

KfK 5229  
September 1993

**Theoretische und  
experimentelle Untersuchungen  
zu Leistungsgyrotrons mit  
asymmetrischen Moden  
hoher Ordnung**

G. Gantenbein  
Institut für Technische Physik  
Projekt Kernfusion

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



**KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE**

**Institut für Technische Physik**

**Projekt Kernfusion**

**KfK 5229**

**Theoretische und experimentelle Untersuchungen zu  
Leistungsgyrotrons mit asymmetrischen Moden hoher  
Ordnung\***

**G. Gantenbein**

**Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe**

\* Von der Fakultät für Elektrotechnik der Universität Fridericiana zu Karlsruhe  
genehmigte Dissertation

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0303-4003

# Theoretische und experimentelle Untersuchungen zu Leistungsgyrotrons mit asymmetrischen Moden hoher Ordnung

## *Zusammenfassung*

Die Anwendung von Hochleistungs-mm-Wellen in der Kernfusionsforschung stellt hohe Anforderungen an die HF-Generatoren. Es werden gegenwärtig bei Frequenzen um 140 GHz hohe Leistungen ( $\sim 1$  MW) pro Einheit gefordert, um wirtschaftlich günstig und physikalisch sinnvoll Kernfusionsplasmen aufzuheizen und deren Stabilität zu kontrollieren. Aufgrund ihres fortgeschrittenen Entwicklungsstands sind Gyrotrons ganz besonders geeignet, die vielseitigen Aufgaben zu erfüllen.

In dieser Arbeit werden Hochleistungsgyrotrons experimentell und mit numerischen Methoden optimiert.

Der experimentelle Aufbau und das theoretische Modell zur Beschreibung der Wirkungsweise von Gyrotronresonatoren werden diskutiert. Anhand eines  $TE_{10,4}$ -Mode Gyrotrons werden experimentelle Ergebnisse und numerische Simulationen gegenübergestellt, wobei insbesondere auf Einflüsse nicht-optimaler Elektronenstrahlparameter und Reflexionen auf HF-Schwingungen im Resonator eingegangen wird.

Es werden Ergebnisse numerischer Untersuchungen zu Resonatoren vorgestellt, die in der Lage sind, HF-Leistungen im Bereich 1 MW zu erzeugen. Einige der dabei anfallenden Schwierigkeiten und mögliche Lösungsvorschläge werden beschrieben.

## **Theoretical and experimental investigations on powerful gyrotrons operating in asymmetrical high order modes**

### *Abstract*

The application of high power mm-waves in nuclear fusion makes great demands on RF generators. Presently, high power ( $\sim 1$  MW) per unit at frequencies around 140 GHz is required for economically reasonable and physically realizable heating and control of the stability of fusion plasmas. Owing to their advanced stage of development gyrotrons are the most promising devices to fulfill the various requirements.

In this work the numerical and experimental optimisation of high power gyrotrons will be discussed.

The experimental set-up and the theoretical model to describe the behaviour of gyrotron cavities will be presented. Experimental results and numerical simulations will be compared for the case of a  $TE_{10,4}$  mode gyrotron. Particular attention is paid on the influence of non-optimal electron beam parameters and on reflections of RF oscillations in the cavity.

Results of numerical investigations will be presented for cavities which are capable of generating RF powers around 1 MW. Some common problems and possible solutions will be described.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b> .....	<b>1</b>
<b>2. Allgemeine Wirkungsweise eines Gyrotrons</b> .....	<b>5</b>
<b>3. Theoretische Grundlagen</b> .....	<b>9</b>
3.1 Felder im Rundhohlleiter .....	9
3.2 Zylindrische Resonatoren .....	12
3.2.1 Geschlossene Hohlraumresonatoren .....	12
3.2.2 Gyrotronresonatoren .....	13
3.3 Wirkungsgradberechnungen für Gyrotronoszillatoren .....	15
3.3.1 Bewegungsgleichung der Elektronen .....	15
3.3.2 Selbstkonsistente Gleichungen .....	20
3.3.3 Raumladungseffekt .....	21
3.3.4 Geschwindigkeitsstreuung .....	23
3.4 Mehrmodengleichungen .....	26
3.5 Magnetron-Injektions-Kanone .....	27
3.6 Oberflächenverluste im Resonator .....	29
<b>4. Technische Realisierung eines Gyrotrons</b> .....	<b>31</b>
4.1 Elektronenkanone .....	31
4.2 Kompressionszone .....	33
4.3 Resonator .....	33
4.4 Taper .....	35
4.5 Kollektor .....	35
4.6 Mikrowellenfenster .....	35
4.7 Frequenzdiagnostik, Moden- und Leistungsmessung .....	37
<b>5. Numerische Simulation und experimentelle Ergebnisse des ersten <math>TE_{10,4}</math>-Gyrotrons</b> .....	<b>39</b>
5.1 Einige wichtige Eigenschaften der $TE_{10,4}$ -Resonatoren bei 140 GHz .....	39
5.2 Startströme und Wirkungsgradrechnungen für die $TE_{10,4}$ -Mode .....	41
5.3 Stabilität und Modenkonkurrenz .....	44
5.4 Experimentelle Ergebnisse .....	46
5.4.1 Frequenzspektrum .....	46
5.4.2 Startstromverhalten .....	48

5.4.3 Hochleistungsbetrieb .....	53
<b>6. Experimente mit verbessertem Resonator und breitbandigem Quarzglasfenster .</b>	<b>57</b>
6.1 Reflexionsverhalten eines Quarzglasfensters .....	58
6.2 Geometrie und Eigenschaften des verbesserten $TE_{10,4}$ -Resonators .....	59
6.3 Schwingverhalten .....	61
6.3.1 Schwinggebiete .....	62
6.3.2 Einfluß der Anfahrphase auf die Schwinggebiete .....	64
6.4 Leistungsoptimierung .....	66
6.5 Frequenzdurchstimmbarkeit .....	69
<b>7. Entwurf eines <math>TE_{22,n}</math>-Gyrotronresonators .....</b>	<b>73</b>
7.1 Potentialabsenkung .....	74
7.2 Wandverluste .....	74
7.3 Wirkungsgrad .....	76
7.4 Modenkonzurrenz .....	83
7.4.1 $TE_{22,4}$ -Mode .....	86
7.4.2 $TE_{22,6}$ - und $TE_{22,5}$ -Moden .....	86
7.5 Vergleich der untersuchten $TE_{22,n}$ -Moden .....	92
<b>8. Weitere Perspektiven der Gyrotronentwicklung .....</b>	<b>95</b>
<b>9. Zusammenfassung .....</b>	<b>99</b>
<b>Literaturverzeichnis .....</b>	<b>103</b>

## Die wichtigsten Bezeichnungen und Abkürzungen

$B_0$	magnetische Flußdichte im Resonator
$B_e$	magnetische Flußdichte am Emitter
$\vec{B}$	magnetische Flußdichte
$c$	Vakuumlichtgeschwindigkeit
$\vec{E}$	elektrische Feldstärke
$e$	Ladung eines Elektrons
F	Frequenz
f(z)	axiales (elektrisches) Feldprofil
$\vec{H}$	magnetische Feldstärke
HF	Hochfrequenz
$I_b$	Strahlstrom
$I_{lim}$	Grenzstrom
$I_{start}$	Startstrom
$J_m$	Besselfunktion 1. Art, m-ter Ordnung
$k_z$	axiale Wellenzahl
$k_{mp}$	transversale Wellenzahl
$L_{1, 2, 3}$	Längen im Resonator
$L_{fwhm}$	Halbwertsbreite des axialen Feldprofils
$m_e$	Ruhemasse des Elektrons
$\vec{n}$	Normalenvektor
$P_{out}$	HF Ausgangsleistung
Q	Resonatorgüte
R	Leistungsreflexionsfaktor
$R_0$	Resonatorradius
$R_e$	Führungsradius der Elektronen
$r_L$	Larmorradius
$TE_{mp}$	transversal elektrische Schwingung
$TM_{mp}$	transversal magnetische Schwingung
$U_b$	Beschleunigungsspannung
$U_{mod}$	Modulationsspannung
$v_z$	longitudinale Geschwindigkeitskomponente
$v_{\perp}$	senkrechte Geschwindigkeitskomponente
$v_{Ph}$	Phasengeschwindigkeit
$v_{Gr}$	Gruppengeschwindigkeit
$x_{mp}$	p-te Nullstelle von $J_m$
$x'_{mp}$	p-te Nullstelle von $J'_m$
$z_{1, 2, 3}$	Längskoordinaten im Resonator

$z_{out}$	Ausgangskoordinate im Resonator
$\alpha$	Geschwindigkeitsverhältnis
$\beta_{\perp}$	normierte senkrechte Geschwindigkeitskomponente
$\beta_{\perp 0}$	normierte senkrechte Geschwindigkeitskomponente vor Beginn der Wechselwirkung
$\beta_z$	normierte longitudinale Geschwindigkeitskomponente
$\beta_{z0}$	normierte longitudinale Geschwindigkeitskomponente vor Beginn der Wechselwirkung
$\gamma_{0, eff}$	relativistischer Faktor
$\epsilon_r$	relative Dielektrizitätskonstante
$\eta$	Wirkungsgrad
$\Theta_{1, 2, 3}$	Konuswinkel im Resonator
$\lambda$	Wellenlänge
$\lambda_g$	Grenzwellenlänge
$\mu$	Permeabilität
$\omega$	Kreisfrequenz
$\omega_c$	Gyrationsfrequenz
$\sigma$	(elektrische) Leitfähigkeit

# 1. Einleitung

Gyrotrons gehören zu einer besonderen Art von Elektronenröhren, die durch Wechselwirkung eines Elektronenstrahls, der durch ein statisches axiales Magnetfeld geführt wird, mit einem elektromagnetischen Feld in einem Resonator in der Lage sind, kohärente Mikrowellenstrahlung sehr hoher Leistung bei hohem Wirkungsgrad und kleiner Wellenlänge zu erzeugen.

Die Möglichkeit, mit Hilfe des Elektron-Zyklotron-Resonanz-Mechanismus Mikrowellen zu erzeugen oder zu verstärken, wurde zunächst in drei voneinander unabhängigen Arbeiten untersucht. Twiss (1958) und Schneider (1959) betrachteten diesen Mechanismus vorwiegend vom Standpunkt der Quantenmechanik, während Gaponov (1959) ein klassisches Modell ansetzte.

Die Wirkungsweise des Gyrotrons lebt von der Tatsache, daß die Zyklotronfrequenz von der relativistischen Masse der Elektronen abhängt,  $\omega_c = \frac{eB}{m_e\gamma}$ . Dies führt in einem Gyrotronresonator unter der Einwirkung eines elektromagnetischen Feldes zu einer (azimutalen) Bündelung (Phasenfokussierung) der Elektronen und ermöglicht die kollektive Energieabgabe der Elektronen.

Die erste experimentelle Verwirklichung eines Gyrotrons wird aus der UdSSR (Gaponov et al. 1967) und den USA (Hirshfield und Wachtel, 1964) berichtet.

Ein wesentlicher Fortschritt in der Gyrotron-Entwicklung war die Erkenntnis, daß der oben beschriebene Fokussierungsmechanismus vorzugsweise in einem schwachen HF-Feld stattfinden sollte, während für den Energieentzug eine hohe Feldstärke von Vorteil ist, d.h. die elektrische Feldstärke sollte entlang der Flugbahn ansteigen (Gaponov et al. 1967). Dies führte auf den Einsatz von offenen Wellenleitern mit schwach veränderlichem Querschnitt als Gyrotronresonatoren (Vlasov et al. 1969).

Ein weiterer Fortschritt wurde durch die Optimierung der Elektronenkanone und der Verbesserung der Strahleigenschaften erzielt. Mit Hilfe der sogenannten Injektionskanone (Magnetron Injection Gun, MIG) gelang es, einen geeigneten Elektronenstrahl zu erzeugen (Gol'denberg und Petelin 1973). Mit diesen beiden Neuerungen waren die anfänglichen Hauptprobleme des Gyrotrons, nämlich Mehrmodenbetrieb und Wirkungsgraderniedrigung durch hohe Geschwindigkeitsstreuung, stark verringert.

Mit einem solchen Aufbau wurden beeindruckende Erfolge von Hochleistungsgyrotrons im mm-Wellen Gebiet in der UdSSR berichtet. 1973 wurde ein  $TE_{15,1}$ -Mode Gyrotron verwirklicht, welches bei ca. 45 GHz arbeitete und Spitzenleistungen um 1.25 MW im Kurzpulsbetrieb lieferte und dessen Frequenz schrittweise durch die

Anregung der Moden  $TE_{14,1}$ ,  $TE_{15,1}$  und  $TE_{16,1}$  durchgestimmt werden konnte (Bykov et al. 1981). Bei höheren Frequenzen (100 GHz) wurden ebenfalls HF-Leistungen über 1 MW bei gleichzeitig hohem Wirkungsgrad (34 %) erreicht. Ein im Dauerbetrieb bei 150 GHz arbeitendes Exemplar erzeugte 22 kW Leistung (Andronov et al. 1978).

Diese Fortschritte waren sicherlich mit ein Grund dafür, daß in den USA die Gyrotronforschung verstärkt wurde. Zunächst insbesondere am Naval Research Laboratory (NRL) in Washington, DC (Sprangle und Drobot 1977, Granatstein et al. 1982), danach auch am Massachusetts Institute of Technology (MIT) (Kreischer und Temkin 1983). Industriell gefertigte Gyrotronröhren wurden von Varian entwickelt (Craig 1987).

Der wichtigste Anwendungsbereich von Gyrotrons ist die Erforschung der kontrollierten Kernfusion, wo mittels Hochleistungs-mm-Wellen Fusionsplasmen erzeugt, aufgeheizt und kontrolliert werden können (ECRH) oder Gyrotrons für diagnostische Zwecke verwendet werden (Kreischer und Temkin 1983, Flyagin und Nusinovich 1985). Unter anderen kommen Gyrotrons in folgenden Fusionseinrichtungen zum Einsatz: DIII-D Tokamak in San Diego, USA, T-10 Tokamak am Kurchatov Institut in Moskau und am W7-AS Stellarator am Max-Planck-Institut für Plasma Physik (MPIPP) in Garching bei München. Die erforderliche Frequenz richtet sich dabei nach dem angestrebten Anwendungszweck und muß an die Betriebsparameter der Fusionsmaschine angepaßt werden. Gegenwärtig arbeiten Gyrotrons an den entsprechenden Anlagen bei Frequenzen zwischen 8 und 166 GHz. Die Erhöhung der Frequenz für ECRH auf 250-300 GHz ist für zukünftige Fusionsmaschinen sehr wahrscheinlich. Die verfügbare Leistung pro Gyrotron sollte mindestens 1 MW (besser: 2 MW) im Dauerstrich betragen.

Die Möglichkeit, Gyrotrons für spezielle Radar-Anwendungen einzusetzen, wurde in verschiedenen Arbeiten untersucht (z.B. Manheimer 1992a,b). Weitere mögliche Anwendungen sind in der Materialbearbeitung zu finden (z.B. Sinterung mit Hochleistungsmikrowellen) und als Hochfrequenzsender bei Teilchenbeschleunigern.

Zahlreiche Veröffentlichungen, die ausführliche Informationen über den aktuellen Stand in der Gyrotronforschung liefern, sind in einigen Sonderausgaben des International Journal of Electronics (51, Nr.4, 1981; 53, Nr.6, 1982; 57, Nr.6, 1984; 61, Nr.6, 1986; 64, Nr.1, 1988; 65, Nr.3, 1988; 72, Nr.5/6, 1992) und der IEEE Transactions on Plasma Science (13, 1988; 16, 1988; 18, 1990; 20, 1992) zu finden. Einen Einblick in den gegenwärtigen Stand der Gyrotronentwicklung und der mit der Auslegung von Lang-Puls Hochleistungsröhren verbundenen Problemstellungen wird

bei Thumm (1992) gegeben. Dort wird auch auf Gyrotrons für technische Anwendungen eingegangen.

Am Institut für Technische Physik (ITP) des Kernforschungszentrums Karlsruhe (KfK) werden Hochleistungsgyrotrons für Elektron-Zyklotron-Anwendungen in Fusionsplasmen entwickelt und getestet.

Nach anfänglichen Experimenten mit einem 150 GHz Gyrotron (Dammertz et al. 1988, Jödicke 1989) wurde am KfK ein 140 GHz Gyrotron entworfen, getestet und später am Stellarator W7-AS des MIPP eingesetzt. Mit dieser Röhre, die in der rotationssymmetrischen  $TE_{03}$ -Mode arbeitete, wurden Spitzenleistungen von 300 kW erreicht und Lang-Puls Betrieb bis zu 400 ms, bei reduzierter Ausgangsleistung (120 kW), gezeigt (Borie et al. 1991). Es gelang zum erstenmal an einem Stellarator, grundlegende Untersuchungen über die Wellenausbreitung in einem Fusionsplasma bei 140 GHz durchzuführen (Erckmann et al. 1991).

Der zweite Schritt in Richtung 1 MW-Röhre im KfK bestand in der Auslegung und im Test eines 500 kW 140 GHz  $TE_{10,4}$ -Mode Gyrotrons.

Mit dem Bau eines  $TE_{22,n}$ -Mode Gyrotron ( $n = 4-6$ ) ist beabsichtigt, 1 MW HF Leistung zu erzeugen.

Die in einem Hochleistungsgyrotron auftretenden HF Wandverluste stellen sehr hohe Anforderungen an die thermische Belastbarkeit der Bauteile. In einem Gyrotronresonator können die maximalen Wandverluste bis zu mehreren  $kW/cm^2$  betragen. Um bei gleicher Frequenz die Ausgangsleistung wesentlich zu erhöhen, ist man deshalb gezwungen, die Resonatoroberfläche zu vergrößern (d.h. größerer Resonatorinnendurchmesser) und gleichzeitig eine Mode höherer Ordnung als Arbeitsmode zu wählen. Jedoch nimmt die Modendichte mit steigender Ordnungszahl zu, so daß der Frequenzabstand benachbarter Moden kleiner wird und die Gefahr der Anregung unerwünschter Moden wächst. Daher müssen beim Entwurf eines Hochleistungsgyrotrons, welches mit einer Mode hoher Ordnung arbeitet, der Wunsch von reinmodigem Betrieb mit der Forderung nach möglichst hohem Wirkungsgrad in Einklang gebracht werden.

In das oben beschriebene Programm des ITP sind die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen eingebunden.

Ein Ziel der Arbeit war es, Experimente zur Optimierung eines  $TE_{10,4}$ -Gyrotrons durchzuführen, mit Ergebnissen numerischer Simulationen zu vergleichen und daraus geeignete Verbesserungsmöglichkeiten abzuleiten. Dazu werden zunächst einige Vorhersagen für das Experiment vorgestellt. Es wird versucht, die im Experiment auftretenden Abweichungen hauptsächlich durch den Einfluß von Reflexionen auf

der Lastseite und nicht-ideale Parameter des Elektronenstrahls zu erklären. Teilweise mußten dazu Veränderungen in die bereits vorhandenen Computer-Codes eingebaut werden. Insbesondere wird in den Rechnungen die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen modelliert und die damit gewonnenen theoretischen Ergebnisse mit Messungen verglichen. Experimentelle Ergebnisse eines zweiten, verbesserten Aufbaus, der anhand der obigen Resultate entworfen wurde, werden diskutiert.

Ein weiteres Ziel besteht darin, einen Resonatorentwurf zu erarbeiten, der geeignet ist, 1 MW Betrieb zu ermöglichen. Dazu werden umfangreiche numerische Studien durchgeführt, die sich auf die Moden  $TE_{22,4}$ ,  $TE_{22,5}$  und  $TE_{22,6}$  konzentrieren. Deren Eigenschaften hinsichtlich Potentialabfall beim Transport der Strahlelektronen durch den Resonator, HF-Wandverluste, Wirkungsgrad und Modenwettstreit werden eingehend untersucht.

## 2. Allgemeine Wirkungsweise eines Gyrotrons

Im folgenden wird auf den grundsätzlichen Anregungsmechanismus von Mikrowellen in einem Gyrotron eingegangen. Dabei liegt die in Abbildung 1 dargestellte Bauart zugrunde. Eine weitere Bauart, das sogenannte quasi-optische Gyrotron, bei dem der Resonator aus zwei sphärischen Spiegeln, die quer zur Strahlrichtung angeordnet sind, besteht, sei hier nur erwähnt (Sprangle et al. 1981, Bondeson et al. 1983, Tran et al. 1989, Fliflet et al. 1990).

Ein runder Elektronenstrom bewegt sich entlang der z-Achse unter dem Einfluß eines äußeren statischen Magnetfeldes, welches die in Abbildung 1 dargestellte Form besitzt. Da die Strahlelektronen im Moment der Emission an der Kathode eine transversale Geschwindigkeitskomponente erhalten, rotieren diese mit der Elektronen-Zyklotron-Frequenz um die Magnetfeldlinien. Die Erhaltung des magnetischen Moments bedingt, daß das zum Resonator hin stark ansteigende Magnetfeld einen Teil der mit der longitudinalen Bewegung verknüpften Energie in die Rotationsbewegung umpumpt, so daß im Resonator die transversale Geschwindigkeit größer oder mindestens vergleichbar mit der Geschwindigkeit längs der z-Achse ist.

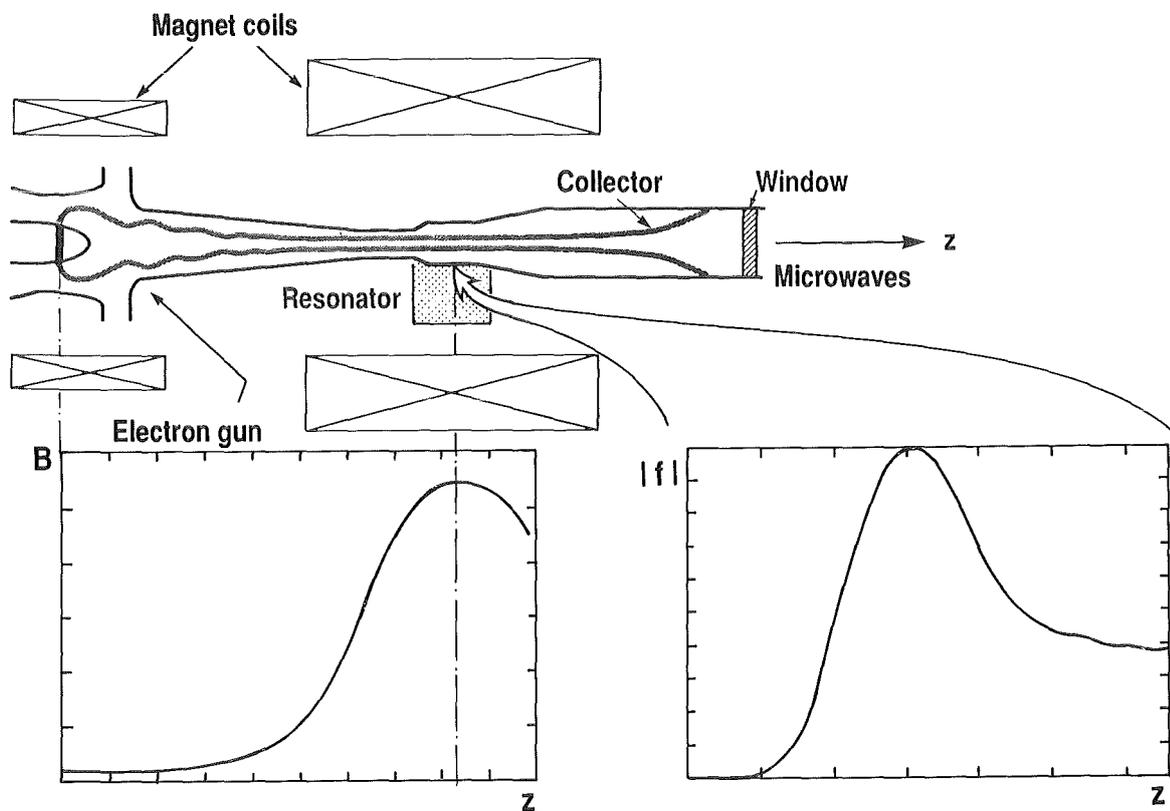


Abbildung 1. : Schematischer Aufbau eines Gyrotrons mit Magnetfeldverlauf und Profil des elektrischen HF-Feldes innerhalb des Resonators.

Gleichzeitig erfolgt eine Kompression des Strahls, d.h. der Strahldurchmesser wird der gewünschten HF-Feldverteilung im Resonator angepaßt. Nach Verlassen des Resonators folgen die Elektronen den divergierenden Magnetfeldlinien und werden auf der Kollektoroberfläche absorbiert.

Innerhalb des Resonators treten die Elektronen in Wechselwirkung mit der transversalen Komponente einer TE-Eigenmode, die ungefähr bei der Elektron-Zyklotron-Frequenz nahe an der Grenzfrequenz (cutoff) schwingt. Anhand von Abbildung 2 wird der Wechselwirkungsmechanismus veranschaulicht. Dort ist die statistische Verteilung der Elektronengeschwindigkeiten gegenüber der aktuellen Richtung der Feldvektoren beim Eintritt in den Resonator schematisch aufgezeichnet. Die Elektronen bewegen sich auf kreisförmigen Bahnen mit dem Mittelpunkt bei  $R_e$  und dem (Larmor-) Radius  $r_L = v_{\perp}/\omega_c$  ( $r_L \ll R_e$ ). Durch die transversale Komponente des Wechselfeldes werden einige Elektronen beschleunigt, andere abgebremst (in Abbildung 2 ist die azimutale Feldkomponente einer  $TE_{0p}$  Mode in einem zylindrischen Wellenleiter gezeigt). Z.B. Elektron 1 wird Energie entzogen ( $d\gamma_1/dt \sim -e\vec{v}_1 \cdot \vec{E} < 0$ ), während Elektron 2 beschleunigt wird und Energie vom Feld aufnimmt ( $d\gamma_2/dt \sim -e\vec{v}_2 \cdot \vec{E} > 0$ ), die Zyklotronfrequenz ( $\omega_c = \frac{eB}{m_e\gamma}$ ) wird entsprechend größer bzw. kleiner. Falls für Gyrationfrequenz und HF  $\omega_c/\omega < 1$  gilt, kann eine Bündelung der Elektronen in der abbremsenden Phasenlage erfolgen, und Verstärkung des HF-Feldes wird möglich. Dieser Mechanismus wird unterstützt durch einen axialen Feldverlauf (des HF-Feldes), wie in Abbildung 1 schematisch gezeigt (sanfter Anstieg der Feldstärke im Eingangsbereich, hohe Amplitude in der Mitte des Resonators).

Die Voraussetzungen, unter denen ein Energieaustausch zwischen Elektronen und einer elektromagnetischen Welle möglich ist, kann man sich auch an folgendem einfachen Modell verdeutlichen. Eine ebene Welle ( $\vec{E} = \vec{E}_{\perp} e^{i(\omega t - k_z z)}$ ) wechselwirkt mit Elektronen, deren transversale Geschwindigkeit  $\vec{v} = \vec{v}_{\perp} e^{i(\omega_c t + \varphi_0)}$  sei. Dann gilt für den Energieaustausch  $dW/dt$ :

$$\frac{dW}{dt} = -e\vec{v} \cdot \vec{E} = -e|v_{\perp}| |E_{\perp}| R_e e^{i(\omega_c t + \varphi_0 - \omega t + k_z z)}.$$

Innerhalb der Wechselwirkungszone darf sich die Phase nur langsam verändern, um Energieaustausch zu ermöglichen:

$$\frac{d}{dt} (\omega_c t - \omega t + k_z z) \simeq 0.$$

Daraus ergibt sich die sogenannte Resonanzbedingung:

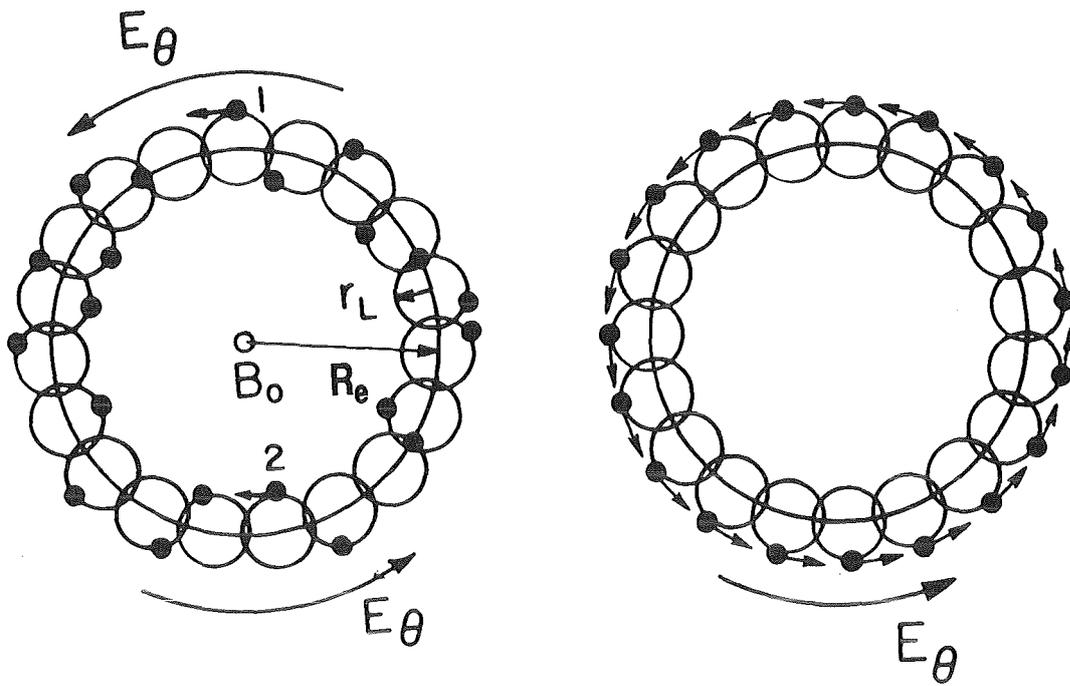


Abbildung- 2. : Statistische Verteilung der Elektronen vor Beginn der Wechselwirkung und Phasenfokussierung infolge der relativistischen Abhängigkeit der Elektron-Zyklotron-Frequenz (am Beispiel einer  $TE_{0p}$ -Mode.).

$$\omega - k_z v_z \simeq \omega_c.$$

In Abbildung 3 sind die Resonanzbedingung und die Dispersion einer Wellenleitermode ( $\omega^2/c^2 = x'_{mp}^2/R_0^2 + k_z^2$ ) gezeigt. In der Nähe des Berührungspunktes der beiden Kurven, wo die Synchronbedingung erfüllt ist, findet Wechselwirkung statt. Da dort die axiale Wellenzahl  $k_z$  klein ist, ergeben sich einige Vorteile gegenüber herkömmlichen Mikrowellenröhren (z.B. Wanderfeldröhren, Rückwärtswellenröhre usw.), bei denen die Phasengeschwindigkeit der HF-Wellen mit Hilfsstrukturen so verzögert werden muß, daß sie der Elektronengeschwindigkeit angepaßt ist. Im mm-Wellengebiet oder bei noch kürzeren Wellenlängen wird die Fertigung stabiler Hilfsstrukturen, in denen Wärmeverluste auftreten und deren Abmessungen in der Größenordnung der Wellenlänge liegen muß, zunehmend komplizierter.

Aus dieser kurzen Übersicht gehen einige wichtige Kenngrößen hervor, die beim Entwurf und Betrieb eines Gyrotrons beachtet werden müssen. Im folgenden seien diese zusammengefaßt und, soweit möglich, mit typischen Zahlenwerten angegeben.

Die Beschleunigungsspannung in Hochleistungs-Gyrotrons beträgt 60-90 kV, das erforderliche Magnetfeld richtet sich nach der Frequenz (und der Beschleunigungsspannung). Die magnetische Flußdichte ist ungefähr  $B(T) \simeq \gamma F(\text{GHz})/28$ . Mit den

Parametern  $B$  und  $\gamma$  kann der Elektronenstrahl so beeinflusst werden, daß sich ein optimales Verhältnis zwischen Mikrowellenfrequenz und Elektron-Zyklotron-Frequenz ergibt (typisch:  $\omega_e/\omega \approx 0.95$ ).

Das Geschwindigkeitsverhältnis der Elektronen,  $\alpha = v_{\perp}/v_z$ , beträgt üblicherweise 1-2 und ist nach oben mehr oder weniger aus technischen Gründen begrenzt (Geschwindigkeitsstreuung kann zur Spiegelung von Elektronen führen). Da der maximale Wirkungsgrad durch den Ausdruck  $\alpha^2/(1 + \alpha^2)$  gegeben ist, sollte das Geschwindigkeitsverhältnis so groß wie möglich sein.

Durch Wahl des Strahlradius  $R_e$  wird die Ankopplung an eine bestimmte Welle gegenüber anderen Schwingungsformen, die am Ort der Elektronen kleinere Feldstärken besitzen, bevorzugt.

Die Stromstärke verschiedener Gyrotrons liegt im Bereich von wenigen Ampère bis zu 50 A.

In erster Näherung ist die Frequenz und das axiale Feldprofil einer Eigenmode des Resonators durch den Radius und die Geometrie desselben bestimmt. In einigen Fällen kann jedoch der Elektronenstrahl, der die Quelle des Feldes darstellt, zu wesentlichen Abweichungen davon führen.

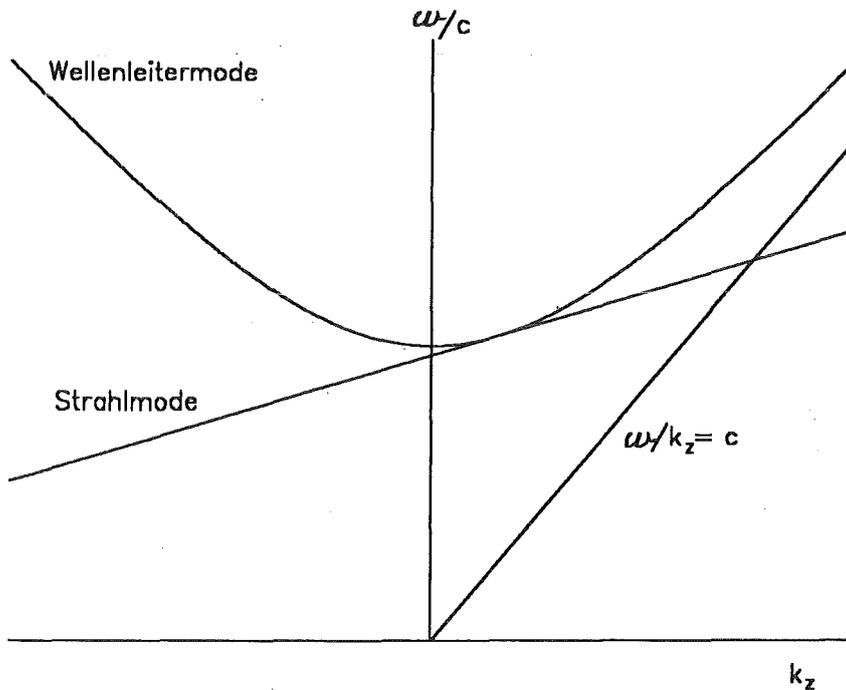


Abbildung 3. : Dispersionsdiagramm für Wellenleitermode und Zyklotron-Mode.

### 3. Theoretische Grundlagen

#### 3.1 Felder im Rundhohlleiter

Gegeben sei ein homogener zylindrischer Wellenleiter, dessen metallische Berandung (Zylinder) parallel zur z-Achse ist. Die Zeitabhängigkeit der Felder  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$  sei durch  $e^{-i\omega t}$  beschrieben. Dann nehmen die Maxwell-Gleichungen im Vakuum folgende Gestalt an (MKSA-Einheiten):

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = i\omega \vec{B} \quad \text{und} \quad \vec{\nabla} \times \vec{B} = -i \frac{\omega}{c^2} \vec{E}.$$

Umformen führt auf die Wellengleichung:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) &= -\nabla^2 \vec{E} = i\omega \vec{\nabla} \times \vec{B}, \\ \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) &= -\nabla^2 \vec{B} = -i \frac{\omega}{c^2} \vec{\nabla} \times \vec{E}. \end{aligned}$$

$$\left(\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2}\right) \left\{ \begin{array}{l} \vec{E} \\ \vec{B} \end{array} \right\} = 0 \quad [1]$$

$\nabla^2$  in Zylinderkoordinaten und H als Stellvertreter für die Komponenten von  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$  sowie  $H(r, \varphi, z) = R(r)\Phi(\varphi)f(z)$  führt auf folgende Differentialgleichung:

$$\frac{1}{R} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{dR}{dr} + \frac{1}{\Phi r^2} \frac{d^2 \Phi}{d\varphi^2} + \frac{1}{f} \frac{d^2 f}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} = 0. \quad [2]$$

Der Separationsansatz ergibt für einen in z-Richtung unbegrenzten Hohlleiter mit konstantem Querschnitt die Lösungen:

$$\begin{aligned} f(z) &= f_0 e^{\pm ik_z z}, \\ \Phi(\varphi) &= \Phi_0 e^{\pm im\varphi} \end{aligned} \quad [3]$$

( $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ ).

Mit der Abkürzung  $k_{mp}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k_z^2$  und  $x = k_{mp}r$  erhält man die Bessel'sche Differentialgleichung:

$$\frac{d^2 R}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dR}{dx} + \left(1 - \frac{m^2}{x^2}\right) R = 0,$$

mit der (physikalisch sinnvollen) Lösung  $J_m(x)$  (Bessel Funktion 1. Art, m-ter Ordnung).

Auf der Zylinderoberfläche ( $r=R_0$ ) gilt (ideal leitende Materialien):  $\vec{n} \times \vec{E} = 0$ ,  $\vec{n} \cdot \vec{B} = 0$  also  $E_z = 0$ ,  $\partial B_z / \partial n = 0$  ( $\vec{n}$ : Normalenvektor auf der Oberfläche  $O$ ). Diese Randbedingungen ermöglichen 2 Arten von Lösungen, nämlich:

1.  $E_z = 0$  überall,  $\frac{\partial B_z}{\partial n} \Big|_O = 0$ ,
2.  $B_z = 0$  überall,  $E_z \Big|_O = 0$ .

Fall 1. führt auf TE-Wellen (H-Moden):

$$B_z = B_{z0} J_m(k_{mp} r) e^{\pm im\varphi} e^{\pm ik_z z},$$

Fall 2. führt auf TM-Wellen (E-Moden):

$$E_z = E_{z0} J_m(k_{mp} r) e^{\pm im\varphi} e^{\pm ik_z z},$$

wobei aus  $J'_m(k_{mp} R_0) = 0$  für  $TE_{mp}$ -Wellen die Festlegung von  $k_{mp}$  folgt:  $k_{mp} = x'_{mp} / R_0$ ;  $x'_{mp}$  ist die p-te Nullstelle der Ableitung von  $J_m$  ( $J'_m(x'_{mp}) = 0$ ).

Für TM-Wellen erzwingt die Randbedingung  $J_m(k_{mp} R_0) = 0$ , also  $k_{mp} = x_{mp} / R_0$  ( $J_m(x_{mp}) = 0$ ).

Mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen können schließlich die restlichen Feldkomponenten angegeben werden.

Für TE-Moden gilt:

$$\begin{aligned} E_r &= -(\pm)_\varphi B_{z0} \frac{\omega}{k_{mp}} \frac{m}{r} J_m(k_{mp} r) e^{\pm im\varphi} e^{\pm ik_z z} \\ &= -(\pm)_\varphi B_{z0} \frac{\omega}{2} (J_{m-1}(k_{mp} r) + J_{m+1}(k_{mp} r)) e^{\pm im\varphi} e^{\pm ik_z z}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_\varphi &= -i B_{z0} \omega J'_m(k_{mp} r) e^{\pm im\varphi} e^{\pm ik_z z} \\ &= -i B_{z0} \frac{\omega}{2} (J_{m-1}(k_{mp} r) - J_{m+1}(k_{mp} r)) e^{\pm im\varphi} e^{\pm ik_z z}, \end{aligned}$$

$$E_z = 0,$$

$$B_r = (\pm)_z B_{z0} k_z J'_m(k_{mp} r) e^{\pm im\varphi} e^{\pm ik_z z},$$

$$B_\varphi = -(\pm)_\varphi (\pm)_z B_{z0} \frac{k_z}{k_{mp}} \frac{m}{r} J_m(k_{mp} r) e^{\pm im\varphi} e^{\pm ik_z z},$$

$$B_z = B_{z0} J_m(k_{mp} r) e^{\pm im\varphi} e^{\pm ik_z z}.$$

Für TM-Moden gilt:

$$E_r = (\pm)_z i E_{z0} k_z J'_m(k_{mp} r) e^{\pm im\varphi} e^{\pm ik_z z},$$

$$E_\varphi = -(\pm)_z (\pm)_\varphi E_{z0} \frac{k_z}{k_{mp}} \frac{m}{r} J_m(k_{mp} r) e^{\pm im\varphi} e^{\pm ik_z z},$$

$$E_z = E_{z0} J_m(k_{mp} r) e^{\pm im\varphi} e^{\pm ik_z z},$$

$$B_r = (\pm)_\varphi E_{z0} \frac{\omega}{c^2 k_{mp}} \frac{m}{r} J_m(k_{mp} r) e^{\pm im\varphi} e^{\pm ik_z z},$$

$$B_\varphi = i E_{z0} \frac{\omega}{c^2} J'_m(k_{mp} r) e^{\pm im\varphi} e^{\pm ik_z z},$$

$$B_z = 0.$$

Die so erhaltenen Lösungen entsprechen fortschreitenden Wellen (in  $-z$  oder  $+z$  Richtung), wenn gilt:  $\omega/c > x'_{mp}/R_0$ . Falls dies nicht erfüllt ist, ist  $k_z$  rein imaginär, und die Amplitude der Welle wird in  $z$ -Richtung exponentiell gedämpft. Es läßt sich eine Grenzwellenlänge  $\lambda_G = 2\pi R_0/(x'_{mp}c)$  definieren, oberhalb derer keine Ausbreitung mehr möglich ist.

Die Phasengeschwindigkeit in  $z$ -Richtung ist gegeben durch:

$$v_{Ph} = \frac{\omega}{k_z} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_G}\right)^2}}.$$

Diese Geschwindigkeit ist größer als die Lichtgeschwindigkeit. Aus  $d\omega/dk_z$  erhält man die Gruppengeschwindigkeit:

$$v_{Gr} = c \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_G}\right)^2}.$$

Offensichtlich ist bei der Grenzwellenlänge die Gruppengeschwindigkeit = 0, die Phasengeschwindigkeit =  $\infty$ . Physikalisch bedeutet dies, daß keine Wellenausbreitung möglich ist für  $\lambda > \lambda_G$ .

## 3.2 Zylindrische Resonatoren

Im folgenden ist die Rede von idealen Resonatoren, d.h. die das Volumen begrenzenden Wände werden als vollkommene Leiter angenommen, Verluste sind zunächst nicht berücksichtigt. Nach einer kurzen Beschreibung geschlossener Resonatoren wird auf die für Gyrotronoszillatoren wesentlich bedeutenderen offenen Resonatoren eingegangen.

### 3.2.1 Geschlossene Hohlraumresonatoren

Ein geschlossener zylindrischer Resonator ist in Abbildung 4 dargestellt. Er habe den Durchmesser  $2R_0$ , die Länge  $L$  und bei  $z=0$  bzw.  $z=L$  Boden- bzw. Deckflächen senkrecht zur  $z$ - Achse. Der Gang der Feldberechnungen ist weitgehend in Übereinstimmung mit dem obigen, jedoch ergibt sich bzgl.  $k_z$  eine zusätzliche Forderung. Mit der Einführung von Boden- und Deckflächen lautet eine weitere Randbedingung:

$$E_r = E_\varphi = 0 \text{ für } z = 0 \text{ und } z = L.$$

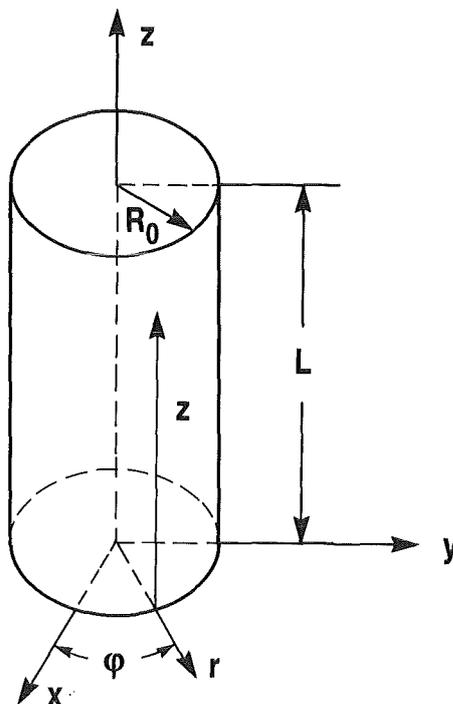


Abbildung 4. : Geschlossener, zylindrischer Hohlraumresonator.

Dadurch erhält man für  $f(z)$  in Gl. [3] eine Einschränkung, so daß  $f(z) \sim \sin(k_z z)$  mit  $k_z = \pi q/L$ ,  $q = 1, 2, 3, \dots$  (Stehwellen).

Die Resonanzfrequenzen der Eigenschwingungen können nun geschrieben werden als (für  $TE_{mpq}$ -Moden):

$$\omega = c \sqrt{\frac{x'_{mp}{}^2}{R_0^2} + \frac{q^2 \pi^2}{L^2}}. \quad [4]$$

### 3.2.2 Gyrotronresonatoren

Abbildung 5 zeigt einen typischen Gyrotronresonator, wie er häufig bei Hochleistungsrohren Verwendung findet. Der Resonator ist bei  $z_1$  offen, um einen ungehinderten Eintritt des Elektronenstrahls zu ermöglichen. Das Eingangsteil (Eingangstaper), das zwischen  $z_1$  und  $z_2$  liegt, ist schwach konisch, so daß die im anschließenden Mittelteil erzeugte Welle bei Ausbreitung nach links (in Richtung der Elektronenkannone) total reflektiert wird (cutoff Sektion). Das Ausgangsteil (Ausgangstaper, Up-taper, zwischen  $z_3$  und  $z_4$ ), durch das die erzeugte HF-Leistung hindurchtritt, stellt den Übergang vom Resonator zum Wellenleiter her. Da am Punkt  $z_3$  sich die Ausbreitungsbedingungen für eine Welle ändern (Impedanzsprung), wird ein Teil der Leistung reflektiert. Dies führt im Mittelteil zu einer Resonanzstruktur des axialen Feldprofil.

Offensichtlich ist bei dieser Art von Resonatoren  $R_0(z)$  nicht mehr konstant, auch nicht notwendigerweise im Mittelteil, das schwach konisch ausgelegt sein kann (siehe z.B. Jödicke 1989). Im allgemeinen sind daher die Randbedingungen von reinen TE-Moden nicht mehr erfüllbar, jedoch kann man zeigen, daß für Konuswinkel (Taper-

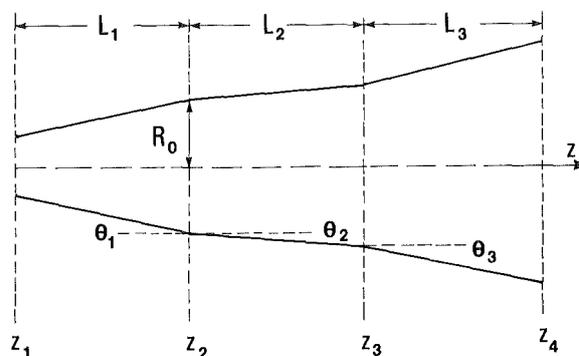


Abbildung 5. : Gyrotronresonator.

winkel)  $< 10^\circ$  die Kopplung an andere Moden (insbesondere TM-Moden) klein ist (z.B. Borie und Dumbrajs 1986).

Die folgende Gleichung, die auf Vlasov et al. (1969) zurückgeht, stellt eine gute Näherung für das axiale Feldprofil dar (bei kleinen Winkel):

$$\frac{d^2 f(z)}{dz^2} + k_z^2(z)f(z) = 0, \quad [5]$$

mit den Randbedingungen am Eingang (exponentieller Abfall) und Ausgang (Abstrahlung, laufende Welle):

$$\begin{aligned} \frac{df}{dz} - ikf &= 0 & \text{bei } z = z_1, \\ \frac{df}{dz} + ikf &= 0 & \text{bei } z = z_4 \end{aligned} \quad [6]$$

Aus numerischen Gründen wird die Randbedingung bei  $z_4$  über den Reflexionsfaktor  $r$  definiert (Amplitudenreflexion):

$$r = \frac{\frac{df}{dz} + ikf}{\frac{df}{dz} - ikf}. \quad [7]$$

In den Rechnungen wird  $|r|$  minimiert.

Es ist möglich, Reflexionen an der Lastseite  $r_{Last}$  dadurch zu berücksichtigen, daß der neue Reflexionsfaktor  $\tilde{r} = r_{Last} - r$  minimiert wird.

Da in dieser Näherung (kein Quellterm in Gl. [5]) die Normierung zunächst nicht bestimmt ist, kann das axiale Feldprofil unter Verwendung des Poynting-Vektors normiert werden:

$$P_{out} = \pi \int_0^R r \operatorname{Re}(\vec{E} \times \vec{H}^*)_z dr \Big|_{z=z_4}$$

Daraus erhält man (für  $r = 0$  bei  $z = z_4$ ):

$$P_{out} = \operatorname{Re} \frac{1}{2\mu\omega} k_z^*(z_4) |f(z_4)|^2.$$

Bedingt durch die Auskopplung eines Teils der HF-Leistung wird die Eigenfrequenz  $\omega$  eine komplexe Zahl, nämlich  $\omega = \omega_0(1 + \frac{i}{2Q})$ , wobei  $\omega_0$  durch Gl. [4] gegeben ist und  $Q$  die Güte des Resonators darstellt:

$$Q = \omega \frac{\text{gespeicherte Energie}}{\text{Energieverlust pro Sekunde}}.$$

Üblich für Hochleistungsresonatoren in Gyrotrons sind Q-Werte zwischen 500 und 1000. Neben der (kleinen) Verschiebung der Resonanzfrequenz führt die Einführung von Strahlungsverlusten zu einem zeitlichen Abklingen der Amplitude  $\sim e^{-\frac{\omega_0}{2Q}t}$  im quellenfreien Fall.

Mit Hilfe der (numerischen) Lösung des axialen HF-Feldprofils ( Gl. [5] ) und den bekannten transversalen Komponenten kann die Bewegung der Elektronen durch den Resonator berechnet werden. Dies wird als Näherung der kalten Kavität bezeichnet, da hier der Elektronenstrahl als Quelle der Mikrowellenstrahlung vernachlässigt wird.

### 3.3 Wirkungsgradberechnungen für Gyrotronoszillatoren

In diesem Abschnitt wird die Bewegungsgleichung der Elektronen in einem Hohlstrahl unter dem Einfluß eines elektromagnetischen HF-Feldes vorgestellt. Ausführliche Herleitungen dieser Ausdrücke sind z.B. bei Fliflet (1982) zu finden. Zunächst wird nur der Fall betrachtet, daß der Einfluß des Strahls auf das HF-Feld vernachlässigbar ist (gilt i.A. bei hoher Güte des Resonators und moderaten Stromstärken), d.h. es wird ein festes axiales Feldprofil einer bestimmten Mode angenommen, welches sich aus der Lösung der Gl. [5] ergibt (Näherung der kalten Kavität). Da jedoch der Elektronenstrahl grundsätzlich als Quelle des HF-Feldes anzusehen ist, sollte dieser in gewissen Fällen in den Feldberechnungen berücksichtigt werden. Dies führt auf die sogenannte selbstkonsistente Feldtheorie, die vorwiegend bei Resonatoren mit kleiner Güte und großem Strahlstrom anzuwenden ist (siehe z.B. Bratman und Petelin, 1975). Raumladungseffekte und Geschwindigkeitsstreuung der Elektronen werden ebenfalls diskutiert.

#### 3.3.1 Bewegungsgleichung der Elektronen

Für die folgenden Überlegungen wird angenommen, daß die Elektronen einen Hohlstrahl mit dem Führungsradius  $R_e$  bilden und vor der Wechselwirkung mit dem Mikrowellenfeld monoenergetisch sind. Die Dicke des Strahls wird vernachlässigt.

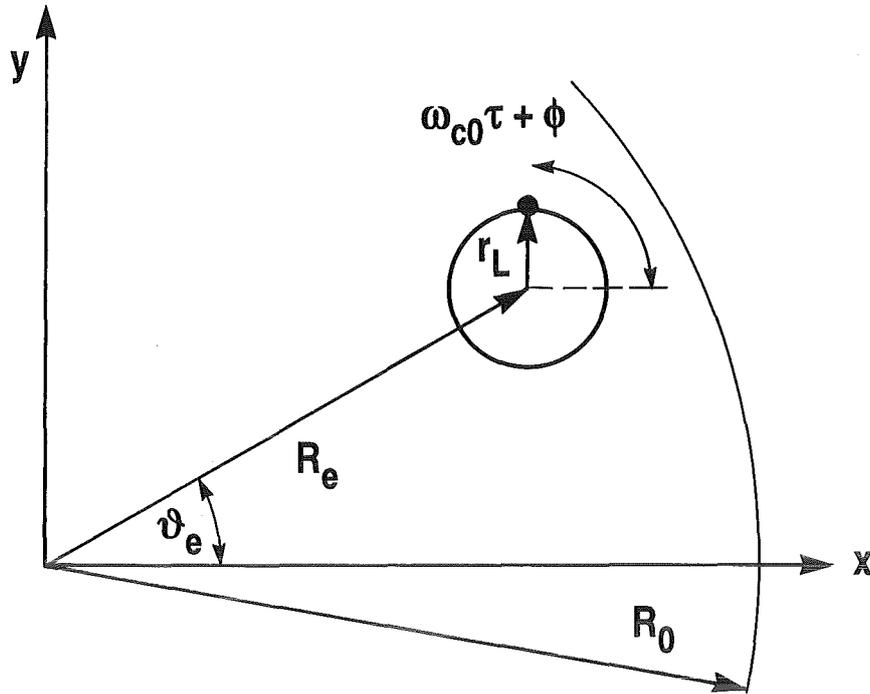


Abbildung 6. : Querschnitt durch den Resonator und Elektronenstrahl ( $\tau = t - t_0$ ).

Unter dem Einfluß eines axialen Magnetfeldes bewegen sich die Elektronen auf spiralförmigen Bahnen entlang der z-Achse. Da die Bewegung außer von dem Magnetfeld auch von dem HF-Feld beeinflusst wird, ist der Ausgangspunkt der Rechnungen die Lorentz-Gleichung in folgender Form:

$$\frac{d(\gamma\vec{v})}{dt} + \frac{e}{m_e} (\vec{v} \times \vec{B}_0) = -\frac{e}{m_e} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad [8]$$

wobei  $\vec{B}_0 = B_0 \hat{z}$  das statische axiale Magnetfeld und  $e$  bzw.  $m_e$  die Elementarladung bzw. die Ruhemasse eines Elektrons bedeuten. Das HF-Feld wird durch  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$  beschrieben,  $\gamma$  ist der relativistische Faktor ( $\gamma = 1/\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ ,  $c$ : Lichtgeschwindigkeit).

An dieser Stelle ist es zweckmäßig, folgende Schreibweise einzuführen:  $\vec{u} = \gamma \frac{\vec{v}}{c}$ ,  $r_L = c \frac{u_t}{\Omega_0}$  ist der Radius der Gyrationbewegung (Larmor-Radius), wobei  $u_t$  die zum statischen Magnetfeld transversale Komponente von  $\vec{u}$  bezeichnet,  $\omega_c = e \frac{B_0}{m_e \gamma} = \frac{\Omega_0}{\gamma}$  ist die Zyklotronfrequenz.

Es wird die Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit der ersten Gyrotronharmonischen einer TE-Mode, die nahe an der Grenzfrequenz (cutoff) arbeitet, in einem

zylindrischen Wellenleiter betrachtet. Einflüsse des Magnetfeldes der TE-Mode sind dann klein und können gegenüber dem elektrischen Feld vernachlässigt werden.

Nachdem mit Hilfe des Graf'schen Theorems (Abramowitz und Stegun 1964) die Felder um den Führungsradius der Elektronen ( $R_e$ ) und deren Larmorradius ( $r_L$ ) entwickelt wurden (siehe Abbildung 6), erhält man für den komplexen transversalen Impuls  $P(t) = u_e e^{-i(\Lambda + \vartheta_e)}$  folgende Differentialgleichung (Wechselwirkung mit der ersten Harmonischen):

$$\frac{dP}{dt} + i\omega\left(1 - \frac{\Omega_0}{\omega\gamma}\right)P = \tilde{f}(z)J_{m \pm 1}(k_{mp}R_e)e^{-im\vartheta_e}.$$

$\Lambda$  ist definiert als:

$$\Lambda = (\omega - \omega_{c0})t + \omega_{c0}t_0 - \phi,$$

wobei  $\omega_{c0} = \frac{\Omega_0}{\gamma_0}$ .  $\omega$  steht für die Kreisfrequenz der Mode,  $\pm$  entspricht den zwei möglichen Rotationsrichtungen der Mode (bzgl.  $\vec{B}_0$ ),  $k_{mp}$  wurde oben definiert.  $\tilde{f}(z) = \frac{e}{2m_e c} C_{mp} k_{mp} f(z)$ , wobei  $f(z)$  das axiale Feldprofil ist und die Normierungskonstante  $C_{mp}$  gegeben ist durch:

$$C_{mp} = \{J_m(x'_{mp})\sqrt{\pi(x'^2_{mp} - m^2)}\}^{-1}.$$

Die zeitabhängigen Größen werden mittels  $t = t_0 + \int \frac{dz}{v_z}$  durch ortsabhängige ersetzt. Schließlich ergibt sich:

$$\frac{dP}{dz} + i\omega \frac{\gamma}{cu_{z0}} \left(1 - \frac{\Omega_0}{\omega\gamma}\right)P = \pm \frac{\gamma}{u_{z0}c} \tilde{f}(z)J_{m \pm 1}(k_{mp}R_e)e^{-im\vartheta_e}. \quad [9]$$

Der bei der Anwendung des Graf'schen Theorems auftretende Ausdruck  $J_0(k_{mp}r_L)$  wurde mit der Annahme, daß  $(k_{mp}r_L)$  hinreichend klein ist, gleich 1 gesetzt ( $k_{mp}r_L \ll 1$ ). Die Besselfunktion  $J_{m \pm 1}$  bestimmt die Stärke der Kopplung zwischen Elektronenstrahl und der Mode. Es zeigt sich, daß unter den angegebenen Voraussetzungen (HF-Magnetfeld vernachlässigt und  $B_0$  konstant) die axiale Geschwindigkeitskomponente  $u_{z0} = \gamma_0 v_{z0}/c$  konstant ist.

Gl. [9] wird numerisch integriert für eine hinreichend große Anzahl von Elektronen, deren Anfangsphase gleichförmig verteilt ist. Für eine Mode mit azimuthalem Index  $m$  bedeutet dies, daß über  $\Lambda_0 + (1 - m)\vartheta_e = \omega t_0 - \phi_0 + (1 - m)\vartheta_e$  gemittelt wird ( $\Lambda_0 = \Lambda(t = t_0)$ ).

Im Rahmen der Lösung der Bewegungsgleichung der Elektronen ist es ohne großen zusätzlichen Aufwand möglich, ein (schwach) veränderliches Magnetfeld  $B_z$  entlang

der z-Achse zu berücksichtigen. Die r-Komponente des statischen Feldes ist für Achsennähe gegeben durch:

$$B_r \approx -\frac{r}{2} \frac{dB_0}{dz}.$$

Wegen der Axialsymmetrie des B-Feldes ist:

$$B_\theta = 0.$$

Grundsätzlich führt ein solches Feld zur Veränderung des transversalen Impulses. Innerhalb der Gültigkeit der adiabatischen Näherung (Chen 1974) ist der Ausdruck  $p_\perp^2/B = m_e^2 \gamma^2 v_\perp^2/B$  eine Konstante der Bewegung. Da mit  $\beta = v/c$ ,  $\gamma_0 = 1 + eU_b/(m_e c^2)$  ( $U_b$  Beschleunigungsspannung) gilt:

$$\beta_\perp^2 + \beta_z^2 = 1 - \frac{1}{\gamma_0^2},$$

hat ein leicht ansteigendes Magnetfeld eine Zunahme der transversalen Geschwindigkeit und eine Abnahme der longitudinalen Geschwindigkeit zur Folge. Damit verbunden ist eine Erhöhung des Verhältnisses  $\alpha = \beta_\perp/\beta_z$ . Zusammen mit dem Einfluß des veränderlichen Magnetfeldes auf die Gyrationfrequenz der Elektronen kann dies zu einer Steigerung des Wirkungsgrades führen (Chu et al. 1980, Moiseyev und Nusinovich 1981, Borie et al. 1986), dessen Maximalwert bei der Wechselwirkung mit einer TE-Mode durch  $\alpha$  begrenzt ist. Gleichzeitig muß berücksichtigt werden, daß mit der Verringerung der axialen Geschwindigkeitskomponente die Wahrscheinlichkeit der Reflexion von einzelnen Elektronen zunimmt ( $\beta_z = 0$ ). Insbesondere bei hoher Geschwindigkeitsstreuung kann dies zu Problemen beim Betrieb eines Gyrotrons führen.

Eine weitere Konsequenz des veränderlichen Magnetfeldes steht in Zusammenhang mit der radialen Driftbewegung der Führungsradien gemäß:

$$R_e(z) = R_i \sqrt{\frac{B_i}{B(z)}}$$

(Busch Theorem, siehe z.B. Gol'denberg und Petelin 1973) (der Index i bezeichnet Größen am Eingang des Resonators). Da die Ankoppelstärke in der Nähe eines Maximums bei kleinen Änderungen des Strahlradius ( $\ll \lambda/2$ ) wenig variiert, kann dieser Effekt i.A. unberücksichtigt bleiben (Nusinovich 1988).

Anstatt Gl. [9] erhält man dann die Gleichungen (Borie und Gantenbein 1990):

$$\frac{dP}{dz} + i\omega \frac{\gamma}{cu_z} \left(1 - \frac{\Omega_0}{\omega\gamma}\right) P = \pm \frac{\gamma}{u_z c} \tilde{f}(z) J_{m \pm 1}(k_{mp} R_e) e^{-im\theta_e} + \frac{e}{2m_e c} \frac{dB_z}{dz} \frac{P}{\Omega_0}, \quad [10]$$

$$\frac{du_z}{dz} = - \frac{e}{2m_e c} \frac{u_t}{u_z} \frac{dB_z}{dz} r_L. \quad [11]$$

In diesem Fall ist die axiale Geschwindigkeit keine Konstante mehr, vielmehr ist sie vom Magnetfeldgradienten abhängig und mit der transversalen Geschwindigkeit verknüpft.

Aus der Lösung dieser Bewegungsgleichungen ( Gl. [9] oder Gl. [10] und Gl. [11] ) läßt sich  $\gamma$  am Ende des Resonators berechnen  $\gamma = \sqrt{1 + u_z^2 + u_t^2}$ . Der Wirkungsgrad kann dann mit Hilfe des über alle Elektronen gemittelten Wertes  $\langle \gamma \rangle$  angegeben werden:

$$\eta = \frac{\gamma_0 - \langle \gamma \rangle}{\gamma_0 - 1}.$$

Da bei fest vorgegebenem axialen Feldprofil die Ausgangsleistung ebenfalls bestimmt ist, kann mit:

$$I_b = \frac{P_{out}}{\eta U_b}$$

der dazugehörige Strahlstrom bestimmt werden.

Um eine Schwingung im Resonator anzuregen, ist ein gewisser minimaler Strahlstrom erforderlich. Dieser Startstrom wird mit den obigen Formeln definiert als (Kreischer und Temkin 1980, Petelin 1981, Borie und Jödicke 1987):

$$I_{start} = \lim_{P_{out} \rightarrow 0} \frac{P_{out}}{U_b \eta(P_{out})}.$$

Der Startstrom einer Mode ist eine Funktion der äußeren Parameter (z.B. Spannung, Magnetfeld,  $\alpha, \dots$ ).

Während der Anfahrphase des Gyrotrons (d.h. Zeit bis Erreichen des vorgegebenen Strahlstroms) sind in der Regel einige diese Parameter nicht konstant. Die typische Anfahrzeit beim KfK-Gyrotron beträgt ca. 100  $\mu s$ , während die charakteristische "Reaktionszeit", innerhalb der sich die Amplitude aufbauen kann, in der Größenordnung  $Q/\omega_0 \simeq 10^3 / (2\pi \cdot 140 \cdot 10^9) s \simeq 1 ns$  ist. Da die axiale Geschwindigkeit der

Elektronen gewöhnlich zwischen 0.2 c und 0.3 c liegt, erreichen diese Durchflugzeiten durch den Resonator, die deutlich kleiner als 1 ns sind. Die kleine Durchflugzeit im Vergleich zur großen "Reaktionszeit" rechtfertigt es, den Anfahrvorgang des Gyrotrons näherungsweise als eine Abfolge von quasi-stationären Arbeitspunkten für die Moden anzunehmen. Dadurch ist es möglich, die für die Gyrotronschwingung wichtige Einschwingzeit mit der vorgestellten Theorie zu simulieren.

### 3.3.2 Selbstkonsistente Gleichungen

Neben den Bewegungsgleichungen für die Elektronen ist noch die Feldgleichung für das z-Profil, das in selbstkonsistenter Schreibweise den Elektronenstrahl als Quelle der Felder enthält, herzuleiten. Ausführlich wird darauf z.B. in Fliflet et al. (1982) und Borie (1986) eingegangen. An dieser Stelle sollen nur kurz die wichtigsten Annahmen erwähnt werden, der Gang der Rechnung wird grob skizziert, und einige Konsequenzen werden angegeben.

Es wird der Fall betrachtet, daß nur eine Mode anwesend ist, Modenkonzurrenz bzw. Modenwandlung sei nicht vorhanden. Gl. [1] nimmt dann folgende Form an:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial \vec{J}}{\partial t}. \quad [12]$$

In einem idealen Hohlstrahl ist die Stromdichte gegeben durch (Fliflet et al. 1982, Borie 1991):

$$\vec{J} = \frac{1}{2\pi R_e} \sum_i q_i \vec{v}_i \delta(r_i - R_e - r_L e^{i(\omega_0 \tau_i + \phi_i - \phi_{0i})}), \quad [13]$$

$q_i$  bzw.  $\vec{v}_i$  ist die Ladung bzw. die Geschwindigkeit des i-ten Elektrons. Der Gesamtstrom ist also:  $I_0 = - \int J_z dA$ . Gl. [13] wird in Gl. [12] eingesetzt. Die auftretenden Besselfunktionen werden wieder mit Hilfe des Graf'schen Theorems um  $R_e$  entwickelt, und die Wechselwirkung wird auf die erste Gyrotronharmonische beschränkt (Berücksichtigung höherer Harmonischen ist im Rahmen dieser Theorie möglich). Die Vlasov-Gleichung ( Gl. [5] ) für das axiale Profil einer  $TE_{mp}$ -Mode kann dann in modifizierter Form geschrieben werden:

$$\frac{d^2 f(z)}{dz^2} + \left[ \frac{\omega^2}{c^2} - k_{mp}^2(z) \right] f(z) = \pm Z_0 I_0 C_{mp} k_{mp} J_{m \pm 1}(k_{mp} R_e) \frac{\omega}{c u_{z0}} \langle P \rangle \quad [14]$$

( $Z_0 = \mu c \approx 377 \Omega$ ). Die Randbedingungen sind wie in Gl. [6]. Die Gl. [14] und die Bewegungsgleichung der Elektronen Gl. [9] müssen jetzt gleichzeitig gelöst werden (gekoppelte Differentialgleichungen).

Die Ausgangsleistung bei  $z = z_4$  ist entweder durch den Realteil der z-Komponente des Poynting-Vektors gegeben (ohne Reflexionen):

$$P_{out} = \pi \int_0^R r \operatorname{Re}(\vec{E} \times \vec{H}^*)_z dr \Big|_{z=z_4} = \operatorname{Re} \frac{1}{2\mu\omega} k_z^*(z_4) |f(z_4)|^2$$

oder durch den aus der Lösung der Bewegungsgleichung der Elektronen bekannten Wirkungsgrad:

$$\eta = \frac{\gamma_0 - \langle \gamma \rangle}{\gamma_0 - 1}, \quad P_{out} = \eta U_b I_b.$$

Durch Vergleichen dieser beiden Werte kann die (numerische) Qualität der selbstkonsistenten Lösung überprüft werden.

Mit einfachen Formen des axialen HF-Feldverlaufs (z.B. Gauß'sches Profil) hat man in numerischen Untersuchungen Senkrechtwirkungsgrade  $\eta_{\perp}$  bis zu 79 % gefunden ( $\eta_{\perp} = \eta(\alpha^2/(\alpha^2 + 1))^{-1}$ ) (Moiseyev und Nusinovich 1981). Selbstkonsistente Rechnungen ergaben nur geringfügig kleinere Senkrechtwirkungsgrade um 76 %.

### 3.3.3 Raumladungseffekt

Auf Grund der Raumladung ist der Transport des Elektronenhohlstrahls von der Kanone zum Resonator verbunden mit einer Potentialabsenkung zwischen Strahl und Resonatorwand (Ganguly und Chu 1984). Als Folge davon fließt der Strahl in ein Gebiet mit steigendem negativem Potential, was zu einer Verringerung der axialen Geschwindigkeit führt. Es existiert deshalb ein Grenzstrom, oberhalb dessen der Fluß der Elektronen durch den Resonator nicht mehr möglich ist. Dieser Grenzstrom (siehe Gl. [17]) wird beeinflusst durch die Geometrie des Resonators ( $R_0$ ) und die Strahlparameter ( $R_e, \gamma_0, \beta_{z0}$ ). Im folgenden werden die Auswirkungen der Raumladung auf die Strahleigenschaften betrachtet ( $\gamma, \alpha, \dots$ ). Ohne auf die genaue Herleitung einzugehen, werden hier die wichtigsten Ergebnisse aus Borie und Gantenbein (1991) wiedergegeben (siehe auch Ganguly und Chu 1984, Drobot und Kim 1981).

Die Herabsetzung der Strahlenergie wird beschrieben durch die Potentialabsenkung zwischen Strahlrand und Strahlrohr:

$$\Delta\Phi_w = -60\Omega \frac{I_b}{\beta_z} \ln\left(\frac{R_0}{R_e}\right). \quad [15]$$

Dies hat eine Korrektur des relativistischen Faktors zur Folge:

$$\gamma_{eff} = \gamma_0 - \left| \frac{e}{m_e c^2} \Delta\Phi_w \right| = \gamma_0 - \frac{\tilde{I}}{\beta_z}, \quad [16]$$

wobei  $\gamma_0 = (1 - \beta_{10}^2 - \beta_{20}^2)^{-1/2} = 1 + U_b/511 \text{ kV}$  der entsprechende Wert ohne Berücksichtigung des Spannungsabfalls ist und  $\tilde{I} = 60\Omega/(511 \text{ kV}) I_b \ln(R_0/R_e)$  ( $U_b$ : Beschleunigungsspannung in kV,  $I_b$ : Strahlstrom in A). Die Änderung des effektiven relativistischen Faktors beeinflusst die Zyklotronfrequenz ( $\frac{eB}{m_e \gamma_{eff}}$ ) und damit auch die Resonanzbedingung.

Der transversale Impuls  $\beta_{\perp} \gamma$  wird nicht beeinflusst von der Potentialabsenkung, während für  $\beta_z$  gilt:  $\beta_z = \sqrt{1 - \beta_{\perp}^2 - 1/(\gamma_{eff}^2)}$ . Das etwas kleinere  $\gamma_{eff}$  führt dazu, daß das Geschwindigkeitsverhältnis  $\alpha = \beta_{\perp}/\beta_z$  etwas größer wird und möglicherweise reflektierte Elektronen auftreten können, falls  $\beta_z \rightarrow 0$ . Diese Gefahr ist in einem realen System vorhanden, da hier mit einer unvermeidbaren Geschwindigkeitsstreuung der einzelnen Elektronen zu rechnen ist.

Zusätzlich tritt ein Potentialabfall innerhalb des Strahls auf, dessen Größe mit folgendem Ausdruck angegeben werden kann:

$$\Delta\Phi_b \simeq 60\Omega \frac{I}{\beta_z} \frac{d}{2R_e}$$

(d: Strahldicke), welche zu einer Streuung der anfänglich einheitlichen Strahlenergie der Elektronen führt ( $\Delta\gamma_0 = \Delta\Phi_b/(mc^2)$ ). Bei festem  $\gamma_0$  und  $\beta_{z0}$  kann Gl. [16] nicht für alle Werte von  $\tilde{I}$  sinnvoll erfüllt werden, insbesondere erhält man einen maximal zulässigen Strahlstrom, der gegeben ist durch:

$$I_{lim} = \frac{511 \text{ kV}}{60\Omega} \frac{\gamma_0 [1 - (1 - \beta_{z0}^2)^{1/3}]^{3/2}}{\ln\left(\frac{R_0}{R_e}\right)}. \quad [17]$$

Die nach dem Einbau dieser Änderungen in das selbstkonsistente Programm durchgeführten Rechnungen zeigten z.T. deutliche Verschiebungen in den interessanten Parameterbereichen (Borie und Gantenbein 1991). Beim Entwurf von zukünftigen Gyrotrons, die bei hohen Strömen (hohe Leistung) in sogenannten Volu-

menmoden ( $TE_{mp}$  mit  $m \gg 1$  und  $p > 2$ ) arbeiten, wird die Berücksichtigung des Raumladungseffekts besonders wichtig.

In diesem Zusammenhang ist noch eine weitere Auswirkung der Raumladung zu erwähnen, die sich auf die Wechselwirkung von Strahl und HF-Feld bezieht. Die azimuthale Fokussierung der Elektronen führt, neben der Abgabe von elektromagnetischer Strahlung, zu elektrostatischen Feldern. Wie jedoch gezeigt wurde (Bratman et al. 1981, Borie 1989), ist der Einfluß auf den Wirkungsgrad erst bei relativ hohem Strahlstrom bemerkbar. Beim  $TE_{10,4}$ -Gyrotron kann dieser Effekt vernachlässigt werden, falls der Strom weniger als einige hundert Ampère beträgt (Borie und Gantenbein 1991).

### 3.3.4 Geschwindigkeitsstreuung

Die in Gyrotrons verwendeten MIG-Elektronenkanonen erzeugen einen Elektronenhohlstrahl mit relativ gut definierten Eigenschaften (Strahlradius, Geschwindigkeitsverhältnis, Strahldicke, Energie, usw.). Trotzdem ist in realen Systemen die Geschwindigkeitsstreuung, die einen großen Einfluß auf den Betrieb einer Röhre haben kann, unvermeidbar und muß in bestimmten Fällen in den Rechnungen zur Wechselwirkung von Elektronenstrahl und HF-Feld betrachtet werden.

Die Verteilung der Geschwindigkeit der Elektronen wird von mehreren Faktoren bestimmt. Die wichtigsten davon sind (Gaponov et al. 1981):

- thermische Streuung an der Kathode
- Rauigkeit der Emitteroberfläche
- Abweichungen von der axialen Symmetrie durch radiale Verschiebung der Kanone oder lokale Änderung der elektrischen und magnetischen Felder am Emitter
- Raumladungseffekte (im Resonator und insbesondere am Emitter, sowie entlang des Strahlwegs)

Diese Punkte tragen wesentlich dazu bei, die Streuung der transversalen Geschwindigkeitskomponente zu vergrößern. Da  $m_e^2 \gamma^2 v_{\perp}^2 / B = \text{const.}$ , ist die relative Streuung der transversalen Geschwindigkeitskomponente entlang der Flugbahn konstant, nicht jedoch die der axialen Geschwindigkeit.

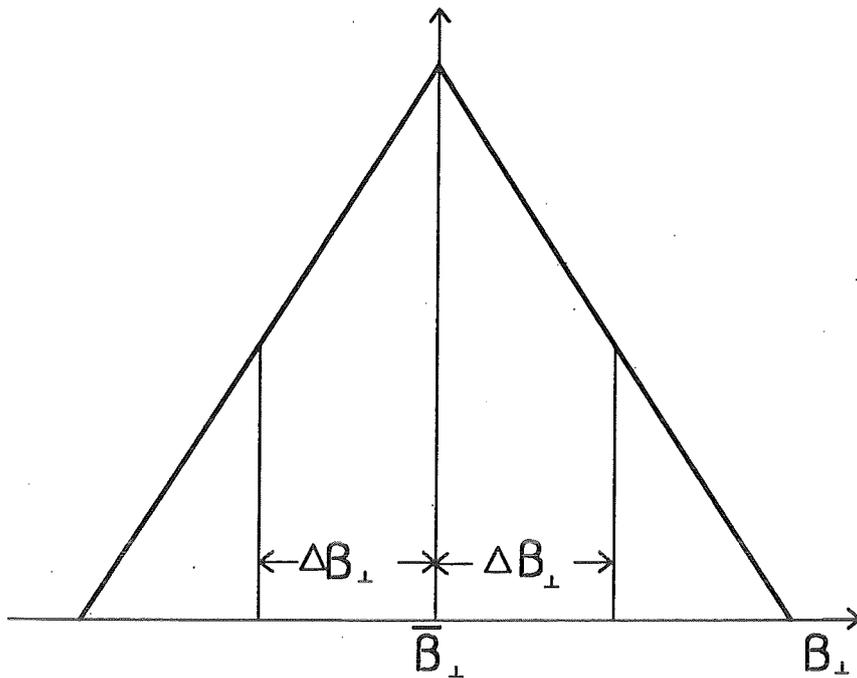
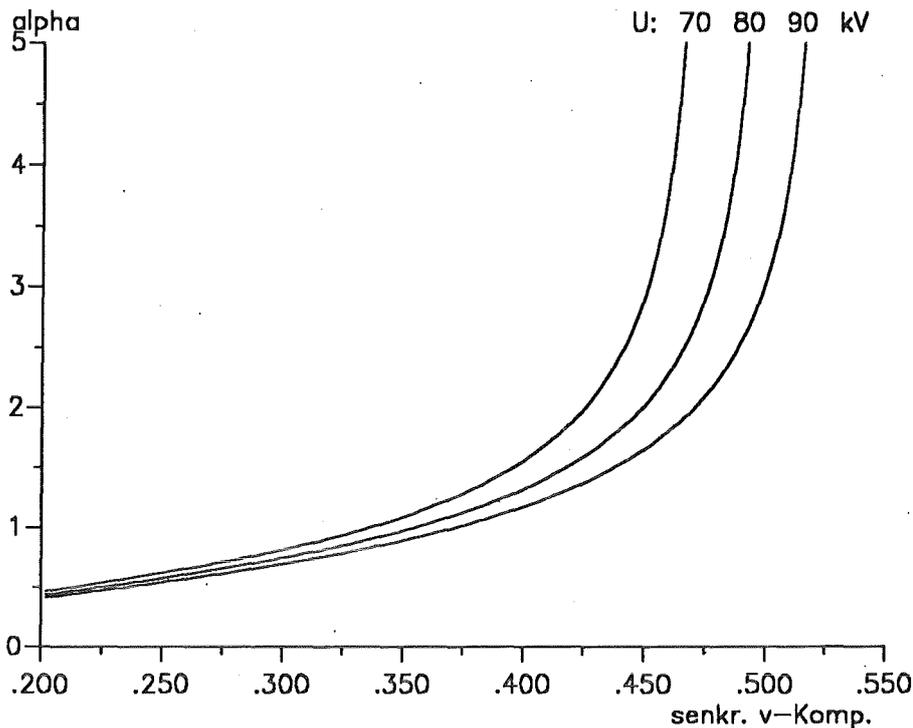


Abbildung 7. : Modellverteilung der transversalen Geschwindigkeitskomponente.

In mehreren Arbeiten wurde die Geschwindigkeitsverteilung eines Hohlstrahls experimentell untersucht (Antakov et al. 1975, Guss et al. 1990, Kuftin et al. 1992, Piosczyk 1992a).

Der Einfluß der Geschwindigkeitsstreuung auf Startstrom und Wirkungsgrad eines Gyrotrons wurde von Yergakov und Moiseyev (1981) diskutiert. Deren Rechnungen ergaben, daß der Startstrom nahezu unabhängig von der Form der Geschwindigkeitsverteilung ist (symmetrische Dreiecksverteilung, Rechteckverteilung, Gauß'sche Verteilung), vielmehr ist der entscheidende Faktor die Größe der relativen Streuung der Geschwindigkeiten. Diese selbstkonsistenten Rechnungen zeigen, daß der maximale Wirkungsgrad bei Berücksichtigung der Geschwindigkeitsstreuung im Bereich  $1.1 < \alpha < 3$  kleiner wird und die optimalen Betriebsparameter des Gyrotrons verschoben werden.

Bei Zarnitsina und Nusinovich (1974) wurden Stabilitätsuntersuchungen mit Berücksichtigung der Geschwindigkeitsstreuung durchgeführt. Diese Simulationen zeigten, daß die in einem Gyrotron typische Geschwindigkeitsstreuung, die hier mit 5 % angenommen wird, nahezu keine Auswirkungen auf die Stabilität einer einzelnen Mode hat.



**Abbildung 8.** : Abhängigkeit des Geschwindigkeitsverhältnisses von der senkrechten Komponente, aufgetragen für verschiedene Strahlspannungen.

In die in Kap. 3.3.2 vorgestellten selbstkonsistenten Gleichungen wurden Geschwindigkeitsstreuung eingebaut (Borie und Gantenbein 1992). Dabei wurde eine Modellgeschwindigkeitsverteilung der Elektronen, wie in Abbildung 7 dargestellt, verwendet. Die Ergebnisse von Elektronen mit verschiedenen Geschwindigkeitskomponenten ( $\overline{\beta}_\perp - \Delta\beta_\perp$ ,  $\overline{\beta}_\perp$ ,  $\overline{\beta}_\perp + \Delta\beta_\perp$ ) werden gemittelt.

Da gilt:  $\Delta\beta_z/\beta_z = \alpha^2 \Delta\beta_\perp/\beta_\perp$ , kann selbst eine verhältnismäßig kleine Streuung der transversalen Komponente zu großer Streuung in  $\alpha$  führen. Z.B. ergibt  $U_b = 80$  kV,  $\beta_\perp = 0.418$  und  $\beta_z = 0.279$  ein Geschwindigkeitsverhältnis  $\alpha = 1.5$ . Nimmt man nun  $\Delta\beta_\perp/\beta_\perp = \pm 0.15$  an ( $\Delta\beta_z/\beta_z = -0.48/+0.27$ , entsprechend), variiert  $\alpha$  zwischen 1.0 und 3.3. Ab einem bestimmten  $\beta_\perp$ , das abhängig ist von der vorgegebenen Strahlspannung, kann die folgende Gleichung, die  $\alpha$  festlegt, nicht mehr erfüllt sein:

$$\alpha = \gamma \beta_\perp \sqrt{\frac{1}{\gamma^2(1 - \beta_\perp^2) - 1}}$$

Bei  $\beta_\perp = \sqrt{1 - 1/\gamma^2}$  ist  $\alpha = \infty$ , d.h. die axiale Geschwindigkeitskomponente verschwindet, Elektronen werden reflektiert. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 8 gezeigt.

### 3.4 Mehrmodengleichungen

Die Mehrmodentheorie eines Gyrotrons wurde zuerst von Moiseyev und Nusinovich (1974) untersucht und durch Nusinovich (1981) weiterentwickelt. Die Behandlung dieses Problems in zahlreichen weiteren Arbeiten (Dialetis und Chu 1983, Borie und Jödicke 1987, Levush und Antonsen 1990, Fliflet et al. 1991, Cai et al. 1992) hebt das rege Interesse an diesem Thema hervor. Hier wird die von Borie und Jödicke (1987) (siehe auch Jödicke 1989) präsentierte Version verwendet.

Ein wesentliches Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, Aussagen darüber zu gewinnen, unter welchen Umständen eine (Haupt-) Mode stabil schwingt bezüglich störender Konkurrenzmoden und wie das Anschwingen dieser parasitären Moden unterdrückt werden kann.

Mit dem elektrischen Feld im Resonator beginnend, das sich als Überlagerung mehrerer Eigenmoden darstellen läßt:

$$\vec{E} = \sum_{mp} \vec{E}_{mp},$$

gelangt man zu folgender Differentialgleichung für den transversalen Impuls P (siehe auch Gl. [9]):

$$\frac{dP}{dz} + i\omega_a \frac{\gamma}{cu_{z0}} \left(1 - \frac{\Omega_0}{\omega_a \gamma}\right) P = \frac{\gamma}{u_{z0}c} \frac{e}{2m_e c} \sum_{mp} C_{mp} k_{mp} f_{mp}(z) J_{m \pm 1}(k_{mp} R_e) e^{i(\omega_{mp} - \omega_a)t} e^{-im\theta_e}. \quad [18]$$

$\omega_a$  ist eine im Prinzip beliebig wählbare Mittelungsfrequenz, die jedoch aus numerischen Gründen nahe bei der Zyklotronfrequenz liegen sollte. In der Praxis beschränkt man sich häufig auf 2 Summanden aus Gl. [18] (2 Moden Stabilität) und wählt  $\omega_a$  sinnvollerweise gleich der Frequenz der Hauptmode.

Aus der Energieänderung der Elektronen, verursacht durch eine  $TE_{mp}$ -Mode

$$\frac{d\gamma_{mp}}{dt} = \frac{e}{m_e c^2} \vec{E} \cdot \vec{v}_t,$$

läßt sich der sogenannte partielle Wirkungsgrad

$$\eta_{mp} = \frac{\gamma - \gamma_{mp}}{\gamma - 1}$$

berechnen, der die Energieabgabe der Elektronen an eine  $TE_{mp}$ -Mode beschreibt.

Die Ergebnisse aus Gl. [18] hängen ab von  $\Lambda_0$  ( $P(t_0) = u(t_0)e^{-i(\Lambda_0 + \vartheta_e)}$ ) und  $e^{i(\omega_{mp} - \omega_a)t_0}e^{-im\vartheta_e}$ . Die Mittelung über  $\Lambda_0$  (Anfangsphase) erfolgt analog zum Fall der Einzelmode. Falls  $m_1 \neq m_2$ , sind die Elektronen gleichmäßig über  $\vartheta_e$  verteilt, und das Ergebnis ist unabhängig von  $t_0$  (Nusinovich 1986), d.h. man kann über die Koordinate  $\vartheta_e$  oder über den anfänglichen Phasenunterschied  $(\omega_{mp} - \omega_a)t_0$  mitteln. In diesem Fall wird die Amplitude einer Mode nur durch die Amplitude der anderen Mode beeinflusst, nicht durch deren Phase (Amplituden Wechselwirkung). Bei ausreichend großem Frequenzabstand der Moden ( $1/(|\omega_{mp} - \omega_a|) \ll Q/\omega$ ) kann auch im Fall  $m_1 = m_2$  über die Schwebungsphase  $(\omega_{mp} - \omega_a)t_0$  gemittelt werden.

Um beurteilen zu können, ob eine Mode stabil schwingt, muß der Startstrom der zweiten Mode  $I_{S_2}$  aus der Lösung der obigen Gleichungen berechnet werden

$$I_{S_2} = \lim_{P_2 \rightarrow 0} \frac{P_2}{U\eta_2(P_1, P_2)}$$

Falls  $I_{S_2}$  größer als der Strahlstrom ist,  $I_{S_2} > I_b = P_1/(U\eta_1(P_1, 0))$ , kann die störende Mode nicht anschwingen und stabiler Einzelmode-Betrieb ist möglich.

### 3.5 Magnetron-Injektions-Kanone

Eine typische Elektronenkanone (MIG: magnetron injection gun), wie sie zur Erzeugung eines Hohlstrahls in Gyrotrons verwendet wird, ist in Abbildung 9 dargestellt. Die Kanone besteht aus einem heizbaren, ringförmigen Emitter, der in einem Trägermaterial eingelassen ist, einer Hilfsanode (Modulationsanode) und der Anode. Mit der Hilfsanode wird das auf der Emitteroberfläche senkrecht stehende elektrische Feld stark beeinflusst, so daß die senkrechte Geschwindigkeitskomponente der Elektronen verändert werden kann. Ein negatives Potential der Modulationsanode gegenüber der Kathode unterbricht den Elektronenstrom leistungslos.

Eine andere Bauform einer MIG, die mit zwei Elektroden auskommt, stellt die Diode dar (vgl. Abbildung 9). Der Wegfall der Isolationsstrecke zwischen Anode und Hilfsanode weist hinsichtlich der Herstellung eine technische Vereinfachung auf gegenüber der Triodenbauweise. Die gewünschten Strahlparameter können bei der Diode nicht mehr unabhängig voneinander eingestellt werden. Veränderungen des

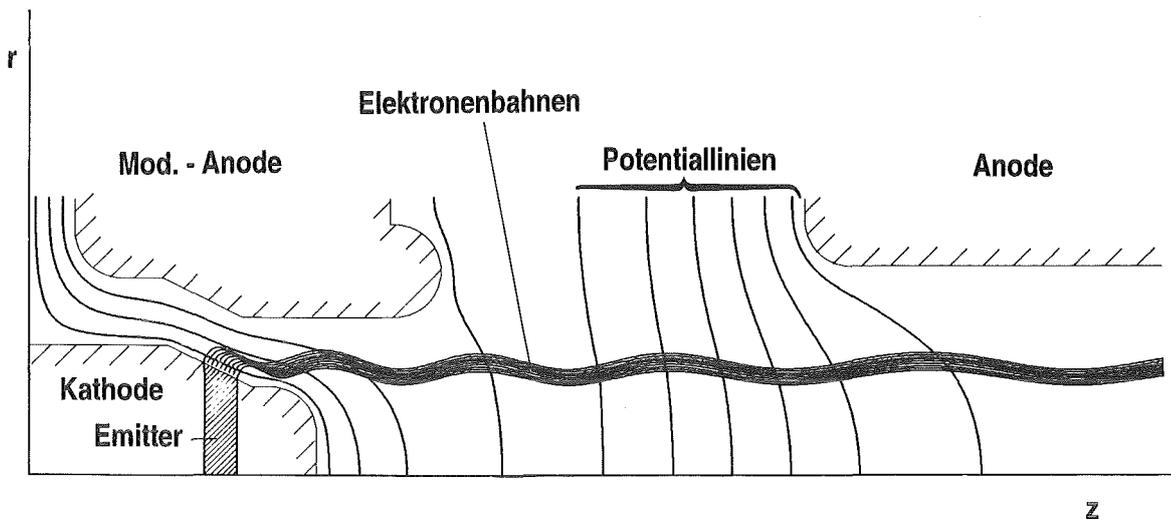


Abbildung 9. : Querschnitt durch eine Elektronenkanone (MIG).

Kanonen-Magnetfeldes bei sonst gleichen Parametern haben Änderungen des Geschwindigkeitsverhältnisses und des Strahlradius im Resonator zur Folge. Änderung der Beschleunigungsspannung alleine beeinflusst die Elektron-Zyklotron-Frequenz und das Geschwindigkeitsverhältnis.

Im Gegensatz zu Elektronenkanonen, die z.B. in Klystrons oder Wanderfeldröhren eingesetzt werden, arbeitet eine MIG im temperaturbegrenzten Gebiet, d.h. der Emissionsstrom wird im wesentlichen durch die Emittertemperatur bestimmt. Da auf der Emitteroberfläche ein beschleunigendes elektrisches Feld vorhanden ist, werden alle Elektronen sofort nach Verlassen der Oberfläche zur Anode hin abgezogen, so daß eine Variation der Spannung nur relativ geringe Stromänderungen zur Folge hat (Schottky Effekt). Allerdings ist für diese Betriebsweise charakteristisch, daß die Strahleigenschaften stark von der Emitteroberfläche abhängen, z.B. wird die Geschwindigkeitsstreuung beeinflusst durch die Oberflächenrauigkeit.

Die Auslegung einer MIG für Gyrotrons erfolgt auf der Grundlage der sogenannten adiabatischen Näherung (Gaponov et al. 1981, Baird und Lawson 1986), die gültig ist, wenn die Änderungen der statischen elektrischen und magnetischen Felder entlang der Elektronenbahn klein innerhalb einer Larmorperiode sind.

Im Rahmen dieser Näherung ist die Größe  $p_{\perp}^2/B = (m_e c \gamma \beta_{\perp})^2/B$  konstant. Die transversale Geschwindigkeitskomponente ist durch  $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c = U_{mod} \sqrt{B} / (dc B_g^{3/2})$  ge-

geben (d: Abstand Emitter - Hilfsanode). Eine für die Praxis sehr nützliche Beziehung besteht bei der Bewegung der Elektronen in dem äußeren Magnetfeld zwischen dem Radius des Führungszentrums und dem ortsabhängigen Magnetfeld  $B_g R_g^2 = B(z) R^2(z)$ , so daß bei bekanntem Magnetfeldverlauf  $B(z)$  und Emitterradius  $R_g$  der Strahlradius im Resonator berechnet werden kann.

### 3.6 Oberflächenverluste im Resonator

Ein wesentliches Problem beim Betrieb eines Hochleistungsgyrotrons stellt die im Resonator anfallende Verlustleistung dar. Die in einem idealen Leiter gültige Annahme, Abfall der elektrischen und magnetischen Feldstärke auf Null an der Oberfläche, gilt für reale Materialien nur näherungsweise. Insbesondere existiert innerhalb des Materials ein tangenciales magnetisches Feld, welches auf der spezifischen Länge  $\delta$  (Skin-Tiefe) exponentiell abfällt ( $\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\omega\sigma}}$ ,  $\sigma = 3 \cdot 10^7 (\Omega m)^{-1}$  Leitfähigkeit für geglühtes Kupfer bei 250°C). Die endliche Leitfähigkeit der verwendeten Materialien (Kupfer oder Kupferlegierungen) führt deshalb zu HF-Verlusten, deren Leistungsdichte pro Fläche gemäß:

$$\frac{dP_{Loss}}{dA} = -\frac{1}{2} \operatorname{Re}\{\vec{n} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}^*)\} \quad [19]$$

gegeben ist, wobei  $\vec{n}$  der Normalenvektor auf der Oberfläche ist (siehe z.B. Jackson 1962). Von besonderer Bedeutung sind die maximalen Wandbelastungen, die in einem Resonator beim Betrieb mit einer  $TE_{mp}$ -Mode bei einer bestimmten Ausgangsleistung auftreten können. Dieser Wert kann entweder aus dem Maximum des Ausdrucks:

$$\frac{dP_{Loss}}{dA} \simeq \frac{\delta}{4\pi\mu_0\omega} \frac{1}{(x_{mp}^2 - m^2)} \left\{ k_{mp}^4 |f|^2 + \frac{m^2}{R^2} \left| \frac{df}{dz} \right|^2 \right\}$$

(Borie und Wenzelburger 1986), den man durch geeignete Umformung von Gl. [19] erhält, errechnet werden, oder auch direkt mit der Näherung:

$$\left. \frac{dP_{Loss}}{dA} \right|_{max} = \frac{2\pi\delta}{\lambda^2} \frac{P_{out} Q}{(x_{mp}^2 - m^2) \int |\hat{f}(z)|^2 dz}, \quad [20]$$

wobei  $\hat{f}(z)$  das normierte (auf den Maximalwert 1) axiale Feldprofil bezeichnet,  $m$  ist der azimutale Index der Mode. Eine Abschätzung der maximalen Wandverluste erhält man mit folgenden Annahmen:

- Gauß'sches Feldprofil,  $\int |\hat{f}(z)|^2 dz \approx 0.63L$
- $Q \approx 15 \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2$
- $L \approx 7\lambda$

Mit diesen Näherungen ergibt sich für  $\lambda = 2.14$  mm und  $dP_{Loss}/dA|_{max}$  in kW/cm<sup>2</sup>,  $P_{out}$  in kW:

$$\frac{dP_{Loss}}{dA}|_{max} \approx 17.4\lambda^{-5/2} \frac{P_{out}}{x'_{mp}{}^2 - m^2} = 2.6 \frac{P_{out}}{x'_{mp}{}^2 - m^2}.$$

Für den praktischen Fall muß berücksichtigt werden, daß in den obigen Überlegungen zusätzliche Verluste in den realen Materialien nicht berücksichtigt wurden. Eine Hauptursache für erhöhte Verluste ist in dem angewandten Bearbeitungsverfahren und der daraus resultierenden Oberflächenrauigkeit der Resonatorwände zu sehen. Bei Geist (1991) wird die Erhöhung des azimutalen Oberflächenwiderstands von Cu-Testresonatoren, die mit verschiedenen Herstellungsprozessen bearbeitet wurden, mit ca. 10-30 % gegenüber dem theoretischen Wert angegeben.

Die anfallende Verlustleistung summiert sich somit in Hochleistungsgyrotrons auf Maximalwerte von einigen kW/cm<sup>2</sup>. Bei Pulslängen  $\lesssim 1$  ms stellen solche Verluste keine Probleme dar, jedoch müssen für längere Pulse oder Dauerbetrieb die Wärmeverluste unbedingt reduziert werden, um Schädigungen wegen Überhitzung des Bauteils zu vermeiden. Mit den gebräuchlichen Kühltechniken im Resonatorbereich können Verlustleistungen im Dauerbetrieb bis etwa 3 kW/cm<sup>2</sup> bewältigt werden.

Bei der Auswahl geeigneter Oszillatormoden für Hochleistungsgyrotrons müssen diese Gesichtspunkte unbedingt berücksichtigt werden, falls Lang-Puls oder CW-Betrieb der Röhre erwünscht ist.

## 4. Technische Realisierung eines Gyrotrons

Am ITP des KfK wurde ein Gyrotron entworfen, welches in der Lage sein sollte, 500 kW HF-Leistung zu erzeugen. Dabei waren einige technische Einschränkungen zu berücksichtigen, insbesondere bezüglich des verfügbaren supraleitenden Magnet-systems, welches für Experimente mit rotationssymmetrischen Moden wesentlich kleinerer Ordnung ( $TE_{03}$ ) ausgelegt ist. Der Bohrlochdurchmesser des Magneten beträgt ca. 100 mm, so daß die Auswahl der Betriebsmode und der Entwurf der Kanone in dieser Hinsicht stark eingeschränkt ist. Als geeignete Arbeitsmode wurde  $TE_{10,4}$  gewählt (Borie et al. 1989).

Anhand von Abbildung 10, die eine Schnittzeichnung des KfK-Gyrotrons darstellt, sollen der Aufbau, die einzelnen Komponenten und die erforderlichen Einrichtungen für diagnostische Zwecke erläutert werden.

Der Betrieb der Elektronenröhre erfordert, daß ein Druck zwischen Kanone und Austrittsfenster zwischen  $10^{-8}$  und  $10^{-9}$  mbar aufrecht erhalten werden kann. Dies erreicht man mit Hilfe von z.B. Ionen-Getter-Pumpen, die im Kanonen- und Kollektorbereich arbeiten. Die Röhre, deren Gesamtlänge ca. 3 m beträgt, ist aus mehreren Einzelteilen - Elektronenkanone, Kompressionszone, Resonator, Taper, Kollektor, Mikrowellenfenster -, deren Aufgaben nachfolgend kurz beschrieben werden, zusammengesetzt. Ein supraleitendes Magnetsystem stellt das erforderliche Magnetfeld zur Verfügung. Die Spulenanordnung ist so ausgelegt, daß eine Feinoptimierung der Magnetfelder im Bereich der Kanone und des Resonators unabhängig voneinander möglich ist. Dipolartige Zusatzspulen erlauben die Verschiebung des Elektronenstrahls im Resonator quer zur Symmetrieachse.

### 4.1 Elektronenkanone

Die Kanone besteht aus einem ringförmigen Emitter (Os/Ru beschichtetes Wolfram, B-Typ Kathode), der im temperaturbegrenzten Bereich betrieben wird. Mit einer Hilfsanode (Modulationsanode) kann der Anteil der transversalen Geschwindigkeitskomponente gesteuert werden. Im vorliegenden Fall bewegt sich der Spannungsunterschied zwischen der Hilfsanode und der Kathode zwischen 20-25 kV, die maximale elektrische Feldstärke am Emitter ist 46 kV/cm, an der Kanone 74 kV/cm. Die Emissionsstromdichte für 25 A Strahlstrom beträgt 6 A/cm<sup>2</sup>, der Entwurfswert für die Beschleunigungsspannung ist 80 kV. Die Auslegungswerte sind

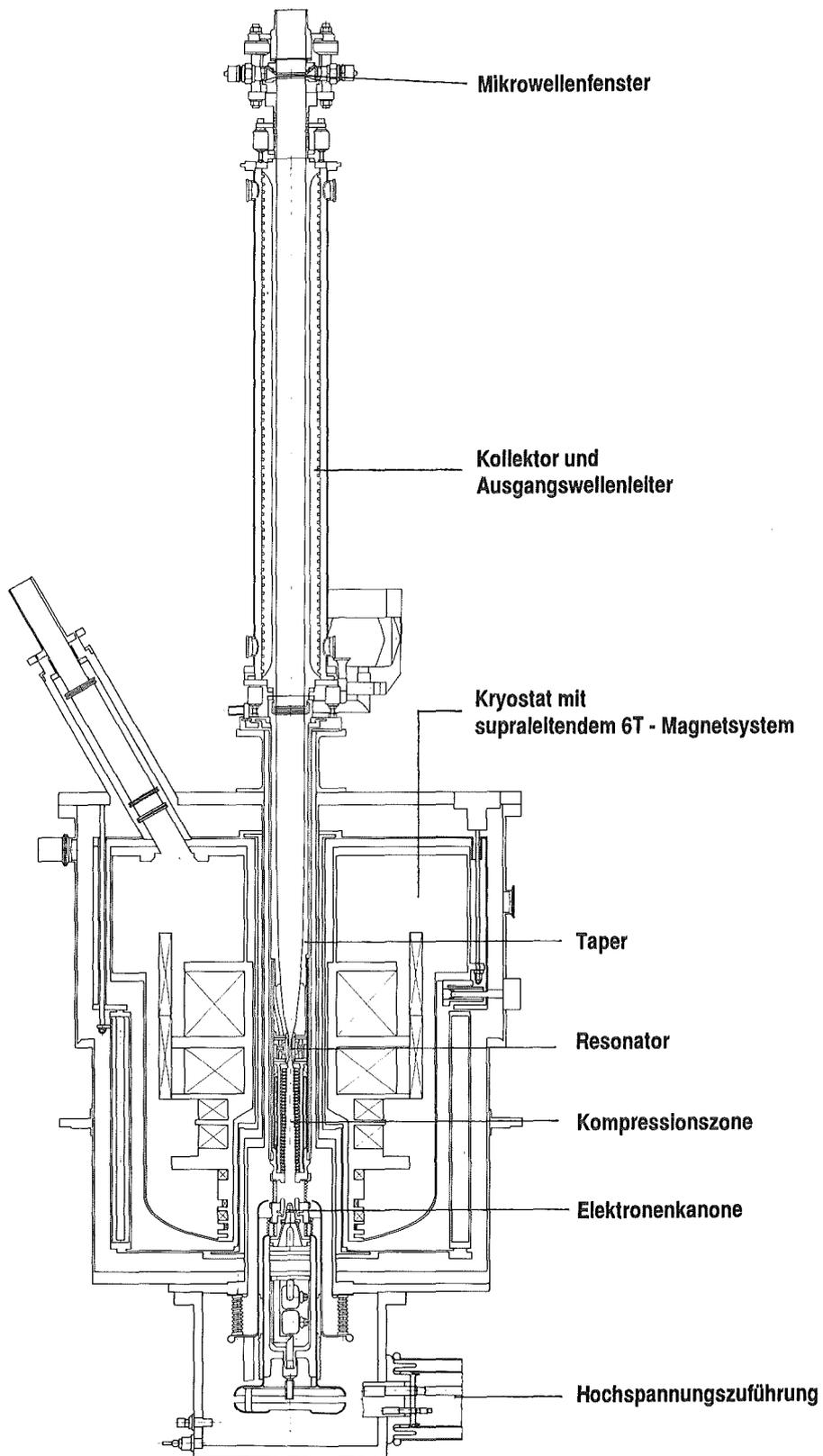


Abbildung 10. : Längsschnitt der KfK-Gyrotron-Röhre und des supraleitenden Magnetsystems.

so gewählt, daß der Betrieb der Kanone ein Geschwindigkeitsverhältnis  $\alpha = 1.5$  erlauben sollte (Piosczyk 1989).

## 4.2 *Kompressionszone*

Auf der zwischen der Kanone und dem Resonator liegenden Driftstrecke findet die radiale Kompression des Strahles statt. Das Verhältnis zwischen Magnetfeld im Resonator und an der Kanone  $B_{res}/B_g = (R_g/R_{res})^2$  wird als (magnetisches) Kompressionsverhältnis bezeichnet. Das zum Resonator hin stark ansteigende axiale Magnetfeld verkleinert den Elektronenstrahlradius und erhöht gleichzeitig den Anteil der in der Drehbewegung enthaltenen Energie auf Kosten der kinetischen Energie der longitudinalen Bewegung.

Um die Anregung störender Oszillationen in der Kompressionszone zu verhindern, müssen geeignete Maßnahmen ergriffen werden. Im KfK-Gyrotron ist die Wand der Kompressionszone abwechselnd mit übereinandergeschichteten Scheiben aus Aluminiumnitrid mit Siliziumkarbid, die starke Dämpfung im HF-Bereich aufweisen, und Cu-Scheiben, zur guten Wärmeabfuhr, belegt (Dammertz 1992). Bei der Auslegung des Strahlweges ist darauf zu achten, daß sogenannte Potentialfallen für Restgasionen, die zu Strahlinstabilitäten führen können, vermieden werden (Piosczyk 1990). Darüberhinaus muß berücksichtigt werden, daß trotz der Schichtung der einzelnen Scheiben keine 'Lufttaschen' entstehen, welche die hohen Vakuumanforderungen verhindern würden.

## 4.3 *Resonator*

Im Resonator findet die oben genauer beschriebene Wechselwirkung zwischen Elektronen und elektromagnetischem Feld statt. Da Hochfrequenzleistung nicht in Richtung der Kanone entweichen darf, wird der Durchmesser in diese Richtung soweit verjüngt, bis sichergestellt ist, daß die im Resonator erzeugten Moden nicht mehr ausbreitungsfähig sind und total reflektiert werden, aber noch so groß, daß der Elektronenstrahl unbehindert hindurchtreten kann. Auf der Resonatorausgangsseite schließt sich der Taper an.

Der verwendete Werkstoff muß für Ultrahochvakuumbedingungen geeignet sein und soll einen möglichst kleinen Ohmschen Widerstand bei der Betriebsfrequenz haben. Um die durch die unvermeidlichen Verluste entstehende Wärme schnell zur Außenwand, die mit Kühlwasser umspült wird, zu transportieren, ist eine hohe Wärmeleitfähigkeit erforderlich. Die mit den Verlusten auftretenden Temperaturanstiege und anschließende Abkühlung kann zu starken Zug- und Druck-Spannungen innerhalb des Materials führen, was Änderungen der Geometrie des Resonators zur Folge haben. Dies konnte durch sehr genaue Messungen der Schwingungsfrequenz der Eigenmoden eines Resonators gezeigt werden (Gantenbein et al. 1989) und wurde durch direkte Messungen der Geometrie bestätigt (Dammertz 1992). In den KfK-Gyrotrons wird sauerstoffarmes Cu (OFHC) als Resonatorwerkstoff verwendet.

In Tabelle 1 sind die wichtigsten Auslegungsdaten der Kanone und des Resonators des  $TE_{10,4}$ -Gyrotrons zusammengefaßt.

Strahlspannung	80 kV
Strahlstrom	25 A
Modulationsspannung	24.5 kV
Geschwindigkeitsverhältnis im Resonator	1.5-1.7
Strahlradius im Resonator	3.65 mm
Strahldicke	0.53 mm ( $\approx 4r_L$ )
Emitterradius	19.8 mm
Kompressionsverhältnis	29.5
Emissionsstromdichte	6 A/cm <sup>2</sup>
Magnetfeld im Resonator	5.53 T
Potentialabsenkung im Reso- nator	4.5-5.0 kV
Resonatorradius	8.11 mm
Güte	590

Tabelle 1. : Entwurfsdaten des  $TE_{10,4}$ -Gyrotron (1. Version)

## **4.4 Taper**

Innerhalb des Tapers wird der Durchmesser der Resonatorausgangsseite allmählich auf den des Kollektors (70 mm) vergrößert. Dabei ist die Kontur so ausgelegt, daß die am Eingang des Tapers eingespeiste Sollmode am Ausgang reinmodig zur Verfügung steht. Durch die Wahl einer nichtlinearen Kontur kann die Baulänge minimiert werden (Thumm et al. 1986).

## **4.5 Kollektor**

Nach dem Durchlaufen des Resonators und des Tapers werden die Elektronen, die den divergierenden Magnetfeldlinien folgen, auf dem Kollektor aufgefangen und geben dort ihre Restenergie ab. Zur Vermeidung der Zerstörung der Kollektoroberfläche infolge des intensiven Elektronenbombardements wird die Außenseite gekühlt. Da der Kollektor gleichzeitig als Wellenleiter dient, der die erzeugte HF-Leistung dem Austrittsfenster zuführt, muß eine Überhitzung und eventuell bleibende Deformation vermieden werden. Oft wird deshalb bei Röhren, die für lange Pulse oder CW-Betrieb ausgelegt sind, mit Hilfe von Zusatzspulen am Kollektor der Auftreffort der Elektronen periodisch moduliert, um die mittlere Leistungsdichte zu reduzieren.

## **4.6 Mikrowellenfenster**

Den Abschluß der Vakuumröhre bildet das Fenster. Das Fenster soll für die fraglichen Frequenzen möglichst hohe Transmission und entsprechend geringe Reflexionen haben, die in hohem Maße die Schwingung im Resonator stören können. Eine Reflexionskurve, wie man sie typischerweise aus Rechnungen erhält, ist in Abbildung 11 für ein Fenster mit einer Scheibe gezeigt (Nickel 1992). Aufgetragen ist der Verlauf der am Fenster reflektierten Leistung gegen die Frequenz, der unter anderem von der Dicke der Scheibe abhängig ist (beim Einzelscheibenfenster) bzw. beim Doppelscheibenfenster zusätzlich vom Abstand der beiden Scheiben. Da mit abnehmender Dicke die Bandbreite größer, wird aber die mechanische Stabilität abnimmt, dürfen die Dimensionen der Scheibe nicht kleiner gewählt werden als für zu-

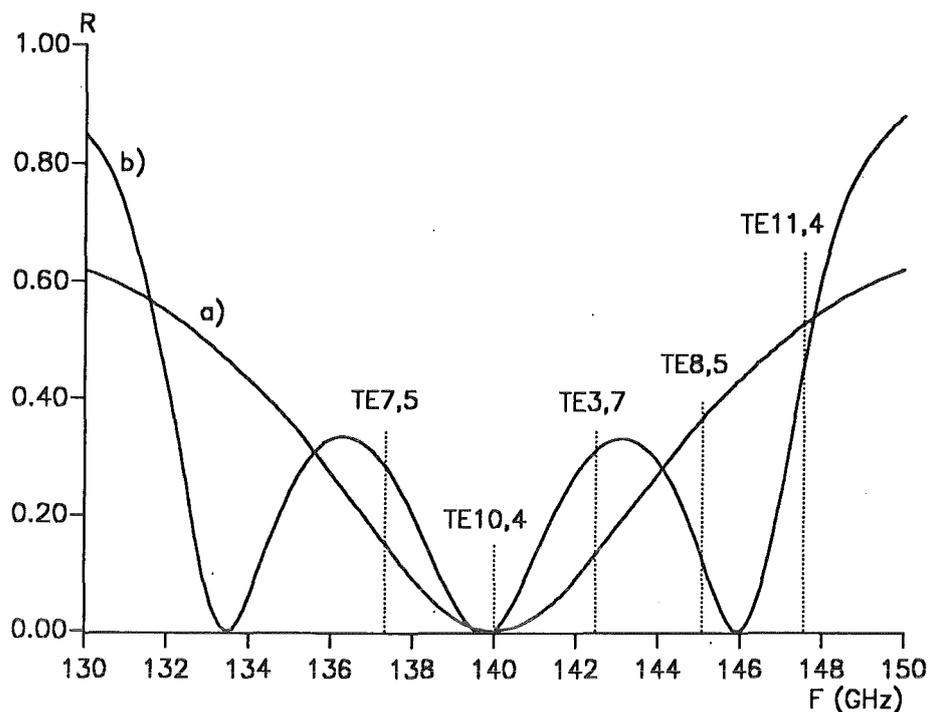


Abbildung 11. : Reflexionskurve eines Einscheibenfensters ( $Al_2O_3$ ) der Dicke 1.751 mm (a) und des entsprechenden Doppelscheibenfensters bei dem Abstand 4.4125 mm (b) (Nickel 1992).

verlässigen Betrieb bei dem gegebenen Differenzdruck und den erwarteten thermo-mechanischen Spannungen erforderlich.

Wegen der HF-Verluste im Fenster muß bei langen Pulsen oder Dauerstrichbetrieb des Gyrotrons eine Kühlung der Scheiben vorgesehen werden. Im Fall einer einfachen Scheibe kann dies dadurch geschehen, daß die Luftseite der Scheibe mit kaltem Gas (z.B. Stickstoff) angeblasen wird und/oder der Umfang der Scheibe mit einem Kühlmittel umspült wird. Wesentlich wirksamer können die Querschnittsflächen zweier Scheiben eines Doppelscheibenfensters mittels einer geeigneten Kühlflüssigkeit (z.B. FC-75), die zwischen den Scheiben durchfließt, gekühlt werden (Jory et al. 1987).

Eine zusätzliche Möglichkeit der Optimierung ist beim Doppelscheibenfenster durch den veränderlichen Abstand der beiden gleichen Scheiben gegeben. Es können die Reflexionen von Moden, die nicht bei Frequenzen schwingen, für die die Einzelscheiben resonant sind, beeinflußt werden können.

Als Fenstermaterial wird Saphir ( $Al_2O_3$ ) oder Quarzglas ( $SiO_2$ ) verwendet. Jedoch haben sich auch andere Materialien wie z.B. Bornitrid für Mikrowellenfenster in Gyrotrons bewährt.

#### 4.7 Frequenzdiagnostik, Moden- und Leistungsmessung

Ein sehr wichtiges Hilfsmittel zur Bestimmung der Moden stellt die Messung der Schwingungsfrequenz dar. Am KfK steht ein Filterbank-Empfänger-System für 140 GHz Mittenfrequenz und 18 GHz Bandbreite zur Verfügung. Die Auflösung der einzelnen Kanäle ist unterschiedlich abgestuft und beträgt bis zu 100 MHz. Mit diesem System können die Eigenmoden des Resonators innerhalb eines Gyrotron-Pulses weitgehend bestimmt werden. Die schmale Bandbreite der Filterbankkanäle um die Sollfrequenz 140 GHz hat den Vorteil, daß benachbarte Moden mit einem Frequenzabstand  $\geq 100$  MHz noch getrennt werden können (Geist et al. 1991).

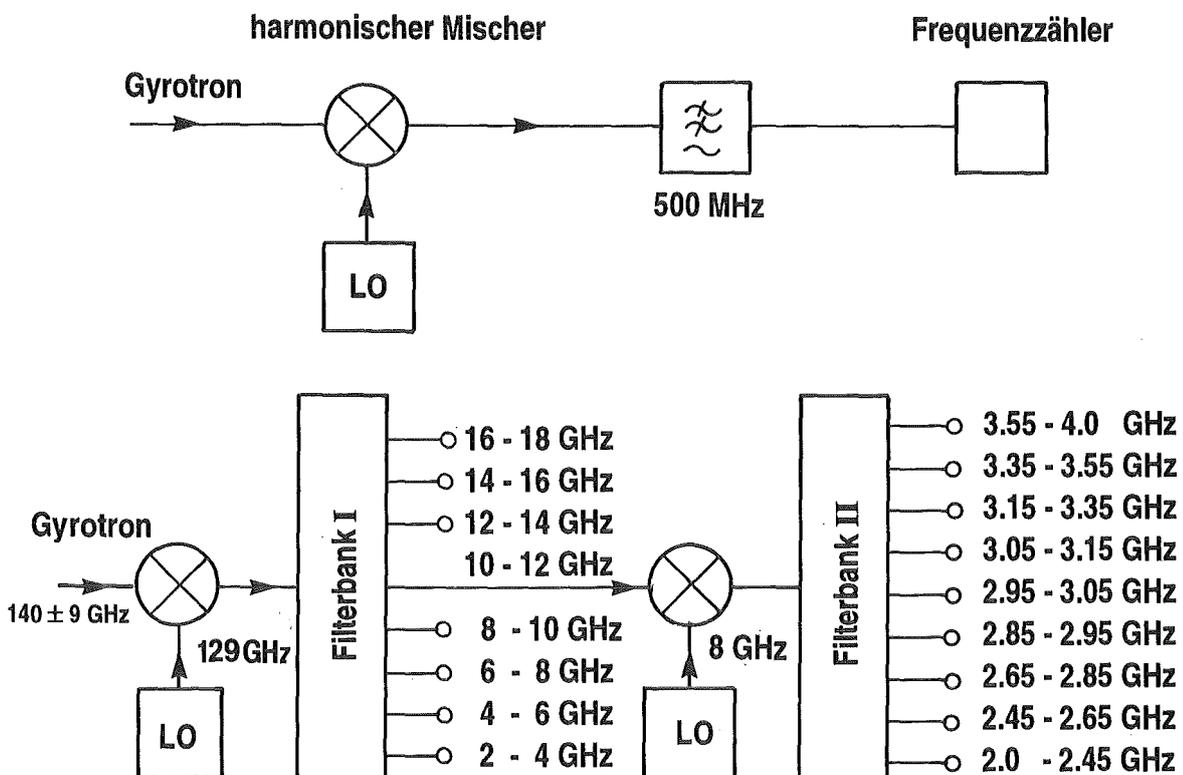


Abbildung 12. : Blockschaltbild des Frequenzmeßsystems.

Mit einem weiteren Frequenzmeßsystem wird die Signalfrequenz während eines Pulses sehr genau bestimmt. Hierbei ist es möglich, die zeitliche Entwicklung der Frequenz einer Mode zu beobachten. Frequenzänderungen, die in wenigen  $\mu\text{s}$  erfolgen und die  $\approx 1$  MHz betragen, können mit diesem System noch erfaßt werden (Gantenbein et al. 1989). Dies ist insbesondere zur Aufzeichnung von Frequenzänderungen während eines langen Gyrotron-Pulses sehr nützlich. Mögliche Ursachen hierfür können Veränderungen in der Geometrie infolge der thermischen Belastung der Resonatorwand sein.

Beide beschriebenen Systeme sind sowohl im Kurz-Puls- als auch im Lang-Puls-Betrieb einsetzbar. In Abbildung 12 sind die zwei Arten der Frequenzmessung skizziert.

Zur Ermittlung der erzeugten HF-Leistung wird ein Kalorimeter verwendet, welches mit ca. 0.3 l Oktanol als absorbierende Flüssigkeit gefüllt ist. Das Oktanol befindet sich in einem Teflonbehälter und ist nach außen hin thermisch isoliert (Stickel 1988).

Mit einem Wellenzahlspektrometer kann sowohl die Leistung bestimmt als auch das Modenspektrum analysiert werden (Kasperek und Müller 1988). Im Hohlleitersystem eines Gyrotrons (Uptaper, Kollektor, Fenster) ist eine geringe Modenkonversion (auch in TM-Moden) aufgrund von Querschnittsänderungen unvermeidbar. Ein Wellenzahlspektrometer ermöglicht die Messung des Anteils der im Wellenleiter gewandelten Moden (in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung).

## 5. Numerische Simulation und experimentelle Ergebnisse des ersten $TE_{10,4}$ -Gyrotrons

Im folgenden werden zunächst Ergebnisse der theoretischen Untersuchungen der  $TE_{10,4}$ -Mode diskutiert und daran anschließend die erzielten Resultate vorgestellt und mit Rechnersimulationen verglichen.

### 5.1 Einige wichtige Eigenschaften der $TE_{10,4}$ -Resonatoren bei 140 GHz

Bei vorgegebener Frequenz  $F$  (140 GHz) läßt sich mit Hilfe der Näherungsformel  $R_0 \simeq cx'_{mp}/(2\pi F)$  der erforderliche Resonatorradius berechnen. Man erhält  $R_0 \simeq 8.1 \text{ mm}$  oder  $D/\lambda = 7.5$  ( $D = 2R_0$ ). Je größer dieses Verhältnis ist, desto mehr Moden sind ausbreitungsfähig, Modenkonkurrenz wird bedeutender, und monomoder Gyrotronbetrieb mit hohem Wirkungsgrad wird erschwert. Bei den in der Vergangenheit am KfK durchgeführten Experimenten mit der  $TE_{03}$ -Mode betrug  $D/\lambda = 3.2$ . In Experimenten am MIT wurde die  $TE_{15,2,1}$ -Mode bei 140 GHz angeregt, wobei das Verhältnis  $D/\lambda = 7$  betrug (Kreischer et al. 1990). Konservative Abschätzungen gehen davon aus, daß stabiler Einzelmodebetrieb für  $D/\lambda \lesssim 15 - 20$  möglich ist, weitere Durchmessererhöhung erfordert zusätzliche Maßnahmen der Modenselektion, wie z.B. koaxiale Resonatoren (Flyagin und Nusinovich 1988). Tatsächlich ist der erfolgreiche Einzelmodebetrieb bei 140 GHz mit sehr hohen Ausgangsleistungen und  $D/\lambda \simeq 14.5$  gezeigt worden (Kurbatov et al. 1991).

Die Stärke der Wechselwirkung zwischen Elektronenstrahl und HF-Feld ist für eine bestimmte Mode proportional zu  $J_{m \pm 1}^2(x'_{mp} R_e/R_0)$ , wobei die Wahl des Vorzeichens die Drehrichtung der Mode bezüglich den gyrierenden Elektronen angibt (+ bei gegensinniger Drehrichtung von Mode und Elektronen im Magnetfeld, - bei gleichsinniger Drehrichtung von Mode und Elektronen im Magnetfeld). In Abbildung 13 ist die modenspezifische Ankoppelstärke (CoCo, Coupling Coefficient) dargestellt, die gegeben ist durch:

$$\frac{J_{m \pm 1}^2(x'_{mp} \frac{R_e}{R_0})}{\pi(x'_{mp}{}^2 - m^2)J_m^2(x'_{mp})}$$

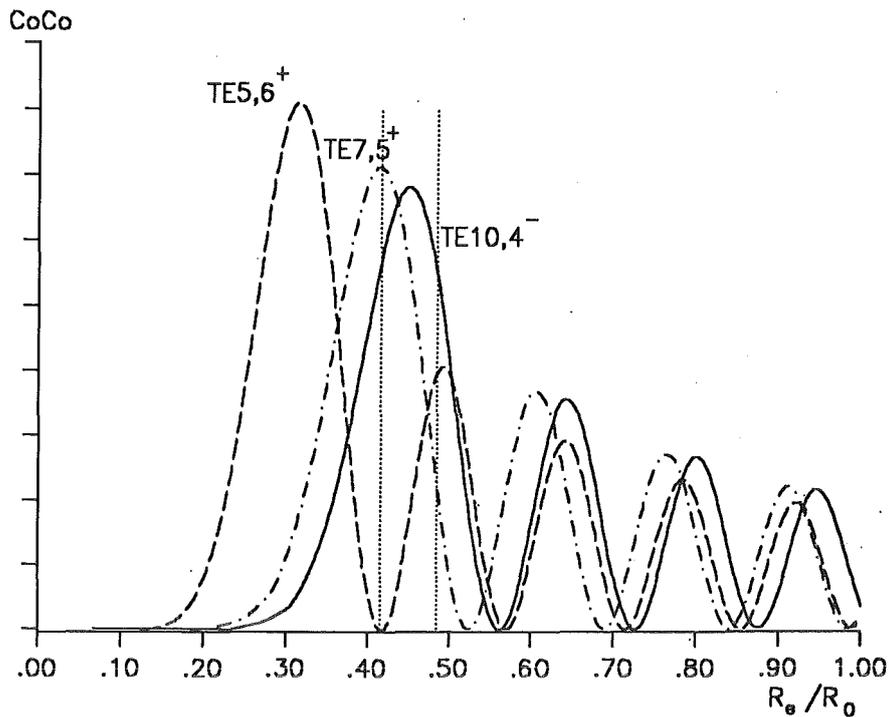


Abbildung 13. : Kopplungskoeffizienten für  $TE_{10,4}$ ,  $TE_{7,5}$  und  $TE_{5,6}$  und Strahlposition (linearer Maßstab, beliebige Einheiten).

in Abhängigkeit von  $R_e/R_0$  für  $TE_{10,4}^-$ ,  $TE_{7,5}^+$  und  $TE_{5,6}^+$ . In der Regel wird der Elektronenstrahl auf ein Ankoppelmaximum der gewünschten Mode zentriert, im vorliegenden Fall ( $TE_{10,4}$ ) bietet sich das 1. Maximum an, da hier eine besonders intensive Wechselwirkung zu erwarten ist und die Maxima der Moden mit kleinerem radialem Index, deren Resonanzfrequenz in der Nähe derjenigen der Hauptmode liegt, bei größeren Radien zu finden sind.

Um die Überlappung mit Maxima konkurrierender Moden gering zu halten und damit Probleme bzgl. Modenkonzurrenz zu minimieren, sollte die Strahldicke  $d$ , gegeben durch die Verteilung der Führungszentren, kleiner als  $\lambda/8 = 0.27$  mm sein (Kreischer et al. 1985). Zusätzlich ändert sich die Ankoppelstärke über die Strahldicke und ist somit verschieden für die einzelnen Elektronen. Im Hinblick auf eine optimale Einstellung der Parameter für alle Elektronen wäre daher ein sehr dünner Elektronenhohlstrahl wünschenswert. Die Stromdichte beträgt für obige Parameter innerhalb des Resonators  $323 \text{ A/cm}^2$  ( $I_b = 20 \text{ A}$ ).

Die unmittelbaren Nachbarn der  $TE_{10,4}$ -Mode (140.0 GHz) sind die Moden  $TE_{7,5}$  (137.15 GHz) und  $TE_{5,6}$  (140.30 GHz), deren jeweils gegenrotierende Komponenten

(+) eine stärkere Kopplung an den Strahl aufweisen als die mitrotierenden Komponenten (-).

Von grundsätzlichem Interesse für den Betrieb eines  $TE_{10,4}$ -Gyrotrons ist das Ausmaß der Potentialabsenkung und die damit verbundenen Probleme. Für  $I_b = 20$  A,  $U_b = 80$  kV und  $\alpha \simeq 1.5$  beträgt die Absenkung zwischen Strahl und Resonatorwand ca. 3-4 kV, die durch eine entsprechend höhere Vorgabe der Strahlspannung im Prinzip ausgeglichen werden kann. Innerhalb der Strahldicke ( $\lambda/8$ ) verändert sich die Spannung um ca. 0.15 kV d.h.  $\Delta\gamma/\gamma_0 < 0.03\%$ . Die Auswirkungen auf die unterschiedliche Verstimmung (detuning) der einzelnen Elektronen gegenüber dem HF-Feld ( $\Delta = 2/\beta_{\perp}^2 (\omega - \omega_c)/\omega$ ,  $\omega_c = eB/(m_0\gamma)$ ) und der Beitrag zur Geschwindigkeitsstreuung können deshalb vernachlässigt werden. Der mit Hilfe von Gl. [17] berechnete Grenzstrom ergibt sich zu 60 A, also weit oberhalb des Betriebsstroms. Jedoch ist zu bemerken, daß die Streuung der transversalen Geschwindigkeitskomponente ( $\beta_{\perp}$ ) der Elektronen insgesamt zu einem kleineren maximal zulässigen Strahlstrom führt.

## 5.2 *Startströme und Wirkungsgradrechnungen für die $TE_{10,4}$ -Mode*

Um eine Schwingung der gewünschten Mode in einem Gyrotronresonator anzuregen, ist ein gewisser Startstrom ( $I_{start}$ ) erforderlich, der nicht notwendigerweise der minimale Betriebsstrom zur Aufrechterhaltung der Schwingung ist, vielmehr sind Parameterbereiche möglich, in denen die Röhre erst bei relativ hohen Stromstärken anschwingt und dann möglicherweise auch hohe HF-Leistung abgibt (Jödicke 1989). Diese Parameterbereiche werden beeinflußt durch Strahlspannung, Magnetfeld, Geschwindigkeitsverhältnis usw.. Wünschenswert ist, daß die Hauptmode im Bereich der Betriebsparameter einen kleineren Startstrom als die benachbarten parasitären Moden besitzt, so daß in der Einschaltphase während des Stromanstiegs diese Mode zuerst anschwingt. Ob im weiteren Verlauf bis Erreichen der Soll-Stromstärke diese Mode alleine stabil gegen Störungen benachbarter Moden schwingt, muß mit Hilfe von Modenkonzurrenz-Betrachtungen untersucht werden. In einigen Arbeiten konnte gezeigt werden, daß eine bereits oszillierende Mode dazu neigt, das Anschwingen anderer Moden zu unterdrücken (z.B. Zarnitsina und Nusinovich 1974, Nusinovich 1986, Borie und Jödicke 1987, Jödicke 1989).

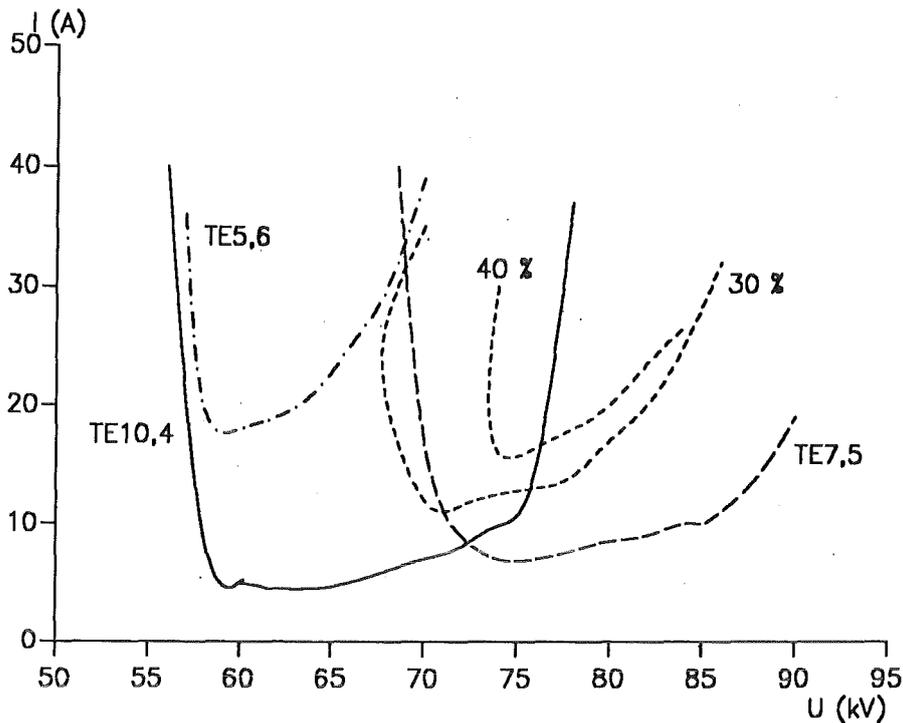


Abbildung 14. : Startstrom in Abhängigkeit von der angelegten Strahlspannung und Konturen konstanten Wirkungsgrads für  $TE_{10,4}$  ( $B = 5.48$  T,  $\alpha = 1.5$ ).

Für die folgenden Betrachtungen liegt ein Resonator mit folgender Geometrie zugrunde:  $\Theta_1 = 5^\circ$ ,  $\Theta_2 = 0^\circ$ ,  $\Theta_3 = 3^\circ$ ,  $L_1 = 10$  mm,  $L_2 = 11$  mm,  $L_3 = 12$  mm,  $R_0 = 8.11$  mm. Die damit errechnete Eigenfrequenz für die  $TE_{10,4}$ -Schwingung liegt bei 140.129 GHz, deren Güte  $Q = 586$ . Zusätzlich sei angenommen, daß die Magnetfeldstärke 5.48 T und das Geschwindigkeitsverhältnis 1.5 betrage.

Anhand von Abbildung 14 soll die Abhängigkeit des Startstroms von der angelegten Strahlspannung verdeutlicht werden. Man erkennt, daß die gezeigten Startstromkurven ein Minimum besitzen, welches im Fall des  $TE_{10,4}$  bei ca. 5 A liegt. Der Spannungsbereich, bei dem die  $TE_{10,4}$ -Mode mit hohem Wirkungsgrad arbeitet, liegt z.T. außerhalb des von der Startstromkurve des  $TE_{10,4}$  eingeschlossenen Gebiets (hard excitation region). Deshalb muß in weiteren Rechnungen überprüft werden, ob diese Punkte mit der  $TE_{10,4}$ -Mode überhaupt zu erreichen sind. Da in diesem Gebiet der Startstrom der  $TE_{7,5}$ -Mode kleiner ist als der des  $TE_{10,4}$ , ist bei den gegebenen Parametern und Erhöhung des Strahlstroms bei konstanter Spannung die Gefahr störender Schwingungen des Parasiten groß. Diese Fragen können im Rahmen der linearen Startstromrechnungen nicht beantwortet werden und müssen mit der nichtlinearen Mehrmodentheorie geklärt werden.

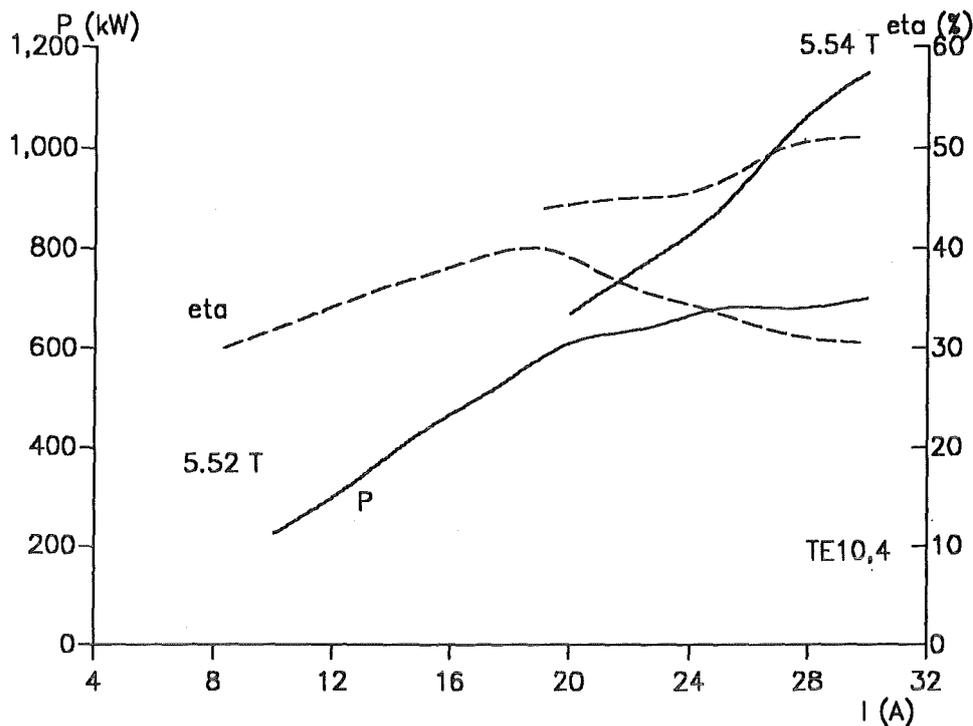


Abbildung 15. : Ausgangsleistung und Wirkungsgrad für  $TE_{10,4}$  (selbstkonsistente Rechnung,  $U_b = 80$  kV,  $\alpha = 1.5$ ).

In Abbildung 14 ist auch der Startstrom der  $TE_{5,6}$ -Mode eingezeichnet. Deren Startstromgebiet liegt vollständig innerhalb der  $TE_{10,4}$ -Region. Stabilitätsprobleme sind aufgrund dieser Tatsache und des relativ hohen Startstroms weniger wahrscheinlich, so daß in den anschließenden Rechnungen zur Modenkonzurrenz vorerst nur auf die  $TE_{7,5}$ -Mode als Konkurrent der  $TE_{10,4}$ -Mode eingegangen wird.

In Abbildung 15 ist die Ausgangsleistung und der Wirkungsgrad für  $TE_{10,4}$ - Betrieb dargestellt (selbstkonsistente Rechnung). Je nach Wahl des Magnetfeldes sind mit den gegebenen Parametern Wirkungsgrade zwischen 40 und 50 % bei Stromstärken zwischen 20 und 30 A möglich. Einerseits werden mit kleineren Magnetfeldern höhere Wirkungsgrade erwartet, andererseits wirken, wie im folgenden gezeigt wird, kleinere Magnetfelder auf die Mode destabilisierend.

### 5.3 Stabilität und Modenkonzurrenz

Im obigen Abschnitt wird darauf hingewiesen, daß möglicherweise die Stabilität der Hauptmode  $TE_{10,4}$  gestört sein kann, insbesondere durch die  $TE_{7,5}$ -Mode. Ein Ziel dieses Abschnitts ist es, zu klären, unter welchen Voraussetzungen die  $TE_{10,4}$ -Mode stabil schwingt. Es werden die Ergebnisse von Mehrmoden-Rechnungen vorgestellt. Dabei wird zunächst die erwünschte  $TE_{10,4}$ -Mode als Hauptmode angenommen (und  $TE_{7,5}$  als Konkurrent), dann die Rechnung mit  $TE_{7,5}$  als Hauptmode (und  $TE_{10,4}$  als Konkurrent) wiederholt. Auf diese Weise gewinnt man Stabilitätsgebiete beider Moden.

In Abbildung 16 sind die minimalen Ströme, die stabilen reinmodigen Betrieb der Schwingungen  $TE_{10,4}$  und  $TE_{7,5}$  ermöglichen, über dem Magnetfeld eingezeichnet. Das Gebiet hohen Wirkungsgrades für  $TE_{10,4}$  liegt in der Umgebung von  $B = 5.48$  T, also in einer Region, in der unter den angegebenen Voraussetzungen die  $TE_{7,5}$ -Mode einen kleineren Startstrom als  $TE_{10,4}$  hat und in der stabile Schwingungen des  $TE_{7,5}$  möglich

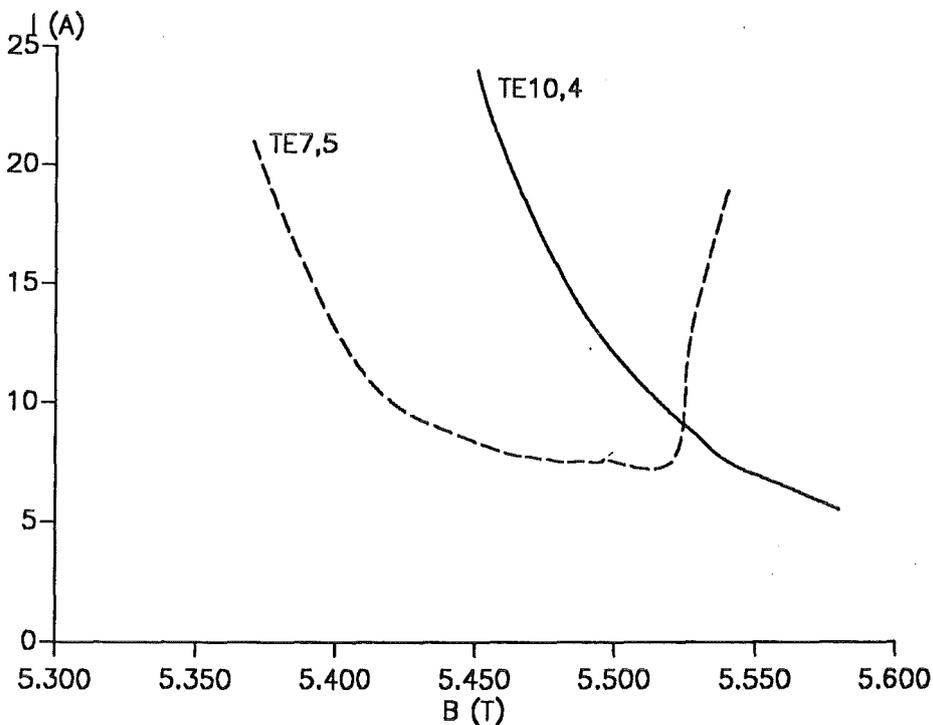


Abbildung 16. : Stabilitätsgebiete der Moden  $TE_{10,4}$  und  $TE_{7,5}$  ( $U_b = 80$  kV,  $\alpha = 1.5$ ).

sind. Offenbar existiert ein "Überlappungsgebiet", in dem stabile Oszillationen mehrerer Eigenschwingungen möglich sind. In verschiedenen Arbeiten wurde hervorgehoben, daß die Antwort auf die Frage, welche Mode schwingen wird, ganz wesentlich von dem im Experiment realisierten Anfahrweg beeinflußt werden kann (siehe z.B. Flyagin et al. 1984, Borie und Jödicke 1987, Levush und Antonsen 1990). Z.B. führt die Stromerhöhung während des Hochfahrens des Gyrotrons bei  $B = 5.48 \text{ T}$  zunächst bei  $I \simeq 8 \text{ A}$  zu Schwingungen des  $TE_{7,5}$ , und es ist davon auszugehen, daß diese Schwingung auch bei Strömen oberhalb  $15 \text{ A}$  stabil ist (also auch im stabilen  $TE_{10,4}$  Gebiet).

Da das supraleitende Magnetsystem eines Gyrotrons nur innerhalb einiger Sekunden verändert werden kann (hohe Induktivität der Spulen), ist die Annahme  $B = \text{const.}$  in der Anfahrphase, die in der Regel wesentlich kürzer als  $1 \text{ ms}$  ist, sicherlich realistisch. Das KfK-Gyrotron wird häufig so betrieben, daß während der Anfahrphase ausschließlich Strom und Geschwindigkeitsverhältnis  $\alpha$  variieren. Dies wird durch die Triodenbauweise der Elektronenkanone ermöglicht. Deshalb werden

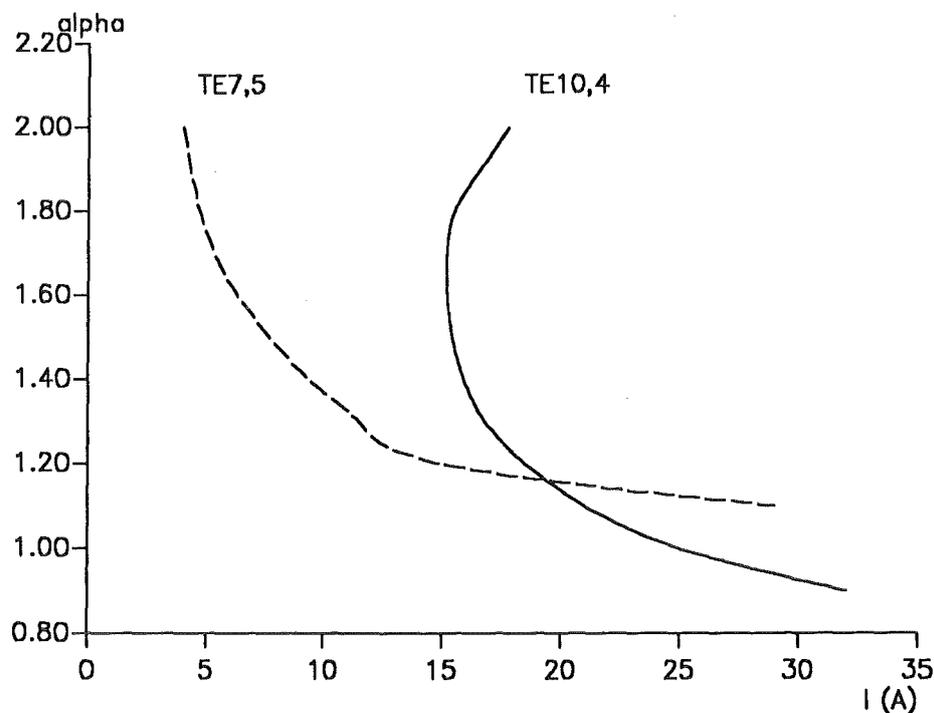


Abbildung 17. : Stabilitätsgebiete der Moden  $TE_{10,4}$  und  $TE_{7,5}$  in der  $\alpha$ -I Ebene ( $U_b = 80 \text{ kV}$ ,  $B = 5.48 \text{ T}$ ).

die Stabilitätsgebiete in der  $\alpha$ -I-Ebene (bei konstanter Spannung und konstantem Magnetfeld) untersucht. Diese sind in Abbildung 17 dargestellt.

Um zu einem stabilen Betriebspunkt für  $TE_{10,4}$  zu gelangen (etwa bei  $\alpha = 1.5$  und  $I = 25$  A), ist ein Anfahrweg notwendig, der das Anschwingen der Hauptmode vor dem störenden Konkurrenten erlaubt. Offensichtlich ist es erforderlich, daß zunächst das Geschwindigkeitsverhältnis  $\alpha$  der Elektronen  $\lesssim 1.1$  ist, falls  $I_b \lesssim 20$  A. Erst wenn die Stromstärke 20 A erreicht, sollte  $\alpha$  erhöht werden. Stabile Schwingungen der  $TE_{10,4}$ -Mode bei Strömen kleiner als 20 A sind unter diesen Annahmen schwierig zu realisieren.

Weitere konkurrierende Moden in einem Gyrotronoszillator können die Schwingungsformen mit höherem axialen Index sein, z.B.  $TE_{10,4,q=2}$  (siehe auch Jödicke 1989). Im allgemeinen haben diese Feldtypen in zylindrischen Resonatoren einen Güte-Wert, der wesentlich kleiner ist als der der Grundmode ( $\simeq 1/q^2$ ), und daher einen deutlich höheren Startstrom. Bei gewissen Resonatorgeometrien, z.B. solchen, deren Mittelteil (schwach) konisch ist, besteht jedoch die Möglichkeit der Anregung von Moden mit höherem axialen Index, da die Startströme vergleichbar sind. In den Karlsruher Gyrotron-Experimenten mit der  $TE_{03}$ -Mode wurden neben  $TE_{031}$  auch die konkurrierende  $TE_{032}$ -Mode in Resonatoren beobachtet, die konisch ausgelegt waren. Die Frequenz der höheren Mode ist bei 140 GHz ca. 500 MHz größer.

Zur Vermeidung dieser Feldtypen werden deshalb ausschließlich zylindrische Resonatoren verwendet.

## 5.4 Experimentelle Ergebnisse

Nachfolgend werden experimentelle Ergebnisse eines  $TE_{10,4}$ -Gyrotrons beschrieben. Die Resonatorgeometrie ist die in Kap. 5.2 angegebene. Bei diesem Experiment war die Röhre mit einem einstellbaren Doppelscheibenfenster ausgestattet ( $Al_2O_3$ ), das durch Entfernen der luftseitigen Scheibe auch als Einscheibenfenster benutzt werden konnte.

### 5.4.1 Frequenzspektrum

Neben der Entwurfsmode  $TE_{10,4}$  können, abhängig von der Wahl der Parameter, weitere Eigenmoden des Resonators angeregt werden. Tabelle 2 zeigt die gemessene

nen Frequenzen der Moden und vergleicht diese mit den von der Rechnung her zu erwartenden. Dabei ist zu bemerken, daß während des Experiments häufig die Frequenz einer schwingenden Mode von Puls zu Puls oder innerhalb eines Puls um ca. 60 MHz sprang. Dies kann auf den sogenannten long-line-Effekt zurückgeführt werden (Frieser 1965, Jödicke 1989). Falls nämlich auf der Lastseite des Gyrotrons (z.B. Fenster oder Kalorimeter) Reflexionen auftreten, kann dies dazu führen, daß mehrere Schwingungszustände einer Mode möglich sind. Dabei wird der Frequenzabstand der longitudinal benachbarten Schwingungszustände durch die Länge  $L$  zwischen Reflexionsstelle und cutoff-Stelle im Resonator bestimmt. Für  $L = 2.5$  m, entsprechend in etwa dem Abstand zwischen Resonator und Fenster, ergeben sich bei 140. GHz die oben erwähnten 60 MHz-Sprünge.

Die Anzahl der möglichen Schwingungszustände erhöht sich mit steigendem Reflexionsfaktor, so daß bei starken Reflexionen mit häufigen Frequenzsprüngen zu rechnen ist. Mit einer idealen Anpassung ausgangsseitig sollte dieser Effekt nicht zu beobachten sein. Leistungsmessungen mit einem Wellenzahlspektrometer zeigen, daß diese Sprünge mit Leistungsänderungen der Sollmode verbunden sind (Gantenbein et al. 1990) und deshalb unerwünscht sind.

Einige Auswirkungen der Reflexionen auf Startstrom und Modenwettbewerb werden im nächsten Kapitel angesprochen.

Mode	Berechnete Frequenz (GHz)	Beobachtete Frequenz (GHz)
$TE_{7,5}$	137.32	137.3
$TE_{10,4}$	<b>140.22</b>	<b>140.21</b>
$TE_{5,6}$	140.47	140.46
$TE_{3,7}$	142.48	142.40
$TE_{8,5}$	145.08	145.01
$TE_{11,4}$	147.55	147.53

**Tabelle 2.** : Vergleich der gerechneten und gemessenen Frequenzen des in Kap. 5.2 beschriebenen Resonators.

## 5.4.2 Startstromverhalten

Auf Grund der durchgeführten Rechnungen ist zu erwarten, daß beim Hochfahren des Strahlstroms und bei korrekter Einstellung der Parameter zunächst nur die  $TE_{10,4}$ -Mode zu sehen ist. Im Experiment sind jedoch sehr häufig andere Moden beobachtet (siehe Tabelle 2), insbesondere auch bei kleinen Strömen ( $\approx 1$  A). Obwohl die errechneten Startströme für die in Tabelle 2 aufgelisteten parasitären Moden bei den Sollparametern wesentlich größer sind, ist es möglich, diese z.T. mit Strömen um 1 A anzuregen.

In weiteren Untersuchungen stellt man fest, daß der Startstrom der Konkurrenten des  $TE_{10,4}$  sehr stark vom Abstand der beiden Scheiben des Austrittsfensters abhängt. Beispielhaft ist in Abbildung 18 der Startstrom der Moden  $TE_{7,5}$  und  $TE_{8,5}$  über dem eingestellten Scheibenabstand aufgetragen. Die Änderung des Scheibenabstands bewirkt im wesentlichen eine Variation des Reflexionsfaktors für diejenigen Moden, deren Frequenz von der Resonanzfrequenz der Einzelscheiben (140.0 GHz) abweicht. Um direkte Vergleiche dieser beiden Eigenschaften zu ermöglichen, sind in Abbildung 18 auch die abstandsabhängigen Reflexionsfaktoren (Leistung) der entsprechenden Moden eingetragen (Nickel 1992).

Der Anteil der Leistung, die vom Fenster in das Gyrotron reflektiert wird, kann bei entsprechender Abweichung von der Sollfrequenz und Einstellung des Abstands sehr groß werden, z.B. bei  $TE_{8,5}$  (145.0 GHz) bis zu 80 %. Die  $TE_{5,6}$ -Mode, deren Frequenz nur ca. 250 MHz über der  $TE_{10,4}$ -Frequenz liegt, weist dagegen sehr geringe Fensterreflexionen auf (maximal  $< 6$  %).

Es ist offensichtlich, daß der Startstrom der in Abbildung 18 gezeigten Moden dort besonders niedrig ist, wo auch eine starke Reflexion der entsprechenden Mode zu erwarten ist, andererseits steigt der Startstrom bis über die Meßgrenze, wenn Reflexionen minimal sind (bei den Einstellungen  $d = 4.1$  mm bzw.  $d = 3.45$  mm und  $d = 4.55$  mm). Durch Vermeidung von Reflexionen am Ausgangsfenster (oder an der Last) läßt sich das Anschwingen von unerwünschten Moden erfolgreich vermeiden. Jedoch kann durch Veränderung des Scheibenabstandes eines Doppelscheibenfensters die Reflexion von nur einer konkurrierenden Mode minimiert werden, andere konkurrierende Moden haben für diese Einstellung möglicherweise sehr hohe Reflexionen.

Eine Möglichkeit, bei der die Reflexionen der parasitären Moden insgesamt etwas kleiner werden, besteht darin, die zweite (luftseitige) Scheibe des Fensters zu entfernen. Man erhält dann ein Reflexionsverhalten des Einscheibenfensters gemäß Abbildung 11. In Experimenten mit der Saphir-Einzelscheibe zeigte sich jedoch, daß die

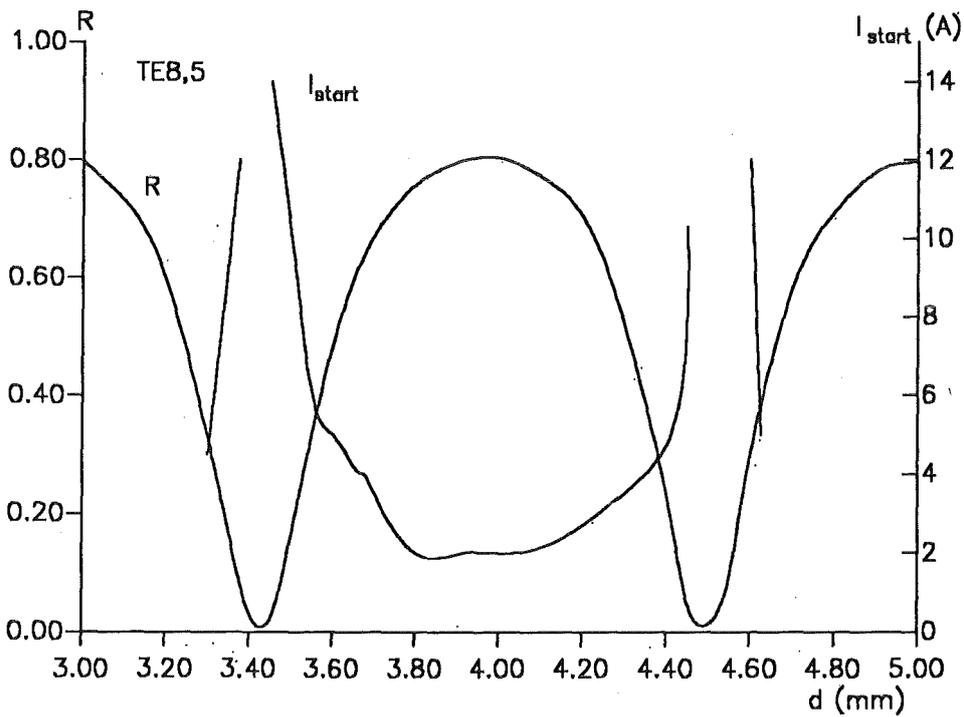
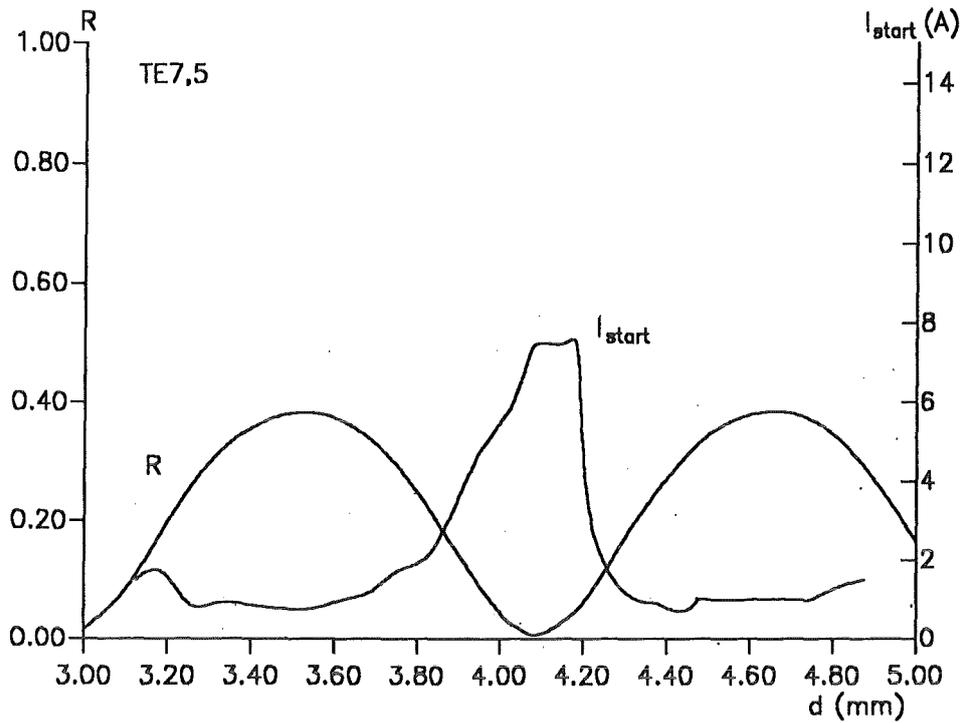


Abbildung 18. : Gemessener Startstrom und (gerechneter) Reflexionsfaktor (Leistung) für  $TE_{7,5}$  und  $TE_{8,5}$  in Abhängigkeit vom Scheibenabstand beim Doppelscheibenfenster (Nickel 1992).

Reflexionen der unerwünschten Moden noch zu groß sind, um ein Anschwingen zu vermeiden.

Um zu einer theoretischen Deutung dieses Experiments zu gelangen, werden Rechnungen durchgeführt, wobei die üblichen Randbedingungen am Resonatorausgang so modifiziert werden, daß ein von Null verschiedener Reflexionsfaktor zulässig ist. Hierfür ist die Festlegung von Betrag ( $R = |r|^2$ ) und Phase ( $\varphi$ ) der reflektierten Welle am Ausgang erforderlich.

Es zeigt sich, daß bei festem Reflexionsfaktor, abhängig von der Phase, die Eigenschaften einer Mode z.T. sehr unterschiedlich sind. Beispielhaft sei auf Tabelle 3 verwiesen, in der einige Ergebnisse für die  $TE_{8,5}$ -Mode zusammengestellt sind. Die Güte reagiert stark auf die Phasenlage der reflektierten Welle und kann die "reflexionsfreie" Güte um ein Vielfaches übersteigen. Feldprofile der  $TE_{8,5}$ -Mode bei  $R = 0.6$  sind in Abbildung 19 für die axiale Grundmode und für  $TE_{8,5,2}$  zu sehen. Aus den Rechnungen geht hervor, daß bei entsprechender Phase der Frequenzabstand der axialen Moden nicht konstant ist und der Unterschied in der Güte ebenfalls von der Phase abhängt. Dies könnte im ungünstigen Fall zum Anschwingen einer unerwünschten Mode führen.

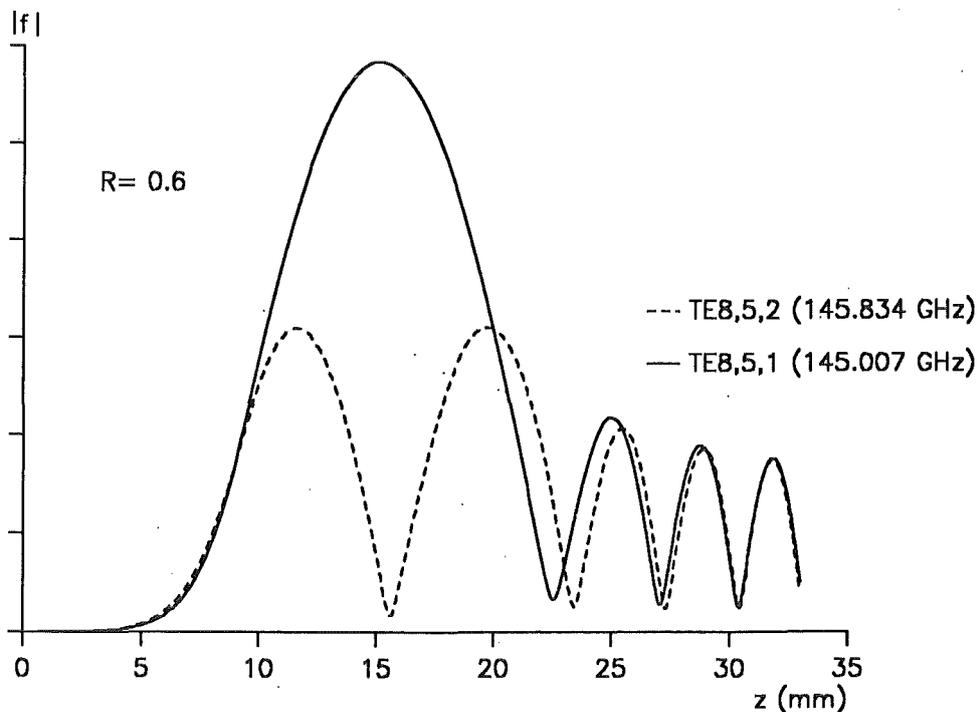


Abbildung 19. : Feldprofil für  $TE_{8,5,1}$  und  $TE_{8,5,2}$  bei 60 % Reflexionen.

R	$\varphi$	Q	F (GHz)
0.0	-	635	144.986
0.20	0	1777	145.023
	45	1372	145.065
	90	915	145.123
	158	714	144.818
	180	922	144.857
	225	1399	144.913
	270	1806	144.953
	315	1956	144.987
0.60	0	5250	145.027
	45	4021	145.073
	90	2713	145.138
	135	1837	145.237
	180	2698	144.839
	225	4197	144.904
	270	5316	144.950
	315	5789	144.988

**Tabelle 3.** : Einfluß von Reflexionen auf Feldprofil in kalter Näherung für  $TE_{8,5}$ .

Der Einfluß, den die Reflexionen auf den Startstrom ausüben können ist am Beispiel des  $TE_{7,5}$  in Abbildung 20 gezeigt. In diesem Fall führen die Reflexionen zu einer deutlichen Absenkung des Startstroms. Das durch diese Startstromkurve begrenzte Gebiet überlappt jetzt viel mehr mit der Hauptmode ( $TE_{10,4}$ ). Deshalb ist zu erwarten, daß die Anregung der Sollmode alleine schwieriger wird.

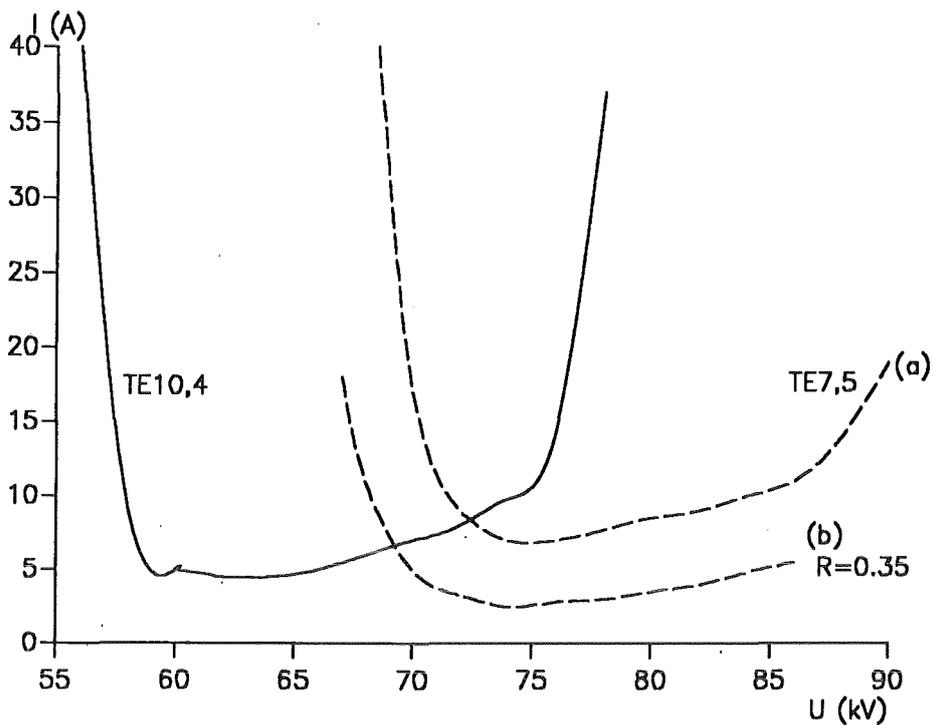


Abbildung 20. : Startstromrechnung für  $TE_{7,5}$  mit Reflexionen (b) ( $R = 0.35$ ,  $\varphi = 270^\circ$ ) und ohne Reflexionen (a).

Reflexionen, die bis in den Resonator gelangen, können also die Oszillationen sehr stark beeinflussen und zu bevorzugtem Anschwingen parasitärer Moden führen.

Die daraus folgende, unter Umständen sehr starke Einschränkung des Schwinggebiets der gewünschten Mode wird in Abbildung 21 in einer sogenannten Modenkarte gezeigt. Abbildung 21 ist ein typisches Beispiel für eine experimentell ermittelte Modenkarte mit dem Einscheiben-Saphir-Fenster. Reinmodige Schwingungen in der Hauptmode sind nur in einem kleinen Gebiet möglich ( $80.5 \lesssim U_b \lesssim 84.5$  kV und  $20.5 \lesssim U_{mod} \lesssim 21.5$  kV). Das Gebiet ist begrenzt durch Oszillationen der Moden  $TE_{7,5}$ ,  $TE_{8,5}$  und  $TE_{11,4}$ .

Da sich im Verlauf der Messungen herausstellte, daß die tatsächliche Geschwindigkeitsstreuung der Elektronen nicht den Erwartungen entspricht, soll hier kurz der Einfluß auf den Startstrom erwähnt werden. In Abbildung 22 sind mehrere Startstromkurven mit  $\bar{\alpha} = 1.36$  und unterschiedlicher Geschwindigkeitsstreuung eingezeichnet. Streuungen der senkrechten Geschwindigkeitskomponente, die kleiner als ca.  $\pm 10\%$  betragen, verändern den Startstrom nur sehr wenig. Eine wesentliche

Einengung und Verschiebung des Startstrombereichs stellt man bei hohen Werten fest (hier:  $\pm 15\%$ ), wobei der minimale Startstrom mit zunehmender Streuung sogar kleiner werden kann (siehe auch Yergakov und Moiseyev 1981). Ein möglicher Grund dafür könnte die große Aufenthaltsdauer einiger Elektronen im Resonator sein (bei kleinem  $\beta_z$ ), die das Anschwingen einer Mode erleichtert.

### 5.4.3 Hochleistungsbetrieb

Um die in Abbildung 15 dargestellte Leistungskurve bei störungsfreiem Betrieb des Gyrotrons mit der Sollmode zu erreichen, ist es erforderlich, daß die in Tabelle I festgelegten Entwurfswerte im Experiment genau kontrolliert und eingehalten werden. Einige Entwurfswerte sind sehr sensibel gegen kleine Änderungen, und deren direkte Messung während des Experiments ist nicht oder nur mit Hilfe anderer Parameter möglich (z.B. Strahleigenschaften wie Strahlradius und Geschwindigkeitsverhältnis im Resonator).

Da die tatsächliche Geschwindigkeitsstreuung wesentlich höher ist, als die Simulationsrechnungen für die Kanone ergeben (Piosczyk 1992), kann die  $TE_{10,4}$ -Kanone im Experiment nicht mit den Entwurfsdaten betrieben werden. Die maximal einstellbare

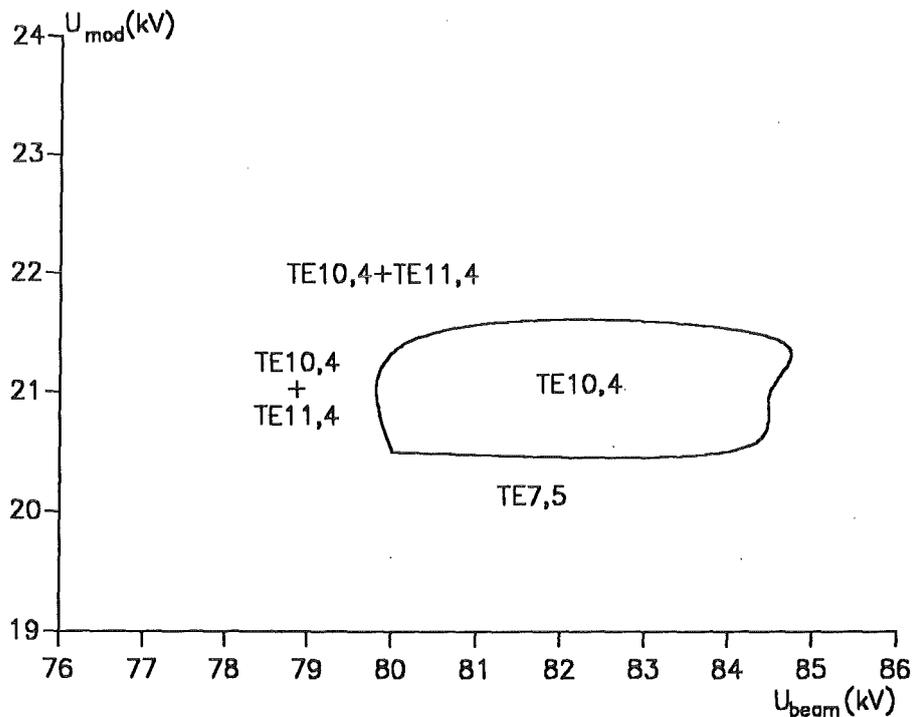


Abbildung 21. : Schwinggebiet der  $TE_{10,4}$ -Mode beim Einscheiben-Saphir-Fenster

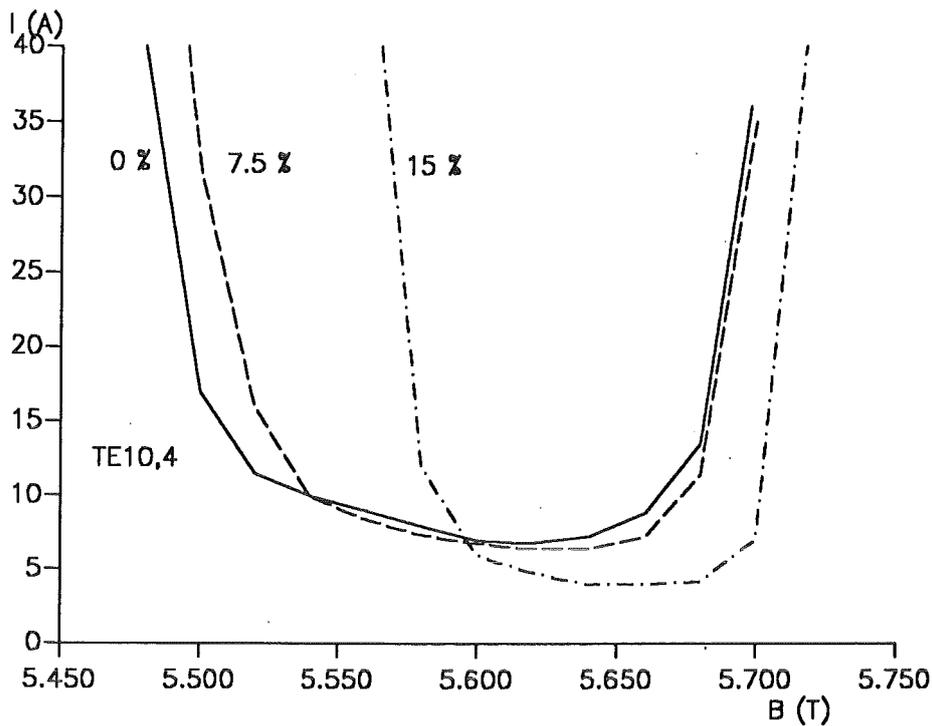


Abbildung 22. : Einfluß der Geschwindigkeitsstreuung auf den Startstrom der  $TE_{10,4}$ -Mode bei festem  $\bar{\alpha} = 1.36$  ( $U_b = 80$  kV).

Modulationsspannung ist durch einen unzulässig hohen Leckstrom vom Emitter zur Modulationsanode begrenzt. Bei hohen Leckströmen besteht die Gefahr, daß die Oberfläche der Modulationsanode beeinträchtigt wird und die Spannungsfestigkeit abnimmt. Da die Modulationsspannung wesentlich die senkrechte Geschwindigkeitskomponente der Elektronen bestimmt, liegt das erreichbare mittlere Geschwindigkeitsverhältnis  $\alpha$  der Elektronen bei der erreichbaren  $U_{mod}$  zwischen 1.0 und 1.1. Der zu beobachtende Anstieg des Leckstroms zur Modulationsanode bei relativ kleinem mittlerem  $\alpha$  wird verursacht durch Reflexion von Elektronen mit einem verhältnismäßig großen Anteil der senkrechten Geschwindigkeitskomponente infolge der außergewöhnlich hohen Streuung.

In diesem Zusammenhang ist zu bemerken, daß der Ausdruck  $\alpha^2/(\alpha^2 + 1)$  eine obere Grenze für den Wirkungsgrad darstellt, d.h. für  $\alpha = 1.0-1.1$  ist  $\eta = 50-55$  % ein absoluter Höchstwert.

Dennoch ist es möglich, mit dieser Kanone 450 kW HF-Leistung in der  $TE_{10,4}$ -Mode zu erzeugen ( $I_b = 25$  A). In Abbildung 23 ist die experimentell ermittelte Abhängig-

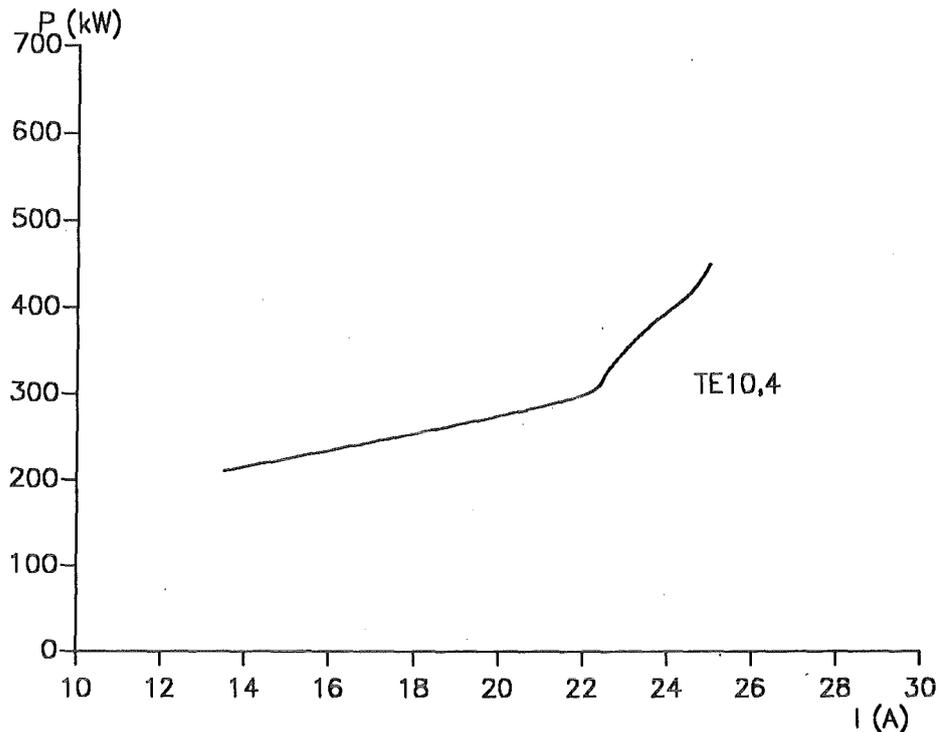


Abbildung 23. : Experimentelle Ausgangsleistung der  $TE_{10,4}$ -Mode in Abhängigkeit vom Strahlstrom bei optimierten Parametern.

keit der Ausgangsleistung vom Strahlstrom dargestellt. Magnetfeld, Spannungen usw. sind für die jeweiligen Stromstärken optimiert.

Es wird versucht, die experimentellen Ergebnisse mit Simulationsrechnungen nachzuvollziehen. Dazu sind selbstkonsistente Rechnungen erforderlich, die es erlauben, den Einfluß unterschiedlicher Geschwindigkeitsstreuungen auf die Ausgangsleistungen zu untersuchen. Zusammen mit einer experimentellen Kurve sind in Abbildung 24 Ergebnisse einiger Simulationen eingetragen. Die Eingabeparameter der Rechnungen sind denen des Experiments angepaßt und stellen daher nicht notwendigerweise die optimale Wahl dar. Die verwendete Verteilung der Geschwindigkeiten der Elektronen ist diejenige, welche in Kap. 3.3.4 beschrieben wird.

Die Kurven mit  $\Delta\beta_{\perp}/\beta_{\perp} = 0$  und  $\pm 30\%$  weichen z.T. sehr stark von der Meßkurve ab, während man für  $\Delta\beta_{\perp}/\beta_{\perp} = \pm 15\%$  eine relativ gute Übereinstimmung mit dem Experiment findet. Die mittlere senkrechte Geschwindigkeitskomponente  $\bar{\beta}_{\perp}$  ist bei den Rechnungen aus Abbildung 24 so gewählt, daß  $\bar{\alpha} = 1.0$  bei  $U_b = 80$  kV. Dies erklärt die relativ geringe Ausgangsleistung für den Fall, daß keine Streuung vorhanden ist. Offensichtlich sind bei kleinem mittleren  $\bar{\alpha}$  (wie hier angenommen) gerade

die Elektronen, die infolge der Streuung größere Geschwindigkeitsverhältnisse besitzen, für höhere Ausgangsleistungen verantwortlich.

Die Streuung der Geschwindigkeitskomponenten könnte sicherlich verfeinert und der realistischen Situation besser angepaßt werden, falls entsprechende experimentelle Daten zur Verfügung stünden. Es wurde jedoch gezeigt, daß die genaue Form dieser Streuung zumindest für den Startstrom keinen großen Einfluß hat (Yergakov und Moiseyev 1981), vielmehr ist die relative Streuung die entscheidende Größe.

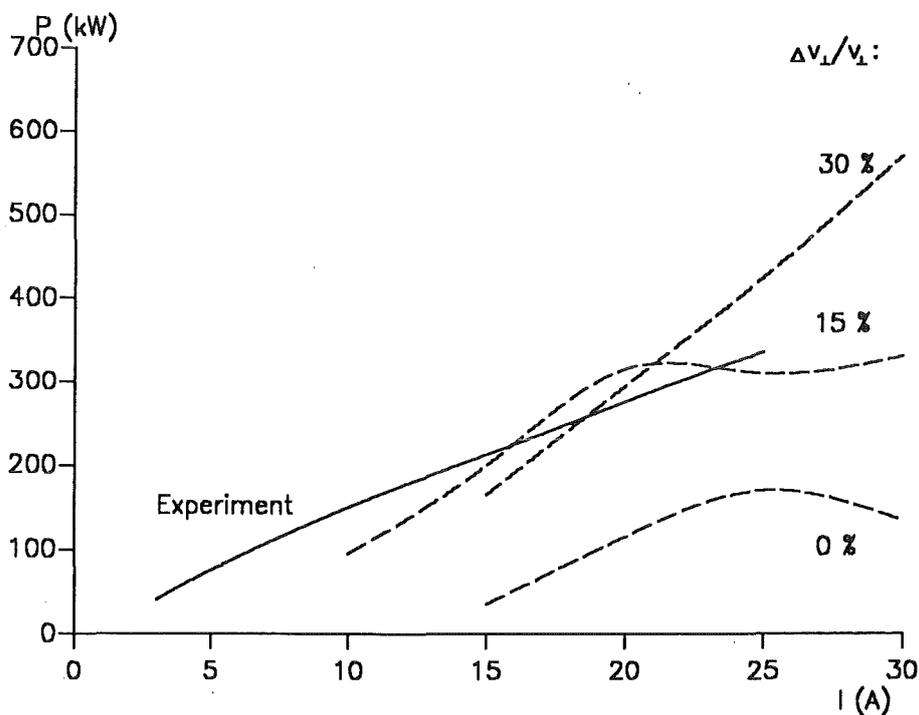


Abbildung 24. : Ausgangsleistung der  $TE_{10,4}$ -Mode aufgetragen über dem Strahlstrom und Simulationsrechnungen dazu mit unterschiedlicher Geschwindigkeitsstreuung.

## 6. Experimente mit verbessertem Resonator und breitbandigem Quarzglasfenster

Die in Kap. 5 beschriebenen experimentellen Ergebnisse und deren numerische Simulation (Auftreten von konkurrierenden Moden in großen Bereichen, geringer experimenteller Wirkungsgrad) legen eine Modifikation des Gyrotrons nahe. Um reinmodigen Betrieb der Röhre mit hohem Wirkungsgrad zu erzielen, bieten sich die im folgenden beschriebenen Möglichkeiten an.

Zur Reduzierung von Problemen mit parasitären Moden muß das Austrittsfenster in der Art und Weise geändert werden, daß die Reflexionen der auftretenden Eigenmoden deutlich kleiner werden. Dies kann man mit relativ geringem Aufwand durch Einbau eines Einscheiben-Quarzglasfensters erreichen.

Grundsätzlich kann die Auskopplung der HF-Leistung aus der Röhre auch mit sogenannten quasi-optischen Wandlern erfolgen. Dabei wird mit Hilfe eines moden-selektiven Bauteils und einem oder mehreren Spiegeln die im Resonator erzeugte Eigenmode in einen gaussförmigen Strahl umgewandelt, der senkrecht zur Gyrotron- bzw. Elektronenstrahl-Achse abgestrahlt wird (Vlasov et al. 1975). Das modenselektive Bauteil stellt einen Isolator für Reflexionen von Falschmoden am Austrittsfenster dar, so daß eine Rückwirkung auf die Wechselwirkung im Resonator weitgehendst vermieden werden kann. Ein weiterer Vorteile, der sich aus der Entkopplung von Elektronenstrahl und Mikrowellen-Strahl ergibt, besteht in der Möglichkeit, den Kollektor als Absorber der Strahlelektronen zu optimieren (da dieser nicht mehr als Wellenleiter dient). Außerdem wird Rückgewinnung eines Teils der kinetischen Energie der Elektronen mit einem (mehrstufig) abgesenkten Kollektor möglich (depressed collector). Ein Aufbau dieser Art ist für das Karlsruher  $TE_{10,4}$ -Gyrotron geplant und soll in Kürze verwirklicht werden (Piosczyk et al. 1992).

Da davon ausgegangen wird, daß das erreichte  $\alpha$  und die vorhandene Geschwindigkeitsstreuung von den Entwurfsdaten stark abweichen, ist eine verbesserte Version der Elektronenkanone erforderlich. Ohne ein höheres Geschwindigkeitsverhältnis ist eine deutliche Steigerung des Wirkungsgrads und der Ausgangsleistung nicht möglich.

Eine andere Möglichkeit, trotz der moderaten Strahlqualität bessere Ergebnisse zu erzielen, stellt die Verwendung eines geänderten Resonators dar. Die Geometrie dieses Resonators kann den gegebenen Strahleigenschaften (kleines  $\alpha$ , hohe Streuung) besser angepaßt werden. Da der Entwurf und Bau einer neuen Elektronenkanone

einen erheblichen zeitlichen und finanziellen Aufwand erfordert, wurde zunächst die zweite Möglichkeit gewählt, wobei jedoch eine beträchtliche Erhöhung der Wandbelastung unvermeidbar ist.

Im folgenden werden die Eigenschaften des breitbandigen Quarzglasfensters und des zweiten  $TE_{10,4}$ -Resonators diskutiert und dann die experimentellen Konsequenzen und deren theoretische Deutung vorgestellt.

## 6.1 Reflexionsverhalten eines Quarzglasfensters

Das bisher verwendete Material (monokristalliner Saphir,  $Al_2O_3$ ), dessen relative Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_r = 9.4$  beträgt, wird durch Quarzglas ( $SiO_2$ ) mit  $\epsilon_r = 3.8$  ersetzt. Die elektrische Dicke beider Scheiben beträgt bei 140 GHz  $5/2 \lambda$  ( $\approx 1.75$  mm bzw.  $\approx 2.762$  mm).

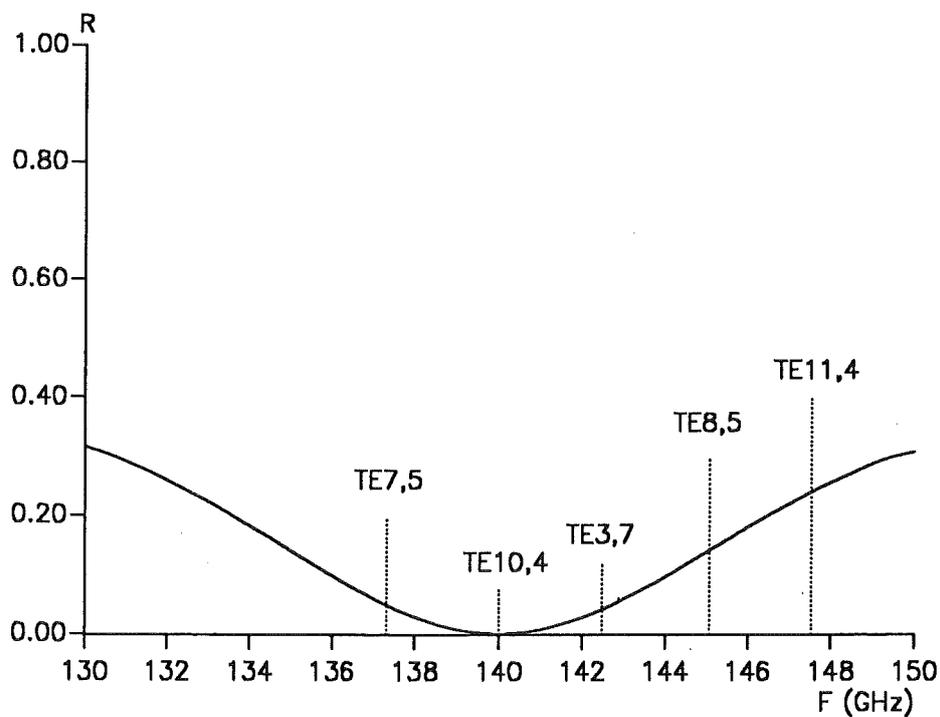


Abbildung 25. : Reflexionsverhalten eines Einscheiben Quarzglasfensters (Nickel 1992).

Damit erhält man ein Einscheibenfenster mit relativ großer Bandbreite, verglichen mit dem Doppelscheibenfenster (siehe Abbildung 25 und Abbildung 11). Die maximalen Reflexionen der Eigenmoden werden beschränkt auf ca. 25 % im Fall des  $TE_{11,4}$  bzw. ca. 5 % für die  $TE_{7,5}$ -Mode.

## 6.2 Geometrie und Eigenschaften des verbesserten $TE_{10,4}$ -Resonators

Wie oben angedeutet, gibt es trotz relativ kleinem  $\alpha$  eine Möglichkeit, den Wirkungsgrad im Resonator zu erhöhen. Man versucht dabei, die Länge des Resonators der höheren longitudinalen Geschwindigkeitskomponente so anzupassen, daß mehr Wechselwirkungszeit zur Verfügung steht und damit ein höherer Wirkungsgrad erzielt werden kann.

Gleichzeitig werden an dem zweiten  $TE_{10,4}$ -Resonator die Übergänge Eingangstaper-Mittelteil und Mittelteil-Ausgangstaper, die bisher Knicke darstellten, durch pa-

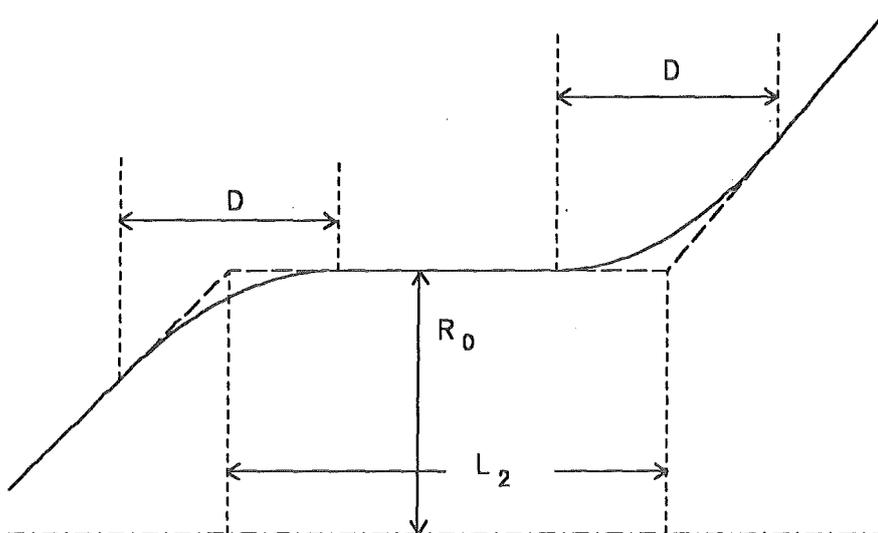


Abbildung 26. : Geometrie eines Gyrotronresonators mit gerundeten Übergängen.

rabolisch geformte Übergänge ersetzt. Diese sanften Übergänge führen in Verbindung mit einem kleineren Eingangswinkel zur Reduzierung von Modenwandlung (Zarudneva et al. 1988, Dumbrajs et al. 1992, vgl. Abbildung 26 ).

Unter Berücksichtigung dieser Aspekte wurde ein Resonator mit folgenden Abmessungen entworfen:  $\Theta_1 = 2.5^\circ$ ,  $\Theta_2 = 0^\circ$ ,  $\Theta_3 = 3^\circ$ ,  $L_1 = 12$  mm,  $L_2 = 16$  mm,  $L_3 = 11$  mm, wobei die Übergänge zwischen den einzelnen Segmenten aus jeweils  $D = 4$  mm langen gekrümmten Abschnitten bestehen.

Die daraus resultierende Güte beträgt 1150. Längere Resonatoren ( $L_2 > 16$  mm) erhöhen zwar den erreichbaren Wirkungsgrad bei 500 kW mit  $\alpha = 1.0$  etwas, aber gleichzeitig muß mit wachsenden Wandverlusten gerechnet werden. In der Tabelle 4 sind der Wirkungsgrad und die Wandverluste für verschiedene Resonatorlängen zusammengestellt ( $P_{out} = 500$  kW,  $\alpha = 1.0$ ). Man sieht, daß  $L_2 = 16$  mm einen guten Kompromiß zwischen relativ hohem Wirkungsgrad und vernünftigen Wandverlusten für kurze Pulse darstellt. Abbildung 27 zeigt die Feldprofile der  $TE_{10,4}$ -Mode in den beiden Resonatorversionen bei gleicher Ausgangsleistung. Offensichtlich ist die effektive Wechselwirkungslänge bei höherer Güte größer. Die größere

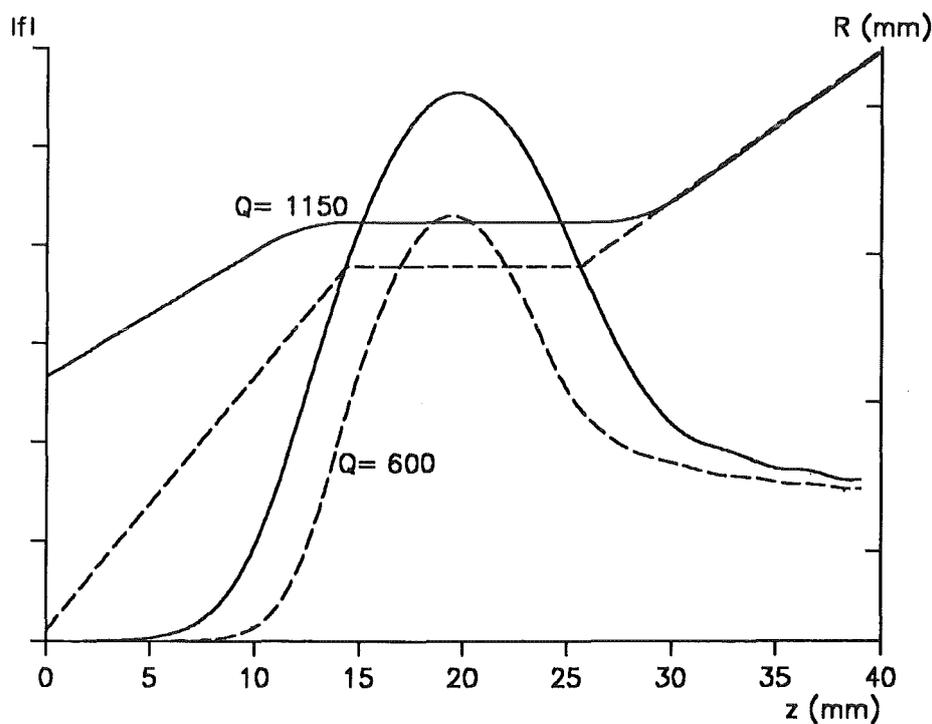


Abbildung 27. : Vergleich der Feldprofile und Geometrien der beiden Test-Resonatoren bei gleicher Ausgangsleistung.

Amplitude führt auf höhere Wandverluste im Resonator (um ca. 1.7 höhere maximale Verluste).

In Abbildung 28 werden die Wirkungsgrade der beiden Resonatoren in Abhängigkeit vom Geschwindigkeitsverhältnis verglichen. Für  $1.0 < \alpha < 1.2$  ist bei höherer Güte ein Wirkungsgrad zwischen 30-40 % möglich.

$L_2$ (mm)	$\eta_{Max}(500 kW)$	$P_{Loss, max}(kW/cm^2)$
12	21.4	2.0
13	25.0	2.3
14	28.0	2.7
15	30.0	3.0
<b>16</b>	<b>32.5</b>	<b>3.5</b>
17	33.0	3.9
18	31.0	4.3

Tabelle 4. : Vergleich verschieden langer Resonatoren im Hinblick auf Wandverluste und maximalen Wirkungsgrad.

### 6.3 Schwingverhalten

Mit dem weiterentwickelten  $TE_{10,4}$ -Gyrotron werden bei Magnetfeldeinstellungen, die für die Hauptmode optimal sind, drei Moden gemessen, nämlich:  $TE_{7,5}$  (137.18 GHz),  $TE_{10,4}$  (139.99 GHz) und  $TE_{8,5}$  (144.86 GHz). Während der Experimente treten wesentlich weniger Schwierigkeiten mit konkurrierenden Moden auf, insbesondere werden die Moden  $TE_{3,7}$  und  $TE_{5,6}$  nicht beobachtet. Frequenzsprünge, die in den vorausgegangenen Experimenten, wahrscheinlich infolge von Reflexionen, auftraten, sind sehr selten bzw. überhaupt nicht zu messen.

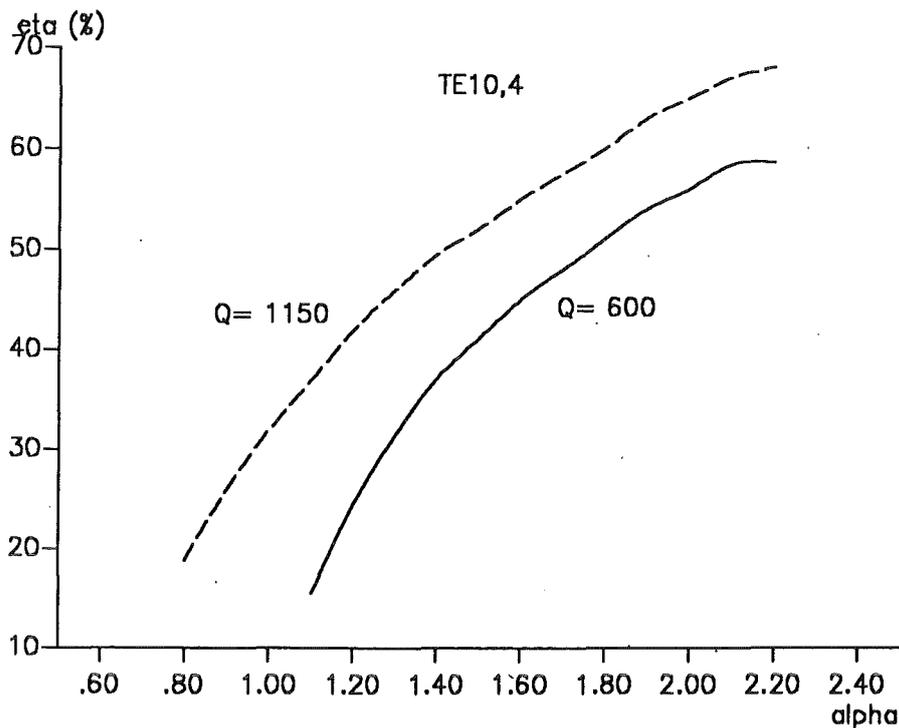


Abbildung 28. : Wirkungsgrad der beiden Test-Resonatoren bei 20 A Strahlstrom und 80 kV Beschleunigungsspannung (für optimales Magnetfeld).

### 6.3.1 Schwinggebiete

Abbildung 29 zeigt eine typische Modenkarte, die das Schwinggebiet der Hauptmode und der parasitären Moden in Abhängigkeit von den Spannungen  $U_b$  und  $U_{mod}$  angibt. Das (optimierte) Magnetfeld beträgt 5.63 T. Die Modulationsspannung ist auf Grund des oben angesprochenen unzulässig hohen Anstiegs des Leckstroms zur Modulationsanode auf ca. 23-24 kV begrenzt (vgl. Kap. 5.4.3), je nach gewähltem Strahlstrom. Demzufolge sollen die nach oben offenen Schwinggebiete in Abbildung 29 andeuten, daß Schwingungen des  $TE_{10,4}$  auch oberhalb dieser Grenze möglich sind. Ähnliches gilt für den Bereich kleiner Spannungen.

Unabhängig vom Strahlstrom werden die Schwinggebiete in Richtung zu kleinen Modulationsspannungen durch das Auftreten von  $TE_{7,5}$  und  $TE_{8,5}$  begrenzt, während man bei großer Modulationsspannung und kleiner Strahlspannung nur  $TE_{8,5}$  als Konkurrent beobachtet. Höhere Strahlströme umfassen ein größeres Schwinggebiet als kleinere, gerade im Bereich hoher Spannungen ist dies von Vorteil, da hier Betriebspunkte mit hohem Wirkungsgrad liegen.

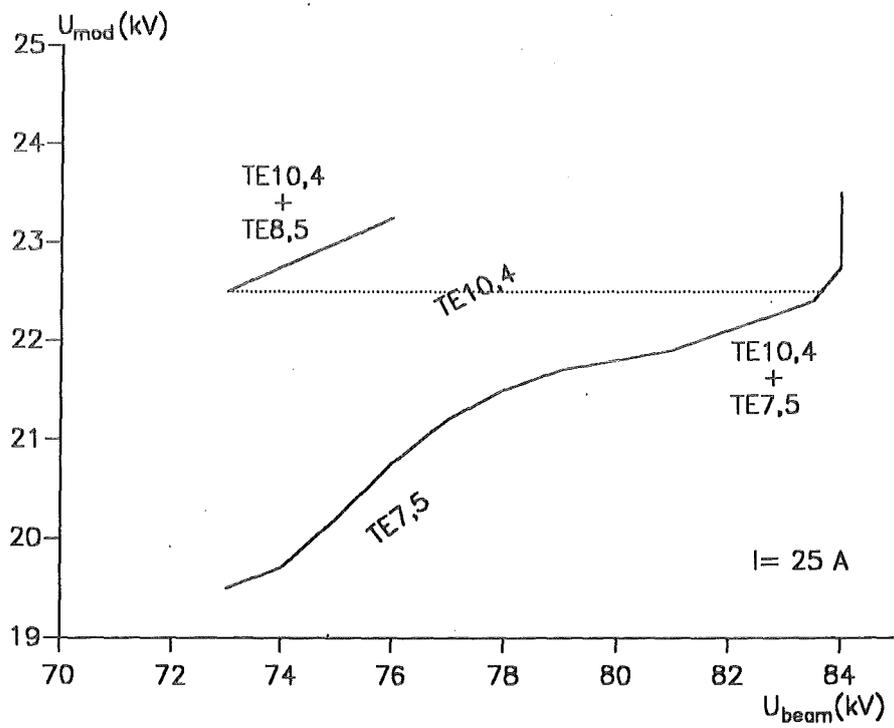
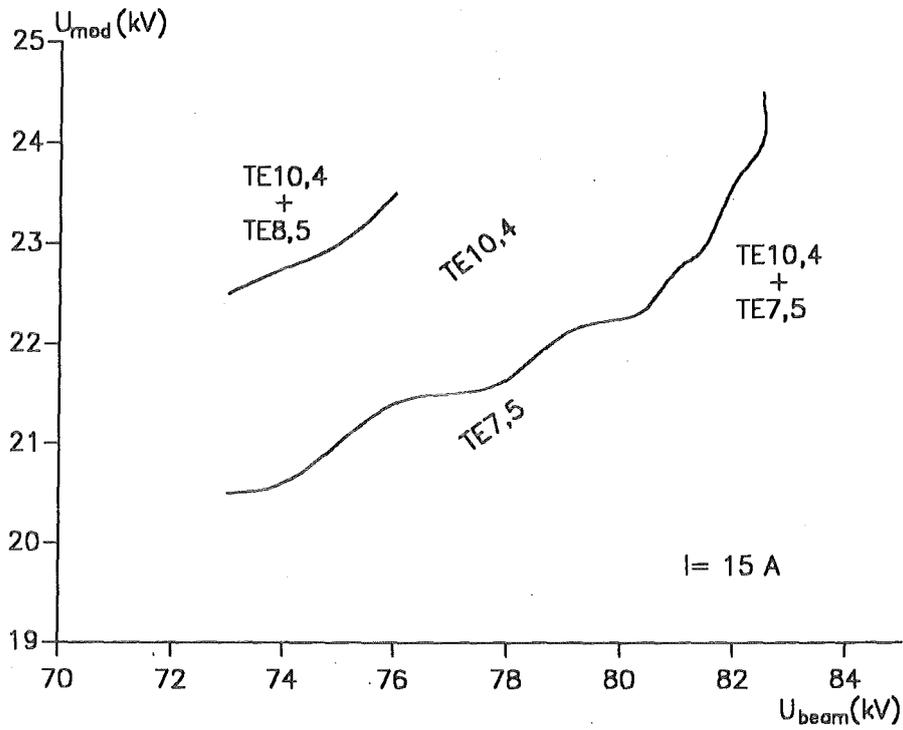


Abbildung 29. : Schwingbereiche der  $TE_{10,4}$ -Mode bei verschiedenen Strahlströmen ( $B = 5.63 \text{ T}$ ).

### 6.3.2 Einfluß der Anfahrphase auf die Schwinggebiete

Die Auslegung der Elektronenkanone mit drei Elektroden ermöglicht eine Betriebsweise des Gyrotrons, bei der bei vorgegebener konstanter Beschleunigungsspannung durch Hochfahren der Modulationsspannung ein Elektronenstrom gezogen wird. Damit kann relativ einfach eine für die Anwendung von Gyrotrons in Fusionsexperimenten interessante Betriebsweise realisiert werden, nämlich die Zerlegung eines langen Hochfrequenzpulses in mehrere kurze Pulse durch Veränderung der Modulationsspannung (Gantenbein et al. 1990, Erckmann et al. 1991). Dabei kann die Modulationsspannung entweder nur gering verändert oder vollständig zurückgefahren werden. Während im ersten Fall die Mode mit kleiner Leistung noch schwingt, klingt im zweiten Fall die Schwingung und damit die Mikrowellenleistung zwischen den Pulsen ab.

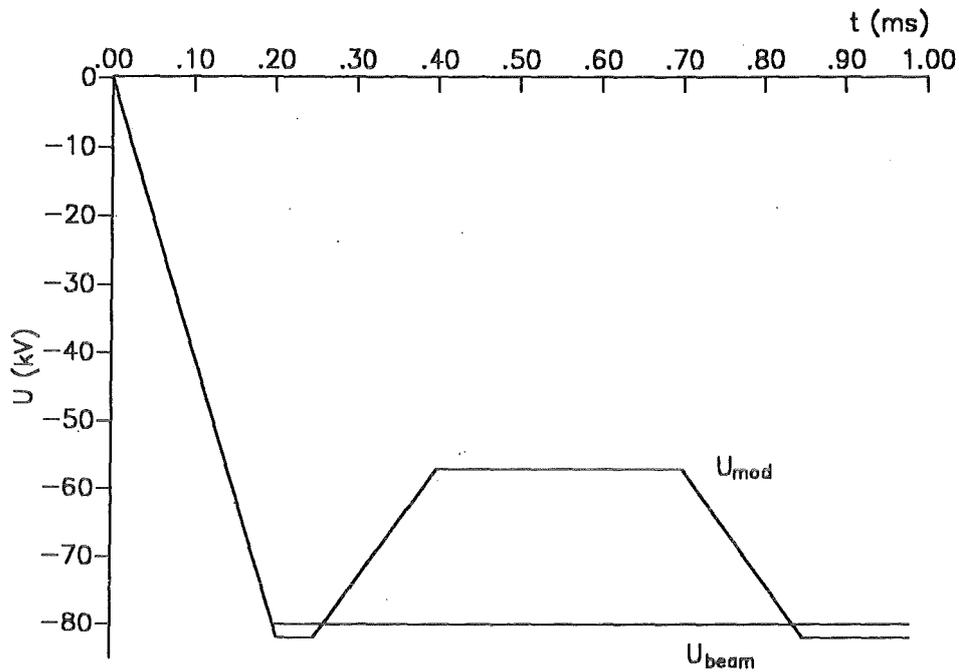
Mit der Auslegung einer Elektronenkanone als Diode ist diese Modulation nur möglich durch Variation der Strahlspannung innerhalb eines langen Pulses.

Ein Vorteil der Triode besteht darin, daß das Geschwindigkeitsverhältnis bei vorgegebener Beschleunigungsspannung und festem Kompressionsverhältnis durch Änderung der Modulationsspannung allein eingestellt werden kann. Ist die Strahlspannung fest, beeinflußt bei einer Diode das Magnetfeld an der Kanone das Geschwindigkeitsverhältnis, aber auch gleichzeitig den Führungsradius der Elektronen (im Resonator), während bei festem Magnetfeld Spannungsänderungen das Geschwindigkeitsverhältnis und die Elektron-Zyklotron-Frequenz ändern.

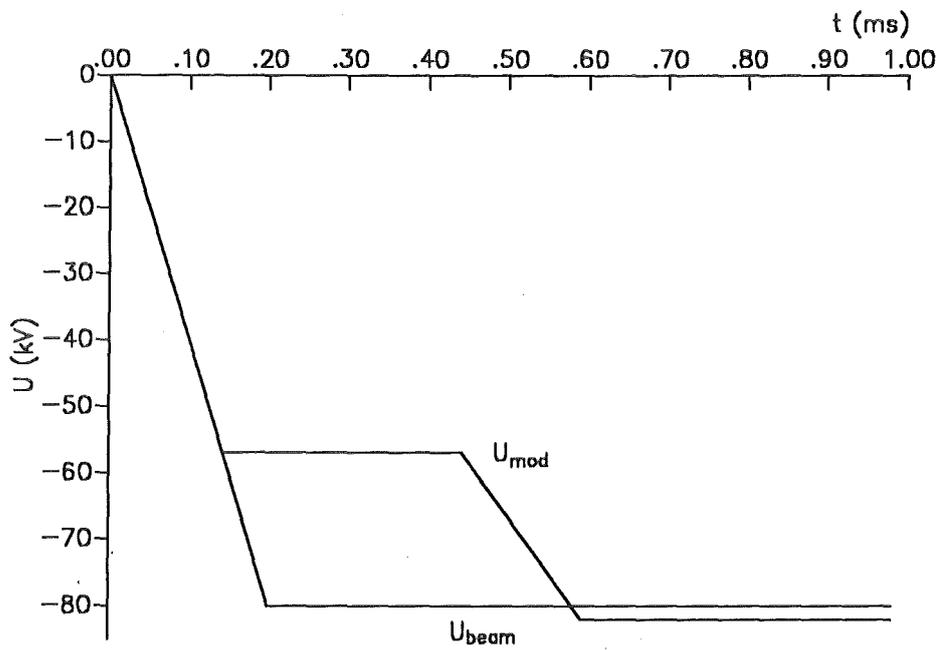
Mit einer Diode kann nur ein ganz bestimmter Anfahrweg gewählt werden, der durch die simultane Erhöhung von Strahlspannung und Geschwindigkeitsverhältnis vorgegeben ist. Dies kann sehr hilfreich sein im Hinblick auf das Anfahren von stabilen Hochleistungsarbeitspunkten der gewünschten Gyrotron-Mode (Flyagin et al. 1984, Borie und Jödicke 1987).

Mit der vorhandenen  $TE_{10,4}$ -Triode kann solch ein Betrieb dadurch simuliert werden, daß das Hochfahren der Modulationsanode gegenüber der Kathode in den Zeitraum gelegt wird, in dem die Beschleunigungsspannung hochfährt (vgl. Abbildung 30).

Abbildung 31 vergleicht die gemessenen Oszillationsgebiete für die beiden Betriebsweisen. Man kann erkennen, daß für eine fest vorgegebene Modulationsspannung mit der diodenähnlichen Anfahrprozedur Schwingungen der  $TE_{10,4}$ -Mode bei höheren Strahlspannungen möglich sind. Dies ist besonders interessant, da mit zunehmender Spannung im allgemeinen die Ausgangsleistung ansteigt (s.u.).



a)



b)

Abbildung 30. : a) Einschaltvorgang einer Trioden-Konfiguration, b) Diodenähnlicher Einschaltvorgang bei der Trioden-Kanone.

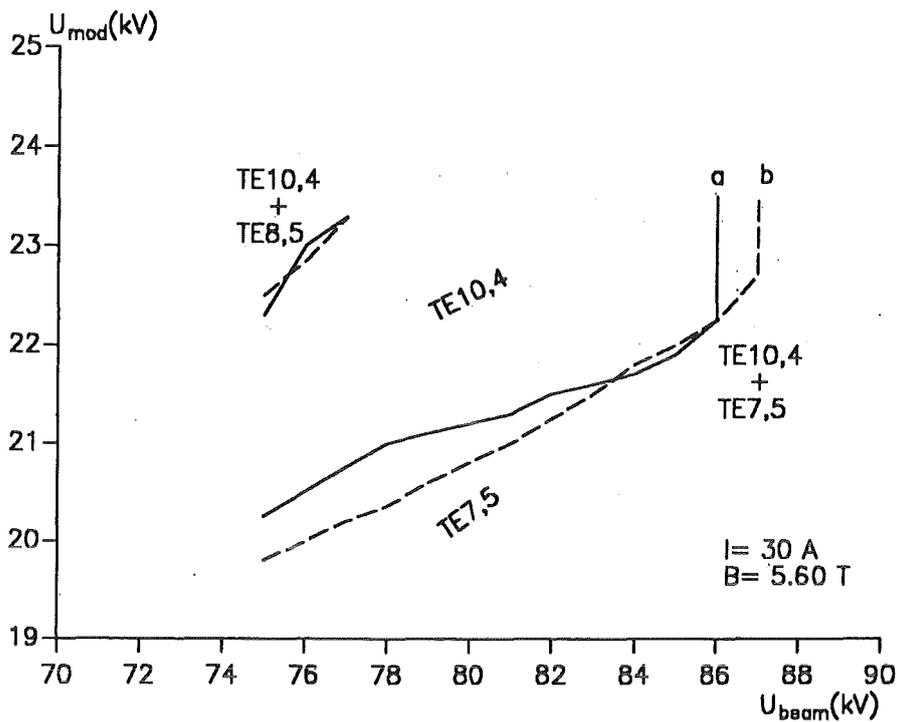


Abbildung 31. : Schwinggebiete bei konventionellem Einschaltvorgang (a) und bei diodenähnlicher Anfahrphase (b) der Trioden-Kanone.

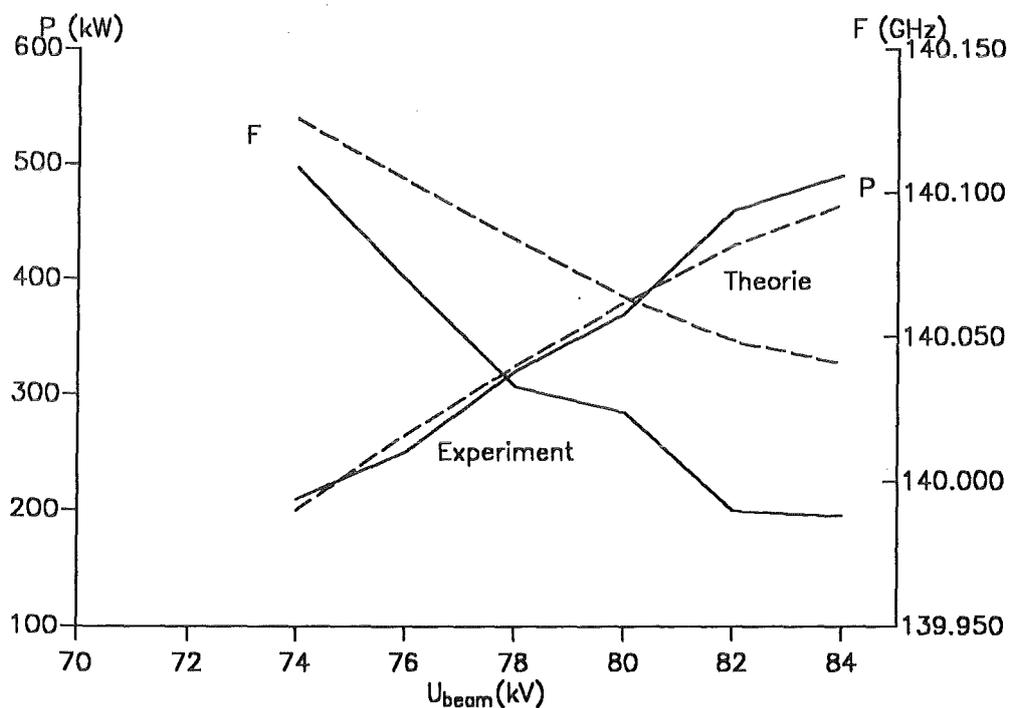
## 6.4 Leistungsoptimierung

Die Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Beschleunigungsspannung zeigt Abbildung 32. Diese Messung wurde mit den in Abbildung 29 angegebenen Parametern durchgeführt ( $I_b = 25$  A), wobei die Modulationsspannung unverändert auf 22.5 kV eingestellt wurde und damit die senkrechte Geschwindigkeitskomponente  $\beta_{\perp}$  eine Konstante war. Um den Verlauf der Ausgangsleistung rechnerisch nachvollziehen zu können, muß eine magnetische Induktion von 5.56 T gewählt werden, abweichend von dem aus den Spulendaten berechneten Wert von 5.48 T und dem mit einer Sonde gemessenen Wert von 5.63 T. Der Wert der mittleren senkrechten Geschwindigkeitskomponenten, der dem Experiment am besten angepaßt ist, beträgt  $\beta_{\perp} = 0.335$ . Damit variiert das Geschwindigkeitsverhältnis  $\alpha$  zwischen 1.0 bei 74 kV und 0.9 bei 83 kV. Mit diesen Annahmen erhält man eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der gerechneten und der gemessenen Ausgangsleistung, wenn der Spannungsabfall infolge der Raumladung und Streuung der Elektronengeschwindig-

keiten berücksichtigt wird. Bei höheren Magnetfeldern (z.B.  $B = 5.60$  T) ergeben die Simulationen kleinere Ausgangsleistungen als im Experiment gemessen, auch bei deutlicher Erhöhung des Geschwindigkeitsverhältnisses (z.B.  $\alpha = 1.2$ ). Für kleinere Magnetfelder (z.B.  $B = 5.52$  T) erhält man stark abweichende Ergebnisse, falls  $\alpha \gtrsim 0.85$ . Für  $\alpha \lesssim 0.85$  zeigen sich in den selbstkonsistenten Rechnungen Konvergenzprobleme, die auf instabiles Schwingverhalten hindeuten.

Da die Beschleunigungsspannung die Zyklotronfrequenz der gyrierenden Elektronen beeinflusst, ist offensichtlich, daß auch die Schwingungsfrequenz des HF-Feldes davon beeinflusst wird. Die gemessenen sowie die gerechneten Werte der Oszillationsfrequenz der  $TE_{10,4}$ -Mode sind in Abbildung 32 eingetragen. Sie befinden sich in guter Übereinstimmung, wenn man berücksichtigt, daß bei diesem Resonator eine Radiusabweichung von ca.  $3\mu\text{m}$ , die innerhalb der Fertigungstoleranz liegt, eine Frequenzänderung der  $TE_{10,4}$ -Mode von ca. 50 MHz zur Folge hat.

Die maximale Ausgangsleistung bei optimierten Parametern zeigt Abbildung 33. Bis zu 700 kW HF-Leistung bei einem Wirkungsgrad von 26.4 % und 30 A können gemessen werden. Der maximale Wirkungsgrad liegt bei 29 % und wird



**Abbildung 32.** : Ausgangsleistung und Frequenz in Abhängigkeit von der Spannung und Simulation dazu für konstante senkrechte Geschwindigkeitskomponente ( $U_{\text{mod}} = 22.5$  kV, vgl. Abbildung 29) und  $I_b = 25$  A,  $B = 5.63$  T. In den Rechnungen wurde eine Geschwindigkeitsstreuung von  $\pm 10\%$  berücksichtigt.

bei 22.5 A Strahlstrom erreicht. Wenn man HF-Verluste im Resonator, Uptaper, Kollektor und Fenster sowie den Spannungsabfall infolge der Raumladung berücksichtigt, erhöht sich der maximale elektronische Wirkungsgrad auf ca. 34 %.

Vergleicht man die theoretischen mit den experimentellen Ergebnissen, findet man eine sehr gute Übereinstimmung, falls man annimmt, daß  $\alpha \approx 1.1$  und  $\Delta\beta_{\perp}/\beta_{\perp} = \pm 10\%$ . Die im Experiment eingestellte Spannung wird auch relativ genau wiedergegeben für  $B = 5.56$  T. Für davon abweichende Felder gilt ähnlich zu dem oben gesagten, daß die gerechnete Leistung entweder zu klein ist (bei höherem Feld) oder Konvergenzprobleme infolge des kleinen Geschwindigkeitsverhältnis auftreten (bei kleinerem Feld).

Zur Vermeidung von thermischen Problemen im Resonator, Uptaper und Kollektor beträgt die Pulslänge während der Optimierung der Röhre 0.5 ms, bei 1 Hz Wiederholrate. Durch schrittweise Erhöhung der Pulslänge können Einzelpulse bis zu 5 ms Länge und 500 kW Leistung gefahren werden.

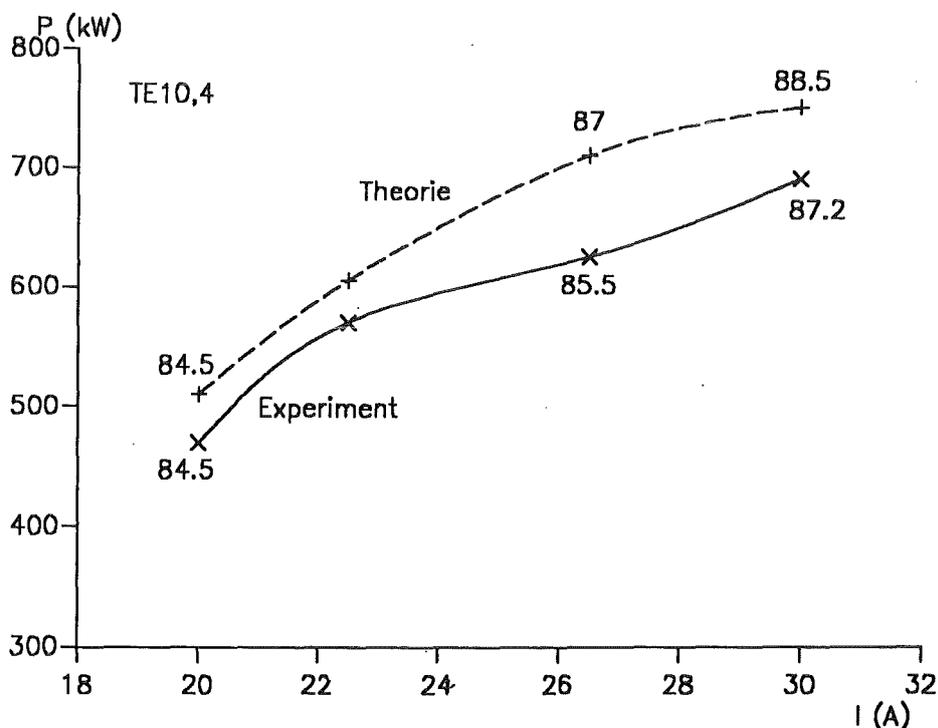


Abbildung 33. : Vergleich der experimentellen und theoretischen HF-Leistung (mit Angabe der entsprechenden Beschleunigungsspannung in kV).

## 6.5 Frequenzdurchstimmbarkeit

Ein großer Vorteil der Mikrowellenheizung bei Fusionsplasmen gegenüber anderen Heizmethoden (z.B. Neutralteilcheninjektion, Ionen-Zyklotron-Heizung) ist die gut lokalisierbare Energieabgabe an das Plasma. Dadurch ist es möglich, gezielt einzelne Bereiche des Plasmas zu heizen und zur Unterdrückung von Instabilitäten beizutragen. Eine einfache Möglichkeit, das Gebiet der Energiedeposition zu bestimmen, ist durch geeignete Wahl der Frequenz der Mikrowellen gegeben. Es ist deshalb wünschenswert, daß die Frequenz der zur Verfügung stehenden HF-Quellen in einem gewissen Bereich durchstimmbar ist. In Studien für zukünftige Fusionsmaschinen wird davon ausgegangen, daß die Frequenz in Schritten von  $\lesssim 2\%$  über einen Bereich von ca. 20 GHz um die Mittenfrequenz durchstimmbar sein sollte (Rebuffi 1990).

In mehreren Arbeiten wurde gezeigt, daß Gyrotrons, die mit Moden hoher Ordnung betrieben werden, mittels Anregung verschiedener Schwingungsformen in der Lage sind, auf unterschiedlichen Frequenzen zu schwingen (Bykov et al. 1981, Kreischer und Temkin 1987, Kurbatov et al. 1991).

Der Wechsel einer Schwingungsform kann entweder durch Veränderung des Magnetfeldes (langsam) oder durch Änderung der Spannung (schnell) erfolgen. In beiden Fällen ist  $\frac{\omega_c}{\omega} \sim \frac{B}{\gamma F} \simeq const.$ . In den bisherigen Demonstrationsexperimenten wurde vorwiegend das Magnetfeld variiert, jedoch gibt es auch Vorschläge für durchstimbare Gyrotrons mittels Veränderung der Spannung (Dumbrajs und Nusinovich 1992).

Geeignete Moden für die schrittweise Abstimmung sind azimutale Nachbarmoden einer Mode hoher Ordnung. Beim Übergang von  $TE_{mp}$  nach  $TE_{m+1,p}$  ist die Struktur dieser Feldtypen sehr ähnlich, insbesondere ist der Verlauf des elektrischen Feldes in radialer Richtung vergleichbar. Dies hat zur Folge, daß der Ankoppelfaktor der Elektronen an die entsprechende azimutale Mode bei gleicher Strahlgeometrie näherungsweise gleich ist. Abbildung 34 zeigt diese Eigenschaft für die Moden  $TE_{8,4}$ ,  $TE_{9,4}$ ,  $TE_{10,4}$ ,  $TE_{11,4}$  und  $TE_{12,4}$ .

Der Frequenzabstand der azimutalen Nachbarn der  $TE_{10,4}$ -Mode bei 140 GHz ist ca. 7.4 GHz, so daß diese Moden zwar nicht geeignet sind, die oben erwähnten Anforderungen für den Einsatz als durchstimmbarer HF-Generator für die ECRH zu erfüllen (Schrittweite zu groß), jedoch können mit diesen Moden grundsätzliche Erfahrungen über den reinmodigen Betrieb und die erreichbare Ausgangsleistung gewonnen werden. Dazu wird das Magnetfeld um ca. 5.3 % variiert und versucht, gezielt die Moden  $TE_{9,4}$  bzw.  $TE_{11,4}$  anzuregen.

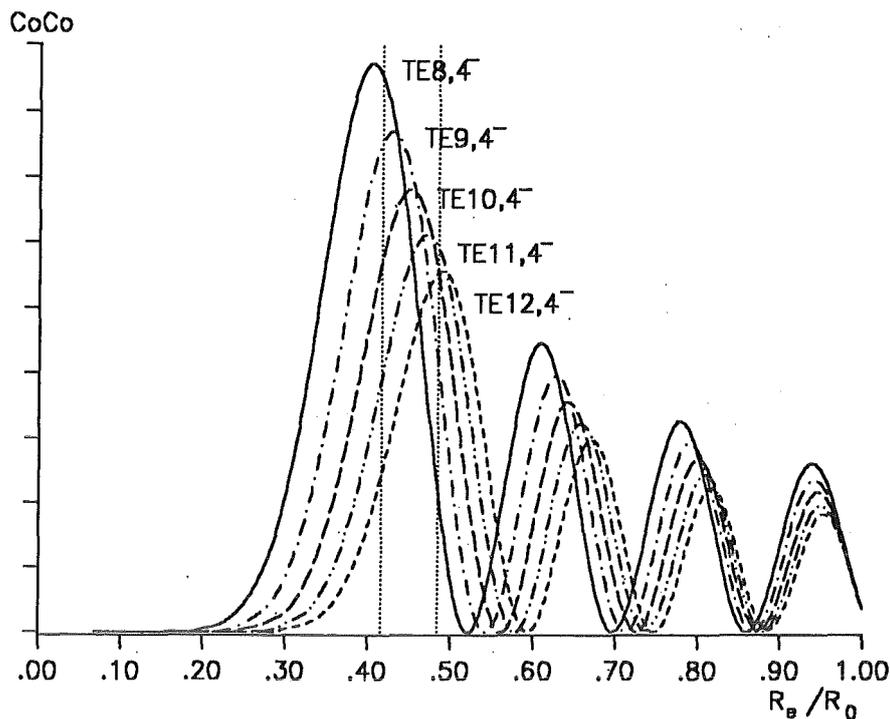


Abbildung 34. : Koppelfaktor der azimuthalen Nachbarmoden des  $TE_{10,4}$

In der  $TE_{9,4}$ -Welle ergeben sich 420 kW HF-Leistung bei 25 A (zum Vergleich  $TE_{10,4}$ : 600 kW bei 25 A). Die Experimente zeigen, daß die Schwingungstypen  $TE_{8,4}$  (124.96 GHz) und  $TE_{11,3,1}$  (126.24 GHz) als starke Konkurrenten der  $TE_{9,4}$ -Mode auftreten. Der Grund liegt wahrscheinlich in der hohen Reflexion dieser Moden am Fenster (bis zu 35 %) und der relativ guten Kopplung von Strahl und Welle. Aus Abbildung 25 ist ersichtlich, daß gleichzeitig Reflexionen der  $TE_{9,4}$ -Mode in Höhe von ca. 25 % auftreten. Die Ausgangsleistung für diese Mode ist in guter Übereinstimmung mit numerischen Simulationen, die Geschwindigkeitsstreuung und Fensterreflexionen berücksichtigen.

Abbildung 35 zeigt das gemessene Schwinggebiet der  $TE_{11,4}$ -Mode bei 25 A und angepaßtem Magnetfeld ( $B \approx 5.9$  T). Die  $TE_{8,5}$ -Mode wird als Konkurrent beobachtet. Für die  $TE_{11,4}$ -Mode werden verschiedene Frequenzen, die unterschiedlichen longitudinalen Moden in dem durch Gyrotronkavität und Fenster gebildeten Resonator entsprechen, festgestellt. Die Reflexionen an der Quarzscheibe des Fensters betragen bei der  $TE_{11,4}$ -Frequenz (147.5 GHz) ca. 20-25 %. Bei Strahlströmen bis zu 30 A werden bis zu 300 kW HF-Leistung erzeugt.

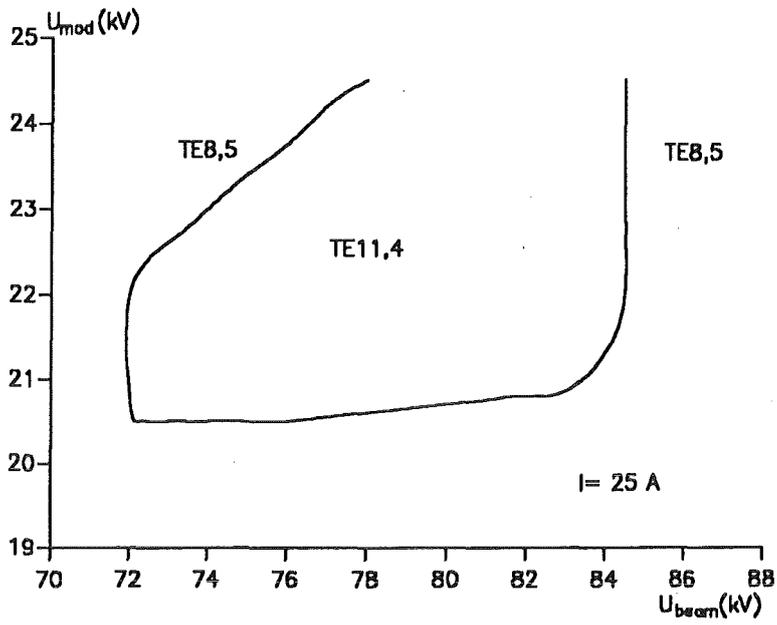


Abbildung 35. : Schwinggebiet der  $TE_{11,4}$ -Mode.



## 7. Entwurf eines $TE_{22,n}$ -Gyrotronresonators

Wie schon erwähnt, ist das bedeutendste Einsatzgebiet von Hochleistungsgyrotrons die Fusionsforschung. Elektron-Zyklotron-Resonanz-Heizung (ECRH) wurde sehr erfolgreich durchgeführt mit Gyrotron-Oszillatoren, die bei 60-70 GHz arbeiten und insgesamt HF-Leistungen bis zu 1 MW produzieren (ca. 200 kW pro Einheit) (Erckmann W7-AS, Stallard et al. 1990). Die von der Anwenderseite gewünschte Erhöhung der HF-Ausgangsleistung auf  $\simeq 0.5-1.0$  MW pro Gyrotron bei einer Arbeitsfrequenz von 140 GHz und Lang-Puls bzw. Dauerstrich-Betrieb erfordert die Auswahl von Moden sehr hoher Ordnung.

Als aussichtsreiche Kandidaten gelten hier entweder die sogenannten Flüstergalerie-Moden (whispering gallery modes, WGM;  $TE_{mp}$  mit  $m \gg 1$  und  $p=1,2$ ) oder asymmetrische Volumen-Moden (AVM;  $TE_{mp}$  mit  $m \gg 1$  und  $p > 2$ ). Sowohl mit WGM- als auch mit AVM-Gyrotrons wurden in jüngster Vergangenheit beeindruckende experimentelle Erfolge erzielt (Kreischer und Temkin 1987, Kreischer et al. 1990, Felch et al. 1990, Alikaev et al. 1990, Aksenova et al. 1991, Kurbatov et al. 1991).

Das entscheidende Argument, das zur Auswahl von Moden sehr hoher Ordnung zwingt, sind thermische Verluste im Resonator. Die auftretenden HF-Wandverluste, die auf Grund der endlichen Leitfähigkeit der zur Verfügung stehenden Materialien erzeugt werden, müssen so klein gehalten werden, daß ein zuverlässiger kontinuierlicher Betrieb des Gyrotrons möglich ist. Ein geeignetes Mittel, die spezifischen Wandverluste bei einer festen Arbeitsfrequenz zu reduzieren, besteht darin, den Resonatordurchmesser (und damit die Resonatoroberfläche) zu vergrößern und gleichzeitig eine Arbeitsmode höherer Ordnung zu wählen.

Ein wichtiger Aspekt, der bei der Wahl einer Arbeitsmode beachtet werden muß, ist die Modenisolation. Darunter ist der Frequenzabstand benachbarter Moden und deren Startstrom anzusehen. Um optimalen einmodigen Betrieb mit der erwünschten Arbeitsmode sicherzustellen, sollte der Frequenzabstand benachbarter Moden sowie deren Startstrom möglichst groß sein. Da jedoch das Modenspektrum mit zunehmender Ordnung dichter wird, muß das Problem der Modenkonkurrenz eingehend untersucht werden.

Im folgenden werden die Moden  $TE_{22,4}$ ,  $TE_{22,5}$  und  $TE_{22,6}$  auf ihre Eigenschaften und Möglichkeiten im Hinblick auf Raumladungseffekt, Wandverluste, Wirkungsgrad und Modenkonkurrenz untersucht. Die Rotationsrichtung der Moden sei "-", d.h. im Sinne der Gyrationenrichtung der Elektronen. Der Strahlradius im Resonator ist so

gewählt, daß das Führungszentrum der Elektronen auf einem radialen Maximum der gewünschten Mode liegt, um starke Ankopplung an das elektrische Feld zu gewährleisten. Im allgemeinen ist das 1. radiale Maximum zu bevorzugen, da hier einerseits die Feldstärke größer ist als bei Maxima höherer Ordnung und andererseits weniger Probleme mit Störmoden, deren Feldmaxima bei größeren Radien liegen, zu erwarten sind. Aufgrund des gemeinsamen azimuthalen Index der  $TE_{22,n}$ -Moden ist der optimale Radius für die drei Moden im Resonator 7.93 mm, bei einer Oszillationsfrequenz von 140 GHz. Die Radienverhältnisse ( $R_e/R_0$ ) für  $TE_{22,4}$ ,  $TE_{22,5}$  bzw.  $TE_{22,6}$  betragen dann 0.61, 0.55 bzw. 0.51.

In Abbildung 5 ist ein Gyrotronresonator, wie er für die folgenden Rechnungen zugrunde gelegt wird, und die Definition der zugehörigen Winkel und Längen dargestellt (zunächst werden Resonatoren ohne gekrümmte Übergänge betrachtet).

## 7.1 Potentialabsenkung

Das Ausmaß der Potentialabsenkung nach Gl. [15] schwankt zwischen ca. 2.8 kV für die  $TE_{22,4}$ -Mode und ca. 3.7 kV für  $TE_{22,6}$  bei  $I_b = 25$  A. Vorausgesetzt wurden Parameter, die einen Betrieb mit  $\alpha = 1.5$  erlauben ( $U_b = 78$  kV,  $\beta_{10} \simeq 0.41$ ,  $\beta_{20} \simeq 0.29$ ). Innerhalb der Strahldicke verändert sich die Energie der Elektronen um ca. 0.1 keV. Der aus dem Raumladungseffekt resultierende maximale Strahlstrom (siehe Gl. [17]) bewegt sich zwischen 97 A ( $TE_{22,4}$ ) und 71 A ( $TE_{22,6}$ ). Dabei ist zu bemerken, daß unter Berücksichtigung der Geschwindigkeitsstreuung der maximale Strahlstrom wesentlich kleiner sein kann (Antonsen und Levush 1986).

## 7.2 Wandverluste

Tabelle 5 zeigt einen Vergleich der zu erwartenden maximalen Wandverluste (nach Gl. [20] und den dort angegebenen Voraussetzungen) der in Frage kommenden Moden für unterschiedliche Resonatoren. Die Ausgangsleistung in den Beispielen beträgt jeweils 0.5 MW, für 1 MW verdoppeln sich die Verluste näherungsweise.

Unter Berücksichtigung der zusätzlichen Verluste in realen Resonatoren können bei der  $TE_{22,4}$ -Mode Probleme hinsichtlich der Kühlung auftreten, wenn ein Resonator mit hoher Güte gewählt wird. Für HF-Ausgangsleistungen in der Gegend um 1 MW

ist der  $TE_{22,4}$  nur bei Verwendung von Resonatoren mit  $Q \lesssim 1000$  geeignet.  $TE_{22,5}$  und  $TE_{22,6}$  sind in Bezug auf Wandverluste für 0.5 MW und 1 MW Betrieb gut geeignet. Auf Grund der thermischen Belastung bei 1 MW sollte die Güte  $\lesssim 1400$  ( $TE_{22,5}$ ) bzw.  $\lesssim 1700$  ( $TE_{22,6}$ ) sein.

Der Zusammenhang von Wandverlusten und Wirkungsgrad mit der Güte eines Gyrotronresonators ist in Abbildung 36 dargestellt. Dieses Beispiel wurde mit der  $TE_{22,6}$ -Mode durchgerechnet, wobei eine Ausgangsleistung von 1 MW angenommen wurde (Näherung der kalten Kavität). Bei fester Ausgangsleistung existiert eine optimale Güte, für die der erreichbare Wirkungsgrad maximal ist. Die Wandverluste steigen mit höherer Güte monoton an. Zwischen zulässigen maximalen Wandverlusten und akzeptablem Wirkungsgrad muß hinsichtlich der Güte ein Kompromiß gefunden werden. Güten, die über der dem optimalen Wirkungsgrad entsprechenden liegen, sind nicht immer empfehlenswert, da außer höheren Wandverlusten auch ungünstigere Verhältnisse bzgl. der Modenkonzurrenz auftreten können (siehe Kap. 7.4). Interessanter ist die Wahl von Resonatoren mit etwas kleinerer Güte, weil in diesem Fall der Wirkungsgrad (in der Nähe des Maximums) nur geringfügig kleiner ist, aber die Wandverluste deutlich kleiner werden. Zu beachten ist, daß sich die Güte und die optimalen Parameter bei der selbstkonsistenten Behandlung geringfügig ändern.

$TE_{22,4}$		$TE_{22,5}$		$TE_{22,6}$	
Q	$dP_{Loss}/dA  _{max}$ (kW/cm <sup>2</sup> )	Q	$dP_{Loss}/dA  _{max}$ (kW/cm <sup>2</sup> )	Q	$dP_{Loss}/dA  _{max}$ (kW/cm <sup>2</sup> )
730	1.1	720	0.8	700	0.7
1010	1.5	990	1.1	980	0.9
1370	1.9	1340	1.4	1310	1.1
1790	2.4	1750	1.8	1710	1.4

Tabelle 5. : Wandverluste bei 0.5 MW Ausgangsleistung.

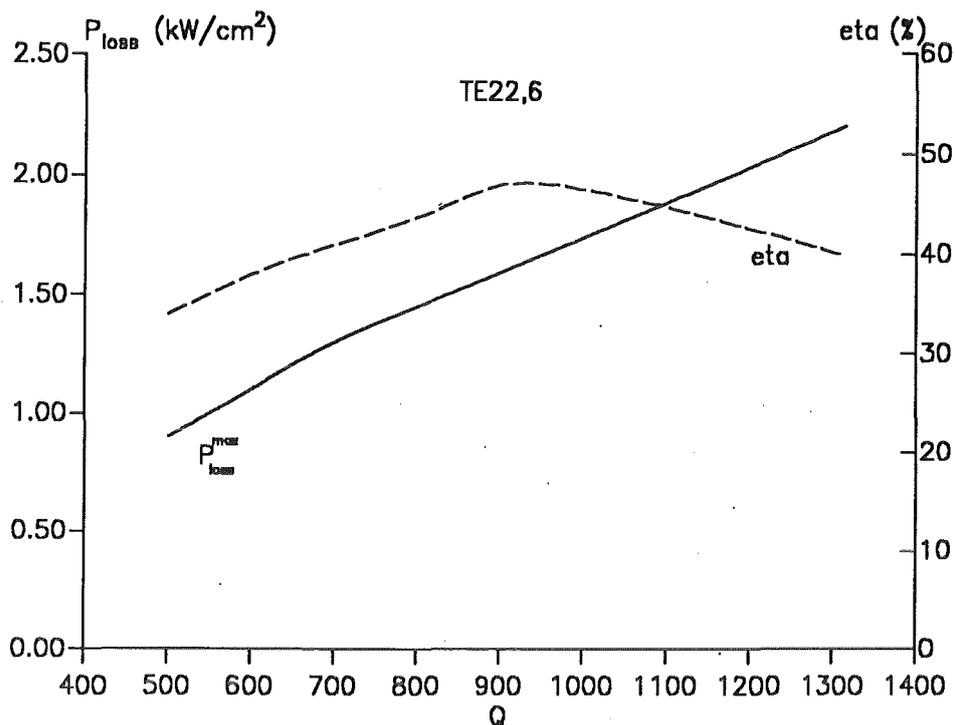


Abbildung 36. : Einfluß der Güte auf maximale Wandverluste und Wirkungsgrad ( $TE_{22,6}$ ,  $P_{\text{out}} = 1 \text{ MW}$ ,  $\alpha = 1.8$ ).

### 7.3 Wirkungsgrad

Abbildung 37 zeigt ein typisches axiales Feldprofil für die  $TE_{22,4}$ -Mode mit einer angenommenen HF-Ausgangsleistung von ca. 500 kW. Dabei handelt es sich um einen Resonator, dessen Übergänge zwischen den einzelnen Segmenten (Eingangstaper, zylindrischer Mittelteil und Ausgangstaper) durch Anpassung eines Polynoms 2. Grades abgerundet wurden (siehe Abbildung 26). Der Vorteil dieser Geometrie gegenüber 'scharfen' Übergängen liegt in der geringeren Modenkonzentration bei Reflexionen der Welle an den Stoßstellen und damit geringere Anteile an störenden Hohlleitermoden (Dumbrajs et al. 1992). Analoge Feldprofile erhält man für die Moden  $TE_{22,5}$  und  $TE_{22,6}$ .

Die Auswirkungen abgerundeter Übergänge zwischen den Resonatorteilen auf Güte und Feldprofil sollen mit Hilfe von Tabelle 6 und Abbildung 38 erläutert werden. Zunächst beobachtet man bei Einführung von Rundungen, daß die Güte erheblich kleiner wird. Die Anpassung von Rundungen hat zur Folge, daß im Übergangsbereich des bisher zylindrischen Mittelteils der Radius sich verändert. Auf der

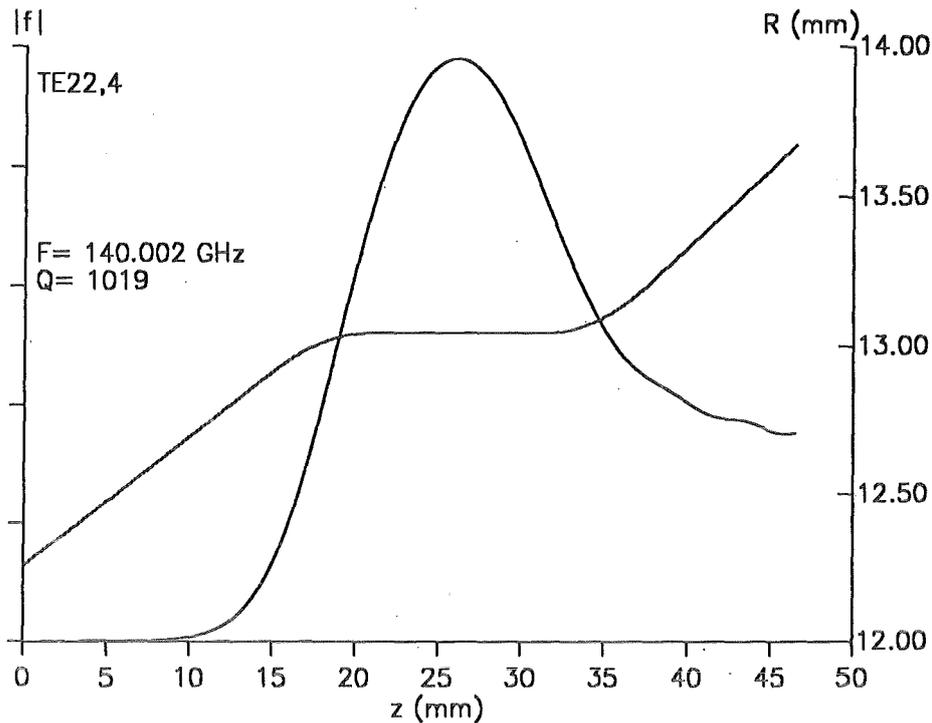


Abbildung 37. : Axiales Feldprofil der  $TE_{22,4}$ -Mode ( $L_1/L_2/L_3$ : 18/16.5/12 mm,  $\Theta_1/\Theta_2/\Theta_3$ : 2.5/0/3.0 °,  $D = 6$  mm).

Eingangsseite z.B. bewirkt dies eine Verlängerung der cutoff Sektion auf Kosten des Mittelteils. Insgesamt nimmt also die effektive Länge des Mittelteils ab und führt zu einer Verringerung der Güte. Dieser Sachverhalt wird am Verlauf der Feldamplitude deutlich (siehe Abbildung 38). Im Ausgangsbereich fällt die Amplitude der Kavität mit gerundeten Übergängen weniger stark ab als im Fall der 'scharfen' Übergänge (geringere Reflexionen am Ende des zylindrischen Teils verkleinern die Güte). Wenn die Güte des Resonators mit Rundungen derjenigen ohne Rundungen durch vergrößern von  $L_2$  angepaßt wird, treten weiterhin einige Abweichungen auf, die im Eingangstaper zu einem weniger steilen Anstieg und im Ausgangstaper zu einem flacheren Abfall der Feldamplitude führen.

Weniger steile Anstiege im Eingangstaper erlauben der im Mittelteil erzeugten Welle ein tieferes Eindringen in die cutoff Sektion. Als Folge davon wird der Anstieg der Amplituden etwas sanfter sein bei kleineren Eingangswinkeln, wie man auch in Abbildung 39 erkennen kann.

Hinsichtlich der Wandverluste weisen Resonatoren mit abgerundeten Übergängen bei fester Güte und fester Ausgangsleistung kleinere Werte auf (ca. 15%, siehe Tabelle 6). Dies ist auch in Abbildung 38 an der etwas kleineren Amplitude des Feld-

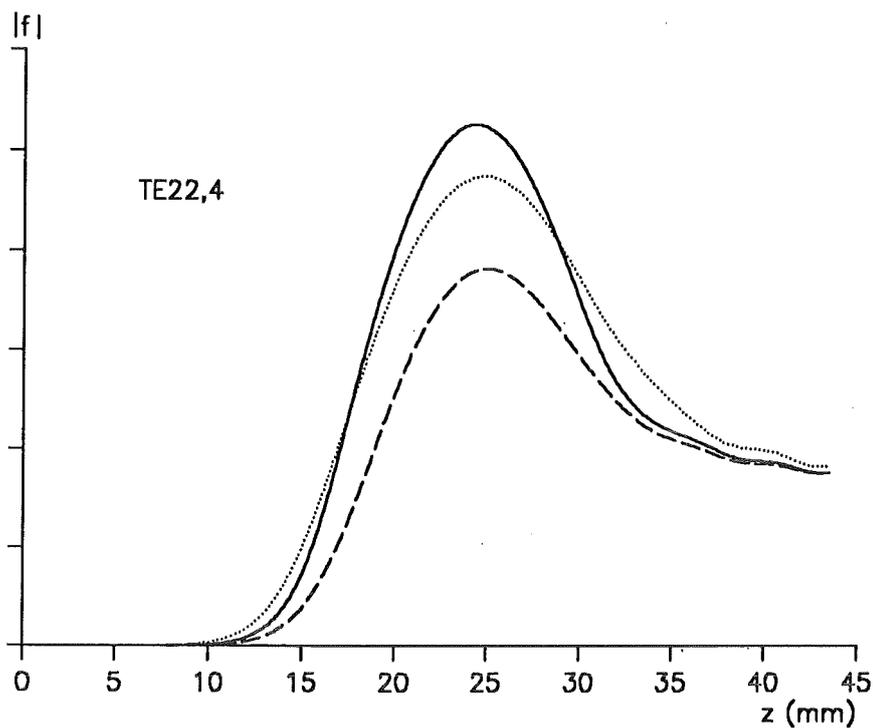


Abbildung 38. : Normierte Feldprofile für drei  $TE_{22,4}$ -Resonatoren. Durchgezogene Linie: Resonator ohne Rundungen,  $Q = 1010$ ; Gestrichelte Kurve: gleicher Resonator, jedoch mit gerundeten Übergängen,  $Q \approx 601$ ; Gepunktetes Profil: Resonator mit gerundeten Übergängen,  $Q \approx 1026$  (Geometrie: siehe Tabelle 6).

profils zu erkennen. Der maximale Wirkungsgrad ist nahezu unabhängig für die in Tabelle 6 untersuchten Beispiele. Um die Anregung von Rückwärtswellen in dem langen Eingangstaper zu vermeiden, sollte  $\Theta_1$  nicht zu klein gewählt werden (Cai et al. 1992).

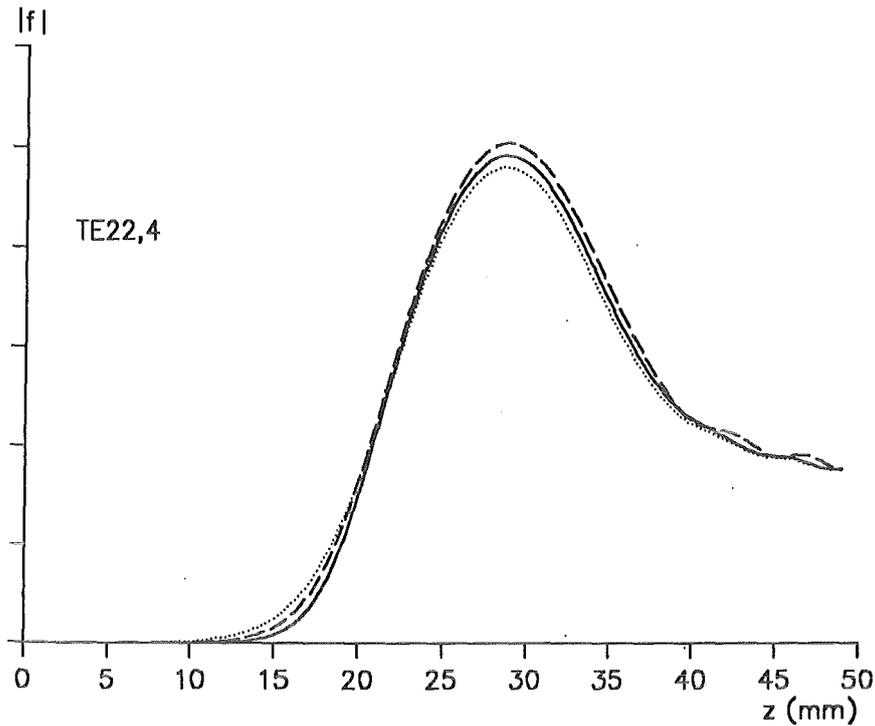


Abbildung 39. : Normierte Feldprofile für drei  $TE_{22,4}$ -Resonatoren mit verschiedenen Eingangswinkeln ( $\Theta_1$ ),  $Q \approx 1000$ . Durchgezogen:  $\Theta_1 = 5^\circ$ ; Gestrichelt:  $\Theta_1 = 2.5^\circ$ ; Gepunktet:  $\Theta_1 = 1.25^\circ$  (Geometrie: siehe Tabelle 6).

$\Theta_1$ ( $^\circ$ )	$L_1$ (mm)	$L_2$ (mm)	$R_0$ (mm)	Q	F (GHz)	$dP_{Loss}/dA _{max}$ (kW/cm <sup>2</sup> )	
5	14	14	13.05	1010	139.978	1.5	ohne Rundungen
5	14	14	13.044	601	140.070	0.8	Rundungen
5	14	17.5	13.044	1026	140.000	1.3	Rundungen
2.5	18	16.5	13.044	1019	140.002	1.3	Rundungen
1.25	22	15	13.044	980	140.008	1.2	Rundungen

Tabelle 6. : Einfluß gerundeter Übergänge und unterschiedlicher Eingangswinkel ( $\Theta_1$ ) bei  $TE_{22,4}$ -Resonatoren,  $\Theta_2 = 0^\circ$ ,  $\Theta_3 = 3^\circ$ ,  $L_3 = 12$  mm,  $P_{out} = 500$  kW, Länge der Rundungen  $D = 6$  mm.

Tabelle 7 gibt Ergebnisse von Rechnungen mit der  $TE_{22,6}$ -Mode wieder, bei denen der Ausgangswinkel ( $\Theta_3$ ) zwischen  $1^\circ$  und  $5^\circ$  liegt. In der Tabelle sind die entsprechenden Werte für Güte, Frequenz und Wandverluste gegenübergestellt. Zusätzlich ist in Spalte 5 der Reflexionsfaktor an der Stelle  $z_3$  eingetragen, der sich ergibt, wenn die Randbedingungen  $r = 0$  bei  $z_4$  gilt. Für von Null verschiedene Reflexionsfaktoren an der Stelle  $z_4$ , die beispielsweise bei Reflexionen im Ausgangsleiter, am Vakuumfenster oder auch an der Absorberlast des Gyrotrons auftreten können, hängt  $r(z_3)$  von Betrag und Phase der Reflexion bei  $z_4$  ab. Im ungünstigen Fall kann dies dazu führen, daß  $r(z_3)$  größer ist als die in Tabelle 7 angegebenen Werte. Die durchgeführten Rechnungen zeigen, daß sich die entsprechende Güte und Wandverluste dadurch ebenfalls erhöhen können und zu einer möglicherweise unzulässig hohen thermischen Beanspruchung des Resonators beitragen könnten.

$\Theta_3$ ( $^\circ$ )	Q	F (GHz)	$dP_{Loss}/dA _{max}$ (kW/cm <sup>2</sup> )	r  bei $z_3$
1	749	140.086	0.9	0.28
2	891	140.102	1.3	0.36
3	993	140.116	1.6	0.41
4	1035	140.119	1.8	0.43
5	1089	140.125	2.0	0.45

**Tabelle 7.** : Einfluß des Ausgangswinkels ( $\Theta_3$ ) bei  $TE_{22,6}$ -Resonatoren, einzelne Segmente bestehen aus geraden Stücken mit:  $\Theta_1 = 5^\circ$ ,  $\Theta_2 = 0^\circ$ ,  $L_1 = 14$  mm,  $L_2 = 14$  mm,  $L_3 = 16$  mm,  $R_0 = 15.56$  mm,  $P_{out} = 1$  MW.

Im Fall der  $TE_{22,6}$ -Mode wurde die Abhängigkeit des Wirkungsgrads vom Geschwindigkeitsverhältnis  $\alpha$  mit selbstkonsistenten Rechnungen untersucht und für drei Resonatoren verglichen (siehe Abbildung 40). Alle drei Resonatoren besitzen 4 mm lange gerundete Übergänge und unterscheiden sich nur durch die Länge des zylindrischen Mittelteils ( $L_2$ ). In den Wirkungsgradberechnungen wurde  $U_b = 78$  kV angenommen, das Magnetfeld wurde jeweils optimiert. Bei allen drei Resonatoren ist der Wirkungsgrad für  $I_b = 20$  A kleiner als der entsprechende für 30 A. In dem un-

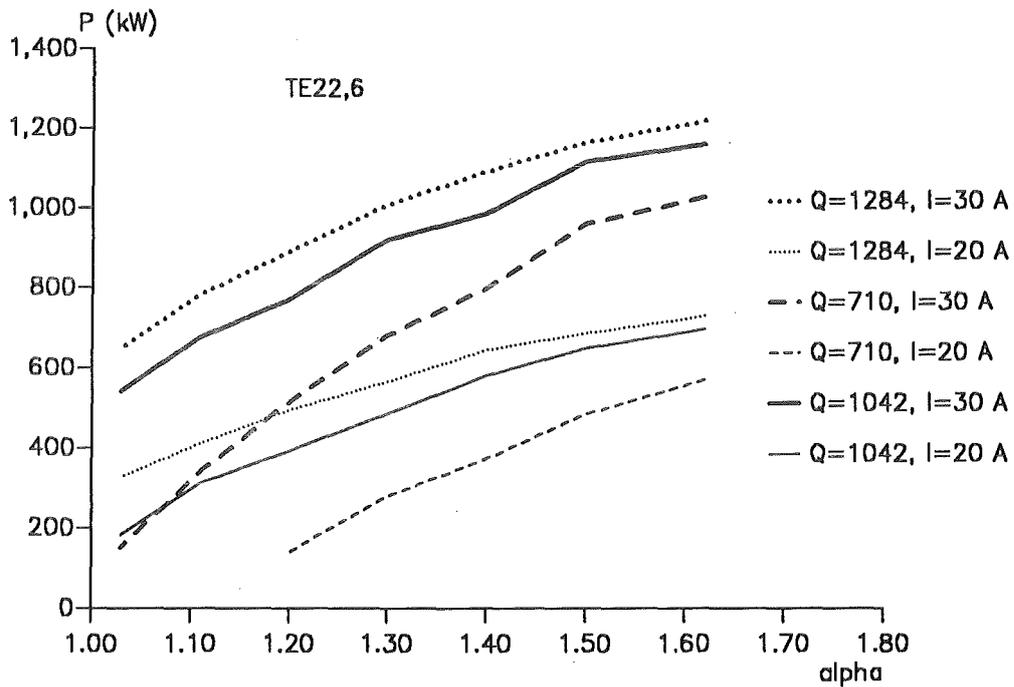
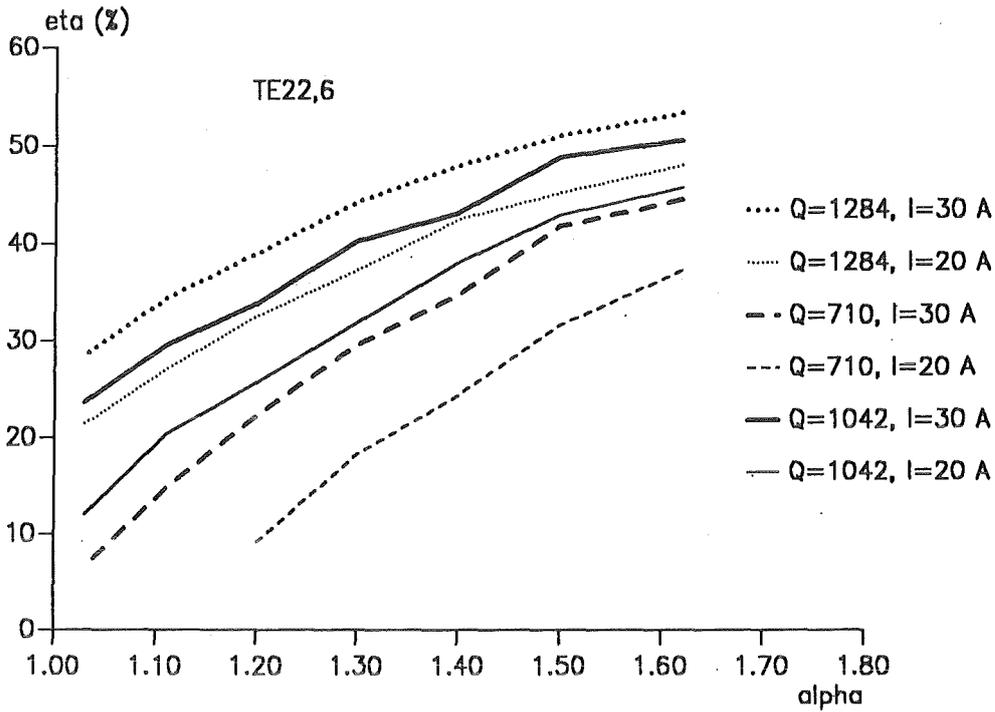


Abbildung 40. : Wirkungsgrad und Ausgangsleistung (selbstkonsistent) für  $TE_{22,6}$  bei  $I_b = 20\text{ A}, 30\text{ A}$  und unterschiedlichen Resonatoren ( $L_2$  verschieden,  $U_b = 78\text{ kV}$ ,  $B = \text{optimiert}$ ).  $\Theta_1/\Theta_2/\Theta_3$ :  $1.25/0.0/3.0^\circ$ ,  $L_1/L_3$ :  $22/12\text{ mm}$ .

tersuchten Parametergebiet stellt man fest, daß die Resonatoren mit höherer Güte höhere Wirkungsgrade erzielen. Dies ist nicht immer der Fall, es kann auch Möglichkeiten geben, in denen der Wirkungsgrad bei höherer Güte kleiner wird (overbunching). Der Wirkungsgrad für den Resonator mit  $Q = 710$  ist bei  $\alpha \approx 1.5-1.6$  auf 32-37 % ( $I_b = 20$  A) bzw. 42-45 % ( $I_b = 30$  A) beschränkt. Bei kleinerem  $\alpha$  ist der Wirkungsgrad so klein, daß auch mit 30 A kein Betrieb bei 1 MW mehr möglich sein wird (vgl. Abbildung 40). Der Wirkungsgrad der Resonatoren mit  $Q = 1042$  und  $Q = 1284$  liegt für  $1.3 \leq \alpha \leq 1.6$  zwischen 40 und 55 % (bei 30 A), entsprechend 0.9-1.2 MW. Auch bei kleinerem  $\alpha$  (1.1-1.2) werden Wirkungsgrade um 30-35 % erwartet (möglicherweise mit höherem Strom).

In Abbildung 41 werden am Beispiel zweier Resonatoren selbstkonsistente Rechnungen für die  $TE_{22,6}$ -Mode gezeigt. Aufgetragen ist die maximale Ausgangsleistung (bei optimierten Parametern) gegen den Strahlstrom. Beim Betrieb der Röhre mit Strömen zwischen 15 A und 22 A ist für einen Resonator mit hoher Güte ( $\approx 1300$ )

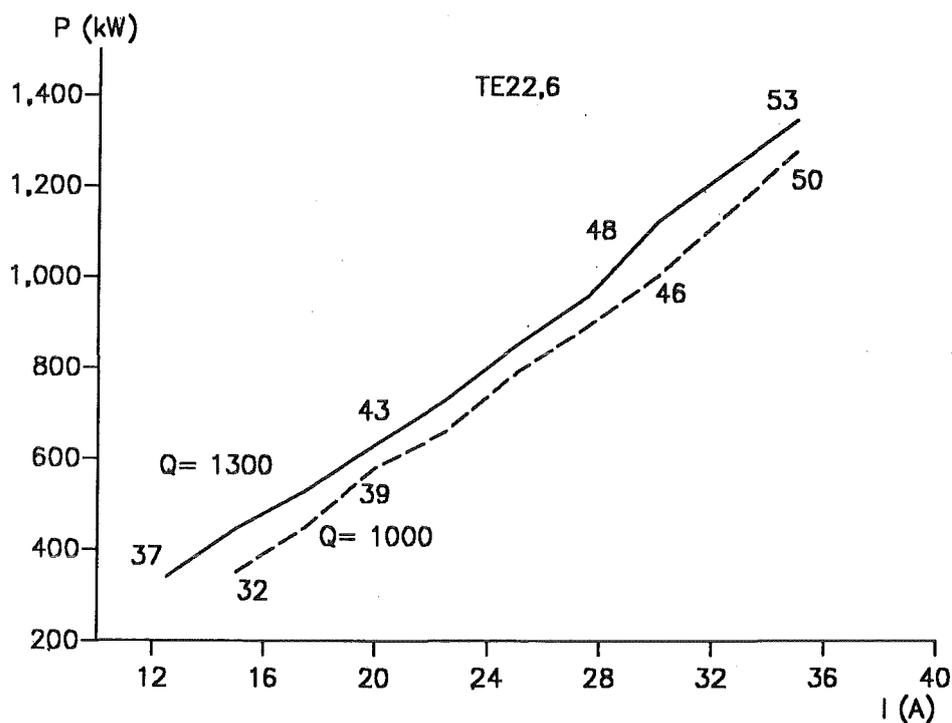


Abbildung 41. : Maximale Ausgangsleistung im  $TE_{22,6}$  mit Angabe des entsprechenden Wirkungsgrads. ( $U_b = 78$  kV,  $\alpha = 1.5$ ,  $\Theta_1/\Theta_2/\Theta_3$ : 5/0/3 °,  $L_1/L_3$ : 14/12 mm,  $L_2 = 14$  mm bei  $Q = 1000$  bzw.  $L_2 = 16$  mm bei  $Q = 1300$ , ohne Rundungen).

ein Wirkungsgrad größer als 40 % und Ausgangsleistungen zwischen 450-700 kW zu erwarten. Optimaler Betrieb bei 28-30 A sollte ca. 1 MW HF-Ausgangsleistung ermöglichen. Der Wirkungsgrad reduziert sich bei gleichem Strom etwas für Resonatoren mit  $Q \approx 1000$ .

Die Rechnungen ergeben, daß für alle drei Moden bei geeigneter Wahl der Parameter und entsprechender Resonatorgeometrie Wirkungsgrade größer als 40 % möglich sind. Die Bestimmung des optimalen Resonators muß sich jedoch an der angestrebten HF-Ausgangsleistung orientieren. Darüberhinaus ist eine Abwägung der Vorteile von Resonatoren mit großer Güte mit deren Nachteilen (Wandverluste) vorzunehmen.

## 7.4 Modenkonkurrenz

Von großer Bedeutung ist die Frage, bei welchen Parametern die gewünschte Arbeitsmode stabil schwingt gegen Störungen benachbarter Moden. In Tab. 8-10 sind einige Nachbarn der Sollmoden  $TE_{22,4}$ ,  $TE_{22,5}$  und  $TE_{22,6}$  sowie deren minimales Startstromverhältnis relativ zur jeweiligen Hauptmode angegeben. Die Ankopplung des Elektronenstrahls an eine bestimmte  $TE_{mp}$ -Mode ist proportional zu  $J_{m \pm 1}^2(x'_{mp} R_e / R_0)$ , der Startstrom ist umgekehrt proportional zu diesem Ausdruck. Deshalb sind bei der Betrachtung möglicher Konkurrenten zunächst nur Moden mit einem Feldstärkemaximum in der Nähe der Strahlposition von Bedeutung. Abbildung 42 zeigt die relativen Kopplungskoeffizienten des  $TE_{22,5}$  und einiger Nachbarmoden. Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß die  $TE_{17,7}$ -Mode nicht mit dem 1. Maximum an den Elektronenstrahl ankoppelt und deshalb das Startstromverhältnis größer sein wird als bei der  $TE_{19,6+}$ -Mode.

Die Rechnungen zum angegebenen Startstromverhältnis wurden unter der Voraussetzung eines festen Gauß'schen Feldprofils in axialer Richtung durchgeführt. In den Tabellen sind nur solche Störmoden enthalten, deren Startstromverhältnis kleiner als 2 ist.

Ein weiterer Einflußfaktor auf den Startstrom ist neben der Ankoppelstärke die Güte der betrachteten Mode. Durch geeignete Wahl der Geometrie ist es möglich, für gewisse Moden sehr kleine Güten zu erhalten (und daher hohe Startströme), z.B. sind in zylindrischen Resonatoren Moden mit höherem axialem Index im allgemeinen stark unterdrückt, da deren Güte relativ klein ist. Bei leicht konischen Geometrien ist der Unterschied der Güten von Moden mit axialem Index 1 und 2 deutlich kleiner (Jödicke 1989). Dies konnte mit dem Karlsruher  $TE_{03}$ -Gyrotron durch Rechnungen

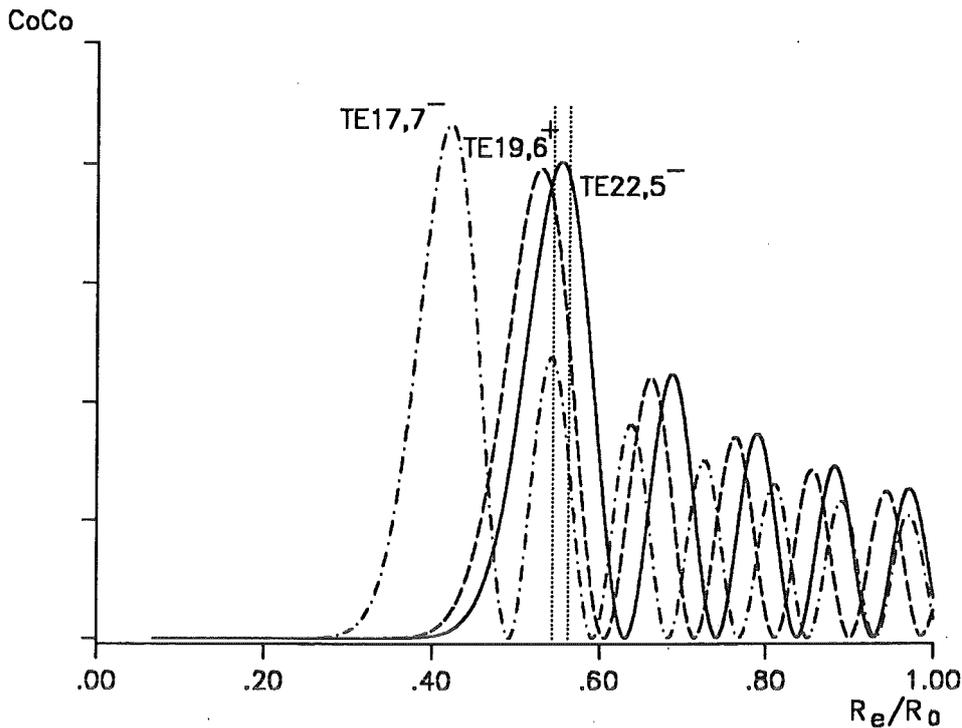


Abbildung 42. : Kopplungskoeffizienten für  $TE_{22,5}$  und benachbarte Moden.

und experimentell belegt werden. Im folgenden werden deshalb ausschließlich Resonatoren mit zylindrischem Mittelteil diskutiert.

Näherungsweise sind die Güten der hier betrachteten Moden mit gleichem axialem Index ( $q = 1$ ) bei fester Geometrie und vorgegebenem Reflexionsfaktor gleich. Durch die schon angesprochenen zusätzlichen Reflexionen außerhalb des Resonators auf der Lastseite können sich jedoch die Verhältnisse wesentlich verschieben. Speziell für den Fall, daß die auftretenden Reflexionen von der Frequenz abhängen, kann die Güte parasitärer Moden stark erhöht werden und damit zusätzliche Modenkonkurrenz mit sich bringen.

Es ist festzustellen, daß jeder der erwähnten  $TE_{22,n}$ -Hauptmoden einen Nachbar  $TE_{19,n+1}$  hat, dessen Frequenzabstand relativ klein ist. Bemerkenswert ist dabei, daß die Rotationsrichtung der gefährlichen  $TE_{19,n+1}$ -Moden und der jeweiligen Hauptmode verschieden sind. Auf der Seite zu tieferen Frequenzen hin ist beim  $TE_{22,4}$  wahrscheinlich die  $TE_{18,5+}$ -Mode als Hauptkonkurrentin anzusehen, alle anderen zwischen 136.1 GHz und 140 GHz liegenden Nachbarn haben einen deutlich höheren Startstrom.

Mode	$TE_{21,4^-}$	$TE_{21,4^+}$	$TE_{18,5^+}$	$TE_{22,4^-}$	$TE_{19,5^+}$	$TE_{23,4^-}$	$TE_{20,5^+}$
F (GHz)	135.70	135.70	136.10	<b>140.00</b>	140.55	144.28	144.98
Startstromverhältnis	1.03	1.72	1.70	<b>1.00</b>	1.36	1.01	1.17

Tabelle 8. :  $TE_{22,4}$  und einige Nachbarmoden.

Mode	$TE_{18,6^+}$	$TE_{21,5^-}$	$TE_{21,5^+}$	$TE_{19,6^+}$	$TE_{22,5^-}$	$TE_{17,7^-}$	$TE_{12,9^+}$	$TE_{20,6^+}$	$TE_{23,5^-}$
F (GHz)	135.73	136.00	136.00	139.86	<b>140.00</b>	143.09	143.63	143.96	143.98
Startstromverh.	1.60	1.03	1.67	1.27	<b>1.00</b>	1.85	1.98	1.10	1.01

Tabelle 9. :  $TE_{22,5}$  und einige Nachbarmoden.

Mode	$TE_{21,6^-}$	$TE_{21,6^+}$	$TE_{13,9^-}$	$TE_{19,7^+}$	$TE_{22,6^-}$	$TE_{17,8^-}$	$TE_{20,7^+}$	$TE_{23,6^-}$
F (GHz)	136.25	136.25	136.28	139.42	<b>140.00</b>	142.12	143.20	143.73
Startstromverhältnis	1.04	1.63	1.95	1.22	<b>1.00</b>	1.70	1.06	1.02

Tabelle 10. :  $TE_{22,6}$  und einige Nachbarmoden.

Die Moden  $TE_{22,5}$  und  $TE_{22,6}$  haben auf der unteren Frequenzseite die Konkurrenten  $TE_{19,6^+}$  bzw.  $TE_{19,7^+}$  (jeweils entgegengesetzte Rotationsrichtung), im Fall des  $TE_{22,5}$  mit sehr kleinem Frequenzabstand, so daß dieser Zusammenhang eingehend auf Stabilität geprüft werden muß. Auf der anderen Frequenzseite, die, wie aus früheren Studien bekannt ist, in der Regel die weniger kritische ist, müssen Moden betrachtet werden, die mehrere GHz Frequenzabstand besitzen. Die in Frage kommenden Moden  $TE_{17,7}$  (beim  $TE_{22,5}$ ) und  $TE_{17,8}$  (beim  $TE_{22,6}$ ) rotieren in die gleiche Richtung wie die zugehörige Betriebsmode.

### 7.4.1 $TE_{22,4}$ -Mode

Zur Bestimmung der stabilen Schwingungsgebiete der  $TE_{22,4}$ -Mode wurden Rechnungen zur Modenkonzurrenz mit den Parasiten  $TE_{18,5^+}$  und  $TE_{19,5^+}$  durchgeführt. Das Resultat dieser Rechnungen wird in Abbildung 43 gezeigt. Für Ströme oberhalb der durchgezogenen Linie ist der  $TE_{22,4}$  stabil gegen Störungen von  $TE_{18,5}$  und  $TE_{19,5}$ . Weitere Kurvenzüge deuten die Stabilitätsbereiche der Moden  $TE_{18,5}$  und  $TE_{19,5}$  an.

Für  $B \geq 5.54$  T ( $Q \approx 1300$ , Abbildung 43a) ist ein einseitig offenes Gebiet zu erkennen, begrenzt durch die Stabilitätskurven der Moden  $TE_{22,4}$  (unten),  $TE_{18,5}$  (links) und  $TE_{19,5}$  (oben), in welchem der  $TE_{22,4}$  die einzige stabil oszillierende Mode ist. Weder die  $TE_{18,5^-}$  noch  $TE_{19,5^-}$ -Mode sollten in diesem Bereich stabil oszillieren können. Wirkungsgrade bis zu 40 %, jedoch bei Ausgangsleistungen unter 500 kW, scheinen bei geeigneten Parametereinstellungen im  $TE_{22,4}$  dort erreichbar. Einige Punkte mit höherem Wirkungsgrad liegen in diesem Beispiel deutlich außerhalb dieses Gebiets. Obwohl diese Punkte innerhalb des Stabilitätsbereichs des  $TE_{22,4}$  zu finden sind, wäre es wünschenswert, wenn stabile Schwingungen parasitärer Moden nicht möglich wären, da in diesem Fall oft die Gefahr besteht, daß die unerwünschte Mode dominiert, insbesondere, wenn während des Anfahrens des Gyrotrons die parasitäre Mode zuerst anschwingt.

Rechnungen mit Resonatoren mit kleinerer Güte zeigen diesbezüglich deutliche Verbesserungen (siehe Abbildung 43b). Das oben erwähnte Gebiet kann zu Gunsten der  $TE_{22,4}$ -Mode wesentlich vergrößert werden, so daß ein großer Teil der angestrebten Arbeitspunkte dort liegt, wo nur diese Mode stabil schwingen kann.

Der erreichbare maximale Wirkungsgrad ist bei der Kavität mit kleiner Güte in dem angestrebten Leistungsbereich etwas reduziert gegenüber dem der Kavität mit höherer Güte. Allerdings ist bei der vorliegenden Modenkonstellation die Wahrscheinlichkeit erhöhter Modenkonzurrenz bei dem Resonator mit hoher Güte größer.

### 7.4.2 $TE_{22,6^-}$ und $TE_{22,5^-}$ -Moden

Das Ergebnis einer ähnlichen Rechnung wie Abbildung 43 zeigt Abbildung 44 für die  $TE_{22,6^-}$ -Mode. Als Störmode wurde der Nachbar  $TE_{19,7}$  angenommen. Der Nachbar auf der höheren Frequenzseite ( $TE_{17,8}$ ) sollte in dem in Frage kommenden Magnetfeldbereich ( $B < 5.58$  T) keine Störungen der Stabilität der Arbeitsmode zur Folge haben, da der zu erwartende Startstrom des Parasiten bei diesen Parametern höher ist als der angestrebte Strahlstrom. Anhand Abbildung 44 wird

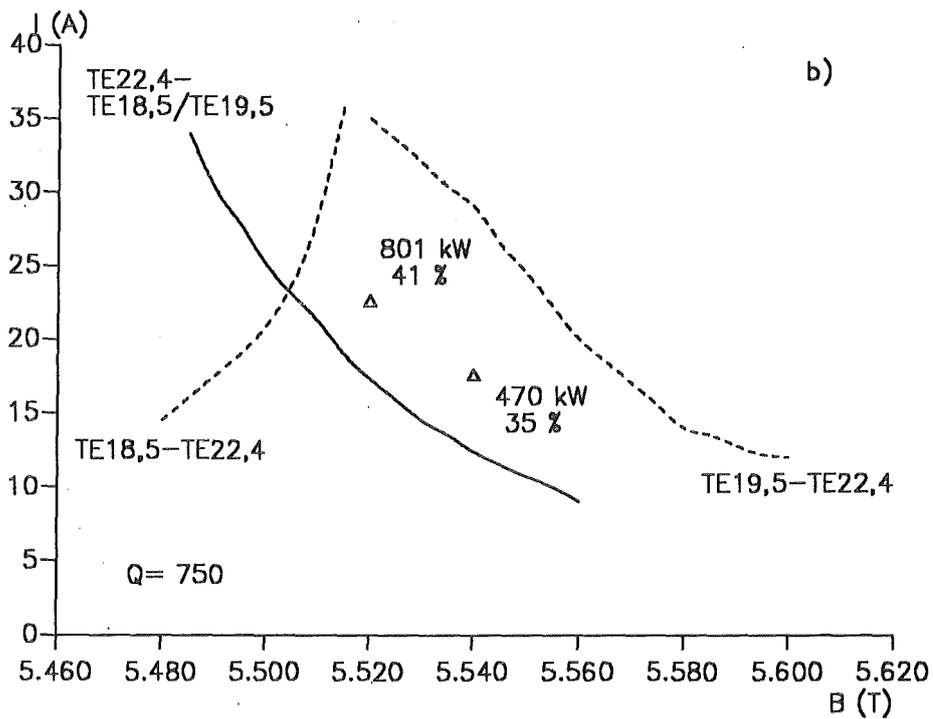
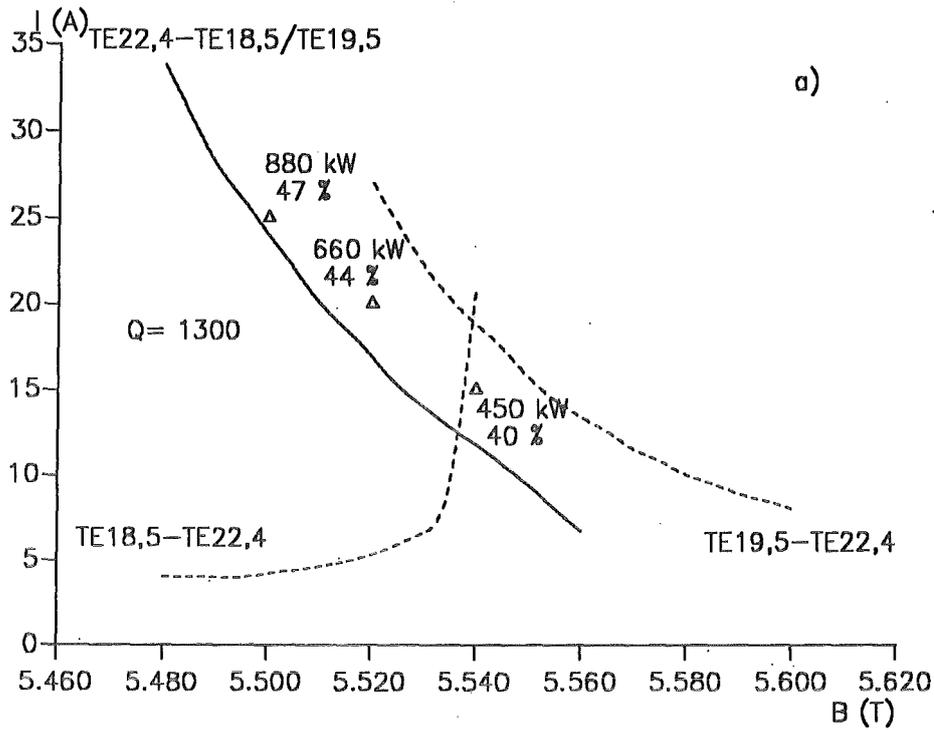


Abbildung 43. : a) Stabilitätsbereich des  $TE_{22,4}$  für einen Resonator mit  $Q \approx 1300$ . Die angegebenen Punkte ( $\Delta$ ) sind Ergebnisse selbstkonsistenter Wirkungsgradrechnungen ( $U_b = 78$  kV,  $\alpha = 1.5$ ,  $\Theta_1/\Theta_2/\Theta_3$ : 2.5/0/3 °,  $L_1/L_2/L_3$ : 18/18.5/12 mm,  $D = 6$  mm). b) wie a), jedoch  $Q \approx 750$  ( $L_2 = 14.5$  mm).

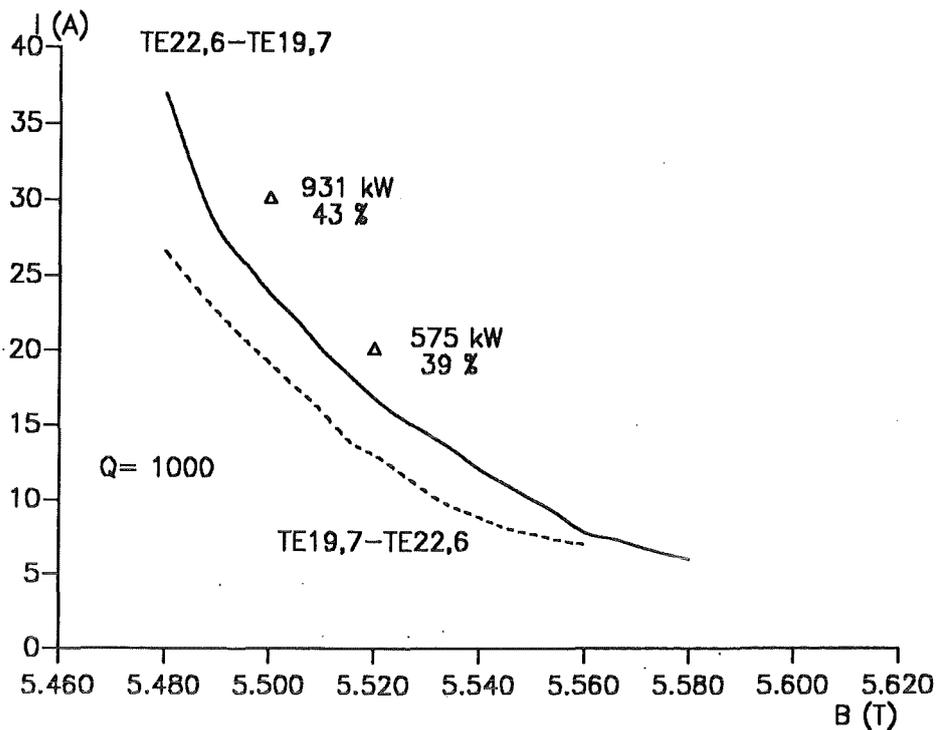


Abbildung 44. : Stabilitätsbereich des  $TE_{22,6}$  für einen Resonator mit  $Q \approx 1000$ . Die angegebenen Punkte ( $\Delta$ ) sind Ergebnisse selbstkonsistenter Wirkungsgradrechnungen ( $U_b = 78$  kV,  $\alpha = 1.5$ ,  $\Theta_1/\Theta_2/\Theta_3$ :  $5/0/3^\circ$ ,  $L_1/L_2/L_3$ :  $14/14/12$  mm, ohne Rundungen).

deutlich, daß der  $TE_{19,7}$  im gesamten interessanten Parameterbereich stabile Schwingungspunkte hat. Diese Situation ist auch bei Resonatoren mit größerer oder kleinerer Güte gegeben. Allerdings ist bei Magnetfeldern im Bereich 5.48-5.55 T der Startstrom des Parasiten unter Umständen kleiner als der der Arbeitsmode, was weitere Untersuchungen zum stabilen Schwingverhalten des  $TE_{22,6}$ , unter Berücksichtigung des Einschaltvorgangs erfordert.

Die Stabilität der  $TE_{22,6}$ -Mode wird untersucht insbesondere im Hinblick auf verschiedene  $\alpha$ -Werte, wie sie z.B. während des Hochfahrens der Spannung im Gyrotron auftreten können. In Abbildung 45a ist zu sehen, daß ein großer Teil des  $TE_{19,7}$ -Schwinggebiets überdeckt wird vom  $TE_{22,6}$ , d.h. für  $I \gtrsim 10$  A schwingt bei der Erhöhung des Geschwindigkeitsverhältnisses der Elektronen zuerst die Arbeitsmode  $TE_{22,6}$  an. Da diese Mode auch für größere  $\alpha$ -Werte stabil gegen Störungen des  $TE_{19,7}$  ist, ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß bis zum Erreichen des Entwurfswerts keine weiteren Probleme mit dem Parasiten auftreten. Bei kleinerem Strom als

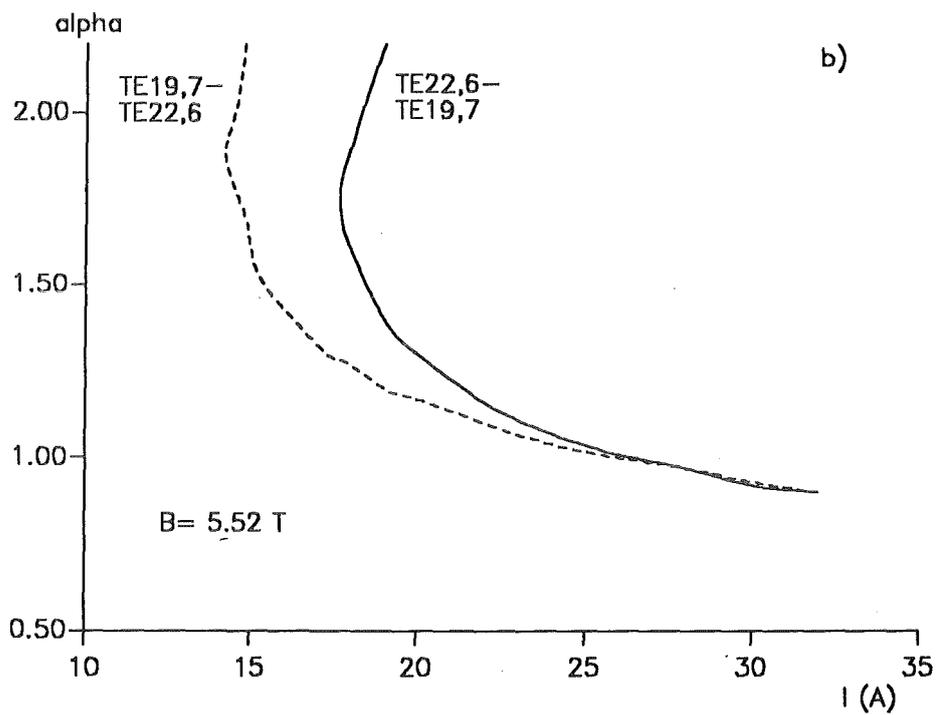
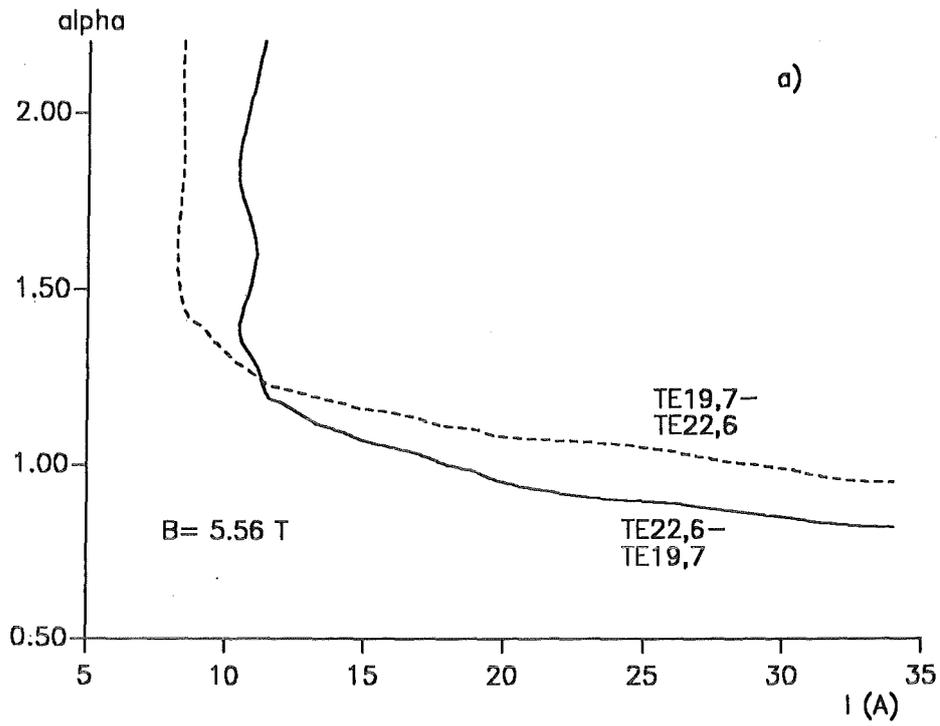


Abbildung 45. : Stabilitätsbereich des  $TE_{22,6}$  bei festem Magnetfeld und variablem Geschwindigkeitsverhältnis, a)  $B = 5.56 \text{ T}$ , b)  $B = 5.52 \text{ T}$  ( $U_b = 80 \text{ kV}$ ,  $Q \approx 1000$ ,  $\Theta_1/\Theta_2/\Theta_3$ :  $5/0/3^\circ$ ,  $L_1/L_2/L_3$ :  $14/14/12 \text{ mm}$ , ohne Rundungen).

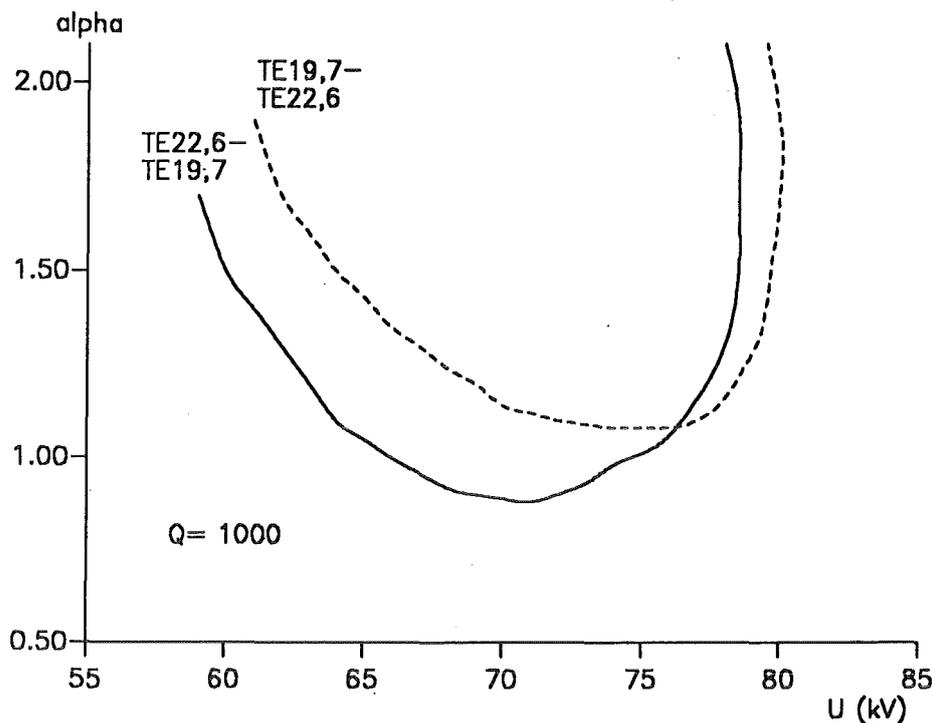


Abbildung 46. : Stabilitätsbereich des  $TE_{22,6}$  bei festem Magnetfeld (5.52 T) und gegebenem Strom (20 A) ( $Q \approx 1000$ ,  $\Theta_1/\Theta_2/\Theta_3$ : 5/0/3 °,  $L_1/L_2/L_3$ : 14/14/16 mm, ohne Rundungen).

$I_b = 10$  A ist darauf zu achten, daß  $\alpha$  begrenzt bleibt ( $\lesssim 1.0 - 1.2$ ), da ansonsten mit dem Anschwingen der Störmode zu rechnen ist.

Unglücklicherweise ändert sich diese Situation zu Ungunsten der Betriebsmode für  $B = 5.52$  T (siehe Abbildung 45b). Das gesamte Parametergebiet  $0.9 \lesssim \alpha \lesssim 2.2$  und  $I_b \lesssim 30$  A wird dominiert von der  $TE_{19,7}$ -Mode. Es ist zu erwarten, daß bei dieser Einstellung (festes Magnetfeld, feste Strahlspannung) keine ungestörte Oszillation der Betriebsmode durch Änderung von Strahlstrom und Geschwindigkeitsverhältnis möglich sein wird. Der Weg zum stabilen Gebiet der  $TE_{22,6}$ -Mode führt in diesem Beispiel auf jeden Fall durch das  $TE_{19,7}$ -Gebiet ( $I \lesssim 30$  A,  $\alpha \lesssim 2.2$ ).

Anfahrwege des Gyrotrons, die zu stabilen Schwingungen der erwünschten Mode führen, sind in Abbildung 46 zu erkennen. Festes Magnetfeld (5.52 T) und fester Strahlstrom (20 A) vorausgesetzt, muß während des Hochfahrens der Strahlspannung das Geschwindigkeitsverhältnis gleichzeitig in der Art und Weise verändert werden, daß bei  $U_b \approx 76$  kV  $\alpha \approx 1.1$  und somit die  $TE_{22,6}$ -Mode zuerst stabil schwingt. Darüberhinaus sollte am Entwurfswert (78 kV/1.5) Spannung und  $\alpha$  relativ stabil

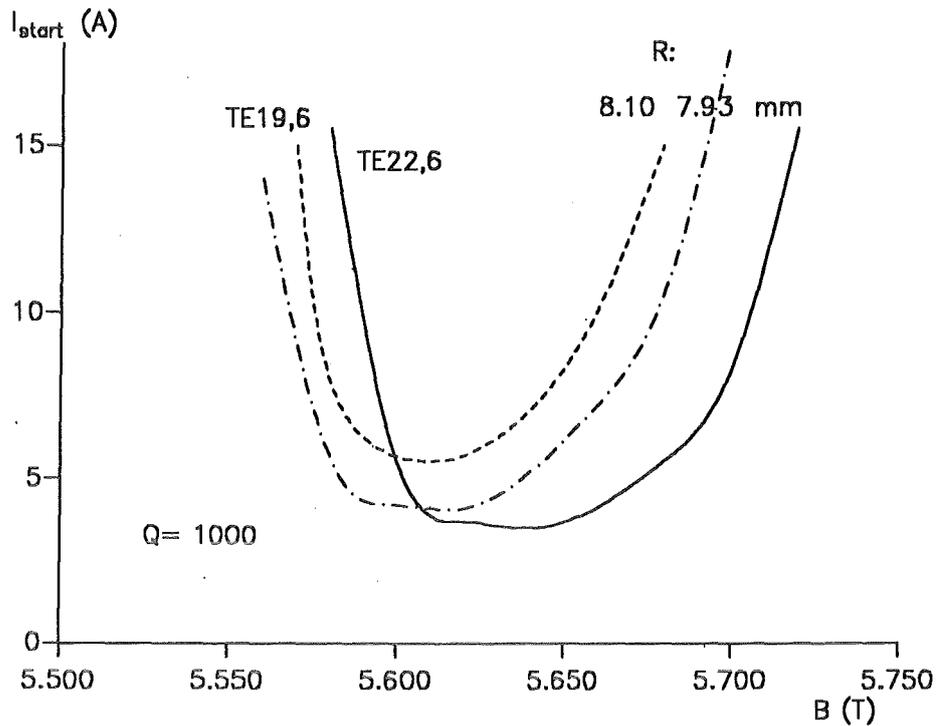


Abbildung 47. : Startstrom der Moden  $TE_{22,6}$  und  $TE_{19,7}$  bei Sollradius (7.93 mm) und geringfügig größerem Strahlradius (8.10 mm), ( $U_b = 80$  kV,  $\alpha = 1.8$ , siehe Text).

sein, da Schwankungen unmittelbar zum Verlassen des Stabilitätsbereichs führen können.

Eine weitere Maßnahme zur Verbesserung der Modenkonzurrenz-Situation besteht in der Möglichkeit der Veränderung des Strahlradius im Resonator, mit der direkt die Ankoppelstärke einzelner Moden beeinflusst wird. Erhöht man den Strahlradius von 7.93 mm auf 8.10 mm, ändert sich der Startstrom ( $I_{start}$ ) für die Arbeitsmode nur unwesentlich, da sich der Elektronenstrahl nach wie vor in der Nähe des Maximums befindet. Die Ankopplung des Parasiten wird jedoch deutlich schlechter, so daß dessen Startstrom erheblich größer wird (siehe dazu Abbildung 47 ).

Die Resultate im Fall des  $TE_{22,5}$  sind vergleichbar mit denen des  $TE_{22,6}$ . Hauptkonkurrent auf der unteren Frequenzseite ist der  $TE_{19,6+}$ , der allerdings eine relativ kleine Frequenzabweichung zur Betriebsmode aufweist. Abbildung 48 verdeutlicht, daß bei geeigneter Wahl der Parameter das Schwinggebiet des Parasiten innerhalb desje-

nigen des  $TE_{22,5}$  liegt und somit auch während der Veränderung von Strom und  $\alpha$  der  $TE_{19,6}$  nicht anschwingen sollte.

## 7.5 Vergleich der untersuchten $TE_{22,n}$ -Moden

In Tabelle 11 sind einige Arbeitspunkte der Betriebsmoden wiedergegeben. Aus diesen Daten geht hervor, daß alle drei betrachteten Moden die Anforderungen hinsichtlich der maximalen Wandbelastung bei 0.5 MW Ausgangsleistung mit einem ausreichenden Sicherheitsfaktor erfüllen. Allerdings haben die Moden  $TE_{22,5}$  und  $TE_{22,6}$  auch bei 1 MW Ausgangsleistung maximale Wandverluste, die bewältigt werden können.

Auffallend ist, daß die Wirkungsgrade für  $TE_{22,5}$  und  $TE_{22,6}$  etwas kleiner ausfallen als für  $TE_{22,4}$ . Um bei diesen Moden mit höheren Wirkungsgraden zu arbeiten, kann das Gyrotron entweder bei höherem Strom (Leistung) betrieben werden (mit gleichem Resonator) oder es kann ein Resonator mit höherer Güte eingesetzt werden (bei

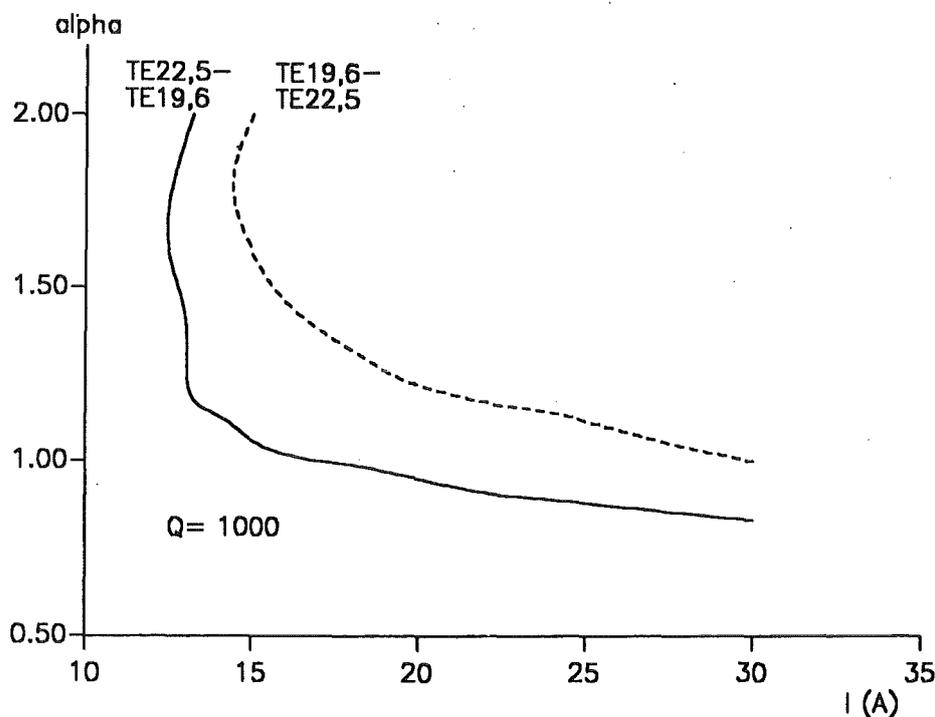


Abbildung 48. : Stabilitätsbereich des  $TE_{22,5}$  bei festem Magnetfeld ( $B = 5.54$  T) und variablem Geschwindigkeitsverhältnis ( $U_b = 80$  kV,  $Q \approx 1000$ ,  $\Theta_1/\Theta_2/\Theta_3$ :  $5/0/3^\circ$ ,  $L_1/L_2/L_3$ : 14/14/12 mm, ohne Rundungen).

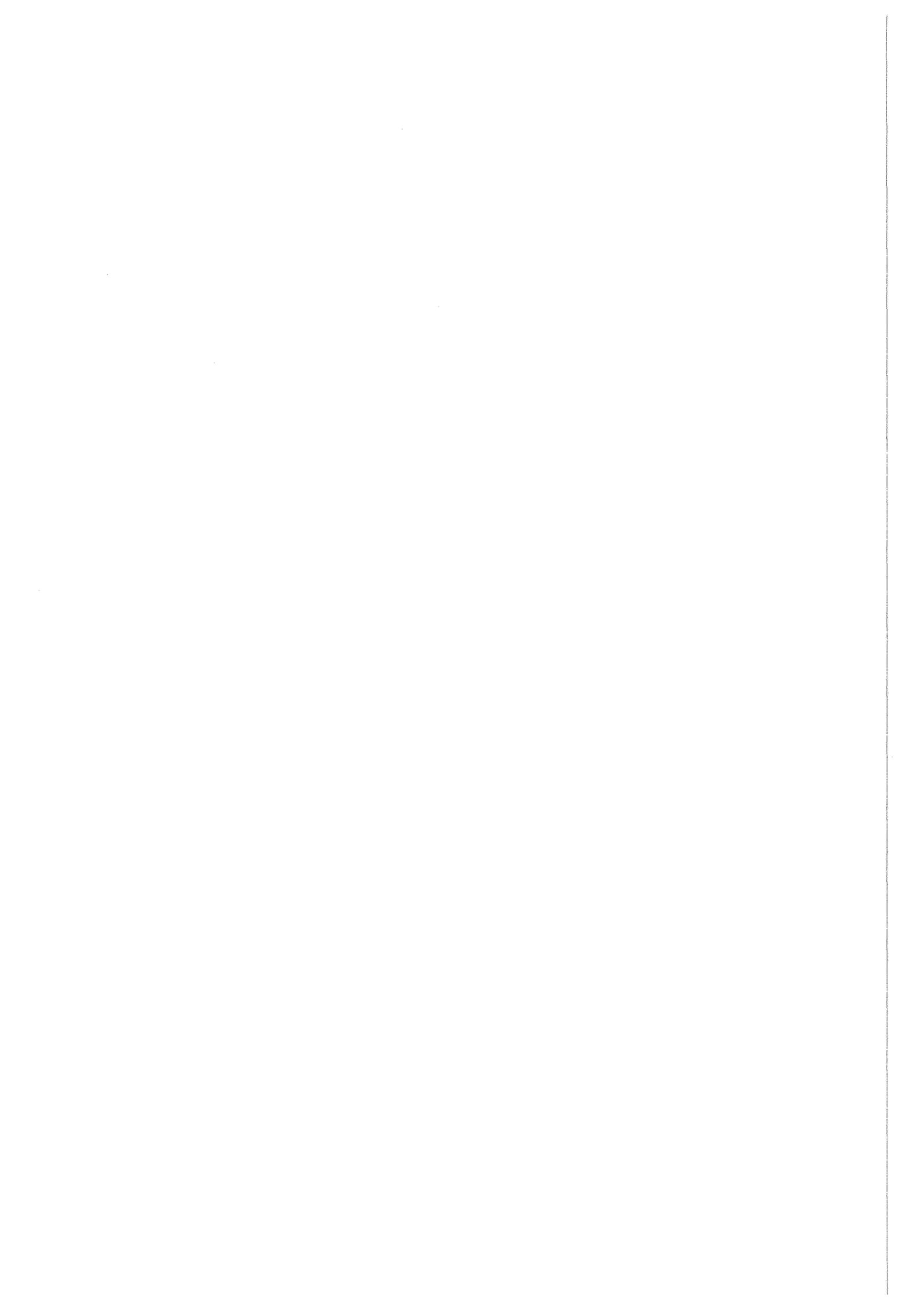
gleicher Leistung), was zu einer teilweisen Aufhebung der mit der kleineren thermischen Belastung verbundenen Vorteile der höheren Moden führt.

In Bezug auf Modenkonzurrenz ist die  $TE_{22,4}$ -Mode gegenüber den Moden  $TE_{22,6}$  und  $TE_{22,5}$  etwas besser isoliert, insbesondere sind der Frequenzabstand und das Startstromverhältnis der Störmode auf der unteren Frequenzseite deutlich größer. Diese Tatsache ist auch in Zusammenhang mit den optimalen Arbeitspunkten eines Gyrotrons zu sehen. Die Punkte mit großem Wirkungsgrad liegen in der Regel bei kleinem Magnetfeld, wo möglicherweise der Startstrom des Parasiten kleiner ist als der der Hauptmode. Trotzdem zeigen die Rechnungen, daß stabiler Einzelmodebetrieb mit allen drei Arbeitsmoden bei geeigneter Wahl der Parameter (siehe z.B. Tabelle 11) möglich ist. Ausführlich untersucht und dargestellt wurden die Modenkonzurrenz-Rechnungen für  $TE_{22,6}$ , da für diesen Fall der Anfahrweg zum stabilen Hochleistungspunkt besonders kritisch ist.

Der beim Transport des Elektronenstrahls auftretende Raumladeeffekt wirkt sich bei der Mode mit höherem radialen Index stärker aus und könnte bei großer Geschwindigkeitsstreuung der Elektronen zu einer Reduktion des Grenzstroms führen, bis in die Nähe des erforderlichen Strahlstroms (für 1 MW Betrieb).

	$TE_{22,4}$	$TE_{22,5}$	$TE_{22,6}$
$R_e / R_0$	7.93/13.05 = 0.61	7.93/14.33 = 0.55	7.93/15.56 = 0.51
$U_b$ (kV)	78	78	78
$\alpha$	1.5	1.5	1.5
B (T)	5.52	5.52	5.52
$Q_{cold}$	760	875	975
$Q_{sc}$	980/1095	1090/1204	1150/1170
$dP_{Loss}/dA _{max}$ (kW/cm <sup>2</sup> )	1.7/3.4	1.6/2.8	1.2/2.1
$P_{out}$ (kW)	600/1000	620/1000	575/1000
$\eta$ (%)	41/49	37/45	39/46

**Tabelle 11.** : Mögliche Arbeitspunkte der Hauptmoden. ( $Q_{cold}$  : Güte aus kalter Kavität,  $Q_{sc}$  bzw.  $P_{out}$  : Güte bzw. Ausgangsleistung aus selbstkonsistender Rechnung).



## 8. Weitere Perspektiven der Gyrotronentwicklung

Eine sehr interessante Möglichkeit, die Rückwirkung von Reflexionen am Fenster auf die Resonatorschwingung zu verhindern, ist durch den Einbau eines sogenannten quasi-optischen Modenwandlers in die Gyrotronröhre gegeben. Mit diesem zuerst von Vlasov et al. (1975) vorgeschlagenen Bauteil ist es möglich, die in einem Gyrotronresonator erzeugte rotierende TE-Mode in einen linear polarisierten Gauß'schen Strahl, der senkrecht zur Symmetrieachse des Gyrotrons abgestrahlt wird, umzuformen. Der modenspezifische Wandler wirkt sozusagen als Isolator für Reflexionen von Falschmoden (Eigenmoden des Resonators) und unterbindet weitgehend deren Ausbreitung zurück in den Resonator. Ein weiterer Vorteil ist mit der räumlichen Trennung von Elektronenstrahl und HF-Strahl verbunden. Die Führung der Elektronen jenseits des Wandlers kann unabhängig von der HF optimiert werden und der Kollektor wird nicht gleichzeitig als Wellenleiter benützt. Die Freiraumübertragung der HF außerhalb des Gyrotrons kann ohne zusätzliche Modenwandler direkt mit optischen Hilfsmitteln geschehen (z.B. Spiegel) (Möbius und Thumm 1993, Thumm 1993).

Abbildung 49 zeigt einen Aufbau wie oben beschrieben. Dieser wurde am KfK entwickelt und steht in Kürze für weitere Experimente mit der  $TE_{10,4}$ -Mode zur Verfügung.

Um die Nachfrage nach noch mehr Leistung bei 140 GHz bzw. höheren Frequenzen (z.B. 250 GHz) bei 1 MW zu befriedigen, müssen andere Resonatorkonzepte in Erwägung gezogen werden. Eine weitere Erhöhung der Modenzahl (wegen der damit verbundenen Reduzierung der Wandverluste) ist in Übereinstimmung mit der Forderung nach reinmodigem Betrieb zu bringen. Allgemein geht man davon aus, daß mit koaxialen Resonatoren, wie in Abbildung 50 skizziert, monomodiger Betrieb von Wellentypen sehr hoher Ordnung möglich ist. Durch geeignete Formgebung des Innenleiters ist die gezielte Beeinflussung bestimmter Moden möglich, so daß deren Anschwung weitgehend unterdrückt werden kann (Flyagin und Nusinovich 1988). Erste Auslegungsarbeiten für einen solchen Resonator sind am KfK im Gange. Zusammen mit dem Institute of Applied Physics (IAP), Nizhny Novgorod (früher: Gorky) in Rußland, wird ein gemeinsames Experiment mit einem koaxialen Gyrotron bei 140 GHz und  $P_{out} \gtrsim 1.5$  MW geplant.

Gegenstand intensiver Forschung ist zur Zeit u.a. das Austrittsfenster der Mikrowellen. Für Dauerstrichleistungen größer als 500 kW (bei 140 GHz) stehen gegen-

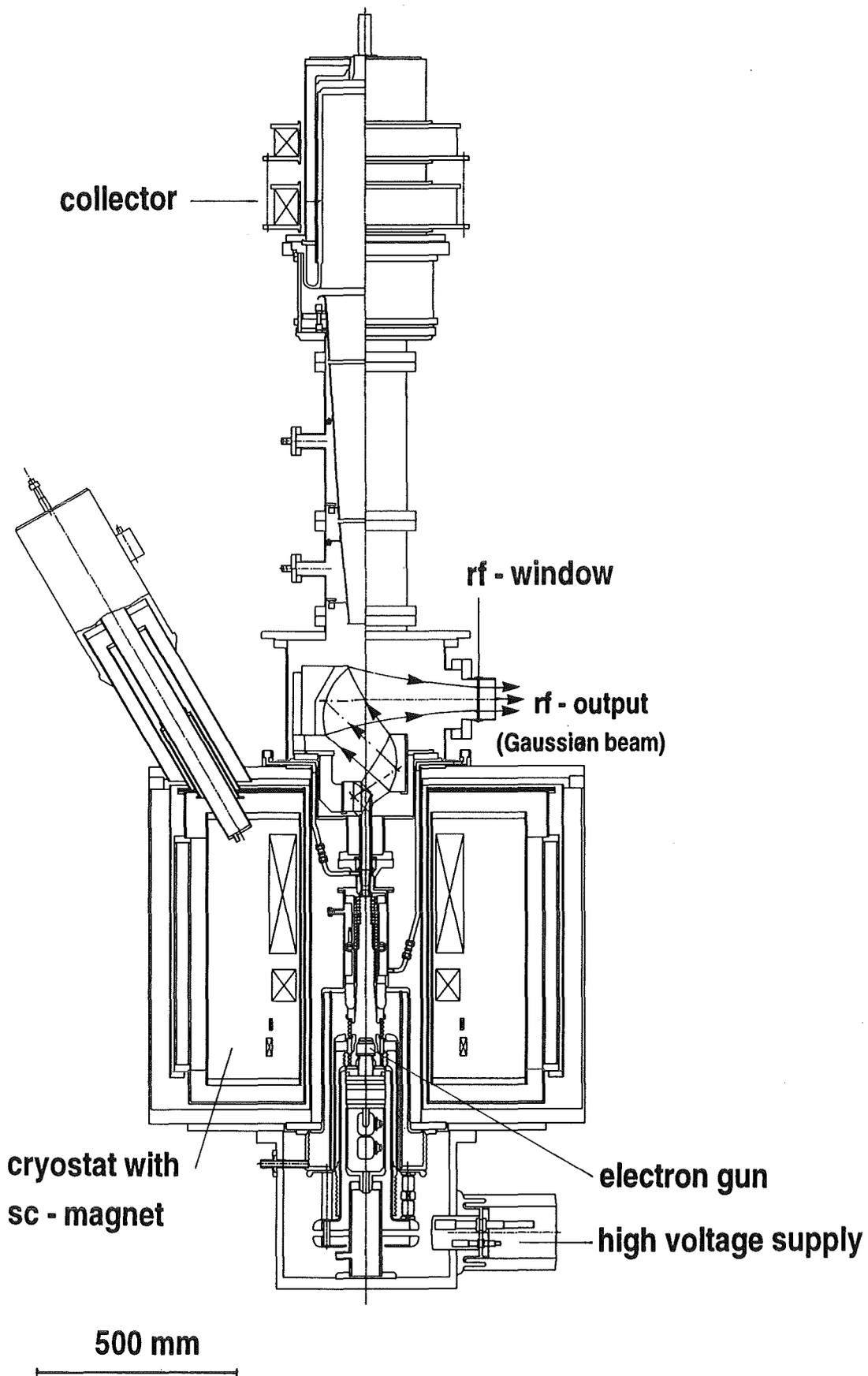


Abbildung 49. : Schematische Auslegung eines Gyrotrons mit quasi-optischem Modenwandler und isoliertem Kollektor.

wärtig keine geeigneten Bauteile zur Verfügung. Jedoch sind erfolgversprechende Konzepte in der Entwicklung bzw. Erprobung (Nickel und Heidinger 1992).

Ein breiteres industrielles Einsatzgebiet von Gyrotrons könnte sich in naher Zukunft in der Materialbearbeitung eröffnen (z.B. Sinterung von Keramiken), falls sich zeigt, daß man mit Hochleistungsmikrowellen (bei ca. 30 GHz) verbesserte Materialeigenschaften erreichen kann. Entsprechende Demonstrationsexperimente dazu werden am KfK zur Zeit aufgebaut.

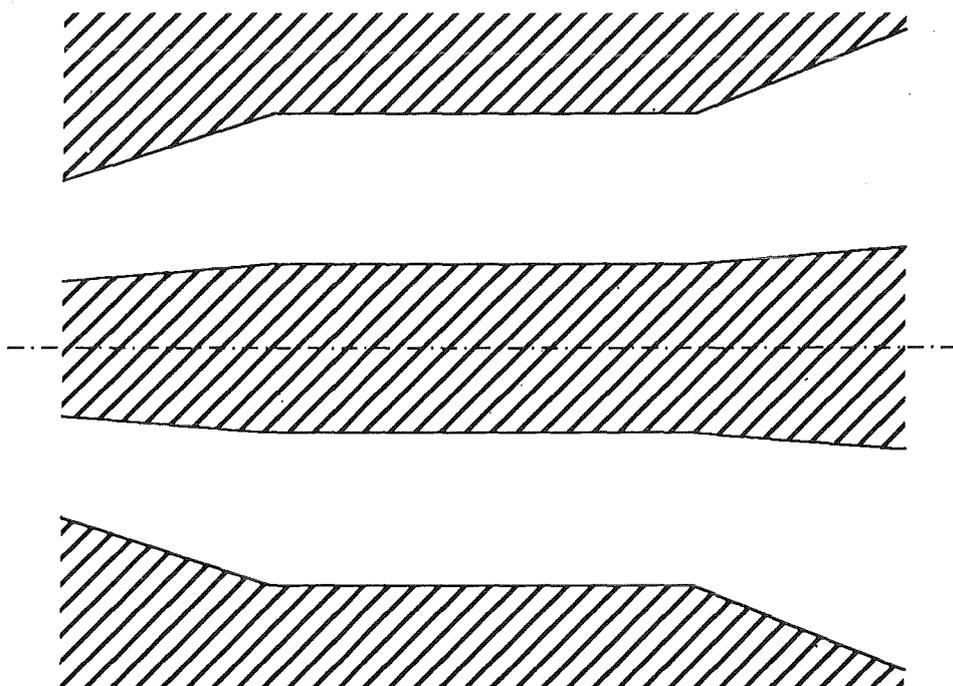


Abbildung 50. : Resonator mit koaxialem Innenleiter.



## 9. Zusammenfassung

Die Anwendung von Hochleistungs-mm-Wellen in der Kernfusionsforschung stellt hohe Anforderungen an die HF-Generatoren. Es werden gegenwärtig bei Frequenzen um 140 GHz hohe Leistungen ( $\sim 1$  MW) pro Einheit gefordert, um wirtschaftlich günstig und physikalisch sinnvoll Kernfusionsplasmen aufzuheizen und deren Stabilität zu kontrollieren. Abhängig von der speziellen Fusionsanlage muß die Leistungszufuhr über mehrere Sekunden oder gar Minuten erfolgen, was üblicherweise für den Generator Dauerstrichbetrieb bedeutet.

Aufgrund des fortgeschrittenen Entwicklungsstands der Hochleistungsgyrotrons sind diese Elektronenröhren ganz besonders geeignet, die vielseitigen Aufgaben zu erfüllen.

Ein Anliegen dieser Arbeit ist deshalb, die Optimierung eines Hochleistungsgyrotrons sowohl im Experiment als auch mit numerischen Programmen durchzuführen und durch gezielte Verbesserungen in Theorie und Praxis zu einer guten Übereinstimmung der Erwartungen mit den Messungen zu gelangen.

In einer Einführung werden daher die theoretischen Grundlagen der Wirkungsgradberechnungen und Mehrmodengleichungen, mit denen Simulationen zur Konkurrenz zweier Moden durchgeführt werden können, besprochen. In diesen Simulationen werden zum ersten Mal der Einfluß der Geschwindigkeitsstreuung mit Hilfe einer Modellverteilung der Elektronengeschwindigkeiten und die Potentialabsenkung aufgrund der Raumladung des Elektronenstrahls berücksichtigt. Gerade im Hinblick auf Gyrotronoszillatoren, die mit Moden sehr hoher radialer Ordnung und mit großen Strahlströmen betrieben werden, gewinnen diese Aspekte zunehmend an Bedeutung.

Im Anschluß daran wird der technische Aufbau eines Gyrotrons mit axialem HF-Ausgang anhand einer  $TE_{10,4}$ -Moden-Röhre erläutert und die einzelnen Baugruppen werden, soweit sie für diese Arbeit wichtig sind, besprochen.

Mit dem beschriebenen Aufbau wurden umfangreiche Experimente zur Anregung und Optimierung der  $TE_{10,4}$ -Mode durchgeführt, wobei insbesondere auch das Anschwingen unerwünschter Störmoden untersucht wurde.

Gyrotronexperimente anderer westlicher Laboratorien mit hohen Ausgangsleistungen (0.5-1.0 MW) beschränkten sich bisher auf whispering gallery Moden bei 140 GHz (z.B. MIT:  $TE_{15,2}$ ,  $TE_{16,2}$  bei kurzen Pulsen  $\simeq 3$   $\mu$ s). Experimentelle Ergebnisse russischer Gruppen mit  $TE_{22,6}$ - bzw.  $TE_{22,5}$ -Moden sind zwar bekannt (Kurbatov et al. 1991, Aksenova et al. 1991), jedoch sind keine Resonatorrechnungen für

diese Moden zugänglich. Somit beinhaltet die vorliegende Arbeit die erste umfassende Darstellung experimenteller Ergebnisse eines Hochleistungs gyrotrons, das mit einer Volumenmode bei 140 GHz arbeitet, und detaillierte Entwurfsrechnungen für  $TE_{22,4^-}$ ,  $TE_{22,5^-}$  und  $TE_{22,6^-}$ -Moden-Resonatoren.

Es konnte hier zum erstenmal ein deutlicher Zusammenhang zwischen dem gemessenen Startstrom und den (gerechneten) Reflexionen am Ausgangsfenster nachgewiesen werden. Dank eines einstellbaren Doppelscheibenfensters ist es möglich, die Reflexionen der Störmoden über einen weiten Bereich zu verändern. Der dabei meßbare Startstrom zeigt einen Anstieg bei kleinen Reflexionen der entsprechenden Mode, was den Schluß nahelegt, daß das Anschwingen dieser Moden durch möglichst geringe Reflexionen stark unterdrückt werden kann. Dieses Verhalten kann durch Rechnungen unter Berücksichtigung eines nicht reflexionsfreien Abschlusses des Resonators bestätigt werden.

In früheren Arbeiten wurde der Einfluß des Geschwindigkeitsverhältnisses auf die Ausgangsleistung untersucht (ohne Geschwindigkeitsstreuung) (Borie et al. 1988). Ein wesentlicher Beitrag zum Verständnis der erreichbaren HF-Ausgangsleistung wird durch die Berücksichtigung der Geschwindigkeitsstreuung der Elektronen erzielt. Es kann durch Vergleich der Simulationen mit den experimentellen Ergebnissen gezeigt werden, daß das mittlere Geschwindigkeitsverhältnis der Elektronen wesentlich kleiner ist als in den Entwurfsrechnungen angenommen, bei gleichzeitig hoher Geschwindigkeitsstreuung.

Diese Erkenntnisse führen zu einem verbesserten Gyrotronexperiment mit einem modifizierten Resonator und einem breitbandigem Quarzglasfenster. Mittels des an die Strahlparameter besser angepaßten Resonators und des Quarzglasfensters, welches zu einer signifikanten Reduzierung der auftretenden Reflexionen führt, ist eine Steigerung der Ausgangsleistung bis nahe an die Grenze der theoretischen Werte und eine starke Vergrößerung des Schwinggebiets der  $TE_{10,4}$ -Mode möglich. Es wird ein maximaler Wirkungsgrad bis 34 % und mehr als 700 kW HF-Leistung im Resonator erzeugt.

Die für die Anwendung von Gyrotrons in Fusionsplasmen wichtige Möglichkeit der Frequenzdurchstimmbarkeit wird für das  $TE_{10,4}$ -Gyrotron durch Anregung der azimuthalen Nachbarmoden demonstriert. Die dabei auftretenden Begrenzungen in der Ausgangsleistung der Nachbarmoden sind wahrscheinlich wiederum auf hohe Reflexionen des Fensters bei diesen Frequenzen zurückzuführen.

Der Betrieb eines Gyrotrons bei  $\sim 1$  MW und langen Pulsen erfordert die Auswahl von Moden sehr hoher Ordnung, um die auftretende thermo-mechanische Wandbelastung infolge ohmscher HF-Verluste innerhalb vernünftiger, technisch handhabbarer Grenzen zu halten. Ein zweiter Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit

befaßt sich deshalb mit der Auswahl und Auslegung eines hierfür geeigneten Resonators. In umfassenden numerischen Studien werden die Moden  $TE_{22,4}$ ,  $TE_{22,5}$  und  $TE_{22,6}$  untersucht und die einzelnen Vor- und Nachteile gegenübergestellt.

Modenkonkurrenz wird hierbei besonders intensiv untersucht (immerhin sind im  $TE_{22,6}$ -Resonator bei 140 GHz mehr als 250 verschiedene TE-Moden ausbreitungsfähig), wobei Abweichungen der Strahlparameter von den Sollwerten, die typischerweise während des Einschaltvorgangs (und Abschaltvorgangs) auftreten, berücksichtigt werden.

Aufgrund des bereitgestellten Datenmaterials wurde die  $TE_{22,6}$ -Mode für ein Gyrotron-Experiment am KfK ausgewählt.



## Literaturverzeichnis

Abramowitz, M., Stegun, I., 1964, Handbook of Mathematical Functions. Dover Publications, Inc., New York.

Alikaev, V.V., Fix, A.S., Flyagin, V.A., Gol'denberg, A.L., Khishnyak, V.I., Nusi-novich, G.S., Myasnikov, V.E., 1990, Gyrotrons for EC (H + CD) in SU. ITER-IL-HD-6-0-18, July 1990.

Aksenova, L.A., Alikaev, V.V., Zapevalov, V.E., Il'in, V.I., Il'in, V.N., Keyer A.P., Kuftin, A.N., Myasnikov, V.E., Flyagin, V.A., Khmara, V.A., 1991, The develop-ment of 140 GHz, 1 MW cw gyrotrons for ITER. Strong Microwaves in Plasmas, Proceedings of the International workshop, Volume 2, A.G. Litvak, Editor, 783-790.

Andronov, A.A., Flyagin, V.A., Gaponov, A.V., Gol'denberg, A.L., Petelin, M.I., Usov, V.G., Yulpatov, V.K., 1978, The gyrotron: High-power source of millimetre and submillimetre waves. Infrared Physics, **18**, 385-393.

Antakov, I.I., Gintsburg, V.A., Zasyplin, E.V., Sokolov, E.V., 1975, Experimental investigation of electron-velocity distribution in a helical electron beam. Radiophysics and Quantum Electronics, **18**, 1196-1200.

Antonsen, T. und Levush, B., 1986, Influence of thermal spread on space-charge li-mited current. International Journal of Electronics, **61**, 871-880.

Baird, J.M. und Lawson, W., 1986, Magnetron injection gun (MIG) design for gy-rotron applications. International Journal of Electronics, **61**, 953-967.

Bondeson, A., Manheimer, W.M., Ott, E., 1983, Multimode analysis of quasi-optical gyrotrons and gyrokystrons. In: Infrared and Millimeter Waves, **9**, 309-340, K.J.Button, Editor, Academic Press, New York.

Borie, E. und Dumbrajs, 1986, Calculation of eigenmodes of tapered gyrotron reso-nators. International Journal of Electronics, **60**, 143-154.

Borie, E., Dumbrajs, O., Jödicke, B., 1986, Parameter studies for a 150 GHz gy-rotron operating in the TE<sub>031</sub> mode. International Journal of Electronics, **61**, 735-746.

Borie, E., 1986, Self consistent code for a 150 GHz gyrotron. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 7, 1863-1879.

Borie, E. und Jödicke, B., 1987, Startup and mode competition in a 150 GHz gyrotron. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 8, 207-226.

Borie, E., Dumbrajs, O., Wenzelburger, H., 1988, unveröffentlichter Bericht, KfK, Oktober 1988.

Borie, E., 1989, unveröffentlichter Bericht, KfK, April 1989.

Borie, E., Dumbrajs, O., Gupta, R.K., Möbius, A., Piosczyk, B., Wenzelburger, H., 1989, A high power gyrotron operating in a whispering gallery mode for KfK. Fourteenth International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Michael v. Ortenberg, Editor, SPIE Vol.1240, 213-214.

Borie, E. und Gantenbein, G., 1991, Self consistent theory for gyrotrons including effect of voltage depression. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 12, 65-78.

Borie, E., 1991, Review of gyrotron theory, KfK 4898.

Borie, E., Dammertz, G., Dumbrajs, O., Gantenbein, G., Geist, T., Kuntze, M., Möbius, A., Nickel, H.-U., Piosczyk, B., Thumm, M., 1991, 140 GHz Gyrotron development for EC wave applications. International School of Plasma Physics, Course and Workshop on High Power Microwave Generation and Applications, Varenna, Italy, Proceedings, Vol. ISPP-10, 613-620.

Borie, E., und Gantenbein, G., 1992, unveröffentlichter Bericht, KfK, Februar 1992.

Borie, E., Gantenbein, G., Jödicke, B., Dammertz, G., Dumbrajs, O., Geist, T., Hochschild, G., Kuntze, M., Nickel, H.-U., Piosczyk, B., Thumm, M., 1992, Mode competition using  $TE_{03}$  gyrotron cavities. International Journal of Electronics, 72, 687-720.

Bratman, V.L. und Petelin, M.I., 1975, Optimizing the parameters of high power gyromotrons with RF field of nonfixed structure. *Radiophysics and Quantum Electronics*, **18**, 1136-1140.

Bratman, V.L. Moiseyev, M.A., Petelin, M.I., 1981, The theory of gyrotrons with low-Q electrodynamic systems. Aus: "Gyrotrons: collected papers", USSR Academy of Sciences, Institute of Applied Physics, Gorky.

Bykov, Yu.V., Vlasov, S.N., Gol'denberg, A.L., Luchinin, A.G., Orlova, I.M., Petelin, M.I., Usov, V.G., Flyagin, V.A., Khizhnyak, V.I., 1981, Mode selection in high power gyrotrons. Aus: "Gyrotrons: collected papers", USSR Academy of Sciences, Institute of Applied Physics, Gorky.

Cai, S.H., Antonsen, T.M., Saraph, G., Levush, B., 1992, Multifrequency theory of high power oscillators. *International Journal of Electronics*, **72**, 759-777.

Chen, F.F., 1974, Introduction to plasma physics, Plenum Press, New York.

Chu, K.R., Read, M.E., Ganguly, A.K., 1980, Methods of efficiency enhancement and scaling for the gyrotron oscillator. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **28**, 318-325.

Craig, L.J., 1987, Status of gyrotron development. *Journal of Fusion Energy*, **6**, 351-360.

Dammertz, G., Haubrich, G., Hochschild, G., Jödicke, B., Kitlinski, M., Kuntze, M., Möbius, A., Piosczyk, B., Stickel, H., 1988, First experimental results of the KfK 150 GHz gyrotron. *International Journal of Electronics*, **64**, 29-36.

Dammertz, G., 1992, Private Mitteilungen.

Dialetis, D. und Chu, K., 1983, Mode competition and stability analysis of the gyrotron oscillator. *Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 7, Academic Press, New York.

Drobot, A.T., und Kim, K., 1981, Space charge effects on the equilibrium of guided electron flow with gyromotion. *International Journal of Electronics*, **51**, 351-367.

Dumbrajs, O., Nusinovich, G.S., 1992, Theory of a frequency step-tunable gyrotron for optimum plasma ECRH. University of Maryland, CPB Preprint 92-001.

Dumbrajs, O., Thumm, M., Pretterebner, J., Wagner, D., 1992, A cavity with reduced mode conversion for gyrotrons. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **13**, 825-840.

Erckmann, V., Gasparino, U., Giannone, L., Hartfuß, H.J., Maaßberg, H., Tutter, M., Kasperek, W., Müller, G.A., Schüller, P.G., Dammertz, G., Gantenbein, G., Geist, T., Kuntze, M., Nickel, H.-U., Piosczyk, B., Thumm, M., 1991, ECRH experiments with 140 and 70 GHz at the W7-AS stellarator. *International School of Plasma Physics, Course and Workshop on High Power Microwave Generation and Applications, Varenna, Italy, Proceedings, Vol. ISPP-10*, 511-518.

Felch, K., Huey, H., Jory, H., 1990, Gyrotrons for ECH applications. *Journal of Fusion Energy*, **9**, 59-75.

Fliflet, A.W., Read, M.E., Chu, K.R., Seeley, R., 1982, A self-consistent field theory for gyrotron oscillators: application to a low Q gyromonotron. *International Journal of Electronics*, **53**, 505-521.

Fliflet, A.W., Hargreaves, T.A., Fischer, R.P., Manheimer, W.M., Sprangle, P., 1990, Review of quasi-optical gyrotron development. *Journal of Fusion Energy*, **9**, 31-58.

Fliflet, A.W., Lee, R.C., Gold, S.H., Manheimer, W.M., Ott, E., 1991, Time-dependent multimode simulation of gyrotron oscillators. *Physical Review A*, **43**, 6166-6176.

Flyagin, V.A., Gol'denberg, A.L., Nusinovich, G.S., 1984, Powerful gyrotrons. *Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 11, Academic Press, New York.

Flyagin, V.A. und Nusinovich, G.S., 1985, Powerful gyrotrons for thermonuclear research. In: *Infrared and Millimeter Waves*, **13**, 1-17, K.J.Button, Editor, Academic Press, New York.

Flyagin, V.A. und Nusinovich, G.S., 1988, Gyrotron oscillators. *Proceedings IEEE*, **76**, 644-656.

- Frieser, A., Mikrowellenmeßtechnik, Akademie Verlag, Berlin, 1965.
- Ganguly, A.K., Chu, K.R., 1984, Limiting currents in gyrotrons. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **5**, 103-121.
- Gantenbein, G., Geist, T., Hochschild, G., 1989, Instantaneous frequency measurements on a gyrotron output signal. Fourteenth International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Michael v. Ortenberg, Editor, SPIE Vol.1240, 221-222.
- Gantenbein, G. und Borie, E., 1990, Gyrotron with a tapered external magnetic field. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **11**, 837-850.
- Gantenbein, G., Dammertz, G., Geist, T., Hochschild, G., Kuntze, M., Liao, Z., Nickel, H.-U., Piosczyk, B., 1990, Long pulse experience with the KfK 140 GHz gyrotron. Proceedings of the 16th Symposium on Fusion Technology, London, U.K., Vol. 2, 1161-1165.
- Gaponov, A.V., 1959, Interaction between electron fluxes and electromagnetic waves in waveguides. *Izv. VUZov Radiofizika*, **2**, 450-462.
- Gaponov, A.V., Petelin, M.I., Yulpatov, K.V., 1967, The induced radiation of excited classical oscillators and its use in high-frequency electronics. *Radiophysics and Quantum Electronics*, **10**, 794-813.
- Gaponov, A.V., Flyagin, V.A., Gol'denberg, A.L., Nusinovich, G.S., Tsimring, Sh.E., Usov, G.S., Vlasov, S.N., 1981, Powerful millimetre-wave gyrotrons. *International Journal of Electronics*, **51**, 277-302.
- Geist, T., Thumm, M., Wiesbeck, W., 1991, Contiguous filterbank receiver for a 140 GHz Gyrotron. Sixteenth International Conference on Infrared and Millimeter Waves, M.R. Siegrist, M.Q. Tran, T.M. Tran, Editors, SPIE Vol. 1576, 274-275, 1991.
- Geist, T., 1991, Hochfrequenz-meßtechnische Charakterisierung von Herstellungsprozessen und Werkstoffen für Resonatoren eines 140 GHz Gyrotrons, Dissertation, Universität Karlsruhe.
- Gol'denberg, A.L. und Petelin, M.I., 1973. The formation of helical electron beams in an adiabatic gun. *Radiophysics and Quantum Electronics*, **16**, 106-111.

Guss, W.C., Grimm, T.L., Kreischer, K.E., Temkin, R.J., 1990, Beam diagnostic measurements in a 140 GHz megawatt gyrotron. Fifteenth International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Richard J. Temkin, Editor, SPIE VOL.1514, 416-418, 1990.

Granatstein, V.L., Read, M.E., Barnett, L.R., 1982, Measured performance of gyrotron oscillators. In: Infrared and Millimeter Waves, 5, 267-304, K.J.Button, Editor, Academic Press, New York.

Hirshfield, J.L., und Wachtel, J.M., 1964, Electron cyclotron maser. Physical Review Letters, 12, 533-536.

Jackson, J.D., 1962, Classical Electrodynamics, John Wiley & Sons, Inc., New York.

Jödicke, B., 1989, Zur Modenrangigkeit von Hochleistungsgyrotrons mit rotations-symmetrischen Arbeitsmoden, Dissertation an der Universität Karlsruhe, KfK 4603.

Jory, H., Felch, K., Jongewaard, E., 1987, Material requirements for gyrotron windows. 12th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Lake Buena Vista, Florida, Conference Digest, IEEE Cat. No. 87CH2490-1, 302-303.

Kasperek, W. und Müller, G.A., The wavenumber spectrometer - an alternative to the directional coupler for multimode analysis in oversized waveguides, 1988, International Journal of Electronics, 64, 5-20.

Kreischer, K.E. und Temkin, R.J., 1980, Linear theory of an electron cyclotron maser operating at the fundamental. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 1, 195-223.

Kreischer, K.E. und Temkin, R.J., 1983, High-frequency gyrotrons and their application to tokamak plasma heating. In: Infrared and Millimeter Waves, 7, 377-485, K.J.Button, Editor, Academic Press, New York.

Kreischer, K.E., Danly, B.G., Schutkeker, J.B., Temkin, R.J., 1985, The design of megawatt gyrotrons. IEEE Transactions on Plasma Science, 13, 364-373.

Kreischer, K.E. und Temkin, R.J., 1987, Single -mode operation of a high-power, step-tunable gyrotron. *Physical Review Letters*, **59**, 547-550.

Kreischer, K.E., Grimm, T.L., Guss, W.C., Möbius, A.W., Temkin, R.J., 1990, Experimental study of a high frequency megawatt gyrotron oscillator. *Phys. Fluids B*, **2**(3), 640-646.

Kuftin, A.N., Lygin, V.K., Tsimring, Sh.E., Zapevalov, V.E., 1992, Numerical simulation and experimental study of magnetron-injection guns for powerful short-wave gyrotrons. *International Journal of Electronics*, **72**, 1145-1151.

Kurbatov, V.I., Malygin, S.A., Vasilyev, E.G., 1991, Commercial gyrotrons for thermonuclear investigations. *Strong Microwaves in Plasmas, Proceedings of the International workshop, Volume 2*, A.G. Litvak, Editor, 765-772.

Levush, B. und Antonsen, T.M., 1990, Mode competition and control in high power gyrotron oscillators. *IEEE Transactions on Plasma Science*, **18**, 260-271.

Manheimer, W.M., 1992a, On the possibility of high power gyrotrons for super range resolution radar and atmospheric sensing. *International Journal of Electronics*, **72**, 1165-1189.

Manheimer, W.M., 1992b, Application of gyrotrons to high power millimeter wave doppler radars. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **13**, 1449-1457.

Möbius, A. und Thumm, M., 1993, Gyrotron output launchers and output tapers. In: *Gyrotron Oscillators - their Principles and Practice*, hrsg. von C. Edgcombe, Taylor & Francis, London (in Vorbereitung).

Moiseyev, M.A. und Nusinovich, G.S., 1981, Some results of numerical studies of gyrotron equations. Aus: "Gyrotrons: collected papers", USSR Academy of Sciences, Institute of Applied Physics, Gorky.

Nickel, H.-U., 1992, Die Reflexionskurven wurden freundlicherweise von Herrn Dipl.-Ing. H.-U. Nickel zur Verfügung gestellt.

Nickel, H.-U. und Heidinger, R., 1992, A survey of vacuum-windows for high-energy millimeter-wave systems in fusion experiments. Proceedings of the 20th. Symposium on Electromagnetic Windows, Atlanta, Georgia, September 15-17, 1992, 62-71.

Nusinovich, G.S., 1986, Theory of mode interaction in the gyrotron. KfK Report 4111.

Nusinovich, G.S., 1988, Linear theory of a gyrotron with weakly tapered external magnetic field. International Journal of Electronics, **64**, 137-146.

Petelin, M.I., 1981, Self-excitation of oscillations in a gyrotron. Aus: "Gyrotrons: collected papers", USSR Academy of Sciences, Institute of Applied Physics, Gorky.

Piosczyk, B., 1989, unveröffentlichter Bericht, KfK, November 1989.

Piosczyk, B., 1990, unveröffentlichter Bericht, KfK, Juni 1990.

Piosczyk, B., 1992, Private Mitteilungen.

Piosczyk, B., Kuntze, M., Borie, Dammertz, G., Dumbrajs, O., Gantenbein, G., Möbius, A., Nickel, H.-U., Thumm, M., 1992, Development of high power 140 GHz gyrotrons at KfK for applications in fusion. Proceedings of the 17th Symposium on Fusion Technology, Rome, Italy, Vol. 1, 618-622.

Piosczyk, B., 1992a, Parameters of gyrotron electron beams measured by the method of retarding fields. Seventeenth International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Richard J. Temkin, Editor, SPIE VOL.1929, 494-495 (1992).

Rebuffi, L., ITER Team, 1990, ITER electron cyclotron wave system, Common conceptual design, Final report, IPP Garching.

Schneider, J., 1959, Stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a magnetic field. Physical Review Letters, **2**, 504-505.

Sprangle, P. und Drobot, A.T., 1977, The linear and self-consistent nonlinear theory of the electron cyclotron maser instability. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, **25**, 528-544.

Sprangle, P., Vomvouridis, J.L., Manheimer, W.M., 1981, Theory of the quasioptical electron cyclotron maser. *Phys. Rev. A* **23**, 3127-3138.

Stallard, B.W., Content, D.A., Groebener, R.J., Hill, D.N., James, R., Lohr, J.M., Luce, T., Matsuda, K., Mayberry, M.J., Moeller, C.P., Prater, R., Simonen, T.C., Snider, R.T., 1990, Heating and confinement in H-mode and L-mode plasmas in DIII-D using outside launch electron cyclotron heating. *Nuclear Fusion*, **30**, 2235.

Stickel, H., 1988, Design of a low average power calorimeter for millimetre wave gyrotrons. *International Journal of Electronics*, **64**, 63-76.

Thumm, M., Erckmann, V., Kasperek, W., Kumric, H., Müller, G.A., Schüller, P.G., Wilhelm, R., 1986, Very high power mm-wave components in oversized waveguides. *Microwave Journal*, **29**, 103-121.

Thumm, M., 1992, Current status and prospects of gyrotron development. ITG-Fachbericht 120, Vakuumelektronik, vde verlag, 63-85.

Thumm, M., 1993, High power microwave transmission systems, external mode converters and antenna technology. In: *Gyrotron Oscillators - their Principles and Practice*, hrsg. von C. Edcombe, Taylor & Francis, London (in Vorbereitung).

Tran, T.M., Tran, M.Q., Alberti, S., Hogge, J.P., 1989, Prospects for high-power quasioptical gyrotrons operating in the millimeter wave range. *oscillator. IEEE Transactions on Electron Devices*, **36**, 1983-1990.

Twiss, R.Q., 1958, Radiation transfer and the possibility of negative absorption in radio astronomy. *Australian Journal of Physics*, **11**, 564-579.

Vlasov, S.N., Zhislin, G.M., Orlova, I.M., Petelin, M.I., Rogacheva, G.G., 1969, Irregular waveguides as open resonators. *Radiophysics and Quantum Electronics*, **12**, 972-978.

Vlasov, S.N., Zagryadskaya, L.I., Petelin, M.I., 1975, Transformation of whispering gallery mode, propagating in a circular waveguide, into a beam of waves. *Radio Eng. Electron. Phys.*, **20**, 14-17.

Yergakov, V.S., und Moiseyev, M.A., 1981, Influence of electron velocity scatter on starting current and efficiency of a gyrotron. Aus: "Gyrotrons: collected papers", USSR Academy of Sciences, Institute of Applied Physics, Gorky.

Zarnitsina, I.G., und Nusinovich, G.S., 1974, Stability of single-mode self-excited oscillations in a gyromonotron. Radiophysics and Quantum Electronics, 17, 1418-1424.

Zarudneva, G.I., Kalynov, Yu.K., Malygin, S.A., 1988, Radiation mode composition of open resonators in the form of axisymmetric, weakly irregular waveguides. Radiophysics and Quantum Electronics, 31, 254-257.