



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5797

Analyse der Strahlparameter und der Leistung eines Hochleistungs-Millimeter- wellenstrahls

S. Wochner

Institut für Technische Physik

Juli 1996

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5797

**Analyse der Strahlparameter und
der Leistung eines
Hochleistungs-Millimeterwellenstrahls***

Simon Wochner

Institut für Technische Physik

***Dieser Veröffentlichung liegt eine an der Fakultät für Elektrotechnik der
Universität Karlsruhe angefertigte Diplomarbeit zugrunde.**

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1996

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0947-8620

Analyse der Strahlparameter und der Leistung eines Hochleistungs-Millimeterwellenstrahls

Zusammenfassung:

Für die Analyse eines Millimeterwellenstrahls hoher Leistung, wie er beispielsweise von einem Gyrotron erzeugt wird, sollen sowohl die Strahlparameter als auch die Ausgangsleistung ermittelt werden.

In dieser Arbeit wird ein bereits bestehendes Meßverfahren mit einer Infrarotkamera und einer dielektrischen Scheibe dahingehend erweitert, daß es diese Anforderungen erfüllt.

Dazu wird eine dielektrische Scheibe (Target) in den Ausgangsstrahl eingebracht, ein Teil der HF-Leistung wird absorbiert und in Wärme umgewandelt. Diese Temperaturverteilung entspricht der Leistungsdichteverteilung im Ausgangsstrahl. Mit einer Infrarotkamera wird die Temperaturverteilung auf dem Target aufgenommen und zur Berechnung der Strahlparameter an einen Rechner weitergegeben.

Zur Berechnung der Leistung des Gyrotron-Ausgangsstrahls müssen die thermischen Eigenschaften des Targetmaterials bekannt sein. Dazu gehören die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätszahl und des Verlustfaktors. Für verschiedene Materialien wurden diese Parameter bestimmt.

Ein Vergleich mit Messungen des Kalorimeters und der Kaltmessung der Strahlparameter bestätigen die Leistungsfähigkeit dieses Verfahrens.

Analysis of the beam parameters and the total output power of a millimeter wave beam

Abstract:

For the determination of the parameters and the total power of a high power millimeter wave beam e.g. generated by a gyrotron a measurement method is needed

In this work an existing technique to achieve these goals is optimized. A dielectric target absorbs a portion of power of the output beam leading to a temperature profile indicating the power density of the beam. An infrared camera scans the target and transmits its temperature profile to a computer for data processing leading to information of the beam parameters.

To evaluate the total beam power the thermal properties of the target materials have to be known, especially the temperature dependence of the dielectric constant as well as the $\tan \delta$. Experimental data have been taken.

A comparison with pure calorimetric measurements and cold test measurements shows the performance of this method.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| 1 EINLEITUNG | 1 |
| 1.1 EINFÜHRUNG..... | 1 |
| 1.2 DAS GYROTRON..... | 2 |
| 1.3 AUFGABENSTELLUNG..... | 3 |
| 2 GRUNDLAGEN..... | 5 |
| 2.1 DER GAUßSTRAHL..... | 5 |
| 2.2 FELDTHEORIE..... | 8 |
| 2.2.1 Sonderfall resonante Scheibe..... | 13 |
| 2.3 WÄRMELEHRE..... | 13 |
| 2.3.1 Wärmestrahlung..... | 13 |
| 2.3.2 Wärmeleitung | 14 |
| 2.3.3 Energiebilanz | 15 |
| 3 ERMITTLUNG DER STRAHLPARAMETER | 18 |
| 3.1 MEBAUFBAU..... | 18 |
| 3.2 FUNKTIONSPRINZIP DER INFRAROTKAMERA..... | 19 |
| 3.2.1 Vorgehensweise | 21 |
| 3.3 AUSWERTUNG DER THERMOBILDER..... | 23 |
| 4 FEHLERKORREKTUR..... | 26 |
| 4.1 DIE INFRAROTKAMERA | 26 |
| 4.1.1 Emissivität | 26 |
| 4.1.2 Optische Verzerrung..... | 27 |
| 4.2 DAS TARGET | 31 |
| 4.2.1 Wärmeleitung | 31 |
| 4.3 BESTIMMUNG DER MATERIALEIGENSCHAFTEN DES TARGETS..... | 33 |
| 4.3.1 Fabry-Perot-Resonator..... | 34 |
| 4.3.2 Der Niederleistungsmeßplatz mit quasioptischer Meßstrecke..... | 38 |
| 4.3.3 Bestimmung der Temperaturabhängigkeit von ϵ_r und $\tan \delta$ | 40 |
| 5 DISKUSSION DER MEßERGEBNISSE | 43 |
| 5.1 ÜBERSICHT DER VERSCHIEDENEN TARGETMATERIALIEN | 43 |
| 5.1.1 Glasfaserverstärkter Kunststoff EGS 102..... | 44 |
| 5.1.2 Robax..... | 48 |
| 5.1.3 Teflon..... | 51 |
| 5.1.4 Plexiglas..... | 52 |
| 5.1.5 Pappe..... | 53 |
| 5.2 HEIßMESSUNG IM VERGLEICH MIT DER KALTMESSUNG..... | 54 |
| 5.3 THERMOBILDER VERGlichen MIT KALORIMETRISCHER LEISTUNGSMESSUNG..... | 55 |
| 5.4 FEHLERABSCHÄTZUNG / GENAUIGKEIT..... | 58 |
| 6 ZUSAMMENFASSUNG | 59 |
| ANHANG | 61 |
| A1: HÖHERE GAUßMODEN | 61 |
| A2: TE _{22,6} -MODENERZEUGER..... | 63 |
| LITERATURVERZEICHNIS..... | 65 |

Abbildungsverzeichnis

| | |
|---|----|
| Abbildung 1.1: Schema eines Gyrotrons mit radialer HF-Auskopplung | 2 |
| Abbildung 2.1: Transversale Feldverteilung des gaußschen Grundmodes | 5 |
| Abbildung 2.2: Gaußverteilung auf die Feldstärke bzw. Leistung bezogen | 6 |
| Abbildung 2.3: Paraxialer Strahl..... | 7 |
| Abbildung 2.4: Wellenausbreitung im Dielektrikum..... | 10 |
| Abbildung 2.5: R, T, und A nach Gl.(2.16) im logarithmischen Maßstab als Funktion der Frequenz am Beispiel einer Kunststoffplatte ($d=3,534$; $\epsilon_r=4,7$; $\tan\delta=0,02$) ... | 12 |
| Abbildung 2.6: Temperaturanstieg in einem Flächenelement über die Pulsdauer..... | 17 |
| Abbildung 3.1: Meßaufbau für Thermoaufnahmen | 19 |
| Abbildung 3.2: Funktionsprinzip der Infrarotkamera | 20 |
| Abbildung 3.3: Thermobild des Ausgangsstrahls einer TE 22,6-Röhre ($t_p=0,3$ ms) | 21 |
| Abbildung 3.4: Dreidimensionale Ansicht der Temperaturverteilung auf dem Target | 22 |
| Abbildung 3.5: Strahlradius in x,y-Ebene..... | 23 |
| Abbildung 3.6: Gaußfit an einer gemessenen Temperaturverteilung | 24 |
| Abbildung 4.1: Einfluß der Emissivität | 27 |
| Abbildung 4.2: Optische Verzerrung am Beispiel eines erhitzten Drahtgitters..... | 28 |
| Abbildung 4.3: Verzerrung und deren Korrektur..... | 29 |
| Abbildung 4.4: Zeitlicher Verlauf der Temperaturverteilung..... | 32 |
| Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau eines Fabry-Perot Resonator..... | 35 |
| Abbildung 4.6: Frequenzspektrum des leeren Resonators..... | 36 |
| Abbildung 4.7: Leerer und beladener Resonator im Vergleich | 37 |
| Abbildung 4.8: Bestimmung der Güte aus der 3dB-Bandbreite | 37 |
| Abbildung 4.9: Quasioptischer Meßplatz | 38 |
| Abbildung 4.10: Gemessenes Transmissions- und Reflexionsspektrum des GFK-Targets mit $d=0,55$ mm | 39 |
| Abbildung 4.11: Modifizierter Meßplatz zur Messung der Temperaturabhängigkeit | 41 |
| Abbildung 4.12: Reflexion des GFK-Materials mit $d=0,55$ mm bei versch. Temperaturen ... | 42 |
| Abbildung 4.13: Reflexion des dickeren Materials..... | 42 |
| Abbildung 5.1: Reflexionsmessungen mit GFK ($d=0,56$ mm) im linearen und logarithmischen Maßstab | 44 |
| Abbildung 5.2: Reflexion des GFK-Materials \perp zum Strahl und jeweils um 45° gedreht..... | 45 |
| Abbildung 5.3: Differenzen der Reflexionsmessungen bei verschiedener Gitterausrichtung .. | 45 |
| Abbildung 5.4: Temperaturabhängigkeit der dielektrischen Parameter des GFK- Materials..... | 46 |
| Abbildung 5.5: Temperaturabhängigkeit der Absorption für GFK mit $d=0,55$ mm..... | 47 |
| Abbildung 5.6: Reflexionsmessung mit Robax mit $d=3,834$ mm bei 20°C und 140°C | 48 |
| Abbildung 5.7: Temperaturabhängigkeit der dielektrischen Parameter bei Robax | 49 |
| Abbildung 5.8: Absorption bei Robax als Funktion der a) Temperatur b) Frequenz | 49 |
| Abbildung 5.9: Reflexionsmessung mit Teflon ($d=3,21$ mm), bei 20°C und 105°C | 51 |
| Abbildung 5.10: Reflexionsmessung mit Plexiglas ($d=1,49$ mm)..... | 52 |
| Abbildung 5.11: Reflexionsmessung mit Pappe ($d=1,07$ mm)..... | 53 |
| Abbildung 5.12: Kaltmessung mit TE 22,6-Modenerzeuger | 54 |
| Abbildung 5.13: Thermobild des Gyrotronstrahls | 55 |
| Abbildung 5.14: Vergleich der Messungen des Kalorimeters mit der Thermokamera | 56 |
| Abbildung 5.15: Aus Thermobildern berechnete Wärmeenergie bei 1 Puls ($t_p=0,3$ ms) und 4 bzw. 5 Pulsen..... | 57 |

Abkürzungen

| | | | |
|---------------|----------------------------------|----------------|------------------------------------|
| λ_0 | = Freiraumwellenlänge | λ | = Wellenlänge im Material |
| c_0 | = Vakuumlichtgeschwindigkeit | c | = Lichtgeschwindigkeit im Material |
| w | = Strahlradius | w_L | = leistungsbezogener Strahlradius |
| w_0 | = Strahltaillenradius | ϕ_0 | = Phasenanomalie |
| $R(z)$ | = Phasenfrontradius | z_c | = konfokale Distanz |
| θ | = Öffnungswinkel | k_0 | = Freiraumwellenzahl |
| ϵ_r | = Dielektrizitätszahl | ϵ_0 | = Dielektrizitätskonstante |
| μ_r | = Permeabilitätszahl | μ_0 | = Permeabilitätskonstante |
| $\tan \delta$ | = Verlustfaktor, Verlustwinkel | S_{ij} | = Streuparameter |
| d | = Materialdicke | d_{res} | = resonante Dicke |
| γ | = komplexe Ausbreitungskonstante | ρ | = Reflektionsfaktor |
| α | = Dämpfungskonstante | β | = Phasenkonstante |
| R | = Leistungsreflexionsfaktor | T | = Leistungstransmissionsfaktor |
| A | = Absorption | P_{abs} | = absorbierte Leistung |
| P_{ein} | = einfallende Leistung | P_{strahl} | = Strahlleistung |
| P_{trans} | = transmittierte Leistung | P_{ref} | = reflektierte Leistung |
| T_w | = Wandtemperatur | T_L | = Lufttemperatur |
| T_0 | = Anfangstemperatur | ϵ_E | = Emissivität |
| $W_s(T)$ | = Strahlungsdichte Schwarzkörper | $W_\lambda(T)$ | = spektrale Strahlungsdichte |
| σ | = Stefan-Boltzman-Konstante | j_T | = Wärmestromdichte |
| Q | = Wärmeenergie | Q_{abs} | = absorbierte Wärmeenergie |
| a | = Temperaturleitfähigkeit | σ_T | = Wärmeleitfähigkeit |
| c_p | = spezifische Wärmekapazität | Q | = Wärmestrom |
| F | = Fläche | t_p | = Pulsdauer |
| α_T | = Wärmeübergangszahl | ρ_v | = spezifische Dichte |
| GPiB | = General Purpose Interface Bus | FZK | = Forschungszentrum Karlsruhe |
| ITP | = Institut für Technische Physik | | |

1 Einleitung

1.1 Einführung

Aufgrund der Verknappung der fossilen Energieträger und der ungelösten Entsorgungsfrage bei der Kernspaltung, wird weltweit an der Realisierung der kontrollierten Kernfusion gearbeitet. Dabei werden durch die Verschmelzung der Wasserstoffisotope Deuterium und Tritium zu Heliumkernen große Energiemengen freigesetzt. Da Wasserstoff als Ausgangsmaterial in ausreichendem Umfang zur Verfügung steht, wäre ein immenses Energiepotential erschlossen. Zur Zeit ist diese Technologie noch in ihrem Versuchsstadium, und es wird noch einige Jahrzehnte dauern alle Schwierigkeiten aus dem Wege zu räumen.

Für die Realisierung des Fusionsprozesses müssen zunächst hohe technologische Anforderungen erfüllt werden. Neben sehr hohen Magnetfelddichten zum Einschluß des Fusionsplasmas müssen den Plasmateilchen große Energiemengen bis zur Zündung zugeführt werden. Dadurch wird die thermische Geschwindigkeit der Kerne so hoch, daß beim Zusammenprall die abstoßenden Coulombkräfte überwunden werden und die Wasserstoffkerne fusionieren, wobei Energie freigesetzt wird. Nach Erreichen der Zündtemperatur von ca. 100 Millionen °C läuft der Fusionsprozeß dann selbständig unter Energieabgabe weiter.

Als Heizverfahren werden verschiedene Methoden der Hochfrequenzheizung untersucht. Diese nutzt den Umstand, daß die Plasmateilchen bei ihrer Resonanzfrequenz die eingebrachte HF-Leistung sehr gut absorbieren. Große Bedeutung hat dabei die ECRH Methode (Electron Cyclotron Resonance Heating), bei der Millimeterwellen hoher Leistung in das Fusionsplasma eingestrahlt werden. Alternativ dazu wird auch an einer Ionen-Zyklotron-Resonanzheizung (ICRH) bei kleineren Frequenzen gearbeitet.

Zur Erzeugung der Hochleistungs-Millimeterwellen werden derzeit vor allem Gyrotronröhren, mit einer Frequenz zwischen 70 und 280 GHz, eingesetzt. Je nach Größe des Fusionsexperiments werden Heizleistungen zwischen 10 MW (z.B. beim Stellarator W7-X) und 50 MW (z.B. International Thermonuclear Experimental Reactor, ITER) gefordert. Dazu werden mehrere Röhren (10-50 Einheiten) mit einer Ausgangsleistung von jeweils 1-2 MW (CW-Betrieb) benötigt.

1.2 Das Gyrotron

Ein Gyrotron ist eine Vakuumröhre, in der sich die Elektronen unter dem Einfluß eines axialen Magnetfeldes und eines elektrostatischen Feldes, auf einer Spiralbahn vom ringförmigen Emittor zum Kollektor bewegen. Dabei rotieren die Elektronen mit der Elektron-Zyklotron-Frequenz um die Magnetfeldlinien und bilden einen Elektronenhohlstrahl.

Im Resonator geben die Elektronen, durch einen schwach relativistischen Effekt, einen großen Teil ihrer transversalen kinetischen Energie an eine TE-Mode hoher Ordnung (beispielsweise $TE_{10,4}$, $TE_{22,6}$) ab, die ungefähr bei der Elektron-Zyklotron-Frequenz nahe an der Grenzfrequenz

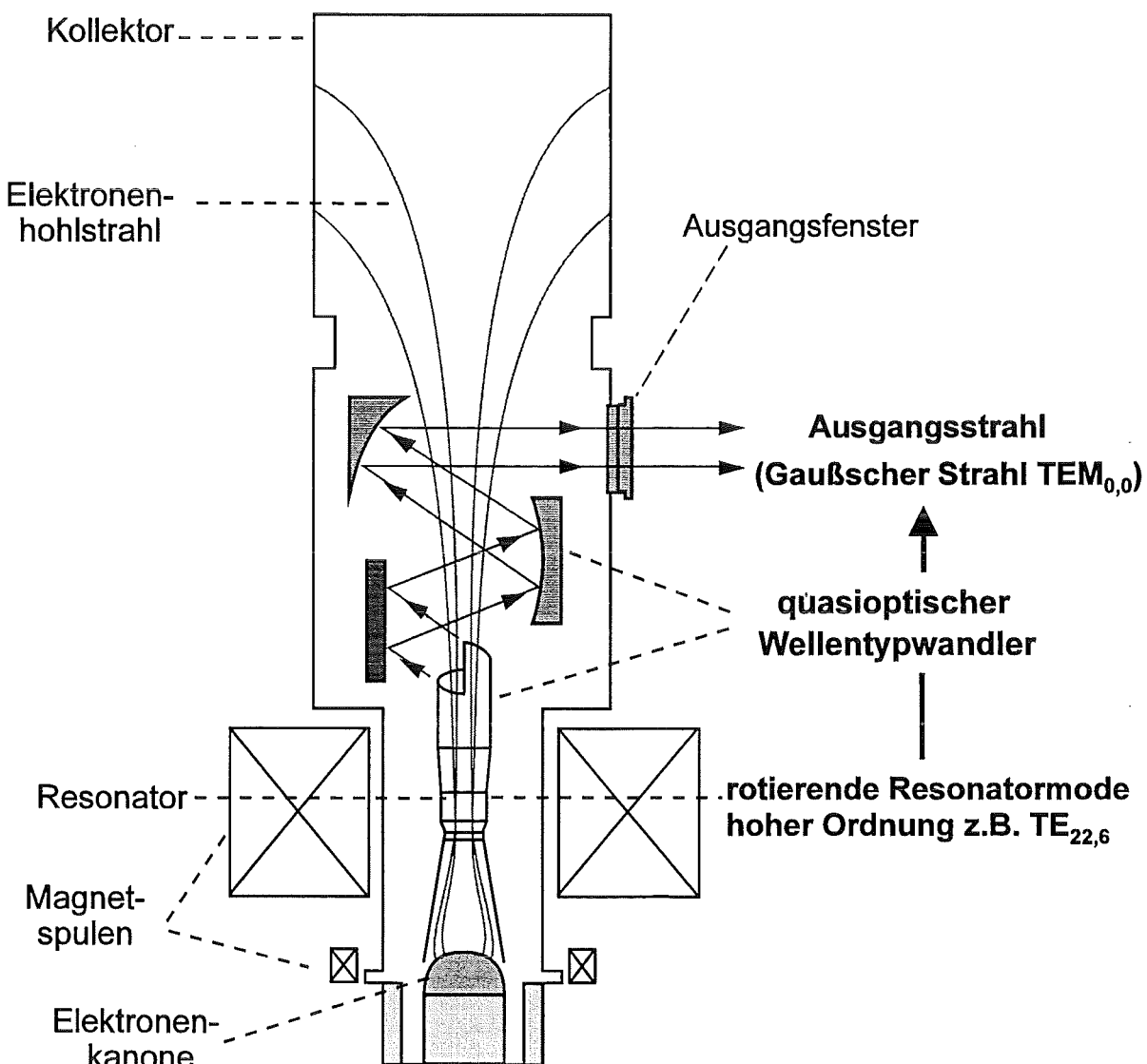


Abbildung 1.1: Schema eines Gyrotrons mit radialer HF-Auskopplung

quenz des Resonators schwingt. Durch die Wahl des Hohlstrahlradius gleich dem Feldstärkemaximum der gewünschten Mode wird die Arbeitsmode selektiert.

Die Auskopplung der TE-Welle erfolgt entweder axial über einen Hohlleiter der gleichzeitig als Kollektor dient, oder radial mit Hilfe eines quasioptischen Wandlers. Am unteren Ende verjüngt sich der Resonator, so daß die Cutoff-Bedingung erfüllt ist und die TE-Resonator-mode vollständig reflektiert wird. Der Wechselwirkungsmechanismus ist ausführlich in [Edgcombe, 1993] beschrieben.

Für die ECRH-Anwendung muß die HF-Leistung möglichst verlustarm zum meist weit entfernten Versuchsreaktor transportiert werden. Vorzugsweise werden dazu Gyrotrons mit radialer HF-Auskopplung eingesetzt, bei denen die Resonatormode durch einen quasioptischen Wandler in einen linear polarisierten Gaußstrahl umgewandelt wird. Dieser kann dann entweder mit korrigierten Hohlleitern oder Spiegelleitungen übertragen werden.

Die Resonatormode hoher Ordnung eignet sich nicht zur Übertragung über weitere Strecken, da bereits kleinste Störungen der Wellenleitersymmetrie zur Umwandlung in unerwünschte Moden führt.

In Abbildung 1.1 ist ein Gyrotron mit quasioptischem Wandler skizziert. Ein wesentlicher Vorteil dieser Anordnung liegt darin, daß die Auskopplung der HF-Leistung und der Kollektor getrennt voneinander optimiert werden können. Außerdem treten im Gegensatz zur axialen HF-Auskopplung, keine Probleme durch Reflexionen am Ausgangsfenster auf.

1.3 Aufgabenstellung

Wie bereits erwähnt, ist die Resonatormode eine TE-Mode hoher Ordnung, deren Leistungsverteilung ringförmig ist und ein Maximum nahe der Kaustik aufweist. Der quasioptische Wellentypwandler soll diese nun mit einem möglichst hohen Wirkungsgrad in eine Freiraummode niedriger Ordnung umwandeln, die sich zur Übertragung eignet. Die $TEM_{0,0}$ -Grundmode mit gaußverteilter Leistungsdichte (Gaußstrahl) erfüllt diese Anforderungen am besten.

Der quasioptische Wellentypwandler besteht aus einer helikalen Aperturantenne und mehreren Reflektoren. Seine Bauteile werden nach den Prinzipien der geometrischen Optik entworfen und dürfen aufgrund der kleinen Wellenlänge (für 140 GHz folgt eine Wellenlänge $\lambda = 2,141$ mm), nur geringe Toleranzen aufweisen. Das Ziel, eine $TEM_{0,0}$ -Grundmode zu

erzeugen, wird deshalb in der Praxis nur näherungsweise erreicht. Als Wandlerprinzip wurden verschiedene Verfahren entwickelt (Vlasov-Konverter, Denisov-Konverter [Denisov, 1992], Möbiuskonverter [Möbius/Pretterebner, 1991]). Eine Übersicht dazu findet sich in [Möbius/Thumm, 1993] und die Diskussion der verschiedenen Verfahren in [Wien, 1995].

Um nun die Qualität des Ausgangsstrahls beurteilen zu können (Wirkungsgrad des Wellentypwandlers, Gaußanteil, usw.), benötigt man ein Meßsystem zur Ermittlung der Strahlparameter. Ein solches System, bei dem ein verlustbehaftetes Targetmaterial in den Ausgangsstrahl eingebracht wird und die sich ergebende Temperaturverteilung mittels einer Infrarotkamera aufgemessen wird, wurde bereits in einer vorangegangenen Diplomarbeit am Institut für Technische Physik (ITP), FZK aufgebaut [Semmler, 1994].

Eine wesentliche Größe bei der Charakterisierung des Schwingungsverhaltens des Gyrotronoszillators, stellt die erreichbare Ausgangsleistung dar. Zu ihrer Bestimmung gab es bislang nur die Möglichkeit, ein Kalorimeter am Ausgangsfenster des Gyrotrons anzubringen und mit aufwendiger Kalibrierung für die jeweiligen Betriebsparameter der Röhre, die Leistung zu ermitteln.

Ziel dieser Diplomarbeit war es, das bestehende Meßsystem zu verbessern, zusätzliche Abhängigkeiten (Temperaturabhängigkeit, Zeitabhängigkeit, usw.) zu erkennen und zu korrigieren. Außerdem sollte die HF-Leistung ebenfalls mit der Infrarotkamera gemessen werden, so daß die aufwendigen Umbauarbeiten für die Leistungsmessung mit dem Kalorimeter entfallen. Dadurch können die Strahlparameter und Leistung mit wenigen Messungen ermittelt werden. Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß zur Leistungsmessung bereits ein einzelner Puls zur Auswertung ausreicht, während das Kalorimeter ca. 20 Pulse bis zum Erreichen eines thermisch stabilen Zustandes benötigt.

Weiterhin galt es, neue Materialien auf ihre Tauglichkeit als Targetmaterial zu untersuchen, damit auch für neue leistungsfähigere Gyrotronröhren und andere Ausgangsfrequenzen geeignete Targets zur Verfügung stehen.

2 Grundlagen

2.1 Der Gaußstrahl

Wie der Begriff Quasi-Optik andeutet, lassen sich optische Verfahren für die Berechnung der Bauteile und zur Übertragung und Umformung des Strahls anwenden. Dabei besitzen die Bauteile große Abmessung im Vergleich zur Wellenlänge. Die Beugung spielt aber im Gegensatz zur rein geometrischen Optik eine entscheidende Rolle.

Sowohl der quasioptische Wellentypwandler, als auch das in Kap. 4.3.2 beschriebene quasioptische Meßsystem, arbeiten mit einer speziellen Ausbreitungsform der elektromagnetischen Welle, dem Gaußstrahl. Der Gaußstrahl in seiner allgemeinen Form ist eine Lösung der Maxwellgleichungen im Freiraum. Wenn im folgenden die Bezeichnung Gaußstrahl benutzt wird, ist die Grundmode des Gaußstrahls gemeint, Abweichungen hiervon werden explizit erwähnt.

Die Amplitude der elektrischen und magnetischen Felder sind senkrecht zur Ausbreitungsrichtung gaußverteilt, daher die Bezeichnung Gaußstrahl (Abbildung 2.1).

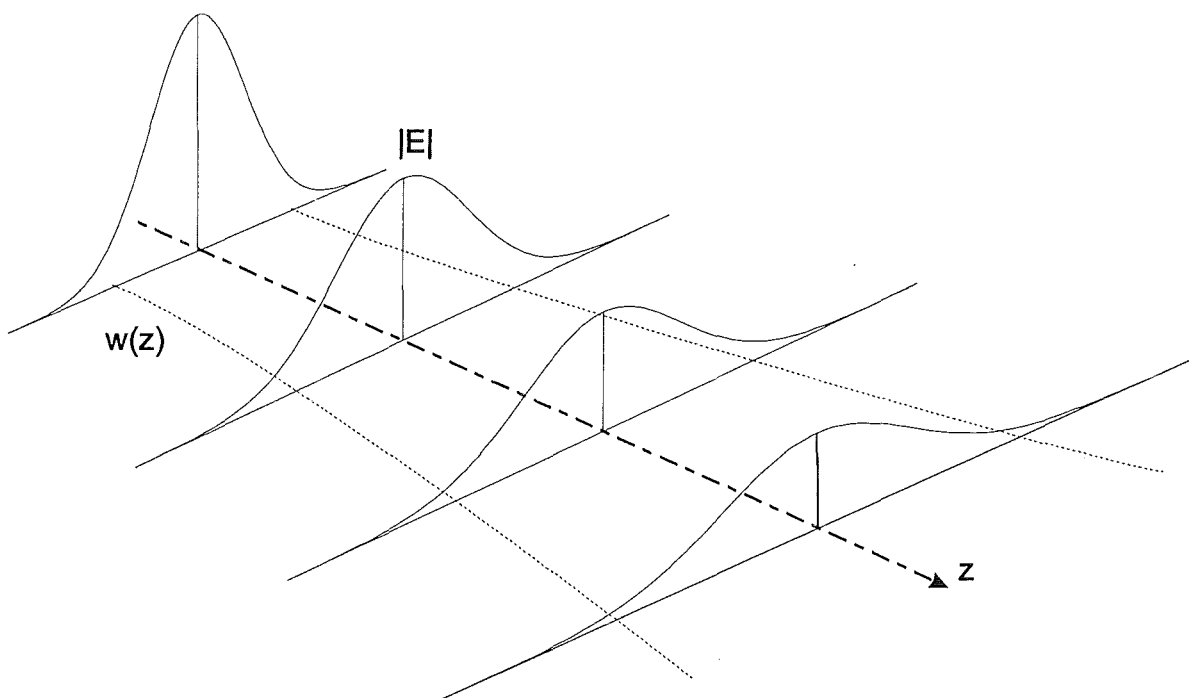


Abbildung 2.1: Transversale Feldverteilung des gaußschen Grundmodes

Die Grundmode eines Gaußstrahls ($TEM_{0,0}$ -Mode), der sich in z -Richtung ausbreitet, hat nach [Goldsmith, 1982] folgende skalare Amplitudenverteilung:

$$\Psi_0 = C \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right) \exp\left(-jk\left[z + \frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right] + j\phi_0\right) \quad (2.1)$$

Die Angaben beziehen sich auf kartesischen Koordinaten, mit den Konstanten C und w_0 und unter der Annahme das sich der Strahl nur wenig aufweitet (paraxiale Näherung).

Als wichtigster Strahlparameter ist der Strahlradius w zu nennen. Er gibt an, bei welchem Abstand von der z -Achse die Feldstärke auf den e -ten Teil des Achsenwertes abgefallen ist. Entlang der Ausbreitungsrichtung verändert sich w nach folgender Beziehung.

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \quad (2.2)$$

Für die Dimensionierung von quasioptischen Komponenten gilt, daß der Durchmesser des Bauteils (z.B.: Spiegel, Linse, etc.) den 5-fachen Strahlradius aufweisen sollte, da dann der Gaußstrahl zu über 99% erfasst ist.

Zu beachten ist, daß in einigen Veröffentlichungen der Strahlradius auf den $1/e$ -Abfall der Leistung bezogen wird [Kuznezov, 1991 und andere russische Autoren]. Die Umrechnung des

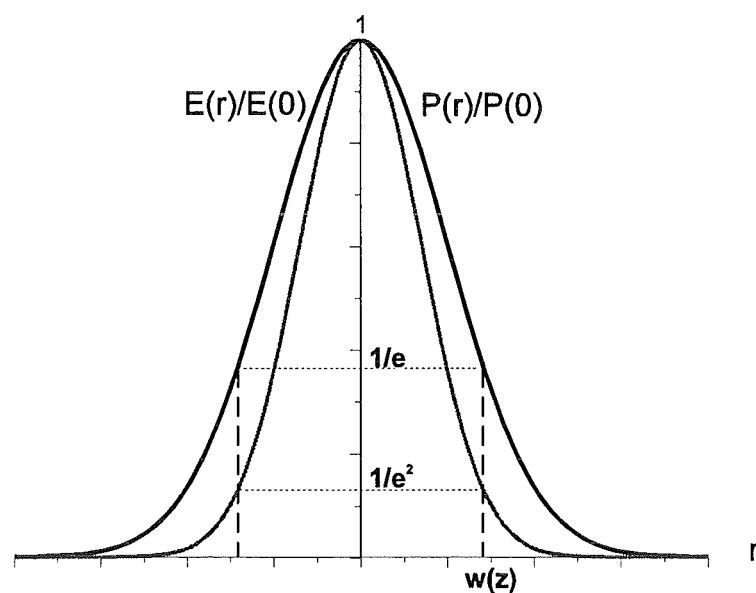


Abbildung 2.2: Gaußverteilung auf die Feldstärke bzw. Leistung bezogen

leistungsbezogenen Strahlradius w_L auf den zuvor definierten Strahlradius w erfolgt über:

$$w = w_L \cdot \sqrt{2}.$$

In Abbildung 2.2 ist der Zusammenhang zwischen der Leistung bzw. Feldstärke und der Definition des Strahlradius dargestellt.

Abbildung 2.3 zeigt schematisch die Ausbreitung eines Gaußstrahles und der Phasenfronten. In der engsten Stelle des Strahls (der Strahltaille) wird im allgemeinen $z = 0$ gesetzt. Dort ist als bestimmende Größe der Strahltaillenradius w_0 (waist) definiert.

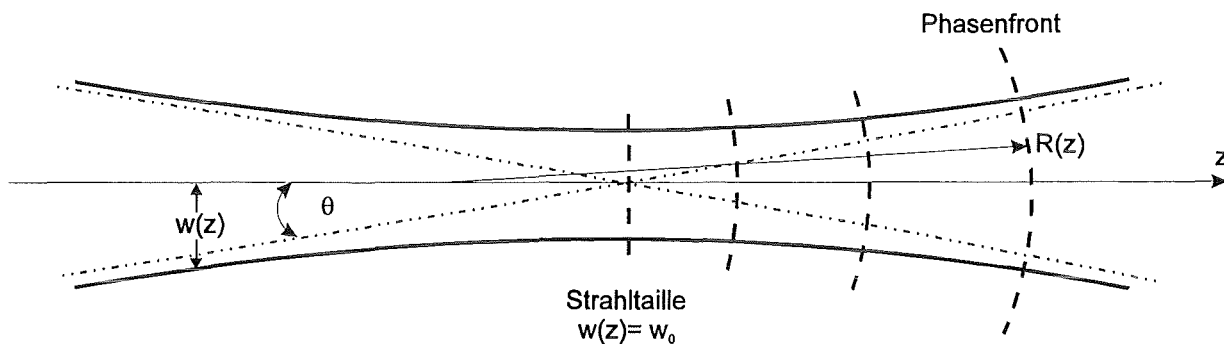


Abbildung 2.3: Paraxialer Strahl

Für große z verbreitert sich der Strahl asymptotisch entlang eines Kegelmantels mit dem Öffnungswinkel θ . Die Spitze des Kegels liegt bei $z = 0$. Dieser Öffnungswinkel verhält sich umgekehrt proportional zum Verhältniss w_0/λ , d.h. für große Strahltaillen divergiert der Strahl nur schwach, für kleine jedoch stark.

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \tag{2.3}$$

Ferner hat man es hier nicht mit einer ebenen, sondern mit einer kugelförmigen Wellenfront zu tun. Zudem variiert der Radius dieser Phasenfront mit dem Abstand von der Strahltaille. Er wird durch den Phasenfrontradius $R(z)$ beschrieben.

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \tag{2.4}$$

Für $z = 0$ ist $R(z)$ unendlich groß, d.h. in der Strahltaille liegt eine ebene Wellenfront vor. Für wachsende z verringert sich zunächst der Radius bis auf ein Minimum, welches bei der kon-

fokalen Distanz z_c (Rayleigh distance) erreicht wird. Für noch größere Abstände wächst $R(z)$ wieder, und zwar asymptotisch gegen z .

$$z_c = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.5)$$

Der Exponent in Gl. (2.1) läßt sich in vier Terme zerlegen. Der erste Term (Amplitudenterm) gibt die gaußförmige Amplitudenverteilung an. Der zweite Term beschreibt den Phasenverlauf einer ebenen Welle in z -Richtung und der dritte Term stellt die Phasendifferenz zwischen einer ebenen Welle und der Krümmung der Phasenfront beim Gaußstrahl dar. Im letzten Term tritt eine zusätzliche, von z abhängige Größe, die Phasenanomalie ϕ_0 auf. In kleinen z -Intervallen für große w_0/λ kann die Phasenanomalie vernachlässigt werden, für kleine Strahltaillen ist sie jedoch zu berücksichtigen.

$$\phi_0 = \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) \quad (2.6)$$

Die oben aufgeführten Betrachtungen gelten speziell für die Grundmode des Gaußschen Strahls und die paraxiale Näherung. Als Kriterium für die Gültigkeit dieser paraxialen Näherung kann das Verhältnis $w_0 \geq 0.9 \lambda$ herangezogen werden. Eine dreidimensionale Ansicht der Grundmode und einiger höheren Moden ist im Anhang A1 zu finden.

2.2 Feldtheorie

Betrachtet werden hier dielektrische Materialien mit folgenden Eigenschaften: homogen, näherungsweise isotrop, linear und unmagnetisch. Die Dielektrizitäts- und Permeabilitätskonstante im freien Raum sind ϵ_0 und μ_0 . Aus der Lösung der Maxwellgleichungen lassen sich die nachfolgenden Gleichungen ableiten.

Für die Lichtgeschwindigkeit c_0 und die Vakuumwellenlänge λ_0 gilt:

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad , \quad \lambda_0 = \frac{c_0}{f} \quad (2.7)$$

Dielektrika werden in erster Linie durch die Dielektrizitätszahl ϵ_r und den Verlustfaktor (oder Verlustwinkel) $\tan \delta$ gekennzeichnet. In dem hier betrachteten Frequenzbereich und für die

untersuchten Materialien werden diese dielektrischen Parameter als frequenzunabhängig angenommen. Im Dielektrikum gilt für die Lichtgeschwindigkeit c und die Wellenlänge λ die folgende Beziehung:

$$c = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad , \quad \lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (2.8)$$

Eine Transversale Elektro Magnetische Welle (TEM-Welle) wird an der Grenzschicht zweier unterschiedlicher Dielektrika teilweise reflektiert. An der Grenzschicht entsteht eine reflektierte und eine transmittierte Welle. Je größer der Unterschied in der Dielektrizitätszahl ist, desto größer ist die Reflexion. Trifft die TEM-Welle senkrecht auf die Grenzschicht zweier Dielektrika, kann der Reflexionsfaktor ρ für die Feldstärke wie folgt angegeben werden [Mylinski,1985]:

$$\rho_{12} = \frac{\sqrt{\epsilon_{r1}} - \sqrt{\epsilon_{r2}}}{\sqrt{\epsilon_{r1}} + \sqrt{\epsilon_{r2}}} \quad (2.9)$$

Wenn es sich bei dem ersten Medium um den freien Raum handelt, vereinfacht sich diese Gleichung zu:

$$\rho = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_r}}{1 + \sqrt{\epsilon_r}} \quad (2.10)$$

In unserem Fall (Abbildung 2.4) handelt es sich um eine planparallele Platte eines dielektrischen Materials mit der Dicke d , das senkrecht zur Ausbreitungsrichtung angeordnet ist. Die einfallende Welle erfährt also sowohl an der 1.Grenzschicht, als auch an der 2.Grenzschicht Reflexion (Abbildung 2.4, Fall a und b), außerdem treten noch Mehrfachreflexionen (Abbildung 2.4, Fall c) innerhalb der Scheibe auf.

Der transmittierte Wellenanteil ist zum reflektierten Anteil um 180° phasenverschoben, dann gilt:

$$\rho_T = -\rho_R \cdot$$

Alle auftretenden Teilwellen lassen sich vektoriell addieren. Der Gesamtreflexionsfaktor ergibt sich zu:

$$\rho_{ges} = \frac{\rho(1 - e^{-2\gamma d})}{1 - \rho^2 e^{-2\gamma d}} \quad (2.11)$$

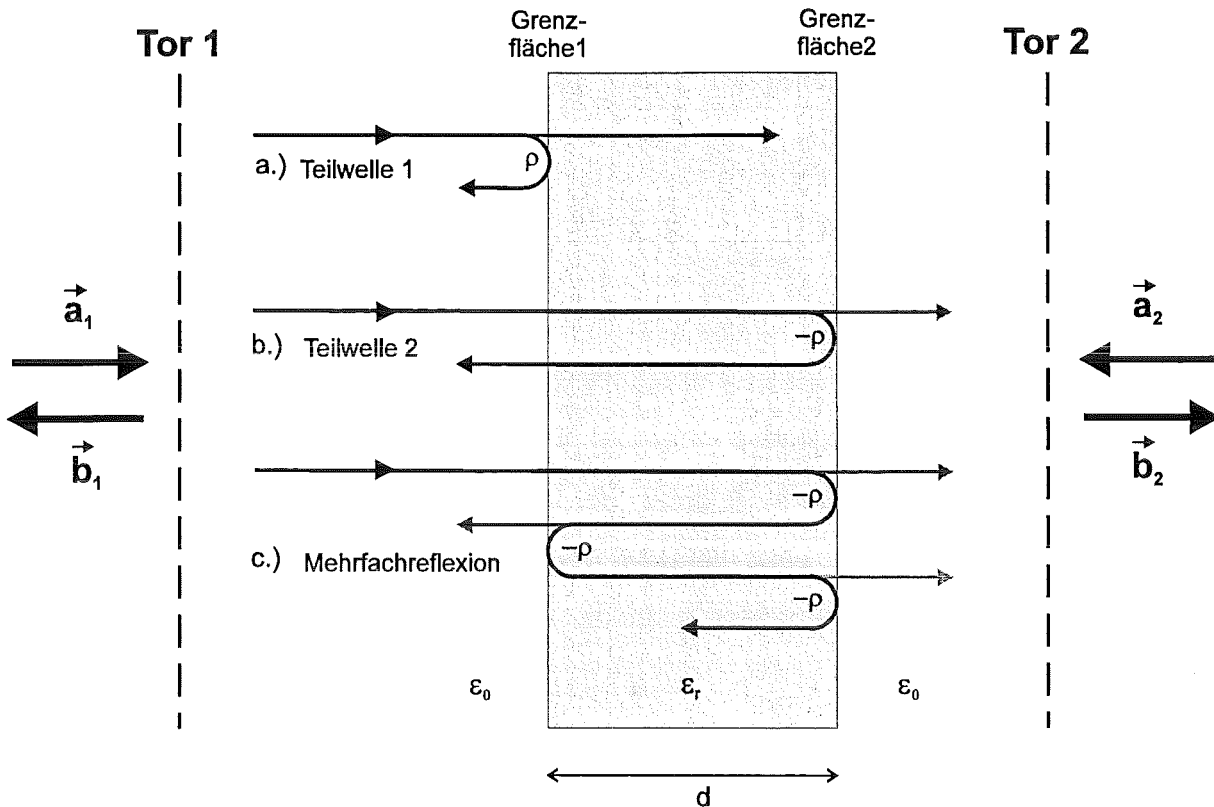


Abbildung 2.4: Wellenausbreitung im Dielektrikum

Hierbei ist γ die komplexe Ausbreitungskonstante, die in die Dämpfungskonstante α und die Phasenkonstante β zerlegt werden kann. Mit der Freiraumwellenzahl $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ gilt:

$$\gamma = \alpha + j\beta, \quad \alpha = \frac{k_0}{2} \sqrt{\epsilon_r} \tan \delta, \quad \beta = k_0 \sqrt{\epsilon_r} \quad (2.12)$$

Für die Beschreibung des Reflexions- und Transmissionsverhaltens kann die dielektrische Platte als Zweitor betrachtet werden. Dann kann die Streuparameterform verwendet werden, wie sie z.B. in [Michel, 1981] ausführlich beschrieben wird.

Die Streumatrix [S] für ein beliebiges Zweitor ist durch Gl. (2.13a) definiert. a_i bzw. b_i stellen die am Tor i hin- bzw. rücklaufende Wellenamplitude dar. Die Streuparameter S_{ii} geben die Reflexion der Wellen an Tor i bei reflexionsfreiem Abschluß des anderen Tores (j) wieder. Die Streuparameter S_{ji} mit $i \neq j$ stellen die Transmissionsfaktoren für die Wellen von Tor i nach Tor j dar, wiederum bei reflexionsfreiem Abschluß von j .

In dem hier vorliegenden Fall, für einen Welleneinfall nach Abb.2.4, kann mit Gl. (2.11) die Streumatrix in der Form von Gl. (2.13b) angegeben werden.

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (2.13a)$$

$$[S] = \frac{1}{1 - \rho^2 e^{-2\gamma d}} \begin{bmatrix} \rho(1 - e^{-2\gamma d}) & (1 - \rho^2)e^{-\gamma d} \\ (1 - \rho^2)e^{-\gamma d} & \rho(1 - e^{-2\gamma d}) \end{bmatrix} \quad (2.13b)$$

Das Betragsquadrat der jeweiligen Streuparameter, gibt bei Betrachtung von Leistungswellen direkt den Leistungs-Reflexionsfaktor R und Leistungs-Transmissionsfaktor T an. Die einfallende Leistung sei P_{ein} , dann gilt:

$$R = \frac{P_{\text{refl}}}{P_{\text{ein}}} = |S_{ii}|^2, \quad T = \frac{P_{\text{trans}}}{P_{\text{ein}}} = |S_{ij}|^2, \quad \text{für } i \neq j \quad (2.14)$$

Daraus und mit dem Energieerhaltungssatz läßt sich der wichtige Zusammenhang zur Absorption einer dielektrischen Scheibe herstellen. Die absorbierte Leistung ist gleich der einstrahlten Leistung, abzüglich der transmittierten und der reflektierten Leistung. Dann folgt für den Absorption A:

$$R + T + A = 1, \quad A = \frac{P_{\text{abs}}}{P_{\text{ein}}} = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2 \quad (2.15)$$

mit Gl. (2.12) können R, T und A wie folgt angegeben werden:

$$R = \frac{\rho^2 + \rho^2 e^{-2\alpha d \tan \delta} \left[e^{-2\alpha d \tan \delta} - 2 \cos(2\beta d) \right]}{1 + \rho^2 e^{-2\alpha d \tan \delta} \left[\rho^2 e^{-2\alpha d \tan \delta} - 2 \cos(2\beta d) \right]} \quad (2.16a)$$

$$T = \frac{e^{-2\alpha d \tan \delta} \left[1 - 2\rho^2 + \rho^4 \right]}{1 + \rho^2 e^{-2\alpha d \tan \delta} \left[\rho^2 e^{-2\alpha d \tan \delta} - 2 \cos(2\beta d) \right]} \quad (2.16b)$$

$$A = \frac{1 - \rho^2 - e^{-2\alpha d \tan \delta} + \rho^2 e^{-2\alpha d \tan \delta} \left[2 - \rho^2 - e^{-2\alpha d \tan \delta} - \rho^2 e^{-2\alpha d \tan \delta} \right]}{1 + \rho^2 e^{-2\alpha d \tan \delta} \left[\rho^2 e^{-2\alpha d \tan \delta} - 2 \cos(2\beta d) \right]} \quad (2.16c)$$

Für eine dielektrische Scheibe der konstanten Dicke d , mit der Dielektrizitätszahl ϵ_r und dem Verlustwinkel $\tan \delta$ sind R, T und A jeweils Funktionen der Frequenz.

Zur Veranschaulichung dieses Sachverhaltes ist in Abbildung 2.5 der Frequenzverlauf von T , R , und A am Beispiel einer planparallelen Kunststoffplatte (EGS 102) mit $d = 3,534$ mm, $\epsilon_r = 4,7$, $\tan \delta = 0,02$ dargestellt. Man sieht deutlich den periodischen Kurvenverlauf aufgrund der interferierenden Teilwellen an den Grenzschichten 1 und 2. Dadurch kommt es zu Resonanzstellen (siehe auch Kap.2.2.1) bei denen R minimal und T , A maximal werden. An diesen Resonanzen ist die Dicke jeweils ein Vielfaches der halben Wellenlänge. Wird die Frequenz, ausgehend von einer Resonanzstelle, erhöht, nimmt die Reflexion stark zu, d.h. ein größerer Teil der TEM-Welle wird reflektiert, im Material wird weniger absorbiert.

Die Gleichungen (2.16) für Reflexion, Transmission und Absorption gelten nicht nur für die einfallende Leistung, sondern auch für das Quadrat der elektrischen Feldstärke. Eine detaillierte Herleitung findet sich in [Nickel, 1995].

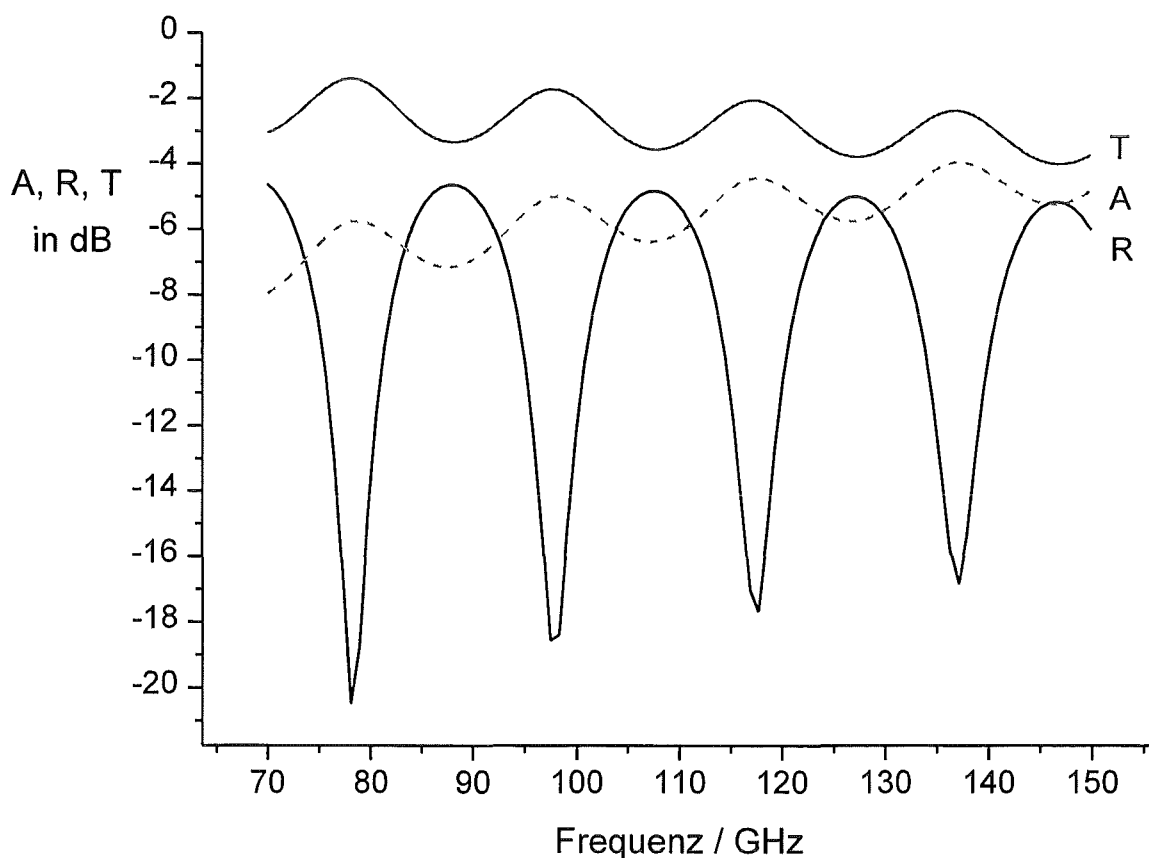


Abbildung 2.5: R , T , und A nach Gl.(2.16) im logarithmischen Maßstab als Funktion der Frequenz am Beispiel einer Kunststoffplatte ($d=3,534$; $\epsilon_r=4,7$; $\tan\delta=0,02$)

2.2.1 Sonderfall resonante Scheibe

Wenn die Scheibendicke ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge ist (resonante Dicke), wird der Phasenunterschied der Teilwellen 1 und 2 in Abbildung 2.4 genau 180° . Die reflektierten Teilwellen überlagern sich und löschen sich bei verlustbehafteten Materialien teilweise und bei verlustlosen ganz aus. Dasselbe passiert mit den Mehrfachreflexionen innerhalb der Scheibe.

$$d_{\text{res}} = n \frac{\lambda}{2} = n \frac{\lambda_0}{2\sqrt{\epsilon_r}} \quad (2.17)$$

In diesem Fall nimmt die Reflexion ein Minimum an, während die Transmission und die Absorption ein Maximum annehmen (Abb.2.5).

2.3 Wärmelehre

Bei dem in dieser Diplomarbeit untersuchten Meßsystem macht man sich den Umstand zunutze, daß ein verlustbehaftetes dielektrisches Material einen Teil der HF-Leistung im Ausgangsstrahl absorbiert und in Wärme umwandelt. Dieses Wärmebild wird dann zur Ermittlung der Strahlparameter und der Leistung herangezogen. Es handelt sich also um eine indirekte Meßmethode, als Meßgröße dient die Temperatur. Leistung und elektrische Feldstärke werden dann daraus berechnet. Nachfolgend sind hier einige Formeln der Wärmelehre erklärt [Michejew, 1964], [Gerthsen, 1977].

2.3.1 Wärmestrahlung

Jedes Objekt sendet aufgrund seiner Körpertemperatur Strahlungsenergie in Form von elektromagnetischen Schwingungen aus (Wärmestrahlung). Der Hauptanteil dieser Strahlung liegt im Wellenlängenbereich von $0,8 \mu\text{m}$ bis $40 \mu\text{m}$, dem sogenannten Infrarotbereich. Auch hier gelten für die Ausbreitung, Reflexion und Brechung dieselben physikalischen Gesetze wie für die sichtbaren Lichtstrahlen. Die Strahlungsdichte $W_s(T)$ über den gesamten Spektralbereich läßt sich mit dem Stefan-Boltzmann-Gesetz berechnen:

$$W_s(T) = \sigma T^4 \quad (2.18)$$

Das Plancksche Gesetz gibt die Verteilung der Strahlungsenergie über die Wellenlänge bei verschiedenen Temperaturen an ($W_\lambda = f(\lambda, T)$). Die spektrale Strahlungsdichte W_λ erreicht bei λ_{\max} ein Maximum und fällt dann wieder ab. Daraus läßt sich das Wiensche Verschiebungsgesetz ableiten.

$$\lambda_{\max} T = 2,9 \text{ mm } ^\circ\text{K} \quad (2.19)$$

Diese Beziehungen gelten im Prinzip nur für *schwarze Körper*, d.h. Körper die sämtliche einfallende Strahlung absorbieren. Die meisten technischen Stoffe zeigen jedoch ähnliches Verhalten, sogenannte *graue Körper* und damit lassen sich diese Gesetze auch auf sie anwenden. Da reale Körper (graue Körper) ein Absorptionsvermögen stets kleiner 1 besitzen, muß ihre Emissivität ϵ_E berücksichtigt werden. Das Kirchhoffsche Gesetz besagt, daß die Emissivität und das Absorptionsvermögen eines Körpers zahlenmäßig gleich sind. Das Strahlungsvermögen eines realen Körpers, muß also um die Emissivität ϵ_E im Vergleich zu einem schwarzen Körper korrigiert werden.

$$W = \epsilon_E W_s \quad (2.20)$$

Die oben aufgeführten Zusammenhänge bilden die Basis für die Temperaturmessung mit der Infrarotkamera.

2.3.2 Wärmeleitung

Die Wärmeleitfähigkeit σ_T (oder Wärmeleitzahl) kennzeichnet die Eigenschaft eines Stoffes, Wärme zu leiten. Ihr Wert bestimmt die Wärmemenge Q die in einer Stunde durch 1 m^2 Oberfläche bei einem Temperaturgefälle von 1 Grad je 1 m Schichtdicke hindurchgeht.

$$\sigma_T = \frac{Q}{t \text{ F grad } T} \quad (2.21)$$

Eine ähnliche Kenngröße ist die Temperaturleitfähigkeit a , sie gibt die Geschwindigkeit der Temperaturänderung an. Über die Dichte ρ_v und die spezifische Wärmekapazität c_p läßt sich der Bezug zur Wärmeleitfähigkeit darstellen.

$$a = \frac{\sigma_T}{\rho_v c_p} \quad (2.22)$$

Die Wärmeleitung in festen Stoffen wird durch das Fouriersche Gesetz wiedergegeben. Für die Wärmestromdichte j_T gilt:

$$j_T = -\sigma_T \text{grad}T \quad (2.23)$$

Für praktische Berechnungen ist diese Beziehung jedoch nicht zu verwenden, da das Vektorfeld des Temperaturgradienten nicht ermittelt werden kann. Außerdem sind die meisten Parameter temperaturabhängig (z.B. $c_p(T)$, $\sigma_T(T)$).

Mit der von Newton entwickelten Beziehung wird die Kompliziertheit des Wärmeübergangs auf die Berechnung einer einzigen Größe reduziert, der Wärmeübergangszahl α_T . Danach ist der Wärmestrom \dot{Q} einer Wand an die umgebende Luft proportional der Heizfläche F und der Temperaturdifferenz.

$$\dot{Q} = \alpha_T F (T_W - T_L) \quad (2.24)$$

Diese Formel beschreibt auch den Wärmeübergang durch Konvektion und Wärmeleitung. Dabei ist der Koeffizient α_T stark von der Strömungsart des vorbeiströmenden Mediums abhängig und kann nur experimentell ermittelt werden.

Aus Gl.(2.23) und (2.24) kann die Fouriersche Differentialgleichung für die Wärmeleitung hergeleitet werden.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T \quad (2.25)$$

Bei Verwendung einer sehr dünnen Platte kann bereits eine Ortskoordinatenrichtung vernachlässigt werden, und unter der Voraussetzung einer rotationssymmetrischen Wärmeverteilung läßt sich die Fouriersche Differentialgleichung in ihrer eindimensionalen Form in Zylinderkoordinaten anschreiben:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (2.26)$$

2.3.3 Energiebilanz

Die HF-Leistung, die während der Pulsdauer t_p in einem dielektrischen Material absorbiert wird, führt zu einer Erhöhung der Wärmeenergie des Körpers um Q_{abs} . Die Absorption A mit Gl.(2.15) stellt den Zusammenhang zur gesuchten Strahlleistung her. Mit Gl.(2.28) wird die absorbierte Wärmeenergie einer planparallelen Platte der Dicke d in Abhängigkeit der Temperatur $T = T_0 + \Delta T$ ($T_0 = \text{Anfangstemperatur}$) beschrieben.

$$Q_{\text{abs}} = P_{\text{abs}} t_p = P_{\text{Strahl}} A t_p \quad (2.27)$$

$$Q_{\text{abs}} = c_p \rho_v d \iint_{dF} (T - T_0) dF \quad (2.28)$$

Mit der Energiebilanz läßt sich der daraus resultierende Zusammenhang zwischen Temperaturerhöhung dT und Strahlleistung herstellen. Dazu ist es nun notwendig die Orts- und Zeitabhängigkeiten näher zu betrachten. Bislang wurden die dielektrischen Eigenschaften ($\tan\delta$, ϵ_r) als örtlich, zeitlich konstant und temperaturunabhängig angenommen. Für eine feste Frequenz kann damit die Absorption A als konstanter Faktor angenommen werden. Dann gilt:

$$P_{\text{Strahl}} = \frac{c_p \cdot \rho_v \cdot d}{t_p \cdot A} \cdot \iint_{dx dy} (T - T_0) dx dy \quad (2.29)$$

Wenn nun für $\tan\delta$, ϵ_r und damit auch für die Absorption, die Temperaturabhängigkeit berücksichtigt wird, muß auch die Zeitabhängigkeit bedacht werden. Anschaulich läßt sich dieser Sachverhalt an einem einzelnen Flächenelement erklären. Für die absorbierte Energie pro Flächenelement gilt nach Gl.(2.27):

$$dq_{\text{abs}} = p_{\text{Strahl}} A(T) dt \quad (2.30)$$

Die Temperaturerhöhung des Flächenelements ist proportional der absorbierten Energie.

$$dT(t) = \frac{1}{c_p \cdot \rho_v \cdot d} dq_{\text{abs}} \quad (2.31)$$

Für die Absorption wird eine lineare Temperaturabhängigkeit angenommen die später auch experimentell bestätigt wird.

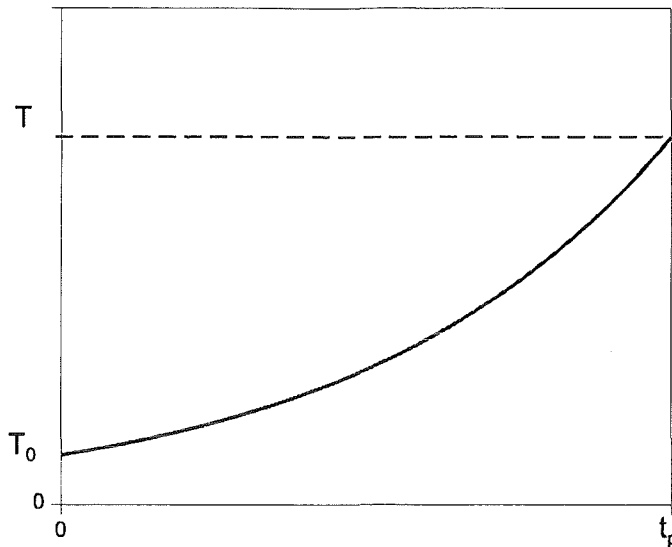


Abbildung 2.6: Temperaturanstieg in einem Flächenelement über die Pulsdauer

$$A(T) = A_0 + s \cdot T \quad (2.32)$$

Danach ergibt sich für den Temperaturverlauf eine Differentialgleichung 1.Ordnung. Die Temperatur steigt also mit zunehmender Pulsdauer exponentiell an, wie es in Abbildung 2.6 skizziert ist.

$$dT(t) = \frac{1}{c_p \cdot \rho_v \cdot d} P_{\text{Strahl}} \cdot (A_0 + s \cdot T) dt \quad (2.33)$$

Umstellen und Integration über die Zeit und die Temperatur liefert schließlich die eingestrahelte Leistung auf ein Flächenelement Gl.(2.35).

$$\int_{T_0}^T \frac{dT(t)}{A_0 + s \cdot T} = \int_0^{t_p} \frac{P_{\text{Strahl}}}{c_p \cdot \rho_v \cdot d} \cdot dt \quad (2.34)$$

$$P_{\text{Strahl}} = \frac{c_p \cdot \rho_v \cdot d}{s \cdot t_p} \cdot \ln \frac{A(T)}{A(T_0)} \quad (2.35)$$

Mit der Integration über die Fläche, kann somit die Leistung im Ausgangsstrahl unter Berücksichtigung der temperaturabhängigen Absorption, bestimmt werden Gl.(2.36).

$$P_{\text{Strahl}} = \frac{c_p \cdot \rho_v \cdot d}{t_p \cdot s} \cdot \iint_{dx dy} \ln \frac{A(T)}{A(T_0)} dx dy \quad (2.36)$$

3 Ermittlung der Strahlparameter

3.1 Meßaufbau

Aus der Leistungsverteilung an verschiedenen Orten z im Ausgangsstrahl, lassen sich sämtliche Strahlparameter ermitteln. Allerdings kann die Leistung nicht direkt gemessen werden, da für so hohe Leistungen keine Detektoren zur Verfügung stehen. Als Meßgröße dient daher die Temperatur. Näherungsweise besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Strahlleistung und der dadurch hervorgerufenen Erwärmung eines Dielektrikums im Ausgangsstrahl.

Die Temperaturverteilung wird gemessen, indem ein verlustbehaftetes dielektrisches Material (Target) in den Strahlengang eingebracht wird. Durch die dielektrischen Verluste wird ein Teil der Strahlleistung absorbiert und in Wärme umgewandelt. Dieses Wärmebild wird mit einer Infrarotkamera aufgenommen und anschließend mit dem Computer ausgewertet. Als Targetmaterial wurde bislang ein glasfaserverstärkter Kunststoff (GFK) der Fa. Ferrozell, mit der Bezeichnung EGS 102 benutzt.

Um die Umgebung vor elektromagnetischer Beeinflussung zu schützen, ist die gesamte Meßanordnung in einer Kammer aus Aluminium untergebracht. Der Ausgangsstrahl trifft auf das Target, erzeugt dort ein Thermobild und wird anschließend durch zwei Kalksandsteinmauern und eine Holzwand nahezu restlos absorbiert. Die Infrarotkamera ist zum Schutz vor der HF-Strahlung seitlich, mit einem festen Abstand zum Target angebracht. Target und Kamera sind auf einem Holzschlitten montiert, damit das Target auf der Strahlachse verschoben werden kann. So können Thermobilder bis zu einer Entfernung von 1,5 m vom Ausgangsfenster gemacht werden. Durch die Verwendung von Holz und zusätzlichen Absorbermatten, wird reflektierte Streustrahlung vermieden. Um die Reflexion des Targets in das Gyrotron zu verhindern, ist dieses zum einen um 2 Grad gedreht und zum anderen auf resonante Dicke abgestimmt. In Abbildung 3.1 ist der Meßaufbau dargestellt.

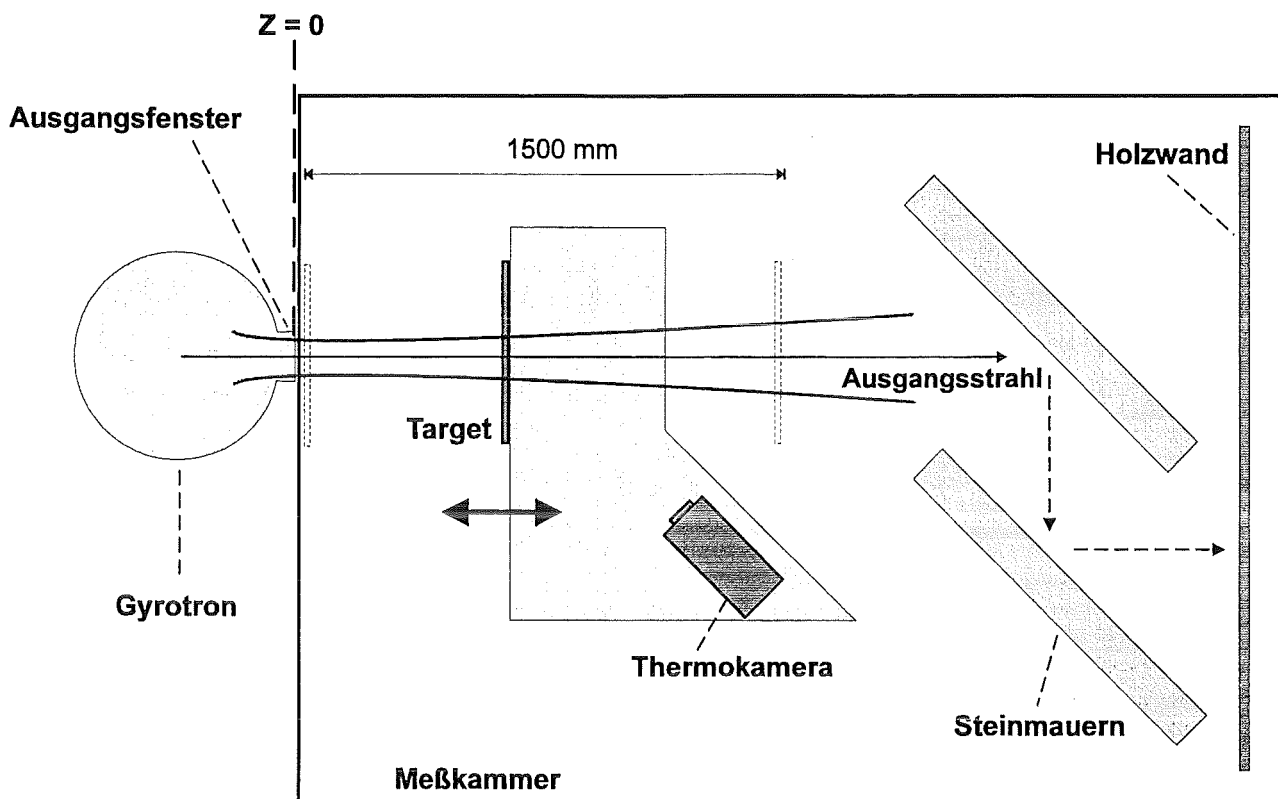


Abbildung 3.1: Meßaufbau für Thermoaufnahmen

3.2 Funktionsprinzip der Infrarotkamera

Die Infrarotkamera arbeitet nach dem Lochkameraprinzip. Durch eine Spiegeloptik wird das Sichtfeld punktweise abgetastet. Ein stickstoffgekühlter HgCdTe-Detektor mißt den effektiven Strahlenfluß im Spektralbereich von 8-13 μm . In diesem Spektralbereich besteht ein atmosphärisches Fenster. Für kleinere bzw. größere Wellenlänge absorbieren die in der Luft enthaltenen Gase (vor allem Wasserdampf und Stickstoff) einen Teil der Infrarotstrahlung. Als Filter dient eine Folie aus Polyäthylen.

Durch die Kühlung mit flüssigem Stickstoff wird verhindert, daß in dem Halbleiterdetektor zusätzliche Elektronen durch thermische Anregung freiwerden die sich dem photoelektrischen Effekt überlagern würden. Außerdem steht damit eine Referenztemperaturquelle zur Verfügung. Nach jeder Zeilenabtastung wird während der Rücklaufphase der Strahlenfluß der Referenzquelle zum Vergleich herangezogen. Das Sichtfeld beträgt 25° in horizontaler Richtung und 23° in vertikaler Richtung. Durch eine Zoomfunktion (2-, 5-fach) kann das Sichtfeld verkleinert werden, um die Bildauflösung zu erhöhen.

Ein Thermobild besteht aus 248 Punkten mal 230 Zeilen, die in 1,3 Sekunden abgetastet wer-

den. Die unterschiedlichen Temperaturen werden auf dem Kameramonitor mit 60 Farbstufen dargestellt. Über eine GPIB-Schnittstelle erfolgt die Datenübertragung an eine angeschlossenen Rechner. Von dort aus können mit einer grafischen Benutzeroberfläche die wichtigsten Funktionen der Kamera gesteuert werden. Für die Übertragung des Bildes wird der Temperaturbereich in 256 Werte unterteilt, damit jeder Bildpunkt nur 1 Byte Speicherplatz benötigt. Auf dem Rechner kann das Datenfile entweder im Binär- oder ASCII-Format abgespeichert werden.

In Abbildung 3.2 ist das Funktionsprinzip der Kamera skizziert. Ein Fokussierspiegel stellt sicher, daß jeder Bildpunkt scharf abgebildet wird. Der mögliche Meßbereich erstreckt sich von -40 bis 2000 °C, mit einer Anzeigegenauigkeit von $\pm 0,4\%$ des eingestellten Temperaturbereichs. Die Temperrauflösung ist somit vom gewählten Temperaturbereich abhängig und wird nach unten durch die Auflösung des Detektors begrenzt, die maximal 0,05°C beträgt.

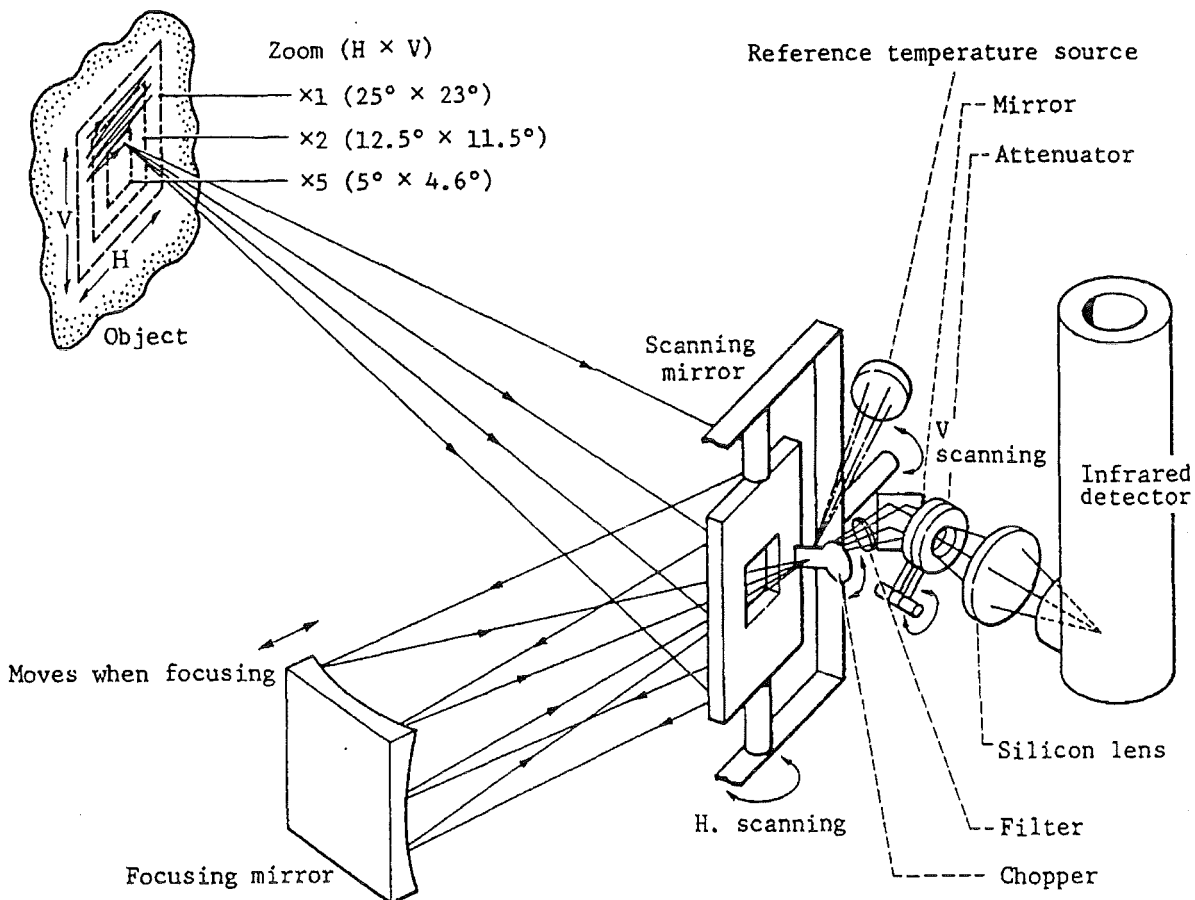


Abbildung 3.2: Funktionsprinzip der Infrarotkamera

Um deshalb eine möglichst genaue Messung durchzuführen, sollte der Temperaturmeßbereich so gewählt werden, daß sowohl die kleinste als auch die größte auftretende Temperatur gerade noch dargestellt werden kann.

3.2.1 Vorgehensweise

Zuerst wird ein Bild von der auf dem Target vorhandenen Grundtemperatur gemacht, anschließend wird ein Gyrotronpuls ausgelöst und die resultierende Temperaturverteilung vermessen. Durch Subtraktion der Grundtemperatur erhält man die Temperaturerhöhung durch den Ausgangsstrahl.

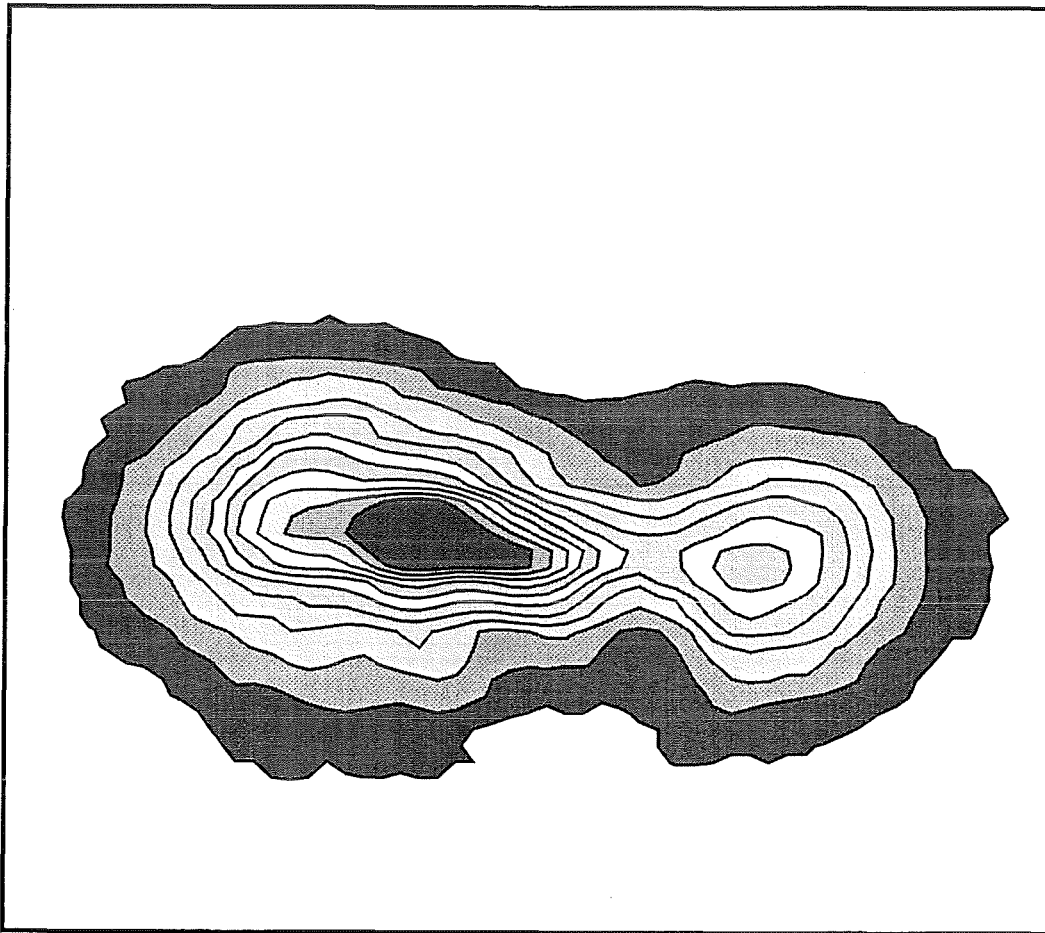


Abbildung 3.3: Thermobild des Ausgangsstrahls einer TE 22,6-Röhre ($t_p = 0,3$ ms)

In Abbildung 3.3 ist ein solches Thermobild zu sehen. Die unterschiedlichen Farben werden hier durch Grautöne wiedergegeben. Die Aufnahme wurde mit einem GFK-Target an einer $TE_{22,6}$ -Röhre mit einem neuen Wandlerkonzept (Möbiuskonverter) gemacht. Der Abstand vom

Ausgangsfenster betrug 795 mm, die Pulslänge $t_p = 0,3$ ms. Wie hier bereits auf einen Blick zu sehen ist, kann dieser Prototyp durchaus noch verbessert werden, da noch Anteile von höheren Moden enthalten sind.

Nach der Übertragung auf den Rechner können die Daten mit einem beliebigen Datenanalyseprogramm bearbeitet werden. Vor allem das ASCII-Format läßt sich mit fast allen Analyse- oder Mathematikprogrammen weiter bearbeiten.

In Abbildung 3.4 ist eine dreidimensionale Ansicht der Temperaturverteilung von Abb. 3.3 zu sehen.

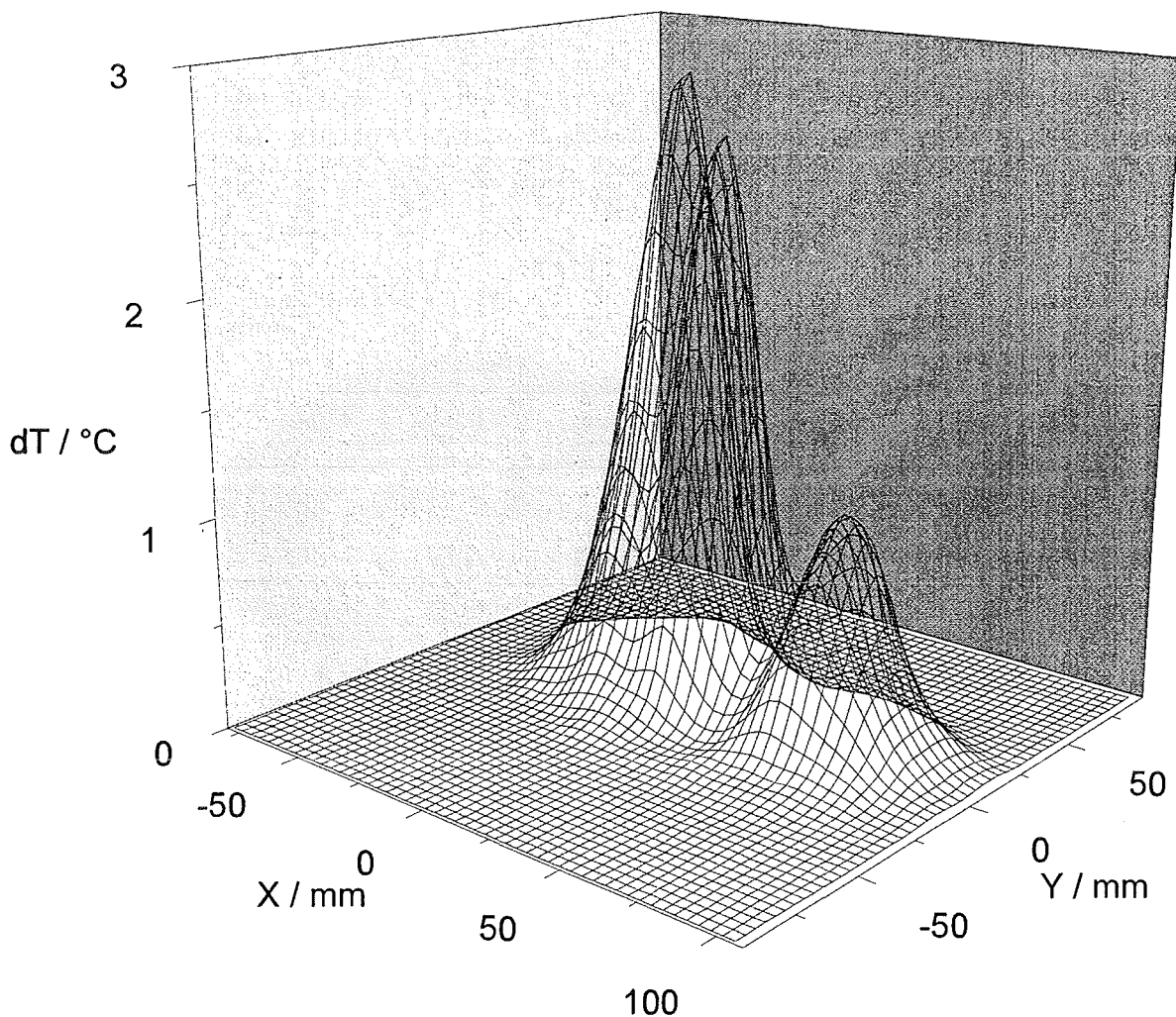


Abbildung 3.4: Dreidimensionale Ansicht der Temperaturverteilung auf dem Target

3.3 Auswertung der Thermobilder

Aus der Leistungsverteilung in verschiedenen Ebenen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Gaußstrahls, lassen sich sämtliche Strahlparameter bestimmen. Während für die Bestimmung des Strahlradius ein einzelner Schnitt ausreichend ist, müssen zur Berechnung der Strahltaille und des Phasenverlaufs zwei oder mehr Schnitte herangezogen werden.

Den Messungen liegt ein kartesisches Koordinatensystem zugrunde, dessen Nullpunkt in der Mitte des Ausgangsfensters des Gyrotrons liegt und dessen z-Achse die Strahlachse darstellt. Um die Abmessungen des Ausgangsfensters klein zu halten, wird der quasioptische Wandler so ausgelegt, daß die Strahltaille des Gaußstrahls ebenfalls im Ausgangsfenster an der Stelle $z = 0$ liegt.

Dem hier beschriebenen Auswerteverfahren liegt die Annahme zugrunde, daß der Ausgangsstrahl einen hohen Anteil der gaußschen Grundmode enthält und nur geringe Anteile von höheren Moden beinhaltet. Für andere Amplitudenverteilungen können zum Beispiel mit einem Strahlrekonstruktionsprogramm [Michel, 1996], die Strahlparameter bestimmt werden.

Diese gaußverteilte Leistungsdichte verursacht auf dem Target eine korrespondierende Temperaturverteilung. Eine dreidimensionale Gaußverteilung wird an diese Temperaturverteilung angepaßt, bis maximale Übereinstimmung eintritt. Die entsprechende Gaußfunktion lautet:

$$G(x, y) = K \cdot e^{-2 \left[\left(\frac{x-x_c}{w_x} \right)^2 + \left(\frac{y-y_c}{w_y} \right)^2 \right]} + B \quad (3.1)$$

Die Gaußfunktion benützt nur den ersten Term der Gl.2.1 da nur die Amplitudenverteilung gemessen werden kann. Der Strahlradius kann in x- und y-Richtung unterschiedlich sein d.h.

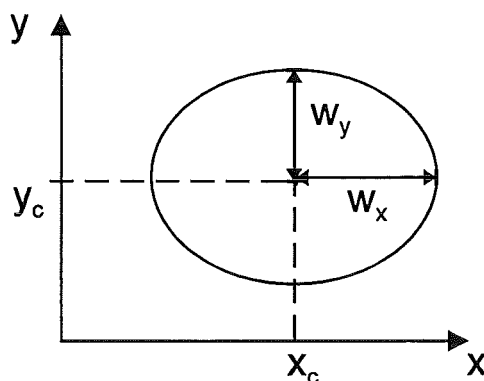


Abbildung 3.5: Strahlradius in x,y-Ebene

er kann auch eine Ellipse annehmen, wie es in Abbildung 3.5 dargestellt ist (astigmatische Verzerrung). Die Parameter x_c und y_c berücksichtigen den Fall, daß das Maximum der Gaußverteilung nicht auf der z -Achse liegt. Ein Amplitudenfaktor K normiert die Funktion, und der Parameter B bestimmt den Offset für den Beginn der Rechnung. Insgesamt werden also 6 Parameter (K, B, x_c, y_c, w_x, w_y) so lange variiert, bis der Vergleich mit der Temperaturverteilung $T(x,y)$ ein minimales Fehlerquadrat liefert. Die Fehlerquadratsumme wird nach dem Levenberg-Marquard Algorithmus, wie er beispielsweise in [Numerical Recipes, 1994] beschrieben ist, minimiert.

Dieser Prozeß der Parametervariation wird auch als Parameterfit oder einfach Fit (von engl.: fitting = anpassen) bezeichnet. Am Beispiel einer realen Temperaturverteilung ist in Abbildung 3.6 die Vorgehensweise skizziert.

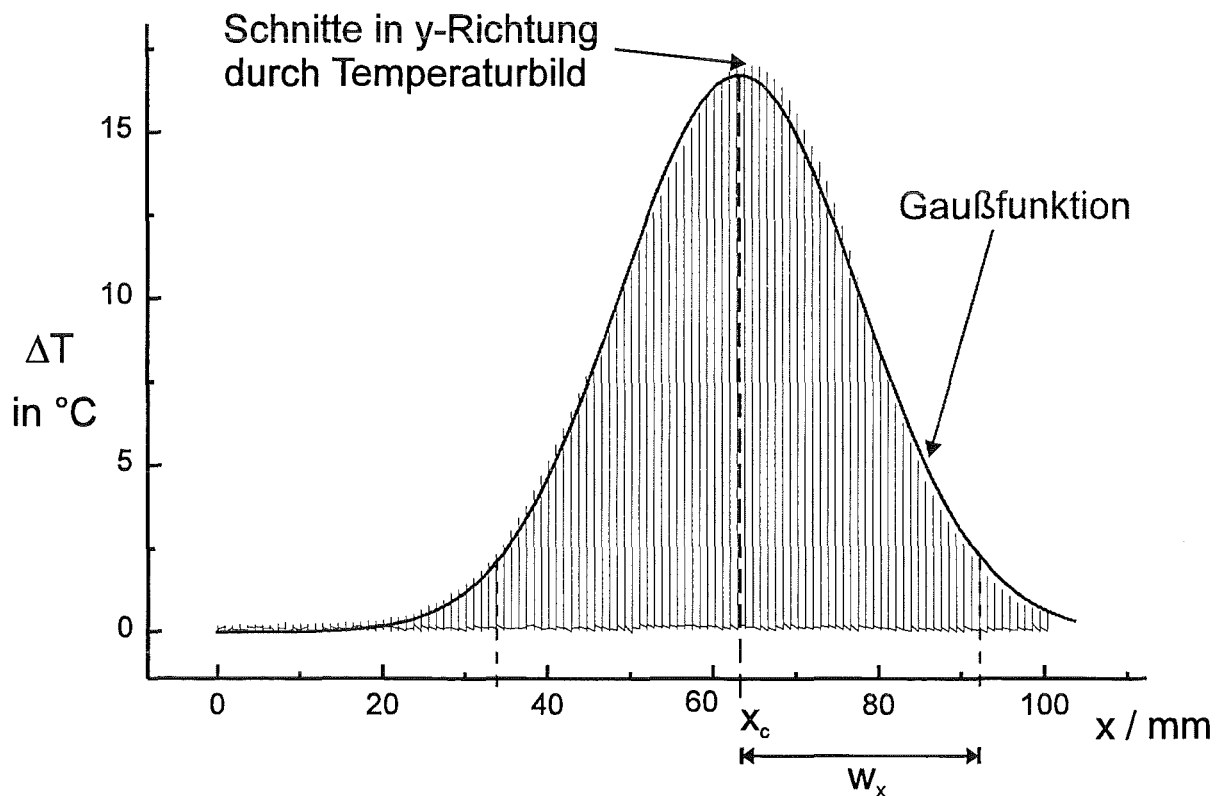


Abbildung 3.6: Gaußfit an einer gemessenen Temperaturverteilung

Die Temperaturverteilung ist hier in der x,z -Ebene dargestellt. Von der Temperatur des Targets nach dem Puls wurde bereits die Grundtemperatur abgezogen, so daß die durch den HF-Strahl resultierende Temperaturerhöhung direkt abgelesen werden kann.

Um den großen Rechenaufwand in Grenzen zu halten, sollten für die zu variierenden Para-

meter möglichst gute Schätzvorgaben gemacht werden.

Aus mehreren Thermobildern bei verschiedenen Abständen vom Fenster kann dann nach Gl. (2.2) die Strahltaile berechnet werden.

Bei bekannter Absorption kann die Leistung im Ausgangsstrahl nach Gl. (2.36) aus der Temperaturerhöhung berechnet werden. Die Bestimmung der dafür nötigen Parameter und ihre Abhängigkeiten werden im folgenden Kapitel diskutiert.

4 Fehlerkorrektur

An die Meßanordnung wird natürlich die Anforderung gestellt, die Meßgröße, in unserem Fall die Temperaturverteilung, genau aufzunehmen. Mögliche Fehlerquellen müssen untersucht und gegebenenfalls korrigiert werden.

Die Fehlerquellen können in zwei Kategorien eingeteilt werden. Zum ersten die linearen Fehler, die den prinzipiell proportionalen Zusammenhang zwischen der Leistungsverteilung im Ausgangsstrahl und der Temperaturverteilung auf dem Target nicht beeinträchtigen (Bsp.: Emissivität). Für die Berechnung der Strahlparameter können diese Einflüsse zu einem unbekannt konstanten Faktor zusammengefaßt werden, denn nur bei der Leistungsberechnung muß der Absolutwert der Temperatur bekannt sein.

In die zweite Kategorie fallen jene nichtlinearen Fehlerquellen, die zu einer Verzerrung der Gaußverteilung führen. Sie führen zu einer Verfälschung sämtlicher Strahlparameter und bedürfen besonderer Aufmerksamkeit. Dazu zählen vor allem die Temperaturabhängigkeit der dielektrischen Parameter, sowie der schräge Blickwinkel der Thermokamera.

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des Meßsystems und die zugrundeliegenden Parameter genauer untersucht.

4.1 Die Infrarotkamera

4.1.1 Emissivität

Bei der Temperaturmessung mit der Infrarotkamera muß als eine mögliche Fehlerquelle die Emissivität ε_E des Meßobjektes berücksichtigt werden. Sind zusätzlich in der Umgebung noch Wärmequellen vorhanden, wird deren Infrarotstrahlung reflektiert. Je kleiner ε_E des Meßobjektes und je höher der Temperaturunterschied zur Umgebungstemperatur, desto größer der Fehler. Nach dem Kirchhoffschen Gesetz Gl.(2.20) ist die mit der Infrarotkamera gemessene Infrarotstrahlung:

$$W(T') = \varepsilon_E W(T) + (1 - \varepsilon_E) W(T_U). \quad (4.1)$$

Statt der tatsächlichen Temperatur T wird die Scheintemperatur T' gemessen. Die Kamera ermöglicht mit einer Vergleichsmessung die Emissivität zu korrigieren. Dazu wird eine Materialprobe teilweise mit einer matten schwarzen Farbe oder Ruß behandelt und erhitzt (Abbildung 4.1). Die schwarze Fläche besitzt nun eine Emissivität $\varepsilon_{ESK} \approx 1$ und wird mit der

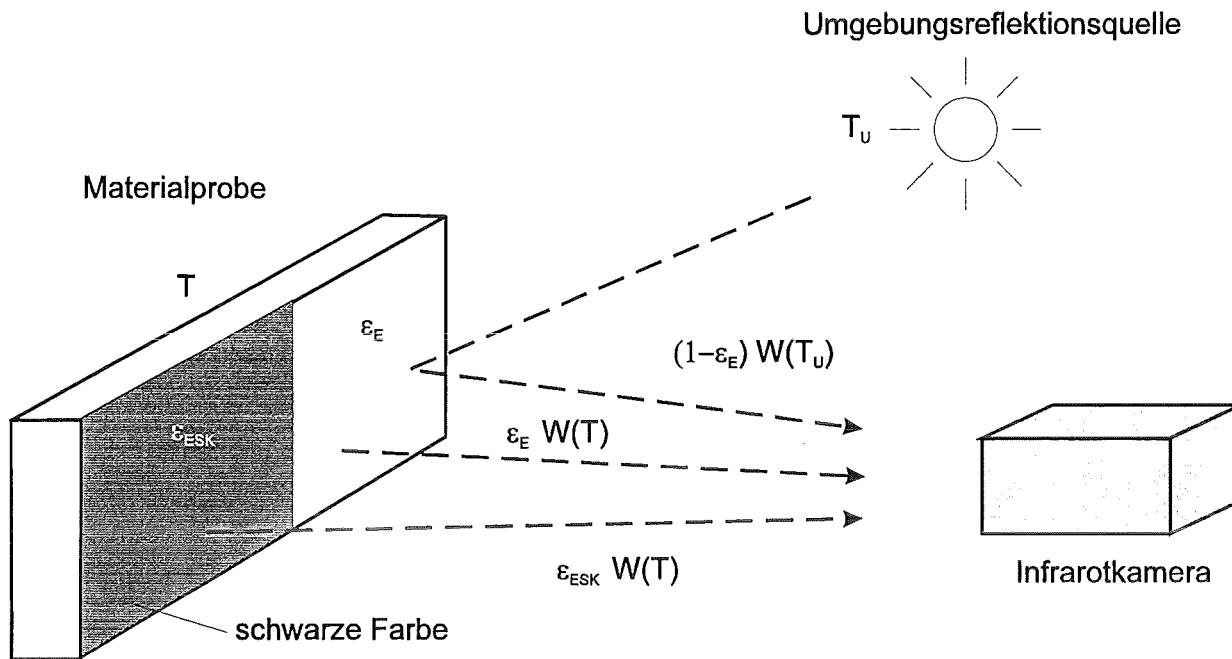


Abbildung 4.1: Einfluß der Emissivität

richtigen Temperatur angezeigt. Die unbehandelte Fläche hingegen erscheint kühler. Allerdings muß darauf geachtet werden, daß keine Wärmequellen in der Umgebung vorhanden sind, deren Infrarotstrahlung ebenfalls reflektiert wird. Über einen Drehknopf an der Kamera kann die Emissivität korrigiert werden. Die genaue Vorgehensweise ist in [Jeol Handbuch, 4.2.20] beschrieben.

Bei dem verwendeten Targetmaterial EGS 102 und einer Erwärmung um 30°C konnte jedoch kein nennenswerter Einfluß der Emissivität festgestellt werden.

4.1.2 Optische Verzerrung

Ein weiteres Problem entsteht durch die seitliche Position der Kamera. Die Kamera schaut schräg auf das Target wodurch eine trapezförmige Verzerrung entsteht.

Die Bildpunkte, die die Kamera aufnimmt, entsprechen nun nicht mehr äquidistanten Flächenelementen auf dem Target. In Abbildung 4.2 ist links zu sehen, wie ein quadratisches Gitter aus erhitzten Drähten von der Kamera aufgenommen wird. Rechts daneben ist das vom Computer entzerrte Bild zu sehen, wie es zur Bestimmung der Strahlparameter und für die Leistungsberechnung benötigt wird.

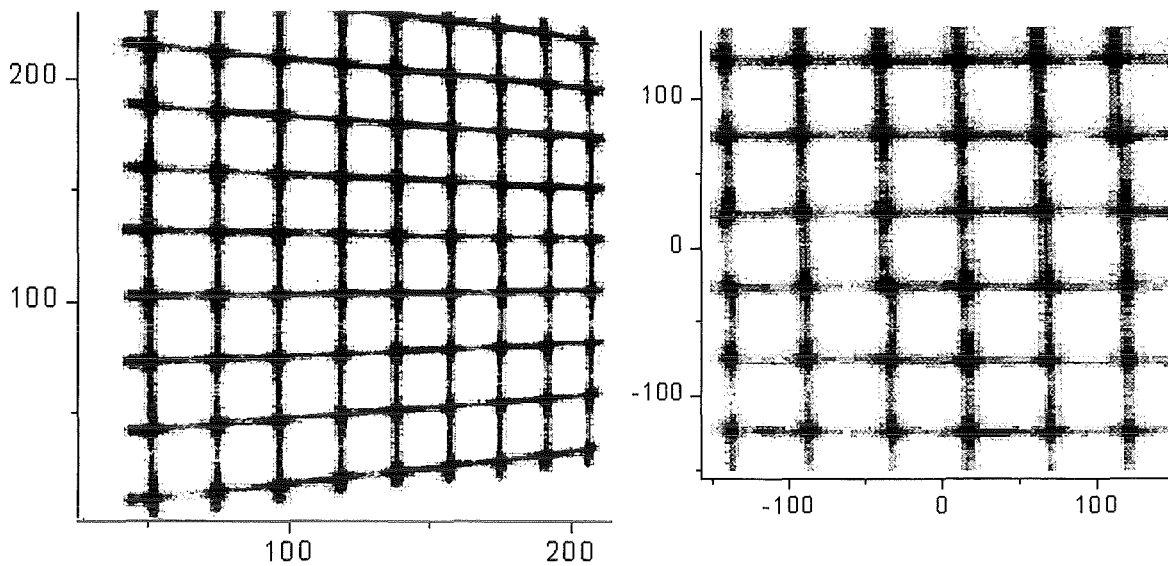


Abbildung 4.2: Optische Verzerrung am Beispiel eines erhitzten Drahtgitters

Die Entzerrung beruht auf einer vektoralgebraischen Umformung. Man definiert zwei kartesische Koordinatensysteme deren xy -Ebenen um den Winkel φ gegeneinander verkippt sind (Abbildung 4.3).

Der Punkt P bezeichnet den Spiegelungspunkt der Thermokamera (Lochkameraprinzip). Das Koordinatensystem des Targets ist mit dem Index T gekennzeichnet, während die restlichen Komponenten sich auf das Koordinatensystem des Bildes beziehen. Mit der Dyade \mathbf{D} , die einen Vektor \mathbf{u} vom Koordinatensystem des Targets in einen Vektor \mathbf{x}_U des normierten Koordinatensystems der Bildebene umwandelt, kann folgende Abbildungsgleichung hergeleitet werden:

$$\mathbf{x}_U = \mathbf{r} + \mathbf{u} + \mathbf{w}_p \cdot n \quad \text{mit} \quad \mathbf{u} = [\mathbf{D}] \mathbf{x}_T = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} \end{bmatrix} \mathbf{x}_T \quad (4.2)$$

Das bedeutet, der Verbindungsvektor \mathbf{r} zwischen den beiden Koordinatensystemen plus der Vektor zu einem beliebigen Bildpunkt auf dem Target \mathbf{u} addiert mit dem Vektor \mathbf{w}_p , der um den Faktor n verlängert wird, ergibt den zugehörigen Punkt auf dem entzerrten Bild. Der Vektor \mathbf{w}_p kann durch den Ausdruck Gl.(4.3) ersetzt werden und eingesetzt in Gl.(4.2) folgt:

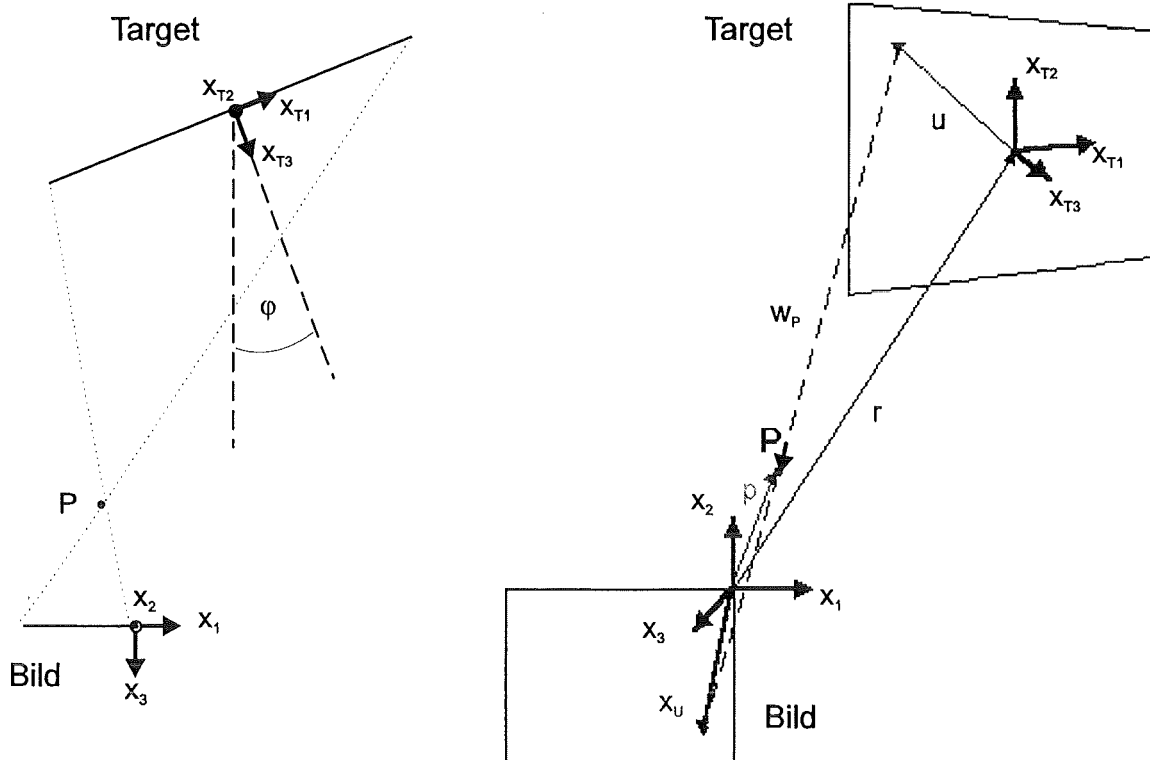


Abbildung 4.3: Verzerrung und deren Korrektur

$$\mathbf{w}_p = \mathbf{p} - \mathbf{u} - \mathbf{r} \quad \text{mit} \quad \mathbf{p} = \begin{pmatrix} 124 \\ 115 \\ p_z \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

Vom Punkt P sind die x- und y-Koordinate bekannt, da er sich in der Mitte des Bildes befindet und das Bild aus 248 mal 230 Bildpunkten besteht.

$$\mathbf{x}_U = \mathbf{r} + [\mathbf{D}] \mathbf{x}_T + (\mathbf{p} - [\mathbf{D}] \mathbf{x}_T - \mathbf{r}) n \quad (4.4)$$

Weiterhin sind auch in der Dyade \mathbf{D} einige Vereinfachungen möglich. Die Komponenten d_{13} , d_{23} , d_{33} sind uninteressant, da sie den Beitrag der z-Komponente des Targetvektors zur x- und y-Komponente des Bildvektors beschreiben. Diese Komponente ist jedoch immer 0. Die Komponenten d_{12} , d_{21} , d_{32} sind jeweils 0, da die Vektoren die sie verknüpfen immer senkrecht zueinander stehen. Es bleiben 8 Unbekannte (r_x , r_y , r_z , p_z , d_{11} , d_{12} , d_{31} und n).

Die Komponente x_{U3} muß 0 sein, da wir uns nur in der xy-Ebene des Bildes bewegen. Somit läßt sich die 3.Komponente von Gl.(4.4) nach n umstellen:

$$x_{U3} = 0 = r_3 + d_{31} x_{T1} + (p_3 - (d_{31} x_{T1}) + r_3) n \quad (4.5)$$

liefert
$$n = \frac{-r_3 - d_{31} \cdot x_{T1}}{p_3 - (d_{31} \cdot x_{T1} + r_3)} \quad (4.6)$$

Mit der Einführung neuer Variablen folgt:

$$a = r_1, b = -d_{11}, c = -r_3, d = -d_{31}, e = p_3 - r_3, f = r_2, g = -d_{22}$$

$$x_{U2} = \frac{(115 - f + g \cdot x_{T2})(c + d \cdot x_{T1})}{e + d \cdot x_{T1}} + f - g \cdot x_{T2} \quad (4.7)$$

$$x_{U1} = \frac{(124 - a + b \cdot x_{T1})(c + d \cdot x_{T1})}{e + d \cdot x_{T1}} + a - b \cdot x_{T1} \quad (4.8)$$

Indem der Bruch in Gl.(4.7) und (4.8) mit $1/d$ erweitert wird und anschließend 2 neue Variablen eingeführt werden, bleibt schließlich ein nichtlineares Gleichungssystem mit 6 Unbekannten übrig (a, b, f, g, h, k).

$$x_{U1} = \frac{(124 - a + b \cdot x_{T1})\left(\frac{c}{d} + x_{T1}\right)}{\frac{e}{d} + x_{T1}} + a - b \cdot x_{T1} \quad \text{mit } h = \frac{c}{d}, \quad k = \frac{e}{d} \quad (4.10)$$

$$x_{U2} = \frac{(115 - f + g \cdot x_{T2})(h + x_{T1})}{k + x_{T1}} + f - g \cdot x_{T2} \quad (4.11)$$

Für deren Bestimmung müssen von 3 Punkten auf dem Target, die x- und y-Koordinate bekannt sein. Dazu wurden an 3 verschiedenen Ecken des Targets Bohrungen angebracht, in welchen nacheinander eine Leuchtdiode befestigt wird. Von jeder Position wird eine Thermoaufnahme gemacht, in der die Leuchtdiode eindeutig identifiziert werden kann. Somit hat man 3 Eichaufnahmen, mit denen ein Computerprogramm alle nachfolgenden Thermobilder entzerren kann, solange die Position der Kamera relativ zum Target nicht verändert wird.

Wegen der diskreten Kameraauflösung hat das Gleichungssystem zur Bestimmung der Parameter a bis k keine exakte Lösung. Es wird deshalb durch Fehlerquadratminimierung gelöst.

4.2 Das Target

Beim Target ergibt sich als größtes Problem die genaue Bestimmung der dielektrischen Parameter und die Untersuchung der Temperaturabhängigkeiten. Für die Leistungsberechnung und für die Eignung eines Materials als Target sind auch die thermodynamischen Größen entscheidend (spez. Wärmekapazität, Temperaturleitfähigkeit). Die Materialeigenschaften und ihre Temperaturabhängigkeit werden in Kap. 4.3 genauer untersucht.

Bislang wurde ein GFK-Target (GlasFaserverstärkter Kunststoff) der Fa. Ferrozel mit der Bezeichnung EGS 102 eingesetzt. In Zukunft soll vor allem bei höheren Temperaturen eine Glaskeramik mit hoher Absorption zum Einsatz kommen. Dieses Material mit der Bezeichnung Robax, wurde von der Fa. Schott für den Einsatz als Kochfelder bei Haushaltsherden entwickelt. Es zeichnet sich durch seine hohe Absorption und eine große Temperaturbeständigkeit aus. Somit erhitzt es sich sowohl bei der Einstrahlung von Infrarotstrahlung als auch von Mikrowellen sehr stark. Schon bei geringer Strahlleistung, bzw. kurzer Pulsdauer zeichnet sich eine deutliche Temperaturerhöhung ab. Eine Übersicht über verschiedene Targetmaterialien findet sich in Kap.5.

4.2.1 Wärmeleitung

Ein weiterer Punkt ist die Frage, ob sich während der Aufnahmezeit der Kamera die Temperaturverteilung auf dem Target verändert.

Abhängig von der Temperaturleitfähigkeit des Materials und der Aufnahmezeit kann ein Zerfließen des Thermobildes möglich sein. Die Wärme breitet sich von der heißen Stelle in der Mitte des Targets zu den kühleren Rändern hin aus. Die Gaußverteilung wird damit flacher und breiter. Die gemessene Temperaturverteilung wäre nicht mehr proportional der Leistungsverteilung.

Neben der Wärmeleitung spielt auch die Konvektion eine Rolle. Da es sich um ein sehr dünnes Target handelt, das von beiden Seiten von Luft umgeben ist, wird die Wärme großflächig an die vorbeiströmende Luft abgegeben. Mit Gl.(2.24) wird jedoch deutlich, daß sich dieser Effekt nur linear auf das Verhältnis zwischen Temperatur und Leistung auswirkt. Da der Wärmeübergangskoeffizient α_T als konstant über die Fläche angenommen werden kann [siehe Michejew, Kap. 2.2].

Ein Experiment zur Abschätzung dieser Einflüsse zeigte, daß aufgrund der kurzen Aufnahmezeit der Kamera (1,3 sec.) und bei Verwendung eines Targetmaterials mit einer kleinen Temperaturleitfähigkeit (EGS 102: $a=0,16 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$), diese Effekte bei nicht zu hohen Temperaturen vernachlässigt werden können.

Dazu wurde eine Materialprobe in der Mitte auf bis zu 100°C erhitzt und der anschließende Abkühlvorgang wurde mit der Thermokamera aufgezeichnet. Im Abstand von 2 sec. ist das horizontale Temperaturprofil ausgelesen worden. Nach 7 sec. betrug die Maximaltemperatur noch ca. 90°C . Die Temperaturverteilung wurde zum besseren Vergleich auf die Maximaltemperatur normiert.

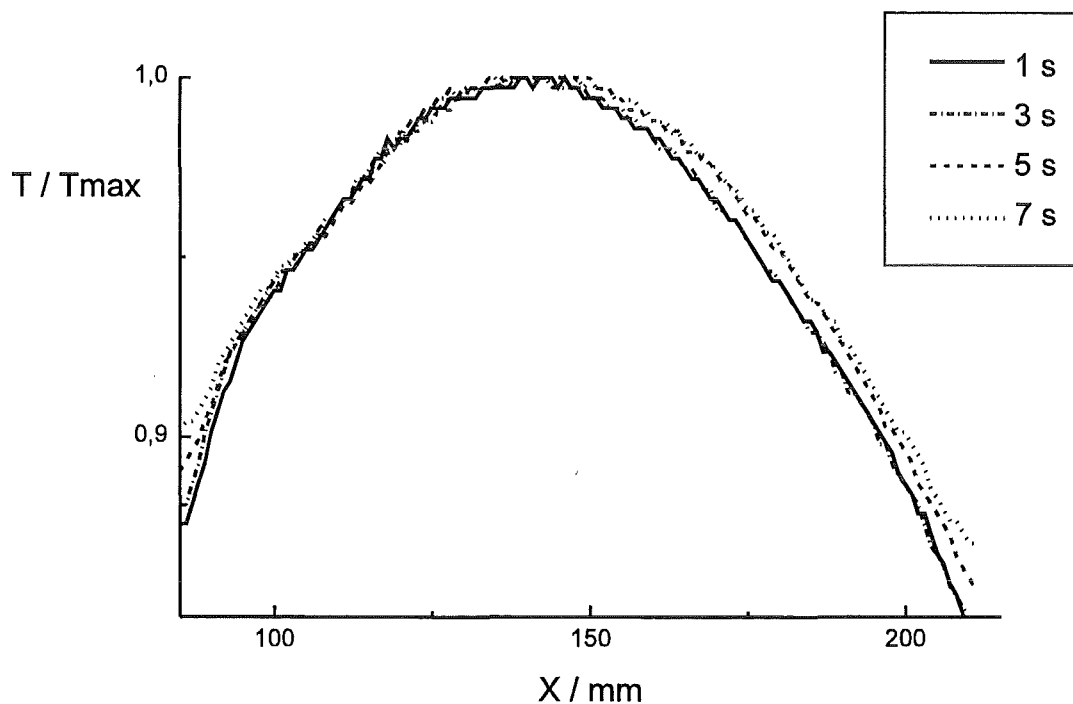


Abbildung 4.4: Zeitlicher Verlauf der Temperaturverteilung

Wie in Abbildung 4.4 zu sehen ist sind die Kurven für den Zeitraum bis zu 3 sec. nahezu deckungsgleich, d.h. die Temperaturverteilung wird noch nicht verzerrt, sondern es findet nur ein Wärmeverlust durch Konvektion statt. Erst danach zerfließt die Temperaturverteilung langsam, d.h. die Wärme fließt von der heißen Mitte zu den Rändern hin. Dieser Sachverhalt konnte später, während Messungen an einem Gyrotron des CRPP (Centre de Recherches en Physique des Plasmas), in Lausanne bestätigt werden.

An das Target werden also folgende Anforderungen gestellt:

- Sehr kleine Temperaturleitfähigkeit, damit die Temperaturverteilung während der Aufnahmezeit nicht zerfließt.
- Absorption sollte so groß sein, daß die Temperaturerhöhung auf dem Target sich deutlich von der Umgebungstemperatur abhebt, aber nicht so groß, daß bleibende Materialveränderungen auftreten.
- Unempfindlichkeit gegen mechanische Beanspruchung, damit es im Experimentieralltag besteht, Stabilität.
- In verschiedenen Dicken erhältlich bzw. auf resonante Dicke abstimmbare Reflexion klein zu halten.
- Bekannte dielektrische und thermische Eigenschaften.

Das Einsatzgebiet umfaßt den Frequenzbereich zwischen 70 - 170 GHz und Temperaturen zwischen einigen °C und mehreren hundert Grad, je nach Absorption und Strahlleistung.

4.3 Bestimmung der Materialeigenschaften des Targets

Als Targetmaterial sind eine Vielzahl von Materialien vorstellbar (Kunststoffe, Gläser, Keramiken, Papier, Pappe etc.), meist sind jedoch die Eigenschaften des Materials nicht genau bekannt. Das Problem ist, daß einige Eigenschaften von der Frequenz abhängen, andere wiederum stark temperaturabhängig sind. Kaum ein Hersteller kann beispielsweise den Verlustwinkel bei 140 GHz angeben.

Von einem Targetmaterial müssen folgende Parameter bekannt sein:

1. die spezifische Dichte ρ_v
2. die spezifische Wärmekapazität c_p
3. die Wärmeleitfähigkeit σ_T oder die Temperaturleitfähigkeit a
4. die genaue Dicke d (in μm !)
5. die Dielektrizitätszahl ϵ_r
6. der Verlustwinkel $\tan \delta$

Während sich Angaben zur spezifischen Dichte und Wärmekapazität in der Literatur finden lassen, ist die Temperaturleitfähigkeit nur selten bestimmt.

Deshalb wurden einige der verwendeten Materialien am Institut für Materialforschung (IMF), FZK, mit freundlicher Unterstützung von Herrn Dr. Rohde untersucht. Dort kann mit dem Laser-Flash-Verfahren die Temperaturleitfähigkeit dünner Materialien bestimmt werden. Dazu wird ein kurzer Laserimpuls auf die Materialprobe gegeben und mit einem Infrarotdetektor der Temperaturanstieg auf der Rückseite gemessen. Aus dem zeitlichen Verlauf des Temperaturanstiegs läßt sich die Temperaturleitfähigkeit berechnen [Rohde, 1995].

Die Materialdicke kann relativ einfach mit dem Mikrometer bestimmt werden. Bleibt also noch die Bestimmung der dielektrischen Parameter ϵ_r und $\tan \delta$.

4.3.1 Fabry-Perot-Resonator

Für Materialien mit kleinen dielektrischen Verlusten, werden meistens offene Resonatoren wie z.B. der Fabry-Perot-Resonator benutzt. Grundlage dieser Meßmethode ist eine Anordnung zweier gegenüberliegender ebener oder sphärischer Spiegel, mit gemeinsamer optischer Achse [Grau, 1969], [Kneubüh, 1991].

In einem solchen Resonator können TEM_{lpq} Freiraummoden angeregt werden. Die Indices l und p kennzeichnen den azimuthalen und radialen Index und q den axialen Index. Vor allem existiert aber die gaußförmige TEM_{00q} Mode, die sich auf einen engen Bereich um die Resonatorachse konzentriert und damit die geringsten Verluste der Feldstärke an den Spiegelrändern aufweist. Auf diese Art findet Modenselektion statt, höhere Moden werden stark gedämpft.

Bei dem aufgebauten Resonator (Abbildung 4.5) handelt es sich um einen nahezu hemisphärischen Resonator, der aus einem ebenen Spiegel und einem sphärisch gekrümmten Spiegel besteht. Als Stabilitätsbedingung gilt: $R \geq L$, dabei bezeichnet L den Spiegelabstand und R den Radius des sphärischen Spiegels.

Diese Anordnung hat den Vorteil, daß sich leicht Materialproben vor dem ebenen Spiegel befestigen lassen und dort dann von einer TEM-Welle mit nahezu ebener Phasenfront durchdrungen werden.

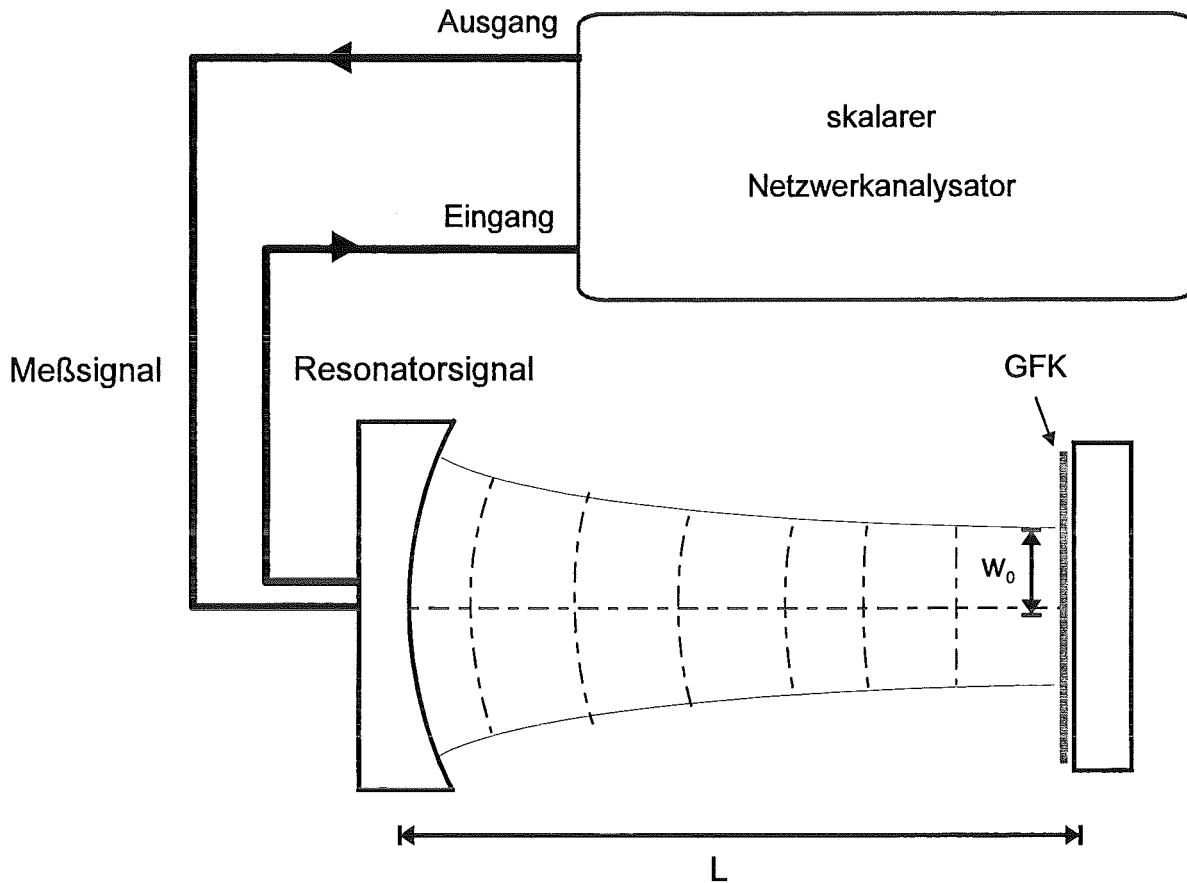


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau eines Fabry-Perot Resonator

Für einen Resonator dieser Geometrie kann die Resonanzfrequenz, der zur Messung benutzten gaußförmigen Grundmode, nach folgender Formel berechnet werden:

$$f_{00q} = \frac{c}{2L} \left[q + \frac{1}{\pi} \arccos \left(\sqrt{1 - \frac{L}{R}} \right) \right] \quad (4.9)$$

Die Strahlradien am ebenen Spiegel w_1 und am sphärischen Spiegel w_2 berechnen sich mit Gl.(4.2) und (4.3) zu:

$$w_0 = w_1 = \sqrt{\frac{2}{k}} [L(R-L)]^{1/4} \quad (4.10)$$

$$w_2 = \sqrt{\frac{2}{k}} \left[\frac{LR^2}{R-L} \right]^{1/4} \quad (4.11)$$

Mit Hilfe eines skalaren Netzwerkanalysators wird im D-Band das Transmissionsspektrum des Resonators vermessen. Dabei wird das Meßsignal in der Mitte des sphärischen Spiegels eingekoppelt und über ein benachbartes Koppelloch erfolgt die Auskopplung des Resonatorsignals.

Meßaufbau und Auswertung solcher Resonatoraufbauten sind beispielsweise in [Link, 1993] genauer beschrieben, im folgenden wird nur kurz das Prinzip erläutert.

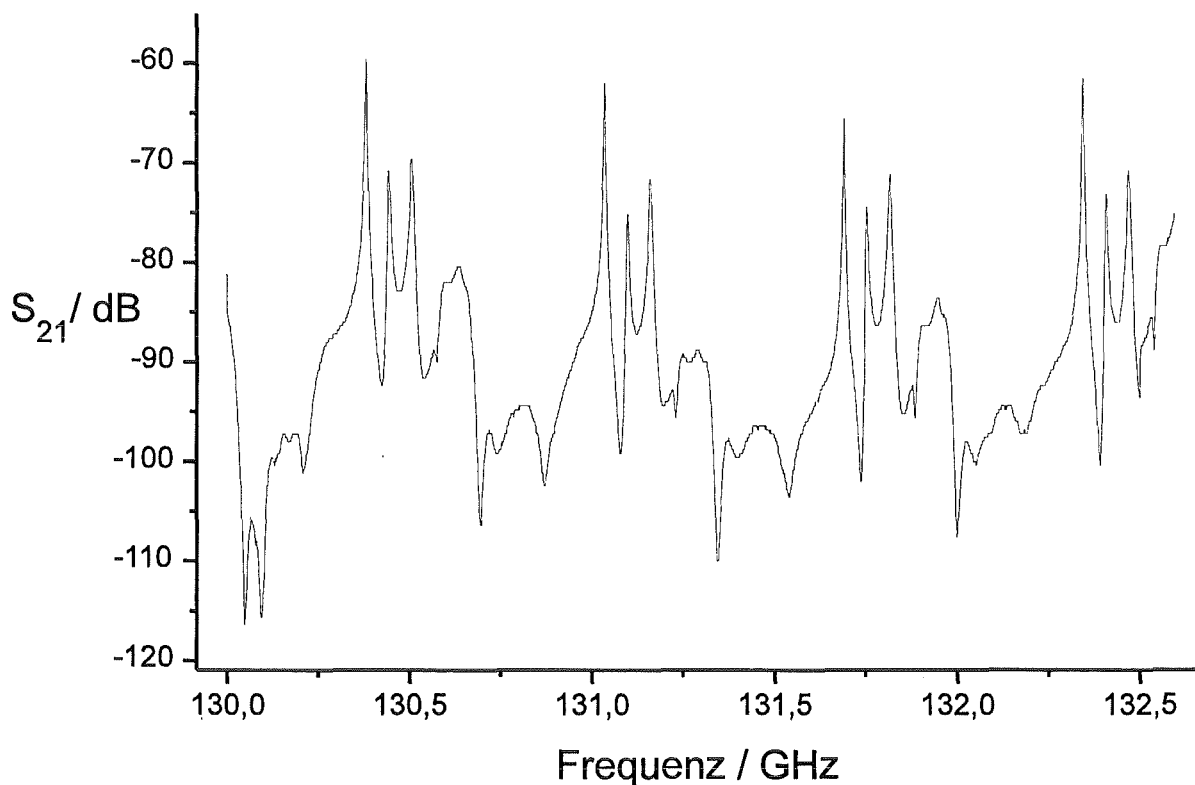


Abbildung 4.6: Frequenzspektrum des leeren Resonators

Die Güte Q der Grundmode TEM_{00q} wird von der Resonanzfrequenz f_{00q} und der 3dB-Bandbreite Δf_{3dB} bestimmt ($Q = f_{00q} / \Delta f_{3dB}$). Durch Einbringen eines Dielektrikums wird diese Resonanzfrequenz verschoben und die Güte sinkt. Zuerst wird also das Spektrum des leeren Resonators vermessen, danach wird eine Materialprobe vor dem ebenen Spiegel angebracht und wiederum das Transmissionsspektrum aufgenommen. Aus dem Vergleich der jeweiligen Güte der Grundmode, kann der Verlustwinkel bestimmt werden. Die Frequenzverschiebung wird durch ϵ_r bestimmt.

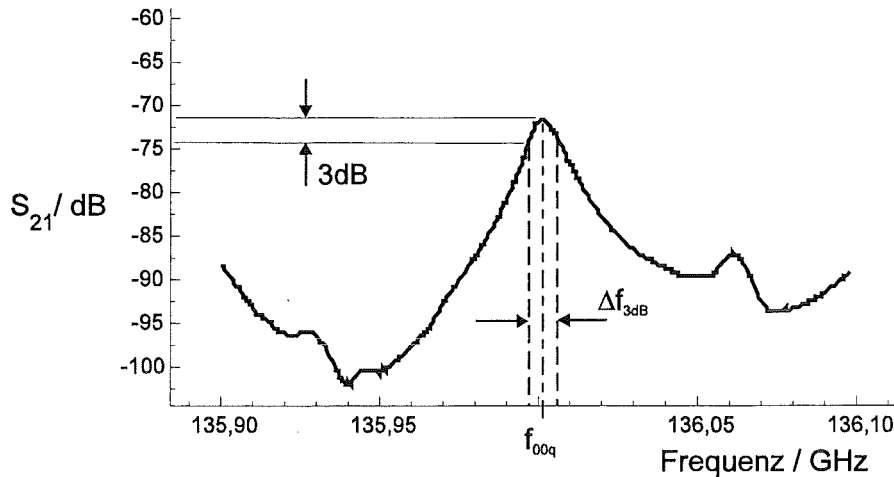


Abbildung 4.8: Bestimmung der Güte aus der 3dB-Bandbreite

Wenn das zu vermessende Material jedoch zu große Verluste aufweist, ist die Intensität des transmittierten Signals zu schwach.

Mit dem im ITP vorhandenen Resonatoraufbau waren, aufgrund der zu geringen Güte, die dielektrischen Messungen der zu untersuchenden Materialien nicht möglich. Eine weitere Schwierigkeit stellte die Auswertung der Transmissionspektren dar. Für die genaue Bestimmung des $\tan\delta$ mit der 3dB-Bandbreite war die Anzeigegenauigkeit des Spektrumanalysators nicht ausreichend.

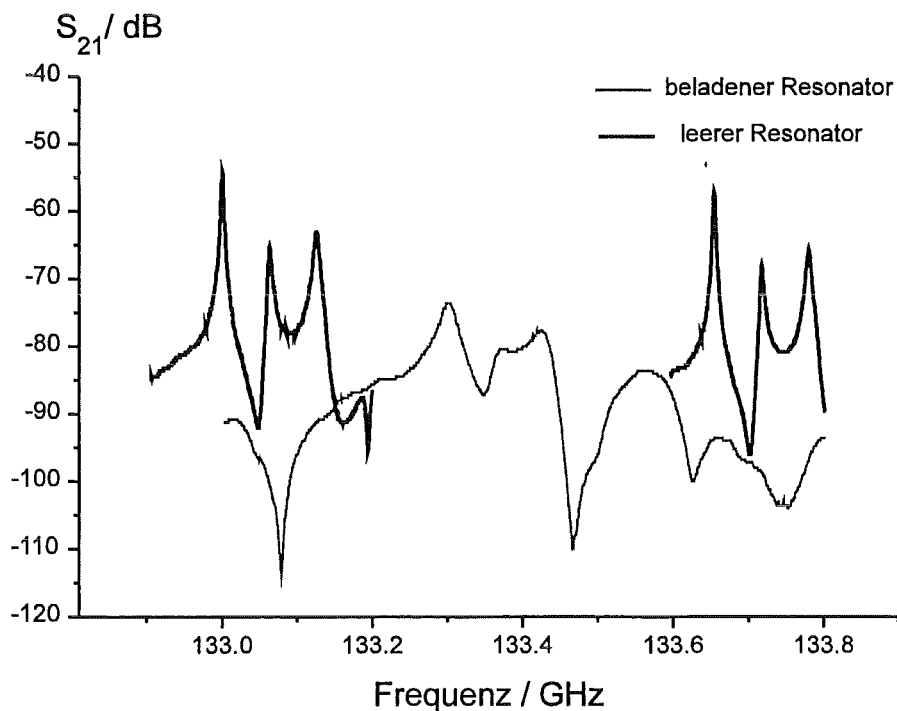


Abbildung 4.7: Leerer und beladener Resonator im Vergleich

In Abbildung 4.7 ist das Transmissionsspektrum sowohl des beladenen Resonators, als auch des leeren Resonators zu sehen.

Ein wesentlich empfindlicherer Resonatoraufbau am IMF [Heidinger, 1996], konnte zumindest für das GFK-Material Ergebnisse liefern. Für Robax und andere Materialien mit einem $\tan \delta > 0,02$ mußte auf eine andere Meßmethode ausgewichen werden.

4.3.2 Der Niederleistungsmessplatz mit quasioptischer Meßstrecke

Für die Untersuchung von Fenstermaterialien für Gyrotrons, wurde am ITP in mehreren Arbeiten ein Meßplatz aufgebaut und optimiert [Geist, Ambrosy, Maßler, Nickel]. Der Vorteil dieses Meßplatzes liegt darin, daß mit Hilfe der TEM_{00} -Grundwelle die Reflexion und Transmission in dem für Gyrotronanwendungen interessanten Frequenzbereich von 110 -150 GHz gemessen werden kann. Die Meßdynamik beträgt 70-80 dB bei einem Rauschpegel von -120 dB.

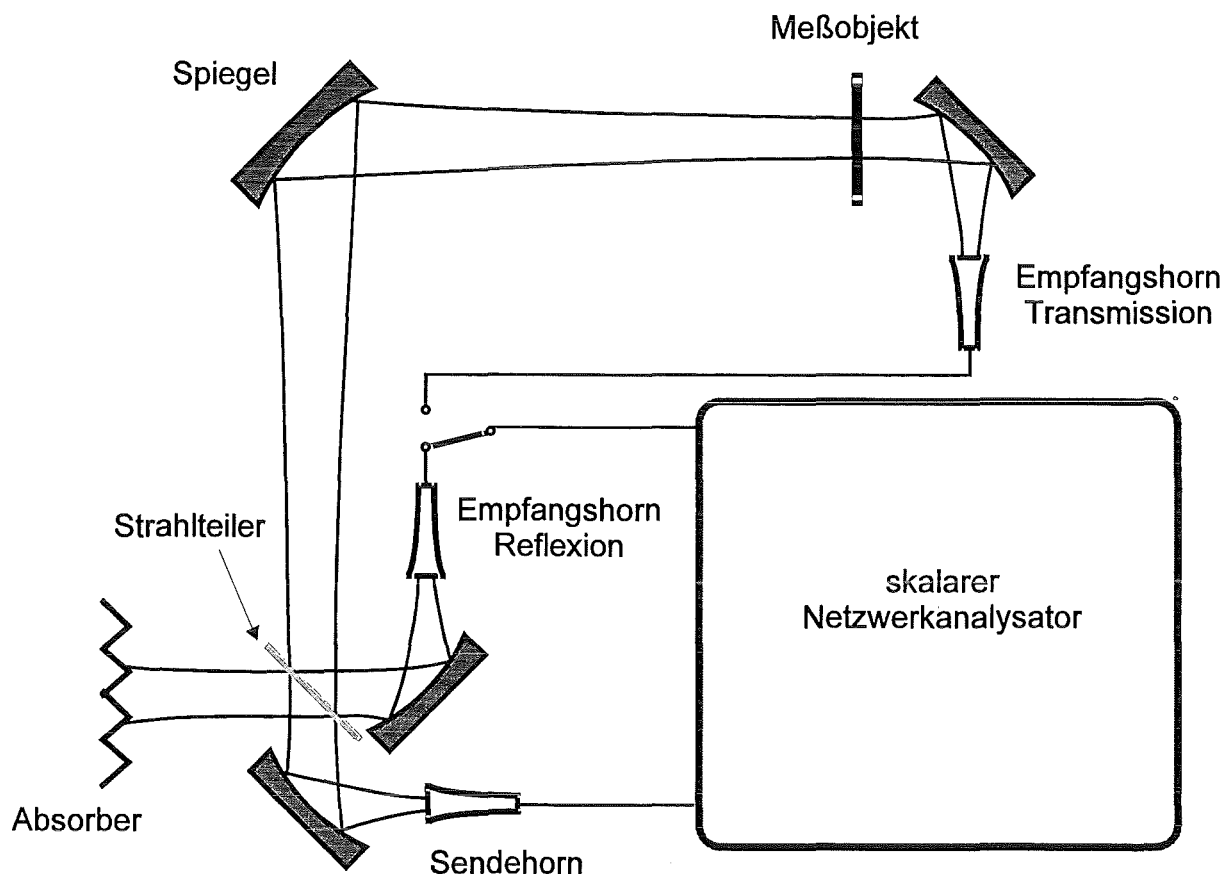


Abbildung 4.9: Quasioptischer Meßplatz

Das Sendesignal wird über eine Rillenhornantenne als Gaußstrahl abgestrahlt und von zwei elliptischen Spiegeln fokussiert und umgelenkt. Ein weiterer Spiegel koppelt den reflektierten bzw. transmittierten Signalanteil in das Empfangshorn ein. Durch die unterschiedlich Positionierung des Empfangshorn kann sowohl die Transmission, als auch die Reflexion gemessen werden. Ein Strahlteiler und eine Absorberplatte aus Macor dienen als quasioptischer Richtkoppler, um den Sendepfad vom Empfangspfad zu trennen. Das Meßobjekt wird mit Hilfe einer Halterung aus PVC an der Stelle der zweiten Strahlteile plaziert. Um Pegelschwankungen über dem Frequenzintervall auszugleichen, wird zuerst die leere Meßstrecke gemessen, anschließend die beladene Meßstrecke. Aus der Differenz erhält man direkt das Reflexions- bzw. Transmissionsspektrum des Meßobjektes. In Abbildung 4.10 ist sowohl das gemessene, als auch das gerechnete Reflexions- und Transmissionsspektrum, des Targetmaterials EGS 102, mit der Dicke $d = 0,55$ mm zu sehen.

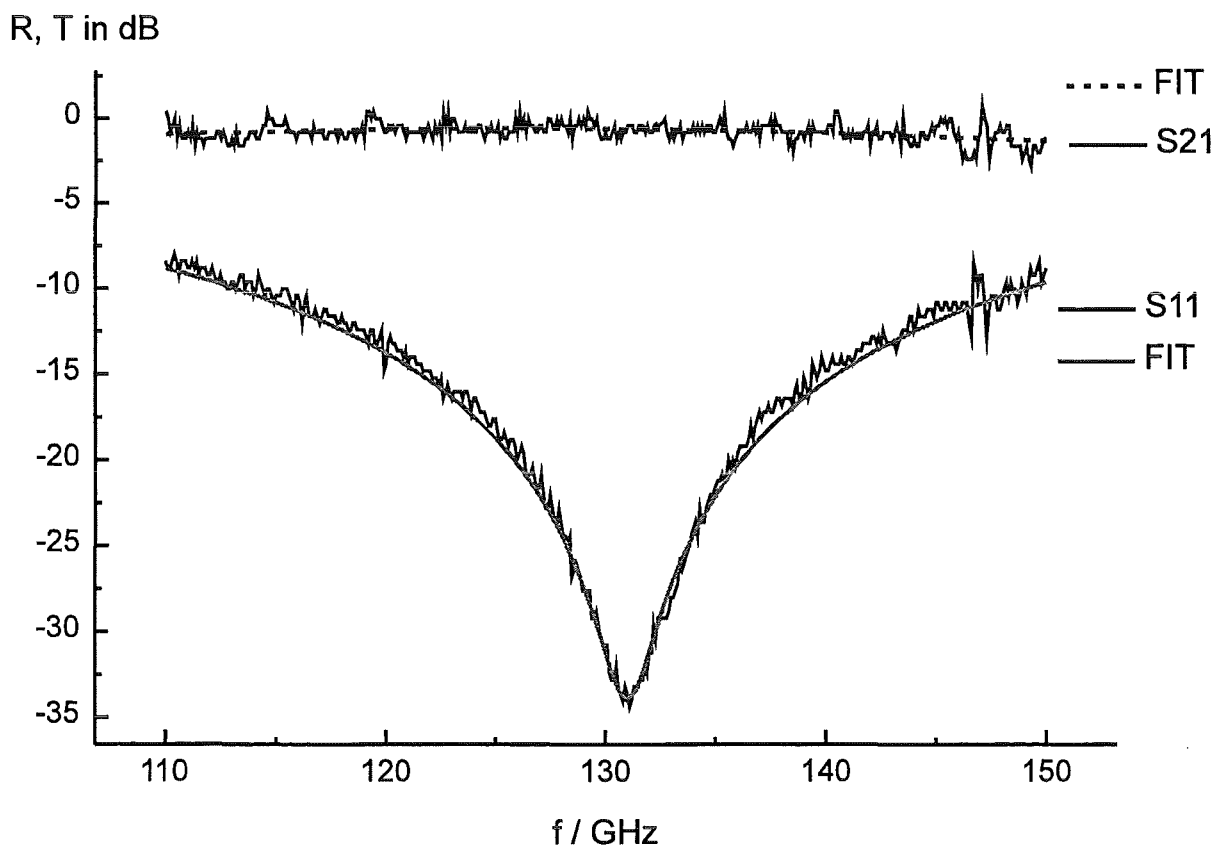


Abbildung 4.10: Gemessenes Transmissions- und Reflexionsspektrum des GFK-Targets mit $d = 0,55$ mm

Zur Auswertung der Messung wurden die Formeln für die Reflexion, Transmission und die Absorption in dem Datenanalyseprogramm Origin implementiert. Durch den in Kap. 3.3 beschriebenen Fitprozeß lassen sich der Verlustwinkel und die Dielektrizitätszahl bestimmen. Wie in Abb. 4.10 zu sehen ist, ist bei der Messung der Transmission kein großer Meßeffect zu erzielen, während der Reflexionsfaktor eine große Dynamik aufweist. Aus der Reflexionsmessung lassen sich somit die Parameter genauer bestimmen.

In dem untersuchten Frequenzintervall weist das Material eine Resonanzstelle auf, an der die Dicke gerade der halben Wellenlänge entspricht. Aus der Position der Resonanzfrequenz kann die Dielektrizitätszahl bestimmt werden, aus der Einzugstiefe der Resonanz, wird der Verlustwinkel berechnet. Wie man sieht, stimmt der gerechnete Verlauf mit dem gemessenen gut überein.

Mit Gl. (2.15), oder durch Einsetzen der ermittelten Parameter in Gl. (2.16c), kann die Absorption in Abhängigkeiten der Frequenz ermittelt werden.

4.3.3 Bestimmung der Temperaturabhängigkeit von ϵ_r und $\tan\delta$

Aus mehreren Veröffentlichungen ist bekannt, daß die dielektrischen Parameter über einen größeren Temperaturbereich nicht mehr als konstant angenommen werden können. Inwieweit dies bei den hier eingesetzten Materialien eine Rolle spielt, und wie sich dadurch die Absorption ändert, sollten Messungen mit dem modifizierten Niederleistungmeßplatz zeigen.

Dazu wurde das Meßobjekt mit einem Infrarotstrahler erhitzt und durch Kontrolle mit der Thermokamera auf konstanter Temperatur gehalten. Bei verschiedenen Temperaturen wurde auf diese Art das Reflexionsspektrum gemessen und daraus die dielektrischen Parameter ($\tan\delta$, ϵ_r) in Abhängigkeit der Temperatur bestimmt (Abbildung 4.12, 4.13).

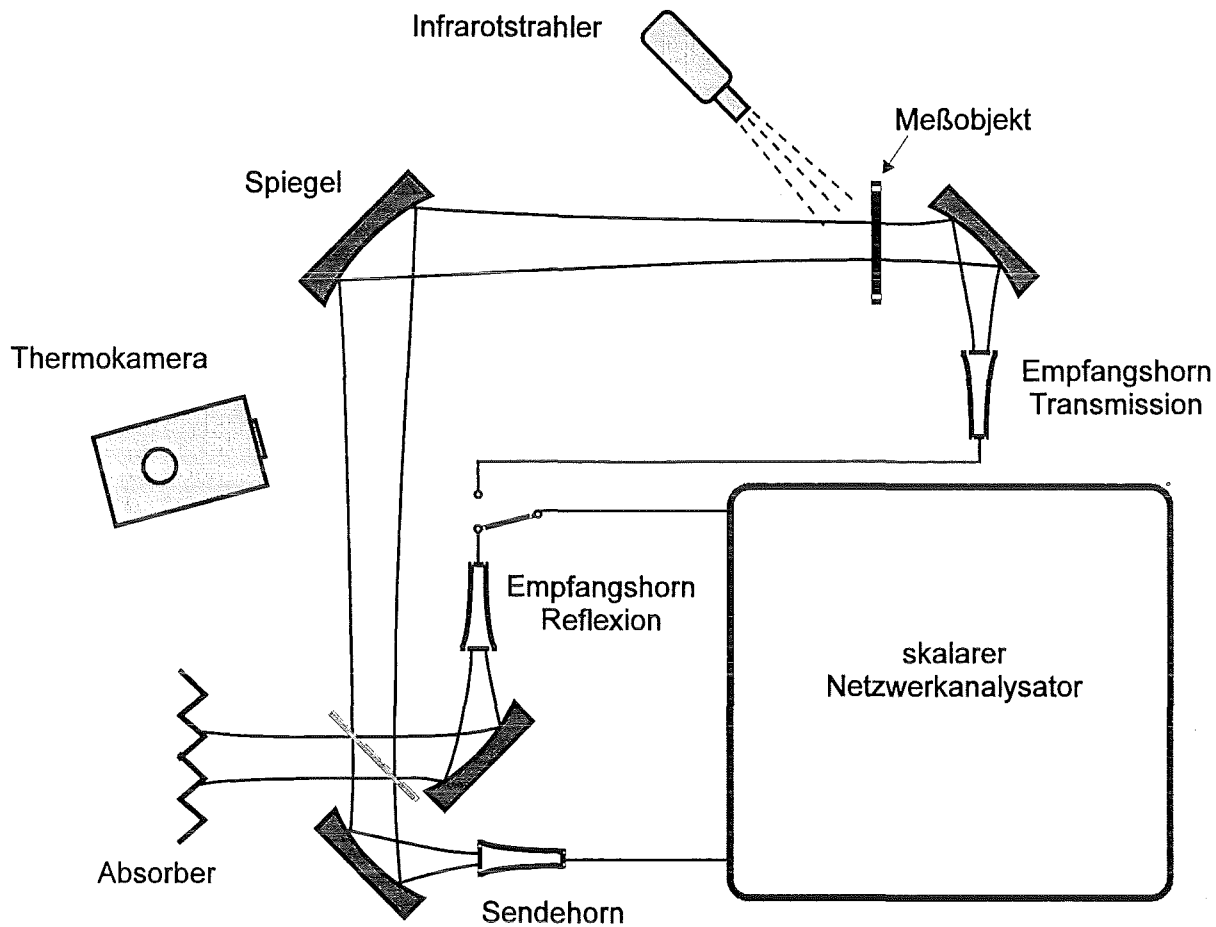


Abbildung 4.11: Modifizierter Meßplatz zur Messung der Temperaturabhängigkeit

Da das GFK-Target eine sehr geringe Reflexion aufweist (Abb. 4.12), konnte der Einfluß der Temperaturabhängigkeit nicht ausreichend genau bestimmt werden. Deshalb wurde das Material mit einer siebenfach größeren Wandstärke untersucht. Der Verlustwinkel und die Dielektrizitätszahl sind im Gegensatz zur Reflexion und Absorption nicht von der Materialdicke abhängig. Bei dem dickeren Material nimmt die Absorption wesentlich zu und die Temperaturabhängigkeit macht sich stärker bemerkbar. Außerdem lassen sich die Parameter durch die zwei Resonanzstellen genauer bestimmen, auch wirken sich Änderungen in der Proben- dicke nicht so stark aus.

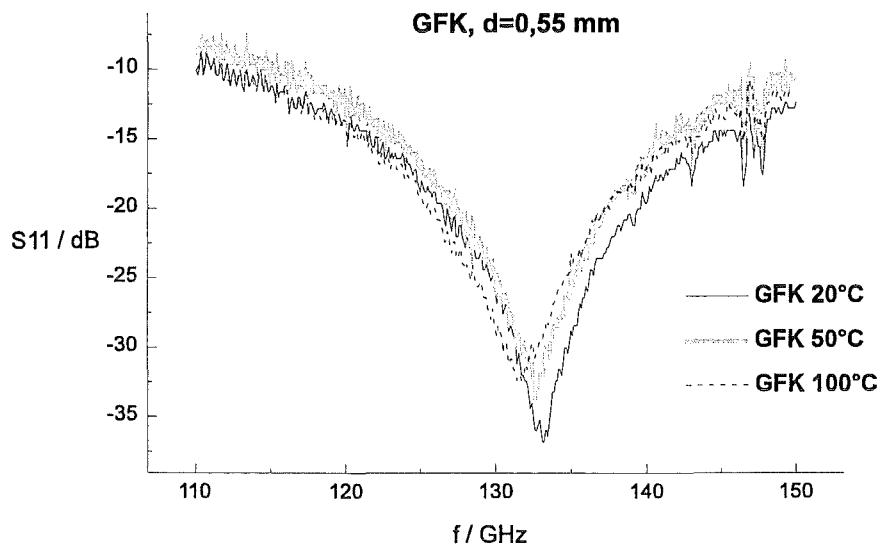


Abbildung 4.12: Reflexion des GFK-Materials mit $d=0,55$ mm bei versch. Temperaturen

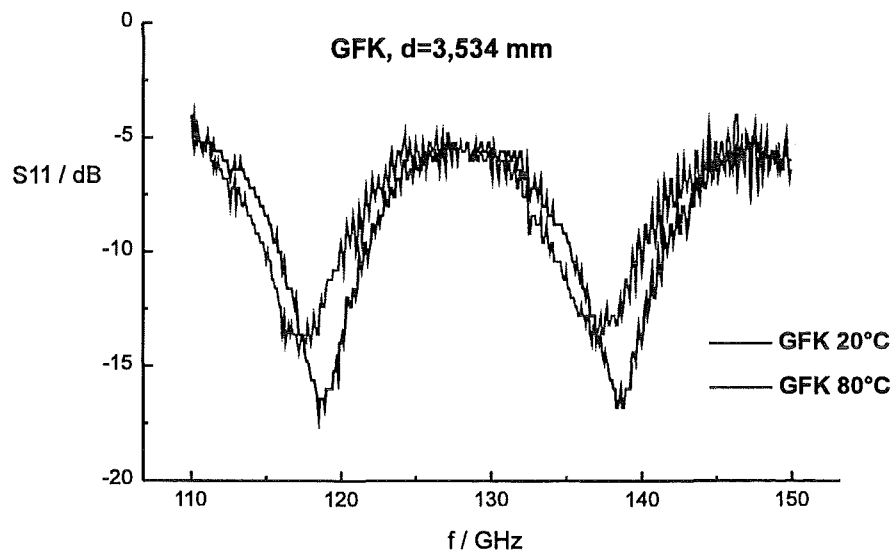


Abbildung 4.13: Reflexion des dickeren Materials

5 Diskussion der Meßergebnisse

5.1 Übersicht der verschiedenen Targetmaterialien

Die Strahldiagnostik mit der Infrarotkamera wird nur an wenigen Forschungseinrichtungen in Europa eingesetzt.

Vor allem am Institute of Applied Physics (IAP), in Nizhny Novgorod, Rußland, ist dieses Prinzip und die dazugehörige Auswertung am weitesten entwickelt. Als Targetmaterial wird dort nicht näher spezifiziertes Papier eingesetzt [Kuznezov/ Malygin, 1991].

Am FZK wird seit Aufbau des Meßsystems 1994, das GFK-Material EGS 102 benutzt. Damit wurden an einer TE_{22,6}-Gyrotronröhre Kurzpulseexperimente und an einer TE_{10,4}-Gyrotronröhre sowohl Kurz- als auch einige Langpulseexperimente durchgeführt.

Seit kurzem ist bei Thomson Tubes Electronics (TTE), in Paris, ebenfalls ein Meßsystem mit einer Infrarotkamera aufgebaut, wobei Robax als Targetmaterial zum Einsatz kommt.

| Material | ϵ_r | $\tan\delta$ |
|-------------|--------------|--------------|
| EGS 102 | 4,3 | 0,02 |
| Robax | 5,72 | 0,058 |
| Teflon | 2,02 | 0,0018 |
| Plexiglas | 2,63 | 0,0101 |
| Fensterglas | 3,7 | 0,05 |
| Pappe | 1,4 | 0,04 |

Tabelle 5.1: Verschiedene Targetmaterialien im Überblick

Auf der Suche nach Alternativen zum GFK-Target, wurden diverse Materialien getestet. Die gemessenen Reflexionsspektren sind nachfolgend dargestellt, die daraus ermittelten Parameter sind in Tabelle 5.1 aufgeführt.

5.1.1 Glasfaserverstärkter Kunststoff EGS 102

Der Vorteil des GFK sind zum einen seine mechanischen Eigenschaften (Stabilität, relativ temperaturbeständig, kostengünstig auch in verschiedenen Dicken erhältlich), zum anderen die geringe Temperaturleitfähigkeit.

In Abbildung 5.1 ist die Reflexion sowohl logarithmisch als auch linear dargestellt. Die Resonanzfrequenz liegt zwar nicht genau bei der Ausgangsfrequenz der Gyrotronröhre, allerdings sieht man in der linearen Darstellung, daß die Reflexion bei 140 GHz trotzdem noch klein ist ($\approx 2\%$).

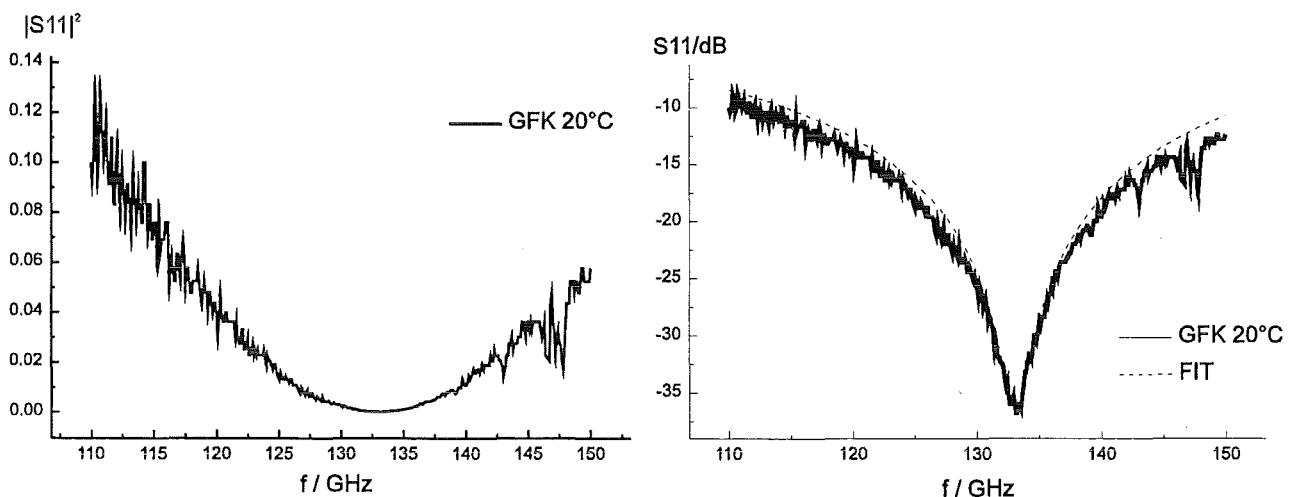


Abbildung 5.1: Reflexionsmessungen mit GFK ($d = 0,56$ mm) im linearen und logarithmischen Maßstab

Speziell bei dem bislang verwendeten GFK-Target stellte sich die Frage nach dem isotropen Verhalten des Materials. Durch die Einbettung eines Glasfasergewebes in Epoxyharz entsteht eine gitterförmige Struktur. Inwieweit sich dies auf das Reflexionsverhalten bei unterschiedlicher Polarisation des Gaußstrahls auswirkt, konnte ebenfalls mit dem quasioptischen Meßplatz gemessen werden.

Dazu wurde eine Materialprobe ($d = 0,55 \text{ mm}$), mit einer Gitterausrichtung orthogonal zur Strahlachse (Winkel 0°) montiert und vermessen. Anschließend wurde die Probe jeweils um 45° gedreht und wieder vermessen (Abbildung 5.2).

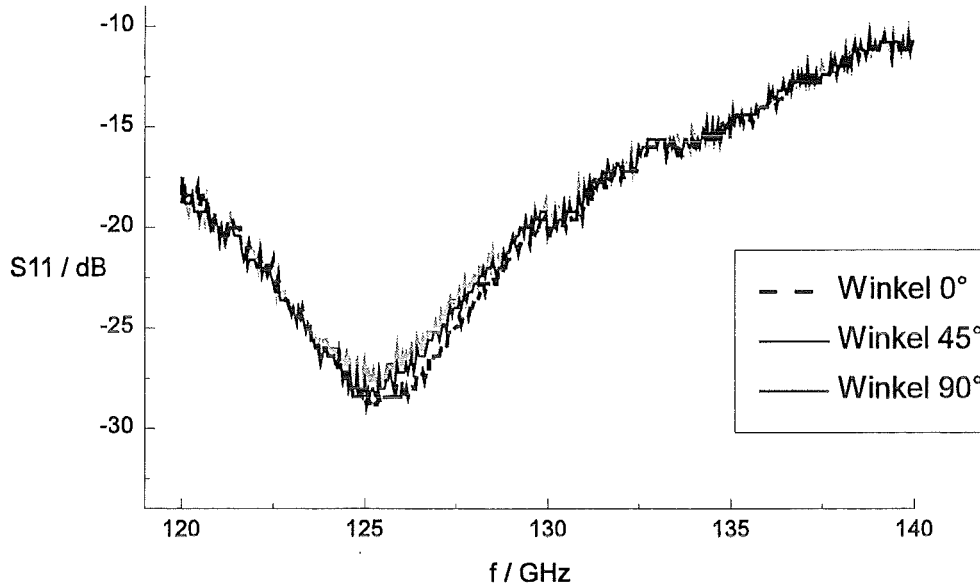


Abbildung 5.2: Reflexion des GFK-Materials \perp zum Strahl und jeweils um 45° gedreht

Wie man in Abbildung 5.3 sieht, zeigt das Material ein leicht anisotropes Verhalten. Der Unterschied ist im Bereich der Resonanzfrequenz am größten (max. 1,5 dB), während die anderen Schwankungen von $\pm 0,2 \text{ dB}$ vom Meßsystem herrühren. Eine Drehung um 180° ergibt keine Abweichung über die Schwankungen des Meßsystems hinaus. Allerdings könnten auch Schwankungen in der Materialdicke zu der Abweichung beitragen. Änderungen

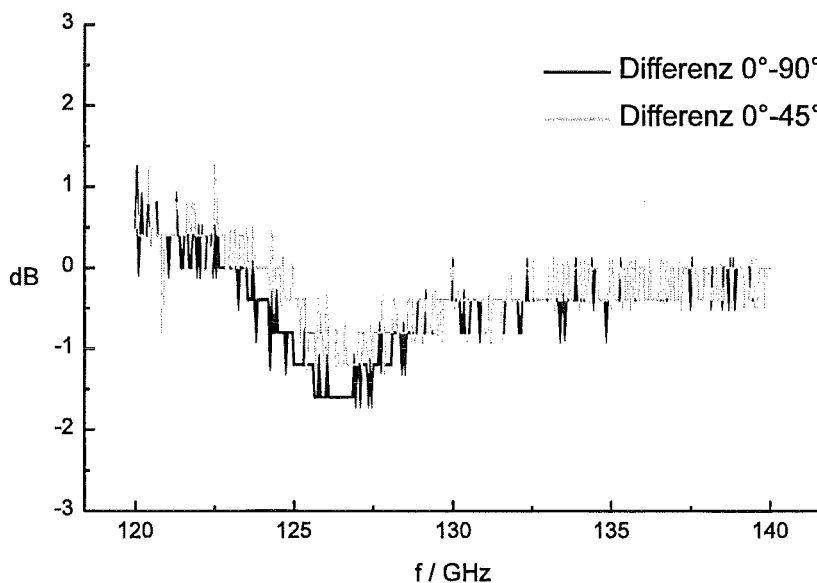


Abbildung 5.3: Differenzen der Reflexionsmessungen bei verschiedener Gitterausrichtung

von 1% der Dicke (5 μm) führen ebenfalls schon zur Verschiebung der Resonanzfrequenz um einige hundert MHz.

Für die Vermessung des Gyrotronstrahls mit dem hier benutzen Aufbau, wirkt sich dieses Verhalten jedoch nicht aus, da das Target immer mit derselben, orthogonalen Ausrichtung zum Ausgangsstrahl steht.

Mit dem modifizierten Meßaufbau wurde die Temperaturabhängigkeit des Verlustwinkels und der Dielektrizitätszahl wie in Kap. 4.3.3 beschrieben, bestimmt.

In Abbildung 5.4 ist die Temperaturabhängigkeit für GFK mit $d = 3,534$ mm dargestellt. Die Meßwerte liegen in guter Näherung auf einer Geraden, was einen linearen Zusammenhang zwischen Temperatur und den dielektrischen Parametern ergibt. Die Werte für $\tan\delta$ und ϵ_r bei 20°C, weichen etwas von den Werten die für das Material mit $d = 0,55$ gemessen wurden ab ($\tan\delta_{d=0,55} = 0,02$; zu $\tan\delta_{d=3,53} = 0,024$). Mögliche Ursachen könnten ein geringfügig anderes Verhältniss des Faseranteils zum Füllmaterial sein, oder Schwankungen der Materialdicke.

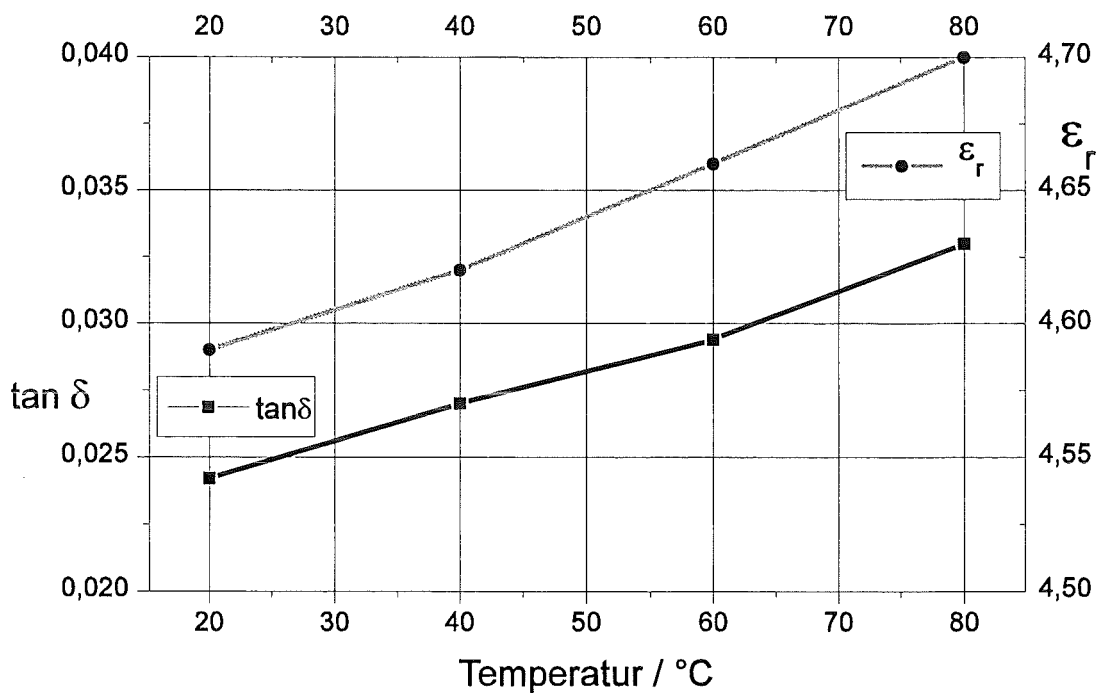


Abbildung 5.4: Temperaturabhängigkeit der dielektrischen Parameter des GFK-Materials

Die lineare Abhängigkeiten der Absorption von der Temperatur, wie sie in Gl.(2.32) angenommen wurde, konnte somit bestätigt werden. Übertragen auf das GFK-Target mit $d = 0,55$ mm ergibt sich eine Temperaturabhängigkeit für die Absorption ($f = 140$ GHz), wie sie in Abbildung 5.5 gezeigt ist.

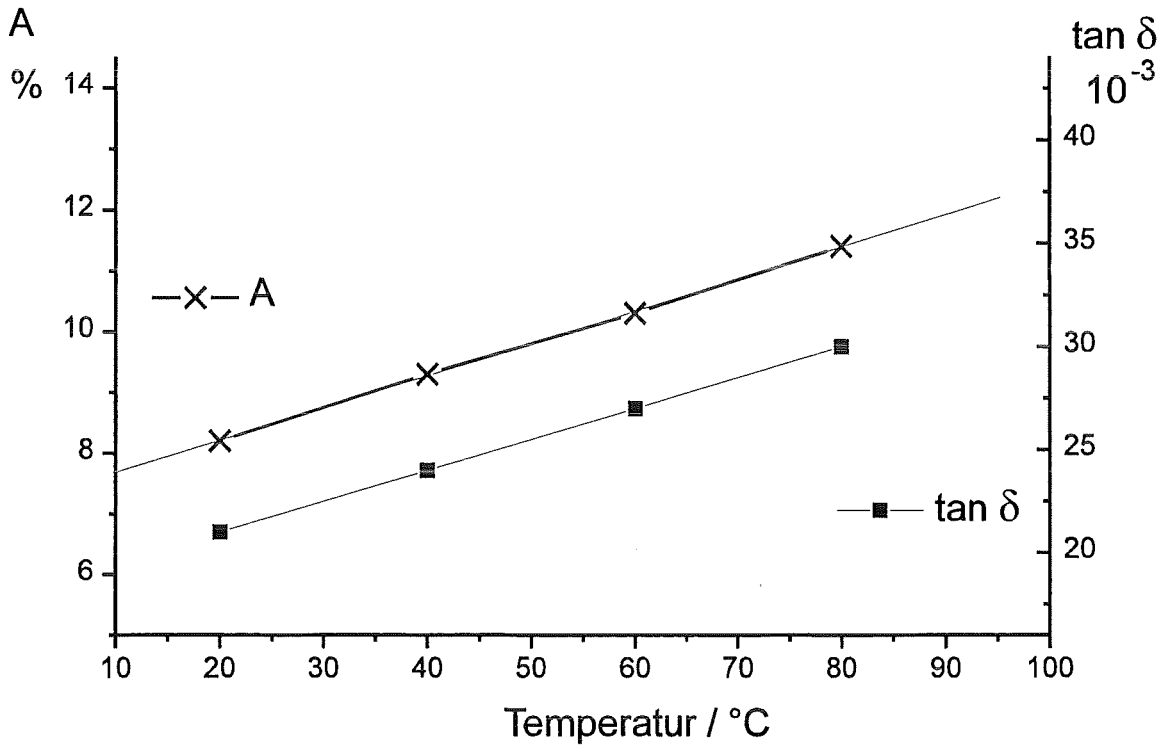


Abbildung 5.5: Temperaturabhängigkeit der Absorption für GFK mit $d = 0,55$ mm

5.1.2 Robax

Robax ist ein von der Fa. Schott entwickeltes Glas, mit einem großen Verlustwinkel ($\tan\delta = 0,058$). In leicht abgewandelter Form kommt es unter der Bezeichnung Ceran als Kochfeld zur Anwendung. Das Material zeichnet sich durch eine hohe Hitzebeständigkeit und einen kleinen Ausdehnungskoeffizienten aus. Dadurch kann es auf mehrere hundert °C erhitzt werden, ohne das es zerspringt.

Wie Abbildung 5.6 zeigt, weist es jedoch hohe Reflexionen auf. Bei 20°C wird selbst bei der Resonanzfrequenz noch ca. 10% der eingestrahlenen Leistung reflektiert. Dies ist vor allem auf die hohe Dielektrizitätszahl und die große Dicke des Materials zurückzuführen. Durch die Verwendung eines dünneren Materials, daß nur $\lambda/2$ dick ist, könnte die Reflexion noch vermindert werden. Allerdings ist eine Glasplatte mit einer Dicke von nur 0,45 mm sehr zerbrechlich.

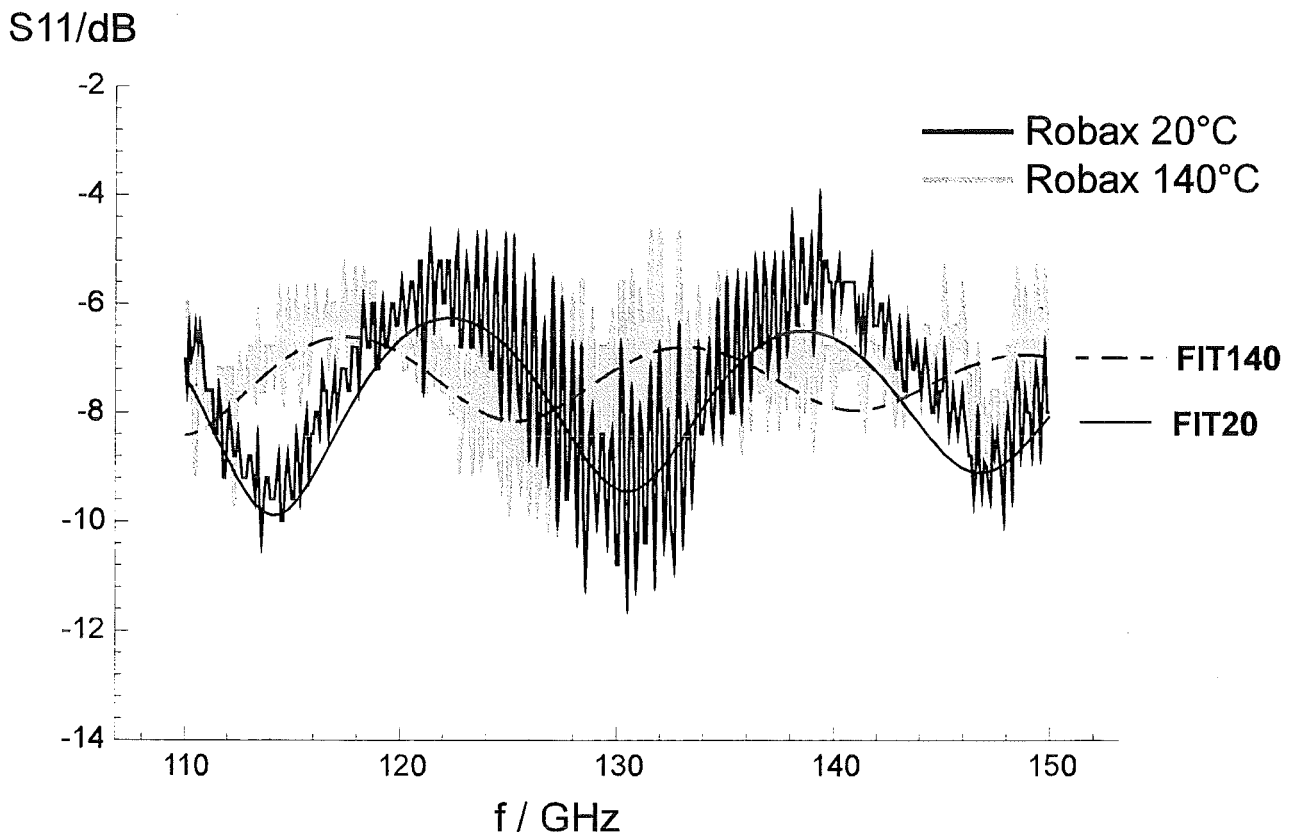


Abbildung 5.6: Reflexionsmessung mit Robax mit $d = 3,834$ mm bei 20°C und 140°C

In Abbildung 5.7 ist der Temperaturverlauf der dielektrischen Parameter eingezeichnet. Obwohl es sich hier um ein anorganisches Material handelt, ist die Änderung mit der Temperatur stärker als beim GFK-Material.

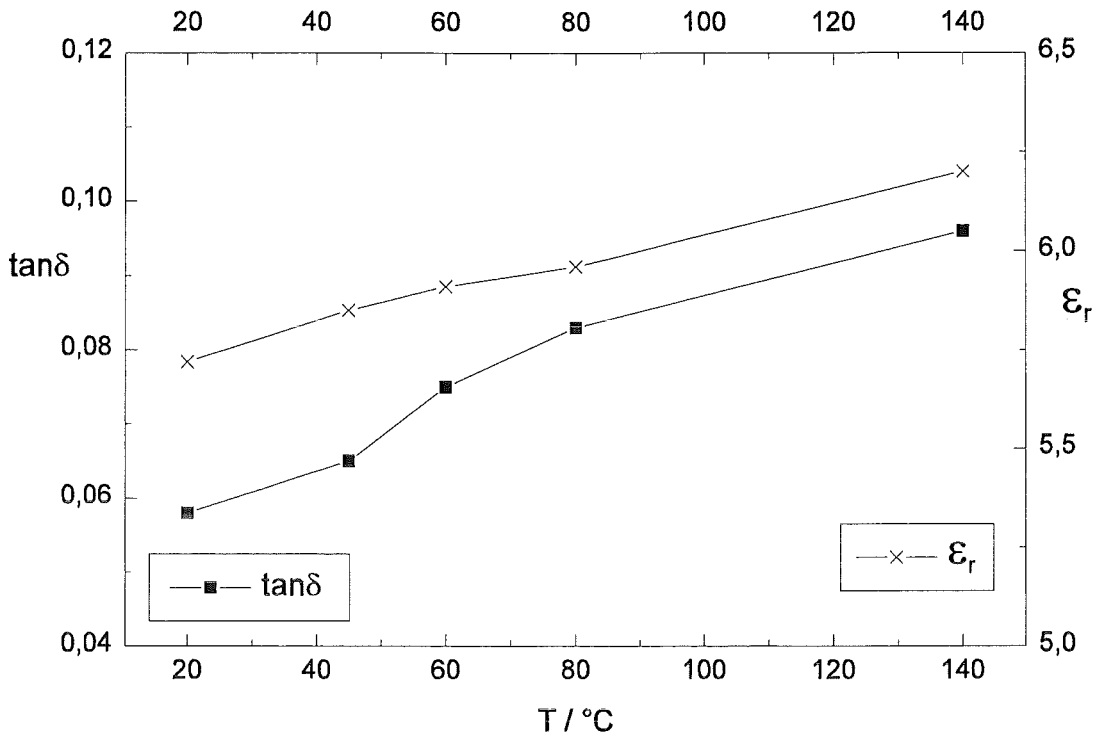


Abbildung 5.7: Temperaturabhängigkeit der dielektrischen Parameter bei Robax

Aus der ermittelten Temperaturabhängigkeit in Abb.5.7 wurde die Absorption berechnet, wie sie in Abbildung 5.8 links dargestellt ist. Durch die starke Änderung der Dielektrizitätszahl verschieben sich die Resonanzfrequenzen merklich (Abb.5.8 rechts), so daß bei einer festen Frequenz (hier 118 GHz) die Absorption nicht mehr über den gesamten Temperaturbereich linear ansteigt.

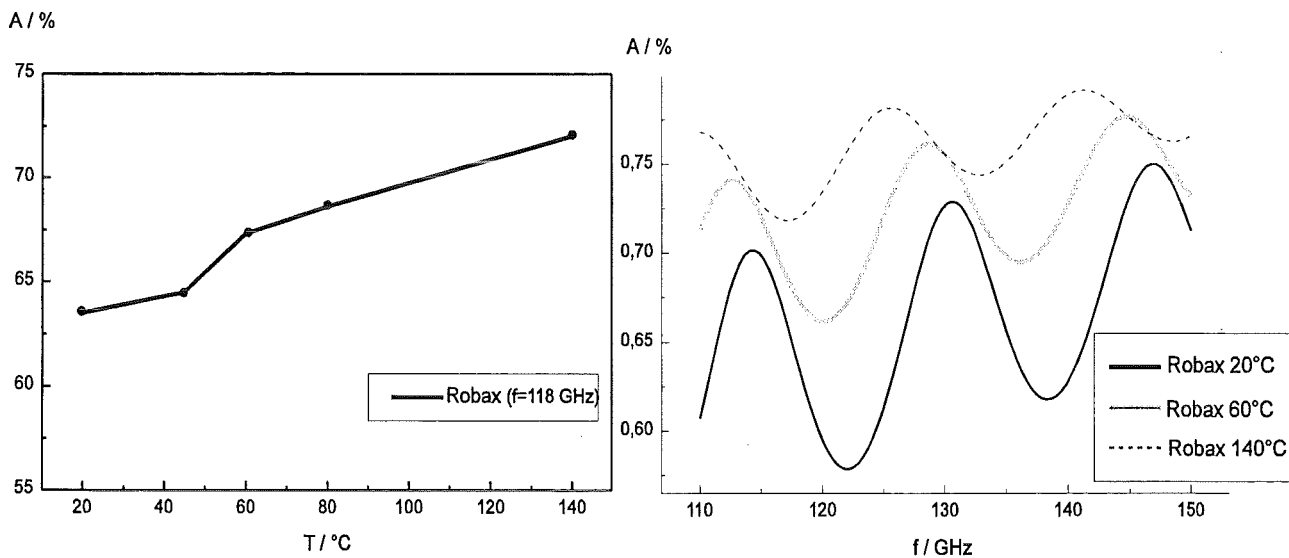


Abbildung 5.8: Absorption bei Robax als Funktion der

a) Temperatur

b) Frequenz

Robax eignet sich somit eher für Kurzpulseexperimente, um aufgrund seiner hohen Absorption, eine deutliche Temperaturerhöhung zu erzeugen. Außerdem muß die relativ hohe Reflexion berücksichtigt werden, so daß nicht zuviel Leistung in die Gyrotronröhre zurückreflektiert wird. Dadurch kann es zu HF-Überschlägen am Ausgangsfenster kommen, oder zu Interferenzbildern durch nochmalige Rückstreuung am Gyrotron.

In Tabelle 5.2 sind sowohl die thermischen, als auch die dielektrischen Parameter der angefertigten Targets zusammengestellt.

| Material | EGS 102 | Robax | Teflon |
|--|---------|-------|--------|
| Parameter bei 20°C, 140 GHz | | | |
| ϵ_r | 4,3 | 5,72 | 2,02 |
| $\tan\delta$ | 0,02 | 0,058 | 0,0018 |
| σ_T in W/m K | 0,238 | 2,2 | 0,18 |
| a in $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ | 0,16 | 1 | 0,08 |
| ρ_v in kg/m^3 | 1750 | 2590 | 2226 |
| c_p in J/kg K | 850 | 810 | 1050 |

Tabelle 5.2: Zusammenstellung der Materialeigenschaften von EGS 102, Teflon und Robax im Vergleich

5.1.3 Teflon

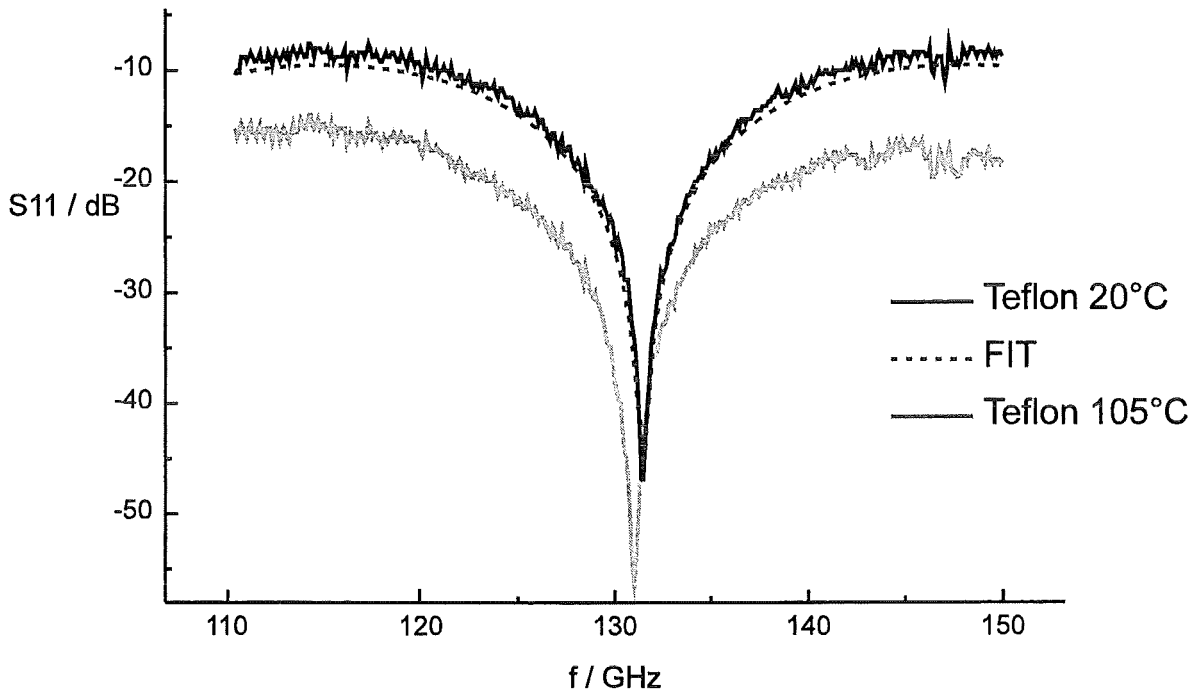


Abbildung 5.9: Reflexionsmessung mit Teflon ($d = 3,21$ mm), bei 20°C und 105°C

Wie man an der Reflexionsmessung sieht, besitzt Teflon einen kleinen Verlustwinkel. An der Resonanzfrequenz ist die Reflexion vernachlässigbar und auch sonst ist die Reflexion aufgrund der niedrigen Dielektrizitätszahl gering. Allerdings weist das Material einen großen Ausdehnungskoeffizienten auf. Durch Erwärmung wölbt sich die Materialprobe auf. Dadurch wird die Reflexionsmessung verfälscht, der Strahl wird diffus reflektiert (Abbildung 5.9 am Beispiel der Meßkurve für 105°C zu sehen). Die Reflexion wird über den gesamten Frequenzbereich zu niedrig angezeigt.

Für den Einsatz als Target müßte eine mehr als doppelt so große Platte benützt werden, die Aufwölbung durch die Erwärmung macht sich noch stärker bemerkbar. Trotz der ansonsten guten thermischen Eigenschaften des Stoffes (kl. Temperaturleitfähigkeit, Hitzebeständigkeit), eignet sich Teflon somit nicht als Targetmaterial.

5.1.4 Plexiglas

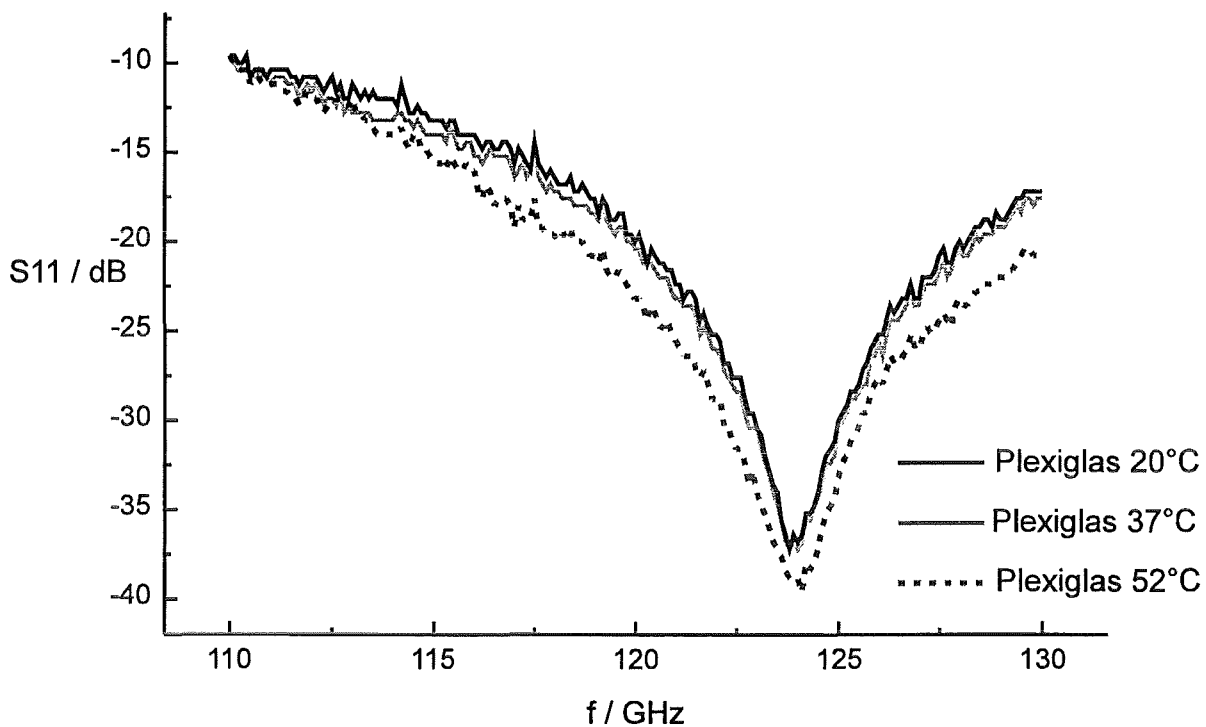
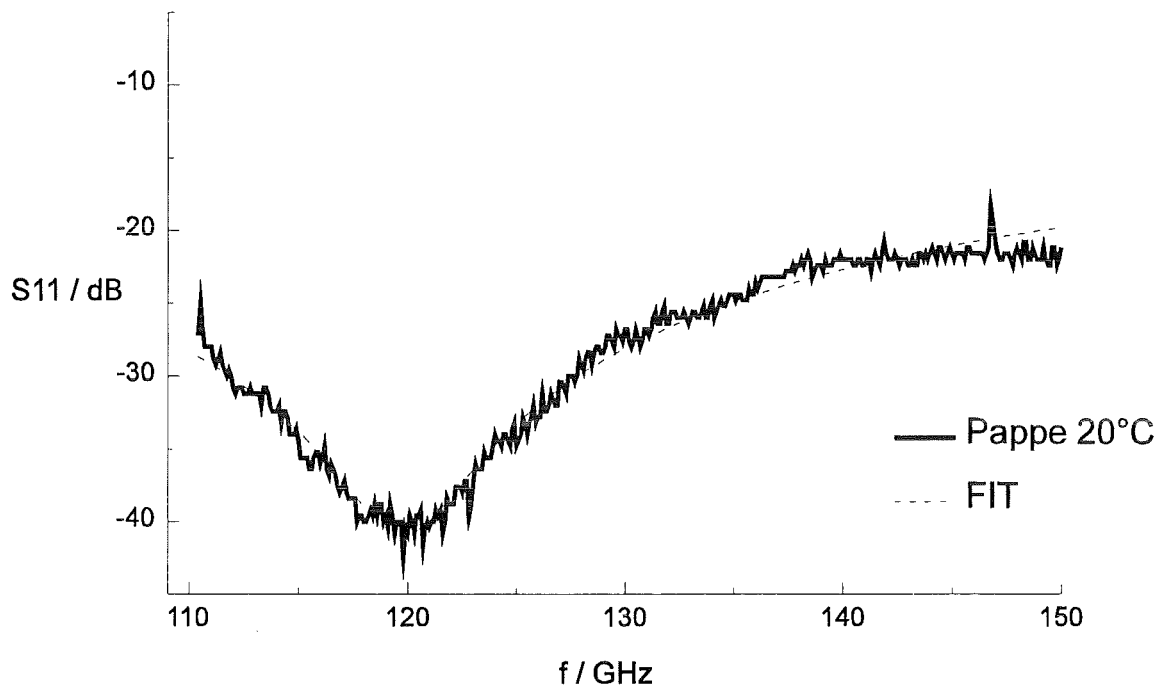


Abbildung 5.10: Reflexionsmessung mit Plexiglas ($d = 1,49$ mm)

Plexiglas besitzt ebenfalls ein relativ kleines ϵ_r , so daß die Reflexion gering ist. Zusammen mit dem Verlustfaktor $\tan\delta = 0,01$ würde es sich für Langpulse bzw. große HF-Leistung eignen. Die mechanische Stabilität ist gut und das Material ist in vielen Dicken erhältlich, so daß je nach Ausgangsfrequenz ein Target in resonanter Dicke angefertigt werden könnte. Die Temperaturabhängigkeit ist zumindest für geringe Temperaturerhöhungen klein, bei 52°C macht sich auch hier die Ausdehnung der Materials bemerkbar.

Für zukünftige Anwendungen sollte dieses Material weiter untersucht werden.

5.1.5 Pappe

Abbildung 5.11: Reflexionsmessung mit Pappe ($d = 1,07$ mm)

Pappe weist von allen untersuchten Materialien die geringsten Reflexionen auf. Dies ist auf den geringen Unterschied der Dielektrizitätszahlen im Freiraum und im Material zurückzuführen. Der Verlustwinkel ist im Vergleich zu den anderen Materialien hoch. Somit eignet es sich vor allem für Kurzpulse und kleine Ausgangsleistung, um eine deutliche Temperaturerhöhung zu erhalten. Bei zu hohen Temperaturen besteht jedoch die Gefahr der Entzündung. Ein weiterer Nachteil ist, daß Pappe Feuchtigkeit aufnimmt und je nach Feuchtigkeitsgehalt ändert sich die Absorption sehr stark.

5.2 Heißmessung im Vergleich mit der Kaltmessung

Während Messungen im Gyrotronausgangsstrahl als Heißmessungen bezeichnet werden, versteht man unter dem Begriff Kaltmessung, die Niederleistungsmessung mit einer gyrotron-gleichen Mode.

In einer Diplomarbeit am ITP [Losert, 1996] wurde ein Modenerzeuger für eine $TE_{22,6}$ -Mode aufgebaut, um die quasioptischen Komponenten des Gyrotrons einzeln vermessen zu können. Im Anhang A2 ist das Funktionsprinzip des Modenerzeugers kurz beschrieben.

Der Modenerzeuger wurde dann in das Gyrotron eingebaut und der erzeugte Ausgangsstrahl wurde mit dem skalaren Netzwerkanalysator vermessen (Abbildung 5.12).

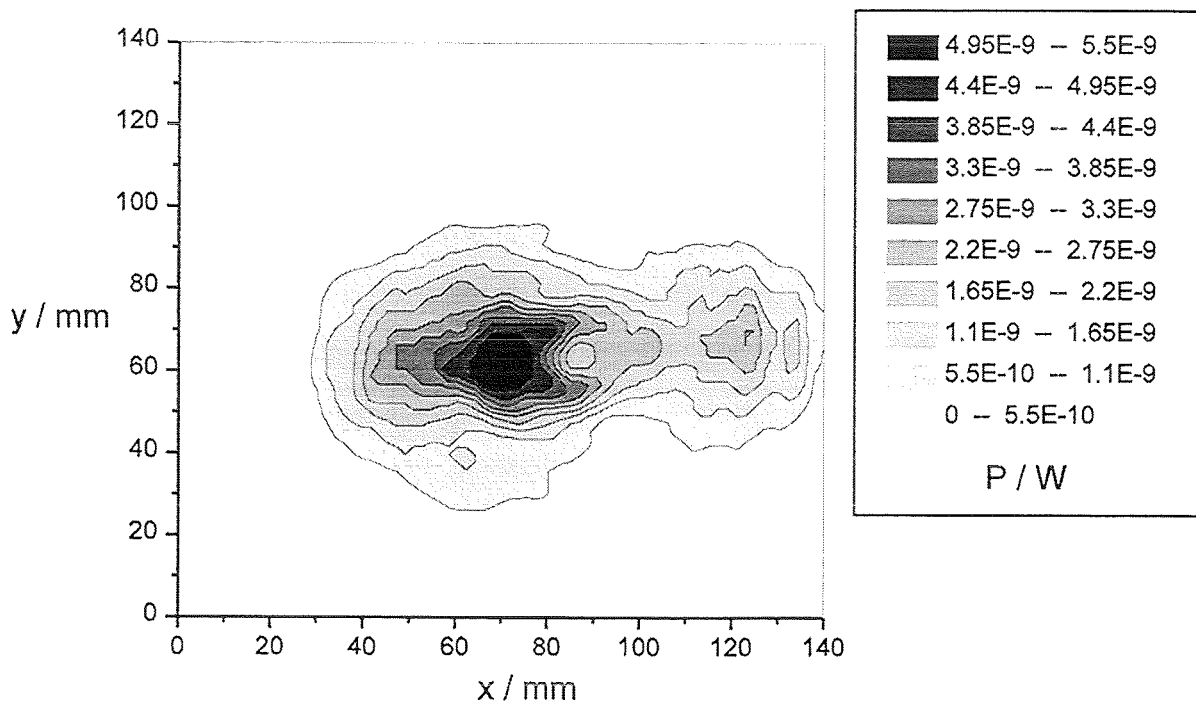


Abbildung 5.12: Kaltmessung mit $TE_{22,6}$ -Modenerzeuger

Ein Vergleich mit der entsprechenden Heißmessung (Abbildung 5.13), zeigt die sehr gute Übereinstimmung der beiden Meßmethoden. Dies ist umso erstaunlicher, wenn man bedenkt, das die Leistung im Ausgangsstrahl bei der Kaltmessung nur wenige Nanowatt beträgt, während der Gyrotronausgangsstrahl ca. 500 kW besitzt. Prinzipiell sind die Übergänge bei den Thermobildern fließender, da die Auflösung höher ist.

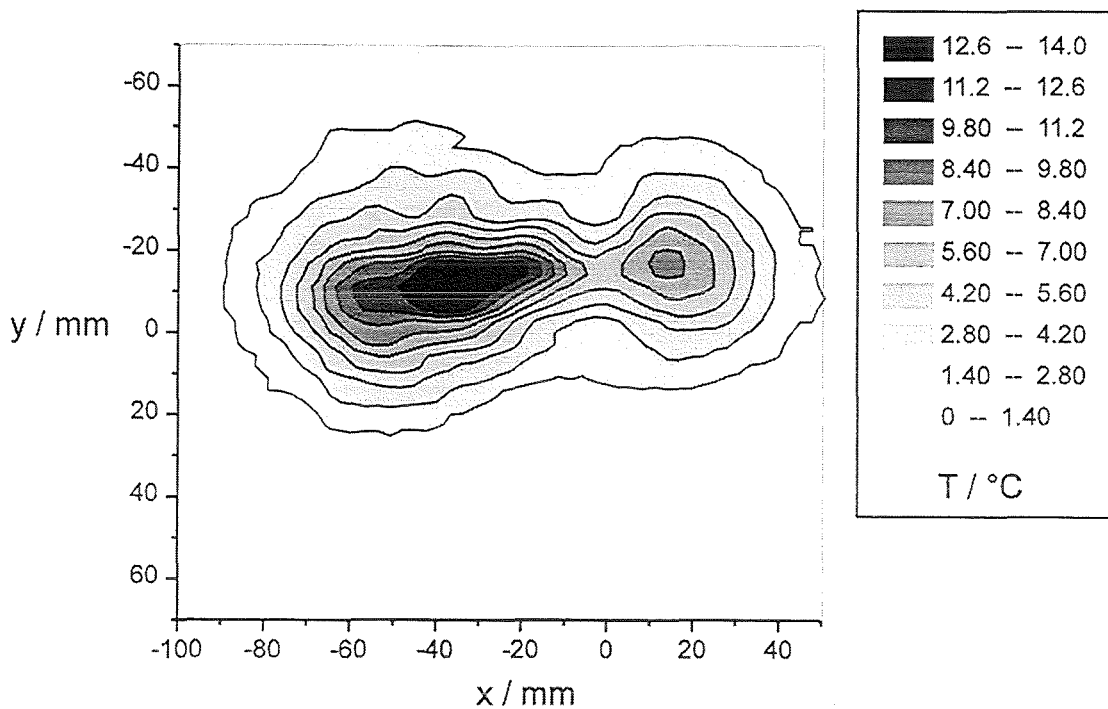


Abbildung 5.13: Thermobild des Gyrotronstrahls

5.3 Thermobilder verglichen mit kalorimetrischer Leistungsmessung

Wie bereits in der Einleitung erwähnt wurde, konnte bislang die Leistung des Gyrotronstrahls nur mit Hilfe des Kalorimeters bestimmt werden.

Das Kalorimeter ist ebenfalls ein thermischer Leistungsmesser, bei dem die Strahlleistung durch Absorption in einer Flüssigkeit, in Wärme umgewandelt wird. Dazu wird das Gerät direkt an das Ausgangsfenster angeschraubt. Je nach Ausführung des Gerätes (Isolierung, Kalibrierung, etc.), sind sehr genaue Leistungsmessungen möglich.

Allerdings können bei angeschlossenem Kalorimeter keine Strahlparameter gemessen werden, und die Kalibrierung ist sehr zeitaufwendig. Ein weiterer Nachteil ist das langsame Einschwingverhalten. Die Thermofühler benötigen eine gewisse Temperaturerhöhung (abhängig von der verwendeten Absorberflüssigkeit) um eine ausreichende Genauigkeit zu erzielen. Im Gegensatz zur Thermokamera, wo einfach das Targetmaterial ausgetauscht werden kann, ist der Austausch der Absorberflüssigkeit beim Kalorimeter sehr aufwendig.

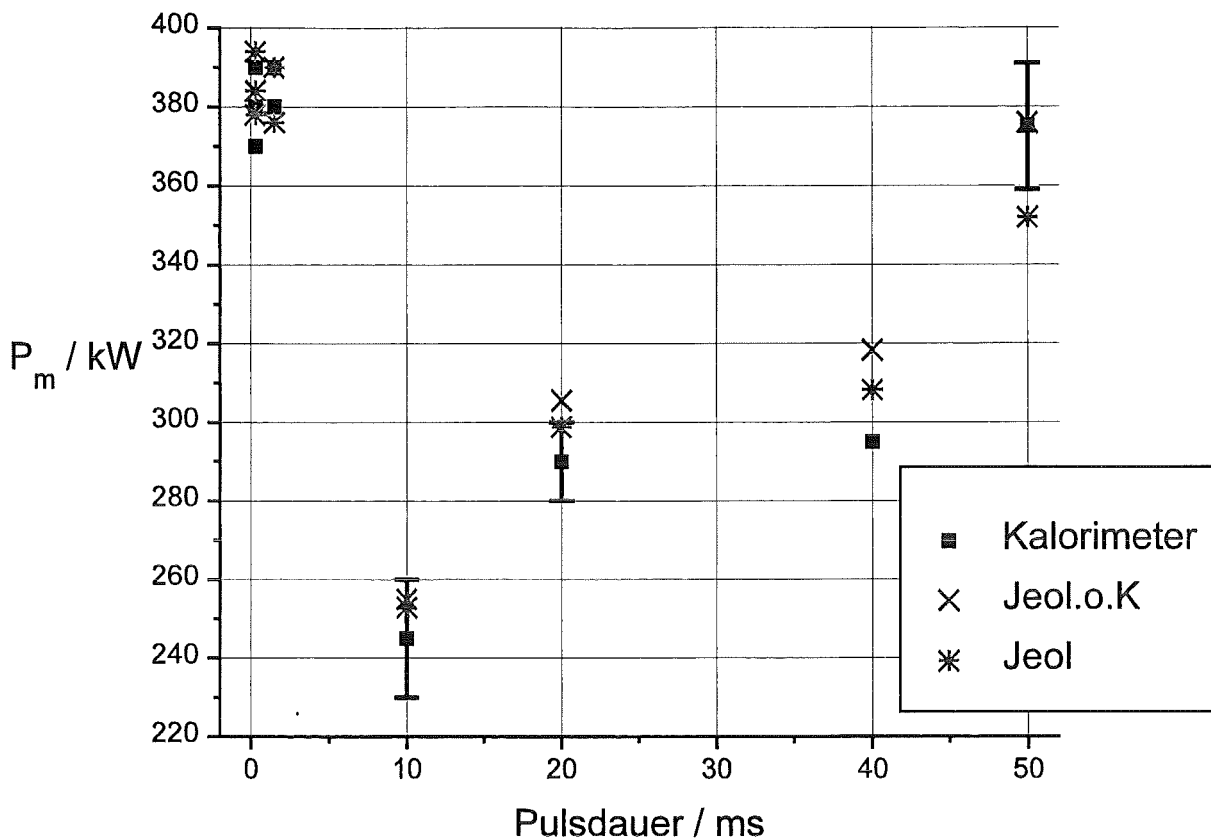


Abbildung 5.14: Vergleich der Messungen des Kalorimeters mit der Thermokamera

Für die Überprüfung der aus den Thermobildern ermittelten Leistung, wurden Kalorimetermessungen bei denselben Gyrotronparametern herangezogen. In Abbildung 5.14 sind sowohl die Ergebnisse des Kalorimeters, als auch der Thermobilder eingezeichnet.

Bei den diagonal nach rechts oben verlaufenden Pulsen, handelt es sich um Langpulseexperimente mit einer $TE_{10,4}$ -Röhre. Aus mehreren Meßwerten des Kalorimeters wurde der Mittelwert gebildet (schwarzes Quadrat), die eingezeichneten Querbalken markieren die maximale Abweichung hiervon.

Aus der Temperaturverteilung auf dem Target wurde einerseits die Leistung mit konstanter Absorption nach Gl.(2.29) (Jeol.o.K) berechnet, sowie mit Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit nach Gl.(2.36) (Jeol). Während der genauere Formalismus nach Gl.(2.36) die Leistung im Rahmen der Abweichungen des Kalorimeters angibt, wird unter der Annahme einer konstanten Absorption die Leistung zu hoch berechnet. Einzig bei dem 50 ms langen Puls, fällt das Ergebnis kleiner aus. Eine möglich Ursache kann die sehr große Temperaturerhöhung (ca. 60°C) bei dieser Pulslänge sein. Nach Durchtritt des Gyrotronstrahls durch das

Target, bis zum Abschluß der Thermoaufnahme, können 2-3 Sekunden verstreichen. Bei derart hohen Temperaturen kann durch Konvektion ein Teil der Wärmeenergie abgegeben werden, wodurch die Leistung zu klein gemessen wird. Bei Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit wird die eigentlich zu hoch berechnete Leistung dadurch wieder kompensiert.

Unter Berücksichtigung einiger Vorsichtsmaßnahmen wie sie in Kap.5.4 beschrieben sind, können solche Fehler jedoch vermieden werden.

Links oben in Abbildung 5.14 sind Ergebnisse von Kurzpulsexperimenten (Pulsdauer $t_p = 0,3$ ms) mit der TE_{22,6}-Röhre eingezeichnet. Die Werte für das Kalorimeter wurden aus einer Serie von Pulsen auf einen einzelnen Puls umgerechnet, da dessen Energiegehalt für eine Kalorimetermessung nicht ausreicht.

Bei derart kurzen Pulsen fällt die Temperaturerhöhung auf dem Target auch sehr gering aus (ca. 1,5 - 5°C), weshalb die Annahme einer konstanten Absorption kaum eine Abweichung ergibt.

Erstaunlich ist hingegen, daß bereits eine geringe, vom Target absorbierte Energie für die Berechnung ausreicht. In Abbildung 5.15 ist die Wärmeenergie über die Pulsdauer aufgetragen, für einen bzw. eine Serie von 4 und 5 Pulsen.

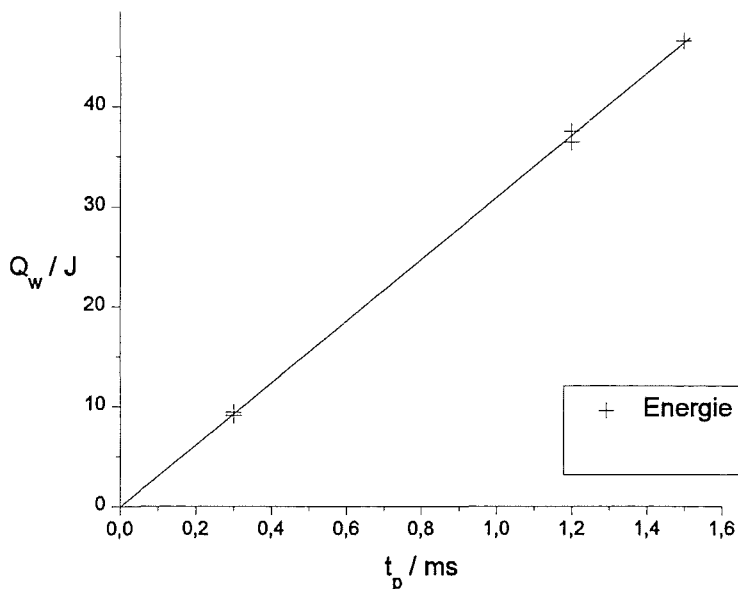


Abbildung 5.15: Aus Thermobildern berechnete Wärmeenergie bei 1 Puls ($t_p = 0,3$ ms) und 4 bzw. 5 Pulsen

5.4 Fehlerabschätzung / Genauigkeit

Grundsätzlich erreicht die Thermokamera die Genauigkeit anderer zur Verfügung stehender Meßmethoden. Zusätzlich besitzt sie den Vorteil, daß sowohl die Strahlparameter als auch die Strahlleistung mit einer Messung bestimmt werden können. Dabei kommt es aber auf die richtige Einstellung und Bedienung der Kamera an.

Die Thermokamera unterteilt den eingestellten Temperaturbereichs in 256 Werte, dann beträgt die mögliche Dynamik 24 dB. Um dieses Potential voll auszunutzen, muß der Temperaturbereich gerade so groß gewählt werden, daß er die Temperaturerhöhung durch den Gyrotronpuls abdeckt.

Die Temperaturerhöhung auf dem Target sollte sich auch deutlich von der Grundtemperatur abheben (möglichst $> 2^{\circ}\text{C}$). Andererseits machen sich bei sehr hohen Temperaturen die nicht-linearen thermischen Eigenschaften bemerkbar. In der Praxis hat es sich gezeigt, daß bei einer moderaten Temperaturerhöhung von 10 - 20°C die besten Ergebnisse erzielt werden können. Durch die Veränderung des Abstandes zum Ausgangsfenster oder mit anderen Targetmaterialien kann hier variiert werden.

Zur Berechnung der Strahlparameter reichen korrekt durchgeführte Thermoaufnahmen, wie sie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben wurden, aus. Die Temperaturabhängigkeit der Absorption kann vernachlässigt werden. Die Genauigkeit der berechneten Strahlparameter hängt im wesentlichen von der Durchführung der Messung ab. Je mehr Messungen an verschiedenen Orten im Ausgangsstrahl gemacht werden, umso genauer kann der Ort und die Größe der Strahltaille bestimmt werden.

Bei der Leistungsberechnung werden höhere Anforderungen gestellt. Hier muß die Temperaturabhängigkeit berücksichtigt werden. Außerdem geht die Genauigkeit, mit der die dielektrischen und thermischen Parameter bestimmt wurden, mit in die Rechnung ein.

Bei dem verwendeten GFK-Target beträgt der relative Fehler der Leistungsmessung maximal 10%. Die alternative Kalorimetermessung erreicht ungefähr dieselbe Genauigkeit.

6 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Diplomarbeit war die Verbesserung der bestehenden Meßvorrichtung zur Bestimmung der Strahlparameter und die Einbeziehung der Leistungsmessung.

Dazu mußten mögliche Fehlerquellen und ihr Einfluß untersucht werden. In diesem Zusammenhang wurde eine Methode zur Beseitigung der optischen Verzerrung mit Hilfe von drei Eichmessungen entwickelt.

Der bislang als näherungsweise proportional angenommene Zusammenhang zwischen Strahlleistung und Temperaturerhöhung wurde durch einen exakteren Formalismus ersetzt.

Für die Bestimmung der dielektrischen Parameter am quasioptischen Meßplatz, wurden das theoretische Transmissions- und Reflexionsverhalten einer dielektrischen Scheibe als Funktion in dem Programm „Origin“ implementiert. Dadurch lassen sich die Parameter von Targetmaterialien oder Gyrotronausgangsfenstern schneller und exakter bestimmen. Für die beiden zum Einsatz kommenden Targetmaterialien EGS 102 und Robax wurden die dielektrischen Parameter erstmals in Abhängigkeit der Temperatur vermessen. Somit konnte die Temperaturabhängigkeit der Absorption rechnerisch bestimmt werden. Eine Anzahl weiterer Materialien wurden auf ihre Eignung als Target untersucht.

Zur Vereinfachung der Meßprozedur wurde die alte Steuersoftware der Thermokamera durch eine grafische Benutzeroberfläche ersetzt, die eine schnelle und einfache Bedienung unter Windows erlaubt.

Nach all diesen Vorarbeiten kann nun die Gyrotronausgangsleistung erstmals mit Hilfe eines Thermobildes bestimmt werden. Ein Vergleich mit der kalorimetrischen Leistungsmessung zeigt, daß bei geschickter Wahl des Targetmaterials mindestens dieselbe Genauigkeit erzielt werden kann. Dazu ist es empfehlenswert, je nach Einsatzzweck (Langpuls / Kurzpuls-experimente) ein geeignetes Target mit entsprechender Absorption zu wählen. Eine Anzahl vielversprechender Materialien wurde bereits untersucht.

Ebenfalls ist es nun möglich die Strahlparameter genauer als bislang zu bestimmen. Somit besitzt man unter Verwendung der Thermokamera ein flexibles Meßverfahren, auch im Hinblick auf zukünftige Gyrotronröhren mit höherer Ausgangsleistung, bei denen das Kalorimeter nicht mehr eingesetzt werden kann.

Als Ausblick wäre es interessant, den mit Gl.(2.36) gefundenen Zusammenhang, zwischen der Temperaturerhöhung und der Strahlleistung in weiteren Experimenten zu verifizieren. Indem die Pulszahl sukzessive erhöht wird und jeweils eine Thermoaufnahme gemacht wird, könnte festgestellt werden, bis zu welchen Temperaturen linear gerechnet werden kann. Außerdem wäre es aufschlußreich, einzelne Langpulse mit Serien von Kurzpulsen zu vergleichen. Eventuell kann es bei hohen Temperaturen zur Kompensation verschiedener Temperatureffekte kommen, so daß sich ebenfalls wieder ein linearer Verlauf einstellt.

Da ab November 95 eine koaxiale Gyrotronröhre aufgebaut wurde, waren diese Messungen nicht mehr möglich.

Die Suche nach neuen Targetmaterialien und die Vermessung derselben, kann beliebig ausgedehnt werden.

Desweiteren wird von G. Michel, ITP, ein neuer Entzerrungsalgorithmus entwickelt, der die Aufstellung des Targets in einem beliebigen Winkel zum Ausgangsstrahl erlaubt.

Anhang

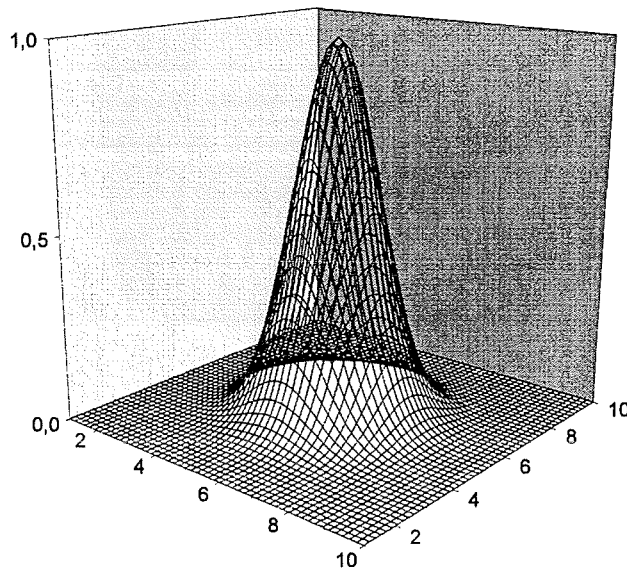
A1: Höhere Gaußmoden

Mit der Gleichung 2.1 aus Kapitel 2 wird die gaußsche Grundmode beschrieben. Dabei wird die Formel wie angeschrieben mit einem Hermite-Polynom 0. Ordnung multipliziert. Die Lösung dieses Polynoms lautet 1, weshalb es in der Formel nicht weiter auftaucht.

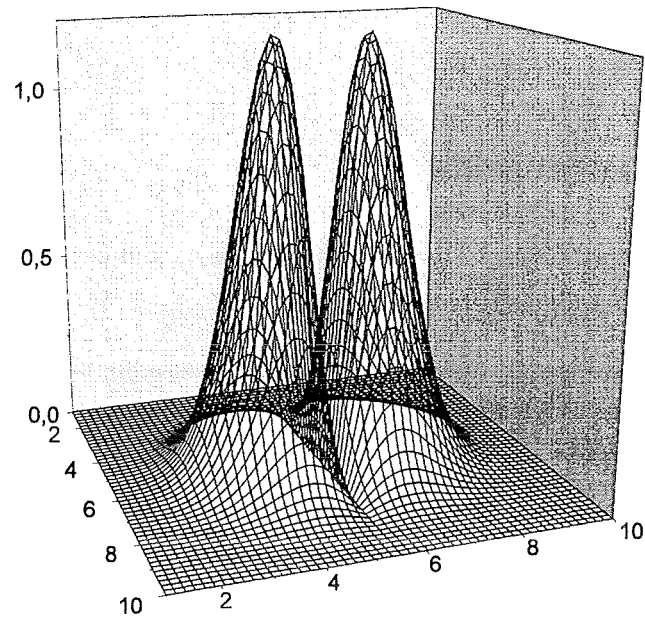
$$\Psi_{0,0} = C \frac{w_0}{w(z)} \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right) \cdot \exp(-jkz) \cdot \exp\left(\frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right) \cdot \exp(j\phi_0) \quad \text{Gl.(2.1)}$$

Für höhere Gaußmoden wird Gl.2.1 mit dem entsprechenden Hermite-Polynom multipliziert.

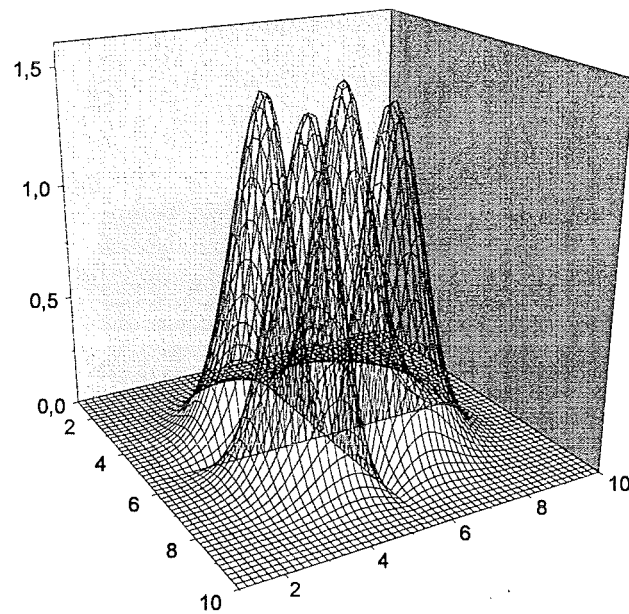
Am Beispiel der Grundmode und der nächsthöheren Moden, ist im folgenden die Amplitudenverteilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung skizziert.



Gaußsche Grundmode $\Psi_{0,0}$



Amplitudenverteilung $\Psi_{1,0}$ bzw. $\Psi_{0,1}$



Amplitudenverteilung $\Psi_{1,1}$

A2: $TE_{22,6}$ -Modenerzeuger

Zur Kaltvermessung der im Gyrotron eingesetzten quasioptischen Bauteile, muß die Resonatormode hoher Ordnung, durch eine andere Methode als die Elektronenstrahlanregung erzeugt werden. Während beim Gyrotronresonator die Arbeitsmode durch die Wahl geeigneter Betriebsparameter (Elektronenstrahlradius, Magnetfeld, usw.) sehr selektiv angeregt werden kann, ist die Modenselektion bei alternativen Methoden, eines der größten Probleme.

Es gibt unterschiedliche Methoden solche hohen Moden herzustellen, die hier angewendete Methode benutzt eine koaxiale Kavität [Losert, 1996], [Braz, 1995], [Alexandrov, 1995].

Der $TE_{22,6}$ -Modenerzeuger besteht aus einem Gaußhorn, zwei Mikrowellenspiegeln einer koaxialen Kavität und deren Halterung. Durch das Gaußhorn und die zwei Mikrowellenspiegel wird eine ebene Welle erzeugt, und derart in die Kavität eingekoppelt, daß die einfallenden Strahlen die Kaustik des gewünschten Modes säumen. Dabei muß die von jedem Punkt der Phasenfront zur Kaustik zurückgelegte Wegstrecke, für alle Teilstrahlen gleich sein.

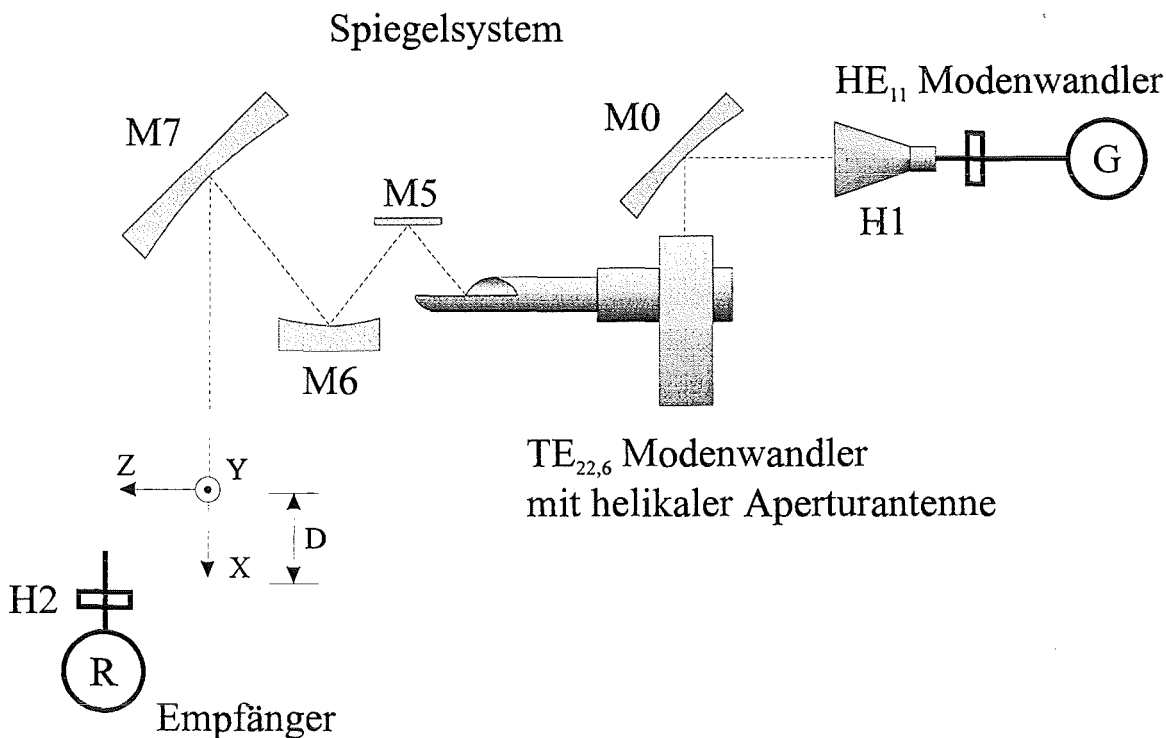


Abbildung A1: $TE_{22,6}$ -Modenerzeuger

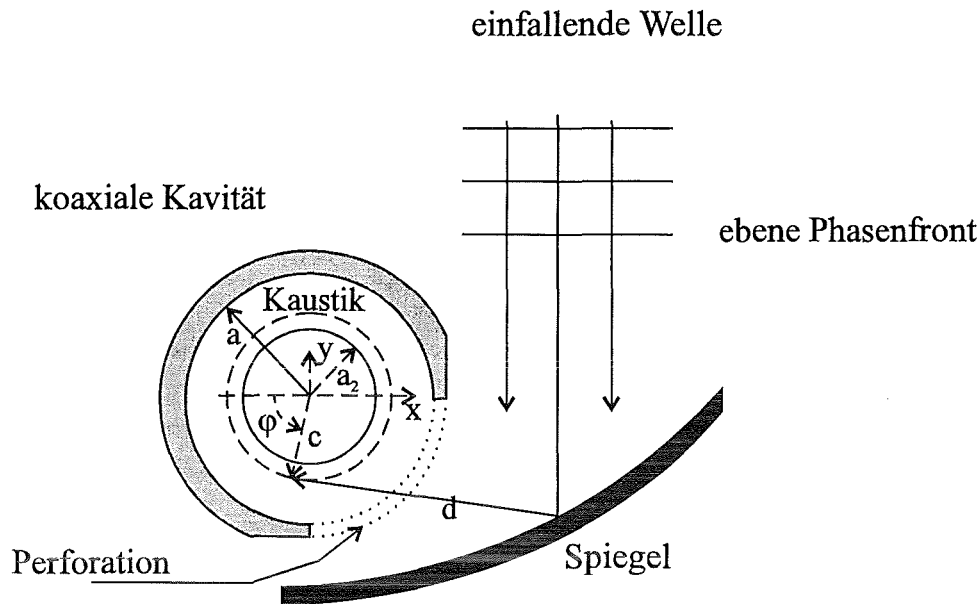


Abbildung A2: Kontur des zweiten Spiegels

Die Hohlleiterkavität kann in zwei Bereiche untergliedert werden: Links der Resonator, ähnlich dem Gyrotronresonator, der zum einen durch eine Cut-off Sektion, und zum anderen durch Teilreflexionen am linearen Uptaper gebildet wird; rechts der Uptaper, der die Mode auf den notwendigen Durchmesser aufweitet. Durch den Innenleiter werden die Frequenzabstände der Arbeitsmode und ihrer Hauptstörmodes vergrößert und somit die Modenselektion im Resonator erhöht.

An den Uptaper schließt sich der zu vermessende Modenwandler an. Beim Modenwandler handelt es sich um eine helikale Aperturantenne, die zusammen mit dem Spiegelsystem, die $TE_{22,6}$ -Mode in einen Gausstrahl umwandelt. Die Feldverteilung der vom Modenwandler abgestrahlten Leistung wird dann mit einer Pick-Up-Hornantenne aufgenommen.

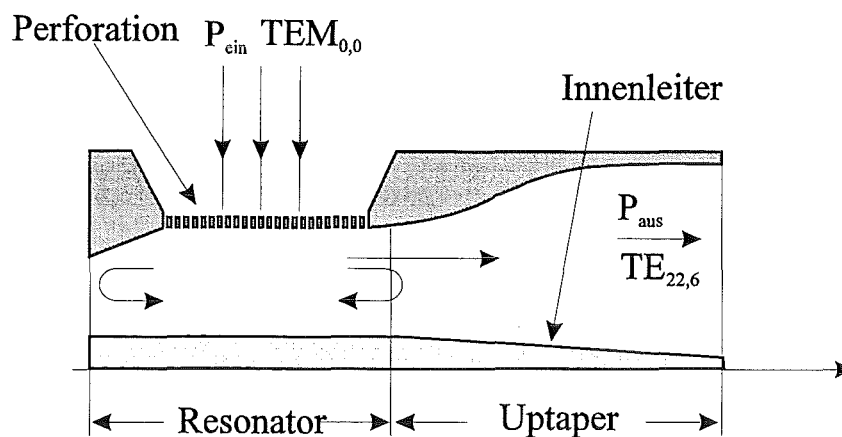


Abbildung A3: Längsschnitt der Kavität mit angeslossenem Übergang (taper).

Literaturverzeichnis

- Alexandrov, N. L., Denisov, G.G., Whaley, D. R., Tran, M. Q., 1995
Low power excitation of gyrotron-Type modes in a cylindrical waveguide using quasi-optical techniques.
International Journal of Electronics, 79, No. 2, 215-226.
- Ambrosy, U., 1993
Experimentelle und theoretische Untersuchungen breitbandiger Hochleistungs fenster für Millimeterwellen.
Diplomarbeit am Institut für Höchsthfrequenztechnik und Elektronik (IHE),
Universität Karlsruhe. Auch als FZK-Bericht Nr. 5157, erschienen.
- Braz, O., Losert, M., Thumm, M., et al., 1995
Cold tests and high power measurements on an advanced quasi-optical mode converter for a 118 GHz gyrotron.
Conf. Digest 20th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Lake Buena Vista (Orlando), USA, 281 - 282
- Denisov, G. G., 1992
110 GHz Gyrotron with a Built-In High-Efficiency Converter.
Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, 72, 1079-1091.
- Edgcombe, C. J. (Hrsg.), 1993
Gyrotron Oscillators - Their Principles and Practice.
London: Taylor and Francis.
- Geist, T., Hochschild, G., Wiesbeck, W., 1988
Scalar mm-wave network analysis with high dynamic range.
18th European Microwave Conf., Stockholm, Proceedings, 339-343.
- Geist T., 1991
Hochfrequenz-Meßtechnische Charakterisierung von Herstellungsprozessen und Werkstoffen für Resonatoren eines 140 GHz Gyrotrons.
Dissertation Universität Karlsruhe, FZK-Bericht Nr. 6341.
- Gerthsen, C, Vogel, H, 1977
Physik
Springer-Verlag, Berlin.
- Goldsmith, P. F., 1982
Quasioptical techniques at millimeter and submillimeter wavelengths.
in Button, K. J., Infrared and Millimeter Waves, Vol. 6, New York:
Academic Press.
- Grau, G., 1969
Optische Resonatoren und Ausbreitungsgesetze für Laserstrahlen,
in *Laser*, Ed. Kleen, W., Müller, R., Springer-Verlag, Berlin.

- Heidinger, R., 1996
Persönliche Mitteilung
- Jeol Ltd./ Hadland Photonics GmbH (Hrsg.), 1988
Handbuch Thermokamera.
- Kogelnik, H., Li, T., 1966
Laser beams and resonators.
Applied Optics, 5, 1550-1567.
- Kuznezov, S. O., Malygin, V. I., 1991
Determination of Gyrotron Wave Beam Parameters.
Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 12, No. 11.
- Link, G., 1993
Frequenz- und Temperaturabhängigkeit der mm-Wellen-Absorption in ionischen Einkristallen.
Dissertation Universität Karlsruhe.
- Losert, M., 1996
Aufbau eines TE 22,6 -Modenerzeugers und Vermessung Quasioptischer Wellentypwandler.
Diplomarbeit IHE, Universität Karlsruhe. Auch als FZK-Bericht Nr. 5762 erschienen.
- Maßler H., 1993
Untersuchung von Oberflächenstrukturen zur Vergrößerung der Bandbreite von Hochleistungsfenstern für Millimeterwellen.
Diplomarbeit IHE, Universität Karlsruhe. Auch als FZK-Bericht Nr. 5249 erschienen.
- Michel, G., 1996
Persönliche Mitteilung
- Michel, H.-J., 1981
Zweitor-Analyse mit Leistungswellen.
Teubner-Verlag, Stuttgart.
- Michejew, A.M., 1964
Wärmelehre
VEB-Verlag, Berlin
- Mlynski, D. A., 1985
Elektrodynamik.
Skiptum zur Vorlesung, 3. Auflage, Universität Karlsruhe.
- Möbius, A., Thumm, M., 1993
Gyrotron Output Launchers and Output Tapers.
in Edgecombe (Hrsg.) *Gyrotron Oscillators - Their Principles and Practice.*
London: Taylor and Francis. 179 - 222.

Möbius, A., Pretterebner, J., 1991

Avoidance of Edge Diffraction Effects of WGM-Fed Quasi-Optical Antennas by Feed Waveguide Deformation.

16th Int. Conf. On Infrared and Millimeter Waves, Lausanne, 531-532.

Nickel, H. U., 1995

Hochfrequenztechnische Aspekte zur Entwicklung rückwirkungsarmer Ausgangsfenster für Millimeterwellengyrotrons hoher Leistung.

Dissertation Universität Karlsruhe. Auch als FZK-Bericht Nr. 5513 erschienen.

Rohde, M., 1995

Persönliche Mitteilung.

Semmler, C., 1994

Aufbau eines Meßsystems zur Bestimmung der Parameter des Millimeterwellen-Ausgangsstrahls von Hochleistungsgyrotrons.

Diplomarbeit am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik (IHE), Universität Karlsruhe. Auch als FZK-Bericht Nr. 5400 erschienen.

Wien, A., 1995

Ein Beitrag zur Analyse von quasi-optischen Wellentypwandlern in Hochleistungsgyrotrons

Dissertation Universität Karlsruhe. Auch als FZK-Bericht Nr. 5579 erschienen.