

Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6164

**Meßtechnische Untersuchungen
zur Hochfrequenzaukopplung
an Millimeterwellengyrotrons
hoher Leistung**

O. Braz

Institut für Technische Physik

Oktober 1998

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6164

Meßtechnische Untersuchungen zur Hochfrequenzaukopplung an
Millimeterwellengyrotrons hoher Leistung *

Oliver Braz

Institut für Technische Physik

* Von der Fakultät für Elektrotechnik der Universität Karlsruhe (TH) genehmigte
Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1998

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor
Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe
Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)
ISSN 0947-8620

Meßtechnische Untersuchungen zur Hochfrequenzaukoplung an Millimeterwellen- gyrotrons hoher Leistung

Kurzfassung

Das Gyrotron ist eine spezielle Vakuumelektronenröhre für die Erzeugung oder Verstärkung von höchsten Frequenzen (> 100 GHz) mit sehr hohen Leistungen (> 1 MW).

Die hochleistungsführenden Millimeterwellenkomponenten des Gyrotrons befinden sich dabei in dem zum Betrieb notwendigen Ultra-Hoch-Vakuumsystem. Eine Zielsetzung dieser Arbeit war es, Möglichkeiten für deren meßtechnische Überprüfung unter normalen atmosphärischen Bedingungen bei niedrigen Leistungen zu schaffen. Eine der Grundvoraussetzungen für diese Kleinsignalanalyse stellte die Anregung von Eigenschwingungen (Moden) sehr hoher Ordnung, wie sie zur Erzeugung extrem hoher Leistung im Gyrotronresonator benötigt werden, dar. Um die dazu aufgebauten quasi-optischen Modenerzeuger in ihrer Funktion meßtechnisch optimieren zu können, mußten Verfahren zur Kleinsignalmodenreinheitsanalyse aufgebaut und ein neuartiger vektorieller Millimeterwellen-Netzwerkanalysator entwickelt werden. Die hier neu aufgebauten Meß- und Analyseeinrichtungen konnten, wie aus dem Vergleich mit Hochleistungsmessungen bestätigt, sehr effizient zur experimentellen Optimierung der Hochfrequenzaukoplung eingesetzt werden.

Den zweiten Schwerpunkt dieser Arbeit bildete die Entwicklung breitbandiger Millimeterwellenfenster für Gyrotrons mit quasi-optischer Hochfrequenzaukoplung. Die Hauptschwierigkeit für den stufenweisen frequenzdurchgestimmten Betrieb dieses Millimeterwellenoszillators stellte das bislang zur Hochfrequenzaukoplung verwendete, senkrecht zum Strahlweg angeordnete Einscheibenfenster dar. Um dessen frequenzabhängiges Durchlaßverhalten zu umgehen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Gyrotron weltweit erstmals mit einem Brewster-Fenster ausgestattet. Unter Verwendung dieses Brewster-Ausgangsfensters ließen sich eine ganze Reihe von Schwingungszuständen bei verschiedenen Frequenzen mit nahezu gleicher Intensität auskoppeln, wohingegen das senkrecht zum Strahlweg angebrachte Fenster ein stark frequenzselektives Verhalten aufwies.

Auf der Suche nach Materialien, die dem Durchtritt eines Millimeterwellenstrahls im Megawattbereich dauerhaft standhalten, wurden ferner Hochleistungsexperimente an einem am Rand mit Wasser gekühlten Diamantfenster durchgeführt. Die in Kooperation mit einer japanischen Arbeitsgruppe durchgeführten Untersuchungen lassen eine Lösung des Problems eines 1 MW-Gyrotronausgangsfensters für den Dauerbetrieb erkennen.

Experimental investigations on the high frequency outcoupling of high power millimeter wave gyrotrons

Abstract

The gyrotron is a special type of vacuum electron tube, which allows the generation or amplification of the highest frequencies (> 100 GHz) at very high power levels (> 1 MW).

The high power millimeter wave guiding components have to be integrated into an ultra high vacuum system. To be able to verify their proper behavior under normal atmospheric conditions at low power levels, special measurement techniques are required. One task of this work was the development of such techniques. The main demand for this low power analysis is the excitation of high order modes, identical to those needed for the generation of extremely high power levels inside the gyrotron resonator. In order to optimize the performance of the quasi-optical mode generators that are constructed for this purpose, special techniques for the low power mode purity analysis as well as a new vector millimeter wave network analyzer had to be developed. These new measurement systems were successfully used for the experimental optimization of the high frequency outcoupling of the gyrotron. These results also have been verified by high power test.

The second emphasis of this work was the development of broadband millimeter wave windows for gyrotrons with quasi-optical radio frequency outcoupling. The main restriction for the stepwise frequency tuned operation of this millimeter wave oscillator has been given by the output window mounted perpendicular to the ray paths. To overcome this frequency dependent transmission behavior, for the very first time a gyrotron oscillator was equipped with a Brewster angle window. By using the Brewster angle output window a series of modes at different frequencies were coupled out with almost the same intensity, whereas the window mounted perpendicular to the ray paths shows a strong frequency selective behavior.

In order to find a window material, able to withstand the continuous transmission of a millimeter wave beam in the Megawatt range, additional high power tests on a water edge cooled diamond window have been performed. These results achieved, in cooperation with a Japanese working team, imply a genuine solution for a continuous wave 1MW gyrotron output window.

Inhaltsverzeichnis

LISTE DER VERWENDETEN ABKÜRZUNGEN UND SYMBOLE	iii
<u>1 EINLEITUNG</u>	<u>1</u>
1.1 DAS GYROTRON ALS HOCHLEISTUNGSMILLIMETERWELLENQUELLE	2
1.2 DIE ELEKTRONZYKLOTRONRESONANZHEIZUNG ZUR UNTERSTÜTZUNG DER KONTROLLIERTEN KERNFUSION.....	4
1.3 ZIELE UND STRUKTUR DIESER ARBEIT	6
<u>2 NIEDERLEISTUNGSMEßPLATZ</u>	<u>9</u>
2.1 FELDTHEORETISCHE BETRACHTUNGEN	9
2.1.1 FELDTHEORETISCHE BESCHREIBUNG DER FELDFORMEN IM RADIALSYMMETRISCHEN WELLENLEITER.....	10
2.1.2 STRAHLEN-OPTISCHE BESCHREIBUNG DER FELDFORMEN IM RADIALSYMMETRISCHEN WELLENLEITER.....	13
2.1.3 FELDTHEORETISCHE BESCHREIBUNG DER GAUßSCHEN GRUNDMODEN	15
2.2 ANREGUNG VON HOHLLEITERMODEN HOHER ORDNUNG	18
2.2.1 DIE QUASI-OPTISCHE STRAHLEINKOPPLUNG.....	18
2.2.2 MODENSELEKTION IM HOHLLEITERRESONATOR.....	21
2.2.3 EINFLUß DER KOPPELLÖCHER AUF DIE RESONATORMODE	23
2.2.4 MODENWANDLUNG IN WELLENLEITERN MIT LÄNGSKORRUGATION.....	25
2.3 BESTIMMUNG DES MODENINHALTS IN STARK ÜBERDIMENSIONIERTEN WELLENLEITERN	27
2.3.1 RESONATORSPEKTREN.....	27
2.3.2 FELDVERTEILUNGSMESSUNGEN	28
2.3.3 WELLENZAHLSPETROMETER.....	32
2.4 D-BAND-NETZWERKANALYSE (110 BIS 170 GHz)	36
2.4.1 SKALARER NETZWERKANALYSATOR FÜR FREQUENZEN UM 140 GHz.....	37
2.4.2 VEKTORIELLER NETZWERKANALYSATOR MIT HOHER MEßDYNAMIK (70 -175 GHz).....	39

3	<u>EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN ZUR LEISTUNGS-AUSKOPPLUNG AN GYROTRONRÖHREN.....</u>	45
3.1	FUNKTIONSPRINZIPIEN QUASI-OPTISCHER WELLENTYPWANDLER	45
3.1.1	VLASOV – LAUNCHER.....	46
3.1.2	KONVERTER MIT STRAHLFORMUNG IM WELLENLEITER	47
3.1.3	LAUNCHER MIT DOPPELTER STRAHLAUSKOPPLUNG	50
3.1.4	FREQUENZDURCHSTIMMBARKEIT QUASI-OPTISCHER WELLENTYPWANDLER	51
3.2	BESTIMMUNG DER FELDVERTEILUNG DES HOCHLEISTUNGSMILLIMETER- WELLENSTRAHLS.....	52
3.3	MEßTECHNISCHE UNTERSUCHUNGEN AN QUASI-OPTISCHEN WELLENTYPWANDLERN	54
3.3.1	DAS $TE_{22,6}$ - 118 GHz SYSTEM.....	54
3.3.2	DAS $TE_{22,6}$ - 140 GHz SYSTEM	60
3.3.3	DAS $TE_{28,16}$ - 140 GHz SYSTEM MIT DOPPELTER STRAHLAUSKOPPLUNG	70
4	<u>ENTWICKLUNG VON AUSGANGSFENSTERN FÜR MILLIMETERWELLENGYROTRONS HOHER LEISTUNG</u>	83
4.1	ELEKTRODYNAMISCHE BESCHREIBUNG DES REFLEXIONS- UND TRANSMISSIONSVERHALTENS AN EINER DIELEKTRISCHEN SCHEIBE.....	84
4.2	BREITBANDIGE AUSGANGSFENSTER.....	88
4.2.1	MULTI-BANDPAß-FENSTER.....	88
4.2.2	BREWSTER-FENSTER.....	92
4.2.3	HOCHLEISTUNGSMESSUNGEN	99
4.2.4	DISKUSSION DER FENSTERKONZEPTE	107
4.3	MATERIALIEN FÜR MILLIMETERWELLENFENSTER	114
4.3.1	PACVD DIAMANT-FENSTER	117
5	<u>ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK</u>	121
6	<u>LITERATURVERZEICHNIS</u>	125

Liste der verwendeten Abkürzungen und Symbole

Abkürzungen

ALC	Amplitudenregelschleife (engl.: <u>A</u> utomatic <u>L</u> evel <u>C</u> ontrol)
dB	dekadisch logarithmisches Leistungsverhältnis
dBc	Abstand von Haupt- (engl.: <u>C</u> arrier) und Nebensignal im logarithmischen Maß
dB _i	Antennengewinn bezogen auf den isotropen Kugelstrahler im logarithmischen Maß
dBm	Leistungspegel bezogen auf 1 mW im logarithmischen Maßstab
DUT	Meßobjekt (engl.: <u>D</u> evice <u>U</u> nder <u>T</u> est)
ECRH	Elektronenzyklotronresonanzheizung (engl.: <u>E</u> lectron <u>C</u> yclotron <u>R</u> esonance <u>H</u> eating)
HF	<u>H</u> och- <u>F</u> requenz
ICRH	Ionenzyklotronresonanzheizung (engl.: <u>I</u> on <u>C</u> yclotron <u>R</u> esonance <u>H</u> eating)
LO	<u>L</u> okal- <u>O</u> szillator
PACVD	<u>P</u> lasma <u>A</u> ctivated <u>C</u> hemical <u>V</u> apor <u>D</u> eposition
PLL	Phasenregelschleife (engl. <u>P</u> hase- <u>L</u> ock- <u>L</u> oop)
RWO	<u>R</u> ückwärts- <u>W</u> ellen- <u>O</u> szillator (engl. <u>B</u> ackward <u>W</u> ave <u>O</u> scillator (BWO))
TE	<u>T</u> ransversal <u>E</u> lektrisch
TEM	<u>T</u> ransversal <u>E</u> lektrisch und <u>M</u> agnetisch
TM	<u>T</u> ransversal <u>M</u> agnetisch
ZF	<u>Z</u> wischen- <u>F</u> requenz
p.c.	polykristallin (engl.: poly- <u>c</u> rystalline)
s.c.	einkristallin (engl.: single- <u>c</u> rystalline)

Firmen und Einrichtungen

CEA	<u>C</u> ommissariat á l' <u>E</u> nergie <u>A</u> tomique (Cadarache / Frankreich)
EPFL	<u>E</u> cole <u>P</u> olytechnique <u>F</u> édérale de <u>L</u> ausanne (Lausanne / Schweiz)
FZK	<u>F</u> orschungs- <u>Z</u> entrum <u>K</u> arlsruhe
IAP	<u>I</u> nstitute of <u>A</u> pplyed <u>P</u> hysics (Nizhny Novgorod / Rußland)
ITER	<u>I</u> nternational <u>T</u> hermonuclear <u>E</u> xperimental <u>R</u> eactor
JAERI	<u>J</u> apan <u>A</u> tomie <u>E</u> nergy <u>R</u> esearch <u>I</u> nstitute (Tokai / Japan)
NIFS	<u>N</u> ational <u>I</u> nstitute for <u>F</u> usion <u>S</u> cience (Toki / Japan)
TTE	<u>T</u> homsen <u>T</u> ubes <u>E</u> lectroniques (Velizy / Frankreich)

Häufig benutzte Indizes

$_*$	konjugiert komplexe Größe
$_'$	erste Ableitung einer Funktion bzw. Zugehörigkeit einer Variablen zu einer solchen
$_^{()}$	Gültig für Funktion bzw. Variable selbst sowie deren Ableitung bzw. Zugehörige
\parallel	parallele Komponente
\perp	senkrechte (orthogonale) Komponente
$_^0$	Normierte Größe
$_0$	des Freiraums, des Vakuums oder der Mittenwert
$_i$	der einfallenden Welle (engl.: incident)
$_r$	der reflektierten Welle
$_t$	der transmittierten Welle
$_^t$	tangentiale Komponente
$_^n$	normale Komponente
$_aus$	am Ausgang
$_ein$	am Eingang
$_max$	maximaler Wert
$_min$	minimaler Wert
$-$	rechts drehend ($\omega t - m \varphi = const.$)
$+$	links drehend ($\omega t + m \varphi = const.$)

Koordinatensysteme

x, y, z	Koordinaten des kartesischen Systems
r, φ, z	Koordinaten des zylindrischen Systems

Lateinische Buchstaben

a	Längsabmessung
A	reelle Zahl oder Leistungsabsorptionskoeffizient
b	Querabmessung
B	magnetische Flußdichte, reelle Zahl oder Bandbreite
B_E	magnetische Flußdichte an der Elektronenkanone
B_R	magnetische Flußdichte im Gyrotronresonator
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
c	Lichtgeschwindigkeit im Medium
c_p	spezifische Wärmekapazität
C	Radienverhältnis - Außen- zu Innenleiter
d	Dicke
D	Durchmesser oder Dynamikbereich (Meßumfang)

e	Elektronenladung
E	elektrische Feldstärke
f	Frequenz
f_0	Mittenfrequenz
f_c	Cutt-Off-Frequenz
$f_{m,n}$	Mittenfrequenz der m,n -ten Feldform im Resonator
f_s	Soll-Frequenz oder Sendefrequenz
f_i	Ist-Frequenz
F	Funktion allgemein oder fokale Länge
G_s	Gewinn der Sendeantenne
$G_{(E \perp K)}$	Antennengewinn mit orthogonal polarisierter Empfangsantenne
$G_{(E \parallel K)}$	Antennengewinn mit parallel polarisierter Empfangsantenne
h	Wärmeübergangskoeffizient
H	magnetische Feldstärke
I	elektrische Stromstärke oder Variable für strombezogene Größen
I_B	Strahlstrom
I_s	Startstrom einer Mode
j	imaginäre Einheit
J_m	Besselfunktion bzw. Zylinderfunktion 1. Art, m -ter Ordnung
k	Boltzmann-Konstante, Wärmeleitfähigkeit oder Wellenzahl
$k_{ }$	longitudinale Wellenzahl
K	Koppelkoeffizient
l, L	Länge
m	azimutaler Modenindex
m_e	Elektronenruhemasse
M	ganzzahliger Wert
n	radialer Modenindex oder Ordnung der Oberwelle
N	ganzzahliger Wert oder Spannungsquelle
N_m	Neumannfunktion bzw. Zylinderfunktion 2. Art, m -ter Ordnung
O	Oszillator
p	Druck, azimutaler Modenindex oder Dämpfungskonstante
P	Leistung
P_0	Bezugsleistung
P_-	Leistungsanteil der rechts drehenden Mode
P_+	Leistungsanteil der links drehenden Mode
$P_{\text{kon,aus}}$	unter Verwendung des Multi-Bandpaß-Fensters ermittelte Ausgangsleistung
P_{kor}	um die Fensterreflexionen korrigierte Gyrotronausgangsleistung
P_{ges}	Gesamtleistung
P_{Mod}	Modenleistung

P_{noise}	Rauschleistung
q	Oberflächen-Wärmestromdichte oder reelle Zahl
q_i	komplexer Strahlparameter des fundamentalen Gaußschen Strahls
Q	Güte einer Schwingung
Q_{ges}	Gesamtgüte
Q_{Ohm}	Ohmsche Güte
Q_{Mod}	Modengüte
Q_{Per}	Perforationsgüte
r	Radiuslaufvariable oder Feldstärkereflexionskoeffizient
R	Radius, Phasenfrontradius oder Leistungsreflexionskoeffizient
R_0	Emitterradius
R_a	Außenradius
R_c	Kaustikradius
R_e	Elektronenstrahlradius
R_i	Innenradius
s	ganzzahliger Zählindex
S	Energiestromdichte – Poynting-Vektor – Strahlvektor
S_m	meßtechnisch ermittelter Leistungsdichtewert
S_z	Realteil des Poynting-Vektors in Richtung der z -Achse
t	Zeit oder Feldstärketransmissionskoeffizient
T	Temperatur oder Leistungstransmissionskoeffizient
U	elektrische Spannung
U_B	Strahlspannung
U_M	Modulationsspannung
U_K	Kollektorgegenspannung
U_v	Beschleunigungsspannung
U_{Ref}	Referenzspannung
U_{RWO}	Beschleunigungsspannung des Rückwärtswellenoszillators
v	Geschwindigkeit
v_{\parallel}	Längsgeschwindigkeit
v_{\perp}	Gyrationsgeschwindigkeit
V	Volumen oder Variable für spannungsbezogene Größen
w_i	Strahlradian
w_0	Strahltaile
x_0	longitudinale Strahltaillenposition
Z_m	Linearkombination von Zylinderfunktionen m -ter Ordnung

Griechische Buchstaben

α	Drehwinkel oder Dämpfungsbelag
β	Wellenzahl (vgl. k)
$\underline{\beta}$	komplexe Wellenzahl
β_0	Freiraumwellenzahl $\beta_0 = \omega / c_0$
β_c	Cut-OFF-Wellenzahl
γ	relativistischer Faktor
δ	Verlustwinkel
ε	absolute Permittivität
ε_0	absolute Permittivität des Freiraums bzw. des Vakuums
ε_r	relative Permittivität eines Mediums
$\underline{\varepsilon}_r, \varepsilon_r', \varepsilon_r''$	komplexe relative Permittivität eines Mediums, deren Real- und Imaginärteil
η	Wirkungsgrad
φ	azimutaler Winkel
ϑ_B	Brewsterwinkel im Material
ϑ, ϑ_n	Brechungswinkel im Material
ϑ_T	Grenzwinkel der Totalreflexion
θ_i	Einfallswinkel
θ_r	Ausfallswinkel
θ_t	Transmissionswinkel
Θ	Spreizwinkel
Θ_0	Strahlöffnungswinkel
λ	Wellenlänge
λ_0	Freiraumwellenlänge
λ_r	Wellenlänge im Material
μ	absolute Permeabilität
μ_0	absolute Permeabilität des Freiraums bzw. des Vakuums
μ_r	relative Permeabilität eines Medium
ν	Sicherheitsfaktor
ξ	Gangunterschied
ρ	Perforationsparameter, Rillentiefe oder Dichte eines Materials
σ_b	Biegemoment
$\sigma_{zul,max}$	maximal zulässiges Biegemoment
τ_a	Kopplungseffizienz
$\chi^{(j)}_{m,n}$	Eigenwert der m,n -ten Feldform im radialsymmetrischen Wellenleiter
ψ_B	Brillouin-Winkel
Ψ, ψ	Winkel zur Wellenleiterachse
ω	Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$
Ω_c	Elektronzyklotronresonanzfrequenz

1 Einleitung

Gegenstand der meßtechnischen Untersuchungen dieser Arbeit stellt der obere Millimeterwellenbereich mit einer Wellenlänge von 1,76 mm bis 2,72 mm, entsprechend einem Frequenzbereich von 110 GHz bis 170 GHz, dar. Die Problematik bei der Charakterisierung des Verhaltens von überdimensionierten Übertragungseinrichtungen für hohe Leistungen in diesem Frequenzbereich wird aus dem folgenden Gegensatz deutlich. Einerseits sind die Abmessungen der hier betrachteten Anordnungen im Vergleich zur Wellenlänge bereits so groß, daß eine vollständige feldtheoretische Analyse nur bedingt möglich ist. Andererseits sind die Wellenlängen nicht klein genug, um eine rein strahlen-optische Beschreibung zu rechtfertigen. Dieser Wellenlängenbereich ist somit weder der „klassischen“ Hochfrequenztechnik noch dem von der Optik erfaßten Bereich zuzuordnen. Da beim Entwurf von Übertragungskomponenten sowohl Methoden des einen als auch des anderen Verfahrens verwendet werden, kommt der experimentellen Überprüfung ihrer gewünschten Funktion eine besondere Bedeutung zu.

Neben dieser eher theoretischen Problemstellung ergeben sich, auch für die meßtechnische Erfassung dieses Frequenzbereichs, einige erschwerende Besonderheiten. Aufgrund der hier auftretenden sehr hohen Dämpfung der elektromagnetischen Wellen (Lochkopplung, Strecken- und atmosphärische Absorptionsdämpfung) ergeben sich, mit Hinblick auf die minimale Nachweisgrenze der verwendeten Meßsysteme, deutlich erhöhte Anforderungen. Im Gegensatz dazu ist, aufgrund der quasi-optischen Wellenausbreitung, bereits mit stark lokalisierten Feldstärkeüberhöhungen zu rechnen. Um beiden Ansprüchen gerecht zu werden, sind somit Systeme mit sehr großem Meßumfang erforderlich. Da bedingt durch die kleinen Wellenlängen die Phaseninformation binnen weniger Millimeter eine vollständige 360°-Drehung erfährt, ist die komplexe Charakterisierung des elektromagnetischen Feldes eng an die mechanischen Toleranzen des Meßaufbaus gebunden.

Diese strengen Vorgaben an die physikalischen Abmessungen, zusammen mit der sehr kurzen Periodendauer der Schwingungen, sind auch wesentlich für die Schwierigkeiten bei der Erzeugung und Verstärkung dieser Frequenzen mit Hilfe klassischer Laufzeit- und Lebensdauereffekte verantwortlich zu machen.

Trotz deutlicher Fortschritte, diesen Bereich mit Halbleitersystemen zu erschließen, widmet sich diese Arbeit den speziell in der Meßtechnik in Vergessenheit geratenen Elektronenröhren. Daß Rückwärtswellenoszillatoren (RWO) auch bei der Verwendung als frequenzdurchstimmbare schmalbandige Meßsender herausragende Eigenschaften besitzen, konnte hier anhand eines neu aufgebauten Netzwerkanalysators demonstriert werden.

In der Hoch- und Höchstleistungselektronik für den Millimeterwellenbereich sind auch in naher Zukunft keine Alternativen zu den Röhren absehbar. Auch den eigentlichen Ausgangspunkt für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und überprüften Meßverfahren stellt ein ganz spezieller Typ von Hochleistungs-Elektronenröhre, das Gyrotron, dar.

1.1 Das Gyrotron als Hochleistungsmillimeterwellenquelle

Diese Art von Höchstfrequenzoszillatoren umgeht die, durch die zuvor genannten „klassischen“ Effekte bedingte, Leistungsbeschränkungen durch einen andersartigen Wechselwirkungsprozeß zwischen dem Elektronenstrahl und dem Hochfrequenzfeld. Da bei diesem, gegenüber den klassischen Elektronenstrahlröhren (Klystron, Wanderfeldröhren,...), keine Anpassung der Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle an die Elektronengeschwindigkeit notwendig ist, kann auf die im Millimeterwellenbereich mechanisch nur schwer zu realisierende Verzögerungsstruktur verzichtet werden.

Da der Gyrotronwechselwirkungsprozeß für die weiteren Ausführungen in dieser Arbeit nicht direkt von Bedeutung ist, sei für eine detaillierte Darstellung auf die Literatur [Edgcombe, 1993] verwiesen. Zur Veranschaulichung der Aufgaben der speziell bei Hochleistungsanwendungen in diesen Röhren verwendeten Millimeterwellenkomponenten folgt eine vereinfachte Funktionsbeschreibung. Abbildung 1.1 zeigt den schematischen Aufbau eines Gyrotrons mit quasi-optischer Strahlauskopplung. Die für diese Arbeit relevanten Komponenten sind unterlegt.

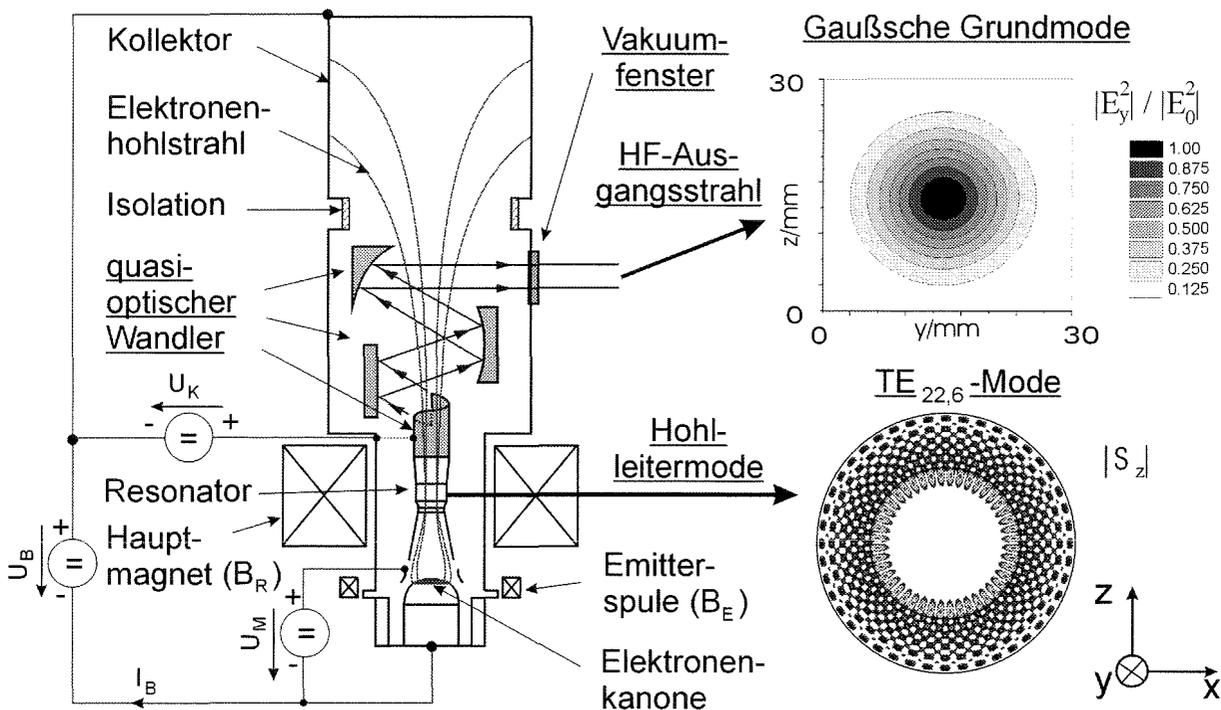


Abbildung 1.1: Schema eines Gyrotrons mit quasi-optischem Wellentypwandler

Eine ringförmige, thermische Kathode (Elektronenkanone) emittiert längs ihres Umfangs Elektronen. Diese werden unter dem Einfluß eines statischen elektrischen Quer- ($U_M \approx 20$ kV) und Längsfeldes ($U_v = U_B + U_k \approx 80$ kV) beschleunigt. Durch ein überlagertes magnetisches Längsfeld B_E werden die Elektronen auf Zykloidenbahnen mit magnetischen Feldlinien als Führungszentren gezwungen. Der so aufgrund des rotationssymmetrischen Emitters erzeugte

Elektronenhohlstrahl wird vor dessen Eintritt in den Resonator durch das stark ansteigende Magnetfeld B_R komprimiert, wodurch die Gyrationengeschwindigkeit v_{\perp} weiter gesteigert wird. Die sich daraus ergebende Elektronenzyklotronresonanzfrequenz Ω_c wird durch die folgende Gleichung beschrieben:

$$\Omega_c = \frac{e \cdot B_R}{m_e \cdot \gamma} \quad (1.1)$$

Dabei bezeichnet e die Elektronenladung, m_e die Elektronenruhemasse und B_R die magnetische Flußdichte im Resonator. Die relativistische Massenkorrektur γ bei einer Beschleunigungsspannung von ca. 80 kV beträgt etwa 1,15. Da Ω_c etwas kleiner ($\approx 4\%$) als die eigentliche Schwingfrequenz ω sein sollte, ist für eine Ausgangsfrequenz von 140 GHz eine magnetische Flußdichte von 5,5 T erforderlich.

Im Resonator treten die Elektronen mit einer TE-Hohlleitermode, die sowohl nahe ihrer Grenzfrequenz (*Cut-Off*) als auch nahe der Elektronenzyklotronresonanzfrequenz schwingt, in Wechselwirkung. Dabei geben die Elektronen einen Teil ihrer Rotationsenergie an das elektromagnetische Feld ab. Durch exakte Wahl der Lage des in seinen Dimensionen papierdünnen Elektronenstrahls nahe des ersten radialen Feldstärkemaximums wird die Resonatormode mit extrem hoher Reinheit angeregt. Sehr von Vorteil ist dabei, daß auch Volumenmoden sehr hoher Ordnung angeregt werden können. Aufgrund deren niedrigen Wandströme und den damit verbundenen kleinen Ohmschen Verlusten, ist eine Ausgangsleistung im Megawattbereich ohne eine Gefahr der thermischen Überlastung des Resonators erst möglich. Die Längsgeschwindigkeit v_{\parallel} der Elektronen sowie die dazu parallele Ausbreitung der Wellenleitermode, gekennzeichnet durch deren Wellenzahl k_{\parallel} im Resonator, schlagen sich in einer Dopplerverschiebung der eigentlichen Schwingfrequenz ω gegenüber der Elektronenzyklotronresonanzfrequenz nieder. Die vollständige Resonanzbedingung lautet daher:

$$\omega - k_{\parallel} \cdot v_{\parallel} = s \cdot \Omega_c \quad (1.2)$$

Der Index s deutet dabei an, daß auch Oszillationen bei höheren Harmonischen möglich sind. Um die Wechselwirkung zu beenden und die Verluste in den Wänden der sich anschließenden Wellenleiterkomponenten weiter zu reduzieren, wird deren Durchmesser auf möglichst kurzer Strecke vergrößert.

Da die im Gyrotronresonator angeregte Hohlleitermode hoher Ordnung aufgrund ihrer komplizierten Struktur für den weiteren Transport der elektromagnetischen Energie zum eigentlichen Verbraucher nicht geeignet ist, wird diese in einem quasi-optischen Wellentypwandler in eine einfachere Feldform gewandelt (siehe Abb. 1.1). Für eine verlustarme Übertragung in entweder einer Spiegelleitung oder einem gerillten (korrugierten) Rundhohlleiter eignet sich dabei die Gaußsche Grundmode am besten. Das Wandlersystem besteht aus einer helikalen Aperturantenne (Launcher) gefolgt von zwei oder mehreren speziellen Spiegeln. Aufgabe des Launchers ist es, die gesamte Feldenergie zunächst in eine Strahl-

richtung zu bündeln. Das sich anschließende Spiegelsystem muß nun noch vorhandene Phasenfehler korrigieren und die Dimensionen des HF-Strahls an die Abmessungen des zur Auskopplung erforderlichen Vakuumfensters anpassen. Ferner soll hierdurch der Einfluß von Leistungsreflexionen an diesem Ausgangsfenster auf das Schwingverhalten des Gyrotrons vermindert werden. Eine weitere Zielsetzung des quasi-optischen Wandler-systems ist es, die HF-Leistung vom Elektronenstrahl zu trennen. Somit ist es möglich, die Strahlauskopplung unabhängig von der Funktion des Kollektors zu optimieren. Sehr von Vorteil ist dabei, daß der Kollektor isoliert gegenüber dem restlichen Röhrengehäuse montiert werden kann. Dieser sogenannte „Depressed Collector“-Betrieb ermöglicht es, die in der Längsbewegung der Elektronen nach wie vor enthaltene Energie durch eine negative Vorspannung U_K zum Teil zurückzugewinnen. Hierdurch wird die zum Treiben des Stroms I_B (≈ 50 A) tatsächlich benötigte Spannung U_B gegenüber der Beschleunigungsspannung U_v ($U_B + U_K$) herabgesetzt. Es konnte so experimentell ein Gesamtwirkungsgrad von 57% nachgewiesen werden. Eine umfassende Zusammenstellung über den derzeitigen Stand der Gyrotronentwicklung findet man in [Thumm, 1998].

1.2 Die Elektronzyklotronresonanzheizung zur Unterstützung der kontrollierten Kernfusion

Gyrotronoszillatoren finden derzeit in verschiedenen Gebieten Anwendung. In der Radartechnik sind sie neben ihrer hohen Ausgangsleistung vor allem wegen der kurzen Wellenlängen von besonderem Interesse. Hiermit ist es möglich, auch Objekte sehr kleiner Abmessungen mit hoher örtlicher Auflösung zu lokalisieren.

Bei der Materialprozeßtechnik werden gegenwärtig Ka-Band-Gyrotrons (27–40 GHz) mit einer HF-Leistung von 10 kW getestet. Der Vorteil gegenüber der Verwendung preisgünstigerer Magnetrons bei 2,45 GHz liegt in der besser möglichen Homogenisierung der Feldverteilung im eigentlichen Applikator. Daneben ist bei diesen höheren Frequenzen vor allem bei der Sinterung von Keramiken eine effizientere Volumenheizung vom Beginn des Sintervorgangs an möglich. Durch Verwendung dieser Techniken läßt sich die Verarbeitungszeit gegenüber einer konventionellen Heizung teilweise um einen Faktor 10 reduzieren [Feher, 1997].

Hauptanwendungsgebiet der in dieser Arbeit näher betrachteten Hochleistungsmillimeterwellengyrotrons stellt die Entwicklung von Heizsystemen zur Unterstützung der kontrollierten Kernfusion dar. Zum Erreichen der für die thermische Fusion notwendigen Zündtemperatur von ca. 100 Million Grad wird derzeit weltweit an der Entwicklung verschiedener Heizsysteme gearbeitet. Die wohl vielversprechendste Möglichkeit besteht in der Ankopplung von Millimeterwellenleistung an die Eigenresonanzen der im magnetischen Einschlußfeld gyrierenden Elektronen (Electron Cyclotron Resonance Heating : ECRH). Für das derzeit in der Planung befindliche internationale Tokamak-Projekt (International Thermonuclear Experi-

mental Reactor: ITER) sind so beispielsweise 50 MW bei einer Frequenz von 170 GHz und Pulszeiten bis 100 s vorgesehen. Bei dem deutschen Stellarator-Projekt Wendelstein 7-X ist beabsichtigt, eine Dauerleistung von 10 MW bei 140 GHz bereitzustellen. Um diese Systeme kostengünstiger realisieren zu können, ist eine möglichst hohe Ausgangsleistung von 1-2 MW pro Röhre wünschenswert.

Speziell bei der Erzeugung solch hoher Leistungen sind, mit Hinblick auf die thermischen Belastungen, immer stärker überdimensionierte Wellenleiterkomponenten erforderlich. Die zunehmende Komplexität dieser Systeme bedingt ein zunehmendes Interesse an deren meßtechnischer Überprüfung. Da hierzu bislang keine Niederleistungsmeßtechnik zur Verfügung stand, war es ein Anliegen dieser Arbeit, geeignete Verfahren zu entwickeln.

Neben anderen Heizverfahren (Neutralteilcheninjektion, Ionenzyklotronresonanzheizung (ICRH)) zeichnet sich die ECRH durch einige entscheidende Vorteile aus.

Neben der sehr effizienten Ankopplung der Hochfrequenzenergie an das Plasma ist deren Einstrahlung mit relativ geringem technischen Aufwand zu realisieren. Der größte Vorteil liegt aber in der leicht zu verändernden Lage der stark lokalisierten Wechselwirkung im Plasma. Die damit verbundene Beeinflussung des radialen Temperaturprofils kann sehr effizient zur Kontrolle des Fusionsplasmas (vor allem während dessen Aufbaus) verwendet werden. Zum Einschluß des ca. 100 Millionen Grad heißen Fusionsplasmas werden dessen elektrisch geladene Teilchen durch starke toroidale Magnetfelder (5 T... 6 T) auf eine Kreisbahn gezwungen. Wie bei der Erzeugung der HF-Leistung im Gyrotron rotieren (gyrieren) die Teilchen dabei gemäß Gl. 1.2 auf Zykloidenbahnen mit Magnetfeldlinien als Führungszentren. Abbildung 1.2 zeigt zwei Schnitte durch das Plasmagefäß eines Fusionsreaktors.

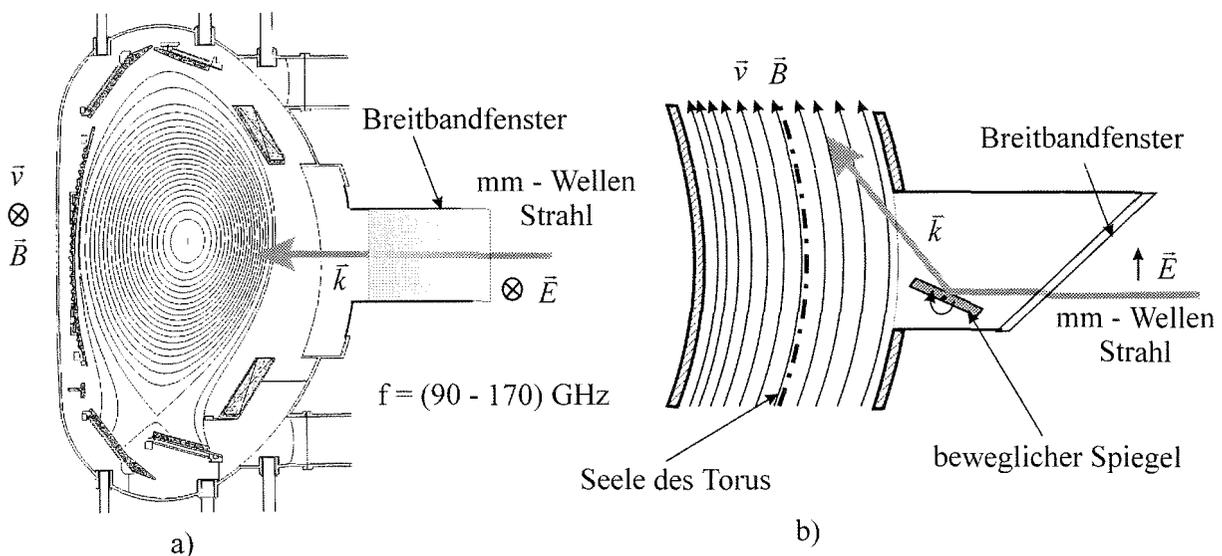


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Millimeterwelleneinkopplung in das Plasma am Beispiel des Torus: a) Querschnitt; b) Längsschnitt.

Aus geometrischen Gründen sinkt die magnetische Feldstärke in einem Toroidalfeld und damit auch die Zyklotronresonanzfrequenz nach außen hin ab. Zur Ankopplung der HF-Leistung an die auf verschiedenen magnetischen Flächen umlaufenden Elektronen gibt es im wesentlichen zwei Möglichkeiten.

Die Resonanzbedingung (Gl. 1.2) kann bei verschiedenen magnetischen Flußdichten $B(r)$ durch Einstrahlung verschiedener Frequenzen erfüllt werden. Die zweite Möglichkeit besteht darin, bei fester Frequenz unter verschiedenen Winkeln einzustrahlen, um somit die Dopplerverschiebung auszunutzen.

Das zweite Konzept macht aber die Verwendung von mechanisch beweglichen Spiegeln in der Nähe des materialfeindlichen Plasmas notwendig. Angesichts der Tatsache, daß gegenwärtig die Suche nach einem geeigneten Material für die Gefäßwand noch nicht abgeschlossen ist, stellt diese Forderung nach mechanisch beweglichen Teilen im Reaktor sehr hohe materialtechnische Anforderungen.

Die Möglichkeit, verschiedene Frequenzen in das Fusionsplasma einstrahlen zu können, kann nun einerseits durch Verwendung mehrerer Gyrotrons mit verschiedener Ausgangsfrequenz, oder durch ein frequenzdurchstimmbares Gyrotron realisiert werden. Da zum Betrieb einer Gyrotronröhre erhebliche technische Zusatzeinrichtungen erforderlich sind und die verschiedenen Frequenzen nicht zeitgleich benötigt werden, ist aufgrund finanzieller Gesichtspunkte die zweite Lösung vorzuziehen.

Der wesentlichste Grund, weshalb solche frequenzdurchstimmbare Gyrotrons bislang nicht verwendet werden konnten, ergibt sich aus dem sehr frequenzselektiven Durchlaßverhalten der seither verwendeten Gyrotronausgangsfenster. Diese Beschränkungen zu umgehen war, ein weiteres Ziel dieser Arbeit.

1.3 Ziele und Struktur dieser Arbeit

Im Vordergrund dieser Arbeit standen, wie bereits aus dem Titel ersichtlich, die experimentellen Untersuchungen zur Auskopplung der Hochfrequenzleistung aus Gyrotronröhren mit quasi-optischer Strahlformung. Die getrennte Betrachtung der dabei im Wesentlichen benötigten Teilkomponenten, das quasi-optische Wandlersystem und das dielektrische Ausgangsfenster, führten zu der nachfolgend beschriebenen Zweiteilung der Aufgabenstellung.

Die in den letzten Jahren mit Gyrotronoszillatoren experimentell erreichten Ausgangsleistungen von mehr als 1 MW bei gleichzeitiger Steigerung der Wirkungsgrade auf über 50 % lassen erkennen, daß die Beschreibung der Wechselwirkung im Resonator gut erfaßt ist. Ein technisch derzeit weniger gut beherrschtes Problem stellt die Wandlung der Resonatormode in eine „transportfähige“ Feldform dar. Meist sind die TE-Moden, die eine effiziente Ankopplung an den Elektronenstrahl versprechen, nicht für eine verlustarme Wandlung geeignet. Andererseits sind die für das Wandlersystem zur Verfügung stehenden Abmessungen

stark durch die baulichen Gegebenheiten der Röhre und des Hauptmagneten beschränkt. So ist beispielsweise die Baulänge für den Launcher bei den am Forschungszentrum Karlsruhe verwendeten supraleitenden Magneten in dem existierenden Röhrengehäuse auf ca. 200 mm begrenzt. Darüber wird der Elektronenstrahl infolge des stark divergierenden magnetischen Feldes bereits so stark aufgeweitet, daß mit üblichen Launcherdurchmessern nicht gearbeitet werden kann. Aufgrund der hohen Strahlenergie würde das Wandler-System beim Kontakt mit dem Elektronenstrahl beschädigt.

Zur Lösung dieses Problems wurden in den vergangenen Jahren verschiedene Wandlerkonzepte vorgeschlagen. Da sich dieses System im Ultrahochvakuum der Gyrotronröhre befindet, sind zum Test notwendige häufige Eingriffe zeitraubend und kostspielig. Daneben besteht bei jedem Öffnen der Röhre die Gefahr, daß die nur für Vakuum geeignete Elektronenkanone durch eindringende Gase beschädigt oder gar zerstört wird (Vergiftung des Emitters).

Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher Verfahren entwickelt, die es erlauben, die Qualität des quasi-optischen Wandler-Systems unter normaler Atmosphäre zu beurteilen. Da diese Komponenten im realen Betrieb im Gyrotron HF-Leistungen im Megawattbereich handhaben müssen, kommt der exakten Justierung ihrer Einbaulage eine besondere Bedeutung zu.

Zur Vermessung der Wellenleiterkomponenten mit Hilfe von Niederleistungsmessungen stellte die Erzeugung von Gyrotronresonatormoden ähnlicher TE-Wellenleitermoden sehr hoher Ordnung eines der Hauptprobleme dar. Da die Effizienz des zu vermessenden Objektes stark mit der Reinheit der eingespeisten Feldform verknüpft ist, mußten Möglichkeiten geschaffen werden, diese meßtechnisch zu erfassen.

Ausgehend von feldtheoretischen und strahlen-optischen Betrachtungen in Kapitel 2.1 werden zunächst die in Kapitel 2.2 zur Erzeugung und die in Kapitel 2.3 zur Analyse der hier betrachteten Feldformen verwendeten Verfahren kurz vorgestellt. Im Vordergrund steht dabei weniger eine umfassende theoretische Darstellung, als vielmehr der Gedanke die für die direkte meßtechnische Überprüfung erforderlichen Zusammenhänge aufzuzeigen. Die sich daraus ergebenden Anforderungen an das Analysesystem sowie dessen problemorientierte Neu- und Weiterentwicklung wird in Kapitel 2.4 behandelt.

Letztlich entscheidend über den Erfolg der „kalt“- Vermessung der Komponenten sind deren Verhalten im realen Gyrotronbetrieb. Zur Verdeutlichung dieser Problemstellung wird in Kapitel 3.1 zunächst die Funktionsweise verschiedener quasi-optischer Wandler-Systeme vorgestellt. Kapitel 3.2 beschreibt das zur Verifikation der im Niederleistungsexperiment ermittelten Feldabtastmessungen und zur Feldverteilungsanalyse im Hochleistungsstrahl des Gyrotrons aufgebaute Thermoverfahren. Kapitel 3.3 widmet sich schließlich der Darstellung und Deutung der auf diese Weise an den verschiedenen Wandler-Systemen ermittelten Ergebnisse.

Wie im zweiten Teil der Einleitung erläutert, sind mit der Verwendung von frequenzdurchstimmbaren Hochfrequenzquellen einige wesentliche Vorteile der ECRH-Systeme verbunden. Aufgrund ihrer für den Durchtritt eines Millimeterwellenstrahls resonanten Struktur kann das Transmissionsverhalten herkömmlicher Durchtrittsfenster nur für diskrete Frequenzen optimiert werden.

Zur Verdeutlichung der Problematik wird in Kapitel 4.2.1 zunächst der Entwurf eines solchen, auf einige wenige diskrete Frequenzen optimierten „Multibandpaß-Fensters“ anhand eines konkreten Beispiels diskutiert.

Zur Beseitigung dieser Frequenzbeschränkungen, wurde im Rahmen dieser Arbeit weltweit erstmals ein Gyrotron mit einem Brewsterfenster ausgestattet. Das verwendete Entwurfsverfahren und die durchgeführten Materialuntersuchungen werden in Kapitel 4.2.2 dargestellt. Um die Bedeutung von Fensterreflexionen auf das Schwingverhalten des Gyrotrons zu untersuchen, wurde ein und derselbe Gyrotronoszillator unter Verwendung beider Fensterkonzepte betrieben. Über die anhand des direkten Vergleichs beider Meßreihen gemachten Beobachtungen berichtet Kapitel 4.2.3.

Neben der Breitbandigkeit des Fensters kommen dieser Komponente speziell in einem Hochleistungsmillimeterwellenstrahl zwei weitere sehr entscheidende Aufgaben zu.

Zum einen dient es als Vakuumbarriere zwischen Luft und dem Ultrahochvakuumssystem des Gyrotrons oder Torus. Zum anderen muß es dem Durchtritt eines Millimeterwellenstrahls mit einer Leistung im Megawattbereich dauerhaft standhalten.

Die einzige Möglichkeit beiden Anforderungen gleichzeitig gerecht zu werden stellten bislang lediglich auf kryogene Temperaturen heruntergekühlte Saphirscheiben dar.

Da dieses Konzept nur für Ausgangsleistungen bis ca. 0,5 MW verwendbar ist und um die Verwendung eines kryogenen Kühlmediums zu umgehen, wurde im Rahmen einer Kooperation mit dem „Japan Atomic Energy Research Institute“ (JAERI) Untersuchungen an einem mit Wasser randgekühlten Diamantfenster durchgeführt. Aufgrund der zentralen Bedeutung dieses materialtechnischen Problems bei der Entwicklung eines für den Dauerbetrieb geeigneten Ausgangsfensters, ist dieser Arbeit eine zusammenfassende Darstellung dieser Ergebnisse in Kapitel 4.3 nachgestellt.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick.

2 Niederleistungsmeßplatz

Eine der Grundvoraussetzungen zur Niederleistungsvermessung der Hochfrequenzkomponenten des Gyrotrons stellt die Erzeugung von Wellenleitermoden sehr hoher Ordnung dar. Beabsichtigt ist dabei, die im Gyrotronresonator im Megawattbereich angeregte, rotierende Wellenleitermode mit für Meßzwecke ausreichender Leistung unter 1 mW zu erzeugen. Neben sicherheitstechnischen Aspekten sind hierbei auch keine aufwendigen technischen Zusatzeinrichtungen (Ultrahochvakuum, Hochspannungsversorgung, supraleitender Magnet, Kühlung) erforderlich.

Von besonderem Interesse war hier die Anregung einer rotierenden $TE_{22,6}$ -Mode. An einem Gyrotron, das diese Feldform bei einer Frequenz von 118 GHz als Resonatormode verwendet, wurden umfangreiche Messungen zur Analyse des Gaußschen Ausgangsstrahls durchgeführt (Kap. 3.2). Bei einer Frequenz von 140 GHz diente ein weiteres $TE_{22,6}$ -Gyrotron als Ausgangspunkt für die Untersuchungen zu einem frequenzdurchstimmbaren Betrieb mit Hilfe breitbandiger Ausgangsfenster (Kap. 4). Aus diesem Grunde konzentriert sich die Beschreibung der beim Entwurf und der Analyse notwendigen mathematischen Modelle und Aufbauten nachfolgend im Wesentlichen auf diese Mode.

Die wohl höchsten Anforderungen an die nachfolgend beschriebenen Kleinsignalmeßverfahren ergaben sich aus der Überprüfung des, in einem 140 GHz, 1,5 MW, $TE_{28,16}$ -Gyrotron mit koaxialem Resonator eingesetzten, quasi-optischen Wandlersystems. Da wie später erläutert, für die HF-Auskopplung eine Wandlung der Resonatormode in eine linksrotierende $TE_{76,2}$ -Feldform notwendig war, mußte ein entsprechender Kleinleistungsmodenerzeuger entwickelt werden. Auf die Besonderheiten dessen Entwurfs wird an gegebener Stelle hingewiesen.

2.1 Feldtheoretische Betrachtungen

Ausgangspunkt, wie für alle feldtheoretischen Betrachtungen, stellen die Maxwell'schen Gleichungen dar:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} & \operatorname{rot} \vec{H} &= \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{E} &= 0 & \operatorname{div} \vec{H} &= 0 \end{aligned} \quad (2.1)$$

Mit den Materialgleichungen: $\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r$; $\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$. (2.2)

Hier dargestellt ist bereits die reduzierte Form, d.h. es wird angenommen, der betrachtete Feldraum sei homogen, isotrop, sowie strom- und ladungsfrei. Durch nochmalige Anwendung des rot-Operators und Ausnutzung der Operatoridentität $\operatorname{rot} \operatorname{rot} = \operatorname{grad} \operatorname{div} - \Delta$ erhält man aus den beiden Rotationsgleichungen in (2.1) die Wellengleichung:

$$\Delta \vec{E} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}; \quad \Delta \vec{H} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad \text{mit} \quad c = \frac{1}{\sqrt{\mu_r \cdot \epsilon_r}} \cdot c_0 \quad (2.3)$$

Für die im Rahmen dieser Arbeit benötigten Betrachtungen ist eine Beschränkung auf eine zeitlich harmonische Wellenausbreitung längs einer Raumkoordinate (z -Achse) ausreichend, wodurch die Orts- und Zeitabhängigkeit in Form einer komplexen Exponentialfunktion dargestellt werden kann:

$$F(u, v, z) = \tilde{F}(u, v) \cdot e^{j(\alpha z - \beta t)} \quad (2.4)$$

Ferner wird bei allen metallischen Oberflächen eine ideale Leitfähigkeit angenommen, was zu den folgenden einfachen Randbedingungen führt:

$$\vec{E}^t = 0 \quad (2.5) \qquad \vec{H}^n = 0 \quad (2.6)$$

2.1.1 Feldtheoretische Beschreibung der Feldformen im radialsymmetrischen Wellenleiter

Da für die weiteren Betrachtungen die Feldformen in radialsymmetrischen Wellenleitern benötigt werden, sollen nachfolgend lediglich die wichtigsten Beziehungen kurz zusammengestellt werden. Es läßt sich zeigen, daß zur Beschreibung dieser Feldformen die longitudinalen Feldkomponenten der Wellengleichung (2.3) ausreichen [Collin, 1992]. Die Lösungen der skalaren Helmholtzgleichungen für die E_z - und H_z -Komponenten in der transversalen Ebene erhält man mit Hilfe eines Produktansatzes in Zylinderkoordinaten:

$$\tilde{F}^{(l)}(r, \varphi) = Z_m^{(l)}(r) \cdot e^{\pm jm\varphi} \quad (2.7)$$

Bei diesem Ansatz wurde bereits die Möglichkeit einer getrennten Beschreibung des Problems in Form von Eigenlösungen mit verschwindender H_z - oder E_z -Komponente entsprechend einer transversal magnetischen Welle (TM-Mode, ohne Kennzeichnung) oder einer transversal elektrischen Welle (TE-Mode, mit Kennzeichnung durch Hochkomma) verwendet. Entsprechend ist im obigen Ansatz der Platzhalter $\tilde{F}^{(l)}$ durch die nicht verschwindende Komponente E_z bzw. H_z zu ersetzen. Die hier für die azimutale Abhängigkeit gewählte komplexe e-Funktion beschreibt bei positivem Exponent eine links bzw. bei negativem Vorzeichen eine rechts rotierende Mode. Die in der Literatur sonst meist verwendete Sinus- bzw. Cosinusabhängigkeit stellt dabei einen Sonderfall zweier mit gleicher Amplitude mit entgegengesetztem Drehsinn umlaufender Moden dar.

Die radiale Abhängigkeit ergibt sich aus der Lösung der Besselschen Differentialgleichung als eine Linearkombination von Zylinderfunktionen:

$$Z_m^{(l)}(r) = A^{(l)} \cdot J_m(\beta_c^{(l)} \cdot r) + B^{(l)} \cdot N_m(\beta_c^{(l)} \cdot r) \quad (2.8)$$

Da die Neumannfunktion N_m für kleine Argumente gegen unendlich strebt, was im Rundhohlleiter keine physikalisch sinnvolle Lösung darstellt, wird die Variable B bzw. B' dort zu Null gesetzt. Im koaxialen Wellenleiter lassen sich diese auf die die Wellenamplitude wiedergebende Größen A bzw. A' zurückführen. Die noch unbestimmten transversalen Wellenzahlen β_c bzw. β'_c ergeben sich für die TM- bzw. TE-Moden aus den jeweiligen Randbedingungen Gl. 2.5 bzw. Gl. 2.6 zu:

$$\text{TM-Mode: } \frac{\chi_{m,n}}{R} = \beta_c \quad (2.9) \qquad \text{TE-Mode: } \frac{\chi'_{m,n}}{R} = \beta'_c \quad (2.10)$$

Dabei repräsentieren im Fall des Rundhohlleiters die Eigenwerte $\chi_{m,n}$ bzw. $\chi'_{m,n}$ die n -ten Nullstellen der Besselfunktion m -ter Ordnung bzw. deren Ableitung. Im Fall des koaxialen Wellenleiters ergibt sich, aufgrund des zweiten auf der Oberfläche des Innenleiters zu lösenden Randwertproblems, aus Gl. 2.8 eine Bestimmungsgleichung. Zur Verallgemeinerung deren Lösungen wird das Radienverhältnis

$$C = \frac{R_a}{R_i} \quad (2.11)$$

zwischen dem Außen- (R_a) und Innenleiterradius (R_i) eingeführt. Hierdurch ergibt sich eine Abhängigkeit der Eigenwerte $\chi_{m,n}(C)$ bzw. $\chi'_{m,n}(C)$ von diesem Verhältnis im koaxialen Wellenleiter [Höchtel, 1994]. Dies kann, wie später erläutert, sehr effizient zur Beeinflussung des Modenspektrums verwendet werden. Für die transversalen Feldkomponenten ergibt sich unter Verwendung des transversalen Nablaoperators [Collin, 1992]:

$$\text{TM-Mode: } \begin{aligned} \vec{E}' &= V \cdot \nabla' \vec{E}_z \\ \vec{H}' &= I \cdot (\vec{z}^0 \times \nabla' \vec{E}_z) \end{aligned} \quad (2.12) \qquad \text{TE-Mode: } \begin{aligned} \vec{H}' &= I' \cdot \nabla' \vec{H}_z \\ \vec{E}' &= V' \cdot (\vec{z}^0 \times \nabla' \vec{H}_z) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Die vollständige komplexe Darstellung der einzelnen Feldkomponenten bzw. der Größen V , V' , I bzw. I' erhält man nach dem Einsetzen, der zuvor beschriebenen Gleichungen [Garin, et al., 1989]. Eine weitere Lösung der Maxwellschen Gleichungen im koaxialen Wellenleiter stellt die TEM-Mode dar. Da diese für die hier untersuchten Übertragungseinrichtungen nicht von Belang ist sei für ihre Darstellung auf die Literatur verwiesen [Zinke, Brunswig, 1990]. Neben der transversalen Wellengleichung müssen die so ermittelten Lösungen auch den vollständigen Beziehungen in Gl. 2.3 genügen. Unter Verwendung der komplexen Orts- und Zeitabhängigkeit in Gl. 2.4 erhält man für die Ausbreitung dieser Feldformen in longitudinaler Richtung die folgende Gleichung:

$$\beta^{(0)2} = \beta_0^2 - (\beta_c^{(0)})^2; \quad \beta_0 = \frac{\omega}{c} \quad (\text{oder } \beta \equiv k) \quad (2.14)$$

Die Konstante $\beta^{(\cdot)}$ beschreibt dabei die Ausbreitung der Wellenleitermode entlang der Achse des Wellenleiters und β_0 die Freiraumwellenzahl. Aus Kompatibilitätsgründen mit der sonst gebräuchlichen Bezeichnung wird, an Stellen an welchen eine Verwechslung mit der Wärmeleitfähigkeit oder der Boltzmannkonstante ausgeschlossen ist, die Wellenzahl β auch mit k bezeichnet. Eine anschauliche Interpretation von Gleichung 2.14 ergibt sich aus den strahlenoptischen Betrachtungen im nächsten Abschnitt.

Wesentlich besser geeignet ist die feldtheoretische Darstellung der Wellenleitermoden zur Beschreibung einiger für die Meßtechnik relevanter Gegebenheiten. Zur Veranschaulichung der Problematik von gegenrotierenden Modenanteilen ist in Abbildung 2.1 die Leistungsdichteverteilung einer $TE_{22,6}$ -Mode im Wellenleiterquerschnitt dargestellt. Die Leistungsdichteverteilung ergibt sich aus den Gleichungen 2.13 als Realteil des komplexen Poyntingvektors zu:

$$\bar{S}_z = \frac{1}{2} \cdot \text{Re} \left\{ \bar{E}^t \times \bar{H}^{t*} \right\} \quad (2.15)$$

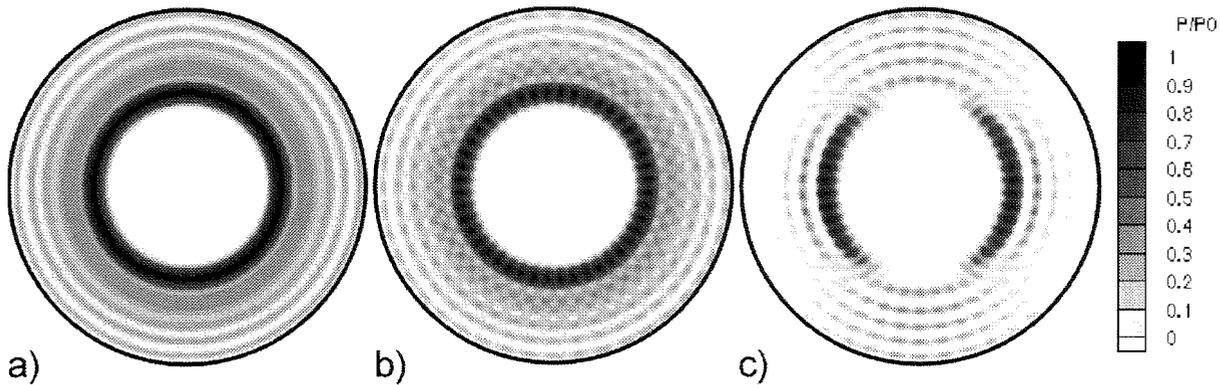


Abbildung 2.1: Leistungsdichteverteilung (\bar{S}_z -Komponente) der $TE_{22,6}$ -Mode im Rundhohlleiter

a) rein rotierende Mode

b) 1% Gegenrotierende

c) horizontale Komponente von b).

Wie man erkennt, führt bereits die Überlagerung eines relativ geringen gegenrotierenden Anteils zu einer ausgeprägten Knotenstruktur. Analog zur Vorgehensweise bei der Bestimmung von rücklaufenden Leistungsanteilen in der Leitungstheorie erhält man das Verhältnis aus „richtig“ (rechts drehend, $-j m\varphi$) zu „falsch“ (links drehend, $+j m\varphi$) rotierendem Anteil aus dem Verhältnis von Leistungsmaxima und Minima. Wie in Abbildung 2.2 dargestellt, betrachtet man dazu die Leistungsverteilung längs eines bei konstantem Radius „abgewickelten“ Kreises im Wellenleiter.

Die Umrechnung der Leistungsverhältnisse von Minima (P_{\min}) zu Maxima (P_{\max}) in das Verhältnis der beiden gegensinnig umlaufenden Modenanteile P_- und P_+ erhält man gemäß der folgenden Gleichung:

$$\frac{P_-}{P_+} = \left(\frac{1 - \sqrt{P_{\min}/P_{\max}}}{1 + \sqrt{P_{\min}/P_{\max}}} \right)^2 \quad (2.16)$$

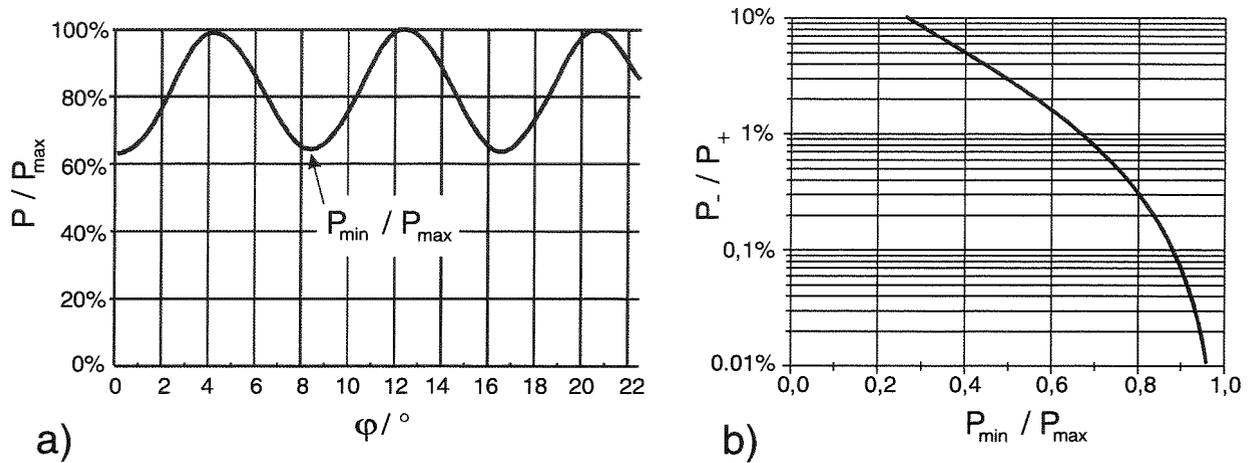


Abbildung 2.2: a) Azimutales „Stehwellenverhältnis“ bei 1% gegenrotierendem Anteil zweier $TE_{22,6}$ -Moden
 b) Darstellung des Zusammenhangs der Verhältnisse von Leistungsminima zu Maxima und des zugehörigen Leistungsverhältnisses in den gegensinnig umlaufenden Feldformen.

2.1.2 Strahlen-optische Beschreibung der Feldformen im radialsymmetrischen Wellenleiter

Neben der vollständigen feldtheoretischen Beschreibung der den Randwerten genügenden Maxwell'schen Gleichungen, läßt sich die Feldform im Wellenleiter auch strahlen-optisch beschreiben. Dazu zerlegt man die in den Gleichungen 2.12 und 2.13 auftretenden Besselfunktionen durch eine Integraldarstellung und die Anwendung der Rekursionsformeln unter Verwendung des Eulerschen Theorems in ein Spektrum ebener Wellen [Wien, 1995]. Als eine asymptotische Lösung der dabei auftretenden Integrale erhält man folgende Darstellungen für die Einheitsvektoren der E - und H -Komponenten der ebenen TM- bzw. TE-Wellen:

$$\vec{E}^0 = \begin{Bmatrix} \cos \vartheta^{(0)} \\ \sin \vartheta^{(0)} \\ 0 \end{Bmatrix} \quad \vec{H}^0 = \begin{Bmatrix} \sin \vartheta^{(0)} \cdot \frac{\beta^{(0)}}{\beta_0} \\ -\cos \vartheta^{(0)} \cdot \frac{\beta^{(0)}}{\beta_0} \\ \frac{\chi_{m,n}^{(0)}}{R \cdot \beta_0} \end{Bmatrix} \quad \text{mit} \quad \cos \vartheta^{(0)} = \frac{m}{\chi_{m,n}^{(0)} \cdot r} \quad (2.17)$$

Der den eigentlichen Strahlengang beschreibende Strahlvektor ergibt sich aus Gleichung 2.17 wie folgt:

$$\vec{S} = \vec{E}^0 \times \vec{H}^{0*} \quad (2.18)$$

In Abbildung 2.3 ist das Ergebnis einer solchen strahlen-optischen Beschreibung anhand einer rotierenden $TE_{22,6}$ -Mode dargestellt. Wie man aus der Projektion des Strahlverlaufs in die Querschnittsebene erkennt, tangieren die Strahlen einen Kreis mit dem Radius $R_c^{(0)}$:

2.1.3 Feldtheoretische Beschreibung der Gaußschen Grundmoden

Auch für die Beschreibung der Wellenausbreitung im Freiraum lassen sich Eigenlösungen der Maxwell'schen Gleichungen (Gl. 2.1 und 2.2) formulieren. Wegen der Freiraumrandbedingung unterscheiden sich diese Eigenwellen grundlegend von denen des geschlossenen Systems.

Aufgrund der gewünschten Ausbreitung längs einer Raumachse und der durch die Gyrotron-schwingung vorgegebenen Frequenz wird, wie beim geschlossenen Wellenleiter, zur Beschreibung dieser Orts- und Frequenzabhängigkeit ein komplexer Exponentialansatz verwendet:

$$F(x, y, z) = \tilde{F}(x, y, z) \cdot e^{j(\omega t - \beta_0 x)} \quad (2.22)$$

Da die z -Achse des Koordinatensystems bereits durch die Ausbreitung der Hohlleiterfeldform im Gyrotron vorgegeben ist, wird zur Beschreibung der Ausbreitungsrichtung des lateral ausgekoppelten Millimeterwellenstrahls die x -Achse verwendet (vgl. Abb. 1.1). Ebenfalls zu beachten ist, daß durch diesen Ansatz keine vollständige Separation der x -Abhängigkeit vorgenommen wird. Da die zur Übertragung in einer Spiegelleitung bzw. zur Einkopplung in einen gerillten (korrugierten) Wellenleiter geeigneten Gaußmoden eine seitliche Begrenzung aufweisen müssen, ist deren differentielle Änderung in Ausbreitungsrichtung sicherlich gegenüber der transversalen Änderung zu vernachlässigen, was auf die folgende paraxiale Wellengleichung führt:

$$\frac{\partial^2 \tilde{F}}{\partial^2 x} \ll \frac{\partial^2 \tilde{F}}{\partial^2 y}, \frac{\partial^2 \tilde{F}}{\partial^2 z} \Rightarrow \frac{\partial^2 \tilde{F}}{\partial^2 y} + \frac{\partial^2 \tilde{F}}{\partial^2 z} - 2j\beta_0 \frac{\partial \tilde{F}}{\partial x} = 0 \quad (2.23)$$

Für eine vollständige Beschreibung einer Feldverteilung sind alle sich aus dieser Gleichung ergebenden Hermite-Polynome von Bedeutung. In einem konfokalen Spiegelsystem wird nur die Grundmode verlustarm übertragen, weshalb zur Beurteilung der Effizienz eines Gaußschen Übertragungssystems nur diese zu berücksichtigen ist. Aus diesem Grund beschränken sich die nachfolgenden Betrachtungen auf diese, auch als $TEM_{0,0}$ -Mode des Freiraums bezeichnete, Feldform. Unter Berücksichtigung des möglichen astigmatischen Strahls erhält man gemäß [Arnaud, Kogelnik, 1969], folgende Eigenlösung für Gleichung 2.23:

$$\tilde{F}(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{q_1 q_2}} e^{-j\frac{\beta_0}{2} \left[\frac{y^2}{q_1} + \frac{z^2}{q_2} \right]}, \quad (2.24)$$

wobei die Parameter q_i die komplexen Strahlparameter bezeichnen [Kogelnik, Li, 1966]:

$$\frac{1}{q_i(x_i)} = \frac{1}{R_i(x_i)} - j \frac{\lambda}{\pi \cdot w_i(x_i)^2} \quad (2.25) \quad \text{bzw.} \quad q_i(x_i) = j \frac{\pi \cdot w_{0i}^2}{\lambda} + x_i \quad (2.26)$$

Nach Einsetzen von Gleichung 2.25 in 2.26 erhält man:

$$w_i^2(x_i) = w_{0i}^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda \cdot x_i}{\pi \cdot w_{0i}^2} \right)^2 \right] \quad (2.27) \quad \text{bzw.} \quad R_i(x_i) = x_i \left[1 + \left(\frac{\pi \cdot w_{0i}^2}{\lambda \cdot x_i} \right)^2 \right] \quad (2.28)$$

Die reellen Parameter w_i beschreiben die Änderungen der Strahlradien in der jeweiligen Koordinatenebene als Funktion der in Ausbreitungsrichtung zurückgelegten Wegstrecken x_i , d.h. die Breiten auf welchen die Feldstärken auf den Wert $1/e$ gegenüber dem Strahlzentrum abgefallen sind. Zwei zur Beschreibung der Strahlausbreitung markante Punkte stellen dabei die Orte der kleinsten Ausdehnung w_{0i} , die sogenannten Strahltaillen dar. Da diese nicht unbedingt im Nullpunkt der ohnehin frei gewählten x -Achse liegen müssen und diese in beiden Strahlebenen (xy - und xz -Ebene) verschieden sein können, wird zur Beschreibung deren Ortsabhängigkeit eine lineare Koordinatentransformation verwendet:

$$x_i = x - x_{i0} \quad i = y, z \quad (2.29)$$

Im allgemeinen Fall kann das Koordinatensystem des Strahls einen gewissen Drehwinkel α gegenüber den Hauptachsen y und z aufweisen. Da sich die dann mit y' und z' bezeichneten Strahlachsen leicht in das andere System umrechnen lassen, wird nachfolgend auf eine weitere Kennzeichnung dieses Falles verzichtet:

$$y' = y \cdot \cos \alpha + z \cdot \sin \alpha ; \quad z' = -y \cdot \sin \alpha + z \cdot \cos \alpha \quad (2.30)$$

Auf die Darstellung eines Gaußschen Strahls mit allgemeinem Astigmatismus [Arnaud, Kogelnik, 1969], der sich aus der Verwendung eines komplexen Kippwinkels ergibt, wurde hier aufgrund des zur Strahlkorrektur und Strahlführung verwendeten, ausschließlich orthogonalen quasi-optischen Systems, verzichtet.

Da zur Bestimmung der Strahlparameter des Gyrotronausgangsstrahls, so wie zu Beginn dieser Arbeit auch bei den Kaltmessungen der Komponenten, lediglich die Amplitudeninformation zur Verfügung stand, wurde ein Verfahren verwendet, welches die Bestimmung des Anteils an Gaußscher Grundmode im Ausgangsstrahl aus in mehreren Ebenen durchgeführter Leistungsdichtemessungen ermöglicht. Dazu wird zunächst in jeder Meßebene ein „Least-Square-Fit“ der Strahlradien, einer nachfolgend beschriebenen Wirkungsgradfunktion η auf die meßtechnisch ermittelten Leistungsdichtewerte S_m , durchgeführt.

Zur Ableitung der notwendigen Beziehungen setzt man zunächst die Gleichungen 2.25 bis 2.28 in Gleichung 2.24 ein. Durch Normierung der Eigenfunktion auf die Wurzel ihres Betragsquadrats,

$$\tilde{F}^0 = \frac{\tilde{F}}{|\tilde{F}|}, \quad |\tilde{F}| = \sqrt{\iint \tilde{F} \cdot \tilde{F}^* dydz} \quad (2.31)$$

erhält man schließlich folgenden Ausdruck:

$$\tilde{F}^0(x, y, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{w_y \cdot w_z}} e^{-\left(\frac{y^2+z^2}{w_y^2+w_z^2}\right) - j\frac{\beta_0}{2}\left(\frac{y^2+z^2}{R_y R_z}\right) + \frac{j}{2}\left(a \tan\left(\frac{\lambda \cdot x_y}{\pi \cdot w_{0y}^2}\right) + a \tan\left(\frac{\lambda \cdot x_z}{\pi \cdot w_{0z}^2}\right)\right)} \quad (2.32)$$

Die eigentliche Wirkungsgradfunktion wurde wie folgt definiert:

$$\eta = \frac{\left(\iint \sqrt{|S_m(y, z)|} \cdot |\tilde{F}^0(y, z)| dy dz\right)^2}{\iint |S_m(y, z)| dy dz} \quad \text{bzw.} \quad \eta = \frac{\left(\sum_i \sum_j \sqrt{|S_m(y_i, z_j)|} \cdot |\tilde{F}^0(y_i, z_j)|\right)^2}{\sum_i \sum_j |S_m(y_i, z_j)|} \quad (2.33)$$

Die so in den verschiedenen Meßebenen ermittelten Strahlradien wurden anschließend über deren x -Position abgetragen. Durch einen erneuten „Least-Square-Fit“ mit Gleichung 2.27 können so die Strahltaillen und deren Positionen ermittelt werden.

Da das zum Energietransport benötigte Wellenleiter- oder Spiegelsystem nur auf einen bestimmten fundamentalen Gauß-Strahl optimiert ist, besteht der eigentliche Zweck der Bestimmung der Strahlparameter und des Wirkungsgrades in einer Optimierung dieser Einkopplung.

Somit ist auch die Kopplung des real gemessenen Strahls w_{0i} mit der „Soll-Mode“ w_{0s} von Interesse. Analog zur Aufgabenstellung bei der Verbindung von Lichtwellenleitern wurde folgende Funktion zur Beschreibung der Kopplungseffizienz [Joyce, DeLoach, 1984] verwendet:

$$\tau_a = \frac{2}{\sqrt{(w_{0s}/w_{0i} + w_{0i}/w_{0s})^2 + (2/(\beta_0 w_{0i} w_{0s}))^2 \cdot (x_{0s} - x_{0i})^2}} \quad (2.34)$$

Da im allgemeinen Fall keine kreisrunden Strahlquerschnitte vorliegen, ergibt sich die gesamte zweidimensionale Kopplungseffizienz $\tau_{a,ges}$ aus dem Produkt der in beiden orthogonalen Ebenen ermittelten Werte zu:

$$\tau_{a,ges} = \tau_{a,y} \cdot \tau_{a,z} \quad (2.35)$$

2.2 Anregung von Hohlleitermoden hoher Ordnung

Zur Erzeugung Gyrotron-gleicher Moden wurden in der Vergangenheit verschiedene Konzepte vorgeschlagen. Eine Möglichkeit bei niedrigen Leistungen besteht darin, durch gezielte Deformationen oder Korrugationen der Wellenleiterwand eine Wandlung einer Mode niedriger Ordnung ($TE_{1,0}$ im Rechteckhohlleiter) in eine höhere Feldform zu bewirken [Thumm, Jacobs, 1988]. Da der Wandlungsprozess an die Schwebungswellenlängen der beiden ineinander zu konvertierenden Moden gebunden ist, ergeben sich je nach Frequenz und Ordnungszahlen der Moden unter Umständen sehr große Baulängen. Ein weiteres Konzept, das nach dem Richtkopplerprinzip arbeitet, wurde von [Möller, 1992] vorgeschlagen.

Das in dieser Arbeit verwendete, auf strahlen-optischen Betrachtungen beruhende Verfahren, wurde erstmals in [Alexandrov, et al., 1992 und 1995] vorgestellt und hier verbessert.

2.2.1 Die quasi-optische Strahleinkopplung

Die Grundidee der Anregung einer Feldform im radialsymmetrischen Wellenleiter mit Hilfe quasi-optischer Verfahren besteht darin, einen HF-Strahl derart über einen Spiegel in den Wellenleiter einzukoppeln, daß die von diesem Spiegel reflektierten Teilstrahlen die Kaustik der gewünschten Wellenleitermode tangieren (siehe Abbildung 2.4 a).

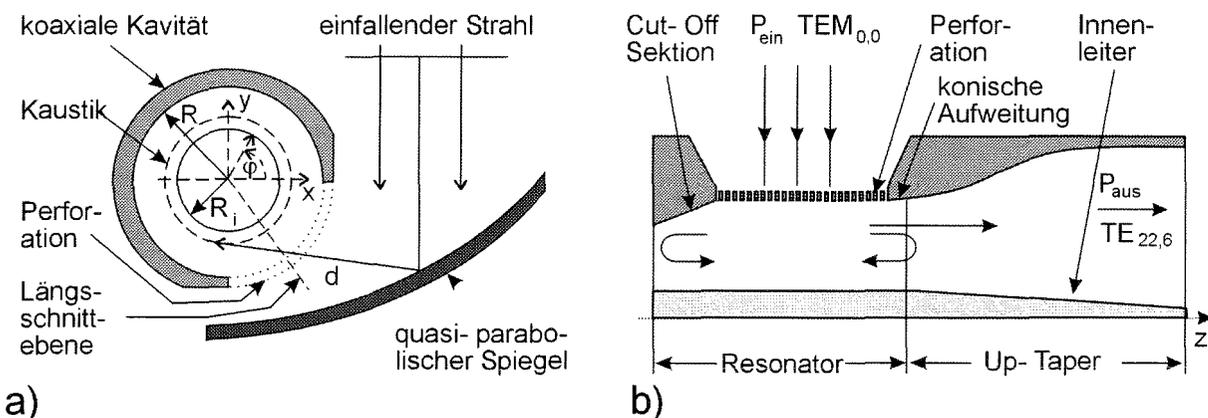


Abbildung 2.4: Schema des Resonators eines quasi-optischen Modenerzeugers

a) Querschnitt

b) Längsschnitt

Prinzipiell besteht dabei kein Unterschied, ob der HF-Strahl unter- oder oberhalb der Mittelachse des Wellenleiters eingekoppelt wird, lediglich der Drehsinn der rotierenden Feldform wird geändert. Damit die Teilstrahlen die Phasenbedingung auf der Kaustik erfüllen, müssen alle optischen Weglängen L der Strahlen von einer ebenen Wellenfront bis zu einem Punkt auf der Kaustik gleich sein. Mit Bezug auf Abbildung 2.4 a) wird hier der Punkt $y = 0$ und $x = R_c$ gewählt. Die Forderung nach gleicher Weglänge läßt sich somit wie folgt formulieren:

$$d + (-y) + R_c \cdot (-\varphi) = 2L \quad (2.36)$$

Die Koordinaten des Spiegels ergeben sich hiermit zu:

$$x = d \cdot \sin \varphi - R_c \cdot \cos \varphi; \quad y = -d \cdot \cos \varphi - R_c \cdot \sin \varphi \quad (2.37)$$

Die Lösung der Gleichung 2.36 unter Berücksichtigung der Gleichungen 2.37 ist durch folgende parametrische Gleichungen, die eine quasi-parabolische Kurve beschreiben, gegeben [Vlasov, et al., 1989; Denisov, et al., 1992]:

$$\begin{aligned} x &= 2L \tan(\varphi/2) + R_c \varphi \tan(\varphi/2) - R_c \\ y &= L(\tan^2(\varphi/2) - 1) + R_c [(\varphi/2) \tan^2(\varphi/2) - \varphi - \tan(\varphi/2)] \end{aligned} \quad (2.38)$$

Es sei darauf hingewiesen, daß auch der zur quasi-optischen Strahlauskopplung im Gyrotron verwendete erste Spiegel (vgl. Kap. 3) gemäß dieser Gleichungen berechnet wird.

Einen weiteren sehr wesentlichen Teil des Modenerzeugers stellt die Perforation der Wellenleiterwand dar. Zur Einkopplung der HF-Strahlen wird dazu eine bestimmte Sektion des Wellenleiters mit Koppellöchern versehen. Die Wandstärke muß in diesem Bereich unter Berücksichtigung der geforderten mechanischen Festigkeit so dünn wie möglich gewählt werden. Das sich daraus ergebende Randwertproblem läßt sich näherungsweise als halbdurchlässige Grenzschicht beschreiben [Pereyaslavets, 1985]. Der maximale Durchmesser der Koppellöcher selbst wird unterhalb der Cut-Off-Wellenlänge der Freiraumstrahlung gewählt. Ihre exakte Größe sowie der Winkelbereich der Perforation werden an Hand von Verlustbetrachtungen gewählt. Da nicht nur Leistung eingestrahlt, sondern im Gegenzug über diese Sektion auch Leistung aus dem Wellenleiter abgestrahlt wird, gehen diese Größen beim Entwurf in die Leistungsbilanz ein.

Bei dem zu Beginn dieses Abschnittes erläuterten Entwurf des quasi-parabolischen Spiegels wurde bislang nur auf die richtige Phasenlage der eingestrahnten HF-Leistung Rücksicht genommen. Im realen Aufbau wird die einfallende ebene Phasenfront aber mit Hilfe eines Hornstrahlers erzeugt. Zur Verringerung von Nebenkeulen und aufgrund des einfachen Entwurfs des Einspeisungssystems (Spiegelleitung) wird dabei bevorzugt ein Gaußsches Strahlprofil verwendet. Eine ebene Phasenfront erhält man nach Umlenkung des Strahls über einen entsprechend geformten Spiegel in dessen Strahltille. Die Amplitudenbelegung dort sowie nach der weiteren Umlenkung über den quasi-parabolischen Spiegel bleibt aber gaußverteilt. Demzufolge ergibt sich für die auf die perforierte Wandsektion auftreffende elektrische Feldstärke E_φ^- der folgende Zusammenhang:

$$E_\varphi^-(r = R, \varphi) = V_m \cdot K(\varphi) \cdot e^{jm\varphi} \quad \text{mit} \quad \int_0^{2\pi} |K(\varphi)|^2 d\varphi = 1 \quad (2.39)$$

Wobei $K(\varphi)$ allgemein eine reelle, sich schwach ändernde Funktion ist, die hier annähernd einer Gauß-Funktion entspricht. Betrachtet man die z -Komponente der magnetischen Feldstärke H_z^+ einer rotierenden $TE_{m,n}$ -Mode auf der Wellenleiterwand (Abb. 2.1 a):

$$H_z^+(r = R, \varphi) = I \cdot \left(\frac{\chi'_{m,n}}{R} \right)^2 \cdot Z_m(\chi'_{m,n}) \cdot e^{jm\varphi} \quad (2.40)$$

stellt man fest, daß diese in azimuthaler Richtung in ihrer Amplitude gleichverteilt ist.

Da beide Größen über den reellen Perforationsparameter ρ gemäß der folgenden Gleichung miteinander verknüpft sind, kann durch geeignete Wahl der Lochdurchmesser [Collin, 1992] und deren Abstände untereinander in azimuthaler Richtung eine Anpassung beider Feldformen vorgenommen werden [Pereyaslavets, Braz, et al., 1997; Braz, et al., 1995 a)].

$$\rho(\varphi) = \left| \frac{E_\varphi^-(r = R, \varphi)}{H_z^+(r = R, \varphi)} \right| \Rightarrow \rho(\varphi) = \rho_0 \cdot K(\varphi) \quad (2.41)$$

Abbildung 2.5 veranschaulicht diese Beziehungen.

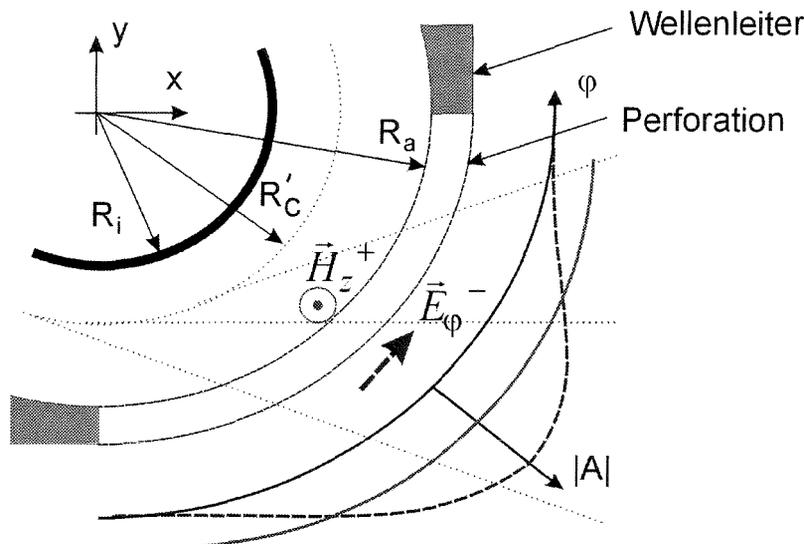


Abbildung 2.5: Darstellung der magnetischen Feldstärke im Inneren H_z^+ und der elektrischen Feldstärke außerhalb E_φ^- der Wellenleiterwandperforation.

Für eine anschaulichere Betrachtung bedient man sich des Umkehrungsprinzips. Um die gleichverteilte Wellenleitermode „gaußverteilt“ abzustrahlen, muß die Wandung eine gaußförmige Durchlaßcharakteristik aufweisen. Demzufolge muß die Lochkopplung, bei welcher der Durchmesser der Koppellöcher kubisch eingeht, von der Mitte der Perforation zu deren Rand hin gemäß einer Gauß-Verteilung abnehmen. Anhand numerischer Analysen kann gezeigt werden, daß hierdurch eine deutliche Verbesserung der Modenreinheit und somit eine Steigerung der Effizienz des Modenerzeugers erreicht wird.

2.2.2 Modenselektion im Hohlleiterresonator

Aufgrund des sich mit steigender Ordnungszahl der Wellenleitermoden stark verdichtenden Eigenwertspektrums ist die Anregung nur einer Feldform mit der zuvor beschriebenen quasi-optischen Strahleinkopplung praktisch nicht mehr möglich. Zur weiteren Selektion der gewünschten Mode wird daher ein offener Hohlleiterresonator verwendet. Die Funktionsweise und sein Aufbau sind mit dem eines Gyrotronresonators identisch. Da die Feldform im Resonator nahe ihrer Grenzwellenlänge schwingt, kann die Resonanzfrequenz f_0 in guter Näherung aus der Cut-Off-Frequenz f_c bestimmt werden:

$$\beta_0 \approx \beta_c^{(l)} \Leftrightarrow f_c = \frac{\chi_{m,n}^{(l)} \cdot c_0}{2\pi \cdot R} \quad (2.42)$$

Wie im vorangegangenen Abschnitt diskutiert, stellt hierbei die infolge der Wandperforation schwer zu berechnende Vergrößerung des Wellenleiterradius ein Problem dar.

In Abbildung 2.4 b) ist dargestellt, wie sich der Resonator in drei Bereiche unterteilen läßt. Zur linken Seite hin wird der Wellenleiterdurchmesser geringfügig verjüngt. Hierdurch wird die Resonatormode unter ihren „Cut-Off“ gedrückt und vollständig reflektiert. Mit Hinblick auf die experimentelle Realisierung dieses Resonators hat es sich als vorteilhaft erwiesen, die Geometrie selbst nach der Cut-Off-Sektion nicht metallisch abzuschließen. Eventuell mitangeregte Störmoden, die die Sektion ungehindert durchlaufen können, haben somit die Möglichkeit, aus dem Resonator zu entweichen. Der mittlere zylindrische Teil des Resonators dient zum einen als Resonanzraum und wird zum anderen, mittels der angebrachten Perforation, zur Einkopplung der HF-Strahlung verwendet. Auf der rechten Seite wird der Resonator durch eine konische Aufweitung des Wellenleiters begrenzt. Über den Steigungswinkel dieser linearen Durchmesserergrößerung (Wellenwiderstandsänderung) läßt sich gezielt der Anteil der in den Resonator reflektierten Leistung und somit dessen Güte Q einstellen [Vlasov, et al., 1969]. Der nicht reflektierte Anteil wird anschließend durch einen sogenannten „Up-Taper“ auf den für die Messungen erforderlichen Wellenleiterdurchmesser gebracht. Um dies auf möglichst kurzer Länge, ohne einen wesentlichen Anteil an Störmoden am Ende des Übergangs, zu bewerkstelligen, wird hierzu ein spezieller nichtlinearer Taper verwendet [Möbius, Thumm: Kapitel 7 in Edgcombe, 1993]. Wie eingangs erwähnt, nimmt die Dichte der Eigenwerte mit der Ordnung der gewünschten Resonatormode extrem zu. Die damit verbundene Abnahme der spektralen Abstände der Eigenfrequenzen zwischen der Sollmode und den unerwünschten Störmoden stellt zunehmend höhere Anforderungen an die Güte des Resonators Q_{ges} . Die Breite der Spektrallinie einer Mode im Resonator ist gegeben durch die Mittenfrequenz f_0 , bezogen auf die Differenz $\Delta f_{3\text{dB}}$ der beiden Frequenzen, bei der die Amplitude um 3 dB abgefallen ist:

$$Q_{ges} = \frac{f_0}{\Delta f_{3dB}} \quad (2.43)$$

Ihr Kehrwert ergibt sich aus der Summe der reziproken Teilgüten:

$$\frac{1}{Q_{ges}} = \frac{1}{Q_{Mod}} + \frac{1}{Q_{Ohm}} + \frac{1}{Q_{Per}} \quad (2.44)$$

Dabei beschreibt $1/Q_{Mod}$ die als Wellenleitermode abgeführte Leistung, $1/Q_{Ohm}$ die Ohmschen Verluste und $1/Q_{Per}$ die aufgrund der Perforation abgestrahlte Leistung. Da die in die gewünschte Wellenleitermode abgegebene Leistung P_{Mod} gemäß:

$$P_{Mod} \propto \frac{Q_{ges}^2}{Q_{Mod} \cdot Q_{Per}} \quad (2.45)$$

mit den Güten verbunden ist ergibt sich für:

$$\frac{1}{Q_{Per}} = \frac{1}{Q_{Ohm}} + \frac{1}{Q_{Mod}} \quad (2.46)$$

ein Maximum für diese Leistung. Weil die Ohmschen Verluste im Wesentlichen durch das verwendete Wellenleitermaterial gegeben sind, kann die Optimierung des Wirkungsgrades im Wesentlichen über die Wahl der Perforationsparameter erfolgen.

Um die Anforderungen an diese Güte bei den hier betrachteten Modenerzeugern zu veranschaulichen, ist diese nachfolgend anhand des $TE_{22,6}$ -Erzeugers diskutiert.

Die Störabstände zu dessen nächsten Nachbarn, die $TE_{25,5}$ - und die $TE_{19,7}$ -Mode, betragen lediglich $(f_{22,6} - f_{25,5}) / f_{22,6} = 0,14 \%$ bzw. $(f_{22,6} - f_{19,7}) / f_{22,6} = 0,4 \%$.

Wie in Abbildung 2.6 a) angedeutet, sind in diesem Fall, um ein Überlappen der Gütespektren und somit die Anregung mehrerer Moden zu verhindern, Güten von $Q > 10.000$ erforderlich.

Eine elegante Methode, die Abstände zumindest für eine begrenzte Anzahl von Störmoden zu erhöhen, wurde bereits in [Vlasov, et al., 1976] diskutiert. Aufgrund ähnlicher Problemstellung im Gyrotron wurde hier der Aufbau eines coaxialen Resonators vorgeschlagen. Durch Einbringen eines Innenleiters können die Eigenwerte im Wellenleiter gezielt über das Radienverhältnis C beeinflusst werden (siehe Abbildung 2.6 b)). Ein weiterer Effekt, der zur modenspezifischen Beeinflussung der Güte verwendet werden kann, ist durch die Steigung der Eigenwertkurven im gewählten C -Verhältnis gegeben. Bei steigender Eigenwertkurve kann so beispielsweise durch eine leichte Verkleinerung des Innenleiterdurchmessers zum Ausgang des Resonators hin die Güte gesteigert werden. Im Gegenzug dazu sinkt die Güte von Moden mit fallender Eigenwertkurve. Eine umfassende Darstellung des Entwurfs coaxialer Resonatoren findet man in [Kern, 1996].

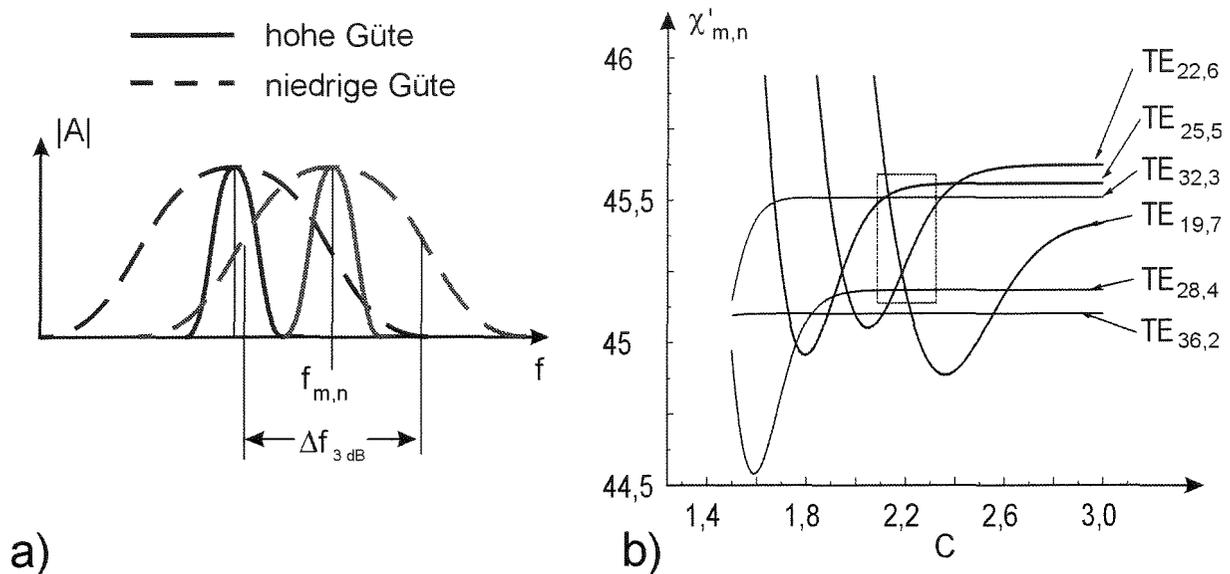


Abbildung 2.6: a) Frequenzspektren zweier Moden b) Eigenwertkurven im coaxialen Wellenleiter

Im Entwurf dieser zur weiteren Modenselektion benötigten coaxialen Kavität besteht auch der wesentlichste Unterschied im Aufbau des $TE_{76,2}$ -Modenerzeugers. Zur Überprüfung des vollständigen Wandlersystems des coaxialen $TE_{28,16}$ -Gyrotrons wäre die Erzeugung einer rotierenden $TE_{28,16}$ -Mode erforderlich. Wegen des sich bei diesen extrem hohen Eigenwerten ergebenden enorm dichten Modenspektrums im Resonator (die $TE_{28,16}$ -Mode ist die 1937-te Eigenlösung) ist diese Mode trotz einer Aufspreizung des Eigenwertspektrums mit Hilfe einer coaxialen Kavität zur quasi-optischen Anregung nicht geeignet. Deutlich bessere Verhältnisse hingegen sind bei der $TE_{76,2}$ -Mode gegeben. Beide Moden lassen sich, wegen ihrer bis auf 0,03 % identischen Eigenwerte, leicht ineinander wandeln (vgl. Kap. 2.2.4). Wie aus dem im Verhältnis zum Wellenleiterradius sehr großen Kaustikradius ersichtlich ($m/\chi'_{76,2} \approx 0,87$) konzentriert sich die in dieser Feldform umlaufende Hochfrequenzleistung nahe der Wellenleiterwand. Demzufolge ist der größte Teil des Wellenleiterinnenraums feldfrei. Durch Einbringen eines relativ dicken metallischen Innenleiters $C = 1,236$ kann ohne größere Beeinflussung dieser „Whispering-Gallery-Mode“ die Anregung von Volumenmoden nahezu verhindert werden. Eine Darstellung dieses Sachverhaltes ist in Abbildung 3.19 zu finden.

2.2.3 Einfluß der Koppellöcher auf die Resonatormode

Ein Effekt, der bei dem bisherigen Entwurf nicht berücksichtigt wurde, ist die Beeinflussung der Wellenleitergeometrie durch die längs einer bestimmten Sektion eingebrachten Koppellöcher. Dieser Sachverhalt ist apriori nur schwer theoretisch zu modellieren, deshalb stützen sich die nachfolgend gemachten Aussagen auf die hier experimentell ermittelten Ergebnisse. Da bei allen hier untersuchten Modenerzeugern eine Absenkung der Resonanzfrequenz gegenüber jener in der geschlossenen coaxialen Kavität berechneten festgestellt wurde, kann gemäß Gleichung 2.42 auf eine effektive Vergrößerung des Wellenleiterradius infolge der Koppellöcher geschlossen werden. Da dies, wie bei dem 118 GHz- $TE_{22,6}$ -Modenerzeuger

geschehen, bereits beim Entwurf der Kavität in Form einer höheren Resonanzfrequenz berücksichtigt werden kann, sind nachfolgend die an den hier untersuchten Modenerzeugern festgestellten Werte zusammengefaßt:

Mode	Soll-Frequenz f_s	Ist-Frequenz f_i	$(f_s - f_i) / f_s$
TE _{22,6}	140 GHz	(139,59-139,86) GHz	(0,1-0,22) %
TE _{76,2}	140 GHz	(139,82-139,86) GHz	(0,1-0,13) %
TE _{31,8}	170 GHz	169,7 GHz	0,17 %

Tabelle 2.1: Experimentell ermittelte Absenkung der Resonanzfrequenz infolge der Koppellöcher.

Als Richtwert ergibt sich somit:

$$\Delta f \approx 1,4 \cdot f_s / 1000 \quad (2.47)$$

Die in obiger Tabelle angegebenen Frequenzbereiche ergaben sich nach geringfügigen mechanischen Veränderungen der jeweiligen Kavität. Da diese bereits nahe der fertigungstechnisch möglichen Toleranzen von weniger als 0,1 mm lagen, erscheint es nicht sinnvoll, diese Absenkung genauer zu spezifizieren. Zudem ist, nach dieser größten Korrektur, eine feine Abstimmung der Resonanzfrequenz durch geringfügige Variation der Innenleiterdicke möglich. Dabei wird gezielt der Vorteil des koaxialen Wellenleiters, die Beeinflussung der Eigenwerte durch das Radienverhältnis, ausgenutzt. Wie aus Abbildung 2.6 ersichtlich, besteht bei dieser Wahl, mit Hinblick auf die Störmodenabstände, ein gewisser Spielraum.

Aus der speziell im Fall des TE_{22,6}-Modenerzeugers bei 140 GHz sehr detailliert durchgeführten Analyse des Modenspektrums kann ferner auf die Art der hier vorliegenden Wellenleiterstörung geschlossen werden. Da eine bevorzugte Kopplung der eigentlichen Resonatormode in deren unmittelbaren nächsten azimuthalen Nachbarmoden zu beobachten war, kann dies, wie bei der Kopplung zweier Rundhohlleiter [Thumm, 1997 b)], durch einen effektiven Versatz V modelliert werden. Abbildung 2.7 stellt diesen Sachverhalt schematisch dar.

Neben dieser azimuthalen Störung der Resonatorgeometrie konnte auch in Längsrichtung der Kavität, ein für die Anregung extrem hoher Moden, sehr bedeutender Effekt experimentell festgestellt werden. Dieser Sachverhalt wird wegen des besseren Kontextes in Kapitel 3.3.3 beschrieben.

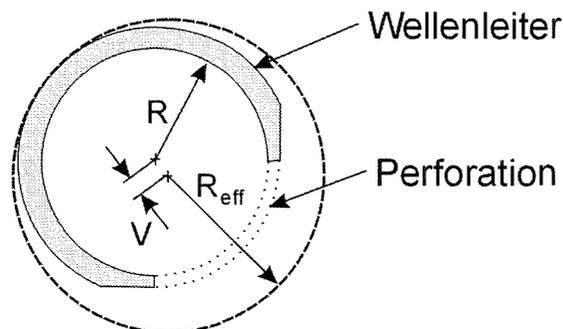


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der effektiven Beeinflussung des Wellenleiterquerschnitts infolge der perforierten Wandsektion.

2.2.4 Modenwandlung in Wellenleitern mit Längskorrugation

Neben einer Vielzahl von Möglichkeiten, Wellenleiterfeldformen durch Einbringen bestimmter Wandkonturen gezielt in andere Feldformen zu wandeln [Thumm, 1997 b)], soll nachfolgend lediglich ein spezieller Fall mit Hilfe von Längskorrugationen betrachtet werden.

Zum Verständnis der an dem TE_{+76,2}- nach TE_{-28,16}-Wandlersystem durchgeführten Messungen ist eine genauere Betrachtung des zur Wandlung der TE_{28,16}-Resonatormode in die TE_{76,2}-Mode verwendeten Konverters notwendig.

Aufgrund der bis zur zweiten Nachkommastelle identischen Eigenwerte der TE_{28,16}- ($\chi'_{28,16} = 87,3598$) und TE_{76,2}-Mode ($\chi'_{76,2} = 87,3806$) lassen sich beide Moden sehr effizient durch das Einbringen einer $\Delta m = 104$ (28+76) Störung in azimuthaler Richtung ineinander wandeln. Da hier die Kopplung in die gegensinnig rotierende Mode deutlich stärker als die in die gleichsinnig umlaufende Feldform ist, wurde zum Erreichen einer möglichst kurzen Baulänge eine Drehung des Umlaufsinnes in Kauf genommen. Ein weiterer Vorteil dieser Wahl ist, daß die mit gleichem Drehsinn ebenfalls gekoppelten TE_{-132,1}- und TM_{-132,1}-Moden im Konverter unterhalb ihrer Cut-Off-Wellenlänge bleiben und somit nicht angeregt werden. Der Koppelkoeffizient K sowie die Leistungsanteile der entsprechenden Moden in Abhängigkeit von der Wandlerlänge z sind dabei durch folgende Gleichungen gegeben:

$$K(z) = \frac{2 \cdot \rho(z)}{\pi R(z)} \cdot \frac{pm(\beta_0^2 - \beta_{z,p}^{(0)} \cdot \beta_{z,m}^{(0)}) - \chi_{p,q}^{(0)2} \cdot \chi_{m,n}^{(0)2} / R(z)^2}{\sqrt{\beta_{z,p}^{(0)} \cdot \beta_{z,m}^{(0)} (\chi_{p,q}^{(0)2} - p^2)(\chi_{m,n}^{(0)2} - m^2)}} \\ P_{ein}(z) = \cos\left(\int_0^z K(z) dz\right); \quad P_{aus}(z) = \sin\left(\int_0^z K(z) dz\right) \quad (2.48)$$

Dabei bezeichnen p und m die azimuthalen Indizes der ineinander zu wandelnden Feldformen. Eine weitere Verkürzung der Gesamtanordnung konnte durch Implementieren des Wandlers bereits im Ausgangstaper des Gyrotronresonators erreicht werden. $R(z)$ wurde daher entsprechend der folgenden Gleichung gewählt:

$$R(z) = R_0(z) + \rho(z) \cdot \cos(\Delta m \cdot \varphi), \quad (2.49)$$

wobei $R_0(z)$ den mittleren Radius des linearen Tapers und $\rho(z)$ die Tiefe der Längskorrugation an der jeweiligen Position z bezeichnet. Aus fertigungstechnischen Gründen mußte dabei auf die Einbringung einer vollständigen Cosinusform der Rillen verzichtet werden. Die numerische Analyse des realen Profils mit äquivalenter Rillentiefe ergab jedoch, daß das Profil keinen nennenswerten Einfluß auf den Wandlungsprozeß haben sollte. Abbildung 2.8 veranschaulicht diese Parameter.

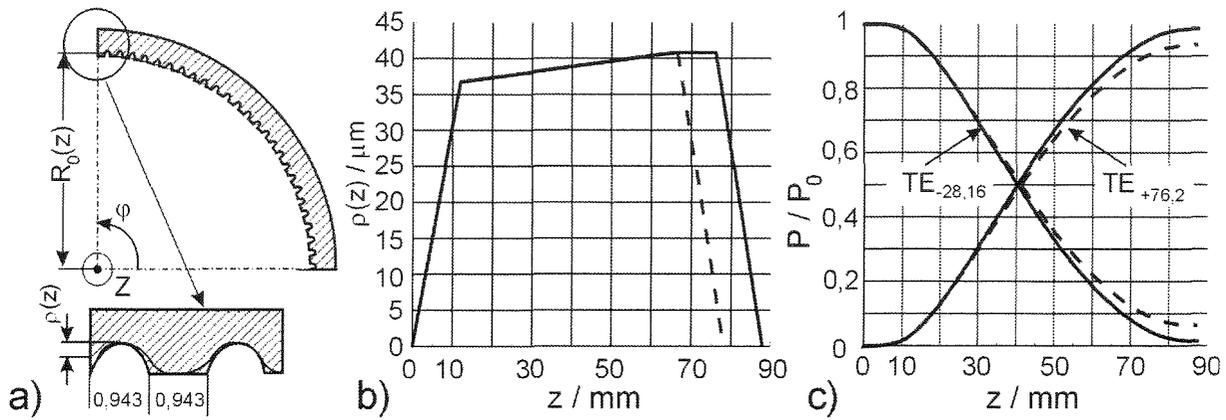


Abbildung 2.8: $\text{TE}_{-28,16}$ – nach $\text{TE}_{+76,2}$ – Schlitzwandler

- a) Schematische Darstellung eines Querschnittes
- b) Abhängigkeit der Korrugationstiefe von der Wandlerlänge
- c) Leistungsanteile als Funktion der Wandlerlänge

Wie aus den vorangegangenen Betrachtungen ersichtlich ist, hängt die vollständige Wandlung der Moden stark von den Korrugationsparametern ab. Der Einfluß der Schlitzlänge auf die erreichte Modenwandlung ist in den Abbildungen 2.8 b) und c) anhand der gestrichelten Kurvenverläufe angedeutet. Da speziell die Schlitztiefe nahe den fertigungstechnisch möglichen Toleranzgrenzen liegt, war es ein Hauptanliegen der Kleinleistungsmessungen festzustellen, ob die Wandlung der Moden vollständig am Ende des Wandlers vollzogen war.

2.3 Bestimmung des Modeninhalts in stark überdimensionierten Wellenleitern

Zur Beurteilung der Übertragungseigenschaften übermodierter Wellenleitersysteme wird in der Regel die Veränderung des Modenspektrums am Anfang und Ende des Systems herangezogen. Bei einer einfachen Überbrückung räumlicher Distanzen zwischen Quelle und Verbraucher ist es wünschenswert, die Modenzusammensetzung möglichst nicht zu verändern. Ein Beispiel hierfür stellt der Energietransport in Hohlleitern in ECRH-Systemen dar. Dabei wird die im Gyrotronresonator erzeugte Wellenleitermode direkt mit überdimensionierten Hohlleitern vom Gyrotron (Quelle) zum Plasmatorus (Verbraucher) transportiert. Um definierte Verhältnisse für den Transport und die Einkopplung der HF-Leistung in das Plasma zu gewährleisten, muß die Übertragung ohne Wandlung in Störmoden erfolgen.

Eine weitere Aufgabenstellung eines Wellenleitersystems kann es sein, eine eingespeiste Feldform definiert in ein Spektrum anderer Moden zu wandeln. Als Beispiel sei hier das in modernen Gyrotronoszillatoren eingesetzte quasi-optische Wellentypwandlersystem genannt (vgl. Kap. 3.1). Dieses Wandlersystem hat die Aufgabe, die im Gyrotronresonator erzeugte Hohlleiterfeldverteilung in eine für die optische Übertragung in einer Spiegelleitung geeignete $TEM_{0,0}$ -Freiraummode zu wandeln.

Es ist offensichtlich, daß die Effizienz des zu beurteilenden Übertragungssystems eng mit der Reinheit der zu Meßzwecken eingespeisten Feldform verbunden ist. Ein Ziel dieser Arbeit war es daher, die zu Beginn dieses Kapitels beschriebenen Modenerzeuger in ihrer Funktion zu überprüfen und ihre Modenreinheit experimentell zu optimieren. Nachfolgend sind die dabei verwendeten Meßverfahren zur Bestimmung des Modeninhalts aufgeführt.

2.3.1 Resonatorspektren

Aufgrund des zur Modenselektion in den quasi-optischen Modenerzeugern benötigten Resonators liegt es nahe, diesen wie bei anderen resonanten Strukturen in der HF-Technik üblich, über dessen Frequenzspektrum zu charakterisieren. Aus den Gleichungen 2.42 und 2.43 erkennt man, daß jeder Feldform im Wellenleiter eine bestimmte Resonanzfrequenz und Güte zugeordnet werden kann. Als sehr problematisch erwies sich hierbei die zunächst nicht bekannte Frequenzverschiebung des Spektrums infolge der Koppellöcher. Eine erste Identifikation der Feldformen konnte daher nur anhand ihrer Frequenzabstände untereinander erfolgen. Dabei ist die definierte „Aufspreizung“ des Eigenwertspektrums im koaxialen Wellenleiter sehr von Nutzen (Abbildung 2.6 b)). Ein Anhaltspunkt, daß bei der gefundenen Resonanzfrequenz wirklich nur eine Feldform im Resonator existiert, ist durch die Güte der Schwingung gegeben. Die Optimierung der Güte wurde auch als Kriterium zur Justierung des Spiegelsystems bei der HF-Einkopplung verwendet.

Sehr von Vorteil bei dieser Methode ist der relativ geringe meßtechnische Aufwand. Zur Bestimmung des Frequenzspektrums wurde der Modenerzeuger zwischen die Meßstore eines

skalaren Netzwerkanalysators (vgl. Kap. 2.4.1) eingebracht. Als Empfänger diente dabei ein als „Pick-Up“-Hornantenne verwendeter am Ende offener D-Bandhohlleiter. Um die Dämpfung der Meßstrecke möglichst gering zu halten, wurde dieser nahe der Kaustik bzw. in der Hauptstrahlrichtung der gewünschten Mode am Ausgang des Modenerzeugers angebracht. Hierdurch war es möglich, mit der für D-Band-Netzwerkanalysatoren üblichen Dynamik von 70 – 80 dB auszukommen [Braz, et al., 1995 a)]. Von Nachteil erwies sich, daß bei dieser Anordnung nur ein räumlich stark lokalisierter Feldbereich erfaßt werden kann. Da bereits die Überlagerung von Moden mit relativ niedrigem Leistungsanteil zur Ausbildung einer ausgeprägten Stehwellenverteilung führt (Abbildung 2.1), kann es je nach Position des Empfängers zu einer unverhältnismäßig starken Gewichtung der ein oder anderen Mode kommen. Aus dem selben Grund können Moden, die nach weiterer Umwandlung der Hauptfeldform auf verschiedenen Kaustiken umlaufen, am Wellenleiterausgang nicht gleichzeitig erfaßt werden. Dies führt unter Umständen zu einer vermeintlichen Verbesserung bzw. Verschlechterung des Gütespektrums. Auch dem Versuch, mit Hilfe einer größeren Empfangsapertur zu einer integraleren Aussage zu gelangen, sind aufgrund der komplexen Wellenleiterfeldstruktur Grenzen gesetzt. Zur Auswertung der Empfangsfeldstärke müssen alle eingehenden Feldkomponenten kohärent überlagert werden.

2.3.2 Feldverteilungsmessungen

Das wohl anschaulichste Verfahren zur Beurteilung der Modenreinheit stellen Feldverteilungsmessungen dar. Zu diesem Zweck wird die von den Moden im Wellenleiter in der transversalen Ebene verursachte Leistungsverteilung mit Hilfe einer möglichst kleinen Aperturantenne abgetastet. Für die hier durchgeführten Messungen wurde zweckmäßigerweise der offene $TE_{1,0}$ -Rechteckhohlleiter für das D-Band verwendet. Sehr von Vorteil war auch hier, daß dabei relativ geringe Anforderungen an den Meßumfang des Netzwerkanalysators gestellt wurden [Braz, et al., 1995 a) und 1996].

Aufgrund der mit steigender Ordnungszahl der Wellenleitermode immer feiner werdenden Feldstruktur und der endlich kleinen Apertur dieser „Pick-Up“-Hornantenne, sind der erreichbaren „Auflösung“ enge Grenzen gesetzt. Diese Grenze konnte durch Aufweitung des Wellenleiterdurchmessers mit Hilfe der bereits zuvor genannten nichtlinearen Taper stark heraufgesetzt werden. Ferner kann hierdurch der Einfluß der Empfangscharakteristik und die daraus resultierenden „Verwaschungen“ des Bildes aufgrund des mit steigendem Wellenleiterradius flacher werdenden Strahlverlaufs vermindert werden. Von Nachteil bei diesen extrem überdimensionierten Wellenleiterkomponenten sind die erhöhten Anforderungen an den mechanischen Aufbau. Bereits kleinste Stoßstellen oder Knicke bewirken ein Umklappen der gewünschten Mode in ein Spektrum anderer Wellenformen.

Ein weiterer entscheidender Nachteil des zur Detektion der Feldstärke benötigten D-Band-Rechteckhohlleiters stellt dessen Beschränkung auf eine Polarisationsrichtung dar. Da die meisten Rundhohlleiterfeldformen von Wirbeln des elektrischen Feldes geprägt sind, kann so

während einer Abtastmessung jeweils nur die x - oder y -Komponente des transversalen Feldes erfaßt werden. Wie die dabei zu erwartende Leistungsdichteverteilung aussieht, ist in Abbildung 2.1 c) für eine $TE_{22,6}$ -Rundhohlleitermode mit 1 % gegenrotierendem Anteil dargestellt. Die Gesamtverteilung erhält man aus der vektoriellen Überlagerung zweier mit unterschiedlicher Polarisierung durchgeführter Messungen. Da zum Drehen der Polarisierung die Empfangsantenne um 90° gekippt werden muß, sind die angesichts einer Freiraumwellenlänge von 2 mm an die mechanische Reproduktion der Hornposition gestellten Anforderungen offensichtlich. Ein eventueller Versatz kann in gewissen Grenzen bei der Überlagerung im Rechner zwar korrigiert werden, doch ergibt sich aus der dabei notwendigen Interpolation eine zusätzliche Unsicherheit über die wahre Feldstärke am Empfangsort.

Liegt im Wesentlichen nur eine Feldform vor (Störmodenamplitude $< 5\%$), kann der azimutale Index m der Mode durch Abzählen der M Knoten längs eines Rings und der radiale Index n aus der Anzahl N der Ringe ermittelt werden.

$$m = \frac{M}{2}; \quad n = N \quad (2.50)$$

Dieses Abzählen ist nur bei einem „stehenden“ Wellenbild möglich, weshalb der sonst unerwünschte gegenrotierende Anteil sehr nützlich ist. Zur gezielten Anregung einer gegensinnig umlaufenden Mode kann eine dielektrische Platte in die φ - z -Ebene des Wellenleiters eingebracht werden. Durch geeignete Wahl der Scheibendicke wird ein Teil der Modenleistung in die jeweils entgegengesetzte Drehrichtung reflektiert.

Das wichtigste Verfahren zur Charakterisierung strahlender Aperturen in der Antennenmeßtechnik stellen Fernfeldmessungen dar. Dabei wird die gegenseitige Beeinflussung der Feldverteilung der Sende- und Empfangsantenne im reaktiven Nahfeld vermieden. Aufgrund der Vorzüge dieses Verfahrens wurde zu Beginn dieser Arbeit zunächst versucht, mit Hilfe dieser Messungen detailliertere Informationen über den Gehalt an unerwünschten Störmoden zu erhalten. In Kooperation mit dem Institute of Applied Physics in Nizhny Novgorod (IAP, Rußland) wurde daher an der Entwicklung einer geeigneten Meßanordnung gearbeitet. Aufgrund der schlechten Übereinstimmung der dabei erzielten Ergebnisse mit den später mit Hilfe des Wellenzahlspektrometers (vgl. nächster Abschnitt) wiederholten Messungen, beschränken sich die nachfolgenden Erläuterungen auf das Wesentlichste.

Die zur Beschreibung des von den Feldformen am offenen Rundhohlleiter abgestrahlten Fernfeldes benötigten Beziehungen erhält man durch Anwendung des Huygenschen Prinzips auf die durch die Gleichungen 2.12 und 2.13 gegebenen Feldkomponenten. Eine ausführliche Darstellung dieser feldtheoretischen Beziehungen findet man in [Garin, et al., 1989]. In Abbildung 2.9 a) ist als Beispiel einer solchen Berechnung das Fernfelddiagramm einer rotierenden $TE_{22,6}$ -Mode dargestellt.

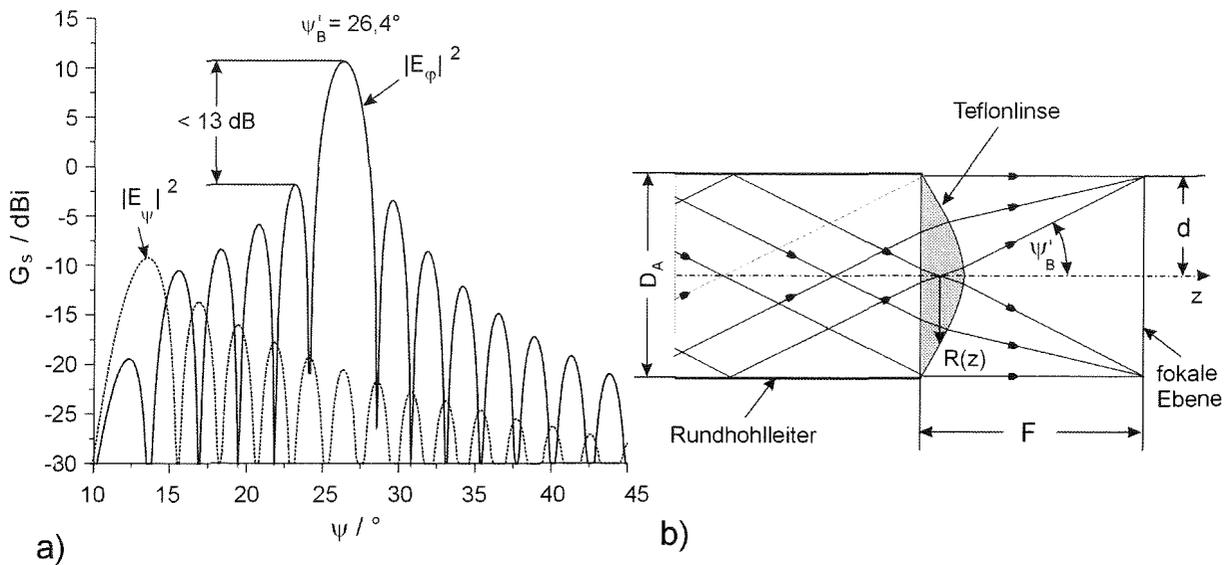


Abbildung 2.9: a) Richtdiagramm der von einem Rundhohlleiter mit 70 mm Durchmesser abgestrahlten $\text{TE}_{22,6}$ -Mode bei 140 GHz.

b) Strahlen-optische Darstellung des Funktionsprinzips der Fernfeldtransformation einer Hohlleitermode mit Hilfe einer Linse.

Offensichtlich, ergibt sich die Hauptkeule der $\text{TE}_{22,6}$ -Feldverteilung im Fernfeld unter dem selben Winkel, unter welchem dieser im Wellenleiter propagiert (Brillouin-Winkel). Ferner ist zu erkennen, daß das Strahlungsfeld im Wesentlichen durch die φ -Komponente des elektrischen Feldvektors bestimmt wird. Diese für $\text{TE}_{m,n}$ -Volumenmoden mit $\chi'_{m,n} > 2m$ allgemein gültige Aussage kann auch unter Verwendung eines Polarisationsgitters zur Unterscheidung von $\text{TM}_{m,n}$ -Feldformen, die lediglich eine ψ -Komponente des elektrischen Feldvektors aufweisen, genutzt werden.

Aufgrund der hier untersuchten, im Verhältnis zur Wellenlänge großen Apertur des übermodierten Wellenleiters, ist dessen Fernfeldbedingung erst nach:

$$l = 2 \cdot \frac{D_A^2}{\lambda_0} \quad (2.51)$$

erreicht. Bei einem Wellenleiterdurchmesser D_A von 70 mm und einer Wellenlänge λ_0 von 2,14 mm ergibt sich so eine Distanz von $l \approx 4,5 \text{ m}$.

Zur Reduzierung des mechanischen Aufwandes für den Meßplatz wurde eine Fernfeldtransformation mit Hilfe einer am Wellenleiterausgang montierten Teflonlinse durchgeführt (siehe Abbildung 2.9 b)). Die Kontur des rotationssymmetrischen Paraboloids wurde dabei gemäß der folgenden Gleichung gewählt:

$$R(z) = \sqrt{2 \cdot F \cdot (z - z_0) \cdot (\sqrt{\epsilon_r'} - 1) + (z - z_0)^2 \cdot (\epsilon_r' - 1)}, \quad (2.52)$$

wobei F die fokale Länge der Linse bezeichnet. Die Forderung nach einem „ebenen“ Phasenverlauf ($\Delta\varphi < \pi/8$) ist dabei näherungsweise in deren fokalen Ebene gegeben. Um die Linse mit Hilfe der paraxialen Strahlen-Optik entwerfen zu können, müssen die auf die Linse einfallenden Strahlen unterhalb eines bestimmten Winkels zur Hauptachse verlaufen. Im überdimensionierten Wellenleiter bedeutet dies, daß die Teilstrahlen der zu erwartenden Feldformen unterhalb eines bestimmten Brillouin-Winkels bleiben müssen. Für die hier durchgeführten Messungen wurde dieser Winkel durch Wahl des entsprechenden Wellenleiterradius auf maximal 30° für die Hauptmode beschränkt.

Da, wie schon erwähnt, der Hauptteil der Leistung unter dem Brillouin-Winkel der entsprechenden Mode ins Fernfeld abgestrahlt wird, ergibt sich in der fokalen Ebene der Linse eine ringförmige Leistungskonzentration gemäß der folgenden einfachen Beziehung:

$$\tan(\psi_B^{\circ}) = \frac{d}{F} \quad (2.53)$$

In Verbindung mit Gl. 2.21 kann dies durch Abmessen der Wegstrecke d und mit gegebener fokalen Länge F bei einer bestimmten Frequenz f zur Bestimmung des Eigenwertes und somit der entsprechenden Wellenleitermode genutzt werden.

Leider lieferten die anhand dieser Messungen durchgeführten spektralen Analysen wenig vielversprechende Ergebnisse. Zur Bestimmung der Modenanteile wurde die in die r - φ -Ebene abgewinkelte Feldverteilung in azimuthaler und radialer Richtung mit Hilfe der Eigenfunktionen (Gleichungen 2.12 und 2.13) und deren Fernfeldtransformierten analysiert. Außer der bei einfacher Betrachtung ohnehin offensichtlichen Hauptmode konnte keine zuverlässige Identifikation vorhandener Störmoden erfolgen. Ein Grund hierfür liegt, wie bei den Nahfeldmessungen, in den bei diesen Wellenlängen an die mechanische Präzision gestellten Anforderungen speziell bei der Überlagerung der mit den zwei Polarisationsrichtungen gemessenen Felddbilder. Ein weiteres Problem wurde bereits in Abbildung 2.9 b) bei der Darstellung eines „geknickten“ Strahlverlaufs durch die Linse angedeutet. Beim Entwurf der Linse (Gl. 2.52) und der Analyse der Feldverteilungen wird von einer optisch dünnen Linse ausgegangen. Tatsächlich ergeben sich aufgrund der großen Aperturdurchmesser für die analytische Beschreibung wesentlich schwerer zu erfassende dicke Linsen. Erschwerend kommt bei der Bestimmung von Modenmischungen die schlechte Nebenzipfelunterdrückung im Fernfeld der Hohlleitermoden hinzu. Aufgrund der Überlagerung der auf unterschiedlichen Brillouin-Winkel abgebildeten Leistungsmaxima der einzelnen Moden mit diesen Nebenzipfeln ergeben sich unter Umständen Schwebungsmuster die nur schwer von tatsächlich hier vorhandenen Störmoden unterschieden werden können. Das Verfahren wurde dennoch weiter verfolgt, da sich in Zusammenwirkung mit den im nächsten Abschnitt beschriebenen k -Spektrometermessungen recht nützliche zusätzliche Informationen gewinnen ließen.

2.3.3 Wellenzahlspektrometer

Ein weiteres Verfahren zur Analyse des Modeninhaltes in stark überdimensionierten Wellenleiterkomponenten wurde von [Kasperek, Müller, 1988] vorgeschlagen. Im Wesentlichen wird dabei der Umstand, daß sich jede Feldform im Wellenleiter unter einem für seine Ordnungszahl charakteristischen Brillouin-Winkel (Gleichung 2.21) ausbreitet, genutzt. Wird der Wellenleiter auf seiner Oberseite in Längsrichtung mit einer Reihe von Koppellöchern versehen, strahlt dieser einen Teil der in ihm geführten Leistung ab. Entsprechend dem Brillouin-Winkel der beteiligten Moden bildet sich deren Zusammensetzung als Leistungsmaxima unter den entsprechenden Winkeln im Strahlungsdiagramm ab. In der Terminologie der Antennentechnik spricht man auch von einer Leckwellenantenne. Betrachtet man die an der Stelle der Koppellöcher als Verschiebungsstromdichten nach außen tretenden Wandströme als Hertzsche-Dipole, treten unter den Winkeln, bei welchen sich die Phasen kohärent überlagern, Leistungsmaxima auf. Aus dieser Überlegung wird deutlich, daß im Falle der Ausbreitung einer TM-Mode, aufgrund der hier fehlenden Querströme, mit einer orthogonal zur Wellenleiterachse polarisierten Empfangsantenne ($E \perp K$) kein Signal detektiert werden kann. Einen hohen Antennengewinn mit einer zur Analyse des Winkelspektrums notwendigen hohen Nebenzipfelunterdrückung wird bei einer gleichverteilten Aperturbelegung trotz der hier verwendeten kurzen Wellenlängen erst nach einigen Metern strahlender Aperturlänge erreicht. Daraus ergeben sich für die im Fernfeld zu positionierende Empfangsantenne große Distanzen. Um die Abmessungen des Spektrometers in handhabbaren Größen zu halten, wird das Winkelspektrum im Nahfeld vermessen. Die Nebenstrahlung wird dazu mit Hilfe einer Gaußschen Taperung der Lochkopplung in Längsrichtung des Wellenleiters reduziert. Ferner kann hierdurch eine annähernd ebene Phasenfront an der Position des Empfängers erreicht werden. Eine Erhöhung der Winkelauflösung wird in diesem Fall nicht über die Länge der strahlenden Apertur, sondern durch die Verwendung einer Empfangsantenne mit hohem Gewinn bewirkt. Abbildung 2.10 zeigt den schematischen Aufbau eines Wellenzahlspektrometers (auch k-Spektrometer genannt).

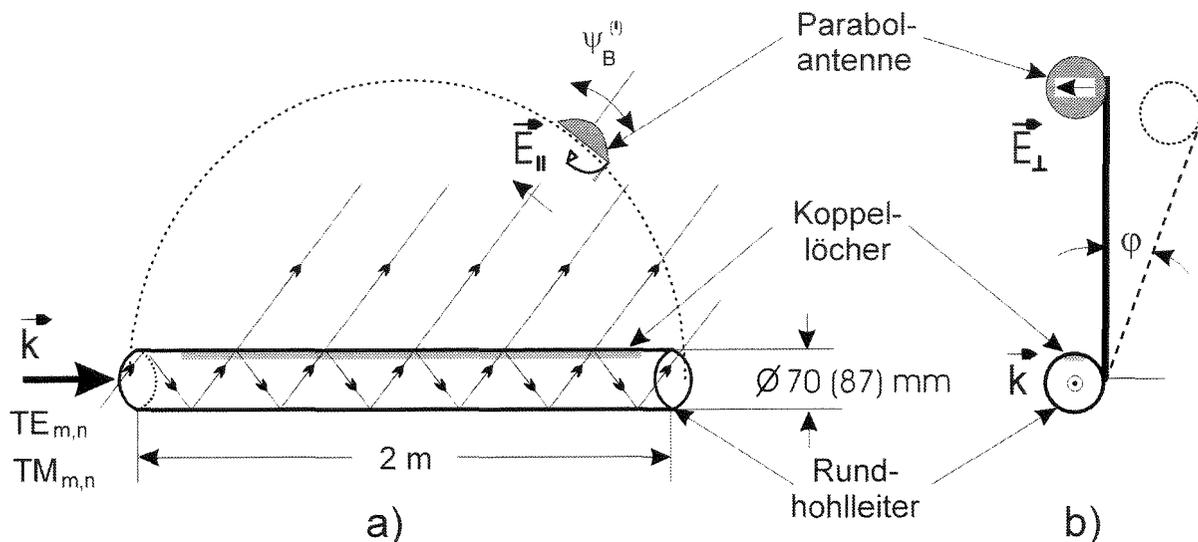


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung des Wellenzahlspektrometers (k-Spektrometers):

a) Längsschnitt mit parallel polarisierter Empfangsantenne

b) Querschnitt mit orthogonal polarisierter Empfangsantenne.

Um die Feldformen im Wellenleiter nicht durch das k-Spektrometer selbst zu beeinflussen, muß der Koppellochdurchmesser entsprechend klein gewählt werden. Daraus resultiert eine feldformspezifische (siehe Tabelle 2.2 und 2.3), unter Umständen hohe Koppeldämpfung. Diese liegt bei den hier betrachteten Moden zwischen 60 und 70 dB. Da das Verfahren in erster Linie zur Analyse der Feldverteilungen an Hochleistungsgyrotrons mit axialer Resonatormodauskopplung entwickelt wurde [Barkley, et al., 1988], fiel die Dämpfung wegen der von der Quelle im Megawattbereich zur Verfügung stehenden Leistung nicht ins Gewicht. Um dieses Verfahren dennoch für Niederleistungsmessungen einsetzen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neuer Netzwerkanalysator mit hohem Meßumfang entwickelt [Braz, et al., 1996 und 1997 a)]. Der Aufbau dieses Analysators wird im folgenden Kapitel 2.4.2 beschrieben.

Analog zu der Knotenstruktur im Wellenleiter wird die Stehwellenstruktur auch außerhalb des Wellenleiters abgebildet. Speziell bei den unerwünschten Störmoden kann es aufgrund ihres meist recht hohen gegenrotierenden Anteils unter bestimmten azimutalen Winkeln zur vollständigen Auslöschung ihrer Feldamplitude im Wellenzahlspektrum kommen. Dies führt je nach Versatz der azimutalen Stehwellenstrukturen der verschiedenen Moden und dem eingestellten azimutalen Winkel zu einer ungleichen Bewertung der einzelnen Anteile. Zum Auffinden von Störmoden in der Nähe der gewünschten Mode sind daher k-Spektren im azimutalen Winkelabstand $\Delta\varphi < 180^\circ/m$ aufzunehmen. Eine genauere Bestimmung des azimutalen Index sowie des prozentualen Anteils an gegensinnig umlaufendem Anteil einer bestimmten Mode erhält man durch Drehen des auf den entsprechenden Brillouin-Winkel eingestellten k-Spektrometers längs der Wellenleiterachse (siehe Abb. 2.10 b)).

Eine weitere Identifikation der bei einem bestimmten Brillouin-Winkel beobachteten Mode ist durch die Änderung des Koppelkoeffizienten bei Drehung der Polarisation der Empfangs-

antenne gegeben. Zur Veranschaulichung sind nachfolgend zwei Auszüge der für zwei verschiedene Wellenzahlspektrometer berechneten Kopplungstabellen dargestellt. Die für parallele ($G_{E_{IIK}}$) und orthogonal ($G_{E_{\perp K}}$) polarisierte Empfangsantennen angegebenen Kopplungsfaktoren beziehen sich dabei auf die Kopplung der $TE_{0,1}$ -Mode in dem jeweiligen Wellenleiter, welche bei ca. -95 dB (!!!) liegt.

Mode	$\chi^{(\cdot)}_{m,n}$	λ_z /mm	$\psi^{(\cdot)}_B /^\circ$	$G_{E_{IIK}} / \text{dB}$	$G_{E_{\perp K}} / \text{dB}$
TE 28, 4	45,185	2,3876	26,13	48,1	39,7
TM 10,10	45,231	2,3882	26,16	51,1	$-\infty$
TM 15, 8	45,413	2,3905	26,28	51,1	$-\infty$
TE 19, 7	45,435	2,3908	26,29	43,4	38,5
TE 9,11	45,435	2,3908	26,29	36,3	37,8
TM 30, 3	45,453	2,3911	26,30	51,1	$-\infty$
TM 34, 2	45,482	2,3914	26,32	51,1	$-\infty$
TE 32, 3	45,510	2,3918	26,34	50,0	40,6
TE 25, 5	45,558	2,3924	26,37	46,5	39,2
TM 39, 1	45,598	2,3929	26,39	51,1	$-\infty$
TE 22, 6	45,625	2,3933	26,41	44,9	38,8
TM 8,11	45,638	2,3934	26,42	51,1	$-\infty$
TE 14, 9	45,740	2,3948	26,48	40,2	38,1
TE 7,12	45,794	2,3955	26,51	33,9	37,8
TE 43, 1	45,852	2,3962	26,55	58,7	46,9
TM 18, 7	45,908	2,3970	26,58	51,0	$-\infty$
TM 6,12	45,949	2,3975	26,61	51,0	$-\infty$
TM 27, 4	46,024	2,3985	26,66	51,0	$-\infty$
TE 5,13	46,059	2,3989	26,68	30,8	37,8
TM 13, 9	46,065	2,3990	26,68	51,0	$-\infty$
TM 4,13	46,168	2,4004	26,75	51,0	$-\infty$

Tabelle 2.2: Auszug der Kopplungstabelle für das Wellenzahlspektrometer mit 70 mm Durchmesser bei einer Frequenz von 139,86 GHz im Bereich der $TE_{22,6}$ -Mode.

Wie man erkennt, ist wie zuvor bereits angedeutet, bei den TM-Moden mit orthogonal polarisierter Empfangsantenne kein Signal zu erwarten. Im Falle der hier wesentlich relevanteren TE-Moden kann der aufgrund der bei Drehung der Polarisationsrichtung ermittelten Dämpfungsänderung zumindest eine Vorauswahl der in Frage kommenden Moden getroffen werden. Bei einer Frequenz von 140 GHz sind im Falle der $TE_{22,6}$ -Mode im 70 mm Wellenleiter in deren näheren Umgebung ca. 35 Moden pro 1° und im Fall der $TE_{76,2}$ / $TE_{28,16}$ -Mode im 87 mm Wellenleiter sogar 49 Moden pro 1° ausbreitungsfähig. Daß trotz dieser sehr hohen

Dichte des Eigenwertspektrums und der mit $0,5^\circ$ abgeschätzten Winkelauflösung der Empfangsantenne dennoch eine Modenanalyse durchgeführt werden konnte, wird im folgenden Kapitel 3 beschrieben.

Mode	$\chi_{m,n}^{(\cdot)}$	λ_z /mm	$\psi_B^{(\cdot)}$ /°	$G_{E \parallel K}$ /dB	$G_{E \perp K}$ /dB
TM 0,28	87,179	2,9373	43,14	49,2	−∞
TM 79, 1	87,204	2,9380	43,15	52,3	−∞
TE 23,18	87,268	2,9399	43,19	38,2	46,6
TM 40,11	87,268	2,9399	43,19	52,3	−∞
TE 16,21	87,275	2,9402	43,20	34,9	46,4
TM 68, 3	87,291	2,9406	43,21	52,3	−∞
TM 73, 2	87,315	2,9413	43,22	52,3	−∞
TM 46, 9	87,326	2,9417	43,23	52,3	−∞
TE 28,16	87,359	2,9427	43,25	40,1	46,7
TM 43,10	87,363	2,9428	43,25	52,3	−∞
TE 76, 2	87,379	2,9432	43,26	54,4	52,4
TM 56, 6	87,379	2,9433	43,26	52,2	−∞
TM 15,21	87,462	2,9457	43,31	52,2	−∞
TE 36,13	87,514	2,9473	43,34	42,6	47,1
TE 66, 4	87,531	2,9478	43,35	50,7	49,9
TM 22,18	87,544	2,9482	43,36	52,2	−∞
TM 32,14	87,549	2,9483	43,37	52,2	−∞
TE 51, 8	87,555	2,9485	43,37	46,6	48,1
TE 84, 1	87,556	2,9485	43,37	60,1	57,3
TE 58, 6	87,563	2,9488	43,37	48,4	48,8
TE 14,22	87,625	2,9506	43,41	33,6	46,4

Tabelle 2.3: Auszug der Kopplungstabelle für das Wellenzahlspektrometer mit 87 mm Durchmesser bei einer Frequenz von 139,86 GHz im Bereich der $TE_{76,2}$ -Mode.

Aufgrund der Tatsache, daß man den Brillouin-Winkel der gewünschten Mode bei gegebener Frequenz gut vorhersagen kann, konnte das k-Spektrometer sehr effizient zur meßtechnischen Optimierung der Modenerzeuger eingesetzt werden. Ein weiterer Vorteil dieses Verfahrens ist, daß eine Unterscheidung von hin- und rücklaufenden Feldformen durchgeführt werden kann. Bei diesen Messungen konnte festgestellt werden, daß eine Beeinflussung der Feldverteilung durch die Koppellöcher speziell bei sehr hohen Moden und kleinen Wellenleiterdurchmessern nicht vermieden werden kann (siehe Kapitel 3).

2.4 D-Band-Netzwerkanalyse (110 bis 170 GHz)

Aufgabe der Netzwerkanalyse ist es, die Änderung, die ein Signal beim Durchlaufen einer Meßstrecke bzw. eines Meßobjektes in Abhängigkeit von der Meßfrequenz erfährt, zu bestimmen. Die skalare Netzwerkanalyse beschränkt sich dabei auf die Erfassung der Amplitudenänderung, während die vektorielle Analyse auch die Änderung der Phasenlage ermittelt. Eine ausführliche Darstellung dieses Meßverfahrens sowie die zur Beseitigung systembedingter Fehler gebräuchlichen Kalibrationsverfahren findet man in [Thumm, et al., 1997 a)]. Aufgrund der Schwierigkeiten, Ströme und Spannungen räumlich exakt lokalisiert messen zu können, ist es in der Mikrowellentechnik üblich, auf die Messung des Leistungsflusses überzugehen. Für eine detailliertere Beschreibung des dazu verwendeten Streuparameterformalismus sei auch an dieser Stelle auf die Literatur verwiesen [Michel, 1981].

Als Sende- und Empfangssignal beschränkt sich die Netzwerkanalyse üblicherweise auf eine definierte Feldform, die an einem als Bezugsebene gewählten Tor aus- bzw. einläuft. Bei den hier betrachteten Analysatoren ist dies die in einem Rechteckhohlleiter im D-Band ausbreitungsfähige $TE_{1,0}$ -Mode. Gegenstand dieser Arbeit war aber hauptsächlich die Erfassung des Übertragungsverhaltens von übermodierten Wellenleiterkomponenten. Die Beschreibung mehrerer ausbreitungsfähiger Moden in einem Wellenleiter läßt sich auf ein Mehrtorproblem zurückführen [Höchtel, 1994]. Das Problem der örtlichen Lokalisierung des monomodigen Empfangstores kann dabei sehr elegant mit Hilfe eines Wellenzahlspektrometers (siehe Abschnitt zuvor) gelöst werden.

Die an das Netzwerkanalysesystem zur Durchführung der Kleinsignalmessungen gestellten Anforderungen wurden in den vorangegangenen Abschnitten anhand der konkreten Aufgabenstellung abgeleitet und sollen hier nur noch einmal kurz zusammengefaßt werden.

Zur Bestimmung der hier betrachteten Gütespektren mit $Q < 10.000$ und einer Sollfrequenz um 140 GHz ist zu deren meßtechnischen Erfassung eine Frequenzauflösung von 5 MHz ausreichend. Ebenso wie die bei fester Frequenz durchgeführten Feldabtastungsmessungen werden dabei nur relativ geringe Anforderungen an den Dynamikbereich des Systems gestellt. Ein Meßumfang von etwa 60 dB wird dabei als hinreichend erachtet. Aufgrund der langen Meßzeiten bei der Abtastung der Wellenleiterfeldverteilung kommt bei dieser Messung der Langzeitstabilität des Systems eine besondere Bedeutung zu.

Mit geringfügigen Modifikationen konnte für diese Messungen der von [Geist, 1991] entwickelte und von [Nickel, 1995] erweiterte skalare Netzwerkanalysator verwendet werden. Zur Vermessung des Wellenzahlspektrums mußte wegen der dabei auftretenden enormen Koppeldämpfungen ein neuerartiger Netzwerkanalysator entwickelt werden.

Das Hauptproblem bei der Netzwerkanalyse im Millimeterwellenbereich stellt im Wesentlichen die Realisierung einer geeigneten Quelle dar. Unter Verwendung schmalbandiger

Überlagerungsempfänger (Heterodynverfahren) ist es heutzutage möglich, Signale bis auf einige dB an die physikalische Rauschgrenze

$$P_{noise} = k \cdot T \cdot B \Rightarrow P_{noise} \Big|_{B=1\text{Hz}, T=293\text{K}} = -174 \text{ dBm} \quad (2.54)$$

zu bestimmen. Dabei bezeichnet k die Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur und B die Bandbreite. Die untere Nachweisgrenze hängt somit hauptsächlich von der Bandbreite des Empfangsfilters ab. Die maximale, mit diesem frequenzselektiven Filter von der Quelle noch zu erfassende Leistung, hängt von der in der Empfangsbandbreite enthaltenen spektralen Leistungsdichte und deren Frequenzstabilität ab. Wie diese Forderung schaltungstechnisch, mit Hinblick auf einen maximalen Meßumfang realisiert werden kann, soll nachfolgend anhand der in dieser Arbeit verwendeten Netzwerkanalysatoren diskutiert werden.

2.4.1 Skalärer Netzwerkanalysator für Frequenzen um 140 GHz

In Abbildung 2.11 ist der von [Geist, et al., 1988] entwickelte skalare Netzwerkanalysator dargestellt. Da die Besonderheiten dieses Systems in den zuvor genannten Veröffentlichungen bereits sehr detailliert behandelt wurden, sollen hier nur die wesentlichen Merkmale zusammengefaßt werden.

Die Erzeugung der Millimeterwellenleistung erfolgt hier durch Vervielfachung eines von einem Synthesizer im Frequenzbereich von $f_1 = 11,9$ bis $16,4$ GHz abgeleiteten Signals (Pumpsignal). Um dieses in den gewünschten Frequenzbereich umzusetzen, wird an einer nichtlinearen Diodenkennlinie ein Kammspektrum erzeugt. Für den Meßfrequenzbereich von $f_s = 110$ GHz bis 150 GHz wird dazu die 9. Harmonische gewählt. Da die Effizienz des Vervielfachungsprozesses stark mit der Ordnungszahl der Harmonischen sinkt und die Pumpleistung in das gesamte Kammspektrum verteilt wird, sind die dabei auftretenden Konversionsdämpfungen sehr groß. Trotz einer Pumpleistung von bis zu 40 mW stehen am Ausgang des Vervielfachers lediglich einige μW in der eigentlichen Signalfrequenz f_s zur Verfügung. Um nicht von Frequenz- und Phasenfluktuationen des Pumpsignals abhängig zu sein, wird dem GHz-Synthesizersignal ein niederfrequenteres Signal ($f_2 = 300$ MHz) zugemischt. Der Vorteil von niederfrequenteren Signalgeneratoren ist dabei, daß diese ein deutlich besseres Phasenrauschverhalten aufweisen. Das bei dem Mischvorgang miterzeugte untere Seitenband ($f_1 - f_2$) sowie das am Mischer übersprechende Trägersignal (f_1) wird mit Hilfe eines Mitlauffilters unterdrückt. Die so erzeugte eigentliche Pumpfrequenz ($f_1 + f_2$) wird um 40 dB verstärkt und schließlich nach der Vervielfachung auf die Meßstrecke gegeben.

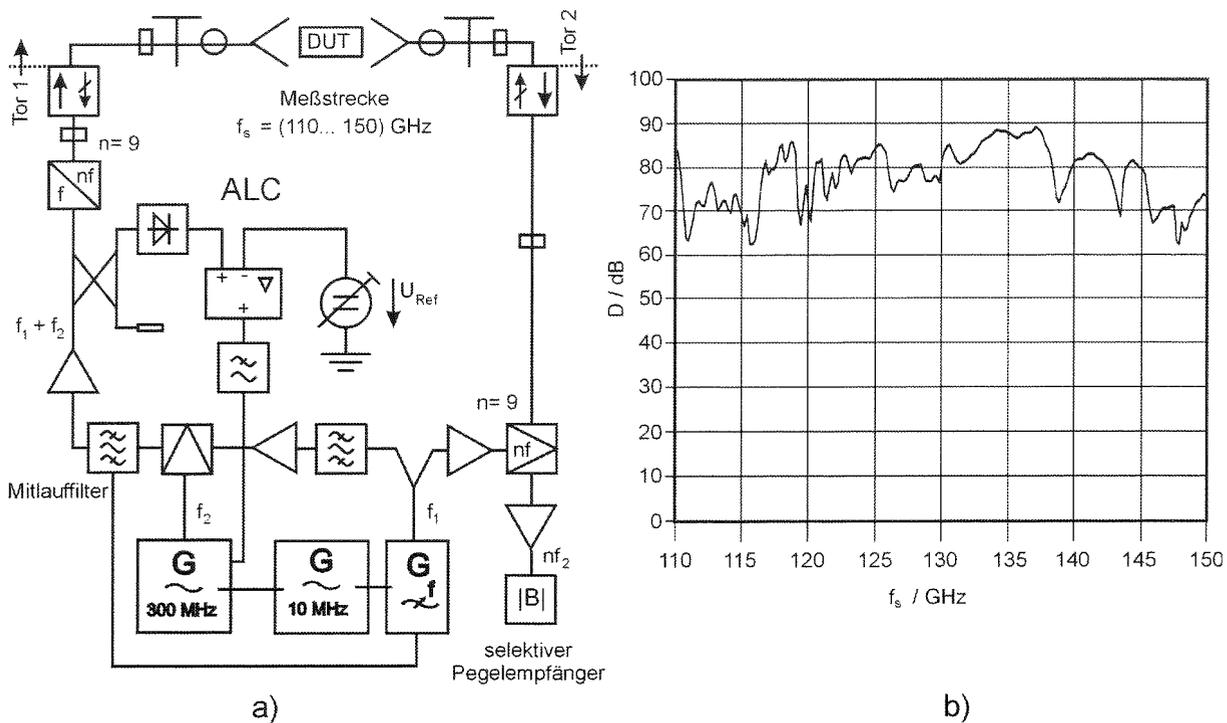


Abbildung 2.11: a) Blockschaltbild des skalaren Millimeterwellen-Netzwerkanalysators

b) Meßumfang D in dB als Funktion der Meßfrequenz f_s .

Nach Durchgang durch die Meßstrecke bzw. durch das Meßobjekt (Device Under Test: DUT) wird das am Empfangstor eingehende Millimeterwellensignal in eine zur weiteren Auswertung günstigere Zwischenfrequenz f_{ZF} umgesetzt. Dazu wird das mm-Wellensignal in einem Oberwellenmischer wieder mit dem verneunfachen Hauptoszillatorsignal gemischt. Übrig bleiben die am Sendezweig mitvervielfachten Frequenzen ($n \cdot f_2$) des Modulationssignals. Durch Verwendung eines auf 2,7 GHz abgestimmten selektiven Pegelempfängers wird hier das Mischprodukt der 9. Harmonischen herausgefiltert. Aufgrund des sehr guten Phasenrauschverhaltens der Modulationsquelle konzentriert sich die gesamte Signalleistung innerhalb eines 100 Hz breiten Empfangsfilters. Hierdurch ist auch die für Frequenzen im Millimeterwellenbereich exzellente Frequenzauflösung ($\Delta f/f_0 < 7 \cdot 10^{-10}$!) gegeben. Bei dem hier als Empfänger im „Zero-Span“ betriebenen Spektrumanalysator ergibt sich die untere Rauschgrenze zu -120 dBm. Die maximal bei einer Frequenz von 140 GHz zu messende Amplitude liegt bei ca. -35 dBm, was zu einem Meßumfang von 85 dB führt. Eine detaillierte Darstellung des Meßumfangs als Funktion der Frequenz ist in Abbildung 2.11 b) gegeben.

Sehr von Nachteil, vor allem bei lang andauernden Messungen, erwies sich bei dem ursprünglichen System, daß der dem Sendevervielfacher zugeführte Leistungspegel keinerlei Überwachung unterlag. So konnten aufgrund des thermischen Driftens der verwendeten Verstärker Leistungsschwankungen von 2-3 dB innerhalb einer Stunde beobachtet werden. Dieses Problem konnte durch Einfügen einer Amplitudenregelschleife (ALC) in den Sendezweig beseitigt werden. Dazu wird das vor dem Sendevervielfacher mit Hilfe eines Leistungsteilers abgezwigte Signal nach dessen Gleichrichtung mit einem Spannungsnorm

U_{Ref} verglichen. Die daraus abgeleitete Regelspannung wird dem externen Amplitudenmodulationseingang der Modulationsquelle zugeführt. Hiermit war es möglich, die Leistungsschwankungen unterhalb die durch den Spektrumanalysator gegebene Amplitudenauflösung von 0,4 dB zu drücken.

2.4.2 Vektorieller Netzwerkanalysator mit hoher Meßdynamik (70 -175 GHz)

Die Grundidee des hier neu aufgebauten vektoriellen Netzwerkanalysators geht auf ein von [Goy, et al., 1990] vorgeschlagenes und [1992] patentiertes Schaltungskonzept zurück. Die durch Vervielfachung erzeugte Millimeterwellenfrequenz sowie die zum Heruntermischen des Empfangssignals benötigten „Pumpsignale“ werden dabei aus zwei 8-18 GHz Oszillatoren abgeleitet. Um einen für die vektorielle Messung notwendigen Phasenbezug zwischen beiden mit YIG-Filter gesteuerten Transistoroszillatoren zu erreichen, sind beide über eine Phasenregelschleife an eine Referenzquelle phasenstarr angebunden. Wie bei dem zuvor beschriebenen skalaren Aufbau ist der erreichbare Meßumfang stark durch die Effizienz der verwendeten Vervielfacher beschränkt. Dieser wird hier mit 70-80 dB im D-Band spezifiziert.

Auch die Weiterentwicklung dieses Konzepts [Goy, Gross, 1997], bei dem als Signalquelle ein über die Versorgungsspannung phasenstabilisierter Gunn-Oszillator verwendet wird, weist eine entscheidende Schwäche auf. Zwar liefern die hier verwendeten Halbleiteroszillatoren (Gunn, IMPATT) Ausgangsleistungen von einigen 10 mW, doch ist deren elektrisch durchstimmbarer Frequenzbereich stark durch den dabei benötigten mechanischen Resonanzraum eingeschränkt. Beispielsweise beträgt dieser Frequenzbereich bei einem Gunn-Oszillator mit einer Mittenfrequenz von 144 GHz lediglich 5 GHz. Hinzu kommt, daß solche Oszillatoren auf Indium-Phosphid-Basis mit brauchbaren Ausgangsleistungen derzeit lediglich bis 150 GHz kommerziell erhältlich sind [Zimmermann, 1997]. Der damit erreichte Meßumfang von ca. 120 dB bei 140 GHz liegt im Rahmen dessen, was zur Durchführung der Wellenzahlspektroskopie gefordert ist. Der ebenfalls in [Goy, Gross, 1997] diskutierte Versuch, eine freilaufende Rückwärtswellenröhre (RWO) zu verwenden, kam wegen der damit verbundenen schlechten Frequenzauflösung nicht in Betracht.

Das Kernstück des hier neu entwickelten Netzwerkanalysators stellt die Verwendung einer über eine Phasenregelschleife an eine quarzstabile Referenz angebundene Rückwärtswellenröhre als Millimeterwellensignalquelle dar [Arnold, 1997; Braz et al., 1997 a)]. Bei diesem Röhrentyp handelt es sich um eine „klassische“ Elektronenlaufzeitröhre, bei der die erzeugte Schwingfrequenz über die Beschleunigungsspannung eingestellt werden kann. Zur Anpassung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle an die relativ niedrige Elektronengeschwindigkeit sind spezielle Verzögerungsstrukturen notwendig. Bei der zunächst für diese Arbeit verwendeten Siemens-Röhre wird dies beispielsweise über eine Reihe hintereinander angeordneter, gekoppelter, Topfresonatoren bewerkstelligt [Glass, 1980]. Aufgrund der gleichmäßigen Abstände zwischen den Kavitäten wird diese Struktur für bestimmte Frequenzen anti-resonant, was zum fast vollständigen Abbruch der Schwingung führt. Die dadurch verursachten SchwinglÖcher machten sich sehr negativ im Frequenz-

spektrum dieser Röhre bemerkbar. Deutlich bessere Ergebnisse konnten mit Hilfe einer wesentlich preiswerteren russischen Röhre der Firma Istok erreicht werden. Bei dieser Röhre wird vermutlich eine Kamm-Verzögerungsstruktur eingesetzt [Istok, 1993]. Trotz eingehender Untersuchungen konnten hier keine Schwinglöcher im gesamten Frequenzbereich von 100 bis 175 GHz festgestellt werden. Auch die Ausgangsleistung von ca. 50 mW in der Bandmitte nimmt zu den Rändern hin lediglich um 4-5 dB ab.

Abbildung 2.12 gibt das Blockschaltbild des vektoriiellen Netzwerkanalysators wieder.

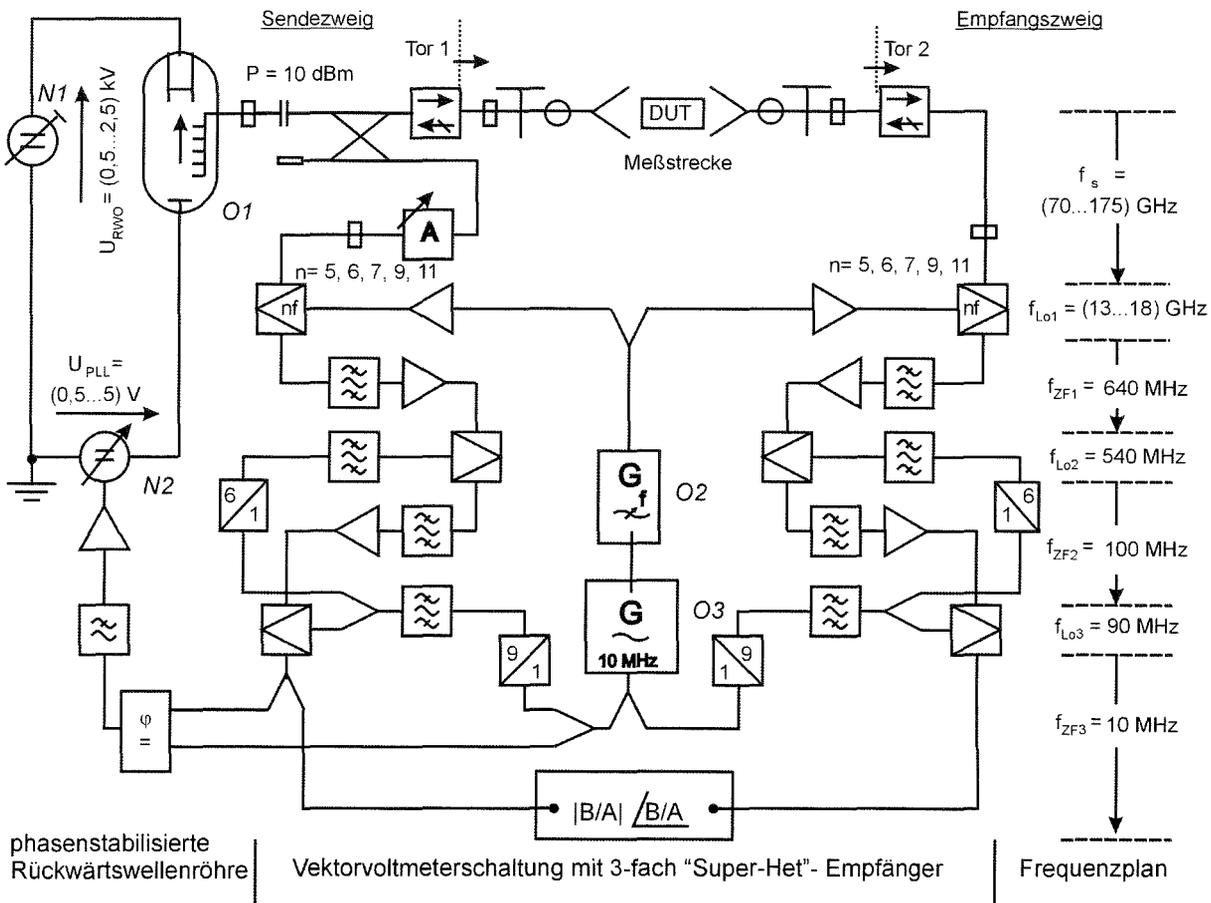


Abbildung 2.12: Blockschaltbild des vektoriiellen Netzwerkanalysators mit hoher Meßdynamik.

Dieser läßt sich grob in Querrichtung in den Sende- und den Empfangszweig und in Längsrichtung durch die in den einzelnen Stufen verwendeten Frequenzen unterteilen.

Als Signalquelle wird, wie bereits oben erwähnt, ein Rückwärtswellenoszillator O1 verwendet. Ein Teil der über einen entsprechenden Wellenleiter ausgekoppelten Millimeterwellenleistung wird über einen Richtkoppler (o. 3 dB- Teiler) nach Abschwächen der Signalamplitude einem Oberwellenmischer zugeführt. Der Hauptteil der Leistung steht so an Tor 1 als eigentliches Meßsignal zur Verfügung. Im hier dargestellten Ausführungsbeispiel wird diese nach einer Wandlung des Rechteck- auf einen Rundhohlleiterquerschnitt für quasi-optische Messungen über eine korrigierte Hornantenne als Gaußsche Grundmode abgestrahlt.

Zum Heruntersetzen des am ersten Oberwellenmischer anliegenden Sendesignals wird dieses mit einem Synthesegenerator $O2$ ($f_{O2} = 13...18$ GHz) gepumpt. Die am Lokaloszillator- (LO-) Eingang des Mixers angeschriebenen Zahlen ($n = 5, 6, 7, 9, 11$) kennzeichnen die Oberwellen, die hier zur Frequenzumsetzung verwendet wurden. Die nachfolgenden zwei Mischstufen setzen die so erhaltene 1. Zwischenfrequenz (ZF) von $f_{ZF1} = 640$ MHz nach entsprechender Filterung auf die letztlich zur Auswertung benötigte 3. Zwischenfrequenz von $f_{ZF3} = 10$ MHz um. Der Aufbau dieses (mehrstufigen) „Super-Het“-Empfängers war zur Erzeugung einer schmalen Empfängerbandbreite unabdingbar. Diese konnte, trotz relativ bescheidener Mittel, immerhin mit $\Delta f_{3dB} = 470$ Hz realisiert werden. Die weitere Reduktion dieser Bandbreite würde eine weitere Steigerung des Meßumfangs bewirken.

Zum Erreichen einer für die vektoriellen Messungen notwendigen festen Phasenbeziehung aller Signale ist es von entscheidender Wichtigkeit, daß alle zur Frequenzumsetzung durch Vervielfachung erzeugten LO-Frequenzen von einem Referenzoszillator $O3$ abgeleitet werden. Im realen Aufbau wird dabei die interne Referenzquelle des Synthesegenerators $O2$ verwendet. Durch dessen interne Frequenzaufbereitung muß sichergestellt sein, daß auch die Oszillatoren $O2$ und $O3$ phasenstarr miteinander gekoppelt sind.

Die Anbindung des eigentlich maßgebenden Millimeterwellenoszillators erfolgt über die zur Stabilisierung verwendete Phasenregelschleife (PLL) selbst. Auf deren einen Eingang wird ein Teil des auf die 3. Zwischenfrequenz umgesetzten Sendesignals gegeben. Durch Vergleich der Phasenlage mit der am zweiten Eingang anliegenden Referenzschwingung wird an dessen Ausgang eine der Phasendifferenz entsprechende Regelspannung erzeugt. Über die Zeitkonstante des sich anschließenden Tiefpaßfilters wird das Regelverhalten und somit die Frequenzstabilität maßgeblich bestimmt. Die so erzeugte Regelspannung wird über einen Verstärker einer spannungsgesteuerten Spannungsquelle $N2$ zugeführt. Da diese mit der eigentlich die Beschleunigungsspannung des RWO bestimmenden Spannungsquelle $N1$ in Serie geschaltet ist, kann über deren sehr kleinen Spannungshub eine Feinregulierung vorgenommen werden. Hierin besteht nun der eigentliche Kernpunkt für die Realisierung des extrem hohen Meßumfangs dieses Analysators.

Da die zur Erzeugung der Beschleunigungsspannung benötigten Hochspannungsnetzgeräte einen hohen Anteil an Störspannungen wie Netzbrummen und Reste ihrer eigenen Spannungsregelung aufweisen, wirken sich diese direkt auf das Spektrum des Millimeterwellenausgangssignals aus. Zur Veranschaulichung der Wirksamkeit dieser schaltungstechnischen Maßnahme sind in Abbildung 2.13 die Spektren zweier auf die 1. ZF umgesetzten Ausgangssignale einer bei 140 GHz betriebenen RWO-Röhre dargestellt.

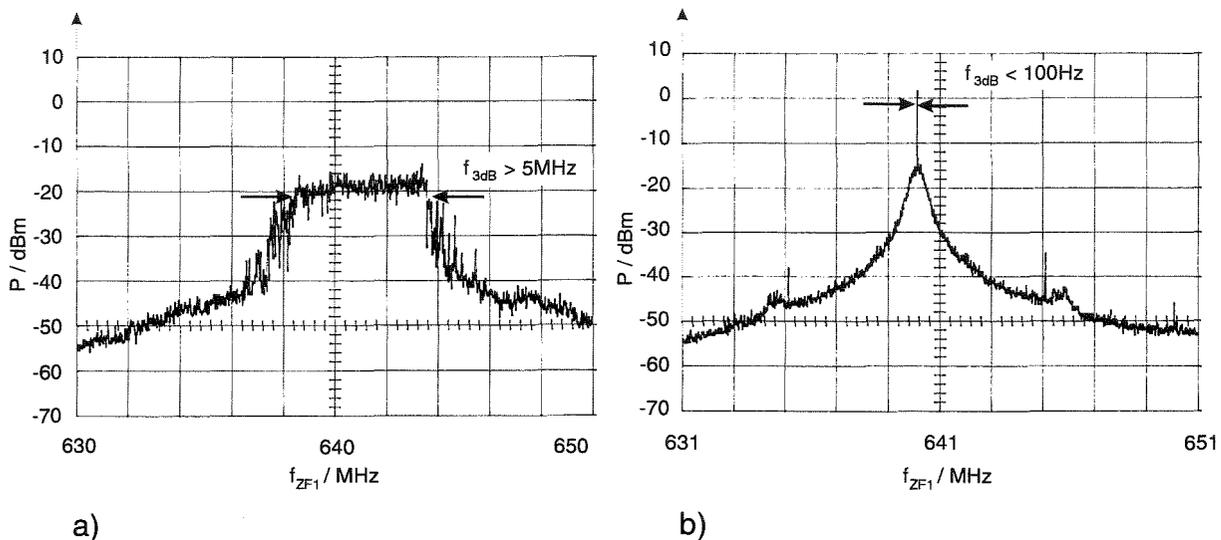


Abbildung 2.13: Frequenzspektren des: a) freilaufenden Rückwärtswellenoszillators. b) phasenstabilisierten Rückwärtswellenoszillators.

Wie man erkennt, verteilt sich die Leistung im unregelmäßigen Fall auf eine Bandbreite von mehr als 5 MHz. Um sicherzustellen, daß der Hauptteil der Leistung in der Empfangsbandbreite detektiert und zur Anzeige gebracht werden kann, müßte ein Filter entsprechender Breite verwendet werden. Da aber mit der Zunahme der Breite dieses Filters auch ein starker Anstieg des Rauschpegels verbunden ist (vgl. Gl. 2.54), wird der zur Verfügung stehende Meßumfang deutlich eingeschränkt. Die beste mit einer solchen Anordnung erzielte Dynamik lag hier bei ca. 50 dB bei 140 GHz. Selbst im Falle einer „brummfreien“ Versorgungsspannung würde ein thermisches Driften des Netzgerätes und/oder der RWO-Röhre selbst zu einem Wandern der Spektrallinie führen. Die deutliche Verbesserung nach Einschleifen der Phasenregelung ist in Abbildung 2.13 b) zu erkennen. Bei dem im gleichen Maßstab auf dem Spektrumanalysator aufgenommenen stabilisierten Spektrum mußte, um ein Verschwinden der Spektrallinie hinter der Mittelmarkierung zu verhindern, die Zentralfrequenz um 1 MHz erhöht werden. Die Breite dieser Linie selbst konnte aufgrund der selben Größenordnung wie die kleinste Empfangsbandbreite von 10 Hz des zur Messung verwendeten Spektralanalysators nur mit Mühe aufgelöst werden. Sie ist mit Sicherheit deutlich kleiner als 100 Hz.

Die Aufbereitung der Empfangsfrequenz erfolgt, wie aus Abbildung 2.12 ersichtlich, im Wesentlichen in gleicher Art und Weise. Aufgrund der deutlich niedrigeren Amplitude des Empfangssignals ergaben sich dennoch einige zu beachtende Besonderheiten. Da sowohl die letzte (3.) Zwischenfrequenz als auch das Referenzsignal auf ein und der selben Frequenz von 10 MHz gewählt wurden, machte sich das „Durchgreifen“ dieser Schwingung vor allem bei den verwendeten Vervielfacherstufen sehr störend bemerkbar. Der Versuch, vor allem die zur Erzeugung der 3. LO-Frequenz benötigten Verneunfacherstufe durch einen an die Referenz angehängten eigenen Oszillator zu ersetzen, schlug, aufgrund der nicht zu kompensierenden Regelabweichungen der dabei verwendeten PLL, fehl. Dieses Problem konnte unter Verwendung eines schmalbandigen 90 MHz Verstärkers (Isolierverstärker) beseitigt werden.

Durch hohe schmalbandige Verstärkung des Nutzsignals und nachfolgende Abschwächung konnte eine Unterdrückung der unerwünschten 10 MHz-Schwingung von mehr als 100 dB realisiert werden. Ein weiteres Problem, das Übersprechen der in Sende- und Empfangszweig gleichen Frequenzen, konnte durch einen räumlich getrennten Aufbau beider Zweige sehr gut unterdrückt werden. Im Sinne eines kompakteren Aufbaus wäre auch eine Wahl unterschiedlicher Zwischenfrequenzen denkbar, was aber einen deutlich höheren schaltungstechnischen Aufwand zur Folge hätte.

Die so in Sende- und Empfangszweig phasen- und amplitudengetreu auf eine Frequenz von 10 MHz umgesetzte Information des eigentlichen Millimeterwellensignals wird zur weiteren Auswertung einem Vektorvoltmeter zugeführt. In diesem wird das Verhältnis der Leistungen und deren relative Phasenlage bestimmt und zur weiteren Darstellung über einen Datenbus einem Rechner zugeführt.

Die Leistungsfähigkeit des vektoriellen Netzwerkanalysators ist in Abbildung 2.14 in Form des damit erreichten Meßumfangs dargestellt.

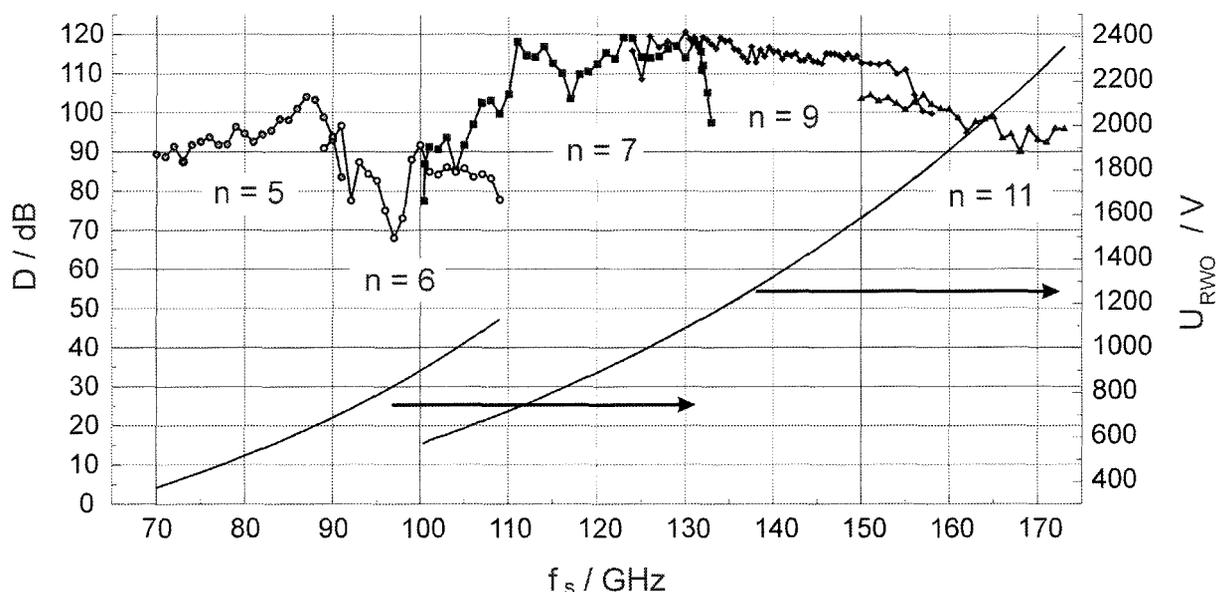


Abbildung 2.14: Darstellung des Meßumfangs D in dB des vektoriellen Millimeterwellen-Netzwerkanalysators und die benötigte RWO-Spannung U_{RWO} in Abhängigkeit von der Frequenz.

Zur Durchführung der Messung wurden zwei Typen von RWO-Röhren, eine für das W- (70-100 GHz) und eine für das D-Band (110 – 170 GHz) verwendet.

Mit Hilfe der D-Band-Röhre alleine konnte ein Frequenzbereich von 100 bis 178 GHz abgedeckt werden. Ein Wechsel der Röhre und der ersten Oberwellenmischer war nach unten hin aufgrund der Annäherung an die durch den Hohlleiterquerschnitt gegebene Cut-Off-Frequenz erforderlich. Nach oben wurde der Bereich durch das Erreichen der maximal vom Netzgerät verfügbaren Hochspannung von $U_{N1} = 2350$ V begrenzt. Damit konnte das gesamte D-, das Halbe W- und das Halbe G-Band mit einer einzigen Röhre voll elektronisch durchstimmbare abgedeckt werden.

Zur Frequenzumsetzung wurde der im Sende- und Empfangszweig verwendete Mischer nach Erreichen der obersten Frequenz des Synthesegenerators $O2$ mit der nächst höheren ungeradzahligen Oberwelle ($n = 7, 9, 11$) gepumpt. Der kleinere Meßumfang im Frequenzbereich 70-110 GHz ist auf die schlechte Konversionseffizienz der dort verwendeten Mischer zurückzuführen. Aufgrund der niedrigeren Frequenz sind hier niedrigere Konversionsverluste zu erwarten, so daß unter Verwendung speziell optimierter Mischer mit einer deutlichen Erhöhung des Meßumfangs zu rechnen ist. Dennoch liegt die hier erreichte Dynamik um 10 bis 30 dB höher als die Werte, die von kommerziell erhältlichen Analysatoren bereitgestellt werden (HP8510 bis 110 GHz, <70 dB).

3 Experimentelle Untersuchungen zur Leistungsauskopplung an Gyrotronröhren

Dieses Kapitel widmet sich der eigentlichen Anwendung der zuvor beschriebenen Niederleistungsmeßverfahren: Der Überprüfung von quasi-optischen Wandler-Systemen.

Der wesentliche Unterschied der im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Typen ist durch die jeweils verwendete Hohlleiterantenne gegeben. Um deren Funktionsweisen und die Schwierigkeiten beim Entwurf dieser Aperturantennen zu verdeutlichen, werden diese nachfolgend kurz vorgestellt.

Letztendlich entscheidend für den Erfolg oder Mißerfolg des einen oder anderen Wandler-Systems ist dessen korrekte Funktion unter Hochleistungsbedingungen im Gyrotron selbst. Das zu diesem Zweck, zur Überprüfung der Ausgangsfeldverteilung des realen Gyrotronausgangsstrahls, aufgebaute Meßverfahren wird ebenfalls kurz erläutert.

Wie im vorangegangenen Abschnitt erwähnt ist die Reinheit der zu Meßzwecken eingespeisten Kleinsignalfeldform maßgeblich für die vom Meßobjekt erreichte Effizienz verantwortlich. Aus diesem Grunde steht vor jedem Vergleich der Ergebnisse eine Analyse des jeweils verwendeten Modenerzeugers und dessen etwaige Beeinflussung durch die Meßanordnung selbst.

3.1 Funktionsprinzipien quasi-optischer Wellentypwandler

Die Grundlagen des quasi-optischen Ansatzes zur Wandlung einer TE-Hohlleitermode in eine Freiraumfeldform wurden in ihren Grundzügen bereits in Kapitel 2.2.1 dargestellt. Im Gegensatz zu der dort beschriebenen Strahleinkopplung in den Wellenleiter ist es die Aufgabe des quasi-optischen Wellentypwandlers, die als Hohlleiterfeldform vorliegende Millimeterwellenleistung möglichst verlustfrei in Form einer Gaußschen Grundmode abzustrahlen. Aufgrund der inakzeptabel hohen Koppeldämpfung einer mit Hilfe von Koppellöchern perforierten Wandsektion werden zur Abstrahlung der Hochleistungsmillimeterwellen spezielle Aperturantennen (Launcher) verwendet. Die an diese Komponente mit Hinblick auf die beim Entwurf und bei der Fertigung gestellten hohen Anforderungen waren es auch, die den Wunsch nach einer meßtechnischen Überprüfung vor dessen Einbau in das Ultrahochvakuumssystem des Gyrotrons hervorriefen.

Die nachfolgende Darstellung der Funktionsprinzipien verschiedener Aperturantennen soll lediglich einen groben Überblick über einige Entwurfmethoden wiedergeben. Für eine detaillierte theoretische Beschreibung sei an dieser Stelle auf die zitierte Literatur verwiesen.

3.1.1 Vlasov – Launcher

Bei genauerer Betrachtung des quasi-optischen Strahlverlaufs der bei einer gegebenen Gyrotronresonatorgeometrie mit einer Drehrichtung angeregten Rundhohlleitermode läßt sich zeigen, daß alle Teilstrahlen einer solchen Mode auf der Wand genau ein Mal in einem Parallelogramm P1P2P'3P'4 auftreffen [Möbius, et al., 1994; Wien, 1995]. Trennt man nun, wie in Abbildung 3.1 a) dargestellt, ein solches Parallelogramm der Seitenlänge L mit

$$L = 2\pi \cdot R \cdot \frac{\sin \Theta}{\Theta} \cdot \cot \psi_B \quad (3.1)$$

aus der Hohlleiterwand heraus, wird die gesamte Hochfrequenzleistung aus diesem „Fenster“ abgestrahlt. Da die in Abbildung 3.1 a) mit „2“ bezeichnete Kante für diese „Entwurfsmode“ lediglich zu einer zusätzlichen Gefahr von Kantenbeugung führt, wird der Wellenleiter in der Regel längs der mit „3“ bezeichneten Schnittkante abgetrennt. Dies führt zu der in Abbildung 3.1 b) dargestellten helikalen Aperturantenne.

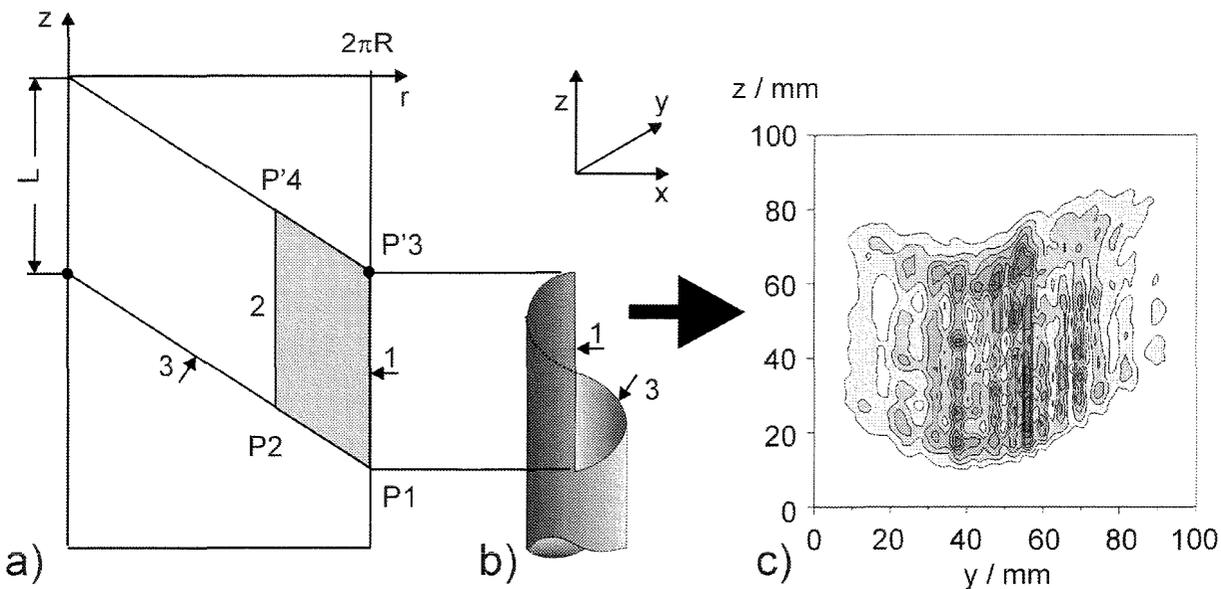


Abbildung 3.1: Aperturantenne mit helikaler Schnittkante:

- a) Abwicklung der Wellenleiterwand mit „strahlen-optischem Austrittsfenster“
- b) Räumliche Darstellung des Launchers
- c) Kleinleistungsmessung der abgestrahlten Leistungsdichteverteilung.

Nach einem ihrer Erfinder wird diese Antenne auch als Vlasov-Launcher [Vlasov, Orlova, 1974] bezeichnet. Abbildung 3.1 c) zeigt das tatsächlich von einer solchen Antenne bei einer Frequenz von 140 GHz von einer $TE_{22,6}$ -Wellenleitermode senkrecht zum „Launcher-Cut“ („1“) abgestrahlte Leistungsdichteprofil. Da sich die Meßebeine im Inneren des Röhrenkörpers befand, waren diese Messungen erst mit Hilfe des in Kapitel 3.3 beschriebenen $TE_{22,6}$ -Kleinleistungsmodynenerzeugers möglich.

Die sehr breite und komplizierte Verteilung der Hochfrequenzleistung läßt erahnen, daß eine vollständige Wandlung in eine fundamentale Gaußsche Grundmode nur mit Hilfe komplexer, phasenkorrigierender Spiegelsysteme [Michel, 1998 a)] möglich sein wird. Beschränkt man sich auf eine einfache Strahlformung mit Hilfe eines quasi-parabolischen Spiegels (vgl. Kap. 2.2.1) und einer nachfolgenden Anordnung einfacher elliptischer Spiegel, ergibt sich ein maximaler Gesamtwirkungsgrad von $\eta_{\max} \approx 80 \%$. Sehr von Vorteil bei dieser Art von Wellenleiterantenne ist die im Wesentlichen nur durch die Länge L der Schnittkante gegebenen Baulänge. Zwar konnte ein solches Wandlersystem im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden, doch wird aufgrund des dabei verwendeten fehlerhaften Spiegelsystems auf eine weitere Darstellung dieser Ergebnisse verzichtet.

3.1.2 Konverter mit Strahlformung im Wellenleiter

Zur Verbesserung der Abstrahlungseigenschaften der zuvor diskutierten helikalen Aperturan-
tenne kann eine Bündelung der Leistungsverteilung bereits im Wellenleiter vorgenommen werden. Durch geschickt in die Wellenleiterwand eingebrachte Deformationen kann man erreichen, daß die Amplitudenverteilung bereits vor deren Auskopplung über die Apertur des Wellentypwandlers sich einer Gaußverteilung annähert. Zur Veranschaulichung dieser Überlegungen ist in Abbildung 3.2 a) das strahlen-optische Modell dieses Prinzips dargestellt.

Denisov Launcher

Eine Möglichkeit, die Wandstromdichteverteilung der in einem geschlossenen Rundhohlleiter propagierenden Hochfrequenzleistung einer Gaußverteilung anzunähern, ist durch Anregung einer bestimmten Modenmischung im Wellenleiter gegeben [Denisov, et al., 1992]. Durch geschickte Wandlung eines Teils der Entwurfsmode in eine Überlagerung von im Wesentlichen je zwei Moden in azimuthaler und in longitudinaler Richtung kann erreicht werden, daß sich bei geeigneter Wahl der Amplituden der Nebenmoden eine Gaußverteilung ergibt.

Theoretisch ist mit diesem Verfahren ein Gesamtwirkungsgrad von $\eta_{\max} = 99,7 \%$ erreichbar. Abbildung 3.2 b) zeigt die an einem solchen Wellentypwandler bei einer Frequenz von 118 GHz im Niederleistungsexperiment unmittelbar nach dem Wandler gemessene Leistungsdichteverteilung. Über weitere Messungen an diesem Wandlersystem berichtet Kapitel 3.3.1. Trotz des experimentell bestätigten Wirkungsgrades von mehr als 96 % weist dieses Wandlerkonzept zwei entscheidende Nachteile auf:

Nicht jede für die Anregung im Gyrotronresonator geeignete Mode ist für eine effiziente Wandlung brauchbar. Der Grund hierfür wird deutlich, betrachtet man den in Abbildung 2.3 a) im Wellenleiterquerschnitt dargestellten Strahlverlauf. Eine bevorzugte Abstrahlung der HF-Leistung in lateraler Richtung ist nur möglich, wenn die von der Wellenleiterwand reflektierten Teilstrahlen nach einem vollständigen Umlauf in etwa wieder auf den gleichen Auftreffpunkt fallen.

Der zweite Nachteil ist durch die zur Wandlung zwischen den entsprechenden Moden zu berücksichtigenden Schwebungswellenlängen gegeben. Zum Erreichen einer Gauß-Verteilung ähnlichen „raised-cosine“-Funktion auf der strahlenden Apertur müssen auch die Phasen der gezielt angeregten „Störmoden“ übereinstimmen [Thumm, 1997 b), S. 161]. Da die hierzu notwendige Laufstrecke speziell für große Wellenleiterdurchmesser und Entwurfsmoden hoher Ordnung sehr lang wird, führt dies unter Umständen zu großen Baulängen.

Bei dem am Forschungszentrum zur Durchführung der Hochleistungsexperimente zur Verfügung stehenden supraleitenden Gyrotron-Magneten zwang vor allem dieser zweite Punkt zur Entwicklung alternativer Wandlerkonzepte (vgl. Kap. 1.1).

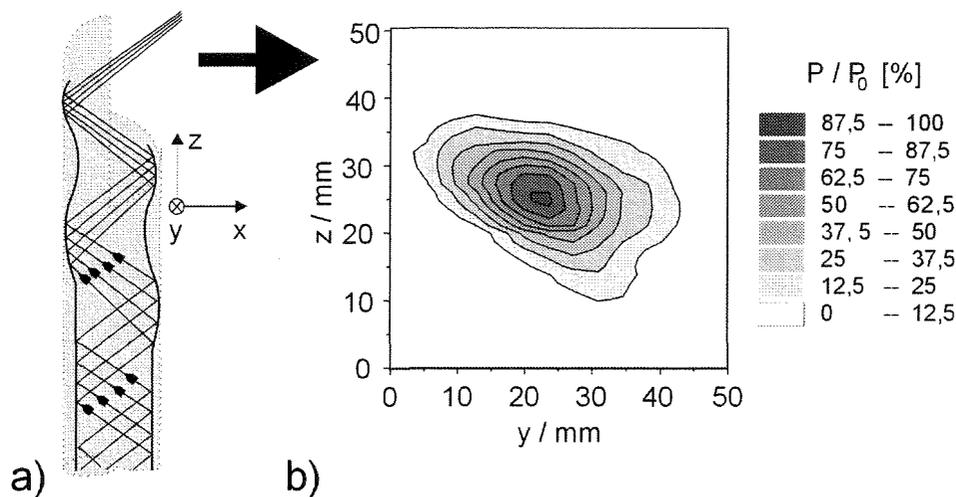


Abbildung 3.2: Formung einer beugungsarmen Aperturverteilung durch Deformation der Wellenleiterwand: a) Strahlen-optische Darstellung der Funktionsweise
b) Meßtechnisch an einem Denisov-Launcher ermittelte Ausgangsfeldverteilung.

Launcher nach dem Innenspiegelkonzept

Um eine kürzere Baulänge bei gleichzeitiger Fokussierung der Hochfrequenzleistung im Wellenleiter zu erreichen, wurde von [Möbius, Pretterebner, 1991] ein auf rein geometrisch-optischen Überlegungen basierendes Verfahren vorgeschlagen. Die Grundidee, die zur Entwicklung dieses Konzeptes führte, ist bereits in Abbildung 3.2 a) angedeutet: Da, wie zu Beginn dieses Abschnitts erläutert, die Leistungsdichte auf der Wellenleiterwand gleichverteilt ist und speziell eine bestimmte Fläche von jedem Teilstrahl genau einmal getroffen wird, liegt es nahe, diese Sektionen in Form von Innenspiegeln zu gestalten.

Die Schwierigkeiten bei der Realisierung dieses Konzeptes liegen bereits in den für den Entwurf dieses Wandlers getroffenen Annahmen begründet: Aufgrund der im Vergleich zu den Rohrabmessungen doch nicht ganz zu vernachlässigenden Wellenlänge der HF-Strahlung müssen zumindest bei der Überprüfung des Entwurfs weitere feldtheoretische Betrachtungen durchgeführt werden. Eine Möglichkeit, diese Betrachtungen mitzuverwenden, wurde von [Wien, 1995] vorgeschlagen, konnte aber bislang nicht realisiert werden. Um die Auswirkung dieser getroffenen Einschränkungen auf die Wandlungseffizienz und die eventuelle Beeinflus-

sung der Gyrotronschwingung zu erhalten, war man somit auf die am realen System durchgeführten Messungen angewiesen. Über die beobachteten Probleme berichtet Kapitel 3.3.2.

Verkürzter Denisov-Launcher

Verzichtet man bei dem zuvor beschriebenen Denisov-Prinzip auf eine vollständige Fokussierung der HF-Leistung und bricht die durch die Wanddeformationen hervorgerufene Bündelung vor dem Erreichen der kritischen Baulänge ab, erhält man einen Kompromiß zwischen der komplexen Ausgangsfeldverteilung des Vlasov-Launcher und dem des idealen Gaußschen Feldprofils.

Zur Veranschaulichung ist in Abb. 3.3 a) die mit fortschreitender Baulänge des deformierten Wellenleiters berechnete Bündelung der Wandintensitätsverteilung einer $TE_{22,6}$ -Mode bei 140 GHz dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet ist die zur Auskopplung der HF-Leistung nach 200 mm in die Wellenleiterwand eingebrachte Aperturöffnung. Abbildung 3.3 b) zeigt die tatsächlich an dieser Öffnung im Niederleistungsexperiment gemessene Feldverteilung.

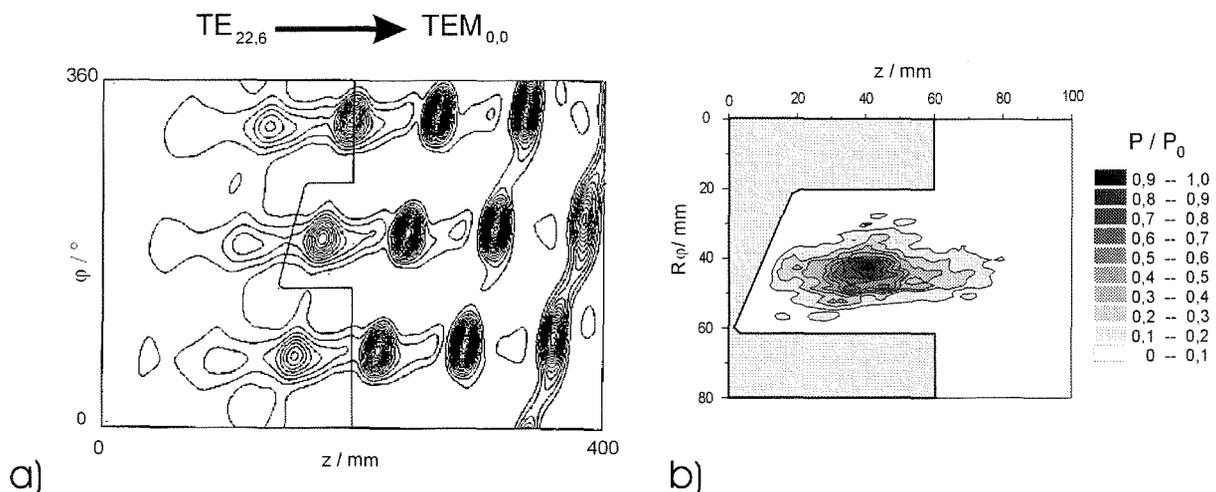


Abbildung 3.3: Bündelung der Hochfrequenzleistung in einem Wellenleiter mit Wanddeformationen
a) Theoretisch ermittelte Bündelung der Wandstromdichte in Abhängigkeit von der Baulänge
b) An der Apertur des verkürzten Denisov-Launchers gemessene Feldverteilung.

Wie zu erkennen ist, stimmt das aus der theoretischen Vorhersage bestimmte Feldbild gut mit dem tatsächlich gemessenen überein. Wie gewünscht, konnte trotz der verkürzten Baulänge bereits eine weitestgehende Fokussierung der Ausgangsleistung erreicht werden.

Um auch für die von der Entwurfsmode deutlich verschiedenen Feldverteilungen nur eine Abstrahlung in einer Vorzugsrichtung zu ermöglichen, wurde bei der Herstellung der Austrittsöffnung auf die vollständige Anfertigung einer helikalen Kontur verzichtet.

Zum Zeitpunkt der Fertigung dieses Wandlers waren die feldtheoretischen Aspekte des Abstrahlungsverhaltens noch unzureichend bekannt. Wegen der enormen Baulänge der in dieser Arbeit untersuchten Brewsterfenster (vgl. Kap. 4) war die in Kapitel 3.3.2 beschriebene Kaltvermessung bzw. Justierung der Einbaulage im Gyrotron besonders wichtig.

3.1.3 Launcher mit doppelter Strahlauskopplung

Neben der Baulänge des Launchers stellt sich bei der bislang betrachteten einfachen Strahlauskopplung, insbesondere mit zunehmender Ausgangsleistung des Gyrotronoszillators, das Problem einer zu hohen Feldstärkekonzentration im Zentrum des Gaußschen Millimeterwellenstrahls. Dies führte vor allem bei dem zur Strahlauskopplung benötigten dielektrischen Ausgangsfenster zu einer inakzeptablen hohen thermischen Belastung. Wie die sich daraus für den Dauerbetrieb ergebende Leistungsbeschränkung beseitigt werden konnte, wird in Kapitel 4.3 beschrieben. Da dieses materialtechnische Problem zum Zeitpunkt dieser Arbeit selbst noch Gegenstand ausgedehnter Untersuchungen war, bestand ein weiteres Entwicklungsziel beim quasi-optischen Wandler-System in der Reduzierung dieser Leistungsdichte.

Eine Möglichkeit, dieses Ziel zu erreichen, besteht in der Erzeugung ringförmiger oder abgeflachter Strahlprofile am Ort des Ausgangsfensters [Belousov, et al., 1993]. Eine zweite Variante, die hier näher betrachtet wurde, ist durch die Aufspaltung der Wellenleitermode in zwei separate Ausgangsstrahlen gegeben. Zur Untersuchung der Machbarkeit eines solchen „Doppel-Cut-Launchers“ wurde ein solches System in ein 1,5 MW-Gyrotron bei 140 GHz implementiert [Thumm, et al., 1996 a)]. Da sich die dabei in einem koaxialen Resonator angeregte $TE_{28,16}$ -Mode nicht zur Wandlung in eine beugungsarme Aperturbelegung eignete, wurde diese zunächst mit Hilfe eines gesonderten Hohlleiterkonverters in eine $TE_{76,2}$ -Whispering-Gallery-Mode transformiert (vgl. Kap. 2.2.4). Die nachfolgende Erzeugung einer doppelt gebündelten Leistungsdichteverteilung erfolgt mit Hilfe eines Launchers der dem Denisov-Prinzip entsprechend angepaßt ist.

Die zur Charakterisierung des Übertragungsverhaltens dieses komplexen Wandler-Systems aufgebauten Kleinleistungsmeßeinrichtungen und die damit erzielten Ergebnisse sind in Kapitel 3.3.3 dargestellt.

3.1.4 Frequenzdurchstimmbarkeit quasi-optischer Wellentypwandler

Eine weitere sehr wesentliche Aufgabe kommt dem quasi-optischen Wandler-System speziell bei der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten, stufenweisen Frequenzdurchstimmung eines Gyrotrons zu. In einem stark übermodierten Gyrotronresonator lassen sich durch Einstellen verschiedener magnetischer Flußdichten unterschiedliche Frequenzen erzeugen. Dabei werden jeweils Resonatormoden mit extrem hoher Reinheit angeregt.

Um sicherzustellen, daß die gesamte Hochfrequenzleistung durch das nachfolgende Spiegelsystem und das Ausgangsfenster ausgekoppelt wird, muß auch das Abstrahlungsverhalten der von der Entwurfsmode abweichenden Feldformen betrachtet werden. Erfreulicherweise wird die Anzahl der in Frage kommenden Moden stark durch die Geometrie des Resonators und den Anregungsprozeß eingeschränkt. Um bei den bei verschiedenen Frequenzen schwingenden Moden eine vergleichbare Ankopplung an den Elektronenstrahl zu ermöglichen, müssen diese in etwa den gleichen Kaustikradius (Gl. 2.19) besitzen. Da dieser eng mit dem Spreizwinkel (Gl. 2.20) der entsprechenden Mode verbunden ist ergeben sich für alle Moden in azimuthaler Richtung ähnliche Abstrahlungsverhältnisse. Speziell im Fall der hier betrachteten $TE_{22,6}$ -Röhre bei 140 GHz (vgl. Tab. 4.2) ergab sich ein Spreizwinkelbereich von 59° bis 63° . Demzufolge wird jeder Teilstrahl der jeweiligen Mode ziemlich genau nach drei Wandberührungen in etwa gleich abgestrahlt. Für das Abstrahlungsverhalten in axialer Richtung ergeben sich aufgrund des identischen Brillouin-Winkels von $\psi_B = 55^\circ$ der verschiedenen Moden, bei deren jeweiligen Resonanzfrequenz noch bessere Verhältnisse.

Es ist somit offensichtlich, daß zumindest ein einfacher Vlasov-Launcher hier für den mehrfrequenten Betrieb bei verschiedenen Gyrotronresonatormoden durchaus geeignet ist. Daß auch ein Denisov-Launcher oder dessen gekürzte Variante eingesetzt werden kann, wurde in [Thumm, et al., 1996 b) und 1997 b)] anhand der bei einer Frequenz von 117,8 GHz bei der $TE_{19,5}$ -Mode und bei einer Frequenz von 162,2 GHz bei der $TE_{25,7}$ -Mode auf der Wellenleiterwand berechneten Leistungsdichteverteilung nachgewiesen. Aufgrund der ähnlichen Amplitudenbelegung auf der Launcherapertur kann zunächst von einem vergleichbaren Abstrahlungsverhalten ausgegangen werden. Daß diese Annahme richtig ist zeigte sich anhand der im Hochleistungsstrahl gemessenen Feldprofile und der vergleichbar hohen Effizienz der Leistungsauskopplung bei Betrieb des Gyrotrons in den verschiedenen Moden (vgl. Kap. 4.2.3). Somit konnte die hier verwendete Vorgehensweise, das Einstimmen des Wandler-Systems lediglich für die Entwurfsmode nachträglich überprüft und bestätigt werden.

3.2 Bestimmung der Feldverteilung des Hochleistungsmillimeterwellenstrahls

Eine naheliegende Möglichkeit der Analyse der Leistungsdichteverteilung ergab sich aus der beim Durchtritt des Hochleistungsmillimeterwellenstrahls beobachteten Erwärmung des als Vakuumbarrriere benötigten Ausgangsfensters. Aufgrund der unvermeidlichen dielektrischen Verluste des dabei verwendeten Scheibenmaterials bildet sich die Leistungsverteilung des transmittierten Hochfrequenzstrahls als Temperaturverteilung ab. Unter Verwendung spezieller verlustbehafteter Materialien läßt sich dieser beim Ausgangsfenster sehr unerwünschte Effekt (vgl. Kapitel 4) zur Visualisierung des Strahlverlaufs verwenden. Dazu wird die, in ihrer Dicke mit Hinblick auf minimale Reflexionen gewählte (vgl. Kap. 4.2.1), dielektrische Platte an verschiedenen Positionen orthogonal zum Ausgangsstrahl angebracht. Die dabei erzeugten Temperaturverteilungen lassen sich nun mit Hilfe einer Thermokamera (Wellenlängenbereich: 8 – 13 μm) aufzeichnen und zur Auswertung auf einen Rechner weiterleiten (vgl. Kap. 2.1.3) [Kuznezov, Malygin, 1991; Semmler, 1994]. Abbildung 3.4 veranschaulicht den realen Meßaufbau.

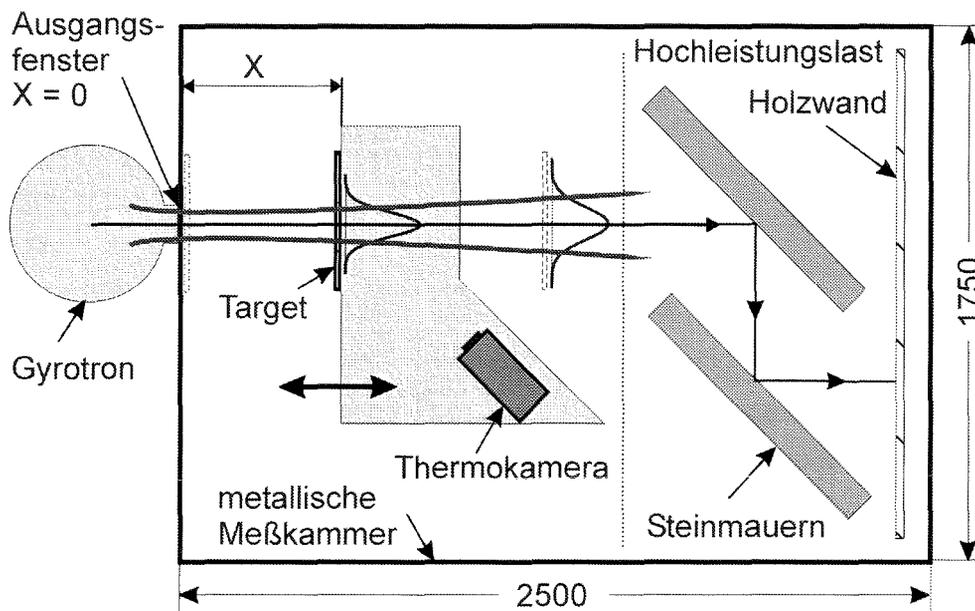


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Hochleistungsmeßkammer.

Um eine Beschädigung der Kamera durch direkte Einstrahlung von Hochfrequenzleistung zu vermindern, wurde diese unter einem bestimmten Aspektwinkel schräg zur Strahlachse angeordnet. Die daraus resultierende optische Verzerrung des als Matrix aufgezeichneten Thermobildes läßt sich mit Hilfe vektoralgebraischer Umformungen beseitigen [Wochner, 1996]. Eine wesentlich einfachere Möglichkeit, eine solche Verzerrung von vornherein zu vermeiden, ist durch eine einfache mechanische Drehung des Targets gegeben. Bei diesem zur Analyse des Strahlprofils des 118 GHz Gyrotrons verwendeten Verfahren wird das Target vor

Aufzeichnung des Temperaturprofils unmittelbar nach Durchtritt des Hochleistungs-millimeterwellenstrahls orthogonal zur „Blickrichtung“ der Kamera gedreht. Um ein Zerfließen und damit eine Verfälschung des erzeugten Temperaturprofils während der benötigten Aufnahmezeiten der Kamera zu verhindern, muß das verwendete Target-Material eine möglichst geringe Wärmeleitfähigkeit aufweisen. Auch diese Vorgabe steht im direkten Widerspruch zur Wahl eines geeigneten Fenstermaterials. Dennoch lassen sich die dort durchgeführten thermodynamischen Berechnungen auch zur Simulation schlechter Wärmeleiter verwenden (Gl. 4.41). Experimentell konnte allerdings gezeigt werden, daß dieser Effekt bei den hier als Target benutzten Materialien (Glasfaser verstärkter Kunststoff und Glas) in dem zur Aufzeichnung der Temperaturverteilung benötigten Zeitraum zu vernachlässigen war [Wochner, 1996].

3.3 Meßtechnische Untersuchungen an quasi-optischen Wellentypwandlern

3.3.1 Das $TE_{22,6}$ - 118 GHz System

In Kooperation mit der Firma Thomson Tubes Electroniques (TTE), Commissariat á l'Énergie Atomique (CEA) in Cadarache und der Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL) wurden zur Überprüfung des quasi-optischen Wandler-systems eines gemeinschaftlich entwickelten 118 GHz, 0,5 MW, 210 s, $TE_{22,6}$ -Gyrotrons umfangreiche Kalt- und Heißmessungen an dem quasi-optischen Wandler-system durchgeführt. Die Messungen der Feldverteilung im Hochleistungsstrahl wurden dabei von der Firma TTE in Paris vorgenommen und zur weiteren Analyse der Strahlparameter dort in Kooperation mit der EPFL aufgearbeitet.

Zur Erzeugung einer rotierenden $TE_{22,6}$ -Mode wurde ein an der EPFL aufgebauter Kleinleistungsmodenerzeuger für 118 GHz zur Verfügung gestellt [Alexandrov, et al., 1995].

Da dieser Modenerzeuger lediglich für einen begrenzten Zeitraum zu Beginn dieser Arbeit zur Verfügung stand, war eine detaillierte Analyse seiner Modenreinheit nicht vollständig möglich. Tatsächlich führten die dabei auftretenden Probleme erst zum Aufbau und zur Weiterentwicklung der in Kapitel 2 beschriebenen Meßverfahren.

Von Interesse ist die Darstellung der mit Hilfe dieses Modenerzeugers erzielten Ergebnisse dennoch, da hiermit das einzige im Rahmen dieser Arbeit untersuchte quasi-optische Wandler-system mit Gaußschem Ausgangsstrahl vermessen werden konnte.

Bestimmung des Modeninhalts des 118 GHz Kleinsignal- $TE_{22,6}$ -Erzeugers

Die meßtechnisch einfachste Möglichkeit, Aufschluß über die Reinheit der im Modenerzeuger generierten Feldform zu erhalten, besteht in der Analyse seines Resonanzspektrums. Abbildung 3.5 zeigt das dabei ermittelte Spektrum.

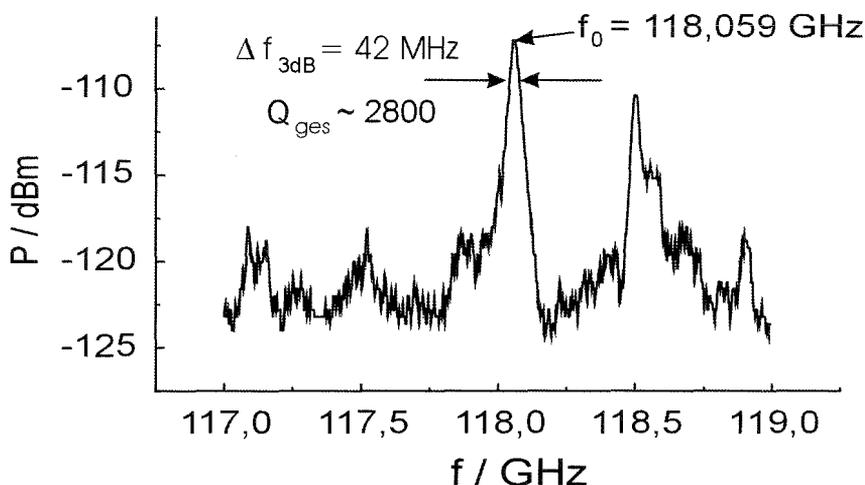


Abbildung 3.5: Resonatorspektrum des 118 GHz $TE_{22,6}$ -Modenerzeugers.

Wie man erkennt, befindet sich nahe der gewünschten Frequenz von 118 GHz eine ausgeprägte Resonanzlinie. Ein erster Hinweis, daß es sich hierbei um die Entwurfsmode handelt, ergibt sich aus der guten Übereinstimmung der beim Entwurf des Resonators verwendeten Güte $Q_{\text{ges}} = 3000$ und der meßtechnisch ermittelten Güte von $Q_{\text{ges}} \sim 2800$. Die Sicherheit, daß es sich hierbei tatsächlich um die gewünschte Mode handelte, ergab sich erst nach Abtastung der Feldverteilung am offenen Wellenleiter. Die deutlich ausgeprägten 6 radialsymmetrischen Ringe des in Abbildung 3.6 a) dargestellten Nahfeldes lassen erkennen, daß es sich bei der angeregten Feldform im Wesentlichen um eine Mode mit dem radialen Index $n = 6$ handeln muß. Die schwache Ausbildung einer Knotenstruktur entlang des ringförmigen Feldstärkemaximums läßt zunächst auf einen relativ geringen Anteil an gegensinnig umlaufendem Modenanteil schließen. In Ermangelung eines besseren Verfahrens wurde dessen Anteil aus dem Verhältnis zwischen den Maxima und Minima entlang des ersten Feldstärkemaximums zu ca. 0,3 % bestimmt (vgl. Abb. 2.2). Aus der Anzahl der 44 Knoten entlang dieser Ringes konnte auch der azimutale Index von $m = 22$ ermittelt werden.

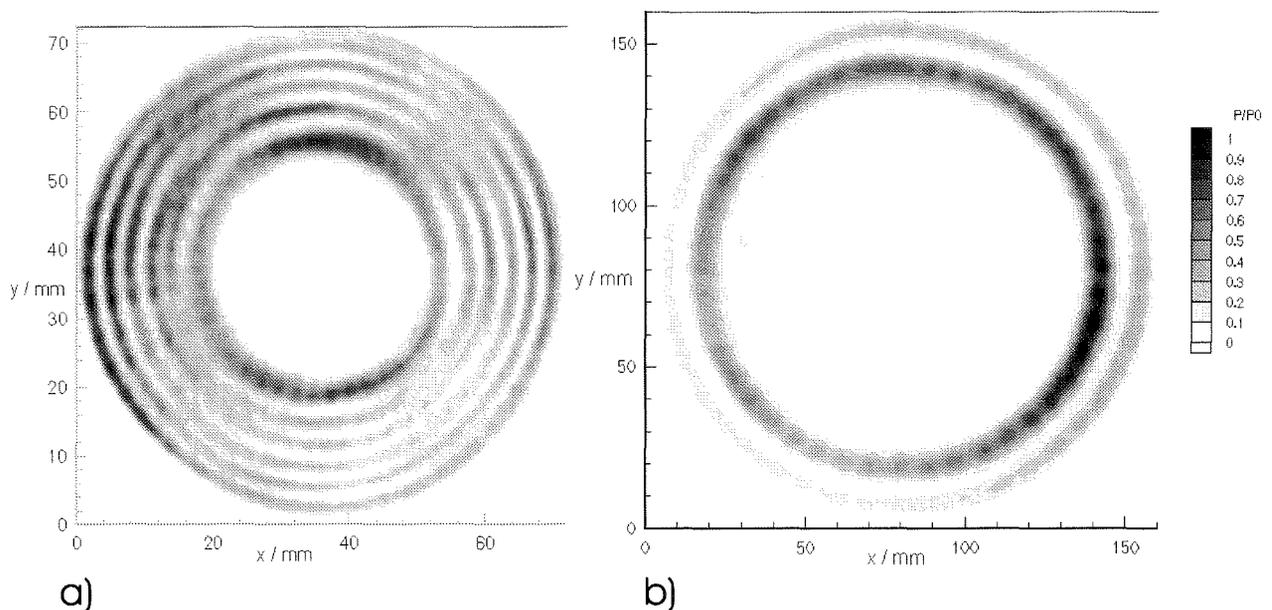


Abbildung 3.6: Feldverteilungsmessungen am 118 GHz, $TE_{22,6}$ – Modenerzeuger:

a) Nahfeld

b) Fernfeld (fokale Ebene)

Nach Transformation der Nahfeldverteilung durch eine $F = 100$ mm starke Teflonlinse konnte in deren fokaler Ebene die in Abbildung 3.6 b) dargestellte Fernfeldverteilung gemessen werden. Aus dem ausgeprägten zweiten Feldstärkemaximum in radialer Richtung wird offensichtlich, daß neben der Hauptmode $TE_{22,6}$ noch eine weitere Mode mit größerem Eigenwert mit nennenswertem Leistungsanteil in der Nahfeldverteilung enthalten sein muß. Die ebenfalls längs dieses Rings schwach zu erkennende Knotenstruktur deutet ebenfalls auf einen azimutalen Index $m = 22$ hin. Eine detaillierte Analyse des Modenspektrums konnte erst nach umfangreichen Modifikationen des Netzwerkanalysators mit Hilfe des k-Spektrometers vorgenommen werden. Da zum Zeitpunkt dieser Messungen die Stabilisierung der zur Steigerung des Meßumfangs des skalaren Netzwerkanalysators verwendeten Rückwärtswellenröhre

noch sehr unzureichend war, konnte keine vollständige Analyse vorgenommen werden. Dennoch lieferten diese ersten k-Spektrometermessungen einige hilfreiche Ergebnisse. In Abbildung 3.7 sind die beiden mit unterschiedlicher Polarisierung der Empfangsantenne ermittelten Winkelspektren des auf einen Wellenleiterdurchmesser von 70 mm aufgeweiteten 118 GHz Modenerzeugers dargestellt. Wie man erkennt, wird der größte Teil der Leistung unter dem zu einer $TE_{22,6}$ -Mode in einem 70mm Wellenleiter propagierenden Brillouin-Winkel von $\psi_B = 31,7^\circ$ abgestrahlt.

In guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Fernfeldmessung ergab sich ein zweites Maximum bei dem zu der $TE_{22,7}$ -Mode zugehörigen Winkel von $\psi_B = 34,5^\circ$. Der nach dem Wechseln von orthogonaler auf paralleler Polarisierung zu beobachtende Anstieg bei $\psi = 29^\circ$ und $\psi = 29,9^\circ$ ist auf die niedrigere Koppeldämpfung der dort vorhandenen Moden mit niedrigem radialen Index zurückzuführen. Daß diese aber keinen nennenswerten Leistungsanteil beinhalten, erkennt man am Fehlen weiterer Ringe im Inneren der linear dargestellten Fernfeldverteilung in Abbildung 3.6 b).

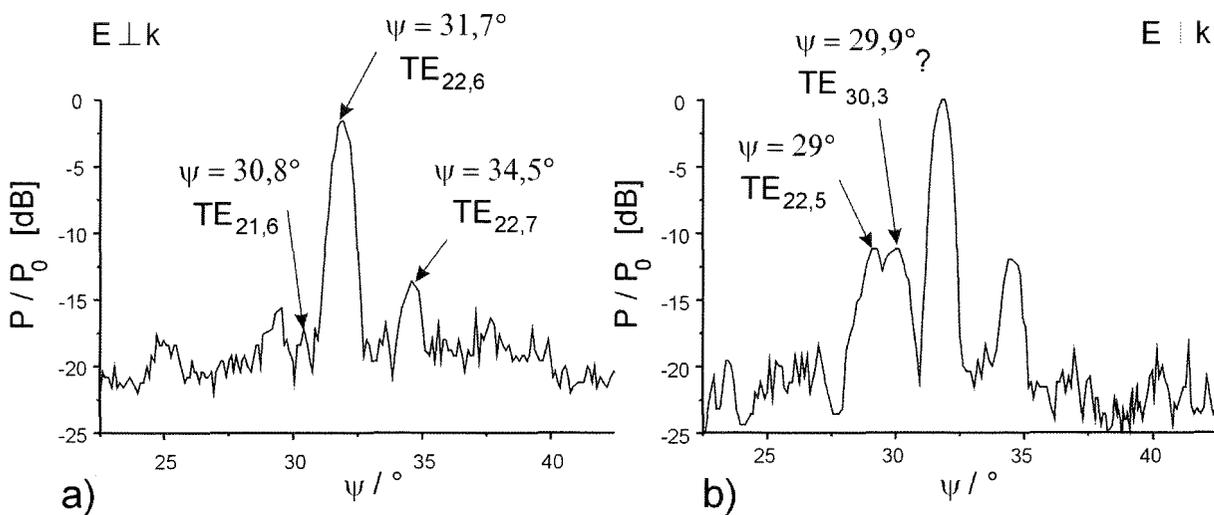


Abbildung 3.7: k-Spektren des 118 GHz, $TE_{22,6}$ -Modenerzeugers:

a) parallele Polarisierung

b) orthogonale Polarisierung

Nach Korrektur der Leistungsanteile um die für verschiedene Moden unterschiedlichen Koppeldämpfungen des k-Spektrometers ergaben sich folgende Ergebnisse:

Mode	$TE_{22,5}$	$TE_{22,6}$	$TE_{22,7}$	$TE_{21,6}$
$P_{m,n} / P_0$	3,4 %	85,6 %	8,5 %	2,5 %

Tabelle 3.1: Ergebnisse der ersten Modenreinheitsanalyse am $TE_{22,6}$ -Modenerzeuger bei 118 GHz.

Da zur Durchführung der k-Spektrometer- sowie der Feldabtastungsmessungen eine Aufweitung des Ausgangsdurchmessers des Modenerzeugers von 40 mm auf 70 mm notwendig war, wurde ein bereits vorhandener, nichtlinearer Taper verwendet. Wie später anhand detaillierter Messungen mit Hilfe des 140 GHz $TE_{22,6}$ -Modenerzeugers gezeigt werden konnte, sind

die hier mit gleichem azimutalen Index $m = 22$ festgestellten Modenanteile auf die unvollständige Rückwandlung in dieser radialsymmetrischen Wellenleiterkomponente zurückzuführen. Die bei diesem Modenerzeuger beobachtete unsymmetrische azimutale Leistungsverteilung (Schwebungserscheinungen) im Nah- und Fernfeld hingegen läßt sich nur durch die Überlagerung von Moden mit leicht verschiedenen azimutalen Indizes erklären. Das in Abbildung 3.6 b) zu erkennende Schwebungsmaxima läßt dabei auf eine Differenz der azimutalen Indizes von $\Delta m = \pm 1$ schließen. Aus dem im k-Spektrum unter einem Winkel von $\psi_b = 30,8^\circ$ beobachteten Leistungsanstieg wurde daher auf die $TE_{21,6}$ -Mode geschlossen. Aufgrund des ansonsten radialsymmetrischen Meßaufbaus muß diese Störung vom Modenerzeuger selbst herrühren. Da die Überlagerung einer Mode mit $\Delta m = 1$ bei gleichem azimutalen Index und nur geringfügigem Unterschied in den Eigenwerten zu einer „Verschmierung“ der Minima und Maxima der Hauptmode führt, ist auch der aus dem azimutalen „Stehwellenverhältnis“ längs des ersten Feldstärkemaximums ermittelte Anteil an gegenrotierendem Anteil in Frage zu stellen.

Wie zuvor erwähnt, stand dieser Modenerzeuger nur für einen begrenzten Zeitraum zur Verfügung. Wegen der zu diesem Zeitpunkt noch unzulänglichen Analysemöglichkeiten und des prinzipiell gleichen Aufbaus des $TE_{22,6}$ -Modenerzeugers bei 140 GHz sind die dort ermittelten Ergebnisse sicherlich auch auf das 118 GHz-System zu übertragen. Demzufolge läßt sich die Modenreinheit hier mit mindestens 90 % in der gewünschten $TE_{22,6}$ -Feldform extrapolieren.

Bestimmung der Strahlparameter des Gaußschen Ausgangsstrahls

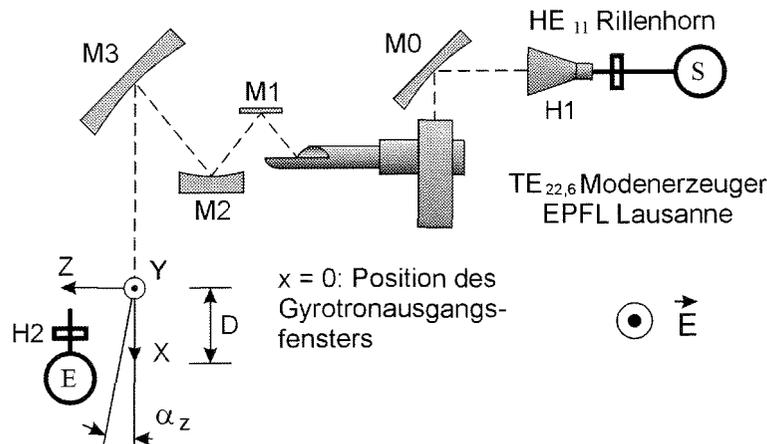


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau des Niederleistungsmeßaufbaus zur Bestimmung der Strahlparameter des $TE_{22,6}$ -Modenerzeugers bei 118 GHz.

Abbildung 3.8 zeigt den zur Bestimmung der Strahlparameter im Kleinleistungsexperiment aufgebauten Meßplatz. Der dabei verwendete Denisov-Launcher sowie das aus drei Teilen bestehende Spiegelsystem wurde in identischer Weise in das 118 GHz Gyrotron implementiert. Im Gegensatz zu der dort im Gyrotronresonator mit sehr hoher Leistung (500 kW) erzeugten $TE_{22,6}$ -Feldverteilung wurde hier zur Speisung der zuvor analysierte Modenerzeuger

verwendet. Zur Analyse der Freiraumfeldverteilung am Ausgang des quasi-optischen Wandlersystems wurden in verschiedenen Abständen von der Position des Gyrotronausgangsfensters ($x = 0$) Feldverteilungsmessungen vorgenommen. Bei den Niederleistungsmessungen erfolgte die Abtastung des Feldes wieder mit Hilfe eines als „Pick-Up“-Hornantenne verwendeten offenen D-Band-Hohlleiters. Aufgrund der im Verhältnis zur Wellenlänge sehr kleinen Aperturabmessung ergab sich in einem relativ großen Winkelbereich in Hauptempfangsrichtung eine nahezu ideale kugelförmige Richtcharakteristik. Um den Einfluß des richtungsabhängigen Antennengewinns auszuschließen sowie die Richtigkeit der Fit-Verfahren zu überprüfen, wurde zunächst das von einer korrigierten Hornantenne abgestrahlte, hinreichend gut bekannte Strahlprofil untersucht [Losert, 1996].

Aufgrund eines Fehlers bei der Berechnung der vom Launcher in der azimutalen Ebene abgestrahlten Strahltaile ergab sich bei dem zunächst verwendeten Spiegelsystem sowohl im Hoch- als auch im Niederleistungsexperiment ein stark elliptischer Strahl. Die dabei vor und nach der Korrektur mit Hilfe des $TE_{22,6}$ -Modenerzeugers erzielten Ergebnisse sind in Abbildung 3.9 dargestellt.

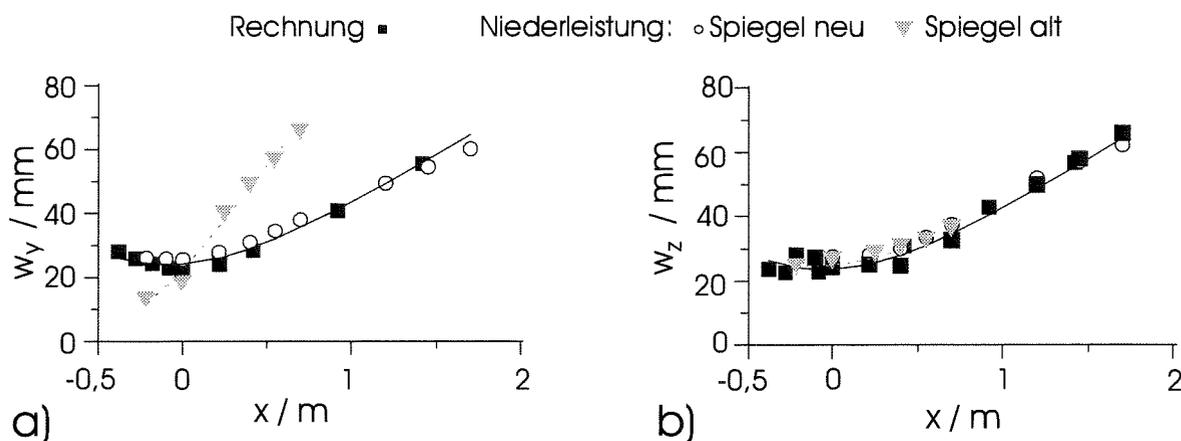


Abbildung 3.9: Im Kleinleistungsexperiment unter Verwendung des alten und neuen Spiegelsystems ermittelte Strahlverläufe sowie die am neuen System berechneten Werte in Abhängigkeit des Abstands vom Gyrotronausgangsfenster: a) xy – Ebene b) xz – Ebene.

Bei der Analyse der Meßergebnisse wurde zur Bestimmung der Strahlparameter mit Hilfe der Wirkungsgradfunktion (Gl. 2.33) das Vorhandensein eines Kippwinkels zwischen den Hauptachsen der Strahlellipse und der Gyrotronhauptachse zunächst ignoriert. Da dies speziell bei den zunächst nur im Abstand von mehr als 2 m durchgeführten Thermomessungen zu einer deutlich besseren Übereinstimmung mit den Designwerten ($w_{0y} = w_{0z} = 19$ mm) führte, wird hier auf die Darstellung dieser Ergebnisse verzichtet [Braz, et al., 1995 b)]. Einen Hinweis, daß die im Kleinleistungsexperiment ermittelten Werte den tatsächlich vorhandenen Strahl besser beschreiben, ergab sich anhand von ebenfalls durchgeführten Berechnungen.

Ausgehend von der theoretischen und niederleistungsmäßig bestätigten Amplitudenverteilung an der Position des ersten Spiegels (M1) wurde die weitere Strahlformung mit Hilfe eines auf

dem Huygenschen Prinzip beruhenden Algorithmus in verschiedenen Ebenen berechnet. Wegen der schwer zu berechnenden und zu diesem Zeitpunkt auch nicht zu messenden Phase war bei diesen Rechnungen kein nennenswerter Kippwinkel festzustellen. Dennoch deutete die gute Übereinstimmung mit den Kleinleistungsergebnissen auf eine deutlich „breitere“ Strahltaile hin. Tabelle 3.2 faßt die unter Vernachlässigung eines Kippwinkels ermittelten Ergebnisse zusammen.

Verfahren:	Niederleistung (altes Spiegelsystem)	Niederleistung (neues Spiegelsystem)	Rechnung
w_{0y} / mm	$11,6 \pm 1,5$	$25,8 \pm 0,8$	$23,3 \pm 0,5$
x_{0y} / mm	$-257,1 \pm 75$	-124 ± 25	-123 ± 25
w_{0z} / mm	$24,9 \pm 1,1$	$23,9 \pm 1,2$	$23,1 \pm 0,4$
x_{0z} / mm	$-106,4 \pm 50$	-30 ± 60	$-14,5 \pm 20$
$\eta_{\text{ges}} / \%$	94,25	94,8	98,8

Tabelle 3.2: Ohne Berücksichtigung eines Kippwinkels im Kleinleistungsexperiment und bei der Rechnung ermittelte Strahlparameter des 118 GHz TE_{22,6}-Gyrotrons.

Bereits bei der Strahlanalyse der ersten Kleinsignalmessungen ergab sich unter Verwendung eines Kippwinkels von 30° ein höherer Wirkungsgrad. Erst nachdem auch mit Hilfe eines speziell zur Korrektur orthogonaler Anpaßfehler entworfenen Spiegelsystems keine Verbesserung bei der Einkopplung des Ausgangsstrahls in einen 19 mm HE₁₁-Wellenleiter erreicht werden konnte ($\tau_{\text{ges}} < 85 \%$), wurde auch die Möglichkeit eines Astigmatismus des Strahl in Betracht gezogen. Nach Durchführung weiterer Thermomessungen, auch in kleineren Abständen vom Gyrotronausgangsfenster, und unter Verwendung komplexer Strahlrekonstruktionsverfahren [Alberti, 1998] ergaben sich folgende Ergebnisse:

Verfahren:	Niederleistung	Hochleistung
Kippwinkel	-30°	-35°
$w_{0y'} / \text{mm}$	26,3	27,3
$x_{0y'} / \text{mm}$	-138	+150
$w_{0z'} / \text{mm}$	20,9	22,6
$x_{0z'} / \text{mm}$	73,2	-100
$\eta_{\text{ges}} / \%$	95,8	--

Tabelle 3.3: Ergebnisse der Strahlanalyse des 118 GHz, TE_{22,6}-Gyrotrons unter Berücksichtigung eines astigmatischen Gaußschen Ausgangsstrahls.

Bis auf die, aufgrund der schwachen Strahldivergenz schwer genauer zu lokalisierenden Orte der Strahltaillen, bleibt festzustellen, daß eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der Hoch- und Niederleistungsmessung erzielt werden konnte.

3.3.2 Das $TE_{22,6}$ - 140 GHz System

Den Ausgangspunkt für die Entwicklung von Kleinleistungsanalyseverfahren für stark überdimensionierte Wellenleitersysteme stellte der am Forschungszentrum neu aufzubauende $TE_{22,6}$ -Modenerzeuger dar. Zwar konnte hier auf die Erfahrung, die bereits beim Aufbau des 118 GHz Systems an der EPFL gesammelt wurde, zurückgegriffen werden, doch führte die höhere Entwurfsfrequenz von 140 GHz und der Versuch, die Effizienz des Modenwandlers weiter zu steigern, zu neuen Herausforderungen.

Eine weitere Motivation für diese Arbeiten war ferner, daß dieser Modenerzeuger zur meß-technischen Überprüfung und Optimierung des quasi-optischen Wandlersystems des für die Fensterexperimente (vgl. Kapitel 4) verwendeten 140 GHz $TE_{22,6}$ -Gyrotron benötigt wurde. Aufgrund der baulichen Gegebenheiten des Gyrotronteststandes und der Abmessungen des vorhandenen Röhrenkörpers war es nicht möglich, ein mit Hinblick auf einen schwach divergenten $TEM_{0,0}$ -Ausgangsstrahl optimales Wandlersystem zu verwenden. Zusammen mit der extremen Baulänge der hier untersuchten Ausgangsfenster wurden somit hohe Anforderungen an die Kenntnis der genauen Strahlform und deren Lage gestellt.

Bestimmung des Modeninhalts des 140 GHz Kleinsignal- $TE_{22,6}$ -Erzeugers

Wie auch bei dem 118 GHz-System wurde zunächst anhand des Frequenzspektrums der koaxialen Kavität nach Resonanzen gesucht. Da bei deren Entwurf (im Gegensatz zu dem 118 GHz-System) die effektive Vergrößerung des Wellenleiterdurchmessers infolge der eingebrachten Koppellöcher nicht berücksichtigt wurde, war die Suche nach der richtigen Resonanzfrequenz zunächst sehr mühselig [Braz, et al., 1995 a); Losert, 1996]. Durch Vergleich der Frequenzabstände der einzelnen Resonanzen mit dem durch die koaxiale Geometrie gegebenen Eigenwertspektrum konnte die Resonanz bei $f = 139,67$ GHz als die gewünschte $TE_{22,6}$ -Mode identifiziert werden. Abbildung 3.10 a) zeigt das nach Optimieren der quasi-optischen Strahleinkopplung ermittelte Resonanzspektrum.

Wie zu sehen ist, konnte auch hier die beim Entwurf angestrebte Güte von $Q = 3000$ erreicht werden. Die angezeichneten Resonanzen bei 138,8 GHz und 139,1 GHz konnten nach Optimierung der Einkopplung durch Feldabtastungen ebenfalls identifiziert werden.

Da die Resonanzfrequenz um mehr als 300 MHz von der Arbeitsfrequenz des Gyrotrons abwich und somit bereits Probleme mit dem Durchlaßverhalten des Ausgangsfensters (vgl. Kap. 4.2.1) zu erwarten waren, wurde versucht, diese Frequenz anzuheben. Dies konnte unter Verwendung eines dünneren Innenleiters durch Verschiebung der Lage des Eigenwertes der $TE_{22,6}$ -Mode in der koaxialen Kavität bewerkstelligt werden. Abbildung 3.10 b) zeigt das nach Einbringen eines 0,2 mm dünneren Innenleiters erreichte Resonatorspektrum. Der Grund, aus welchem gerade die Frequenz von 139,86 GHz als die höchst Mögliche gewählt wurde, ist ebenfalls anhand der kurz oberhalb von Störmoden hervorgerufenen Resonanzen zu erkennen.

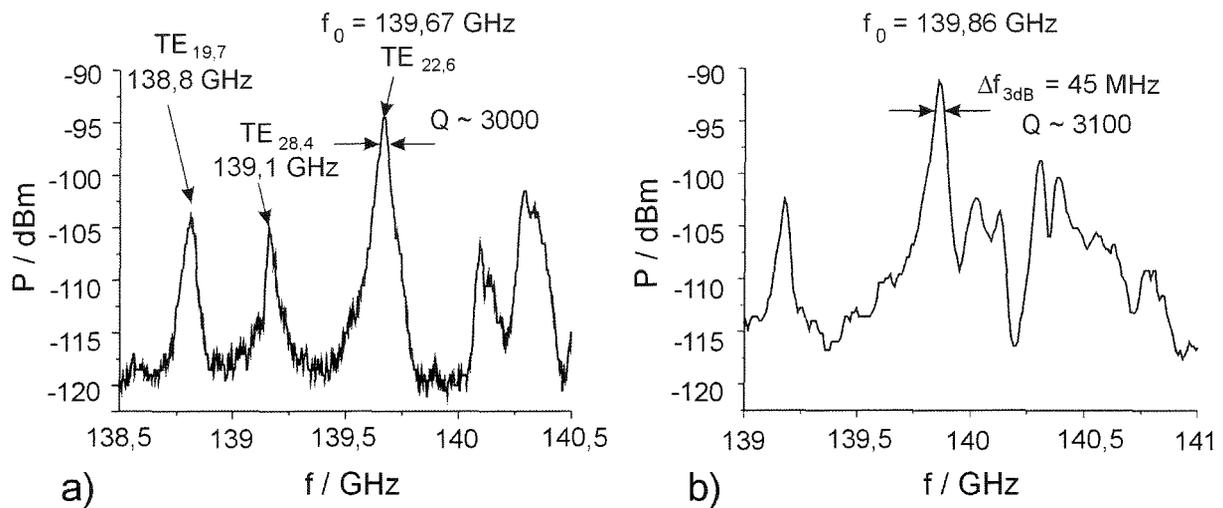


Abbildung 3.10: Optimierte Resonanzspektren des 140 GHz $TE_{22,6}$ -Modenerzeugers unter Verwendung:
 a) der Entwurfparameter b) nach Einbringen eines 0,2 mm dünneren Innenleiters.

Für eine erste qualitative Beurteilung der erreichten Modenreinheit wurden erneut Feldabtastungen im Nah- und Fernfeld (fokale Ebene) durchgeführt. Die Abbildungen 3.11 zeigen die nach Überlagerung der mit beiden Polarisationsrichtungen der Empfangsantenne ermittelten Feldbilder.

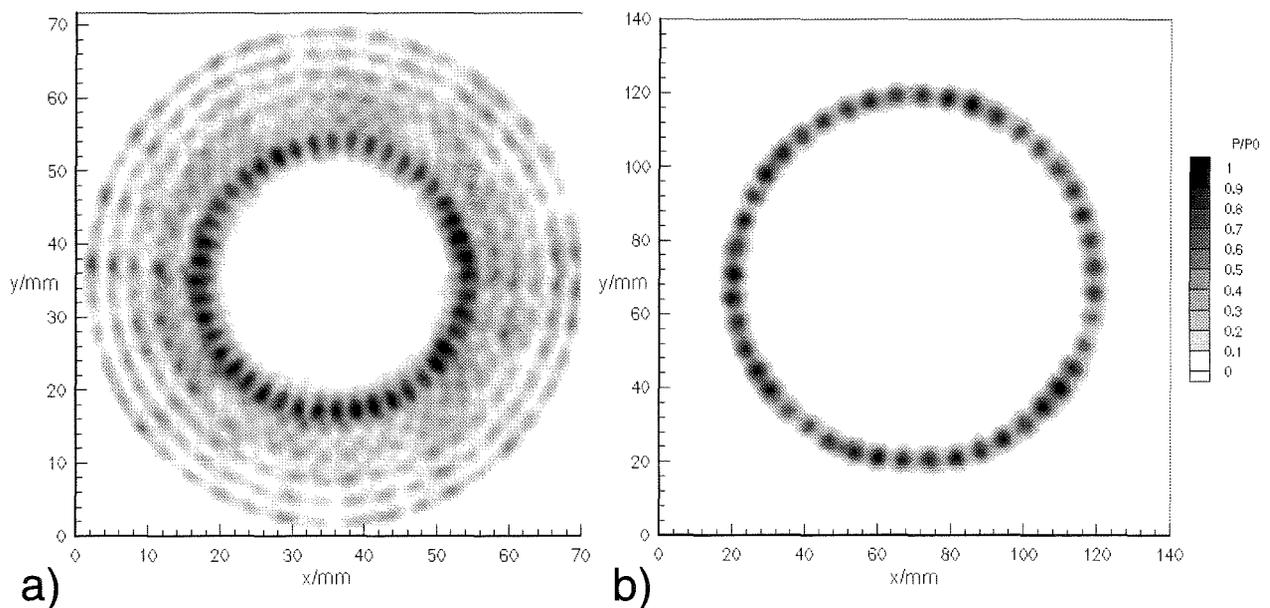


Abbildung 3.11: Feldverteilungen der strahlenden Apertur des 140 GHz- Kleinsignal $TE_{22,6}$ -
 Modenerzeugers: a) Nahfeld b) Fernfeld.

Gegenüber der entsprechenden Feldverteilungen des 118 GHz-Systems ist aus der sehr ausgeprägten Knotenstruktur ein deutlich höherer Stehanteil zu erkennen. Die wesentlich bessere azimutale Leistungsverteilung läßt hingegen auf einen geringeren Gehalt an überlagerten Moden mit kleiner Abweichung der azimutalen Indizes schließen. Da diese, wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert, zu einer vermeintlichen Verbesserung des Stehanteils führt, ist an dieser Stelle keine exakte Aussage, welcher der beiden Modenerzeuger besser ist, möglich.

Die Bestimmung des Modengehalts sowie der Anteil an gegensinnig rotierendem Feldanteil war daher erst anhand der an diesem Modenerzeuger sehr detailliert durchgeführten k-Spektromettermessungen möglich.

Zur Durchführung der Wellenzahlspektroskopie wurde der Ausgangsdurchmesser von 38 mm des Modenerzeugers auf den Wellenleiterdurchmesser des 70 mm k-Spektrometers aufgeweitet. Da hierfür ein weiterer, nicht linearer Up-Taper zur Verfügung stand, wurde zur Überprüfung des 40 ->70 mm Up-Tapers ein Vergleich der mit beiden Tapern ermittelten Winkelspektren vorgenommen. Für den Übergang von 38 auf 40 mm wurde ein 75 mm langes konisches Rundhohlleiterstück verwendet. Die Abbildungen 3.12 fassen die Ergebnisse zusammen.

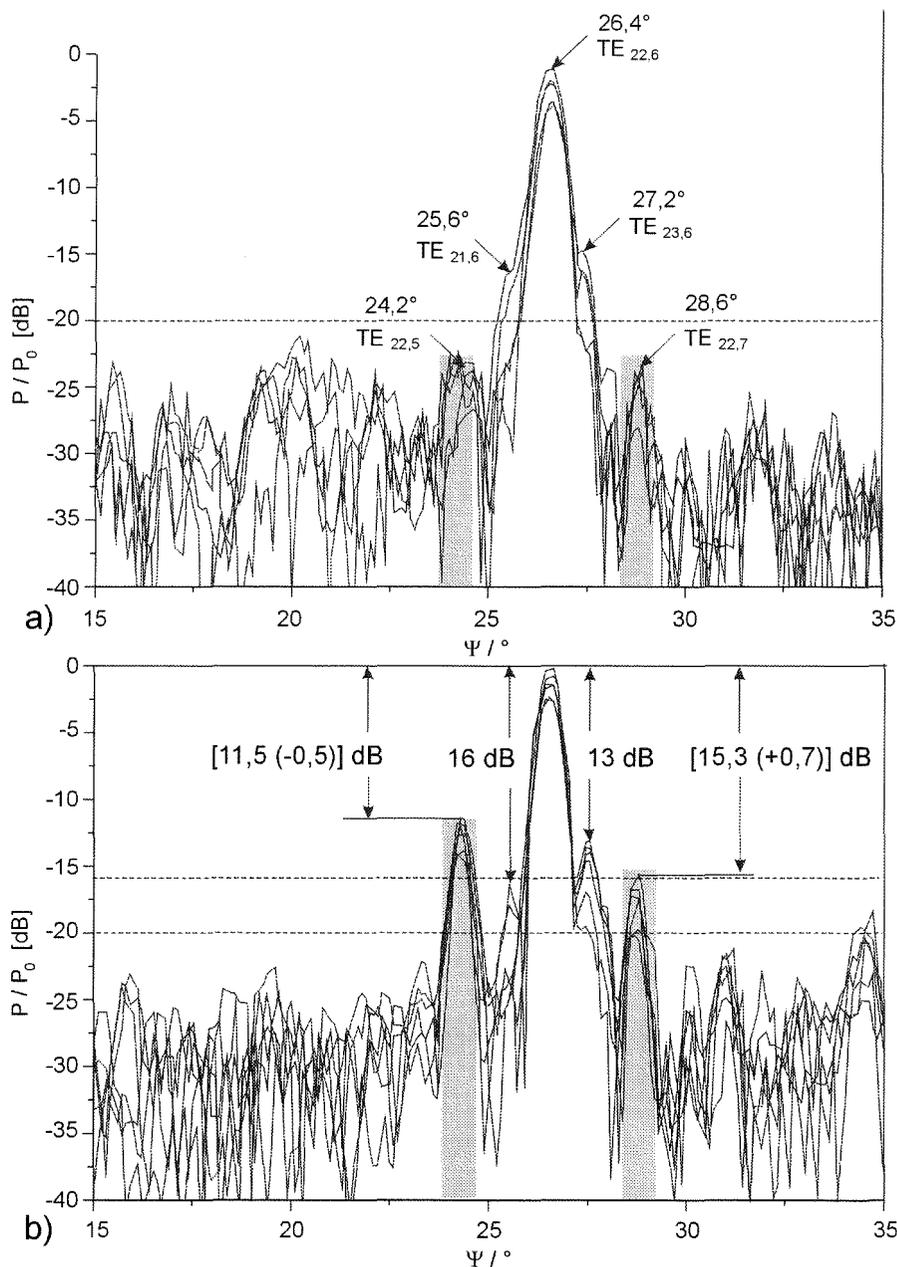


Abbildung 3.12: Mit verschiedenen festen azimuthalen Winkeln in orthogonaler Polarisation gemessene Wellenzahlspektren des 140 GHz TE_{22,6}-Modenerzeugers unter Verwendung folgender nichtlinearer Taper: a) 38 auf 70 mm b) 40 auf 70 mm.

Unter Verwendung des zweiten (40 auf 70 mm) Tapers ist ein signifikanter Anstieg der beiden nächsten radialen Nachbarn der $TE_{22,6}$ -Feldform zu beobachten. Diese Moden werden gezielt bei der nichtlinearen Querschnittserweiterung angeregt. Da diese bei korrekter Funktion jedoch nach Erreichen des Enddurchmessers wieder rückgewandelt sein sollten, konnte somit auf die schlechte Effizienz dieses Tapers geschlossen werden. Die mit beiden Tapern durchgeführten Modenreinheitsanalysen sind in Tabelle 3.4 zusammengefaßt. Eine numerische Analyse von nichtlinearen Tapern findet man in [Höchtel, 1994].

Da der „schlechtere“ Taper zur Durchführung der Modenreinheitsanalysen am 118 GHz-System verwendet wurde, können diese Modenanteile in Tabelle 3.1 vernachlässigt werden. Daß auch der zweite Taper (38 auf 70 mm) zur Anregung ungewollter Störmoden (z. B. $\psi = 20^\circ$) führt, erkennt man bei genauem Vergleich beider Winkelspektren. Welche Vielzahl von Moden (grau unterlegt) mit nur sehr geringem Leistungsanteil tatsächlich in dem betrachteten Winkelbereich vorhanden sind, erkennt man an der sich bei azimuthaler Drehung des k-Spektrometers ergebenden sprunghaften Phasenänderung in Abbildung 3.13.

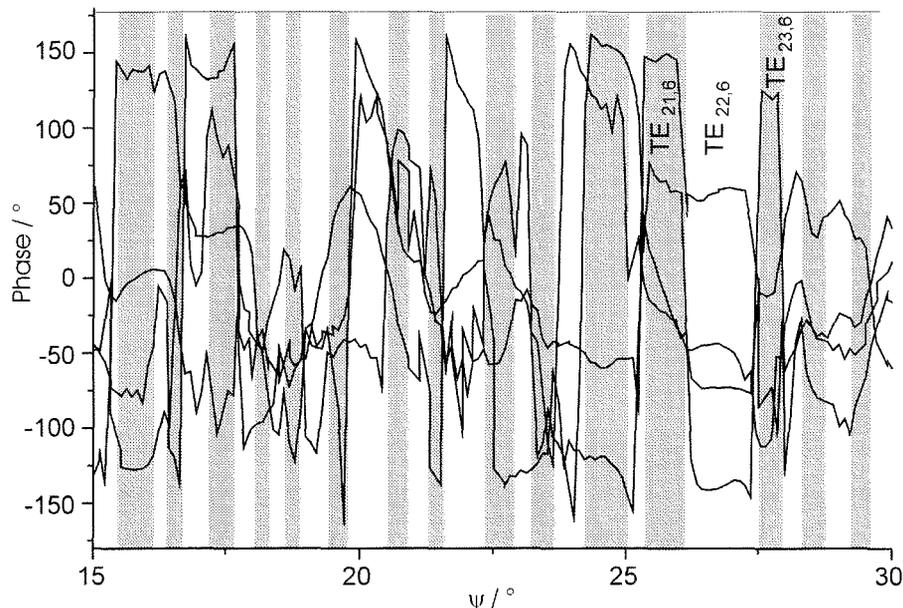


Abbildung 3.13: Darstellung der in verschiedenen azimuthalen Winkeln mit paralleler Polarisation der Empfangsantenne gemessenen Phasenbelegung des axialen Wellenzahlspektrums.

Aufgrund der großen Leistungsunterschiede wurde nachfolgend auf eine detaillierte Analyse von Moden mit einem Leistungsanteil von weniger als 1 % (20 dB) verzichtet.

Wesentlich interessanter für die Analyse des quasi-optischen Anregungsprozesses war die Bestimmung des Leistungsanteils von Moden mit nur kleinem Unterschied in deren azimuthalen Indizes. Da diese durch die von Koppellöchern hervorgerufene azimuthale Unsymmetrie erzeugt werden, sind sie maßgeblich für die erreichbare Wandlungseffizienz verantwortlich.

Da die hierfür in Frage kommenden Moden $TE_{21,6}$ und $TE_{23,6}$ im Wellenzahlspektrum dicht an der $TE_{22,6}$ liegen (siehe Abb. 3.12 a)), konnten diese erst unter Zuhilfenahme der Phaseninformation und einer rechnergesteuerten diskreten Winkelabtastung eindeutig identifiziert werden.

Ebenfalls von Vorteil bei diesen Messungen war, daß aus dem gut zu messenden Verhältnis von maximaler zu minimaler Leistung sehr präzise für jede Mode der Anteil an gegensinnig umlaufender Feldform ermittelt werden konnte. Die nachfolgende Tabelle faßt diese Ergebnisse abschließend zusammen:

Mode	Winkel	$(P_{-m,n}+P_{+m,n})/P_{ges}$	$P_{+m,n} / P_{-m,n}$	$P_{-m,n} / P_{ges}$
TE _{22,5}	24,2°	-- (6,8 %)	(2 %)	
TE _{21,6}	25,6°	2,3 % (2,1 %)	20 %	
TE _{22,6}	26,4°	93 % (84,8 %)	2 %	91,2 % (83,1 %)
TE _{23,6}	27,2°	4,7 % (4,2 %)	6,2 %	
TE _{22,7}	28,6°	-- (2,1 %)	(2 %)	

Tabelle 3.4: Modenreinheitsanalyse des Kleinleistungs- TE_{22,6}-Modenerzeugers bei 140 GHz.

Diese Ergebnisse bestätigen auch die Vermutung, daß die von den Koppellöchern hervorgerufene Unsymmetrie des Wellenleiters zur Anregung von azimuthalen Störmoden führt. Um dies zu vermeiden, wäre die Anfertigung einer Kavität mit Koppellöchern längs des gesamten Umfangs denkbar. Da hierdurch jedoch auch die Güte des Resonators wahrscheinlich abgesenkt würde, ergäben sich weitere Probleme bei der Selektion der gewünschten Mode in der koaxialen Kavität. Angesichts des geringen Leistungsanteils der azimuthalen Störmoden stellt sich die Frage nach dem Nutzen eines solchen wesentlich aufwendigeren Entwurfes.

Vergleichsmessungen an verschiedenen Wellentypwandlern

In-Waveguide-Mirror Konverter

Als erste Anwendung des zuvor beschriebenen Kleinleistungs-TE_{22,6}-Modenerzeugers wurden umfangreiche Messungen an dem neu entwickelten In-Waveguide-Mirror Launcher durchgeführt [Losert, 1996]. Da, wie zu Beginn dieses Kapitels bereits erwähnt, die theoretische Modellierung dieses Wandlerkonzepts nur unzureichend bekannt war, bestand in diesen Messungen die einzige Möglichkeit, das Abstrahlungsverhalten vor dem Einbau in das Ultrahochvakuumsystem des Gyrotrons zu charakterisieren.

Ein grundlegendes Problem beim Entwurf dieses Wellentypwandlers, die nicht separat zu betrachtende Fokussierung in axialer und azimuthaler Richtung, konnte nach Durchführung der ersten Kaltmessungen entdeckt werden. Wie aus der in Abbildung 3.14 a) dargestellten Messung der azimuthalen Abstrahlungscharakteristik ersichtlich, wird nur ein Teil der Leistung unter dem berechneten Winkel von $\varphi = 12^\circ$ abgestrahlt. Dies konnte nach Einbau des vollständigen Wandlersystems in das Gyrotron durch Vermessung der Strahlprofile in verschiedenen Abständen bestätigt werden. Abbildungen 3.14 b) und c) zeigen die in einem Abstand $x = 300$ mm vom Ausgangsfenster mit Hilfe der Thermokamera im Hochleistungsstrahl ($P_{aus} > 0,5$ MW) sowie die im Niederleistungsexperiment ($P_{aus} < 1 \mu\text{W}$) mit Hilfe des skalaren Netzwerkanalysators ermittelten Leistungsverteilungen.

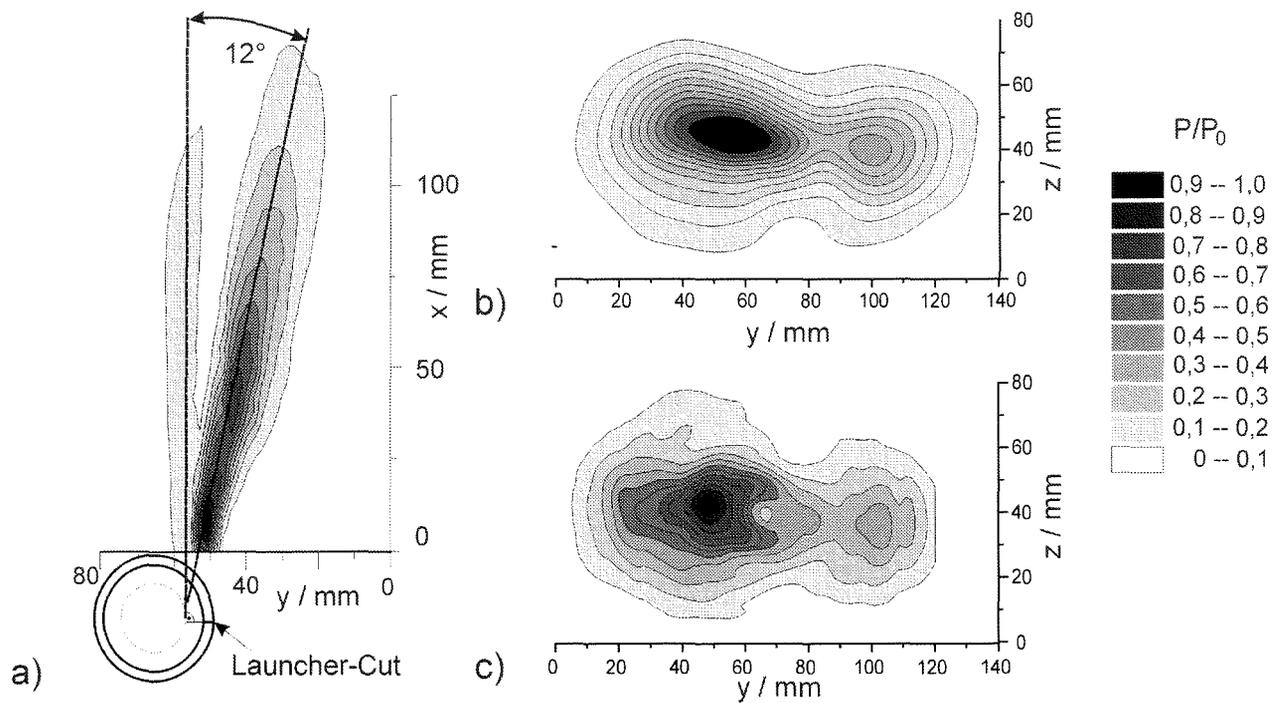


Abbildung 3.14: Feldverteilungsmessungen am In-Waveguide-Mirror-Konvertersystem:

- a) Niederleistungsmessung des azimuthalen Abstrahlungsprofils
- b) Hochleistungsmessung des Strahlprofils $x = 300$ mm nach dem Gyrotronausgangsfenster
- c) Niederleistungsmessung des Strahlprofils $x = 300$ mm nach dem Gyrotronausgangsfenster.

Beide Messungen lassen eindeutig die erwartete Zweiteilung des Ausgangsstrahls erkennen. Auch beim Vergleich der Gesamtkontur des Strahlprofils kann angesichts der sehr verschiedenen Meßverfahren von einer guten Übereinstimmung gesprochen werden. Die in der Niederleistungsmessung zu beobachtenden Verwaschungen des Profils lassen sich zum Teil auf die am Ausgang des Kleinleistungsmodenerzeugers enthaltenen Störmoden zurückführen. Ferner ist durch die kleine Apertur des zur Feldabtastung verwendeten D-Band-Hohlleiters eine wesentlich feinere Auflösung der Verteilung gegeben.

Eine Fragestellung, die nicht aus diesen Feldverteilungsmessungen geklärt werden konnte, war, aus welchem Grunde die unter Verwendung des Vlasov-Konverters ermittelte maximale Ausgangsleistung von $P_{\text{aus}} = 940$ kW nach Einbau des In-Waveguide-Mirror-Launchers bei vergleichbaren Gyrotronbetriebsparametern lediglich 580 kW betrug. Eine mögliche Begründung hierfür lieferten Rechnungen, die mit Hilfe eines Multi-Moden-Programms [Kern, 1997] unter Berücksichtigung eines kleinen, entgegengesetzt umlaufenden Anteils der Entwurfsmode durchgeführt wurden. Dabei konnte gezeigt werden, daß trotz der Anregung der richtig drehenden Resonatormode im Gyrotron bereits das Vorhandensein einer kleinen Reflexionsstelle für die gegenrotierende Mode zu der oben beschriebenen Leistungsabsenkung führt. Da beim Entwurf und bei der Fertigung der Innenspiegel lediglich eine Verrundung der Spiegelkanten für die richtig drehende Mode berücksichtigt wurde, war dies ein naheliegender Gedanke. Zur meßtechnischen Verifikation dieser Vermutung wurde eine Reihe von Reflexionsmessungen mit Hilfe des Wellenzahlspektrometers (vgl. Kap. 2.3.3) durchgeführt.

Bei Speisung der Meßanordnung mit der in Bezug auf die helikale Schnittkante richtig drehenden $TE_{22,6}$ -Mode konnte bei keinem der hier betrachteten Wellentypwandler eine nennenswerte Reflexion (>20 dBc) festgestellt werden. Zur Erzeugung der gegensinnig rotierenden $TE_{22,6}$ -Feldform wurde der Modenerzeuger spiegelsymmetrisch aufgebaut. Bei den damit durchgeführten Messungen konnte ein eindeutiger Anstieg des reflektierten Leistungsanteils nach Anbringen des In-Waveguide-Mirror-Launchers beobachtet werden. Aus dem Verhältnis der Amplituden der vor- und rücklaufenden Feldform konnte auf einen Leistungsanteil von 1 – 3 % geschlossen werden.

Eine genauere Aussage sowie die Bestimmung des von den anderen Wellentypwandlern reflektierten Leistungsanteils gestaltet sich aus folgenden Gründen schwierig:

1. Wie bei der zuvor beschriebenen Analyse des Modenspektrums des Modenerzeugers ergab sich auch in Rückwärtsrichtung ein Grundrauschen bei ca. -30 dBc. Zwar lag dieses somit um 5 dB tiefer als das in Vorwärtsrichtung, doch konnte auch ohne das Vorhandensein eines Abschlusses am Ende des k-Spektrometers ein Anstieg der Reflexion festgestellt werden. Die Schwankungen von 1-2 dB um den Wert von ca. -24 dB nach Anbringen der Meßobjekte sind somit schwer dem Reflektionsverhalten der Wellentypwandler zuzuordnen. Aus der numerischen Analyse des Rückstreuverhaltens [Wien, 1995] von verschiedenen Launchertypen ist deren minimale Rückflußdämpfung erst bei mehr als 30 dBc zu erwarten. Der Grund für diesen Anstieg mußte somit am Wellenzahlspektrometer selbst liegen. Dies konnte bei Speisung mit einer in seiner Ordnung wesentlich höheren $TE_{76,2}$ -Mode recht eindrucksvoll bestätigt werden.
2. Da die Meßstrecke zur einen Seite durch die „Cut-Off“-Sektion des Modenerzeugers für Moden mit Ordnungszahlen größer als die der $TE_{22,6}$ -Mode mit einem Kurzschluß abgeschlossen ist, ergibt sich durch Anbringen eines reflektierenden Meßobjekts (bzw. das k-Spektrometer selbst) eine stark übermodierte Resonatoranordnung. Eine mathematische Beschreibung einer solchen Anordnung ist aufgrund der unvollständigen Charakterisierung des mehrmodigen Streuverhaltens der verwendeten Komponenten (vgl. Analyse der Taper) nur sehr schwer möglich. Aus diesem Grunde wurde auf eine weitere Deutung der sehr wahrscheinlich durch Resonanzüberhöhungen der hin- und her- laufenden/gewandelten Wellen im Rückwärtsspektrum beobachteten Leistungsspitzen verzichtet.

Verkürzter Denisov-Konverter

Aufgrund der starken Beeinflussung des Schwingverhaltens des Gyrotrons durch den In-Waveguide-Mirror-Launcher und der unzureichenden Leistungsbündelung des Vlasov-Launchers wurde zur lateralen Auskopplung der Hochfrequenzleistung schließlich ein verkürzter Denisov-Typ eingesetzt. Die erste Aperturantenne wurde durch Kürzen eines für Kleinleistungsmessungen mit einer Baulänge von 350 mm angefertigten vollständigen Denisov-Launchers auf 200 mm hergestellt. Die theoretisch zu erwartende sowie die tatsächlich an der Apertur gemessene Leistungsverteilung wurde bereits in Abbildung 3.3 dargestellt.

Bei eingehender Untersuchung des Abstrahlungsverhaltens dieses Launchers konnte festgestellt werden, daß die Richtcharakteristik in der azimuthalen Ebene eine um 27° verdrehte Vorzugsrichtung gegenüber jener der vollständig ausgebildeten Denisov-Antenne aufweist. Dieser, im Anschluß an diese Messungen auch theoretisch verifizierte Sachverhalt, ist in Abbildung 3.15 anhand der strahlen-optischen Betrachtung schematisch veranschaulicht.

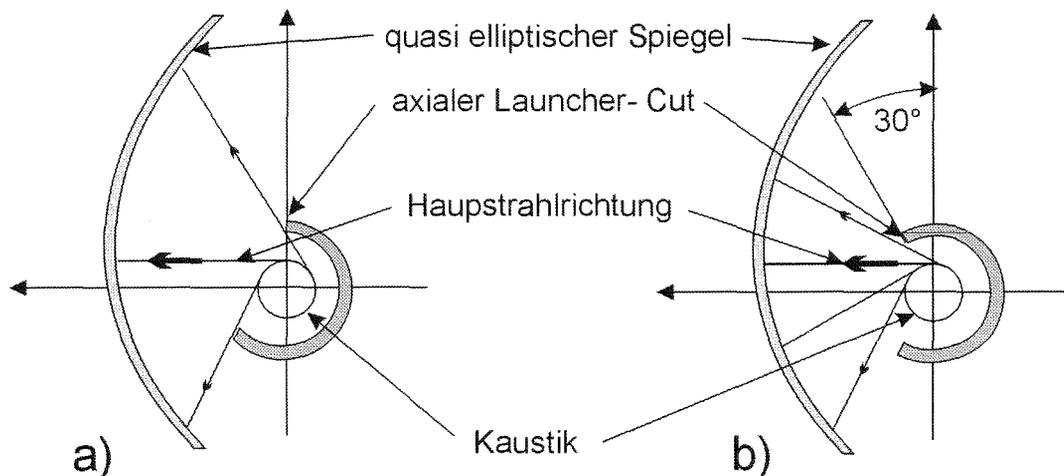


Abbildung 3.15: Strahlen-optische Darstellung des azimuthalen Abstrahlungsverhaltens des:

a) Denisov-Konverters

b) gekürzten Denisov-Konverters.

Um sicherzustellen, daß zumindest der direkt von der Kaustik abgestrahlte Leistungsanteil auf kürzestem Wege auf den quasi-parabolischen Spiegel gelangte, wurde der Wellentypwandler, wie in Abb. 3.15 b) dargestellt, um 30° gedreht.

Da dieses Wandlersystem zur Untersuchung des in Kapitel 4.2.2. beschriebenen Brewsterfensters eingesetzt wurde, bestand seine Hauptaufgabe darin, die erzeugte HF-Leistung durch diese Fensteranordnung hindurchzuführen. Aufgrund der großen Baulänge von 320 mm bei einem Quarzglas- und 430 mm bei einem Silizium-Nitrid-Fenster gestalteten sich diese Arbeiten recht schwierig. Das Hauptproblem bestand darin, den stark divergenten Strahl durch die im ersten Fall auf 85 mm und im zweiten auf 100 mm beschränkte freie Fensterapertur hindurchzuführen. Die Abbildungen 3.16 fassen die zur abschließenden Überprüfung der Strahlzuge am Quarzglas-Brewsterfenster durchgeführten Messungen zusammen.

Wie man aus den Abbildungen 3.16 a) und b) erkennt, ergab sich auch hier eine gute Übereinstimmung des im Hoch- und Niederleistungsexperiment ermittelten Strahlprofils. Abbildung 3.16 c) zeigt die direkt auf der Quarzglasscheibe des Brewsterfensters gemessene Leistungsdichteverteilung. Aufgrund der schräg zur Strahlrichtung angeordneten Fensterscheibe ergab sich eine deutliche Verbreiterung des Leistungsdichteprofiles. Mit Hinblick auf eine möglichst gleichmäßige thermische Belastung des Scheibenmaterials war die starke azimutale Fokussierung sehr von Vorteil. Welche Bedeutung die genaue Einjustierung der Strahlage für die in Kapitel 4.2.3 beschriebene Hochleistungsmessungen bei der stufenweisen Frequenzdurchstimmung des $TE_{22,6}$ -Gyrotrons hatte, konnte nach Umbauarbeiten am Konvertersystem festgestellt werden. Nach Kippen des zur Strahlauskopplung verwendeten zweiten Spiegels um lediglich 1° führte der am Kalorimeteranschlußflansch nach ca. 300 mm streifende Hochleistungsmillimeterwellenstrahl bereits bei einer Ausgangsleistung von „nur“ 750 kW zu Spannungsüberschlägen am Fensterausgangsflansch.

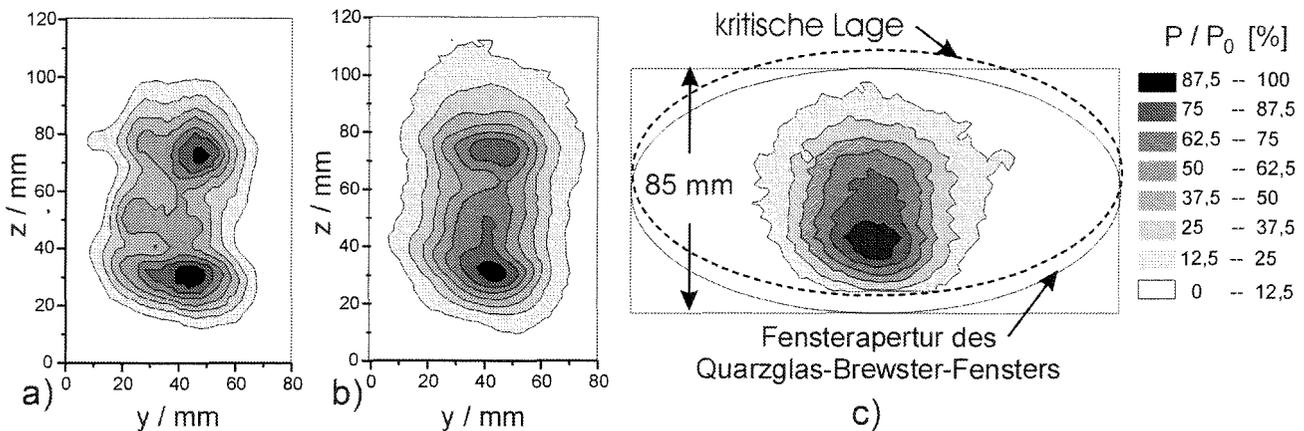


Abbildung 3.16: Feldprofilmessungen des zur Strahlauskopplung im $TE_{22,6}$ -Gyrotron mit Quarzglas-Brewsterfenster verwendeten quasi-optischen Wellentypwandlersystem:
a) Kleinleistungsmessung $x = 300$ mm nach dem Gyrotronfensteranschlußflansch
b) Hochleistungsmessung $x = 300$ mm nach dem Gyrotronfensteranschlußflansch
c) Temperaturprofil auf der Quarzglas Brewsterfensterscheibe.

Ähnlich kritisch gestaltete sich die Leistungsauskopplung unter Verwendung des Silizium-Nitrid-Brewsterfensters. Trotz der größeren Fensteröffnung von 100 mm kam auch hier, wie aus den Abbildungen 3.17 ersichtlich, der Ausgangsstrahl bedenklich nahe an das Fenstergehäuse heran.

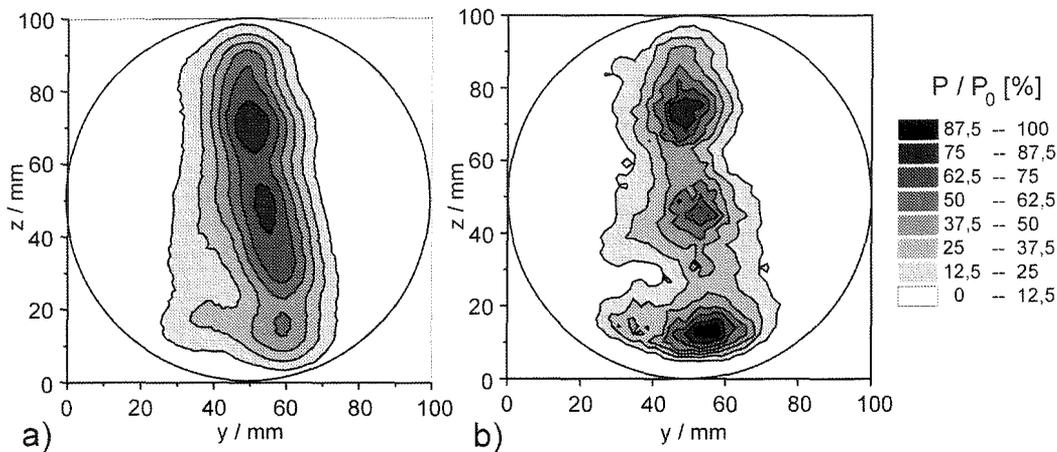


Abbildung 3.17: Feldverteilungsmessungen an der Austrittsöffnung des Si₃N₄-Brewsterfensters:

a) Thermomessung bei 1 MW Leistung im Gyrotronausgangsstrahl

b) Kleinleistungsmessung mit Hilfe des TE_{22,6}-Modenerzeugers bei ca. 10 µW.

Eine über diesen qualitativen Vergleich hinausgehende Beurteilung der mit beiden Verfahren ermittelten Feldverteilungen erschien nicht sinnvoll, da das zunächst von diesen Messungen erwartete Ziel, die Optimierung der Leistungsauskopplung aus dem Gyrotron erreicht war. Die wesentlichen Informationen über die Strahlausdehnung und Lage standen somit für eine gute Justierung des Spiegelsystems zur Verfügung, was durch die damit erst erreichten sehr hohen Ausgangsleistungen $P_{\text{aus}} > 1,5 \text{ MW}$ bestätigt wird.

Da aber, dank der detaillierten Kenntnisse über die im Modenerzeuger mitangeregten Störmoden im Prinzip deren Einfluß auf die Feldverteilung berechnet werden kann, würde eine nachträgliche Korrektur sicherlich zu einer weiteren Verbesserung dieser Übereinstimmung führen. Ein weiterer sehr wichtiger Punkt für diese Strahlrekonstruktion stellt die Phaseninformation dar. Da der dazu benötigte vektorielle Netzwerkanalysator erst gegen Ende dieser Arbeit mit der dazu nötigen Phasenstabilität aufgebaut werden konnte und diese Informationen erst in die existierenden Berechnungsprogramme implementiert werden mußten, wird hier auf eine weitere Darstellung verzichtet.

3.3.3 Das $TE_{28,16}$ - 140 GHz System mit doppelter Strahlauskopplung

Um die Funktion des real im Gyrotronoszillator mit koaxialem Resonator eingebauten quasi-optischen Wandlersystems in identischer Art und Weise durchführen zu können, wäre die Einspeisung einer rotierenden $TE_{28,16}$ -Mode notwendig. Da diese Feldform aus den in Kapitel 2.2.2 beschriebenen Gründen nicht für eine effiziente Anregung mit Hilfe eines quasi-optischen Modenerzeugers geeignet ist, wurde wie bei der Strahlauskopplung im Gyrotron auf die $TE_{+76,2}$ -Mode zurückgegriffen [Braz, et al., 1996 und 1997 a)];

Die Möglichkeit, diese beiden Feldformen sehr effizient mit Hilfe eines $\Delta m = 104$ Schlitzwandlers ineinander zu wandeln, wurde bereits in Kapitel 2.2.4 diskutiert. Da dieser Wandlungsprozeß umkehrbar ist, wurde der Schlitzwandler zu dessen Überprüfung, entgegengesetzt der Verwendung im Gyrotron, auf einer Seite mit der $TE_{+76,2}$ -Mode gespeist. Aus der Analyse des Modeninhaltes, der dadurch am anderen Ende im Wesentlichen als $TE_{28,16}$ -Mode auslaufenden Hohlleiterfeldformen, kann auf die Effizienz dieses Wandlungsprozesses geschlossen werden.

Die notwendige Überprüfung des Kleinsignal- $TE_{+76,2}$ -Modenerzeugers wurde daher in gleicher Weise unter Verwendung des Schlitzwandlers auf die Analyse der $TE_{28,16}$ -Mode ausgedehnt.

Die ordnungsgemäße Funktion des $TE_{+76,2}$ -„Doppel-Cut -Launchers“ erfolgte im Anschluß durch direkte Einspeisung mit Hilfe des $TE_{+76,2}$ -Erzeugers.

Bestimmung des Modeninhalts des 140 GHz Kleinsignal- $TE_{+76,2} / TE_{28,16}$ -Erzeugers

Nach Aufbau des $TE_{+76,2}$ -Modenerzeugers entsprechend der für die Teilkomponenten berechneten Positionen konnten bei den zunächst gemessenen Frequenzspektren keinerlei Resonanzen in der Nähe der Designfrequenz von 140 GHz beobachtet werden. Erst nach starkem Verdrehen der zur Erzeugung des Gaußschen Strahls benötigten korrigierten Hornantenne waren scharfe Spektrallinien zu beobachten. Bei näherer Betrachtung des Strahlverlaufs war zu erkennen, daß der zur weiteren Strahlformung benötigte zweite Spiegel nur noch zur Hälfte an dessen Rand von dem einfallenden Strahl getroffen wurde. Nach dem Abtasten der auf den Kaustikspiegel fallenden Leistungsdichteverteilung konnte ein deutlicher Zusammenhang mit dem durch die Resonatorgleichung (Vlasov-Gleichung) gegebenen Feldprofil der gewünschten $TE_{76,2,1}$ -Resonatorgrundmode festgestellt werden. Abbildung 3.18 veranschaulicht diese Beziehungen.

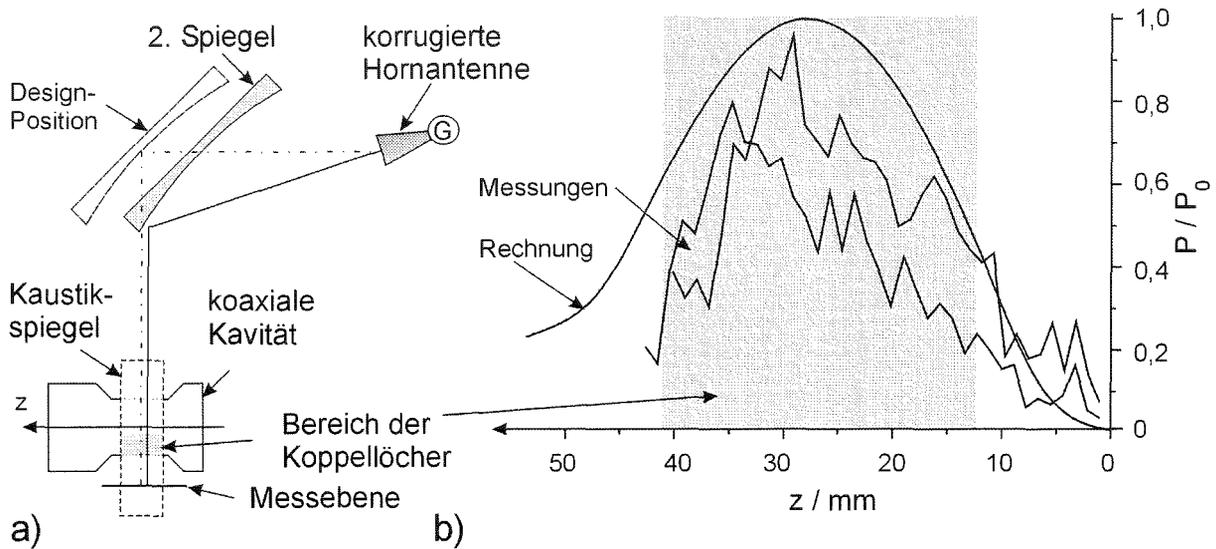


Abbildung 3.18: Quasi-optische Strahleinkopplung des $TE_{+76,2}$ -Kleinleistungsmodenerzeugers:
 a) Schematische Darstellung b) Gemessenes und berechnetes axiales Feldprofil.

Es konnte so experimentell eine weitere Voraussetzung zur quasi-optischen Anregung von Feldformen sehr hoher Ordnung ermittelt werden:

Zur Selektion einer bestimmten Feldform in einem stark überdimensionierten Wellenleiter unter Verwendung einer quasi-optischen Strahleinkopplung ist die Formung des axialen Feldprofils von entscheidender Bedeutung.

Abbildung 3.19 faßt die Ergebnisse der Resonanzmessungen zusammen. Wie man erkennt, stimmen die Abstände der bei verschiedenen Justierungen des Spiegelsystems ermittelten Resonanzmaxima gut mit denen der berechneten Eigenwerte der koaxialen Kavität überein. Die für die Anregung der $TE_{+76,2}$ -Mode optimale Frequenz wurde bei $f_0 = 139,83$ GHz ermittelt. Die bei den Frequenzen $f = 139,45$ GHz und $f = 141,12$ GHz beobachteten Resonanzen konnten ebenfalls durch Abtastung ihrer Feldverteilung eindeutig identifiziert werden.

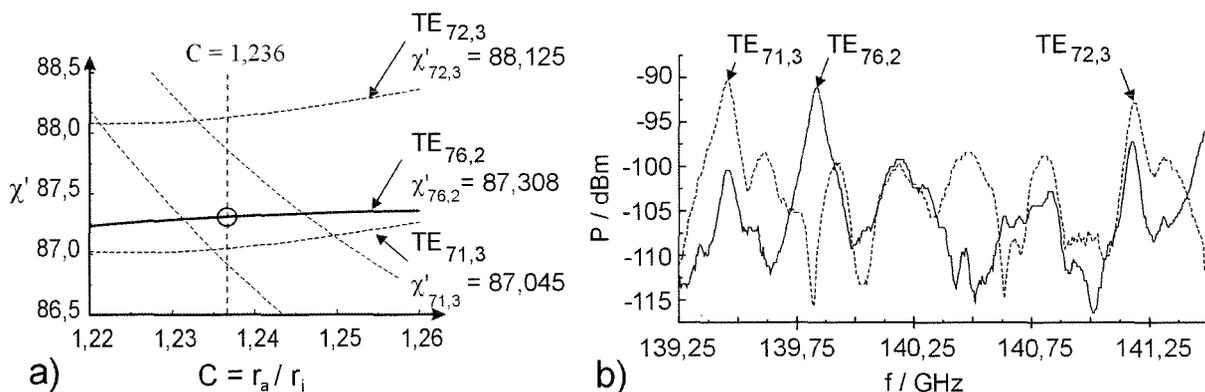


Abbildung 3.19: a) Abhängigkeit der Eigenwerte der koaxialen $TE_{76,2}$ -Kavität von deren Radienverhältnis
 b) Mit unterschiedlicher Justierung des Spiegelsystems gemessene Resonatorspektren.

Bei der Bestimmung der Güte der $TE_{76,2}$ -Resonanz ergab sich eine deutliche Abweichung zum Designwert von $Q_{ges} = 4000$. Beim Positionieren der „Pick-Up“-Hornantenne auf die Kaustik der am Modenerzeuger auslaufenden $TE_{76,2}$ -Mode konnte lediglich eine maximale

Güte von $Q_{\text{ges}} = 1800$ erreicht werden. Nach Wandlung in die $TE_{28,16}$ -Mode hingegen konnte auf deren Kaustik ein Wert von $Q_{\text{ges}} = 3300$ ermittelt werden. Dies deutet, wie auch später mit Hilfe des Wellenzahlspektrometers bestätigt, auf eine Überlagerung mehrerer „Whispering-Gallery“-Moden am Ausgang des Modenerzeugers hin. Durch genauere mechanische Vermessung der Geometrie der Kavität konnte im Bereich der Koppellöcher sowie in der „Cut-Off“-Sektion eine durch den Herstellungsprozeß bedingte Deformation festgestellt werden.

Aufgrund des schwer zu beurteilenden Einflusses der Störmoden auf das Übertragungsverhalten des zu untersuchenden Wandlersystems wurde daher eine neue Kavität gefertigt. Abbildung 3.20 zeigt die am Ausgang dieses neuen $TE_{76,2}$ -Modenerzeugers gemessene Leistungsverteilung.

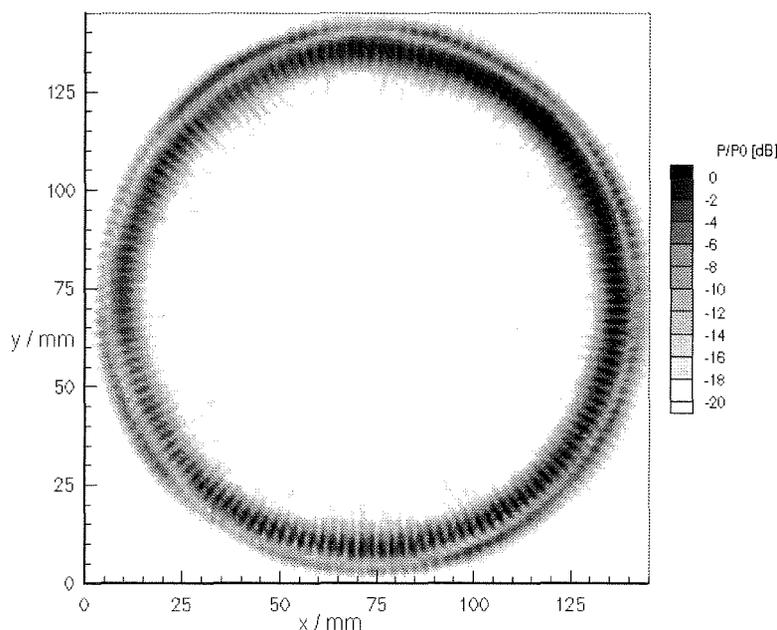


Abbildung 3.20: Nach Aufweiten des Wellenleiterdurchmessers des $TE_{76,2}$ -Modenerzeugers von 68,3 mm auf 140 mm abgetastete Leistungsverteilung.

Die deutlich ausgeprägte Knotenstruktur läßt bereits auf einen relativ hohen Anteil an gegenseitig umlaufender Feldform schließen. Aus der Anzahl von $M = 152$ Knoten in azimuthaler sowie $N = 2$ „Knoten-Ringe“ in radialer Richtung ist zu erkennen, daß es sich im Wesentlichen um die gewünschte $TE_{76,2}$ -Mode handelt.

Nach Einspeisung dieser Mode in den Schlitzwandler und erneuter, hier für Meßzwecke unumgänglicher Aufweitung des Wellenleiterdurchmessers von 68,3 mm auf 140 mm, konnte das in Abbildung 3.21 dargestellte Feldbild abgetastet werden.

Aufgrund der sehr feinen Struktur der Mode wirken sich bei der Überlagerung der in verschiedenen Polarisationsrichtungen gemessenen Feldverteilungen kleinste Verschiebungen der Meßebenen gegeneinander stark auf das Gesamtbild aus. Da dies zu einer Fehlinterpretation der Ergebnisse führt, wurde auf die Darstellung des überlagerten Feldbildes verzichtet.

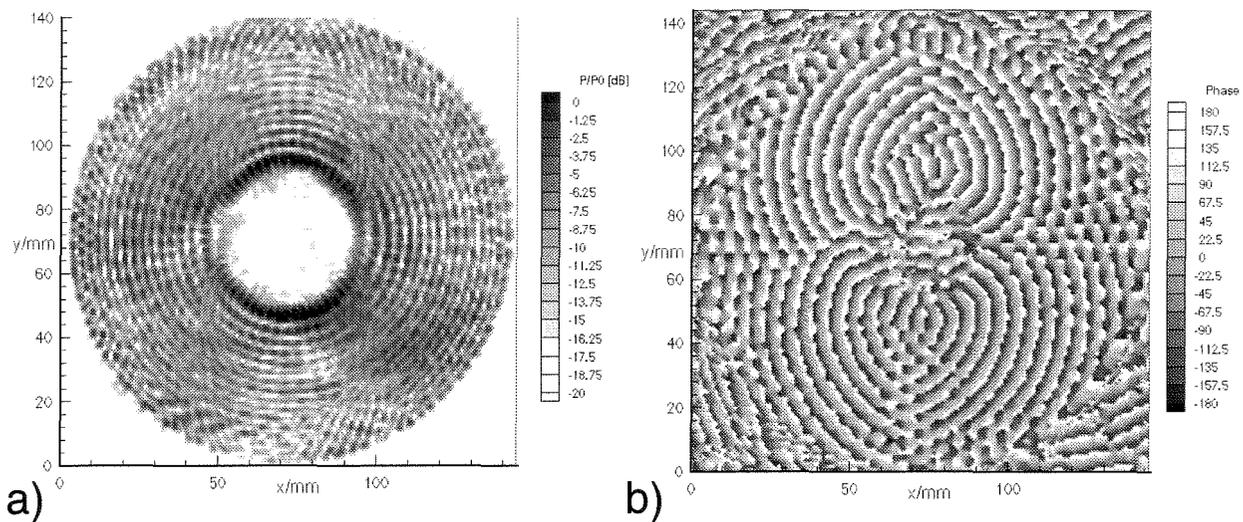


Abbildung 3.21: Feldabtastung nach Wandlung der $TE_{+76,2}$ -Kleinsignalmode in die $TE_{-28,16}$ -Feldform:
a) in vertikaler Polarisation gemessene Leistungsverteilung b) Phasenbelegung zu a).

Wie auch die eingespeiste $TE_{76,2}$ -Mode weist das Feldbild der $TE_{28,16}$ -Feldform einen hohen Stehanteil auf. Dies ist plausibel, da der Wandlungsprozeß keine der beiden Drehrichtungen bevorzugt. Gut zu erkennen sind die $N = 16$ „Knoten-Ringe“. Die Bestimmung der $M = 56$ azimuthalen Knoten hingegen wird bereits durch das Erreichen des Auflösungsvermögens der Feldabtastung erschwert. Vor allem in den unter 45° verlaufenden Diagonalen ist eine starke Verwaschung des Feldbildes zu erkennen.

Diese Probleme, die Feldverteilung richtig zu erfassen, lassen bereits erkennen, welche Schwierigkeiten bei der Bestimmung von unerwünschten Modenanteilen zu erwarten sind.

Dies führte speziell bei der Analyse der $TE_{28,16}$ -Feldverteilung zunächst zu einer Fehlinterpretation der Effizienz des Schlitzwandlers. Aus der, unter Verwendung der ersten Kavität, am Rand der Feldverteilungsmessung zu beobachtenden Leistungsüberhöhung wurde fälschlicherweise auf einen relativ hohen Anteil der nicht gewandelten $TE_{76,2}$ -Mode geschlossen.

Wie auch bei der Analyse der $TE_{22,6}$ -Modenerzeuger konnten erst mit Hilfe des Wellenzahlspektrometers aussagekräftigere Ergebnisse erzielt werden. Angesichts der extrem hohen Ordnung der hier betrachteten Feldformen (die $TE_{28,16}$ ist die 1937-te und die $TE_{76,2}$ ist die 1940-te ausbreitungsfähige Mode) war es besonders erfreulich, daß auch hier scharfe Leistungsmaxima auftraten. Mit zunehmender Ordnung der Moden tritt auch eine starke Verdichtung des Eigenwertspektrums der zur Analyse in Frage kommenden Feldformen (mehr als 49 Moden pro 1° !!!) ein. Aus diesem Grunde konnte eine eindeutigere Zuordnung der in Abhängigkeit vom Brillouin-Winkel beobachteten Leistungsmaxima zu einer bestimmten Feldform erst nach dem Vermessen deren azimuthaler Winkelabhängigkeit vorgenommen werden (vgl. Kap. 2). Für eine detaillierte Darstellung dieser Messungen sowie deren Analyse sei an dieser Stelle auf [Arnold, 1998] verwiesen. Abbildung 3.22 a) zeigt das nach Aufweiten des Wellenleiterdurchmessers auf $d = 70$ mm am Ausgang des ersten Modenerzeugers ermittelte k-Spektrum.

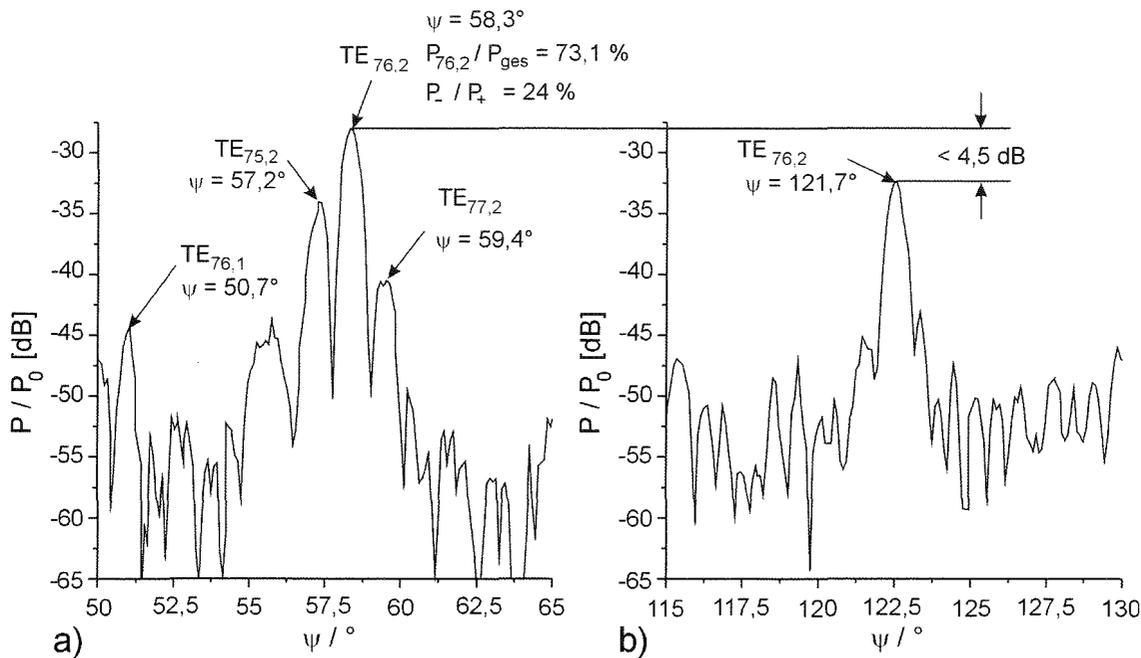


Abbildung 3.22: k-Spektren des ersten $TE_{76,2}$ -Modenerzeugers im 70 mm Wellenleiter bei paralleler Polarisation der Empfangsantenne: a) Vorwärtsspektrum b) Rückwärtsspektrum.

Es wird deutlich, daß neben der gewünschten $TE_{76,2}$ -Feldform bei $\psi_B = 58,3^\circ$ zumindest 4 weitere Moden mit erheblichem Leistungsanteil vertreten sind. Infolge des geringen Störmodenabstands von nur 7 dB zur $TE_{75,2}$ -Mode ergab sich lediglich ein Anteil von 73,1 % in der $TE_{76,2}$ -Feldform. Da die übrigen Feldformen über die azimutale $\Delta m = 104$ -Struktur mit keiner Volumenmode entartet sind, passieren diese den Schlitzwandler als Whispering-Gallery-Moden. Die daraus resultierende Leistungsüberhöhung am Rand der $TE_{28,26}$ -Volumenmode führte zu der bereits zuvor erwähnten Fehlbeurteilung der Wandlungseffizienz.

Ermittelt man aus der Gesamtleistungsbilanz des $TE_{76,2}$ -Modenspektrums den tatsächlich in der gewünschten $TE_{+76,2}$ -Feldform enthaltenen Anteil, ergibt sich eine Effizienz von lediglich 55 %. Besonders störend machte sich diese geringe Modenreinheit bei der Analyse des nur für eine Drehrichtung und eine Entwurfsmode optimierten Doppel-Cut –Launchers bemerkbar.

Ein Indiz, daß auch das hier verwendete 70 mm–Wellenzahlspektrometer bei diesen hohen Moden an seinen Grenzen angelangt war, ergab sich aus der Analyse des Rückwärtsspektrums. Aufgrund von Reflexionen an der zur Auskopplung benötigten Lochstruktur konnte das Vorwärtsspektrum nahezu spiegelsymmetrisch auch als rückwärts laufendes Spektrum gemessen werden. Wie in Abbildung 3.22 b) dargestellt, wurden die entsprechenden Amplituden lediglich um 4,5 dB gedämpft. Eine Begründung, weshalb eine solche Erscheinung bei Einspeisung der $TE_{22,6}$ -Feldform in diesem Ausmaß nicht zu beobachten war, läßt sich wie folgt formulieren:

1. Betrachtet man den sich bei „steilen“ Brillouin-Winkeln im Wellenleiter ergebenden quasi-optischen Strahlverlauf, wird deutlich, daß solche Feldformen gegenüber denen mit flacheren Winkeln von 20° – 30° in wesentlich stärkere Wechselwirkung mit der Wellenleiterwand treten.

2. Verstärkend zu Punkt 1 kommt hinzu, daß sich die Leistung der hier betrachteten Whispering-Gallery-Moden ohnehin nahe der Wellenleiterwand konzentriert.

Beide zuvor genannte Gründe machen deutlich, daß sich bereits kleinste Störungen der Wellenleitergeometrie ungleich stärker auf diese sehr hohen Feldformen auswirken.

Zur Verifikation dieser Vermutung wurden diese Messungen unter Verwendung eines weiteren Wellenzahlspektrometers mit einem Rohrdurchmesser von 87 mm wiederholt. Ferner sollte hierdurch geprüft werden, inwieweit die rückwärts laufenden Leistungsanteile aufgrund von Mehrfachreflexionen zu einer Verschlechterung des Vorwärtsspektrums führten. Tatsächlich konnte eine deutliche Absenkung auf ca. -18 dBc des reflektierten Leistungsanteils beobachtet werden. Dieser, im Vergleich zu dem bei der $TE_{22,6}$ -Feldform im 70-er Wellenleiter erreichte Wert von -24 dBc, dennoch relativ hohe Wert war es auch, der eine definierte Aussage über den vom Doppel-Cut Launcher reflektierten Leistungsanteil unmöglich machte.

Obwohl sich bei der erneuten Untersuchung des Vorwärtsspektrums des „alten“ Modenerzeugers keine signifikanten Verbesserungen des Modenspektrums ergaben, wurden alle nachfolgenden Messungen an der neu beschafften Kavität ausschließlich mit Hilfe des 87 mm-Wellenzahlspektrometers durchgeführt.

Die mit der neuen Kavität erzielte hohe Modenreinheit ist aus Abbildung 3.23 a) zu erkennen. Im gesamten dargestellten Winkelbereich um den Brillouin-Winkel von $\psi_B = 43,25^\circ$ der $TE_{76,2}$ -Mode konnten mit einer Störmodenunterdrückung von 17,5 dB keine weiteren Feldformen beobachtet werden. Wie kritisch eine exakte Justierung des Modenerzeugers für die erreichbare Modenreinheit ist, wird anhand der Abbildung 3.23 b) deutlich. Alleine die Montage des zur Wandlung in die $TE_{28,16}$ -Mode benötigten Schlitzwandlers reichte aus, um die bei einem Winkel von $\psi = 42,6^\circ$ zu erwartende $TE_{75,2}$ -Mode deutlich in Erscheinung treten zu lassen. Der Störmodenabstand zu dieser wie auch zu der bei einem Winkel von $\psi = 43,9^\circ$ zu beobachtenden $TE_{77,2}$ -Mode betrug im schlechtesten Fall dennoch mehr als 14 dB. Wegen diesen hohen Störmodenunterdrückungen in Verbindung mit den sehr kleinen Winkeldifferenzen war keine eindeutige Trennung der Moden mehr möglich. Aus diesem Grund kann die Effizienz des neuen $TE_{76,2}$ -Modenerzeugers nur abgeschätzt werden. Im schlechtesten Fall ergibt sich dabei die folgende Modenzusammensetzung:

Mode	Winkel	$(P_{-m,n} + P_{+m,n}) / P_{ges}$	$P_{-m,n} / P_{+m,n}$	$P_{+m,n} / P_{ges}$
$TE_{75,2}$	$42,6^\circ$	5 %	--	--
$TE_{76,2}$	$43,25^\circ$	90 %	10 %	81 %
$TE_{77,2}$	$43,9^\circ$	5 %	--	--

Tabelle 3.5: Abgeschätzte Modenreinheit des $TE_{76,2}$ -Modenerzeugers.

Daß die in Abbildung 3.23 b) dargestellte Wandlung der TE_{76,2}- in die TE_{28,16}-Mode nicht vollständig vom Schlitzwandler vorgenommen wurde, zeigt sich bereits bei näherer Betrachtung dieses Wellenzahlspektrums. Aus dem gegenüber dem theoretischen Wert von 5,7 dB auf weniger als 3 dB verkleinerten Abstand wird deutlich, daß der TE_{28,16}-Feldform bei $\psi = 43,25^\circ$ ein noch genauer zu bestimmender Anteil der ungewandelten TE_{76,2}-Mode überlagert sein mußte. Wegen der bei orthogonaler Polarisation der Empfangsantenne gegenüber der TE_{28,16}-Mode um 5,7 dB besseren Auskopplung der TE_{76,2}-Mode machen sich bereits kleinste Leistungsanteile dieser Feldform stark bemerkbar.

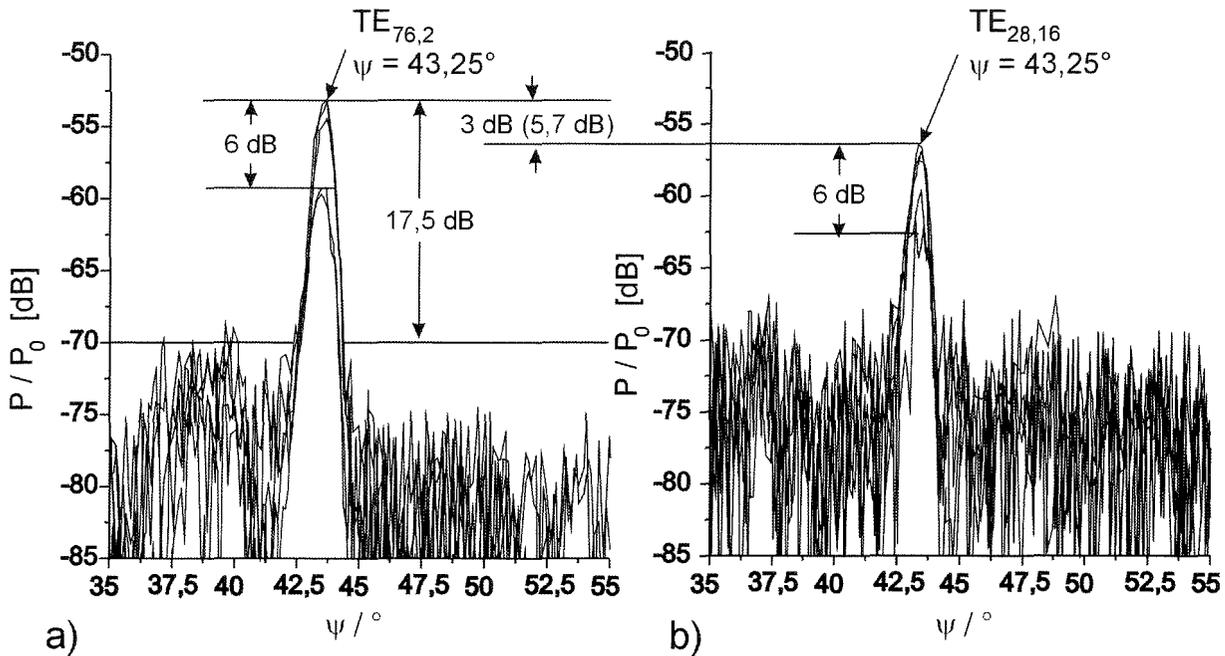


Abbildung 3.23: Mit orthogonal polarisierter Empfangsantenne gemessene Wellenzahlspektren:

a) des „neuen“ TE_{76,2}-Modenerzeugers

b) dessen gewandeltes Modenspektrum.

Für eine detailliertere Analyse dieses Sachverhaltes wurde die Empfangsantenne auf dem festen Winkel von $43,25^\circ$ arretiert und das gesamte k-Spektrometer in azimuthaler Richtung gedreht. Trotz des über 3 m langen Aufbaus und der Sensibilität der hohen Moden gegen kleinste Störungen der Wellenleitergeometrie fielen die dabei ermittelten Ergebnisse überraschend gut aus.

Zur Bestimmung des Modeninhaltes des in der Abbildung 3.24 dargestellten azimuthalen Wellenspektrums wurde die folgende Gleichung unter Verwendung der Methode der kleinsten Fehlerquadrate auf die Meßpunkte „gefittet“:

$$P = \left[E_{28}^- \cdot e^{-j(m_{28} \cdot \varphi - \varphi_{0,28})} + E_{28}^+ \cdot e^{j(m_{28} \cdot \varphi - \varphi_{0,28})} + E_{76}^+ \cdot e^{j(m_{76} \cdot \varphi - \varphi_{0,76})} + E_{28}^- \cdot e^{-j(m_{76} \cdot \varphi - \varphi_{0,76})} \right]^2 \quad (3.2)$$

Aufgrund der hohen Anzahl von 8 Unbekannten ergaben sich eine Vielzahl von Lösungen mit vergleichbarem Fehlerquadrat. Unter Einbeziehung der folgenden physikalischen Gegebenheiten konnte deren Vielzahl eingeschränkt werden:

1. Wie zuvor erwähnt spielt die Drehrichtung für die Wandlung im Schlitzkonverter keine Rolle. Demzufolge müssen auch die mit verschiedenen Drehrichtungen einlaufenden $TE_{76,2}$ -Feldformen in identischer Weise bei der $TE_{28,16}$ -Feldform in Erscheinung treten.
2. Wie anhand der Feldab tastungen überprüft wurde, kommen bei dem hier betrachteten Brillouin-Winkel nur die $TE_{76,2}$ - und $TE_{28,16}$ -Feldformen für eine Überlagerung in Frage. Aus diesem Grunde sind Lösungen mit von diesen deutlich abweichenden azimuthalen Indizes auszuschließen.
3. Unter Berücksichtigung der von der Polarisierung der Empfangsantenne abhängigen Koppeldämpfungen der Moden muß sich in beiden Fällen eine in etwa gleiche Leistungsbilanz ergeben.

Die auf diesen Einschränkungen beruhenden Kurvenverläufe sind ebenfalls für beide Polarisationsrichtungen in den Abbildungen 3.24 eingezeichnet.

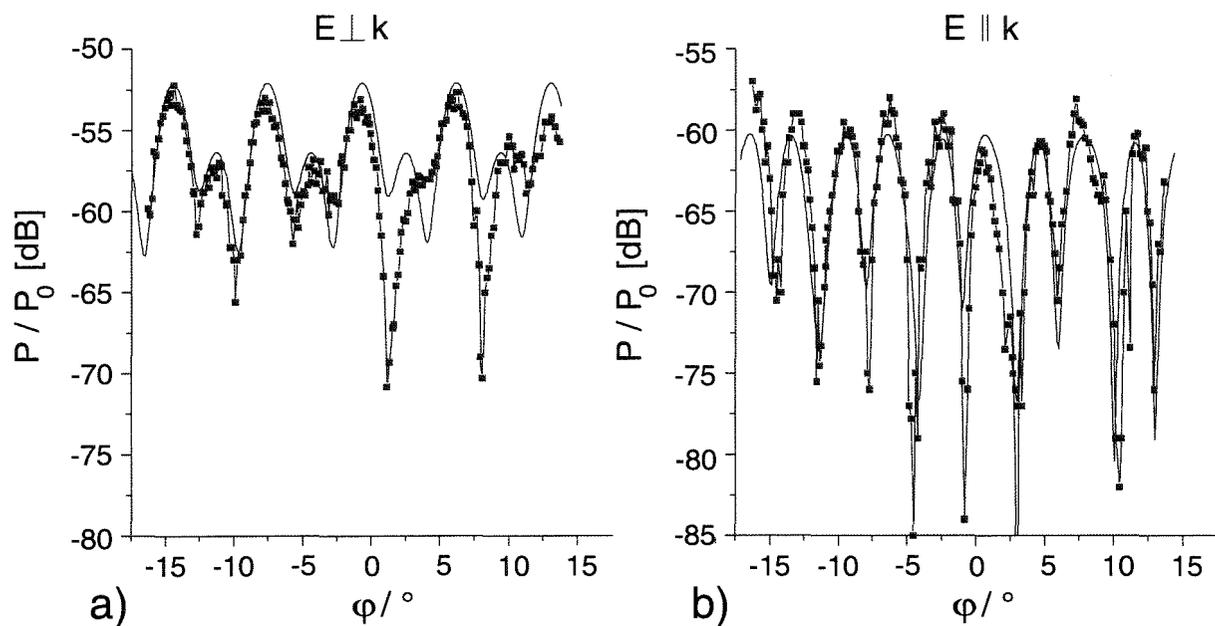


Abbildung 3.24: Unter dem festen Brillouin-Winkel von $43,25^\circ$ in azimuthaler Richtung gemessene und unter Verwendung der Methode der kleinsten Fehlerquadrate berechnete Leistungsverteilung des $TE_{28,16}$ -Wellenzahlspektrums mit:
a) orthogonal, b) parallel polarisierter Empfangsantenne.

Gut zu erkennen ist der bei beiden Polarisierungen unterschiedlich starke Einfluß der $TE_{76,2}$ -Feldform. Im Falle der orthogonalen Polarisation, bei welcher deren Einfluß lediglich um 5,7 dB überschätzt wird, ergibt sich ein deutliches von der $TE_{28,16}$ -Mode dominiertes Schwebungsbild. Bei paralleler Polarisation hingegen, bei welcher eine Überschätzung um 14,3 dB stattfindet, überwiegt der Einfluß der $TE_{76,2}$ -Feldform. Die in beiden Messungen bei einem Winkel um 1° und 8° zu beobachtenden „Ausreißer“ sind auf Unstimmigkeiten des mechanischen Aufbaus zurückzuführen.

Die aus diesen „Least-Square-Fits“ ermittelten Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

	E_{28}^-/E_0 $\cdot 10^{-5}$	E_{28}^+/E_0 $\cdot 10^{-5}$	m_{28}	φ_{28} (rad)	E_{76}^+/E_0 $\cdot 10^{-5}$	E_{76}^-/E_0 $\cdot 10^{-5}$	m_{76}	φ_{76} (rad)
$E \perp k$	142,5	47,5	25,88	7,7	50,25	16,75	79,52	6,6
$E \parallel k$	49,6	14,4	24,2	4,07	43,4	12,6	78,28	5,64

Tabelle 3.6: Analyse der vom Schlitzwandler nicht gewandelten $TE_{76,2}$ -Mode.

Aus diesen Werten läßt sich unter Berücksichtigung der Koppelfaktoren für die Analyse des Schlitzwandlers das folgende Ergebnis formulieren:

	$P_{-(+)} / P_{+(-)}$	P_{76} / P_{28}
$E \perp k$	11 %	3,5 %
$E \parallel k$	8,4 %	2,8 %

Tabelle 3.7: Prozentualer Anteil der ungewünschten Feldformen nach der Wandlung der $TE_{76,2}$ - in die $TE_{28,16}$ -Mode im Schlitzkonverter.

Die in beiden Polarisationsrichtungen durchgeführten Modenreinheitsanalysen ergeben in guter Übereinstimmung einen Anteil von lediglich 3 % an nicht vom Schlitzwandler konvertiertem Modenanteil.

Dieses Ergebnis warf die Fragestellung auf, aus welchem Grunde die bei axialer Leistungsauskopplung am koaxialen $TE_{28,16}$ -Gyrotron gemessene Ausgangsleistung von 1170 kW nach Einbau des quasi-optischen Systems mit doppelter Strahlaukopplung auf 950 kW sank. Demzufolge kam der nachfolgend beschriebenen Analyse des $TE_{+76,2}$ -„Doppel-Cut-Launcher“ eine besondere Bedeutung zu.

Messungen am $TE_{+76,2}$ - „Doppel-Cut-Launcher“

Wie auch bei den zur Leistungsauskopplung in den $TE_{22,6}$ -Gyrotronröhren verwendeten quasi-optischen Wandlersystemen stellt der Vergleich zwischen der im Niederleistungs- sowie im Hochleistungsexperiment ermittelten Ausgangsfeldverteilung die abschließende Überprüfung dar. Zur Verdeutlichung der Problematik bei der Analyse des in der koaxialen $TE_{28,16}$ -Gyrotronröhre implementierten Wandlersystems ist dieser Vergleich, wie in Abbildung 3.25 dargestellt, hier vorweg genommen.

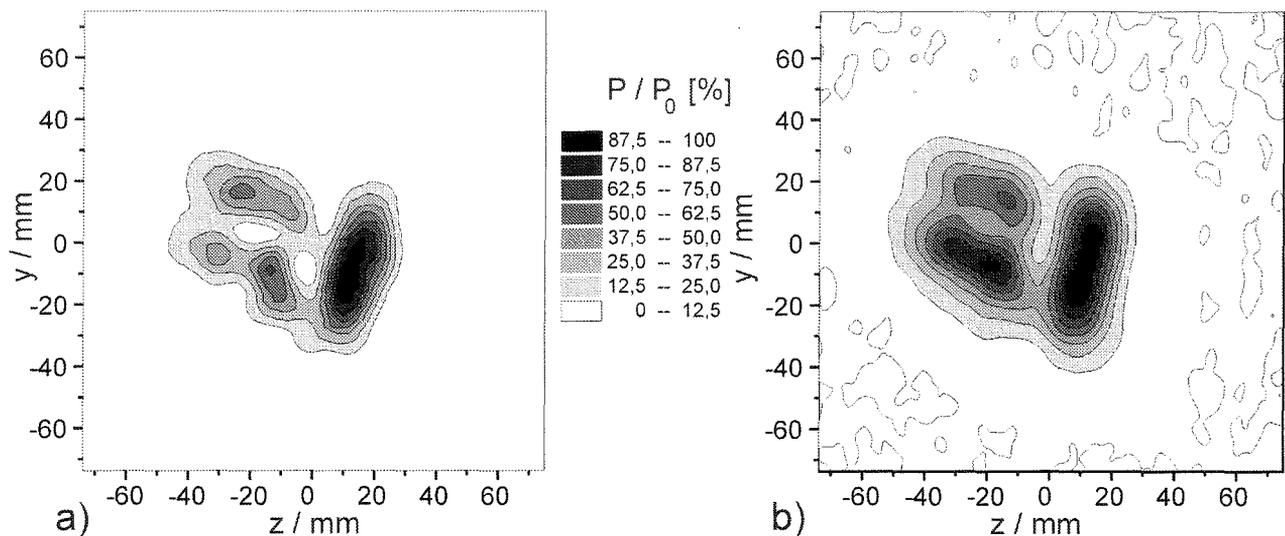


Abbildung 3.25: Feldverteilungsmessung $x = 405$ mm nach dem Gyrotronfensteranschlußflansch

a) Niederleistungsmessung

b) Hochleistungsmessung

Zur Durchführung der Kleinleistungsmessungen wurde zunächst der „schlechte“ $TE_{76,2}$ -Modenerzeuger verwendet. Trotz der relativ geringen Modenreinheit (ca. 55 %) ergab sich bei den an beiden Ausgangsfenstern in verschiedenen Abständen durchgeführten Feldverteilungsmessungen eine sehr gute Übereinstimmung.

Daß das Wandlersystem dennoch nicht wie beabsichtigt arbeitete, war, wie bereits in Abbildung 3.25 b) zu erkennen ist, anhand der hohen Untergrundleistung im Hochleistungsexperiment zu beobachten. Wie auch mittels eines am Gyrotron angebrachten Beobachtungsfensters bestätigt werden konnte, verblieb ein relativ hoher Leistungsanteil als Streustrahlung im Inneren der Röhre. Daß diese im Niederleistungsexperiment nicht zu beobachten war, lag vermutlich daran, daß der Gyrotrontopf zur Durchführung dieser Messungen nach oben hin offen war. Im Gegensatz zu dem vollständig montierten Gyrotron fehlte hier der durch den Kollektor gegebene metallische Abschluß, was der Störstrahlung ein ungehindertes Entweichen ermöglichte.

Da zum Zeitpunkt dieser ersten Messungen weder die Analyseinrichtungen zur Durchführung detaillierter k-Spektrometernmessungen, noch ein Modenerzeuger mit ausreichender Modenreinheit zur Verfügung stand, konnten diese Untersuchungen erst im Anschluß an die Hochleistungsexperimente durchgeführt werden. Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt diskutiert wurde, konnte dank dieser Messungen aufgezeigt werden, daß aller Wahrscheinlichkeit nach die Ursachen für diese Streustrahlung nicht in dem verwendeten Schlitzkonverter zu suchen sind. Aus diesem Grunde wurden erneut umfangreiche Messungen an dem Doppel-Cut-Launcher durchgeführt. Zur Veranschaulichung der dabei betrachteten Meßebenen ist in Abbildung 3.26 eine schematische Darstellung des Meßaufbaus gegeben. Um die abgestrahlte Leistung möglichst vollständig zu erfassen, wurde der zur Feldabtastung verwendete D-Band-Hohlleiter unter dem Brillouin-Winkel in einer ersten Meßebene durch den gedachten Mittelpunkt des Kaustikspiegels bewegt. Das Ergebnis dieser Messung, die auch am zweiten Cut wiederholt wurde, ist in der Abbildung 3.27 dargestellt.

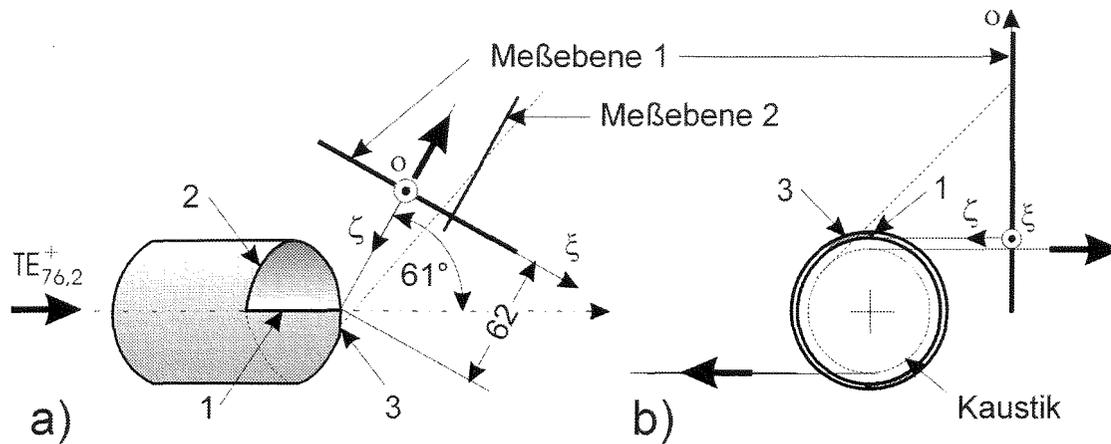


Abbildung 3.26: Schematische Darstellung des „Doppel-Cut-Launcher“:

a) Seitenansicht

b) Frontalansicht.

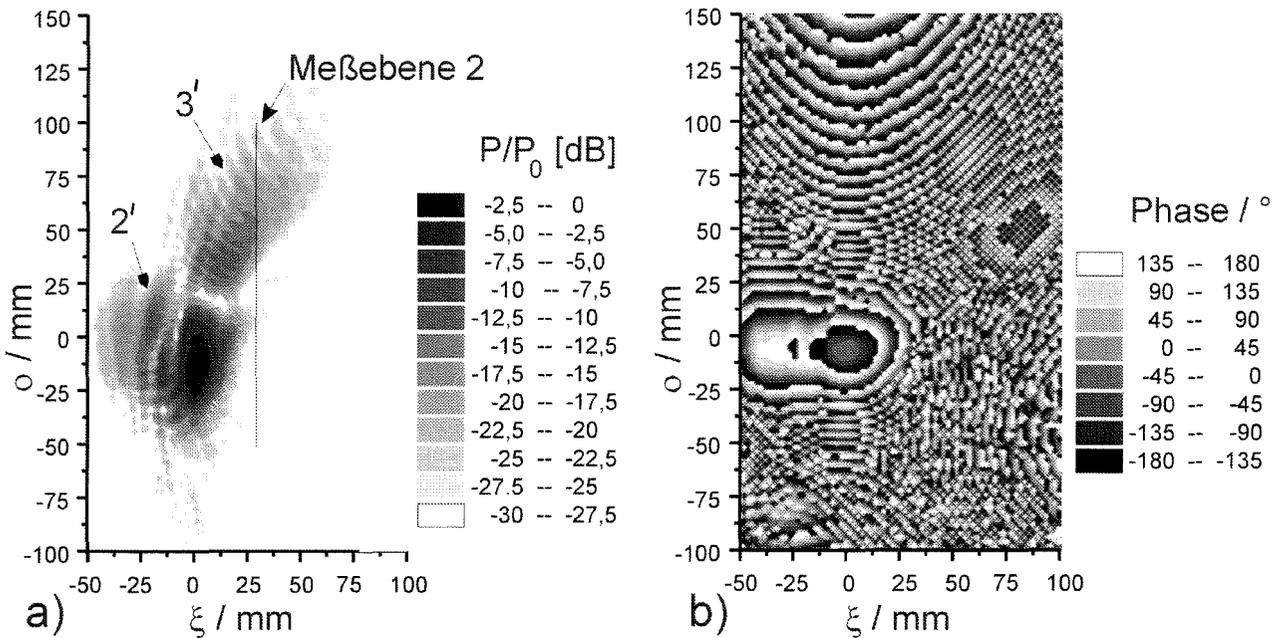


Abbildung 3.27: a) Leistungsdichte

und

b) Phasenbelegung

eines des vom „Doppel-Cut-Launcher“ in der Meßebene 1 erzeugten Strahlprofils.

Wie zu sehen ist, sind neben dem gewünschten Strahlfleck nahe der Position der Launcherspitze ($\eta = 0$, $\xi = 0$) zwei weitere Bereiche mit nicht beabsichtigter Leistungsüberhöhung vorhanden. Die Ursache für das mit 2' gekennzeichnete Gebiet wird bei genauerer Betrachtung der in Abbildung 3.28 dargestellten berechneten Leistungsdichteverteilung auf der Wellenleiterwand des Launchers verständlich. Neben der gewünschten Gaußverteilten Bündelung weist die Leistungsdichte ausgedehnte Ausläufer in z -Richtung auf. Da diese zusammen mit dem gewünschten Hauptleistungsmaximum längs der mit 2 bezeichneten Schnittkante bis zur Abstrahlung nach der Längsschnittkante 3 im Wellenleiter aufsteigt, wird ein Teil der Leistung über den helikalen Schnitt abgestrahlt. Daß ein Großteil dieser Leistung aufgrund des richtigen Abstrahlungswinkels und der ausreichenden Dimensionen des ersten Spiegels dennoch aus dem Gyrotronfenster ausgekoppelt wird, ist aus den beiden in

z-Richtung verlaufenden Leistungsmaxima in Abbildung 3.25 ersichtlich. Daß auch ein Teil der Leistung infolge von Kantenbeugung „undefiniert“ gestreut wird, ist ebenfalls aus der in Teilgebiet 2' zu beobachtenden Leistungsvermischung zu erkennen.

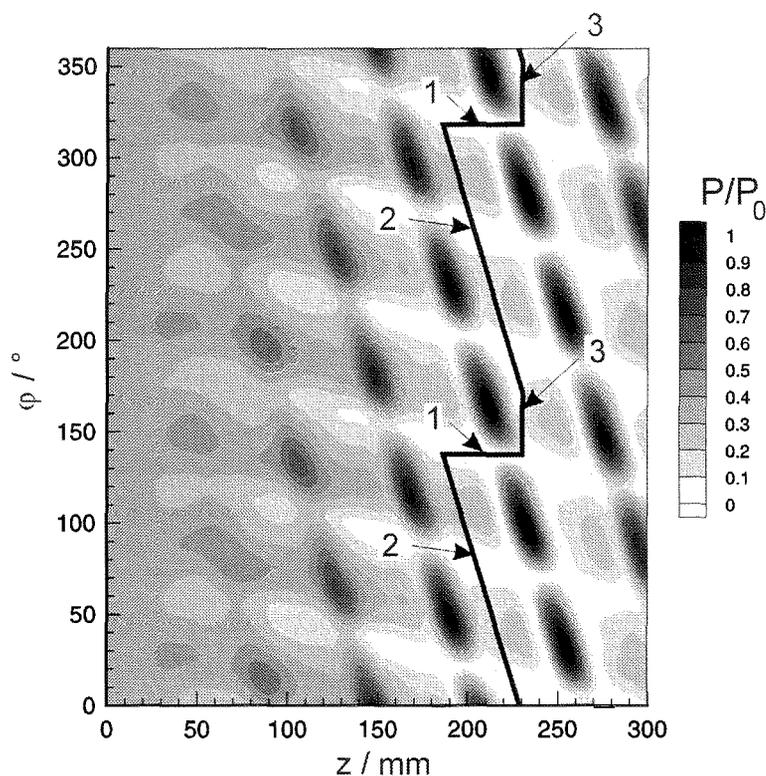


Abbildung 3.28: Darstellung der berechneten Leistungsdichteverteilung auf der Wellenleiterwand des „Doppel-Cut-Launchers“.

Wesentlich schwieriger gestaltete es sich, eine Begründung für die in Teilgebiet 3' beobachtete Leistungsüberhöhung zu finden. Um Aufschluß über die vermutlichen Ursachen zu gewinnen, wurden weitere Messungen in Ausbreitungsrichtung der Hauptstrahlung durchgeführt. Ein eindeutiger Anhaltspunkt über den Ursprung dieser Streustrahlung konnte anhand der in Abbildung 3.26 und 3.27 als Meßebene 2 gekennzeichneten Messung bei $\xi = 35$ mm von der Launcherspitze gefunden werden.

Betrachtet man zunächst nur die in Abbildung 3.29 a) dargestellte Leistungsdichteverteilung weist die deutlich zu erkennende Strahlenstruktur auf eine Quelle hin, die dem eigentlich betrachteten Cut gegenüberliegt. Aus diesen Betrachtungen könnte nun auf die der gewünschten Drehrichtung überlagerte, gegensinnig umlaufende Feldform als Ursache geschlossen werden. Daß diese Annahme jedoch nicht richtig ist, ergibt sich bei näherer Betrachtung der ebenfalls in Abbildung 3.29 b) dargestellten Phasenbelegung. Wie aus der quasi-parabolisch voranschreitenden Phasenfront ersichtlich ist, erfolgt die Abstrahlung eindeutig über die mit 3 bezeichnete obere Kante des Launchers. Eine weitere experimentelle Bestätigung dieser Aussage war, daß dieser Leistungsanteil durch Abdecken dieser Kante mit Absorbermaterial zum Verschwinden gebracht werden konnte.

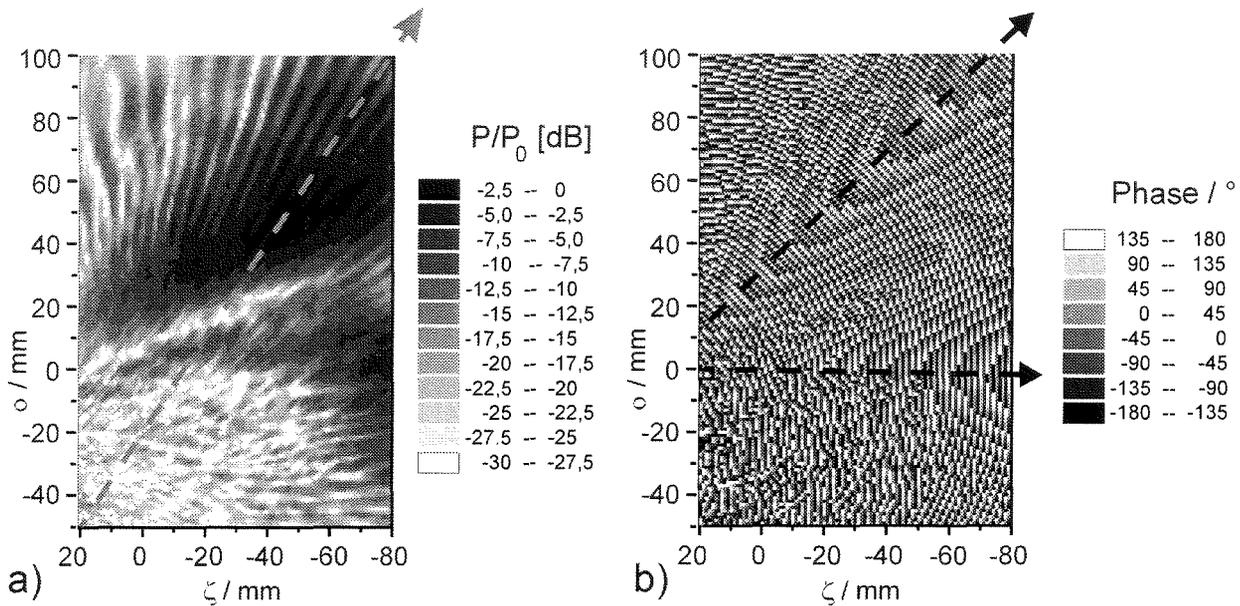


Abbildung 3.29: In der Meße Ebene 2 vom „Doppel-Cut-Launcher“ abgestrahltes Feldprofil:

a) Amplitudenbelegung b) Phasenbelegung.

Auch das in der Amplitudenverteilung vorhandene „Strahlenmuster“ ist plausibel, beachtet man, daß die dieses Interferenzmuster hervorrufende, gegensinnig umlaufende Feldform von derselben Kaustik nur mit entgegengesetztem Drehsinn abgestrahlt wird.

Daß bereits die Überlagerung kleinster Leistungsanteile eine deutliche Interferenzstruktur hervorruft, wurde im Rahmen dieser Arbeit bereits mehrfach gezeigt. Da aber die Phaseninformation relativ gering beeinflusst wird, zeigt dieses Beispiel recht eindrucksvoll, welche Bedeutung der Analyse der Phasenbelegung bei zukünftigen Untersuchungen auch in diesen Wellenlängenbereichen zukommt.

Zur Überprüfung inwieweit die im Wellenzahlspektrum beobachteten azimutalen Störmoden für das unerwünschte Abstrahlungsverhalten verantwortlich zu machen sind, wurden einige Rechnungen durchgeführt [Michel, 1998 b)]. Dabei wurde die für die $TE_{76,2}$ -Mode entworfene Kontur des quasi-optischen Wandlers sowohl mit der $TE_{75,2}$ - als auch der $TE_{77,2}$ -Mode gespeist simuliert. Wie aus den sehr geringen Unterschieden in deren Eigenwerten und deren Ordnungszahlen zu der der $TE_{76,2}$ -Mode zu erwarten war, ergab sich eine nahezu identische Bündelung der Leistungsdichte auf der Wellenleiterwand. Lediglich die Lage der „Leistungsbündel“ in axialer Richtung erfuhr infolge der leicht verschiedenen Brillouin-Winkel der Moden im Wandler eine kleine Verschiebung. An den Aperturöffnungen des Launchers betrug diese aufgrund der 230 mm langen Laufstrecke im Fall der $TE_{75,2}$ -Mode +8 mm und im Fall der $TE_{77,2}$ -Mode -8 mm. Da beide Moden dennoch im Inneren des Launchers, entlang der helikalen Schnittkanten, zu den Aperturöffnungen hingeführt werden und die in ihnen geführte Leistung im schlechtesten Fall 10 % beträgt, tragen diese Moden nur unwesentlich zu dem oben beschriebenen Effekt bei. Es scheint somit, daß die zur Leistungsauskopplung eingebrachte Schnittkante in diesem Fall unglücklich gewählt wurde.

4 Entwicklung von Ausgangsfenstern für Millimeterwellengyrotrons hoher Leistung

In den bisher behandelten Kapiteln stand die experimentelle Untersuchung und Optimierung der zur Strahlauskopplung innerhalb des Gyrotrons benötigten Komponenten im Vordergrund. Dabei wurde die Problematik des zum Betrieb von Elektronenstrahlröhren notwendigen Ultrahochvakuumsystems zunächst vernachlässigt. Zur Entnahme der im Inneren des meist metallisch geschirmten Röhrenkörpers erzeugten Hochfrequenzleistung muß dieser an einer oder mehreren Stellen mit einem Ausgangsfenster versehen werden. Die minimale Dicke d_{\min} des dabei verwendeten dielektrischen Materials richtete sich nach den Abmessungen der Durchtrittsöffnung und des aufgrund der Druckdifferenz von $\Delta p = 10^5$ Pa ($\equiv 1$ bar) noch zu tolerierenden Biegemomentes σ_b [Huette, 1955]:

$$d_{\min} = \sqrt{B \cdot \Delta p \cdot \frac{b^2}{\sigma_b}}; \quad B \approx 3,24 - 2 \cdot \left(\frac{b}{a}\right); \quad \sigma_b = \sigma_{zul, \max} / \nu; \quad (4.1)$$

Dabei bezeichnet a die große und b die kleine Halbachse einer an ihrem Rand frei gelagerten elliptischen Scheibe. Da die größere der beiden Zugspannungen in der Scheibenmitte in Richtung der kleinen Halbachse auftritt, ist nur diese für Bruchrechnungen relevant. Ebenso liegen die bei starrer Randeinspannung auftretenden Werte unter denen der beweglichen Lagerung. Der Sonderfall kreisrunder Scheiben ergibt sich aus Gleichung 4.1 für $b/a = 1$. Aus Sicherheitsgründen wird das materialspezifische, maximal zulässige Biegemoment $\sigma_{zul, \max}$ beim Entwurf um einen Sicherheitsfaktor ν unterschritten. Bei ECRH-Systemen wird dieser üblicherweise zu $\nu = 5$ gewählt. Die Querabmessungen der Durchtrittsöffnung selbst ergeben sich im Wesentlichen als Kompromiß zweier Gesichtspunkte: Zum einen stellt die in der Regel aus einer Keramik oder einem ionischen Einkristall bestehende Fensterscheibe mechanisch die „schwächste Stelle“ des Röhrenkörpers dar, weshalb ihre Abmessungen so klein wie möglich gehalten werden sollten. Auf der anderen Seite muß durch diese Öffnung eine Millimeterwellenleistung im Megawattbereich hindurchgeführt werden. Um zu hohe Feldstärken und damit die Gefahr von Spannungsüberschlägen und die Überlastung des Fenstermaterials zu vermeiden, ist je nach Leistungsdichteverteilung des Strahls eine gewisse Mindestgröße erforderlich. So wird bei Durchtritt eines fundamentalen Gaußschen Strahls die kleine Querabmessung b in Abhängigkeit von dessen Strahltaille w_0 gemäß folgender Formel gewählt [Rebuffi, Crenn, 1989]

$$b \geq 1,677 \cdot w_0. \quad (4.2)$$

Beim Durchtritt einer Gaußschen Grundmode durch eine entsprechende Öffnung wird dabei bereits ein Leistungsverlust von 0,5 % in Kauf genommen. Für eine Ausgangsleistung von 1 MW wird der freie Scheibendurchmesser üblicherweise zwischen 80 und 100 mm gewählt. Im Sinne einer übersichtlichen Darstellung sind nachfolgend zunächst die an einer dielektrischen Platte auftretenden Reflexions- und Transmissionsbeziehungen zusammenfassend dargestellt. Angemerkt sei, daß zunächst keine Unterscheidung zwischen dem Fall des senkrechten und schrägen Einfalls einer elektromagnetischen Welle vorgenommen wird, da sich Ersterer als Sonderfall des Zweiten ergibt.

4.1 Elektrodynamische Beschreibung des Reflexions- und Transmissionsverhaltens an einer dielektrischen Scheibe

Ausgehend von den Maxwell'schen Gleichungen 2.1 und den Materialgleichungen 2.2 lassen sich die bei Einfall einer elektromagnetischen Welle an einer dielektrischen Grenzschicht auftretenden Beziehungen aus der Stetigkeit der tangentialen elektrischen Feldstärke E^t und der tangentialen magnetischen Feldstärke H^t ableiten [Balanis, 1989].

$$E'_{i(\parallel,\perp)} + E'_{r(\parallel,\perp)} = E'_{t(\parallel,\perp)}; \quad H'_{i(\parallel,\perp)} + H'_{r(\parallel,\perp)} = H'_{t(\parallel,\perp)} \quad (4.3)$$

Zur Vereinfachung wird dabei zwischen den zwei möglichen Polarisierungen des elektrischen Feldvektors, parallel (\parallel) bzw. orthogonal (\perp) zur Flächennormalen der Grenzschicht, unterschieden. Aus diesen Beziehungen läßt sich zeigen, daß jeder Teilstrahl ungeachtet seiner Polarisation unter demselben Winkel gegen das Lot der Scheibe reflektiert wird, unter dem er auf die Grenzschicht auftrifft:

$$\theta_i = \theta_r \quad \text{Snellius-Gesetz der Reflexion.} \quad (4.4)$$

Der Winkel, unter welchem der Strahl gegen das Lot in das Medium gebrochen wird, ergibt sich aus den Ausbreitungskonstanten der beiden angrenzenden Medien gemäß folgender Formel:

$$\beta_2 \cdot \sin(\theta_t) = \beta_1 \cdot \sin(\theta_i) \quad \text{Snellius-Gesetz der Brechung.} \quad (4.5)$$

Abweichend von der bisherigen Vorgehensweise in dieser Arbeit muß zur Beschreibung der dielektrischen Verluste im Material an dieser Stelle eine komplexe Dielektrizitätszahl $\underline{\epsilon}_r$ eingeführt werden

$$\underline{\epsilon}_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''; \quad \underline{\epsilon}_r = |\underline{\epsilon}_r| \cdot e^{-j\delta}; \quad \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'} = \tan(\delta). \quad (4.6)$$

Demzufolge wird die Ausbreitungskonstante $\underline{\beta}_2$ im verlustbehafteten Medium komplex:

$$j\underline{\beta}_2 = j \frac{\omega}{c_0} \cdot \sqrt{\underline{\varepsilon}_r} = \alpha_2 + j\beta_2; \quad \alpha_2 = -\frac{\omega}{c_0} \cdot \operatorname{Im}\{\sqrt{\underline{\varepsilon}_r}\}; \quad \beta_2 = \frac{\omega}{c_0} \cdot \operatorname{Re}\{\sqrt{\underline{\varepsilon}_r}\}; \quad (4.7)$$

Eingesetzt in Gleichung 4.5 ergibt sich somit für den in das Medium gebrochenen Strahl ein komplexer Winkel. Da dieser für die Beschreibung des Ausbreitungsverhaltens im Medium physikalisch keinen Sinn macht, läßt sich dieser mit Hilfe der Kettlerschen Gleichungen in einen Phasen- und Amplitudenterm aufspalten [Stratton, 1941]:

$$\cos(\theta_i) = \sqrt{1 - \left(\frac{j\beta_1}{\alpha_2 + j\beta_2}\right)^2} \cdot \sin^2(\theta_i) = s \cdot e^{j\zeta} \Rightarrow \begin{aligned} p &= s \cdot (\alpha_2 \cdot \cos(\zeta) - \beta_2 \cdot \sin(\zeta)) \\ q &= s \cdot (\alpha_2 \cdot \sin(\zeta) + \beta_2 \cdot \cos(\zeta)) \end{aligned}$$

$$u = \beta_1 \cdot \sin(\theta_i) \Rightarrow \begin{aligned} \mathcal{G} &= \arctan\left(\frac{u}{q}\right) \\ \beta_{2e} &= \sqrt{u^2 + q^2} \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$E_t = E_2 \cdot e^{-xp} \cdot e^{-j\beta_{2e}\hat{n}_\vartheta \cdot \hat{r}}$$

Veranschaulicht man sich diese Beziehungen beim Übergang einer elektromagnetischen Welle vom verlustfreien in ein verlustbehaftetes Medium, erkennt man, daß sich die Welle in Richtung des reellen Winkels ϑ mit der Wellenzahl β_{2e} ausbreitet (Phasenterm), während die Dämpfung gemäß der Dämpfungskonstanten p (Amplitudenterm) senkrecht zur Grenzschicht (z -Richtung) in das Medium hinein erfolgt. Die hierdurch beschriebene, nicht ebene Welle tritt besonders bei der Behandlung von Medien mit hohen dielektrischen Verlusten in Erscheinung.

Die im Rahmen dieser Arbeit näher untersuchten, für Hochleistungsanwendungen geeigneten Fenstermaterialien zeichnen sich aber gerade durch einen sehr niedrigen Verlustfaktor $\tan(\delta) < 1 \cdot 10^{-3}$ aus. Hieraus ergeben sich eine ganze Reihe von Vereinfachungen, die einer anschaulichen Darstellung der Sachverhalte und einer einfachen mathematischen Beschreibung nützlich sind:

Aus den Potenzreihenentwicklungen für die trigonometrischen Funktionen und unter Verwendung der Eulerschen Formel ergeben sich für die Gleichungen 4.6 [Bronstein, Semendjajew, 1982] folgende Ausdrücke:

$$\varepsilon_r' \gg \varepsilon_r''; \quad |\underline{\varepsilon}_r| \approx \varepsilon_r'; \quad \tan(\delta) \approx \delta; \quad (4.9)$$

Damit ergibt sich für die komplexe Ausbreitungskonstante in Gleichung 4.7:

$$\alpha_2 \approx \beta_0 \cdot \sqrt{\varepsilon_r'} \cdot \frac{\tan(\delta)}{2}; \quad \beta_2 \approx \beta_0 \cdot \sqrt{\varepsilon_r'}; \quad (4.10)$$

Die sich aufgrund der niedrigen dielektrischen Verluste ergebenden minimalen Unterschiede des Brechungswinkels ϑ zu dem des verlustlosen Falls θ_t rechtfertigen eine strahlen-optische Beschreibung des Problems. Demzufolge kann die Dämpfung der Welle in Ausbreitungsrichtung des Strahls gemäß Gleichung 4.9 mit hinreichender Genauigkeit verwendet werden. Zur Erweiterung des einfachen Übergangs an einer ebenen dielektrischen Grenzschicht auf die an einer planparallelen Scheibe auftretenden Interferenzphänomene wurde ein einfacher Reihenansatz verwendet. Zur Veranschaulichung der in der Platte auftretenden Mehrfachreflexionen ist in Abbildung 4.1 der Strahlenverlauf für einen auf die Platte einfallenden elektromagnetischen Strahl dargestellt. Die zur Beschreibung der Reflexion bzw. Transmission benötigten Beziehungen lassen sich wie folgt komplex formulieren:

$$\underline{E}_{r(\parallel,\perp)(1,2)} = r_{(\parallel,\perp)(1,2)} \cdot \underline{E}_{i(\parallel,\perp)(1,2)}; \quad \underline{E}_{t(\parallel,\perp)(1,2)} = t_{(\parallel,\perp)(1,2)} \cdot \underline{E}_{i(\parallel,\perp)(1,2)}. \quad (4.11)$$

Der tief gestellte Index 1 bezeichnet dabei den Übergang vom optisch dünneren zum optisch dichteren Medium (Grenzschicht 1 in Abbildung 4.1) der Index 2 den umgekehrten Fall.

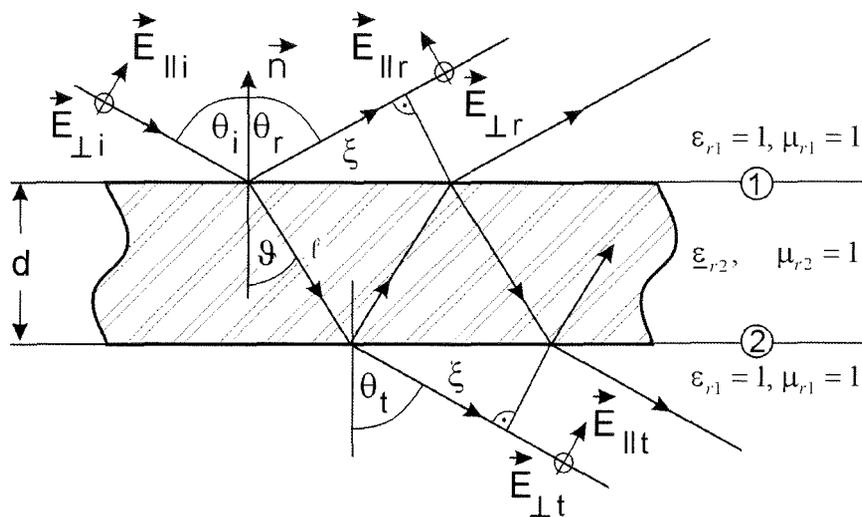


Abbildung 4.1: Strahlen-optische Beschreibung der Reflexion und Transmission an einer dielektrischen Scheibe.

Da die Reflexions- (r) und Transmissionskoeffizienten (t) in der Literatur mehrfach zu finden sind [Balanis, 1989], seien an dieser Stelle nur die Ergebnisse für den speziellen Fall von Luft bzw. Vakuum ($\epsilon_{r1} = 1$) beiderseits der verlustbehafteten dielektrischen Platte zusammengefaßt:

Parallele () Polarisation	Orthogonale (⊥) Polarisation
$\underline{r}_{ 1} = \frac{-\sqrt{\underline{\epsilon}_{r2}} \cos(\theta_i) + \sqrt{1 - (\sin(\theta_i))^2 / \underline{\epsilon}_{r2}}}{\sqrt{\underline{\epsilon}_{r2}} \cos(\theta_i) + \sqrt{1 - (\sin(\theta_i))^2 / \underline{\epsilon}_{r2}}}$	$\underline{r}_{\perp 1} = \frac{\cos(\theta_i) - \sqrt{\underline{\epsilon}_{r2} - (\sin(\theta_i))^2}}{\cos(\theta_i) + \sqrt{\underline{\epsilon}_{r2} - (\sin(\theta_i))^2}}$
$\underline{t}_{ 1} = \frac{2 \cos(\theta_i)}{\sqrt{\underline{\epsilon}_{r2}} \cos(\theta_i) + \sqrt{1 - (\sin(\theta_i))^2 / \underline{\epsilon}_{r2}}}$	$\underline{t}_{\perp 1} = \frac{2 \cdot \cos(\theta_i)}{\cos(\theta_i) + \sqrt{\underline{\epsilon}_{r2} - (\sin(\theta_i))^2}}$
$\underline{r}_{ 2} = \frac{-\cos(\vartheta) + \sqrt{\underline{\epsilon}_{r2} - \underline{\epsilon}_{r2}^2 (\sin(\vartheta))^2}}{\cos(\vartheta) + \sqrt{\underline{\epsilon}_{r2} - \underline{\epsilon}_{r2}^2 (\sin(\vartheta))^2}}$	$\underline{r}_{\perp 2} = \frac{\sqrt{\underline{\epsilon}_{r2}} \cos(\vartheta) - \sqrt{1 - \underline{\epsilon}_{r2} (\sin(\vartheta))^2}}{\sqrt{\underline{\epsilon}_{r2}} \cos(\vartheta) + \sqrt{1 - \underline{\epsilon}_{r2} (\sin(\vartheta))^2}}$
$\underline{t}_{ 2} = \frac{2 \cdot \sqrt{\underline{\epsilon}_{r2}} \cos(\vartheta)}{\cos(\vartheta) + \sqrt{\underline{\epsilon}_{r2} - \underline{\epsilon}_{r2}^2 (\sin(\vartheta))^2}}$	$\underline{t}_{\perp 2} = \frac{2 \cdot \sqrt{\underline{\epsilon}_{r2}} \cos(\vartheta)}{\sqrt{\underline{\epsilon}_{r2}} \cos(\vartheta) + \sqrt{1 - \underline{\epsilon}_{r2} (\sin(\vartheta))^2}}$

(4.12)

Für die von einem Teilstrahl zwischen den beiden Grenzschichten im Medium zurückgelegte Wegstrecke l und den für den aus dem Medium herausgebrochenen Strahl zu berücksichtigenden Gangunterschied ξ ergeben sich folgende Gleichungen:

$$l = d / \cos(\vartheta); \quad \xi = 2 \cdot d \cdot \tan(\vartheta) \cdot \sin(\theta_i); \quad (4.13)$$

Für das Reflexions- bzw. Transmissionsverhalten der dielektrischen Platte ergeben sich aus der geschlossenen Darstellung der unendlichen geometrischen Reihe folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned} \Rightarrow \underline{r}_{(||,\perp)} &= \underline{r}_{(||,\perp)1} + \frac{\underline{t}_{(||,\perp)1} \cdot \underline{t}_{(||,\perp)2} \cdot \underline{r}_{(||,\perp)2} \cdot e^{j(-2\underline{\beta}_2 l + \beta_0 \xi)}}{1 - \underline{r}_{(||,\perp)2}^2 \cdot e^{j(-2\underline{\beta}_2 l + \beta_0 \xi)}} \\ \Rightarrow \underline{t}_{(||,\perp)} &= \frac{\underline{t}_{(||,\perp)1} \cdot \underline{t}_{(||,\perp)2} \cdot e^{-j\underline{\beta}_2 l}}{1 - \underline{r}_{(||,\perp)2}^2 \cdot e^{j(-2\underline{\beta}_2 l + \beta_0 \xi)}} \end{aligned} \quad (4.14)$$

Aus diesen für die elektrischen Feldkomponenten abgeleiteten Größen lassen sich die für die Leistungen bzw. Leistungsdichten gültigen Beziehungen aus den Betragsquadraten ermitteln:

$$R_{(||,\perp)} = \frac{|\underline{E}_{r(||,\perp)}|^2}{|\underline{E}_{i(||,\perp)}|^2} = |\underline{r}_{(||,\perp)}|^2; \quad T_{(||,\perp)} = \frac{|\underline{E}_{t(||,\perp)}|^2}{|\underline{E}_{i(||,\perp)}|^2} = |\underline{t}_{(||,\perp)}|^2 \quad (4.15)$$

Der in der Scheibe bzw. lokal absorbierte Anteil ergibt sich aus der Leistungsbilanz zu:

$$A_{(||,\perp)} = 1 - R_{(||,\perp)} - T_{(||,\perp)} \quad (4.16)$$

Damit stehen die zur Simulation der Übertragungseigenschaften schwach verlustbehafteter dielektrischer Scheiben benötigten Formeln zur Verfügung. Mit Hinblick auf die hier vorgesehene Anwendung als Hochleistungsmillimeterwellenfenster kommt in erster Linie der Vermeidung von Reflexionen eine besondere Bedeutung zu. Der zweite Punkt, die Absorption und die damit verbundene thermische Belastung des Fensters, konnte bei den am Forschungszentrum durchgeführten Experimenten zunächst vernachlässigt werden.

Wie sich Reflexionen innerhalb eines größeren Frequenzbereichs durch geeignete Wahl der Scheibenparameter und deren Anordnung relativ zum Strahl vermeiden lassen, soll nachfolgend anhand der im Rahmen dieser Arbeit realisierten Fensterkonzepte dargestellt werden.

4.2 Breitbandige Ausgangsfenster

4.2.1 Multi-Bandpaß-Fenster

Eine Möglichkeit, die Reflexionen zumindest für eine begrenzte Anzahl von Frequenzen zu reduzieren, besteht in der Verwendung resonanter Einscheibenfenster. Dabei wird die dielektrische Scheibe orthogonal zur Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle angeordnet. Da dieses Konzept in der Vergangenheit die einzig gebräuchliche Anordnung für Gyrotronausgangsfenster darstellte, kann es auch als konventionelles Fenster bezeichnet werden.

Aus Gleichung 4.14 läßt sich zeigen, daß für senkrecht einfallende Millimeterwellenstrahlen ($\theta_i = 0$) die Fensterreflexion $r_{(||, \perp)}$ unter folgender Bedingung ein Minimum annimmt:

$$d_N = \frac{\lambda_r}{2} \cdot N \Rightarrow d_N = \frac{c_0}{2 \cdot f_0 \cdot \sqrt{\epsilon_r}} \cdot N \quad (4.17)$$

Sofern die Scheibendicke ein ganzzahliges Vielfaches N der halben Wellenlänge im Material λ_r ist, löscht sich die sich aufgrund des Dielektrizitätszahlensprungs ergebende Reflexion durch destruktive Interferenz aus. Da die sich bei Berücksichtigung einer doppelten Bruchsicherheit ($\nu = 2$) aus Gleichung 4.1 ermittelte minimale Scheibendicke für Quarzglas bereits zu $d_{\min} \geq 4,3$ mm ergibt und die Wellenlänge im Material bei einer Frequenz von $f_0 = 140$ GHz lediglich $\lambda_r / 2 = 0,548$ mm beträgt, muß $N \geq 7$ gewählt werden. Die dabei verwendeten Materialparameter für amorphes Quarzglas (SiO_2) sind in Tabelle 4.4 zusammengestellt.

Neben der bei der Entwurfsfrequenz f_0 in Abhängigkeit des gewählten N festgelegten resonanten Scheibendicke treten weitere Reflexionsminima bei folgenden Frequenzen f_n auf:

$$f_n = f_0 + n \cdot \Delta f; \quad \Delta f = \frac{f_0}{N}; \quad n = -N + 1, \dots, -1, 0, 1, \dots \quad (4.18)$$

Bei diesen Frequenzen ergibt sich die Scheibendicke wieder als ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge im Material. Dabei wird vorausgesetzt, daß sich die Materialparameter im betrachteten Frequenzbereich nicht ändern. Weil diese Resonanzen eine gewisse Bandbreite aufweisen, können unter Inkaufnahme einer erhöhten Reflexion auch Frequenzen, die nicht exakt auf der Bandmitte liegen, ausgekoppelt werden. Als Maß für die Güte dieser „Bandpässe“ dient die 20 dB-Breite [Nickel, 1995]:

$$\frac{\Delta f_{20dB}}{f_n} \approx \frac{0,4\sqrt{\epsilon_r'}}{\pi \cdot (N - n) \cdot (\epsilon_r' - 1)} \quad (4.19)$$

Es ist offensichtlich, daß mit einer zum Erreichen eines feinen „Frequenzrasters“ benötigten großen Zahl N eine Abnahme der Bandbreite verbunden ist.

Diese Beziehungen können in gewissen Grenzen für den Entwurf eines zumindest auf das Reflexionsverhalten einiger diskreter Gyrotronfrequenzen hin optimierten Ausgangsfensters verwendet werden.

Zur Überprüfung der Machbarkeit eines frequenzdurchstimmbaren Gyrotrons mußte im Rahmen dieser Arbeit ein für mehrere Frequenzen geeignetes Millimeterwellenfenster entwickelt werden. In einem Modellexperiment an bei einer Frequenz von 140 GHz in der TE_{22,6}-Mode schwingenden Gyrotrons sollten weitere Leistungen in der Nähe von 120 GHz und 160 GHz ausgekoppelt werden. Die exakten Frequenzen ergaben sich aus den im Gyrotronresonator anregbaren Feldformen. Zu diesem Zweck wurde bei einer Frequenz von 117,8 GHz die TE_{19,7}-Mode und bei einer Frequenz von 162,3 GHz die TE_{25,7}-Mode gewählt. Aus der mittleren Frequenzdifferenz von $\Delta f \approx 22,25$ GHz und der Entwurfsfrequenz von $f_0 = 140$ GHz ergab sich aus Gleichung 4.18 ein ganzzahliger Index $N = 6$. Da bei der sich aus $N = 6$ ergebenden Dicke die geforderte doppelte Bruchsicherheit nicht gewährleistet war, wurde der Index $N = 12$ gewählt. Die sich aufgrund der Frequenzverstimmung gegenüber der Mittenfrequenzen bei 116,7 GHz und 163,3 GHz ergebenden Leistungsreflexionen von 4 % liegen dabei unterhalb des zunächst als akzeptabel erachteten Wertes von 13 dB. Ein weiterer Vorteil dieser Wahl war, daß zusätzlich zu den oben genannten Frequenzen Minima bei 128,3 GHz und 151,7 GHz auftraten. In Analogie zur HF-Schaltungstechnik wird dieses Fenster im weiteren Verlauf auch als Multi-Bandpaß-Fenster bezeichnet.

Abbildung 4.2 a) zeigt den in Abhängigkeit von der Frequenz berechneten Verlauf des Reflexionskoeffizienten R . Zur meßtechnischen Überprüfung des Reflexionsverhaltens wurde die Scheibe mit Hilfe des in [Nickel, 1995] detailliert beschriebenen Meßaufbaus überprüft. Eine kurze Beschreibung des dabei verwendeten skalaren Netzwerkanalysators findet man in Kapitel 2.4.1. Wie man in Abbildung 4.2 b) erkennt, ergab sich bei der Vermessung des Reflexionsspektrums um die Mittenfrequenz von 140 GHz eine gute Übereinstimmung zwischen dem gemessenen und berechneten Kurvenverlauf.

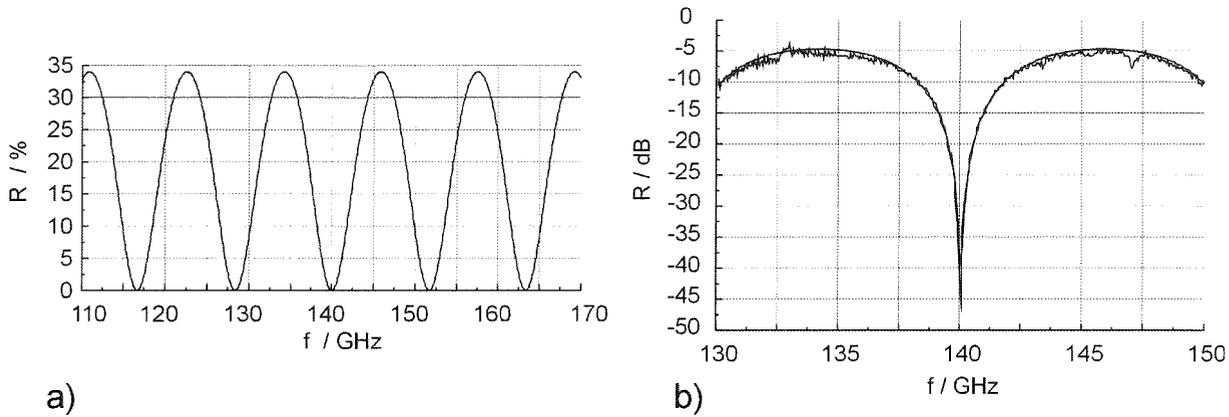


Abbildung 4.2: Reflexionsfaktor einer 6,58 mm dicken Quarzglasscheibe in Abhängigkeit von der Frequenz bei senkrecht einfallendem Millimeterwellenstrahl.

- a) Berechnete Abhängigkeit der Leistungsreflexion im D-Band
- b) Gemessener und berechneter Reflexionsverlauf um die Mittenfrequenz von 140 GHz.

Zur Montage der Quarzglasplatte als Ultrahochvakuumfenster mußte diese mittels eines am metallisierten Rand angelöteten Metallzylinders in ein Fenstergehäuse eingeschweißt werden. Abbildung 4.3 zeigt eine technische Zeichnung der vollständigen Fensteranordnung.

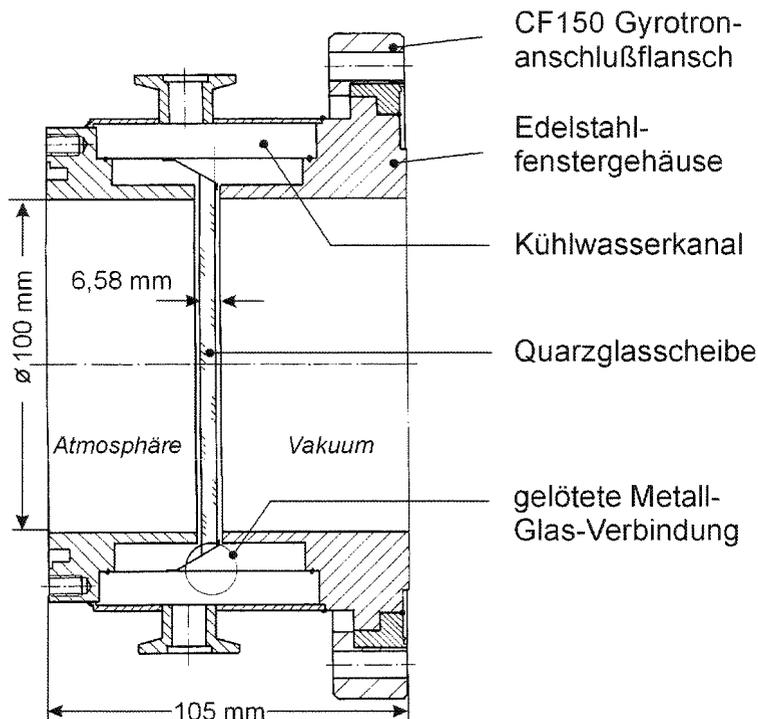


Abbildung 4.3: Technische Zeichnung des Multi-Bandpaß-Gyrotronausgangsfensters im Querschnitt.

Aufgrund der schlechten Wärmeleitfähigkeit von Quarzglas (Tabelle 4.4) ist die hier dargestellte Wasserkühlung des Scheibenrandes bzw. dessen Aufhängung praktisch nutzlos. Diese wurde dennoch verwendet, um beim Gehäuseentwurf zu anderen Fenstermaterialien kompatibel zu bleiben.

Wegen der zum Gyrotrontestbetrieb benötigten Hochspannungsversorgung war die erreichbare Pulslänge bei einer Ausgangsleistung von 1 MW auf weniger als 10 ms beschränkt. Zusammen mit den extrem niedrigen dielektrischen Verlusten der in Betracht kommenden Fenstermaterialien führt dies zu vernachlässigenden thermischen Belastungen der Scheibe. Aus diesem Grund konnte für diese Untersuchungen das im Vergleich zu den anderen Fenstermaterialien sehr preisgünstige Quarzglas verwendet werden.

Mit Hinblick auf die Entwicklung von Gyrotronoszillatoren, die im Dauerbetrieb verwendet werden können (siehe Kapitel 4.3), stellen aber gerade die thermischen Belastungen infolge der absorbierten Millimeterwellenleistung das entscheidende Kriterium dar.

Die in der Scheibe absorbierte Leistung bzw. Leistungsdichte erhält man aus Gleichung 4.16 nach Einsetzen von Gleichung 4.15. Bei den dazu benötigten Gleichungen 4.14 ist aufgrund des senkrechten Einfalls ($\theta_i = 0$), unabhängig von den dielektrischen Verlusten, keine Unterscheidung zwischen dem Phasen- und Amplitudenterm zu beachten.

Da die dabei entstehenden, zur exakten Beschreibung notwendigen Ausdrücke für die Absorption recht unhandlich sind, lassen sich speziell für die Absorption im resonanten Fall einige Näherungsformeln angeben [Nickel, 1995]:

$$A = \frac{\left(1 - \left(\frac{1 - \sqrt{\epsilon_r'}}{1 + \sqrt{\epsilon_r'}}\right)^2\right) \left(1 - e^{-\frac{2\pi f d \tan(\delta) \sqrt{\epsilon_r'}}{c_0}}\right) \left(1 + \left(\frac{1 - \sqrt{\epsilon_r'}}{1 + \sqrt{\epsilon_r'}}\right)^2 \cdot e^{-\frac{2\pi f d \tan(\delta) \sqrt{\epsilon_r'}}{c_0}}\right)}{\left(1 - \left(\frac{1 - \sqrt{\epsilon_r'}}{1 + \sqrt{\epsilon_r'}}\right)^2 \cdot e^{-\frac{2\pi f d \tan(\delta) \sqrt{\epsilon_r'}}{c_0}}\right)^2} \quad (4.20)$$

Entwickelt man diesen Ausdruck in eine Taylorreihe um den Nullpunkt und bricht diese nach dem ersten Glied ab, erhält man für sehr kleine Verluste ($\tan(\delta) < 1 \cdot 10^{-3}$) folgende Formel:

$$A \approx \frac{\pi \cdot f \cdot d \cdot \tan(\delta) \cdot (1 + \epsilon_r')}{c_0} \quad (4.21)$$

Eine weitere Diskussion dieser Ergebnisse sowie die Darstellung der Funktionsverläufe erfolgt in Kapitel 4.2.4 bei der Gegenüberstellung der verschiedenen Fensterkonzepte.

4.2.2 Brewster-Fenster

Eine Möglichkeit, Reflexionen an ebenen dielektrischen Grenzschichten unabhängig von der Frequenz zu vermeiden, bietet sich durch die Einstrahlung der elektromagnetischen Welle unter einem bestimmten Winkel. Betrachtet man die von der einfallenden Welle getroffenen Punkte der Oberfläche nach dem Huygens-Fresnel-Prinzip als Hertzsche-Dipole, läßt sich dieser Sachverhalt anschaulich verdeutlichen. Durch die einfallende Welle werden diese Dipole in Richtung des elektrischen Feldvektors zu Schwingungen angeregt. Die reflektierten und transmittierten Wellen ergeben sich dann als Überlagerung aller von diesen Elementarstrahlern ausgehenden Wellen. Im Fall der parallelen Polarisierung besteht gemäß Gleichung 4.5 die Möglichkeit, daß die reflektierten und die gebrochenen Teilwellen senkrecht aufeinander stehen. Da keine Abstrahlung in der Schwingungsrichtung des Dipols erfolgen kann, muß die reflektierte Welle verschwinden. Der Einfallswinkel, unter welchem dieser Effekt auftritt, wird wie in der Optik als Brewster-Winkel bezeichnet.

Das Verschwinden des reflektierten Strahls bei paralleler Polarisierung läßt sich auch aus den Gleichungen 4.12 sowohl für den Übergang vom optisch dünneren zum optisch dichteren Medium (Index 1) als auch für den umgekehrten Fall (Index 2) ableiten. Für den verlustlosen Fall und in guter Näherung für die hier betrachteten verlustarmen Medien gilt:

$$r_{(1)1} = 0 \quad \Rightarrow \quad \theta_i = \theta_{iB} = \arctan\left(\sqrt{\frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}}}\right) \quad \text{Brewster-Gesetz.} \quad (4.22)$$

$$r_{(1)2} = 0 \quad \Rightarrow \quad \vartheta_B = \frac{\pi}{2} - \theta_{iB}$$

Im Fall stark verlustbehafteter Medien läßt sich zeigen, daß in diesem hier als Pseudo-Brewster-Winkel bezeichneten Fall die Reflexion ein lokales Minimum annimmt [Geng, 1998]. Ferner treten bei planparallelen Platten Probleme auf, die Reflexionen an Ober- und Unterseite gleichzeitig zum Verschwinden zu bringen, was aber aufgrund der niedrigen Verluste hier vernachlässigt werden kann.

Eine weitere Möglichkeit, die Reflexionen an einer planparallelen dielektrischen Platte zum Verschwinden zu bringen, ist wie im Spezialfall des senkrechten Einfalls durch die negative Interferenz gegeben. Unabhängig von der Polarisierung des an der obersten Grenzschicht zuerst reflektierten Strahls wird dieser von den aus der Platte heraus reflektierten Teilstrahlen ausgelöscht, wenn zwischen diesem und allen Teilstrahlen ein Gangunterschied von $(2N+1)\pi$ besteht. Da nach Gleichung 4.13 jeder der aus dem Medium zurück reflektierte Teilstrahlen ein Vielfaches des Weges $2l$ zurückgelegt hat, sind diese beim Austritt in Phase, womit für die Interferenzbetrachtung nur ein Strahl berücksichtigt werden muß. Der zuerst reflektierte Strahl legt währenddessen ein Vielfaches der Wegstrecke ξ außerhalb des Mediums zurück.

Unter Berücksichtigung des Phasensprungs von π , den der erste Strahl bei der Reflexion am optisch dichteren Medium erfährt, lassen sich diese Beziehungen wie folgt zusammenfassen:

$$(\xi \cdot \beta_0 + \pi) - 2 \cdot l\beta_2 = (2N + 1) \cdot \pi \quad (4.23)$$

Nach einigen Umformungen erhält man die folgenden vereinfachten Beziehungen:

$$\sin(\theta_i) = \sqrt{\varepsilon_r'} \cdot \left(1 - \left(N \frac{\left(\frac{\lambda_r}{2} \right)^2}{d} \right)^2 \right); \quad \text{int} \left(\frac{d}{\lambda_r/2} \right) > N > \text{int} \left(\left(\frac{d}{\lambda_r/2} \right) \sqrt{\frac{\varepsilon_r' - 1}{\varepsilon_r'}} \right) \quad (4.24)$$

$$\sin(\theta_i) = \sqrt{\varepsilon_r'} \cdot \left(1 - \left(N \frac{c_0}{2\sqrt{\varepsilon_r'} \cdot d \cdot f} \right)^2 \right)$$

Für die sich aus dieser Gleichung aus dem Verhältnis der Dicke der Platte zur Wellenlänge im Medium ergebenden Winkel tritt bei verlustarmen Medien ein Minimum der Reflexion auf. Zu beachten ist dabei, daß nicht für alle ganzzahligen N eine Lösung existiert.

Gegenüber der Auslegung dieser „resonanten“ Scheiben im Sonderfall des senkrechten Einfalls kommt bei der schräg angeordneten Platte neben der Frequenzabhängigkeit der resonanten Scheibendicke noch die Wahl des korrekten Winkels hinzu. Ist beabsichtigt, zumindest für eine Frequenz sicher zu stellen, daß auch die orthogonal polarisierte Welle nicht reflektiert wird, ist die für die parallele Polarisation unter dem Brewster-Winkel angeordnete Scheibe in ihrer Dicke gemäß der folgenden Formel zu wählen:

$$d_N = N \cdot \frac{\lambda_r}{2} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_r' + 1}{\varepsilon_r'}} \quad \Rightarrow \quad d_N = N \cdot \frac{c_0}{2f} \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon_r' + 1}}{\varepsilon_r'} \quad (4.25)$$

Wie auch im Falle des senkrecht einfallenden Millimeterwellenstrahls lassen sich für die unter dem Brewsterwinkel angeordnete Scheibe Näherungsformeln für die im Material absorbierte Leistung angeben. Unter der für kleine Verlustwinkel gerechtfertigten Annahme, daß die Dämpfung der Welle in Ausbreitungsrichtung erfolgt (Phasenterm), kann die strahlenoptisch zurückgelegte Wegstrecke für den Amplitudenterm verwendet werden. Aufgrund des beim Brewsterwinkel fehlenden reflektierten Anteils tritt die gesamte Leistung auf eine Weglänge $d / \sin(\theta_{iB})$ durch das Material. Unter Verwendung der in den Gleichungen 4.9 und 4.10 getroffenen Vereinfachungen und der Reihenentwicklung der e-Funktion erhält man folgenden Ausdruck:

$$A \approx \frac{2 \cdot \pi \cdot f \cdot \sqrt{\varepsilon_r'} \cdot \tan(\delta)}{c_0} \cdot \frac{d}{\sin(\theta_{iB})} \quad (4.26)$$

Im Sinne einer einfachen Simulation des Übertragungsverhaltens ist es wünschenswert, daß die verwendeten Fenstermaterialien nach Möglichkeit in ihren dielektrischen Eigenschaften weder eine Abhängigkeit von der Frequenz noch vom Einfallswinkel aufweisen. Wie aus den mit Hilfe von Resonatoranordnungen sehr exakt durchgeführten Untersuchungen ersichtlich [Link,1993], weisen die meisten als Hochleistungsmillimeterwellenfenster verwendeten Materialien in dem hier betrachteten Frequenzbereich eine zu vernachlässigende Frequenzabhängigkeit auf. Zur Überprüfung der zweiten Eigenschaft, der Isotropie des Materials, mußte der von [Nickel, 1995] aufgebaute Fenstermeßplatz wie in Abbildung 4.4 dargestellt erweitert werden [Löffler, 1998]. Bei der Bestimmung der Übertragungsdämpfung zwischen dem Sende- und Empfangstor wurde auch hier der in Kapitel 2.4.1 beschriebene skalare Netzwerkanalysator eingesetzt. Zur Kalibrierung der Meßstrecke wird als Bezugsmessung die winkelabhängige Reflexion einer ebenen Metallplatte, die dieselben Abmessungen wie die zu untersuchende Fensterscheibe aufweist, durchgeführt. Die beiden zu betrachtenden Polarisierungen, parallel und orthogonal zur Flächennormalen des Meßobjekts, werden durch Drehen des Sende- und Empfangshorns um jeweils 90° bewerkstelligt. Um eine frequenzabhängige Verschiebung der Lage und der Abmessung der Strahltaile des verwendeten Gaußschen Grundmodes am Meßobjekt zu verhindern, wird zur Strahlformung des Sendezweiges ein teleskopisches Spiegelsystem (M1 und M2) verwendet. Hierdurch ist es möglich, die Strahltaile im gesamten untersuchten Frequenzbereich von 110 GHz bis 150 GHz konstant auf $w_0 = 20$ mm zu halten.

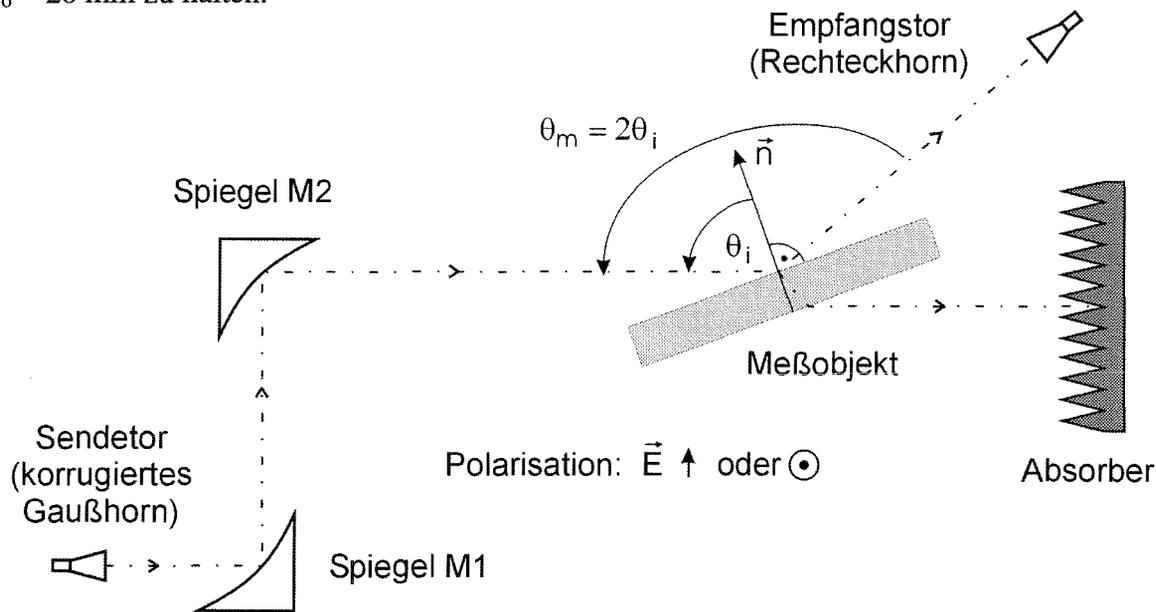


Abbildung 4.4: Schema der quasioptischen Meßstrecke zur Bestimmung der Winkel- und Frequenzabhängigkeit der von einer dielektrischen Platte reflektierten Millimeterwellenleistung.

Mit Hilfe dieses Meßaufbaus konnten eine Reihe von Messungen an den im Rahmen dieser Arbeit als Brewsterfenster verwendeten Materialien durchgeführt werden. Zur Diskussion der dabei erzielten Ergebnisse ist nachfolgend lediglich das bei der Gyrotronentwurfesfrequenz von 140 GHz gemessene Winkelspektrum dargestellt.

Quarzglas-Brewsterfenster

Zur Untersuchung des Einflusses eines reflexionsfreien Ausgangsfensters auf das Schwingverhalten eines Gyrotronoszillators wurde zunächst ein Brewsterfenster mit Quarzglas als Scheibenmaterial realisiert [Braz, et al., 1997 b)]. Die Abbildungen 4.5 zeigen das mit paralleler und orthogonaler Polarisation gemessene Winkelspektrum im Vergleich zu dem mit einer Scheibendicke von 7,04 mm berechneten. Die dabei zu bestimmenden Werte für die Dielektrizitätszahl ϵ_r' und den Verlustfaktor $\tan(\delta)$, wurden durch einen „Least-Square-Fit“ an die gemessenen Kurvenverläufe ermittelt. Dabei ergab sich, in guter Übereinstimmung mit ebenfalls durchgeführten Resonatormessungen, ein Wert von $\epsilon_r' = 3,81$ sowie $\tan(\delta) = 5 \cdot 10^{-4}$.

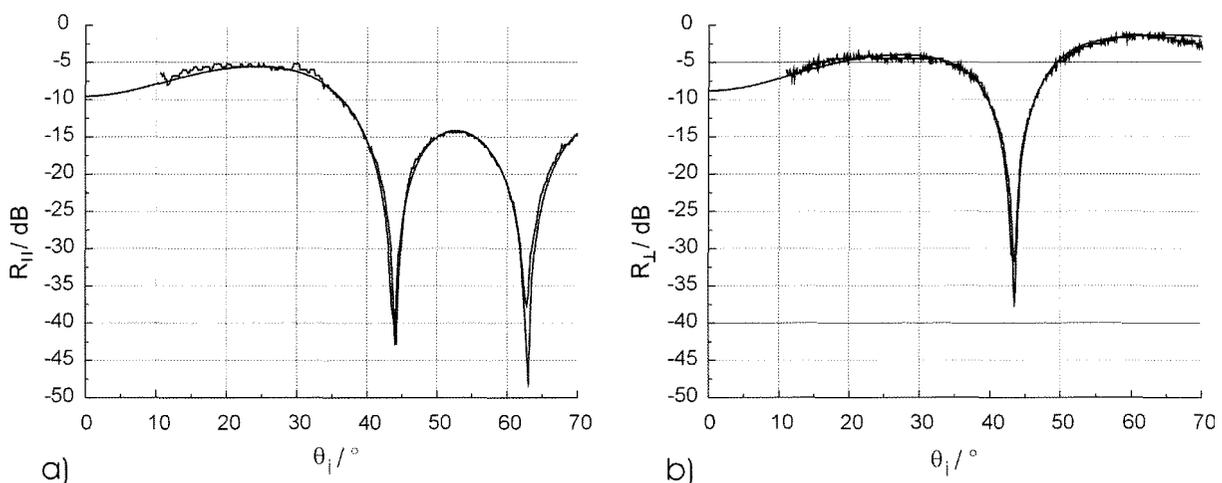


Abbildung 4.5: Bei einer Frequenz von 140 GHz gemessene und berechnete Reflexion einer $d = 7,04$ mm dicken Quarzglasscheibe (Infrasil 301) in Abhängigkeit des Einfallswinkels.

a) Parallele Polarisation

b) orthogonale Polarisation

Aus der sich ergebenden guten Übereinstimmung zwischen dem gemessenen und der unter Annahme der Isotropie des Scheibenmaterials durchgeführten Berechnung läßt sich schließen, daß dieses Material keine oder eine nur sehr schwache Winkelabhängigkeit aufweist. Für einen Winkel von $\theta_i = 43,81^\circ$ verschwindet, in Übereinstimmung mit Gleichung 4.24, unabhängig von der Polarisation die Reflexion in Folge negativer Interferenz. Auch der gemäß Gleichung 4.22 bei einem Wert von $\theta_i = 62,87^\circ$ erwartete Brewsterwinkel läßt sich meßtechnisch gut verifizieren. Bei den vom Hersteller (Heraeus) dieses Spezialglases (Infrasil 301) garantierten Materialeigenschaften (Isotropie für optische Wellenlängen, Freiheit von Verunreinigungen), waren die Abmessungen der Scheibe auf maximal 215 mm x 95 mm beschränkt. Wegen der im Vergleich zur strahlenoptischen Beschreibung doch erheblichen Ausdehnung des Gaußschen Millimeterwellenstrahls ($w_0 = 20$ mm), traten für Einfallswinkel größer 70° an den Kanten der Platte Beugungserscheinungen auf. Da diese bei der Berechnung nicht berücksichtigt wurden und für die Montage als Ausgangsfenster nicht relevant sind, wird hier auf eine Darstellung dieses Sachverhaltes verzichtet.

Auch die mit Hinblick auf die mechanischen Anforderungen (Gl. 4.1) unnötig starke Scheibendicke von 7,04 mm wurde aus einer der vom Hersteller lieferbaren Standarddicken gewählt. Diese Freiheit, eine der Vorzüge des Brewsterfensters, war auch für die bei resonanten Scheiben sehr genau einzuhaltenden Toleranzen ($< 10 \mu\text{m}$) sehr von Vorteil. Wegen der großen Scheibenabmessungen ist das Schleifen auf eine genau spezifizierte Dicke sehr aufwendig. Aufgrund der geringen thermischen Belastung und der geringen Wärmeleitfähigkeit des Fenstermaterials selbst konnte das Problem der Kühlung bei den am FZK infolge der nur mit begrenzter Pulsdauer möglichen Experimente zunächst vernachlässigt werden. Da es, wegen der verwendeten Lanthanhexaboridkathode (LaB_6) möglich war, auf das Ausheizen der Gyrotronröhre zu verzichten, konnte die Fensterscheibe im Sinne eines einfachen Entwurfs in das Fenstergehäuse eingeklebt werden. Abbildung 4.6 zeigt die technische Zeichnung des Längsschnittes durch die vollständige Fensteranordnung.

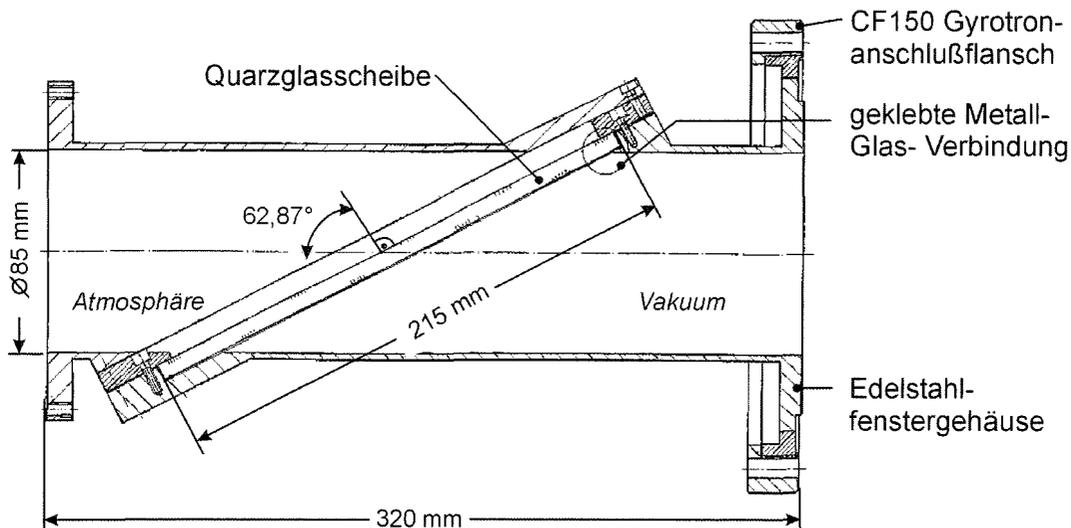


Abbildung 4.6: Technische Zeichnung des Quarzglas-Brewsterfensters im Querschnitt.

Entsprechend des berechneten und meßtechnisch überprüften Wertes von $62,87^\circ$ wurde die Quarzglasplatte unter diesem Brewsterwinkel gegen die Hauptachse montiert. Aus den zuvor bereits erläuterten Gründen war die Längsabmessung der Scheibe auf 215 mm begrenzt. Zusammen mit der zur vakuumdichten Montage benötigten Auflagefläche reduzierte sich der verfügbare freie Rohrdurchmesser auf 85 mm. Bei Berücksichtigung eines radialsymmetrischen fundamentalen Gaußschen Ausgangsstrahles ($w_0 = 20 \text{ mm}$) liegt dieser Wert oberhalb des gemäß Gleichung 4.3 gegebenen kritischen Wertes von 67 mm. Über das real bei diesen Messungen zur Verfügung stehende Strahlprofil und die Schwierigkeiten bei der Einjustierung der Strahlage wurde bereits in Kapitel 3.3.2 ausführlich berichtet. Mit Hinblick auf eine möglichst gleichmäßige Verteilung der Gesamtleistung auf die Scheibenfläche war das sich an der Position des Ausgangsfensters ergebende elliptische Strahlprofil sogar besser geeignet als eine radialsymmetrische Verteilung. Da die kleine Halbachse des elliptischen Profils in der Einfallsebene lag, wurde die Leistungsdichte aufgrund des schrägen Einfalls beim Durchtritt durch die Platte in dieser Richtung aufgespreizt.

Silizium-Nitrid-Brewsterfenster

Als zweites Fenstermaterial, das zumindest für Langpulseexperimente geeignet ist, wurde eine Silizium-Nitrid-Keramik (Si_3N_4) auf Verwendbarkeit als Brewsterausgangsfenster für Hochleistungsmillimeterwellenanwendungen untersucht [Braz, et al., 1998].

Si_3N_4 zeichnet sich, wie aus Tabelle 4.4 ersichtlich, neben seiner guten Wärmeleitfähigkeit vor allem durch eine exzellente mechanische Festigkeit aus. Infolge der bei elliptischer oder rechteckiger Scheibenkontur beim Erwärmen auftretenden Thermospannungen sind es diese Eigenschaften, die eine erfolgreiche Montage des metallisierten Fensters durch Einlöten in ein Fenstergehäuse ermöglichen sollen. Bei Quarzglasscheiben ist dies nur bei gleichmäßiger Spannungsverteilung in kreisrunden Scheiben möglich [Hanks,1996]. Wie zuvor bereits erwähnt, können die dabei erforderlichen Quarzglasscheiben mit der benötigten Qualität fertigungstechnisch nicht realisiert werden. Eine temperaturbeständige Lötverbindung ist aber beim Ausheizen von für den Langpulsbetrieb konzipierten Gyrotronröhren unumgänglich.

In Kooperation mit dem National Institute for Fusion Science (NIFS) in Japan wurde daher an der Entwicklung eines solchen gelöteten Brewsterfensters aus Si_3N_4 gearbeitet. Zur Untersuchung der dielektrischen Eigenschaften des Materials wurde eine 320 mm x 120 mm „Racetrack“ Scheibe mit einer Dicke von 3,162 mm beschafft. Die an dieser Platte durchgeführten winkelabhängigen Messungen sind in Abbildung 4.7 dargestellt.

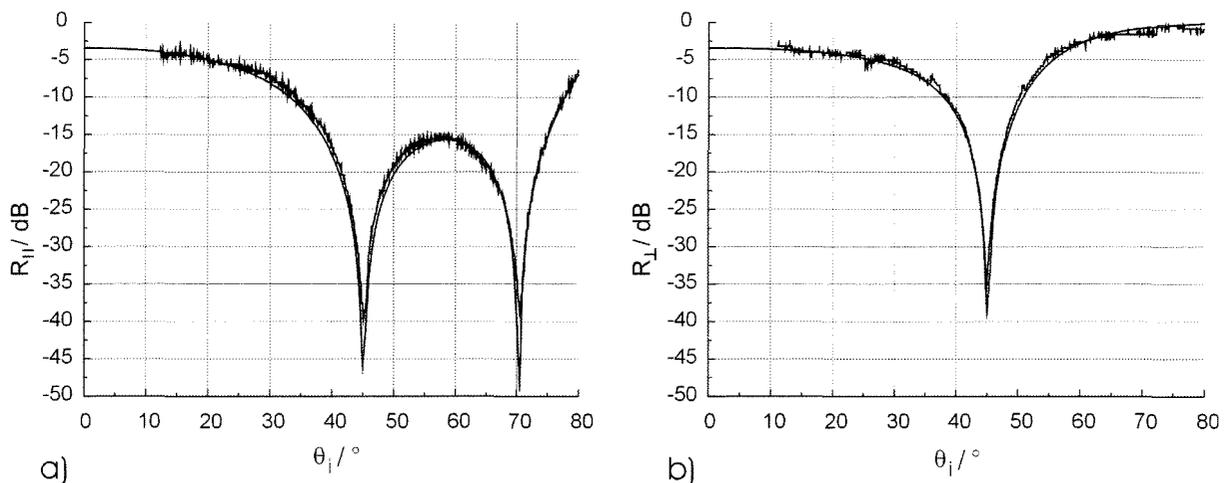


Abbildung 4.7: Bei einer Frequenz von 140 GHz gemessene und berechnete Reflexion einer $d = 3,16$ mm dicken Silizium-Nitrid-Scheibe (Si_3N_4) in Abhängigkeit des Einfallswinkels.

a) parallele Polarisation

b) orthogonale Polarisation.

Auch hier ergab sich nach Anpassung der unter Annahme isotroper Verhältnisse berechneten Kurvenverläufe an die gemessenen Werte eine gute Übereinstimmung, was auf die erwünschte Unabhängigkeit der dielektrischen Parameter vom Einfallswinkel schließen läßt. Ein Verschwinden der Reflexion konnte bei $\theta_i = 45,68^\circ$ (Interferenz Gl. 4.24) sowie unter dem zu einer Dielektrizitätszahl von $\epsilon_r' = 7,85$ zugehörigen Brewsterwinkel (Gl. 4.22) von

$\theta_{iB} = 70,35^\circ$ festgestellt werden. Dem Vergleich des mit Hilfe des Fit-Verfahrens bestimmten Verlustfaktors von $\tan(\delta) = 3,5 \cdot 10^{-4}$ zu den in der Resonatoranordnung mit hoher Ortsauflösung [Schwab, 1998] ermittelten Ergebnissen, kam bei diesem Material eine besondere Bedeutung zu. In der Vergangenheit konnten bei diesem Material starke Schwankungen des $\tan\delta$ -Wertes ($(1...7) \cdot 10^{-4}$) festgestellt werden, was aufgrund der enormen Abmessungen der Scheibe, unter Umständen bei Durchtritt eines Hochleistungsmillimeterwellenstrahls, zu kritischen Temperaturgradienten hätte führen können. Erfreulicherweise lagen die im Resonator bei einer Mittenfrequenz von 145,2 GHz festgestellten Schwankungen über die gesamte Scheibe innerhalb eines Bereiches von $\pm 0,6 \cdot 10^{-4}$ [Schwab, 1997].

Abbildung 4.8 zeigt die technische Zeichnung des zur Montage der Si_3N_4 -Scheibe als Ausgangsfenster an den Gyrotronoszillator angefertigten Gehäuses.

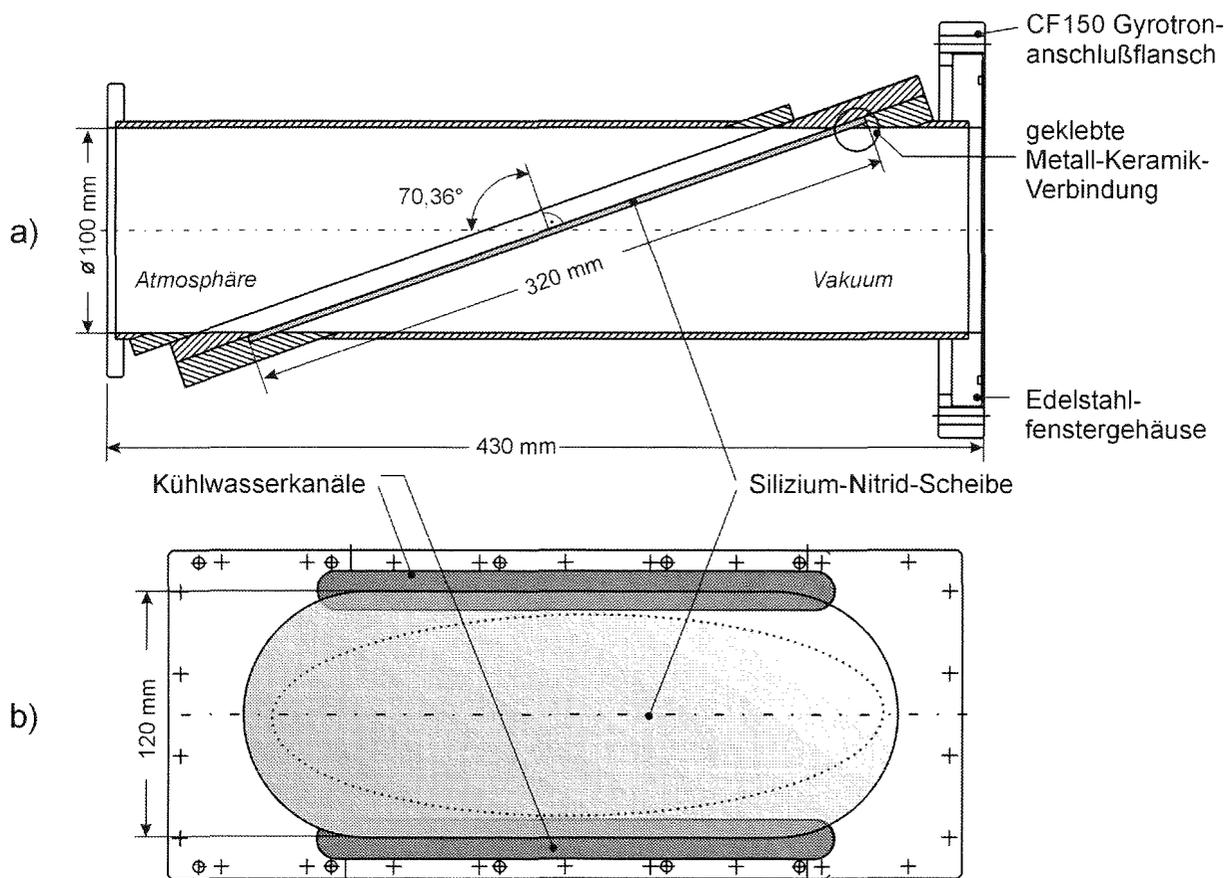


Abbildung 4.8: Technische Zeichnung des Silizium-Nitrid-Brewsterfensters: a) Längsschnitt b) Aufsicht.

Da Silizium-Nitrid, wie aus Tabelle 4.4 ersichtlich, mit $k = 59 \text{ W/(mK)}$ eine gute Wärmeleitfähigkeit besitzt und dieses Material in ausreichender Größe hergestellt werden kann, konnte das Fenstergehäuse mit einer Randkühlung ausgestattet werden. Um eine aufwendige Konstruktion des Kühlkanals zu umgehen und da der Wärmefluß aufgrund des größeren Temperaturgradienten bevorzugt in Richtung der kleinen Halbachse erfolgt, wurden lediglich zwei Kühlkanäle in Längsrichtung der Scheibe angebracht. Der Scheibenrand wird dabei auf einer Breite von 4 mm und einer Länge von 250 mm direkt mit Wasser bei Raumtemperatur umspült. Wie zuvor erwähnt, stand bei diesen Experimenten die generelle Überprüfung der

Verwendbarkeit einer solch großen Si_3N_4 -Scheibe zunächst im Vordergrund. Um das zeit- und kostenaufwendige Einlöten zu umgehen, wurde die Scheibe in das Fenstergehäuse eingeklebt. An einer für reale Gyrotronanwendungen notwendigen Lötverbindung wird am NIFS gearbeitet. Nichtsdestoweniger sind mit diesem Fensterkonzept, wie mit Hilfe von ebenfalls durchgeführten Finite-Element-Rechnungen (ABAQUS) ermittelt, Pulslängen bis zu 1 s bei einer mm-Wellenleistung von 1 MW ohne Gefahr für die Klebeverbindung ($T_{\text{kritisch}} > 120^\circ$) zu erwarten.

4.2.3 Hochleistungsmessungen

Vor einer weiteren theoretischen Diskussion des Übertragungsverhaltens der verschiedenen Fensterkonzepte soll nun zunächst deren Auswirkung auf das Schwingverhalten des Gyrotrons beschrieben werden. Da es bereits eine Vielzahl von Abhandlungen zur Simulation der Wechselwirkung im Gyrotronresonator gibt [Jödicke, 1989; Gantenbein, 1993; Edgcombe, 1993; Kern, 1996], beschränken sich die Betrachtungen hier lediglich auf die zur Durchführung der Experimente nötigen Zusammenhänge.

In einem Gyrotronoszillator lassen sich verschiedene Frequenzen durch Einstellen bestimmter magnetischer Flußdichten erzeugen [Bykov, et al., 1981]. Die mögliche Schwingfrequenz $\omega = 2\pi f$ wird dabei gemäß der Gleichungen 1.1 und 1.2 zunächst durch die Elektronenzyklotronfrequenz vorgegeben. Vernachlässigt man den sich aus dem Dopplerterm ergebenden Frequenzversatz, ergibt sich in guter Näherung eine direkte Proportionalität zwischen der Schwingfrequenz und der magnetischen Flußdichte B_R :

$$\omega \sim \frac{e \cdot B_R}{m_e \cdot \gamma} \Rightarrow \omega \sim B_R \quad (4.27)$$

Um eine definierte Ankopplung zwischen dem Elektronenstrahl und einem Hochfrequenzfeld zu erreichen, ist eine Rückkopplung der elektromagnetischen Schwingung erforderlich. Der hierzu verwendete offene Wellenleiterresonator (vgl. Kap. 2.2.2) bzw. die in ihm angeregten Moden sind es auch, die bei bestimmten magnetischen Flußdichten nur die Anregung bestimmter diskreter Frequenzen erlauben [Kreischer, Temkin, 1987].

Entscheidend für das Anschwingen der einen oder anderen Mode ist deren Startstrom I_s , der sich gemäß der folgenden Beziehungen ergibt:

$$I_s \propto \frac{1}{Q \cdot K_{m,n}} \quad \text{mit} \quad K_{mn} = \frac{J_{m\pm 1}^2 \left(\chi'_{m,n} \cdot \frac{R_e}{R_0} \right)}{\pi \cdot (\chi'_{m,n}{}^2 - m^2) \cdot J_m^2(\chi'_{m,n})} \quad (4.28)$$

wobei Q die Güte des Resonators und K_{mn} die Kopplung zwischen dem Elektronenstrahl und der Wellenleiterfeldform beschreibt. Je niedriger der Startstrom einer Mode, im Vergleich zu etwaigen Konkurrenzmoden ist, um so wahrscheinlicher ist ihr Anschwingen. Demzufolge ist eine bestimmte modenspezifische hohe Güte erforderlich. In einem offenen Wellenleiterresonator erreicht man dies dadurch, daß die gewünschte Feldform in diesem nahe ihres Cut-Off schwingt. Da auch die Länge des Resonators speziell auf die erste longitudinale Schwingung der Entwurfsmode angepaßt ist, ergeben sich bei anderen Frequenzen nur bei ganz bestimmten Moden ähnliche Verhältnisse. Eine anschauliche Darstellung hierfür ist durch den Brillouin-Winkel der Moden im Resonator gegeben. Um bei verschiedenen Frequenzen hohe Resonatorgüten zu erreichen, muß die bei gegebenem Brillouin-Winkel in Ausbreitungsrichtung der Welle zurückgelegte Wegstrecke gleich sein. Da der Radius der Kavität unverändert bleibt ergibt sich aus Gleichung 2.42:

$$\frac{\chi'_{m,n}}{f} \equiv const. \quad (4.29)$$

Beim Wechsel der Schwingfrequenz von einer zur nächsten Mode ist dies speziell für den kleinsten möglichen Sprung $\Delta m = \pm 1$ bei gleichbleibendem radialen Index hinreichend gut erfüllt. Daß dieser radialen Serie Grenzen gesetzt sind ergibt sich aus der ebenfalls in 4.28 ersichtlichen Abhängigkeit des Koppelfaktors von dem Elektronenstrahlradius R_e .

Um eine möglichst gute Ankopplung des Elektronenhohlstrahls an die jeweilige Feldform im Resonator zu gewährleisten, muß dieser nahe des ersten Feldstärkemaximums verlaufen. Gemäß Gleichung 2.19 liegt dieses in der Nähe der Kaustik:

$$R_c' = \frac{m}{\chi'_{m,n}} \cdot R \quad (4.30) = (2.19)$$

Der Elektronenstrahlradius, genauer das Führungszentrum der Zykloidenbahn, R_e im Resonator kann durch geeignete Wahl des Verhältnisses des magnetischen Feldes der Hauptspule B_R zu dem, der in der Nähe der Elektronenkanone angebrachten Spule B_E (siehe Abbildung 1.1) über deren Erregungsströme eingestellt werden.

$$R_e = R_0 \cdot \sqrt{\frac{B_E}{B_R}}. \quad (4.31)$$

Da hierbei der fest vorgegebene Emitterradius R_0 eingeht, kann nur ein bestimmter „Kaustik“-Bereich abgedeckt werden.

Bei zu großer Abweichung des relativen Kaustikradius $m/\chi'_{m+1,n}$ von dem des Entwurfswertes zeigt sich, daß sich für die nächsten Feldformen mit nur kleinem Unterschied im radialen

Index $\Delta n = \pm 1$ deutlich bessere Verhältnisse ergeben. Bedingt durch den nahezu identischen Brillouin-Winkel dieser Feldformen bei den jeweiligen Cut-Off-Frequenzen ergeben sich vergleichbare Resonatorgüten.

Ein weiterer, speziell für die quasi-optische Wandlung der Resonatormoden bedeutender Effekt, ist bei genauerer Betrachtung von Gleichung 4.28 gegeben. Aus dem Vorzeichen im Ordnungsindex $J^2_{m\pm 1}$ der Besselfunktion ergibt sich, daß eine wesentlich stärkere Ankopplung der mit den Elektronen gleichsinnig rotierenden Resonatormoden erfolgt. Dies ist sehr von Vorteil, da die helikale Kontur des quasi-optischen Wellentypwandlers nur auf rotierende Hohlleitermoden einer Drehrichtung optimiert ist (siehe Kapitel 3).

Das $TE_{22,6}$ -Gyrotron

Zur Durchführung des Experiments der Frequenzdurchstimmung wurde das bereits mehrfach erwähnte $TE_{22,6}$ -Gyrotron verwendet. Das in der Röhre implementierte quasi-optische Wandlersystem wurde dabei auf rechtsdrehende Hohlleitermoden ausgelegt. Die wesentlichen technischen Daten sowie die beim Entwurf [Gantenbein, et al., 1995] für die Betriebsfrequenz von 140 GHz optimierten Betriebsparameter sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

Elektronenkanone		Resonator	
Kathodenspannung	80 kV	Ausgangsleistung	1 MW
Strahlstrom	40 A	Wirkungsgrad η	30 %
Emitterstromdichte	3,6 A/cm ²	Hauptmagnetfeld B_R (140 GHz)	5,5 T
Emitterradius R_0	45,2 mm	Ohmsche Wandverluste (real)	3,5 kW/cm ²
Kathodenwinkel	21,48°	Geschwindigkeitsverhältnis α	1,4
Emittermagnetfeld B_E	0,187 T	Elektronenstrahlradius	7,93 mm
		Strahldicke	0,53 mm
		Kompressionsverhältnis	36
		Resonatordurchmesser	15,57 mm
		Resonatorlänge	15 mm
		Eingangstaperwinkel	2,5°
		Ausgangstaperwinkel	3°
		Abstrahlungsgüte (Q-value)	1000

Tabelle 4.1: Entwurfswerte des $TE_{22,6}$ -Gyrotrons.

Zur Anregung weiterer Frequenzen bei verschiedenen Resonatormoden wurden nun die Betriebsparameter entsprechend den zuvor erläuterten Beziehungen verändert. Um die eng mit dem Strahlstrom verbundene Leistungsausbeute für die verschiedenen Feldformen miteinander vergleichen zu können, wurde während des Experiments darauf geachtet, daß dieser möglichst konstant bei $I_B = 47$ A gehalten wurde. Um eine optimale Ankopplung des Elektro-

nenstrahls an die jeweiligen Resonatormoden zu erreichen, wurde das Verhältnis der Magnetfelder mit Hinblick auf eine maximale Ausgangsleistung geringfügig um den theoretischen Vorgabewert variiert. Desgleichen mußte die Beschleunigungsspannung entsprechend nachgeführt werden.

Tabelle 4.2 faßt die bei verschiedenen magnetischen Feldstärken im Gyrotronresonator bei verschiedenen Frequenzen angeregten Feldformen zusammen. Ebenfalls aufgelistet ist neben der jeweils angelegten Beschleunigungsspannung U_v auch die meßtechnisch mit Hilfe eines Oberwellenmischers in Verbindung mit einem Frequenz-Zeit-Intervall-Analysator bestimmte Gyrotronausgangsfrequenz. Durch Vergleich des aus Gleichung 2.42 errechneten Eigenwertes mit der Eigenwerttabelle der Besselfunktionen konnte unter Berücksichtigung einer geringen Dopplerverschiebung die Zuordnung zu den einzelnen Moden vorgenommen werden.

Resonatormode	Hauptmagnetfeld B_R [T]	Beschleunigungsspannung U_v [kV]	Frequenz f [GHz]	relativer Kaustik Radius R_c / R
TE _{18,5}	4,43	75,0	(114,20)	0,484
TE _{19,5}	4,59	80,6	117,80	0,495
TE _{20,5}	4,78	83,4	121,60	0,505
TE _{21,5}	4,91	83,4	125,30	0,515
TE _{19,6}	5,07	82,6	128,94	0,453
TE _{20,6}	5,25	84,0	132,62	0,463
TE _{21,6}	5,37	81,2	136,34	0,473
TE _{22,6}	5,49	81,2	140,10	0,482
TE _{23,6}	5,67	84,0	143,83	0,491
TE _{24,6}	5,83	84,8	147,50	0,499
TE _{22,7}	6,09	84,0	151,12	0,447
TE _{25,6}	5,97	83,4	151,23	0,508
TE _{23,7}	6,14	89,0	154,73	0,456
TE _{26,6}	6,15	85,4	154,94	0,456
TE _{24,7}	6,25	84,8	158,54	0,456
TE _{25,7}	6,37	80,6	162,30	0,473
TE _{26,7}	6,48	78,0	166,03	0,481

Tabelle 4.2: Bei einem Strahlstrom von 47 A zur stufenweisen Frequenzdurchstimmung der TE_{22,6}-Gyrotronröhre benötigte Betriebsparameter.

Wie zuvor erläutert, konnte dabei die für offene Hohlleiterresonatoren erwartete Abhängigkeit des azimutalen und radialen Index bestätigt werden. Bei Frequenzen, bei welchen der azimutale Index sich änderte, speziell bei 152 GHz traten aufgrund der sehr dicht liegenden Eigenfrequenzen der $TE_{22,7}$ und $TE_{25,6}$ Mode zunächst Probleme auf diese eindeutig zum Schwingen anzuregen. Durch Simulation des Experiments mit Hilfe eines Multi-Moden Programms [Kern, 1996] konnten aber auch hier stabile Betriebsparameter für die jeweiligen Moden gefunden werden.

Aufgrund der nur mit vergleichbaren relativen Kaustikradien mit Hilfe des quasi-optischen Wellentypwandlers erreichbaren Wandlungseffizienz und der gemessenen hohen Ausgangsleistung ist auch dies ein Indiz für die Richtigkeit dieser Zuordnung.

Ergebnisse der Hochleistungsmessungen

Zur Untersuchung des Einflusses von Fensterreflexionen auf das Schwingverhalten des stufenweisen frequenzverstimmten Gyrotronoszillators, wurden nun die zuvor beschriebenen Fenster an das $TE_{22,6}$ -Gyrotron montiert.

Zunächst wurde das auf verschiedene Frequenzen optimierte Multi-Bandpaß-Quarzglasfenster (Kapitel 4.2.1) eingesetzt. Mit Hilfe eines als Hochfrequenzabsorber montierten ballistischen Kalorimeters [Stickel, 1988] konnte die in Abhängigkeit vom Hauptmagnetfeld erzeugte Hochfrequenzleistung ermittelt werden. Beim Erreichen eines lokalen Maximums wurden die Betriebsparameter des Gyrotrons auf maximale Ausgangsleistung hin optimiert. An diesen Stellen wurden auch die diskreten Eigenfrequenzen der erwarteten Resonatormoden im Ausgangsstrahl ermittelt. In Abbildung 4.9 ist die gemessene Ausgangsleistung (geschlossene Vierecke) in Abhängigkeit des magnetischen Feldes der Hauptspule B_R dargestellt.

Zur Veranschaulichung der Zusammenhänge wurde dabei das Reflexionsspektrum des Multi-Bandpaß-Fensters über der magnetfeldabhängigen Zyklotronfrequenz mit eingezeichnet. Wie man erkennt, werden nur bei Frequenzen, an denen das Übertragungsverhalten des Fensters ein Minimum der Reflexion aufweist, Ausgangsleistungen von 1 MW erreicht. Für den Vergleich mit den Ergebnissen des Brewster-Fensters ist zu beachten, daß die anderen Werte weit hinter diesen zurückbleiben.

In einem zweiten Schritt wurden nun dieselben Messungen unter Verwendung des Quarzglas-Brewster-Fensters wiederholt. Die dabei ermittelten Ausgangsleistungen sind ebenfalls in Abbildung 4.9 (Kreise) dargestellt. Praktisch unabhängig von der Schwingfrequenz des Gyrotrons wird eine Ausgangsleistung von 1 MW erreicht. Lediglich in den Bereichen um 127 GHz und 151 GHz, bei welchen der radiale Modenindex sich ändert (vergleiche Tabelle 4.2) ist ein geringfügiger Leistungsrückgang zu verzeichnen.

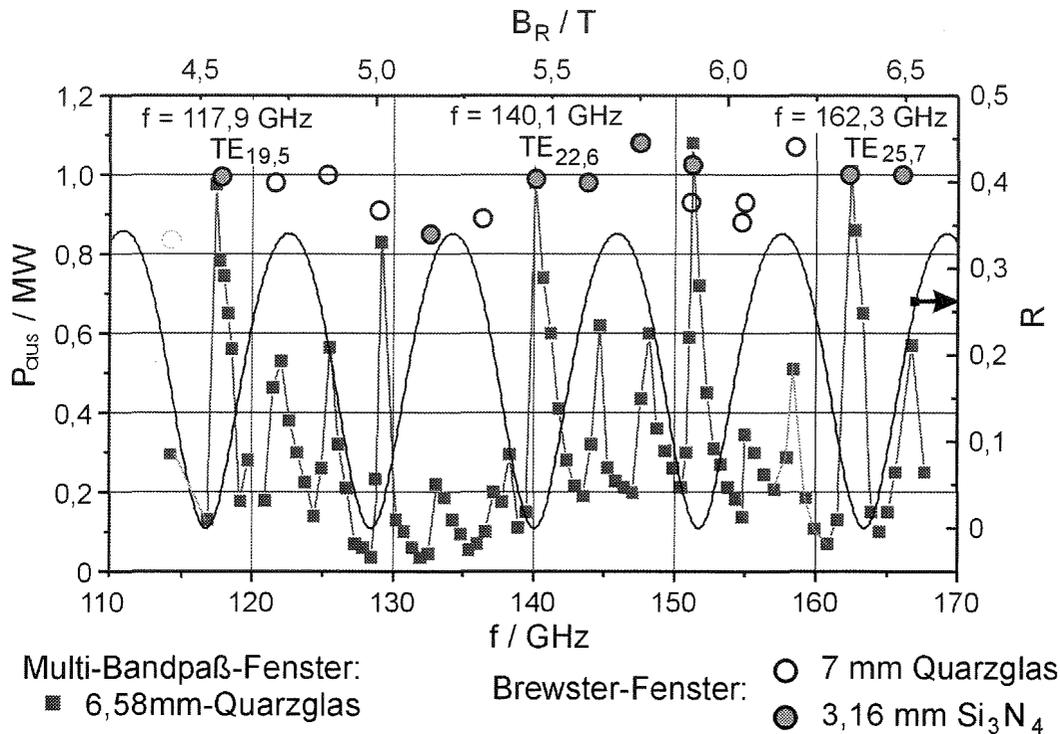


Abbildung 4.9: Reflektivität des Multi-Bandpassfensters über der Frequenz und kalorimetrisch gemessene Ausgangsleistung in Abhängigkeit des Hauptmagnetfeldes.

In einer abschließenden dritten Meßreihe konnte, unter Verwendung des Silizium-Nitrid-Materials, auch dessen Tauglichkeit als Brewsterausgangsfenster erfolgreich demonstriert werden. Aus Zeitgründen beschränkten sich diese Untersuchungen im Wesentlichen auf einige repräsentative Moden im Bereich von 117,4 GHz bis 166 GHz. Dabei konnten die mit Hilfe des Quarzglas-Brewsterfensters ermittelten Ausgangsleistungen nahezu identisch reproduziert werden. Die übrigen Moden sind, wie auch bei dem anderen Fenster, erst nach eingehender Optimierung der Gyrotronbetriebsparameter mit maximaler Leistung zu erwarten.

Um die Übereinstimmung der mit beiden Brewsterfenstertypen ermittelten Ausgangsleistungen zu verdeutlichen sind die entsprechenden Meßpunkte in Abbildung 4.9 grau unterlegt.

Um die im Gyrotronresonator tatsächlich erzeugte Leistung zu berechnen, kann man die kalorimetrisch gemessenen Ausgangsleistungen $P_{kon,aus}$ gemäß des folgenden Zusammenhangs um die vom Fenster reflektierten Anteile korrigieren:

$$P_{kor} = \frac{P_{kon,aus}}{1 - R} \Rightarrow \Delta P = P_{Brew,aus} - P_{kor} \quad (4.32)$$

Dabei beschreibt R den bei der entsprechenden Mode aufgrund seiner zugehörigen Frequenz zu berücksichtigenden Leistungsreflexionsfaktor des Multi-Bandpaß-Fensters. Diese Korrektur geht davon aus, daß die am Fenster zurück reflektierte Leistung lediglich zu einer Verminderung der Leistungsauskopplung führt. Zieht man den so korrigierten Leistungspegel des Muti-Bandpaß-Fensters von den Werten, die real mit dem Brewsterfenster $P_{Brew,aus}$ gemessen wurden, ab, erhält man das in Abbildung 4.10 dargestellte Diagramm.

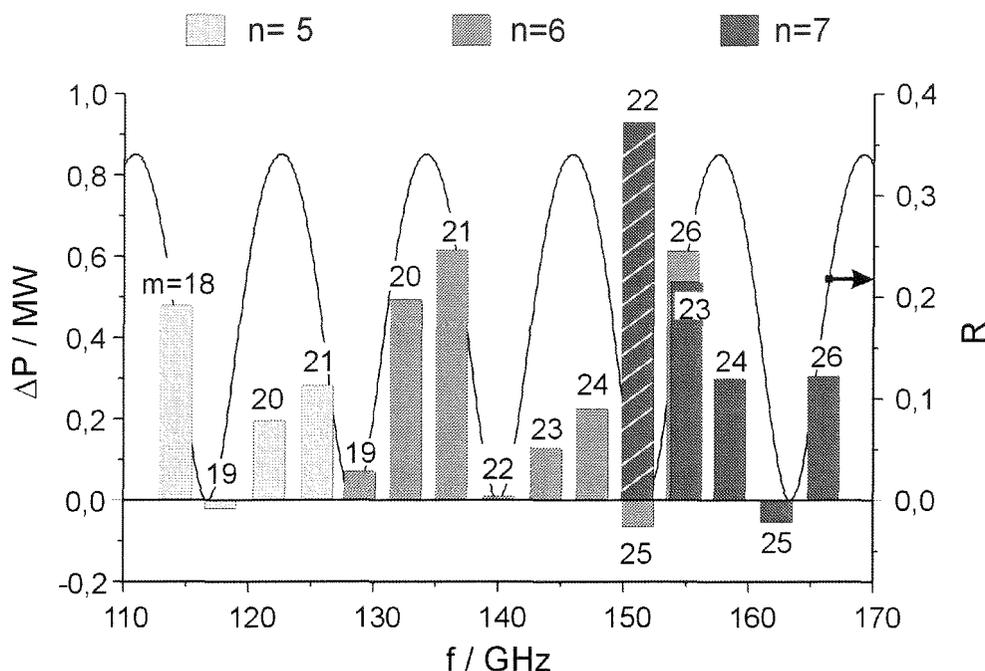


Abbildung 4.10: Differenzen der mit Brewsterfenster gemessenen Ausgangsleistungen zu jenen um die Reflexionen des Multi-Bandpaß-Fensters korrigierten Ausgangsleistungen bei den verschiedenen Moden.

Es ist offensichtlich, daß die mit den beiden Fenstertypen ermittelten Leistungswerte vor allem bei hohen Fensterreflexionen doch erheblich voneinander abweichen. Dies deutet darauf hin, daß die beim Multi-Bandpaß-Fenster in die Röhre zurück reflektierte Leistung das Schwingverhalten des Resonators negativ beeinflussen. Die Wechselwirkung zwischen Elektronenstrahl und Resonatormode wird derart gestört, daß nicht die volle Leistung erzeugt werden kann.

Ein weiterer interessanter Sachverhalt konnte bei Frequenzen um 151 GHz, bei welchen der radiale Index der angeregten Resonatormode von $n = 6$ auf 7 wechselt, festgestellt werden. Die in Abbildung 4.10 schraffiert dargestellte $TE_{22,7}$ -Mode konnte unter Verwendung des Multi-Bandpaß-Fensters nicht oder zumindest nicht eindeutig angeregt werden. Es scheint, daß die hier vorhandenen Fensterreflexionen von 1,5 % bereits ausreichen, um auf die Modenselektion im Resonator Einfluß zu nehmen.

Eine wahrscheinlich plausiblere Erklärung könnte sich aus der weiteren Betrachtung des Anschwingverhaltens von Konkurrenzmoden ergeben. Eine ähnliche Unterdrückung des eigentlich gewünschten Schwingungszustandes konnte bereits an einem $TE_{10,4}$ -Gyrotron mit axialer Wellenleitermodauskopplung beobachtet werden [Gantenbein, 1993, S.48; Nickel, 1995, S.107]. Dort konnten, trotz des Einstellens der für die richtige Resonatormode erforderlichen Betriebsparameter, durch Variation der Fensterreflexionen andere Moden bei deutlich verschiedener Frequenz angeregt werden. Übertragen auf die Problemstellung hier bedeutet dies, daß trotz des Einstellens der Parameter für die $TE_{22,7}$ -Mode eine oder mehrere Störmoden deren Anschwingen verhindern könnten. Da diese Störmoden durchaus einen größeren Frequenzversatz von der erwarteten Schwingfrequenz haben können, ist durch die

dort höheren Reflexionen eine stärkere Beeinflussung zu erwarten. Eine Konsequenz aus dieser Überlegung ist, daß unter Verwendung eines, nur für einen bestimmten Frequenzbereich optimierbaren Doppelscheibenfensters kein zufriedenstellender frequenzdurchstimmbarer Betrieb möglich wäre.

Einer der Gründe für den Übergang von axialer zu lateraler Hochfrequenzaukopplung bei Hochleistungsmillimeterwellengyrotrons war, diese Beeinflussung des Schwingverhaltens durch die Fensterreflexionen zu umgehen. Die hier gemachten Untersuchungen geben Anlaß, diesen Punkt erneut zu überdenken.

Dieser Sachverhalt kann, aufgrund des gegenüber dem $TE_{10,4}$ -Gyrotron deutlich dichteren Eigenwertspektrums im $TE_{22,6}$ -Resonator, nur mit Hilfe eines, derzeit noch nicht existierenden, Multi-Moden-Simulationsprogrammes, welches den Einfluß von Reflexionen und deren Phasenlage berücksichtigt, erklärt werden. Es ist offensichtlich, daß sich eine weitere Diskussion dieser Punkte unter Verwendung eines Brewsterfensters erübrigt.

Ein weiteres, für die Entwicklung frequenzdurchstimmbarer ECRH-Systeme sehr relevantes Ergebnis stellt der Vergleich, der von den verschiedenen Resonatormoden bei den verschiedenen Frequenzen, von dem quasi-optischen Wandlerysteme abgestrahlten Ausgangsfeldverteilungen, dar. Neben der hier zunächst im Vordergrund stehenden Optimierung der Leistungsauskopplung aus dem Gyrotron, sind für einen weiteren Transport der HF-Leistung weitergehende Kenntnisse über das Strahlprofil erforderlich.

Basierend auf den in Kapitel 3.1.4 angestellten Überlegungen wurde das quasi-optische Wandler-system lediglich für die $TE_{22,6}$ -Entwurfsmode justiert. Zur Überprüfung der Richtigkeit dieser Vorgehensweise mit Hinblick auf den frequenzdurchgestimmten Betrieb des Gyrotrons, wurden die im Hochleistungsexperiment ermittelten Feldprofile miteinander verglichen. Als Bezugsebene diente hierbei der Kalorimeteranschlußflansch des Si_3N_4 -Brewsterfensters. Wie gewünscht, konnte dabei die erwartete Ähnlichkeit des Abstrahlungsverhaltens des hier verwendeten gekürzten Denisov-Launchers festgestellt werden. Als Beispiele für die qualitativ gute Übereinstimmung sind nachfolgend die Feldprofile der $TE_{19,5}$ -Mode bei 117,8 GHz, der $TE_{22,6}$ -Mode bei 140 GHz und der $TE_{25,7}$ -Mode bei 162,3 GHz dargestellt.

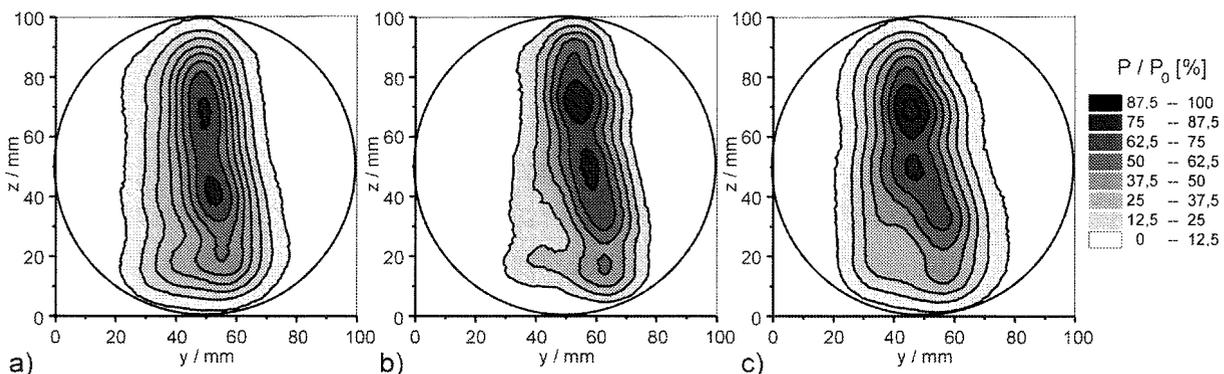


Abbildung 4.11: Hochleistungs-Strahlprofile des frequenzdurchgestimmten $TE_{22,6}$ -Gyrotrons:

a) $TE_{19,5}$ -Mode bei 117,8 GHz b) $TE_{22,6}$ -Mode bei 140 GHz c) $TE_{25,7}$ -Mode bei 162,3 GHz.

4.2.4 Diskussion der Fensterkonzepte

Einen sehr wesentlichen Punkt beim Entwurf von Hochleistungsmillimeterwellenfensern stellen die einzuhaltenden Toleranzvorgaben dar.

Für den Fall eines senkrecht zum Strahlweg angebrachten Fensters lassen sich bei sehr kleiner Reflektivität ($R \ll 1$), die an die Genauigkeiten der Scheibendicke gestellten Anforderungen nach [Nickel, 1995] wie folgt abschätzen:

$$\Delta d \approx \frac{2 \cdot \sqrt{R} \cdot c_0}{\pi \cdot f_n \cdot (1 - \epsilon_r')}; \quad R \ll 1 \quad (4.33)$$

Gleichung 4.33 beschreibt die bei der jeweiligen Mittenfrequenz f_n zum Unterschreiten eines bestimmten Leistungsreflexionskoeffizienten R nicht zu überschreitende Dickentoleranz Δd . Für die hier betrachteten Fenstermaterialien ergibt sich bei einer Frequenz von 140 GHz für eine Quarzglasscheibe ein Bereich von $\Delta d \approx 50 \mu\text{m}$ sowie im Falle des Si_3N_4 $\Delta d \approx 20 \mu\text{m}$. Bei fertigungstechnisch, bei Scheibendurchmessern von ca. 100 mm, gut realisierbaren Toleranzen von $\pm 5 \mu\text{m}$ ist somit der Entwurf von Ausgangsfenstern für eine feste Frequenz gut möglich. Im Falle von Multi-Bandpaß-Fenstern führt dies, wegen der meist von den Schwingfrequenzen des Gyrotrons nicht genau getroffenen Neben-Bandmitten schon zu erheblichen Reflexionen.

Bei schräg zum Ausgangsstrahl angeordneten Ausgangsfenstern erkaufte man sich den Vorteil der Frequenz- und Dickenunabhängigkeit neben den wesentlich größeren Längsabmessungen durch die Einhaltung des durch die Permittivität vorgegebenen Brewsterwinkels. Neben der Frage der mechanischen Genauigkeit bei der Herstellung des Fenstergehäuses ist ein gewisser Toleranzbereich aufgrund der Divergenz des Gaußschen Millimeterwellenstrahls erforderlich. Zwar sollte die Strahltaile, somit der Ort kleinster Divergenz, in der Scheibenmitte liegen, doch muß aufgrund der Frequenzabhängigkeit ihrer Lage und wegen der Länge des Fenstergehäuses mit einer nicht zu vernachlässigenden Strahlaufweitung gerechnet werden. Ein Abschätzung dieses maximalen Öffnungswinkels ist durch asymptotische Näherung des Strahlverlaufs im Fernfeld gegeben:

$$\Theta_0 = \frac{\lambda_0}{\pi \cdot w_0} \quad (4.34)$$

Bei einer Freiraumwellenlänge von $\lambda_0 = 2,14 \text{ mm}$ und einer Strahltaile $w_0 \approx 20 \text{ mm}$ ergibt sich ein Winkel von $\Theta_0 \approx 2^\circ$. Da Gleichung 4.34 jedoch nur im Fernfeld gültig ist und die Scheibe genaugenommen im Rayleigh-Bereich der „strahlenden Apertur“ liegt stellt dieser Winkel eine grobe Abschätzung nach oben dar.

Um einen Eindruck über die Winkel- und Frequenzabhängigkeit zu erhalten sind in Abbildung 4.12 die an dem hier untersuchten Quarzglas-Brewsterfenster auftretenden Reflexionen dargestellt. Es fällt auf, daß ein relativ breiter Winkelbereich existiert, in welchem unabhängig von der Frequenz die auftretenden Reflexionen kleiner als 5 % bleiben. Auch bei Variation der Scheibendicke erfährt dieser Bereich keine Änderung. Lediglich die Anzahl der cosinusförmig von unten nach oben verlaufenden Interferenzminima nimmt zu.

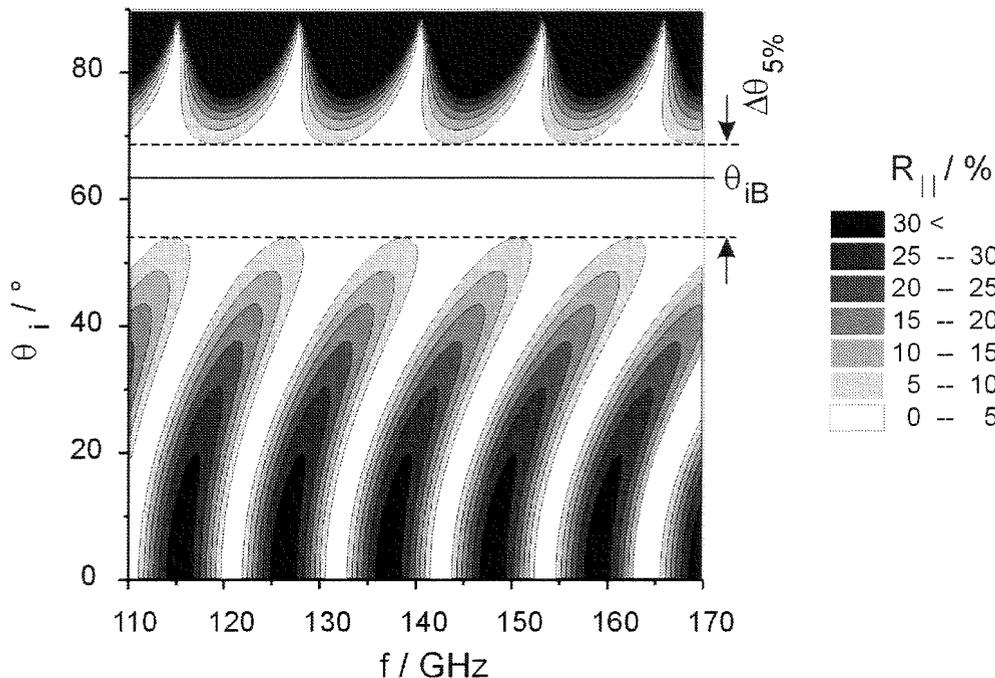


Abbildung 4.12: Fensterreflexionen als Funktion der Frequenz und des Einfallswinkels für die $d = 7,04$ mm dicke Quarzglasscheibe.

Wie in Abbildung 4.13 a) angedeutet, kann durch geeignete Wahl der Scheibendicke für jede Frequenz unter einem bestimmten Einfallswinkel ein Maximum der Interferenz-Reflexion erzeugt werden. Analog zu Gleichung 4.23 bedeutet dies, daß der Gangunterschied zwischen dem zuerst reflektierten Strahl (Phasensprung π) zu den aus dem Material zurück reflektierten Teilstrahlen ein Vielfaches von 2π sein muß. Setzt man dies in die Reflexionsgleichung in 4.12 ein, erhält man im Falle verlustloser Materialien ($r_2 = -r_1$, $r^2 = 1 - t^2$) folgenden Ausdruck:

$$r_{||}|_{Int.,max} = \frac{2 \cdot r_{||}}{1 + (r_{||})^2} \quad (4.35)$$

Da die maximale, durch konstruktive Interferenz erreichbare Reflexion bei verschwindenden Verlusten im Material auftritt, beschreibt Gleichung 4.35 die obere Grenze der unter einem bestimmten Winkel auf eine planparallele dielektrische Platte auftreffenden Strahlen.

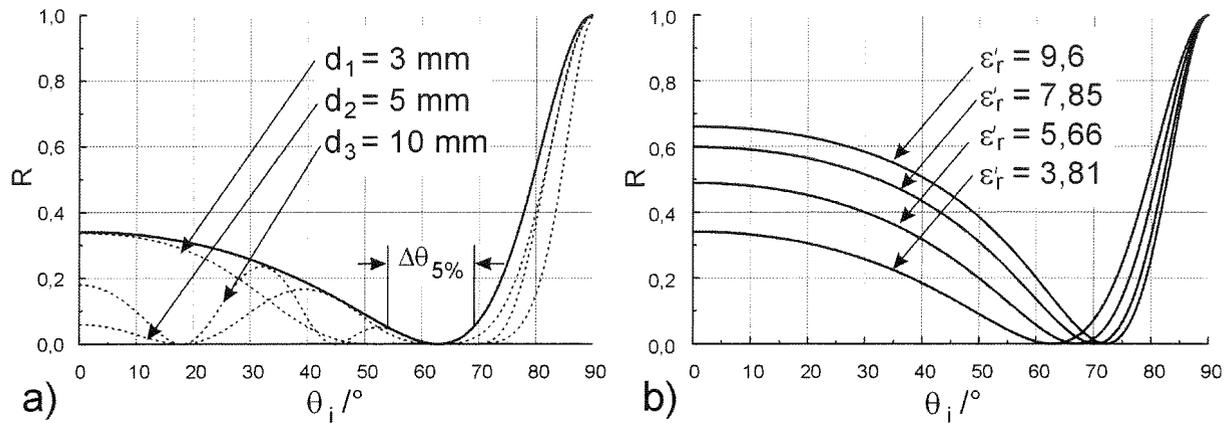


Abbildung 4.13: Fensterreflexion als Funktion des Einfallswinkels:

- a) Kurvenverläufe für verschieden dicke Quarzglasscheiben bei $f = 140$ GHz
- b) Kurvenverläufe der maximalen Reflexion für verschiedene Materialien.

Um eine Abschätzung der 5 %-Winkelbandbreite $\Delta\theta_{5\%}$ für verschiedene Materialien zu erhalten, sind in Abbildung 4.13 b) einige Kurvenverläufe gemäß Gleichung 4.35 dargestellt. Für kleine Reflexionswerte in einem schmalen Bereich um den Brewsterwinkel lässt sich Formel 4.35 durch Vernachlässigung des Nenners weiter vereinfachen. Analog zur 20 dB-Frequenzbandbreite lässt sich somit für das Brewsterfenster eine 20 dB-Winkelbandbreite angeben:

$$\Delta\theta_{20dB} \approx \theta_o - \theta_u; \quad \sin(\theta_o) \approx \frac{\sqrt{\left(\frac{21}{19}\epsilon_r'\right)^2 - \epsilon_r'}}{\left(\frac{21}{19}\epsilon_r'\right)^2 - 1}; \quad \sin(\theta_u) \approx \frac{\sqrt{\left(\frac{19}{21}\epsilon_r'\right)^2 - \epsilon_r'}}{\left(\frac{19}{21}\epsilon_r'\right)^2 - 1} \quad (4.36)$$

Tabelle 4.3 faßt die zuvor diskutierten Winkel für die als Brewsterfenster in Betracht kommenden Materialien zusammen.

Material	Quarzglas	Diamant (PVCD)	Silizium-Nitrid	Aluminiumoxid
ϵ_r'	3,81	5,67	7,85	9,6
θ_{iB}	62,87°	67,2°	70,35°	72,11°
$\Delta\theta_{5\%}$	14,9°	11,5°	9,6°	8,6°
$\Delta\theta_{20dB}$	6,34°	5°	4,18°	3,75°

Tabelle 4.3: Frequenzunabhängige Winkeltoleranzen für verschiedene Brewsterfenstermaterialien.

Es ist erkennbar, daß alle Materialien mit einer Reflexion kleiner 1 % eine Variation von ca. 4° ($\pm 2^\circ$) um ihren Brewsterwinkel zulassen.

Ein weiterer Aspekt, der die Bedeutung des von einer schräg angeordneten Fensterscheibe reflektierten Leistungsanteiles weiter mindert, läßt sich strahlen-optisch leicht veranschaulichen. Die von der Scheibe unter demselben Winkel, unter welchem sie einfällt, reflektierte Welle wird zunächst gegen die Rohrwand des Fenstergehäuses geleitet. Bei Kippwinkeln von

mehr als 45° zwischen der Mittelachse des Millimeterwellenstrahls gegenüber der Flächennormalen des Fensters läßt sich zeigen, daß die von der Rohrwand zurückgeworfene Welle noch mindestens einmal in Vorwärtsrichtung auf die Scheibe auftrifft. Dies hat zur Folge, daß die Amplitude der in Einfallrichtung zurücklaufenden Welle zumindest um den unter diesem Winkel gültigen Reflexionsfaktor verringert wird. Hinzu kommt, daß die so entstandene rückwärtslaufende Welle nur für wenige diskrete Winkel (60° , 72° , ...) wieder mit der Strahlachse des einfallenden Strahls übereinstimmt. Es ist somit sehr unwahrscheinlich, daß ein nennenswerter Anteil direkt in das quasi-optische Wandler-System des Gyrotrons reflektiert wird.

Auch bei der näheren Betrachtung der von den beiden Fensterkonzepten absorbierten Millimeterwellenleistung ergibt sich ein deutlicher Vorteil des Brewsterfensterkonzeptes.

Da sich die Auslöschung der reflektierten Leistung im Falle des senkrecht zum Strahlweg angebrachten Fensters nur durch destruktive Interferenz der aus dem Fenster heraus reflektierten Teilleistungen ergibt, muß dieses Fenster für die jeweilige Frequenz eine resonante Dicke besitzen. Dies hat aber zur Folge, daß die zwischen den Grenzschichten hin- und herlaufende Leistung im Falle der Resonanz zu einer Überhöhung der Absorption führt. Abbildung 4.14 veranschaulicht diesen Effekt am Beispiel der hier untersuchten Quarzglasscheibe.

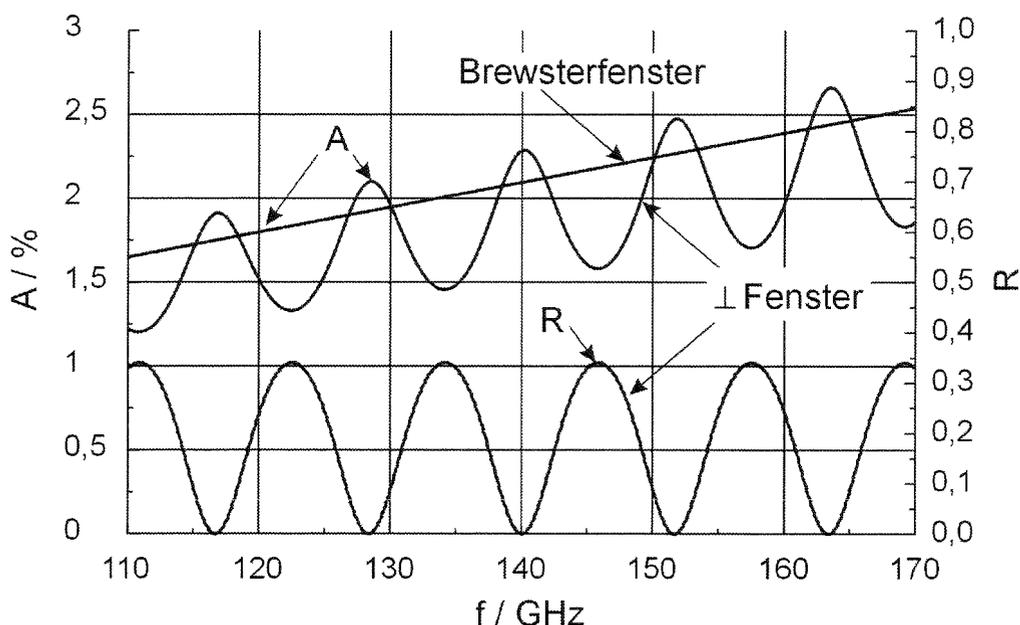


Abbildung 4.14: Absorptions- A und Reflexionsverhalten R einer $d = 6,58$ mm dicken Quarzglasscheibe bei Verwendung als Fenster senkrecht zum Strahlweg (\perp) und als Brewsterfenster.

Wie man sieht, ergibt sich bei den Frequenzen mit minimaler Reflexion ein Maximum der Absorption.

Im Falle des unter dem Brewsterwinkel angeordneten Fensters passiert jeder Teilstrahl das Material nur einmal. Zwar ist die Weglänge aufgrund der Schräge länger, doch bleibt die sich daraus ergebende zusätzliche Absorption für die hier betrachteten Materialien unter der eines senkrecht zum Strahlengang angeordneten Fensters mit vergleichbarer resonanter Dicke.

Für eine Abschätzung der Größenordnung ist in Abbildung 4.15 das Verhältnis der beiden Näherungsformeln (Gleichung 4.21 und 4.26) als Funktion der Permittivität dargestellt.

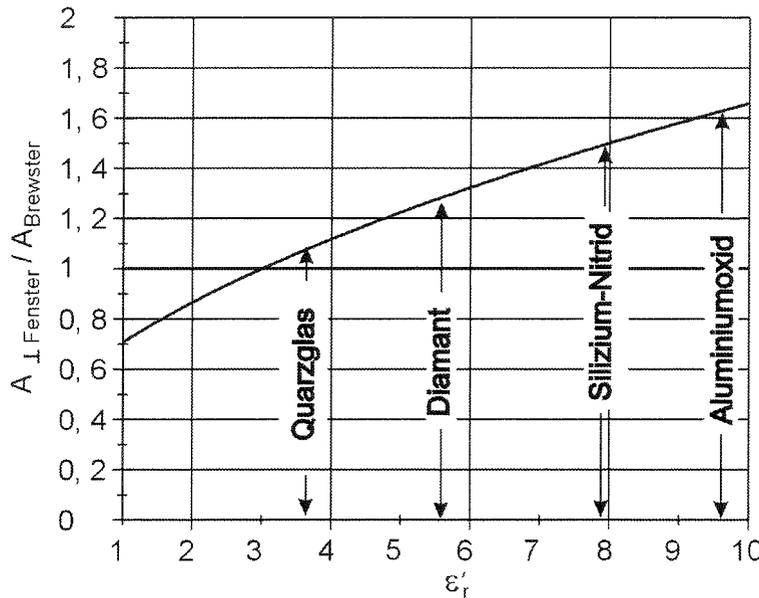


Abbildung 4.15: Verhältnis der Absorptionskoeffizienten des resonanten, senkrecht zum Strahlweg angeordneten Fensters ($A_{\perp \text{Fenster}}$) gegenüber dem des Brewsterfensters (A_{Brewster}).

Es wird deutlich, daß dieser Effekt speziell für Materialien mit hoher Permittivität zunehmend an Bedeutung gewinnt. Für eine Scheibe aus Aluminiumoxid ergibt sich dabei beispielsweise eine Reduktion der im Brewsterfenster absorbierten Leistung gegenüber einer mit gleicher Dicke senkrecht zum Strahlengang angebrachten Scheibe von 1,6.

Ebenfalls erkennbar ist, daß es mit Hinblick auf eine Verminderung der Absorption für Materialien mit einer Permittivität $\epsilon_r' < 3$ keinen Sinn macht, diese unter dem Brewsterwinkel anzuordnen. Wegen des geringen Wellenwiderstandssprungs an den Grenzschichten der Scheibe wird nur wenig Leistung zwischen diesen hin und her reflektiert. Es überwiegt die Dämpfung infolge des längeren Strahlweges im Falle des Brewsterfensters. Deutlich wird dieser Effekt für $\epsilon_r' = 1$. In diesem Fall kann keine Leistung eingeschlossen werden, lediglich der sich aus diesem Wert ergebende „unsinnige“ Brewsterwinkel von $\theta_{\text{IB}} = 45^\circ$ führt zu einer Verlängerung des Weges um $\sqrt{2}$. Entsprechend verschlechtert sich das Absorptionsverhältnis auf $1/\sqrt{2}$.

Ein Punkt, der beim Entwurf eines Brewsterfensters für Hochleistungsmillimeterwellen sehr kritisch betrachtet werden muß, ergibt sich aus dem Grenzwinkel der Totalreflexion ϑ_T der im Material reflektierten Leistungsanteile. Dieser berechnet sich aus Gleichung 4.5 unter der Annahme, daß die aus dem Material herausgebrochenen Teilstrahlen gerade einen Winkel von 90° gegen das Lot einschließen, wie folgt:

$$\vartheta_T = \arcsin\left(\sqrt{\frac{\epsilon_{r1}'}{\epsilon_{r2}'}}\right); \quad \epsilon_{r1}' = 1 \quad \Rightarrow \quad \vartheta_T = \arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{\epsilon_{r2}'}}\right) \quad (4.37)$$

Für alle im Material verlaufenden Teilstrahlen, die unter einem Winkel $\vartheta > \vartheta_T$ auf die Grenzschicht vom optisch dichteren zum optisch dünneren Medium auftreffen, bedeutet dies, daß diese Strahlen keine Möglichkeit besitzen, Leistung von der Platte abzustrahlen. Zwar findet ein Leistungstransport außerhalb des Materials parallel zur Grenzschicht statt, doch trägt dessen exponentiell zum Abstand abnehmende Feldstärke nicht zur Abstrahlung bei. Bei planparallelen Grenzschichten ergibt sich somit ein dielektrischer Plattenleiter [Zinke, Brunswig, 1990]. Eine besondere Bedeutung kommt diesem Winkel der Totalreflexion zu, vergleicht man diesen mit dem zum Brewsterwinkel zugehörigen Brechungswinkel im Material (Gleichung 4.22).

$$\Delta\Phi(\epsilon_r') = \vartheta_T(\epsilon_r') - \vartheta_B(\epsilon_r') \quad (4.38)$$

In Abbildung 4.16 ist diese Differenz $\Delta\Phi$ aus beiden Winkeln als Funktion der Permittivität dargestellt.

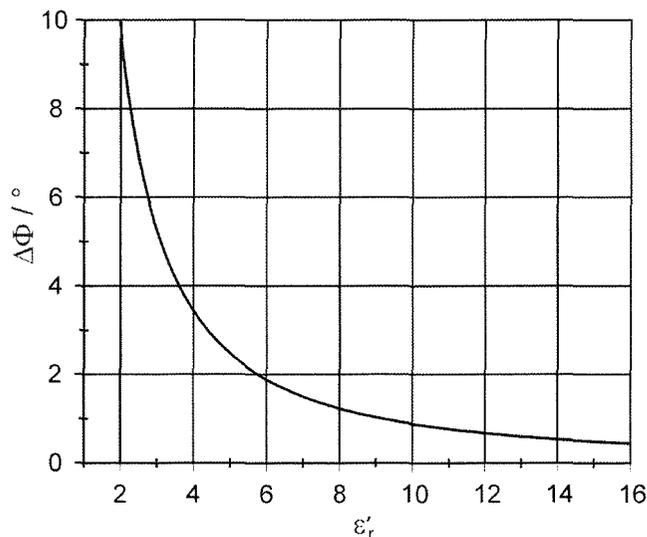


Abbildung 4.16: Differenz $\Delta\Phi$ zwischen dem Grenzwinkel der Totalreflexion ϑ_T und dem Brewsterwinkel ϑ_B im Material als Funktion der Permittivität.

Gegenüber dem bei optischen Wellenlängen um $1\mu\text{m}$ mit einer Dielektrizitätszahl von ca. $\epsilon_r' \approx 2,25$ für Quarzglas gegebenen Winkel von $\Delta\Phi \approx 8,1^\circ$ zu einem Differenzwinkel von 3° für 2,14 mm wird offensichtlich, daß diesem Winkel aufgrund der höheren Permittivität im Millimeterwellenbereich erhöhte Beachtung geschenkt werden muß. Im Falle der Verwendung einer Aluminiumoxidkeramik als Scheibenmaterial für ein Brewsterfenster ergibt sich für die hier betrachteten Frequenzen eine Differenz von weniger als 1° .

Für eine ideal planparallele Scheibe spielt dieser Effekt keine Rolle, da es von außen nicht möglich ist, einen Winkel im Material größer als den der Totalreflexion hervorzurufen (nur für $\theta_i = 90^\circ$, d.h. streifender Einfall). Kritisch wird der Sachverhalt, sofern die Scheibe, wenn auch nur lokal begrenzt (Durchbiegung), einen Keilwinkel aufweist. Wie in Abbildung 4.17 veranschaulicht, werden die an der zweiten Grenzschicht, infolge des dort nicht getroffenen Brewsterwinkels reflektierten Leistungsanteile mit jeder weiteren Reflexion näher zu dem Grenzwinkel der Totalreflexion hin gebrochen.

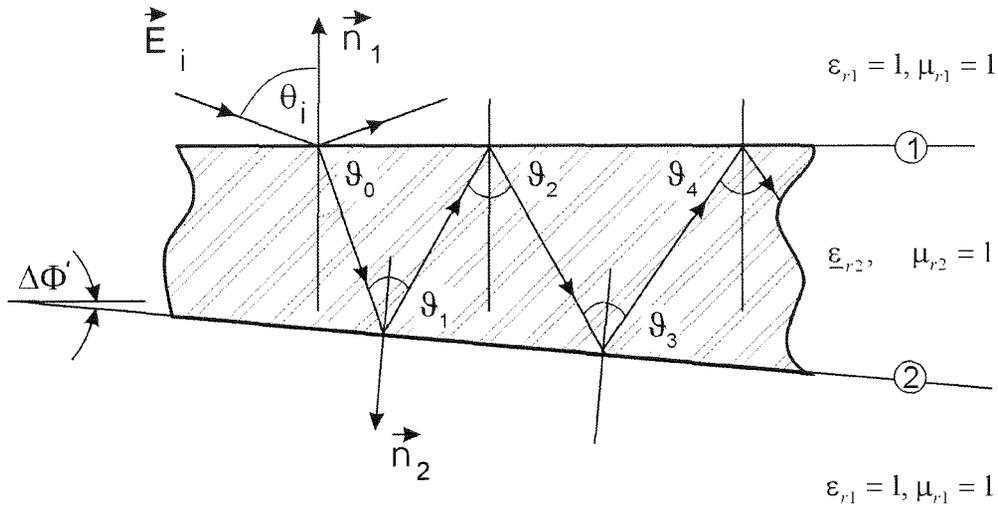


Abbildung 4.17: Strahlverlauf bei Überschreiten des kritischen Winkels ϑ_T der Totalreflexion in Folge eines Keilwinkels $\Delta\Phi'$ der dielektrischen Scheibe.

Der Brechungswinkel im Material ergibt sich demzufolge zu:

$$\vartheta_n = \vartheta_0 + n \cdot \Delta\Phi'; \quad n = 0, 1, \dots \quad (4.39)$$

Zwar wird, solange dieser Brechungswinkel kleiner als der Grenzwinkel der Totalreflexion bleibt, Leistung aus dem Material abgestrahlt doch wird ab einer bestimmten Anzahl n die bis dorthin verbliebene Leistung fast verlustfrei zum Rand der Scheibe geführt. Bei Scheibendicken von lediglich einigen Millimetern und einer transmittierten Leistung im Megawattbereich sind die selbst bei Ankopplung von weniger als -30 dB an diesen dielektrischen Plattenmoden auftretenden Leistungsdichten enorm. Dies könnte speziell beim Dauerbetrieb des Gyrotronoszillators zu einer starken thermischen Belastung der am Rand der Scheibe befindlichen Lötnaht führen.

Da ein solcher Effekt, bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Brewsterfenstern, nur sehr schwach (<-35 dB) zu beobachten war, kann auf eine ausreichende Planparallelität der hier verwendeten Scheiben geschlossen werden.

Eine, mit Hinblick auf die oben geschilderte Problematik, sehr kritische Anordnung ergibt sich bei Verwendung einer Brewsteranordnung als Doppelscheibenfenster. Wie in [Nickel, 1995, S.118] dargestellt wird dabei der, von dem Übergang zur Luft/Vakuum verschiedene, Dielektrizitätszahlssprung von den Fensterscheiben zu dem dazwischen hindurch geführten Kühlmedium durch einen Keilwinkel ausgeglichen. Welche Anforderungen an die Herstellung solcher Platten und an die Homogenität der Kühlflüssigkeit gestellt werden lässt sich leicht aus den zuvor gemachten Betrachtungen ableiten.

Erfreulicherweise sind solche, mechanisch sehr aufwendige, kühltechnisch günstige Fensteranordnungen unter Verwendung einer Diamantscheibe als Fenstermaterial überflüssig (vgl. Kap. 4.3).

4.3 Materialien für Millimeterwellenfenster

Die in den vergangenen Jahren in verschiedenen Laboratorien weltweit erreichten Ausgangsleistungen und Pulslängen spiegeln im Wesentlichen die mit Hilfe verschiedener Fensterkonzepte erreichbaren Spitzenwerte wieder [Thumm, 1998]. Zur Überwindung dieser Problematik wurden eine Vielzahl von Lösungskonzepten vorgeschlagen. Derzeit werden randgekühlte Einscheibenfenster aus Bornitrid, Saphir, Siliziumnitrid und Quarzglas genauso wie flächengekühlte Doppelscheibenfenster eingesetzt.

In Tabelle 4.4 sind die wichtigsten Materialeigenschaften der hier betrachteten Fensterwerkmaterialien zusammengestellt.

Material	Quarz- Glas	Silizium- Nitrid	Aluminium Oxid	Saphir * $T = 77$ K ** $T = 33$ K	Diamant (PACVD)
	SiO ₂ amorph	Si ₃ N ₄ p.c.	Al ₂ O ₃ p.c.	Al ₂ O ₃ s.c.	C p.c.
Wärmeleitfähigkeit k [W/mK]	1,4	59	32	900* 20.000**	1900
max. zul. Biegespannung σ_B [MPa]	67	800	200 - 400	410	600
Dichte ρ [g/cm ³]	2,2	3,4	3,9	4,0	3,5
spezifische Wärmekapazität c_p [J/g K]	0,75	0,6	0,8	0,8	0,5
Wärmeausdehnungs- koeffizient α [10 ⁻⁶ /K]	0,5	2,4	5,5	8,2	0,08
Permittivität (145 GHz) ϵ_r'	3,81	7,85	9,7 - 9,9	9,3	5,67
Verlusttangens (145 GHz) $\tan(\delta)$ [10 ⁻⁵]	20-50	15-60	30	0,57* 0,2**	0,6

Tabelle 4.4: Zusammenstellung der dielektrischen und thermomechanischen Eigenschaften der betrachteten Fenstermaterialien bei $f = 145$ GHz (p.c. = polykristallin; s.c. = einkristallin).

Die sich nach Durchtritt eines Millimeterwellenstrahls mit der Leistung P_{Gyro} und einer Pulslänge Δt im stationären Zustand aufgrund der dielektrischen Verluste einstellende Temperaturerhöhung ΔT (z. B. am Scheibenrand) kann gemäß der folgenden Formel berechnet werden

$$\Delta T = \frac{P_{\text{Gyro}} \cdot A_F (\tan(\delta))}{\rho \cdot c_p \cdot V} \cdot \Delta t \quad , \quad (4.40)$$

wobei ρ die Dichte, V das Volumen und c_p die spezifische Wärmekapazität des Scheibenmaterials bezeichnen. Aus der für das jeweilige Fenster gültigen Näherungsformel für den Absorptionskoeffizienten A_F (resonante Scheiben Gl. 4.20, 4.21, Brewsterfenster Gl. 4.26) kann aus dieser Temperaturerhöhung der Verlusttangens bestimmt werden.

Neben dem Verlusttangens, der maßgeblich für die im Scheibenmaterial absorbierte Millimeterwellenleistung verantwortlich ist, stellt dessen Fähigkeit die dabei erzeugte Verlustleistungswärme abzuführen, das entscheidende Kriterium dar. Allen zuvor genannten Materialien gemeinsam ist, daß diese aufgrund ihrer unzureichenden Wärmeleitfähigkeit nur im Kurzpulsbetrieb oder mit reduzierter Ausgangsleistung betrieben werden können.

Zur vollständigen numerischen Analyse des thermodynamischen Verhaltens ist die folgende dreidimensionale Fouriersche Differentialgleichung zu lösen:

$$\rho \cdot c_p \cdot \dot{T} = k(T) \cdot \text{div grad} T + A_F \cdot S(x, y) \quad (4.41)$$

Dabei bezeichnet $S(x,y)$ die aus dem Strahlprofil des Millimeterwellenstrahls resultierende Leistungsdichteverteilung. Die Randbedingung für die Differentialgleichung ergibt sich aus dem am Rand mit einem Kühlmedium umspülten Bereich zu:

$$q = h \cdot (T - T_0), \quad (4.42)$$

wobei q die Oberflächen-Wärmestromdichte, h den Wärmeübergangskoeffizienten zwischen dem Scheibenmaterial und dem Kühlmedium und T_0 dessen Temperatur beschreibt.

Da die Wärmeleitfähigkeit k , wie in Abbildung 4.18 dargestellt, selbst eine nichtlineare Abhängigkeit von der Temperatur aufweist, wurde zur Lösung von Gleichung 4.41 ein dreidimensionales Finite-Element-Programm verwendet [Norajitra, P., 1991].

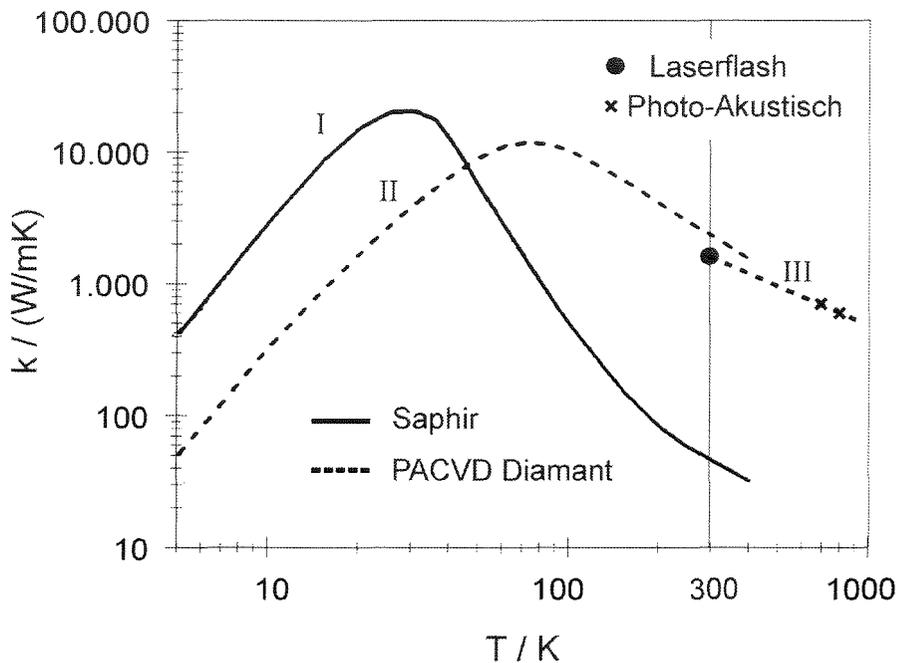


Abbildung 4.18: Wärmeleitfähigkeit von Saphir und Diamant als Funktion der Temperatur.

Kurvenverläufe I und II nach [Touloukain, et al., 1970], III nach [Rohde, Schulz, 1997].

Eine Möglichkeit der Realisierung eines für den Dauerbetrieb, mit HF-Leistungen bis zu 0,5 MW, geeigneten Ausgangsfensters stellt die Verwendung auf kryogene Temperaturen heruntergekühlter Saphirscheiben dar. Dabei wird der Scheibenrand auf Flüssigstickstoff- (LN_2 , $T = 77 \text{ K}$) oder Flüssigneon- Temperaturen (LNe , $T = 33 \text{ K}$) gekühlt.

Wie aus Tabelle 4.4 bzw. Abbildung 4.18 ersichtlich, kann die thermische Leitfähigkeit von Saphir hierdurch im ersten Fall um den Faktor 20 (LN_2) und im zweiten Fall sogar um den Faktor 500 (LNe) gesteigert werden. Gleichzeitig sinken die dielektrischen Verluste [Heidinger, 1994] um das 35-fache (LN_2) [Häfner, et al., 1996] bzw. 100-fache (LNe) [Kasugai, 1997]. Neben den zum Betrieb bei diesen extrem niedrigen Temperaturen erheblichen technischen Aufwendungen ist der wohl entscheidendste Nachteil, daß ein solches Fenster, um ein Einfrieren dauerhaft zu verhindern, nur unter Vakuum betrieben werden kann.

Erfolgreich eingesetzt wurde dieses Konzept als Ausgangsfenster des 118 GHz-Gyrotron der Firma Thomson Tubes Electroniques. Bis zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit konnte damit eine Ausgangsleistung von 530 kW mit einer Pulslänge von 5 s ausgekoppelt werden.

4.3.1 PACVD Diamant-Fenster

Eine technisch handhabbare Lösung des Fensterproblems zeichnete sich ab, nachdem die ersten Messungen an synthetischem Diamant an Proben mit hinreichender Qualität durchgeführt werden konnten. Wie aus Tabelle 4.4 ersichtlich, weist ein selbst in polykristallinen Strukturen nach dem sogenannten „Plasma Activated Chemical Vapor Deposition“-Verfahren hergestellter Diamant neben exzellenten mechanischen Eigenschaften die mit Abstand beste Wärmeleitfähigkeit auf. Es sei an dieser Stelle angemerkt, daß diese Leitfähigkeit bei Raumtemperatur bereits 5 mal höher als die von Kupfer und sogar 40 mal höher als die von Saphir ist. Nach anfänglichen Schwierigkeiten beim Herstellungsprozeß konnten auch die dielektrischen Verluste im Diamant auf Werte, die ansonsten nur mit kryogen gekühlten Materialien erreicht wurden, abgesenkt werden [Spörl, et al., 1998]. Seit auch Scheiben mit für Gyrotronanwendungen ausreichenden Durchmessern > 100 mm und Dicken > 2 mm hergestellt werden können, konzentriert sich die Entwicklung von Ausgangsfenstern im Wesentlichen auf dieses Material. Der entscheidende Vorteil eines Diamanteinscheibenfensters ist es, daß aufgrund seiner Wärmeleitfähigkeit bereits eine einfache Wasserkühlung des Scheibenrandes den dauerhaften Durchtritt eines Millimeterwellenstrahls mit einer Ausgangsleistung von 2 MW bereits bei Raumtemperatur ermöglichen würde [Thumm, et al., 1996 c) und 1997 c)].

Zur Überprüfung dieser exzellenten Übertragungseigenschaften wurde in Kooperation mit dem Japan Atomic Research Institute (JAERI) eine Serie von Experimenten durchgeführt.

In einem ersten Experiment [Braz, et al., 1997 c)] wurde dabei eine Diamantscheibe mit einem Durchmesser von 96 mm und einer Dicke von 2,23 mm senkrecht zum Ausgangsstrahl eines 170 GHz JAERI/Toshiba Gyrotrons angebracht. Um Aufschluß über die in der Scheibe absorbierte Leistung und deren Wärmeleitfähigkeit zu erhalten, wurde die Temperaturerhöhung am Scheibenrand in Abhängigkeit von der Zeit erfaßt. In Hinblick auf eine möglichst geringe thermische Verkopplung mit der Umgebung, wurde die Scheibe dabei lediglich durch die Zuleitungsdrähte der vier Temperaturfühler gehalten. Da die gesamte Anordnung zum Betrieb des Gyrotrons in eine auf Hochvakuum evakuierte Übertragungsleitung eingebracht werden mußte, konnte auch das Problem der konvektionellen Kühlung beseitigt werden. Da die nach der Injektion der Hochfrequenzleistungen im stationären Zustand gemessene Temperaturerhöhung eine lineare Abhängigkeit von der Pulslänge und dem Leistungspegel aufwies, konnte darauf geschlossen werden, daß die zuvor beschriebenen Kühlungseffekte im betrachteten Zeitraum tatsächlich zu vernachlässigen waren.

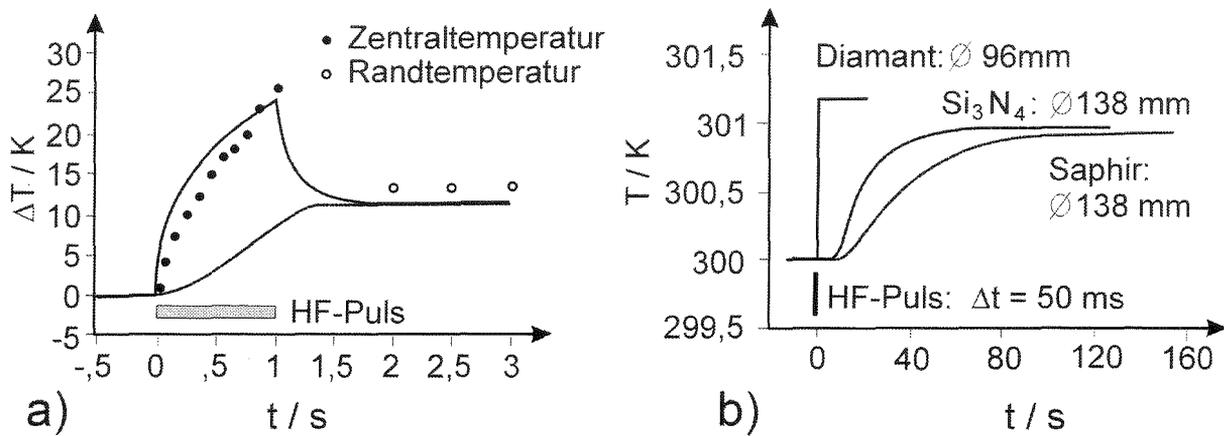


Abbildung 4.19: a) Gemessene und berechnete Temperaturverläufe im Zentrum und am Rand der 96 mm Diamantscheibe bei einer HF-Leistung von 110 kW und einer Pulszeit von 1 s.
 b) Randtemperaturverläufe verschiedener Materialien bei Injektion eines 165 kW, 50 ms HF-Pulses bei 170 GHz (Angaben JAERI).

Abbildung 4.19 a) zeigt die experimentell während der Transmission einer Leistung von 110 kW, 1 s langen Pulses am Scheibenrand und im Zentrum gemessene Temperaturverläufe. Die beste Übereinstimmung zwischen der Messung und einer gemäß Gleichung 4.41 durchgeführten Berechnung konnte nach Einsetzen eines Wertes von $k = 1800 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ und eines Verlusttangens von $1,3 \cdot 10^{-4}$ erzielt werden. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 4.19 b) die Temperaturverläufe für Saphir- und Silizium-Nitrid-Scheiben, die unter denselben Meßbedingungen ermittelt wurden, dargestellt. Es ist offensichtlich, daß Diamant bei weitem den besten Wärmetransport und somit die beste Kühlung des Scheibenzentrums ermöglicht. Nach der erfolgreichen Metallisierung des Scheibenrandes konnte das Diamantfenster mittels zweier aufgelöteter Metallzylinder in ein vakuumdichtes Gehäuse eingeschweißt werden. Zur Kühlung der Diamantscheibe wird deren Rand mit Wasser bei Raumtemperatur umspült. Da der Wärmeübergangskoeffizient zwischen der Scheibe und dem Kühlmedium eine starke Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit aufweist, ist sowohl die Dauer bis zum Erreichen des thermischen Gleichgewichts als auch das Temperaturniveau eng mit dieser Größe verbunden. Die hier durchgeführten Untersuchungen zeigten jedoch, daß eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit von weniger als 2 m/s zum Erreichen eines für den Dauerbetrieb notwendigen Wärmeübergangskoeffizienten von $k > 12 \text{ kW}/\text{m}^2\text{K}$ ausreicht [Kasugai, et al., 1998]. Nach diesen erfolgreich verlaufenen Vortests wurde die Anordnung direkt als vakuumdichtes Ausgangsfenster an die 170 GHz JAERI/Toshiba Gyrotronröhre montiert. Bei dem damit bei einer Ausgangsleistung von 0,5 MW durchgeführten Langpulseexperiment wurde der Betrieb dieser Hochleistungsmillimeterwellenquelle weltweit erstmals nicht durch die Übertragungseigenschaften des Gyrotronfensters begrenzt. Die Abschaltung des Systems nach 5 s mußte lediglich aufgrund des Erreichens des kritischen Wertes, des zum Betrieb notwendigen, Vakuums vorgenommen werden. Abbildung 4.20 a) zeigt den während eines 5 s langen Pulses in der Scheibenmitte gemessenen und berechneten Temperaturverlauf.

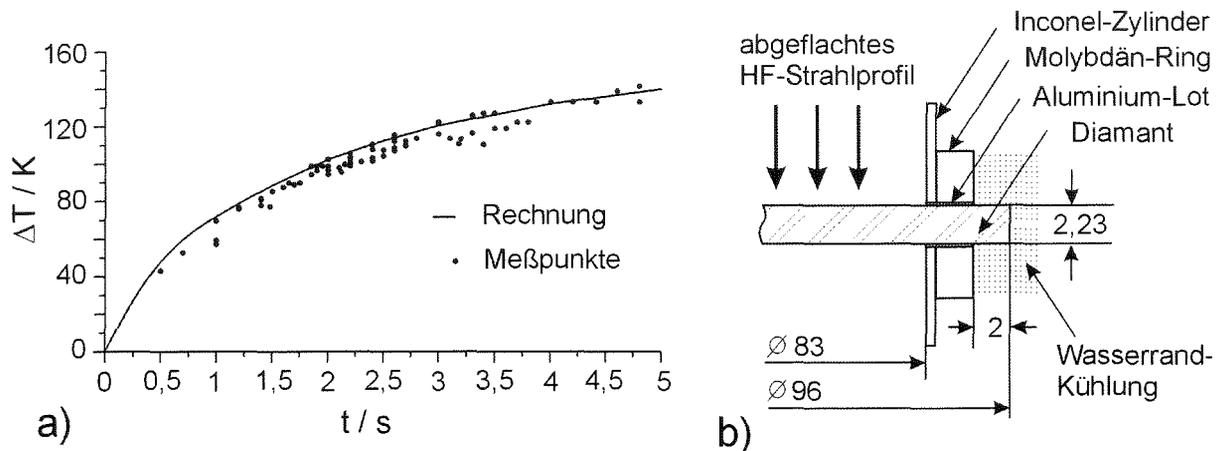


Abbildung 4.20: a) Gemessener und berechneter Temperaturverlauf im Zentrum der 2,23 mm dicken Diamantscheibe ($\tan(\delta) = 1,3 \cdot 10^{-4}$) mit Wasserrandkühlung während der Transmission einer HF- Leistung von 500 kW bei 170 GHz in Abhängigkeit von der Zeit.
b) Schematische Darstellung der Wasserrandkühlung.

Aus der Berechnung des weiteren Temperaturverlaufs ergibt sich, daß nach 7 s der stationäre Zustand bei einer Temperatur von 155 K zu erwarten ist. Dies bedeutet, daß ab diesem Zeitpunkt die durch die Kühlung abgeführte Verlustleistung gleich der aus dem HF-Strahl absorbierten Leistung ist. Da diese Temperatur weit unter den Werten liegt, ab welcher mit einer Änderung des Verlusttangens [Spörl, et al., 1998] zu rechnen ist, ist somit ein wirklicher Dauerbetrieb möglich. Unter Verwendung derzeit mit deutlich niedrigeren dielektrischen Verlusten erhältlichen Diamantscheiben ($\tan(\delta) < 1 \cdot 10^{-5}$!!!) kann damit das Problem der Entwicklung eines für den Dauerbetrieb geeigneten 1 MW Ausgangsfensters als gelöst betrachtet werden.

Da zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit bereits PACVD-Diamant-Wafer mit einem Durchmesser bis zu 16'', entsprechend 400 mm, verfügbar waren, ist auch die Realisierung eines Diamant-Brewsterfensters ($D > 260$ mm) in greifbare Nähe gerückt.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Zur Charakterisierung von Hochleistungsübertragungseinrichtungen für den Millimeterwellenbereich wurden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene Meßverfahren getestet und neue Meßsysteme entwickelt. Neben der Erfassung von Freiraumfeldverteilungen stellte dabei die Kleinsignalanalyse verschiedener Moden in stark überdimensionierten Rundhohlleitern einen der Schwerpunkte dar. Infolge der großen Anzahl ausbreitungsfähiger Feldformen in diesen übermodierten Wellenleitersystemen mußten zur Bestimmung des sehr dichten Eigenwertspektrums geeignete Verfahren ermittelt werden. Die eindeutigsten Ergebnisse lieferte dabei das Wellenzahlspektrometer. Da dieses Meßverfahren zur Bestimmung des Modeninhaltes in Hochleistungswellenleitern entwickelt wurde, weist das Spektrometer eine sehr hohe Koppeldämpfung auf. Um das Verfahren dennoch bei der Kleinsignalanalyse einsetzen zu können, mußte ein neuartiger vektorieller Netzwerkanalysator mit einem für das D-Band einzigartigen Meßumfang von mehr als 100 dB entwickelt werden. Dabei konnte recht eindrucksvoll demonstriert werden, daß die etwas altertümlich anmutende Röhrentechnik speziell im Bereich der Millimeterwellenmeßtechnik einige Vorzüge gegenüber den sonst gebräuchlichen Halbleitersystemen aufweist.

Mit Hilfe dieser Meßeinrichtung konnten erstmals quantitative Aussagen über die Effizienz quasi-optischer Modenerzeuger gemacht werden. Durch Analyse jener Modenspektren konnten einige Unstimmigkeiten in deren Entwurfsverfahren entdeckt werden. Speziell im Falle des $TE_{76,2}$ -Modenerzeugers bei einer Frequenz von 140 GHz ist sicher, daß dieser ohne diese detaillierten Messungen nicht hätte justiert werden können.

Die so in ihrer Funktion optimierten Modenerzeuger wurden anschließend zur Überprüfung verschiedener in Hochleistungsmillimeterwellengyrotrons eingesetzter quasi-optischer Wellentypwandlersysteme verwendet. Dabei konnte der hohe Nutzen der meßtechnischen Überprüfung der hier verwendeten Entwurfsverfahren unter Beweis gestellt werden. Da dieser Wellenlängenbereich speziell in überdimensionierten Anordnungen weder mit Hilfe rein feldtheoretischer noch rein optischer Methoden beschrieben werden kann, sind bei deren Entwurf gewisse Vernachlässigungen bzw. Näherungen notwendig. Daß dabei ein rein heuristisches Abwägen der theoretischen Verfahren derzeit noch nicht ausreicht, zeigt sich daran, daß in jedem der hier betrachteten Wandlersysteme eine vom gewünschten Verhalten abweichende Funktion festgestellt werden konnte.

Aus dem Vergleich der im Kleinleistungsexperiment ermittelten Ausgangsfeldverteilungen mit jenen im Hochleistungsstrahl des Gyrotrons gemessenen konnte ferner gezeigt werden, daß die dabei erzielte Übereinstimmung nicht nur von qualitativer Natur ist. Speziell im Fall eines $TE_{22,6}$ -Konverters bei einer Frequenz von 118 GHz zeigt sich, daß die mit beiden Verfahren im Ausgangsstrahl bestimmten Strahlparameter gegebenenfalls direkt zum Entwurf von Strahlkorrektursystemen verwendet werden können.

Bis zu welcher extrem hohen Ordnung der angeregten Feldform die hier entwickelten Meßverfahren eingesetzt werden können, konnte anhand der Überprüfung des im koaxialen $TE_{28,16}$ -Gyrotron implementierten Wandlersystems demonstriert werden. Trotz des Erreichens der Meßgrenzen des Wellenzahlspektrometers konnte eine experimentelle Optimierung des dabei aufgebauten $TE_{76,2}$ -Modenerzeugers vorgenommen werden. Eine vollständige Analyse des Modenspektrums war hier zwar nicht mehr möglich, doch zeigte sich wie bei allen untersuchten quasi-optischen Modenerzeugern, daß ein geringer Anteil an überlagerten Störmoden für die Analyse der Wandlerysteme vernachlässigt werden kann.

Auch mit Hinblick auf die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten stufenweisen Frequenzdurchstimmung eines $TE_{22,6}$ -Gyrotrons war die zuvorige Einjustierung des vollständigen Wandlersystems in das Röhrengehäuse sehr von Vorteil. Aufgrund der großen Baulänge der hier verwendeten Brewsterfenster und der nur unzureichenden Fokussierung des Hochleistungsmillimeterwellenausgangsstrahls wären diese Untersuchungen ohne die experimentelle Optimierung der Leistungsauskopplung nicht möglich gewesen.

Auch der zweite Schwerpunkt dieser Arbeit, die Optimierung der Funktion des Ausgangsfensters, konnte erfolgreich abgeschlossen werden. Unter Verwendung eines erstmals an einem Gyrotron eingesetzten Brewsterfensters wurden weltweit Rekordergebnisse ($P_{\text{aus}} > 2 \text{ MW}$) erzielt. Durch die überwiegend experimentelle Vorgehensweise konnte demonstriert werden, daß ein nur für eine Resonatormode bei einer Frequenz entworfener Gyrotronoszillator für den stufenweisen frequenzdurchgestimmten Betrieb geeignet ist. Speziell bei der hier verwendeten $TE_{22,6}$ -Röhre ließen sich durch Einstellen verschiedener magnetischer Flußdichten im Resonator insgesamt 17 Resonatormoden im Frequenzbereich von 114 bis 166 GHz anregen. Welche zentrale Bedeutung dabei der Vermeidung von Fensterreflexionen zukommt, ergaben die aus den nach Anbauen der verschiedenen Fensterkonzepte ermittelten Frequenzspektren. Dabei konnte gezeigt werden, daß bereits kleinste zurückgestreute Leistungsanteile ($\leq 1 \%$) das Anschwing- und Modenselektionsverhalten des Gyrotronresonators beeinflussen. Im Hinblick auf das Schwingverhalten eines Gyrotrons mit quasi-optischer Strahlauskopplung stellt somit ein gänzlich reflexionsfreies Brewsterfenster die beste Lösung dar.

Ebenfalls in dieser Arbeit beschrieben sind die Fortschritte bei der Entwicklung eines geeigneten Gyrotron-Fensterkonzept. Bei der Verwendung des hier untersuchten PACVD-Diamantmaterials als Brewsterfenster scheint somit das Problem eines frequenzdurchstimmbaren Hochleistungsmillimeterwellenfensters für den Dauerbetrieb gelöst zu sein.

Ausblick

Die meßtechnische Optimierung der quasi-optischen Strahlauskopplung beschränkt sich im Rahmen dieser Arbeit zunächst auf die Entwurfsfrequenzen und Moden des jeweiligen Gyrotrons. Daß das so einjustierte Wandler-System auch bei anderen Frequenzen und Moden eine sehr effiziente Leistungsauskopplung ermöglicht, konnte anhand des $TE_{22,6}$ -140 GHz-Gyrotrons im Hochleistungsexperiment demonstriert werden. Da aber zum weiteren Leistungstransport die Einkopplung der Hochfrequenzleistung in entweder einen korrigierten Wellenleiter oder in eine Spiegelleitung erforderlich sein wird, sind weitere Untersuchungen zur definierten Strahlformung notwendig. Von besonderem Interesse wird dabei die Bestimmung des aus den verschiedenen Resonatormoden gewandelten komplexen Ausgangsstrahlprofils sein. Inwieweit zu deren Anpassung an die Abmessungen des Übertragungssystems eine einfache teleskopische Spiegelanordnung ausreicht oder auf die verschiedenen Profile angepaßte phasenkorrigierende Spiegel bzw. Reflexionsgitter notwendig sind, muß als nächstes geklärt werden. Beim Entwurf dieser Systeme erscheint es als sehr sinnvoll, direkt die Ergebnisse von parallel durchgeführten Kleinleistungsexperimenten mitzuverwenden. Daß die bereits aufgebauten Kleinleistungsmodenerzeuger aufgrund ihres Gyrotronresonator-ähnlichen Aufbaus auch bei anderen Frequenzen und den entsprechenden Moden betrieben werden können, wurde schon erfolgreich getestet.

6 Literaturverzeichnis

Alberti, S., 1998, private Mitteilung, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Schweiz.

Alexandrov, N.L., Chirkov, A.V., Denisov, G.G., Vinogradov, D.V., Kasperek, W., Pretterebner, J., Wagner, D., 1992, "Selective excitation on high-order modes in circular waveguides", *Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **13**, 1369-1385.

Alexandrov, N.L., Denisov, G.G., Whaley, D.R., Tran, M.Q., 1995, "Low power excitation of gyrotron-typ modes in cylindrical waveguide using quasi-optical techniques", *Int. Journal of Electronics*, **79**, 215-226.

Arnaud, J.A., Kogelnik, H., 1969, "Gaussian light beams with general astigmatism", *Applied Optics*, **8**, 1687 – 1693.

Arnold, A., 1997, „Erweiterung eines Mikrowellennetzwerkanalysators mit einer frequenzstabilisierten Rückwärtswellenröhre zur Erzielung einer hohen Meßdynamik“, Studienarbeit an der Universität Karlsruhe, *Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe FZKA 5901*.

Arnold, A., 1998, „Entwicklung eines vektoriellen mm-Wellen-Netzwerkanalysators mit hoher Meßdynamik und Messungen an überdimensionierten Wellenleiterkomponenten“, Diplomarbeit an der Universität Karlsruhe, *Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe FZKA 6108*.

Balanis, C.A., 1989, *Advanced engineering electromagnetics*, New York: John Wiley & Sons.

Barkley, H.J., Kasperek, W., Kumric, H., Müller, G.A., Schüller, P.G., Thumm, M., Wilhelm, R., Erckmann, V., 1988, "Mode purity measurements on gyrotrons for plasma heating at the stellarator W VII-AS", *Int. Journal of Electronics*, **64**, 21-28.

Bronstein, I.N., Semendjajew, K.A., 1982, *Taschenbuch der Mathematik*, 21. Auflage, Frankfurt/Main: Harri Deutsch.

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

Braz, O., Losert, M., Möbius, A., Thumm, M., Coudroy, R., Giguët, E., Tran, C., Tran, M. Q., Whaley, D.R., 1995 b), "Cold Tests and High Power Measurements on an Advanced Quasi-Optical Mode Converter for a 118 GHz Gyrotron", *Proc. 20th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves (Orlando)*, 281-282.

Braz, O., Arnold, A., Losert, M., Möbius, A., Pereyaslavets, M., Thumm, M., Malygin, V.I., 1996, "Low power excitation and mode purity measurements on gyrotron type modes of high order", *Proc. 21st Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves (Berlin)*, ATh6

Braz, O., Arnold, A., Kunkel, H.-R., Thumm, M., 1997 a), "Low power performance tests on highly oversized waveguide components of high power gyrotrons", *Proc. 22nd Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves (Wintergreen)*, 21-22.

Braz, O., Dammertz, G., Kuntze, M., Thumm, M., 1997 b), "D-band frequency step-tuning of a 1 MW gyrotron using a Brewster output window", *Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **18**, 1465-1477.

Braz, O., Kasugai, A., Sakamoto, K., Takahashi, K., Tsuneoka, M., Imai, T., Thumm, M., 1997 c), "High power 170 GHz test of CVD diamond for ECH window", *Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **18**, 1495-1503.

Braz, O., Dammertz, G., Henry, S., Kuntze, M., Sato, M., Shimosuma, T., Thumm, M., 1998, "Frequency step-tuned operation of a 1MW, D-band gyrotron using a Brewster output window", *ITG-Fachbericht 150: Displays and Vacuum Electronics*, Berlin: VDE-Verlag, 299-304.

Belousov, V.I., Denisov, G.G., Malygin, S.A., Malygin, V.I., Vinogradov, D.V., Zapevalov, V.E., 1993, "Increase of gyrotron window carrying capacity based on optimization of output wavebeam structure", *Proc. 18th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves (Colchester)*, SPIE 2104, 183-184.

Bykov, Y.V., Flyagin, V.A., Gol'denberg, A.L., Khizhnyak, V.I., Luchinin, A.G., Orlova, I.M., Petelin, M.I., Usov, V.G., Vlasov, S.N., 1981, "Mode selection in high power gyrotrons", in *Gyrotrons: Collected papers*, Gorky: USSR Academy of Sciences / Institute of applied physics.

Collin, R.E., 1992, *Field theory of guided waves*, 2nd ed., New York: IEEE Press.

Denisov, G.G., Kuftin, A.N., Malygin, V.I., Venediktov, N.P., Vinogradov, D.V., Zapevalov, V.E., 1992, "110 GHz gyrotron with built-in high-efficiency converter", *Int. Journal of Electronics*, **72**, 1079-1091.

Edgcombe, C.J., 1993, *Gyrotron oscillators – Their Principles and Practice*, London: Taylor and Francis.

Feher, L.E., 1997, „Simulationsrechnungen zur verfahrenstechnischen Anwendung von Millimeterwellen für industrielle Materialprozeßtechnik“, Dissertation an der Universität Karlsruhe, *Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe FZKA 5885*.

Garin, P., Rebuffi, L., Thumm, M., Jacobs, A., 1989, "Circular waveguide: Reference formulas for propagation and radiation", *Proc. 14th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves (Würzburg)*, 156-157.

Gantenbein, G., 1993, „Theoretische und experimentelle Untersuchungen zu Leistungsgyrotrons mit asymmetrischen Moden hoher Ordnung“, Dissertation an der Universität Karlsruhe, *Berichte des Kernforschungszentrums Karlsruhe KfK 5229*.

Gantenbein, G., Borie, E., Dumbrajs, O., Thumm, M., 1995, "Design of a high order volume mode cavity for a 1MW/140 GHz gyrotron", *Int. Journal of Electronics*, **78**, 771-787.

Geist, T., Hochschild G., Wiesbeck, W., 1988, "Scalar mm-wave network analysis with high dynamic range", *Proc. 18th European Microwave Conf. (Stockholm)*, 339-343.

Geist, T., 1991, „Hochfrequenz-meßtechnische Charakterisierung von Herstellungsprozessen und Werkstoffen für Resonatoren eines 140 GHz Gyrotrons“, Dissertation an der Universität Karlsruhe.

Geng, N., Wiesbeck, W., 1998, *Planungsmethoden für die Mobilkommunikation: Funknetzplanung unter realen physikalischen Ausbreitungsbedingungen*, Berlin u.a.: Springer.

Glass, E., 1980, „Ein Rückwärtswellenoszillator von 110 bis 170 GHz“, *NTG-Fachbericht*, 71, 29-33

Goy, P., Gross, M., Raimond, J.M., 1990, "8-1000 GHz Vector Network Analyzer", *Proc. 15th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves (Orlando)*, 172-174.

Goy, P., Gross, M., 1992, "Millimeter and/or submillimeter network vector analyzer", *US Patent n°5,119,035*.

Goy, P., Gross, M., 1997, "Vector Transceiver for mm Wave Antennas", *Proc. 20th ESTEC Antenna Workshop on Millimetre Wave Antenna Technology and Antenna Measurements (Noordwijk)*, 289-294.

Häfner, H.E., Braz, O., Erckmann, V., Heckert, K., Hofmann, A., Münch, N., Nickel, H.-U., Norajitra, P., Thumm, M., Vouriot, R., Weber, U., 1996, „Kalorimeterversuche zur Verlustbestimmung eines Flüssigstickstoff-gekühlten Millimeterwellen-Fenster an einem Gyrotron in Garching“, *Interner Bericht des Forschungszentrum Karlsruhe, zu 31.04.02* .

Hanks, S., 1996, private Mitteilung, UKAEA Technology-Special, Abingdon (Oxfordshire), England.

Heidinger, R., 1994, "Dielectric measurements on sapphire for electron wave systems", *Journals of Nuclear Materials*, 212-215, 1101-1106.

Höchtel, O., 1994, „Numerische Analyse der Modenkonzersion in koaxialen Wellenleiterkomponenten“, Diplomarbeit am Institut für Höchsthfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe, Bericht des Kernforschungszentrum Karlsruhe KfK 5298.

Huette, E., 1955 , *Des Ingenieurs Taschenbuch: 1. Theoretische Grundlagen*, 28. Auflage, Berlin: Akademischer Verein Huette.

Istok, 1993, "Research and production of microwave electronics at Istok", *Microwave Engineering Europe*, June/July 1993, 49-60.

Jödicke, B., 1989, „Zur Modenrangigkeit von Hochleistungsgyrotrons mit rotationssymmetrischen Arbeitsmoden“, Dissertation an der Universität Karlsruhe, *Berichte des Kernforschungszentrums Karlsruhe KfK 4603*.

Joyce, W.B., DeLoach, B.C., 1984, "Alignment of Gaussian beams", *Applied Optics*, **23**, 4187 – 4201.

Kasperek, W., Müller, G.A., 1988, "The wavenumber spectrometer", *Int. Journal of Electronics*, **64**, 5-20.

Kasugai, A., 1997, private Mitteilung, Japan Atomic Research Institute (JAERI), Naka-machi, Japan.

Kasugai, A., Ballington, D.C., Beale, A., Brandon, J.R., Braz, O., Kariya, T., Sakamoto, K., Sussmann, R.S., Takahashi, K., Tsuneoka, M., Imai, T., Thumm, M., 1998, "Chemical vapor deposition diamond window for high-power and long pulse millimeter wave transmission", *Review of Scientific Instruments*, **69**, 2160-2165.

Kern, S., 1996, „Numerische Simulation der Gyrotron-Wechselwirkung in koaxialen Resonatoren“, Dissertation an der Universität Karlsruhe, *Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe FZKA 5837*.

Kern, S., 1997, private Mitteilung, Institut für Technische Physik (ITP), Forschungszentrum Karlsruhe.

Kogelnik, H., Li, T., 1966, "Laser beam and resonators", *Applied Optics*, **5**, 1550 – 1567.

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

Kuznezov, S.O., Malygin, V.I., 1991, "Determination of gyrotron wave beam parameters", *Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **12**, 1241-1252.

Link, G., 1993, „Frequenz- und Temperaturabhängigkeit der mm-Wellen-Absorption in ionischen Einkristallen“, Dissertation an der Universität Karlsruhe, *Bericht des Kernforschungszentrum Karlsruhe KfK 5223*.

Löffler, F., 1998, „Erweiterung eines Niederleistungsmeßplatzes zur Vermessung von Millimeterwellen-Fensterspektren unter Variation des Einfallswinkels“, Studienarbeit an der Fachhochschule Karlsruhe, *Interner Bericht des Forschungszentrums Karlsruhe F.130.0021.012/B*.

Losert, M., 1996, „Aufbau eines TE_{22,6}-Modenerzeugers und Vermessung quasioptischer Wellentypwandler“, Diplomarbeit an der Universität Karlsruhe, *Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe FZKA 5762*.

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

Michel, G., 1998 a), „Spektralbereichsverfahren zur Feldprofilanalyse und –synthese“, laufende Dissertation an der Universität Karlsruhe, *Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe in Arbeit*.

Michel, G., 1998 b), private Mitteilung, Institut für Technische Physik, Forschungszentrum Karlsruhe.

Möbius, A., Pretterebner, J., 1991, "Avoidance of edge diffraction effects of WGM-fed quasi-optical antennas by feed waveguide deformation", *Proc. 16th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves (Lausanne)*, SPIE 1576, 531-532.

Möbius, A., Pretterebner, J., Thumm, M., Wien, A., 1994, "Generalization of Ohmic loss formulas for waveguide with wall perturbation", *Proc. 19th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves (Sendai)*, 339-340.

Möller, C., 1992, "A coupled cavity whispering gallery mode transducer", *Proc. 17th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves (Pasadena)*, 42-43.

Nickel, H.-U., 1995, „Hochfrequenztechnische Aspekte zur Entwicklung rückwirkungsarmer Ausgangsfenster für Millimeterwellengyrotrons hoher Leistung“, Dissertation an der Universität Karlsruhe, *Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe FZKA 5513*.

Norajitra, P., 1991, "Cryo-cooled high-power window for high-frequency plasma heating : Thermodynamic study of the single-disk concept with liquid nitrogen edge cooling", *Bericht des Kernforschungszentrum Karlsruhe KfK 4930*.

Pereyaslavets, M.L., 1985, "Synthesis of waveguide filter and mode converter with a decreased non-resonant pedestal", *Soviet Journal of Communication Technology and Electronics*, **30**, 133-138.

Pereyaslavets, M., Braz, O., Kern, S., Losert, M., Möbius, A., Thumm, M., 1997, "Improvements of mode converters for low-power excitation of gyrotron-type modes," *Int. Journal of Electronics*, **82**, 107-115.

Rebuffi, L., Crenn, J.P., 1989, "Radiation patterns of the HE₁₁ mode and Gaussian approximations", *Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **10**, 291-311.

Rohde, M., Schulz, B., 1997, private Mitteilung, Institut für Materialforschung IMF1, Forschungszentrum Karlsruhe.

Schwab, R., Heidinger, R., 1997, private Mitteilung, Institut für Materialforschung IMF1, Forschungszentrum Karlsruhe.

Schwab, R., Burbach, J., Heidinger, R., Königer, F., Spörl, R., 1998, "MM – wave characterisation of low loss dielectric materials using open resonators", *ITG-Fachbericht 150: Displays and Vacuum Electronics*, Berlin: VDE-Verlag, 363-368.

Semmler, Ch., 1994, „Aufbau eines Meßsystems zur Bestimmung der Parameter des Millimeterwellen-Ausgangsstrahls von Hochleistungsgyrotrons“, Diplomarbeit an der Universität Karlsruhe, *Berichte des Kernforschungszentrums Karlsruhe KfK 5400*.

Spörl, R., Heidinger, R., Parshin, V.V., Schwab, R., 1998, "CVD diamond for high power gyrotrons: Characterisation of dielectric properties", *ITG-Fachbericht 150: Displays and Vacuum Electronics*, Berlin: VDE-Verlag, 369-374.

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

Stratton, J.A., 1941, *Electromagnetic Theory*, New York: McGraw Hill.

Thumm, M., Jacobs, A., 1988, "In-waveguide TE_{0,1}-to-whispering gallery mode conversion using periodic wall perturbations", *Proc. 13th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves (Honolulu)*, 465-466.

Thumm, M., Iatrou, C.T., Möbius, A., Wagner, D., 1996 a), "Built-in mode converters for coaxial gyrotrons", *Proc. 21st Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves (Berlin)*, AM6.

Thumm, M., Michel, G., Möbius, A., Wagner, D., 1996 b), "Advanced quasi-optical mode converters for a step-tunable 118-162 GHz, 1 MW gyrotron", *Proc. 21st Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves (Berlin)*, AT6.

Thumm, M., Braz, O., Häfner, H.E., Heidinger, R., Möbius, A., Norajitra, P., Soudée, G., 1996 c), "ITER ECH Window Development - Final Report", *Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe FZKA 5808*.

Thumm, M., Wiesbeck, W., Kern, S., 1997 a), *Hochfrequenzmeßtechnik*, Stuttgart: Teubner.

Thumm, M., 1997 b), "Modes and mode conversion in microwave devices", in P.A. Cairns and A.D.R. Phelps, eds., *Generation and Application of High Power Microwaves*, Bristol: Institute of Physics Publishing, 121-171.

Thumm, M., Braz, O., Heidinger, R., Henry, S., Hofmann, A., Makowski, M., Soudée, G., 1997 c), "ITER ECRF Window Block Design - Final Report", *Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe FZKA 5909*.

Thumm, M., 1998, "State-of-the-art of high power gyro-devices and free electron masers - update 1997", *Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe FZKA 6060*.

Touloukain, et al., 1970, "Thermophysical Properties Research Center <Lafayette, Ind.> Thermophysical properties of matter: the TPRC data series ; a comprehensive compilation of data / by the Thermophysical Properties Research Center (TPRC)", Purdue Univ. - New York : IFI/Plenum.

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

Vlasov, S.N., Orlova, I.M., 1974, "Quasi-optical transformer which transforms the wave in a waveguide having a circular cross-section into a highly-directional wave beam", *Radiophysics and Quantum Electronics*, **17**, 115-119.

Vlasov, S.N., Zagryadskaya, L.I., Orlova, I.M., 1976, "Open coaxial resonators for gyrotrons", *Radio Engineering and Electronic Physics (Übersetzung aus Radiotekhnika i Elektronika)*, **21**, 96-102.

Vlasov, S.N., Shapiro, M.A., 1989, "Use of bi-involute mirrors to transport caustic surfaces", *Soviet Technical Physics Letters*, **15(5)**, 374-375.

Wien, A., 1995, „Ein Beitrag zur Analyse von quasi-optischen Wellentypwandlern in Hochleistungsgyrotrons“, Dissertation an der Universität Karlsruhe, *Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe FZKA 5638*.

Wochner, S., 1996, „Analyse der Strahlparameter und der Leistung eines Hochleistungs-Millimeterwellenstrahls“, Diplomarbeit an der Universität Karlsruhe, *Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe FZKA 5797*.

Zimmermann, R., 1997, "Millimeter and Sub-mm-wave sources", *Proc. 20th ESTEC Antenna Workshop on Millimetre Wave Antenna Technology and Antenna Measurements (Noordwijk)*, 297-302.

Zinke, O., Brunswig, H., 1990, *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik*, Berlin u.a.: Springer.

