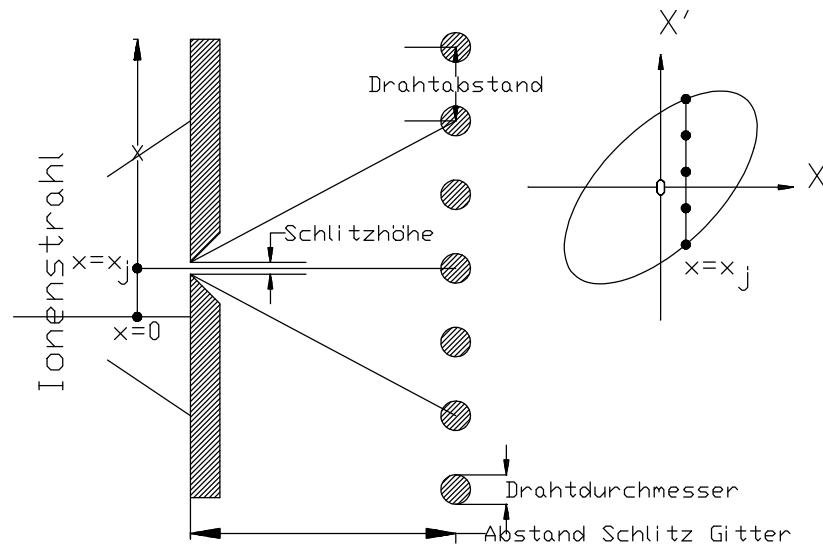


Abb. 6.14: Schematische Darstellung der Schlitz-Gitter Messung. Durch einen Schlitz wird der gesamte Teilchenstrahl bis auf den Bereich der Schlitzfläche ausgeblendet, der Ort der Messung $x=x_j$ ist damit bis auf die Schlitzhöhe festgelegt. Im festen Abstand hinter dem Schlitz treffen die Teilchen auf die Drähte des Gitters. Durch geometrische Bedingungen (Abstand Schlitz-Gitter, Drahtdurchmesser, Abstand der Drähte), kann damit jedem Draht ein Winkel x' zugeordnet werden.

Schlitz und Gitter befinden sich an zwei Vakuumdurchführungen. Diese Anordnung ermöglicht im Messbetrieb Schlitz und Gitter in unterschiedlichen Positionen zu fahren. Außerdem kann durch Zwischenpositionen des Gitters bei fester Schlitzposition der Phasenraum genauer ausgemessen werden. Insgesamt sind bis zu 9 Zwischenschritte möglich. Erkauft wird diese erweiterte Auflösung, im Vergleich einer Anlage mit Schlitz Gitter an einer gemeinsamen Vakuum Durchführung, durch doppelte Ansteuerelektronik nebst komplexerer Programmierung.

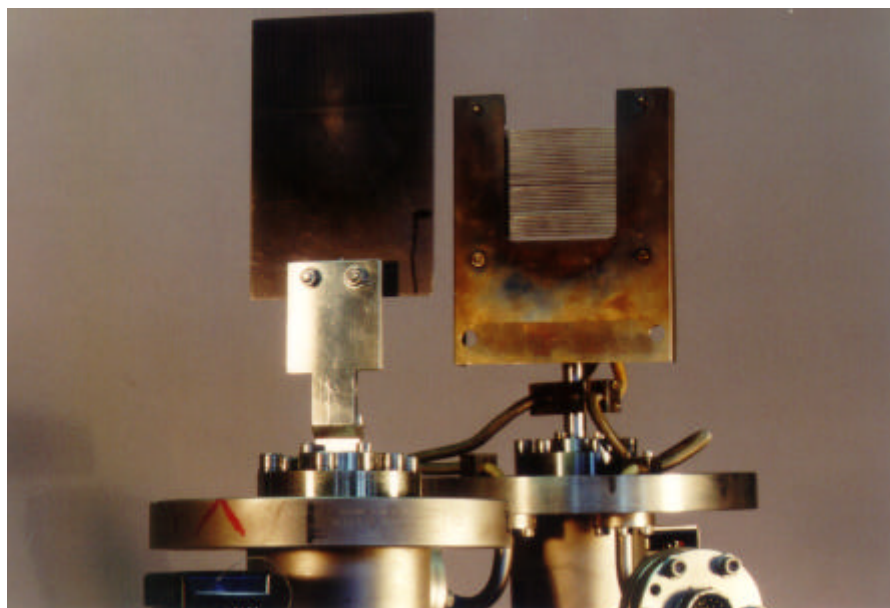


Abb. 6.15: Schlitz und Gitter an ihren Vakuumdurchführungen. Das hier abgebildete hintere Gitter wurde nur zu photographischen Zwecken herangezogen, zur Strahldiagnose wurde ein Gitter mit 60 Drähten und einem Strahldurchmesser von 0,1 mm eingesetzt.

Für präzise Messungen ist die Konstanz der Schlitzhöhe während der Messung wichtig. Insbesondere bei hohen thermischen Belastungen muss der Schlitz gekühlt werden, oder ein Großteil des Strahls wird durch eine dem Schlitz vorgeschaltete weitere Blende ausgeblendet [RaPeSr].

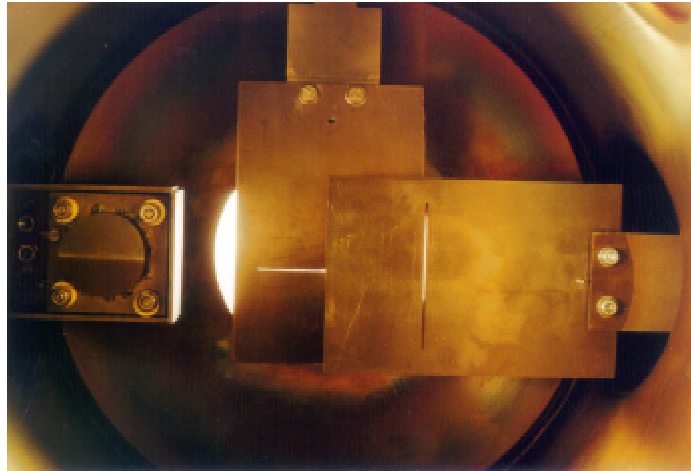


Abb. 6.16: Schlitz und Faradaytasse (links im Bild). Schlitz und Faradaytasse teilen sich zur Strahldiagnose den Ort des Strahleingangs der Emittanzmessanlage. Zur Vermeidung der Zerstörung der exponierten Bauteile ist in allen Fällen ein gleichzeitiges Einfahren mehrerer Analyseelemente zu verhindern.

Gleiche Überlegungen gelten für das Gitter. Zwar ist die thermische Belastung durch die Strahlausblendung stark gemindert. Wird jedoch eine Profil-Messung durchgeführt (nur das Gitter wird in den Teilchenstrahl gefahren), können leicht Temperaturen, die zum Abschmelzen der Drähte führen, erreicht werden.

Eine weitere Maßnahme zur Reduzierung der deponierten Leistung im späteren Messbetrieb ist, den Beschleuniger gepulst zu fahren.

Zu Beginn der Messung fährt der Schlitz an eine Position x_j (vgl. Abb. 6.14). In dieser Position wird der Ionenstrahl bis auf den Bereich der Schlitzfläche ausgeblendet. Der nicht ausgeblendete Teilstrahl driftet nun, wobei seine Emittanz erhalten bleibt (Satz von Liouville), auf das Gitter.

Die Elektronik der Emittanzmessanlage registriert den auf die einzelnen Drähte des Gitters auftreffenden Ionenstrom. Durch die Position des Drahtes, der durch die Drahtabstände, den Drahtdurchmesser sowie den Abstand zwischen Schlitz und Gitter definiert wird, bestimmt die Anlage alle Winkel x'_j .

Zum vollständigen Ausmessen des Teilchenstrahls durchfährt der Schlitz den Strahl. Dabei werden an jeder Stelle x_j des Schlitzes alle Winkel bestimmt, an denen geladene Teilchen auf einen Draht auftreffen.

Um den Phasenraum vollständig auszumessen, sollte die Schrittweite des Schlitzes der Schlitzhöhe entsprechen. Ist die Schrittweite kleiner, werden Teile des Phasenraumes doppelt gemessen, wodurch die Messung fehlerhaft wird. Die Software erlaubt die Veränderung der Schrittweite des Schlitzes. Die Schlitzhöhe lässt sich durch Austausch des Schlitzes variieren.

Fehlerquellen bei Emittanzmessungen sind nicht parallel ausgerichtete Schlitze und Gitter. Haben Schlitz und Gitter einen Winkel zueinander, so würde ein Teilstrahlstrahl mit einem Winkel α' , der nur einen einzigen Draht treffen würde, auf mehrere Drähte auftreffen. Die gemessene Emittanz wird zu groß. Kontrolliert wird die Bedingung durch die Öffnungen der Emittanzmeßanlage durch Ausrichten des Schlitzes mittels eines Präzisions-Justier-Fernrohres.

Aufgrund der Erweiterung der Anlage auf die zweite Ebene ist nun ein mögliches Zusammentreffen der beiden Schlitze sowie der Gitter der Ebenen zu unterbinden. Hier wurde die sicherste Methode gewählt und Schlitze und Gitter so positioniert, dass selbst bei einem, eigentlich durch die Software unterbundenen gleichzeitigen Einfahren, Schlitze und Gitter aneinander vorbeifahren. Durch diesen Aufbau haben beide Ebenen unterschiedliche Auflösungen [vgl. BaLu], es kann jedoch kein Schaden an der Anlage mehr auftreten.

Da nur ein Satz von 60 Messverstärkern, d.h. ein Verstärker für einen Draht des Gitters, zur Verfügung steht, kann jeweils nur eine Ebene an die Verstärker angeschlossen werden. Bei der Analyse der zweiten Ebene muss das zugehörige Gitter an die Messverstärker angeschlossen werden.

Bei allen Arten des wechselseitigen Umschalten oder Einfahren eines nicht an die Elektronik angeschlossenen Gitters muss darauf geachtet werden, dass keines der Messgitter aufgrund fehlender "Erdung" sich aufladen kann. Wird ein solches Gitter mit Spannung, deren Wert im Maximalfall bis zur Strahlenergie (im Funneling-Experiment bis zu 160 kV) reichen kann, an die Messverstärker-Elektronik angeschlossen, so können unter ungünstigen Umständen die Messverstärker, der Experimentator oder andere Teile der Anlage zerstört werden. Ebenfalls nicht zu unterschätzen sind "Wackelkontakte" in den empfindlichen Datenübertragungskabeln. Während des "offenen Kontakts" können an den einzelnen Adern des Kabels hohe Spannungen anliegen. Dies alles mag trivial klingen, jedoch haben diese simplen "Wackelkontakte" schon zu schweren Schäden an der Anlage geführt.

Die Schlitzhöhe der verwendeten Schlitze betrug 0,10 mm. Die Gitter haben 60 Drähte mit 0,1 mm Durchmesser und einen Drahtabstand von 1 mm.

Abb. 6.17 zeigt die gute Übereinstimmung beider Ebenen. Aufgrund des longitudinalen Versatzes beider Schlitze von ca. 2 cm wird die Emittanz an verschiedenen Orten gemessen (vgl. Abb. 6.16).

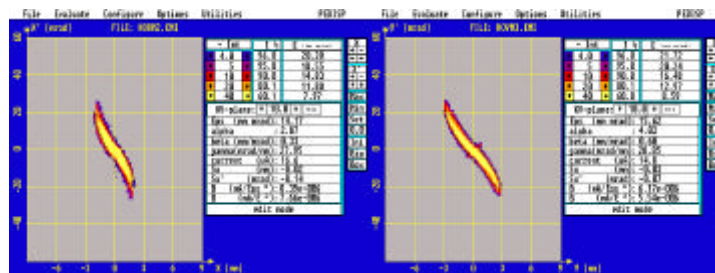


Abb. 6.17: Vergleichende Messung der Strahlemittanz einer Ionenquelle in der X-Ebene (links) und Y-Ebene. Die 90% KV-Emittanzen betragen $\epsilon_x = 14,1$ mm mrad und $\epsilon_y = 15,6$ mm mrad, die Strahlradien $r_x = 2,2$ mm sowie $r_y = 3,1$ mm, die Konvergenzwinkel $\gamma_x = 20$ mrad und $\gamma_y = 21$ mrad.

7 Messergebnisse

Im folgenden Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse dargestellt. Beginnend bei den Strahlparametern der Ionenquellen wird auf die Strahlqualität nach dem RFQ im Kreuzungspunkt der Strahlachsen sowie auf die ersten erfolgreichen Funnelexperimente eingegangen.

7.1 Strahlparameter der Injektionssysteme

Das Ziel beim Betrieb der Injektionssysteme sind die Erzeugung identischer Ionenstrahlen. Zur Messung der Strahleigenschaften wurden beide LEBT einzeln direkt an die Emittanzmessanlage angeflanscht. Fokussiert wurde der Strahl mittels der Blendenspannungen des elektrostatischen Linsensystems auf die Faradaytasse. Diese ist, im Bezug zum Abstand zur Ionenquellen, am gleichen Ort angebracht wie der Schlitz der Emittanzmessanlage.

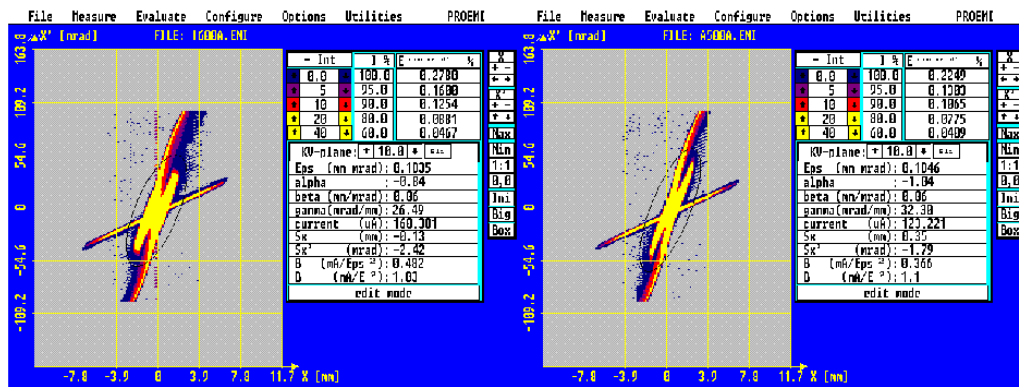


Abb. 7.1 zeigt zwei xx' -Emittanzmessungen beider Injektionssysteme bei einem Strahlstrom von 0,8 mA im Vergleich. Die Emittanzen haben bei diesem Strahlstrom einen Unterschied von nur 2%.

Abb. 7.1 zeigt zwei xx' -Emittanzmessungen beider Injektionssysteme bei einem Strahlstrom von 0,8 mA. Die gemessene Emittanzen unterscheiden sich bei diesem Strahlstrom nur um 2%.

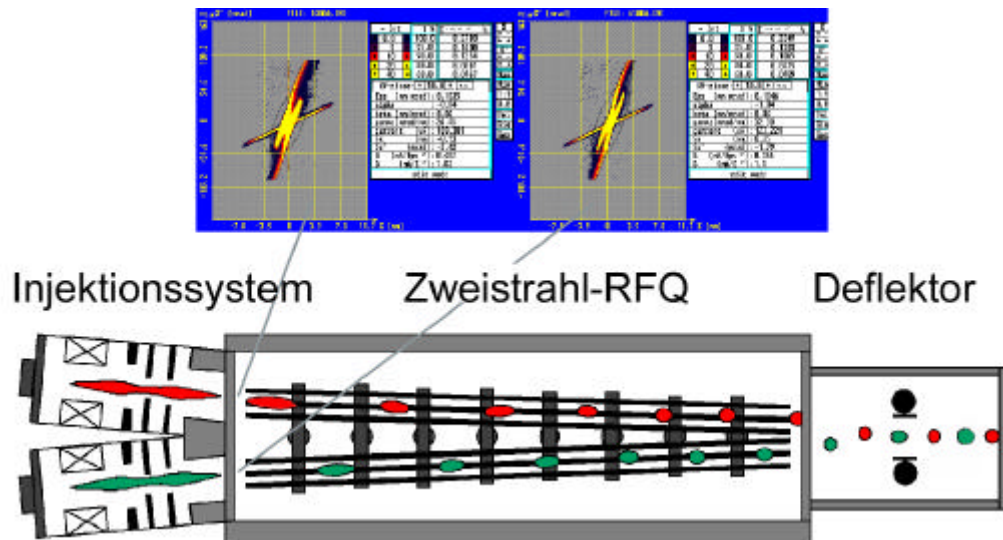


Abb. 7.2: Anordnung der Injektionssysteme mit den zugehörigen Emittanzen.

Zum Vergleich beider Ionenquellen wurde die Emittanz zwischen 0,4 und 1,2 mA gemessen.

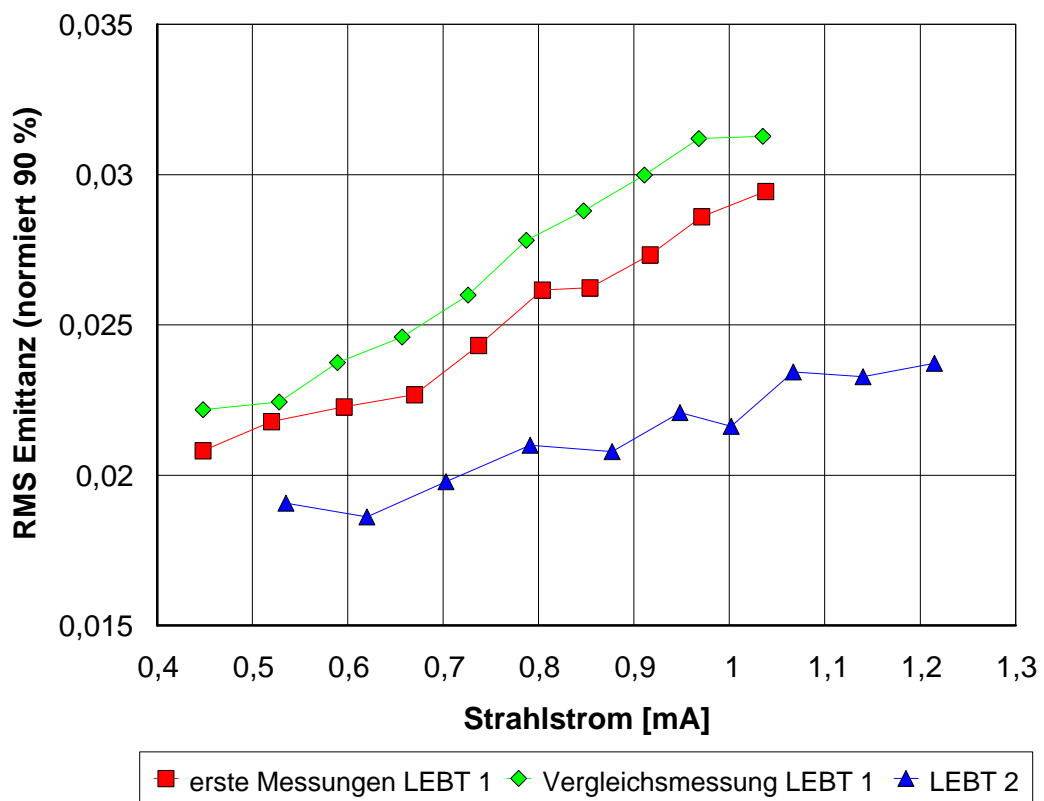


Abb. 7.3: Vergleich zweier Messreihen an einem Injektionssystem, Vergleich mit zweitem Injektionssystem

Abb. 7.3 zeigt Emittanzmessungen bei einem anwachsenden Strahlstrom von 0,4 bis 1,2 mA. Die oberen Messungen stellen zwei Messreihen des gleichen Injektionssystem dar. Zur Messung wurden bei verschiedenen Strahlströmen

Emittanzmessungen vorgenommen. Danach wurden Ionenquelle und Linsensystem komplett zerlegt, die Glühkathode gewechselt.

Die Vergleichsmessung zeigt geänderte Strahleigenschaften der Ionenquellen nach einer "Neumontage". Die gemessene Emittanz ist in unserem Fall bei allen Strahlströmen kleiner. Die Unterschiede stammen aus unvermeidbaren unterschiedlichen Justierungen der Ionenquelle sowie des Linsensystems, die sich trotz der sehr genauen Fertigung nicht vermeiden lassen.

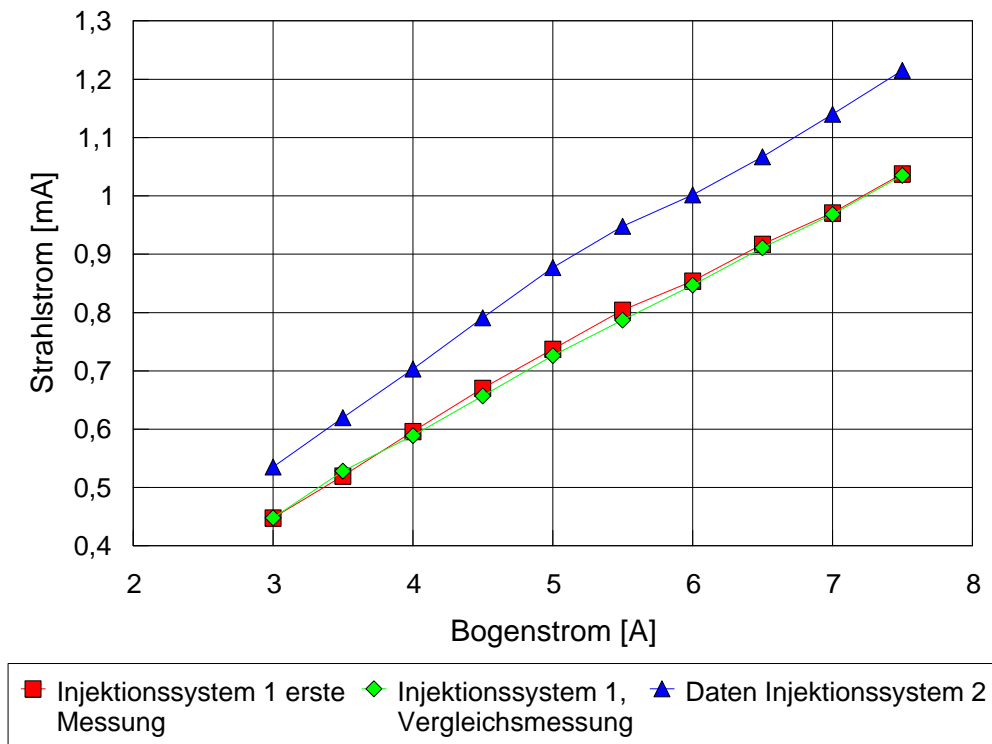


Abb. 7.4: Vergleich zweier Messreihen an einem Injektionssystem, Vergleich mit zweitem Injektionssystem. Dargestellt ist der Strahlstrom als Funktion des Bogenstroms.

Die Messung des Strahlstroms der Ionenquelle zeigt, im Gegensatz zur Emittanz, einen vernachlässigbaren Unterschied nach einer Demontage. Injektionssystem zwei liefert über den gesamten Bogenstrom einen größeren Strahlstrom.

Die Untersuchungen haben die auch in vielen Laboratorien gefundene Erfahrung bestätigt, dass es keine zwei "identischen Ionenquellen" gibt (vgl. [ZiDipl]).

Für den Betrieb mit dem RFQ bedeutet dies, dass die Injektionssysteme zur Erzeugung gleicher Strahlströme mit unterschiedlichen Bogenströmen betrieben werden müssen. Die dadurch ungleichen Plasmadichten sowie thermischen Belastungen der Plasmakammer und unterschiedlichen Füllgrade der elektrostatischen Linsen tragen zu den gemessenen Emittanzunterschieden bei.

Im Betrieb mit dem RFQ wird sich jedoch zeigen, dass die Unterschiede der Injektionssysteme keinen großen Einfluss auf die gemessenen Emittanzen nach dem RFQ haben, d.h. der RFQ wirkt wie ein Filter.

7.2 Energiemessung des Strahls nach dem RFQ

Zur Bestimmung der Energie des RFQs wurde im Kreuzungspunkt der Strahlachsen ein Ablenkmagnet mit dem RFQ verbunden. Durch eine flexible Verbindung kann der Magnet auf beide Strahlachsen ausgerichtet werden. Bei einem Magnetfeld von $B=0,78$ T wurde ein Maximalstrom an der Faradaytasse des Ablenkmagneten festgestellt. Dies entspricht einer Teilchenenergie von 166 keV [FADiss]. Die Abweichung zur Sollenergie ist auf die abweichende Resonanzfrequenz des RFQ mit 54,55 MHz zurückzuführen (Sollfrequenz 54 MHz). Die Einschussenergie der Injektionssysteme wurde von 4 keV auf 4,15 keV erhöht, bei dieser Energie wurde ein maximaler Strahlstrom an der Tasse gemessen.

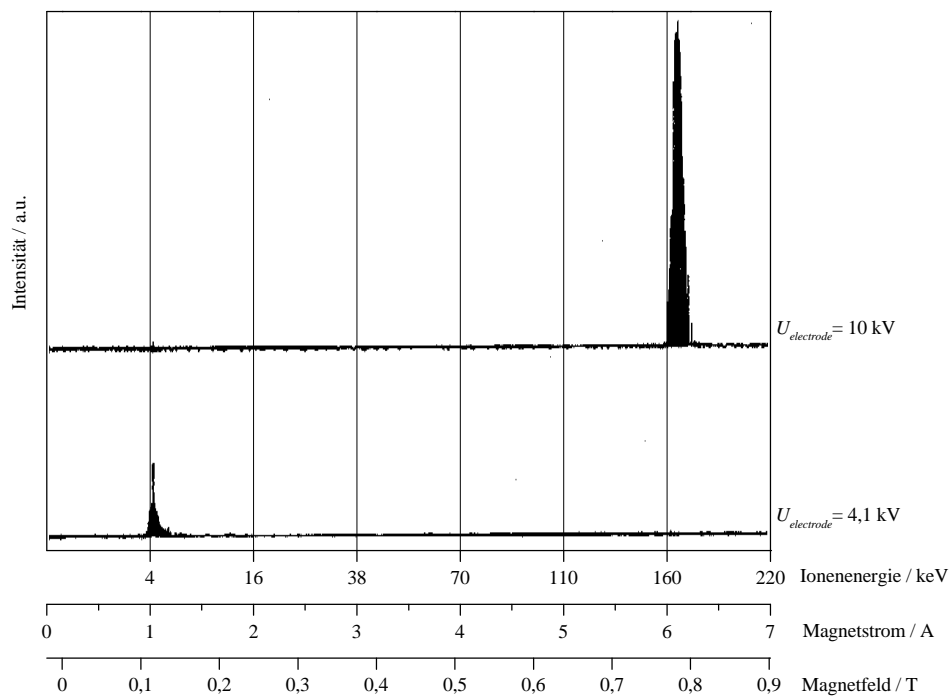


Abb. 7.5: Energiemessung nach dem RFQ. Der obere Peak entspricht dem beschleunigtem Strahl, der untere dem Transportierten [FADiss].

Bei einer Reduzierung der Elektrodenspannung auf 4 KV wird der Teilchenstrahl nicht mehr beschleunigt, sondern nur noch transportiert. Die Endenergie entspricht in diesem Fall der Einschussenergie der Ionen.

7.3 Emittanzmessung

Identische Strahlbunche im Kreuzungspunkt der Strahlachsen sind wichtig für erfolgreiches Funneln. Zur Untersuchung der Strahleigenschaften beider Beschleuniger wurde im Kreuzungspunkt der Strahlachsen die Emittanzen gemessen. Dabei wurde das Verbindungsrohr zwischen RFQ und Emittanz-Messanlage so konstruiert, dass der Kreuzungspunkt am Schlitz der Emittanzmessanlage liegt. Aufgrund des beschränkten Fahrweges von Schlitz und Gitter in der Emittanzmessanlage ist der Kreuzungspunkt der einzige Ort, in dem beide Strahlen gleichzeitig ausgemessen werden können.

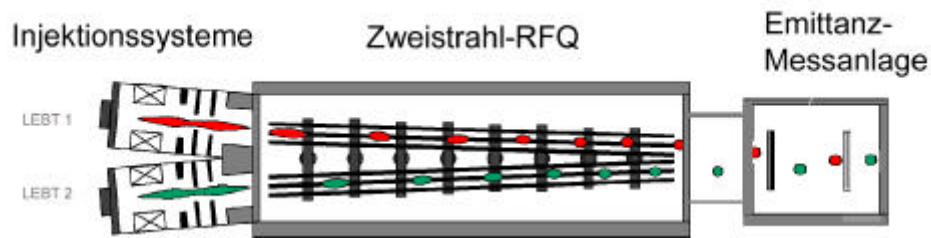


Abb. 7.6: Schematischer Aufbau zur Messung der Strahlemittanz beider Beschleuniger. Der Schlitz der Emittanzmessanlage befindet sich im Kreuzungspunkt der Strahlachsen.

Die Einstellungen der LEBT wurden auf gleiche Strahlströme bezüglich der Faradaytasse optimiert. Die Quellenparametern sind Tabelle 7,1 zu entnehmen.

	LEBT 1	LEBT 2
Bogenspannung	100,0 V	100,0 V
Bogenstrom	4,00 A	5,50 A
Strahlstrom LEBT	0.7 mA	0.95 mA
Spannung Blende 1	-2,58 kV	-3,5 kV
Spannung Blende 2	3,77 kV	3,76 kV
	RFQ 1	RFQ 2
Strahlstrom nach RFQ im Kreuzungspunkt	0,15 mA	0,15 mA

Tab. 7.1: Quellenparameter im Strahltest mit dem RFQ

Vergleicht man die Strahlströme im Kreuzungspunkt mit den extrahierten Strömen aus der Ionenquellen, so stellt man Verluste im Strahlstrom fest. Diese ergeben sich durch die fehlende radiale und longitudinale Anpassung der unmodulierten Elektrodenendstücke im RFQ an den Funneldeflektor. Im Kreuzungspunkt, ca. 0.5 m nach dem RFQ, ist der Strahldurchmesser zu groß um ihn komplett mit der Faradaytasse auszumessen. Um den Gesamtstrom zu ermitteln, wäre eine Faradaytasse größeren Durchmessers nötig, oder die Tasse müsste näher am RFQ positioniert werden.

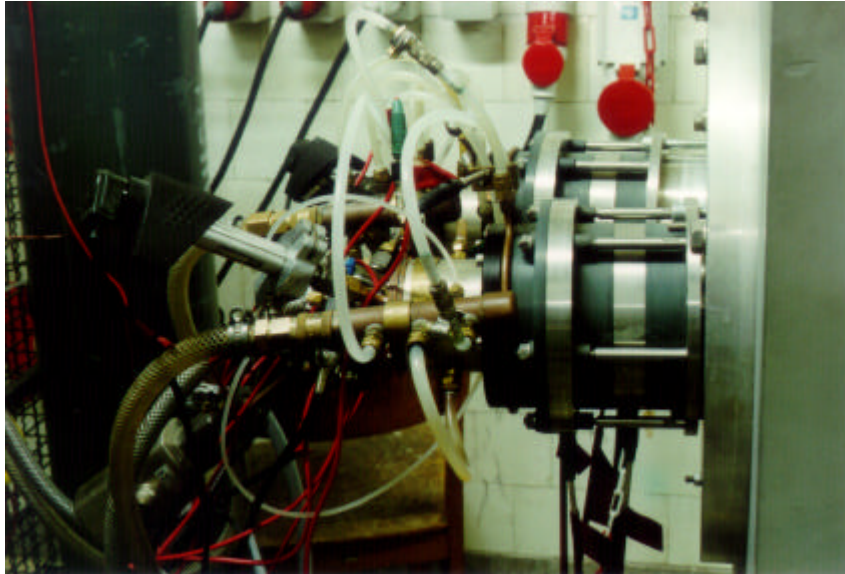


Abb. 7.7: Seitenansicht der Injektionssysteme. Durch den longitudinalen Versatz der Ionenquellen werden die Einschuss-Bedingungen in die RFQ-Quadrupole angeglichen, die um eine Zellenlänge versetzt beginnen.

Auffällig sind die ungleichen Parameter der LEBT. Würden beide Beschleuniger gleiche Transmissionen aufweisen, wären auch die Quellen mit identischen Einstellungen betrieben worden. Diese Differenz deuten auf größere Strahlverluste im rechten Strahlkanal. Bei dem später Einbau der neuen Elektrodenendstücke wurden Dejustierungen festgestellt.

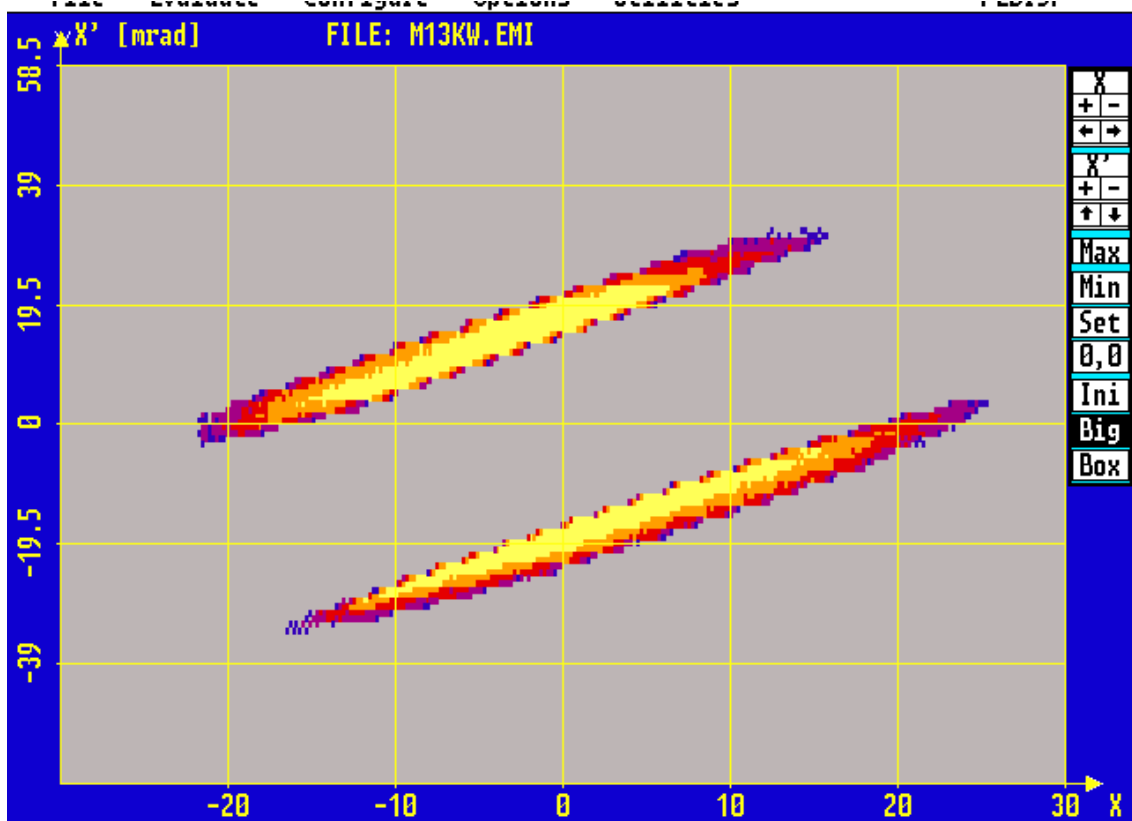


Abb. 7.8: Emittanzmessung beider Strahlachsen am Ort des Kreuzungspunktes. Die obere unnormierte 90% rms-Emittanz beträgt $\epsilon_{\text{rms } 90\% \text{ oben}} = 11,6 \text{ mm mrad}$, die untere $12,4 \text{ mm mrad}$, der Unterschied ca. 6%.

Die gemessenen Strahlemittanzen im Kreuzungspunkt sind in Abb. 7.8 dargestellt. Tab. 7.2 zeigt die Messergebnisse.

	RFQ 1	RFQ 2	Abweichung
KV-Emittanz unnormiert 90 % [mm mrad]	46,36	49,4	6,1 %
KV-Emittanz normiert 90 % [mm mrad]	0,43	0,43	0,1 %
α	-3,79	-4,45	14 %
β [mm/mrad]	4,2	5,1	17 %
γ [mrad]	3,65	4,09	11 %
rms-Emittanz unnormiert 90 % [mm mrad]	11,59	12,35	6,5 %
rms-Emittanz normiert 90 % [mm mrad]	0,11	0,11	0,1 %
Strahlradius [mm]	13,95	15,9	12 %
Divergenzwinkel [mrad]	13	14,2	8 %

Tab. 7.2: Messergebnisse der Emittanzmessung beider Beschleuniger

Im Vergleich zeigen beide Teilchenstrahlen gute Übereinstimmungen. Damit war es erstmals erfolgreich gelungen, zwei Teilchenstrahlen in einer gemeinsamen RFQ-Struktur gleichzeitig zu beschleunigen. Mit diesen gemessenen Strahleigenschaften werden die später beschriebenen ersten Funnelversuche durchgeführt.

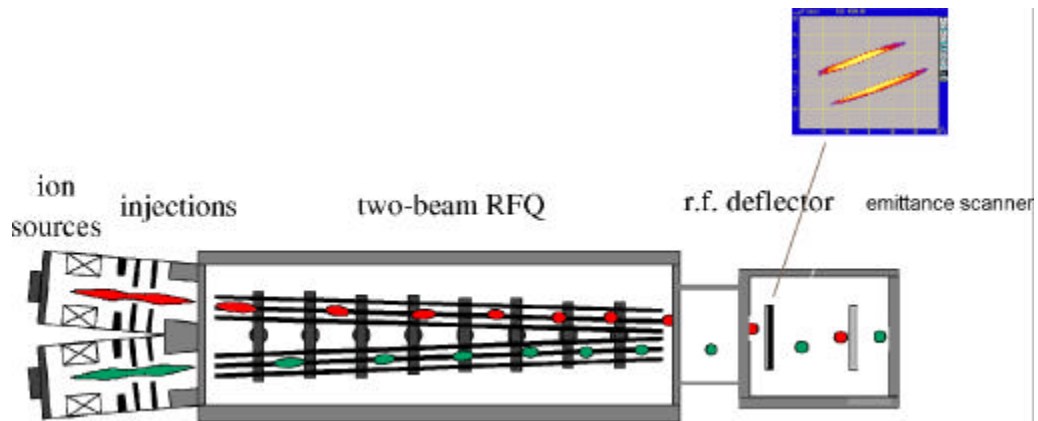


Abb. 7.9: Schematischer Aufbau zur Messung der Strahlemittanz mit zugehöriger 2d-Darstellung.

7.4 RFQ-Ionenstrahl-Pulsstruktur

Zur Messung der Phasenbreite der einzelnen Bunche wurde im Kreuzungspunkt der Strahlachsen Messungen mittels einer hochauflösenden Faradaytasse (Bandbreite 1 GHz) vorgenommen.

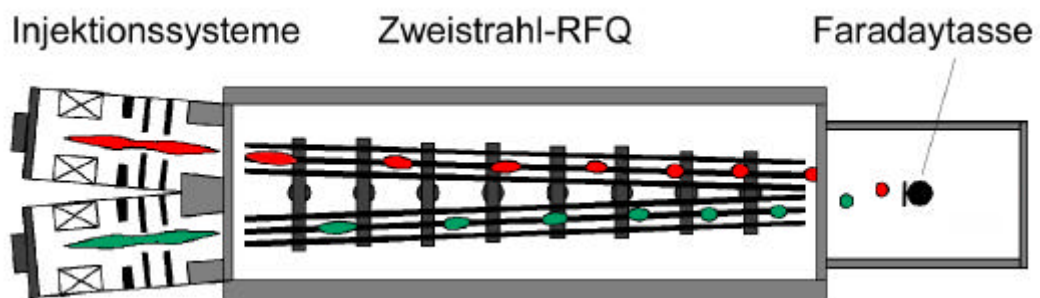


Abb. 7.10: Schematischer Aufbau zur Messung der Pulsstruktur.

Durch eine geeignete Wahl der Geometrie von Innen- zu Außenleiter am Messkopf hat eine schnelle Faradaytasse einen Wellenwiderstand von 50Ω . Zur Verhinderung hoher Spannungen bei Unterbrechungen der Messleitung wurde ein $1 \text{ k}\Omega$ Widerstand parallel eingeschaltet.

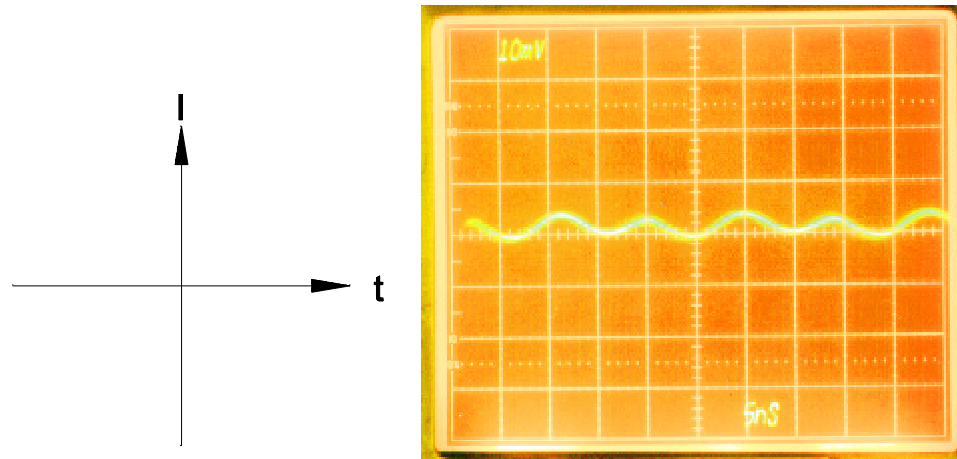


Abb. 7.11: Pulsstruktur Messung mittels einer schnellen Faradaytasse im Kreuzungspunkt. (Bandbreite Oszillograph 500 MHz). Jeder zweite Peak entspricht einem Bunch eines Teilchenstrahls. Die Phasenverschiebung zwischen den Strahlachsen beträgt 180° .

Abb. 7.11 zeigt die gemessene Pulsstruktur. Die Ionenquellen wurden auf einen gleichen Strahlstrom im Kreuzungspunkt eingestellt. Der Abstand der beiden Bunche im Kreuzungspunkt beträgt 9 ns und damit $T/2$.

Die Messung zeigt die große Phasenbreite der einzelnen Bunche im Kreuzungspunkt. Die Bunchlänge beträgt ca. 9 ns oder ca. 180° , so daß ein "Sinusbild" doppelter Frequenz mit kleiner Amplitude entsteht. Das Abschalten eines Teilchenstrahls halbiert die Frequenz auf f_0 .

7.5 Funneling mit dem Einzellendeflektor

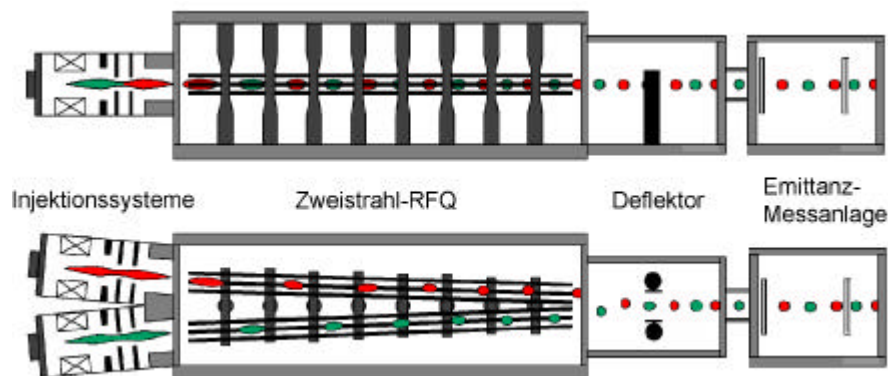


Abb. 7.12: Aufbau zur Strahlzusammenführung mit dem Einzellendeflektor. Der im Kreuzungspunkt beider Strahlachsen stehende Einzellendeflektor biegt beide Teilchenstrahlen durch eine einzige Biegung auf eine gemeinsame Bahn.

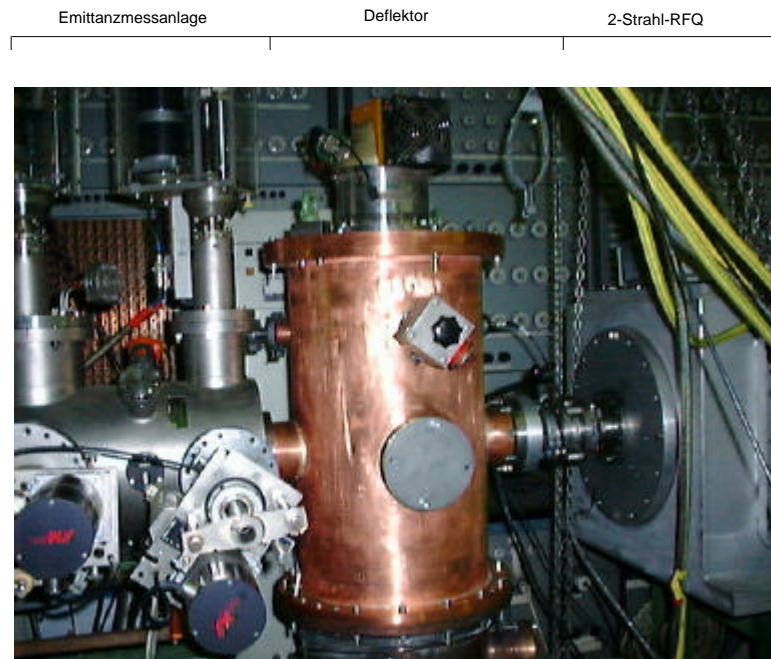


Abb. 7.13: Aufbau zur Strahlzusammenführung.

Da sowohl RFQ als auch der Deflektor im Strahlbetrieb mit der gleichen Frequenz betrieben werden, besitzen beide Resonatoren Möglichkeiten zur Frequenz-Anpassung. Im RFQ besteht diese Einstellmöglichkeit über den zusätzlichen Kondensator, im Deflektor über den Abstand der Biegeplatten. Als gemeinsame Frequenz wurde 54,35 MHz gewählt. Die Amplitude der Spannung in beiden Resonatoren wurde mit Dämpfungsgliedern vor den Verstärkern geregelt, eine Optimierung der Phase zwischen RFQ und Deflektor wurde grob über verschiedene Kabellängen eingestellt, zur Feinregelung standen zwei mechanische Phasenschieber zur Verfügung.

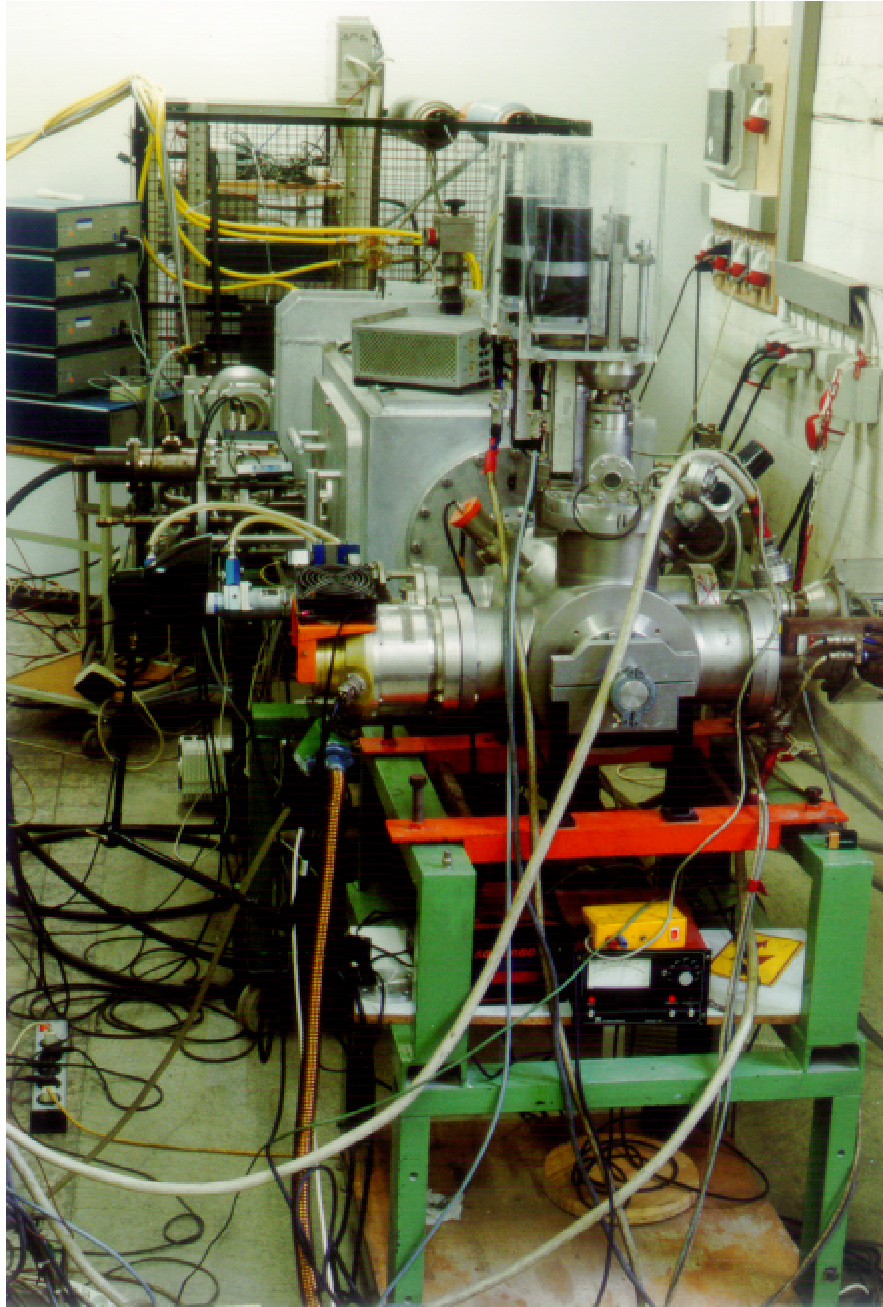


Abb. 7.14: Gesamtaufbau des Funneling-Experiments mit folgenden Teilkomponenten (von hinten nach vorne): Quellenturm mit Hochspannungsnetzteilen, Zweistrahl RFQ und zweidimensionale Emittanzmessanlage.

Die Injektionssysteme wurden auf gleiche Strahlströme im Deflektor optimiert. Der Bogenstrom von LEBT 1 betrug 3,15 A, von LEBT 2 5,7 A.

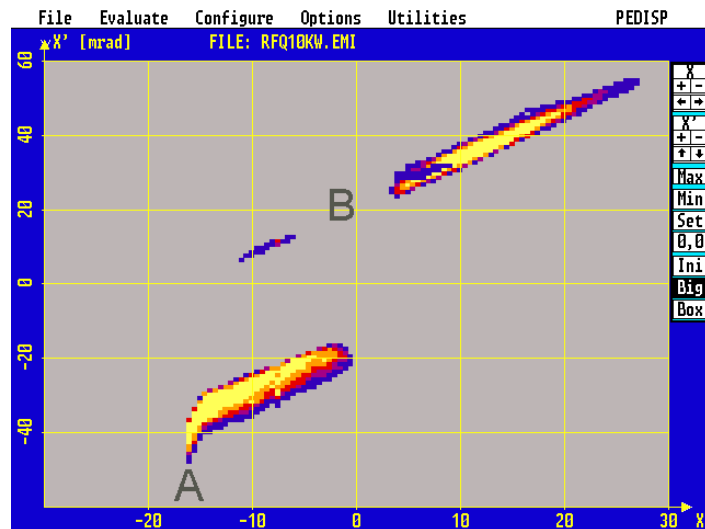


Abb. 7.15: Emittanz-Messung nach dem Einzellendeflektor. Die Teilchenstrahlen driften bei ausgeschalteten Deflektor ohne Strahlbiegung, der Winkel zwischen den Strahlachsen entspricht 76 mrad.

Abb. 7.15 zeigt eine Emittanzmessung bei ausgeschaltetem Einzellendeflektor. Die Teilchenstrahlen driften gerade durch den Deflektor, der Winkel zwischen den Strahlachsen entspricht 76 mrad, dem Winkel zwischen den Quadrupolen im RFQ. Deutlich erkennt man, dass beide Emittanzen wegen der Geometrie der Messanordnung nicht komplett aufgezeichnet wurden.

Die untere Emittanzfigur wird durch den begrenzten Fahrweg von Schlitz und Gitter der Emittanzmessanlage beschränkt. Während der Messung erreichte der Schlitz seinen inneren Endanschlag, das Gitter konnte noch wenige Messschritte weiterfahren, erkennbar an den drei stark abknickenden Messpunkten (A in Abb. 7.15). Die komplette Emittanz ist ca. doppelt so groß. Die obere Emittanz zeigt Ausblendungen in der Mitte. Diese wurden von den Ablenkplatten des Einzellendeflektor hervorgerufen (Punkt B in Abb. 7.15).

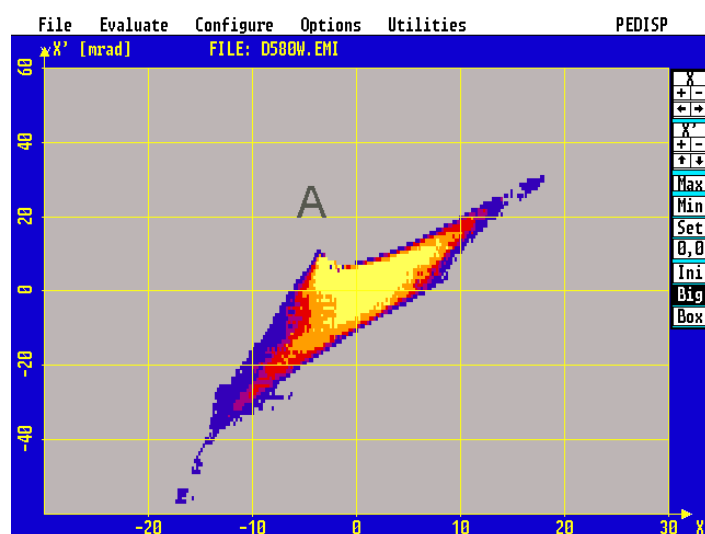


Abb. 7.16: Strahlzusammenführung mit dem Einzellendeflektor. Diese Messung zeigt eindrucksvoll die erstmalige Strahlzusammenführung nach dem Funneling-Prinzip. Die benötigte Leistung beträgt 580 W.

Abb. 7.16 zeigt die mit dem Einzellendeflektor zusammengeführten Strahlen. Durch eine Variation der dem Deflektor zugeführten Leistung sowie der Phase wurden beide Strahlen zusammengeschoben und auf eine gemeinsame Strahlachse geführt. Mit dieser Messung wurde erstmals das Funneling erfolgreich experimentell demonstriert.

Die "Bananenform" des zusammengeführten Strahls folgt aus der zu großen Phasenbreite der einzelnen Bunche im Deflektor. Teilchen des Bunches, die bezüglich der Hochfrequenz zu früh oder spät in den Biegespalt eintreten erfahren nicht die maximale Biegespannung. Sie werden zu schwach abgelenkt (vgl. Punkt A der Messung).

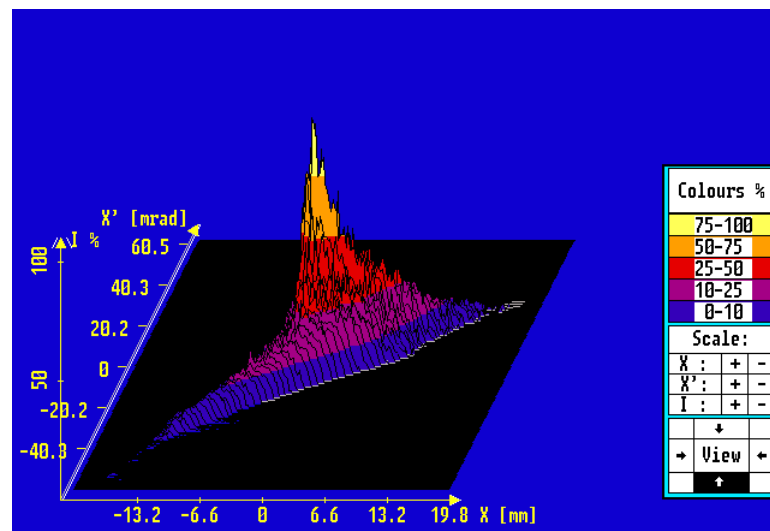


Abb. 7.17: 3D-Darstellung des zusammengeführten Strahls.

Diese Messungen verdeutlichen, dass ohne Verkleinerung der Strahlradian sowie einer besseren longitudinalen Fokussierung ein komplettes gleichzeitiges Messen beider Teilchenstrahlen sowie ein verlustfreie Strahlzusammenführung unmöglich ist.

Um eine Aussage über ein eventuelles Emittanzwachstum während des Funneling treffen zu können, ist eine Messung der Emittanzen beider Teilchenstrahlen vor der Strahlzusammenführung sowie eine Emittanzmessung des zusammengeführten Strahls nötig. Aufgrund des begrenzten Fahrweges der Emittanzmessanlage ist ein gleichzeitiges Ausmessen beider Teilchenstrahlen bei ausgeschalteten Deflektor nicht möglich.

Um trotzdem das Emittanz-Wachstum abschätzen zu können, wird die Emittanzmessung beider Teilchenstrahlen im Kreuzungspunkt herangezogen, da sich die Emittanz während der Strahldrift nicht ändert.

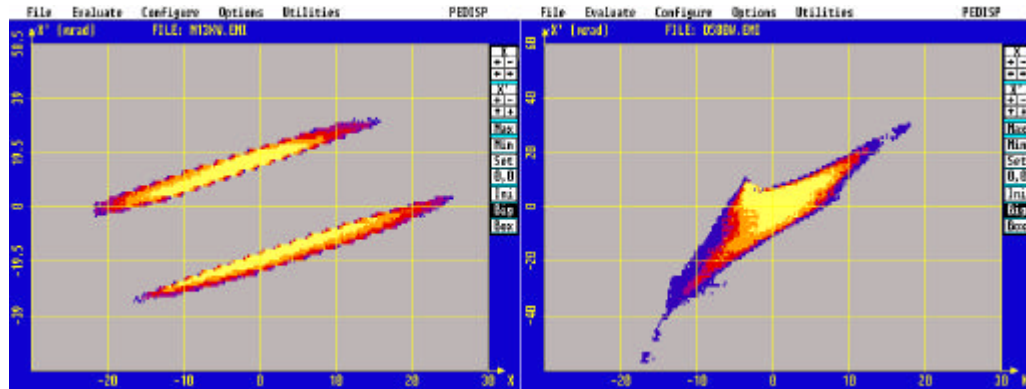


Abb. 7.18: Strahlzusammenführung mit dem Einzellendeflektor. Die linke Messung zeigt beide Emittanzen im Kreuzungspunkt der Strahlachsen, im rechten Bild schiebt der Einzellen Deflektor beide Strahlen zusammen.

Die gemessenen 90 % KV-Emittanzen beider Strahlen im Kreuzungspunkt betragen $\varepsilon_1 = 46$ und $\varepsilon_2 = 49$ mm mrad. Die 90 % KV-Emittanz des zusammengeführten Strahls ist mit $\varepsilon = 88$ mm mrad ermittelt worden. Damit ergibt sich ein Emittanz Wachstum von 83%.

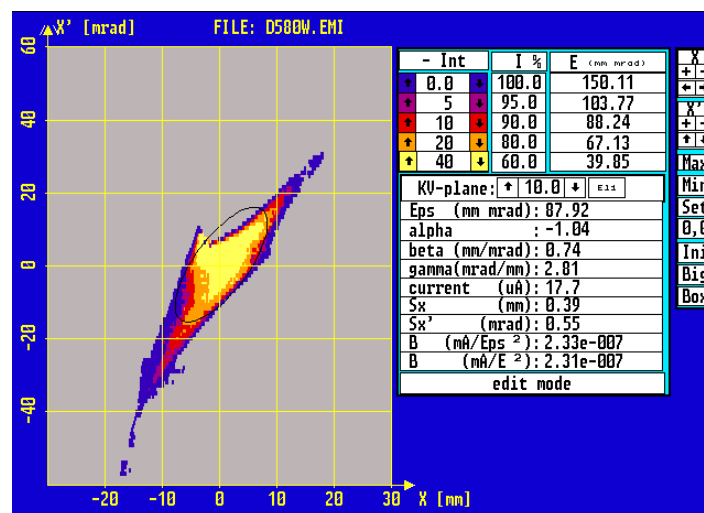


Abb. 7.19: Zusammengeführte Emittanz mit den Ellipsenparametern.

Die Werte der Emittanzen im Kreuzungspunkt und der zusammengeführten Emittanz wurden im Abstand von 2 Jahren, bedingt durch umfangreiche Restaurationsarbeiten nach einem Laborbrand, aufgenommen. Änderung der Strahleigenschaften der LEBT, Unterschiede im Helium Quellgas, das Messverhalten der Emittanzmessanlage (abweichende Verstärkung der Messverstärker, Änderung der Parallelität von Schlitz und Gitter, sowie eine Genauigkeit der Messung von $\pm 10\%$), bleiben unberücksichtigt. Besser ist ein Vergleich direkt nacheinander aufgenommener Emittanzen.

7.6 Funneling mit dem Vielzellendeflektor

Der Vielzellendeflektor wurde im Rahmen der Diplomarbeiten von Erich Windschuh und Holger Liebermann [LiDipI] aufgebaut. Auch der Vielzellendeflektor hat

seine Funktionsfähigkeit bewiesen. Abb. 7.20 rechts zeigt die Emittanzfigur des zusammengeführten Strahls mit dem Vielzellendeflektor.

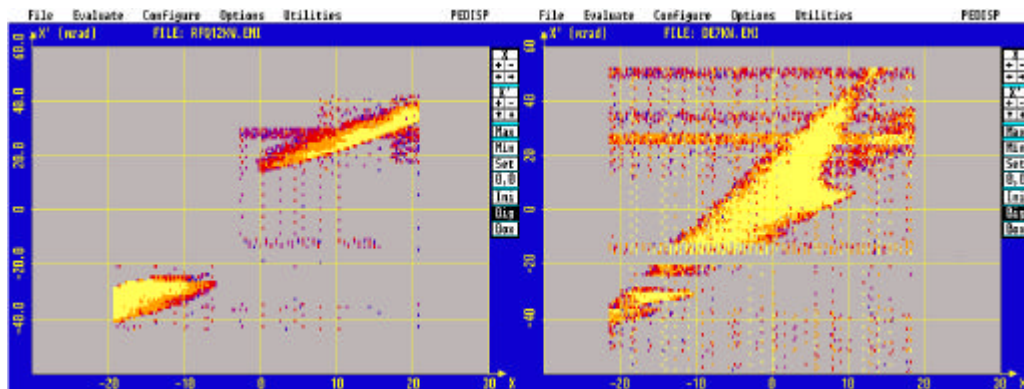


Abb. 7.20: Strahlzusammenführung mit dem Vielzellendeflektor. In der linken Emittanzmessung ist der Deflektor spannungslos, rechts biegt er beide Strahlen auf eine gemeinsame Strahlachse.

In Abb. 7.20 links ist der Deflektor spannungslos, beide Teilchenstrahlen driften. Durch den begrenzten Fahrweg der Emittanzmessanlage können die Strahlen nicht komplett ausgemessen werden (vgl. Abb. 7.12). In Abb. 7.20 rechts zeigt die Emittanzfigur den zusammengeführten Strahl mit dem Vielzellendeflektor.

Bei dem niedrigen Strahlstrom am Gitter der Emittanzmessanlage liegt die Stärke des Messsignals in der Größenordnung des Rauschens. Der niedrige Strahlstrom wird durch Teilchenverluste im Vielzellendeflektor hervorgerufen. Die Lücken in der Emittanzmessung sind auf den Ausfall einzelner Gitterdrähte zurückzuführen.

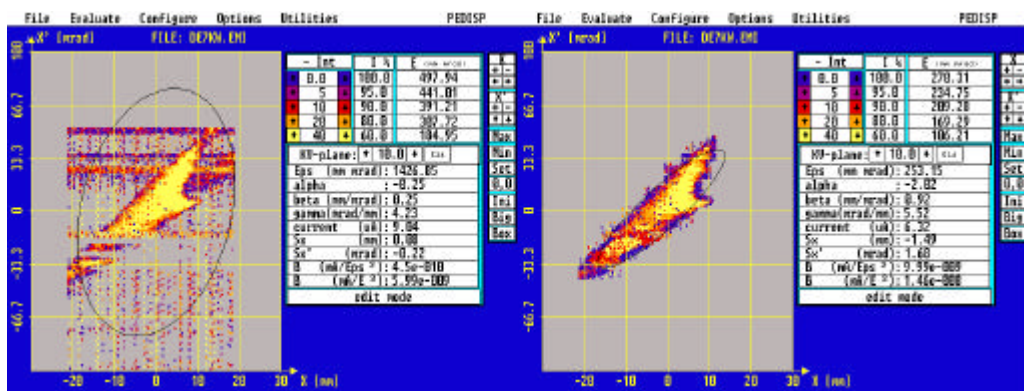


Abb. 7.21: Die linke Emittanzellipse (dünne schwarze Linie) wird durch das Rauschen stark überbewertet. Im rechten Bild wurde das Rauschen wegeditiert, die Messlücken aufgefüllt, die Emittanzellipse gleicht sich der tatsächlichen an.

Die Emittanz des zusammengeführten Strahls ist im Vergleich zu der beim Einzellendeflektor deutlich größer. Die Fläche der Ellipse von 7.21 links wird durch das Rauschen zu groß. Aus diesem Grund wurde der Untergrund nachträglich abgezogen. Die Emittanz des zusammengeführten Strahls ist $\epsilon_{KV\ 90\%} = 253\text{ mm mrad}$.

Der Strahl ist durch die Randfelder im Vielzellen Deflektor sowie die im Vergleich zum Einzellen Deflektor längere Drift stark deformiert worden. Das Emittanzwachstum sowie die Strahldeformation sollte mit dem neuen Elektrodendesign des RFQ sowie einem Umbau der HF-Struktur des Vielzellendeflektor eingehender untersucht werden.

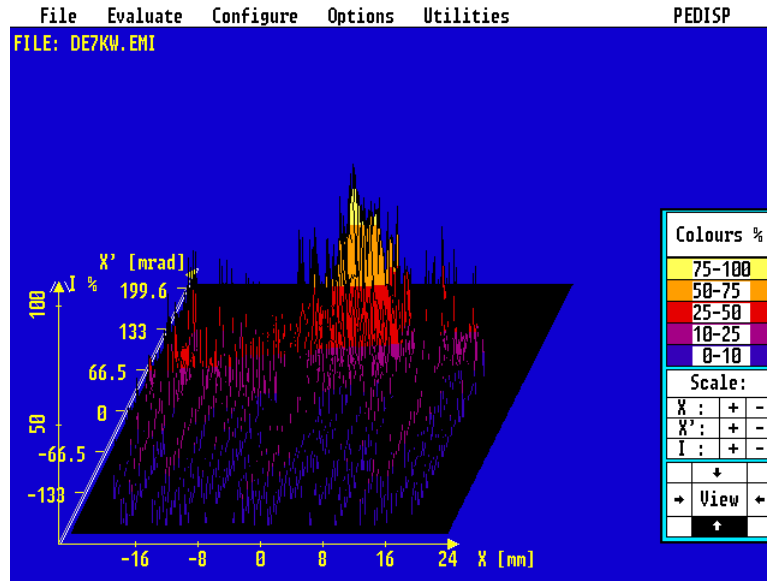


Abb. 7.22: 3D-Darstellung des gefunnelten Strahls mit dem Vielzellendeflektor.

8 RFQ-Elektrodendesign mit 3D-Matching

8.1 Strahldynamik des 3D-"Matchers"

Simulationen und Messungen der letzten Kapitel haben die schlechte Strahlanpassung des RFQ an die Funneldeflektoren gezeigt. Durch die Zweiteilung des Elektrodendesign des RFQ in Strahlbeschleunigungs- und "Anpassungszone" an den Funneldeflektor besteht die Möglichkeit, die Endelektroden auszutauschen, ohne Eingriffe in die Beschleunigungszone. Die schlechte Anpassung an die Deflektoren wird durch das unmodulierten Elektroden-Endteil im RFQ bewirkt. Dieses ist zu Testzwecken eingebaut worden. Zur Auslegung der neuen Endelektroden wurden Rechnungen mit PARMTEQ-F durchgeführt.

Die Phasenbreite am RFQ-Eingang wurde auf $\varphi = \pm 10^\circ$ festgelegt. Durch Variation der Modulation der letzten Zellen wurde der 3D-Fokus an den Ort des Funneldeflektors verschoben. Entlang des neuen Elektrodenendstücks läuft die Modulation zunächst aus, die Apertur öffnet sich, der Strahl driftet wenige Zentimeter ohne longitudinale Fokussierung. In den letzten 6 Zellen steigt die Modulation bis auf $m=1.4$ wieder an, um den Strahl auf den Kreuzungspunkt der Strahlachsen zu fokussieren.

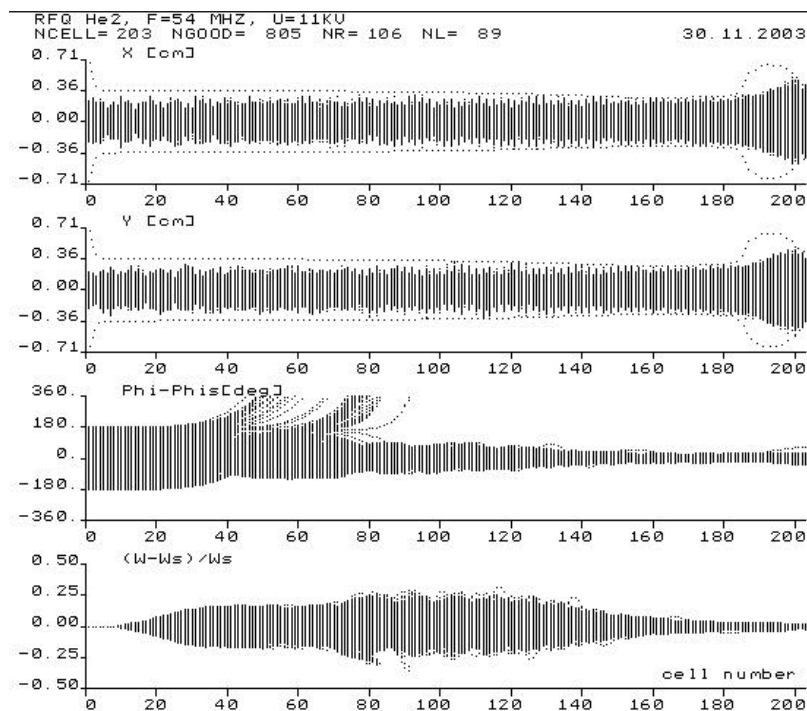


Abb. 8.1: Strahlsimulation mit neuem Elektroden Endstück. Der Strahlradius weitet sich im neuen Endteil auf, in den letzten Zellen wird ein 3D-Fokus auf den Funneldeflektor erreicht.

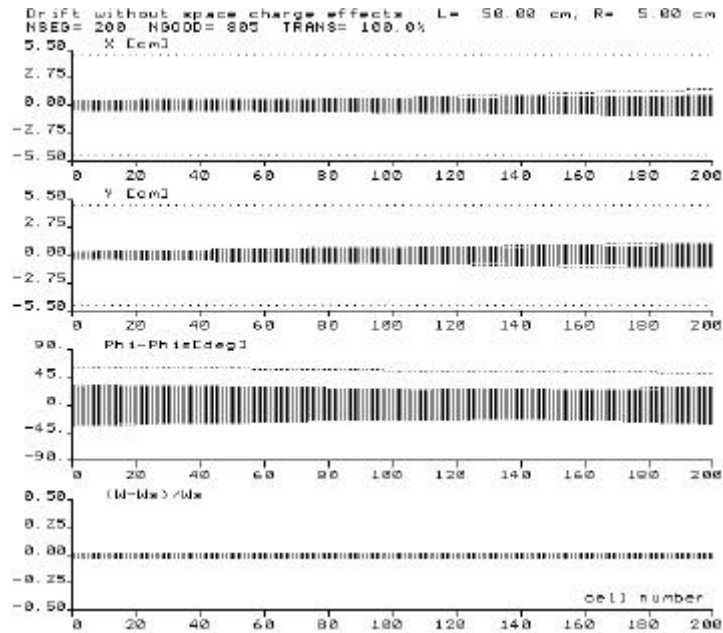


Abb. 8.2: Drift von 50 cm nach dem RFQ mit dem neuen Elektroden Endteil. Die longitudinale und transversale Fokussierung haben ihren Fokus im Funneldeflektor.

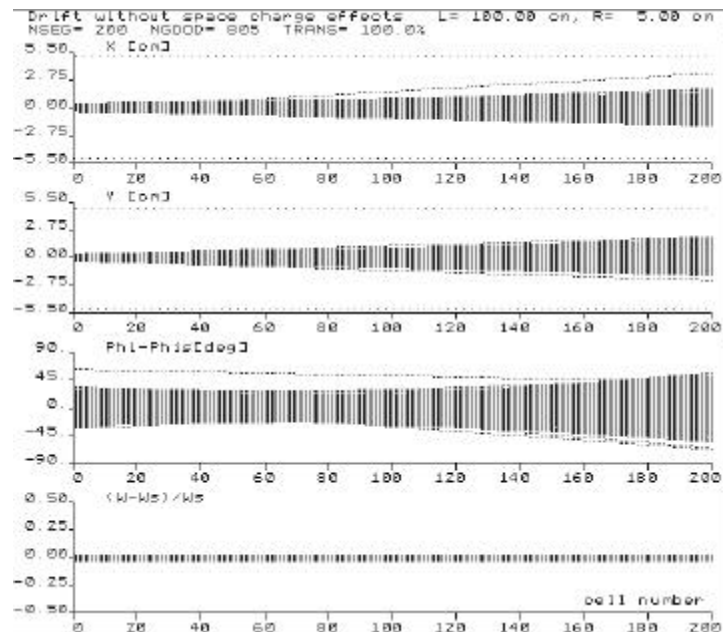


Abb. 8.3: Drift von 100 cm nach dem RFQ mit dem neuen Elektroden Endteil. Diese Strecke driftet der Strahl bis zur Emittanzmessanlage.

Die Transmission beträgt bei einer Phasenbreite $\varphi=180^\circ$ am RFQ-Eingang 80,5 %, bei $\varphi=10^\circ$ Phasenbreite 94,2 %.

8.2 Vergleich zwischen altem und neuem Elektroden-Design

Abb. 8.4 ist ein Vergleich der Strahldynamik zwischen den alten unmodulierten Endelektroden sowie dem neuen Design nach 50 cm Drift nach dem RFQ. Die Strahlradien werden in der x sowie der y Ebenen von 1,5 cm auf 0,5 cm verkleinert. Noch deutlicher ist die longitudinale Phasenfokussierung. Hier wird die Bunchlänge

von 138° auf 45° verkleinert. Der alte wie auch der "neue" Strahl ist in beiden Ebenen divergent und weitgehend rotationssymmetrisch.

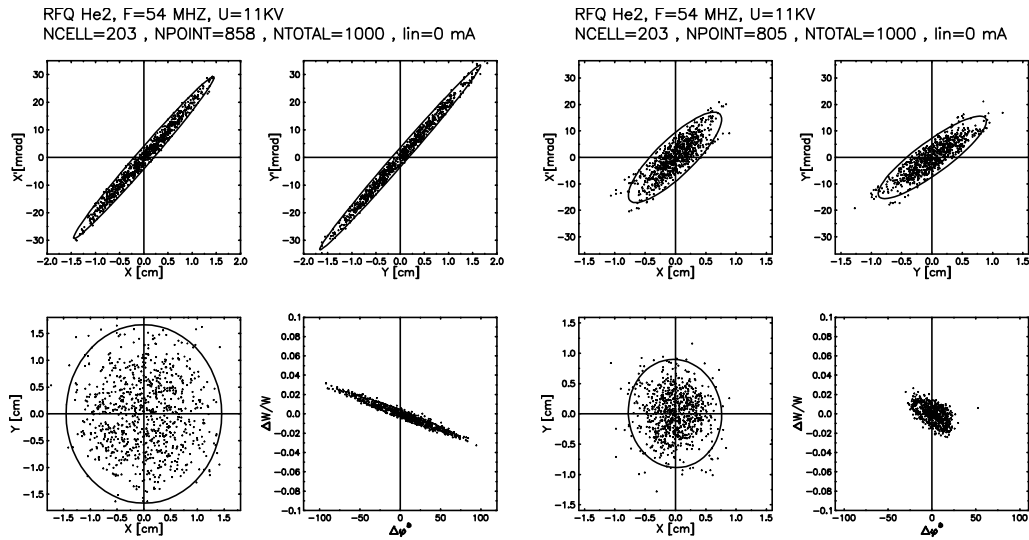


Abb. 8.4: Vergleich der Strahlparameter am Ort des Funneldeflektors zwischen den unmodulierten Elektroden-Endteilen (links) und dem Elektroden-Design mit 3D-Matching (rechts).

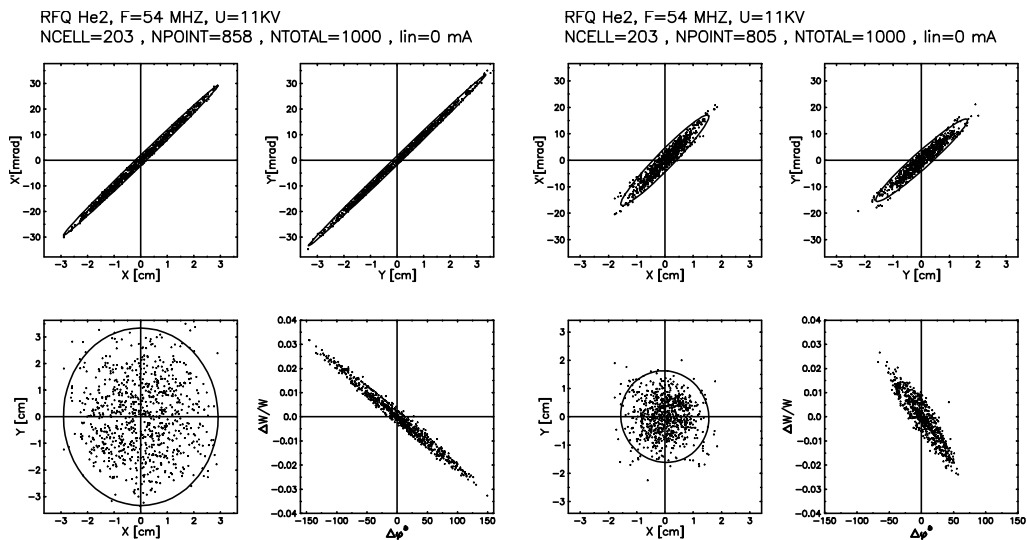


Abb. 8.5: Vergleich der Strahlparameter am Ort der Emittanzmessanlage zwischen den unmodulierten Elektroden-Endteilen (links) und dem Elektroden-Design mit 3D-Matching (rechts).

Abb. 8.5 zeigt die Strahlparameter nach einer Driftstrecke von 1 m. In diesem Abstand befindet sich der Schlitz der Emittanzmessanlage. Hier wird der Strahlradius von 5 cm auf unter 2 cm reduziert. Damit ist für unsere Parameter gewährleistet, dass alle Teilchen auf das Gitter der Emittanzmessanlage auftreffen.

Die Simulationen demonstrieren eine deutliche Reduktion der Strahlradien sowie eine bessere longitudinale Fokussierung. Damit ist eine bessere Anpassung des RFQ an die Funnel-Deflektoren möglich.

8.3 Experimenteller Aufbau

Die bereits im RFQ existierenden Elektroden wurden aus diskreten Kupfer-Teilstücken gedreht und in rechteckige Halterungen zur Stabilisierung eingelötet. Die neuen Elektroden bestehen aus gezogenem Kupferschienen (vgl. Abb. 8.6), in welche das Elektrodenprofil gefräst wird. Entlang der neuen Elektroden wird ein Elektrodenradius von 4,5 mm konstant eingehalten.

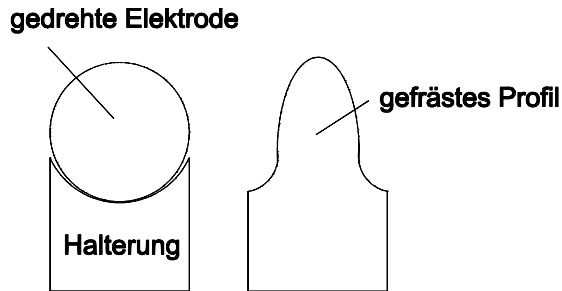


Abb. 8.6: Querschnitt durch die Elektrodenprofile.



Abb. 8.7: Übergang vom ersten Elektrodenabschnitt (links) zum neuen Elektrodenendteil. Die im Bild linken Elektroden bestehen aus gedrehten diskreten Kupferstücken, die in Halterungen eingelötet sind. Im hinteren Beschleuniger ist noch das unmodulierte Elektrodenendstück eingebaut. Durch diese Anordnung ist später, im Strahlbetrieb, ein direkter Vergleich zwischen altem und neuem Design möglich.

Für eine gute Kontaktierung zwischen alten und neuen Elektroden wurden 5 mm dicke Kupferbrücken verwendet.

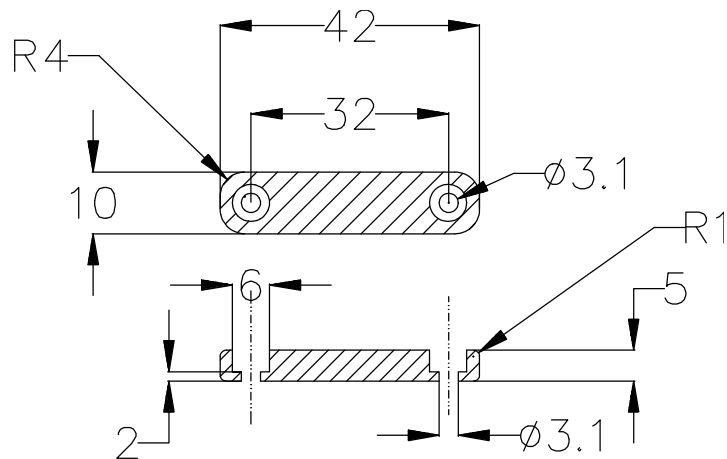


Abb. 8.8: AutoCAD Zeichnung der Verbindungsbrücke zwischen Beschleunigungs- und "matching" Elektroden.

Abweichungen von der Sollposition der Elektroden führen zu größeren Teilchenverlusten. Aus diesem Grund ist ein Justieren der Elektroden auf 1/100 mm wichtig. Für den Zweistrahl RFQ ist nur eine Justage mittels eines Fernrohres möglich. Dazu wird im Kreuzungspunkt beider Strahlachsen ein Target aufgestellt, das über ein Fernrohr am Eingang der zu justierenden Strahlachse angepeilt wird.

Zum leichteren Auffinden der longitudinalen Position im Strahlkanal wird ein Stück Kupferlackdraht definierter Dicke am Ort der maximalen Modulation gespannt. Die Abb. 8.9 zeigt eine spezielle Haltevorrichtung.

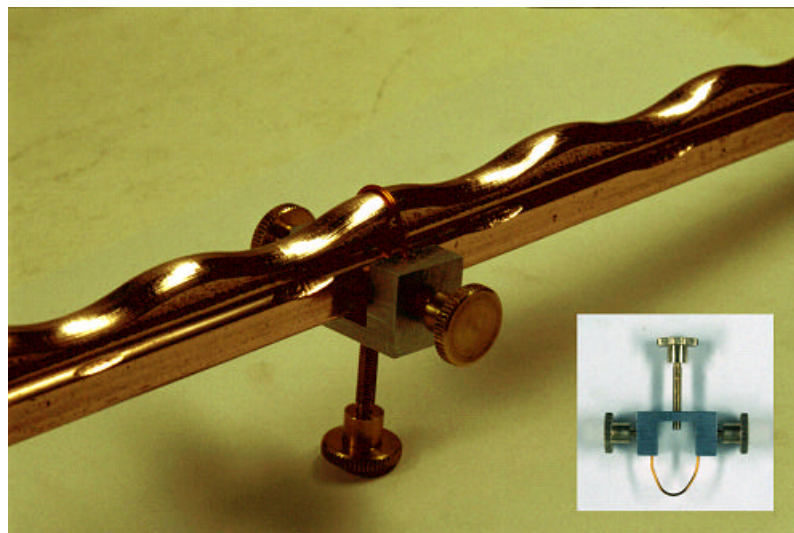


Abb. 8.9: Haltevorrichtungen zum Einspannen eines Kupferlackdrahts.

In den Bereichen großer Apertur war der Kupferdraht durch die starke Modulation vorheriger Zellen verdeckt. Zur Erfassung dieses Abschnitts wurden Messing Kreisscheiben verschiedener Stärken mit Haltehaken gefertigt.



Abb. 8.10: Justierhilfe im neuen Elektrodenendteil. Die Scheibenstücke werden auf den Elektroden befestigt und ermöglichen ein Erfassen von Bereichen großer Apertur.

Nach der Justierung der Elektroden wurde die in Abb. 8.11 gezeigte Einkopplung von einer induktiven auf galvanische Kopplung umgebaut (vgl. Abb. 8.12).



Abb. 8.11: Direkte galvanische Ankopplung an eine RFQ Stütze. Es wurde eine Anpassung von -38 dB erreicht.

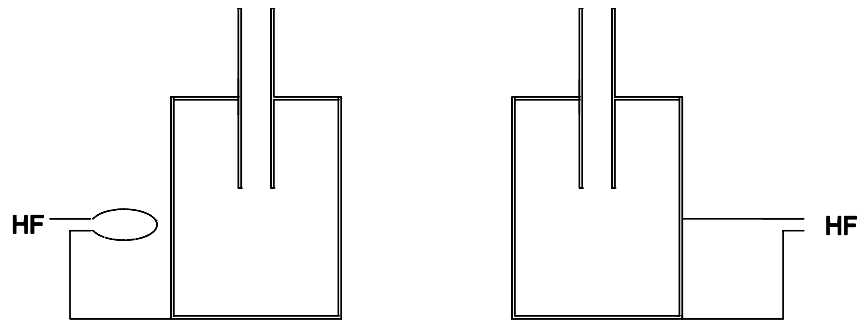


Abb. 8.12: Induktive Ankopplung an einen Resonator (links), rechts galvanische Ankopplung. Entspricht bei der galvanische Ankopplung die Spannung an der Stütze der Spannung auf dem Koaxialkabel, so wird die Reflexion minimal.

8.4 Strahlungsmessungen

8.4.1 Pulsstruktur des Ionenstrahls

Zur experimentellen Überprüfung der Phasenbreite des neuen Elektrodendesigns sind Strahlungsmessungen mit einer hochauflösenden Faradaytasse mit einem Wellenwiderstand von $50\ \Omega$ geeignet. Werden Tassen mit einem von $50\ \Omega$ abweichenden Wellenwiderstand genutzt, sind aufgrund der Reflexionen am Leitungsende Veränderungen der Pulsform zu erwarten. Erreicht wird der Wellenwiderstand durch eine geeignetes Verhältnis der Radien von Innen- und Außenleiter am Messkopf der Tasse. So ähnelt der Messkopf der Tasse im Aufbau einem Koaxialkabel ohne Dielektrikum.

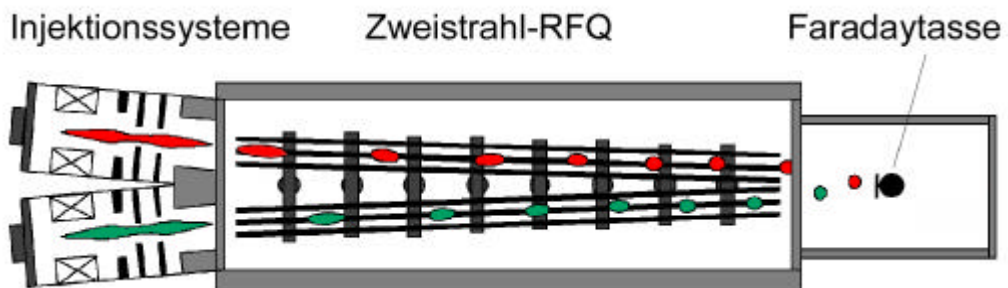


Abb. 8.13: Schematischer Aufbau zur Messung der Pulsstruktur mittels einer hochauflösenden Faradaytasse.

Erste Messungen mit einer $50\ \Omega$ -Faraytasse brachten keine befriedigenden Ergebnisse. Das gemessene Signal war zu klein. Störungen der HF, die in der gleichen Frequenz liegen, hatten eine identische Signalstärke. Die weiteren Messungen wurden daraufhin mit einer Tasse mit einer schlechteren Auflösung, aber besserer Empfindlichkeit durchgeführt.

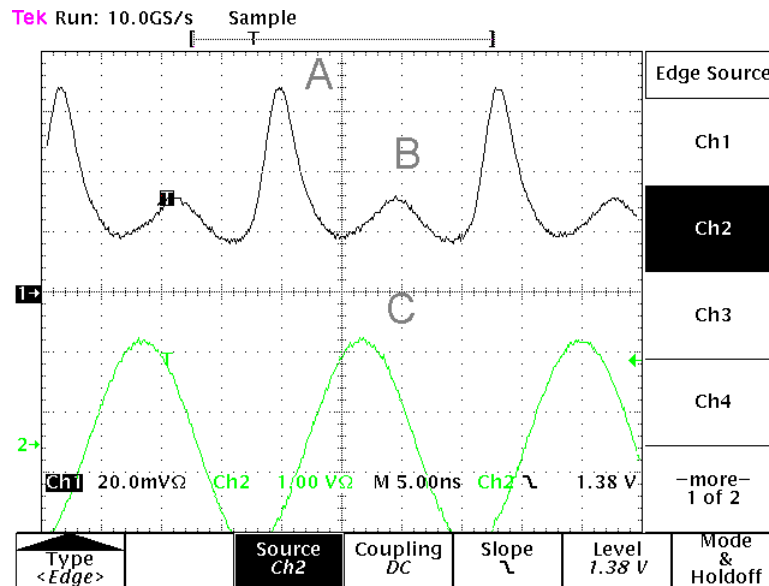


Abb. 8.14: Pulsmessung im Kreuzungspunkt der Strahlachsen. Die Messung wurde bei gleicher Stromstärke der LEBT durchgeführt (Puls A neues Elektrodendesign, Puls B Design mit unmodulierten Elektrodenenteil, C Triggersignal).

Abb. 8.14 zeigt eine Strahlpulsmessung im Kreuzungspunkt der Strahlachsen. Die Ionenquellen wurden auf gleiche extrahierte Strahlströme optimiert. Puls A stammt vom neuen verbesserten Strahlkanal, B vom Elektrodensatz mit unmodulierten Elektrodenenteil, C ist das Triggersignal. Die Messung verdeutlicht die bessere longitudinale Fokussierung des neuen Strahlkanals. Außerdem ist der gemessene Strom größer.

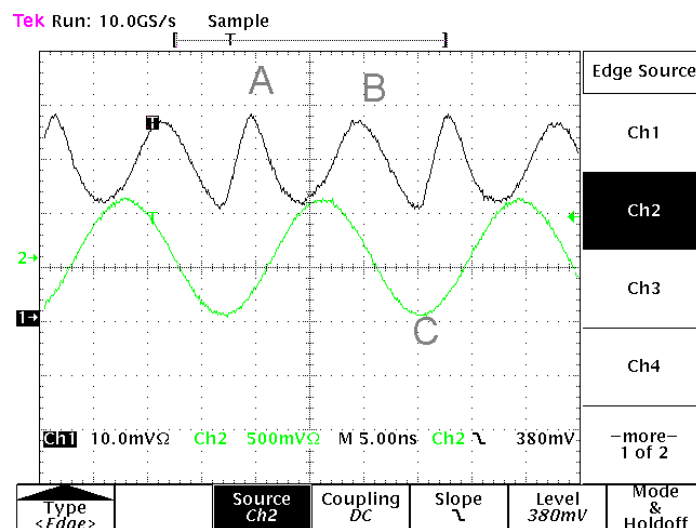


Abb. 8.15: Pulsmessung mit Optimierung auf gleichen Strahlstrom in der Faradytasse.

Die Pulsmessungen zeigen außerdem eine Abweichung der 180° Phasenverschiebung zwischen den Bunchen beider Beschleuniger. Im neuen Strahlkanal wurde die Endenergie um 3,2 % erhöht. Die Abweichung der Pulsmessung zeigt eine Abweichung von der 180° Sollposition von 5% und deckt sich damit gut mit dem PARMTEQ-F Simulationen.

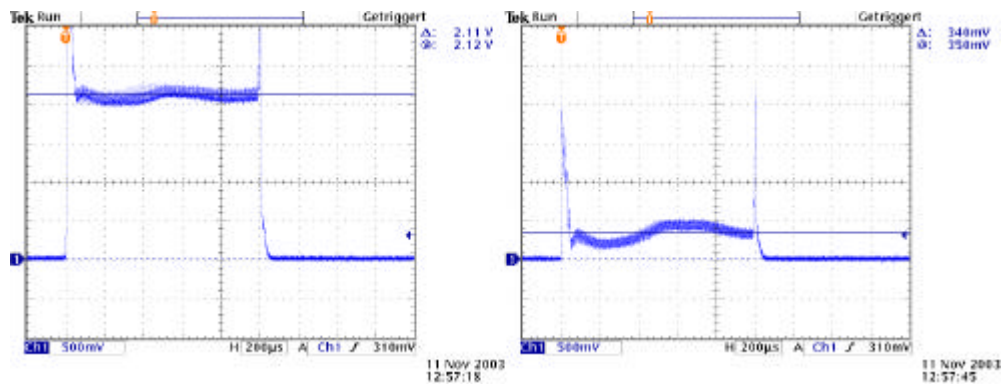


Abb. 8.16: HF-Makropulse der einzelnen Beschleuniger bei gleichen extrahierten Strahlstrom der Ionenquellen. Die Länge des Makropulses wird durch das Tastverhältnis bestimmt. Der RFQ-Zweig mit dem neuem Elektrodendesign liefert einen deutlich größeren Strahlstrom (links). Die Überschwingung am Pulsanfang und Ende treten aufgrund starker Aussteuerung der HF-Verstärkung auf.

Zur Makropulsmessung der einzelnen Beschleuniger wurde jeweils nur eine LEBT betrieben. Die Makropulse des neuen Strahlkanals sind deutlich größer (Abb. 8.16 links). Dies deutet auf eine stärkere Fokussierung hin, während beim alten Strahlkanal (Abb. 8.16 rechts) aufgrund großer Strahlradien nicht alle Teilchen auf die Tasse gelangen.

Die Pulsmessungen haben eine deutliche Verbesserung der longitudinalen Fokussierung gezeigt. Mit einer "schnelleren" Faradaytasse wäre noch eine stärkere Auflösung der Pulse zu erwarten. Die deutlich höhere Signalstärke der Strahls mit dem neuen Elektrodendesign deuten auf eine stärkere radiale Fokussierung hin.

8.4.2 Emittanzmessung

Zur radialen Emittanzmessung des neuen Strahlkanals wurde die Emittanzmessanlage über ein starres Vakuumrohr in den Kreuzungspunkt der Strahlachsen gesetzt. Beide Injektionssysteme wurden mit gleichen Einstellungen betrieben.

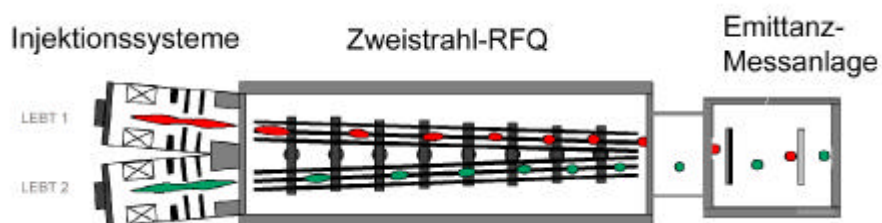


Abb. 8.17: Schematischer Aufbau zur Messung der Strahlemittanz

Der RFQ wurde zur Reduzierung thermischer Belastung der Struktur mit einem Tastverhältnis von 0.5 % betrieben. Abb. 8.18 zeigt die zweidimensionale Emittanzmessung. Durch den Umbau von nur einer der beiden Beschleuniger des RFQ findet ein direkter Vergleich beider Elektrodendesign statt. Durch wechselseitigen Strahlbetrieb der Injektionssystem findet sich leicht die Zuordnung der Ellipsen zu den Strahlachsen. Die untere Ellipse stellt die Emittanz des alten Elektroden Endteils dar,

die obere stammt vom neuen Design. Der Strahlradius wird bei Erhaltung der Emittanz deutlich reduziert. Der Strahlradius wird im Kreuzungspunkt um 61% von 18 mm auf 7 mm reduziert. Damit wurde eine deutliche Verbesserung der Strahleigenschaften bewiesen.

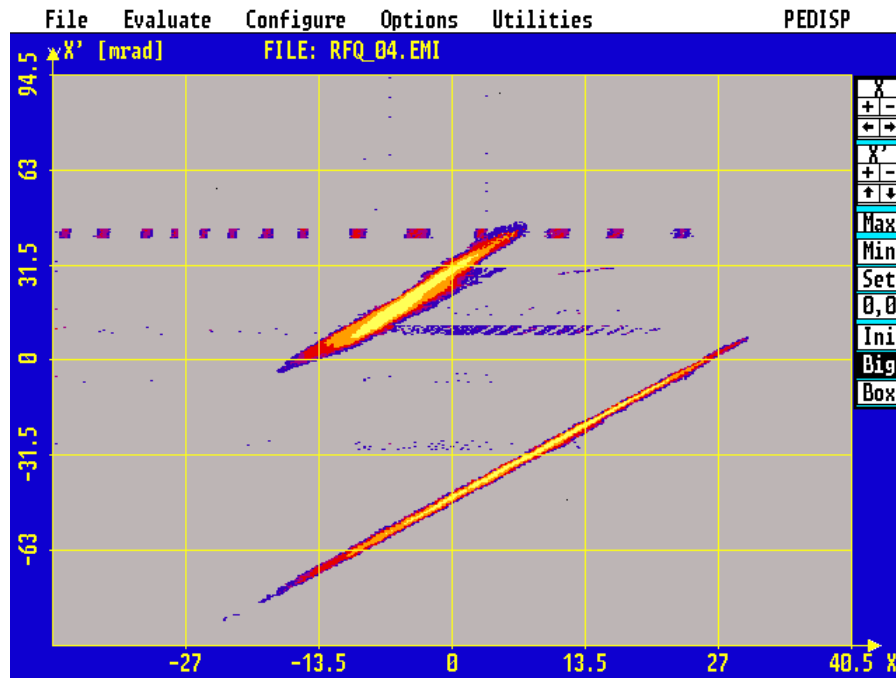


Abb. 8.18: Vergleichende 2d-Darstellung der Emittanzmessung zwischen alten (untere Ellipse) und neuen Strahlkanal. Der Strahlradius wird um 66 % reduziert.

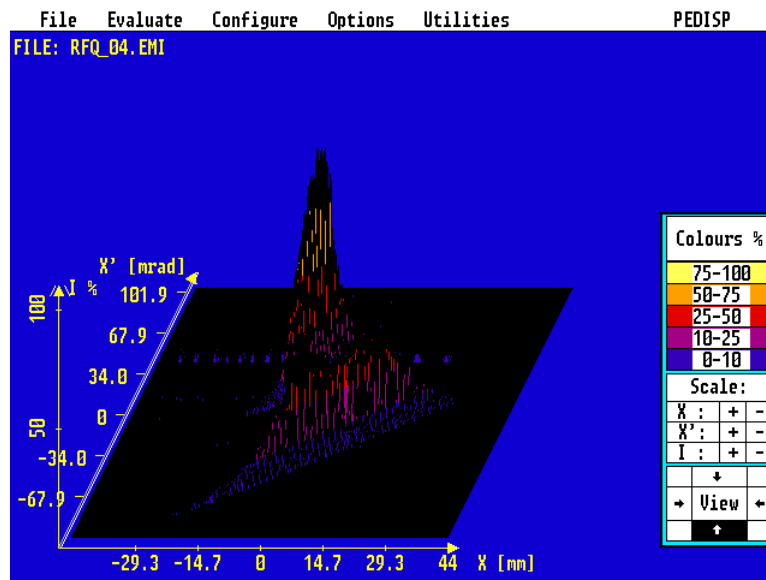


Abb. 8.19: 3-d Darstellung der Emittanzmessung

Die dreidimensionale Emittanz Darstellung bestätigt die schon bei den Strahlpulsmessung gemessenen größeren Strom des Strahlkanals mit 3D-matcher durch die bessere Strahl-Fokussierung auf den Strahlschwerpunkt.

	altes Elektroden Endstück	neues Elektroden Endstück
Emittanz _{KV-90%}	23 mm mrad	23 mm mrad
Emittanz _{Z_{KV-norm} 90%}	0,21 mm mrad	0,22 mm mrad
Strahlradius	18 mm	7 mm
Divergenzwinkel	32 mrad	16 mrad
alpha	-24,44	-4,77
beta [mm/mrad]	13,7	2,3
gamma [mrad/mm]	43,67	10,36

Tab. 8.1: Vergleich der Strahleigenschaften zwischen altem und neuem Elektroden design.

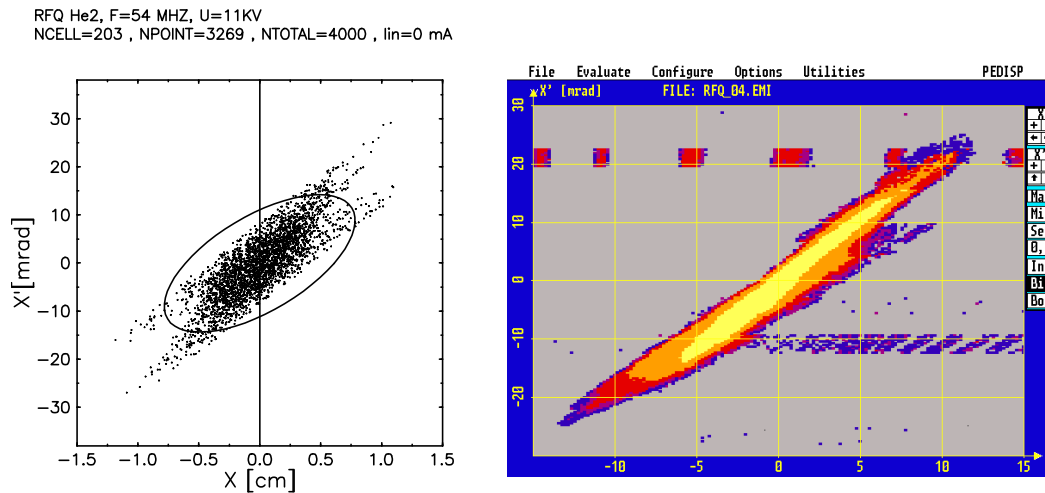


Abb. 8.20: Vergleich zwischen Teilchensimulation (links) und Emittanzmessung (rechts).

Der Vergleich zwischen Teilchensimulation und Emittanzmessung zeigt eine große Übereinstimmung.

Damit ist es erstmals erfolgreich gelungen, eine Anpassung eines Teilchenstrahls an die dem Beschleuniger nachfolgende Struktur, in einem kombinierten Elektroden design aus Beschleunigung und Matchingzone, zu realisieren.

9 Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung, Aufbau und Inbetriebnahme eines Funnelsystems zur Zusammenführung zweier Teilchenstrahlen, bestehend aus zwei Injektionssystemen, zwei RFQ-Beschleunigern, Hochfrequenz-Deflektoren und Diagnoseeinheiten. Die Aufgabe des Experiments ist die praktische Umsetzung eines neuartigen Verfahrens zur Strahlstromerhöhung bei im Idealfall gleichbleibender Emittanz und steigender Brillanz. Notwendig wird dies durch die benötigten hohen Strahlströme im niederenergetischen Bereich einiger zukünftiger geplanter Beschleunigeranlagen. Hier kann der Strahlstrom nicht mehr konventionell von einer einzigen Ionenquelle erzeugt werden. Nur durch die Parallelerzeugung mehrerer Teilchenstrahlen sowie mehrfachem Zusammenführen (Funneling) der Teilchenstrahlen ist es möglich, die notwendigen Strahlströme bei der geforderten kleinen Emittanz zur Verfügung zu stellen.

Das Frankfurter Funneling-Experiment ist die skalierte erste HIDIF-Funneling-Stufe als Teil eines Fusionstreibers. Hier werden zwei möglichst identische Helium-Teilchenstrahlen von zwei Ionenquellen erzeugt und in zwei RFQ-Beschleunigern beschleunigt. Der Deflektor biegt die Teilchenstrahlen reißverschlussartig auf eine gemeinsame Strahlachse.

Am Anfang der Arbeit stand die Optimierung des Betriebs der Beschleunigerkomponenten und die Entwicklung und der Aufbau eines Einzellendeflektors. Erste erfolgreiche Strahlexperimente zur Strahlvereinigung werden im Kapitel 7.5 vorgestellt. Die Phasenraumellipse des zusammengeführten Strahls zeigt starke bananenförmige Deformierungen, die auf eine schlechte Anpassung des RFQ an den Funnel-Deflektor zurückzuführen sind.

Das Elektrodendesign des RFQ ist in zwei unabhängige Bereiche unterteilt. Die erste Zone dient der Beschleunigung der Teilchen. In der zweiten Zone soll erstmals ein sogenannter 3D-Fokus der Strahlradian der x- und y-Ebene und einer longitudinalen Fokussierung erreicht werden. Der zweite Abschnitt bestand für erste Strahltests aus zunächst unmodulierten Elektroden. Zur besseren Anpassung des RFQ an den Funneldeflektor wurde dann das letzte Elektrodenteil erneuert. Der Umbau erfolgte zunächst nur bei einem der beiden RFQ-Beschleuniger. Somit war der direkte Vergleich zwischen altem und neuem Elektrodendesign im Strahlbetrieb möglich. Mit diesem neuen Elektrodenteil wurde eine Reduktion der Strahlradian der x- sowie y-Ebene, eine bessere longitudinalen Fokussierung sowie eine höhere Transmission erreicht (Kapitel 8). Damit ist es erstmals gelungen mit einer speziellen Auslegung der RFQ-Elektroden eine direkte Anpassung an nachfolgende Elemente zu realisieren.

Untersuchungen zur Strahlzusammenführungen werden seit einigen Jahren am Institut durchgeführt. Mit der Entwicklung des 3D-matchers wurde ein weiteres der kritischen Probleme gelöst.

Der Umbau des zweiten Beschleunigers findet zur Zeit statt. Nach der Inbetriebnahme werden Funneling-Experimente mit dem Einspalt- und einem neuem Vielspaltdeflektor folgen.

10 Literaturverzeichnis

- [BaLu] W. Barth, T. Ludwig, "Über den Einfluß der Auflösung auf die gemessene Strahlemittanz", Interner-Report 92-10, Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt (1992)
- [BaSche] W. Barth, A. Schempp, "Funneling Study with a Low Energy Proton Beam", PAC 1991, pp. 3076.
- [Basko] M. Basko, "On Possible Target Designs for a 3 MJ Heavy Ion Ignition Facility", Proceedings of HIIF'97
- [Bronstn] Bronstein, Semendjajew, "Taschenbuch der Mathematik", 25. Auflage, Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig und Verlag Nauka, Moskau 1991
- [Brown] Ian Brown, "Handbook of Ion sources", Edited by Bernhard Wolf
- [Buon] J. Buon, "Beam phase and emittance", Cern accelerator school (CAS), Proceedings 94-01, Vol. I, Seite 89
- [CourLivSny] E. Courant, M. Livingston, H. Snyder, "The Strong-Focusing-Synchrotron- A New High Energy Accelerator, Phys. Rev. Vol. 88, No. 5, 1952, S. 11190
- [Deit] H. Deitinghoff, "Zur Bedienung des PARMTEQ Programms auf der IBM der GSI", Int. Rep. IAP Frankfurt, 1987-18
- [DeitPaBo] H. Deitinghoff, G. Parisi, K. Bongardt and M. Pabst, "Error Effects and Parameter Analysis for a HIDIF DTL", EPAC 98
- [EndLuh] Kurt Endl / Wolfgang Luh, "Analysis 2, Eine integrierte Darstellung", 7. Auflage, AULA-Verlag Wiesbaden
- [FADiss] Arne Firjahn-Andersch "Untersuchungen an einem 2 Strahl-RFQ für ein Funneling-Experiment" Dissertation, Universität Frankfurt 1998
- [IHof] I. Hofmann, GSI, "Inertial Fusion with accelerators", EPAC 96, s. 255
- [JoSaBo] K.F. Johnson, O.R. Sander, G.O. Bolme, J.D. Gilpatrick, F.W. Guy, J.H. Marquardt, K. Saadatmand, D. Sandoval, V. Yuan, "A Beam Funneling Demonstration: Experiment and Simulation", Part. Acc., Vols. 37-38, 1992, S. 261

- [JunDeitKlein] P. Junior, H. Deitinghoff, H. Klein, "*Influence of space charge on axial motion in heavy-ion Linacs*", Lin. Acc., 1979
- [KapTep] Kapchinskij, V. A. Tepliakov, "*Linear Ion Accelerator with Spatially Homogenous Focusing*", Prib. Tekh. Eksp. 119, No. 2, 1970
- [Keller] R. Keller in: "*The Physics and Technology of Ion Sources*", Edited by I.G. Brown, Wiley- Interscience Publication, New York
- [Leung] K.N. Leung, "*Multicusp Ion Sources*", Rev. Sci, Instr. 65, 1994, S. 1165
- [LiDipl] H. Liebermann "*Einsatz des MAFIA-Programmes zur Entwicklung einer HF-Deflektor-Struktur*", Diplomarbeit Universität Frankfurt 2000
- [Nolt] W. Nolting, "*Grundkurs: Theoretische Physik*", Teil 2, Analytische Mechanik, Verlag Zimmermann-Neufang
- [Pesch] C. Peschke, "*Messungen und Berechnungen zu longitudinalen und transversalen Shuntimpedanzen einer Elektronen-Positronen-Linearbeschleuniger-Struktur*", Diplomarbeit, Inst. f. Angewandte Physik, Frankfurt am Main, 1995
- [PRI] C. R. Prior, "*Status of the HIDIF study*", EPAC 1998, Seite 323
- [PriorRees] C.R. Prior and G.H. Rees, "*Multiturn Injection and Lattice Design for HIDIF*", HIF'97, 1997.
- [RaPeSr] J. Rathke, M. Peacock, J. Sredniawski, "*Thermo-Mechanical Design of a CW Plate Emittance Scanner, Proceeding of the XVIII International Linac Conference*", Linac 96, Geneva, August 1996
- [RiehlDipl] G. Riehl, "*Emittanzmessung am Radio-Frequency-Quadrupole*", Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1985)
- [Sarstedt] M. Sarstedt, "*Untersuchungen zu Strahlformierung und Transport intensiver Ionenstrahlen und Ihrer Injektion in einen RFQ-Beschleuniger*", Dissertation, Universität Frankfurt (1994)
- [Sche] A. Schempp, "*Beiträge zur Entwicklung der Radiofrequenz-Quadrupol (RFQ)-Beschleuniger*", Habilitationsschrift, Inst. f. Angew. Physik, Frankfurt am Main, 1990.
- [Sche2] A. Schempp, "*A HIF Funnel Injector System*", GSI-Report, Gesellschaft f. Schwerionenforschung, GSI-95-06 (1995) 26.

- [Sche3] A. Schempp, Nucl. Instr. and Meth. A 415 (1998),p. 209
- [Sche4] A. Schempp, *"The Injector for the HIDIF Driver Linac"*, HIF 97
- [Slater] J.C. Slater, "Microwave Electronics", D. van Nostrand Co. Inc., New York, 1950
- [Stöcker] H. Stöcker, *"Taschenbuch der Physik"*, Verlag Harri Deutsch, 3. Auflage 1998
- [StokWang] R.H. Stokes, T.P. Wangler, *"The Radio-Frequency Quadrupole- A New Linear Accelerator"*, IEEE NS-28, 1981, S. 1999
- [ThibDipl] Jan-Paul Thibus, *"Programmierung eines Hochfrequenz-Wechselfeld- Deflektors zur teilchendynamischen Simulation für Funneling-Experimente"*, Diplomarbeit, Universität Frankfurt 2001
- [Wille] K. Wille, *"Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen"*, Verlag Teubner Studienbücher, 2. Auflage
- [ZiDipl] Holger Zimmermann, *"Aufbau und Untersuchung von zwei Multicusp-Ionenquellen und Injektionssystemen für ein Funnelingexperiment"*, Diplomarbeit, Universität Frankfurt 1998
- [ZimmVak] Holger Zimmermann, *"Einige Grundlagen der Vakuumtechnik"*, INTREP, Institut für Angewandte Physik, IAP, März 2000

11 Danksagung

Ich danke meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Alwin Schempp für seine freundliche aktive Unterstützung in allen Bereichen. Mein Dank gilt ebenfalls Herrn Prof. Dr. Ulrich Ratzinger, der meine Arbeit stets mit Interesse verfolgte.

Ich danke Herrn I. Müller für den stets freundlichen Empfang sowie die Hilfe beim bereitstellen und wieder "zum Leben erwecken" etliches Geräte für das Experiment.

Einen großen Dank an die Werkstatt, unter der Leitung von Herrn Hausen wurden viele Teile gefertigt.

Ich danke Herrn H. Kronenberger für die vielen Gespräche physikalischer und fotografischer Natur.

Ich danke der Arbeitsgruppe für die große Unterstützung während der Promotionsarbeit. Einen großen Dank an meinen Zimmergenossen und Freund Alexander Bechtold, mit dem ich so manches Problem in Laufe der Jahre am IAP gemeistert habe. Jan Thibus danke ich für die Teilchendynamik-Simulationen zum Strahlfunneling, die gute Administration unserer Arbeitsgruppenrechner sowie für die Beratung beim Kauf etlicher Computer Komponenten, Evangelos Vassilakis für die vielen wertvollen Diskussionen. Einen besonderen Dank an das ehemalige Arbeitsgruppenmitglied Hartmut Vormann für seine stete Hilfsbereitschaft sowie die kompetente Hilfe bei physikalischen Problemen. Benjamin Hoffmann danke ich für das auch mir zugeneigte Interesse an guten alten Sachen, Norbert Müller für seine Tips, Christian Gläßner für das harte Durchgreifen im Fortgeschrittenen-Praktikum. Ich danke Kai-Uwe Kühnel für den Forschungsaufenthalt nach der LINAC 2000, Herrn Carsten P. Welsch für die Einblicke in die Möglichkeiten der Arbeitskoordination.

Meinen Freunden Holger Bornschier und Peter Rumpf danke ich für die stete Unterstützung bei der Promotion.

Nicht zuletzt möchte ich meinen Eltern Erwin und Ingeborg Zimmermann danken, die das Studium erst ermöglichten.

Lebenslauf:

Persönliche Daten:

Name: Holger Zimmermann
 Geburtsdatum: 30. Dezember 1966
 Geburtsort: Bad Homburg

Ausbildung:

1973-1978 Ketteler-Francke-Schule in Bad Homburg
 1978-1984 Gesamtschule am Gluckenstein Bad Homburg
 1984-1988 Abitur Gesamtschule Oberursel

Praktikum:

11/88-02/88 Praktikum "Erwerb der Grundlagen hinsichtlich
 08/89-10/89 der Metall-Verarbeitung", Baccara Automation Control,
 Kibbutz Geva, Israel

Hochschulausbildung:

WS 89/90 bis SS 90 Grundstudium Geophysik
 WS 90/91 FH- Gießen Friedberg Maschinenbau
 SS 91 Grundstudium Geophysik
 05/93 Vordiplom in Geophysik
 WS 94/95 Studienfachwechsel zur Physik
 11/95 -01/99 Diplomarbeit "Aufbau und Untersuchung von
 zwei Multicusp-Ionenquellen und Injektionssystemen
 für ein Funnelingexperiment"
 01/99 Diplom Physik mit Note: sehr gut
 seit 02/99 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für
 Angewandte Physik. Beginn der Arbeiten an
 der vorliegen Arbeit.

Akademische Lehrer

W. Aßmus, R. Becker, H. Berckhemer, R. Dreizler, R. Jelitto, T. Elze, H. Klein,
 B. Lüthi, W. Martienssen, J. A. Maruhn, H. Klein, K. Stelzer, E. Mohler,
 U. Ratzinger, A. Schaarschmidt, A. Schempp, H. Schmeling, H. Schmidt-Böcking,
 K. Stelzer, H. Stöcker