

---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
Technik und Umwelt

---

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 5762

**Aufbau eines  
TE<sub>22,6</sub>-Modenerzeugers und  
Vermessung quasioptischer  
Wellentypwandler**

**M. Losert**

Institut für Technische Physik

**April 1996**

---



**Forschungszentrum Karlsruhe**

**Technik und Umwelt**

**Wissenschaftliche Berichte**

**FZKA 5762**

**Aufbau eines  $TE_{22,6}$ -Modenerzeugers und  
Vermessung quasioptischer Wellentypwandler\***

**M. Losert**

**Institut für Technische Physik**

**\*Von der Fakultät für Höchstfrequenztechnik und Elektronik der Universität  
Karlsruhe(TH) genehmigte Diplomarbeit**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe**

**1996**

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0947-8620

## **Aufbau eines $TE_{22,6}$ -Modenerzeugers und Vermessung quasioptischer Wellentypwandler.**

### Überblick

Bei der Erzeugung und Übertragung von Mikro- und Millimeterwellen sehr hoher Leistung, (z.B. in einem Gyrotron), werden Modenwandler eingesetzt, die nach Einbau in die Vakuumröhre nicht mehr zugänglich sind und es sich somit nicht überprüfen läßt, inwieweit sie mit dem rechnerisch ermittelten Entwurf übereinstimmen.

Im Zuge dieser Arbeit wurde ein Meßverfahren zur Untersuchung der Wellentypwandler außerhalb des Gyrotrons mit kleiner HF-Leistung entwickelt. Dazu wurde ein  $TE_{22,6}$ -Modenerzeuger aufgebaut, dessen Ausgangsmode bezüglich Reinheit und falsch rotierenden Anteilen untersucht und anschließend damit, die Strahlparameter des Ausgangsstrahls eines neuartigen Wellentypwandler bestimmt.

Mit diesen Messungen konnten wichtige Hinweise zur Verbesserung des quasioptischen Entwurfverfahrens gewonnen sowie der Gyrotronstrahl in das Zentrum des Ausgangsfensters justiert werden.

### **Implementation of a $TE_{22,6}$ -mode exciter and measurements on quasioptical mode converters.**

#### Abstract

For generating and transport of high power micro-and millimeter waves (e. g. in a gyrotron), mode converters are used, which after implementation into the vacuum tube cannot be measured for their function. So it is impossible to proof their compliance with the calculated design.

Therefore, in the present work, a cold measurement method was developed in order to test the mode converter outside the gyrotron.

For this purpose, a  $TE_{22,6}$ -mode exciter was built. Its output mode purity, efficiency and counter-rotating mode ratio were measured. Then the mode generator was coupled with a new type of quasioptical mode converter. With this set-up the output power of the Gaussian-like beam and the beam characteristics were measured.

By this method some useful results for further quasioptical designs of mode converters were obtained. It was also possible to adjust the quasioptical converter system of the gyrotron, so that the Gaussian beam is centered to the middle of the output window.

Inhaltsverzeichnis:

1	Einleitung .....	1
1.1	Gyrotronröhren und ihre Anwendung .....	1
1.2	Wandlung von Gyrotronmoden in transportfähige Wellentypen .....	3
1.3	Ziele der Arbeit .....	3
1.4	Schreibweise .....	4
2	Feldtheoretische Grundlagen .....	5
2.1	Allgemeine Feldgesetze .....	5
2.1.1	Die Wellengleichung .....	6
2.1.2	TM-Moden .....	8
2.1.3	TE-Moden .....	11
2.1.4	Rotierende Moden .....	14
2.2	Darstellung der Moden durch ebene Wellen .....	15
2.3	Gaußsche Strahlen .....	16
2.4	Strahlkenngrößen .....	19
2.5	Auswerteverfahren .....	20
2.5.1	Methode der kleinsten Quadrate .....	20
2.5.2	Wirkungsgradverfahren .....	21
2.6	Vermessung des Gaußschen Strahlhorns .....	21
3	Modenerzeuger .....	24
3.1	Funktionsprinzip .....	24
3.2	Auslegung der koaxialen Kavität .....	25
3.3	Lochkoppelung .....	28
4	Modenwandler .....	31
4.1	Herkömmliche quasioptische Modenwandler .....	31
4.1.1	Helikale Aperturantenne .....	31
4.1.2	Reflektoren zur Formung des Gaußschen Strahls .....	32
4.2	Verbesserte quasioptische Modenwandler .....	33
4.2.1	Modenwandler mit periodischen Innendeformationen .....	33

## Überblick

4.2.2 Modenwandler nach dem Innenspiegelkonzept .....	35
5 Messungen .....	38
5.1 Skalarer Netzwerkanalysator für 140 GHz .....	38
5.1.1 Funktionsprinzip .....	38
5.1.2 Praktischer Aufbau .....	39
5.2 Erzeugung der TE <sub>22,6</sub> -Mode .....	40
5.2.1 Meßverfahren und Modenbilder .....	40
5.2.2 Effektivität des Modenerzeugers .....	47
5.2.3 Rückwärts betriebener Modenerzeuger .....	49
5.3 Messungen am Modenerzeuger nach dem Innenspiegelkonzept .....	51
5.3.1 Kaltvermessung .....	51
5.3.2 Messungen am Gyrotron .....	56
5.4 Vergleich von Heiß-und Kaltmessung bei 118 GHz .....	59
6 Meßfehler .....	63
6.1 Trägheitseffekte am Meßsystem .....	63
6.2 Meßfehler im Nahfeld .....	65
7 Zusammenfassung .....	66
Anhang .....	67
1 Weitere am Ausgang des Modenerzeugers gemessene Feldverteilungen .....	67
2 Ausgangsstrahl des Vlasov-Wellentypwandlers .....	68
Schrifttum .....	70

# 1 Einleitung

## 1.1 Gyrotronröhren und ihre Anwendung

Unter dem Begriff „Gyrotron“ versteht man eine Familie von Laufzeitröhren, deren Verstärkungsmechanismus auf der sogenannten Gyrotronwechselwirkung zwischen Elektronen und einer elektromagnetischen Welle beruht. Hierbei geben schwach relativistische Elektronen, die sich auf einer Zykloidenbahn entlang einer statischen Magnetfeldlinie bewegen, Leistung an eine schnelle elektromagnetische Welle ab. Die Wechselwirkung findet zwischen dem transversal zur Triffrichtung gerichteten Impulskomponenten der Elektronen und den ebenfalls transversal gerichteten elektrischen Feldkomponenten statt (Voges, 1987; Gaponov, 1959; Schneider, 1959).

Die Gyrotronwechselwirkung wird sowohl zum Bau von Oszillatoren (Gyromonotrons, Gyrorückwärtswellenoszillatoren) als auch von Verstärkern (Gyroklystrons, Wanderfeldöhren) ausgenutzt (siehe z.B. Flyagin, 1977). In der letzten Zeit wurde der Entwicklung von Gyrotronoszillatoren, und hierbei vor allem des Gyromonotrons, verstärkte Aufmerksamkeit gewidmet, da man bei diesem Röhrentyp mit verhältnismäßig geringem Aufwand einen relativ hohen Wirkungsgrad erzielen kann. So lassen sich mit heutigen Gyromonotrons Ausgangsleistungen von einigen hundert Kilowatt bei Frequenzen im Bereich von etwa 8 GHz bis über 500 GHz erzeugen (Thumm, 1994). Die Wirkungsgrade liegen dabei gewöhnlich zwischen 20% und 50%.

Bei dem in der vorliegenden Arbeit betrachteten Gyrotron handelt es sich um einen Typ mit zylindrischem Hohlleiter und zwei radialen Leitungsverjüngungen als Resonator, weswegen es auch als Gyrotron mit „Zylinderresonator“ bezeichnet wird. Die Wechselwirkung findet gewöhnlich mit einer  $TE_{m,n,1}$ -Eigenwelle statt. Derartige Gyrotrons zeichnen sich gegenüber anderen Mikrowellenröhren durch einen grundsätzlich höheren Wirkungsgrad aus und werden deshalb für viele Anwendungen bevorzugt.

Die Wirkungsweise des Gyrotrons beruht auf der Tatsache, daß die Zyklotronfrequenz

$$\omega_c = \frac{e \cdot B}{m_e \cdot \gamma}$$

von der relativistischen Masse der Elektronen abhängt. Dies führt in einem Gyrotron-

resonator unter der Einwirkung eines elektromagnetischen Feldes zu einer (azimutalen) Bündelung (Phasenfokussierung) der Elektronen und ermöglicht die kollektive Energieabgabe der Elektronen an dieses Feld.

Der wichtigste Anwendungsbereich von Gyrotrons ist die Erforschung der kontrollierten Kernfusion, wo mittels Hochleistungsmillimeterwellen Fusionsplasmen erzeugt, aufgeheizt und kontrolliert werden können (Electron Cyclotron Resonator Heating) oder Gyrotrons für diagnostische Zwecke verwendet werden (Kreischer und Temkin 1983, Flyagin und Nusinovich 1985). Unter anderen kommen Gyrotrons in folgenden Fusionseinrichtungen zum Einsatz: DI-II-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.

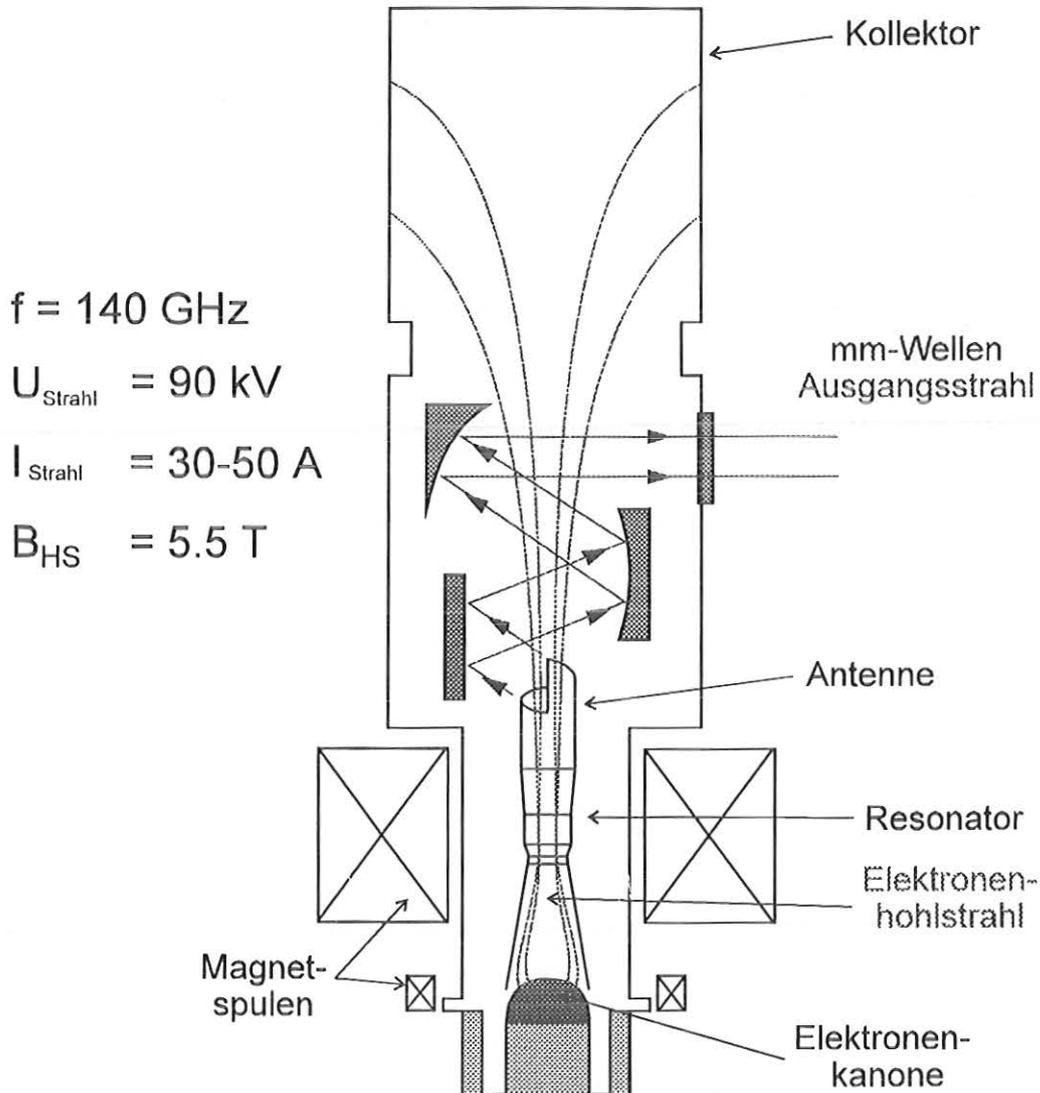
Die Möglichkeit, Gyrotrons für spezielle Radaranwendungen einzusetzen, wurde in verschiedenen Arbeiten untersucht (z.B. Manheimer 1992a,b). Weitere mögliche Anwendungen sind in der Materialbehandlung zu finden (z.B. Sinterung mit Hochleistungsmikrowellen) und als Hochfrequenzsender bei Teilchenbeschleunigern.

In Bild 1.1 ist ein Gyrotron mit seitlicher Strahlauskopplung skizziert. Es zeigt die Vakuumröhre im Inneren eines supraleitenden Magneten, dessen maximales Magnetfeld in der Mitte des Resonators liegt.

Im Gegensatz zu Gyrotrons mit axialer Auskopplung, bei denen die Resonatormode direkt über den Wellenleiter ausgekoppelt wird, können hier der Millimeterwellenausgangsstrahl und der Kollektor getrennt voneinander optimiert werden. Weiterhin besteht bei axialer Auskopplung die Gefahr von gefangenen Moden durch mögliche Reflexionen der dem Kollektor nachfolgenden Transmissionskomponenten (Fenster, Übergänge, Biegungen usw). Bei lateraler

## Einleitung

Auskopplung hingegen kann das Fenster, um Reflexionen zu vermeiden, leicht geneigt werden und der Kollektor kann zur Wirkungsgraderhöhung vom Gyrotrongehäuse isoliert und mit negativer Spannung beaufschlagt werden.



$$P_P = 540 \text{ kW bei TE}_{10,4} \text{ bzw. } P_P = 940 \text{ kW bei TE}_{22,6}$$
$$\eta = 51\% \text{ mit abgesenktem Kollektor}$$

Bild 1.1: Gyrotron mit quasioptischer Strahlauskopplung

Ein am Emitter durch ein statisches elektrisches Feld erzeugter Elektronenhohlstrahl wird unter dem Einfluß eines ansteigenden magnetischen Längsfeldes in der Kompressionszone gebündelt. Hierbei wird die transversale kinetische Energie der Elektronen zunehmend erhöht, die dann im Resonator an der Hohlleiterwelle abgegeben werden kann. Der Elektronenstrahl koppelt dabei vorzugsweise an rotierende transversal elektrische Moden, die sich nahe ihrer Grenzfrequenz befinden. Der Radius des Hohlstrahls sollte sich dabei am Maximum der transversalen Feldstärke befinden, wodurch eine radiale Modenselektion möglich ist (Bykov et.al., 1981).

Die angeregte Hohlleitermode wird auf der der Elektronenkanone zugewandten Seite des Resonators vollständig reflektiert, da sie sich dort im "Cutoff" befindet. Durch teilweise Reflexion an einer Leitungsinhomogenität am Ausgang des Resonators, die möglichst geringe Moden-

konversion verursachen sollte, wird die stehende Welle im Resonator erzeugt und die Güte der Resonanz bestimmt.

Da sich die Arbeitsmode im Resonator nahe ihrer Grenzfrequenz befindet, ist ihre Dämpfung sehr groß, so daß wegen der abzuführenden Verlustleistung der Resonatordurchmesser groß gegenüber der Freiraumwellenlänge gewählt werden muß ( $D/\lambda > 15$ ). Bei der angestrebten Ausgangsleistung von über 1MW eignen sich daher Moden hoher Ordnung, deren maximale Leistungsdichte etwa im Bereich des halben Resonatorradius liegt (asymmetrische Volumenmoden z.B.  $TE_{22,6}$ ,  $TE_{28,8}$ ). Zusätzlich zu dieser Forderung muß der realisierbare Elektronenstrahl und dessen Ankopplung an den Wellentyp in Betracht gezogen werden. Dem Resonatorausgang schließt sich zunächst ein optimierter Übergang zu einem größeren Durchmesser (Uptaper) an, um die Mode konversionsarm in einen Zustand zu bringen bei dem keine weitere Wechselwirkung mit dem Elektronenstrahl stattfinden.

Vor der lateralen Auskopplung der Hochfrequenzleistung muß die Welle geeignet gewandelt werden. Diese Aufgabe übernimmt der quasioptische Wellentypwandler (Bild 1.1).

### 1.2 Wandlung von Gyrotronmoden in transportfähige Wellentypen

Die Umwandlung der rotierenden Resonatormoden in Wellentypen die verlustarm übertragen werden können, erfolgt durch quasioptische Wellentypwandler (Denisov, Wien, 1995). Zum Entwurf nutzt man vor allem das Brillouinkonzept der Zerlegung der Moden in ebene Wellen. Danach läßt sich ein Hohlleiter als eine Spiegelleitung auffassen, wobei die Strahlen der ebenen Wellen unter wellentypabhängigen Winkeln reflektiert werden. Bei verbesserten Wandlern erreicht man durch geeignete Deformation dieser Spiegel eine Fokussierung des Hohlleiterfeldes, das dann beugungsarm abgestrahlt werden kann. Die Phase des abgestrahlten Hochfrequenzfeldes muß noch korrigiert werden, und anschließende Reflektoren beseitigen dann den Astigmatismus des Ausgangsstrahls. Dieser läßt sich dann in eine konfokale Spiegelleitung oder in einen korrigierten Hohlleiter einkoppeln. Die Synthese der Deformationen können zum einen durch störungstheoretische Ansätze erfolgen, zum anderen eignen sich auch geometrisch-optische Verfahren.

### 1.3 Ziele der Arbeit

Der Austausch von Bauteilen im Gyrotron (z.B. Wellentypwandler und Spiegel) ist mit erheblichen Kosten und Zeitaufwand verbunden. So benötigt man vom Abschalten der Röhre bis zur Wiederinbetriebnahme nach Austausch fehlerhafter Komponenten mehrere Wochen, was im wesentlichen auf die Schwierigkeiten bei der Erzeugung des für den Betrieb erforderlichen Hochvakuums zurückzuführen ist.

Daher entstand der Wunsch, die Strahlparameter der verwendeten Baugruppen schon vor deren Einbau in die Röhre ohne Zuhilfenahme der Elektronenstrahlanregung vermessen zu können. Ferner wäre es zur Entwicklung neuartiger Modentypwandler sehr vorteilhaft, deren Mikrowellenausgangstrahl betrachten zu können, was im eingebauten Zustand nicht möglich ist. Dies ist auch der Grund dafür, daß sich Fehler am quasioptischen Wandler bisher nicht zweifelsfrei feststellen ließen, da im Gyrotronbetrieb dafür auch Fehler der Spiegel und deren Anordnung zueinander verantwortlich sein können.

Dieser Wunsch nach einer Kaltvermessung der erwähnten quasioptischen Bauteile wirft natürlich das Problem der Herstellung der im Gyrotron verwendeten Resonatormode hoher Ordnung auf. Zu diesem Zweck sollte in dieser Arbeit ein  $TE_{22,6}$  Modenerzeuger aufgebaut, dessen Funktion überprüft und wenn möglich damit die Wirksamkeit und die Richtigkeit der Berechnungen eines neuartigen Wandlertyps getestet werden.

## 1.4 Schreibweise

Allen in dieser Arbeit angestellten Betrachtungen liegt folgendes Koordinatensystem zugrunde.

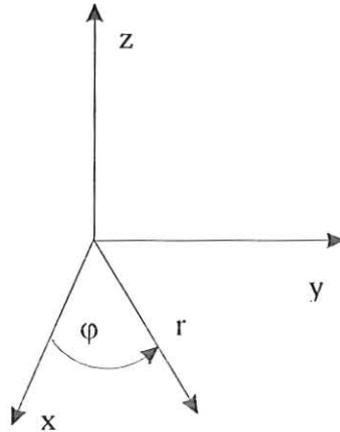


Bild 1.2: Koordinatensystem

$$\text{Ortsvektor } \vec{x} = \begin{pmatrix} r \\ \varphi \\ z \end{pmatrix}$$

$r$  bezeichnet die radiale,  $\varphi$  die azimutale und  $z$  die longitudinale Abhängigkeit.

Der Außenradius wird mit  $R$  und der Innenradius wird mit  $\rho$  bezeichnet.

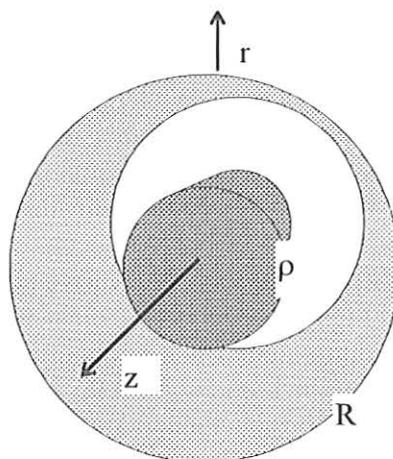


Bild 1.3: Bezeichnungen bei koaxialen Wellenleitern

## 2 Feldtheoretische Grundlagen

### 2.1 Allgemeine Feldgesetze

Dieser Abschnitt befaßt sich mit zeit- und ortsabhängigen Feldern in Nichtleitern. In diesen Medien fließen keine Ströme, die Eigenschaften der Medien sind durch die Dielektrizitätszahlen  $\epsilon$  und Permeabilitätszahlen  $\mu$  gekennzeichnet. Die Felder werden durch die elektrische Feldstärke  $\vec{E}$  und die magnetische Feldstärke  $\vec{H}$  beschrieben.

Die vollständigen Maxwell'schen Gleichungen lauten:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (2.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (2.3)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho \quad (2.4)$$

Die Lösungen dieser Gleichungen sind so vielfältig, daß im allgemeinen Einschränkungen bezogen auf die jeweilige Aufgabe gemacht werden müssen und Randbedingungen anzusetzen sind.

Einschränkungen:

Feldraum ladungsfrei:  $\rho = 0$  und stromfrei  $\vec{J} = 0$

Feldraum homogen und isotrop:  $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$  und  $\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$

Die Schreibweise komplexer Größen wird folgendermaßen vereinbart. Was einer harmonischen Zeitabhängigkeit und Ausbreitung in negativer z-Richtung entspricht.

$$\underline{E} = \operatorname{Re} \left\{ \underline{E}_0 e^{j(\omega t + \beta z)} \right\} \quad \underline{H} = \operatorname{Re} \left\{ \underline{H}_0 e^{j(\omega t + \beta z)} \right\}$$

Aus den Maxwellgleichungen folgt unmittelbar die Darstellung der Querkomponenten in Abhängigkeit der Längskomponenten in Zylinderkoordinaten.

$$\underline{E}_r \left( \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 \right) = j\beta \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial r} - j\omega \mu \frac{1}{r} \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial \varphi} \quad (2.5)$$

$$\underline{E}_\varphi \left( \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 \right) = j\beta \frac{1}{r} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial \varphi} + j\omega \mu \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial r} \quad (2.6)$$

$$\underline{H}_r \left( \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 \right) = j\beta \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial r} + j\omega \epsilon \frac{1}{r} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial \varphi} \quad (2.7)$$

$$\underline{H}_\varphi \left( \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 \right) = j\beta \frac{1}{r} \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial \varphi} - j\omega \varepsilon \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial r} \quad (2.8)$$

Die Randbedingungen geführter Wellen mit ideal leitenden Wänden mit  $r = \rho, R$  gelten für alle Moden:

$$\begin{aligned} \underline{E}_\varphi = 0 & & \underline{H}_r = 0 & & \frac{\partial \underline{H}_\varphi}{\partial r} = 0 \\ \underline{E}_z = 0 & & \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial r} = 0 & & \end{aligned}$$

### 2.1.1 Die Wellengleichung

Aus der Maxwellgleichung folgt, daß alle Komponenten der Felder, und zwar die Augenblickswerte (nicht die komplexen Amplituden) in einem homogenen, isotropen ( $\text{grad } \varepsilon = 0, \text{grad } \mu = 0$ ), ladungsfreien und stromfreien Medium der Wellengleichung genügen.

$$\text{rot rot } \vec{E} = -\mu \text{rot } \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} (\text{rot } \vec{H}) = -\mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.9)$$

unter Ausnutzung der Operatoridentität:  $\text{rot rot} = \text{grad div} - \Delta$  ergibt sich

$$\Delta \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.10) \quad \Delta \vec{H} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (2.11)$$

$\underline{E}_z, \underline{H}_z$  in Gl. 2.10, 2.11 sind untereinander nicht verkoppelt und können deshalb unabhängig voneinander zu null gesetzt werden.

$$\begin{aligned} \underline{H}_z \neq 0, \quad \underline{E}_z = 0 & \quad \text{TE-Mode} \\ \underline{H}_z = 0, \quad \underline{E}_z \neq 0 & \quad \text{TM-Mode} \\ \underline{H}_z = 0, \quad \underline{E}_z = 0 & \quad \text{TEM-Mode} \end{aligned}$$

Die Feldgleichungen können hier allein mit Hilfe des Induktionsgesetzes und des Durchflutungsgesetzes hergeleitet werden. Es bietet sich jedoch der Weg über die Wellengleichung an, da diese auch für Zylinderkoordinaten separierbar ist. Die Wellengleichung

$$\Delta U = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \quad (2.12)$$

lautet in Zylinderkoordinaten:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \quad (2.13)$$

Der Separationsansatz hat zum Ziel die  $r$  und  $\varphi$  - Abhängigkeit zu trennen und lautet deshalb mit dem Übergang auf komplexe Größen.

$$\underline{E}_z = \underline{P}(r)\underline{Q}(\varphi) \quad (2.14a) \quad \underline{H}_z = \underline{\tilde{P}}(r)\underline{\tilde{Q}}(\varphi) \quad (2.14b)$$

Der erste Summand in Gl. 2.13 kann differenziert werden, so daß sich nach Einsetzen von Gl. 2.14 ergibt:

$$\left(\frac{d^2\underline{P}}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\underline{P}}{dr}\right)\underline{Q} + \left(\frac{1}{r^2}\frac{d^2\underline{Q}}{d\varphi^2}\right)\underline{P} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2\right)\underline{P}\underline{Q} = 0 \quad (2.15)$$

Der Term  $\frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 = \beta_c^2$  wird eingeführt. Nach Multiplikation mit  $r^2 / \underline{P}\underline{Q}$  erhält man:

$$\frac{r^2}{\underline{P}}\left(\frac{d^2\underline{P}}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\underline{P}}{dr} + \beta_c^2\underline{P}\right) = -\frac{1}{\underline{Q}}\frac{d^2\underline{Q}}{d\varphi^2} = m^2 \quad (2.16)$$

Die linke Seite der Gl. 2.16 ist nicht von  $\varphi$ , die rechte Seite nicht von  $r$  abhängig; beide Seiten sind gleich, folglich sind sie konstant. Die Konstante wird zu  $m^2$  gesetzt, woraus für die rechte Seite folgt:

$$\frac{d^2\underline{Q}}{d\varphi^2} + m^2\underline{Q} = 0 \quad (2.17)$$

Die Lösungsansätze hierfür sind

$$\underline{Q} = \begin{cases} \cos(m\varphi) \\ \sin(m\varphi) \end{cases} \quad (2.18)$$

Weil  $\underline{E}_z$  und damit  $\underline{Q}$  eindeutige Funktionen des Ortes sind, müssen die trigonometrischen Funktionen in Gl. 2.17 die Periode  $2\pi$  besitzen; daher sind für  $m$  nur reelle Zahlen zugelassen. Für  $\underline{Q}$  des Bezugswinkels um  $\pi/2$ . Deshalb kann man sich auf  $\cos(m\varphi)$  beschränken.

Die linke Seite der Gl. 2.16 ergibt sich zu:

$$\frac{d^2\underline{P}}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\underline{P}}{dr} + \left(\beta_c^2 - \frac{m^2}{r^2}\right)\underline{P} = 0 \quad (2.19)$$

Die allgemeinste Lösung dieser Gleichung enthält die Zylinderfunktionen.

$$\underline{P} = \underline{A} J_m(\beta_c r) + \underline{B} N_m(\beta_c r) \quad (2.20)$$

Hierin sind:  $\underline{A}, \underline{B}$                       zunächst willkürliche Konstanten  
 $J_m$                                       Besselfunktionen  $m$ -ter Ordnung  
 $N_m$                                       Neumannfunktionen  $m$ -ter Ordnung

2.1.2 TM-MODEN

(a) Einfache Rundhohlleiter

Die Neumannfunktionen divergieren im für  $r \rightarrow 0$ . Sie sind daher im vorliegenden Fall, da die z-Achse zum Definitionsbereich der Felder gehört und diese nicht unendlich werden können, außer Acht gelassen worden (nicht so für Koaxialleitungen).

Zur Berechnung der Felder für Kreishohlleiter setzt man  $\underline{A} = \underline{E}_0$  und  $\underline{B} = 0$  und erhält dann für den Lösungsansatz Gl. 2.14.

$$\underline{E}_z = \underline{E}_0 J_m(\beta_c r) \cos m\varphi \quad (2.21)$$

Setzt man Gl 2.21 in Gl 2.4-2.7 ein, so erhält man mit  $\underline{H}_z = 0$ :

$$\underline{E}_r = j \frac{\beta}{\beta_c} \underline{E}_0 J'_m(\beta_c r) \cos m\varphi \quad (2.22)$$

$$\underline{E}_\varphi = -j \frac{m\beta}{\beta_c^2 r} \underline{E}_0 J_m(\beta_c r) \sin m\varphi \quad (2.23)$$

$$\underline{H}_r = -j \frac{\omega \varepsilon m}{\beta_c^2 r} \underline{E}_0 J_m(\beta_c r) \sin m\varphi \quad (2.24)$$

$$\underline{H}_\varphi = -j \frac{\omega \varepsilon}{\beta_c} \underline{E}_0 J'_m(\beta_c r) \cos m\varphi \quad (2.25)$$

Um die Phasenkonstante  $\beta$  aus der Frequenz nach zu berechnen, benötigt man die Größe  $\beta_c$ , die aus den Randbedingungen Gl 2.14,  $\underline{E}_z = 0$  am Rand vom Radius  $r = R$  bestimmt werden kann.

$$J_m(\chi) = 0 \quad ; \quad \chi = \beta_c R \quad (2.26)$$

Diese Bestimmungsgleichung für  $\beta_c$  hat auch bei festgehaltenem Index  $m$  unendlich viele Lösungen. Die Lösungen von  $J_m(\chi) = 0$  können mit dem ersten Index und einem zweiten, mit 1 beginnenden Index  $n$  bezeichnet werden.

$$\text{Mit } \beta = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \beta_c^2} \quad (2.27)$$

$$\text{und } \beta_c = \frac{\chi_{mn}}{R} \quad (2.28)$$

(b) Koaxiale Wellenleiter

Für  $\underline{E}_z$  ergibt sich hier:

$$\underline{E}_z = [\underline{A} J_m(\beta_c r) + \underline{B} N_m(\beta_c r)] \cos m\varphi \quad (2.29)$$

Aus der Randbedingung  $\underline{E}_z = 0$  ( $\underline{A} = \underline{E}_0$ ) für  $r = \rho$  und  $r = R$  folgt:

$$0 = \underline{A} J_m(\beta_c \rho) + \underline{B} N_m(\beta_c \rho) \quad (2.30)$$

$$0 = \underline{A} J_m(\beta_c R) + \underline{B} N_m(\beta_c R) \quad (2.31)$$

$$\underline{E}_z = \frac{\underline{E}_0}{N_m(\beta_c \rho)} [N_m(\beta_c \rho) J_m(\beta_c r) - N_m(\beta_c r) J_m(\beta_c \rho)] \cos m\varphi \quad (2.32)$$

Setzt man Gl. 2.29 in Gl. 2.5-2.8 ein so erhält man wiederum die Querkomponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärke.

$$\underline{E}_r = j \frac{\beta}{\beta_c} \frac{\underline{E}_0}{N_m(\beta_c \rho)} [N_m(\beta_c \rho) J'_m(\beta_c r) - N'_m(\beta_c r) J_m(\beta_c \rho)] \cos m\varphi \quad (2.33)$$

$$\underline{E}_\varphi = -jm \frac{\beta}{\beta_c^2} \frac{1}{r} \frac{\underline{E}_0}{N_m(\beta_c \rho)} [N_m(\beta_c \rho) J_m(\beta_c r) - N_m(\beta_c r) J_m(\beta_c \rho)] \sin m\varphi \quad (2.34)$$

$$\underline{H}_r = -jm \frac{\omega \varepsilon}{\beta_c^2} \frac{1}{r} \frac{\underline{E}_0}{N_m(\beta_c \rho)} [N_m(\beta_c \rho) J_m(\beta_c r) - N_m(\beta_c r) J_m(\beta_c \rho)] \sin m\varphi \quad (2.35)$$

$$\underline{H}_\varphi = -j \frac{\omega \varepsilon}{\beta_c} \frac{\underline{E}_0}{N_m(\beta_c \rho)} [N_m(\beta_c \rho) J'_m(\beta_c r) - N'_m(\beta_c r) J_m(\beta_c \rho)] \cos m\varphi \quad (2.36)$$

Die Bestimmungsgleichung für die Nullstellen erhält man durch  $E_z=0$  bei  $R=0$  aus Gl. 2.32.

$$0 = J_m(\beta_c \rho) N_m(\beta_c R) - N_m(\beta_c \rho) J_m(\beta_c R) \quad (2.37)$$

Zur Vereinfachung setzt man  $\beta_c R = \chi_{mn}$  und  $C = R/\rho$ .

$$0 = J_m\left(\frac{\chi_{mn}}{C}\right) N_m(\chi_{mn}) - N_m\left(\frac{\chi_{mn}}{C}\right) J_m(\chi_{mn}) \quad (2.38)$$

Einen Überblick über die Lage der Nullstellen verschafft man sich am besten durch Darstellung der Funktion :

$$Z(\chi) = J_m\left(\frac{\chi}{C}\right) N_m(\chi) - N_m\left(\frac{\chi}{C}\right) J_m(\chi) \quad (2.39)$$

Ihr Verlauf ist in Bild 2.1 für eine  $TE_{28}$ -Mode für  $C = 1.4, 1.5, 1.6$  zu sehen.

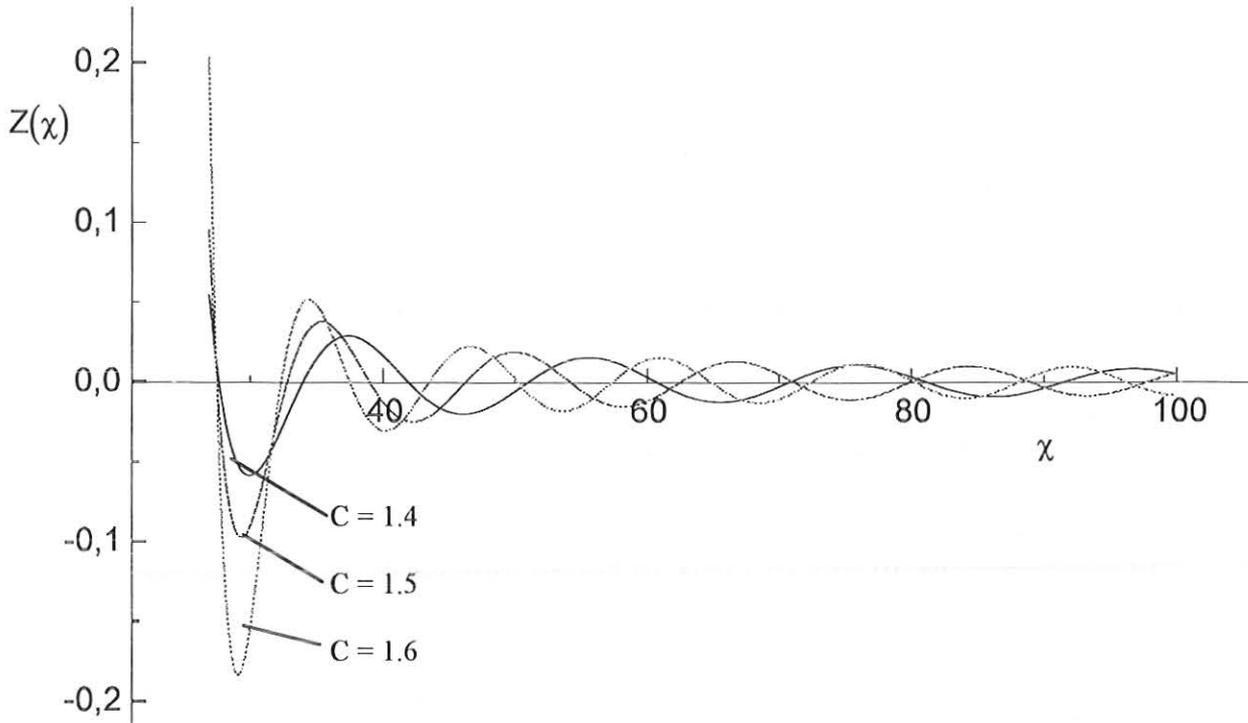


Bild 2.1: Kurvenverläufe der Bestimmungsgleichung für verschiedene Radienverhältnisse C

Bei veränderlichem c und gleichzeitig konstantem R ist Gl. 2.37 zu lösen und wird dadurch zu:

$$\chi_{mn} = f(C) \tag{2.39}$$

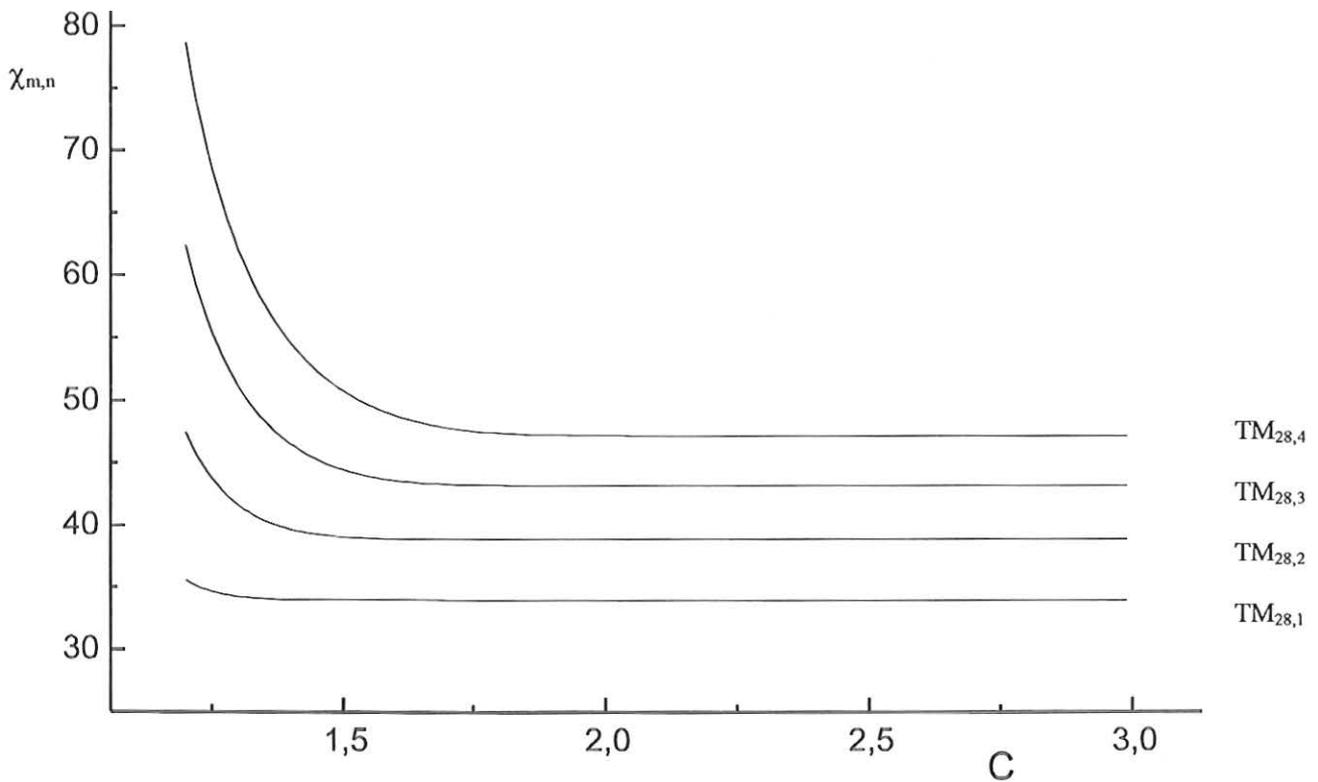


Bild 2.2: Nulldurchgänge der Bestimmungsgleichung für TM - Moden

2.1.3 TE-MODEN

(a) Einfache Rundhohlleiter

Zur Berechnung für Rundhohlleiter setzt man  $\underline{A}=\underline{H}_0$  und  $\underline{B}=0$  und erhält dann für den Lösungsansatz Gl. 2.14.b:

$$\underline{H}_z = \underline{H}_0 J_m(\beta'_c r) \cos m\varphi \quad (2.50)$$

Durch Einsetzen von Gl. 2.50 in Gl. 2.4-2.7, ergibt sich:

$$\underline{E}_r = jm \frac{\omega\mu}{\beta_c^2 r} \underline{H}_0 J_m(\beta'_c r) \sin m\varphi \quad (2.51)$$

$$\underline{E}_\varphi = j \frac{\omega\mu}{\beta_c} \underline{H}_0 J'_m(\beta'_c r) \cos m\varphi \quad (2.52)$$

$$\underline{H}_r = j \frac{\beta}{\beta_c} \underline{H}_0 J'_m(\beta'_c r) \cos m\varphi \quad (2.53)$$

$$\underline{H}_\varphi = -j \frac{m\beta}{\beta_c^2 r} \underline{H}_0 J_m(\beta'_c r) \sin m\varphi \quad (2.54)$$

Die Randbedingungen lauten hier  $\frac{\partial \underline{H}_z}{\partial r} = 0$  für  $r = R$ , d.h die Ableitung der Besselfunktion muß an der Rohrwand eine Nullstelle aufweisen.

$$J'_m(\chi') = 0 \quad \text{mit} \quad \chi' = \beta'_c \cdot R \quad (2.54)$$

Die Bedingung Gl. 2.54 für  $\beta'_c$  wird erfüllt durch  $\beta'_c = \frac{\chi'_{mn}}{R}$ ,

woraus sich die Phasenkonstante berechnet zu  $\beta' = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - (\beta'_c)^2}$ . (2.56)

(b) Koaxialer Wellenleiter

Für  $\underline{H}_z$  gilt:

$$\underline{H}_z = \left[ \underline{A} J_m(\beta'_c r) + \underline{B} N_m(\beta'_c r) \right] \sin m\varphi \quad (2.57)$$

Aus der Randbedingung  $\frac{\partial \underline{H}_z}{\partial r} = 0$  für  $r = \rho, R$  und  $\underline{A} = \underline{H}_0$  folgt:

$$0 = \underline{A} J'_m(\beta'_c \rho) + \underline{B} N'_m(\beta'_c \rho) \quad (2.58)$$

$$0 = \underline{A} J'_m(\beta'_c R) + \underline{B} N'_m(\beta'_c R) \quad (2.59)$$

$$\underline{H}_z = \frac{\underline{H}_0}{N'_m(\beta'_c \rho)} \left[ N'_m(\beta'_c \rho) J_m(\beta'_c r) - N_m(\beta'_c r) J'_m(\beta'_c \rho) \right] \sin m\varphi \quad (2.60)$$

Nach Einsetzen von Gl. 2.60 in Gl. 2.3-7 mit Berücksichtigung von  $\underline{E}_z = 0$  erhält man die Querkomponenten der H-Welle.

$$\underline{E}_r = -jm \frac{\omega \mu}{r \beta_c^2} \frac{\underline{H}_0}{N'_m(\beta'_c r)} \left[ N'_m(\beta'_c r) J_m(\beta'_c r) - J'_m(\beta'_c r) N_m(\beta'_c r) \right] \cos m\varphi \quad (2.61)$$

$$\underline{E}_\varphi = j \frac{\omega \mu}{\beta_c} \frac{\underline{H}_0}{N'_m(\beta'_c \rho)} \left[ N'_m(\beta'_c \rho) J'_m(\beta'_c r) - J'_m(\beta'_c \rho) N'_m(\beta'_c r) \right] \sin m\varphi \quad (2.62)$$

$$\underline{H}_r = j \frac{\beta}{\beta'_c} \frac{\underline{H}_0}{N'_m(\beta'_c r)} \left[ N'_m(\beta'_c \rho) J'_m(\beta'_c r) - J'_m(\beta'_c \rho) N'_m(\beta'_c r) \right] \sin m\varphi \quad (2.63)$$

$$\underline{H}_\varphi = jm \frac{\beta}{r \beta_c^2} \frac{\underline{H}_0}{N'_m(\beta'_c r)} \left[ N'_m(\beta'_c r) J_m(\beta'_c r) - J'_m(\beta'_c r) N_m(\beta'_c r) \right] \cos m\varphi \quad (2.64)$$

Die Bestimmungsgleichung für die Nullstellen erhält man durch  $\frac{\partial \underline{H}_z}{\partial r} = 0$  bei  $r = R$  mit Gl. 2.60.

$$0 = N'_m(\beta'_c \rho) J'_m(\beta'_c R) - N'_m(\beta'_c R) J'_m(\beta'_c \rho) \quad (2.65)$$

Zur Vereinfachung setzt man  $\beta'_c R = \chi'_{mn}$  und  $c = R/\rho$ .

$$0 = N'_m\left(\frac{\chi'_{mn}}{c}\right) J'_m(\chi'_{mn}) - N'_m(\chi'_{mn}) J'_m\left(\frac{\chi'_{mn}}{c}\right) \quad (2.66)$$

Einen Überblick über die Lage der Nullstellen verschafft man sich wiederum durch die Darstellung von Gl. 2.67.

$$Z(\chi') = N'_m\left(\frac{\chi'}{c}\right) J'_m(\chi') - N'_m(\chi') J'_m\left(\frac{\chi'}{c}\right) \quad (2.67)$$

Ihr Verlauf ist in Bild 2.3 für  $C = 1.4, 1.5, 1.6$  zu sehen.

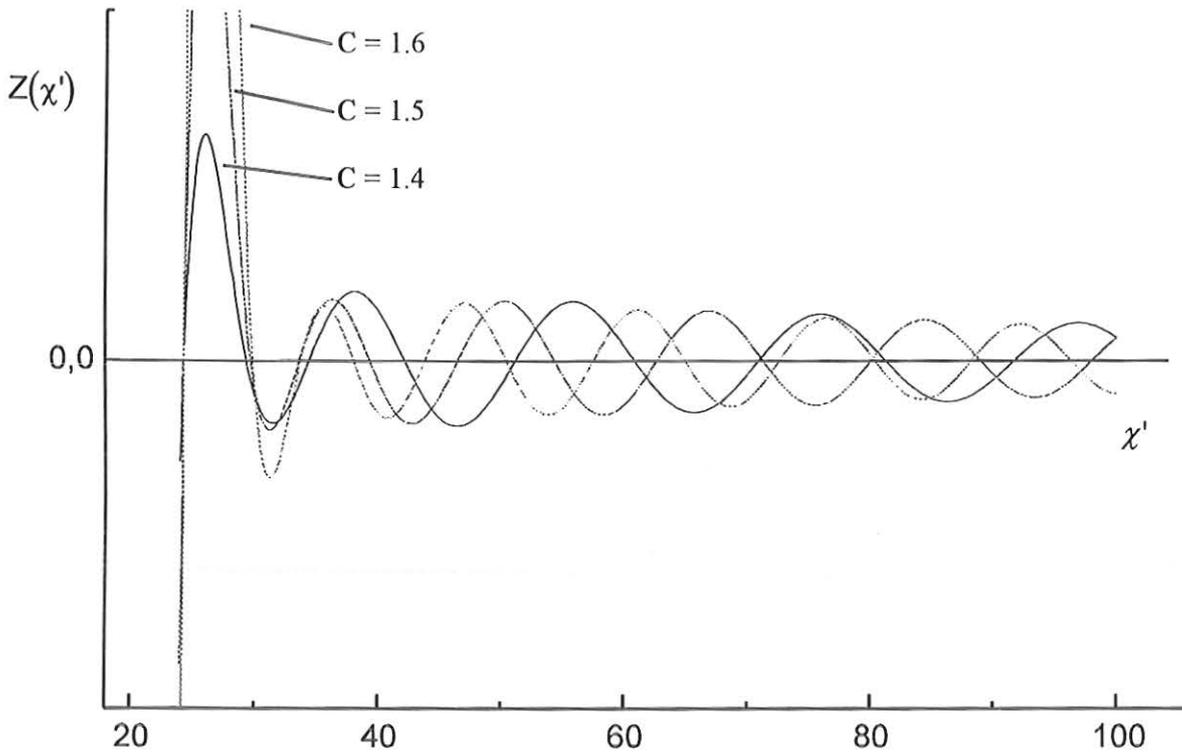


Bild 2.3: Kurvenverläufe der Bestimmungsgleichung mit  $m = 28$  für verschiedene  $c$

Bei veränderlichem  $C$  und gleichzeitig konstantem  $r = R$  ist Gl. 2.66 zu lösen und wird dadurch zu:

$$\chi'_{mn} = f(C) \tag{2.67}$$

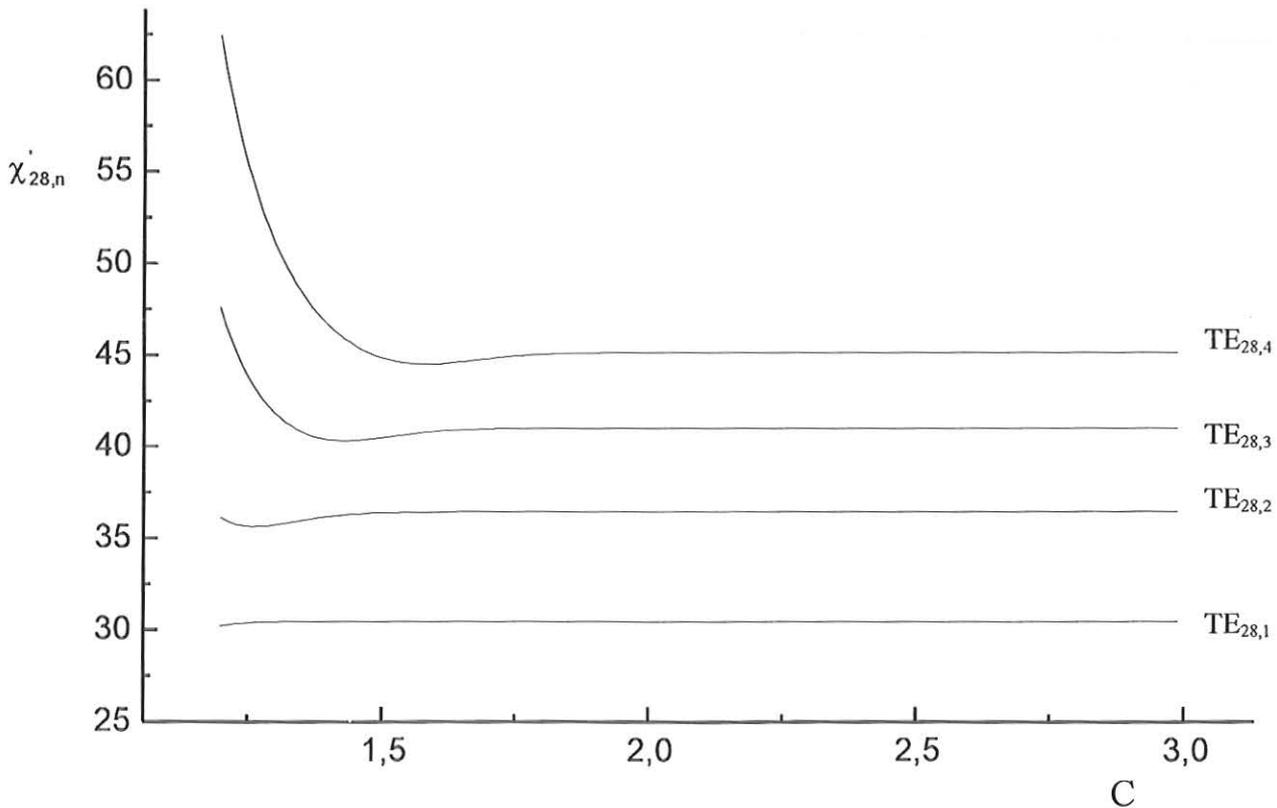


Bild 2.4: Nulldurchgänge der Bestimmungsgleichung für TE -Moden

### 2.1.4 Rotierende Moden

Bei den im Gyrotron vorliegenden Moden handelt es sich nicht um stehende, wie eben behandelt, sondern um drehende bzw. geschraubte Wellentypen. Zur Erklärung wird nachfolgend eine  $TE_{11}$ -Mode betrachtet. Deren radiale Abhängigkeit lautet:

$$\underline{E}_r = \frac{k}{r} J_1(\beta_c r) \cos \varphi e^{j\beta_z z} \quad (2.68)$$

Diese symmetrische Mode läßt sich auch als Summe zweier sich drehender Moden, durch Aufspaltung von  $\cos \varphi$  in  $\frac{1}{2} e^{j\varphi}$  und  $\frac{1}{2} e^{-j\varphi}$ , betrachten.

In reeller Form geht dann die symmetrische Mode von  $\cos \varphi \cdot \cos(\omega t + \beta_z z)$  in einen rechts und links drehenden Anteil,  $\cos(\omega t + \beta_z z \pm \varphi)$ , über.

Hält man die Welle an  $t = 0$ , so erhält man für die Maxima der Feldstärke folgendes:

stehend

$$\cos \varphi \cdot \cos \beta_z z = 1 \quad \text{für} \quad \varphi = 0, \pi \text{ und } z = n \cdot \lambda_z / 2$$

D.h. es gibt nur bestimmte Orte maximaler Feldstärke.

rotierend

$$\cos(\varphi + \beta_z z) = 1 \quad \text{für} \quad \varphi = -\beta_z z$$

Hier gibt es nicht nur einzelne Punkte maximaler Feldstärke sondern eine ganze Ortskurve die auf dem Außenleiter eine Wendel darstellt. Setzt man die Mode nun wieder in Bewegung und betrachtet einen Schnitt bei  $z = \text{konst}$  so dreht sich dort die Feldstärke mit einer bestimmten Frequenz  $\omega_r$ , genau so wie das Drehfeld eines Asynchronmotors, wobei hier die Winkelgeschwindigkeit von der Ausbreitungsgeschwindigkeit abhängt. Für die  $TE_{22,6}$ -Mode bei 140 GHz und einem Wellenleiterradius von 19 mm gilt:

$$v_E = \frac{\partial \omega}{\partial \beta_z} = 0.44 c_0 \quad (2.69)$$

$$T = \frac{\lambda_z}{v_E} \Rightarrow f_r = 36 \text{ GHz} \quad (2.70)$$

Die Mode rotiert also mit einer Frequenz von 36 GHz.

## 2.2 Darstellung der Moden durch ebene Wellen

Ein hilfreiches Konzept in der Wellenleitertheorie ist die Darstellung von Hohlleitermoden durch Überlagerung ebener Wellen. Vor allem für überdimensionierte Hohlleiter eignet sich dieses Konzept zur Auslegung von Modenwandlern innerhalb geometrisch optischer Grenzen. Nach (Wien, 1995) lassen sich die charakteristischen Strahleigenschaften durch folgende Größen beschreiben.

Für den Radius  $R_c$  verschwindet die radiale Komponente der ebenen Teilwellen, das heißt sie tangieren einen Kreiszyylinder mit dem Radius  $R_c$ , und beschreiben somit in geometrisch optischer Betrachtung eine kreiszylindrische Kaustik (Bild 2.5).

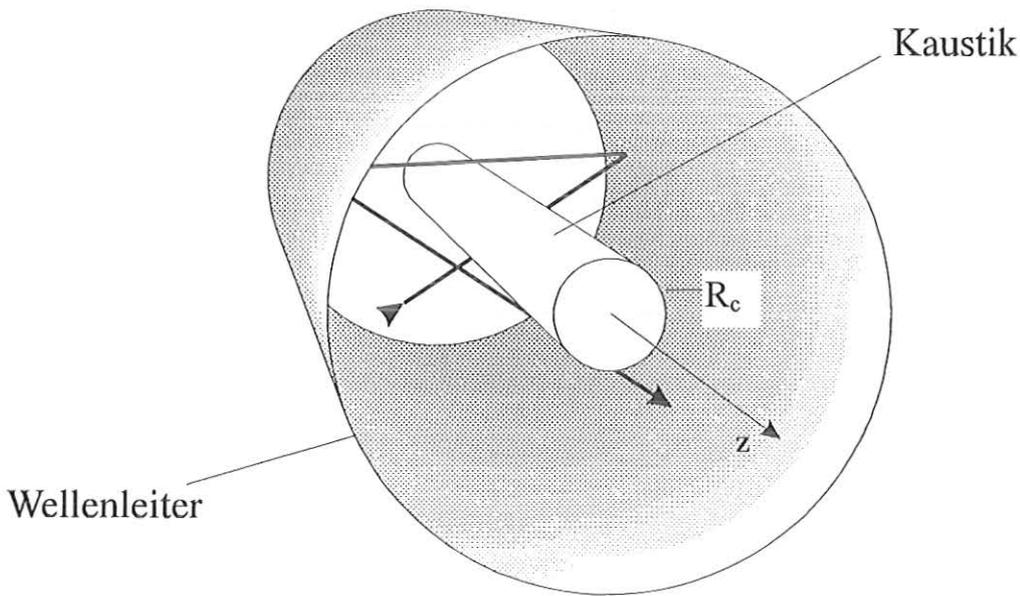


Bild 2.5: Strahldarstellung einer rotierenden asymmetrischen Mode im Rundhohlleiter

$$R_c = \frac{m}{\chi'_{mn}} R \quad (2.71)$$

$\theta$  ist der sogenannte Spreizwinkel zwischen dem in die Ebene  $z = \text{const}$  projizierten Strahl und der Hohlleiterwand (Bild 2.6).

$$\cos \theta = \frac{m}{\chi'_{mn}} \quad (2.72)$$

Projiziert man den Strahl auf eine Ebene  $\varphi = \text{const}$ , so ergibt sich der Brillouinwinkel  $\psi$  zwischen dem Strahl und der Hohlleiterachse:

$$\sin \psi = \frac{\chi'_{mn}}{kR} \quad \text{mit } k = \frac{\omega}{c} \quad (2.73)$$

Damit lassen sich für Ausbreitung in positive  $z$  und Rotation in  $\theta$  Richtung die wellentypabhängigen Vektoren auf dem Hohlleiterring in Zylinderkoordinaten in Abhängigkeit der definierten Winkel darstellen:

$$\bar{\mathbf{e}} = \begin{Bmatrix} -\cos\theta \\ \sin\theta \\ 0 \end{Bmatrix} \quad \bar{\mathbf{h}} = \begin{Bmatrix} -\sin\theta \cos\psi \\ -\cos\theta \cos\psi \\ \sin\psi \end{Bmatrix} \quad \bar{\mathbf{s}} = \begin{Bmatrix} \sin\theta \sin\psi \\ \cos\theta \sin\psi \\ \cos\psi \end{Bmatrix} \quad (2.74)$$

wobei gilt:  $\bar{\mathbf{e}} \times \bar{\mathbf{h}} = \bar{\mathbf{s}}$

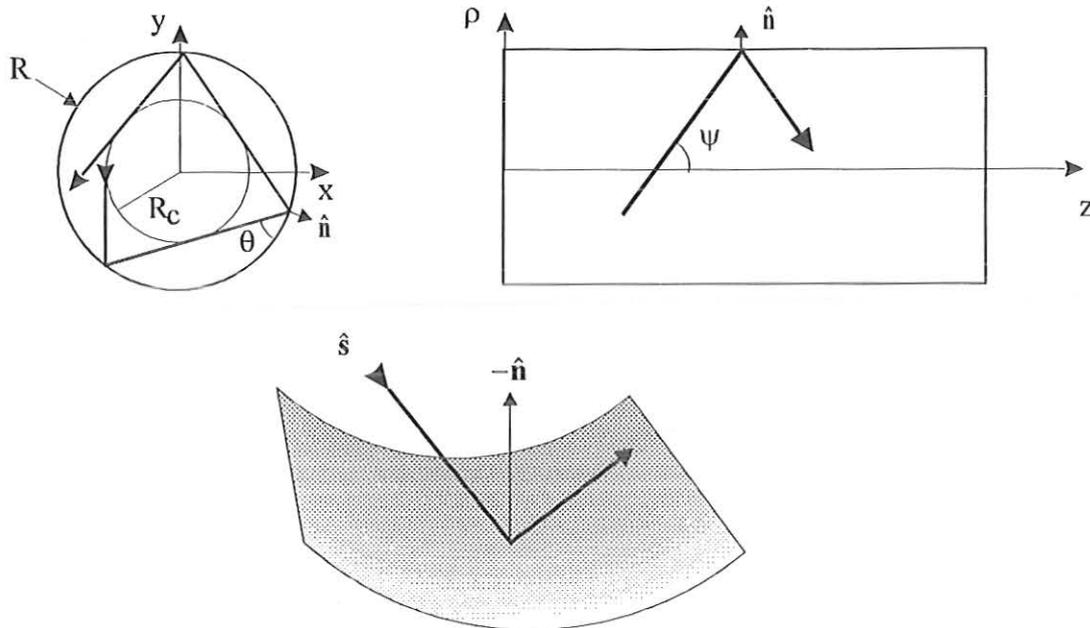


Bild 2.6: Definition der Winkel im Kreishohlleiter

## 2.3 Gaußsche Strahlen

### 2.3.1 Einleitung

Unter dem Begriff „Gaußsche Strahlen“ versteht man im engeren Sinne kohärente, monofrequente elektromagnetische Wellen im Bereich der Lichtfrequenzen, die sich ähnlich den achsnahen Lichtstrahlen der gaußschen Optik um eine optische Achse konzentrieren (Goldsmith, 1982). Die Amplituden dieser Lichtwellen klingen in Ebenen senkrecht zur optischen Achse im wesentlichen nach einer Gaußverteilung ab. Die von einem Laser ausgesandten monochromatischen und kohärenten Lichtquellen sind beispielsweise Gaußsche Strahlen. Im weiteren Sinne werden auch solche Wellen als Gaußsche Strahlen bezeichnet, deren Feldverteilung sich zwar in der beschriebenen Weise um eine Achse konzentriert, deren Frequenz aber nicht im optischen Bereich liegt. Als Beispiel sind hier die Gaußschen Strahlen der sogenannten Quasioptik zu nennen, einem Teilgebiet der Millimeterwellentechnik. Gaußsche Strahlen werden von korrigierten Strahlhörnern oder optischen Resonatoren erzeugt. Die im folgenden angegebenen Feldstrukturen der Gaußschen Strahlen gelten unter der Voraussetzung, daß die Medien im Raum isotrop, quellenlos, linear und verlustlos sind.

### 2.3.2 Feldstrukturen Gaußscher Strahlen

Ausgehend von den Maxwellgleichungen (Gl. 2.1-2.4) werden im folgenden Gaußsche Strahlen betrachtet, die sich in z-Richtung fortpflanzen. Die Koordinaten x und y eines kartesischen Koordinatensystems und die Koordinaten r und phi eines zylindrischen Koordinatensystems beschreiben die zur Fortpflanzungsrichtung des Strahls senkrechte Transversalebene.

Für beide Koordinatensysteme ist die Transversalkomponente des elektrischen Feldvektors durch Gl. 2.1 gegeben, wobei eine sinusförmige Zeitabhängigkeit  $e^{j\omega t}$  und die Ausbreitung in +z-Richtung angenommen wurde.

$$\underline{E} = \underline{A}\Psi(x, y, z)e^{-jkz} \quad (2.75)$$

Hierin bedeuten

$\underline{E}$	die x- oder y-Komponente des elektrischen Feldes
$\underline{A}$	eine Amplitudenkonstante
$\Psi(x, y, z)$	die komplexe Strukturfunktion der jeweiligen Komponente
$e^{-jkz}$	den eine Welle charakterisierenden Faktor mit k als Wellenzahl

In der Regel betrachtet man linear polarisierte Gaußsche Strahlen, für die entweder die Komponente  $E_x$  oder  $E_y$  verschwindet. Die Transversalkomponenten des magnetischen Feldvektors berechnen sich nach.

$$\underline{H}_x = -\frac{n}{Z_0} \underline{E}_y, \quad \underline{H}_y = \frac{n}{Z_0} \underline{E}_x \quad (2.76)$$

Hierin bedeuten

n	den Brechungsindex des isotropen Mediums
$Z_0 = 377 \Omega$	den Feldwellenwiderstand des freien Raums

Die z-Komponente des elektrischen und magnetischen Feldes sind klein gegenüber den jeweiligen Transversalkomponenten. Sie ergeben sich aus den Formeln:

$$\underline{E}_z = \frac{1}{jk} \left( \frac{\partial \underline{E}_x}{\partial x} + \frac{\partial \underline{E}_y}{\partial y} \right), \quad \underline{H}_z = \frac{1}{jk} \left( \frac{\partial \underline{H}_x}{\partial x} + \frac{\partial \underline{H}_y}{\partial y} \right) \quad (2.77)$$

Nach (Weinstein, 1969) erhält man die folgenden Lösungen.

### I. Gaußscher Strahl in kartesischen Koordinaten

$$\underline{E}_{a,b} = \underline{A}_{a,b} \Psi_{a,b} e^{-jkz} \quad (2.78)$$

$$\Psi_{a,b} = \frac{1}{\sqrt[4]{1+\zeta_x^2} \sqrt[4]{1+\zeta_y^2}} H_a \left( \frac{x}{w_{0x}} \sqrt{\frac{2}{1+\zeta_x^2}} \right) H_b \left( \frac{y}{w_{0y}} \sqrt{\frac{2}{1+\zeta_y^2}} \right) \cdot \exp \left[ j \left( a + \frac{1}{2} \right) \arctan \zeta_x + j \left( b + \frac{1}{2} \right) \arctan \zeta_y \right] \exp \left[ -\frac{x^2}{w_{0x}^2 (1-j\zeta_x)} - \frac{y^2}{w_{0y}^2 (1-j\zeta_y)} \right] \quad (2.79)$$

$\underline{A}_{a,b}$	beliebige kompl. Amplitudenkonstante	k	Wellenzahl
$\Psi_{a,b}$	Strukturfunktion	$\underline{E}_{a,b}$	elektrische Feldstärke
a, b	Indizes des Wellentyps	$H_r(U)$	Hermiteches Polynom

$\zeta_x = \frac{\lambda_0(z - z_{0x})}{\pi w_{0x}^2 n}$ ,  $\zeta_y = \frac{\lambda_0(z - z_{0y})}{\pi w_{0y}^2 n}$  normierte z-Koordinaten mit  $z_{0x}$  und  $z_{0y}$  als beliebig reelle Konstanten,  $w_{0x}$ ,  $w_{0y}$  Strahlradien (1/e Abfall der e-Funktion) in x- bzw. y-Richtung in der Tallie ( $\zeta_x=0$ ,  $\zeta_y=0$ ).

II. Gauscher Strahl in zylindrischen Koordinaten

$$\underline{E}_a^{b,\varphi_0} = \underline{A}_a^{b,\varphi_0} \underline{\Psi}_a^{b,\varphi_0} e^{-jkz} \tag{2.80}$$

$$\underline{\Psi}_a^{b,\varphi_0} = \frac{1}{\sqrt{1+\zeta^2}} \left( \frac{r\sqrt{2}}{w_0\sqrt{1+\zeta^2}} \right)^b \cos(\varphi - \varphi_0) L_a^{(b)} \left( \frac{2r^2}{w_0^2(1+\zeta^2)} \right) \cdot \exp[j(b+2a+1)\arctan\zeta] \exp\left[ -\frac{r^2}{w_0^2(1-j\zeta)} \right] \tag{2.81}$$

- $\underline{A}_a^{b,\varphi_0}$  beliebige kompl. Amplitudenkonstante
- $\underline{\Psi}_a^{b,\varphi_0}$  Strukturfunktion
- $\underline{E}_a^{b,\varphi_0}$  elektrische Feldstärke
- a,b Indizes des Wellentyps
- $L_a^{(b)}$  Laguerresches Polynom

$\zeta = \frac{\lambda_0(z-z_0)}{\pi w_0^2 n}$  normierte z-Koordinate mit  $z_0$  als beliebiger Konstante,  $w_0$  Strahlradius (1/e Abfall der e-Funktion) in radialer Richtung in der Tallie ( $\zeta=0$ ).

In I und II sind die Strukturfunktionen der Wellentypen in kartesischen und zylindrischen Koordinaten zusammengestellt. Zur Klassifizierung sind die Wellentypen und auch die zugehörigen Strukturfunktionen indiziert. Für die Indizes der Wellentypen  $a = b = 0$  bzw.  $a = b = \varphi_0 = 0$  erhält man jeweils den sogenannten Grundtyp. Im radialsymmetrischen Fall sind die Grundtypen in beiden Koordinatensystemen gleich und haben eine mathematisch besonders einfache Struktur. Nachfolgend sind zur Veranschaulichung einige niedrigere Wellentypen dargestellt.

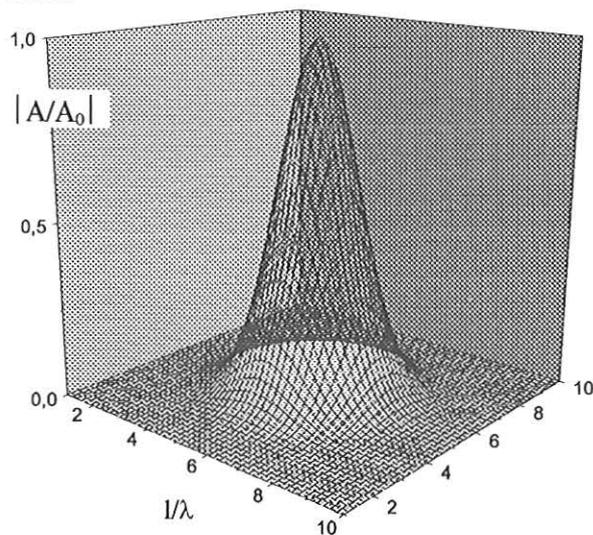


Bild 2.1: Betrag der Strukturfunktion  $\Psi_{0,0}$

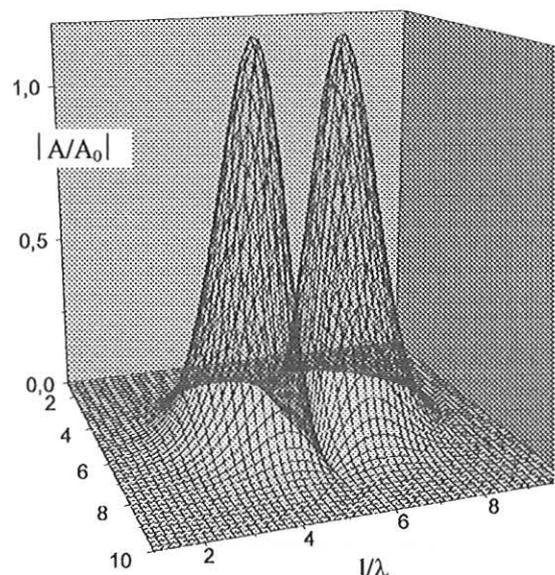


Bild 2.2: Betrag der Strukturfunktion  $\Psi_{1,0}$

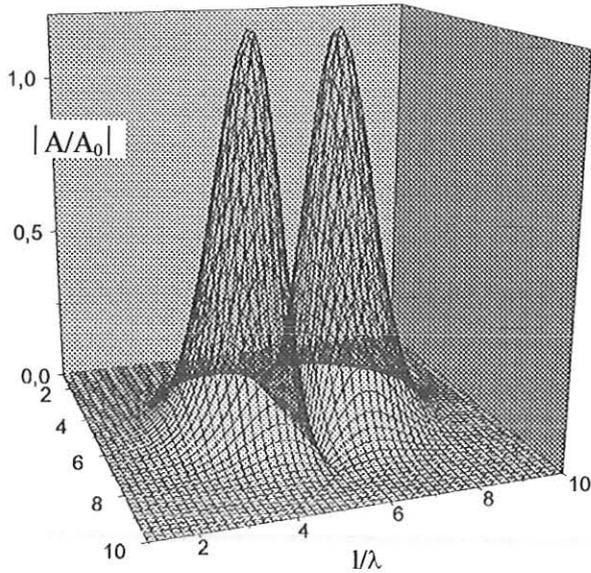


Bild 2.3: Betrag der Strukturfunktion  $\Psi_{2,0}$

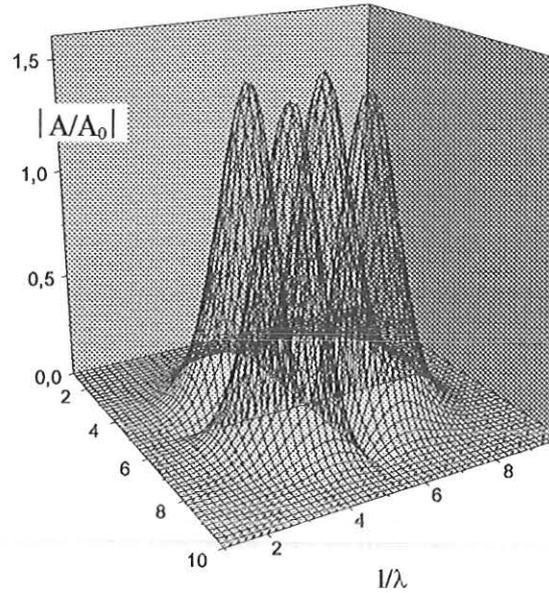
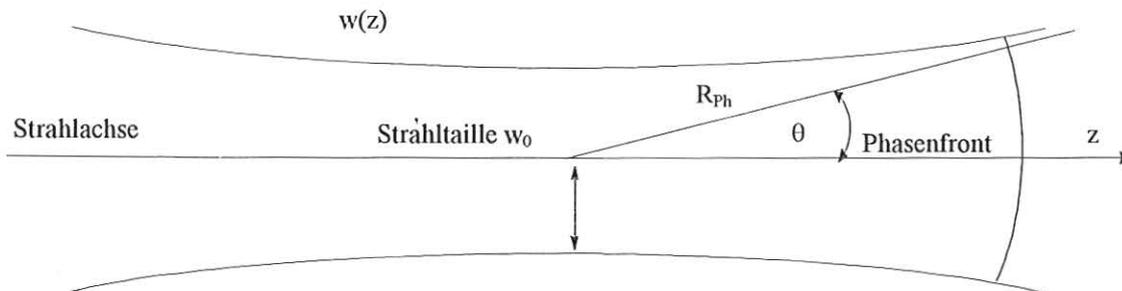


Bild 2.4: Betrag der Strukturfunktion  $\Psi_{1,1}$

## 2.4 Strahlkenngrößen

Beim Umgang mit Gaußschen Strahlen am Meßaufbau werden folgende charakteristische Kenngrößen angewendet.



1. Der Strahlradius  $w$
2. Der Fernfeldbeugungswinkel  $\theta$
3. Die Phasen anomalie  $\Phi_0$
4. Der Phasenfrontradius  $R_{ph}$
5. Verschiebung gegen die Nullage  $z_0$

Der Amplitudenterm in Gl. 2.81 gibt für die Grundmode an, bei welchem Abstand von der  $z$ -Achse die Feldstärke auf den  $e$ -ten Teil des Achsenwertes abgefallen ist. Entlang der Ausbreitungsrichtung verändert sich  $w$  nach folgender Beziehung.

$$w^2(z) = w_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda(z - z_0)}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \quad (2.82)$$

Für große  $z$  verbreitert sich der Strahl asymptotisch entlang eines Kegelmantels mit dem Öffnungswinkel  $\theta$ . Die Spitze des Kegels liegt bei  $z = 0$ . Man spricht vom Fernfeldbeugungswinkel.

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi W_0} \quad (2.83)$$

Beim Phasenterm in Gl. 2.81 tritt im Vergleich zur ebenen Welle, ein zusätzlicher, von  $z$  abhängiger Term, die Phasen anomalie  $\Phi_0$  auf. Sie kann in kleinen  $z$ -Intervallen für große  $w_0 / \lambda$  vernachlässigt werden, ist jedoch bei kleinen Strahltaillen zu berücksichtigen.

$$\Phi_0 = \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2}\right) \quad (2.84)$$

Ferner hat man es hier nicht mit einer ebenen, sondern mit einer sphärisch gekrümmten Wellenfront zu tun. Zudem variiert der Radius dieser Phasenfront-Kugelstrahlen mit dem Abstand von der Strahltaille. Er wird durch den Phasenfrontradius  $R_{ph}$  beschrieben.

$$R_{ph} = z \left[ 1 + \left( \frac{\pi W_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (2.85)$$

Für  $z = 0$  ist  $R_{ph}$  unendlich groß, d.h. in der Strahltaille liegt eine ebene Wellenfront vor. Für wachsende  $z$  verringert sich zunächst der Radius bis auf ein Minimum, welches bei der konfokalen Distanz  $z_c$  erreicht wird.

$$z_c = \frac{\pi W_0^2}{\lambda} \quad (2.86)$$

Für noch größere Abstände wächst  $R_{ph}$  wieder, und zwar asymptotisch gegen  $z$ .

## 2.5 Auswerteverfahren

Wenn man den Millimeterwellenstrahl eines Strahlhorns auf die Strahlparameter eines Gaußschen Grundmodes hin untersuchen, so muß an die Intensitätsverteilungen der Feldbilder eine Gaußverteilung angepaßt werden. Die Funktion die einen Gaußschen Strahl mit einfachem Astigmatismus beschreibt lautet:

$$\text{Gauß}(x, y, z) = A e^{-\frac{2\left[(x - m_x) \cos \varphi + (y - m_y) \sin \varphi\right]^2}{w_x^2} - \frac{2\left[(y - m_y) \cos \varphi - (x - m_x) \sin \varphi\right]^2}{w_y^2}} \quad (2.87)$$

Dabei steht  $A$  für eine beliebige Amplitude,  $m_x$  und  $m_y$  für die Mittelpunkte,  $w_x$  und  $w_y$  für die Strahltaillen und  $\varphi$  für den Verkippungswinkel der Verteilung gegenüber der Horizontalen.

### 2.5.1 Methode der kleinsten Quadrate

Bei diesem Verfahren (Bronstein, 1985) wird das Minimum der Summe der quadrierten Differenzen aus einer gegebenen Verteilung und den Meßwerten bestimmt (2.88). Das Verfahren wurde neben der Bestimmung der Strahlradien, der gemessenen Feldverteilungen, im wesentlichen zur Bestimmung der Strahlparameter  $w_0$  und  $z_0$  verwendet. Einige der verschiedenen möglichen Algorithmen sind z.B in Numerical Recepties (Anhang) beschrieben.

$$\sum_i \sum_k (g(x_i y_k) - mw_{ij})^2 \quad (2.88)$$

$g(x_i y_k)$ : ideale Gaußverteilung  
 $mw_{ij}$ : Meßwerte

### 2.5.2 Wirkungsgradverfahren

Das zweite Verfahren bedient sich im wesentlichen eines Wirkungsgradquotienten, welcher die Kreuzkorrelation zweier Verteilungen beschreibt. Durch Maximierung dieses Wirkungsgrades wird eine optimal an die Meßwertverteilung angepaßte Gaußverteilung ermittelt. Diese Vorgehensweise wurde bereits von Kusnezow und Malygin (1991) vorgestellt.

$$\eta(z) = \frac{\left( \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S_1(x, y, z)} \cdot \sqrt{S_2(x, y, z)} \, dx \, dy \right)^2}{\frac{\pi}{2} w_x w_y} \quad (2.89)$$

$S_1$ : diskrete Meßwertverteilung  
 $S_2$ : ideale Gaußverteilung

Zur Berechnung von  $w_x$  und  $w_y$  wird der Wirkungsgrad  $\eta(z)$  maximiert. Der Wirkungsgrad hat in Abhängigkeit von  $w_x$  und  $w_y$  genau ein Maximum. Um die Strahlradien zu ermitteln, wird für  $w_x$  und  $w_y$  mit einem Schätzwert begonnen und dabei zunächst  $w_x$  festgehalten und  $w_y$  verändert, bis der größte Wirkungsgrad gefunden ist. Im nächsten Schritt wird der berechnete Wert von  $w_y$  beibehalten und nach  $w_x$  optimiert, usw. Desgleichen geschieht mit den Strahlmittelpunkten und dem Verkippungswinkel mehrfach für alle Parameter nacheinander, bis sich eine ausreichende Konvergenz einstellt.

## 2.6 Vermessung des Gaußschen Strahlhorns

Um Fehler durch das verwendete Gaußhorn auszuschließen wurden zu Anfang der Messungen dessen Strahlparameter nachgemessen. Dazu wurden in verschiedenen Abständen Schnitte aufgenommen um daraus die absolute Lage der Strahltille bzgl. des Horns und deren Betrag zu ermitteln. Ferner wurde durch ein anschließendes Fitverfahren die Reinheit des Ausgangsstrahls sowie der Anteil möglicherweise vorhandener höherer Gaußmoden bestimmt.

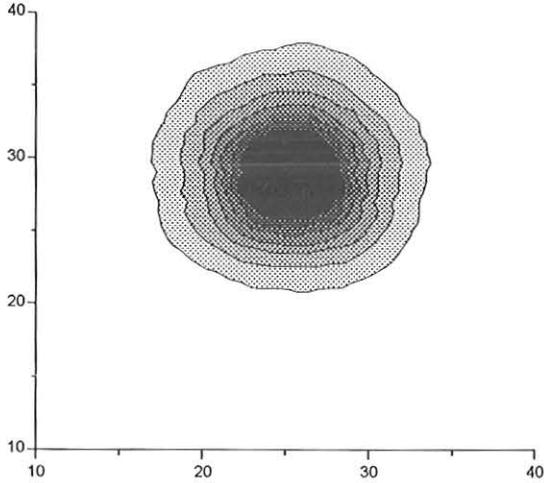


Bild 2.6: Gaußstrahl  $z = 3\text{cm}$

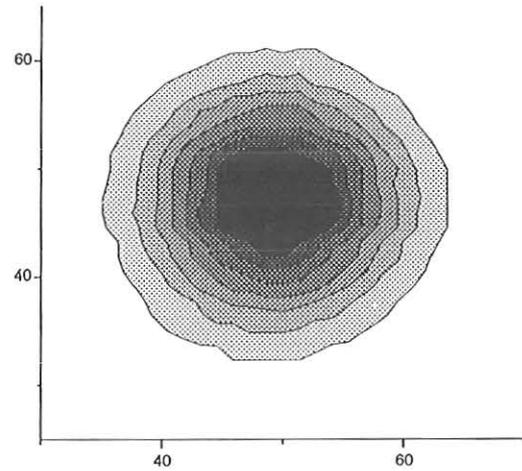


Bild 2.7: Gaußstrahl  $z = 8\text{cm}$

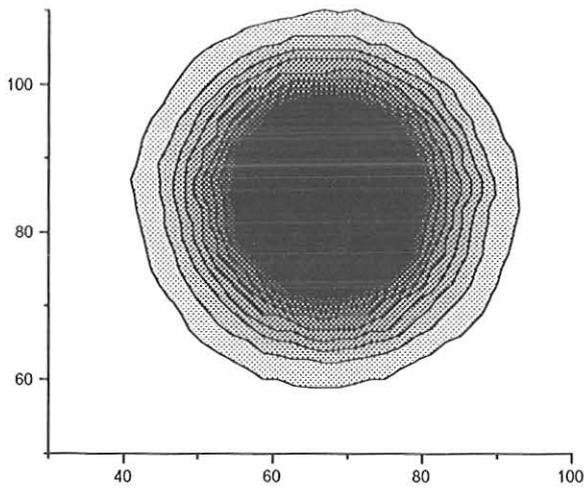
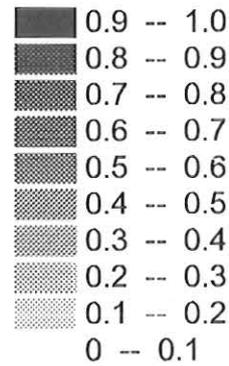


Bild 2.8: Gaußstrahl  $z = 13\text{cm}$

Bemaßung:  $s / \text{mm}$   
 dargestellt ist die Leistungsdichte in linearem  
 Maßstab  $P / P_0$ .



Da bei kleinen Strahltaillen die Krümmungsradien der Phasenfronten klein sind mußten die dadurch zwangsläufig auftretenden Phasenfehler herausgerechnet werden.

Ein nennenswerter Anteil an höheren Moden konnte nicht festgestellt werden. Mit Gl. 2.91 und den Strahldurchmessern  $w_{(0\text{cm})} = 4.7 \text{ mm}$ ,  $w_{(3\text{cm})} = 7.2 \text{ mm}$ ,  $w_{(5\text{cm})} = 9.8 \text{ mm}$ ,  $w_{(8\text{cm})} = 14 \text{ mm}$ ,  $w_{(10\text{cm})} = 14 \text{ mm}$ ,  $w_{(13\text{cm})} = 21.6 \text{ mm}$  ergibt sich der Strahlverlauf und die Strahltaille wie folgt:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda(z - z_0)}{\pi w_0^2} \right)^2} \quad (2.91)$$

$w_0$ : Strahltaille

$z_0$ : Lage der Strahltaille

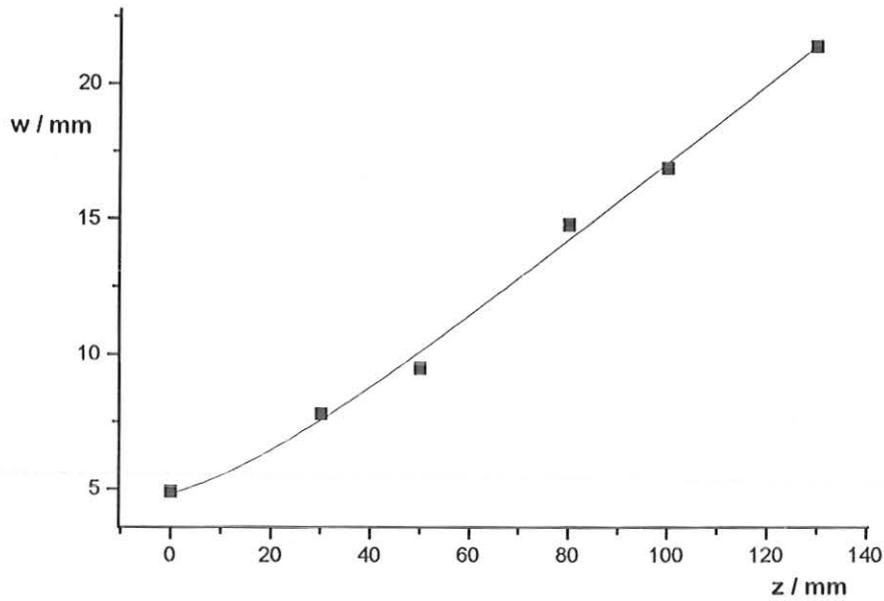


Bild 2.9: Ausgangsstrahl des Gaußhorns

Damit ergeben sich die Strahlparameter zu:

$$\lambda = 2.14\text{mm} \Rightarrow w_0 = 4.6\text{mm}, z_0 = -8\text{mm}$$

In Bild 2.10 ist ein idealer Gaußstrahl zu sehen.

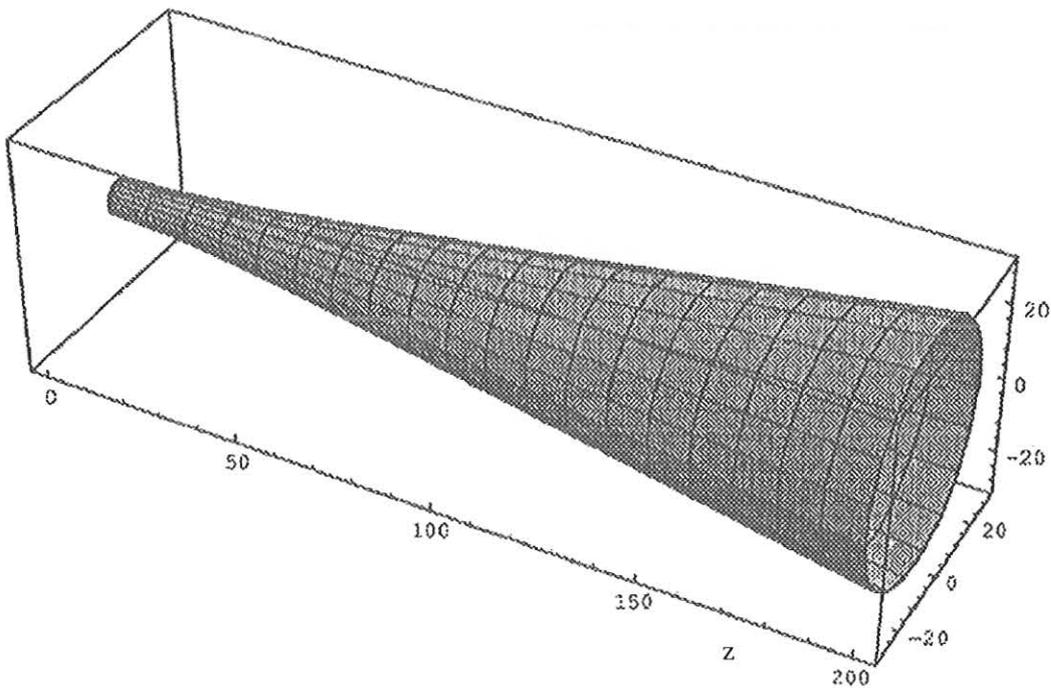


Bild 2.10: Gaußstrahl in dreidimensionaler Darstellung, mit  $w_0 = 4.5$  mm bei  $z = 0$ ; Bemaßung in mm.

### 3 Modenerzeuger

Wie zuvor bereits erwähnt, kann durch die Wahl geeigneter Betriebsparameter im Gyrotronresonator die Arbeitsmode extrem selektiv angeregt werden (Bykov et al, 1981). Zur Erzeugung gyrotrongleicher Moden hoher Ordnung, wie sie zur Kaltvermessung von Wellenleiterkomponenten erforderlich sind, gibt es verschiedene Konzepte. Eine Möglichkeit besteht in der Verwendung von Modenwandlern bei denen eine Rechteckhohlleitermode (in der Regel  $TE_{1,0}$ ) durch geeignete Wandler in die gewünschte Mode konvertiert wird (Thumm, 1988). Ein zweites Konzept, nach dem Richtkopplerprinzip, wurde von (Möller, 1992) vorgeschlagen. Das in dieser Arbeit verwendete Prinzip wurde erstmalig von (Alexandrov et al, 1992) verwendet, wobei allerdings kein Innenleiter verwendet wurde. Nachfolgend soll das dort beschriebene Verfahren näher erläutert werden.

#### 3.1 Funktionsprinzip

Eine einfallende ebene Welle wird derart in den Wellenleiter eingekoppelt, daß die einfallenden Strahlen die Kaustik des gewünschten Modes säumen. Dabei muß die von jedem Punkt der Phasenfront zur Kaustik zurückgelegte Wegstrecke für alle Teilstrahlen gleich sein.

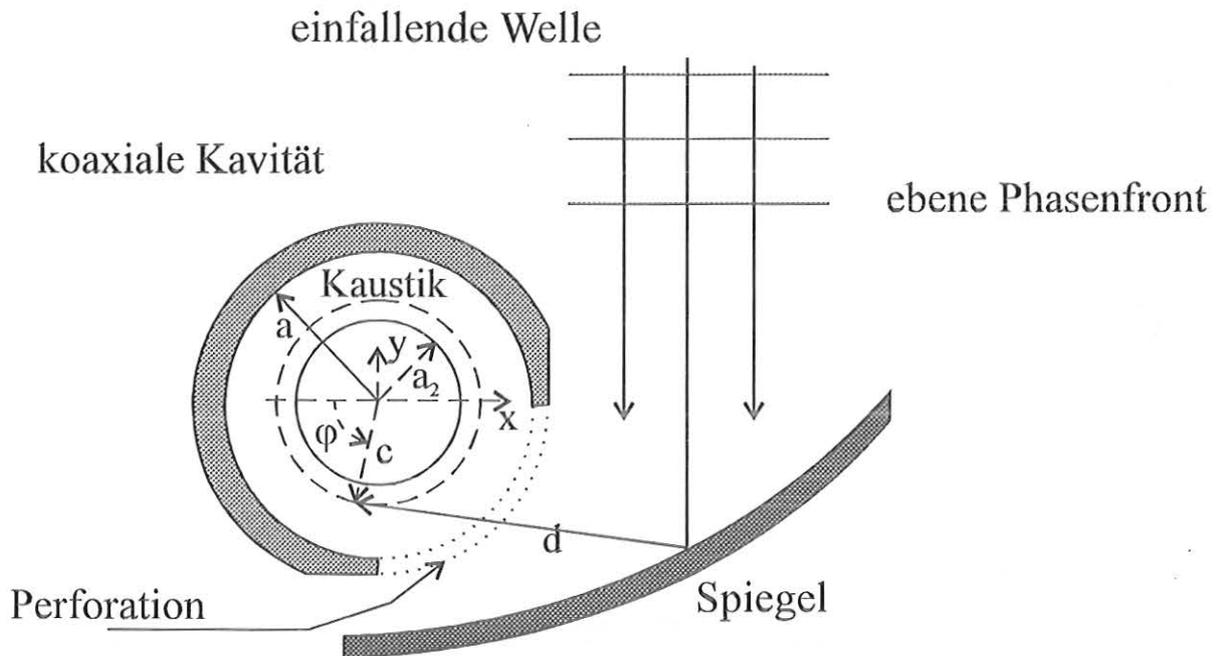


Bild 3.1: Kontur des zweiten Spiegels

Die Forderung nach gleicher optischer Weglänge lautet:

$$d - y - c\varphi = 2F \tag{3.1}$$

$$x = d \sin \varphi - c \cos \varphi \tag{3.2}$$

$$y = -d \cos \varphi - c \sin \varphi \tag{3.3}$$

Sie läßt sich durch folgenden Ansatz der Spiegelkontur erfüllen. Dabei stellen  $x$  und  $y$  die Koordinaten auf der Spiegeloberfläche dar. Die parametrischen Gleichungen für die Kontur wurde den beiden Veröffentlichungen (Vlasov 1989, Alexandrov 1995) entnommen.

$$x = 2F \tan\left(\frac{\varphi}{2}\right) + c\varphi \tan\left(\frac{\varphi}{2}\right) - c \quad (3.4)$$

$$y = F(A^2 - 1) + c \left[ \left(\frac{\varphi}{2}\right) A^2 - \varphi + A \right] \quad (3.5)$$

Die Lösungen der Gl. 3.4-5 ergeben, unter zuhilfenahme von Gl. 3.1-3, für den noch unbestimmten Parameter A:

$$A = -\tan\frac{\varphi}{2} \quad (3.6)$$

Man beachte, daß in den zuvor angegebenen Veröffentlichungen der Faktor A irrtümlich mit  $A = +\tan\frac{\varphi}{2}$  angesetzt wurde. Aus einer von M.Pereyaslavets durchgeführten numerischen Analyse ergab sich (Pereyaslavets, 1995), daß diese Änderung des Vorzeichens eine deutliche Verbesserung des Gesamtwirkungsgrades zur Folge hat, was meßtechnisch bestätigt werden konnte.

Modenerzeuger mit +VZ	→	13% (118 GHz Lausanne)
Modenerzeuger mit -VZ	→	18% (140 GHz FZK)

### 3.2 Auslegung der koaxialen Kavität

Zur besseren Selektion der Mode wurde ein Resonator, ähnlich dem in einem Gyrotron, verwendet:

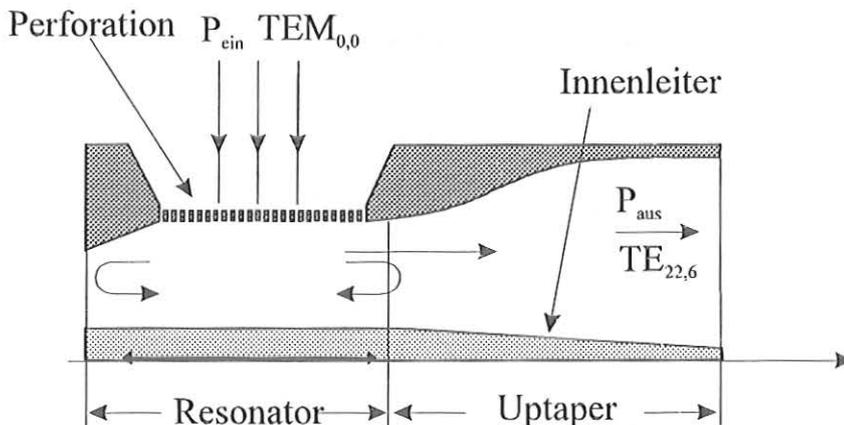


Bild 3.2: Längsschnitt der Kavität mit angeschlossenem Übergang (Taper).

Auf der linken Seite herrscht Totalreflexion mittels einer Cut-off-Sektion, und auf der rechten Seite teilweise Reflexion durch einen linearen Up-taper. Um die Mode auf den für den Prüfling notwendigen Durchmesser zu bringen, schließt sich ein nichtlinearer Übergang an.

Das Eigenwertspektrum ist in der Hohlleiterkavität extrem dicht (hohe Ordnung), so daß es zur Anregung von Nachbarmoden kommen kann. Dies kann entweder durch die Wahl einer sehr hohen Güte ( $Q \approx 8000$ ) oder zur stärkeren Aufspreizung des Eigenwertspektrums mit Hilfe eines Innenleiters verhindert werden. Die Güte ergibt sich aus dem Frequenzabstand ( $\approx 0.5$  GHz) zur nächsten Störmode ( $TE_{25,5}$ ) und deren gewünschter Unterdrückung.

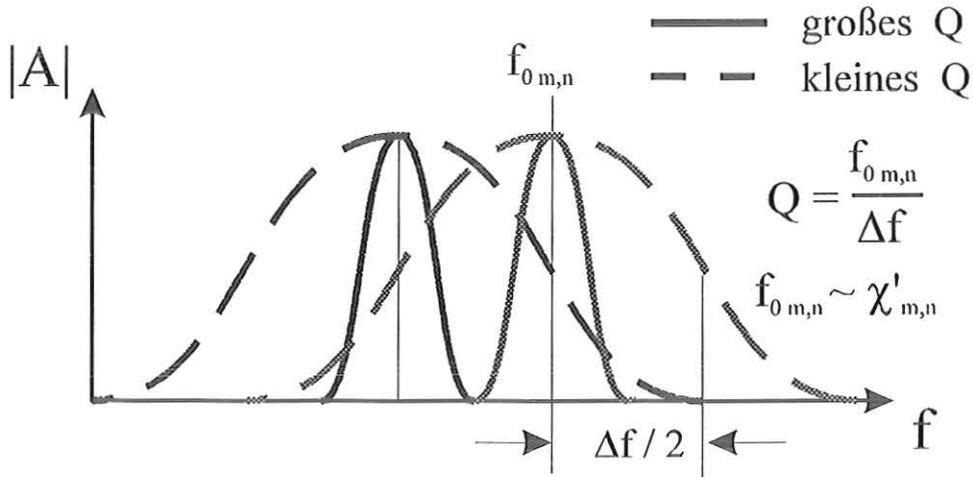


Bild 3.3: Erforderliche Güte zur Modentrennung

In Bild 3.2 ist ein Längsschnitt durch die Kavität gezeichnet, an die ein Übergang zu größeren Durchmessern angeschlossen ist. Durch den Einbau eines Innenleiters gelingt es die Frequenzabstände zwischen der  $TE_{22,6}$  und ihren Hauptstörmodes zu vergrößern, wodurch die notwendige Güte zur Trennung der Moden gesenkt und dadurch auch die Verluste gemindert werden. Die Eigenwerte für koaxiale Rundhohlleiter sind in Bild 3.4 als Funktion von  $C = a / a_2$  dargestellt. Daraus ergibt sich, daß mit einer koaxialen Kavität die  $TE_{22,6}$ -Mode von ihren Hauptstörmodes  $TE_{25,5}$ ,  $TE_{19,7}$  getrennt werden kann. Wie aus Bild 3.4 ersichtlich ist, ist die Entkopplung beider Moden für  $C = 2.23$  am größten. Die  $TE_{0,9}$  und  $TE_{1,8}$ -Moden sind deshalb nicht störend weil es sich um Moden handelt deren Kaustik im Innenleiter läge, und somit nicht angeregt werden können.

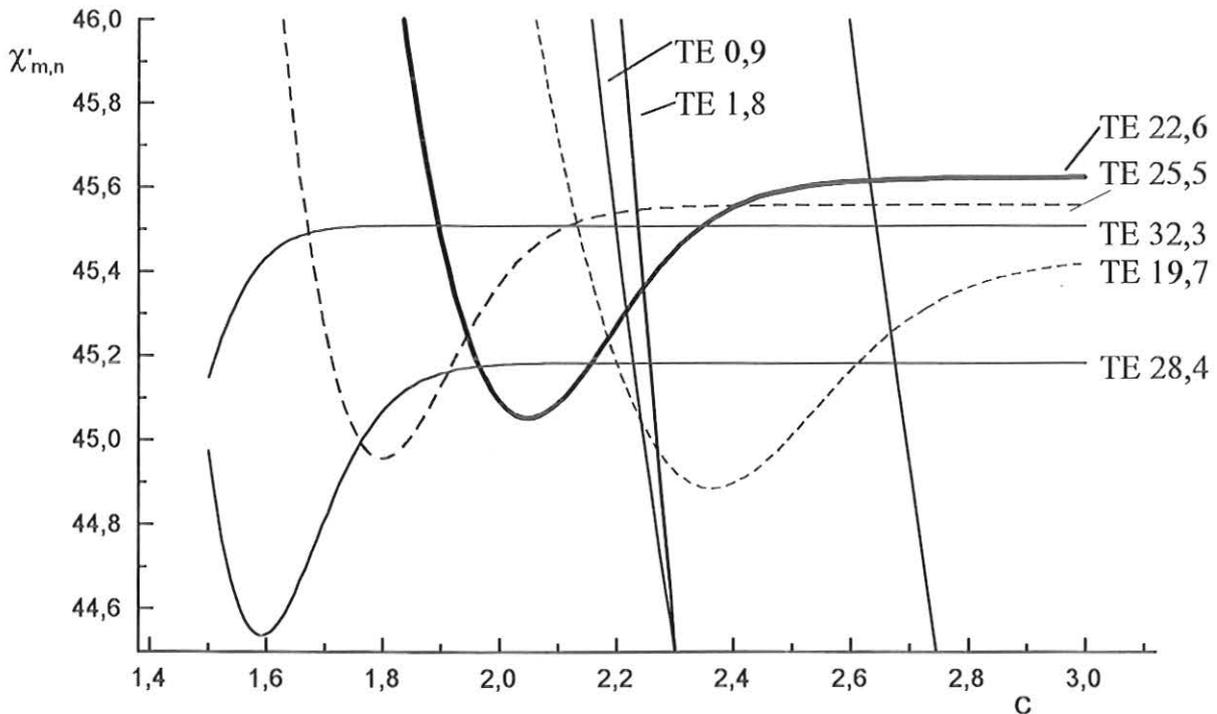


Bild 3.4: Einige für die Modenselektion sehr störende Eigenwertkurven der koaxialen Kavität

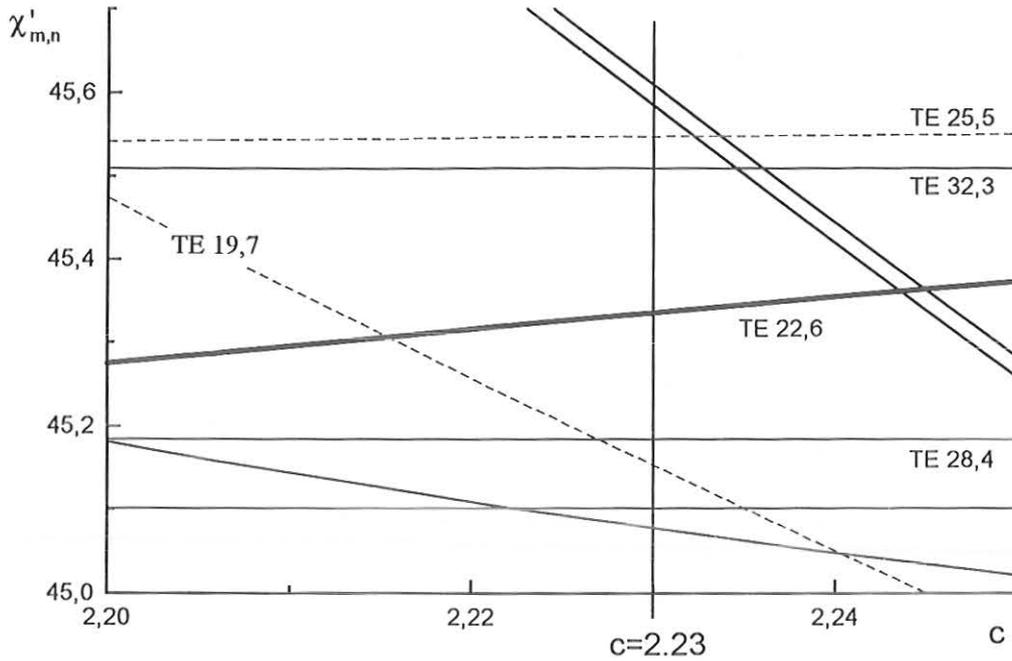


Bild 3.5: Eigenwertkurven der koaxialen Kavität

Die Wahl  $C = 2.23$  wurde auch getroffen weil die Eigenwertkurve in der Umgebung von  $C$  eine langsam veränderliche Funktion ist und sich Abweichungen durch Fertigungsfehler nicht zu stark bemerkbar machen. Darüber hinaus ist die Feldstruktur bei diesem Wert von  $C$  nicht sehr verschieden von der eines einfachen Rundhohlleiters. Dies wäre für kleinere Werte von  $C$  nicht der Fall. Nach dem Resonator wird der Koaxialleiter dispersionsfrei zum Anschluß der Testkomponenten auf einen größeren Durchmesser hochgeführt. Bei diesem Wert von  $C$  hat der Innenleiter keinen Einfluß mehr auf das Modenfeld und wird deshalb nicht weitergeführt. Die äußere Wand wird dann mit einem gewöhnlichen Rundhohlleiter verlängert der die Mode zum Prüfling weiterleitet. Am Ende des Hohlleiters tritt die Mode rotationssymmetrisch mit der Hauptkeule Bild 3.6 unter einem Brillouinwinkel von  $54^\circ$  zur Achse aus. Dieser Umstand wurde bei der Suche der richtigen Mode ausgenutzt.

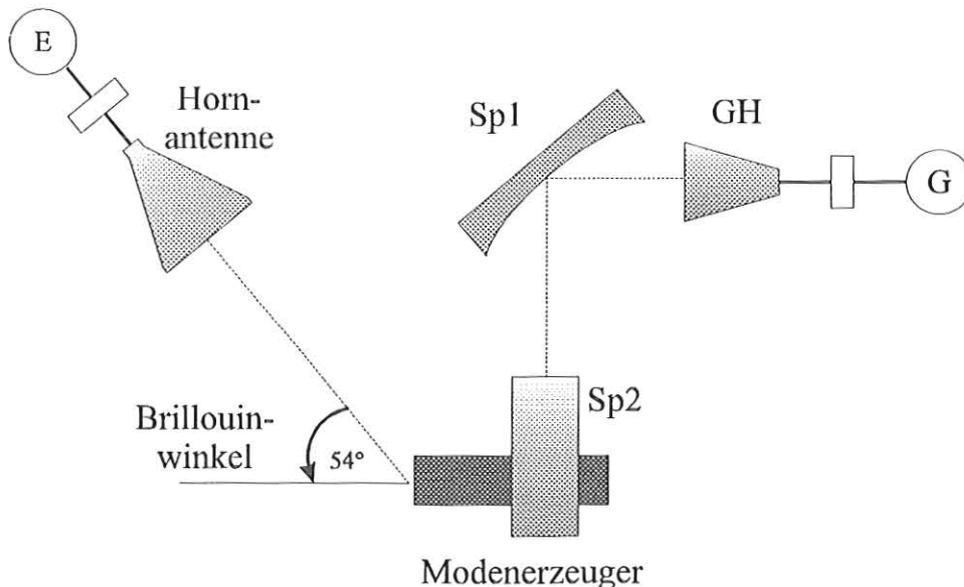


Bild 3.6: Prinzipschaltbild zur Modenerzeugung

### 3.3 Lochkoppelung

Die Perforation der Hohlleiterwand lässt sich nach (Pereyaslavets, 1985) als dünne, halbdurchlässige Fläche beschreiben. Die Transmission durch die Wand kann man wie folgt darstellen:

$$|T|^2 = \frac{4\rho_1^2}{1 + 4\rho_1^2} \quad \text{mit} \quad \rho_1 = \left| \frac{\vec{E}_\varphi^-}{\vec{H}_z^+} \right|$$

Dabei beschreibt  $\vec{E}_\varphi^-$  das von außen eingestrahelte Feld und  $\vec{H}_z^+$  die magnetische Feldverteilung auf der Innenwand der Kavität.

Zur Wahl der richtigen Lochgröße werden nachfolgend einige beugungstheoretische Betrachtungen angestellt. Einmal vergrößern die Koppellöcher, indem sie das Feld etwas nach außen austreten lassen das Volumen des Resonators, was zu einer nicht genau bestimmbar Absenkung der Resonanzen führt, und zwar zunehmend mit der Größe der Löcher, andererseits sind aber große Koppellöcher erwünscht, um möglichst viel Leistung in die Kavität einzukoppeln und damit einen hohen Gesamtwirkungsgrad des Systems zu erreichen. Außerdem muß die eingekoppelte Welle homogen sein, das heißt, die Koppellöcher dürfen keine Beugungserscheinungen hervorrufen. Leider sind die bekannten Beziehungen aus der Beugungstheorie für diesen Fall nicht anwendbar, da sie nur für große Abstände im Vergleich zur Wellenlänge gelten. In dem hier vorliegenden Fall interessieren aber die Verhältnisse unmittelbar hinter den Koppellöchern in der Kavität. Grundsätzlich führen im Vergleich zu  $\lambda$  große Löcher zur starken Beugung am Einzelspalt und große Abstände zwischen den Löchern zu starken Gitterbeugungseffekten, beides sollte verhindert werden. Dazu wurde folgendes Beugungsintegral für die Einzellöcher betrachtet.

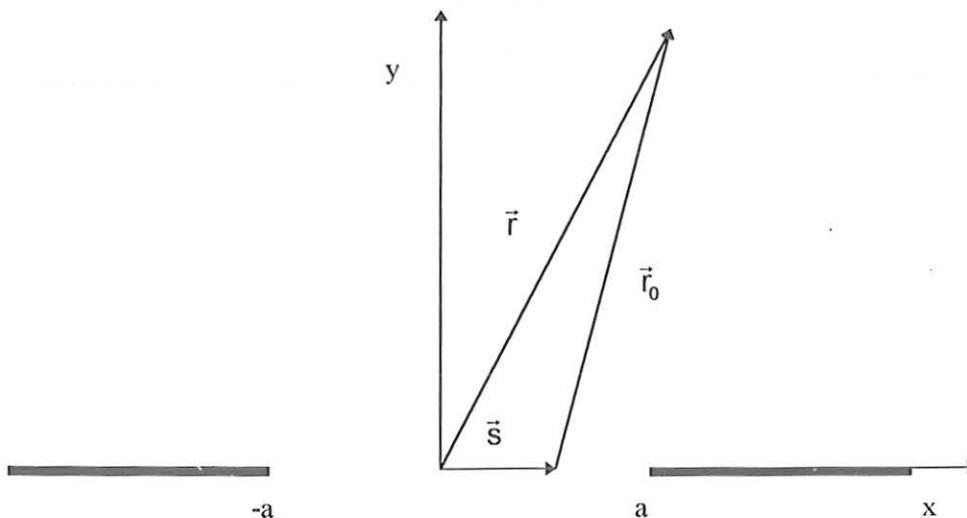


Bild 3.7: Skizze zur Berechnung der Beugung am Einzelspalt

$$A(x, y) = \int_{-a}^a \frac{k}{\sqrt{(x-s)^2 + y^2}} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{(x-s)^2 + y^2}\right) ds \quad (3.2)$$

- 2a: Spaltbreite  
 k : reelle Konstante

A : Amplitude am Aufpunkt (x,y)

$r_0$  : Abstand von der Erregung zum Aufpunkt  $\sqrt{(x-s)^2 + y^2}$

Wie Bild 3.8 und 3.9 zeigen, bildet sich mit zunehmender Spaltbreite eine Vorzugsrichtung der Leistung bei den Winkeln  $0^\circ$  und  $60^\circ$ , von der y-Achse aus gezählt, aus, die den Beugungsmaxima entsprechen und vermieden werden sollten. Die Durchmesser der Löcher wurden schließlich zu 0.8mm und ihre Abstände, um die notwendige mechanische Stabilität zu gewährleisten, in achsialer Richtung zu 1.3mm gewählt

Zur zusätzlichen Steigerung der Effizienz des Wandlers ist für den nächsten Entwurf eine azimutale "Taperung" der Koppellöcher vorgesehen. Dort soll eine bessere Ankoppelung des Feldes des  $\vec{E}_\varphi^-$  außerhalb an das  $\vec{H}_z^+$ -Feld innerhalb des Resonators erreicht werden.

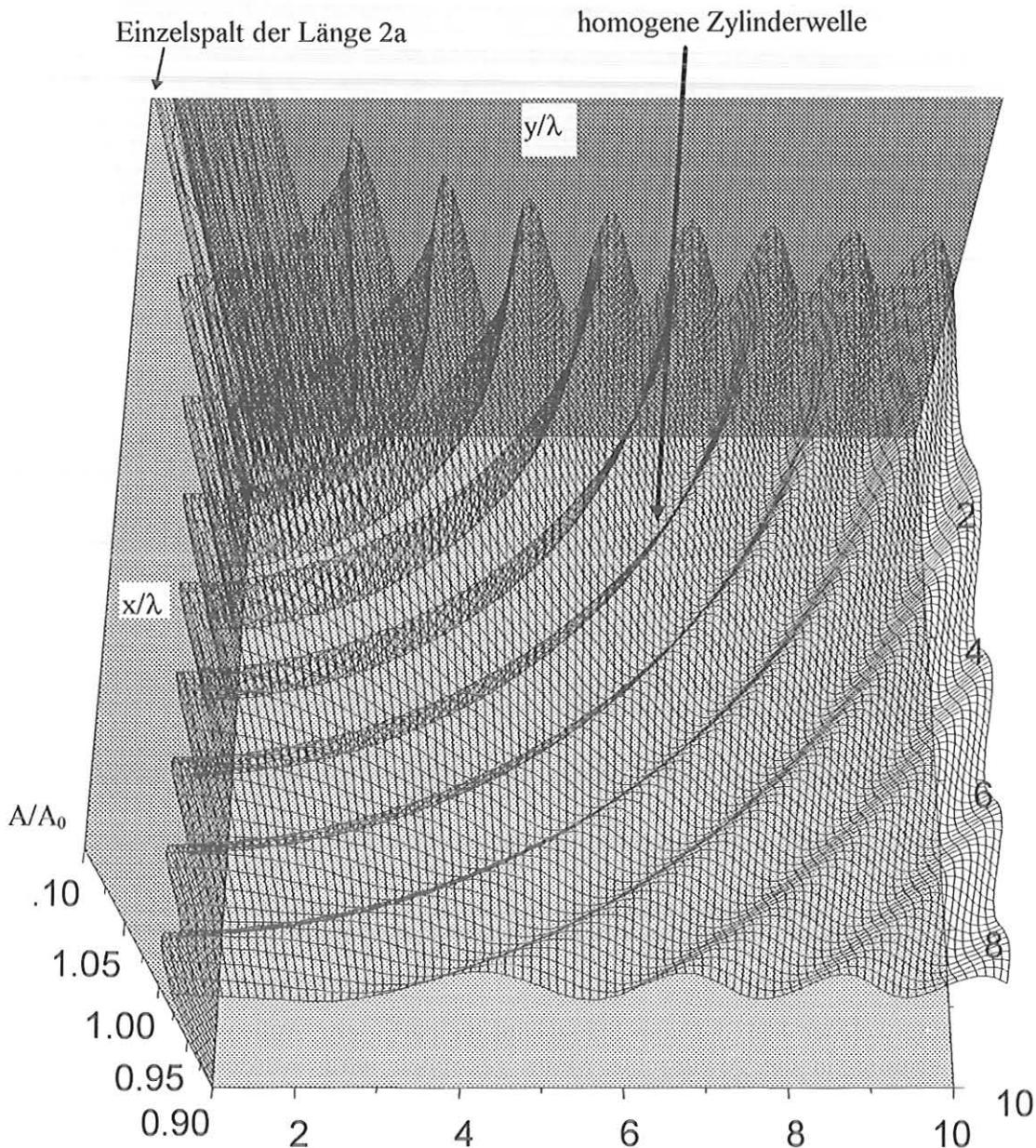


Bild 3.8: Beugung am Einzelspalt der Länge  $2a = \lambda/8$

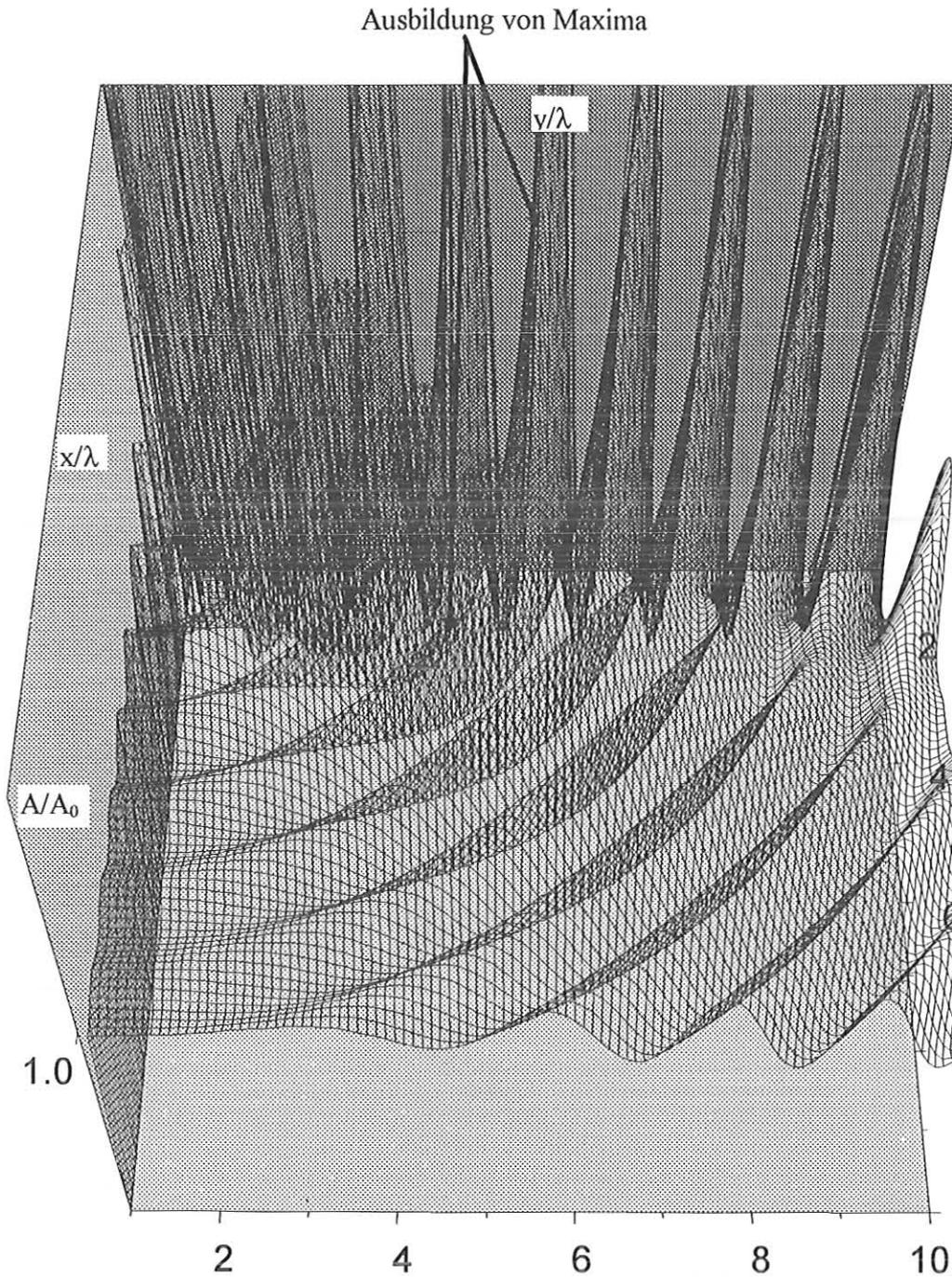


Bild 3.9: Beugung am Einzelspalt der Länge  $2a = 2\lambda$

Zur Bestimmung welcher Teil, der vom Spiegel auf die perforierte Außenseite der Kavität eingestrahlt Leistung, in die gewünschte Mode gekoppelt wird, wurde eine Fourieranalyse durchgeführt (Pereyaslavets 1995). Dabei wird die Feldverteilung auf der durchlöcheren Außenseite in Vielfache von  $m\phi$  zerlegt, was der  $H_z$  - Feldverteilung der TE - Mode auf der Wellenleiterwand entspricht.

## 4 Modenwandler

### 4.1 Herkömmlicher quasioptischer Modentypwandler

Der hier betrachtete quasioptische Modentypwandler hat die Aufgabe, eine im Gyrotronresonator erzeugte Kreishohlleitermode in einen linear polarisierten, stigmatischen, gaußschen Strahl zu wandeln. Ein herkömmlicher Modentypwandler besteht aus einer abstrahlenden helikalen Aperturantenne, einem Reflektor zur Phasenkorrektur sowie ein bis zwei Reflektoren zur Beseitigung des Astigmatismus.

#### 4.1.1 Helikale Aperturantenne

Zur Erklärung ihrer Funktion eignet sich die Darstellung der Kreishohlleitermoden als Strahlen ebener Wellen. Diese Strahlen beschreiben bei der Ausbreitung eine polygonale Helix um eine kreiszylindrische Kaustik, deren Radius durch Gl. 2.71 gegeben ist. Man erkennt, daß für symmetrische Moden die Kaustik mit der Hohlleiterachse zusammenfällt und daß für sogenannte Flüstergaleriemoden ( $m \gg 1, n=1,2$ ) sich die Kaustik nahe dem Wellenleiterradius befindet. Für die im Gyrotron verwendeten asymmetrischen Volumenmoden gilt meist ein Verhältnis  $R/R_c \approx 2$ .

Schneidet man den Wellenleiter bei  $\varphi = \text{const}$  auf und wickelt ihn in einer Ebene ab, so bilden sich aus den Reflexionspunkten eines Strahls Parallelogramme (Bild 4.1). Da die Strahlen auf der Hohlleiterwand gleichverteilt und die gleiche Richtung haben, sieht man leicht ein, daß alle Strahlen genau einmal auf dem Parallelogramm  $\overline{P_1 P_2 P_3 P_4}$  auftreffen und reflektiert werden. Würde man ein solches Viereck aus der Hohlleiterwand schneiden, so würde in geometrisch optischer Näherung die gesamte Hochfrequenzleistung unter dem Winkel  $\cos \bar{s} \bar{\rho}$  abgestrahlt. Wegen der homogenen Verteilung der Strahlen reflektieren jedoch alle flächengleiche Parallelogramme mit der Grundseite  $\overline{P_1 P_2}$  und der Höhe  $h$  alle Strahlen genau einmal. Zur Abstrahlung eignet sich vor allem das Parallelogramm  $\overline{P_1 P_2 P_3 P_4}$  mit der Schnittkante  $\varphi = \text{const}$ , da hierbei die Änderungen des Abstrahlwinkels  $\gamma$  in axialer Richtung minimal ist und somit die nachfolgenden Reflektoren einfacher entworfen werden können.

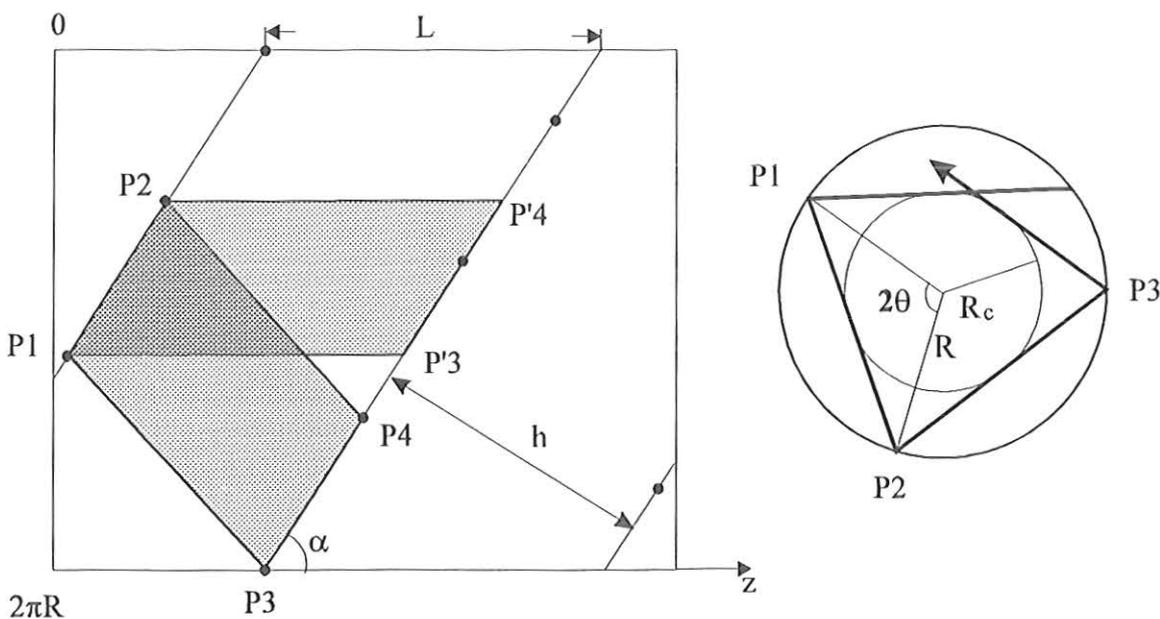


Bild 4.1: Abwicklung des Wellenleiters in eine Ebene

Der konstante Schnittwinkel  $\alpha$ , der die helikale Schnittkante in Form einer Schraubenlinie ergibt, läßt sich aus dem Verhältnis der Bogenlänge  $2\theta R$  und der räumlichen Länge des Strahls zwischen zwei Reflexionspunkten berechnen. Letztere erhält man aus der transversalen Länge des Strahls zwischen zwei Reflexionspunkten  $2\sqrt{R^2 - R_c^2}$  multipliziert mit dem Kotangens des Brillouinwinkels  $\psi$ .

$$\cot \alpha = \frac{\sin \theta}{\theta} \cot \psi \quad (4.1)$$

Die Länge der axialen Schnittkante ergibt sich damit wie folgt:

$$L = 2\pi R \cot \alpha \quad (4.2)$$

In Bild 4.2 ist bei  $\varphi = \text{const}$  die Aperturfläche angedeutet, die z.B in (Möbius, 1992) zur Berechnung der Kantenlänge  $L$  mit der physikalischen Optik herangezogen wird, die mit Gl. 4.2 sehr gut übereinstimmt.

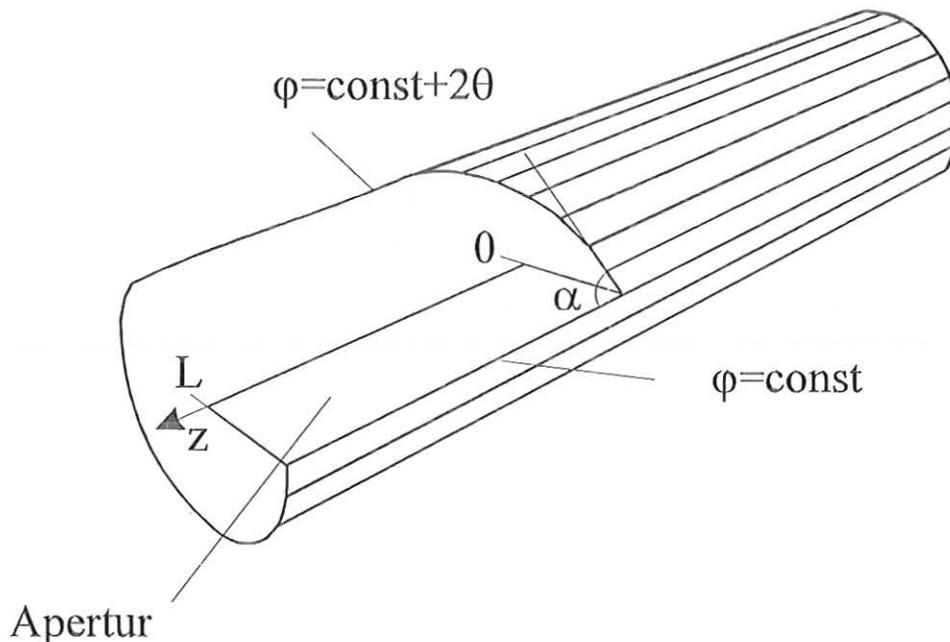


Bild 4.2: Dreidimensionale Darstellung der helikalen Aperturantenne

#### 4.1.2 Reflektoren zur Formung des Gaußschen Strahls

Zur Einkopplung in eine Spiegelleitung müssen die austretenden Strahlen zu einem linear polarisierten stigmatischen Gaußschen Strahl gewandelt werden. Bei nicht zu großen Krümmungen, das heißt kleinen Divergenzwinkeln, lassen sich die Fokussierung der beiden Strahlebenen getrennt behandeln. Da für den stigmatischen Gaußschen Strahl ähnliche Abbildungsgleichungen wie in der Strahlenoptik gelten, erhält man einen stigmatischen Gaußschen Strahl aus einem astigmatischen durch entsprechende Wahl der Krümmungsradien der Reflektoren.

Die Aufgabe einen astigmatischen Gaußschen Strahl aus dem Strahlungsfeld der Antenne zu bilden, übernimmt dabei ein spezieller phasenkorrigierender Spiegel (Bild 4.3). Dieser muß die

lineare Phasenvariation entlang der Kaustik  $\rho = R_c$  abwickeln, so daß in einem Fokus F eine ebene Phasenfront vorliegt. Die Spiegelkontur stellt somit eine spezielle Bi-Evolvente zweier Kreise dar, wobei ein Kreis zu einem Punkt entartet ist. Auf Grund der engen Verwandtschaft zur Ellipse wird diese Kontur auch Quasiellipse genannt.

Die Aufgabe des quasielliptischen Spiegels ist es, die Strahlen mit der gleichen optischen Weglänge C zu fokussieren.

$$\Theta_1 R_c + d_1(\Theta_1, \Theta_2) + d_2(\Theta_1, \Theta_2) = C \quad (4.3)$$

Gl. 4.3 ist eine implizite Gleichung für die Kurve des Spiegels mit den freien Parametern F und D in Abhängigkeit von  $\Theta_1$  und  $\Theta_2$ , die sich mit Hilfe elementarer Geometrie nach dem Winkel  $\Theta_2$  auflösen läßt. Die Anwendung bi-evolventer Spiegel auf offene Kreishohlleiter findet man in (Vlasov, 1989), die ersten Vorschläge zu quasielliptischen Spiegeln zur Fokussierung auf einen Punkt in (Möbius, 1992).

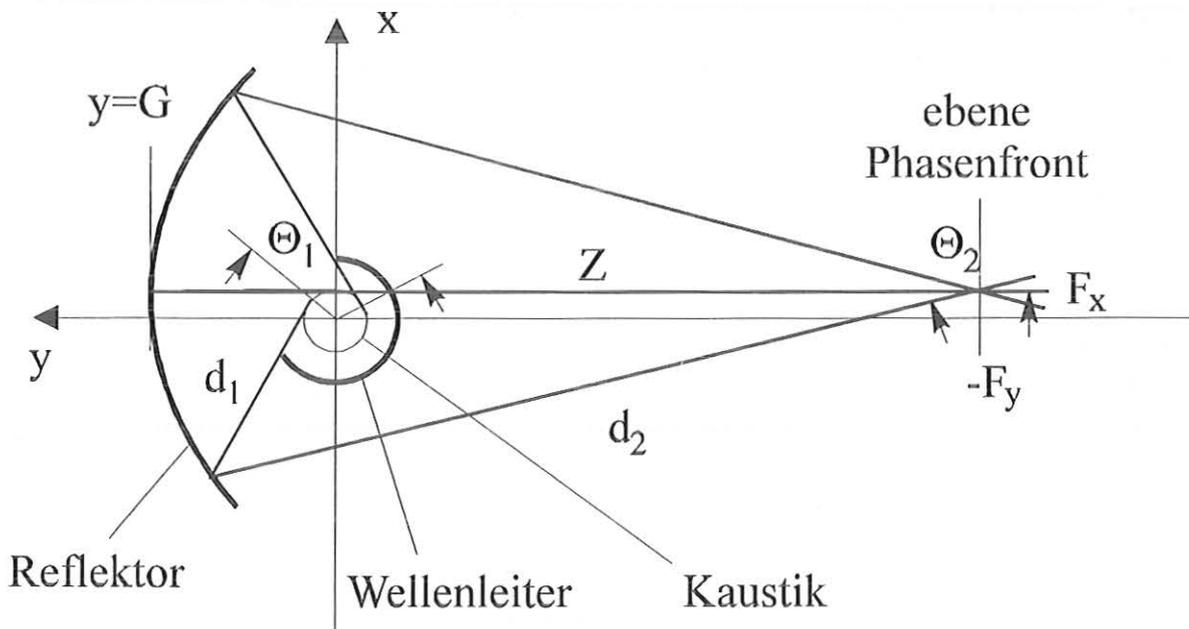


Bild 4.3: Quasielliptischer Reflektor zur Formung eines Gaußschen Strahls

## 4.2 Verbesserte quasioptische Modentypwandler

Der Wirkungsgrad herkömmlicher Modenwandler zur Wandlung von asymmetrischen Hohlleitermoden in die Grundmode des Gaußschen Strahls beträgt nur rund 80%. Deshalb wurden Konzepte zur Verbesserung des Wirkungsgrades entwickelt.

### 4.2.1 Modentypwandler mit periodischen Innenwanddeformationen

Zur Erzielung einer gaußähnlichen Amplitudenverteilung auf der strahlenden Apertur zur Vermeidung von Kantenbeugungen eignet sich die Abstrahlung von bestimmten Modengemischen.

Eine Gaußsche Verteilung läßt sich mit sehr hohem Wirkungsgrad durch eine Raised-Cosine-Verteilung annähern. Für die normierten äquivalenten Leistungsdichten erhält man:

$$\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi w}} e^{-\frac{x^2}{w^2}} \approx \frac{b}{3\pi} (1 + \cos(bx))^2 \quad (4.4)$$

Nach (Wien, 1995) hängt der Wirkungsgrad  $\eta(w,b)$  nur von dem Produkt  $wb$  ab, so daß bezüglich des Intervalls  $-\pi \leq 2bx \leq \pi$  und des Strahlradius  $w$  skaliert werden kann. Damit findet man durch numerische Integration für den maximalen Wirkungsgrad:

$$\eta(wb=1.760) = 99.703\% \quad (4.5)$$

Die Raised-Cosine-Verteilung läßt sich durch Überlagerung von drei ebenen Wellen mit bestimmten Amplituden- und Phasenverhältnissen darstellen:

$$1 + \cos(bx) = 1 + \frac{1}{2}(e^{+jbx} + e^{-jbx}) \quad (4.6)$$

Bei der Problemstellung des verbesserten Modentypwandlers ist die zweidimensionale Formung des Millimeterwellenausgangsstrahls erwünscht. Zum einen soll eine Gaußsche Verteilung über den Azimut auf der Kaustik im Intervall  $\varphi_0 \leq \varphi \leq \varphi_0 + 2\theta$  erfolgen und zum anderen in axialer Richtung im Intervall  $0 \leq z \leq L$  mit der Schnittkantenlänge  $L$ . Die gewünschte Amplitudenverteilung läßt sich wie folgt annähern.

$$f(\varphi, z) = \left( 1 + \frac{1}{2} \left( e^{j\frac{\pi}{\theta}\varphi} + e^{-j\frac{\pi}{\theta}\varphi} \right) \left( 1 + \frac{1}{2} e^{j\frac{2\pi}{L}z} + e^{j\frac{2\pi}{L}z} \right) \right) \quad (4.7)$$

Diese Darstellung der Verteilung gibt eine Vorschrift an, welche Moden zur Synthese geeignet sind. Die Modentypen müssen die Bedingung erfüllen, daß ihre Amplitudenterme ähnlich sind, so daß ihre Überlagerung im wesentlichen durch die Phasenterme gegeben ist. Dann folgt für die Phasendifferenzen in Gl. 4.7 die Bedingung Gl. 4.8 für die Satelliten der Hauptmode:

$$\Delta m = \pm \frac{\pi}{\theta} \quad \Delta \beta = \pm \frac{2\pi}{L} \quad (4.8)$$

Für ein typisches Verhältnis des Wellenleiterradius zu Kaustikradius von 2 liefert die erste Bedingung  $\Delta m = \pm 3$ , und die zweite Bedingung ist für  $\Delta \beta = \beta_{mn} - \beta_{m\pm 1,n}$  sehr gut erfüllt, wenn die Mode nicht sehr nahe ihrer Grenzfrequenz betrieben wird. Somit ergibt sich folgende Modenmischung, die auch in (Denisov, 1994) angegeben wird.

3.0% TE <sub>20,7</sub>	11% TE <sub>23,6</sub>	3% TE <sub>26,5</sub>	7.0% TE <sub>20,7</sub>	9,8% TE <sub>23,6</sub>	1.2% TE <sub>26,3</sub>
11% TE <sub>19,7</sub>	44% TE <sub>22,6</sub>	11% TE <sub>25,5</sub>	8.3% TE <sub>19,7</sub>	45% TE <sub>22,6</sub>	13% TE <sub>25,5</sub>
3.0% TE <sub>18,7</sub>	11% TE <sub>21,6</sub>	3.0% TE <sub>24,5</sub>	0.2% TE <sub>18,7</sub>	9.6% TE <sub>21,6</sub>	6.5% TE <sub>24</sub>

Aus der Theorie der gekoppelten Moden (Weinstein, 1969) lassen sich Deformationen synthetisieren, die die gewünschten Amplituden- und Phasenanteile erzeugen. Die minimale Wandlerlänge entspricht der maximalen Schwebungswellenlänge der betrachteten Moden. Diese kann für große Wellenleiterradien sehr groß werden, so daß dieses Wandlerprinzip nicht immer einsetzbar ist. Nach (Tran, 1994) ist die minimale Wandlerlänge gegeben durch:

$$L_{\min} = \frac{\pi}{2|2\beta_{mn} - \beta_{m+3,n-1} - \beta_{m-3,n+1}|} \quad (4.9)$$

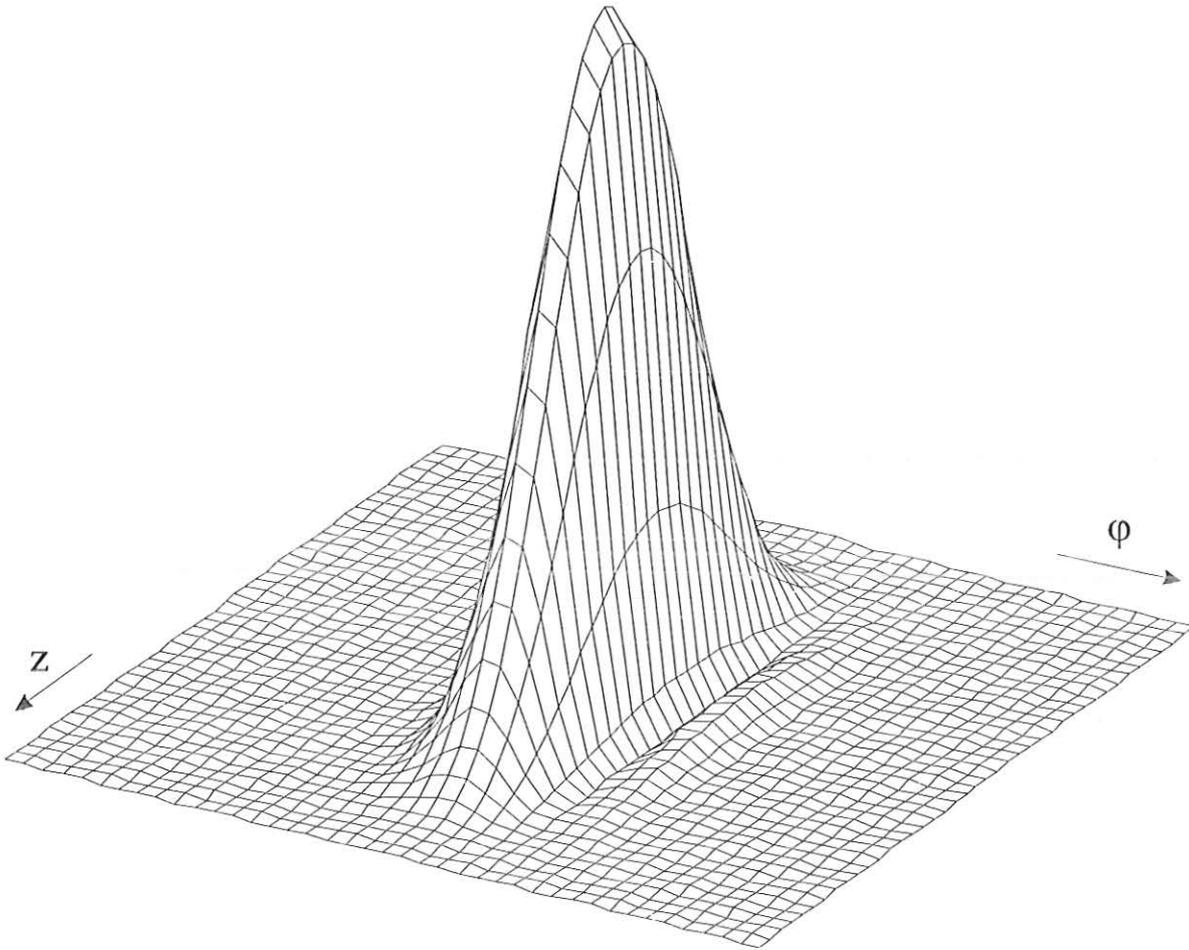


Bild 4.4: Synthetisierte Modenmischung für  $TE_{22,6}$  bei 140 GHz und  $R = 19$  mm optimiert nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate

#### 4.2.2 Modentypwandler nach dem Innenspiegelkonzept

Das erstmals von (Pretterebner und Möbius, 1991) vorgestellte Verfahren entspringt der geometrisch-optischen Interpretation der Hohlleitermoden, wonach ein bestimmtes Segment auf der Wellenleiterinnenfläche (Fresnelgebiet) von den gesamten Strahlen einmal getroffen wird. Die Deformationen folgen dabei dem helikalen Ausbreitungsweg der Strahlen, die in jedem Fresnelgebiet jeweils nur in achsialer oder azimutaler Richtung gebündelt werden, so daß die transversale und die achsiale Felddeformation getrennt voneinander behandelt werden können. Die Anwendbarkeit dieser Methode ist abhängig von der Fresnelzahl, die die Anzahl der Interferenzen zwischen zwei Spiegeln angibt.

$$N^F = \frac{a_1 a_2}{d \lambda} \quad (4.10)$$

Hierin ist  $\lambda$  die Wellenlänge in der betrachteten Ausbreitungsrichtung,  $d$  der Abstand zweier Spiegel und  $2a_1$  bzw.  $2a_2$  sind die Abmessungen der Spiegel. Ist  $N^F = 1$ , so ist  $d$  der minimale Abstand zweier Spiegel und wird Fresnellänge genannt. Für die hier betrachteten Segmente errechnen sich die Fresnelzahlen getrennt für azimutale und achsiale Spiegel wie folgt:

$$N_\varphi^F = \frac{\theta^2 \chi_{mn}}{\pi \sin \theta} \quad N_z^F = \cot^2 \psi \frac{\sin \theta}{\theta^2} \chi_{mn} \quad (4.11)$$

Die Form der Deformation erhält man aus der Lösung einer Differentialgleichung unter der Forderung, daß die Strahlen nach zwei Reflexionen die gleiche Kaustik haben, die Amplitudenverteilung jedoch möglichst gaußverteilt ist (Bild 4.4). Hier ist die Fresnelzahl meißt groß genug, so daß zwei Fresnelgebiete hintereinander als Spiegel benutzt werden können. Da die Wandstörung möglichst gering sein soll müssen oft mehrere Innenspiegelpaare hintereinander verwendet werden. Die gaußverteilte Amplitudenverteilung hat zudem den Vorteil, daß der phasenkorrigierende Spiegel (Bild 4.3) in das Konzept integriert werden kann.

Die achsialen Deformationen der Innenspiegel werden nach dem gleichen Prinzip wie bei den azimutalen Spiegeln synthetisiert. Es trifft allerdings die Schwierigkeit auf, daß die Fresnellängen groß werden kann. Technisch kann das Problem dadurch gelöst werden, indem diese Spiegel durch die azimutalen Spiegel getrennt werden. Somit können sehr kompakte Modentypwandler entworfen werden, deren Gesamtlänge im wesentlichen durch die Anzahl der Innenspiegel gegeben ist:

$$L_s = 2R(\pi + N^s \theta) \cot \psi \frac{\sin \theta}{\theta} \quad (4.12)$$

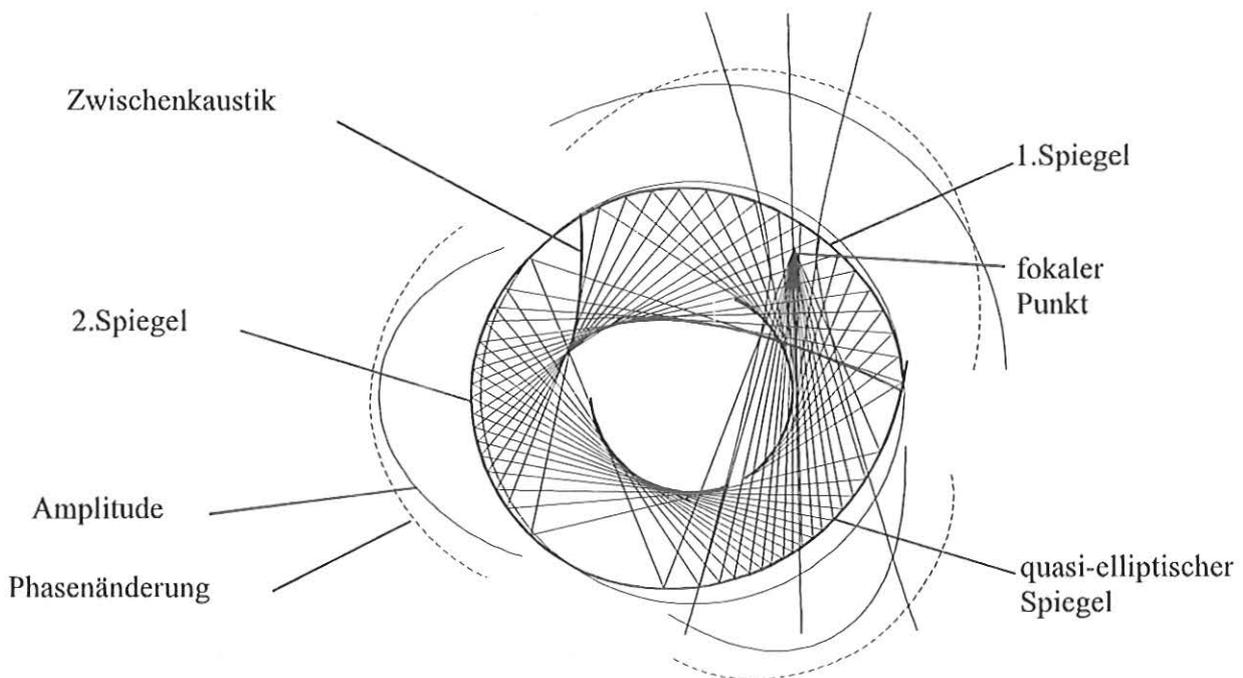


Bild 4.5: Modenwandler nach dem Innenspiegelkonzept

Bild 4.6 zeigt die Wandlerlänge (einschließlich der Schnittkante) nach Gl. 5.13 und Gl. 5.16 mit  $N^s = 6$  sowie deren Verluste (ideales, kaltes Kupfer) für die  $TE_{22,6}$  Mode bei 140 GHz nach den zwei Syntheseverfahren in Abhängigkeit des Wellenleiterradius. Man erkennt, daß das Innenspiegelkonzept insbesondere für Moden hoher Ordnung und großen Abmessungen vorteilhaft ist.

## Modenwandler

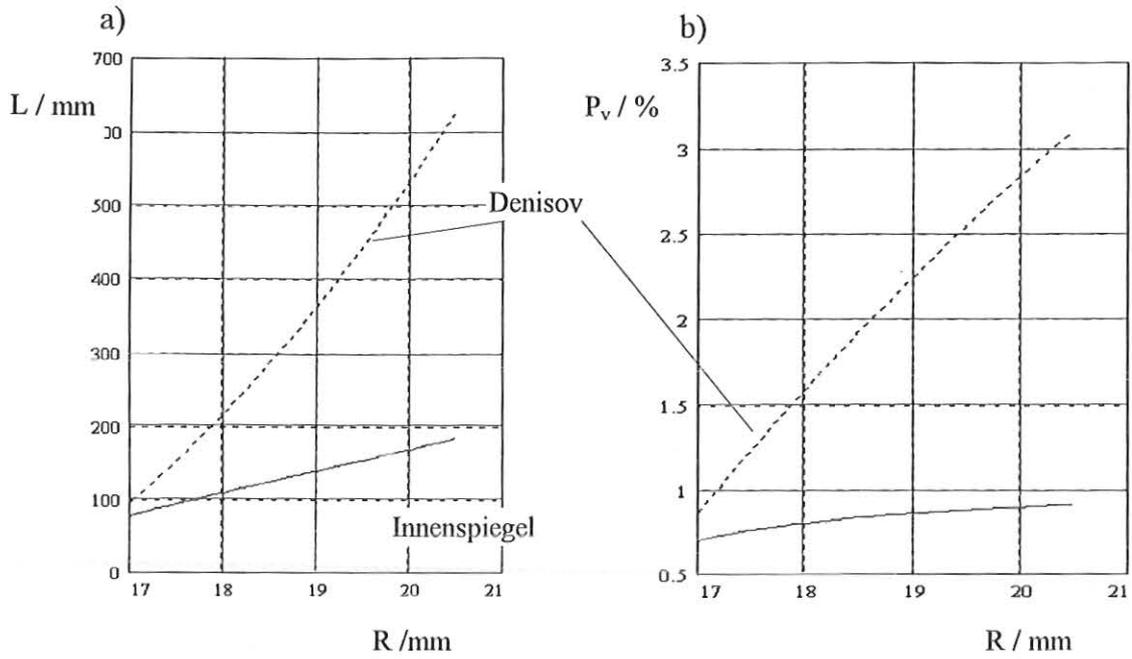


Bild 4.6: Gegenüberstellung der beschriebenen verbesserten Modentypwandler für die  $TE_{22,6}$ -Mode bei 140 GHz a) axiale Länge ,b) Verlustleistung bei der jeweiligen Wandlerlänge in Abhängigkeit des Wellenleiterradius.

## 5 Messungen

### 5.1 Skalärer Netzwerkanalysator für Frequenzen um 140 GHz

#### 5.1.1 Funktionsprinzip

Um den gerätetechnischen Aufwand in Grenzen zu halten, wurde ein skalares Konzept gewählt. Die hohen Anforderungen bezüglich Meßumfang, Frequenzgenauigkeit und -stabilität werden von herkömmlichen Konzepten für skalare Netzwerkanalysatoren nicht erfüllt. So überstreicht z.B. ein für den Millimeterwellenbereich typischer skalärer Netzwerkanalysator (Stickel, 1987) zwar einen relativ großen Frequenzbereich (130 bis 160 GHz), er erreicht aber nur einen für viele Anwendungen zu geringen Meßumfang ( $\leq 40$  dB), und das, obwohl eine relativ hohe Signalleistung (einige 10 bis über 100 mW) eingesetzt wird. Auch die Frequenzgenauigkeit, bestenfalls 100 MHz, ist für viele Messungen unzureichend.

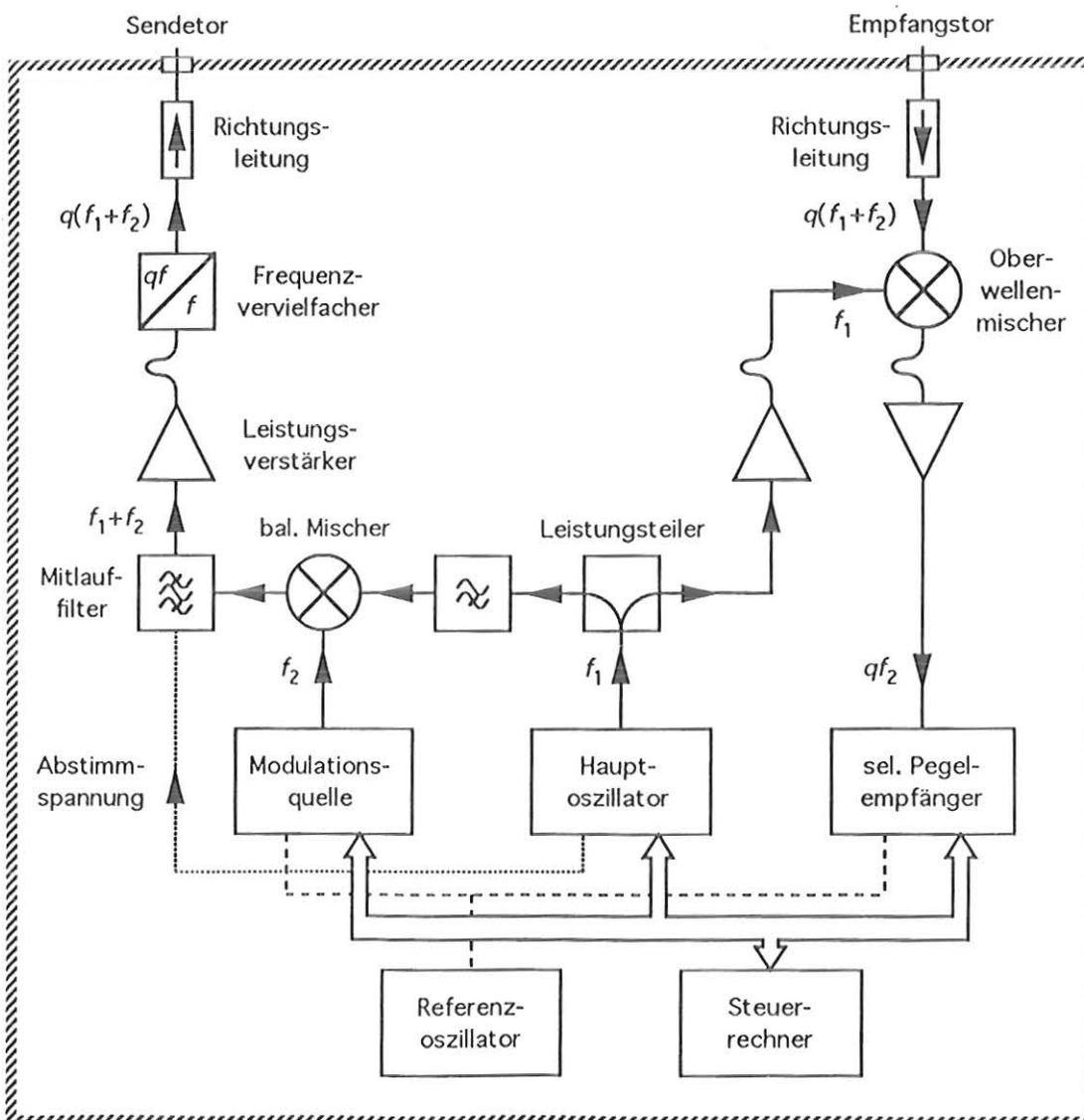


Bild 5.1:1: Skalärer Netzwerkanalysator nach (Geist1988), einschließlich aller Modifikationen zur Vergrößerung von Frequenzbereich und Meßumfang.

Um den Forderungen (Meßumfang 60 -70 dB, Frequenzgenauigkeit  $\approx 100$  Hz, geringe Linienbreite  $< 50$  Hz), zu genügen wurde ein Schaltungskonzept verwendet, das von (Geist, 1988) vorgestellt wurde. Das dort beschriebene Meßsystem besitzt einen maximalen Frequenzbereich

von 130 bis 150 GHz und einen Meßumfang, der abhängig von der Frequenz, zwischen ungefähr 50 und mehr als 80 dB schwankt. Zur Vergrößerung des Frequenzbereiches auf 110 bis 150 GHz und zur weiteren Erhöhung des Meßumfangs, speziell in den kritischen Frequenzbereichen, mußten einige Verbesserungen gegenüber dem ursprünglichen System vorgenommen werden (Nickel, Ambrosy, Maßler).

Der Vorteil des hier verwendeten Meßsystems liegt darin, daß die kleinste mögliche Empfängerbandbreite, und damit die erreichbare Empfängerempfindlichkeit, nur von der Frequenzstabilität der Modulationsquelle bestimmt wird. Frequenzfluktuationen des Hauptoszillators dagegen beeinflussen die Zwischenfrequenz nicht. Dies gilt, solange Laufzeitunterschiede zwischen Meß- und LO-Signal am Ort des Oberwellenmischers nicht in die Größenordnung der Korrelationszeit des Hauptoszillators kommen (Geist 1992).

Wegen des relativ schlechten Wirkungsgrads des vermessenen Modenerzeugers mußte auf den eigentlich für diese Messungen vorgesehene vektorielle NWA (Geist 1990) verzichtet werden. Der mit diesem Aufbau bisher erreichte Dynamikbereich ist bisher nicht ausreichend. Für diese Arbeit wurde die Meßanordnung um einen in drei Achsen verfahrbaren, rechnergesteuerten Meßtisch erweitert. Dadurch wurde es möglich, räumliche Feldverteilungen zu vermessen.

In Bild 5.1.1 ist das Blockschaltbild des entsprechenden Netzwerkanalysators dargestellt. Vom Hauptoszillator wird ein Mikrowellensignal der Frequenz  $f_1$  erzeugt, an einen Leistungsteiler abgegeben und dort in zwei Signalpfade aufgeteilt. Der eine Signalteil wird über ein Hochpaßfilter auf einen balancierten Mischer geführt und dort mit dem Ausgangssignal einer Modulationsquelle der festen Frequenz  $f_2$  gemischt. Das Hochpaßfilter dient dazu, ein direktes Überkoppeln von Oberschwingungen des Modulationssignals auf den Empfangszweig zu verhindern. In (Nickel 1995) ist eine ausführliche Funktionsbeschreibung enthalten.

### 5.1.2 Praktischer Aufbau

Beim aufgebauten System wurden die verschiedenen Signalfrequenzen bzw. -Pegel entsprechend Tab. 5.1.1 bzw. Tab. 5.1.2 gewählt.

$f_{1,\min}$	11.922 GHz
$f_{2,\max}$	16.367 GHz
$f_2$	300 MHz
$f_{M,\min} = q(f_{1,\min} + f_2)$	110 GHz
$f_{M,\max} = q(f_{1,\max} + f_2)$	150 GHz
$f_{PE} = qf_2$ mit $q = 9$	2.7 GHz
$\Delta f_{PE}$	100 Hz

Tabelle 5.1.1: Signalfrequenzen beim skalaren Netzwerkanalysator

Pegel vor dem Frequenzvervielfacher	6 - 16 dBm (4 - 40 mW)
Pegel des Meßsignals	einige $\mu$ W
Pumppegel des Oberwellenmischers	9 - 16 dBm (8 - 16 mW)

Tabelle 5.1.2: Signalpegel beim skalaren Netzwerkanalysator

## 5.2 Erzeugung der $TE_{22,6}$ -Mode

### 5.2.1 Meßverfahren und Modenbilder

Zur Herstellung der  $TE_{22,6}$ -Mode wurde ein Meßaufbau gemäß Bild 5.2.1 verwendet. Das von der Frequenzerzeugung ankommende Signal (15-16 GHz) wird durch einen Vervielfacher in ein Kammspektrum umgesetzt dessen 9-te Harmonische die Arbeitsfrequenz darstellt. Über eine Richtungsleitung wird das Signal zum Gaußhorn (GH,  $w_0 = 4.5$  mm) weitergeleitet und von dort zur Strahlaufweitung auf einen Hohlspiegel ( $w_0 = 22.5$  mm) gelenkt. Mit Hilfe dieses Spiegels (Sp1) wird der Gaußstrahl außerdem umgelenkt und fällt auf den elliptischen Spiegel (Sp2), von wo aus er in die Kavität eingestrahlt wird.

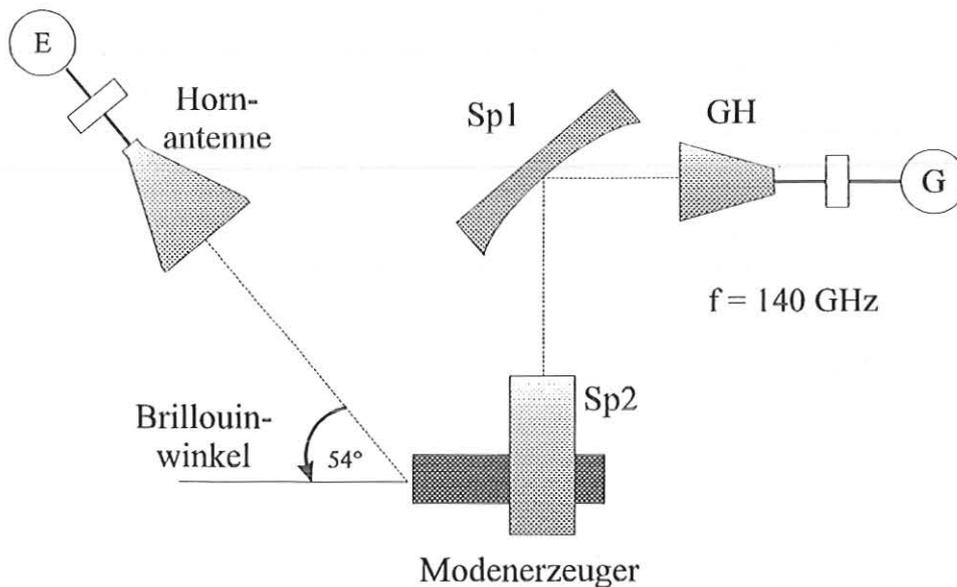


Bild 5.2.1: Meßaufbau zur Modenerzeugung

Bei der vorliegenden Kavität, die einen stark überdimensionierten Hohlleiter darstellt, sind mehrere hundert TE-Moden ausbreitungsfähig; die  $TE_{22,6}$  ist die 535-ste ausbreitungsfähige Mode. Ferner war auf Grund der unvermeidlichen Fertigungsabweichungen vom Sollwert und vor allem wegen des Einflusses der Koppellöcher, die bei der Berechnung der Kavität nicht berücksichtigt werden konnten, die Frequenz der gesuchten Mode zunächst unbekannt, weswegen ein Bereich von  $140 \pm 1$  GHz betrachtet wurde. Am Ausgang der Kavität wurde unter einem Winkel von  $54^\circ$ , der der Ausbreitungsrichtung der Hauptkeule der  $TE_{22,6}$ -Mode entspricht, das Fernfeld des austretenden Modengemisches bestimmt. Der Austrittswinkel bleibt in guter Näherung unabhängig von den genannten mechanischen Einflüssen. Durch die Anbringung des Empfangshorns unter oben genannten Winkel tritt durch den begrenzten Winkelausschnitt, den das Horn darstellt, eine Vorselektion der empfangenen Moden ein, keinesfalls aber können damit die Hauptstörmoden der  $TE_{22,6}$  unterdrückt werden, da deren Austrittswinkel nur wenige tausendstel Grad davon verschieden sind. Das Ausgangsspektrum ist sehr stark abhängig von den gewählten Neigungs- und Drehwinkeln der Spiegel und deren Abstände zueinander. Bild 5.2.2 zeigt drei derartige Spektren für unterschiedliche Justierungen. Wie man erkennt, lassen sich in Abhängigkeit der Einstrahlung der HF die einzelnen Resonanzen mehr oder weniger stark anregen.

Dabei kann die Lage der ermittelten Resonanzen in direkten Zusammenhang mit der Nullstelle der entsprechenden Mode im koaxialen Wellenleiter gesetzt werden. Ist eine dieser Resonanzen eindeutig einer koaxialen Mode zuzuordnen sind auch die in ihrer Nähe liegenden Moden aus ihren relativen Frequenzabständen ermittelbar.

### Messungen

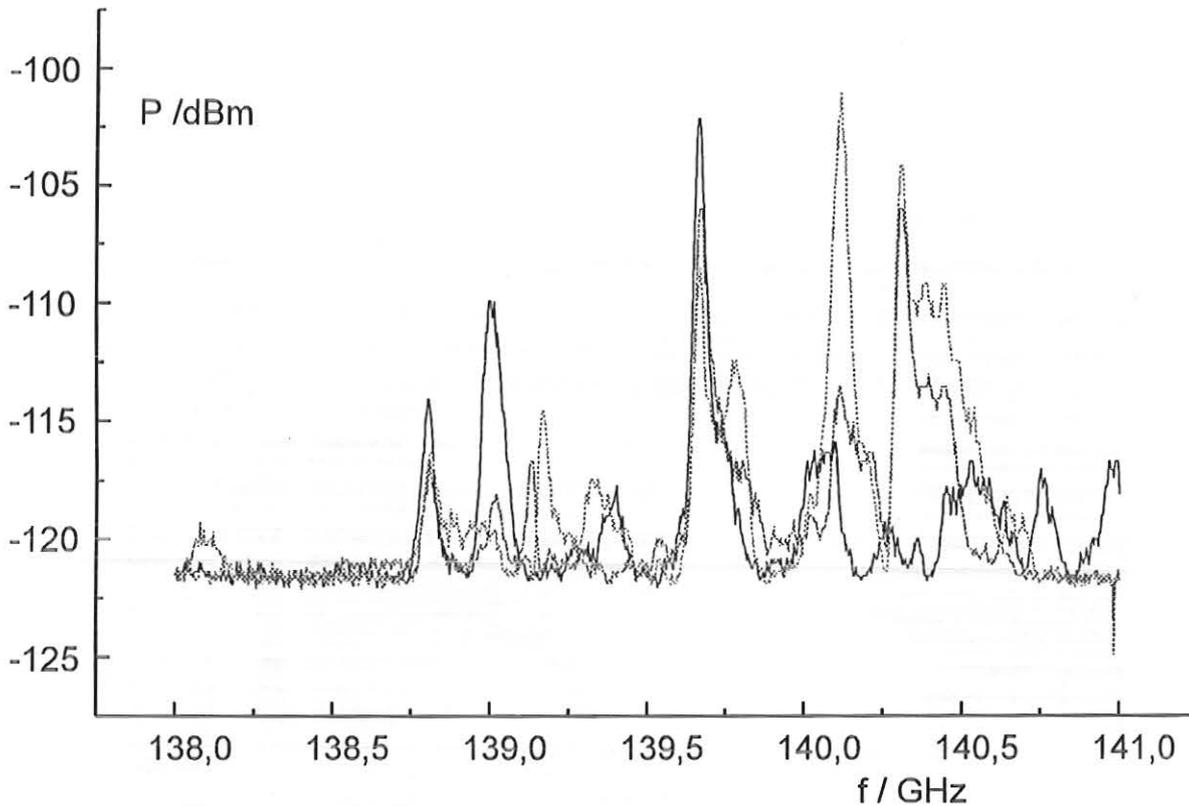


Bild 5.2.2: Empfangssignale der Hornantenne bei unterschiedliche Spiegeljustierungen.

Aus diesem Grund wurde zunächst die leistungsstärkste Resonanz durch Justierung herausgezüchtet. Bild 5.2.3 zeigt die auf eine Frequenz von  $f = 138,9$  GHz optimierte Strahleinkopplung. Im nächsten Schritt galt es nun, die genaue Ordnung der so selektierten Wellenleitermode zu bestimmen.

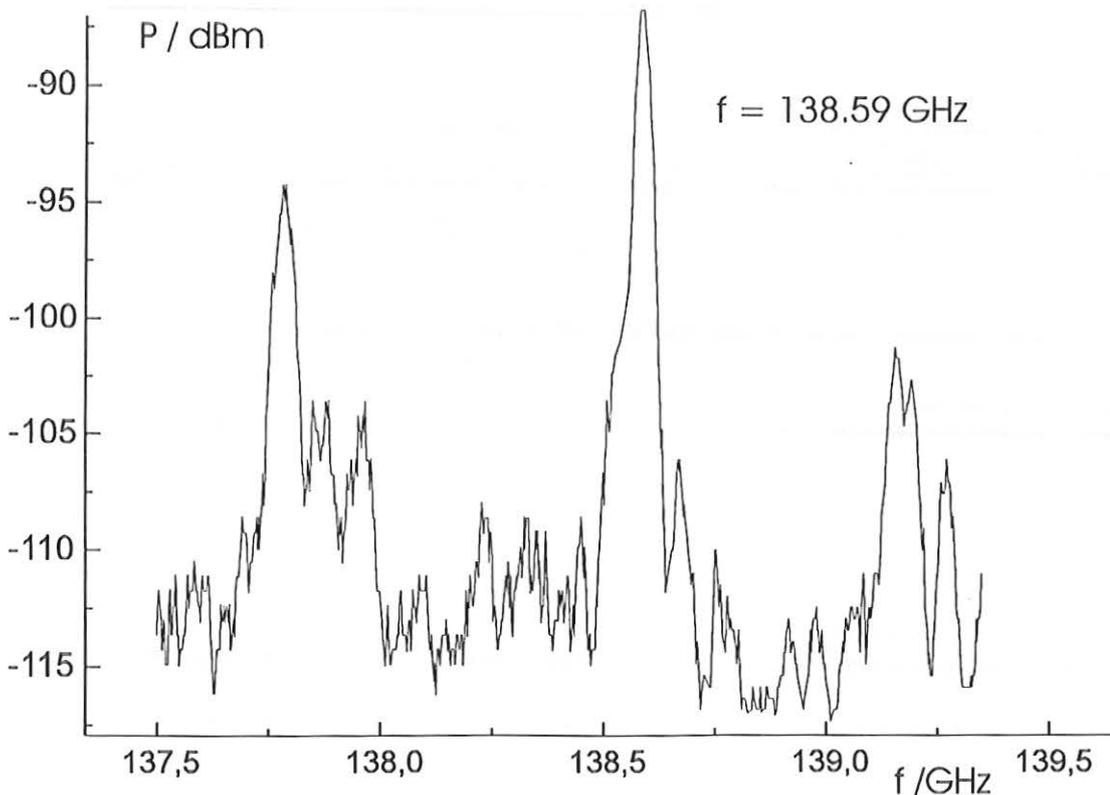


Bild 5.2.3: Willkürlich gewählte Resonanz in der Nähe der vermuteten Frequenz

Ursprünglich wurde davon ausgegangen daß es möglich sei, die auftretenden Moden anhand ihrer Richtcharakteristiken zu bestimmen, da die Anzahl der Keulen der radialen Ordnung entspricht. Es stellte sich doch heraus daß die Nebenkeulen häufig nicht ausgeprägt waren oder gänzlich im Rauschen verschwanden. Bild 5.2.3 und 4 zeigen den Meßaufbau zur Bestimmung der Richtcharakteristik der abgestrahlten Moden.

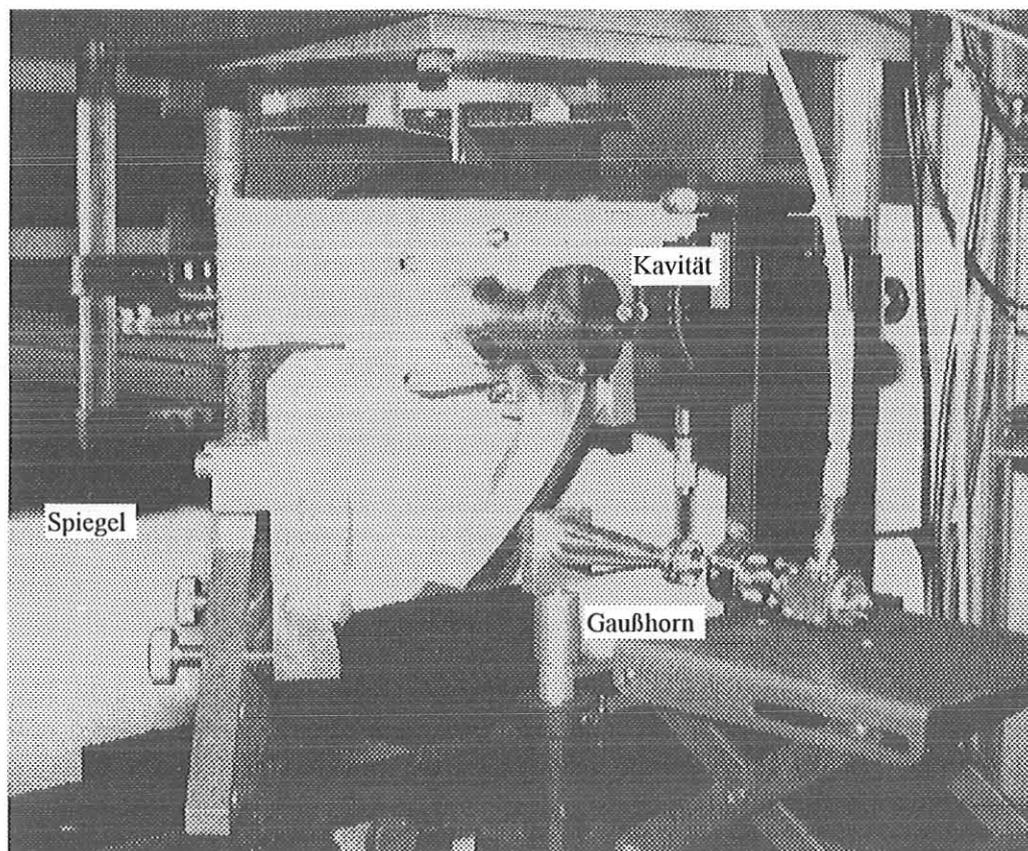


Bild 5.2.4: Einspeiseseite des Modenerzeugers

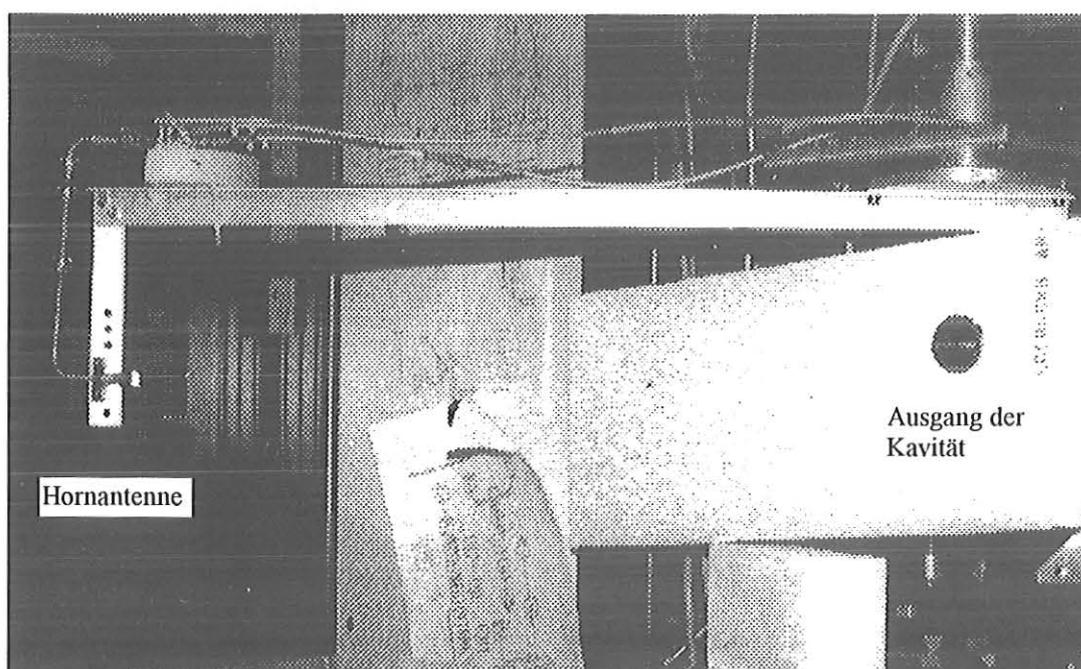


Bild 5.2.5: Vermessung des Ausgangsspektrums unter 54°

Bild 5.2.7 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung. Wie man erkennt, sind die Innenliegenden Feldanteile nicht mit hinreichender Genauigkeit aufzulösen. Ferner sind azimuthal überlagerte Störungen unter Umständen nicht zu erkennen.

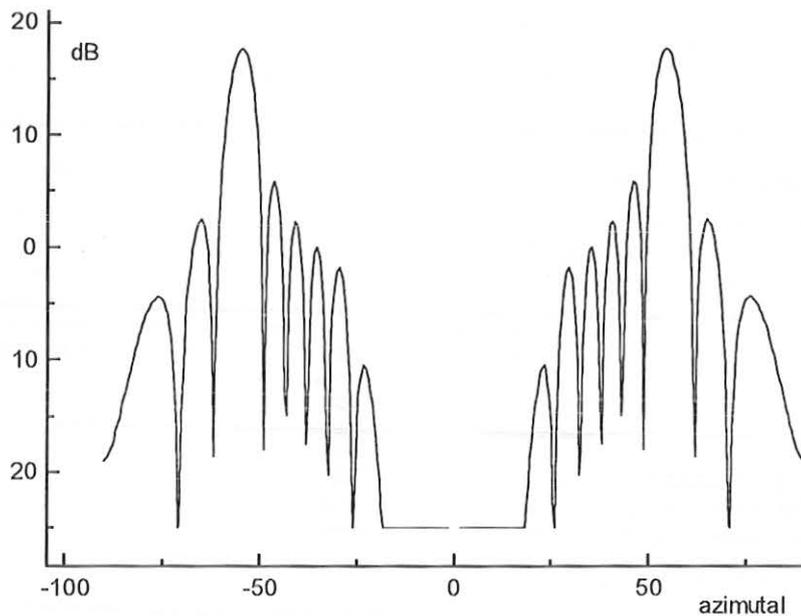


Bild 5.2.6: Berechnete Richtcharakteristik

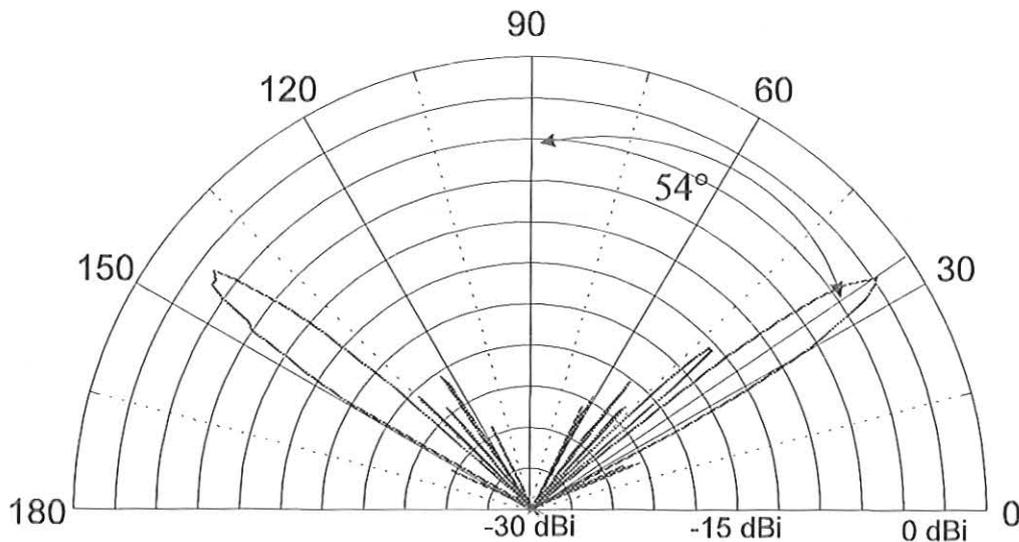


Bild 5.2.7: Gemessene Richtcharakteristik

Wegen der oben genannten Gründe mußte mit einem sehr zeitaufwendigen Meßverfahren das Nahfeldbild der Ausgangsmode gemessen werden. Um eine ausreichende Auflösung zu erhalten, war die Aufnahme von 10000 Meßpunkten erforderlich; die Meßzeit hierfür betrug ungefähr 2 Stunden. Wegen der unebenen Phasenfronten und den Blindanteilen der Leistung war in Teilen der Aufnahme keine zufriedenstellende Auflösung möglich. Die Auflösung war außerdem durch die Abmessungen des D- Bandhohlleiters ( $1.7 \times 0.83$  mm) begrenzt. Im folgenden Bild 5.2.8 ist der Meßvorgang zu sehen.

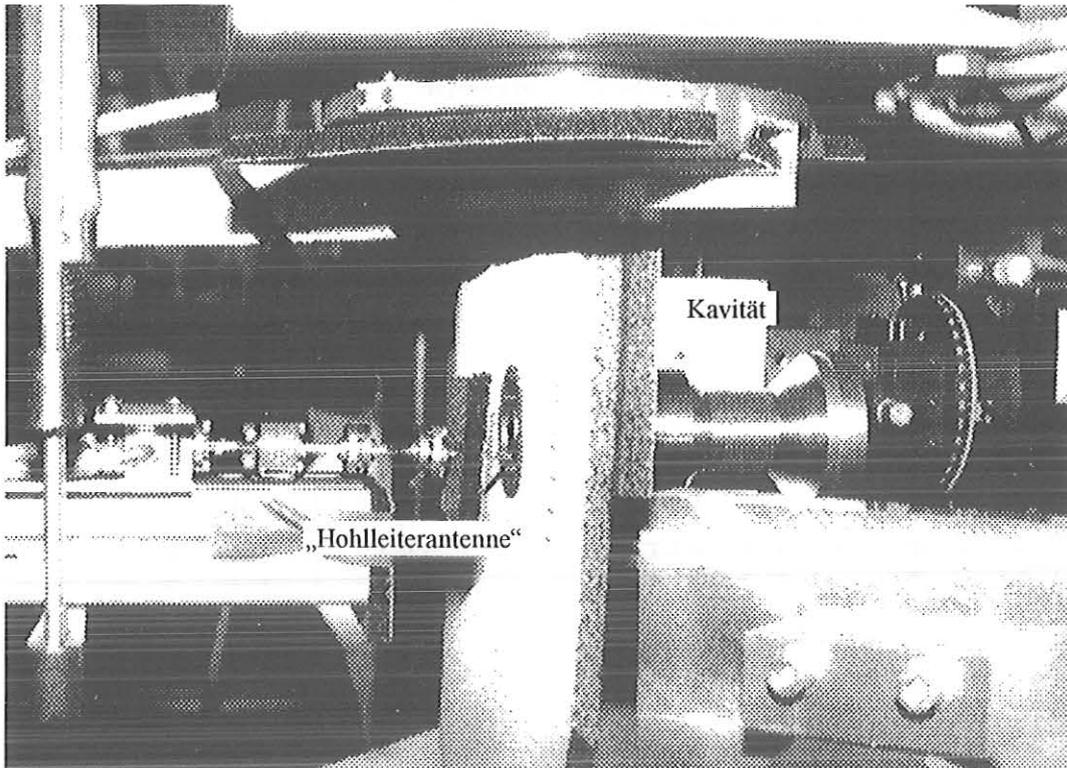


Bild 5.2.8: Anordnung zur Vermessung der  $TE_{22,6}$ -Ausgangsmode mit Hilfe einer „Hohlleiterantenne“

Dabei ergaben sich die unten aufgeführten Modenbilder in Abhängigkeit der gewählten Resonanz und Justierung Bild 5.2.8-12. Siehe auch Anhang A1.

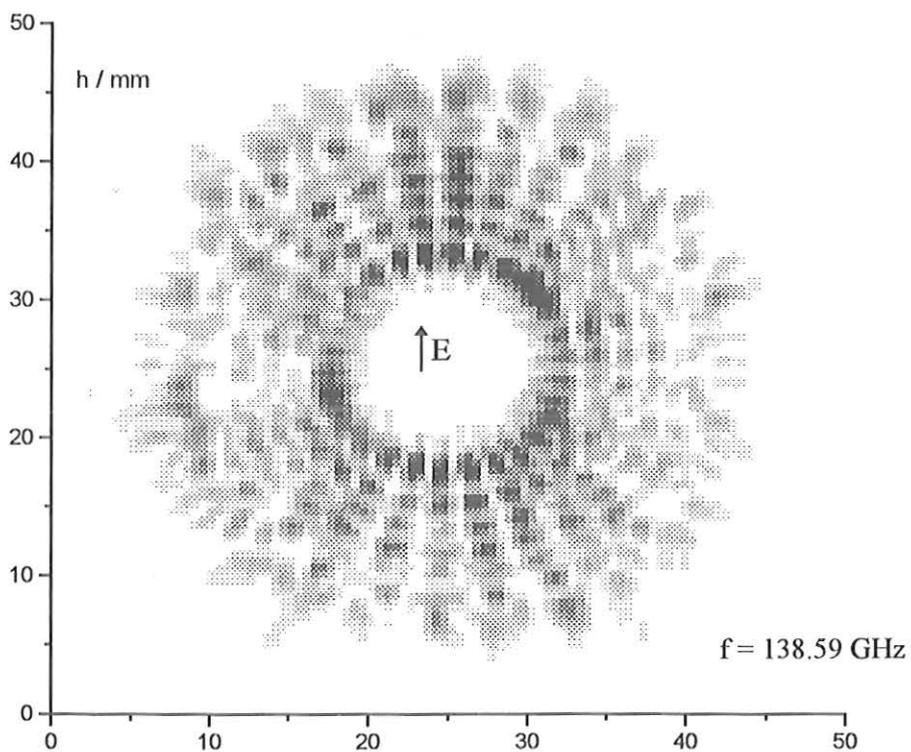


Bild 5.2.9: Vertikal polarisierte Leistungsverteilung einer rotierenden  $TE_{19,7}$ -Mode mit Stehanteil

Das zuerst gemessene Felddbild der Resonanz bei 138.59 GHz (Bild 5.2.9) ergibt eine radiale Ordnung von  $n = 7$ . In azimuthaler Richtung waren 38 Knoten zu sehen, woraus unmittelbar der Index  $m = 19$  folgt. Die gesuchte Resonanz wurde deshalb gemäß der berechneten Eigenwerte bei 139.6 GHz vermutet. Bild 5.2.10 zeigt die Resonanz der gesuchten  $TE_{22,6}$ -Mode.

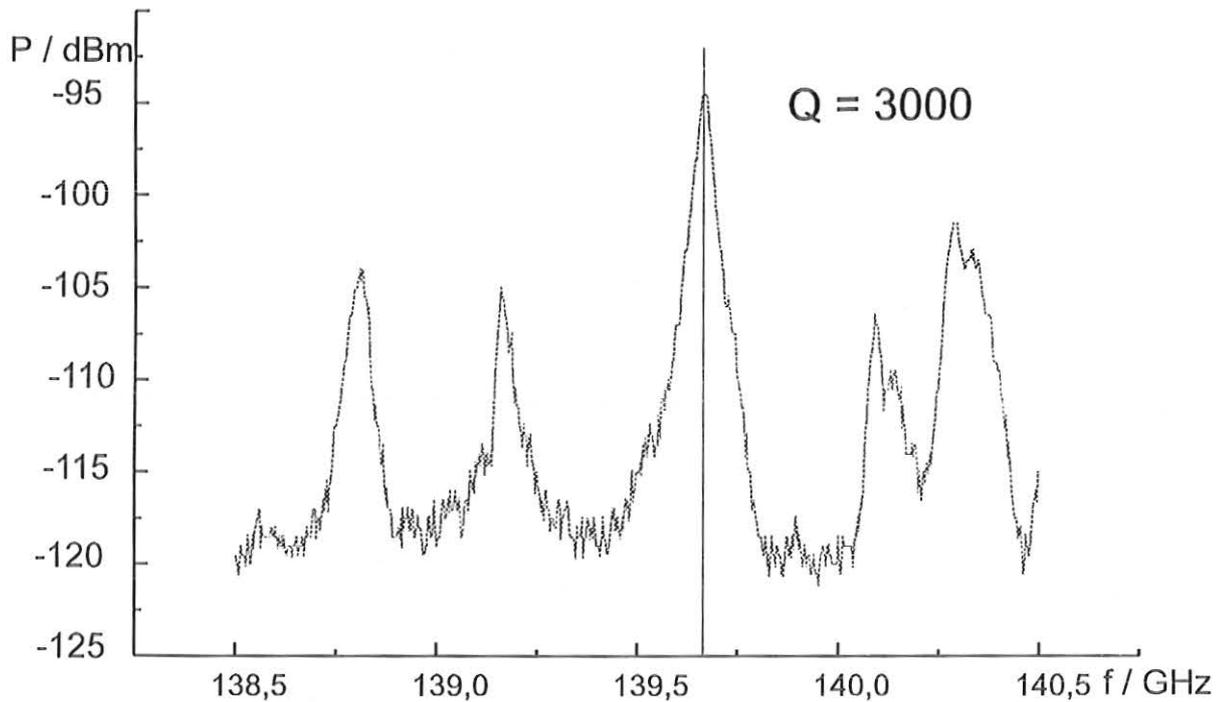


Bild 5.2.10: Gesuchte Resonanz der  $TE_{22,6}$ -Mode

In Bild 5.2.11 und 12 sind die horizontale und vertikale Polarisation der für die nachfolgenden Messungen verwendeten  $TE_{22,6}$ -Mode zu sehen. Die Ursache des darin enthaltenen falschrotierenden Anteils konnte nicht abschließend geklärt werden. Es zeigte sich jedoch eine merkliche Abhängigkeit des Stehwellenanteils vom Durchmesser der verwendeten Innenleiter wobei allerdings keine eindeutige Gesetzmäßigkeit festzustellen war; etwa zunehmende Stehwellen mit abnehmendem Innenleiterdurchmesser. Das Verhältnis der falsch zu richtig rotierenden Leistung betrug in der Regel, abhängig von der zufällig eingestellten Justierung, zwischen 0.7 und 3 %.

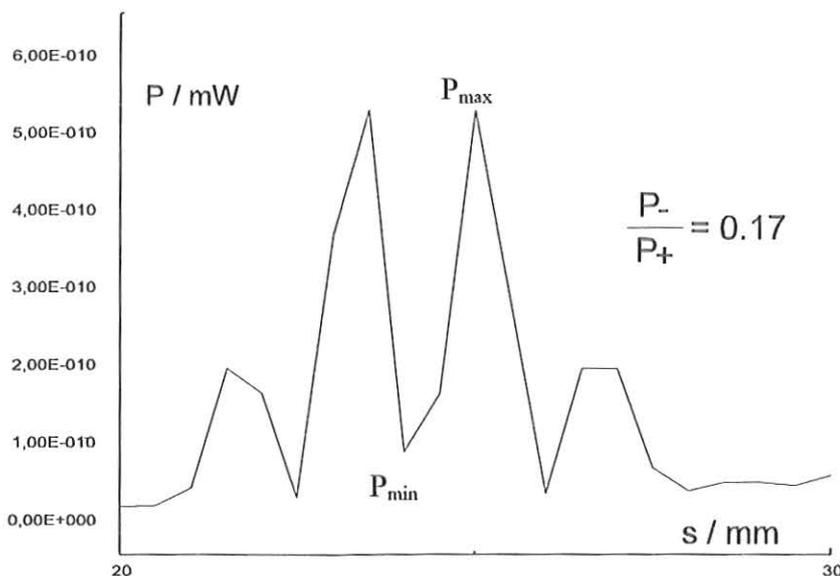


Bild 5.2.11: Schnitt durch das Felddbild 5.2.9 bei  $h = 33$  mm

$$\frac{P_-}{P_+} = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}} \quad (5.2.1)$$

Ähnlich wie in der Leitungstheorie das Stehwellenverhältnis läßt sich hier das Verhältnis von falsch zu richtig rotierender Leistung wie in Gl. 5.2.1 angegeben definieren. Dazu wurden die maximale und minimale Leistungsdichte (Bild 5.2.11) der Zeile  $h = 33 \text{ mm}$  in 5.2.1 eingesetzt und damit der falsch rotierende Leistungsanteil ermittelt.

Eine systematische Untersuchung der Abhängigkeit von Justierung und Stehwellenverhältnis konnte auf Grund der mechanischen Unzulänglichkeiten des Aufbaus und des gewaltigen, dazu erforderlichen, Zeitaufwandes nicht durchgeführt werden.

Ferner waren bei den gemessenen Moden erhebliche Amplitudenunsymmetrien von 2-4 dB zu beobachten, die Auswirkungen auf die nachfolgende Vermessung der Modenwandler erwarten ließ.

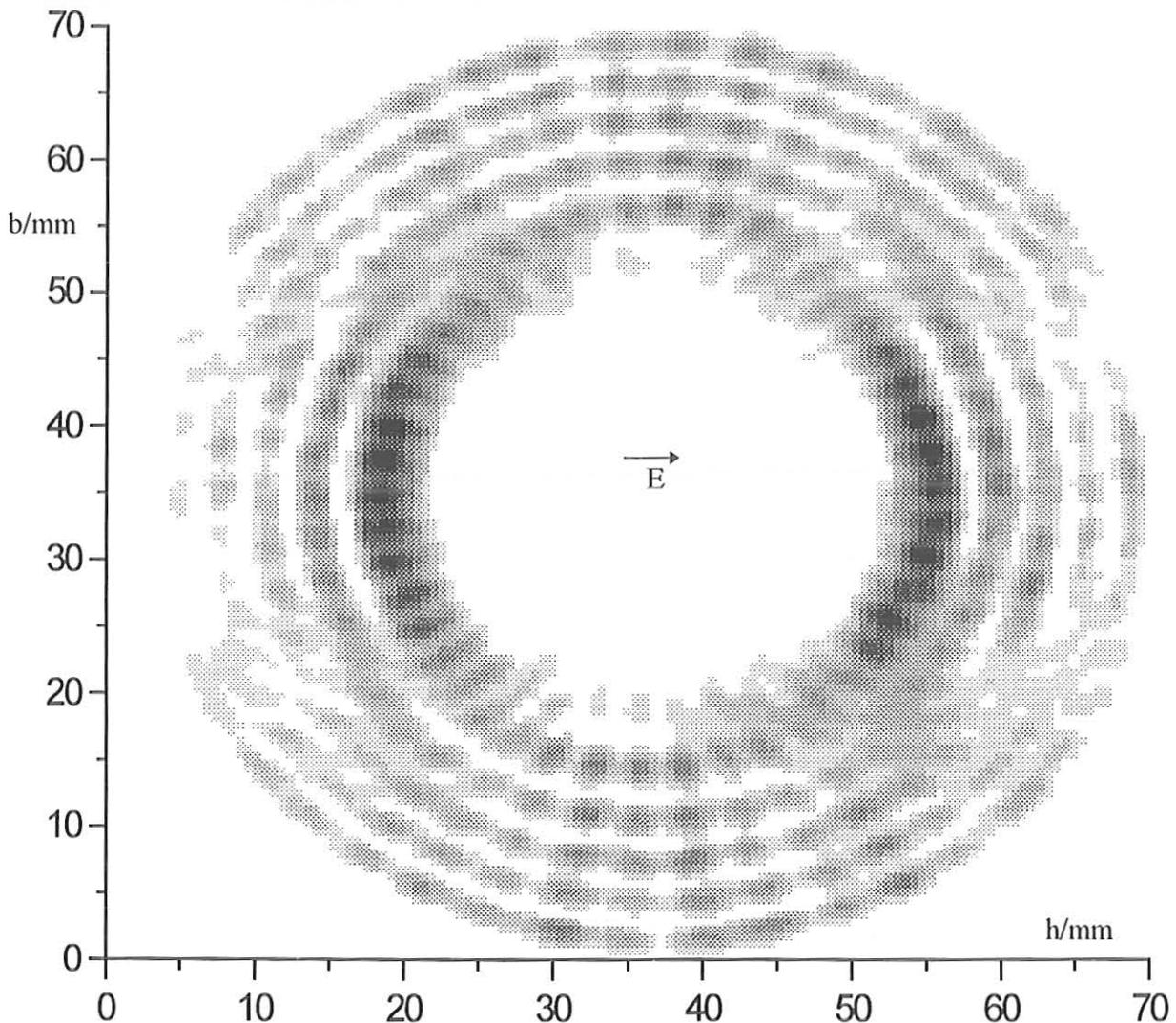


Bild 5.2.12: Horizontale Polarisation der  $TE_{22,6}$ -Mode

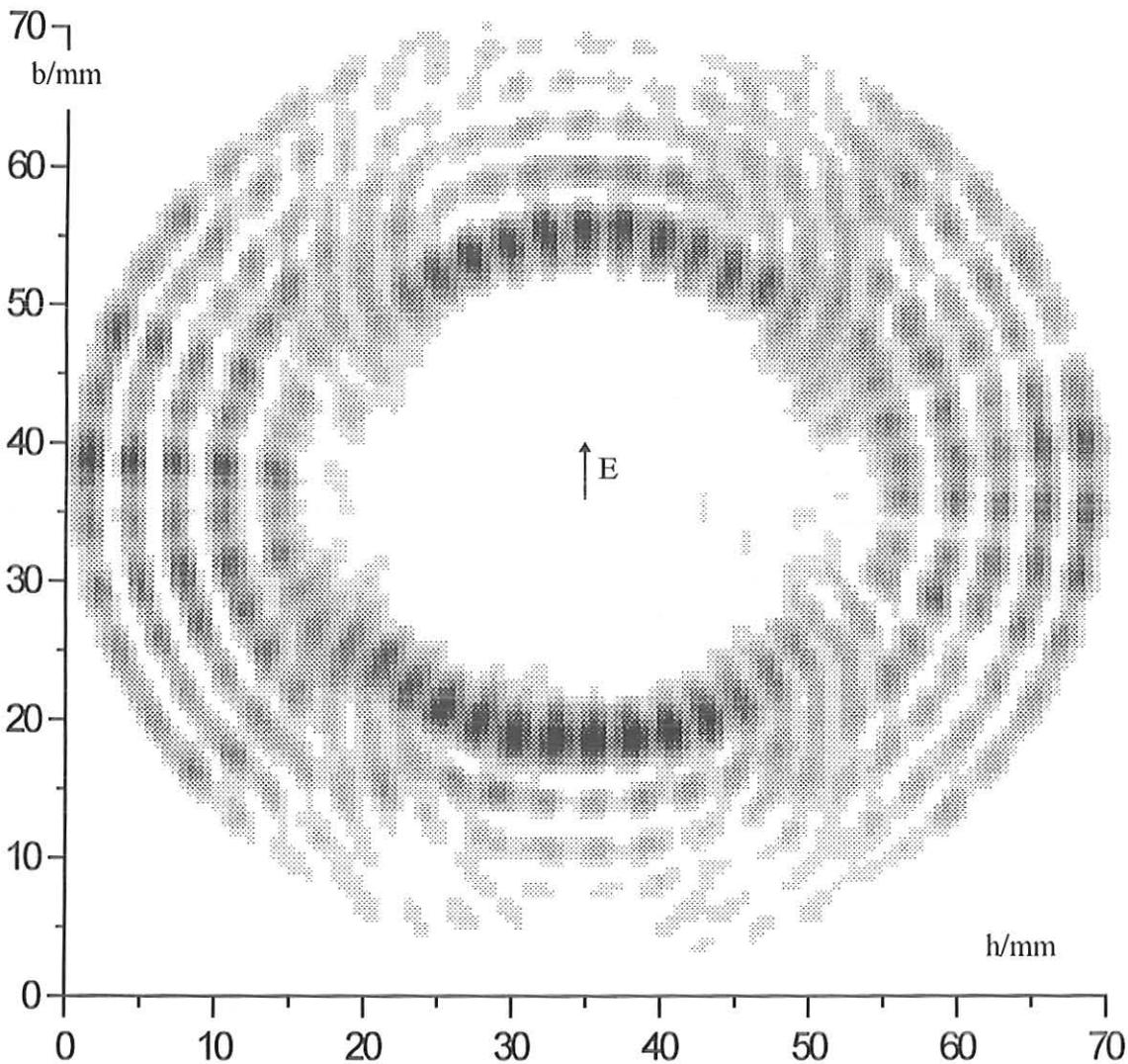


Bild 5.2.13: Vertikale Polarisation der  $TE_{22,6}$ -Mode

In den Modenbildern Bild 5.2.12 und 13 sind nur Halbkreise zu sehen, weil mit der Hohlleiterantenne, die im Grundmodus betrieben wird und mit der einmal stehend und einmal liegend gemessen wurde, nur jeweils eine Polarisationsrichtung erfaßt werden kann.

### 5.2.2 Wirkungsgrad des Modenerzeugers

Da kein Leistungsmesser zur Messung der Leistung bei 140 GHz zur Verfügung stand und die Abwärtsmischung und Verstärkung qualitativ nicht bestimmbar waren, wurde zur Messung des Wirkungsgrades des Modenerzeugers ein Vergleichsverfahren gewählt. Bei der Vergleichsmessung wurde die Freiraumdämpfung durch Verändern des Abstandes zwischen Send- und Empfangshorn so eingestellt, daß sich am Empfangszweig wieder die gleiche Leistung ergab. Die Spiegelstrecke wurde als verlustlos angenommen. Ein direkter Vergleich der Leistungsverteilung auf dem elliptischen Spiegel mit der Leistungsverteilung der Mode am Ausgang der Kavität war nicht möglich, da letztere Leistungsverteilung die Fernfeldbedingung nicht erfüllte und somit die Blindanteile das Ergebnis verfälschten.

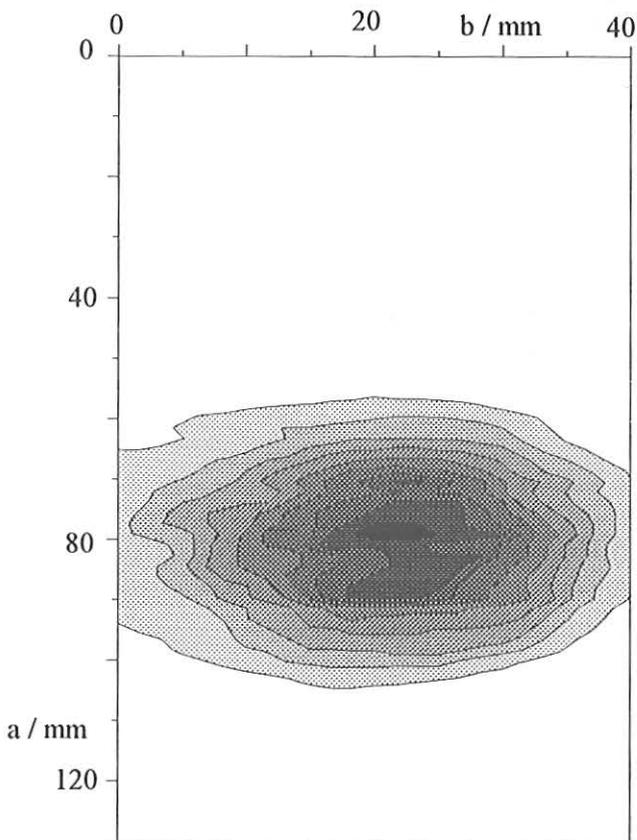


Vergleichsmessung

Bild 5.2.14: Verwendeter Meßaufbau zur Bestimmung der Effektivität

$$\frac{P_e}{P_s} = \left( \frac{\lambda}{4\pi R_1} \right)^2 G_m G_r \eta = \left( \frac{\lambda}{4\pi R_2} \right)^2 G_g G_r \quad (5.2.2)$$

$$\eta = \left( \frac{R_1}{R_2} \right)^2 \frac{G_g}{G_m} = \left( \frac{0,68m}{3,41m} \right)^2 \frac{31000}{6309} = 0,19 \quad (5.2.3)$$



Der Wirkungsgrad der Kavität ergab sich daraus zu 19%. Zur Vergewisserung wurde ein zweites, grundsätzlich verschiedenes Verfahren angewendet. Hierbei wurden die Leistungsamplituden der mit der Hohlleiterantenne aufgenommenen Feldbilder des quasielliptischen Spiegels am Eingang und des Modes am Ausgang der Kavität jeweils aufaddiert, auf ihre Fläche bezogen und durch Quotientenbildung daraus ebenfalls der Wirkungsgrad bestimmt. Bild 5.2.14 zeigt die Intensitätsverteilung auf dem quasielliptischen Spiegel.

Bild 5.2.14: Intensitätsverteilung auf dem quasielliptischen Spiegel

5.2.3 Rückwärts betriebener Modenwandler

Die naheliegendere Möglichkeit, eine Mode hoher Ordnung herzustellen, ist der Rückwärtsbetrieb eines Gyrotronstrahlensystems. Dazu wird der Strahl eines Gaußhorns ( $w_{01} = 4.5 \text{ mm}$ ) mit Hilfe des Spiegels M0 auf die Werte des Gyrotronausgangsstrahls ( $w_{02} = 20 \text{ mm}$ ) gebracht und dann in die Gyrotronstrahlstrecke eingespeist. Am Eingang des Modenwandlers sollte sich demnach eine  $TE_{22,6}$ -Mode zeigen. Obwohl für dieses Verfahren erheblich Zeit aufgewendet wurde, konnten keine zufriedenstellenden Ergebnisse damit erzielt werden. Bild 5.2.15 zeigt das Prinzip und Bild 5.2.16 den Aufbau der Meßanordnung.

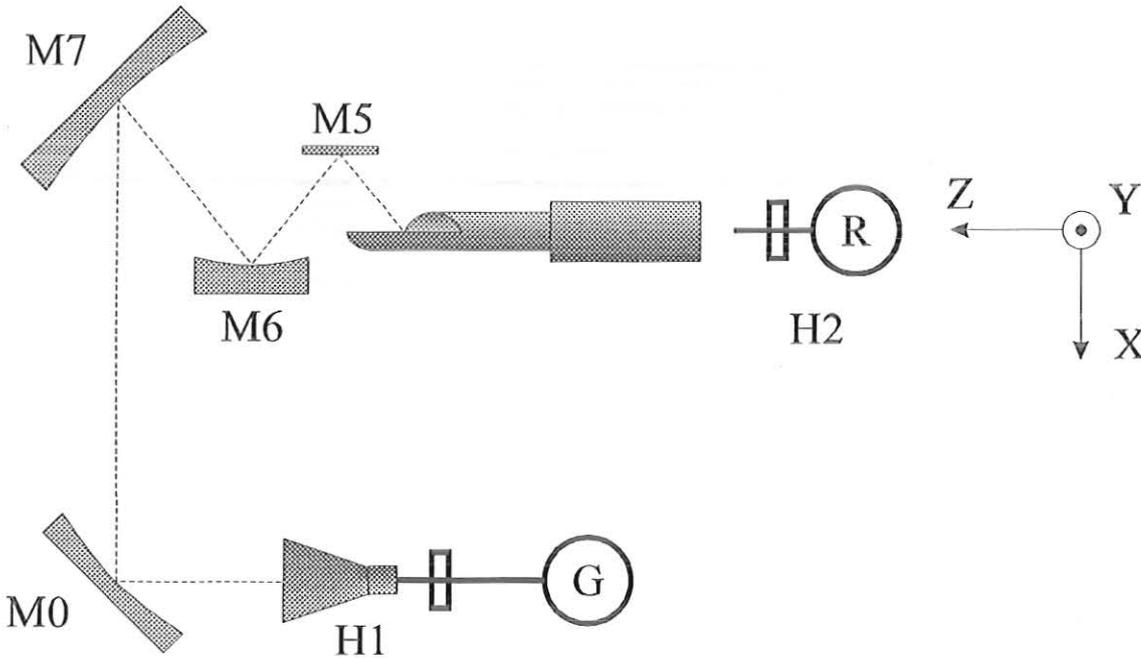


Bild 5.2.15: Prinzip des rückwärts betriebenen Modenwandlers



Bild 5.2.16: Meßaufbau des rückwärts betriebenen Modenwandlers

In Bild (5.2.17) sind deutlich 5 Ringe erkennbar was auf eine  $TE_{25,5}$ -Mode schließen läßt. Allerdings ist die radiale Intensitätsverteilung im Vergleich zu einer wirklichen  $TE_{25,5}$ -Mode genau umgekehrt. Zusätzlich tritt an der Kaustik ein sehr starkes Maximum auf. Ferner, und dies

ist der auffallendste Mangel, verteilt sich die Ausgangsleistung nur über einen sehr kleinen Winkelbereich. Positiv anzumerken ist, daß keinerlei falsch rotierende Anteile feststellbar waren.

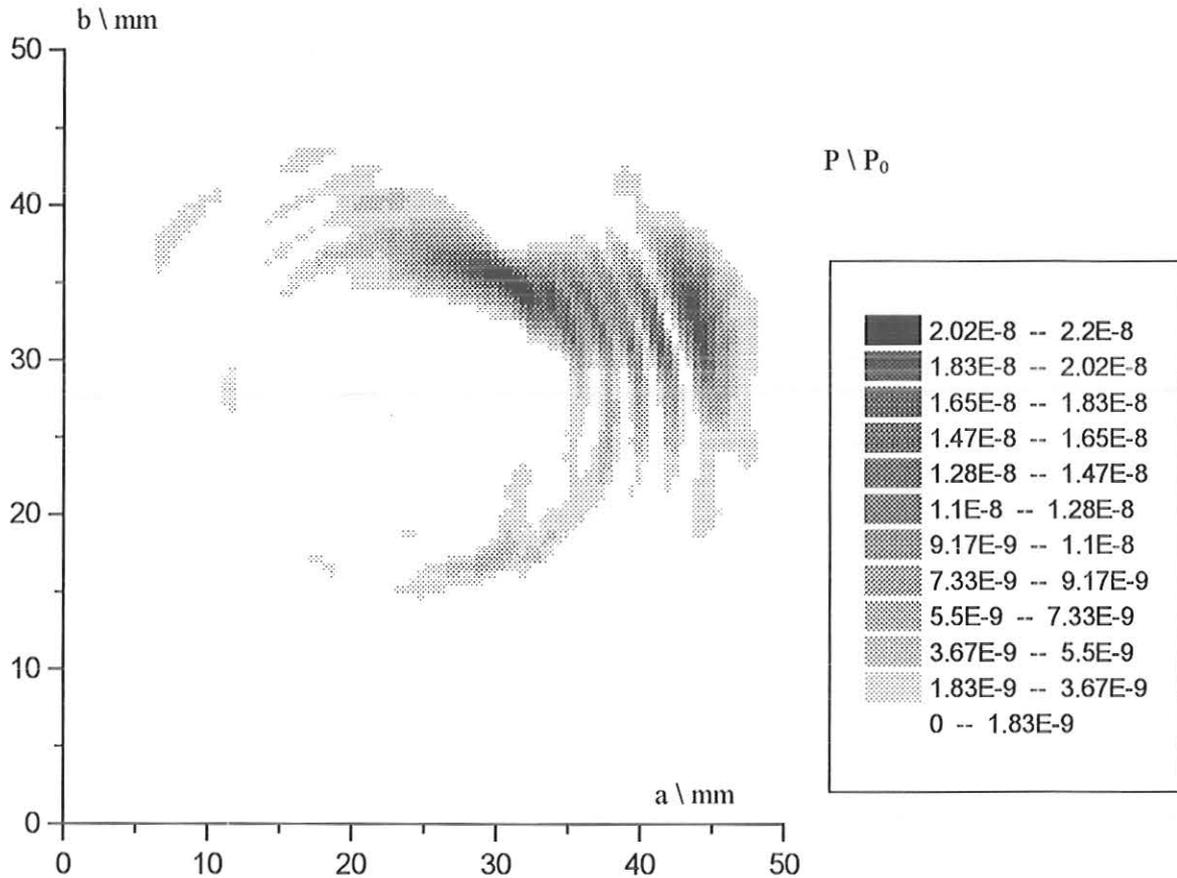


Bild 5.2.17: Intensitätsverteilung am Eingang des rückwärts betriebenen Modenwandlers

Die Schwierigkeit bei diesem Verfahren bestand darin, die notwendige Modenselektion vorzunehmen, da weder ein Resonator zur Trennung mittels hoher Güte noch ein Innenleiter zur Aufspreizung der Eigenwertkurven vorhanden war. Zur Modentrennung stand also nur die Wahl des Einstrahlwinkels zur Verfügung. Der Unterschied dieses Winkels zwischen  $TE_{22,6}$  ihrer Hauptstörmode  $TE_{25,5}$  beträgt aber lediglich  $0.003^\circ$ ; was mechanisch nicht beherrschbar war und außerdem die Lage der Spiegel weitaus größere Toleranzen aufwies.

### 5.3 Messungen am Modenwandler nach dem Innenspiegelprinzip

#### 5.3.1 Kaltvermessung

Mit Hilfe des zuvor aufgebauten  $TE_{22,6}$ -Modenerzeugers bei 140 GHz sollte nun die Funktion des neuartigen Wandlersystems nach dem Innenspiegelkonzept überprüft werden. Dazu wurde zunächst die von der Wellenleiterapertur abgestrahlte Feldverteilung analysiert. In einem zweiten Schritt konnte der Modenerzeuger dann zur optimalen Justierung des vollständigen Wandlersystems im Gyrotron verwendet werden.

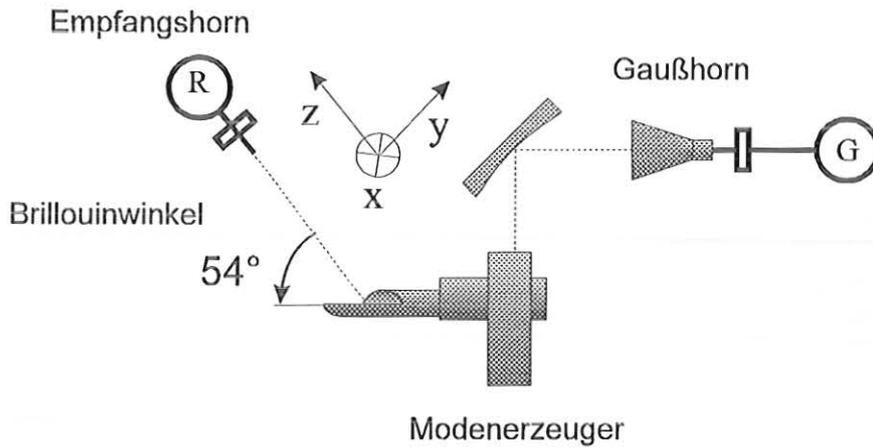


Bild 5.3.2: Meßaufbau zur Bestimmung der Strahlparameter des Modenwandlers

#### 5.3.1 Vermessung der Strahlparameter des Modenwandlers

In der horizontalen x-y-Ebene und der vertikalen x-z-Ebene ergaben sich die beiden folgenden Feldverteilungen.

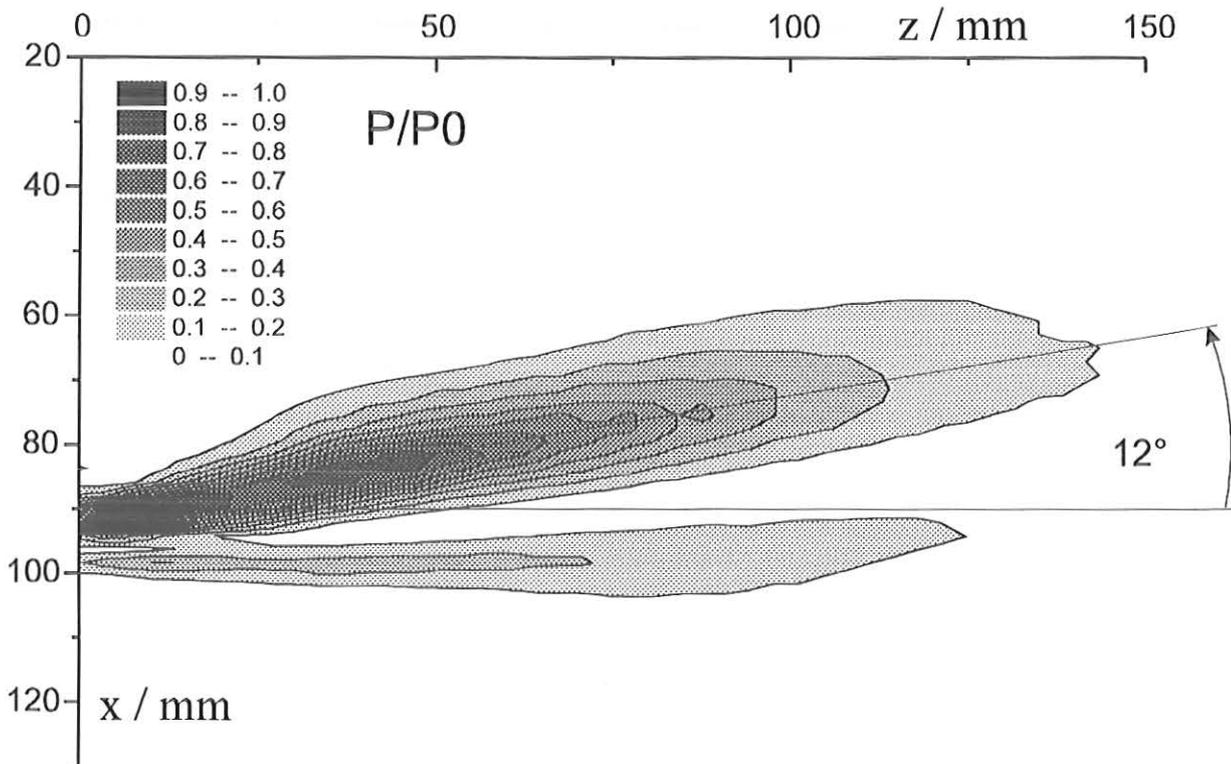


Bild 5.3.2: Vertikale Feldverteilung des Ausgangsstrahls

In Bild 5.3.2 zeigte sich in azimuthaler Richtung eine unerwünschte Nebenkeule die für den Gesamtstrahl bereits einen gaußschen Anteil von unter 90% erwarten ließ. In vertikaler (azimutaler) Richtung wurde beim Entwurf des Modenwandlers keine Berechnungen durchgeführt, weil nach der angewendeten Theorie diese Richtung scheinbar unkritisch bezüglich Beugungserscheinungen ist. Mit Hilfe der auf diesen Messungen aufbauenden Berechnungen konnte der gemessene azimuthale Beugungseffekt auch theoretisch nachgewiesen werden.

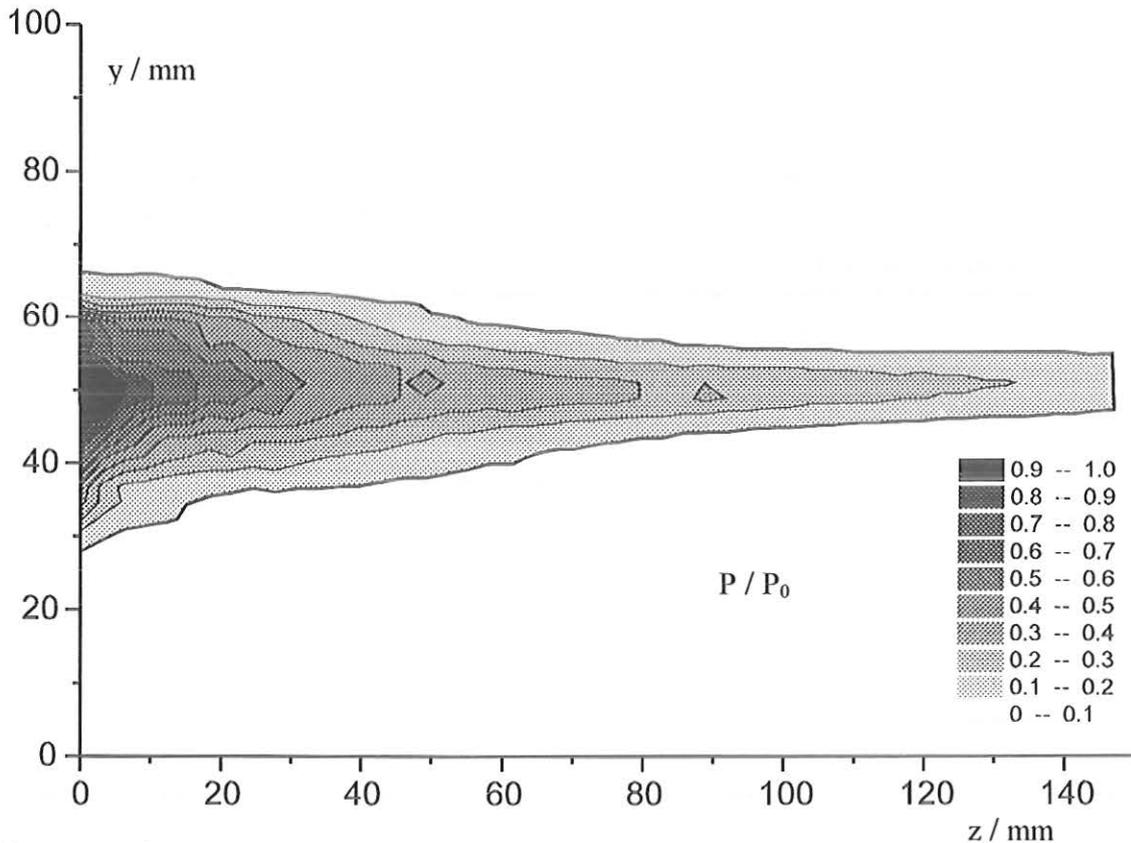


Bild 5.3.3: Horizontale Feldverteilung des Ausgangsstrahls

Zur Überprüfung des Funktionsprinzips eines Modenwandlers nach dem Innenspiegelkonzept wurden beim ersten Entwurf die Aufgaben der azimuthalen und longitudinalen Strahlbündelung auf separate Spiegel verteilt. In einer Weiterentwicklung des Wandlersystems soll diese Separation entfallen, was theoretisch die Nebenkeule beseitigen soll. In axialer Richtung zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit dem vorhergesagten Kurvenverlauf der Feldstärkeverteilung (Bild 5.3.4). Wegen der fehlenden Phaseninformation war damit allein jedoch noch keine Aussage über den weiteren Verlauf des Strahles zu treffen. Der letzte Innenspiegel des Modenwandlers ist näherungsweise parabolisch und transformiert eine Kaustik in einen fokalen Punkt. Die Lage des fokalen Punktes wurde so gewählt, daß der Strahl möglichst symmetrisch wurde, was bei einem Austrittswinkel von  $14^\circ$  der Fall ist.

Wie in Bild 5.3.2 zu sehen, tritt der Strahl unter einem Winkel von  $12^\circ$  gegen die Horizontale aus, entgegen des gewünschten Winkels von  $14^\circ$ , was beim Einbau ins Gyrotron zur Folge gehabt hätte, daß das Ausgangsfenster nicht in der Mitte getroffen worden wäre.

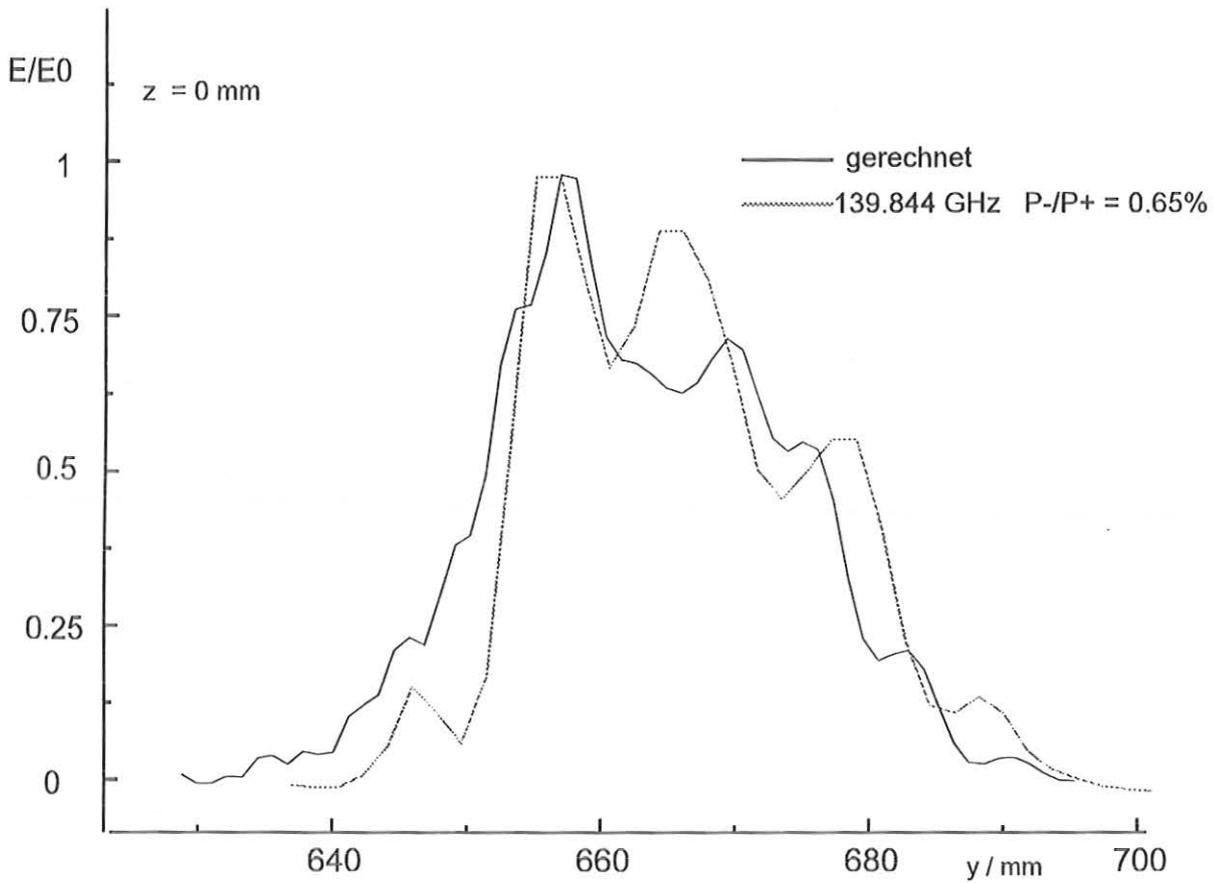


Bild 5.3.4: Feldstärke in achsialer Richtung

Zur Bestimmung der Stahlparameter wurden in z -Richtung eine ganze Anzahl von Schnitten senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Strahles aufgenommen.

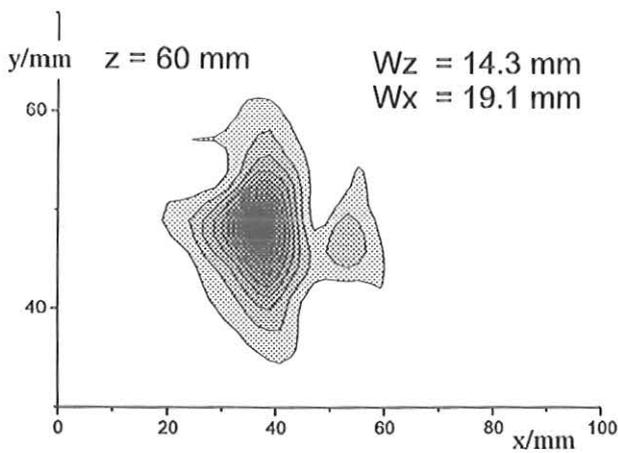


Bild 5.3.5: Feldverteilung im Abstand  $z = 60$  mm von der Wandlerkante

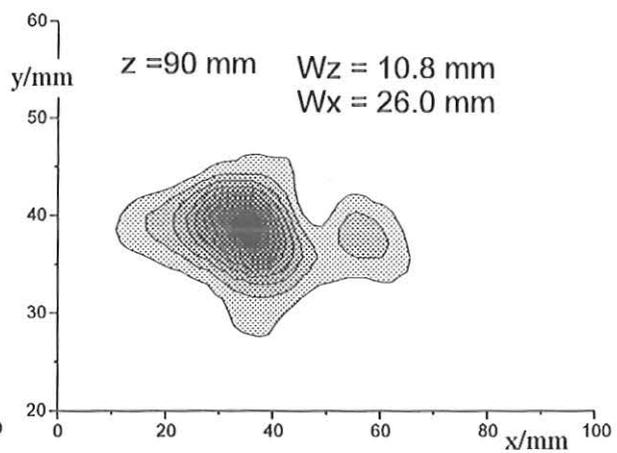


Bild 5.3.6: Feldverteilung im Abstand  $z = 90$  mm von der Wandlerkante

## Messungen

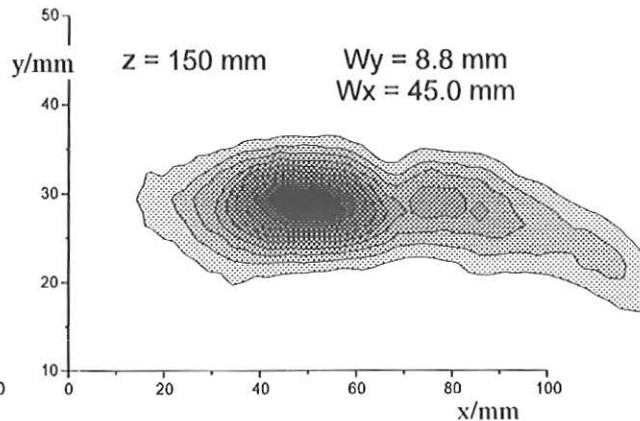
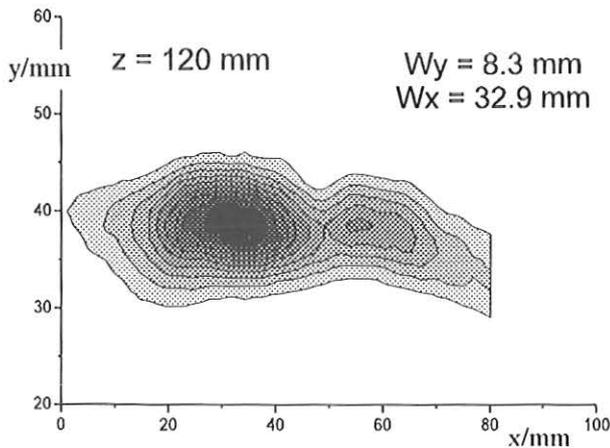


Bild 5.3.7: Feldverteilung im Abstand  $z = 120 \text{ mm}$  von der Wandlerkante

Bild 5.3.8: Feldverteilung im Abstand  $z = 150 \text{ mm}$  von der Wandlerkante

Die Meßergebnisse sind in Bild. 5.3.9 und 10 zusammengefaßt. Dargestellt sind der Strahlverlauf der Hauptkeule entlang seiner  $1/e$  Feldstärkekontur und der gaußsche Anteil des Ausgangsstrahles über der Entfernung von der Wandlerschnittkante. Der  $1/e$ -Abfall wurde dabei mit Hilfe eines Leistungsfitverfahrens Gl. 2.89 bestimmt. Die Strahlparameter  $w_{0\xi}$  und  $z_{0\xi}$  wurden anschließend durch einen Least-Square-Fit Gl. 2.88 an die gemessenen Werte bestimmt. Der Vergleich der gemessenen Werte mit den gerechneten zeigt, daß das bisherige Berechnungsverfahren noch ungenügend ist. Der Gesamtwirkungsgrad  $\eta$  beträgt lediglich 82%. Die nachfolgenden  $\eta$ -Werte steigen an, weil die zur Verfügung stehende Meßfläche begrenzt ist und somit die sich abscherenden Teile mit wachsender Entfernung immer weniger erfaßt werden können.

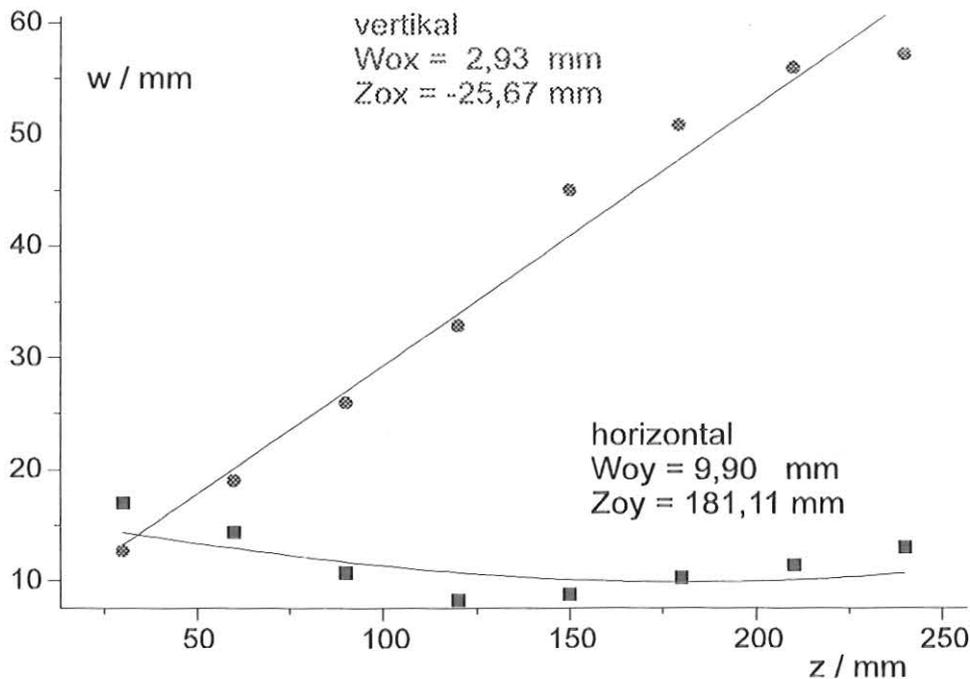


Bild 5.3.9:  $1/e$ -Abfall der Feldstärke in horizontale und vertikale Richtung in Abhängigkeit des Abstandes von der Wandlerschnittkante

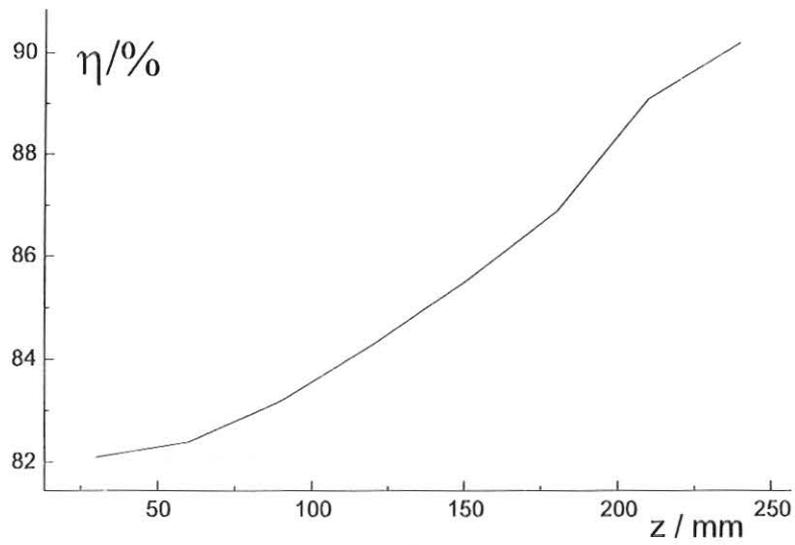


Bild 5.3.10: Gaußscher Anteil des Ausgangsstrahls

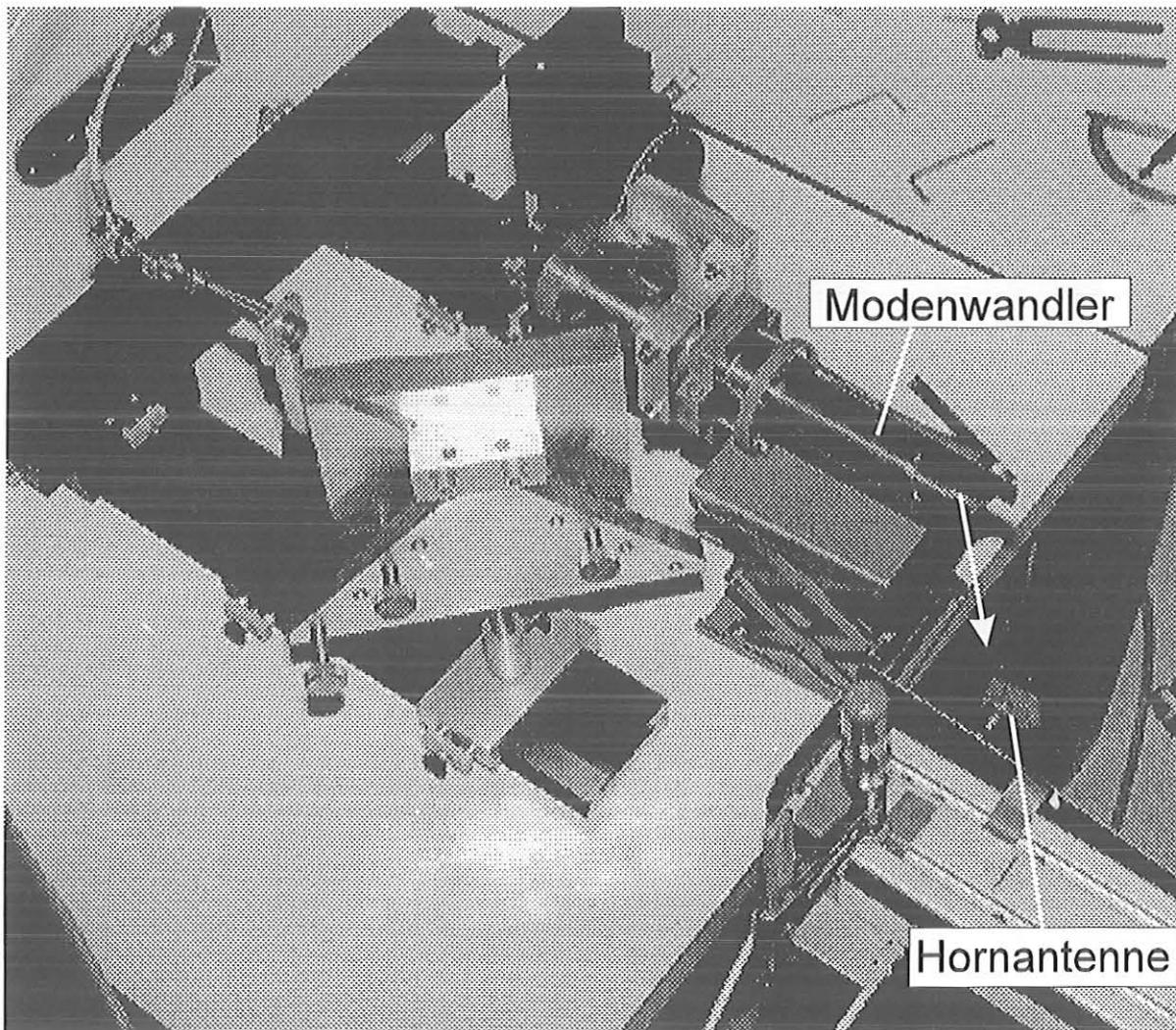


Bild 5.3.11: Meßaufbau zur Bestimmung der Strahlparameter des Modenwandlers

### 5.3.2 Messungen am Gyrotron

#### Justierung des Strahlsystems

Ein Hauptanliegen der Arbeit bestand darin, ein Mittel zur zuverlässigen Vorhersage der Lage und der Form des Gyrotronstrahls im Ausgangsfenster zu erhalten, um gegebenenfalls Korrekturen am Strahlsystem vornehmen zu können.

Dazu wurden der Modenwandler, sämtliche Spiegel und das Ausgangsfenster in den betreffenden Gyrotrontopf eingebaut und am unteren Ende der Modenwandler angeflanscht. Nach zeichnungsgemäßem Anbringen des Wandler-systems zeigte sich, daß sowohl die Halterungen als auch die Spiegel selbst überarbeitet werden mußten.

Mit der Anordnung entsprechend den Entwurfvorgaben wäre es nicht einmal möglich gewesen, den Strahl aus dem Gyrotron auszukoppeln. Dank der Messungen mit dem Modenerzeuger konnte die Strahl-lage nach mechanischer Überarbeitungen so justiert werden, daß die maximale Leistung aus dem Gyrotron ausgekoppelt werden konnte.

Wegen der mechanischen Belastung durch den Luftdruck ist eine Vergrößerung der Ausgangsfenster leider nicht möglich. Die Nützlichkeit des beschriebenen Verfahrens wird allerdings erst bei dem zukünftig angestrebten Brewster-Fenster voll zum Tragen kommen, da dort aufgrund baulicher Gegebenheiten der effektive Fensterdurchmesser lediglich 85 mm beträgt gegenüber jetzt 100 mm.

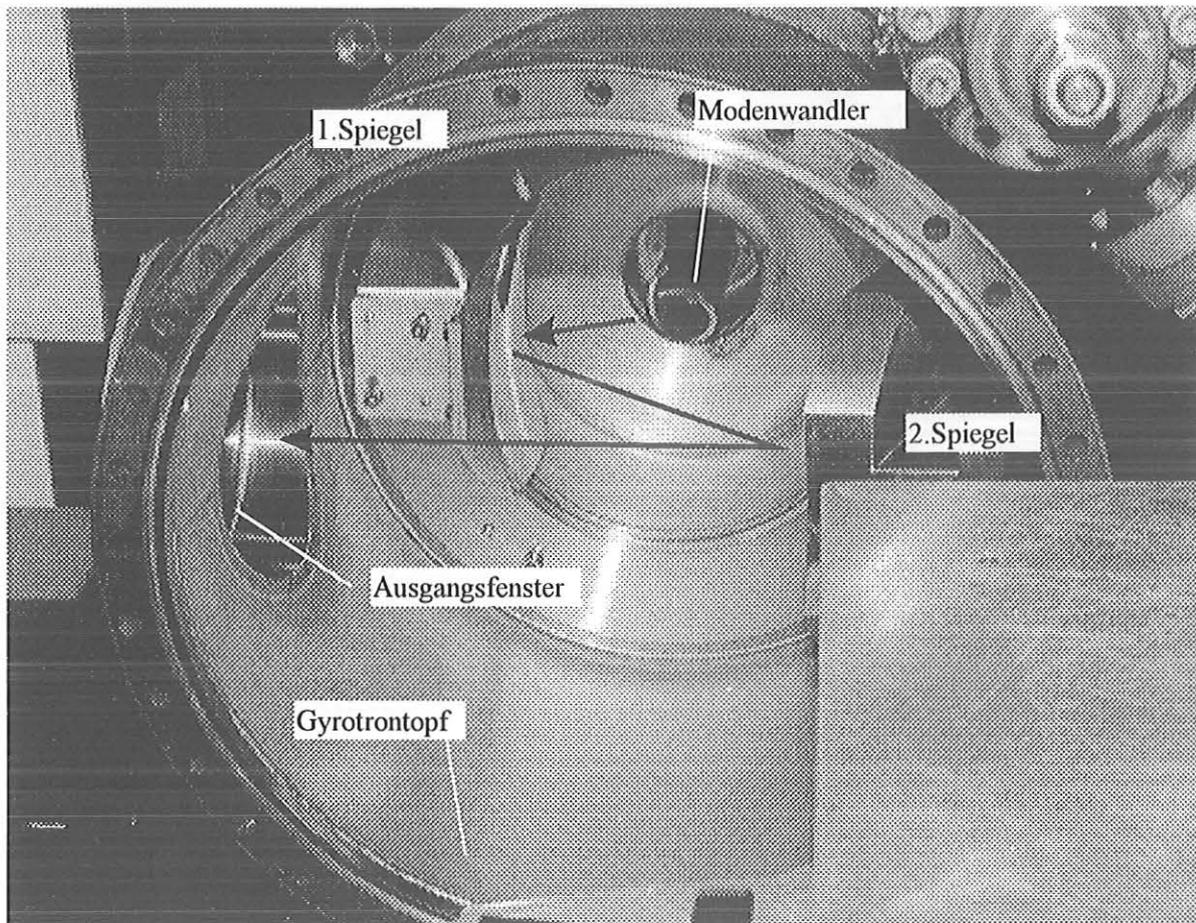


Bild 5.3.12: Strahlsystem des Gyrotrons

Bild 5.3.12 zeigt den Gyrotrontopf mit dem darin enthaltenen Modenwandler, den beiden strahlformenden Spiegeln sowie der Fensteröffnung und den Verlauf des Gaußschen Strahls. Der Modenerzeuger ist hinter dem Topfboden, nicht sichtbar, angeflanscht und die nachfol-

gende Intensitätsverteilung (Bild 5.3.13) wurde unmittelbar vor dem Fensterflansch aufgenommen.

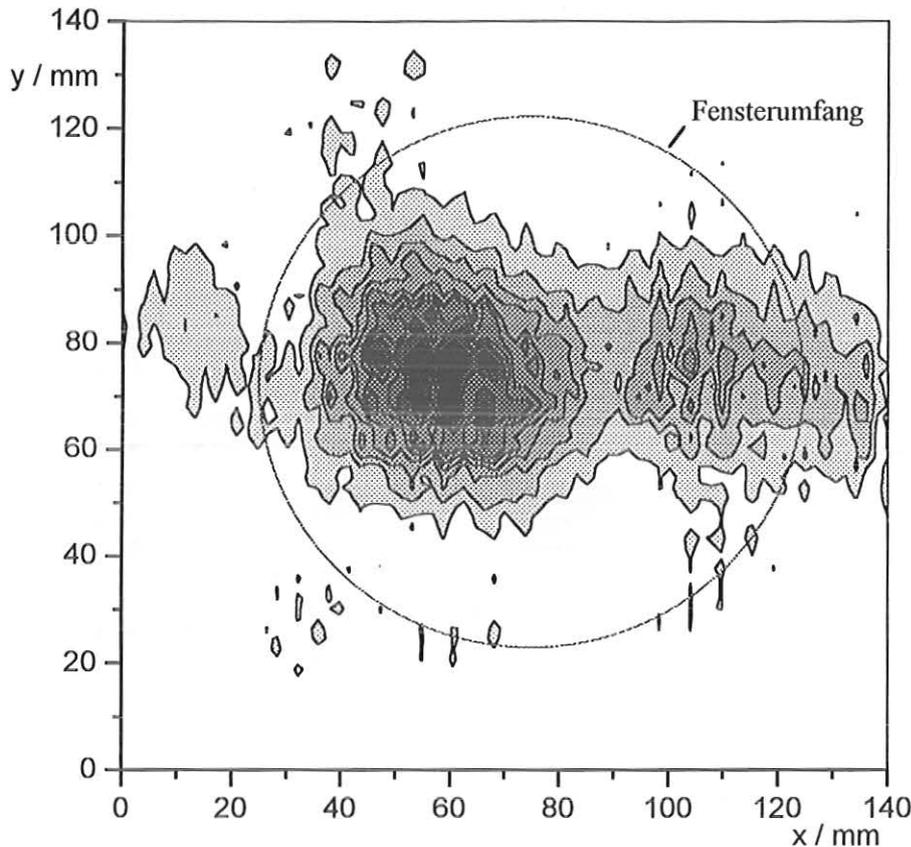


Bild 5.3.13: Intensitätsverteilung vor dem Fensterflansch

Bei den Messungen war der Fensterflansch abgenommen worden, so daß ein wesentlich größerer Ausschnitt des Ausgangsstrahls sichtbar wurde als es bei Heißmessungen möglich ist.

Die Niederleistungsmessung (Bild 5.3.13) ergab einen sehr stark unhomogenen Ausgangsstrahl, der zwar für die Anwendung ungeeignet ist, aber auf Grund seiner starken Strukturierung und Elliptizität eine Reihe auffälliger Merkmale besitzt, die sich bei einer Heißmessung, sofern das Verfahren funktionierte, wieder einstellen mußten.

Die starken Unregelmäßigkeiten, (Tigerfell) rühren von Mehrfachreflexionen schwacher Nebenkeulen des Wandlerstrahls her, die mit unterschiedlichsten Winkeln herausgestreut werden. Damit sollte die entscheidende Frage geklärt werden, ob und inwieweit die oben erwähnten Unsymmetrien und falsch rotierenden Anteile der  $TE_{22,6}$ -Mode, die mit dem Modenerzeuger hergestellt wurde, einen Einfluß auf das Meßergebnis besitzen.

#### Heißmessung am Gyrotron

Dieser Abschnitt greift bereits über in eine nachfolgende Arbeit und wurde nur deshalb angeführt, um einen Eindruck zu geben, wie gut Heiß- und Kaltmessung übereinstimmt. Ein ausführlicher quantitativer Vergleich der beiden Messungen wird Inhalt einer Arbeit von S.Wochner sein, die z.T am FZK erstellt wird. Die nachfolgenden Bilder wurden mir freundlicher Weise von S.Wochner und G.Michel zur Verfügung gestellt.

Die Abmessungen der beiden Strahlschnitte Bild 5.3.16 stimmen, wenn man die leicht unterschiedlichen Abstände, in denen sie aufgenommen wurden, berücksichtigt, gut miteinander überein. Bei der Kaltmessung fällt die starke Zergliederung der Feldstruktur auf, was auf diffus gesteuerte Anteile aus dem Gyrotroninneren hinweist. Diese Anteile machen sich deshalb bei der

Kaltmessung stärker bemerkbar, weil sie ohne aufgesetzten Fensterflansch gemacht wurde, liefert aber Aufschluß über bei der Heißmessung nicht sichtbare Anteile. Ferner wurde bei der Heißmessung eine Glättung vorgenommen was die Verhältnisse beschönigt. Diese Glättung war nötig, weil sich auf Grund des viel geringeren Dynamikbereiches das Rauschen sehr stark bemerkbar machte und auf diese Weise, um eine ansehbare Aufnahme zu erhalten, beseitigt wurde.

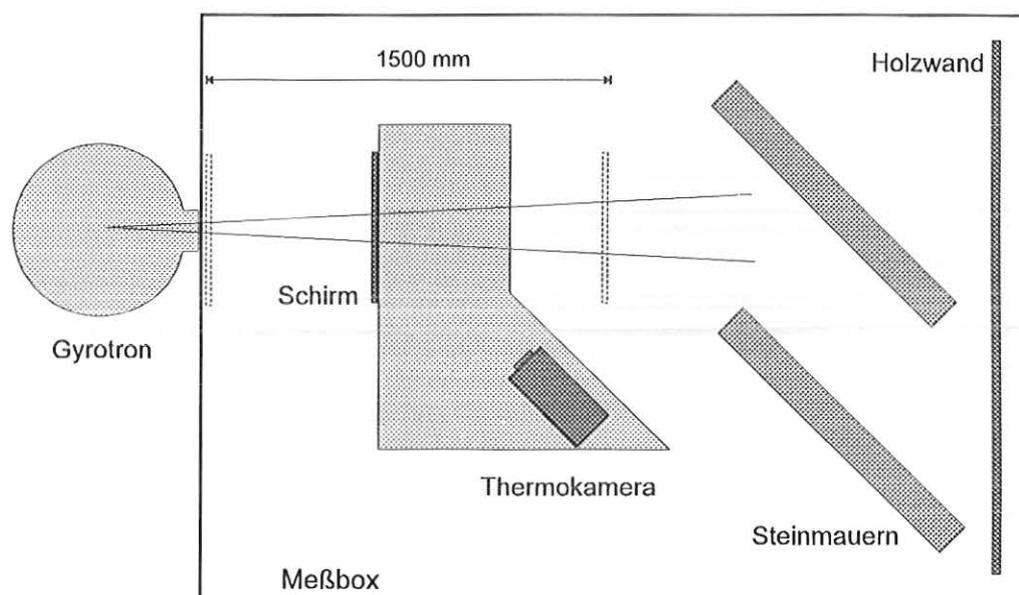


Bild 5.3.14: Heißmessung am Gyrotron

Die Thermokamera besitzt außerdem den Nachteil, daß mit ihr grundsätzlich keine Phasenmessungen (nur indirekte durch die Zuhilfenahme mehrerer im Abstand aufeinanderfolgender Schnitte und eines aufwendigen Rechnerprogramms) möglich sind.

Grundsätzlich müßte es möglich sein, die Messungen mit dem Dreiachstisch und einem entsprechend hergerichteten Empfänger am Gyrotron vorzunehmen, was Phasenmessungen ermöglichen und die Fehler durch die kalt hergestellte  $TE_{22,6}$ -Mode ausschließen würde.

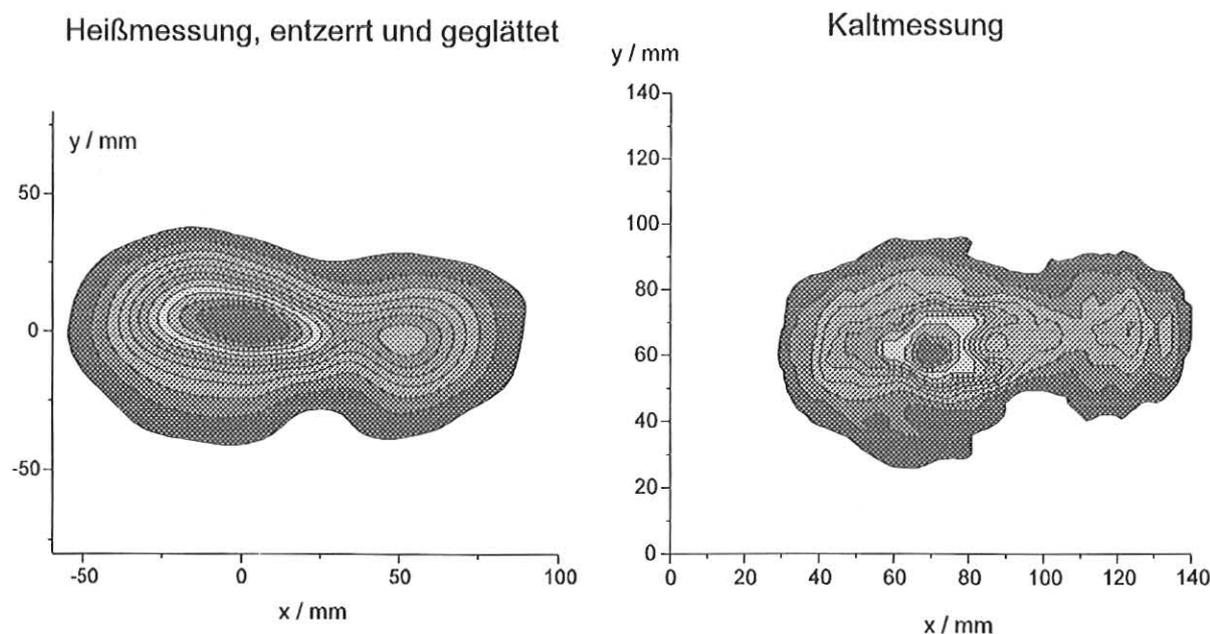


Bild 5.3.15: Vergleich von Heiß- und Kaltmessung im Abstand  $z \approx 300$  mm.

### 5.4 Vergleich einer Heiß- und Kaltmessung für 118GHz

Während dieser Arbeit wurden in Zusammenarbeit mit dem Centre des Recherches en Physique des Plasmas (CRPP) in Lausanne und der Firma Thomson Tubes Electroniques (TTE) in Paris Messungen an einem Wandler-System für 118 GHz nach dem Denisov-Prinzip durchgeführt. Dazu wurde von CRPP ein 1:1 Modell des in Paris in einer  $TE_{22,6}$ -Gyrotronröhre eingebauten Systems, sowie ein vollständig aufgebauter Modenerzeuger für 118 GHz zur Verfügung gestellt. Die Ergebnisse konnten mit Heißmessungen bei TTE sowie den dort durchgeführten Berechnungen verglichen werden. Bild 5.4.1 zeigt den schematischen Aufbau.

#### Kaltmessung

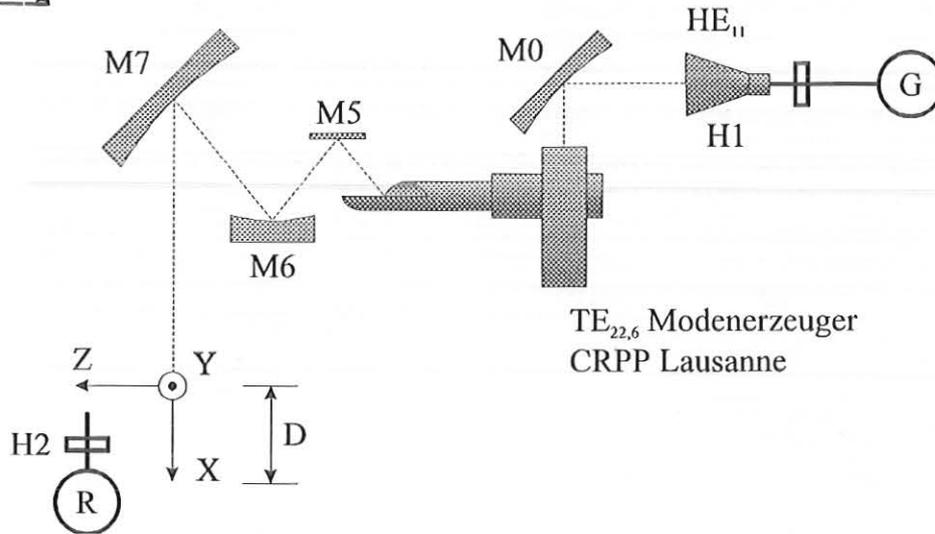


Bild 5.4.1: Schema des Meßaufbaus

Am Ausgang des Modenerzeugers wurden folgende Feldbilder gemessen.

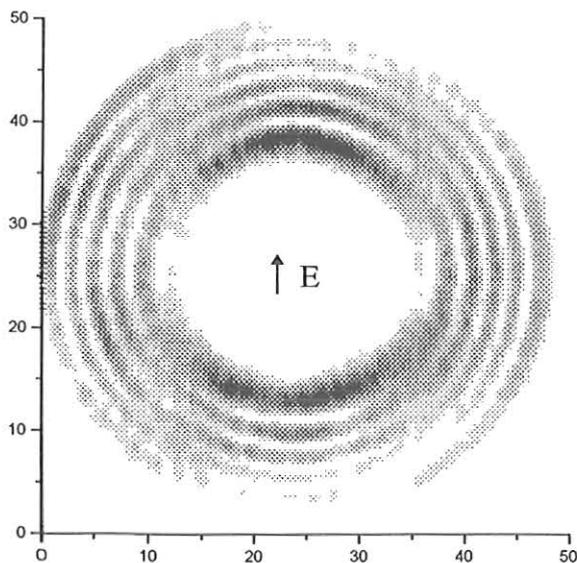


Bild 5.4.2: Vertikale Polarisation der  $TE_{22,6}$ -Mode bei 118.06 GHz

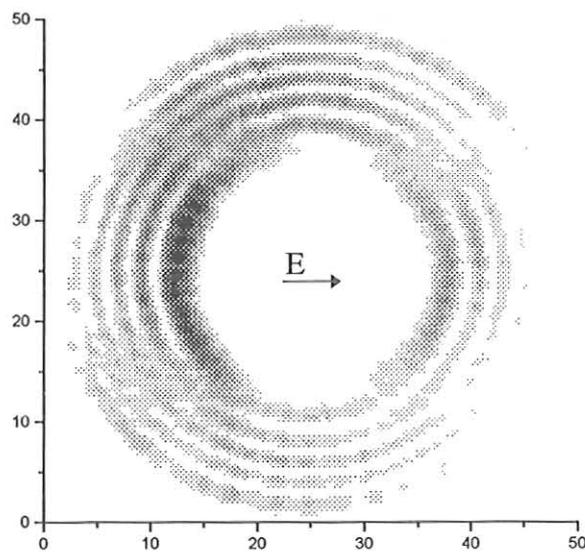


Bild 5.4.3: Horizontale Polarisation der  $TE_{22,6}$ -Mode bei 118.06 GHz

Die  $TE_{22,6}$ -Mode des CRPP wies erhebliche Unsymmetrien in der Leistungsverteilung auf (siehe Bild 5.4.3). In wieweit diese Unsymmetrien das Meßergebnis verfälschen war theoretisch nicht zu ermitteln. Der Vorteil dieses Modenerzeugers lag in seinem äußerst geringen

Stehwellenanteil, so, daß Verfälschungen von dieser Seite ausgeschlossen werden konnten. Um die Frage zu klären ob die Unsymmetrie der Leistungsverteilung einen Einfluß auf das Meßergebnis hat wurde der Modenerzeuger einmal in Normallage und dann dazu um 90° Grad gedreht an den Wandler angeflanscht und der Ausgangsstrahl vermessen. Dabei konnten keine wesentlichen Unterschiede festgestellt werden. Bild 5.4.4 zeigt den Aufbau mit dem um 90° gedrehten Modenerzeuger.

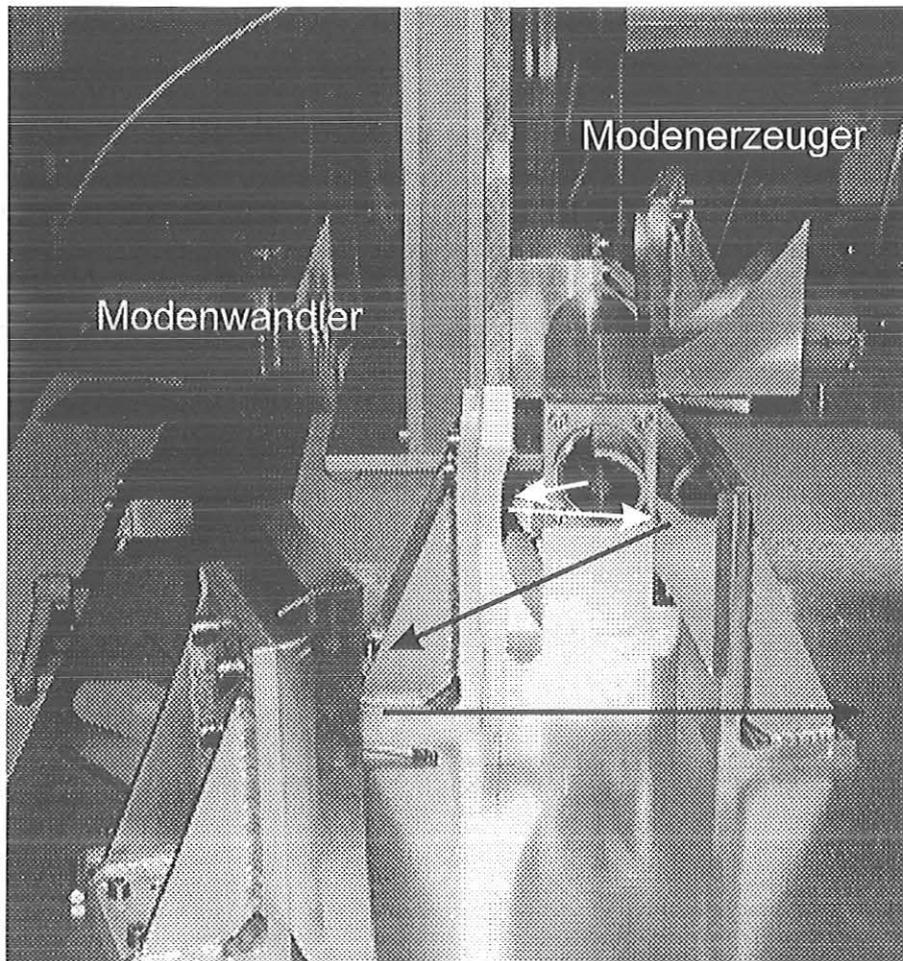


Bild 5.4.4: Meßaufbau zur Kaltvermessung des Ausgangsstrahls

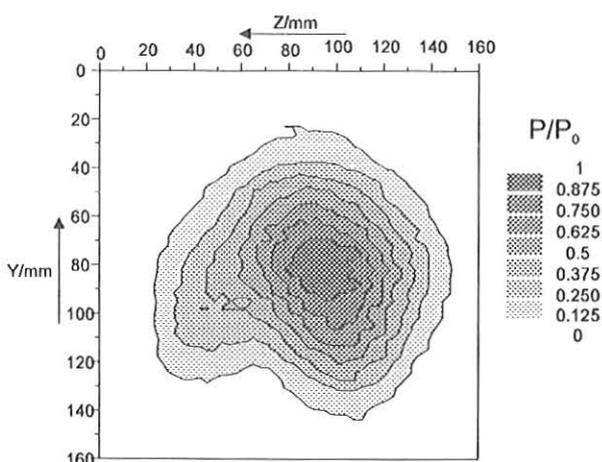


Bild 5.4.5: Leistungsverteilung bei  $D = 1450 \text{ mm}$

Bild 5.4.5 entstand mit Hilfe des Meßaufbaus (Bild 5.4.4) im Abstand von  $580 \text{ mm} + D$  vom Spiegel im Vordergrund, vgl. auch Bild 5.4.1.

Dazu wurde, wie bei der Aufnahme der Moden und der Vermessung des Ausgangsstrahls des Modenwandlers, das unter 6. beschriebene Meßverfahren verwendet.

**Heißmessung**

Zur Vermessung der Struktur des Gyrotronausgangsstrahls wurde, wie unter 9. beschrieben, eine dielektrische Platte in unterschiedlichen Abständen in den Ausgangsstrahl gestellt. Die im Schirmmaterial absorbierte Leistung, die zu einer Temperaturverteilung führt, wurde nach einer möglichst geringen Zahl von Mikrowellenpulsen, um dem Zerfließen der Temperaturverteilung zuvorzukommen, mit einer Thermokamera (Bild 5.4.6) aufgenommen.

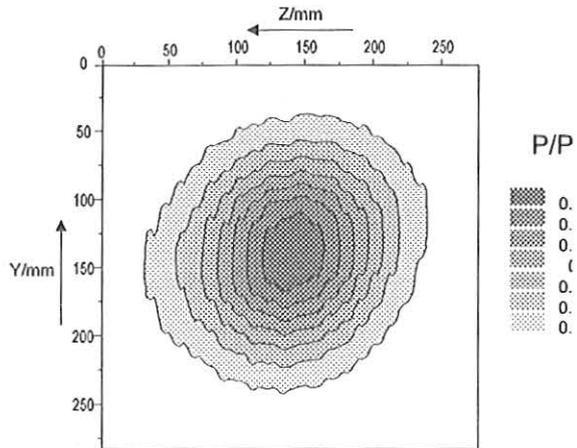


Bild 5.4.6: Temperaturverteilung bei  $D = 2150$  mm

**Rechnung**

Ausgehend von einer berechneten Feldverteilung am Ort des ersten Spiegels, die eine gute Übereinstimmung mit der entsprechenden Kaltmessung zeigt (Bild 5.4.7), wurde der Strahlengang durch das Spiegelsystem, mittels eines Beugungsprogramms (Bild 5.4.8), berechnet. Damit ergab sich für das Spiegelsystem und den Modenwandler ein Gesamtwirkungsgrad von 93%.

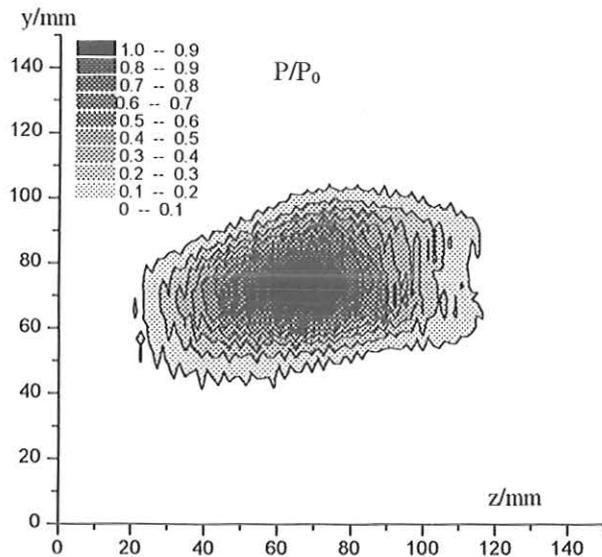


Bild 5.4.7: Feldstärkeverteilung auf dem ersten Spiegel M5

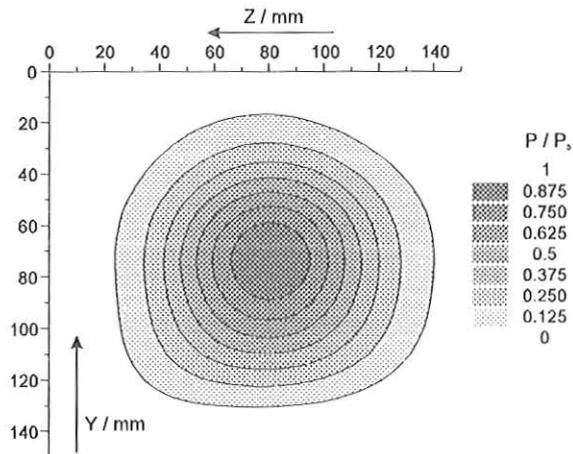


Bild 5.4.8: Berechnete Feldstärkeverteilung bei  $D = 1420$  mm

**Diskussion**

Wie Bild 5.4.9,10 zu entnehmen ist zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Heiß- und Kaltmessung, sowie einer Berechnung mittels eines Beugungsprogramms nach dem Huygensverfahren, bei dem von der Aperturbelegung am Spiegel M5 ausgegangen wurde (Bild 5.4.7). Für die auftretenden Abweichungen der verschiedenen Strahlverläufe sind im wesentlichen zwei Ursachen anzuführen. Bei den von TTE durchgeführten Heißmessungen wurde der Gyrotronausgangsstrahl auf einen Schirm mit hohem  $\tan\delta$  und geringer Wärmeleitfähigkeit gelenkt, ersteres um merklich Leistung aus dem Strahl auszukoppeln und zweiteres beim Abtasten der Temperaturverteilung mittels einer Thermokamera ein möglichst unzerflossenes Bild

zu erhalten. Offenbar konnte dieses Zerfließen der Temperaturverteilung nicht ganz vermieden werden, was aus der größeren Strahlaufweitung der Heißmessung ersichtlich ist. Die Strahltaile der Kaltmessung könnte deshalb größer ausfallen weil sie im Vergleich zur Gyrotronmode eine geringere Reinheit aufweist. Ein weiterer Grund könnte sein, daß sich der Modenwandler bei der Heißmessung (0.5 MW) ausdehnt.

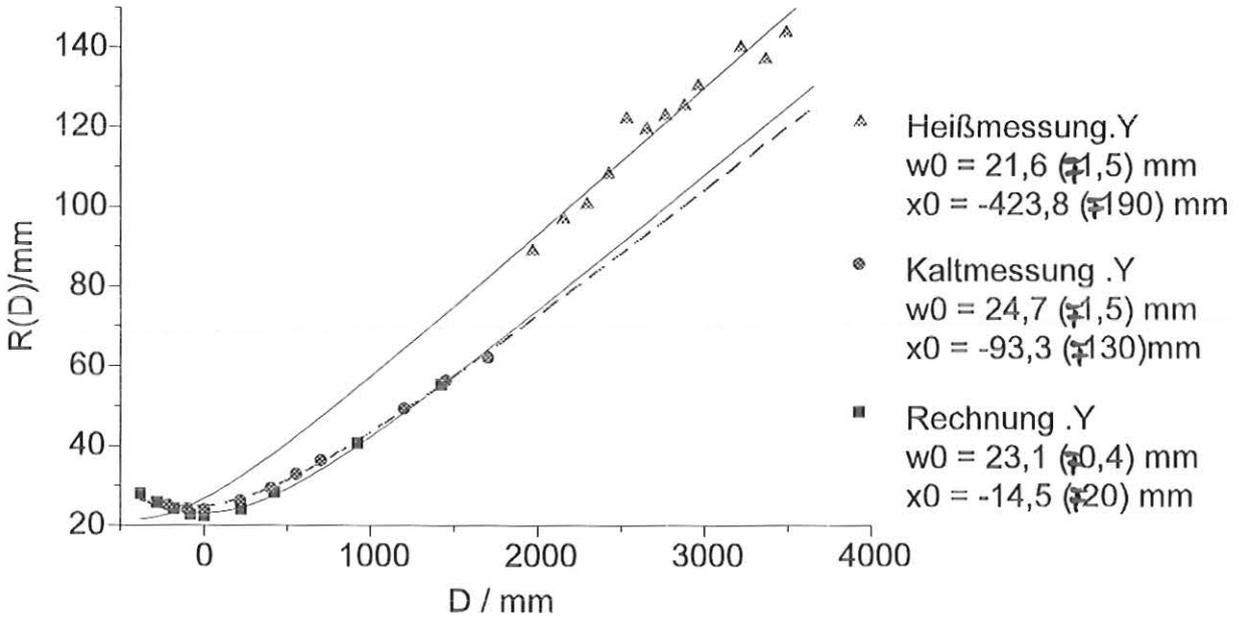


Bild 5.4.9: Strahlradius in Y-Richtung abgetragen über dem Abstand zum Gyrotronausgangsfenster

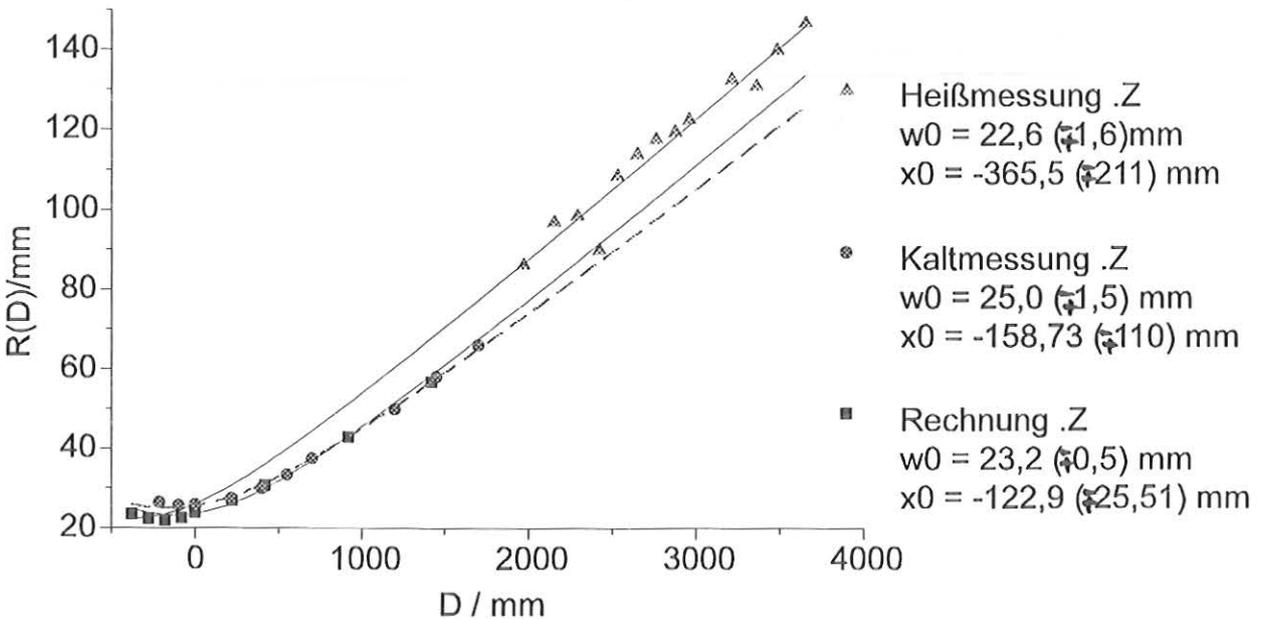


Bild 5.4.10: Strahlradius in Z-Richtung abgetragen über dem Abstand zum Gyrotronausgangsfenster

Trotz der genannten Unstimmigkeiten ergab sich bei allen drei Verfahren ein gaußscher Anteil des Strahls von  $(96 \pm 1)\%$ . Die orthogonale Polarisation betrug weniger als -16 dBm.

## 6 Meßfehler

### 6.1 Trägheitseffekte des Meßsystems

Beim Überstreichen der Feldverteilungen zeigten sich bei zu hoher Schrittgeschwindigkeit des Dreiachstisches ein Ausfransen der Konturen, das bei weiterer Erhöhung der Schrittgeschwindigkeit sogar zur Doppelsichtigkeit des Meßsystems führen konnte Bild 6.1.

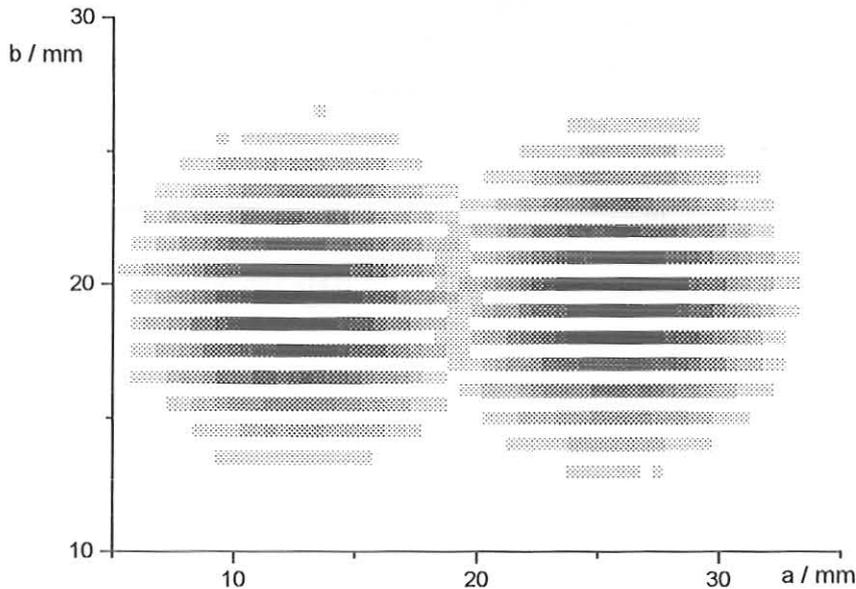


Bild 6.1: Aufnahme des Gaußstrahls mit 100Hz Filterbandbreite

In Bild 6.1 handelt es sich nicht, wie man auf den ersten Blick vermuten könnte, um eine  $\psi_{1,0}$ -Gaußmode, sondern um eine bei zu hoher Schrittgeschwindigkeit aufgenommene Grundmode, siehe Bild 2.6. Diese Verzerrung kommt folgendermaßen zustande. Das Aufnahmehorn fährt zeilenweise von links nach rechts und von rechts nach links, von oben nach unten. Bei den Zeilen von links nach rechts fährt das Horn mit hoher Geschwindigkeit in die Feldverteilung ein, aber das Meßsystem kann diesem schnellen Anstieg der Amplitude nicht folgen und es wird zunächst nichts oder nur wenig Intensität angezeigt. Hat sich das Meßsystem aber nach einiger Zeit eingeschwungen so zeigt es eine Amplitude an obwohl das Aufnahmehorn über die Feldverteilung hinausgefahren ist. In umgekehrter Richtung kommt es zum gleichen Effekt. Dadurch kommt der Eindruck zustande es seien zwei Keulen vorhanden

Es gibt zwei Möglichkeiten diese Doppelsichtigkeit zu verringern. Einmal kann man die Schrittgeschwindigkeit herabsetzen was zu einer Verlängerung der Meßzeit führt oder man vergrößert die Filterbandbreite, wodurch sich die Einschwingzeit des Systems verkleinert, mit dem Nachteil eines höheren Grundrauschens und damit reduzierter Dynamik. In der Praxis ist ein Kompromiß zwischen beiden Möglichkeiten in Abhängigkeit der jeweiligen Meßaufgabe zu suchen.

In Bild 6.2-4 wurde die Filterbandbreite während der Messung jeweils um einen Faktor 10 erhöht. Die Verringerung der Schartentiefe und die Zunahme des Grundrauschens sind deutlich sichtbar. Außerdem rücken die beiden Maxima erkennbar aufeinander zu.

Wegen der begrenzten Zeit konnten diese Verzerrungen nicht quantitativ untersucht werden. Bild 6.5 zeigt den qualitativen Zusammenhang von der Stärke der Verzerrung, der Filterbandbreite und der Schrittgeschwindigkeit.

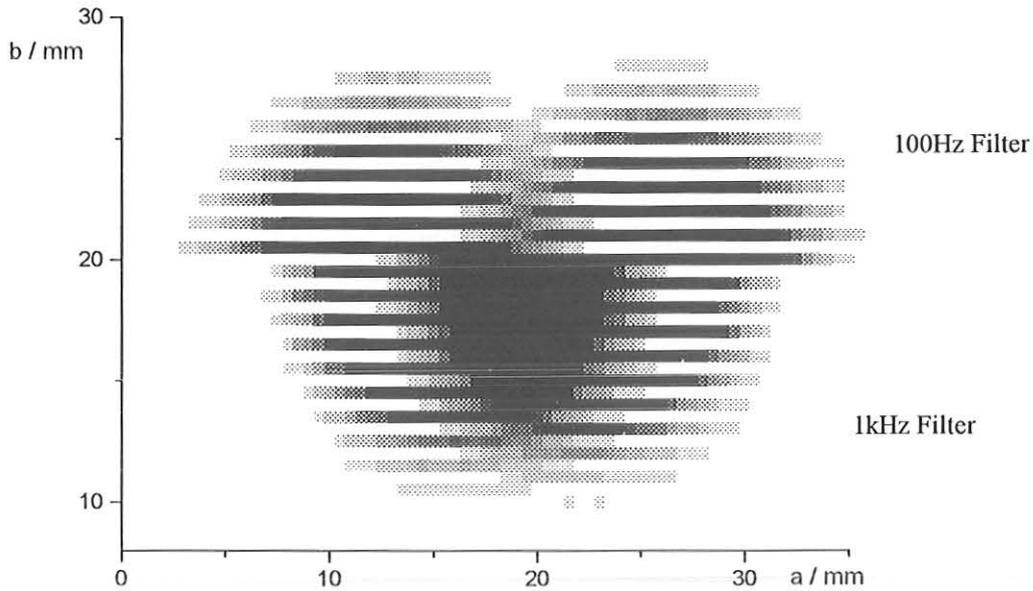


Bild 6.2: Aufnahme des Gaußstrahls bei 100Hz und 1kHz Filterbandbreite

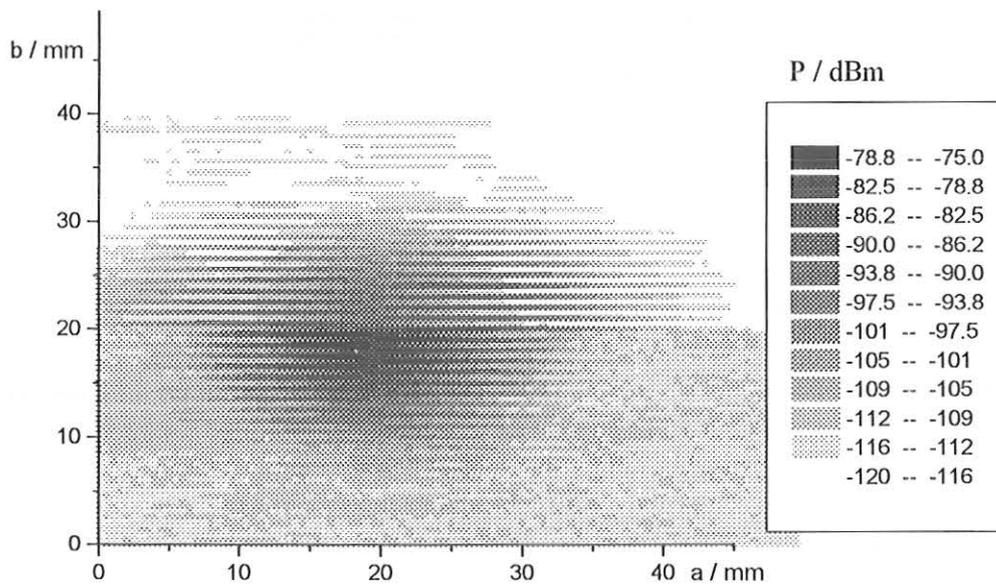


Bild 6.3: Bld. 13.3 in logarithmischer Darstellung zur Sichtbarmachung des sich ändernden Grundrauschpegels

In der unteren Hälfte in Bild 6.3 ist eine deutliche Erhöhung des Grundrauschpegels zu erkennen. Sie beträgt ungefähr 6 dB und schränkt die Meßdynamik damit merklich ein. Ein solcher Dynamikverlust konnte bei leistungsschwachen Signalen, wie beispielsweise der Vermessung der Hohlleiterfeldverteilung am Ausgang des Wellentypwandler nicht hingenommen werden, was zu langen Meßzeiten von 2 - 3 Stunden, bei hoher Auflösung, führte.

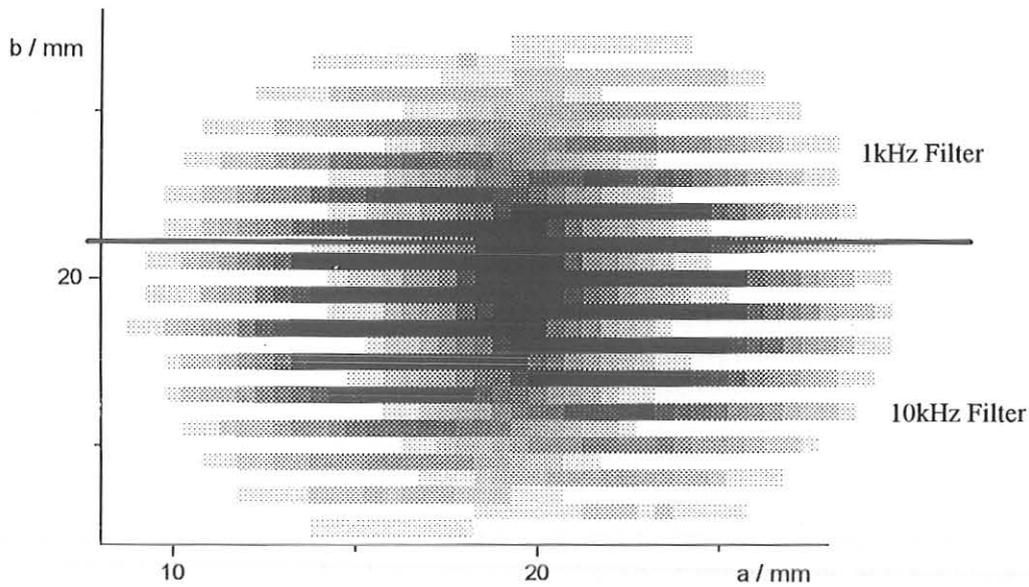


Bild 6.4: Aufnahme des Gaußstrahls bei 1kHz und bei 10kHz Filterbandbreite

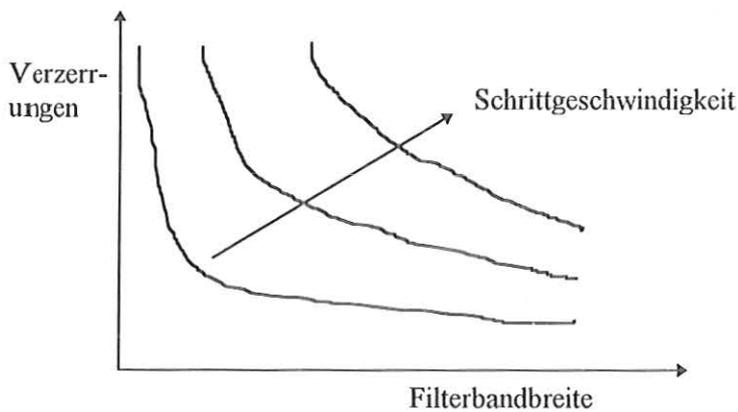


Bild 6.5: Qualitativer Zusammenhang zwischen Verzerrungen, Filterbandbreite und Schrittgeschwindigkeit

## 6.2 Meßfehler im Nahfeld

Eine schwer zu bestimmende Einflußgröße war die Tatsache, daß die Fernfeldbedingung wie sie in der Regel in der Antennenmeßtechnik mit sehr guter Näherung angenommen werden kann bei der Vermessung der Modenbilder nicht eingehalten werden konnte. Die dabei auftretenden Blindanteile können zu starken Feldstärkeüberhöhungen und die gekrümmten Phasenfronten können zu Auslöschungen führen. Sichtbar werden diese Effekte bei den Modenfeldbildern (Bild 5.2.12,13), wo die Feldstruktur unter 45°, 135°, 225°, 315° verschwimmt.

## 7 Zusammenfassung

Im Zuge dieser Arbeit wurde ein Modenerzeuger zur Anregung einer rotierenden  $TE_{22,6}$  - Hohlleitermode aufgebaut und damit anschließend der Entwurf eines neuartigen Modenwandlers überprüft.

Zum besseren Verständnis des Modenerzeugers der von (Pereaslavets et al, 1995) und des quasioptischen Wellentypwandlers der von (Möbius und Pretterebner, 1992) entworfen wurde, wurden die Eigenfunktionen koaxialer Wellenleiter hergeleitet, die Darstellung höherer Moden durch optische Näherung betrachtet und Beugungserscheinungen im Nahfeld eines Lochgitters betrachtet, sowie die Theorie Gaußscher Strahlen behandelt.

Der bestehende quasioptische Meßplatz, der bislang zur Bestimmung der Transmissions- und Reflexionseigenschaften von Fenstermaterialien im Bereich von 110-150 GHz verwendet wurde, wurde zur Aufnahme von Feldbildern um einen rechnergesteuerten Dreiaxstisch erweitert.

Der Wellentypwandler wurde mit Hilfe des Modenerzeugers vermessen, wobei wichtige Erkenntnisse für den zukünftigen Entwurf gewonnen werden konnten und sich zeigte daß der gegenwärtige Entwurf weder die Erwartungen, was den Wirkungsgrad betraf, erfüllte noch die vorhergesagten Strahlparameter bestätigt werden konnten.

Anschließend wurde der Modenerzeuger samt zugehöriger Spiegel in das Gyrotron eingebaut und der Ausgangsstrahl in die Mitte des Fensters justiert, wobei sich die Überlegenheit des neuen Kaltmeßverfahrens gegenüber der bisherigen Laserjustierung zeigte.

Der Vergleich der Heißmessung mit der Voraussage durch die Kaltmessung zeigte eine gute Übereinstimmung, womit die Erwartungen die an das Kaltmeßverfahren geknüpft wurden, erfüllt werden konnten.

### Ausblick:

Für die Zukunft wäre es wünschenswert den bestehenden Meßaufbau für Phasenmessungen zu erweitern, was bisher an der zu geringen Meßdynamik scheiterte. Damit könnte dann auf die umständlichen Phasenrekonstruktionen aus den Heißmessungen verzichtet werden, was eine erhebliche Zeitersparnis bedeutete.

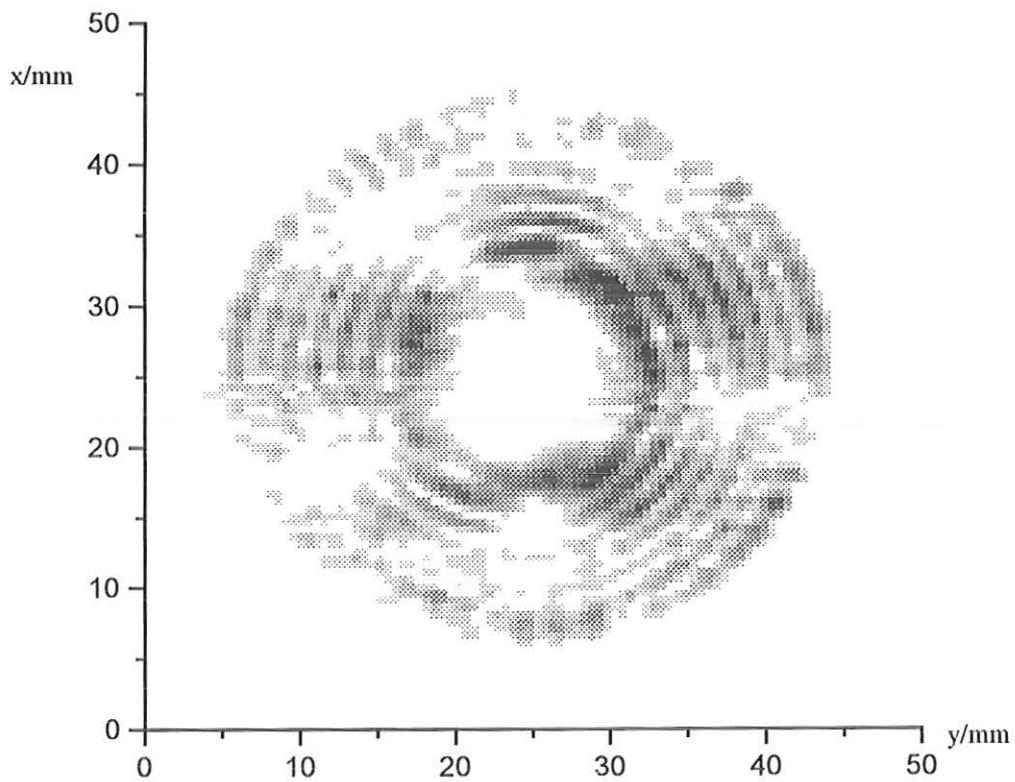
Nützlich wäre auch eine Überarbeitung des Netzwerkanalysators um damit höhere Auslesegeschwindigkeiten zu erreichen.

Auch sollte eine bessere Amplitudenstabilisierung der Frequenzerzeugung vorgenommen werden, da es bei längeren Meßzeiten zu Amplitudenänderungen bedingt durch Temperatureinflüsse kommen kann.

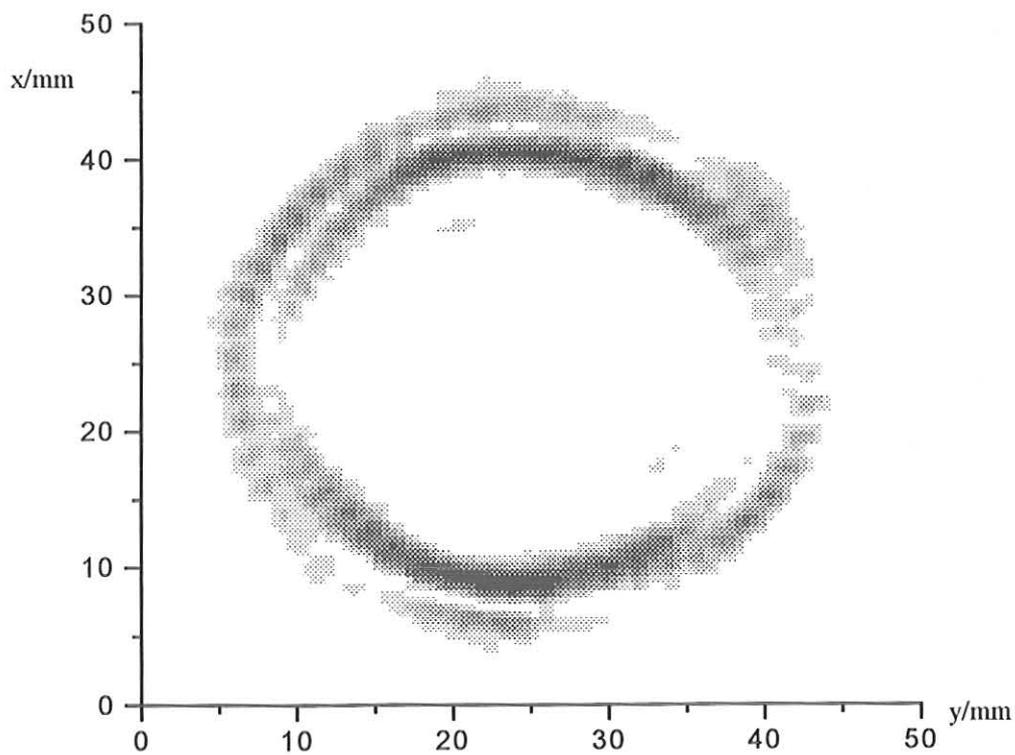
Zur weiteren Steigerung des Wirkungsgrades des Modenerzeugers wäre es sinnvoll einen veränderten ersten Spiegel einzusetzen oder eine Fokussierung des Gaußstrahls mittels Linse vorzunehmen, um die Übertragungsverluste bis zum elliptischen Spiegel zu verringern.

## Anhang

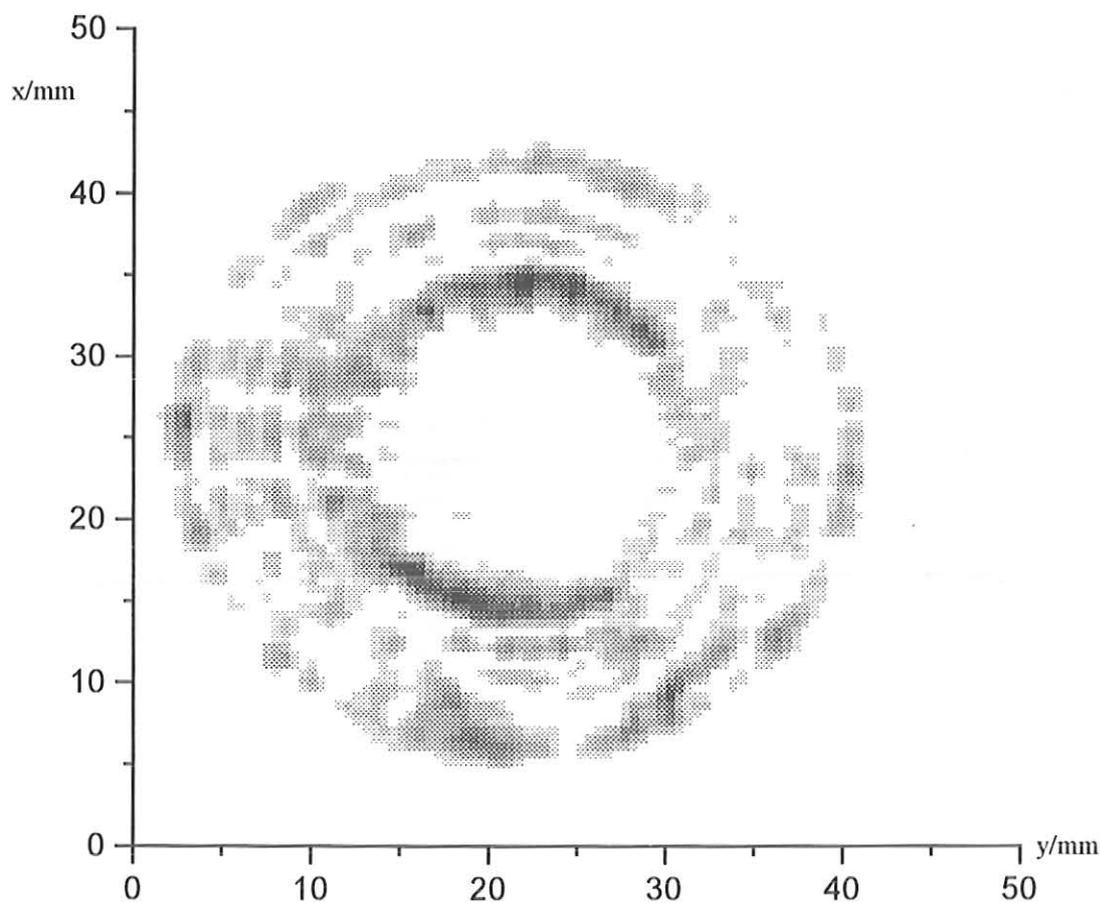
### 1. Weitere am Ausgang des Modenerzeugers gemessene Feldverteilungen.



A1.1: TE<sub>19,7</sub>-Mode  $f = 138.43$  GHz

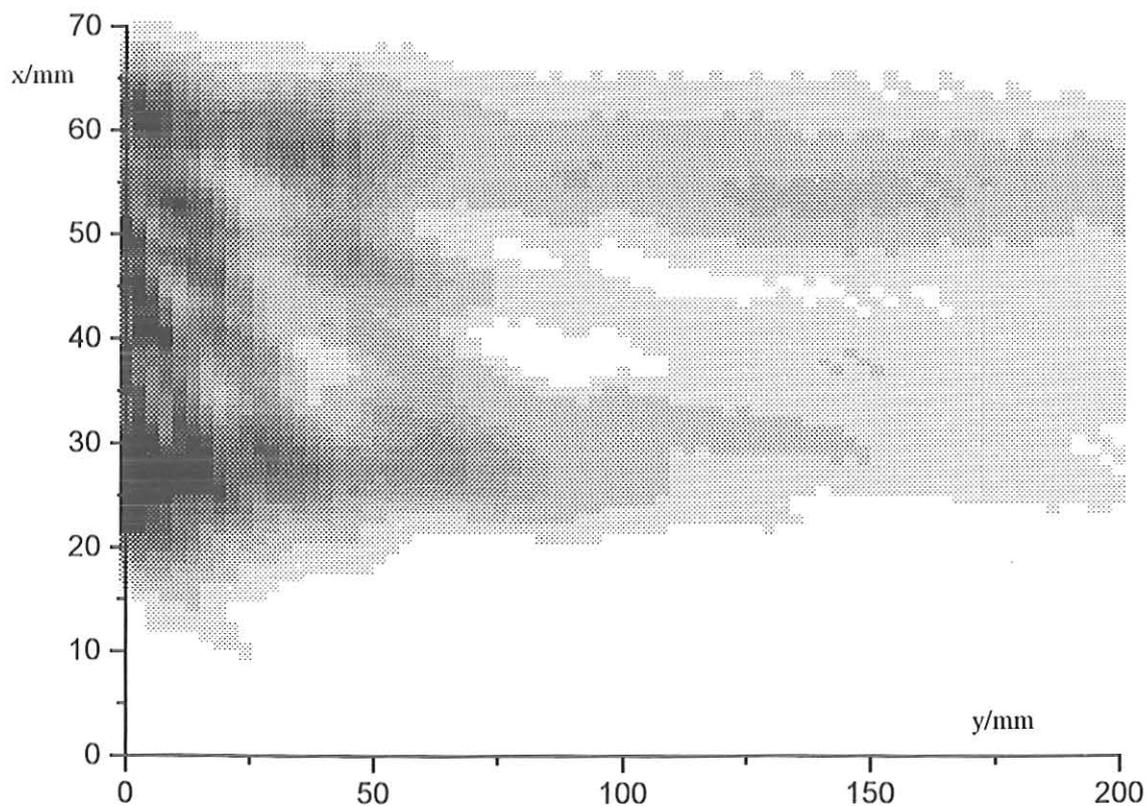


A1.2: TE<sub>32,2</sub>-Mode  $f = 139.67$  GHz



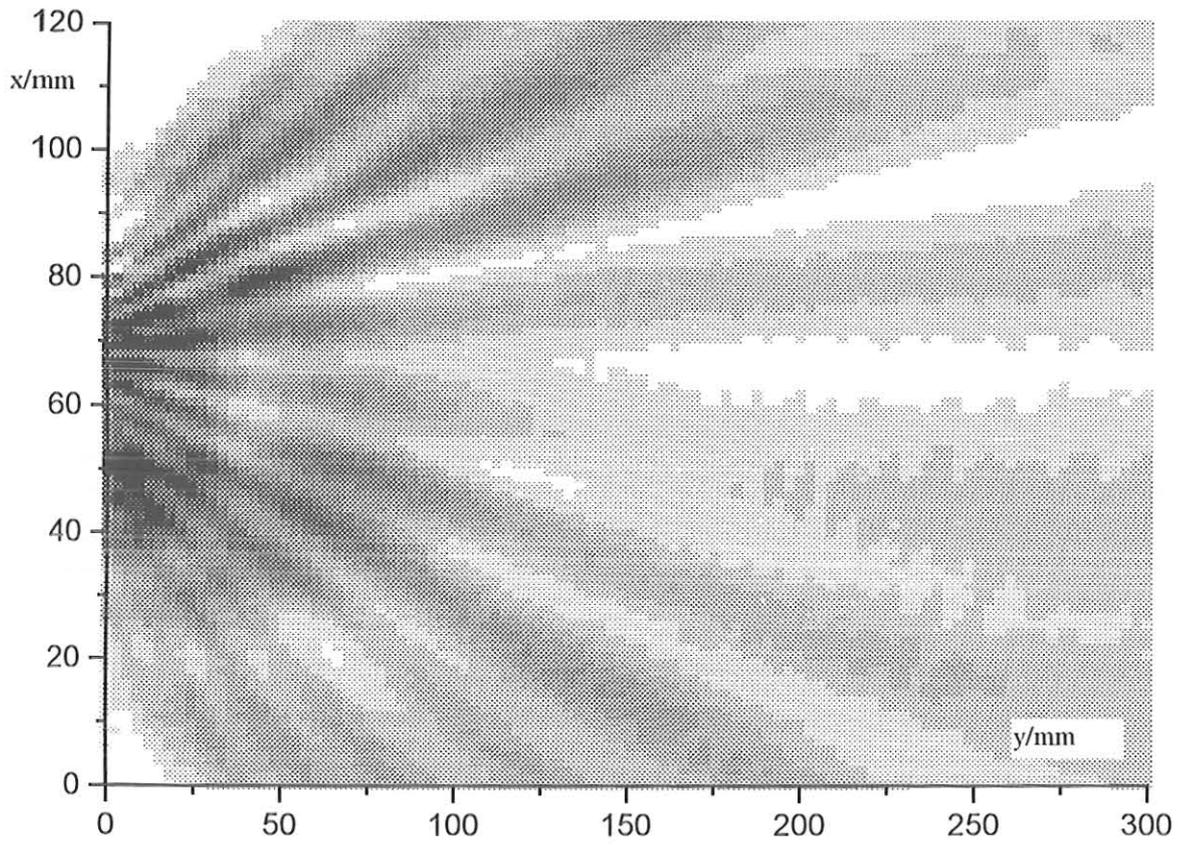
A1.3:  $TE_{28,4}$ -Mode  $f = 138.76$  GHz

## 2. Ausgangsstrahl des Vlasov-Wellentypwandlers



A2.1: Horizontaler Schnitt durch den Ausgangsstrahl eines Vlasov-Konverters

Anhang



A2.2: Vertikaler Schnitt durch den Ausgangsstrahl eines Vlasov-Konverters

## Schrifttum

Aleksandrov, N. L., Chirkov, A. V., Denisov, G. G., Vinogradov D. V., Kasperek, W., Pretterebner J., Wagner D., 1992, Selective excitation of high-order modes in circular waveguides, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 13, no. 9, 1369-1385.

Alexandrov, N. L., Denisov, G. G., Whaley, D. R., Tran, M. Q., 1995, Low power excitation of gyrotron-type modes in a cylindrical waveguide using quasi-optical techniques, *International Journal of Electronics*, 79, no. 2, 215-226.

Ambrosy, U., 1993, Experimentelle und theoretische Untersuchungen breitbandiger Hochleistungsfenster für Millimeterwellen, Diplomarbeit am Institut für Höchsthfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe. Auch 1993 als Bericht des Kernforschungszentrum Karlsruhe (KfK Bericht 5157), erschienen.

Balanis, C. A., 1989, *Advanced Engineering Electromagnetics*, New York: Wiley.

Benson, F. A., 1969, *Millimetre and Submillimetre Waves*, London: Iliffle Books.

Borie, E., 1991, Review of gyrotron theory, KfK Bericht 4898, Kernforschungszentrum Karlsruhe.

Born, M., Wolf, E., 1980, *Principles of Optics*, 6. Auflage, Oxford: Pergamon Press.

Braz, O., Losert, M., Thumm, M., et al., 1995, Cold tests and high power measurements on an advanced quasi-optical mode converter for a 118 GHz gyrotron, *Conf. Digest 20 th Int. Conf. on IR & MM, Lake Buena Vista (Orlando), USA*, 281-282.

Braz, O., Kern, S., Losert, M., Möbius, M., Pereyaslavets, M., Thumm, M., 1995, Improvements of mode converters for low power excitation of gyrotron type modes, *Conf. Digest 20th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves*, 471-472.

Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A., 1985, *Taschenbuch der Mathematik*, 22. Auflage, Frankfurt/Main: Harri Deutsch, 787.

Bykov, Yu. V., Vlasov, S. G., Goldenberg, A. L., Luchinin, A. G., Orlova. I. M., Petelin, M. I., Usov, V. G., Flyagin, V. A., Khizhnyak, V. I., Mode selection in high power gyrotrons, in Gaponov-Grekhov, A.V.(Ed), *Gyrotrons: collected papers*, Gorky: UDSSR Academy of Science, Institute of Applied Physics, 153-157.

Clarricoats, P. J. B., Oliver, A. D., 1984, Corrugated Horns for Microwave Antennas, London: Peter Peregrinus.

Denisov, G.G., 1994, Quasi-Optical Mode Converters for Short-Wave Gyrotrons, Proc. Of the 6th Joint Russian-German Meeting on ECRH and GYROtrons.

Flyagin, V. A., Gaponov, A.V., Petelin, M.I., Yulpatov, V.K., 1977, The gyrotron, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 25, 514-521.

Geist, T., Hochschild, Nickel, H.-U., Wiesbeck, W., 1990, Vector network-analyzer for 130-150 GHz, Proceedings of the 20th European Microwave Conference(Budapest), Tunbridge Wells: Microwave Exhibitions, 209-213.

Goldsmith, P. F., 1982, Quasioptical techniques at millimeter and submillimeter wavelengths, in Button, K. J., Infrared and Millimeter Waves, Vol. 6, New York: Academic Press.

Grau, G., 1996, Optische Resonatoren und Ausbreitungsgesetze für Laserstrahlen, in Kleen, W., Müller, R., Laser, Berlin: Springer.

Höchtel, O., 1994, Numerische Analyse der Modenkonzersion in koaxialen Wellenleiterkomponenten. Diplomarbeit am Institut für Höchsthfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe. Auch 1994 als Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe (KfK-Bericht 5298) erschienen.

Käs, G., Pauli, P., 1991, Mikrowellentechnik, München: Franzis.

Klein, M. V., Furtak, T. E., 1988, Optik, Berlin: Springer.

Kogelnik, H., Li, T., 1966, Laser beams and resonators, Applied Optics, 5, 1550-1567.

Maßler H., 1993, Untersuchung von Oberflächenstrukturen zur Vergrößerung der Bandbreite von Hochleistungsfenstern für Millimeterwellen. Diplomarbeit am Institut für Höchsthfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe. Auch 1993 als Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe (KfK-Bericht 5249) erschienen.

Michel, H.-J., 1981, Zweitor-Analyse mit Leistungswellen, Stuttgart: Teubner.

Mlynski, D. A., 1985, Elektrodynamik, Skriptum zur Vorlesung, 3. Auflage, Universität Karlsruhe.

Möbius, A et al., 1992, An Improved Design for Quasi-Optical Mode Conversion of Whispering Gallerie Mode Gyrotron Radiation, *Int. J. of Infrared and Millimeter Waves*, 13, 1033-1063

Möbius, A., Pretterebner J., 1992, On the Validity of Geometric-Optical Mode Converter Design, *Conference Digest 17th Int. Conf. On Infrared and Millimeter Waves*, SPIE 1929.

Möller, C., 1992, A coupled cavity whispering gallery mode transducer, *Proceedings of the 17th International Conference on Infrared and Millimeter Waves*, Pasadena, 42-43.

Nickel, H. U., 1995, Hochfrequenztechnische Aspekte zur Entwicklung rückwirkungsarmer Ausgangsfenster für Millimeterwellengyrotrons hoher Leistung, Institut für Technische Physik, Projekt Kernfusion. Von der Fakultät für Elektrotechnik der Universität Karlsruhe genehmigte Dissertation, FZKA 5513.

Pereyaslavets, M., Persönliche Mitteilungen.

Pereyaslavets, M., Braz, O., Kern, S., Losert, M., Möbius, A., Thumm, M., 1995, Improvements of Mode Converters for Low Power Excitation of Gyrotron-Typ Modes, *International Journal of Electronics*.

Piefke, G., 1977, *Feldtheorie*, Band I bis III, Mannheim: Bibliographisches Institut.  
Pretterebner, J., Möbius, A., Thumm, M., 1992, Improvement of quasioptical mode converters by launching an appropriate mixture of modes, *17th Int. Conf. On Infrared and Millimeter Waves*, Pasadena, California, *Conf. Digest*, 40-41.

Schuon, E., Wolf, H., 1987, *Nachrichtenmeßtechnik*, Berlin: Springer.

Semmler C., 1994. Aufbau eines Meßsystems zur Bestimmung der Parameter des Millimeterwellenausgangsstrahls von Hochleistungsgyrotrons. Diplomarbeit am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe. Auch 1994 als Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe (KfK-Bericht 5400) erschienen.

Stickel, H., 1987, Ein 130-160 GHz Meßplatz zur breitbandigen Charakterisierung von Hohlleiterkomponenten in Hochleistungsgyrotrons und zur Übertragung hoher Leistung, *Proceedings der Kongreßmesse für Mikrowellentechnologie und Optoelektronik*, Wiesbaden, Band 1.

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, No. 11, 103-121.

Thumm, M., Jacobs, A., 1988, In-waveguide  $TE_{0,1}$ -to-whispering gallery mode conversion using periodic wall perturbations, Proceedings of the 13th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Honolulu, 465-466.

Tran, M. Q., et al., 1994, Feasibility Studies of the EU Home Team on the Manufacture of EWC Sources for ITER, Net Report, 105.

Voges, E., 1987, Hochfrequenztechnik, Band 2, Heidelberg: Hüthig.

Vlasov, s. V., Shapiro, M. A., 1989, Use of bi-involte mirrors to transport caustic surface, Soviet Technical Physical Letters, 15, no. 5, 374-375.

Weinstein, L. A., 1969, The Theory of Diffraction and Factorization Method, Boulder Colorado: The Golem Press.

Wien, A., 1995, Ein Beitrag zur Analyse von quasi-optischen Wellentypwandlern in Hochleistungsgyrotrons, Institut für Technische Physik, Projekt Kernfusion. Von der Fakultät für Elektrotechnik der Universität Karlsruhe genemigte Dissertation, FZKA 5579.

Wyde, R. J., 1984, Millimetre-wave Gaussian beam-mode optics and corrugated feedhorns, IEEE Proceedings, 131, Pt.H, NO. 4, 258-262.