

KfK 5249
Dezember 1993

Untersuchung von Oberflächenstrukturen zur Vergrößerung der Bandbreite von Hochleistungsfenstern für Millimeterwellen

H. Maßler
Institut für Technische Physik
Projekt Kernfusion

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Technische Physik

Projekt Kernfusion

KfK 5249

**Untersuchung von Oberflächenstrukturen zur Vergrößerung
der Bandbreite von Hochleistungsfenstern für
Millimeterwellen***

H. Maßler

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

***Dieser Veröffentlichung liegt eine am Institut für Höchstfrequenztechnik und
Elektronik der Universität Karlsruhe durchgeführte Diplomarbeit zugrunde.**

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0303-4003

Untersuchung von Oberflächenstrukturen zur Vergrößerung der Bandbreite von Hochleistungsfenstern für Millimeterwellen

Zusammenfassung

Zur Auskopplung von Hochleistungs-Millimeterwellen aus einer Vakuumoszillatortröhre und zur Einkopplung der Welle in ein Prozeßgefäß werden Transmissionsfenster benötigt, die eine zuverlässige Luft-Vakuum-Grenze bilden. Bisher verwendete Fenster sind meist plane Scheiben aus verlustarmem dielektrischem Material. Im betrachteten Band bei ca. 2 mm Wellenlänge weisen solche Fenster Transmissionsbandbreiten von unter 1 % auf. Für die Anwendung in frequenzvariablen Systemen werden Fenster mit Bandbreiten von über 10 % benötigt. Diese Bandbreiten sind z.B. durch Einbringen von Oberflächenstrukturen zu erzielen. Zur Vermessung des Frequenzgangs solcher Fenster wird ein Meßsystem mit einer Dynamik von mindestens 30 dB benötigt.

In dieser Arbeit wird ein vorhandenes Niederleistungsmeßsystem mit einer Meßdynamik von größer 50 dB beschrieben. Mit Hilfe dieses Meßsystems wurden bereits vorhandene und neu entwickelte Fenster untersucht. Die experimentellen Ergebnisse werden dargestellt, und Methoden zur theoretischen Berechnung werden aufgezeigt.

Investigation of surfacestructures to increase the bandwidth of high-power windows for millimeter waves

Abstract

For extraction of high-power millimeter waves from a vacuum oscillator tube and for coupling of the wave into an applicator vessel, transmission windows are needed that guarantee a reliable vacuum-air-seal. The windows used so far usually consist of plane discs of low-loss dielectric material. In the observed frequency-band of approx. 2 mm wavelength such windows have transmission bandwidths of less than 1 %. For the application in frequency-variable systems windows with bandwidths of more than 10 % are required. These bandwidths can be achieved by using corrugated surfaces. For measuring the frequency response of such windows a measuring system with dynamics of at least 30 dB is required.

In this work an existing low-power measuring system with a measuring dynamics of more than 50 dB is described. With the help of this measuring system existing windows as well as newly developed windows have been tested. The experimental results are given and methods for theoretical calculation are presented.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Zum Gyrotron	1
1.2	Breitbandfenster	3
1.3	Aufgabenstellung	5
2	Grundlagen	7
2.1	Reflexions- und Transmissionsfaktor	7
2.2	Programm "Multilayer"	8
3	Meßaufbau	11
3.1	Skalarer Netzwerkanalysator	12
3.2	Praktischer Aufbau der quasi-optischen Meßstrecke	13
3.3	Quasi-optischer Richtkoppler	15
3.3.1	Strahlteiler	16
3.3.2	Absorber	19
3.4	Praktische Durchführung der Messungen	20
3.4.1	Reflexionsmessung	21
3.4.2	Transmissionsmessung	22
3.5	Systemvergleich	23
3.5.1	Kopplervergleich	23
3.5.2	Fehlerabschätzung	24
3.5.3	Direkter Vergleich der Messungen	27
4	Untersuchung von verschiedenen Oberflächen	29
4.1	Materialien	33
4.2	Dreischichtfenster	34

4.3	Rechteckprofilscheiben	37
4.3.1	Genaue Geometrie	40
4.3.2	Berechnung durch Schichtenmodell	42
4.3.3	Ergebnisse für den Fall $E \parallel$ Rillen	43
4.3.4	Ergebnisse für den Fall $E \perp$ Rillen	44
4.3.5	Andere Methoden zur Berechnung	46
4.4	Dreieckprofilscheiben	47
4.4.1	Adiabatische Strukturen allgemein	47
4.4.2	Genaue Geometrie	49
4.4.3	Ergebnisse	50
5	Zusammenfassung	53
A	Anhang	55
A1	Dielektrische Materialien	55
A1.1	Reflexion- und Transmission	56
A1.2	Sonderfall $D = N \cdot \lambda / 2$	59
A1.3	Sonderfall $\lambda / 4$ -Beschichtung	60
A2	Quasi-Optik	62
A2.1	Gaußscher Strahl	62
A2.2	Gaußsches Strahlteleskop	64
A3	Aufbau skalarer Netzwerkanalysator	66
	Symbole und Abkürzungen	67
	Literaturverzeichnis	69

1 Einleitung

Der Einsatz von Hochleistungsfenstern liegt im Bereich von Hochleistungsrohren wie z.B. einem Gyrotron. Ziel bei der Entwicklung solcher Röhren am KfK ist zur Zeit eine Dauerstrichleistung von größer 1 MW bei 140 GHz. Eine Durchstimmbarkeit von 10% um die Mittenfrequenz wird für die Zukunft angestrebt. Aus diesen Leistungsdaten ergeben sich die Anforderungen für solche Fenster.

Aus diesem Grund wird zuerst kurz die Funktionsweise eines Gyrotrons erklärt, bevor dann die Aufgabenstellung näher erläutert wird. Genauere Beschreibungen des Gyrotronprinzips finden sich in Voges (1987) und Borie (1991).

1.1 Zum Gyrotron

Ein Gyrotron (Abb. 1.1) ist eine Vakuumröhre, die in eine starke Magnetspule eingebracht ist. Für ein 140 GHz Gyrotron muß das axial gerichtete Magnetfeld ca. 5.5 Tesla stark sein, was im Dauerbetrieb nur durch ein supraleitendes Magnetsystem erreicht werden kann.

Die ringförmige Kathode emittiert Elektronen, die mit Hilfe statischer elektrischer Felder (~80 kV) und des Magnetfeldes der äußeren Spule auf eine helikale Bahn entlang der Magnetfeldlinien gezwungen werden. Dieser Elektronenhohlstrahl wird durch das zum Resonator hin ansteigende axiale Magnetfeld im Durchmesser reduziert. Bei dieser magnetischen Kompression wird gleichzeitig eine Erhöhung der Zyklotronfrequenz und der transversalen Bewegungsenergie der Elektronen bewirkt. Die Elektronen regen im Resonator durch Wechselwirkung mit ihrer transversalen Bewegungsenergie eine TE-Welle an.

Da das statische Magnetfeld oberhalb des Resonators stark abnimmt, treffen die Elektronen seitlich auf den Kollektor.

Die gezeigte Gyrotronröhre besitzt einen quasi-optischen Hochfrequenzausgang, d.h. die erzeugte Hochfrequenzwelle wird über eine Antenne abgestrahlt und von drei Spiegeln

1 Einleitung

von einem $TE_{10,4}$ -Mode in einen linear polarisierten Gaußschen Strahl gewandelt und durch das dielektrische Fenster in den freien Raum geführt (Pretterebner et al. 1992).

Der Resonator stellt einen in axialer Richtung inhomogenen Hohlleiter dar, der knapp über seiner Cut-off-Frequenz betrieben wird. Am unteren Ende bildet die Verjüngung des Hohlleiterquerschnitts einen Totalreflektor für die Hochfrequenz. Eine zweite Reflexionsstelle bildet die Auftaperung am oberen Ende des Resonators, so daß im Mittelstück Energie gespeichert wird (Flyagin et al. 1977).

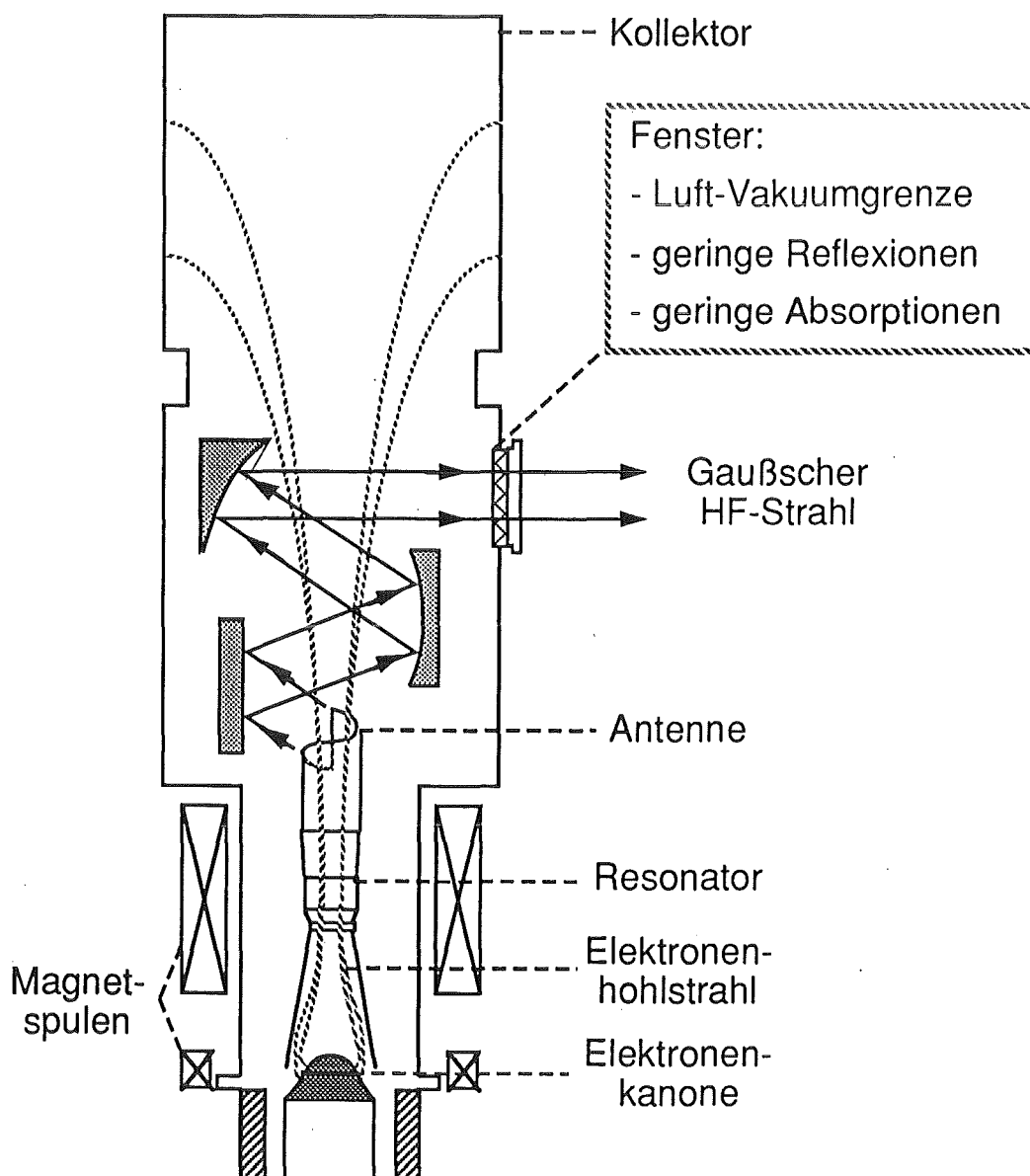


Abb. 1.1 Gyrotron mit radialer Auskopplung

1.2 Breitbandfenster

An ein Breitbandfenster (Abb. 1.2) werden somit folgende Anforderungen gestellt:

es soll

- vakuumdicht sein
- möglichst wenig reflektieren, um die Rückwirkungen auf den Resonator klein zu halten
- möglichst geringe Absorption besitzen, um die Verluste im Material und damit die Aufheizung gering zu halten
- sehr hohe Temperaturen aushalten, um die beim Einbau in das Gyrotron auftretenden Belastungen zu überstehen (Metallisierung 1200°, Lötung 900°, Ausheizung 450°)
- keine Modenwandlung verursachen.

Da der Hochfrequenzstrahl ein Gaußprofil aufweist, wird die Scheibe zudem sehr punktuell in der Mitte aufgeheizt. Das Material soll deshalb eine hohe Wärmeleitfähigkeit besitzen.

Im Pulseinsatz sind meist randgekühlte Einscheibenfenster aus verlustarmen Dielektrika, die eine hohe Thermoschockfestigkeit aufweisen müssen (siehe Nickel und Heidinger 1992). Es sind plane Scheiben, senkrecht zum Strahl angeordnet, die auf eine $N \cdot \lambda/2$ -resonante Dicke der Gyrotronbetriebsfrequenz geschliffen sind.

Dies ist eine sehr schmalbandige Lösung, um die oben aufgeführten Anforderungen für genau eine Betriebsfrequenz zu erfüllen. Um den Betrieb des Gyrotrons in verschiedenen Moden, d.h. frequenzdurchstimmbar ("step-tunable") zu ermöglichen, wird nach einer Lösung gesucht, die Durchlaßbandbreite dieser Fenster zu erhöhen.

Eine solche Erhöhung der Bandbreite ist durch verschiedene Maßnahmen zu erreichen, die in der Diplomarbeit von Ambrosy (1993) bereits vorgestellt wurden. In Abb. 1.2 sind alle Möglichkeiten gezeigt.

Aus diesen Möglichkeiten sind drei realisiert worden, die in Kapitel 4 näher beschrieben und dann untersucht werden.

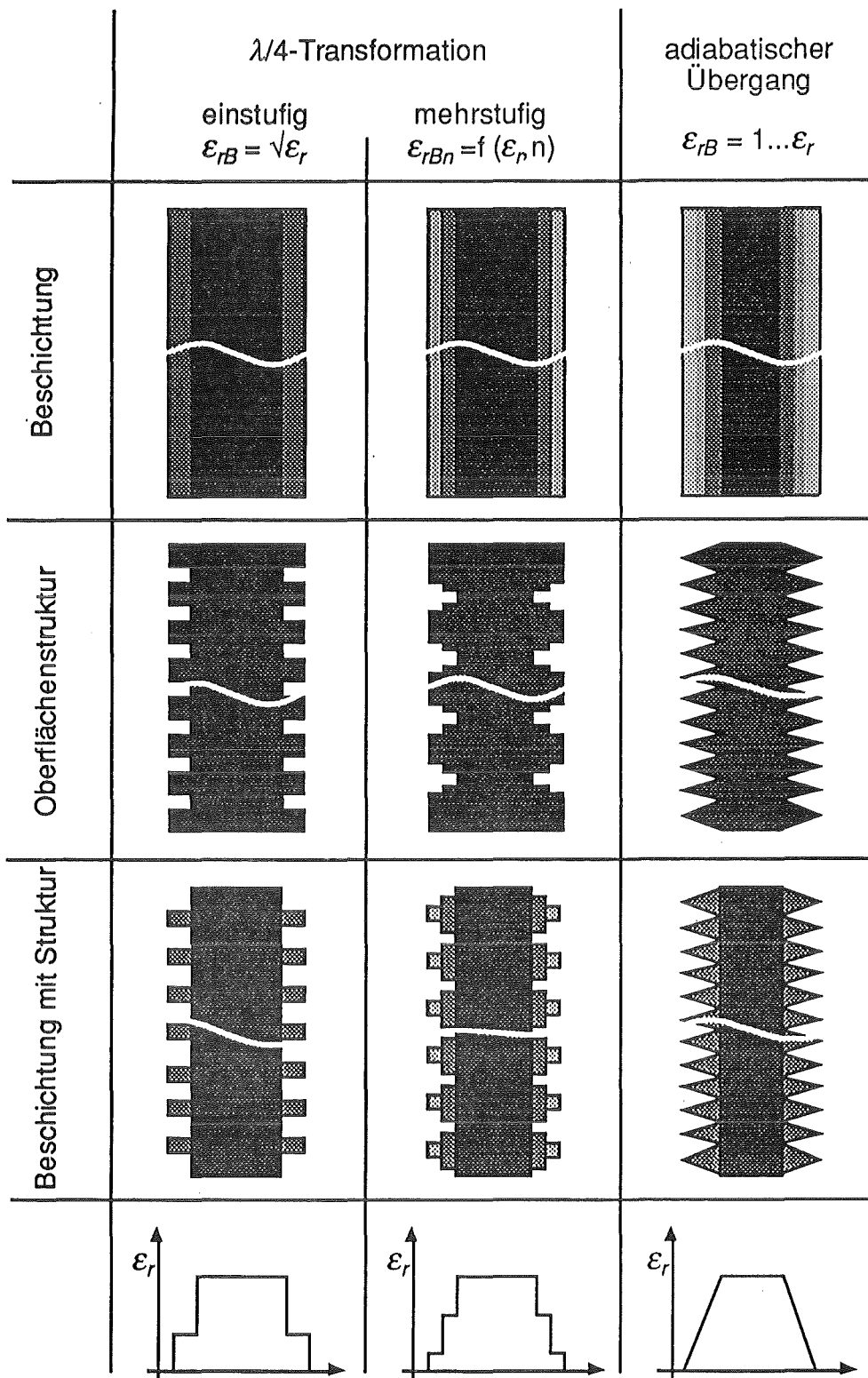


Abb. 1.2 Oberflächen

- Abb. 1.2, 1. Spalte: einstufige $\lambda/4$ -Transformation

Grundscheibe mit zwei Beschichtungen, die ein ungerades Vielfaches von $\lambda/4$ dick sind. Realisiert durch verschiedene Materialien und/oder einer Struktur, die eine homogene Schicht simuliert, z.B. Rechteckstruktur (nähere Erläuterungen auch in Anhang A1.3).

- Abb. 1.2, 2. Spalte: mehrstufige $\lambda/4$ -Transformation
Grundscheibe mit mehreren Beschichtungen je Seite, die jeweils ein ungerades Vielfaches von $\lambda/4$ dick sind. Wieder realisiert durch verschiedene Materialien und/oder Strukturen, die homogene Schichten simulieren.
- Abb 1.2, 3. Spalte: adiabatische Übergänge
Stetiger Übergang der Dielektrizitätskonstante von Luft bis zum Material der Scheibe. Realisiert durch Materialkombination und/oder einer Struktur, die einen solchen Übergang simuliert, z.B. Dreieckstruktur.

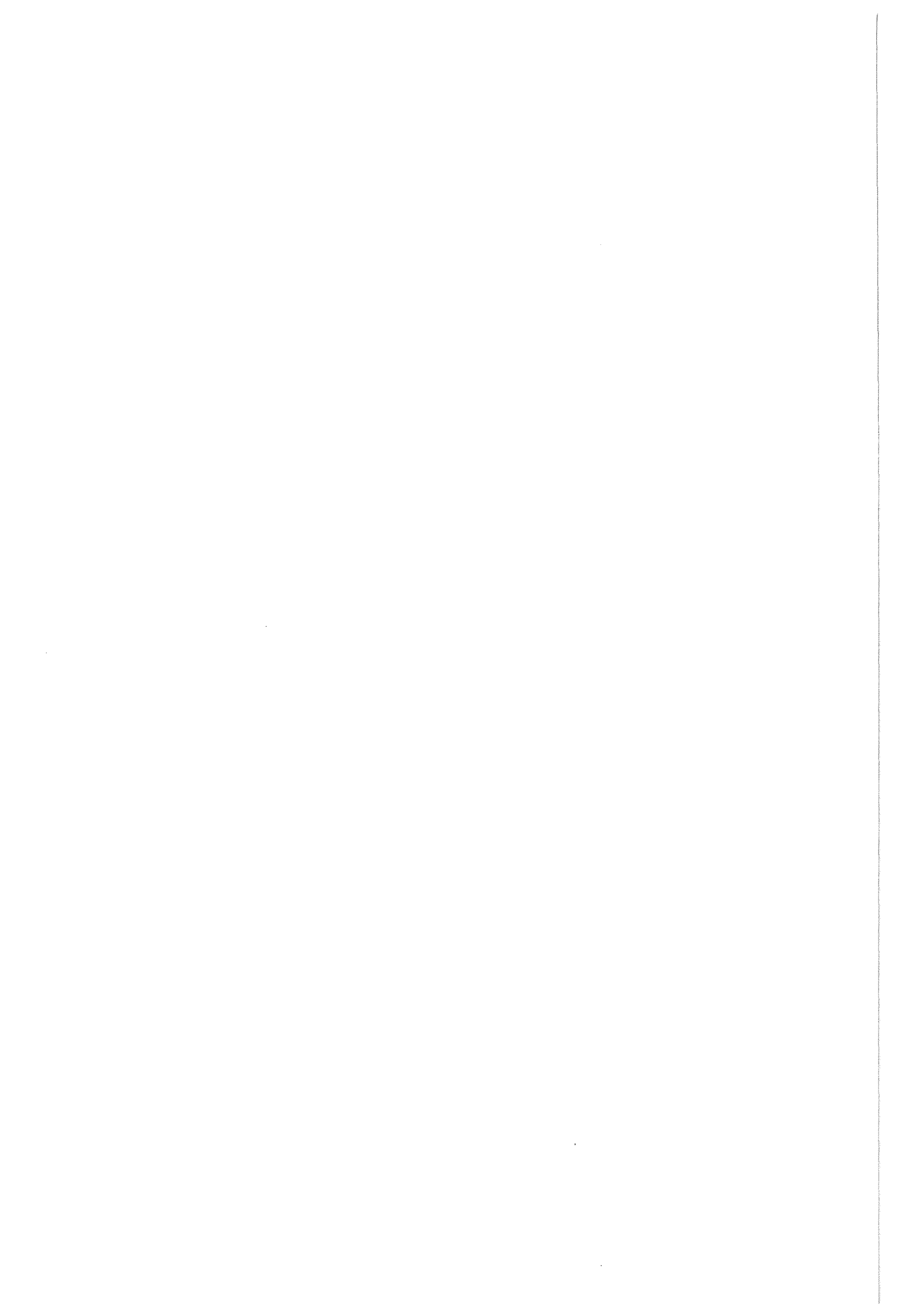
1.3 Aufgabenstellung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit sollten die bereits vorhandenen Scheiben mit den realisierten Oberflächenstrukturen genauer auf ihr Transmissions- und Reflexionsverhalten hin untersucht werden. Die Materialauswahl geschah im Hinblick auf die Anforderungen aus Kapitel 1.2. Die Hochleistungstauglichkeit von Materialkombinationen, unterschiedliche Temperatur- und Ausdehnungskoeffizienten, und von Strukturen, Rißbildungen an Ecken und Kanten, wurde in dieser Arbeit noch nicht untersucht.

Methoden zur theoretischen Beschreibung beschichteter oder strukturierter Fenster sollten gesucht, verglichen, und wenn möglich neu erarbeitet werden.

Um die Berechnungen mit Messungen vergleichen zu können, war es erforderlich, das vorhandene Niederleistungsmeßsystem (Ambrosy 1993) hinsichtlich seiner Meßdynamik zu verbessern. Ziel war es, eine Dynamik von mindestens 40 dB zu erreichen, um die sehr geringen Reflexionsfaktoren solcher Breitbandfenster über einen genügend großen Frequenzbereich aufzulösen.

Dies erforderte eine grundlegende Erneuerung der quasi-optischen Meßstrecke und Verbesserungen am skalaren Netzwerkanalysator.



2 Grundlagen

Zur mathematischen Beschreibung des Reflexions- und Transmissionsverhaltens einer planparallelen dielektrischen Scheibe, die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung einer elektromagnetischen Welle angeordnet ist, dient der Streumatrixformalismus.

Falls keine Modenwandlung stattfindet, bildet die Scheibe ein symmetrisches Zweitor, für das die folgende S -Matrix angegeben werden kann (Nickel und Thumm 1991):

$$[S] = \frac{1}{1 - \rho^2 e^{-2\gamma D}} \begin{bmatrix} \rho(1 - e^{-2\gamma D}) & (1 - \rho^2)e^{-\gamma D} \\ (1 - \rho^2)e^{-\gamma D} & \rho(1 - e^{-2\gamma D}) \end{bmatrix}. \quad (2.1)$$

Aus dieser Matrix lassen sich alle relevanten Größen ableiten.

Nähere Erläuterungen zu den Eigenschaften dielektrischer Materialien und zum Reflexions- und Transmissionsverhalten dielektrischer Schichten finden sich im Anhang A1.

2.1 Reflexions- und Transmissionsfaktor

Für die Beurteilung der Qualität einer solchen dielektrischen Scheibe sind die Leistungsfaktoren von Bedeutung. Der Leistungs-Reflexionsfaktor R und der Leistungs-Transmissionsfaktor T sind über die einfallende Leistung P_{ein} definiert zu:

$$R = \frac{P_{refl}}{P_{ein}}, \quad T = \frac{P_{trans}}{P_{ein}}. \quad (2.2)$$

Sie lassen sich sehr einfach aus der S -Matrix (Gleichung 2.1) berechnen:

$$R = |S_{ii}|^2, \quad T = |S_{ij}|^2, \quad \text{für } i \neq j. \quad (2.3)$$

Aus Energieerhaltungsgründen gilt für ein verlustbehaftetes Material

$$R + T + A = 1, \quad \text{mit } A = \frac{P_{abs}}{P_{ein}}, \quad (2.4)$$

und für ein verlustloses Material

$$R + T = 1 \quad . \quad (2.5)$$

Wird in der folgenden Arbeit von Reflexions- bzw. Transmissionsfaktor geredet, so sind die Leistungsfaktoren R , T und A gemeint, meist angegeben in dB

$$\begin{aligned} R/\text{dB} &= 20 \log |S_{ii}|, & T/\text{dB} &= 20 \log |S_{ij}|, \\ A/\text{dB} &= 10 \log \left(1 - |S_{ii}|^2 - |S_{ij}|^2 \right) \quad . \end{aligned} \quad (2.6)$$

2.2 Das Programm Multilayer

Der Reflexions- und Transmissionsfaktor einer beliebigen Folge von ebenen, transversalen, dielektrischen Schichten kann nun durch einfaches Verketteten der Streuparameter aller Schichten berechnet werden. Die Verkettung zweier Schichten berechnet sich nach Michel (1981) wie folgt:

$$[S_{ges}] = \begin{bmatrix} S_{11A} + \frac{S_{21A}S_{11B}S_{12A}}{1 - S_{11B}S_{22A}} & \frac{S_{12A}S_{12B}}{1 - S_{11B}S_{22A}} \\ \frac{S_{21A}S_{21B}}{1 - S_{11B}S_{22A}} & S_{22B} + \frac{S_{12B}S_{22A}S_{21B}}{1 - S_{11B}S_{22A}} \end{bmatrix} \quad . \quad (2.7)$$

Das bereits vorhandene Programm "Multilayer" berechnet die Gesamtmatrix der Schichtenfolge und daraus die Leistungsfaktoren und stellt das Ergebnis (Reflexions- bzw. Transmissionsfaktor) graphisch dar. Da das Programm auf TE-Moden in kreiszylindrischen Hohlleitern beschränkt war, wurde eine Modifikation nötig. Diese beinhaltet folgende Erweiterungen:

- Berechnung von TM-Moden.
- Berechnung von dielektrischen Schichten im Rechteckhohlleiter.

- Berechnung von dielektrischen, senkrecht zur Ausbreitungsrichtung angeordneten Schichten im freien Raum (TEM-Moden).
- Berechnung einer verlustlosen, dielektrischen, unter einem Winkel φ zur Ausbreitungsrichtung angeordneten Einzelschicht im freien Raum.
- Einlesen der Parameter (D , ϵ_r , $\tan\delta$) beliebig vieler Schichten aus einer externen Datei (notwendig für die Berechnungen in Kapitel 4.3).
- Übereinanderlegen verschiedener berechneter Kurven innerhalb einer Grafik.
- Darstellung aller S -Parameter im linearen ($|S|$), quadratischen ($|S|^2$) oder logarithmischen ($20 \cdot \log |S|$) Maßstab und der Darstellung der Absorption.

Ein Beispiel einer solchen Berechnung ist in Abb. 2.1 zu sehen. Die Grafik zeigt die Reflexion R , die Transmission T und die Absorption A der Leistung einer dielektrischen Schicht im D-Band-Hohlleiter mit der in der Grundmode (TE_{10}) schwingenden Welle.

Schichtparameter: $D = 2 \text{ mm}$, $\epsilon_r = 9$, $\tan\delta = 0.005$

Hohlleitergrößen: $a = 1.65 \text{ mm}$, $b = 0.83 \text{ mm}$, Cut-off-Frequenz 90.8 GHz

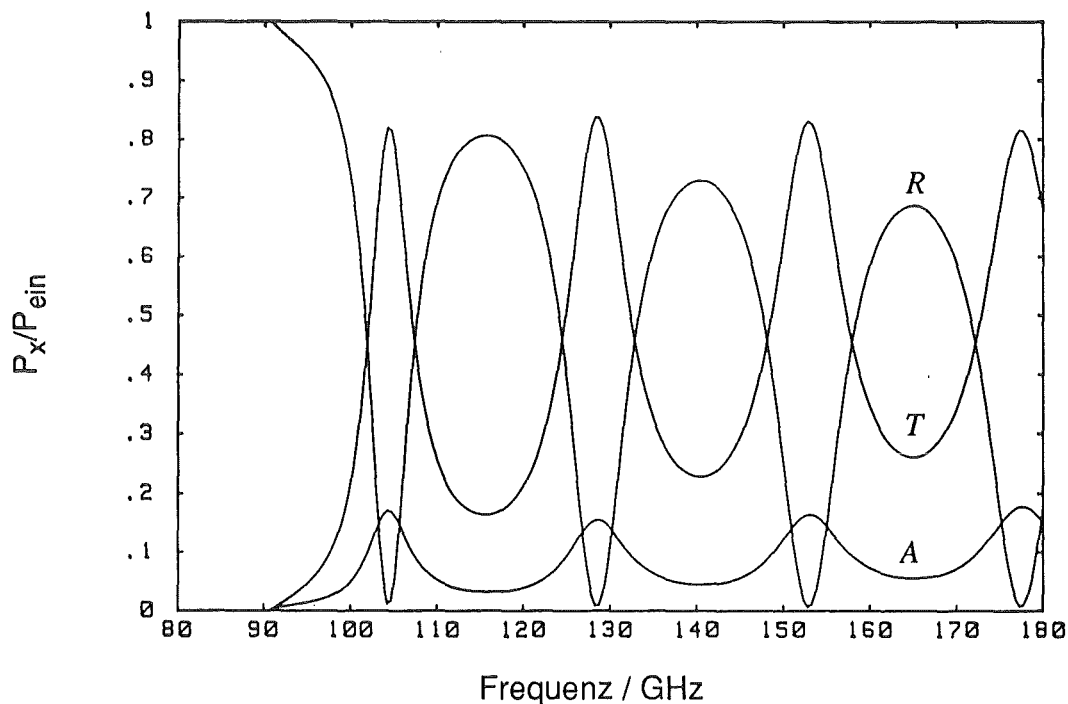


Abb. 2.1 Reflexion R , Transmission T , und Absorption A der Leistung aufgetragen über der Frequenz/GHz einer dielektrischen Schicht ($\epsilon_r = 9$, $\tan\delta = 0.005$) der Dicke $D = 2 \text{ mm}$ im D-Band-Hohlleiter.

2 Grundlagen

Die Kurven, die in der folgenden Arbeit die Meßwerte unterlegen, und die gezeigten Simulationen sind immer mit diesem Programm berechnet und dargestellt worden.

3 Meßaufbau

In diesem Kapitel wird das für die experimentelle Untersuchung aufgebaute neue Meßsystem vorgestellt und mit dem Aufbau der Vorgängerarbeit (Ambrosy 1993) verglichen.

Zur Messung des Reflexions- und Transmissionsverhaltens dielektrischer Scheiben dient ein skalarer Netzwerkanalysator (Geist et al. 1988) mit anschließender Übertragungsstrecke (Ambrosy 1993).

Zur besseren Übersicht zeigt Abb. 3.1 nur die wichtigsten Komponenten für die Messungen in Transmission (Abb. 3.1a) und in Reflexion (Abb. 3.1b).

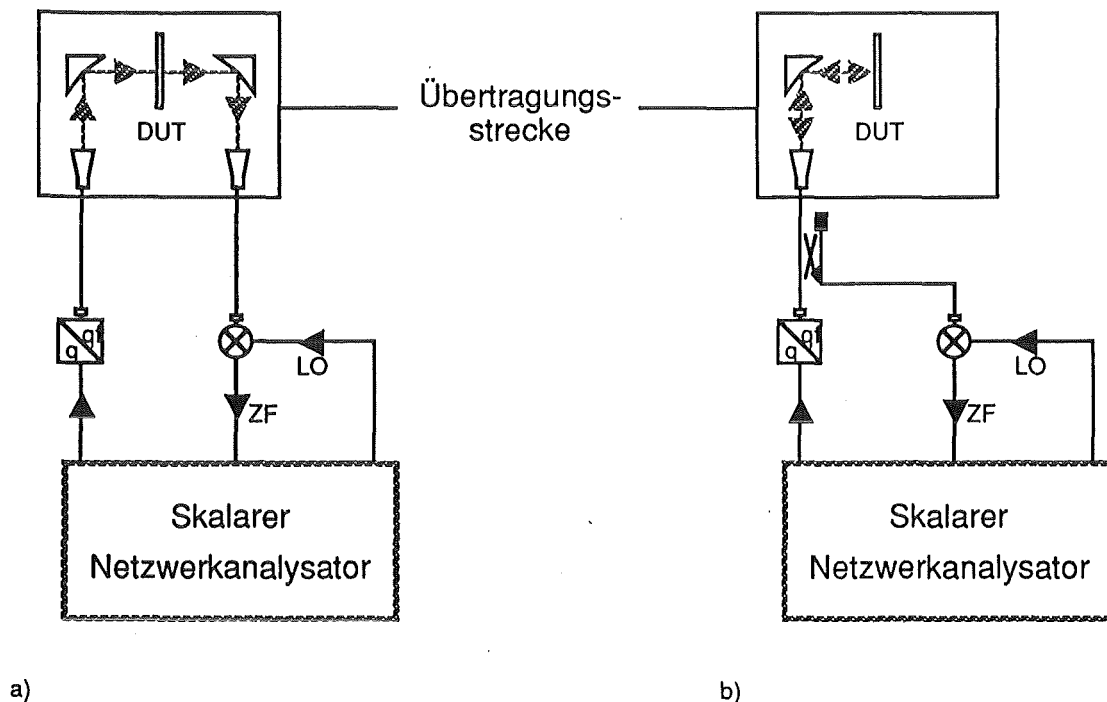


Abb. 3.1 Die wichtigsten Komponenten des Meßaufbaus bei der Messung in Transmission (a) und in Reflexion (b).

Das Sendesignal von ca. 12-16 GHz wird einem Vervielfacher zugeführt, der dieses auf die Frequenzen von 110-150 GHz umsetzt und über einen D-Band-Hohlleiter der Übertragungsstrecke zuführt. In dieser Übertragungsstrecke wird das Signal über eine Hornantenne als Gaußscher Strahl in den freien Raum abgestrahlt. Nach der Fokussierung durch einen Spiegel trifft das Signal auf das Meßobjekt (Näheres zum Gaußschen Strahl in

Anhang A2). Der reflektierte bzw transmittierte Signalanteil wird über einen Spiegel in das Empfangshorn eingekoppelt und dem Oberwellenmischer zugeführt, der dieses in eine feste Zwischenfrequenz umsetzt.

3.1 Skalarer Netzwerkanalysator

Zur Steuerung des skalaren Netzwerkanalysators durch einen Rechner dient das Programm "Quasioptik". Es schaltet die LO-Frequenz stufenweise von der unteren bis zur oberen Bandgrenze weiter und liest nach jedem Schaltvorgang den Empfangspegel aus. Die Meßwerte werden über der Frequenz dargestellt und zur Weiterverarbeitung gespeichert.

Da über einen relativ großen Frequenzbereich gewobbelt wird, treten starke Pegelschwankungen am Eingang des Vervielfachers auf. Diese wurden durch stufenweises Anpassen des Signalpegels ausgeglichen. Dies geschah aber unter zwei Einschränkungen:

- Festlegung auf zwei Frequenzintervalle (117-147 GHz oder 130-150 GHz)
- Festlegung auf 201 Frequenzpunkte für diese Frequenzintervalle.

Durch diese Einschränkungen genügte es den Pegel der Modulationsquelle (Signalgenerator) ab jeweils zwei fest eingestellten Punkten zu erhöhen.

Eine in der vorliegenden Arbeit durchgeführte grundlegende Programmänderung zielt darauf ab, das Frequenzintervall und die Anzahl der Wobbelpunkte wieder frei wählbar zu machen. Die Umschaltunkte für die jeweiligen Pegel wurden ersetzt durch Umschaltfrequenzen, aus denen das Programm die dazugehörigen Umschaltunkte berechnet. Außerdem wurden anstatt zwei nun drei Umschaltfrequenzen und eine zusätzliche Pegelumschaltung für den synthetisierten Wobbelgenerator eingeführt.

Um die angestrebte Meßdynamik von >40 dB zu erzielen, ist es notwendig, den Empfangsbereich des Spektrumanalysators von 90 dB voll auszuschöpfen, da die Pegelschwankungen über den Frequenzbereich von ca. 20 dB den Dynamikbereich einschränken. Deshalb waren kleinere Änderungen im Aufbau des Netzwerkanalysators notwendig geworden (endgültiger Aufbau des skalaren Netzwerkanalysators in Anhang A3).

Diese Neuerungen erlauben es nun, ein beliebiges Frequenzintervall innerhalb von 110-150 GHz und die Anzahl der Meßpunkte frei zu wählen.

3.2 Praktischer Aufbau der quasi-optischen Meßstrecke

Da die Scheiben auf möglichst große Durchlässigkeit bei der Entwurfsfrequenz ausgelegt sind, ist bei der Messung in Transmission kein großer Meßeffect zu erzielen (z. B. liegt der Transmissionsfaktor für eine Scheibe mit $\epsilon_r = 9$ bei $-4.4 \leq T/\text{dB} \leq 0$, während der Reflexionsfaktor Werte von $-\infty \leq R/\text{dB} \leq -1.9$ annimmt). Deshalb werden die Messungen vorwiegend in Reflexion durchgeführt.

Hier zeigt sich nun ein weiterer Schwachpunkt des alten Meßsystems. Bei der Messung des Reflexionsfaktors muß das reflektierte Meßsignal vom Sendesignal getrennt werden. Dies geschah über einen Hohlleiter-Richtkoppler, der direkt vor dem Sende-(Empfangs-)horn eingefügt war (Abb. 3.1b). Dieser Richtkoppler hat aber nur eine Richtschärfe von ca. 25 dB, und so konnten damit minimale Reflexionsfaktoren je nach Frequenz zwischen -20 und -28 dB gemessen werden. Für Breitbandfenster, die über einen relativ großen Frequenzbereich Reflexionsfaktoren unter -20 bis -40 dB aufweisen, ist dies eine ungenügende Dynamik.

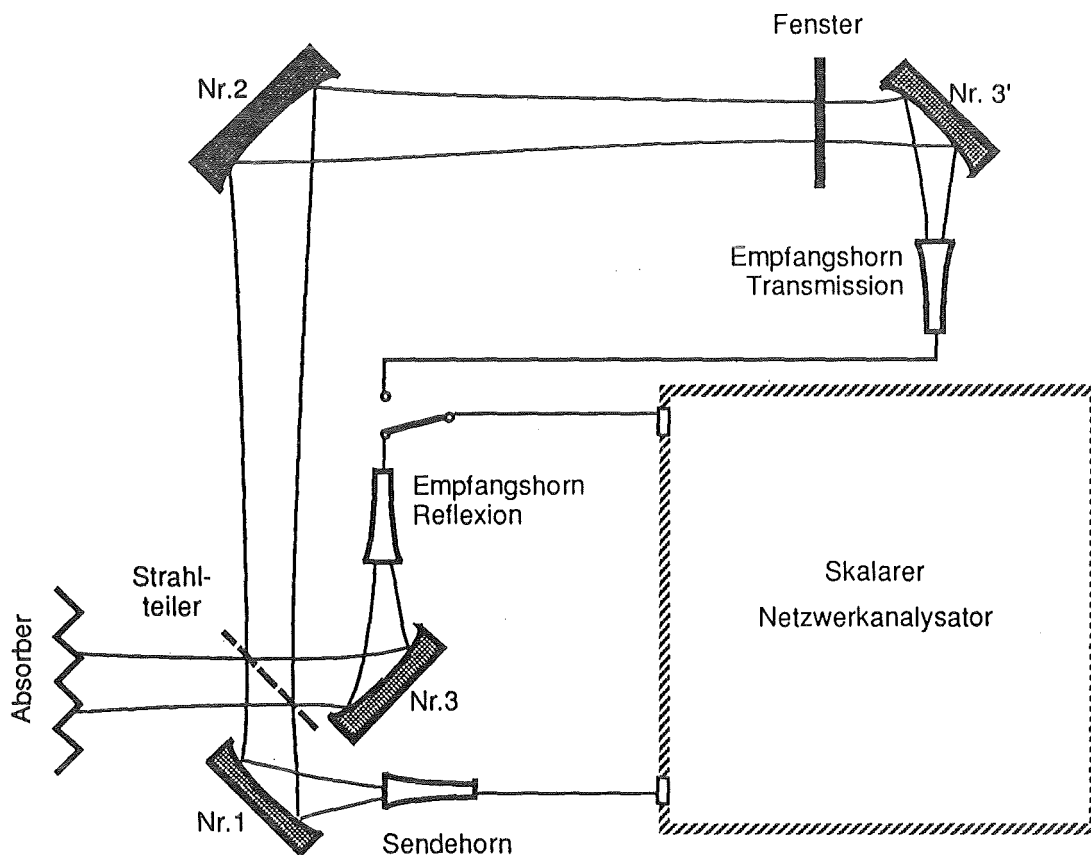


Abb. 3.2 Die quasi-optische Meßstrecke

Da für Frequenzen oberhalb 110 GHz keine besseren Hohlleiter-Richtkoppler kommerziell verfügbar sind, muß die Auskopplung des reflektierten Signals auf anderem Wege geschehen. Die Idee war, nach dem Vorbild in der Optik, eine dielektrische Folie als Strahlteiler in den Gaußschen Strahl zu bringen.

Das hatte die Erweiterung der quasi-optischen Strecke zur Folge, da auch dieser Strahlteiler am Ort einer Strahltaile angebracht werden muß, um den Strahl nicht zu verzerren. Der Strahl wird somit über zwei Spiegel (Nr.1 und Nr.2 in Abb. 3.2) zum Meßobjekt geführt.

Der von einem Rillenhorn, auch Gaußsches Strahlhorn genannt, erzeugte Strahl weist eine sehr schmale Strahltaile ($w_{01} = 4.5 \text{ mm}$) auf und weitet sich deshalb relativ stark auf (Hornantennen dieser Art sind z. B. beschrieben in Clarricoats und Olver 1984, Wylde 1984). Die Strahltaile w_{01} wird über den bereits vorhandenen Spiegel Nr.1 mit Brennweite $F_1 = 148 \text{ mm}$ auf eine zweite Strahltaile mit dem Radius w_{02} von 22.5 mm abgebildet. Dieser Radius entspricht ungefähr dem aus dem Gyrotron ausgekoppelten Strahl. Die gleiche Taile (w_{03}) sollte der Strahl wiederum am neuen Meßort der Scheiben aufweisen. Aus diesen Forderungen und der Voraussetzung der konfokalen Abbildung berechnet sich die Brennweite des Spiegels Nr.2 durch Auflösen der Gleichung (A2.9) zu:

$$F_2 = \frac{\pi w_{02} w_{03}}{\lambda_0} = 736 \text{ mm} \quad (3.1)$$

Zur Einkopplung des Strahls in das nun separate Empfangshorn ist noch ein dritter Spiegel (Nr.3 bzw. Nr.3') erforderlich, wiederum mit der Brennweite $F_1 = 148 \text{ mm}$.

Die benötigten zusätzlichen Spiegel (Nr. 2, Nr. 3') konnten somit hergestellt werden. Zum Aufbau wurde die Strecke auf einer optischen Bank montiert und grob ausgerichtet. Daraufhin wurden die Orientierungen der Spiegel mit Hilfe eines Lasers feinjustiert.

Vor jedem neuen Meßtag muß die Strecke entweder für Reflexions- oder für Transmissionsmessungen feinjustiert werden. Der Spiegel Nr.3' wird zur Reflexionsmessung durch einen Absorber ersetzt. Für die Reflexion werden die Spiegel bei eingeschaltetem Signal fester Frequenz (z.B. 140 GHz) mit einem planen Referenzspiegel als Meßobjekt auf maximalen Empfangspegel ausgerichtet. Für die Transmission geschieht dies über den leeren Transmissionspfad und mit aufgebautem Spiegel Nr.3'.

Zur Abschätzung der Güte der Strecke wird die maximale Reflexion, gemessen mit dem planen Referenzspiegel als Meßobjekt, verglichen mit der Direktverbindung von Sendervielfacher und Oberwellenmischer über eine Richtungsleitung (Abb. 3.3).

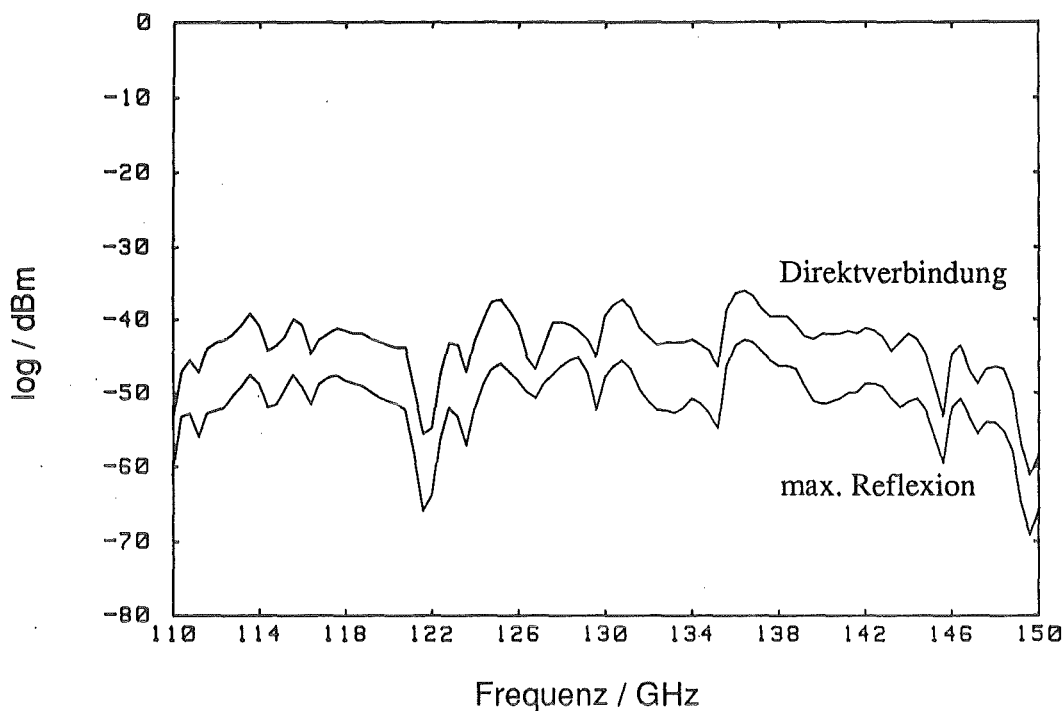


Abb. 3.3 Quasi-optische Strecke mit Referenzreflektor verglichen mit der Direktverbindung von Sendervielfacher und Oberwellenmischer.

Die Messungen zeigen über den gesamten Frequenzbereich einen Unterschied um 8-9 dB. Unter Einberechnung des Transmissionsfaktors und des Koppelfaktors des Strahlteilers von jeweils -3 dB ist die Direktverbindung um ca. 2-3 dB besser als die zweimal vom Strahl durchlaufene Strecke.

3.3 Quasi-optischer Richtkoppler

Der quasi-optische Richtkoppler besteht aus zwei Teilen (Abb. 3.4):

- eine dielektrische Folie als Strahlteiler
- einem Absorber, der den auf dem Hinweg ausgekoppelte Strahlanteil vernichtet.

Das vom Sender kommende Signal (Index 1) wird vom Strahlteiler auf zwei Pfade aufgeteilt. Ein Teil wird zum Meßobjekt geführt, der andere Teil kann nicht genutzt werden und wird auf den Absorber geleitet. Das vom Meßobjekt reflektierte Signal (Index 2) wird

auf dem Rückweg ebenfalls in zwei Pfade getrennt, wobei ein Signalteil dem Empfangshorn zugeführt wird, während der andere auf das Sendehorn trifft.

Wird vom Absorber eine Reststrahlung reflektiert, so gelangt diese teilweise durch den Strahlteiler direkt zum Empfangshorn und überlagert sich mit dem vom Meßobjekt reflektierten Signal. Hierdurch wird die Messung verfälscht (Näheres in Kapitel 3.5.2).

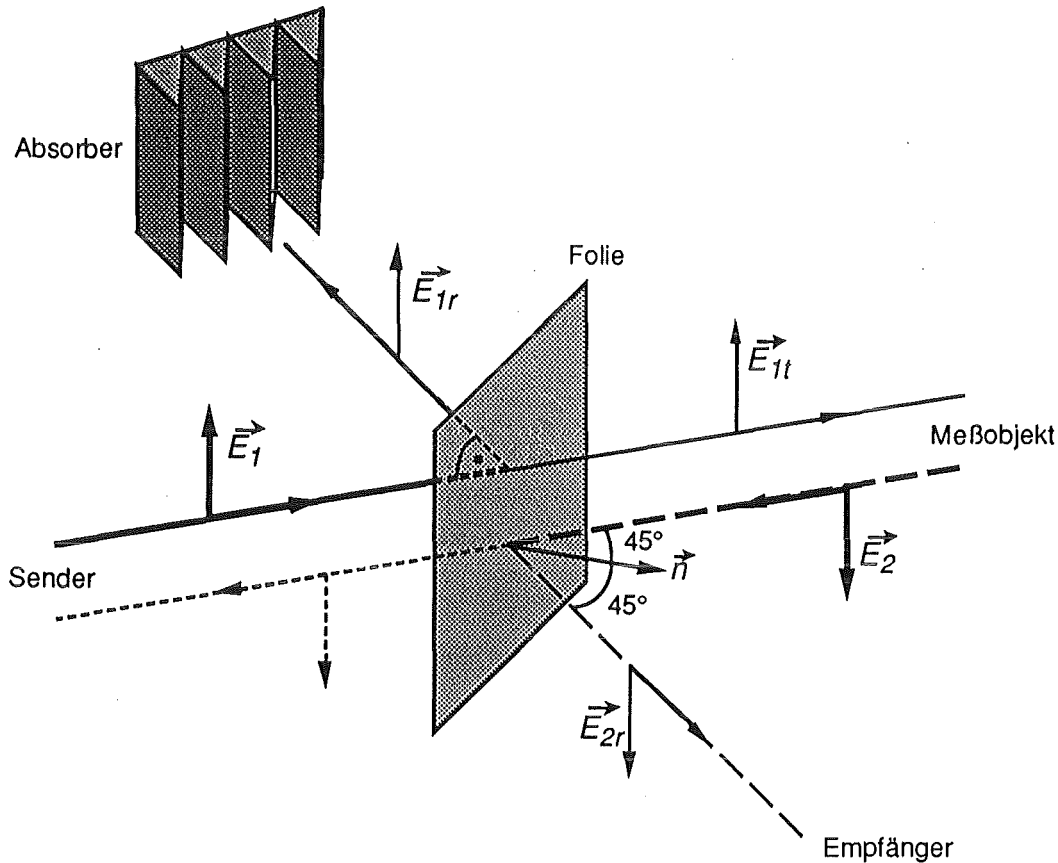


Abb. 3.4 Der quasi-optische Richtkoppler

3.3.1 Strahlteiler

Eine einfache Form des Strahlteilers ist eine dielektrische Folie mit der Dicke D unter dem Winkel θ . Für den Fall des senkrecht zur Einfallsebene stehenden E -Feldes berechnen sich die Leistungsreflexions- und -transmissionsfaktoren bei verlustfreien Folien z.B. nach Benson (1969) oder Goldsmith (1982) wie folgt:

$$|\rho|^2 = \frac{(\epsilon_r - 1)^2 \sin^2 \beta D}{(\epsilon_r - 1)^2 \sin^2 \beta D + 4 \cos^2 \theta (\epsilon_r - \sin^2 \theta)}, \quad (3.2)$$

$$|\tau|^2 = \frac{4 \cos^2 \theta (\epsilon_r - \sin^2 \theta)}{(\epsilon_r - 1)^2 \sin^2 \beta D + 4 \cos^2 \theta (\epsilon_r - \sin^2 \theta)}. \quad (3.3)$$

Dabei ist

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{(\epsilon_r - \sin^2 \theta)} \quad (3.4)$$

die Ausbreitungskonstante in Richtung der Wellenausbreitung im Dielektrikum.

$$D \sqrt{(\epsilon_r - \sin^2 \theta)} \quad (3.5)$$

ist die Pfadlänge im Dielektrikum.

Für den angestrebten Fall einer $\lambda/4$ -resonanten Pfadlänge, d.h.

$$D = \frac{\lambda_0}{4} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta}}, \quad (3.6)$$

und einem Winkel $\theta = 45^\circ$ vereinfachen sich die Gleichungen (3.2, 3.3) zu:

$$|\rho|^2 = \frac{(\epsilon_r - 1)^2}{\epsilon_r^2}, \quad |\tau|^2 = \frac{2\epsilon_r - 1}{\epsilon_r^2}, \quad (3.7)$$

Aus diesen Formeln ist leicht zu sehen, daß sich für eine Auslegungsfrequenz von 140 GHz ein idealer -3 dB-Koppler realisieren läßt für $\epsilon_r = 3.4$ und $D = 0.31$ mm. Auch an andere Koppelfaktoren ist zu denken wie z.B. -6 dB ($\epsilon_r = 2.0$, $D = 0.44$ mm) oder -10 dB ($\epsilon_r = 1.46$, $D = 0.55$ mm).

Mit Blick auf die Kosten war es anzustreben, auf industriell gefertigte und am KfK vorhandene Folien zurückzugreifen. Unter diesen kamen zwei in Frage:

- eine Mylarfolie mit einer Dicke $D = 0.34$ mm
- eine Teflonfolie mit einer Dicke $D = 0.5$ mm.

Nach Sobel et al. (1961) weisen diese Materialien bei 140 GHz die in Tabelle 3.1 aufgeführten dielektrischen Eigenschaften auf.

	Mylar: (Polyäthylenterephthalat)	Teflon: (Polytetrafluoräthylen)
ϵ_r	3.35	2.05
$\tan \delta$	0.01	0.003

Tabelle 3.1 Dielektrische Eigenschaften von Mylar und Teflon bei 140 GHz

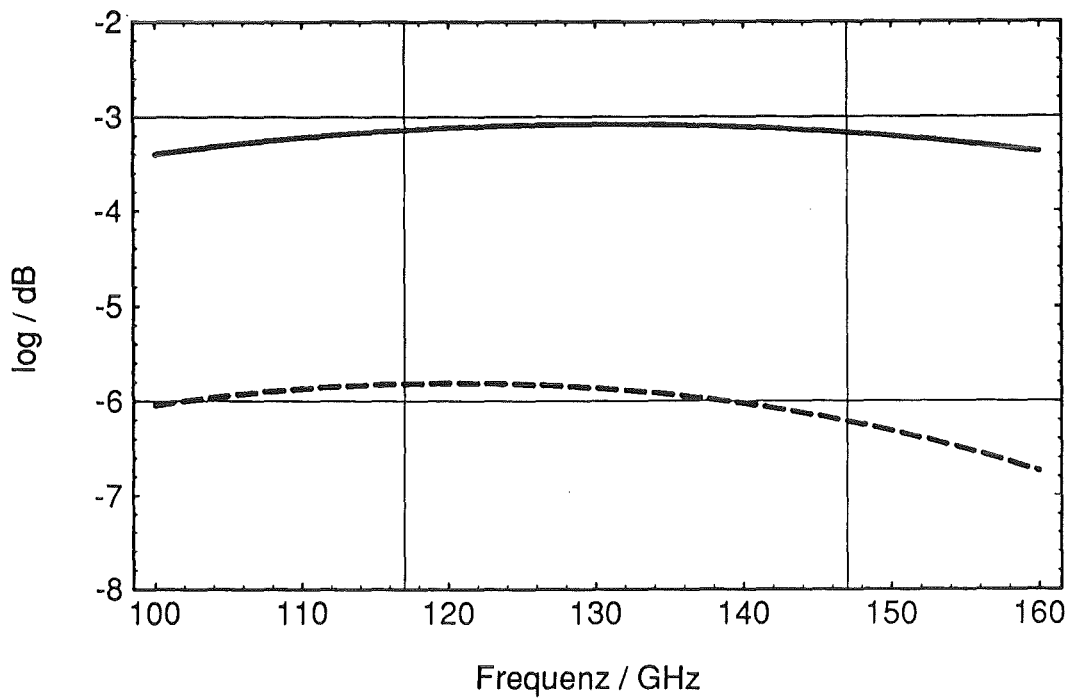


Abb. 3.5 Koppelfaktoren der Folien aus Mylar (durchgezogene Linie) und Teflon (gestrichelte Linie).

In Abb. 3.5 sind die für diese Folien berechneten Koppelfaktoren über der Frequenz aufgetragen (Verluste wurden vernachlässigt).

Es ist zu sehen, daß man mit einer Mylarfolie (durchgezogene Linie) im Meßintervall von 110-150 GHz einen guten -3 dB-Koppler erhält, mit der Teflonfolie (gestrichelte Linie)

einen guten -6 dB-Koppler. Messungen zeigten, daß beide Folien als Strahlteiler einsetzbar sind. Im jetzigen Aufbau ist aufgrund des höheren Koppelfaktors die Mylarfolie eingesetzt.

3.3.2 Absorber

Wie in Abschnitt 3.3 angedeutet, bestimmt der Absorber maßgeblich die Entkopplung von Sende- und Empfangspfad. Durch Reflexionen an diesem Absorber werden die vom Meßobjekt reflektierten Signale überlagert, und dadurch wird die Meßdynamik begrenzt.

Eine einfache Kegelabsorbermatte weist Reflexionen von ca. -40 dB auf. Dies ist bei einer angestrebten Meßdynamik von >40 dB nicht ausreichend.

Eine Platte aus einem Material mit möglichst hohen dielektrischen Verlusten, unter dem Brewsterwinkel zwischen Strahlteiler und Absorbermatte eingefügt (Abb. 3.6), kann diese störenden Reflexionen verringern. Ein linear polarisierte Strahl wird vollständig in das Material gebrochen. Während der Strahl das Material durchläuft, wird ein Teil absorbiert, der Rest tritt auf der Rückseite der Platte wieder aus und trifft auf die Absorbermatte.

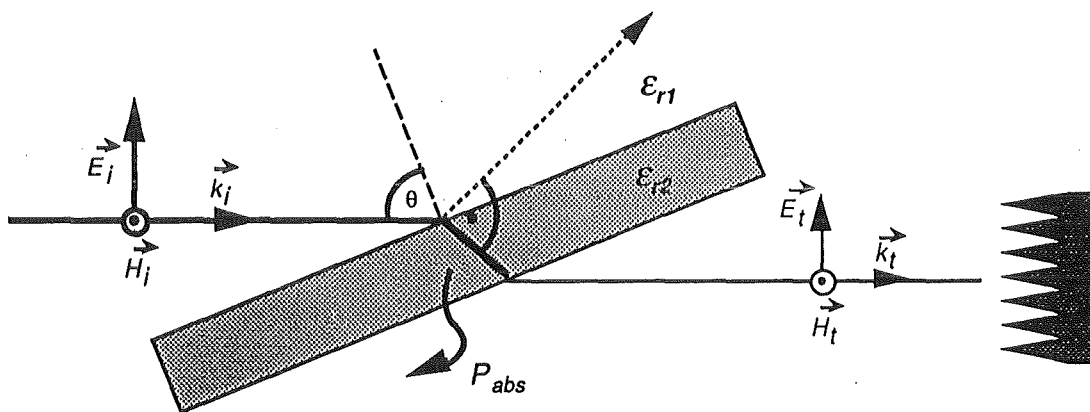


Abb. 3.6 Dielektrische Platte unter dem Brewsterwinkel im Strahlweg

Das Material sollte folgende Eigenschaften besitzen:

- eine sehr glatte Oberfläche
- einen hohen Verlustfaktor $\tan\delta$
- eine ausreichende Dicke, damit die Verluste im Material möglichst groß werden.

Als Material wurde eine maschinell bearbeitbare Glaskeramik (Macor) ausgewählt. Dieses Material ist in ausreichender Größe relativ preiswert zu erhalten. Bei einem ϵ_r von ca. 5.7 (Pells et al. 1992) berechnet sich der Brewsterwinkel θ_B z.B. nach Born und Wolf (1980), Klein und Furtak (1988):

$$\theta_B = \arctan\sqrt{\epsilon_r} = 67.2^\circ \quad . \quad (3.8)$$

Aus dem Abstand $z = 300$ mm zwischen Strahlteiler ($w_{02} = 22.4$ mm) und der Macorplatte berechnet sich nun der Strahldurchmesser an dieser Stelle nach Gleichung (A2.2) :

$$2w(z) = 2w_0\sqrt{1 + \left(\lambda_0 z / \pi w_0^2\right)^2} = 48.4 \text{ mm} \quad . \quad (3.9)$$

Damit möglichst die gesamte Strahlleistung auf die Platte trifft, setzen wir die minimale Größe für die Platte senkrecht zur Einfallsebene auf den doppelten Strahldurchmesser fest. Da die Platte unter dem Brewsterwinkel θ_B zur Einfallsebene angebracht ist, berechnen sich die Kantenlängen zu:

$$a = 4w(z) = 96.8 \text{ mm} \quad b = 4w(z)/\cos\theta_B = 250 \text{ mm} \quad . \quad (3.10)$$

Im Experiment wurde eine $100 \times 300 \times 15$ mm große Scheibe verwendet.

Mit einem $\tan\delta$ von $1.7 \cdot 10^{-2}$ (Afsar und Button 1984) berechnet sich die Absorption dieser Platte zu mehr als 70% (berechnet mit dem Programm "Multilayer").

3.4 Praktische Durchführung der Messungen

Das Fenster wird mit Hilfe einer Probenhalterung aus PVC senkrecht zum Strahl in einen Aluminiumrahmen eingesetzt. Diese Halterung befindet sich an der Stelle der zweiten Strahlteile (Abb. 3.2). Die Messung der Transmission oder der Reflexion wird dann wie folgt durchgeführt.

3.4.1 Reflexionsmessung

Anstelle des Transmissions-Empfangsteils (Spiegel Nr. 3' und Horn) wird hinter der Probe ein Absorber angebracht, wie er in Kap. 3.3.2 beschrieben ist, da sonst die Reflexionen des Empfangshorns die eigentliche Messung verfälschen.

An der Stelle des Fensters wird ein Referenzspiegel angebracht und dessen Reflexionspegel in dBm über das eingestellte Wobbelintervall gemessen. Auf diese Messung werden anschließend die vom Fenster reflektierten Pegel bezogen. Dies geschieht über einfache Subtraktion der zu jedem Frequenzpunkt gehörenden Pegel.

Wird der leere Reflexionspfad gemessen und auf die Referenzmessung bezogen, so erhält man den minimal nachweisbaren Reflexionsfaktor des gesamten Systems (Abb. 3.7):

In Abb. 3.7 sieht man, daß im Frequenzbereich von 118 bis 147 GHz ein weitgehend frequenzunabhängiger Wert von ca. -60 dB erreicht wird. Unterhalb von 118 GHz verschlechtert sich dieser Wert durch den Frequenzgang des Vervielfachers und Oberwellenmischers.

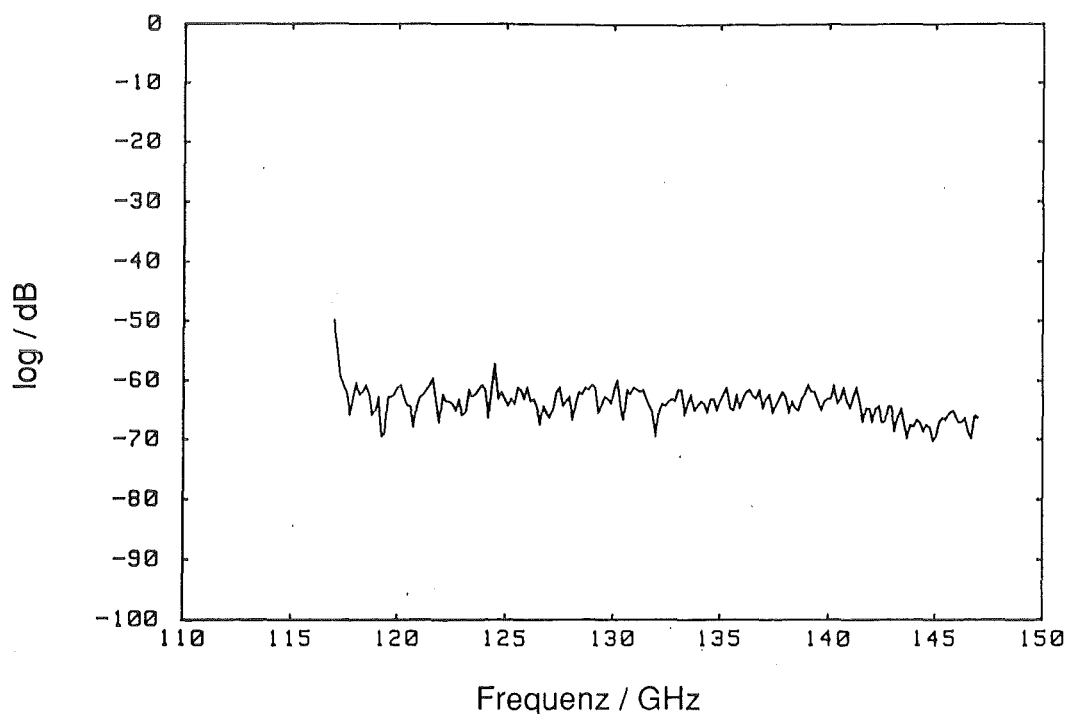


Abb. 3.7 Minimal nachweisbarer Reflexionsfaktor

3.4.2 Transmissionsmessung

Auch bei der Messung des Transmissionsfaktors ist eine Referenzmessung nötig, um die starken Pegelschwankungen herauszurechnen. In diesem Fall dient die Messung der leeren Strecke als Referenz.

Wird die unterbrochene Strecke auf die Referenzmessung bezogen, so erhält man den minimal nachweisbaren Transmissionsfaktor (Abb. 3.8).

Der endliche Transmissionsfaktor der Strecke kommt daher, daß zur Unterbrechung der Strecke eine Metallscheibe in die Probenhalterung eingesetzt wird, die die gleichen Abmessungen wie die zu vermessenden Fenster besitzt. Restsignale durch die Probenhalterung aus PVC und die endliche LO-IF-Isolation des Oberwellenmischers beschränken somit die Meßdynamik.

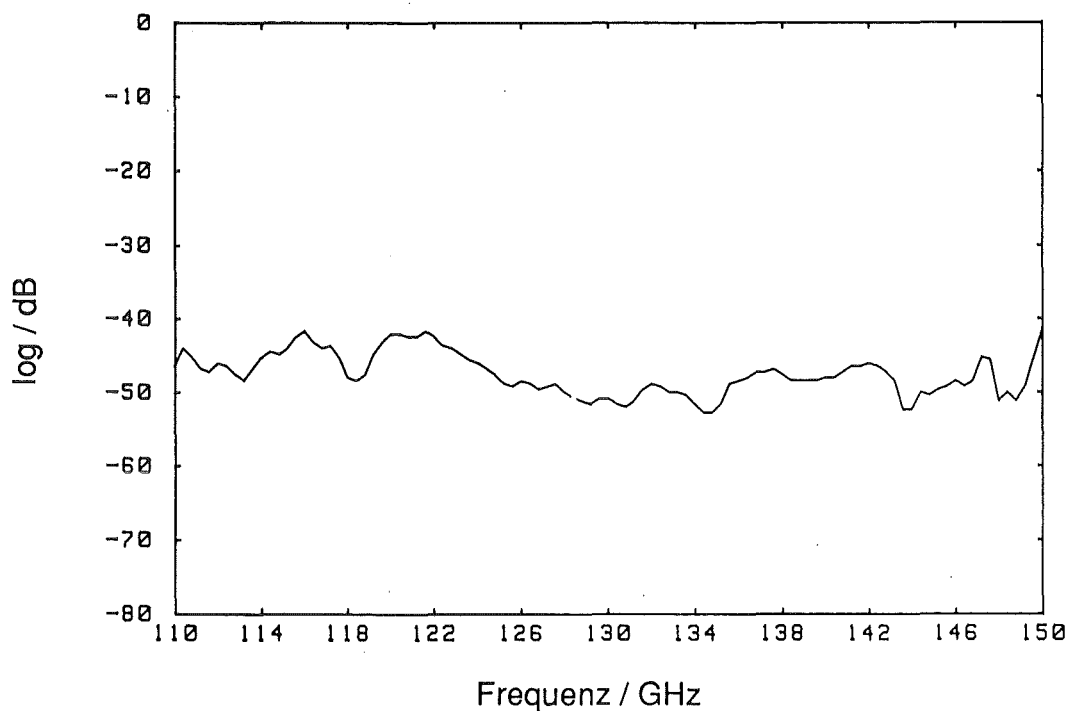


Abb. 3.8 Minimal nachweisbarer Transmissionsfaktor

3.5 Systemvergleich

Aufgrund der in Kapitel 3.2 und 3.3 erhaltenen Angaben ist nun ein direkter Vergleich des alten und neuen Meßsystems und eine Fehlerabschätzung möglich.

3.5.1 Kopplervergleich

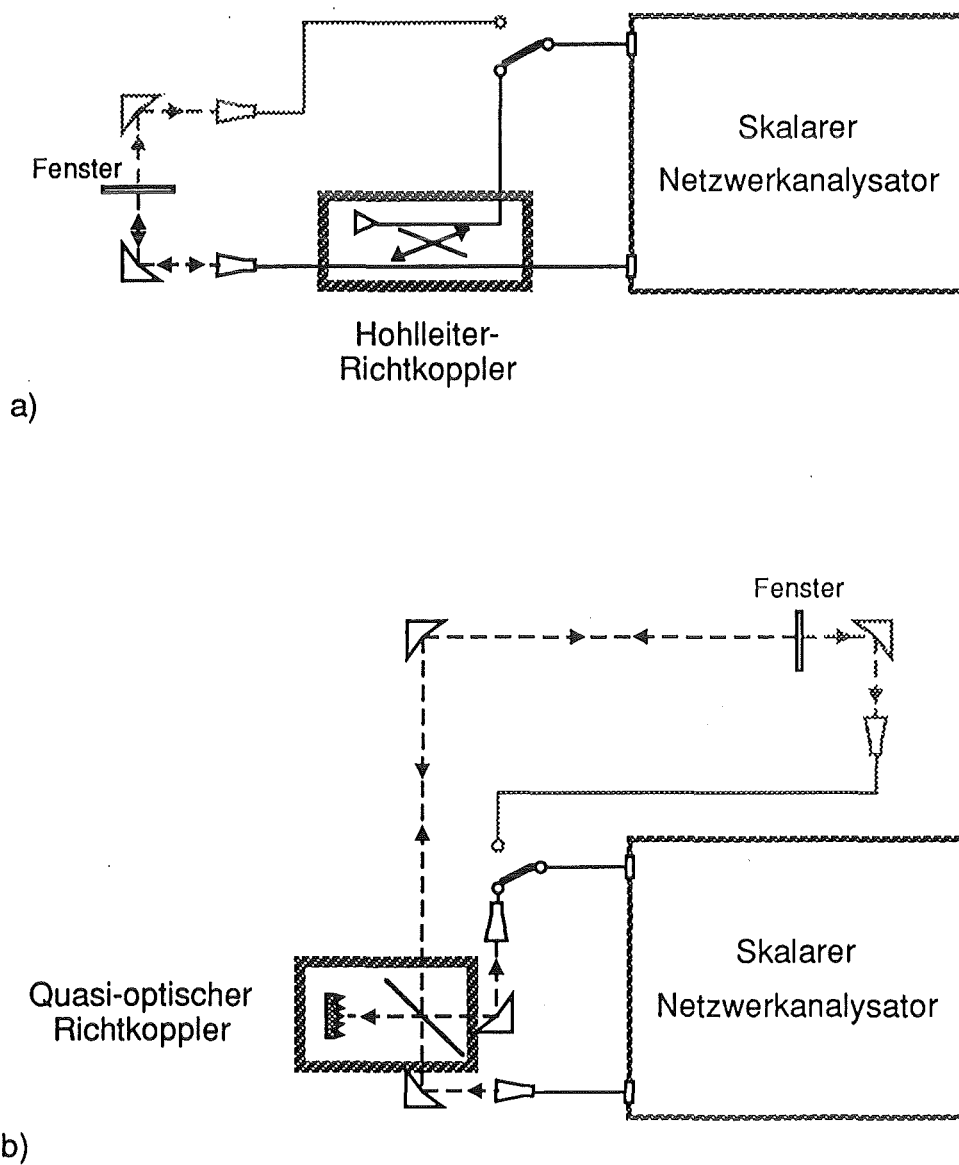


Abb. 3.9 Alte Strecke (a) mit Hohlleiter-Richtkoppler und neue Strecke (b) mit quasi-optischem Richtkoppler

Die Abb. 3.9 zeigt die alte (a) und die neue (b) Strecke mit dem jeweils hervorgehobenen Koppler. Diese haben die folgenden, in Tabelle 3.2 zusammengefaßten elektrischen Spezifikationen:

	Hohlleiter- Richtkoppler (Abb. 3.9.a)	Quasi-optischer Richtkoppler (Abb. 3.9.b)
Frequenzband (GHz):	110-170	110-150
Koppelfaktor (dB):	-10*	-3
Richtverhältnis (dB):	28*	>55

Tabelle 3.2 Vergleich der elektrischen Eigenschaften der Koppler

3.5.2 Fehlerabschätzung

Im folgenden Abschnitt wird nur auf die beiden bei skalaren Messungen bedeutendsten Fehler eingegangen. Sie werden z.B. in Käs und Pauli (1991) oder Schuon und Wolf (1987) näher erläutert.

Abb. 3.10 zeigt das Signalflußdiagramm eines beliebigen linearen Drei-Tor-Kopplers und die an den Toren angeschlossenen Reflexionsfaktoren.

Abb. 3.11 zeigt die Meßunsicherheit in dB aufgetragen über dem gemessenen Reflexionsfaktor für verschiedene Parameter, die im Anschluß genauer erklärt werden.

* Datenblattangaben, die Werte werden in der Praxis aber nicht über den gesamten Frequenzbereich des D-Bandes erreicht

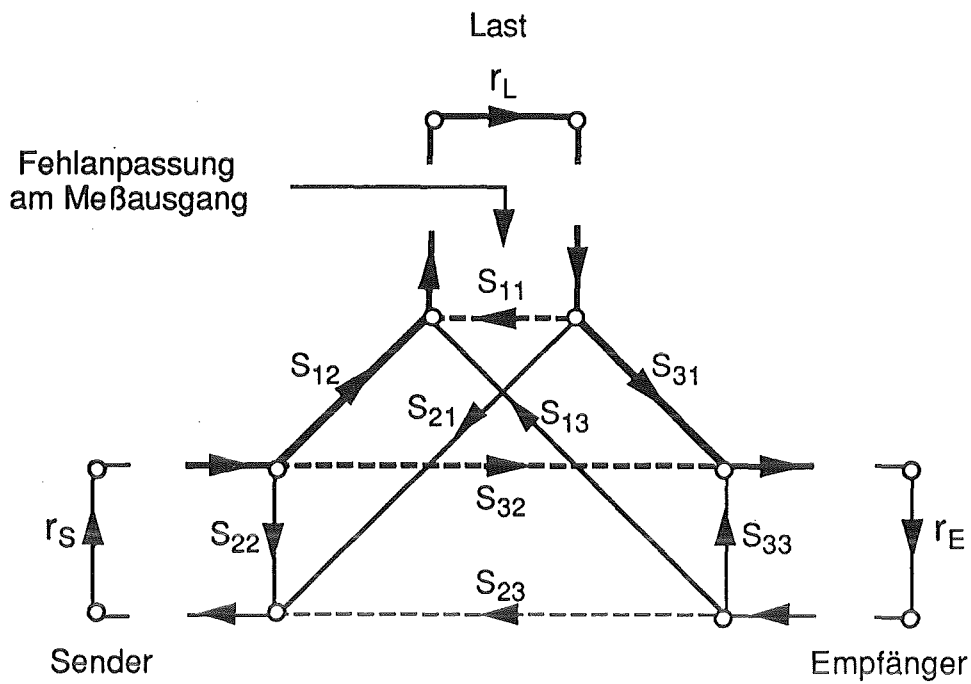


Abb. 3.10 Signalflußdiagramm eines Drei-Tor-Kopplers

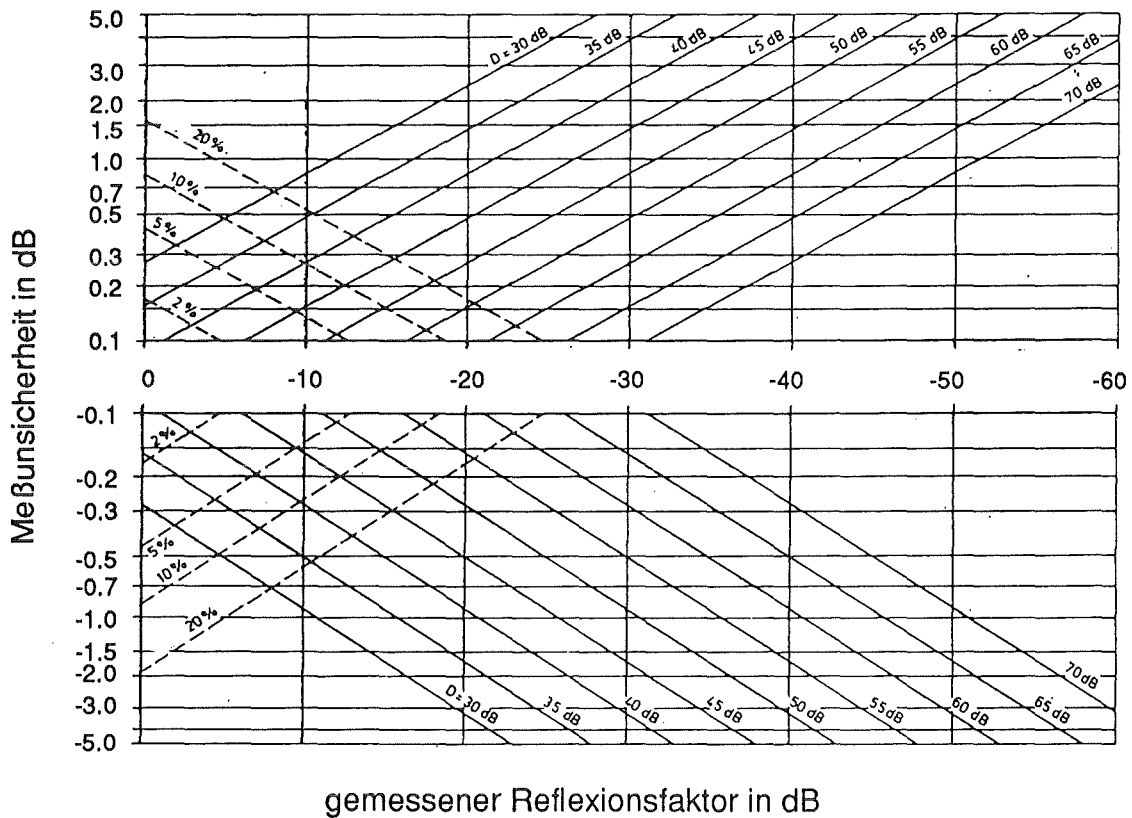


Abb. 3.11 Meßunsicherheit infolge eines endlichen Richtverhältnis D (durchgezogene Linien) und Fehlanpassung am Meßausgang (gestrichelte Linien)

Fehler 1: Endliches Richtverhältnis D des Kopplers.

Dieses wird hauptsächlich bestimmt durch die Größe S_{32} (Abb. 3.10):

$$D / \text{dB} = 20 \log \frac{S_{31}}{S_{32}} \quad (3.11)$$

S_{32} stellt die direkte Überkopplung vom Sende- in den Empfangspfad dar. Diese Größe ist beim quasi-optischen Richtkoppler vor allem durch den Reflexionsfaktor des Absorbers gegeben.

Da S_{32} bei festgehaltener Frequenz ein konstanter Wert ist, wird sein Einfluß bei kleinen zu vermessenden $|r_L|$ groß. Der Meßfehler nimmt somit mit fallendem Reflexionsfaktor zu. Dies ist in Abb. 3.11 durch die ausgezogenen Linien dargestellt. Bei einem gemessenen Reflexionsfaktor von -20 dB weist der quasi-optische Richtkoppler ($D = 55$ dB) eine Meßunsicherheit von weniger als ± 0.2 dB auf, während die Meßunsicherheit für den Hohlleiter-Richtkoppler ($D = 28$ dB) bei ca. ± 3 dB liegt.

Reflexionsfaktoren < 25 dB sind mit einem Hohlleiter-Richtkoppler in diesem Frequenzbereich nicht mehr meßbar.

Fehler 2: Fehlanpassung am Meßausgang.

Dieser Fehler wird zum einen bestimmt durch den Eingangsreflexionsfaktor S_{11} und zum anderen durch die Reflexionen des Senders ($S_{21} \cdot r_S \cdot S_{12}$) und des Empfängers ($S_{31} \cdot r_E \cdot S_{13}$).

In Abb. 3.11 ist diese Meßunsicherheit durch die gestrichelten Linien dargestellt. Sie nimmt mit fallendem $|r_L|$ rasch ab und ist bei der Messung von Breitbandfenstern nicht sehr störend, da vor allem geringe Reflexionen aufgelöst werden sollen.

Für den quasi-optischen Aufbau sind die Größen r_S und r_E maßgeblich bestimmt durch die Eigenreflexionsfaktoren der Gaußschen Strahlhörner auf der Strahlungsseite.

3.5.3 Direkter Vergleich der Messungen

Um die Auswirkungen der oben beschriebenen Verbesserungen zu verdeutlichen, seien hier als Beispiel die Messungen an ein und demselben Dreischichtfenster gezeigt, das später in Kapitel 4 genauer erklärt und untersucht wird.

Abb. 3.12 zeigt sehr deutlich die Grenzen der Messung, hervorgerufen durch den minimalen Reflexionsfaktor des alten Meßsystems (Ambrosy 1993, Abb. 3.9), der nur im Bereich um 130 GHz ca. -30 dB erreicht, ansonsten -20 bis -25 dB.

In Abb. 3.13 sind die Meßergebnisse des neuen Systems für die gleiche Scheibe dargestellt.

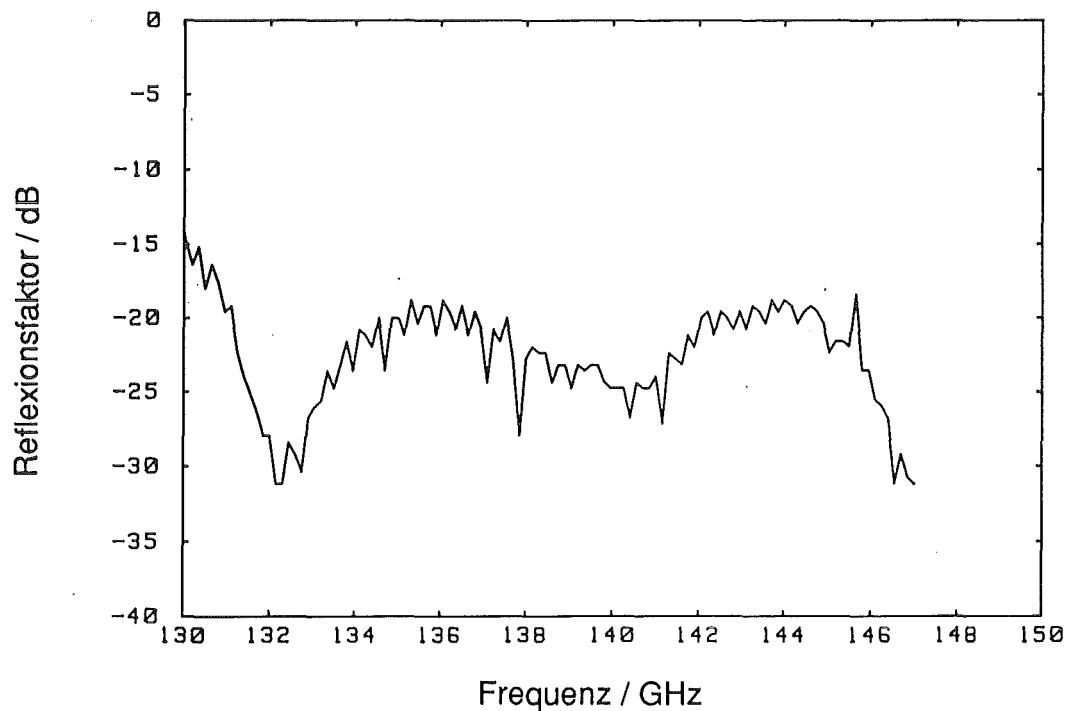


Abb. 3.12 Meßergebnis des Dreischichtfensters mit dem alten Meßsystem

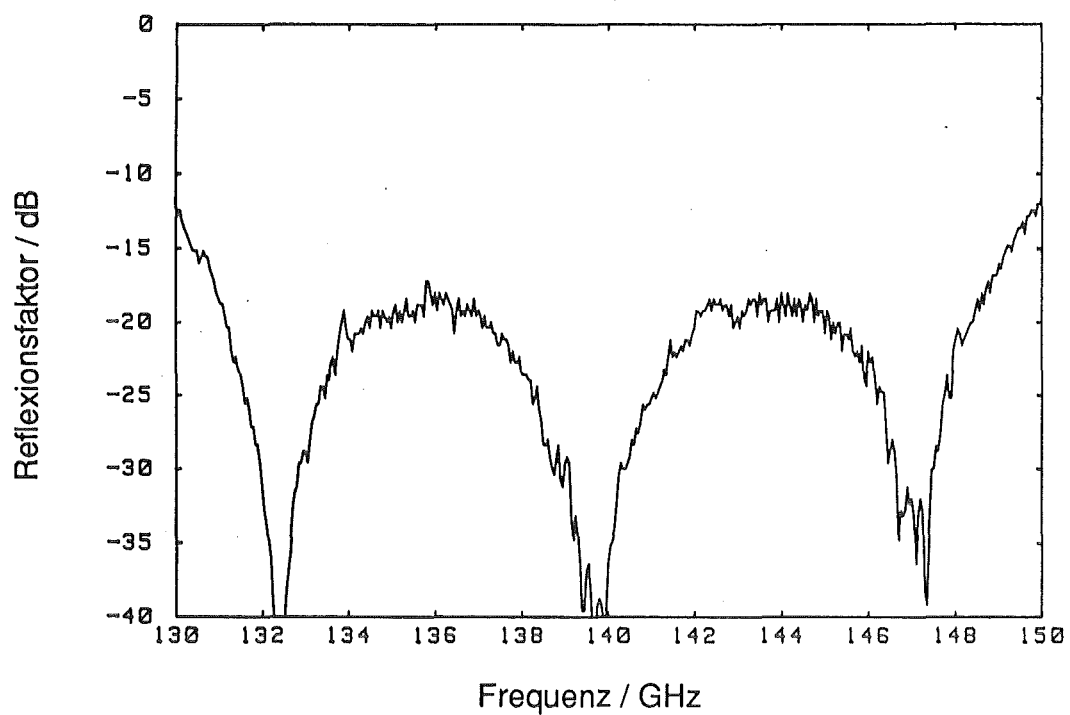


Abb. 3.13 Meßergebniss des Dreischichtfensters mit dem neuen Meßsystem

4 Untersuchung an verschiedenen Oberflächen

Für die bis jetzt in der Gyrotrongruppe des ITP im KfK gebauten Gyrotrons* waren folgende Fenstertypen im Einsatz (Nähere Erläuterungen in Nickel und Heidinger 1992):

- Randgekühlte Einscheibenfenster mit einer resonanten Dicke für die Entwurfsfrequenz $f = 140$ GHz. Das heißt, die Dicke ist ein ganzes Vielfaches (N_S) der halben Materialwellenlänge λ_S im überdimensionierten Rundhohlleiter.

$$D_S = N_S \frac{\lambda_S}{2} \quad . \quad (4.1)$$

Folgende Materialien wurden eingesetzt (dielektrische Eigenschaften bei 140 GHz und 300 K):

- Quarzglas ($\epsilon_r = 3.81$, $\tan\delta \approx 0.0003$) mit $D = 2.762$ mm ($N_S = 5$) (Abb. 4.1)
- Saphir ($\epsilon_r = 9.4$, $\tan\delta \approx 0.0002$) mit $D = 1.751$ mm ($N_S = 5$) (Abb. 4.1)
- Flächengekühlte Doppelscheibenfenster mit resonanten Dicken D und einem variablen Abstand d der Scheiben. Der Zwischenraum war mit Kühlmittel gefüllt. Ein $\lambda/2$ -resonanter Kühlsplatt hat sich im Experiment als günstig herausgestellt.

$$D = N_S \frac{\lambda_S}{2}, \quad d = N_K \frac{\lambda_K}{2} \quad . \quad (4.2)$$

Folgende Materialien wurden eingesetzt:

- polykristallines Al_2O_3 ($\epsilon_r = 9.65$, $\tan\delta \approx 0.0004$) mit $D = 3.46$ mm ($N_S = 10$)
- einkristallines Al_2O_3 (Saphir) ($\epsilon_r = 9.4$, $\tan\delta \approx 0.0002$) mit $D = 1.751$ mm ($N_S = 5$)

Folgende Kühlmittel wurden eingesetzt:

- Stickstoffgas ($\epsilon_{rK} = 1$, $\tan\delta \approx 0$) mit $d = 4.405$ mm ($N_K = 4$) (Abb. 4.2)
- FC 75** ($\epsilon_{rK} \approx 1.8$, $\tan\delta \approx 0.0026$) mit $d = 4.051$ mm ($N_K = 5$) (Abb. 4.2)

* Gyrotrons mit axialer Auskopplung über einen überdimensionierten Rundhohlleiter mit Radius 35 mm

** Flüssige Fluor-Kohlenstoffverbindung der Firma 3M

4 Untersuchung an verschiedenen Oberflächen

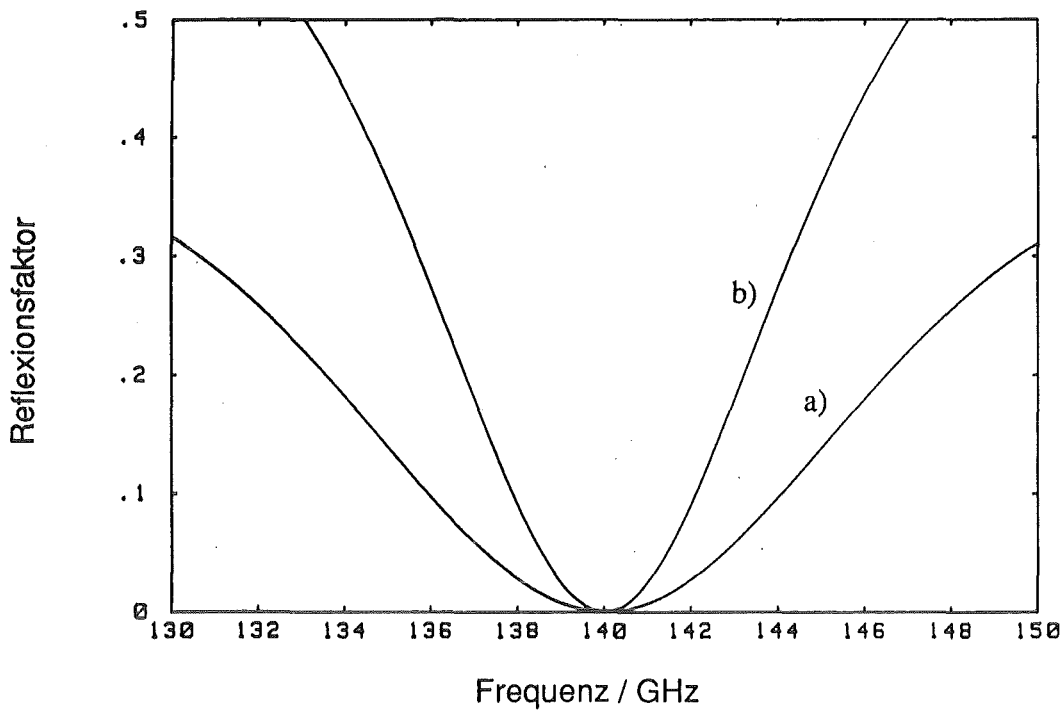


Abb. 4.1 Reflexionsfaktoren der Einscheibenfenster aus Quarzglas (a) und Saphir (b)

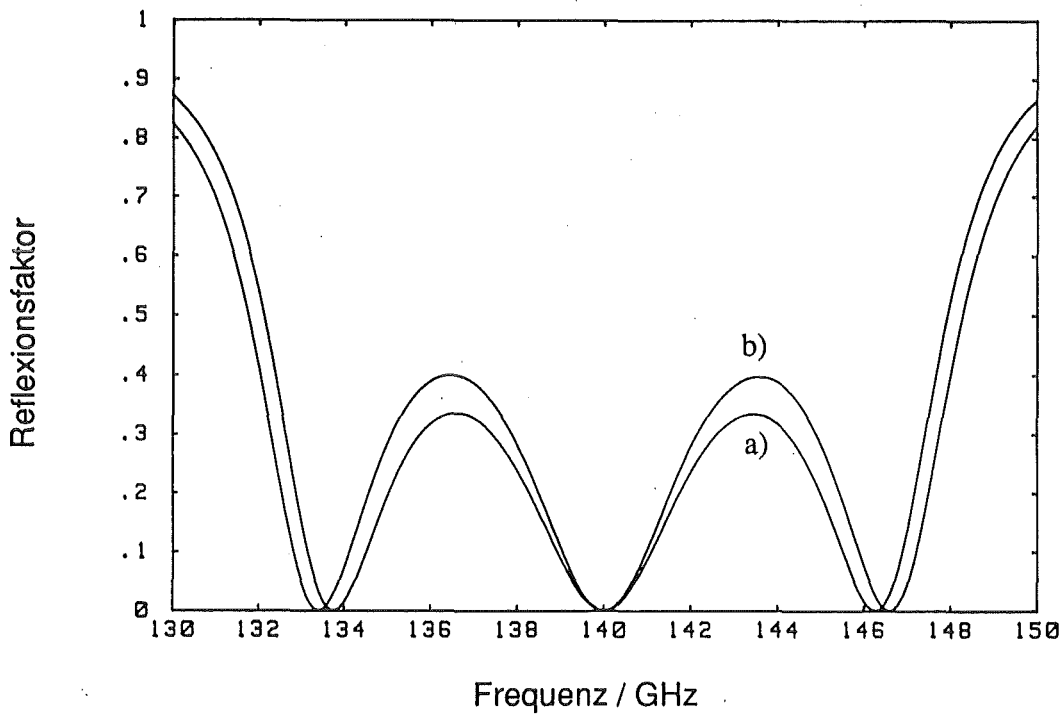


Abb. 4.2 Reflexionsfaktoren der Doppelscheibenfenster aus Saphir mit $\lambda/2$ -resonanten Spaltbreiten mit den Kühlmitteln Stickstoff (a) ($N_K = 4$) und FC 75 (b) ($N_K = 5$)

Alle diese bis jetzt eingesetzten Fenster stellen sehr schmalbandige Lösungen dar. Ihre 1% (-20 dB) -Bandbreiten variieren von ca. 0.5 GHz (Δ 0.4%) beim Doppelscheibenfenster aus Saphir bis zu 2.4 GHz (Δ 2%) beim Einscheibenfenster aus Quarzglas.

Für den Betrieb eines Gyrotrons in verschiedenen Moden, d.h. frequenzdurchstimmbare ("step-tunable"), sind sie kaum geeignet. Auch für den Einsatz in anderen Hochleistungsquellen, wie z.B. einem Freielektronenmaser, kommen sie nicht in Frage.

Deshalb wird nach breitbandigeren Lösungen gesucht. Eine Zusammenfassung der verschiedenen Möglichkeiten findet sich in Ambrosy (1993). Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Fenster werden im folgenden genauer untersucht. Für diese Untersuchung sind folgende Voraussetzungen geschaffen und in den vorangegangenen Kapiteln aufgezeigt worden:

- Darstellung der theoretischen Grundlagen (Kapitel 2.1, Anhang A1)
 - dielektrische Materialien
 - $\lambda/2$ -Resonanz
 - $\lambda/4$ -Vergütung
 - Gaußscher Strahl
- Erweiterung des Programms "Multilayer" zur Berechnung beliebig geschichteter, ebener, dielektrischer Schichten in Hohlleitern und im freien Raum (Kap. 2.2)
- Verbesserung der Meßdynamik, besonders bei der Messung in Reflexion, durch einen neuen quasi-optischen Aufbau (Kap. 3)
 - skalarer Netzwerkanalysator
 - quasi-optischer Richtkoppler
 - Absorber

Zunächst sollen die drei realisierten Fenstertypen noch einmal vorgestellt und ihre Wirkungsweise kurz erläutert werden (Abb. 4.3).

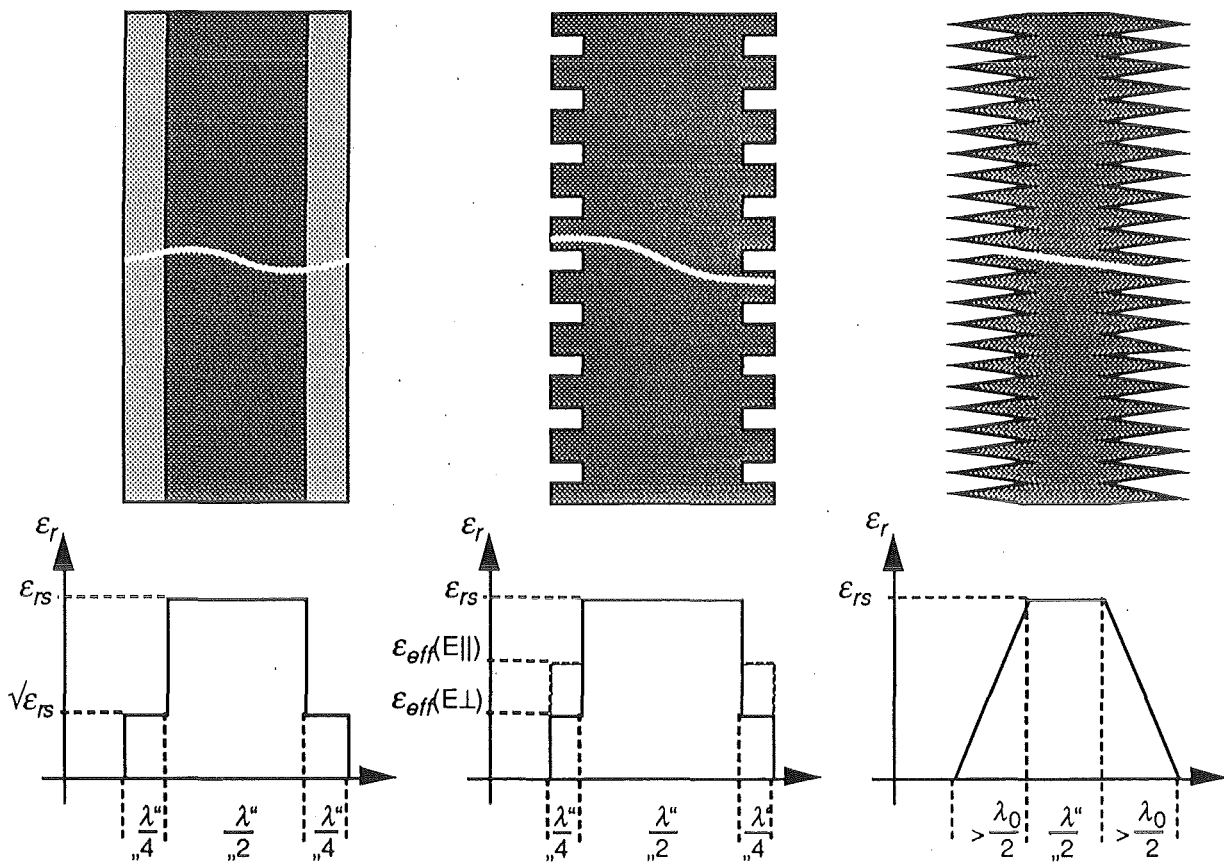


Abb. 4.3 Realisierte Fenstertypen

Nr.1

$\lambda/2$ -resonante Grundscheibe mit zwei Beschichtungen, die ein ungerades Vielfaches von $\lambda/4$ dick sind und ein ϵ_{rB} besitzen, das möglichst dem $\sqrt{\epsilon_{rS}}$ der Grundscheibe entspricht.

Nr.2

$\lambda/4$ -Beschichtung, realisiert durch Aufbringen einer Oberflächenstruktur, hier Rechteckrillen. Diese weisen aber je nach Polarisationsrichtung des E -Feldes verschiedene effektive ϵ_{reff} auf.

Nr.3

Adiabatischer Übergang, realisiert durch Dreieckrillen. Stetiger Übergang von $\epsilon_r=1$ bis ϵ_{rS} des Materials.

4.1 Materialien

Aus Gleichung (4.1) kann man folgern, daß die Bandbreite einer Einzelscheibe mit zunehmender Anzahl N der halben Wellenlänge und steigenden ϵ_r -Werten schmaler wird. Dies verdeutlicht Abb. 4.4.

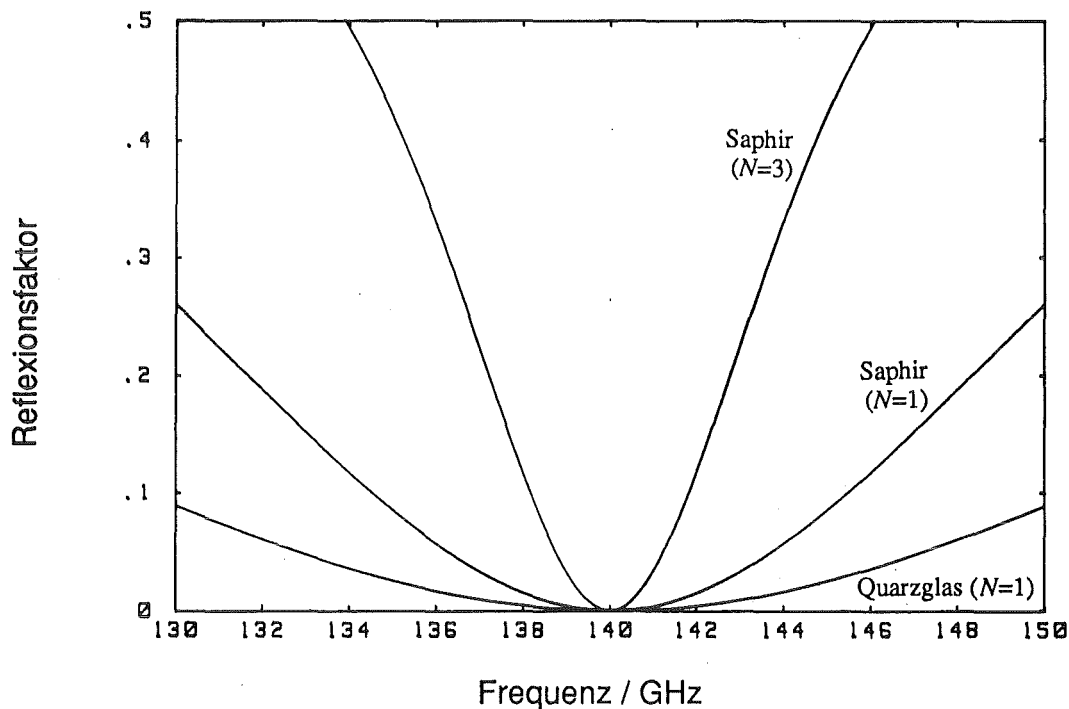


Abb. 4.4 Reflexionsfaktoren von Quarzglas ($\epsilon_r = 3.81$, $N = 1$) und Saphir ($\epsilon_r = 9.4$, $N = 1$ bzw. $N = 3$)

Eine Mindestdicke ist aber aus Stabilitätsgründen notwendig, und so ist für solche Fenster ein N von 5 bis 10 erforderlich. Auch die Absorption nimmt natürlich mit größerer Dicke zu. Aus diesen Gründen benötigen Materialien für Fenster in Hochleistungsröhren ein geringes ϵ_r und $\tan \delta$.

Geeignete Fenstermaterialien sind in Tabelle 4.1 mit ihren dielektrischen Eigenschaften aufgeführt. Eine genauere Auflistung inklusive mechanischer und thermomechanischer Eigenschaften findet sich in Nickel und Heidinger (1992).

	ϵ_r	$\tan \delta \cdot 10^4$
SiO ₂ (Quarzglas)	3.81	≈3
BN	4,3-5.1	5-10
BeO	6.7	10
AlN	8.3	5-10
einkristallines Al ₂ O ₃ (Saphir)	9.4*	2
polykristallines Al ₂ O ₃	9.6-9.8	2-4

Tabelle 4.1 Dielektrische Eigenschaften geeigneter Hochleistungsmaterialien bei 140 GHz und 300 K

4.2 Dreischichtfenster

Bei der Realisierung eines Dreischichtfensters (Abb. 4.3) ergibt sich die Schwierigkeit, zueinander passende Materialien zu finden. Sie sollen gemäß Anhang A1.3 die Voraussetzung erfüllen:

$$\epsilon_{rB} = \sqrt{\epsilon_{rS}} \quad (4.3)$$

Nach Tabelle 4.1 besitzt Quarzglas das geringste ϵ_r und wurde deshalb als Beschichtung ausgewählt. Das dazu passende Material für die Grundscheibe müßte ein ϵ_r von 14.52 aufweisen. Ein solches Material ist in der Tabelle aber nicht zu finden.

Gefunden wurde eine Magnesium-Titanat-Keramik mit einem ϵ_r von ca. 15, was gut zu Quarzglas passen würde. Die Hochleistungstauglichkeit dieses Materials ist allerdings noch nicht ausreichend geklärt.

Da das genaue ϵ_r dieser Keramik nicht bekannt war, wurden drei Scheibendicken derart festgelegt, daß die $7 \cdot \lambda/2$ -Resonanz (siehe Anhang A1.2) für verschieden angenommene ϵ_r -nämlich 14.5, 15 und 15.5- bei der Entwurfsfrequenz von 140 GHz liegt. Durch

* Wert gültig für eine E-Feld-Richtung senkrecht zur c-Achse.

Reflexionsmessungen der verschiedenen Scheiben zeigte sich, daß die Scheibe mit einer Dicke $D=1.91$ mm (berechnet für ein ϵ_r von 15.5) die gewünschte Frequenz am besten trifft (Abb. 4.5). Messungen von Link (1992) in einem Fabry-Pérot-Resonator bei 40 GHz ergaben ein ϵ_r von 15.55 und ein $\tan\delta$ von ca. $2.5 \cdot 10^{-4}$. Aufgrund von Vergleichen bei anderen Materialien (z.B. Al_2O_3) ist für das $\tan\delta$ bei 140 GHz ein Faktor von ca. 2-3 gegenüber dem $\tan\delta$ bei 40 GHz anzusetzen.

Die Beschichtungen wurden als separate Quarzglasscheiben gefertigt. Aus Stabilitätsgründen konnte keine einfache $\lambda/4$ -Dicke genommen werden (siehe Anhang A1.3); so wurde ausgewichen auf

$$N_B = 3 \quad \Rightarrow \quad D_B = 3 \frac{\lambda_B}{4} = 0.82 \text{ mm} \quad . \quad (4.4)$$

Die Oberflächen aller drei Scheiben sind optisch poliert. Sie wurden durch loses Aufeinanderlegen zusammengefügt. Die Messungen dieses Dreischichtfensters waren dann allerdings nicht zufriedenstellend. Dies lag an den Luftspalten zwischen den einzelnen Schichten. Ein Nachmessen der Scheiben ergab, daß die Grundscheibe an den Außenbezirken um ca. $5 \mu\text{m}$ dicker ist als im Zentrum, sie ist somit leicht konkav geschliffen.

Ein erneutes Zusammenfügen erfolgte nun auf folgende Weise. Die drei Scheiben wurden durch relativ harte Schaumstoffstempel aufeinander gedrückt, um das Luftpolster im Zentralbereich zu minimieren. Durch Versiegeln der Ränder wurde ein Nachfließen der Luft verhindert. Erneute Messungen ergaben dann die in Abb. 4.6 dargestellten sehr guten Ergebnisse. Diese sind auch durch die Berechnungen mit dem Programm "Multilayer" (siehe Kapitel 2.2) sehr gut nachvollziehbar (glatte Kurve in Abb. 4.6).

Man erreicht mit einer solchen Kombination also Reflexionsfaktoren < -18 dB auf einer Bandbreite von mehr als 12 %.

Durch geeignete Herstellungsverfahren sind noch bessere Ergebnisse zu erzielen. Werden die Beschichtungen etwa direkt auf der Grundscheibe abgeschieden, so wäre die optimale einfache $\lambda/4$ -Beschichtung zu realisieren. Abb. 4.7 zeigt die zu erwartenden Ergebnisse bei gleicher Materialkombination und Grundscheibendicke D_S , aber einer Beschichtungsdicke D_B von $1 \cdot \lambda_B/4$. Man erkennt, daß sich durch diese Maßnahme die bereits recht guten Werte aus Abb. 4.6 (-18 dB-Bandbreite 24%) noch verbessern lassen (-30 dB-Bandbreite 26%).

Vergütungsschichten wirken auch bei nichtresonanter Substratdicke (dieser Fall ist meist in der Optik anzutreffen); aber die angestrebte -20 dB-Bandbreite ist dann geringer. Als Beispiel zeigt Abb. 4.7b ein Dreischichtfenster mit einer antiresonanten Grundscheibe.

4 Untersuchung an verschiedenen Oberflächen

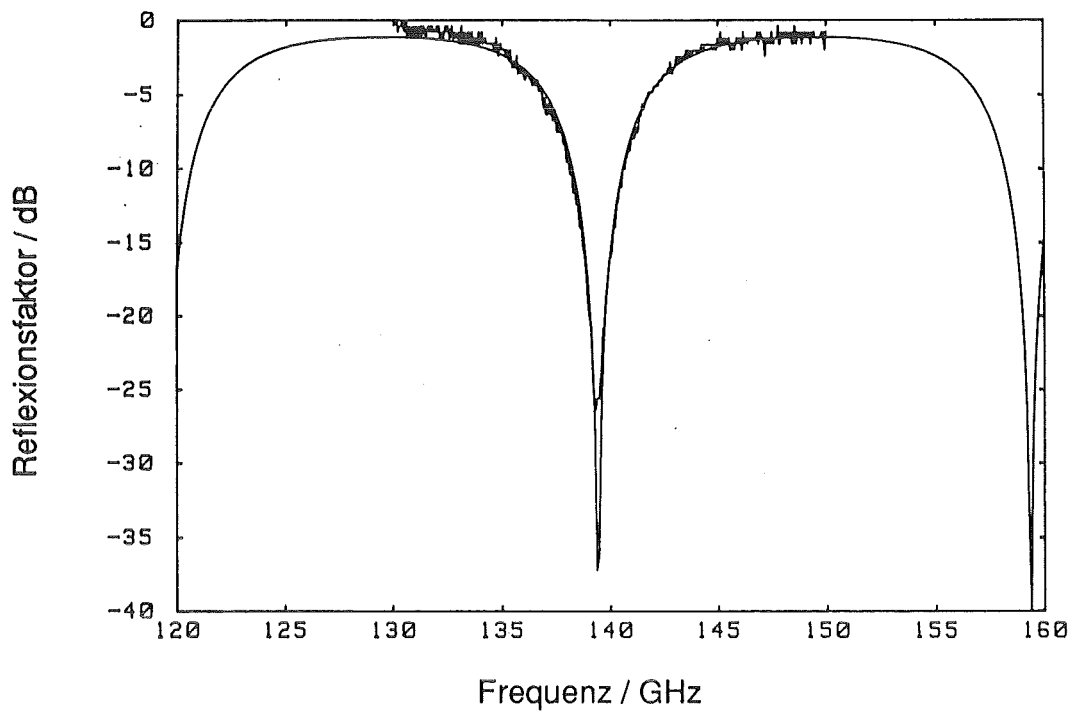


Abb. 4.5 Gemessener und berechneter Reflexionsfaktor einer MgTi-Einzelscheibe ($\epsilon_{rS} = 15.5, N_S = 7, D_S = 1.91$ mm)

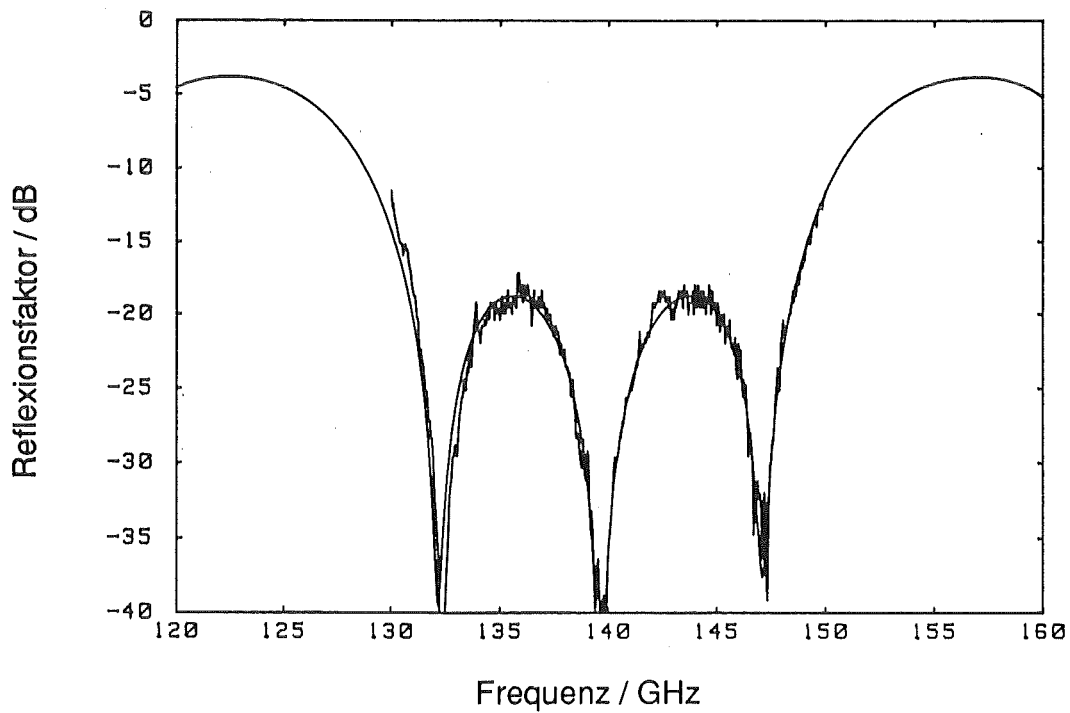


Abb. 4.6 Gemessener und berechneter Reflexionsfaktor des Dreischichtfensters, (Quarzglas-MgTi-Quarzglas; $\epsilon_{rS} = 15.5, N_S = 7, D_S = 1.91$ mm; $\epsilon_{rB} = 3.81, N_B = 3, D_B = 0.82$ mm)

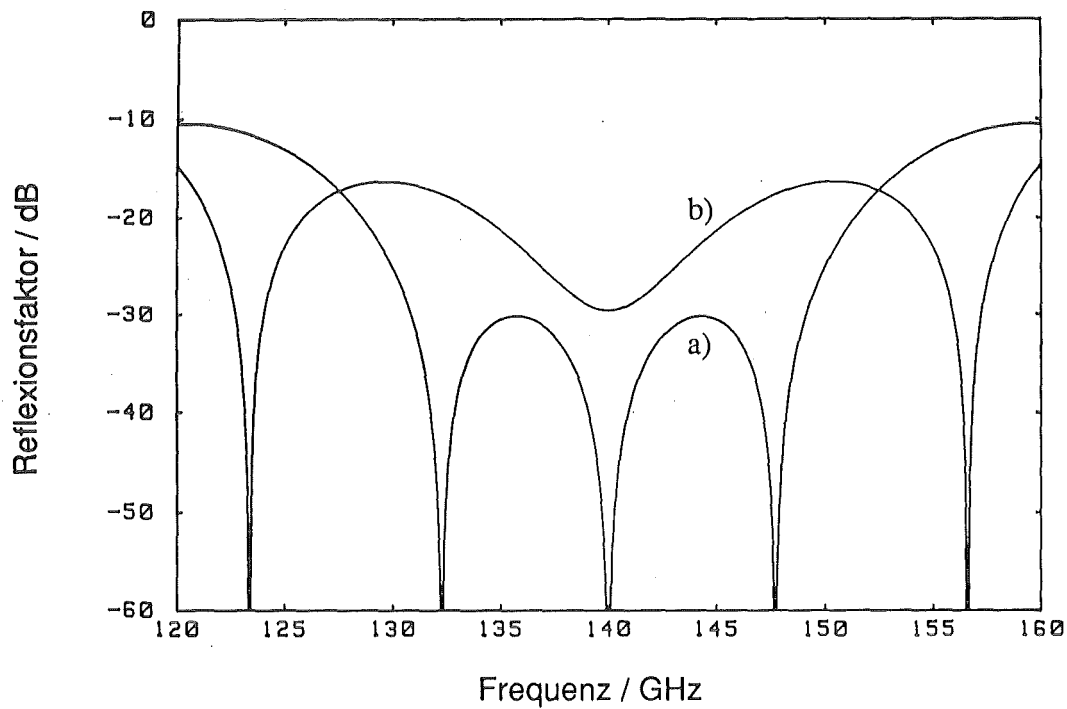


Abb. 4.7 Berechneter Reflexionsfaktor von Dreischichtfenstern (Quarzglas-MgTi-Quarzglas) für eine resonante ($7 \cdot \lambda/2$) Grundscheibe (a) und eine antiresonante ($15 \cdot \lambda/4$) Grundscheibe (b)

4.3 Rechteckprofilscheiben (Abb. 4.3)

Eine andere Möglichkeit, eine $\lambda/4$ -Vergütungsschicht zu realisieren, ist das Einbringen einer geeigneten Struktur in die Scheibenoberfläche. Durch eine periodisch eingebrachte Rechteckstruktur wird eine homogene Schicht mit einem effektiven ϵ_r simuliert.

Die maßgeblichen Größen sind wie bei einer homogenen Schicht aus Kapitel 4.2 das ϵ_{rB} und die Dicke der Beschichtung, d.h. in diesem Fall das ϵ_{reff} und die Tiefe h der Struktur. Sie sollten nach Anhang A1.3 die folgenden Eigenschaften besitzen:

$$\epsilon_{reff} = \sqrt{\epsilon_{rS}}, \quad h = N_B \frac{\lambda_B}{4} \quad \text{mit } N_B = 1, 3, 5, \dots \quad (4.5)$$

Um Gittereffekte wie das Auftreten von höheren Beugungsordnungen zu verhindern, muß man beachten, daß die Periodizität d der Struktur kleiner als die Wellenlänge ist (nach Collin und Brown 1956):

$$d < \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{rS}}} \quad (4.6)$$

Die Berechnung von ϵ_{eff} ist von der Lage des E-Feldes bezüglich der Struktur abhängig. Dies ist z.B. beschrieben in Kirschbaum und Chen (1957) oder van Vliet und de Graauw (1981). Die Beschichtung ist stark polarisationsabhängig.

Für eine linear polarisierte Welle, wie in unserem Fall (TEM_{00} -Mode), lassen sich zwei Fälle angeben und das zugehörige ϵ_{eff} unter der Annahme der folgenden Ersatzschaltungen berechnen (Haddenhorst 1955, Vliet und de Graauw 1981). Die Gültigkeit dieser Annahmen ist nach Vliet und de Graauw (1981) aber nur gewährleistet für

$$d \ll \lambda_0 \quad , \quad (4.7)$$

wobei in dieser Veröffentlichung ein $d = \lambda_0/3$ als ausreichend angesehen wird.

- $E \perp$ Rillen, d.h. das elektrische Feld passiert abwechselnd Bereiche gefüllt mit Luft bzw. Dielektrikum. Es ergibt sich ein Ersatzschaltbild mit in Reihe geschalteter Kondensatoren, abwechselnd gefüllt mit Luft oder mit Dielektrikum.

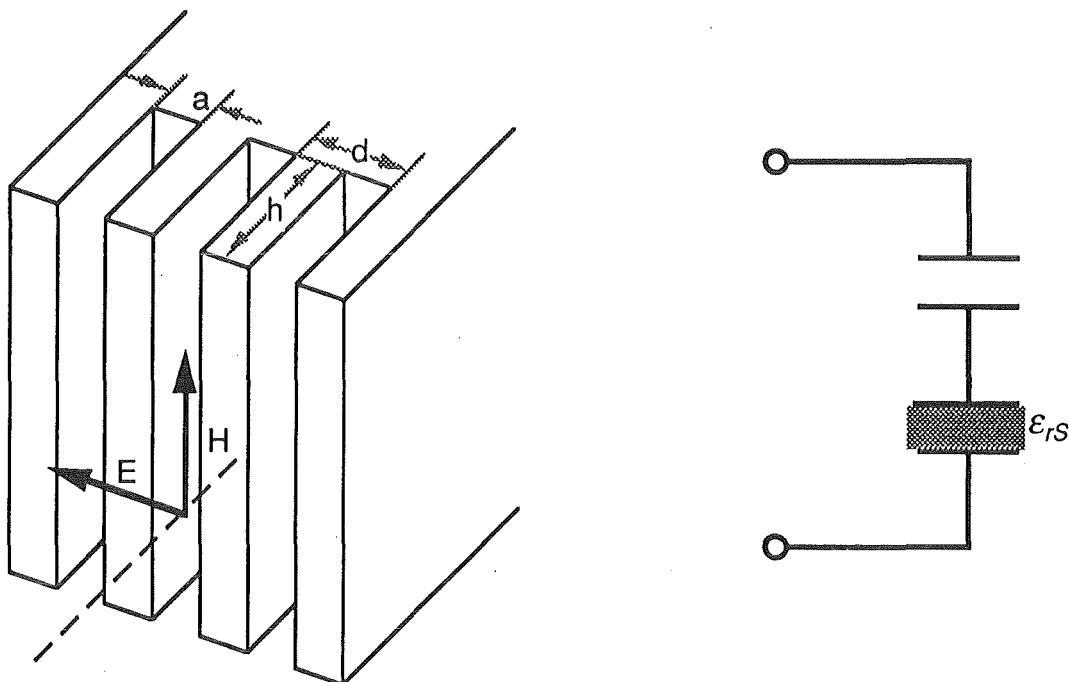


Abb. 4.8 Ersatzschaltung für den Fall $E \perp$ Rillen

Daraus berechnet sich das ϵ_{reff} wie folgt:

$$C_{\text{ges}} = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \quad \text{mit } C_1 = \epsilon_0 \frac{A}{a}, \quad C_2 = \epsilon_{rS} \epsilon_0 \frac{A}{d-a} \quad (4.8)$$

$$\Rightarrow \epsilon_{\text{reff}} = \frac{\epsilon_{rS} d}{a(\epsilon_{rS} - 1) + d} \quad (4.9)$$

- E||Rillen, d.h. das elektrische Feld durchdringt entweder Bereiche gefüllt mit Luft oder Dielektrikum. Es ergibt sich ein Ersatzschaltbild mit parallel geschalteten Kondensatoren abwechselnd gefüllt mit Luft oder mit Dielektrikum.

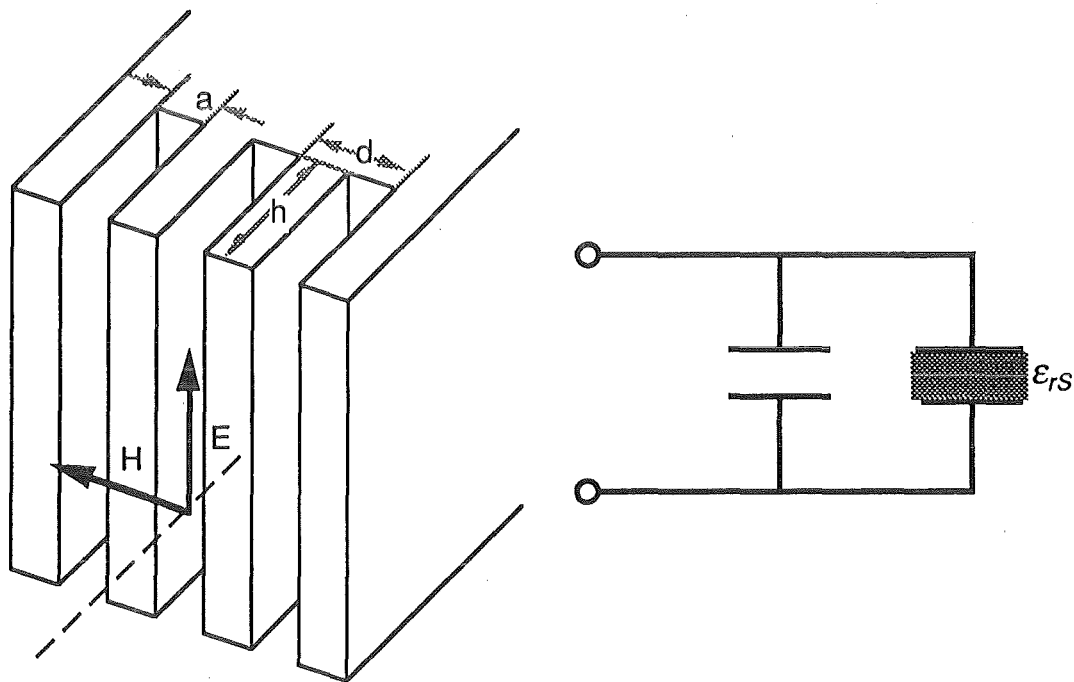


Abb. 4.9 Ersatzschaltung für den Fall E||Rillen

Daraus berechnet sich das ϵ_{reff} wie folgt:

$$C_{\text{ges}} = C_1 + C_2 \quad \text{mit } C_1 = \epsilon_0 \frac{a \cdot h}{l}, \quad C_2 = \epsilon_{rS} \epsilon_0 \frac{(d-a)h}{l} \quad (4.10)$$

$$\Rightarrow \epsilon_{\text{reff}} = \frac{(d-a)\epsilon_{rS} + a}{d} \quad (4.11)$$

Für die Dicke D_S des restlichen Substrats sollte, wenn möglich, wie beim Dreischichtfenster aus Kapitel 4.2 die Forderung gelten (nach Anhang A1.2):

$$D_S = N_S \frac{\lambda_S}{2} = N_S \frac{\lambda_0}{2\sqrt{\epsilon_{rS}}}, \quad \text{mit } N_S = 1, 2, 3, \dots \quad (4.12)$$

4.3.1 Genaue Geometrie

Zwei Scheiben aus Al_2O_3 mit Rechteckprofilen sind im Zuge der Diplomarbeit von Ambrosy (1993) hergestellt worden. Dabei wurde die Struktur für den Fall $E \perp$ Rillen ausgelegt und gefertigt, da in diesem Fall mehr Material zwischen den Rillen stehenbleibt und somit ein Abbrechen dieser Stege vermieden werden konnte.

Aufgrund des Herstellungsverfahrens, Einschleifen der Rillen mit einem Diamantschleifblatt, wurde das Rechteckprofil nicht ideal.

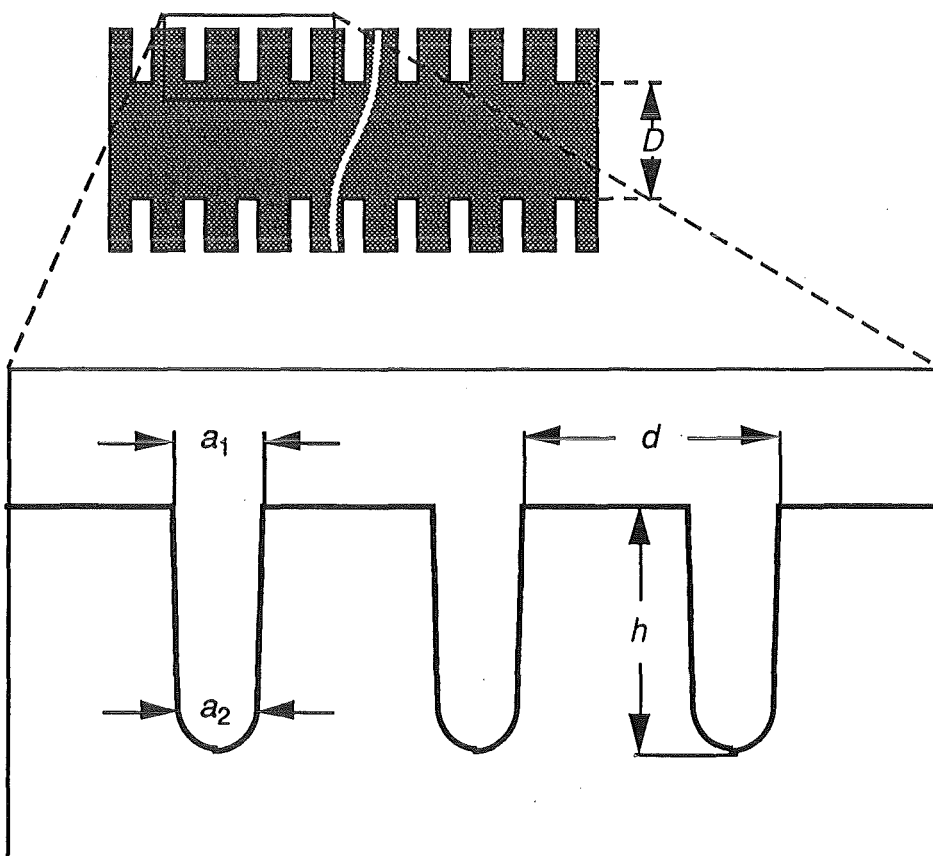


Abb. 4.10 Realisierte Rillenstruktur

Die Untersuchung der genauen Rillengeometrie unter dem Mikroskop zeigt bei beiden Scheiben die gleichen Fehler, nämlich stark abgerundete Talsohlen und leicht schräge Seitenwände (Abb. 4.10).

Die Form der Rillen ist bei beiden Scheiben gleich, sie unterscheiden sich in den Größen a_1 , a_2 und h . Die Periodizität d wurde bei den beiden Scheiben absichtlich verschieden ausgewählt (Tabelle 4.2). Aus der Größe h erhält man noch die Restscheibendicke D .

Al ₂ O ₃ -Keramik (verschiedener Reinheit)	Nr.1 (99.5 %) Vorder-/Rückseite	Nr.2 (97.6 %)
Spaltbreite außen a_1 in mm	0.13 / 0.12	0.12
Spaltbreite innen a_2 in mm	0.115 / 0.105	0.105
Spalttiefe h in mm	0.3	0.315
Restscheibendicke D in mm	2.819	2.79
Periodizität d in mm	0.505	0.34
ϵ_{rs} (Link*; Eigene Messungen)	9.70; 9.65	9.28; 9.17
$\tan\delta \cdot 10^4$ (Link*)	≈ 3	≈ 13

Tabelle 4.2 Geometrische Größen und dielektrische Eigenschaften der Rechteckprofilsscheiben

Die abgerundeten Talsohlen verfälschen die ursprünglich angestrebte Tiefe der Rillen, so daß die Schichten nicht mehr $\lambda/4$ -resonant sind. Für eine $\lambda/2$ -resonante Auslegung der Hauptscheibe wird dadurch auch noch die Restscheibendicke D verstimmt. Diese beiden Effekte sind dazu noch gegenläufig.

Eine weiterer Unsicherheit liegt in der Größe der Periodizität d . Sie ist bei der Scheibe Nr.1 bereits in der Nähe der Materialwellenlänge und erfüllt somit die Forderung aus Gleichung (4.7) nicht ausreichend.

* Messungen von Link (1992) in einem Fabry-Pérot-Resonator bei 145 GHz

4.3.2 Berechnung durch Schichtenmodell

Die in Kapitel 4.3.1 beschriebene Struktur als eine einzige, homogene Schicht anzusehen und somit die Scheiben als Dreischichtfenster mit dem Programm "Multilayer" zu berechnen, führt zu völlig unbrauchbaren Ergebnissen.

Aus diesem Grund wurde die Struktur entsprechend Abb. 4.11 rechnerisch in sehr viele dünne homogene Einzelschichten zerlegt und für jede dieser Schichten ein ϵ_{reff} nach Gleichung 4.9 bzw. 4.11 berechnet. Mit den Dicken D_1 bis D_n und den jeweiligen ϵ_{reff} ergeben sich S -Matrizen für die einzelnen Schichten. Sie wurden mit Hilfe des Programms "Multilayer" berechnet und anschließend verknüpft (siehe Kapitel 2).

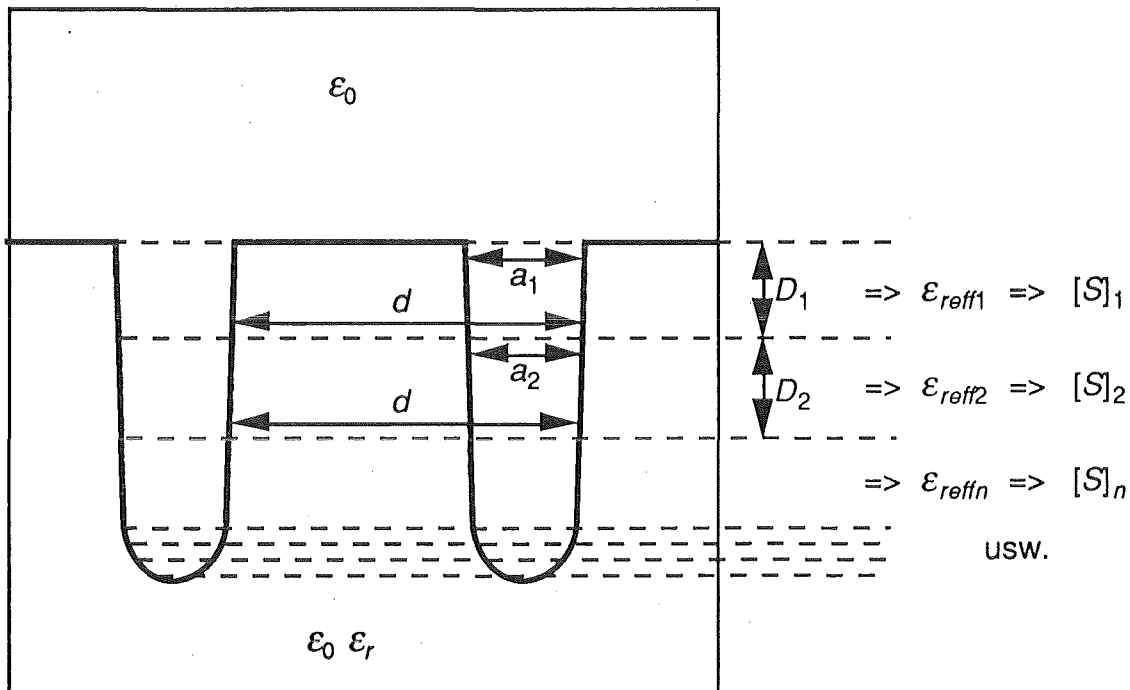


Abb. 4.11 Zerlegung der Struktur in n Schichten

Die Berechnung erfolgte mit $n = 110$ Schichten für die Struktur, jeweils auf Vorder- und Rückseite, plus eine Grundschicht. Eine noch feinere Aufteilung über diese 221 Schichten hinaus ergab keine merklichen Änderungen mehr im Resultat und erhöhte nur die Rechenzeit.

4.3.3 Ergebnisse für den Fall $E \parallel$ Rillen

Da die Strukturen der Scheiben für den Fall $E \perp$ Rillen ausgelegt worden sind, ergeben sich für den Fall $E \parallel$ Rillen keine guten Ergebnisse in Bezug auf einen geringen Reflexionsfaktor über eine große Bandbreite.

Die Abbildungen sollen aber die gute Übereinstimmung der Berechnungen mit den Messungen zeigen (Abb. 4.12 und 4.13).

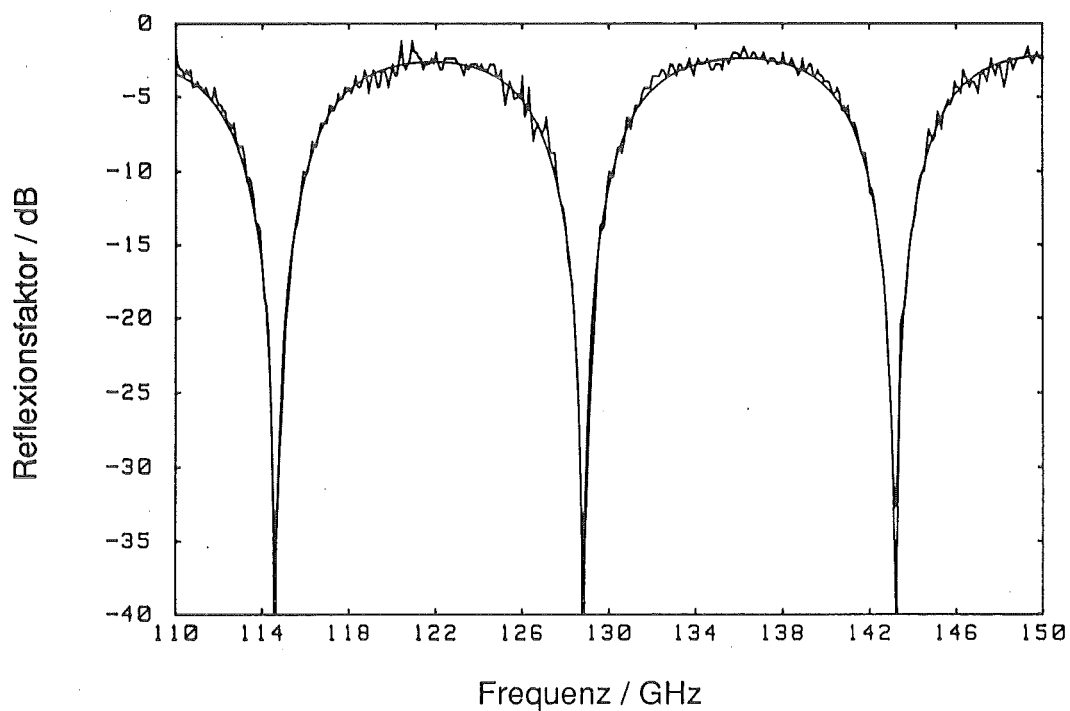


Abb. 4.12 Berechneter und gemessener Reflexionsfaktor der Scheibe Nr.1 mit Rechteckrillen für den Fall $E \parallel$ Rillen

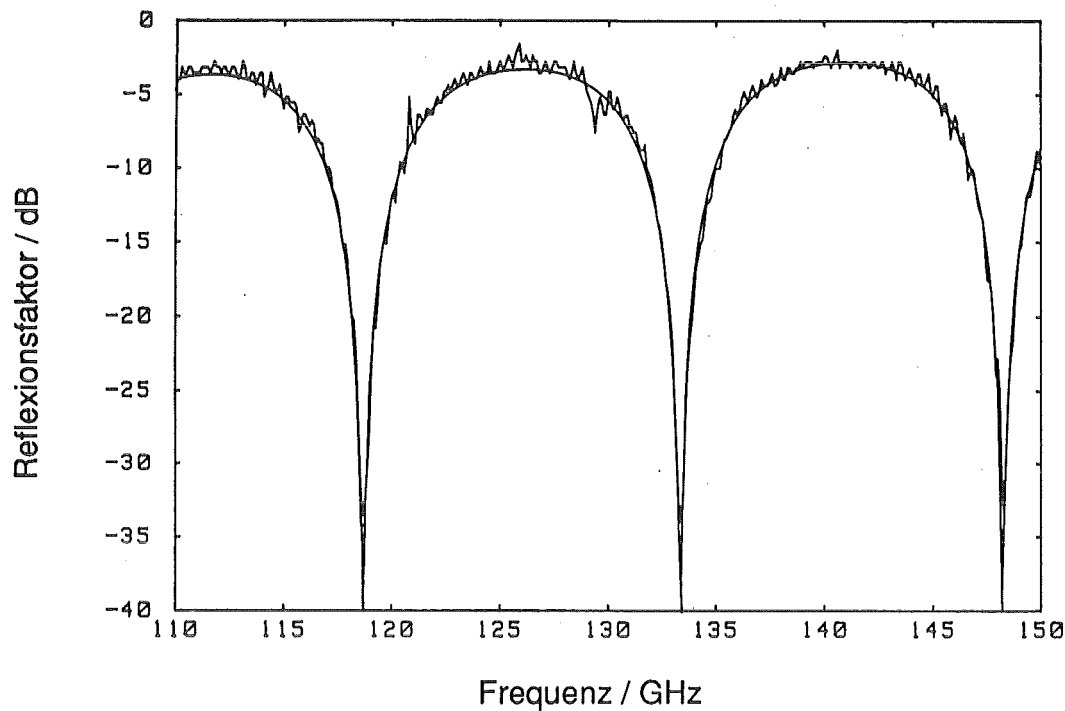


Abb. 4.13 Berechneter und gemessener Reflexionsfaktor der Scheibe Nr.2 mit Rechteckrillen für den Fall $E \parallel$ Rillen

4.3.4 Ergebnisse für den Fall $E \perp$ Rillen

Wie vorher angesprochen, sind auch in diesem Fall keine optimalen Ergebnisse beim Reflexionsfaktor dieser Scheibe zu erwarten, da das verwirklichte Profil zu ungenau ausgefallen ist. Gleichzeitig war aber die Profilvergabe falsch, da die Voraussetzung für die Synthesformeln (4.7) verletzt war.

Der Vergleich der Meßergebnisse mit den Berechnungen zeigt für die Scheibe Nr.1 keinerlei Übereinstimmung, für die Scheibe Nr.2 nur eine vage Annäherung (Abb. 4.14, 4.15)

Eine Erklärung dafür ist, daß in diesem Fall das Ersatzschaltbild, nach dem die Kurven berechnet wurden (Kapitel 4.3), keine Gültigkeit mehr besitzt, da die Forderung aus Gleichung (4.7) nicht mehr ausreichend erfüllt wird.

Die Struktur der Scheibe Nr.1 weist eine Periodizität d auf, die im Frequenzbereich von 110 bis 150 GHz kaum mehr kleiner ist als die Wellenlängen im Material:

$$d_1 = 0.505 \text{ mm} \quad \lambda_{S1} = \frac{c_0}{f \sqrt{\epsilon_{rS1}}} = 0.88 \dots 0.64 \text{ mm}.$$

Für die Scheibe Nr.2 ist die Annäherung an die Messung schon besser, da die Forderung hier genauer eingehalten wird. Die leicht unterschiedlichen Materialwellenlängen ergeben sich aus einem etwas niedrigerem $\epsilon_{rS} = 9.17$ dieser Scheibe.

$$d_2 = 0.340 \text{ mm} \quad \lambda_{S2} = \frac{c_0}{f \sqrt{\epsilon_{rS2}}} = 0.90 \dots 0.66 \text{ mm}.$$

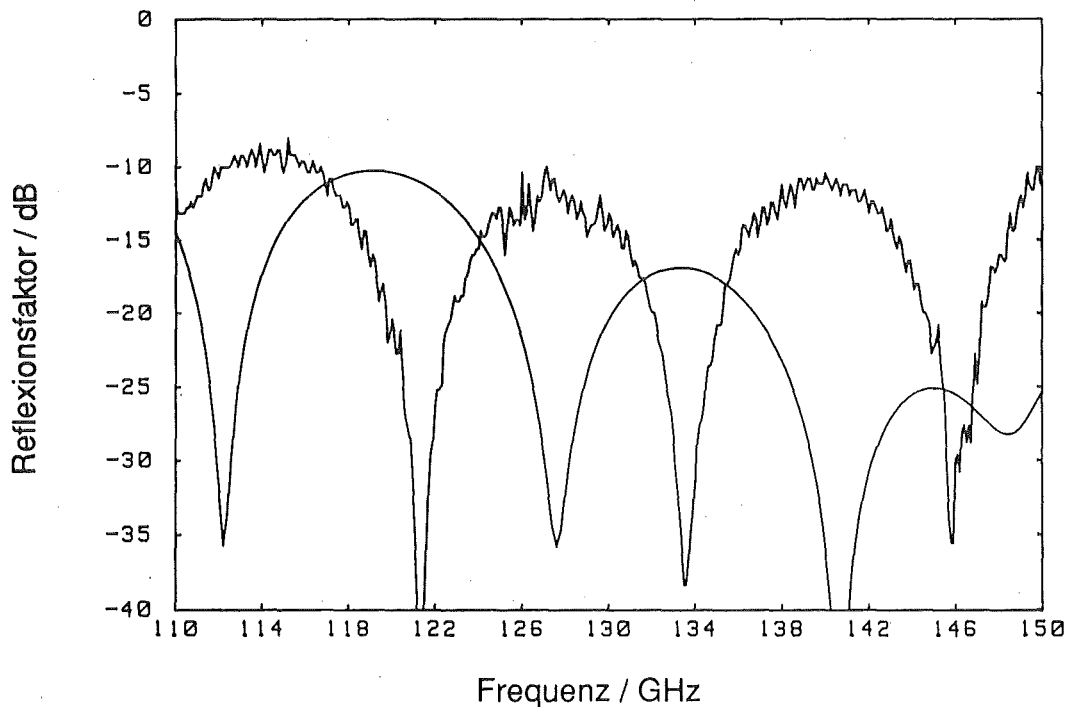


Abb. 4.14 Berechneter und gemessener Reflexionsfaktor der Scheibe Nr.1 mit Rechteckrillen für den Fall $E \perp$ Rillen

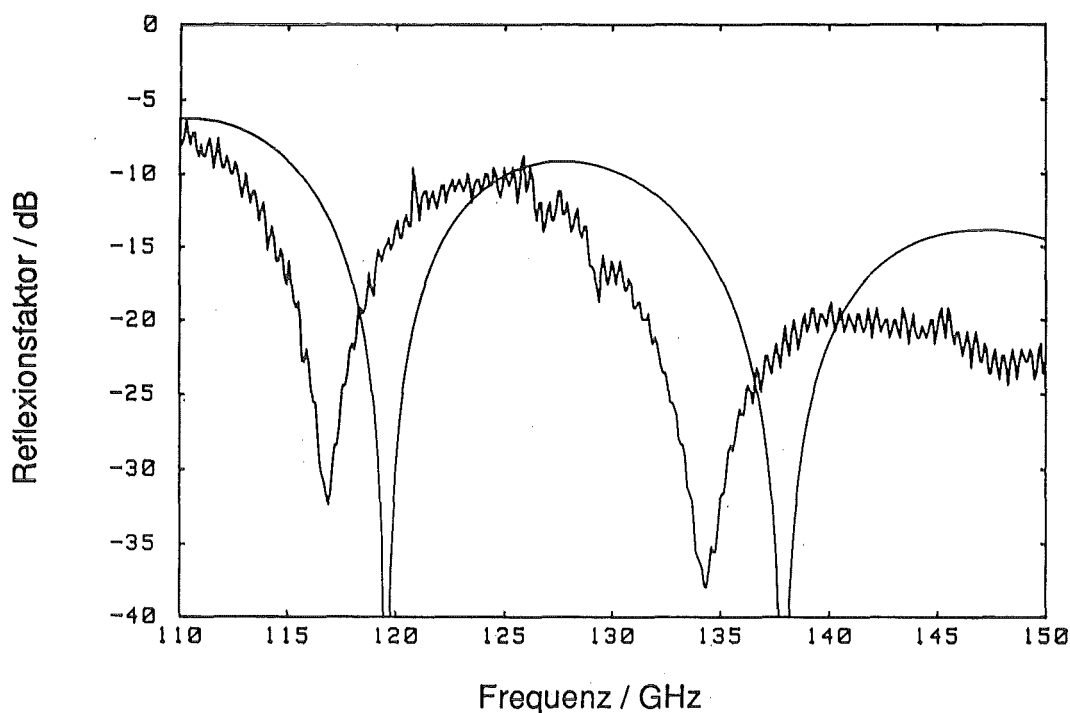


Abb. 4.15 Berechneter und gemessener Reflexionsfaktor der Scheibe Nr.2 mit Rechteckrillen für den Fall $E \perp$ Rillen

4.3.5 Andere Methoden zur Berechnung

Numerische Berechnungen mit dem Programm HFSS (Finite Elemente-Methode im Frequenzbereich) der Firma Hewlett Packard lieferten noch keine brauchbaren Ergebnisse. Grund dafür ist zum einen die Rechengenauigkeit, da die Rechnerkapazität bei einem zugrundegelegten Gitter von $>10^4$ Punkten erschöpft ist, und zum anderen, da ein zu einfaches Modell angenommenen wurde.

Andere numerische Berechnungen wurden mit unseren Angaben von Herrn C. Shang vom Lawrence Livermore National Laboratory an einem Großrechner und mit einem Programm durchgeführt, das bis vor wenigen Monaten zivilen Nutzern nicht zugänglich war.

Dieses Programm rechnet nach der Finiten Differenzen-Methode wahlweise im Zeit- oder im Frequenzbereich. Das für diese Berechnung zugrundegelegte Gitter hat 10^9 Punkte

Erste Veröffentlichungen über die Ergebnisse dieser Rechnungen sind nachzulesen in Shang und Caplan (1993).

Obwohl diesen Berechnungen noch nicht die genaue Geometrie nach Abb. 4.10 zugrunde lag, stimmen die erzielten Ergebnisse recht gut mit den Messungen überein. Es sind einzeln berechnete Frequenzpunkte, die in Abb. 4.16 als Kreuze in das Meßdiagramm eingezeichnet sind.

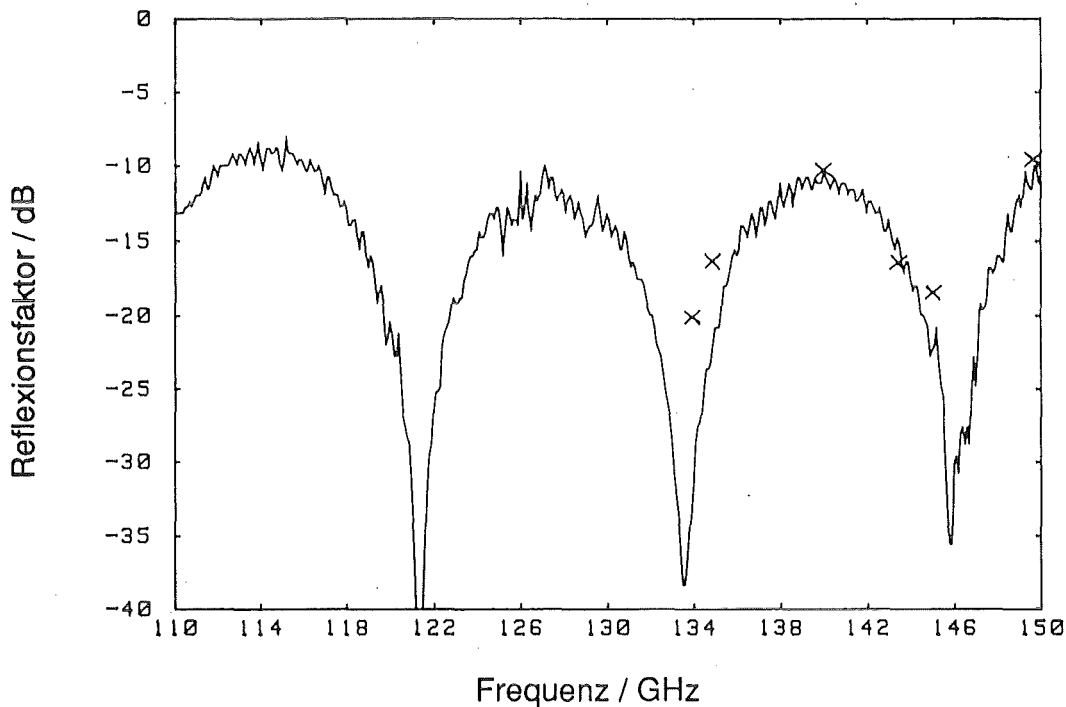


Abb. 4.16 Gemessener Reflexionsfaktor der Scheibe Nr.1 mit Rechteckrillen für den Fall E_{\perp} Rillen und die von Shang und Caplan (1993) berechneten Punkte

4.4 Dreieckprofilscheiben

4.4.1 Adiabatische Strukturen allgemein

Eine Reflexionsminderung über eine große Bandbreite läßt sich dadurch erzielen, daß man unstetige Übergänge der Dielektrizitätskonstanten von einem Medium in ein anderes vermeidet. Somit ist die Dielektrizitätskonstante eine stetige Funktion des Ortes.

4 Untersuchung an verschiedenen Oberflächen

Für Hochleistungsanwendungen existieren noch keine Materialien mit Indexgradient (nach Abb. 1.2). Somit kommen nur Möglichkeiten mit Oberflächenstrukturen in Frage. Diese lassen sich realisieren durch Aufbringen bzw. Einfräsen von pyramiden- oder kegelförmigen Objekten (Abb. 4.17.a) oder dreieckförmigen Keilen bzw. Rillen (Abb. 4.17.b+c).

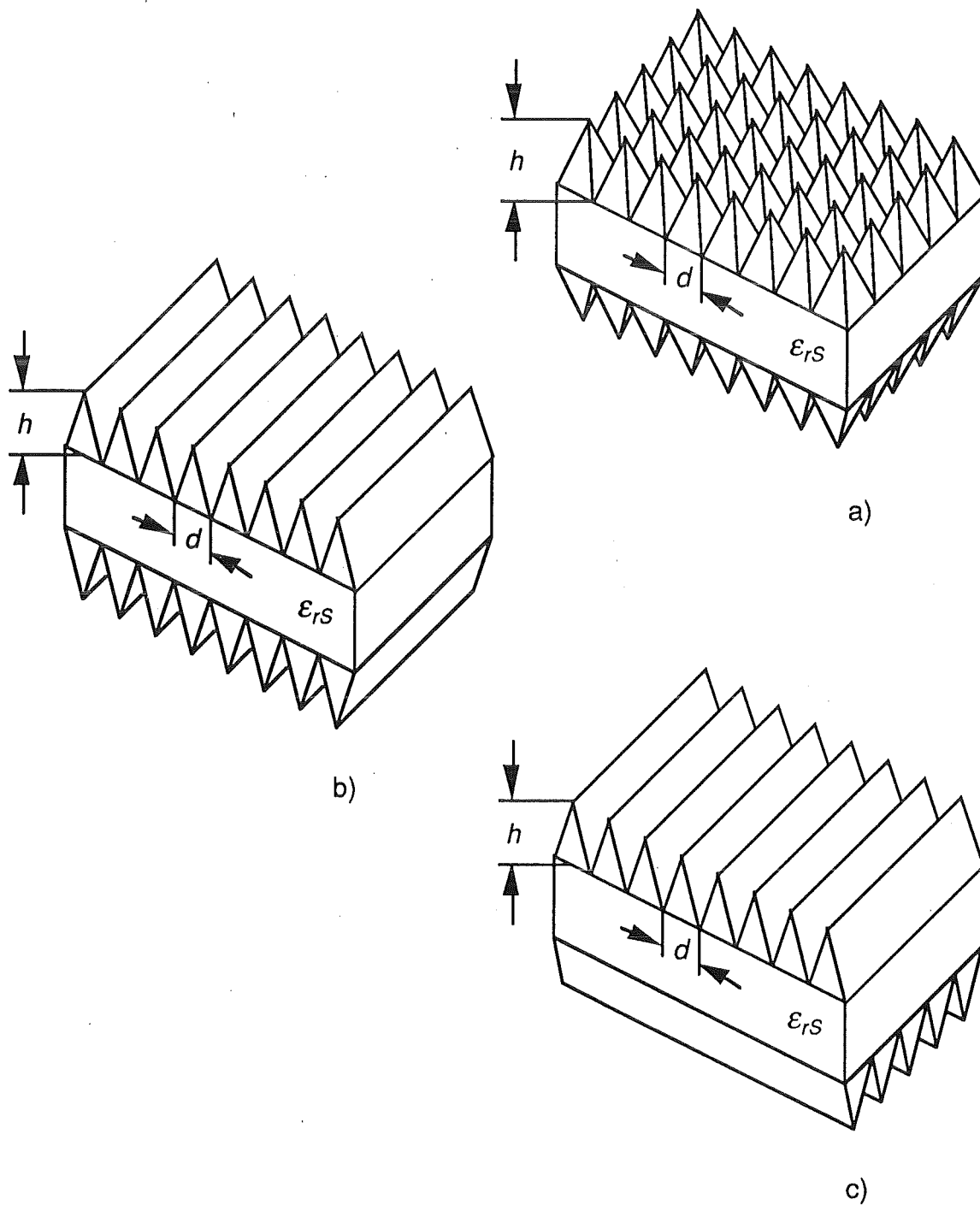


Abb. 4.17 Beispiele für adiabatische Übergänge: Mottenaugen (a), Dreieckrillen (b+c)

Die in Abb. 4.17.a gezeigte Struktur nennt man Mottenaugen-Struktur, weil solcher Art auch die Augenoberflächen bestimmter Nachtfalter sind, um die Transmission des Lichts in das Auge dieser Insekten zu erhöhen. Eine Beschreibung solcher Insektenaugen findet sich in Bernhard (1967). Andere Abhandlungen über Mottenaugen-Strukturen für verschiedene Frequenzbereiche sind in Wilson und Hutley (1982), Ma und Robinson (1983), Brand (1985) zu finden.

Für die Dimensionierung solcher Strukturen gilt als erstes die gleiche Forderung (4.6) wie bei den Rechteckstrukturen:

$$d < \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{rS}}} \quad (4.13)$$

um die Beugungen in höhere Gitterordnungen zu vermeiden.

Die partiell in den Strukturschichten und an den Begrenzungsflächen der Schichten reflektierten Wellen führen zu einer Gesamtreflexion, die um so kleiner ist, je allmählicher sich der Übergang von $\epsilon_r = 1$ auf $\epsilon_r = \epsilon_{rS}$ vollzieht (Haddenhorst 1955).

Für die Höhe h einer solchen Struktur gilt nach Ma und Robinson (1983) oder Brand (1985):

$$h > \frac{\lambda_0}{2} \quad (4.14)$$

4.4.2 Genaue Geometrie

Eine Al_2O_3 -Keramikscheibe ($\epsilon_{rS} = 9.65$) mit Dreieckrillen nach Abb. 4.17.c wurde im Rahmen der Diplomarbeit von Ambrosy (1993) für Frequenzen um 140 GHz ausgelegt (Strukturhöhe $h = 1.2$ mm, Periodizität $d = 0.6$ mm).

Aus Gründen der Herstellbarkeit wurde die Periodizität d auf 0.7 mm abgeändert. Aus den Forderungen (4.13, 4.14) ergibt sich somit ein Frequenzbereich von ca. 125 bis 138 GHz.

Eine Untersuchung der genauen Geometrie (Abb. 4.18) zeigt aber ähnlich wie bei den Rechteckstrukturen keine ideale dreieckige Rillenform, sondern stark abgerundete Talsohlen und abgeflachte Spitzen. Diese Abflachungen sind in diesem Fall besonders störend, weil sie einen unstetigen Übergang der Dielektrizitätskonstanten ϵ_r hervorrufen.

Die genaue Geometrie zeigt Abb. 4.18 mit den Maßen und dielektrischen Werten:

$D = 1.02 \text{ mm}$, $d = 0.705 \text{ mm}$, $h = 1.2 \text{ mm}$, $a_1 = 0.625 \text{ mm}$, $a_2 = 0.25 \text{ mm}$,
 $\epsilon_{rS} = 9.65$, $\tan\delta \approx 3 \cdot 10^{-4}$

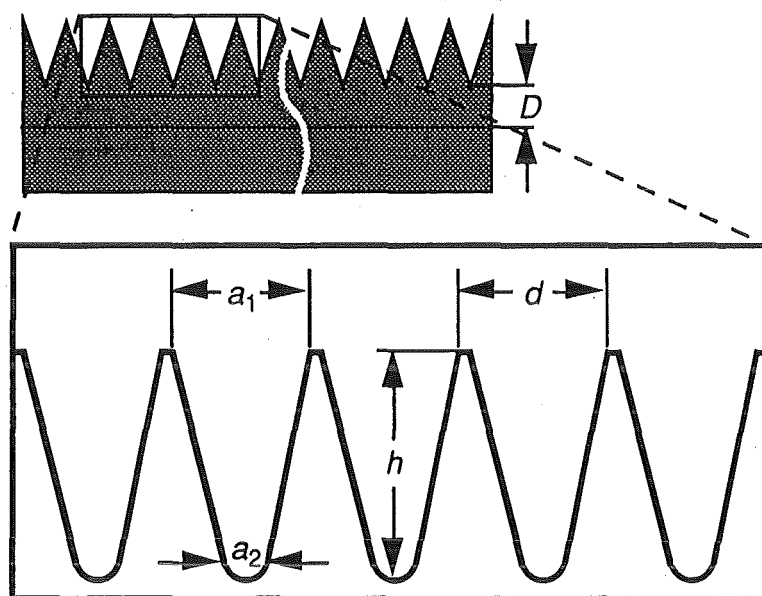


Abb. 4.18 Realisierte Rillenstruktur

4.4.3 Ergebnisse

Unter der Annahme, daß eine linear polarisierte Welle mit ihrem E-Feld schräg zu den Rillen auf die Scheibe trifft, dadurch elliptisch polarisiert wird und sie beim Austritt durch die Struktur wieder eine lineare Polarisierung erfährt, wurden die Rillen auf beiden Seiten der Scheibe senkrecht zueinander angeordnet, um die Polarisationsdrehung der Vorderseite auf der Rückseite zu kompensieren.

Dies führt zu dem Nachteil, daß keine Rechnung mit $E \perp$ Rillen bzw. $E \parallel$ Rillen wie bei den Rechteckstrukturen angewandt werden kann. Der Nachweis, daß eine rechnerische

Zerlegung in sehr viele dünne Schichten (siehe Kapitel 4.3.2) zumindest für den Fall $E \parallel$ Rillen zu einem brauchbaren Ergebnis führen würde, ist somit unmöglich.

Abb. 4.19 zeigt als Meßergebnis den Reflexionsfaktor für E parallel zu den Rillen auf der Vorderseite und somit E senkrecht zu den Rillen auf der Rückseite. Das Ergebnis sieht für die um 90° gedrehten Scheibe gleich aus. Eingezeichnet sind die von Shang und Caplan (1993) auf dem Großrechner berechneten Frequenzpunkte (Kreuze in Abb. 4.19) (siehe dazu Kapitel 4.3.5), die wieder eine relativ gute Übereinstimmung zur Messung aufweisen. Außerdem sind die obere Grenzfrequenz nach Gleichung (4.13), ab der höhere Gitterordnungen zu erwarten sind, und die untere Grenzfrequenz nach Gleichung (4.14) eingezeichnet.

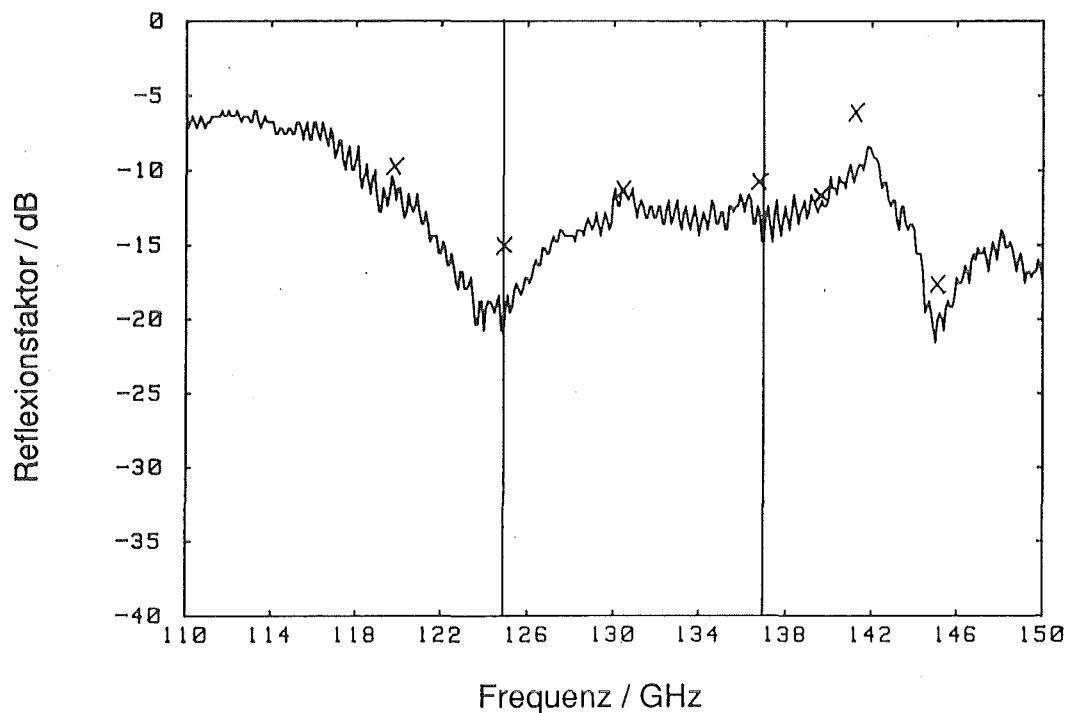


Abb. 4.19 Reflexionsfaktor der Dreieckrillenscheibe für $E \parallel$ Rillen (Vorderseite) und $E \perp$ Rillen (Rückseite)

Um gleiche Verhältnisse auf Vorder- und Rückseite zu simulieren, wurde die Messung der um 45° verdrehten Scheibe, d.h. die Rillen auf Vorder- bzw. Rückseite sind in einem Winkel von $+45^\circ$ bzw. -45° zum E -Feld ausgerichtet, durchgeführt. Das Ergebnis zeigt Abb. 4.20.

4 Untersuchung an verschiedenen Oberflächen

In diesem Fall zeigen sich klare Resonanzen, wie sie auch bei Haddenhorst (1955) für die entsprechenden Verhältnisse von h/λ_0 berechnet und gemessen worden sind.

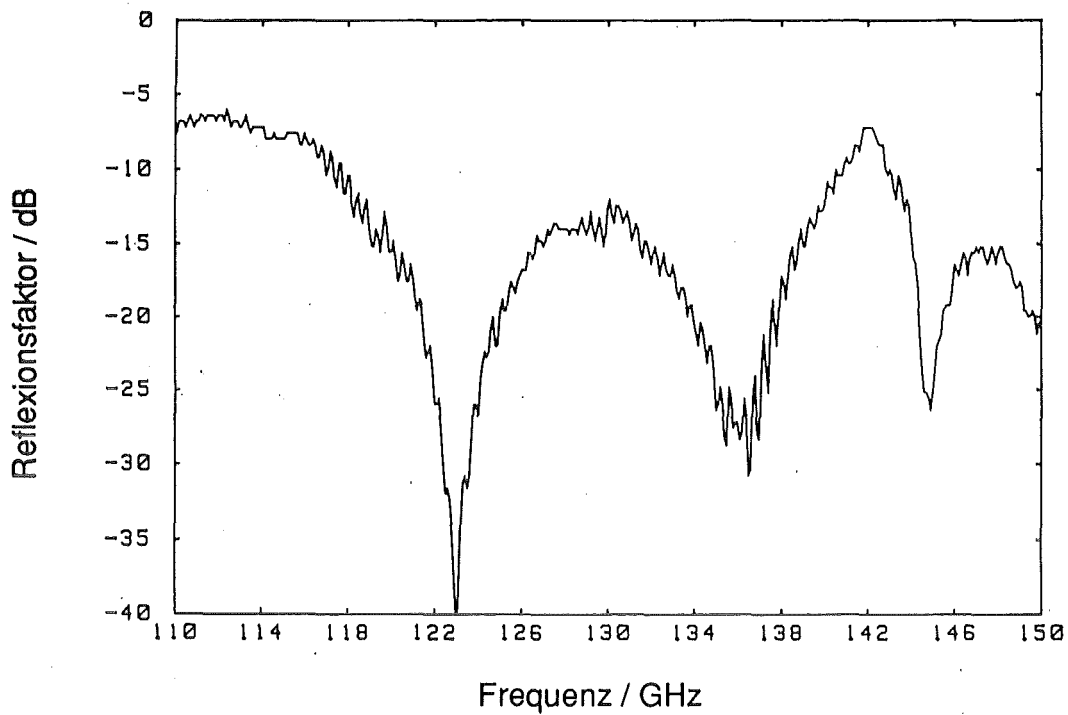


Abb. 4.20 Reflexionsfaktor der Dreieckrillenscheibe bei 45° Verdrehung

5 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Diplomarbeit war die experimentelle und theoretische Untersuchung des Transmissions- und Reflexionsverhaltens von Breitbandfenstern. Die experimentellen Untersuchungen wurden an Scheiben mit Oberflächenstrukturen durchgeführt, die in der Vorgängerarbeit (Ambrosy 1993) entworfenen und realisiert worden sind.

Da diese Scheiben auf möglichst große Durchlässigkeit bei der Entwurfsfrequenz ausgelegt sind, ist bei der Messung in Transmission kein großer Meßeffect zu erzielen (z.B. liegt der Transmissionsfaktor für eine Scheibe mit $\epsilon_r = 9$ ca. zwischen -4.4 dB und 0 dB, während der Reflexionsfaktor Werte von ca. -40 dB bis 1.9 dB annimmt). Deshalb werden die Messungen vorwiegend in Reflexion durchgeführt.

Mit dem in der Vorgängerarbeit erstellten Niederleistungsmeßsystem waren aber, bedingt durch den Einsatz eines Hohlleiter-Richtkopplers, nur minimale Reflexionsfaktoren je nach Frequenz zwischen -20 und -28 dB aufzulösen. Für Breitbandfenster, die über einen relativ großen Frequenzbereich Reflexionsfaktoren unter -20 bis -40 dB aufweisen, ist dies eine ungenügende Dynamik.

Aufgrund dieser Tatsache war es die Aufgabe, dieses Meßsystem derart zu verändern, daß eine Meßdynamik in Reflexion von >40 dB erreicht werden konnte. Der Hohlleiter-Richtkoppler mußte somit ersetzt werden. Ein quasi-optischer Richtkoppler wurde entworfen und aufgebaut. Dies hatte die Erweiterung der quasi-optischen Strecke und dadurch auch die Auslegung und Fertigung neuer Spiegel zur Folge.

Die für eine solche Strecke notwendigen Absorber wurden neu entwickelt, da einfache Absorbermatten einen zu schlechten Wirkungsgrad zeigten.

Durch Modifikationen am skalaren Netzwerkanalysator und einer Verbesserung des Programms "Quasioptik" wurde eine Meßdynamik von >55 dB über den gesamten Frequenzbereich von 110 bis 150 GHz erreicht.

Mit Hilfe dieses neuen Meßsystems wurden daraufhin die folgenden Breitbandfenster vermessen:

- Ein Dreischichtfenster, bei dem $\lambda/4$ -resonante Quarzglasbeschichtungen ($\epsilon_r = 3.81$) auf eine $\lambda/2$ -resonante MgTi-Grundscheibe ($\epsilon_r = 15.5$) aufgebracht wurden.

5 Zusammenfassung

- Zwei Scheiben mit Rechteckprofilrillen, die eine $\lambda/4$ -Schicht mit einem $\epsilon_{\text{reff}} = \sqrt{\epsilon_r}$ simulieren sollten.
- Eine Scheibe mit Dreieckprofilrillen, die einen adiabatischen Übergang von $\epsilon_r = 1$ bis zum ϵ_r des Materials gewährleisten sollen.

Die Berechnung mit Hilfe eines einfachen Streumatrixprogramms führte nur beim Dreischichtfenster zu brauchbaren Ergebnissen.

Die Rechteckstrukturen wurden rechnerisch in sehr viele dünne Schichten zerlegt und anschließend wurde das ϵ_{reff} jeder einzelnen Schicht nach einfachen Ersatzschaltbildern berechnet.

Dies führt für den Fall $E \parallel$ Rillen zu guten, im Fall $E \perp$ Rillen aber zu unbrauchbaren Ergebnissen.

Numerische Berechnungen sind nur unter sehr hohem Zeit- und Rechneraufwand realisierbar. Die von Shang und Caplan (1993) vom Lawrence Livermore National Laboratory am Großrechner durchgeführten Berechnungen zeigten schon recht gute Ergebnisse, obwohl ihnen noch nicht die genaue Struktur zugrunde lag.

In Tabelle 5.1 sind noch einmal die erreichten Ergebnisse zusammengefaßt.

Fenstertyp	Reflexionsfaktor/dB	Bandbreite /GHz	Polarisation
Dreischichtfenster	<-18	131-149	beliebig
Rechteckprofilrillen	<-19	132->150	linear
Dreieckprofilrillen	<-12	125-138	beliebig

Tabelle 5.1 Bisher erreichte Ergebnisse

Anhang

A1 Dielektrische Materialien

Vorausgesetzt wird, daß die Medien, in denen sich die Wellen fortpflanzen, isotrop, linear und nicht magnetisierbar ($\mu_r = 1$) sind. Eine genaue Beschreibung findet sich in Grau und Freude (1991).

Die Eigenschaften dieser Medien werden durch skalare, von der Amplitude der Feldstärke unabhängige und in unserem Frequenzbereich frequenzunabhängige Größen beschrieben.

Die Dielektrizitäts- und Permeabilitätskonstante des freien Raums seien ϵ_0 und μ_0 , die Lichtgeschwindigkeit

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad . \quad (A1.1)$$

Daraus berechnet sich die Vakuumwellenlänge für die Frequenz f zu

$$\lambda_0 = \frac{c_0}{f} \quad . \quad (A1.2)$$

Dielektrische Materialien werden in erster Linie durch ihre Dielektrizitätskonstante ϵ_r und den Verlustfaktor $\tan \delta$ gekennzeichnet.

Wird eine komplexe Dielektrizitätskonstante definiert, so stehen diese Größen in folgendem Zusammenhang

$$\bar{\epsilon}_r = \epsilon_r - j\epsilon_{ri}, \quad \tan \delta = \frac{\epsilon_{ri}}{\epsilon_r} \quad . \quad (A1.3)$$

Die in der Optik verwendete komplexe Brechzahl \bar{n} steht zu $\bar{\epsilon}_r$ in folgendem Verhältnis

$$\bar{\epsilon}_r = \bar{n}^2 \quad . \quad (A1.4)$$

Für ein sehr kleines $\tan \delta$, das für alle in dieser Arbeit verwendeten Fenstermaterialien angenommen werden darf, ist die Näherung erlaubt (Grau und Freude 1991):

$$\epsilon_r \approx n^2 \quad . \quad (A1.5)$$

A1.1 Reflexions- und Transmission

Trifft eine ebene Welle aus dem freien Raum auf die Grenzschicht zu einem Dielektrikum, so werden ihre magnetischen Felder nicht beeinflusst, da das Dielektrikum keine magnetische Wirkung besitzt ($\mu_r = 1$). Die elektrischen Felder hingegen werden durch ϵ_r beeinflusst.

Daraus ergeben sich für die Lichtgeschwindigkeit c und die Wellenlänge λ im Material folgende Beziehungen:

$$c = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r}}, \quad \lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (\text{A1.6})$$

An der Grenzschicht zweier dielektrischer Medien entsteht eine reflektierte und eine transmittierte Welle. Für den Fall, daß die Grenzschicht senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Welle angeordnet ist, berechnet sich der Reflexions-Koeffizient zu (z.B. Mlynski 1985, Klein und Furtak 1988, Balanis 1989):

$$\rho_{12} = \frac{\sqrt{\epsilon_{r1}} - \sqrt{\epsilon_{r2}}}{\sqrt{\epsilon_{r1}} + \sqrt{\epsilon_{r2}}} \quad (\text{A1.7})$$

Ist das erste Medium der freie Raum ($\epsilon_{r1} = 1$), so vereinfachen sich diese Gleichungen zu:

$$\rho = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_r}}{1 + \sqrt{\epsilon_r}} \quad (\text{A1.8})$$

Für den umgekehrten Fall, eine Welle tritt aus dem dielektrischen Material in den freien Raum, berechnet sich $\tilde{\rho}$ zu:

$$\tilde{\rho} = -\rho = \frac{\sqrt{\epsilon_r} - 1}{\sqrt{\epsilon_r} + 1} \quad (\text{A1.9})$$

was einem Phasensprung der Welle von π gegenüber ρ entspricht.

Mit diesen Angaben läßt sich nun der Reflexions-Koeffizient einer Scheibe aus dielektrischem Material der Dicke D herleiten.

Eine ebene Welle, die auf eine solche Scheibe trifft, erfährt Reflexionen an beiden Grenzflächen der Scheibe. Dies sind Reflexionen an der Grenzfläche 1 und 2 (Abb. A1.1, a+b),

sowie Mehrfachreflexionen innerhalb der Scheibe (Abb. A1.1, c). Alle diese Teilwellen addieren sich vektoriell.

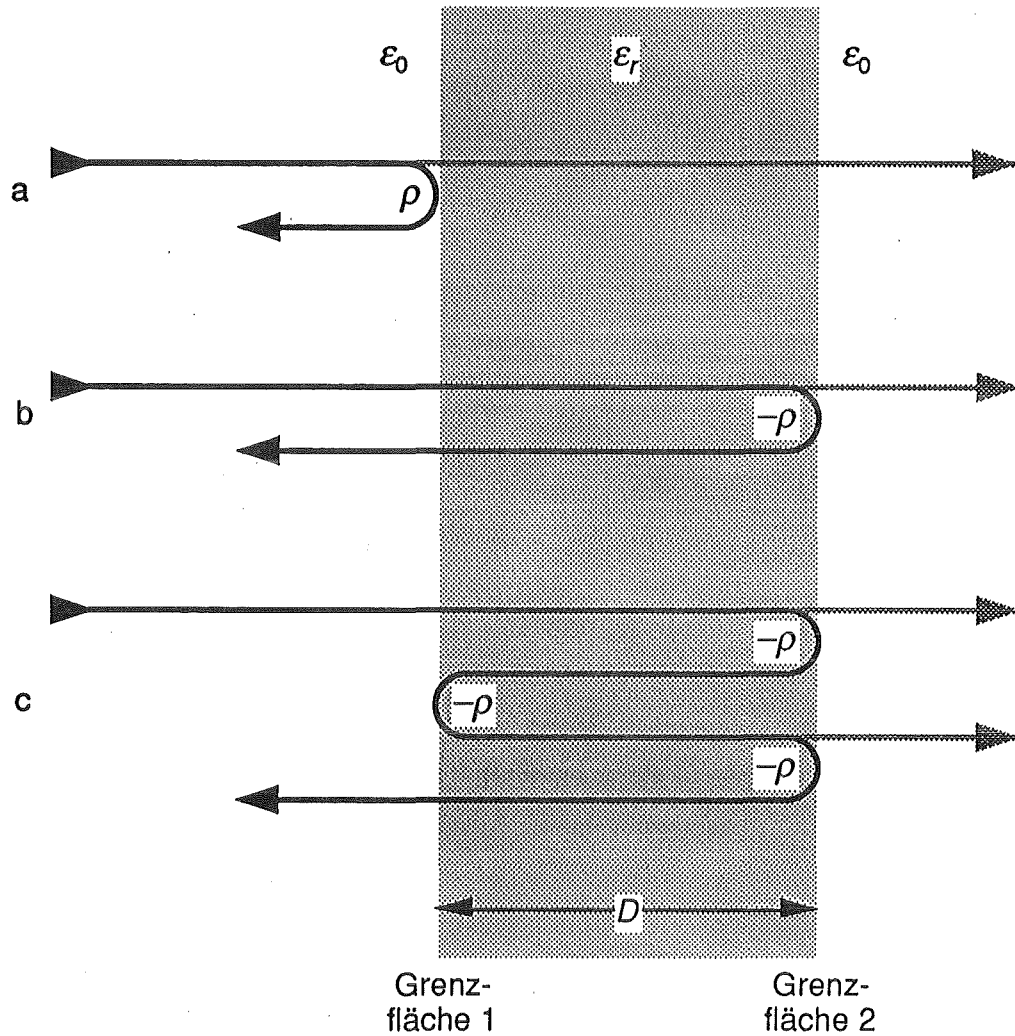


Abb. A1.1 Mehrfachreflexionen einer dielektrischen Scheibe

Mit der komplexen Ausbreitungskonstanten

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{-\epsilon_r} \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (\text{A1.10})$$

und der Dicke D der dielektrischen Scheibe lassen sich nun alle Teilwellen addieren (Michel 1981) zum Gesamtreflexions-Koeffizient:

$$\rho_{ges} = \frac{\rho(1 - e^{-2\gamma D})}{1 - \rho^2 e^{-2\gamma D}} \quad (A1.11)$$

Dies gilt allerdings nur unter der Voraussetzung, daß keine Modenwandlung stattfindet. Für die Transmission wird äquivalent vorgegangen.

Im verlustfreien Fall vereinfacht sich die Ausbreitungskonstante γ zu $j\beta$.

Die Scheibe im freien Raum bildet ein symmetrisches Zweitor. Demnach lautet die S -Matrix für dieses Zweitor (Nickel und Thumm 1991):

$$[S] = \frac{1}{1 - \rho^2 e^{-2\gamma D}} \begin{bmatrix} \rho(1 - e^{-2\gamma D}) & (1 - \rho^2)e^{-\gamma D} \\ (1 - \rho^2)e^{-\gamma D} & \rho(1 - e^{-2\gamma D}) \end{bmatrix} \quad (A1.12)$$

Der Leistungs-Reflexionsfaktor R und der Leistungs-Transmissionsfaktor T der reflexionsfrei abgeschlossenen Scheibe sind über die einfallende Leistung P_{ein} definiert zu:

$$R = \frac{P_{refl}}{P_{ein}} = |S_{ii}|^2, \quad T = \frac{P_{trans}}{P_{ein}} = |S_{ij}|^2, \quad \text{für } i \neq j \quad (A1.13)$$

Aus Energieerhaltungsgründen gilt für ein verlustbehaftetes Material

$$R + T + A = 1, \quad \text{mit } A = \frac{P_{abs}}{P_{ein}}, \quad (A1.14)$$

und für ein verlustloses Material

$$R + T = 1 \quad (A1.15)$$

A1.2 Sonderfall $D = N \cdot \lambda/2$

Für den Fall, daß die Dicke D der Schicht gleich einem ganzen Vielfachen N der halben Materialwellenlänge λ ist, so wird der Phasenterm

$$\beta D = \frac{2\pi}{\lambda} D = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{N\lambda}{2} = N\pi \quad (\text{A1.16})$$

Dadurch wird der Phasenunterschied der Teilreflexionen a und b in Abb. A1.1 genau π . Die beiden Teilwellen löschen sich somit aus. Diese Auslöschung geschieht auch mit allen Mehrfachreflexionen innerhalb der Scheibe

Abb. A1.2 zeigt den Reflexionsfaktor R und Transmissionsfaktor T in Abhängigkeit vom Verhältnis D/λ .

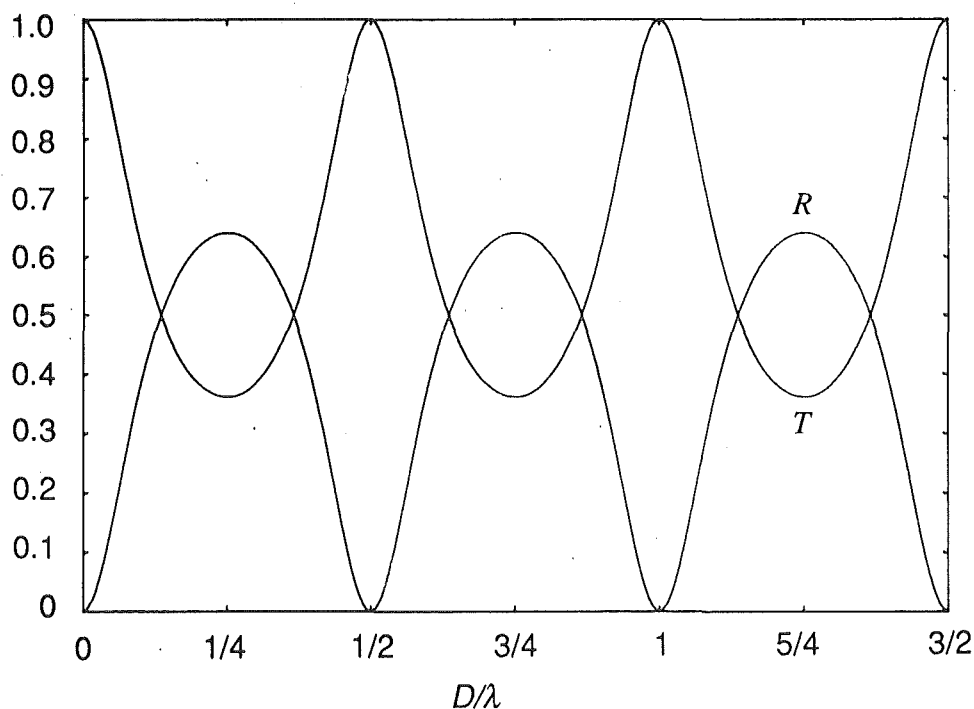


Abb. A1.2 Reflexions- (R) und Transmissionsfaktor (T) einer dielektrischen Scheibe mit $\epsilon_r = 9$ als Funktion der elektrischen Länge D/λ .

A1.3 Sonderfall $\lambda/4$ -Beschichtung

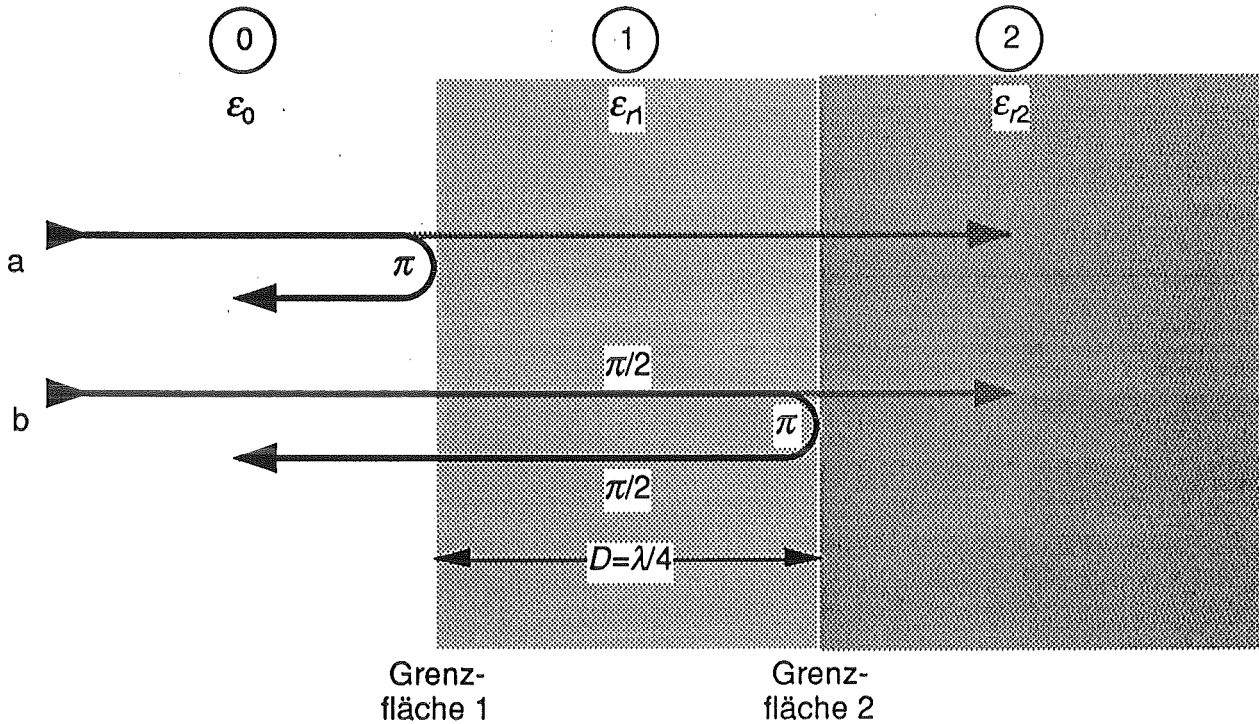


Abb. A1.3 Darstellung der Phasenänderung der Reflexionen einer $\lambda/4$ -Beschichtung

Aus Gleichung (A1.7) erhalten wir die Reflexions-Koeffizienten für die beiden Grenzflächen in Abb. A1.3. Für den Übergang vom freien Raum (0) in das Material 1 erhalten wir ρ_{01} , von Material 1 in das Material 2 erhalten wir ρ_{12} :

$$\rho_{01} = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_{r1}}}{1 + \sqrt{\epsilon_{r1}}}, \quad \rho_{12} = \frac{\sqrt{\epsilon_{r1}} - \sqrt{\epsilon_{r2}}}{\sqrt{\epsilon_{r1}} + \sqrt{\epsilon_{r2}}} \quad (\text{A1.17})$$

Ist $\epsilon_{r1} = \sqrt{\epsilon_{r2}}$, so sind beide ρ betrags- und phasengleich, d.h. die reflektierten Teilwellen a und b erhalten jeweils einen Phasensprung von π an den Grenzflächen (Abb. A1.3).

Wird die Dicke D_1 gleich einem ungeraden Vielfachen N der viertel Materialwellenlänge λ_1 gewählt:

$$D_1 = N \frac{\lambda_1}{4} \quad \text{mit } N = 1, 3, 5, \dots, \quad (\text{A1.18})$$

so berechnet sich der Phasenterm zu

$$\beta D_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} D_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} N \frac{\lambda_1}{4} = N \frac{\pi}{2} \quad (\text{A1.19})$$

Die Teilwellen a und b haben somit einen Phasenunterschied von π und löschen sich aus (Klein und Furtak 1988).

A2 Quasi-Optik

Das zur Zeit im KfK gebaute Gyrotron arbeitet mit einer radialen Auskopplung der Hochfrequenz als Freiraumstrahl. Die Grundmode eines solchen Strahls ist die TEM₀₀-Mode, auch Gaußscher Strahl genannt. Eine Herleitung ist z.B. in Kogelnik und Li (1966) oder Grau (1969) zu finden.

Das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute quasi-optische Meßsystem arbeitet genau mit dieser Ausbreitungsform der elektro-magnetischen Welle. Deshalb folgen hier einige Erläuterungen zum Gaußschen Strahl.

A2.1 Gaußscher Strahl

Der Grundmode eines Gaußschen Strahls, der sich in z-Richtung ausbreitet, hat nach Goldsmith (1982) die skalare Feldkomponente:

$$\psi_0 = A \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right) \exp\left(-j\gamma\left[z + \frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right] + j\phi_0\right), \quad (\text{A2.1})$$

in kartesischen Koordinaten mit den Konstanten A und w_0 .

Die Amplituden der elektrischen und magnetischen Felder sind senkrecht zur Ausbreitungsrichtung gaußverteilt (daher der Name). Einer der formbestimmenden Parameter ist der Strahlradius w , bei dessen Abstand von der Symmetrieachse z die Feldstärke auf den e ten Teil des Maximalwertes abgefallen ist. Entlang der z -Achse verändert sich der Strahlradius w nach folgender Beziehung:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_0 z}{\pi w_0^2}\right)^2}. \quad (\text{A2.2})$$

dabei ist w_0 der Strahlradius an der engsten Stelle des Strahls, auch Strahltaile genannt. An dieser Stelle wird im allgemeinen $z=0$ gesetzt. $w(z)$ folgt einer hyperboloiden Kontur (Abb. A2.1), deren Asymptote ein Kegelmantel ist mit dem Öffnungswinkel

$$\theta = \frac{\lambda_0}{\pi w_0}. \quad (\text{A2.3})$$

Die Flächen konstanter Phase sind sphärisch gekrümmt und besitzen den Phasenfrontradius

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda_0 z} \right)^2 \right] . \quad (\text{A2.4})$$

Für $z=0$ ergibt sich ein unendlicher Phasenfrontradius und somit eine ebene Phasenfront. Mit zunehmendem z verringert sich zuerst der Phasenfrontradius bis zu seinem Minimum bei der konfokalen Distanz

$$z_c = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_0} , \quad (\text{A2.5})$$

erst dann wächst er mit zunehmendem z wieder an, und zwar asymptotisch gegen z .

Eine weitere Eigenschaft eines solchen Strahls ist die Phasenanomalie (Kogelnik und Li 1966). Sie stellt die Phasendifferenz zwischen einem Gaußschen Strahl und einer ebenen Wellenfront dar:

$$\phi_0 = \arctan \left(\frac{\lambda_0 z}{\pi w_0^2} \right) . \quad (\text{A2.6})$$

Aus diesen Eigenschaften folgt, daß sich der Strahl für kleine Strahltaillen nach kurzer Distanz z schon stark aufgeweitet hat und eine große Phasenanomalie besitzt. Dagegen weitet sich der Strahl für große Strahltaillen nur schwach auf und die Phasenanomalie kann vernachlässigt werden. In der Strahltaille, d.h. für $z=0$, gibt es keine Krümmung der Phasenfront und keine Phasenanomalie.

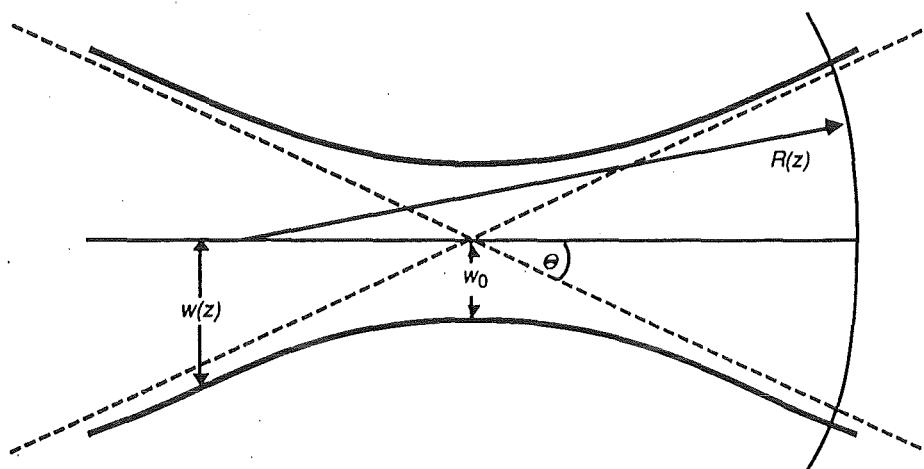


Abb. A2.1 Der Gaußsche Strahl

A2.2 Gaußsches Strahlteleskop

Ein Gaußscher Strahl kann wie ein optischer Strahl durch Linsen oder Spiegel in einen Gaußschen Strahl anderer Geometrie abgebildet werden. Dabei folgt er den allgemeinen Abbildungsgleichungen z.B. nach Goldsmith (1982)

$$\frac{d_2}{F} = 1 + \frac{(d_1/F) - 1}{[(d_1/F) - 1]^2 + (\pi w_{01}^2 / \lambda_0 F)^2}, \quad (\text{A2.7})$$

$$\left(\frac{w_{02}}{w_{01}}\right)^2 = \frac{1}{[(d_1/F) - 1]^2 + (\pi w_{01}^2 / \lambda_0 F)^2}. \quad (\text{A2.8})$$

Diese Beziehungen gelten für beliebige optische Systeme z.B. der Brennweite F_1 , wenn d_1 und d_2 als die Abstände der Strahltaillen von der Hauptebene des Systems definiert sind (siehe Abb. A2.2).

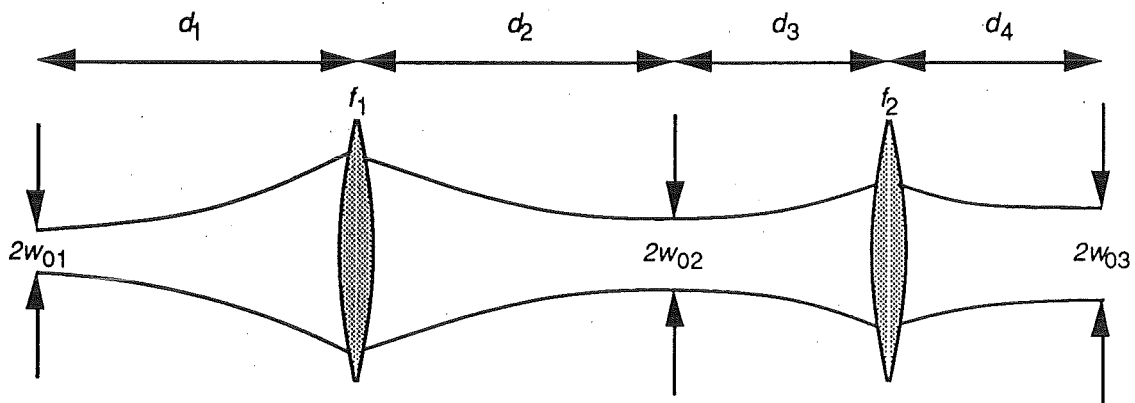


Abb. A2.2 Abbildung Gaußscher Strahlen

Ein für unsere Anwendung interessanter Fall tritt ein, wenn der Abstand d_1 der Strahltaille w_{01} gleich der Brennweite F_1 gesetzt wird. In diesem Fall spricht man von einer konfokalen Abbildung (Goldsmith 1982).

Wird $d_1 = F_1$ in die Gleichungen (A2.7, A2.8) eingesetzt, so vereinfachen sich diese zu

$$d_2 = F_1, \quad w_{02} = \frac{\lambda_0 F_1}{\pi w_{01}}. \quad (\text{A2.9})$$

An diesen Gleichungen ist zu sehen, daß nach einmaliger konfokaler Abbildung der Abstand d_2 nicht mehr von λ abhängt, der Tailenradius w_{02} aber noch mit λ variiert.

Durch eine zweite konfokale Abbildung, d.h. $d_3 = F_2$ wird sowohl der Abstand d_4 λ -unabhängig, als auch die Strahltaille w_{03} .

$$d_4 = F_2, \quad w_{03} = \frac{\lambda_0 F_2}{\pi w_{02}} = \frac{F_2}{F_1} w_{01} \quad . \quad (\text{A2.10})$$

Das Anbringen des Meßobjekts an der Stelle der zweiten Strahltaille gewährleistet somit:

- Frequenzunabhängigkeit der Strahlparameter in Bezug auf Lage und Größe der Strahltaille
- eine ebene Phasenfront ohne Phasenanomalie.

A3 Der skalare Netzwerkanalysator

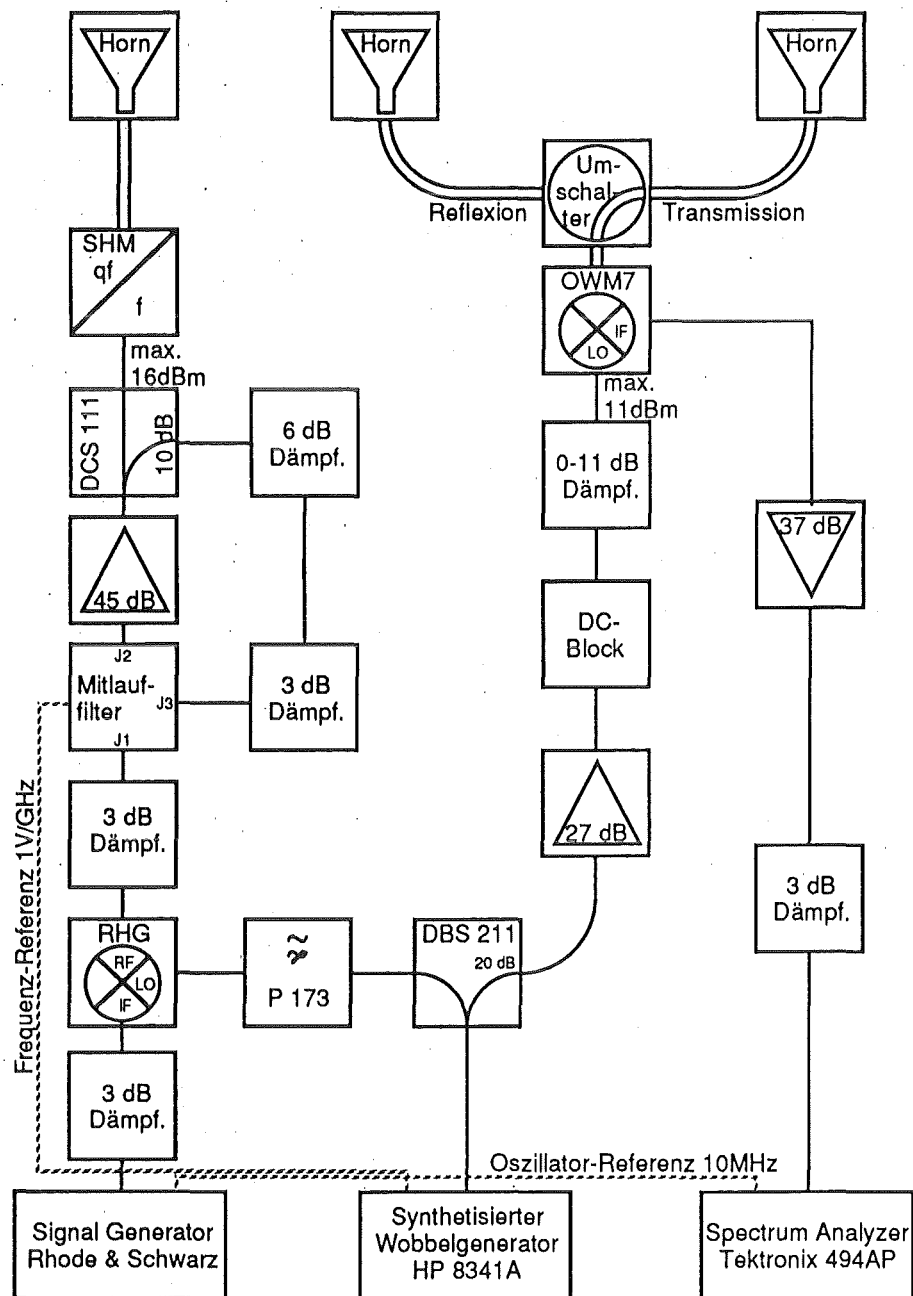


Abb. A3.1 Aufbau des skalaren Netzwerkanalysators zur Steuerung der neuen Quasi-optischen Meßstrecke

Symbole und Abkürzungen

Nachfolgend sind die häufig verwendeten Symbole und Abkürzungen aufgeführt.

A	Fläche, Absorption
a, b	Hohlleiterabmessungen, andere Abmessungen
C	Kapazität
c	Lichtgeschwindigkeit
c_0	Freiraum-Lichtgeschwindigkeit
D	Dicke, Richtverhältnis
d	Periodizität
d_1, d_2	Abstand der Strahlteile von der Linse bzw. vom Spiegel
F	Brennweite
f	Frequenz
h	Tiefe
l	Länge
N, n	Anzahl
\bar{n}	komplexe Brechzahl
n	Realteil von \bar{n} , auch reelle Brechzahl
P_{abs}	Absorbierte Leistung
P_{ein}	Einfallende Leistung
P_{refl}	Reflektierte Leistung
P_{trans}	Transmittierte Leistung
R	Leistungs-Reflexionsfaktor
$R(z)$	Phasenfrontradius
r_E, r_L, r_S	Feldstärkereflexionsfaktoren
$[S]$	Streumatrix
S_{A11}, S_{B22}	Elemente der Einzelstreumatrizen
T	Leistungs-Transmissionsfaktor
x, y, z	Kartesische Koordinaten
$w(z)$	Strahlradius bezüglich der Feldstärke
w_0, w_{01}, w_{02}	Strahltaillenradius bezüglich der Feldstärke
z	Ausbreitungsrichtung, bzw. Strahlachse
z_c	Konfokale Distanz

Symbole und Abkürzungen

α	Dämpfungskonstante
β	Phasenkonstante, im verlustfreien Fall Ausbreitungskonstante
γ	Ausbreitungskonstante
δ	Verlustwinkel
$\bar{\epsilon}_r$	komplexe relative Dielektrizitätskonstante
ϵ_r	Realteil von $\bar{\epsilon}_r$, auch reelle relative Dielektrizitätskonstante
ϵ_{ri}	Imaginärteil von $\bar{\epsilon}_r$
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante
λ	Wellenlänge
λ_0	Freiraum-Wellenlänge
λ_S, λ_K	Material-Wellenlängen
μ_0	Magnetische Feldkonstante
Φ_0	Phasenanomalie des Grundmode
ρ	Reflexionskoeffizient
τ	Transmissionskoeffizient
θ	Einfallswinkel
θ_B	Brewsterwinkel
Al_2O_3	Aluminiumoxid
MgTi	Magnesiumtitanat
TEM-Welle	Elektromagnetische Welle mit ausschließlich transversalen elektrischen und magnetischen Feldkomponenten

Literaturverzeichnis

- Afsar, M. N., Button, K. J., 1984, Millimeter-wave dielectric properties of materials, in Button, K. J., *Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 12, New York: Academic Press, 1-42.
- Ambrosy, U., 1993, *Experimentelle und theoretische Untersuchung breitbandiger Hochleistungsfenster für Millimeterwellen*, KfK Bericht 5157, Kernforschungszentrum Karlsruhe.
- Balanis, C. A., 1989, *Advanced Engineering Electromagnetics*, New York: Wiley, 180-236.
- Benson, F. A., 1969, *Millimetre and Submillimetre Waves*, London: Iliffe Books, 420-423.
- Bernhard, C. G., 1967, Strukturelle und funktionelle Adaption in einem visuellen System, *Endeavour*, 26, 79-84.
- Borie, E., 1991, *Review of gyrotron theory*, KfK Bericht 4898, Kernforschungszentrum Karlsruhe.
- Born, M., Wolf, E., 1980, *Principles of Optics*, 6. Auflage, Oxford: Pergamon Press, 36-51.
- Brand, G. F., 1985, Tunable gyrotrons, in Button, K. J., *Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 14, New York: Academic Press, 371-408.
- Clarricoats, P. J. B., Olver, A. D., 1984, *Corrugated Horns for Microwave Antennas*, London: Peter Peregrinus.
- Collin, R. E., Brown, J., 1956, The design of quarter-wave matching layers for dielectric surfaces, *IEE Proceedings*, 103, Pt. C, 153-158.
- Flyagin, V. A., Gaponov, A. V., Petelin, M. I., Yulpatov, V. K., 1977, The gyrotron, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, 25, 514-521.

Literaturverzeichnis

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

Goldsmith, P. F., 1982, Quasi-optical techniques at millimeter and submillimeter wavelengths, in Button, K. J., *Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 6, New York: Academic Press, 277-343.

Grau, G., 1969, Optische Resonatoren und Ausbreitungsgesetze für Laserstrahlen, in Kleen, W., Müller, R., *Laser*, Berlin: Springer, 49-86.

Grau, G., Freude, W., 1991, *Optische Nachrichtentechnik*, 3. Auflage, Berlin: Springer, 11-15.

Haddenhorst, H.-G., 1955, Durchgang von elektromagnetischen Wellen durch inhomogene Schichten, *Z. für angewandte Physik*, 7, 487-496.

Käs, G., Pauli, P., 1991, *Mikrowellentechnik*, München: Franzis, 436-445.

Kirschbaum, H. S., Chen, S., 1957, A method of producing broad-band circular polarization employing an anisotropic dielectric, *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, 5, 199-203.

Klein, M. V., Furtak, T. E., 1988, *Optik*, Berlin: Springer, 56-68.

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

Link, G., 1992, Eigens für die Diplomarbeit Ambrosy (1993) durchgeführte Messungen.

Ma, J. Y. L., Robinson, L. C., 1983, Night moth eye window for the millimetre and submillimetre wave region, *Optica Acta*, 30, 1685-1695.

Michel, H.-J., 1981, *Zweitor-Analyse mit Leistungswellen*, Stuttgart: Teubner, 49-52.

Mlynski, D. A., 1985, *Elektrodynamik*, Skriptum zur Vorlesung, 3. Auflage, Universität Karlsruhe, 127-143.

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

Nickel, H.-U., Thumm, M., 1991, Plane transverse waveguide windows - Survey of formulas for reflection, transmission, and absorption, 16th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Lausanne, Schweiz, Conf. Digest, 444-445.

Pells, G. P., Heidinger, R., Ibarra-Sanchez, A., Ohno, H., Goulding, R. H., 1992, An intercomparison of techniques for measuring dielectric permittivity and loss over a wide frequency range, *Journal of Nuclear Materials*, **191-194**, 535-538.

Pretterebner, J., Möbius, A., Thumm, M., 1992, Improvement of quasi-optical mode converters by launching an appropriate mixture of modes, 17th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Pasadena, California, Conf. Digest, 40-41.

Schuon, E., Wolf, H., 1987, *Nachrichtenmeßtechnik*, Berlin: Springer, 140-143.

Shang, C., J., Caplan, M., 1993, Electrical analysis of window concepts for 1 MW, 200 GHz FOM-FUSION-FEM, 3rd Workshop on FEM-Millimeter Waves, Rijnhuizen-Nieuwegein, Niederlande, Proceedings, 257-272.

Sobel, F., Wentworth, F. L., Wiltse, J. C., 1961, Quasi-optical surface waveguide and other components for the 100- to 300 Gc region, *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, **9**, 512-518.

Vliet, A. H. F van, Graauw, Th. de, 1981, Quarter wave plates for submillimeter wavelengths, *Int. J. of Infrared and Millimeter Waves*, **2**, 465-477.

Voges, E., 1987, *Hochfrequenztechnik*, Band 2, Heidelberg: Hüthig, 56-63.

Wilson, S. J., Hutley, M. C., 1982, The optical properties of 'moth eye' antireflection surfaces, *Optica Acta*, **29**, 993-1009.

Wylde, R. J., 1984, Millimetre-wave Gaussian beam-mode optics and corrugated feedhorns, *IEE Proceedings*, **131**, Pt. H, No. 4, 258-262.