



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

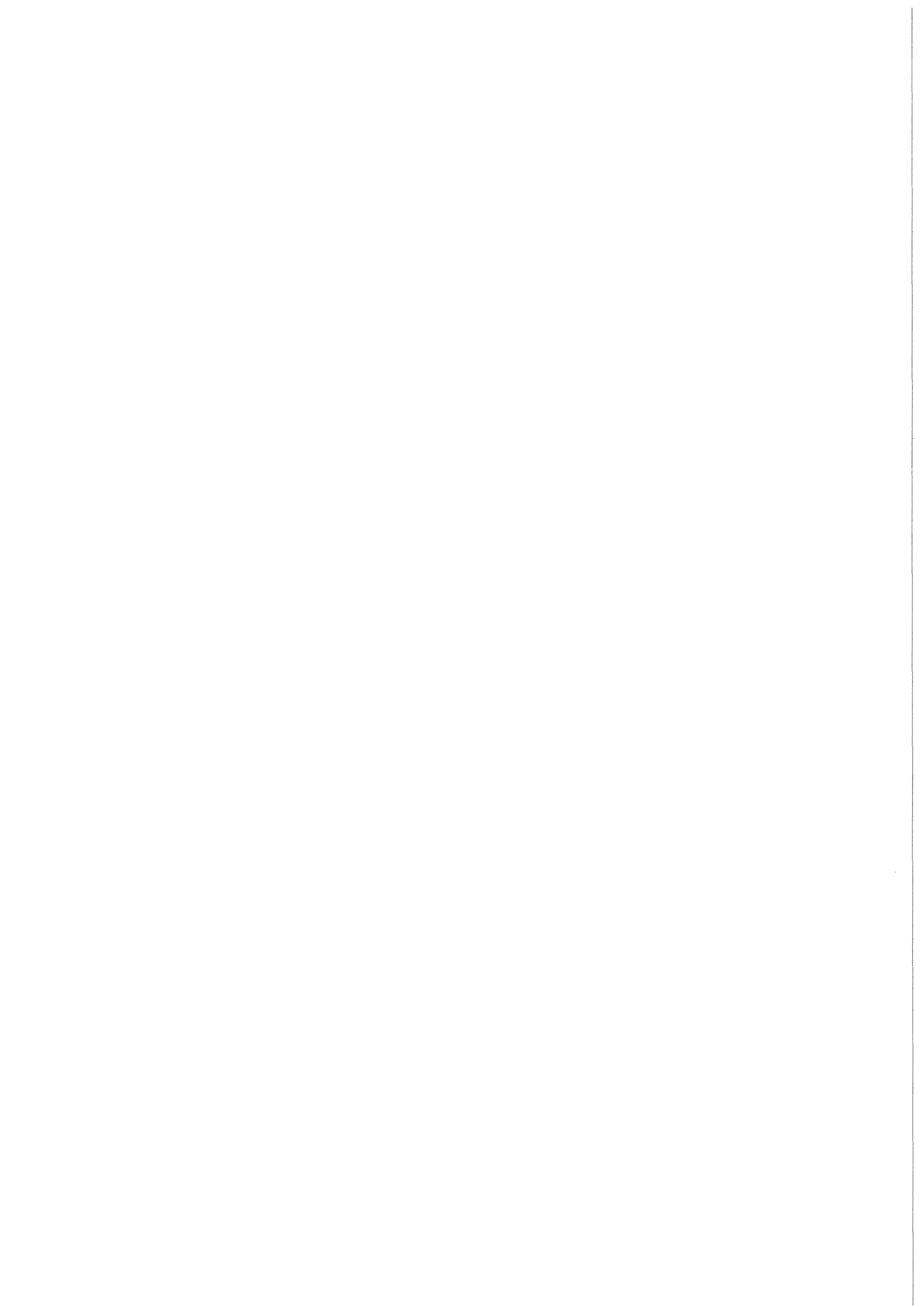
Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5513

**Hochfrequenztechnische
Aspekte zur Entwicklung
rückwirkungsarmer
Ausgangsfenster für
Millimeterwellen-
gyrotrons hoher Leistung**

H.-U. Nickel

Institut für Technische Physik
Projekt Kernfusion

Februar 1995



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt
Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5513

Hochfrequenztechnische Aspekte
zur Entwicklung rückwirkungsarmer Ausgangsfenster
für Millimeterwellengyrotrons hoher Leistung*

Hans-Ulrich Nickel

Institut für Technische Physik
Projekt Kernfusion

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
1995

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0947-8620

Hochfrequenztechnische Aspekte zur Entwicklung rückwirkungsarmer Ausgangsfenster für Millimeterwellengyrotrons hoher Leistung

Kurzfassung

Gyrotronoszillatoren sind Millimeterwellenquellen mit Ausgangsleistungen im Bereich von einigen hundert Kilowatt. Sie werden zur Zeit vorwiegend bei der Erforschung der kontrollierten Kernfusion mittels magnetischen Einschlusses eingesetzt. Bei der Weiterentwicklung der Gyrotronröhren hin zu den für zukünftige Fusionsexperimente geforderten höheren Ausgangsleistungen ($> 500 \text{ kW}$) und Frequenzen ($\geq 140 \text{ GHz}$) ist die Entwicklung geeigneter Ausgangsfenster eines der Schlüsselprobleme. Dabei müssen Fragestellungen aus einer ganzen Reihe unterschiedlicher Teilgebiete der Physik berücksichtigt werden. Sie reichen von der Materialwissenschaft über die Hochfrequenztechnik bis zur Thermodynamik und Mechanik.

Die vorliegende Arbeit konzentriert sich auf die Behandlung hochfrequenztechnischer Aspekte der Fensterentwicklung. Die anderen Teilgebiete werden dabei nur am Rande berührt. Es wird zunächst auf die theoretische Beschreibung des Hochfrequenzverhaltens von Fenstern eingegangen. Hierbei wird ein besonderes Augenmerk auf die exakte Berücksichtigung der dielektrischen Verluste gelegt. Ein weiterer Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Auslegung und dem Aufbau eines Niederleistungsmeßsystems, das es gestattet, die Reflexions- und Transmissionsspektren von Testfenstern mit hoher Genauigkeit zu bestimmen. Außerdem wird der Einfluß der Fensterreflexionen auf den Schwingbetrieb eines Gyromonotrons untersucht, und daraus eine Forderung an die Mindestbandbreite des zu verwendenden Ausgangsfensters abgeleitet. Schließlich wird eine ganze Reihe spezieller Millimeterwellenfenster vorgeschlagen, die von der Bandbreite her die zuvor gestellte Forderung erfüllen. Einige dieser Fenstertypen eignen sich auch für andere Millimeterwellenröhren hoher Leistung.

Microwave aspects for the development of low feedback output windows for high-power millimeter wave gyrotrons

Abstract

Gyrotron oscillators are millimeter wave sources with an output power in the range of several hundred kilowatts. Up to now gyrotrons have mainly been used in research into controlled nuclear fusion based on magnetic confinement. The output window of the gyrotron is a key problem to the development of units with higher power (> 500 kW) and higher frequencies (≥ 140 GHz) as required for future fusion experiments. Solving the window problem involves a broad series of different scientific topics covering materials science, microwave techniques, as well as thermodynamics and mechanics.

The present work is focused on the microwave aspects, while the other topics are touched just briefly. First a theoretical description of the microwave behaviour of the windows is presented, permitting exact calculations of the dielectric losses. Second a low power measurement device that allows the accurate determination of the reflection and transmission spectra of test windows is described. Further the influence of window reflections on the operation of a gyrotron is examined; this provides a requirement for the minimum bandwidth of the window. Finally several millimeter wave windows with suitable bandwidth are suggested. Some of them can also be used in other high-power millimeter wave tubes.

Inhaltsverzeichnis

Symbolliste	vi
1 Einleitung	
1.1 Gyrotrontypen und ihre Anwendung	1
1.2 Einige Probleme bei der Gyrotronentwicklung	4
1.3 Ziele dieser Arbeit	5
2 Hochfrequenzverhalten spezieller dielektrischer Hohlleiterfenster	
2.1 Einführung	7
2.2 Einscheibenfenster	8
2.2.1 Theoretische Beschreibung	8
2.2.2 Beispiel	13
2.3 Einscheibenfenster mit speziellen Dicken	20
2.3.1 Halbwellen- oder „resonante“ Scheiben	20
2.3.2 Viertelwellen- oder „antiresonante“ Scheiben	23
2.3.3 Elektrisch dünne Fenster	24
2.4 Mehrschichtenfenster	26
2.4.1 Verkettungsbeziehungen	26
2.4.2 Reziprozität und Symmetrie von Fensterzweitoren	27
3 Experimentelle Bestimmung von Fensterspektren um 140 GHz	
3.1 Vorbemerkung zur Meßtechnik	30
3.2 Anforderungen an einen Fenstermeßplatz	31
3.3 Skalärer Netzwerkanalysator für Frequenzen um 140 GHz	34
3.3.1 Allgemeines	34
3.3.2 Funktionsprinzip	35
3.3.3 Praktischer Aufbau	38
3.3.4 Kenngrößen des realisierten Systems	43
3.4 Vektorieller Netzwerkanalysator für Frequenzen um 140 GHz	45
3.5 Systematische Meßfehler bei der skalaren Netzwerkanalyse	47
3.5.1 Fehlerreduktion durch Kalibrierung	47
3.5.2 Transmissionsmessungen an einwelligen Meßobjekten	48
3.5.3 Reflexionsmessungen an einwelligen Meßobjekten	51
3.5.4 Messungen an vielwelligen Meßobjekten	56

Inhaltsverzeichnis

3.6	Hohlleitermeßstrecke	57
3.6.1	Erzeugung der gewünschten Hohlleiterwelle	57
3.6.2	Hohlleiterreflektometer	58
3.6.3	Praktischer Aufbau einer Hohlleitermeßstrecke	59
3.6.4	Meß- und Kalibriervorgang	62
3.6.5	Nachteile einer Hohlleitermeßstrecke	62
3.7	Quasioptische Meßstrecke mit hoher Bandbreite	63
3.7.1	Einleitende Betrachtungen	63
3.7.2	Strahlerzeugung im Rillenhorn	64
3.7.3	Strahlabbildung mit Linse und Spiegel	70
3.7.4	Quasioptisches Reflektometer	73
3.7.5	Praktischer Aufbau der quasioptischen Meßstrecke	79
3.7.6	Meß- und Kalibriervorgang	83
3.8	Beispiele aus der Meßpraxis	84
3.8.1	Transmissionsmessung mit einer Hohlleitermeßstrecke	84
3.8.2	Reflexionsmessung mit der quasioptischen Meßstrecke	85
4	Auswirkung von Fensterreflexionen auf den Gyrotronbetrieb	
4.1	Einführung	87
4.2	Einige Grundlagen zu Resonator und Elektronenstrahl	88
4.3	TE _{10,4} -Gyrotronexperiment	90
4.4	Charakteristische Spektren des Gyrotrons	92
4.4.1	Kalter Gyrotronresonator	92
4.4.2	Erweiterung des Resonanzsystems durch einen externen Reflektor	96
4.4.3	Verstärkung des aktiven Mediums	100
4.5	Wechselwirkung	103
4.5.1	Startströme	103
4.5.2	Betrieb ohne externen Reflektor	103
4.5.3	Betrieb mit externem Reflektor	104
4.6	Experimentelle Beobachtungen	107
4.7	Schlußfolgerung	112
5	Breitbandfenster	
5.1	Einführung	114
5.2	Brewster-Fenster	115

Inhaltsverzeichnis

5.3	Dünne Fenster	118
5.3.1	Folienfenster	118
5.3.2	Halbwellenfenster	119
5.4	Vergütete Fenster	122
5.4.1	Wirkungsweise von Vergütungen	122
5.4.2	Einfach gestufte Vergütung mittels dielektrischer Beschichtung	126
5.4.3	Einfach gestufte Vergütung mittels Rechteckrillen	132
5.4.4	Kontinuierliche Vergütung mittels Dreieckrillen	137
5.5	Zusammenstellung der Eigenschaften	140
6	Zusammenfassung	144
Anhänge		
A.1	Permittivität und Brechzahl	146
A.2	Materialien für Millimeterwellenfenster hoher Leistung	147
A.3	Dielektrische Kühlflüssigkeiten für Millimeterwellenfenster	152
A.4	Leistungsdichtebelegungen in Gyrotronfenstern	153
A.4.1	Vorbemerkung	153
A.4.2	Rotierende TE-Wellen des Kreishohlleiters	153
A.4.3	TEM _{0,0} -Welle der quasioptischen Wellenleitung	154
	Literaturverzeichnis	157

Symbolliste

a	Innenradius eines Kreishohlleiters
a_i, b_i	ein- bzw. auslaufende Wellenamplitude des Tores i eines Mehrtores
a_{κ}, a_{τ}	Koppel- bzw. Übertragungsdämpfung eines Reflektometers (in dB)
a_r	Reflexionsdämpfung (in dB)
a_r, b_r	Innenabmessungen eines Rechteckhohlleiters
A	Absorptivität
B_0	magnetische Induktion des statischen Magnetfelds im Gyrotronresonator
c	Gitterperiode
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ($2.997925 \cdot 10^8$ m/s)
d	Scheibendicke
d_k	Dicke des Kühlspalts beim Doppelscheibenfenster
d_s	Dicke des Substrats
d_v	Dicke der Vergütungsschicht
D	Richtdämpfung (Direktivität) eines Reflektometers (in dB)
e	Elementarladung ($1.6021917 \cdot 10^{-19}$ C)
E	elektrische Feldstärke
f	Frequenz
f_b	Grenzfrequenz für das Auftreten von Beugungserscheinungen
f_{cv}	kritische Frequenz (untere Grenzfrequenz) der Eigenwelle ν im Hohlleiter ohne dielektrische Füllung
f_{cev}	kritische Frequenz (untere Grenzfrequenz) der Eigenwelle ν im Hohlleiter mit dielektrischer Füllung
f_{cycl}	Zyklotronresonanzfrequenz
f_m	Mittenfrequenz beim Übertragungsbereich eines Fensters
f_u, f_o	untere bzw. obere -20 dB-Reflexionsgrenze beim Übertragungsbereich eines Fensters
f_0	Mittenfrequenz der Verstärkungslinie beim Gyromonotron
f'	Brennweite einer Linse bzw. eines Hohlspiegels
F_t	systematischer Fehler bei der Transmissionsmessung (in dB)
F_D, F_R	systematische Fehler bei der Reflexionsmessung (in dB)
g	Rillenbreite
h	Plancksche Konstante ($6.626196 \cdot 10^{-34}$ Js)
I_b	Strahlstrom des Gyrotrons

Symbolliste

I_{st}	Startstrom (Strahlstrom, bei dem ein bestimmter Wellentyp im Gyrotronresonator gerade anschwingt)
j	imaginäre Einheit ($\sqrt{-1}$)
$J_m(x), J_m'(x)$	Bessel-Funktion 1. Art m ter Ordnung bzw. deren Ableitung nach x
$k_0 = 2\pi f/c_0$	Wellenzahl im dielektrisch nicht gefüllten freien Raum
k_{cv}	transversale Wellenzahl der Eigenwelle ν
L_c	Resonatorlänge beim Gyrotron
L_w	Länge des externen Resonators beim Gyrotron
m_e	Ruhemasse des Elektrons ($9.109558 \cdot 10^{-31}$ kg)
$n; n', -n''$	komplexe Brechzahl; deren Real- bzw. Imaginärteil
N_h, N_q	Zahl ganzer Halb- bzw. Viertelwellenlängen
$P_{i,in}$	zu Tor i hinlaufende Leistung
$P_{i,refl}$	an Tor i reflektierte Leistung
$P_{j,trans}$	durch das Tor j austretende (das Zweitor transmittierende) Leistung
P_L	von einer Last aufgenommene Leistung
P_{ZoS}	von einer Quelle an eine reflexionsfreie Last abgebbare Leistung
Q_l	Güte des durch Auskopplung und Verluste belasteten Gyrotronresonators
r	komplexer (Amplituden-)Reflexionsfaktor
R	Reflektivität (Betragsquadrat eines komplexen Reflexionsfaktors)
R_c	Innenradius des Gyrotronresonators
R_d	Scheibenradius
R_e	mittlerer Radius des Elektronenhohlstrahls im Gyrotronresonator
R_{grenz}	kleinste meßbare Reflektivität
$[S], S_{ij}$	Streumatrix bzw. deren Element
S_{ii}	Eigenreflexionsfaktor an Tor i eines Mehrtores
S_{ji} mit $j \neq i$	Transmissionsfaktor von Tor i zu Tor j eines Mehrtores
T	Transmissivität (Betragsquadrat eines komplexen Transmissionsfaktors)
U_b	Strahlspannung des Gyrotrons
U_{mod}	Modulationsspannung des Gyrotrons
v_{\perp}, v_z	transversal bzw. axial gerichtete Komponente der Elektronengeschwindigkeit
w_d	Scheibendurchbiegung
w_0	Tailenradius der gaußschen Grundwelle
W	Energie im Gyrotronresonator
z_0	Tailenposition der gaußschen Grundwelle
$Z_{W\nu}$	Feldwellenwiderstand der Eigenwelle ν
Z_{0i}	komplexe Bezugsimpedanz des Tores i eines Mehrtores

Symbolliste

$\gamma_\nu; \alpha_\nu, \beta_\nu$	komplexe axiale Wellenzahl (Ausbreitungskonstante) der Eigenwelle ν im dielektrisch nicht gefüllten Hohlleiter; deren Realteil (Dämpfungskonstante) bzw. Imaginärteil (Phasenkonstante)
$\gamma_{\nu v}; \alpha_{\nu v}, \beta_{\nu v}$	komplexe axiale Wellenzahl (Ausbreitungskonstante) der Eigenwelle ν im dielektrisch gefüllten Hohlleiter; deren Realteil (Dämpfungskonstante) bzw. Imaginärteil (Phasenkonstante)
γ	relativistischer Massenfaktor
$\tan \delta$	dielektrischer Verlustfaktor
$\epsilon_r; \epsilon_r', -\epsilon_r''$	komplexe relative Permittivität; deren Real- bzw. Imaginärteil
$\epsilon_{rs}', \epsilon_{rv}'$	relative Permittivität des Substrats bzw. der Vergütungsschicht
$\lambda_0 = c_0/f$	Freiraumwellenlänge im Vakuum
λ_ν	axiale Wellenlänge der Eigenwelle ν im dielektrisch nicht gefüllten Hohlleiter
$\lambda_{\nu v}$	axiale Wellenlänge der Eigenwelle ν im dielektrisch gefüllten Hohlleiter
μ_r	komplexe relative Permeabilität
$\nu_{m,n}$	Nullstelle der charakteristischen Gleichung der Eigenwelle ν
ρ_ν	komplexer Reflexionsfaktor für die Eigenwelle ν aufgrund des Wellenwiderstandssprunges an der dielektrischen Grenzschicht zwischen Vakuum und Dielektrikum
$\chi_{m,n}, \chi'_{m,n}$	n te Nullstelle der Funktion $J_m(x)$ bzw. $J_m'(x)$
σ_t	Störterm (systematischer Fehler bei der Transmissionsmessung)
κ, τ	Leistungskoppel- bzw. -übertragungsfaktor eines Reflektometers
$\theta_{B\nu}$	Brillouin-Winkel der Hohlleitereigenwelle ν
θ_{Brew}	Brewster-Winkel eines Dielektrikums
θ_{w0}	Halbwinkel des Fernfeldkegels der gaußschen Grundwelle
x, y, z	Kartesische Koordinaten
r, ψ, z	Zylinderkoordinaten

1 Einleitung

1.1 Gyrotrontypen und ihre Anwendung

Unter dem Begriff „Gyrotron“ versteht man eine Familie von Laufzeitröhren, deren Verstärkungsmechanismus auf der sogenannten Gyrotronwechselwirkung zwischen Elektronen und einer elektromagnetischen Welle beruht. Hierbei geben schwach relativistische Elektronen, die sich auf einer Zykloidenbahn entlang statischer Magnetfeldlinien bewegen, Leistung an eine schnelle elektromagnetische Welle ab. Die Wechselwirkung findet zwischen der transversal zur Driftrichtung gerichteten Impulskomponente der Elektronen und den ebenfalls transversal gerichteten elektrischen Feldkomponenten der Welle statt.

Die Gyrotronwechselwirkung wird sowohl zum Bau von Oszillatoren (Gyromonotrons, Gyro-Rückwärtswellenoszillatoren) als auch von Verstärkern (Gyroklystrons, Gyrowanderfeldröhren) ausgenutzt (siehe z.B. Flyagin *et al.*, 1977). In der letzten Zeit wurde der Entwicklung von Gyrotronoszillatoren, und hierbei vor allem des Gyromonotrons, verstärkte Aufmerksamkeit gewidmet, da man bei diesem Röhrentyp mit verhältnismäßig geringem Aufwand einen relativ hohen Wirkungsgrad erzielen kann. So lassen sich mit heutigen Gyromonotrons Ausgangsleistungen von einigen hundert Kilowatt bei Frequenzen im Bereich von etwa 8 GHz bis über 500 GHz erzeugen (Thumm, 1994). Die Wirkungsgrade liegen dabei gewöhnlich zwischen 20% und 40%.

Gyromonotrons lassen sich nach der Art ihres Resonators in zwei verschiedene Grundtypen untergliedern. Beim ersten Typ, er verwendet einen rotationssymmetrischen Hohlleiter mit zwei radialen Leitungsinhomogenitäten als Resonator und wird deshalb oft als Gyrotron mit „Zylinderresonator“ bezeichnet, findet die Wechselwirkung gewöhnlich mit einer $TE_{m,n,1}$ -Eigenwelle des Resonators statt. Der zweite Typ, das sogenannte quasioptische Gyromonotron, benutzt einen aus zwei fokussierenden Spiegeln aufgebauten quasioptischen Resonator, dessen Achse senkrecht zur Röhrenachse ausgerichtet ist. Damit entspricht es in seiner prinzipiellen Anordnung einem transversal gepumpten Laser. Die Wechselwirkung findet bei diesem Gyrotron mit einer $TEM_{0,0,p}$ -Resonatoreigenwelle statt, deren axialer Index p im Bereich von einigen Hunderten liegt. Das Gyromonotron mit rotationssymmetrischem Hohlleiterresonator zeichnet sich gegenüber dem quasioptischen Gyromonotron durch einen prinzipiell höheren Wirkungsgrad aus und wird deshalb für viele Anwendungen favorisiert.

Entsprechend ihrer Hochfrequenzaukopplung können Gyromonotrons mit rotationssymmetrischem Hohlleiterresonator in zwei Untertypen unterteilt werden: Die in Abb. 1.1a dargestellte konventionelle Ausführung besitzt einen axialen Ausgangshohlleiter mit Kreisquerschnitt, in den die im Resonator erzeugte HF-Welle mit Hilfe schwach inhomogener Querschnittsüber-

gänge überführt wird. Die HF-Leistung wird bei dieser Röhrenvariante durch ein dielektrisches Hohlleiterfenster ausgekoppelt. Beim zweiten, neueren Typ (Abb. 1.1b) wird die HF-Welle mit Hilfe eines quasioptischen Wellentypwandlers in einen gaußschen Strahl umgewandelt, um dann durch ein, gewöhnlich lateral angeordnetes, Fenster ausgekoppelt zu werden.

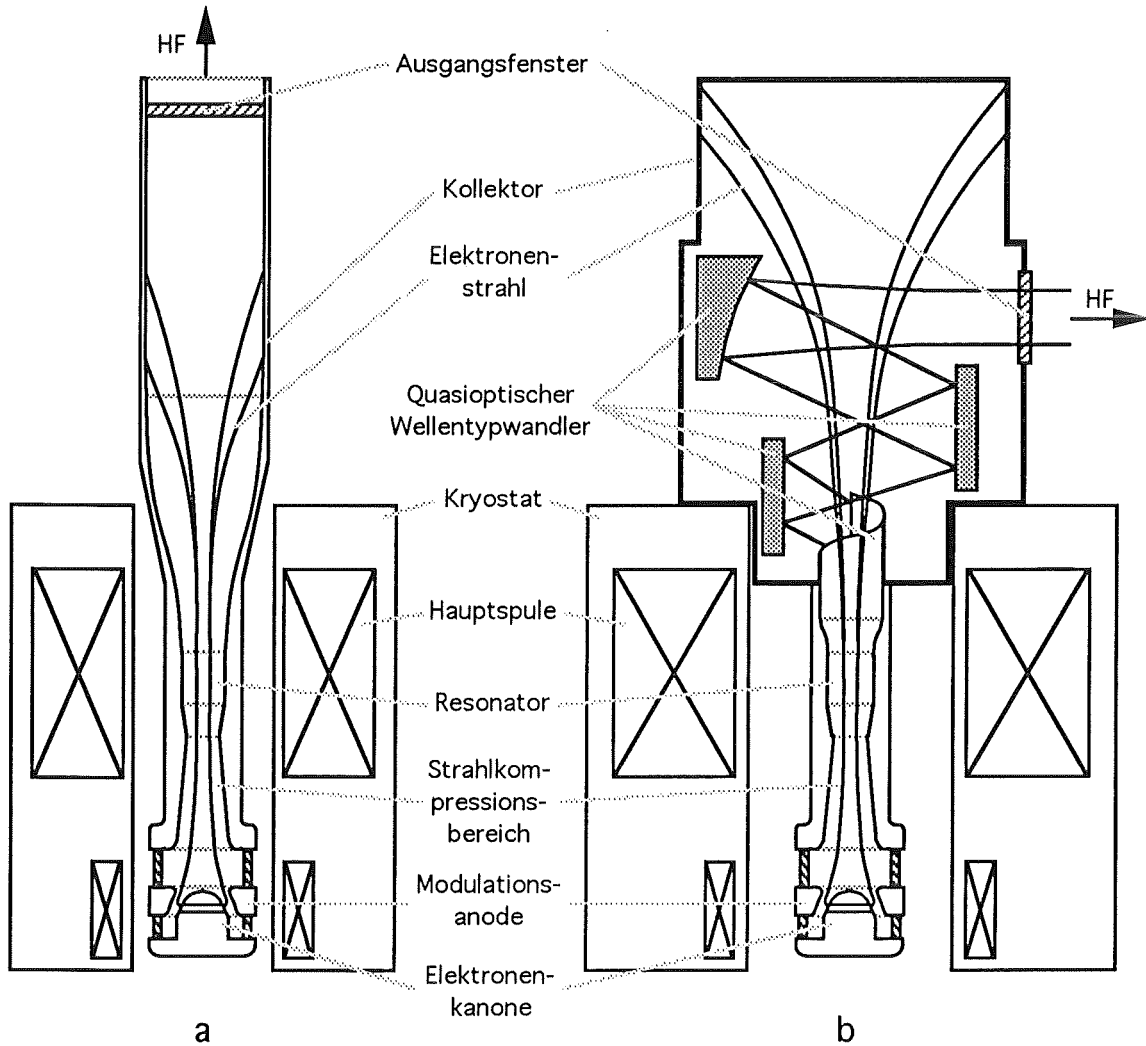


Abb. 1.1: Schematischer Aufbau von Gyromotrons mit rotationssymmetrischem Hohlleiterresonator und unterschiedlichen Arten der Hochfrequenz-Auskopplung.
a) Axiale Auskopplung über vielwellige Kreishohlleiter (konventionelle Bauart)
b) Laterale Auskopplung über quasioptische Leitungselemente (Spiegel).

Gyromotrons dieser beiden Typen werden vorwiegend bei der Erforschung der kontrollierten Kernfusion eingesetzt, und zwar zur Erzeugung, Aufheizung und Kontrolle von Fusionsplasmen, die in Plasmamaschinen vom Typ Tokamak bzw. Stellarator magnetisch eingeschlossen

sen werden (siehe z.B. Prater, 1990 bzw. Erckmann *et al.*, 1990). Bei der sogenannten Elektronen-Zyklotron-Resonanzheizung (ECRH) findet im Plasma eine Wechselwirkung zwischen der vom Gyromotron gelieferten Hochfrequenzwelle und den nichtrelativistischen Plasmaelektronen statt, die mit ihrer Zyklotronresonanzfrequenz gyrieren.¹ Die Frequenz eines ECRH-Gyrotrens muß also zu einem ganzzahligen Vielfachen der Zyklotronresonanzfrequenz der Plasmaelektronen und somit proportional zur Stärke des einschließenden Magnetfeldes gewählt werden. Um die großen Heizleistungen, die für Plasmaexperimente der nächsten Generation angestrebt werden, mit einer ökonomischen Anzahl von Gyrotrens erreichen zu können, werden hohe Anforderungen an die einzelnen Röhren gestellt. So werden zum Beispiel gegenwärtig für ECRH-Anwendungen am geplanten International-Thermonuclear-Experimental-Reactor-Experiment (ITER) Gyromotrens entwickelt, die bei einer Frequenz im Bereich von 150 GHz mit einer Ausgangsleistung von mindestens 1 MW im Dauerstrich betrieben werden können. Einige Aspekte der Entwicklung solch einer Röhre werden am Institut für Technische Physik des Kernforschungszentrums Karlsruhe untersucht.

Eine weitere Anwendung von Gyromotrens in der Fusionsforschung ist die kollektive Thomson-Streuung an Plasmaelektronen zu diagnostischen Zwecken (Denisov *et al.*, 1994). Hierbei wird die Geschwindigkeitsverteilung von Elektronen aus der Doppler-Verbreiterung des Leistungsdichtespektrums bestimmt, die das Gyrotrensinal beim Streuvorgang am Plasma erfährt. Gyromotrens für diese Anwendung benötigen eine hohe spektrale Reinheit.

Doppler-Radaranordnungen, deren Funktionsprinzip dem der Thomsonstreudiagnostik ähnlich ist, werden für hochauflösende Ortungsaufgaben in der Atmosphärenforschung vorgeschlagen (Manheimer, 1992a,b).

Seit einigen Jahren wird die Anwendbarkeit von Gyromotrens mit Frequenzen unter 100 GHz für eine ganze Reihe technologischer Prozesse untersucht. Als mögliche zukünftige Anwendungen zeichnen sich unter anderem ab (siehe auch Paton *et al.*, 1993): Sinterung qualitativ hochwertiger Struktur- und Funktionskeramiken; großtechnische Sinterung von Verbrauchskeramiken mit reduzierten Durchlaufzeiten; Synthese von Reinstgasen und nanokristallinen Pulvern mittels plasmachemischer Prozesse; Härtung von Metalloberflächen; Herstellung von Verbundwerkstoffen aus Polymeren bzw. Keramiken mit Metallen. Speziell für die Anforderungen auf diesem Gebiet werden zur Zeit einfache und robuste „Industriegyrotrens“ entwickelt, die auch für eine Serienfertigung geeignet sein müssen. Die für solche Industriegyrotrens angestrebten Parameter liegen zur Zeit bei etwa 10-20 kW Ausgangsleistung im Dauerstrichbetrieb bei einer Frequenz um 30 GHz.

¹ Die Zyklotronresonanzfrequenz f_{c0} thermischer Plasmaelektronen, die um eine Magnetfeldlinie der Induktion B gyrieren, bestimmt sich aus $f_{c0} = 28 \text{ GHz} \cdot (B/T)$.

1 Einleitung

Die beiden oben erwähnten Verstärkergyrotrons, das Gyroklystron und die Gyrowanderfeldröhre, werden zur Zeit vorwiegend für militärische Anwendungen entwickelt. Das Hauptaugenmerk der Entwicklung ist hierbei auf leichte, robuste Röhren hoher Verstärkung oder hoher Bandbreite gerichtet. Zwei Beispiele sollen den Entwicklungsstand dieser Röhrentypen aufzeigen.

Von einer russischen Arbeitsgruppe (Antakov *et al.*, 1993 und 1994) wird ein schmalbandiges Vierkammer-Gyroklystron für 94 GHz beschrieben. Im Kurzpulsbetrieb (Pulsdauer 100 μ s, Wiederholfrequenz 5 Hz) besitzt diese Röhre bei 65 kW Ausgangsleistung eine Verstärkung von 35 dB und einen Wirkungsgrad von 26%. Der größte Wirkungsgrad von 34% wurde bei 57 kW Pulsleistung erreicht. Die relative Halbwertsbandbreite der Leistungsverstärkung dieser Röhre beträgt 0.3%.

Eine amerikanische Entwicklung einer relativ breitbandigen Gyrowanderfeldröhre für 95 GHz wird von DeHope *et al.* (1993) beschrieben. Von dieser zur Zeit noch in Entwicklung befindlichen Röhre wird eine Pulsspitzenleistung von 80 kW bei 10% Tastverhältnis und einem Wirkungsgrad von 23% erwartet. Die relative Halbwertsbandbreite der Leistungsverstärkung wird zu 3% vorausgesagt.

1.2 Einige Probleme bei der Gyrotronentwicklung

Die rasche Weiterentwicklung von Gyrotrons hin zu immer höheren Ausgangsleistungen und Frequenzen erfordert ständig neue konstruktive Lösungen für die verschiedenen Komponenten. So versucht man zum Beispiel bei der Leistungssteigerung von Gyromonotrons die Verlustleistungsdichte auf der Resonatorwand auf einem kühltechnisch beherrschbaren Niveau zu halten, indem man einen größeren Resonator Durchmesser wählt und damit die Wandfläche vergrößert. Um nun trotz des größeren Resonators die Resonanzfrequenz beibehalten zu können, muß auf eine höhere Eigenwelle übergegangen werden. Mit der Vergrößerung des Resonatorvolumens geht jedoch zwingend eine Reduzierung des Frequenzabstandes der verschiedenen benachbarten Eigenwellen einher. Da die Bandbreite des Verstärkungsprozesses bei der Vergrößerung des Resonator Durchmessers jedoch unverändert bleibt, wird es immer schwieriger, solche Röhren stabil in einer einzigen Resonatoreigenwelle zu betreiben.

Ein weiteres Schlüsselproblem bei der Leistungssteigerung von Gyromonotrons stellt das Ausgangsfenster dar. Seine Übertragungskapazität kann nicht einfach durch Erhöhen des Scheibendurchmessers gesteigert werden, da die Scheibe sonst der Druckbelastung nicht mehr standhält. Um ein Versagen zu verhindern, müßte man die Scheibendicke mindestens in gleichem Maße wie den Scheibendurchmesser vergrößern. Dieser Möglichkeit sind jedoch durch die zuneh-

mende Absorption und die abnehmende Übertragungsbandbreite des Fensters enge Grenzen gesetzt.

In einigen neueren experimentellen Untersuchungen an Gyromotrons hat sich herauskristallisiert, wie kritisch sich die Übertragungs- bzw. Reflexionseigenschaften des Ausgangsfensters auf das Schwingverhalten der Röhre auswirken. So konnte z.B. während einer vorläufigen Versuchsserie am $TE_{0,3}$ -Gyrotronexperiment des Kernforschungszentrums Karlsruhe beobachtet werden, daß ein schmalbandiges Fenster den stabilen einwelligen Schwingbetrieb erschwert oder sogar verhindert, während sich die gleiche Röhre mit einem breitbandigeren Fenster stabil in einer Welle betreiben läßt.

Zur Entwicklung von entsprechend rückwirkungsarmen Millimeterwellenfentern, die in der Lage sind, den betrachteten hohen Übertragungsleistungen standzuhalten, benötigt man Hilfsmittel aus einer ganzen Reihe unterschiedlicher Gebiete:

- Kenntnisse dielektrischer, thermophysikalischer und mechanischer Eigenschaften der vorgesehenen Fenstermaterialien;
- Analyseverfahren für das Hochfrequenzverhalten (Reflexion, Transmission, Absorption, Wellentypwandlung);
- Kenntnisse über das Zusammenwirken von Fenster und Gyrotron, insbesondere was den Einfluß von Fensterreflexionen angeht;
- Mechanische und thermomechanische Analyseverfahren (Erwärmung, Thermospannungen, Spannungen durch die Druckbelastung, Rißwachstum, Lebensdauer);
- Meßverfahren zur Überprüfung des Hochfrequenzverhaltens aufgebauter Fenster.

1.3 Ziele dieser Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit werden einige der im vorhergehenden Abschnitt angesprochenen Aspekte der Fensterentwicklung detailliert abgehandelt. Aufgrund des großen Umfangs der gesamten Thematik wurde eine Beschränkung auf die Untersuchung der verschiedenen hochfrequenztechnischen Problemstellungen vorgenommen. Mechanische und thermomechanische Aspekte von Fenstern werden deshalb in dieser Arbeit nur am Rande berührt.

Im einzelnen werden hier die folgenden Punkte betrachtet:

- Methoden zur theoretischen Beschreibung des HF-Verhaltens von Fenstern sind in Kapitel 2 zusammengestellt. Im Hinblick auf Hochleistungsfenster wird dabei besonders auf die genaue Berechnung der Verlustleistung Wert gelegt.

1 Einleitung

- Ein neues Meßsystem zur Bestimmung des Reflexions- und Transmissionsspektrums eines Fensters wird in Kapitel 3 vorgestellt. Bei der Entwicklung dieses Systems wurde der Schwerpunkt auf einen hohen Meßumfang und einen breiten Frequenzbereich gelegt. Eine ausführliche Betrachtung der maßgeblichen systematischen Meßfehler vermittelt einen Eindruck von der erreichbaren Meßgenauigkeit.
- Am Beispiel des Gyromonotrons mit rotationssymmetrischem Hohlleiterresonator wird in Kapitel 4 die starke Auswirkung von Fensterreflexionen auf das Schwingverhalten dieses Oszillators aufgezeigt. Aus diesen Betrachtungen wird eine Forderung für die bei Gyromonotrons anzustrebende Fensterbandbreite abgeleitet.
- Eine ganze Reihe neuer Entwürfe für Millimeterwellenfenster, die sich durch eine besonders hohe Übertragungsbandbreite auszeichnen, wird in Kapitel 5 untersucht.
- Eine Zusammenstellung relevanter Materialdaten für alle üblichen Fenstermaterialien ist im Anhang enthalten.

Die in Kapitel 2, 3 und 5 angestellten Betrachtungen gelten nicht nur für Gyromonotrons, sondern können auch auf Gyroklystrons und Gyrowanderfeldröhren sowie auf andere Millimeterwellenröhren hoher Leistung wie Frei-Elektronen-Maser und Zyklotron-Autoresonanz-Maser übertragen werden.

2 Hochfrequenzverhalten spezieller dielektrischer Hohlleiterfenster

2.1 Einführung

Für den Hochfrequenzausgang heutiger Gyrotrons werden vorwiegend metallische Kreishohlleiter sowie quasioptische Leitungen zirkularen Querschnitts verwendet (siehe auch Abb. 1.1). Um HF-Überschläge an Luft aufgrund zu hoher Feldstärken zu vermeiden, müssen die Leitungsquerschnitte entsprechend groß gegenüber der erzeugten Millimeterwelle gewählt werden. Für Millimeterwellengyrotrons mit Nennleistungen im Bereich von 500 kW bis 1000 kW werden Leitungsdurchmesser zwischen 70 mm und 120 mm verwendet. Als Folge dieser großen Querschnitte ist in den Leitungen eine große Zahl von Eigenwellen ausbreitungsfähig, und es stellt sich für den Röhrenentwickler das Problem, die Ausgangsleistung so rein wie möglich in einer einzigen Eigenwelle zu konzentrieren. Abhängig davon, in welchem der beiden Leitungstypen ein Vakuumfenster eingebaut ist, wird dieses als Hohlleiterfenster oder als quasioptisches Fenster bezeichnet. Beide Fenstertypen werden vorwiegend als Einzel- oder Mehrfachanordnungen verlustarmer dielektrischer Scheiben aufgebaut, wobei die Scheibenachse parallel (oder zumindest annähernd parallel) zur Ausbreitungsrichtung der Welle ausgerichtet wird. Die im Dielektrikum dissipierten Verluste müssen in Abhängigkeit von der übertragenen Pulsenergie durch forcierte Kühlung abgeführt werden. Während ein Einscheibenfenster nur an seinem Umfang effektiv gekühlt werden kann, gestattet das Konzept des Doppelscheibenfensters eine Kühlung der Scheibenoberflächen mit Hilfe einer verlustarmen dielektrischen Kühlflüssigkeit, die durch den Scheibenzwischenraum gepumpt wird. Wegen der geringen thermischen Pfadlängen beim Doppelscheibenfenster ist dieses für den Dauerstrichbetrieb besser geeignet als das Einscheibenfenster. Ein Überblick über die verschiedenen Fenstertypen und die dort eingesetzten Dielektrika wurde von Nickel und Heidinger (1992) gegeben. Die wichtigsten Scheibenmaterialien und Kühlflüssigkeiten sind mit ihren dielektrischen, thermophysikalischen und mechanischen Eigenschaften in den Anhängen A.2 und A.3 zusammengestellt.

Die folgenden theoretischen Betrachtungen zum Hochfrequenzverhalten wurden für Hohlleiterfenster beliebigen Querschnitts formuliert. Sie können jedoch auch auf viele quasioptische Fenster angewandt werden. Ein Teil der in den nächsten Abschnitten abgeleiteten und diskutierten Beziehungen wurde bereits von Nickel und Thumm (1991) veröffentlicht.

2.2 Einscheibenfenster

2.2.1 Theoretische Beschreibung

Abb. 2.1 zeigt einen homogenen Hohlleiter beliebigen Querschnitts mit ideal leitfähigen Wänden (idealer allgemeiner Zylinderhohlleiter), in dem eine planparallele Fensterscheibe der Dicke d angeordnet ist. Die Fensteroberflächen stehen dabei senkrecht zur Hohlleiterachse und der Scheibenrand schließt bündig mit der Hohlleiterwand ab. Die Scheibe besteht aus einem verlustbehafteten homogenen und isotropen Dielektrikum mit der komplexen relativen Permittivität¹ $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r'' = \epsilon_r' (1 - j\tan\delta)$ und der komplexen relativen Permeabilität $\mu_r = 1$.

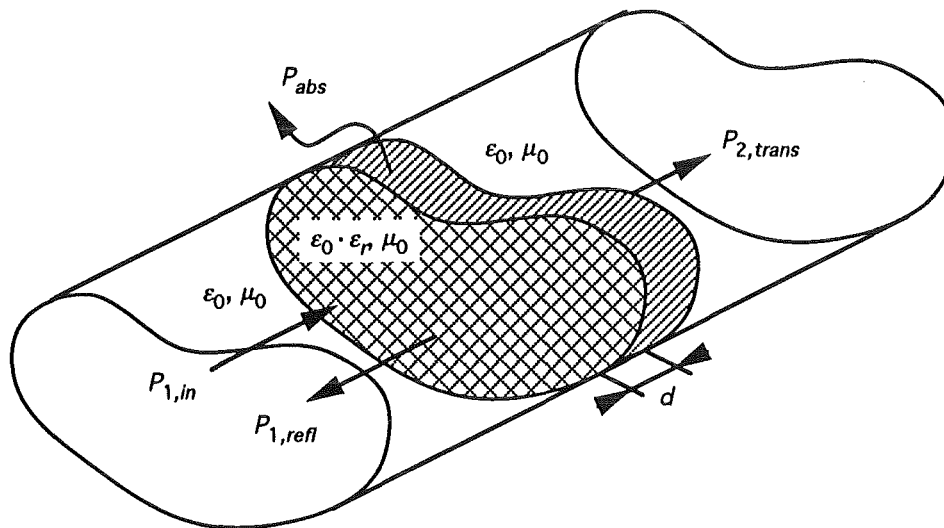


Abb. 2.1: Dielektrisches Fenster in einem idealen allgemeinen Zylinderhohlleiter.

Eine auf das Fenster einfallende Welle wird an dem vorder- und rückseitigen Permittivitätsprung jeweils teilweise reflektiert. Um das Reflexions-, Transmissions- und Absorptionsverhalten des gesamten Fensters unter Berücksichtigung der interferierenden Teilwellen zu berechnen, wird der folgende Formalismus angewendet:

Zunächst muß vorausgesetzt werden, daß die Amplitude aller im folgenden betrachteten Wellen so klein ist, daß das Dielektrikum ausschließlich im linearen Bereich seiner $\epsilon_r(E)$ -Kennlinie angesteuert wird. Bei der angenommenen Geometrie (Fensteroberflächen senkrecht zur Hohlleiterachse, kein transversaler Sprung in der Hohlleiterwand) erfährt eine auf das Fenster einfallende Hohlleiter-Eigenwelle v an den dielektrischen Grenzschichten keine Wellentyp-

¹ Die komplexe relative Permittivität ϵ_r hängt über die Beziehungen aus Anhang A.1 mit dem komplexen Brechungsindex n zusammen.

wandlung, da aufgrund der Stetigkeitsbedingungen an den Mediengrenzen ($\text{Rot}\vec{E} = 0$, $\text{Rot}\vec{H} = 0$) die transversale Feldstruktur nicht beeinflusst wird. Daraus folgt, daß auch die transversale Leistungsdichtenverteilung S_z der Eigenwelle ν beim Eintritt in das Dielektrikum nicht geändert wird.¹ Für diesen Fall der fehlenden Wellentypwandlung genügt es also, jede Seite des Fensters für die betrachtete Hohlleiter-Eigenwelle ν netzwerktheoretisch durch ein einziges Hochfrequenztor zu repräsentieren. Das so entstandene Fensterzweitor kann nunmehr mit Hilfe von Matrizengleichungen für lineare und zeitinvariante Zweitore beschrieben werden. Im folgenden wird hierfür die Streuparameterform verwendet, wie sie z.B. in Michel (1981) ausführlich behandelt wird.

Die Streumatrix $[S]$ eines Zweitores mit den Bezugsimpedanzen Z_{01} und Z_{02} für die Tore 1 und 2 ist durch die Gln. (2.1) definiert. a_i bzw. b_i stellt die am Tor i ein- bzw. auslaufende Wellenamplitude (sogenannte Leistungswelle) dar. Über die Beziehung $P_{i,in} = 1/2 |a_i|^2$ bzw. $P_{i,refl} = 1/2 |b_i|^2$ hängen die Wellenamplituden mit der zu Tor i hinlaufenden bzw. von Tor i rücklaufenden Leistung zusammen (die Differenz von $P_{i,in}$ und $P_{i,refl}$ ergibt somit die von Tor i aufgenommene Wirkleistung). Die Bezugsimpedanzen Z_{0i} werden üblicherweise gleich den Wellenwiderständen der an die Tore i angeschlossenen Übertragungsleitungen gewählt.

$$\begin{aligned}
 b_1 &= S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \\
 b_2 &= S_{21}a_1 + S_{22}a_2
 \end{aligned}
 , \quad [S] \equiv \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} & \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0} \\ \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} & \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0} \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

Die Streuparameter S_{ii} (Eigenreflexionsfaktoren) geben die Reflexion der Wellen an Tor i bei reflexionsfreiem Abschluß des anderen Tores (j) wieder (siehe Gln. (2.1)). Die Streuparameter S_{ji} mit $j \neq i$ stellen die Übertragungsfaktoren (Transmissionsfaktoren) für die Wellen von Tor i nach Tor j dar. Auch hierbei ist vorausgesetzt, daß das entsprechende Ausgangstor j reflexionsfrei abgeschlossen ist. Die linke Seite der Beziehungen Gln. (2.1) für das unbeschaltete Zweitor läßt sich durch einen gerichteten Graphen als Signalfußdiagramm nach Abb. 2.2 darstellen.

In der Optik werden die Eigenschaften (unbeschalteter) Zweitore gewöhnlich beschrieben durch die Reflektivität R , die Transmissivität T und die Absorptivität A . Für den Welleneinfall auf Tor 1 (entsprechend Abb. 2.1) hängen diese Größen über die Gln. (2.2) mit den Betrags-

¹ Für die im Zusammenhang mit Gyrotronfenstern relevanten Leitungstypen und Eigenwellen (TE-Wellen im metallischen Kreishohlleiter, $\text{TEM}_{0,0}$ -Welle in der quasioptischen Leitung) sind die Leistungsdichtenverteilungen S_z im Anhang A.4 zusammengestellt.

quadraten der Streuparameter und den verschiedenen Leistungen zusammen. Die Absorptivität A wurde hierbei über die Energieerhaltung aus der Reflektivität R und der Transmissivität T bestimmt.

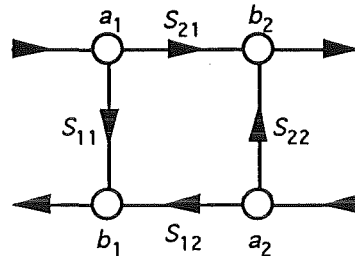


Abb. 2.2: Signalflußdiagramm eines unbeschalteten Zweitores.

$$R = |S_{11}|^2 = \frac{|b_1|^2}{|a_1|^2} \Big|_{a_2=0} = \frac{P_{1,refl}}{P_{1,in}} \Big|_{P_{2,in}=0} \quad (2.2a)$$

$$T = |S_{21}|^2 = \frac{|b_2|^2}{|a_1|^2} \Big|_{a_2=0} = \frac{P_{2,trans}}{P_{1,in}} \Big|_{P_{2,in}=0} \quad (2.2b)$$

$$A = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2 = \frac{P_{1,in} - P_{1,refl} - P_{2,trans}}{P_{1,in}} \Big|_{P_{2,in}=0} = \frac{P_{abs}}{P_{1,in}} \Big|_{P_{2,in}=0} \quad (2.2c)$$

Ist das Zweitor zwischen einer Mikrowellenquelle und einer Last angeordnet, so gehen zusätzlich zu den Zweitorstreuparametern auch noch die Reflexionsfaktoren von Quelle und Last mit in das gesamte Reflexions- und Transmissionsverhalten ein. Dieser Fall wird in Abschnitt 4.5 im Rahmen der Betrachtung systematischer Fehlerquellen bei der experimentellen Bestimmung des Fensterverhaltens näher behandelt.

Definiert man nun die Oberflächen eines Einscheibenfensters als Tore eines Zweitores, so kann die Streumatrix für die Eigenwelle ν mit der Frequenz f durch Gl. (2.3)¹ beschrieben werden (siehe z.B. Michel, 1981, S. 67). Als Bezugsimpedanz ist hierbei für beide Tore der Feldwellenwiderstand $Z_{W\nu}$ der Eigenwelle ν im dielektrisch nicht gefüllten Hohlleiter gewählt, wie er

¹ Die Beziehungen aus Gl. (2.3) sind in der Optik als die Airyschen Formeln bekannt. Sie wurden von Sir George Bidell Airy (1833) für verlustfreie Materialien hergeleitet (allerdings in einer etwas anderen als der hier verwendeten Schreibweise).

vor und hinter dem Fenster vorliegt: $Z_{01} = Z_{02} = Z_{Wv}$. Durch diese Wahl sind also die Bezugsimpedanzen im allgemeinen frequenzabhängige Größen.

$$[S] = \frac{1}{1 - \rho_v^2 e^{-2\gamma_{ev}d}} \begin{bmatrix} \rho_v (1 - e^{-2\gamma_{ev}d}) & (1 - \rho_v^2) e^{-\gamma_{ev}d} \\ (1 - \rho_v^2) e^{-\gamma_{ev}d} & \rho_v (1 - e^{-2\gamma_{ev}d}) \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

Hierin ist ρ_v der komplexe Reflexionsfaktor, den die Eigenwelle v aufgrund des Wellenwiderstandssprungs an der dielektrischen Grenzschicht der Scheibenvorderseite, d.h. an der Übergangsfläche einer gedachten Zweimedienanordnung, erfahren würde. γ_{ev} ist die komplexe Ausbreitungskonstante der Welle im Bereich des dielektrisch gefüllten Hohlleiters. Für die Familie der TE- bzw. TM-Wellen im Hohlleiter läßt sich ρ_v durch Gl. (2.4a) bzw. Gl. (2.4b) ausdrücken.

$$\text{TE: } \rho_v = \frac{\sqrt{1 - (k_{cv}/k_0)^2} - \sqrt{\epsilon_r - (k_{cv}/k_0)^2}}{\sqrt{1 - (k_{cv}/k_0)^2} + \sqrt{\epsilon_r - (k_{cv}/k_0)^2}} \quad (2.4a)$$

$$\text{TM: } \rho_v = \frac{\sqrt{\epsilon_r - (k_{cv}/k_0)^2} - \epsilon_r \sqrt{1 - (k_{cv}/k_0)^2}}{\sqrt{\epsilon_r - (k_{cv}/k_0)^2} + \epsilon_r \sqrt{1 - (k_{cv}/k_0)^2}} \quad (2.4b)$$

Hierbei ist $k_0 = 2\pi f/c_0$ die Freiraumwellenzahl mit der Lichtgeschwindigkeit c_0 im Vakuum. k_{cv} stellt die transversale Wellenzahl dar, die durch die Geometrie des Hohlleiterquerschnittes und die Nullstelle der charakteristischen Gleichung der Welle v bestimmt ist. Für den Fall stark überdimensionierter Hohlleiter ist $k_{cv} \ll k_0$. Hier reduzieren sich die Gln. (2.4a) und (2.4b) zu Gl. (2.4c), die auch allgemein für TEM-Wellen gilt (z.B. für die Grundwelle der Koaxialleitung oder auch für eine ebene, senkrecht einfallende Freiraumwelle). Der Fall $k_{cv} \ll k_0$ wird im folgenden als TEM-Näherung bezeichnet.

$$\begin{array}{l} k_{cv} \ll k_0 \\ \text{bzw. : } \rho_v = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_r}}{1 + \sqrt{\epsilon_r}}. \\ \text{TEM} \end{array} \quad (2.4c)$$

Für Hohlleiter mit Kreis- und Rechteckquerschnitt ist k_{cv} wie folgt gegeben:

- Bei einem Kreishohlleiter mit Innenradius a ist $k_{cv} = v_{m,n}/a$, wobei $v_{m,n}$ für $TM_{m,n}$ -Wellen mit der n ten Nullstelle $\chi_{m,n}$ der Besselfunktion J_m 1. Art m ter Ordnung und für $TE_{m,n}$ -Wellen mit der n ten Nullstelle $\chi'_{m,n}$ der entsprechenden nach ihrem Argument differenzierten Besselfunktion J_m' übereinstimmt. Der azimutale Index m bzw. der radiale Index n gibt im Querschnitt des Feldbildes der Welle die Zahl der Feldperioden in Umfangsrichtung bzw. die Zahl der Feldmaxima entlang des Radius wieder.
- Bei einem Rechteckhohlleiter mit den Innenabmessungen a_r und b_r gilt sowohl für $TM_{m,n}$ als auch für $TE_{m,n}$ -Wellen: $k_{cv}^2 = (m\pi/a_r)^2 + (n\pi/b_r)^2$. Der Index m bzw. n gibt im Querschnitt des Feldbildes der Welle die Zahl der Feldmaxima parallel zur Hohlleiterkante a_r bzw. b_r an.

Da die Hohlleiterwände als ideal leitfähig angesehen werden und somit nur dielektrische Verluste auftreten können, läßt sich die Ausbreitungskonstante γ_{EV} wie folgt anschreiben:

$$\gamma_{EV} = \alpha_{EV} + j\beta_{EV} = \sqrt{k_{cv}^2 - \epsilon_r k_0^2} \quad (2.5)$$

Eine Zerlegung von Gl. (2.5) in Imaginär- und Realteil führt zu Gl. (2.6) für die Phasenkonstante β_{EV} und zu Gl. (2.7) für die Dämpfungskonstante α_{EV} der Eigenwelle v im Dielektrikum (siehe z.B. Moreno, 1948, S. 138-140):

$$\beta_{EV} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_r' - k_{cv}^2} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\epsilon_r' \tan \delta}{\epsilon_r' - (k_{cv}/k_0)^2} \right)^2 + 1}} \stackrel{\tan \delta \ll 1}{\approx} \sqrt{k_0^2 \epsilon_r' - k_{cv}^2} \quad (2.6)$$

$$\alpha_{EV} = \frac{k_0^2 \epsilon_r' \tan \delta}{2\beta_{EV}} \stackrel{\tan \delta \ll 1}{\approx} \frac{k_0 \epsilon_r' \tan \delta}{2\sqrt{\epsilon_r' - (k_{cv}/k_0)^2}} \quad (2.7)$$

Auf der rechten Seite der Gln. (2.6) und (2.7) sind zusätzlich noch die in der Literatur häufig genannten Näherungsformeln für den Fall geringer Verluste angegeben.

Entsprechend der Gln. (2.2) können nun für den Fall des beidseitig reflexionsfrei abgeschlossenen Einscheibenfensters die Reflektivität R , die Transmissivität T und die Absorptivität A angegeben werden:

$$R = \frac{R_0(1 - 2T_0 \cos(2\beta_{\epsilon\nu}d) + T_0^2)}{1 - 2R_0T_0 \cos(2\beta_{\epsilon\nu}d - 2\varphi) + R_0^2T_0^2} \quad (2.8a)$$

$$T = \frac{T_0(1 - 2R_0 \cos(2\varphi) + R_0^2)}{1 - 2R_0T_0 \cos(2\beta_{\epsilon\nu}d - 2\varphi) + R_0^2T_0^2} \quad (2.8b)$$

$$A = \frac{1 - R_0 - T_0 - R_0T_0^2 - R_0^2T_0 + R_0^2T_0^2 - 2R_0T_0(\cos(2\beta_{\epsilon\nu}d - 2\varphi) - \cos(2\beta_{\epsilon\nu}d) - \cos(2\varphi))}{1 - 2R_0T_0 \cos(2\beta_{\epsilon\nu}d - 2\varphi) + R_0^2T_0^2} \quad (2.8c)$$

mit den Abkürzungen $R_0 = |\rho_\nu|^2$, $\varphi = \arg \rho_\nu$ und $T_0 = e^{-2\alpha_{\epsilon\nu}d}$.

2.2.2 Beispiel

Um die obigen Beziehungen zu veranschaulichen, wird ein Beispielfenster diskutiert:

Eine planparallele Scheibe eines homogenen und isotropen Materials mit den frequenzunabhängigen Eigenschaften $\epsilon_r' = 9$, $\tan \delta = 0.01$ und $\mu_r = 1$ sei entsprechend Abb. 2.1 senkrecht in einem Kreishohlleiter mit Innenradius $a = 35$ mm eingebaut. Die Hohlleiterwände seien ideal leitfähig, so daß keine ohmschen Verluste auftreten können. Auf der Seite 1 des Fensters falle eine reine $TE_{10,4}$ -Welle ein ($\nu_{10,4} = 23.7607$). Mit Ausnahme des um einen Faktor von etwa 30 bis 50 überhöhten Wertes für den Verlustfaktor (vergleiche Werte typischer Fenstermaterialien im Anhang A.2) wurden die Parameter des Beispieles so gewählt, daß sie denen eines realen Einscheibenfensters aus Al_2O_3 -Keramik für ein Hochleistungsgyrotron sehr nahe kommen. Bei der Parameterwahl wurde außerdem darauf geachtet, daß die Absorptivitätskurven im selben Maßstab wie die Reflektivitäts- und Transmissivitätskurven darstellbar sind, daß die Resonanzabstände der Kurven im Bereich der Gültigkeit der TEM-Näherung glatte Werte annehmen und daß die Gln. (2.8) zumindest an ihren Resonanzstellen leicht ohne Hilfsmittel berechnet werden können.

Das Beispielfenster wird als Funktion der Frequenz f für eine feste Scheibendicke $d = 1$ mm und als Funktion der Scheibendicke d für eine feste Frequenz $f = 150$ GHz (d.h. $\lambda_{\epsilon 10,4} \approx 2/3$ mm) analysiert. In den Abbn. 2.3 bis 2.8 sind die komplexen Streuparameter wiedergegeben. Die Abbn. 2.9 bzw. 2.10 zeigen die Abhängigkeit der Größen R , T , und A von der Frequenz bzw. der Scheibendicke. Allen Abbildungen gemeinsam ist ein annähernd periodischer Kurvenverlauf mit abwechselnd hoher und niedriger Transmissivität bzw. Absorptivität bei gleichzeitig niedriger und hoher Reflektivität. Dies ist auf Resonanzen der interferierenden

Teilwellen zurückzuführen, die an der Scheibenvorder- und -rückseite reflektiert werden. Bei einer Amplitudeninterferenzfunktion wird das Verhältnis eines relativen Maximalwertes zum benachbarten relativen Minimalwert als Kontrast des Interferenzmusters bezeichnet. Bei Fenstern aus verlustbehafteten Materialien nimmt der Kontrast der verschiedenen Interferenzfunktionen mit zunehmender Frequenz bzw. Scheibendicke stetig ab (siehe Abbn. 2.3 bis 2.10). Für große Frequenzen bzw. Scheibendicken geht die Interferenzfunktion von S_{11} gegen den konstanten Wert $\rho_{10,4}$ aus Gl. (2.4a), S_{21} geht in diesem Fall gegen Null. Dieser Grenzfall entspricht also dem Welleneinfall auf die Grenzschicht einer Zweimedienanordnung.

Die kritische Frequenz der $TE_{10,4}$ -Welle im dielektrisch nicht gefüllten Hohlleiter, $f_{c10,4} = v_{10,4}c_0/(2\pi a) \approx 32.4$ GHz, ist am Anfang der Kurven in den Abbn. 2.3, 2.4 und 2.9 zu erkennen. Im Bereich des Dielektrikums beträgt die kritische Frequenz dieser Welle $f_{c\epsilon 10,4} \approx f_{c10,4}/\sqrt{\epsilon_r'} \approx 10.8$ GHz. Aus der Abweichung der ersten beiden Resonanzfrequenzen (≈ 51 GHz bzw. ≈ 100.5 GHz) von den mit Hilfe der TEM-Näherung bestimmten Werten (50.0 GHz bzw. 100.0 GHz; da $\Delta f = c_0/(2d\sqrt{\epsilon_r'}) \approx 50.0$ GHz), läßt sich der Einfluß der Hohlleiterdispersion erkennen. Bereits ab der zweiten Resonanz (≈ 100 GHz) kann die TEM-Näherung ($k_{cv} \ll k_0$) angewendet werden. Der Frequenzabstand höherer Resonanzstellen geht gegen 50 GHz.

Die mittlere Absorptivität nimmt in erster Näherung proportional zur Frequenz zu (siehe auch Gl. (2.13)) und das, obwohl der Verlustfaktor $\tan\delta$ als frequenzunabhängig angenommen wurde. Bei vielen realen Fenstermaterialien wächst der Verlustfaktor jedoch ungefähr proportional zur Frequenz, womit sich dann eine ungefähr quadratische Frequenzabhängigkeit der mittleren Absorptivität ergibt.

2 Hochfrequenzverhalten spezieller dielektrischer Hohlleiterfenster

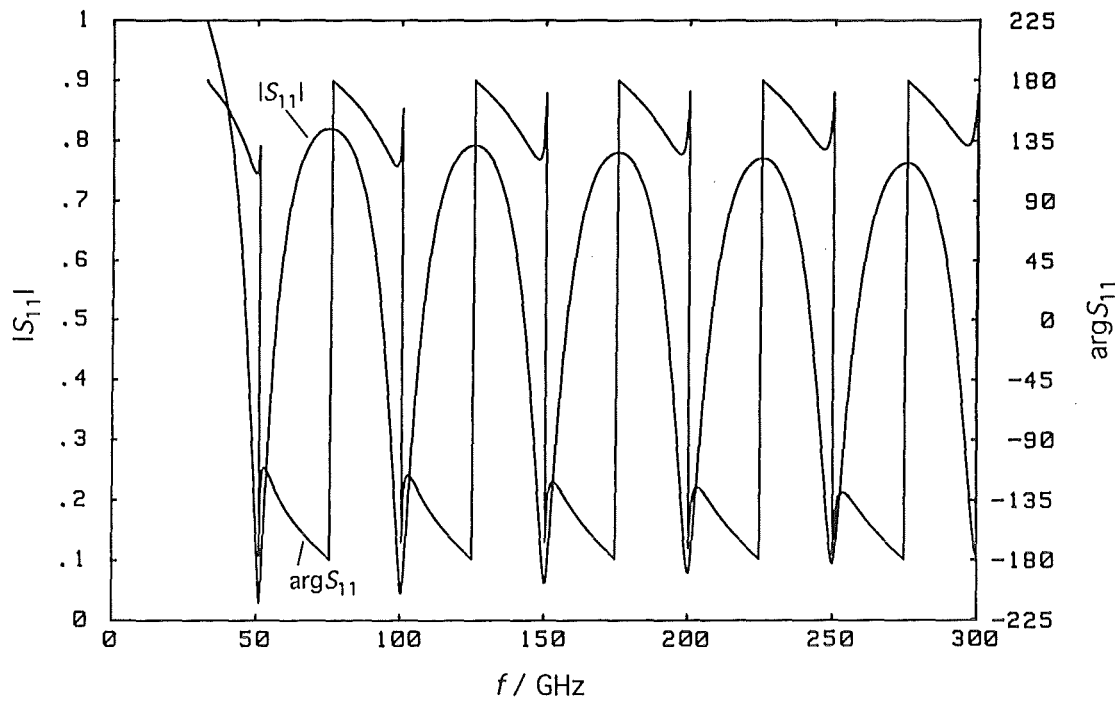


Abb. 2.3: Betrag und Phase von S_{11} nach Gl. (2.3) als Funktion der Frequenz f für eine feste Scheibendicke $d = 1$ mm.

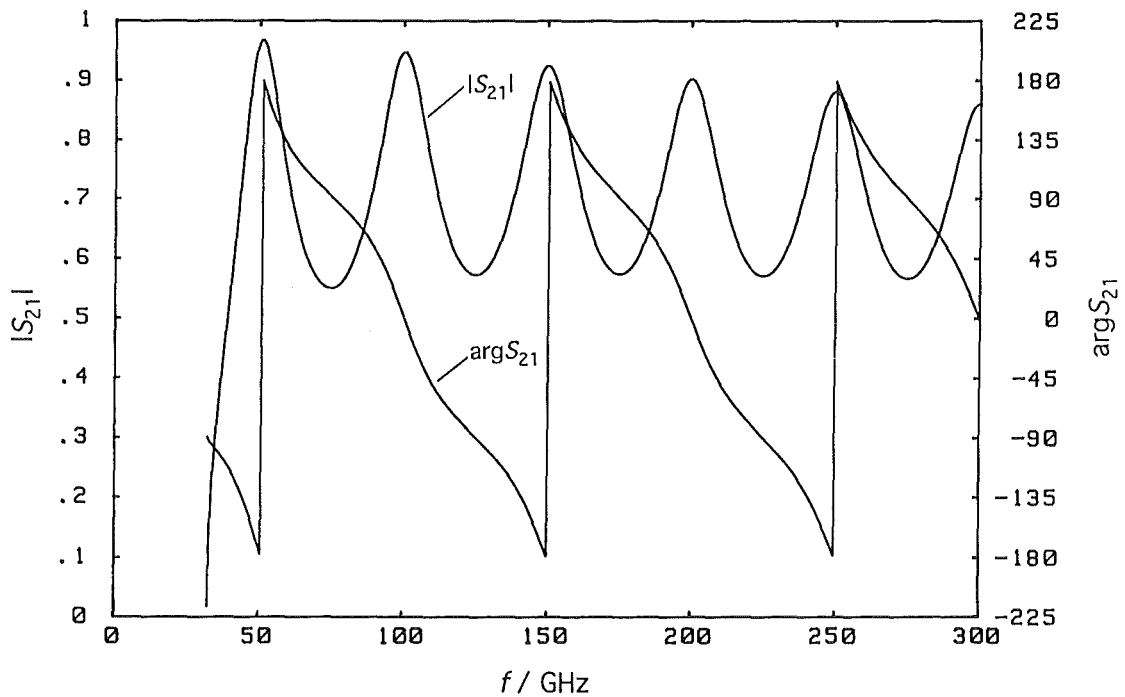


Abb. 2.4: Betrag und Phase von S_{21} nach Gl. (2.3) als Funktion der Frequenz f für eine feste Scheibendicke $d = 1$ mm.

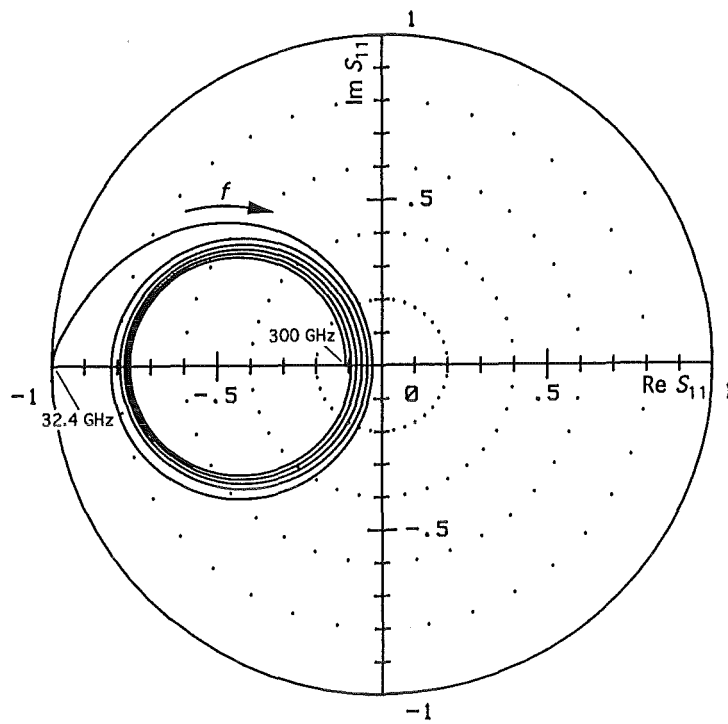


Abb. 2.5: Frequenzortskurve von S_{11} in der komplexen Ebene nach Gl. (2.3) für eine feste Scheibendicke $d = 1$ mm.

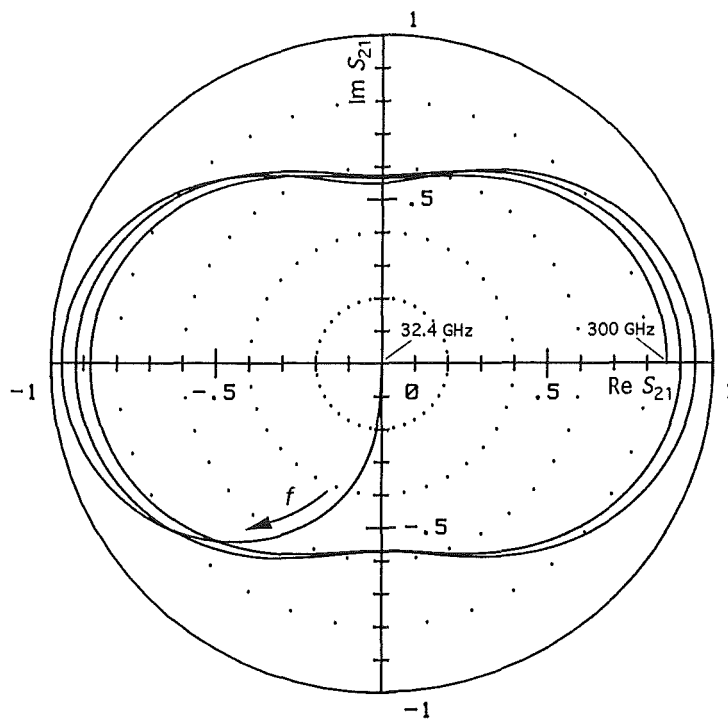


Abb. 2.6: Frequenzortskurve von S_{21} in der komplexen Ebene nach Gl. (2.3) für eine feste Scheibendicke $d = 1$ mm.

2 Hochfrequenzverhalten spezieller dielektrischer Hohlleiterfenster

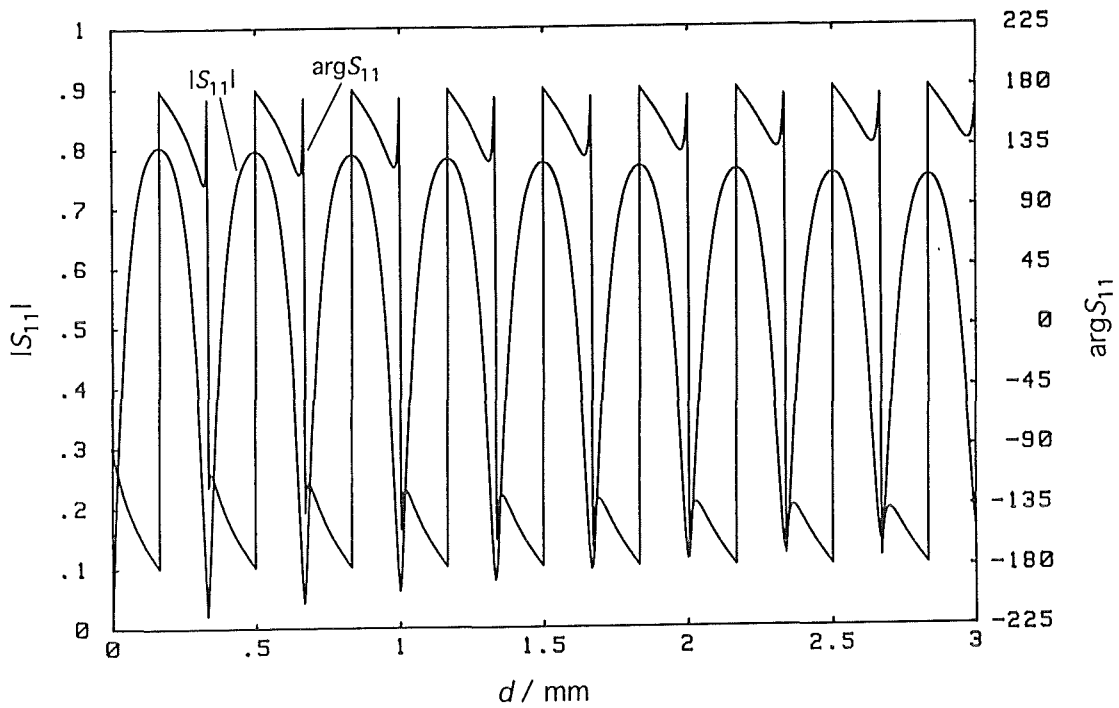


Abb. 2.7: Betrag und Phase von S_{11} nach Gl. (2.3) als Funktion der Scheibendicke d für eine feste Frequenz $f = 150$ GHz (d.h. $\lambda_{\epsilon 10,4} \approx 2/3$ mm).

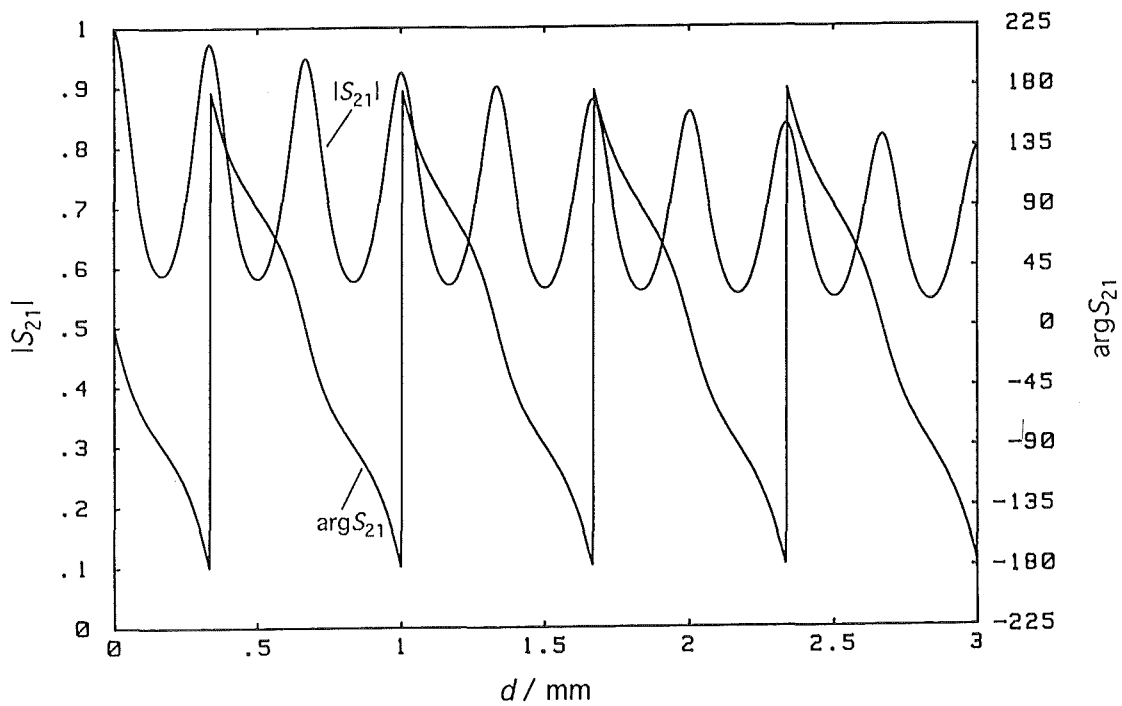


Abb. 2.8: Betrag und Phase von S_{21} nach Gl. (2.3) als Funktion der Scheibendicke d für eine feste Frequenz $f = 150$ GHz (d.h. $\lambda_{\epsilon 10,4} \approx 2/3$ mm).

2 Hochfrequenzverhalten spezieller dielektrischer Hohlleiterfenster

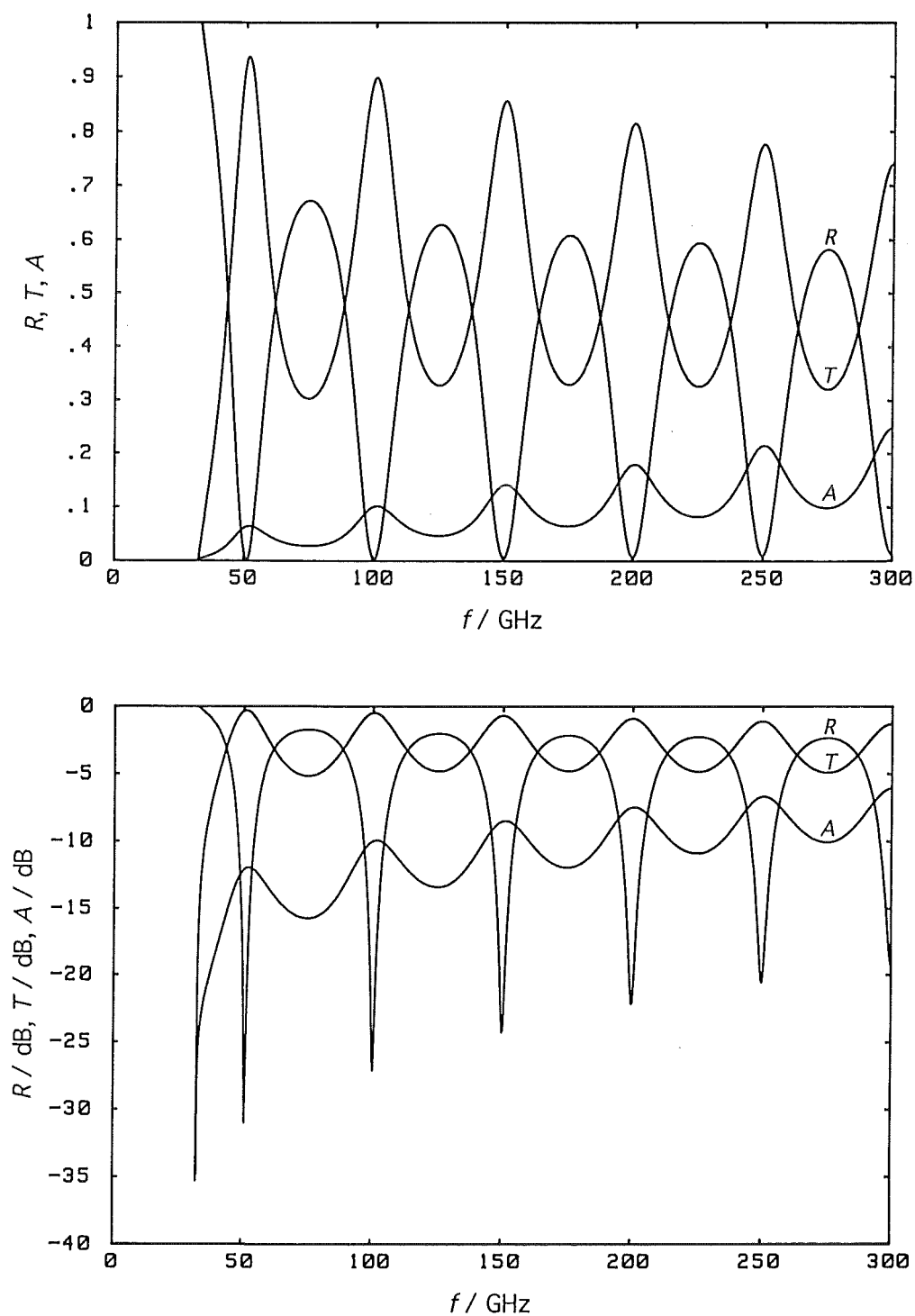


Abb. 2.9: R , T und A nach den Gln. (2.8) im linearen bzw. logarithmischen Maßstab als Funktion der Frequenz f für eine feste Scheibendicke $d = 1$ mm.

2 Hochfrequenzverhalten spezieller dielektrischer Hohlleiterfenster

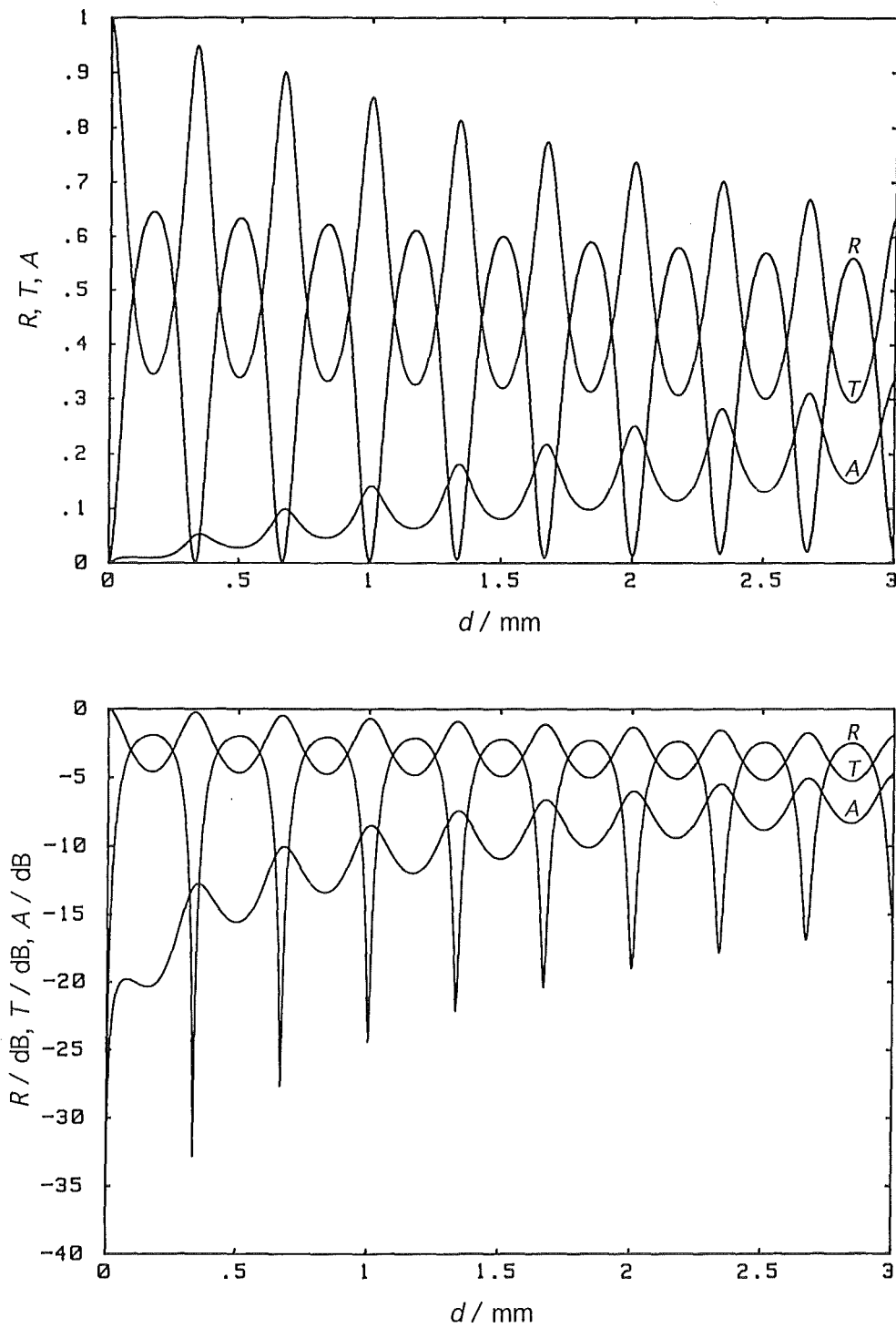


Abb. 2.10: R , T und A nach den Gln. (2.8) im linearen bzw. logarithmischen Maßstab als Funktion der Scheibendicke d für eine feste Frequenz $f = 150$ GHz (d.h. $\lambda_{\epsilon 10,4} \approx 2/3$ mm).

2.3 Einscheibenfenster mit speziellen Dicken

Im folgenden werden die allgemeinen Beziehungen der Gln. (2.8) für R , T und A für bestimmte Verhältnisse von Scheibendicke d zur Wellenlänge λ_{eV} diskutiert. λ_{eV} ist hierbei die Leitungswellenlänge der Eigenwelle v im dielektrisch gefüllten Hohlleiter, sie hängt über $\lambda_{eV} = 2\pi/\beta_{eV}$ mit der Phasenkonstanten β_{eV} aus Gl. (2.6) zusammen.

2.3.1 Halbwellen- oder „resonante“ Scheiben

Eine Abstimmung der Scheibendicke auf ein ganzzahliges Vielfaches einer halben Hohlleiterwellenlänge im Dielektrikum wird immer dann angestrebt, wenn für eine oder mehrere annähernd äquidistante Frequenzen eine hohe Transmissivität (d.h. Transparenz) erzielt werden soll (wie z.B. in Einscheibenfenstern). Die Transparenz resultiert daraus, daß die Teilwellen, die an der Scheibenvorder- bzw. -rückseite reflektiert werden, auf der Vorderseite destruktiv interferieren. Die hierzu erforderliche Phaseninversion ergibt sich aus dem Phasensprung von φ ($\varphi = \pi$ für $\tan\delta = 0$) bei der Reflexion an der Vorderseite abzüglich der Phasendifferenz von $2\pi + \varphi - \pi$ aufgrund der Laufwege und der Reflexion an der Rückseite. Durch die von den Stehwellen im axialen Feldprofil der Scheibe verursachte Feldüberhöhung ergibt sich ein relatives Maximum der Absorptivität bezüglich der Frequenz f und der Dicke d . Für $d = N_h \lambda_{eV}/2$ mit der Anzahl der Halbwellen $N_h \in \{1, 2, 3, \dots\}$ wird $\cos(2\beta_{eV}d) = 1$. Damit vereinfachen sich die Gln. (2.8) zu:

$$R = \frac{R_0(1-T_0)^2}{1 - 2R_0T_0 \cos(2\varphi) + R_0^2T_0^2} \quad (2.9a)$$

$$T = \frac{T_0(1 - 2R_0 \cos(2\varphi) + R_0^2)}{1 - 2R_0T_0 \cos(2\varphi) + R_0^2T_0^2} \quad (2.9b)$$

$$A = \frac{(1-R_0)(1-T_0)(1+R_0T_0)}{1 - 2R_0T_0 \cos(2\varphi) + R_0^2T_0^2} \quad (2.9c)$$

Für den Fall eines verlustarmen dielektrischen Materials ($\tan\delta \ll 1$)¹ wird $\cos(2\varphi) \approx 1$, dadurch reduzieren sich die Gln. (2.9) zu:

$$R = \frac{R_0(1-T_0)^2}{(1-R_0T_0)^2} \quad (2.10a)$$

$$T = \frac{T_0(1-R_0)^2}{(1-R_0T_0)^2} \quad (2.10b)$$

$$A = \frac{(1-R_0)(1-T_0)(1+R_0T_0)}{(1-R_0T_0)^2} \quad (2.10c)$$

Für den gedachten Fall eines verlustfreien Dielektrikums ($\tan\delta = 0$) und gleichzeitiger Gültigkeit der TEM-Näherung reduzieren sich die Gln. (2.10) zu den unmittelbar einsichtigen Gln. (2.11):

$$R = 0, \quad T = 1, \quad A = 0 \quad (2.11)$$

Aus Gl. (2.10c) lassen sich Näherungen für die Absorptivität einer verlustarmen Einzelscheibe in Resonanznähe ableiten, die für die Auslegung von Hochleistungsfenstern von großer Wichtigkeit sind. Zur Ableitung wird zunächst angenommen, daß für die betrachtete Welle die TEM-Näherung gelte ($k_{cv} \ll k_0$). Somit kann Gl. (2.4c) und Gl. (2.7) in Gl. (2.10c) eingesetzt werden und es ergibt sich Gl. (2.12).

$$A = \frac{\left(1 - \left(\frac{1 - \sqrt{\epsilon_r'}^2}{1 + \sqrt{\epsilon_r'}}\right)^2\right) \left(1 - e^{-\frac{2\pi f d \tan \delta \sqrt{\epsilon_r'}}{c_0}}\right) \left(1 + \left(\frac{1 - \sqrt{\epsilon_r'}^2}{1 + \sqrt{\epsilon_r'}}\right)^2 e^{-\frac{2\pi f d \tan \delta \sqrt{\epsilon_r'}}{c_0}}\right)}{\left(1 - \left(\frac{1 - \sqrt{\epsilon_r'}^2}{1 + \sqrt{\epsilon_r'}}\right)^2 e^{-\frac{2\pi f d \tan \delta \sqrt{\epsilon_r'}}{c_0}}\right)^2} \quad (2.12)$$

¹ Sämtliche in Anhang A.2 aufgeführte Fenstermaterialien sind bis über den mm-Wellenbereich hinaus hinreichend verlustfrei.

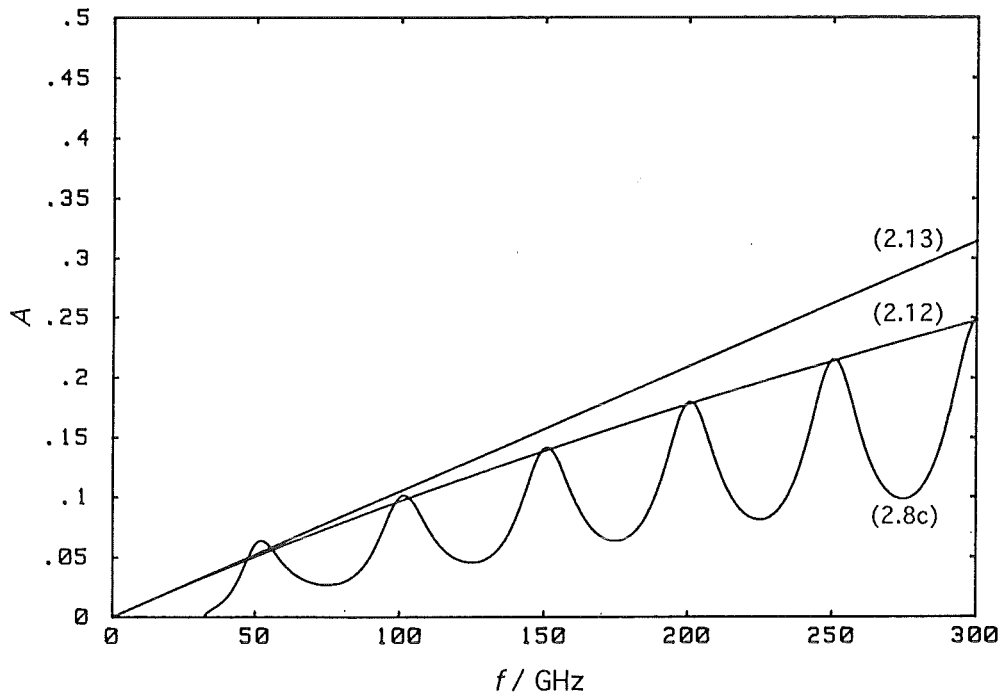


Abb. 2.11: Näherungen (Gln. (2.12) und (2.13)) und exakte Lösung (Gl. (2.8c)) für die Absorptivität A als Funktion der Frequenz f für eine feste Scheibendicke $d = 1$ mm.

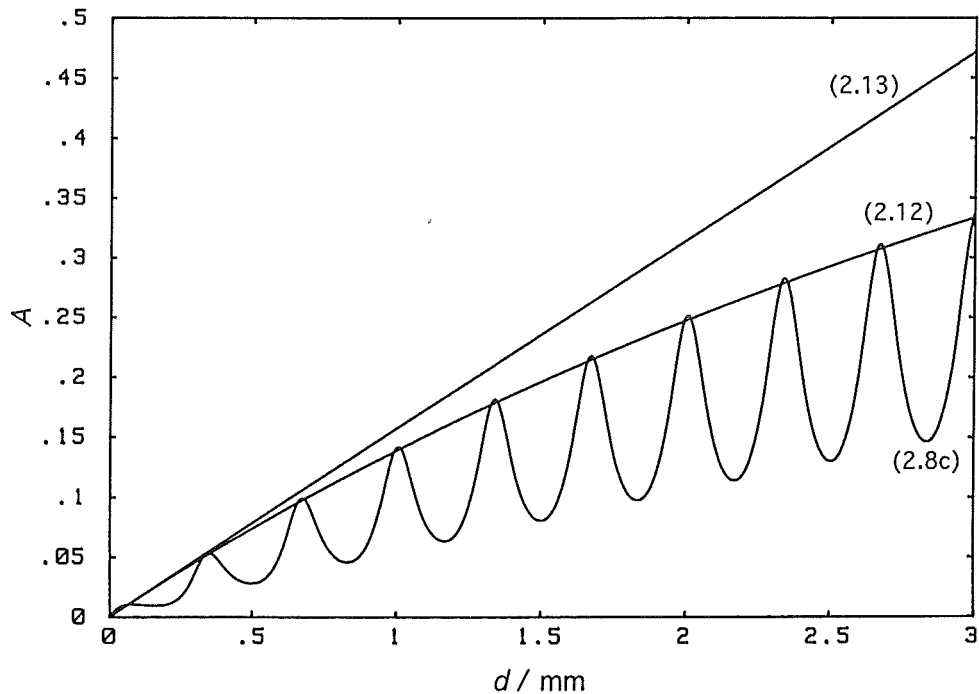


Abb. 2.12: Näherungen (Gln. (2.12) und (2.13)) und exakte Lösung (Gl. (2.8c)) für die Absorptivität A als Funktion der Scheibendicke d für eine feste Frequenz $f = 150$ GHz (d.h. $\lambda_{\epsilon 10,4} \approx 2/3$ mm).

Entwickelt man Gl. (2.12) in eine Taylorreihe um den Nullpunkt und bricht diese nach dem ersten Glied ab, so erhält man Gl. (2.13):

$$A \approx \frac{\pi f d \tan \delta (1 + \epsilon_r')}{c_0} \quad (2.13)^1$$

Ein Vergleich der exakten Lösung für die Absorptivität (Gl. (2.8c)) mit den beiden Näherungslösungen (Gln. (2.12) und (2.13)) ist in den Abbn. 2.11 und 2.12 anhand des Beispiel Fensters aus Abschnitt 2.1.2 durchgeführt. Während Gl. (2.12) im Bereich der Gültigkeit der TEM-Näherung ($f \geq 100$ GHz) ungefähr die Hüllkurve der exakten Lösung darstellt, überschätzt Gl. (2.13) besonders für höhere Frequenzen und Scheibendicken die Absorptivität deutlich.

2.3.2 Viertelwellen- oder „antiresonante“ Scheiben

Will man mit einer Scheibe für eine oder mehrere annähernd äquidistante Frequenzen eine hohe Reflektivität erzielen, so muß die Scheibendicke auf ein ungeradzahliges Vielfaches einer viertel Hohlleiterwellenlänge im Dielektrikum abgestimmt werden. Die hohe Reflektivität resultiert daraus, daß die Teilwellen, die an der Scheibenvorder- bzw. -rückseite reflektiert werden, auf der Vorderseite konstruktiv interferieren. Die hierzu erforderliche Phasenidentität ergibt sich aus dem Phasensprung von φ ($\varphi = \pi$ für $\tan \delta = 0$) bei der Reflexion an der Vorderseite abzüglich der Phasendifferenz von $\pi + \varphi - \pi$ aufgrund der Laufwege und der Reflexion an der Rückseite. Da hierdurch die Feldanteile in der Scheibe minimiert werden, ergibt sich ein relatives Minimum der Absorptivität bezüglich der Frequenz f und der Dicke d . Für $d = N_q \lambda_{ev} / 4$ mit der Anzahl der Viertelwellen $N_q \in \{1, 3, 5, \dots\}$ wird $\cos(2\beta_{ev}d) = -1$. Damit vereinfachen sich die Gln. (2.8) zu:

$$R = \frac{R_0(1+T_0)^2}{1+2R_0T_0 \cos(2\varphi) + R_0^2T_0^2} \quad (2.14a)$$

$$T = \frac{T_0(1-2R_0 \cos(2\varphi) + R_0^2)}{1+2R_0T_0 \cos(2\varphi) + R_0^2T_0^2} \quad (2.14b)$$

¹ Gl. (2.13) wird von einigen Autoren zur Berechnung der in einem dielektrischen Einscheibenfenster anfallenden Verlustleistung verwendet (z.B. Wégrove *et al.*, 1986; Sushilin *et al.*, 1989; Parshin, 1994).

$$A = \frac{(1 - R_0)(1 - T_0)(1 + R_0 T_0) - 4R_0 T_0 (1 - \cos(2\varphi))}{1 + 2R_0 T_0 \cos(2\varphi) + R_0^2 T_0^2} \quad (2.14c)$$

Für den Fall eines verlustarmen dielektrischen Materials ($\tan\delta \ll 1$) wird $\cos(2\varphi) \approx 1$, dadurch reduzieren sich die Gln. (2.14) zu:

$$R = \frac{R_0(1 + T_0)^2}{(1 + R_0 T_0)^2} \quad (2.15a)$$

$$T = \frac{T_0(1 - R_0)^2}{(1 + R_0 T_0)^2} \quad (2.15b)$$

$$A = \frac{(1 - R_0)(1 - T_0)(1 + R_0 T_0)}{(1 + R_0 T_0)^2} \quad (2.15c)$$

Für den gedachten Fall eines verlustfreien Dielektrikums ($\tan\delta = 0$) und gleichzeitiger Gültigkeit der TEM-Näherung reduzieren sich die Gln. (2.15) zu den aus der Optik bekannten Gln. (2.16):

$$R = \frac{(1 - \varepsilon_r')^2}{(1 + \varepsilon_r')^2}, \quad T = \frac{4\varepsilon_r'}{(1 + \varepsilon_r')^2}, \quad A = 0 \quad (2.16)$$

2.3.3 Elektrisch dünne Fenster

Häufig werden dielektrische Schichten angewendet, deren Dicke klein gegen die Hohlleiterwellenlänge ist (z.B. als Folienfenster). Eine solche Schicht verhält sich prinzipiell wie ein schwach verstimmttes Halbwellenfenster mit $N_h = 0$. Aus Gl. (2.8a) läßt sich eine einfache Näherungsformel für die Reflektivität einer dünnen Schicht aus verlustarmem dielektrischen Material ($\tan\delta \ll 1$) ableiten, falls für die betrachtete Welle die TEM-Näherung ($k_{cv} \ll k_0$) anwendbar ist. Unter diesen Voraussetzungen können die Gln. (2.4c), (2.6) und (2.7) in die Gl. (2.8a) eingesetzt werden. Entwickelt man die sich ergebende Gleichung in eine Taylorreihe um den Nullpunkt und bricht diese nach dem zweiten Glied ab, so erhält man nach Vernachlässigung des $\tan^2\delta$ -Glieds die Näherungslösung Gl. (2.17).

$$R \approx \left(\frac{\pi f d (1 - \epsilon_r')}{c_0} \right)^2 \quad (2.17)$$

Gl. (2.17) ist für Scheibendicken $d < \lambda_{ev}/40$ in guter Näherung anwendbar. Ein Vergleich von Gl. (2.17) mit der exakten Lösung nach Gl. (2.8a) ist in Abb. 2.13 anhand des Beispielfensters aus Abschnitt 2.1.2 durchgeführt.

Für den gedachten Fall eines verlustfreien Dielektrikums ($\tan \delta = 0$) und gleichzeitiger Gültigkeit der TEM-Näherung reduzieren sich die Gln. (2.8) zu:

$$R \approx \left(\frac{\pi f d (1 - \epsilon_r')}{c_0} \right)^2, \quad T \approx 1 - \left(\frac{\pi f d (1 - \epsilon_r')}{c_0} \right)^2, \quad A = 0 \quad (2.18)$$

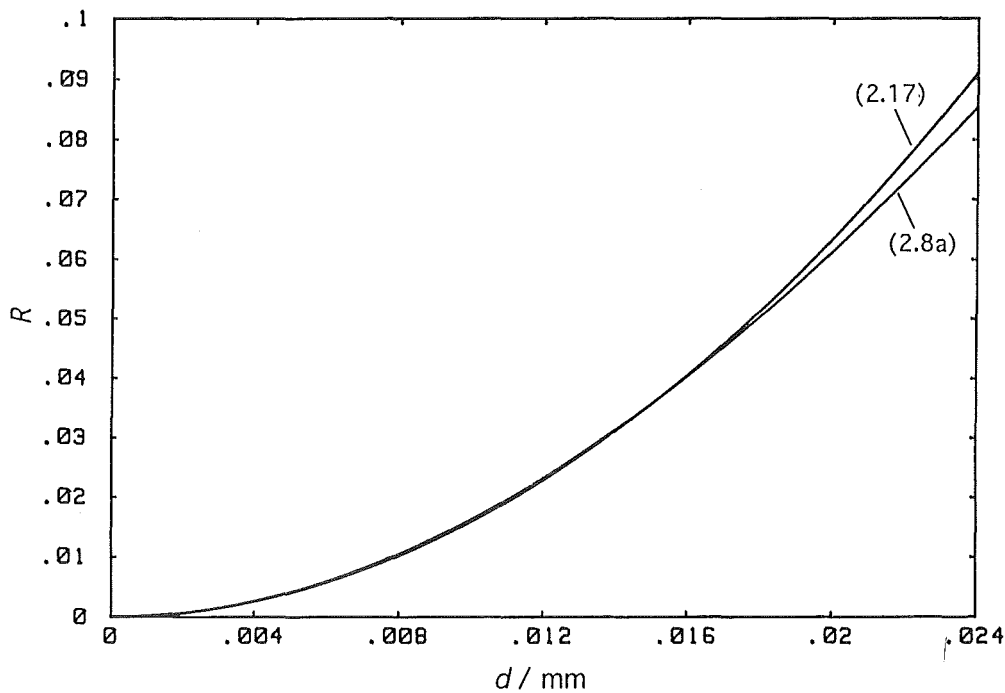


Abb. 2.13: Näherung (Gl. (2.17)) und exakte Lösung (Gl. (2.8a)) für die Reflektivität R als Funktion der Scheibendicke d für eine feste Frequenz $f = 150$ GHz (d.h. $\lambda_{\epsilon_{10,4}}/40 \approx 0.017$ mm).

Mit Gl. (2.17) läßt sich eine Näherung für die Grenzfrequenz f_o angeben, bei der die Reflektivität eines elektrisch dünnen Fensters auf $R = 0.01$ entsprechend -20 dB angestiegen ist:

$$f_o \approx \frac{0.1 c_0}{\pi d (\epsilon_r' - 1)} \quad (2.19)$$

Gl. (2.17) gilt jedoch nicht nur für elektrisch dünne Schichten, sondern ganz allgemein für schwach verstimmt Halbwellenscheiben, sofern das Dielektrikum hinreichend verlustarm ist und die TEM-Näherung anwendbar ist. Aus Gl. (2.19) läßt sich somit auch eine Näherung für die Bandbreite des Reflexionsspektrums einer Halbwellenresonanz ableiten. Dazu definiert man f_m als die Resonanzfrequenz (Mittenfrequenz) und f_u bzw. f_o als die untere bzw. obere -20 dB-Grenzfrequenz des Reflexionsspektrums. Substituiert man nun die Variable f_o in Gl. (2.19) durch $(f_o - f_u)/2$ und setzt die für TEM-Wellen gültigen Beziehung $d = N_h c_0 / (2f_m \sqrt{\epsilon_r'})$ ein, so ergibt sich die relative -20 dB-Reflexionsbandbreite zu

$$\frac{f_o - f_u}{f_m} \approx \frac{0.4 \sqrt{\epsilon_r'}}{\pi N_h (\epsilon_r' - 1)} \quad (2.20)$$

2.4 Mehrschichtenfenster

2.4.1 Verkettungsbeziehungen

Eine Anordnung mehrerer, im Hohlleiter axial hintereinander angeordneter, dielektrischer Schichten (planparallel, senkrecht zur Hohlleiterachse, bündiger Randabschluß) läßt sich als Kettenschaltung von Zweitoren beschreiben. Die Berechnung der Gesamtstreumatrix $[S_{tot}]$ aus den Streumatrizen der einzelnen Schichten ($[S_A]$, $[S_B]$, $[S_C]$, ...) gemäß Gl. (2.3) kann nach zwei verschiedenen Verfahren durchgeführt werden. Voraussetzung für beide Verfahren ist, daß die Bezugsimpedanzen der beiden zu verkettenden Tore identisch sind. Da für die einzelne dielektrische Schicht als Bezugsimpedanz der Feldwellenwiderstand Z_{Wv} der Eigenwelle v im dielektrisch nicht gefüllten Hohlleiter gewählt wurde, ist diese Voraussetzung erfüllt, und zwar auch dann, wenn sich in Wirklichkeit die dielektrischen Schichten direkt berühren und somit kein ungefülltes Hohlleiterstück mehr vorliegt.

- Anwendung einer Transmissionsmatrix $[T]$. Es gibt in der Literatur verschiedene Definitionen von Transmissionsmatrizen, die sich alle für die Kettenschaltung anwenden lassen. Im folgenden wird die Definition nach Gl. (2.21) verwendet.

$$\begin{aligned} b_1 &= T_{11}a_2 + T_{12}b_2 \\ a_1 &= T_{21}a_2 + T_{22}b_2 \end{aligned}, \quad [T] \equiv \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{b_2=0} & \left. \frac{b_1}{b_2} \right|_{a_2=0} \\ \left. \frac{a_1}{a_2} \right|_{b_2=0} & \left. \frac{a_1}{b_2} \right|_{a_2=0} \end{bmatrix} \quad (2.21)$$

Umwandlung der einzelnen Streumatrizen ($[S_A]$, $[S_B]$, $[S_C]$, ...) mit Hilfe von Gl. (2.22) in Transmissionsmatrizen ($[T_A]$, $[T_B]$, $[T_C]$, ...).

$$[T] = \begin{bmatrix} \frac{S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}}{S_{21}} & \frac{S_{11}}{S_{21}} \\ -\frac{S_{22}}{S_{21}} & \frac{1}{S_{21}} \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

Berechnung der Gesamttransmissionsmatrix $[T_{tot}]$ aus dem Produkt der Einzeltransmissionsmatrizen $[T_{tot}] = [T_A] \cdot [T_B] \cdot [T_C] \dots$ und Rückwandlung von $[T_{tot}]$ in $[S_{tot}]$ durch Gl. (2.23).

$$[S] = \begin{bmatrix} \frac{T_{12}}{T_{22}} & \frac{T_{11}T_{22} - T_{12}T_{21}}{T_{22}} \\ \frac{1}{T_{22}} & -\frac{T_{21}}{T_{22}} \end{bmatrix} \quad (2.23)$$

- Sukzessive Verkettung der Streumatrizen (z.B. $[S_A]$, $[S_B]$) zweier benachbarter Schichten zu einer äquivalenten Streumatrix $[S_{equi}]$ durch die Verkettungsbeziehung Gl. (2.24).

$$[S_{equi}] = \begin{bmatrix} S_{11A} + \frac{S_{21A}S_{11B}S_{12A}}{1 - S_{11B}S_{22A}} & \frac{S_{12A}S_{12B}}{1 - S_{11B}S_{22A}} \\ \frac{S_{21A}S_{21B}}{1 - S_{11B}S_{22A}} & S_{22B} + \frac{S_{12B}S_{22A}S_{21B}}{1 - S_{11B}S_{22A}} \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

Dieser Vorgang wird so lange durchgeführt, bis alle Streumatrizen miteinander verkettet sind. Die verbleibende Streumatrix ist dann identisch mit dem gesuchten $[S_{tot}]$.

2.4.2 Reziprozität und Symmetrie von Fensterzweitoren

Wie man Gl. (2.3) entnehmen kann, ist das Fensterzweitor einer Einzelscheibe auch bei verlustbehafteten Dielektrika immer symmetrisch (d.h. es gilt $S_{11} = S_{22}$ und $S_{12} = S_{21}$) und somit auch reziprok ($S_{12} = S_{21}$). Aus Gl. (2.24) geht jedoch hervor, daß ein Zweitor, das aus der Verkettung symmetrischer Einzelzweitore entstanden ist, im allgemeinen nicht mehr symmetrisch sondern nur noch reziprok ist. Sind die Einzelzweitore allerdings verlustfrei, so führt ihre Kettenschaltung auch wieder zu einem symmetrischen Zweitor. Für die Praxis bedeutet dies, daß zwar die Vorwärts- und die Rückwärtstransmissivität eines Mehrschichtenfensters

aus realen (verlustbehafteten) Dielektrika identisch ist, die Reflektivität bzw. die Absorptivität aber im allgemeinen für den Welleneinfall von Seite 1 und von Seite 2 verschieden sind.

Diese Tatsache ist im folgenden anhand eines Beispielfensters aus drei planparallelen Schichten veranschaulicht. Die Schichten bestehen aus nichtmagnetischem ($\mu_r = 1$), homogenem und isotropem Material mit dielektrischen Eigenschaften, die im betrachteten Frequenzbereich als konstant angesehen werden können. Für die einfallende Welle sei die TEM-Näherung gültig.

Die Parameter der Schichtenfolge sind:

Schicht Q aus Quarzglas:	$d_Q = 0.825 \text{ mm}$,	$\epsilon_r'Q = 3.82$,	$\tan \delta_Q \approx 0.0005$
Schicht L aus Luft ¹ :	$d_L = 0.015 \text{ mm}$,	$\epsilon_r'L = 1$,	$\tan \delta_L \approx 0$
Schicht M aus Macor:	$d_M = 3.150 \text{ mm}$,	$\epsilon_r'M = 5.62$,	$\tan \delta_M \approx 0.017$

Abb. 2.14 bzw. Abb. 2.15 zeigt die berechneten bzw. experimentell ermittelten Spektren der Vorwärtsreflektivität R_{QLM} , der Rückwärtsreflektivität R_{MLQ} und der Vorwärtstransmissivität T (= Rückwärtstransmissivität). Die korrespondierenden Spektren beider Abbildungen stimmen relativ gut überein. Deutlich ist zu erkennen, daß die Abweichung zwischen der Vorwärts- und Rückwärtsreflektivität nahe der Resonanzstellen besonders ausgeprägt ist. Die mit Hilfe eines skalaren Netzwerkanalyseverfahrens gemessenen Spektren aus Abb. 2.15 sind von einem feinen Störspektrum überlagert. Es handelt sich dabei um einen für die skalare Netzwerkanalyse typischen systematischen Meßfehler. Mit der Herleitung dieser Störspektren beschäftigt sich Abschnitt 3.5.

¹ Bei dieser Schicht handelt es sich um einen Luftspalt, der nach dem Zusammenfügen zwischen den beiden Scheiben verblieb. Er ließ sich trotz verschiedener Anpreßtechniken nicht vollständig vermeiden.

2 Hochfrequenzverhalten spezieller dielektrischer Hohlleiterfenster

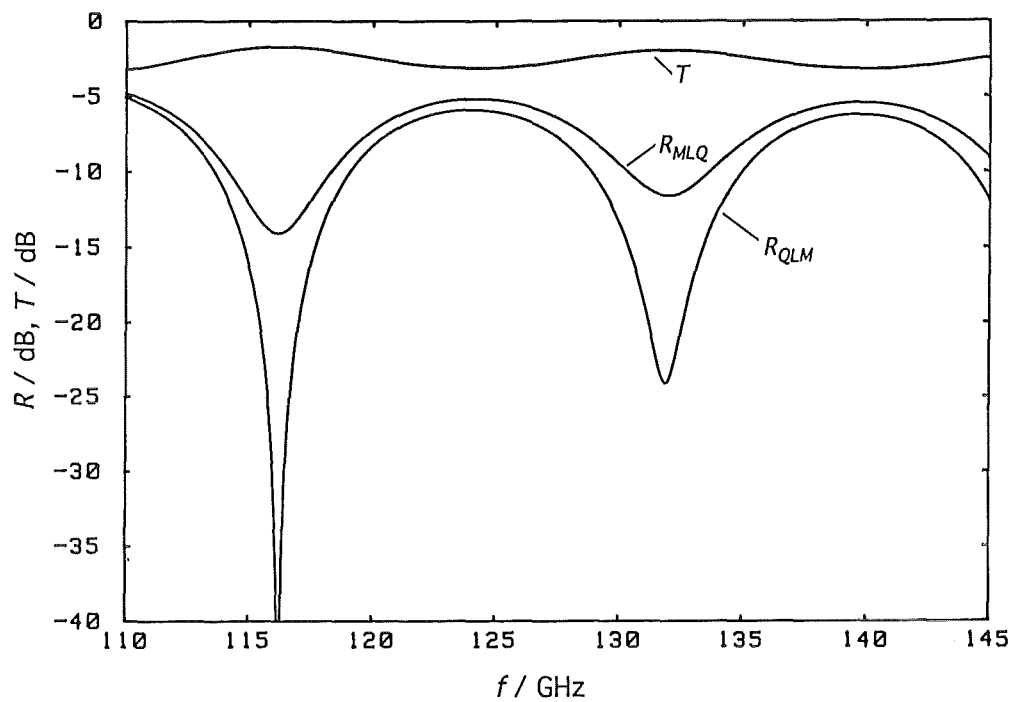


Abb. 2.14: Berechnete Spektren für R und T für eine unsymmetrische aber reziproke Ketten-schaltung aus verlustbehafteten dielektrischen Schichten. Der Index QLM bzw. MLQ bedeutet Welleneinfall auf Schicht Q bzw. M .

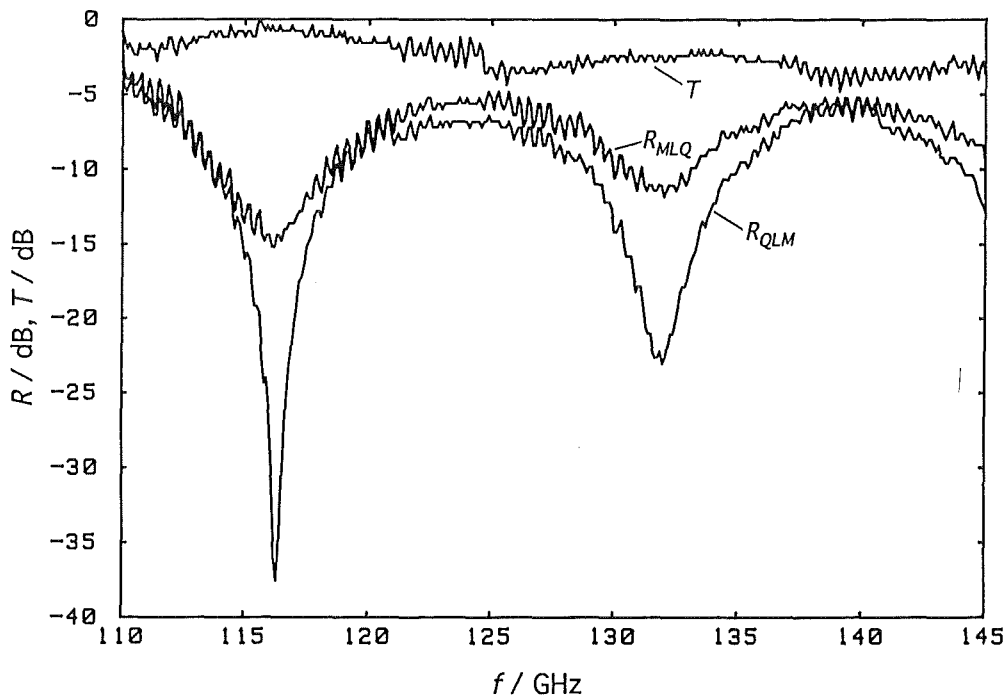


Abb. 2.15: Gemessene Spektren für R und T für eine unsymmetrische aber reziproke Ketten-schaltung aus verlustbehafteten dielektrischen Schichten.

3 Experimentelle Bestimmung von Fensterspektren um 140 GHz

3.1 Vorbemerkung zur Meßtechnik

Zur experimentellen Bestimmung der Reflexions- und Transmissionsspektren von Hochleistungsfenstern im Millimeterwellenbereich verwendet man zweckmäßigerweise ein Meßverfahren, das mit Niederleistungswellen arbeitet. Es wird hierzu eine spezielle Niederleistungsmeßtechnik benötigt, die in diesem Kapitel eingehend behandelt werden soll. Das Besondere an dieser Meßtechnik ergibt sich aus den hohen Frequenzen und aus der Problematik, daß ein Hochleistungsfenster für Millimeterwellen stets Bestandteil einer überdimensionierten und daher vielwelligen Leitungsstruktur ist.

Ein für solche Fenster geeigneter Niederleistungsmeßplatz setzt sich grundsätzlich aus einem Netzwerkanalysator und einer Meßstrecke zusammen. Die Meßstrecke besteht hierbei neben dem zu vermessenden Fenster aus Wellentypwandlern, einem Reflektometer und eventuell noch weiteren Leitungskomponenten. Abb. 3.1 zeigt Blockschaltbilder der verschiedenen möglichen Meßplatzkonfigurationen. Für Transmissionsmessungen eignet sich der in Abb. 3.1a dargestellte Aufbau. Meßstrecken, die entsprechend den Abbn. 3.1b und 3.1c aufgebaut sind, ermöglichen Reflexionsmessung.

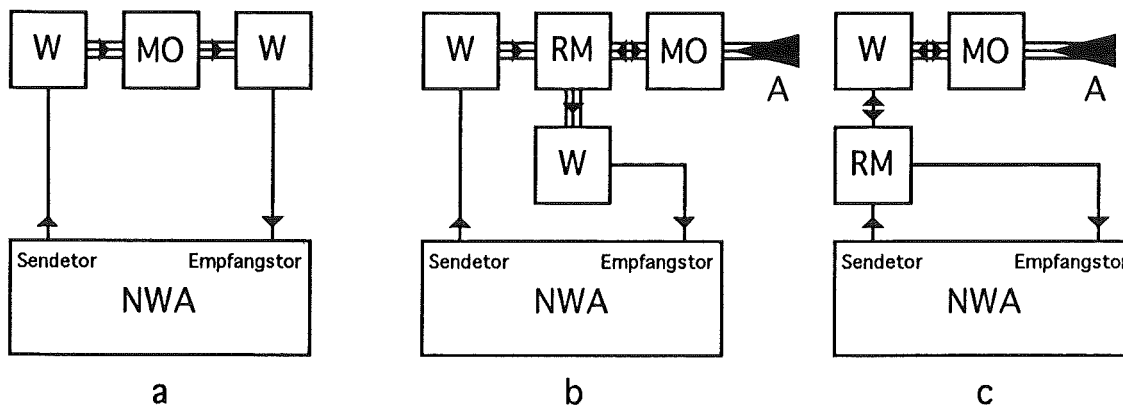


Abb. 3.1: Blockschaltbilder möglicher Konfigurationen für Niederleistungsmeßplätze zur Messung von Transmissionsspektren (a) bzw. Reflexionsspektren (b, c) von Fenstern. Es bedeuten: NWA = Netzwerkanalysator, MO = Meßobjekt (Fenster), W = Wellentypwandler, RM = Reflektometer, A = reflexionsfreier Abschluß (Absorber), - = einwellige Leitung, ≡ = vielwellige Leitung.

Unter einem Netzwerkanalysator versteht man in der Hochfrequenztechnik ein System zur frequenzabhängigen Messung der Streuparameter von Mehrportnetzwerken. Abweichend von

dieser allgemeinen Definition wird der Begriff Netzwerkanalysator im folgenden bereits für ein System verwendet, mit dem das Frequenzspektrum des Transmissionsfaktors (S_{21}) von Zweitoren vermessen werden kann. Solch ein Netzwerkanalysator muß ein Millimeterwellensignal durchstimmbarer Frequenz erzeugen und an einem einwelligen Leitungstor zur Verfügung stellen. Von diesem sogenannten Sendetor gelangt das Signal über die Meßstrecke, wobei es in Amplitude und Phase verändert wird, zu einem zweiten einwelligen Leitungstor, dem Empfangstor. Vom Empfangstor wird das Signal an das Detektionssystem des Netzwerkanalysators geführt. Für das Sende- und Empfangstor werden im Millimeterwellenbereich gewöhnlich Rechteckhohlleiter mit der $TE_{1,0}$ -Grundwelle verwendet. Abhängig davon, ob das Detektionssystem die Messung von Amplitude und Phase oder nur der Amplitude erlaubt, bezeichnet man das System als vektoriellen oder skalaren Netzwerkanalysator.

Der Fenstermeßstrecke kommt die Aufgabe zu, mit Hilfe der Wellentypwandler die am Sendetor zur Verfügung gestellte Welle in die am Fenster benötigte Testwelle einer vielwelligen Leitung umzuwandeln. Nach der Reflexion bzw. Transmission am Meßobjekt ist die Testwelle wieder entsprechend zurückzuwandeln.

Für Reflexionsmessungen muß die am Fenster reflektierte Testwelle von der eingestrahnten Testwelle mittels eines Reflektometer-Dreitores separiert werden. Hierzu kann grundsätzlich entsprechend der Anordnung von Abb. 3.1b oder 3.1c vorgegangen werden, wobei sich folgende prinzipielle Unterschiede ergeben: Jeder Wellentypwandler regt außer seiner Sollwelle immer auch einen gewissen Anteil von Störwellen an, und zwar sowohl in Vorwärts- als auch in Rückwärtsrichtung. Ein mittels Reflektometer ausgekoppeltes Signal stellt somit immer eine Überlagerung von Reflexionsanteilen der Soll- und Störwellen am Fenster dar. Beim Einsatz des Reflektometers direkt im einwelligen Hohlleiter noch vor dem Wandler entsprechend Abb. 3.1c wirkt sich dieser Effekt weitaus stärker aus als bei Verwendung eines Reflektometers in der vielwelligen Leitung unmittelbar vor dem Meßobjekt nach Abb. 3.1b. Für Reflexionsmessungen ist also die Konfiguration aus Abb. 3.1b vorzuziehen.

3.2 Anforderungen an einen Fenstermeßplatz

Der vom Netzwerkanalysator abzudeckende Frequenzbereich hängt vom Typ des zu untersuchenden Fensters ab. So reicht zur Bestimmung des Durchlaßbereiches von Schmalbandfenstern bereits ein Meßfrequenzbereich von einigen Gigahertz aus. Für Messungen an breitbandigen Fensterstrukturen sind gewöhnlich einige zehn Gigahertz erforderlich. Auch zur Bestimmung der Permittivität dielektrischer Probescheiben ist ein möglichst großer Frequenzbereich notwendig. Hierbei muß zur eindeutigen Angabe der Permittivität die Halbwellenzahl

N_h der auszuwertenden Resonanz bekannt sein. Die Bestimmung von N_h gestaltet sich dann besonders einfach, wenn der Meßfrequenzbereich so groß gewählt wird, daß mehrere aufeinanderfolgende Resonanzen betrachtet werden können.

An den Meßumfang¹ des Netzwerkanalysators sind relativ hohe Anforderungen zu stellen. Sie sollen aus den Eigenschaften eines für 140 GHz typischen Einscheibenfensters abgeleitet werden. Betrachtet wird hierzu ein Einscheibenfenster aus z-geschnittenem Saphir mit den Parametern: Scheibendicke $d = 3.492$ mm; Realteil der komplexen Permittivität $\epsilon_r' \approx 9.4$; dielektrischer Verlustfaktor $\tan\delta \approx 2 \cdot 10^{-4}$. Für die betrachtete Welle gelte die TEM-Näherung ($k_{ev} \ll k_0$, siehe Abschnitt 2.2.1). Das Interferenzspektrum für die Transmissivität dieses Fensters variiert im Bereich von $T_{max} \approx 1$ (Gl. 2.11b) und $T_{min} \approx 0.35$ (Gl. 2.16b) entsprechend 0 dB und -4.6 dB. Der Kontrast des Transmissionsspektrums (Verhältnis eines Maximalwertes zum benachbarten Minimalwert) beträgt also nur 4.6 dB. Das Reflexionsspektrum des Fensters variiert jedoch zwischen $R_{max} \approx 0.65$ (Gl. 2.16a) und $R_{min} \approx 1.8 \cdot 10^{-5}$ (Gl. 2.10a) entsprechend -1.9 dB und -47.4 dB, d.h. der Kontrast des Reflexionsspektrums beträgt 45.5 dB. Man erkennt, daß das Reflexionsspektrum eines solchen Fensters eine höhere Aussagekraft besitzt als das Transmissionsspektrum. Zu bemerken ist, daß R_{min} nur durch das Vorhandensein von Verlusten von Null verschieden ist. Bei einem verlustlosen Material wäre der Kontrast also unendlich. Um das Reflexionsspektrum des Beispielfensters bis hinunter in das Interferenzminimum der 140 GHz Resonanz auflösen zu können, muß der eingesetzte Netzwerkanalysator einen Meßumfang von mindestens 47.4 dB vermehrt um die Dämpfung der übrigen Komponenten der Meßstrecke besitzen. Bei Verwendung eines verlustarmen symmetrischen Reflektometers mit Koppel- und Übertragungsdämpfung von jeweils 3 dB und einer gesamten Übertragungsdämpfung von Wellentypwandler und Leitungskomponenten in der Größenordnung von 6 dB wird ein Meßumfang von mindestens 60 dB benötigt.

Weitere Kenngrößen für den Netzwerkanalysator sind die Frequenzgenauigkeit² und die Linienbreite³ des eingesetzten Generators.

¹ Als Meßumfang des Netzwerkanalysators wird hier die zwischen Sende- und Empfangstor einzufügende Transmissionsdämpfung $|S_{21}|^{-1}$ bezeichnet, die am Detektionssystem gerade den minimal detektierbaren Empfangspegel ergibt, d.h. das Empfangssignal hat dann die gleiche Leistung wie das Systemrauschen und damit einen Rauschabstand von 0 dB.

² Unter der Frequenzgenauigkeit soll im folgenden der größte Frequenzfehler verstanden werden, der unter der ungünstigsten Kombination der beim Experiment vorkommenden Betriebsbedingungen (Umweltbedingungen, Grenzen für die Energieversorgung) auftreten kann. Der größte Frequenzfehler ist in Anlehnung an DIN IEC 244 Teil 1 (1982) als die Differenz aus der vorgegebenen Sollfrequenz und dem Extremwert der Istfrequenz definiert. Er setzt sich aus folgenden Summanden zusammen: Einstellfehler bei der letzten Frequenzkalibrierung in einem Eichlabor, Frequenzdrift durch Alterung des Referenzquarzoszillators seit der letzten Kalibrierung (die Zeitspanne wird hier zu einem Jahr angenommen), Frequenzänderungen durch Temperaturschwän-

Für einfache Fenstermessungen ist die Anforderung an die Frequenzgenauigkeit mit ungefähr 50 bis 100 MHz relativ gering. Soll das System jedoch auch zur präzisen Bestimmung der Permittivität dielektrischer Probescheiben verwendet werden, so ist eine Frequenzgenauigkeit zu fordern, die mindestens so groß sein sollte wie die bei der Messung der Scheibendicke erreichbare Genauigkeit. Aus einer relativen Genauigkeit der Dickenmessung von ungefähr 10^{-4} (1 μm bei 10 mm Scheibendicke) ergibt sich eine Forderung an die Frequenzgenauigkeit von besser als 14 MHz bei 140 GHz.

Die vom Generator des Netzwerkanalysators zu fordernde Linienbreite muß deutlich kleiner als jede zu vermessende „Spektrallinie“ und als die Detektionsbandbreite sein. Für Millimeterwellenfenster genügt bereits eine Linienbreite in der Größenordnung von 1 bis 10 MHz.

Für die in der Meßstrecke verwendeten Wellentypwandler sind zwei grundsätzliche Forderungen zu stellen. Erstens sollte das Ausgangssignal möglichst rein in der erwünschten Testwelle vorliegen, d.h. der Wandler muß die Anregung unerwünschter Wellentypen (Störwellen) in hohem Maße unterdrücken. Hierdurch lassen sich jene Effekte weitgehend vermeiden, die auf Resonanzen von Störwellen zurückzuführen sind. Für die netzwerktheoretische Beschreibung bedeutet eine hohe Störwellenunterdrückung, daß sich neben der ohnehin einwelligen Eingangsseite auch die Ausgangsseite des Wandlers in guter Näherung durch ein einziges Hochfrequenztor beschreiben läßt. Die zweite Forderung betrifft den Umwandlungswirkungsgrad¹ des Wandlers. Er sollte so hoch wie möglich sein, damit der verfügbare Meßumfang des Netzwerkanalysators nicht zu stark reduziert wird. Die hohe Störwellenunterdrückung und der hohe Umwandlungswirkungsgrad müssen über dem gesamten interessierenden Frequenzbereich erhalten bleiben.

Von dem einzusetzenden Reflektometer ist zu fordern, daß das Produkt seines Leistungskoeffizienten κ und seines Leistungsübertragungsfaktors τ ($\approx 1 - \kappa$ bei verlustarmen Reflektometern) über den interessierenden Frequenzbereich möglichst groß sein sollte.² Es wird sonst zuviel an Meßumfang des Analysators eingebüßt. Für verlustfreie Reflektometer erreicht dieses Produkt seinen Maximalwert von 0.25 wenn der Koeffizient 0.5 (entsprechend einer Koppeldämpfung von 3 dB) beträgt. Für einen Koeffizienten von 0.1 bzw. 0.9 (Koppeldämpfung 10 dB bzw. 0.46 dB) ergibt sich für das Produkt nur noch 0.09. Die Koppeldämpfung des

kungen (hier zu maximal 20 °C angenommen), Frequenzänderungen durch Netzspannungsschwankungen (hier zu maximal 10% der Netzspannung angenommen).

³ Unter der Linienbreite soll in diesem Kapitel die doppelte -30 dBc-Breite des Einseitenband-Phasenrauschspektrums für 1 Hz Empfangsbandbreite verstanden werden.

¹ Als Umwandlungswirkungsgrad eines Wellentypwandlers wird der Leistungsübertragungsfaktor $|S_{\nu\mu}|^2$ zwischen der am Eingang eingespeisten Welle μ und der am Ausgang erwünschten Welle ν definiert.

² Zur Definition von κ und τ siehe Abschnitt 3.5.3.

Reflektometers sollte deshalb zwischen ungefähr 0.5 dB und 10 dB liegen, wobei 3 dB das Optimum darstellt.

Des Weiteren sollte die Richtdämpfung (die Direktivität) des Reflektometers im gesamten Frequenzbereich möglichst hoch sein. So sollte zur vollständigen Auflösung des Reflexionspektrums des oben betrachteten Beispielfensters die Richtdämpfung mindestens 60 dB betragen. Diese Forderung wird nur von wenigen Reflektometertypen über größere Bandbreiten erfüllt.

Im folgenden wird der Aufbau eines erfolgreich eingesetzten Fenstermeßplatzes beschrieben, der den oben abgeleiteten Anforderungen genügt und sie zum Teil noch übertrifft. Die Anordnung überstreicht einen Frequenzbereich von maximal 110 bis 150 GHz und erreicht dort einen Meßumfang von 60 dB bis über 70 dB (in einigen Teilfrequenzbereichen auch darüber). Die verwendete Frequenzerzeugung zeichnet sich durch eine sehr hohe Genauigkeit (≈ 100 Hz) und eine geringe Linienbreite (< 50 Hz) aus. Die charakteristischen Daten des Systems sind in Tabelle 3.4 zusammengefaßt.

3.3 Skalärer Netzwerkanalysator für Frequenzen um 140 GHz

3.3.1 Allgemeines

Da für den interessierenden Frequenzbereich kein kommerzieller Netzwerkanalysator zur Verfügung stand, mußte ein entsprechendes System zunächst aufgebaut werden. Es wurde ein skalares Konzept ausgewählt, um den apparativen Aufwand in tragbaren Grenzen zu halten. Die hohen Anforderungen bezüglich Meßumfang, Frequenzgenauigkeit und -stabilität werden von konventionellen Konzepten für skalare Netzwerkanalysatoren nicht erfüllt. So überstreicht z.B. ein für den Millimeterwellenbereich typischer skalärer Netzwerkanalysator¹ (Stickel, 1987) zwar einen relativ großen Frequenzbereich (130 bis 160 GHz), er erreicht aber nur einen für viele Anwendungen zu geringen Meßumfang (≤ 40 dB), und das, obwohl eine relativ hohe Signalleistung (einige 10 bis über 100 mW) eingesetzt wird. Auch die Frequenzgenauigkeit (nach eigenen experimentellen Erfahrungen: bestenfalls 100 MHz) ist für viele Messungen unzureichend.

¹ Das von Stickel (1987) vorgestellte System benutzt einen freilaufenden Rückwärtswellenoszillator als Sender und einen breitbandigen Diodendetektor als Empfänger. Das Oszillatorsignal wird mit ungefähr 28 kHz amplitudenmoduliert, bevor es der Meßstrecke zugeführt wird. Das am Ausgang des Detektors anliegende Modulationssignal wird schmalbandig verstärkt, gleichgerichtet und als Funktion der rampenförmigen Abstimmspannung für den Rückwärtswellenoszillator dargestellt.

Um den in Abschnitt 3.2 abgeleiteten Anforderungen an ein für Fenstermessungen geeignetes System zu genügen, wurde für die experimentellen Arbeiten auf ein erst kürzlich vorgestelltes skalares Schaltungskonzept zurückgegriffen. In den folgenden Abschnitten (3.3.2 bis 3.3.4) wird das Funktionsprinzip sowie seine Umsetzung im Detail beschrieben. Eine mögliche Erweiterung dieses Konzeptes zu einem vektoriellen System wird in Abschnitt 3.4 vorgestellt.

3.3.2 Funktionsprinzip

Ein Schaltungskonzept für einen skalaren Netzwerkanalysator mit hohem Meßumfang sowie hoher Frequenzgenauigkeit und -stabilität wurde 1988 von Geist *et al.* zum ersten Mal vorgestellt und später in Geist (1992, S. 44-58) ausführlich beschrieben. Das dort vorgestellte Meßsystem besitzt einen maximalen Frequenzbereich von ungefähr 130 bis 150 GHz und einen Meßumfang, der, abhängig von der Frequenz, zwischen ungefähr 50 und mehr als 80 dB schwankt. Zur Vergrößerung des Frequenzbereiches auf 110 bis 150 GHz und zur weiteren Erhöhung des Meßumfanges, speziell in den kritischen Frequenzteilbereichen, mußten einige Verbesserungen gegenüber dem ursprünglichen System vorgenommen werden.

In Abb. 3.2 ist das Blockschaltbild des entsprechend modifizierten Netzwerkanalysators dargestellt. Vom Hauptoszillator wird ein Mikrowellensignal der Frequenz f_1 erzeugt, an einen Leistungsteiler gegeben und dort in zwei Signalpfade aufgeteilt. Der eine Signalanteil wird über ein Hochpaßfilter¹ auf einen balancierten Mischer geführt und dort mit dem Ausgangssignal einer Modulationsquelle der festen Frequenz f_2 gemischt.

Die beim Mischprozeß entstehenden Frequenzen (oberes Seitenband f_1+f_2 , unteres Seitenband f_1-f_2 und Trägerrest f_1) werden auf ein mitlaufendes Bandpaßfilter gegeben. Dieses Filter ist auf die Frequenz des oberen Seitenbandes abgestimmt und dient somit der Unterdrückung des unteren Seitenbandsignals sowie des vom balancierten Mischer nur unvollständig unterdrückten Trägers. Die Kombination aus balanciertem Mischer und Mitlauffilter entspricht also einem nach der Filtermethode arbeitenden Einseitenbandmodulator. Das Ausgangssignal des Filters wird in einem Leistungsverstärker verstärkt und an einen Frequenzvervielfacher gegeben. Der Frequenzvervielfacher erzeugt ein Kammspektrum aus den Millimeterwellenfrequenzen $s(f_1+f_2)$ mit dem Vervielfachungsfaktor s . Das Kammspektrum gelangt über eine Richtungsleitung an das Sendetor und wird von dort der Meßstrecke zur Verfügung gestellt. Hier werden die einzelnen Signale mit den verschiedenen Frequenzen entsprechend dem Transmissionsfrequenzgang

¹ Das Hochpaßfilter dient dazu, ein direktes Überkoppeln von Oberschwingungen des Modulationssignals auf den Empfangszweig zu verhindern. Diese Oberschwingungen werden im balancierten Mischer bei starker Aussteuerung erzeugt. Ohne das Filter ergäbe sich ein starkes Übersprechen der Frequenz qf_2 über Leistungsteiler und Oberwellenmischer auf den selektiven Pegelempfänger. Dieses Übersprechsignal würde sich dann dem eigentlichen Empfangssignal überlagern und das Meßergebnis verfälschen.

der Meßstrecke in Amplitude und Phase beeinflußt. Das Kammspektrum gelangt dann über das Empfangstor und eine weitere Richtungsleitung auf einen Oberwellenmischer. Zum Pumpen wird diesem Mischer ein Lokaloszillatorsignal (LO-Signal) der Frequenz f_1 zugeführt. Das LO-Signal wird gewonnen, indem ein durch den Leistungsteiler vom Hauptoszillator abgezwigtes Signal auf den erforderlichen Pumppegel verstärkt wird. Am Zwischenfrequenzgang (ZF-Ausgang) des Oberwellenmischers können somit die verschiedenen Zwischenfrequenzen $|(f_1+f_2) \pm t f_1|$ anliegen, wobei t die Mischerharmonische darstellt. Das ZF-Signal wird dann über einen rauscharmen Vorverstärker an einen schmalbandigen selektiven Pegelempfänger mit der Bandbreite Δf_{PE} gegeben. Die Mittenfrequenz f_{PE} des Pegelempfängers wird fest auf $q(f_1+f_2) - qf_1 = qf_2$ abgestimmt. Durch diese Maßnahme wird das Millimeterwellensignal aus dem Kammspektrum mit der Frequenz $f_M = q(f_1+f_2)$ eindeutig als Meßsignal festgelegt. Aufgrund hoher Konversionsverluste im Sendevervielfacher sind die Pegel der Millimeterwellensignale so klein, daß der Oberwellenmischer bei passiven Meßstrecken nicht in den Kompressionsbereich seiner Kennlinie angesteuert wird. Es findet daher eine lineare Frequenzumsetzung statt, bei der die ZF-Leistung der Leistung des Meßsignals proportional ist. Pegeländerungen auf der ZF-Seite stimmen somit direkt mit denen auf der HF-Seite überein.

Zur Bestimmung des Transmissionsspektrums einer Meßstrecke stimmt man die Frequenz des Hauptoszillators von $f_{1,min}$ bis $f_{1,max}$ durch und verändert dadurch die Meßfrequenz im Bereich von $q(f_{1,min}+f_2)$ bis $q(f_{1,max}+f_2)$. Der Hauptoszillator gibt eine seiner Frequenz f_1 proportionale Steuerspannung ab, aus der durch Addition einer konstanten, der Frequenz f_2 proportionalen Spannung die Abstimmspannung für das Mitlauffilter erzeugt wird. Es ist somit stets gewährleistet, daß die Mittenfrequenz des Mitlauffilters synchron zur Frequenz f_1 verfahren wird und damit während des gesamten Abstimmvorganges auf das obere Seitenband zentriert bleibt. Die schrittweise Abstimmung des Hauptoszillators erfolgt programmgesteuert über einen Steuerrechner, der auch zur Auslesung der Meßdaten vom Pegelmessgerät sowie deren Speicherung, Verarbeitung und Darstellung eingesetzt wird. Außerdem kommt dem Steuerrechner die Aufgabe zu, während des Abstimmvorganges die Ausgangsleistung von Modulationsquelle und Hauptoszillator für jede Frequenz derart einzustellen, daß der Frequenzgang des Meßumfangs möglichst eben wird. Durch diese Maßnahme können die Frequenzgänge der Konversionswirkungsgrade von Frequenzvervielfacher und Oberwellenmischer sowie weitere Systemfrequenzgänge in gewissen Grenzen kompensiert werden (Ambrosy, 1992; Maßler, 1993).

Der in Abb. 3.2 dargestellte Referenzoszillator synchronisiert die in der Modulationsquelle und im selektiven Pegelempfänger vorhandenen Frequenzsyntheseschleifen, wodurch statische Frequenzunterschiede und relative Frequenzschwankungen zwischen qf_2 und f_{PE} auf ein Minimum reduziert werden.

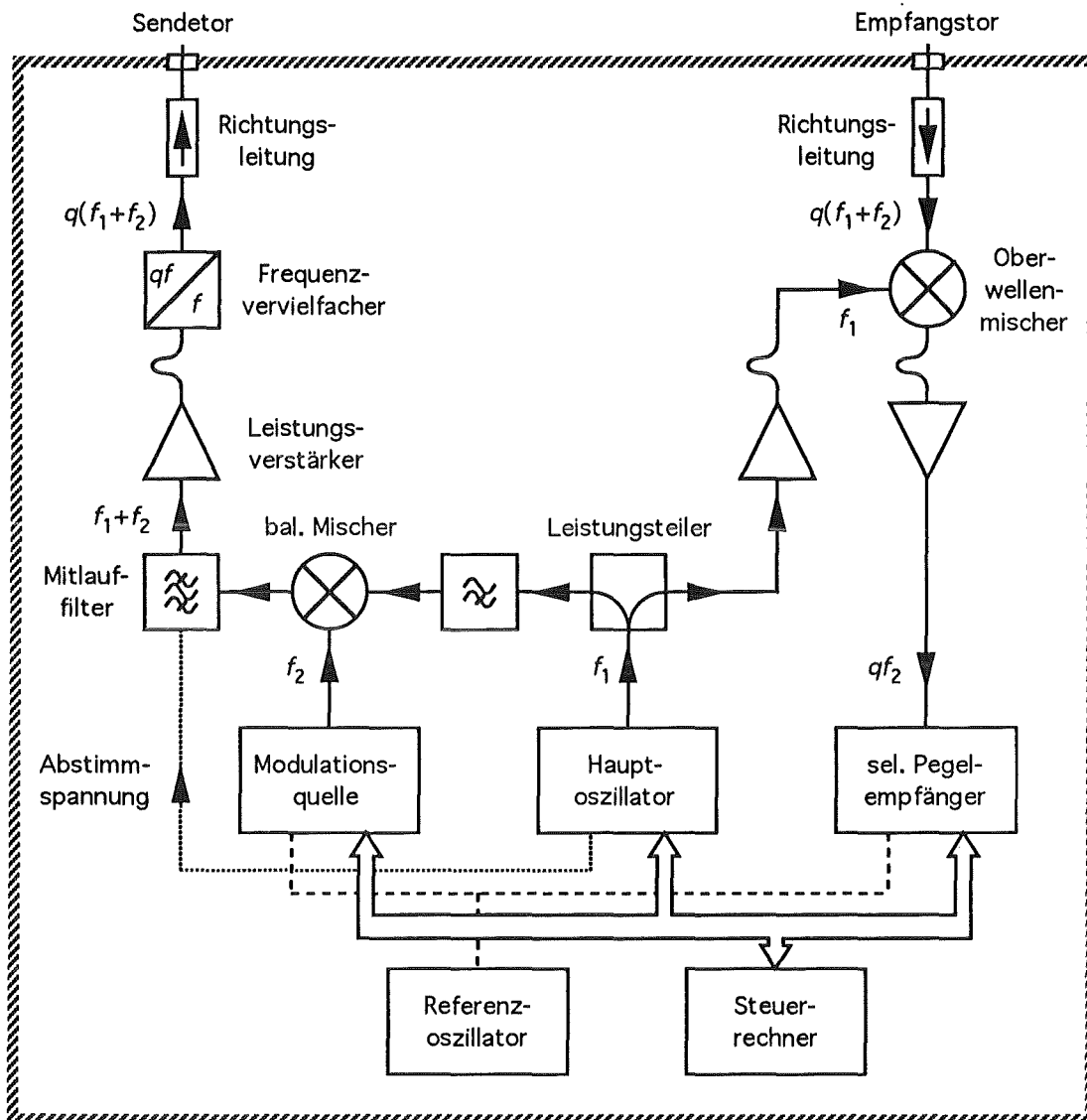


Abb. 3.2: Blockschaltbild des skalaren Netzwerkanalysators nach Geist *et al.* (1988) inklusive Modifikationen zur Vergrößerung von Frequenzbereich und Meßumfang.

Der Vorteil des hier vorgestellten Meßsystems liegt darin, daß die kleinste mögliche Empfängerbandbreite, und damit die erreichbare Empfängerempfindlichkeit, nur von der Frequenzstabilität der Modulationsquelle bestimmt wird. Frequenzfluktuationen des Hauptoszillators beeinflussen dagegen die Zwischenfrequenz nicht. Dies gilt, solange Laufzeitunterschiede zwischen Meß- und LO-Signal am Ort des Oberwellenmischer nicht in die Größenordnung der Korrelationszeit des Hauptoszillators kommen. Eine nähere Betrachtung dieses Effektes und der hierdurch verursachten systematischen Fehler ist in Geist (1992, S. 51-53) gegeben. Bei

der relativ geringen geometrischen Ausdehnung der hier betrachteten Meßstrecken und bei der hohen spektralen Qualität des gewählten Hauptoszillators ist dieser Effekt vernachlässigbar.

3.3.3 Praktischer Aufbau

Bei der Realisierung des Systems wurden die verschiedenen Signalfrequenzen bzw. -pegel entsprechend Tabelle 3.1 bzw. Tabelle 3.2 gewählt.

Tabelle 3.1: Signalfrequenzen beim skalaren Netzwerkanalysator nach Abb. 3.2.

$f_{1,min}$	11.922 GHz
$f_{1,max}$	16.367 GHz
f_2	300 MHz
$f_{M,min} = q(f_{1,min} + f_2)$	109.998 GHz
$f_{M,max} = q(f_{1,max} + f_2)$	150.003 GHz
$f_{PE} = qf_2$ mit $q = 9$	2.7 GHz
Δf_{PE}	100 Hz

Hierdurch wurde erreicht, daß für die Komponenten weitgehend auf konventionelle Laborgeräte für den Frequenzbereich bis 20 GHz zurückgegriffen werden konnte. Die eingesetzten Geräte sind in Tabelle 3.3 aufgelistet.

Tabelle 3.2: Signalpegel beim skalaren Netzwerkanalysator nach Abb. 3.2.

Pegel vor dem Frequenzvervielfacher	6 - 16 dBm (4 - 40 mW)
Pegel des Meßsignals	einige μW^1
Pumppegel des Oberwellenmischers	9 - 12 dBm (8 - 16 mW)

¹ Eine quantitative Bestimmung des Meßsignalpegels war mit den vorhandenen Leistungsmessern nicht möglich.

Tabelle 3.3: Für den skalaren Netzwerkanalysator nach Abb. 3.2 verwendete Komponenten.

Komponente	Art	Hersteller und Typ
Hauptoszillator	wobbelbarer Synthesizer	Hewlett-Packard 8341A
Modulationsquelle inkl. Referenzoszillator	wobbelbarer Synthesizer	Rohde & Schwarz SMG inkl. Option SMG-B1
Hochpaßfilter		FSY HP 7G-15SS
balancierter Mischer	dopp. balanc. Mischer	RHG DM 1-18A
Mitlauffilter	YIG-Filter Filter-Steuergerät	Ferretec FT 2181 Ferretec C 1001
Leistungsverstärker	Treiber Endstufe	Miteq AMF-5B-6018-19P Miteq AMF-6B-6018-27P
Frequenzvervielfacher	subharm. gepump. Mischer	Telefunken SHM 12/7b
Richtungsleitung		Hughes 45118H-1000
Oberwellenmischer		Telefunken OWM 7
selekt. Pegelempfänger	Spektralanalysator	Tektronix 494AP

Sowohl für den Hauptoszillator (HP 8341A) als auch für die Modulationsquelle (R&S SMG) werden Synthesegeneratoren eingesetzt. Aus den von den Geräteherstellern spezifizierten technischen Daten lassen sich die Frequenzgenauigkeiten¹ δf für jede der beiden Quellen zu 5 Hz abschätzen. Extrapoliert man die Herstellerangaben für die Einseitenband-Phasenrauschspektren zu niedrigen Frequenzabweichungen hin, so ergeben sich Linienbreiten² von unter 4 Hz bzw. unter 1 Hz. Mit Hilfe dieser Angaben läßt sich die resultierende Frequenzgenauigkeit des Netzwerkanalysators zu $9 \cdot (\delta f_1 + \delta f_2) < 100$ Hz abschätzen. Entsprechend erhält man eine resultierende Linienbreite von unter 50 Hz.

Vor den doppelt balancierten Mischer wurde ein Hochpaßfilter mit einer 3 dB-Grenzfrequenz von ungefähr 7 GHz geschaltet. Dieses Filter besitzt für das im Mischer generierte potentielle Übersprechsignal der Frequenz $qf_2 = 2.7$ GHz eine Dämpfung von mindestens 60 dB.

Als mitlaufendes Bandpaßfilter hinter dem doppelt balancierten Mischer kommt ein vierstufiges, spannungssteuerbares Yttrium-Eisen-Granat-Filter (YIG-Filter) mit einer 3 dB-Bandbreite von ungefähr 75 MHz zum Einsatz. Die Grobabstimmung der Filtermittenfrequenz erfolgt über die von außen angelegte frequenzproportionale Abstimmspannung. Die Frequenzfeinabstimmung

¹ Zur Definition der Frequenzgenauigkeit siehe Abschnitt 3.2.

² Für die Linienbreite wird hier die Definition aus Abschnitt 3.2 zugrundegelegt.

wird über eine filterinterne Regelschleife vorgenommen.¹ Am Ausgang des Filters sind die Pegel des unteren Seitenbandes und des Trägers gegenüber dem des oberen Seitenbandes um mindestens 65 dB reduziert. Das Ausgangssignal des Mitlauffilters wird in einem Leistungsverstärker (Sättigungsausgangsleistung > 26 dBm) um ungefähr 40 dB verstärkt. Grundsätzlich sollten der Frequenzvervielfacher und auch der Oberwellenmischer (jeweils mit ihren Richtungsleitungen) unmittelbar mit den Ein- und Ausgangstoren der Meßstrecke verbunden werden, um eine unnötige Dämpfung des Millimeterwellensignals zu vermeiden. Bei Verwendung des Netzwerkanalysators an Meßstrecken großer geometrischer Ausdehnung werden die in Abb. 3.2 durch Bögen gekennzeichneten Koaxialleitungen zwischen Mitlauffilter und Vervielfacher sowie zwischen Oberwellenmischer und den Verstärkern entsprechend verlängert. Um trotzdem einen hohen Meßumfang zu erhalten, muß sowohl auf der Sende- als auch auf der Empfangsseite die zusätzlich eingefügte Leitungsdämpfung durch Erhöhen der Signalpegel kompensiert werden.

Der mit dem Meßsystem überstreichbare Frequenzbereich und der erreichbare Meßumfang hängen entscheidend von der Qualität des verwendeten Frequenzvervielfachers und des Oberwellenmischers ab. Für den hier realisierten Meßaufbau wurde aus mehreren im Labor vorhandenen Millimeterwellenmischern die beste Paarung selektiert. Für den Frequenzvervielfacher wurde schließlich ein sogenannter subharmonisch gepumpter Millimeterwellenmischer ausgewählt. Er wird über sein ZF-Tor gespeist, und sein subharmonisches Tor wird kurzgeschlossen. Der Ausgang des Vervielfachers ist ein D-Band Rechteckhohlleiter (WR-7, Innenabmessungen: 1.65 mm × 0.83 mm), der mit seiner TE_{1,0} Grundwelle betrieben wird. Der gleiche Hohlleiter wird auch an den Richtungsleitungen, am Sendetor, am Empfangstor sowie am Eingang des Oberwellenmischers verwendet. Die Grenzfrequenz dieses Hohlleiters für die Grundwelle TE_{1,0} ist $f_{c1,0} \approx 90.8$ GHz, weshalb Harmonische mit $s < 6$ im Millimeterwellenkammspektrum prinzipiell unterdrückt werden. Der Frequenzplan der verschiedenen Millimeterwellensignale bei Variation von f_1 ist in Abb. 3.3 dargestellt.

Zwischen dem Ausgang des Frequenzvervielfachers und dem Sendetor sowie zwischen dem Empfangstor und dem Eingang des Oberwellenmischers kommen breitbandige Richtungsleitungen zum Einsatz (Herstellerspezifikationen für 110 - 170 GHz: $|S_{11}| \leq 0.2$, $|S_{12}| \leq 0.1$, $|S_{21}| \geq 0.67$, $|S_{22}| \leq 0.2$ entsprechend -14 dB, -20 dB, -3.5 dB, -14 dB). Mit Hilfe dieser Richtungsleitungen werden die relativ hohen Beträge der Eingangsreflexionsfaktoren von Vervielfacher und Oberwellenmischer (Herstellerspezifikationen für 130 - 150 GHz: $|r| \leq 0.6$ entsprechend -4.4 dB) auf einen Quellreflexionsfaktor r_S am Sendetor und einen Lastreflexi-

¹ Zur Vereinfachung von Abb. 3.2 ist die Beschaltung der Regelschleife dort nicht eingezeichnet. In der Realität wird ein Teil des Ausgangssignals des Leistungsverstärkers in Abb. 3.2 mit Hilfe eines Richtkopplers abgezweigt und dem Referenzeingang der Regelschleife zugeführt. Diese kann innerhalb eines Fangbereiches von größer ±100 MHz die Filtermittelfrequenz der Referenzfrequenz anpassen.

onsfaktor r_E am Empfangstor transformiert, deren Beträge zu $|r_S| \leq 0.27$ und $|r_E| \leq 0.27$ entsprechend -11.4 dB abgeschätzt werden können.¹ Durch die Verwendung der Richtungsleitungen wird zwar der Meßumfang des Netzwerkanalysators um ungefähr 7 dB reduziert, gleichzeitig werden aber die Interferenzeffekte der an den beiden Toren reflektierten Teilwellen deutlich gemildert. Wie in Abschnitt 3.5 abgeleitet wird, ist es besonders bei der skalaren Netzwerkanalyse von Vorteil, wenn die Beträge von Quell- und Lastreflexionsfaktor so klein wie möglich sind. Das Transmissionsspektrum einer Meßstrecke wird dann nur wenig von störenden Interferenzspektren überlagert und damit nur wenig verfälscht gemessen. Um ein bei endlichen $|r_S|$ und $|r_E|$ gemessenes Spektrum im nachhinein vom Störspektrum befreien zu können, muß ein vektorieller Netzwerkanalysator und ein geeignetes Kalibrierverfahren verwendet werden.

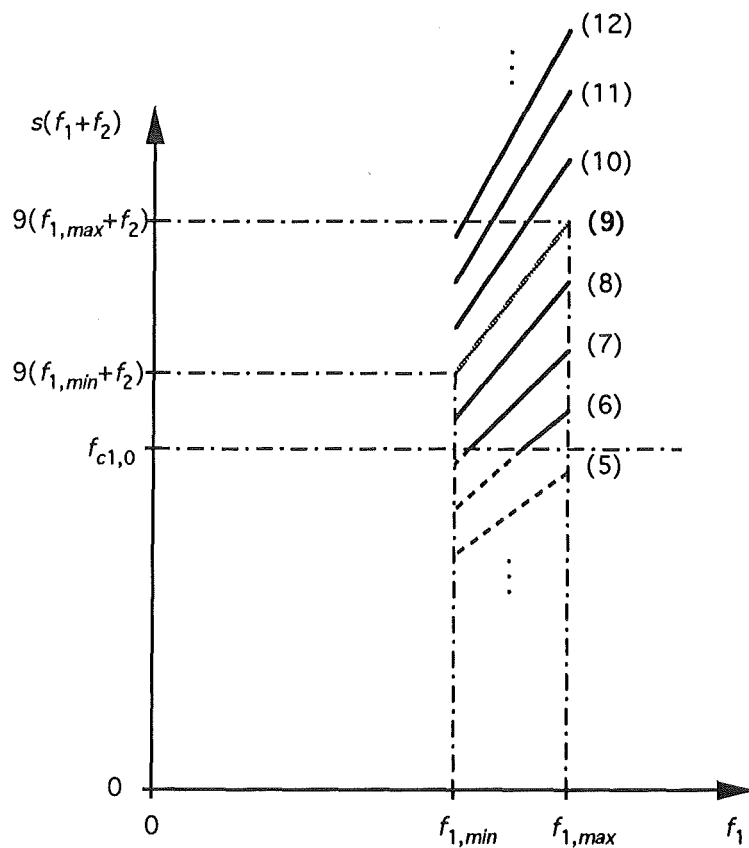


Abb. 3.3: Frequenzplan der Millimeterwellensignale $s(f_1+f_2)$ am Sendetor für den Fall der Variation von f_1 . Der Kurvenparameter ist der Vervielfachungsfaktor (s).

¹ Die Abschätzung erfolgt über die Beziehung $r_{S/E} = S_{11} + S_{12} \cdot S_{21} \cdot r / (1 - S_{22} \cdot r)$:
 $|r_{S/E}| \leq |S_{11}|_{max} + |S_{12}|_{max} \cdot |S_{21}|_{max} \cdot |r|_{max} / (1 - |S_{22}|_{max} \cdot |r|_{max}) = 0.2 + 0.1 \cdot 1 \cdot 0.6 / (1 - 0.2 \cdot 0.6) \approx 0.27$

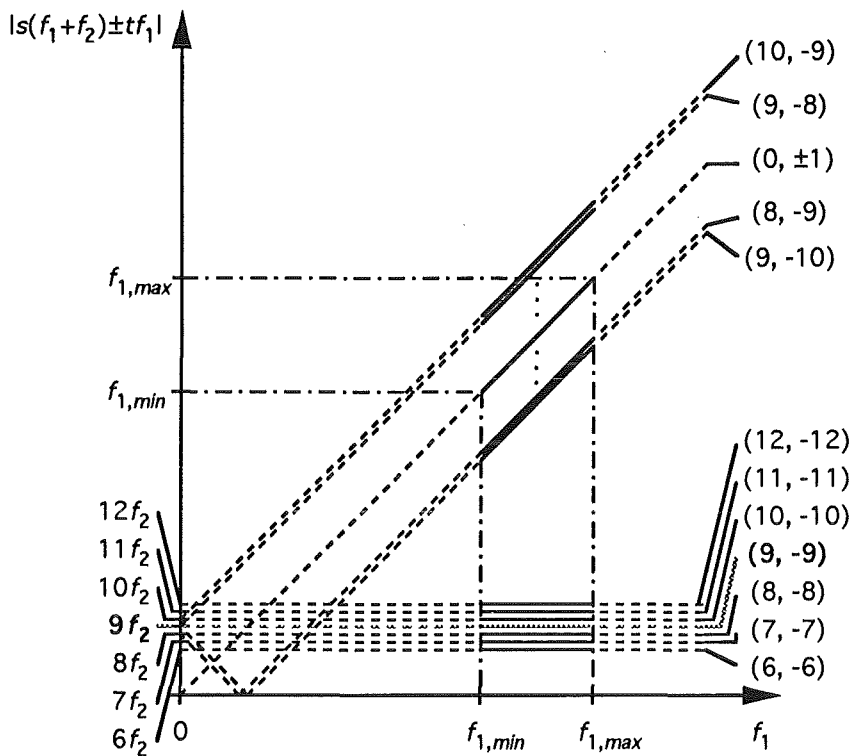


Abb. 3.4: Frequenzplan der möglichen niederfrequenten Mischprodukte $|s(f_1+f_2)\pm tf_1|$ am ZF-Ausgang des Oberwellenmischers für den Fall der Variation von f_1 . Der Kurvenparameter ist $(s, \pm t)$.

Abb. 3.4 zeigt den Frequenzplan der niederfrequenten Mischprodukte, die sich am ZF-Ausgang des Oberwellenmischers ergeben. Das in Abb. 3.5 dargestellte, bei $f_M = 140$ GHz gemessene ZF-Spektrum zeigt Mischprodukte mit $s = t = 7, 8, 9, 10, 11, 12$. Durch den weitgehend symmetrischen Aufbau von Frequenzvervielfacher und Oberwellenmischer (beide beinhalten ZF-seitig antiparallel geschaltete Schottky-Dioden) besitzen die geradzahligen Mischprodukte im allgemeinen einen geringeren Pegel als die ungeradzahligen.

Als selektiver Pegelempfänger kommt ein Spektralanalysator vom Typ Tek 494AP zum Einsatz. Dieser ist fest auf eine Mittenfrequenz f_{PE} von 2.7 GHz abgestimmt. Um das Rauschen im ZF-Bereich soweit wie möglich zu reduzieren, wurde seine Auflösungsbandbreite zu $\Delta f_{PE} = 100$ Hz gewählt. Die Wahl dieser geringen Bandbreite wird durch die hohe relative Frequenzstabilität zwischen qf_2 und f_{PE} ermöglicht. Diese relative Frequenzstabilität wird hauptsächlich durch die Verwendung eines gemeinsamen Referenzoszillators für Modulationsquelle und Spektralanalysator bestimmt.

3 Experimentelle Bestimmung von Fensterspektren um 140 GHz

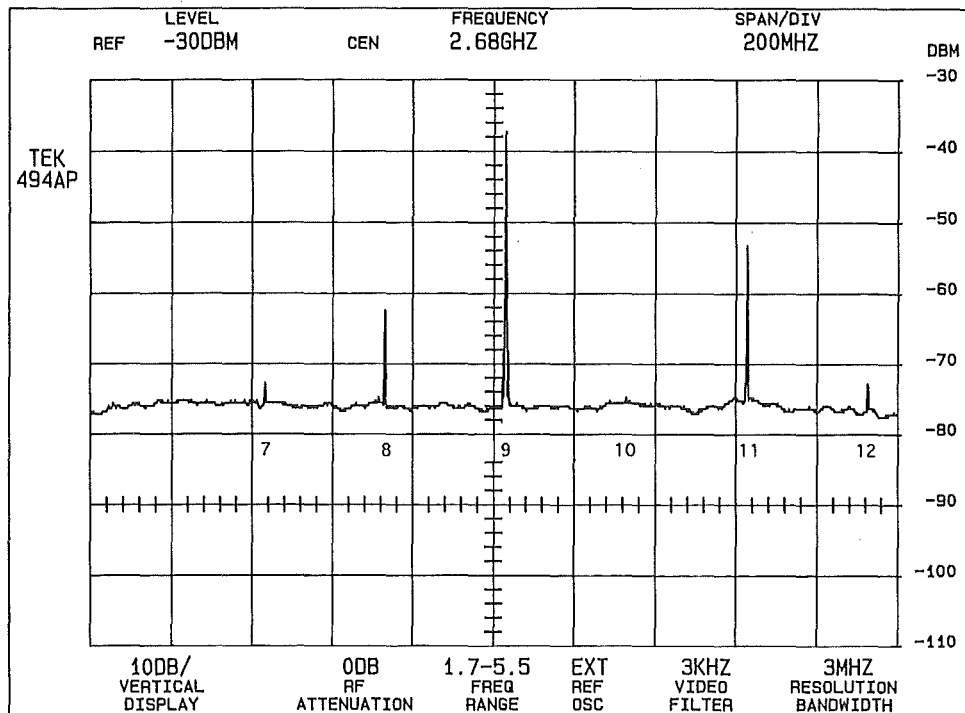


Abb. 3.5: Leistungsspektrum gemessen am Ausgang des ZF-Vorverstärkers, der dem Oberwellenmischer nachgeschaltet ist. Sende- und Empfangstor sind direkt verbunden. Die Meßfrequenz beträgt $f_M = 140$ GHz.

Aus der Tatsache, daß keine der in Abb. 3.4 aufgeführten Verstimmungskurven zwischenfrequenter Mischprodukte die $9f_2$ -Zwischenfrequenzlinie im Bereich zwischen den Abszissenfrequenzen $f_{1,min}$ und $f_{1,max}$ schneidet, ist ersichtlich, daß bei der hier getroffenen Frequenzwahl ein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem ZF-Pegel bei $9f_2$ und dem Meßsignal bei $9(f_1+f_2)$ besteht.

Die Steuer- und Datenverbindungen der verschiedenen Meßgeräte untereinander und mit dem Rechner sind über einen IEEE-488 Bus realisiert.

3.3.4 Kenngrößen des realisierten Systems

Anhand von Abb. 3.6 soll veranschaulicht werden, welcher Meßumfang beim aufgebauten System erreicht wurde.

Die untere Kurve in Abb. 3.6 zeigt den Empfangspegel bei vollständiger Unterbrechung des Signalweges zwischen Sende- und Empfangstor, also bei einer Einfügungsdämpfung von mehr als 100 dB. Der über den gesamten Frequenzbereich annähernd konstante Wert von ungefähr

-118 dBm ist vom Systemrauschen des Spektralanalytors (Herstellerangabe: -119 dBm) und seines Vorverstärkers bestimmt.

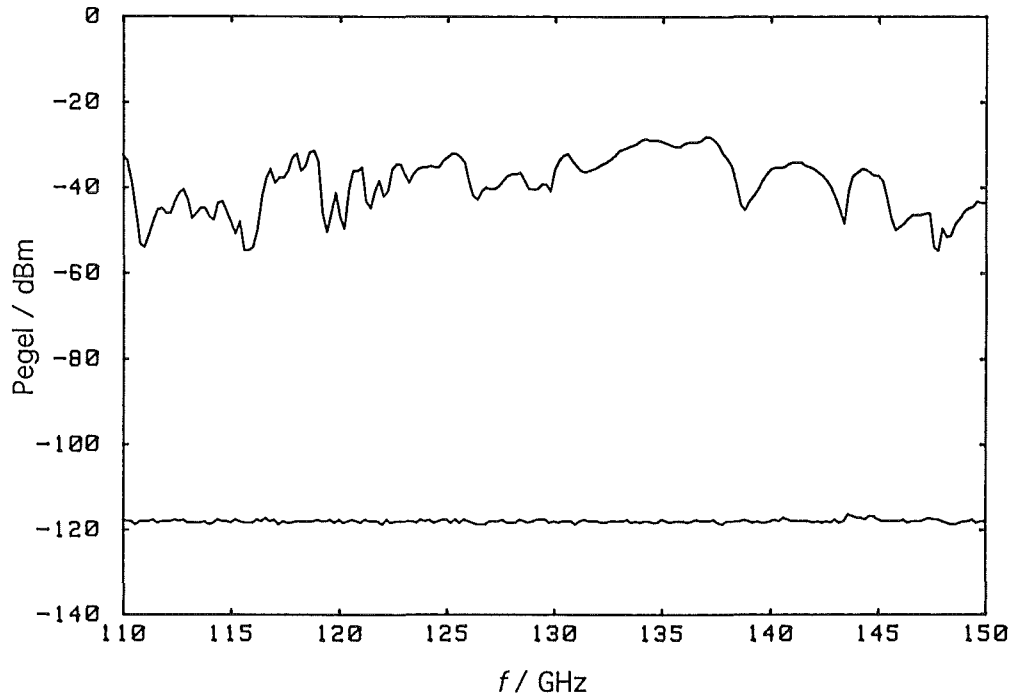


Abb. 3.6: Empfangspegel als Funktion der Meßfrequenz gemessen am aufgebauten skalaren Netzwerkanalysator nach Abb. 3.2. Die obere Kurve resultiert aus einer Direktverbindung aus Sende- und Empfangstor. Die untere Kurve stellt eine Messung bei voneinander isoliertem Sende- und Empfangstor dar. Der Abstand beider Kurven entspricht dem Meßumfang.

Die obere Kurve in Abb. 3.6 stellt eine Messung bei direkter Verbindung von Sende- und Empfangstor dar, also bei einer Einfügungsdämpfung von 0 dB.¹ Ihr Frequenzverlauf weist Schwankungen von bis zu 27 dB auf. Dies ist im wesentlichen auf den Frequenzgang der Konversionsverluste der beiden verwendeten Millimeterwellenmischer zurückzuführen.²

¹ Zur Bestimmung der oberen Kurve wurde ein 10 dB-Dämpfungsglied in den ZF-Pfad vor den Spektralanalysator geschaltet, da dieser sonst in den Bereichen um 118 GHz, um 125 GHz und von 130 bis 138 GHz übersteuert wird. Zur Darstellung wurde die so gemessene Kurve entsprechend um 10 dB nach oben korrigiert. Bei Fenstermessungen ist das Einfügen eines Dämpfungsgliedes vor dem Spektralanalysator gewöhnlich nicht nötig, da in den meisten Fällen bereits die leere Fenstermeßstrecke eine Einfügungsdämpfung aufweist, die ausreicht, um den Signalpegel wieder in den linearen Meßbereich des Spektralanalytors zurückzubringen.

² Es ist zu bemerken, daß die beiden Mischer vom Hersteller nicht für eine Verwendung über einen derart breiten Frequenzbereich ausgelegt wurden. So beinhaltet z.B. der Oberwellenmischer eine Frequenzweiche zur Trennung von LO- und ZF-Signalfad. Das Hochpaßverhalten des LO-Pfades dieser Weiche ist maßgeblich an dem unruhigen Frequenzverlauf des Meßumfangs bei Frequenzen unter 125 GHz beteiligt (Abb. 3.6).

Der Abstand beider Kurven stellt den Meßumfang dar. Er ist im gesamten Frequenzbereich stets größer als 60 dB und genügt damit den in Abschnitt 3.2 abgeleiteten Anforderungen. Für Frequenzen zwischen ungefähr 122 und 145 GHz übersteigt der Meßumfang einen Wert von 70 dB.

Aus den in Abschnitt 3.3.3 genannten Daten und aus Abb. 3.6 ergeben sich die in Tabelle 3.4 zusammengefaßten charakteristischen Größen für den aufgebauten skalaren Netzwerkanalysator.

Tabelle 3.4: Kenngrößen des skalaren Netzwerkanalysators.

Frequenz des Meßsignals	(109.998 - 150.003) GHz
Frequenzgenauigkeit	≈ 100 Hz
Linienbreite	< 50 Hz
Pegel des Meßsignals	einige μ W
Meßumfang von 110 bis 150 GHz	> 60 dB
Meßumfang von 122 bis 145 GHz	> 70 dB

3.4 Vektorieller Netzwerkanalysator für Frequenzen um 140 GHz

Das in Abb. 3.2 dargestellte skalare Netzwerkanalysesystem kann durch einige zusätzliche Komponenten erweitert werden, so daß außer Amplituden- auch Phasenmessungen durchgeführt werden können. Abb. 3.7 zeigt das Blockschaltbild dieses von Geist, Nickel *et al.* (1990) vorgestellten vektoriellen Netzwerkanalysators.

Die Anordnung nach Abb. 3.7 ist im wesentlichen identisch mit dem skalaren Netzwerkanalysator nach Abb. 3.2. Im Unterschied zur skalaren Variante wird hier statt des selektiven Pegelempfängers ein phasenempfindlicher selektiver Empfänger eingesetzt. Dieser wird wie im skalaren Fall fest auf die Frequenz qf_2 abgestimmt. Als Bezugsgröße für die Phasenbestimmung muß dem Empfänger ein Nullphasensignal zugeführt werden. Zur Gewinnung dieses Phasenreferenzsignals wird ein Teil des Ausgangssignals der Modulationsquelle mit Hilfe eines Leistungsteilers abgezweigt. Dieses Teilsignal der Frequenz f_2 wird in einem Frequenzvervielfacher verzerrt und anschließend auf ein Bandpaßfilter geführt. Die Mittenfrequenz der Durchlaßkurve dieses Filters ist fest auf qf_2 abgestimmt, außerdem ist seine Bandbreite so gewählt, daß außer qf_2 keine weitere Linie des Kammspektrums das Filter passieren kann. Das am

Ausgang des Bandpasses vorliegende Signal wird auf den Phasenreferenzeingang des Empfängers gegeben. Bei der hier vorliegenden linearen Frequenzumsetzung wird sowohl die Amplitude als auch die Phaseninformation getreu in den Zwischenfrequenzbereich umgesetzt.

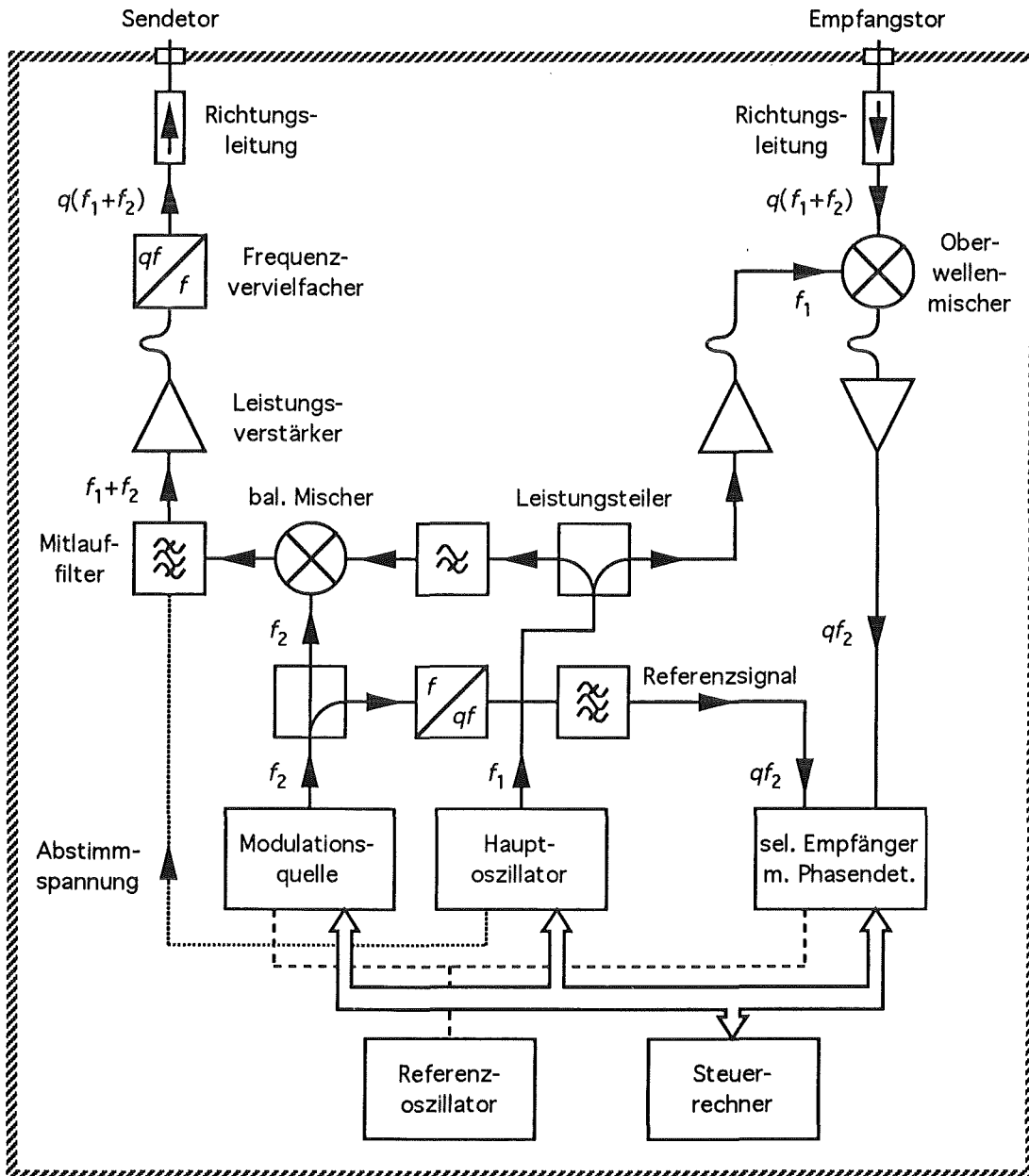


Abb. 3.7: Blockschaubild des vektoriiellen Netzwerkanalysators nach Geist, Nickel *et al.* (1990).

Für die Realisierung dieses Systems wurde als phasenempfindlicher Empfänger ein Vektorvoltmeter des Typs ZPV (inkl. Tunereinschub ZPV-E3) der Firma Rohde & Schwarz einge-

setzt. Da dieses Gerät nur Signalfrequenzen bis zu 2 GHz auswerten kann, wurde die Frequenz f_2 für den vektoriellen Aufbau auf 200 MHz reduziert. Mit dem Vervielfachungsfaktor $q = 9$ ergibt sich für das Vektorvoltmeter eine Empfangsfrequenz f_{VE} von $qf_2 = 1.8$ GHz. Die interne Zwischenfrequenzbandbreite Δf_{VE} des Vektorvoltmeters beträgt 2 kHz. Beim praktischen Einsatz des vektoriellen Netzwerkanalysators zeigte sich, daß der Meßumfang, in dem die Phasenmessung noch hinreichend genau arbeitet, nur ungefähr 30 dB beträgt (siehe Geist, Nickel *et al.*, 1990). Für Amplitudenmessungen, die prinzipiell weniger empfindlich auf den Rauschabstand reagieren, konnte ein Meßumfang von über 40 dB erreicht werden. Dieser, verglichen mit dem des vorgestellten skalaren Systems, geringe Meßumfang läßt sich darauf zurückführen, daß die Empfindlichkeit des verwendeten Vektorvoltmeters (Herstellerangabe: ≤ -93 dBm) geringer ist als die des fest abgestimmten Spektralanalysators bei 100 Hz Auflösungsbandbreite (Herstellerangabe: -119 dBm).¹ Würde man anstelle des verwendeten Vektorvoltmeters einen empfindlicheren phasensensitiven Empfänger verwenden, so ließe sich der Meßumfang steigern. Da jedoch ein solches Gerät nicht zur Verfügung stand, wurde für den Fenstermeßplatz auf das skalare System nach Abb. 3.2 mit seinem deutlich höheren Meßumfang zurückgegriffen.

3.5 Systematische Meßfehler bei der skalaren Netzwerkanalyse

3.5.1 Fehlerreduktion durch Kalibrierung

In den Abschnitten 3.5.1 bis 3.5.4 wird der Zusammenhang zwischen einem Leistungsspektrum, das mit Hilfe eines skalaren Netzwerkanalysators gemessen wurde, und dem gesuchten Spektrum des Meßobjekts untersucht. Es wird sich zeigen, daß die Abweichung zwischen gemessenem und gesuchtem Spektrum zum einen durch die Frequenzabhängigkeit der Senderleistung und zum anderen durch einen Störterm verursacht wird. Dieser Störterm wird durch die Reflexionsfaktoren des Netzwerkanalysators und durch die Streuparameter von Reflektometer und Meßobjekt bestimmt. Um zumindest die Frequenzabhängigkeit der Senderleistung beseitigen zu können, wird ein Kalibrierverfahren verwendet, bei dem das am Meßobjekt bestimmte Leistungsspektrum auf ein zweites Spektrum bezogen wird, das an einem Kalibriernormal mit bekannten Eigenschaften gemessen wurde. Während sich die Frequenzabhängigkeit der Senderleistung mit dem Kalibriervorgang prinzipiell beseitigen läßt, kann der

¹ Der Empfindlichkeitsunterschied zwischen beiden Empfängern ist zum einen auf die unterschiedlichen ZF-Bandbreiten ($\Delta f_{VE}/\Delta f_{PE} = 2 \text{ kHz}/100 \text{ Hz} = 20$ entsprechend 13 dB) und zum anderen auf die unterschiedliche Rauschzahl der in den Empfängern verwendeten Komponenten (z.B. der Vorverstärker) zurückzuführen.

Störterm zwar durch geeignete Maßnahmen klein gehalten werden, er kann jedoch mit einem skalaren Meßverfahren nicht vollständig eliminiert werden. Für eine Fenstermessung, die frei von systematischen Fehlern dieser Art sein soll, muß ein vektorielles Meßverfahren eingesetzt werden, das sich Kalibrationsmessungen an mehreren bekannten Normalen bedient. Dies gilt selbst dann, wenn nur Betragsspektren bestimmt werden sollen.

3.5.2 Transmissionsmessungen an einwelligen Meßobjekten

Zunächst wird angenommen, daß das Meßobjekt¹ den selben Hohlleiterquerschnitt wie das Sende- und Empfangstor des Netzwerkanalysators besitzt. Dieser Hohlleiter ist so gewählt, daß im betrachteten Frequenzbereich nur eine Eigenwelle ausbreitungsfähig ist. Mit dieser Voraussetzung kann das Meßobjekt als ein einfaches Zweitornetzwerk mit einer Streumatrix $[S]$ aus vier Streuparametern beschrieben werden. Der Netzwerkanalysator kann auf der Sende- und Empfangsseite durch je ein Eintornetzwerk dargestellt werden. Das Sendetor des Netzwerkanalysators wird als Quelle mit dem Quellreflexionsfaktor r_S , der Urleistungswellenamplitude b_S , der abgehenden Wellenamplitude b_G und der ankommenden Wellenamplitude a_G repräsentiert. Das Empfangstor des Netzwerkanalysators kann als Last mit dem Reflexionsfaktor r_E , der hinlaufenden Wellenamplitude a_E und der rücklaufenden Wellenamplitude b_E dargestellt werden. Wird das Sendetor unmittelbar mit dem Empfangstor verbunden, so ergibt sich ein Signalflußdiagramm gemäß Abb. 3.8a. Der Fall, daß zwischen Sende- und Empfangstor noch ein Zweitor mit der Streumatrix $[S]$ eingefügt ist, ist in Abb. 3.8b dargestellt.

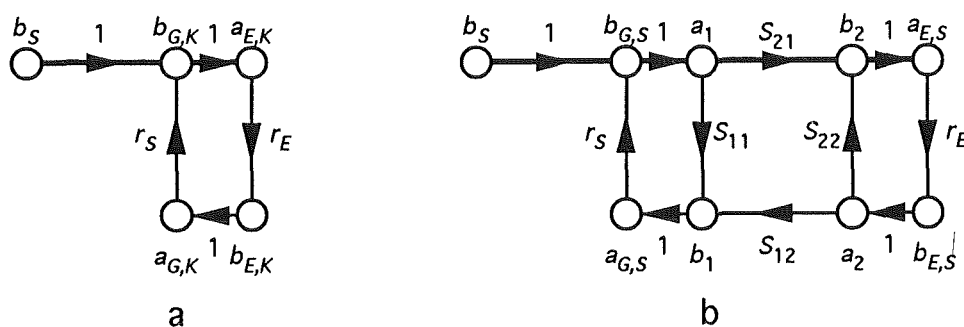


Abb. 3.8: Signalflußdiagramme des beschalteten Netzwerkanalysators. Die dick gezeichneten Zweige deuten den maßgeblichen Signalpfad an.

- a) Unmittelbare Zusammenschaltung von Sende- und Empfangstor.
- b) Sende- und Empfangstor mit eingefügtem Zweitor $[S]$.

¹ Vom Meßobjekt wie auch von den Kalibriernormalen wird stets vorausgesetzt, daß sie lineare und zeitinvariante Eigenschaften besitzen.

Die Leistung P_{Z_0S} , die das Sendetor an eine angepaßte Last (also an die Bezugsimpedanz Z_0) abzugeben vermag, hängt über die Beziehung

$$P_{Z_0S} = \frac{1}{2} |b_S|^2 \quad (3.1)$$

mit der komplexen Amplitude der Urleistungswelle b_S zusammen. Das Detektionssystem des skalaren Netzwerkanalysators bestimmt eine Größe, die der im Eingangreflexionsfaktor des Empfangstores absorbierten Wirkleistung

$$P_E = \frac{1}{2} (|a_E|^2 - |b_E|^2) = \frac{1}{2} |a_E|^2 (1 - |r_E|^2) \quad (3.2)$$

proportional ist. Dieser Meßwert wird vom Netzwerkanalysator für jede einzelne Meßfrequenz bestimmt und abgespeichert.

Die Empfangsleistung P_E (Gl. (3.2)) als Funktion der Quellenleistung P_{Z_0S} (Gl. (3.1)) ausgedrückt, ergibt:

$$P_E = (1 - |r_E|^2) \cdot \left| \frac{a_E}{b_S} \right|^2 \cdot P_{Z_0S} \quad (3.3)$$

In Gl. (3.3) ist die Übertragungsfunktion a_E/b_S zwischen den Wellenamplituden b_S und a_E enthalten. Sie läßt sich mit Hilfe der Masonschen Regel¹ für das jeweils gültige Signalflußdiagramm bestimmen.

Als Kalibriernormal für die Transmissionsmessung wird entweder ein homogenes Leitungsstück² der Länge l oder die Direktverbindung von Sende- und Empfangstor ($l = 0$) verwendet. Die Zweitor-Streumatrizen $[K]$ für diese beiden Normale lauten

$$[K] = \begin{bmatrix} 0 & e^{-j\frac{2\pi l}{c_0}} \\ e^{-j\frac{2\pi l}{c_0}} & 0 \end{bmatrix} \text{ bzw. } [K] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad (3.4)$$

¹ Die Masonsche Regel (siehe z.B. Michel, 1981, S. 26-32), auch „nontouching-loop rule“ genannt, ermöglicht die Bestimmung des Transmissionsfaktors zwischen zwei ausgewählten Knoten eines Signalflußdiagramms.

² Der Wellenwiderstand des Leitungsstücks muß dem Bezugswiderstand des Sende- und Empfangstors entsprechen.

wobei das Leitungsstück als verlustfrei angenommen wurde.

Aus Gl. (3.3) und dem Signalflußdiagramm Abb. 3.8b läßt sich die Empfangsleistung $P_{E,S}$ bei eingefügtem Zweitor $[S]$ mit Hilfe der Masonschen Regel zu

$$P_{E,S} = \frac{1 - |r_E|^2}{|(1 - r_S S_{11})(1 - r_E S_{22}) - r_S r_E S_{12} S_{21}|^2} \cdot |S_{21}|^2 \cdot P_{Z_0 S} \quad (3.5)$$

angeben. Bezieht man die Empfangsleistung $P_{E,S}$ bei eingefügtem Meßobjekt (Gl. (3.5)) auf die Empfangsleistung $P_{E,K}$ bei eingefügtem Kalibriernormal (Gl. (3.5), jedoch mit $[K]$ nach Gl. (3.4a) anstelle von $[S]$), so erhält man:

$$\frac{P_{E,S}}{P_{E,K}} = \left| \frac{1 - r_S r_E e^{-j \frac{4\pi l}{\epsilon_0}}}{(1 - r_S S_{11})(1 - r_E S_{22}) - r_S r_E S_{12} S_{21}} \right|^2 \cdot |S_{21}|^2 = \sigma_t(r_S, r_E, [S], fl) \cdot |S_{21}|^2 \quad (3.6)$$

Wird als Kalibriernormal die Direktverbindung ($l = 0$) gewählt, so vereinfacht sich Gl. (3.6) zu Gl. (3.7). Dieses Leistungsverhältnis wird auch als Einfügungsgewinn bezeichnet.

$$\frac{P_{E,S}}{P_{E,K}} = \left| \frac{1 - r_S r_E}{(1 - r_S S_{11})(1 - r_E S_{22}) - r_S r_E S_{12} S_{21}} \right|^2 \cdot |S_{21}|^2 = \sigma_t(r_S, r_E, [S]) \cdot |S_{21}|^2 \quad (3.7)$$

Aus Gl. (3.6) folgt, daß durch den beschriebenen skalaren Kalibrierprozeß, wie gefordert, die Frequenzabhängigkeit der Senderleistung eliminiert wird. Allerdings läßt sich mit dem skalaren Meßverfahren die Transmissivität $|S_{21}|^2$ eines Meßobjektes bei unbekannter Quell- bzw. Lastimpedanz nur bis auf einen unbekanntem Störterm σ_t bestimmen. Dieser Störterm hängt vom Quellreflexionsfaktor, vom Lastreflexionsfaktor und von den Streuparametern des Meßobjektes ab. Er beschreibt die Interferenzeffekte der Teilwellen, die an den verschiedenen Reflexionsfaktoren r_S , r_E , S_{11} und S_{22} entstehen und läßt sich mit einem skalaren Meßverfahren nicht vollständig bestimmen, da hierzu die Kenntnis der Streumatrixelemente und der Reflexionsfaktoren nach Betrag und Phase notwendig wäre. Das gesuchte Transmissionsspektrum $|S_{21}(f)|^2$ ist also von dem Störspektrum $\sigma_t(f)$ überlagert. Aus den Gln. (3.6) und (3.7) folgt auch unmittelbar, daß für skalare Messungen die Beträge von Quell- und Lastreflexionsfaktor so klein wie möglich sein sollten. Für verschwindende Beträge $|r_S|$ und $|r_E|$ geht der Störterm gegen 1, d.h. das Leistungsverhältnis aus Gl. (3.6) und damit auch der Einfügungsgewinn geht gegen $|S_{21}|^2$. Eine Reduktion von $|r_S|$ und $|r_E|$ kann durch die Verwendung von eigenreflexionsarmen Richtungsleitungen erreicht werden.

Mit Gl. (3.6) bzw. Gl. (3.7) und den Beträgen der beteiligten Streuparameter läßt sich der Störterm σ_t und damit der größtmögliche Meßfehler F_t folgendermaßen abschätzen:

$$\frac{\sigma_{t,min}}{\sigma_{t,max}} = \left(\frac{1 \mp |r_S| \cdot |r_E|}{(1 \pm |r_S| \cdot |S_{11}|)(1 \pm |r_E| \cdot |S_{22}|) \pm |r_S| \cdot |r_E| \cdot |S_{12}| \cdot |S_{21}|} \right)^2, \quad \frac{F_t}{\text{dB}} = 10 \cdot \lg \sigma_t \quad (3.8)$$

Bei dem in Abschnitt 3.3 vorgestellten skalaren Netzwerkanalysator werden Richtungsleitungen vor dem Sendetor und hinter dem Empfangstor eingesetzt. Trotzdem haben die Beträge der verbleibenden Quell- und Lastreflexionsfaktoren relativ große Werte ($|r_S| \leq 0.27$ und $|r_E| \leq 0.27$, siehe Abschnitt 3.3.3). Dies ist maßgeblich auf die Eigenreflexionsfaktoren der verwendeten breitbandigen Richtungsleitungen zurückzuführen. Mit den Gln. (3.8) läßt sich der Störterm für ein beliebiges passives Zweitor-Meßobjekt ($0 \leq |S_{ij}| \leq 1$) zu $0.30 \leq \sigma_t \leq 5.44$ abschätzen. Dies entspricht einem größtmöglichen Meßfehler F_t von -5.2 dB und $+7.4$ dB. Diese Werte scheinen unrealistisch groß zu sein. Bei praktischen Messungen wurden keine Störspektren mit solch hohem Kontrast $\sigma_{t,max}/\sigma_{t,min}$ beobachtet. Typische Werte für den maximalen Kontrast des Störspektrums sind $10 \cdot \lg(\sigma_{t,max}/\sigma_{t,min})$ dB ≈ 2 dB (siehe z.B. die Abb. 2.15, 3.27 und 3.28). Dies läßt darauf schließen, daß die in den untersuchten Zweitoren entstehenden Teilwellen in der Praxis nicht derart ungünstig interferieren, wie dies zur Ableitung von Gl. (3.8) angenommen wurde, bzw. daß die getroffenen Abschätzungen für den Quell- und Lastreflexionsfaktor zu pessimistisch sind.

Für ein eigenreflexionsfreies Meßobjekt ($S_{ii} = 0$), wie z.B. ein Einscheibenfenster an einer Halbwellen-Resonanzstelle, bewegt sich der Störterm für $|r_S|_{max} = |r_E|_{max} = 0.27$ nur noch im Bereich $0.86 \leq \sigma_t \leq 1.16$. Man erhält also einen maximalen Meßfehler F_t von ± 0.63 dB.

3.5.3 Reflexionsmessungen an einwelligen Meßobjekten

Für Reflexionsmessungen an einem einwelligen Meßobjekt werden Sende- und Empfangstor des Netzwerkanalysators entsprechend Abb. 3.9 mit den Toren 1 und 3 eines Reflektometer-Dreitorts verbunden. An Tor 2, dem sogenannten Meßtor des Reflektometers, wird das Meßobjekt mit seinem zu bestimmenden Reflexionsfaktor r_X (bzw. seiner Reflexionsdämpfung $a_r = 20 \cdot \lg|r_X|^{-1}$ dB) angeschlossen.

Die Kenngrößen eines Reflektometers mit der Streumatrix $[R]$ lassen sich über die folgenden Beziehungen durch die Streuparameter ausdrücken:

- Übertragungsfaktor $\tau = |R_{21}|^2$; Übertragungsdämpfung $a_\tau = 20 \cdot \lg|R_{21}|^{-1}$ dB;
- Koppelfaktor $\kappa = |R_{32}|^2$; Koppeldämpfung $a_\kappa = 20 \cdot \lg|R_{32}|^{-1}$ dB;
- Richtverhältnis $|R_{32}/R_{31}|$; Richtdämpfung $D = 20 \cdot \lg(|R_{32}/R_{31}|)$ dB.

Das Richtverhältnis bzw. die Richtdämpfung werden oft auch Direktivität genannt.

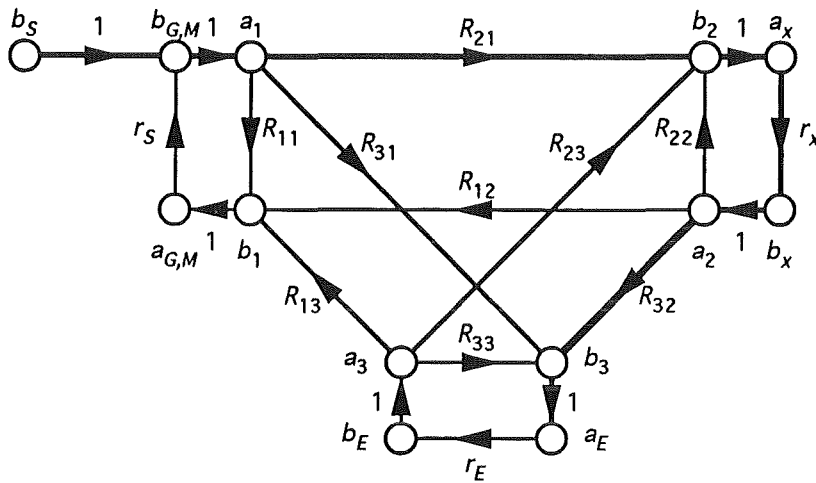


Abb. 3.9: Signalflußdiagramm des mit einem Reflektometer-Dreitor [R] beschalteten Netzwerkanalysators. r_X ist der zu vermessende Reflexionsfaktor. Die dick gezeichneten Zweige deuten den maßgeblichen Signalpfad an.

Handelt es sich bei dem Meßobjekt um ein Zweitornetzwerk, dessen Eigenreflexionsfaktor S_{11} bzw. S_{22} bestimmt werden soll, so muß das Zweitor auf seiner jeweiligen Ausgangsseite mit einer reflexionsfreien Last $r_L = 0$ abgeschlossen werden. Nach Gl. (3.9) wird dann der Eingangsreflexionsfaktor mit dem gesuchten Eigenreflexionsfaktor identisch.

$$r_X = S_{ii} + \frac{S_{ij}S_{ji}r_L}{1 - S_{jj}r_L} \stackrel{r_L=0}{=} S_{ii} \quad (3.9)$$

Aus Gl. (3.3) und dem Signalflußdiagramm Abb. 3.9 kann die Empfangsleistung $P_{E,X}$ mit Hilfe der Masonschen Regel zu

$$P_{E,X} = \frac{(1 - |r_E|^2) \cdot |R_{21}R_{32}r_X + R_{31}(1 - r_X R_{22})|^2}{|1 - A + B - C|^2} \cdot P_{Z_0 S} \quad (3.10)$$

angegeben werden, wobei die Abkürzungen A , B und C wie folgt gegeben sind:

$$A(r_S, r_X, r_E, [R]) = r_S R_{11} + r_X R_{22} + r_E R_{33} + r_S r_X R_{12} R_{21} + r_S r_E R_{13} R_{31} + r_X r_E R_{23} R_{32} + r_S r_X r_E R_{13} R_{21} R_{32} + r_S r_X r_E R_{12} R_{23} R_{31}$$

$$B(r_S, r_X, r_E, [R]) = r_S r_X R_{11} R_{22} + r_S r_E R_{11} R_{33} + r_X r_E R_{22} R_{33} + r_S r_X r_E R_{11} R_{23} R_{32} + \\ + r_S r_X r_E R_{13} R_{22} R_{31} + r_S r_X r_E R_{12} R_{21} R_{33}$$

$$C(r_S, r_X, r_E, [R]) = r_S r_X r_E R_{11} R_{22} R_{33}$$

Bezieht man die Empfangsleistung $P_{E,X}$ bei eingefügtem Meßobjekt (Gl. (3.10)) auf die Empfangsleistung $P_{E,K}$ bei eingefügtem Kalibriernormal (Gl. (3.10), jedoch mit r_K anstelle von r_X), so ergibt sich:

$$\frac{P_{E,X}}{P_{E,K}} = \left| \frac{1 - A|_{r_X=r_K} + B|_{r_X=r_K} - C|_{r_X=r_K}}{1 - A + B - C} \right|^2 \cdot \left| \frac{R_{21} R_{32} r_X + R_{31} (1 - r_X R_{22})}{R_{21} R_{32} r_K + R_{31} (1 - r_K R_{22})} \right|^2 \quad (3.11)$$

Durch den Kalibrierprozeß wird also auch hier, genau wie bei der Transmissionsmessung, die Frequenzabhängigkeit der Senderleistung eliminiert.

Für die weitere Betrachtung wird der Einsatz eines Netzwerkanalysators mit verschwindenden Reflexionsfaktoren r_S und r_E vorausgesetzt. Dies kann durch die Verwendung von idealen Richtungsleitungen¹ vor dem Sende- und hinter dem Empfangstor erreicht werden. Mit $r_S = r_E = 0$ und einem Kurzschluß als Kalibriernormal, d.h. $r_K = -1$, vereinfacht sich Gl. (3.11) zu

$$\frac{P_{E,X}}{P_{E,K}} = \left| \frac{1 + R_{22}}{1 - r_X R_{22}} \right|^2 \cdot \left| \frac{R_{21} R_{32} r_X + R_{31} (1 - r_X R_{22})}{R_{21} R_{32} - R_{31} (1 + R_{22})} \right|^2 \quad (3.12)$$

In Gl. (3.12) lassen sich die beiden für die Reflektometrie maßgeblichen Fehlereinflüsse erkennen. Zum einen ist dies der Übertragungsfaktor R_{31} , der das Richtverhältnis begrenzt, und zum anderen der Eigenreflexionsfaktor R_{22} des Meßtors. Für ein eigenreflexionsfreies Reflektometer mit unbegrenztem Richtverhältnis wäre das gemessene Leistungsverhältnis identisch mit dem Betragsquadrat des zu bestimmenden Reflexionsfaktors.

- Der erste Fehlereinfluß, ein von Null verschiedenes R_{31} , bewirkt einen additiven Eigenfehler, der für $r_X = 0$ voll wirksam wird. Nimmt man für diese Betrachtung an, daß der Eigenreflexionsfaktor R_{22} vernachlässigbar sei, so wird aus Gl. (3.12)

¹ Unter ideal soll eine Richtungsleitung verstanden werden, wenn sie die folgenden Streuparameter aufweist: $S_{22} = S_{12} = 0$ und $S_{21} \neq 0$ auf der Sendeseite bzw. $S_{11} = S_{12} = 0$ und $S_{21} \neq 0$ auf der Empfangsseite.

$$\frac{P_{E,X}}{P_{E,K}} = \left| \frac{R_{21}R_{32}r_X + R_{31}}{R_{21}R_{32} - R_{31}} \right|^2 = \left| \frac{r_X + \frac{R_{31}}{R_{21}R_{32}}}{1 - \frac{R_{31}}{R_{21}R_{32}}} \right|^2 \approx \left| r_X + \frac{R_{31}}{R_{21}R_{32}} \right|^2. \quad (3.13)$$

Die angegebene Näherung ist für Reflektometer gerechtfertigt, bei denen $D+a_r \geq 30$ dB beträgt und somit der Term $|R_{31}/(R_{21}R_{32})|$ kleiner als 3.2% gehalten wird. Mit Gl. (3.13) kann der größtmögliche relative Meßfehler F_D angegeben werden, der durch das endliche Richtverhältnis verursacht wird:

$$\frac{F_D}{\text{dB}} = 20 \cdot \lg \left| 1 \mp \frac{|R_{31}|}{|R_{21}| \cdot |R_{32}| \cdot |r_X|} \right| = 20 \cdot \lg \left| 1 \mp 10^{\frac{a_r - D - a_r}{20 \text{ dB}}} \right| \quad (3.14)$$

Dieser Fehler ist in Abb. 3.10 durch ausgezogene Linien dargestellt, er spielt vor allem bei der Messung betragsmäßig kleiner Reflexionsfaktoren, also hoher Reflexionsdämpfungen, eine merkliche Rolle.

- Zur Bestimmung des zweiten Fehlereinflusses (von Null verschiedener Eigenreflexionsfaktor R_{22}) wird angenommen, daß der Übertragungsfaktor R_{31} vernachlässigbar sei, d.h. das Reflektometer habe ein unendlich hohes Richtverhältnis. Aus Gl. (3.12) folgt dann

$$\frac{P_{E,X}}{P_{E,K}} = \left| \frac{1 + R_{22}}{1 - r_X R_{22}} \right|^2 \cdot |r_X|^2. \quad (3.15)$$

Gl. (3.15) stellt ein Produkt eines Störterms mit der gesuchten Größe $|r_X|^2$ dar, wobei der Störterm seinerseits von r_X und R_{22} abhängt. Gl. (3.15) entspricht somit der für die Transmissionsmessung abgeleiteten Gl. (3.7). Der durch den endlichen Eigenreflexionsfaktor R_{22} verursachte größtmögliche Meßfehler F_R kann also durch

$$\frac{F_R}{\text{dB}} = 20 \cdot \lg \left(\frac{1 \mp |R_{22}|}{1 \pm |r_X| \cdot |R_{22}|} \right) = 20 \cdot \lg \left(\frac{1 \mp |R_{22}|}{1 \pm 10^{\frac{-a_r}{20 \text{ dB}}} \cdot |R_{22}|} \right) \quad (3.16)$$

abgeschätzt werden. Dieser Fehler wird durch die gestrichelten Linien in Abb. 3.10 dargestellt, er spielt vor allem bei der Messung betragsmäßig großer Reflexionsfaktoren, also niedriger Reflexionsdämpfungen, eine merkliche Rolle.

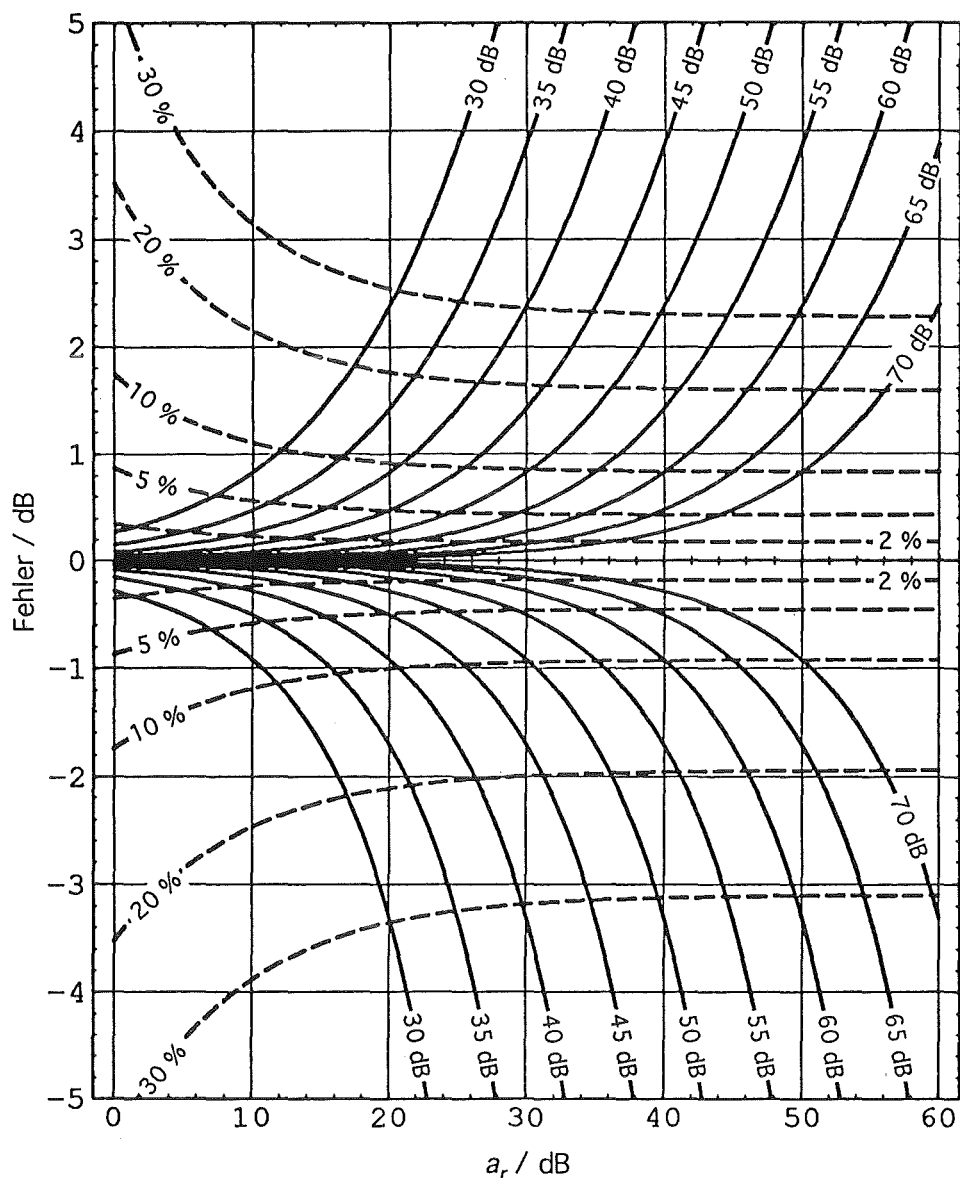


Abb. 3.10: Größtmöglicher Fehler bei der Messung der Reflexionsdämpfung a_r infolge einer endlichen Richtdämpfung D (durchgezogene Linien mit Parameter $D+a_r$) bzw. eines Eigenreflexionsfaktors R_{22} (gestrichelte Linien mit Parameter $|R_{22}|$).

Aus Abb. 3.10 läßt sich ablesen, daß man zur Bestimmung einer Reflexionsdämpfung $a_r = 50$ dB mit einem maximalen Fehler von ungefähr ± 3 dB ein Reflektometer benötigt, bei dem die Summe aus Richt- und Übertragungsdämpfung mindestens 60 dB beträgt. Soll dieses Reflektometer auch die Messung eines Totalreflektors ($a_r = 0$ dB) ermöglichen, wobei der

Fehler ± 1 dB nicht überschritten werden soll, so muß $|R_{22}| < 0.06$ (entsprechend -24.4 dB) betragen. Der Aufbau eines Millimeterwellen-Reflektometers, das sich an diesen Daten orientiert, wird in Abschnitt 3.7.4 vorgestellt.

3.5.4 Messungen an vielwelligen Meßobjekten

Ist das Meßobjekt Teil eines im betrachteten Frequenzbereich N -welligen Wellenleitersystems, so muß es allgemein als $2 \cdot N$ -Tor beschrieben werden. Die zugehörige Streumatrix besitzt somit N^2 Streuparameter. Da die Zahl N bei den hier als Meßobjekt in Betracht kommenden Hochleistungsfenstern durchaus Werte bis zu einigen Tausend annehmen kann,¹ ist eine vollständige Beschreibung für die Praxis zu aufwendig. Beim Fensterentwurf wird man ohnehin bestrebt sein, ein Konzept zu verwenden, daß die Anregung anderer Wellentypen vermeidet. Deshalb sollte eigentlich eine Zweitorbetrachtung für das Fenster ausreichen. Nun regt aber der Wellentypwandler, der in der Fenstermeßstrecke für den Übergang zwischen dem einwelligen und dem vielwelligen Leitungssystem sorgt, außer seiner Sollwelle immer auch einen gewissen Anteil von Störwellen an. Somit wäre für den Wandler eine Einschränkung auf ein Zweitor nicht mehr gerechtfertigt. Als Kompromiß zwischen einer einwelligen und einer vollständig N -welligen Beschreibung wird hier eine zweiwellige Betrachtung verwendet. Hierzu wird angenommen, daß außer der interessierenden Sollwelle nur eine einzige Störwelle zu berücksichtigen ist. Diese Vereinfachung erlaubt es, zumindest die Grundproblematik zu veranschaulichen. Das nunmehr zweiwellige Meßobjekt läßt sich als Viertornetzwerk mit einer Streumatrix $[S]$ aus 16 Streuparametern darstellen. Nimmt man weiterhin an, daß in dem Fenster keine Wellentypwandlung stattfindet, und zwar weder in Transmission noch in Reflexion, so reduziert sich die Anzahl der Streuparameter des Meßobjekts auf acht.

Die beiden Wellentypwandler, zwischen dem Sendetor und dem Meßobjekt einerseits sowie zwischen dem Meßobjekt und dem Empfangstor andererseits, werden als Dreitornetzwerke mit den Streumatrizen $[Q]$ und $[T]$ beschrieben.

In Abb. 3.11 ist das zur Transmissionsmessung gehörende Signalflußdiagramm dargestellt. Wie in den einwelligen Fällen (Abschnitte 3.5.2 und 3.5.3) kann die Empfangsleistung auch hier mit Hilfe von Gl. (3.3) ausgedrückt werden. Die hierzu benötigte Übertragungsfunktion a_E/b_S läßt sich auch in diesem Fall mit Hilfe der Masonschen Regel aus dem zugehörigen Signalflußdiagramm (Abb. 3.11) bestimmen. Durch die vielen Reflexionsschleifen im Signalflußdiagramm ist die Angabe einer Gleichung für die empfangene Leistung zu aufwendig. Bezieht man jedoch die bei eingefügtem Meßobjekt $[S]$ empfangene Leistung auf die Empfangs-

¹ So sind z.B. bei 140 GHz in dem am KfK für Gyrotronfenster verwendeten Kreishohlleiter mit 70 mm Innendurchmesser mehr als 2600 Wellen ausbreitungsfähig.

leistung bei eingefügtem Kalibriernormal¹, so verschwindet auch hier die Frequenzabhängigkeit der Senderleistung. Diese Aussage ist auch für die Reflexionsmessung gültig.

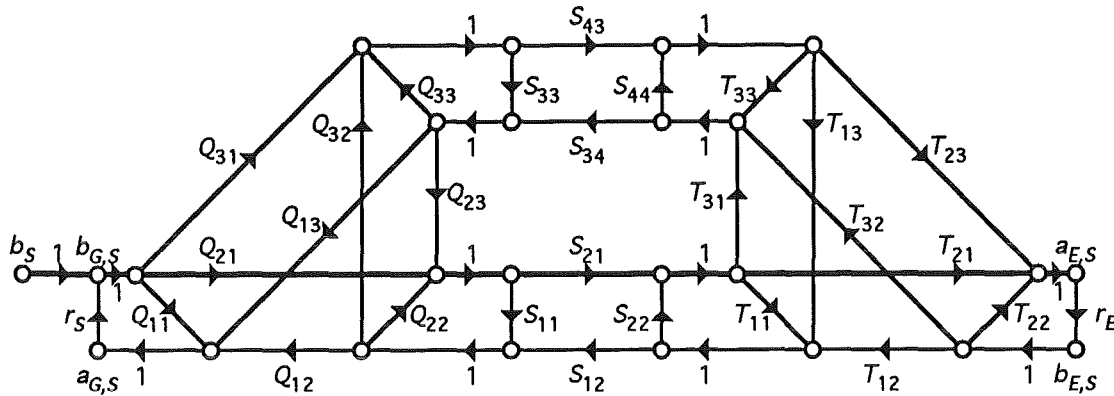


Abb. 3.11: Signalflußdiagramm der Zusammenschaltung von Sender, Wandler [Q], Meßobjekt [S] ohne Wellentypwandlung, Wandler [T] und Empfangstor des Netzwerkanalysators. Es wird angenommen, daß in den Wandlern außer der Sollwelle nur eine einzige Störwelle angeregt wird. Die dick gezeichneten Zweige deuten den maßgeblichen Signalpfad an.

3.6 Hohlleitermeßstrecke

3.6.1 Erzeugung der gewünschten Hohlleiterwelle

Zur Vermessung von Fenstern, die Bestandteil überdimensionierter Hohlleiter sind, ist es naheliegend, auch die Meßstrecke in der entsprechenden Hohlleitertechnik aufzubauen. Es werden dazu Wellentypwandler benötigt, die die am Sender des Netzwerkanalysators zur Verfügung stehende $TE_{1,0}$ -Grundwelle des Rechteckhohlleiters in eine Testwelle im Fensterhohlleiter umwandeln, die der für den Fensterentwurf maßgeblichen Welle (Entwurfswelle) entspricht. Für Fenster, die in überdimensionierte Kreishohlleiter eingebaut sind, wird die Wellentypwandlung üblicherweise in zwei Stufen vorgenommen. Zunächst wird die $TE_{1,0}$ -Grundwelle des Rechteckhohlleiters in die $TE_{1,1}$ - oder $TE_{0,1}$ -Welle eines Kreishohlleiters gewandelt. In der zweiten Stufe wird die $TE_{1,1}$ - bzw. $TE_{0,1}$ -Welle in die Testwelle gewandelt, und zusätzlich der Hohlleiterdurchmesser mit Hilfe von Querschnittsübergängen auf den Fensterdurchmesser

¹ Als Kalibriernormal für Transmissionsmessungen an vielwelligen Strecken bietet es sich an, entsprechend dem einwelligen Fall ein homogenes und verlustfreies Leitungsstück zu verwenden. Dieses Normal ist dann zwischen die beiden vielwelligen Wandlertore einzufügen bzw. die Tore sind direkt miteinander zu verbinden.

aufgeweitet. Für den ersten Wandlungsschritt stehen relativ breitbandige Wandlertypen zur Verfügung. Für den zweiten Schritt werden üblicherweise Hohlleiterstrukturen mit periodischen Wandstörungen verwendet. Dieser Wandlertyp ist schmalbandig, da seine Länge einem ganzzahligen Vielfachen der Schwebungswellenlänge¹ der beiden betrachteten Wellen bei der Auslegungsfrequenz entspricht. In der Literatur wird eine große Anzahl von Wandlern beschrieben, die nach diesem Prinzip arbeiten. So werden z.B. in den Übersichtsarbeiten von Doane (1985) und Thumm (1986) bzw. Möbius und Thumm (1993) die verschiedenen Arten von Wellentypwandlern bzw. Hohlleiterquerschnittsübergängen zusammengefaßt.

3.6.2 Hohlleiterreflektometer

Für einen Einsatz eines Reflektometers direkt im einwelligen Hohlleiter hinter dem Sendetor des Netzwerkanalysators entsprechend Abb. 3.1c können konventionelle Breitband-Hohlleiter-richtkoppler benutzt werden. Die zur Zeit kommerziell erhältlichen Richtkoppler für das D-Band verfügen allerdings bestenfalls über eine Richtdämpfung von 25 bis 30 dB. Hiermit können zwar einfache Fenstermessungen durchgeführt werden, für eine vollständige Auflösung von Reflexionsspektren bis hinunter in die Interferenzminima reicht dieses Richtverhältnis jedoch im allgemeinen nicht aus (siehe Abschnitt 3.2).

Als Reflektometer in einer Meßstrecke gemäß Abb. 3.1b kann ein wellenselektiver Richtkoppler im überdimensionierten Hohlleiter unmittelbar vor dem Fenster verwendet werden. Zwei verschiedene Typen solcher wellenselektiver Richtkoppler werden in der Literatur beschrieben (Janzen und Stickel, 1984a,b; Felch *et al.*, 1984, S. 55-64). Da beide Typen Resonanzeffekte ausnutzen, sind sie sehr schmalbandig (siehe auch Nickel und Geist, 1993, S. 361f). Sie kommen deshalb für breitbandige Meßstrecken nicht in Frage.

Eine weitere Möglichkeit für ein Reflektometer in einer Meßstrecke nach Abb. 3.1b stellt das Wellenzahl-Spektrometer² nach Kasperek und Müller (1985, 1988) dar. Stellt man die Abtast-

¹ Unter der Schwebungswellenlänge $\lambda_{\nu\mu}$ zweier gleichfrequenter Wellen ν und μ versteht man die Interferenzperiode $2\pi/\beta_\nu - \beta_\mu$, die bei axialer Überlagerung der Wellen in Erscheinung tritt.

² Das Wellenzahl-Spektrometer (Kasperek und Müller, 1985, 1988) ist ein Instrument zur Analyse von Eigenwellengemischen in überdimensionierten Hohlleitern. Das Gerät läßt sich außerdem als universeller wellenselektiver Richtkoppler einsetzen. Das Spektrometer besteht aus einem geraden Stück überdimensionierten Kreishohlleiters mit Innenradius a , dessen Wand eine axiale Reihe von Koppellöchern trägt. Die Durchmesser der einzelnen Löcher variieren im Verlauf der Reihe entsprechend einer Gaußverteilung, wobei der Lochdurchmesser in der Reihenmitte am größten ist. Sämtliche Löcher werden im interessierenden Frequenzbereich unter ihrer $TE_{1,1}$ -Grenzfrequenz betrieben. Für die verschiedenen sich im Hohlleiter in Vor- und Rückwärtsrichtung ausbreitenden Eigenwellen wirkt die Lochreihe wie eine Leckwellenantenne. Ihr Strahlungsdiagramm enthält die zur Wellenanalyse nötige Information. Mit einer um den Mittelpunkt der Lochreihe drehbar angeordneten Parabolantenne kann das Strahlungsdiagramm in der r - z -Ebene für einen bestimmten Azimut ψ abgetastet werden. Der Zugang zur Information in den anderen r - z -Ebenen ist durch Schwenken des Abtastmechanismus entlang des Azimuts möglich. Durch geeignete Wahl der Parameter der Lochreihe wird erreicht, daß

antenne des Wellenzahl-Spektrometers fest auf den Brillouin-Winkel $\theta_{B\nu}$ der Testwelle ν ein, so erhält man einen wellenselektiven Richtkoppler mit hohem Richtverhältnis. Die Frequenzabhängigkeit des Brillouin-Winkels wirkt sich sowohl auf die Koppeldämpfung als auch auf die Störwellenunterdrückung dieses Richtkopplers aus. Verglichen mit dem oben erwähnten wellenselektiven Richtkoppler ist die Frequenzabhängigkeit beim Wellenzahl-Spektrometer allerdings relativ schwach. Sie wird bei Anwendung des in Abschnitt 3.5.3 behandelten Kalibrierverfahrens weitgehend eliminiert. Nachteilig beim Einsatz des Wellenzahl-Spektrometers als Hohlleiterreflektometer ist die relativ hohe Koppeldämpfung.

3.6.3 Praktischer Aufbau einer Hohlleitermeßstrecke

Eine Hohlleitermeßstrecke muß immer spezifisch für das jeweilige Hohlleitersystem und die betrachtete Testwelle ausgelegt werden, es läßt sich deshalb kein universell verwendbarer Aufbau angeben. Im folgenden wird exemplarisch eine Hohlleitermeßstrecke für den Frequenzbereich um 140 GHz beschrieben. Sie wurde zur Vermessung von Kreishohlleiterfenstern mit einer $TE_{0,3}$ -Testwelle entworfen und stellt eine Weiterentwicklung eines von Geist *et al.* (1989) und Nickel und Geist (1989) vorgestellten Systems dar. Das in Abb. 3.12 dargestellte Blockschaltbild ist sowohl für Transmissions- als auch für Reflexionsmessungen geeignet. Es läßt sich als Kombination der Prinzipschaltbilder Abb. 3.1a und 3.1b auffassen.

Die vom Sendetor des Netzwerkanalysators gelieferte $TE_{1,0}$ -Grundwelle des Rechteckhohlleiters wird mit Hilfe eines Marié-Konverters (Marié, 1957) in die $TE_{0,1}$ -Welle eines Kreishohlleiters von 4 mm Durchmesser umgewandelt. Bei einer Frequenz von 140 GHz sind in diesem Hohlleiterquerschnitt bereits 10 Eigenwellen ausbreitungsfähig, und zwar die $TE_{1,1}$ -, $TM_{0,1}$ -, $TE_{2,1}$ -, $TM_{1,1}$ -, $TE_{0,1}$ -, $TE_{3,1}$ -, $TM_{2,1}$ -, $TE_{4,1}$ -, $TE_{1,2}$ - und $TM_{0,2}$ -Welle. In einem anschließenden $TE_{0,1}$ -Wellenfilter¹ wird durch Bedämpfung aller Wellen, die nicht zur $TE_{0,n}$ -Familie gehören, die Wellenreinheit des Ausgangssignals erhöht.

jede Eigenwelle ν nur eine einzige Keule im Strahlungsdiagramm verursacht. Der Erhebungswinkel dieser Strahlungskeule gegenüber der Hohlleiterachse stimmt mit dem Brillouin-Winkel $\theta_{B\nu}$ der Eigenwelle im Hohlleiter überein. Es gilt: $\sin\theta_{B\nu} = k_{c\nu}/k_0 = v_{m,n} \cdot c_0 / (2 \cdot \pi \cdot f \cdot a)$.

¹ Dieses Wellenfilter besteht aus einem lackisolierten Draht, der einlagig auf einen Dorn von 4 mm Durchmesser gewickelt ist, und zwar so, daß sich nebeneinanderliegende Wicklungen berühren. Nach mechanischer Versteifung mit einem Glasfaser-Kunstharz-Laminat und Entfernen des Kernes erhält man einen Wellenleiter mit anisotroper Wandimpedanz, der in der Lage ist, axiale Wandströme zu unterbrechen. Ein solches Bauteil, auch Helix-Wellenfilter genannt, läßt also die $TE_{0,n}$ -Wellenfamilie weitgehend ungedämpft passieren, da diese Wellen keine axial gerichteten Wandstromkomponenten besitzen. Das Filter wirkt sich jedoch auf alle anderen ausbreitungsfähigen Wellentypen dämpfend aus.

3 Experimentelle Bestimmung von Fensterspektren um 140 GHz

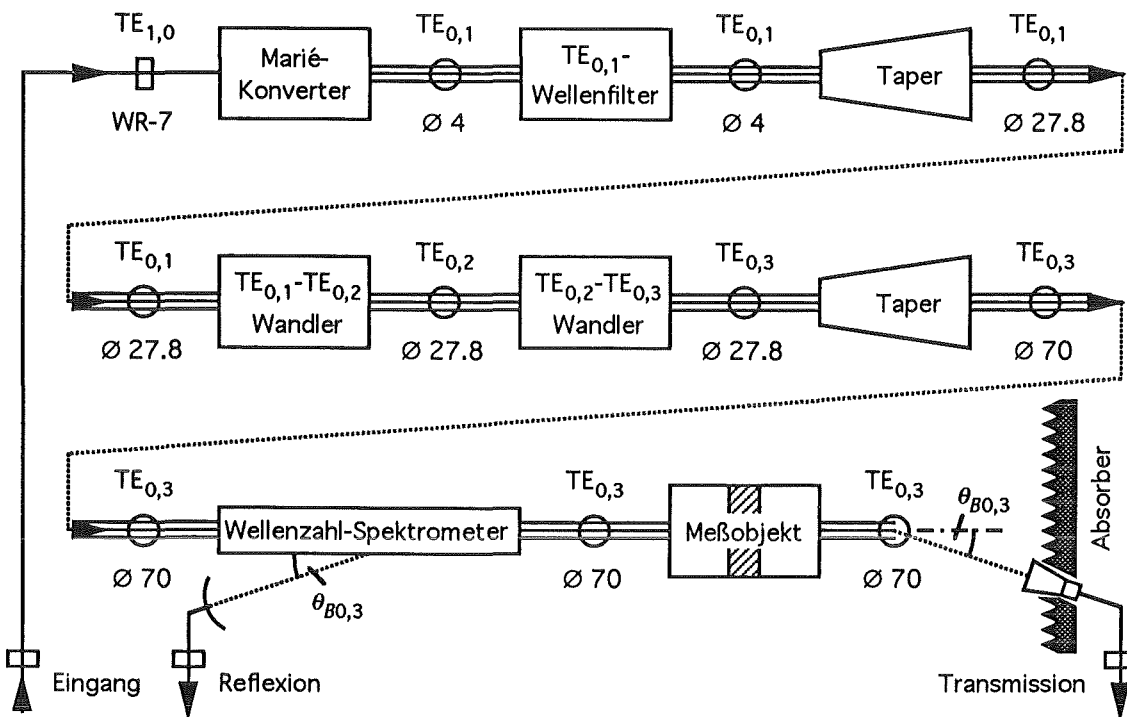


Abb. 3.12: Blockschaltbild einer Hohlleitermeßstrecke zur Reflexions- und Transmissionsmessung an Fenstern in 70 mm Kreishohlleitern. Es wird eine $TE_{0,3}$ -Testwelle im Frequenzbereich um 140 GHz verwendet. Alle Durchmesserangaben sind in mm. Es bedeuten: – = einwellige Leitung, ≡ = vielwellige Leitung.

Dem Filter schließt sich ein Querschnittsübergang an, der den Hohlleiterdurchmesser mit Hilfe einer nichtlinearen Übergangsfunktion¹ unter Erhaltung der $TE_{0,1}$ -Welle auf 27.8 mm erhöht. In diesem Querschnitt sind bei 140 GHz bereits 427 Eigenwellen ausbreitungsfähig. In zwei aufeinanderfolgenden Wellentypwandlern mit periodischen Wandstörungen nach Thumm *et al.* (1987) wird die $TE_{0,1}$ -Welle zunächst in eine $TE_{0,2}$ -Welle und diese dann in die $TE_{0,3}$ -Testwelle umgewandelt. Eine experimentelle Bestimmung der Wellenreinheit als Funktion der Frequenz hat für diesen Wandlertyp ergeben, daß er innerhalb eines 2 GHz breiten Frequenzbereiches benutzt werden kann, falls eine Unterdrückung benachbarter $TE_{0,n}$ -Wellen von 15 dB akzeptiert werden kann (Nickel und Geist, 1993, S. 330). Die im Kreishohlleiter mit 27.8 mm Durchmesser vorliegende $TE_{0,3}$ -Welle wird mit einem zweiten Querschnittsübergang auf einen Durchmesser von 70 mm gebracht. Nach einer Näherungsbeziehung von Kark (1987, S. 37-38) sind bei 140 GHz in diesem Querschnitt 2671 Eigenwellen ausbreitungs-

¹ Als Übergangsfunktion eignet sich z.B. die Dolph-Tschebyscheff-Verteilung oder eine ihrer Modifikationen. Es gelingt hiermit, die Anregung von Störwellen gering zu halten.

fähig.¹ Vom Querschnittsübergang wird die Testwelle über ein Wellenzahl-Spektrometer mit 70 mm Durchmesser dem Meßobjekt zugeleitet. Mit dem Wellenzahl-Spektrometer können zwei Funktionen erfüllt werden: Das Brillouinspektrum der bei einer bestimmten Frequenz auf das Fenster einfallenden Wellen kann mit Hilfe der beweglichen Abtastantenne aufgezeichnet werden, und mit einer fest auf den Brillouinwinkel der $TE_{0,3}$ -Welle ($\theta_{B0,3} \approx 5.7^\circ$) eingestellten Antenne läßt sich ein Signal gewinnen, das der am Fenster reflektierten Testwelle proportional ist. Die Koppeldämpfung des vorgeschlagenen Wellenzahl-Spektrometers beträgt für diese Welle 15.7 dB, falls die Abtastantenne senkrecht zur r - z -Ebene polarisiert ist. Die Antenne besitzt einen D-Band Hohlleiterausgang und kann direkt mit dem Empfangstor des Netzwerkanalysators verbunden werden.

Für Transmissionsmessungen muß hinter dem Fenster ein Signal gewonnen werden, das der transmittierten Testwelle proportional ist. Hierzu ergeben sich zwei Möglichkeiten:

- Man kann die $TE_{0,3}$ -Welle mit Hilfe einer zweiten baugleichen Wandlerstrecke, die jedoch umgekehrt eingesetzt wird, wieder in die Grundwelle des Rechteckhohlleiters zurückwandeln. Dies verdoppelt allerdings die Anzahl der benötigten Wellenleiterkomponenten und verlängert den ohnehin schon einige Meter langen Aufbau. Außerdem handelt man sich durch das aufeinanderfolgende Aufweiten und Reduzieren des Hohlleiterdurchmessers Probleme mit gefangenen Wellen² ein. Das gemessene Leistungsspektrum wird somit zusätzlich zu den in Abschnitt 3.5 hergeleiteten Störspektren noch durch weitere störende Resonanzerscheinungen überlagert.
- Die zweite, einfachere Möglichkeit ein Transmissionssignal zu gewinnen besteht darin, entsprechend Abb. 3.12 das Ende des Fensterhohlleiters in den freien Raum abstrahlen zu lassen und eine Hornantenne an dem Ort zu plazieren, an dem für die $TE_{0,3}$ -Testwelle das Maximum des Strahlungsdiagrammes zu erwarten ist.³ Da man hierbei aber nur einen Teil der transmittierten Testwelle dem Empfänger zuführt, erhält man eine Zusatzdämpfung, die den Meßumfang reduziert.

¹ Die Eigenwellenzahl N eines überdimensionierten Kreishohlleiters mit Innendradius a läßt sich für die Frequenz f in guter Näherung durch $N \approx (\pi \cdot f \cdot a / c_0)^2 + 2/3 \cdot (\pi \cdot f \cdot a / c_0)$ angeben (Kark, 1987, S. 37-38).

² Gefangene Wellen sind Störwellen, deren kritischer Hohlleiterdurchmesser im Verlauf der beiden Querschnittsübergänge liegt. Sie sind also innerhalb der flaschenförmigen Struktur ausbreitungsfähig und werden im Bereich der Querschnittsübergänge total reflektiert. Bei der Resonanz gefangener Wellen kann es zu beachtlichen Feldstärkeüberhöhungen kommen. Dies gilt selbst dann, wenn der Umwandlungswirkungsgrad zwischen Soll- und Störwelle nur sehr gering ist. Durch den typischen Abstand der Reflexionsstellen von einigen Hundert Wellenlängen und durch die große Zahl potentiell gefangener Wellen (über 1000 bei den hier herrschenden Verhältnissen) können die Resonanzabstände frequenzmäßig sehr nah liegen.

³ Wird eine Eigenwelle ν eines Kreishohlleiters über ein offenes Hohlleiterende abgestrahlt, so erhält man im Fernfeld ein Strahlungsdiagramm, dessen Hauptkeule um den Brillouin-Winkel $\theta_{B\nu}$ gegenüber der Hohlleiterachse ausgelenkt ist. Es gilt: $\sin \theta_{B\nu} = k_{c\nu} / k_0 = \nu_{m,n} \cdot c_0 / (2 \cdot \pi \cdot f \cdot a)$.

3.6.4 Meß- und Kalibriervorgang

Wird die Hohlleitermeßstrecke in Verbindung mit dem in Abschnitt 3.3 vorgestellten skalaren Netzwerkanalysator betrieben, so ist bei der Messung in zwei Schritten vorzugehen. Zunächst wird ein Kalibriernormal anstelle des Fensters eingesetzt. Für Reflexionsmessungen handelt es sich hierbei um ein Hohlleitersegment, das anstelle des Fensters eine metallische Kurzschlußplatte aufweist. Für Messungen der Fenstertransmissivität kann ein homogenes Hohlleiterstück mit der Länge des Meßobjekts verwendet werden oder es kann ganz auf ein Meßobjekt verzichtet werden. Dieses Kalibriernormal wird dann als Funktion der Frequenz vermessen, wobei der zu jedem Frequenzpunkt gehörende Empfangspegel im Steuerrechner des Netzwerkanalysators zwischengespeichert wird. Als zweiter Schritt wird das Kalibriernormal durch das Fenster ersetzt und dieses dann vermessen. Das beim Bilden der Pegeldifferenz aus Fenster- und Kalibriermessung entstehende Spektrum entspricht einer Überlagerung des gesuchten Spektrums mit einem Störspektrum. In Abschnitt 3.5 wurde bereits hergeleitet, daß bei diesem Kalibrationsvorgang nur die Frequenzabhängigkeit der Senderleistung, nicht aber das Störspektrum eliminiert wird.

3.6.5 Nachteile einer Hohlleitermeßstrecke

Die hier beschriebene Hohlleitermeßstrecke besitzt eine Reihe von Nachteilen, die allgemein für beliebige Meßstrecken mit überdimensionierten Hohlleitern gelten:

- Der Aufbau ist aufwendig. Er erfordert sehr präzise gefertigte Komponenten. Diese sind linear hintereinander anzuordnen, wodurch sich für den Aufbau nach Abb. 3.12 eine Gesamtlänge zwischen 6 und 7 m ergibt. Die Komponenten müssen dabei zur Vermeidung von Knick- und Versatzstellen mit großer Sorgfalt entlang ihrer Achse ausgerichtet werden, da Leitungsinhomogenitäten in den überdimensionierten Hohlleitern sonst zwangsläufig Störwellen anregen.
- Durch die Verwendung der beiden Wellentypwandler mit periodischen Wandstörungen wird der Frequenzbereich auf etwa 2 GHz eingeschränkt. Falls über einen größeren Frequenzbereich gemessen werden muß, und das zu untersuchende Fenster auch mit der $TE_{0,1}$ - anstatt der $TE_{0,3}$ -Welle vermessen werden kann¹, kann man auf die beiden schmalbandigen

¹ Diese Bedingung ist fast immer erfüllt, da der 70 mm Kreishohlleiter im betrachteten Frequenzbereich sowohl für die $TE_{0,1}$ als auch für die $TE_{0,3}$ -Welle stark überdimensioniert ist. $\lambda_{0,1}$ und $\lambda_{0,3}$ stimmen bereits in sehr guter Näherung mit λ_0 überein.

Wandler verzichten und die Messung direkt mit einer $TE_{0,1}$ -Testwelle durchführen. Von dieser Möglichkeit machen Geist *et al.* (1989) und Nickel und Geist (1989) Gebrauch.

- Da Störwellen aus der Hohlleitermeßstrecke nicht oder nur schlecht entweichen können, wird das Meßergebnis im allgemeinen durch ein relativ starkes Störspektrum verfälscht. Abb. 3.27 in Abschnitt 3.8 zeigt ein typisches Meßergebnis mit überlagertem Störspektrum.
- Die Koppeldämpfung des Wellenzahl-Spektrometers ist relativ hoch und bewirkt bereits eine starke Reduktion des Meßumfangs des Analysators.

Breitbandige Fenstermessungen lassen sich also nur mit relativ niedrigen Hohlleiterwellen durchführen. Für Wellen hoher Ordnung ausgelegte Fenster wird man in der Regel mit einer niedrigen Welle möglichst breitbandig ausmessen und die Ergebnisse dann auf die Entwurfswelle des Fensters umrechnen. Eine andere Möglichkeit der breitbandigen Vermessung besteht in der Verwendung einer linear polarisierten, annähernd ebenen Testwelle in einer breitbandigen quasioptischen Meßstrecke, wie sie im nächsten Abschnitt vorgestellt wird. Auch hierbei muß dann das Meßergebnis in die Entwurfswelle des Fensters umgerechnet werden.

3.7 Quasioptische Meßstrecke mit hoher Bandbreite

3.7.1 Einleitende Betrachtungen

Um Fenster vermessen zu können, die für die $TEM_{0,0}$ -Grundwelle der gaußschen Strahlensysteme¹ vorgesehen sind, wird eine Meßstrecke benötigt, die von der $TEM_{0,0}$ -Welle auch als Testwelle Gebrauch macht. Übertragungstrecken für gaußsche Strahlen werden gewöhnlich als quasioptische Strecken bezeichnet. Sie verwenden zum Transport und zur Umformung des gaußschen Strahles Techniken, die von der Optik des sichtbaren Lichts her bekannt sind. Eine ausführliche Übersicht über die verschiedenen quasioptischen Techniken geben z.B. Goldsmith (1982) und Lesurf (1990).

Zur effizienten Erzeugung der gaußschen Grundwelle aus der $TE_{1,0}$ -Welle des einwelligen Rechteckhohlleiters werden zweckmäßigerweise konische Rillenhornantennen als Wellentypwandler verwendet. Da der erzeugte Freiraumstrahl divergiert, muß er zum Transport über größere Distanzen entlang des Strahlweges refokussiert werden. Als fokussierende Elemente werden gewöhnlich dielektrische Linsen und metallische Hohlspiegel verwendet. Als Reflektometer kommen in quasioptischen Strahlstrecken vor allem Strahlteiler aus dielektrischen Folien

¹ Zu den Grundlagen der $TEM_{0,0}$ -Welle siehe Anhang A.4.3.

sowie aus Drahtgittern zum Einsatz. Zum Verständnis der aufgebauten und in Abschnitt 3.7.5 vorgestellten quasioptischen Meßstrecke soll in den folgenden drei Abschnitten die Strahlerzeugung im Rillenhorn, die Grundlagen der Strahlabbildung mittels Linsen bzw. Hohlspiegeln sowie der Aufbau eines geeigneten Reflektometers aufgezeigt werden. Bei der Beschreibung der verschiedenen quasioptischen Komponenten wurde das Hauptaugenmerk darauf gerichtet, zu zeigen, wie man die Komponenten durch geschickte Auslegung besonders breitbandig machen kann. Durch konsequente Anwendung dieser Methoden erreicht die realisierte Fenstermeßstrecke (Abschnitt 3.7.5) eine im Vergleich zu den in Abschnitt 3.6 vorgestellten Hohlleitermeßstrecken extrem große Bandbreite. Die quasioptische Meßstrecke eignet sich deshalb auch zur Vermessung stark überdimensionierter Hohlleiterfenster. Das Meßergebnis muß dann allerdings von der $TEM_{0,0}$ -Welle in die entsprechende Hohlleiterwelle umgerechnet werden.

3.7.2 Strahlerzeugung im Rillenhorn

Die effizienteste Art, die $TE_{1,0}$ -Welle eines einwelligen Rechteckhohlleiters in einen Freiraumstrahl zu wandeln, der weitgehend aus einer linear polarisierten, stigmatischen $TEM_{0,0}$ -Welle besteht, ist die Verwendung eines konischen Rillenhornes (scalar feed horn). Hornantennen dieser Art werden z.B. häufig in der Radioastronomie zur Ausleuchtung von Reflektorantennen verwendet, da es dort auf eine hohe Unterdrückung von Nebenkeulen im Strahlungsdiagramm ankommt. Ausführliche Beschreibungen dieses Antennentyps sind z.B. in Thomas (1978), Clarricoats und Olver (1984), Wylde (1984) sowie in Wylde und Martin (1993) zu finden. Ein Rillenhorn mit Rechteckhohlleitertor ist in Abb. 3.13 dargestellt.

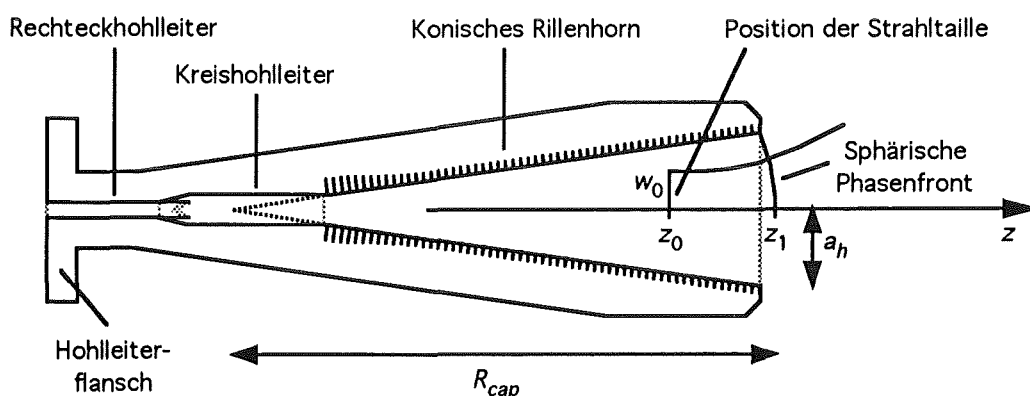


Abb. 3.13: Längsschnitt durch eine Rillenhornantenne mit Rechteckhohlleitertor. Im Bereich der Hornapertur sind die Strahlparameter der erzeugten stigmatischen gaußschen Grundwelle angedeutet.

Der Vorgang der Wellentypwandlung in einer solchen Antenne läßt sich in zwei Stufen unterteilen:

Zunächst wird die $TE_{1,0}$ -Welle des Rechteckhohlleiters mit Hilfe eines kontinuierlichen Querschnittsübergangs in die $TE_{1,1}$ -Grundwelle eines Kreishohlleiters umgewandelt. Der Durchmesser $2a$ dieses Kreishohlleiters wird gewöhnlich der Diagonalen $(a_r^2 + b_r^2)^{1/2}$ des Rechteckhohlleiters angepaßt. Bei einem einwellig betriebenen Rechteckhohlleiter mit $a_r \approx 2b_r$ sind dann im Kreishohlleiter außer der $TE_{1,1}$ -Welle je nach Frequenz auch noch die $TM_{0,1}$ - und die $TE_{2,1}$ -Welle ausbreitungsfähig. Die Anregung dieser Störwellen läßt sich durch geeignete Ausführung des Querschnittsübergangs gering halten.

Als zweite Wandlerstufe schließt sich an den Kreishohlleiter das eigentliche konische Horn mit seinen Umfangsrillen an. Da in einem Rillenhohlleiter im allgemeinen keine reinen TE- und TM-Wellen existieren, spricht man hier von Hybridwellen (HE- und EH-Wellen). Hybridwellen kann man sich als Gemisch von TE- und TM-Wellen vorstellen, deren Phasenbeziehungen und Leistungsanteile mit Hilfe der Rillung aufrechterhalten werden. Die Eigenwerte von Hybridwellen sind von der Rillentiefe abhängig. Für eine elektrische Rillentiefe von 0 und $\lambda/2$ geht die Hybridwellenfamilie in die TE- bzw. TM-Wellenfamilien des glatten Hohlleiters über. Für eine elektrische Rillentiefe von $\lambda/4$ erhält man die sogenannte ausgewogene Hybridwelle.¹ Bei der Rillenhornantenne variiert die Rillentiefe über der Konuslänge. Bei Beginn der Rillung, an der Verbindungsstelle zum Kreishohlleiter, beträgt die elektrische Rillentiefe eine halbe Wellenlänge bei der Entwurfsfrequenz. Für die Entwurfsfrequenz wird also der elektrische Kurzschluß, den der Rillenboden darstellt, über den Halbwellentransformator wieder in einen Kurzschluß transformiert. Die ersten Rillen wirken somit für die Entwurfsfrequenz wie eine glatte ungerillte Wand. Im weiteren Verlauf des Konus wird die Rillentiefe mit Hilfe einer geeigneten Übergangsfunktion von Rille zu Rille reduziert, bis die elektrische Tiefe von einer Viertelwellenlänge erreicht wird. Diese Tiefe wird dann bis zur Hornapertur beibehalten. Durch diesen langsamen Übergang der Rillentiefe wird erreicht, daß die $TE_{1,1}$ -Grundwelle des Kreishohlleiters kontinuierlich in die weitgehend linear polarisierte $HE_{1,1}$ -Grundwelle des Kreisrillenhohlleiters umgewandelt wird. Die Rillen des zweiten Hornabschnitts wirken durch ihre Viertelwellentiefe wie ein elektrischer Leerlauf. Die angeregte $HE_{1,1}$ -Welle genügt dort also der Bedingung für ausgewogene Hybridwellen. Die $HE_{1,1}$ -Welle wird, nach Querschnittsaufweitung auf den Radius a_h , an der Hornapertur abgestrahlt.

Eine Entwicklung der Ausgangsstrahlung eines solchen Horns in Gauß-Laguerre-Wellentypen ergibt einen Leistungsanteil von annähernd 98% für die stigmatische gaußsche Grundwelle

¹ Diese im englischen „balanced hybrid condition“ genannte Bedingung (Clarricoats und Olver, 1984) ergibt die Hybridwelle mit dem kleinsten Leistungsanteil in den nicht linear polarisierten Feldanteilen nahe der gerillten Wand.

TEM_{0,0} (Wylde, 1984). Das Strahlungsdiagramm dieser Antenne besteht somit aus einer Hauptkeule und aus Nebenkeulen, die typischerweise um mehr als 20 dB gegenüber der Hauptkeule unterdrückt sind. Die Strahltaille der gaußschen Grundwelle mit dem Radius w_0 läßt sich entsprechend Abb. 3.13 innerhalb des Horns lokalisieren.¹ z_0 bzw. z_1 bestimmt hierbei die Position der Strahltaille bzw. der sphärischen Phasenfront an der Apertur. R_{cap} ist der Abstand zwischen dem Scheitelpunkt des Konus und dieser sphärischen Phasenfront.

Die Frequenzabhängigkeit von konischen Rillenhörnern wird zum einen durch die Verstimmung der resonanten elektrischen Rillentiefen verursacht, zum anderen ändern sich bei einer Frequenzvariation die Parameter w_0 und z_0 des erzeugten gaußschen Strahls.

Der erste Effekt äußert sich im Strahlungsdiagramm der Antenne durch ein mit der Verstimmung einhergehendes Anwachsen der Nebenkeulen, da vom Horn in zunehmendem Maße höhere gaußsche Wellen angeregt werden. Viele quasioptische Übertragungstrecken sind jedoch so ausgelegt, daß sie höhere gaußsche Wellen dämpfen. Das Anwachsen der Nebenkeulen spielt bei solchen Strecken nur eine untergeordnete Rolle. Auch die in Abschnitt 3.7.5 vorgestellte Strecke besitzt aufgrund der dort gewählten Spiegel- und Aperturabmessungen eine Wirkung als Raumfilter.

Die Frequenzabhängigkeit des Taille radius w_0 bzw. der Taille position z_0 wird nach Wylde (1984) durch Gl. 3.17 bzw. Gl. 3.18 beschrieben.

$$w_0^2 = \frac{w_1^2}{1 + \left(\frac{\pi f w_1^2}{c_0 R_{cap}} \right)^2} \quad (3.17)$$

$$z_0 = z_1 - \frac{R_{cap}}{1 + \left(\frac{c_0 R_{cap}}{\pi f w_1^2} \right)^2} \quad (3.18)$$

Der Zusammenhang zwischen dem Strahlradius w_1 an der sphärischen Phasenfront und dem Aperturradius a_h ist durch die Beziehung Gl. (3.19) gegeben.

$$w_1 = 0.6435 \cdot a_h \quad (3.19)$$

¹ Der Mittelpunkt der Strahltaille stellt das Phasenzentrum des Horns dar, also das Zentrum der sphärischen Phasenflächen im Fernfeld.

Will man Hörner aufbauen, deren Strahlparameter sich über einen großen Frequenzbereich nur wenig ändern, so muß man folgendermaßen vorgehen: Zunächst wählt man a_h so, daß w_1 bei der kleinsten Betriebsfrequenz nur wenig über der Grenze für den minimalen Tailenradius $w_{0,min} \approx 0.9\lambda_0$ liegt.¹ Verwendet man nun ein möglichst langes Horn ($R_{cap} \gg a_h$) und damit einen kleinen Konuswinkel, so folgt aus Gl. (3.17) für den Tailenradius $w_0 \approx w_1$ und aus Gl. (3.18) für die Tailenposition $z_0 \approx z_1$. Die Frequenzabhängigkeit beider Größen wird somit klein gehalten.

Zur Strahlerzeugung in der quasioptischen Fenstermeßstrecke (Abschnitt 3.7.5), die für den Frequenzbereich von 110-150 GHz vorgesehen ist, wurden Rillenhörner nach diesen Kriterien ausgelegt und anschließend mittels Galvanoformung hergestellt. Folgende Parameter wurden dazu vorgegeben: Rechteckhohlleiter WR-7, $w_0(140 \text{ GHz}) = 3.5 \text{ mm}$, $2a_h = 15.3 \text{ mm}$. Abb. 3.14 bzw. 3.15 zeigt das bei 140 GHz gemessene Fernfelddiagramm für die E- bzw. H-Ebene eines dieser Hörner.

Aus den in Abb. 3.14 und Abb. 3.15 ablesbaren Fernfeldwinkeln ($\theta_{w0E} \approx \theta_{w0H} \approx 8.5^\circ$) läßt sich für dieses Horn ein Strahltaillenradius von ungefähr 4.6 mm bestimmen.² Es gibt also keinen Anhaltspunkt dafür, die Einhaltung der Forderung $w_0(140 \text{ GHz}) = 4.5 \text{ mm}$ in Frage zu stellen. Mit den Gln. (3.19) und (3.17) läßt sich für diese Hörner w_1 zu 4.923 mm und R_{cap} zu 80.16 mm bestimmen. In Abb. 3.16 bzw. Abb. 3.17 ist die Abhängigkeit des Tailenradius (Gl. (3.17)) bzw. der Tailenposition (Gl. (3.18)) von der Frequenz aufgetragen. Die Abbildungen zeigen, daß der Tailenradius bei den realisierten Hörnern im Frequenzbereich von 110 bis 150 GHz in relativ guter Näherung als frequenzunabhängig angesehen werden kann. Unter Umständen muß jedoch die Frequenzabhängigkeit der Tailenposition berücksichtigt werden.

¹ Dieser von Tuovinen (1992) angegebene Grenzwert gibt den kleinsten Tailenradius an, für den ein fundamentaler gaußscher Strahl noch hinreichend genau mit den konventionellen Strahlgleichungen (siehe Anhang A.4.3) beschrieben werden kann.

² θ_{w0} stellt die halbe -1 Np-Breite (halbe -8.686 dB-Breite) der Strahlungskeule dar (siehe auch Anhang A.4.3). θ_{w0} hängt über $w_0 = c_0/(\pi f \theta_{w0})$ mit w_0 zusammen. Die in der Antennentechnik übliche FWHM-Breite (volle Leistungshalbwertsbreite) ist durch $\theta_{FWHM} = 1.177 \cdot \theta_{w0}$ gegeben.

3 Experimentelle Bestimmung von Fensterspektren um 140 GHz

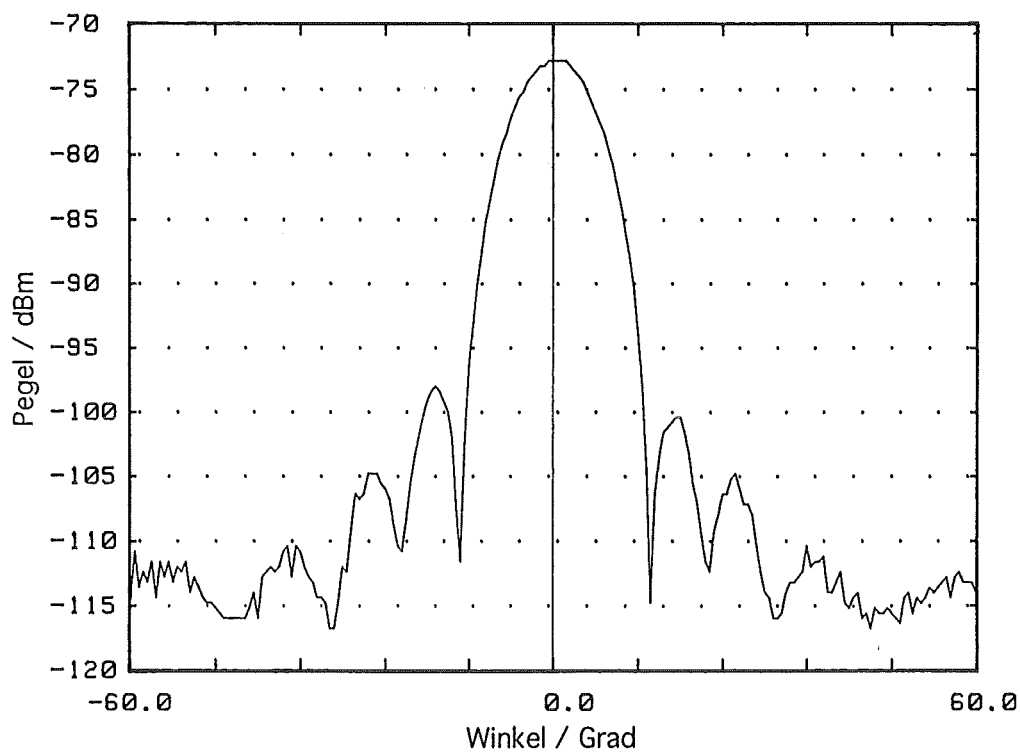


Abb. 3.14: Fernfeldstrahlungsdiagramm der E-Ebene einer Rillenhornantenne aus der quasi-optischen Fenstermeßstrecke (Abschnitt 3.7.5). Gemessen bei 140 GHz.

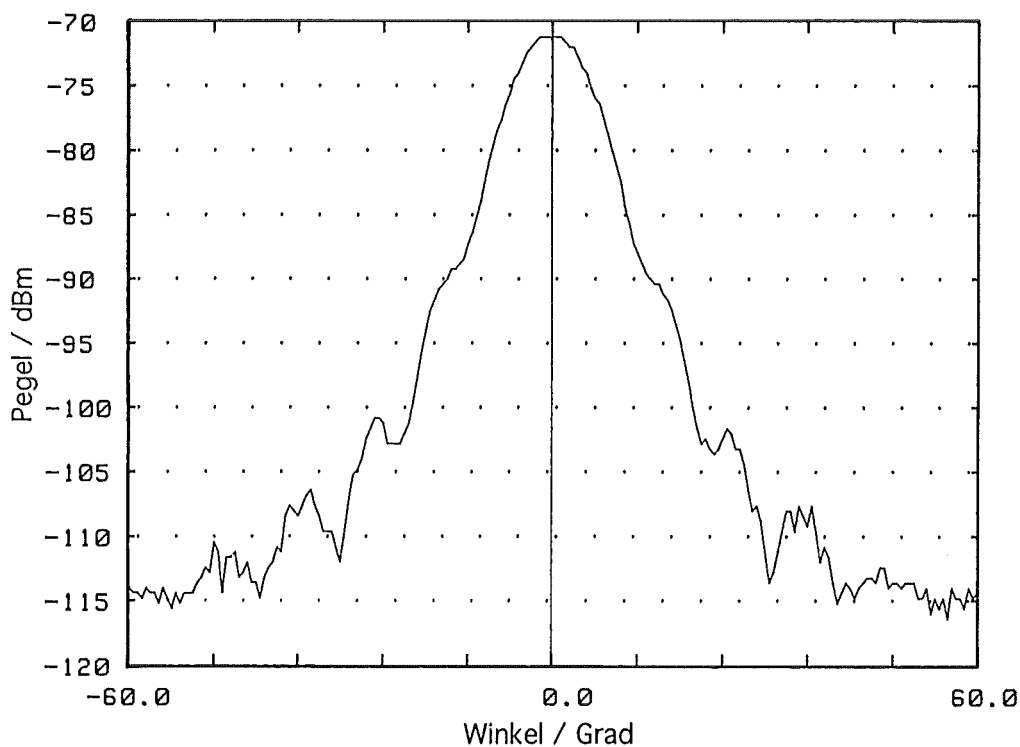


Abb. 3.15: Fernfeldstrahlungsdiagramm der H-Ebene einer Rillenhornantenne aus der quasi-optischen Fenstermeßstrecke (Abschnitt 3.7.5). Gemessen bei 140 GHz.

3 Experimentelle Bestimmung von Fensterspektren um 140 GHz

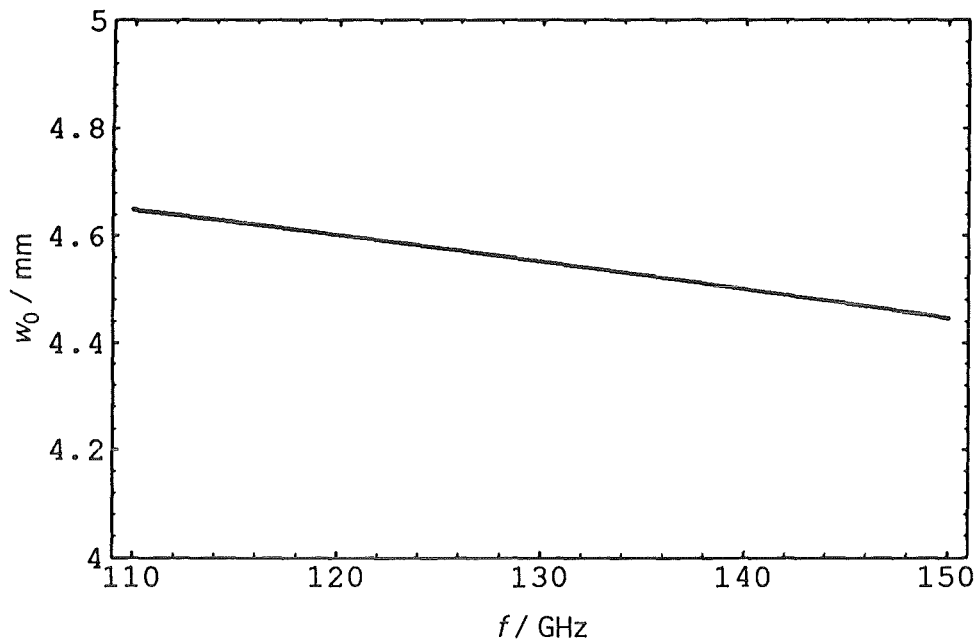


Abb. 3.16: Frequenzabhängigkeit des Tailenradius w_0 für die in der quasioptischen Meßstrecke verwendeten Rillenhornantennen.

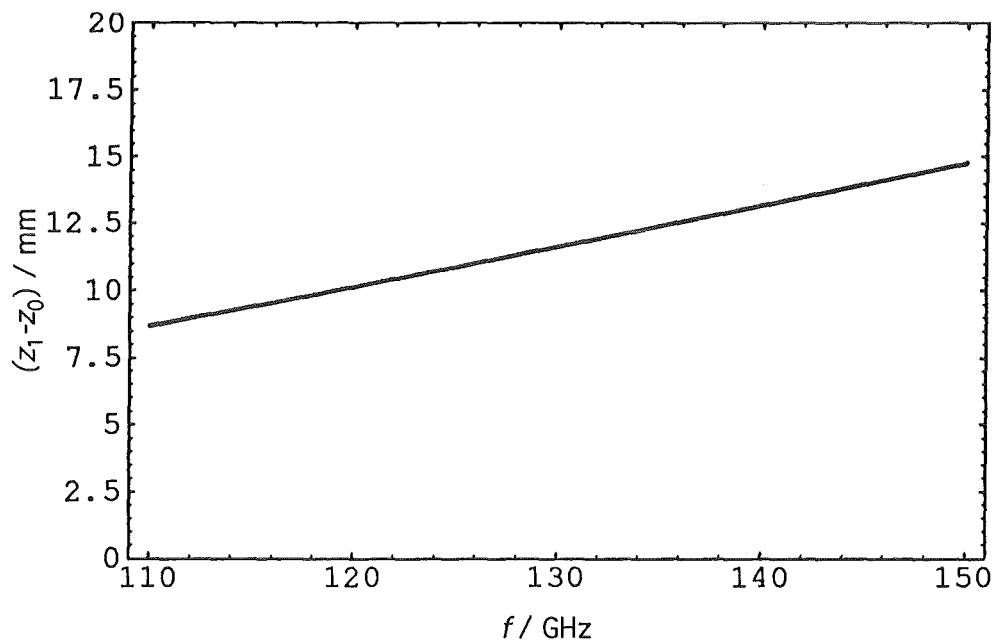


Abb. 3.17: Frequenzabhängigkeit der Tailenposition $z_1 - z_0$ für die in der quasioptischen Meßstrecke verwendeten Rillenhornantennen.

3.7.3 Strahlabbildung mit Linse und Spiegel

Gaußsche Strahlen lassen sich, ähnlich wie geometrisch optische Strahlen, durch fokussierende Elemente wie Linsen und Hohlspiegel abbilden. In Abb. 3.18 ist die Transformation der $TEM_{0,0}$ -Welle durch eine dünne dielektrische Linse¹ der Brennweite f' dargestellt. Ein Strahl (Tailenradius w_{01} , Abstand d_1 zwischen Taille und Linse) fällt von der linken Seite her auf die Linse ein und wird in einen Ausgangsstrahl (Tailenradius w_{02} , Abstand d_2 zwischen Taille und Linse) transformiert.

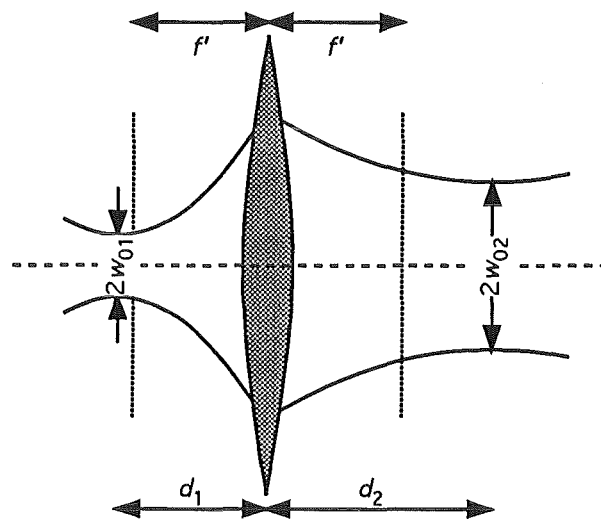


Abb. 3.18: Schematische Darstellung der Abbildung eines fundamentalen gaußschen Strahls mit Hilfe einer dünnen dielektrischen Linse. Die gepunkteten Linien stellen die Brennebenen der Linse dar.

Der Zusammenhang zwischen den Strahlparametern des Ein- und Ausgangsstrahls wird über die Gln. (3.20) und (3.21) hergestellt (siehe z.B. Goldsmith, 1982).²

¹ Von einer dünnen Linse (Dicke $\ll f'$) kann angenommen werden, daß sie ausschließlich den Phasenfrontradius, jedoch nicht den Strahlradius der einfallenden Welle beeinflusst.
² Geometrisch-optische Grenzen der Abbildungsgleichungen gaußscher Strahlen:
 - Für $\lambda_0 = c_0/f \rightarrow 0$ bei $w_{01} = const$ wird Gl. (3.20) zu $d_2 \rightarrow f'$ und Gl. (3.21) zu $w_{02} \rightarrow 0$. Dieser Fall entspricht der geometrisch-optischen Abbildung einer ebenen Welle in den Brennpunkt der Linse.
 - Für $\lambda_0 = c_0/f \rightarrow 0$ bei $\theta_{w01} = \lambda_0/(\pi w_{01}) = const$ wird Gl. (3.20) zur Abbildungsgleichung der geometrischen Optik für dünne Linsen: $1/f' = 1/d_1 + 1/d_2$.

$$\frac{d_2}{f'} = 1 + \frac{\frac{d_1}{f'} - 1}{\left(\frac{d_1}{f'} - 1\right)^2 + \left(\frac{\pi f w_{01}^2}{c_0 f'}\right)^2} \quad (3.20)$$

$$\left(\frac{w_{02}}{w_{01}}\right)^2 = \frac{1}{\left(\frac{d_1}{f'} - 1\right)^2 + \left(\frac{\pi f w_{01}^2}{c_0 f'}\right)^2} \quad (3.21)$$

Ordnet man die Strahltaile des einfallenden Strahles konfokal zur Linse an, d.h. die Taille kommt auf der Brennebene der Linse zu liegen ($d_1 = f'$), so reduzieren sich die Gln. (3.20) und (3.21) zu:

$$d_2 = f', \quad w_{02} = \frac{c_0 f'}{\pi f w_{01}} \quad (3.22)$$

Durch die einfache konfokale Anordnung gelingt es also, die Position der Strahltaile auf der Ausgangsseite frequenzunabhängig zu machen (Gl. (3.22a)). Der Tailenradius verändert sich allerdings nach wie vor mit der Frequenz, und zwar nach Gl. (3.22b) umgekehrt proportional zu dieser. Setzt man Gl. (3.22b) in Gl. (A.9) ein, so zeigt sich, daß auch der Halbwinkel des Fernfeldkegels nach einer einfachen konfokalen Abbildung frequenzunabhängig wird. Es ergibt sich $\theta_{w02} = w_{01}/f'$.

Verwendet man eine Anordnung nach Abb. 3.19 mit einem zweiten fokussierenden Element, das ebenfalls konfokal angeordnet ist ($d_3 = f''$), so erhält man für die Abbildungsgesetze die Gln. (3.23).

Die Gln. (3.23) zeigen, daß für die zweifach konfokale Anordnung sowohl die Position als auch der Radius der Strahltaile frequenzunabhängig werden. Ein solches Paar fokussierender Elemente, die durch die Summe ihrer Brennweiten voneinander separiert sind, bezeichnet man auch als gaußsches Strahlteleskop. Gelingt es, diese Anordnung mit einem Wellentypwandler zu speisen, der seinerseits frequenzunabhängige Strahlparameter erzeugt, so erhält man eine frequenzunabhängige Übertragungsstrecke.¹

¹ Dies gilt selbstverständlich nur für Frequenzen, die so hoch sind, daß der Strahl an keiner Stelle durch die endlichen Abmessungen der verwendeten Systemkomponenten (z.B. Linse oder Spiegel) zu stark beschnitten wird. Ein hinsichtlich Beschneidung relativ konservatives Kriterium für den freien Durchmesser ist: $D \geq 4w$. Die Gaußverteilung wird dadurch ungefähr beim -35 dB-Wert abgeschnitten, was ein vernachlässigbares (effektives) Anwachsen der Strahldivergenz durch Beugung zur Folge hat.

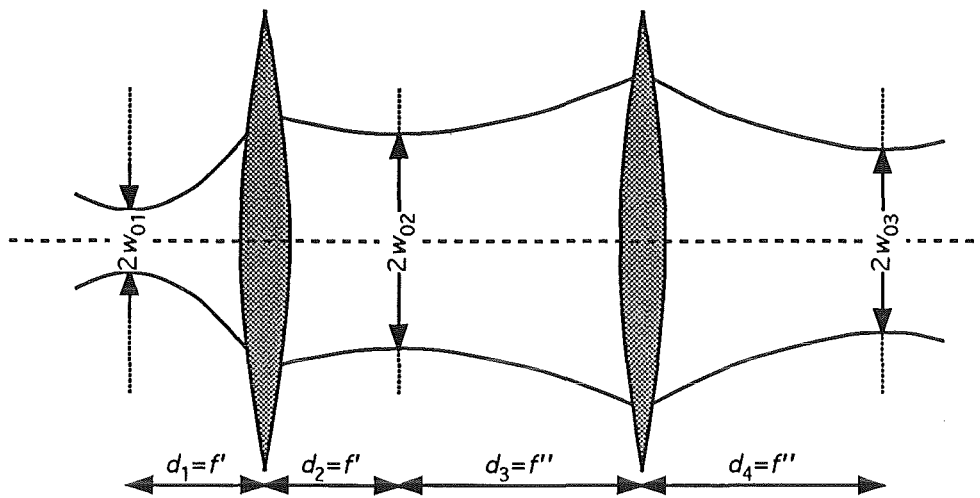


Abb. 3.19: Konfokale Anordnung zweier dünner Linsen zum gaußschen Strahlteleskop (frequenzunabhängige Übertragungsstrecke).

$$d_4 = f'', \quad w_{03} = \frac{f''}{f'} w_{01} \quad (3.23)$$

In der in Abschnitt 3.7.5 beschriebenen Fenstermeßstrecke wird das Prinzip des gaußschen Strahlteleskops zur Erzeugung eines Teststrahls eingesetzt, der sich am Ort des Meßobjekts unabhängig von der Frequenz durch eine annähernd ebene Phasenfront und einen festen Strahlradius auszeichnet.

Für eine Fenstermeßstrecke ist es vorteilhaft, metallische Ellipsoidspiegel anstelle von dielektrischen Linsen zu verwenden. Die reflektierenden Linsenoberflächen würden sonst nur den Kontrast des Störspektrums, das jedem gemessenen Spektrum ohnehin schon überlagert ist (siehe Abschnitt 3.5), noch weiter verstärken. Durch die Verwendung von Ellipsoidspiegeln wird dieses Problem zwar vermieden, aber man handelt sich sogenannte „off-axis“-Verzerrungen ein. Murphy (1987) beschreibt, welche Verzerrungen eine linear polarisierte stigmatische $TEM_{0,0}$ -Welle erfährt, wenn sie unter einem bestimmten Ablenkwinkel von einem Ellipsoidspiegel reflektiert wird. Die Verzerrungen betreffen das Amplitudenprofil (die zweidimensionale Gaußverteilung wird in eine Richtung „verbogen“) und die Polarisation (die reflektierte Welle ist nicht mehr rein linear polarisiert, sondern erhält schwach gekrümmte elektrische Feldlinien). Durch partielle Wandlung der Grundwelle in höhere Eigenwellen bzw. kreuzpolarisierte Wellen hat der reflektierte gegenüber dem einfallenden Strahl an Leistung verloren. Für einen Spiegel

der Brennweite f' , der unter dem Ablenkwinkel $2\theta_i$ von einem Strahl des Radius¹ w_M getroffen wird, läßt sich der Leistungsverlust ΔP_A infolge der Amplitudenverzerrung durch Gl. (3.24a) bzw. ΔP_P infolge der Polarisationsverzerrung durch Gl. (3.24b) ausdrücken (Murphy, 1987).

$$\Delta P_A = \frac{1}{8} \left(\frac{w_M}{f'} \right)^2 \tan^2 \theta_i, \quad \Delta P_P = 2\Delta P_A \quad (3.24)$$

Da für sämtliche Spiegel der Fenstermeßstrecke $w_M \ll f'$ bei $2\theta_i = 90^\circ$ gewählt wurde, können die „off-axis“-Effekte in dieser Anordnung vernachlässigt werden.

3.7.4 Quasioptisches Reflektometer

In Abschnitt 3.2 wurde für das Reflektometer-Dreitor der Fenstermeßstrecke gefordert, daß die Koppeldämpfung im Bereich von 0.5 dB bis 10 dB liegen sollte, um nicht zuviel an Meßumfang des Analysators einzubüßen. Die Richtdämpfung sollte mindestens 60 dB betragen, sofern Reflexionsspektren bis hinunter in die Interferenzminima aufgelöst werden sollen. Diese Eigenschaften sollten möglichst über den gesamten interessierenden Frequenzbereich erhalten bleiben. Zur Realisierung eines quasioptischen Reflektometers, das diesen hohen Anforderungen genügt, kommt ein quasioptisches Viertor-Hybrid in Frage, bei dem ein Tor mit einem möglichst reflexionsfreien Absorber abgeschlossen ist. Als geeignetes Viertor-Hybrid läßt sich ein Strahlteiler aus einer dielektrischen Folie oder einem Drahtgitter einsetzen. Eine Kombination aus einem in der Strahltaile angeordneten Strahlteiler und einem Absorber ist in Abb. 3.20 dargestellt. Hierbei hat man sich den Sender an Tor 1, das Meßobjekt an Tor 2 und den Empfänger an Tor 3 geschaltet vorzustellen.

Die Reflektometerkenngrößen wie Übertragungsfaktor und -dämpfung, Koppelfaktor und -dämpfung sowie Richtverhältnis und -dämpfung (Direktivität) wurden bereits in Abschnitt 3.5.3 definiert, und zwar für die in Abb. 3.20 verwendete Tornummerierung.

Für die realisierte Meßstrecke (Abschnitt 3.7.5) wurde, wegen des einfacheren Aufbaus, der Folienstrahlteiler dem Drahtgittertyp vorgezogen. Die polarisationsfilternden Eigenschaften des Drahtgitters wurden für die Fenstermeßstrecke nicht benötigt, da das verwendete Rillenhorn bereits einen linear polarisierten Strahl hinreichender Polarisationsreinheit erzeugt.

¹ Der Strahlradius w_M wird definiert als der Radius des einfallenden Strahls an derjenigen Stelle, an der die Strahlachse auf die Spiegeloberfläche trifft.

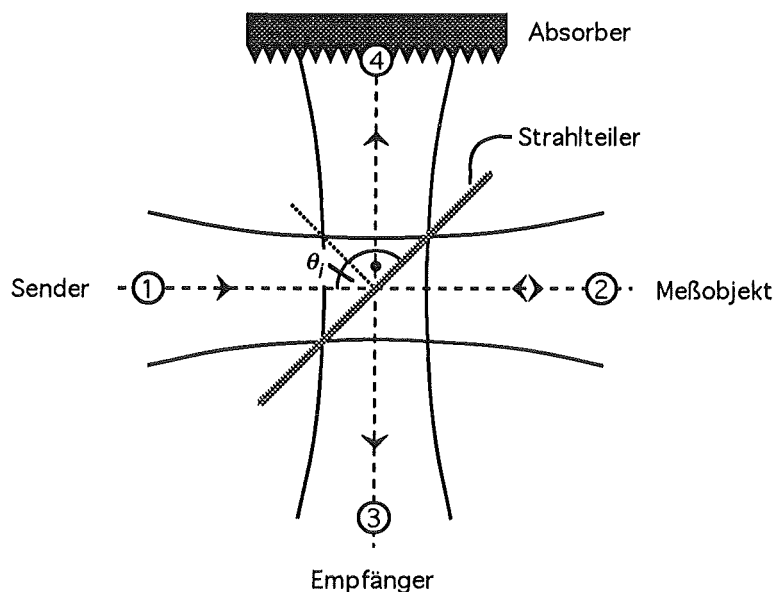


Abb. 3.20: Quasioptisches Reflektometer aus Strahlteiler und Absorber.

Der Koppelfaktor eines quasioptischen Reflektometers nach Abb. 3.20 wird von der Reflektivität des Strahlteilers bestimmt ($\kappa = R$). Wenn die Folie im Bereich der Strahltaile platziert ist¹ und der Tailenradius w_0 hinreichend groß gewählt wurde², läßt sich die linear polarisierte $TEM_{0,0}$ -Welle in guter Näherung durch eine linear polarisierte ebene Welle beschreiben. Die Reflektivität R einer verlustfreien dielektrischen Folie der Dicke d und der Permittivität ϵ_r' , auf die eine linear polarisierte ebene Welle unter dem Winkel θ_i einfällt, läßt sich durch

$$R = \frac{\frac{4R_0}{(1-R_0)^2} \sin^2 \left(\frac{2\pi f d}{c_0} \sqrt{\epsilon_r' - \sin^2 \theta_i} \right)}{1 + \frac{4R_0}{(1-R_0)^2} \sin^2 \left(\frac{2\pi f d}{c_0} \sqrt{\epsilon_r' - \sin^2 \theta_i} \right)} \quad (3.25)$$

angeben (z.B. nach Goldsmith, 1982). Die in Gl. (3.25) vorkommende Reflektivität R_0 der einzelnen Oberfläche ergibt sich aus Gl. (3.26) bzw. Gl. (3.27) für den Fall, daß die Welle senkrecht bzw. parallel zur Einfallsebene polarisiert ist.

¹ Im Bereich der Strahltaile ist die Phasenfront nach Gl. (A.10) annähernd eben.

² Für große Tailen w_0 erhält man kleine Halbwinkel θ_{w_0} des Fernfeldkegels, und das kontinuierliche Winkelspektrum der in ebene Wellen zerlegten gaußschen Grundwelle entartet näherungsweise zu einer Dirac-Funktion (siehe Anhang A.4.3).

$$R_{0\perp} = \left(\frac{\cos \theta_i - \sqrt{\varepsilon_r' - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_r' - \sin^2 \theta_i}} \right)^2 \quad (3.26)$$

$$R_{0\parallel} = \left(\frac{\varepsilon_r' \cos \theta_i - \sqrt{\varepsilon_r' - \sin^2 \theta_i}}{\varepsilon_r' \cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_r' - \sin^2 \theta_i}} \right)^2 \quad (3.27)^1$$

Für verschwindende Einfallswinkel ($\theta_i = 0$) gehen die Gln. (3.26) und (3.27) in die Gl. (2.4c) über.

Übliche als Folien erhältliche dielektrische Kunststoffmaterialien wie z.B. Mylar (Polyäthylenterephthalat) oder Teflon (Polytetrafluoräthylen) besitzen, verglichen mit Dielektrika für Hochleistungsfenster (Anhang A.2), eine niedrige Permittivität von unter 4. Um mit solchen Folien eine möglichst geringe Koppeldämpfung zu erzielen, muß ein relatives Maximum der Reflektivität (Gl. (3.25)) ausgenutzt werden. Dies wird erreicht, indem man die Folienstärke auf ein ungeradzahliges Vielfaches einer viertel Wellenlänge (im Dielektrikum und beim Einfallswinkel θ_i) abstimmt.² Um die Koppeldämpfung über eine möglichst große Bandbreite weitgehend konstant zu halten, muß die erste Viertelwellenresonanz auf eine Frequenz f_q nahe der Mitte des interessierenden Frequenzbereichs gelegt werden. Die Folienstärke d ist somit zu

$$d = \frac{c_0}{4f_q \sqrt{\varepsilon_r' - \sin^2 \theta_i}} \quad (3.28)$$

zu wählen. Für die Strahlteiler der Fenstermeßstrecke wurde ein Einfallswinkel $\theta_i = 45^\circ$ gewählt, um eine möglichst geschickte geometrische Gesamtanordnung zu erhalten. Für $\theta_i = 45^\circ$ und gleichzeitiger Viertelwellen-Abstimmung reduzieren sich die Gln. (3.25) und (3.26) bzw. die Gln. (3.25) und (3.27) zu

$$R_{\perp} = \frac{(1 - \varepsilon_r')^2}{\varepsilon_r'^2} \quad \text{bzw.} \quad R_{\parallel} = \frac{(1 - \varepsilon_r')^4}{(\varepsilon_r'^2 + 2\varepsilon_r' - 1)^2}. \quad (3.29)$$

¹ Aus Gl. (3.27) kann für das Dielektrikum der Brewster-Winkel $\theta_{Brew} = \arctan \sqrt{\varepsilon_r'}$ abgeleitet werden. θ_{Brew} ist derjenige Einfallswinkel, bei dem $R_{0\parallel}$ verschwindet. Mit $R_{0\parallel} = 0$ verschwindet nach Gl. (3.25) auch die gesamte Reflektivität R_{\parallel} der Folie, und zwar unabhängig von Frequenz und Dicke.

² Zur Viertelwellen-Abstimmung siehe auch den analogen Fall „antiresonanter“ Fensterscheiben in Abschnitt 2.3.2. Will man dagegen ein Reflektometer mit möglichst hoher Koppeldämpfung und zusätzlich hoher Bandbreite realisieren, so muß man die Folienstärke klein gegenüber der in Gl. (3.28) angegebenen Dicke wählen (entsprechend den elektrisch dünnen Fenstern in Abschnitt 2.3.3).

Mit Mylar bzw. Teflon¹ als Folienmaterial erhält man aus Gl. (3.29a) für eine senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Welle einen Koppelfaktor von ungefähr 0.49 bzw. 0.26 entsprechend einer Koppeldämpfung von 3.1 dB und 5.8 dB. Für die parallel zur Einfallsebene polarisierte Welle ergibt sich aus Gl. (3.29b) ein Koppelfaktor von ungefähr 0.11 bzw. 0.023 entsprechend einer Koppeldämpfung von 9.7 dB und 16.4 dB.

Für die Fenstermeßstrecke wurde ein Folienstrahlteiler aus Mylar ($d = 0.34$ mm, $\epsilon_r' = 3.35$, $\tan\delta = 0.01$) und einer aus Teflon ($d = 0.5$ mm, $\epsilon_r' = 2.05$, $\tan\delta = 0.003$) angefertigt (Maßler, 1993). In Abb. 3.21 sind für die beiden aufgebauten Reflektometer die nach Gl. (3.25) berechneten Frequenzgänge der Koppeldämpfung für beide Polarisierungen dargestellt.

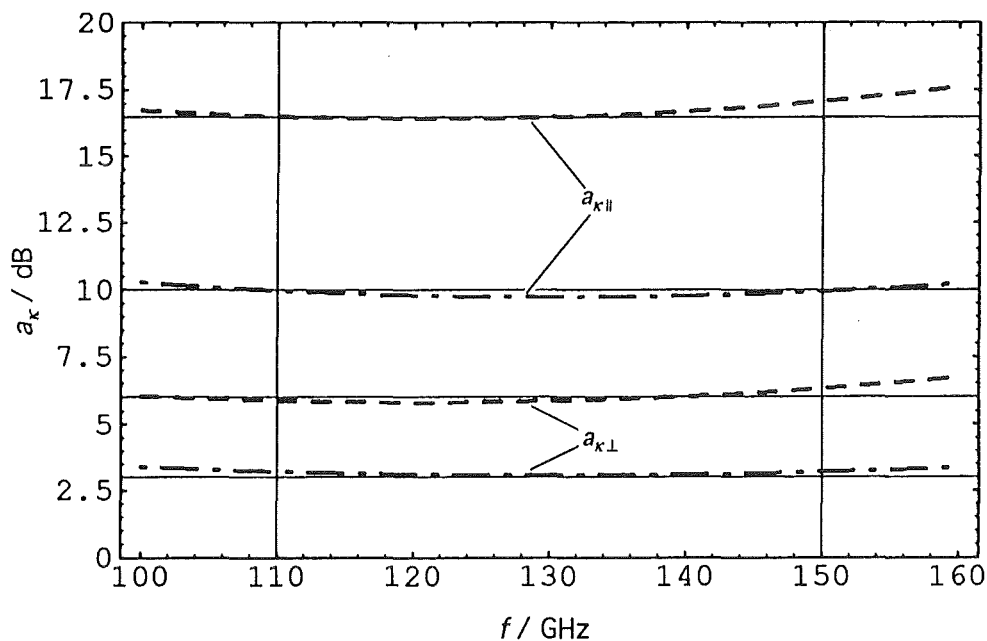


Abb. 3.21: Koppeldämpfung a_k für die beiden quasioptischen Reflektometer als Funktion der Frequenz für einen festen Einfallswinkel $\theta_i = 45^\circ$: Mylar (strichpunktiert), Teflon (gestrichelt).

Die Resonanzfrequenzen f_q nach Gl. (3.28) (130.6 GHz für die Mylarfolie und 120.4 GHz für die Teflonfolie) liegen hinreichend gut in der Mitte des interessierenden Frequenzbereichs von 110-150 GHz (siehe Abb. 3.21). Durch die Wahl der ersten Viertelwellenresonanz ist die Frequenzabhängigkeit der Koppeldämpfung vernachlässigbar. Für eine senkrecht zur Einfallse-

¹ Nach Sobel *et al.* (1961) besitzen diese Materialien bei 140 GHz und Zimmertemperatur die dielektrischen Eigenschaften: $\epsilon_r' = 3.35$, $\tan\delta \approx 0.01$ für Mylar (Polyäthylenterephthalat) und $\epsilon_r' = 2.05$, $\tan\delta \approx 0.003$ für Teflon (Polytetrafluoräthylen).

ebene polarisierte Welle erhält man mit der Mylarfolie ein nahezu ideales Reflektometer mit symmetrischer Leistungsaufteilung. Diese Kombination wurde deshalb auch in der Fenstermeßstrecke meistens benutzt.

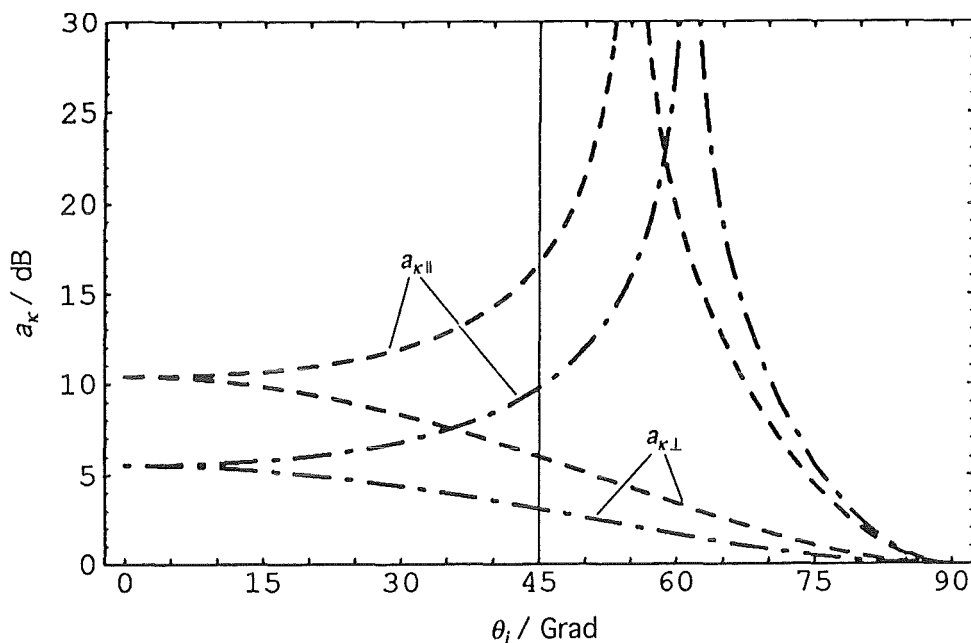


Abb. 3.22: Koppeldämpfung a_k für die beiden quasioptischen Reflektometer als Funktion des Einfallswinkels θ_i für eine feste Frequenz $f = 140$ GHz: Mylar (strichpunktiert), Teflon (gestrichelt).

Abb. 3.22 stellt die Winkelabhängigkeit der Koppeldämpfung für beide Reflektometer und beide Polarisierungen nach Gl. (3.25) dar. Es läßt sich ablesen, daß man, sofern der Strahlteiler unter seinem Brewster-Winkel¹ angeordnet wird, ein polarisationsselektives Reflektometer erhält, bei dem nur an den senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Strahl gekoppelt wird. Aus geometrischen Gründen ließ sich diese Eigenschaft bei der Fenstermeßstrecke jedoch nicht verwenden.

Die zweite Reflektometerkenngröße, das Richtverhältnis, wird beim Folienstrahlteiler zum einen durch den endlichen Reflexionsfaktor des Absorbers und zum anderen durch Streuung des Strahls an Oberflächenrauigkeiten der Folie bestimmt. Anschaulich lassen sich diese beiden Einflüsse anhand von Abb. 3.20 aufzeigen. Ein Teil der vom Sender kommenden Strahlleistung gelangt über einen der beiden Störpfade (Tor 1 - Tor 4 - Absorber - Tor 4 - Tor 3 und Tor 1 - Streuzentren auf der Folie - Tor 3) auf den Empfänger. Dort interferiert

¹ $\theta_{Brew} = 61.3^\circ$ für Mylar und $\theta_{Brew} = 55.1^\circ$ für Teflon.

dieses Störsignal mit dem Meßsignal, das über den Meßpfad (Tor 1 - Tor 2 - Meßobjekt - Tor 2 - Tor 3) läuft. Die durch die Überlagerung verursachte Verfälschung des Meßsignals ist nur so lange vernachlässigbar, wie der Reflexionsfaktor r_a des Absorbers klein gegenüber dem Reflexionsfaktor r des Meßobjekts ist. Sind die Reflexionsfaktoren r_a und r gleich groß und sind die Streueffekte vernachlässigbar, so haben auch die beiden interferierenden Teilsignale die gleiche Amplitude, da in diesem Fall die Dämpfungen des Störpfads und des Meßpfads übereinstimmen.

Die Meßstrecke soll es ermöglichen, Fensterreflektivitäten bis hinunter zu -50 dB mit einer akzeptablen Meßunsicherheit auflösen zu können. Aus Abb. 3.10 (Abschnitt 3.5.3) läßt sich entnehmen, daß die Summe aus Richt- und Übertragungsdämpfung in diesem Fall mindestens 60 dB betragen muß, um den durch Signalüberlagerung verursachten größtmöglichen Meßfehler auf ungefähr ± 3 dB zu begrenzen. Um solch ein hohes Richtverhältnis zu erzielen, muß zunächst der Störpfad über die Streuzentren unterbrochen werden, indem man eine glatte saubere und homogene Folie verwendet. Als zweite Maßnahme muß der Reflexionsfaktor des Absorbers breitbandig auf Werte unter ungefähr -60 dB reduziert werden. Dies wurde von Maßler (1993) durch die Verwendung einer Schaumstoff-Absorbermatte mit Noppenoberfläche (Typ: Microsorb N 60 des Herstellers KVT in Hannover) unter Vorschaltung eines quasi-optischen Dämpfungsglieds erreicht. Die Gesamtanordnung des aufgebauten Absorbers ist in Abb. 3.23 dargestellt.

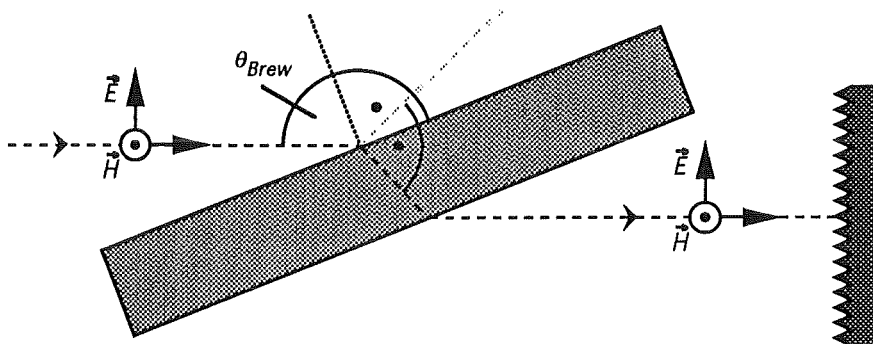


Abb. 3.23: Schema des aufgebauten breitbandig reflexionsarmen (≤ -60 dB) Absorbers als Kombination aus einer Schaumstoff-Absorbermatte mit Noppenoberfläche und einer vorgeschalteten verlustbehafteten Brewster-Platte.

Ohne das Dämpfungsglied weist die Absorbermatte einen Reflexionsfaktor von ungefähr -40 dB auf. Das quasioptische Dämpfungsglied besteht aus einer glatten, planparallelen Platte

aus Macor¹, einer mäßig verlustbehafteten Glaskeramik (Hersteller: Corning Glass Works in New York). Die Platte ($d = 15 \text{ mm}$) wurde unter dem Brewster-Winkel $\theta_{Brew} \approx 67.3^\circ$ in den linear polarisierten Strahl eingebracht, wodurch sich ein weitgehend eigenreflexionsfreies Dämpfungsglied ergibt.

3.7.5 Praktischer Aufbau der quasioptischen Meßstrecke

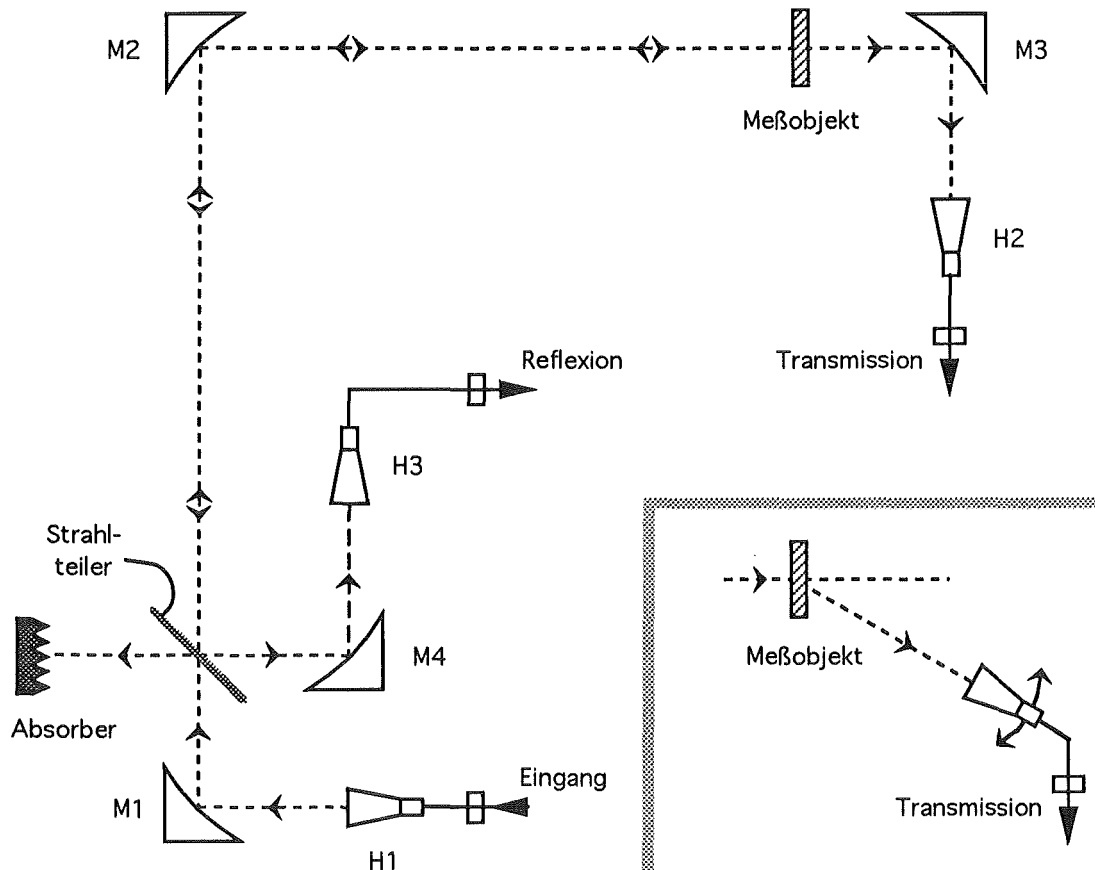


Abb. 3.24: Schema der quasioptischen Meßstrecke zur Reflexions- und Transmissionsmessung an quasioptischen Fenstern. Als Testwelle wird die gaußsche Grundwelle ($TEM_{0,0}$) im Frequenzbereich von 110 bis 150 GHz verwendet. Rechts unten ist eine Erweiterung zur Vermessung der Winkelabhängigkeit der Transmissivität angedeutet.

¹ Laut Afsar und Button (1984) besitzt Macor bei 140 GHz die dielektrischen Eigenschaften: $\epsilon_r' \approx 5.7$; $\tan \delta \approx 0.017$.

Die gesamte Fenstermeßstrecke wurde entsprechend dem Blockschaltbild Abb. 3.24 aufgebaut. Die Anordnung stellt eine Kombination der Prinzipschaltbilder Abb. 3.1a und 3.1b dar. Sie ermöglicht sowohl Transmissions- als auch Reflexionsmessungen an Fenstern.

Bei der Realisierung dieser Meßstrecke wurden sämtliche in den letzten Abschnitten vorgestellten Methoden zur Erzielung einer hohen Bandbreite miteinander kombiniert:

- Als Wellentypwandler (H1 bis H3) wurden die am Ende von Abschnitt 3.7.2 beschriebenen Rillenhörner mit ihren weitgehend frequenzunabhängigen Strahlparametern eingesetzt.
- Für die fokussierenden Elemente wurden vier metallische Ellipsoidspiegel (M1 bis M4) verwendet. Die Spiegel sowie alle anderen Teilkomponenten wurden konfokal zueinander angeordnet (siehe Abschnitt 3.7.3).
- Als quasioptisches Reflektometer kam eine Kombination eines Folienstrahlteilers aus Mylar oder Teflon (siehe Abschnitt 3.7.4) mit dem Absorber nach Abb. 3.23 zum Einsatz.

Abb. 3.25 zeigt entfaltete Blockschaltbilder der Anordnung aus Abb. 3.24. Die fokussierenden Spiegel wurden hierbei durch dünne dielektrische Linsen ersetzt. In Abb. 3.25a ist die zur Transmissionsmessung, in Abb. 3.25b die zur Reflexionsmessung verwendete Konfiguration dargestellt.

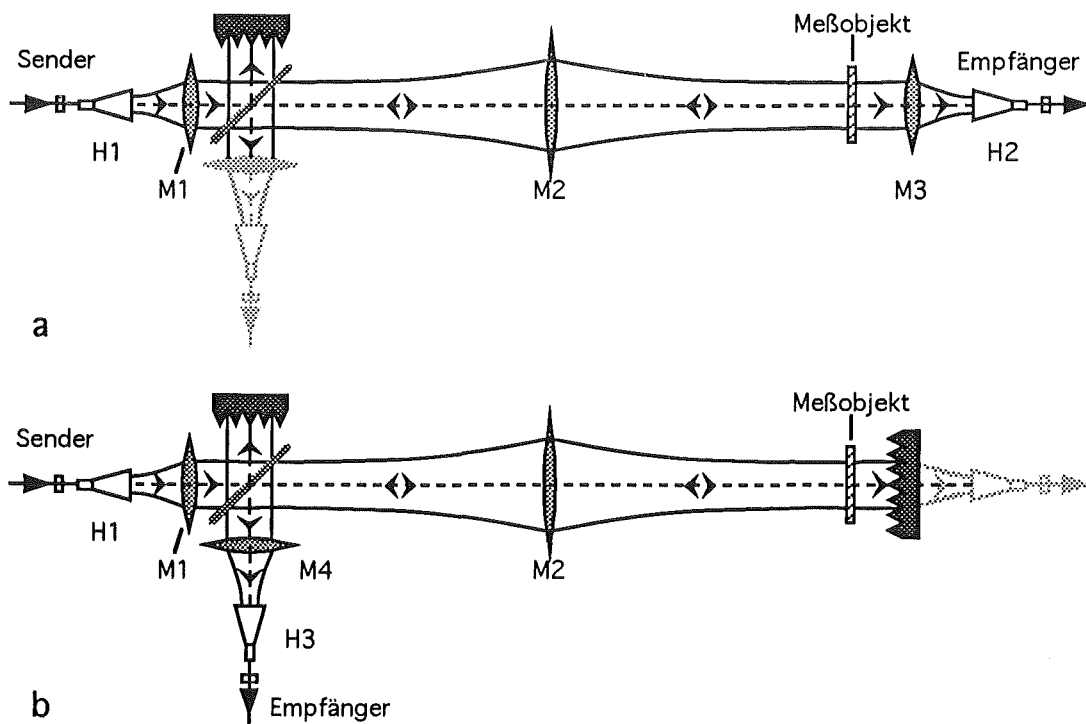


Abb. 3.25: Entfaltetes Schema der quasioptischen Meßstrecke aus Abb. 3.24. Die fokussierenden Spiegel sind durch dünne Linsen repräsentiert.

a) Transmissionsmessung, b) Reflexionsmessung.

Der Signalfluß durch die Meßstrecke läßt sich anhand der Abbn. 3.24 und 3.25 nachvollziehen:

Die vom Sendetor des Netzwerkanalysators gelieferte $TE_{1,0}$ -Welle wird im Rillenhorn H1 in eine linear polarisierte stigmatische $TEM_{0,0}$ -Welle umgewandelt. Dieser Strahl wird über den Spiegel M1, durch den in einer ersten Taille angeordneten Teiler und über den Spiegel M2 auf eine zweite Taille abgebildet, in der das Meßobjekt angeordnet ist.

Für Transmissionsmessungen (Abb. 3.25a) wird der das Meßobjekt transmittierende Strahl über den Spiegel M3 in das Rillenhorn H2 fokussiert. Von dort wird das Signal über einen einwelligen Rechteckhohlleiter dem Empfangstor des Netzwerkanalysators zugeführt. Durch die in Abb. 3.24 rechts unten dargestellte Erweiterung um eine motorisch schwenkbare Hornantenne läßt sich die Winkelabhängigkeit der Transmissivität bestimmen. Diese Möglichkeit wird zur experimentellen Untersuchung von Fenstertypen mit strukturierten Oberflächen benötigt.¹

Für Reflexionsmessungen wird der transmittierte Strahl entsprechend Abb. 3.25b hinter dem Meßobjekt in einem zweiten reflexionsarmen Absorber des Typs aus Abb. 3.23 vernichtet. Der vom Meßobjekt reflektierte Strahl gelangt entlang des Pfades aus M2, Strahlteiler und M4 auf das Rillenhorn H3 und wird von hier an das Empfangstor geleitet. Man erhält somit ein Signal, das der Welle proportional ist, die am reflexionsfrei abgeschlossenen Meßobjekt reflektiert wird.

Folgende Kriterien wurden bei der Auslegung der Meßstrecke berücksichtigt:

Mit dem Strahlteiler und dem Meßobjekt gibt es zwei kritische Komponenten in der Meßstrecke, an denen die Phasenfront der Testwelle in guter Näherung eben sein sollte, und zwar über den gesamten interessierenden Frequenzbereich hinweg. Zusätzlich sollte am Ort des Meßobjekts der Strahlradius der Testwelle frequenzunabhängig sein. Verwirklicht wurde dies dadurch, daß der Strahlteiler in die erste und das Meßobjekt in die zweite Strahltaile eines gaußschen Strahlteleskops aus den Spiegeln M1 und M2 gelegt wurde (siehe Abschnitt 3.7.3). Auch alle weiteren Komponenten der Meßstrecke wurden konfokal zueinander angeordnet, d.h. sämtliche Strahltaillen liegen in den Brennebenen der Spiegel. Nach der dreimaligen konfokalen Abbildung bis zum Horn H2 wird diesem Horn zumindest eine frequenzunabhängig ebene Phasenfront angeboten.² Für das Horn H3 ist nach viermaliger konfokaler Abbildung ein

¹ Solche Oberflächenstrukturen finden z.B. bei den Breitbandfenstern (Abschnitte 5.4.3 und 5.4.4) Verwendung. Bei diesen Fenstern gilt es zu überprüfen, ob sie bereits Beugung in höhere Gitterordnungen verursachen.

² Am Horn H2 variiert allerdings der Tailenradius mit der Frequenz. Für 140 GHz ist er dem des Horns angepaßt. Die hierdurch verursachte frequenzabhängige Fehlanpassung spielt jedoch keine Rolle, da sie durch den Kalibriervorgang bei der Messung ausgeglichen wird (siehe Abschnitt 3.5).

doppeltes gaußsches Strahlteleskop durchlaufen. Bei H3 liegt somit wieder eine von der Frequenz unabhängige, ebene Phasenfront und ein konstanter Strahlradius vor.

Die Radien der verschiedenen Strahltaillen ergaben sich aus folgenden Überlegungen:

Für die Rillenhörner wurde nach der in Abschnitt 3.5.2 beschriebenen Methode zur Erzielung weitgehend frequenzunabhängiger Strahlparameter der Taillenradius zu $w_{01}(140 \text{ GHz}) = 4.5 \text{ mm}$ festgelegt.

Für die Taillen im Strahlteiler und im Meßobjekt mußte ein Kompromiß gefunden werden. Einerseits mußte ein möglichst kleiner Radius gewählt werden, um die Strahlbeschneidung durch das kleinste vorgesehene Meßobjekt ($D_{min} = 70 \text{ mm}$) hinreichend klein zu halten. Andererseits hat die Wahl einer großen Strahltaille, bei der die Phasenfront über eine relativ große Länge hinweg annähernd eben ist („lange“ Strahltaille), eine Reihe von Vorteilen. Der unter 45° in den Strahl eingebrachte Strahlteiler kann trotz seiner relativ großen axialen Ausdehnung in einer näherungsweise ebenen Phasenfront stehen. Für das Meßobjekt ergibt sich eine geringe Empfindlichkeit gegenüber einer fehlerhaften axialen Positionierung und auch gegenüber einer verbleibenden Frequenzabhängigkeit der Taillenposition. Außerdem besitzt der Fernfeldkegel der Testwelle bei einer langen Taille einen geringen Halbwinkel θ_{w0} und kann damit in guter Näherung durch eine einzige ebene Welle beschrieben werden (siehe Anhang A.4.3). Als geeigneter Kompromiß wurde ein Taillenradius von $w_{02}(140 \text{ GHz}) = w_{03}(f) = 22.4 \text{ mm}$ gewählt.¹

Nimmt man an, daß der vom Horn H1 gelieferte Taillenradius $w_{01} = 4.5 \text{ mm}$ frequenzunabhängig ist,² so ergibt sich mit Gl. (A.9) ein frequenzunabhängiger Winkel $\theta_{w02}(f) = 1.74^\circ$ im Strahlteiler. Im Meßobjekt variiert der Winkel zwischen $\theta_{w03}(110 \text{ GHz}) = 2.22^\circ$ und $\theta_{w03}(150 \text{ GHz}) = 1.63^\circ$. Allerdings ist θ_{w03} im gesamten Frequenzbereich so klein, daß der Teststrahl durch eine ebene Welle beschrieben werden kann.

Die Parameter der fokussierenden Spiegel wurden folgendermaßen festgelegt:

Für die Spiegel M1, M3 und M4, von denen jeder eine Transformation zwischen den Taillenradien 4.5 mm und 22.4 mm durchführen muß, folgt aus Gl. (3.22b) bei der Entwurfssfrequenz von 140 GHz eine Brennweite von 148 mm. Entsprechend erhält man für den Spiegel M2 mit seinen identischen Ein- und Ausgangstaillenradien von 22.4 mm eine Brennweite von 736 mm. Als Ablenkwinkel für die Spiegel bot sich der rechte Winkel an, da hiermit eine besonders geschickte geometrische Gesamtanordnung der Strecke erzielt werden konnte.

¹ Der Taillenradius wurde zu $0.32 \cdot D_{min}$ gewählt, damit sich der gaußsche Strahl verlustarm an eine $HE_{1,1}$ -Welle eines gerillten Kreishohlleiters mit 70 mm Innendurchmesser ankoppeln läßt.

² Diese Annahme ist gerechtfertigt, wie man Abb. 3.16 entnehmen kann.

Sämtliche Spiegel wurden so groß gewählt, daß die Bedingung $D \geq 4w$ eingehalten wurde, d.h. es findet keine nennenswerte Strahlbescheidung statt.

Für die Meßobjekte wurden Wechselrahmen aus verlustbehaftetem Kunststoff (graues PVC) angefertigt. Alle Komponenten wurden auf einer optischen Bank angeordnet, dazu wurden die Spiegel und der Träger für die Wechselrahmen mit Dreipunkthalterungen ausgestattet. Der Strahlteiler wurde in einem schwenkbaren Spannrahmen gehalten. Das Zentrum der Spiegel wurde poliert, um eine optische Vorjustage mittels Laser zu ermöglichen. Zu diesem Zweck wurde ein Laserstrahl durch den D-Band Rechteckhohlleiter des Horns H1 eingefädelt und die Spiegel sukzessive justiert, bis sie mittig vom Strahl getroffen wurden. Zur anschließenden Feinjustage wurde der Netzwerkanalysator mit der Meßstrecke verbunden und diese dann ohne Meßobjekt bei einer festen Frequenz von 130 GHz auf maximales Empfangssignal hinter dem Horn H2 abgeglichen. Um die Meßobjekthalterung senkrecht in den Strahlengang zu bringen und um den Winkel des Strahlteilers optimal einzustellen, wurde ein ebener Metallspiegel an Stelle des Meßobjekts eingesetzt. Mit Hilfe des festfrequent betriebenen Netzwerkanalysators wurde nun auf maximales Reflexionssignal hinter Horn H3 abgeglichen.

3.7.6 Meß- und Kalibriervorgang

Zur Durchführung der Fenstermessung muß, genau wie bei der Hohlleitermeßstrecke (Abschnitt 3.6.4), außer der Messung am Meßobjekt, noch eine Kalibriermessung vorgenommen werden. Für Reflexionsmessungen wird als Kalibriernormal ein ebener Metallspiegel vom Durchmesser des Meßobjekts an Stelle des Fensters eingesetzt. Für Transmissionsmessungen wird statt des Meßobjekts nur ein leerer Wechselrahmen verwendet. Das Kalibriernormal wird dann als Funktion der Frequenz vermessen, und die empfangene Leistung wird abgespeichert. Im zweiten Schritt wird das Normal durch das Fenster ersetzt und vermessen. Durch Bildung der Pegeldifferenz aus Fenster- und Kalibriermessung erhält man auch hier das vom Störpektrum überlagerte Fensterspektrum (siehe Abschnitt 3.5).

Zur Demonstration der Güte des kompletten Fenstermeßplatzes im Hinblick auf Reflexionsmessungen ist in Abb. 3.26 die kleinste meßbare Reflektivität R_{grenz} über dem Meßfrequenzbereich dargestellt. Die Kurve wurde bestimmt, indem eine Messung an einem möglichst reflexionsarmen Absorber (Aufbau entsprechend Abb. 3.23) auf eine Messung am Kalibrierspiegel bezogen wurde. Es lassen sich also im gesamten Meßbereich Reflektivitäten bis unter -50 dB nachweisen, womit die in Abschnitt 3.2 abgeleiteten Anforderungen an den Meßplatz bereits erfüllt werden. Im Frequenzbereich von 121 bis 145 GHz wird sogar eine Auflösungsgrenze

von 60 dB erreicht. Der unruhige Frequenzgang von R_{grenz} ist einerseits auf verbleibende Reflexionen im System und andererseits auf die verwendeten Mischer zurückzuführen.

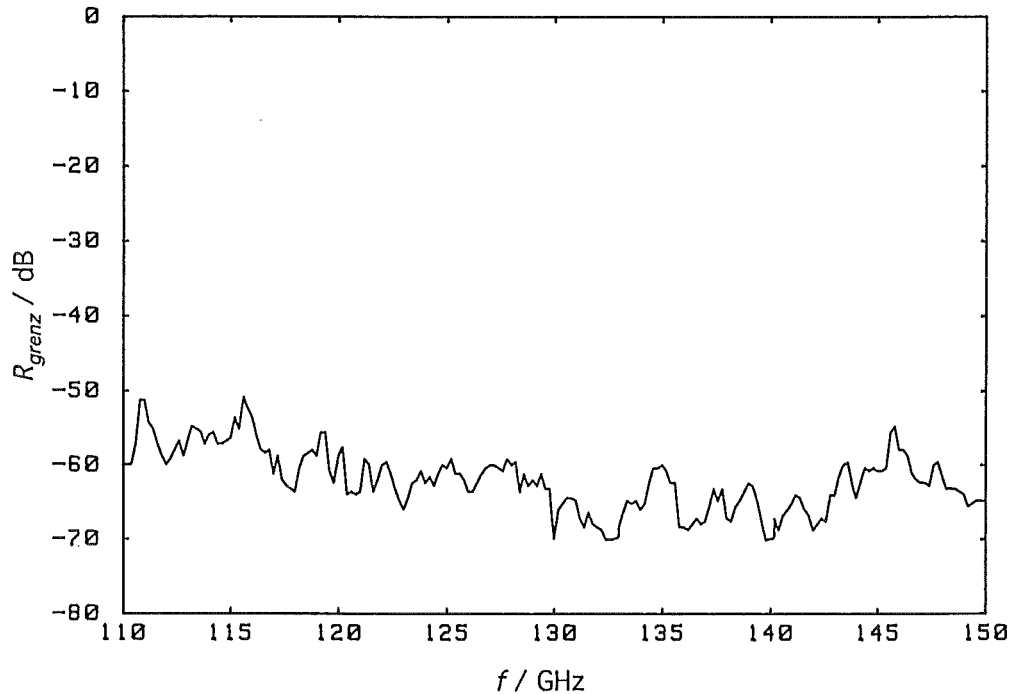


Abb. 3.26: Minimal nachweisbare Reflektivität R_{grenz} des Niederleistungsmeßplatzes, bestehend aus dem skalaren Netzwerkanalysator (Abschnitt 3.3) und der quasi-optischen Meßstrecke nach Abb. 3.24.

3.8 Beispiele aus der Meßpraxis

3.8.1 Transmissionsmessung mit einer Hohlleitermeßstrecke

In Abb. 3.27 ist das Ergebnis einer typischen Transmissionsmessung dargestellt (Nickel und Geist, 1989). Bei dem Meßobjekt handelte es sich um einen Probeaufbau eines abstimmbaren Doppelscheibenfensters aus Saphir, das für ein am KfK entwickeltes 140 GHz $\text{TE}_{0,3}$ -Gyromonotron vorgesehen war. Die Messung wurde mit einem Niederleistungsmeßplatz in Verbindung mit einer Hohlleitermeßstrecke (ähnlich der aus Abb. 3.12) durchgeführt. Als Testwelle kam die $\text{TE}_{0,1}$ -Welle in einem Kreishohlleiter mit 70 mm Durchmesser zum Einsatz. Die Parameter für das Fenster lauten:

1. Scheibe aus Saphir:	$d = 1.687 \text{ mm},$	$\epsilon_r' = 9.39,$	$\tan\delta \approx 2 \cdot 10^{-4}$
Kühlspalt (luftgefüllt) ¹ :	$d = 3.95 \text{ mm},$	$\epsilon_r' = 1,$	$\tan\delta \approx 0$
2. Scheibe aus Saphir:	$d = 1.718 \text{ mm},$	$\epsilon_r' = 9.39,$	$\tan\delta \approx 2 \cdot 10^{-4}$

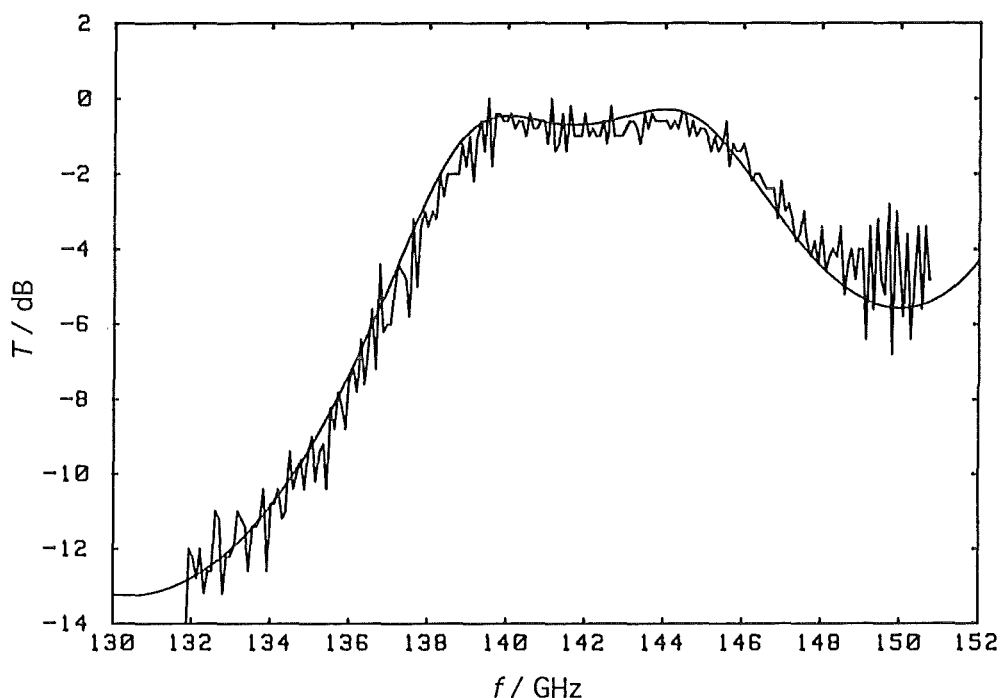


Abb. 3.27: Transmissionsspektrum eines Doppelscheibenfensters (Nickel und Geist, 1989).

Die glatte Kurve in Abb. 3.27 wurde mit Hilfe der Gleichungen aus den Abschnitten 2.2.1 und 2.4.1 berechnet. Das Störspektrum, das der Messung als systematischer Fehler überlagert ist, ist hier relativ stark ausgeprägt. Durch die geringe Anzahl der Meßpunkte (201) ist die Linienstruktur des Störspektrums unterabgetastet, weshalb die feinen Linien nur angeschnitten erscheinen.

3.8.2 Reflexionsmessung mit der quasioptischen Meßstrecke

Abb. 3.28 zeigt das Ergebnis einer typischen Reflexionsmessung an einem Fenster, das für eine Plasmadiagnostik am europäischen Fusionsexperiment JET (Joint European Torus) eingesetzt worden war. Das Fenster bestand aus einer einzelnen Quarzglasscheibe mit einem Durchmesser von ungefähr 86 mm und einer mittleren Dicke $d = 10.1026 \text{ mm}$. Die Messung wurde mit dem in Abb. 3.2 vorgestellten skalaren Netzwerkanalysator in Verbindung mit der

¹ Für den Gyrotronbetrieb wurde der Kühlspalt entweder mit der verlustarmen dielektrischen Kühlflüssigkeit FC 75 (siehe Anhang A.3) oder mit Stickstoffgas durchströmt.

quasioptischen Meßstrecke aus Abb. 3.24 durchgeführt. Als Testwelle wurde die gaußsche Grundwelle ($TEM_{0,0}$) verwendet.

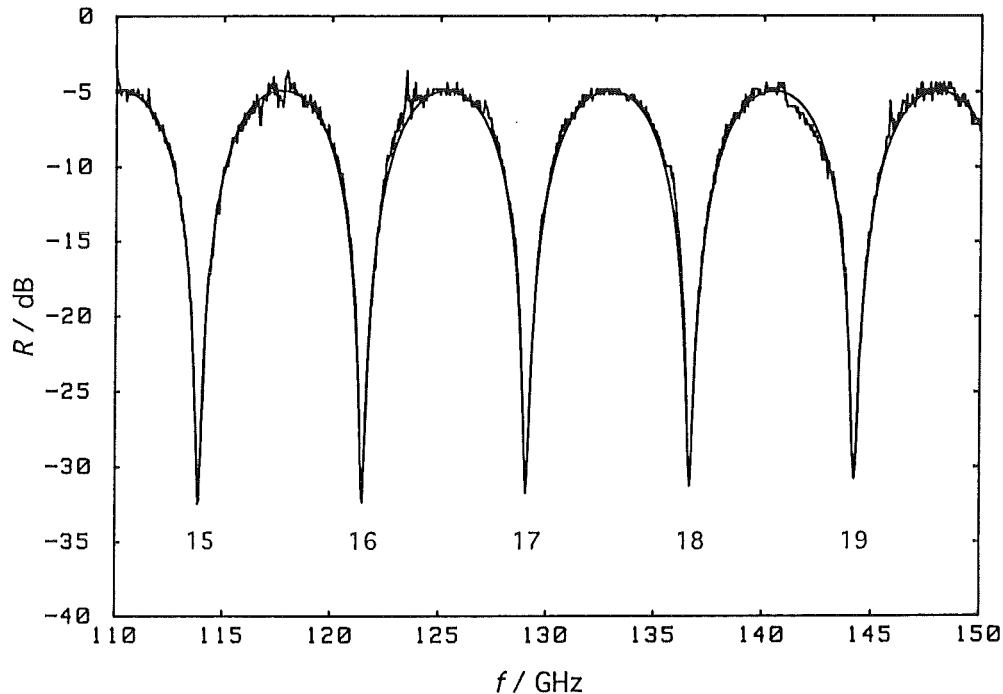


Abb. 3.28: Reflexionsspektrum eines Fensters von einer Millimeterwellen-Plasmadiagnostik des Fusionsexperiments JET.

Infolge der relativ großen Fensterdicke weist das Reflexionsspektrum im untersuchten Frequenzbereich mehrere Resonanzen auf. Sie lassen sich der 15ten bis 19ten Halbwellenresonanz zuordnen. Die glatte Kurve in Abb. 3.28 wurde mit Hilfe von Gl. (2.8a) berechnet, wobei die Parameter $d = 10.1026$ mm, $\epsilon_r' = 3.82$ und $\tan\delta = 14 \cdot 10^{-4}$ zugrundegelegt wurden. Durch den hohen Kontrast des Reflexionsspektrums (27 dB bis 25 dB) besitzt das dieser Messung überlagerte Störspektrum nur eine untergeordnete Bedeutung.

Weitere Beispiele für Messungen mit dem vorgestellten Meßplatz finden sich in Kapitel 5.

4 Auswirkung von Fensterreflexionen auf den Gyrotronbetrieb

4.1 Einführung

In vielen Langpulseexperimenten mit Gyrotrons¹ wurde beobachtet, daß sich die Schwingfrequenz während des Betriebs ändert (z.B. Rebuffi, 1986; Muggli *et al.*, 1990; Borie *et al.*, 1992). Dabei lassen sich während eines Pulses sowohl langsame, relativ schwache Frequenzänderungen der Größenordnung 50 bis 200 MHz pro Sekunde feststellen, als auch eine Serie diskreter Frequenzsprünge mit festen Sprunghöhen im Bereich von 50 bis 100 MHz beobachten. Bei der langsamen Frequenzänderung handelt es sich um eine Drifterscheinung, die sich auf die Aufheizung des Resonators und somit auf eine zeitliche Änderung seiner Eigenfrequenzen zurückführen läßt. Die Frequenzsprünge werden durch den sogenannten „long-line“-Effekt verursacht. Hierbei werden Mikrowellen an einer nicht ideal angepaßten Beschaltung, z.B. dem Röhrenausgangsfenster oder der Last, reflektiert und laufen über die elektrisch lange Ausgangsleitung zum Resonator zurück. Da sich diese Ausgangsleitung während des Pulses aufheizt, verlängert sich infolge der Längenausdehnung der Abstand zwischen Fenster und Resonator stetig. Die sich zeitlich langsam ändernde Phasenlage der reflektierten Wellen bewirkt unter bestimmten Bedingungen diskrete Sprünge in der Schwingfrequenz. Bei Gyrotrons mit axialer HF-Auskopplung (Abb. 1.1a) ist dieser Effekt besonders ausgeprägt. Dies ist auch leicht einzusehen, denn bei diesem Gyrotrontyp ist der thermisch stark belastete Kollektor ein Bestandteil der Ausgangsleitung. Bei lateral auskoppelnden Gyrotrons (Abb. 1.1b) spielt der „long-line“-Effekt hingegen nur eine untergeordnete Rolle. Zum einen ändert sich hier während des Pulses die Phasenlage der Reflexionen nur verhältnismäßig wenig und zum anderen besteht bei dieser Röhrenvariante die Möglichkeit, das Fenster schräg im Strahlengang anzuordnen. Hierdurch kann erreicht werden, daß zumindest die Fensterreflexionen nicht mehr auf den Resonator zurückwirken.

Die vom Ausgangsfenster reflektierten Mikrowellen haben eine Reihe weitere negativer Einflüsse auf das Betriebsverhalten des Gyrotrons. Sie können die Schwingung transversaler Eigenwellen im Resonator anfachen, die der Entwurfswelle benachbart sind, und sie können sowohl die Startströme² als auch die optimalen Betriebsströme einer Eigenwelle verändern.

In diesem Kapitel soll demonstriert werden, wie störend sich diese verschiedenen Effekte beim Betrieb der Röhre bemerkbar machen, und wie man zumindest die mit dem Fenster zusammenhängenden Probleme durch die Verwendung breitbandig reflexionsarmer Ausgangsfenster

¹ Der Begriff Gyrotron wird in diesem Kapitel für das Gyromonotron verwendet.

² Unter dem Startstrom versteht man den Schwellenwert des Strahlstroms, bei dem ein bestimmter Wellentyp gerade anschwingt.

vermeiden kann. Zur Veranschaulichung der verschiedenen Vorgänge wird hier nur eine sehr einfache Modellierung des Gyrotrons verwendet. Sie erlaubt es, die verschiedenen Effekte mit Hilfe einfacher analytischer Gleichungen zumindest qualitativ zu erklären und damit die Untersuchung breitbandiger Fenster im nächsten Kapitel zu motivieren. Eine genauere Betrachtung der Auswirkungen von Fensterreflexionen, unter Berücksichtigung der nichtlinearen Gyrotronwechselwirkung, wurde von Jödicke (1988), Muggli *et al.* (1990), Muggli (1991) und vor allem von Antonsen *et al.* (1992) durchgeführt.

4.2 Einige Grundlagen zu Resonator und Elektronenstrahl

Analog zum Laser kann auch das Gyrotron als ein passives Resonanzsystem beschrieben werden, dessen Eigenfrequenzen von einem aktiven Medium angeregt werden. Das resonanzfähige System besteht hierbei aus dem eigentlichen Gyrotronresonator, welcher unter Umständen an einen zweiten parasitären Resonator gekoppelt sein kann. Dieser parasitäre Resonator bildet sich im Ausgangswellenleiter des Gyrotrons, wenn das Ausgangsfenster oder die Last nicht hinreichend reflexionsfrei sind. Das aktive Medium wird beim Gyrotron durch einen schwach relativistischen Elektronenstrahl gebildet, der durch den Resonator geführt wird.

Mit Hilfe der Spektren für die Eigenfrequenzen des passiven Resonanzsystems und für die Verstärkung des aktiven Mediums kann die Eigenwellenselektion beim Gyrotron qualitativ beschrieben werden. Um diese Spektren herleiten zu können, werden hier zunächst einige Grundlagen zu Resonator und Elektronenstrahl behandelt.

Die folgenden Betrachtungen beschränken sich auf das Gyrotron mit rotationssymmetrischem Hohlleiterresonator, wie es in Abb. 1.1 mit seinen beiden Arten der Hochfrequenzaukopplung dargestellt ist.

Abb. 4.1 zeigt den Längsschnitt durch den Resonator einer solchen Röhre. Er besteht aus einem annähernd homogenen Kreishohlleiter¹ mit mittlerem Innenradius R_c , der durch zwei reflektierende Leitungsinhomogenitäten, die Reflektoren R1 und R2 mit ihren komplexen Reflexionsfaktoren r_1 und r_2 , zu einem resonanzfähigen Gebilde erweitert wird. Auf der Eintrittsseite des Elektronenstrahls (linke Seite in Abb. 4.1) wird der Wellenleiterradius unter den kritischen Radius für die in Frage kommenden Wellen reduziert (cutoff section). R1 stellt somit einen Totalreflektor dar ($|r_1| = 1$). Der Reflektor R2 auf der rechten Seite wird durch den Übergang zwischen dem weitgehend zylindrischen Stück und dem konischen Ausgangstaper

¹ Oft ist dieser Hohlleiterabschnitt nicht genau zylindrisch, sondern leicht konisch ausgebildet.

realisiert. R2 stellt somit einen partiellen Reflektor dar, dessen Reflexionsfaktor r_2 stark vom axialen Index p der betrachteten Eigenwelle abhängt.¹ Bei Hochleistungsgyrotrons, bei denen die Resonatorgüte relativ klein gehalten werden muß, um die Wandverluste in beherrschbaren Grenzen zu halten, wird die Reflektivität des Reflektors R2 für $p = 1$ zu $R_2 \approx 0.15$ gewählt, d.h. $|r_2| \approx 0.38$. Dies führt für den belasteten Resonator zu einer Güte von ungefähr 1000. Die in Abb. 4.1 eingezeichnete Länge L_c stellt die effektive Resonatorlänge² dar. Sie ist etwas größer als die Länge des annähernd zylindrischen Resonatorabschnitts. L_c ist üblicherweise zwischen 5 und 10 Freiraumwellen lang.

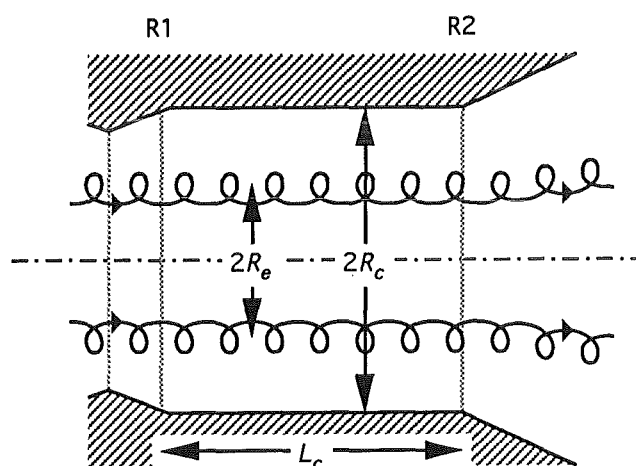


Abb. 4.1: Geometrie eines typischen rotationssymmetrischen Gyrotronresonators.

Der Elektronenhohlstrahl läuft in Abb. 4.1 von links nach rechts durch den Resonator. Die Führungszentren der spiralförmigen Elektronentrajektorien liegen auf einem Kreis um die Resonatorachse mit dem Radius R_e . Die Elektronen gyrieren mit der relativistischen Zyklotronfrequenz f_{cycl} (Gl. (4.1)) entlang der im Bereich des Resonators axial ausgerichteten statischen Magnetfeldlinien.

$$f_{cycl} = \frac{eB_0}{2\pi\gamma m_e} \quad (4.1)$$

In Gl. (4.1) bedeutet B_0 die Induktion der führenden magnetischen Feldlinie und e bzw. m_e steht für die Ladung bzw. die Ruhemasse des Elektrons. γ ist der relativistische Massenfaktor,

¹ Gyrotronresonatoren werden nah der Grenzfrequenz des Kreishohlleitersegmentes betrieben. Deshalb wird der axiale Index gewöhnlich zu Eins gewählt.

² Die effektive Resonatorlänge L_c wird oft als die FWHM-Breite des Feldprofils im Resonator definiert.

der die mit der Beschleunigung der Elektronen einhergehende Massenzunahme gegenüber der Ruhemasse beschreibt. Er ist durch

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_{\perp}}{c_0}\right)^2 - \left(\frac{v_z}{c_0}\right)^2}} = 1 + \frac{eU_b}{m_e c_0^2} \quad (4.2)$$

gegeben. Hierbei ist v_{\perp} die transversal und v_z die axial gerichtete Geschwindigkeitskomponente der Elektronen. Die Strahlspannung U_b ist die Ursache der axialen Beschleunigung.

4.3 TE_{10,4}-Gyrotronexperiment

Die experimentellen Untersuchungen wurden an einem Gyrotron durchgeführt, das am Institut für Technische Physik des Kernforschungszentrums Karlsruhe aufgebaut und erfolgreich betrieben wurde (Thumm *et al.*, 1994). Dieses Gyrotron wurde für eine nominale Ausgangsleistung von 500 kW bei 140 GHz in der Resonatoreigenwelle TE_{10,4,1} ausgelegt. Zunächst wurde die Röhre mit einer axialen HF-Auskopplung nach Abb. 1.1a betrieben und später durch den Einbau eines quasioptischen Wellentypwandlers auf einen lateralen Ausgang entsprechend Abb. 1.1b umgerüstet. Die Auslegungsparameter dieser Röhre sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt.

Tabelle 4.1: Auslegungsparameter des TE_{10,4}-Gyrotrons.

Strahlspannung U_b	80 kV	Resonatorradius R_c	8.11 mm
Modulationsspannung U_{mod}	25 kV	Resonatorlänge L_c	\approx^1 15 mm
Strahlstrom I_b	≤ 25 A	Güte Q_l des belasteten Res.	\approx^1 1000
Stromdichte am Emitter	≤ 6 A/cm ²	Elektronengeschwindigkeitsverhältnis v_{\perp}/v_z	1.5-1.7 / 1.1
magn. Induktion an der Kath.	0.187 T	magn. Induktion B_0 im Res.	5.5-5.6 T
Kathodenradius	19.8 mm	Strahlradius R_e im Resonator	3.65 mm
Kathodenwinkel	26.6°	Strahldicke im Resonator	0.5 mm

¹ Für L_c und Q_l enthält die Tabelle 4.1 nur grobe Näherungswerte. Sie reichen für die hier angestellten qualitativen Betrachtungen aus. Tatsächlich wurden im Experiment zwei verschiedene Resonatoren eingesetzt, deren genaue Geometrien und Güten aus Gantenbein (1993) oder Thumm *et al.* (1994) entnommen werden können.

Um den Einfluß von Fensterreflexionen auf das Schwingverhalten des $TE_{10,4}$ -Gyrotrons systematisch studieren zu können, wurden insgesamt vier verschiedene Ausgangsfenster mit unterschiedlichen Reflexionsspektren zum Einsatz gebracht. Für den axialen Aufbau der Röhre wurden die folgenden drei Fenster verwendet: ein Einscheibenfenster aus Saphir (ESF1), ein Einscheibenfenster aus Quarzglas (ESF2) und ein Doppelscheibenfenster mit Saphirscheiben (DSF). Der abstimmbare Scheibenzwischenraum beim DSF ermöglichte eine Oberflächenkühlung mit forcierter Luft oder alternativ dazu mit Hilfe einer verlustarmen dielektrischen Kühlflüssigkeit wie z.B. FC 75. Die Röhrenvariante mit der lateralen HF-Auskopplung wurde mit einem Einscheibenfenster aus polykristallinem hexagonalem Bornitrid (ESF3) ausgestattet. Die Parameter der verschiedenen Fenster sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt. Abb. 4.2 zeigt die zugehörigen Reflexionsspektren. Bei der axial aufgebauten Röhre war das Fenster in einer Entfernung von ungefähr 2.5 m vom Resonatorausgang angeordnet, und bei der lateral auskoppelnden Variante betrug die Länge des HF-Pfades ungefähr 1 m.

Tabelle 4.2: Parameter der verwendeten Ausgangsfenster.¹ N_h ist die Anzahl der halben Wellenlängen bei 140 GHz, auf die die Scheiben abgestimmt wurden.

Fenster	Welle	Material	d/mm	ϵ_r'	$\tan\delta \cdot 10^4$	N_h
ESF1	$TE_{10,4}$	Saphir	1.751	9.4	2	5
ESF2	$TE_{10,4}$	Quarzglas	2.762	3.81	5	5
DSF	$TE_{10,4}$	Saphir	1.751	9.4	2	5
		Luft / FC 75	3 bis 5	1 / 1.8	0 / 26	
		Saphir	1.759	9.4	2	5
ESF3	$TEM_{0,0}$	hex. Bornitrid	4.421	4.71	10	9

Aus den Gln. (4.1) und (4.2) sowie aus $U_b = 80$ kV und $B_0 = 5.5$ T (Tabelle 4.1) erhält man eine Zyklotronresonanzfrequenz von 133.1 GHz. Aus Gl. (4.2) und $v_{\perp}/v_z \approx 1.5$ lassen sich die Geschwindigkeitskomponenten zu $v_{\perp} \approx 0.42 \cdot c_0$ und $v_z \approx 0.28 \cdot c_0$ abschätzen. Diese Geschwindigkeitswerte sind typisch für Gyrotronresonatoren.

¹ Weitergehende Informationen zu den verschiedenen Fenstermaterialien und Kühlflüssigkeiten sind in den Anhängen A.2 und A.3 zu finden.

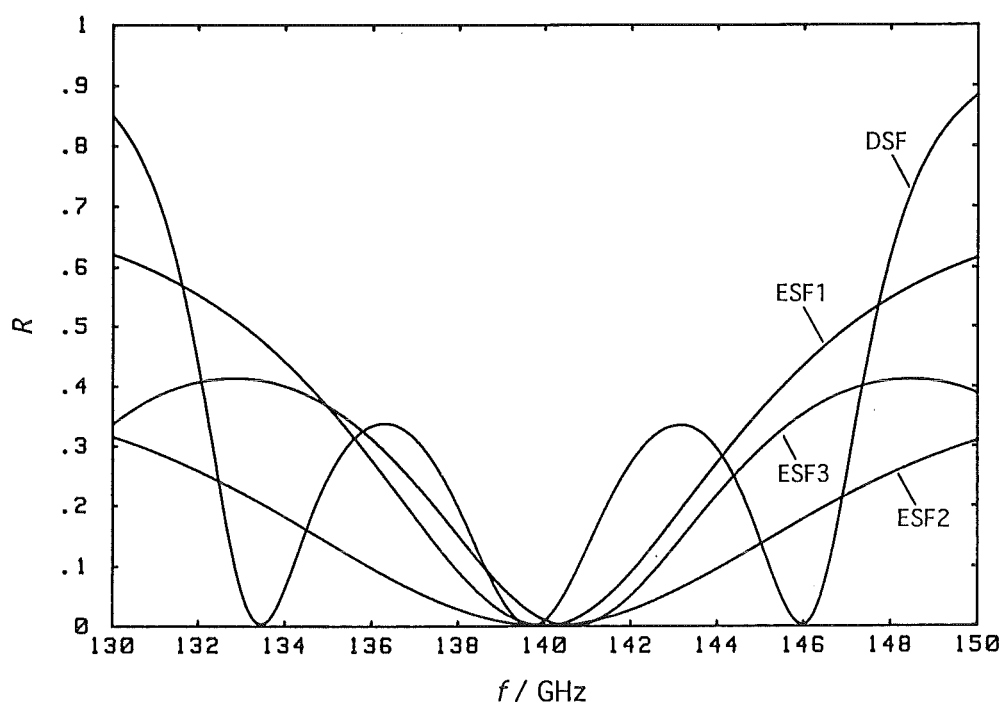


Abb. 4.2: Berechnete Reflexionsspektren der Ausgangsfenster aus Tabelle 4.2. Der Kühlschlalt des Doppelscheibenfensters (DSF) ist 4.4125 mm breit und luftgefüllt. Das Bornitridfenster (ESF3) wurde bei Zimmertemperatur auf eine Resonanzfrequenz von ungefähr 140.6 GHz abgestimmt.¹

4.4 Charakteristische Spektren des Gyrotrons

4.4.1 Kalter Gyrotronresonator

Zunächst wird der Gyrotronresonator unter Abwesenheit des Elektronenstrahls, also der sogenannte kalte Resonator, betrachtet. Eine eingehende spektrale Behandlung dieses in Abb. 4.1 dargestellten offenen Resonatortyps wurde von Chu *et al.* (1992) vorgestellt. Die Autoren leiten unter anderem das Spektrum der größtmöglichen Feldstärke im Resonator für eine feste transversale Feldstruktur ab, und zwar für den Fall, daß in den Resonator von der Ausgangsseite her eine Welle konstanter Wellenamplitude eingespeist wird. Da es für den Aufbau der Feldenergie im Resonator keine Rolle spielt, wie die Leistung eingespeist wird, kann man die Betrachtungen von Chu *et al.* auch auf die Fragestellung anwenden, welche Feldstärke sich im Resonator

¹ Durch die Erwärmung während des Pulses erniedrigt sich die Resonanzfrequenz. Die Frequenz 140.0 GHz müßte bei diesem Fenster nach einer Pulsdauer von ungefähr 0.2 s bei einer mittleren Scheibentemperatur von etwa 250°C erreicht werden.

maximal aufbauen würde, wenn der Elektronenstrahl eine konstante Wellenamplitude an das Resonatorfeld abgeben würde. Abb. 4.3 zeigt das normierte Spektrum des Betragsquadrats der Maximalfeldstärke am Beispiel eines $TE_{1,1,p}$ -Resonators. Es wurde von Chu *et al.* (1992) numerisch berechnet und kann für Gyrotronresonatoren mit einer Geometrie nach Abb. 4.1 als exemplarisch angesehen werden.

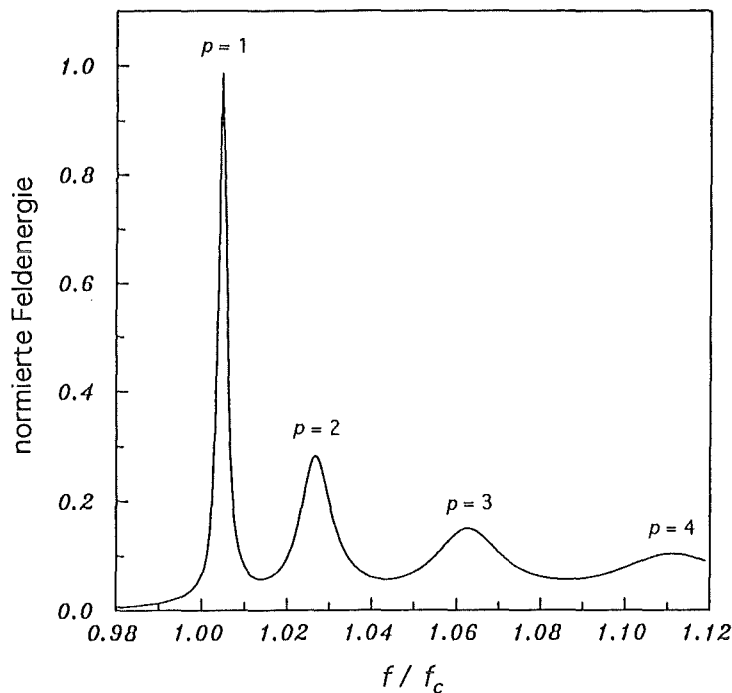


Abb. 4.3: Numerisch berechnetes Spektrum des Betragsquadrats der Maximalfeldstärke (Feldenergiespektrum) für die $TE_{1,1,p}$ -Wellenfamilie in einem Gyrotronresonator (Chu *et al.*, 1992).

Für die hier angestellte qualitative Betrachtung genügt die Kenntnis der für das Resonatorspektrum charakteristischen Größen, wie Linienposition, -höhe und Halbwertsbreite. Um einfache analytische Näherungen für diese Größen ableiten zu können, wird der Gyrotronresonator (Abb. 4.4a) durch einen Resonator nach Abb. 4.4b modelliert.

Für den Modellresonator nach Abb. 4.4b, und auch in guter Näherung für den realen Gyrotronresonator, lassen sich die Resonanzfrequenzen der verschiedenen $TE_{m,n,p}$ -Eigenwellen¹ zu

¹ Die TM-Eigenwellen brauchen beim Gyrotron nicht berücksichtigt zu werden, da das Hohlleitersegment des Resonators zur Erzeugung der erforderlichen schnellen Welle ($v_\varphi = 2\pi f/\beta_{m,n} \gg c_0$) sehr nahe an seiner Grenzfrequenz betrieben werden muß. Bei TM-Wellen werden aber nahe der Grenzfrequenz die transversalen elektrischen Feldkomponenten verschwindend klein, damit kann auch die erwünschte Wechselwirkung mit der Transversalkomponente des Elektronenimpulses nicht mit nennenswertem Wirkungsgrad erfolgen.

$$f_{m,n,p} = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{\chi'_{m,n}}{R_c}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L_c}\right)^2} \stackrel{p=1}{\approx} \frac{\chi'_{m,n} c_0}{2\pi R_c} \quad (4.3)$$

angeben. $\chi'_{m,n}$ ist die n te Nullstelle der nach ihrem Argument abgeleiteten Besselfunktion 1. Art m ter Ordnung. Die angegebene Näherung gilt für Eigenwellen mit axialem Index $p = 1$. Die Familie der $TE_{m,n,p}$ -Eigenwellen wird hier zweckmäßigerweise in die zwei Untergruppen der Transversalwellen ($TE_{m,n,p}$ mit $p = \text{const}$) und der Axialwellen ($TE_{m,n,p}$ mit $m, n = \text{const}$) unterteilt.

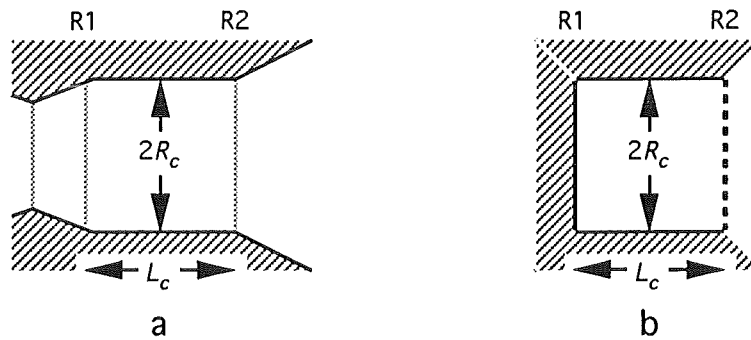


Abb. 4.4: Modellierung des Gyrotronresonators
a) tatsächliche Geometrie, b) vereinfachtes Modell.

Die „Höhe“ der Resonanzlinie in Abb. 4.3 ist in guter Näherung proportional zur Güte des belasteten Resonators. Dies gilt, solange sich die Kurven der einzelnen Resonanzen nicht zu nahe kommen und überlappen. Die Güte des belasteten Resonators ist über die Beziehung $Q_l = 2\pi f W / (P_{ohm} + P_{aus})$ definiert, wobei W die im Resonator gespeicherte Energie, P_{ohm} die in den Wänden dissipierte Verlustleistung und P_{aus} die ausgekoppelte HF-Leistung darstellt.¹ Q_l kann nach Vlasov *et al.* (1969) durch die Gl. (4.4) abgeschätzt werden, wobei für die beiden Reflexionsfaktoren die Werte für $p = 1$ ($|r_1| = 1$ und $|r_2| < \xi$ mit $\xi \approx 0.5$) einzusetzen sind.

$$Q_{l,p} \approx 4\pi \left(\frac{f_{m,n,p} L_c}{p c_0} \right)^2 \frac{1}{1 - |r_1| \cdot |r_2|} \quad (4.4)$$

¹ Häufig wird die Güte des belasteten Resonators nach $1/Q_l = 1/Q_{ohm} + 1/Q_{diff}$ in zwei Anteile entsprechend ihrer physikalischen Ursache aufgeteilt. $Q_{ohm} = 2\pi f W / P_{ohm}$ wird hierbei als die ohmsche Güte und $Q_{diff} = 2\pi f W / P_{aus}$ als die Beugungsgüte bezeichnet. Beim Gyrotronresonator ist $P_{aus} \gg P_{ohm}$, deshalb wird Q_l maßgeblich durch die Beugungsgüte bestimmt.

Über die Güte läßt sich auch die Halbwertsbreite der Resonanzlinien $\delta f_{r,p}$ bestimmen:

$$\delta f_{r,p} = \frac{f_{m,n,p}}{Q_{l,p}} \quad (4.5)$$

Aus Gl. (4.4) geht hervor, daß Resonanzen von Transversalwellen mit ähnlichen Eigenfrequenzen annähernd die gleiche Güte haben und somit auch ungefähr gleiche Linienhöhen und -breiten besitzen. Diese schwache Abhängigkeit der Güte von der transversalen Feldstruktur wird im folgenden vernachlässigt. Innerhalb einer Axialwellenfamilie verringert sich die Güte mit zunehmendem p . Damit nimmt die Höhe der Resonanzlinie umgekehrt proportional zu p^2 ab, während ihre Breite mit p^2 zunimmt. Näherungsweise läßt sich dieses Verhalten auch bei dem in Abb. 4.3 dargestellten Resonatorspektrum erkennen.

Tabelle 4.3: Kenngrößen des Resonatorspektrums beim TE_{10,4}-Gyrotron. Die Güte $Q_{l,1}$ beträgt ungefähr 1000 (d.h. $|r_2| \approx 0.383$).

p	$f_{7,5,p}/\text{GHz}$	$f_{10,4,p}/\text{GHz}$	$f_{5,6,p}/\text{GHz}$	$Q_{l,p}/Q_{l,1}$	$\delta f_{r,p}/\text{GHz}$
1	137.26	140.15	140.40	1	≈ 0.14
2	138.34	141.21	141.46	≈ 0.25	≈ 0.56
3	140.14	142.97	143.22	≈ 0.11	≈ 1.26
4	142.61	145.39	145.64	≈ 0.063	≈ 2.24

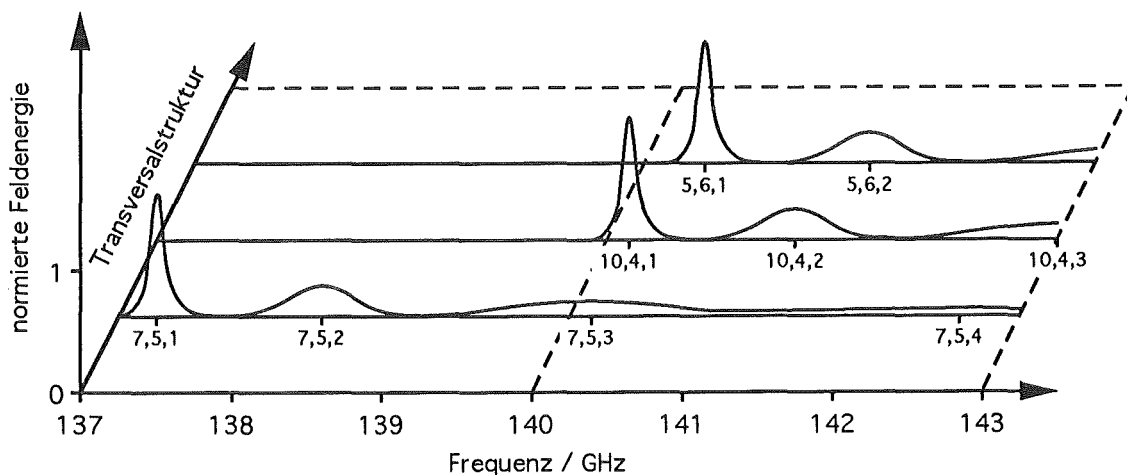


Abb. 4.5: Feldenergiespektrum des kalten Gyrotronresonators am Beispiel des 140 GHz TE_{10,4}-Gyrotrons. Es wurden nur die Axialfamilien der Entwurfswelle und der ihr direkt benachbarten Wellen eingezeichnet.

Wendet man die Gln. (4.3) bis (4.5) auf das $TE_{10,4}$ -Gyrotron (Tabelle 4.1) an, so ergeben sich für die Entwurfswelle und ihre beiden transversalen Nachbarwellen ($TE_{7,5}$, $TE_{5,6}$) die in Tabelle 4.3 aufgelisteten Eigenfrequenzen $f_{m,n,p}$, normierten Linienhöhen $Q_{l,p}/Q_{l,1}$ und Linienbreiten $\delta f_{r,p}$. Das vollständige Spektrum des kalten Resonators ist in Abb. 4.5 qualitativ dargestellt.

4.4.2 Erweiterung des Resonanzsystems durch einen externen Reflektor

Im letzten Abschnitt wurde von einem ausgangsseitig reflexionsfrei abgeschlossenen Gyrotronresonator ausgegangen. Bei einem realen Gyrotron (Abb. 1.1) ist jedoch noch das Ausgangsfenster im Hochfrequenzpfad zwischen dem Resonator und der Last angeordnet. Im folgenden wird angenommen, daß die Last reflexionsfrei sei, während das Fenster einen Reflektor R3 mit komplexem Reflexionsfaktor r_3 bildet. Abb. 4.6 zeigt ein vereinfachtes Modell aus dem kalten Gyrotronresonator, der Ausgangsleitung (Länge L_w) und dem Fenster.

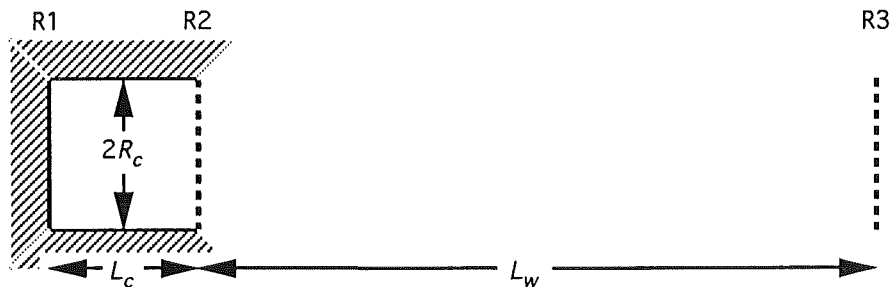


Abb. 4.6: Anordnung des erweiterten Resonators bestehend aus der Verkopplung des eigentlichen Gyrotronresonators mit dem Zusatzreflektor R3 (Fenster).

Ein Ausgangsfenster, das aus einer oder mehrerer planparalleler dielektrischer Scheiben besteht, die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Welle angeordnet sind, besitzt Bandpaßverhalten. Durch das Abstimmen der Scheibendicke auf ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge λ_{eV} (siehe Abschnitt 2.3.1) wird der Durchlaßbereich dieses Bandpasses auf die Entwurfsfrequenz zentriert (siehe z.B. Abb. 4.2). Wegen der relativ großen elektrischen Länge der Scheiben (ungefähr 5 bis $10 \cdot \lambda_{eV}/2$ bei 140 GHz) ist die Bandbreite des Durchlaßbereichs gering. Die relative -20 dB-Bandbreite des Reflexionsspektrums üblicher 140 GHz Gyrotronfenster liegt zwischen ungefähr 0.4% und 1% . Spezielle Kurzpulsfenster aus Quarzglas erreichen sogar bis zu 1.7% . Neben der Resonanzfrequenz steigt die Reflektivität stark an (vergleiche Abb. 4.2). Die maximale Reflektivität eines Fensters kann leicht Werte von über 50% annehmen.

Bei dem in Abb. 4.6 dargestellten System handelt es sich um zwei gekoppelte Resonatoren, dem eigentlichen Gyrotronresonator mit seinen Transversal- und Axialwellen und dem parasitären Resonator, der aus R2, der Ausgangsleitung und dem Reflektor R3 gebildet wird. Von dem parasitären Resonator wird hier angenommen, daß er nur axiale Eigenwellen besitzt. Das System aus den beiden gekoppelten Resonatoren kann man als erweiterten Gyrotronresonator bezeichnen. Das Feldenergiespektrum dieses erweiterten Resonators ist durch eine Aufspaltung der ursprünglichen $TE_{m,n,p}$ -Linien in feine Unterlinien gekennzeichnet. Diese Unterlinien lassen sich durch die vier Indizes m , n , p und q charakterisieren. Hierbei sind m , n und p wie bisher definiert, und q stellt den axialen Index der Eigenwellen des parasitären Resonators dar. q gibt also die Zahl der in der Ausgangsleitung stehenden Halbwellen wieder. Bei Millimeterwellengyrotrons hoher Leistung liegt q zwischen ungefähr 500 und einigen Tausend. Nimmt man an, daß die Dispersion der betrachteten Wellen in der Ausgangsleitung vernachlässigbar sei (d.h. $\beta_v(z) \approx k_0 = 2\pi f/c_0$), so läßt sich der Index q einer $TE_{m,n,p,q}$ -Welle durch die Beziehung Gl. (4.6a) abschätzen. Der ungefähre Frequenzabstand zwischen dieser Welle und ihrer Nachbarwelle $TE_{m,n,p,q+1}$ läßt sich durch Beziehung Gl. (4.6b) angeben. Der Kehrwert des Frequenzabstandes Δf_w entspricht der Umlaufzeit¹ τ_w eines Signals im parasitären Resonator.

$$q \approx \frac{2L_w f}{c_0}, \quad \Delta f_w = \frac{1}{\tau_w} \approx \frac{c_0}{2L_w} \quad (4.6)$$

Transformiert man den Reflexionsfaktor r_3 rückwärts über die Ausgangsleitung und den Reflektor R2 hinweg, so erhält man einen effektiven Reflexionsfaktor r_{2eff} , der anstelle von r_2 auf der Ausgangsseite des Resonators wirksam wird.

$$r_{2eff} = r_2 + \frac{r_3(1-|r_2|^2)e^{j(2\arg r_2 - \pi - 2k_0 L_w)}}{1 - r_2 r_3 e^{-2jk_0 L_w}} \quad (4.7)$$

Wie stark die Güte des belasteten Resonators vom Reflexionsfaktor r_3 abhängt, läßt sich zeigen, wenn man Gl. (4.7) in Gl. (4.4) einsetzt. Dies wurde am Beispiel des $TE_{10,4}$ -Gyrotrons für verschiedene Reflexionsfaktoren r_3 durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.4 zusammengestellt. Während sich Änderungen des Betrags von r_{2eff} auf die Güte auswirken, haben Phasenänderungen einen verstimmenden Einfluß auf die Eigenfrequenz des Resonators.

¹ Mit dem Begriff Umlaufzeit ist die Signallaufzeit vom einen zum anderen Resonatorenende und wieder zurück gemeint.

Tabelle 4.4: Einfluß von Fensterreflexionen auf die Güte $Q_{l,1}$ im Fall des TE_{10,4}-Gyrotrons.
Bei $p = 1$ betrage der Reflexionsfaktor des Reflektors R2 $r_2 = 0.383 \cdot e^{j180^\circ}$.

R_3	$ r_3 $	$\arg r_3^\circ$	$ r_{2eff} $	$\arg r_{2eff}^\circ$	$Q_{l,1}$	Bemerkung
0	0	0	0.383	180	999	
1%	0.1	0	0.462	183	1146	
		90	0.368	193	976	
		161	0.294	180	874	Minimum
		180	0.301	174	882	
		270	0.420	169	1063	
10%	0.316	0	0.465	180	1153	Maximum
		90	0.619	186	1617	
		161	0.425	220	1073	
		180	0.076	182	667	Minimum
		270	0.148	132	723	
20%	0.447	0	0.545	155	1354	
		90	0.624	180	1639	Maximum
		161	0.704	187	2084	
		180	0.508	231	1253	
		270	0.078	357	668	Minimum
50%	0.707	0	0.177	78	749	
		90	0.633	150	1679	
		161	0.709	180	2118	Maximum
		180	0.855	188	4254	
		270	0.725	241	2246	
50%	0.707	0	0.445	359	1110	Minimum
		161	0.488	45	1204	
		270	0.811	146	3261	
		341	0.858	180	4336	Maximum

Selbst wenn das Fenster für die Entwurfswelle gut angepaßt ist, so wird es gewöhnlich für die benachbarten Eigenfrequenzen des Resonators reflektieren. Diese Reflexion führt je nach Phasenlage zu einem Ansteigen oder Absinken der Resonatorgüte für diese Eigenwelle. Da sich die Ausgangsleitung während des Betriebs kontinuierlich aufheizt, ändert sich die Phase von r_{2eff} aufgrund der Längenausdehnung stetig mit der Zeit. Unter der Annahme gleichmäßiger Erwär-

mung der Ausgangsleitung ergibt sich für die Temperaturabhängigkeit des Phasenterms $\varphi = 2k_0L_w$ aus Gl. (4.7): $\partial\varphi/\partial T \approx 2k_0L_w\alpha$. α steht hierbei für den linearen Wärmeausdehnungskoeffizienten des Leitungsmaterials. Bei Gyrotrons im Frequenzbereich von 30 GHz bis 200 GHz mit Ausgangsleitungen von einem bis vier Metern Länge liegt $\partial\varphi/\partial T$ zwischen ungefähr $1^\circ/\text{K}$ und $32^\circ/\text{K}$. Bei einem axial auskoppelnden Gyrotron ist L_w relativ groß, außerdem ist der thermisch stark belastete Röhrenkollektor ein Bestandteil der Ausgangsleitung. Es ergibt sich deshalb während einer bestimmten Pulsdauer eine Phasendrehung, die um ein Vielfaches größer ist als bei einer lateral auskoppelnden Röhre.

Für Wellen, für die das Fenster nicht vollständig reflexionsfrei ist, führt die sich zeitlich ändernde Phase dazu, daß auch die Resonatorgüte dieser Welle stetig mit der Zeit variiert. Wie man Tabelle 4.4 entnehmen kann, führen bereits relativ kleine Reflektivitäten R_3 zu einer beachtlichen Gütevariation. Z.B. bewirkt eine Reflektivität R_3 von nur einem Prozent bereits eine Gütevariation von mehr als $\pm 10\%$, durch eine Reflektivität $R_3 = 50\%$ kann die Güte sogar mehr als vervierfacht werden.

Mit den Gln. (4.6) erhält man für das $\text{TE}_{10,4}$ -Gyrotron mit der axialen HF-Auskopplung: $q \approx 2335$ und $\Delta f_w \approx 60$ MHz. Für die lateral auskoppelnde Beispieleröhre ergibt sich: $q \approx 934$ und $\Delta f_w \approx 150$ MHz. Für den Ausgangswellenleiter der axialen Röhre ($L_w \approx 2.5$ m, $\alpha = 16.5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ für Kupfer) folgt $\partial\varphi/\partial T \approx 14^\circ/\text{K}$.

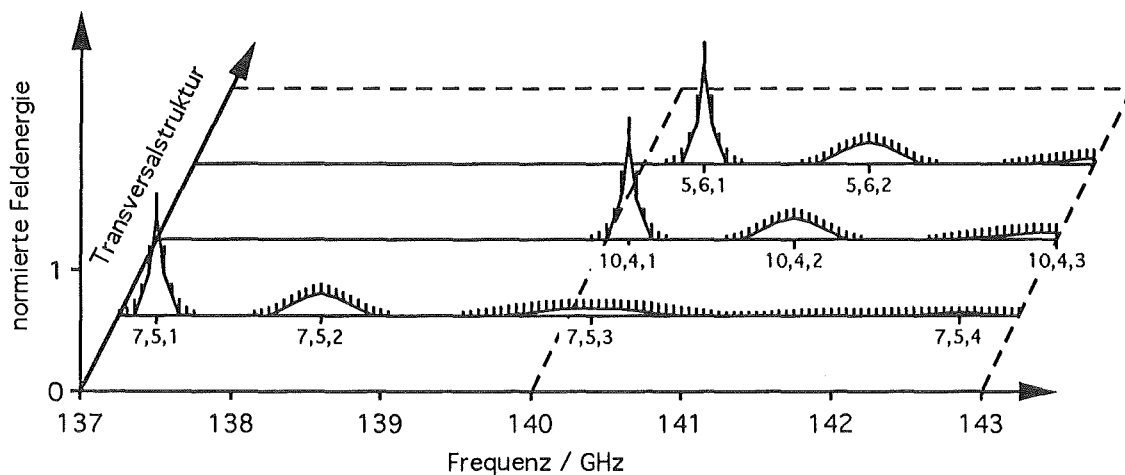


Abb. 4.7: Feldenergiespektrum des erweiterten Resonators am Beispiel des 140 GHz $\text{TE}_{10,4}$ -Gyrotrons. Es wurde ein Reflektor R_3 mit einer frequenzunabhängigen Reflektivität von ungefähr 10% zugrundegelegt.

Die Abbn. 4.7 und 4.8 zeigen qualitative Feldenergiespektren des erweiterten Resonators für den axialen Fall. Aufgrund der zeitabhängigen Gütevariation muß man sich die Höhen der

feinen Spektrallinien als zeitlich variierend vorstellen. Für die Abb. 4.7 wurde ein frequenzunabhängiger Reflektor R3 vorausgesetzt. Der für Abb. 4.8 zugrundegelegte Reflektor entspricht einem auf 140 GHz abgestimmten Ausgangsfenster mit Bandpaßverhalten. Im Bereich um 140 GHz gleichen sich die Abbn. 4.8 und 4.5, da der Reflexionsfaktor des Fensters dort verschwindet.

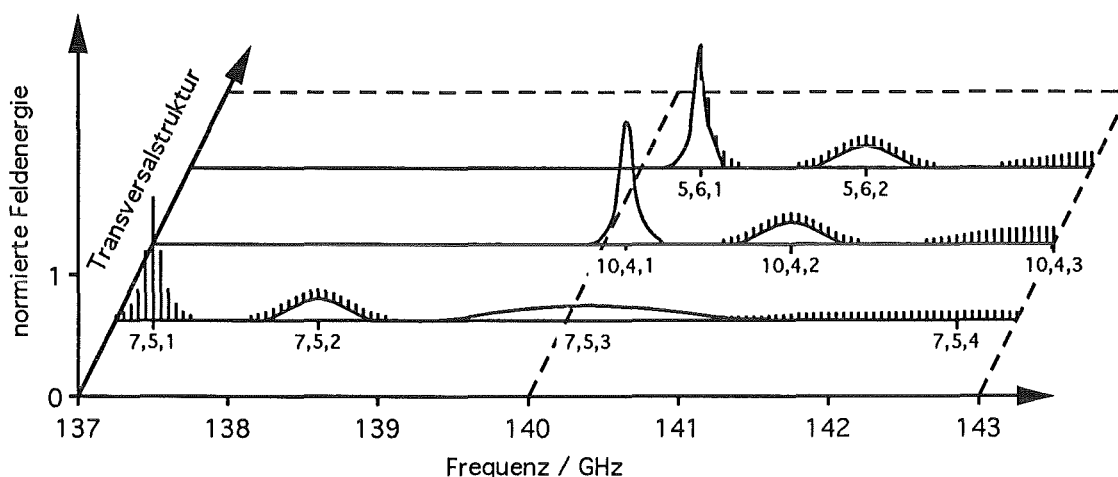


Abb. 4.8: Feldenergiespektrum des erweiterten Resonators am Beispiel des 140 GHz $TE_{10,4}$ -Gyrotrons. Es wurde ein Reflektor R3 mit Bandpaßverhalten zugrundegelegt, dessen Durchlaßbereich auf 140 GHz zentriert ist.

4.4.3 Verstärkung des aktiven Mediums

Das aktive Medium des Gyrotrons wird vom Elektronenstrahl gebildet. Man kann ihm eine Verstärkungsfunktion mit linienförmigem Frequenzgang zuordnen. Die Mittenfrequenz f_0 dieser Verstärkungslinie ist gegenüber der Zyklotronfrequenz f_{cycl} (Gl. (4.1)) nach oben verstimmt.¹ Nach Flyagin *et al.* (1977) kann f_0 durch die Beziehung Gl. (4.8) angegeben werden.

¹ Warum der Frequenzversatz zu höheren Frequenzen hin erfolgt, läßt sich mit dem Mechanismus der Phasenfokussierung beim Gyrotron erklären. Dazu werden die schwach relativistischen Elektronen eines Beamlets während ihres Flugs durch den Resonator betrachtet. Beim Eintritt in den Resonator sind die Elektronen entlang der Spiralbahn noch gleichverteilt. Die azimuthale Ladungsdichte ist also noch homogen. Das transversale elektrische Feld im Anfangsbereich des Resonators wirkt nun für manche Elektronen beschleunigend und für andere abbremsend. Beschleunigende Elektronen nehmen Energie des Feldes auf (Absorption), wohingegen abbremsende Elektronen Energie an das Feld abgeben (Emission). Die relativistische Masse der beschleunigenden Elektronen wird größer, ihre Zyklotronfrequenz hingegen kleiner (Gl. (4.1)). Für die abbremsenden Elektronen erhöht sich entsprechend die Zyklotronfrequenz. Da nun die Winkelgeschwindigkeit einiger Elektronen reduziert, anderer aber erhöht wurde, ergibt sich eine azimuthale Ladungsanhäufung (bunching). Wenn nun die Zyklotronfrequenz nur wenig niedriger als die Frequenz des elektromagnetischen Feldes ist, dann ist im weiteren Verlauf des Resonators die azimuthale Position des Ladungspakets gegenüber dem HF-Feld derart verzögert, daß das Paket bei jeder halben Umdrehung wieder in die abbremsende Phase des Feldes gelangt. Somit geben die Elektronenpakete des betrachteten Beamlets über die restliche Länge des

$$f_0 = \frac{N}{1 - \frac{v_z^2 \Delta}{2c_0^2}} f_{cycl} > f_{cycl} \quad (4.8)$$

Hierbei ist N die Ordnungszahl der Zyklotronharmonischen (hier wird allerdings nur der Fall des fundamentalen Gyrotrons mit $N = 1$ betrachtet). Δ stellt einen Verstimmungsparameter dar, der proportional zur relativen Frequenzabweichung $(f_0 - Nf_{cycl})/f_0$ ist. Mit Hilfe numerischer Berechnungen der nichtlinearen Gyrotronwechselwirkung läßt sich zeigen, daß der Verstimmungsparameter für einen maximalen Wirkungsgrad im Bereich von $0.4 < \Delta < 0.5$ liegt.

Die „Breite“ der Verstärkungslinie läßt sich mit Hilfe der Heisenbergschen Unschärferelation abschätzen. Diese besagt, daß die Energie $E = hf$ eines Zustands der Lebensdauer τ nur bis auf ein $\delta E \geq h/(2\pi\tau)$ bestimmbar ist.¹ Für den Verstärkungsprozeß des Gyrotrons „lebt“ ein Elektron solange wie es sich im Emissionsabschnitt des Resonators aufhält, also dort, wo die Elektronenpakete Energie an die HF-Welle abgeben. Die Emission findet auf ungefähr der halben effektiven Resonatorlänge L_c statt. τ entspricht somit der Transitzeit $L_c/(2v_z)$ des Elektrons durch diesen Resonatorabschnitt. Die entsprechende Frequenzunschärfe, d.h. die Verstärkungsbandbreite, ergibt sich zu $\delta f_{cycl} \geq v_z/(\pi L_c)$. Von Nusinovich (1986, S. 3) wird die Bandbreite der Zyklotronresonanz durch die Beziehung Gl. (4.9) abgeschätzt.

$$\delta f_{cycl} \approx \frac{v_z}{2L_c}. \quad (4.9)$$

Um bei der Wechselwirkung einen hohen Wirkungsgrad zu erzielen und dabei gleichzeitig einen möglichst stabilen Gyrotronbetrieb zu gewährleisten, wird die Resonatorlänge üblicherweise zu $5 < L_c/\lambda_0 < 10$ gewählt (Vlasov *et al.*, 1969). Mit dieser Beziehung und der Näherung für die axiale Komponente der Elektronengeschwindigkeit $v_z \approx 0.3 \cdot c_0$ (siehe Abschnitt 4.3) ergibt sich aus Gl. (4.9) eine relative Verstärkungsbandbreite für ein Gyrotron von ungefähr 1.5% bis 3%. Diese Bandbreite ist so groß, daß stets viele $TE_{m,n,p,q}$ -Resonanzen mit aufeinanderfolgenden q innerhalb des aktiven Bereichs liegen. Oft liegen sogar zusätzlich noch mehrere $TE_{m,n,p}$ -Eigenfrequenzen des eigentlichen Resonators (Gl. (4.3)) innerhalb dieser Bandbreite. Es leuchtet somit unmittelbar ein, daß man Rückwirkungen des Fensters auf den

Resonators einen Teil ihrer Energie an das Feld ab. Für alle anderen Beamlets findet synchron der gleiche Vorgang der Phasenfokussierung statt, so daß die Elektronen des gesamten Hohlstrahls bei jeder halben Umdrehung einen Teil ihrer Energie auf die HF-Welle übertragen. Der Elektronenstrahl kann also nur dann als ein aktives Medium wirken, wenn die Frequenz des HF-Feldes geringfügig über der Zyklotronfrequenz oder einer ihrer Harmonischen liegt.

¹ $h = 6.6261 \cdot 10^{-34}$ Js ist das Plancksche Wirkungsquantum.

Gyrotronbetrieb nur dann vermeiden kann, wenn man die Übertragungsbandbreite des Ausgangsfensters größer als die Verstärkungsbandbreite des aktiven Mediums wählt.

Die „Höhe“ der Verstärkungslinie ist durch die Stärke der Wechselwirkung zwischen dem Elektronenstrahl und der elektromagnetischen Welle im Resonator bestimmt. Für die hier betrachteten fundamentalen Gyrotrons ($N = 1$) mit zylindrischem Resonator und axial symmetrischem Elektronenstrahl läßt sich der Koppelkoeffizient zwischen dem Strahl und der gleich- bzw. gegensinnig mit den Elektronen rotierenden $TE_{m,n}$ -Welle durch

$$C_{\mp, m, n} = \frac{J_{m \mp 1}^2 \left(\chi'_{m, n} \frac{R_e}{R_c} \right)}{\left(\chi_{m, n}^2 - m^2 \right) \cdot J_m^2 \left(\chi'_{m, n} \right)} \quad (4.10)$$

ausdrücken (z.B. Nusinovich, 1986). Das Minuszeichen (Pluszeichen) in Gl. (4.10) steht für die gleichrotierende (gegenrotierende) Welle. J_m ist die Bessel-Funktion 1. Art der Ordnung m .

Auf die Parameter des $TE_{10,4}$ -Gyrotrons (Tabelle 4.1) angewendet, ergibt sich für die Verstärkungslinie eine Mittenfrequenz von $f_0 \approx 140.0$ GHz (Gl. (4.8) mit $\Delta = 0.43$) und eine Linienbreite von $\delta f_{cycl} \approx 3$ GHz (Gl. (4.9)). Die normierten Koppelkoeffizienten für die Entwurfswelle $TE_{10,4}$ und ihre transversalen Nachbarwellen $TE_{7,5}$ und $TE_{5,6}$ sind in Tabelle 4.5 zusammengestellt. Abb. 4.9 zeigt qualitativ das Verstärkungsspektrum für das aufgebaute Gyrotron, wobei nur die Rotationsrichtung mit der jeweils stärksten Kopplung berücksichtigt wurde.

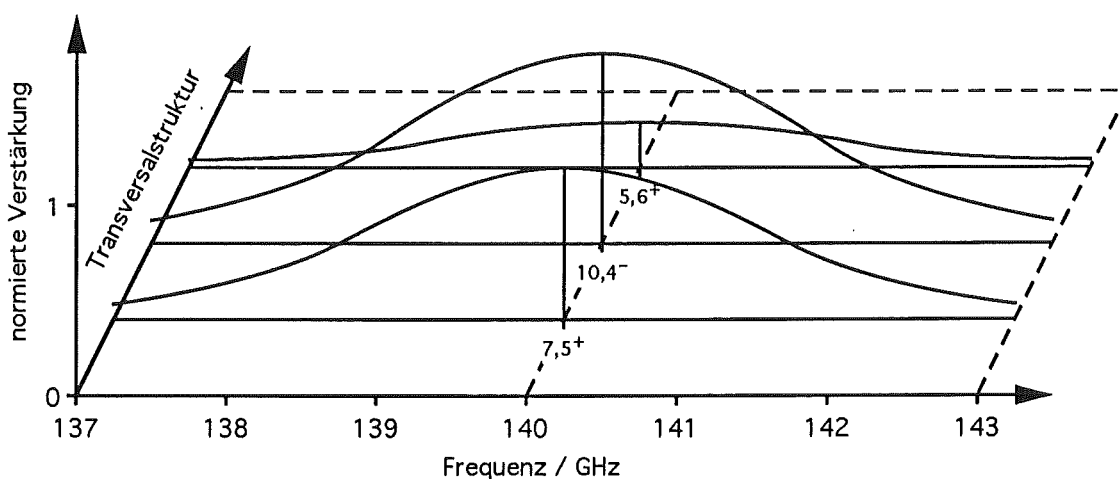


Abb. 4.9: Verstärkungsspektrum am Beispiel des 140 GHz $TE_{10,4}$ -Gyrotrons. Es wurden nur die Entwurfswelle und die ihr direkt benachbarten Wellen berücksichtigt.

Tabelle 4.5: Normierte Koppelkoeffizienten beim TE_{10,4}-Gyrotron.

Rotationsrichtung	$C_{\pm,7,5}/C_{-,10,4}$	$C_{\pm,10,4}/C_{-,10,4}$	$C_{\pm,5,6}/C_{-,10,4}$
"-" (gleichrotierend)	0.131	1	0.063
"+" (gegenrotierend)	0.821	0.318	0.239

4.5 Wechselwirkung

4.5.1 Startströme

Damit der mit dem Elektronenstrahl durchsetzte Gyrotronresonator oszillieren kann, muß die Verstärkung der elektromagnetischen Welle bei jedem Umlauf im Resonator sowohl die Auskopplung als auch die ohmschen Verluste kompensieren oder übertreffen. Bei einer gewissen Schwelle des Strahlstroms, dem sogenannten Startstrom I_{st} , werden die beiden Leistungsanteile gerade kompensiert, und eine bestimmte Resonatoreigenwelle schwingt an. Für den Startstrom einer Welle gilt die Beziehung

$$I_{st} \propto \frac{1}{Q_{l,p}} \quad (4.11)$$

(siehe z.B. Kreisler und Temkin, 1983, S. 395-396).

4.5.2 Betrieb ohne externen Reflektor

Für den Fall des TE_{10,4}-Gyrotrons ohne Zusatzreflektor R3 erhält man einen Eindruck von der Eigenwellenselektion, wenn man das Verstärkungsspektrum aus Abb. 4.9 über das Spektrum des kalten Resonanzsystems aus Abb. 4.5 legt. Innerhalb des Verstärkungsbands liegen zwar mehrere Eigenfrequenzen des Resonators (TE_{7,5,2}, TE_{7,5,3}, TE_{10,4,1}, TE_{10,4,2}, TE_{5,6,1}, TE_{5,6,2}), trotzdem wird sich das Gyrotron bei geeignet gewählten Betriebsparametern in der TE_{10,4,1} einwellig betreiben lassen. Die Mitglieder der TE_{7,5}-Wellenfamilie und die TE_{5,6,2}-Welle werden dann nicht angeregt werden, weil sie innerhalb des Verstärkungsbands keine Linie hinreichender Höhe (Güte) besitzen. Die hohe TE_{5,6,1}-Resonatorlinie liegt zwar gefährlich nahe bei der TE_{10,4,1}-Linie, ihr Feld wird aber durch den niedrigen Koppelkoeffizienten nur wenig verstärkt und wird somit durch die Oszillation der TE_{10,4,1} unterdrückt. Ohne den

Zusatzreflektor R3 ist der Startstrom der $TE_{10,4,1}$ -Welle also niedriger als der der anderen Wellen.

Befindet sich das Gyrotron in einem stabilen einwelligen Schwingungszustand in der Entwurfswelle, wird seine Schwingfrequenz von der Eigenfrequenz des Resonators bestimmt. Diese variiert langsam während des Pulses entsprechend der aktuellen Temperatur des sich aufheizenden Resonators. Die volle Halbwertsbreite (FWHM) der spektralen Leistungsdichte der Emissionslinie eines stabil schwingenden Gyrotrons wurde experimentell zu ungefähr 300 kHz bestimmt (Rebuffi (1986) bei 60 GHz; Geist *et al.* (1991) bei 140 GHz). Diese Breite wird durch Schwankungen der Röhrenbetriebsparameter verursacht.

4.5.3 Betrieb mit externem Reflektor

Für den Fall eines vorhandenen Zusatzreflektors R3 wird der Prozeß der Eigenwellenselektion deutlich komplizierter. Legt man das Verstärkungsspektrum aus Abb. 4.9 über das Resonator-spektrum der Abb. 4.8, erhält man einen Eindruck davon, welche Effekte auftreten können, wenn das Gyrotron mit einem schmalbandigen, auf die Mittenfrequenz f_0 der Verstärkungslinie abgestimmten Ausgangsfenster beschaltet ist. Für die Entwurfswelle ($TE_{10,4,1}$) sei das Fenster zunächst reflexionsfrei, d.h. die Resonatorgüte und der Startstrom I_{st} bleiben unverändert. Für eine konkurrierende Resonatoreigenwelle, für die R3 stark reflektierend wirkt, hier z.B. die $TE_{7,5,1}$ -Welle, schwankt die Güte zeitlich, wobei sie während bestimmter Zeitabschnitte ein Vielfaches ihres ursprünglichen Werts erreicht. Die Güteschwankungen wirken sich umgekehrt proportional auf den Startstrom $I_{st,kon}$ des Konkurrenten aus (Gl. (4.11)). Kommt $I_{st,kon}$ nahe an I_{st} heran, so ist die gleichzeitige Oszillation beider Wellen möglich. Unterschreitet $I_{st,kon}$ den Startstrom der Entwurfswelle, so kann der Konkurrent die Entwurfswelle verdrängen. Man erhält also in diesem Fall ein instabiles Betriebsverhalten, bei dem das Gyrotron während des Pulses vom Einwellenbetrieb in der Entwurfswelle über den Zweiwellenbetrieb in den Einwellenbetrieb im Konkurrenten und wieder zurück wechseln kann. Dieses Wellenumspringen zieht auch entsprechende Sprünge der Schwingfrequenz und der Ausgangsleistung nach sich. Experimentell läßt sich das Umspringen zwischen transversalen Resonatoreigenwellen z.B. am Rand der Schwingbereiche der U_b - U_{mod} -Ebene beobachten. Allgemein gilt: Die Größe des stabilen Schwingbereichs der Entwurfswelle wird durch die Verwendung von Ausgangsfenstern mit zu schmalen Durchlaßbereich eingeschränkt.

In der Praxis besteht fast immer eine gewisse FehlAbstimmung zwischen der Mittenfrequenz des Fensters und der Eigenfrequenz der Entwurfswelle. Das Ausgangsfenster ist somit für diese Welle nicht vollständig reflexionsfrei, sondern besitzt eine Reflektivität im Bereich von einem Prozent. Betreibt man nun das Gyrotron in der Entwurfswelle, so kann man den „long-

line“-Effekt beobachten. Hierbei springt die Schwingfrequenz im Verlauf des Pulses zwischen einigen benachbarten $TE_{m,n,p,q}$ -Linien hin und her. Beim „long-line“-Effekt ist die Höhe der einzelnen Frequenzsprünge durch den Frequenzabstand Δf_w aus Gl. (4.6b) bestimmt. Dieser Wert beträgt beim axial auskoppelnden $TE_{10,4}$ -Gyrotron $\Delta f_w \approx 60$ MHz. Frequenzvariationen von einigen dieser Stufen sind für die meisten heutigen Anwendungen tolerierbar. Die mit den Frequenzsprüngen einhergehenden Sprünge in der Ausgangsleistung stellen jedoch für viele Anwendungen ein ernsthaftes Problem dar. Es ist deshalb auf jeden Fall anzustreben, den „long-line“-Effekt zu verhindern.

Antonsen *et al.* (1992) zeigen mit Hilfe eines nichtlinearen Modells, daß die Auswahl der verschiedenen Betriebszustände durch das Produkt $\tau_w \cdot |r_3|$ aus der Umlaufzeit τ_w (Gl. (4.6b)) und dem Betrag des Reflexionsfaktors $|r_3|$ bestimmt ist. Ist $\tau_w \cdot |r_3|$ hinreichend klein, so schwingt das Gyrotron stabil, und seine Schwingfrequenz variiert während des Betriebs nur langsam, entsprechend der sich thermisch verstimmenden Eigenfrequenz des Resonators. Für etwas größere Werte von $\tau_w \cdot |r_3|$ ereignet sich während des Betriebs der „long-line“-Effekt. Für noch höhere Werte von $\tau_w \cdot |r_3|$ kann das Gyrotron instabil werden, wobei das Leistungsdichtenspektrum dann entweder aus diskreten Linien periodischen Abstands, aus einer dichten Abfolge schmaler Linien oder sogar aus einem breitbandigen Rauschspektrum (Zusammenbruch der Kohärenz) bestehen kann.

Entsprechende Betrachtungen für Halbleiterlaser mit optischer Rückkopplung wurden von Spano *et al.* (1984) und Grau und Freude (1991, S. 311-316) angestellt.

Ein übliches Hilfsmittel zur Begutachtung der Empfindlichkeit eines Gyrotronentwurfes gegenüber Lastreflexionen stellt das Rieke-Diagramm dar (Jödicke, 1988; Muggli *et al.*, 1990; Borie und Jödicke, 1990). Das Rieke-Diagramm stellt Konturen konstanter Schwingfrequenz und konstanter Ausgangsleistung über der Ebene des Lastreflexionsfaktors dar. Im Unterschied zu üblichen Rieke-Diagrammen wird beim Gyrotron gewöhnlich nicht die dem Anwender zugängliche Lastreflexionsfaktorebene, sondern nur eine unzugängliche röhreninterne Referenzebene verwendet. Dieses interne Rieke-Diagramm wird bestimmt, indem man jeden komplexen Reflexionsfaktor der Bezugsebene als Randbedingung für die Beschaltung des Resonators ansetzt und dafür mit Hilfe numerischer Wechselwirkungsrechnungen die sich einstellende Schwingfrequenz und Ausgangsleistung ermittelt. In Abb. 4.10 ist exemplarisch ein Rieke-Diagramm für das $TE_{10,4}$ -Gyrotron dargestellt.

Als Referenzebene für den Reflexionsfaktor r wurde in Abb. 4.10 das Ende des hinter dem Resonator angeordneten Ausgangstapers verwendet. Auf das hier verwendete Modell übertragen, läge diese Referenzebene ungefähr fünf bis zehn Freiraumwellenlängen hinter dem Reflek-

tor R2. Selbstkonsistente Berechnungen¹ für den Ursprung ($|r| = 0$) des Diagramms in Abb. 4.10 ergaben eine Schwingfrequenz von 140.203 GHz, eine Ausgangsleistung von 731.5 kW, eine Verlustleistung im Resonator von 19.5 kW, eine maximale Verlustleistungsdichte in der Resonatorwand von 4 kW/cm² und einen Wirkungsgrad von ungefähr 40%.

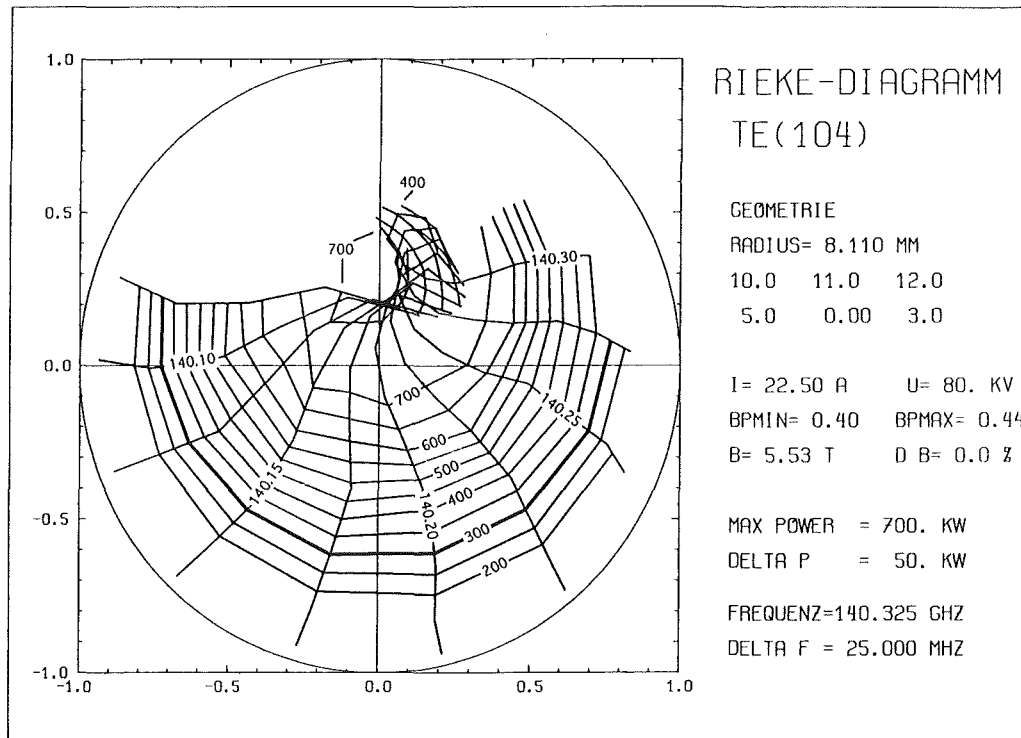


Abb. 4.10: Numerisch berechnetes Rieke-Diagramm für das TE_{10,4}-Gyrotron mit den angegebenen Betriebsparametern (Borie, 1994).

Das interne Rieke-Diagramm ist allerdings nicht in der Lage zu erklären, wie es dazu kommt, daß eine zeitlich relativ langsame Variation der Phase zum „long-line“-Effekt mit seinen plötzlichen Frequenzsprüngen² führen kann. Für die Voraussage der Schwingfrequenz eines Millimeterwellengyrotrons ist das interne Rieke-Diagramm somit nur sehr bedingt geeignet. Verschiebt man die interne Referenzebene dieses Diagramms immer weiter in Richtung des externen Reflektors R3, so fächert sich das Diagramm aufgrund der Leitungstransformation immer mehr auf (siehe auch Borie und Jödicke, 1990). Kommt man mit der Referenzebene am Ort des Reflektors R3 an, so ist aus dem Diagramm eine Spiralfäche mit mehreren Windungen

¹ Als selbstkonsistent werden diejenigen numerischen Rechenverfahren zur Gyrotronwechselwirkung bezeichnet, bei denen die Beeinflussung des axialen Feldprofils im Resonator durch den Elektronenstrahl mit berücksichtigt wird. Borie (1993) gibt eine ausführliche Zusammenfassung der verschiedenen numerischen Rechenmethoden für das HF-Verhalten von Gyromonotrons.

² Die Höhe eines einzelnen Frequenzsprungs $\Delta f_w \approx 60$ MHz macht bereits ungefähr ein Viertel der gesamten in Abb. 4.10 vorhergesagten Frequenzverstimmung aus.

geworden, und die eindeutige Zuordnung zwischen dem komplexem Reflexionsfaktor und den Parametern Schwingfrequenz und Ausgangsleistung ist verloren gegangen. Zur Erklärung des „long-line“-Effekts muß man sich jetzt vorstellen, daß die langsame Phasenvariation einen plötzlichen Sprung von einer Windung der Spiralfäche zur nächsten bewirken kann.

4.6 Experimentelle Beobachtungen

In diesem Abschnitt ist eine Reihe experimenteller Befunde zusammengestellt, mit denen die in Abschnitt 4.5 gemachten Aussagen belegt werden sollen. Die geschilderten Beobachtungen können als typisch für das Betriebsverhalten von Millimeterwellengyrotrons mit reflektierenden Ausgangsfenstern angesehen werden. Während die Abbn. 4.11 und 4.12 Ergebnisse der axial auskoppelnden Variante des $TE_{10,4}$ -Gyrotrons darstellen, zeigen die Abbn. 4.13 bis 4.16 Beobachtungen, die an anderen 140 GHz Gyrotrons gemacht worden sind.

Auf die diversen Meßtechniken, die zur Analyse der Gyrotronsignale verwendet wurden, soll im Rahmen dieser Arbeit nicht näher eingegangen werden. Eine ausführliche Übersicht über die für Gyrotrons eingesetzten Millimeterwellen-Diagnoseverfahren wurde von Nickel und Geist (1993) gegeben.

140 GHz $TE_{10,4}$ -Gyrotron mit axialer HF-Auskopplung:

In Abb. 4.11 sind die beim Betrieb der Röhre beobachteten Eigenwellen angedeutet und den Reflexionsspektren der drei verwendeten Fenster (ESF1, ESF2 und DSF aus Tabelle 4.2 bzw. Abb. 4.2) gegenübergestellt. Bei den Experimenten wurde die Mittenfrequenz f_0 des Verstärkungsbandes bei etwa 140 GHz konstant gehalten, indem mit einer festen magnetischen Induktion von $B_0 = 5.6$ T und einer Strahlspannung U_b im Bereich von 80 kV gearbeitet wurde. Mit allen Fenstern konnte die $TE_{10,4}$ -Welle bei 140.21 GHz angeregt werden. Während des Betriebs mit den beiden Saphirfenstern ESF1 und DSF konnten, abhängig von der Wahl der Betriebsparameter, neben der Entwurfswelle alle in Abb. 4.11 eingezeichneten Konkurrenten beobachtet werden. Diese waren im einzelnen: $TE_{7,5}$ bei 137.30 GHz, $TE_{5,6}$ bei 140.46 GHz, $TE_{3,7}$ bei 142.40 GHz, $TE_{8,5}$ bei 145.01 GHz und $TE_{11,4}$ bei 147.53 GHz (siehe auch Gantenbein, 1993, S. 47). Besonders bemerkenswert ist hierbei, daß mit der $TE_{11,4}$ -Welle (azimutaler Nachbar der Entwurfswelle) ein Konkurrent angeregt werden konnte, der um mehr als 7 GHz, also um mehr als das Doppelte der Zyklotronresonanzbandbreite, von f_0 entfernt lag. Dies läßt sich jedoch mit der hohen Reflektivität der beiden Saphirfenster (etwa 50% bei 147.53 GHz) erklären. Beim Betrieb der Röhre mit dem breitbandigeren Quarzglasfenster ESF2 reduzierte sich das Problem des Wellenwettstreits in starkem Maße. In

diesem Fall konnten nur die Konkurrenten $TE_{7,5}$ und $TE_{8,5}$ neben der Entwurfswelle beobachtet werden. Die anderen erwähnten Wellentypen ließen sich nicht mehr nachweisen.

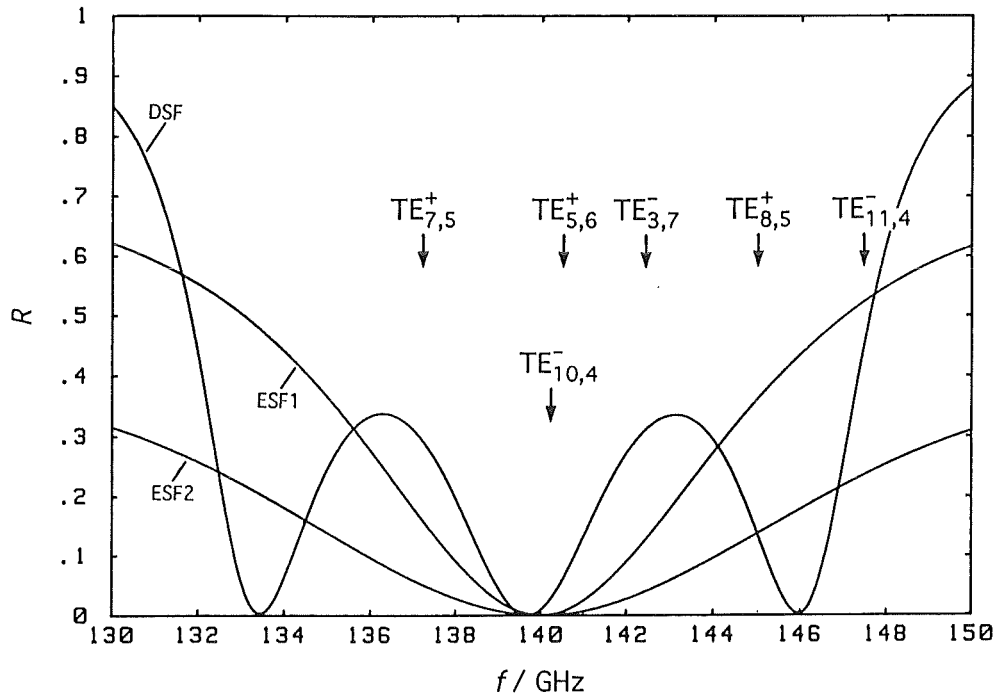


Abb. 4.11: Gegenüberstellung der Reflexionsspektren der drei beim axial auskoppelnden $TE_{10,4}$ -Gyrotron verwendeten Fenster mit den Eigenwellen, die im Verlauf der Experimentreihe angeregt werden konnten. Beim Betrieb mit den Fenstern ESF1 und DSF konnten alle aufgeführten Konkurrenten nachgewiesen werden, mit dem breitbandigeren Fenster ESF2 nur noch die Konkurrenten $TE_{7,5}$ und $TE_{8,5}$.

Die Verwendung des luftgekühlten Doppelscheibenfensters DSF (Tabelle 4.2) mit seinem kontinuierlich veränderbaren Scheibenabstand d_k ermöglichte es, die Fensterreflektivität für die konkurrierenden Wellen zu variieren, während sie für die Entwurfswelle stets verschwindend klein blieb. Für die beiden konkurrierenden Wellen $TE_{7,5}$ und $TE_{8,5}$ wurde der Startstrom in Abhängigkeit von d_k gemessen. In Abb. 4.12 sind diese Startströme der für die jeweilige Welle berechneten Fensterreflektivität gegenübergestellt (siehe auch Gantenbein, 1993). Man erkennt, daß der Startstrom $I_{st,kon}$ eines Konkurrenten immer gerade dort besonders hoch ist, wo die Reflektivität für diese Welle ein Minimum erreicht. $I_{st,kon}$ ist an diesen Stellen höher als I_{st} der Entwurfswelle, weshalb der Konkurrent hier kein Problem darstellt. Allerdings läßt sich kein Scheibenabstand finden, bei dem beide Konkurrenten gleichzeitig sicher unterdrückt werden. Dies wäre nur mit einem breitbandigen Ausgangsfenster möglich.

4 Auswirkung von Fensterreflexionen auf den Gyrotronbetrieb

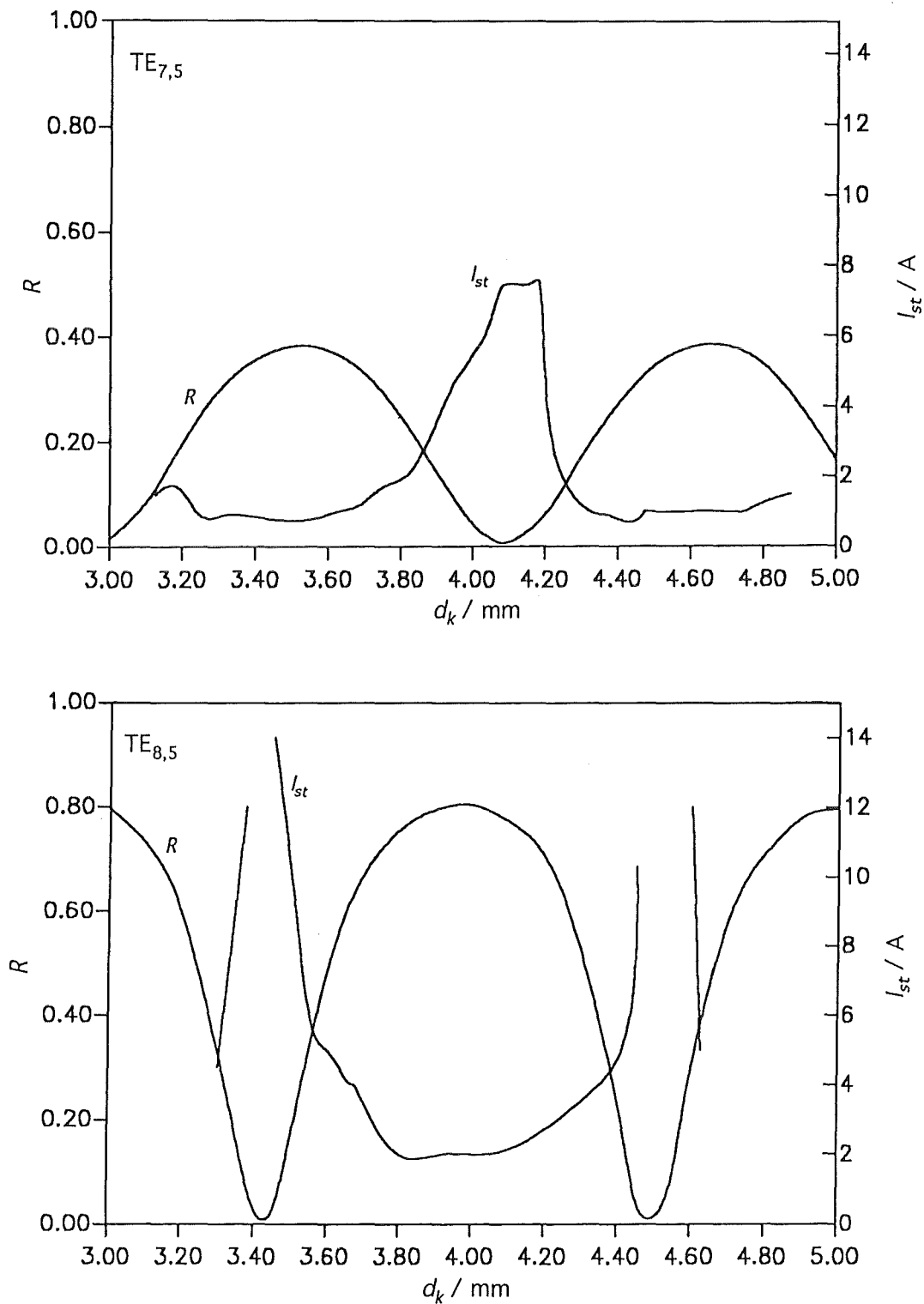


Abb. 4.12: Gemessener Startstrom und berechnete Fensterreflektivität für die zwei konkurrierenden Wellen $TE_{7,5}$ und $TE_{8,5}$ beim axial auskoppelnden $TE_{10,4}$ -Gyrotron (siehe auch Gantenbein, 1993). Auf der Abszisse aufgetragen ist der Scheibenabstand d_k des verwendeten luftgekühlten Doppelscheibenfensters DSF.

140 GHz $TE_{0,3}$ -Gyrotron mit axialer HF-Auskopplung (siehe auch Borie *et al.*, 1992):

Abb. 4.13 zeigt die Abhängigkeit der Ausgangsleistung in der $TE_{0,3}$ -Welle als Funktion der Änderung des Scheibenabstands. Das abstimmbare Doppelscheibenfenster besaß auf die Entwurfswelle abgestimmte Scheiben ($N_h = 10$) aus polykristalliner Aluminiumoxid-Keramik mit Luft im Scheibenzwischenraum. Auch beim Abstimmen dieses Fensters konnte die Fensterreflektivität für die Nachbarwellen gezielt verändert werden, ohne daß die Entwurfswelle selbst nennenswert beeinflußt wurde. Es zeigt sich, wie stark sich die Reflexionen der Nachbarwellen auf den Betrieb in der Entwurfswelle auswirken. Links und rechts der in Abb. 4.13 eingezeichneten Kurvenzüge war kein einwelliger Betrieb in der Entwurfswelle mehr möglich, man konnte dort einen Wettstreit zwischen der $TE_{0,3}$ -Welle und jeweils einem der Konkurrenten $TE_{2,3}$ und $TE_{5,2}$ beobachten.

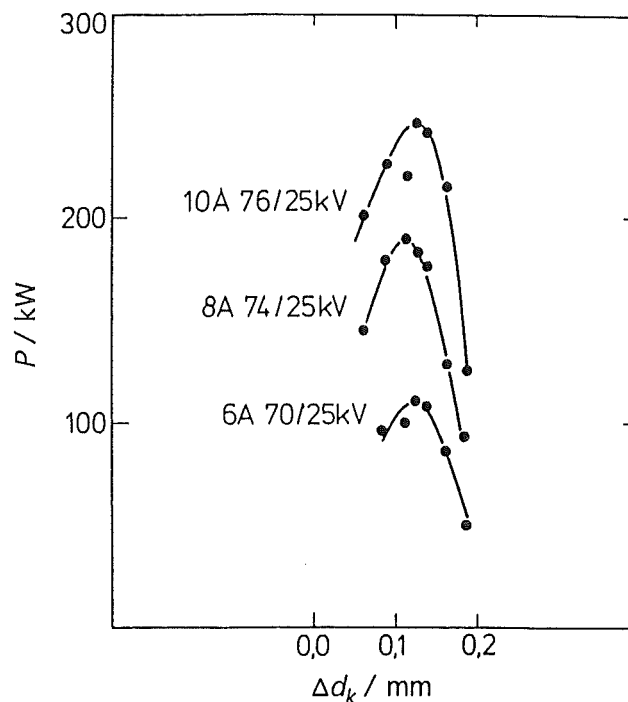


Abb. 4.13: Ausgangsleistung P in der Entwurfswelle eines 140 GHz $TE_{0,3}$ -Gyrotrons mit axialer HF-Auskopplung als Funktion der Änderung Δd_k des Scheibenabstands (Borie *et al.*, 1992). Angegeben sind die Betriebsparameter Strahlstrom I_b , Strahlspannung U_b und Modulationsspannung U_{mod} .

Abb. 4.14 zeigt, wie sich die Schwingfrequenz des axial auskoppelnden $TE_{0,3}$ -Gyrotrons während eines einzelnen Pulses von 400 ms Dauer zeitlich ändert. Die Röhre schwingt in ihrer Entwurfswelle und zeigt den typischen „long-line“-Effekt (hier mit $\Delta f_w \approx c_0/(2 \cdot 2.5 \text{ m}) \approx$

60 MHz). Zusätzlich läßt sich der Einfluß der Resonatorerwärmung beobachten. Die „Zacken“ während der ersten 100 ms des Pulses werden auf einen Meßfehler zurückgeführt.

Eine entsprechende Beobachtung am gleichen Gyrotron, allerdings während eines kurzen Pulses, ist in Abb. 4.15 dargestellt (Borie *et al.*, 1992).

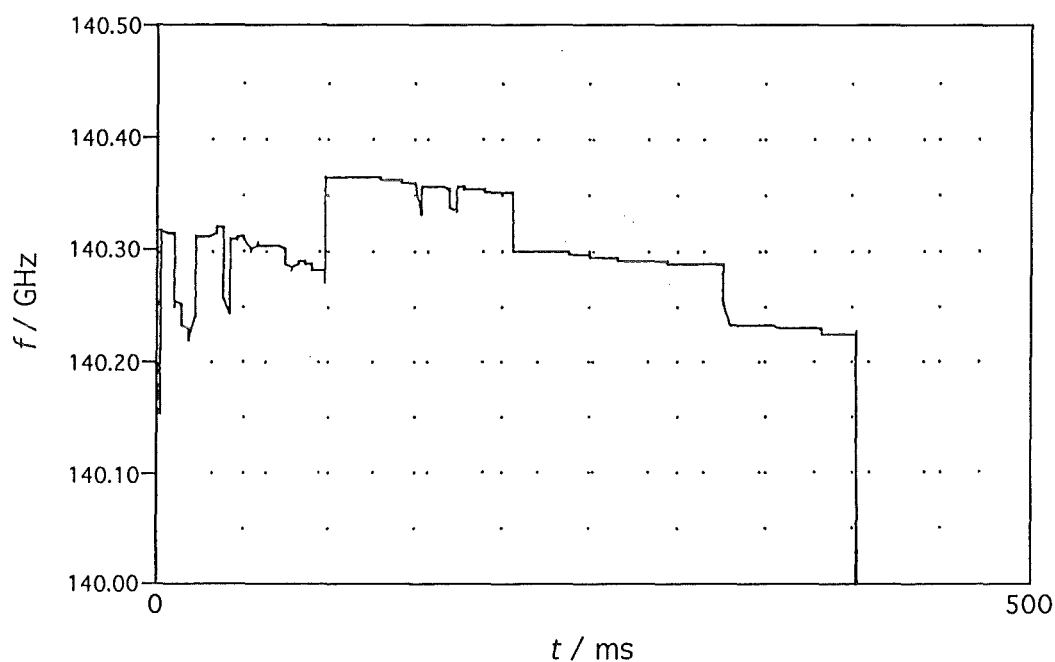


Abb. 4.14: Variation der Schwingfrequenz während eines 400 ms Pulses mit einem axial auskoppelnden 140 GHz $TE_{0,3}$ -Gyrotron. Es zeigt sich eine Überlagerung des „long-line“-Effekts mit dem Einfluß der Resonatorerwärmung.

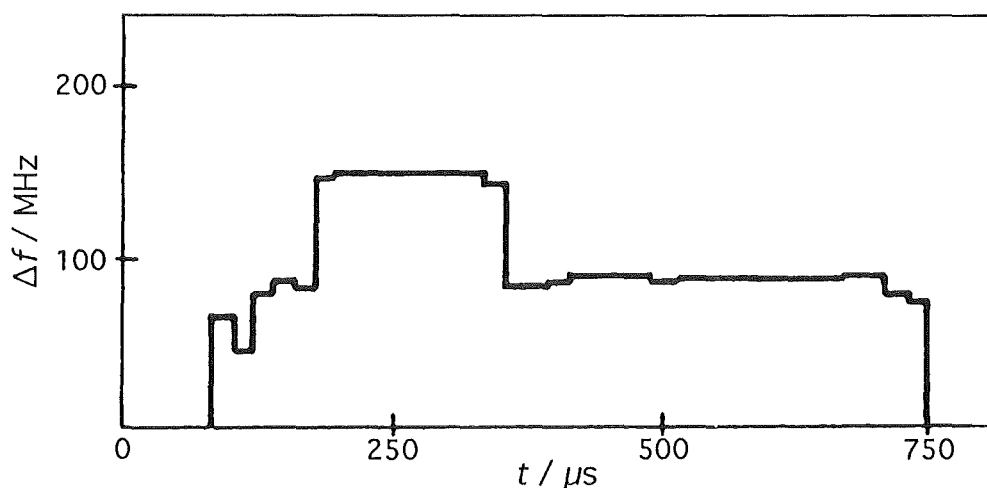


Abb. 4.15: „long-line“-Effekt beim Gyrotron aus Abb. 4.14, hier allerdings bei Kurzpulsbetrieb (Borie *et al.*, 1992).

140 GHz TE_{22,6}-Gyrotron mit lateraler HF-Auskopplung:

Abb. 4.16 zeigt die zeitliche Variation der Schwingfrequenz während eines 650 ms Pulses mit einem lateral auskoppelnden TE_{22,6}-Gyrotron. Die Röhre schwingt während des gesamten Pulses stabil in ihrer Entwurfswelle. Die Schwingfrequenz ändert sich langsam, entsprechend der sich thermisch verstimmenden Eigenfrequenz des Resonators. Die laterale quasioptische HF-Auskopplung dieser Röhre ermöglichte es, das Fenster leicht schräg zur Ausbreitungsrichtung auszurichten.¹ Hierdurch konnten die Reflexionen nicht mehr auf den Resonator zurückwirken.

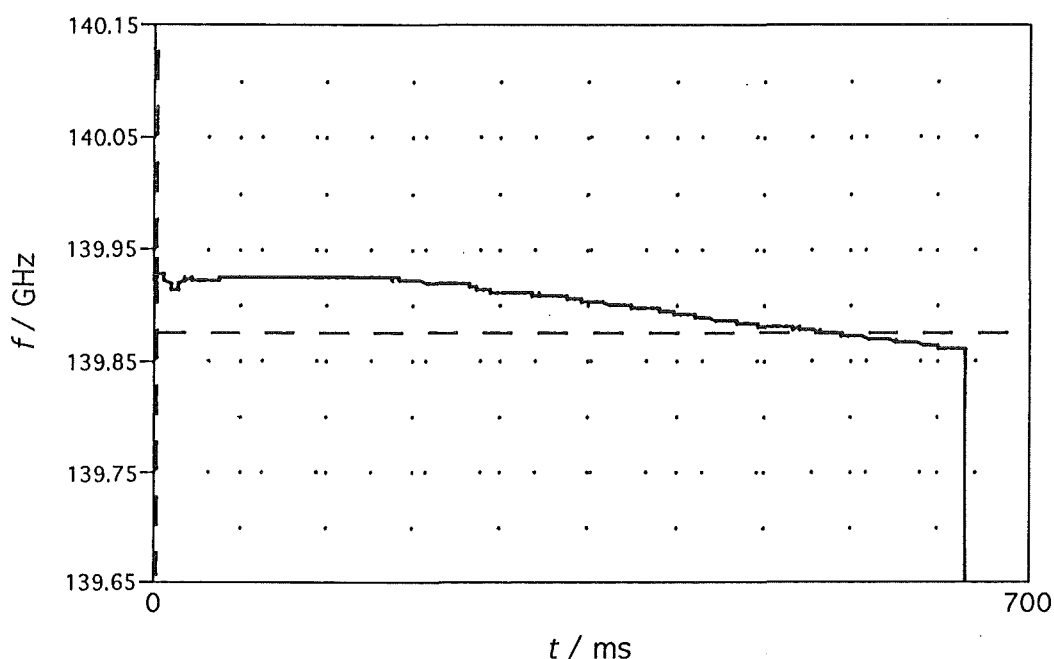


Abb. 4.16: Variation der Schwingfrequenz während eines 650 ms Pulses mit einem lateral auskoppelnden 140 GHz TE_{22,6}-Gyrotron. Die Röhre schwingt stabil in ihrer Entwurfswelle, wobei sich nur der Einfluß der Resonatorerwärmung zeigt.

4.7 Schlußfolgerung

Es konnte gezeigt werden, daß man ein Gyromonotron, insbesondere eines mit axialer HF-Auskopplung, zur Gewährleistung eines stabilen Betriebs mit einem hinreichend breitbandigen Ausgangsfenster ausstatten muß. Die -20 dB-Reflexionsbandbreite des Fensters sollte hierzu größer als die Verstärkungsbandbreite des aktiven Mediums, also größer als die Zyklotron-

¹ Bei Gyrotrons mit Hohlleiterausgang entfällt die Möglichkeit, das Fenster schrägzustellen. Es würde sonst zu einer unerwünschten Wandlung in andere Hohlleitereigenwellen kommen.

4 Auswirkung von Fensterreflexionen auf den Gyrotronbetrieb

resonanzbandbreite, gewählt werden. Bei einem Gyromonotron liegt die relative Zyklotronresonanzbandbreite üblicherweise zwischen 1.5% und 3%. Die relative Bandbreite der üblicherweise im Millimeterwellenbereich eingesetzten Gyrotronfenster beträgt jedoch weniger als 1%. Diese Diskrepanz führt häufig zu Stabilitätsproblemen beim Betrieb der Röhre. Geeignete breitbandige Fensterkonzepte, die hier Abhilfe schaffen könnten, werden im folgenden Kapitel vorgestellt.

5 Breitbandfenster

5.1 Einführung

Im vorhergehenden Kapitel wurde gezeigt, daß bereits ein festfrequentes Gyromonotron mit einem relativ breitbandigen Fenster ausgestattet werden sollte, da sich dies stabilisierend auf das Schwingverhalten der Röhre auswirkt. Ein geeignetes Fenster sollte eine relative -20 dB-Reflexionsbandbreite von mindestens 3% aufweisen.

Eine Reihe weiterer Anwendungen verlangt nach breitbandigen und gleichzeitig hochbelastbaren Millimeterwellenfensern. Einige dieser Einsatzmöglichkeiten sollen hier genannt werden. Sie erfordern Fenster mit Durchlaßbandbreiten von zum Teil deutlich mehr als 3%.

Für Elektronen-Zyklotron-Anwendungen (Heizung und Stromtrieb) in zukünftigen Fusionsexperimenten werden frequenzvariable Millimeterwellensysteme hoher Leistung gefordert. Als Quellen kommen hierfür stufig abstimmbare Gyrotrons, Zyklotron-Autoresonanz-Maser oder Frei-Elektronen-Maser in Frage. Die Anwendung solcher frequenzagiler Quellen würde eine ortsselektive Stimulierung des Plasmas ermöglichen, ohne dafür auf mechanisch bewegliche Antennensysteme innerhalb der Plasmakammer angewiesen zu sein.¹ Bei einem vollständigen Verzicht auf mechanische Strahlschwenkung würde man für den Elektronen-Zyklotron-Stromtrieb eine relative Frequenzvariation von ungefähr 4% benötigen (Henle *et al.*, 1991). Zur Plasmastabilisierung mittels frequenzagiler Heizung ist jedoch bereits eine Abstimmbreite von mehr als 10% nötig. Entsprechende Mindestbandbreiten sind auch von den einzusetzenden Millimeterwellen-Übertragungstrecken zu fordern, insbesondere von den Vakuumfenstern auf der Seite der Quelle und des Plasmagefäßes.

Ein anderes Anwendungsgebiet breitbandiger Fenster ist der Gyrowanderfeldverstärker. Mit diesem Röhrentyp erwartet man, eine relative -3 dB-Verstärkungsbandbreite von mindestens 3% um eine Mittenfrequenz von 95 GHz erreichen zu können (DeHope *et al.*, 1993).

Konventionelle Hochleistungsfenster für den Millimeterwellenbereich um 140 GHz haben jedoch nur relative Bandbreiten $(f_o - f_u)/f_m$ (-20 dB-Reflexionsbandbreite) im Bereich von einem Prozent (siehe z.B. Abb. 4.2). Dieser geringe Wert ergibt sich aus der Notwendigkeit, relativ große Scheibendicken zu verwenden, die der auf der Scheibe lastenden Druckdifferenz sicher

¹ Antennensysteme für Millimeterwellen, die Gesamtstrahlleistungen von einigen zehn Megawatt fokussieren müssen, haben eine Masse von mehreren hundert Kilogramm. Derart schwere Antennen lassen sich nicht innerhalb der erforderlichen Reaktionszeit von ungefähr 100 ms auf die erforderlichen Plasmalpositionen richten. Mit Hilfe von frequenzagilen Quellen wäre es möglich, durch elektrisch steuerbare Frequenzänderungen den Strahl ausreichend schnell zu schwenken.

widerstehen können. Elektrische Scheibendicken liegen bei $f_m = 140$ GHz üblicherweise zwischen 5 und $10 \cdot \lambda_{\epsilon W} / 2$.

Für den Aufbau von Fenstern mit breitbandigem Übertragungsverhalten gibt es drei prinzipielle Methoden:

- Die erste und mit Abstand breitbandigste Methode ist, die Scheibenachse nicht parallel, sondern im Brewster-Winkel zur Strahlachse hin auszurichten. Diese Möglichkeit kann allerdings nur für einen linear polarisierten Hochfrequenzstrahl angewendet werden und bedingt, daß der elektrische Feldvektor parallel zur Einfallsebene ausgerichtet ist. Brewster-Fenster werden in Abschnitt 5.2 behandelt.
- Die zweite Methode, die dielektrische Schicht entweder sehr dünn oder nur eine halbe Wellenlänge dick zu machen, wird in Abschnitt 5.3 erörtert. Bei der Halbwellenscheibe kompensieren sich die Reflexionsfaktoren der beiden Scheibenoberflächen gegenseitig durch Transformation über die resonante Scheibendicke. Es lassen sich hiermit immerhin Bandbreiten von einigen Prozent erzielen.
- Die dritte und für die Praxis wichtigste Methode besteht darin, die Oberflächen einer Fensterscheibe mit reflexionsmindernden Vergütungen auszustatten. Mit diesen, in Abschnitt 5.4 näher untersuchten Techniken, läßt sich der Reflexionsfaktor bereits an jeder einzelnen der beiden Scheibenoberflächen eliminieren, und zwar über einen relativ breiten Frequenzbereich hinweg. Zur Vergütung können sowohl gestufte Permittivitätsprofile mit Viertelwellenstärke als auch lange kontinuierliche Permittivitätsübergänge eingesetzt werden. Mit einfach vergüteten Fenstern kann man Bandbreiten bis zu ungefähr 20% erreichen.

Die Methoden zwei und drei lassen sich sowohl für einen schräg als auch für einen parallel zur Scheibenachse gerichteten Welleneinfall einsetzen. Im folgenden wird jedoch, mit Ausnahme der im nächsten Abschnitt behandelten Brewster-Fenster, nur der Fall der parallelen Ausrichtung (senkrecht zur Strahlachse angeordnetes Fenster) diskutiert.

Für Hohlleiterwellen sind im wesentlichen die zweite und die dritte Methode anwendbar. Ein Brewster-Fenster läßt sich nur für Hohlleiterwellen mit linear polarisiertem elektrischem Feld realisieren.

5.2 Brewster-Fenster

Bei der Behandlung des quasioptischen Reflektometers in Abschnitt 3.7.4 wurde bereits abgeleitet, daß ein linear polarisierter Strahl, der gemäß Abb. 5.1 unter dem Brewster-Winkel

$$\theta_{Brew} = \arctan \sqrt{\epsilon_r'} \quad (5.1)$$

auf eine planparallele Scheibe aus verlustfreiem Dielektrikum fällt, vollständig durch diese Scheibe transmittiert wird, sofern der elektrische Feldvektor parallel zur Einfallsebene liegt. Dieses bei Laserfenstern häufig angewandte Prinzip läßt sich auch im Millimeterwellenbereich einsetzen.

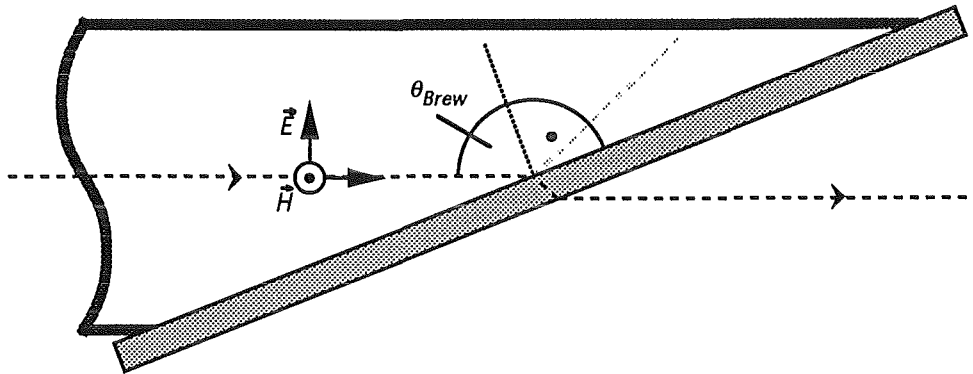


Abb. 5.1: Einfaches Brewster-Fenster für linear polarisierte Strahlung.

Bei der planparallelen Scheibe in Abb. 5.1 wird die Brewster-Bedingung (Gl. (5.1)) auf jeder der beiden Oberflächen eingehalten. Da also die Reflexion an jeder der beiden Oberflächen verschwindet (Gl. (3.27)), ist auch die gesamte Scheibe reflexionsfrei (Gl. (3.25)), und zwar unabhängig von der Frequenz und der Scheibendicke. Einschränkend für die Bandbreite eines solchen Fensters wirkt nur die Frequenzabhängigkeit der Permittivität des Scheibenmaterials, also die Materialdispersion. Bei den hier betrachteten Dielektrika und Frequenzen ist die Materialdispersion jedoch in guter Näherung vernachlässigbar. In Tabelle 5.1 sind die Brewster-Winkel für einige Fenstermaterialien zusammengestellt. Für die in Frage kommenden Dielektrika liegt der Brewster-Winkel zwischen ungefähr 63° und 74° , d.h. man erhält einen ausgesprochen spitzen Winkel zwischen der Scheibenoberfläche und der Strahlachse. Da quasioptische Übertragungsleitungen in der Leistungsklasse 500 kW bis 1 MW üblicherweise Durchmesser zwischen 80 mm bis 120 mm besitzen, ergeben sich außergewöhnlich große Scheibenabmessungen (z.B. 100 mm \times 220 mm für Quarzglas und 100 mm \times 356 mm für Silizium). Die Notwendigkeit solch großer Scheiben ist, neben der ausschließlichen Eignung für linear polarisierte Strahlung, ein weiterer Nachteil des Brewster-Fensters. Der Vorteil dieses Fenstertyps liegt in der extrem großen erzielbaren Bandbreite, die zum Teil bis weit über eine Dekade betragen kann.

Tabelle 5.1: Brewster-Winkel θ_{Brew} für einige der im Anhang A.2 näher beschriebenen Fenstermaterialien.

	SiO ₂ amorph	BN (CVD) p.c.	C (CVD) p.c.	Al ₂ O ₃ s.c.	Al ₂ O ₃ p.c.	Si s.c.
ϵ_r' ($\epsilon_{r\perp}'$)	3.82	4.41-4.93	5.65-5.75	9.40	9.7-9.9	11.7
θ_{Brew}	62.9°	64.5°-65.8°	67.2°-67.4°	71.9°	72.2°-72.4°	73.7°

Zur Übertragung höherer Pulsenergien kann das in Abb. 5.1 dargestellte einfache Brewster-Fenster modifiziert werden. So wurde z.B. von Nickel *et al.* (1993a) ein Doppelscheibenfenster mit Oberflächenkühlung vorgeschlagen (Abb. 5.2a), bei dem alle vier Oberflächen der Brewster-Bedingung genügen. Während für die dem Vakuum bzw. der Luft zugewandten Flächen der Brewster-Winkel θ_{Brew1} nach Gl. (5.1) bestimmt werden kann, muß für die der dielektrischen Kühlflüssigkeit zugewandten Flächen die Beziehung $\theta_{Brew2} = \arctan(\epsilon_r'/\epsilon_{rc}')^{1/2}$ angesetzt werden. ϵ_{rc}' ist hierbei die Permittivität der Kühlflüssigkeit¹. Wegen der zwei verschiedenen Brewster-Winkel benötigt man keilförmige statt planparalleler Scheiben. Der Keilwinkel beträgt $\theta_{Brew1} - \theta_{Brew2}$.

Ein weiterer denkbarer Fenstertyp (Abb. 5.2b) verwendet ein dielektrisches Rohr, dessen Durchmesser groß gegenüber dem Strahldurchmesser ist. Die Rohrwand wird von innen nach außen im Brewster-Winkel durchstrahlt. Zur Abführung der absorbierten Verlustleistung wurden von Nickel *et al.* (1993a) zwei Methoden vorgeschlagen, die auch miteinander kombiniert werden können:

- Man verwendet ein zweites koaxial angeordnetes dielektrisches Rohr und nützt den Spalt zur Oberflächenkühlung aus. Analog zum oben dargestellten Doppelscheibenfenster muß auch hier die Permittivität des Kühlmediums berücksichtigt werden, indem man die Wandstärke der Rohre ähnlich wie in Abb. 5.2a variiert.
- Eine zweite Art der Wärmeabführung ließe sich realisieren wenn man das Rohr langsam um seine Achse dreht (1 s bis 3 s pro Umdrehung). Die Kühlung könnte dann außerhalb des Strahlbereichs durchgeführt werden, z.B. durch Anblasen mit Luft. Zur Zeit scheitert allerdings der Aufbau eines sich drehenden Rohrfensters an der Verfügbarkeit von Lagerdichtungen, die sich für Ultrahochvakuum-Röhren eignen.²

¹ Eine Zusammenstellung physikalischer Eigenschaften von dielektrischen Kühlflüssigkeiten ist im Anhang A.3 gegeben.

² In jüngster Zeit sind Lager mit Ferrofluid-Dichtungen erfolgreich für Drehanoden von Röntgenröhren eingesetzt worden. Für Dichtungszwecke werden die Ferrofluide zwischen den Polschuhen eines Permanentmagne-

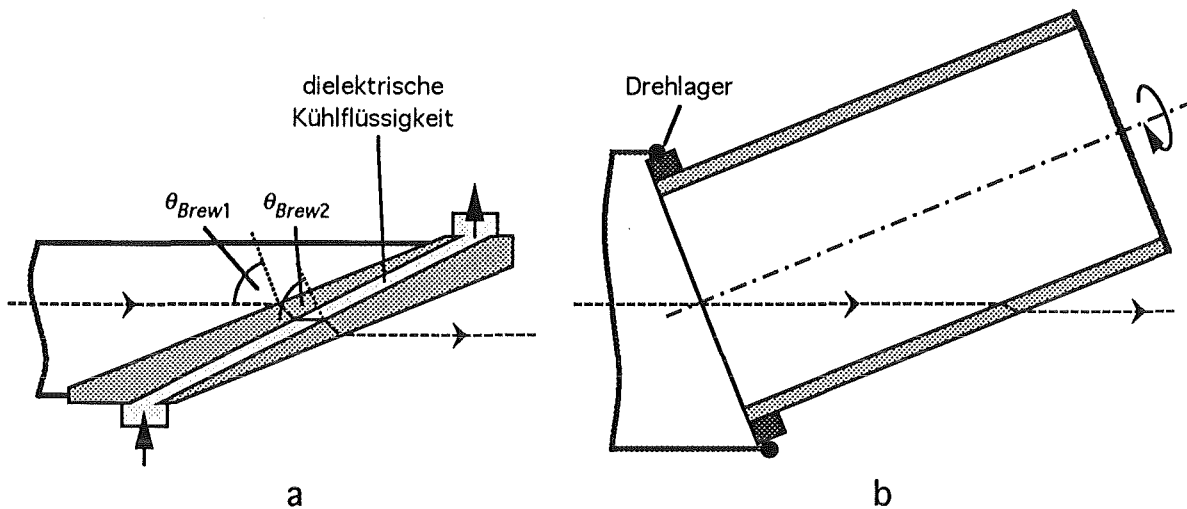


Abb. 5.2: Brewster-Fenster für hohe Pulsenergien.
a) Zweiseibenbauweise mit Oberflächenkühlung, b) Rohrausführung.

5.3 Dünne Fenster

5.3.1 Folienfenster

Wählt man die elektrische Dicke einer dielektrischen Schicht so gering, daß sie bis zur oberen Bandgrenze f_o klein gegenüber einem Viertel der betrachteten Wellenlänge λ_{ev} ist, so erhält man ein extrem breitbandiges Fenster. Die Theorie dieser elektrisch dünnen Fenster ist in Abschnitt 2.3.3 behandelt. Für nur schwach verlustbehaftete Dielektrika und für Wellen, die der TEM-Näherung ($k_{ev} \ll k_0$) genügen, wurde dort die folgende analytische Näherung für die -20 dB-Grenzfrequenz des Reflexionsspektrums abgeleitet:

$$f_o \approx \frac{0.1c_0}{\pi d(\epsilon_r' - 1)} \quad (5.2) = (2.19)$$

Will man z.B. eine obere Bandgrenze $f_o = 150$ GHz erreichen, so ergeben sich aus dieser Beziehung sehr dünne Schichtdicken (d_{150}). In Tabelle 5.2 sind diese Werte für Teflon sowie einige Fenstermaterialien aus dem Anhang A.2 angegeben.

ten magnetisch fixiert. Es gilt zu untersuchen, ob diese Dichtungstechnik auch auf drehbare Rohrfenster übertragbar ist.

Tabelle 5.2: Größtmögliche Schichtdicke d_{150} für verschiedene Dielektrika, unter der Bedingung, daß an der oberen Grenzfrequenz $f_o = 150$ GHz eine Reflektivität von einem Prozent nicht überschritten werden darf.

	Teflon amorph	SiO ₂ amorph	BN (CVD) p.c.	C (CVD) p.c.	Al ₂ O ₃ s.c.	Si s.c.
ϵ_r' ($\epsilon_{r\perp}'$)	2.05	3.82	4.41-4.93	5.65-5.75	9.40	11.7
$d_{150}/\mu\text{m}$	60.6	22.6	18.7-16.2	13.7-13.4	7.6	5.9

Zur Realisierung solch dünner Schichten bieten sich zunächst Folien aus verlustarmen Kunststoffen an. Für Ultrahochvakuum-Röhren (UHV-Röhren) sind Kunststoffe jedoch ungeeignet, da sie den hohen Temperaturen der nach dem Zusammenbau notwendigen thermischen Behandlung nicht standhalten.¹ Dünne freitragende und vakuumdichte Schichten in den benötigten Abmessungen lassen sich jedoch auch aus einigen der röhrengereinigten Materialien herstellen. So beschreiben z.B. Windischmann und Epps (1992) die optischen, morphologischen und mechanischen Eigenschaften freistehender Membranen aus CVD-Diamant. Diese Autoren berichten von Membranen mit Dicken im Bereich von 150 nm bis 3 μm bei Durchmessern bis zu 75 mm. Bei den üblichen Fensterdurchmessern von einigen Zentimetern hält allerdings keine dieser anorganischen Folien einer Druckdifferenz von einem Bar stand.² Somit lassen sich elektrisch dünne Fenster im betrachteten Frequenzbereich nicht für Hochleistungsrohren einsetzen.

5.3.2 Halbwellenfenster

Eine andere Möglichkeit zur Erzielung einer hohen Bandbreite besteht darin, die Scheibe bei der Bandmittenfrequenz f_m auf eine Halbwellenresonanz mit möglichst niedriger Ordnungszahl N_h abzustimmen. Die Theorie von Halbwellenscheiben ist in Abschnitt 2.3.1 dargelegt. Sind die Verluste im Dielektrikum nicht allzu groß, und kann für die betrachtete Welle die TEM-Näherung angewendet werden, so läßt sich die resonante Scheibendicke d_{N_h} mit Hilfe von Gl. (5.3) bestimmen.

¹ Ultrahochvakuum-Röhren werden nach dem Zusammenbau einem Ausheizprozeß unterzogen. Hierbei werden die von den Innenwänden absorbierten Moleküle freigesetzt und abgepumpt. Bei Gyrotrons beträgt die Ausheiztemperatur üblicherweise 450°C. Der Ausheizprozeß dauert ungefähr eine Woche.

² Für Hochleistungsfenster hat es keinen Sinn, die zu überbrückende Druckdifferenz von einem Bar auf mehrere Folien aufzuteilen, da in den dann entstehenden Leitungsabschnitten „schlechten“ Vakuums aufgrund des Paschen-Gesetzes die Durchschlagsfeldstärke stark reduziert ist. Bei unverändertem Leitungsdurchmesser käme es somit zu Überschlügen.

5 Breitbandfenster

$$d_{Nh} = N_h \frac{c_0}{2f_m \sqrt{\epsilon_r'}} \quad (5.3)$$

Für den Fall einer bündig in einen Kreishohlleiter mit Radius a eingebauten Fensterscheibe, die mit einer $TE_{m,n}$ -Welle betrieben wird, ergibt sich:

$$d_{Nh} = N_h \frac{\pi}{\sqrt{\left(\frac{2\pi f_m}{c_0}\right)^2 \epsilon_r' - \left(\frac{\chi'_{m,n}}{a}\right)^2}} \quad (5.4)$$

Für die -20 dB-Reflexionsbandbreite konnte in Abschnitt 2.3.3 die Näherungsbeziehung

$$\frac{f_o - f_u}{f_m} \approx \frac{0.4\sqrt{\epsilon_r'}}{\pi N_h (\epsilon_r' - 1)} \quad (5.5) = (2.20)$$

abgeleitet werden. Die größte Bandbreite läßt sich demnach für $N_h = 1$ und eine möglichst niedrige Permittivität erzielen.

Eine Anforderung an die Mindestdicke einer Fensterscheibe ergibt sich aus Betrachtungen der mechanischen Festigkeit. Die Dicke muß so groß gewählt werden, daß sie der Summe der Belastung mit statischen und dynamischen Zugspannungen stets sicher standhält. Die statische Belastung wird von der Druckdifferenz verursacht, die zwischen beiden Seiten der Scheibe herrscht. Die dynamische Belastung ergibt sich aus der Leistungsdichteverteilung der Welle, die durch das Fenster übertragen wird. Über den Verlustmechanismus des Dielektrikums entsteht aus der Leistungsdichteverteilung eine Temperaturverteilung, deren Gradienten schließlich zu Thermospannungen führen.

Hier wird nur auf die statische Belastung näher eingegangen. Aufgrund einer Druckdifferenz Δp zwischen beiden Seiten erfährt eine Kreisscheibe mit Radius R_d und Dicke d eine Durchbiegung w_d , die sich nach Rumpel und Sondershausen (1990, S. C38) durch

$$w_d \approx 0.696 \frac{R_d^4 \Delta p}{d^3 E} \quad (5.6)$$

bestimmen läßt. E steht hierbei für den Elastizitätsmodul des Scheibenmaterials. Gl. (5.6) gilt unter der Bedingung, daß die Scheibe an ihrem Rand gelenkig gelagert ist und daß die Poisson-Zahl $\nu = 0.3$ beträgt. Unter den gleichen Voraussetzungen kann auch die maximal auftretende Zugspannung σ_{max} angegeben werden, die durch die Wölbung verursacht wird:

5 Breitbandfenster

$$\sigma_{max} \approx 1.24 \frac{R_d^2 \Delta p}{d^2} \quad (5.7)$$

Für Halbwellenfenster mit $f_m = 140$ GHz, $N_h = 1$, $2R_d = 70$ mm und $\Delta p = 1$ bar sind in Tabelle 5.3 die wichtigsten Fenstercharakteristika für verschiedene Materialien zusammengestellt. Weitere Angaben zu diesen Materialien sind in Anhang A.2 aufgeführt.

Man erkennt aus Tabelle 5.3, daß beim gewählten Fensterdurchmesser nur die Diamantscheibe und eventuell noch die Siliziumscheibe der Druckdifferenz standhalten. In allen anderen Fällen übersteigt die maximal auftretende Zugspannung σ_{max} die Festigkeit σ_b des Materials, oft sogar um ein Vielfaches. Der CVD-Diamant und das Silizium besitzen sehr hohe Festigkeiten, wie man Tabelle A.2 entnehmen kann. Durch seine extrem hohe Wärmeleitfähigkeit und seine niedrige Permittivität ist der Diamantwerkstoff dem Silizium jedoch deutlich überlegen. Halbwellenfenster aus CVD-Diamant müßten sich gut als randgekühlte Einscheibenfenster für Verstärkergyrotrons, insbesondere für Gyrowanderfeldröhren, eignen. In Abb. 5.3 sind die berechneten Reflexionsspektren für das Diamantfenster und das Siliziumfenster aus der Tabelle 5.3 dargestellt.

Tabelle 5.3: Charakteristische Größen von Halbwellenfenstern aus ausgewählten Materialien: Dicke d_1 nach Gl. (5.3) und -20 dB-Reflexionsbandbreite $(f_o-f_u)/f_m$ für $N_h = 1$ und $f_m = 140$ GHz, maximale Zugspannung σ_{max} und Durchbiegung w_d für $2R_d = 70$ mm und $\Delta p = 10^5$ Pa = 1 bar.

	SiO ₂ amorph	BN (CVD) p.c.	C (CVD) p.c.	Al ₂ O ₃ s.c.	Al ₂ O ₃ p.c.	Si s.c.
ϵ_r' ($\epsilon_{r\perp}'$)	3.82	4.41-4.93	5.65-5.75	9.40	9.7-9.9	11.7
$d_1/\mu\text{m}$	549	510-482	450-447	349	344-340	313
$((f_o-f_u)/f_m)/\%$	8.8	7.8-7.2	6.5-6.4	4.6	4.6-4.5	4.1
σ_{max}/GPa	0.50	0.58-0.65	0.75-0.76	1.2	1.3	1.6
$\sigma_{max}/\sigma_b < 1$	nein	nein	ja	nein	nein	ja
w_d/mm	-	-	< 1.5	-	-	18

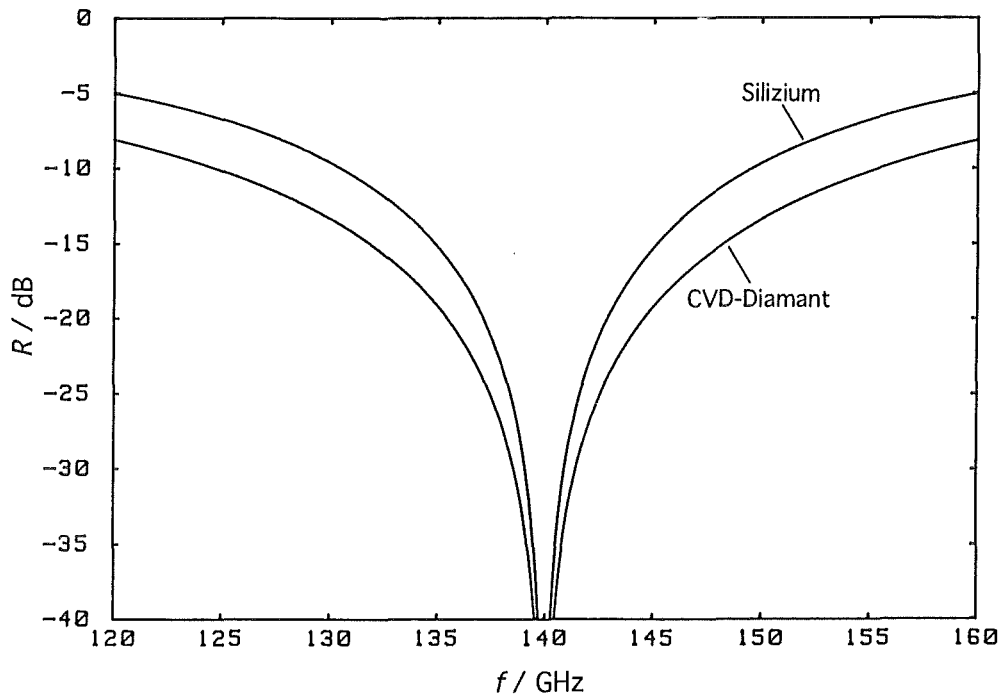


Abb. 5.3: Berechnete Reflexionsspektren für Halbwellenfenster ($N_h = 1$) aus CVD-Diamant und Silizium.

5.4 Vergütete Fenster

5.4.1 Wirkungsweise von Vergütungen

Die Übertragungsbandbreite elektrisch dicker Fensterscheiben kann durch Vergüten der Oberflächen beträchtlich erhöht werden. Während die Anwendung von Vergütungen für Linsen und Fenster im Bereich der Optik schon seit Jahrzehnten stand der Technik ist, wurden solche Verfahren für Millimeterwellenfenster hoher Leistung bisher noch nicht eingesetzt. Im folgenden werden Vergütungsmethoden für diesen Fenstertyp näher untersucht, wobei ausschließlich auf verlustarme Dielektika zurückgegriffen wird, die sich für einen Einsatz in UHV-Röhren eignen. Es gilt hier also stets $\tan \delta \ll 1$ und damit $\epsilon_r \approx \epsilon_r'$.

Die Wirkungsweise der verschiedenen Vergütungsverfahren lässt sich anhand des axialen Permittivitätsprofils eines Fensters veranschaulichen. Abb. 5.4a zeigt das Permittivitätsprofil einer unvergüteten planparallelen Scheibe (Substratscheibe) mit der Dicke d_s . Das Profil zeichnet sich durch die beiden abrupten Permittivitätssprünge an den Scheibenoberflächen aus. Jeder Sprung wirkt als ein partieller Reflektor mit einem Reflexionsfaktor ρ_v nach Gl. (2.4). Stimmt man nun die Dicke dieser Scheibe bei der Frequenz f_m auf eine Halbwellenresonanz ab (d.h.

$d_s = N_h \lambda_{\epsilon V} / 2$ wobei $\epsilon_r' = \epsilon_{rs}'$), so hebt sich die Wirkung der beiden Reflektoren bei f_m gegenseitig auf. Dieser, bereits in Abschnitt 2.3.1 behandelte Interferenzeffekt, funktioniert, wegen der aus Stabilitätsgründen recht hoch zu wählenden Halbwellenzahl N_h (üblich ist $5 \leq N_h \leq 10$ bei 140 GHz), nur innerhalb eines schmalen Frequenzbereichs. Die erreichbare Bandbreite ist dabei umgekehrt proportional zu N_h (Gl. (2.20) bzw. Gl. (5.5)). Bei der Vergütung eines Fensters versucht man nun, das Permittivitätsprofil derart umzuformen, daß der Reflexionsfaktor jeder einzelnen Oberfläche breitbandig eliminiert wird. Man ist dann nicht mehr auf die gegenseitige Kompensation beider Oberflächen angewiesen und kann somit auch andere als planparallele Scheiben verwenden. Zur Vergütung können nun entweder gestufte Profile aus Viertelwellenschichten oder auch lange kontinuierliche Profile angewendet werden. Abb. 5.4b zeigt ein einfach gestuftes Permittivitätsprofil, Abb. 5.4c stellt eine kontinuierlich vergütete Scheibe dar.

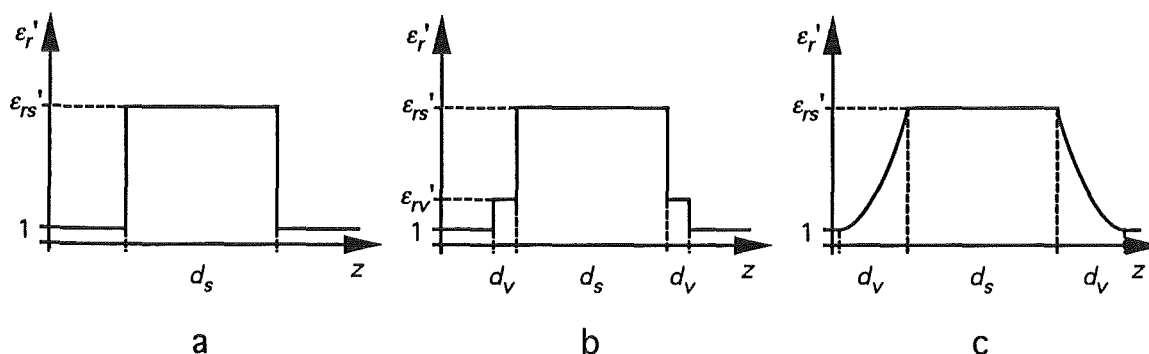


Abb. 5.4: Axiale Permittivitätsprofile eines Fensters ohne Vergütung (a), mit einfach gestufter Vergütung (b) und mit kontinuierlicher Vergütung (c).

Die Wirkung der gestuften Vergütung nach Abb. 5.4b beruht darauf, daß der ursprüngliche Reflexionsfaktor ρ_v jeder einzelnen Oberfläche durch Hinzufügen eines zusätzlichen Permittivitätssprungs geeigneter Höhe in zwei betrags- und phasengleiche, örtlich voneinander separierte Teilreflexionsfaktoren ρ_{va} und ρ_{vb} aufteilt wird. Wählt man den Abstand d_v der beiden Teilreflektoren entsprechend Gl. (5.8) zu einem ungeradzahligem Vielfachen der viertel Wellenlänge, so hebt sich ihre Wirkung gegenseitig auf.¹ Für die Auslegungsfrequenz f_m verschwindet also der Reflexionsfaktor jeder der beiden Oberflächen.

$$d_v = N_q \frac{\lambda_{\epsilon V}}{4} \stackrel{k_{cv} \ll k_0}{\approx} N_q \frac{c_0}{4 f_m \sqrt{\epsilon_{rv}'}} \quad \text{mit } N_q \in \{1, 3, 5, \dots\} \quad (5.8)$$

¹ Wegen der Phasengleichheit der beiden Reflexionsfaktoren genügt hierzu bereits ein Abstand von einer viertel anstatt einer halben Wellenlänge.

Aufgrund ihres kürzeren Transformationswegs besitzt die $\lambda/4$ -Transformation bei kleinem N_q eine deutlich höhere Bandbreite als die $\lambda/2$ -Transformation mit N_h im Bereich zwischen 5 und 10. Wählt man $N_q = 1$, so erhält man bereits eine beachtliche Bandbreite. Noch größere Bandbreiten lassen sich mit mehrstufigen Vergütungen erzielen, wie sie in der Optik eingesetzt werden.¹ Da jedoch bereits einstufig vergütete Fensterscheiben schwierig zu realisieren sind und Probleme hinsichtlich der Übertragung hoher Leistungen aufweisen, und diese Probleme außerdem mit steigender Stufenzahl noch stark zunehmen, erscheinen mehrstufig vergütete Fenster für hohe Millimeterwellenleistungen als nicht mehr praktikabel. Alle folgenden Betrachtungen gestufter Vergütungen beschränken sich deshalb auf den einstufigen Fall.

Verwirklichen lassen sich gestufte Vergütungen auf zwei Arten: Man kann beide Scheibenoberflächen mit dielektrischen Beschichtungen versehen (Abb. 5.5a), oder man kann die Oberflächen derart strukturieren, daß ein Stufenprofil entsteht (z.B. Rechteckrillen wie in Abb. 5.5b dargestellt). Damit die beiden Teilreflektoren den gleichen Reflexionsfaktor erhalten, muß die Permittivität ϵ_{rv}' der Beschichtung bzw. die effektive Permittivität des strukturierten Bereichs gemäß

$$\epsilon_{rv}' = \sqrt{\epsilon_{rs}'} \quad (5.9)$$

gewählt werden. Für Wellen, die der TEM-Näherung genügen, lassen sich ρ_{va} und ρ_{vb} aus Gl. (2.4c) bestimmen:

$$\rho_{va} = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_{rv}'}}{1 + \sqrt{\epsilon_{rv}'}} \quad \text{und} \quad \rho_{vb} = \frac{\sqrt{\epsilon_{rv}'} - \sqrt{\epsilon_{rs}'}}{\sqrt{\epsilon_{rv}'} + \sqrt{\epsilon_{rs}'}} \quad (5.10)$$

ρ_{va} und ρ_{vb} werden nach Betrag und Phase identisch, wenn man die Bedingung Gl. (5.9) einhält.

Der Grundgedanke der zweiten Methode, der kontinuierlichen Vergütung nach Abb. 5.4c, ist es, den Permittivitätssprung auf der Scheibenoberfläche abzumildern. Dazu wird ein Permittivitätsprofil verwendet, das langsam von der Permittivität des Vakuums auf den Wert des Substrats übergeht. Hierdurch wird der Übergang der Welle ins Dielektrikum stoßfrei gestaltet. Die Dicke dieser Vergütungsschicht muß allerdings größer als eine halbe Freiraumwellenlänge betragen ($d_v > \lambda_0/2$).

¹ Die in der Optik angewandten Mehrschichtvergütungen werden ausführlich in Musset und Thelen (1970) behandelt.

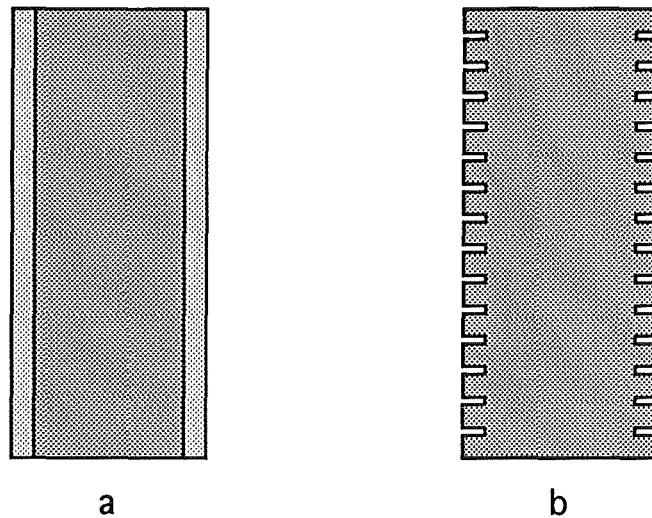


Abb. 5.5: Einfach gestufte Vergütungen mit Hilfe dielektrischer Beschichtungen (a) bzw. profilierter Oberflächen (b).

Prinzipiell können auch die kontinuierlichen Vergütungen durch dielektrische Beschichtungen (Abb. 5.6a) oder durch strukturierte Scheibenoberflächen (Abb. 5.6b) realisiert werden. Für die erste Variante benötigt man allerdings Dielektrika mit einem ortsabhängigen Permittivitätsverlauf. Solche Dielektrika werden z.B. in der optischen Nachrichtentechnik verwendet, und zwar in Faserwellenleitern mit definiertem transversalen Brechzahlprofil. Diese Fasern werden z.B. aus Quarzglas hergestellt, das mit Fluor oder anderen Stoffen entsprechend dem gewünschten Profil dotiert wird (siehe Grau und Freude, 1991, S. 33). Mit diesen Dotierungen lassen sich allerdings nicht die hohen Permittivitätsvariationen erzeugen, die man für Fenstervergütungen benötigt. Kontinuierliche dielektrische Vergütungen scheinen somit für Millimeterwellenfenster hoher Leistung nicht realisierbar zu sein. Sie werden daher im folgenden auch nicht weiter betrachtet. Kontinuierliche Vergütungen auf der Basis von strukturierten Scheibenoberflächen lassen sich hingegen relativ einfach realisieren. Man muß hierzu die Scheibenoberflächen mit einer Struktur versehen, die einen langsamen kontinuierlichen Übergang der effektiven Permittivität gewährleistet. Dies kann z.B. durch Dreieckkrillen (Abb. 5.6b) oder Pyramidenstrukturen erreicht werden.

Sämtliche in den Abbn. 5.5 und 5.6 vorgestellten vergüteten Fenster besitzen ein planparalleles Substrat. Hierdurch eröffnet sich die Möglichkeit, die Substratdicke bei der Mittenfrequenz f_m auf eine Halbwellenresonanz abzustimmen. Bei idealen Vergütungsschichten wäre dies zwar nicht zwingend notwendig, es reduziert jedoch die Empfindlichkeit praktischer Fenster gegenüber Fehlern der Vergütungsschichten und vermindert die Reflektivität im Bereich der Mittenfrequenz. Im allgemeinen vergrößert sich durch die resonante Abstimmung des Substrats auch

noch die Bandbreite. In Ambrosy (1992, S. 33-35) wird gezeigt, daß es für ein gegebenes ϵ_{rs}' und eine gewünschte Bandbreitendefinition jeweils eine optimale Halbwellenzahl gibt.

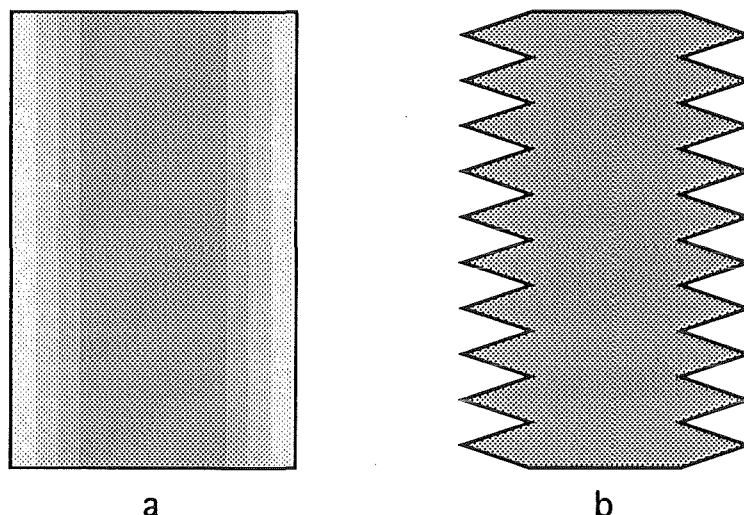


Abb. 5.6: Kontinuierliche Vergütungen mit Hilfe dotierter Dielektrika (a) bzw. profilierter Oberflächen (b).

In den Abschnitten 5.4.2 bis 5.4.4 werden praktische Entwürfe für vergütete Fenster vorgestellt und diskutiert. Von einigen dieser Entwürfe wurden Muster aufgebaut und experimentell untersucht. Alle diese Probeaufbauten wurden für eine linear polarisierte ebene Welle ausgelegt, um sie mit Hilfe des in Kapitel 3 vorgestellten quasioptischen Fenstermeßplatzes analysieren zu können.

5.4.2 Einfach gestufte Vergütung mittels dielektrischer Beschichtung

Mit den Gln. (5.8) und (5.9) wurden bereits die Bedingungen für eine dielektrische Vergütungsschicht genannt. Während die Einhaltung von Gl. (5.8) keine größeren Schwierigkeiten bereitet, stellt sich die Bedingung Gl. (5.9) als ein ernsthaftes Problem heraus. Betrachtet man die Fenstermaterialien in Tabelle A.2, so stellt man fest, daß keine Kombination der dort aufgeführten Dielektrika dieser Bedingung genügt. Verwendet man für die Vergütungsschichten Quarzglas, das röhrenverträgliche Material mit der niedrigsten Permittivität ($\epsilon_{rv}' = 3.82$), so muß man für das Substrat ein Dielektrikum mit $\epsilon_{rs}' = (3.82)^2 \approx 14.6$ wählen. Es stellt sich als schwierig heraus, ein Material dieser hohen Permittivität zu finden, das im Millimeterwellenbereich hinreichend verlustarm ist.

Zum praktischen Aufbau eines beschichteten Fensters wurde eine Magnesiumtitanat-Keramik mit der Bezeichnung D-15 Mg-Ti (Hersteller: Trans-Tech. Inc. in Adamstown, Maryland) aus-

gewählt (Ambrosy, 1992; Nickel *et al.*, 1992). Für Frequenzen um 9.4 GHz gibt der Hersteller für dieses Material eine Permittivität von 15.0 ± 0.5 und einen Verlustfaktor von unter $2 \cdot 10^{-4}$ an. Messungen bei 145 GHz an Scheiben aus diesem Material ergaben eine Permittivität von 16.0 ± 0.1 und einen Verlustfaktor von ungefähr $10 \cdot 10^{-4}$ (Heidinger, 1993), eigene Messungen ergaben eine Permittivität von 15.5 bei 140 GHz. Aus diesem Material wurde ein planparalleles Substrat von 70 mm Durchmesser angefertigt. Durch Abschleifen und Polieren dieser Scheibe wurde versucht, die hinsichtlich der Bandbreite optimale ($N_h = 7$)-Resonanz auf 140 GHz abzustimmen, was mit einer mittleren Dicke $d_s = 1.910$ mm auch annähernd gelang. Abb. 5.7 vergleicht das gemessene mit dem berechneten Reflexionsspektrum dieser Scheibe. Zur Messung wurde der quasioptische Fenstermeßplatz (Kapitel 3) verwendet, die Rechnungen wurden mit Hilfe von Gl. (2.8a) und den Parametern $d_s = 1.910$ mm, $\epsilon_{rs}' = 15.5$ und $\tan \delta = 10 \cdot 10^{-4}$ durchgeführt.

Für die Vergütungsschichten wurde Quarzglas mit der Bezeichnung Infrasil 1 (Hersteller: Heraeus in Hanau) verwendet. Um handhabbare Dicken zu erhalten, wurden die Quarzglas-schichten nicht auf $N_q = 1$, sondern auf $N_q = 3$ abgestimmt ($d_v \approx 0.82$ mm). Die Substrat-scheibe wurde nun beidseitig mit den Vergütungsscheiben belegt. Die entstandenen Luftspalte wurden durch Pressen auf ein Minimum reduziert. Anschließend wurde der Rand des Scheibenstapels versiegelt, um ein erneutes Eindringen von Luft zu verhindern. Die Parameter des kompletten Fensters sind in Tabelle 5.4 zusammengestellt. Abb. 5.8 zeigt die theoretischen und experimentellen Ergebnisse dieses Fensters (Maßler, 1993; Nickel *et al.*, 1993a und b).

Wie man Abb. 5.8 entnehmen kann, erreicht dieses einstufig vergütete Fenster bereits die beachtliche Bandbreite¹ von 17 GHz entsprechend 12%. Die Bandbreite ist somit bereits für die meisten in Abschnitt 5.1 genannten Anwendungen völlig ausreichend. Allerdings eignet sich die lose Schichtung der Scheiben nicht zur Übertragung hoher Leistungen, da man davon ausgehen muß, daß es in den Luftspalten durch die hohen elektrischen Feldstärken zu Überschlägen kommt. Außerdem ist fraglich, wie man die Schichten effektiv kühlen kann.

¹ Da, wie aus Abb. 5.8 ersichtlich ist, die -20 dB-Bandbreite von den beiden der Mittenfrequenz benachbart liegenden Nebenkeulen stark eingeschränkt werden würde, wurde bei diesem Fenster die -18 dB-Bandbreite gewählt.

5 Breitbandfenster

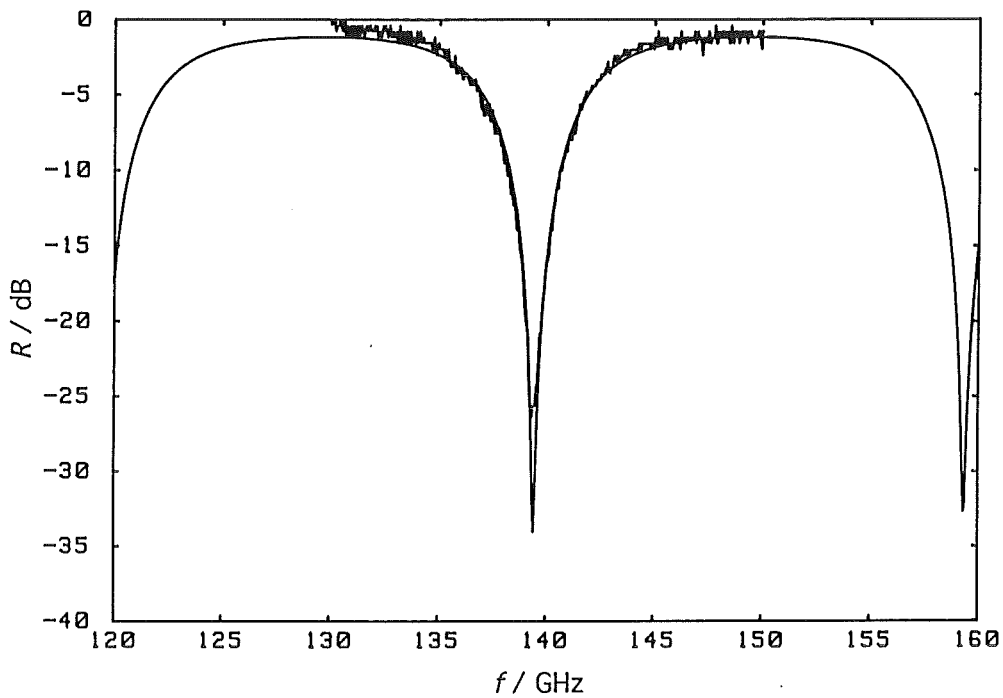


Abb. 5.7: Gemessenes und berechnetes Reflexionsspektrum einer Substratscheibe aus Magnesiumtitanat-Keramik mit $N_h = 7$ bei $f_m \approx 140$ GHz.

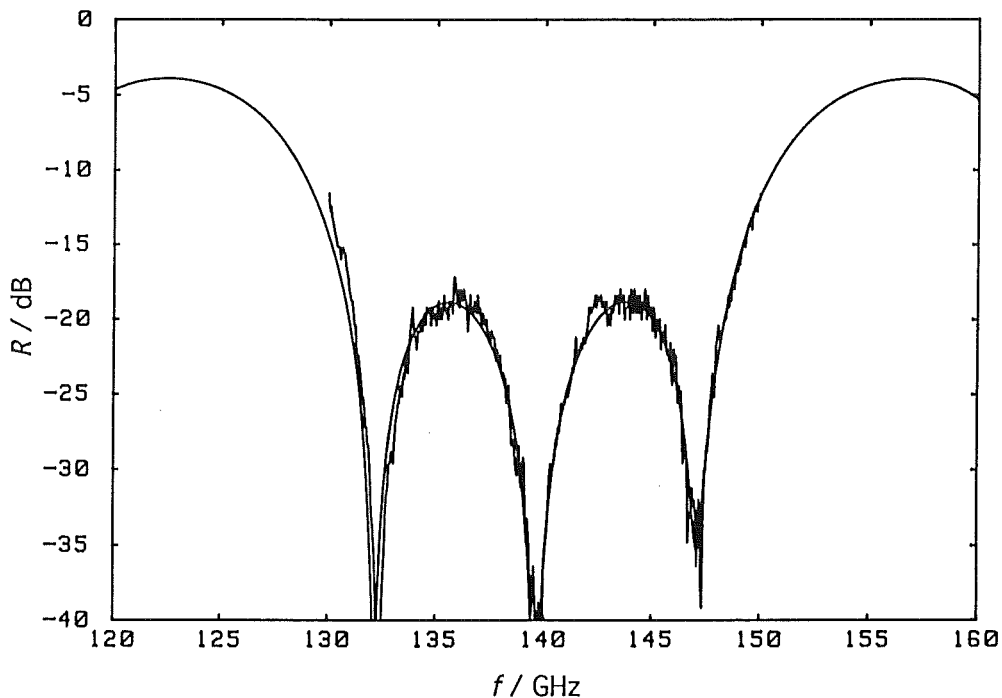


Abb. 5.8: Gemessenes und berechnetes Reflexionsspektrum des dielektrisch vergüteten Fensters: Substratscheibe aus Abb. 5.7; Vergütungsschichten aus Quarzglas mit $N_q = 3$ bei $f_m = 140$ GHz.

Tabelle 5.4: Parameter des aufgebauten dielektrisch vergüteten Fensters. Die Zahl N entspricht der Anzahl N_q der viertel Wellenlängen in den Vergütungsschichten bzw. der Anzahl N_h der halben Wellenlängen im Substrat, jeweils bei $f_m = 140$ GHz.

Schicht	Material	Hersteller	d/mm	ϵ_r'	$\tan\delta \cdot 10^4$	N
1	Quarzglas Infrasil 1	Heraeus	0.822	3.81	5	3
L ¹	Luft	-	0.0035	1	0	-
2	Keramik D-15 Mg-Ti	Trans-Tech	1.910	15.5	≈ 10	7
L ¹	Luft	-	0.0035	1	0	-
3	Quarzglas Infrasil 1	Heraeus	0.819	3.81	5	3

Würde man anstatt der nur lose aufgelegten Vergütungsschichten das Quarzglas direkt auf dem Substrat abscheiden (eventuell mit Hilfe eines Sol-Gel-Verfahrens) und würde man $N_q = 1$ anstatt $N_q = 3$ realisieren, so ließe sich ein, vom Übertragungsverhalten her gesehen, nahezu ideales Breitbandfenster realisieren. Die Parameter für zwei Varianten dieses Fensters sind in Tabelle 5.5 zusammengefaßt.

Tabelle 5.5: Parameter zweier optimierter 140 GHz Breitbandfenster mit einstufigen dielektrischen Vergütungen.

Variante	Schicht	Material	d/mm	ϵ_r'	$\tan\delta \cdot 10^4$	N
A	1	Quarzglas (OH-arm)	0.27426	3.81	5	1
	2	Keramik D-15 Mg-Ti	1.90370	15.5	≈ 10	7
	3	Quarzglas (OH-arm)	0.27426	3.81	5	1
B	1	Quarzglas (OH-arm)	0.27426	3.81	5	1
	2	Keramik D-15 Mg-Ti	2.03968	15.5	≈ 10	7.5
	3	Quarzglas (OH-arm)	0.27426	3.81	5	1

Variante A dieses optimierten Fensters besitzt ein resonantes Substrat mit $N_h = 7$. Bei Variante B ist das Substrat mit $N_h = 7.5$ antiresonant. Die Reflexionsspektren dieser Fenster sind in Abb. 5.9 dargestellt, die Absorptionsspektren zeigt Abb. 5.10. Die relative -20 dB-Reflexionsbandbreite beträgt bei Variante A 16%, bei Variante B jedoch nur etwa 8%. Gibt man sich

¹ Bei den beiden Schichten L handelt es sich um parasitäre Luftspalte, die trotz des Zusammenpressens zwischen den Schichten verblieben.

5 Breitbandfenster

allerdings bei Variante B bereits mit einer Reflektivität von -16 dB zufrieden, so erhält man eine beachtlich große Bandbreite von 27%.

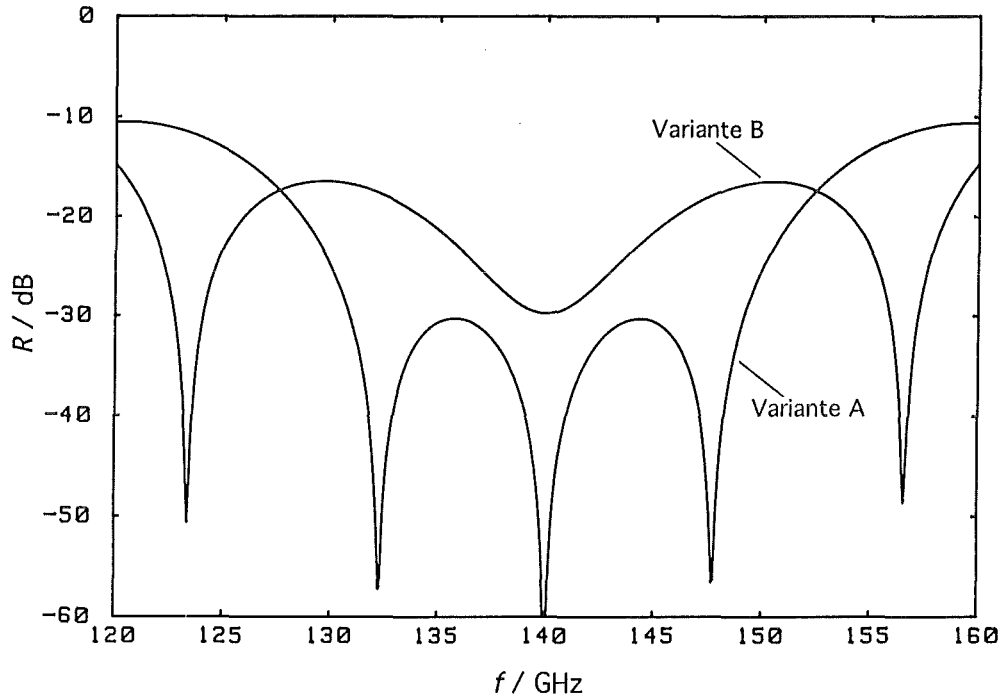


Abb. 5.9: Berechnete Reflexionsspektren der zwei Fenstervarianten aus Tabelle 5.5.

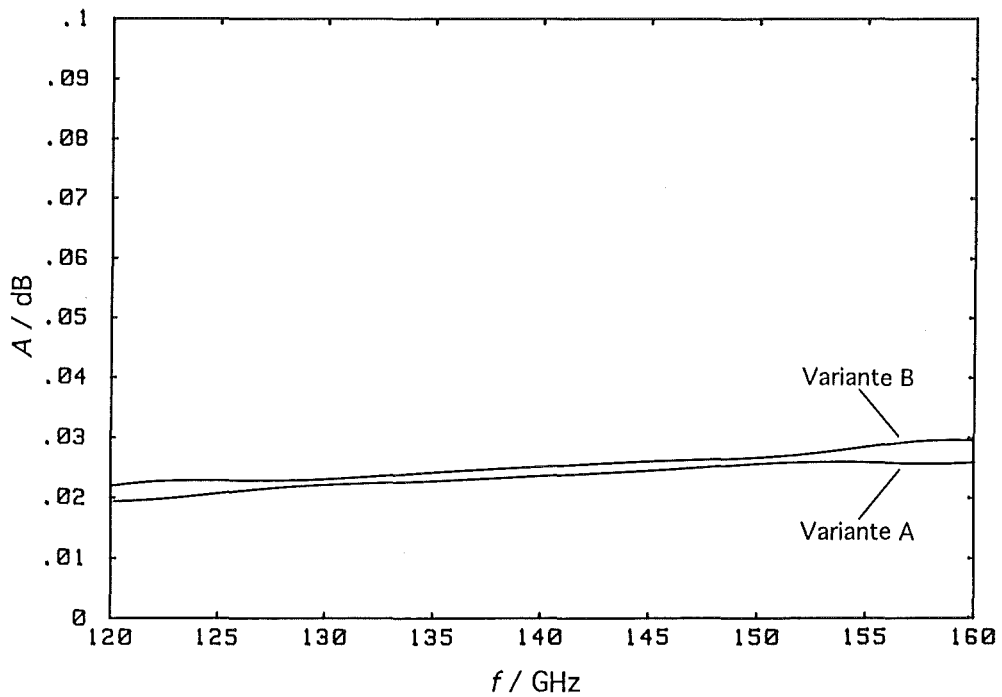


Abb. 5.10: Berechnete Absorptionsspektren der zwei Fenstervarianten aus Tabelle 5.5.

5 Breitbandfenster

Da die Wärmeausdehnungskoeffizienten der Magnesiumtitanatkeramik ($7.5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) und des Quarzglas ($0.5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) nur schlecht miteinander vereinbar sind, muß man davon ausgehen, daß sich die beiden Fenstervarianten aus Tabelle 5.5 nicht für die Übertragung hoher Pulsenergien eignen. Bei starker Erwärmung des Fensters, wie man sie bei einer Gesamtabsorptivität zwischen 2% und 3% (Abb. 5.10) zu erwarten hat, würden die Vergütungsschichten aufgrund der entstehenden Zugspannungen zerreißen.

Um das Problem der starken Erwärmung zu umgehen, kann man zwei vergütete Scheiben zu einem oberflächengekühlten Doppelscheibenfenster kombinieren. Eine besonders vielversprechende Anordnung ergibt sich aus zwei Scheiben der Variante A, die über einen Kühlpalt mit resonanter Breite voneinander separiert sind. In Abb. 5.11 ist dies für einen luftgefüllten Scheibenabstand von 2.1414 mm ($N_h = 2$ bei 140 GHz) gezeigt. Die relative -20 dB-Reflexionsbandbreite dieser Anordnung beträgt etwas mehr als 14%, man büßt also gegenüber der einzelnen Scheibe nur wenig an Bandbreite ein. Das so entstandene Doppelscheibenfenster müßte sich für einen Dauerstrichbetrieb mit mittleren Leistungen eignen.

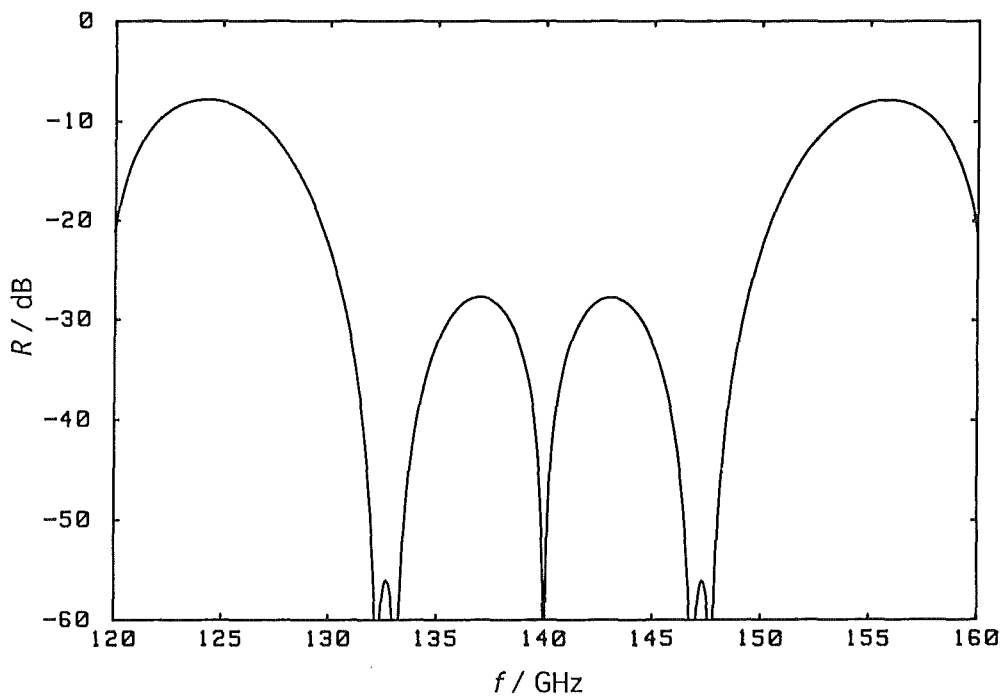


Abb. 5.11: Berechnetes Reflexionsspektrum eines Doppelscheibenfensters aus zwei vergüteten Einzelscheiben der Variante A aus Tabelle 5.5. Der luftgefüllte Kühlpalt ist auf $N_h = 2$ abgestimmt.

5.4.3 Einfach gestufte Vergütung mittels Rechteckrillen

Um ein gestuftes Permittivitätsprofil wie in Abb. 5.4b dargestellt zu erzeugen, können neben den dielektrischen Beschichtungen auch verschiedene Arten von Oberflächenstrukturen eingesetzt werden. Z.B. werden in Morita und Cohn (1956) die folgenden Strukturen zur Simulation von Viertelwellentransformatoren vorgestellt, die jeweils in periodischen Abständen auf der Scheibenoberfläche anzuordnen sind: Rillen mit rechteckigem Querschnitt (Rechteckrillen), gekreuzte Rechteckrillen, Kreislöcher mit ebenem Boden, erhabene Kreiszyylinder. Es können jedoch auch Löcher oder Zylinder mit anderen als Kreisquerschnitten eingesetzt werden. Alle diese für kleine Wellenlängen vorgesehene Strukturen lassen sich aufgrund ihrer Größe nur sehr schwierig in die hier betrachteten harten Substratmaterialien einbringen. Am einfachsten können noch die Rechteckrillen gefertigt werden. Die Untersuchungen wurden deshalb auf diese Art der Strukturierung beschränkt. Außerdem werden hier nur ebene linear polarisierte Wellen betrachtet. Abb. 5.12 zeigt einen Ausschnitt einer gerillten Scheibenoberfläche und definiert die Parameter Gitterperiode c , Rillenbreite g und Rillentiefe d_v .

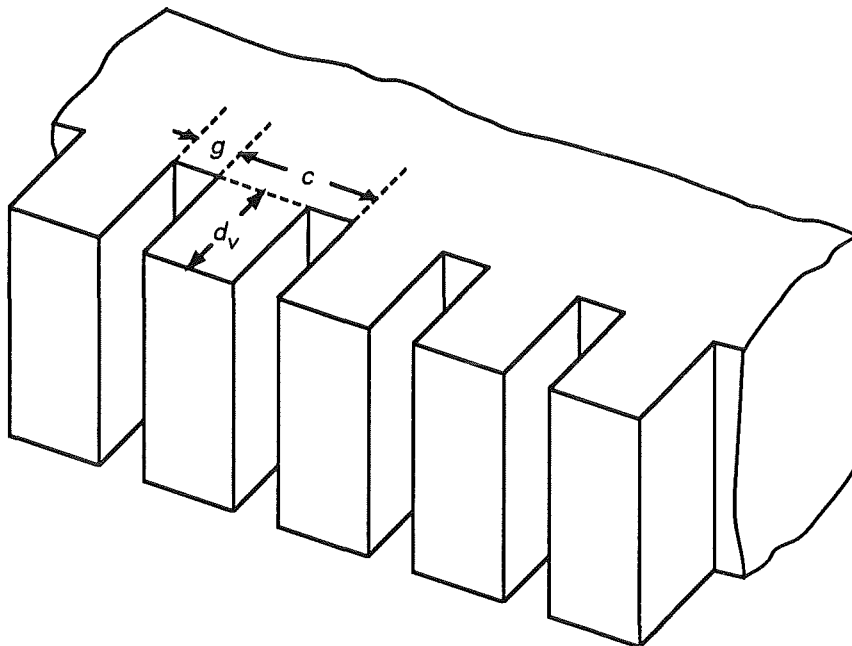


Abb. 5.12: Parameter einer Rechteckrillen-Vergütung.

Eine Rechteckrillen-Struktur kann, genau wie jede andere periodisch angeordnete Struktur, nur dann zur Vergütung eines Fensters eingesetzt werden, wenn sichergestellt ist, daß sie im betrachteten Frequenzbereich nicht als Beugungsgitter wirkt. Fällt die Welle senkrecht auf die Struktur ein, so findet keine Beugung in höhere Gitterordnungen statt, solange die Wellenlänge

im Dielektrikum größer als die Gitterperiode c ist. Mit f_b als Grenzfrequenz für das Auftreten von Beugungserscheinungen erhält man

$$c = \frac{c_0}{f_b \sqrt{\epsilon_{rs}'}} \quad (5.11)$$

Für schräg einfallende Wellen ist, im Vergleich zum senkrechten Einfall, nur die halbe Gitterperiode zulässig (Collin und Brown, 1956). Sind die höheren Gitterordnungen unterdrückt, so läßt sich die strukturierte Zone durch ein homogenes dielektrisches Ersatzmedium beschreiben. Dieses verhält sich allerdings anisotrop. Besonders ausgeprägt ist die Anisotropie bei den einfach periodischen Rechteckrillen. Hier müssen, in Abhängigkeit davon, ob die elektrischen Feldlinien parallel oder senkrecht zu den Rillen ausgerichtet sind, zwei deutlich unterschiedliche effektive Permittivitäten angesetzt werden.

Die Auslegung von Rechteckrillen, die für eine linear polarisierte Welle als ein idealer Viertelwellentransformator wirken, wurde von Collin und Brown (1956) angegeben. Während die Gitterperiode mit Hilfe von Gl. (5.11) festgelegt werden kann, und sich die Rillentiefe aus Gl. (5.8) ergibt, müssen die optimalen Rillenbreiten aus einer transzendenten Gleichung bestimmt werden. Für den Fall, daß das elektrische Feld parallel bzw. senkrecht zu den Rillen ausgerichtet ist, gilt die Beziehung Gl. (5.12) bzw. Gl. (5.13).

$$(\epsilon_{rs}')^{1/4} \tan\left(\frac{\pi f_m (c - g)}{c_0} \sqrt{\epsilon_{rs}' - \sqrt{\epsilon_{rs}'}}\right) = \tanh\left(\frac{\pi f_m g}{c_0} \sqrt{\sqrt{\epsilon_{rs}' - 1}}\right) \quad (5.12)$$

$$\tan\left(\frac{\pi f_m (c - g)}{c_0} \sqrt{\epsilon_{rs}' - \sqrt{\epsilon_{rs}'}}\right) = (\epsilon_{rs}')^{3/4} \tanh\left(\frac{\pi f_m g}{c_0} \sqrt{\sqrt{\epsilon_{rs}' - 1}}\right) \quad (5.13)$$

Zum praktischen Aufbau eines solchen Fensters für eine Mittenfrequenz von $f_m = 140$ GHz wurde eine Aluminiumoxid-Keramik mit einer Reinheit von 99.5% ausgewählt. Messungen an diesem Material bei 145 GHz ergaben eine Permittivität von 9.70 und einen Verlustfaktor von etwa $3 \cdot 10^{-4}$ (Heidinger, 1993). Eigene Messungen bei 140 GHz ergaben eine Permittivität von 9.63.

Die Gitterperiode wurde für den Entwurf zu $c = 0.385$ mm festgelegt, d.h. $f_b = 251$ GHz (Gl. (5.11)). Für eine ebene Welle, deren elektrisches Feld parallel zu den Rillen steht, erhält man aus Gl. (5.12) eine Rillenbreite von $g = 0.302$ mm, d.h. die verbleibende Stegbreite $c - g$ würde in diesem Fall nur 83 μm betragen. Für ein senkrecht zu den Rillen ausgerichtetes Feld ergibt Gl. (5.13) eine Rillenbreite von $g = 0.127$ mm. Für die Rillentiefe erhält man in beiden

Fällen $d_v = 0.304$ mm (Gl. (5.8) mit $N_q = 1$). Für das ungeschlitzte Substrat wurde die ($N_h = 7$)-Resonanz angestrebt ($d_s = 2.415$ mm), da hiermit die beiden der Mittenfrequenz benachbart liegenden Nebenkeulen auf ungefähr -27 dB abgesenkt werden können.¹ In Abb. 5.13 ist das für dieses Fenster (Variante A) zu erwartende Reflexionsspektrum mit dem eines entsprechenden Fensters mit $N_h = 5$ (Variante B mit $d_s = 1.725$ mm) verglichen. Die relative -20 dB-Reflexionsbandbreite beträgt bei Variante A etwa 18%, bei Variante B werden sogar über 22% erreicht. Reduziert man N_h auf Werte unter 5, so erhält man zwar eine noch größere Bandbreite, jedoch ist es zweifelhaft, ob das durch die Kerbwirkung geschwächte Substrat dann noch der Druckbelastung standhält.

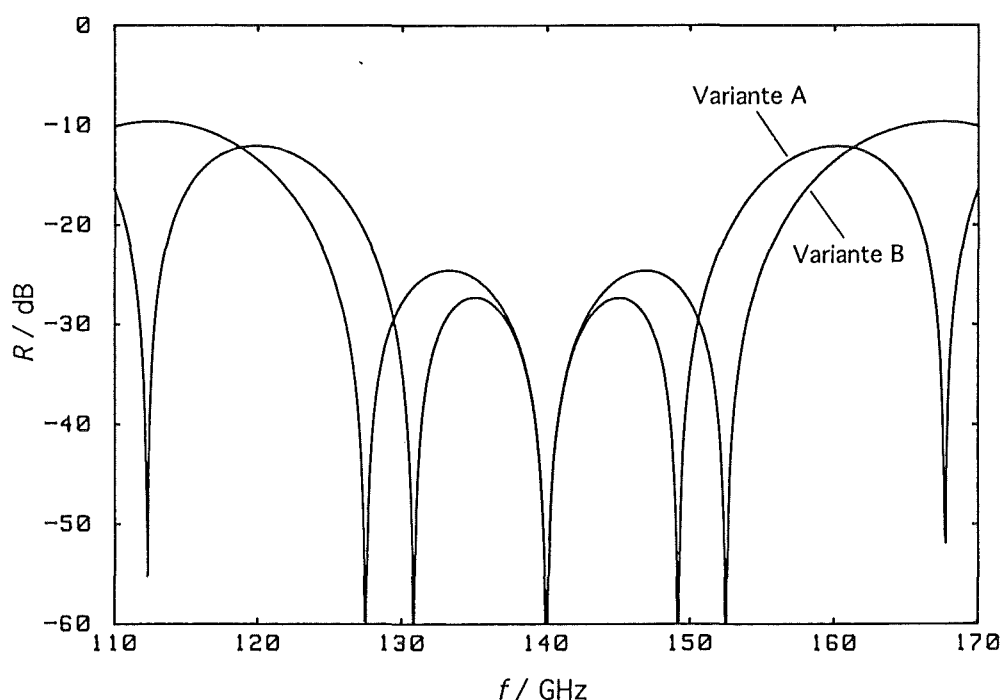


Abb. 5.13: Berechnetes Reflexionsspektrum zweier Fenstervarianten aus Aluminiumoxid-Keramik mit einer idealen Rechteckrillen-Vergütung.

Die praktische Realisierung eines Fensters mit Rillenvergütung wurde für ein senkrecht zu den Rillen ausgerichtetes E-Feld durchgeführt, da sich die für eine parallele Ausrichtung erforderliche Stegbreite von $83 \mu\text{m}$ nicht vernünftig fertigen läßt. In einer Serie von Voruntersuchungen wurde versucht, mit Hilfe von diamantbeschichteten Schleifscheiben reproduzierbare Rillen mit möglichst idealem Rechteckprofil in die harten Keramikoberflächen einschleifen zu lassen. Es stellte sich heraus, daß die scharfen Ecken im Bodenbereich der Rillen nicht reproduzierbar

¹ Die Reflektivität von -27 dB wurde bewußt niedriger gewählt als der im Durchlaßbereich nicht zu überschreitende Wert von -20 dB. Dadurch kann man gewisse Abweichungen von der idealen Geometrie tolerieren.

gefertigt werden können, da die Ecken der Schleifscheiben bereits nach kurzem Betrieb verrunden. Außerdem zeigte sich, daß mit der verwendeten Fertigungstechnik die Rillenwände nicht exakt senkrecht, sondern stets leicht geneigt ausfallen. Es konnte schließlich eine für die Fertigung gut geeignete Rillengeometrie gefunden werden, sie ist in Abb. 5.14 dargestellt.

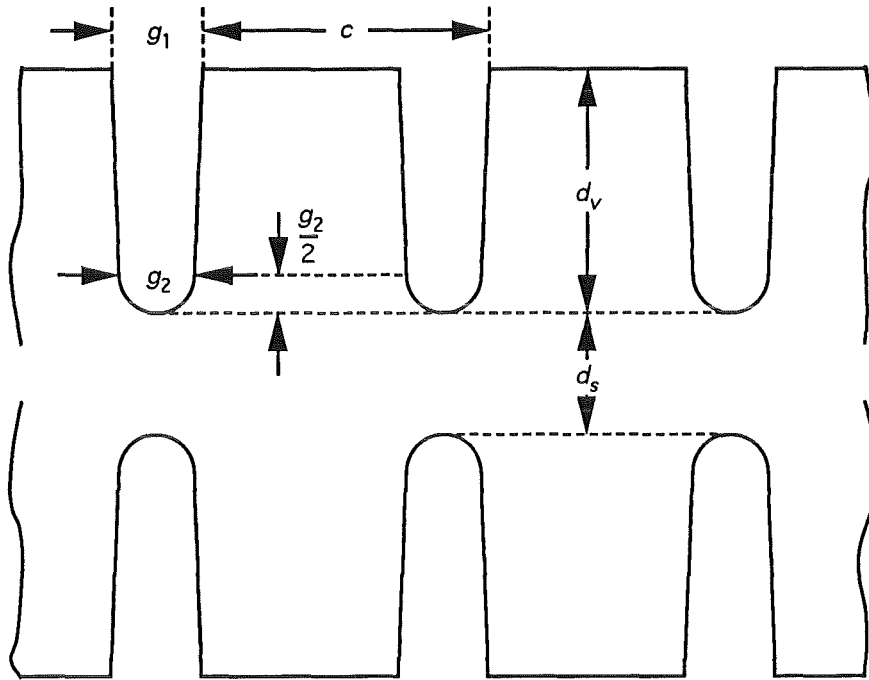


Abb. 5.14: Geometrie der modifizierten Rechteckrillen.

Unter Verwendung dieser modifizierten Rechteckrillen wurden optimale Werte für die Rillentiefe d_v und für die Substratdicke d_s ermittelt (Kovalev und Filchenkov, 1994). Hierzu wurde ein numerisches Analyseverfahren eingesetzt, das z.B. von Vlasov und Kuposova (1993) näher beschrieben wurde. Die sich als optimal ergebenden Entwurfsparameter sind in Tabelle 5.6 zusammengestellt. Das für dieses Fenster zu erwartende Reflexionsspektrum ähnelt dem der Variante A in Abb. 5.13.

Unter Vorgabe der Entwurfsparameter aus Tabelle 5.6 wurde ein Fenster mit 70 mm Durchmesser angefertigt. Mit Hilfe eines Meßmikroskops wurde die realisierte Geometrie optisch vermessen. Eine Mittelung der Meßergebnisse führte zu den in Tabelle 5.6 unten angegebenen Werten.

Die für die beiden interessierenden Polarisierungen experimentell bestimmten Reflexionsspektren dieses Fensters sind in Abb. 5.15 gezeigt. Die zusätzlich eingetragenen Punkte sind das Ergebnis einer numerischen Analyse, die von Kovalov und Filchenkov (1994) durchgeführt wurde.

Hierbei wurde die realisierte Geometrie aus Tabelle 5.6 berücksichtigt, und ein senkrecht zu den Rillen polarisiertes E-Feld zugrunde gelegt.

Tabelle 5.6: Parameter für ein 140 GHz Fenster aus Aluminiumoxid-Keramik ($\epsilon_{rs}' = 9.63$) mit modifizierter Rechteckrillen-Vergütung nach Abb. 5.14.

	c/mm	g_1/mm	g_2/mm	d_v/mm	d_s/mm	$(d_s+2d_v)/\text{mm}$
Entwurf	0.385	0.120	0.105	0.317	2.361	2.995
Realisierung	0.385	0.131	0.098	0.3185	2.357	2.994

Das realisierte Fenster besitzt eine relative -20 dB-Reflexionsbandbreite von ungefähr 18%, die mit der Bandbreite der Variante A aus Abb. 5.13 übereinstimmt. Es muß allerdings angemerkt werden, daß das realisierte Fenster äußerst empfindlich auf Änderungen der Polarisation reagiert. Dreht man die Polarisation der einfallenden Welle um 90° (also parallel zu den Rillen), so ergibt sich bei der Mittenfrequenz 140 GHz sogar ein relatives Maximum der Reflektivität von etwa -1.5 dB. Das Fenster wirkt hier also fast schon wie ein Totalreflektor.

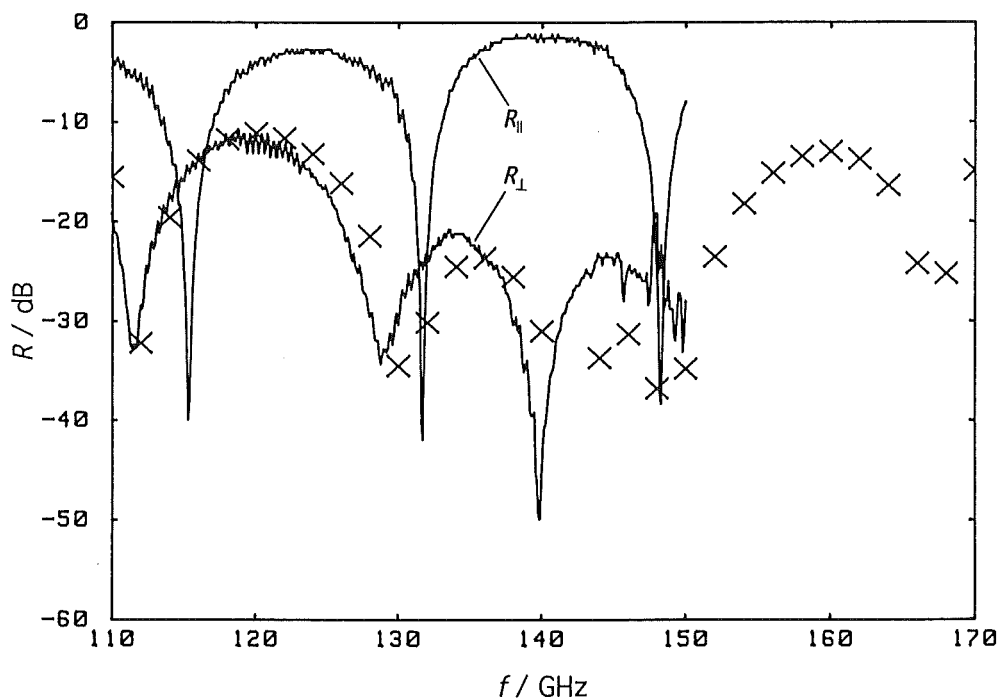


Abb. 5.15: Gemessene Reflexionsspektren des Aluminiumoxid-Fensters mit modifizierter Rechteckrillen-Vergütung nach Tabelle 5.6. Die untere bzw. obere Kurve gilt für die Ausrichtung des E-Felds senkrecht bzw. parallel zu den Rillen. Die markierten Punkte wurden für die senkrechte Polarisation numerisch berechnet.

5.4.4 Kontinuierliche Vergütung mittels Dreieckrillen

Fenster mit kontinuierlichen Permittivitätsprofilen nach Abb. 5.4c lassen sich nur über eine Strukturierung der Scheibenoberfläche erzeugen, da für eine entsprechende dielektrische Vergütung keine geeigneten Materialien zur Verfügung stehen (siehe auch Abschnitt 5.4.1). Wie bei den gestuften Vergütungen läßt sich auch hier eine ganze Reihe unterschiedlicher Oberflächenstrukturen verwenden. Insbesondere eignen sich Rillen mit V-förmigem Querschnitt (Dreieckrillen), gekreuzte Dreieckrillen (Pyramidenstrukturen) sowie Kegel und konische Löcher mit verschiedenen Querschnitten.

Kontinuierliche Vergütungsstrukturen kommen auch in der Biologie vor. So sind die Cornealinsen in den Augen einiger Insektenarten, z.B. der Nachtmotte, mit regelmäßig angeordneten Nippeln aus durchsichtigem Chitin versehen. Diese Nippelstruktur ähnelt in ihrer Form und ihrer regelmäßigen Anordnung der Pyramidenstruktur. In Bernhard (1967) wird unter anderem anhand von Modelleexperimenten mit Mikrowellen gezeigt, daß die Nippel die Durchlässigkeit der Cornea innerhalb des sichtbaren Spektralbereichs steigern. Die Pyramidenstruktur wird deshalb in der Literatur häufig als „Mottenaugen-Struktur“ bezeichnet.

Mottenaugen-Oberflächen wurden unter anderem verwendet in breitbandigen Hohlleiterfenstern für abstimmbare Niederleistungsgyrotrons im Bereich bis etwa 600 GHz (Ma und Robinson, 1983). Sie wurden sogar bis in den Bereich des sichtbaren Lichts eingesetzt (Wilson und Hutley, 1982). Allerdings kamen bei diesen Anwendungen vorwiegend relativ leicht zu bearbeitende Substratmaterialien zum Einsatz. Für die hier betrachteten harten Fenstermaterialien wurde jedoch die einfacher herzustellende Dreieckrille gewählt. Es wurde dabei bewußt in Kauf genommen, daß einfach periodische Strukturen besonders stark anisotrop sind. Als Möglichkeit, die Anisotropie zu reduzieren, wurde von Petelin und Kasperek (1991) vorgeschlagen, die Dreieckrillen auf der Scheibenvorder- und -rückseite gekreuzt zueinander anzuordnen.

In Abb. 5.16 ist ein Ausschnitt einer Dreieckrillen-Oberfläche mit den Profilparametern Gitterperiode c und Rillentiefe d_v dargestellt. Wie im Fall der Rechteckrillen-Vergütung, so muß auch hier sichergestellt sein, daß keine Beugung in höhere Gitterordnungen stattfindet. D.h. auch für die Dreieckrillen läßt sich die Gitterperiode c durch Gl. (5.11) festlegen. Zur Gewährleistung eines langsamen kontinuierlichen Permittivitätsübergangs muß die Rillentiefe d_v im gesamten betrachteten Frequenzbereich größer als eine halbe Freiraumwellenlänge sein (Ma und Robinson, 1983). Bezeichnet man die untere Grenzfrequenz mit f_g , so ergibt sich

$$d_v = \frac{c_0}{2f_g}. \quad (5.14)$$

Aus den Gln. (5.11) und (5.14) kann für ein Fenster mit Dreieckkrillen-Vergütung die folgende Bandbreite abgeleitet werden:

$$f_b - f_g = c_0 \left(\frac{1}{c\sqrt{\epsilon_{rs}}} - \frac{1}{2d_v} \right) \quad (5.15)^1$$

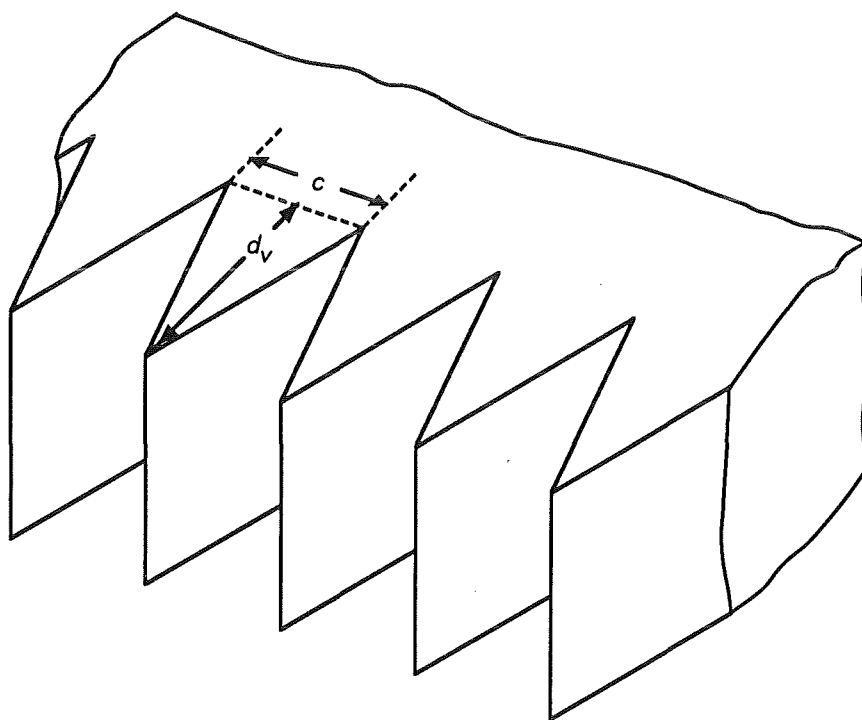


Abb. 5.16: Parameter einer Dreieckkrillen-Vergütung.

Will man die Dreieckkrillen-Vergütung in die Oberfläche einer Aluminiumoxid-Scheibe einarbeiten, so darf man den Keilwinkel ($2 \cdot \arctan(c/(2d_v))$) nicht zu klein wählen, da ansonsten die Spitzen der Struktur bei der Bearbeitung abbrechen. Es hat sich herausgestellt, daß man mit vertretbarem Aufwand gerade noch einen Keilwinkel von etwa 30° herstellen kann. Für ein Fenster aus Aluminiumoxid-Keramik, einer Mittenfrequenz von 140 GHz und einem Keilwinkel von etwa 30° bilden die Werte aus Tabelle 5.7 einen geeigneten Kompromiß für die Entwurfsparameter. Das ungeschlitzte Substrat wurde hierbei auf die ($N_h = 7$)-Resonanz abgestimmt. Die kritischen Frequenzen dieses Fensters liegen bei $f_g \approx 124.9$ GHz

¹ Diese Bandbreite entspricht nicht der sonst verwendeten -20 dB-Reflexionsbandbreite. Nach theoretischen Betrachtungen von Ma und Robinson (1983) müßte es jedoch möglich sein, die Fensterreflektivität im gesamten angegebenen Bereich auf weniger als 1% zu reduzieren. Um dies sicherzustellen, ist es ratsam, auch bei diesem Fenstertyp das Substrat auf f_m resonant abzustimmen.

5 Breitbandfenster

(Gl. (5.14)) und $f_b \approx 160.4$ GHz (Gl. (5.11)), für die auf $f_m = 140$ GHz bezogene relative Bandbreite ergibt sich somit ein Wert von 25%.

Tabelle 5.7: Parameter für ein 140 GHz Fenster aus Aluminiumoxid-Keramik mit Dreieckrillen-Vergütung nach Abb. 5.16.

ϵ_{rs}'	c/mm	d_v/mm	d_s/mm	$(d_s+2d_v)/\text{mm}$
9.7	0.60	1.20	2.40	4.80

Für experimentelle Untersuchungen an derart vergüteten Fenstern wurde ein Substrat aus Aluminiumoxid-Keramik mit $\epsilon_{rs}' = 9.65$ gewählt (Ambrosy, 1992). Die Rillen wurden mit Hilfe einer diamantbeschichteten Profilschleifscheibe erzeugt, und zwar so, daß sie auf der Vorder- und Rückseite senkrecht zueinander angeordnet waren. Eine Untersuchung des realisierten Fensters (Maßler, 1993) mit Hilfe eines Meßmikroskops ergab eine Rillentiefe von $d_v = 1.2$ mm ($f_g \approx 124.9$ GHz), eine Gitterperiode von $c = 0.705$ mm ($f_b \approx 136.9$ GHz) und eine Substratdicke von $d_s = 1.02$ mm ($(N_h = 3)$ -Resonanz des Substrats bei 141.9 GHz). Die Mittenfrequenz dieses Fensters läßt sich somit bei 131 GHz ansiedeln. Es muß allerdings angemerkt werden, daß bei der realisierten Rillengeometrie die Vorderkanten der Dreiecke nicht spitz waren, sondern ein Plateau von etwa 0.05 mm Breite bildeten. Außerdem waren die Rillen im Bodenbereich merklich verrundet.

Das Reflexionsverhalten dieses Fensters wurde mit Hilfe des in Kapitel 3 vorgestellten quasi-optischen Meßplatzes analysiert. Die Meßergebnisse (Maßler, 1993) sind in Abb. 5.17 zusammengestellt. Es zeigt sich, daß die Reflektivität im Frequenzbereich zwischen f_g und f_b maximal -11 dB erreicht. Dieser relativ hohe Wert läßt sich auf zwei Ursachen zurückführen: Zum einen verhindern die Plateaus, daß das Permittivitätsprofil kontinuierlich vom Wert des Vakuums auf die Scheibenpermittivität übergeht. Zum anderen ist das Substrat nicht auf die Mittenfrequenz von 131 GHz abgestimmt. Es darf angenommen werden, daß ein Fenster mit einer idealen Dreieckrillen-Vergütung nach Tabelle 5.7 signifikant bessere Ergebnisse liefert.

5 Breitbandfenster

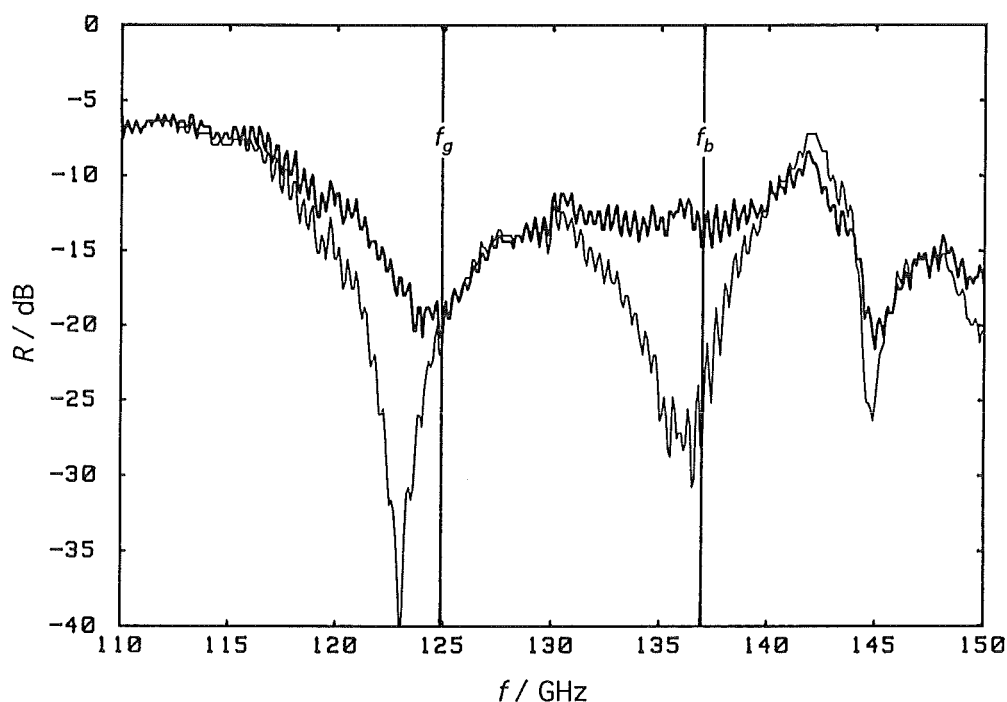


Abb. 5.17: Gemessene Reflexionsspektren des Aluminiumoxid-Fensters mit Dreieckrillen-Oberfläche. Die dick ausgezogene Kurve gilt für die Ausrichtung des E-Felds parallel zu den vorderseitigen Rillen (d.h. senkrecht zu den rückseitigen Rillen). Für eine Ausrichtung unter 45° gilt die dünn ausgezogene Kurve.

5.5 Zusammenstellung der Eigenschaften

In den Tabellen 5.8 und 5.9 sind die charakteristischen Eigenschaften der in diesem Kapitel behandelten Breitbandfenster zusammengestellt. Die verschiedenen Typen wurden hierzu nach aufsteigender Bandbreite sortiert und durchnummeriert.

Ohne eine thermomechanische Analyse der verschiedenen Fenstertypen durchgeführt zu haben, kann man bereits eine Reihe von Aussagen treffen:

- Unter den vorgestellten Typen eignen sich nur die oberflächengekühlten Varianten des Brewster-Fensters (Typ X) für die Übertragung hoher Pulsenergien bzw. für einen Dauerstrichbetrieb mit hohen Leistungen. Dieser Fenstertyp bedingt jedoch die Verwendung linear polarisierter Wellen.
- Das Doppelscheibenfenster vom Typ V müsste immerhin eine Dauerbelastung mit mittlerer Leistung ermöglichen. Es lässt sich für beliebige Wellentypen anwenden.
- Die Fenstertypen I, II, III und VI können zwar hohen Leistungen standhalten, sie sind jedoch als Einscheibenfenster nur am Rand kühlbar und somit nicht für hohe Pulsenergien

5 Breitbandfenster

geeignet. Einzig dem Halbwellenfenster aus CVD-Diamant (Typ II) kann man aufgrund seiner extrem hohen Wärmeleitfähigkeit eine nennenswerte Dauerstrichbelastung zutrauen. Beide Halbwellenfenster (Typ I und II) sind für flächengekühlte Doppelscheibenanordnungen ungeeignet, da sie der Druckdifferenz zwischen dem Vakuum und dem Kühlmedium nicht widerstehen können.

Tabelle 5.8: Zusammenstellung von Breitbandfenstern. Es bedeuten: RK = Randkühlung, OK = Oberflächenkühlung

Typ	Aufbau	Kühlart	Beschreibung
I	Halbwellenfenster ($N_h = 1$) aus Silizium	RK	Tabelle 5.3, Abb. 5.3
II	Halbwellenfenster ($N_h = 1$) aus CVD-Diamant	RK	Tabelle 5.3, Abb. 5.3
III	Magnesiumtitanat-Substrat ($N_h = 7.5$) mit Quarzglas-Vergütungen ($N_q = 1$)	RK	Variante B aus Tabelle 5.5, Abbn. 5.9 und 5.10
IV	Magnesiumtitanat-Substrat ($N_h = 7$) mit Quarzglas-Vergütungen ($N_q = 3$)	RK	Tabelle 5.4, Abb. 5.8
V	Doppelscheibenfenster aus zwei Scheiben vom Typ VI	OK	Abb. 5.11
VI	Magnesiumtitanat-Substrat ($N_h = 7$) mit Quarzglas-Vergütungen ($N_q = 1$)	RK	Variante A aus Tabelle 5.5, Abbn. 5.9 und 5.10
VII	Aluminiumoxid-Scheibe mit Rechteckrillen-Oberfläche	RK	Variante A aus Abb. 5.13
VIII	Aluminiumoxid-Scheibe mit Rechteckrillen-Oberfläche	RK	Variante B aus Abb. 5.13
IX	Aluminiumoxid-Scheibe mit Dreieckrillen-Oberfläche	RK	Tabelle 5.7
X	Brewster-Fenster	OK	Tabelle 5.1, Abb. 5.3

- Sowohl die drei Fenstertypen mit den strukturierten Oberflächen (Typ VII, VIII und IX) als auch das aus drei dielektrischen Scheiben lose zusammengesetzte Fenster (Typ IV) lassen bei Betrieb mit hohen elektrischen Feldstärken Probleme mit Überschlügen erwarten. Bei den Typen VII, VIII und IX entstehen starke Feldstärkeüberhöhungen an den scharfen Kanten, und bei dem Fenster des Typs IV bilden die Luftspalte zwischen den Schichten die kritischen Stellen. Die geschilderten Probleme dieser Fenstertypen können auch nicht durch eine

Doppelscheibenanordnung vermieden werden, da stets eine der kritischen Oberflächen der Luft zugewandt ist.

Tabelle 5.9: Vergleich der Breitbandfenster bezüglich der erreichbaren relativen -20 dB-Reflexionsbandbreite (bei $f_m = 140$ GHz), der Anwendbarkeit in Hohlleitern und der zulässigen Polarisation für quasioptischen Einsatz. Außerdem ist die voraussichtliche Eignung für hohe Leistungen und hohe Pulsenergien sowie der Aufwand zu ihrer Herstellung angedeutet.

Art	relative Bandbreite	Hohlleiter	Polarisation	hohe Leistung	hohe Energie	Herstellungsaufwand
I	4.1%	ja	beliebig	++	–	niedrig
II	6.4%	ja	beliebig	++	+	niedrig
III	8% (27%) ¹	ja	beliebig	++	–	hoch
IV	(12%) ²	ja	beliebig	–	–	mittel
V	14%	ja	beliebig	++	++	hoch
VI	16%	ja	beliebig	++	–	hoch
VII	18%	bedingt	linear	–	–	hoch
VIII	22%	bedingt	linear	–	–	hoch
IX	25% ³	bedingt	linear ⁴	–	–	hoch
X	> 100% ⁵	bedingt ⁶	linear	++	+++	mittel

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß sich mit den hier vorgestellten Fenstertypen die in Abschnitt 5.1 für die verschiedenen Anwendungen geforderten Bandbreiten durchaus erreichen lassen. Mit Ausnahme der oberflächengekühlten Brewster-Fenster (Typ X) eignet sich jedoch keines der Fenstertypen zur Übertragung hoher Pulsenergien. Die Fenstertypen II und V können eventuell bis in den Bereich mittlerer Leistungen eingesetzt werden, wobei ihre Leistungsgrenzen allerdings zunächst mit Hilfe thermomechanischer Studien bestimmt werden

¹ Die angegebenen 27% stellen die -16 dB-Reflexionsbandbreite dar.

² Die angegebenen 12% stellen die -18 dB-Reflexionsbandbreite dar.

³ Die angegebenen 25% beziehen sich auf die Bandbreitendefinition aus Gl. (5.15).

⁴ Wählt man die Anordnung der Dreieckrillen derart, daß sie auf der Vorder- und Rückseite der Scheibe senkrecht zueinander angeordnet sind (Petelin und Kasperek, 1991), so kann man dieses Fenster auch bedingt für beliebig polarisierte Wellen einsetzen.

⁵ Die erreichbare Bandbreite wird ausschließlich vom Dispersionsverhalten des Scheibenmaterials eingeschränkt und kann bis weit über eine Dekade betragen.

⁶ In Hohlleitern kann ein Brewster-Fenster nur für Eigenwellen mit linearer polarisierten elektrischen Feldlinien eingesetzt werden.

5 Breitbandfenster

müssen. Für Anwendungen im Niederleistungsbereich, z.B. in der Millimeterwellen-Plasma-diagnostik, scheinen jedoch die meisten der hier vorgeschlagenen Fensterkonzepte geeignet zu sein.

6 Zusammenfassung

Bei der Entwicklung von Ausgangsfenstern für Millimeterwellengyrotrons hoher Leistung stellen sich Probleme aus einer ganzen Reihe unterschiedlicher Teilgebiete der Physik. Sie reichen von der Materialwissenschaft über die Hochfrequenztechnik bis zur Thermodynamik und Mechanik. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich auf eine eingehende Behandlung hochfrequenztechnischer Aspekte der Fensterentwicklung. Die anderen Teilgebiete werden dabei nur am Rande berührt.

Die wichtigsten Ergebnisse sollen hier noch einmal kurz zusammengefaßt werden:

In Kapitel 2 wird die Streumatrixmethode zur Berechnung des Reflexions-, Transmissions- und Absorptionsverhaltens dielektrischer Fenster in homogenen Hohlleitern beliebigen Querschnitts angewandt. Hierbei kommt der exakten Bestimmung der absorbierten Leistungsanteile große Bedeutung zu, da die dissipierte Leistung die Eingabegröße für thermomechanische Studien an Fenstern darstellt. Des weiteren wurden neue, einfache Näherungsbeziehungen für den Fall resonanter und elektrisch dünner Fenster abgeleitet.

Kapitel 3 beschäftigt sich mit Auslegung und Aufbau eines Niederleistungsmeßplatzes für Millimeterwellenfenster, der sich durch herausragende Daten auszeichnet. Der Meßplatz besteht aus einem skalaren Netzwerkanalysator und einer quasioptischen Meßstrecke, die beide eigens für diese Anwendung aufgebaut wurden. Der Netzwerkanalysator überstreicht einen Frequenzbereich von 110 GHz bis 150 GHz, wobei jede einzelne Frequenz mit einer Genauigkeit von ungefähr 100 Hz angefahren werden kann. Durch die Auslegung der quasioptischen Meßstrecke als ein gaußsches Strahlteleskop ist es gelungen, eine Testwelle zu erzeugen, die am Ort des Meßobjekts eine frequenzunabhängige, nahezu ebene Phasenfront und einen konstanten Strahlradius besitzt. Für Transmissionsmessungen weist das System einen Meßumfang zwischen 60 dB und 85 dB auf. Außerdem können im gesamten Frequenzbereich Reflektivitäten bis unter -50 dB gemessen werden. Eine ausführliche Betrachtung der für dieses System maßgeblichen systematischen Meßfehler wird ebenfalls durchgeführt.

In Kapitel 4 wird demonstriert, wie stark sich Reflexionen am Ausgangsfenster eines Gyromonotrons auf dessen Betriebsverhalten auswirken, und wie sich dies auf die Schwingfrequenz und die Ausgangsleistung der Röhre niederschlägt. Hierzu wird ein einfaches Modell zur Beschreibung der Vorgänge entwickelt, und es werden Ergebnisse einer systematisch durchgeführten Versuchsreihe mit verschiedenen Ausgangsfenstern aufgezeigt. Es wird abgeleitet, daß zur Gewährleistung eines stabilen Schwingbetriebs die Übertragungsbandbreite des

Fensters die Bandbreite des Verstärkungsmechanismus, also die Zyklotronresonanzbandbreite, übertreffen sollte. Dies erfordert bei Millimeterwellengyrotrons die Verwendung von Fenstertypen mit verbreitertem Durchlaßbereich (relative -20 dB-Reflexionsbandbreite von mehr als 3%).

In Kapitel 5 wird anhand theoretischer und experimenteller Ergebnisse eine Reihe verschiedener Millimeterwellenfenster vorgestellt, die auf einen besonders breiten Durchlaßbereich um die Mittenfrequenz von 140 GHz gezüchtet sind. Ausgehend von der geringen Bandbreite konventioneller Ausgangsfenster (relative -20 dB-Reflexionsbandbreite im Bereich von 1%) werden mit den neu vorgestellten Fenstertypen Bandbreiten im Bereich von 4% bis über 20% erzielt. Mit Halbwellenfenstern aus Silizium bzw. CVD-Diamant erreicht man 4.1% bzw. 6.4%, während die vorgestellten Vergütungstechniken Bandbreiten zwischen ungefähr 8% und 25% erlauben. Diese Bandbreiten genügen nicht nur den in Kapitel 4 für ein Gyromonotron geforderten Werten, sondern erfüllen auch die Anforderungen weiterer möglicher Anwendungen. Fenster mit derartigen Bandbreiten könnten z.B. eingesetzt werden in breitbandigen Gyrowanderfeldverstärkern und auch in frequenzvariablen Elektronen-Zyklotron-Systemen für zukünftige Fusionsexperimente. Der Nachteil dieser Fenstertypen ist allerdings, daß sie sich höchstens bis zu mittleren Pulsenergien eignen. Als alternative Fenster, die eine deutlich höhere Belastbarkeit versprechen, werden in diesem Kapitel oberflächengekühlte Brewster-Fenster vorgeschlagen. Verglichen mit den oben erwähnten Anordnungen zeichnen sich die Brewster-Fenster außerdem durch viel höhere Bandbreiten aus (diese können unter Umständen bis weit über eine Dekade reichen). Ein Brewster-Fenster besitzt jedoch den Nachteil, ausschließlich für Wellen mit linear polarisierten elektrischen Feldlinien anwendbar zu sein.

Im Anhang wird eine ausführliche Zusammenstellung dielektrischer, thermophysikalischer und mechanischer Eigenschaften von Fenstermaterialien gegeben. Diese Übersicht kann für praktische Fensterauslegungen direkt eingesetzt werden. Neben den zur Zeit gebräuchlichen Materialien enthalten die Tabellen auch „Exoten“ wie den CVD-Diamanten und das hochresistive Silizium. Der CVD-Diamant weist derart herausragende Materialeigenschaften auf, daß er für eine zukünftige Verwendung in Millimeterwellenfenstern hoher Leistung prädestiniert erscheint.

Anhänge

A.1 Permittivität und Brechzahl

Für die komplexe relative Permittivität ϵ_r und für die komplexe Brechzahl n wurde die negative Vorzeichenkonvention ($\xi = \xi' - j\xi''$) zugrunde gelegt. Für nicht magnetische Materialien ($\mu_r = 1$) gelten die folgenden Zusammenhänge (siehe z.B. Grau und Freude, 1991, S. 12):

$$\epsilon_r = n^2$$

$$\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$$

$$n = n' - jn''$$

$$\epsilon_r' = n'^2 - n''^2$$

$$n'^2 = \frac{\epsilon_r'}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \epsilon_r''^2 / \epsilon_r'^2} \right)$$

$$\epsilon_r'' = 2n'n''$$

$$n'' = \frac{\epsilon_r''}{2n'}$$

A.2 Materialien für Millimeterwellenfenster hoher Leistung

Tabelle A.1: Dielektrische und thermophysikalische Eigenschaften typischer Fenstermaterialien bei Zimmertemperatur (≈ 300 K). Es bedeuten: ϵ_r' = Realteil der relativen Permittivität (bei 145 GHz), $TK_\epsilon = \epsilon_r'^{-1} \cdot \partial \epsilon_r' / \partial T$ = Temperaturkoeffizient von ϵ_r' (bei 145 GHz), $\tan \delta$ = dielektrischer Verlustfaktor (bei 145 GHz), k = Wärmeleitfähigkeit, c_p = spezifische Wärmekapazität, $\alpha = d^{-1} \cdot \partial d / \partial T$ = linearer Wärmeausdehnungskoeffizient, s.c. = einkristallin, p.c. = polykristallin.
Ausgewählte Literatur: a-Heidinger und Link (1994); b-Heidinger (1994); c-Klein (1993); d-Sussmann (1993), Sussmann *et al.* (1994); e-Parshin (1994).

	ϵ_r' ($\epsilon_{r\perp}'$) 1	$TK_\epsilon \cdot 10^4$ K ⁻¹	$\tan \delta \cdot 10^4$ 1	k W m ⁻¹ K ⁻¹	$c_p \cdot 10^{-3}$ J kg ⁻¹ K ⁻¹	$\alpha \cdot 10^6$ K ⁻¹
SiO ₂ amorph	3.82	< 0.2a	4-5b	1.4	0.74-0.76	0.5
SiO ₂ s.c.#	4.4	< 0.1a	0.4	6	0.74	14
BN (CVD) p.c.#	4.41-4.93e	< 0.5a	8-15e	34/59	0.80	< 3
C s.c.	5.7	-	-	2000-2300d	0.510c	1c
C (CVD) p.c.	5.65-5.75b 5.66-5.68d	< 0.1a	0.3-7.0b 1.0-2.7d	1300-2100d	0.514d	0.8-1.2d
BeO p.c.	6.7	1.07	7	250	1.05	7.6
AlN p.c.	8.3	0.81a	5-10	140	0.74	5.5
Al ₂ O ₃ s.c.#	9.40	1.04a	2	≈ 35	0.78	5
Al ₂ O ₃ p.c.*	9.7-9.8	1.25a	3	32	0.78	8.2
Al ₂ O ₃ p.c.**	9.88	1.22a	2	30	0.78	8.2
Si s.c.	11.7e	1.03a	0.24-1.1e	139d	0.71	2.6

Anhänge

Tabelle A.2: Mechanische Eigenschaften typischer Fenstermaterialien bei Zimmertemperatur (≈ 300 K). Es bedeuten: ρ = Dichte, E = Elastizitätsmodul, ν = Poisson-Zahl (Querkontraktionszahl), σ_b = Biegebruchfestigkeit, s.c. = einkristallin, p.c. = polykristallin.

Ausgewählte Literatur: a-Klein (1993); b-Sussmann (1993), Sussmann *et al.* (1994), Valentine *et al.* (1994); c-Windischmann und Epps (1992).

	$\rho \cdot 10^{-3}$ kg m ⁻³	$E \cdot 10^{-9}$ Pa	ν 1	$\sigma_b \cdot 10^{-6}$ Pa
SiO₂ amorph	2.20	73	0.17	67
SiO ₂ s.c.#	2.65	80	0.14	120
BN (CVD) p.c.#	2.25	60/80	0.25	90/70
C s.c.	3.52a	1140a	0.0695a	$\approx 2800a$
C (CVD) p.c.	3.52b	986-1079b	0.1b	746-1138b 2000-4700c
BeO p.c.	3.03	350	0.3	200
AlN p.c.	3.25	330	0.23	300
Al₂O₃ s.c.#	3.98	380	0.22	≈ 300
Al₂O₃ p.c.*	3.90	375	0.22	200
Al₂O₃ p.c.**	3.92	400	0.22	370
Si s.c.	2.33	190	≈ 0.3	3000

In den Tabellen A.1 und A.2 sind dielektrische, thermophysikalische und mechanische Eigenschaften typischer Scheibenmaterialien zusammengefaßt. Alle Angaben beziehen sich auf Zimmertemperatur (≈ 300 K), für die dielektrischen Eigenschaften wurde eine Frequenz von 145 GHz zugrundegelegt. Die in den Tabellen **fett gedruckt** Materialien werden zur Zeit

am häufigsten in Hochleistungsfenstern eingesetzt. Mit # gekennzeichnete Materialien besitzen anisotrope Eigenschaften. Bei diesen Materialien beziehen sich die Tabellenangaben auf die technisch relevante Orientierung, bei der das E-Feld bzw. der Wärmegradient senkrecht zur optischen Achse steht.

Im folgenden werden die aufgeführten Materialien genauer charakterisiert:

- SiO₂ amorph: Die Tabellenwerte für das amorphe Siliziumdioxid (Quarzglas) gelten für Infrarotqualitäten, die sich durch besonders geringe OH-Gehalte auszeichnen. Beispiele hierfür sind: Infrasil (Hersteller: Heraeus in Hanau) oder Petrosil-QIR (Hersteller: Dynasil in Berlin, New Jersey). Unter den für UHV-Röhren geeigneten Fenstermaterialien besitzt Quarzglas die niedrigste Permittivität, es weist allerdings eine sehr geringe Wärmeleitfähigkeit und Festigkeit auf und eignet sich deshalb nicht für Dauerstrichfenster.
- SiO₂ s.c.: Einkristallines Siliziumdioxid (Quarzkristall, Quarz) hat eine trigonale Gitterstruktur. Der Quarzkristall zeichnet sich durch sehr geringe Verluste aus. Er besitzt jedoch die gleichen Nachteile wie das Quarzglas.
- BN (CVD) p.c.: Pyrolytisch abgeschiedenes Bornitrid ist polykristallin. Aufgrund seiner Herstellweise (CVD-Prozeß) sind die c-Achsen der einzelnen Kristallite (hexagonale Gitterstruktur) bevorzugt parallel zur Scheibenachse orientiert (Die durch Schrägstrich getrennten Werte gelten für senkrechte bzw. parallele Orientierung). Nach Parshin (1994) ist das pyrolytisch abgeschiedene Bornitrid kein homogenes Material. An benachbarten Stellen einer Probe kann der Verlustfaktor um bis zu 50% und die Permittivität um bis zu 1.5% differieren. Die in Tabelle A.2 angegebenen dielektrischen Daten stellen das Ergebnis einer räumlichen Mittelung über den Fleckdurchmesser des Teststrahls dar.
- C s.c.: Einkristalliner Kohlenstoff (Diamant) hat eine kubisch flächenzentrierte Gitterstruktur und ist somit dielektrisch isotrop. Die angegebenen Daten gelten für den natürlich vorkommenden hochreinen Diamanten (z.B. Typ IIa). Diese Qualität steht allerdings nicht in den großen Abmessungen zur Verfügung, wie sie für den Fensterbau benötigt werden, die Tabellenangaben sind deshalb als Grenzwert für die in Zukunft für künstliche Diamanten zu erwartenden Werte aufzufassen.
- C (CVD) p.c.: Der polykristalline Diamantwerkstoff Diafilm (Hersteller: De Beers in Charters-Ascot, England) ist ein Beispiel für die erst kürzlich entwickelte Familie der künstlichen „CVD-Diamanten“. Obwohl dieses Material texturiert ist, sind seine Eigenschaften durch die Isotropie der Kristallite insgesamt isotrop. Der Diafilm ist noch Gegenstand intensiver Entwicklungsarbeiten, es ist deshalb zu erwarten, daß seine Eigenschaften, insbesondere der Verlustfaktor, in naher Zukunft noch weiter verbessert werden. Verlustarme CVD-Diaman-

ten stellen aufgrund ihrer überragenden Materialeigenschaften für Hochleistungsfenster das Material erster Wahl dar.

- BeO p.c.: Polykristallines Berylliumoxid eignet sich relativ gut als Fenstermaterial für Hochleistungsröhren, da seine Wärmeleitfähigkeit für ein polykristallines Material sehr hoch ist. Berylliumoxid wurde früher häufig verwendet. In den letzten Jahren wurde es aufgrund seines toxischen Staubes und der sich daraus ergebenden Probleme bei der Fensterherstellung nach und nach durch das ungiftige Aluminiumoxid ersetzt, obwohl dieses im allgemeinen schlechter für den Fensterbau geeignet ist.
- AlN p.c.: Polykristallines Aluminiumnitrid, z.B. die Qualität Shapal (Hersteller: Tokuyama Soda, Tokyo), besitzt eine dem polykristallinen Berylliumoxid vergleichbar hohe Wärmeleitfähigkeit bei gleichzeitig hoher Festigkeit. Es findet deshalb Einsatz als Substratmaterial in integrierten Schaltungen. Für seine Anwendung als Hochfrequenzfenster konnten allerdings die dielektrischen Verluste noch nicht auf ein hinreichend niedriges Niveau gebracht werden.
- Al₂O₃ s.c.: Einkristallines Aluminiumoxid (Saphir) hat eine trigonale Gitterstruktur. Saphir ist wegen seiner niedrigen Verluste und auch wegen seiner sonstigen relativ guten Eigenschaften (außer seiner hohen Permittivität) zur Zeit ein sehr beliebtes Fenstermaterial. Es kommt in vielen Doppelscheibenfenstern zusammen mit dielektrischen Kühlflüssigkeiten, z.B. Fluorkarbonen (siehe Anhang A.3), zum Einsatz. Die vorteilhafte Temperaturabhängigkeit der Materialeigenschaften hin zu tiefen Temperaturen (signifikante Verringerung des Verlustfaktors bei gleichzeitig starkem Anstieg der Wärmeleitfähigkeit) macht Saphir zur Zeit zum Referenzmaterial für den Entwurf von kryogen gekühlten Fenstern.
- Al₂O₃ p.c.*: Polykristallines Aluminiumoxid wird sehr häufig für Hochleistungsfenster verwendet, obwohl es eine relativ hohe Permittivität besitzt. Die Tabellenwerte gelten für die Qualität Degussit AL23 (Hersteller: Friatec in Mannheim) mit 99.7% Reinheit und einer durchschnittlichen Korngröße von 9 µm.
- Al₂O₃ p.c.**: Die Tabellenwerte gelten für das polykristalline Aluminiumoxid der Qualität BIO-Al₂O₃ (Hersteller: Friatec in Mannheim) mit 99.9% Reinheit und einer durchschnittlichen Korngröße von 2 µm. Diese Keramik ist sehr hochwertig, ihre Materialeigenschaften kommen bereits sehr nahe an die des Saphirs heran.
- Si s.c.**: Einkristallines Silizium besitzt eine kubisch flächenzentrierte Diamantstruktur und ist somit dielektrisch isotrop. Als Fenstermaterial eignen sich ausschließlich Siliziumqualitäten mit einem hohen spezifischen Widerstand (z.B. > 10 kΩ·cm bei 300 K). Dies kann über eine Minimierung der freien Ladungsträger (hohe Reinheit) oder durch deren Blockierung (Au-Dotierung) erreicht werden. Bei Qualitäten mit niedrigeren spezifischen Widerständen dominiert der halbleitende Charakter, sie weisen deshalb zu hohe Verlustfaktoren

auf. Es ist zu erwarten, daß die Siliziumqualitäten mit hohem spezifischen Widerstand in Zukunft vermehrt für Millimeterwellenfenster eingesetzt werden.

Die anisotropen Materialeigenschaften von Einkristallen müssen durch Tensoren beschrieben werden. So kann z.B. die Permittivität für einen allgemeinen Kristall bei geeigneter Wahl des Koordinatensystems durch einen polaren symmetrischen Tensor zweiter Stufe dargestellt werden. Aufgrund der trigonalen Gitterstruktur von Quarz und Saphir sind diese Kristalle optisch einachsig, wodurch sich ihr Permittivitätstensor auf die Form

$$[\vec{\epsilon}_r] = \begin{bmatrix} \epsilon_{r\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{r\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{r\parallel} \end{bmatrix} \quad (\text{A.1})$$

reduziert. Es genügt also, für Quarz und Saphir die zwei Permittivitäten $\epsilon_{r\perp}$ bzw. $\epsilon_{r\parallel}$ für elektrische Felder senkrecht bzw. parallel zur optischen Achse (c-Achse) anzugeben. Damit eine TE- oder TEM-Eigenwelle mit ihren rein transversalen elektrischen Feldlinien an einer planparallelen Scheibe aus unmagnetischem einachsigen Kristall keine Wellentypwandlung erfährt, muß die c-Achse parallel zur Ausbreitungsrichtung der Welle (z-Achse) und damit senkrecht zur Scheibenoberfläche orientiert sein. Für diesen Kristallschnitt (z-Schnitt) erreicht man eine in der Transversalebene konstante Permittivität $\epsilon_{r\perp}$. Für Quarz und Saphir wurden in Tabelle A.1 nur der $\epsilon_{r\perp}$ -Wert angegeben. Diamant- und Siliziumkristalle sind aufgrund ihrer kubisch flächenzentrierten Gitterstrukturen dielektrisch isotrop, d.h. ihre Permittivitätstensoren reduzieren sich zu

$$[\vec{\epsilon}_r] = \begin{bmatrix} \epsilon_r & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_r & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_r \end{bmatrix}. \quad (\text{A.2})$$

Auch alle amorphen sowie die meisten polykristallinen Materialien besitzen isotrope Eigenschaften und können somit durch einen skalaren Materialparameter ϵ_r beschrieben werden. Eine Ausnahme stellen polykristalline Materialien aus anisotropen Kristalliten dar, bei denen aufgrund der Herstellung die optischen Achsen der einzelnen Kristallite eine Vorzugsorientierung (Texturierung) aufweisen. Ein typisches Beispiel für solch eine Herstellweise ist der CVD-Prozeß (chemische Abscheidung aus der Dampfphase auf ein meist einkristallines Substrat), der z.B. zur Herstellung von hexagonalem Bornitrid und Diamantwerkstoffen eingesetzt wird.

Die Aussagen über die Isotropieeigenschaften der dielektrischen Parameter lassen sich direkt auf die Wärmeleitung übertragen, da auch diese sich als Tensor zweiter Stufe darstellen läßt.

Das gleiche gilt jedoch nicht für den Elastizitätsmodul, der mit der mechanischen Spannung und Dehnung jeweils zwei zweistufige Tensoren miteinander verbindet und damit einen Tensor vierter Stufe darstellt (Nye, 1979, S. 131ff).

A.3 Dielektrische Kühlflüssigkeiten für Millimeterwellenfenster

Tabelle A.3: Einige Eigenschaften typischer Fensterkühlmittel bei Atmosphärendruck ($\approx 10^5$ Pa). Es bedeuten: ϵ_r' = Realteil der relativen Permittivität (bei 150 GHz), $\tan\delta$ = dielektrischer Verlustfaktor (bei 150 GHz), k = Wärmeleitfähigkeit, c_p = spezifische Wärmekapazität, ρ = Dichte.

Literatur: a-Afsar und Button (1984); b-Vinogradov *et al.* (1967); c-Benson *et al.* (1983); d-VDI (1988); e-Manabe *et al.* (1987).

Bedingungen: ¹ 27°C, ² 25°C, ³ 20°C, ⁴ 78 K, ⁵ -200°C, ⁶ 130 GHz.

	ϵ_r'	$\tan\delta$	k	c_p	ρ
	1	10^{-4}	$\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}$	$10^3 \cdot \text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$	$10^3 \cdot \text{kg m}^{-3}$
FC 43	1.9a ¹	13a ¹	0.066 ²	1.047 ²	1.88 ²
FC 75	1.8a ¹	26a ¹	0.063 ²	1.047 ²	1.77 ²
LN ₂	1.43b ^{4,6}	2.7b ^{4,6}	0.141d ⁵	1.990d ⁵	0.829d ⁵
	1.44c ⁴	3.2c ⁴			
H ₂ O	6.3e ³	1.4 · 10 ⁴ e ³	0.600d ³	4.182d ³	0.9983d ³

- FC 43 und FC 75: Diese Fluorkarbonflüssigkeiten (Hersteller: 3M in St. Paul, Minnesota) werden vorwiegend als chemisch inertes dielektrisches Kühl- und Isoliermedium in der Elektronik eingesetzt. Da die Fluorkarbene auch im Millimeterwellenbereich noch relativ geringe Verlustfaktoren aufweisen, werden sie auch zur Oberflächenkühlung in Doppelscheibenfenstern verwendet.
- LN₂: Die Verwendung von flüssigem Stickstoff wird für kryogen gekühlte Doppelscheibenfenster erwogen.
- H₂O: Wasser ist aus thermophysikalischer Sicht eine sehr gute Kühlflüssigkeit. Es kann jedoch aufgrund seines hohen Verlustfaktors nicht zwischen den Scheiben eines Millimeterwellenfensters, sondern nur zu dessen Randkühlung eingesetzt werden. Die Daten von Wasser wurden hier nur als Vergleichsgrößen angegeben.

A.4 Leistungsdichtebelegungen in Gyrotronfenstern

A.4.1 Vorbemerkung

Ein aus planparallelen dielektrischen Scheiben aufgebautes Fenster, das transversal in den Ausgangswellenleiter eines Gyrotrons (metallische Kreishohlleitung oder quasioptische Leitung) eingebaut ist, wird durch die Summe der Leistungsdichteverteilungen der übertragenen Eigenwellen belastet.

Da im Kreishohlleiter eines Gyrotrons gewöhnlich nur die bei der Wechselwirkung im Resonator erzeugte bzw. verstärkte rotierende TE-Welle transportiert wird, befaßt sich Abschnitt A.4.2 nur mit den Leistungsdichteverteilungen dieser Wellen.

Gyrotrons mit quasioptischem Ausgang legt man üblicherweise für die $TEM_{0,0}$ -Grundwelle des gaußschen Strahlensystems aus. Die Betrachtungen in Abschnitt A.4.3 zur quasioptischen Leitung beschränken sich deshalb auf die Grundwelle. Außer der Leistungsdichte werden hier jedoch noch weitere fundamentale Beziehungen für diese Welle aufgeführt.

Die Wirkleistungsdichte S_z einer Leitungseigenwelle ν , die sich entlang der z -Achse auf einen reflexionsfreien Abschluß zu bewegt, ergibt sich aus dem Realteil der Axialkomponente des komplexen Poynting-Vektors. In Zylinderkoordinaten (r, ψ, z) lautet sie:

$$S_z(r, \psi) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \left(\vec{E} \times \vec{H}^* \right) \cdot \vec{e}_z \right\} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ E_r H_\psi^* - E_\psi H_r^* \right\} \quad (\text{A.3})$$

Integriert man S_z über die Transversalfläche mit dem Leitungsradius a , so ergibt sich die von der Eigenwelle ν in Richtung der z -Achse transportierte Wirkleistung P_ν zu

$$P_\nu = \int_0^{2\pi} \int_0^a S_z(r, \psi) r \, dr \, d\psi. \quad (\text{A.4})$$

A.4.2 Rotierende TE-Wellen des Kreishohlleiters

Die TE- und TM-Eigenwellensysteme eines Kreishohlleiters mit glatten, ideal leitfähigen Wänden werden ausführlich in der Literatur behandelt, weshalb hier auf eine Auflistung der elektrischen und magnetischen Feldkomponenten verzichtet wurde. Für eine rotierende $TE_{m,n}$ -Eigenwelle läßt sich die Leistungsdichteverteilung nach Gl. (A.3) aus den Feldkomponenten (siehe z.B. Collin, 1992) berechnen und als Funktion der Wellenleistung $P_{m,n}$ angeben:

$$S_z(r) = \frac{P_{m,n}}{\pi(\chi'_{m,n}{}^2 - m^2) \cdot J_m^2(\chi'_{m,n})} \left[\frac{m^2}{r^2} \cdot J_m^2\left(\frac{\chi'_{m,n} r}{a}\right) + \frac{\chi'_{m,n}{}^2}{a^2} \cdot J_m'^2\left(\frac{\chi'_{m,n} r}{a}\right) \right] \quad (\text{A.5})$$

Hierbei ist a der Innenradius des Kreishohlleiters, m bzw. n der azimutale bzw. radiale Index der Welle. J_m bzw. J_m' ist die Bessel-Funktion 1. Art m ter Ordnung bzw. deren Ableitung und $\chi'_{m,n}$ ist die n te Nullstelle von J_m' . Die ursprüngliche Azimutalabhängigkeit der Feldkomponenten mittelt sich bei rotierenden Eigenwellen durch Gl. (A.3) heraus.

A.4.3 TEM_{0,0}-Welle der quasioptischen Wellenleitung

Löst man die skalare Wellengleichung im freien Raum unter der Einschränkung auf Lösungen mit nur schwachen Amplitudenänderung in Ausbreitungsrichtung, so kommt man auf die sogenannten gaußschen Strahlen. In Zylinderkoordinaten ergibt sich das Orthogonalsystem der Gauß-Laguerre-Wellen, in kartesischen Koordinaten das der Gauß-Hermite-Wellen. Von den verschiedenen Wellentypen ist die, beiden Orthogonalsystemen gemeinsame, TEM_{0,0}-Grundwelle wegen ihres gaußverteilten Intensitätsprofils technisch von größter Bedeutung. Die Feldverteilung für die TEM_{0,0}-Grundwelle läßt sich im stigmatischen Fall¹ und bei linearer Polarisierung in y -Richtung zu

$$E_y(r, z, t) \propto \frac{w_0}{w(z)} \cdot e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} \cdot e^{-j\left(\frac{2\pi fz}{c_0} + \frac{\pi fr^2}{c_0 R(z)} - \arctan \frac{c_0(z-z_0)}{\pi fw_0^2} - 2\pi ft\right)} \quad (\text{A.6})$$

angeben (siehe z.B. Kogelnik und Li, 1966; Goldsmith, 1982; Lesurf, 1990). Die transversale Leistungsdichtenverteilung der TEM_{0,0}-Welle in Abhängigkeit von ihrer Wirkleistung $P_{0,0}$ läßt sich durch

$$S_z(r, z) = \frac{2P_{0,0}}{\pi w^2(z)} \cdot e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \quad (\text{A.7})$$

beschreiben, wobei $w(z)$ bzw. $R(z)$ eine schwach veränderliche Funktion darstellt, die den Strahlradius bzw. Phasenfrontradius angibt. $w(z)$, $R(z)$ und die Konstanten w_0 und z_0 werden im folgenden diskutiert.

¹ Bei der stigmatischen gaußschen Grundwelle sind die Kurven konstanter Intensität und konstanter Phase in allen Transversalebene ($z = \text{const}$) Kreise.

Der Strahlradius $w(z)$ ist derjenige Radius, bei dem die Strahlintensität um 1 Np gegenüber dem Achsenwert abgefallen ist.¹ Entlang der Ausbreitungsrichtung z läßt sich der Strahlradius zu

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{c_0(z - z_0)}{\pi f w_0^2} \right)^2}. \quad (\text{A.8})$$

angeben. w_0 ist der Strahlradius an der sogenannten Strahltaile, d.h. der schlanksten Stelle des Strahles. z_0 ist die Position der Taille. Bei großen Abständen $z - z_0$ von der Strahltaile (d.h. $z - z_0 \gg \pi f w_0^2 / c_0$) geht der Strahlradius asymptotisch in einen Kegel mit dem Öffnungshalbwinkel θ_{w_0} über:

$$\theta_{w_0} = \frac{c_0}{\pi f w_0} \quad (\text{A.9})$$

Die Größe $R(z)$ in Gl. (A.6) stellt den Radius der sphärischen Phasenfront des Strahls dar. Er wird durch

$$R(z) = (z - z_0) \left(1 + \left(\frac{\pi f w_0^2}{c_0(z - z_0)} \right)^2 \right) \quad (\text{A.10})$$

angegeben. In der Taille ($z = z_0$) ist die Phasenfront des Strahls eben. An der Stelle $z_c - z_0 = \pi f w_0^2 / c_0$, dem sogenannten konfokalen oder Rayleigh-Abstand von der Taille, erreicht der Phasenfrontradius seinen minimalen Wert $R_{min} = 2(z_c - z_0)$. Der Strahlradius ist hier gegenüber w_0 auf das $\sqrt{2}$ -fache aufgeweitet.

Der Term $\arctan((z - z_0)/(z_c - z_0))$ in Gl. (A.6) läßt sich anschaulich als die Abweichung zwischen den Phasenfronten einer ebenen Welle und denen des gaußschen Strahls auf der Achse deuten (Phasenanomalie).

Für einige Anwendungen ist der Zusammenhang zwischen gaußschen Strahlen und ebenen Wellen von Bedeutung. Die gaußsche Grundwelle (Gl. (A.6)) läßt sich in ebene Wellen entwickeln, die sich jeweils unter einem bestimmten Winkel θ_μ gegenüber der Strahlachse ausbreiten. Nach Wencker (1968) ergibt die Entwicklung der TEM_{0,0}-Welle ein kontinuierli-

¹ -1 Np = -8,686 dB entspricht einem Feldstärkeverhältnis von e^{-1} und einem Leistungsdichteverhältnis von e^{-2} .

ches Winkelspektrum aus unendlich vielen Teilwellen, wobei jede einzelne ebene Teilwelle μ mit einer Amplitude vertreten ist, die der Gauß-Verteilung $\exp(-(\theta_\mu/\theta_{w0})^2)$ proportional ist.¹ D.h., obwohl die Phasenfront in der Strahltaile eben ist, muß man sich die gaußsche Grundwelle auch in der Taile als Summe unendlich vieler ebener Teilwellen vorstellen. Die Interferenz dieser ebenen Teilwellen mit ihren unendlich ausgedehnten Wellenfronten erklärt das Abklingen der Amplitude in der Transversalebene eines gaußschen Strahls.

Für die Praxis bedeutet dies: Will man z.B. den Durchgang eines gaußschen Strahls durch ein Objekt (z.B. ein Fenster) mit Hilfe von Gleichungen für ebene Wellen bestimmen, so sollte man die Berechnung außer für die mittlere Einfallsrichtung auch noch für die entsprechenden um θ_{w0} gegenüber der Einfallsrichtung verkippten Strahlen durchführen. Man gewinnt somit zumindest einen Eindruck für das Verhalten des Objekts in einem gaußschen Strahl.

Will man einen gaußschen Strahl erzeugen, der in guter Näherung durch eine einzige ebene Welle beschrieben werden kann, so muß man eine große Strahltaile wählen (z.B. $w_0 > 10 \cdot \lambda_0$). Aus Gl. A.9 ergibt sich somit ein kleiner Öffnungshalbwinkel (z.B. $\theta_{w0} < 1.8^\circ$), und das kontinuierliche Winkelspektrum entartet näherungsweise zu einer Dirac-Funktion.

¹ Bei der Entwicklung einer Eigenwelle ν des Rechteckhohlleiters in ebene Wellen ergibt sich, im Unterschied zu den Verhältnissen beim gaußschen Strahl, ein diskretes Winkelspektrum. Die ebenen Teilwellen breiten sich hier mit nur einem einzigen Winkel, dem Brillouin-Winkel $\theta_{B\nu}$, gegenüber der Hohlleiterachse aus.

Literaturverzeichnis

- Afsar, M.N. und Button, K.J., 1984, Millimeter-wave dielectric properties of materials, in Button, K.J. (Hrsg.) *Infrared and Millimeter Waves*, Band 12, Orlando: Academic Press, 1-42.
- Airy, G.B., 1833, On the phenomena of Newton's rings when formed between two transparent substances of different refractive powers, *The London and Edinburgh Philosophical Magazine and Journal of Science*, 2, 20-30.
- Ambrosy, U., 1992, *Experimentelle und theoretische Untersuchung breitbandiger Hochleistungsfenster für Millimeterwellen*, Diplomarbeit am Institut für Höchsthfrequenztechnik und Elektronik der Universität Fridericiana Karlsruhe. Auch 1993 als Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe (KfK-Bericht 5157) erschienen.
- Antakov, I.I., Zasytkin, E.V. und Sokolov, E.V., 1993, Design and performance of 94 GHz high power multicavity gyrokystron amplifier, *Digest of the 18th International Conference on Infrared and Millimeter Waves (Colchester, 1993)*, in *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers*, 2104, 466-467.
- Antakov, I.I., Gaponov, A.V., Zasytkin, E.V., Sokolov, E.V., Yulpatov, V.K., Aksenova, L.A., Keyer, A.P., Musatov, V.S., Myasnikov, V.E., Popov, L.G., Levitan, B.A. und Tolkachev, A.A., 1994, Gyrokystrons - Millimeter wave amplifiers of the highest power, *Proceedings of the 2nd International Workshop on Strong Microwaves in Plasmas (Moskau - Nizhny Novgorod - Moskau, 1993)*, in Litvak, A.G. (Hrsg.) *Strong Microwaves in Plasmas*, Band 2, Nizhny Novgorod: Institute of Applied Physics, 587-596.
- Antonsen, T.M., Cai, S.Y. und Nusinovich, G.S., 1992, Effect of window reflection on gyrotron operation, *Physical Fluids B*, 4, 4131-4139.
- Benson, J., Fischer, J. und Boyd, D.A., 1983, Submillimeter and millimeter optical constants of liquid nitrogen, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 4, 145-152.
- Bernhard, C.G., 1967, Strukturelle und funktionelle Adaptation in einem visuellen System, *Endeavour*, 26, 79-84.
- Borie, E., 1993, Computations of radio-frequency behaviour, in Edgcombe, C.J. (Hrsg.) *Gyrotron Oscillators - Their Principles and Practice*, Kapitel 3, London: Taylor and Francis, 45-86.
- Borie, E., 1994, Das Rieke-Diagramm wurde freundlicherweise von Frau Professor Dr. Borie (Institut für Technische Physik des Kernforschungszentrums Karlsruhe) eigens für diese Arbeit berechnet.
- Borie, E. und Jödicke, B., 1990, Rieke diagrams for gyrotrons, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 11, 243-250.

- Borie, E., Gantenbein, G., Jödicke, B., Dammertz, G., Dumbrajs, O., Geist, T., Hochschild, G., Kuntze, M., Nickel, H.-U., Piosczyk, B. und Thumm, M., 1992, Mode competition using TE₀₃ gyrotron cavities, *International Journal of Electronics*, **72**, 687-720.
- Chu, K.R., Kou, C.S., Chen, J.M., Tsai, Y.C., Chen, C., Bor, S.S. und Chang, L.H., 1992, Spectral domain analysis of open cavities, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **13**, 1571-1598.
- Clarricoats, P.J.B. und Olver, A.D., 1984, *Corrugated horns for microwave antennas*, London: Peter Peregrinus.
- Collin, R.E., 1992, *Foundations for microwave engineering*, 2. Auflage, New York: McGraw-Hill.
- Collin, R.E. und Brown, J., 1956, The design of quarter-wave matching layers for dielectric surfaces, *IEE Proceedings*, **103**, Part C, 153-158.
- DeHope, W., Felch, K., Hu, G., Mizuhara, M., Neilson, J., Reysner, P., Schuhmacher, R., Stockwell, B., Balkcum, A., Chong, C., Luhmann, N. und McDermott, D., 1993, Initial tests of a high power, broadband, harmonic GyroTWT, *Proceedings of the 1993 IEEE International Electron Devices Meeting (Washington, 1993)*, 355-358.
- Denisov, G.G., Fraiman, A.A., Isaev, V.A., Litvak, A.G., Lubyako, L.V., Smolyakova, O.B., Suvorov, E.V., Erckmann, V., Geist, T., Holzhauer, E., Kasperek, W., Müller, G.A., Schüller, P.G., Nickel, H.-U. und Thumm, M., 1994, Collective scattering of powerful gyrotron radiation at W7-AS, *Proceedings of the 2nd International Workshop on Strong Microwaves in Plasmas (Moskau - Nizhny Novgorod - Moskau, 1993)*, in Litvak, A.G. (Hrsg.) *Strong Microwaves in Plasmas*, Band 1, Nizhny Novgorod: Institute of Applied Physics, 172-184.
- Doane, J.L., 1985, Propagation and mode coupling in corrugated and smooth-wall circular waveguides, in Button, K.J. (Hrsg.) *Infrared and Millimeter Waves*, Band 13, Orlando: Academic Press, 123-170.
- Erckmann, V., W VII-AS Team, Kasperek, W., Müller, G.A., Schüller P.G. und Thumm, M., 1990, Electron cyclotron resonance heating transmission line and launching system for the Wendelstein VII-AS stellarator, *Fusion Technology*, **17**, 76-85.
- Felch, K.L., Bier, R.E., Craig, L.J., Fiddaman, T.S., Fox, L.J., Hu, G., Huey, H.E., Jory, H.R., Reysner, P.I., Salop, A., Schofield, S.M., Spang, S.T. und Stockwell, B.C., 1984, *140 GHz gyrotron development program*, Quarterly Report No. 1, Palo Alto: Varian Associates.
- Flyagin, V.A., Gaponov, A.V., Petelin, M.I. und Yulpatov, V.K., 1977, The gyrotron, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **25**, 514-521.

- Gantenbein, G., 1993, *Theoretische und experimentelle Untersuchungen zu Leistungsgyrotrons mit asymmetrischen Moden hoher Ordnung*, Dissertation an der Fakultät für Elektrotechnik der Universität Fridericiana Karlsruhe. Auch 1993 als Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe (KfK-Bericht 5229) erschienen.
- Geist, T., 1992, *Hochfrequenz-meißtechnische Charakterisierung von Herstellungsprozessen und Werkstoffen für Resonatoren eines 140 GHz Gyrotrons*, Dissertation an der Fakultät für Elektrotechnik der Universität Fridericiana Karlsruhe.
- Geist, T., Hochschild, G. und Wiesbeck, W., 1988, Scalar mm-wave network analysis with high dynamic range, *Proceedings of the 18th European Microwave Conference (Stockholm, 1988)*, Tunbridge Wells: Microwave Exhibitions, 339-343.
- Geist, T., Hochschild, G. und Wiesbeck, W., 1989, Transmission measurements on gyrotron window components, *Digest of the 14th International Conference on Infrared and Millimeter Waves (Würzburg, 1989)*, in *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers*, 1240, 91-92.
- Geist, T., Nickel, H.-U., Hochschild, G. und Wiesbeck, W., 1990, Vector network-analyzer for 130 - 150 GHz, *Proceedings of the 20th European Microwave Conference (Budapest, 1990)*, Tunbridge Wells: Microwave Exhibitions, 209-213.
- Geist, T., Thumm, M. und Wiesbeck, W., 1991, Linewidth measurement on a 140 GHz gyrotron, *Digest of the 16th International Conference on Infrared and Millimeter Waves (Lausanne, 1991)*, in *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers*, 1576, 272-273.
- Goldsmith, P.F., 1982, Quasi-optical techniques at millimeter and submillimeter wavelengths, in Button, K.J. (Hrsg.) *Infrared and Millimeter Waves*, Band 6, Kapitel 5, New York: Academic Press, 277-343.
- Grau, G. und Freude, W., 1991, *Optische Nachrichtentechnik*, 3. Auflage, Berlin: Springer.
- Heidinger, R., 1993, Die dielektrischen Eigenschaften der eingesetzten Magnesiumtitanat- und Aluminiumoxidkeramiken wurden freundlicherweise von Herrn Dr. Heidinger (Institut für Materialforschung I des Kernforschungszentrums Karlsruhe) mit Hilfe eines offenen Resonators ausgemessen.
- Heidinger, R., 1994, Dielectric property measurements on CVD diamond grades for advanced gyrotron windows, *Digest of the 19th International Conference on Infrared and Millimeter Waves (Sendai, 1994)*, The Japan Society of Applied Physics (Cat. No. AP 941228), 277-278.
- Heidinger, R. und Link, G., 1994, The temperature dependence of the permittivity in high-power and broadband mm-wave window materials, *Proceedings of the 6th Russian-German Meeting on ECRH and Gyrotrons (Moskau und Nizhny Novgorod, 1994)*, (271-292).

- Henle, W., Jakobs, A., Kasperek, W., Kumrić, H., Müller, G.A., Schüller, P.G., Thumm, M., Engelmann, F. und Rebuffi, L., 1991, Conceptual study of multi-megawatt millimetre-wave transmission and antenna systems for electron cyclotron wave applications in NET / ITER, *Proceedings of the 16th Symposium on Fusion Technology (London, 1990)*, in Keen, B.E., Huguet, M. und Hemsworth, R. (Hrsg.) *Fusion Technology 1990*, Band 1, Amsterdam: North-Holland, 238-242.
- Janzen, G. und Stickel, H., 1984a, Mode selective directional couplers for overmoded waveguide systems, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **5**, 887-917.
- Janzen, G. und Stickel, H., 1984b, Improved directional couplers for overmoded waveguide systems, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **5**, 1405-1417.
- Jödicke, B., 1988, *Zur Modenrangigkeit von Hochleistungsgyrotrons mit rotationssymmetrischen Arbeitsmoden*, Dissertation an der Fakultät für Elektrotechnik der Universität Fridericiana Karlsruhe. Auch 1989 als Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe (KfK-Bericht 4603) erschienen.
- Kark, K.W., 1987, *Theoretische Untersuchungen zur Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in schwach inhomogenen Hohlleitern*, Forschungsbericht der Deutschen Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, DFVLR-FB 87-23.
- Kasperek, W. und Müller, G.A., 1985, A novel device for multimode analysis in oversized waveguides, *Digest of the 10th International Conference on Infrared and Millimeter Waves (Orlando, 1985)*, New York: IEEE (Cat. No. 85CH2204-6), 238-239.
- Kasperek, W. und Müller, G.A., 1988, The wavenumber spectrometer - an alternative to the directional coupler for multimode analysis in oversized waveguides, *International Journal of Electronics*, **64**, 5-20.
- Klein, C.A., 1993, Diamond windows for IR applications in adverse environments, *Diamond and Related Materials*, **2**, 1024-1032.
- Kogelnik, H. und Li, T., 1966, Laser beams and resonators, *Proceedings of the IEEE*, **54**, 1312-1329.
- Kovalev, N. und Filchenkov, S., 1994, Die numerischen Rechnungen zur Optimierung der Rillengeometrie und zur Analyse des gefertigten Fensters wurden freundlicherweise von Herrn Filchenkov unter Mitwirkung von Herrn Dr. Kovalev (Institut für Angewandte Physik der Russischen Akademie der Wissenschaften in Nizhny Novgorod) durchgeführt.
- Kreischer, K.E. und Temkin, R.J., 1983, High-frequency gyrotrons and their application to tokamak plasma heating, in Button, K.J. (Hrsg.) *Infrared and Millimeter Waves*, Band 7, Kapitel 8, New York: Academic Press, 377-485.
- Lesurf, J.C.G., 1990, *Millimetre-wave Optics, Devices and Systems*, Bristol: Adam Hilger.

- Ma, J.Y.L. und Robinson, L.C., 1983, Night moth eye window for the millimetre and sub-millimetre wave region, *Optica Acta*, **30**, 1685-1695.
- Manabe, T., Liebe, H.J. und Hufford, G.A., 1987, Complex permittivity of water between 0 and 30 THz, *Digest of the 12th International Conference on Infrared and Millimeter Waves (Orlando, 1987)*, New York: IEEE (Cat. No. 87CH2490-1), 229-230.
- Manheimer, W.M., 1992a, On the possibility of high power gyrotrons for super range resolution radar and atmospheric sensing, *International Journal of Electronics*, **72**, 1165-1189.
- Manheimer, W.M., 1992b, Application of gyrotrons to high power millimeter wave Doppler radars, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **13**, 1449-1457.
- Marié, P., 1957, Transition bringing about the circular TE₀₁ mode from the rectangular TE₀₁, *Proceedings of the Congres International - Circuits et Antennes Hyperfrequence (Paris, 1957)*, 471-472.
- Maßler, H., 1993, *Untersuchung von Oberflächenstrukturen zur Vergrößerung der Bandbreite von Hochleistungsfenstern für Millimeterwellen*, Diplomarbeit am Institut für Höchsthfrequenztechnik und Elektronik der Universität Fridericiana Karlsruhe. Auch 1993 als Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe (KfK-Bericht 5249) erschienen.
- Michel, H.-J., 1981, *Zweitoranalyse mit Leistungswellen*, Stuttgart: Teubner.
- Möbius, A. und Thumm, M., 1993, Gyrotron output launchers and output tapers, in Edgcombe, C.J. (Hrsg.) *Gyrotron Oscillators - Their Principles and Practice*, Kapitel 7, London: Taylor and Francis, 179-222.
- Moreno, T., 1948, *Microwave transmission design data*, New York: Dover.
- Morita, T. und Cohn, S.B., 1956, Microwave lens matching by simulated quarter-wave transformers, *IRE Transactions on Antennas and Propagation*, **4**, 33-39.
- Muggli, P., 1991, *Etude d'un gyrotron a cavité cylindrique, influence des reflexions de puissance et de l'oscillation d'un mode propageant*, Dissertation EPFL 964(91) am Centre de Recherches en Physique des Plasmas der Ecole Polytechnique Fédéral de Lausanne (LRP 442/91).
- Muggli, P., Tran, M.Q., Tran, T.M., Mathews, H.-G., Agosti, G., Alberti, S. und Perrenoud, A., 1990, Effect of power reflection on the operation of a low-Q 8 GHz gyrotron, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **38**, 1345-1351.
- Murphy, J.A., 1987, Distortion of a simple Gaussian beam on reflection from off-axis ellipsoidal mirrors, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **8**, 1165-1187.
- Musset, A. und Thelen, A., 1970, Multilayer antireflection coatings, in Wolf, E. (Hrsg.) *Progress in Optics*, Band 8, Kapitel 4, Amsterdam: North-Holland, 201-237.
- Nickel, H.-U. und Geist, T., 1989, Test results of a tunable 140 GHz gyrotron window, *Digest of the 14th International Conference on Infrared and Millimeter Waves (Würzburg,*

- 1989), in *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers*, **1240**, 89-90.
- Nickel, H.-U. und Geist, T., 1993, Diagnostics and instrumentation for millimetre-wave gyrotrons, in Edgcombe, C.J. (Hrsg.) *Gyrotron Oscillators - Their Principles and Practice*, Kapitel 12, London: Taylor and Francis, 327-364.
- Nickel, H.-U. und Heidinger, R., 1992, A survey of vacuum-windows for high-energy millimeter-wave systems in fusion experiments, *Proceedings of the 20th Symposium on Electromagnetic Windows (Atlanta, 1992)*, 62-71.
- Nickel, H.-U. und Thumm, M., 1991, Plane transverse waveguide windows - Survey of formulas for reflection, transmission, and absorption, *Digest of the 16th International Conference on Infrared and Millimeter Waves (Lausanne, 1991)*, in *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers*, **1576**, 444-445.
- Nickel, H.-U., Ambrosy, U. und Thumm, M., 1992, Vacuum windows for frequency-tunable high-power millimeter wave systems, *Digest of the 17th International Conference on Infrared and Millimeter Waves (Pasadena, 1992)*, in *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers*, **1929**, 462-463.
- Nickel, H.-U., Massler, H. und Thumm, M., 1993a, Broadband windows for high-power millimeter waves - Developments at KfK and considerations for the FOM-Fusion-FEM, *Proceedings of the 3rd Workshop on FEM-Millimeter Waves (Rijnhuizen-Nieuwegein, 1993)*, (217-256).
- Nickel, H.-U., Massler, H. und Thumm, M., 1993b, Development of broadband vacuum windows for high-power millimeter wave systems, *Digest of the 18th International Conference on Infrared and Millimeter Waves (Colchester, 1993)*, in *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers*, **2104**, 172-173.
- Nusinovich, G.S., 1986, *Theory of mode interaction in the gyrotron*, Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe, KfK-Bericht 4111.
- Nye, J.F., 1979, *Physical Properties of Crystals*, Oxford: Oxford University Press.
- Petelin, M.I. und Kasperek, W., 1991, Surface corrugation for broadband matching of windows in powerful microwave generators, *International Journal of Electronics*, **71**, 871-873.
- Parshin, V.V., 1994, Dielectric materials for gyrotron output windows, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **15**, 339-348.
- Paton, B.E., Sklyarevich, V.E. und Slusarczuk, M.M.G., 1993, Gyrotron processing of materials, *Materials Research Society Bulletin*, **18** (11), 58-63.
- Prater, R., 1990, Recent results on the application of electron cyclotron heating to tokamaks, *Journal of Fusion Energy*, **9**, 19-30.

- Rebuffi, L., 1986, Detailed frequency measurements on gyrotrons using a "gyro-radiometer", *Digest of the 11th International Conference on Infrared and Millimeter Waves (Pisa, 1986)*, 134-136.
- Rumpel, G. und Sondershausen, H.D., 1990, Festigkeitslehre, in Beitz, W. und Küttner, K.-H. (Hrsg.) *Dubbel - Taschenbuch für den Maschinenbau*, 17. Auflage, Berlin: Springer, C1-C65.
- Sobel, F., Wentworth, F.L. und Wiltse, J.C., 1961, Quasi-optical surface waveguide and other components for the 100 to 300 GHz region, *IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **9**, 512-518.
- Spano, P., Piazzolla, S. und Tamburrini, M., 1984, Theory of noise in semiconductor lasers in the presence of optical feedback, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **20**, 350-357.
- Stickel, H., 1987, Ein 130 - 160 GHz Sweep-Meßplatz zur breitbandigen Charakterisierung von Hohlleiterkomponenten in Hochleistungs-gyrotrons und zur Übertragung hoher Leistung, *Proceedings der Kongreßmesse für Mikrowellentechnologie und Optoelektronik (Wiesbaden, 1987)*, Band 1, Hagenburg: Network, Sitzung 3B-4.
- Sushilin, P.B., Fiks, A.Sh. und Parshin, V.V., 1989, Perspectives of increasing the transmission capacity of windows for energy extraction in gyrotrons, in Flyagin, V.A. (Hrsg.) *Gyrotrons*, Gorki: Institut für Angewandte Physik der Akademie der Wissenschaften der UdSSR, in russisch, 181-194.
- Sussmann, R.S., 1993, Diafilm - a new diamond material for optics and electronics, *Industrial Diamond Review*, **53**, 63-72.
- Sussmann, R.S., Brandon, J.R., Scarsbrook, G.A., Sweeney, C.G., Valentine, T.J., Whitehead, A.J. und Wort, C.J.H., 1994, Properties of bulk polycrystalline CVD diamond, *Diamond and Related Materials*, **3**, 303-312.
- Thomas, B.MacA., 1978, Design of corrugated conical horns, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **26**, 367-372.
- Thumm, M., 1986, High power mode conversion for linearly polarized HE_{11} hybrid mode output, *International Journal of Electronics*, **61**, 1135-1153.
- Thumm, M., 1994, Progress in the development of high-power millimeter- and submillimeter wave gyrotrons and of free electron masers, *Archiv für Elektrotechnik*, **77**, 51-55.
- Thumm, M., Kumrić, H. und Stickel, H., 1987, TE_{03} to TE_{01} mode converters for use with a 150 GHz Gyrotron, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **8**, 227-240.
- Thumm, M., Borie, E., Dammertz, G., Gantenbein, G., Kuntze, M., Möbius, A., Nickel, H.-U., Piosczyk, B. und Wien, A., 1994, Development of high-power 140 GHz gyrotrons for fusion plasma applications, *Proceedings of the 2nd International Workshop on Strong Microwaves in Plasmas (Moskau - Nizhny Novgorod - Moskau, 1993)*, in Litvak, A.G.

- (Hrsg.) *Strong Microwaves in Plasmas*, Band 2, Nizhny Novgorod: Institute of Applied Physics, 670-689.
- Tuovinen, J., 1992, Accuracy of a Gaussian beam, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **40**, 391-398.
- Valentine, T.J., Whitehead, A.J., Sussmann, R.S., Wort, C.J.H. und Scarsbrook, G.A., 1994, Mechanical property measurements of bulk polycrystalline CVD diamond, *Diamond and Related Materials*, **3**, 1168-1172.
- VDI, 1988, *VDI-Wärmeatlas - Berechnungsblätter für den Wärmeübergang*, 5. Auflage, Düsseldorf: VDI-Verlag.
- Vinogradov, E.A., Dianov, E.M. und Irisova, N.A., 1967, Dielectric characteristics of liquid nitrogen at $\lambda = 2.3$ mm, *Soviet Physics - Technical Physics*, **11**, 983.
- Vlasov, S.N. und Kuposova, E.V., 1993, Increasing the transparency of dielectric boundaries by corrugation, *Journal of Technical Physics*, **63** (7), 123-130, in russisch.
- Vlasov, S.N., Zhislin, G.M., Orlova, I.M., Petelin, M.I. und Rogacheva, G.G., 1969, Irregular waveguides as open resonators, *Radio Physics and Quantum Electronics*, **12**, 972-978.
- Wégrove, J.-G., Moons, F., Vassiliadis, M. und Zolti, E., 1986, Limits of operation of conventional rf windows for electron cyclotron wave launchers in a reactor, *Proceedings of the 14th Symposium on Fusion Technology (Avignon, 1986)*, in *Fusion Technology 1986*, Band 1, Oxford: Pergamon Press, 821-827.
- Wencker, G., 1968, *Ein Beitrag zur Theorie Gauß'scher Strahlen*, Dissertation an der Fakultät für Elektrotechnik der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen.
- Wilson, S.J. und Hutley, M.C., 1982, The optical properties of "moth eye" antireflection surfaces, *Optica Acta*, **29**, 993-1009.
- Windischmann, H. und Epps, G.F., 1992, Free-standing diamond membranes: optical, morphological and mechanical properties, *Diamond and Related Materials*, **1**, 656-664.
- Wylde, R.J., 1984, Millimetre-wave Gaussian beam-mode optics and corrugated feed horns, *IEE Proceedings*, **131**, Part H, 258-262.
- Wylde, R.J. und Martin, D.H., 1993, Gaussian beam-mode analysis and phase-centers of corrugated feed horns, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **41**, 1691-1699.