

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

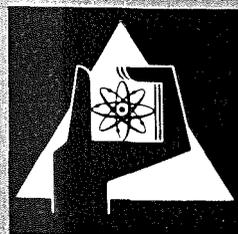
Juni 1977

KFK 2478

Institut für Experimentelle Kernphysik

**Entwicklung multiperiodischer π -Mode
Irisstrukturen für die Anwendung in einem
Hochfrequenz-Teilchenseparator**

W. Hauser



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2478

Institut für Experimentelle Kernphysik

ENTWICKLUNG MULTIPERIODISCHER π -MODE IRISSTRUKTUREN FÜR DIE
ANWENDUNG IN EINEM HOCHFREQUENZ-TEILCHENSEPARATOR⁺

Wolfgang Hauser

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

⁺ von der Fakultät für Physik der Universität (TH) Karlsruhe
genehmigte Dissertation

ZUSAMMENFASSUNG

Für die Auslegung von HF-Separatoren bietet die multiperiodische π -Mode Struktur entscheidende Vorteile gegenüber der $\pi/2$ -Mode Struktur. Zum einen erreicht man niedrigere magnetische H_p/E_0 und elektrische Spitzenfelder E_p/E_0 (E_0 = effektives ablenkendes Feld) und eine höhere transversale Shuntimpedanz R_t/Q (Q = Güte) durch einen π -Mode ähnlichen Arbeitsmode und zum anderen erhält man mehr feldvolle Zellen pro Längeneinheit.

In dieser Arbeit wurden multiperiodische π -Mode Strukturen für S-Band und X-Band Separatoren berechnet. Wegen höherem R_t/Q sind Strukturen mit drei kurzen gestörten Zellen gegenüber der Version mit einer langen gestörten Zelle vorzuziehen. Bei beiden Versionen liegt jedoch R_t/Q unter dem Wert des π -Modes. Mit steigender Periodenlänge L streben Shuntimpedanz, Geometriefaktor, Gruppengeschwindigkeit, magnetisches und elektrisches Spitzenfeld gegen die Werte der einfachen π -Mode Struktur.

Rechnung und Messung einer multiperiodischen π -Mode Struktur ($L = 26.25$ cm) ergaben, daß R_t/Q 20% unter und H_p/E_0 , E_p/E_0 40% über dem Wert des π -Modes lagen. Deshalb werden für einen Separator Strukturen mit einer größeren Periodenlänge L angestrebt, obwohl mit steigendem L die Gruppengeschwindigkeit kleiner wird und dadurch die Empfindlichkeit gegenüber Toleranzen erhöht wird.

ON THE DESIGN OF A MULTIPERIODIC IRIS-LOADED Π -MODE STRUCTURE FOR A RADIO-FREQUENCY PARTICLE SEPARATOR

ABSTRACT

For the layout of rf separators the multiperiodic π -mode structure offers great advantages over the $\pi/2$ -mode structure.

On the one hand lower magnetic H_p/E_0 and electric fields E_p/E_0 (E_0 = effective deflecting field) and higher transverse shuntimpedance R_t/Q (Q = quality factor) can be achieved through a working mode similar to a π -mode. On the other hand more field filled cells can be obtained per unit length.

In this paper multiperiodic π -mode structures for separators at S-band and X-band were evaluated. Because of higher R_t/Q structures with three short disturbed cells are preferable to the version with a long disturbed cell. Nevertheless, in both versions R_t/Q is smaller than in the π -mode. With rising period length L shunt-impedance, geometric factor, group velocity, magnetic and electric peak field approach the values of the simple π -mode structure.

Evaluation and measurement of a multiperiodic π -mode structure ($L= 26.25$ cm) showed that R_t/Q was 20% smaller and H_p/E_o , E_p/E_o was 40% higher than the value of the π -mode. Therefore for a separator structures with larger period length L are aimed at, although with increasing L the group velocity gets smaller enhancing so the sensitivity to tolerances.

I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

Seite

ZUSAMMENFASSUNG

<u>1. EINLEITUNG</u>	3
1.1 Prinzip eines Hf-Teilchenseparators mit zwei Deflektoren	3
1.2 Erklärung der für eine Separatorstruktur wichtigsten Begriffe	5
1.3 Motivation zur Entwicklung einer multiperiodischen π -Mode Separatorstruktur für das X-Band	6
1.3.1 Wahl einer hohen Arbeitsfrequenz	6
1.3.2 Wechsel vom $\pi/2$ -Mode zum π -Mode	7
1.3.3 Übergang auf die multiperiodische π -Mode Struktur	8
<u>2. ERLÄUTERUNG DER THEORIE ZUR BERECHNUNG DER EIGENFREQUENZ UND DER SHUNTIMPEDANZ EINER SEPARATORSTRUKTUR</u>	10
2.1 Aufteilung in Innen- und Außenraum	12
2.2 Anpassung der Felder	12
2.3 Berechnung der Shuntimpedanz	13
<u>3. RECHNERISCHE OPTIMIERUNG DER GEOMETRIE MULTIPERIODISCHER STRUKTUREN</u>	15
3.1 Festsetzung der Parameter	16
3.2 Dispersionsdiagramme multiperiodischer Strukturen mit geschlossener Frequenzlücke	16
3.3 Shuntimpedanz, Geometriefaktor und Gruppengeschwindigkeit	20
<u>4. ÜBERLEGUNGEN ZUR HERSTELLUNG EINER MODELLSTRUKTUR</u>	25
<u>5. MESSUNGEN AN EINER 6-ZELLIGEN MULTIPERIODISCHEN MODELLSTRUKTUR</u>	27
5.1 Aufbau der Meßanordnung	27
5.2 Eigenfrequenzen, Dispersionsdiagramm	29
5.3 Störkörpermessungen in z-Richtung der Separatorstruktur	32

	Seite
5.3.1 Gemessene Feldverteilungen $E_z(z)$, $E_r(z)$ in verschiedenen Moden	34
5.3.2 Ermittlung der Shuntimpedanz	36
5.4 Messung von E_p/E_0 und H_p/E_0 an der Oberfläche der Irisscheiben	38
5.5 Fehlerbetrachtungen	42
<u>6. MÖGLICHKEITEN ZUM BAU EINES X-BAND SEPARATORS</u>	44
<u>7. ZUSAMMENFASSUNG</u>	47
<u>ANHANG</u>	
Teil A: Daten der theoretisch berechneten multiperiodi- schen Strukturen	50
Teil B: Daten zum experimentellen Teil der Arbeit	54
<u>LITERATURVERZEICHNIS</u>	56

1. EINLEITUNG

1.1 Prinzip eines Hochfrequenz-Teilchenseparators mit 2 Deflektoren

Ein Hf-Teilchenseparator ^{1,2} dient zur Trennung relativistischer Elementarteilchen mit gleichem Ladungsvorzeichen und gleichem Impuls, die aber wegen unterschiedlicher Ruhemassen verschiedene Geschwindigkeiten haben.

Nachdem ein Target vom Primärstrahl eines Beschleunigers getroffen wurde, werden die dort entstandenen Teilchen mit Hilfe von Magneten nach Impulsen analysiert. Der so entstandene Strahl mit Teilchen bekannten Impulses p und den Ruheenergien W_u und W_w (Index u für nicht erwünschte und w für erwünschte Teilchen) durchläuft die Hochfrequenzfelder der beiden Deflektoren RF1 und RF2 (vgl. Fig. 1), die auf die Teilchen eine zu ihrer Bewegungsrichtung senkrechte Kraft ausüben.

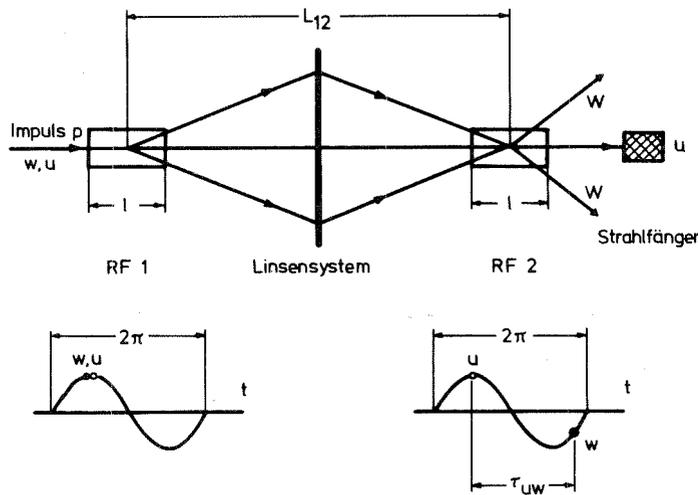


Fig. 1: Funktionsweise eines Hf-Teilchenseparators

Die Phase ϕ_{12} von RF2 bezüglich RF1 ist fest gewählt. Hinter RF1 haben die Teilchen mit dem Impuls p den Ablenkwinkel

$$\alpha_1 = \frac{eE_0 l}{pc} \sin \omega t$$

Hierbei ist e die Elementarladung, E_0 das effektive ablenkende Feld, l die Länge des Deflektors, $\omega = 2\pi f$ die Winkelfrequenz und c die Lichtgeschwindigkeit. Der Strahl ist fächerförmig aufgespannt, da die Teilchen mit beliebiger Phase in den Deflektor eintreten. Zwischen RF1 und RF2 befindet sich ein Linsensystem, das RF1 in RF2 abbildet. Dort erhält man den Ablenkwinkel

$$\alpha_2 = - \frac{eE_0 l}{pc} \sin(\omega t + \phi_{12})$$

für gleiches ablenkendes Feld in RF1 und RF2. Die Phase ϕ_{12} zwischen den beiden Deflektoren wird nun so gewählt, daß die Eintrittsphasen für die nicht erwünschten Teilchen in RF1 und RF2 gleich sind. Dann verlassen diese Teilchen RF2 ohne Ablenkung; d. h.

$$\alpha_u = 0 \tag{1.1}$$

Die erwünschten Teilchen mit dem gleichen Impuls p sind etwas schneller oder langsamer und erreichen demzufolge RF2 früher oder später mit der Phasendifferenz τ_{uw} (vgl. Fig. 1). Deshalb verlassen sie RF2 mit dem Ablenkwinkel ²

$$\alpha_w = 2 \frac{eE_0 l}{pc} \sin\left(\frac{\pi L_{12}}{2\lambda} \frac{W_u^2 - W_w^2}{(pc)^2}\right) ; \quad pc \gg W_u, W_w \tag{1.2}$$

$$\approx eE_0 l \pi \frac{L_{12}}{\lambda} \frac{W_u^2 - W_w^2}{(pc)^3} \quad \text{für } \sin(\dots) \ll 1$$

L_{12} ist die Länge der Driftstrecke zwischen beiden Deflektoren und λ die Wellenlänge der Ablenkkfelder.

Die unter 0° austretenden nicht erwünschten Teilchen werden von einem Strahlfänger absorbiert, während ein großer Teil der erwünschten Teilchen an ihm vorbeifliegt und zum Experiment gelangt.

In dieser Arbeit soll nun ein Beitrag zur Entwicklung der Hochfrequenz-Teilchendeflektoren geleistet werden.

1.2 Erklärung der für eine Separatorstruktur wichtigsten Begriffe

Bei einem Deflektor möchte man mit möglichst wenig Hochfrequenzleistung große Teilchenablenkung, also eine große ablenkende Feldstärke erzielen. Sie ist definiert durch die "äquivalente ablenkende Feldstärke" E_0 . Es ist die Feldstärke, die bei zeitlich konstantem Feld gleiche Ablenkung hervorrufen würde.

Bei normalleitenden Deflektoren ist E_0 im allgemeinen durch die angebotene Hochfrequenzleistung begrenzt. Bei supraleitenden Deflektoren hingegen, die für das gleiche E_0 viel weniger Hf-Leistung benötigen, liegt i. a. die Begrenzung in den an der Oberfläche auftretenden magnetischen und elektrischen Spitzenfeldstärken H_p und E_p . Für große elektrische Spitzenfelder E_p treten aus den Resonatorwänden Elektronen aus (multipacting, Feldemission), die häufig eine Veränderung der für die Supraleitung sehr empfindlichen Oberflächen bewirken. Beim lokalen Überschreiten des kritischen Magnetfeldes H_c , das stark von der Oberflächenbeschaffenheit abhängig ist, bricht die Supraleitung zusammen. Man ist deshalb bestrebt, eine Deflektorgeometrie mit niedrigem Verhältnis H_p/E_0 bzw. E_p/E_0 , was aus Modellmessungen ermittelt werden kann, zu finden.

Der "Wirkungsgrad" eines Deflektors ist gegeben durch die transversale Shuntimpedanz R_t , die leistungsunabhängig ist;

$$R_t = \frac{E_0^2 \cdot \ell}{P} \quad (1.3)$$

wobei P die Verluste sind. Um den Oberflächenwiderstand r_s zu eliminieren, dividiert man R_t durch die Güte

$$Q_0 = \frac{\omega \cdot W}{P} \quad ; \quad \omega = 2\pi f \quad (1.4)$$

Sie ist definiert als das Verhältnis zwischen gespeicherter Energie W zu den Verlusten P pro Hf-Periode multipliziert mit 2π . Damit erhält man die normierte Shuntimpedanz

$$\frac{R_t}{Q_o} = \frac{E_o^2 \ell}{\omega W}, \quad (1.5)$$

die nur noch abhängig ist von der Geometrie und der Feldverteilung, also nicht mehr vom Oberflächenwiderstand. Diese Größe kann rechnerisch und experimentell mit Modellmessungen anhand der Feldverteilung ermittelt werden.

Der Zusammenhang zwischen Güte und Oberflächenwiderstand r_s ist gegeben durch den Geometriefaktor

$$G = Q_o \cdot r_s. \quad (1.6)$$

1.3 Motivation zur Entwicklung einer multiperiodischen π -Mode Separatorstruktur für das X-Band

1.3.1 Wahl einer hohen Arbeitsfrequenz

Am Institut für Experimentelle Kernphysik wird zur Zeit ein supraleitender $\pi/2$ -Mode S-Bandseparator ($\lambda = 10.5$ cm) für Teilchenimpulse p von 10 - 40 GeV/c gebaut ³⁻⁶. Er soll bei CERN zur Separation von κ^+ , κ^- , π^+ und \bar{p} eingesetzt werden. Möchte man zu höheren Teilchenimpulsen übergehen, so müssen für einen gegebenen Ablenkwinkel α_w nach Gl. (1.2) die Deflektorlänge, der Abstand zwischen beiden Deflektoren, die ablenkende Feldstärke, sowie die Arbeitsfrequenz der Kavitäten stark erhöht werden, da

$$\alpha_w \sim \frac{\ell \cdot L_{12} \cdot E_o}{(pc)^3} \quad \text{ist.}$$

Deshalb sollen X-Bandstrukturen ($\lambda = 3.5$ cm) verwendet werden ^{2,7}. In ² wird ein X-Bandseparator für Teilchenimpulse $p = 25$ GeV/c bzw. 80 GeV/c diskutiert.

Bei dieser höheren Frequenz und damit kleineren Resonatorgeometrie hat man zusätzlich noch den für die Supraleitung sehr wichtigen Vorteil, daß weniger Elektronen auftreten, die Strahlungsdefekte in den empfindlichen Supraleiteroberflächen verursachen ⁸⁻¹⁰. Nach ⁸ steigt die Zusammenbruchfeldstärke H_{crit} in TE- und TM-Resonatoren gemäß $H_{crit} \sim f$ an.

1.3.2 Wechsel vom $\pi/2$ -Mode zum π -Mode

Messungen von Vaghin ¹⁴ haben gezeigt, daß die Shuntimpedanz R_t/Q im π -Mode um etwa einen Faktor 2 höher ist, die normierten Spitzfelder H_p/E_0 und E_p/E_0 hingegen niedriger sind als im $\pi/2$ -Mode. Deshalb würde man gerne einen π -Mode-Deflektor bauen. Dabei treten aber folgende Schwierigkeiten auf:

- (a) Bis heute müssen supraleitende Strukturen immer noch chemisch behandelt bzw. im Ultrahochvakuum bei etwa 1800° C ausgeheizt werden, um hohe Güten und hohe Felder zu erreichen ⁴⁻⁶. Aus Gründen der Handlichkeit sowie der Größe eines UHV-Ofens wird deshalb ein Deflektor von 3 - 5 m Länge aus mehreren Einzel-sektionen zusammengesetzt, die untereinander über Hf-Kontakte ¹⁵ in den Verbindungszellen (Koppelzellen) verbunden sind. Bei $\pi/2$ -Mode Strukturen wird die Koppelzelle in eine "feldfreie*" Zelle gelegt. Da durch Fertigungstoleranzen Unterschiede in den Feldamplituden der "feldvollen Zellen" entstehen, fließen Wandströme über diesen Hf-Kontakt. Bisher sind Hf-Kontakte entwickelt worden, die bis zu 20% des Gesamtstroms tragen konnten, ohne die Güte zu beeinflussen ¹⁵. Bei einer π -Mode Struktur hingegen müßte die Koppelzelle die volle Strombelastung tragen, da alle Zellen etwa die gleiche Feldamplitude haben.

* Der Begriff "feldfrei" soll hier bedeuten, daß im Idealfall die azimutale magnetische Feldkomponente H_ϕ in der Zellenmitte verschwindet und damit keine achsialen Ströme fließen.

(b) Im π -Mode ist die Gruppengeschwindigkeit $v_g \equiv 0$. Dadurch nimmt der Modeabstand $(f - f_\pi)$ mit steigender Zellenzahl mindestens quadratisch ab. Wegen Herstellungstoleranzen treten Störungen auf, und zwar umso stärker, je näher die Nachbarmoden beim Arbeitsmode liegen. Deshalb sollte die Gruppengeschwindigkeit einen endlichen Wert haben, der abhängig ist vom Modeabstand und damit von der Zahl der Zellen im Deflektor.

Diese Probleme könnte man umgehen, indem man einen Deflektor aus mehreren π -Mode Einzelsektionen zusammensetzt. Dabei wird jede Sektion als getrennter mehrzelliger Irisresonator betrieben. Die Synchronbedingung zwischen Hf-Welle und Teilchen wird durch Phasenschieber zwischen den Sektionen gewährleistet. Es müßte die Zahl der Zellen pro Sektion optimiert werden bezüglich Länge der Sektion und Modeabstand. Diese Version möchte man jedoch möglichst umgehen, da hier der regeltechnische Aufwand (Frequenz, Amplitude, Phase) groß ist.

1.3.3 Übergang auf die multiperiodische π -Mode Struktur

Eine andere Möglichkeit, diese Schwierigkeiten zu umgehen, ohne die Vorteile des π -Modes zu verlieren, bietet die multiperiodische π -Mode Struktur¹¹. Man erhält sie durch Weglassen oder Hinzufügen einer Irisscheibe pro Strukturperiode (vgl. Fig. 2b, c). Damit ergibt sich in der Mitte einer Zelle ein Nulldurchgang der H_ϕ -Komponente (wie auch dem in Fig. 2 dargestellten E_z). In diese Zelle kann dann der Hf-Kontakt gelegt werden. Durch Verringerung bzw. Vergrößerung um eine Zelle gegenüber der uniformperiodischen π -Mode Struktur ändert sich der Feldverlauf nur wenig. So kann man hoffen, daß die multiperiodische Struktur ein ähnliches Verhalten bezüglich R_c/Q und H_p/E_o , E_p/E_o zeigt. Jetzt wird aber das zunächst geschlossene Dispersionsdiagramm* (Fig. 2a) in Bänder aufgeteilt (Betrachtung im erweiterten Zonenschema^{11, 16, 17}). Es entstehen Frequenzlücken bei

* Eigentlich ist das Dispersionsdiagramm für Strukturen mit endlicher Zellenzahl nur punktweise definiert^{16, 17}. Wegen der deutlicheren Darstellung sind die Kurven in dieser Arbeit für unendlich viele Zellen gezeichnet.

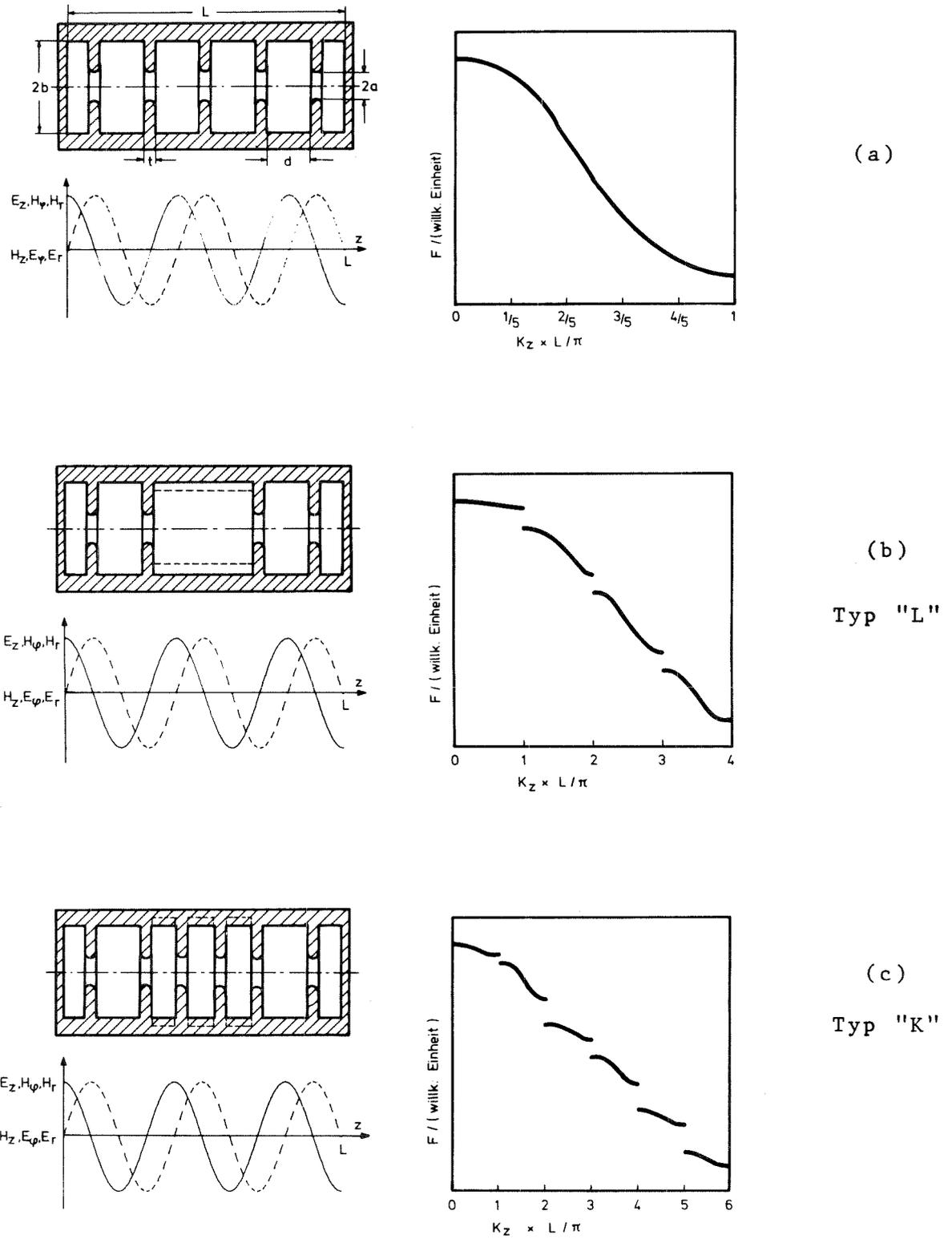


Fig. 2: Herleitung der multiperiodischen Strukturen "L" (b) und "K" (c) aus der uniformperiodischen Struktur (a)

$$K_z \cdot L = n \cdot \pi, \quad n = 1, 2, \dots (n_z - 1) \quad (1.7)$$

(K_z = Wellenzahlvektor, L = Periodenlänge, n_z = Zellenzahl pro Strukturperiode). Die Zahl der Bänder ist dabei gleich der Zahl der Zellen pro Strukturperiode¹⁶. An den Bandrändern gilt wieder $v_g \equiv 0$ wie bei der uniformperiodischen Struktur. Jetzt kann jedoch im allgemeinen eine Frequenzlücke geschlossen werden, wodurch man dort einen endlichen Wert für v_g erhält. Dies geschieht am einfachsten durch Radiusänderung der gestörten Zellen¹¹⁻¹³.

Für synchron mit der Hf-Welle mitlaufende Teilchen ist die Phasengeschwindigkeit v_ϕ gleich der Lichtgeschwindigkeit c . Daraus erhält man als Bedingung für den Arbeitsmode

$$K_{zs} \cdot L = \frac{\omega \cdot L}{c} = \frac{2\pi L}{\lambda} \quad (1.8)$$

(λ = Wellenlänge). Die Bedingung $v_g \neq 0$ soll damit für diesen Mode erfüllt werden.

In der vorliegenden Arbeit soll nun eine Systematik zur theoretischen Optimierung solcher multiperiodischer π -Mode Strukturen erarbeitet, sowie Feldstörungsmessungen an Modellen zur Ermittlung von $E_z(z)$, R_t/Q sowie der normierten Spitzenfelder H_p/E_0 und E_p/E_0 durchgeführt werden. Insbesondere möchte man eine Aussage darüber haben, welcher der beiden Strukturtypen "K" oder "L" für die Anwendung in einem multiperiodischen Separator besser geeignet ist. Ein wesentlicher Teil der Betrachtungen wird im Hinblick auf die Anwendung dieser Strukturen in einem X-Bandseparator gemacht.

2. ERLÄUTERUNG DER THEORIE ZUR BERECHNUNG DER EIGENFREQUENZ UND DER SHUNTIMPEDANZ EINER SEPARATORSTRUKTUR

Um ein geladenes Teilchen in einem Hochfrequenzresonator abzulenken, muß eine zu seiner Bewegungsrichtung senkrechte Kraft darauf ausgeübt werden. Diese transversale Kraft auf ein Teilchen der Ladung e ,

das sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} durch ein elektromagnetisches Feld bewegt, ist

$$\vec{F}_t = e(\vec{E}_t + (\vec{v} \times \vec{B})_t) ; \quad \vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (2.1)$$

(Index t gibt an, daß es sich um Transversalkomponenten handelt). Dabei bedeuten \vec{E} elektrisches und \vec{B} magnetisches Feld, jeweils orts- und zeitabhängig. Die elektromagnetischen Felder in einem Hohlraumresonator erhält man durch Lösung der Maxwellgleichungen mit bestimmten Randbedingungen. Man unterscheidet zwei Typen: TE-Moden mit $E_z=0$ und TM-Moden mit $H_z=0$.

Nach dem Satz von Panofsky und Wenzel¹⁸ werden relativistische Teilchen, für die die Synchronbedingung $v_\phi = c$ (v_ϕ = Phasengeschwindigkeit der Hf-Welle) gelten muß, in keinem der beiden Resonatortypen abgelenkt. Über die Instabilität des Strahls beim Elektronenlinearbeschleuniger in Stanford²⁹ konnte aber eine transversale ablenkende Kraft in einer Irisstruktur für hochrelativistische Teilchen mit $v_\phi = c$ nachgewiesen werden. Dies konnte nur durch Anregung einer Welle mit endlichem E_z und H_z erklärt werden. Man bezeichnet diese Welle als HEM-Welle^{1, 11, 12, 19-23} (hybride Welle).

Zur Separation von Teilchen sind nur dipolsymmetrische Moden geeignet. Seit Jahren gibt es Theorien zur Berechnung nicht rotations-symmetrischer Felder in uniformperiodischen¹⁹⁻²³ als auch in biperiodischen Strukturen^{12, 24}. Die Möglichkeit, die Feldverteilungen allgemein auch für multiperiodische Separatorstrukturen zu berechnen, gab Dammertz¹¹. Da diese Theorie in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde, soll sie hier kurz erläutert werden.

Wegen den komplizierten Randbedingungen in einer Irisstruktur ist eine Lösung der Maxwellgleichungen in geschlossener Form nicht mehr anzugeben. Deshalb teilt man das Gebiet, in dem die Lösungen definiert sein sollen, in verschiedene Teilgebiete auf und berechnet dort die allgemeinen Lösungen bei den dort gegebenen Randbedingungen. Die in diesen Gebieten gefundenen Lösungen werden dann an den gemeinsamen Grenzflächen angepaßt.

2.1 Aufteilung in Innen- und Außenraum

Es bietet sich an, eine Separatorstruktur in den Innenraum ($r < a$) und Außenraum ($r > a$) aufzuteilen. An der gemeinsamen Grenzfläche bei $r = a$ paßt man dann die beiden Lösungen an. In den Teilgebieten werden die elektrischen und magnetischen Felder als unendliche Fourier-Reihen angesetzt. Man benötigt dazu zwei Koeffizientensätze A_n , B_n für TE- und TM-Mode, was sich aus der Linearkombination von TE- und TM-Wellen mit $E_z \neq 0$, $H_z \neq 0$ ergibt. Damit lauten die Felder im Innenraum

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\text{Innen}} &= \sum_n (A_n \vec{E}_{An} + B_n \vec{E}_{Bn}) \\ \vec{H}_{\text{Innen}} &= \sum_n (A_n \vec{H}_{An} + B_n \vec{H}_{Bn})\end{aligned}\tag{2.2}$$

Im Außenraum muß für jede einzelne Zelle ein Reihenausdruck mit den Koeffizienten C_m^{ij} und D_m^{ij} angesetzt werden.

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\text{Außen}}^{ij} &= \sum_m (C_m^{ij} \vec{E}_{cm}^{ij} + D_m^{ij} \vec{E}_{Dm}^{ij}) \\ \vec{H}_{\text{Außen}}^{ij} &= \sum_m (C_m^{ij} \vec{H}_{cm}^{ij} + D_m^{ij} \vec{H}_{Dm}^{ij})\end{aligned}\tag{2.3}$$

Dabei nummerieren die Indices i die Zellen pro Strukturperiode ($i = 1 \dots n_z$) und j die Strukturperioden ($j = 1 \dots n_p$). Die Teillösungen $(\vec{E}_{An}, \vec{E}_{Bn})$, $(\vec{H}_{An}, \vec{H}_{Bn})$ und $(\vec{E}_{cm}^{ij}, \vec{E}_{Dm}^{ij})$, $(\vec{H}_{cm}^{ij}, \vec{H}_{Dm}^{ij})$ erhält man durch Lösung der Wellengleichung in den entsprechenden Gebieten unter Beachtung der Randbedingungen. Hiermit lassen sich die einzelnen Feldkomponenten als Funktion der Wellenzahlen und der Geometrie darstellen.

2.2 Anpassung der Felder

Die zunächst frei wählbaren Entwicklungskoeffizienten A_n , B_n und C_m^{ij} , D_m^{ij} müssen nun durch Anpassung der Lösungen an der Grenzfläche

berechnet werden. Als Anpassungskriterium nimmt man ¹¹, daß die Abweichung der Tangentialkomponenten an der Grenzfläche minimal wird (Methode der geringsten quadratischen Abweichung).

$$\int_0^L (H_{\text{Innen}}^{\text{Tang.}} - H_{\text{Außen}}^{\text{Tang.}})^2 dz = \text{Min.}$$

$$\int_0^L (E_{\text{Innen}}^{\text{Tang.}} - E_{\text{Außen}}^{\text{Tang.}})^2 dz = \text{Min.} \quad (2.4)$$

(L = Länge einer Strukturperiode). Hierbei muß beobachtet werden, daß für die Tangentialkomponenten der magnetischen Felder $H_{\text{Innen}}^{\text{Tang.}}$ und $H_{\text{Außen}}^{\text{Tang.}}$ auf den Irisscheiben keine Randbedingungen existieren und dort $E_{\text{Innen}}^{\text{Tang.}} = 0$ und $E_{\text{Außen}}^{\text{Tang.}}$ nicht definiert ist. Einsetzen der Gleichungen (2.2), (2.3) in (2.4) und Differentiation nach den Entwicklungskoeffizienten liefert Bestimmungsgleichungen für A_n , B_n , C_m^{ij} und D_m^{ij} . Die Frequenz, für die diese Gleichungen bei gegebener Wellenzahl und Geometrie lösbar sind, ist die Eigenfrequenz der Separatorstruktur.

2.3 Berechnung der Shuntimpedanz

Zur Berechnung der Shuntimpedanz und der Güte müssen nach Gl. (1.4) und (1.5) zunächst die äquivalente ablenkende Feldstärke E_0 , die gespeicherte Energie W, sowie die Verluste P im Resonator ermittelt werden.

Aus Gl. (2.1) berechnet sich die transversale Kraft auf ein in z-Richtung mit der Geschwindigkeit $v_z = c$ durch einen Hf-Resonator laufendes Ladungsteilchen ^{18, 25}

$$F_t = \frac{e}{K} \text{grad}_t E_z \quad ; \quad K = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.5)$$

Durch Einsetzen der berechneten E_z -Komponente ergibt sich der Trans-

versalimpuls p_t , der E_0 definiert

$$p_t = \int_0^T F_t(t) dt \quad (2.6)$$

def. eE_0L

Durch Integration der Felder über das Volumen der Irisstruktur ergibt sich die gespeicherte Energie W . Für die gespeicherte elektrische und magnetische Energie W_e und W_m gilt

$$W_e = \frac{\epsilon_0}{2} \int_V E^2 dV$$

$$W_m = \frac{\mu_0}{2} \int_V H^2 dV \quad (2.7)$$

$$W = W_e + W_m$$

(ϵ_0 = Dielektrizitätskonstante, μ_0 = Induktionskonstante). Einsetzen der Felder von Innen- und Außenraum in Gl. (2.7) führt zu Integralen, die analytisch gelöst werden können.

Zur Berechnung der Verluste wird das Oberflächenintegral über die an der Oberfläche auftretenden Tangentialkomponenten des Magnetfeldes gebildet und mit dem Oberflächenwiderstand r_s multipliziert ($r_s = 1.4 \times 10^{-2} \Omega$ von Cu bei Raumtemperatur).

$$P = \frac{r_s}{2} \int_0 \quad (2.8)$$

Mit dieser Theorie können also die Eigenfrequenzen (Dispersionsdiagramm), Shuntimpedanz und Güte von multiperiodischen Separatorstrukturen berechnet werden. Wegen der Aufteilung in Innen- und Außenraum und der Anpassung bei $r = a$ ist sie jedoch prinzipiell nur für Strukturen mit eckigen Irisscheiben gedacht. Um aber auch die für die Anwendung wichtigeren Separatorstrukturen mit abgerundeten Irisscheiben berechnen zu können, wird für a eine aus der Flächengleichheit

resultierende Korrekturformel benutzt ¹⁴.

$$2\bar{a} = 2a + t\left(1 - \frac{\pi}{4}\right) \quad (2.9)$$

Hierbei ist $2\bar{a}$ die für die Rechnung benutzte Öffnung, $2a$ die Öffnung der abgerundeten Irisscheibe und t ihre Dicke.

Es hat sich gezeigt, daß es wegen der Inhomogenität der Felder an der Irisrundung nicht möglich ist, mit dieser Theorie die normierten Spitzenfelder H_p/E_0 und E_p/E_0 hinreichend genau zu berechnen. Diese Größen müssen deshalb experimentell anhand von Feldstörungsmessungen ^{14, 26} ermittelt werden.

3. RECHNERISCHE OPTIMIERUNG DER GEOMETRIE BEZÜGLICH DER SHUNT-IMPEDANZ

Nach der in Kap. 2 angedeuteten Theorie ¹¹ wurde ein Fortran-Programm für die IBM-360 der GfK geschrieben. Um für die umfangreichen Rechnungen Rechenzeit zu sparen, besteht es aus zwei Teilen, die auf der Programmbibliothek EKPLIB unter den Namen EIGSEP und SHASEP gespeichert sind.

Im einen Teil wird zunächst die Eigenfrequenz berechnet. Hierfür müssen Mode, Komponentenzahl der Gleichungen (2.2), (2.3) und Geometrie der Separatorstruktur eingegeben werden. Das homogene Gleichungssystem zur Berechnung der Koeffizienten A_n , B_n , C_m^{ij} und D_m^{ij} wird iterativ gelöst. Die Frequenz, bei der die Determinante Null wird, ist die Eigenfrequenz der Struktur.

Mit dem damit erhaltenen Lösungsvektor (in ihm stecken die A_n , B_n , C_m^{ij} , D_m^{ij}) können dann im zweiten Teil die Felder und damit gespeicherte Energie, Verluste, Geometriefaktor und Shuntimpedanz berechnet werden.

3.1 Festsetzung der Parameter

Wie in Kap. 1.3 angedeutet, soll in dieser Arbeit eine multiperiodische π -Mode Struktur für einen X-Bandseparator entwickelt werden. Um die für die multiperiodische Struktur gewonnenen Ergebnisse mit Messungen an uniformperiodischen Strukturen¹⁴ vergleichen zu können, werden die Betrachtungen zunächst im S-Band ($\lambda = 10.5$ cm) gemacht. Hierbei wird die Geometrie der Irisstrukturen so gewählt, daß sie auf das X-Band ($\lambda = 3.5$ cm) übertragen werden können.

Aus Akzeptanzgründen (endliche Ausdehnung des Strahls) muß für eine Separatorstruktur $2a \geq 20$ mm gefordert werden. Man möchte aber bei möglichst kleinen Irisöffnungen bleiben, da für größeres a die Shuntimpedanz stark abfällt, während die elektrischen und magnetischen Spitzenfelder ansteigen¹⁴. Deshalb wird für die S-Band Strukturen, die später auf das X-Band übertragen werden sollen, $2a = 60$ mm angesetzt. Es werden jedoch auch multiperiodische Separatorstrukturen mit kleinerem Irisdurchmesser ($2a = 40$ mm) und damit höheren R_t/Q diskutiert, die nur für das S-Band geeignet sind.

Nach Vaghin¹⁴ fallen R_t/Q und H_p/E_o , E_p/E_o mit steigender Scheibendicke t ab. Da in supraleitende Strukturen Kühlkanäle in die Irisscheiben gebohrt werden müssen, die Zellen aber noch groß genug sein sollen für die Oberflächenbehandlung (siehe insbesondere Mittelzellen bei Strukturtyp "K" in Fig. 2c), wird $t = 20,25$ mm gewählt.

Damit sind die Größen festgelegt, die bei den weiteren Betrachtungen konstant bleiben. Zellenzahl n_z und Länge einer Strukturperiode L , sowie die Zellenradien b_i ($i = 1 \dots n_z$) sollen im weiteren zur Optimierung der Strukturtypen "K" und "L" variiert werden.

3.2 Dispersionsdiagramme multiperiodischer Strukturen mit geschlossener Frequenzlücke

Da für die multiperiodische Struktur viele freie Parameter existieren und kein Kriterium für die Wahl der Anfangsbedingungen vorhanden ist, geht man von der uniformperiodischen Struktur aus. Für

gleiche Irisdurchmesser $2a$, Zellenradien b und Scheibendicken t ist der Verlauf beider Dispersionsdiagramme bis auf die Frequenzlücken nahezu identisch. Während t und b fast ausschließlich eine Parallelverschiebung des Dispersionsdiagrammes bewirken, hängt die Steigung und damit die Gruppengeschwindigkeit v_g sehr stark vom Irisdurchmesser ab.

In Fig. 3 sind Dispersionsdiagramme von π -Mode Strukturen für verschiedene Irisdurchmesser berechnet worden. Der Zellenradius b ist jeweils so gewählt, daß die Bedingung $v_\phi = c$ im π -Mode erfüllt ist (Werte von Vaghin¹⁴). Mit größer werdendem $2a$ steigt die Gruppengeschwindigkeit von negativen zu positiven Werten an. Bei $2a=50$ mm ist in allen Moden $v_g \equiv 0$. Eine Separatorstruktur mit diesem Irisdurchmesser ist also unbrauchbar. Für die in Kap. 3.1 angegebene Geometrie mit $2a = 40$ mm und $2a = 60$ mm ergeben sich hieraus positive und negative Werte von v_g .

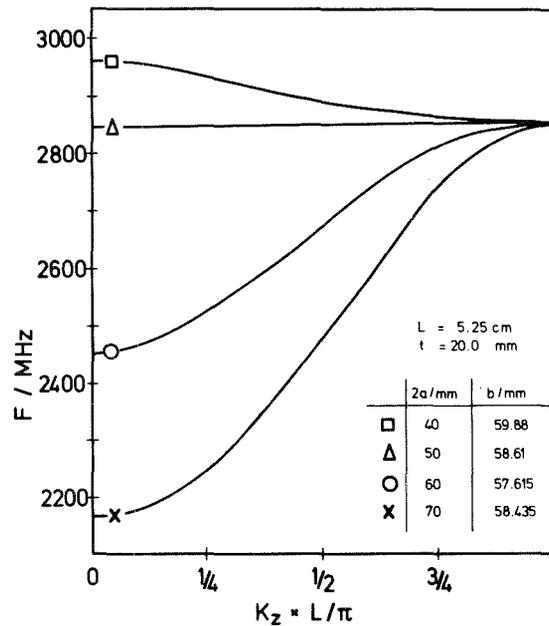


Fig. 3: Dispersionsdiagramme uniformperiodischer π -Mode Strukturen

Berechnet man mit diesen Daten die Dispersionsdiagramme der unkompartimentierten* multiperiodischen Strukturen "K" und "L", so ergeben sich

* Sie sind durch gleiche Radien b_i ($i = 1..n_z$) in allen Zellen ausgezeichnet, wobei im allgemeinen $b_i = b_{up}$, dem Wert für die uniformperiodische Struktur, gesetzt wird.

nach Gl. (1.7) Frequenzlücken in den $n \cdot \pi$ -Moden ($n = 1.. (n_z - 1)$;
 $n_z =$ Zahl der Zellen pro Strukturperiode). Man unterscheidet dort*
symmetrische und antisymmetrische Moden (bzw. Lösungen)¹¹. Die
antisymmetrische Lösung der Feldkomponenten ist gegenüber der sym-
metrischen Lösung um eine halbe Periodenlänge verschoben. So hat
beispielsweise die E_z -Komponente bei den in Fig. 2 gezeichneten
symmetrischen Feldverteilungen der Strukturen "K" und "L" in der
gestörten Mittelzelle einen Nulldurchgang. Bei Verschiebung der
Feldverteilungen um $L/2$ wird E_z in dieser Zelle maximal, und der
Nulldurchgang liegt in einer ungestörten Zelle. Diese unterschied-
lichen Randbedingungen ergeben sich in der Rechnung wie auch im
Experiment dadurch, daß man für die symmetrischen Moden Struk-
tur-anfang und Strukturende in eine ungestörte und für die antisymmetri-
schen Moden in eine gestörte Halbzelle legt. Dadurch ist es möglich,
die Frequenzlücken an den Bandrändern durch Berechnung bzw. Messung
von nur einer Strukturperiode zu ermitteln.

In Fig. 4a sind die Arbeitsmode-Frequenzen (vgl. Gl. 1.8) von einer
6- bzw. 8-zelligen multiperiodischen π -Mode Struktur über den Radien
der gestörten Zellen aufgetragen. Parameter sind die Radien der un-
gestörten Zellen. Die Frequenz des symmetrischen Modes hängt dabei
kaum vom Radius der ungestörten Zellen ab, während die Frequenz des
antisymmetrischen Modes hiervon stark beeinflusst wird. Dies liegt
daran, daß die gespeicherte Energie, in die nach Gl. (2.7) die Sum-
me aller Feldkomponenten eingeht, beim symmetrischen Mode in den
gestörten Zellen ein Minimum hat (vgl. hierzu gemessene Feldvertei-
lungen Fig. 11). Dadurch beeinflusst eine Geometrieänderung dieser Zel-
le die Frequenz der Separatorstruktur nur wenig. Beim antisymmetri-
schen Mode liegt das Minimum jedoch in einer ungestörten Zelle, wo-
durch eine Geometrieänderung der gestörten Zellen die Frequenz stärke-
r beeinflusst.

Der Schnittpunkt jeweils zweier solcher Frequenzkurven ergibt Geo-
metrie und Frequenz der multiperiodischen Struktur bei geschlosse-
ner Frequenzlücke. Die Geometrie der im weiteren angegebenen Struk-
turen (Anhang A1, A2, A3) ist so gewählt, daß die Frequenzen im

* An den anderen Stellen im Dispersionsdiagramm sind beide identisch.

Arbeitsmode bei $F = (2855 \pm 1)$ MHz liegen, und die Frequenzlücke $\Delta F \lesssim 0.5$ MHz ist, was sich aus der Bedingung $\Delta F \ll \text{Modeabstand}$ ergibt.

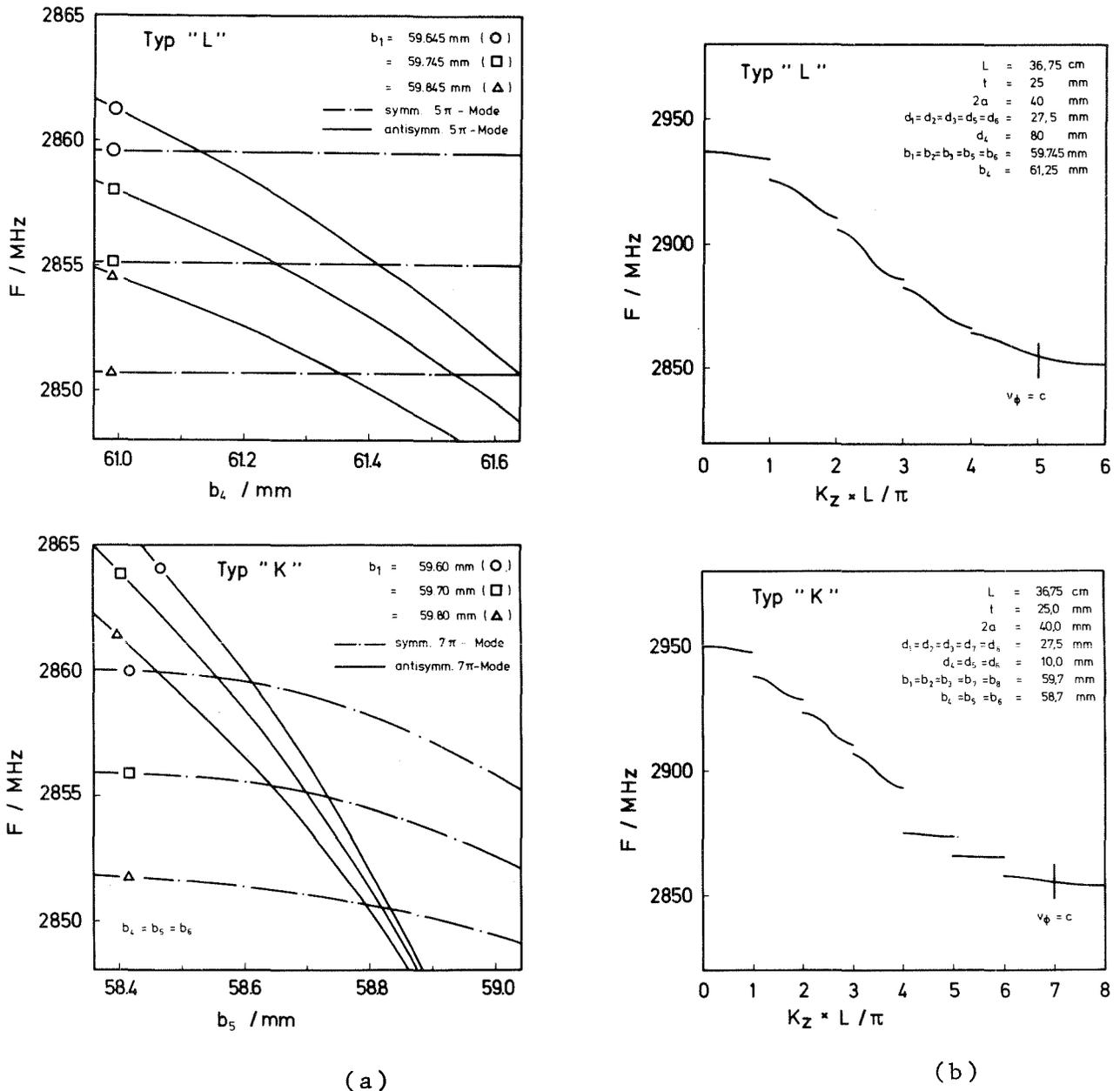


Fig. 4: Multiperiodische Strukturen mit $2a = 40$ mm.

- (a) Geometrieabhängigkeit der Frequenzen im Arbeitsmode
- (b) zugehörige Dispersionsdiagramme

Hiermit erhält man die Dispersionsdiagramme für die kompensierten multiperiodischen Strukturen "K" und "L" mit $2a = 40$ mm (Fig. 4b). Die Gruppengeschwindigkeiten sind hier $v_g \leq 0$ wie bei der zugehörigen uniformperiodischen Struktur.

Dispersionsdiagramme für beide Strukturtypen mit $2a = 60$ mm und im Arbeitsmode geschlossener Frequenzlücke sind in Fig. 5 dargestellt. Hier ist $v_g \geq 0$ in allen Moden.

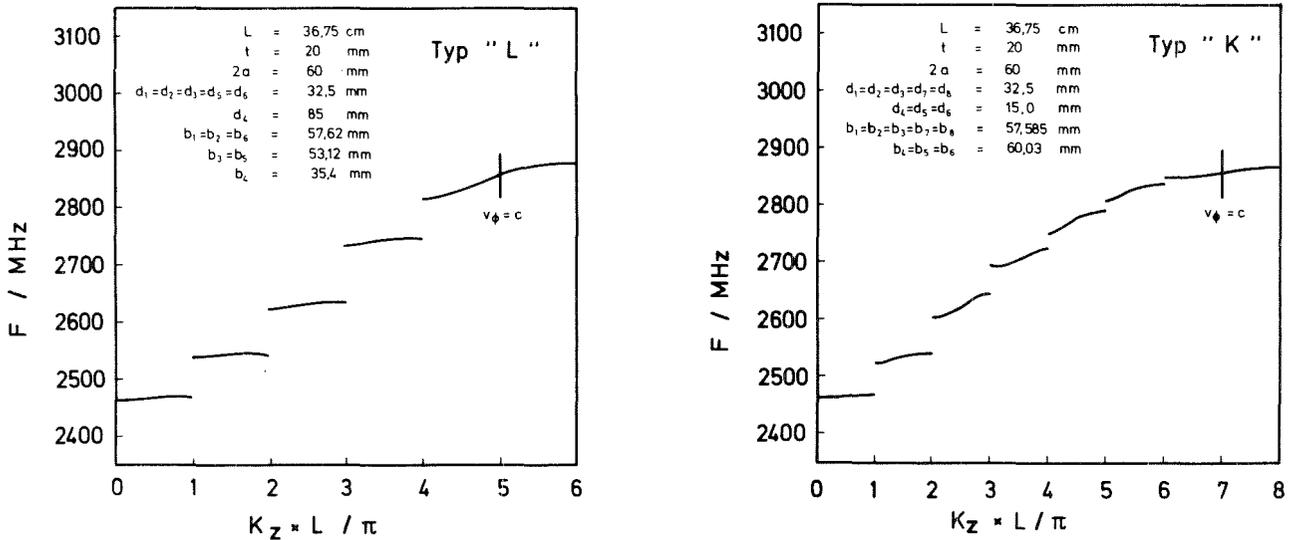


Fig. 5: Dispersionsdiagramme multiperiodischer Strukturen mit $2a = 60$ mm

3.3 Shuntimpedanz, Geometriefaktor und Gruppengeschwindigkeit

Bei den in Kap. 3.2 berechneten Strukturen "K" und "L" liegen die Shuntimpedanzen für beide Irisdurchmesser noch erheblich unter den Werten der uniformperiodischen Struktur (Tab. 1, Grundstruktur). Im weiteren werden Verfahren angegeben, die diese Werte verbessern.

Zur Schließung der Frequenzlücke im Arbeitsmode genügen im allgemeinen zwei verschiedene Zellenradien, woraus man Strukturen mit einer Stufe erhält. Es hat sich jedoch gezeigt, daß durch zusätzliche Stufen (Tab. 1), auch zwischen den nicht gestörten Zellen, die Shuntimpedanz noch deutlich erhöht werden kann. Dabei war es ausreichend, Stufen nur an den zur Störung unmittelbar benachbarten Zellen anzubringen. Weitere Stufen zum Strukturrand hin ergaben keine Erhöhung von R_t/Q mehr.

Die Shuntimpedanzen für Strukturtyp "K" liegen aber immer über den Werten für Typ "L". Dies ergibt sich daraus, daß bei Typ "K" die

Länge, die nicht zur Ablenkung beiträgt, ℓ_{ne} (nicht erregte Länge) kleiner ist. Hierbei wird ℓ_{ne} etwa gleich der Länge der gestörten Mittelzelle sein, da die beiden gestörten Nachbarzellen schon einen endlichen Beitrag zur Ablenkung leisten. Bei Typ "L" hingegen erstreckt sich ℓ_{ne} nahezu über die ganze Länge der einen gestörten Mittelzelle. Daraus ergibt sich

$$\ell_{ne} \text{ (Typ "L")} > \ell_{ne} \text{ (Typ "K")} \quad \text{und}$$

$$R_t/Q \text{ (Typ "L")} < R_t/Q \text{ (Typ "K")}.$$

Eine wesentliche Erhöhung der Shuntimpedanz ist demnach durch Vergrößerung der zur Ablenkung beitragenden Länge zu erreichen.

Tabelle 1: Shuntimpedanzen multiperiodischer π -Mode Strukturen (weitere Daten siehe Anhang Tabellen A1, A2, A3)

$R_t/Q / (\Omega/cm)$	Grundstrukturen, die sich durch möglichst viele gleiche Zellen auszeichnen	Durch zusätzliche Stufen gegenüber der Grundstruktur optimierte Strukturen	Strukturen, deren gestörte Mittelzellen gegenüber der Grundstruktur verkürzt sind	uniformperiodische π -Mode Strukturen
2a = 40 mm Typ "L" t = 25 mm L = 36.75 cm Typ "K"	7.09 (Fig. 4b) 8.60 (Fig. 4b)	7.81 8.80	7.71 3) 9.15 4)	10.71
2a = 60 mm Typ "L" t = 20 mm L = 36.75 cm Typ "K"	1) 4.18 (Fig. 5)	2.30 (Fig. 5) 2)	- -	4.96

- 1) existiert nicht mit geschlossener Frequenzlücke
- 2) zusätzliche Stufen ergaben keine Erhöhung von R_t/Q
- 3) R_t/Q bei einer Länge der gestörten Mittelzelle $d_4 = 70$ mm; Wert der Grundstruktur $d_4 = 80$ mm
- 4) R_t/Q bei einer Länge der gestörten Mittelzelle $d_5 = 5$ mm; Wert der Grundstruktur $d_5 = 10$ mm

a) Verkürzung der gestörten Mittelzelle

Verkürzt man bei Strukturtyp "K" die Mittelzelle, dann werden die gestörten Nachbarzellen größer (t bleibt konstant), ohne die Länge der ungestörten Zellen zu beeinflussen. Durch diese Verkleine-

rung von ℓ_{ne} ergibt sich ein deutlicher Anstieg von R_t/Q (Tab. 1). Im Grenzfall $\ell_{ne} = 0$ erhält man die uniformperiodische π -Mode Struktur.

Bei Typ "L" bewirkt eine Verkürzung der Mittelzelle eine Verlängerung der ungestörten Zellen. Bei diesem Typ wird also die Störung gegenüber der uniformperiodischen π -Mode Struktur noch größer, was eine Verringerung von R_t/Q ergibt (Tab. 1).

Mit kleinen Zellenlängen wird die Oberflächenbehandlung solcher Strukturen wesentlich erschwert. Deshalb ist ein anderes Verfahren zur Erhöhung der Shuntimpedanz günstiger, insbesondere bei den Strukturen mit $2a = 60$ mm, die auf X-Band übertragen werden sollen.

b) Vergrößerung der Periodenlänge

Durch Hinzufügen weiterer ungestörter Zellen wird die Periodenlänge L der multiperiodischen Struktur größer. Damit erhöht sich die Zahl der zur Ablenkung beitragenden Zellen, wodurch die Shuntimpedanz, insbesondere bei kleinen L , stark ansteigt (Fig. 6a). R_t/Q nähert sich mit größerem L dem Wert $(R_t/Q)_\pi$ für die uniformperiodische Struktur.

Setzt man nach diesen Betrachtungen für die ablenkende Feldstärke E_o der multiperiodischen Struktur

$$E_o = E_{o\pi} \left(\frac{L - \ell_{ne}}{L} \right) \quad (3.1)$$

($E_{o\pi}$ = ablenkende Feldstärke der uniformperiodischen Struktur), dann berechnet sich die Shuntimpedanz R_t/Q der multiperiodischen Struktur aus $(R_t/Q)_\pi$, dem Wert für die uniformperiodische Struktur

$$R_t/Q = (R_t/Q)_\pi \cdot \left(\frac{L - \ell_{ne}}{L} \right)^2, \quad (3.2)$$

da $R_t/Q \sim E_0^2$. Die nach Gl. (3.2) berechneten Kurven für beide Strukturtypen sind in Fig. 6a aufgetragen. Die nicht zur Ablenkung beitragende Länge ℓ_{ne} ergibt sich dabei aus der Anpassung von Gl. (3.2) an einen optimierten R_t/Q -Wert bei kleinem L. Für Strukturtyp "K" erhält man

$$\ell_{ne} = d_M + t \quad (3.3)$$

(d_M = Länge der gestörten Mittelzelle, t = Scheibendicke) bei beiden Irisdurchmessern.

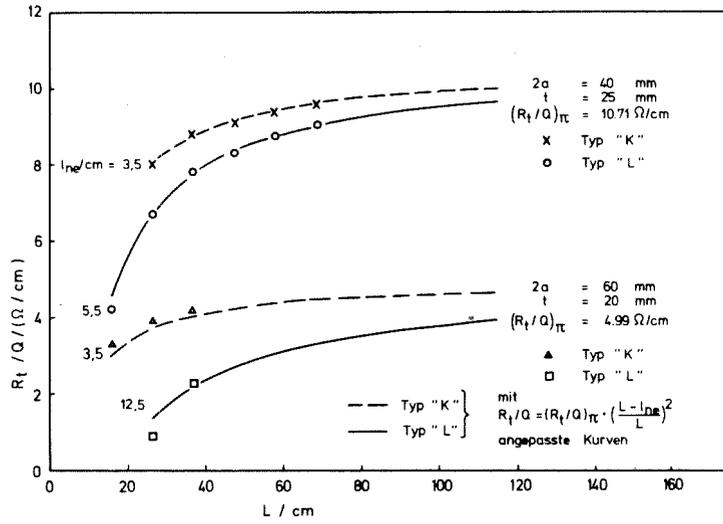
Bei Strukturtyp "L" hingegen hängt ℓ_{ne} stark vom Irisdurchmesser $2a$ ab. So ist bei der Struktur mit $2a = 60$ mm ℓ_{ne} größer als die Länge der gestörten Mittelzelle. Dies hängt damit zusammen, daß hier zur Schließung der Frequenzlücke auch die beiden zur Störung benachbarten Zellen stark geändert werden müssen (Zellenradius b klein, siehe Anhang A2). Bei dieser Struktur muß die Periodenlänge $L < 36.75$ cm bleiben, da sonst der Zellenradius b der gestörten Zelle kleiner als der Irisdurchmesser wird. Da die Shuntimpedanz sehr niedrig ist, wird diese Struktur in den weiteren Betrachtungen nicht mehr berücksichtigt.

Der Zusammenhang zwischen Geometriefaktor G und Periodenlänge ist in Fig. 6 b aufgetragen. Wegen

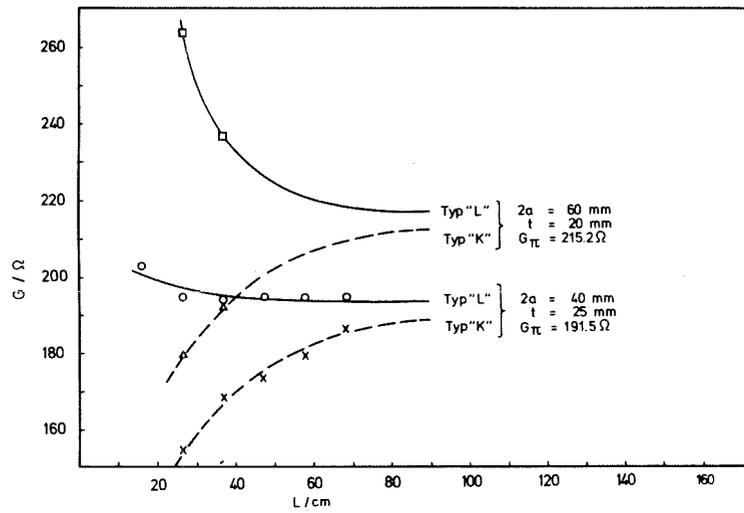
$$G = Q_0 \cdot r_s = \frac{2\omega \int H^2 dV}{\int_0 H^2 d\Omega} \quad (3.4)$$

ist das Verhältnis Volumen/Oberfläche und damit G für Struktur "K" immer kleiner als für "L". Mit steigender Periodenlänge nähern sich beide Werte dem Geometriefaktor der uniformperiodischen Struktur.

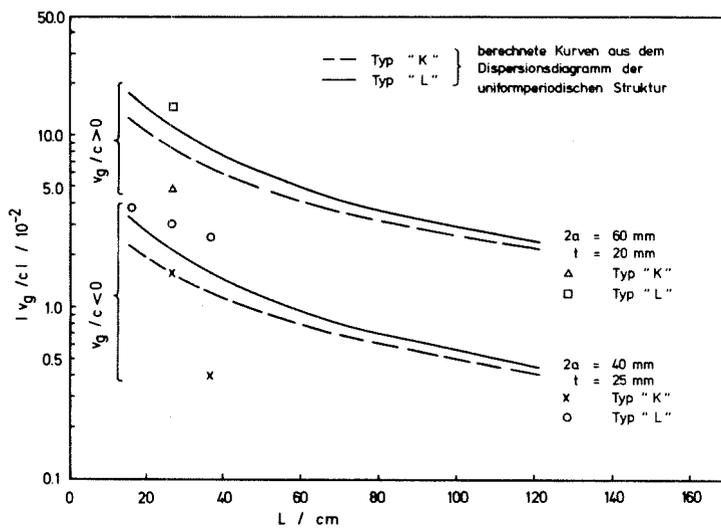
Zur Berechnung der Gruppengeschwindigkeit v_g muß die Steigung des Dispersionsdiagrammes im Arbeitsmode ermittelt werden. Dies läßt sich für die multiperiodische Struktur mit steigender Zellenzahl



(a)



(b)



(c)

Fig. 6: Vergrößerung der Periodenlänge
 (a) Shuntimpedanz, (b) Geometriefaktor, (c) Gruppengeschwindigkeit

nur mit großem Rechenaufwand durchführen, da hierfür aus Genauigkeitsgründen eine große Zahl von Komponenten der Reihenausdrücke (2.2) und (2.3) benötigt werden. Deshalb sind die Gruppengeschwindigkeiten für die multiperiodische Struktur nur bei kleinen Periodenlängen berechnet worden (Fig. 6c). Obwohl die Werte stark streuen, läßt sich ein Abfall von v_g/c mit steigendem L erkennen.

Mit zunehmendem L rückt der Arbeitsmode $K_{zs} \cdot L$ der multiperiodischen Struktur nach (1.8) näher an den π -Mode der uniformperiodischen Struktur. Dadurch strebt v_g/c gegen Null, auch bei geschlossener Frequenzlücke. Dieses Verhalten kann zumindest näherungsweise mit dem Dispersionsdiagramm der uniformperiodischen Struktur berechnet werden. Hier sind weniger Komponenten zur Berechnung von v_g/c ausreichend als bei der multiperiodischen Struktur. Das Abfallen der Gruppengeschwindigkeit mit steigendem L ist in Fig. 6c für beide Strukturtypen aufgetragen. $|v_g/c|$ ist für Typ "K" kleiner als für Typ "L", da der Arbeitsmode bei gleicher Periodenlänge näher beim π -Mode der uniformperiodischen Struktur liegt. Für Strukturen mit $2a = 60$ mm ist $|v_g/c|$ etwa einen Faktor 10 höher als für Strukturen mit $2a = 40$ mm, was sie unempfindlicher gegenüber Fertigungstoleranzen macht.

Betrachtet man Strukturen mit einem festen Irisdurchmesser, so stellt man fest, daß eine wesentliche Erhöhung der Shuntimpedanz durch Hinzufügen weiterer π -Mode-Zellen zu Lasten der Gruppengeschwindigkeit und damit des Modeabstandes geht. Für die Auslegung eines Deflektors mit multiperiodischen Strukturen, wo ein hohes R_t/Q angestrebt wird, müssen deshalb genaue Untersuchungen über den Einfluß von Geometrieschwankungen auf den Modeabstand durchgeführt werden.

4. ÜBERLEGUNGEN ZUR HERSTELLUNG EINER MODELLSTRUKTUR

Zur Prüfung wenigstens eines Teiles der Rechenergebnisse aus Kap. 3.2 und 3.3 und zur Durchführung der H_p/E_o - bzw. E_p/E_o -Messungen ist es notwendig, eine Modellstruktur zu bauen. Für die Wahl einer geeigneten Struktur ergeben sich folgende Gesichtspunkte:

- a) Da für die Anwendung in einem multiperiodischen X-Band Separator nur Strukturen mit großem Irisdurchmesser geeignet sind, ist ein S-Band-Modell mit $2a = 60$ mm vorgesehen.
- b) Mit steigender Periodenlänge wird die Genauigkeit der Störkörpermessungen kleiner. Für die Messung wird deshalb eine Struktur mit möglichst kleiner Periodenlänge angestrebt. Andererseits kann eine multiperiodische Struktur erst ab $L = 26.25$ cm bezüglich R_t/Q optimiert werden, da man erst hier Stufen zwischen den ungestörten Zellen anbringen kann. Deshalb wird eine Struktur mit dieser Periodenlänge gewählt.
- c) Nach Fig. 6a ist die Shuntimpedanz der "L"-Struktur mit diesem a, L sehr klein. Durch die um einen Faktor 4 höhere Shuntimpedanz ist Strukturtyp "K" weitaus besser für einen Deflektor geeignet.
- d) Bei dieser Periodenlänge liegt die Gruppengeschwindigkeit der Struktur "K" mit $v_g/c = 0.05$ weit über dem für einen Deflektor geforderten Wert $1/3$ ($|v_g/c| > 0.02$).

Damit sind die wesentlichen Parameter der Modellstruktur (genaue Daten siehe Anhang A3, B2) festgelegt. Exakte Rechnungen zur Angabe von Fertigungstoleranzen sind für das Modell nicht sinnvoll, da es nur aus einer Strukturperiode besteht. Wegen dem großen Modeabstand können keine Störungen durch Nachbarmoden auftreten. Deshalb sind die Toleranzen für die Herstellung des Modells nur abgeschätzt worden.

$$\begin{aligned}\Delta a &= \pm 0.01 \text{ mm} \\ \Delta b &= \pm 0.01 \text{ mm} \\ \Delta t &= \pm 0.1 \text{ mm} \\ \Delta L &= \pm 0.5 \text{ mm}\end{aligned}$$

Die unterschiedlichen Werte der Fertigungstoleranzen ergeben sich aus dem Einfluß dieser Größen auf die Eigenfrequenzen.

Für die Herstellung der Strukturen für einen Deflektor ist diese Angabe aber von entscheidender Wichtigkeit. Die Größe der zulässigen Toleranzen ist abhängig von der Länge eines Deflektors und damit vom Modeabstand. Für den Aufbau eines X-Band Deflektors sind diese Betrachtungen in Kap. 6 durchgeführt worden.

5. MESSUNGEN AN EINER 6-ZELLIGEN MULTIPERIODISCHEN MODELLSTRUKTUR

Die Messung der Feldverteilung $E_z(z)$ zur Berechnung der Shuntimpedanz, sowie der normierten Spitzenfelder H_p/E_0 und E_p/E_0 erfolgt mit der Methode der Feldstörungsmessung^{27,28}. Gemessen wird die Verschiebung der Eigenfrequenz des Resonators $f-f_0$ nach Einbringen einer Störung. Die Felder E, H am Ort der Störung sind gegeben durch die Beziehung

$$K_E \cdot E^2 - K_H H^2 = \frac{f-f_0}{f_0} \quad (5.1)$$

f_0 ist die ungestörte, f die gestörte Frequenz des Resonators. Die Konstanten K_E und K_H (Index E für elektrisches Feld und H für magnetisches Feld) sind abhängig von der Störkörpergeometrie. Durch geeignete Wahl der Geometrie und des Materials des Störkörpers ist es nun möglich, über die Frequenzverschiebung nur eine einzige Feldkomponente (z. B. E_z) oder die Summe über mehrere Feldkomponenten (H_p, E_p) zu messen.

5.1 Aufbau der Meßanordnung

Nach der in Kap. 4 festgelegten Geometrie ist ein Aluminium-Modell einer multiperiodischen π -Mode Struktur angefertigt worden. Es besteht aus mehreren Einzelteilen (Irisscheiben, Ringe und Enddeckel), die untereinander mit Gewindestangen fest verschraubt sind. Damit konnte zum einen der Herstellungsaufwand gering gehalten werden und zum anderen war es möglich, nachträglich einzelne Zellen zu korrigieren. Wegen des kreisförmigen Querschnitts der Zellen sind Polarisationsstifte (\emptyset 3 mm) bei $\vartheta = 90^\circ$ zur Ablenkebene angebracht worden zur Stabilisierung der Dipolmoden im Azimut^{12,25}. Ein- und Auskopplung der Hf-Felder erfolgt an den Enddeckeln (Stiftkopplung in elektrisches Feld, $\vartheta = 0^\circ$).

Zur Messung der Eigenfrequenzen, bzw. Frequenzverschiebungen beim Einbringen einer Störung ist ein breitbandiger Hf-Meßaufbau ($2.4 \text{ GHz} \leq f \leq 3.0 \text{ GHz}$) verwendet worden, bei dem die Frequenz eines Generators auf die Eigenfrequenz der Separatorstruktur gere-

Die hier beschriebene Anordnung erbrachte folgende, für die Genauigkeit der Messung wichtige Daten:

- a) Bei einer konstant gehaltenen Raumtemperatur von 28° C betrug die kurzzeitige Frequenzstabilität $\Delta f < 100$ Hz für die Spitzenfeldmessungen (Meßzeit ca. 10 sec.) und $\Delta f \approx 300$ Hz für die Achsenfeldmessungen (Meßzeit ca. 25 sec.).
- b) Die Eigenfrequenzen waren nach mehrmaligem Zusammenbau der Strukturen auf ± 200 kHz reproduzierbar.
- c) Die Güten lagen bei $Q_0 \sim 2000 - 4000$.
- d) Man erhielt eine Ortsgenauigkeit für die Störkörpermessungen von ± 1 mm.

5.2 Eigenfrequenzen, Dispersionsdiagramm

Bei der Messung der Eigenfrequenzen einer 5-zelligen uniformperiodischen π -Mode Struktur wie auch der 6-zelligen multiperiodischen "K"-Struktur traten Abweichungen gegenüber den theoretisch erwarteten Werten auf. Die gemessenen Frequenzen lagen jeweils über dem berechneten Dispersionsdiagramm (Fig. 8, Fig. 9a), so daß bei der multiperiodischen Struktur, die zuvor bis auf $\Delta F < 0.2$ MHz theoretisch geschlossene Frequenzlücke im Arbeitsmode $K_{zs} \cdot L = 5\pi$ nun $\Delta F = 14.2$ MHz betrug. Bei beiden Strukturen erhielt man eine Abweichung im π - bzw. 6π -Mode von etwa 60 MHz. Sie wurde zum 0-Mode hin kleiner.

Die systematische Abweichung zwischen Theorie und Experiment liegt außerhalb der Fehlermöglichkeit durch die in der Rechnung benutzte endliche Zahl von Komponenten in den Reihenausdrücken (2.2) und (2.3). Sie ist vielmehr dadurch zu erklären, daß die Rechenmethode, wie in Kap. 3.3 angedeutet, nur für Separatorstrukturen mit eckigen Irisscheiben angewendet werden darf. Die Korrekturformel (2.9) für den Irisdurchmesser $2a$ ist nur eine Näherung, die insbesondere bei großen a, t nicht hinreichend genau ist ¹⁴.

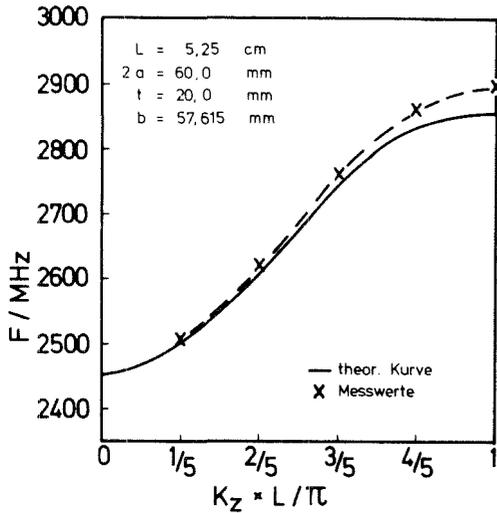
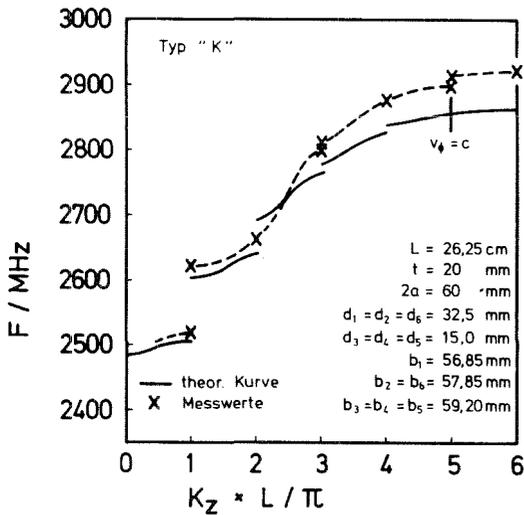
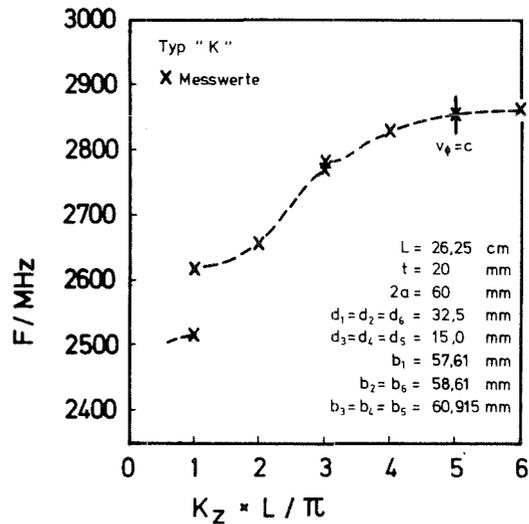


Fig. 8:

Berechnetes Dispersionsdiagramm und gemessene Eigenfrequenzen einer uniformperiodischen π -Mode Struktur



(a)



(b)

Fig. 9: Berechnetes Dispersionsdiagramm und gemessene Eigenfrequenzen einer multiperiodischen π -Mode Struktur

(a) vor der Korrektur

(b) nach der Korrektur.

Deshalb wurde versucht, eine auch für große a, t gültige Korrekturformel zu finden. Hierzu wurden Messungen ¹⁴ an einzelligen Irisstrukturen mit unterschiedlicher Geometrie verwendet. Dabei war eine einfache Korrekturformel nur von a, t abhängig mit diesen Da-

ten nicht zu finden. Deshalb müßte mit einer Korrekturformel gerechnet werden, wobei $\bar{a} = \bar{a}(a, t, \text{Mode})$. Zur Herleitung sind jedoch umfangreiche Messungen an mehrzelligen Strukturen verschiedener Geometrie notwendig.

Für die multiperiodische Struktur wurde die experimentelle Schließung der Frequenzlücke vorgezogen. Obwohl gemessene und berechnete Frequenz des Arbeitsmodes etwa 50 MHz auseinanderlagen, ergab sich bei der Messung die gleiche lineare Abhängigkeit (gleiche Steigungen) der Frequenzen des symmetrischen bzw. antisymmetrischen Modes von den Zellenradien wie theoretisch berechnet (Fig. 10).

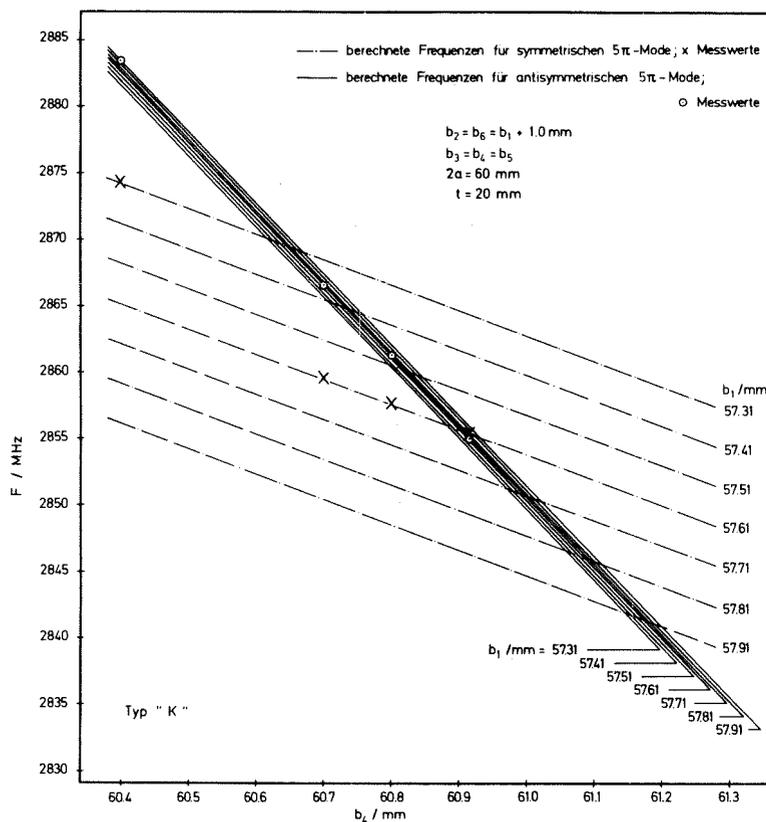


Fig. 10: Abhängigkeit der Frequenzen im Arbeitsmode von den Zellenradien

Deshalb konnte die Frequenzlücke bei der vorgegebenen Frequenz $F = 2855.2 \text{ MHz}$ ($v_\phi = c$) mit relativ wenig mechanischem Aufwand bis auf $\Delta F \leq 500 \text{ kHz}$ geschlossen werden. Die gemessenen Eigenfrequenzen der verschiedenen Moden bei dieser Geometrie sind in

Fig. 9b aufgetragen. Gegenüber der ursprünglich berechneten Struktur (Fig. 9a) treten dabei Abweichungen im Zellenradius von $\Delta b < 3\%$ auf.

Damit ist gezeigt worden, daß die Geometrie multiperiodischer Separatorstrukturen mit dieser Theorie gut berechnet werden kann. Zur genauen Schließung der Frequenzlücke können jedoch noch nachträglich kleine Korrekturen notwendig sein.

5.3 Störkörpermessungen in z-Richtung der Separatorstruktur

Wie in Kap. 1.3.3 diskutiert, ist die Geometrie der multiperiodischen Struktur so gewählt worden, daß sich im Arbeitsmode eine dem π -Mode ähnliche Feldverteilung ergibt. Danach sollte in der gestörten Mittelzelle E_z einen Nulldurchgang haben und E_r gegenüber E_z um 90° phasenverschoben sein. Um dies experimentell zu bestätigen, mußten die Feldverteilungen $E_z(z)$ in z-Richtung der Separatorstruktur bei $\vartheta = 0^\circ$ (Ablenkebene) und außerhalb der Achse (bei $r = 0$ ist $E_z = E_r = 0$) gemessen werden.

Hierzu eignen sich am besten metallische Nadeln, da sie bei kleinem d/ℓ (d = Durchmesser, ℓ = Länge des Störkörpers) nur elektrische Felder parallel zu ihrer Achse stören^{27,28,30}. Deshalb wurde die Achse des Störkörpers zur Messung von E_z in z-Richtung und zur Messung von E_r senkrecht zur z-Richtung der Separatorstruktur angeordnet. Die Frequenzverschiebung ist dann nach Gl. (5.1) proportional E_z^2 bzw. E_r^2 , da $K_H = 0$. Für die Berechnung der Shuntimpedanz war es jedoch notwendig, die Feldverteilung $E_z(z)$ bei gegebenem r, ϑ absolut zu kennen. Deshalb mußte die Geometriekonstante K_E des Störkörpers ermittelt werden.

Man kann die Geometriekonstanten K_E und K_H für verschiedene Störkörpergeometrien (Kugel, Ellipsoid) berechnen^{27,28,30}. Hierzu müssen die Abmessungen der Störkörper jedoch genau bekannt sein. Um die Fehler bei der Feldstörungsmessung klein zu halten, war es deshalb vorteilhafter, die Geometriekonstanten aus der Eichung der Störkörper in einem TM_{010} -Resonator zu bestimmen. Hier können die Felder

für die gegebene Resonatorgeometrie berechnet werden. Damit lassen sich die Eichkonstanten für einen beliebigen Störkörper aus der Messung der Frequenzverschiebung Δf_{ocal} ermitteln. So erhält man beispielsweise für die Störung der hier verwendeten Nadeln im elektrischen Feld ($K_H = 0$)

$$\frac{1}{K_E} = \frac{f_{ocal}}{\Delta f_{cal}} \left(\frac{E_z}{\sqrt{PQ}} \right)_{cal}^2 \quad (5.2)$$

Hierbei ist f_{ocal} die Frequenz des ungestörten Eichresonators und E_z/\sqrt{PQ} die berechnete, auf die gespeicherte Energie bezogene E_z -Komponente. Die Eichdaten der verschiedenen Störkörper finden sich im Anhang B1.

Für die Messung der Feldverteilungen $E_z(z)$ und $E_r(z)$ über die Frequenzverschiebung Δf der Separatorstruktur ergibt sich damit

$$\begin{aligned} \left(\frac{E}{\sqrt{PQ}} \right)^2 &= \frac{1}{K_E} \cdot \frac{\Delta f}{f_o} \\ &= \frac{\Delta f}{\Delta f_{cal}} \cdot \frac{f_{ocal}}{f_o} \cdot \left(\frac{E_z}{\sqrt{PQ}} \right)_{cal}^2, \end{aligned} \quad (5.3)$$

wobei f_o die Frequenz der ungestörten Separatorstruktur ist und $E = E_z, E_r$, je nachdem, ob die Nadel parallel oder senkrecht zur z -Richtung angeordnet wird.

Der gleiche Formalismus ist auch für die Störung mit dielektrischen oder metallischen Kugeln anzuwenden^{27,28}. Durch sie werden aber alle Feldkomponenten gleich stark gestört. Da in der Ablenkebene der Separatorstruktur $E_\varphi = 0$, mißt man durch Störung mit einer dielektrischen Kugel die Summe von E_z und E_r . Mit einer metallischen Kugel werden elektrische und magnetische Felder gestört. Durch Differenzbildung beider Messungen kann deshalb eine Aussage über den Magnetfeldanteil gemacht werden.

5.3.1 Gemessene Feldverteilungen $E_z(z)$, $E_r(z)$ in verschiedenen Moden

Für die Störungsmessungen von $E_z(z)$ und $E_r(z)$ in der multiperiodischen Struktur mußte die Geometrie der Nadeln so gewählt werden, daß zum einen durch ein kleines Verhältnis d/l nur die Feldkomponente parallel zur Störkörperachse gemessen wurde, und zum anderen l nicht zu groß war, zur Vermeidung von Integrationseffekten insbesondere bei den Feldnulldurchgängen. Für die Messungen haben sich die im Anhang B1 beschriebenen Nadeln als am günstigsten erwiesen. Durch Störung mit metallischen und dielektrischen Kugeln, bei denen die Summe über mehrere Feldkomponenten gemessen wurde, konnten die Einzelmessungen von E_z bzw. E_r bestätigt werden. Bei den hier diskutierten Messungen wurden die Störkörper im Abstand $r = 24$ mm von der Achse durch die Separatorstruktur gezogen. Die ungestörte Resonanzfrequenz f_0 wurde vor dem Eintreten und nach dem Austreten des Störkörpers aus der Separatorstruktur gemessen. Unter der Annahme einer linearen Drift wurde eine Gerade durch diese Punkte gelegt und von den gestörten Frequenzen $f(z)$ subtrahiert. Dadurch konnte der Fehler durch Wegdriften der Resonanzfrequenz klein gehalten werden.

Die gemessenen Feldverteilungen $E_z(z)$ und $E_r(z)$ für den Arbeitsmode und beide Nachbarmoden sind in Fig. 11 aufgetragen. Je nach Zusammenbau der Separatorstruktur (vgl. Kap. 3.2) erhält man die symmetrischen (Fig. 11a) oder antisymmetrischen Moden (Fig. 11b).

In allen Moden fordern die Randbedingungen, daß E_z an den Enddeckeln der Separatorstruktur maximal ist und $E_r = 0$, während auf den Irisscheiben E_r maximal und $E_z = 0$.

Bei den geradzahligen Moden (vgl. 6π -, 4π -Mode in Fig. 11) hat E_z in der Strukturmitte ein Maximum und E_r ist Null. Baut man jetzt die antisymmetrische Struktur, die wie diskutiert, um eine halbe Periodenlänge gegenüber der symmetrischen Struktur verschoben ist, zusammen, so erhält man die um $L/2$ verschobenen Feldverteilungen. Hierbei ist wieder E_z an den Enddeckeln maximal und $E_r = 0$, wie von den Randbedingungen gefordert.

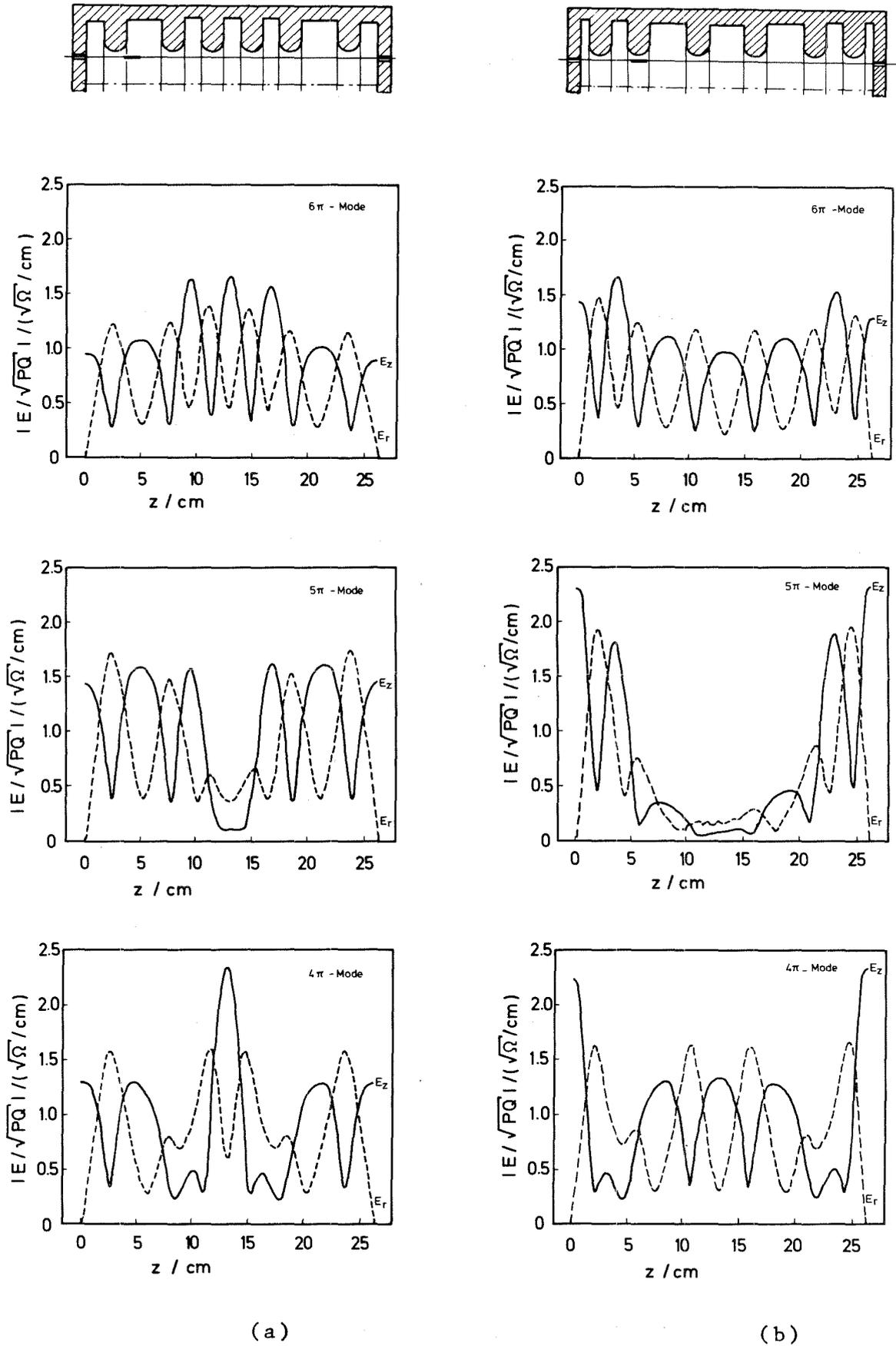


Fig. 11: Gemessene Feldverteilungen E_z , E_r in z -Richtung
 (a) symmetrische Moden, (b) antisymmetrische Moden

Bei den ungeradzahligen Moden (vgl. 5π -Mode in Fig. 11) ist in der Strukturmitte $E_z = 0$. Verschiebt man nun die Struktur um $L/2$, so müßte E_z an den Enddeckeln Null sein. Dies ist aber von den Randbedingungen her nicht möglich. Deshalb erhält man im antisymmetrischen 5π -Mode eine völlig andere Feldverteilung.

Betrachtet man die Felder E_z im symmetrischen 5π -Mode (Arbeitsmode), so stellt man fest, daß in den Nachbarzellen der gestörten Mittelzelle die gleichen Feldamplituden sind wie in den ungestörten Zellen. Damit ist die nach Gl. (3.2) gemachte Anpassung an die optimierten R_t/Q -Werte richtig, wonach bei dieser Struktur die nicht zur Ablenkung beitragende Länge λ_{ne} nur die Länge der gestörten Mittelzelle ist, d. h. $\lambda_{ne} = d_M + t$. Dies hat für Strukturtyp "K" eine höhere Shuntimpedanz ergeben als für Struktur "L".

Durch die Korrektur der Geometrie gegenüber der ursprünglich berechneten Struktur (Kap. 5.2) hat sich keine wesentliche Änderung der Feldverteilung ergeben.

Mit diesen Feldstörungsmessungen konnte also nachgewiesen werden, daß im Arbeitsmode die theoretisch erwartete Existenz einer feldfreien Zelle für diese multiperiodische Struktur richtig ist. Damit können mehrere Strukturperioden über Hf-Kontakte miteinander verbunden werden (wie in Kap. 1.3.3 diskutiert).

5.3.2 Ermittlung der Shuntimpedanz

Durch Messung der Feldverteilung $E_z(z)$ im Abstand r von der Strukturachse berechnet sich E_o für die Separatorstruktur durch Integration²⁵ (vgl. Gl. 2.6)

$$\frac{E_o}{\sqrt{PQ}} = \frac{1}{2KrL} \int_0^L \frac{E_z(z)}{\sqrt{PQ}} \cdot \cos Kz \, dz, \quad K = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (5.4)$$

Somit ergibt sich die auf die Güte normierte Shuntimpedanz

$$R_t/Q = L \cdot \left(\frac{E_o}{\sqrt{PQ}} \right)^2 . \quad (5.5)$$

Damit konnte anhand der im Arbeitsmode gemessenen Feldverteilung $E_z(z)$ (Fig. 11a) die Shuntimpedanz berechnet werden. Man erhielt die in Tab. 2 dargestellten R_t/Q -Werte.

Die gemessene Shuntimpedanz liegt bei der uniformperiodischen Struktur etwa 3% und bei der multiperiodischen Struktur 10% über dem berechneten Wert. Diese Abweichung zu höherem R_t/Q liegt daran, daß in der gemessenen Feldverteilung E_z in der Mitte der Irisscheibe nicht auf Null zurückgeht, wie in den Randbedingungen gefordert, sondern einen endlichen Wert hat (Fig. 11a). Er ist durch die Integration des Feldes über die Länge der Nadel zu erklären. Dieser Integrationseffekt durch die endliche Nadellänge tritt an allen Stellen in der Separatorstruktur auf. Jedoch ist der Fehler dort am größten, wo starke Feldänderungen auftreten (Feldnulldurchgänge). Damit versteht man auch die größere Abweichung infolge einer höheren Anzahl von Feldnulldurchgängen bei der 6-zelligen multiperiodischen Struktur.

Tabelle 2: Shuntimpedanzen der uniformperiodischen und multiperiodischen π -Mode Struktur

	n_z	L cm	$R_t/Q_{\text{theor.}}$ Ω/cm	R_t/Q_{gemessen} Ω/cm
uniformperiodische π -Mode Struktur	2	10.5	4.96	5.1
multiperiodische π -Mode Struktur	6	26.25	3.94	4.3

Trotz dieser Abweichung, die auf systematische Fehler bei der Messung zurückzuführen ist, stimmen die theoretischen und gemessenen R_t/Q -Werte gut überein. Damit ist zumindest für eine Struktur experimentell bestätigt worden, daß die in Kap. 2 zur Optimierung multiperiodischer Separatorstrukturen verwendete Theorie zur Berechnung der Shuntimpedanz geeignet ist.

5.4 Messung von E_p/E_o und H_p/E_o an der Oberfläche der Irisscheiben

Zur Messung der elektrischen und magnetischen Spitzenfelder an den Irisscheiben wurden dielektrische bzw. metallische Halbkugeln verwendet¹⁴. Diese Störkörpergeometrie wurde deshalb gewählt, da hier der Massenschwerpunkt der Resonatoroberfläche am nächsten ist. Durch Messungen mit Halbkugeln verschiedener Radien konnte die Frequenzstörung auf den Störkörperradius $r = 0$ extrapoliert werden. Damit erhielt man die Spitzenfelder direkt an der Oberfläche der Irisscheiben in einem Punkt.

Die Halbkugeln mußten jedoch wie die Störkörper für die Feldverteilungsmessungen im TM_{010} -Resonator geeicht werden (siehe Anhang B1). Damit erhält man analog Gl. 5.3 die auf die ablenkende Feldstärke normierten Spitzenfelder

$$\frac{E_p}{E_o} = \sqrt{\frac{\Delta f}{\Delta f_{cal}}} \cdot \sqrt{\frac{f_{ocal}}{f_o}} \cdot \left(\frac{E_p}{\sqrt{PQ}}\right)_{cal} \cdot \left(\frac{\sqrt{PQ}}{E_o}\right) \quad (5.6)$$

$$\frac{H_p}{E_o} = \sqrt{\frac{\Delta f}{\Delta f_{cal}}} \cdot \sqrt{\frac{f_{ocal}}{f_o}} \cdot \left(\frac{H_p}{\sqrt{PQ}}\right)_{cal} \cdot \left(\frac{\sqrt{PQ}}{E_o}\right) \cdot \mu_o \quad (5.7)$$

Hierbei sind

$\left(\frac{E_p}{\sqrt{PQ}}\right)_{cal}$, $\left(\frac{H_p}{\sqrt{PQ}}\right)_{cal}$ die berechneten elektrischen und magnetischen Spitzenfelder im Eichresonator,

$\frac{E_o}{\sqrt{PQ}}$ die aus der Feldverteilung $E_z(z)$ nach Gl. 5.4 berechnete ablenkende Feldstärke,

f_{ocal} , f_o die Eigenfrequenzen des Eichresonators bzw. der Separatorstruktur,

μ_o die Induktionskonstante,

$\frac{\Delta f}{\Delta f_{cal}}$ die auf den Störkörperradius $r = 0$ extrapolierte relative Frequenzstörung.

Gemäß der Dipolsymmetrie des Ablenkmodes wurden die elektrischen Spitzenfelder in der Ablenkebene $\vartheta = 0^\circ$ und die magnetischen Spitzenfelder bei $\vartheta = 90^\circ$ gemessen. Wegen der zum Teil sehr kleinen Frequenzänderungen (kleine Störkörpervolumen) wäre ein großer Meßfehler durch eine Drift der ungestörten Resonanzfrequenz während der Messung entstanden. Deshalb wurde f_0 vor und nach der Störung gemessen und diese lineare Drift von den gestörten Resonanzfrequenzen subtrahiert, wie bei den Feldverteilungsmessungen $E_z(z)$ und $E_r(z)$.

Die an den verschiedenen Irisscheiben der multiperiodischen Struktur gemessenen normierten Spitzenfelder sind in Fig. 12 in Abhängigkeit vom Ort bzw. in Tab. 3 aufgetragen. Es treten deutliche Unterschiede von E_p/E_0 und H_p/E_0 zwischen den einzelnen Irisscheiben auf.

In den ungestörten Zellen am Strukturrand entspricht die Feldverteilung in der multiperiodischen Struktur der des π -Modes in der uniformperiodischen Struktur. Damit ist an den Irisscheiben, die weit von der Störung entfernt sind

$$\begin{aligned} H_p &= H_{p\pi} \quad , \\ E_p &= E_{p\pi} \quad . \end{aligned} \tag{5.8}$$

Berechnet man mit Gl. (3.1) die auf E_0 normierten Spitzenfelder, so erhält man

$$\begin{aligned} \frac{H_p}{E_0} &= \frac{H_{p\pi}}{E_{0\pi}} \cdot \frac{E_{0\pi}}{E_0} \quad , \quad \frac{H_{p\pi}}{E_{0\pi}} \equiv \left(\frac{H_p}{E_0}\right)_\pi \\ &= \left(\frac{H_p}{E_0}\right)_\pi \cdot \frac{L}{L - \ell_{ne}} \end{aligned} \tag{5.9}$$

$$\begin{aligned} \frac{E_p}{E_0} &= \frac{E_{p\pi}}{E_{0\pi}} \cdot \frac{E_{0\pi}}{E_0} \quad , \quad \frac{E_{p\pi}}{E_{0\pi}} \equiv \left(\frac{E_p}{E_0}\right)_\pi \\ &= \left(\frac{E_p}{E_0}\right)_\pi \cdot \frac{L}{L - \ell_{ne}} \end{aligned}$$

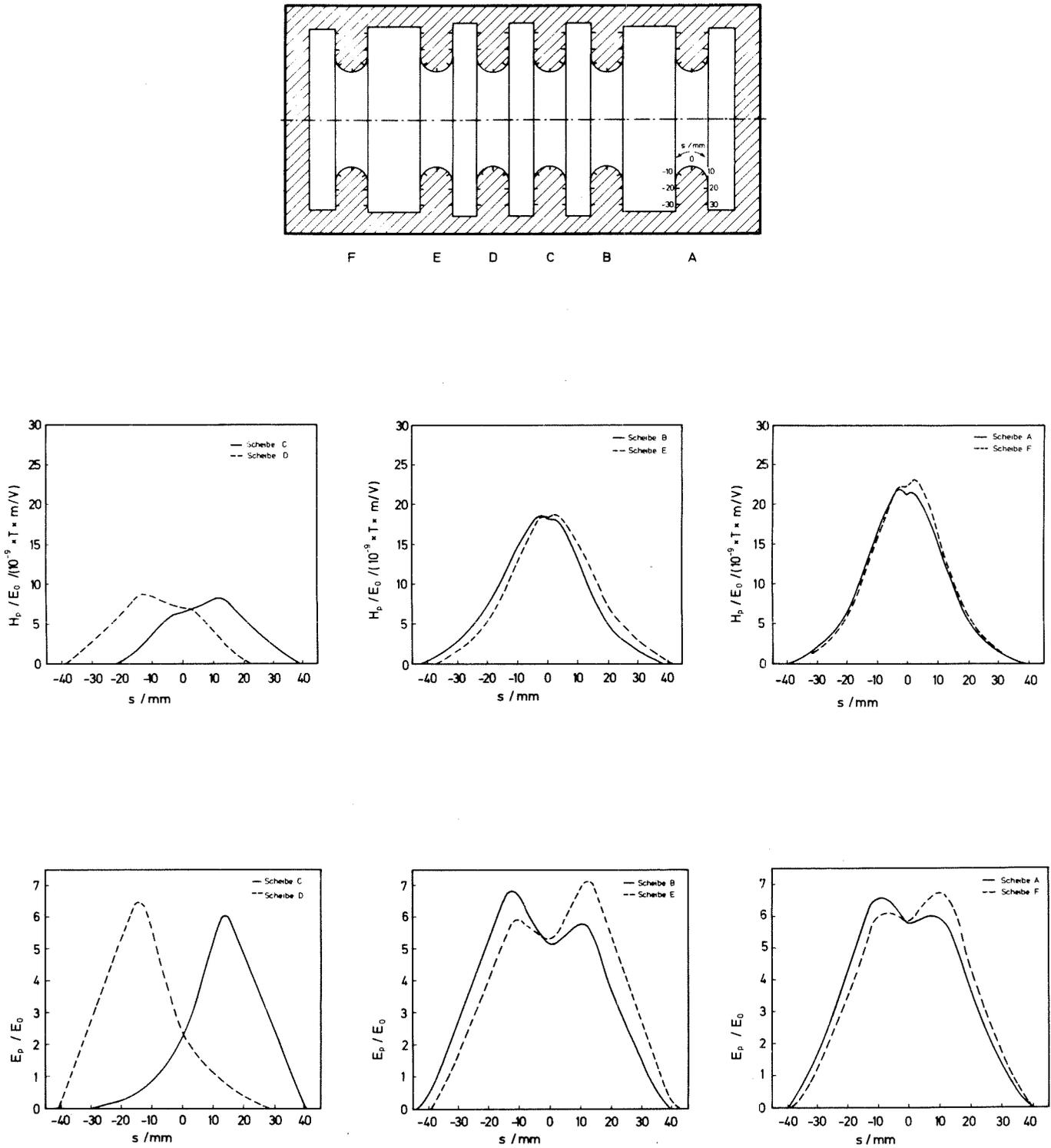


Fig. 12: Gemessene auf die ablenkende Feldstärke normierte magnetische und elektrische Spitzenfelder in Abhängigkeit vom Ort auf der Irisscheibe

Tabelle 3: Normierte magnetische und elektrische Spitzenfelder

		$\frac{H_p}{E_o}$ 10^{-9} Tm/V	$\frac{E_p}{E_o}$
uniformperiodische $\pi/2$ -Mode Struktur	an allen Irisscheiben	{19}	{12}
uniformperiodische π -Mode Struktur	an allen Irisscheiben	17.5 (18.0)	5.2 (5.0)
multiperiodische π -Mode Struktur	Irisscheibe A,F	25.5 [20.8]	6.7 [5.8]
	" B,E	18.7	7.1
	" C,D	8.4 [11.0]	6.3 [6.9]

- () Werte von Vaghin ¹⁴; { } extrapolierte Werte von Vaghin ¹⁴.
 [] Nach Gl. (5.9) und (5.11) aus dem Wert der uniformperiodischen Struktur mit $L = 26.25 \text{ cm}$, $\lambda_{ne} = 3.5 \text{ cm}$ berechnete Werte.

In den gestörten Zellen in der Strukturmitte ist die Feldverteilung ähnlich dem $\pi/2$ -Mode. So ergibt sich an diesen Irisscheiben

$$\begin{aligned} H_p &= H_{p\pi/2} \quad , \\ E_p &= E_{p\pi/2} \quad . \end{aligned} \tag{5.10}$$

Da im $\pi/2$ -Mode der uniformperiodischen Struktur nur jede zweite Zelle einen Beitrag zur Ablenkung leistet, ist $E_{o\pi} = 2 \cdot E_{o\pi/2}$ und damit

$$\begin{aligned} \frac{H_p}{E_o} &= \frac{H_{p\pi/2}}{E_{o\pi/2}} \cdot \frac{E_{o\pi/2}}{E_o} \quad , \quad \frac{H_{p\pi/2}}{E_{o\pi/2}} \equiv \left(\frac{H_p}{E_o}\right)_{\pi/2} \\ &= \left(\frac{H_p}{E_o}\right)_{\pi/2} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{L}{L-\lambda_{ne}}\right) \end{aligned} \tag{5.11}$$

$$\begin{aligned} \frac{E_p}{E_o} &= \frac{E_{p\pi/2}}{E_{o\pi/2}} \cdot \frac{E_{o\pi/2}}{E_o} , & \frac{E_{p\pi/2}}{E_{o\pi/2}} &\equiv \left(\frac{E_p}{E_o}\right)_{\pi/2} \\ &= \left(\frac{E_p}{E_o}\right)_{\pi/2} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{L}{L-\ell_{ne}}\right) . \end{aligned} \quad (5.11)$$

Mit diesen Gleichungen lassen sich die Spitzenfelder der multiperiodischen Struktur aus den Werten für die uniformperiodische Struktur berechnen (Tab. 3). Da keine weiteren Meßdaten zur Verfügung stehen, ist es jedoch nicht möglich, diese Formeln auch bei großen Periodenlängen L zu verifizieren. Deshalb können damit nur qualitative Aussagen gegeben werden.

Das Abfallen von H_p/E_o sowie das ungefähr gleichbleibende E_p/E_o zur Strukturmitte hin ergeben sich aus dem Übergang der Feldverteilung des π -Modes in einen $\pi/2$ ähnlichen Mode. Damit ist für die multiperiodische Struktur gezeigt, daß an den Irisscheiben der gestörten Zellen die normierten magnetischen Spitzenfelder wesentlich niedriger sind als an den ungestörten Zellen. Ein Abfallen von H_p/E_o bzw. E_p/E_o mit steigendem L , wie es Gl. (5.9) und (5.11) beschreiben, ergibt sich rein anschaulich daraus, daß die Störung gegenüber der Gesamtstruktur durch Anhängen weiterer ungestörter Zellen kleiner wird. Damit nähert sich die Feldverteilung immer mehr der des reinen π -Modes, wodurch H_p/E_o und E_p/E_o in den ungestörten Zellen kleiner wird.

5.5 Fehlerbetrachtungen

Wie in Kap. 5.2 diskutiert, trat bei der Berechnung der Eigenfrequenzen ein systematischer Fehler durch die Berechnung von Separatorstrukturen mit eckigen Irisscheiben auf. So lag die Frequenz im Arbeitsmode bei uniformperiodischer und multiperiodischer Struktur um etwa 3% zu hoch. Diese Abweichung konnte in den Messungen durch eine Korrektur der Zellenradien b_i der multiperiodischen Struktur kompensiert werden. Da keine Meßdaten über weitere multiperiodische Strukturen zur Verfügung stehen, kann für die im Anhang A aufgelisteten Strukturen nur eine obere Grenze für einen systematischen Fehler im Radius b abgeschätzt werden. So sind die Radien b_i der beschriebenen Strukturen um maximal 3% zu klein.

Die daraus resultierende Abweichung bei der Berechnung der Shuntimpedanz und des Geometriefaktors war in der Größenordnung von +3%, so daß die im Anhang A dargestellten Werte um etwa 3% zu niedrig sein dürften.

Diese nur sehr grob abgeschätzten Fehler sind jedoch streng von den im folgenden diskutierten Meßfehlern für die eine gemessene "K"-Struktur mit $2a = 60$ mm, $L = 26.25$ cm zu trennen.

In die Frequenzmessung geht ein systematischer Fehler ein, verursacht durch die zusätzlich in die Struktur eingebrachten Polarisationsstäbe. Er kann jedoch vernachlässigt werden gegenüber den statistischen Fehlern, die verursacht sind durch Temperaturschwankungen, Kopplungseffekte und vor allem unterschiedliches Zusammenbauen (Symmetrische und antisymmetrische Struktur). Nach Anwendung des Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetzes³¹ erhält man den statistischen Fehler in den Eigenfrequenzen $m_F = \pm 500$ kHz (0.02%).

Bei der Messung der Shuntimpedanz R_t/Q sowie der ablenkenden Feldstärke E_o/\sqrt{PQ} tritt, wie in Kap. 5.3.2 diskutiert, ein systematischer Fehler durch die endliche Nadelausdehnung auf. Dieser Fehler wurde bei den in Tab. 2 angegebenen Werten deshalb nicht berücksichtigt, da hierüber keine genauen Angaben gemacht werden können. Aus einer Abschätzung dieses Fehlers nach oben anhand der gemessenen Feldverteilung $E_z(z)$ ergibt sich, daß die gemessenen R_t/Q - und E_o/\sqrt{PQ} -Werte bei der multiperiodischen Struktur maximal 4% bzw. 2% und bei der uniformperiodischen Struktur 2% bzw. 1% niedriger liegen als angegeben. Für die statistischen Fehler erhält man

$$m_{R_t/Q} = \pm 0.05 \text{ } \Omega/\text{cm (1\%)} \text{ und } m_{E_o/\sqrt{PQ}} = \pm 0.5 \text{ } \sqrt{\Omega}/\text{cm (1\%)}.$$

Diese Fehler für E_o/\sqrt{PQ} müssen bei den Fehlerangaben für die auf die ablenkende Feldstärke normierten elektrischen und magnetischen Spitzenfelder berücksichtigt werden. Man ersieht daraus, daß die in Tab. 3 angegebenen Meßwerte von H_p/E_o bzw. E_p/E_o an allen Irischeiben maximal 2% höher liegen können als angegeben. Berechnet

man nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz den statistischen Fehler bei der Messung der Spitzenfelder unter Berücksichtigung der in die Gl. (5.6) und (5.7) eingehenden Meßgrößen, so ergibt sich $m_{H_p/E_0} = \pm 3\%$ und $m_{E_p/E_0} = \pm 3\%$.

6. MÖGLICHKEITEN ZUM BAU EINES X-BAND SEPARATORS

Mit den in den vorhergehenden Kapiteln gewonnenen Ergebnissen ist es nun möglich, für multiperiodische Strukturen Shuntimpedanz R_t/Q und normierte Spitzenfelder H_p/E_0 , E_p/E_0 anhand einfacher Formeln sowie die Gruppengeschwindigkeit v_g/c und damit den Modeabstand (bei gegebener Zellenzahl) in Abhängigkeit von der Periodenlänge L zu berechnen. Damit können verschiedene Möglichkeiten für die Zusammensetzung eines Deflektors aus multiperiodischen Strukturen diskutiert werden.

Zur Separation von Teilchen mit hohen Impulsen ist man nach Gl.(1.2) unter anderem bestrebt, die Deflektorlänge ℓ möglichst groß zu machen. Man kann nun einen Deflektor, zusammengesetzt aus multiperiodischen Strukturen, nicht beliebig lang machen, da der Modeabstand mit steigender Zellenzahl kleiner wird. Deshalb wird im folgenden davon ausgegangen, den vorgeschlagenen X-Band Separator mit Deflektoren zu bauen, die aus n getrennten Hochfrequenz-Einheiten der Länge L_{Hf} bestehen ($\ell = n \cdot L_{Hf}$). Diese Betrachtung beinhaltet den für kurze Deflektoren günstigsten Fall $n = 1$, d. h. $\ell = L_{Hf}$.

Der Vorteil der multiperiodischen Struktur gegenüber der π -Mode Struktur besteht nun darin, daß man zum einen die Hf-Einheiten wesentlich länger machen kann, wodurch der elektronische Aufwand reduziert wird, und zum anderen diese Hf-Einheiten in Einzelsektionen unterteilen kann. Die Sektionen sind dann untereinander durch Hf-Kontakte in den feldfreien Zellen verbunden. Die kleinste mögliche Sektionslänge ist L . Zur Veranschaulichung ist ein Beispiel für die Auslegung eines Deflektors mit zwei Hf-Einheiten in Fig. 13 dargestellt. Für den Aufbau einer Hf-Einheit vorgegebener Länge mit multiperiodischen Strukturen gibt es grundsätzlich mehrere Möglichkeiten, da die Periodenlänge L noch variiert werden kann. L_{Hf} muß

dabei ein ganzzahliges Vielfaches der Strukturperiode L sein, d. h. $L_{Hf} = n_p \cdot L$ (n_p = Zahl der Strukturperioden). Im Grenzfall $n_p = 1$ ist die Länge einer Strukturperiode $L = L_{Hf}$.

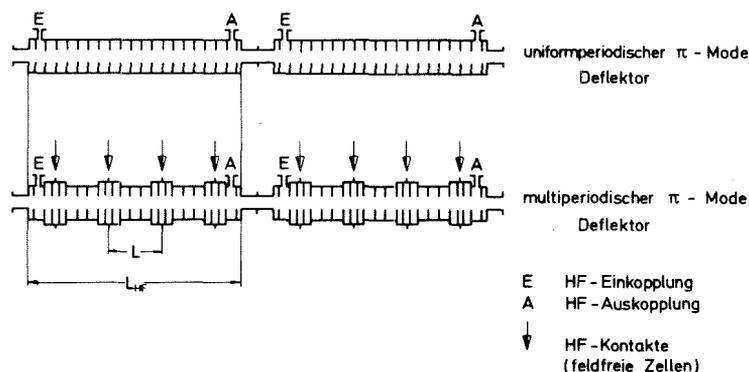


Fig. 13: Schematischer Aufbau eines Deflektors mit zwei von einander getrennten Hf-Einheiten

In Tab. 4 sind die in den vorhergehenden Kapiteln diskutierte Eigenschaften einiger auf das X-Band übertragener (Geometrie um einen Faktor 3 kleiner) S-Band Strukturen aufgelistet.

Tabelle 4: Vergleich uniformperiodischer und multiperiodischer X-Band Separatoren

	n_z	$K_{zs} \cdot L$	L cm	v_g/c	G Ω	R_t/Q Ω/cm	H_p/E_o $10^{-9} Tm/V$	E_p/E_o
uniformperiodische π -Mode Struktur	1	π	1.75	0	215.2 ¹⁾	4.96 ^{1), 2)}	17.5 ²⁾	5.2 ²⁾
multiperiodische π -Mode Struktur Typ "K"	6	5π	8.75	8.5×10^{-2} 5)	180 ¹⁾	3.92 ^{1), 2)}	25.5 ²⁾	7.1 ²⁾
	30	29π	50.75	1.8×10^{-2} 5)	210 ⁶⁾	4.73 ³⁾	≈ 17.9 ⁴⁾	≈ 6.1 ⁴⁾
	66	65π	113.75	0.8×10^{-2} 5)	215 ⁶⁾	4.86 ³⁾	≈ 17.7 ⁴⁾	≈ 6.0 ⁴⁾

- 1) Aus Optimierungsrechnung berechnete Werte
- 2) Meßwerte
- 3) Mit Gl.(3.2) berechnete Werte
- 4) Mit Gl.(5.9), (5.11) berechnete Werte
- 5) Berechnete Werte aus dem Dispersionsdiagramm der uniformperiodischen Struktur
- 6) Aus Abb. 6b extrapolierte Werte

Die Struktur mit der größten Periodenlänge $L = 113.75$ cm kann gerade noch in dem vorhandenen UHV-Ofen wärmebehandelt werden. Bei der multiperiodischen Struktur mit der kleinsten Periodenlänge $L = 8.75$ cm liegt die Shuntimpedanz etwa 20% unter dem Wert, des reinen π -Modes. Damit muß man, um die gleiche ablenkende Feldstärke E_o wie im π -Mode zu erhalten, ungefähr 10% mehr Hf-Leistung aufbringen. Bei supraleitenden Strukturen, wo die benötigten Hf-Leistungen sowieso klein sind, treten deshalb keine Schwierigkeiten auf. Viel ungünstiger ist hier das um etwa 45% höhere Spitzenfeld H_p/E_o . Dadurch bricht das magnetische Feld schon bei 70% der ablenkenden Feldstärke, die in einer π -Mode Struktur gleicher Oberflächenbeschaffenheit erreicht werden kann, zusammen. Da sowohl R_t/Q als auch H_p/E_o für größere Periodenlängen gegen den Wert des reinen π -Modes streben, erscheint es deshalb günstiger, eine Hf-Einheit aus multiperiodischen Strukturen mit größerem L zusammenzusetzen.

Dadurch wird die Gruppengeschwindigkeit kleiner, wodurch die Empfindlichkeit gegenüber Toleranzschwankungen steigt. Diese Toleranzschwankungen beeinflussen zum einen den Modeabstand im Arbeitsmode und zum anderen die Felder in der Separatorstruktur, wodurch Feldüberhöhungen in einzelnen Zellen auftreten können.

Der Modeabstand $F_{n\pi} - F$ im Arbeitsmode der in Tab. 4 aufgeführten idealen Strukturen (ohne Toleranzschwankungen) ist in Fig. 14 in Abhängigkeit von der Länge der Hf-Einheit aufgetragen. Man sieht, daß bei fester Periodenlänge der Modeabstand mit steigendem L_{Hf} bei allen Strukturen stark abfällt. Bei der multiperiodischen Struktur mit $L = 113.75$ cm ist er jedoch auch bei großen L_{Hf} immer noch groß gegen die Bandbreite der supraleitenden Struktur. Obwohl im X-Band die Fertigungstoleranzen um einen Faktor 3 gegenüber dem S-Band kleiner sind, erwartet man keine Schwierigkeiten, wie auch bei der π -Mode Struktur mit $L_{Hf} < 1$ m. Hierzu müßten jedoch noch genauere Rechnungen durchgeführt werden.

Gegen die Anwendung einer reinen π -Mode Struktur in einem Deflektor mit kurzen Hf-Einheiten spricht der Einfluß von Toleranzschwankungen auf die Feldverteilung. Deshalb erscheinen auch multiperiodische Strukturen mit großer Periodenlänge als ungünstig, da deren

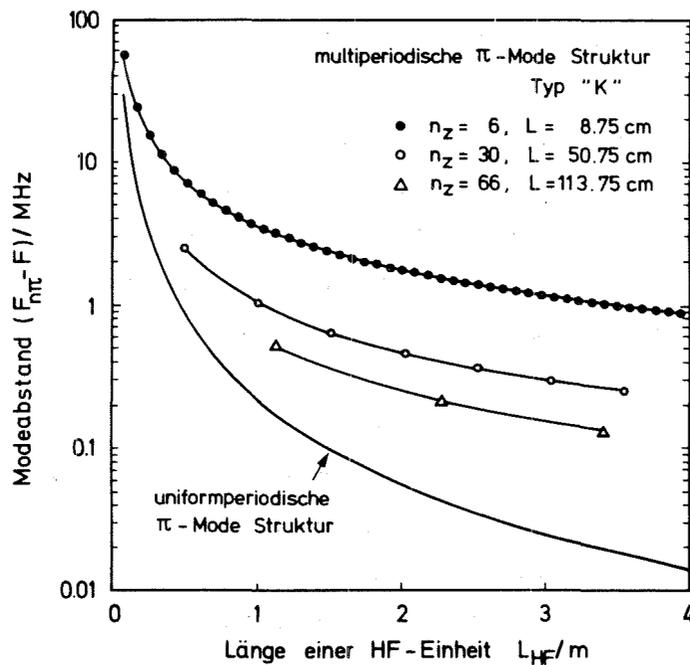


Fig. 14: Modeabstand im Arbeitsmode in Abhängigkeit von der Länge der Hochfrequenzeinheiten

Arbeitsmode nahe beim π -Mode der uniformperiodischen Struktur liegt, und deshalb ein ähnliches Verhalten erwartet werden kann.

Daran erkennt man, daß für die Auslegung eines X-Band Separators mit multiperiodischen Strukturen noch zusätzlich umfangreiche Toleranzrechnungen sowie Messungen gemacht werden müssen, um den Einfluß von Geometrieschwankungen auf die Feldverteilung und den Modeabstand zu erfassen.

7. ZUSAMMENFASSUNG

Mit Hilfe eines Rechenprogrammes konnte das Dispersionsdiagramm, die Shuntimpedanz R_t/Q , der Geometriefaktor G und die Gruppengeschwindigkeit v_g/c von kompensierten multiperiodischen Strukturen berechnet werden. Damit wurde gezeigt, daß für Strukturen des Typs "K" die Shuntimpedanz höher ist als für Typ "L". Insbesondere bei kleinen Periodenlängen liegen beide Werte wesentlich unter dem Wert

der uniformperiodischen Struktur. Durch Hinzufügen weiterer π -Mode Zellen, bzw. Vergrößerung der Periodenlänge, streben R_t/Q , G und v_g/c gegen die Werte der π -Mode Struktur.

Für die Anwendung in einem multiperiodischen X-Band Separator, bei dem Strukturen mit relativ großem Irisdurchmesser verwendet werden müssen, ist nur Typ "K" geeignet, da bei Typ "L" R_t/Q viel zu niedrig ist, und bei Strukturen mit größerer Periodenlänge die Frequenzlücke im Arbeitsmode nicht mehr geschlossen werden kann.

Es wurden Messungen an einer "K"-Struktur ($L = 26.25$ cm, $2a = 60$ mm) durchgeführt. Dabei traten Abweichungen von den theoretischen Werten auf, infolge eines systematischen Fehlers bei der Berechnung von Strukturen mit abgerundeten Irisscheiben mit einer Theorie, die nur für Strukturen mit eckigen Irisscheiben geeignet ist. Trotz dieser Abweichungen, die sich in der Größenordnung von 3% am deutlichsten bei der Berechnung der Eigenfrequenzen auswirkten, erzielte man gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

Die gemessenen magnetischen und elektrischen Spitzenfelder H_p/E_0 , E_p/E_0 lagen bei dieser Struktur etwa 40% über den Werten der π -Mode Struktur. Durch Vergrößerung der Periodenlänge streben jedoch auch diese Größen gegen die Werte des π -Modes, wie anhand einfacher Formeln gezeigt werden konnte.

Beim Bau eines X-Band Separators sind deshalb "K"-Strukturen mit großer Periodenlänge anzustreben. Dies führt jedoch zwangsläufig zu einer kleinen Gruppengeschwindigkeit im Arbeitsmode, wodurch die Strukturen empfindlicher gegenüber Toleranzschwankungen werden. Deshalb müssen für die Auslegung eines Deflektors mit multiperiodischen Strukturen noch umfangreiche Toleranzuntersuchungen durchgeführt werden.

ANHANG

Teil A: Daten der theoretisch berechneten multiperiodischen Strukturen.

Teil B: Daten zum experimentellen Teil der Arbeit.

Tabelle A1: Berechnete Strukturen mit $2a = 40 \text{ mm}$, $t = 25 \text{ mm}$ ($\lambda = 10.5 \text{ cm}$)

a) uniformperiodische π -Mode Struktur: $b = 59.66 \text{ mm}$, $d = 27.5 \text{ mm}$, $R_t/Q = 10.71 \Omega/\text{cm}$
 $G = 191.5 \Omega$, $v_g/c = 0$

b) multiperiodische π -Mode Strukturen:

Strukturen, bei denen möglichst viele Zellen die gleiche Geometrie haben												Durch Stufen bezüglich R_t/Q optimierte Strukturen													
Typ "L"						Typ "K"						Typ "L"						Typ "K"							
L cm	n_z	b mm	d mm	R_t/Q Ω/cm	G Ω	v_g/c $\cdot 10^{-2}$	n_z	b mm	d mm	R_t/Q Ω/cm	G Ω	v_g/c $\cdot 10^{-2}$	n_z	b mm	d mm	R_t/Q Ω/cm	G Ω	v_g/c $\cdot 10^{-2}$	n_z	b mm	d mm	R_t/Q Ω/cm	G Ω	v_g/c $\cdot 10^{-2}$	
15.75	2	$b_1 = 60.51$ $b_2 = 61.95$	$d_1 = 27.5$ $d_2 = 80.0$	4.22	202.7	-4																			
26.25	4	$b_1 = 59.86$ $b_2 = b_1$ $b_3 = 61.36$ $b_4 = b_1$	$d_1 = 27.5$ $d_2 = d_1$ $d_3 = 80.0$ $d_4 = d_1$	6.41	193.9	(-2)	6	$b_1 = 59.73$ $b_2 = b_1$ $b_3 = 58.73$ $b_4 = 58.63$ $b_5 = b_3$ $b_6 = b_1$	$d_1 = 27.5$ $d_2 = d_1$ $d_3 = 10.0$ $d_4 = d_3$ $d_5 = d_3$ $d_6 = d_1$	8.03	155.5	(-2)	4	$b_1 = 59.53$ $b_2 = 60.13$ $b_3 = 60.90$ $b_4 = b_2$	$d_1 = 27.5$ $d_2 = d_1$ $d_3 = 80.0$ $d_4 = d_1$	6.71	194.8	-3	6	$b_1 = 59.64$ $b_2 = 59.79$ $b_3 = 58.72$ $b_4 = 58.62$ $b_5 = b_3$ $b_6 = b_2$	$d_1 = 27.5$ $d_2 = d_1$ $d_3 = 10.0$ $d_4 = d_3$ $d_5 = d_3$ $d_6 = d_1$	8.05	154.1	-1	
36.75	6	$b_1 = 59.75$ $b_2 = b_1$ $b_3 = b_1$ $b_4 = 61.25$ $b_5 = b_1$ $b_6 = b_1$	$d_1 = 27.5$ $d_2 = d_1$ $d_3 = d_1$ $d_4 = 80.0$ $d_5 = d_1$ $d_6 = d_1$	7.09	192.5	(-2)	8	$b_1 = 59.7$ $b_2 = b_1$ $b_3 = b_1$ $b_4 = 58.7$ $b_5 = b_4$ $b_6 = b_4$ $b_7 = b_1$ $b_8 = b_1$	$d_1 = 27.5$ $d_2 = d_1$ $d_3 = d_1$ $d_4 = 10.0$ $d_5 = d_4$ $d_6 = d_4$ $d_7 = d_1$ $d_8 = d_1$	8.6	175.9	(-1)	6	$b_1 = 59.61$ $b_2 = b_1$ $b_3 = 60.11$ $b_4 = b_1$ $b_5 = b_3$ $b_6 = b_1$	$d_1 = 27.5$ $d_2 = d_1$ $d_3 = d_1$ $d_4 = 80.0$ $d_5 = d_1$ $d_6 = d_1$	7.81	193.7	-3	8	$b_1 = 59.65$ $b_2 = b_1$ $b_3 = 59.8$ $b_4 = 58.71$ $b_5 = 58.61$ $b_6 = b_4$ $b_7 = b_3$ $b_8 = b_2$	$d_1 = 27.5$ $d_2 = d_1$ $d_3 = d_1$ $d_4 = 10.0$ $d_5 = d_4$ $d_6 = d_4$ $d_7 = d_1$ $d_8 = d_1$	8.8	168.9	-0.4	

47.25	8	$b_1=59.70$ $b_2=b_1$ $b_3=b_1$ $b_4=b_1$ $b_5=61.10$ $b_6=b_1$ $b_7=b_1$ $b_8=b_1$	7.37	194.3	(-1)	10	$b_1=59.66$ $b_2=b_1$ $b_3=b_1$ $b_4=b_1$ $b_5=58.90$ $b_6=58.80$ $b_7=b_5$ $b_8=b_1$ $b_9=b_1$ $b_{10}=b_1$	8.97	178.0	(-1)	8	$b_1=59.64$ $b_2=b_1$ $b_3=b_1$ $b_4=60.04$ $b_5=58.54$ $b_6=b_4$ $b_7=b_1$ $b_8=b_1$	8.30	194.9	(-1)	10	$b_1=59.64$ $b_2=b_1$ $b_3=b_1$ $b_4=b_1$ $b_5=59.74$ $b_6=58.88$ $b_7=b_5$ $b_8=b_4$ $b_9=b_1$ $b_{10}=b_1$	9.12	173.2	(-1)
57.75	10	$b_1=59.68$ $b_2=b_1$ $b_3=b_1$ $b_4=b_1$ $b_5=b_1$ $b_6=61.08$ $b_7=b_1$ $b_8=b_1$ $b_9=b_1$ $b_{10}=b_1$	7.60	194.1	(-1)	12	$b_1=59.65$ $b_2=b_1$ $b_3=b_1$ $b_4=b_1$ $b_5=b_1$ $b_6=59.04$ $b_7=58.94$ $b_8=b_6$ $b_9=b_1$ $b_{10}=b_1$ $b_{11}=b_1$ $b_{12}=b_1$	9.02	185.6	(-0.8)	10	$b_1=59.65$ $b_2=b_1$ $b_3=b_1$ $b_4=b_1$ $b_5=60.05$ $b_6=58.00$ $b_7=b_5$ $b_8=b_1$ $b_9=b_1$ $b_{10}=b_1$	8.74	194.7	(-1)	12	$b_1=59.63$ $b_2=b_1$ $b_3=b_1$ $b_4=b_1$ $b_5=59.83$ $b_6=58.96$ $b_7=58.86$ $b_8=b_6$ $b_9=b_5$ $b_{10}=b_1$ $b_{11}=b_1$ $b_{12}=b_1$	9.42	179.2	(-0.8)
68.25	12	$b_1=59.66$ $b_2=b_1$ $b_3=b_1$ $b_4=b_1$ $b_5=b_1$ $b_6=b_1$ $b_7=61.20$ $b_8=b_1$ $b_9=b_1$ $b_{10}=b_1$ $b_{11}=b_1$ $b_{12}=b_1$	7.80	194.0	(-0.8)	14	$b_1=59.66$ $b_2=b_1$ $b_3=b_1$ $b_4=b_1$ $b_5=b_1$ $b_6=b_1$ $b_7=59.10$ $b_8=58.97$ $b_9=b_7$ $b_{10}=b_1$ $b_{11}=b_1$ $b_{12}=b_1$ $b_{13}=b_1$ $b_{14}=b_1$	8.67	191.65	(-0.7)	12	$b_1=59.64$ $b_2=b_1$ $b_3=b_1$ $b_4=b_1$ $b_5=b_1$ $b_6=60.04$ $b_7=57.5$ $b_8=b_6$ $b_9=b_1$ $b_{10}=b_1$ $b_{11}=b_1$ $b_{12}=b_1$	9.02	194.6	(-0.8)	14	$b_1=59.64$ $b_2=b_1$ $b_3=b_1$ $b_4=b_1$ $b_5=b_1$ $b_6=59.84$ $b_7=59.03$ $b_8=58.93$ $b_9=b_7$ $b_{10}=b_6$ $b_{11}=b_1$ $b_{12}=b_1$ $b_{13}=b_1$ $b_{14}=b_1$	9.59	186.0	(-0.7)

() berechnete Werte aus dem Dispersionsdiagramm der unifornperiodischen Struktur

Tabelle A2: Berechnete Strukturen mit $2a = 60 \text{ mm}$, $t = 20 \text{ mm}$ ($\lambda = 10.5 \text{ cm}$)

a) uniformperiodische π -Mode Struktur: $b = 57.615$, $d = 32.5 \text{ mm}$, $R_t/Q = 4.96 \Omega/\text{cm}$
 $G = 215.2 \Omega$, $v_g/c = 0$

b) multiperiodische π -Mode Strukturen:

Strukturen, bei denen möglichst viele Zellen die gleiche Geometrie haben												Durch Stufen bezüglich R_t/Q optimierte Strukturen												
Typ "L"						Typ "K"						Typ "L"					Typ "K"							
L cm	n_z	b mm	d mm	R_t/Q Ω/cm	G Ω	v_g/c $\times 10^{-2}$	n_z	b mm	d mm	R_t/Q Ω/cm	G Ω	v_g/c $\times 10^{-2}$	n_z	b mm	d mm	R_t/Q Ω/cm	G Ω	v_g/c $\times 10^{-2}$	n_z	b mm	d mm	R_t/Q Ω/cm	G Ω	v_g/c $\times 10^{-2}$
26.25	4	$b_1=48.24$ $b_2=45.74$ $b_3=45.24$ $b_4=b_2$	$d_1=32.5$ $d_2=d_1$ $d_3=85.0$ $d_4=d_1$	0.06	326.5	(11)	6	$b_1=57.49$ $b_2=b_1$ $b_3=59.88$ $b_4=b_3$ $b_5=b_3$ $b_6=b_1$	$d_1=32.5$ $d_2=d_1$ $d_3=15.0$ $d_4=d_3$ $d_5=d_3$ $d_6=d_1$	3.92	175.8	(9)	4	$b_1=58.75$ $b_2=45.25$ $b_3=35.47$ $b_4=b_2$	$d_1=32.5$ $d_2=d_1$ $d_3=85.0$ $d_4=d_1$	0.89	263.9	15	6	$b_1=56.85$ $b_2=57.85$ $b_3=59.20$ $b_4=b_3$ $b_5=b_3$ $b_6=b_1$	$d_1=32.5$ $d_2=d_1$ $d_3=15.0$ $d_4=d_3$ $d_5=d_3$ $d_6=d_1$	3.94	178.9	5
36.75	6	$b_1=56.94$ $b_2=b_1$ $b_3=54.44$ $b_4=40.25$ $b_5=b_3$ $b_6=b_1$	$d_1=32.5$ $d_2=d_1$ $d_3=d_1$ $d_4=85.0$ $d_5=d_1$ $d_6=d_1$	1.98	232.7	(9)	8	$b_1=57.59$ $b_2=b_1$ $b_3=b_1$ $b_4=60.03$ $b_5=b_4$ $b_6=b_4$ $b_7=b_1$ $b_8=b_1$	$d_1=32.5$ $d_2=d_1$ $d_3=d_1$ $d_4=15.0$ $d_5=d_4$ $d_6=d_4$ $d_7=d_1$ $d_8=d_1$	4.18	192.2	(6)	6	$b_1=57.62$ $b_2=b_1$ $b_3=53.12$ $b_4=35.40$ $b_5=b_3$ $b_6=b_1$	$d_1=32.5$ $d_2=d_1$ $d_3=d_1$ $d_4=85.0$ $d_5=d_1$ $d_6=d_1$	2.30	236.5	(6)						
						bei Strukturen ohne zusätzliche Stufen konnte die Frequenzlücke nicht geschlossen werden											zusätzliche Stufen ergaben keine Erhöhung von R_t/Q							

() berechnete Werte aus dem Dispersionsdiagramm der uniformperiodischen Struktur

Tabelle A3: Berechnete multiperiodische π -Mode Strukturen mit geänderter Länge der gestörten Mittelzelle.
 - Die Strukturen sind dabei jeweils bezüglich R_c/Q durch Stufen optimiert.-
 $2a = 40 \text{ mm}$, $t = 25 \text{ mm}$

L cm	Typ "L"					Typ "K"				
	n_z	b mm	d mm	R_c/Q Ω/cm	G Ω	n_z	b mm	d mm	R_c/Q Ω/cm	G Ω
36.75	6	$b_1 = 59.64$	$d_1 = 27.5$	7.80	192.7	8	$b_1 = 59.65$	$d_1 = 27.5$	8.34	149.7
		$b_2 = b_1$	$d_2 = d_1$				$b_2 = d_1$	$d_2 = d_1$		
		$b_3 = 60.05$	$d_3 = 27.0$				$b_3 = 59.75$	$d_3 = d_1$		
		$b_4 = 59.85$	$d_4 = 81.0$				$b_4 = 58.76$	$d_4 = 7.5$		
		$b_5 = 60.05$	$d_5 = d_3$				$b_5 = 58.66$	$d_5 = 10.5$		
		$b_6 = 59.64$	$d_6 = d_1$				$b_6 = b_4$	$d_6 = d_4$		
36.75	6	$b_1 = 59.61$	$d_1 = 27.5$	7.81	193.7	8	$b_1 = 59.65$	$d_1 = 27.5$	8.80	168.9
		$b_2 = b_1$	$d_2 = d_1$				$b_2 = b_1$	$d_2 = d_1$		
		$b_3 = 60.11$	$d_3 = d_1$				$b_3 = 59.80$	$d_3 = d_1$		
		$b_4 = b_1$	$d_4 = 80.0$				$b_4 = 58.71$	$d_4 = 10.0$		
		$b_5 = b_3$	$d_5 = d_1$				$b_5 = 58.61$	$d_5 = d_4$		
		$b_6 = b_1$	$d_6 = d_1$				$b_6 = b_4$	$d_6 = d_4$		
36.75	6	$b_1 = 59.59$	$d_1 = 27.5$	7.71	201.6	8	$b_1 = 59.63$	$d_1 = 27.5$	9.15	175.1
		$b_2 = b_1$	$d_2 = d_1$				$b_2 = b_1$	$d_2 = d_1$		
		$b_3 = 60.39$	$d_3 = 32.5$				$b_3 = 59.83$	$d_3 = d_1$		
		$b_4 = 59.00$	$d_4 = 70.0$				$b_4 = 58.80$	$d_4 = 12.5$		
		$b_5 = b_3$	$d_5 = d_3$				$b_5 = 58.70$	$d_5 = 5.0$		
		$b_6 = b_1$	$d_6 = d_1$				$b_6 = b_4$	$d_6 = d_4$		
							$b_7 = b_3$	$d_7 = d_1$		
							$b_8 = b_1$	$d_8 = d_1$		

Strukturen mit verlängerter Mittelzelle

Strukturen mit ursprünglicher Länge der Mittelzelle

Strukturen mit verkürzter Mittelzelle

B1 Störkörpereichung in TM₀₁₀-Resonator:

Resonatorgeometrie: Radius R = 40.1 mm

Höhe H = 40 mm

Frequenz des TM₀₁₀-Modes: f_{o cal} = 2858.0 MHz

$$\text{Berechnete Felder: } \left(\frac{E_z}{\sqrt{PQ}}\right)_{\text{cal}} = \left(\frac{E_p}{\sqrt{PQ}}\right)_{\text{cal}} = \frac{1}{\pi R I'_0 (2.405) \sqrt{\epsilon_0 H f_{o \text{ cal}}}}$$

$$\left(\frac{H_\varphi}{\sqrt{PQ}}\right)_{\text{cal}} = \left(\frac{H_p}{\sqrt{PQ}}\right)_{\text{cal}} = \frac{1}{\pi R \sqrt{\mu_0 H f_{o \text{ cal}}}}$$

Daten der Störkörper: a) für Messungen in z-Richtung

	∅/mm	ℓ/mm	Δf _{cal} /kHz Störung E _z	Δf _{cal} /kHz Störung ⊥ E _z	Fehler durch Feld anteil ⊥ zur Störkörperachse
VA-Nadeln	0.6	3	351.2	31.1	3 %
	0.6	12.1	8449.9	152.0	1 %
Teflonkugel ε = 2.2	3.17		- 314.6	- 301.7	98 %
MS-Kugel	3.08		1003.8	1004.6	100 %

b) für Messungen an der Oberfläche der Iris-
scheiben

	∅/mm	Δf _{cal} /kHz	Standardabw. σ/kHz	zur Messung von
VA-Halb- kugeln	2.5	35.017	0.017	H _p /E _o
	3.0	60.023	0.064	"
	4.0	153.054	0.158	"
	4.9	292.539	0.079	"
Teflonhalb- kugeln ε = 2.2	2.5	- 69.661	0.144	E _p /E _o
	3.0	- 110.809	0.223	"
	4.0	- 281.339	0.231	"
	4.9	- 510.504	0.292	"

B2 Daten der gemessenen "K"-Struktur

a) Strukturgeometrie

$2a$	$=$	60	mm	d_1	$=$	32.5	mm	b_1	$=$	57.61	mm
L	$=$	26.25	cm	d_2	$=$	d_1		b_2	$=$	58.61	mm
n_z	$=$	6		d_3	$=$	15.0	mm	b_3	$=$	60.915	mm
				d_4	$=$	d_3		b_4	$=$	b_3	
				d_5	$=$	d_3		b_5	$=$	b_3	
				d_6	$=$	d_1		b_6	$=$	b_2	

b) Meßwerte

Eigenfrequenzen:	Mode	F/MHz symm. Mode	F/MHz antisymm. Mode
	6π	2862.6	2862.6
	5π	2855.1	2854.8
	4π	2835.2	2835.0
	3π	2781.5	2772.0
	2π	2655.1	2655.0
	π	2620.9	2516.3

Shuntimpedanz: $R_t/Q = 4.3 \Omega/cm$

magn. Spitzenfeld $H_p/E_o = 25.5 \times 10^{-9} \text{ Tm/v}$

el. Spitzenfeld $E_p/E_o = 7.1$

LITERATURVERZEICHNIS

- 1 B.W. Montague, Progr. Nucl. Techn. and Instr. 3, 1 (1968)
- 2 H. Lengeler, Nucl. Instr. and Meth. 123, 301 (1975)
- 3 W. Bauer, G. Dammertz, H. Eschelbacher, H. Hahn, W. Jüngst, E. Rathgeber, J. Votruba, H. Diepers, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18, 3, 181 Chicago (1971)
- 4 W. Bauer, A. Citron, G. Dammertz, M. Grundner, L. Husson, H. Lengeler, E. Rathgeber, Proc. of the IX Int. Conf. on High En. Acc., 133 Stanford (1974)
- 5 W. Bauer, A. Citron, G. Dammertz, M. Grundner, L. Husson, H. Lengeler, E. Rathgeber, IEEE Trans. Nucl. Sci, NS-22, 3, 1144 Washington (1975)
- 6 A. Citron, G. Dammertz, M. Grundner, L. Husson, P. Kneisel, H. Lengeler, E. Rathgeber, Proc. of the Appl. Supercond. Conf., Stanford (1976)
- 7 J. Aggus, W. Bauer, S. Giordano, H. Hahn, H.J. Halama, Appl. Phys. Lett. 24, 144 (1974)
- 8 P. Kneisel, O. Stoltz, J. Halbritter, J. Appl. Phys. 45, No. 5, 2302 (1974)
- 9 J.P. Turneure, N.T. Viet, Appl. Phys. Lett 16, 333 (1970)
- 10 P. Piosczyk, P. Kneisel, O. Stoltz, J. Halbritter, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-20, 3, 108 (1973)
- 11 G. Dammertz, Dissertation Univ. Karlsruhe (1973); Bericht KFK-1817 Kernforschungszentrum Karlsruhe (1973)
- 12 W. Bauer, Dissertation Univ. Karlsruhe (1971); Bericht KFK-1505 Kernforschungszentrum Karlsruhe (1971)
- 13 G. Dôme, P. Lapostolle, 1968 Proton Lin. Acc. Conf. BNL-50120, 445, Brookhaven (1968)
- 14 V. Vaghin, Dissertation Univ. Orsay (1970); CERN-Report 71-4, Genf (1971)
- 15 M. Grundner, H. Lengeler, E. Rathgeber, Nucl. Instr. and Meth. 141, 57 (1977)
- 16 L. Brillouin, Wave Propagation in Periodic Structures, Dover Publications Inc., New York (1953)
- 17 Ch. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik, R. Oldenbourg, München-Wien (1973)
- 18 W.K.H. Panofsky, W.A. Wenzel, Rev. Sci. Instr. 27, 967 (1956)

- 19 H. Hahn, Rev. Sci. Instr. 34, 1094 (1963)
- 20 M. Bell, H.G. Hereward, CERN-Report 63-33 Genf (1963)
- 21 M. Bell, H.G. Hereward, CERN-Report 65-37 Genf (1965)
- 22 R.H. Helm, Proc. 1970 Proton Lin. Acc. Conf., NAL Batavia, 297 (1970)
- 23 G. Voisin, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18, 3, 575 (1971)
- 24 W. Bauer, H. Hahn, Part. Acc. 3, 193 (1972)
- 25 H. Hahn, H.J. Halama, Rev. Sci. Instr. 36, 1788 (1965)
- 26 P. Bernard, H. Lengeler, V. Vaghin, CERN-Report 68-30 Genf (1968)
- 27 L.C. Maier, J.C. Slater, J. Appl. Phys. 23 No. 1, 68 (1952)
- 28 L.B. Mullet, 'Perturbation of a Resonator' A.E.R.E. G/R, 853 (1952)
- 29 M.G. Kelliher, R. Beadle, Nature 187, 1099 (1960)
- 30 J.C. Slater in : Microwave Electronics, D. van Nostrand Co. Inc., New York (1958)
- 31 R. Zurmühl, Prakt. Math. für Ingenieure und Physiker, Springer, Göttingen (1963)