



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 7299

Analyse eines neuartigen 1.5 MW, 170 GHz Prototyp-Gyrotrons mit koaxialem Resonator

T. Rzeńnicki

**Institut für Hochleistungsimpuls- und
Mikrowellentechnik
Programm Kernfusion
Association EURATOM-FZK**

Juni 2007

Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7299

Analyse eines neuartigen 1.5 MW, 170 GHz Prototyp-Gyrotrons
mit koaxialem Resonator

T. Rzeńnicki

Institut für Hochleistungsimpuls- und Mikrowellentechnik

Programm Kernfusion

Association EURATOM-FZK

von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2007

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

urn:nbn:de:0005-072996

**ANALYSE EINES NEUARTIGEN 1,5 MW, 170 GHZ
PROTOTYP-GYROTRONS MIT KOAXIALEM RESONATOR**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Fridericiana Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Tomasz Rzeźnicki
aus Grudziądz

Tag der mündlichen Prüfung: 23.01.2007

Hauptreferent: Prof. Dr. rer. nat. Dr. h. c. M. Thumm

Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. M. Siegel

ANALYSE EINES NEUARTIGEN 1,5 MW, 170 GHz PROTOTYP-GYROTRONS MIT KOAXIALEM RESONATOR

Kurzfassung

Am Institut für Hochleistungsimpuls- und Mikrowellentechnik (IHM) des Forschungszentrums Karlsruhe wird an der Entwicklung eines 170 GHz, 2 MW Gyrotrons mit koaxialem Resonator gearbeitet. Gyrotrons mit hohen Ausgangsleistungen werden bei der Entwicklung der Energiegewinnung durch magnetische Kernfusion benötigt. Das koaxiale 170 GHz Gyrotron wird für einen Einsatz am ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), einem sich im Aufbau befindenden Fusionsgroßexperiment entwickelt. Mikrowellen hoher Leistung werden zum Aufbau und zum Heizen des Plasmas sowie zur Unterdrückung von Plasmainstabilitäten benötigt. Die Ausgangsleistung von Gyrotrons mit konventionellen zylindrischen Resonatoren ist bei Frequenzen oberhalb etwa 100 GHz durch Ohmsche Verluste im Resonator sowie durch die Raumladung des Strahles auf etwa 1 MW, CW begrenzt. Die Verwendung koaxialer Resonatoren ermöglicht es, Volumenmoden höherer Ordnung (z.B. $TE_{34,19}$ -Mode bei 170 GHz) zu verwenden, da durch die koaxiale Anordnung die Modenkonzurrenz reduziert sowie der Einfluss der Raumladung des Elektronenstrahles vermindert werden. Dies ermöglicht eine Erhöhung der Ausgangsleistung auf 2 MW, CW je Gyrotron bei technisch akzeptablen Wandverlusten im Resonator.

Im Rahmen der Arbeiten am IHM wurde ein koaxiales 170 GHz Kurzpulsgyrotron entwickelt, aufgebaut und betrieben. Ziel der vorliegenden Doktorarbeit ist eine experimentelle Überprüfung der Eigenschaften der kritischen Gyrotronkomponenten wie Elektronenkanone, Resonator und HF-Auskopplungssystem als Vorarbeiten zu einem ersten industriellen Prototypgyrotron. Bei der Inbetriebnahme der Röhre sind parasitäre Schwingungen mit hoher Intensität angeregt worden, die einen stabilen Betrieb des Gyrotrons praktisch verhindert haben. Der Mechanismus für Entstehung solcher Schwingungen wurde untersucht und Maßnahmen zur Unterdrückung solcher parasitären Schwingungen wurden vorgeschlagen und experimentell verifiziert. Eine kritische Komponente ist das HF-Auskopplungssystem, welches die im Resonator erzeugte Strahlung in einen Gaußschen Strahl umwandeln soll. Die Eigenschaften des Auskopplungssystems wurden in Messungen bei niedriger Leistung untersucht. Dafür wurde die $TE_{34,19}$ -Gyrotronbetriebsmode bei 170 GHz mit einem speziellen Modenerzeuger bei niedriger Leistung angeregt. Die Ergebnisse der durchgeführten Untersuchungen sowie Probleme beim Entwurf eines koaxialen Gyrotrons werden im Rahmen dieser Doktorarbeit präsentiert und diskutiert.

ANALYSIS OF A PROTOTYPE OF A NOVEL 1.5 MW, 170 GHz COAXIAL CAVITY GYROTRON

Abstract

A 170 GHz, 2 MW coaxial cavity gyrotron is under development at the Institut für Hochleistungsimpuls- und Mikrowellentechnik (IHM) at Forschungszentrum Karlsruhe (FZK) which will be used as a high power microwave source for heating, current drive and stability control of plasmas in the International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER). At frequencies above about 100 GHz the output power of conventional gyrotrons with cylindrical hollow waveguide cavities is limited to 1 MW in CW operation mainly due to the high Ohmic losses and the space charge voltage depression of the electron beam. The coaxial geometry enables a reduction of the mode competition in the gyrotron resonator and decreases also the influence of the beam voltage depression. As result a very high order operating mode (for example $TE_{34,19}$ at 170 GHz) can be chosen which ultimately allows to increase the output power of the gyrotron in CW operation to a value as high as 2 MW.

A first prototype of the 170 GHz, 2 MW coaxial cavity gyrotron has been designed, built and experimentally tested in short pulse operation at FZK. The main goal of this work was to investigate experimentally the design of the critical gyrotron components such as electron gun, resonator and a quasi-optical RF system. Those components are same as used in the first industrial coaxial prototype gyrotron for ITER. During the experiments a strong instability was observed inside the gyrotron tube due to the excitation of parasitic low frequency oscillations. The mechanism of the oscillations has been studied and possibilities for their suppression of these oscillations are proposed and experimentally verified. The RF output system is one of the most critical components. It is responsible for the coupling of the gyrotron power out of the gyrotron by converting the microwave power generated in the $TE_{34,19}$ -mode into a fundamental free space $TEM_{0,0}$ "Gaussian" mode. The performance of the RF output system has been tested in low power "cold" measurements. To perform the "cold" tests of the RF output system, the $TE_{34,19}$ -mode was excited at 170 GHz using a special low power mode generator. The results of the experimental tests and the general problems associated with the design of the coaxial cavity gyrotron are presented and discussed in this thesis.

Inhaltsverzeichnis

1	EINLEITUNG	1
2	KERNFUSION	3
2.1	PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN	3
2.2	DAS ITER-PROJEKT	5
2.3	ANWENDUNG VON MIKROWELLEN IN DER FUSIONSFORSCHUNG	6
3	GYROTRON – VAKUUM-RÖHREN-OSZILLATOR.....	7
3.1	GRUNDLAGEN	7
3.1.1	<i>Gyrowechselwirkung</i>	<i>10</i>
3.1.2	<i>Modenwellenausbreitung in Rundhohlleiterstrukturen</i>	<i>12</i>
3.1.3	<i>Warum ein koaxiales Gyrotron?</i>	<i>17</i>
3.2	GYROTRON KOMPONENTEN	21
3.2.1	<i>Supraleitende Magnete</i>	<i>21</i>
3.2.2	<i>Elektronenkanone (CMIG).....</i>	<i>22</i>
3.2.3	<i>Resonator</i>	<i>26</i>
3.2.4	<i>Quasi-optisches Auskopplungssystem</i>	<i>28</i>
3.2.5	<i>Kollektor.....</i>	<i>28</i>
3.2.6	<i>Auskopplungsfenster.....</i>	<i>29</i>
4	KOAXIALES 2 MW, CW, 170 GHZ GYROTRON FÜR ITER	31
4.1	UNTERSUCHUNGEN AN EINEM EXPERIMENTELLEN VOR-PROTOTYP IM FZK.....	31
4.1.1	<i>Ausrichtung des Gyrotrons relativ zum Magnetfeld.....</i>	<i>33</i>
4.1.2	<i>Emissionseigenschaften der Elektronkanone</i>	<i>36</i>
4.1.3	<i>Mikrowellenerzeugung</i>	<i>37</i>
4.1.4	<i>Streustrahlungsverluste im Gyrotron</i>	<i>42</i>
4.2	NIEDERFREQUENTE SCHWINGUNGEN UND STABILITÄTSPROBLEME	45
4.2.1	<i>Resonanzeigenschaften der Gyrotronstruktur</i>	<i>47</i>
4.2.2	<i>Wechselwirkung des Strahls mit dem NF-Feld.....</i>	<i>50</i>
4.2.3	<i>Unterdrückung der Schwingungen.....</i>	<i>58</i>
5	QUASI-OPTISCHER MODENWANDLER	61
5.1	HF-AUSKOPPLUNGSSYSTEM IM GYROTRON	61
5.2	LAUNCHER ENTWURF	64
5.2.1	<i>Launcher-Antenne mit Wandstörungen.....</i>	<i>66</i>
5.2.2	<i>Launcher für das koaxiale 2 MW, 170 GHz Gyrotron</i>	<i>68</i>
5.2.3	<i>Berechnung des vom Launcher abstrahlten Feldes.....</i>	<i>71</i>
5.3	SPIEGELSYSTEM	72
5.3.1	<i>Quasi-elliptischer Spiegel</i>	<i>73</i>
5.3.2	<i>Toroidaler Spiegel.....</i>	<i>74</i>
5.3.3	<i>Phasenkorrigierender Spiegel.....</i>	<i>75</i>
5.4	ZUSAMMENFASSUNG UND KOMMENTARE.....	76
6	MODENERZEUGUNG UND NIEDERLEISTUNGSMESSUNGEN	79
6.1	NIEDERLEISTUNGSMODENERZEUGUNG	79
6.1.1	<i>Grundprinzip der Modenerzeugung</i>	<i>79</i>
6.1.2	<i>Hornantenne und Linsenthalterung.....</i>	<i>81</i>
6.1.3	<i>Quasi-parabolischer Spiegel.....</i>	<i>83</i>
6.1.4	<i>Kavität.....</i>	<i>84</i>
6.1.5	<i>Rillen-Modenkonverter.....</i>	<i>88</i>
6.1.6	<i>Taper</i>	<i>90</i>

6.2	ERGEBNISSE DER MODENERZEUGUNG	91
6.2.1	<i>Identifikation und Qualitätsüberprüfung der Mode</i>	91
6.2.2	<i>Direkte Modenanregung</i>	94
6.2.3	<i>Indirekte Modenanregung über den Modenkonverter</i>	96
6.3	KALTTESTSYSTEM UND ERGEBNISSE DER NIEDERLEISTUNGSMESSUNGEN	99
6.3.1	<i>Überprüfung des Launchers</i>	100
6.3.2	<i>Untersuchungen am quasi-optischen Modenwandler</i>	102
7	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK.....	107
A	ANHANG.....	111
A.1	EIGENSCHAFTEN DER KONKURRIERENDEN MODEN IM GYROTRONRESONATOR	111
A.2	ENTWURFPARAMETER DES AKTUELLEN LAUNCHERS FÜR 170 GHz-GYROTRON.....	112
	LITERATURVERZEICHNIS.....	113

Abkürzungsverzeichnis

<i>Abb.</i>	Abbildung
<i>bzw.</i>	Beziehungsweise
<i>cc</i>	Kompensations-Spule
<i>CMIG</i>	Coaxial Magnetron Injection Gun
<i>Conf.</i>	Conference
<i>CW</i>	Dauerstrichbetrieb
<i>d.h.</i>	Das heißt
<i>ECRH</i>	Elektron Cyclotron Resonance Heating
<i>engl.</i>	Englisch
<i>FZK</i>	Forschungszentrum Karlsruhe
<i>gc</i>	Elektronenkanonen-Spule
<i>GHz</i>	Giga-Hertz
<i>HE</i>	Hybridmode
<i>HF</i>	Hochfrequenz
<i>ICRH</i>	Ion Cyclotron Resonance Heating
<i>IHM</i>	Institut für Hochleistungs- und Mikrowellentechnik
<i>Int.</i>	International
<i>ITER</i>	International Thermonuclear Experimental Reactor
<i>kV</i>	Kilo-Volt
<i>kW</i>	Kilo-Watt
<i>LHH</i>	Lower Hybrid Heating
<i>mc</i>	Hauptspule
<i>MHz</i>	Mega-Hertz
<i>MW</i>	Mega-Watt
<i>NF</i>	Niederfrequenz
<i>NTM</i>	Neoclassical Tearing Modes
<i>OSSI</i>	Optical Systems Simulation Interpreter
<i>PCV</i>	Polyvinylchlorid
<i>Proc.</i>	Proceedings
<i>q.o.</i>	Quasi-optisch
<i>RMS</i>	Effektivwert
<i>SL</i>	Supraleitend
<i>Tab.</i>	Tabelle
<i>Taper</i>	Hohlleiterquerschnittsaufweitung
<i>TE</i>	Transversal elektrische Mode
<i>TED</i>	Thales Electron Devices
<i>TEM</i>	Transversal elektrische und magnetische Mode
<i>TEM_{0,0}</i>	Freiraumgrundmode = Gaußsche Mode
<i>usw.</i>	Und so weiter

Symbolverzeichnis

$, \perp$	Axiale- bzw. transversale Komponente
x, y, z	Kartesisches Koordinatensystem
r, φ, z	Zylindrisches Koordinatensystem
B	Magnetische Induktion
B_E, B_R	Magnetische Induktion am Emitter bzw. im Resonator
B_P, B_T	Poloidale bzw. toroidale Komponente der magnetischen Induktion
b	Magnetischer Kompressionsfaktor
c	Lichtgeschwindigkeit
D	Durchmesser
d	Dicke
E	Elektrische Feldstärke
E_{KIN}	Kinetische Energie des Elektrons
e	Elektronenladung
e (Vektor)	Einheitsvektor
f	Frequenz
f_C	„Cut-off“-Frequenz
g	Greensche Funktion
H	Magnetische Feldstärke
H_m	Hankel-Funktion m-ter Ordnung
I_B	Strahlstrom
I_{Lim}	Grenzstrom
J_m, N_m	Bessel- bzw. Neumannfunktion der m-ter Ordnung
K	Kopplungsfaktor
k	Ausbreitungskonstante
k_C, k_0	Ausbreitungskonstante beim „cut-off“ bzw. im Freiraum
L	Hohlleiterschnittlänge
m, p	Azimutaler Index der Mode
m_e	Masse des Elektrons
n, q	Radialer Index der Mode
n_i	Ionendichte beim Fusionsprozess
P_A	Ausgangsleistung des Gyrotrons
P_{Abs}	Leistung, die durch den Absorber aufgenommen wird
P_S	Streustrahlungsleistung
p	Leistungsdichte
Q_{3dB}	3dB-Güte
Q_{DT}	„Break even“-Punkt
R_a, R_i	Außenradius des Hohlleiters, Radius des Innenleiters
R_C	Kaustikradius
R_E, R_B	Radius des Emitters, Radius des Strahles
ΔR_B	Strahlbreite
δR_{Bolo}	Signal aus dem Bolometer

r_L	Larmorradius
$TE_{-m,n}, TE_{+m,n}$	Rechts- bzw. linksdrehende Mode
T_i	Ionentemperatur bei der Kernfusion
$\tan \delta$	Verlustfaktor
t_P	Pulsdauer
t_T	Elektronenlaufzeit
U_B	Spannung, die der um ΔU reduzierten Strahlenergie entspricht
U_C	Kollektorspannung (Beschleunigungsspannung)
ΔU	Spannungsabsenkung
v	Geschwindigkeit
Z_0	Impedanz des Freiraumes
α	Geschwindigkeitsverhältnis
$\beta = v/c$	Normierte Geschwindigkeit
$\delta\beta$	Normierte Geschwindigkeitsstreuung
γ	Relativistischer Massenfaktor
ϵ	Dielektrizitätskonstante
η	Wirkungsgrad
θ	Azimutaler Spreizwinkel der Mode
λ	Wellenlänge
μ	Permeabilität
μ_m	Magnetisches Moment
ρ	Effektive Rillentiefe des Modenkonverters
τ_E	Einschlusszeit bei der Fusionsreaktion
φ_B	Brillouinwinkel der Mode
χ	Elektronenflussfaktor
χ_{mn}	Radialer Eigenwert der Mode
Ω_C	Zyklotronresonanzkreisfrequenz
ω	Kreisfrequenz

1 Einleitung

Am Institut für Hochleistungsimpuls- und Mikrowellentechnik (IHM) des Forschungszentrums Karlsruhe (FZK) wird an der Entwicklung eines 170 GHz, 2 MW Gyrotrons mit koaxialem Resonator gearbeitet, welches im Dauerstrich (CW, engl. „*continuous wave*“) betrieben werden soll. Die Arbeiten werden im europäischen Rahmen in Zusammenarbeit mit der EPFL Lausanne, der HUT Helsinki und der Firma Thales Electron Devices (TED) in Paris durchgeführt. Gyrotrons mit hohen Ausgangsleistungen werden bei der Entwicklung der Energiegewinnung durch magnetische Kernfusion benötigt. Das oben genannte koaxiale 170 GHz Gyrotron wird für einen Einsatz am ITER (International Thermonuclear Experimental Reaktor), einem sich im Aufbau befindenden Fusionsgroßexperiment, entwickelt. In magnetischen Fusionsexperimenten werden Hochleistungs-gyrotrons zum Aufbau und zum Heizen des Plasmas eingesetzt. Zusätzlich kann die eingestrahlte Mikrowellenleistung einen Strom im Plasma erzeugen. Die Absorption der Mikrowellenleistung sowie auch der Stromtrieb erfolgen lokalisiert in Bereichen des Plasmas an denen die Zyklotronfrequenz der Elektronen gleich der Frequenz der eingestrahlten Mikrowellenleistung ist. Die lokal begrenzte Wirkung der eingestrahlten Mikrowellenleistung ermöglicht es, Plasmainstabilitäten in Tokamakanordnungen zu bekämpfen. Für den ITER Tokamak sollen während des Betriebes 20 MW Mikrowellenleistung bei 170 GHz in das Plasma eingestrahlt werden. In einem weiteren Ausbau wird überlegt, die eingestrahlte Mikrowellenleistung auf 40 MW zu verdoppeln. Berücksichtigt man die Übertragungsverluste vom Gyrotron zum Plasma, so benötigt man 24 Gyrotrons mit einer Ausgangsleistung von 1 MW, um etwa 20 MW Leistung ins Plasma einzustrahlen. Eine Verwendung von Gyrotrons mit einer Ausgangsleistung von 2 MW würde die Kosten für das gesamte Mikrowellensystem reduzieren. Zusätzlich verringerte sich durch die geringere Zahl der Übertragungsleitungen der Platzbedarf in der Toruswand. Für eine Erhöhung der eingestrahlten Mikrowellenleistung auf 40 MW sind aus Platzgründen Gyrotrons mit einer Ausgangsleistung von 2 MW unerlässlich.

Der physikalische Vorteil der Elektronen-Zyklotron-Resonanz-Heizung (ECRH) mit Gyrotrons besteht darin, dass die Mikrowellenleistung einfach und gezielt ins Plasma eingebracht werden kann. Die Absorption geschieht lokalisiert in einer Fläche in der die Zyklotronfrequenz der Elektronen gleich der Frequenz der eingestrahlten Mikrowelle ist. Ein technologischer Vorteil der ECRH besteht darin, dass die HF-Welle quasi-optisch übertragen werden kann. Damit können die Antennen weit entfernt vom Plasma angebracht werden. Dadurch werden Plasma-Verunreinigungen sowie die Rückkopplung des Plasmas auf die Antenne vermieden. Es können hohe HF-Leistungsdichten (bis zu 100 MW/m^2) mit einer einzigen Antennenanordnung erzielt werden. Dies hat zur Folge, dass wenige und kleinere Öffnungen in der Wand der Vakuumkammer des Torus benötigt werden. Die Millimeterwellen-Vakuumfenster der Transmissionsleitungen dienen als Tritiumbarriere zwischen der Plasmakammer und den HF-Quellen, den Gyrotrons. Da die Mikrowellenleistung über große Strecken effektiv übertragen werden kann, können die Gyrotrons weit weg vom Plasma aufgestellt werden.

Die Ausgangsleistung von Gyrotrons mit konventionellen zylindrischen Resonatoren ist bei Frequenzen oberhalb etwa 100 GHz durch Ohmsche Verluste im Resonator sowie durch die Raumladung des Strahls auf etwa 1 MW, CW begrenzt. Die Verwendung koaxialer Resonatoren

ermöglicht es, Volumenmoden höherer Ordnung (z.B. $TE_{34,19}$ -Mode bei 170 GHz) zu verwenden, da die koaxiale Anordnung die Modenkonzurrenz reduziert sowie den Einfluss der Raumladung des Elektronenstrahls vermindert. Dadurch wird eine Erhöhung der Ausgangsleistung auf 2 MW, CW je Gyrotron erwartet.

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurde im IHM ein experimentelles 165 GHz-Kurzpulsgyrotron für einen Betrieb bei 170 GHz umgebaut. An diesem experimentellen Kurzpulsgyrotron wurde das Verhalten und die Eigenschaften kritischer Komponenten wie Resonator und HF-Auskopplungssystem als Vorarbeiten zu der industriellen Röhre untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden im Kapitel 4 vorgestellt und diskutiert. Bei der Inbetriebnahme des 170 GHz-Gyrotrons sind parasitäre Schwingungen mit hoher Intensität im Bereich um 250 MHz angeregt worden. Das Auftreten dieser niederfrequenten Schwingungen hat einen stabilen Betrieb des Gyrotrons verhindert. Der Mechanismus für die Entstehung solcher parasitären Schwingungen wurde untersucht. Als Ergebnis dieser Untersuchungen konnten, wie im Unterkapitel 4.2 beschrieben wird, die Schwingungen unterdrückt werden und es wurden Modifikationen der Geometrie vorgeschlagen, die das Auftreten solcher niederfrequenten Schwingungen verhindern. Der Schwerpunkt der vorgestellten Arbeit befasst sich mit dem quasi-optischen (q.o.) Auskopplungssystem. Die Aufgabe des q.o. Auskopplungssystems besteht darin, die im Resonator in der $TE_{34,19}$ -Mode erzeugte HF-Leistung in eine Gaußsche $TEM_{0,0}$ -Grundmode zu konvertieren. Im Kapitel 5 wird der Entwurf eines q.o. Auskopplungssystems beschrieben und vorgestellt. Die Eigenschaften des Auskopplungssystems wurden in Messungen bei niedrigen Leistungen („kalt“) und im Gyrotron untersucht. Für die „kalten“ Messungen wurde ein spezieller Messaufbau errichtet. Die „kalten“ Messungen ermöglichen es, das Auskopplungssystem zu vermessen, bevor es in das Gyrotron eingebaut wird. Für den „kalten“ Messaufbau muss die Betriebsmode des Gyrotron bei niedriger Leistung erzeugt werden. Die Erzeugung einer Mode mit so hoher Ordnung wie $TE_{34,19}$ bei 170 GHz ist eine Herausforderung. Daher wurden zwei verschiedene Methoden untersucht, und zwar eine direkte Anregung der Mode im Resonator sowie eine zweistufige Erzeugung mit Hilfe eines Modenkonverters. Der Entwurf des Niederleistungsmesssystems sowie die Messergebnisse werden im Kapitel 6 besprochen.

2 Kernfusion

2.1 Physikalische Grundlagen

Der Energiebedarf wird heutzutage im Wesentlichen mit fossilen Rohstoffen gedeckt. Der begrenzte Vorrat an Kohle, Öl und Erdgas auf der Erde macht es erforderlich, nach alternativen Energiequellen zu suchen. Energieerzeugung mit Hilfe der kontrollierten Kernfusion könnte, sofern die technischen Probleme gelöst werden, eine zukünftige Energiequelle sein, die sich praktisch durch unbegrenzte Brennstoffreserven und gleichzeitig durch geringe Umweltbelastung auszeichnet. Bei der thermonuklearen Fusion wird die Energie durch die Verschmelzung (Fusion) von Kernen von Wasserstoffisotopen (Deuterium und Tritium), wie z.B. in der Sonne, gewonnen. Durch die Fusion von Deuterium- und Tritiumkernen zu Heliumkernen wird pro Fusionsreaktion eine Energie von 17,58 MeV freigesetzt.



Die freigewordene Energie wird vom Neutron und dem Heliumkern im umgekehrten Verhältnis ihrer Massen übernommen, und zwar übernimmt das Neutron 14 MeV und der Heliumkern 3,5 MeV. In Fusionsanlagen mit magnetischem Einschluss erfolgen die Fusionsreaktionen in einem torusförmigen Vakuumbehälter. Ein Gemisch aus den Wasserstoffisotopen Deuterium und Tritium wird durch eine sog. Startheizung von 50 bis 100 MW auf ca. 120 Millionen °C (~10 keV) aufgeheizt. Dabei geht die Wasserstoffisotopenmischung in einen ionisierten Zustand (sog. Plasma) über. Im Plasma bewegen sich die positiv geladenen Atomkerne und die negativen Elektronen unabhängig voneinander. Ein starkes toroidales Magnetfeld hält die energetischen Plasmateilchen von den Wänden der Reaktorwand fern. Während die geladenen Plasmateilchen durch die magnetischen Kräfte eingeschlossen werden, können die hochenergetischen Neutronen unbeeinflusst vom Magnetfeld die Wand des Reaktors erreichen und dort ihre Energie über ein Kühlmittel an einen konventionellen Wärmekreislauf abgeben.

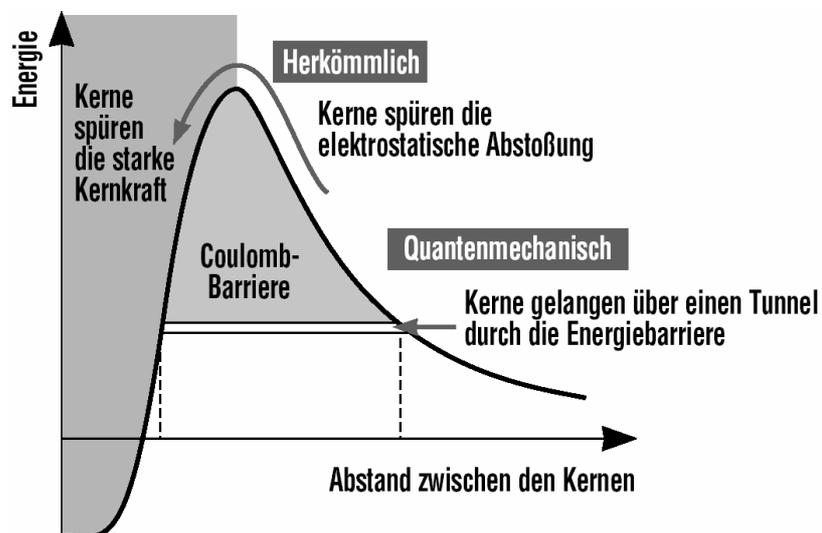


Abb. 2.1: Energiebarriere zwischen zwei Atomkernen.

2.2 Das ITER-Projekt

Der ITER-Reaktor basiert auf dem vor etwa 50 Jahren in Russland erfundenen Tokamak-Konzept. Im Tokamak wird das zum stabilen Plasmaeinschluss notwendige helikale Magnetfeld durch zwei Komponenten erzeugt. Zum einen erzeugen riesige Spulen ein toroidales Magnetfeld B_T . Zum anderen wird eine poloidale Magnetfeldkomponente B_P durch einen toroidalen Plasmastrom erzeugt. Durch eine Überlagerung beider Feldkomponenten wird ein spiralförmig verdrilltes Magnetfeld gebildet (Abb. 2.3). Diese spiralförmige Verdrillung des Magnetfeldes ist notwendig, um einen guten Einschluss des Plasmas zu erreichen. Der toroidale Plasmastrom wird im Plasma induziert. Es wird als die sekundäre Wicklung eines großen Transformators betrachtet dessen Primärwicklung eine große Solenoidspule auf der Torusachse bildet. Das Plasma hat im vollständig ionisierten Zustand einen sehr geringen elektrischen Widerstand. Die geladenen Plasmateilchen (Ionen und Elektronen) bewegen sich aufgrund der Lorentzkraft nur entlang der magnetischen Feldlinien. Abhängig von der eigenen Masse und Energie führen die Plasmateilchen Gyrationbewegungen um die Feldlinien durch. Um die für Fusionsprozesse notwendige Temperatur von über 100 Millionen °C zu erreichen, muss dem Plasma zuerst Energie zugeführt werden. Die Aufheizung des Plasmas wird auf verschiedene Weise realisiert, nämlich durch ohmsche Verluste des induzierten Plasmastroms, durch den Einschuss von hochenergetischen neutralen Wasserstoff- bzw. Deuteriumatomen und durch Einstrahlen von elektromagnetischen Wellen. Dabei können elektromagnetische Wellen bei ca. 50 MHz zur Ankopplung an die Ionen zur Ionen Zyklotron Resonanz Heizung (ICRH) verwendet werden. Elektromagnetische Wellen bei ca. 2 GHz geben ihre Energie an Elektronen und Ionen gemeinsam ab bei der sog. Lower-Hybrid-Heating (LHH). Bei der Elektronen-Zyklotron-Resonanz-Heizung (ECRH) werden Mikrowellen bei der Zyklotronfrequenz (170 GHz bei ITER) der Elektronen eingestrahlt. Die Mikrowellen koppeln direkt an die Zyklotronbewegung der Elektronen an und geben ihre Energie an die Elektronen des Plasmas ab.

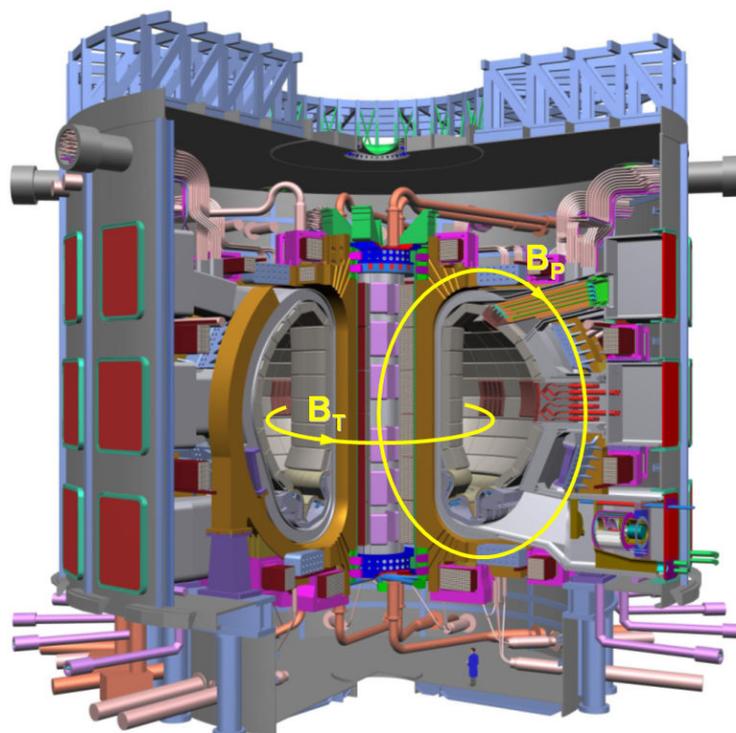


Abb. 2.3: Schematische Darstellung des Querschnitts des ITER-Fusionsreaktors.

Im Vergleich mit anderen Energiequellen ist die Energieausbeute bei der Kernfusion bezogen auf die Masse des Brennstoffs sehr groß. Ein Gramm Deuterium-Tritium-Gemisch setzt durch Fusion eine Energiemenge von 2,6 MWh frei. Das entspricht dem Energiegehalt, der bei der Verbrennung von 10 t Kohle frei wird. Ein 1000 MW Fusionskraftwerk benötigte jährlich ca. 100 kg Deuterium und 300 kg Lithium zum Erbrüten von 150 kg Tritium. Ein entsprechendes Kohlenkraftwerk müsste dafür ca. 2,7 Millionen Tonnen Kohle verbrennen. Die auf der Erde verfügbaren Brennstoffe reichten theoretisch aus, den Energiebedarf für zehntausende von Jahren zu decken. Deuterium ist überall im Wasser zu finden, Lithium, welches zum Erbrüten von Tritium benötigt wird, wird aus Gestein gewonnen [Jan04].

Der ITER-Reaktor wird in Zusammenarbeit folgender Staaten errichtet: EU, USA, Japan, Russische Föderation, China, Südkorea und Indien. Der Bau von ITER wurde in diesem Jahr in Cadarache in Frankreich begonnen. Die Inbetriebnahme ist im Jahr 2015 geplant.

2.3 Anwendung von Mikrowellen in der Fusionsforschung

Wie im vorhergehenden Abschnitt besprochen, muss dem Plasma Energie zugeführt werden, um die für Fusion notwendigen Bedingungen zu erreichen. Zur Aufheizung des Plasmas ist unter anderem der Einsatz von Mikrowellen bei der Elektronenzyklotronfrequenz (170 GHz bei ITER) vorgesehen. Da Mikrowellen bei der Elektronenzyklotronfrequenz sehr stark im Plasma absorbiert werden, eignen sie sich besonders gut zur Aufheizung des Plasmas. Die Absorption erfolgt sehr lokalisiert in der Ebene in der die Frequenz der Mikrowellen und die Resonanzfrequenz der Elektronen übereinstimmen. Neben dem Aufheizen des Plasmas kann mit den Mikrowellen bei geeigneter Einstrahlung ein lokalisierter Plasmastrom getrieben werden. Diese Eigenschaft des lokalisierten Stromtriebes ermöglicht, es Plasmainstabilitäten, die sog. „neoklassischen Tearing-Moden“ (NTM), zu unterdrücken. Beim ITER ist es vorgesehen, 20 MW Mikrowellenleistung bei 170 GHz in das Plasma einzustrahlen, und zwar sowohl zur Plasmasheizung als auch zur Stabilisierung der NTM Instabilitäten. Der Einsatz der Mikrowellen wurde erst durch die Entwicklung von leistungsstarken Millimeterwellen-Röhren (Gyrotrons) möglich. Bei den hohen Frequenzen sind nur Gyrotrons imstande, Mikrowellenleistungen im Megawattbereich im Dauerstrich zu erzeugen. Die Kosten für das gesamte ECR-System könnten durch Erhöhung der Ausgangsleistung je Gyrotron reduziert werden. Gyrotrons mit koaxialem Resonator haben das Potential, eine Ausgangsleistung von 2 MW pro Gyrotron bei 170 GHz zu erzeugen. Die Motivation für die Entwicklung koaxialer Gyrotrons mit einer Ausgangsleistung von 2 MW bei 170 GHz ergibt sich aus dem angestrebten Einsatz bei ITER. Die koaxiale Anordnung und die höhere angestrebte Leistung führen jedoch zu zusätzlichen Problemen, welche in dieser Arbeit bearbeitet wurden.

3 Gyrotron – Vakuum-Röhren-Oszillator

3.1 Grundlagen

Ein Gyrotron ist ein Vakuumröhrenoszillator in dem Mikrowellen hoher Leistung (im MW Bereich) im Frequenzbereich um 100 GHz effektiv erzeugt werden können. Mikrowellenleistung von über 500 W kann nur mit Hilfe von Vakuumelektronenröhren und Lasern erzeugt werden. Konventionelle Röhren lassen sich effektiv nur bei relativ niedrigen Frequenzen betreiben. Laser arbeiten dagegen bei deutlich höheren Frequenzen. Sie können sehr hohe Leistungen jedoch nur im Pulsbetrieb erzeugen. Als Mikrowellenquellen hoher Leistung schließen Gyrotron-Röhren die Lücke (Abb. 3.1) zwischen den konventionellen Vakuumröhren wie z.B. Klystrons, Wanderfeldröhren, usw. und quantenelektronischen Anordnungen wie Laser. Die Arbeitsfrequenz eines Gyrotrons ist durch die Elektronenzyklotronfrequenz [Kap. 3.1.1] vorgegeben und nicht durch die Dimensionen des Resonators (z.B. im Klystron). Daher können in Gyrotrons relativ zur Wellenlänge stark überdimensionierte Resonatoren verwendet werden. Dies ist einer der wesentlichen Gründe dafür, dass mit Gyrotrons sehr hohe Ausgangsleistungen im Dauerbetrieb bei Frequenzen oberhalb 100 GHz erzeugt werden können.

Die Hauptanwendung von Hochleistungsgyrotrons im Bereich um 100 GHz ist in Fusionsanlagen als Quellen, für ECR-Heizung und ECR-Stromtrieb sowie zur Stabilisierung des Plasmas. Bei Frequenzen von ca. 24 GHz werden Gyrotronoszillatoren ansatzweise in der Materialprozesstechnik zum Sintern und Verbinden von Keramiken verwendet. Gyrotrons niedriger Leistung werden in der Grundlagenforschung für Hochfeld-Elektronen-Spin-Resonanz Messungen erfolgreich eingesetzt. Des Weiteren wird in Russland und in den USA der Einsatz von insbesondere Gyro-Verstärkern im Bereich der Radartechnik untersucht. Eine Zusammenfassung über den aktuellen Stand der Entwicklung von Vakuumröhren wird in [Thu06] präsentiert.

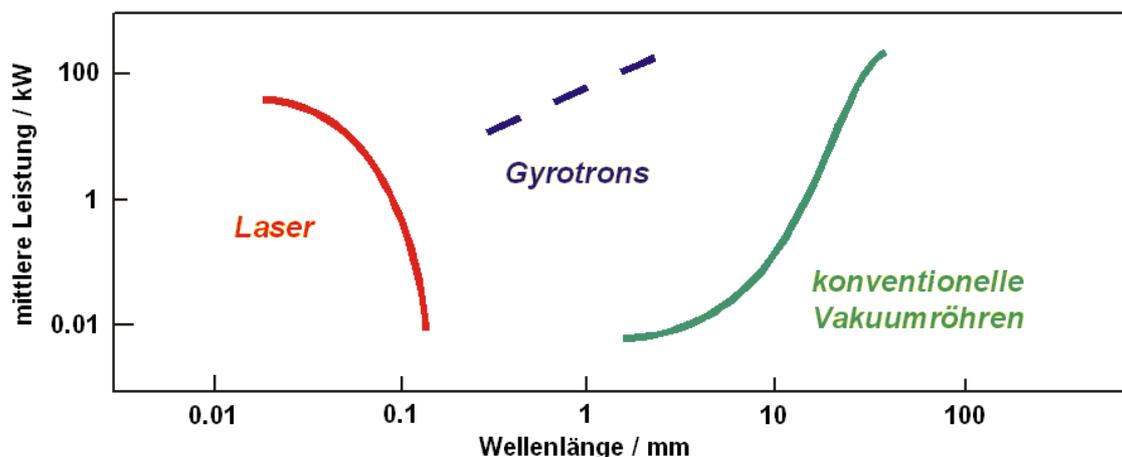


Abb. 3.1: Gyrotrons schließen die Lücke zwischen den klassischen Vakuumröhren und quantenoptischen Lasern.

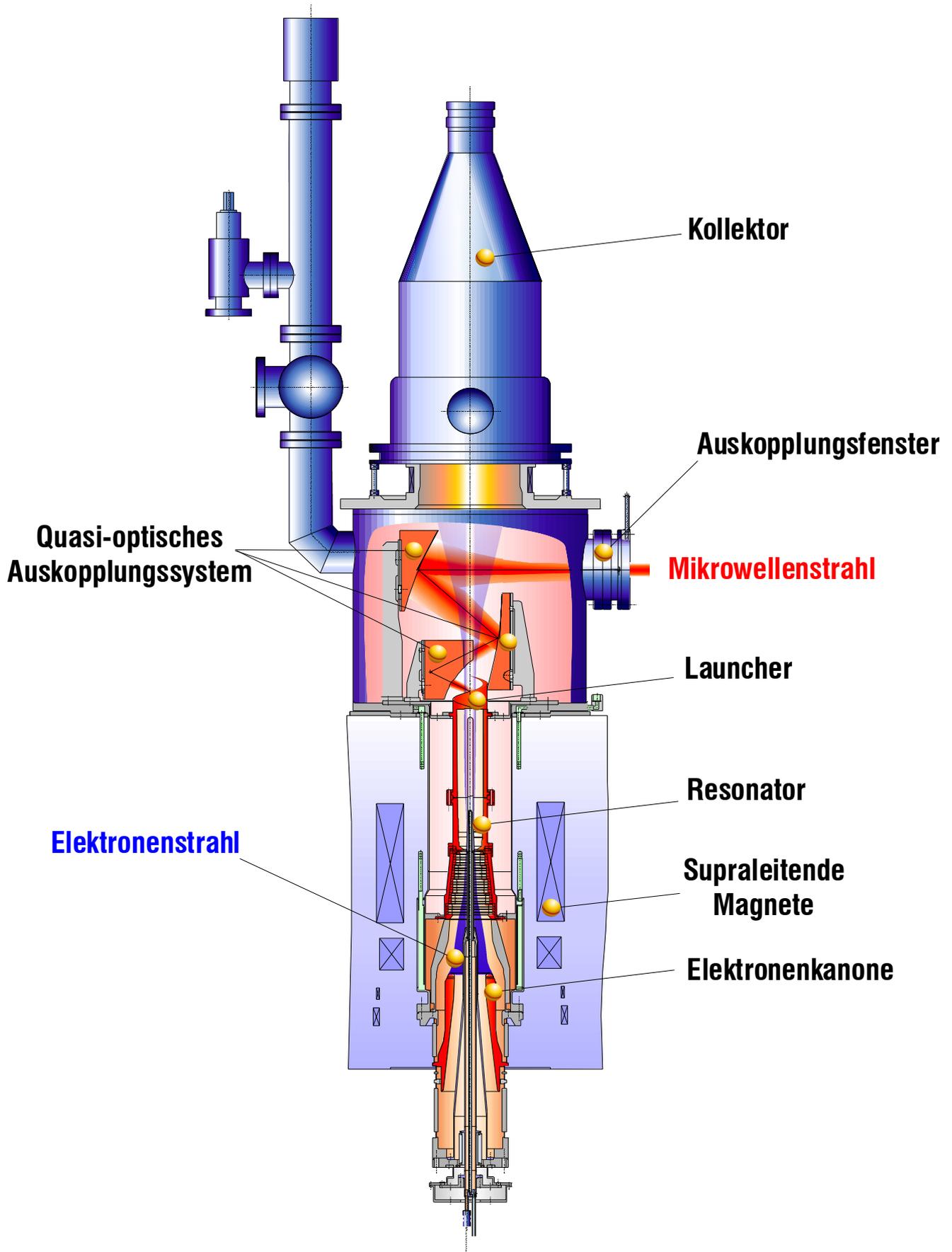


Abb. 3.2: Schematische Darstellung des Aufbaus des coaxialen 2 MW, 170 GHz Kurzpuls gyrotrons.

Die Bezeichnung „Gyrotron“ leitet sich aus den griechischen Wörtern „gyro“ für Kreis und „electron“ für Elektron ab, da die Wechselwirkung im Gyrotron wesentlich mit der Gyration der Elektronen um die Magnetfeldlinien zusammenhängt. Der schematische Aufbau des koaxialen Gyrotrons ist in Abb. 3.2 gezeigt. Zu den wichtigsten Komponenten des Gyrotrons gehören: die Elektronenkanone, der Resonator, das quasi-optische Auskopplungssystem (inkl. Launcher), das HF-Ausgangsfenster und der Kollektor. Um die benötigte Magnetfeldstärke im Resonator zu erzeugen, wird ein supraleitender (SL) Magnet mit einem Bohrloch, in dem das Gyrotron eingeführt wird, verwendet. Die im Resonator des Gyrotrons erzeugte HF-Leistung wird mit Hilfe des quasi-optischen (q.o.) Auskopplungssystems geformt und durch das HF-Ausgangsfenster lateral nach außen ausgekoppelt. Die aus der Kathode austretende Elektronen werden unter dem Einfluss der Beschleunigungsspannung und eines axialen Magnetfeld in einen Hohlstrahl verwandelt. Dann folgen sie in axialer Richtung den Linien des Magnetfeldes auf spiralförmigen Bahnen bis sie an der Oberfläche des Kollektors auftreffen. Die Geschwindigkeiten dieser spiralförmigen Bewegung wurden allgemein auf die Lichtgeschwindigkeit c normiert und als β_{\perp} (transversale Komponente) und β_{\parallel} (axiale Komponente) bezeichnet (3.1).

$$\beta_{\perp} = \frac{v_{\perp}}{c}, \quad \beta_{\parallel} = \frac{v_{\parallel}}{c} \quad (3.1)$$

Der Elektronenstrahl wird in einer Elektronenkanone mit ringförmigem Emitter mit Radius R_E erzeugt. Die emittierten Elektronen werden zur Anode hin beschleunigt, bewegen sich jedoch wegen des angelegten Magnetfeldes entlang der Magnetfeldlinien. Das axialsymmetrische Magnetfeld mit einem Maximum im Bereich des Resonators, wird von einer Anordnung aus Solenoidspulen erzeugt. Die Größe des Magnetfeldes nimmt von der Elektronenkanone zum Resonator hin zu und fällt danach zum Kollektor hin wieder ab. Die Elektronen bewegen sich auf spiralförmigen Bahnen entlang der Magnetfeldlinien vom Emitter zum Resonator hin und danach weiter bis zum Kollektor. Die Erhöhung des Magnetfeldes zwischen Emitter und Resonator um den Kompressionsfaktor b führt zu einer Reduzierung des Strahlradius entsprechend der folgenden Beziehung:

$$R_R \approx R_E \cdot \frac{1}{\sqrt{b}} \quad \text{mit} \quad b = \sqrt{\frac{B_R}{B_E}} \quad (3.2)$$

Üblicherweise wird zur Charakterisierung des Elektronenstrahls das Geschwindigkeitsverhältnis α (3.3) zwischen der transversalen β_{\perp} und axialen Geschwindigkeit β_{\parallel} , angegeben.

$$\alpha = \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}} \quad (3.3)$$

Der Kompressionsfaktor und der Radius des Emitters werden so gewählt, dass der Radius des Strahls im Resonator den für eine effektive HF-Erzeugung notwendigen Wert hat. Dies ist wie im nächsten Abschnitt ausgeführt wird der so genannte Kaustikradius (3.41) der angeregten Mode. Der Radius der spiralförmigen Bewegung entspricht dem Larmorradius (3.4). Der Larmorradius wird durch das Gleichgewicht zwischen der Lorentzkraft, die auf das Elektron im Magnetfeld wirkt, und der Zentrifugalkraft bestimmt.

$$r_L = \frac{\beta_{\perp}}{\Omega_c} = \frac{m_e \gamma \beta_{\perp}}{eB} \quad (3.4)$$

wobei γ der relativistische Massenfaktor ist:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = 1 + \frac{E_{kin}}{m_e c^2} \quad (3.5)$$

Da die Bewegung der Elektronen entlang der Magnetfeldlinien adiabatisch ist, ist das magnetische Moment (3.6) eine Konstante der Bewegung.

$$\mu_m = \frac{m_e \gamma \beta_{\perp}^2}{2B} \quad (3.6)$$

Daraus ergibt sich, dass die transversale Geschwindigkeit der Elektronen β_{\perp} mit der Wurzel des Magnetfeldes steigt, $\beta_{\perp} \propto (B)^{0.5}$. Im Bereich des Maximums des Magnetfeldes im Resonator ist β_{\perp} maximal. Im Resonator findet als Folge der Gyrowechselwirkung ein Energietransfer vom Elektronenstrahl zum hochfrequenten Mikrowellenfeld statt. Für eine effektive Mikrowellenerzeugung ist ein möglichst hoher Wert von α wünschenswert, da nur die transversale Bewegungskomponente mit dem HF-Feld im Resonator wechselwirkt. Bei der Wahl von α ist jedoch zu berücksichtigen, dass bei zu hohen α Werten, wegen der Geschwindigkeitsstreuung einige Elektronen im Bereich der Kompression zur Kathode reflektiert werden können. Dies kann Strahlinstabilitäten verursachen und niederfrequente, parasitäre Schwingungen anregen. Der optimale Wert für α liegt etwa im Bereich zwischen 1,2-1,5.

Die erzeugte Mikrowellenleistung wird mit Hilfe eines q.o. Auskopplungssystem [Kapitel 5] senkrecht zur Gyrotronachse durch ein vakuumdichtes Ausgangsfenster ausgekoppelt. Der Elektronenstrahl folgt den Magnetfeldlinien und trifft auf die Wand eines Kollektors, wo die verbliebene Energie der Elektronen in Wärme umgewandelt wird.

3.1.1 Gyrowechselwirkung

Die Erzeugung der Mikrowelle im Gyrotron erfolgt durch eine Wechselwirkung zwischen der transversalen Geschwindigkeitskomponente des Elektronenstrahls mit dem hochfrequenten Feld einer TE-Mode im Resonator. Wie im vorigen Abschnitt erläutert, bewegen sich die Elektronen spiralförmig entlang der Magnetfeldlinien. Die Rotationsfrequenz der Elektronen um die Magnetfeldlinien entspricht der Zyklotronresonanzfrequenz und ist gegeben durch:

$$\Omega_c = 2\pi f_c = \frac{eB}{m_e \gamma} \quad (3.7)$$

Im Resonator ist die Zyklotronresonanzfrequenz Ω_c nahezu gleich der Frequenz ω_{HF} der gewünschten Mikrowelle, $\Omega_c \lesssim \omega_{HF}$. Beim Eintritt in den Resonator werden die Elektronen zuerst unter dem Einfluss des hochfrequenten elektrischen Feldes je nach Phasenlage abgebremst bzw. beschleunigt, d.h. einige Elektronen geben Energie an das HF-Feld ab und andere dagegen

nehmen Energie aus dem Feld auf. Solange die Elektronen auf ihren Bahnen gleich verteilt sind findet insgesamt kein Netto-Energieaustausch zwischen dem Elektronenstrahl und dem HF-Feld statt. Die Energie $E_{kin} \propto \gamma$ (3.5) der einzelnen Elektronen ändert sich jedoch je nach Phase und führt wegen der Abhängigkeit der Zyklotronresonanzfrequenz Ω_C von dem relativistischen Faktor γ (3.7) zu einer Modulation der azimuthalen Geschwindigkeit der gyrierenden Elektronen. Dies führt zu einer Gruppierung (engl. "bunching") der Elektronen bezüglich ihrer Phasenlage wie in Abb. 3.3 schematisch dargestellt. Wenn nun die Frequenz des Feldes ω_{HF} etwas größer als Ω_C ist, dann wird Energie von dem nunmehr „gebunchten“ Elektronenstrahl an das HF-Feld abgegeben.

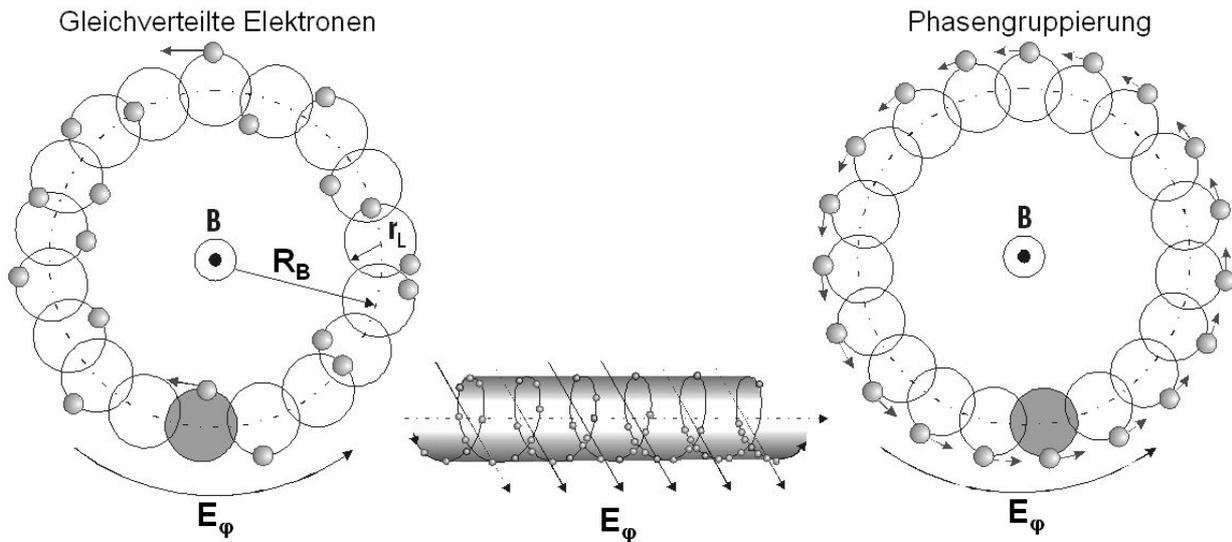


Abb. 3.3: Phasengruppierung der Elektronen (sog. „bunching“) aufgrund der Wechselwirkung zwischen dem Strahl und dem hochfrequenten Feld im Resonator des Gyrotrons.

Falls die Elektronen zu lange unter dem Einfluss des HF-Feldes bleiben, wird die optimale Phasenlage beeinträchtigt. Die Gruppierung der Elektronen geht verloren, so dass kein weiterer Energietransfer vom Elektronenstrahl zum HF Feld erfolgt (engl. „overbunching“). Aus diesem Grund ist es wichtig, dass die Elektronen nur begrenzte Zeit im Resonator verbleiben. Im Fall für ω_{HF} etwas kleiner als Ω_C würde der Elektronenstrahl Energie aus dem HF-Feld aufnehmen.

Die Elektronen bewegen sich im Resonator in axialer Richtung mit $v_{||}$. Wegen der Dopplerverschiebung ist die Frequenz des hochfrequenten Feldes, die von den Elektronen gesehen wird, verschoben. Die Phase des Feldes sollte im Bezugssystem des bewegten Elektrons synchron zur Larmorbewegung sein (die Phasendifferenz sollte konstant bleiben). Daher muss folgende Bedingung erfüllt werden:

$$\frac{d}{dt}(\omega t - k_{||}v_{||}t - \Omega_C t) = 0 \quad (3.8)$$

Da die Bedingung (3.8) auch für höhere Harmonische der Zyklotronfrequenz gültig ist, erhält man dadurch eine allgemeine Resonanzbedingung:

$$\omega - k_{||}v_{||} = s \cdot \Omega_C, \quad s \in N \quad (3.9)$$

Da die axiale Geschwindigkeit der Elektronen $v_{||}$ klein ist, kann man die Resonanzbedingung in erster Näherung als $\omega \approx \Omega_c$ formulieren.

Die graphische Darstellung der Resonanzbedingung (3.9) erfolgt im sog. Dispersionsdiagramm (Abb. 3.4), wo die möglichen Oszillationsfrequenzen als Schnittpunkte mit der Dispersionshyperbel der Mode (3.20) und der Strahllinie (3.9) abzulesen sind.

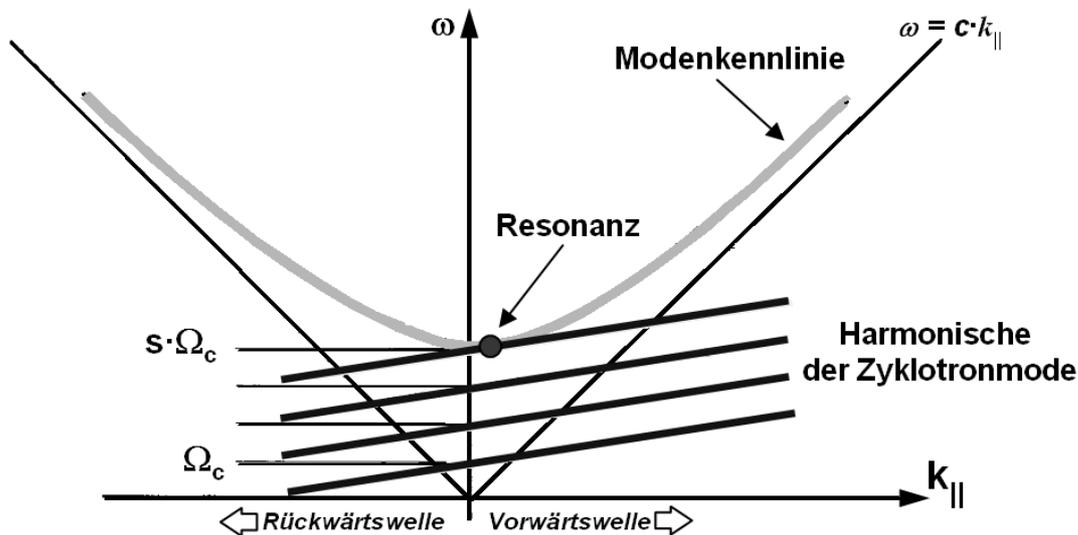


Abb. 3.4: Dispersionsdiagramm für ein Gyrotronoszillator.

Nur die transversale Komponente der Elektronenbewegung ist an der Wechselwirkung mit dem Feld einer TE-Mode im Resonator beteiligt. Aus numerischen Simulationen wird ein transversaler Wirkungsgrad η_{\perp} von maximal nahezu 80 % errechnet. In Abhängigkeit von α folgt daraus ein totaler elektronischer Wirkungsgrad η von:

$$\eta \approx \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + 1} \eta_{\perp} \quad (3.10)$$

Für $\alpha=1,3$ ergibt sich ein maximaler elektronischer Wirkungsgrad η von ca. 50 %. In Hochleistungsgyrotrons werden, aufgrund von Geschwindigkeitsstreuung usw., Werte von ca. 35% erreicht. Im Betrieb mit Energierückgewinnung durch einen vorgespannten Kollektor („depressed collector“) wurden Ausgangswirkungsgrade (einschließlich interner Verluste) von nahezu 50% erzielt.

3.1.2 Modenwellenausbreitung in Rundhohleiterstrukturen

Die Theorie der elektromagnetischen Wellen in ruhenden Medien basiert auf den Maxwellgleichungen, die den Zusammenhang zwischen dem elektrischen und dem magnetischen Feld vollkommen beschreiben. Diese Gleichungen (3.11)-(3.14) wurden im Jahre 1864 von Maxwell theoretisch formuliert und 24 Jahre später von Heinrich Herz experimentell bestätigt und in der heutigen Form formuliert.

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J} \quad (3.11)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3.12)$$

$$\nabla \vec{B} = 0 \quad (3.13)$$

$$\nabla \vec{D} = \rho \quad (3.14)$$

Die Wellennatur des elektrischen und magnetischen Feldes lässt sich durch eine Umformung der Maxwell'schen Gleichungen mit Hilfe der mathematischen Beziehungen (3.15) zeigen.

$$\nabla \times \nabla \times \vec{U} = \nabla \nabla \vec{U} - \Delta \vec{U} \quad (3.15)$$

Zur weiteren Analyse wird Ladungsfreiheit ($\rho=0$) und Stromfreiheit ($J=0$) sowie Homogenität und Isotropie des Mediums vorausgesetzt. Daraus erhält man nach einigen mathematischen Umformungen die Beziehungen (3.16) und (3.17), die einen Zusammenhang der Felder in Raum und Zeit beschreiben und als Wellengleichung bezeichnet werden.

$$\Delta \vec{E} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.16)$$

$$\Delta \vec{H} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.17)$$

Lösung der Wellengleichung für TE-Moden im Rundhohlleiter

Im Gyrotron breiten sich die Wellen überwiegend in geschlossenen Strukturen aus. Bevor die HF-Wellen mit der sog. Launcherantenne (spezielle Art von Rundhohlleiter) in den Freiraum ausgekoppelt werden, nehmen sie im Resonator und in dessen Ausgangshohlleiters die Form einer TE-Welle an, bei der die Komponenten des elektrischen Feldes nur in einer zur Ausbreitungsrichtung transversalen Ebene liegen. Um die TE-Moden im Rundhohlleiter komplett zu beschreiben, reicht es aus, die axiale Komponente des magnetischen Feldes H_z zu analysieren. Der Zusammenhang der H_z -Komponente mit den anderen Feldkomponenten im Rundhohlleiter ist z.B. in [Poz99] zu finden. Im Weiteren wird nach Gleichung (3.17) eine Wellengleichung für die axiale magnetische Komponente H_z in einer komplexen Form formuliert:

$$\Delta H_z + k_z^2 H_z = 0 \quad (3.18)$$

Da die Gyrotronstruktur axialsymmetrisch ist, wird die weitere Analyse im zylindrischen Koordinatensystem durchgeführt. In diesem Fall nimmt (3.18) folgende Form an:

$$\left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right) H_z + k_c^2 H_z = 0 \quad (3.19)$$

wobei,

$$k_c^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - k_z^2 \quad (3.20)$$

Die Lösung der Differentialgleichung (3.19) erfolgt durch Trennung der Variablen. Nach [Bro91] lässt sich die Lösung als eine Kombination von zwei separaten Funktionen, die nur von r bzw. φ abhängen, darstellen:

$$H_z(r, \varphi) = P(r) \cdot Q(\varphi) \quad (3.21)$$

Durch Einsetzen von (3.21) in (3.19) erhält man:

$$\frac{r^2}{P} \frac{\partial^2 P}{\partial r^2} + \frac{r}{P} \frac{\partial P}{\partial r} + r^2 k_c^2 = - \frac{1}{Q} \frac{\partial^2 Q}{\partial \varphi^2} \quad (3.22)$$

Der rechte Teil der Differentialgleichung (3.22) kann in folgender Weise mit k_φ^2 als Integrationskonstanten geschrieben werden:

$$- \frac{1}{Q} \frac{\partial^2 Q}{\partial \varphi^2} = k_\varphi^2 \quad (3.23)$$

Da die Lösung der H_z -Komponente periodisch in φ -Richtung sein sollte, muss k_φ ganzzahlig sein, $k_\varphi = m$. Die Lösung der Differenzialgleichung (3.23) ist durch eine harmonische Funktion gegeben:

$$Q(\varphi) = \begin{cases} \cos(m\varphi) \\ \sin(m\varphi) \end{cases}, \quad m \in \mathbb{N} \quad (3.24)$$

Der linke Teil der Gleichung (3.22) kann somit in folgender Weise geschrieben werden:

$$\frac{r^2}{P} \frac{\partial^2 P}{\partial r^2} + \frac{r}{P} \frac{\partial P}{\partial r} + (r^2 k_c^2 - m^2) = 0 \quad (3.25)$$

Die allgemeine Lösung einer solchen Differentialgleichung ist:

$$P(r) = A \cdot J_m(k_c r) + B \cdot N_m(k_c r) \quad (3.26)$$

wobei J_m und N_m die Bessel- bzw. Neumann-Funktionen bedeuten. A und B sind Integrationskonstanten, die aus den Randbedingungen zu bestimmen sind. In einer koaxialen Struktur muss für die axiale Komponente des magnetischen Feldes an der metallischen Wand folgende Bedingung erfüllt sein:

$$\left. \frac{\partial}{\partial r} H_z \right|_{r=R_i, R_a} = 0 \quad (3.27)$$

Damit erhält man die folgende Lösung:

$$P(r) = \frac{\left[N'_m(k_c R_i) J_m(k_c r) - N_m(k_c r) J'_m(k_c R_i) \right]}{N_m(k_c R_i)} \quad (3.28)$$

Somit ist eine allgemeine Lösung für TE-Moden im koaxialen Rundhohlleiter gegeben durch:

$$H_z(r, \varphi) = H_{z0} \frac{\left[N'_m(k_c R_i) J_m(k_c r) - N_m(k_c r) J'_m(k_c R_i) \right]}{N_m(k_c R_i)} \sin(m\varphi) \quad (3.29)$$

Im Fall einer Hohlleitergeometrie ohne Innenleiter wird die Variable B in (2.24) zu Null gesetzt, weil die Neumannfunktion für kleine Werte gegen unendlich geht. Damit erhält man:

$$H_z(r, \varphi) = H_{z0} J_m(k_c r) \sin(m\varphi) \quad (3.30)$$

Das Ergebnis (3.30) beschreibt in guter Näherung auch die Feldverteilung in koaxialer Geometrie wenn der Radius R_i des Innenleiters klein im Vergleich zum Kaustikradius R_C (3.41) der Mode ist. Die Randbedingung (3.27) sagt, dass die tangentielle Komponente des magnetischen Feldes am Rand der metallischen Oberfläche maximal sein muss. Wird die Ableitung nach r von (3.29) und (3.30) gleich Null gesetzt so erhält man:

für koaxiale Geometrie:

$$\left[N'_m(\chi_{mn}) J'_m\left(\chi_{mn} \frac{R_i}{R_a}\right) - N'_m\left(\chi_{mn} \frac{R_i}{R_a}\right) J'_m(\chi_{mn}) \right] = 0 \quad (3.31)$$

sowie für den Rundhohlleiter:

$$J'_m(\chi_{mn}) = 0 \quad (3.32)$$

mit

$$\chi_{mn} = k_c \cdot R \quad (3.33)$$

Die oberen Bedingungen sind nur für diskrete Werte von χ_{mn} erfüllt und werden daher als Eigenwerte bezeichnet. Bei koaxialer Geometrie werden die Eigenwerte numerisch aus (3.31) ermittelt - beim Rundhohlleiter entsprechen sie direkt den Nullstellen der Ableitung der Besselfunktion (nur bei TE-Wellen). Wird im koaxialen Fall der Eigenwert mit (3.31) bestimmt, kann die weitere Analyse näherungsweise wie beim konventionellen Rundhohlleiter erfolgen. Für eine bestimmte Geometrie nehmen die Eigenwerte nur diskrete Werte an. Zu jedem Eigenwert χ_{mn} gehört eine bestimmte Feldkonfiguration, die als „Mode“ bezeichnet wird. Jede Mode weist für eine festgelegte Geometrie eine sog. „cut-off“ Frequenz auf. Unterhalb der „cut-off“ Frequenz breitet sich die Mode in der Struktur nicht aus und wird stark aperiodisch gedämpft. Der minimale Radius, der die Ausbreitung der Mode mit charakteristischem χ_{mn} bei einer festen Frequenz sichert, lässt sich mit Hilfe von (3.34) bestimmen.

$$R_{\text{cutoff}} = \frac{\chi_{mn} c}{2\pi f} \quad (3.34)$$

Quasi-optische Betrachtung der Modenausbreitung

In einer quasi-optischen Beschreibung lässt sich die im Hohlleiter sich ausbreitende Mode höherer Ordnung (wo $k_c r \gg m$) als Überlagerung von unendlich vielen einzelnen ebenen Wellen betrachten. Aufgrund des mathematischen Zusammenhangs (3.35) kann die von (3.30) bekannte Besselfunktion als eine Kombination von Hankelfunktionen erster und zweiter Art umgeschrieben werden.

$$J_m(x) = \frac{1}{2} \left(H_m^{(1)}(x) + H_m^{(2)}(x) \right) \quad (3.35)$$

Durch Einsetzen von (3.35) in (3.30) kann die Lösung der Wellengleichung (2.24) in eine einfallende Welle und eine ausfallende Welle aufgespalten werden, die entsprechend durch die Hankelfunktionen erster und zweiter Art repräsentiert werden. Da die Hankelfunktion erster Art aus der konjugiert komplexen Hankelfunktion der zweiter Art gewonnen wird und das Resultat der weiteren Analyse der beiden Arten der Funktionen sich lediglich im Vorzeichen unterscheidet, wird im Folgenden nur die ausfallende Welle, die sich in positiver Richtung im Hohlleiter ausbreitet, betrachtet. Die $H_m^{(2)}$ -Funktion lässt sich für $x > m$ näherungsweise [Mor53] wie folgt darstellen:

$$H_m^{(2)}(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi \sqrt{x^2 - m^2}}} e^{j \left(-\sqrt{x^2 - m^2} + m \arccos \frac{m}{x} + \frac{\pi}{4} \right)} \quad (3.36)$$

Mit der Näherung (3.36) erhält man eine Beschreibung der Phase der Welle im Hohlleiter zu:

$$\arg \{ H_z^{\text{aus}}(r, \varphi, z) \} \approx -\sqrt{k_c^2 r^2 - m^2} + m \arccos \frac{m}{k_c r} + \frac{\pi}{4} - m\varphi - k_z z \quad (3.37)$$

Durch die Berechnung des Gradienten von (3.37) in Zylinderkoordinaten lässt sich die Strahlrichtung und der entsprechende Normalvektor der Fläche konstanter Phase bestimmen [Dru98]. Als Ergebnis erhält man:

$$\vec{N}(r, \varphi, z) = \vec{N}(R_a, \varphi, z) \approx \frac{\sqrt{\chi_{mn} - m^2}}{R_a} \vec{e}_r + \frac{m}{R_a} \vec{e}_\varphi + k_z \vec{e}_z \quad (3.38)$$

Das Ergebnis zeigt, dass die Strahlen an der Hohlleiterwand reflektiert werden und gleichzeitig den so genannten Kaustikradius im Rundhohlleiter tangential berühren. Das Ausbreitungsprinzip der Strahlen der rotierenden Mode im Rundhohlleiter, wird in Abb. 3.5 graphisch dargestellt.

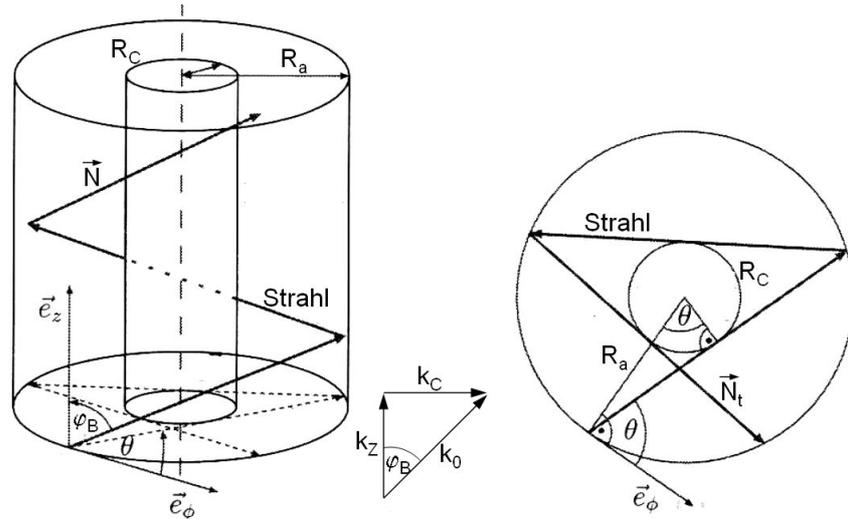


Abb. 3.5: Schematische Darstellung des quasi-optischen Ausbreitungsprinzips der Mode im Rundhohlleiter.

Aus dem Vektor N lassen sich einige Kenngrößen ermitteln, welche die Strahlausbreitung im Rundhohlleiter charakterisieren. Der Brillouinwinkel φ_B beschreibt den Winkel zwischen der z -Achse und der Strahlrichtung N und ist durch (3.39) gegeben.

$$\cos \varphi_B = \frac{\vec{N}^T \cdot \vec{e}_z}{|\vec{N}| \cdot |\vec{e}_z|} = \frac{k_z}{\sqrt{k_z^2 + k_c^2}} = \frac{k_z}{k_0} \quad (3.39)$$

Der charakteristische Winkel zwischen der Projektion der Strahlrichtung auf eine Ebene senkrecht zur z -Achse und der φ -Richtung wird als Spreizwinkel θ bezeichnet:

$$\cos \theta = \frac{\vec{N}_t \cdot \vec{e}_\varphi}{|\vec{N}_t| \cdot |\vec{e}_\varphi|} = \frac{m}{\chi_{mn}} \quad (3.40)$$

Außerdem verdeutlicht Abb. 3.5 den Verlauf der Strahlen tangential zu der zylindrischen Kaustik. Der Radius lässt sich aus der Geometrie des Hohlleiters ablesen:

$$R_c = R_a \cos \theta = R_a \frac{m}{\chi_{mn}} \quad (3.41)$$

3.1.3 Warum ein koaxiales Gyrotron?

Im Bereich um 100 GHz werden mit konventionellen Gyrotrons mit Rundhohlleiterresonatoren Mikrowellenleistungen von etwa 1 MW im Dauerstrich erzeugt. Die Begrenzung hängt im Wesentlichen mit den Ohmschen Verlusten in der Resonatorwand zusammen. Im Vergleich dazu haben Gyrotrons mit koaxialen Resonatoren das Potential, im gleichen Frequenzbereich Mikrowellenleistungen von etwa 2 MW bei gleichen Ohmschen Verlusten im Resonator zu erzeugen. Dadurch könnte z.B. die Anzahl der für das ITER-Projekt vorgesehenen Gyrotrons reduziert werden. Die wichtigsten Gründe dafür, dass sich koaxiale Gyrotrons mit deutlich höherer Leistung betreiben lassen, werden jetzt kurz diskutiert werden.

Ohmsche Verluste in der Resonatorwand

Die maximalen Verluste in der Gyrotron-Hohlleiterwand sollten aus kühltechnischen Gründen etwa den Wert von 2 kW/cm^2 nicht überschreiten. Die Verlustleistungsdichte in Abhängigkeit von der Frequenz und der Modenordnung ist in (3.42) beschrieben. Die Verluste nehmen stark mit der Frequenz zu und sind umgekehrt proportional zum Verhältnis des Strahlradius R_B (bzw. Kaustikradius) und des Außenradius R_a des Resonators.

$$P_{\max} \propto \frac{\sqrt{f^5}}{\chi_{mn}^2 \left(1 - \frac{m^2}{\chi_{mn}^2}\right)} P_A \propto \frac{\sqrt{f^5}}{R_a^2 \left(1 - \frac{R_B^2}{R_a^2}\right)} P_A \quad (3.42)$$

Um bei gegebener Mikrowellenleistung P_A die Verluste möglichst klein zu halten, sollte R_a möglichst groß und das Verhältnis R_B/R_a möglichst klein gewählt werden. Der Resonatorradius ist proportional zum Eigenwert χ und das Verhältnis R_B/R_a ist groß für Volumenmoden. Mit zunehmendem Eigenwert χ_{mn} wird der Abstand zwischen den Moden aber dichter. Dies führt zu erhöhten Problemen mit Modenwettbewerb. Bei einer Reduzierung des Verhältnisses R_B/R_a steigt in Hohlleiteranordnungen der Einfluss der Raumladung des Elektronenstrahls. Im Folgenden werden die daraus resultierenden Begrenzungen im koaxialen und konventionellen Gyrotron verglichen.

Modenwettbewerb

In koaxialer Geometrie ist der Eigenwert einer Mode (χ_{mn}) nicht mehr konstant. Er hängt von dem Verhältnis des äußeren und inneren Radius (3.31) ab. Aus diesem Grund lassen sich die Güten der Nachbarmoden zusätzlich durch sog. Impedanzkornguration (Abb. 3.6b, rechts) beeinflussen. Insbesondere werden bei geeigneter Geometrie des Innenleiters die Güten der nächsten Konkurrenten deutlich verringert [Ker96]. Durch die Längsrillung lässt sich die Dichte des für den Modenwettbewerb relevanten Spektrums im koaxialen Fall im Vergleich zum konventionellen Hohlleiter-Resonator reduzieren, und zwar um etwa den Faktor 2. Im koaxialen Fall sind die Abstände zwischen relevanten Nachbarmoden proportional zu $2/\chi_{mn}$ im Vergleich zu $1/\chi_{mn}$ bei konventionellen Resonatoren. Als Beispiel wurde der relative Kopplungsfaktor für die Resonatorgeometrie eines 2 MW, 170 GHz Koaxial-Gyrotrons ermittelt, und zwar ohne und mit Innenleiter. Die Ergebnisse sind in der Abb. 3.6 dargestellt. Der Kopplungsfaktor ist ein Maß für das Anschwingen einer Mode und ist umgekehrt proportional zum Startstrom. Die Güte der Moden $\text{TE}_{m,20}$ ist durch den Innenleiter reduziert und dadurch ist das Anregen diese Moden erschwert. Die Abstände zu den nächsten relevanten Moden für den Wettbewerb sind ohne Innenleiter 1,1 GHz, und für die koaxiale Anordnung dagegen 2,2 GHz (Abb. 3.6). Dadurch können in koaxialen Gyrotrons bei etwa gleichen Problemen des Modenwettbewerbs Moden mit höherem Eigenwert verwendet werden.

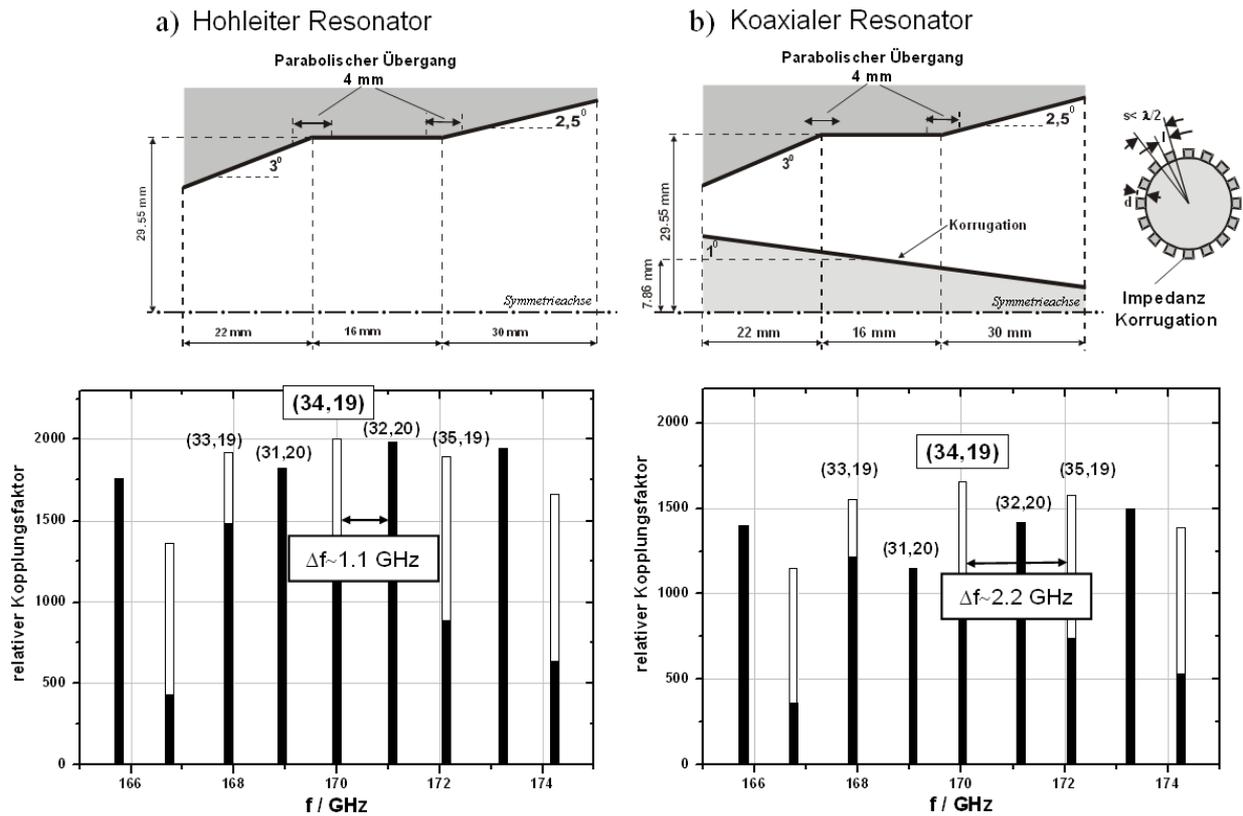


Abb. 3.6: Der Vergleich des Modenspektrums eines Resonators ohne (a) und mit (b) Innenleiter.

Raumladungseffekt und Spannungsabsenkung

Die von der Kathode emittierten Elektronen durchlaufen eine Beschleunigungsspannung U_C und bewegen sich von der Kanone über den Resonator zum Kollektor hin. Wegen der Raumladung der Elektronen baut sich entlang des Strahlweges ein negatives Potential auf, welches zu einer Abbremsung der Elektronen führt. Die durch die Raumladung verursachte Spannungsabsenkung ΔU (engl. „voltage depression“) ist gegeben durch:

$$\Delta U = |U_C - U_B| \cong 60 \frac{I_B}{\beta_{||}} \ln \left(\frac{R_a}{R_B} \right) \frac{\ln \left(\frac{R_B}{R_i} \right)}{\ln \left(\frac{R_a}{R_i} \right)} \tag{3.43}$$

U_B ist die Strahlspannung, die der um ΔU reduzierten Strahlenergie entspricht. Die Spannungsabsenkung beeinflusst vor allem die axiale Geschwindigkeitskomponente $\beta_{||}$. Im Extremfall, beim Überschreiten des so genannten Grenzstroms, sinkt die Geschwindigkeit der Elektronen in Richtung Kollektor auf Null ab. Der Strahlstrom kann über den Grenzstrom hinaus nicht weiter gesteigert werden. Abb. 3.7 illustriert die Verhältnisse in normaler Hohlleiteranordnung im Vergleich zur coaxialen Geometrie.

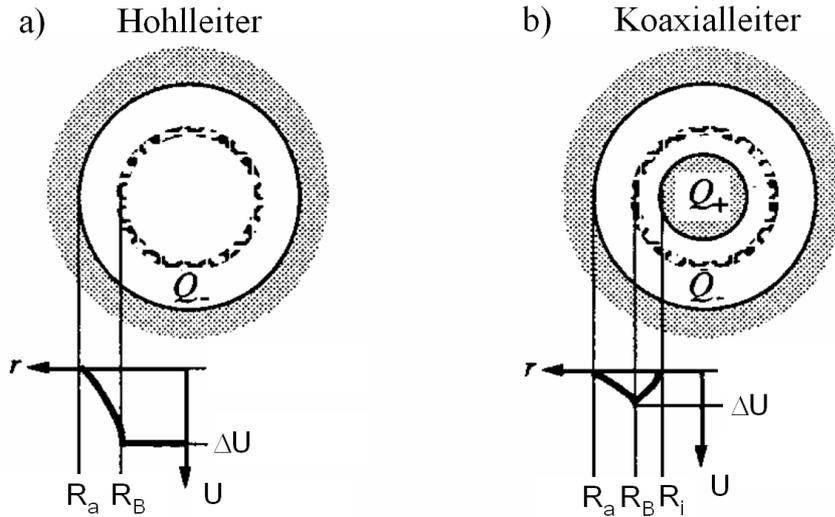


Abb. 3.7: Spannungsabsenkung abhängig von der Wellenleitergeometrie.

Für einen Elektronenhohlstrahl ist im koaxialen Fall der Grenzstrom I_{lim} , bei dem die longitudinale Geschwindigkeitskomponente Null wird und ein Betrieb des Gyrotron nicht möglich ist, gegeben durch (3.44) [Cor93].

$$I_{lim} = 4\pi \frac{m_e c^2}{e Z_0} \frac{\gamma_0 \sqrt{\left(1 - \sqrt[3]{1 - \beta_{\parallel 0}^2}\right)^2}}{2 \ln\left(\frac{R_a}{R_B}\right) \frac{\ln\left(\frac{R_B}{R_i}\right)}{\ln\left(\frac{R_a}{R_i}\right)}} \approx 17070 A \frac{\gamma_0 \left(\frac{\beta_{\parallel 0}}{\sqrt{3}}\right)^3}{2 \ln\left(\frac{R_a}{R_B}\right) \frac{\ln\left(\frac{R_B}{R_i}\right)}{\ln\left(\frac{R_a}{R_i}\right)}} \quad (3.44)$$

Im Fall des konventionellen Gyrotrons (mit $R_i \rightarrow 0$) erhält man:

$$\lim_{R_i \rightarrow 0} I_{lim} \approx 17070 A \frac{\gamma_0 \left(\frac{\beta_{\parallel 0}}{\sqrt{3}}\right)^3}{2 \ln\left(\frac{R_a}{R_B}\right)} \quad (3.45)$$

Als Beispiel wurden Grenzströme I_{lim} nach (3.44) und (3.45) für beide Gyrotron-Arten mit folgenden Parametern: $\beta_{\parallel 0} = 0,28$, $\alpha = 1,3$, $R_a/R_B = 2$ (typisch für konventionelle Hochleistungsgyrotrons) und $R_a/R_B = 3$, $R_B/R_i = 1,2$, $R_a/R_i = 3,7$, (TE_{34,19}, 170 GHz, koaxiales Gyrotron) errechnet. Für das koaxiale Gyrotron ergibt sich für den Grenzstrom ein Wert von ca. 350 A im Vergleich zu ca. 80 A für das konventionelle Gyrotron. Die Grenzströme sind in beiden Fällen stark vom Verhältnis R_a/R_B abhängig. Wird dieser Faktor zu groß, so nimmt der Grenzstrom stark ab. In konventionellen Gyrotrons mit einer Ausgangsleistung von 1 MW ist der Abstand des Betriebsstromes (~40 A) zum Grenzstrom relativ klein. Dagegen ist im koaxialen Gyrotron mit 2 MW Ausgangsleistung der Betriebsstrom (~80 A) weit vom Grenzstrom entfernt. In koaxialen Strukturen gibt es bezüglich der Raumladungsprobleme daher praktisch keine Einschränkung der Modenauswahl. Insbesondere können auch ausgeprägte Volumenmoden gewählt werden.

3.2 Gyrotron Komponenten

3.2.1 Supraleitende Magnete

Zum Betrieb eines Gyrotrons wird ein axialsymmetrisches Magnetfeld benötigt. Elektronen führen entlang der Magnetfeldlinien eine spiralförmige Bewegung mit der Zyklotronfrequenz Ω_C aus. Um Hochfrequenz bestimmter Frequenz ω_{HF} im Resonator anzuregen, muss die Zyklotronfrequenz der Elektronen nahezu denselben Wert haben, $\Omega_C \approx \omega_{HF}$. Die Zyklotronfrequenz ist entsprechend (3.7) proportional zur magnetischen Induktion B . Für das koaxiale 170 GHz Gyrotron wird im Bereich der Wechselwirkung ein Magnetfeld von ca. 6.87 T benötigt. Ein Magnetfeld solcher Stärke kann im Dauerbetrieb wegen der Ohmschen Verluste nicht mit normalleitenden Spulen erzeugt werden. Zur Erzeugung solcher Felder werden supraleitende Spulen verwendet. Abb. 3.8 zeigt einen Querschnitt durch den supraleitenden (SL) Magneten, der für die Experimente am koaxialen 170 GHz Gyrotron im FZK verwendet wird.

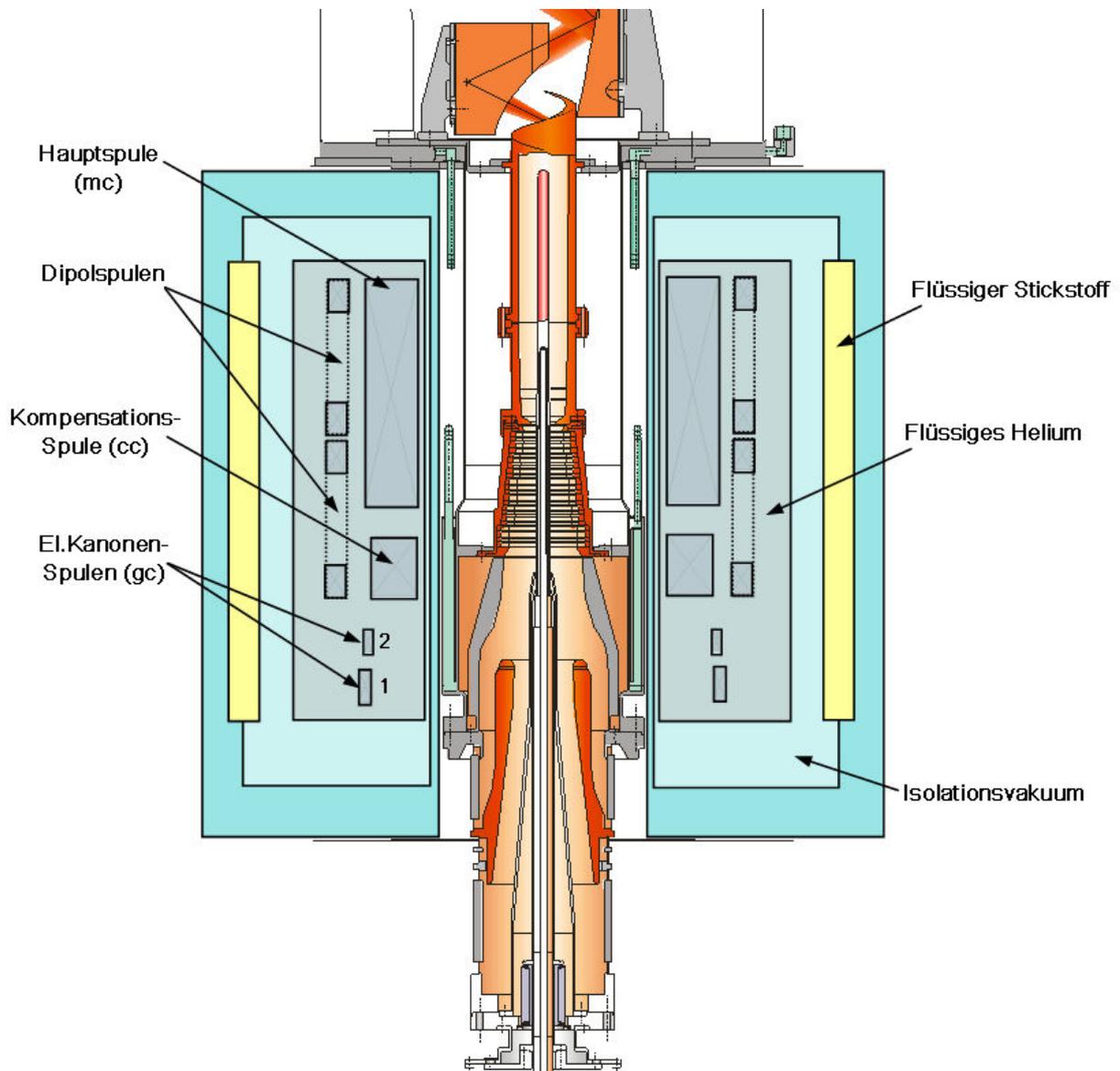


Abb. 3.8: Der Schnitt durch das koaxiales Gyrotron und der supraleitenden Magneten.

Vier Solenoidspulen - eine Hauptspule, eine Kompensationsspule und zwei Spulen im Bereich der Elektronenkanone - erzeugen ein axialsymmetrisches Magnetfeld. Die Hauptspule und die Kompensationsspule werden in Serie betrieben. Um den Abfall des Streufeldes der Hauptspule im unteren Bereich der Elektronenkanone zu verstärken, ist die Stromrichtung in der Kompensationsspule entgegengesetzt zur Stromrichtung der Hauptspule. Mit den Spulen im Bereich der Elektronenkanone wird der Feldverlauf in der Nähe der Kanone eingestellt. Der Verlauf des Magnetfeldes im Bereich des Emitters hat einen großen Einfluss auf die Eigenschaften des Elektronenstrahls und das Verhalten des Gyrotrons wie in den nachfolgenden Abschnitten erläutert wird. Zusätzlich zu den Solenoidspulen besitzt der SL-Magnet einen Satz von Dipolspulen. Mit Hilfe der Dipolspulen, welche ein transversales Magnetfeld erzeugen, lässt sich die Position des Elektronenstrahls im Gyrotron in radialer Richtung verschieben. Damit wird es möglich, die Justierung des Elektronenstrahls relativ zum koaxialen Innenleiter und zur Außenwand des Resonators zu überprüfen. Die mechanische Konstruktion des Magneten erlaubt es, die Position der Spulen zu verschieben, um, falls notwendig, die magnetische und die mechanischen Achse aufeinander abzustimmen. Der im FZK vorhandene SL Magnet, welcher für die Messungen mit dem koaxialen 170 GHz Gyrotron verwendet wird, kann leider nur ein maximales Magnetfeld von etwa 6,7 T erzeugen. Dies führt zu Einschränkungen der Strahlspannung beim Betrieb des 170 GHz Gyrotrons.

Die supraleitenden Spulen sind aus NbTi Leitern gewickelt. Die Magnetspulen werden bei der Temperatur des flüssigen Heliums (4,2 K) betrieben. Dazu befinden sich die Spulen in einem mit flüssigem Helium gefüllten Behälter. Das Isolationsvakuum und ein Kälteschild bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs (Abb. 3.8) sollen die Wärmeverluste der auf 4,2 K abgekühlten Spulen klein halten. Das Bohrloch auf der Achse des Magneten, in welches das Gyrotron eingeführt wird, hat einen Durchmesser von 275 mm.

3.2.2 Elektronenkanone (CMIG)

Die Elektronenkanone (Coaxial Magnetron Injection Gun - CMIG) gehört zu den kritischsten Komponenten des Gyrotrons [Pio06]. Elektronen treten aus einem ringförmigen Emitter aus und werden zur Anode hin beschleunigt. Das angelegte Magnetfeld zwingt den Elektronen auf eine spiralförmige Bewegung entlang der magnetischen Feldlinien. Der Emitterring besteht aus porösem Wolfram, welches mit BaAl_2O_3 imprägniert ist. Im Betrieb diffundiert Barium zur Oberfläche und bildet dort eine monoatomare Schicht mit niedriger (~ 2 eV) Austrittsarbeit. Bei höheren Temperaturen (~ 1000 °C) werden Elektronen an der Oberfläche freigesetzt und von der anliegenden Spannung abgesaugt. Die Elektronenkanone im Gyrotron arbeitet im sog. Temperaturbegrenzten Betrieb (engl. „*temperature limited*“), d.h. alle freigesetzten Elektronen werden vom Emitter wegbeschleunigt und bilden den Elektronenstrahl. Die wesentlichen Anforderungen an den Elektronenstrahl sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Zur Optimierung der Geometrie der Elektronenkanone sind numerische Simulationen mit Trajektorienprogrammen erforderlich. Leider ist die numerische Simulation nur näherungsweise, da insbesondere die Prozesse bei der Elektronenemission (Rauigkeit der Emitteroberfläche, Ungleichmäßigkeit der emittierten Stromdichte, ...) nicht genau bekannt sind. Des Weiteren können die verfügbaren Programme nur axialsymmetrische Strahlen simulieren. Die Geometrie der Kanone wird für einen gegebenen Verlauf des magnetischen Feldes optimiert. Die optimierte Geometrie der Elektronenkanone ist in Abb. 3.9 dargestellt.

Beschleunigungsspannung	U_C	80 kV
Strahlstrom	I_B	75 A
Geschwindigkeitsverhältnis	α	1,3
Magnetfeld im Resonator	B	6,67 T
Strahlradius im Resonator	R_B	10 mm
Strahlbreite im Resonator	ΔR_B	0,25 mm
Art des Elektronenflusses	-	$\chi=0,75^{*)}$

*) siehe Abb. 3.11

Tab. 3.1: Anforderungen an den Elektronenstrahl.

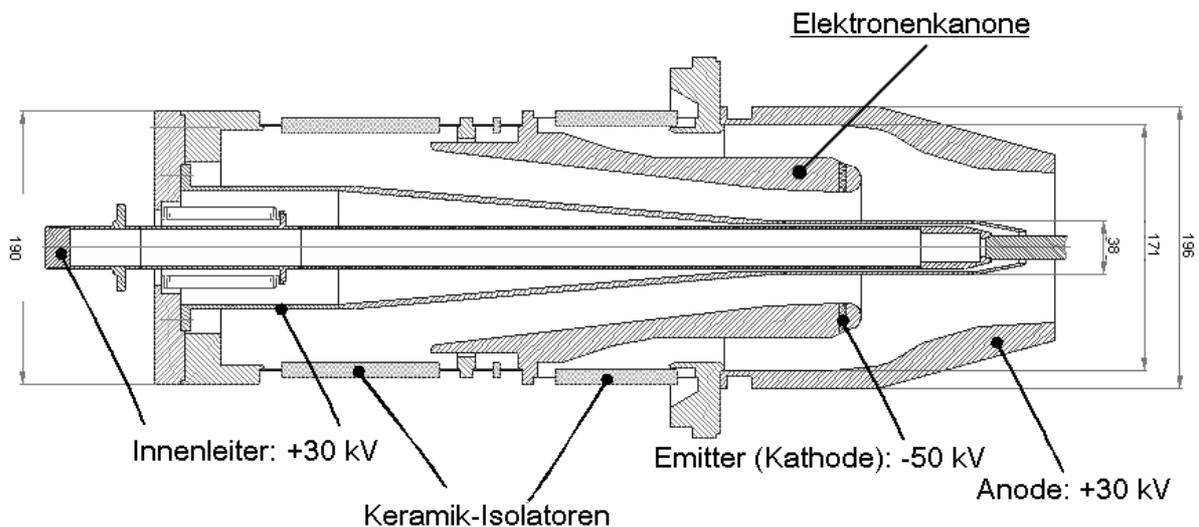


Abb. 3.9: Schnitt durch die Elektronenkanonegeometrie des 2 MW, 170 GHz koaxialen Gyrotron-Prototypes.

Sowohl die Anode und der Innenleiter als auch der Resonator befinden sich auf gleichem Potential. Die Beschleunigungsspannung der Elektronen beträgt 80 kV. Der Innenleiter ist etwa 120 cm lang und ragt bis über den Resonator hinaus. Er kann unter Betriebsbedingungen zum Zwecke der Justierung radial verschoben werden. Um Wärmeverluste abzuführen, wird er mit Wasser gekühlt. Die konische Form zwischen der Kathode und dem Innenleiter verhindert, dass in diesem Bereich eine Falle für Elektronen entsteht, welche zur Ausbildung einer Penningentladung führen könnten. Dies würde zur Einschränkung des Hochspannungsbetriebes führen [Pio04]. Die Abb. 3.10 zeigt den Verlauf der Magnetfeldlinien und der Potentiallinien in der Kanone.

Zur Optimierung der Geometrie der Elektroden wurde das Trajektorienprogramm ESRAY [III02] verwendet. Mit dem Programm EPOSR [Tsi93] wurden die Ergebnisse überprüft. Für die Simulation wurde der Elektronenstrahl in etwa 50 bis 200 Einzelstrahlen aufgeteilt. Ein Ziel der Optimierung war es, die relative Streuung der transversalen Geschwindigkeit, berechnet aus den Geschwindigkeiten der Einzelstrahlen, zu minimieren. Dabei wurde sowohl der RMS-Wert der relativen transversalen Geschwindigkeitsstreuung, $\delta\beta_{\perp}$ als auch der maximale Wert der transversalen Geschwindigkeitsstreuung $\delta\beta_{\perp max}$ betrachtet. Die maximale Geschwindigkeitsstreuung wird definiert als:

$$\partial\beta_{\perp\max} = \frac{\beta_{\perp\max} - \beta_{\perp}}{\beta_{\perp}} \quad (3.46)$$

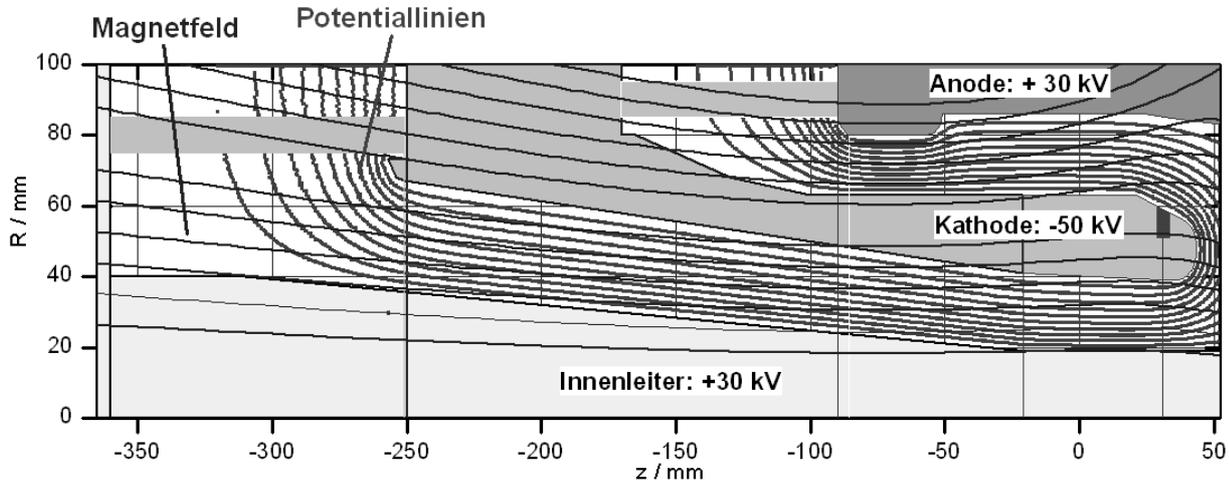


Abb. 3.10: Verlauf der elektrischen Potentiallinien und der magnetischen Feldlinien im Bereich der Elektronenkanone.

In Tab. 3.2 sind die Strahlparameter der optimierten Kanone bei den nominalen Gyrotronparametern: $I_B=75\text{ A}$, $U_C=80\text{ kV}$ und $B=6,67\text{ T}$ zusammengestellt. Die Übereinstimmung der Ergebnisse der beiden verschiedenen Programme: ESRAY- [Ill02] und EPSOR- [Tsi93] ist zufriedenstellend.

<i>Code</i>		<i>ESRAY</i>	<i>EPSOR</i>
transversale relative Geschwindigkeit	β_{\perp}	0,392	0,407
axiale relative Geschwindigkeit	β_{\parallel}	0,299	0,287
Geschwindigkeitsverhältnis	α	1,31	1,42
transversale Geschwindigkeitsstreuung	$\delta\beta_{\perp}$	0,021	-
maximale transversale Geschwindigkeitsstreuung	$\delta\beta_{\perp\max}$	0,036	0,032

Tab. 3.2: Ergebnisse der Simulation der Strahlparameter der Elektronenkanone.

Die Elektronen werden im Magnetfeld reflektiert, wenn während der Kompression die maximale transversale Geschwindigkeit $\beta_{\perp\max}$ den Wert der totalen Elektronengeschwindigkeit β_0 erreicht. Unter Berücksichtigung der Spannungsabsenkung im Resonator ($\approx 3,3\text{ kV}$) beträgt bei $U_C=80\text{ kV}$ die totale normierte Geschwindigkeit der Elektronen $\beta_0=0,493$. Das bedeutet, dass bei nominalen Strahlparametern, Elektronen reflektiert werden, wenn ihre transversale Geschwindigkeit den Wert von β_0 um etwa 25 % überschreitet, $\delta\beta_{\perp\max} > 25\%$. Im Vergleich dazu ist der in den Simulationen erhaltene Wert von unter 4 % ausreichend klein und gewährleistet eine gewisse Sicherheit, Reflexionen von Elektronen zu vermeiden. Reflektierte Elektronen werden zwischen Kathode und Resonator gefangen und führen Oszillationen aus. Dies kann Strahlinstabilitäten verursachen und niederfrequente parasitäre Schwingungen anregen [Lou06].

Die Eigenschaften des Elektronenstrahls hängen vom Verlauf des Magnetfeldes im Bereich des Emitters ab. Insbesondere beeinflusst die Konfiguration des Magnetfeldes in der Nähe des Emitters den Verlauf der Elektronentrajektorien. Im verwendeten SL-Magnet kann durch unterschiedliche Erregung der beiden Kanonenspulen (gc1 und gc2) entsprechend (3.47) der Verlauf der Trajektorien vom laminaren ($\chi=0$) zum nicht laminaren ($\chi=1$) Elektronenfluss bei unveränderter magnetischer Kompression variiert werden.

$$I_{gc1} \cong (1-\chi) \cdot 78,675A \quad \text{und} \quad I_{gc2} \cong \chi \cdot 79,6A; \quad 0 \leq \chi \leq 1 \quad (3.47)$$

Abb. 3.11 zeigt den Verlauf der Trajektorien in der Nähe des Emitters in Abhängigkeit vom Parameter χ . Der Einfluss des Verlaufs des Elektronenflusses auf die Mikrowellenerzeugung wird in einem der folgenden Kapitel diskutiert.

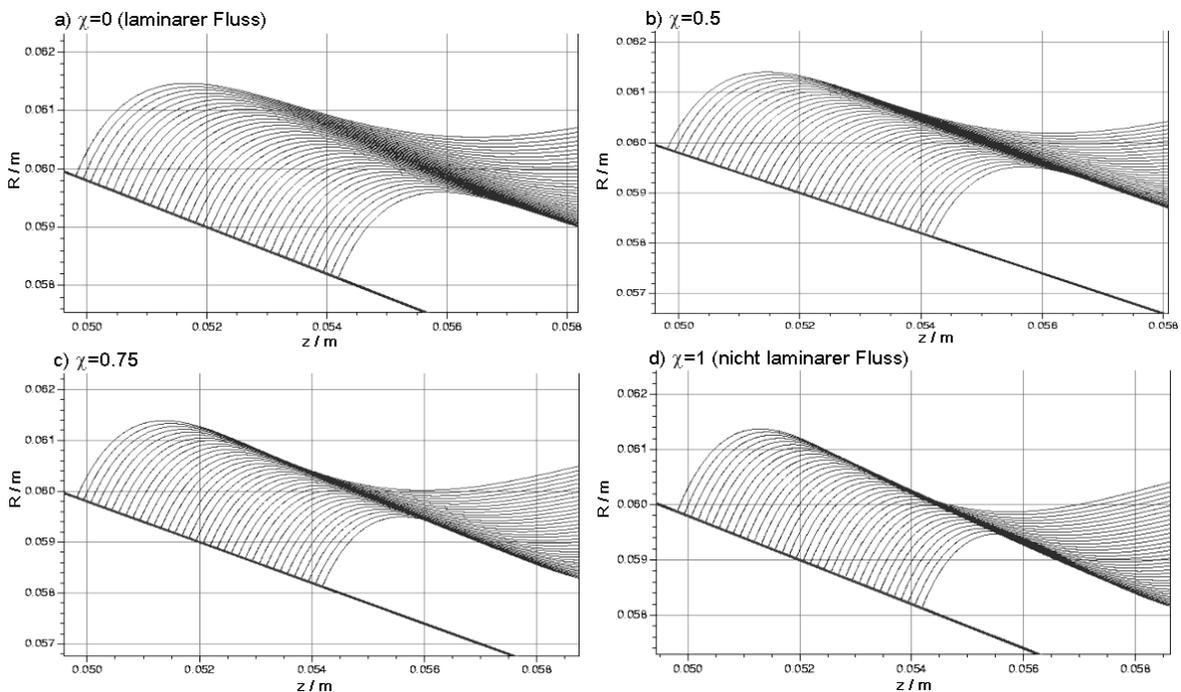


Abb. 3.11: Elektronenfluss in Abhängigkeit von dem Parameter χ .

Wie in Abb. 3.12 für die optimierte Kanone gezeigt, hängen die Strahleigenschaften - Geschwindigkeitsverhältnis α , relative transversale Geschwindigkeit β_{\perp} sowie die Geschwindigkeitsstreuung $\delta\beta_{\perp}$ von den verschiedenen Betriebsparametern ab.

Eine ausführliche Beschreibung des Entwurfs der Elektronenkanone sowie detaillierte Informationen über das Verhalten sind in [Pio06] zu finden.

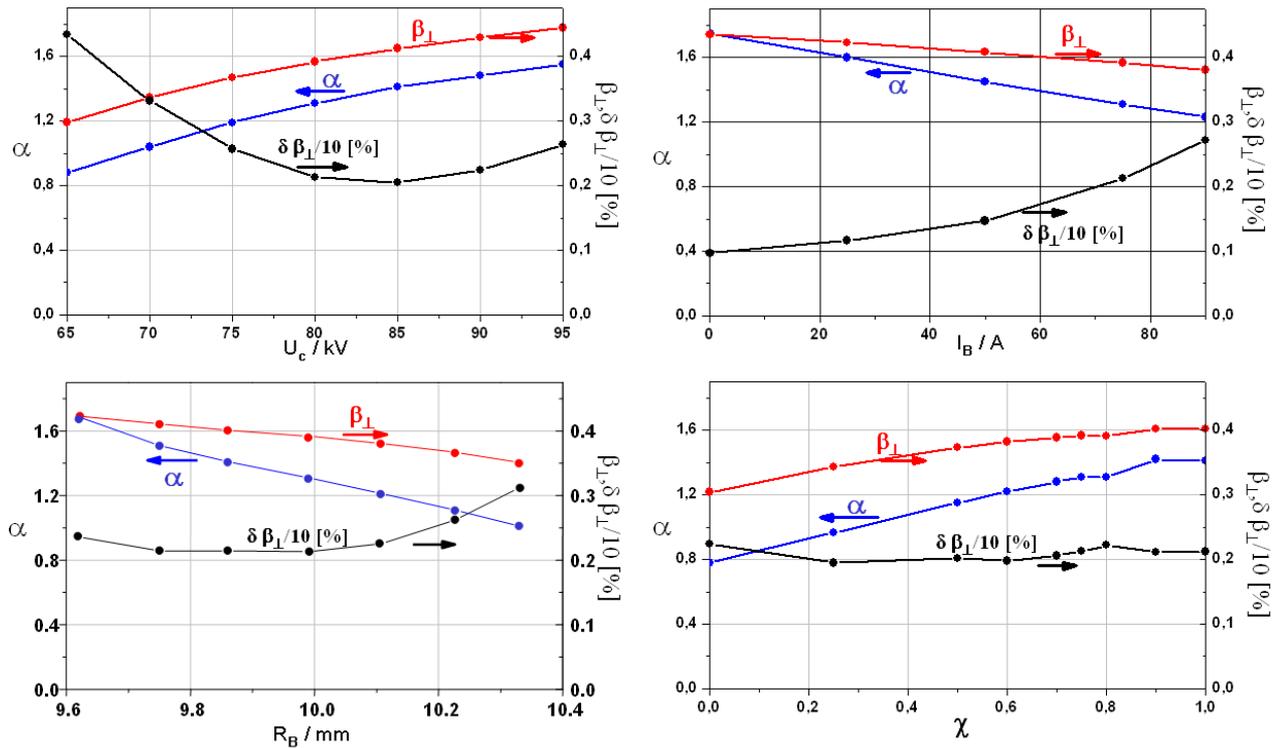


Abb. 3.12: Simulationsergebnisse des Geschwindigkeitsverhältnisses α und transversaler Geschwindigkeit β_{\perp} sowie des Geschwindigkeitsstreuung $\delta\beta_{\perp}$ in Abhängigkeit von Kollektorspannung U_c , Strahlstrom I_B , Strahlradius R_B und dem Parameter χ .

3.2.3 Resonator

Die Wechselwirkung zwischen dem Elektronenstrahl und dem HF-Feld findet im Gyrotronresonator statt. Dabei wird wie im Abschnitt 3.1.1 beschrieben, Energie vom Elektronenstrahl an das elektromagnetische Feld übertragen. Der Resonator wird aus einem Stück Rundhohlleiter mit konstantem Radius, welches sich zwischen zwei Hohlleitersektionen mit konischem Querschnitt befindet, gebildet (Abb. 3.13). Die Querschnittsänderungen bedeuten Impedanzsprünge für eine sich im Hohlleiter ausbreitende Welle. Auf diese Weise kann sich eine Stehwelle mit Resonanzcharakter in dem zylindrischen Bereich ausbilden. Zur Elektronenkanone hin verringert sich der Radius des Rundhohlleiters („Down-Taper“) entsprechend einem Winkel von 3° . Die HF-Welle kann sich in dieser Sektion nicht ausbreiten, und zwar wegen der „cut-off“-Bedingung. Daher wird an dieser Seite die HF-Welle vollständig reflektiert. An der entgegengesetzten Seite des Resonators, zum Kollektor hin, weitet sich der Radius des Hohlleiters entsprechend einem Winkel von $2,5^\circ$ („Up-Taper“) auf. Die HF-Welle wird nur teilweise reflektiert ($\beta_{\perp,1} < 1$). Dadurch kann die im Resonator erzeugte Mikrowellenleistung ausgekoppelt werden. Ein coaxialer Gyrotronresonator hat zusätzlich einen coaxialen Innenleiter. Wie aus Abb. 3.13 ersehen werden kann, nimmt der Radius des Innenleiters entsprechend einem Winkel von 1° leicht ab. Zusätzlich sind Längsschlitze auf der Oberfläche angebracht. Die Periode dieser Korrugation ist kleiner als die halbe Wellenlänge. Daher bewirkt die Längsrillung auf der Oberfläche des Innenleiters keine Modenwandlung. Die Oberfläche des Innenleiters kann durch eine effektive Impedanz beschrieben werden. Bei geeigneten Abmessungen und bei geeigneter Wahl der effektiven Oberflächenimpedanz, gegeben durch die Korrugationstiefe, werden insbesondere die Güten der relativ zur Nominalmode ($TE_{34,19}$) nächsten Nachbarn ($TE_{31,20}$ und

TE_{32,20}) reduziert. Dies erschwert eine Anregung dieser Moden im Vergleich zur gewünschten Mode und verringert somit den Modenwettbewerb mit diesen Moden [Ker96]. In Abb. 3.14 werden die berechneten Güten und relative Kopplungskoeffizienten für die TE_{34,19}-Mode und ihre nächsten Nachbarn gezeigt. Als wichtigste Wettbewerbsmoden bei der Anregung der TE_{34,19}-Mode verbleiben die Moden TE_{33,19} und TE_{35,19}.

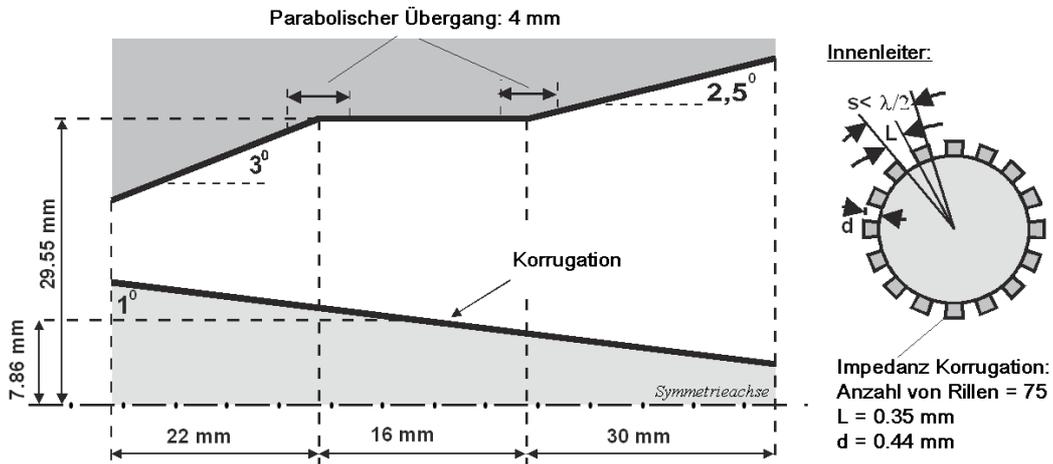


Abb. 3.13: Schnitt durch den Resonator für das koaxiale 2 MW, 170 GHz Gyrotron.

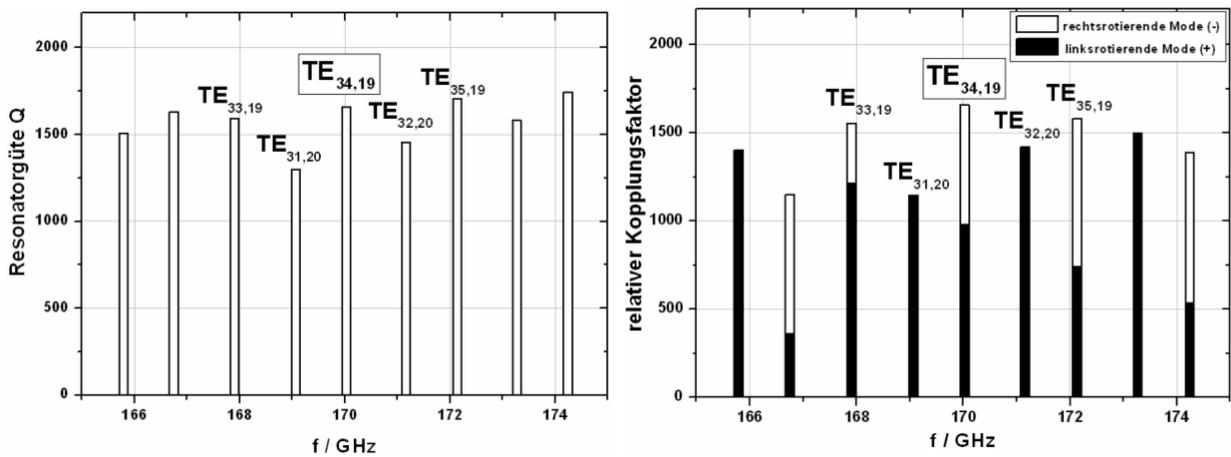


Abb. 3.14: Erwartetes Modenspektrum des optimierten koaxialen Resonators. Links sind die Güten der Moden und rechts die relativen Kopplungskoeffizienten zu sehen.

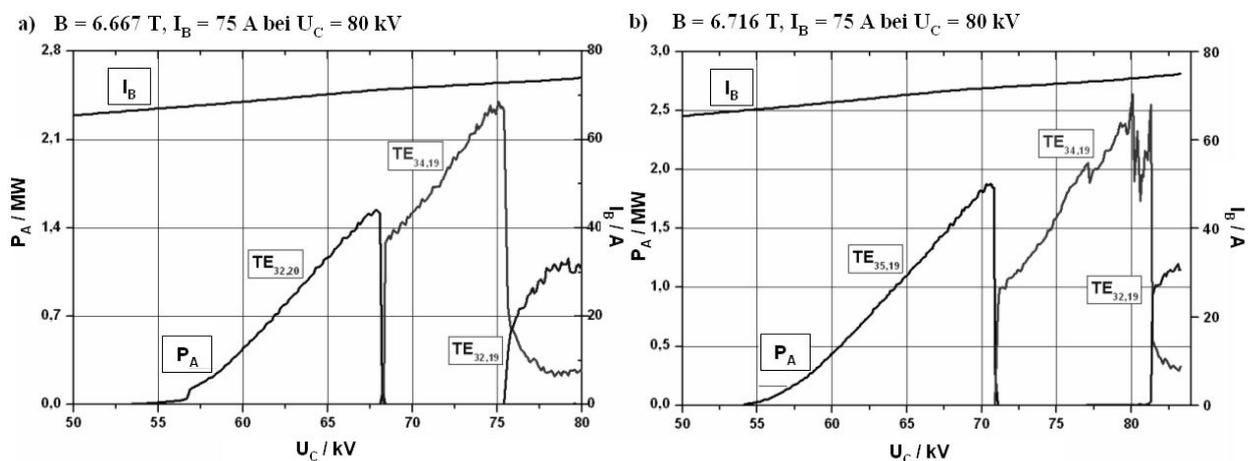


Abb. 3.15: Simulierte Modenreihenfolge für zwei unterschiedliche Magnetfeldstärken im Resonator.

Die Resonatorgeometrie wird optimiert für maximalen Wirkungsgrad bei einer gewünschten Ausgangsleistung und gegebenen Parametern des Elektronenstrahls. Insbesondere in Hochleistungsgyrotrons muss zusätzlich beachtet werden, dass die Ohmschen Verluste in der Resonatorwand die technisch zulässige Grenze von etwa 2 kW/cm^2 nicht überschreiten. Im Fall des Resonators für das koaxiale 170 GHz Gyrotron mit 2 MW Ausgangsleistung (Abb. 3.13) wurden die maximalen Verluste in der Außenwand des Resonators zu 1 kW/cm^2 (ideales Kupfer bei Raumtemperatur) berechnet. Dies entspricht unter Berücksichtigung der erhöhten Betriebstemperatur und der Rauigkeit der Resonatorwand realen Verlusten von etwa 2 kW/cm^2 . Die maximale Verlustdichte am Innenleiter liegt entsprechend der Berechnung unter $0,1 \text{ kW/cm}^2$.

Mit einem selbstkonsistenten, multimodigen und zeitabhängigen Programm [Dum01] wurde das Anschwingsverhalten simuliert. Die Abb. 3.15 zeigen die berechnete Modenreihenfolge für zwei Werte des magnetischen Feldes $B=6,667 \text{ T}$ und $B=6,716 \text{ T}$ im Resonator. Mit dem im FZK verfügbaren SL-Magneten ist maximal ein B-Feld von ca. $6,72 \text{ T}$ erreichbar. Die weiteren Parameter bei der Simulation waren: $I_B=75 \text{ A}$ und $\alpha=1,3$ bei $U_C=80 \text{ kV}$ sowie $R_B = 10 \text{ mm}$. Bei der Rechnung wurde die leichte Zunahme von I_B mit der beschleunigenden Spannung U_C entsprechend dem Schottky Effekt berücksichtigt. Die Diagramme zeigen, dass in beiden Fällen die Nominalmode angeregt wird. Mit zunehmendem B verschiebt sich der Schwingungsbereich der Nominalmode zu den höheren Spannungen U_C . Ausführliche Angaben zum Entwurf des Resonators [Dum01] und Ergebnissen von Simulationen sind in Anhang A.1 zu finden.

3.2.4 Quasi-optisches Auskopplungssystem

Der Entwurf eines quasi-optischen Auskopplungssystems für ein koaxiales Gyrotron wird detailliert im Kapitel 5 dargestellt werden.

3.2.5 Kollektor

Nach der Wechselwirkung im Resonator folgen die Elektronen den magnetischen Feldlinien bis sie auf die Kollektorwand auftreffen und dort ihre verbliebene Energie abgeben. Der Kollektor besteht im Wesentlichen aus einem gut gekühlten Kupferzylinder (Abb. 3.2). Der Elektronenstrahl ist beim Auftreffen auf die Kollektorwand recht stark gebündelt. Die auf der Kollektorwand deponierte Leistungsdichte ist entsprechend hoch. Aus kühltechnischen Gründen ist es erforderlich, die Strahlleistung über eine größere Kollektoroberfläche zu verteilen, um die thermische Belastung der Kollektorwand in technisch akzeptablen Grenzen zu halten. Dazu wird der Elektronenstrahl über eine größere Fläche mit Hilfe eines variablen schwachen Magnetfeld ($<0,01 \text{ T}$) im Kollektorbereich verteilt. Dafür werden spezielle Spulen im Bereich des Kollektors (sog. „sweeping“-Spulen) verwendet. Typischerweise wird der Elektronenstrahl mit einer Frequenz $< 10 \text{ Hz}$ über die Kollektorwand gewobbelt [III05].

Der gesamte Wirkungsgrad eines Gyrotrons kann erhöht werden, wenn der verbrauchte Elektronenstrahl vor dem Auftreffen auf die Kollektorwand abgebremst wird. Durch Anlegen eines abbremsenden Potentials zwischen dem Gyrotrongeäuse und dem Kollektor kann somit ein Teil der Strahlenergie zurückgewonnen werden (Betrieb mit „depressed collector“). Durch den Betrieb mit „depressed collector“ kann der Gesamtwirkungsgrad eines Gyrotrons von 30-35 % auf insgesamt etwa 50% erhöht werden.

3.2.6 Auskopplungsfenster

Das HF-Ausgangsfenster eines Gyrotrons, durch welches die Mikrowellenleistung nach außen ausgekoppelt wird, besteht aus einer dielektrischen Scheibe, die gleichzeitig eine Barriere zwischen dem extrem guten Vakuum im Gyrotron und dem atmosphärischen Druck außerhalb des Gyrotrons bildet. Zu den wichtigsten Anforderungen an die Fensterscheibe gehören: mechanische Festigkeit, kleiner Reflexionsfaktor bei der Gyrotron-Betriebsfrequenz und geringe Verluste. Wegen der elektromagnetischen Durchlässigkeit muss die Fensterscheibe aus dielektrischem Material gefertigt werden. Das Material muss niedrige HF-Verluste aufweisen und eine hohe Wärmeleitfähigkeit haben, um die Wärme von der Mitte der Scheibe nach außen zum Kühlsystem abzuleiten. Das ideale Material für Gyrotronfenster ist synthetischer Diamant. Die Fenster unserer Teströhren, welche nur im Kurzpuls betrieben werden, sind aus kostengünstigerem Quarz gefertigt. Die wichtigsten Parameter des FZK-Gyrotronfensters sind in Tab.3.3 zusammengestellt.

Die entstehenden HF-Verluste, die bei Transmission in einer Scheibe entstehen, sind gegeben durch:

$$\frac{P_{\text{Fenster}}}{P_A} = \frac{\pi d f (1 + \varepsilon) \tan \delta}{c} \approx 3.3\% \quad (3.48)$$

Bei der Transmission eines 2 MW Gaußschen Strahls mit einer Strahltaile (engl. "beam waist") von 18 mm erhöht sich die Temperatur in der Mitte der Fensterscheibe um etwa 5,6 °C nach einer Pulslänge von 10 ns. Abb. 3.16 zeigt den berechneten Reflexionsfaktor in Abhängigkeit von der Frequenz, und zwar für das Quarzfenster und im Vergleich dazu für ein Fenster aus CVD-Diamant, welches im ersten industriellen Prototyp des koaxialen Gyrotrons eingebaut wird. In beiden Fällen ist die Reflexion bei 170 GHz kleiner etwa 1%.

<i>Durchmesser</i>	<i>D</i>	96 mm
<i>Dicke</i>	<i>d</i>	6,78±0.01 mm = 15·λ/2 bei 170 GHz
<i>Dielektrische Konstante</i>	<i>ε</i>	3,805
<i>Verlustfaktor</i>	<i>tan δ</i>	5,7·10 ⁻⁴ bei 170 GHz

Tab. 3.3 Parameter der Quarzscheibe für das Gyrotronfenster.

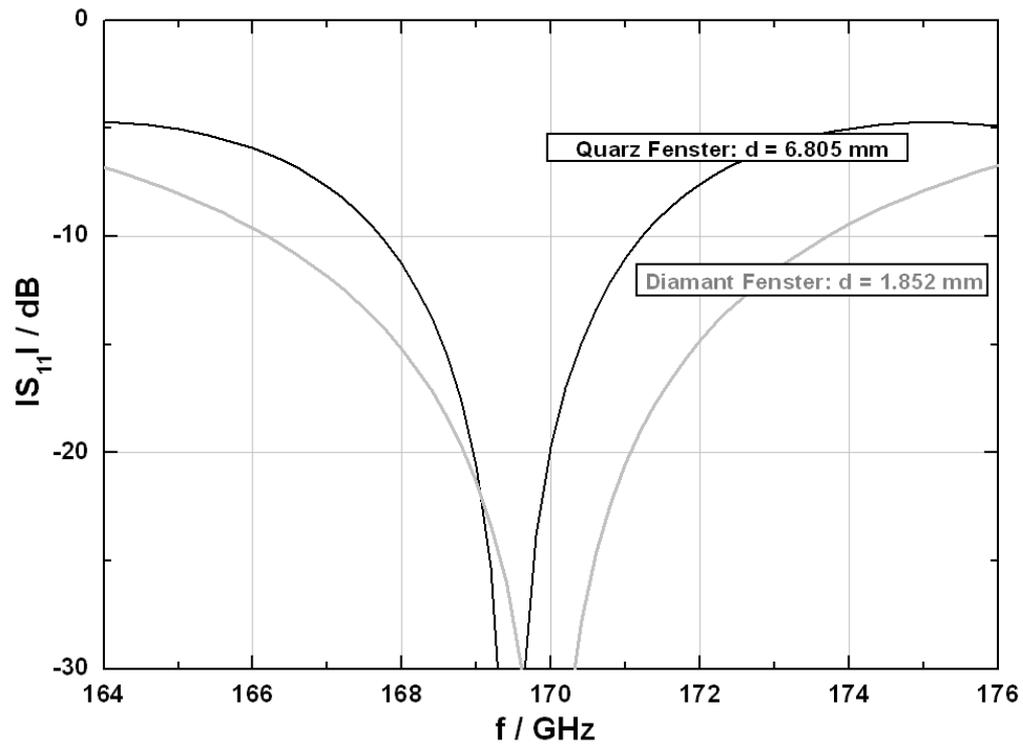


Abb. 3.16: Reflexionsparameter des Auskopplungsfensters für zwei unterschiedliche Materialien (Simulation).

4 Koaxiales 2 MW, CW, 170 GHz Gyrotron für ITER

4.1 Untersuchungen an einem experimentellen Vor-Prototyp im FZK

Der Entwurf der kritischsten Gyrotronkomponenten (Elektronkanone, Resonator und q.o. Auskopplungssystem) für den ersten Prototyp eines industriellen koaxialen 2 MW, CW, 170 GHz Gyrotrons für ITER wurde im Forschungszentrum Karlsruhe an einem experimentellen Gyrotron (Vor-Prototyp) bei Pulslängen bis ca. 10 ms überprüft. Dazu wurde ein koaxiales Gyrotron, welches in der $TE_{31,17}$ -Mode bei 165 GHz betrieben worden ist [Pio02], für einen Betrieb bei 170 GHz in der $TE_{34,19}$ -Mode umgebaut. Das Vor-Prototyp-Gyrotron benutzt denselben Resonator und das gleiche q.o. HF-Auskopplungssystem wie der industrielle Prototyp des koaxialen 2 MW, CW, 170 GHz Gyrotrons. Auch die Haupteigenschaften der Elektronenkanone entsprechen dem Entwurf der Kanone für das industrielle Prototypgyrotron. Die Komponenten sind im Unterkapitel 3.2 genauer beschrieben. Die Begrenzung der Pulslänge hängt mit der thermischen Wandbelastung im Kollektor zusammen. Da der Elektronenstrahl im Vor-Prototyp nicht über die Oberfläche gewobbelt wird, ist die Leistungsdichte an der Auftreffstelle des Elektronenstrahls sehr hoch. Dadurch, dass die Hauptkomponenten des experimentellen Gyrotrons gleich bzw. sehr ähnlich sind zu denen im industriellen Prototyp, werden die Ergebnisse bezüglich des Betriebsverhaltens des Gyrotrons, des Verhaltens des Elektronenstrahls, der Mikrowellenerzeugung sowie der Eigenschaften des q.o. Auskopplungssystems als relevant für das industrielle Gyrotron betrachtet. Eine für den Betrieb eines Hochleistungsgyrotrons wichtige Eigenschaft des q.o. Auskopplungssystems ist der Betrag der aufgrund von Beugungsverlusten entstehenden Mikrowellenstreustrahlung im Gyrotron. Über die entsprechenden Messungen und deren Ergebnisse wird in einem der nachfolgenden Abschnitte berichtet.

Die wichtigsten Parameter des koaxialen 2 MW, CW, 170 GHz Gyrotrons für ITER als auch des im FZK untersuchten Vor-Prototyps sind in Tab. 4.1 zusammengestellt. Der nominale Wert des Magnetfeldes des Prototyps für ITER beträgt 6,87 T bei einer Beschleunigungsspannung von 90 kV. Da der im FZK vorhandene SL-Magnet maximal nur ein maximales Magnetfeld von etwa 6,7 T erzeugen kann, muss die Beschleunigungsspannung des experimentellen Gyrotrons reduziert werden, um bei dem niedrigeren Magnetfeld die $TE_{34,19}$ -Mode bei 170 GHz anregen zu können. Der geringere Wert des Magnetfeldes kann bei der Anregung einer Mode mit bestimmter Frequenz im Gyrotron durch Reduzierung der Beschleunigungsspannung kompensiert werden, weil die Zyklotronfrequenz Ω_C umgekehrt proportional (3.7) zum relativistischen Massenfaktor γ bzw. zur kinetische Energie E_{kin} der Elektronen im Strahl (3.5) ist:

$$\Omega_C \propto \frac{1}{E_{kin}} \quad (4.1)$$

Numerische Simulationen des Einschwingverhaltens mit einem selbstkonsistenten, zeitabhängigen, multimodigen Programm haben ergeben, dass eine Absenkung der Beschleunigungsspannung auf etwa 80 kV ausreicht, um bei dem niedrigeren Magnetfeld die $TE_{34,19}$ -Mode bei 170 GHz anregen zu können. Als Folge der geringeren Spannung erwartet man eine Verringerung der Ausgangsleistung. Die niedrigere Spannung wurde auch bei der Auslegung

der Elektronenkanone berücksichtigt.

Die Messungen am Vor-Prototyp im FZK können sowohl mit und ohne Energierückgewinnung ("*depressed collector*") durchgeführt werden. Da ein Betrieb mit vorgespanntem Kollektor auf die grundsätzlichen Eigenschaften des Gyrotrons und seiner Komponenten in der Regel keinen Einfluss hat, wurden die Messungen ohne Energierückgewinnung durchgeführt entsprechend dem in Abb. 4.1 (links) gegebenem Schaltplan. Die Beschaltung für einen Betrieb mit „*depressed collector*“ ist in Abb. 4.1 (rechts) gezeigt.

<i>Parameter</i>		<i>ITER</i>	<i>FZK</i>
Pulsdauer	t_p	CW	< 10 ms
Arbeitsmode	-		TE _{34,19}
Ausgangsleistung	P_A	2 MW	1,5 MW^{*)}
Strahlstrom	I_B		75 A
Beschleunigungsspannung	U_C	90 kV	80 kV^{*)}
Wirkungsgrad (mit „ <i>depressed collector</i> “)	η	≥45 %	-
Magnetisches Feld im Resonator	B_R	6,87 T	6,66-6,7 T^{*)}
Geschwindigkeitsverhältnis	α		1,3
Strahlradius im Resonator	R_B		10 mm
Strahlbreite	ΔR_B		0,25 mm
Güte des Resonators (Arbeitsmode)	Q		1660

^{*)} aufgrund der Begrenzung des Magnetfeldes in SL-Magneten des FZK

Tab. 4.1: Spezifikationsparameter des ITER-Gyrotrons und FZK-Prototypes.

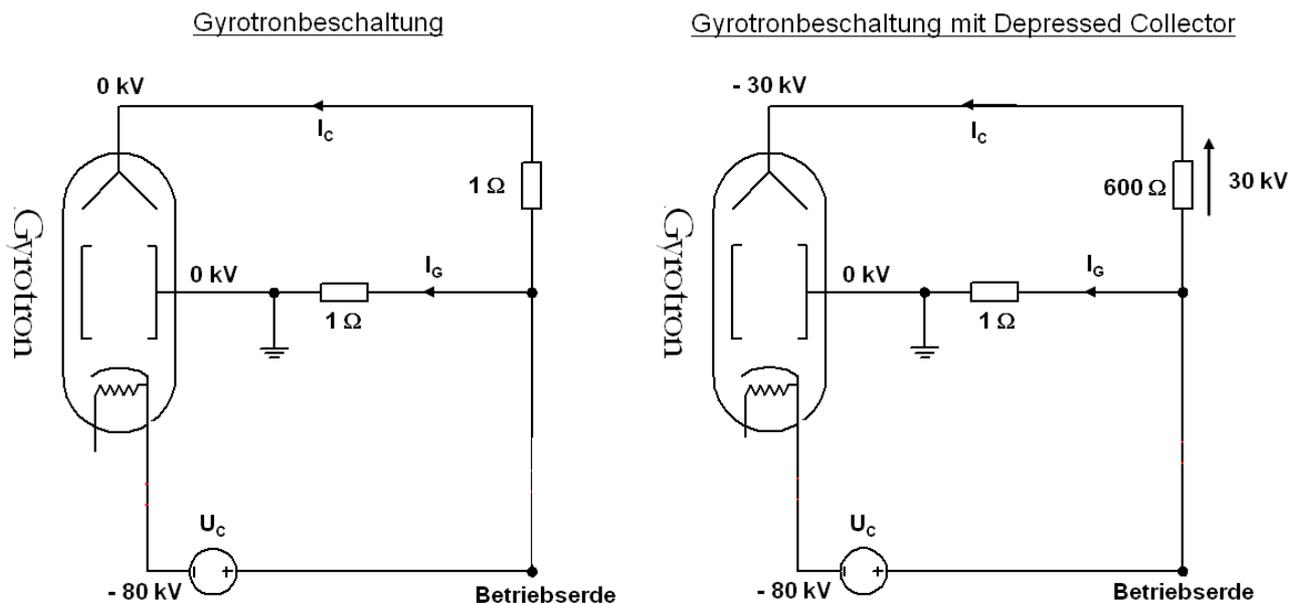


Abb. 4.1: Elektrische Beschaltung der Gyrotronröhre.

Im Folgenden wird die Justierung des Gyrotrons relativ zum Magnetfeld beschrieben. Danach werden Ergebnisse bezüglich der Elektronenkanone und des Elektronenstrahls gegeben. Anschließend wird über die Mikrowellenerzeugung berichtet und über Messungen der Streustrahlung im Gyrotron. Durch den Elektronenstrahl angeregte parasitäre Schwingungen mit hoher Intensität im Frequenzbereich um 260 MHz wurden beobachtet. Die Unterdrückung der Schwingungen wird beschrieben und Ergebnisse von numerischen Simulationen werden gegeben und ein möglicher Mechanismus für die Erzeugung der unerwünschten Schwingungen wird diskutiert. Ergebnisse bezüglich des q.o. Auskopplungssystems werden in einem separaten Kapitel 5 ausführlich besprochen.

4.1.1 Ausrichtung des Gyrotrons relativ zum Magnetfeld

Ein effektiver Betrieb eines Gyrotrons erfordert eine genaue Ausrichtung der mechanischen Gyrotronachse (d.h. Achse der Elektronenkanone, des Resonators und des Innenleiters) zur Achse des Magnetfeldes. Der Verlauf der magnetischen Feldlinien bestimmt wesentlich den Verlauf des Elektronenhohlstrahls. Daher ist eine Ausrichtung der geometrischen Achse des Gyrotrons zur Achse des Magnetfeldes erforderlich, um insbesondere eine hohe Genauigkeit der Konzentrität des Elektronenstrahls zum Resonator und Innenleiter zu erreichen. Messungen haben ergeben, dass die Abweichung δR_{koax} von der Konzentrität etwa die Wert einer Strahlbreite nicht überschreiten sollte, $\delta R_{koax} < \lambda/8 \approx 0,2 \text{ mm}$. Die Anforderungen beziehen sich auch auf die Lage des Elektronenstrahls relativ zum Innenleiter und zur Resonatorwand. Bei dieser hohen Toleranzanforderung ist es vorteilhaft, die Genauigkeit der Justierung unter Betriebsbedingungen zu überprüfen und falls nötig korrigieren zu können. Die Überprüfung der Lage des Elektronenstrahls relativ zur Außenwand des Resonators und zum Innenleiter erfolgt mit Hilfe von Dipolspulen, welche es ermöglichen, den Elektronenstrahl in zwei zueinander orthogonalen Richtungen in einer transversalen XY-Ebene zu verschieben. Die Justierung erfolgt in zwei Schritten. Zuerst wird durch Verschieben der Lage der SL-Spulen Koaxialität zwischen dem Elektronenstrahl und der Außenwand des Resonators hergestellt. Danach wird der Innenleiter konzentrisch zum Elektronenstrahl einjustiert. Im Folgenden werden die Durchführung des Justiervorgangs und die Ergebnisse beschrieben und diskutiert.

Koaxialität zwischen Elektronenstrahl und Außenwand des Resonators

Zur Überprüfung der Lage des Elektronenstrahls relativ zur Außenwand des Resonators wird eine elektrisch isolierte metallische Ringsonde an der Kathodenseite des Resonators verwendet (Abb. 4.2). Die mechanische Anordnung gewährleistet eine Konzentrität der Ringsonde zur Außenwand des Resonators. Durch Reduzierung der magnetischen Kompression wird der Radius des Elektronenstrahls im Bereich der Sonde so vergrößert, dass bei einer radialen Verschiebung des Strahls mit Hilfe der Dipolspulen, der Strahl auf die Sonde auftreffen kann. Das Auftreffen des Strahls auf die Sonde wird als Strom gemessen. Damit die Sonde bei den Messungen nicht beschädigt wird, werden der Strahlstrom und die Strahlspannung stark reduziert. In Abb. 4.3 wird der gemessene Strom zur Sonde in Abhängigkeit von der Erregung der Dipolspulen (proportional zur radialen Ablenkung des Elektronenstrahls) gezeigt. Die Messung wurde am Ende eines Justiervorganges, der in iterativer Weise durchgeführt wird, aufgenommen. Mit dem aus dem Verlauf der magnetischen Feldlinien ermittelten Zusammenhang zwischen dem Strom in den Dipolspulen $I_{X,Y}$ und der radialen Verschiebung δR_{beam} von: $\delta R_{beam}/\text{mm} = 0,5 * I_{X,Y}/\text{A}$ ergibt sich für die Werte aus Abb. 4.3 eine radiale Abweichung der Strahlachse von der Gyrotronachse von etwa

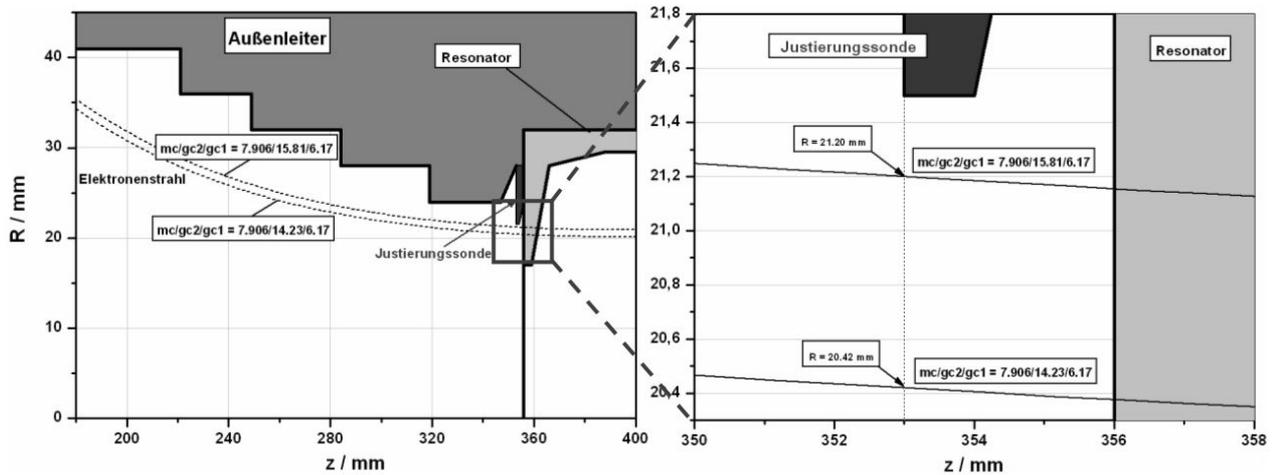


Abb. 4.2: Elektronenstrahlverlauf für unterschiedliche Feldkonfiguration bei der Justierung des Magnetfeldes.

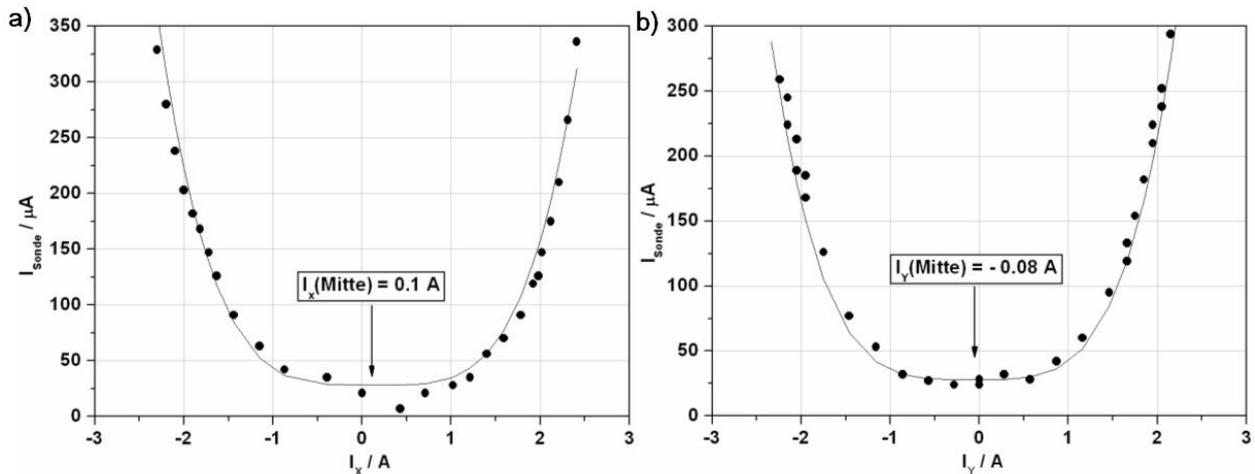


Abb. 4.3: Ergebnisse der Justierung der Gyrotronachse: Abhängigkeit des Aperturstromes in X- (a) und in Y- (b) Richtungen.

0,08 mm. Es sollte darauf hingewiesen werden, dass bei der Messung die radiale Lage des Strahles nur in der Ebene der Sonde ermittelt wird. Daher kann eine Kippung beider Achsen zueinander nicht ausgeschlossen werden.

Koaxialität zwischen dem Elektronenstrahl und dem Innenleiter

Nachdem die Lage des Elektronenstrahls relativ zur Außenwand des Resonators ausgerichtet worden ist, wird die Position des Innenleiters zum Strahl zentriert. Dazu ist es erforderlich, dass der Innenleiter unter Betriebsbedingungen mechanisch verstellt werden kann. Die radiale Lage des Innenleiters relativ zum Elektronenstrahl wird auf ähnliche Weise ermittelt wie die oben beschriebene Bestimmung der Position des Elektronenstrahls relativ zur Außenwand des Resonators. Durch Erhöhung der magnetischen Kompression wird für die Messung der Radius des Elektronenstrahls reduziert damit der Strahl bei Erregung der Dipolspulen auf die Sonde auftreffen kann. Der Strom zum Innenleiter wird in Abhängigkeit von der Erregung der Dipolspulen gemessen. Abb. 4.4 zeigt die geometrischen Gegebenheiten um den Innenleiter herum an der Kanonenseite des Resonators. In der Abbildung ist zusätzlich der Verlauf der Strahltrajektorien für nominale Betriebsparameter sowie für erhöhte Kompressionen dargestellt. Damit der Innenleiter bei den Messungen nicht beschädigt wird, wurden die Messungen bei stark reduzierten Parametern ($U_C \approx 5$ kV, $I_B < 0,5$ A) durchgeführt. Abb. 4.5b zeigt den typischen Verlauf

des Stromes zum Innenleiter in Abhängigkeit vom Strom in den Dipolspulen. Abb. 4.5a zeigt die Ströme in den orthogonal (X, Y) zueinander angeordneten Paaren der Dipolspulen, die für ein festen Wert (1 mA) des Stromes zum Innenleiter. Die Messung wurde am Ende eines Justiervorganges durchgeführt. Daraus ergibt sich eine radiale Abweichung zwischen der Achse des Innenleiters und der Strahlachse von weniger als 0,05 mm. Dabei wurde berücksichtigt, dass die Relation zwischen der radialen Verschiebung und dem Strom in den Dipolspulen gegeben ist durch: $\delta R_{beam}/mm = 0,012 * I_{X,Y}/A$. Die erreichte Genauigkeit ist völlig ausreichend für einen ungestörten Betrieb des Gyrotrons.

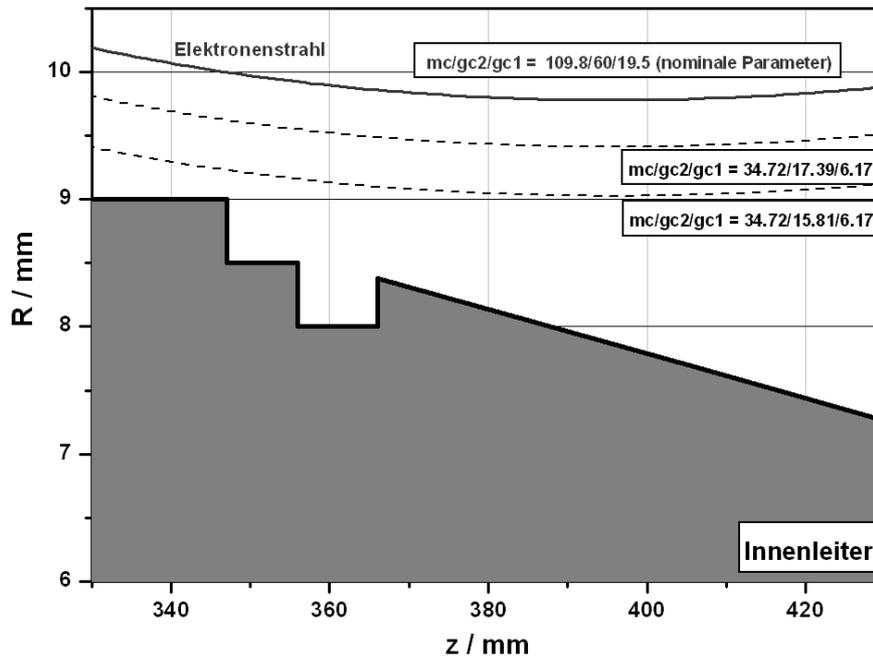


Abb. 4.4: Kontur des Innenleiters und Verlauf des Elektronenstrahles für verschiedene Magnetfeldkonfigurationen.

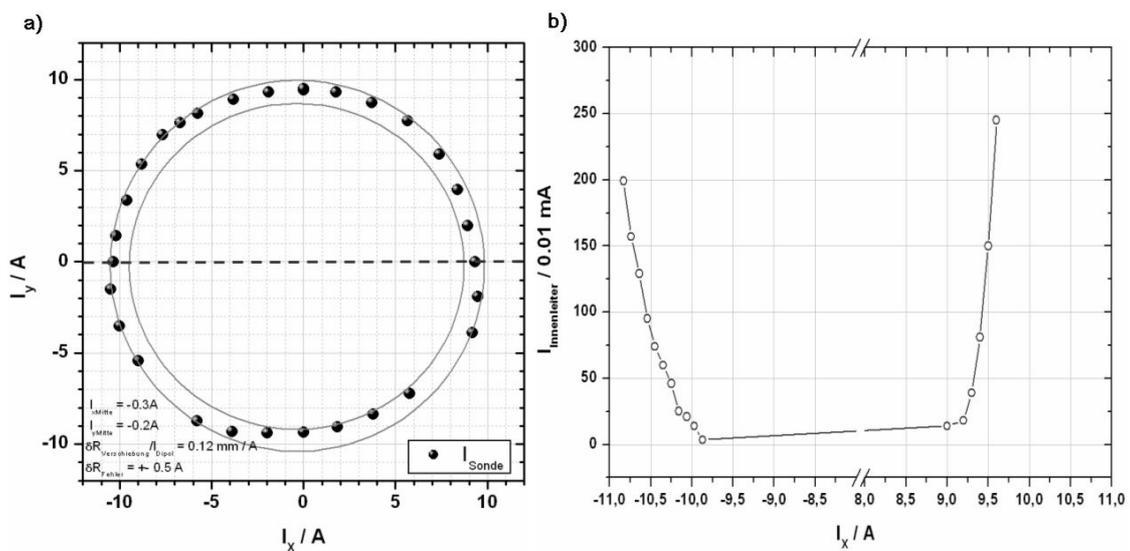


Abb. 4.5: Justierung des Innenleiters. (a) relative Lage des Strahles in Abhängigkeit vom Strom I_x, I_y in den Dipolspulen, (b) Strom zum Innenleiter in Abhängigkeit von I_x .

4.1.2 Emissionseigenschaften der Elektronkanone

Die Elektronenemission der Kanone ist nicht nur von der Temperatur bzw. Kathodenheizleistung und der Beschleunigungsspannung abhängig, sondern auch vom Zustand der Oberfläche des Emitters. Es wurde beobachtet, dass die Emissionseigenschaften des Emitters sehr empfindlich von den Vakuumbedingungen im Gyrotron abhängig waren. In der Regel war der Druck im Gyrotron kleiner 10^{-7} mbar. Eine Konditionierung des Emitters über mehrere Tage war notwendig bis befriedigende Emissionseigenschaften erreicht wurden. Um einen Strahlstrom von etwa 75 A (entspricht einer emittierten Stromdichte $j_E = 4,2 \text{ A/cm}^2$) mit einer Spannung $U_C = 80 \text{ kV}$ zu extrahieren, wird eine Kathodenheizleistung von ca. 560 W benötigt. Abb. 4.6 zeigt den Strahlstrom in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung U_C gemessen im Abstand von einer Woche während des Konditionierungsprozesses. Die Heizleistung war in beiden Fällen nahezu unverändert. Der Verlauf des Elektronenstromes (Abb. 4.6) wird durch zwei physikalische Effekte bestimmt.

Im Bereich kleiner Beschleunigungsspannung ($U_C \leq 10 \text{ kV}$) befindet man sich im sog. raumladungsbegrenzten („*space charge limited*“) Gebiet. Nicht alle Elektronen, welche den Emitter verlassen, werden abgesaugt. Vor der Emitteroberfläche bildet sich eine Raumladungswolke. Die Größe des Elektronenstroms I_B hängt nur von der angelegten Beschleunigungsspannung U_C ab, und zwar entsprechend:

$$I_B \propto \sqrt{U_C^3} \quad (4.2)$$

Bei einer Beschleunigungsspannung U_C oberhalb etwa 30 kV befindet man sich im sog. temperaturbegrenzten („*temperature limited*“) Bereich. Alle Elektronen, welche die Emitteroberfläche verlassen, werden abgesaugt und formen den Elektronenstrahl. Als Folge des Schottky Effekts nimmt der Strahlstrom schwach mit der angelegten Spannung zu, entsprechend:

$$I_B \propto \sqrt{U_C} \quad (4.3)$$

Wegen Schwankungen der Emissionseigenschaften gibt es im Übergangsbereich dazwischen ($10 \text{ kV} < U_C < 30 \text{ kV}$) Bereiche an der Oberfläche des Emitters, in denen die Emission raumladungsbegrenzt ist und andere Bereiche in denen die Emission temperaturbegrenzt ist.

Im konditionierten Zustand wurde ein Elektronenstrahl von knapp 80 A bei $U_C = 80 \text{ kV}$ erzeugt. Dabei wurden keine Instabilitäten beobachtet. Der Leckstrom zum Innenleiter hat den Wert von 0,1 % des Strahlstromes nicht überschritten. Des weiteren wurde keine Begrenzung durch den Aufbau einer Penningentladung [Pio04] im Bereich der Kanone beobachtet. Insgesamt entsprach das Verhalten der Elektronenkanone und des Elektronenstrahls den Entwurfsanforderungen.

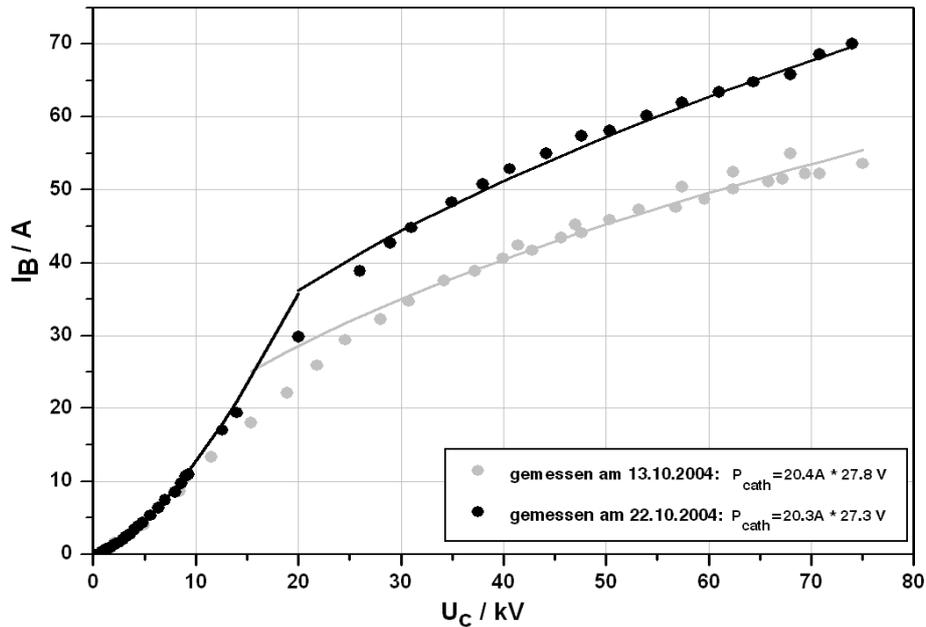


Abb. 4.6: Gemessene Emission der Elektronenkanone als Abhängigkeit der Strahlstromes I_B von Beschleunigungsspannung U_C , vor und nach Konditionierung.

4.1.3 Mikrowellenerzeugung

Die Messung der im Gyrotron erzeugten und aus dem Ausgangsfenster ausgekoppelten HF-Leistung wird kalorimetrisch durchgeführt. Dabei wird in einem Kalorimeter die HF-Leistung in einer Flüssigkeitsschicht aus Siliconöl absorbiert. Aus der Messung der Temperaturerhöhung und der Durchflussmenge wird die absorbierte HF-Leistung ermittelt. Die angeregten Resonatormoden werden über eine Messung der Frequenz identifiziert. Die Frequenz wird mit großer Präzision mit einem Frequenzmesssystem gemessen [Pri04]. Zur Messung der Frequenz wurde das benötigte HF-Signal aus der Streustrahlung entnommen. Das HF-Signal wurde mit einer Hornantenne hinter einem Seitenfenster der Spiegelbox des Gyrotrons ausgekoppelt und mit einem Hohlleiter zum Messsystem geleitet. Dort wird das Signal abwärts gemischt auf einen Bereich zwischen 0 bis 2 GHz, um mit einem Zeit-Frequenz-Analysator analysiert werden zu können. Zusätzlich wird ein Teil des HF-Signals in den Frequenzbereich um 18 GHz heruntergemischt und einer Filterbank zugeführt. Diese Filterbank besteht aus 9 Kanälen mit der Bandbreite von je 2 GHz. Der Abstand von 2 GHz entspricht etwa dem Abstand der anregbaren Moden. Durch die Beobachtung des Signalpegels in der Filterbank kann festgestellt werden, ob es sich um einen monomodigen Betrieb handelt oder ob möglicherweise mehrere Moden gleichzeitig schwingen.

Nachdem die parasitären NF-Schwingungen, wie in einem der nachfolgenden Kapitel beschrieben wird, unterdrückt worden sind, wurde die Erzeugung von Mikrowellen ausführlich untersucht. Die $TE_{34,19}$ -Mode bei 170 GHz wurde in einem großen Parameterbereich stabil und monomodig erzeugt. Jedoch ist die in den Messungen in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung U_C beobachtete Modenfolge (siehe Abb. 4.7 und 4.8) nicht in Übereinstimmung mit numerischen Berechnungen. Insbesondere folgte mit zunehmender Spannung U_C im Experiment auf die Nominalmode $TE_{34,19}$ bei 170 GHz die $TE_{33,19}$ -Mode bei 167,9 GHz gefolgt von der $TE_{32,19}$ -Mode bei 165,7 GHz (Abb. 4.7 und 4.8). Entsprechend den Rechnungen wurde erwartet, dass im

Anschluss auf die Nominalmode sofort die $TE_{32,19}$ -Mode folgt ohne dass die $TE_{33,19}$ -Mode angeregt wird. Durch das Auftreten der $TE_{33,19}$ -Mode ist der Schwingbereich der Nominalmode im höheren Spannungsbereich reduziert worden. Beim maximal erreichbaren Magnetfeld im Resonator von 6,716 T wurde bei 170 GHz eine HF-Ausgangsleistung von 1,15 MW mit einem Wirkungsgrad von ca. 20 % (ohne „depressed collector“) gemessen (Abb. 4.9). Bei $U_c \approx 74$ kV endet bereits der Schwingbereich der $TE_{34,19}$ -Mode und die $TE_{33,19}$ -Mode beginnt zu schwingen. Bei dieser Spannung hat das Geschwindigkeitsverhältnis α einen Wert von nur etwa 1,1. Damit kann der relativ geringe Wirkungsgrad von 20% erklärt werden. Entsprechend den Ergebnissen der Simulationen wurde erwartet, dass die $TE_{34,19}$ -Mode bis zur einen Spannung von über 80 kV schwingen sollte. Aufgrund des dann höheren Wertes von $\alpha=1,3$ wurde auch ein entsprechend höherer Wirkungsgrad (>30%) erwartet. Die Ursache für die Diskrepanz zwischen Rechnung und Experiment ist nicht klar. Inwieweit die Diskrepanz mit idealisierten Annahmen bei der Durchführung der numerischen Simulationen zusammenhängt, wird zurzeit noch untersucht.

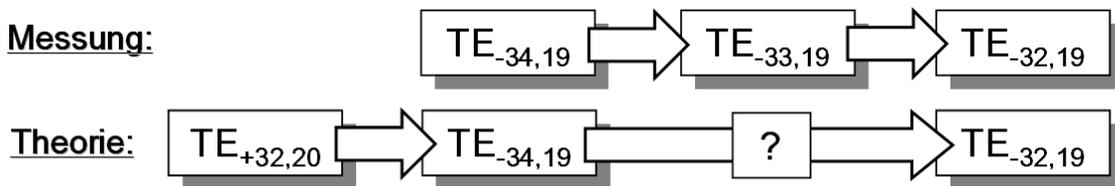


Abb. 4.7: Gemessene und berechnete Modenreihenfolge für das koaxiale 2 MW, 170 GHz Gyrotron.

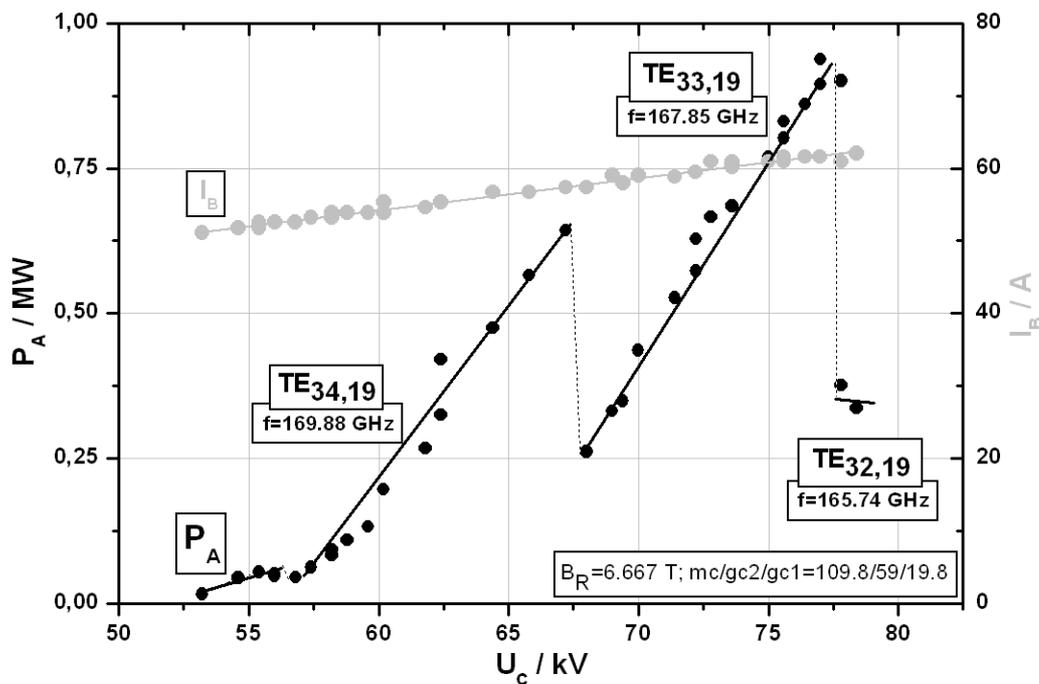


Abb. 4.8: Leistungsdiagramm des Gyrotrons und die ermittelte Modenreihenfolge bei einem Magnetfeld im Resonator von 6,667 T.

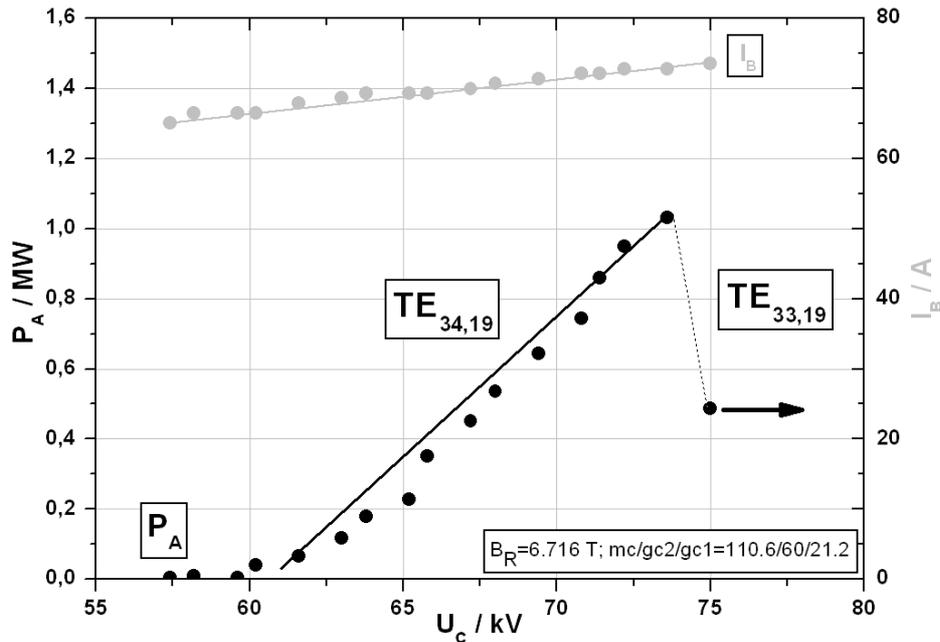


Abb. 4.9: Leistungsdiagramm des Gyrotrons und die ermittelte Modenreihenfolge bei einem Magnetfeld im Resonator von 6,716 T.

Abb. 4.10 zeigt die Grenze des Schwingbereiches der TE_{34,19}-Mode in Abhängigkeit von U_C für verschiedene Werte des Strahlstroms bei $B_R=6,716$ T. Im ganzen Strombereich folgt mit Erhöhung von U_C die TE_{33,19}-Mode auf die TE_{34,19}-Mode.

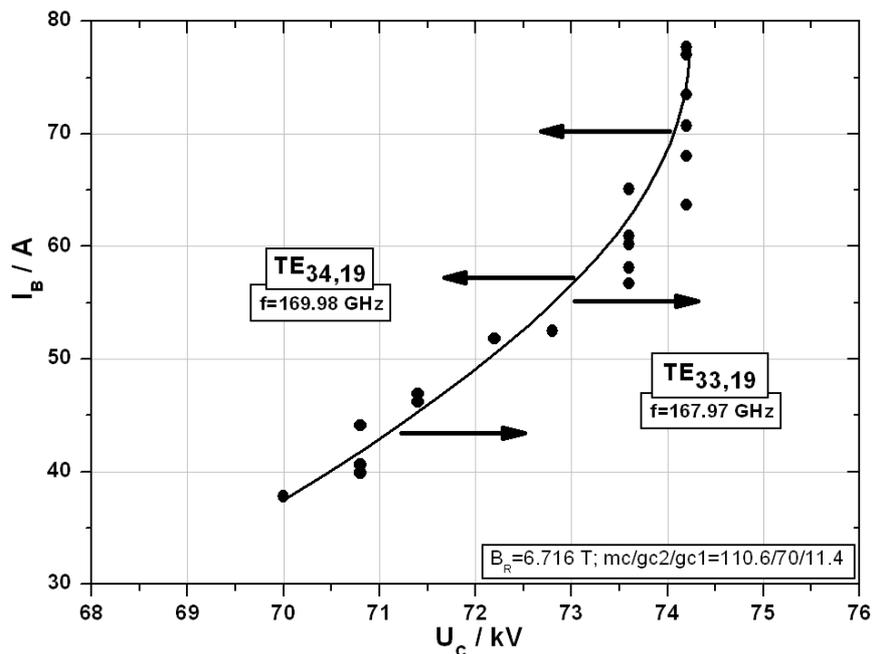


Abb. 4.10: Gemessene Abhängigkeit der oberen Schwingungsgrenze der nominalen TE_{34,19}-Mode in Abhängigkeit von Kollektorspannung U_C und Strahlstrom I_B bei einem Magnetfeld im Resonator von 6,716 T.

Abb. 4.11 zeigt die maximale HF-Ausgangsleistung in Abhängigkeit vom Strom in der Hauptspule des SL-Magnets der proportional zum Magnetfeld B_R ist. Die Ströme in den beiden Kanonespulen und die Kathodenheizung wurden nicht geändert. Die Beschleunigungsspannung U_C , die einem Wert nahe der Schwinggrenze entspricht, nimmt ebenso wie die Mikrowellenleistung mit zunehmendem Magnetfeld zu. Der Strahlstrom I_B hatte in Abhängigkeit von U_C einen Wert von bis etwa 75 A.

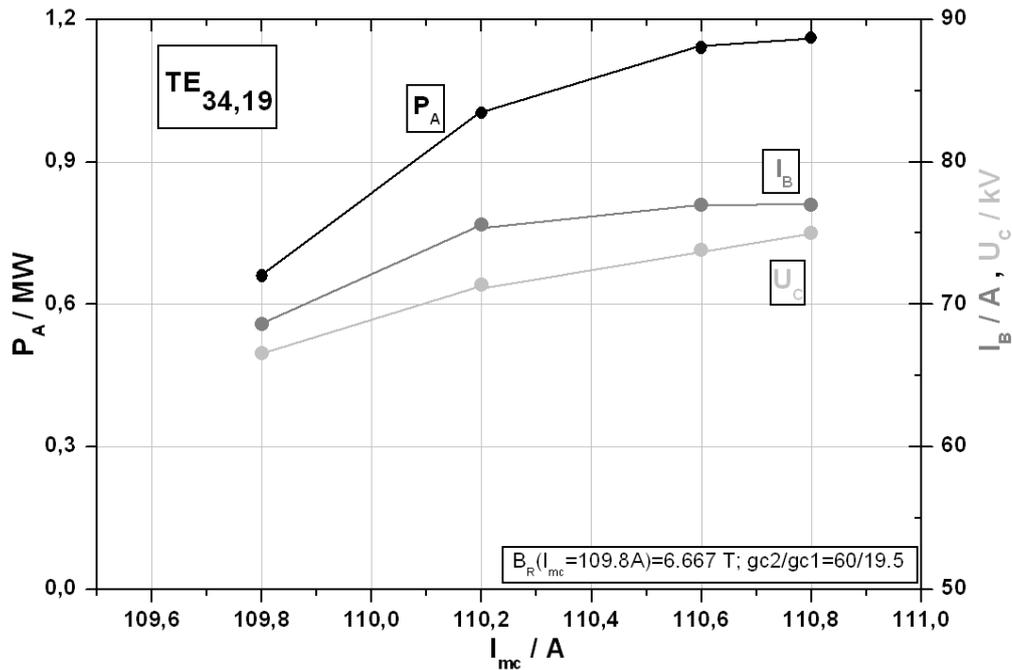


Abb. 4.11: Abhängigkeit der Ausgangsleistung P_A , des Strahlstromes I_B sowie der Kollektorspannung U_C vom Magnetfeld im Gyrotronresonator.

In Abb. 4.12 wird die Abhängigkeit der HF-Ausgangsleistung und des entsprechenden Wirkungsgrades vom Strahlstrom dargestellt. Die Messung wurde bei konstantem Magnetfeld $B_R=6,716 T$ durchgeführt. Der maximale Wirkungsgrad (ohne Energierückgewinnung) betrug ca. 20 % und wurde bei einem Strahlstrom I_B von ca. 60 A gemessen.

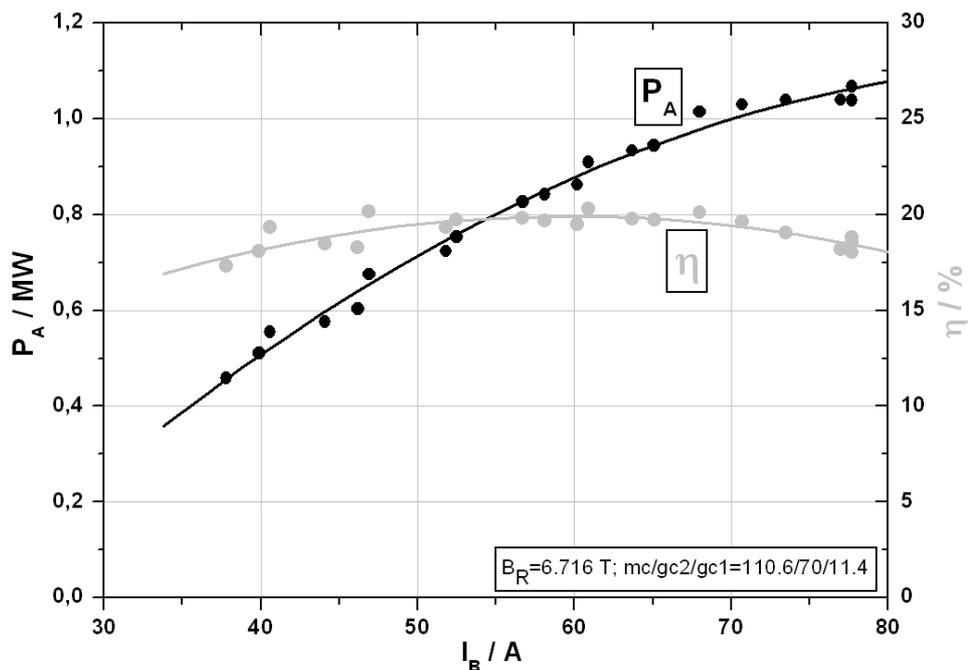


Abb. 4.12: Abhängigkeit der Ausgangsleistung P_A und des Wirkungsgrades η vom Strahlstrom I_B bei konstantem Magnetfeld im Gyrotronresonator von 6,716 T.

Einfluss des Verlaufs der Elektronenbahnen auf die Leistungserzeugung

Wie im Abschnitt 3.3.2 berichtet, kann der Verlauf der Elektronenbahnen in der Nähe des Emitters durch die Konfiguration des Magnetfeldes beeinflusst werden. Durch Variation des Parameters χ (3.47) lässt sich die Art des Elektronenflusses vom laminaren ($\chi=0$) bis zum nicht laminaren ($\chi=1$) verändern. Die Elektronenkanone wurde für einen Fluss der Elektronen mit $\chi=0,75$ optimiert. Der Einfluss des Elektronenflusses auf das Verhalten des Gyrotrons wurde experimentell überprüft. Bei konstantem Feld $B_R=6,716$ T im Resonator und konstantem Strahlstrom $I_B=67$ A wurde der Flussparameter χ zwischen 0,4 und 1 verändert. Für jeden Wert von χ wurde die HF-Ausgangsleistung durch Variation von U_C und der magnetischen Kompression (damit auch Strahlradius) optimiert. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.13 zusammengestellt. Das Geschwindigkeitsverhältnis der Elektronen $\alpha_{74} \approx 1,1$ wurde mit einem Trajektorienprogramm für die jeweilige Magnetfeldkonfiguration bei $U_C=74$ kV errechnet. Der optimale Bereich (maximale HF-Leistung) ist bei $\chi \approx 0,8$. Die Abhängigkeit der HF-Leistung und der zugehörigen Spannung U_C vom Flussparameter χ zeigen großen Ähnlichkeit. Die Ursache für die beobachtete Abhängigkeit der Spannung U_C , die jeweils der Schwinggrenze entsprach vom χ -Parameter ist nicht klar. Aus dem Verlauf von α_{74} kann ein Einfluss des Geschwindigkeitsverhältnisses α ausgeschlossen werden. Es wird vermutet, dass der Einfluss der Raumladungskräfte des Elektronenstrahls sich in Abhängigkeit vom Elektronenfluss unterschiedlich auf die Strahleigenschaften auswirkt. Die Messergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit früheren Beobachtungen an der Elektronenkanone des 165 GHz coaxialen Gyrotrons.

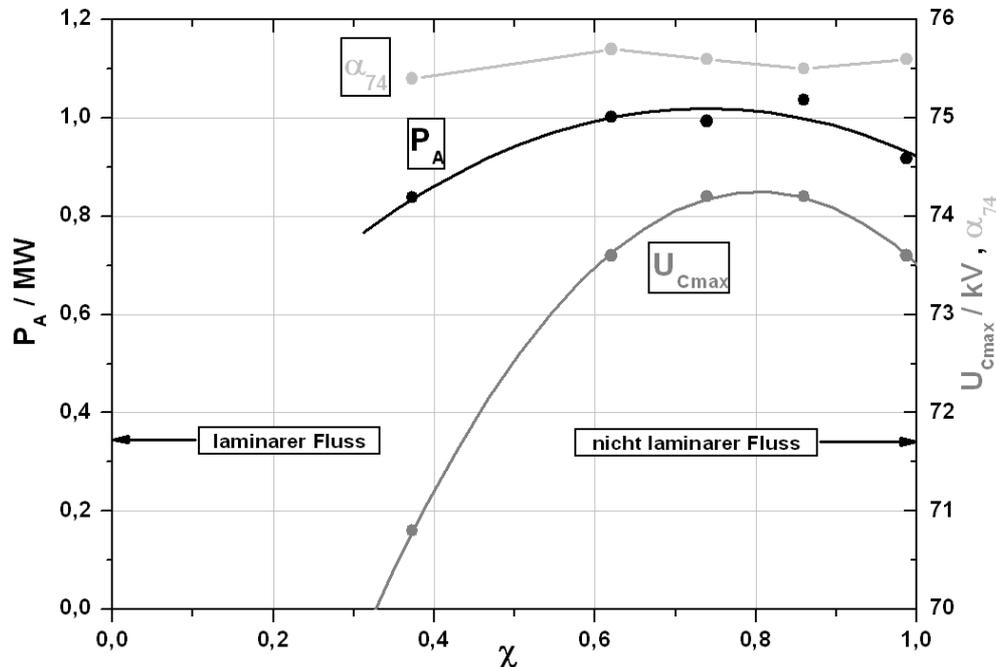


Abb. 4.13: Ermittelter Einfluss des Elektronenflussparameters χ auf das Geschwindigkeitsverhältnis α , die Ausgangsleistung P_A und die Kollektorspannung U_{Cmax} bei der maximalen Ausgangsleistung des Gyrotrons.

4.1.4 Streustrahlungsverluste im Gyrotron

Ein Teil der erzeugten Mikrowellenleistung geht bei der Umwandlung von der Resonatormode in eine Freiraumwelle, die durch ein Fenster ausgekoppelt wird, im Gyrotron verloren. Der Betrag der sog. Streustrahlung sollte insbesondere in Hochleistungsgyrotrons möglichst klein sein. Zum einen verteilt sich die Streustrahlung im ganzen Gyrotron und kann zu unerwünschten Überhitzungen von Komponenten führen. Zum anderen kann die Streustrahlung die Wechselwirkung im Resonator ungünstig beeinflussen. Eine Minimierung der Mikrowellenverluste ist ein sehr wichtiger Aspekt beim Entwurf eines Hochleistungsgyrotrons. Die Mikrowellenverluste entstehen im q.o. Auskopplungssystem. Die im Resonator erzeugte HF-Leistung wird vom Launcher abgestrahlt und danach mit Hilfe eines Spiegelsystems geformt. Wesentlich zu den Umwandlungsverlusten tragen die Beugung am Rand des Launchers sowie die Streuung an der Oberfläche der adaptierten, phasenkorrigierenden Spiegel. Die Reflexion an der Oberfläche eines solchen phasenkorrigierenden Spiegels soll die Phasenverteilung des HF-Strahls korrigieren und dadurch den Gaußschen Anteil im HF-Ausgangsstrahl erhöhen. Wegen der begrenzten Fertigungsgenauigkeit wird die berechnete Oberflächenkontur vereinfacht (geglättet). Dadurch ist die Korrektur des Mikrowellenstrahls nicht optimal und führt zur zusätzlichen Erhöhung der Streustrahlung. Ein Teil der Streustrahlung entsteht am HF-Auskopplungsfenster. Die Dicke der Fensterscheibe wird an die erwartete Frequenz angepasst so dass in der Regel die Leistungsreflexion am Fenster kleiner 1% ist (Abb. 3.16). Um zu verhindern, dass die am Ausgangsfenster reflektierte Leistung direkt zum Resonator gelangt und somit die Wechselwirkung im Resonator stark beeinflussen könnte, wird die Fensterscheibe leicht um einen kleinen Winkel (ca. $1,5^\circ$) zur Strahlrichtung gekippt. Beim Entwurf des koaxialen 2 MW Gyrotrons darf der Aspekt der Streustrahlung nicht unterschätzt werden. Die Umwandlung der $TE_{34,19}$ -Mode in eine näherungsweise Gaußsche $TEM_{0,0}$ -Mode ist sehr anspruchsvoll, [Kapitel 5]. In den Entwurfsrechnungen wurde der Betrag der Mikrowellenstreuverluste auf 5 bis 6% der ausgekoppelten Leistung abgeschätzt. Bei einem Gyrotron mit 2 MW Ausgangsleistung ergibt sich damit eine beträchtliche Leistung, die bei der thermomechanischen Auslegung des Gyrotrons berücksichtigt werden muss. Es ist deswegen von großem Interesse den tatsächlichen Wert der Streustrahlung experimentell zu bestimmen und die Entwurfsrechnungen zu überprüfen. Wie im Folgenden beschrieben, wurden solche Messungen an dem Vor-Prototyp des 170 GHz Gyrotron durchgeführt.

Zur Messung der Streustrahlung wurden drei zusätzliche HF-Fenster, die sich im Gyrotrontopf im Bereich der Spiegel befinden, verwendet (Abb. 4.14). Jedes dieser Fenster bestand aus einer Quarzscheibe mit 100 mm Durchmesser. In Messungen wurde festgestellt, dass annähernd derselbe Betrag an Streustrahlung aus jedem dieser zusätzlichen Fenster abgestrahlt wird. Dies bedeutet, dass die Streustrahlung näherungsweise gleichförmig in dem Gyrotrontopf verteilt ist. Zur Messung der durch eines der Zusatzfenster abgestrahlten HF-Leistung, wurde ein empfindliches Bolometer verwendet. Es besteht aus einer dünnen, thermisch isolierten Kupferscheibe. Die Kupferscheibe ist auf einer Seite mit einer HF-absorbierenden Schicht bedeckt. Auf der Rückseite befindet sich ein Thermofühler zur Messung der Temperatur sowie ein Heizelement mit dem eine Kalibrierung vorgenommen werden kann. Bei der Durchführung der Messungen war das Bolometer am Fenster Nr. 3 (Abb. 4.14) angebracht. Die Streustrahlung des Fensters Nr. 2 wurde für die Frequenzmessung verwendet. Das Fenster Nr. 1 wurde abwechselnd mit einer metallischen Platte (Reflexion der Streustrahlung) bzw. mit einer Holzplatte (Absorption

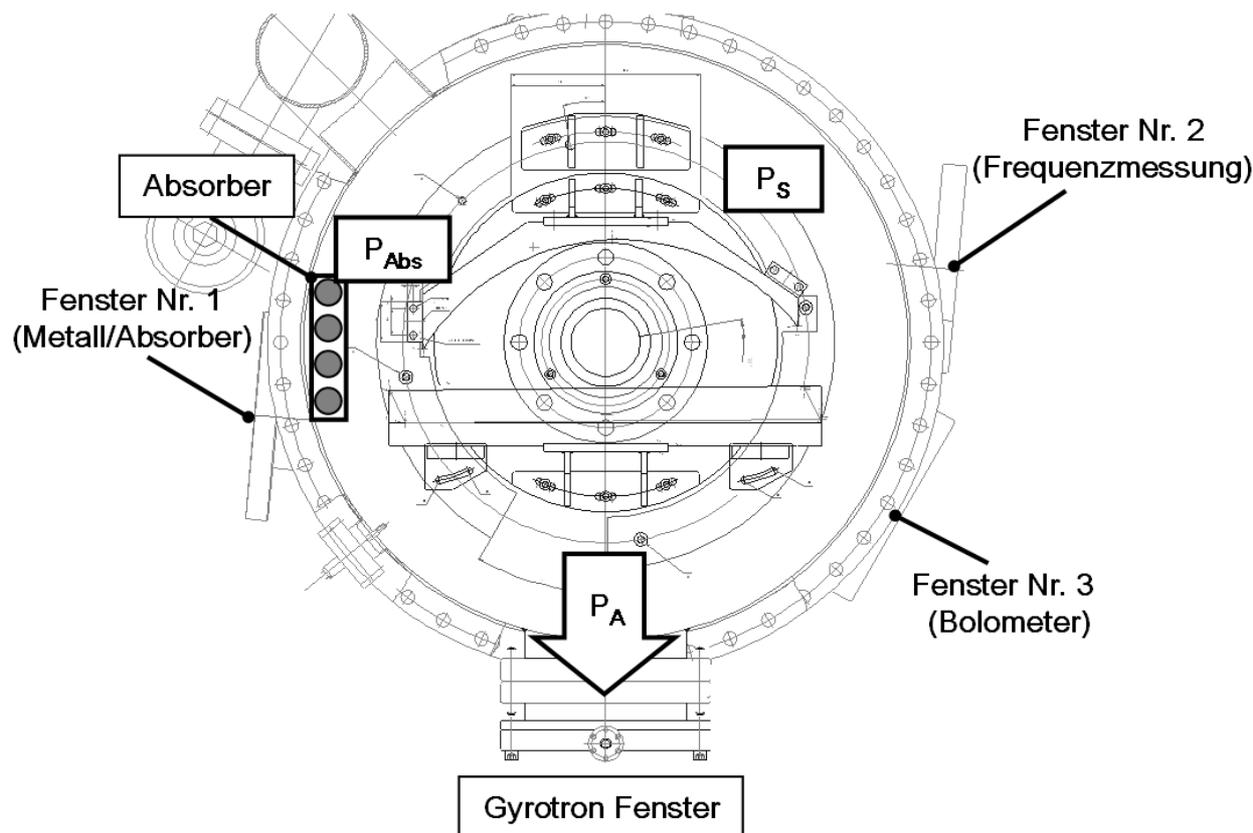


Abb. 4.14: Horizontaler Schnitt des Gyrotrontopfes und die Anordnung der zusätzlichen Fenster zur Ermittlung der Streustrahlung.

der Streustrahlung) abgeschlossen, um die Amplitude der Streustrahlung im Gyrotronkopf zu verändern. Die Änderung der Amplitude der Streustrahlung im Gyrotronkopf wurde mit dem Bolometer registriert. In einer davon unabhängigen Messung wurde die durch das Fenster Nr. 3 abgestrahlte Streustrahlung kalorimetrisch gemessen.

Es hat sich ergeben, dass bezogen auf $P_A=1$ MW in der Nominalmode 7,4 kW und in der $TE_{33,19}$ -Mode 19 kW HF-Streustrahlung durch Fenster Nr. 1 abgestrahlt werden (Tab. 4.2). Die Ergebnisse der Messung für die Betriebsmode und die Nachbarmode sind in Abb. 4.15 gezeigt. In dieser Abbildung ist das relative Bolometersignal δR_{Bolo} bezogen auf die Energie des HF-Ausgangsstrahls $W_A=P_A \cdot t_P$ in Abhängigkeit von U_C dargestellt. Eine genaue Auswertung der Messergebnisse hat ergeben, dass der Betrag der Streustrahlung für die $TE_{34,19}$ -Mode bei 169,9 GHz etwa 8% der HF-Ausgangsleistung beträgt, $P_S/P_A \approx 0,08$. Der Betrag der Streustrahlung Betrieb in der Nachbarmode $TE_{33,19}$ bei 167,85 GHz war etwa um den Faktor 3 höher, nämlich $P_S/P_A \approx 0,22$. Die höhere Streustrahlung in der $TE_{33,19}$ -Mode wird hauptsächlich durch die um 9% stärkere Reflexion am HF-Ausgangsfenster verursacht (Abb. 3.16). Erhöhte Streustrahlung in der Nachbarmode ergibt sich auch daraus, dass das q.o. Auskopplungssystem nicht für diese Mode optimiert worden ist. Die Messungen wurden mit dem ersten HF-Auskopplungssystem, welches einen falsch optimierten Spiegel hatte [Kapitel 6], durchgeführt. Nach dem Einbau des korrekten Spiegels, konnte die Messung nicht durchgeführt werden, da das Fenster 1 durch den Einbau eines internen Absorbers belegt war. Es wird jedoch angenommen, dass die Korrektur des fehlerhaften Spiegels den Betrag der Streustrahlung vermindert hat.

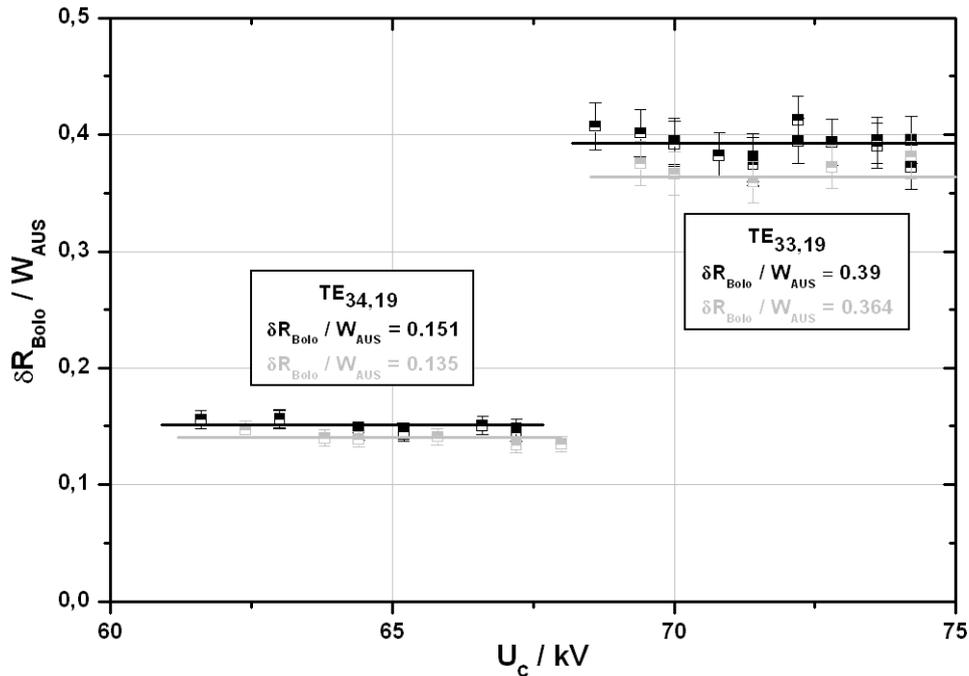


Abb. 4.15: Ergebnisse der Streustrahlungsmessung für die nominale $TE_{34,19}$ -Mode und ihre Nachbarmode $TE_{33,19}$.

<i>Mode</i>		<i>TE_{34,19}</i>	<i>TE_{33,19}</i>
Frequenz	<i>GHz</i>	169,9	167,85
Reflektierte Leistung am Gyrotron-Fenster	%	1	9
Relativer Streustrahlungsfaktor im Gyrotron P_S/P_A	%	8	22
Streustrahlungsverluste pro Fenster P_F	<i>kW</i>	7.4	19
Relativer Streustrahlungsfaktor der vom Absorber abgeführten Leistung P_{Abs}/P_A	%	2,2	5,5

Tab. 4.2: Resultate der Streustrahlungsmessung.

Um die Streustrahlung in kontrollierter Weise zu absorbieren, wurde die Wirkung eines internen Mikrowellenabsorbers untersucht. Als Absorber wurden Röhren aus Al_2O_3 -Keramik welche vom Wasser durchflossen werden, verwendet. Um die Effektivität der Absorber zu untersuchen, wurden im Vor-Prototyp vier der Keramikröhren (20 mm Durchmesser und 100 mm Länge) eingebaut (Abb. 4.16). In Messungen wurde die absorbierte Leistung kalorimetrisch bestimmt. Die gleichzeitig erfolgte Reduktion der Amplitude der Streustrahlung im Gyrotrontopf wurde mit dem Bolometer beobachtet. Dabei wurde festgestellt, dass etwa 25% der Streustrahlung in den Keramikröhren absorbiert wurde. Das entspricht etwa der dreifachen Leistung, welche durch ein Zusatzfenster mit 100mm Durchmesser abgestrahlt wird. Die Ergebnisse sind in Tab. 4.2 zusammengestellt. Solche interne Absorber bieten eine effektive Möglichkeit die Streustrahlung in definierter Weise zu absorbieren und somit die Amplitude der Streustrahlung im Gyrotron deutlich reduzieren. Basierend auf den Ergebnissen werden ähnliche Absorber in dem industriellen Prototyp des koaxialen 2 MW, CW 170 GHz Gyrotrons für ITER eingebaut.

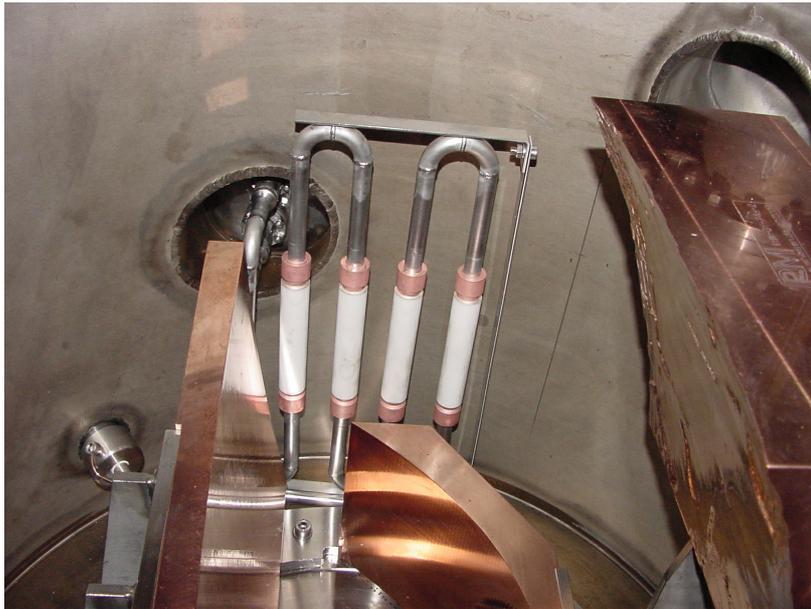


Abb. 4.16: Streustrahlungsabsorber im Gyrotron.

Die Experimente mit der Vor-Prototyp-Röhre stellen die einzige Möglichkeit dar, den Streustrahlungspegel des koaxialen Gyrotrons für ITER zu bestimmen. Ein ähnliches Messverfahren kann in dem industriellen Prototyp nicht durchgeführt werden, da keine zusätzlichen Fenster im Spiegeltopf vorhanden sind. Die Möglichkeit der Messung des relativen Pegels des Streustrahlung im Gyrotron wurde genutzt, um die Eigenschaften einer externen Hochleistungslast und der dazugehörigen Vorlast bezüglich ihres Reflexionsverhaltens zu untersuchen. Die Testergebnisse sind in [Bin06] zu finden.

4.2 Niederfrequente Schwingungen und Stabilitätsprobleme

Bei der ersten Inbetriebnahme des Vor-Prototyps des koaxialen 170 GHz Gyrotrons wurde bereits bei Spannungen $U_C \cong 40 \text{ kV}$ und bei einem Strahlstrom von $I_B \geq 10 \text{ A}$ ein äußerst instabiler Betrieb beobachtet. Während eines Pulses (typischerweise $\sim \text{ms}$) stieg der Strom zum Innenleiter stark an und auf allen Kanälen verschiedener Oszillografen waren die Signale stark verrauscht. Mit einer einfachen Antenne wurde ein Signal aufgenommen und einer FFT-Analyse zugeführt. Als Ergebnis stellte sich heraus, dass das mit der Antenne aufgenommene Signal aus bis zu drei diskreten Frequenzen bestand, nämlich: 332 MHz, 265 MHz und 68 MHz. Abb. 4.17 zeigt das Frequenzspektrum des Gyrotrons im Frequenzbereich zwischen 0 bis 500 MHz während einer sehr starken Instabilität. Die Amplitude der niederfrequenten (NF) Schwingungen war so stark, dass eine Leuchtstoffröhre in der Nähe des Gyrotrons während eines jeden kurzen Pulses zum Leuchten gebracht wurde. Mit Hilfe einer Antenne und einer Leuchtstofflampe wurde festgestellt, dass die NF-Strahlung offenbar im unteren Bereich des Gyrotrons abgestrahlt wurde und dass die NF-Strahlung vorwiegend eine horizontale Polarisation aufwies. Das Auftreten der NF-Schwingungen im Gyrotron war überraschend, insbesondere weil keine solchen Schwingungen im 165 GHz-Gyrotron auftraten und das 170 GHz-Gyrotron sich davon nur unwesentlich in Abmessungen, die für das Auftreten solcher NF-Schwingungen als relevant betrachtet wurden, unterscheidet. Gewisse Änderungen wurden im Bereich der Kathode und des Innenleiters durchgeführt, um das Auftreten einer Penningentladung [Pio04] zu vermeiden. Zusätzlich wurde an der Kanonenseite des Resonators der Radius der Apertur etwas reduziert.

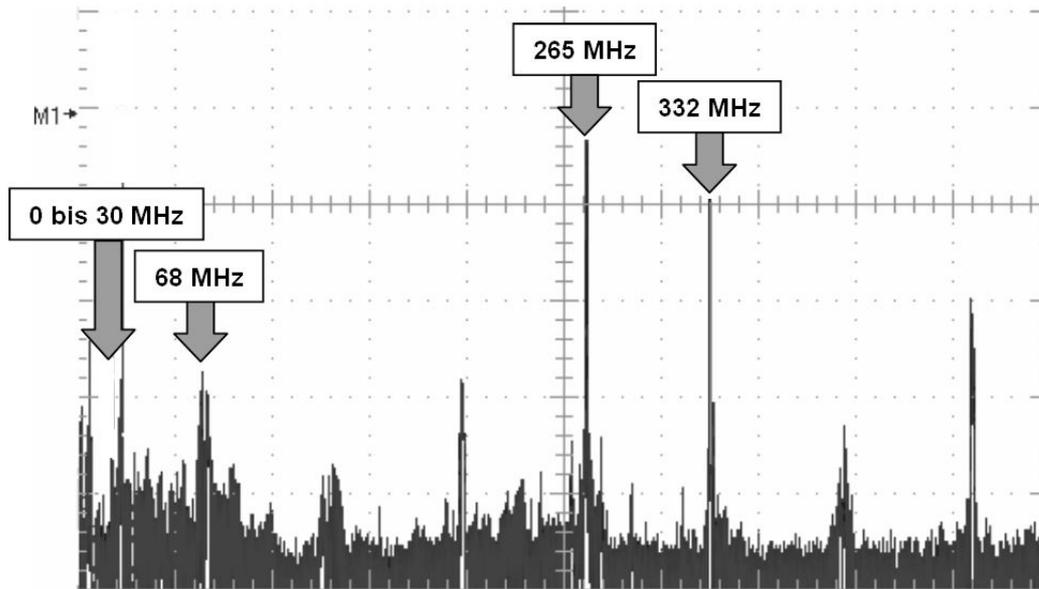


Abb. 4.17: Gemessenes NF-Spektrum des Gyrotrons während der starken Instabilitäten.

Probleme mit parasitären NF-Schwingungen sind aus Untersuchungen an Hochleistungsgyrotrons in verschiedenen Labors bekannt. Normalerweise wurden solche NF-Schwingungen im Bereich bis etwa 100 MHz beobachtet. Soweit verstanden, hängen diese Schwingungen vorwiegend mit Elektronen, welche im Bereich zwischen dem Resonator und der Elektronenkanone gefangen werden., zusammen Die Elektronen werden bei zu hoher transversaler Geschwindigkeit vor Erreichen des Resonators zur Kanone zurückreflektiert. Die gefangenen Elektronen oszillieren zwischen dem Resonator und der Kathode (typischerweise mit einer Periode von ca. 6–8 ns) und können dabei Schwingungen anregen [Lou06], [Mar06], sofern in der Kathode zusammen mit der Kabelbeschaltung passende Resonanzen vorhanden sind. Das Prinzip entspricht der Wirkungsweise eines Reflex-Klystrons. Solche NF-Schwingungen lassen sich zum einen entweder durch Modifikationen an den Kabelkonfigurationen z.B. durch die bessere Erdung bzw. durch Anbringen von Dämpfungselementen unterdrücken. In einem solchen Fall lässt sich in der Regel die Anregung der NF-Schwingungen durch Reduzierung des Geschwindigkeitsverhältnisses α , die mit einer Verminderung der Zahl der gefangenen Elektronen einhergeht, unterbinden. Solche NF-Schwingungen bei ca. 20 und 80 MHz traten im 165 GHz-Gyrotron bei relativ hohen Werten von α auf. Sie konnten durch eine Reduzierung von α unterdrückt werden. Im gemessenen Spektrum des 170 GHz-Gyrotrons (Abb. 4.17) wurden auch „Kabel“-Schwingungen im Bereich von 0 bis 30 MHz beobachtet. Sie ließen sich sehr leicht durch eine Änderung der Kabellänge und bessere Erdung unterdrücken. Die NF-Schwingungen werden im Falle des 170 GHz-Gyrotrons bereits bei sehr niedrigen Spannungen ~ 40 kV beobachtet. Da dabei der zugehörige Wert von α sehr klein ($\sim 0,5$) ist, ist es äußerst unwahrscheinlich, dass die NF-Schwingungen durch den oben erwähnten Mechanismus, bei dem reflektierte Elektronen eine entscheidende Rolle spielen, verursacht werden.

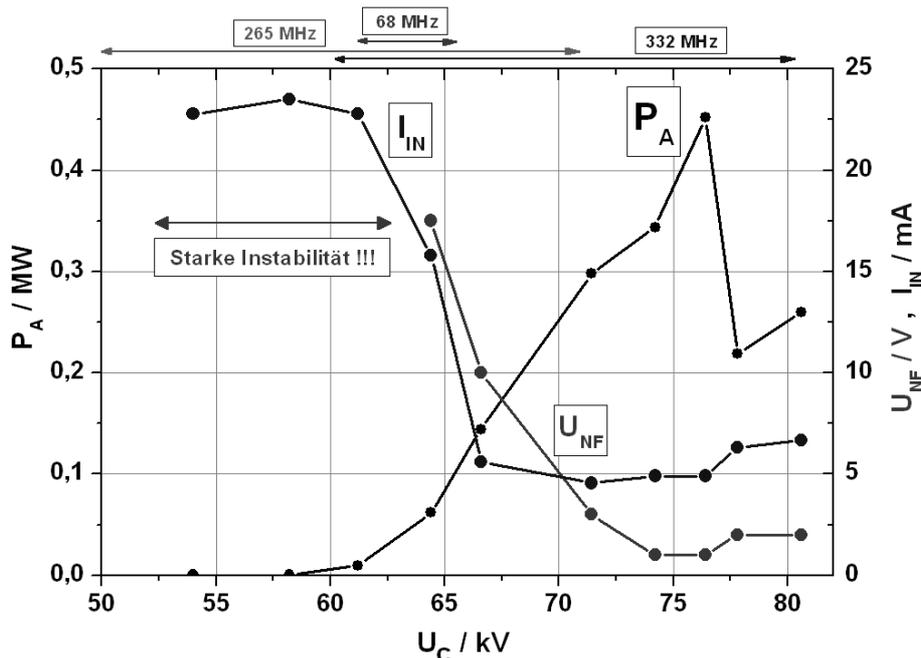


Abb. 4.18: Bereiche der Instabilitäten und ihr Einfluss auf die Ausgangsleistung und den Innenleiterstrom I_{IN} des Gyrotrons. Das Signal der Antenne U_{NF} repräsentiert die Stärke der Instabilitäten.

Abb.4.18 zeigt als Beispiel das Verhalten des Gyrotrons solange die NF-Schwingungen nicht unterdrückt worden sind. In Abhängigkeit von U_C sind die gemessene HF-Ausgangsleistung P_A sowie das mit einer Antenne außerhalb des Gyrotrons aufgenommene Signal der NF-Schwingung U_{NF} , und der Strom zum Innenleiter I_{IN} aufgetragen. Zusätzlich werden die Bereiche in denen die einzelnen NF-Frequenzen auftraten, angezeigt. Die NF-Schwingung bei 265 MHz wird zwischen $U_C \approx 40$ bis ca. 70 kV beobachtet. Dagegen tritt die 332 MHz Schwingung zwischen $U_C \approx 60$ bis ca. 80 kV auf. Im Bereich um 65 kV wird zusätzlich eine Schwingung bei 68 MHz, vermutlich ein Mischprodukt der starken NF-Schwingungen bei 265 MHz und 332 MHz, gesehen. Die Amplitude der NF-Schwingung nimmt mit steigender Kathodenspannung und mit der Zunahme der HF-Leistung ab. Die Größe der NF-Frequenzen weist darauf hin, dass die NF-Schwingungen mit der coaxialen Anordnung zusammenhängen. Eine Verkürzung des Innenleiters um ca. 3 cm führte zu einer Erhöhung der Frequenzen um etwa 3 MHz.

4.2.1 Resonanzeigenschaften der Gyrotronstruktur

Mit dem Programm „CST Microwave Studio“ wurde das elektrodynamische Verhalten der ganzen Gyrotronengeometrie, installiert im Bohrloch des SL-Magneten, modelliert. Für die Rechnungen wurde die Geometrie des Gyrotrons mit großer Detailtreue als Eingabe verwendet. Rechnungen wurden sowohl für das experimentellen 170 GHz-Gyrotron als auch zum Vergleich für das 165 GHz-Gyrotron durchgeführt. Beide Gyrotrons unterscheiden sich grundsätzlich durch die Geometrie der Elektronenkanone sowie im Verlauf des Profils des Innenleiters im unteren Bereich der Röhre. Bei den Simulationen wurden Ohmsche Verluste nicht berücksichtigt. Abb. 4.19 zeigt das berechnete Eigenfrequenzspektrum im Frequenzbereich zwischen 200 und 400 MHz. In der Abbildung wird auch die für die Berechnung eingegebene Geometrie des jeweiligen Gyrotrons gezeigt. In beiden Gyrotrons wurden zwei Resonanzen in dem betrachteten Frequenzbereich gefunden. Die ermittelten Resonanzfrequenzen beim 170 GHz-Gyrotron (267 und 339 MHz) stimmen sehr gut mit den gemessenen Frequenzen der NF-Schwingungen

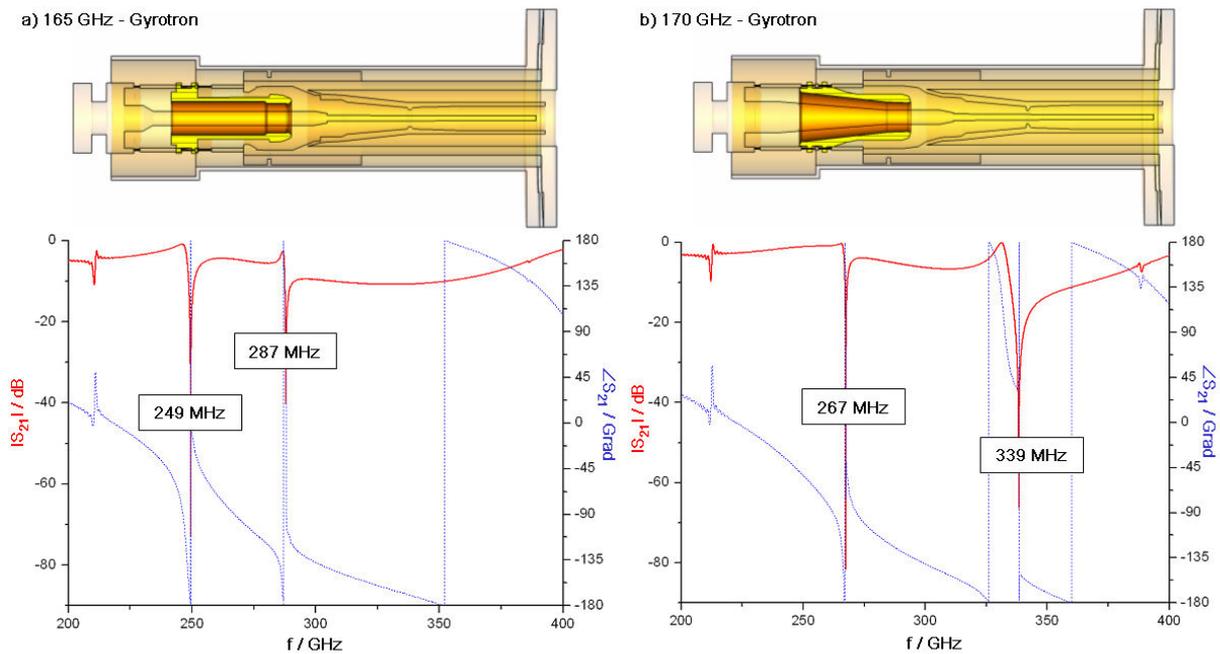


Abb. 4.19: Der Vergleich des berechneten NF-Spektrums des Gyrotrons mit einem alten (a) und verbesserten (b) Profil der Kanone.

(265 und 332 MHz) überein (Abb. 4.17), insbesondere wenn geringe Vereinfachungen in der Geometrie und Ungenauigkeiten in der Annahme der Dielektrizitätskonstanten des Hochspannungöls im Außenbereich des Gyrotrons, berücksichtigt werden. Die für die Geometrie des 165 GHz Gyrotrons errechneten Frequenzen sind etwa 10 bis 15% kleiner, nämlich 249 und 287 MHz.

Die berechneten Feldverteilungen (E-Feld) der Resonanzen in beiden Gyrotrons sind in den Abb. 4.20 und 4.21 dargestellt. Ein Vergleich der Feldverteilungen in beiden Gyrotrons zeigt, dass insbesondere die Verteilungen der unteren Resonanzen (Abb. 4.20) sich jeweils, abgesehen von kleinen Unterschieden, ähneln. Bei der unteren Resonanz erreicht das Feld im 165 GHz-Gyrotron seinen maximalen Wert in der Nähe der Kathode, dagegen ist beim 170 GHz-Gyrotron das Feld maximal an der Außenseite des Gyrotrons im Bohrloch des SL-Magneten. Die Feldverteilung entlang des Innenleiters ist aber in beiden Fällen vergleichbar. Das Feld ist konzentriert im Bereich der Kathode, hat einen Nulldurchgang in der Nähe des Resonators und wird wieder maximal am Ende des Innenleiters. Als Folge der konischen Anordnung der Kathode und des Innenleiters dringt bei der unteren Resonanz das Feld beim 170 GHz-Gyrotron nicht so tief in Richtung des Öltopfes ein wie beim 165 GHz-Gyrotron. Die Felder in diesem Bereich führen zur Abstrahlung der erzeugten NF-Strahlung und somit auch zur Dämpfung der entsprechenden Schwingung und somit zu Verminderung der Güte. Die Feldverteilungen der oberen Resonanzen (Abb. 4.21) zeigen gewisse Unterschiede. Beim 165 GHz-Gyrotron konzentriert sich das Feld im Bereich der Kathode und am Ende des Innenleiters. Wogegen beim 170 GHz-Gyrotron das Feld im Bereich der Kathode relativ schwach ist, dagegen Maxima des Feldes im Bereich der Apertur am Eingang des Resonators und am Ende des Innenleiters auftreten.

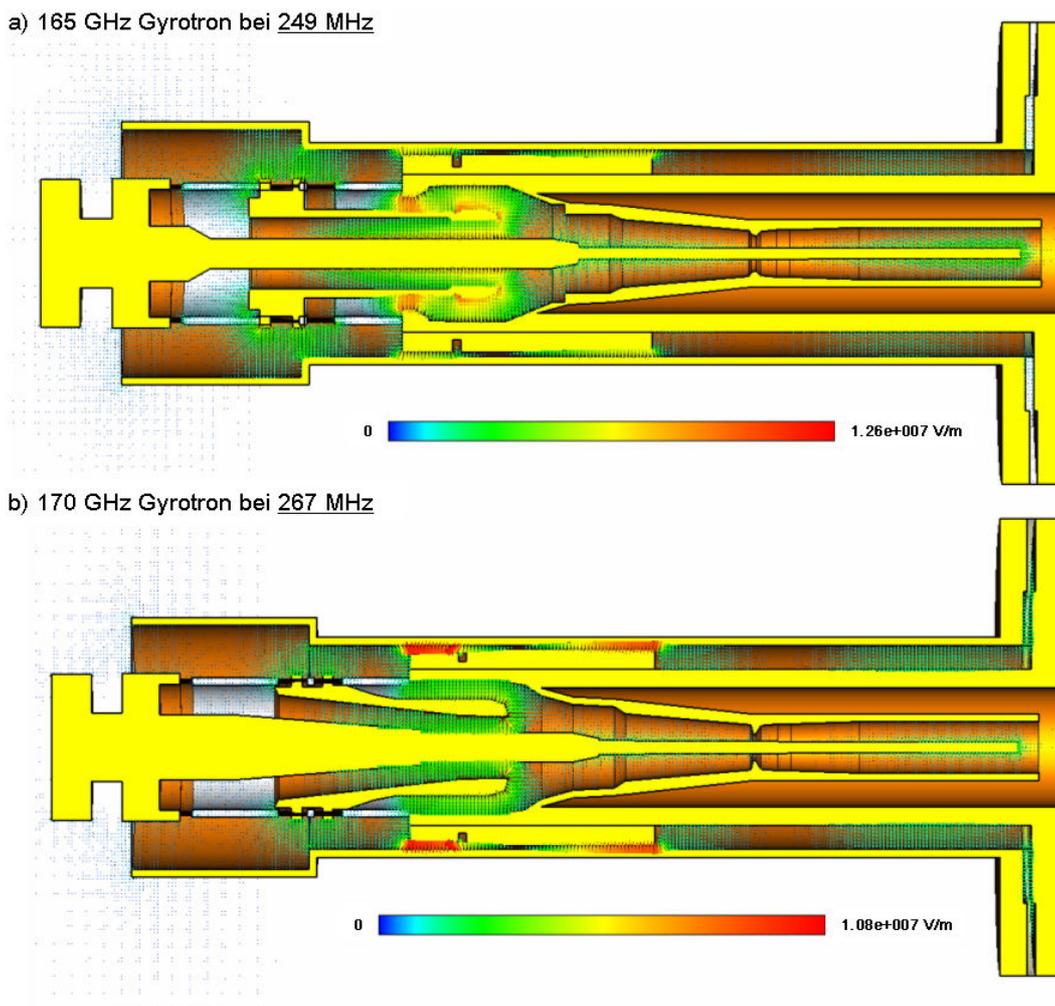


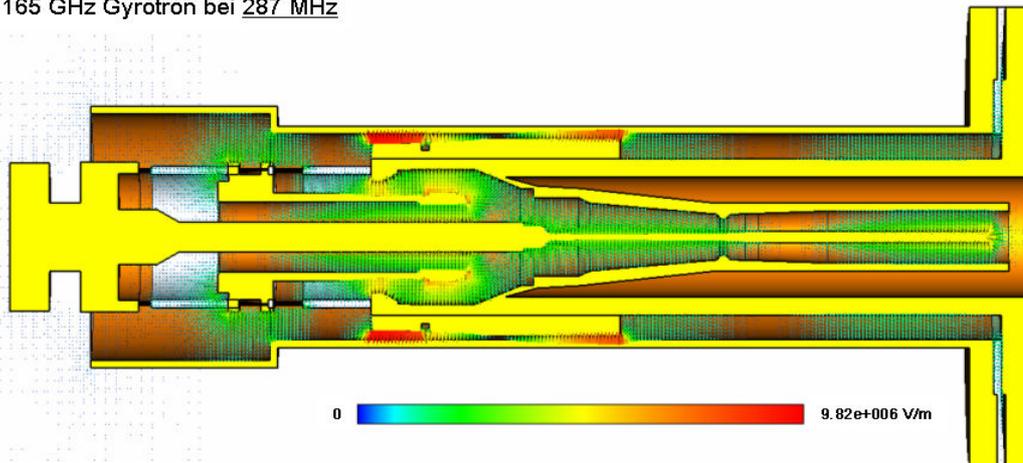
Abb. 4.20: Feldverteilung bei der ersten Resonanz in der Geometrie des 165 GHz (a) und 170 GHz (b) Gyrotrons.

Der Vergleich der Feldverteilungen in beiden Gyrotron-Resonanzen liefert keine ausreichenden Argumente für das Auftreten der NF-Schwingungen im 170 GHz-Gyrotron. Für das Erregen einer Schwingung ist neben der Feldverteilung auch die Resonanzgüte des Systems von entscheidender Bedeutung. Bei einer hohen Güte genügt bereits ein kleinerer Strom, um eine Schwingung zu erregen. Umgekehrt erfordert eine niedrige Güte einen höheren Startstrom zum Anschwingen. Die Güten wurden aus der Breite der jeweiligen der Resonanzkurven (3 dB - Güte) ermittelt:

$$Q_{3dB} = \frac{f_0}{\Delta f} = \frac{f_0}{|f_2 - f_1|} \quad (4.4)$$

Die Ergebnisse sind für beide Gyrotrons in Tab. 4.3 dargestellt. Wie schon erwähnt, wurden ohmsche Verluste bei den Berechnungen nicht berücksichtigt. Entsprechend den Ergebnissen der Simulation sind die Güten beim 170 GHz-Gyrotron deutlich höher als beim 165 GHz-Gyrotron. Insbesondere bei der tieferen Resonanz ist beim 170 GHz-Gyrotron die berechnete Güte um etwa den Faktor 6 höher. Die Unterschiede werden vermutlich durch die unterschiedliche Geometrie im Bereich der Kanone verursacht. Die höhere Güte beim 170 GHz-Gyrotron könnte ein Grund für das Auftreten der NF-Schwingungen beim 170 GHz-Gyrotron im Unterschied zum 165 GHz-Gyrotron sein.

a) 165 GHz Gyrotron bei 287 MHz



b) 170 GHz Gyrotron bei 339 MHz

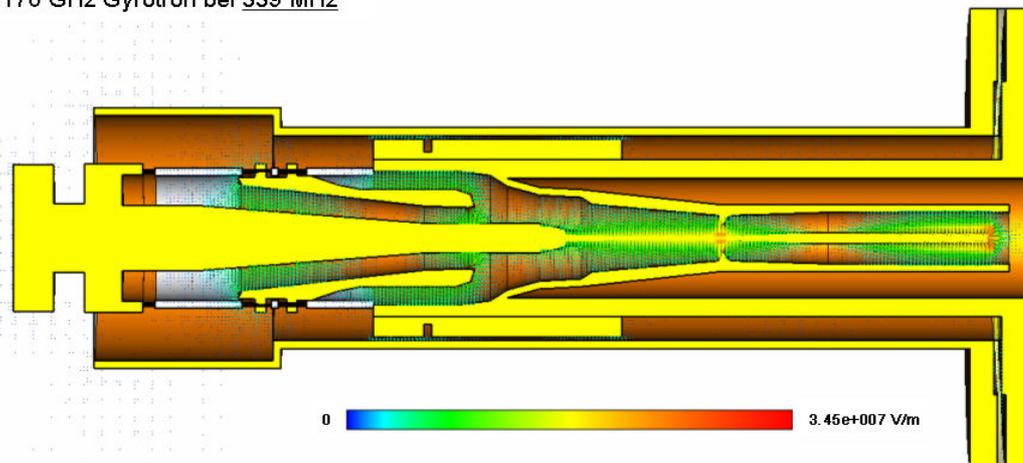


Abb. 4.21: Feldverteilung bei der zweiten Resonanz in der Geometrie des 165 GHz (a) und 170 GHz (b) Gyrotrons.

165 GHz Gyrotron		170 GHz Gyrotron	
f_0 [MHz]	Q_{3dB} [-]	f_0 [MHz]	Q_{3dB} [-]
249	5913	267	33404
287	11960	339	21610

Tab. 4.3: Vergleich der ermittelten 3dB-Güten der beiden Gyrotron-Geometrien bei den stärksten Resonanzen.

4.2.2 Wechselwirkung des Strahls mit dem NF-Feld.

In diesem Unterkapitel wird ein möglicher Mechanismus für die Erzeugung der beobachteten NF-Schwingungen vorgeschlagen und diskutiert. Die Hypothese basiert auf dem Monotron-Prinzip [Bar99] für Mikrowellenerzeugung. Das Monotron ist eine Elektron-Vakuum-Röhre, in der die Modulation eines Elektronstrahles in einem Feld und die Wechselwirkung des Strahls mit dem Feld sich verstärken und so zum Anwachsen des Feldes führen. Die Rechnungen mit CST Microwave Studio haben das Vorhandensein starker NF-Felder entlang des Elektronstrahles ergeben. Die Wechselwirkung zwischen dem Elektronenstrahl und dem NF-Feld kann nur dann stattfinden, wenn folgende Anforderungen erfüllt werden:

- Die Elektronen im Strahl müssen gruppiert werden (engl. „*bunching*“)
- Entlang des Strahls müssen genügend starke Felder existieren, um eine effektive Wechselwirkung der Elektronen mit dem Feld zu bewirken
- Um eine Feldverstärkung zu erreichen, muss eine positive Rückkopplung zwischen den Elektronen und dem NF-Feld stattfinden

Im Folgenden wird untersucht inwieweit diese Bedingungen im Gyrotron erfüllt sind.

Bunching des Elektronenstrahls

Um eine Gruppierung der Elektronen im Strahl zu erreichen, muss die Geschwindigkeit zeitlich moduliert werden. Im Gyrotron werden die Elektronen unter dem Einfluss eines elektrostatischen Feldes von der Oberfläche des Emitters wegbeschleunigt und bewegen sich spiralförmig entlang der magnetischen Feldlinien. Das Feld der NF-Schwingungen, welches im Bereich der Kathode konzentriert ist (z.B. in Abb. 4.20), überlagert sich dem angelegten elektrostatischen Feld im Bereich der Elektronenemission, $E_E = E_{stat} + E_{NF}$. Bei positiver Rückkopplung kann die Amplitude des NF-Feldes aus dem Rauschen anwachsen und sehr hohe Werte erreichen. Die transversale Geschwindigkeit der emittierten Elektronen ist proportional zum elektrischen Feld an der Emitteroberfläche, $\beta_{\perp} \propto E_E$. Der zeitlich variable Anteil des Feldes führt zu einer Modulation von β_{\perp} . Da die NF-Komponente des Feldes auf dem Bereich des Emitters konzentriert ist, wird die Gesamtenergie der Elektronen nicht geändert.

$$\beta^2 = \beta_{\perp}^2 + \beta_{\parallel}^2 \propto E = const \quad (4.5)$$

Daher ergibt sich aus einer Modulation von β_{\perp} eine entsprechende Modulation der Geschwindigkeit β_{\parallel} in axialer Richtung (4.5). Die Modulation von β_{\parallel} führt nach einer gewissen Laufzeit bzw. Laufstrecke zur Gruppierung der Elektronen in axialer Richtung. Die Stärke der Gruppierung hängt von der Größe des NF-Feldes ab. In Abb. 4.22 ist der Vorgang der Elektronengruppierung illustriert. Es sollte noch ein mal darauf hingewiesen werden, dass ein beschleunigendes Feld am Emittor zu einer Erhöhung von β_{\perp} führt. Die Geschwindigkeit β_{\parallel} in axialer Richtung verringert sich jedoch.

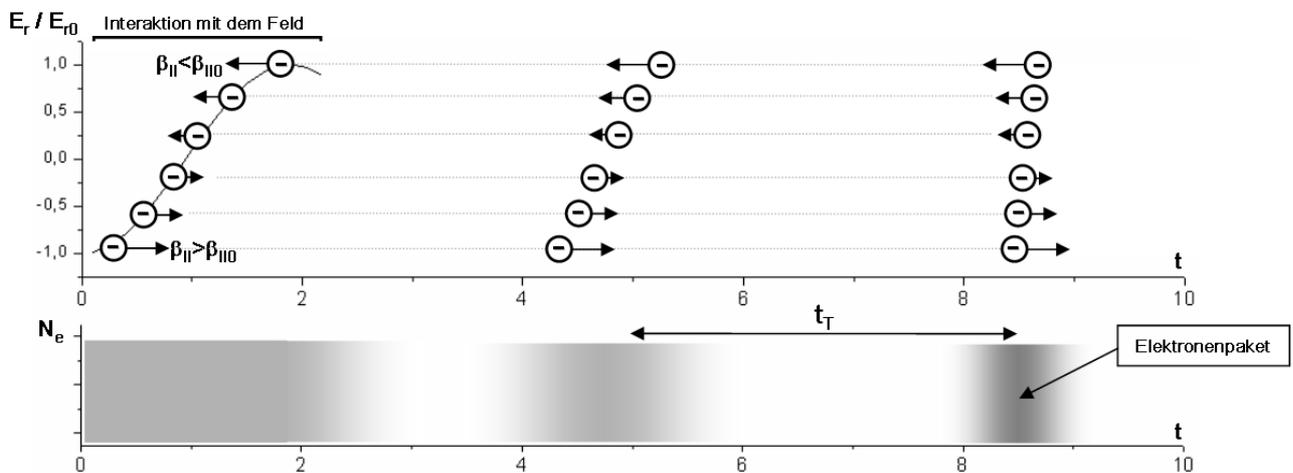


Abb. 4.22: Prinzip der Gruppierung „*bunching*“ der Elektronen in axialer Richtung.

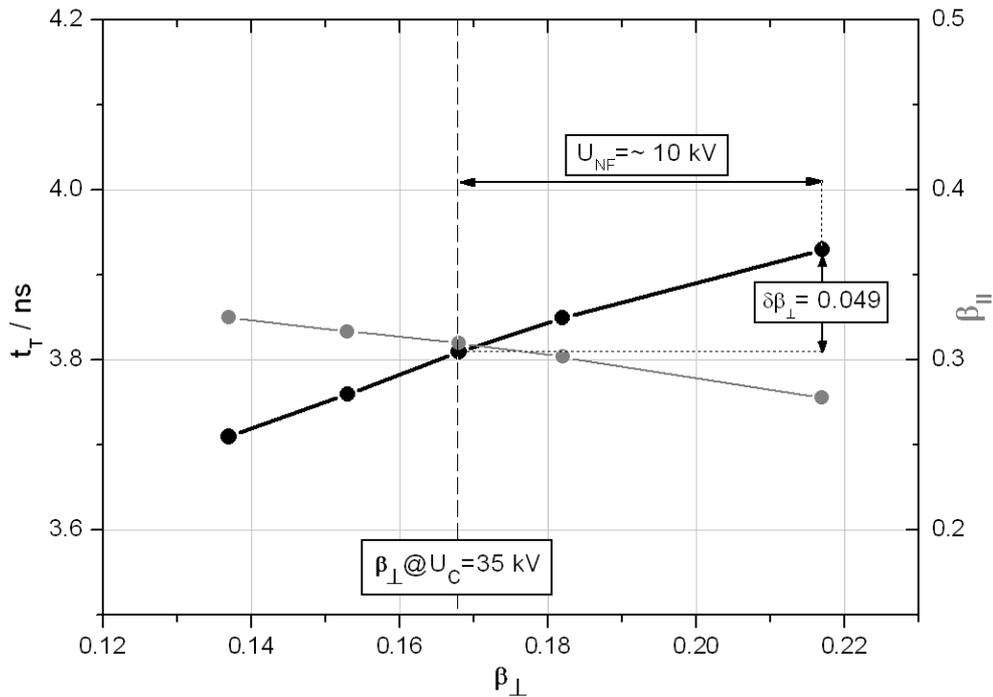


Abb. 4.23: Abhängigkeit der normierten axialen Geschwindigkeit der Elektronen und der Laufzeit der Elektronen bis zur Apertur am Eingang des Resonators von der normierten transversalen Geschwindigkeit.

Mit dem Trajektorienprogramm ESRAY [Ill02] wurden die Geschwindigkeiten β_{\perp} und β_{\parallel} sowie die Laufzeit t_T von Kathode bis zur Resonatorapertur für verschiedene Werte des NF-Feldes ermittelt. Dabei wurden die realen Bedingungen im 170 GHz-Gyrotron angenommen. Die Ergebnisse (Abb. 4.23) zeigen den Zusammenhang zwischen dem Anteil des wechselnden Feldes am Emittor und der Modulation der axialen Geschwindigkeit bzw. Laufzeit der Elektronen. Bei den Rechnungen wurde der Einfluss einer variablen NF-Spannung U_{NF} auf die Strahlparameter simuliert. Der angegebene Wert von $U_{NF} = 10 \text{ kV}$ entspricht einem Feld an der Emittoroberfläche von etwa 5 kV/cm. Der statische Wert der Kathodenspannung wurde zu 35 kV angenommen. Auf diese Weise werden die Elektronen entlang ihres Weges in axialer Richtung gruppiert und können unterwegs bei geeigneter Phase Energie mit einer axialen Komponente des NF-Feldes austauschen. Bei positiver Rückkopplung kann sich eine Schwingung aufbauen. Die Wechselwirkung des in axialer Richtung gruppierten Elektronenstrahls kann nur mit einer axialen Komponente des NF-Feldes stattfinden. Im Folgenden wird eine Analyse des NF-Feldes im Gyrotron insbesondere entlang des Innenleiters durchgeführt.

NF-Feldverteilung

Die Verteilung des elektrischen NF-Feldes weist in beiden Resonanzen eine starke Konzentration im Bereich der Kathode auf. Entlang des Strahlweges gibt es eine weitere Feldkonzentration in der Nähe der Resonatorapertur und am Ende des Innenleiters. Wie im vorigen Abschnitt beschrieben, wird die Gruppierung der Elektronen in axialer Richtung durch die radiale Komponente des NF-Feldes an der Kathode verursacht. In der Abb. 4.24 wird die berechnete Verteilung der radialen Komponente im der Nähe der Kathode für die beiden Frequenzen gezeigt.

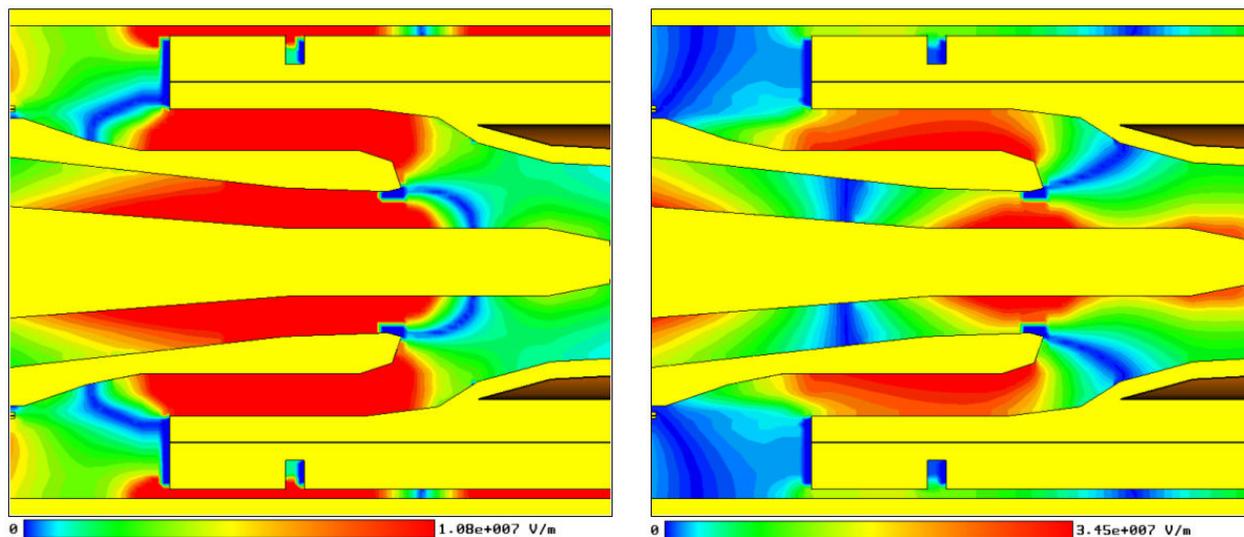


Abb. 4.24: Die radiale Komponente des Feldes in der Nähe der Kathode bei der ersten (links) und zweiten (rechts) Resonanz im 170 GHz-Gyrotron.

In beiden Fällen ist die radiale Feldkomponente im Bereich des Emitters sehr hoch, was das Bunching des Elektronenstrahls begünstigt. Der in axialer Richtung gebunchte Elektronenstrahl kann nur über die longitudinale Komponente des NF-Feldes Energie an das NF-Feld abgeben. In erster Näherung ist die Geometrie entlang des Innenleiters zylindersymmetrisch mit einer elektrischen Feldkomponente vorwiegend in radialer Richtung. Longitudinale Komponenten des elektrischen Feldes entstehen durch Störung der Zylindersymmetrie wie im Bereich der Resonatorapertur und am Ende des Innenleiters. In Abb. 4.25 wird die berechnete Verteilung der longitudinalen elektrischen Komponente des NF-Feldes bei der unteren Resonanz (267 MHz) gezeigt. Abgesehen vom starken Feld im Bereich der Kanone tritt eine longitudinale Komponente im Bereich der Resonatorapertur und am Ende des Innenleiters auf. Der untere Teil der Abb. 4.26 zeigt die Verteilung des longitudinalen E-Feldes bei der oberen (339 MHz) Resonanz. Auch in diesem Fall wird im Bereich der Resonatorapertur und am Ende des Innenleiters eine z-Komponente des E-Feldes beobachtet.

Im Bereich um die Resonatorapertur und in der Nähe des Endes des Innenleiters wurde der Einfluss der tatsächlichen Geometrie auf die longitudinale NF-Komponente des elektrischen Feldes mit einem elektrostatischen Code simuliert. Die Geometrieprofile der beiden Gyrotrons im Bereich der Resonatorapertur und am Ende des Innenleiters sind in Abb. 4.27 und Abb. 4.28 zu sehen. Zusätzlich wird in den Abbildungen auch die Lage des Elektronenstrahls angegeben. Die Kontur des Innenleiters wurde im 170 GHz-Gyrotron im Vergleich zum 165 GHz-Gyrotron geändert, um die Durchführung der Justierung zu verbessern. Der Durchmesser der Apertur wurde verkleinert, um den Fluss der Streustrahlung zur Kanone hin klein zu halten. In den Abbildungen sind die errechneten relativen Werte der E-Feldkomponente entlang des Elektronenstrahls für die jeweiligen Geometrien angegeben. Insbesondere die radialen Stufen am Innenleiter führen beim 170 GHz-Gyrotron zu einer Erhöhung der longitudinalen E-Komponente entlang des Strahlweges. Die Verhältnisse am Ende des Innenleiters sind in beiden Gyrotrons praktisch gleich. Für die Wechselwirkung mit dem Elektronenstrahl ist der integrale Effekt des Feldes in diesem Bereich entscheidend. In beiden in der Abb. 4.27 gezeigten Fällen, ist der Wert des longitudinalen E-Feldes, integriert über den Bereich der Wechselwirkung positiv, d.h. die resultierende Komponente ist in Phase mit dem NF-Feld am Emitter bei der tieferen Resonanz und in

Gegenphase bei der höheren Resonanz. Das longitudinale NF-Feld am Ende des Innenleiters ist bei der tieferen Resonanz in Gegenphase und bei der höheren Resonanz in Phase mit dem Feld am Emitter.

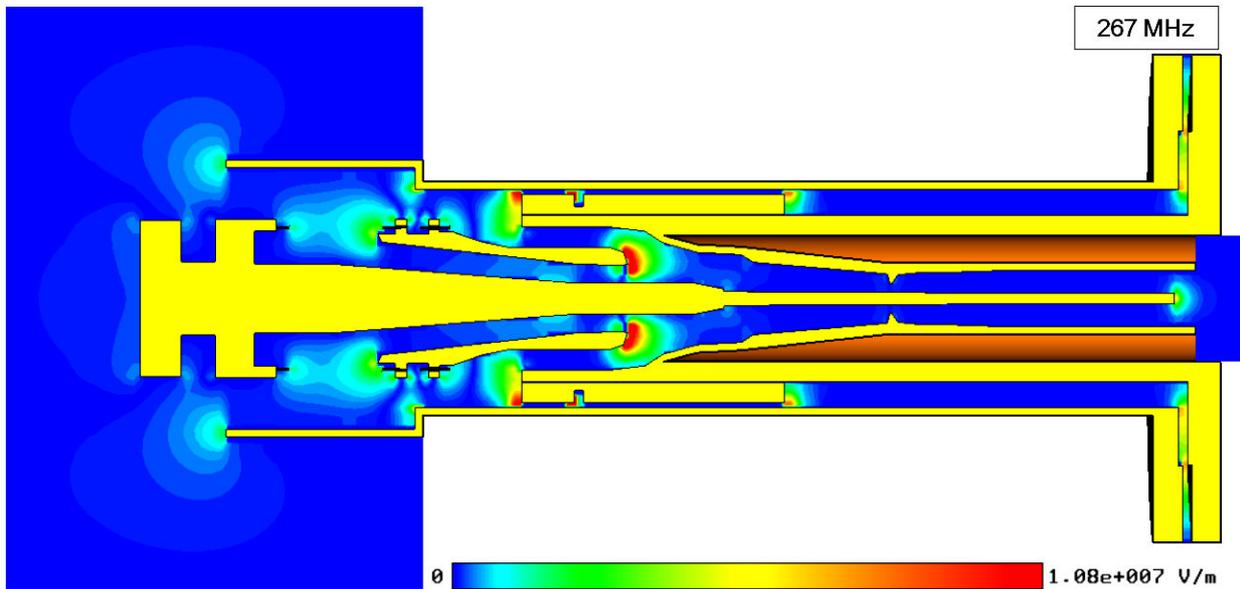


Abb. 4.25: Verteilung der axialen Komponente des E-Feldes bei der ersten Resonanz im 170 GHz-Gyrotron.

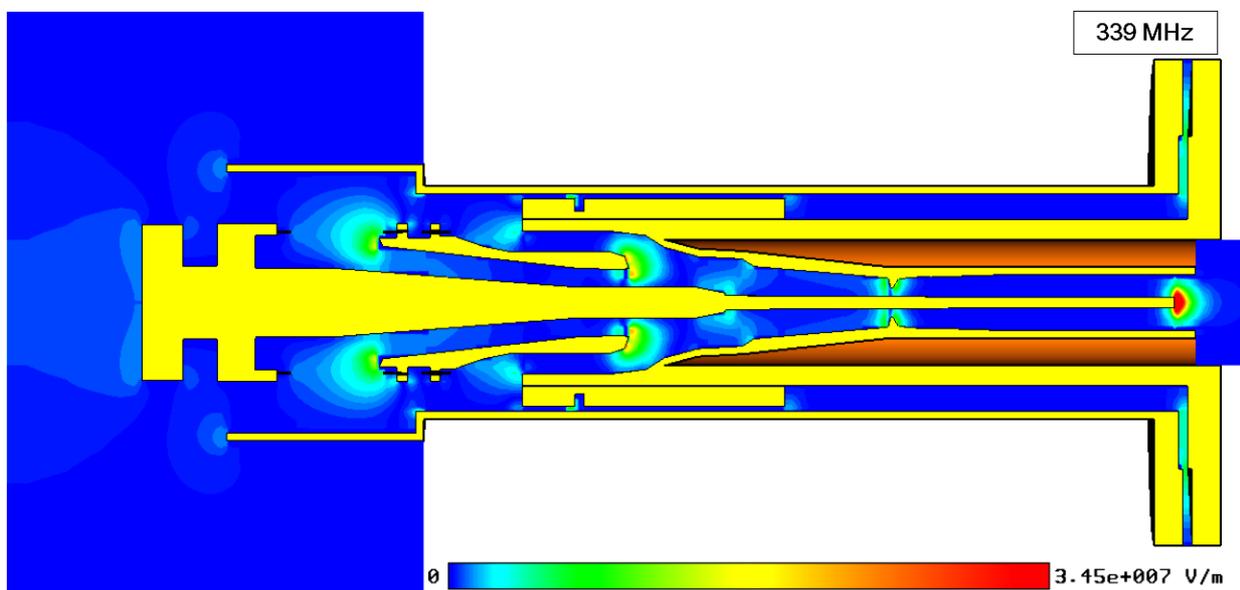


Abb. 4.26: Verteilung der axialen Komponente des E-Feldes bei der zweiten Resonanz im 170 GHz Gyrotron.

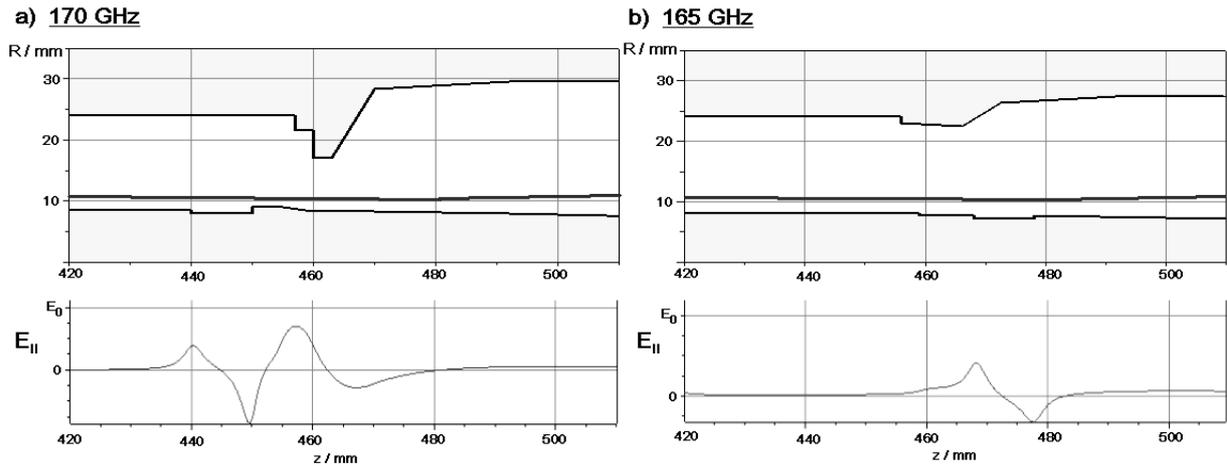


Abb. 4.27: Ergebnisse der Rechnung für die axiale Feldkomponente entlang des Strahls in der Nähe der Justierungs-sonde für die Geometrie des 170 GHz (a) und 165 GHz (b) Gyrotrons.

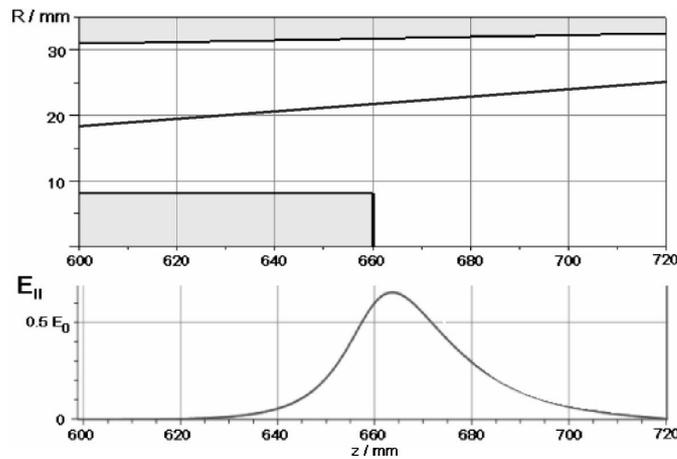


Abb. 4.28: Ergebnisse der Rechnung der axialen Feldkomponente entlang des Strahls am Ende des Innenleiters.

Rückkopplung zwischen dem Elektronenstrahl und dem NF-Feld

Damit eine Schwingung anwachsen kann, muss es eine positive Rückkopplung zwischen dem gebunchten Elektronenstrahl und dem NF-Feld geben. Das bedeutet, dass der Elektronenstrahl durch das Feld der Schwingung abgebremst wird und dabei Energie an die Schwingung abgibt. Die Amplitude der Schwingung nimmt dadurch zu und führt zu einer effektiveren Gruppierung des Elektronenstrahls und damit zu einer Erhöhung des Energietransfers vom Elektronenstrahl zum Schwingungsfeld. Bei einer positiven Rückkopplung mit Verstärkung größer 1 baut sich eine Schwingung aus dem Rauschen auf (Oszillator). Eine notwendige Bedingung für eine positive Rückkopplung ist, dass im Bereich der Wechselwirkung des Feldes mit dem Elektronenstrahl, das Feld die richtige Phase hat, um die Elektronenpakete abzubremsen. Im vorigen Abschnitt wurden zwei mögliche Bereiche für eine mögliche Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dem NF-Feld identifiziert, nämlich der Bereich um die Resonatorapertur herum und das Ende des Innenleiters. In beiden Bereichen gibt es, wegen Änderungen im Querschnitt der coaxialen Anordnung, eine longitudinale Komponente des elektrischen NF-Feldes. Die entsprechende Laufzeit der Elektronen von der Kathode bis zu den Bereichen wurde numerisch ermittelt. In der Abb. 4.29 ist die Laufzeit in Abhängigkeit von der Kathodenspannung dargestellt.

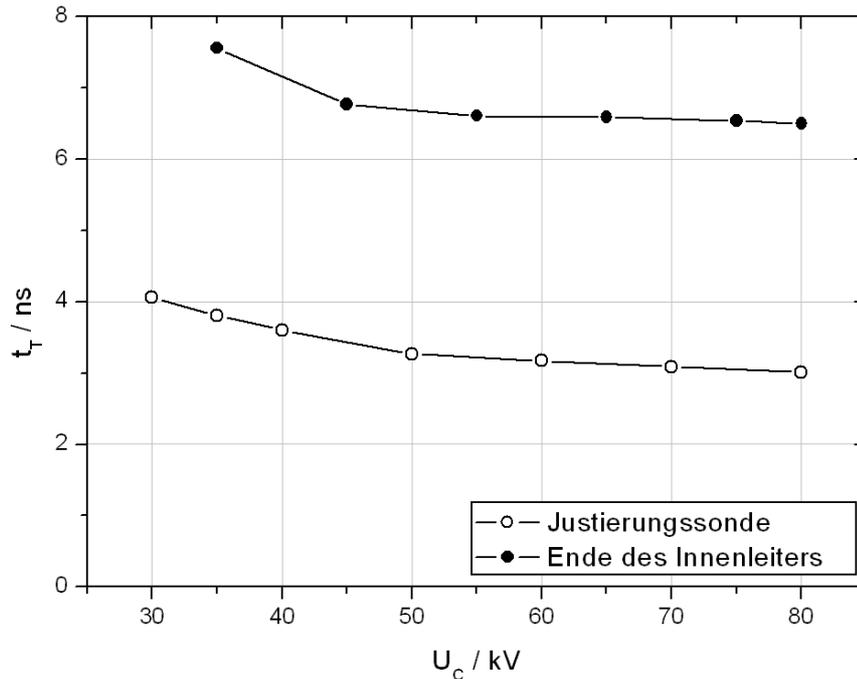


Abb. 4.29: Berechnung der Transitzeit der Elektronen zwischen Kathode und Justierungssonde bzw. Ende des Innenleiters.

Wie im vorigen Abschnitt diskutiert, kann bei der tieferen Resonanz im Bereich der Resonatorapertur das resultierende longitudinale NF-Feld in Phase sowie in Gegenphase mit dem elektrischen NF-Feld an der Kathode sein (Abb. 4.27a). Da die beiden Feldkomponenten im Vergleich zur Wellenlänge der NF-Resonanz sehr nah beieinander sind, ist die resultierende Wechselwirkung beider Feldrichtungen für den Energietransfer entscheidend. Das heißt, der Netto-Energietransfer hängt von der dominierenden Komponente bestimmt. In den folgenden Betrachtungen werden beiden Fälle (NF-Feld in Phase und in Gegenphase zum Feld am Emitter) getrennt betrachtet und analysiert. Am Ende des Innenleiters ist das longitudinale NF-Feld immer in Gegenphase zum Feld an der Kathode. Bei der höheren Resonanz (wegen der kürzeren Wellenlänge) sind die Verhältnisse umgekehrt.

Die Modulation der Geschwindigkeit der Elektronen durch das NF-Feld entstehen die Elektronenpakete bei $t=0$ an der Kathode und laufen dann durch die potenziellen Wechselwirkungsbereiche. In Abb. 4.30 und 4.31 ist der Verlauf des NF-Feldes am bestimmten Beobachtungspunkt entsprechend in der Nähe der Apertur und am Ende des Innenleiters dargestellt – genau dort wo potenzielle Interaktion zwischen der axialen NF-Feld-Komponente und dem ankommenden Elektronenpaket stattfinden kann. Trifft das Elektronenpaket auf die negative Phase des Feldes, so werden die Elektronen gebremst und geben ihre Energie dem NF-Feld ab. Die möglichen Bereiche der NF-Feldverstärkung werden abhängig von der Resonanz mit farbigen Balken markiert. Betrachtet man die zugehörigen Laufzeiten, so ergibt sich, dass die Elektronenpakete im Bereich der Resonatorapertur zu einer Zeit ankommen wenn das NF-Feld abbremsend ist. Dabei findet ein Energietransfer vom Elektronenstrahl zur Schwingung statt.

Die Abb. 4.30 zeigt schematisch den zeitlichen Verlauf des NF-Feldes in Phase und in Gegenphase zum Feld am Emitter, für die beiden gemessenen Frequenzen. Die Verhältnisse, die einen Einfluss auf die Rückkopplung haben können, sind ebenfalls zusammen graphisch entsprechend dargestellt.

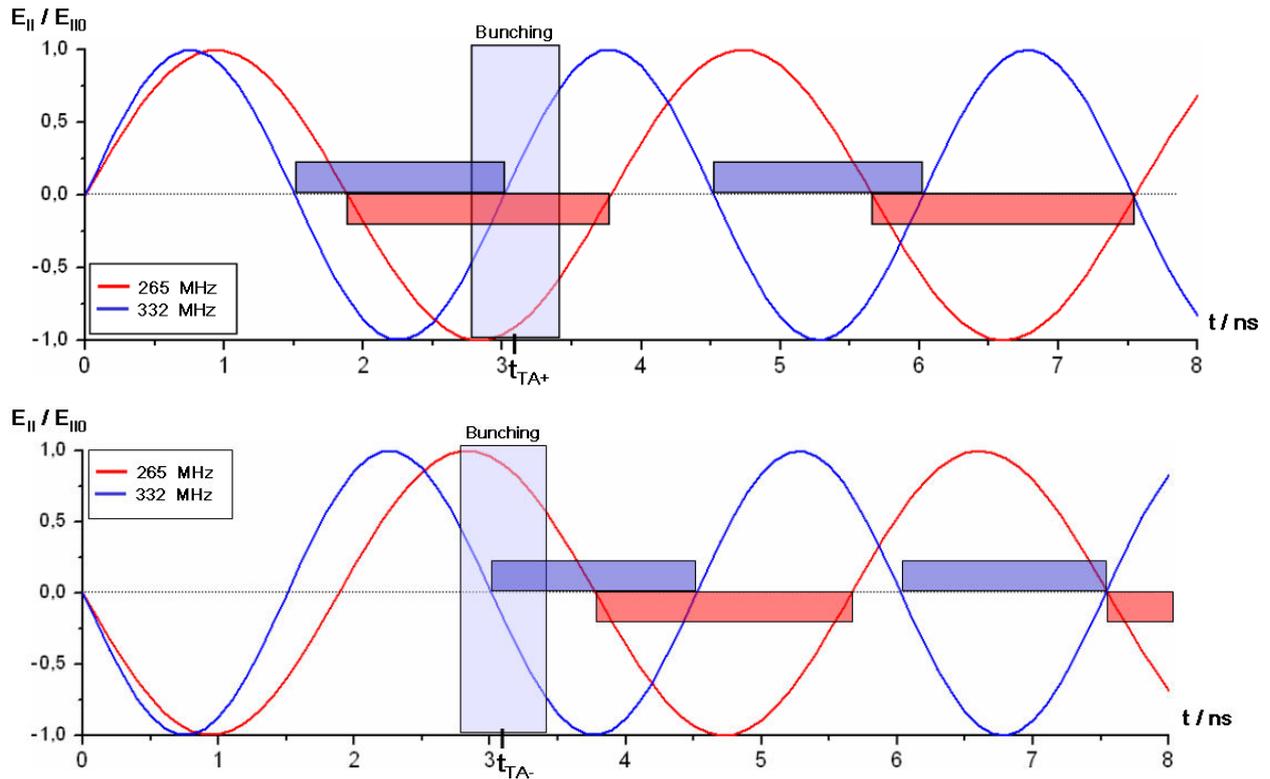


Abb. 4.30: Der zeitliche Verlauf des NF-Feldes am Resonatorapertur: in Phase (oben) und in Gegenphase (unten) zum Feld am Emittor und der Bereich der Interaktion mit dem gebunchten Elektronenstrahl.

Die Analyse im Aperturbereich hat gezeigt, dass der Energietransfer zwischen dem Elektronenpaket und dem NF-Feld im Bereich der Apertur möglich ist. Falls in der Nähe der Apertur die NF-Feld-Komponenten dominieren, die in Phase mit dem NF-Feld an der Kathode sind, lassen sich beide Oszillationen anregen (Abb. 4.30, oben). Anders ist es, wenn die Komponenten des NF-Feldes dominant sind, die in Gegenphase zum Feld an der Kathode bleiben. Dann können nur die Oszillationen bei 332 MHz verstärkt werden (Abb. 4.30, unten). Bei der Resonanz bei 265 MHz wirkt das NF-Feld immer beschleunigend auf die Elektronen und damit wird das Feld nur abgeschwächt. Da die Instabilitäten bei 265 MHz in einem breiten Parameterumfang des Gyrotrons aufgetreten sind, muss die dominante Feldkomponente in Phase zum Feld an der Kathode im Bereich der Apertur sein. Im Gegensatz dazu würde die Oszillation bei 265 MHz laut der Analyse nicht auftreten.

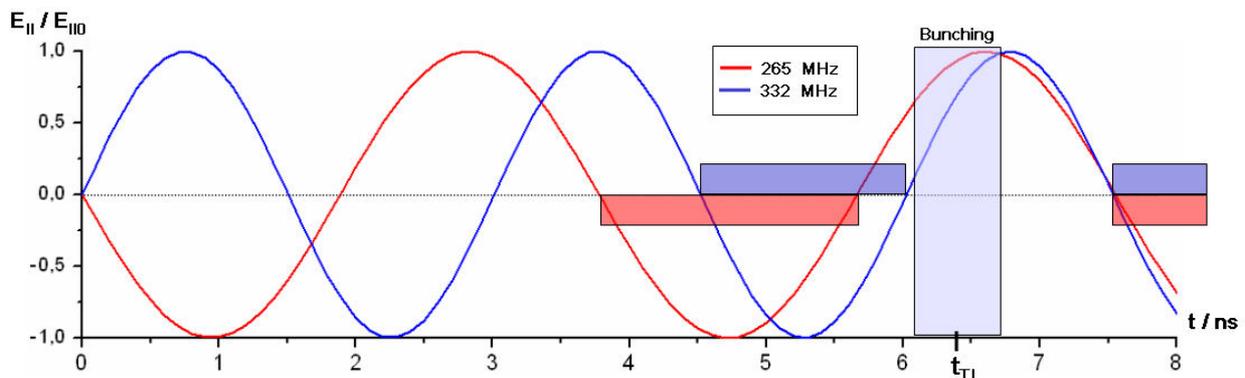


Abb. 4.31: Der zeitliche Verlauf des NF-Feldes am Ende des Innenleiters und der Bereich der Interaktion mit dem gebunchten Elektronenstrahl.

Am Ende des Innenleiters kommen die Elektronenpakete zu einer Zeit an, wenn das NF-Feld der beiden Resonanzen beschleunigend auf den Elektronenstrahl wirkt. Das bedeutet, dass der Energietransfer zum NF-Feld nur durch eine Wechselwirkung des Elektronenstrahls im Bereich der Resonatorapertur angeregt werden kann. Diese Situation ist graphisch in Abb. 4.31 dargestellt. Damit ist klar geworden, dass ein Energietransfer vom Elektronenstrahl nur durch Wechselwirkung im Bereich der Resonatorapertur erfolgen kann.

Ein Grund für die Abnahme der Amplitude der NF-Schwingung oberhalb $U_C > 65 \text{ kV}$ (Abb. 4.18) dürfte mit der Verkürzung der Laufzeit mit steigendem U_C zusammenhängen. Wie aus Abb. 4.30 (oben) ersehen werden kann, führt eine Reduzierung der Laufzeit zu einer Verminderung des abbremsenden NF-Feldes.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die NF-Schwingungen durch eine Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dem NF-Feld im Bereich der Resonatorapertur verursacht werden. Um das Auftreten solcher Schwingungen zu vermeiden oder zumindest ein Anschwingen zu erschweren, wurden in der Geometrie des Innenleiters radiale Stufen vermieden, die das Entstehen der longitudinalen Komponente des NF-Feldes wesentlich verursachen.

4.2.3 Unterdrückung der Schwingungen

Ein Anschwingen der NF-Schwingungen wurde bereits bei Strahlströmen oberhalb etwa $I_{\text{Start}} = 10 \text{ A}$ (Startstrom) beobachtet. Der Startstrom I_{Start} ist umgekehrt proportional zur Güte des Resonanzsystems und zur Wechselwirkung bzw. Kopplung K zwischen dem Elektronenstrahl und dem NF-Feld, $I_{\text{Start}} \sim 1/(Q \cdot K)$. Um Mikrowellenmessungen am Gyrotron durchführen zu können, wird ein stabiles Verhalten des Gyrotrons benötigt. Dazu musste das Auftreten der parasitären NF-Schwingungen unterdrückt werden. Eine Möglichkeit dies durch externe Maßnahmen zu erreichen bestand darin, die Güte der NF Resonanzen durch Dämpfung zu reduzieren und damit den Startstrom für das Anschwingen der NF Schwingungen entsprechend zu erhöhen. Es wurde beobachtet, dass im unteren Bereich der Kanone um den Innenleiter herum intensive NF-Felder auftraten. Um die Güte zu bedämpfen, wurde daher in diesem Bereich Absorbermaterial (Eccosorb) angebracht. In Abb. 4.32 ist dies in schematischer Weise gezeigt. Das Eccosorb ist umgeben von einem geerdeten metallischen Zylinder. Abb. 4.33 zeigt ein Photo der am Gyrotron verwendeten Anordnung. Damit konnte ein Anschwingen der parasitären NF-Schwingungen bis zu Strömen oberhalb 70 A unterdrückt werden, $I_{\text{Start}} > 70 \text{ A}$.

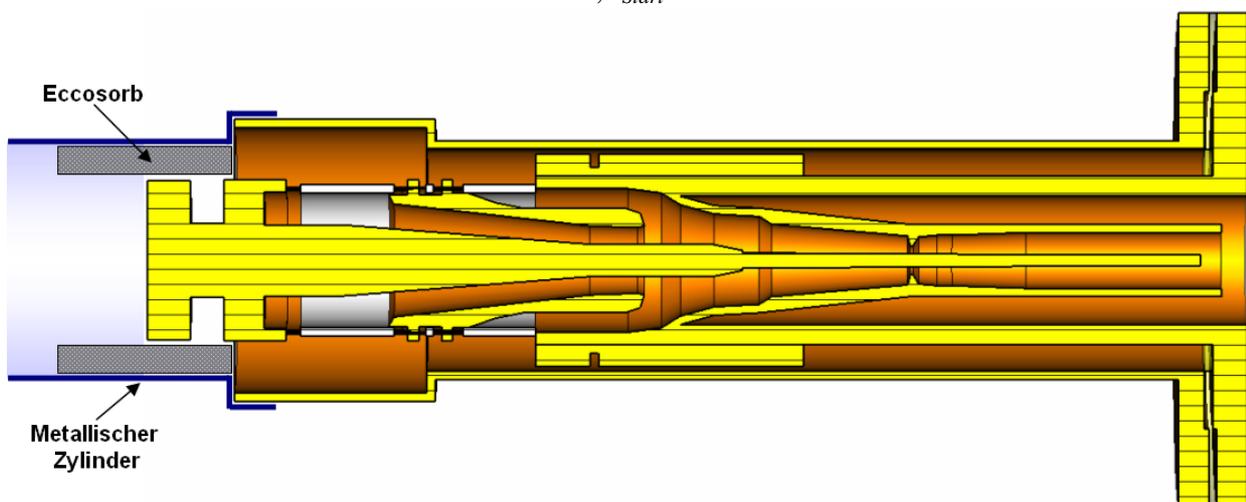


Abb. 4.32: Schematische Darstellung des Gyrotrons mit Absorbermaterial.

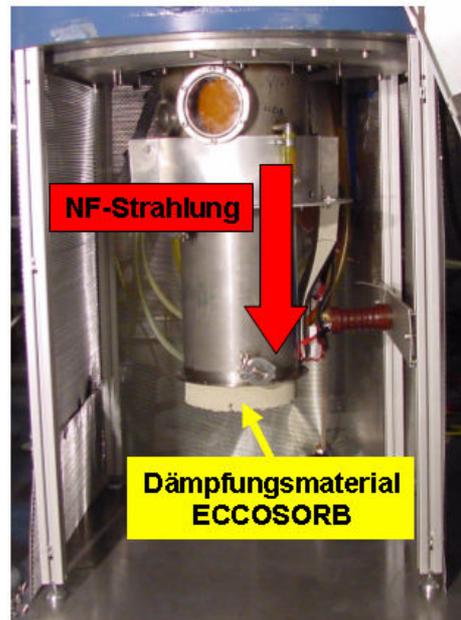


Abb. 4.33: Absorber zur Unterdrückung der NF-Schwingungen im Gyrotron.

Um das Anregen der NF-Schwingungen zu unterdrücken und um dadurch einen stabilen Betrieb des Gyrotrons zu erreichen, wird die Geometrie des Innenleiters im Bereich der Resonatorapertur geändert. Die axiale Komponente des NF-Feldes ist zu minimieren. Es wird erwartet, dass sich dadurch der Wert des Startstroms der NF-Oszillationen erhöht, ähnlich wie es bei einer Reduzierung der Güte der Fall ist. Um den vorgeschlagenen Anregungsmechanismus der NF-Schwingungen zu überprüfen, wird ein Innenleiter mit entsprechend modifizierter Geometrie, ohne radiale Stufen, gefertigt. Die Messungen mit dem modifizierten Innenleiter haben eindeutig eine Erhöhung des Startstromes I_{Start} auf Werte über 40 A gezeigt (Faktor 4), bei dem die Oszillationen beobachtet werden konnten. Damit konnte der stabile Betrieb des Gyrotrons bis $I_B=60 A$ ohne Anwendung eines Absorbers gewährleistet werden. Zum Schluss dieses Abschnitts soll noch betont werden, dass die beobachteten NF-Schwingungen wesentlich mit der koaxialen Struktur des Gyrotrons und dem Innenleiter zusammenhängen.

5 Quasi-optischer Modenwandler

5.1 HF-Auskopplungssystem im Gyrotron

Die in einem Gyrotron erzeugte HF-Leistung wird durch ein HF-Ausgangsfenster, welches gleichzeitig eine Barriere zwischen dem Vakuum im Gyrotron und der Außenwelt bildet, ausgekoppelt. Um Verluste im Gyrotron klein zu halten, sollte die Auskopplung möglichst effizient sein, da im Gyrotron gefangene HF-Leistung (Streustrahlung) den Betrieb insbesondere von Hochleistungsgyrotrons beeinträchtigen kann. Wie schematisch in der Abb. 5.1 dargestellt, kann die HF-Leistung aus einem Gyrotron entweder in axialer oder in radialer Richtung ausgekoppelt werden. Im Falle der axialen HF-Auskopplung breitet sich die HF-Welle vom Resonator über einen überdimensionierten zylindrischen Hohlleiter zu einem Ausgangsfenster, das den Hohlleiter abschließt (Abb. 5.1a), aus. Das Zwischenstück zwischen dem Resonator und dem zylindrischen Hohlleiter hat eine nichtlineare Kontur (nichtlinearer Taper), um Modenkonversion zu vermeiden. Um Reflexionen am Ausgangsfenster zu vermeiden, muss die Dicke der Fensterscheibe sowohl an die Frequenz als auch an die HF-Mode angepasst werden. Da die Transmission des Ausgangsfensters auch von der Modenform abhängig ist, muss die

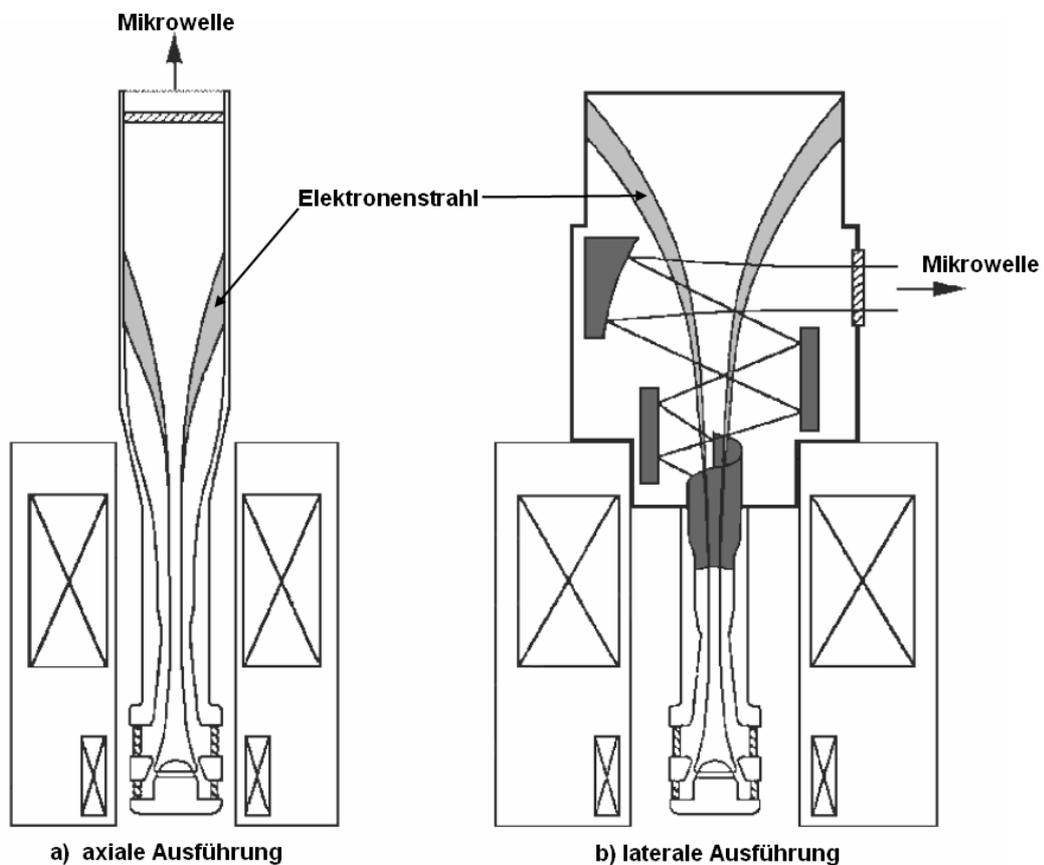


Abb. 5.1: Konzepte zur Realisierung des HF-Auskopplung in einem Gyrotron:
(a) axiale und (b) laterale Ausführung.

Modenwandlung im Taper vermieden werden, um Reflexionen am Fenster niedrig zu halten. Die Dichte des Modenspektrums eines Hohlleiters nimmt mit dem Durchmesser zu. Um unerwünschte Modenkonversion zu vermeiden, steigen mit zunehmenden Durchmessern die Anforderungen an die mechanische Genauigkeit. Dies führt zu einer Begrenzung des Durchmessers des Hohlleiters. Eine weitere Begrenzung des Hohlleiterdurchmessers hängt mit der verfügbaren Größe von geeigneten dielektrischen Scheiben zusammen, welche als Ausgangsfenster benutzt werden können. Eine axiale Auskopplung ist daher nur für Gyrotrons mit kleiner bis zu mittlerer HF-Ausgangsleistung (≤ 100 kW) geeignet. Die entscheidende Leistungsbegrenzung hängt mit der Dissipation des unverbrauchten Elektronenstrahls auf der Wand des Hohlleiters zusammen. Die Elektronen folgen dem Magnetfeld und treffen auf die Wand des Hohlleiters, der zugleich auch Kollektor ist. Dabei begrenzt die thermische Belastbarkeit durch die Elektronen die maximale Leistung des Gyrotrons.

In Hochleistungsgyrotrons wird die erzeugte HF-Leistung radial zur Gyrotronachse ausgekoppelt (Abb. 5.1b). Dazu wird die HF-Leistung von einer speziellen Antenne (sog. Launcher) in radialer Richtung schräg abgestrahlt, von Spiegeln aufgesammelt und geformt und danach durch ein Fenster ausgekoppelt. Als Folge der radialen Auskopplung werden der Elektronenstrahl und die HF-Welle voneinander getrennt. Die Elektronen folgen in axialer Richtung dem Verlauf des magnetischen Feldes bis sie auf die Kollektorwand auftreffen und dort ihre Energie abgeben. In einer solchen Anordnung kann der Kollektor unabhängig vom Transport des HF-Feldes optimiert werden. Durch entsprechende Optimierung der Kollektorabmessungen kann auch bei Hochleistungsgyrotrons die Leistungsdichte an der Kollektorwand in technisch akzeptablen Grenzen bleiben. Des Weiteren ist es in einer solchen Anordnung leicht, den Kollektor galvanisch vom übrigen Teil des Gyrotrons zu trennen. Dies ermöglicht einen Betrieb mit Energierückgewinnung („*depressed collector*“), der zu einer deutlichen Erhöhung des Gesamtwirkungsgrades führen kann.

Weitere Vorteile der radialen Anordnung mit einem q.o. Auskopplungssystem sind:

- die quasi-optische Betrachtung des Mikrowellenstrahles ermöglicht die Umwandlung der Arbeitsmode in die gewünschte Gaußsche Mode ($TEM_{0,0}$) in einem kurzen Modenkonverter
- die Rückwirkung der am Ausgangsfenster reflektierten Mikrowellenleistung auf die Wechselwirkung im Resonator kann weitgehend durch leichte Neigung der Fensterscheibe vermieden werden
- die kürzeren Abmessungen des Modenkonverters und die teilweise q.o. Übertragung der HF-Leistung resultieren in geringeren Ohmschen Verlusten.

Die Aufgabe des q.o. Konverters besteht darin, (1) die im Resonator erzeugte Leistung aus dem Gyrotron durch ein Ausgangsfenster (Durchmesser ≤ 100 mm) möglichst verlustfrei auszukoppeln und (2) die Gyrotronarbeitsmode in die $TEM_{0,0}$ -Mode (sog. Gaußsche Mode) umzuwandeln [Gol98]. Die $TEM_{0,0}$ -Mode ist durch eine Gaußsche Amplitudenverteilung und gleichzeitig durch eine konstante Phase charakterisiert. Der freie Raum kann als Medium für Wellenausbreitung ähnlich wie geschlossene Strukturen (z.B. Hohlleiter) betrachtet werden. Die Wellenausbreitung im freien Raum erfolgt in verschiedenen Moden, die zu einander orthogonal sind. Im Gegensatz zu geschlossenen Strukturen bilden sie ein unendlich dichtes Modenspektrum, da im freien Raum keine Randbedingungen erfüllt werden müssen. Eine Modenwandlung, d.h. ein Energieaustausch zwischen einzelnen Moden, ist nur möglich, wenn die Welle in gezielter Weise gestört wird. Bei

einer quasi-optischen Übertragung kann daher eine gezielte Modenumwandlung durch die Verwendung von dielektrischen Strukturen (z.B. Linsen) oder durch Reflexion an Spiegeln mit entsprechenden Oberflächenprofilen realisiert werden. Um den Anteil der $TEM_{0,0}$ -Mode im ausgekoppelten HF-Strahl des Gyrotrons zu erhöhen, werden im Gyrotron nicht-quadratische Spiegel, das sind Spiegel mit einer Oberflächenkontur, die nicht durch eine quadratische Funktion beschrieben werden kann, verwendet. Nur solche nicht-quadratischen Spiegel können einen Energieaustausch zwischen den einzelnen Moden bewirken und somit den Gaußschen Anteil in einem HF-Strahl erhöhen [Abschnitt 5.3.3]. Die komplexe Oberflächenstruktur solcher Spiegel erhält man durch numerische Optimierung. So genannte quadratische Spiegel, deren Krümmung der Oberfläche einer quadratischen, parabolischen Funktion entspricht, werden zur Fokussierung verwendet. Sie ändern jedoch nicht die Modenzusammensetzung des HF-Strahls. Die Grundmode $TEM_{0,0}$ ist wegen ihrer Eigenschaften bei der Ausbreitung im freien Raum ausgezeichnet. Mit einer $TEM_{0,0}$ -Mode kann mit einfachen quadratischen Spiegeln eine effektive Leistungsübertragung im freien Raum über große Entfernungen realisiert werden [Hen90].

Ein q.o. Auskopplungssystem in einem Hochleistungsgyrotron besteht aus einer Launcher-Antenne und typischerweise aus einem System von zwei bis vier Spiegeln. Die Launcher-Antenne koppelt effizient die HF-Leistung aus der Hohlleiterstruktur in den Freiraum. Das vom Launcher abgestrahlte HF-Feld wird mit Hilfe der Spiegel gebündelt und durch ein Ausgangsfenster nach Außen abgestrahlt. Eventuell wird mit Hilfe von nicht-quadratischen Spiegeln der Anteil der $TEM_{0,0}$ -Grundmode im ausgekoppelten Strahl erhöht. Abb. 5.2 zeigt als Beispiel den schematischen Aufbau und die einzelnen Komponenten des q.o. Auskopplungssystem des

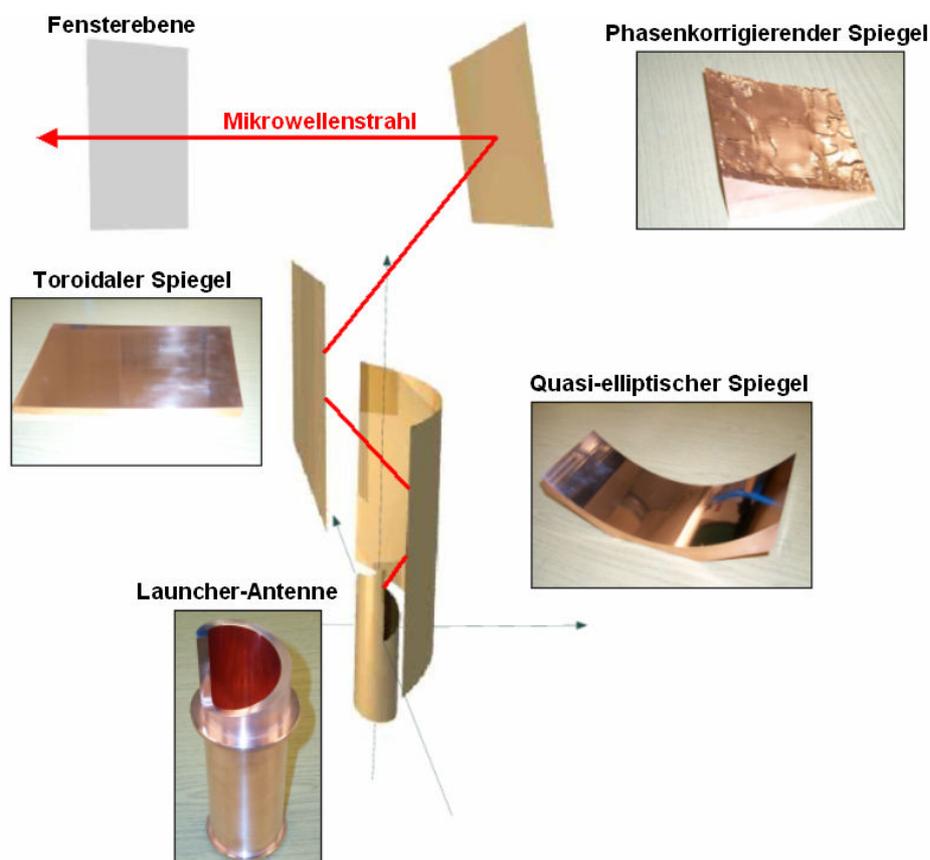


Abb. 5.2: Quasi-optisches System und seine Komponenten.

koaxialen 2 MW, 170 GHz Gyrotrons. Erstes Ziel bei der Auslegung des Systems war, eine effektive und verlustfreie Auskopplung der erzeugten HF-Leistung durch das HF-Ausgangsfenster mit einem Durchmesser von 96 mm zu erzielen. Des Weiteren wurde ein möglichst hoher Anteil der Gaußschen Grundmode im HF-Ausgangsstrahl angestrebt. Als Kompromiss zwischen Minimierung der HF-Verluste im Gyrotron und Maximierung des Gaußschen Anteils im Ausgangsstrahl, wurde nur ein phasenkorrigierender Spiegel innerhalb des Gyrotrons verwendet. Da im Idealfall eine vollständige Umwandlung der $TE_{34,19}$ -Mode in die $TEM_{0,0}$ -Mode nur mit zwei phasenkorrigierenden Spiegeln möglich ist, wird in dem Gyrotron mit nur einem phasenfokussierenden Spiegel eine Gaußförmigen Amplitudenverteilung des Feldes im Bereich des Ausgangsfensters angestrebt. Außerhalb des Gyrotrons soll mit einem zweiten nichtquadratischen, phasenkorrigierendem Spiegel der Gaußsche Anteil der ausgekoppelten HF-Leistung erhöht werden.

5.2 Launcher Entwurf

Der Wirkungsgrad des Auskopplungssystems wird wesentlich von der Effizienz der Launcher-Antenne bestimmt. Ein hoher Gaußscher Anteil in dem vom Launcher abgestrahlten HF-Feld reduziert die Komplexität des Spiegelsystems, die notwendig für eine effiziente Umwandlung der rotierenden Gyrotronarbeitsmode in die gewünschte $TEM_{0,0}$ ist. Wie bereits im Abschnitt 3.1.2 beschrieben wurde, kann die rotierende Gyrotronmode im Hohlleiter als eine Superposition von ebenen Wellen betrachtet werden. Die Strahlen bewegen sich im Rundhohlleiter unter einem bestimmten Winkel φ_B , der für jede Mode charakteristisch ist. Die HF-Leistung wird von den sog. Brillouin-Flächen an der Hohlleiterwand (Abb. 5.3) reflektiert. Schneidet man den Hohlleiter entlang einer solchen Fläche auf, dann verlassen alle Strahlen des HF-Strahls die geschlossene Struktur des Hohlleiters. Auf dieser Weise entsteht eine einfache Antenne (sog. Vlasov-Antenne) [Vla92], die man sich als einen glatten Rundkohlleiter mit helikalem Schnitt am Ende vorstellen

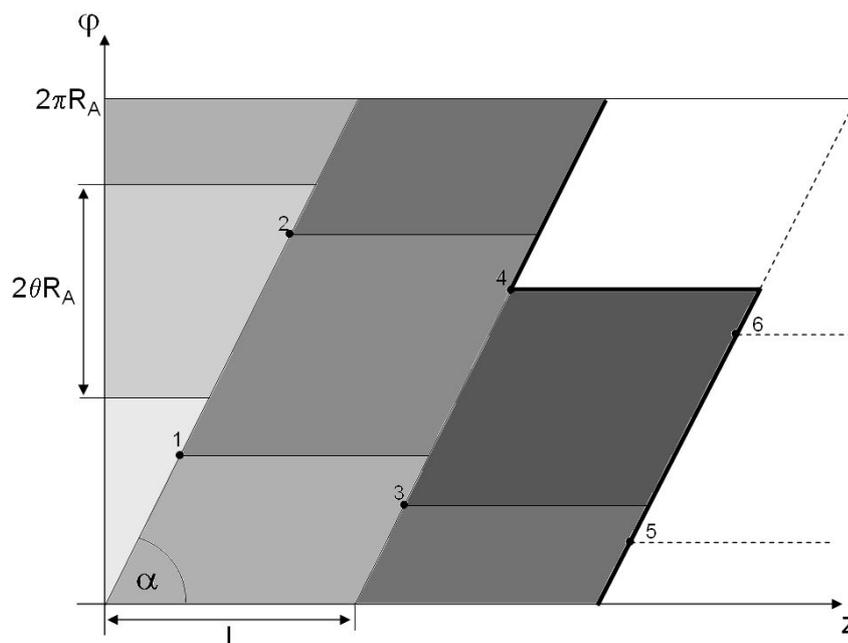


Abb. 5.3: Quasi-optisches Ausbreitungsprinzip der Mode im Rundhohlleiter: durch die Reflexion zwischen Brillouin-Flächen (Hohlleiterwand ist abgewickelt).

kann (siehe Launcher in Abb. 5.2). Der helikale Schnitt muss an der Grenze zwischen den Brillouin-Flächen angebracht werden, um eine vollständige Abstrahlung der HF-Leistung zu gewährleisten. Der Winkel α , der die Richtung des Hohlleiterschnitts bestimmt, errechnet sich entsprechend der nachfolgenden Gleichung (5.1):

$$\alpha = \arctan\left(\frac{\theta \tan \varphi_B}{\sin \theta}\right) \quad (5.1)$$

Die Länge L des Schnittes lässt sich analytisch als Funktion der Parameter der Mode beschreiben:

$$L = \frac{2\pi R}{\tan \alpha} = \frac{2\pi R \sin \theta}{\theta \tan \varphi_B} \quad (5.2)$$

Mit einer solchen Antenne wird die HF-Welle unter dem Brillouinwinkel φ_B zur Achse des Gyrotrons abgestrahlt und verlässt somit die Richtung des Elektronenstrahls. Der Verteilung der vom Vlasov-Launcher abgestrahlten Leistung ist durch viele kleine Maxima charakterisiert (Abb. 5.4a). Dagegen ist die Phase der einzelnen Strahlen identisch. Das ist ein Grund dafür, dass der Vlasov-Launcher trotz einer stark veränderlichen Amplitudenverteilung einen recht hohen Gaußschen Anteil von etwa 80% aufweist. Da die Leistung an der Oberfläche des Launchers nicht gebündelt ist und hohe Felder an dessen Kante sich befinden, sind wegen Beugungseffekten hohe HF-Streuverluste im Gyrotron zu erwarten. Um das zu vermeiden und um den Gaußschen Anteil im vom Launcher abgestrahlten Mikrowellenstrahl zu erhöhen, werden Störungen an der inneren Wand des Launchers angebracht.

Der Entwurf des Launchers mit Wandstörungen basiert auf dem bisher dargestellten optischen Prinzip der Modenausbreitung. Die Idee besteht darin, dass die Bereiche der Hohlleiterwand, die jeweils der Brillouin-Fläche der sich ausbreitenden rotierenden Mode entsprechen, als Spiegel betrachtet werden. Durch eine entsprechende leichte Krümmung dieser „Spiegel“ werden von Reflexion zu Reflexion die Strahlen stärker gebündelt. Auf dieser Weise kann am Launcherausgang der Gaußsche Anteil in der HF-Welle deutlich erhöht werden und gleichzeitig werden die Beugungsverluste an der Kante des Launchers reduziert. Wird die Oberflächenkontur der fokussierenden Spiegel an der inneren Wand des Launcher durch sinusförmige Störungen beschrieben [Abschnitt 5.2.1], so lässt sich die Bündelung der Strahlen im Rundhohlleiter mit Hilfe der Theorie der gekoppelten Moden als eine Modenumwandlung analytisch beschreiben und analysieren. Der Vorteil der analytischen Betrachtung ist, dass für die Analyse und Optimierung der Wanddeformation des Launchers ein geringer Rechenaufwand benötigt wird, um in vielen Fällen gute Ergebnisse zu erzielen. Nachteilig ist, dass die Methode nicht für alle Modenarten [Abschnitt 5.2.2] erfolgreich angewendet werden kann. Als Beispiel für eine erfolgreiche Anwendung dieser Theorie ist der Entwurf des Launchers für ein konventionelles $TE_{22,8}$, 140 GHz Gyrotron [Dru02]. Die, an der Launcherwand angebrachte Störung wurde mit der Theorie der gekoppelten Moden optimiert und das Abstrahlungsdiagramm wurde mit Stratton-Chu-Integralen [Str41] berechnet. Die HF-Abstrahlung des optimierten Launchers ist in Abb. 5.4b im Vergleich zu dem Abstrahlungsdiagrammen des Vlasov-Launcher (Abb. 5.4a) zu sehen.

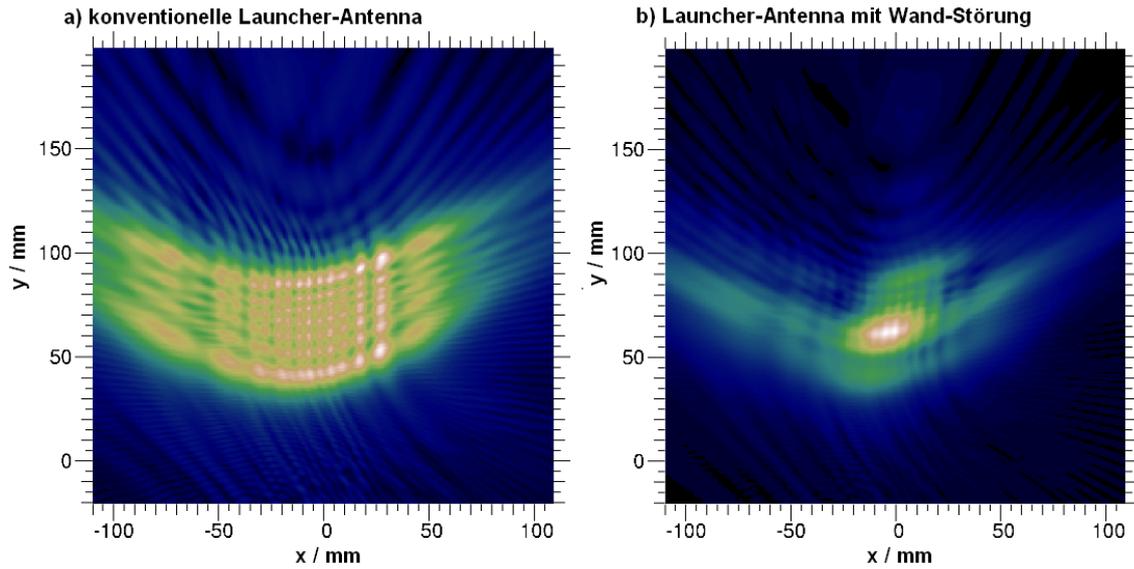


Abb. 5.4: Abstrahlungsdiagramm eines Launchers mit glatter Wand (a) und eines Launchers mit optimierten Wandstörungen (b).

5.2.1 Launcher-Antenne mit Wandstörungen

Die gewünschte Gaußförmige Feldverteilung, die vom Launcher abgestrahlt werden sollte, kann als eine zweidimensionale Kombination von zwei einfachen Gaußschen Funktionen dargestellt werden, die jeweils nur von der azimuthalen bzw. axialen Variablen φ und z , abhängen:

$$G(\varphi, z) = G(\varphi)G(z) \quad (5.3)$$

In guter Näherung kann die Gaußsche Verteilung durch eine Kombination von Kosinusfunktionen (5.4) beschrieben werden:

$$\begin{aligned} G(x) &= \sqrt{\frac{2}{\pi w}} e^{-\frac{x^2}{w^2}} \approx \frac{A_x}{3\pi} (1 + \cos(A_x x))^2 \\ &\approx \frac{A_x}{3\pi} \left(1 + \frac{1}{2} e^{jA_x x} + \frac{1}{2} e^{-jA_x x} \right)^2 \end{aligned} \quad (5.4)$$

Die Feldbelegung an der Launcherwand kann danach mit Hilfe der Theorie von gekoppelten Moden optimiert und berechnet werden [Pre03]. Die oben angegebene Näherung (5.4) entspricht einer Verteilung der Leistungsdichte und kann im zweidimensionalen Fall entsprechend (5.3) in folgender Weise geschrieben werden:

$$G(\varphi, z) = A \left(1 + \frac{1}{2} e^{jA_\varphi \varphi} + \frac{1}{2} e^{-jA_\varphi \varphi} \right) \left(1 + \frac{1}{2} e^{jA_z z} + \frac{1}{2} e^{-jA_z z} \right) \quad (5.5)$$

Für eine möglichst optimale Anpassung an die Gaußsche Verteilung, ergibt sich für die Konstante A der in (5.6) gegebene Wert.

$$A_x w \approx 1,76 \rightarrow A \approx \frac{0,1868}{w} \quad (5.6)$$

Eine weitere Forderung ist, dass die Felder an der Kante klein sind. Um das zu erreichen, müssen die Phasenfaktoren A_φ und A_z folgende Werte annehmen:

$$A_z = \frac{2\pi}{L}, \quad A_\varphi = \frac{\pi}{\theta} \quad (5.7)$$

Die Approximation einer exponentiellen Darstellung durch Kosinusfunktionen entsprechend (5.4) kann als eine Superposition von drei sich im Hohlleiter ausbreitenden Moden: einer Hauptmode und zwei Satellitenmoden, betrachtet werden. Deswegen ist es sinnvoll, durch einen allgemeinen Vergleich mit der bisherigen Näherung zusätzliche Bedingungen für den Phasenzusammenhang der Modenkomposition zu gewinnen:

$$\begin{aligned} \left(1 + \frac{1}{2} e^{j\frac{2\pi}{L}z} + \frac{1}{2} e^{-j\frac{2\pi}{L}z} \right) &\sim \left| e^{-j\beta_1 z} + \frac{1}{2} e^{-j\beta_2 z} + \frac{1}{2} e^{-j\beta_3 z} \right| \\ &= \left| 1 + \frac{1}{2} e^{-j(\beta_2 - \beta_1)z} + \frac{1}{2} e^{-j(\beta_3 - \beta_1)z} \right| \end{aligned} \quad (5.8)$$

Nach einer ähnlichen Analyse der Feldbelegung in der azimuthalen Richtung, ergeben sich folgende Bedingungen für die Entstehung der notwendigen Modenmischung:

$$\Delta\beta = \pm \frac{2\pi}{L}, \quad \Delta m = \pm \frac{\pi}{\theta} \quad (5.9)$$

Die Bedingungen (5.9) sagen, dass, um die optimale Modenmischung anzuregen, es ausreichend ist, zwei Störungen an der Launcherwand gleichzeitig anzubringen. Auf diese Weise werden gemäß der axialen und azimuthalen Bedingung entsprechend die $TE_{m\pm 1, n}$ -Moden und $TE_{m\pm \Delta m, n}$ -Moden angeregt. Bei der zweiten Bedingung ist vorausgesetzt, dass der Δm ganzzahlig sein muss, was nicht für alle Gyrotronmoden erfüllt wird. Die Folgen dieser Tatsache werden später beim Launcherentwurf für das koaxiale $TE_{34, 19}$ -Gyrotron genauer diskutiert. Bei der gleichzeitigen Verwendung von zwei Störungen an der Wand, entsteht eine Modenkonstellation, die sich in erster Linie aus neun Komponenten, $TE_{m\pm \Delta m, n\pm 1}$ zusammensetzt. Damit die Modenmischung eine optimale Annäherung an die gewünschte Gaußsche Feldverteilung darstellt, müssen ihre Modenamplituden die Werte entsprechend der Tab. 5.1 annehmen [Wie95].

3 % TE _{m-2,n+1}	11 % TE _{m+1,n}	3 % TE _{m+4,n-1}
11 % TE _{m-3,n+1}	44 % TE _{m,n}	11 % TE _{m+3,n-1}
3 % TE _{m-4,n+1}	11 % TE _{m-1,n}	3 % TE _{m+2,n-1}

Tab. 5.1: Optimale Amplitudenverteilung der im Launcher angeregten Moden für eine Gaußförmige Feldverteilung am Ende des Launchers.

Die Wandoberfläche wird dann allgemein durch die Formeln (5.10) und (5.11) beschrieben:

$$R(\varphi, z) = R_0 + \sum_{i=1}^N a_i \cos(\Delta m_i \varphi - \Delta \beta_i z) \quad (5.10)$$

wobei,

$$\begin{aligned} \Delta \beta_i &= \pm(\beta_1 - \beta_i) \\ \Delta m_i &= \pm(m_1 - m_i) \end{aligned} \quad (5.11)$$

Die minimale Länge der Korrugation an der Launcherwand, die für eine phasenrichtige Anregung der Mischung der Haupt- und Satellitenmoden notwendig ist, kann mit Hilfe der Formel (5.12) ermittelt werden [Wie95].

$$L_{\min} = \frac{\pi}{|2\beta_{m_1} - \beta_{m+3,n-1} - \beta_{m-3,n+1}|} \quad (5.12)$$

5.2.2 Launcher für das koaxiale 2 MW, 170 GHz Gyrotron

Die einfachste Wahl eines Launchers für das koaxiale Gyrotron ist ein sog. Vlasov-Launcher, der eine glatte Oberfläche ohne Wandstörung hat und dessen mechanische Konstruktion sehr einfach ist. Mit einem solchen Launcher und einfachen quadratischen Spiegeln erhält man im Ausgangsstrahl einen Gaußschen Anteil von ca. 80 %. Da die HF-Leistung im Launcher nicht fokussiert wird, führt das hohe HF-Feld am Rand der Launcher-Kante zu starken Beugungsverlusten und somit zu erhöhter Streustrahlung im Gyrotron. Um die Beugungsverluste zu reduzieren, wurde daher für den q.o. Modenwandler des koaxialen 170 GHz-Gyrotrons ein Launcher mit innerer Wandstörung gewählt. Wie bereits erwähnt [Abschnitt 5.2.1] ist die Beschreibung der Wandkorrugation und eine Analyse mit Hilfe der Theorie der gekoppelten Moden nicht für alle Moden gleich gut geeignet. Um eine optimale Modenmischung zu erzeugen, muss Δm aufgrund der azimuthalen Bedingung (5.9) ganzzahlig sein. Der Wert von Δm beschreibt

die Ordnung der azimuthalen Wandstörung, die darüber entscheidet, welche Satellitenmoden angeregt werden müssen, damit das Feld am Ausgang des Launchers sich gut an eine Gaußschen Verteilung annähert. Quasi-optisch gesehen, lässt sich Δm auch als die Anzahl der Strahlreflexionen an der Wand des Hohlleiters bei einem vollen azimuthalen Umlauf betrachten. Demzufolge, um eine Strahlenbündelung zu erzielen, wird an jeder Reflexionsstelle eine fokussierende Krümmung angebracht, die durch eine sinusförmige Störung der Ordnung Δm an der Hohlleiterwand repräsentiert wird. Bei solcher Betrachtung werden nur die Moden optimal umgewandelt, deren Zahl der Reflexionen an der Wand ganzzahlig ist und dem Wert von Δm entsprechen. Solche Moden (z.B. $TE_{28,8}$) werden normalerweise in konventionellen Hochleistungs-gyrotrons verwendet. Typisch für solche Moden ist, dass der Kaustikradius ungefähr halb so groß wie der Hohlleiterradius ist. Daraus ergeben sich genau drei Reflexionen an der Wand ($\Delta m=3$), wie in Abb. 5.5a gezeigt. Um die optimale Modenmischung anzuregen, reicht es aus, eine azimuthale Störung gleicher Ordnung anzubringen.

Im Fall der im koaxialen Gyrotron verwendeten Moden ist die Situation anders. Um die Leistung des Gyrotrons zu erhöhen [Abschnitt 3.1.3], werden Moden höherer Ordnung mit ausgesprochenem Volumencharakter verwendet. Dadurch verringert sich das Verhältnis des Kaustikradius zum Radius des Hohlleiterradius. Das koaxiale 2 MW 170 GHz Gyrotron für ITER arbeitet in der $TE_{34,19}$ -Mode, bei der das Verhältnis des Kaustikradius zum Hohlleiterradius ungefähr 0,33 beträgt. Das bedeutet, dass bei einem vollen Umlauf die HF-Strahlen 2,5-mal an der Hohlleiterwand reflektiert werden (Abb. 5.5b). Damit ist die für eine optimale Modenmischung notwendige Bedingung (5.9) nicht erfüllt. Dies führt dazu, dass die Effizienz des Launchers im Bezug auf einen hohen Gaußschen Anteil im abgestrahlten HF-Strahl niedrig ist. Es ist daher notwendig, den Gaußsche Anteil durch Modenkonversion mit einem adaptiven Spiegelsystems zu erhöhen (siehe der Unterkapitel 5.3).

Da die 2,5-fache Störung entsprechend der Theorie der gekoppelten Moden keinen physikalischen Sinn hat, wurden im ersten Prototyp des Launchers zwei azimuthale Störungen überlagert, um die 2,5-fache Störung zu approximieren, nämlich eine Störung zweiter und dritter Ordnung (siehe Anhang A.2). Das Ziel war, die abgestrahlte Leistung gut zu bündeln, um die Feldstärke am Rand des Launcher-Schnittes minimal zu halten und damit die Verluste durch Beugung zu reduzieren. Die Wandstörung sowie ein Bild des Launchers sind in der Abb. 5.6 gezeigt. Um die Anregung

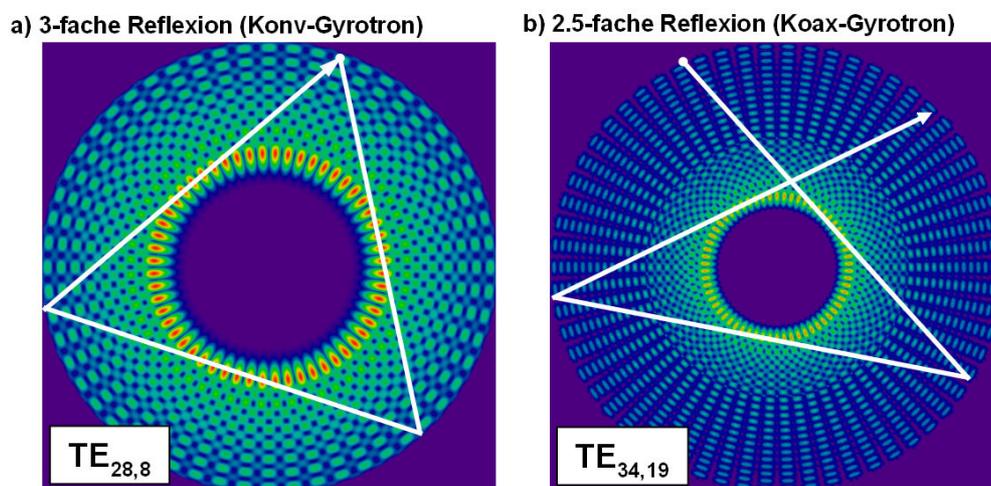


Abb. 5.5: Problematik der mehrfachen Hohlleiterwandreflexion: bei konventionellen (a) und koaxialen (b) Moden.

unerwünschter Moden im Launcher durch den Elektronenstrahl zu vermeiden, ist der Launcher schwach getapert. Detaillierte Angaben zum Entwurf des Launchers sind im Anhang zu finden.

Die Analyse der Modenwandlung im Launcher wurde mit Hilfe der Theorie der gekoppelten Moden durchgeführt [Jin05]. In Abb. 5.7a ist der Verlauf der Amplituden der verschiedenen Moden entlang des Launchers gegeben. Die Berechnungen zeigen, dass die angeregte Modenmischung am Ende des Launchers nicht optimal ist. Die Modenmischung weicht stark von der theoretisch erwünschten Mischung ab (Tab. 5.1), der bei richtiger Phase eine Feldbelegung mit hohem Gaußschen Anteil entspricht. Die Ursache hängt mit der Nichterfüllung der Bedingung (5.9) im Fall der $TE_{34,19}$ -Mode zusammen. Das verwendete Wandprofil des Wandlers, eine Kombination aus zwei unterschiedlichen Störungsordnungen, transformiert die $TE_{34,19}$ -Mode in eine Verteilung mit einem Hauptmaximum mit zwei kleineren Nebenmaxima mit einem geringen Wert des Feldes an der Kante des Launcherantenne (Abb. 5.7b).

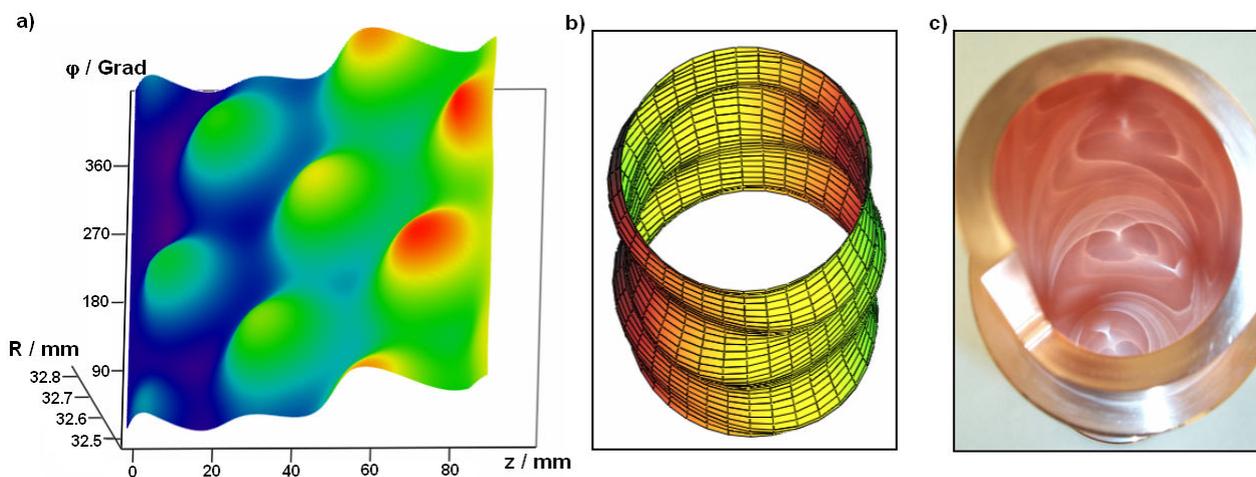


Abb. 5.6: Kombination von Wandstörungen der 2. und 3. Ordnung: Wandoberfläche (a), theoretisches Profil (b) und nach der Fertigung (c).

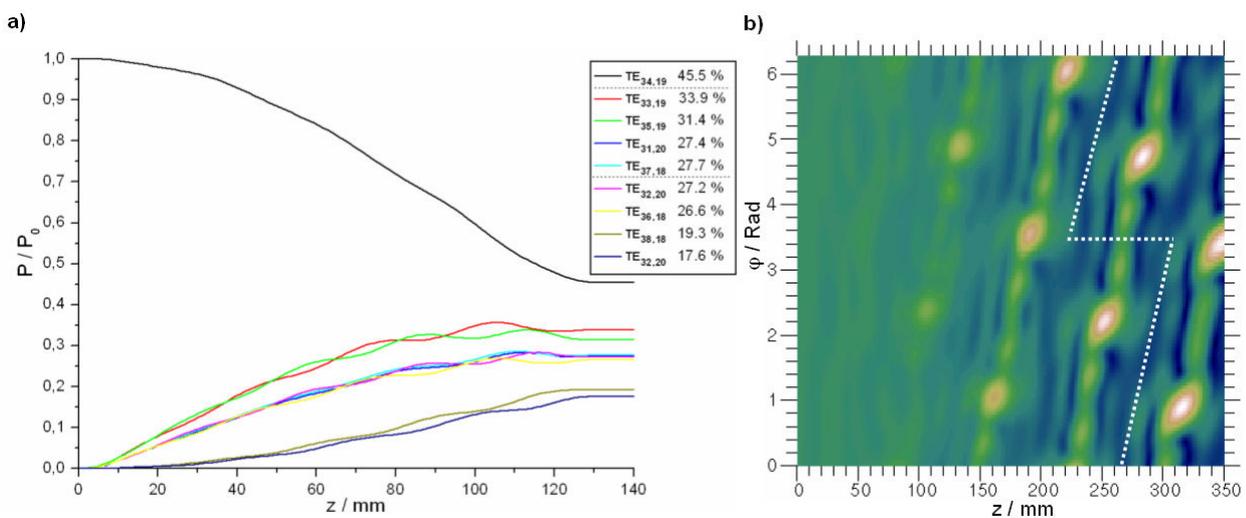


Abb. 5.7: Modenkonversion entlang des Launchers (a) und Feldbelegung an der Launcherwand (b).

5.2.3 Berechnung des vom Launcher abstrahlten Feldes

Das vom Launcher abgestrahlte Feld wird mit Hilfe des Kirchhoffschen Beugungsintegrals berechnet [Rub66]. Das Verfahren ermöglicht die Feldberechnung und die Berechnung der Ausbreitung des Feldes zwischen zwei beliebigen Ebenen im Raum. Dafür wird der Greensche Satz verwendet (5.13), der für beliebige Funktionen ξ und ζ gilt.

$$\int_V (\xi \nabla^2 \zeta - \zeta \nabla^2 \xi) dV = \oint_A \left(\xi \frac{\partial \zeta}{\partial n} - \zeta \frac{\partial \xi}{\partial n} \right) dA \quad (5.13)$$

Der Anteil $\delta/\delta n$ beschreibt die Ableitung in der Richtung der Normalen zur Fläche der Feldkomponenten. Der erwartete Wert des Vektorpotentials des Feldes wird jetzt als u bezeichnet und wird in der Gleichung die Funktion ξ repräsentieren. Darüber hinaus muss u im quellenfreien Raum die Wellengleichung (5.14) mit bestimmten Randbedingungen erfüllen.

$$\nabla^2 u + k_0^2 u = 0 \quad (5.14)$$

Die abstrahlende Ebene kann als eine Superposition aus punktförmigen und unendlich kleinen Quellen betrachtet werden. Dafür wird die ζ -Funktion in weiteren Überlegungen durch die Greensche-Funktion g (5.15) ersetzt. In (2.15) repräsentieren r und r_0 den Ortsvektor der Quelle und des Beobachtungspunktes.

$$g(\vec{r}, \vec{r}_0) = \frac{e^{-jk_0|\vec{r}-\vec{r}_0|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}_0|} \quad (5.15)$$

Durch Lösung von (5.13) unter Berücksichtigung von (5.14) und (5.15) erhält man schließlich

$$\int_V \left[u \left(\delta(|\vec{r}-\vec{r}_0|) - k_0^2 g \right) + k_0^2 g u \right] dV = u(\vec{r}_0) = \oint_A \left(u \frac{\partial g}{\partial n} - g \frac{\partial u}{\partial n} \right) dA \quad (5.16)$$

Mit Formel (5.16) lässt sich jede Feldverteilung berechnen, die von beliebig strahlenden Ebenen produziert wird. In unserem Fall interessiert die Feldverteilung, die vom Launcher nach außen abgestrahlt wird. Als Quelle interessiert hier die Feldverteilung an der letzten Brillouin-Fläche [Unterkapitel 5.2] an der Wand des Wandlers. Die Feldverteilung wird repräsentiert durch eine Feldbelegung, die sich durch eine Superposition der Hankelfunktion 2. Ordnung (3.35) jeder Mode aus der Modenmischung ergibt. Wegen der späteren Analyse ist die Feldverteilung, die vom Launcher an der Oberfläche des quasi-elliptische Spiegels abgestrahlt wird, besonders interessant. Sie wird verwendet als Referenz für die weitere Berechnung und Optimierung der Spiegel im quasi-optischen System.

Das Ergebnis der Feldberechnung des Abstrahlungsdiagramms an der Oberfläche des quasi-elliptischen Spiegels für die TE_{34,19}-Mode mit Hilfe von Beugungsintegralen ist in Abb. 5.8 dargestellt.

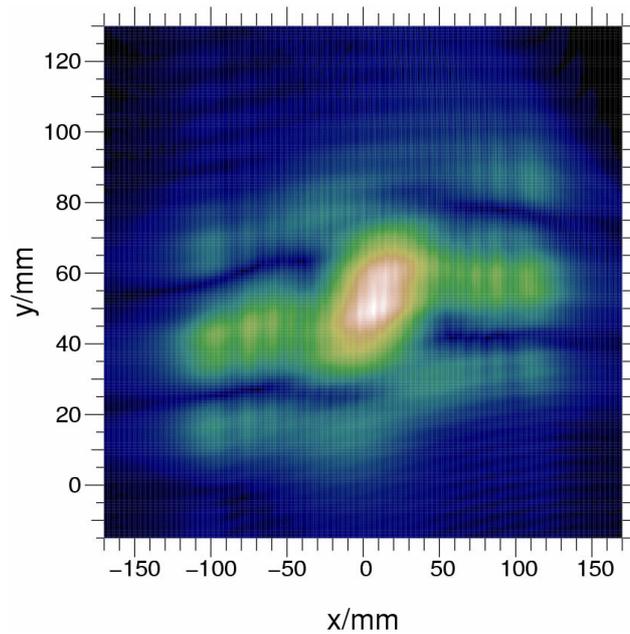


Abb. 5.8: Verteilung des abgestrahlten Feldes an der Position des quasi-elliptischen Spiegels berechnet für den Launcher mit Wandstörungen 2. und 3. Ordnung.

5.3 Spiegelsystem

Die Aufgabe des Spiegelsystems ist es, das vom Launcher abgestrahlte Strahlprofil zu transformieren und zu korrigieren mit dem Ziel, den Gaußschen Anteil des HF-Ausgangsstrahles zu erhöhen und als Freiraumgrundmode $TEM_{0,0}$ abzustrahlen. Die Transformation des Strahlprofils wird mit Hilfe von drei verschiedenen Spiegeln realisiert. Im ersten Schritt wandelt ein quasi-elliptischer Spiegel [Abschnitt 5.3.1] die aus dem Launcher abgestrahlten und stark divergierenden Strahlen in einen paraxialen Strahl. Danach wird der Strahl an einem toroidalen Spiegel reflektiert [Abschnitt 5.3.2] und in Richtung auf einen dritten, phasenkorrigierenden Spiegel fokussiert. Die Aufgabe des phasenkorrigierenden Spiegels [Abschnitt 5.3.3] mit seiner komplexen, nichtquadratischen Oberflächekontur ist es die Amplituden- bzw. Phasenverteilung des Strahls so zu ändern, dass der Gaußsche Anteil im Strahl erhöht wird. Wie bereits im Unterkapitel 5.1 erwähnt, wurde das Spiegelsystem des coaxialen Gyrotrons nur mit einem einzigen phasenkorrigierenden Spiegel ausgestattet. Mit diesem kann entweder die Amplituden- oder die Phaseverteilung beeinflusst werden. Da die HF-Leistung durch eine relativ kleine Fensteröffnung ausgekoppelt wird, wurde der Spiegel so ausgelegt, dass in der Fensterebene eine annähernd Gaußsche Amplitudenverteilung erzeugt wurde. Die für eine weitere Erhöhung des Gaußschen Anteils notwendige Phasenkorrektur soll außerhalb des Gyrotrons mit einem weiteren phasenkorrigierenden Spiegel erreicht werden. Die Fokussierungseigenschaft des Systems wurde durch entsprechende Wahl der Spiegelkrümmungen so gewählt, dass die Strahltaile einen Durchmesser von etwa 20 mm hat und sich knapp außerhalb der Fensterebene befindet. Die Berechnung der Feldverteilung im Strahl zwischen den einzelnen Spiegeln kann mit Hilfe der Kirchhoffschen Beugungsintegrale [Abschnitt 5.2.3] durchgeführt werden. Um jedoch die Rechnungen zu beschleunigen, wurde die Theorie der Wellenausbreitung mit sog. Propagator [Mic98] verwendet. Das abgestrahlte Feld wird in unendlich kleine ebene Wellen zerlegt, die getrennt zur anderen Ebene propagiert werden. Damit kann die Ausbreitung des Feldes zwischen den einzelnen Spiegeln sehr effizient berechnet werden, was eine Optimierung des

phasenkorrigierenden Spiegels ermöglicht. Der Entwurf der einzelnen Spiegel wird in den nachfolgenden Kapiteln beschrieben und die Effizienz der Umwandlung wird diskutiert.

5.3.1 Quasi-elliptischer Spiegel

Das von der Launcher-Antenne abgestrahlte Feld wird unter dem sehr breiten Winkel, 2θ in transversaler Richtung und unter dem Brillouin-Winkel in axialer Richtung abgestrahlt. Da man sich den Ursprung der Strahlen an der Kaustik der Mode vorstellen kann, divergieren die Strahlen in der transversalen Ebene stark und müssen in einen paraxialen Strahl umgewandelt werden. Diese Umwandlung kann mit Hilfe eines quasi-elliptischen Spiegels erreicht werden. Damit kann die kreisförmige Kaustik der Mode auf einen Punkt fokussiert werden. Die Fokussierung findet nur in der transversalen Ebene statt. In der axialen Richtung ist der Spiegel flach. Das Profil der Spiegeloberfläche wird mit den Mitteln der geometrischen Optik ermittelt (Abb. 5.9) [Mic98]

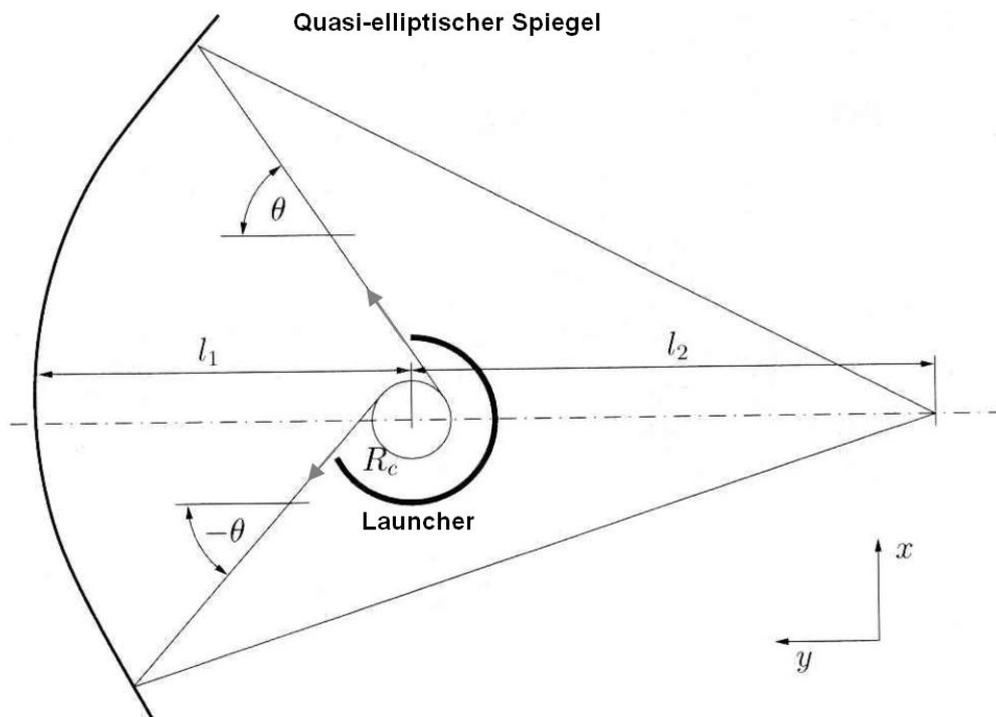


Abb. 5.9: Funktionsweise des quasi-elliptischen Spiegels.

Das Profil des Spiegels muss so gestaltet werden, dass die Strahlen nach dem Verlassen der Kaustik, phasenrichtig die Oberfläche des Spiegels erreichen. Das Profil eines solchen Spiegels wird mit Hilfe der parametrischen Gleichungen (5.17) beschrieben.

$$\begin{aligned}
 x &= \frac{(l_1 l_g - R_c \phi l_g + 0.5 R_c^2 \phi^2) \sin \phi + (R_c^2 \phi - R_c l_g) \cos \phi - R_c l_2}{R_c \phi - l_2 \cos \phi - l_g} \\
 y &= \frac{(R_c \phi l_g - l_1 l_g - l_1 l_2 - 0.5 R_c^2 \phi^2) \cos \phi + (R_c^2 \phi - R_c l_g) \sin \phi}{R_c \phi - l_2 \cos \phi - l_g} \\
 l_g &= l_1 + \sqrt{R_c^2 + (l_1 + l_2)^2}
 \end{aligned} \tag{5.17}$$

Falls l_2 gegen unendlich geht, verlaufen die Strahlen nach der Reflexion am Spiegel parallel zueinander. In solchem Fall handelt sich um einen quasi-parabolischen Spiegel.

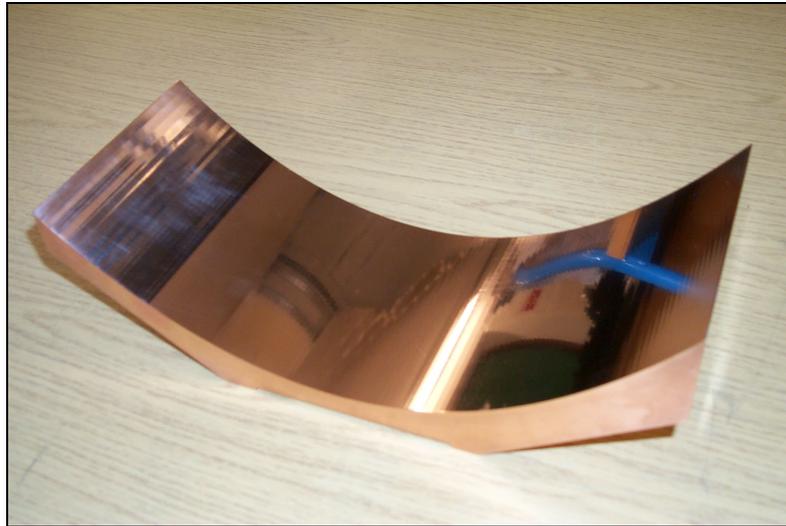


Abb. 5.10: Der quasi-elliptische Spiegel.

5.3.2 Toroidaler Spiegel

Das Profil des toroidalen Spiegels entspricht einem Ausschnitt aus der Wand eines Torus. Die Oberfläche wird durch zwei Radien beschrieben. Der toroidale Spiegel wird zur Fokussierung des Mikrowellenstrahles eingesetzt. Mit Hilfe eines toroidalen Spiegels kann beispielsweise die Elliptizität des Strahls korrigiert werden. Im q.o. System des coaxialen Gyrotrons wirkt der toroidale Spiegel, wegen seiner großen Krümmungsradien, fast als ein flacher Reflektor und leitet den Strahl vom quasi-elliptischen zum phasenkorrigierenden Spiegel. Der Spiegel wurde um 5 Grad um die eigene Achse gedreht, um die Neigung des vom Launcher abgestrahlten Feldverlaufs (Abb. 5.8) auszugleichen. Ein Photo des toroidalen Spiegels ist in Abb. 5.11 zu sehen.

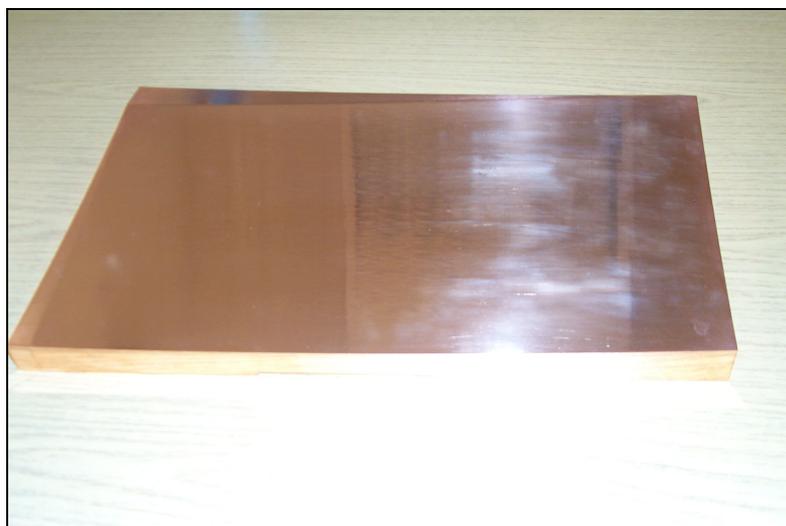


Abb. 5.11: Der toroidale Spiegel.

5.3.3 Phasenkorrigierender Spiegel

Das vom Launcher abgestrahlte Feld wird mit dem quasi-elliptischen Spiegel in einen paraxialen Strahl umgewandelt. Ein solcher Strahl kann als eine Zusammensetzung von unendlich vielen, kleinen ebenen Teilwellen betrachtet werden, die nahezu parallel zu einander laufen. Unter dieser Voraussetzung kann eine Phasenkorrektur des Strahls mit einem Spiegel, dessen Oberfläche durch geringe lokale Änderungen (bis $\pm\lambda/2$) der Tiefe der Spiegeloberfläche durchgeführt werden. Da die Teilwellen parallel verlaufen, bleibt dabei die Amplitudenverteilung erhalten. Die Phase ändert sich dagegen entsprechend der Oberflächenkorrugation wie es in Abb. 5.12 schematisch gezeigt wird.

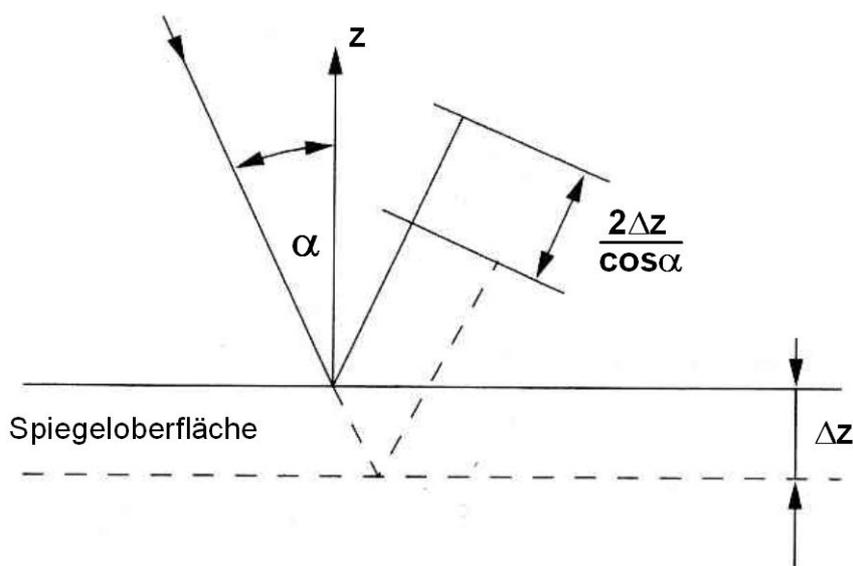


Abb. 5.12: Prinzip der Phasenkorrektur mit einem adaptierten Spiegel.

Eine gezielte Änderung der Phasenverteilung eines Strahls mit Hilfe von phasenkorrigierenden Spiegeln (sog. nichtquadratische Spiegel) ermöglicht es, das Profil des HF-Strahls umzuwandeln und den Gaußschen Anteil zu erhöhen. Die Oberflächenkontur solcher nichtquadratischer Spiegel wird numerisch bestimmt. Dazu werden unterschiedliche mathematische Optimierungsverfahren benutzt. Am häufigsten wird das iterative Gradientensuchverfahren, der sog. Katsenelenbaum-Semenov-Algorithmus, verwendet [Kat67]. Kurz gesagt, die Oberfläche des phasenkorrigierenden Spiegels wird so gestaltet, dass eine bekannte Feldverteilung in eine gewünschte Verteilung umgewandelt wird. Die numerische Optimierung der Oberfläche eines nichtquadratischen Spiegels erfolgt in folgender Weise. Die bekannte Belegung in einer Ausgangsebene wird in eine Ebene propagiert, in der eine gewünschte Verteilung angestrebt wird. Dort wird die Amplitude des propagierten Feldes durch die gewünschte Amplitude ersetzt und zurück in die erste Ebene propagiert. Hier wird wieder die Feldamplitude durch die bekannte ausgehende Amplitude ersetzt und dadurch erhält man eine erste Näherung für Oberflächenkontur des Spiegels. Das Feld wird in dieser Weise hin und zurückpropagiert. Nach einigen Iterationen nähert sich die Amplitude des propagierten Feldes der gewünschten an. Ein Nachteil solcher phasenkorrigierender Spiegel mit nichtquadratischer Oberfläche ist die aufwendige Fertigung sowie eine starke Empfindlichkeit gegen mechanische Ungenauigkeiten. Da die theoretisch ermittelte Oberfläche meist starke Phasensprünge aufweist, muss das Spiegelprofil aus Gründen der Fertigung geglättet werden. Das bedeutet, dass die reale Oberfläche von der theoretischen leicht abweichen kann. Das ist ein

Grund dafür, dass solche Spiegel Streustrahlungsverluste von mehreren Prozent der Ausgangsleistung, in Abhängigkeit von der Stärke der Oberflächekorrugation, erreichen können. Um die Streustrahlungsverluste zu minimieren, wird der Einfluss des Glättungsprozesses bei der Optimierung [Jin05] der Spiegeloberfläche berücksichtigt. In der Simulation wird berücksichtigt, dass aus Gründen der Fertigung die Krümmungsradien der Oberflächenkontur minimale Werte ($\sim 3\text{-}4\text{ mm}$) nicht unterschreiten dürfen. Wegen der Einschränkungen bei der Genauigkeit der mechanischen Fertigung können phasenkorrigierende Spiegel erfolgreich eingesetzt werden, wenn nur geringe Phasenkorrekturen erforderlich sind. Spiegel mit großen Phasenkorrekturen wie z.B. der dritte Spiegel im q.o. Auskopplungssystem des koaxialen Gyrotrons (Abb. 5.13), produzieren viel Streustrahlung.

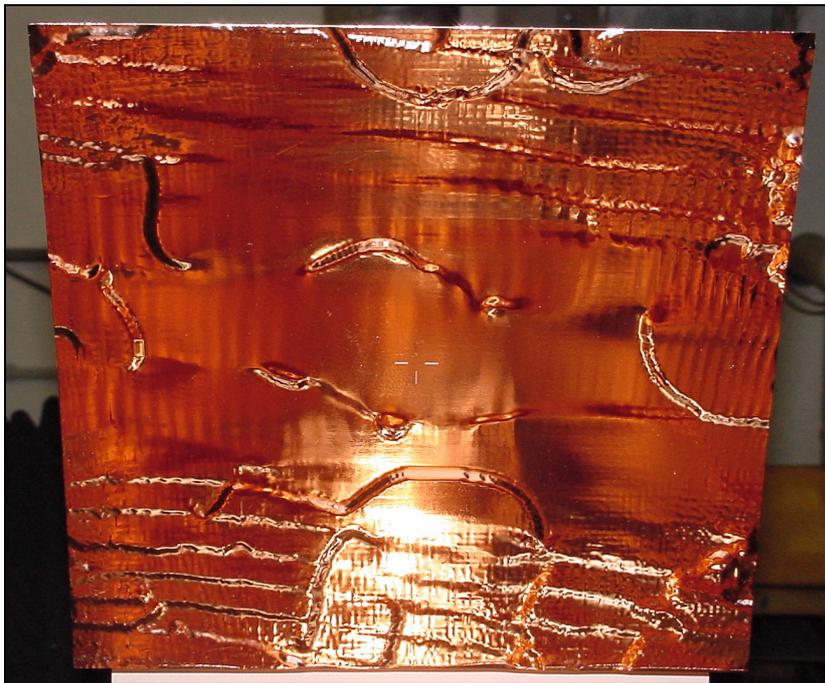


Abb. 5.13: Die Oberfläche des phasenkorrigierenden Spiegels.

5.4 Zusammenfassung und Kommentare

Das q.o. Auskopplungssystem wurde mit Hilfe des OSSI-Programms (engl. Optical Systems Simulation Interpreter) [Mic98] entworfen. Der verwendete Launcher hat azimutale Wandstörungen zweiter und dritter Ordnung. Das Ziel der Auslegung des q.o. Systems war, eine Gaußförmige Leistungsverteilung des Ausgangsstrahls in der Fensterebene sowie eine Minimierung des HF-Feldes an der Kante der Launcherantenne zu erreichen. Das Spiegelsystem besteht aus drei Spiegeln, davon ist ein Spiegel phasenkorrigierend. Die berechnete Feldverteilung in der Ebene des Gyrotronausgangsfensters ist in Abb. 5.14 zu sehen.

Eine Analyse des HF-Ausgangsstrahles hat ergeben, dass der Gaußschen Anteil nur etwa 70 % beträgt obwohl die Amplitudenverteilung annähernd Gaußförmig (Abb. 5.14, links) ist. Die starken Variationen in der Phasenverteilung (Abb. 5.14, rechts) weisen auf den relativ geringen Anteil der Freiraumgrundmode $TEM_{0,0}$ im Ausgangsstrahl hin. Wegen des hohen Anteils an Moden höherer Ordnung im Strahl, die sich unter großem Winkel ausbreiten, ändert sich die Feldverteilung des HF-Strahls stark mit der Entfernung vom Gyrotronfenster. Die Ergebnisse der

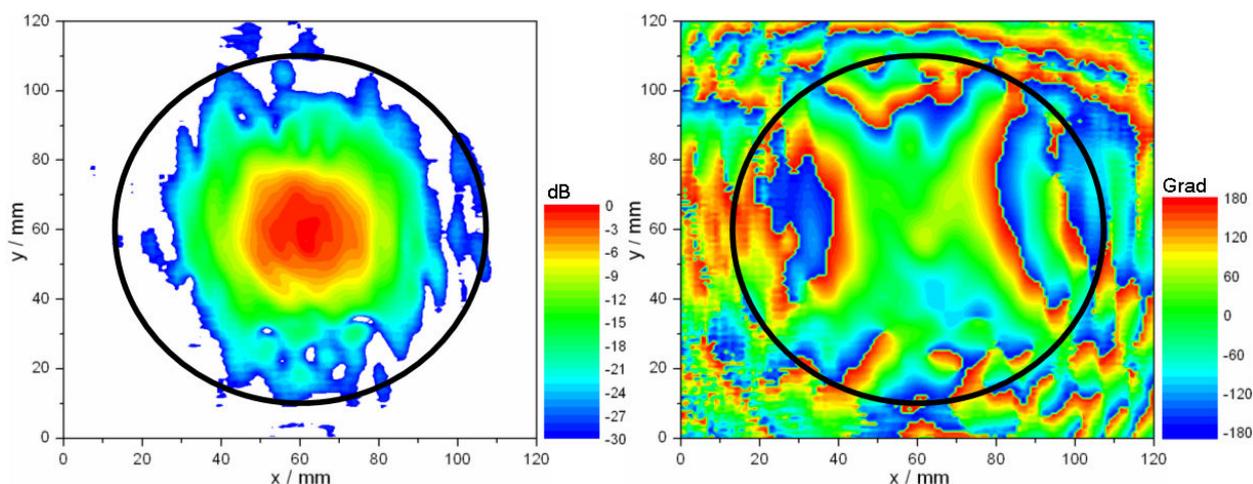


Abb. 5.14: Ergebnis der Modenwandlung im quasi-optischen System: Amplitudenverteilung (a) und Phasenverteilung (b) auf der Gyrotronfensterebene.

numerischen Optimierungsrechnungen werden sowohl von Messungen bei niedrigen HF-Leistungen als auch von Messungen mit dem Gyrotron [Unterkapitel 6.2] bestätigt.

Bezüglich des Gaußschen Anteils sind die Eigenschaften des q.o. Auskopplungssystem nicht befriedigend. Die Anwendung eines zusätzlichen phasenkorrigierenden Spiegels könnte die Phasenverteilung verbessern und damit den Gaußschen Anteil im Strahl erhöhen. Von der Verwendung zweier nichtquadratischer Spiegel im Gyrotron wurde abgesehen, da eine solche Lösung zu zusätzlichen Mikrowellenstreuverlusten führen würde. Das für einen ersten Prototyp angestrebte Ziel einer Gaußförmigen Amplitudenverteilung in der Fensterebene wurde mit dem verwendeten Spiegelsystem weitgehend erreicht. In einem nächsten Schritt wird angestrebt, insbesondere den Launcher zu verbessern. Im jetzigen q.o. System wurden die Wandkorugationen des Launchers, welche aus einer Überlagerung von azimuthalen Störungen zweiter und dritter Ordnung bestehen, im Hinblick auf geringes Feld an der Launcherkante optimiert. Da keine der angewendeten Störungen wirklich zu den Ausbreitungsparametern der Mode passen, entstanden im abgestrahlten Feld des Launchers neben der nicht optimalen Amplitudenverteilung auch starke Verzerrungen der Phase.

Die Aufgabe des einen phasenkorrigierenden Spiegels ist es diese starken Unregelmäßigkeiten im Strahl zu korrigieren. Dies ist ein Grund dafür, dass die Spiegeloberfläche so komplex geworden ist. Der beim Entwurf des Launchers gewählte Ansatz, Wandstörungen aus einer Kombination der Störung 2. und 3. Ordnung zu nehmen, hat sich nicht bewährt. Der Gaußsche Anteil im HF-Ausgangsstrahl (ca. 70%) ist durch die Verzerrung der Phasenverteilung sogar geringer als mit einem einfachen System mit glattem Launcher (Vlasov-Launcher) und quadratischen Spiegeln erreicht wird (ca. 80%). Bei der Verwendung eines Vlasov-Launchers entstehen wegen des Feldes an der Launcherkante jedoch höhere Beugungsverluste. Die Phasenverteilung ist jedoch weniger komplex, was eine Korrektur der Strahlverteilung mit phasenkorrigierenden Spiegeln vereinfacht. Die entscheidende Komponente beim Entwurf eines quasi-optischen Systems ist ein guter Launcher. Die Eigenschaften des Launchers bestimmen weitgehend die Qualität des gesamten q.o. Auskopplungssystems. Wünschenswert wäre, wenn das Abstrahlungsdiagramm des Launchers bereits einen Gaußschen Anteil von $\geq 95\%$ aufweisen würde, und das Spiegelsystem nur noch für geringe Korrekturen und Anpassung des Strahls an das Auskopplungsfenster nötig wäre. Eine gewisse Verbesserung des jetzigen Systems wird durch die Verwendung eines Launchers mit nur

einer Wandstörung 3. Ordnung, erreicht. Simulationen zeigen, dass mit einem phasenkorrigierenden Spiegel der Gaußschen Anteil im ausgekoppelten HF-Strahl auf ca. 90 % erhöht werden kann. Die vom Launcher abgestrahlte Feldverteilung ist zwar nicht so stark fokussiert wie bei einer Wandstörung aus einer Kombination der 2. und 3. Ordnung. Die Phasenverteilung ist aber gleichmäßiger und ohne große Phasensprünge. Der Vergleich der Feldverteilung am Ausgangsfenster des jetzigen Launchers (mit 2. und 3. Störung) mit einem Launcher mit nur einer Störung 3. Ordnung ist in Abb. 5.15 gegeben.

Der Entwurf des Launchers für das koaxiale Gyrotron wurde mit Hilfe der Theorie der gekoppelten Moden durchgeführt. Diese Methode eignet sich vor allem für Optimierung des Modenwandlers bei konventionellen Gyrotrons, wo meistens nur eine azimutale Störung der 3. Ordnung ausreichend ist, um sehr gute Ergebnisse (über 97 % Gaußschen Anteil im Abstrahlungsdiagramm des Launchers) zu bekommen. Der Launcher für die $TE_{34,19}$ -Mode im koaxialen Gyrotron benötigt aber theoretisch eine 2,5-fache Störung in azimutaler Richtung, um eine ähnlich hohe Effizienz wie bei konventionellen Gyrotrons zu erzielen. Leider lässt sich die 2,5-fache Störung nicht mit Hilfe der hier angewandten Methode realisieren. Durch die Entwicklung der numerischen Rechenmethoden und durch steigende Rechnerkapazitäten wird es bald möglich sein, Launcher mit beliebigen Strukturen an der inneren Wand zu analysieren. Erste Schritte, nämlich eine Analyse von Launchern für Moden niedrigerer Ordnung, sind bereits mit dem SURF3D-Code [Nei04] möglich. Für Moden höhere Ordnung sind die Anforderungen an die Speicherkapazitäten zur Zeit noch zu hoch. Es besteht jedoch die Aussicht, demnächst eine 2,5-Fache Störung numerisch optimieren zu können. Zusätzlich eröffnen solche modernen Codes wie SURF3D die Möglichkeit, Beugungseffekte an der Launcherkernte in der Analyse mit zu berücksichtigen.

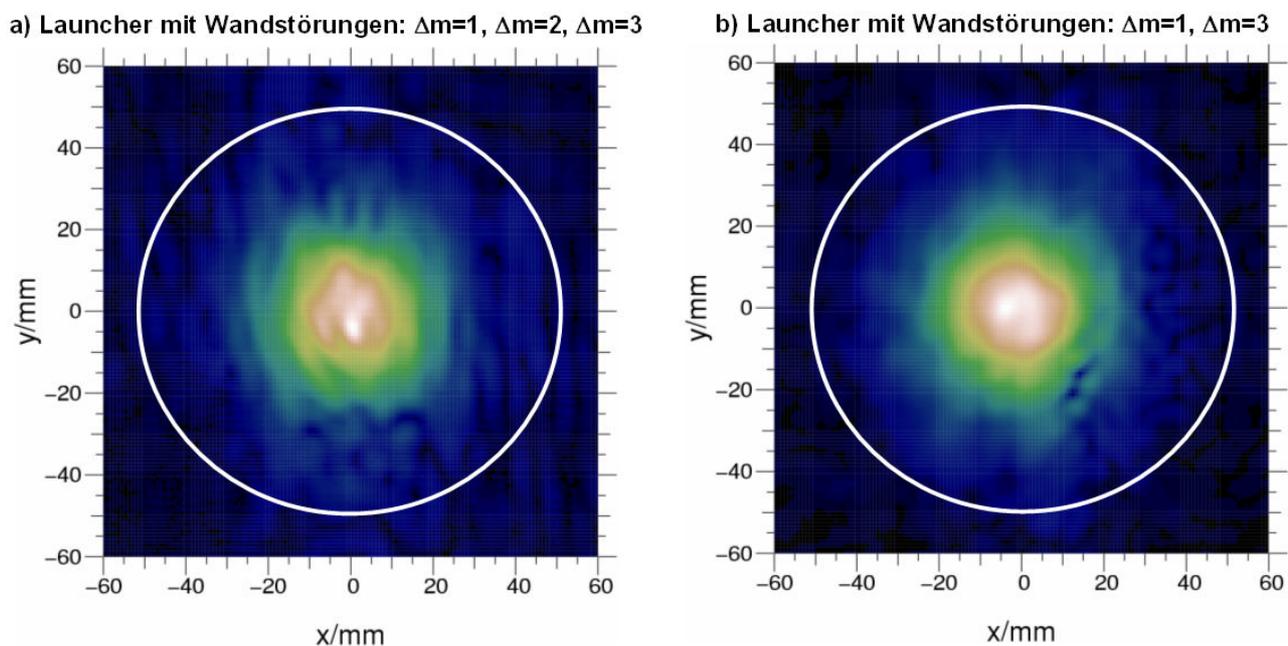


Abb. 5.15: Verteilung des HF-Strahls in der Fensterebene für ein q.o. Auskopplungssystem mit Launcher mit Wandstörungen: 2. und 3. Ordnung (a) und nur mit Störungen 3. Ordnung (b).

6 Modenerzeugung und Niederleistungsmessungen

Das q.o. Auskopplungssystem gehört zu den kritischsten Komponenten eines Gyrotrons. Eine korrekte Funktion des q.o. Systems ist unerlässlich, für ein zufriedenstellendes Verhalten eines Gyrotrons. Um daher mögliche Fehler rechtzeitig aufzufinden, ist es wünschenswert, die Funktionsweise des Auskopplungssystems vor dem Einbau im Gyrotron bei niedrigen Leistungen zu überprüfen. Dazu wird der Gyrotronresonator als Mikrowellenquelle ersetzt durch einen sog. Modenerzeuger. Im Modenerzeuger wird die Gyrotronmode bei niedrigen Leistungen angeregt. Um bei niedrigen Leistungen Messungen mit ausreichender Genauigkeit durchführen zu können, muss die erzeugte Mode rein sein und die Frequenz muss mit der Gyrotronfrequenz übereinstimmen. Der Entwurf eines solchen Niederleistungs-Testsystem und die Problematik der Modenerzeugung sowie Ergebnisse von Messungen des quasi-optischen Systems werden in diesem Kapitel beschrieben und diskutiert.

6.1 Niederleistungsmodenerzeugung

6.1.1 Grundprinzip der Modenerzeugung

Im Resonator des Gyrotrons wird die HF-Mode durch einen Elektronenhohlstrahl, dessen Radius dem Radius der Kaustik (maximale Feldstärke der Mode) entspricht, angeregt. Für die Messungen bei niedriger Leistung („kalte“ Messung) wird ein Modenerzeuger benötigt. Im Modenerzeuger wird die gewünschte Mode durch Strahlen, die auf den Kaustikradius der Mode phasenrichtig fokussiert werden, angeregt. Die Strahlen werden von außen durch Löcher in der Wand des Modenerzeugers eingekoppelt, der wie der Resonator eines koaxialen Gyrotrons aufgebaut ist. Das Prinzip der Erzeugung ist schematisch in Abb. 6.1 dargestellt.

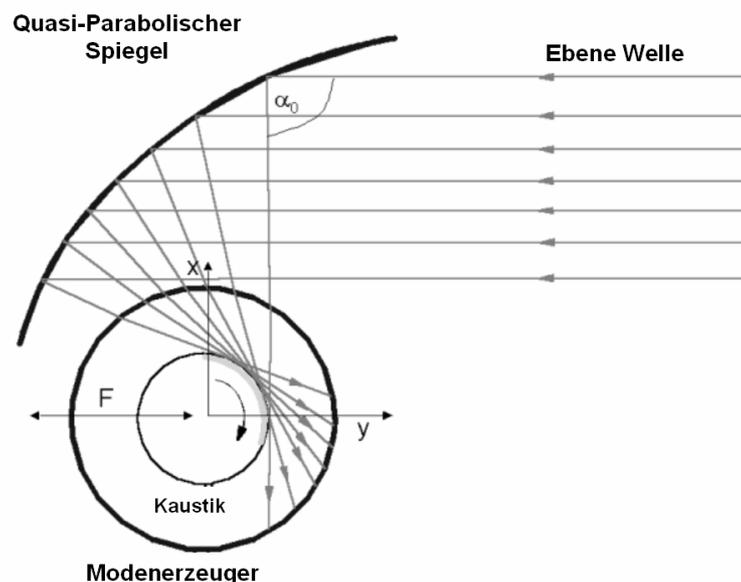


Abb. 6.1: Prinzip eines Modenerzeugers bei niedriger Leistung.

Die einzelnen Strahlen einer ebenen Welle werden von der Oberfläche eines quasi-parabolischen Spiegels durch die halbdurchlässige Wand der Kavität auf die Kaustikfläche der anzuregenden Mode geleitet. Dadurch wird die Mode, deren Rotationsrichtung durch die Richtung der eingestrahelten Welle vorgegeben ist, angeregt. Abb. 6.2 zeigt ein Photo mit dem Aufbau des Modenerzeugers für die $TE_{34,19}$ -Mode. Es besteht aus einer Linsen-Horn-Antenne, einem quasi-parabolischen Spiegel, und einer koaxialen Kavität mit perforierter Wand. Um den Durchmesser der Kavität an den Eingangsdurchmesser der zu untersuchenden Komponenten (z.B. Launcher) anzupassen wird ein nichtlinearer Taper verwendet [Wag00]. Die Erzeugung von Moden hoher Ordnung mit ausreichend hoher Reinheit bei sehr hoher Frequenz, ist wegen der großen Dichte des Modenspektrums schwierig. Das oben beschriebene Prinzip ermöglicht jedoch aufgrund seiner spezifischen Eigenschaften die Anregung solcher Moden. Dank der zwei starken Mechanismen zur Modenselektion, kann die Mode mit hoher Reinheit erzeugt werden. Zum einen erfolgt eine Selektion durch eine präzise Fokussierung der Strahlen auf die Kaustikfläche der anzuregenden Mode mit einem angepassten quasi-parabolischen Spiegel. Zum anderen wird die Anregung benachbarter Moden durch die koaxiale Ausführung des Modenerzeugers mit einem Innenleiter erschwert. Durch gezielte Wahl des Radius des Innenleiters wird der Abstand zwischen der anzuregenden Mode zu ihren Nachbarmoden beeinflusst.

Eine andere, indirekte Möglichkeit, die $TE_{34,19}$ -Mode zu erzeugen, besteht darin, dass zuerst die $TE_{93,2}$ -Mode auf die bisher beschriebene Weise erzeugt (siehe oben) wird. Anschließend wird die $TE_{93,2}$ -Mode in einem Modenwandler in die $TE_{34,19}$ -Mode konvertiert (Abb. 6.3). Da beide Moden praktisch entartet sind, d.h. ihre Eigenwerte sind nahezu gleich, lässt sich eine Modenwandlung zwischen den beiden Moden mit Hilfe eines Rillen-Konverters [Abschnitt 6.1.5] effektiv realisieren. Der Vorteil dieses Konzeptes ist folgender: die $TE_{93,2}$ -Mode, die zur „*whispering gallery mode*“ Familie gehört, lässt sich relativ einfach mit hoher Reinheit erzeugen [Abschnitt 6.1.4]. Nachteilig ist jedoch die aufwendige Fertigung des Rillenkonzerters und die hohen

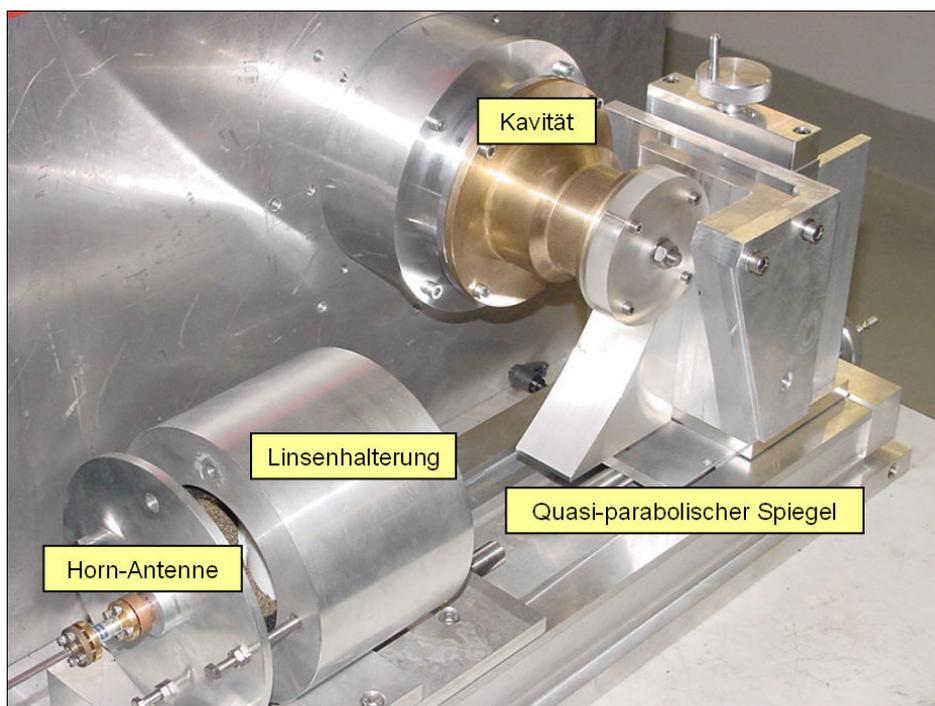


Abb. 6.2: Aufbau des Modenerzeugers für die $TE_{34,19}$ -Mode.

Anforderungen an die Fertigungsgenauigkeit. Außerdem ist die Frequenzcharakteristik des Wandlers sehr schmalbandig und die Betriebsfrequenz hängt empfindlich von seiner Länge und der Rillentiefe ab. Um die Effizienz dieses Konzeptes in der Praxis zu überprüfen, wurde für die $TE_{34,19}$ -Mode bei 170 GHz ein solcher zweistufiger Modenerzeuger mit einem entsprechenden Rillen-Konverter entworfen, hergestellt und vermessen. Die Ergebnisse werden in diesem Kapitel präsentiert und diskutiert.

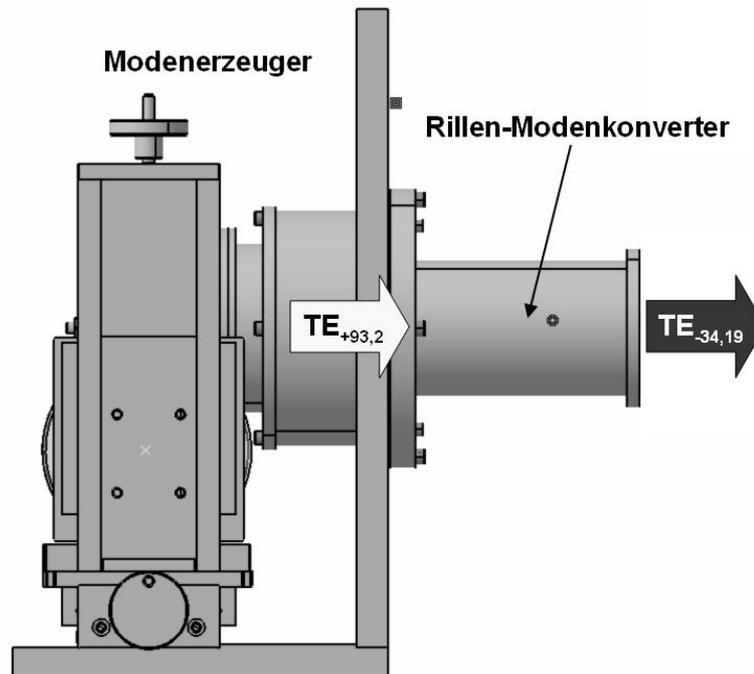


Abb. 6.3: Wirkungsweise des zweistufigen ($TE_{93,2} \rightarrow TE_{34,19}$) Modenerzeugers.

6.1.2 Hornantenne und Linsenhalterung

Die HF-Leistung von ca. 2 mW bei 170 GHz aus einer Rückwärtswellenoszillator wird über eine Horn-Antenne eingespeist, in der durch ein komplexes Profil die Umwandlung der TE_{11} -Grundmode in die HE_{11} -Hybridmode erfolgt. Die HE_{11} -Hybridmode besteht aus einer Mischung der beiden Moden: TE_{11} und TM_{11} . Bei einer Überlagerung der Moden in einem bestimmten Leistungsverhältnis ($TE_{11} : TM_{11} = 86\% : 14\%$) und mit bestimmtem Phasenunterschied entlang des Horns, entsteht am Hornausgang eine Gaußförmige Feldverteilung mit ausreichender Frequenzbandbreite. In der Praxis wird eine solche Modenmischung mit einem zweistufigen Taper-Profil mit zwei flachen Hohlleiter-Sektionen (zur Erzielung des 180 Grad Phasenunterschiedes zwischen beiden Moden), realisiert. Diese Lösung ist eine gute und billige Alternative zu einer Lösung bestehend aus einem Horn mit Quer-Korrugation an der inneren Wand, welches nur mit großem Aufwand zu fertigen ist. Das Profil des Horns mit dem zweistufigen Taper und die berechnete Feldverteilung in den bestimmten Stellen des Horns, sowie die berechnete Modenmischung am Ausgang des Horns [Wag00] sind in (6.4) dargestellt.

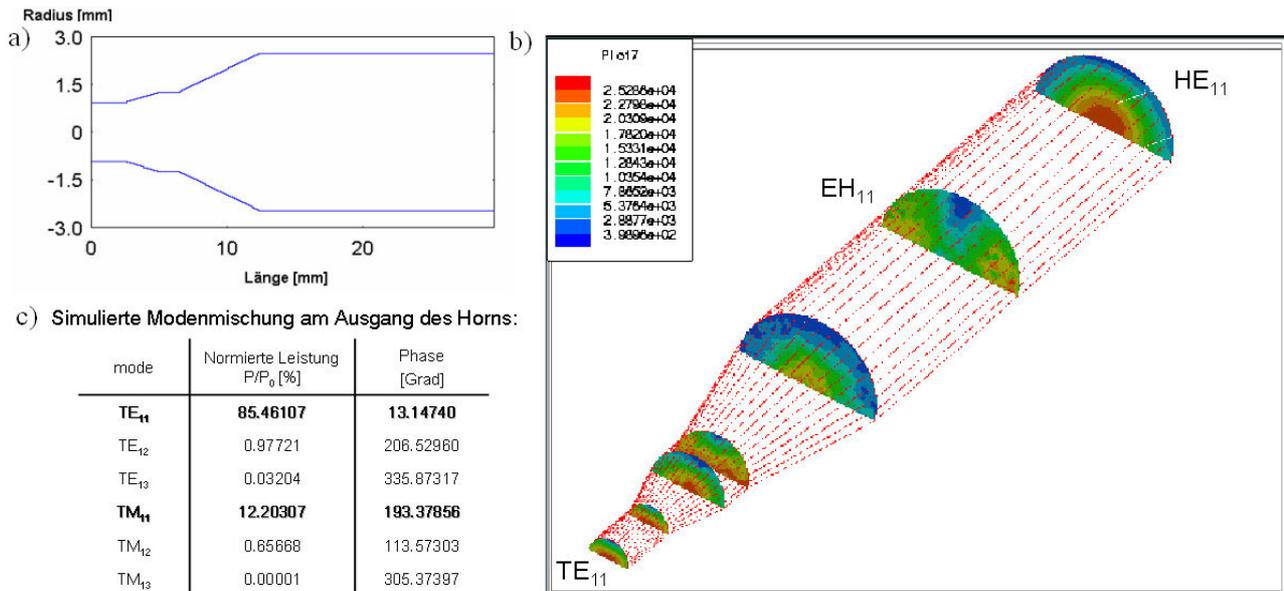


Abb. 6.4: Geometrie des Horns (a), Feldverteilung bei der Modenwandlung (b) und simulierte Modenmischung (c).

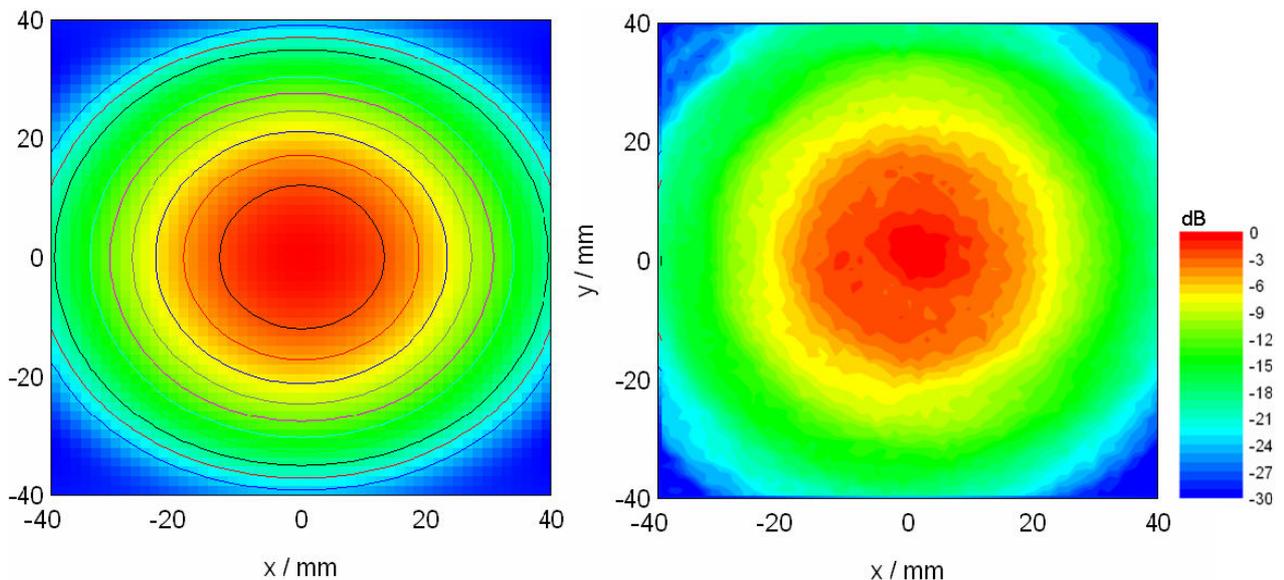


Abb. 6.5: Abgestrahlte Feldverteilung der Hornantenne in einer Entfernung von 60 mm:
Rechnung (links), Messung (rechts).

In der Linsenhalterung (Abb. 6.2) befinden sich in einer Entfernung von ca. 90 mm vom Horn zwei zylindrische Teflon-Linsen. Diese Linsen transformieren die HE₁₁-Mode in eine lokale Quasi-Ebene-Welle an der Oberfläche des quasi-parabolischen Spiegels. Dadurch entsteht lokal eine flache Phasenfront im Zentrum des Strahles, die zur weiteren Einspeisung in die Kavität des Modenerzeugers benötigt wird. Ein Vergleich der berechneten mit der gemessenen Verteilung des vom Horn abgestrahlten Feldes in einer Entfernung von 60 mm ist in Abb. 6.5 zu sehen. Die Messergebnisse des transformierten Feldes an der Position des quasi-parabolischer Spiegels sind in Abb. 6.6 dargestellt.

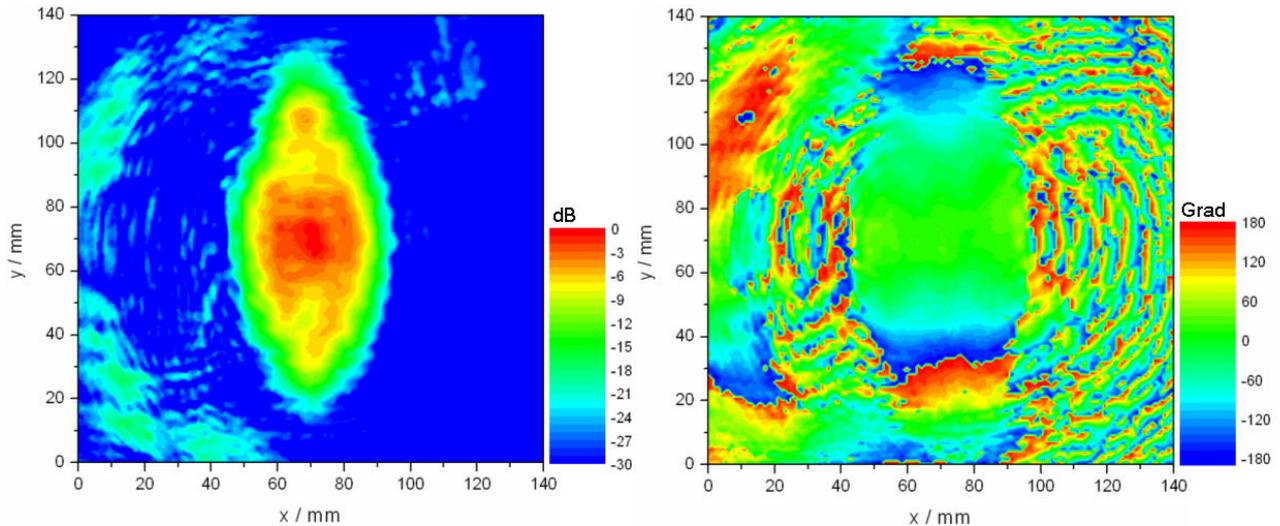


Abb. 6.6: Die Amplituden-(links) und Phasen-Verteilung (rechts) der vom Horn abgestrahlten Welle an der Stelle des quasi-parabolischen Spiegels.

6.1.3 Quasi-parabolischer Spiegel

Die Aufgabe eines quasi-parabolischen Spiegels bei der Modenerzeugung besteht in der phasenrichtigen Fokussierung der Strahlen von der lokalen Quasi-Ebenen-Welle auf das erste Feldmaximum (sog. Kaustikradius) der anzuregenden Mode im Resonator [Abschnitt 6.1.1]. Es ist besonders wichtig, dass die einzelnen Strahlen phasenrichtig auf dem illuminierten Kaustikradius der Mode konzentriert werden. Dieser Vorgang ist sehr modenselektiv und garantiert nur bei korrekter Ausleuchtung eine hohe Modenreinheit am Ausgang des Modenerzeugers.

Das Profil des quasi-parabolischen Spiegels lässt sich mit einem System von parametrischen Gleichungen [Per97] beschreiben:

$$\begin{aligned} x(\alpha) &= 2F \tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) + R_C \left(1 + \alpha \tan\left(\frac{\alpha}{2}\right)\right) \\ y(\alpha) &= F \left(\tan^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) - 1\right) + R_C \left(\frac{\alpha}{2} \tan^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) + \tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) - \frac{\alpha}{2}\right) \end{aligned} \quad (6.1)$$

Dabei bedeuten: α = der Winkel zwischen den einfallenden und reflektierten Wellen, F = optische Länge des Spiegels und R_C = Kaustikradius der Mode.

Abbildung 6.7 stellt die Ergebnisse der Spiegelauslegung für zwei Moden, die $TE_{34,19}$ -Mode mit $R_C=10,49 \text{ mm}$ und die $TE_{93,2}$ -Mode mit $R_C=28,75 \text{ mm}$ dar. Bei der Spiegelauslegung wurde $F=40 \text{ mm}$ angenommen. Der Kaustikradius wurde bei der Rechnung in beiden Fällen um 1 mm größer angenommen, um in Praxis eine bessere Einkopplung der rotierenden Mode zu erreichen. Als Bezugspunkt (Ursprung des Koordinatensystems) wurde die Mitte des Modenerzeugers fixiert.

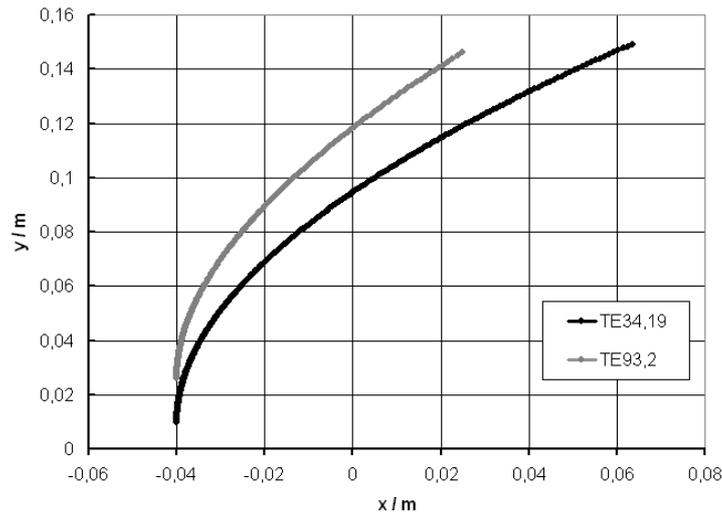


Abb. 6.7: Profilverlauf der quasi-parabolischen Spiegel für die $TE_{34,19}$ und $TE_{93,2}$ -Mode.

6.1.4 Kavität

Die HF-Mode wird in einem Hohlleiterresonator, dessen Wand mit Löchern perforiert ist, die zur Einstrahlung der HF-Energie dienen, erzeugt. Um die Modenselektion bei der Anregung der gewünschte $TE_{34,19}$ -Mode zu verbessern, wurde für den Resonator eine koaxiale Struktur ausgewählt. Die koaxiale Anordnung hat den großen Vorteil, dass durch eine geschickte Wahl des Verhältnisses des Innen- zum Außenradius, die Anregung der gewünschten Mode günstig beeinflusst werden kann. Das Verhältnis wird aus dem berechneten Eigenwertspektrums der Moden festgestellt und wird so ausgewählt, dass die Nachbarmoden einen möglichst kleinen Einfluss auf die angeregte Mode haben (wird im folgenden Kapitel beschrieben). Die Abhängigkeit der Eigenwerte bestimmter Moden in der koaxialen Struktur vom Verhältnis des Innen- zum Außenradius wird numerisch aus der Gleichung (6.2) ermittelt.

$$\frac{N'_m \left(\chi_{mn} \frac{R_i}{R_a} \right)}{N'_m (\chi_{mn})} = \frac{J'_m \left(\chi_{mn} \frac{R_i}{R_a} \right)}{J'_m (\chi_{mn})} \quad (6.2)$$

Die Kavität besteht, wie ein Gyrotronresonator, aus drei Bereichen. Der mittlere Bereich mit konstantem Radius bildet den Resonator. In der Außenwand des Resonators befinden sich Koppellöcher zur Einstrahlung der HF-Leistung. Die Koppellöcher haben einen Durchmesser von 0,634 mm und damit arbeiten sie unter der „cut-off“-Bedingung bei 170 GHz. Die Stärke der perforierten Wand und die Größe der Löcher sind so gewählt, dass die Löcher insgesamt bei 170 GHz eine Transparenz von etwa 50 % haben. Auf der einen Seite des Resonators wird der Radius reduziert, um eine Ausbreitung der HF-Welle in dieser Richtung („cut-off“-Sektion) zu verhindern und dadurch eine Reflexionsstelle zu erzeugen. An der anderen Seite des Resonators bildet ein nichtlinearer Up-Taper einen Übergang zum Launcher mit einem Radius von 32,5 mm. Das Profil des nichtlinearen Up-Tapers wird so bestimmt, dass bei der Ausbreitung der Betriebsmode möglichst geringe Modenkonzersion auftritt. Die Selektivität bei der Modenerzeugung wird durch die koaxiale Struktur verbessert. Der Radius des Innenleiters ist konstant im Resonatorbereich einschließlich der „cut-off“-Sektion. Im Bereich des Up-Tapers wird der Radius des Innenleiters reduziert, um Modenkonzersion zu vermeiden.



Abb. 6.8: Kavität für den $TE_{34,19}$ -Modenerzeuger nach der Fertigung.

Einfluss der Koppellöcher

Der Einfluss der Koppellöcher auf die Resonanzfrequenz der angeregten Mode ist nicht vernachlässigbar. Die durch die Koppellöcher in der Resonatorwand verursachte Frequenzverschiebung des Resonators hängt nichtlinear von der Größe der Löcher ab und ist schwierig abzuschätzen. Die Existenz der Koppellöcher führt zu einer effektiven Vergrößerung des Resonatorradius und somit zu einer Erniedrigung der Frequenz. Der Einfluss der Koppellöcher hängt sehr empfindlich vom Durchmesser der Löcher und auch von der aktuellen Frequenz ab. Er ist daher auch unterschiedlich für verschiedene Moden im Frequenzspektrum. Zusätzlich ist der Einfluss der Löcher auf die Frequenzverschiebung noch von der Verteilung der Leistungsdichte in der jeweiligen Mode abhängig. Entsprechend störungstheoretischer Betrachtung folgt, dass je größer die Leistungsdichte der angeregten Mode in der Nähe der Resonatorwand ist, desto stärker wird die Mode durch die Anwesenheit der Löcher im Frequenzspektrum verschoben. Die Messungen mit einer ersten Version eines Modenerzeugers haben ergeben, dass durch die Löcher mit einem Durchmesser von 0,634 mm sich bei der $TE_{34,19}$ -Mode eine Frequenz um etwa 590 MHz und bei $TE_{93,2}$ -Mode um etwa 880 MHz von 170,0 GHz auf 169,41 GHz bzw. 169,12 GHz erniedrigt. In einer weiteren Version wurde aus diesem Grund der Durchmesser des nichtperforierten Resonators entsprechend den Frequenzen 170,590 GHz für die $TE_{34,19}$ -Mode bzw. 170,880 GHz für die $TE_{93,2}$ -Mode bestimmt.

Entwurf des Resonators für die $TE_{34,19}$ -Mode bei 170 GHz

Im ersten Prototyp des Modenerzeugers (Prototyp 1) für die $TE_{34,19}$ -Mode wurde der Außenradius des Resonators zu 29,475 mm und der Innenleiterradius zu 7,928 mm gewählt ($R_i/R_a=0,269$), so dass der Abstand der Mode im Eigenwertspektrum zu unerwünschten Nachbarmoden möglichst groß wird (Abb. 6.9). Wegen des Einflusses der Wandlöcher, wurde die Frequenz der $TE_{34,19}$ -Mode bei 169,697 GHz gefunden. Die Reinheit der erzeugten Mode war leider nicht zufriedenstellend [Abschnitt 6.2.2]. Später hat sich herausgestellt, dass dies durch eine mechanische Deformation der Resonatorgeometrie verursacht worden ist. Deshalb wurde ein weiterer Resonator (Prototyp 2) hergestellt. Um die Resonanzfrequenz näher zu 170 GHz hinzuschieben, wurde der Außenradius des Resonators auf 29,121 mm verkleinert. Durch Wahl eines Innenleiterradius von 8,339 mm ($R_i/R_a=0,286$) wurde die Lage der Mode im Eigenwertspektrum in einen Bereich verschoben, in dem der Abstand zu Nachbarmoden etwas vergrößert wurde (Abb. 6.9). Mit diesem Resonator wurden eine $TE_{34,19}$ -Mode sehr hoher Reinheit bei einer Frequenz von 170,302 GHz erzeugt [Abschnitt 6.2.2]. In Abb. 6.10 (links oben)

ist der Querschnitt des Resonators mit dem nichtlinearen Ausgangstaper gezeigt. Der zylindrische Teil mit der Perforation befindet sich zwischen 15 und 34 mm. Links unten in der Abbildung ist die berechnete Verlauf der Amplituden der $TE_{34,19}$ -Mode sowie der angeregten Satelliten-Moden bis zum Ende des Ausgangstapers gezeigt. Die Ergebnisse der Auslegung des Ausgangstapers sind als Analyse der Reflexions-/Transmissions-Koeffizienten für ausgewählte Moden in der Abbildung 6.10 rechts dargestellt.

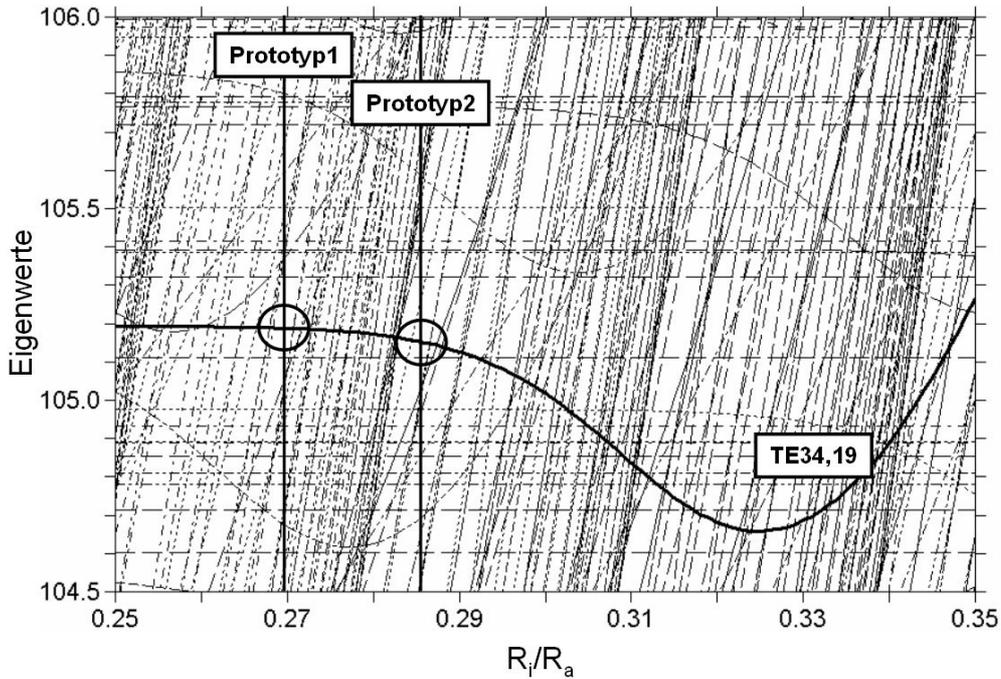
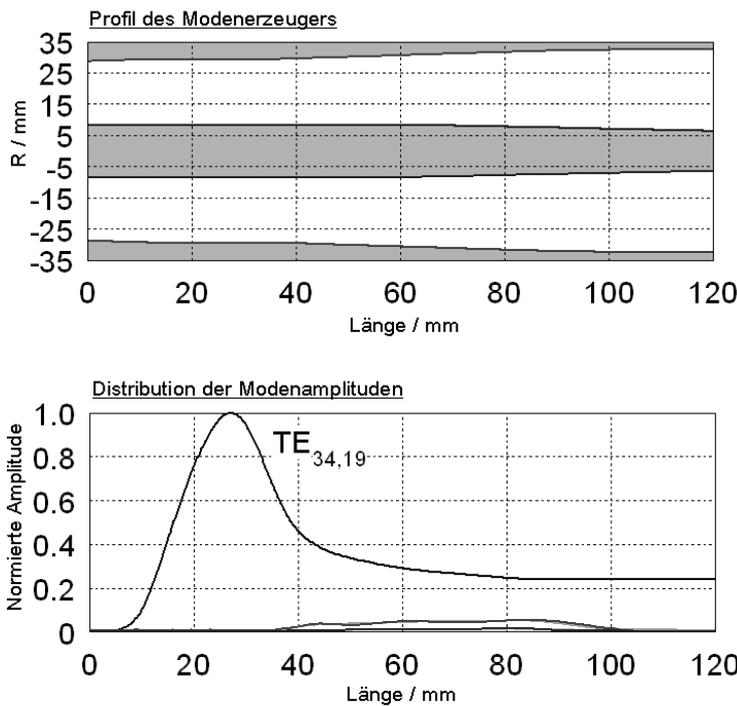


Abb. 6.9: Eigenwertspektrum der $TE_{34,19}$ -Mode in einem coaxialen Resonator.



Resonanzfrequenz der $TE_{34,19}$: 170.590 GHz
 Güte der $TE_{34,19}$: 2537.83

mode	Reflexion [%]	Transmission [%]
$TE_{34,8}$	0.00001	0.00001
$TE_{34,9}$	0.00000	0.00000
$TE_{34,10}$	0.00002	0.00001
$TE_{34,11}$	0.00008	0.00001
$TE_{34,12}$	0.00002	0.00000
$TE_{34,13}$	0.00002	0.00005
$TE_{34,14}$	0.00014	0.00025
$TE_{34,15}$	0.00046	0.00078
$TE_{34,16}$	0.00073	0.00722
$TE_{34,17}$	0.00692	0.00722
$TE_{34,18}$	0.02531	0.01972
$TE_{34,19}$	0.00001	99.8589
$TE_{34,20}$	0.00001	0.07035
$TE_{34,21}$	0.00000	0.00124
$TE_{34,22}$	0.00000	0.00018
$TE_{34,23}$	0.00000	0.00001

Abb. 6.10: Entwurfsergebnisse der Kavität für die $TE_{34,19}$ -Mode: das Profil des Resonators (oben), Modenverteilung entlang der Struktur bei der Anregung (unten) und erhaltene Modenmischung am Ausgang (rechts).

Entwurf des Resonators für die $TE_{93,2}$ -Mode bei 170 GHz

Bevor die endgültigen Abmessungen der Kavität für die $TE_{93,2}$ -Mode festgelegt wurden, ist es gelungen, die $TE_{93,2}$ -Mode in der Kavität des $TE_{34,19}$ -Modenerzeugers anzuregen. Dadurch konnte der Einfluss der Koppellöcher auf die Frequenz der $TE_{93,2}$ -Mode gemessen werden. Die Anregung wurde mit einem neuen angepassten quasi-parabolischen Spiegel und mit zwei verschiedenen Innenleitern (23,830 mm und 25,455 mm) durchgeführt. Die Frequenz der $TE_{93,2}$ -Mode wurde schließlich bei 169,091 GHz bzw. bei 168,383 GHz gefunden. Unter Berücksichtigung des Frequenzabstandes zwischen der angeregten $TE_{93,2}$ -Mode und der früher gemessenen $TE_{34,19}$ -Mode sowie aus der unterschiedlichen Lage der Anregungspunkte der Moden auf den Eigenwertkurven, wurde gefunden, dass die Einkoppellöcher in der Resonatorwand die Resonanzfrequenz um 880 MHz verschieben. Dementsprechend wurde der Außenradius im Resonator des Modenerzeugers der $TE_{93,2}$ -Mode zu 29,121 mm ermittelt. Nachdem der Radius des Resonators bestimmt wurde, konnten aufgrund des berechneten Eigenwertspektrums (Abb. 6.11) zwei unterschiedliche Anregungspunkte für die $TE_{93,2}$ -Mode gewählt werden. Das Modenspektrum der sog. „whispering gallery“ Moden, wie z.B. $TE_{93,2}$ (Abb. 6.11), ist im Vergleich zu Spektren im Bereich der $TE_{34,19}$ -Mode (Abb. 6.9) deutlich dünner. Das bedeutet, dass die $TE_{93,2}$ -Mode wesentlich einfacher mit guter Qualität angeregt werden kann. Entlang der Eigenwertkurve treten in Abhängigkeit vom Verhältnis der Radien R_i/R_a viele Bereiche auf, in denen die Nachbarmoden weit entfernt von der $TE_{93,2}$ -Mode sind. Dies erlaubt es, entsprechend verschiedene Anregungspunkte im Eigenwertspektrum auszuwählen. Schließlich wurden wie in Abb. 6.11 zwei verschiedene Anregungspunkte gewählt, ein Anregungspunkt im flachen Teil der Eigenwertkurve mit $R_i/R_a=0,809$ und einem Innenleiterradius von $R_i=23,830$ mm (Prototyp 1 in Abb. 6.11) und ein Anregungspunkt auf der negativen Flanke der Eigenwertkurve mit $R_i/R_a=0,874$ und dem Innenleiterradius $R_i=25,455$ mm (Prototyp 2 in Abb. 6.11). Das Profil der Kavität mit Up-Taper sowie Ergebnisse der Modenanalyse entlang der gesamten Geometrie werden in der Abb. 6.12 präsentiert. Im Resonator mit dem Innenleiter $R_i=25,455$ mm wurde die Frequenz der $TE_{93,2}$ -Mode zu 170,156 GHz gemessen. Die Ergebnisse der Messungen werden in [Abschnitt 6.2.3] genauer diskutiert.

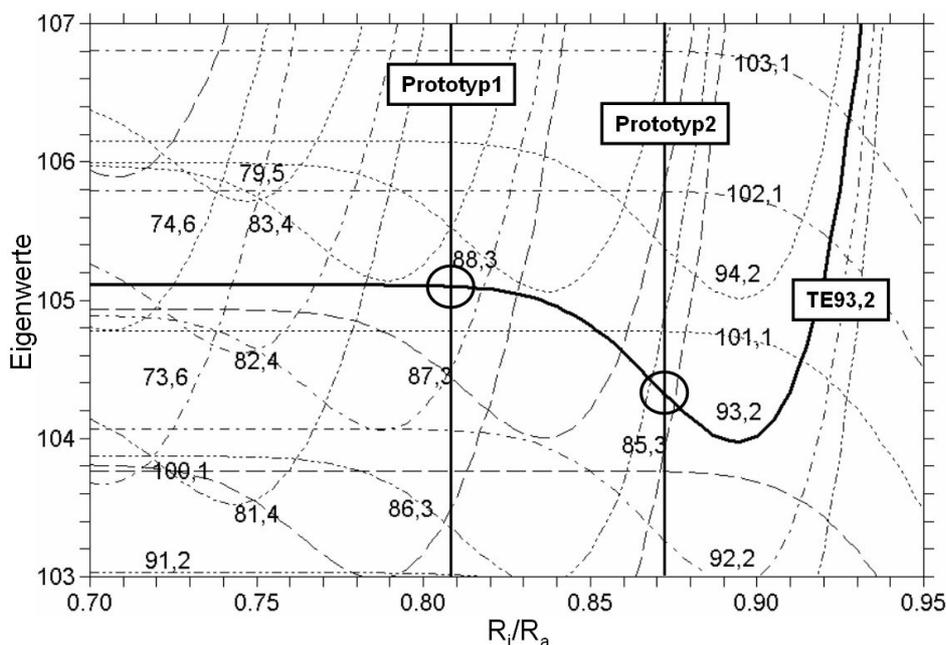
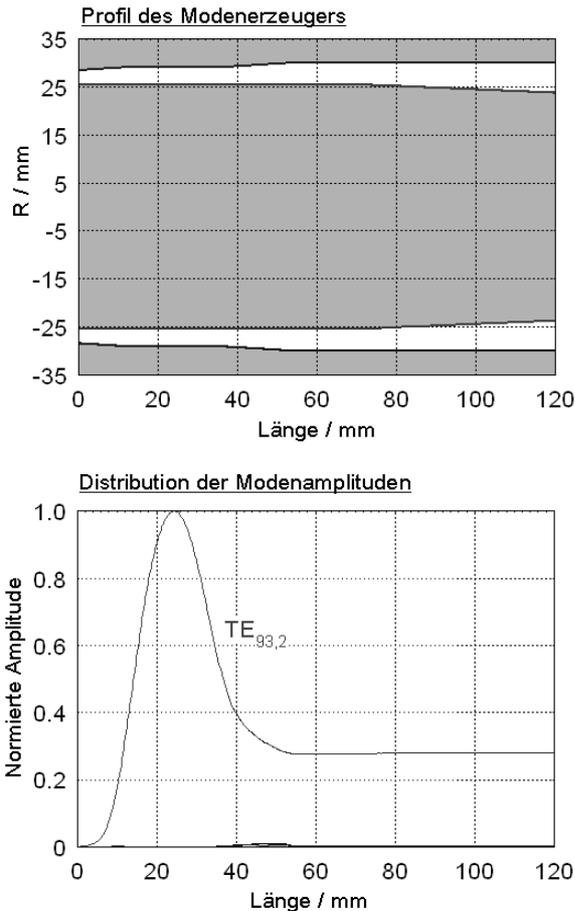


Abb. 6.11: Eigenwertspektrum der $TE_{93,2}$ -Mode in einem coaxialen Resonator.



Resonanzfrequenz der $TE_{93,2}$: 170.880 GHz
 Güte der $TE_{93,2}$: 3833.9

mode	Reflexion [%]	Transmission [%]
$TE_{93,1}$	0.00149	0.02958
$TE_{93,2}$	0.00087	99.68037
$TE_{93,3}$	0.00001	0.00000
$TE_{93,5}$	0.00000	0.00000
$TE_{93,6}$	0.00000	0.00000
$TE_{93,7}$	0.00000	0.00000
$TE_{93,8}$	0.00000	0.00000
$TE_{93,9}$	0.00000	0.00000
$TM_{93,1}$	0.00073	0.00722
$TM_{93,2}$	0.00692	0.00722
$TM_{93,3}$	0.02531	0.01972
$TM_{93,4}$	0.00001	99.8589
$TM_{93,5}$	0.00001	0.07035
$TM_{93,6}$	0.00000	0.00124
$TM_{93,7}$	0.00000	0.00018
$TM_{93,8}$	0.00000	0.00001

Abb. 6.12: Entwurfsergebnisse der Kavität für die $TE_{93,2}$ -Mode: das Profil des Resonators (oben), Modenverteilung entlang der Struktur bei der Anregung (unten) und erhaltene Modenmischung am Ausgang (rechts).

6.1.5 Rillen-Modenkoverter

Da die $TE_{93,2}$ - und die $TE_{34,19}$ -Mode praktisch entartet sind, d.h. ihre Eigenwerte sind nahezu gleich, lässt sich die $TE_{93,2}$ -Mode in die $TE_{34,19}$ -Mode mit Hilfe eines Rillen-Konverters effektiv umwandeln. Der Vorteil eines solchen Konzeptes ist, dass die $TE_{93,2}$ -Mode, die zur Familie der „whispering gallery“ Moden gehört, sich einfacher mit einer guten Reinheit erzeugen lässt [Abschnitt 6.1.4]. Nachteilig sind andererseits die aufwendige Fertigung des Rillenkoverters und seine große Empfindlichkeit auf Ungenauigkeiten der Fertigung. Ein weiterer Nachteil ist die Schmalbandigkeit des Wandlers. Die Länge und Tiefe der Rillen hängt stark von der Betriebsfrequenz ab. Um die Effizienz eines solchen Konzeptes zu überprüfen, wurde ein Rillen-Koverter für die Wandlung der $TE_{93,2}$ in die $TE_{34,19}$ -Mode bei 170 GHz entworfen und gefertigt. Der Modenwandler ist ein Rundhohleiter ohne Innenleiter mit 127 (= 93+34) Rillen, die an der inneren Wand in axialer Richtung angebracht sind. Die wichtigste Voraussetzung für eine Modenwandlung im Rillen-Koverter ist die Entartung beider Moden, was in Praxis gleichbedeutend mit nahezu gleichen Eigenwerten ist, $\chi_{34,19}=105,191$ und $\chi_{93,2}=105,111$. Der Modenkoverter wird bei 170 GHz für einen konstanten Radius $R=30$ mm, ohne Taperung, ausgelegt. Um die Anregung unerwünschter Modenprodukte zu minimieren, ist der gewählte Radius von 30 mm nahe am „cut-off“ Radius beider Moden. Um die Länge des Koverters zu reduzieren, wurde eine Modenumwandlung zwischen den Moden, die in verschiedene Richtungen rotieren, gewählt, d.h. z.B. eine rechtsrotierende $TE_{93,2}$ -Mode wird in eine linksrotierende

TE_{34,19}-Mode umgewandelt (daher $\Delta m=93+34=127$ Störung). Die Kopplung zwischen gegenrotierenden Moden ist nämlich deutlich stärker als zwischen gleichsinnig rotierenden Moden. Die bei der Umwandlung im Konverter entstehenden gleichsinnig rotierende Moden der TE_{127,n}-Modenfamilie liegen unter dem „cut-off“ des Konverters und sind daher nicht ausbreitungsfähig.

Die Modenwandlung in einem Rillenkonzentrat wird durch die Gleichungen (6.3) und (6.4) [Bra98] vollständig beschrieben.

$$K(z) = \frac{2 \cdot \rho(z) \cdot \left[p \cdot m \cdot (k_0^2 - kz_{pq} \cdot kz_{mn}) - \frac{(\chi_{pq}^2 \cdot \chi_{mn}^2)}{R^2(z)} \right]}{\pi \cdot R(z) \cdot \sqrt{kz_{pq} \cdot kz_{mn} \cdot (\chi_{pq}^2 - p^2)(\chi_{mn}^2 - m^2)}}, \quad R(z) = R + \rho(z) \quad (6.3)$$

$$K_{TE_{93,2}}(z) = \cos^2 \left(\int_0^z K(z) dz \right), \quad K_{TE_{34,19}}(z) = \sin^2 \left(\int_0^z K(z) dz \right) \quad (6.4)$$

Der Energieaustausch entlang des Konverters von der linksrotierende TE_{+93,2}-Mode in die rechtsrotierende TE_{-34,19}-Mode ist in Abb. 6.13 dargestellt.

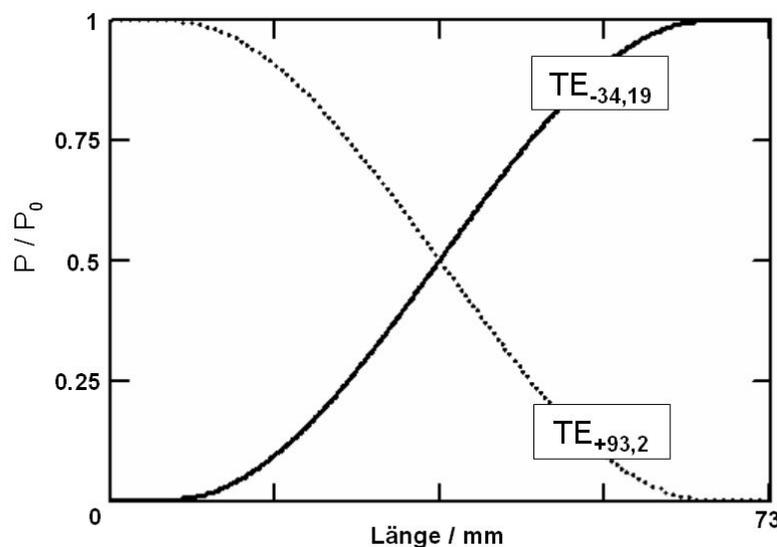


Abb. 6.13: Berechnete normierte Leistungsverteilung beider Moden im Konverter.

Fertigung des Modenkonzentrats

Die Tiefe der Schlitzes ist über die ganze Länge des Konverters nicht konstant (Abb. 6.14b). In den theoretischen Berechnungen wurde ein sinusförmiger Rillenkonzentrat mit einer Amplitude von 40 μm genommen. Wegen der Schwierigkeiten bei der Fertigung wurde der sinusförmige Querschnitt durch ein halbkreisförmiges Profil angenähert (Abb. 6.14a). Um eine effektive Amplitude von 40 μm zu erreichen, wurden die Abmessungen des halbkreisförmigen Profils so bestimmt, dass die Grundwelle der Fourierentwicklung des Rillenkonzentrats die gewünschte Amplitude hat. Bei der Berechnung der Konverterlänge wurde darüber hinaus die Vergrößerung des effektiven Radius des Konverters um 26,3 μm durch die angebrachten Rillen berücksichtigt.

Da das q.o. Auskopplungssystem des Gyrotrons für die rechtsrotierende $TE_{-34,19}$ -Mode ausgelegt wurde, muss entsprechend der Modenerzeuger eine linksrotierende $TE_{+93,2}$ -Mode zur Konversion bereitstellen. Die Verluste im Modenkoverter wurden unter Berücksichtigung aller beteiligten Moden berechnet. Dabei hat sich für den aus Kupfer gefertigten Modenkoverter ein Dämpfungsfaktor von 1,19 dB/m ergeben.

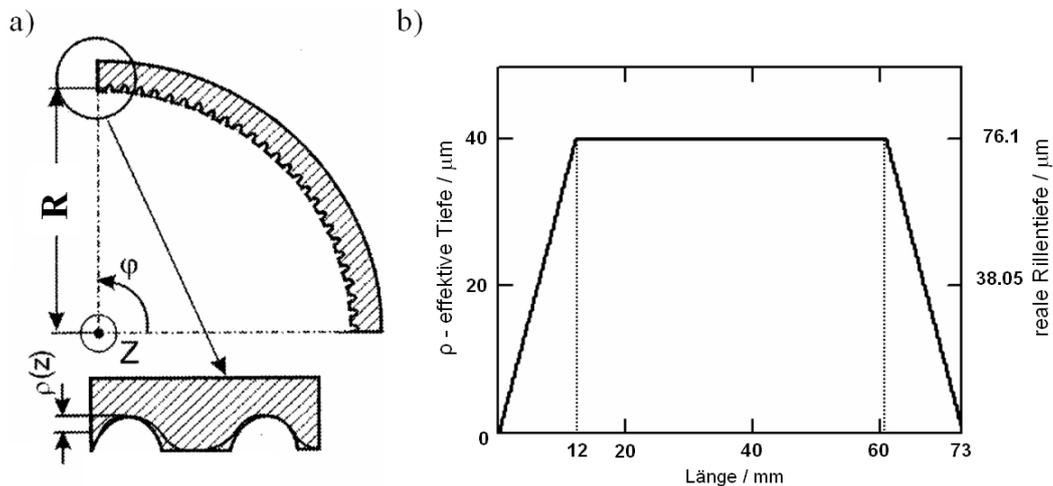


Abb. 6.14: Modenkoverter im Querschnitt (a), Verlauf der Rillentiefe (b).

Das Foto des Rillen-Modenkoverters nach der Fertigung wird in Abb. 6.15 gezeigt. Die Messergebnisse bezüglich der Erzeugung der $TE_{93,2}$ -Mode und ihrer Umwandlung auf $TE_{34,19}$ -Mode mit dem Rillen-Modenkoverter (Abb. 6.15) werden in [Abschnitt 6.2.3] ausführlich besprochen.



Abb. 6.15: Rillen-Modenkoverter nach der Fertigung.

6.1.6 Taper

Der Taper bildet ein Zwischenstück zwischen zwei Hohlleitern mit verschiedenen Durchmessern. Die nichtlineare Kontur des Tapers ist optimiert, um eine möglichst geringe Modenkoverter zu

gewährleisten [Thu93]. Für eine Untersuchung der Qualität der erzeugten Moden wurden mehrere Taper für verschiedene Messverfahren ausgelegt und gefertigt (Abb. 6.16). Zum einen wurde ein Taper für die $TE_{34,19}$ -Mode und eine Änderung des Radius von 32,5 auf 35 mm und für die $TE_{93,2}$ -Mode mit einer Änderung des Radius von 30 auf 35 mm gefertigt, um Messungen mit einem K-Spektrometer [Abschnitt 6.2.1] durchführen zu können. Zum anderen wurden zwei Taper mit einer Länge von nahezu 1 m entworfen und gefertigt, um den Radius der Modenerzeuger an einen Ausgangsradius von 65 mm für die $TE_{34,19}$ -Mode und 77 mm für die $TE_{93,2}$ -Mode jeweils anzupassen. Die großen Durchmesser wurden für eine direkte Messung der Feldverteilungen der angeregten Moden benutzt. Wegen der begrenzten Auflösung von ca. 1 mm bei der Messung der Feldverteilung waren die großen Durchmesser des Hohlleiters notwendig, um eine genügende Auflösung zu erhalten. Nur bei dieser Messung kann der Radialindex (Anzahl der Ringe) der Mode direkt bestimmt werden. Diese Messung erlaubt eine sichere Identifizierung der untersuchten Mode. Die radialen Profile der gefertigten und für die Messungen benutzten Taper sind in der Abb. 6.16 präsentiert.

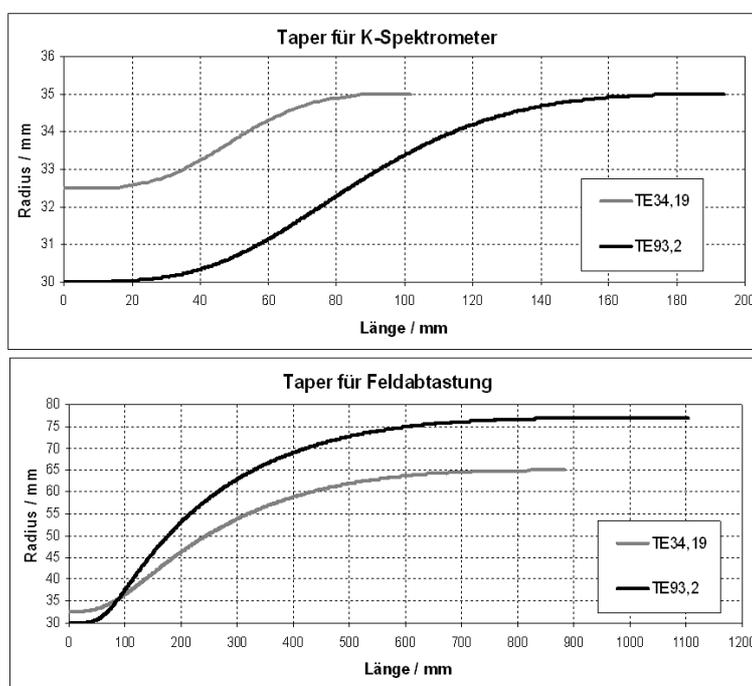


Abb. 6.16: Profil der verwendeten Taper.

6.2 Ergebnisse der Modenerzeugung

6.2.1 Identifikation und Qualitätsüberprüfung der Mode

Analyse der abgetasteten Bilder

Eine Identifizierung der erzeugten Moden kann aufgrund der gemessenen Feldverteilung erfolgen. In Abb. 6.17 sind als Beispiel drei gemessene Verteilungen von erzeugten Moden verschiedener Qualität gezeigt. Die Messungen zeigen jeweils nur die Verteilung einer Polarisationsrichtung. Bei einer Mode hoher Reinheit, zeigt die gemessene Verteilung schön ausgeprägte Ringe, so dass der Radialindex leicht ermittelt werden kann (Abb. 6.17a). Die gemessene Verteilung bei einer Mode hoher Reinheit weist keine oder nur geringe Unsymmetrie auf. Die Verteilung in der

anderen Polarisationsrichtung ist dazu um 90° gedreht. Wenn im Modengenerator eine Modenmischung erzeugt wird, so wird die gemessene Feldverteilung unsymmetrisch wie z.B. in Abb. 1.16b und Abb. 6.17c zu sehen ist. Eine genaue Bestimmung des Azimutalindex lässt sich dabei nur recht schwer aus den Messungen ermitteln. Das gemessene Profil entsteht aus einer Überlagerung verschiedener Moden. Die Überlagerung von links and rechts rotierenden Anteilen derselben Mode führt zu einem Interferenzmuster auf jedem Ring. Daraus ist es möglich den Azimutalindex der Mode zu bestimmen. Dies erfordert jedoch bei den Moden hoher Ordnung eine Messung mit hoher Auflösung.

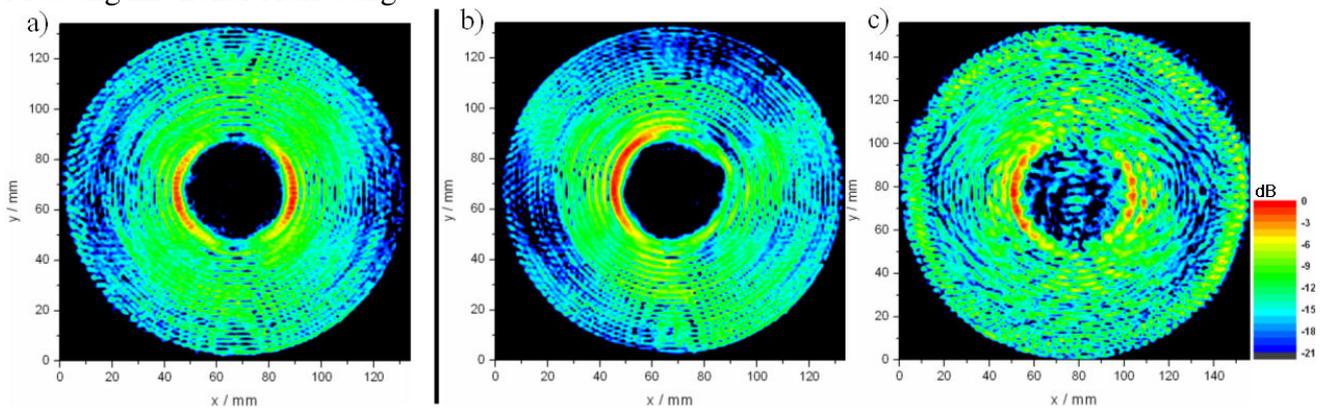


Abb. 6.17: Vergleich der Feldverteilung einer Mode mit guter Qualität (a), einer Mode mit Unsymmetrie im Bild (b) und einer starken Modenmischung (c).

Analyse des Frequenzspektrums

Eine erste Aussage über der Reinheit der erzeugten Mode kann wie im vorhergehenden Abschnitt erläutert aus einer optischen Beurteilung der gemessenen Feldverteilung (Abb. 6.18) gemacht werden. Weitere Informationen über die Qualität eines Modenerzeugers kann man aus einer Messung der Resonanzcharakteristik im Frequenzspektrum erhalten. Die reine Anregung einzelner Moden erfordert, dass die Resonanzkurven der einzelnen Moden gut voneinander getrennt sind. Hohe Güten Q begünstigen die Trennung der Resonanzkurven voneinander. Abb. 6.18 zeigt die gemessene Resonanzcharakteristik des Modenerzeugers mit gemessener Resonanzfrequenz und Güte. Die experimentell ermittelte Resonanzfrequenz erlaubt es durch einen Vergleich mit theoretisch berechneten Frequenzen die Mode zu bestimmen.

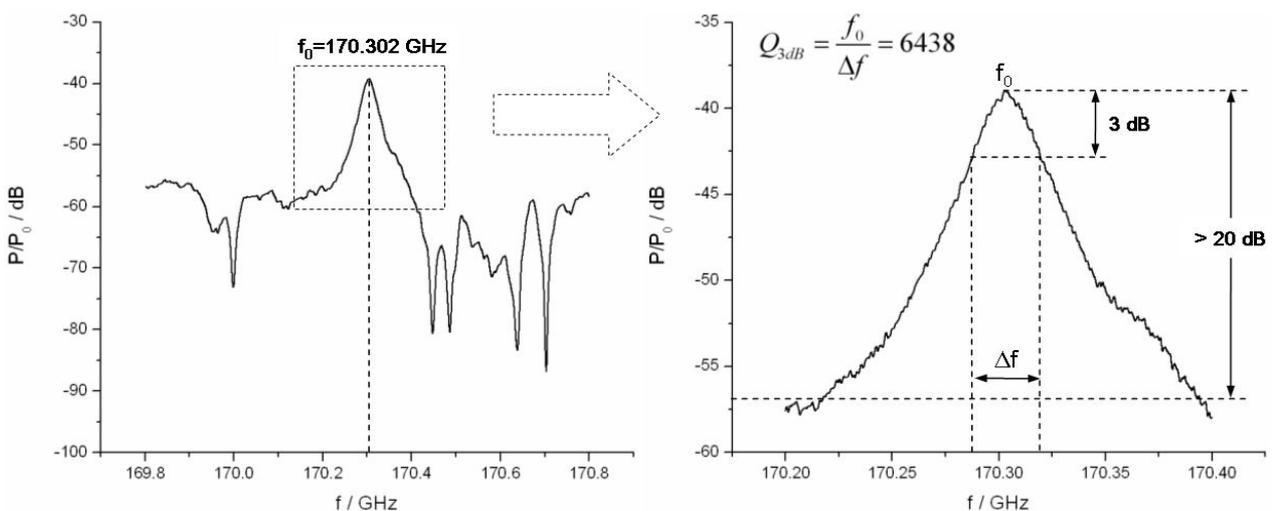


Abb. 6.18: Analyse der Qualität und der Güte der Mode im Frequenzspektrum.

Messungen mit dem K-Spektrometer

Eine weitere Methode zur Identifizierung der erzeugten Mode und zur Bestimmung der Modenzusammensetzung bietet das K-Spektrometer [Kas88]. Das Prinzip der Messung mit einem K-Spektrometer (Abb. 6.19, links) beruht auf der Bestimmung einer Mode aus der Messung ihres Brillouin-Winkels φ_B :

$$\varphi_B = \arcsin\left(\frac{\chi_{mn} c}{2\pi f R_a}\right) \quad (6.5)$$

Bei der Ausbreitung der Mode in einem Hohlleiter wird die Energie an der inneren Wand des Hohlleiters unter bestimmtem Winkel, dem Brillouin-Winkel φ_B , reflektiert. Dieser Winkel ist für jede Mode charakteristisch. Ein K-Spektrometer besteht aus einem Hohlleiter, bei dem durch kleine Koppellöcher in axialer Richtung, HF-Leistung ausgekoppelt wird, die sich in Richtung des Brillouin-Winkels ausbreitet (Abb. 6.19, links). Eine Messung der Winkelverteilung der abgestrahlten HF-Leistung erlaubt es die Modenzusammensetzung zu bestimmen.

Bei niedriger HF-Leistung ist meistens die Dynamik bei solchen Messungen wegen der hohen Umwandlungsverluste im Modenerzeuger und der großen Auskoppeldämpfung nicht ausreichend. Außerdem, bei nahezu entarteten Moden mit sehr ähnlichen Eigenwerten, wie z.B. die $TE_{34,19}$ -Mode und die $TE_{93,2}$ -Mode, ist die Winkelauflösung nicht ausreichend, um die Moden zu trennen. Ein Beispiel für ein mit dem K-Spektrometer gemessenen Modenspektrum ist in Abb. 6.19 (rechts) dargestellt.

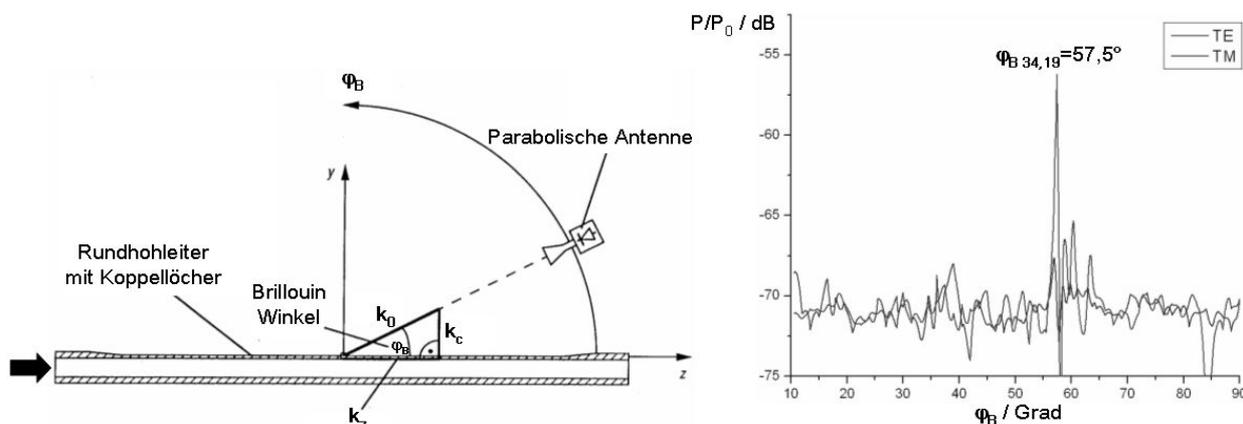


Abb. 6.19: Prinzip des K-Spektrometers (links) und gemessene Modenspektren bei der Erzeugung der $TE_{34,19}$ -Mode (rechts).

Rotierende Moden

Asymmetrische Moden bestehen aus zwei entarteten Moden, welche gegeneinander rotieren. Im Resonator des Gyrotrons wird, wegen des spezifischen Anregungsprinzips, nur eine Rotationsrichtung der Mode mit hoher Reinheit angeregt. Das q.o. Auskopplungssystem eines Gyrotrons arbeitet selektiv nur mit der entsprechenden Rotationsrichtung. Um bei niedrigen HF-Leistungen die Funktionsweise eines q.o. Systems überprüfen zu können, ist es daher wesentlich, dass die in einem Modenerzeuger generierte Mode die entsprechende Rotationsrichtung hat. Der gegenrotierende Anteil sollte möglichst klein sein, um die Genauigkeit der Messungen nicht zu verschlechtern. Der Anteil der gegenrotierenden Mode wird aus einer genauen Auswertung der gemessenen Feldverteilung der Mode ermittelt. Eine reine Mode die nur

in einer Richtung rotiert, erzeugt eine Feldverteilung, die aufgrund der Rotation in azimuthaler Richtung verschmiert ist, so dass nur Ringe zu sehen sind. Beim Vorhandensein eines gegenrotierenden Anteils, entsteht durch Interferenz beider Moden eine Variation der Amplitude entlang eines Ringes (Maximum-Minimum-Muster) wie in Abb. 6.20 zu sehen ist.

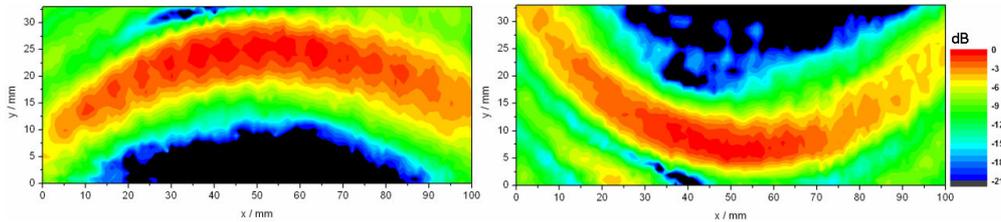


Abb. 6.20: Gemessene Interferenz-Muster auf der Kaustik der erzeugte $TE_{34,19}$ -Mode.

Durch Bestimmung der Leistungsamplituden in benachbarten Maxima und Minima lässt sich der Gegenrotierende Anteil der angeregten Mode mit (6.6) bestimmen [Bra98]. Aus der Messung in Abb. 6.20 wurde ein gegenrotierender Anteil kleiner 1 % ermittelt.

$$\frac{P_-}{P_+} = \left(\frac{1 - \sqrt{\frac{P_{\min}}{P_{\max}}}}{1 + \sqrt{\frac{P_{\min}}{P_{\max}}}} \right)^2 \quad (6.6)$$

6.2.2 Direkte Modenanregung

Das Konzept der Modenerzeugung durch direkte Anregung der $TE_{34,19}$ -Mode in der Kavität wurde im Abschnitt 6.1.1 beschrieben. Obwohl das Modenspektrum der $TE_{34,19}$ -Mode sehr dicht ist (Abb. 6.9), gelang es, die $TE_{34,19}$ -Mode mit hoher Reinheit zu erzeugen. Dazu wurden drei unterschiedliche Modenerzeuger benutzt. Der Resonator des ersten Modenerzeugers wurde für die $TE_{34,19}$ -Mode bei 170 GHz optimiert. In der Messung wurde die $TE_{34,19}$ -Mode bei einer Frequenz von 169,69 GHz gefunden, ca. 300 MHz tiefer als nach der Rechnung erwartet. Die in beiden Polarisations Ebenen gemessene Feldverteilung am Ausgang des Modenerzeugers ist in der Abb. 6.21 (oben) zu sehen. Die beobachtete Qualität der Mode entsprach nicht den Erwartungen. Die Feldverteilung weist eine gewisse Unsymmetrie in beiden Polarisationsrichtungen auf, insbesondere bei der Messung mit horizontaler Polarisation (Abb. 6.21 rechts). In detaillierten Untersuchungen wurde gefunden, dass die azimuthale Lage der gemessenen Unsymmetrie bei einer Drehung des Modenerzeugers mitwandert, jedoch nicht von der Einstellung und Justierung des quasi-parabolischen Spiegel abhängt. Dies war ein Hinweis darauf, dass die Unsymmetrie durch eine mechanische Deformation der Resonatorgeometrie verursacht sein könnte. Dies wurde bei einer genaueren Überprüfung der Dimensionen des Resonators, bei der eine geringe Elliptizität des Außenhohlleiters Modenerzeugers gefunden wurde, bestätigt. Die Anforderungen an die Genauigkeit bei der Herstellung des Modenerzeugers sind sehr hoch und liegen an der Grenze der Fertigungsgenauigkeit. Eine kleinste Verformung der Kavität hat einen starken Einfluss auf die angeregte Modenreinheit. Trotz der beobachteten Unsymmetrie in der gemessenen Feldverteilung, ist die Reinheit der Mode befriedigend. In einer Messung mit dem K-Spektrometer [Abschnitt 6.2.1] mit einem Dynamikbereich von nur 10 dB, wurde keine weitere Mode gefunden. Aus einem Ausschnitt der Feldverteilung, gezeigt in Abb. 6.20, wurde der

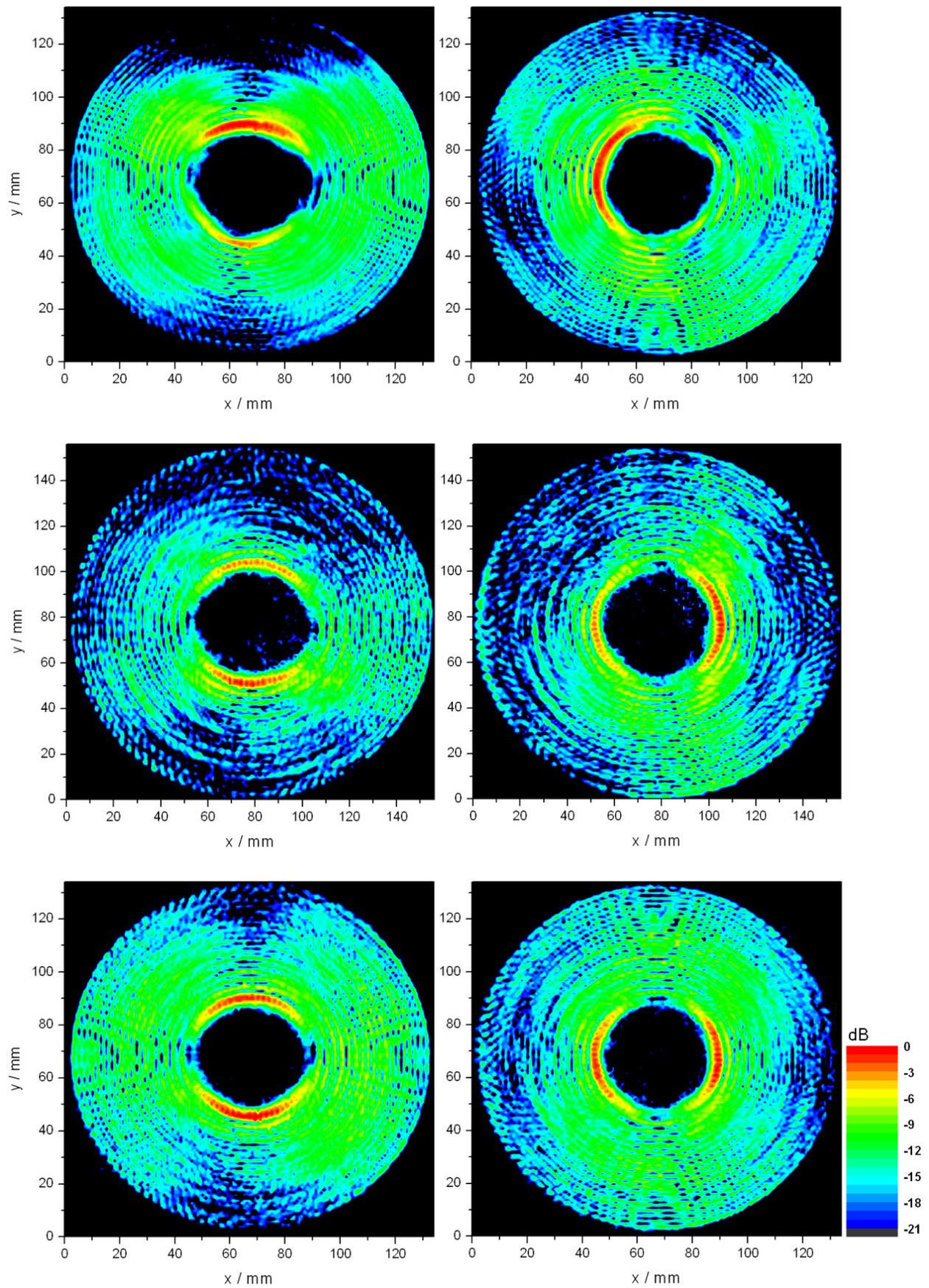


Abb. 6.21: Ergebnisse der direkten $TE_{34,19}$ -Modenerzeugung mit verschiedenen Kavitäten.

gegenrotierende Anteil zu weniger als 1 % abgeschätzt. Das bedeutet, dass trotz der geringen Elliptizität in der Geometrie des Resonators, die gegenrotierende Mode nahezu unterdrückt wurde. Die gemessene Unsymmetrie in der Verteilung wird vermutlich durch die Anregung benachbarter Moden verursacht die wegen der geringen Dynamik mit dem K-Spektrometer nicht entdeckt werden können.

In einem weiteren Versuch wurde zur Anregung der $TE_{34,19}$ -Mode die Kavität benutzt, welche ursprünglich zur Anregung der $TE_{93,2}$ -Mode entworfen wurde. Mit dieser Kavität konnte die $TE_{34,19}$ -Mode bei einer Frequenz von 171,915 GHz mit guter Qualität erzeugt werden. Die relativ große Abweichung der Frequenz von den gewünschten 170 GHz hängt in erster Linie von dem größeren Radius des für die $TE_{93,2}$ -Mode bei 170 GHz entworfenen Resonators und von dem Einfluss der Wandlöcher auf die Resonanzfrequenz [Abschnitt 6.1.4]. Trotz der Abweichung in der Frequenz war die Qualität der angeregten $TE_{34,19}$ -Mode (Abb. 6.21, Mitte) im Vergleich zum vorhergehenden Modenerzeuger deutlich verbessert. Die gemessene Verteilung ist in beiden Polarisationsrichtungen weitgehend symmetrisch. Aus der Analyse des Frequenzspektrums and der Messung mit dem K-Spektrometer folgt, dass die Reinheit der erzeugten Mode sehr hoch ist. Der Wert des gegenrotierenden Anteils der Mode wurde zu 1-1,3 % bestimmt. Da die Qualität der erzeugten Mode gut war, wurde der Modenerzeuger für zusätzliche Untersuchungen des quasi-optischen Systems bei 171,915 GHz verwendet. Die erzielten Ergebnisse werden im Unterkapitel 6.3 beschrieben und diskutiert.

Basierend auf den Ergebnissen der beiden vorhergehenden Modenerzeuger, wurde eine dritte Kavität mit hoher Genauigkeit gefertigt. Um eine Resonanzfrequenz der $TE_{34,19}$ -Mode möglichst nah bei 170 GHz zu erreichen, wurde aus den gemessenen Frequenzen der vorhergehenden Resonatoren eine winzige Korrektur des Außenradius des Resonators bestimmt. In Abb. 6.21 (unten) wird die gemessene Feldverteilung der $TE_{34,19}$ -Mode gezeigt. Die Resonanzfrequenz wurde zu 170,302 GHz bestimmt. Die Feldverteilung in beiden Polarisationsrichtungen ist weitgehend symmetrisch. Die Reinheit der erzeugten Mode ist hervorragend. Die Analyse des Frequenzspektrums, sowie die Messungen mit dem K-Spektrometer haben keine mitschwingende Mode gezeigt. Der Anteil der gegenrotierenden Mode wurde zu einem Wert von 0,5 bis 0,7 % ermittelt. Dieser Modenerzeuger wurde zur Untersuchung des q.o. Auskopplungssystems des koaxialen Gyrotrons bei niedrigen Leistungen („*kalte Messung*“) benutzt. Die hohe Qualität der erzeugten Mode ermöglichte es, die Eigenschaften des gefertigten q.o. Systems vor dem Einbau im Gyrotron experimentell zu überprüfen. Die Ergebnisse der Untersuchungen des quasi-optischen Systems werden im Unterkapitel 6.3 präsentiert.

6.2.3 Indirekte Modenanregung über den Modenkonverter

Alternativ zu der oben beschriebenen direkten Anregung der $TE_{34,19}$ -Mode wurde eine weitere, zweistufige Methode der Modenerzeugung untersucht. In dieser indirekten Methode wird in einem ersten Schritt zunächst die $TE_{93,2}$ -Mode in einer Kavität angeregt. In einem zweiten Schritt wird die $TE_{93,2}$ -Mode in einem Rillen-Konverter [Abschnitt 6.1.5] in die $TE_{34,19}$ -Mode umgewandelt. Wie schon früher hervorgehoben, ist es notwendig, dass die beiden Moden entartet sind. Die $TE_{93,2}$ -Mode kann relativ leicht mit großer Reinheit direkt angeregt werden. Schwierigkeiten könnten die sehr hohen Anforderungen an die Fertigungsgenauigkeit des Rillenkonzerters bereiten. Die Tiefe der Rillen des Modenwandlers, welche neben der Länge

entscheidend den Grad der Modenwandlung beeinflussen, betragen wenige hundertstel Millimeter. Trotz der hohen Anforderungen an die Fertigungsgenauigkeit wurde diese Methode experimentell untersucht und mit der Theorie verglichen.

Anregung der $TE_{93,2}$ -Mode und ihre Identifikation

Die direkte Erzeugung der $TE_{93,2}$ -Mode erfolgt nach dem selben Prinzip wie es für die $TE_{34,19}$ -Mode beschrieben wurde. Um eine rechtsrotierende $TE_{34,19}$ -Mode zu erhalten, muss die $TE_{93,2}$ -Mode linksrotierend sein. Dazu waren kleine Umbauten am Modenerzeuger notwendig. Als erstes wurde die $TE_{93,2}$ -Mode mit der ersten „deformierten“ Kavität des $TE_{34,19}$ -Modenerzeugers angeregt. Dies wurde hauptsächlich gemacht, um die Frequenz der $TE_{92,3}$ -Mode zu bestimmen. Dies ermöglichte es, die Geometrie eines neuen Resonators so zu bestimmen, dass die Frequenz der $TE_{93,2}$ -Mode möglichst nah bei 170 GHz liegt. In einem Rillen-Modenwandler ist nämlich der Grad der Modenwandlung sehr empfindlich von der tatsächlichen Betriebsfrequenz abhängig.

Um die Geometrie der Kavität so auszulegen, dass die $TE_{93,2}$ -Mode sehr nah bei 170 GHz angeregt wird, wurde zuerst die Frequenzlage der $TE_{93,2}$ -Mode in der Kavität des $TE_{34,19}$ -Modenerzeugers genau bestimmt. Damit konnten geringe Korrekturen für die berechneten Geometrie des $TE_{93,2}$ -Resonators ermittelt werden. Dazu war eine Identifikation der Moden im Frequenzspektrum notwendig (Abb. 6.22). Die ersten Messungen haben jedoch gezeigt, dass eine Identifikation der Moden in dem gemessenen Spektrum nicht eindeutig ist, da der Frequenzabstand der „whispering gallery“ Moden aus der $TE_{m,2}$ -Familie praktisch äquidistant ist. Eine Ermittlung des azimutalen Indexes aus der gemessenen Feldverteilung (Abb. 6.22), die eine Zuordnung der Moden erlaubt, ist jedoch nicht möglich. Um die Moden zu identifizieren, wurden Messungen mit dem K-Spektrometer für zwei unterschiedliche Innenleiter durchgeführt. Um eine sichere Aussage machen zu können, wurden alle Moden im Frequenzbereich von 167 bis 172 GHz überprüft. Auf diese Weise wurde die Frequenz der $TE_{93,2}$ -Mode zu 169,1 GHz beim 1. Innenleiter und zu 168,383 GHz beim 2. Innenleiter bestimmt. Die $TE_{92,3}$ -Mode wurde mit dem K-Spektrometer bei einem Winkel von 58° bei 169,1 GHz und dem 1. Innenleiter, und bei einem Winkel von 58.3° bei 168.383 GHz mit dem 2. Innenleiter gefunden (Abb. 6.22). Diese Werte wurden zur genauen Festlegung des Außenradius der neuen $TE_{93,2}$ -Kavität verwendet. Messungen mit der Kavität ergaben eine Resonanzfrequenz der $TE_{93,2}$ -Mode bei 170,156 GHz. Die Analyse des Frequenzspektrums sowie die Messung der Feldverteilung haben gezeigt, dass die $TE_{93,2}$ -Mode mit sehr hoher Qualität erzeugt wurde (Abb. 6.23, unten). Der gegenrotierende Anteil wurde zu weniger als 1 % abgeschätzt. Diese Mode wurde zur Konversion in die $TE_{34,19}$ -Mode benutzt. Die Ergebnisse werden in nächsten Abschnitt präsentiert. Zum Vergleich wurden die $TE_{93,2}$ -Mode in dem leicht deformierten Resonator des $TE_{34,19}$ -Modenerzeugers mit dem 1. Innenleiter angeregt (Abb. 6.23, oben). Ähnlich wie bei der entsprechenden Verteilung der $TE_{34,19}$ -Mode, ist die Verteilung der $TE_{93,2}$ -Mode unsymmetrisch. Ungefähr nur die Hälfte der Kaustik ist in beiden Polarisationsrichtungen zu sehen. Der Anteil der gegenrotierenden Mode ist ähnlich wie bei der entsprechenden $TE_{34,19}$ -Mode sehr gering.

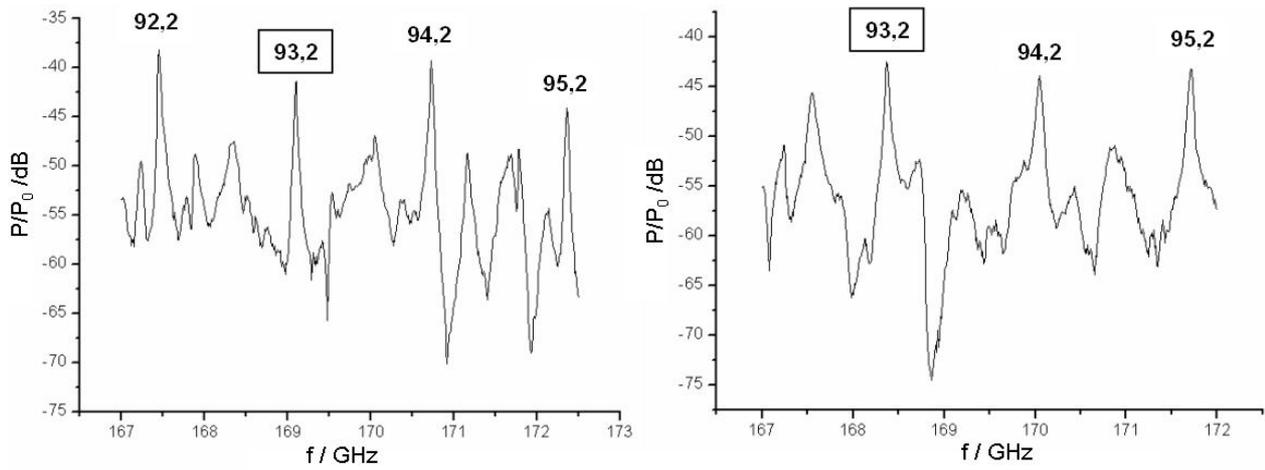


Abb. 6.22: Gemessenes Frequenzspektrum bei der Erzeugung der $TE_{93,2}$ -Mode im Modenerzeuger für die $TE_{34,19}$ -Mode mit zwei verschiedenen Innenleitern.

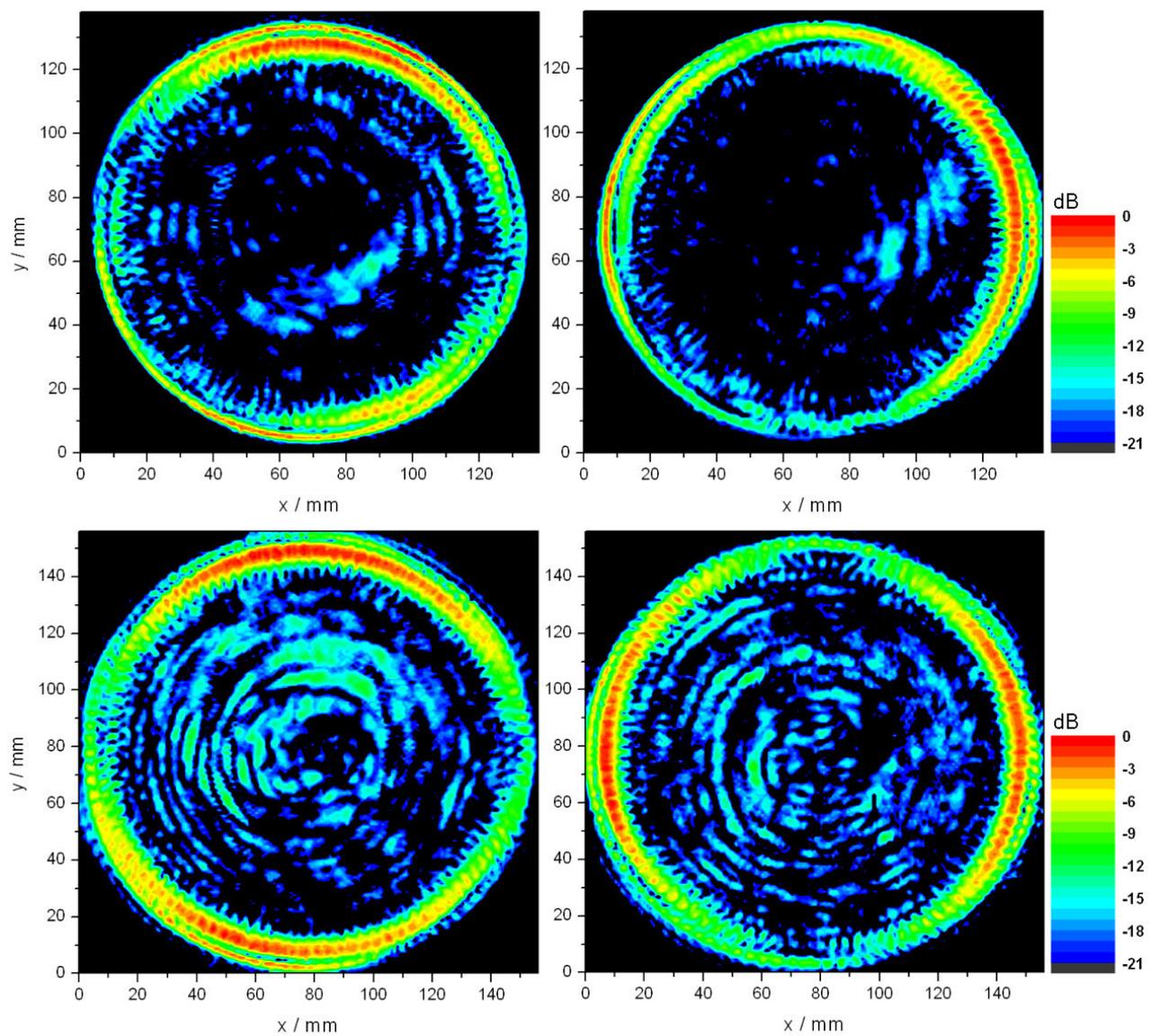


Abb. 6.23: Ergebnisse der $TE_{93,2}$ -Anregung in zwei Modenerzeugern mit dem selben Innenleiter.

Konversion der $TE_{93,2}$ in die $TE_{34,19}$ -Mode

Zur Konversion der $TE_{93,2}$ -Mode in die $TE_{34,19}$ -Mode wurde die $TE_{93,2}$ -Mode mit der Frequenz von 170,156 GHz (Abb. 6.23, unten) verwendet. Wie schon erwähnt, musste die $TE_{93,2}$ -Mode linksdrehend erzeugt werden. Dies wurde durch einen kleinen Umbau des Systems erreicht. Die Ergebnisse der Umwandlung sind in Abb. 6.24 präsentiert. Die Resultate haben gezeigt, dass die Qualität der konvertierten $TE_{34,19}$ -Mode im Vergleich mit der Methode der direkten Anregung deutlich schlechter ist, und zwar ist das ermittelte Modenbild nicht so sauber wie bei der direkten Anregung (Abb. 6.21, unten). Bei der Modenmischung handelt es sich um die $TE_{34,19}$ -Mode gemischt mit der nicht vollständig umgewandelten $TE_{93,2}$ -Mode. Offensichtlich ist die Länge des Konverters nicht korrekt an die effektive Tiefe der Rillen in der Wand angepasst. Die Fertigung der Längsrillen mit einer effektiven Tiefe von 40 μm und mit der erforderlichen Genauigkeit ist schwierig und ist vermutlich für die unvollständige Konversion der Moden verantwortlich. Die Simulation der Abhängigkeit der Entwurfsparameter des Konverters von der Betriebsfrequenz hat bestätigt, dass eine Frequenzabweichung von 156 MHz (im Vergleich mit beim Entwurf genommenen 170 GHz) keinen entscheidenden Einfluss auf die Modenumwandlung hat.

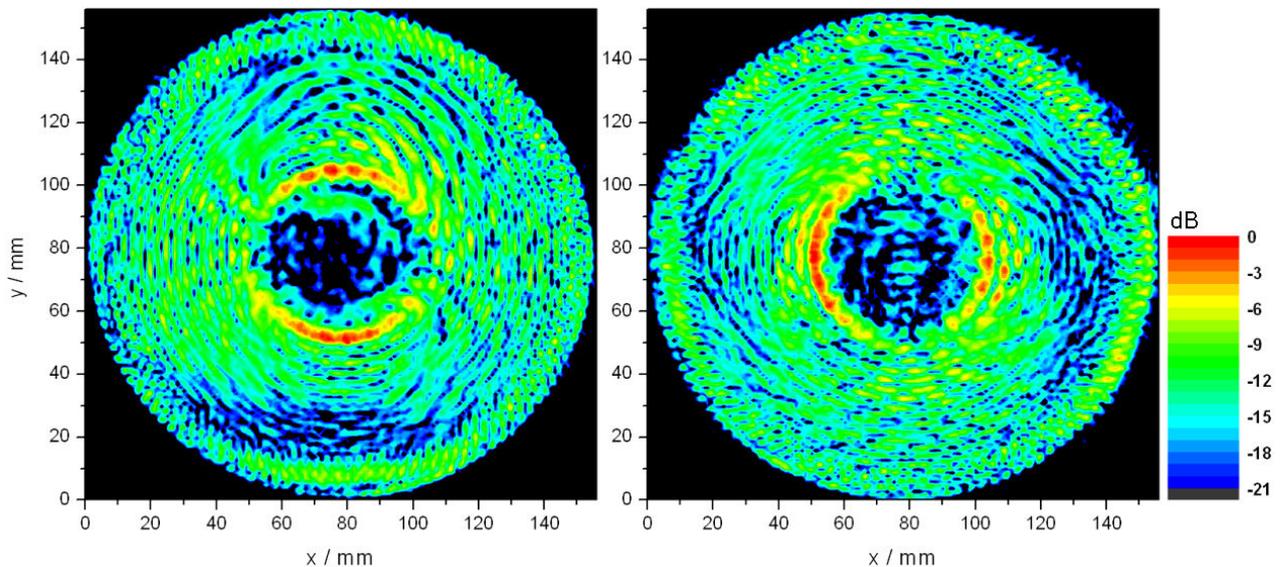


Abb. 6.24: Ergebnis der Erzeugung der $TE_{34,19}$ -Mode durch die Umwandlung der $TE_{93,2}$ -Mode über den Modenkoverter mit Längsrillen.

6.3 Kalttestsystem und Ergebnisse der Niederleistungsmessungen

Nachdem die $TE_{34,19}$ -Mode mit hervorragender Qualität erzeugt werden konnte, wurde ein Messsystem zur Überprüfung des gesamten q.o. Auskopplungssystems des coaxialen Gyrotrons zusammengebaut (Abb. 6.25). In einer stabilen Vorrichtung werden der Launcher und die Spiegel, welche insgesamt etwa 100 kg schwer sind, gehalten. In der Vorrichtung lassen sich die Komponenten des HF-Systems präzise zusammenbauen und justieren. In dem Messaufbau ist das ganze HF-Auskopplungssystem so montiert, dass es ohne zerlegt werden zu müssen, im Gyrotron eingebaut werden kann. Der Modenerzeuger ist horizontal am Launcher angebracht. Die Messungen der HF-Feldverteilungen in verschiedenen Ebenen wurden mit Hilfe eines D-Band Netzwerkanalysators [Arn98] durch Abtastung des HF-Feldes mit einem Grundmodenhohlleiter als Empfangsantenne durchgeführt. Die Position des Hohlleiters wird von einem Rechner gesteuert.

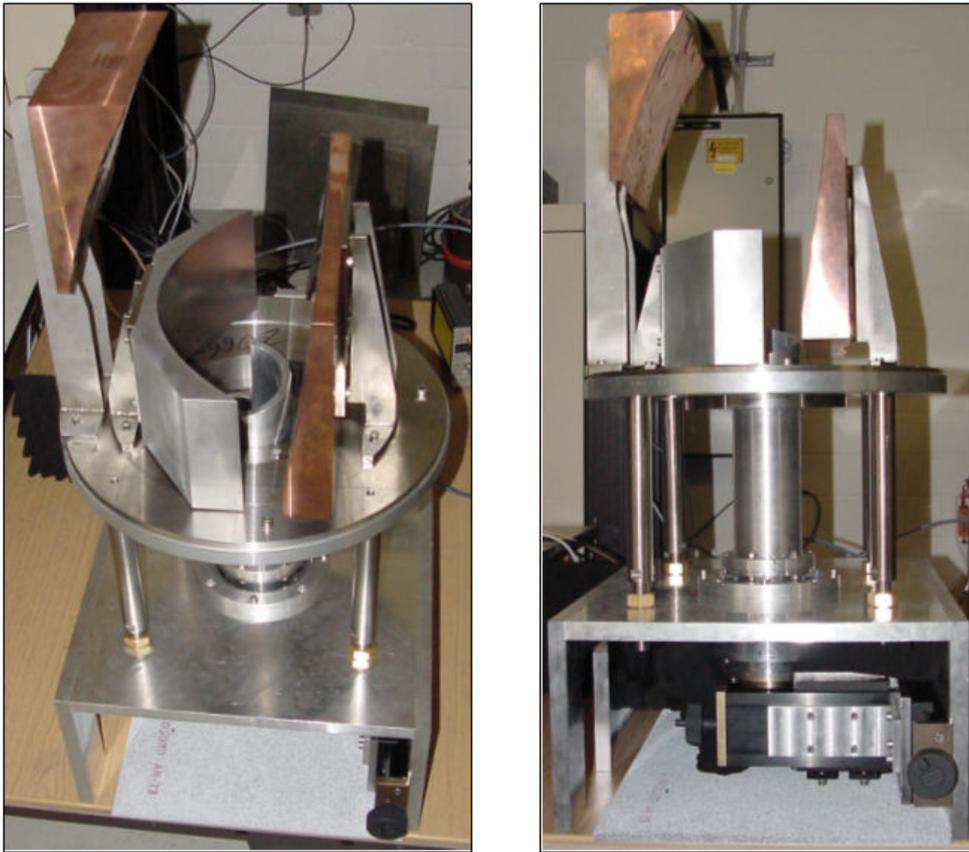


Abb. 6.25: Kaltmesssystem für das Auskopplungssystem des koaxialen 2 MW, 170 GHz Gyrotrons.

6.3.1 Überprüfung des Launchers

Bevor Messungen am gesamten HF-Auskopplungssystem durchgeführt worden sind, wurden zunächst die Eigenschaften der Launcherantenne untersucht. Dazu wurde das vom Launcher abgestrahlte HF-Feld in einer bestimmten Ebene gemessen und mit der berechneten Verteilung verglichen. Da der Spreizwinkel bei der $TE_{34,19}$ -Mode sehr groß ist, nämlich etwa 70° , wurde nicht die Verteilung des direkt von der Antenne abgestrahlten HF-Feldes vermessen, sondern es wurde die Feldverteilung in einer Ebene nach dem ersten quasi-elliptischen Spiegel untersucht. In dieser Ebene sind die HF-Strahlen bereits fokussiert und bilden einen annähernd paraxialen Strahl. Als Referenz-Ebene wurde eine Ebene an der Stelle des zweiten, toroidalen Spiegels genommen. Die Referenzebene ist parallel zur Ebene des HF-Ausgangsfensters des Gyrotrons. Die Mitte der Referenzebene entspricht der Mitte des HF-Strahles auf der Oberfläche des toroidalen Spiegels. Der Launchertest wurde mit zwei verschiedenen Modenerzeugern, welche die $TE_{34,19}$ -Mode bei ca. 170 GHz bzw. bei 172 GHz erzeugen, durchgeführt. Die beiden Modenerzeuger und die Qualität der erzeugten Mode sind in den vorhergehenden Abschnitten beschrieben. Die gemessenen HF-Verteilungen (Amplitude und Phase) wurden mit Ergebnissen von Rechnungen verglichen. Zur Berechnung des vom Launcher abgestrahlten Feldes wurde der OSSI-Code [Mic98] verwendet, in dem die Methode der Stratton-Chu-Integrale [Str41] angewandt wurde, die jedoch keine Beugungseffekte am Rand des Launcherschnitts berücksichtigt. Im nächsten Abschnitt werden die Ergebnisse beschrieben und diskutiert.

Launchertest bei 170 GHz

Für die Messung des Abstrahlungsdiagramms des Launchers wurde der zweite, verbesserte Modenerzeuger [Abschnitt 6.2.2] mit einer Frequenz in der Nähe von 170 GHz verwendet. Die Messungen mit diesem Modenerzeuger entsprechen weitgehend den Bedingungen im Gyrotron. In Abb. 6.26 werden sowohl die experimentell gemessene HF-Verteilung als auch die Ergebnisse der numerischen Rechnung gezeigt. Die Übereinstimmung der Messung mit Ergebnissen der Rechnung ist gut. Das Experiment zeigt, dass im vorliegenden Fall, Beugungseffekte offenbar keine entscheidende Rolle spielen. Als Ergebnis kann daraus gefolgert werden, dass die bei der Rechnung angewandte Methode [Abschnitt 5.2.3], d.h. ohne Berücksichtigung von Beugungseffekten, die Verteilung des abgestrahlten Launcherfeldes gut modelliert, wenn, wie im vorliegendem Fall, durch Verwendung eines Launchers mit inneren Wandstörungen die Felder an der Abstrahlkante des Launchers klein sind. Dadurch kann die Methode beim Entwurf der q.o. Systemen erfolgreich angewendet werden.

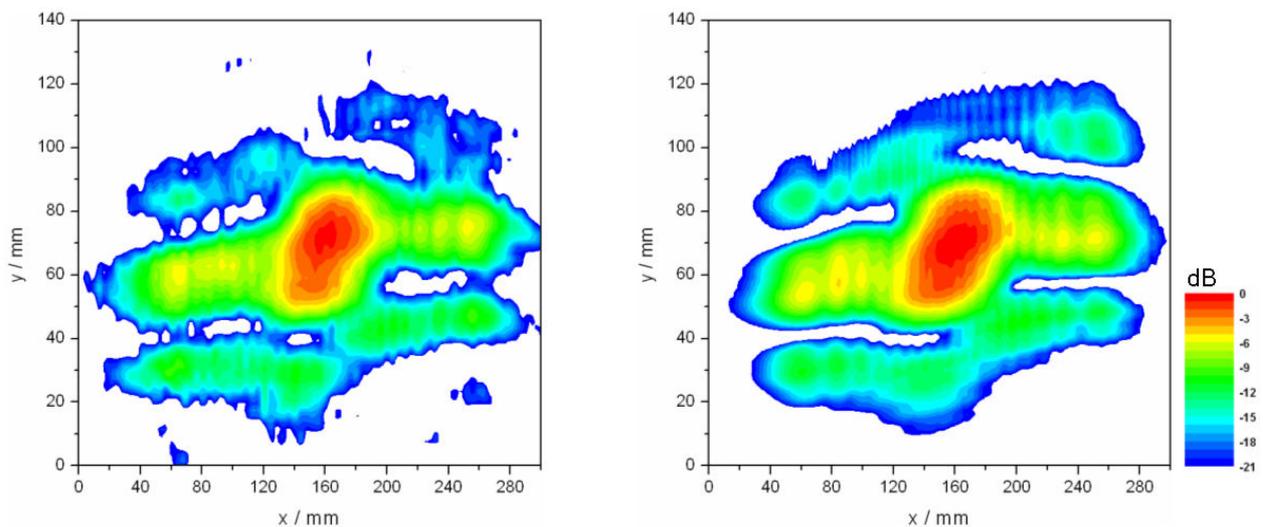


Abb. 6.26: Ergebnisse des Launchertests bei 170 GHz: Messung (links) und Rechnung (rechts).

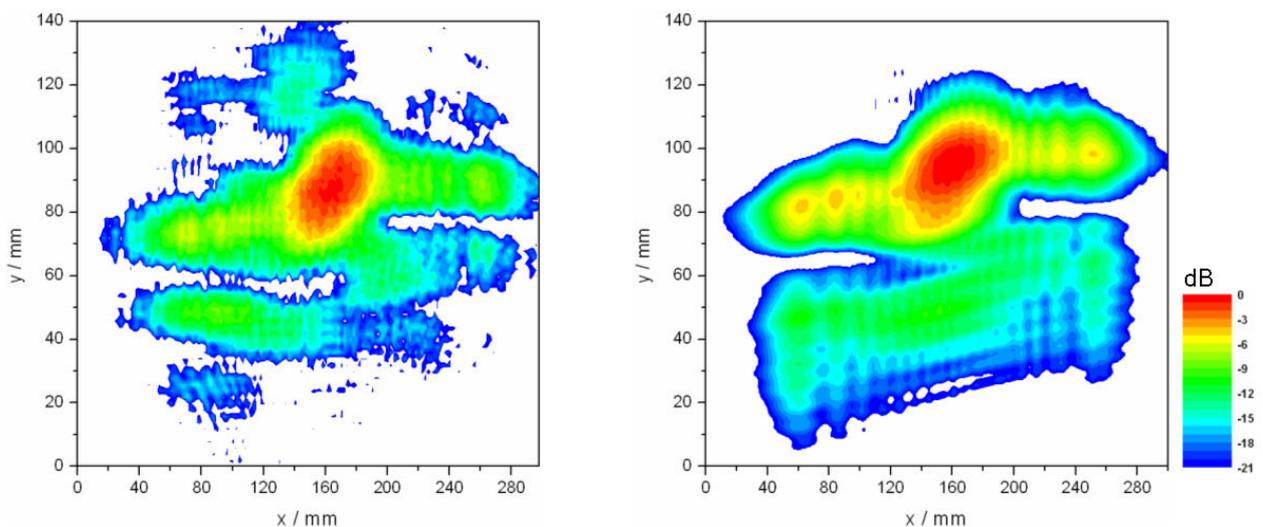


Abb. 6.27: Ergebnisse des Launchertests auf 172 GHz: Messung (links) und Rechnung (rechts).

Launchertest bei 172 GHz

Da die $TE_{34,19}$ -Mode erfolgreich im Modenerzeuger für die $TE_{93,2}$ -Mode angeregt werden konnte [Abschnitt 6.2.2], wurde auch damit eine Messung mit dem Launcher und dem gesamten quasi-optischen System durchgeführt. Die Frequenz betrug dabei etwa 172 GHz. Der Grund für die Abweichung der Frequenz von 170 GHz wurde im Abschnitt 6.1.4 erklärt. Um einen Vergleich machen zu können, wurde für die Frequenz von 172 GHz die Abstrahlung des Launchers mit der Methode ohne Berücksichtigung von Beugungseffekten berechnet [Abschnitt 5.2.3]. Die Ergebnisse der experimentellen Messungen und der numerischen Berechnungen sind in Abb. 6.27 zusammengestellt. Die Übereinstimmung zwischen der Messung und der Rechnung ist relativ gut, obwohl die Abweichungen größer sind als in dem entsprechenden Vergleich bei 170 GHz (Abb. 6.26). Ein Grund dafür wird im erhöhten Einfluss von Beugungseffekten vermutet, die bei der Rechnung nicht berücksichtigt werden. Wegen der höheren Frequenz von 172 GHz treten an der Kante des Launchers, welcher für 170 GHz optimiert wurde, höhere HF-Felder auf, die zu größerem Einfluss der Beugung führen. Eine bessere Modellierung der Beugungseffekte wird bei der Anwendung neuerer numerischer Programme [Nei04] erreicht. In Zukunft werden Ergebnisse solcher Rechnungen für den Entwurf eines Spiegelsystems benutzt werden können.

6.3.2 Untersuchungen am quasi-optischen Modenwandler

Das quasi-optische HF-System wurde auf zwei verschiedene Arten experimentell überprüft. Zuerst wurde das System bei niedrigen Leistungen (sog. Kaltmessung) mit Hilfe der Modenerzeuger vermessen. Danach wurde das quasi-optische System (Launcher und Spiegel) im Gyrotron eingebaut und die Leistungsverteilung des aus dem Gyrotron abgestrahlten HF-Strahls mit Hilfe einer Thermokamera in mehreren Ebenen gemessen (sog. Heißmessung). Die Verteilung des HF-Ausgangsstrahls wird bei den Heißmessungen teilweise auch durch Eigenschaften des Gyrotrons (z.B. Streustrahlung) oder durch die Geometrie der Umgebung des Strahls beeinflusst.

Das Prinzip der Heißmessungen ist in Abb. 6.28 schematisch dargestellt. Der durch das Ausgangsfenster ausgekoppelte HF-Strahl durchdringt eine dünne dielektrische Folie (Target). Die im Target absorbierte HF-Leistung führt zu deren Erwärmung. Die Temperaturverteilung an der Targetoberfläche wird mit Hilfe einer Thermokamera gemessen. Eine wichtige Anforderung an die Beschaffenheit des Targets ist es, Reflexion des HF-Strahls zurück ins Gyrotron

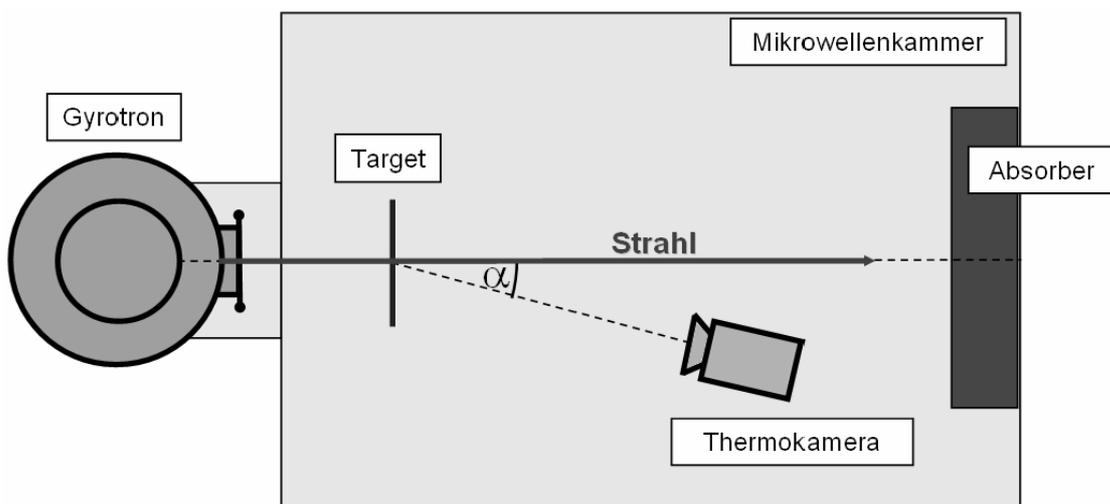


Abb. 6.28: Messprinzip der Heißmessungen.

zu vermeiden. Um das zu erreichen, muss bei der Betriebsfrequenz die elektrische Dicke der Targetplatte sehr dünn sein oder einem Vielfachen der halben Wellenlänge im Material entsprechen. Um einen großen Dynamikbereich bei der Messung zu erreichen, muss zusätzlich das Material des Targets eine lineare Abhängigkeit der elektrothermischen Eigenschaften über einen großen Temperaturbereich aufweisen. In den Experimenten wurde als Target eine 1 mm dicke Platte aus PVC verwendet. Die Dicke der Platte entspricht in etwa einer Wellenlänge bei der Betriebsfrequenz von 170 GHz. Der Wert der dielektrischen Konstanten von PVC ist jedoch nicht sehr genau bekannt. Bei den Messungen betrug der maximale Dynamikbereich ungefähr 15 dB. Dabei wurde die Targettemperatur bis um etwa 40 °C erhöht.

Messungen des Strahlprofils wurden in verschiedenen Ebenen senkrecht zum Mikrowellenstrahl durchgeführt. Die Ergebnisse sind zusammen mit Kaltmessungen und Feldberechnungen in entsprechenden Ebenen in Abb. 6.29 gezeigt. Als Vergleich zu den Heißmessungen dienen die Ergebnisse der Kaltmessungen, die mit dem $TE_{34,19}$ -Modenerzeuger bei 170,3 GHz gemacht wurden (Abb. 6.21 unten), genommen.

Die Ergebnisse der Kaltmessungen und der Messungen mit dem Gyrotron zeigen eine gute Übereinstimmung. Die kleinen Abweichungen zwischen den Rechnungen und den Messungen sind auf die Näherung in der Berechnung des Launchers zurückzuführen, bei denen die Beugungseffekte nicht berücksichtigt werden. Bei den Heißmessungen kommen dazu noch gewisse Einflüsse durch die geschlossene Gyrotronstruktur hinzu. Da der Gaußsche Anteil im HF-Ausgangsstrahl relativ gering ist (nur ca. 70%), ist der Anteil höherer Moden, die sich unter einem großen Winkel ausbreiten, relativ hoch. Bei den Heißmessungen, die außerhalb des Gyrotrons durchgeführt werden, ist der HF-Strahl durch eine metallische Wand abgeschirmt. HF-Leistungsanteile, die das Gyrotron unter großem Winkel verlassen, können an den metallischen Wänden reflektiert werden und durch Interferenz mit dem direkten Strahl die gemessene Verteilung beeinflussen. Dies ist der Hauptgrund dafür, dass die gemessene Verteilung in unmittelbarer Nähe des Ausgangsfensters sehr stark verfälscht war. In dem Bereich des Fensters ist eine Abdeckung der das Fenster umgebenden metallischen Wände mit Dämpfungsmaterial (Eccosorb) nicht möglich. Bei Messungen in Ebenen weiter außerhalb des Fensters wurden die den HF-Strahl umgebenden metallischen Wände soweit wie möglich mit Dämpfungsmaterial ausgekleidet, um Verfälschung der Messung durch Interferenzen zu vermeiden. Die Abb. 6.29 zeigen Verteilungen des HF-Strahls gemessen in den Ebenen 50mm, 500mm und 1000mm außerhalb des Ausgangsfensters. Die Frequenz des Gyrotrons war sehr nahe bei 170 GHz. Die Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Kaltmessungen ist sehr gut. Dies ist ein starker Hinweis dafür, dass die Verteilung des Gyrotron-Ausgangsstrahls auch in der Fensterebene mit der berechneten Verteilung sowie mit der entsprechenden Kaltmessung übereinstimmt.

Um die Zuverlässigkeit der Messungen zu erhärten, wurden entsprechende Messungen am q.o. Auskopplungssystem mit dem $TE_{34,19}$ -Modenerzeuger bei 172 GHz durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.30 zu sehen. Da das HF-Auskopplungssystem recht empfindlich auf Änderungen der Frequenz reagiert, wurde zuerst das Profil des HF-Strahls in drei Ebenen um die Position des

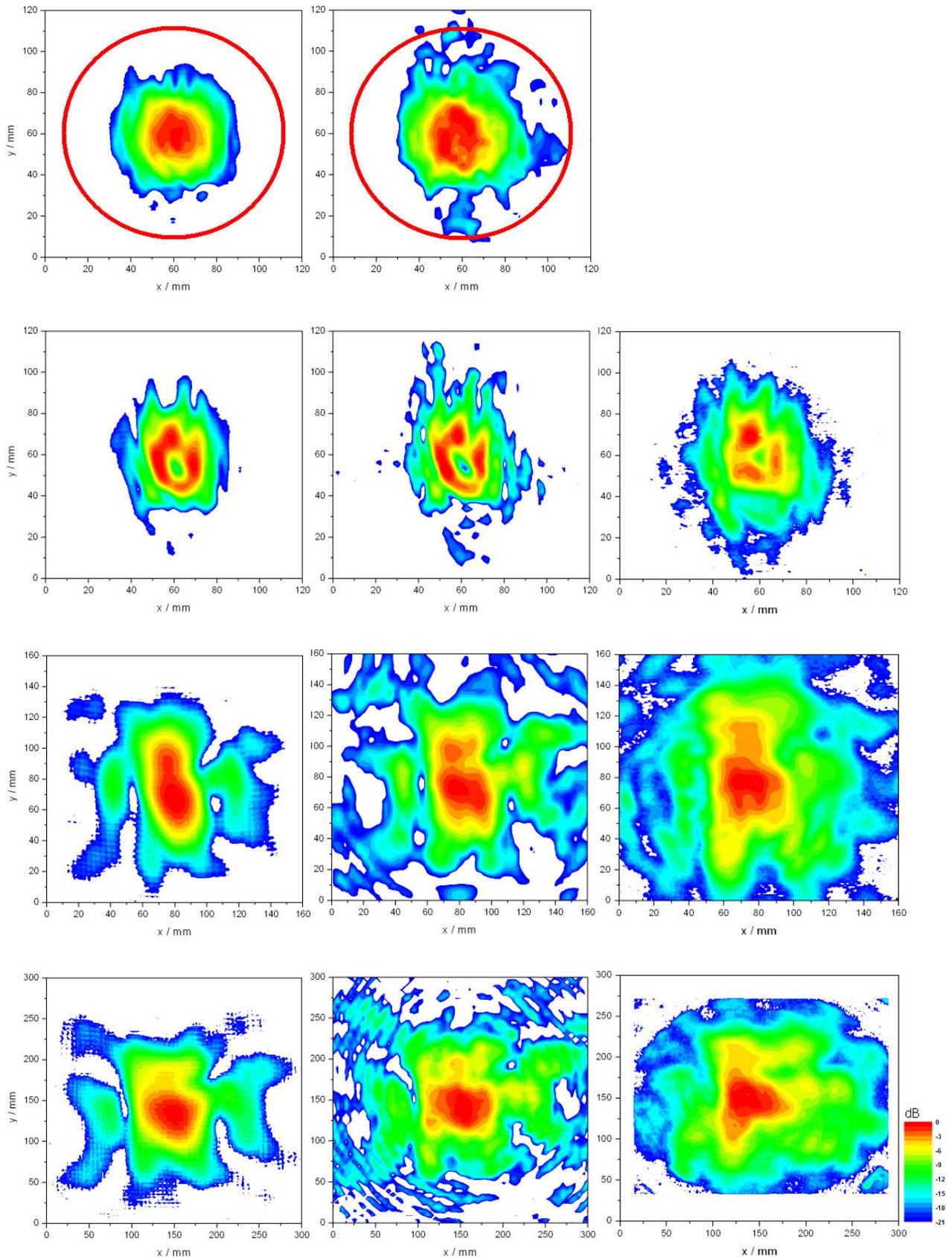


Abb. 6.29: Testergebnisse des quasi-optischen Systems: Rechnung (links), Kalt- (Mitte) und Heißmessung (rechts): am Fenster (oben) und entsprechend 50mm, 500mm und 1000mm hinter dem Fenster bei 170,3 GHz.

Fensters herum ermittelt, und zwar 40 mm vor dem Fenster, in der Fensterebene und 500 mm außerhalb des Fensters. Wie aus Abb. 6.30, oben, zu ersehen ist, bewirkte die Frequenzverschiebung um 2 GHz eine starke Veränderung des Profils des HF-Strahls. Der Hauptgrund für die Veränderung der Amplitudenverteilung resultiert aus der Änderung des Brillouin-Winkels bei der erhöhten Frequenz. Dadurch verschiebt sich auch die Position des Strahles auf jedem Spiegel, so dass die Wirkungsweise des dritten Spiegels nicht korrekt ist. Zusätzlich, verändert sich die HF-Feldverteilung am Launcher, was insbesondere auch zu erhöhten Beugungsverlusten führt.

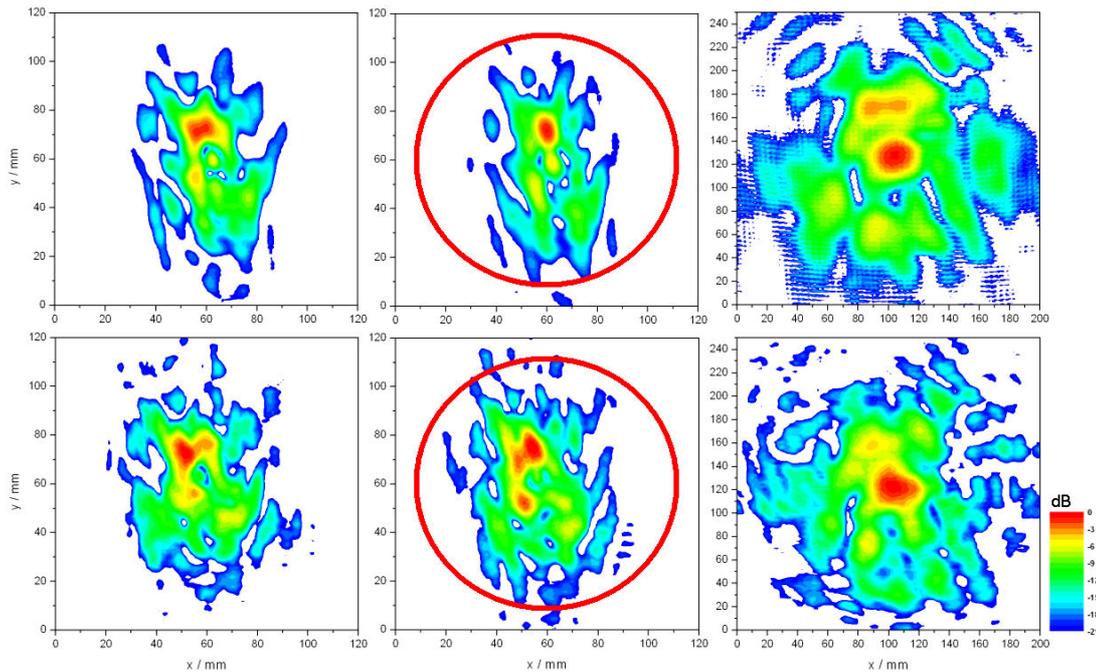


Abb. 6.30: Vergleich der Ergebnisse der Rechnung (oben) und Kaltmessung (unten) am Fenster (Mitte) und entsprechend 40 mm vor (links) und 500 mm hinter (rechts) dem Fenster bei 172 GHz.

Der erste Prototyp des HF-Auskopplungssystem für das koaxiale 2 MW, 170 GHz Gyrotrons wurde mit Hilfe des OSSI-Programms [Mic98] von seinem Autor entworfen. Bei den Untersuchungen mit dem vorgestellten Kaltmesssystem hat sich herausgestellt, dass die gemessene Feldverteilung in der Ebene des Gyrotronfensters und auch in verschiedenen anderen Ebenen außerhalb des Gyrotrons nicht mit der aus der Rechnung erwarteten Feldverteilung übereinstimmte. Dies wurde auch in nachfolgenden Messungen am Gyrotron bestätigt. In Hilfe detaillierter Messungen mit dem Kaltmesssystem wurde schließlich der Grund für die Diskrepanz gefunden. Ein Entwurfsfehler bei der Auslegung des Launchers hat dazu geführt, dass die Optimierung der Spiegel mit einem falschen Abstrahlungsfeld des Launchers durchgeführt wurde. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen bei niedrigen Leistungen und mit dem Gyrotron sind in guter Übereinstimmung mit den korrekt berechneten Verteilungen, wie in Abb. 6.31 zu sehen ist.

Insgesamt kann gesagt werden, dass die zahlreichen Messungen mit dem Kaltmesssystem zuverlässige Ergebnisse mit guter Genauigkeit liefern. Messungen mit diesem System bieten die Möglichkeit, die integralen Eigenschaften und die Funktionsweise eines q.o. Systems unter realistischen Bedingungen zu überprüfen, bevor ein solches System im Gyrotron eingebaut wird.

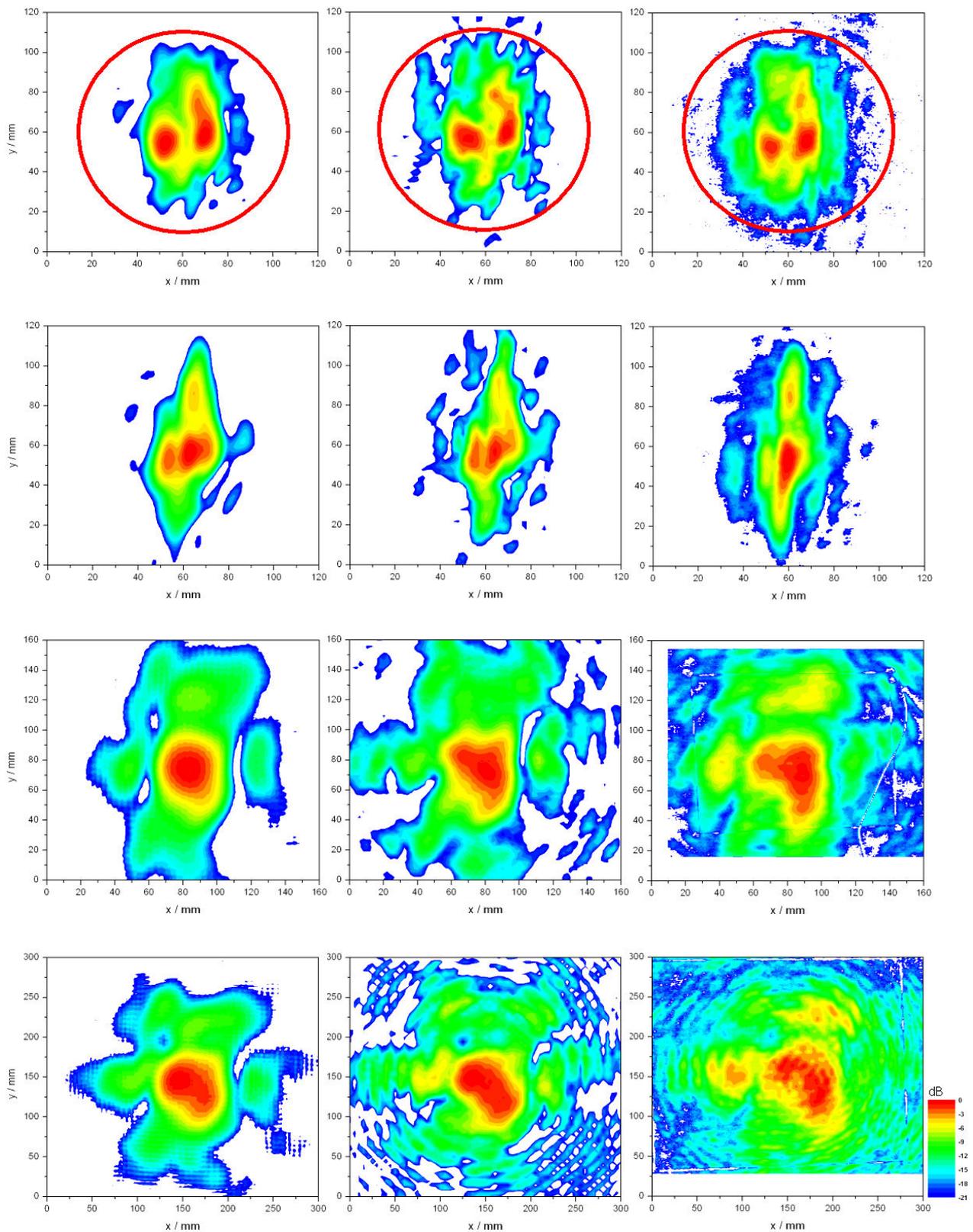


Abb. 6.31: Testergebnisse des fehlerhaften quasi-optischen Systems: Rechnung (links), Kalt- (Mitte) und Heißmessung (rechts): am Fenster (oben) und entsprechend 10mm, 500mm i 1000mm hinter dem Fenster bei 170,3 GHz.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Ein koaxiales 170 GHz Hochleistungsgyrotron mit einer Ausgangsleistung von 2 MW im Dauerstrich wird in einer europäischen Zusammenarbeit für einen Einsatz bei ITER entwickelt. Ein erster industrieller Prototyp wurde entworfen und in der Zwischenzeit gefertigt. Um den Entwurf wichtiger Komponenten wie Elektronenkanone, Resonator und q.o. HF-Auskopplungssystem zu überprüfen, wurden Messungen an einem experimentellen koaxialen Kurzpulsgyrotron durchgeführt. Zusätzlich wurde für Untersuchungen des q.o. Auskopplungssystems ein Messsystem bei niedriger Leistung aufgebaut.

Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit werden Ergebnisse von Untersuchungen an dem experimentellen Kurzpuls-Prototyp des koaxialen 2 MW, 170 GHz Gyrotrons präsentiert. Der Vorteil der koaxialen Bauweise des Gyrotrons besteht in der Möglichkeit, für den Betrieb eine Mode sehr hoher Ordnung bzw. einen Resonator mit sehr großem Durchmesser verwenden. Der koaxiale Innenleiter reduziert den Einfluss der Raumladung auf den Elektronenstrahl und ermöglicht einen Betrieb des Gyrotrons mit hohem Strom. Dadurch lässt sich die Ausgangsleistung des Gyrotrons im Vergleich zu konventionellen Gyrotrons mit Hohlleiterresonatoren etwa verdoppeln. Der Preis für die erhöhte Ausgangsleistung ist eine Steigerung des Komplexitätsgrades der einzelnen Systemkomponenten. Das experimentelle 170 GHz Kurzpulsgyrotron im FZK verwendet denselben Resonator und dasselbe q.o. Auskopplungssystem sowie eine sehr ähnliche Elektronenkanone wie der erste industrielle Prototyp des koaxialen Gyrotrons. Die Untersuchungen an dem Kurzpulsgyrotron liefern daher relevante Daten über das zu erwartende Verhalten des Prototyp-Gyrotrons und ermöglichen es, den Entwurf der kritischen Komponenten der Röhre, wie Elektronenkanone, Resonator und q.o. Auskopplungssystem, zu überprüfen. Da der maximale Wert des Magnetfeldes des für die Messungen verwendeten SL-Magneten im FZK bei etwa 6,7 T begrenzt ist, muss die Strahlspannung um ca. 10 kV zu reduziert werden, um die nominale $TE_{34,19}$ -Mode bei 170 GHz anregen zu können. Dadurch wird die Wechselwirkung im Resonator zwischen dem Strahl und Mikrowelle beeinträchtigt, was eine gewisse Reduzierung der Ausgangsleistung erwarten lässt. Letztendlich wurde bei den im FZK durchgeführten Experimenten eine maximale Ausgangsleistung von ca. 1,2 MW mit einem Wirkungsgrad (ohne vorgespanntem Kollektor) von 20 % erreicht. Die gemessene Ausgangsleistung und der beobachtete Schwingbereich zeigen gewisse Abweichungen von den numerischen Berechnungen, deren Ursache zur Zeit untersucht wird. Eine lineare Extrapolation dieser Ergebnisse auf die nominalen Betriebsparameter des Prototyp-Gyrotrons lässt jedoch eine Ausgangsleistung von 2 MW beim nominalen Magnetfeld erwarten. Insgesamt haben die Messungen die Auslegung der Komponenten weitgehend bestätigt. Zusätzlich wurde der Betrag der in der Röhre entstehenden Streustrahlung gemessen. Deren Menge gilt als Kriterium für die Qualität des HF-Auskopplungssystems. Die dabei verwendeten Messverfahren werden zusammen mit den Ergebnissen in dieser Arbeit vorgestellt und diskutiert.

Während der Experimente wurden Instabilitäten, verursacht durch parasitäre niederfrequente (NF) Schwingungen im Frequenzbereich von 200 bis 300 MHz, beobachtet. Diese NF-Schwingungen wurden bei Strahlströmen oberhalb 10 A und bei Strahlspannungen oberhalb etwa 40 kV angeregt. Die Amplitude der NF-Schwingungen war so stark, dass ein stabiler Betrieb des

Gyrotrons nicht möglich war. Das Anschwingen der parasitären NF-Schwingungen konnte durch das Anbringen vom Dämpfungsmaterial im Bereich der Elektronenkanone unterdrückt werden. Um den Mechanismus der Anregung der NF-Schwingungen zu untersuchen, wurde zum ersten Mal eine elektromagnetische Analyse des gesamten Gyrotrons im Frequenzbereich bis 500 MHz durchgeführt. Die elektromagnetischen Schwingungseigenschaften der kompletten Gyrotrongeometrie, eingebaut im SL-Magneten, wurde mit Hilfe des numerischen Programms "*CST Microwave Studio*" modelliert und sowohl die Eigenfrequenzen als auch die zugehörigen Feldverteilungen wurden ermittelt. Die in der Simulation ermittelten Resonanzfrequenzen stimmen sehr gut mit den beobachteten NF-Frequenzen überein. In einer weiteren Analyse unter Berücksichtigung der berechneten NF-Feldverteilung wurde der Mechanismus für die Anregung der NF-Schwingungen erklärt. Die erforderliche Rückkopplung zwischen dem Elektronenstrahl und den NF-Schwingungen, die das Gyrotron zu einem NF-Oszillator macht, wird in dieser Arbeit beschrieben. Als Folgerung aus den Ergebnissen wurde im industriellen Prototyp-Gyrotron die Geometrie des Innenleiters so modifiziert, dass ein Anschwingen der NF-Oszillationen unterbunden oder zumindest zu höheren Strahlströmen verschoben wird.

Der zweite Teil dieser Arbeit ist dem q.o. HF-Auskopplungssystem gewidmet. Dort wird die allgemeine Funktionsweise des Auskopplungssystems erläutert und die Problematik beim Entwurf beschrieben. Der Wirkungsgrad des q.o. Auskopplungssystems hängt wesentlich von der Effizienz des Launchers ab. Die Verwendung von Moden, bei denen wie in dem untersuchten koaxialen Gyrotron, das Verhältnis des Außenradius des Resonators zum Kaustikradius der Mode größer als 2 ist, erschwert die Realisierung einer optimalen Modenwandlung. Beim Entwurf eines Launchers für solche Moden reicht die allgemeine Theorie der gekoppelten Gleichungen, die beim Entwurf von Launchern bei konventionellen Gyrotrons erfolgreich angewendet wird, nicht aus, um eine optimale Wandstruktur der Hohlleiterantenne zu beschreiben. Die damit zusammenhängenden Probleme werden genauer in dieser Arbeit betrachtet. Die erforderliche Korrektur des vom Launcher abgestrahlten Feldes wird im Spiegelsystem durchgeführt. Um die Parameter des Mikrowellenstrahles zu verbessern, werden unterschiedliche Arten von Spiegeln verwendet. Unter anderem werden auch sog. adaptive nichtquadratische Spiegel mit phasenkorrigierender Oberfläche verwendet. Damit kann der Anteil der $TEM_{0,0}$ -Mode (sog. Gaußschen Anteil) im Mikrowellenstrahl vergrößert werden. Die phasenkorrigierenden Spiegel führen aber in der Praxis zu ziemlich hohen Verluste (bis. 6 %) durch Streustrahlung. Deswegen wurde im ersten Prototyp nur ein phasenkorrigierender Spiegel verwendet, der darauf optimiert wurde eine möglichst Gaußsche Amplitudenverteilung in der Fensterebene zu realisieren. Eine weitere Phasenkorrektur soll mit einem zusätzlichen Spiegel außerhalb des Gyrotrons durchgeführt werden. Beim Entwurf des Auskopplungssystems wurde ein Launcher mit zwei azimutalen Störungen 2. und 3. Ordnung verwendet, um die Beugungsverluste an der Kante des Launchers zu minimieren. Die Ergebnisse haben gezeigt, dass der Mikrowellenstrahl nur einen Gaußschen Anteil von ca. 70 % hinter dem phasenkorrigierenden Spiegel in der Fensterebene hat. Die Ergebnisse werden in der Arbeit genauer diskutiert. Ein Vorschlag für ein neues q.o. Auskopplungssystem mit einem phasenkorrigierenden Spiegel, bei dem der Gaußschen Anteil des ausgekoppelten HF-Strahls ca. 90% beträgt, wird präsentiert.

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit bestand jedoch im Aufbau eines Messsystems bei niedriger Leistung, das zur Überprüfung des q.o. Auskopplungssystems des koaxialen Gyrotrons geeignet ist, bevor dieses ins Gyrotron eingebaut wird. Dafür ist es erforderlich, die $TE_{34,19}$ -Gyrotronbetriebsmode bei niedriger Leistung zu erzeugen. Die Erzeugung einer so hohen

Mode, wie es die $TE_{34,19}$ -Mode ist, mit der erforderlichen Reinheit, bedeutet bei 170 GHz eine Herausforderung. Ein sog. Modenerzeuger wurde entworfen und gebaut. Durch effektive Fokussierung eines HF-Strahls mit Hilfe eines quasi-optischen Systems (d.h. einer Hornantenne, des quasi-parabolischen Spiegels und dem System von Linsen) auf den Kaustikradius der Mode in einem speziellen koaxialen Resonator, kann eine Mode mit hoher Reinheit angeregt werden. Zwei Konzepte zur Anregung der $TE_{34,19}$ -Mode wurden untersucht: die direkte Anregung der $TE_{34,19}$ -Mode im Resonator und eine zweistufige Anregung, bei der zuerst die $TE_{93,2}$ -Mode erzeugt wurde, die anschließend in einem Rillenmodenkonverter in die $TE_{34,19}$ -Mode gewandelt wurde. Die Vor- und Nachteile der beiden Konzepte, sowie die Ergebnisse der Modenerzeugung werden in dieser Arbeit beschrieben und diskutiert.

Das Niederleistungsmesssystem wurde danach erfolgreich zur Vermessung des q.o. HF-Auskopplungssystem verwendet. Die in verschiedenen Ebenen bei niedrigen Leistungen gemessene Feldverteilung des HF-Strahls ist in guter Übereinstimmung mit der mit Hilfe einer Thermokamera gemessenen Verteilung des aus dem Gyrotron ausgekoppelten HF-Strahls. Dies bestätigt die gute Qualität der bei niedriger Leistung erzeugten Mode. Die Ergebnisse der Messungen im Vergleich mit der berechneten Feldverteilung werden in dieser Arbeit präsentiert.

Ausblick

Ausgehend von dem vorgeschlagenen Mechanismus für das Entstehen der parasitären NF-Schwingungen und die Verschiebung ihres Startstromes I_{Start} über 40 A durch die Anwendung eines Innenleiters mit optimierter Geometrie, werden weitere Maßnahmen vorgenommen werden, um die Oszillationen vollkommen zu unterdrücken. Durch weitere Änderung der inneren Geometrie des Gyrotrons bzw. durch die Beeinflussung des Rückkopplungsmechanismus kann das Anschwingen der NF-Oszillationen vollständig verhindert werden. Des Weiteren wird am Entwurf eines verbesserten q.o. HF-Auskopplungssystems gearbeitet. Das Ziel ist es, einen Gaußschen Anteil von über 90% im Gyrotron-Ausgangsstrahl bei internen Streuverlusten von maximal 5 % der ausgekoppelten HF-Leistung zu erreichen. Als erster Schritt wird ein Launchers mit nur einer azimuthalen Störung 3. Ordnung gebaut und untersucht. Die Qualität des so modifizierten q.o. HF-Systems wird mit Hilfe des Kaltmesssystems bei niedriger Leistung gemessen.

A Anhang

A.1 Eigenschaften der konkurrierenden Moden im Gyrotronresonator

TE-Mode	χ_{mn}	f / GHz	Güte	Kopplungsfaktor	
				Rechtsdrehend (-)	Linksdrehend (+)
15,24	102,71532	169,40377	229,18	0,602	0,046
16,23	99,24544	163,7557	208,19	0,766	0,246
16,24	103,30305	170,32797	231,68	0,65	0,067
17,23	99,89928	164,77711	224,53	0,742	0,296
17,24	103,92840	171,30722	233,03	0,684	0,095
18,23	100,59275	165,85929	241,52	0,691	0,353
18,24	104,59146	172,34525	232,72	0,699	0,131
19,23	101,32615	167,00195	258,46	0,612	0,419
19,24	105,29244	173,44212	230,24	0,689	0,177
19,25	109,28544	179,89471	216,35	0,608	0,033
20,24	106,03162	174,59782	226,21	0,651	0,232
22,22	99,96168	164,58421	292,24	0,041	0,865
22,23	103,77152	170,79848	302,13	0,255	0,645
23,22	100,91145	166,03592	331,30	0	0,878
23,23	104,67165	172,19572	311,61	0,132	0,716
24,22	101,91217	167,55202	368,70	0,033	0,85
24,23	105,61706	173,64902	317,18	0,039	0,772
25,22	102,96843	169,13361	405,01	0,151	0,767
25,23	106,61053	175,15061	239,21	0	0,799
26,21	100,63017	164,92523	500,02	0,778	0,235
26,22	104,08672	170,78723	443,94	0,346	0,617
26,23	107,65608	176,72868	360,41	0,037	0,781
27,21	101,92517	166,71983	584,22	0,82	0,042
27,23	108,75937	178,36970	427,90	0,162	0,7
28,21	103,30253	168,58160	684,48	0,623	0,018
28,22	106,54315	174,28069	568,52	0,733	0,169
29,20	101,63109	164,96575	963,55	0,012	0,934
29,22	107,89291	176,12393	672,56	0,707	0,013
30,20	103,06162	166,99908	1133,88	0,233	1,164
30,21	106,19990	172,47529	966,99	0,025	0,607
31,19	101,21046	163,68163	1389,65	1,157	0,999
31,20	104,45667	169,06708	1306,75	0,587	1,188
31,21	107,64253	174,49521	1145,09	0,05	0,93
32,19	102,54716	165,79051	1495,56	1,229	0,77
32,20	105,82195	171,15896	1467,74	0,9	1,067
32,21	109,05175	176,55260	1332,30	0,301	1,085
33,18	100,55754	162,54031	1528,85	0,909	0,291
33,19	103,87239	167,90461	1584,13	1,159	0,56
33,20	107,16642	173,26641	1598,44	1,082	0,878
33,21	110,42882	178,63757	1513,30	0,618	1,071
34,18	101,86583	164,64662	1572,64	0,687	0,184
34,19	105,18997	170,02438	1662,05	1	0,388
34,20	108,49732	175,38025	1699,50	1,119	0,677
35,19	106,50205	172,13363	1718,00	0,803	0,258
35,20	109,81932	177,49886	1756,78	1,041	0,494
36,19	107,80976	174,24009	1765,20	0,607	0,165

A.2 Entwurfparameter des aktuellen Launchers für 170 GHz-Gyrotron

Maße der TE_{34,19}-Hohleiterantenne bei 170 GHz in mm:

$$R(\varphi, z) = R_0 + \sum_{i=1}^N a_i \cos(\Delta m_i \varphi - \Delta \beta_i z)$$

$$k_0 = 3,5629365 \text{ mm}^{-1}$$

$$R_0 = 32,5 + 0,002z$$

$$\Delta \beta_1 = \frac{k_0}{2} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\chi_{33}}{k_0 R_0} \right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{\chi_{35}}{k_0 R_0} \right)^2} \right]$$

$$\Delta \beta_2 = \frac{k_0}{2} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\chi_{32}}{k_0 R_0} \right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{\chi_{36}}{k_0 R_0} \right)^2} \right]$$

$$\Delta \beta_3 = \frac{k_0}{2} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\chi_{31}}{k_0 R_0} \right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{\chi_{37}}{k_0 R_0} \right)^2} \right]$$

$$a_1 = \begin{cases} 0 & z < 0 \\ 0,005z & 0 \leq z < 10 \\ 0,05 & 10 \leq z < 120 \\ 0,05 - 0,005(z - 120) & 120 \leq z < 130 \\ 0 & 130 \leq z \end{cases}$$

$$a_2 = a_3 = \begin{cases} 0 & z < 0 \\ 0,0036z & 0 \leq z < 10 \\ 0,036 & 10 \leq z < 120 \\ 0,036 - 0,0036(z - 120) & 120 \leq z < 130 \\ 0 & 130 \leq z \end{cases}$$

$$\chi_{32} = 103,679$$

$$\chi_{35} = 106,503$$

$$\chi_{32} = 105,862$$

$$\chi_{36} = 104,470$$

$$\chi_{31} = 104,535$$

$$\chi_{37} = 105,767$$

Der Hohleiterschnitt liegt bei $\varphi = 3,45 \text{ rad}$ und beginnt bei $z = 230 \text{ mm}$ und endet bei $z = 309,478 \text{ mm}$

Literaturverzeichnis

- [Arn98] A. Arnold, „*Entwicklung eines vektoriellen mm-Wellen-Netzwerkanalysators mit hoher Messdynamik und Messungen an überdimensionierten Wellenleiterkomponenten*“, Diplomarbeit an der Universität Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe, FZKA 6108, 1998
- [Bar99] J. J. Barroso, et al., „*A 5.7 GHz, 100 kW microwave source based on the monotron concept*“, IEEE Trans. Plasma Science, Vol. 27, pp. 580-586, April 1999
- [Bin06] W. Bin, et al., „*Advances in High Power Calorimetric Matched Loads for Short Pulses and CW Gyrotrons*“, 24th Symposium on Fusion Technology, Warsaw, Poland, Sept. 11-15, 2006
- [Bra98] O. Braz, „*Messtechnische Untersuchungen zur Hochfrequenzaukopplung an Millimeterwellengyrotrons hoher Leistung*“, Dissertation an der Universität Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe, FZKA 6164, 1998
- [Bro91] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, „*Taschenbuch der Mathematik*“, B.G. Teubner, 1991
- [Cor93] R. A. Correa, J. J. Barroso, „*Space charge effects of gyrotron electron beams in coaxial cavities*“, Int. Journal of Electronics, 74, pp. 131-136, 1993
- [Dru02] O. Drumm, „*Numerische Optimierung eines quasi-optischen Wellentypwandlers für ein frequenzdurchstimmbares Gyrotron*“, Dissertation an der Universität Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe, FZKA 6754, 2002
- [Dum01] O. Dumbrajs, et. All, „*Mode selection for a 2 MW, CW 170 GHz coaxial cavity gyrotron*“, Proc. 26th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Toulouse, France, Sept. 10-14, 2001, LNCMP, 2003 5/28-31
- [Gol98] P. F. Goldsmith, „*Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Applications*“, Institute of Electrical and Electronics Engineers Press, New York, 1998
- [Hen90] W. Henle, et al., „*Study on ECRH transmission lines for ITER/NET*“, NET Report EURFU, Vol. 80, pp. 90-99, 1990
- [III02] S. Illy, Trajectory code – ESRAY, private Mitteilung, FZK Karlsruhe, 2002
- [III05] S. Illy, et al., „*Collector Sweeping Systems for High Power Gyrotrons*“, Proc. 30th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Williamsburg, Virginia, USA, Sept. 19-23, 2005, pp 293-294
- [Jan04] G. Janeschitz, W. Bahm, „*Forschung auf dem Weg zum Fusionskraftwerk*“, Nachrichten – Forschungszentrum Karlsruhe, 36(2004) S.5-10
- [Jin05] J. Jin et al., „*Investigations of an Advanced Quasi-Optical Mode Converter for a Coaxial Gyrotron*“, Proc. 30th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Williamsburg, Virginia, USA, Sept. 19-23, 2005, pp. 299-300

- [Kas88] W. Kasparek, G.A. Müller, „*The wavenumber spectrometer*“, Int. Journal of Electronics, 64, 5-20, 1988
- [Kat67] B. Z. Katsenelenbaum, V. V. Semenov, „*Synthesis of Phase Correctors Shaping a Specified Field*“, Radiotekhnika i Elektronika, 12:244, 1967
- [Ker96] S. Kern, „*Numerische Simulation der Gyrotron-Wechselwirkung in koaxialen Resonatoren*“, Dissertation an der Universität Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe, FZKA 5837, 1996
- [Lou06] O. I. Louksha, et al., „*On Potentials of Gyrotron Efficiency Enhancement: Measurements and Simulations on a 4mm Gyrotron*“, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 34, No. 3, 502-511, June 2006
- [Mar06] C. Marchewka, et al., „*Observation of Low-Frequency Parasitic Oscillations in a 1.5 MW, 110 GHz Gyrotron*“, Proc. IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC2006), Monterey, California, USA, April 2006, pp. 535-536
- [Mic98] G. Michel, „*Feldprofilanalyse und -synthese im Milimeterwellenbereich*“, Dissertation an der Universität Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe, FZKA 6216, 1998
- [Mor53] P. M. Morse, H. Feshbach, „*Methods of Theoretical Physics*“, McGraw-Hill Book, 1953
- [Nei04] J. Neilson, „*SURF3D and TOL: Computer codes for design and analysis of high-performance QO Launchers in Gyrotrons*“, Proc. 29th Int. Conf. On Infrared and Millimeter Waves, Karlsruhe, Germany, Sept. 27 – Oct. 1, 2004 pp. 667-668
- [Per97] M. Pereyslavets, et al., „*Improvements of mode converters for low-power excitation of gyrotron-type modes*“, Int. Journal of Electronics, 1997, Vol. 82, No. 1, 107-115
- [Pio02] B. Piosczyk, et al., „*Coaxial Cavity Gyrotron – Recent Experimental Results*“, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 30, No. 3, 819-827, June 2002
- [Pio04] B. Piosczyk, et al., „*165 GHz Coaxial Cavity Gyrotron*“, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 32, Issue: 3, Part: 1, 853-860, June 2004
- [Pio06] B. Piosczyk, et al., „*A coaxial magnetron injection gun (CMIG) for a 170 GHz gyrotron*“, Int. Journal on Infrared and Millimeter Waves, 27(2006) 1041-1061
- [Poz99] D. M. Pozar, „*Microwave Engineering*“, Wiley and Sons, Inc, 1998
- [Pre03] J. Pretterebner, „*Kompakte quasi-optische Antennen im überdimensionierten Rundhohleiter*“, Dissertation an der Universität Stuttgart, 2003
- [Pri04] H. O. Prinz, „*Aufbau eines breitbandigen Echtzeit-Frequenzmesssystems für mm-Wellen Hochleistungsgyrotrons*“, Diplomarbeit an der Universität Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe, FZKA 7020, 2004
- [Rub66] A. Rubinowicz, „*Die Beugungswelle in der Kirchhoffschen Theorie der Beugung*“, Springer Verlag, 1966
- [Str41] J. A. Stratton, „*Electromagnetic Theory*“, McGraw-Hill, New York, 1941

- [Thu06] M. Thumm, „*State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers Update 2005*”, Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe, FZKA 7198, 2006
- [Thu93] M. Thumm, A. Möbius, „*Gyrotron oscillators*”, Kapitel 7: „*Gyrotron output launchers and output tapers*”, Taylor & Francis, 1993
- [Tsi93] S. Tsimring et al., „*Electron trajectory program, EPOS*”, Nizhny Novgorod, Russia, Institute of Applied Physics, 1993
- [Vla92] S. N. Vlasov, et al., „*Geometrical optics of waveguide mode converters*”, Optics Communications, Vol. 88, pp. 455-463, 1992
- [Wag03] D. Wagner, et al., „*Low power mode excitation for the cold test of the next generation fusion gyrotrons*”, Proc. 28th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Otsu, Japan, Sept. 29 – Oct. 3, 2003 pp. 355-356
- [Wie95] A. Wien, „*Ein Beitrag zur Analyse von quasi-optischen Wellenwandlern in Hochleistungs-gyrotrons*”, Dissertation an der Universität Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe, FZKA 5638, 1995

