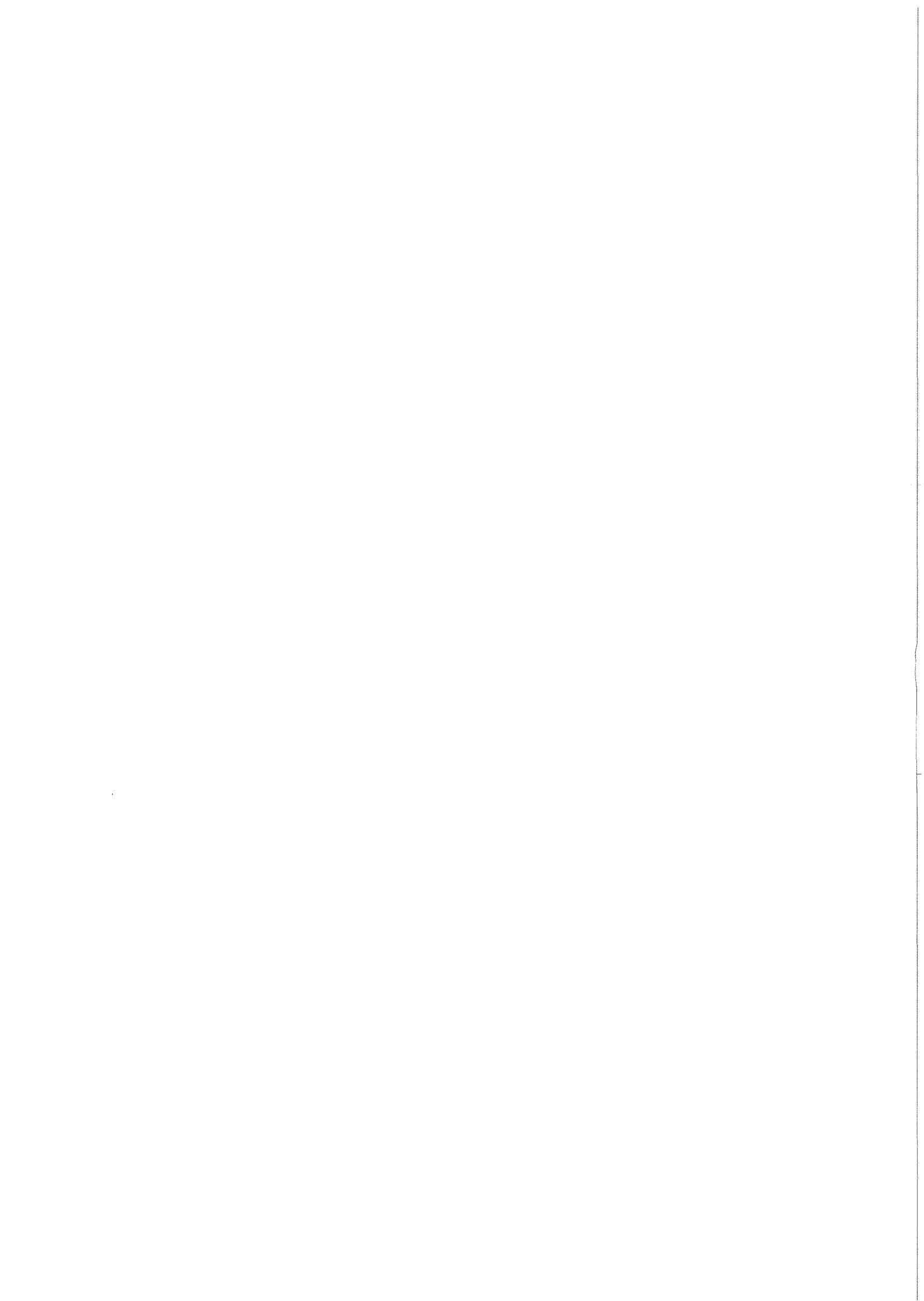


KfK 3446
März 1983

Einsatz eines Hochfrequenz- Quadrupol-Beschleunigers in der Spallations-Neutronenquelle

R. Lehmann
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 3446

Einsatz eines Hochfrequenz-Quadrupol-Beschleunigers
in der Spallations-Neutronenquelle^{*}

Ralf Lehmann

^{*} von der Fakultät für Elektrotechnik der Universität Karlsruhe
(Technische Hochschule) genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit entstand am Institut für Kernphysik im Rahmen der Realisierungsstudie zur Spallations-Neutronenquelle und befaßt sich mit einer noch wenig erforschten Linearbeschleunigerstruktur, der Hochfrequenz-Quadrupol-(RFQ-)Struktur. Bei dieser liegt der Ort der Strahlstromgrenze -anders als bei herkömmlichen Linearbeschleunigern- nicht am Niederenergieende; hierdurch läßt sich der Strom erhöhen und die Einschußenergie erniedrigen.

Verschiedene RFQ-Speiseresonatoren vom Vierkammertyp werden in dieser Arbeit untersucht; insbesondere wird die Empfindlichkeit der azimutalen Feldverteilung gegenüber geometrischen Fehlern quantitativ erfaßt. Durch Anwendung einer Analogie zu beschleunigten Strukturen wurden Resonatoren gefunden, die eine um eine Größenordnung verringerte Empfindlichkeit besitzen.

Ein -gegenüber einem existierenden verbessertes- Verfahren für den Entwurf der Parameterverläufe im RFQ wird beschrieben und ein RFQ-Vorbeschleuniger für die Spallations-Neutronenquelle entworfen und untersucht.

Using a Radio Frequency Quadrupole Accelerator in the Spallation Neutron Source

Abstract

This paper is part of the work at the Institut für Kernphysik (KfK Karlsruhe) on the SNQ project study. It deals with the Radio Frequency Quadrupole (RFQ) structure, which is not yet completely explored. In the RFQ the bottleneck, where the beam current limit is at a minimum, is not located -as it is in ordinary linear accelerators- at the entrance (low energy end); therefore the current can be higher and the injection energy lower.

Different RFQ resonators of the Four Vane type are investigated; particularly the sensitivity of the azimuthal field distribution with respect to geometric errors is given quantitatively. New resonators, the sensitivity of which is smaller by one order of magnitude, were found by application of an accelerating structure analogy.

An improved RFQ design procedure is described and an RFQ pre-accelerator for the Spallation Neutron Source is designed and examined.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung.	1
1. Vorüberlegungen	5
1.1 Prinzip der Hochfrequenz-Quadrupol-Struktur	5
1.2 Machbarkeitsgrenzen	10
2. Resonatoren zur Speisung der Elektroden	14
2.1 Forderungen und Definitionen.	14
2.2 Bisher verwendete Resonatoren	16
2.3 Modifizierte Vierkammer-Resonatoren	20
2.4 Rechen- und Meßverfahren.	25
2.5 Ergebnisse.	32
2.6 HF-Multipol-Strukturen.	39
3. Entwurf der Parameterführung bei RFQ-Beschleunigern	40
3.1 Prinzipien, Verfahren	40
3.2 Teilchenverhalten	47
4. Entwurf für die Spallationsneutronenquelle.	51
4.1 Referenzkonzept	51
4.2 Entwurfparameter	52
4.3 Eigenschaften des Entwurfs.	55
Formelzeichen	72
Literatur	75

Einleitung

Diese Arbeit wurde im Rahmen einer Studie für eine Spallationsneutronenquelle /73/ angefertigt. In dieser Neutronenquelle soll ein Protonenstrahl hoher Leistung in einem Linearbeschleuniger erzeugt und auf ein Schwermetall-Target geschossen werden. Es stellte sich heraus, daß der Linearbeschleuniger mit herkömmlichen Elementen machbar ist, wenn die Betriebsfrequenz des ersten Abschnitts 108 MHz beträgt. Zur Erhöhung der Zuverlässigkeit des Gleichspannungsvorbeschleunigers und zur Erleichterung einiger Strahldynamikprobleme beim Einschub in den Alvarez-Abschnitt lag es jedoch nahe, auch die Möglichkeit des Einsatzes einer Hochfrequenz-Quadrupol-Struktur als Vorbeschleuniger zu überprüfen.

Die Hochfrequenzquadrupolstruktur (RFQ = Radio Frequency Quadrupole) ist ein neuartiger Linearbeschleuniger, dessen elektrische HF-Feldkomponente einen Strahl geladener Teilchen (Ionen) gleichzeitig beschleunigt, fokussiert und ggf. bündelt (d.h., einen Gleichstromstrahl in HF-Pakete zerlegt). Das Prinzip wurde zuerst 1956 vorgeschlagen /1,2,3,4,5/. Es besteht darin, daß im Gegensatz zu herkömmlichen Linearbeschleunigern nicht rotationssymmetrische, sondern in Quadrupolgeometrie angelegte Elektroden die Verteilung des HF-Felds bestimmen, derart, daß ein Quadrupolfeld die Teilchen fokussiert und gleichzeitig eine beschleunigende longitudinale Feldkomponente entsteht. Die ersten RFQ-Beschleuniger wurden in der UdSSR ca. 1974 /10/ und 1976 (URAL-Beschleuniger /11,12/) und in den USA 1980 (PIGMI-Proof-Of-Principle /28,29,31,34/) in Betrieb genommen.

Ein Linearbeschleuniger ist eine Maschine, in der elektromagnetische Felder geladene Teilchen auf einer annähernd geraden Bahn führen und beschleunigen. Die Beschleunigung geschieht meistens durch ein longitudinales elektrisches HF-Feld, das man durch eine Reihe von Wellenkomponenten beschreiben kann, von denen eine die gleiche Richtung und Geschwindigkeit hat wie die Teilchen und diese beschleunigt. Sieht ein Teilchen die Welle mit einer Phase $-90^\circ < \phi < 0$, dann wird es stabil beschleunigt, d.h., wenn es gegenüber der Welle zurückbleibt, wird es stärker, wenn es vorausseilt, schwächer beschleunigt. Für kleine Auslenkungen von der

Sollphase (=Phase des "Sollteilchens", das immer synchron mit der Welle läuft) erfahren Teilchen ein lineares Kraftgesetz in der mit der Welle laufenden Längskoordinate. Die zur Erzeugung des Beschleunigungsfeldes benutzten Driftröhren oder sonstigen Elektroden sorgen für eine Krümmung der elektrischen Feldlinien zur Beschleunigerachse hin. Dies bedeutet, daß ein Teilchen beim Durchlaufen eines Beschleunigungsspalts zuerst eine fokussierende, dann eine defokussierende radiale Feldkomponente sieht. Wegen obiger Phasenbedingung steigt die Feldstärke beim Durchlaufen eines Beschleunigungsspalts mit der Zeit an und die Fokussierung ist kleiner als die Defokussierung. Diesen Effekt nennt man HF-Defokussierung. Außerdem wirken die abstoßenden Kräfte, die die Teilchen aufeinander ausüben, defokussierend. Deshalb müssen im Linearbeschleuniger fokussierende Elemente vorgesehen werden. Die Folien- oder Gitterfokussierung /1/ ist wegen der damit verbundenen Teilchenverluste nicht zu empfehlen; Solenoide würden Kräfte aufeinander ausüben und bei gepulstem Betrieb den Beschleuniger zu mechanischen Schwingungen anregen. Die heute übliche Quadrupolfokussierung wird im folgenden beschrieben.

Das Funktionsprinzip der reinen HF-Fokussierung war schon von RFQ-Spektrometern (Massenfiltern nach Paul und Steinwedel /62,63,64/) her bekannt. Es handelt sich um eine Abwandlung der statischen Quadrupolfokussierung. Bei letzterer werden folgende lineare transversale Kräfte F_x , F_y durch elektrische oder magnetische Felder auf die Teilchen ausgeübt: (F' =Kraftgradient des linearen Kraftgesetzes)

$$F_x = -F'x$$

$$F_y = +F'y$$

Diese Kräfte herrschen z.B. zwischen den vier Polen eines elektrostatischen Quadrupols, bei dem jeweils gegenüberliegende Pole elektrisch leitend miteinander verbunden sind. Die obigen Beziehungen bedeuten für $F'>0$ Fokussierung in x-Richtung und Defokussierung in y-Richtung.

Um eine in beiden transversalen Koordinatenrichtungen stabile Bewegungsgleichung zu erhalten, läßt man das Vorzeichen des Kraftgradienten F' der verschiedenen statischen Quadrupole entlang der Strahlachse periodisch wechseln, so daß die Teilchen nacheinander fokussiert und defokussiert werden, was insgesamt eine Fokussierung ergibt (Alternierende Gradienten- oder AG-Fokussierung). Bei der Hochfrequenz-Quadrupol-Fokussierung dagegen hat man nur einen einzigen (langen) Satz von Fokussierungselektroden und der Vorzeichenwechsel geschieht periodisch mit der Zeit.

Zusätzlich werden die Elektroden so geformt oder moduliert, daß eine beschleunigende longitudinale Komponente des elektrischen Feldes entsteht (s. Bild 1.1).

Ein anderer Ansatz, der zur Hochfrequenzquadrupolstruktur führt, ist folgender: man versieht die Driftröhren eines Linearbeschleunigers /1/ mit "Hörnern" an den Stirnseiten, die in der Beschleunigungsstrecke für ein Quadrupolfeld sorgen. Diese Lösung wurde in der ursprünglichen Form nie realisiert, weil bei dieser einfachen Anordnung die Hochfrequenz-Quadrupol-Fokussierung zu schwach ist. In der UdSSR gibt es jedoch solche RFQ-Wideröe-Linearbeschleuniger mit komplizierteren Elektrodenstrukturen /11,12/. Bei der GSI in Darmstadt hat R.W. Müller /54,55,57,58/ die (gehörnten) Driftröhren durch Ringe ersetzt, die die Feldverteilung nicht mehr wesentlich beeinflussen und die man auch weglassen kann, so daß die Verbindung zum ersten Ansatz hergestellt ist.

Bei bisherigen Linearbeschleunigern bestand das Niederenergieende vor dem Driftröhrenbeschleuniger aus einer Ionenquelle, einem elektrostatischen "Cockroft-Walton"-Vorbeschleuniger mit einer Beschleunigungsspannung von mehreren Hundert kV und einem "Buncher", bestehend aus einem oder mehreren Resonatoren, sowie Strahl-diagnoseeinrichtungen. Im Laufe der technischen Weiterentwicklung der Linearbeschleuniger sind jedoch die gewünschten Teilchenströme (sowohl zeitgemittelt als auch im Impuls) angestiegen. Die Zuverlässigkeit von elektrostatischen Vorbeschleunigern sinkt jedoch mit steigendem zeitgemitteltem Strom und mit steigender Beschleunigungsspannung ab /76/ und ist bei z.B. 100 mA Protonen und 750 kV Spannung zu klein für einen geordneten Beschleunigerbetrieb. Darum möchte man die Beschleunigungsspannung verringern. Außerdem tritt bei Driftröhren-Linearbeschleunigern das Minimum der Strom-

transportfähigkeit am Niederenergieende auf; für einen höheren Impulsstrom muß daher der Aperturradius vergrößert werden, was zu größeren benötigten Feldstärken bei den üblichen magnetostatischen Quadrupolen führt, und recht schnell deren Machbarkeitsgrenze erreichen läßt. Dies führt dazu, daß die Einschußenergie erhöht werden muß. Die so entstandene Lücke zwischen der Quelle und dem herkömmlichen Driftröhren-Linearbeschleuniger kann durch eine der folgenden Vorrichtungen ausgefüllt werden:

a) MEQALAC /16,17/. Es handelt sich um einen HF-Linearbeschleuniger mit vielen Strahlkanälen und elektrostatischer Quadrupolfokussierung. In den USA existiert ein Prototyp, der sich jedoch bisher noch nicht genügend bewährt hat.

b) APF = alternierende Phasenfokussierung /1,15/. Dies ist ein Driftröhren-Linearbeschleuniger, bei dem die Sollphase periodisch von Driftstrecke zu Driftstrecke das Vorzeichen wechselt, so daß die Bewegungsgleichungen der Teilchen in allen drei Koordinatenrichtungen abwechselnd stabil und instabil sind, was wie bei der Quadrupol-Fokussierung zu einer insgesamt stabilen Bewegung führt. Ein Prototyp ist in den USA mit mäßigem Erfolg betrieben worden; auch ist die Stromtransportfähigkeit wegen der nur schwachen transversalen Fokussierung begrenzt.

c) RFQ-Vorbeschleuniger. Diese Alternative ist die vielversprechendste Lösung. Sie vereinigt die Vorteile hohen Strom, hohe Zuverlässigkeit, kleine Baugröße in sich und wird seit Anfang der 70er Jahre an verschiedenen Stellen der Welt erfolgreich erprobt. Die gegenüber Driftröhren-Linearbeschleunigern erhöhte Stromtransportfähigkeit entsteht nicht nur durch das Prinzip der Hochfrequenz-Quadrupol-Fokussierung, sondern auch durch einen Kunstgriff: Die Parameter Beschleunigungsfeldstärke und Sollphase werden so geführt, daß der Strahl "adiabatisch gebuncht" wird, d.h., der eingeschossene Gleichstromstrahl wird gleichzeitig beschleunigt und mit sehr geringen Verlusten allmählich in HF-Impulse zerlegt /7,18/. Hierdurch entfällt der herkömmliche Buncher. Ein wichtiger und unerläßlicher Nebeneffekt ist die Tatsache, daß der "Flaschenhals" oder Engpaß des RFQ (das Minimum der Stromtransportfähigkeit) nicht, wie üblich bei Linearbeschleunigern, am Anfang, sondern erst bei einer (um einen Faktor von etwa 10) höheren Teilchenenergie auftritt, was eine höhere Stromtransportfähigkeit zur Folge hat (siehe Kap.3).

Bei RFQ-Strukturen sind folgende drei Bereiche gegenüber der bisherigen Beschleunigertechnik neu und z.T. schlecht erforscht:

1. Resonatoren zur Speisung der Elektroden
2. Verlauf der Beschleunigerparameter über der Längskoordinate
3. Fertigung der Elektroden

Der Beitrag dieser Arbeit besteht hauptsächlich in der Untersuchung der Empfindlichkeit der azimuthalen Feldverteilung einiger Resonator-typen gegenüber geometrischen Fehlern (Kap.2), sowie in der Verbesserung eines bereits existierenden Verfahrens für den Entwurf der Parameterverläufe im RFQ (Kap.3). Außerdem werden in Kap.1 nach einer Übersicht über die (bekannte) Theorie der RFQ-Struktur die prinzipiellen Strom- und Frequenzgrenzen in grober Näherung hergeleitet. In Kap.4 wird ein eigener RFQ-Entwurf für die Spallations-Neutronen-Quelle vorgestellt und auf seine strahldynamischen Eigenschaften hin untersucht.

1. Vorüberlegungen

1.1 Prinzip der Hochfrequenz-Quadrupol-Struktur

Es ist nötig, zu wissen, wie die elektrischen Größen (Fokussierungsgradient und Beschleunigungsfeldstärke) von der Geometrie der Elektroden abhängen. Eine analytische Methode hierzu wurde von Kapchinskij und Teplyakov /7/ angegeben: Im Elektrodenbereich ist die magnetische gegenüber der elektrischen Feldenergiedichte vernachlässigbar. Außerdem sind die transversalen Abmessungen der Elektroden klein gegen eine HF-Wellenlänge. Daher läßt sich ein elektrostatisches Potential Φ benutzen. Für letzteres läßt sich ein Reihenansatz in einer allgemeinen quadrupolsymmetrischen Struktur angeben. Nur zwei der abzählbar unendlich vielen Reihenglieder, die alle die Potentialgleichung erfüllen, sind für die Teilchenbewegung nützlich und erwünscht (V =Spannung zwischen benachbarten Elektroden, r_0 =charakteristischer Aperturradius, I_n =modifizierte Besselfunktion n-ter Ordnung):

$$(1.1) \quad \Phi = \frac{1}{2}V[(r/r_0)^2 \cos 2\psi + AI_0(kr) \cos kz] \sin(\omega t + \phi)$$

mit den Zylinderkoordinaten r , ψ , z und der "Wellenzahl" k der longitudinalen Modulation der Elektroden. Der erste Summand beschreibt die Quadrupol-Fokussierung, der zweite die Beschleunigung. Gradientenbildung liefert die Feldkomponenten

$$(1.2a) \quad E_r = [-(V/r_0^2) r \cos 2\psi - \frac{1}{2}kAVI_1(kr) \cos kz] \sin(\omega t + \phi)$$

$$(1.2b) \quad E_\psi = (V/r_0^2) r \sin 2\psi \sin(\omega t + \phi)$$

$$(1.2c) \quad E_z = \frac{1}{2}kAVI_0(kr) \sin kz \sin(\omega t + \phi)$$

Die Amplitude des Fokussierungsgradienten beträgt für $A \cdot \cos kz = 0$ (q =Ladung eines Teilchens):

$$(1.3) \quad F' = qE' = qV/r_0^2$$

A heißt Effizienz der Beschleunigung. Weitere wichtige Größen sind a (Aperturradius), X (Effizienz der Fokussierung), m (Modulationskoeffizient, siehe auch Bild 1.1).

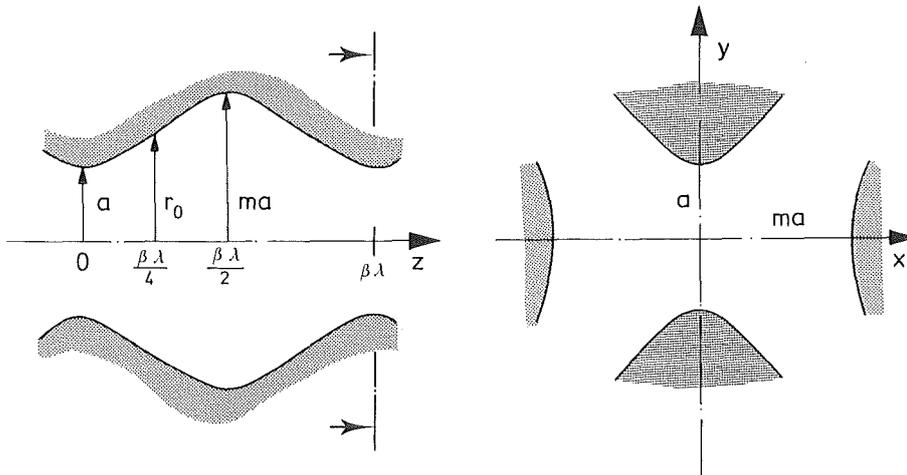


Bild 1.1: Schnitte durch RFQ-Elektroden

Setzt man in Gl.(1.1) das Potential gleich den Potentialen der Elektrodenflächen, also $\phi = \pm \frac{1}{2}V$, so erhält man implizite Ausdrücke für letztere. Die Querschnitte sind Hyperbeln (für $A \cdot \cos kz = 0$) bzw. hyperbelähnliche Kurven, die irgendwo abgebrochen werden müssen, um die elektrische Feldstärke seitlich an den Elektroden sowie die Kapazität der Elektroden nicht zu groß werden zu lassen. Bild 1.1 zeigt Schnitte durch Elektroden und die Größen r_0 , a , m und $\beta\lambda = 2\pi/k =$ "Strukturperiode" ($\beta = v/c =$ Teilchengeschwindigkeit/Lichtgeschwindigkeit, $\lambda = c/f =$ Freiraumwellenlänge; k ist die Ortsfrequenz sowohl der Elektrodenstruktur als auch der beschleunigenden Teilwelle). Der charakteristische Aperturradius r_0 ist der Abstand der Elektroden von der Strukturachse in einer Querschnittsebene mit vollkommener Quadrupolsymmetrie.

Zwischen den genannten Größen bestehen folgende Zusammenhänge /8,18/:

$$(1.4) \quad A = (m^2 - 1) / [m^2 I_0(ka) + I_0(mka)]$$

$$(1.5) \quad X = 1 - AI_0(ka)$$

$$(1.6) \quad a = r_0 \sqrt{X}$$

Der Energiegewinn eines Teilchens beim Durchlaufen einer "Zelle" (=halbe Strukturperiode) der Länge $\beta\lambda/2$ ergibt sich durch Integration von E_z über z für $r=0$ zu

$$(1.7) \quad \Delta W = \frac{1}{4} \pi q A V \cos \phi$$

Setzt man in den Gln.(1.1) und (1.2) $t=kz/\omega$ (jedes Teilchen hat eine eigene Zeit abhängig von seiner z -Koordinate), dann gibt man die Unabhängigkeit der Zeit auf und ein früher oder später Kommen eines Teilchens wird mit der "Teilchenphase" ϕ (=Phase des HF-Feldes, die das Teilchen wahrnimmt) ausgedrückt. Gewinnt man aus Gl.(1.2) $E_x(x)$ für $y=0$, setzt $\omega t = kz = 2\pi\tau$, vernachlässigt den höherfrequenten Term aus dem Produkt der Winkelfunktionen und linearisiert die I_1 -Funktion, so erhält man folgende transversale Bewegungsgleichung:

$$(1.8) \quad d^2x/d\tau^2 + [\Delta + B \cos(2\pi\tau + \phi)]x = 0$$

Gl.(1.8) ist eine Mathieu'sche Differentialgleichung /65,66/. Für die Größen B (Fokussierungsstärke) und Δ (Defokussierung) gilt (M = Teilchenmasse):

$$(1.9) \quad B = qV / (Mf^2 r_0^2)$$

$$(1.10) \quad \Delta = \Delta_{HF} + \Delta_{RL}$$

$$(1.11) \quad \Delta_{HF} = \pi^2 qAV \sin \phi / (2Mc^2 \beta^2)$$

Zur HF-Defokussierung nach Gl.(1.11) kommt noch die Raumladungsdefokussierung, deren Term Δ_{RL} in der Mathieu'schen Dgl. sich aus einer Linearisierung der abstoßenden Raumladungskraft ergibt (/33,68/,/1/ S.827 ff.). Δ_{RL} ist immer negativ; Δ_{HF} ist negativ für $\sin \phi < 0$, was bei Vorhandensein einer Beschleunigung wegen der longitudinalen Stabilität gelten muß. Im zweidimensionalen Raum der Parameter B und Δ wechseln sich mit ansteigendem Δ Bereiche instabiler und stabiler Lösungen der Mathieu'schen Dgl. ab. Einen RFQ-Beschleuniger betreibt man zweckmäßigerweise im (bezüglich Δ) niedrigsten stabilen Bereich, in dem näherungsweise gilt /6,33/:

$$(1.12) \quad \sigma^2 = B^2 / 8\pi^2 + \Delta$$

wobei als "Tune" oder transversaler Phasenvorschub pro Fokussierungsperiode

$$(1.13) \quad \sigma = 2\pi f_x / f$$

definiert ist; f_x ist die Frequenz der geglätteten transversalen Teilchenschwingungen.

Definiert man den longitudinalen Tune analog zum transversalen,

$$(1.14) \quad \sigma_\ell = 2\pi f_\phi / f$$

wobei f_ϕ die Frequenz der Phasenschwingungen ist, dann erhält man aus Gl.(1.2c) für $r=0$ und ohne Raumladung nach Linearisierung die

gewöhnliche Schwingungsgleichung für die Abweichung $z-z_s$ der z -Koordinate eines beliebigen Teilchens von derjenigen des Sollteilchens (Synchroneteilchens), für das die Beschleunigungsstruktur entworfen wurde:

$$(1.15) \quad d^2(z-z_s)/dt^2 + (f\sigma_\ell)^2(z-z_s) = 0$$

mit (siehe auch /7,8,13/)

$$(1.16) \quad \sigma_\ell^2 = \pi^2 qAV \sin|\phi_s| / (Mc^2\beta^2) = -2\Delta_{HF}(\phi=\phi_s)$$

Bei der Definition nach Gl.(1.14) wird der longitudinale Phasenvorschub nicht, wie oft üblich, auf die longitudinale Fokussierungs- bzw. Beschleunigungsperiode $\beta\lambda/2$ bezogen, sondern auf die Strukturperiode $\beta\lambda$ bzw. HF-Periode.

In den Kapiteln 3 und 4 werden einige Größen benutzt, die ein Ensemble von Teilchen (z.B. ein Teilchenpaket) beschreiben: die Emittanz und die Courant-Snyder-Parameter. Diese Größen werden jeweils für einen Unterraum (x, x' bzw. y, y' bzw. $\phi-\phi_s, W-W_s$) des sechsdimensionalen Phasenraums angegeben und werden im Folgenden für den x, x' -Raum erklärt.

Eine totale (z.B. 100%- oder 90%-) Emittanz ist die Fläche ε der kleinstmöglichen um den angegebenen Prozentsatz im x, x' -Raum gelegten Ellipse. Ist diese Ellipse zentriert, dann ist sie durch folgende Gleichung beschreibbar /68/:

$$(1.17) \quad \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \varepsilon/\pi$$

Die Größen α , β und γ heißen Courant-Snyder-Parameter des Strahls; für sie gilt:

$$(1.18) \quad \beta\gamma - \alpha^2 = 1$$

Die rms-Emittanz errechnet sich dagegen aus der nichtnegativen Wurzel von /77/:

$$(1.19) \quad (\varepsilon/\pi)^2 = \overline{x^2} \cdot \overline{x'^2} - (\overline{xx'})^2$$

Die zugehörigen Courant-Snyder-Parameter sind

$$(1.20) \quad \alpha = \overline{-xx'} \cdot \pi / \varepsilon$$

$$(1.21) \quad \beta = \overline{x^2} \cdot \pi / \varepsilon$$

$$(1.22) \quad \gamma = \overline{x'^2} \cdot \pi / \varepsilon = (1 + \alpha^2) / \beta$$

Zur Normierung werden die Emittanzen mit dem β ($= v/c$!) des Synchroneteilchens multipliziert. Normierte Emittanzen nach obigen Definitionen bleiben beim Wirken konservativer linearer Kräfte erhalten; durch nichtlineare oder in verschiedenen Koordinaten gekoppelte Bewegungsgleichungen vergrößern sie sich in realen Linearbeschleunigern.

1.2 Machbarkeitsgrenzen

Folgende Überlegung wurde angestellt, um eine einfache Entscheidungshilfe für die Machbarkeit von RFQ-Beschleunigern zu bekommen. Es wird die prinzipielle Stromgrenze als Funktion von Teilchenart, Einschußenergie und Frequenz hergeleitet.

Bei Annahme eines Bunches (Teilchenpakets) als homogen mit der Ladung $Q=I/f$ gefülltes Ellipsoid der Länge ℓ und des Radius R gilt für die transversale Raumladungskraft in guter Näherung /33,68/:

$$(1.23) \quad E_{x,RL} = Q(1.5 - R/\ell)x / (2\pi\varepsilon_0 \ell R^2)$$

Setzt man die Klammer im Zähler gleich 1, so erhält man für die Raumladungsdefokussierung

$$(1.24) \quad \Delta_{RL} = -qI / (2\pi\varepsilon_0 Mf^3 \ell R^2)$$

Vernachlässigt man die HF-Defokussierung in Gl.(1.10), setzt Gl.(1.24) in (1.12) ein und löst nach R^2 auf, so erhält man (mit $\sigma_0 =$ Tune ohne Raumladung)

$$(1.25) \quad R^2 = 8qI / [M\varepsilon_0 \pi f^3 \ell B^2 (1 - (\sigma/\sigma_0)^2)]$$

Die Größe σ/σ_0 sollte den Wert 0.4 nicht unterschreiten /33/, da sonst der Einfluß der Raumladung im Vergleich zu dem der äußeren Felder zu groß ist und die Emittanzen (zum Begriff der Emittanz siehe Kap.1.1) sich stark vergrößern; die Bunchlänge ℓ ist wegen des adiabatischen Bunchens etwa so groß wie die Strukturperiode beim Einschub. Mit der Beschleunigungsspannung der Ionenquelle U_{inj} gilt damit

$$(1.26) \quad R \propto \sqrt{I} \sqrt[4]{[q/(MU_{inj})]} / (fB)$$

Nimmt man den mittleren Aperturradius $r_0 \propto R$ an und gewinnt man den Proportionalitätsfaktor aus den Parametern des PIGMI-P-O-P (Proof-Of-Principle) /18,28,29,31,34/, so erhält man

$$(1.27) \quad r_0 = 29 \text{ Meter} \sqrt{I/\text{Ampere}} \sqrt[4]{(Q/A) \cdot (100\text{kV}/U_{inj})} / [(f/\text{MHz}) \cdot B]$$

mit A = Massenzahl, Q = Ladungszahl der Teilchen. Gl.(1.27) bedeutet ganz grob, daß die Stromtransportfähigkeit des RFQ etwa zwei mal so groß wie der Strom I gewählt wird /56/, ein durchaus übliches und notwendiges Entwurfskriterium /18,33,52/.

Bei den meisten RFQ-Entwürfen liefert Gl.(1.27) den mittleren Aperturradius nur auf $\pm 20\%$ genau, was bei den gemachten Vereinfachungen und Vernachlässigungen nicht verwunderlich ist.

Ein RFQ muß bei einer möglichst großen elektrischen Feldstärke betrieben werden. Die maximale elektrische Feldstärke tritt seitlich an den Elektroden auf und betrug beim PIGMI-P-O-P

$$(1.28) \quad E_{\max} = 1.36 \text{ V}/r_0$$

Dort war der Elektrodenabstand

$$(1.29) \quad g = 0.83 r_0$$

Anfang der 50er Jahre entstand empirisch das "Kilpatrick-Kriterium" zur Berechnung der maximal möglichen elektrischen Feldstärke in Abhängigkeit von der Frequenz /67/. Eine allgemeine Form davon

lautet (/68/; hier wurde jedoch die Konstante im ersten Exponenten geringfügig so verändert, daß Gl.(1.30) für $g \rightarrow \infty$ mit der Formel (1) in /24/ übereinstimmt):

$$(1.30) \quad E^3 g [1 - \exp(-4.859 E/gf^2)] \exp(-17/E) = 1.8$$

Dies ist eine Zahlenwertgleichung mit

E = Kilpatrick-Feldstärke E_{Kilp} in MV/m

g = minimaler Elektrodenabstand in m

f = Frequenz in MHz

Heutige Erfahrungen legen eine um einen Faktor ≈ 2 größere Grenzfeldstärke nahe:

$$(1.31) \quad E_{\text{max}} = \text{Faktor} \cdot E_{\text{Kilp}}$$

Messungen /10,24,34,52,59/ haben ergeben, daß die äußerste Überschlagsgrenze bei RFQ-Elektroden bei einem Faktor 1.5 bis 2.4 je nach Oberflächenbehandlung liegt.

Gibt man Teilchenart, Fokussierungsstärke B , Strom I , Injektionsspannung U_{inj} und obigen Faktor vor, so ergeben die Gln. (1.9), (1.27), (1.28) und (1.31) die nötige Kilpatrick-Feldstärke, sowie die Gln. (1.27) und (1.29) den Elektrodenabstand g als Funktion der Frequenz. Aufsuchen der Nullstelle des Ausdrucks aus Gl.(1.30) bezüglich der Frequenz liefert dann einen Punkt der oberen Strom- bzw. Frequenzgrenze von RFQ's für die betreffende Teilchenart. Solche Grenzen sind in Bild 1.2 für Protonen, Deuteronen und (Schwer-)Ionen mit $A/Q > 4$ gezeigt. Durch die Wahl der Koordinatengrößen in Bild 1.2 wurde erreicht, daß RFQ's mit verschiedenen Einschußenergien und für verschiedene Teilchenarten miteinander vergleichbar sind. Werden die Koordinatengrößen wie in Bild 1.2 gewählt, dann fallen alle Kurven für Schwerionen-RFQ's zusammen.

In Bild 1.2 sind außerdem noch einige RFQ-Entwürfe /14,20,29,32,35,38,44,49,50,51/ und die bereits existierenden RFQ's /10,11,12,34/ eingezeichnet, was die ungefähre Gültigkeit der Grenzkurven illustriert. Es wird auch erkennbar, daß ein RFQ-Vorbeschleuniger für die Spallationsneutronenquelle mit $I=100$ mA,

$A/Q=1$, $U_{inj}=50$ kV, $E_{max} \leq 2 \cdot E_{Kilp}$ bei einer Frequenz von höchstens 200 MHz möglich ist.

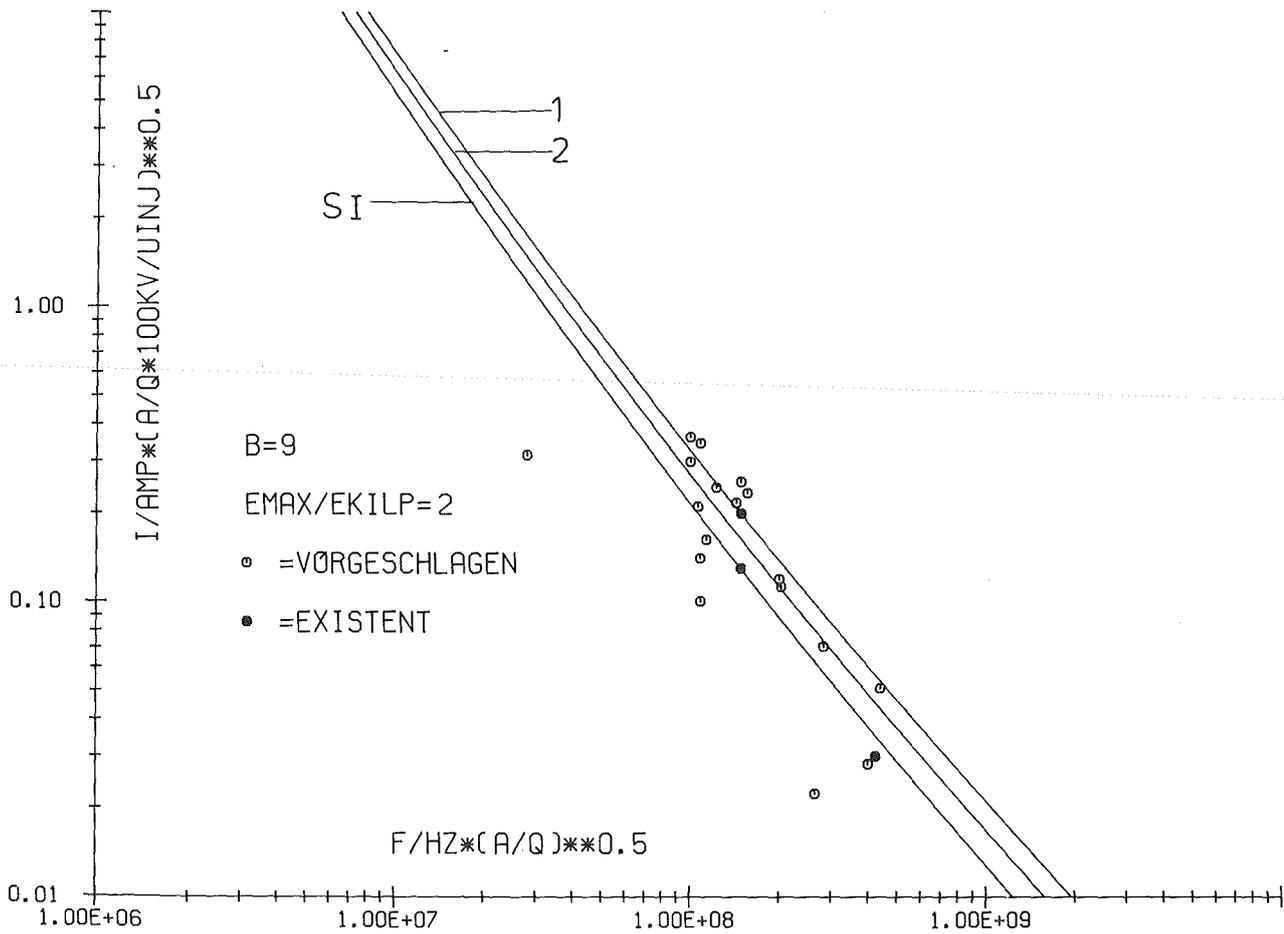


Bild 1.2: Obere Strom- bzw. Frequenzgrenzen für RFQ-Beschleuniger;
1 = Protonen ($A/Q=1$)
2 = Deuteronen ($A/Q=2$)
SI = Schwerionen ($A/Q>4$)
Punkte: vorgeschlagene bzw. ausgeführte Entwürfe

2. Resonatoren zur Speisung der Elektroden

2.1 Forderungen und Definitionen

Die Längsabmessung eines RFQ-Vorbeschleunigers ist in der Regel nicht klein gegenüber einer HF-Wellenlänge. Das Anlegen der HF-Spannung V an die Elektroden muß daher mit Hilfe eines Resonators geschehen, der dafür sorgt, daß die Elektrodenspannung gleichmäßig über die Länge und auf die Elektrodenpaare verteilt ist. Folgende Forderungen müssen zur Minimierung der Bau- und Betriebskosten gestellt werden:

1. nicht zu große Querabmessungen
2. Einfachheit
3. geringe Verluste
4. Stabilität der Feldverteilung gegenüber Herstellungsfehlern

Die Forderungen 1, 2 und 3 sind bei niedrigen Frequenzen (Schwerionen-Beschleuniger) schwer gleichzeitig einzuhalten: einfache Resonatoren haben dann große Abmessungen; kleinere Resonatoren sind meistens kompliziert und stärker verlustbehaftet.

Um die Verluste verschiedener Resonatoren vergleichen zu können, muß man -bei gleichem r_0 - die Verlustleistung P_V auf V^2 und die Länge L des Resonators beziehen. Eine zum Vergleich geeignete Größe ist der Resonanzwiderstand R_p , multipliziert mit der Länge:

$$(2.1) \quad R_p \cdot L = V^2 / (2 \cdot P_V)$$

Der notwendige Aufwand für die mechanische Stabilität und die Enge der geometrischen Toleranzen wird bestimmt durch die Forderungen der Strahldynamik an die Stabilität der Feldverteilung und die Empfindlichkeit der Feldverteilung gegenüber Störungen der Geometrie.

Bei fehlender Elektrodenmodulation ($m=1$) wird die Feldverteilung in Achsennähe näherungsweise durch eine Reihe von Multipolfeldern beschrieben, deren Glieder folgendermaßen aussehen:

$$(2.2a) \quad \Phi_n \propto r^n \cos n\psi$$

$$(2.2b) \quad E_{\psi,n} \propto r^{n-1} \sin n\psi$$

$$(2.2c) \quad E_{r,n} \propto r^{n-1} \cos n\psi$$

mit $n = 1, 2, 3, \dots$

Für $n=2$ ist dies das erwünschte Quadrupolfeld, das bei idealen Elektroden und bei richtigen Spannungen allein auftritt. Multipole höherer Ordnung als 2 (Sextupole, Oktupole usw.) transportieren wegen ihrer radialen Feldverteilung einen Hohlstrahl /36/; eine Beimischung solcher Glieder zum Quadrupolfeld ist bei vernünftiger Annahme der Multipolamplituden und des Strahlradius ungefährlich /52/. Ein Dipolfeld ($n=1$) bewirkt bei Überlagerung mit dem Quadrupolfeld eine Verschiebung der elektrischen Achse:

$$(2.3) \quad E_r = E_D \cos \psi + E' r \cos 2\psi$$

transformiert in kartesische Koordinaten:

$$(2.4) \quad E_x = E_D + E' x = E' (x + E_D/E') = E' (x + \Delta x)$$

Bei einer um den Winkel α verdrehten Dipolkomponente $E_D \cos(\psi - \alpha)$ findet eine gleichgroße Achsenverschiebung in eine andere Richtung statt:

$$(2.5) \quad E_x = E_D \cos \alpha + E' x$$

$$E_y = E_D \sin \alpha - E' y$$

$E_x = E_y = 0$ liefert

$$(2.6) \quad x_0 = -E_D/E' \cos \alpha, \quad y_0 = E_D/E' \sin \alpha$$

Auch hier beträgt also der Betrag der Achsenverschiebung

$$(2.7) \quad \Delta x = E_D/E'.$$

Da die Teilchen um die elektrische Achse schwingen und diese daher in 1. Näherung die Strahlachse bildet, sind die Empfindlichkeiten $\Delta x/\Delta \ell$ der Verschiebung der elektrischen Achse Δx gegenüber geometrischen Fehlern $\Delta \ell$ wichtige Kenngrößen zur Beurteilung eines Resonatortyps und zur Festlegung der den Aufwand bei der Fertigung bestimmenden mechanischen Genauigkeit.

Da die Beschleunigungsfeldstärke möglichst den Verlauf nach Gl.(1.2c) haben sollte, ist auch die Abweichung der Spannungen V_k zwischen denjenigen Elektrodenpaaren, zwischen denen aufgrund eines geometrischen Fehlers die Feldstärke gestört ist (s. Kap. 2.4) relativ von deren Mittelwert interessant. Als Elektrodenspannung wurde vereinfachend angenommen:

$$(2.8) \quad V_k = E_k g_k$$

E_1 bzw. E_3 sind die Beträge der maximalen elektrischen Feldstärken in gestörten Kammern, g_1 bzw. g_3 die zugehörigen, ggf. gestörten Elektrodenabstände. Die Empfindlichkeit S_V der relativen Spannungsabweichung bezüglich einem geometrischen Fehler $\Delta \ell$ sei folgendermaßen definiert:

$$(2.9) \quad S_V = 2[(V_1 - V_3)/(V_1 + V_3)]r_0/\Delta \ell$$

2.2 Bisher verwendete Resonatoren

Die wichtigsten bisher vorgeschlagenen und verwendeten Resonatoren sind:

1. Vierkammer-Resonator
2. Doppel-H-Resonator
3. Split-Coaxial-Resonator
4. Gekoppelte $\lambda/2$ -Struktur

1. Vierkammer-Resonator (Stegresonator, Four-Vane-Resonator) /6,14,19,23,26/, s. Bild 2.1 (Vane = Zwischenwand). Dieser einfach gebaute Resonator wird in den USA und heute auch in der UdSSR benutzt /14/ und ist am weitesten verbreitet. Er ist aus dem Zylinderresonator entstanden. Durch die Einführung von Zwischenwänden in diesen spaltet sich der TE₂₁₀-Mode auf in einen Mode mit fast unveränderter Feldverteilung und Frequenz, und den erwünschten Quadrupol-Mode mit zwischen den Elektroden (an den inneren Enden der Zwischenwände) konzentriertem elektrischen Feld. Dieser Mode erfordert eigentlich magnetische Wände an den Enden des Resonators. Statt dessen sieht man dort Endkappen vor, die eine Umkehr der magnetischen Feldlinien in die benachbarten Kammern ermöglichen /26/. Aus vereinfachenden Annahmen ergibt sich näherungsweise der Zusammenhang zwischen dem Außenradius b und der Resonanzfrequenz /13/:

$$(2.10) \quad f = 30.5 \text{ MHz} \cdot \text{Meter} / b$$

Damit ist der Durchmesser im Frequenzbereich oberhalb ca. 60 MHz erträglich. Die Baulänge kann theoretisch beliebig groß sein. Der längenbezogene Verlustwiderstand beträgt für Cu etwa

$$(2.11) \quad R_p \cdot L = 290 \text{ k}\Omega \cdot \text{m} \cdot (f/100 \text{ MHz})^{-1.5}$$

Die Formeln (2.10) und (2.11) wurden aus /13/ mit dem Erfahrungswert für den Kapazitätsbelag zwischen einer und den beiden benachbarten Elektroden $C_u = 6.24 \cdot \epsilon_0$ abgeleitet. Die Endkappen sind dabei nicht berücksichtigt.

Der Hauptnachteil des Vierkammer-Resonators ist die schwache Kopplung zwischen den benachbarten Kammern, wodurch die HF-Energie ungleichmäßig auf die Kammern verteilt sein kann, so daß die Feldverteilung zwischen den Elektroden gestört ist. Auch ist die Feldverteilung longitudinal instabil, weil im TE₂₁₀-Mode theoretisch (unendlich gut leitende Wände) kein longitudinaler Energietransport stattfindet. Daher hat man bei einigen RFQ's einen "Manifold" (Koppel- und Verteilungsresonator) vorgesehen, das ist ein TEM-Koaxialresonator mit der Außenwand des Vierkammer-Resonators als Innenleiter mit schrägen Koppelschlitzten in dieser /21/. Bisher war

nicht bekannt, ob der Koppelresonator tatsächlich benötigt wird und welcher Aufwand für die mechanische Genauigkeit im Elektrodenbereich mit bzw. ohne Koppelresonator wirklich nötig ist /52/. Es wurde deshalb versucht, durch Rechnungen und Messungen (s. Kap. 2.4, 2.5) einige dieser Fragen zu klären.

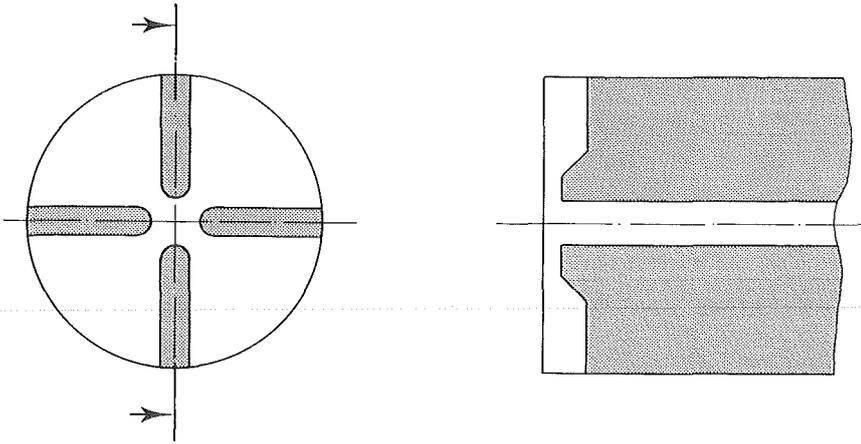


Bild 2.1: Vierkammer-Resonator

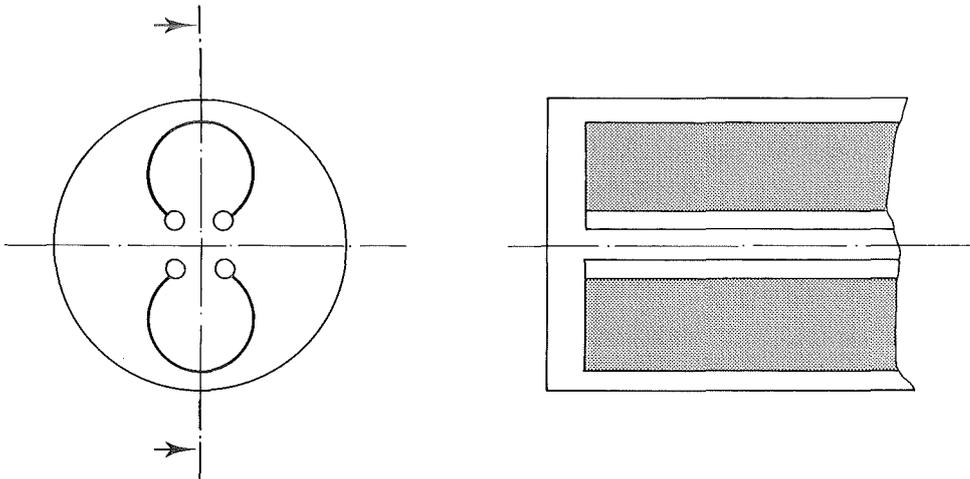


Bild 2.2: Doppel-H-Resonator

2. Der Doppel-H-Resonator /6,10,11,12,13/ (Bild 2.2) wurde in der UdSSR benutzt und ist mit dem dort offenbar als Wideröe-Resonator üblichen H-Resonator verwandt /11,12/. Die theoretische Verlustleistung ist etwa so groß wie beim Vierkammerresonator /13/; der Radius des Tanks ist etwas größer. Nachteilig ist der kompliziertere Aufbau (die Innenteile müssen aufgehängt und mit Kühlwasser versorgt werden; Randeffekte an den Enden der Innenteile müssen kompensiert werden /11/).

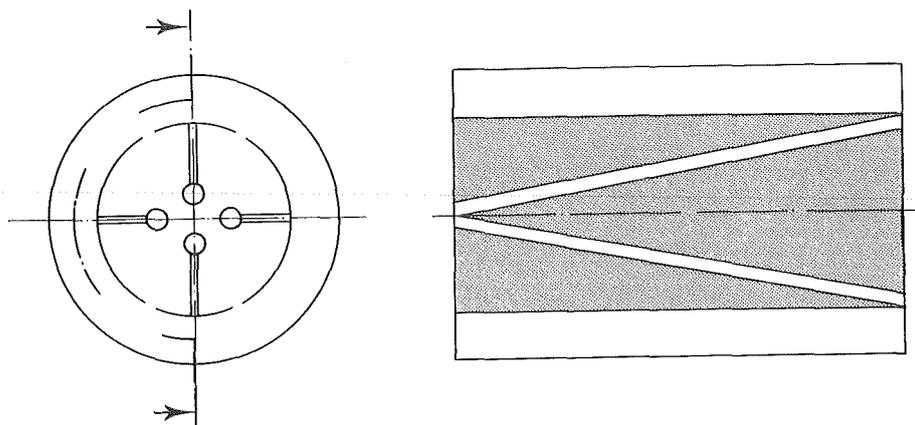


Bild 2.3: Gespaltener Koaxialresonator (Split-Coaxial-Resonator)

3. Der gespaltene Koaxialresonator /44,54,55,57,58/ (Bild 2.3) ist ein allgemeiner Wideröe-Resonator mit minimierten Stromwärmeverlusten für niedrige Frequenzen, der auch zur Speisung von RFQ-Elektroden geeignet ist. Er wurde bei der GSI von R.W. Müller aus dem herkömmlichen Wideröe-Resonator /1/ entwickelt und ist wohl der kompakteste RFQ-Resonator. Vorteile sind: kleiner Radius (fast frei wählbar), niedrige Verlustleistung (aber größer als beim Vierkammer-Resonator) und die inhärente fast perfekte Feldstabilität. Der längenbezogene Resonanzwiderstand ergibt sich unter Vernachlässigung der Zwischenwände aus /54/ für Cu (mit $C'=18 \cdot \epsilon_0$; Formelzeichen siehe /54/):

$$(2.12) \quad R_p \cdot L = (f/\text{MHz})^{-0.5} \cdot 30 \text{ M}\Omega \cdot \ln(r_a/r_i) / [1/r_a + 1/(\kappa r_i)]$$

Er ist ca. 3 mal kleiner als beim Vierkammerresonator. Nachteilig ist die geringe Länge (ca. $\lambda/10$) eines Resonators, die den Aufbau eines RFQ aus mehreren oder vielen Abschnitten (miteinander gekoppelten Resonatoren) nötig macht.

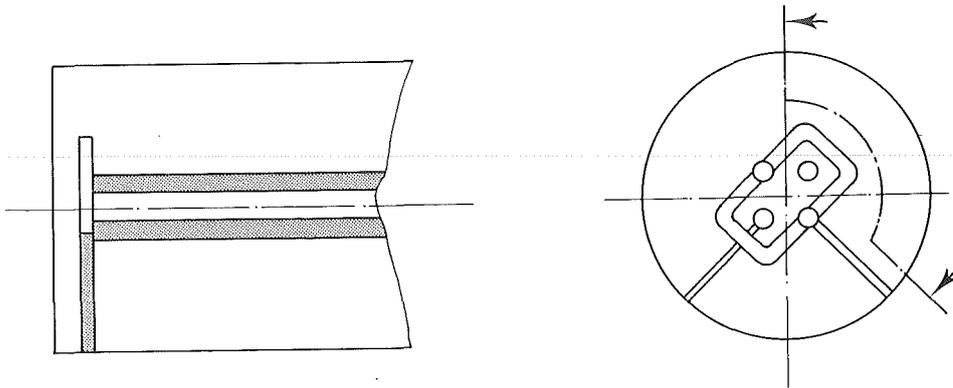


Bild 2.4: Gekoppelte $\lambda/2$ -Struktur

4. Gekoppelte $\lambda/2$ -Struktur /59,60,61/ (Bild 2.4). Auch dieses Konzept ist mit dem gewöhnlichen Wideröe-Resonator verwandt und zeichnet sich durch Einfachheit aus. Es wurde in Frankfurt am Main entwickelt. Näheres in Kap. 2.5.

2.3 Modifizierte Vierkammer-Resonatoren

Wie schon im vorigen Kapitel erwähnt, ist der Vierkammer-Resonator wegen der schwachen Verkopplung der Kammern ziemlich empfindlich gegen geometrische Störungen. Es geht also darum, einen besseren Resonator zu finden. Ein ähnliches Problem hat man bei Beschleunigungsstrukturen für hochrelativistische Teilchen gelöst.

Um eine Analogie zum Vierkammerresonator herzustellen, sei folgende topologische Transformation für Resonatoren mit zylindrischer Außenwand eingeführt: Der Resonator wird entlang einer Radiusebene ($\psi = \text{const}$) aufgeschnitten und aufgebogen, bis die Außenwand eben ist. Dann wird das so entstandene Gebilde um eine Achse parallel zur Außenwand und senkrecht zur bisherigen z-Achse gebogen, so daß die Außenwand wieder außen und zylindrisch ist. Nach periodischer Fortsetzung der Struktur in der neuen Achsenrichtung ist so aus einem Vierkammer-Resonator ein Iriswellenleiter geworden, s. Bild 2.5. Dem Quadrupol-Mode entspricht jetzt der Beschleunigungsmodus oder π -Mode (benannt nach der Phasenverschiebung zwischen benachbarten Strukturperioden). Wegen der schwachen Verkopplung der Kammern des Iriswellenleiters oder eines Irisresonators kann der Betrag der beschleunigenden elektrischen Feldstärke von Kammer zu Kammer schwanken. Abhilfe schafft

- a) eine Vergrößerung der Kopplung zwischen den Kammern durch Schlitze in den Irisscheiben (Bild 2.6), oder
- b) die Umwandlung in eine biperiodische Struktur /71/, d.h., die Aufteilung jeder Periode in zwei Zellen durch Einführung von zusätzlichen Wänden, s. Bild 2.7, oder
- c) die Einführung von zusätzlichen "Koppelzellen" zwischen den "Beschleunigungszellen". Eine der besten Strukturen der Klasse c ist die "Disk-And-Washer"-Struktur (DAW-Struktur) /22,30/, s. Bild 2.8.

In den Bildern 2.5 bis 2.8 sind jeweils auch die bezüglich der topologischen Transformation korrespondierenden Vierkammerresonatoren gezeigt.

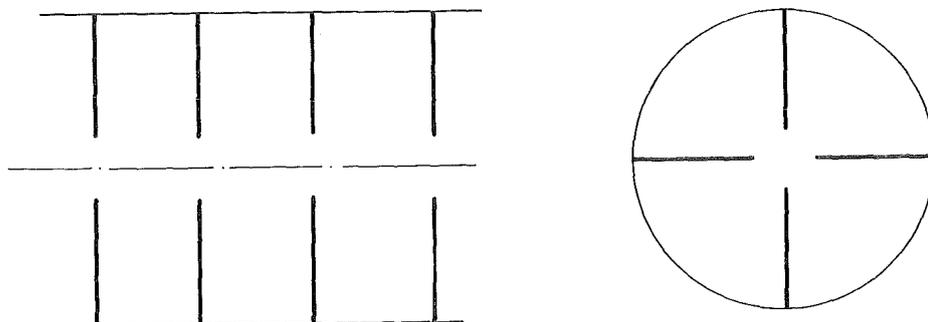


Bild 2.5: Iriswellenleiter und Analogon (Vierkammerresonator)

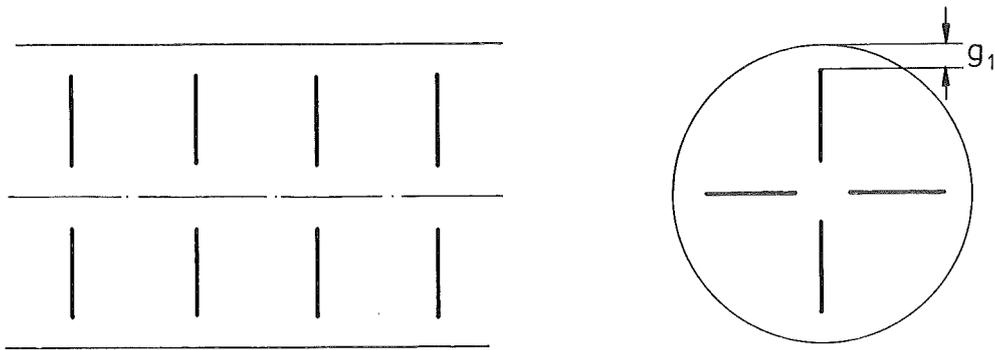


Bild 2.6: Geschlitzter Iriswellenleiter und Analogon

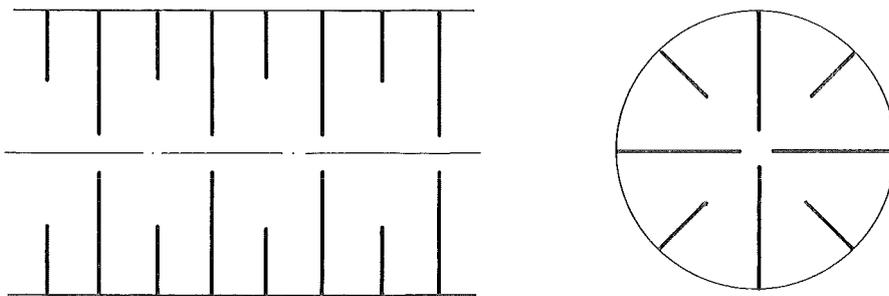


Bild 2.7: Biperiodischer Iriswellenleiter und Analogon

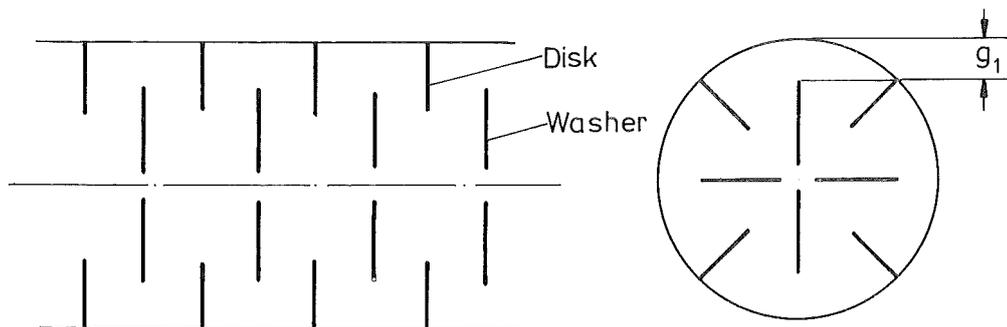


Bild 2.8: Disk-And-Washer-Struktur und Analogon

Die Wirkungsweise der Maßnahmen b und c wird im Dispersionsdiagramm, qualitativ in Bild 2.9, sichtbar. Das unterste Durchlaßband enthält Moden, bei denen die Beschleunigungsstrecken felderfüllt sind, also auch den Beschleunigungs- π -Mode (der dem erwünschten Quadrupol-Mode im Vierkammer-Resonator entspricht); dieser hat die Gruppengeschwindigkeit Null, d.h., theoretisch (bei ∞ gut leitendem Resonatormaterial) findet kein Energietransport in Längsrichtung statt und somit auch fast kein Ausgleich von Feldstörungen bei geometrischen Störungen. Solche Feldstörungen lassen sich auch durch Beimischung von benachbarten Moden erklären, deren Frequenz - wegen der verschwindenden Gruppengeschwindigkeit - nahe beim π -Mode liegt. Ähnlich ist es beim zweiten Durchlaßband, in dem sich Moden befinden, deren Feldverteilung gegenüber dem ersten Durchlaßband um eine Zelle (eine halbe Strukturperiode) verschoben ist (Fall b), bzw. (Fall c) bei denen im Wesentlichen die Koppelzellen felderfüllt sind ("Koppelmoden"). Dem Koppel- π -Mode entspricht beim Vierkammer-Resonator der andere TE₂₁₀-Mode. Sorgt man nun durch Variation mindestens eines geometrischen Parameters dafür, daß die Frequenzen der beiden π -Moden (wenigstens ungefähr) übereinstimmen, so ist die Gruppengeschwindigkeit in deren unmittelbarer Nähe endlich und die Nachbarmoden weiter in der Frequenz entfernt. Damit ist bei genügend starker Kopplung zwischen benachbarten Zellen (Fall b) bzw. (im Fall c) zwischen Beschleunigungs- und Koppelzellen eine große Stabilität der Feldverteilung sichergestellt.

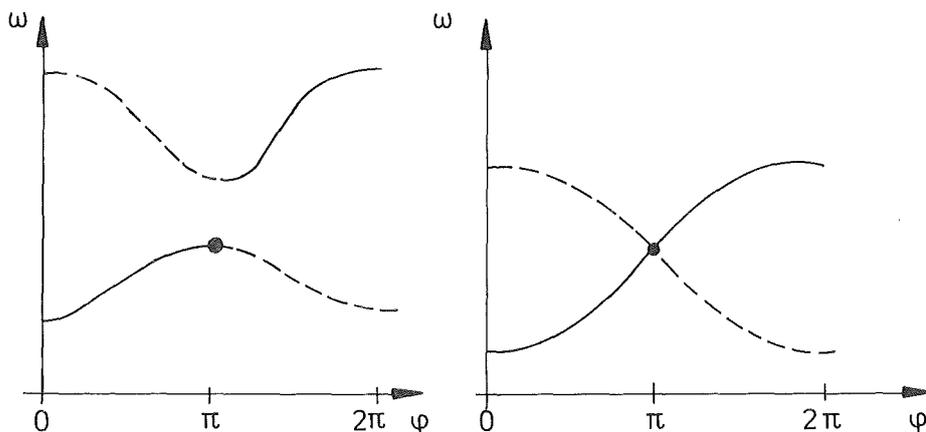


Bild 2.9: Dispersionsdiagramm mit ungleichen bzw. gleichen Resonanzfrequenzen der π -Moden; je ein nichtredundanter Abschnitt ist durchgezogen gezeichnet

Bei der Disk-And-Washer-Struktur bleibt als zu lösendes Problem noch die Aufhängung der "Washers". Die Benutzung von Keramikhaltern verbietet sich, da hierdurch die Zuverlässigkeit und Lebensdauer des Resonators herabgesetzt wäre (Überschläge geschehen auf der Isolatoroberfläche und verschlechtern diese - also ein Teufelskreis) und keine Versorgung der Washers mit Kühlwasser möglich wäre. Radiale Halter aus Metall sind möglich, stören jedoch die Feldverteilung und Resonanzfrequenz des Beschleunigungsmodes. Daher wird T-förmigen Haltern zwischen zwei benachbarten Washern der Vorzug gegeben (Bild 2.10). Diese verlaufen etwa senkrecht auf elektrischen Feldlinien des Beschleunigungsmodes und stören diesen nicht wesentlich. Die Störung der Frequenz des Koppelmodus wird durch Korrektur der radialen Abmessung der "Disks" kompensiert.

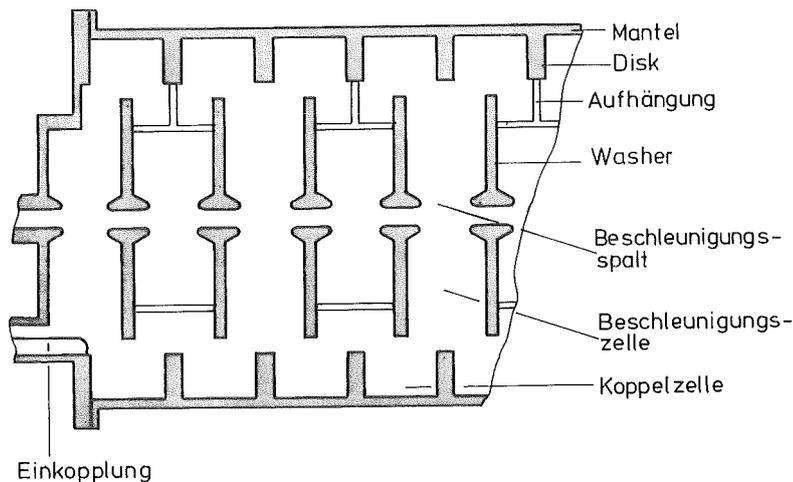


Bild 2.10: T-förmige Halter für die "Washers"

Macht man die oben eingeführte Analogietransformation wieder rückgängig, so erhält man im Fall b einen Vierkammer-Resonator mit acht Zellen nach Bild 2.7; dieser hat offensichtlich keine große Kopplung zwischen benachbarten Zellen und wurde deshalb nicht untersucht. Im Fall c erhält man einen modifizierten Vierkammer-Resonator oder "azimutalen DAW-Resonator" nach Bild 2.8. Ohne Halter für die Innenteile, also als 2-dimensionales Problem, läßt sich die

radiale Abmessung der "Disks" mit Hilfe des Finite-Elemente-Programms SUPERFISH /69,70/ so ermitteln, daß die beiden azimutalen π -Moden (das sind die beiden aufgespaltenen TE₂₁₀-Moden) in der Frequenz zusammenfallen. Durch Weglassen der "Disks" erhält man den geschlitzten Vierkammerresonator (Fall a, Bild 2.6). Die Fälle a und c wurden untersucht, s. Kap. 2.5.

2.4 Rechen- und Meßverfahren

Um die Empfindlichkeit der Feldverteilung des Vierkammer-Resonators gegenüber geometrischen Störungen zu studieren, wurden zunächst Rechnerprogramme nach dem Modenanpassungsverfahren /71/ angefertigt. Dies ist ein Verfahren zur Berechnung der Feldverteilung in Resonatoren, deren Wände abschnittsweise auf Koordinatenflächen liegen. Der Vierkammer-Resonator muß also gemäß Bild 2.11 verändert werden, um nach diesem Verfahren berechnet werden zu können.

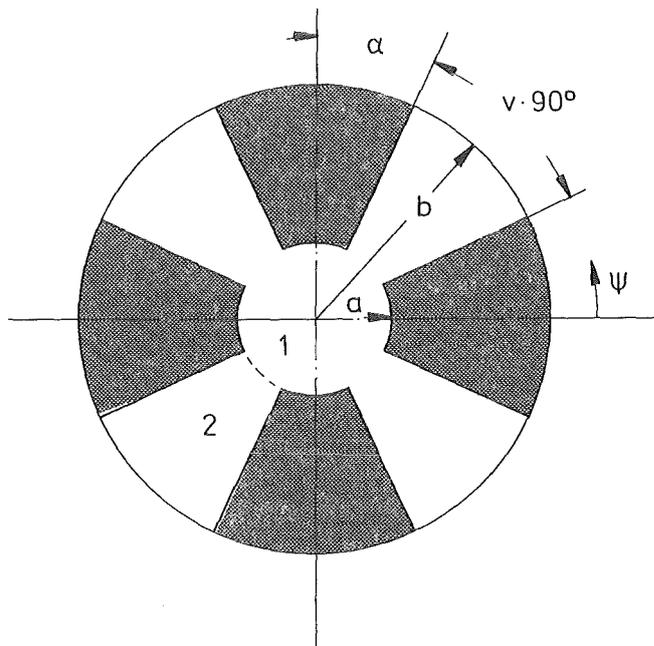


Bild 2.11: Für Modenanpassungsverfahren aufbereiteter Vierkammerresonator

Das Verfahren arbeitet prinzipiell folgendermaßen: Der Resonator wird zweckmäßig in einzelne Raumbereiche aufgeteilt und in jedem Bereich wird ein Reihenansatz für die Feldverteilung gemacht. Jedes Reihenglied erfüllt die Maxwell-Gleichungen und diejenigen Randbedingungen, die nicht auf den Grenzflächen zwischen den einzelnen Raumbereichen liegen. Die übrigen Randbedingungen und die Stetigkeitsbedingungen an den Grenzflächen der Raumbereiche werden im Sinne der kleinsten Fehlerquadrate näherungsweise erfüllt, was zu einem homogenen linearen Gleichungssystem für die Reihen-koeffizienten führt, das nur für diskrete Frequenzen lösbar ist.

Für einen Vierkammer-Resonator nach Bild 2.11 ohne Elektrodenmodulation sieht das folgendermaßen aus:

$$(2.13) \quad H_{z1} = \sum A_n J_n(k_c r) \cos n\psi, \quad n=0,1,2,\dots$$

$$H_{z2}^k = \sum B_n^k Z_{2n/v}^k(k_c r) \cos\{2n[\psi - \alpha - (k-1)\pi/2]/v\}, \quad k=1\dots 4$$

mit $\alpha = (1-v)\pi/4$

$v =$ Anteil der Kammern an Raum 2

$$\{ \cos n\psi \text{ für } n=0,4,8,12,16,\dots$$

$$\cos n\psi = \{$$

$$\{ \sin n\psi \text{ sonst}$$

$$Z_v(x) = J_v(x)Y_v'(k_c b) - Y_v(x)J_v'(k_c b)$$

$$k_c = \omega/c$$

Die Indices 1 und 2 kennzeichnen die Raumbereiche; k ist die Nummer der Kammer. Für $v=1$, d.h. unendlich dünne Zwischenwände, sind die Ordnungen der Besselfunktionen ganzzahlig.

Die azimutale elektrische Feldkomponente ergibt sich aus Gl.(2.13) und den Maxwell-Gleichungen zu ($Z_F =$ Feldwellenwiderstand $\approx 377 \Omega$, ' =Ableitung nach dem gesamten Argument)

$$(2.14) \quad E_{\psi 1} = jZ_F \sum A_n J_n'(k_c r) \cos n\psi$$

$$E_{\psi 2}^k = j Z_F \sum B_n^k Z_{2n/v}^{k'} (k_c r) \cos\{2n[\psi - \alpha - (k-1)\pi/2]/v\}$$

Obige Ausdrücke für die Feldstärken im Raumbereich 2 gelten nur in den Kammern; in den Scheidewänden sind sie =0 zu setzen. Die Feldkomponenten E_{ψ} und H_z werden an der Grenzfläche $r=a$ im Sinne des kleinsten Fehlerquadratintegrals angepaßt:

$$(2.15) \quad f(\underline{A}, \underline{B}) = \int_0^{2\pi} (E_{\psi 1} - E_{\psi 2})^2_{r=a} d\psi = \min$$

$$g(\underline{A}, \underline{B}) = \int_0^{2\pi} (H_{z1} - H_{z2})^2_{r=a} d\psi = \min$$

Diese Ausdrücke sollen zu Minima bezüglich der Reihenkoeffizienten gemacht werden. Also muß gelten:

$$(2.16) \quad \partial f / \partial A_m = 0$$

$$\partial g / \partial B_m^k = 0$$

Gln.(2.16) führen auf ein homogenes lineares Gleichungssystem für die Reihenkoeffizienten:

$$(2.17) \quad \underline{M}(k_c) \begin{pmatrix} \underline{A} \\ \underline{B} \end{pmatrix} = \underline{0}$$

Die andere mögliche Wahl der partiellen Ableitungen ($\partial f / \partial B_m^k$, $\partial g / \partial A_m$) hätte die Randbedingung $E_{\psi} = 0$ auf den Scheitelflächen der Zwischenwände nicht berücksichtigt. Die Determinante der Matrix \underline{M} ist eine Funktion der Frequenz und muß gleich 0 sein. Die Frequenzen der einzelnen Moden werden für eine endliche Anzahl von Reihengliedern durch Aufsuchen der Nullstellen gefunden, dann kann das Gleichungssystem aufgelöst werden.

Mit diesem Verfahren sind zwei geometrische Fehler erfaßbar: der Außenradius b oder der Anteil v einzelner Kammern kann mit einem Fehler versehen werden; diese Größen sind dann Funktionen der Kammer-Nr. k . Die Lösungen A_n sind die Amplituden der Multipolanteile des Feldes im Strahlbereich. Multipole höherer Ordnung als 2 interessieren nicht, weil sie von den - hier falschen - Elektrodenformen wesentlich abhängen. Aus A_1 und A_2 läßt sich das Verhältnis Dipolfeld zu Quadrupolgradient E_D/E' berechnen, das bei Abwesenheit

höherer Multipole gleich der Verschiebung Δx der elektrischen Achse ist.

Das Modenanpassungsverfahren hat folgende Nachteile:

1. Andere als die genannten etwas exotischen geometrischen Fehler können nicht mit vertretbarem Aufwand berechnet werden.

2. Die Geometrie weicht - besonders im Elektrodenbereich - stark von der Wirklichkeit ab. Insbesondere kommt die Resonanzfrequenz des Quadrupolmodes zu hoch heraus. Um Übereinstimmung mit realen Resonatoren mit etwa runden Elektroden und nicht keilförmigen Zwischenwänden zu erzielen, muß man den "Aperturradius" a dieser Rechnung um einen Faktor ≈ 5.5 kleiner als r_0 wählen!

3. Die Strahlabweichung Δx in einer realen Struktur kann nur näherungsweise durch Vernachlässigung der höheren Multipolanteile bei dieser Rechnung bestimmt werden.

Aus diesen Gründen wandte sich der Verfasser einem anderen Verfahren zu.

Der bezüglich der Strahlbeeinflussung wohl wichtigste geometrische Fehler ist die seitliche Verschiebung der Elektroden durch Verbiegung der Zwischenwände (etwa durch Vibrationen oder durch den "Bimetalleffekt" bei ungleichmäßiger Erwärmung). Als Folge dieses Fehlers verzerrt sich das elektrische Feld im Elektrodenbereich und die Aufteilung des magnetischen Flusses (und damit der Elektrodenspannungen) auf die Quadranten ändert sich. Dieser Fehler muß daher als HF-Problem (und nicht elektrostatisch) behandelt werden; er wurde unter Annahme fehlender Elektrodenmodulation, also als zweidimensionales Problem, mit dem Finite-Elemente-Programm SUPERFISH /69,70/ studiert. Hierbei wurde stets ein halbkreisförmiger Querschnitt der Elektroden mit dem Aperturradius r_0 und dem Krümmungsradius $R=r_0$ angenommen; die Dicke der Zwischenwände betrug $d=2R$. Ohne geometrischen Fehler sollte die Normalkomponente des elektrischen Feldes auf einer Symmetrieebene nach Bild 2.12 antisymmetrisch verlaufen. Die tatsächliche Abweichung δ der Nullstelle des elektrischen Feldes von der Strukturachse wurde als Rechenfehler für die folgenden Rechnungen mit geometrischen Fehlern angesehen. Der geometrische Fehler bestand aus einer Verschiebung der Koordinaten der Elektroden um Δl nach links unten (linke obere und rechte untere Elektrode) bzw. links oben (rechte obere und linke untere Elektrode), was Verbiegungen aller vier Zwischenwände nach

links entspricht. Die gestörte Feldverteilung auf der Symmetrieebene ist in Bild 2.12 gestrichelt eingezeichnet (qualitativ). Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß die Verschiebung Δx der elektrischen Achse dem Rechenergebnis direkt entnommen werden kann und daß eine realistische Querschnittsform zugrunde gelegt werden kann.

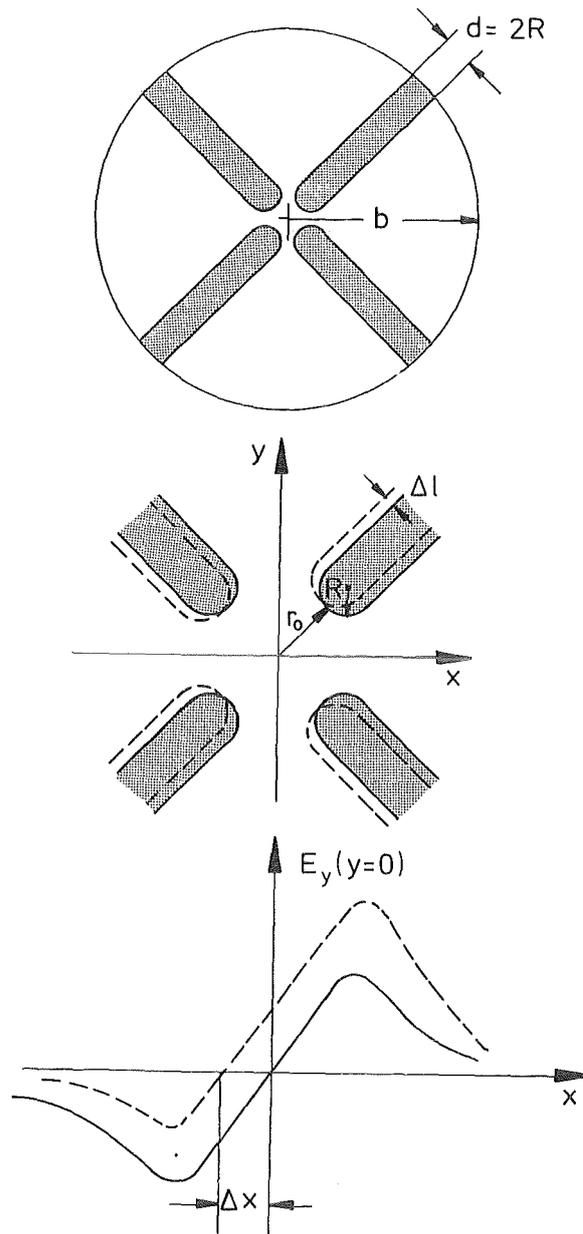


Bild 2.12: Für Berechnung mit SUPERFISH und Messung benützter Vierkammerresonator; gestrichelte Linien: mit geometrischer Störung
2.12a: gesamter Querschnitt
2.12b: Ausschnitt (Elektroden)
2.12c: Verlauf der elektrischen Feldstärke auf der x-Achse

Einige Rechnungen wurden durch Störkörpermessungen überprüft. Bei diesem Verfahren wird ein Störkörper - in diesem Fall eine kleine Metallkugel - an einem Faden durch den Resonator gezogen. Die relative Abweichung der Resonanzfrequenz ist proportional dem Quadrat einer Feldgröße am Ort des Störkörpers /72/, wenn dieser klein gegen die Feldinhomogenitäten ist. Bei einer Metallkugel gilt (W = im Resonator gespeicherte Energie)

$$(2.18) \quad \Delta f/f = -\frac{3}{4} V_{\text{Kugel}} \cdot (\epsilon_0 |E|^2 - \frac{1}{2} \mu_0 |H|^2) / W$$

Da beim Vierkammer-Resonator die magnetische Feldenergie auf ein wesentlich größeres Volumen als die elektrische verteilt ist, mißt man im Elektrodenbereich mit einer leitenden Kugel praktisch nur $|E|^2$. Der Meßaufbau ist in Bild 2.13 wiedergegeben. Statt Δf wird hier die Änderung der Phase zwischen Ein- und Auskopplung des Resonators gemessen, die, wenn sie kleiner als $\pm 30^\circ$ ist, etwa linear mit Δf geht.

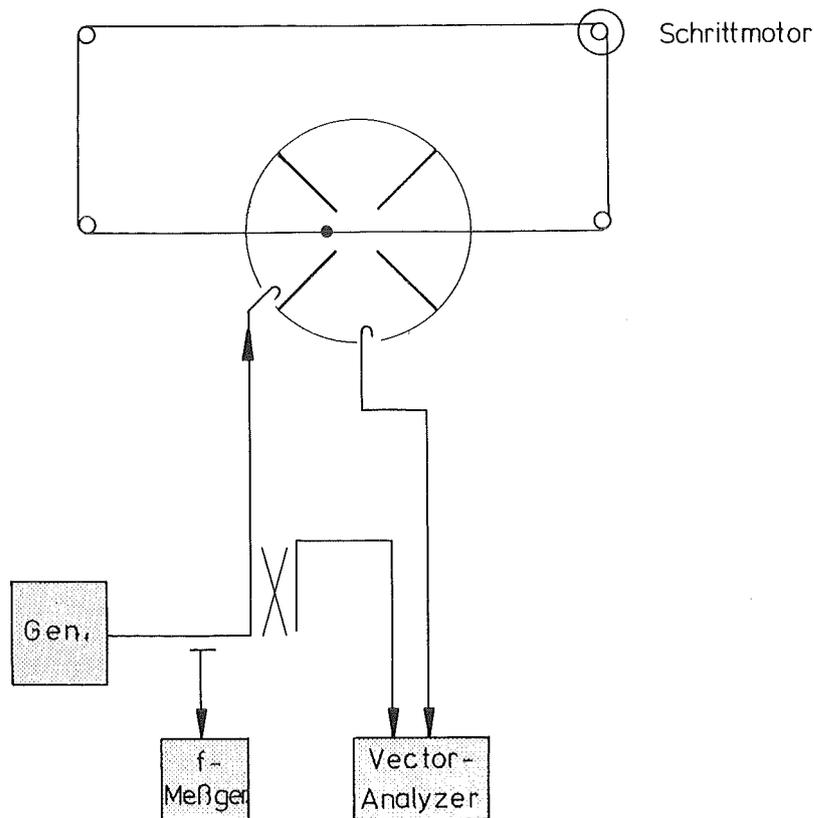


Bild 2.13: Messung der Feldverteilung im Vierkammerresonator

Die Abmessungen des Meßresonators sind: $r_0=R=5$ mm, $b=100$ mm, $d=10$ mm, Länge der Zwischenwände = 385 mm. Die Elektroden sind nicht moduliert. An den Enden befindet sich jeweils ein freier Raum von 110 mm Länge ("Endkappe") ohne Zwischenwände, in dem die magnetischen Feldlinien in die benachbarten Kammern umkehren können. Die Gesamtlänge des Resonators ist 605 mm. Der Weg der Kugel (quer durch den Resonator) ist so gewählt, daß das Meßergebnis dem Betragsquadrat der berechneten elektrischen Feldstärke auf der Symmetrieebene nach Bild 2.12 entspricht. Für eine ausreichende Meßempfindlichkeit wurde der Kugeldurchmesser zu 3 mm gewählt; der Abstand zwischen benachbarten Elektroden beträgt etwa 4 mm. Daher ist das Feld sicher nicht homogen in einem Kugelvolumen; jedoch dürfte bei jeder Messung - mit oder ohne geometrischen Fehler - ungefähr der gleiche Fehler bei der Messung der Feldstärken zwischen den Elektroden gemacht werden, da die Feldverteilung jeweils ähnlich ist. Als Ort des Nulldurchgangs wurde das Minimum der Verstimmung angesehen; der Durchgang der Kugel durch $x=0$ wurde durch Peilen entlang der Resonatorachse (durch Löcher in der Mitte der Enddeckel) erkannt. Verbiegungen Δl wurden erzwungen und durch Messung des Abstands zwischen benachbarten Elektroden mit Hilfe von Fühlstiften kontrolliert.

Bild 2.14 zeigt eine typische Meßkurve, die beim Durchziehen der Metallkugel quer durch einen Vierkammerresonator entstand.

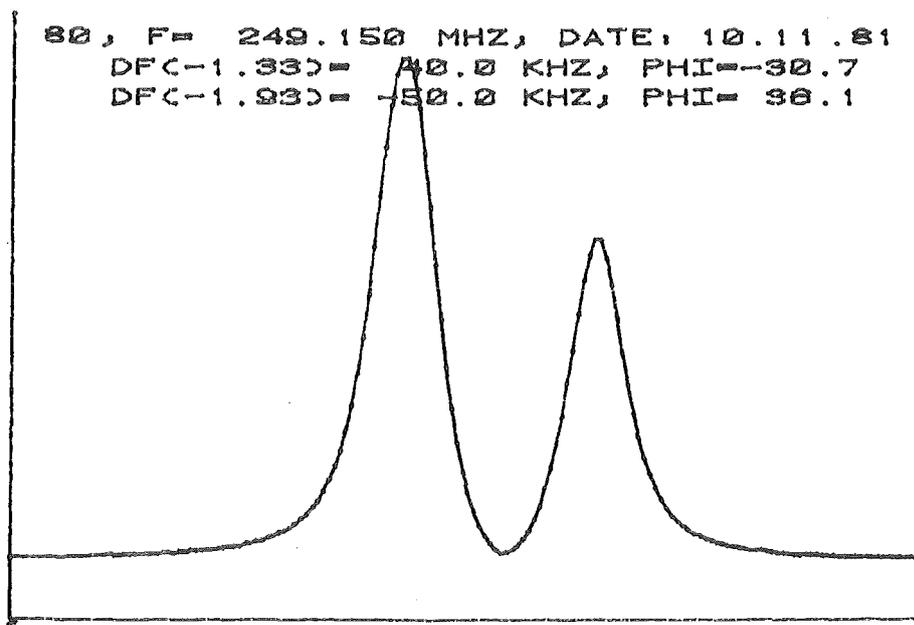


Bild 2.14: Verstimmung eines Vierkammerresonators als Funktion der Koordinate einer quer durchgezogenen Metallkugel (typische Kurve)

2.5 Ergebnisse

Bei der Rechnung mit dem Modenanpassungsverfahren wurden jeweils zwei benachbarte Kammern mit dem gleichen relativen Fehler ε_b des Außenradius b bzw. ε_v des Raumanteils v versehen, konsistent mit der Winkellage der Multipolanteile in Gl.(2.13) (diese ist nicht so allgemein wie möglich formuliert). Es wurde gefunden:

$$(2.19) \quad E_D/(E'a) \propto \varepsilon_b \text{ bzw. } \varepsilon_v$$

Die Proportionalitätskonstante für ε_b steigt mit sinkendem v und mit steigendem b/a an und liegt in der Größenordnung 10. Mit einem Fehler des Außenradius Δb gilt

$$(2.20) \quad \Delta x/a \approx E_D/(E'a) \approx 10 \Delta b/b$$

und damit

$$(2.21) \quad \Delta x/\Delta b \approx 10 a/b$$

Also ist die Verschiebung der elektrischen Achse kleiner als der geometrische Fehler, wenn $b/a > 10$. Ähnlich ist es bei einem Fehler von v . Der Betrag der Proportionalitätskonstante lag nicht über etwa 0.5. Ein geometrischer Fehler $\Delta \ell$ an der "Elektrode" transformiert sich folgendermaßen in ein ε_v :

$$(2.22) \quad \varepsilon_v = 4 \Delta \ell / (\pi a v)$$

Also gilt

$$(2.23) \quad \Delta x/a \approx 0.5 \varepsilon_v \approx 0.5 \cdot 4 \cdot \Delta \ell / (\pi a v)$$

und damit

$$(2.24) \quad \Delta x/\Delta \ell \approx 2/(\pi v)$$

Für realistische Werte von v ist damit die Achsenverschiebung etwas kleiner als der geometrische Fehler.

Die Ergebnisse der Rechnungen mit SUPERFISH und der Messungen sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Resonator-Typ	A	B	C	C	C	C	D	D
R/mm	5	5	5	5	5	5	5	5
b/mm	100	100	100	100	100	200	100	100
g_1 /mm	-	10	10	5	50	20	50	10
s/mm	-	-	-	-	-	-	100	100
gerechnet:								
f_D /MHz	314	464	507	453	731	252	-	-
f_Q /MHz	325	741	703	593	1266	357	-	-
f_Q' /MHz	1460	741	1502		1441	740	-	-
$\Delta x/\Delta \ell$	9.05	0.69	0.83	0.97	0.66	1.1	-	-
S_V	-24	-2.1	-2.8	-3.2	-2.3	-4.5	-	-
gemessen:								
f_D /MHz	328	-	536		735	-	274	313
f_Q /MHz	333	-	714		1258	-	249	304
f_Q' /MHz		-	1515		1460	-		
$\Delta x/\Delta \ell$	30	-	0.79		0.60	-	-3.2	-13.8
S_V	-70	-	0.1		-1.5	-	+15	+38

Tabelle 2.1: Rechen- und Meßergebnisse

Resonator-Typen:

A = Vierkammer-Resonator

B = "azimutaler Disk-And-Washer-Resonator"

C = geschlitzter Vierkammer-Resonator

(wie B, jedoch ohne "Disks")

D = wie C, jedoch mit radialen Metallhaltern

f_Q = Frequenz des erwünschten Quadrupol-Modes

f_Q' = Frequenz des anderen TE₂₁₀-Modes (s.Kap. 2.2, 2.3)

f_D = Frequenz des niedrigsten Dipol-Modes (TE₁₁₀)

r_0 = R

g_1 = Weite des außenliegenden Schlitzes

d = 2R

S_V siehe Gl.(2.9)

Die Frequenz des niedrigsten Dipolmodes (hervorgegangen aus dem TE₁₁₀-Mode) lag bei der Rechnung um 3.5%, bei der Messung nur um 1.5% unter der des Quadrupol-Modus. Bei Vierkammer-Resonatoren besteht so immer die Gefahr, daß ein TE_{11n}-Mode in der Frequenz etwa mit dem Quadrupolmode übereinstimmt und diesen stört. Die Abweichung der gemessenen von der mit SUPERFISH berechneten Frequenzdifferenz von Quadrupol- und Dipolmode beim Vierkammerresonator wird auch in /49/ berichtet und ist nicht verstanden.

Der berechnete Zusammenhang zwischen Δx und $\Delta \ell$ ist beim Vierkammerresonator linear für $\Delta x < r_0/2$; die Werte in Tab. 2.1 gelten für diesen linearen Bereich. Kommt Δx in die Nähe von r_0 , so wird $\Delta x/\Delta \ell$ kleiner.

Die Abweichungen der gemessenen von den berechneten Werten der Empfindlichkeiten des Vierkammerresonators sind nicht verstanden. Das negative Vorzeichen von S_V bedeutet, daß in dem Quadranten, in dem der Elektrodenabstand g größer ist als der Mittelwert, die magnetische Feldstärke größer ist (Induktionsgesetz) und damit auch die Stromwärmeleistung, so daß die Verbiegung der Zwischenwand hierdurch noch unterstützt wird (Mitkopplung durch "Bimetalleffekt").

Analog zum Vierkammer-Resonator wurde auch für den "azimutalen Disk-And-Washer" die Empfindlichkeit der Feldverteilung berechnet. Die Gleichheit der Frequenzen der beiden Quadrupol-Moden wurde durch geeignete Wahl der radialen Abmessung der "Disks" erreicht (Suchprozeß). Der Dipol-Mode liegt in der Frequenz weiter entfernt vom Quadrupol-Mode als beim Vierkammerresonator. Bei einer Störung der Geometrie verschiebt sich die elektrische Achse etwa um soviel wie die Elektroden, nämlich um $\Delta \ell/\sqrt{2}$.

Bei Weglassen der "Disks", also Aufgabe der Gleichheit der Frequenzen der beiden Quadrupol-Moden, ergab die Rechnung mit SUPERFISH kaum schlechtere Werte. Dies ist wohl aus der Abwesenheit störender Moden in der Nachbarschaft des Quadrupolmodes wegen der kleinen Zahl von 4 Zellen zu erklären. Bei den Messungen an diesem "geschlitzten Vierkammerresonator" waren die "Washers" bzw. Zwischenwände an Kunststoffhaltern aufgehängt.

Bei einer Vergrößerung der Schlitzweite g_1 auf $50 \text{ mm} = b/2$ erwiesen sich die Empfindlichkeiten kaum als besser, jedoch war der Quadrupol-Mode erst der sechste Mode, so daß er im allgemeinen Fall von irgendwelchen TEM-artigen Moden gestört werden könnte. Mit $g_1=r_0=R=5 \text{ mm}$ waren die Empfindlichkeiten kaum schlechter. Eine Rechnung mit verdoppeltem Verhältnis b/r_0 ($b=200 \text{ mm}$, $g_1=20 \text{ mm}$, $r_0=R=d/2=5 \text{ mm}$) ergab auch nur unwesentlich schlechtere Ergebnisse. Diese sind also offensichtlich bezüglich der Verhältnisse b/r_0 und g_1/r_0 weitgehend allgemeingültig. Der Vierkammer-Resonator mit geschlitzten Zwischenwänden ist also fast ideal bezüglich der Feldstabilität; jedoch ist er wohl nur oberhalb etwa 100 MHz verwendbar, da der Außenradius b für dieselbe Frequenz etwa doppelt so groß wie beim ungeschlitzten Resonator ist.

Es stellte sich heraus, daß die elektrische Spitzenfeldstärke am Außenrand einer Zwischenwand größer werden kann als diejenige seitlich an den Elektroden. Daher muß außen ein Pilzprofil vorgesehen werden. Bild 2.15 zeigt ein Konzept, mit dem die Spitzenfeldstärke am Pilzprofil mindestens auf den Wert auf dem Elektroden-scheitel, also V/r_0 , verkleinert werden konnte. Außerdem sind Y-förmige Halter analog zu den T-förmigen beim DAW-Resonator eingezeichnet.

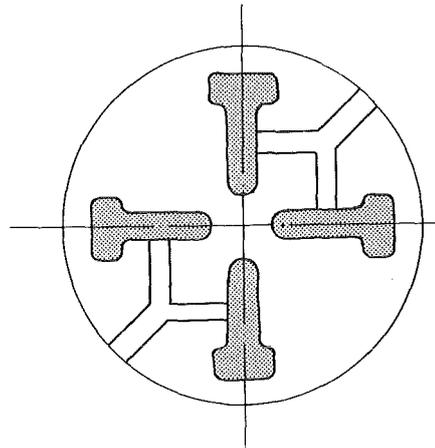


Bild 2.15: Geschlitzter Vierkammerresonator mit Pilzprofil und Y-förmigen Haltern

Analog zu den radialen Haltern beim DAW-Resonator lag es nahe, solche auch hier auszuprobieren. Da es sich um ein 3-dimensionales Problem handelt, läßt sich ein solcher Resonator nicht mit SUPERFISH berechnen. Messungen an einem solchen Resonator nach Bild 2.16 mit $g_1=b/2=50$ mm und $s=100$ mm lieferten folgende Ergebnisse:

1. Die Frequenz des Quadrupolmodes ist ca. 25% niedriger als beim ungeschlitzten Resonator.
2. Die Frequenz des Dipolmodes ist ca. 10% höher als die des erwünschten Quadrupolmodes. Dieser ist damit der Grundmode und kann daher von keinem TE_{11n}-Mode gestört werden.
3. $\Delta x/\Delta \ell$ liegt betragsmäßig zwischen dem ungeschlitzten Resonator und dem geschlitzten mit Y-Haltern. Unerklärlich ist das negative Vorzeichen.
4. S_V ist positiv. Das bedeutet, daß einer Vergrößerung eines Elektrodenabstands durch verringerte Stromwärmeleistung im zugehörigen Quadranten entgegengewirkt wird (für Gegenkopplung ausnutzbar).

Die Ergebnisse 1 und 2 erklären sich daraus, daß die Halter für beide Moden verschieden große Induktivitäten darstellen, die beide größer sind als die Induktivität des fehlenden Wandstücks.

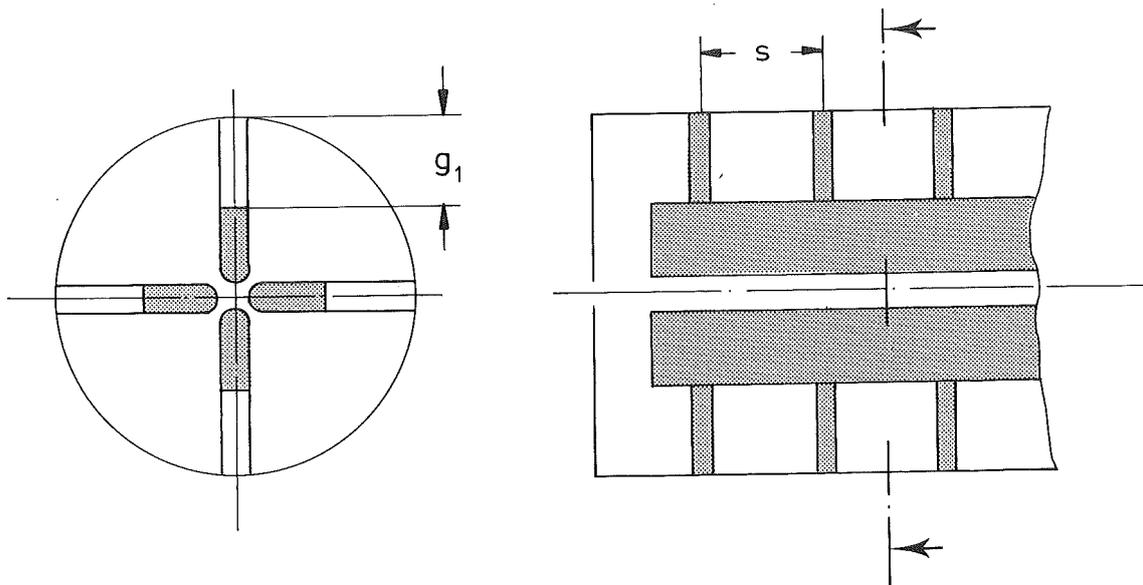


Bild 2.16: Geschlitzter Vierkammerresonator mit radialen Metallhaltern

Wegen der Konzentration des Stroms in den Metallhaltern müssen diese bei Einsatz in einem Hochstrom-Linearbeschleuniger besonders gut gekühlt werden; außerdem werden Güte und Resonanzwiderstand R_p etwas kleiner sein als beim ungeschlitzten Vierkammer-Resonator.

Eine weitere Messung mit $g_1=10$ mm, sonst wie vor, erbrachte eine recht kleine Frequenzdifferenz zwischen Dipol- und Quadrupol-Mode und Empfindlichkeiten, deren Beträge sich mit denen des ungeschlitzten Vierkammerresonators vergleichen lassen. Offensichtlich ist ein solcher Vierkammer-Resonator mit relativ kurzen schmalen Schlitzten in den Zwischenwänden nicht besser als ohne Schlitzte. Für gute Eigenschaften ist offenbar die Bedingung $g_1 \geq b/2$ zu erfüllen. Ist $g_1 \approx b-3r_0$, so liegt ungefähr der Fall der gekoppelten $\lambda/2$ -Struktur /59,60,61/ vor; bei dieser sind jedoch gegenüberliegende Elektroden an den Enden und ggf. auch an anderen Stellen mechanisch und elektrisch miteinander verbunden, um die Frequenz des Dipolmodes zu erhöhen und azimutale Feldinstabilitäten praktisch zu verhindern, sowie um die Anzahl der Halter zu halbieren. Die Resonanzfrequenz läßt sich nicht einfach als Funktion des Außenradius b angeben, da sie auch von g_1 und dem Abstand s der Halter abhängt.

Bei den Rechnungen betrug die größte Abweichung der elektrischen von der geometrischen Achse im ungestörten Resonator $\delta=0.05$ mm. Bei Annahme von δ als absoluten Fehler der Rechnungen ergibt dies relative Fehler von $\Delta x/\Delta \ell$ im Bereich 1...5%.

Die absolute Genauigkeit der Messung von Δx ist die Schrittweite des Schrittmotors von 0.2 mm. Die Messung von $\Delta \ell$ war mit einem Fehler von etwa 0.05 mm behaftet. Der relative Fehler von $\Delta x/\Delta \ell$ ist damit

$$(2.25) \quad d(\Delta x/\Delta \ell)/(\Delta x/\Delta \ell) = 0.2 \text{ mm}/|\Delta x| + 0.05 \text{ mm}/\Delta \ell$$

Bei empfindlichen Resonatoren mit $|\Delta x| \gg \Delta \ell$ sind deshalb die Meßfehler mit bis über 50% recht groß. Ist ein Resonator unempfindlich, dann ist der Fehler bei $|\Delta x| \approx \Delta \ell \approx 2$ mm immer noch größer als 10%. Eine große Genauigkeit hätte wesentlich höheren Aufwand erfordert und wurde nicht angestrebt, da nur eine Überprüfung der Rechenergebnisse auf Vorzeichen und Größenordnung beabsichtigt war und zur Abschätzung des nötigen Fertigungsaufwands auch nur die Größenordnung von $\Delta x/\Delta \ell$ interessiert.

Die Genauigkeit von S_V ist nicht bekannt, dürfte aber bei Rechnung und Messung jeweils schlechter als die von $\Delta x/\Delta \ell$ sein.

Zur weitergehenden Beurteilung der verschiedenen Resonatortypen kann man -für eine gegebene Frequenz- den Außenradius b sowie den längenbezogenen Verlustwiderstand $R_p \cdot L$ heranziehen.

Die Formel (2.11) für den Verlustwiderstand des Vierkammer-Resonators beruht auf der Annahme einer in einer ganzen Kammer konstanten magnetischen Feldstärke und einer transversal konzentrierten Kapazität zwischen zwei Elektroden mit einem longitudinalen Belag C' , dessen Wert $3.12 \cdot \epsilon_0$ aus Frequenzberechnungen mit SUPERFISH stammt. Wegen der Inhomogenität des magnetischen Felds in jeder Kammer des geschlitzten Vierkammer-Resonators führt diese Berechnungsmethode hier zu falschen Ergebnissen. SUPERFISH-Rechnungen ergaben bei gleicher Frequenz etwa um einen Faktor 1.6 kleinere Werte für $R_p \cdot L$. Auch für den Vierkammer-Resonator mit radialen Metall-Haltern ist eine Reduzierung zu erwarten. Die wichtigsten Eigenschaften verschiedener Resonator-Typen sind in Tabelle 2.2 festgehalten.

Nr.	Resonator-Typ	b/cm	$R_p \cdot L/k\Omega m$ für $f=108$ MHz	$\Delta x/\Delta \ell$	S_V
1	A	28	260	10	-24
2	A mit Koppelresonator		170	?	?
3	C, $g_1=2R$	50	160	≈ 1	-3
4	D, $g_1=b/2$ $s=b$	≈ 22	<200	≈ -3	+15
5	(D)gekoppelte $\lambda/2$ -Struktur	?	29	≈ 1	0
6	Split-Coaxial	16?	80	≈ 1	0

Tabelle 2.2 Eigenschaften verschiedener Resonatortypen; Abkürzungen s. Tab. 2.1. Bei Nr.5 und 6 lassen sich die Außenradien fast beliebig wählen.

Aus Tab. 2.2 wird deutlich, welcher Resonator wozu am besten geeignet ist. Nr.1 hat die kleinsten Verluste; allerdings ist wegen der schlechten Stabilität der elektrischen Achse ein Koppelresonator zu empfehlen, durch den $R_p \cdot L$ um einen Faktor ≈ 1.5 /52/ kleiner wird (Nr.2). Nr.3 braucht keinen azimutalen Koppelresonator; der Verlustwiderstand ist dadurch mit Nr.2 vergleichbar, der Außenradius ist jedoch größer. Wegen der mit dem Außenradius steigenden Fertigungskosten muß man bei niedrigen Frequenzen (Schwerionen-RFQ) auf die Strukturen 5 und 6 zurückgreifen und die höhere Verlustleistung in Kauf nehmen.

In bestimmten Sonderfällen (beschränkte Entwicklungszeit und/oder Werkstattmöglichkeiten, Vorhandensein eines genügend leistungsfähigen Senders) können auch bei $f \approx 100$ MHz die Strukturen 5 und 6 Vorteile bieten, weswegen sie z. Zt. in Frankfurt /53,59,60,61/ bzw. bei der GSI in Darmstadt /54,55,57,58/ erprobt werden.

2.6 HF-Multipol-Strukturen

In /36/ werden HF-Multipol-, z.B. HF-Oktupol-Strukturen für Strahltransport oder Beschleunigung vorgeschlagen. Die Theorie solcher Systeme ist derjenigen der RFQ-Struktur ähnlich mit folgenden hervorstechenden Unterschieden:

1. Ein höheres HF-Multipolfeld transportiert einen Hohlstrahl mit möglicherweise größerem Strom als ein vergleichbarer RFQ.
2. Zur Erzeugung eines Multipolfeldes n -ter Ordnung sind $2n$ Elektroden nötig, die von einem Resonator gespeist werden müssen. Hierzu bietet sich der "2n-Kammer-Resonator" an, bei dem allerdings ein Koppelresonator der üblichen Art schlecht machbar ist, weil für $n > 2$ wenig Platz für die Koppelschlitze vorhanden ist. Als Ausweg bieten sich Resonatoren ähnlich den vorstehend beschriebenen an (azimutaler Disk-And-Washer, geschlitzter 2n-Kammer-Resonator).

3. Entwurf der Parameterführung bei RFQ-Beschleunigern

3.1 Prinzipien, Verfahren

Sinn eines RFQ-Vorbeschleunigers ist es, höhere Teilchenströme als mit einem Driftröhrenbeschleuniger möglichst von einer kleinen Energie anfangend zu beschleunigen. Für einen RFQ gelten jedoch im Prinzip dieselben Begrenzungsmechanismen wie beim Driftröhrenbeschleuniger /27,33/: Die transversale Raumladungskraft wirkt defokussierend und der AG-Fokussierung entgegen; die Stabilitätsgrenze der transversalen Bewegungsgleichung liefert daher den transversalen Grenzstrom I_t . Eine analoge Überlegung kann man für die longitudinale Bewegung von Teilchen im Bunch aufstellen, woraus sich ein longitudinaler Grenzstrom I_ℓ ergibt. Unter einigen Vereinfachungen, z.B. der Annahme, die Bunche seien homogen ladungsgefüllte Ellipsoide, erhält man analytisch relativ einfache Ausdrücke für beide Grenzströme /33/. Diese Ausdrücke sind proportional der Teilchengeschwindigkeit und hängen ab von der Frequenz f , dem Aperturradius a , der Sollphase ϕ_s , der transversalen Fokussierungsstärke B und dem Verhältnis zwischen Länge und Dicke der Bunche (Teilchenpakete). Der transversale Grenzstrom hängt außerdem ab von der Teilchenmasse und -Ladung, der maximalen fokussierenden Feldstärke sowie von dem transversalen Tune für verschwindenden Strom, der longitudinale Grenzstrom von der Amplitude der beschleunigenden Feldstärkenkomponente E_z .

Die Grenzströme der RFQ-Struktur sind an sich genau so groß wie bei einem Driftröhrenbeschleuniger mit gleichem Verhältnis Fokussierungsperiode zu Beschleunigungsperiode, wenn die Fokussierungsstärke B , der Aperturradius a und die Teilchengeschwindigkeit gleich sind. Die magnetische Fokussierungskraft ist proportional der Teilchengeschwindigkeit; darum ist ein Driftröhrenbeschleuniger mit magnetischen Quadrupolen bei kleinen Geschwindigkeiten einem solchen mit elektrischer Quadrupolfokussierung unterlegen oder gar nicht machbar. Die Überlegenheit der RFQ-Struktur gegenüber dem Driftröhrenbeschleuniger mit elektrostatischen Quadrupolen läßt sich nicht allein aus der Tatsache erklären, daß die maximal möglichen elektrischen Feldstärken bei HF größer sind als in der Elektrostatik. Tatsächlich

wäre ein RFQ mit -wie beim Driftröhrenbeschleuniger üblich- über die Länge konstanten Parametern Sollphase ϕ_s , Aperturradius a , Fokussierungsstärke B und Beschleunigungsfeldstärke nicht vorteilhaft. Bei einem solchen herkömmlichen Entwurf liegen die Minima bezüglich der Längskoordinate z des RFQ der beiden Grenzströme wegen deren Proportionalität zu β beim Einschub; variiert man dagegen einige Parameter in geeigneter Weise über die Länge des RFQ, dann können die Minima bei einer höheren Energie auftreten und größer sein. Eine derartige Variation von Parametern ergibt sich auch aus dem Wunsch, einen Gleichstromstrahl in den RFQ einzuschießen und -neben der Beschleunigung- mit geringen Teilchenverlusten zu bunched (d.h., in HF-Impulse zerlegen). Für dieses sog. adiabatische Bunchen wurde ein Vorschlag von Kapchinskij /7/ gemacht: Am Anfang eines RFQ-Vorbeschleunigers werden die Parameter so geführt, daß sowohl die Frequenz kleiner Longitudinalschwingungen achsennaher Teilchen im Bunch, als auch die geometrische Länge der Separatrix der Longitudinalbewegung (=Grenzkurve im longitudinalen Phasenraum für stabile Bewegung), jeweils unter Vernachlässigung der longitudinalen Raumladungskraft, konstant über die Länge gehalten werden. Die erste dieser Bedingungen führt auf

$$(3.1) \quad A \sin \phi_s / \beta^2 = \text{const},$$

die zweite ergibt

$$(3.2) \quad \beta \Phi(\phi_s) = \text{const}$$

mit der Phasenlänge Φ der Separatrix, deren Zusammenhang mit der Sollphase ohne Raumladung /13,18/

$$(3.3) \quad \tan \phi_s = (\sin \Phi - \Phi)/(1 - \cos \Phi)$$

lautet. Die Ausdrücke in Gln.(3.1) und (3.2) sind proportional dem Quadrat der Frequenz kleiner Longitudinalschwingungen bzw. der geometrischen Länge der Separatrix. Durch ihre Konstanz wird gewährleistet, daß die meisten Teilchen stets eine stabile longitudinale Bewegung erfahren. Adiabatisch heißt in diesem Zusammenhang, daß sich die Parameter des RFQ so langsam ändern, daß sich die Teilchen an die Änderungen anpassen können (/1/, S.25 ff.).

Will man alle Teilchen des eingeschossenen Gleichstromstrahls einfangen, dann muß bei obigem Konzept die Sollphase wegen Gl.(3.3) am Anfang des RFQ -90° betragen, da nur dann alle Teilchen innerhalb der Separatrix liegen ($\Phi=2\pi$). Ein solcher RFQ wäre jedoch unendlich lang, denn bei einer Sollphase von -90° erfährt das Sollteilchen (Synchronenteilchen) keine Beschleunigung, also bliebe seine Geschwindigkeit konstant und somit nach Gl.(3.2) auch die Sollphase. Eine anfängliche Sollphase $>-90^\circ$, wie in /7/ vorgeschlagen, löst dieses Problem nur um den Preis von Teilchenverlusten.

Um bei erträglicher RFQ-Länge möglichst viele Teilchen einzufangen, wurde in den USA die "Shaper Section" eingeführt /18/. In diesem RFQ-Abschnitt wird die Effizienz A der Beschleunigung linear mit z von Null beginnend erhöht; die Sollphase ϕ_s wird ein kleines Stück weit bei -90° festgehalten und dann auch linear mit z erhöht. Hinter diesem Abschnitt folgt der "Gentle Buncher", in dem die Bedingungen Gln.(3.1) und (3.2) eingehalten werden, bis die (etwas willkürlich bei etwa -30° gewählte) endgültige Sollphase $\phi_{s,f}$ erreicht ist. Danach folgt die "Accelerator Section", in der die Sollphase und der Modulationsfaktor m der Elektroden konstant gehalten werden, bis die gewünschte Endenergie erreicht ist.

In den genannten drei RFQ-Abschnitten wird die Fokussierestärke B konstant gehalten.

Da im RFQ die transversalen elektrischen Feldkräfte (im Gegensatz zur statischen Fokussierung) zeitabhängig sind, sind die Parameter Radius und Konvergenzwinkel des den Feldern angepaßten Strahls in einer beliebigen festen Querschnittsebene des RFQ auch zeitabhängig. Deshalb legt man vor den "Shaper" eine "Radial Matching Section", in der die Fokussierestärke B von Null (bzw. einem kleinen Wert) bis zum Endwert linear mit z erhöht wird und in der sich der Strahl während einiger HF-Perioden an das Fokussierungsfeld anpaßt.

Meistens wird in allen vier Sektionen mit Rücksicht auf den Speiseresonator die Elektrodenspannung V konstant über die Länge gehalten; hieraus folgt für die drei Sektionen mit $B = \text{const}$ auch $r_0 = \text{const}$; damit ist in guter Näherung der longitudinale Kapazitätsbelag der Elektroden konstant, wodurch die Feldverteilung in den Kammern des Speiseresonators longitudinal homogen sein kann (s. /18/). In der "Radial Matching Section" verkleinert sich r_0 (=a wegen fehlender Elektrodenmodulation) trichterartig von einem großen Wert auf den Wert im "Shaper".

In einem auf diese Weise entworfenen RFQ haben die Grenzströme I_t und I_ℓ ihre Minima am Ende des Gentle Bunchers ("Flaschenhals"). Diese Grenzströme sollten nicht zu klein, aber auch nicht zu groß sein; wird I_t zu groß gewählt, dann kann der Aperturradius a so groß sein, daß die Beschleunigungsfeldstärke E_z zu stark mit dem Abstand r von der Achse schwankt, siehe Gl.(1.2c). Außerdem hängt die HF-Verlustleistung des Speiseresonators monoton steigend von den Grenzströmen am Flaschenhals ab. Deshalb werden beide Grenzströme bei ihren Minima üblicherweise zu ca. zwei mal dem Betriebsstrom des RFQ gewählt.

Im Einzelnen geht ein RFQ-Entwurf in den USA folgendermaßen vor sich /18,52/: Nach der Festlegung von Einschubenergie, Frequenz, Strom, maximaler elektrischer Feldstärke und Sollphase am Ende wird die Energie am Ende des Gentle Bunchers geschätzt. Dann werden die Größen a (Aperturradius) und m (Elektrodenmodulationsfaktor) am Flaschenhals in einem Suchprozess solange variiert, bis die beiden Grenzströme die gewünschten Werte haben. Aus den jetzt bekannten Größen folgen dann auch B , V und r_0 . Der Parameterverlauf in den Accelerator- und Gentle-Buncher-Sektionen ist damit bekannt; die Übergangsenergie zwischen Shaper und Gentle Buncher muß nach Gefühl oder nach einer Parameterstudie gewählt werden. Die Länge und der Parameterverlauf des Shapers sind dann auch bekannt, wenn der Längenanteil mit $\phi_s = -90^\circ$ festliegt. Die Länge der Radial Matching Section beträgt üblicherweise 4-10 $\beta\lambda/2$ -Zellen, in denen B linear mit z von ca. 0.2 auf den Endwert ansteigt. Die Parameter (α und β nach Courant und Snyder /68/) des einzuschießenden Strahls werden berechnet, indem unter vereinfachenden Annahmen ein im Shaper zeitabhängig angepaßter Strahl rechnerisch durch die Radial Matching Section rückwärts verfolgt wird /18/.

Das beschriebene amerikanische Entwurfsverfahren hat zwei Nachteile:

1. Im Shaper fällt am Anfang der linearen Rampe der Sollphase die geometrische Länge der Separatrix mit unendlicher Steigung ab. Teilchen, die der plötzlichen Änderung der longitudinalen Bewegungsgleichung nicht folgen können, gehen wegen der Verletzung der "Adiabatizität" verloren.

2. Beim Übergang vom Shaper in den Gentle Buncher verläuft die Sollphase nicht zwangsläufig glatt ($d\phi_s/dz$ ist i.A. unstetig). Auch dies kann zu unnötigen Teilchenverlusten führen.

Der Verfasser hat sein eigenes RFQ-Entwurfsverfahren aus dem amerikanischen entwickelt und dabei obige Nachteile eliminiert und für den Entwurfsvorgang die FORTRAN-Rechenprogramme CULI, OPTI und IMS geschrieben.

Als erstes werden mit dem Programm CULI die Parameter am Ende des Gentle Bunchers festgelegt. Folgende Größen werden eingegeben: Frequenz f , Massenzahl, Ladungszahl, maximale elektrische Feldstärke E_{\max} , Sollphase $\phi_{s,f}$, geschätztes β_G ($=\beta$ am Flaschenhals), Sollwerte für I_t und I_ℓ sowie Anfangswerte für a und m . CULI berechnet hieraus die Istwerte der Grenzströme und den zugehörigen Wert der Zielfunktion

$$(3.4) \quad F(a,m) = (I_{t,ist} - I_{t,soll})^2 + (I_{\ell,ist} - I_{\ell,soll})^2,$$

die ein absolutes Minimum hat, wenn Ist- und Sollwerte gleich sind. CULI sucht das Minimum von $F(a,m)$ und findet so die richtigen Werte von a und m am Ende des Gentle Bunchers. Aus diesen errechnet es die Größen V , B , r_0 und A . Diese Größen, die Endwerte von m und ϕ_s , Einschuß- und Endenergie, die Gentle-Buncher-Kenngrößen nach Gln.(3.1) und (3.2) sowie die Länge L_S des Shapers und die im folgenden erklärten Parameter Λ_1 und Λ_2 werden dann dem Programm OPTI eingegeben. Dieses integriert das Synchroneteilchen durch einen RFQ mit den Parameterverläufen nach Bild 3.1. Im Shaper wird die Größe nach Gl.(3.1) nicht konstant gehalten, sondern proportional zu z auf der Strecke $\Lambda_2 \cdot L_S$ bis zum Wert im Gentle Buncher variiert; die Größe nach Gl.(3.2) wird zunächst auf der Strecke $\Lambda_1 \cdot L_S$ auf dem Wert $\beta_1 \cdot 2\pi$ konstant gehalten ($\beta_1 = \beta$ beim Einschuß); dann wird sie quadratisch mit z auf den Wert im Gentle Buncher erniedrigt, derart, daß sie -und damit auch ϕ_s - beim Übergang vom Shaper zum Gentle Buncher glatt verläuft (siehe Bild 3.1). Die zwei genannten Nachteile sind damit beseitigt. Im Gentle Buncher werden die Bedingungen (3.1) und (3.2) eingehalten; nach dem Erreichen der endgültigen Sollphase $\phi_{s,f}$ und des Endwerts von m (aus CULI) werden diese konstant gehalten (Accelerator Section), bis die Endenergie erreicht ist. Bei diesem Verfahren errechnen sich die Verläufe aller anderen Parameter aus

den genannten Verläufen und Bedingungen. OPTI gibt die wichtigsten RFQ-Parameter über z aus, so daß die anfängliche Annahme von β_G überprüft -und ggf. korrigiert- werden kann und die Länge des RFQ entnommen werden kann. Auch gibt OPTI einen Datensatz aus, der unter anderem die Parameter B , ϕ_s , m und V über z in Tabellenform enthält und als Eingabe für das Strahldynamik-Programm PARMTEQ dient (Berechnung von Teilchenbahnen nach einer Monte-Carlo-Methode /18,25/). OPTI liefert auch Informationen, aus denen PARMTEQ die an das HF-Feld angepaßte Teilchenverteilung in den vier transversalen Phasenraumdimensionen am Anfang des Shapers für eine gegebene transversale Emittanz berechnet (zur Definition der Emittanz s. Kap.1 und /1/). Der von OPTI gelieferte Datensatz kann unverändert PARMTEQ übergeben werden. Er kann auch leicht abgewandelt werden, um den Einfluß einer Radial Matching Section in die Simulation einzubeziehen. Hierzu ist das Programm IMS (von "Initial Matching Section") zu benutzen. Diesem sind Ladungszahl, Massenzahl, Emittanz und Einschußenergie der Teilchen, Frequenz, die Elektrodenspannung V , Strom, Länge der Radial Matching Section, Anfangs- und Endwert von B einzugeben. IMS berechnet zunächst die Parameter β_x und β_y des am Anfang des Shapers angepaßten Strahls zu den Zeitpunkten mit maximaler Fokussierung bzw. Defokussierung (dann ist $\alpha_x = \alpha_y = 0$) unter der Annahme, daß die Teilchen im transversalen Phasenraum in einem vierdimensionalen Ellipsoid homogen verteilt sind. Dieser Strahl wird dann unter der Annahme, daß die Emittanz sich nicht ändert, rückwärts durch den Anfang des Shapers und die Radial Matching Section verfolgt. Dies geschieht von verschiedenen Werten der z -Koordinate aus entsprechend verschiedenen HF-Phasen /18,52/. Die Parameter α und β dieser Rechnungen liegen am Eingang der Radial Matching Section näher beieinander als am Ausgang (die Überlappung der Phasenraumellipsen ist größer /18/), ihre Mittelwerte am Eingang für verschiedene HF-Phasen dienen als Eingabewerte für PARMTEQ.

Die Verläufe der Parameter nach Gln.(3.1) und (3.2), der Fokussierungsstärke B und der sich daraus und aus der Konstanz der Elektrodenspannung V errechnenden Parameter m (Modulationsfaktor der Elektroden), r_0 (charakteristischer Aperturradius), a (Aperturradius), sowie ϕ_s (Sollphase) sind in Bild 3.1 qualitativ dargestellt.

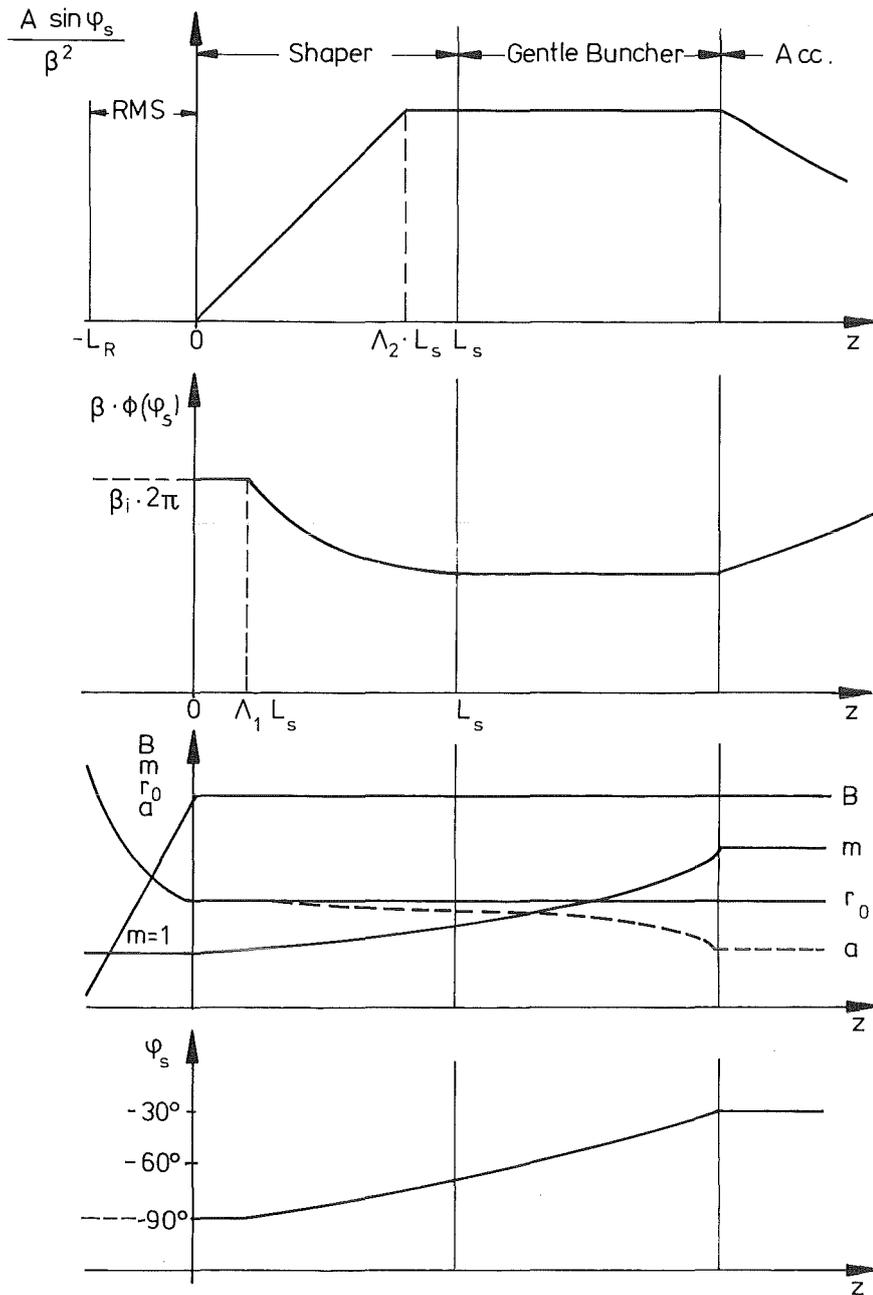


Bild 3.1: Verlauf der Parameter $A \sin \phi_s / \beta^2$ und $\beta \cdot \Phi(\phi_s)$ (in Shaper und Gentle Buncher erzwungen), Fokussierungsstärke B (überall erzwungen), Modulationsfaktor m , charakteristischer Aperturradius r_0 , Aperturradius a und Sollphase ϕ_s über der Längskoordinate des RFQ (qualitativ, für das hier beschriebene Entwurfsverfahren)

3.2 Teilchenverhalten

Der Autor führte zahlreiche Entwürfe mit anschließenden Simulationen durch PARMTEQ durch und verglich die Strukturlängen, von Vierkammerresonatoren benötigte Verlustleistungen, Transmissionen (Transmission = Ausgangsstrom/Eingangsstrom) und Ausgangsemittanzen. Dies brachte folgende Erkenntnisse:

1. Je größer die maximal zugelassene elektrische Feldstärke E_{\max} gewählt wird, desto größer ergibt sich die Fokussierungsstärke B und desto kleiner sind Baulänge und Verlustleistung im Resonator.

2. Die Shaper-Parameter beeinflussen die Gesamtlänge des RFQ nur schwach; Entwürfe für Protonen-RFQs mit $L_S \approx \lambda/4$, $\Lambda_1 \approx 0.2$ und $\Lambda_2 \approx 0.85$ erbrachten Ausgangsemittanzen und Transmissionen vergleichbar mit denen der amerikanischen Entwürfe bei etwas (bis ca. 20%) kleineren Gesamtlängen. Ein flaches Optimum der Transmission und der Länge des ganzen RFQ liegt ungefähr bei derjenigen Shaper-Länge, bei der die Sollphase am Ende des Shapers gleich -70° ist.

3. Baulänge und Elektrodenspannung V , die die Verlustleistung im Speiseresonator festlegen, hängen von den Grenzströmen im Flaschenhals ab. Die theoretische Verlustleistung von Vierkammerresonatoren ist etwa proportional der Quadratwurzel aus dem Produkt der Grenzströme und umgekehrt proportional dem Quadrat der Sollphase am Ende:

$$(3.5) \quad P_V \propto (\phi_{s,f})^{-2} \cdot \sqrt{I_t \cdot I_\ell}$$

4. In der Radial Matching Section geschieht eine Vergrößerung der transversalen Emittanzen aufgrund von zwei Mechanismen:

a) die Verteilung der Teilchen im transversalen Phasenraum wird in der Radial Matching Section zeitabhängig, damit erhöht sich zwangsläufig die Emittanz, die an einem Ort $z=\text{const}$ gemessen würde (örtliche Emittanz);

b) am Anfang der Radial Matching Section ist die Fokussierungsstärke B so klein, daß die (i.A. nichtlinearen) Raumladungskräfte die Teilchenbewegung dominieren und letztere einen kleinen Augenblick instabil machen. Nichtlinearität und Instabilität erhöhen die Emittanz. PARMTEQ kann den ersten Mechanismus eliminieren, indem es die Emittanzen aus den Teilchenkoordinaten zu

festen Zeitpunkten (an denen rechnerisch die Raumladungsimpulse appliziert werden) berechnet (zeitliche Emittanzen). Die kleinste Vergrößerung der zeitlichen Emittanz trat bei der vermutlich kleinstmöglichen Länge L_R der Radial Matching Section von einer Strukturperiode $\beta\lambda$ auf. In der Realität ist der Strahl vor dem Eintritt in das HF-Feld neutralisiert, d.h., durch thermische Elektronen ladungskompensiert, so daß keine nennenswerte Raumladungs-Defokussierung und Emittanzvergrößerung auftritt. Diese Elektronen stammen von ionisierenden Stößen der Teilchen mit Restgasatomen und werden vom HF-Feld im RFQ abgesaugt, so daß man eine stetige Elektronenverteilung über z erwarten kann. PARMTEQ setzt voraus, daß der Strahl mit gegebener Emittanz, gegebenem Radius und Konvergenzwinkel am RFQ-Eingang vorliegt und rechnet von da an mit vollem Raumladungseinfluß. Also wird die genannte Elektronenverteilung sozusagen durch eine Sprungfunktion am Eingang der Radial Matching Section angenähert. Da dies wohl nicht genau die Wirklichkeit wiedergibt, kann es sein, daß eine andere Länge der Radial Matching Section optimal ist.

5. Die transversale normierte zeitliche Emittanz wächst im RFQ zunächst an, hat etwa in der Mitte der Gentle Buncher Section ein Maximum und fällt dann wieder ab.

6. In Simulationen mit Raumladungseinfluß ist das Verhältnis Ausgangs- zu Eingangsemittanz umso größer, je kleiner die Eingangsemittanz ist. Unterhalb einer bestimmten Eingangsemittanz, deren Größe vom Strom abhängt, beeinflusst diese die Ausgangsemittanz fast nicht mehr.

7. Für jeden Satz der Parameter Frequenz, maximale elektrische Feldstärke E_{\max} , Einschußenergie und Strom scheint es eine optimale Sollphase $\phi_{s,f}$ am Ende zu geben, bezüglich der die Baulänge ein Minimum und die Transmission ein Maximum hat. Vom Autor durchgerechnete Beispiele: Protonen, $W_i=50$ keV, $E_{\max} = 2 \cdot E_{Kilp}$, $I=100$ mA, $I_t=I_\ell=200$ mA, $\phi_{s,f,opt}=-25^\circ$ bei $f=108$ MHz bzw. -35° bei 200 MHz, Transmissionen über 95%.

8. Eine ähnliche Aussage kann man für die Einschußenergie W_i machen. Hält man die Parameter Frequenz, Ausgangsenergie W_f , Sollphase am Ende $\phi_{s,f}$, maximale elektrische Feldstärke und Grenzströme fest und variiert zur Maximierung der Transmission die Länge L_S des Shapers, so scheint es ein W_i zu geben, für das die Gesamtlänge des RFQ ein Minimum hat.

9. In der Accelerator Section ist die Effizienz A der Beschleunigung annähernd konstant; aus Gl.(1.7) folgt daher für den Beschleunigungsgradienten

$$(3.6) \quad dW/dz = 2\Delta W/(\beta\lambda) = \pi qAV \cos \phi_s / (2\beta\lambda) \propto 1/\beta$$

Die effektive Shuntimpedanz Z_{eff} hat die Bedeutung eines Wirkungsgrades einer beschleunigenden Struktur und ist definiert als Quadrat des (bezüglich der HF-Phase) maximal möglichen Spannungsgewinns eines Teilchens pro Längeneinheit, bezogen auf die Stromwärmeverlustleistung pro Längeneinheit (/1/, S.637 ff.):

$$(3.7) \quad Z_{\text{eff}} = (dW/dz)_{\text{max}}^2 / (q^2 P_V') = \\ = (dW/dz)^2 / (q^2 P_V' \cos^2 \phi_s)$$

Aus Gl.(3.6) folgt damit (β und W sind v/c bzw. Energie des Sollteilchens)

$$(3.8) \quad Z_{\text{eff}} \propto 1/\beta^2 \propto 1/W$$

Also ist die RFQ-Struktur besonders zum Beschleunigen niederenergetischer Teilchen geeignet; oberhalb einer bestimmten Energie haben Driftröhrenbeschleuniger eine höhere Shuntimpedanz und sind deshalb besser geeignet, falls sie bei dieser Energie schon gut machbar sind. Eine ähnliche Aussage kann man für das adiabatische Bunchen machen, das bei hohen Energien den Linearbeschleuniger wesentlich verlängern würde und deshalb auf seinen Anfang beschränkt werden sollte.

10. Aus Gl.(3.1) folgt, daß in der Gentle Buncher Sektion die HF-Defokussierung Δ_{HF} konstant ist; die Einhaltung der Gl.(3.2) bewirkt näherungsweise, daß die Bunchlänge konstant ist. Nimmt man auch konstante Querabmessungen der Bunche an, so ist in der linearen Näherung der Raumladungskräfte (Bunche sind homogen ladungsgefüllte Ellipsoide /68/,/1/ S.827 ff.) auch die Raumladungsdefokussierung Δ_{RL} und damit auch der transversale Tune σ konstant. In Simulationen ohne Raumladung stimmt der Tune im Gentle Buncher gut mit dem Näherungswert nach Gl.(1.12) überein; mit Raumladung dagegen ist der

Tune größer als der nach der linearen Theorie berechnete Wert. Daraus folgt, daß die Raumladungskräfte durch die in Wirklichkeit und in der Simulation inhomogene Verteilung der Teilchen im Mittel kleiner sind als in der linearen Theorie. Es kommt bei obigem Entwurfsverfahren oft vor, daß Strahlen mit positivem Tune und großer Transmission beschleunigt werden, obwohl sich nach der linearen Theorie der Tune selbst dann imaginär errechnet, wenn der Strahlradius gleich dem Aperturradius und die Bunchlänge gleich der Bucketlänge (=geometrische Länge der Separatrix) gesetzt wird.

11. Ist der eingeschossene Strom I_i nicht größer als etwa die Hälfte der Grenzströme I_t , I_ℓ nach /33/ am Flaschenhals, so liegt die Transmission bei guten Entwürfen über 90%. Erhöht man den Injektionsstrom bis auf Werte $>I_{t,\ell}$, so liegt der Strom der beschleunigten Teilchen in der Nähe der Grenzströme.

12. Bei Simulationen mit $I_i=0$ ist am Ausgang des RFQ die Energiebreite ΔW der Bunche um einen Faktor 2-3 größer als bei starkem Raumladungseinfluß ($I_i \approx \frac{1}{2}I_t \approx \frac{1}{2}I_\ell$).

4. Entwurf für die Spallations-Neutronenquelle

4.1 Referenzkonzept

Für eine geplante Spallations-Neutronenquelle (SNQ) gibt es einen detaillierten Entwurf /73/. Diese Maschine enthält einen Linearbeschleuniger, der Protonen mit einem zeitgemittelten Strom von 5 mA auf eine Energie von 1.1 GeV beschleunigt. Der Protonenstrahl ist mit einer Wiederholfrequenz von 100 Hz gepulst. Der über einen Impuls gemittelte Strom ("Spitzenstrom") beträgt 100 mA. Er soll in einer 50 kV-Protonenquelle erzeugt, in einem Cockroft-Walton-Gleichspannungsbeschleuniger auf 450 keV beschleunigt, in einem Buncher in Hf-Impulse von 108 MHz zerlegt, von einem schnellen Strahlablenker (Pulsformer) mit steilen Flanken und Austastlücken versehen und in einen Alvarez-Driftröhrenbeschleuniger mit der Betriebsfrequenz 108 MHz eingeschossen werden. Hinter dem Alvarez liegt ab der Teilchenenergie 105 MeV ein "Disk-And-Washer"-Beschleuniger mit der dreifachen Frequenz, also 324 MHz; daher werden an die longitudinale Ausdehnung der Bunche schon am Anfang des Alvarez besondere Ansprüche gestellt. Weil der Entwurf nur bewährte und erprobte Komponenten enthalten sollte, war die Benutzung eines RFQ-Vorbeschleunigers nicht vorgesehen; jedoch kann ein RFQ einige Probleme erleichtern.

Bisher galt eine Frequenz um 200 MHz für Protonen-Alvarez-Beschleuniger als optimal; die Einschußenergie betrug gewöhnlich 750 keV. Bei dem gegenüber existierenden Linearbeschleunigern erhöhten Strahlstrom hätte für die SNQ eine so hohe Einschußenergie eine zu geringe Zuverlässigkeit des Gleichspannungs-Vorbeschleunigers zur Folge /76/. Bei der kleineren Einschußenergie von 450 keV wären die ersten Driftröhren und magnetischen Quadrupole im Alvarez bei 200 MHz zu kurz und daher nicht machbar. Deshalb hat man die Frequenz zu 108 MHz gewählt und die dadurch vergrößerten Abmessungen des Alvarez in Kauf genommen. Je kleiner die Einschußenergie ist, desto eher können in den ersten Beschleunigungsperioden des Alvarez Strahlinstabilitäten auftreten (Kopplung zwischen radialer und longitudinaler Bewegung /73/, Teil II, Kap. A 1.2), die zu einer Vergrößerung der Emittanzen führen.

Beim SNQ-Referenzkonzept führt die Randbedingung der Nichtbenutzung eines RFQ offensichtlich zu einer schlechten Strahlqualität. Bei noch höheren Strömen (nächste Beschleuniger-generation) oder höheren Ansprüchen an die Strahlqualität /20/ ist das herkömmliche Konzept nicht mehr anwendbar und ein RFQ-Vorbeschleuniger unbedingt nötig.

Mit RFQ wird der Anfang des SNQ-Linearbeschleunigers folgendermaßen aussehen: Die von der Quelle erzeugten Protonen mit z.B. 50 keV werden als Gleichstromstrahl in den RFQ eingeschossen, in diesem gebuncht und auf 1-2 MeV beschleunigt. Zwischen dem RFQ und dem Alvarez befindet sich der schnelle Strahlableiter (Pulsformer); wegen dessen Längenbedarf von 1-2 m sind vermutlich zwei "Rebuncher" (longitudinale Anpassungsglieder) und einige magnetische Quadrupole zur Fokussierung und transversalen Anpassung des Strahls an den Alvarez vorzusehen /74/. Wegen der Raumladungsprobleme bei der niedrigen Einschußenergie von 50 keV ist es wahrscheinlich nicht möglich, den Pulsformer vor den RFQ zu setzen /74/.

Folgende Vorteile sind von der Verwendung eines RFQ-Vorbeschleunigers zu erwarten:

1. Fortfall des voluminösen Cockroft-Walton-Vorbeschleunigers, die Quelle befindet sich auf 50 kV gegen Erde;
2. keine Strahlinstabilitäten im Alvarez wegen der höheren Einschußenergie; eine höhere Frequenz ist nicht mehr ausgeschlossen.

4.2 Entwurfsparameter

Ein Referenzentwurf eines RFQ-Vorbeschleunigers für die Spallations-Neutronenquelle wurde angefertigt. Diejenigen Parameter, die im Laufe des Entwurfsvorgangs vorzugeben sind, wurden aus den Forderungen des Driftröhrenbeschleunigers nach Strahleigenschaften sowie Machbarkeits-, Kosten- und Zuverlässigkeitsgesichtspunkten der Quelle, des RFQ selbst und des schnellen Pulsformers bestimmt und sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

Frequenz	$f=108 \text{ MHz}$
Einschußenergie	$W_i=50 \text{ keV}$
Endenergie	$W_f=1.5 \text{ MeV}$
max. el. Feldstärke	$E_{\max}=18 \text{ MV/m}=1.5 \cdot E_{\text{Kilp}}$
Stromgrenzen	$I_\ell=I_t=200 \text{ mA}$
Sollphase am Ende	$\phi_{s,f}=-30^\circ$
Länge des Shapers	$L_S=90 \text{ cm}$
Shaper-Parameter	$\Lambda_1=0.2$
Shaper-Parameter	$\Lambda_2=0.85$
Länge der Radial Matching Section	$L_R=\beta_i \lambda=2 \text{ Zellen}$
Fokussierungsstärke am Anfang	$B_i=0.4$

Tabelle 4.1: Vorgegebene Parameter des Referenzentwurfs

Wegen des apparativen und betrieblichen Aufwands zieht man möglichst kleine Beschleunigungsspannungen der Quelle vor. Eine kleinere Spannung als 50 kV würde allerdings die Extraktion eines Strahls kleiner Emittanz aus dem Plasma erschweren /76/.

Beim Einschluß in den Alvarez sollte die transversale Strahlemittanz in einem bestimmten Bereich liegen und die Phasenweite der Bunche darf wegen des Frequenzsprungs (hinter dem Alvarez) einen bestimmten Wert nicht überschreiten. Diese Grenzen hängen von der Alvarez-Einschußenergie (=RFQ-Endenergie) ab, die zur Vermeidung von Strahlinstabilitäten am Anfang des Alvarez über ca. 1 MeV liegen sollte /77/. Sie sollte auch nicht viel größer sein, denn die Länge des schnellen Pulsformers ist proportional der Teilchengeschwindigkeit am Ende des RFQ /74/ und der Beschleunigungsgradient dW/dz errechnet sich oberhalb ca. 1 MeV im RFQ kleiner als in einem Alvarez. Wegen dieser Überlegungen wurde eine Endenergie von 1.5 MeV gewählt.

Ein RFQ ist um so kürzer, die Fokussierungsstärke B ist um so größer und die Verlustleistung seines Resonators um so kleiner, je größer die maximal zugelassene elektrische Feldstärke E_{\max} ist. Läßt man im RFQ eine elektrische Spitzenfeldstärke in Höhe der zweifachen Kilpatrick-Feldstärke zu, so ergibt sich aus Bild 1.2 die obere

Frequenzgrenze zu etwa 200 MHz; diese Frequenz wäre ideal aus der Sicht der Bau- und Betriebskosten des Alvarez /73,78/. Jedoch erlaubt eine niedrigere Frequenz kleinere elektrische Feldstärken im Vergleich zur Kilpatrick-Feldstärke und damit eine größere Zuverlässigkeit und Lebensdauer des RFQ. Auch lassen sich durch die Wahl der kleineren Frequenz von 108 MHz Probleme mit der Nichtlinearität der beschleunigenden Feldstärke ($E_z \propto I_0(kr)$ im RFQ; im Alvarez kommen noch höhere Reihenglieder dazu) und mit der Raumladung mildern, da dann die Verhältnisse Aperturradius a zu Strukturperiode $\beta\lambda$ und Bunchradius zu Bunchlänge etwas kleiner herauskommen. Ein Entwurf mit $E_{\max} = 12$ MV/m und sonst vergleichbar mit dem Referenzentwurf ergab eine zu kleine Fokussierungsstärke B , so daß in der Simulation etwa 2/3 der Teilchen radial verloren gingen. Deshalb wurde E_{\max} im Referenzentwurf zu 18 MV/m gewählt. Die Kilpatrick-Feldstärke beträgt bei 108 MHz und Elektrodenabständen von mehr als etwa 1 cm etwa 11.7 MV/m.

Nach Gl.(3.5) sind zur Minimierung der Verlustleistung der Betrag der Sollphase am Ende so groß wie möglich, die Grenzströme so klein wie möglich zu wählen. Die Grenzströme werden vorsichtshalber nicht kleiner als doppelt so hoch wie der Spitzenstrom gewählt /52/, also hier zu 200 mA. Ein Entwurf mit $I_\ell = I_t = 400$ mA erwies sich als nicht realisierbar, da die in einem Teil des Shapers benötigte Effizienz A der Beschleunigung für keinen Modulationskoeffizienten m der idealen Elektroden verwirklicht werden kann (der funktionale Zusammenhang in Gl.(1.4) hat ein Maximum bezüglich m); bei $I_\ell = I_t = 300$ mA ergab sich gegenüber 200 mA keine Verbesserung der Strahlqualität. Die Wahl der Sollphase $\phi_{s,f}$ in der Accelerator Section erfolgte so, daß bei direktem Einschub vom RFQ in den Alvarez bei 1.5 MeV die Phasenweite der Bunche (etwa proportional der Sollphase) gerade klein genug ist /77/.

Die Länge der Radial Matching Section wurde nach den Erkenntnissen des Kap. 3 möglichst klein zu einer Strukturperiode $\beta\lambda$ bestimmt; der Anfangswert B_1 der linearen Rampe der Fokussierungsstärke ist ebenso unkritisch wie die Parameter Λ_1 und Λ_2 des Shapers. Die Länge $L_S (= 90$ cm) des Shapers wurde so gewählt, daß die Sollphase beim Übergang zwischen Shaper und Gentle Buncher etwa -70° beträgt; in der Nähe dieses Wertes werden die Optima bezüglich Transmission und RFQ-Länge erwartet.

4.3 Eigenschaften des Entwurfs

Der Referenzentwurf wurde mit den vorstehend angegebenen Parametern nach dem in Kap. 3 beschriebenen Verfahren angefertigt. Die dabei herausgekommenen Parameter sind in Tabelle 4.2 aufgelistet.

Amplitude der Elektrodenspannung	V=0.1636 MV		
Fokussierungsstärke in Sh, GB und Acc	B=8.856		
HF-Defokussierung im GB	$ \Delta_{HF} _{\max}=0.265$		
charakteristischer Aperturradius	$r_0=1.232$ cm		
minimaler Aperturradius (am Ende des Acc)	$a_{\min}=0.704$ cm		
Endwert des Modulationsfaktors	$m_f=2.302$		
max. Effizienz der Beschleunigung (Ende Acc)	$A_{\max}=0.660$		
genauer Wert der Endenergie	$W_f=1.509$ MeV		
<hr/>			
Sektion	Länge/cm	Anzahl der Zellen	W/MeV am Ende
RMS	2.78	2	0.050
Sh	89.64	60	0.077
GB	70.62	27	0.497
Acc	88.21	14	1.509
insgesamt	251.25	103	

Tabelle 4.2: Parameter des ausgeführten Referenzentwurfs;

Abkürzungen: RMS = Radial Matching Section

Sh = Shaper

GB = Gentle Buncher

Acc = Accelerator Section

W = Energie des Sychronteilchens

Da ein RFQ-Beschleuniger aus einer ganzen Zahl von $\beta\lambda/2$ -Zellen bestehen muß, ergaben sich die Länge des Shapers und die Endenergie etwas verschieden von den vorgegebenen Werten.

Bild 4.1 zeigt die Verläufe der effektiven Shuntimpedanzen

$$(4.1) \quad Z_{\text{eff}} = (dW/dz)^2 / (q^2 P_V' \cos^2 \phi_s)$$

(siehe auch Gln.(3.6), (3.7)) des RFQ-Referenzentwurfs und des Alvarez für die SNQ /78/ über der synchronen Teilchenenergie. Die in Alvarez-Resonatoren gemessene Verlustleistung ist gewöhnlich um einen Faktor 1.2 größer als die berechnete /78/; beim ungeschlitzten Vierkammerresonator wird ein Faktor 1.5 -insbesondere bei Verwendung eines Koppelresonators- erwartet /52/. Diese Faktoren wurden in Bild 4.1 berücksichtigt. Die Shuntimpedanz des RFQ hat am Übergang von der Gentle-Buncher- zur Accelerator-Sektion ein Maximum und fällt dann nach Gl.(3.7) mit $1/W$ ab. Man sieht, daß eine Verlängerung der Accelerator-Sektion des RFQ bis zu einer höheren Energie als nötig nicht sinnvoll ist.

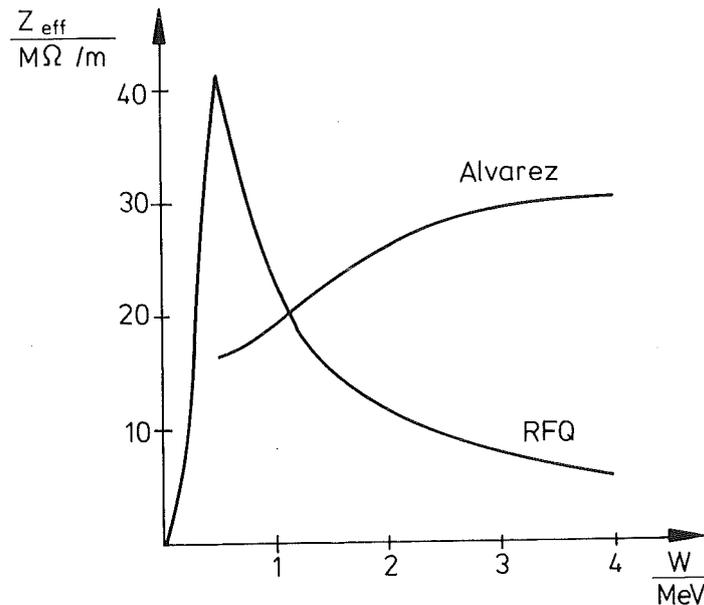


Bild 4.1: Verlauf der effektiven Shuntimpedanz des Referenz-RFQ und des SNQ-Alvarez über der Synchronenergie

Eine beim KfK im Rahmen der SNQ-Studie gebaute Protonenquelle liefert einen Strahl mit der Energie 50 keV und der normierten Emittanz 0.2 bis $0.5 \cdot \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ /73,76/. Bei der Rechnersimulation

mit PARMTEQ wurden alle emittanzvergrößernden Effekte vor der RFQ-Struktur meistens durch die Annahme einer normierten totalen (100% der Teilchen) Emittanz des eingeschossenen Strahls von $1 \cdot \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ berücksichtigt. Da eine Transmission von 80-100% erwartet wurde, wurde ein Strom von 110 mA eingeschossen. Bei der Berechnung der Flugbahnen unter Berücksichtigung der Raumladungskräfte wurden 360 Makroteilchen (anstelle der ca. $6 \cdot 10^9$ Protonen im realen Bunch) benützt, die beim Einschuß in den RFQ im transversalen Phasenraum in einem vierdimensionalen Ellipsoid gleichverteilt waren, longitudinal keine Energieabweichungen hatten und deren Phasen im Bereich $0 \dots 360^\circ$ gleichverteilt waren. Die Abstoßungskräfte von je fünf oberhalb und unterhalb benachbarten Bunchen wurden berücksichtigt, jedoch nicht die Anziehungskräfte der Spiegelladungen in den Elektroden. Einige Ergebnisse der Simulationen sind in Tabelle 4.3 und in den Bildern 4.2 bis 4.18 dargestellt.

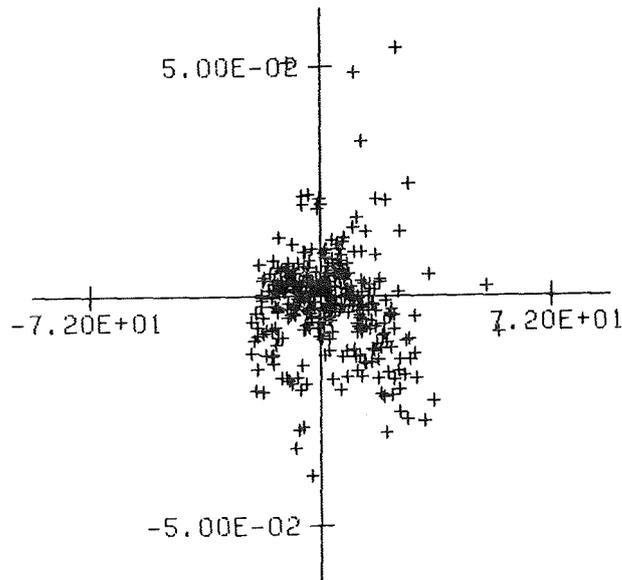


Bild 4.2: Teilchenverteilung am Ausgang des Referenz-RFQ über $\phi - \phi_s$ (Grad) und $W - W_s$ (MeV)

Eingeschossener Strom	I_i/mA	0	110	0	110
transv. Eingangsemittanz, $\pi\cdot\text{mm}\cdot\text{mrad}$, normiert, total	$\varepsilon_i(100\%)$	1	1	2	2
normiert, rms	$\varepsilon_i(\text{rms})$	0.165	0.165	0.330	0.330
transv. Ausgangsemittanz, $\pi\cdot\text{mm}\cdot\text{mrad}$, normiert, rms	$\varepsilon_f(\text{rms})$	0.175	0.405	0.353	0.519
Transmission	T	99%	97%	100%	97%
halbe Phasenweite am Ausgang:					
100% der Teilchen	$\Delta\phi(100\%)$	25°	42.5°	25°	47.5°
95% der Teilchen	$\Delta\phi(95\%)$	19.6°	23.8°	20.5°	23.3°
90% der Teilchen	$\Delta\phi(90\%)$	17.1°	20.7°	17.5°	20.2°
halbe Energieweite/keV am Ausgang:					
100% der Teilchen	$\Delta W(100\%)$	90	48	85	48
95% der Teilchen	$\Delta W(95\%)$	65	23	66	25
90% der Teilchen	$\Delta W(90\%)$	55	17	55	20
mittlere Anzahl von Teilchen- schwingungen im gesamten RFQ:					
x-Richtung	N_x	7.85	2.15	7.85	3.05
y-Richtung	N_y	7.80	2.22	7.81	3.07
ϕ -Richtung	N_ϕ	4.18	1.28	4.16	1.57
max. und min. Tunes:					
transversal, Anfang Sh	$\sigma_{t,\text{max}}$	57°	20°	60°	28°
longitudinal, im GB	$\sigma_{l,\text{max}}$	42°	15°	44°	18°
transversal, im GB	$\sigma_{t,\text{min}}$	49°	13°	50°	18°
longitudinal, Anfang Sh	$\sigma_{l,\text{min}}$	0	0	0	0

Tabelle 4.3 Ergebnisse von PARMTEQ-Simulationen beim Referenzentwurf
(Abkürzungen wie in Tab. 4.2)

Die Anzahlen der Teilchenschwingungen sind jeweils über alle Teilchen, die Tunes über alle Teilchen und über 10 Zellen gemittelt. Ohne Raumladungseinfluß stimmen die aus der Simulation ermittelten mit den nach Gl.(1.12) berechneten transversalen Tunes gut überein;

der maximale longitudinale Tune ist größer als nach Gl.(1.15). Bei $I_1=110$ mA gehen von den eingeschossenen 360 Teilchen 4 radial verloren ($|x|>a$ oder $|y|>a$) und 6 longitudinal (nach dem etwas willkürlichen Kriterium $W-W_s < -0.1$ MeV). Letztere kommen mit zu niedriger Energie aus dem RFQ heraus und werden bei den übrigen Ergebnissen nicht berücksichtigt. Die Transmission $350/360 = 97\%$ entspricht einem Ausgangsstrom beschleunigter Teilchen von 107 mA.

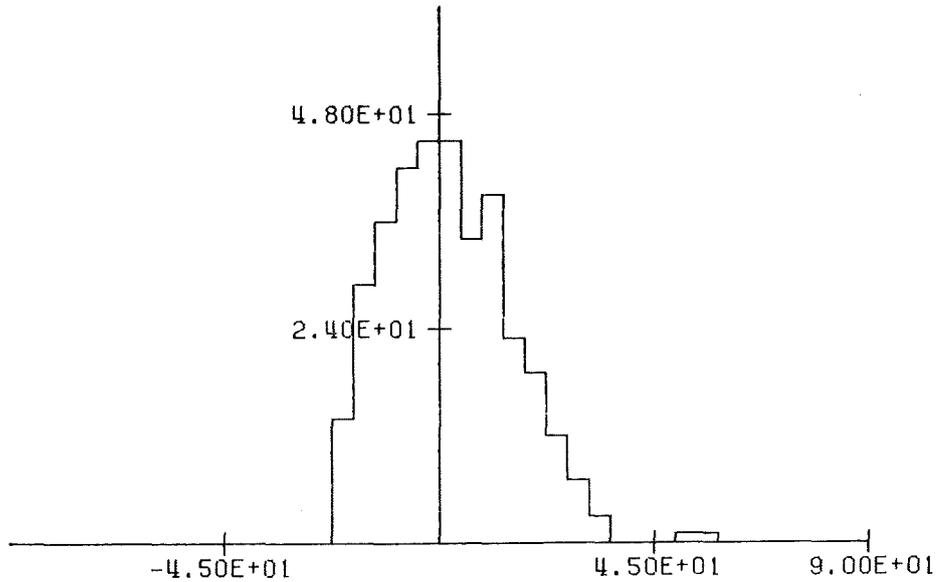


Bild 4.3: Teilchenverteilung am Ausgang des Referenz-RFQ über $\phi - \phi_s$ (Grad)

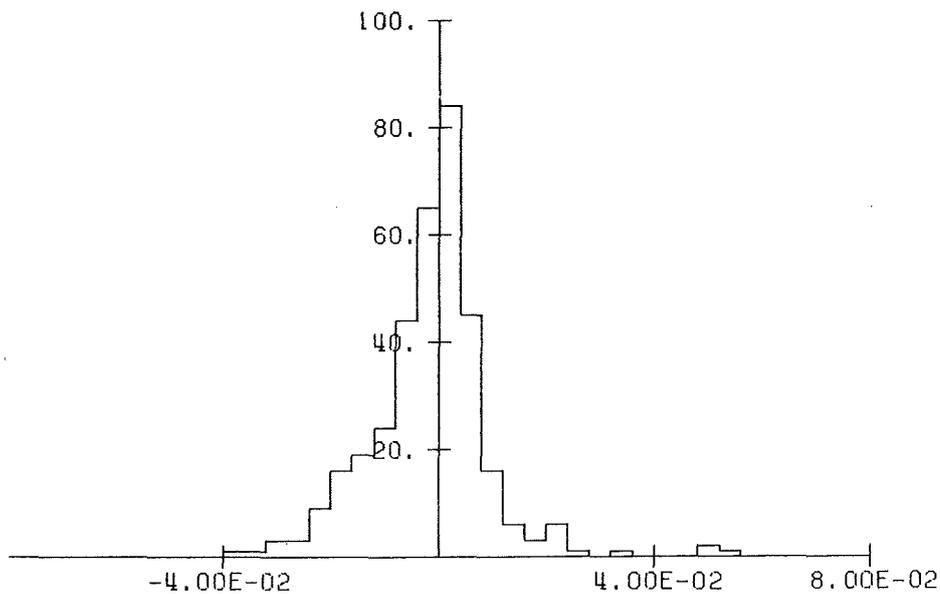


Bild 4.4: Teilchenverteilung am Ausgang des Referenz-RFQ über $W - W_s$ (MeV)

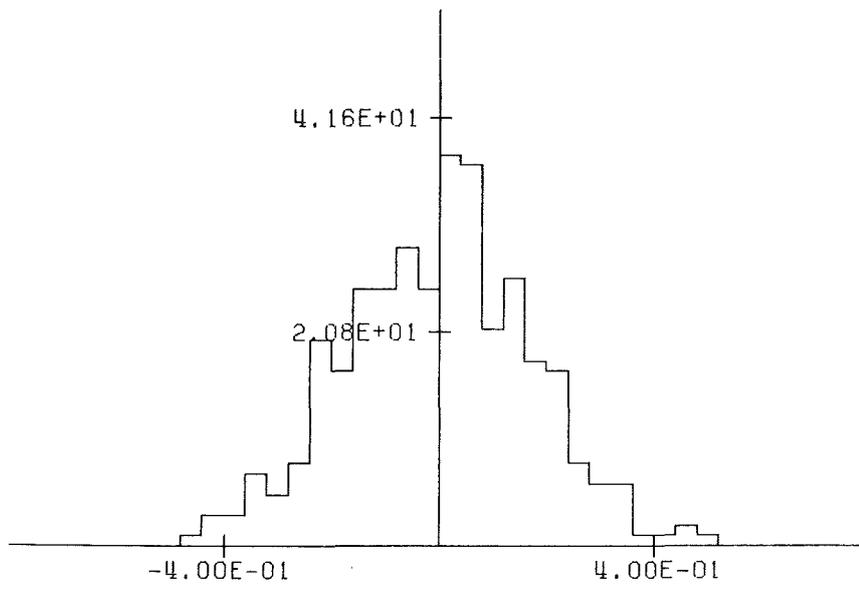


Bild 4.5: Teilchenverteilung am Ausgang des Referenz-RFQ über x (cm)

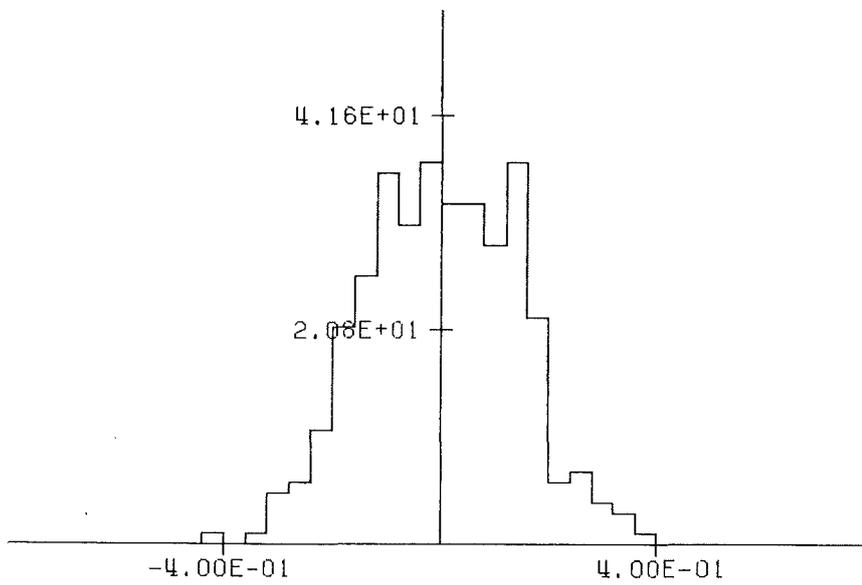


Bild 4.6: Teilchenverteilung am Ausgang des Referenz-RFQ über y (cm)

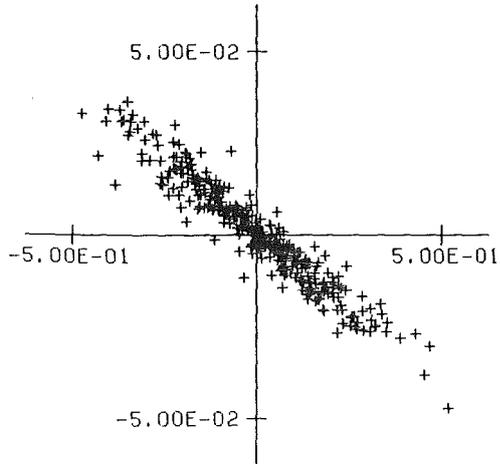


Bild 4.7: Teilchenverteilung am Ausgang des Referenz-RFQ über x (cm) und x' (rad)

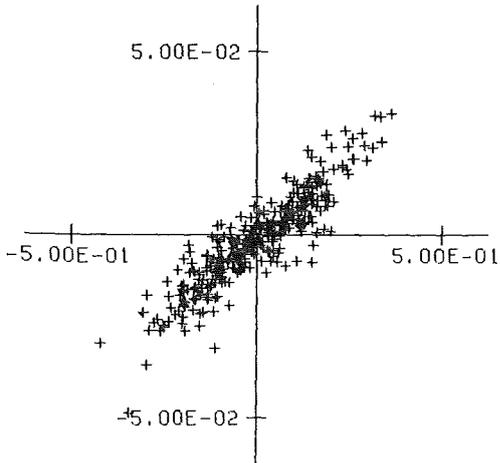


Bild 4.8: Teilchenverteilung am Ausgang des Referenz-RFQ über y (cm) und y' (rad)

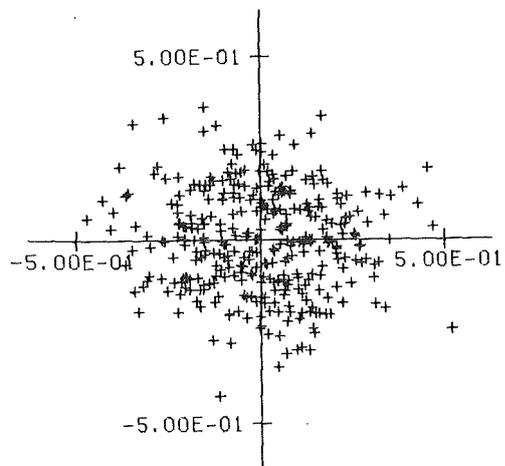


Bild 4.9: Teilchenverteilung am Ausgang des Referenz-RFQ über x und y (cm)

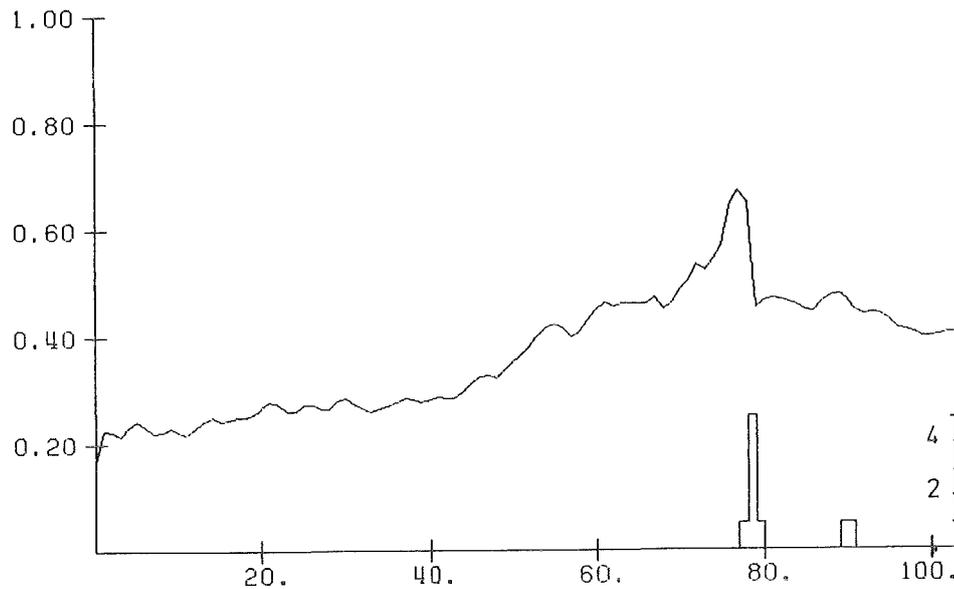


Bild 4.10: Transversale zeitliche normierte rms-Emittanz ($\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$, linke Achse) und Teilchenverluste (rechte Achse) im Referenz-RFQ über der Nummer der HF-Halbperioden

Die Angabe von berechneten totalen Emittanzen (z.B. 100% oder 90% der Teilchen) ist nicht sonderlich sinnvoll /52,77/, da diese zufällig mit der Anzahl der Makroteilchen und deren Anfangskoordinaten, sowie über z stark schwanken können; deshalb wurden nur rms-Ausgangsemittanzen angegeben. Das Verhältnis zwischen 100%- und rms-Emittanz hängt von der Teilchenverteilung im Phasenraum ab und beträgt 6 bei der oben beschriebenen Einschußverteilung.

Die Bilder 4.2 bis 4.9 zeigen Teilchenverteilungen am Ausgang (direkt am Ende der letzten Zelle) des Referenz-RFQ für $I_i = 110 \text{ mA}$ und $\varepsilon_i(100\%) = 1 \cdot \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ als Histogramme über jeweils eine Koordinate bzw. als Punktwolke über zwei Koordinaten. Die Einheiten sind cm (x, y), rad (x', y'), Grad ($\phi - \phi_s$) und MeV ($W - W_s$).

Da in einem RFQ die Fokussierungskraft zeitabhängig ist, ist die in einer Ebene $z = \text{const}$ auftretende Teilchenverteilung im sechsdimensionalen Phasenraum zeitabhängig. Dadurch ist jede in einer Ebene $z = \text{const}$ ermittelte transversale Emittanz größer als die zu dem zugehörigen festen Zeitpunkt $t = \text{const}$ errechnete, an dem das

Synchronteilchen durch besagte Ebene tritt, und zwar um so mehr, je größer die Phasenweite der Bunche ist. Am Anfang des Shapers, wo die Phasenweite der Bunche 2π beträgt, ist die örtliche Emittanz um einen Faktor 2-3 größer als die zeitliche; in der Accelerator-Sektion, wo der Strahl gut gebuncht ist, beträgt der Unterschied nur noch wenige Prozent. Bild 4.10 zeigt den Verlauf des Mittelwerts $\sqrt{\varepsilon(x,x') \cdot \varepsilon(y,y')}$ der transversalen zeitlichen rms-Emittanz über der Nummer der RFQ-Zelle bzw. der zugehörigen HF-Periode. Anhand der außerdem dargestellten Teilchenverluste sieht man, daß diese die Emittanz gelegentlich, aber nicht zwangsläufig verkleinern.

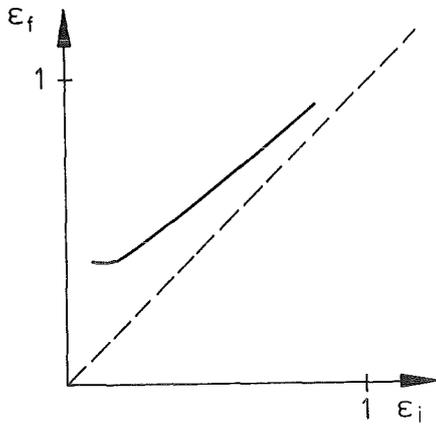


Bild 4.11: Transversale Ausgangsemittanz des Referenz-RFQ über der Eingangsemittanz (jeweils normiert, rms, Einheit: $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$); gestrichelt: $\varepsilon_f = \varepsilon_i$ (Idealfall); $I_i = 110 \text{ mA}$

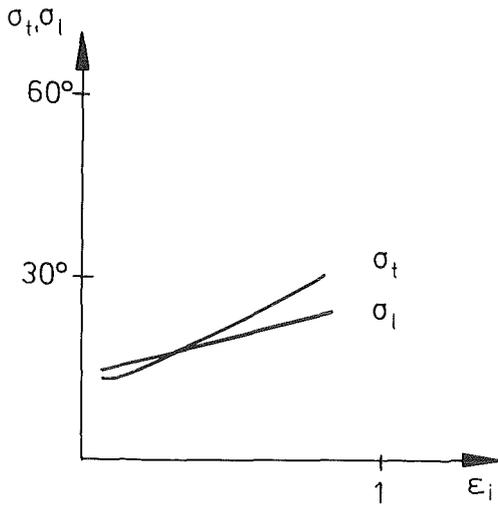


Bild 4.12: Transversaler und longitudinaler Tune im Gentle Buncher über der Eingangsemittanz (normiert, rms, Einheit: $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$); $I_i = 110 \text{ mA}$

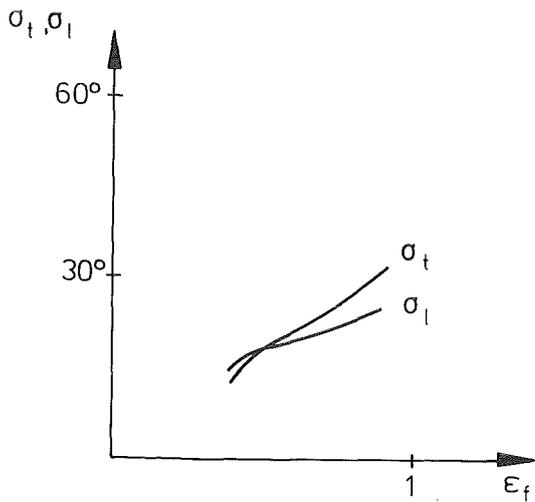


Bild 4.13: Transversaler und longitudinaler Tune im Gentle Buncher über der Ausgangsemittanz (normiert, rms, Einheit: $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$); $I_i = 110 \text{ mA}$

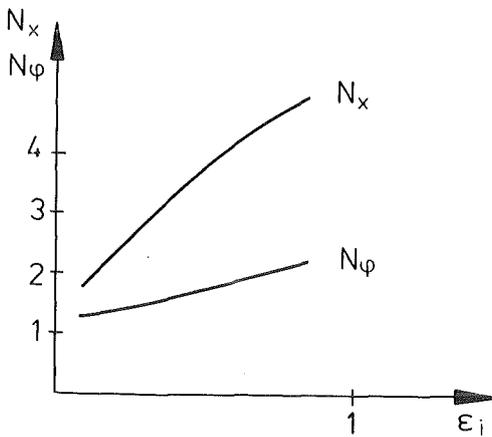


Bild 4.14: Anzahlen der Teilchenschwingungen im Referenz-RFQ über der Eingangsemittanz (normiert, rms, Einheit: $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$); $I_i = 110 \text{ mA}$

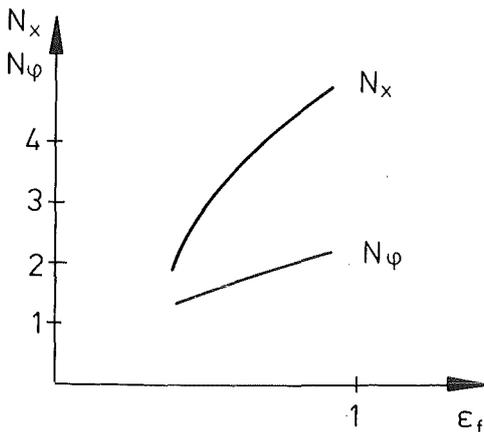


Bild 4.15: Anzahlen der Teilchenschwingungen im Referenz-RFQ über der Ausgangsemittanz (normiert, rms, Einheit: $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$); $I_i = 110 \text{ mA}$

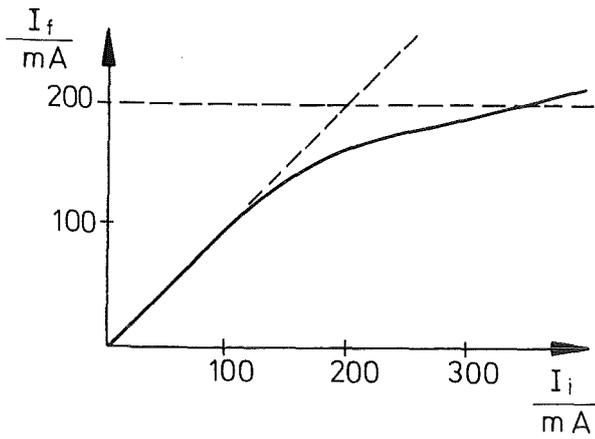


Bild 4.16: Ausgangsstrom über dem eingeschossenen Strom; gestrichelt: erwartete Asymptoten; $\varepsilon_i(100\%) = 1 \cdot \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$

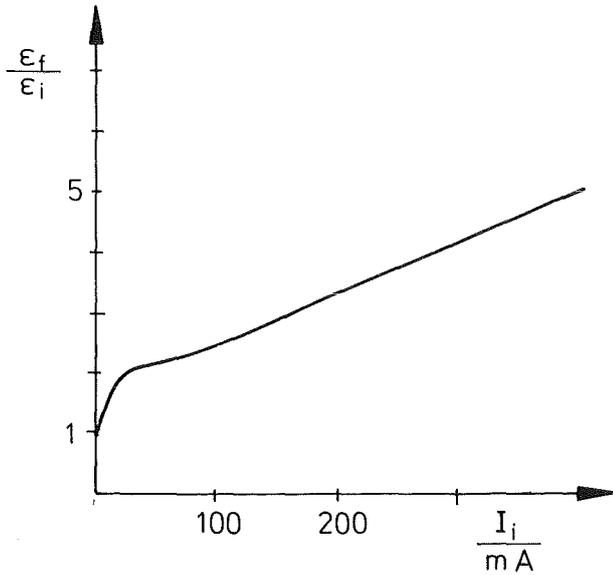


Bild 4.17: Vergrößerung der transversalen Emittanz im Referenz-RFQ über dem eingeschossenen Strom;

$\varepsilon_i(100\%) = 1 \cdot \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$

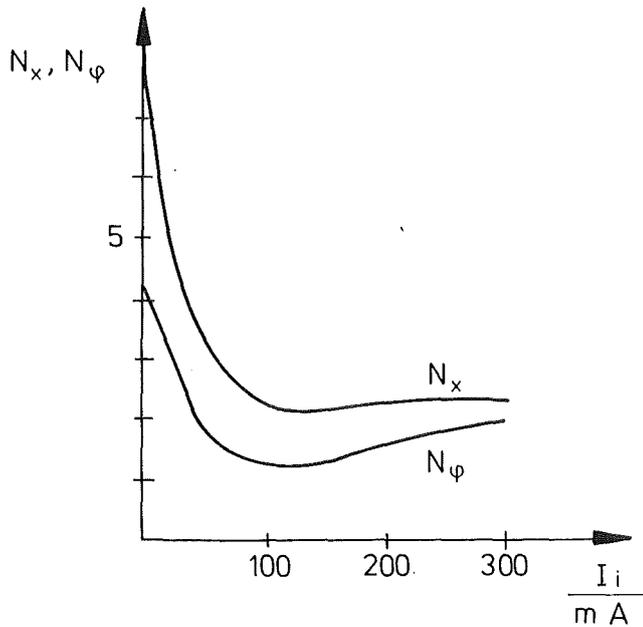


Bild 4.18: Anzahlen der Teilchenschwingungen im Referenz-RFQ über dem eingeschossenen Strom; $\varepsilon_i(100\%) = 1 \cdot \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$

Bei einem festgehaltenen Strom von 110 mA wurde die Emittanz des eingeschossenen Strahls variiert. In Bild 4.11 ist die Ausgangsüber der Eingangsemittanz aufgetragen. Man sieht, daß eine Verkleinerung der rms-Eingangsemittanz unter $0.2 \cdot \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ keine wesentliche Verkleinerung der Ausgangsemittanz bringt. Die transversalen Tunes im Gentle Buncher gehen ungefähr linear mit den Emittanzen, wie die Bilder 4.12 und 4.13 zeigen. In den Bildern 4.14 und 4.15 sind die mittleren Anzahlen der Teilchenschwingungen im ganzen RFQ über der Eingangs- bzw. Ausgangsemittanz aufgetragen.

Wird bei festgehaltener Eingangsemittanz der eingeschossene Strom I_i variiert, so ergibt sich der Verlauf des Ausgangsstroms nach Bild 4.16 mit einem Sättigungswert in der Nähe der Grenzströme, wie zu erwarten. Die Bilder 4.17 und 4.18 zeigen die Abhängigkeit der Emittanzvergrößerung $\varepsilon_f/\varepsilon_i$ und der Anzahlen der Teilchenschwingungen vom eingeschossenen Strom.

Nach /76/ ist eine Restwelligkeit von 10^{-3} der Versorgungsspannung (50 kV) der Ionenquelle gut machbar, 10^{-4} jedoch nicht. Zur Ermittlung der Auswirkung dieser Schwankungen auf das Strahlverhalten wurden Rechnersimulationen mit $I_i = 110 \text{ mA}$, $\varepsilon_i(100\%) = 1 \cdot \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ und einer um 50 eV erhöhten bzw. erniedrigten Einschußenergie durchgeführt und die Ausgangsemittanzen sowie die Courant-Snyder-Strahlparameter α , β und γ mit den entsprechenden Größen des ungestörten Falls verglichen. Es wurde gefunden, daß die Transmission des RFQ um ca. $\pm 1\%$ und die transversale rms-Emittanz am RFQ-Ausgang um etwa $\pm 6\%$ schwankt. Wenn die fokussierenden Elemente in den hinter dem RFQ folgenden Teilen des Linearbeschleunigers so eingestellt sind, daß der Strahl überall angepaßt ist, wenn er mit 50 keV in den RFQ eingeschossen wurde, so führen die Strahleinhüllenden Schwingungen aus, wenn bei Einschuß mit abweichender Energie die Courant-Snyder-Strahlparameter am RFQ-Ausgang verändert sind. In /75/ ist beschrieben, wie sich die Amplituden dieser Schwingungen aus den Abweichungen der Strahlparameter α , β und γ von den idealen Werten errechnen lassen. Mit der halben Abmessung R eines Bunches in einer beliebigen Koordinatenrichtung ergab sich keine relative Schwingungsamplitude $\Delta R/R$ größer als 11%. Hieraus kann geschlossen werden, daß eine Welligkeit der Einschußenergie von 50 eV tolerabel ist.

Simulationen mit $I_i=110$ mA, $\varepsilon_i(100\%)=1\cdot\pi\cdot\text{mm}\cdot\text{mrad}$ und verschiedenen Elektrodenspannungen V ergaben, daß die Transmission über 90% lag für Elektrodenspannungen zwischen 95% und 150% des Nennwerts. Die Ausgangsemittanz lag dabei zwischen 5% unter und 50% über derjenigen bei Nennspannung. Zur Ermittlung der notwendigen Stabilität der HF-Amplitude im RFQ wurden für geringe Abweichungen der Elektrodenspannung vom Nennwert die Amplituden der Schwingungen der Strahleinhüllenden ermittelt. Bei Abweichungen von $\pm 1\%$, entsprechend der Regelgenauigkeit bei bisherigen Linearbeschleunigern, ergaben sich Werte für $\Delta R/R$ bis 16%, bei $V\pm 0.1\%$, wie für die SNQ vorgesehen /73/, lagen alle $\Delta R/R$ unter 9%.

Bei einigen Simulationen wurde ein Strahl mit $I_i=0$ bzw. 110 mA, einer normierten 100%-Emittanz von $1\cdot\pi\cdot\text{mm}\cdot\text{mrad}$ und einer transversalen Versetzung $\Delta x_i = 0.5$ mm bzw. einem Winkelfehler $\Delta x_i' = 0.01$ rad eingeschossen. Ein versetzter oder schiefer Einschub kann sich durch einen Fehler bei der Justierung von Niederenergiestrahltransport und RFQ ergeben; eine Versetzung ist jedoch auch bis auf die Lage der Koordinatenachsen und der Aperturbegrenzungen äquivalent einem Einschub auf der Strukturachse bei Vorhandensein einer Verschiebung der elektrischen Achse um Δx_i durch Beimischung eines Dipolmodes. Da die Teilchenbewegung in Linearbeschleunigern ungedämpft ist und oft als in den verschiedenen Koordinatenrichtungen entkoppelt angesehen wird, erwartet man, daß ein schief oder versetzt eingeschossener Strahl im RFQ Schwingungen mit dem Tune σ_0 ohne Raumladung durchführt (denn auf der Achse des Strahls wirkt keine Raumladungskraft) und deshalb den RFQ schief und/oder versetzt verläßt. Tabelle 4.4 zeigt die Ergebnisse dieser Simulationen. Bei versetztem Einschub hatte der Strahl am RFQ-Ausgang keinen Winkelfehler und die Versetzung Δx_f betrug nur noch etwa ein Viertel des Anfangswerts. Die Ausgangsemittanz hatte sich um maximal 10% gegenüber dem ungestörten Fall vergrößert; die Anzahlen der Teilchenschwingungen waren bei $I=0$ unverändert, bei $I_i=110$ mA in x-Richtung etwas erhöht.

Eingeschossener Strom	I_i /mA	0	110	0	110
Strahlversatz am Eingang	Δx_i /mm	0.50	0.50	0	0
Winkelfehler am Eingang	$\Delta x_i'$	0	0	0.01	0.01
Strahlversatz am Ausgang	Δx_f /mm	0.12	0.15	-0.021	-0.043
Winkelfehler am Ausgang	$\Delta x_f'$	0	0	0.0023	0.0044
transv. Eingangsemittanz, π •mm•mrad,					
normiert, total	ε_i (100%)	1	1	1	1
normiert, rms	ε_i (rms)	0.165	0.165	0.165	0.165
transv. Ausgangsemittanz, π •mm•mrad,					
normiert, rms	ε_f (rms)	0.193	0.432	0.186	0.411
Transmission	T	100%	97%	99%	97%
halbe Phasenweite am Ausgang:					
100% der Teilchen	$\Delta\phi$ (100%)	27.5°	32.5°	27.5°	30.0°
95% der Teilchen	$\Delta\phi$ (95%)	19.1°	23.8°	19.7°	22.0°
90% der Teilchen	$\Delta\phi$ (90%)	16.7°	20.0°	17.3°	19.8°
halbe Energieweite/keV am Ausgang:					
100% der Teilchen	ΔW (100%)	85	45	88	42
95% der Teilchen	ΔW (95%)	65	25	65	22
90% der Teilchen	ΔW (90%)	55	18	55	19
mittlere Anzahl von Teilchenschwingungen:					
x-Richtung	N_x	7.84	2.55	7.85	2.57
y-Richtung	N_y	7.81	2.13	7.80	2.15
ϕ -Richtung	N_ϕ	4.16	1.37	4.17	1.27

Tabelle 4.4 Strahlverhalten bei versetztem bzw. schiefen Einschub
(ungestörter Fall siehe Tab. 4.3)

Hinter dem RFQ liegt zwangsläufig eine Driftstrecke, d.h., dort wirken keine äußeren Kräfte auf den Strahl. Um herauszufinden, wo der Strahl wieder transversal durch einen magnetischen Quadrupol bzw. longitudinal durch einen Rebuncher fokussiert werden muß, wurde das Strahlverhalten in einer Driftstrecke hinter dem Referenz-RFQ in

einer Simulation mit PARMTEQ ermittelt. In dieser Rechnung wurde in den RFQ ein Strahl mit $I_i=110$ mA und $\epsilon_i(100\%) = 1 \cdot \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ eingeschossen. Die Strahlraten am Ende der RFQ-Elektroden und nach verschiedenen Driftstrecken sind in Tabelle 4.5 festgehalten. Die Bunchabmessungen $\Delta\phi$, ΔW , x_{max} und y_{max} gelten jeweils für 90% der Teilchen. Der Courant-Snyder-Parameter α gibt an, wie stark der Strahl fokussiert ($\alpha>0$) bzw. defokussiert ($\alpha<0$) ist.

Länge der Driftstrecke/cm	0	10	22	30	50
halbe Phasenweite:					
$\Delta\phi(90\%)$	20.7°	20.6°	22.0°	24.3°	30.0°
halbe Energieweite:					
$\Delta W(90\%)/\text{keV}$	16.7	19.0	28.7	34.2	45.2
α_ϕ	-0.1	-0.3	-1.2	-1.7	-2.6
long. Emittanz, $\pi \cdot \text{Grad} \cdot \text{keV}$,					
90%	346	346	382	489	570
rms	142	146	160	174	191
x_{max}/cm	0.36	0.22	0.31	0.44	0.84
α_x	3.3	0.0	-1.4	-2.9	-6.4
y_{max}/cm	0.30	0.50	0.79	1.00	1.63
α_y	-2.1	-1.7	-4.0	-5.9	-9.8
transv. Emittanz, $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$,					
normiert, rms	0.405	0.422	0.433	0.457	0.518

Tabelle 4.5 Strahlverhalten in einer Driftstrecke hinter dem Referenz-RFQ

Der Strahl kommt in y-Richtung defokussiert und in x-Richtung fokussiert aus dem RFQ heraus; der "Brennpunkt" in der x-Ebene liegt in 10 cm Entfernung. Longitudinal sind die Bunche am RFQ-Ausgang weder fokussiert noch defokussiert ($\alpha \approx 0$). Der Alvarez benötigt eine Phasenweite von $\pm 22^\circ$ beim Einschub /77/. Werden keine weiteren fokussierenden Elemente vorgesehen, darf also der Abstand zwischen RFQ-Ende und Alvarez höchstens ca. 22 cm betragen.

Ein Strahlpulsformer benötigt eine Länge von 1-2 m /74/, daher sind Rebuncher notwendig. Nach /80/ verlangt ein Rebuncher, der ohne Oberharmonische arbeitet, für einen hohen Einfangwirkungsgrad eine Phasenweite der eingeschossenen Bunche von höchstens $\pm 30^\circ$. Aus Tabelle 4.5 folgt dann, daß der Abstand zwischen RFQ und dem ersten Rebuncher höchstens 50 cm betragen kann. Daher ist vor und hinter dem Strahlpulsformer je ein Rebuncher zu plazieren; da diese den Strahl im Gegensatz zum RFQ longitudinal fokussieren (konvergent machen), kann der maximal mögliche Abstand zwischen ihnen mindestens etwa doppelt so groß sein wie der maximale Abstand zwischen dem RFQ und dem ersten Rebuncher.

Die maximal zulässigen Abstände L_1 zwischen dem RFQ und dem Alvarez oder ersten Rebuncher bzw. L_2 zwischen zwei Rebunchern lassen sich unter Vernachlässigung der Raumladungskräfte in linearer Näherung angeben /79,80/:

$$(4.2) \quad L_1 = \sqrt{\beta_f(\beta_1 - \beta_f)}$$

$$(4.3) \quad L_2 = \beta_2, \text{ wenn } \beta_3 = \beta_2,$$

wobei die Größen β_f , β_1 , β_2 und β_3 die maximal erlaubten longitudinalen Courant-Snyder-Strahlparameter β am RFQ-Ausgang, am Ende der ersten Driftstrecke (Eingang des Alvarez bzw. ersten Rebunchers), am Ausgang des ersten Rebunchers und am Eingang des zweiten Rebunchers sind. Der Zusammenhang zwischen β und der halben Phasenweite $\Delta\phi$ lautet

$$(4.4) \quad (\Delta\phi)^2 = 2f\beta\varepsilon/(mv^3)$$

wobei v die Teilchengeschwindigkeit und ε die unnormierte longitudinale Emittanz im ϕ -W-Raum ist. Mit $\varepsilon = 346 \pi \cdot \text{Grad} \cdot \text{keV}$ ergibt sich aus Gl.(4.2) für die Vergrößerung der Phasenweite von 20.7° (RFQ-Ausgang) auf 22° (Forderung für Alvarez-Eingang) eine maximal zulässige Driftstreckenlänge L_1 von 60 cm sowie von 1.70 m für eine Vergrößerung von 20.7° auf 30° (Rebuncher-Forderung). Der maximale Abstand zwischen zwei Rebunchern beträgt nach Gl.(4.3) $L_2 = 3.41$ m. Diese Längen sind etwa drei mal so groß wie die nach Tabelle 4.5 geschätzten. Aus diesen Diskrepanzen und auch aus den beobachteten

Emittanzvergrößerungen kann man schließen, daß obige Formeln zu optimistische Abschätzungen darstellen und daß für den Entwurf der Übergangsstrecke zwischen RFQ und Alvarez die Raumladungskräfte zu berücksichtigen sind, und daß es empfehlenswert ist, gleich hinter dem RFQ den Strahl zur Verringerung des Raumladungseinflusses transversal aufzuweiten.

Formelzeichen

A	Effizienz der Beschleunigung (1.1),(1.2),(1.4); Massenzahl (1.27)
\underline{A}	Koeffizientenvektor mit Elementen A_n
a	Aperturradius
α	Winkel; Courant-Snyder-Parameter (s. Kap.1.1)
B	Fokussierungsstärke, Parameter in Mathieu-Dgl. (1.8), (1.9)
\underline{B}	Koeffizientenvektor mit Elementen B_n
b	Außenradius eines Resonators
β	Courant-Snyder-Parameter (s. Kap.1.1)
β	= v/c = Teilchengeschwindigkeit/Lichtgeschwindigkeit
β_G	β am Ende der Gentle Buncher Section
C'	Kapazitätsbelag beim Split-Coaxial-Resonator /54,55/
C'	Kapazitätsbelag von 2 RFQ-Elektroden
C_u	= $2C'$ Kapazitätsbelag von 3 RFQ-Elektroden /13/
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
cs	Winkelfunktionen (2.13)
d	Dicke einer Zwischenwand
Δ	Defokussierung, Parameter in Mathieu-Dgl. (1.8), (1.10)
Δb	Fehler des Außenradius einer Kammer
$\Delta\phi$	halbe Phasenweite von Bunchen
$\Delta\ell$	seitl. Verschiebung einer Elektrode (geometrischer Fehler)
ΔW	halbe Energieweite von Bunchen
Δx	Verschiebung der elektrischen Achse als Folge von $\Delta\ell$
Δx	Versetzung eines Strahls gegenüber der RFQ-Achse
$\Delta x'$	Winkelfehler eines Strahls gegenüber der RFQ-Achse
δ	Verschiebung der elektrischen Achse als Folge von Rechenfehlern
E	elektrische Feldstärke; Zahlenwert der Kilpatrick-Feldstärke
E_{Kilp}	Kilpatrick-Feldstärke
E_{max}	maximal zulässige el. Feldstärke
E'	Gradient der el. Feldstärke $\partial E/\partial r$
exp	Exponentialfunktion
ε	Emittanz
ε_0	absolute Elektrizitätskonstante
ε_b	rel. Fehler des Außenradius einer Kammer
ε_v	rel. Fehler des Winkelanteils v einer Kammer
F	Kraft
F'	Kraftgradient $\partial F/\partial r$

$F(a,m)$	Zielfunktion für Minimumsuche
f	Frequenz; Zahlenwert der Frequenz (1.30)
f	als Index: final, am Ende eines RFQ
f_x	Frequenz der geglätteten Transversalbewegung der Teilchen
f_ϕ	Frequenz der Phasenschwingungen der Teilchen
f,g	Zielfunktionen bei Modenanpassungsverfahren
Φ	elektrostatisches Potential (1.1)
Φ	Phasenlänge der Separatrix (3.3)
ϕ	Phasenwinkel, Teilchenphase
ϕ'	= $d\phi/dz$
ϕ_s	Sollphase (Synchronphase, Phase des Synchronteilchens)
g	Abstand zweier Elektroden
g_1	Schlitzweite
γ	Courant-Snyder-Parameter (s. Kap.1.1)
H	magnetische Feldstärke
I	elektrischer Strom
I_n	modifizierte Besselfunktion n-ter Ordnung
i	als Index: initial, am Anfang eines RFQ
J_n	Besselfunktion n-ter Ordnung
J'	Ableitung einer Besselfunktion nach dem gesamten Argument
k	natürliche Zahl; Kammer-Nr.
k	= $2\pi/(\beta\lambda)$ = Wellenzahl einer Beschleunigungsstruktur
k_c	Cutoff-Wellenzahl eines Resonator-Modus
κ	Belegungsfaktor beim Split-Coaxial-Resonator /54,55/
L	Länge eines Resonators
L_R	Länge der Radial Matching Section
L_S	Länge des Shapers
ℓ	Bunchlänge; ganze Zahl ≥ 0 ; als Index: longitudinal
Λ_1, Λ_2	Shaper-Parameter, s. Bild 3.1
λ	Freiraumwellenlänge c/f
\underline{M}	quadrat. Koeffizientenmatrix eines linearen Gleichungssystems
M	Teilchenmasse
m	ganze Zahl ≥ 0 ; Elektroden-Modulationsfaktor (1.4), Bild 1.1
μ_0	absolute Permeabilität
N	Anzahl der Teilchenschwingungen auf der gesamten RFQ-Länge (Index = Schwingungsrichtung)
n	ganze Zahl ≥ 0
ν	allgem. Ordnung einer Bessel- oder Neumannfunktion (2.13)

ω	Winkelfrequenz
P	Leistung
P_V	Verlustleistung
P_V'	Verlustleistung pro Länge
Q	Ladungszahl; Ladung eines Bunches
q	Ladung eines Teilchens
R	Strahl- oder Bunchradius; Krümmungsradius einer Elektrode
R_P	Widerstand im Parallelersatzschaltbild eines Resonators
r_0	charakteristischer Aperturradius (1.1), (1.2), (1.3), Bild 1.1
r_a	Außenradius eines Split-Coaxial-Resonators /54,55/
r_i	Innenradius eines Split-Coaxial-Resonators /54,55/
r, ψ, z	Zylinderkoordinaten (z =Längsrichtung von Linearbeschleunigern)
S_V	Empfindlichkeit der Elektrodenspannungen gegenüber $\Delta\ell$
s	Abstand von Haltern \approx Schlitzlänge, s. Bild 2.16
s	als Index: synchron (mit der beschleunigenden Welle)
σ	Tune = Phasenvorschub pro Fokussierungsperiode, (1.12) bis (1.16)
T	$= I_f/I_i =$ Transmission
t	Zeit; als Index: transversal
τ	normierte Zeit $f \cdot t$
U_{inj}	Beschleunigungsspannung eines Gleichspannungsvorbeschleunigers
V	Spannung zwischen Elektroden (1.1); Volumen
v	Anteil einer Kammer am Winkel 90° ; Teilchengeschwindigkeit
W	Energie eines Teilchens; in einem Resonator gespeicherte Energie
X	Effizienz der Fokussierung
x, y, z	Kartesische Koordinaten
x'	$= dx/dz$
y'	$= dy/dz$
Y_n	Neumannfunktionen (Weberfunktionen)
Z_{eff}	effektive Shuntimpedanz (3.7), (4.1)
Z_F	Feldwellenwiderstand, $\approx 377 \Omega$
Z_n^k	Linearkombination von Bessel- und Neumannfunktionen in der Kammer k
Z'	Ableitung der Funktion Z nach dem gesamten Argument
$ \dots $	Betrag (Absolutwert)

Literatur

- 1 P.M. Lapostolle, A.L. Septier (Hg.): Linear Accelerators, North-Holland 1970
- 2 V.V. Vladimirskij, Prib. Tekh. Eksp. Nr.3, 35 (1956)
- 3 G.M. Anisimov, V.A. Teplyakov: Prib. Tekh. Eksp. Nr.1, 21 (1963)
- 4 V.A. Teplyakov: Prib. Tekh. Eksp. Nr.6, 24 (1964)
- 5 F. Fer, P. Lapostolle, C. Beith, A. Cabrespine: Proc. Int. Conf. on Linear Accelerators, Dubna Aug. 1963, Hg.: A.A. Kolomesky, A.B. Kusnetsov, A.N. Lebedev (Dubna: JINR)
- 6 I.M. Kapchinskij, V.A. Teplyakov: Linear Ion Accelerator with Spatially Homogeneous strong Focusing, transl. from Prib. Tekh. Eksp. No.2, 19-22, 1970
- 7 I.M. Kapchinskij, V.A. Teplyakov: Possibility of Reducing the Injection Energy and Increasing the Limit Current in an Ion Linear Accelerator, transl. from Prib. Tekh. Eksp. No.4, 17-19, 1970
- 8 I.M. Kapchinskij: Ionen-Linearbeschleuniger mit starker Hochfrequenzfokussierung, Strahldynamik in den Sektionen mit räumlich uniformer Fokussierung, Teil 1, INZH 72-29, Inst. f. Hochenergiephysik, Serpuchov 1972, Übersetzung: GSI Darmstadt Okt. 1976 (GSI-tr-14/76)
- 9 I.M. Kapchinskij: Linear Ion Accelerator with High-Frequency Strong Focusing, Beam Dynamics in Sections with Space-Uniform Focusing, Part 2, INZH 72-30, Inst. für Hochenergiephysik, Serpuchov 1972, Übersetzung: GSI Darmstadt Oktober 1981 (GSI-tr-81-13)
- 10 N.I. Golosai et al.: Tests on the Initial Section of an Accelerator with Quadrupole RF Focusing, transl. from Atomnaya Energiya, Vol. 39, Nr.2, 123-126, August 1975
- 11 V.A. Teplyakov: Proc. 5th All-Union Conf. on Part. Acc. 1976, Dubna (Moskau), 288 ff.
- 12 B.M. Gorshkov et al.: Startup of the URAL-15 Linear Proton Accelerator with Quadrupole RF Focusing, Sov. Phys. Tech. Phys. 22(11), transl. from Zh. Tekh. Fiz. 47, 2328-2331, Nov. 1977
- 13 I.M. Kapchinskij, N.V. Lazarev: The Linear Accelerator Structures with Space-Uniform Quadrupole Focusing, IEEE Trans. NS-26, Nr.3, June 1979
- 14 R.M. Vengrov et al.: The Pulsed Proton Prototype of a High Current Ion Linac, Proc. 1981 Linear Accelerator Conference, Santa Fe, NM, Oct. 19-23, 1981, LA-9234-C, 92-95
- 15 D.A. Swenson: Alternating Phase Focused Linacs, Particle Accelerators 7, 61-67 (1976)
- 16 A.W. Maschke: MEQALAC: A new Approach to Low Beta Acceleration,

BNL-51029, 1 June 1979, Brookhaven National Lab.

- 17 G. Gammel: First Results on BNL H⁻-MEQALAC, Proc. 1981 Lin. Acc. Conf. (vgl. 14), 89-92
- 18 K.R. Crandall, R.H. Stokes, T.P. Wangler: RF Quadrupole Beam Dynamics Design Studies, Proc. 1979 Linear Accelerator Conference, Montauk, NY, Sept. 10-14, 1979, Brookhaven Nat. Lab. Report BNL-51134, 205-216
- 19 C.W. Fuller, S.W. Williams, J.M. Potter: Mechanical Design Considerations in FMIT RFQ Development, Proc. 1979 Lin. Acc. Conf. (vgl. 18), 401-404
- 20 E.L. Kemp, D.J. Liska, M.D. Machalek: The Fusion Materials Irradiation Test (FMIT) Accelerator, Proc. 1979 Lin. Acc. Conf. (vgl. 18), 5
- 21 J.M. Potter: An RF Power Manifold for the Radio Frequency Quadrupole Linear Accelerator, Proc. 1979 Lin. Acc. Conf. (vgl. 18), 138-143
- 22 S.O. Schriber: High-Beta Linac Structures, Proc. 1979 Lin. Acc. Conf. (vgl. 18), 164
- 23 D.A. Swenson: Low-Beta Linac Structures, Proc. 1979 Lin. Acc. Conf. (vgl. 18), 129-136
- 24 S.W. Williams, G.W. Rodenz, F.J. Humphry, J.M. Potter: Voltage Breakdown Testing for the Radio-Frequency Quadrupole Accelerator, Proc. 1979 Lin. Acc. Conf. (vgl. 18), 144-147
- 25 R.H. Stokes, K.R. Crandall, J.E. Stovall, D.A. Swenson: RF Quadrupole Beam Dynamics, IEEE Trans. NS-26, 3469-3471
- 26 J.M. Potter, S.W. Williams, F.J. Humphry, G.W. Rodenz: Radio Frequency Quadrupole Accelerating Structure Research at Los Alamos, IEEE Trans. NS-26, 3745
- 27 A.W. Maschke: Space Charge Limits for Linear Accelerators, Brookhaven National Laboratory report BNL 51022 (May 1, 1979)
- 28 R.W. Hamm et al.: The RF Quadrupole Linac: A New Low-Energy Accelerator, Int. Conf. on Low Energy Ion Beams 2, Univ. of Bath, England, April 14-17, 1980
- 29 R.H. Stokes et al.: The Radio Frequency Quadrupole: General Properties and Specific Applications, XIth Int. Conf. on High Energy Accelerators, CERN, Geneva, July 7-11, 1980; Experimentia: Supplement 40, 399 (1980)
- 30 J.E. Stovall: The PIGMI Program at the Los Alamos Scientific Laboratory, LA-8525-SR, Status Report, September 1980
- 31 L.D. Hansborough et al.: The Radio Frequency Quadrupole Linac in a Heavy-Ion Fusion Driver System, 4th American Nuclear Society Meeting, King of Prussia, PA, Oct. 14-17, 1980, 1417-1419
- 32 T.P. Wangler, R.H. Stokes: The Radio-Frequency Quadrupole Linear

- Accelerator, 6th Conf. on the Application of Accelerators in Research and Industry, Nov. 3-5, 1980, Denton TX, IEEE Trans. NS-28, 1494-1499
- 33 T.P. Wangler: Space Charge Limits in Linear Accelerators, LA-8388, December 1980
 - 34 J.E. Stovall, K.R. Crandall, R.W. Hamm: Performance Characteristics of a 425-MHz RFQ Linac, IEEE Trans. NS-28, 1508-1510
 - 35 R.H. Stokes, T.P. Wangler, K.R. Crandall: The Radio-Frequency Quadrupole - A New Linear Accelerator, IEEE Trans. NS-28, 1999-2003
 - 36 K.R. Crandall, M. Pabst, R.H. Stokes, T.P. Wangler: Octupole Focusing in Transport and Acceleration Systems, Proc. 1981 Lin. Acc. Conf. (vgl. 14), 31-35
 - 37 J.M. Watson et al.: A 750 keV Linac for the AGS Polarized Proton Program, Proc. 1981 Lin. Acc. Conf. (vgl. 14), 306-308
 - 38 B.G. Chidley et al.: Design and Constraints for the ZEBRA Injector, RFQ and DTL, Proc. 1981 Lin. Acc. Conf. (vgl. 14), 49-52
 - 39 G.E. McMichael, B.G. Chidley: Beam Dynamics Studies of High Current RFQ and DTL Tanks, Proc. 1981 Lin. Acc. Conf. (vgl. 14), 149-152
 - 40 H. Lancaster: An Analytical Solution for the Electrical Properties of a Radio-Frequency Quadrupole (RFQ) with Simple Vanes, Proc. 1981 Lin. Acc. Conf. (vgl. 14), 293-295
 - 41 S.W. Williams, J.M. Potter: Vane Fabrication for the Proof-Of-Principle Radio-Frequency Quadrupole Accelerator, IEEE Trans. NS-28, 2967-2969
 - 42 G.P. Boicourt, R.A. Jameson, R.S. Mills: Matching the RF Quadrupole Beam to the Drift Tube Section in the FMIT Accelerator, Proc. 1981 Lin. Acc. Conf. (vgl. 14), 36-38
 - 43 D. Howard, H. Lancaster: Loop Coupling to a Radio Frequency Quadrupole Resonator (RFQ), Proc. 1981 Lin. Acc. Conf. (vgl. 14), 194-196
 - 44 A. Moretti et al.: Low Frequency RFQ Linacs for Heavy Ion Fusion, Proc. 1981 Lin. Acc. Conf. (vgl. 14), 197-199
 - 45 Y.Y. Kuo: Beam Dynamics in the Radio Frequency Quadrupole, IEEE Trans. NS-28, 3464-3466
 - 46 T. Tokuda et al.: RFQ Linac for the Numatron Project, IEEE Trans. NS-28, 3510-3512
 - 47 S. Yamada: Buncher Section Optimization of Heavy Ion RFQ Linacs, Proc. 1981 Lin. Acc. Conf. (vgl. 14), 316-318
 - 48 N. Tokuda, S. Yamada: New Formulation of the RFQ Radial Matching Section, Proc. 1981 Lin. Acc. Conf. (vgl. 14), 313-315
 - 49 N. Ueda et al.: An RFQ Linac for Heavy Ion Acceleration, Proc. 1981

- Lin. Acc. Conf. (vgl. 14), 299-301
- 50 D.A. Swenson: RFQ Linacs for Light- and Heavy-Ion Acceleration, KEK Preprint 81-15, September 1981 (Submitted to the 5th Symposium on Ion Source and Ion-Assisted Technology, Tokyo 1981)
 - 51 E. Boltezar et al.: Experimental RFQ as Injector to the CERN Linac 1, Proc. 1981 Lin. Acc. Conf. (vgl. 14), 302-305
 - 52 K.R. Crandall, J.M. Potter, R.H. Stokes, T.P. Wangler: private Mitteilungen
 - 53 J. Müller, A. Schempp: unveröffentlichter Bericht 1978, IAP Univ. Frankfurt/Main
 - 54 R.W. Müller: unveröffentlichter Bericht 1978, GSI Darmstadt
 - 55 R.W. Müller: Work on R.F. Quadrupole Focusing Structures at GSI, Proc. 1979 Lin. Acc. Conf. (vgl. 18), 148
 - 56 R. Lehmann: unveröffentlichter Bericht, 1980
 - 57 R.W. Müller et al.: Proton Model of a Heavy-Ion RFQ Linac, IEEE Trans. NS-28, 2862-2864
 - 58 R.W. Müller: unveröffentlichter Bericht 1981
 - 59 H. Klein et al.: Sparking Tests and Design Considerations for RFQ-Structures, IEEE Trans. NS-28, 2865-2866
 - 60 P. Junior et al.: A RFQ Concept Using Circular Rods, Proc. 1981 Lin. Acc. Conf. (vgl. 14), 81-83
 - 61 H. Klein et al.: Properties of a 0-Mode RFQ Structure and Recent Experimental Results, Proc. 1981 Lin. Acc. Conf. (vgl. 14), 96-98
 - 62 F. Kohlrausch: Praktische Physik, Band 2, 22. Aufl. 1968, 614 f.
 - 63 Paul, Steinwedel: Z. Naturforschung 8a, 448 (1953)
 - 64 Paul, Reinhard, v. Zahn: Z. Phys. 152, 143 (1958)
 - 65 R. Sauer, I. Szabó (Hg.): Mathematische Hilfsmittel des Ingenieurs, Teil I, 185 ff.
 - 66 N.W. McLachlan: Theory and Application of Mathieu Functions, 1953
 - 67 W.D. Kilpatrick: Rev. Sci. Instr. 28, 824 (1957)
 - 68 K. Mittag: On Parameter Optimization for a Linear Accelerator, KfK 2555, Jan. 1978
 - 69 K. Halbach, R.F. Holsinger: SUPERFISH - A Computer Program for Evaluation of RF Cavities with Cylindrical Symmetry, Particle Accelerators 1976, Vol.7, 213-222
 - 70 K. Halbach, R.F. Holsinger, W.E. Jule, D.A. Swenson: Properties of

- the Cylindrical RF Cavity Evaluation Code SUPERFISH, Proc. 1976 Proton Linear Accelerator Conference, Chalk River, Ontario, Sept. 14-17, 1976, Atomic Energy of Canada report AECL-5677, 122
- 71 G. Dammertz: Untersuchungen zu multiperiodischen Strukturen und zum Stabilitätsverhalten einer uniformperiodischen Struktur für supraleitende Separatoren, Dissertation, Februar 1973, KfK 1817
 - 72 L.C. Maier, J.C. Slater: Field Strength Measurements in Resonant Cavities, Journal of Applied Physics, Vol. 23, No. 1, Jan. 1952
 - 73 G.S. Bauer, H. Sebening, J.-E. Vetter, H. Willax: Realisierungsstudie zur Spallations-Neutronenquelle, 1981, Jül-Spez-113, KfK 3175, 3 Teile
 - 74 G. Schaffer: priv. Mitt., Jan. 1982
 - 75 J. Guyard, M. Weiss: Use of Beam Emittance Measurements in Matching Problems, Proc. 1976 Proton Lin. Acc. Conf. (vgl. 70), 254-258
 - 76 B. Piosczyk: priv. Mitt.
 - 77 K. Mittag: priv. Mitt.
 - 78 G. Dammertz: priv. Mitt.
 - 79 K. Bongardt: Funneling in Linear Accelerators, Proc. 1981 Lin. Acc. Conf. (vgl. 14), 167-170
 - 80 K. Bongardt: priv. Mitt.