

Aufbau, Optimierung und
Charakterisierung der THz-Optik für
GREAT auf SOFIA

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln

vorgelegt von
Armin Wagner-Gentner
aus Berlin



KÖLN 2007

Berichterstatter: Prof. Dr. J. Stutzki
Prof. Dr. J. Jolie

Tag der mündlichen Prüfung: 16.04.2007

Inhaltsverzeichnis

1	THz-Empfänger	7
1.1	Messmethoden	7
1.2	THz-Strahlungsquellen	8
1.3	THz-Mischer	9
1.4	Die THz-Atmosphäre	10
1.5	Einsatzbereite THz-Empfänger	12
2	GREAT auf SOFIA	13
2.1	SOFIA	13
2.1.1	Das SOFIA-Teleskop	15
2.1.2	Waist, Plate-Scale und Auflösungsvermögen	15
2.2	GREAT	16
2.2.1	Photonen-dominierte Regionen	16
2.2.2	Linien mit großer astronomischer Relevanz	20
2.2.3	GREAT-Spektrometer	21
2.2.4	GREAT-Modularität	21
3	Gauß'sche Optik	23
3.1	Gauß-Moden	23
3.1.1	Die Grundmode (FGBM)	24
3.1.2	Strahlradius, Krümmungsradius und Phase	24
3.1.3	Konfokallänge und Divergenzwinkel	25
3.1.4	Die von einem Strahlradius eingeschlossene Leistung	25
3.1.5	Kopplungskoeffizient und Gaußizität	26
4	Die kanalübergreifende Optik	27
4.1	Aufgabe der kanalübergreifenden Optik	27
4.2	Komponenten der kanalübergreifenden Optik	28
4.3	Die Temperatur der kanalübergreifenden Optik	28
4.4	Der Strahlengang	29
4.5	Die Fokalebene	30
4.6	Der Strahlteiler	31
4.7	Die optischen Bänke	32

4.7.1	Positionierung	33
4.7.2	FAA-Zertifikation	34
4.8	Justage der gemeinsamen Optik	35
4.8.1	Justagefreiheitsgrade	36
4.9	Abbildende THz-Komponenten	37
4.9.1	Abbildungsverluste von Spiegeln	38
4.9.2	Spiegelfertigung	39
4.10	Der Diplexer	40
4.10.1	Das Martin-Puplett Interferometer	41
4.10.2	Polarisatoren	43
4.10.3	Intrinsische Kopplungsverluste	44
4.10.4	Kopplungsverluste durch Fehljustagen	47
4.10.5	Aufbau	48
4.10.6	1.9 THz-Messungen	48
4.11	Erste 1.9 THz NbTiN HEB-Pumpversuche	49
5	Kalibrationseinheit	51
5.1	Technische Spezifikation	51
5.1.1	Mechanischer Aufbau	52
5.1.2	Steuerelektronik	53
5.1.3	Messungen	54
5.2	Hot-Load	58
5.2.1	Geometrie	59
5.2.2	Absorbermaterial	60
5.2.3	Thermische Stabilität	61
5.3	Cold-Load	63
6	Astigmatische Optik	65
6.1	Der 1.9 THz-Lokaloszillator	65
6.2	Das BWO-Strahlmuster	67
6.3	Existenzbedingung astigmatischer Optiken	69
6.4	Abbildende Spiegel	70
6.5	Abbildende astigmatische Spiegel	71
6.5.1	Konstruktion astigmatischer Spiegel	72
6.6	Die BWO-Optik	73
6.6.1	Simulation der BWO-Optik	74
6.6.2	Messung der BWO-Optik	76
7	Der GREAT-Kryostat	79
7.1	Komponenten des 1.9 THz-Kanals	79
7.2	Spezifikation der Standzeit und FAA-Zertifikation	80
7.3	Das Kryostatenfenster	82
7.3.1	Technische Spezifikationen	82
7.3.2	Fabry-Perot Interferometer	82

7.3.3	THz-Fenstermaterialien	85
7.3.4	Antireflexbeschichtete THz-Fenster	87
7.3.5	1D-AR-Strukturen	89
7.3.6	Simulation von AR-Strukturen	94
7.3.7	Herstellung von AR-Strukturen	98
7.3.8	Festigkeitsanalyse	99
7.3.9	Messungen	100
7.3.10	Doppelbrechung	102
7.4	Infrarot-Filter	104
7.4.1	Transmission im thermischen IR	104
7.4.2	Transmission im RF-Band	106
7.4.3	Aufbau	107
7.5	Kalte Optik	108
7.5.1	Aufbau	110
7.6	Hornantennen für den THz-Bereich	111
7.7	Supraleitende Hot-Electron Bolometer	113
7.8	Isolator für 1-2 GHz	114
7.9	HEMT-Verstärker für 1-2 GHz	116
7.10	Bias-T und HEB-Biaspunkt	117
7.11	Hochfrequenzleitungen	118
7.12	Kryostatenverkabelung	118
7.12.1	Elektrische Spezifikation	118
7.12.2	Thermische Spezifikation	119
7.12.3	Abschließende Betrachtung des Wärmeeintrags	124
8	Simulation der Optik	127
8.1	Simulationssoftware	127
8.2	Spiegelparameter	128
8.3	Simulationsergebnisse	129
8.4	Rauschtemperaturen	131
9	Labormessungen mit dem 1.9 THz-GREAT-Kanal	135
9.1	Optische Justage	135
9.2	Kalibration der ZF-Kette	137
9.3	Systemrauschtemperaturen	139
9.4	LO-Leistungsbedarf	143
9.5	Isothermal-Methode	143
9.6	Stabilitätsmessungen	145
9.7	Antennenkeule	147
10	1.9 THz-Arrays	151
10.1	Einpixel- und Array-Empfänger	151
10.2	FGBM-Arrays	152
10.2.1	Beamrotator	154

10.2.2	Strahlengang des 2x2-Pixel-Arrays	156
10.2.3	Strahlengang des 2x1-Pixel-Arrays	158
10.2.4	Alternatives 2x2-Pixel-Array-Design	158
10.2.5	FAA-Zertifikation	158
11	Ausblick	161
A	Rauschtemperaturen	163
A.1	Radiometerformel	163
A.2	Hot-Cold Messung	164
B	Schaltpläne	167
B.1	HEMT-Spannungsversorgung	167
B.2	Drei-Positionen-Schlitten	168

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die THz-Atmosphäre	10
1.2	Transmission in 1 m Laborluft im Frequenzintervall von 1.6-2 THz	11
2.1	Das Stratosphärenobservatorium SOFIA	14
2.2	Der GREAT-Empfänger	17
2.3	Die Photonen-dominierte Region des Orion Bars	18
2.4	Das Schichtenmodell einer photonen-dominierten Region	19
3.1	Die in einem Strahlradius enthaltene Leistung eines FGBMs	25
3.2	Kopplungsverluste zwischen zwei identischen FGBMs	26
4.1	Blockbild der gemeinsamen GREAT-Optik	27
4.2	CAD-Ansicht der GREAT-Optik	29
4.3	Der Strahlteiler	31
4.4	Ansicht der optischen Bank des 1.9 THz-Kanals	33
4.5	Die Drei-Punkt-Lager der optischen Bänke	35
4.6	Die optische Justage des GREAT-Empfängers	36
4.7	Die Streulichtverluste an spiegelnden Oberflächen	38
4.8	Abweichung der Dewarspiegeloberfläche von der Soll-Oberfläche	40
4.9	Zwei mögliche 4-Port Diplexer-Aufbauten	42
4.10	Gemessene Transmission des Polarisators No. 1285 (Size 6) von QMC im Frequenzintervall von 1.4-3 THz	44
4.11	Die intrinsischen Kopplungsverluste im MPI als Funktion der Waistgröße und der ZF	45
4.12	Die Strahlgeometrie für die Berechnung des Kopplungsintegrals am Ausgangsport des MPIs	46
4.13	Der 1.9 THz-Diplexer-Testaufbau	50
5.1	Ansicht des Linearschlittens	53
5.2	Flussdiagramm der Analogelektronik des Linearschlittens	55
5.3	Das Verhalten des Linearschlittens im Temperaturbereich von 240-290 K	56
5.4	Zeitabhängigkeit der analogen Regelsignale bei Repositionierung des Linearschlittens	57

5.5	Positioniergenauigkeit des Linearschlittens bei Variation des Elevationswinkels und der Temperatur	58
5.6	Ansicht der geöffneten Hot-Load-Box mit 45°-Umlenkspiegel und herausgenommenem Hot-Load-Konus	59
5.7	Graphische Bestimmung der Anzahl an Reflexen im Konus der Hot-Load	61
5.8	Die Temperaturstabilität der Hot-Load	62
5.9	Gemessene Transmission des Cold-Load-Fensters im Frequenzbereich von 1.4-4.7 THz	63
6.1	Blockschaltbild des 1.9 THz-Lokaloszillators	66
6.2	Ansicht des 633 GHz Backward-Wave Oscillators	67
6.3	Das astigmatische BWO-Strahlmuster bei 633 GHz	68
6.4	Bestimmung der Gauß'schen Strahlparameter der übergroßen BWO-Rechteckhornantenne bei 633 GHz	69
6.5	Konstruktionsweise eines abbildenden Spiegels	71
6.6	Konstruktionsweise eines abbildenden astigmatischen Spiegels	72
6.7	Strahlengang der astigmatischen BWO-Optik	73
6.8	Kopplung von FGBMen an die simulierte BWO-Feldverteilung	74
6.9	Konturbilder astigmatischer Spiegeloberflächen	75
6.10	Ergebnisse der numerischen Simulation der BWO-Strahlpropagation	76
6.11	Konturbilder der simulierten Amplitude und Phase des \vec{E} -Feldes an Position der Triplerwaist	77
6.12	Gemessene Strahlmuster einer 633 GHz-Potterhornantenne vor und nach dem Passieren der astigmatischen Optik	78
7.1	Ansicht des GREAT-Kryostaten	81
7.2	Das Fabry-Perot Interferometer	83
7.3	Die Transmission des Fabry-Perot Interferometers	86
7.4	Aufbau einer Antireflexbeschichtung	87
7.5	Die Transmission von THz-Fenstern im Vergleich	89
7.6	Geometrie einer 1D-Rechtecknuten Antireflexstruktur	91
7.7	Der Brechungsindex von 1D-AR-Rechtecknuten als Funktion des Füllfaktors	92
7.8	Geometrie einer 1D-Dreiecknuten Antireflexstruktur	93
7.9	Geometrie einer 2D-Quadrat Antireflexstruktur	94
7.10	Numerische Simulation von 1D-AR-Rechtecknuten: Transmissionlinie und Scatter-Code im Vergleich	95
7.11	Transmission von 1D-AR-Rechtecknuten in Silizium bei unterschiedlichen Einfallswinkeln Θ und Rotationswinkeln γ	96
7.12	Transmission von 1D-AR-Rechtecknuten in Silizium bei Variation der Stegbreite b	97
7.13	1D-AR-Strukturen im Vergleich: Simulation von Rechteck- und Dreiecknuten in HDPE	98

7.14	FTS-Daten und angepasste Transmission eines $527\ \mu\text{m}$ dicken Siliziumwafers ($3\ \text{k}\Omega\text{cm}$)	101
7.15	FTS-Daten eines 1D-AR-strukturierten Siliziumfensters (Rechteckrillen) und zugehörige REM-Aufnahme	102
7.16	Doppelbrechende Wirkung eines 1D-AR-strukturierten Siliziumfensters	103
7.17	Gemessene Transmission von infrarotblockenden Materialien im Wellenlängenbereich von $2\text{-}65\ \mu\text{m}$	105
7.18	Gemessene Transmission von Infrarotfiltermaterialien im Frequenzintervall von $1.6\text{-}2.6\ \text{THz}$	107
7.19	Ansicht der kalten Optik	109
7.20	Explosionszeichnung der Mischerbaugruppe	111
7.21	Ansicht und Profil einer smooth-walled spline-profile Hornantenne für $1800\ \text{GHz}$	112
7.22	Aufbau und Funktionsweise eines phononengekühlten Hot-Electron Bolometers	113
7.23	Gemessene S-Parameter des Isolators für $1\text{-}2\ \text{GHz}$ der Firma Pam-Tech bei $77\ \text{K}$	115
7.24	Die Grundsaltung der HEMT-Spannungsversorgung	116
7.25	Schaltplan des passiven Netzwerkes für die Vorgabe der HEB-Biasspannung sowie für die Auskoppelung der ZF (Bias-T) und für die Bestimmung des HEB-Arbeitspunktes (Widerstandsnetzwerk)	117
7.26	Blockdiagramm der kalten ZF-Kette	118
7.27	1D-Temperaturverteilung in einem Draht bei konstantem Wärmestrom	119
7.28	Aus der numerischen Iteration der 1D-Wärmeleitungsgleichung resultierendes 2D-Temperaturgitter	120
7.29	Simulierter Wärmestrom durch unterschiedliche Kabel zwischen der 300 und der $77\ \text{K}$ -Kühlstufe	122
7.30	Simulierter Wärmestrom durch unterschiedliche Kabel zwischen der 77 und der $4\ \text{K}$ -Kühlstufe	123
7.31	Haltezeit des $1.9\ \text{THz}$ -GREAT-Kryostaten unter Messbedingungen	126
7.32	Ansicht der LHe-Kaltfläche des $1.9\ \text{THz}$ -GREAT-Kryostaten	126
8.1	Die Entwicklung der $1.9\ \text{THz}$ - $1w$ -Kontur in der GREAT-Optik entlang der Strahlachse	129
8.2	Konturbilder der simulierten Amplituden und Phasen des \vec{E} -Feldes nach dem Durchlaufen des optischen Pfades Mischer-LO des $1.9\ \text{THz}$ -GREAT-Kanals	131
9.1	Blockdiagramm des GREAT-Messaufbaus	136
9.2	Ansicht der justierten Optik innerhalb des Optikkompartments	137
9.3	Die Rauschtemperatur der ZF-Kette	138

9.4	Systemrauschtemperaturen des 1.9 THz-GREAT-Kanals für verschiedene Pumplevel und HEB-Biaspunkte	140
9.5	Kennlinien, Konversionskurven und Systemrauschtemperaturen gemessen mit dem HEB No. 312 aus NbTiN	141
9.6	Mit dem AOS gemessene spektrale Systemrauschtemperatur des 1.9 THz-GREAT-Kanals	142
9.7	Abschätzung der vom HEB absorbierten LO-Strahlungsleistung mit Hilfe der Isothermal-Methode	144
9.8	Untersuchung der Allan-Basislinien-Varianz des 1.9 THz-Kanals	146
9.9	Die Antennenkeule des 1.9 THz-GREAT-Kanals	148
9.10	Der Verlauf der $1w$ -Strahlkontur des 1.9 THz-GREAT-Kanals	149
10.1	Datenaufnahme mit einem Fokalebene-Array entsprechend dem Nyquist-Theorem: Mehrfachmessung oder On-The-Fly	153
10.2	Vergleich der Strahlkonturen eines 2x2-Pixel-Arrays ohne und mit abbildendem Beamrotator	154
10.3	CAD-Ansicht des Beamrotators	155
10.4	CAD-Ansicht des Array-Strahlenganges dem Diplexer folgend	157
B.1	Schaltplan der HEMT-Spannungsversorgung	167
B.2	Schaltplan der Drei-Positionen-Schlittenelektronik	168

Tabellenverzeichnis

2.1	Technische Daten der GREAT-Frequenzkanäle	20
2.2	Die GREAT-Spektrometer bei 1 THz	21
4.1	Die Justagefreiheitsgrade der GREAT-Optikkomponenten	37
5.1	Gemessener Brechungsindex und Absorptionskoeffizient des HDPE-Cold-Load-Fensters	64
6.1	Gauß'sche Krümmungsradien der astigmatischen 633 GHz BWO-Optik	74
7.1	Optische Eigenschaften von ausgewählten Polymeren und kristallinen Festkörpern im THz-Bereich	85
7.2	Mechanische Eigenschaften von ausgewählten Polymeren und kristallinen Festkörpern	100
7.3	Technische Daten von IR-Filtermaterialien (Zitex und Quarz)	106
7.4	Gemessene Brechungsindizes und Absorptionskoeffizienten von Zitex und Quarz im Frequenzintervall von 1.6-2.6 THz	106
7.5	Spiegelparameter der kalten Optik des 1.9 THz-GREAT-Kanals	110
7.6	Abschätzung des Wärmeeintrags in den GREAT-Kryostaten	125
8.1	Spiegelparameter der GREAT-Optik	128
8.2	Simulationsergebnisse der Abbildungsgüte der GREAT-Optik	130
8.3	Effizienz der GREAT-Optikkomponenten	132
10.1	Parameter des Gauß'schen Teleskops im Beamrotator	155
10.2	Spiegelparameter des abbildenden Beamrotators	156
10.3	Parameter des Gauß'schen Teleskops bestehend aus Spiegel M6 und Spiegel M8	156
10.4	Spiegelparameter der 1.9 THz-GREAT-Array-Optik	157

Zusammenfassung

Sternentstehung findet im dichten Teil der Molekülwolken des interstellaren Mediums statt. In diesen Gebieten werden die ablaufenden physikalischen und chemischen Prozesse maßgeblich von der Wechselwirkung zwischen der Materie und dem Strahlungsfeld eingebetteter junger Sterne bestimmt. Konsequenz der Bestrahlung mit FUV-Photonen ($6\text{ eV} < E < 13.6\text{ eV}$) ist die Aufheizung des Staubes und des atomaren bzw. molekularen Gases. Dabei führt die auf Staubkörnern umgesetzte Photonenenergie zur Emission von IR-Kontinuumsstrahlung, wohingegen die vom atomaren bzw. molekularen Gas aufgenommene Energie zu einer Anregung charakteristischer Übergänge im submm-Bereich führt. Beobachtbar sind astronomisch relevante Linien wie z.B. CO-Rotationsübergänge, aber auch starke Linienemissionen von Hyperfeinstrukturübergängen von z.B. [OI] und [CII], die im THz-Bereich liegen. Die Verteilung und die Intensitäten lassen sich mit gängigen Modellen über so genannte Photonen-dominierte Regionen beschreiben und liefern wichtige Informationen für unser Verständnis über z.B. Sternentstehungsgebiete.

Mit dem German REceiver for Astronomy at THz-Frequencies (GREAT), einem Einpixel-Heterodynempfänger für zwei Frequenzen, wird der Wissenschaft der Zugang zu diesen Linien spektral hochaufgelöst ($\frac{\lambda}{\Delta\lambda} > 10^6$) ermöglicht. Dabei ist zu beachten, dass Frequenzen im Bereich von 1-10 THz erdgebunden aufgrund der Absorption des atmosphärischen Wasserdampfs nicht beobachtbar sind. Daher müssen THz-Empfänger in großer Höhe nach Möglichkeit oberhalb der Troposphäre betrieben werden. Ideal im Sinne einer Vergrößerung der detektierbaren Signalleistung und einer Minimierung des Hintergrundrauschens sind Weltraummissionen. Als aktuelles Beispiel sei das Herschel-Satellitenprojekt aufgeführt, an dem das KOSMA-Institut beteiligt ist.

GREAT wird am flugzeuggetragenen 2.5 m-Teleskop des Stratospheric Observatory for Far-Infrared Astronomy (SOFIA), einer Kooperation zwischen NASA und DLR, in einer Höhe von ca. 13 km operieren. Für die Planung und den Aufbau des Empfängers wurde ein Forschungskonsortium bestehend aus entsprechenden Arbeitsgruppen am MPIfR, dem MPIAe, dem DLR und KOSMA gegründet. Insgesamt befinden sich vier Frequenzkanäle im Bereich von 1.2-4.7 THz im Aufbau, von denen in Abhängigkeit der wissenschaftlichen Fragestellung zwei ausgewählt, in das GREAT-Instrument eingesetzt und simultan betrieben werden können [34]. Die hierfür erforderliche Modularität von GREAT stellt (bei Wellenlängen von $200\ \mu\text{m}$ und kleiner) eine große Herausforderung für den Aufbau und die Justage

des Empfängers dar. Zusätzlich waren bei Planung und Realisierung von GREAT die strengen Zertifizierungsregeln der amerikanischen Flugsicherheitsbehörde FAA zu erfüllen.

Innerhalb des Konsortiums ist KOSMA für den Aufbau der 1.4 und 1.9 THz-Kanäle, für die Entwicklung der kanalübergreifenden Optik und den Aufbau von Array acousto-optical Spektrometern zuständig. Wesentliche Teile der Aufgaben wurden im Rahmen von drei Dissertationen ausgeführt. Die Dissertation von Pedro Munoz umfasst die Entwicklung der supraleitenden Hot-Electron Bolometer (HEB) für 1.2-1.9 THz. Martin Philipp war für den Aufbau des 1.9 THz-Lokaloszillator (LO) [65] zuständig. Und im Rahmen vorliegender Arbeit wurden sowohl die optomechanischen Komponenten der kanalübergreifenden Optik als auch die Optik der 1.4-1.9 THz-Kanäle [84] entwickelt. Ferner wurde die für die HEBs erforderliche kryogene Infrastruktur aufgebaut, und abschließend eine Charakterisierung des 1.9 THz-Kanals vorgenommen. Die wesentlichen technischen Entwicklungen und Ergebnisse aus vorliegender Arbeit sind nachfolgend kurz zusammengefasst.

Kohärente Strahlungsquellen mit einer Ausgangsleistung von mehr als $1 \mu\text{W}$ sind im Frequenzbereich von 1-10 THz nur äußerst eingeschränkt verfügbar. Die Maximierung der nutzbaren 1.9 THz-LO-Leistung machte die Entwicklung abbildender astigmatischer Spiegel für quasioptische Systeme [85] erforderlich.

Das Kryostatenfenster muss im Beobachtungsfrequenzband transparent sein. Materialien mit einem niedrigen Absorptionskoeffizienten im THz-Bereich (z.B. Silizium) besitzen im Allgemeinen hohe Dielektrizitätskonstanten und führen zu hohen Reflexionsverlusten. Im Rahmen dieser Arbeit gelang die Anwendung der Effective-Medium-Theorie, um entspiegelte "Low loss THz-Windows" [87, 86] herzustellen. Ein erstes Exemplar ist im Mikrostrukturlabor von KOSMA per Bosch-Prozess aus Silizium ($3 \text{ k}\Omega\text{cm}$) hergestellt worden. Messungen ergaben bei 2.1 THz eine maximale Transmission von 96% und eine 90%-Bandbreite von 0.5 THz. Damit erscheint die Mikrostrukturierung von Silizium mit Hilfe des Bosch-Prozesses für eine Optimierung optischer THz-Komponenten wie z.B. die von Polarisatoren als äußerst geeignet.

In Kooperation mit dem CSIRO, Australien, kam erstmalig eine neuartige smooth-walled spline-profile Hornantenne für 1.9 THz zum Einsatz, deren Antennenkeule im Rahmen dieser Arbeit im Labor indirekt vermessen werden konnte.

Die Bestimmung der spektralen Systemrauschtemperatur des 1.9 THz-Kanals ergab über das Zwischenfrequenzband von 1.2-1.7 GHz 2200-2500 K [30], was ca. dem 50-fachen des Quantenlimits entspricht. Die Allan-Minimumszeit als Maß der Systemstabilität beträgt 35 s. Damit ist der 1.9 THz-Kanal empfindlich und weist zugleich eine Stabilität auf, die ähnlich gut ist wie die von SIS-Empfängern.

Logische Konsequenz der begrenzten Messzeit auf SOFIA ist die mittelfristige Steigerung der Effizienz des submm-Empfängers. Der Ausbau des 1.9 THz-GREAT-Kanals zum 4-Pixel-Array wurde im Rahmen der hier dokumentierten Arbeit vorbereitet.

Mit der Fertigstellung des 1.9 THz-Kanals steht der Wissenschaft der weltweit einzige, einsatzbereite und FAA-zertifizierte Heterodynempfänger für 1.9 THz zur Verfügung, der den wissenschaftlichen Zugang zur Hauptkühllinie ([CII]) des ISMs öffnet.

Die Kapitel 1-3 sind als Einleitung zu verstehen, wobei Kapitel 1 den Fokus auf THz-Empfänger, das Kapitel 2 auf GREAT und SOFIA und das Kapitel 3 auf die Grundzüge der Gauß'schen Optik richtet. In den folgenden Kapiteln 4 und 5 wird der Aufbau der Empfängeroptik beschrieben. Die Ableitung abbildender astigmatischer Spiegel ist in Kapitel 6 zu finden. Kapitel 7 beschreibt den Aufbau der kryogenen Infrastruktur und enthält die Entwicklung des "Low Loss THz Windows". Die Simulationsergebnisse der abbildenden Eigenschaft der GREAT-Optik sowie die Optikeffizienz sind in Kapitel 8 wiedergegeben, und werden von Kapitel 9, in dem der 1.9 THz-GREAT-Kanal durch Labormessungen charakterisiert wird (Systemrauschtemperatur, Allan-Varianz, Antennenkeule etc.), ergänzt. Kapitel 10 ist als Ausblick zu verstehen, da in diesem die Grundzüge einer Erweiterung von GREAT zum 4-Pixel-Arrayempfänger ausgeführt werden. Die Arbeit schließt mit einer Übersicht in der dargestellt wird, was sich bei KOSMA hinsichtlich der THz-Heterodynempfängerentwicklung aktuell in Planung befindet.

Abstract

The physical and chemical structure of molecular clouds can be significantly affected by the interaction of the molecular material with the interstellar radiation field. The FUV radiation ($6\text{ eV} < E < 13.6\text{ eV}$) heats the dust and the atomic and molecular gas. As a consequence of the heating the dust emits IR continuum radiation. Furthermore, the energy absorbed by the atomic and molecular gas can excite line emission at sub-millimeter wavelengths such as rotational transitions of CO and the hyperfine structure transitions in [OI] and [CII]. Comparing the observed distributions and intensities of the line radiation with up-to-date models of photon-dominated regions helps us to understand how irradiated clouds evolve.

The German REceiver for Astronomy at THz-Frequencies (GREAT) will make observations of lines at THz frequencies with high spectral resolution ($R > 10^6$). GREAT is designed as a single-pixel heterodyne receiver that can observe two frequencies simultaneously. Unfortunately, ground-based observations in the frequency range 1-10 THz are not possible because of absorption by atmospheric

water vapor. Hence, THz receivers must be deployed at high altitudes, ideally above the troposphere. To circumvent the atmospheric absorption, one can use airborne or space telescopes (a recent space project is the Herschel mission, in which KOSMA is involved). GREAT will be installed on the 2.5 m-class airborne telescope of the Stratospheric Observatory for Far-Infrared Astronomy (SOFIA), a collaborative project of NASA and DLR. The typical flight altitude of SOFIA will be about 13 km.

The GREAT-receiver was developed and built by a consortium of groups of four institutions: MPIfR, MPIAe, DLR and KOSMA. A total of four receiver channels in the frequency range 1.2-4.7 THz are under construction. Depending on the scientific objective of a particular mission, two channels can be selected and operated simultaneously [34]. The modular design of GREAT was particularly challenging, given the constraint that it be adaptable to wavelength lower than 200 μm and the strict airworthiness certification requirements of the Federal Aviation Administration (FAA).

KOSMA is responsible for the construction of the 1.4 and 1.9 THz-receiver channels, for the development of the common optics, and the supply of Array acousto-optical Spectrometers. Most of the work that went in to meeting these responsibilities was performed within the scope of three Ph.D. dissertations. Pedro Munoz developed the superconducting hot-electron bolometers (HEB) for 1.2-1.9 THz. Martin Philipp was responsible for the design of the 1.9 THz-local oscillator (LO) [65]. The common optics and the opto-mechanics for the 1.9 THz-channel [84] were developed as part of the present thesis. Furthermore, the cryogenic infrastructure needed for the HEBs was integrated and a characterization of the 1.9 THz-channel [30] was done. The main results of the present work are listed below.

In the THz-range coherent radiation sources with an output power greater than 1 μW are rare. To maximize the usable 1.9 THz-local-oscillator power, astigmatic off-axis mirrors were developed for quasi-optical systems [85].

The cryostat window must be transparent in the desired frequency band. Materials with low absorption in the THz-range (e.g. silicon) generally have high dielectric constants and thus produce high reflection losses. The effective medium theory was successfully used to manufacture anti-reflection-coated low-loss THz-windows [87, 86]. The first device was made out of silicon (3 k Ωcm), in house, using the Bosch-Process. Measurements show a maximum transmission of 96% at 2.1 THz and a 90%-bandwidth of about 0.5 THz. Because of this result, we conclude that silicon micro-machining using the Bosch-Process for the optimization of optical THz components, e.g. polarizers, is very useful.

In cooperation with the CSIRO in Australia, a newly developed highly-efficient smooth-walled spline-profile horn antenna for 1.9 THz was put into operation for the first time. As part of the characterization of the 1.9 THz-channel, its beam pattern was indirectly measured.

The spectral noise temperature of the 1.9 THz-receiver channel was 2200-2500 K

(50 times the quantum noise limit) over the intermediate frequency band (1.2-1.7 GHz) [30]. The minimum Allan-variance time, a scale for the overall system stability, was measured to be 35 s. Taken together, the noise temperature and Allan-variance results testify the overall sensitivity and stability of the 1.9 THz-receiver channel. The achieved system stability is comparable to that of SIS-heterodyne receivers.

Because the total observing time on SOFIA is limited, we examine ways to enhance submm-receiver performance and discuss the possibility of expanding the 1.9 THz-channel to a 4-pixel-array receiver.

The 1.9 THz-channel is ready for use. It is the only FAA certified heterodyne receiver for 1.9 THz in the world which will allow observations of the most important cooling line of the ISM ([CII]).

Introductions to THz-heterodyne receivers, to GREAT on SOFIA and to the basics of quasioptical systems are given in chapters 1-3. Chapters 4 and 5 describe the design and construction of the GREAT receiver optics. The development of astigmatic off-axis mirrors is presented in chapter 6. Chapter 7 describes the construction and integration of the cryogenic infrastructure and contains a section on the development of low-loss THz windows. The results of a numerical simulation of the GREAT optics and their efficiencies are listed in chapter 8. A comprehensive characterization of the 1.9 THz-GREAT-channel follows in chapter 9. This chapter contains measurements of the system noise temperature, the Allan-Variance, the beam pattern, etc. Chapter 10 presents an outlook of the possibility of extending GREAT to a 4-pixel-array-receiver. The thesis concludes with a brief description of current THz projects at KOSMA.

Kapitel 1

THz-Empfänger

In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über THz-Empfänger gegeben. Einleitend werden gängige Messmethoden vorgestellt, wobei auf das Heterodynprinzip explizit eingegangen wird. Daran anschließend werden grundlegende physikalische Probleme in der Verfügbarkeit adäquater THz-Lokaloszillatorquellen aufgezeigt und einsetzbare Mischer Elemente benannt. Es folgen Überlegungen über geeignete THz-Beobachtungsstandorte. Das Kapitel schließt mit einer Zusammenstellung einsatzbereiter THz-Heterodynenempfänger, die keinen Anspruch auf Vollständigkeit erhebt.

1.1 Messmethoden

Die Messmethoden mit denen Frequenzen des Ferninfraroten (FIR), hierunter werden im folgenden Frequenzen $1 \text{ THz} < f < 10 \text{ THz}$ ($300 \mu\text{m} > \lambda > 30 \mu\text{m}$) verstanden, an Teleskopen detektiert werden, lassen sich in inkohärente und kohärente unterscheiden. Geht bei der Detektion der FIR-Photonen die Phaseninformation verloren wie z.B. bei der Verwendung eines Bolometers oder eines Photoleiters, handelt es sich um ein phaseninkohärentes Messverfahren. Da die verwendeten Detektoren über einen großen Wellenlängenbereich empfindlich sind, ist mit Hilfe von Filtern das thermische Infrarot zu unterdrücken und das gewünschte Beobachtungsfrequenzband zu selektieren. Für die nachfolgende spektrale Analyse des Signals kommen z.B. Fabry-Perot Interferometer oder Gitterspektrographen zum Einsatz. Hierbei ist zu beachten, dass die erreichbare Auflösung ($R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$) eines FPIs durch Absorptionsverluste und die eines Echellegitters durch die aus der Beugungstheorie folgenden geometrischen Abmessungen im betrachteten Wellenlängenbereich auf $R \approx 5000$ begrenzt ist.

In der hochauflösenden THz-Spektroskopie kommt aufgrund der geforderten spektralen Auflösung ($R > 10^6$) das Heterodyn-Prinzip zur Anwendung. Hierbei wird das eintreffende astronomische Signal (RF) mit Hilfe eines Lokaloszillators (LO) auf wenige GHz „heruntergemischt“. Da beim Mischvorgang die Phasenin-

formation erhalten bleibt, ist dies ein so genanntes kohärentes Messverfahren. Die Aufzeichnung der Amplituden- und Phaseninformation ermöglicht, anders als im optischen Bereich, die Signale mehrere Teleskope zu einem späteren Zeitpunkt im Computer zur Interferenz zu bringen. Hierdurch lassen sich in der Radioastronomie Interferometer mit vielen Basislinien leicht realisieren.

Für Heterodynmessungen wird ein monochromatischer, kohärenter LO benötigt ($L \sin(\omega_L t)$), der mit der RF ($R \sin(\omega_R t)$) überlagert und an einer Nichtlinearität, z.B. einer Diode, gemischt wird. Auf Grund höherer Ordnungen in der Mischerkennlinie entstehen verschiedene Frequenzen als Mischprodukte. Im Beispiel wird eine rein quadratisch Kennlinie angenommen $I = \alpha U^2$:

$$\begin{aligned} I &= \alpha [L \sin(\omega_L t) + R \sin(\omega_R t)]^2 \\ &= \frac{\alpha}{2} (L^2 + R^2) - \frac{\alpha}{2} L^2 \sin\left(2\omega_L t + \frac{\pi}{2}\right) - \frac{\alpha}{2} R^2 \sin\left(2\omega_R t + \frac{\pi}{2}\right) \\ &\quad + \alpha LR \sin\left((\omega_L - \omega_R)t + \frac{\pi}{2}\right) - \alpha LR \sin\left((\omega_L + \omega_R)t + \frac{\pi}{2}\right) \end{aligned}$$

Durch den Mischprozess erhält man am Ausgang des nichtlinearen Elements einen DC-Anteil, die erste Harmonische der Grundfrequenzen, sowie die Differenz- und die Summenfrequenz. Von besonderem Interesse ist die Differenz- bzw. Zwischenfrequenz ($\omega_{ZF} = \omega_L - \omega_R$), da sie in den Bereich weniger GHz (typisch sind 1-4 GHz) gelegt und mit relativ geringem technischen Aufwand verstärkt und weiterverarbeitet werden kann. Die Zwischenfrequenz (ω_{ZF}) enthält als umgesetztes RF-Signal die vollständige spektrale Information des RF-Signals, wobei die nutzbare Bandbreite von der verfügbaren ZF-Bandbreite (typisch 1 GHz) vorgegeben wird. Dabei ist zu beachten, dass die ZF-Frequenzanteile sowohl aus dem oberen als auch aus dem unteren Seitenband ($\omega_{ZF} = |\omega_L - \omega_R|$) herrühren. Mögliche Doppeldeutigkeiten in der Frequenzuordnung können durch ein gezieltes Verstimmen der LO-Frequenz aufgelöst werden bzw. lassen sich mit einem Seitenbandfilter unterbinden. Letzterer ermöglicht zusätzlich das Absenken der Systemrauschtemperatur im Beobachtungsfrequenzband, da die Rauschleistungsbeiträge aus dem ungenutzten zweiten Seitenband durch kalte Terminierung des entsprechenden Ports am Seitenbandfilter reduziert werden können.

Die Stärke des ZF-Signals ist abhängig von der Krümmung α der Nichtlinearität, von der verfügbaren LO-Leistung L und der RF-Signalstärke R . Im Spezialfall einer rein quadratischen Kennlinie ist folglich eine hohe LO-Leistung wünschenswert, die mit dem eintreffenden RF-Signal auf einer extremen Nichtlinearität gemischt wird.

1.2 THz-Strahlungsquellen

THz-Strahlungsquellen mit einer hohen Ausgangsleistung (mehrere μW) sind zur Zeit kaum verfügbar, da dieser Teil des elektromagnetischen Spektrums im Übergangsbereich zwischen Elektronik zu Photonik liegt. Unterhalb 1 THz kann Strahlung mit elektronischen Verfahren erzeugt werden (Gunn, Backward Wave Oszilla-

toren (BWO), Vervielfacherketten etc.), oberhalb von 10 THz zunehmend leichter mit laserbasierten Verfahren. Im Bereich 1-10 THz ist die Strahlungserzeugung jedoch sehr schwierig, weshalb man auch von der THz-Lücke spricht. Nähert man sich von der elektronischen Seite dem THz-Bereich, nimmt die erreichbare Leistung auf Grund steigender Verluste bei zunehmender Frequenz (RC-roll-off) exponentiell ab. Ferner sind der erforderlichen Reduktion der Komponentengrößen technologische Grenzen gesetzt.

Von photonischer Seite kommend sind THz-Frequenzen sehr niedrig, da die erforderliche Energielücke sehr klein bzw. die Photonenenergie $h\nu$ vergleichbar zur thermischen Energie $kT \approx 0.025\text{eV}$ wird. Hierdurch sind in Kombination mit dem zu ν^3 proportionalen Einstein A -Koeffizienten gewünschte Zustände äußerst schwach besetzt und eine Besetzungszahlinversion wird nahezu unmöglich. Die Konsequenz ist, dass die erreichbare Strahlungsleistung hin zu niedrigeren Frequenzen stark abfällt bzw. die Laserbedingung nicht erfüllt werden kann.

Das bedeutet, Quellen mit hoher THz-Ausgangsleistung sind derzeit kaum verfügbar. Auf elektronischer Seite kommen heute vervielfachte Gunns und BWOs zum Einsatz, auf photonischer Seite Laser, photonische Mischer [58] sowie zunehmend Quantenkaskadenlaser (QCL) [42]. Typische Ausgangsleistungen bei 2 THz sind derzeit 1-2 μW . Doch durch Anwendungsmöglichkeiten von THz-Strahlung in der Sicherheits- und Medizintechnik sind große Fortschritte z.B. in der QCL-Entwicklung erzielt worden. Alternativ bietet sich der Einsatz von Vervielfacherketten in Kombination mit Leistungsverstärkern an, die aktuell von Virginia Diodes¹ und RPG² entwickelt werden.

1.3 THz-Mischer

Im Bereich der Mischerentwicklung ist zu beachten, dass die sehr gut verstandenen SIS-Tunnelkontakte auf Grund der verfügbaren supraleitenden Materialien und deren Bandlücke wahrscheinlich nur bis zu einer RF-Frequenz von ≈ 1.4 THz herstellbar sind. Alternativ können diese und höhere Frequenzen mit Schottky-Kontakten detektiert werden. Diese Mischer haben jedoch im Vergleich zu heutigen diffusions- oder phononengekühlten Hot-Electron Bolometer (HEB) den Nachteil einer um einige Faktoren höheren Rauschtemperatur. Aus diesem Grund werden als THz-Mischer supraleitende HEBs zur Anwendung gebracht.

Es sei noch darauf hingewiesen, dass anders als sonst in der Nachrichtentechnik üblich, auf eine Verstärkerstufe zwischen Antenne und Mischer verzichtet werden muss, da Verstärker im THz-Bereich auf Grund physikalischer Bedingungen derzeit nicht herstellbar sind.

¹www.virginiadiodes.com, Charlottesville, USA

²www.radiometer-physics.de, Meckenheim, Germany

1.4 Die THz-Atmosphäre

Neben genannten technischen Herausforderungen erschwert zusätzlich die Dämpfung der Erdatmosphäre die THz-Beobachtungen. Für die gemessene Antennentemperatur T_A auf einer Quelle der Temperatur T_Q gilt:

$$T_A = T_{sky} \left(1 - e^{-\tau(\nu)}\right) + T_Q e^{-\tau(\nu)} \quad (1.4.1)$$

(hierbei ist die Temperatur der Erdatmosphäre T_{sky} , und die optische Dicke der Atmosphäre bei einer Frequenz $\tau(\nu)$). Folglich kommt es darauf an, einen Beobachtungsstandort mit einem möglichst kleinen $\tau(\nu) \rightarrow 0$ zu finden, damit möglichst wenig Photonen der Quelle in der Atmosphäre absorbiert werden.

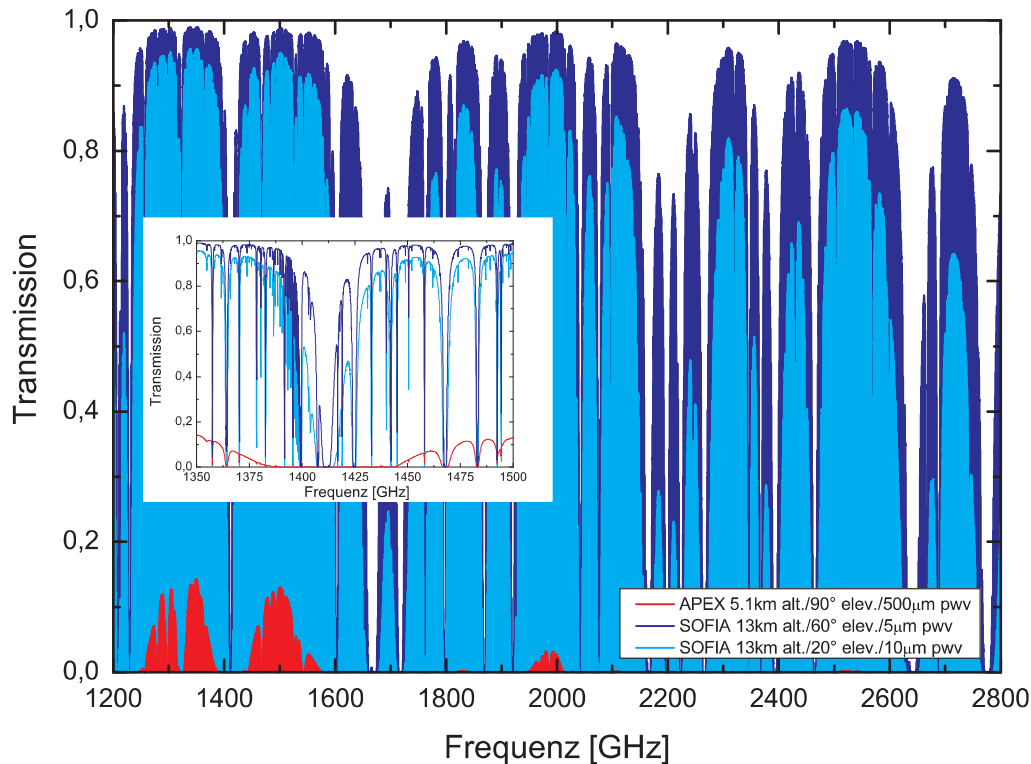


Abbildung 1.1: Erwartete Transparenz der Atmosphäre für den APEX-Standort (Chajnantor-Plateau, Chile 5100 m) und das SOFIA-Teleskop bei einer Flughöhe von 13 km. In der ATRAN-Simulation [51] für SOFIA wurden sowohl die maximalen Elevationswinkel (elev.) als auch Schwankungen des Wasserdampfgehaltes (pwv) berücksichtigt. Auf diese Weise wird die erwartete maximale bzw. minimale Transmission der Atmosphäre abgeschätzt. Bei 1.9 THz liegt die Transmission unter allen Bedingungen oberhalb von 90%. Im Teilbild ist am Beispiel des Frequenzintervalls von 1350-1500 GHz die hohe Anzahl an atmosphärischen Linien verdeutlicht. Die Frequenzauflösung beträgt 30 MHz.

Den Hauptbeitrag der Absorption liefert der atmosphärische Wasserdampf. Gute THz-Standorte sind daher trockene, kalte Standorte wie sie in der Atacama-

Wüste in Chile, auf Dome A und C am Südpol, auf flugzeuggetragenen oder satellitengestützten Teleskopen oder auf dem Mond usw. zu finden sind. Abb. 1.1 gibt einen Überblick über die erwartete Transmission der Erdatmosphäre für das derzeit beste Teleskop der 12-m-Klasse für THz-Frequenzen (APEX) in der chilenischen Atacamawüste und das SOFIA-Teleskop im Frequenzbereich von 1.2-2.8 THz. Zu erkennen ist, dass Frequenzen oberhalb 1.5 THz selbst am 5100 m hoch gelegenen APEX-Standort nicht beobachtet werden können. Dagegen lässt SOFIA in einer Flughöhe von 13 km ca. 90% der atmosphärischen Dämpfung hinter sich und ist daher für Ferninfrarotbeobachtungen eine exzellente Plattform. Denn SOFIA kombiniert nicht nur eine gute atmosphärische Transmission mit der Möglichkeit jederzeit die aktuellste Empfängergeneration betreiben zu können, sondern zusätzlich auch deren möglichen Einsatz auf der Nord- als auch auf der Südhemisphäre.

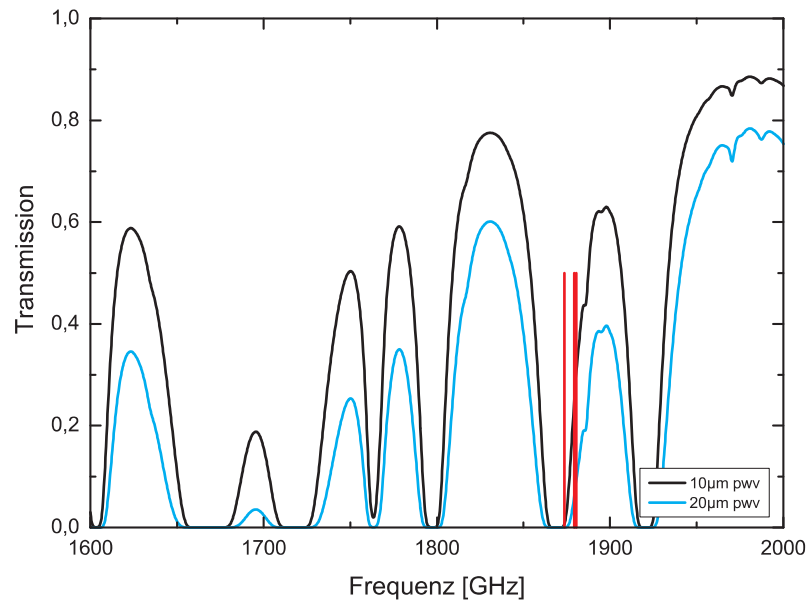


Abbildung 1.2: Transmission in 1 m Laborluft für zwei verschiedene Wasserdampfsäulen im Frequenzbereich des 1.9 THz-Kanals. In rot sind die LO-Frequenzen mit mehr als $1 \mu\text{W}$ Leistung eingetragen. Sie liegen bei 1873.5, 1879.2 und 1880.4 GHz. Die Frequenzauflösung beträgt 300 MHz.

Die Strahlungsabsorption durch den Wasserdampfgehalt der Luft erschwert nicht nur radioastronomische Beobachtungen sondern natürlich auch alle Messungen, die im Labor durchgeführt werden. In den verfügbaren LO-Linien mit mehr als $1 \mu\text{W}$ Leistung des 1.9 THz LOs beträgt die Transmission von 1 m Laborluft in Abhängigkeit der Luftfeuchtigkeit maximal ca. 35%. Da die Frequenzen auf einer Flanke einer Wasserabsorptionslinie liegen, ändert sich die Transmission extrem stark bei kleinen Änderungen des Wasserdampfgehaltes (Abb. 1.2). Aus diesem Grunde wurden Großteile der Optik, soweit nicht ein freier Zugang für Justagezwe-

cke erforderlich war, im Labor unter N_2 -Atmosphäre aufgebaut. Jedoch kam es an Ein- und Austrittsöffnungen des Strahlenganges zur Wasserdampfschlierenbildung und damit zu großen Leistungsfluktuationen, weshalb die GREAT-Testmessungen des Gesamtsystems (Kap. 9) mit evakuierter Optikbox durchgeführt wurden.

Im Gegensatz zu erdgebundenen Beobachtungen haben Satellitenmissionen den großen Vorteil, dass die astronomischen Messungen ohne den störenden Einfluss der Erdatmosphäre und bei tiefen Temperaturen durchgeführt werden. Als Beispiele seien der SWAS-Satellite und die Herschel-Mission genannt. An Bord von SWAS wurde bis ins Jahr 2005 ein Submillimeter-Heterodynempfänger für 490-550 GHz betrieben. Als Spektrometer diente ein Acousto-Optical Spectrometer (AOS) von KOSMA. Mit dem Start der HERSCHEL-Mission in 2008 werden mit dem HIFI-Instrument [18] Heterodynmessungen im Frequenzbereich von 480-1920 GHz möglich sein. KOSMA liefert sowohl den SIS-Mischer für den 640-800 GHz-Kanal als auch ein AOS.

Satellitenmissionen haben den Nachteil, dass sich die Instrumente aufgrund der aufwendigen Zertifikationsprozedur zum Startzeitpunkt der Mission nicht mehr auf dem aktuellsten technischen Entwicklungsstand befinden. Hinzu kommt, dass die Lebenszeit der Instrumente durch z.B. die Haltezeit von Nasskryostaten begrenzt ist. Modifikationen am eingeschalteten Empfänger können, anders als auf SOFIA, nur sehr eingeschränkt vorgenommen werden.

1.5 Einsatzbereite THz-Empfänger

Bis zu einer Frequenz von 1 THz sind weltweit eine Vielzahl an Heterodynempfängern im Einsatz, die, um ihre Effizienz zu optimieren, wie im Fall von CHAMP und SMART [31] bereits zu Mehrpixelempfängern ausgebaut wurden.

Heterodynempfänger für Frequenzen von oberhalb 1 THz sind dagegen kaum verfügbar. Im Wesentlichen sind drei 1-Pixel-Empfänger einsatzbereit. Mit dem CONDOR-Empfänger [90] von KOSMA können am APEX-Teleskop hohe CO Rotationsübergänge sowie N^+ im Frequenzbereich von 1.3-1.5 THz beobachtet werden. Am Smithsonian Astrophysical Observatory Receiver Lab Telescope in Chile stehen HEB-Empfänger für 1 THz [83] und für 1.2-1.5 THz [55] zur Verfügung.

Erdgebundene Heterodynmessungen bei 1.9 THz wurden bisher nur im Jahre 1993 vom Kuiper Airborne Observatory (KAO) aus durchgeführt. Als Mischerelement diente hierbei eine Schottky-Diode und als LO ein optisch gepumpter FIR-Laser. Beobachtet wurde ^{13}CO , ^{12}CO und C^+ bei Frequenzen von 1-2 THz [11]. Ferner gab es Satellitenmissionen wie ISO/LWS und COBE/FIRAS [23], die mit Hilfe inkohärenter Detektoren Messungen bei 1.9 THz durchführten. Unter anderem wurde N^+ und C^+ mit einer mittleren spektralen Auflösung von $R \approx 5000$ detektiert. Zukünftige Projekte wie die Herschel/HIFI-Mission werden ab 2008 für einen begrenzten Zeitraum Heterodynexperimente bis 2 THz durchführen.

Kapitel 2

GREAT auf SOFIA

Im folgenden Kapitel wird das Stratospheric Observatory for Farinfrared Astronomy (SOFIA) und seine wesentlichen Teleskopparameter vorgestellt. Alsdann werden aus diesen Parametern fundamentale optische Größen abgeleitet. Es schließt sich eine Einführung in das GREAT-Empfängerkonzept an, der eine astronomische Begründung folgt, warum Ferninfrarotastronomie für das Verständnis physikalischer Prozesse im Interstellaren Medium notwendig ist. In diesem Zusammenhang wird das Modell Photonen-dominiertes Regionen vorgestellt und die wesentlichen mit dem GREAT-Empfänger beobachtbaren astronomischen Linien aufgeführt. Einen weiteren Schwerpunkt bilden die zur Datenanalyse notwendigen Spektrometer und der für den Optikaufbau von großer Bedeutung hohe Grad an Modularität. Für ein besseres Verständnis wird an dieser Stelle auch der im Sommer 2005 fertig gestellte Aufbau des 1.9 THz-GREAT-Kanals präsentiert.

2.1 SOFIA

Das Stratospheric Observatory for Farinfrared Astronomy steht in direkter Nachfolge des Kuiper Airborne Observatory (KAO), das von 1974-1995 von der NASA betrieben wurde. Als Teleskop stand ein 92 cm-Teleskop in Cassegrain-Konfiguration zur Verfügung, an dem [11] mit einem Heterodynempfänger im Jahre 1993 erstmalig erdgebunden [CII] nachgewiesen haben.

Um weiterhin die immensen wissenschaftlichen Möglichkeiten eines Stratosphären-Observatoriums nutzen zu können, wurde im Jahre 1996 eine Kooperation zwischen NASA und DLR mit dem Ziel ein technisch weiterentwickeltes, flugzeuggetragenes Observatorium der Wissenschaft zur Verfügung zu stellen, begründet. Als Träger dient eine Boeing 747-SP (Abb. 2.1), deren Modifikation von L3¹ in Waco, Texas, unter Leitung der NASA durchgeführt wird. Der deutsche Beitrag besteht im Bau des Teleskops.

¹www.l-3com.com, USA

Ein Ziel der NASA und des DLRs ist, dass SOFIA weltweit und flexibel einsetzbar ist. Hierunter ist sowohl die Erlaubnis zu verstehen mit dem Flugzeug auf allen geeigneten öffentlichen Flughäfen der Welt landen zu dürfen, als auch dass erforderliche Wartungs- und Reparaturarbeiten am Flugzeug unabhängig vom Heimatstandort ausgeführt werden können. Im Zusammenhang mit der geplanten Privatisierung des Flugbetriebes wurde daher eine Zertifizierung des Flugzeuges erforderlich. SOFIA wird nach den Sicherheitsbestimmungen der amerikanischen Federal Aviation Administration (FAA) zugelassen, womit das Observatorium einem gewöhnlichen Linienflugzeug entspricht. Dies hat für die NASA den zusätzlichen Vorteil, dass einem breiten öffentlichen Publikum der laufende wissenschaftliche Betrieb an Bord von SOFIA zugänglich gemacht werden kann („fliegendes Klassenzimmer“).

Für den Bau eines Empfängers bedeutet die FAA-Zertifizierung zwar keine Einschränkung, jedoch macht es eine umfangreiche Untersuchung bzw. Nachweisführung, dass von keiner Subkomponente zu irgendeinem Zeitpunkt eine Gefahr für den Flugbetrieb ausgeht, erforderlich.



Abbildung 2.1: Das Stratospheric Observatory for Far-Infrared Astronomy - SOFIA. Die Teleskopstruktur ist im hinteren Teil des Rumpfes zwischen Tragflächen und Höhenleitwerk in *blau* zu erkennen. Ein Druckschott (*violett*) trennt die Kabine vom Teleskopraum. Vor dem Druckschott, im Vorderteil des Flugzeuges, befindet sich der Kontrollraum. Im Flugzeugbug ist der Präsentationsraum zu erkennen, in dem Gäste während eines Messfluges den wissenschaftlichen Betrieb mitverfolgen können. *Quelle:* USRA.

Die Kosten, und damit auch die Beobachtungszeit, sind zwischen amerikanischer und deutscher Seite im Verhältnis 80:20 aufgeteilt. In Messzeit ausgedrückt stehen deutschen Instrumente ca. 32 Flüge bzw. ca. 250 h pro Jahr zur Verfügung. Zunächst sind jedoch nur fünf First-Generation-Instrumente einsatzbereit,

von denen zwei (FLITECAM [38] und HIPO [19]) in der Anfangsphase als Testinstrumente für die Charakterisierung des Teleskops eingesetzt werden. Den verbleibenden drei First-Light-Instrumenten FORCAST [41], FIFI-LS und GREAT wird damit anfänglich ein Großteil der Messzeit zur Verfügung stehen.

Der SOFIA Heimatstandort ist der kalifornische NASA-Stützpunkt Ames Research Center, von dem aus Einsätze auf der Nordhemisphäre geflogen werden. Ein temporärer Einsatz auf der Südhalbkugel ist vorgesehen. SOFIA wird in einer Flughöhe oberhalb von 13 km operieren, wodurch das Observatorium über 90% der Atmosphäre unter sich lässt. Der in dieser Höhe vorherrschende, äußerst geringe Restwasserdampfgehalt von $\approx 10 \mu\text{m}$ pwv macht SOFIA zu einem exzellenten THz-Beobachtungsstandort.

2.1.1 Das SOFIA-Teleskop

Im hinteren Teil des Flugzeugrumpfes ist ein Teleskop in Cassegrain-Konfiguration und Nasmyth-Anordnung integriert. Das Teleskop sieht in Flugrichtung links aus dem Flugzeugrumpf heraus, und kann im Elevationswinkel von $20 - 60^\circ$ verfahren werden. Der Primärspiegel hat eine freie Apertur von $D = 2500$ mm und ist für den Wellenlängenbereich von $0.3\text{-}1600 \mu\text{m}$ spezifiziert. Die Fokallänge beträgt $f = 49141$ mm was einer $f/19.65$ Optik entspricht.

Die Pointing-Stabilität des SOFIA-Teleskops soll nach Abschluss der Erprobungsphase von anfänglich $1''$ auf $0.2''$ gesteigert werden. Daher ist in der Anfangsphase von einem bevorzugten Einsatz der langwelligen Instrumente wie z.B. GREAT und FIFI-LS auszugehen.

Die Instrumente werden an den Instrumentenflansch (SI-Flansch) am flugzeugkabinenseitigen Ende des Nasmythtubusses angeflanscht und über Passstifte und Verschraubungen in Position gehalten. Da das Teleskop freie Sicht in die Atmosphäre hat und der Nasmythtubus beidseitig offen ist, herrschen am SI-Flansch identische physikalische Bedingungen wie in der das Flugzeug umgebenden Atmosphäre. Nach [3] ist in einer Flughöhe von 13 km mit einer Temperatur von -60°C und einem Luftdruck von 150 mbar zu rechnen. Die nominale Teleskopfokalebene (SFP) liegt 300 mm hinter dem SI-Flansch und damit innerhalb der Instrumente. Die Fokallänge kann jedoch um ± 300 mm mit Hilfe des Subreflektors korrigiert werden, der auch einen Wechsel zwischen On- und Off-Position am Himmel ermöglicht.

2.1.2 Waist, Plate-Scale und Auflösungsvermögen

Der Edge-Taper (T_e) mit dem der Primärspiegel ausgeleuchtet wird, determiniert die vom Teleskop abgebildete Waistgröße (vgl. Abs. 3.1.2) in der Fokalebene. Um eine möglichst optimale Kopplung des Teleskops sowohl an Punktquellen als auch an ausgedehnte Quellen zu erzielen, wurde $T_e = 14$ dB gewählt. Dieser Wert folgt aus der Betrachtung der Apertur- sowie der Hauptkeulen-Effizienz. Die Kopplung ausgedehnter Quellen an die Hauptkeule verbessert sich zwar mit höheren Edge-

Tapern, da Nebenkeulen zunehmend stärker unterdrückt werden, jedoch nimmt gleichzeitig die für Punktquellen wesentliche Apertur-Effizienz aufgrund zunehmender Abschattung durch den Subreflektor ab. Bei gegebenen Parametern f , D und T_e berechnet sich die Waistgröße in der Fokalebene zu [28]:

$$w_0 = 0.216 \sqrt{T_e} \frac{f}{D} \lambda \quad (2.1.1)$$

Die Plate-Scale P gibt an, um wieviele Bogensekunden $\Delta\varphi$ die Hauptkeule am Himmel verkippt, wenn der Strahl in der Fokalebene um Δx -mm verschoben wird:

$$P = \frac{\Delta\varphi[\text{rad}]}{\Delta x[\text{mm}]} = \frac{206265''}{f} = 4.2 \frac{''}{\text{mm}} \quad (2.1.2)$$

Schließlich sei noch die Auflösung des Teleskops bzw. die Breite der Hauptkeule bei halben Maximum (FWHM) angeben. Sie berechnet sich entsprechend der Beugungstheorie zu [72, 28]:

$$R_{FWHM} = (1.02 + 0.0135 T_e) \frac{\lambda}{D} \approx 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (2.1.3)$$

2.2 GREAT

Der German REceiver for Astronomy at Terahertz Frequencies (GREAT) ist ein First-Generation PI Instrument für SOFIA, d.h. GREAT ist eines von fünf Geräten, das in der Anfangsphase des SOFIA-Observatoriums zum Einsatz kommt, aber im Gegensatz zu Facility Instruments ausschließlich von Wissenschaftlern, die an der Entwicklung beteiligt waren, betrieben wird.

Für Aufbau und Betrieb des GREAT-Empfängers wurde ein Konsortium gegründet, bestehend aus entsprechenden Arbeitsgruppen am MPIAe, MPIfR, DLR und dem KOSMA-Institut. Insgesamt befinden sich vier THz-Heterodynempfangskanäle im Frequenzbereich 1.4-4.7 THz in Aufbau [34], von denen in Abhängigkeit der wissenschaftlichen Fragestellung zwei ausgewählt werden können, in die Empfängerstruktur eingebaut und simultan auf SOFIA am Teleskop betrieben werden (Abb. 2.2). Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über die verfügbaren GREAT-Kanäle. Die verfügbare Frequenzabdeckung in den jeweiligen Kanälen ermöglicht Beobachtungen bis hin zu Rotverschiebungen von ≈ 50000 km/s, womit selbst weit entfernten Galaxien beobachtbar sind.

2.2.1 Photonen-dominierte Regionen

Astronomisch ist der Spektralbereich des Ferninfraroten (FIR) bisher wenig erschlossen. Vor allem fehlen räumlich und spektral hochaufgelöste Beobachtungen. Der wissenschaftliche Zugang ist jedoch von großem Interesse, da in diesem Wellenlängenbereich die Hauptkühllinien des Interstellaren Mediums (ISM), in dem ein großer Teil der Masse einer Galaxie konzentriert ist, liegen. Die Linienemission

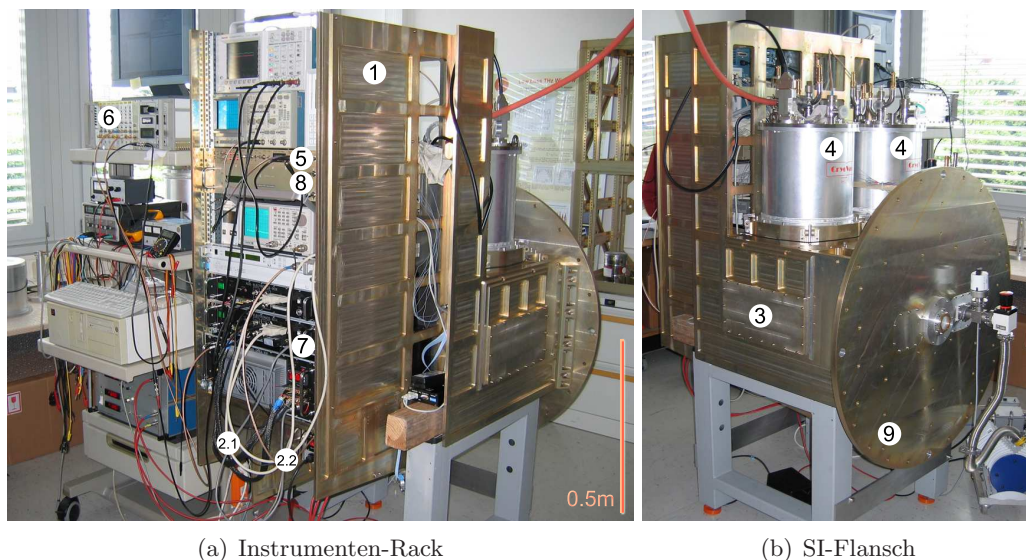


Abbildung 2.2: Der GREAT Empfänger in Betrieb mit dem KOSMA 1.9 THz-Kanal. ① GREAT-Struktur, ② LO Einschübe, ③ Optikkompartment, ④ Nasskryostaten, ⑤ HEB-BIAS-Elektronik, ⑥ ZF-Elektronik, ⑦ Array-AOS, ⑧ CTS und ⑨ der SI-Flansch.

ist Konsequenz der Bestrahlung des ISM mit Fern-UV-Photonen (FUV) junger OB-Sterne, weshalb aus der FIR-Information Rückschlüsse auf Sternentstehungsgebiete gezogen werden können. Solche Gebiete werden in der Astronomie auch als Photonen-dominierte Regionen (PDR) bezeichnet.

Als PDR bezeichnet man Wolken aus atomarem bzw. molekularem Wasserstoff, in denen die Physik und Chemie stark von FUV-Photonen bestimmt wird [81, 37]. Diese Regionen sind Quelle starker nichtstelloser FIR- und submm-Strahlung. Absorption von FUV Photonen in den Oberflächenschichten des zunächst neutralen ISMs führt zur Dissoziation bzw. Ionisation der vorherrschenden Moleküle, wodurch es zu starker FIR-Linienemission von [CII] und [OI] kommt. Ferner werden elektrische Quadrupol-Rovibrationsübergängen im FUV von H_2 angeregt. Die Erwärmung des Staubes führt zu Kontinuumsstrahlung im IR. In tieferen Schichten werden Rotationsübergänge von CO und Feinstrukturübergänge von [CI] angeregt. Aus den gemessenen Intensitäten und den zugehörigen Intensitätsverhältnissen lassen sich physikalische und chemische Parameter sowie in den Molekülwolken ablaufende Prozesse ableiten. Aus den Rotationsübergängen des CO kann z.B. auf die Gastemperatur und -dichte geschlossen werden, die IR-Intensitäten geben Auskunft über die Staubtemperatur und aus dem Verhältnis der Leuchtkräfte $\frac{L_{[CII]}+L_{[OI]}}{L_{IR}} = 10^{-3} - 10^{-2}$ lässt sich die Heizeffizienz des Gases abschätzen. Die Verteilung und die Geschwindigkeitsstruktur der Emissionsgebiete gibt Aufschluss über die Struktur der Wolken. Klassisches Beispiel einer ausgedehnten geschichteten PDR ist die Orion Bar Region (Abb. 2.3) [80].

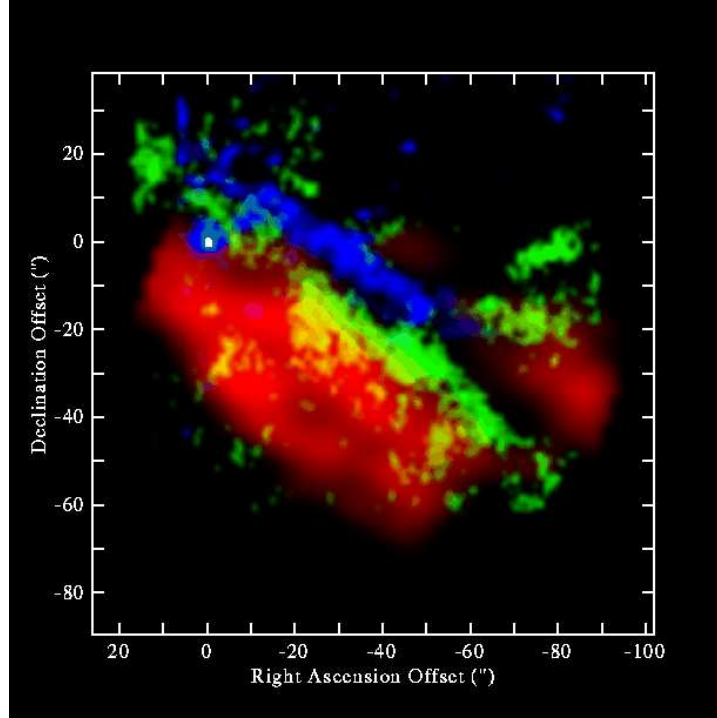


Abbildung 2.3: Die Photonen-dominierte Region des Orion Bars entnommen aus [37]. *Blau:* Übergangsbereich von atomarem zu molekularem Gas, nachgewiesen anhand der $3.3\ \mu\text{m}$ Emission von polyzyklischen aromatischen Kohlenwasserstoffen (PAH). *Grün:* heißes molekulares Gas. Beobachtet wurde der $\text{H}_2(1-0)\ \text{S}(1)$ Übergang. *Rot:* warmes molekulares Gas ($^{12}\text{CO}(1-0)$ mit $\approx 100\ \text{K}$). Der Trapez-Cluster, der den Hauptanteil am dissoziierenden UV-Photonenfluss liefert, liegt im Nordwesten. Hier ist auch das Bremskontinuum der freien Elektronen des vollständig ionisierten Mediums zu beobachten.

Stark vereinfacht folgt das stationäre Schichtenmodell (Abb. 2.4) einer PDR nach [37] aus folgenden Überlegungen. Ein FUV Lyman-Kontinuum ($6 < E < 13.6\ \text{eV}$) Photon von einem jungen O-/B-Stern oder des interstellaren Strahlungsfeldes trifft auf molekulares Gas des neutralen ISM. Durch Absorption eines FUV-Photon wird H_2 in einen elektronischen Zustand angeregt. Mit 90% Wahrscheinlichkeit fällt der molekulare Wasserstoff unter Aussendung eines Fluoreszenz FUV-Photons in einen angeregten Rovibrationszustand des elektrischen Grundzustand zurück. In 10% der Fälle dissoziiert das Molekül jedoch [77]. Die vorderste Schicht der PDR ist ausgebildet. Es schließt sich ein Bereich an, in dem vorherrschende Moleküle auf Grund der FUV Photonen dissoziiert und ionisiert werden. Mit zunehmender H_2 -Säulendichte kann immer weniger molekularer Wasserstoff dissoziiert werden, bis es schließlich zur H_2 -Selbstabschirmung kommt. Die verbleibende Photonenenergie reicht jedoch, um weiterhin C^+ und O durch Dissoziation ($\text{CO} + h\nu \rightarrow \text{C} + \text{O}$) und Ionisation ($\text{C} + h\nu \rightarrow \text{C}^+$) zu bilden. In noch tieferen Wolkschichten wird sowohl CO nicht mehr dissoziiert als auch der Kohlenstoff

nicht mehr ionisiert. Wesentlicher Wirkmechanismus ist hierfür die Extinktion der FUV-Strahlung durch den in der Wolke enthaltenen Staub [37].

Bei welcher optischen Tiefe welche Schichten zu finden sind, hängt von vielen Parametern ab wie z.B. der Intensität des Strahlungsfeldes, der H-Dichte, Verteilung der chemischen Elemente, dem Staubvorkommen, der Klumpigkeit der Wolke, der Turbulenzen etc.

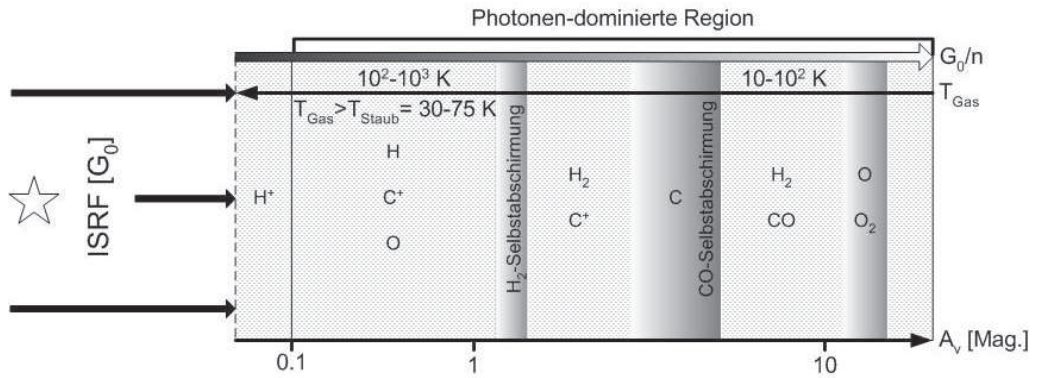


Abbildung 2.4: Das Schichtenmodell einer stationären, photonendominierten Region nach [37]. Der vom Interstellaren Strahlungsfeld (ISRF) bzw. jungen Stern erzeugte FUV-Strahlungsfluss, gemessen in Habing-Einheiten (G_0), durchdringt eine Molekülwolke des ISM und führt in Abhängigkeit vorherrschender physikalischer und chemischer Bedingungen zur Ausbildung einer typischen Schichtung innerhalb der Wolke, die anhand von charakteristischer Strahlung nachgewiesen werden kann. A_v bezeichnet die optische Tiefe und n die Säulendichte des atomaren Wasserstoffes in cm^{-2} .

Die FUV-Photonen koppeln auch auf andere Arten als durch Anregung, Dissoziation und Ionisation von Atomen und Molekülen an das ISM, sie heizen das ISM. Zu nennen ist hier vor allem der photoelektrische Effekt an polyzyklischen aromatischen Kohlenwasserstoffen (PAH) und kleinen Staubkörnern [81]. Hierbei werden bis zu 1% der absorbierten FUV-Energie in kinetische Elektronen mit ca. 1 eV umgewandelt, die nachfolgend wiederum Atome der PDR durch Stöße anregen können. Der Großteil der Energie bleibt jedoch in den PAHs als Anregungsenergie und im Staub als thermische Energie zurück, die über IR-Kontinuumsstrahlung wieder abgegeben wird. Dieser Kühlmechanismus ist äußerst effizient, weshalb der Staub mit $T_{\text{Staub}} \approx 30 - 75 \text{ K}$ relativ kühl bleibt.

Das Gas kann seine Energie hauptsächlich nur über die Linienemission im FIR abgeben, wodurch hohe Anregungstemperaturen erreicht werden können. In den vorderen PDR-Schichten erfolgt die Kühlung durch atomare Linienübergänge (z.B. C^+ , O), in den tieferen Schichten überwiegt die Kühlung durch die FIR-Photonenemission von Molekülen (z.B. CO , H_2O).

PDRs zeichnen sich folglich durch eine sehr starke Emission der Feinstrukturübergänge des $[\text{CII}]$ bei $158 \mu\text{m}$, des $[\text{OI}]$ bei $63 \mu\text{m}$ und $146 \mu\text{m}$ und des $[\text{CI}]$ bei

370 μm und 609 μm aus. Ferner sind CO Rotationsübergänge und IR-Kontinuumsstrahlung des Staubes zu beobachten. Weitere starke Linien sind die [NII]-Linien bei 122 μm und 205 μm , die auf Grund der hohen Ionisierungsenergien jedoch nur in ionisierten diffusen HII-Regionen zu finden sind, die bei Existenz von Photonen mit Energien von $>13.6\text{ eV}$ aus HI-Regionen durch Ionisation hervorgehen. Diese Regionen sind daher auch Quellen von Bremsstrahlung freier Elektronen.

In unserer Galaxie ist eine große Zahl an Sternentstehungsgebieten im Molekularen Ring zu finden. COBE/FIRAS Messungen zeigten, das hier im Inneren unsere Galaxie zwischen $2.5 < |l| < 32.5^\circ$, die stärksten Linienintensitäten dieser Spezies zu beobachten sind [23], und dass die Hauptkühllinien des ISMs, [CII] und [OI] neben den [NII]-Linien im FIR die mit Abstand stärksten sind.

Mit GREAT auf SOFIA ist es möglich diese Linien zu beobachten. Die Analyse der Daten mit aktuellen PDR-Modellen wird, in Ergänzung zu z.B. APEX- oder KOSMA-Daten, einen deutlichen Beitrag zur Steigerung unseres Verständnisses über ablaufende physikalische Prozesse in Sternentstehungsgebieten liefern.

2.2.2 Linien mit großer astronomischer Relevanz

Mit dem 1.4 THz-Kanal von GREAT kann die [NII] und damit der vollständig ionisierte Teil des ISM bzw. HII-Regionen kartiert werden. Mit dem 1.9 THz-Kanal ist es möglich den Feinstrukturübergang von [CII] zu beobachten. In Kombination

Tabelle 2.1: Technische Daten der GREAT-Frequenzkanäle.

Kanal ^a	ν [THz]	w_0 [mm]	R ['']	LO	Mischer ^b	\vec{E} ^c	Linie(Übergang) ^d	ν [GHz]
1.4 THz ^e KOSMA	1.2-1.5	3.39	22	Festkörperoszillator	HEB	?	N ⁺ (³ P ₁ - ³ P ₀)	1461.132
					NbTiN		CO(12-11)	1381.995
					Hohlleiter		H ₂ D ⁺ (₁₀₁₋₀₀₀)	1370.146
1.9 THz KOSMA	1.6-1.9	2.51	16	3xBWO	HEB	h	C ⁺ (² P _{3/2} - ² P _{1/2})	1900.545
					NbTiN		CO(16-15)	1841.345
					Hohlleiter		¹³ CO(15-14)	1650.767
							OH(² Π _{1/2})	1834.747
2.6 THz MPIFR	2.4-2.7	1.83	12	Festkörperoszillator	HEB	v	HD(1-0)	2764.987
					Hohlleiter?		OH(² Π _{3/2})	2514.316
							CO(22-21)	2528.172
4.7 THz DLR	4.7	1.02	6	FIR-Laser	HEB quasi-optisch	z	O(³ P ₁ - ³ P ₂)	4745.804

^a Zusätzlich zur Frequenz ist das für den Empfängerkanal verantwortliche Institut angegeben.

^b Mischertyp, Material, Aufbau

^c Polarisationsrichtung: *v* vertikal, *h* horizontal und *z* zirkular

^d Nur einige wesentliche Linien sind aufgeführt.

^e Der 1.4 THz-Kanal ist als Erweiterung des GREAT-Empfängers geplant und ist daher *grau* hinterlegt.

mit Daten des 4.7 THz-Kanals, mit dem der Feinstrukturübergang des atomaren Sauerstoffs erstmalig geschwindigkeitsaufgelöst detektiert werden kann, ist eine detaillierte Untersuchung der physikalischen Bedingungen in der Nähe massiver

junger Sterne möglich. Mit dem 2.6 THz-Kanal wird man den kosmologisch relevanten deuterierten molekularen Wasserstoff nachweisen und zusätzlich das für die Wasserchemie bedeutende Hydroxylradikal OH kartieren. Die technischen Daten der einzelnen GREAT-Frequenzkanäle sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

2.2.3 GREAT-Spektrometer

Für die Analyse der detektierten Signale stehen verschiedene Spektrometer zur Verfügung, die in Abhängigkeit der astronomischen Fragestellung bzw. der erforderlichen Auflösung ebenfalls ausgetauscht werden können. Tabelle 2.2 stellt die wichtigsten Parameter der GREAT-Spektrometer zusammen. Verfügbar sind ein KOSMA Array acousto-optical spectrometer (AAOS), ein vom MPIAe aufgebautes Chirp-Transform-Spektrometer (CTS), ein analog autocorrelator spectrometer (AACS) und in naher Zukunft ein digitales Fourier-Transform Spektrometer (DFTS) des MPIfR. Es ist zu bemerken, dass die minimale spektrale Auflösung $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} > 10^6$ beträgt. Eine solch hohe Auflösung ist wichtig, wenn die Geschwindigkeitsstruktur einer Wolke detailliert aufgelöst werden soll.

Tabelle 2.2: Die GREAT-Spektrometer bei 1 THz.

Typ	Bandbreite [GHz]	Auflösung [MHz]/[km/s]	Linienbreite [km/s]
AAOS	4	1/0.3	1200
CTS	0.18	0.045/0.0135	54
AACS	4	16/4.8	1200
DFTS	1	0.03/0.009	300

2.2.4 GREAT-Modularität

Die gewünschte Flexibilität des GREAT-Empfängers konnte nur erreicht werden, in dem das Gerät modular konzeptioniert wurde. Im Ergebnis besteht GREAT aus einer mechanischen Struktur, in welcher die kanalübergreifenden Komponenten (z.B. der Strahlteiler oder die ZF-Elektronik) permanent verbleiben. Ferner gibt es kanalspezifische Bauteile, die in die GREAT-Struktur eingesetzt und bei einem Kanalwechsel ausgetauscht werden müssen: eine LO-Box, eine Optikplatte, ein Nasskryostat und kanalspezifische Elektronik.

Die Modularität stellt extrem hohe Anforderungen an die zulässigen Fertigungstoleranzen. Zur Verdeutlichung: Ein lateraler Versatz der Strahlachsen von $100 \mu\text{m}$ in der SFP bei 4.7 THz führt zu einem Kopplungsverlust von 1% (vgl. 3.2). Im ungünstigsten Fall addieren sich Bauteiltoleranzen, womit für eine maximale Abweichung von $100 \mu\text{m}$ bei fünf aneinander gesetzten Bauteilen eine Toleranz von $20 \mu\text{m}$ pro Komponente zu erreichen ist. Besonderes Gewicht wurde daher auf die Planung und die Untersuchungen der Machbarkeit des optischen Designes gelegt [84]. Als weitere Herausforderung sind in diesem Zusammenhang die Einhaltung

des FAA-Zertifizierungsregulariums und das beschränkte Volumen innerhalb der GREAT-Struktur zu nennen.

Ferner war es Ziel, den Empfänger so zu konstruieren, dass aufwendige Justageprozeduren bei Kanalwechseln vermieden werden können. Diese zusätzliche strenge Vorgabe konnten nur durch die von KOSMA speziell entwickelte Fertigungsprozedur, die so genannte integrierte Optik, erfüllt werden. Dieses Fertigungsverfahren sieht einen nach Möglichkeit monolithischen Optikaufbau vor, und ermöglicht daher Oberflächen- und Positionsgenauigkeiten entsprechend der CNC-Genauigkeit von $\leq 10 \mu\text{m}$. Überall dort, wo diese Fertigungsprozedur nicht zur Anwendung gebracht werden konnte, wurden Referenzflächen vorgesehen. An besonders kritischen mechanischen Schnittstellen sind zusätzlich Justagefreiheitsgrade implementiert.

Dem hohen Arbeitsaufwand in Planung und Realisation des modularen Empfängerkonzeptes steht der Gewinn in Form einer einfachen Auf- bzw. Umrüstbarkeit gegenüber. Zu jedem Zeitpunkt kann das beste Instrument ans Teleskop gebracht werden.

Kapitel 3

Gauß'sche Optik

Im FIR kann die Strahlpropagation nicht mehr ausreichend mit der geometrischen Optik beschrieben werden, da die Verteilung des elektromagnetischen Feldes quer zur Ausbreitungsrichtung gemessen in Wellenlänge zwar gut kollimiert, aber ausgedehnt ist und Aperturen optischer Komponenten nur wenige Größenordnungen größer sind als die Wellenlänge [28]. Anders als in der geometrischen Optik mit der Annahme $\lambda \rightarrow 0$ müssen daher Beugungseffekte berücksichtigt werden, die sich näherungsweise mit der Gauß'schen Optik beschreiben lassen.

Die nachfolgenden Gleichungen sind dem Buch "*Quasioptical Systems*" von *P. F. Goldsmith* [28] entnommen, in dem die Gauß'sche Optik umfassend entwickelt wird. Die Wiederholung wesentlicher Ergebnisse ist an dieser Stelle notwendig, da sie die Grundlage für den Aufbau der GREAT-Optik bilden, sie für die Betrachtung der Optikeffizienz erforderlich sind und für die spätere Ableitung abbildender astigmatischer Spiegel benötigt werden.

3.1 Gauß-Moden

Gauß-Moden sind Lösungen der paraxialen Wellengleichung, die aus der Helmholtz Wellengleichung, unter Annahme kleiner Änderungen der Feldverteilung in und quer zur Ausbreitungsrichtung z , folgt [57]. In kartesischen Koordinaten sind diese Lösungen Gauß-Hermite mn -Moden [28]. Für die Feldamplitude E folgt:

$$\begin{aligned} E_{mn}(x, y, z) = & \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{1}{w_x 2^m m!}\right)^{\frac{1}{2}} H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{w_x}\right) \\ & \times \exp\left[-\frac{x^2}{w_x^2} - \frac{ikz}{2} - \frac{i\pi x^2}{\lambda R_x} + \frac{i(2m+1)\phi_{0x}}{2}\right] \\ & \times \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{1}{w_y 2^n n!}\right)^{\frac{1}{2}} H_n\left(\frac{\sqrt{2}y}{w_y}\right) \\ & \times \exp\left[-\frac{y^2}{w_y^2} - \frac{ikz}{2} - \frac{i\pi y^2}{\lambda R_y} + \frac{i(2n+1)\phi_{0y}}{2}\right] \end{aligned} \quad (3.1.1)$$

Hierbei bezeichnet k den Betrag des Wellenvektors ($2\pi/\lambda$). Alle weiteren Größen werden in den nachfolgenden Abschnitten erklärt. Die Lösungen bilden eine Orthonormal Basis, womit sich jede Feldverteilung vollständig beschreiben lässt. Von besonderem Interesse ist die Grundmode $E_{00}(x, y, z)$, die so genannte fundamentale Gauß'sche Mode (FGBM), da diese eine einfache Gaußfunktion ist und durch die Bauart quasioptischer Systeme die Leistung auf den FGBM konzentriert ($\approx 95\%$) ist.

3.1.1 Die Grundmode (FGBM)

In den meisten Fällen genügt daher die Betrachtung der E_{00} -Mode, was die Beschreibung der Strahlungsausbreitung sehr einfach werden lässt. Es folgt:

$$E_{00}(x, y, z) = E(x, z)E(y, z) = \left(\frac{2}{\pi w_x w_y} \right)^{\frac{1}{2}} \times \exp \left[-\frac{x^2}{w_x^2} - \frac{y^2}{w_y^2} - ikz - \frac{i\pi x^2}{\lambda R_x} - \frac{i\pi y^2}{\lambda R_y} + \frac{i\phi_{0x}}{2} + \frac{i\phi_{0y}}{2} \right] \quad (3.1.2)$$

Wie zu erkennen ist, sind alle die Entwicklung des FGBM beschreibenden Parameter senkrecht zur Ausbreitungsrichtung unabhängig voneinander, wodurch das Feld in x - und y -Richtung separiert. Dies erlaubt die Beschreibung runder ebenso wie die Betrachtung asymmetrischer Strahlen. Ferner können abbildende Eigenschaften eines Spiegels und auch die Kopplung zweier FGBMs unabhängig in x - und y -Feldrichtung betrachten werden. Im Fall von Grundmoden-Hornantennen, die zirkulare Feldverteilungen abstrahlen, genügt es daher, die Strahlausbreitung aus Symmetriegründen ($E_0(x, z) = E_0(y, z)$) eindimensional zu betrachten.

3.1.2 Strahlradius, Krümmungsradius und Phase

Ein FGBM ist vollständig durch Angabe seiner charakteristischen Größen, dem Strahlradius, der als $1/e$ -Abfall des E -Feldes bzw. $w(z)$ definiert ist, dem Krümmungsradius der Phasenfront $R(z)$ und durch die Phasenlage $\phi_0(z)$ in einem Punkt z entlang der Ausbreitungsrichtung beschrieben. Entsprechend Gl. 3.1.3 weitet sich w hyperbolisch auf und erreicht bei $z = 0$ den minimalen Strahlquerschnitt w_0 , die so genannte Waist. Mit der Wellenlänge λ gilt:

$$w = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.1.3)$$

$$R = z + \frac{1}{z} \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda} \right)^2 \quad (3.1.4)$$

$$\phi_0 = \arctan \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right) \quad (3.1.5)$$

3.1.3 Konfokallänge und Divergenzwinkel

Weitere hilfreiche Größen sind die Konfokal- oder Rayleigh-Länge z_c , die den Übergangsbereich von Nah- zu Fernfeldnäherung angibt, sowie der Divergenzwinkel θ des $1/e$ -Feldabfalls:

$$z_c = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (3.1.6)$$

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (3.1.7)$$

3.1.4 Die von einem Strahlradius eingeschlossene Leistung

Die in einem Strahlradius enthaltene Leistung eines FGBMs berechnet sich über das Integral $\int_k \int_v |E_{00}(x, y)|^2 dy dx$, wobei k in Einheiten von w den Integrationsradius in x - und v in die dazu senkrechte y -Richtung bezeichnet. O.b.d.A. sei $z = 0$, dann lautet das Integral:

$$P(k, v) = 2 \int_{-k}^k \int_0^v \sqrt{1 - \left(\frac{x}{k}\right)^2} \left| \sqrt{\frac{2}{\pi w_0^2}} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right] \right|^2 dy dx \quad (3.1.8)$$

Bei einem Integrationsradius von $1.5w$, d.h. $v = k = 1.5$, sind 99% der Leistung

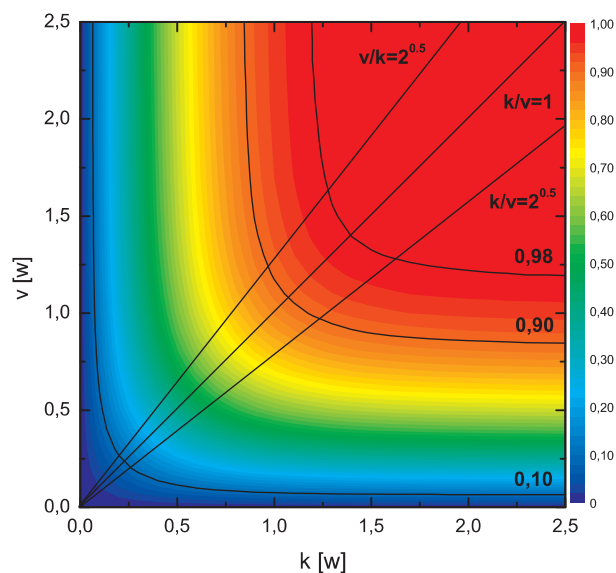


Abbildung 3.1: Die innerhalb des Radiuses k in x - und v in y -Richtung eingeschlossene Leistung eines FGBM. k, v werden in Einheiten von w angegeben. Der Farbkeil bzw. die Konturlinien geben den eingeschlossenen Leistungsanteil an. Die eingezeichneten Geraden entsprechen einem runden ($k/v = 1$) bzw. einem unter 45° projizierten ($k/v = \sqrt{2}$) zirkularen FGBM.

eingeschlossen (vgl. Abb. 3.1). Passiert ein FGBM eine unter 45° stehende runde Apertur mit dem Radius von $k = 1.9w$, werden 1% der Leistung abgeschattet, da

die Integrationsgrenze in y -Richtung dann auf $v = 1.9/\sqrt{2} = 1.34$ abnimmt. Es sei noch bemerkt, dass die Kontur, ebenfalls in Einheiten von w angegeben, den Strahldurchmesser bezeichnet, d.h. einer $5w$ -Kontur entspricht $k = v = 2.5$.

3.1.5 Kopplungskoeffizient und Gaußizität

Unter dem 2D-Kopplungskoeffizienten K zweier FGBMs mit den Feldverteilungen $E(x, y)$ und $G(x, y)$ versteht man das Quadrat der Projektion des Feldes E auf das Feld G . K beschreibt also den Anteil der Leistung, der von FGBM eins in den zweiten transferiert wird:

$$K = \left| \iint E^*(x, y) G(x, y) dx dy \right|^2 = |\langle E|G \rangle|^2 = \left| C_{EG}^{1,x} \right|^2 \left| C_{EG}^{1,y} \right|^2$$

Hierbei ist $C_{EG}^{1,x/y}$ der 1D-Feldkopplungskoeffizienten in x/y -Richtung der Felder EG . Mit dieser Definition kann jede beliebige Kopplung, also auch die zweier elliptischer Beams, berechnet werden. Die Kopplungsverluste zweier identischer zirkularer FGBMs bei axialem und lateralem Versatz sind in Abb. 3.2 dargestellt.

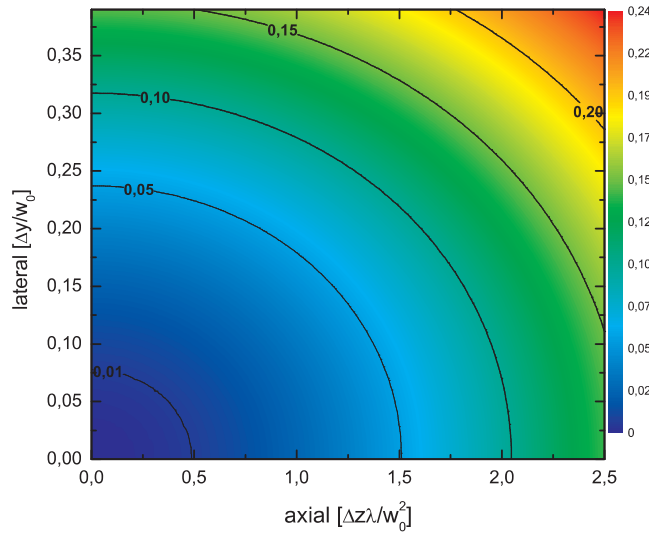


Abbildung 3.2: Kopplungsverluste zwischen zwei identischen zirkularen FGBM bei axialem und lateralem Versatz.

Unter der Gaußizität η versteht man das auf die Felder E und G normierte 2D-Kopplungsintegral:

$$\eta = \frac{|\langle E|G \rangle|^2}{\langle E|E \rangle \langle G|G \rangle} \quad (3.1.9)$$

wobei G die Feldverteilung eines idealen FGBMs und E eine beliebige ist. η gibt an, wie sehr die Feldverteilung E dem idealen FGBM G entspricht bzw. wieviel Leistung zwischen beiden übertragen werden kann.

Kapitel 4

Die kanalübergreifende Optik

Dieses Kapitel beschreibt den Teil der GREAT-Optik, den alle Kanäle nutzen und der daher als kanalübergreifende Optik bezeichnet wird [84]. Hierbei werden, entsprechend der möglichen Kanalpositionen innerhalb der GREAT-Struktur, zwei Einschübe unterschieden, deren Nummerierung entsprechend der LO-Positionen in Abb. 2.2 eingeführt ist.

4.1 Aufgabe der kanalübergreifenden Optik

Die Hauptaufgabe der gemeinsamen Optik ist, dass vom Teleskop kommende Signal so im Instrument aufzuteilen, dass zwei Kanäle gleichzeitig und unabhängig vom genutzten Einschub betrieben und kalibriert werden können. Folglich muss ein Strahlteiler das eintreffende Signal in zwei identische Strahlen aufteilen (Abb. 4.1), wodurch gewährleistet wird, dass jeder Kanal in beiden Einschüben gleich an das Teleskop koppelt. Die Modularität erfordert zusätzlich die Austauschbarkeit der Kanäle zwischen beiden Einschüben. Um diese ohne aufwändige Umbaumaßnah-

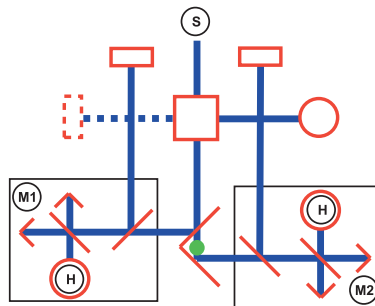


Abbildung 4.1: Blockbild der GREAT-Optik. Das vom Teleskop kommende Signal tritt bei \textcircled{S} in das Optikkompartiment ein. Der optische Pfad ist rotationssymmetrisch um den Mittelpunkt (*grüner Punkt*) des Strahlteilers konstruiert. Die optischen Bänke mit den Martin-Puplett Interferometern sind entsprechend der Einschübe mit \textcircled{H} bezeichnet und die Kryostatenfenster mit \textcircled{H} . Alle weiteren Komponenten sind Abs. 4.4 zu entnehmen.

men gewährleisten zu können, wurde der Großteil des Strahlenganges 180° rotations-symmetrisch konstruiert. Das Symmetriezentrum liegt auf dem Schnittpunkt der optischen Achse des vom Teleskop einlaufenden Strahls und der Verbindungslinie der Kryostatenfenstermittelpunkte. Unter Voraussetzung einer optimalen optischen Justage kann durch eine einfache Rotation der optischen Bank und des Kryostaten um das Symmetriezentrum ein Kanal von einem Einschub in den anderen gewechselt werden. Die fehlende Rotationssymmetrie im LO-Strahlengang ist durch eine 90° -Drehung der LO-Einkoppelgitter zu kompensieren.

4.2 Komponenten der kanalübergreifenden Optik

Neben dem von allen Kanälen genutzten Strahlteiler, steht jedem Kanal eine optische Bank zur Verfügung, auf der die kanalspezifische Optik aufgebaut werden kann. Aufgrund der geringen LO-Leistung in den Kanälen 1.4-2.7 THz sind die Aufbauten in diesen Kanälen jedoch identisch und nur der 4.7 THz-Kanal wird eine abweichende optische Bank besitzen. Ihre genaue Spezifikation steht jedoch noch aus. Da drei der vier optischen Bänke identisch sind, werden diese im Weiteren als Teil der gemeinsamen Optik betrachtet.

Mit Hilfe eines Diplexers wird auf der optischen Bank das LO-Signals eingekoppelt. In Abhängigkeit der verfügbaren LO-Leistung wird hierfür entweder ein Fabry-Perot Etalon, mit typischerweise -17dB Kopplung (d.h. 98% Transmission des Messsignals und 2% Reflexion der LO-Leistung) oder ein Martin-Puplett-Interferometer eingesetzt. Da in den Kanälen 1.4-2.7 THz nur eine LO-Leistung von wenigen μW verfügbar ist, kommt, um Leistungsverluste zu minimieren, hier ein Martin-Puplett Interferometer zum Einsatz. Dieser Diplexertyp wird in Abschnitt 4.10 umfassend erläutert. Nur im Falle des 4.7 THz-Kanals mit einer LO-Leistung von $>50 \mu\text{W}$, wird ein Fabry-Perot Interferometer verwendet werden.

Nachdem der LO mit dem Signal überlagert wurde, folgt der erste abbildende Spiegel. Er befindet sich auf der optischen Bank unterhalb des Kryostaten und faltet den Strahl in Richtung des Dewarfensters. Der Spiegel und die Optik innerhalb des Kryostaten ist Teil kanalspezifischer Optik.

Weitere Bestandteile der gemeinsamen Optik sind die für die Kalibration benötigten Schwarzkörper. Ihnen ist auf Grund nötiger umfangreicher Analysen ein eigenständiges Kapitel 5 gewidmet.

4.3 Die Temperatur der kanalübergreifenden Optik

Das Optikkompartment liegt außerhalb der SOFIA-Druckhülle, weshalb die kanalübergreifende Optik theoretisch eine Temperatur von 210 K annehmen kann. Aufgrund des niedrigen Luftdrucks und der laminaren Strömung entlang der Teleskopöffnung kann Wärme jedoch nur in Form von Strahlung durch den Nasmyth-tubus abgeführt werden. Da die Querschnittsfläche der Röhre klein im Verhältnis zur Oberfläche der GREAT-Struktur ist und Elektronik mit einer Verlustleistung

von 300-500 W die Struktur zusätzlich heizt, erwarten wir, dass das thermische Gleichgewicht bei einer Temperatur von 240 K erreicht wird. Höhere Temperaturen erscheinen uns wahrscheinlich.

Bezogen auf die Temperatur von 4.2 K des flüssigen Heliums ist die kanalübergreifende Optik daher als warm zu betrachten. Um trotzdem den Optikbeitrag an der Systemrauschktemperatur so klein wie möglich zu halten, war es Ziel, die Anzahl optischer Komponenten auf ein Minimum zu reduzieren. Denn nach 10 Spiegeln mit einer Temperatur von 240 K und einem Verlust von je 2.5% folgt, eine Mischerrauschktemperatur von 2000 K angenommen, eine Systemrauschktemperatur T_{Sys} von 2645 K. Reduziert man die Anzahl auf acht, lässt sich T_{Sys} um 6% erniedrigen. Die komplette Optik zu kühlen und damit T_{Sys} deutlich zu senken, ist aus Platzgründen nicht möglich und aus Gründen der Handhabbarkeit nicht sinnvoll.

4.4 Der Strahlengang

Der vom Teleskop kommende Strahl tritt durch eine freie Apertur von 130 mm im SI-Flansch (Ⓢ in Abb. 4.2) in das GREAT-Optikkompartment ein. Anschließend wird das Signal von einem Strahlteiler (Ⓑ) auf die Einschübe aufgeteilt. Das erste

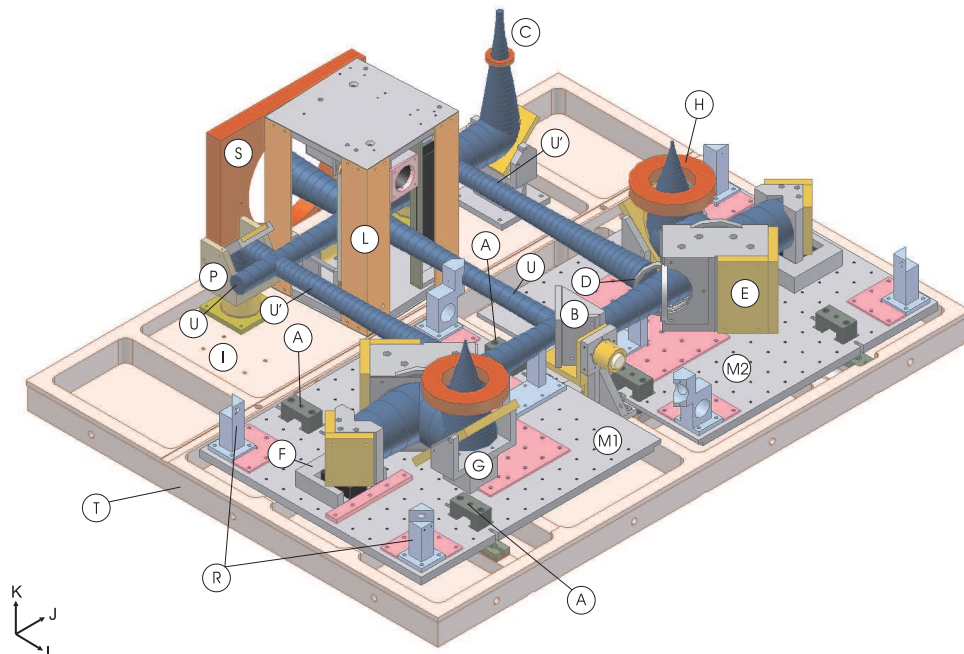


Abbildung 4.2: CAD-Zeichnung der GREAT-Optik. Die 1.2 THz 5w-Strahlkontur ist als *blaue* Röhre dargestellt. Die Dimension der Bodenplatte (Ⓣ) beträgt 770x595 mm². Die Bezeichnungen der einzelnen Bauteile sind Abs. 4.4 zu entnehmen.

Element des Strahlteilers ist ein Polarisator oder ein dichroischer Spiegel, welches unter einem Reflexionswinkel von 90° einen Teil der Strahlung in Richtung der optischen Bank \textcircled{M} lenkt. Ein sich anschließender Planspiegel faltet die verbleibende Leistung in Richtung von \textcircled{M} . In der Mitte des Strahlteilers, zwischen Gitter und Planspiegel, liegt das Symmetriezentrum des Strahlenganges.

Der geteilte Strahl läuft seitwärts in Richtung Diplexer \textcircled{E} und passiert den LO-Einkoppelpolarisator \textcircled{D} . Das aus der LO-Box kommende LO-Signal tritt von unten durch die Bodenplatte \textcircled{T} in das Optikkompartiment ein und wird über einen 45° -Planspiegel \textcircled{P} dem Einkoppelgitter zugeführt. Die Martin-Puplett-Interferometer (MPI) \textcircled{E} sind mechanisch mit Hilfe eines Verschiebetisches \textcircled{F} abstimmbar. Falls ausreichend LO-Leistung in einem Frequenzband vorhanden sein sollte, können die MPI-Diplexer gegen ein Fabry-Perot Etalon in Kombination mit einem Planspiegel ausgetauscht werden.

Nachdem der Strahl den Diplexer passiert hat, trifft er auf einen abbildenden Spiegel \textcircled{G} , der den Strahl in Richtung des Kryostatfensters faltet und eine Zwischenwaist innerhalb des Dewars kurz hinter der Fensterebene \textcircled{H} erzeugt. Auf Grund der langsamen Teleskopoptik ($f/20$) kann auf weitere Abbildungen innerhalb der gemeinsamen Optik verzichtet werden.

Ein Drei-Positionen-Schlitten \textcircled{L} legt fest, ob die Mischer freie Sicht auf das Teleskop haben, die Strahlen mit Hilfe eines Planspiegels zur kalten Kalibrationsquelle \textcircled{C} gefaltet werden, oder die Mischer die Schwarzkörperstrahlung der warmen Kalibrationsquelle detektieren. Ein zusätzlich auf der Rückseite des Umlenkspiegels angebrachter optischer Planspiegel ermöglicht während der Integration auf der Cold-Load, das Teleskopsignal optional einer CCD-Fokalebenekamera zuzuführen (Position \textcircled{I}). Der zur kalten Kalibrationsquelle abgelenkte Strahl wird mit Hilfe eines weiteren aktiven Spiegels an die Apertur der Cold-Load angepasst. Durch die Positionierung der Kalibrationsquellen aus Sicht der Mischer hinter dem Strahlteiler können beide Kanäle simultan kalibriert werden.

Sämtliche Aperturen der gemeinsamen Optik sind auf eine $5w$ -Kontur bei 1.2 THz ausgelegt. Da $w \propto \lambda$ ist, werden kürzere Wellenlängen mit höheren Konturen abgebildet.

Die optischen Bänke sind präzise in einer justierbaren, klassischen Drei-Punkt-Lagerung \textcircled{A} gelagert, und können über austauschbare Blenden \textcircled{R} mit Hilfe eines Lasers optisch vorjustiert und eingemessen werden.

4.5 Die Fokalebene

Die Fokalebene des Teleskops \textcircled{U} liegt innerhalb des GREAT-Empfängers 300 mm hinter dem SI-Flansch. Ab dieser Position divergiert der Strahl bis er seine maximale Ausdehnung hinter dem Diplexer auf dem abbildenden Spiegel \textcircled{G} erreicht. Da die gesamte Optik bis zum Spiegel eine eins-zu-eins Abbildungen erzeugt, liegt die Waist in Richtung der LOs an der Position, an der die Strecke $\overline{UD} = \overline{U'D}$ ist. Eine weitere Fokalebene befindet sich an der Stelle der Fokalebenekamera \textcircled{I} .

An dieser Stelle kann ein CCD-Chip direkt ohne weitere vorgelagerte abbildende Optik belichtet werden.

4.6 Der Strahlteiler

Aufgabe des Strahlteilers ist, dass vom Teleskop kommende Signal auf beide Einschübe zu verteilen bzw. entsprechend der Strahlumkehrung die Strahlen beider Kanäle zusammen- und dem Teleskop zuzuführen. Dies lässt sich entweder mit zwei gekreuzten Drahtgittern oder mit einem Polarisator bzw. dichroischen Spiegel jeweils in Kombination mit einem Planspiegel erreichen. Ein Drahtgitter separiert das einlaufende \vec{E} -Feld in seine zwei linear unabhängigen Komponenten, womit jedem Kanal - isotrope Quellen vorausgesetzt - in der entsprechenden Polarisation 50% der Gesamtleistung zugeführt wird. Eine dichroische Oberfläche ist ein Filter, der die eintreffende Leistung frequenzselektiv aufteilt. Hierdurch stehen in beiden Einschüben beide Polarisationen und somit die vollständige Information zur Verfügung.

THz-Gitter können z.B. vom LHFT der Universität Erlangen¹ oder QMC Instru-

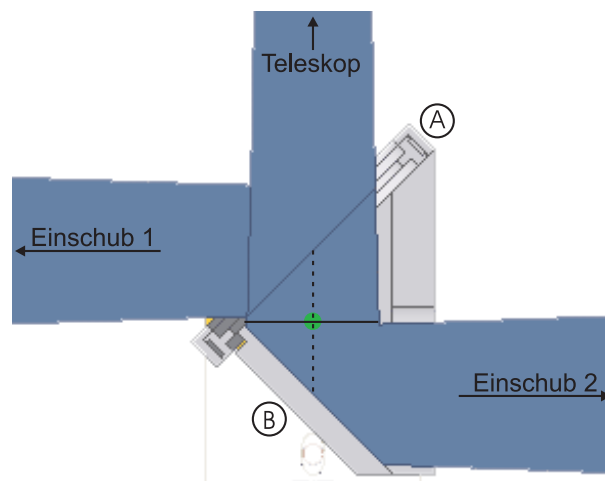


Abbildung 4.3: Der Strahlteiler. (A) Klemme mit z.B. eingesetztem Polarisator. (B) Planspiegel. *Grüner Punkt:* Mittelpunkt des Strahlteilers bzw. Symmetriezentrum des optischen Pfades. *Blau:* 5w-Kontur bei 1.2 THz. *Schwarze durchgezogene Linie:* Strahlradius der 1.2 THz-5w-Kontur (24 mm) im Zentrum des Strahlteilers und *schwarze gepunktete Linie:* resultierender z-Versatz von 27.884 mm zwischen beiden Einschüben.

ments Ltd.² bezogen werden und kommen im Fall der 1.4-1.9 THz-Hohlleitermischer zum Einsatz. Auf Grund der hohen Frequenzen und der damit verbundenen kleinen Dimensionen ($\lambda/10$) wird auf Grund des Fertigungsaufwandes und der damit verbundenen Kosten Abstand von einem gekreuzten Drahtgitter genommen. Ferner

¹www.lhft.eei.uni-erlangen.de, Erlangen, Germany

²www.terahertz.co.uk, Cardiff, U.K.

macht die zirkular polarisierten Antennen des 4.7 THz-Kanals den Einsatz einer dichroischen Oberfläche erforderlich. Zur Anwendung kommt ein 2935 GHz-Tiefpass der Firma QMC, dessen Transmission nach Herstellerangaben bis 2.7 THz größer 90% ist. Den zwei niederfrequenten Kanälen ermöglicht der Tiefpass, da Hohlleiternur nur eine Polarisation detektieren können, die zweite Feldkomponente mit einem weiteren Mischer zu beobachten, was einem Effizienzgewinn von zwei entspräche. Wie sich jedoch in Kapitel 10 zeigen wird, ergeben sich hierbei leider Probleme mit der LO-Versorgung.

Der Strahlteiler (Abb. 4.3) muss modular aufgebaut sein, damit der schnelle und reproduzierbare Wechsel zwischen Polarisator und Tiefpass möglich ist. Die eindeutige Positionierung beider Komponenten wird mit Hilfe einer Klemme, die gegen eine referenzierte Anschlagfläche verschraubt wird, gewährleistet. Die Geometrie des Strahlteilers folgt aus der Anordnung der Einschübe, und die Dimensionierung aus der Minimierung auf die $5w$ -Kontur bei 1.2 THz. Aus gegebenem Strahlradius von ≈ 24 mm im Zentrum des Strahlteilers und benötigtem Raumbedarf für Justagekorrekturen folgt eine Weglängendifferenz von 27.884 mm zwischen beiden Einschüben. Resultierende Kopplungsverluste bezüglich der Teleskopwaist lassen sich für alle Kanäle sowohl in Einschub 1 als auch in Einschub 2 durch eine gezielten Defokussierung des Strahlenganges um 13.942 mm auf unter 1% reduzieren.

4.7 Die optischen Bänke

Die mit einer CNC-Fräsbank maximal erreichbare mechanische Genauigkeit entspricht dem *rms*, mit welchem die CNC-Maschine wiederholt eine definierte Position anfahren kann (2-5 μm für die Deckel Maho DMG 50 eVolution). Diese Genauigkeit konnte durch folgende Fertigungsprozedur auf die optischen Bänke übertragen werden: Im ersten Arbeitsgang wurden die optischen Bänke auf Maß gefräst (10x347x321 mm³) und alle Bohrungen und Gewinde ausschließlich der Gewinde für die Drei-Punkt-Auflagen angebracht. Um Verspannungen während der Bearbeitung vorzubeugen, wurden die optischen Bänke aus Gussaluminium (DIN 3.3547) gefertigt. Durch das Bearbeiten entstandene Unebenheiten wurden anschließend durch Planschliff³ entfernt. Die Vermessung der geschliffenen Platten in der Feinmechanikwerkstatt auf der DMG 50 eVolution ergab eine Wölbung von 10 μm in der Plattenmitte, womit uns die Planarität der Bänke als ausreichend erschien.

Da ein monolithischer Aufbau der optischen Bänke im Sinne der integrierten Optik aus Gründen des benötigten Volumens nicht möglich und zur Vermeidung einer statischen Optik nicht gewollt war, wurden im nächsten Arbeitsgang Anschläge und optische Justagevorrichtungen auf der Platte verschraubt (Abb. 4.4). In diese wurden in einem Arbeitsschritt Anschlagkanten und Referenzflächen gefräst

³Firma Christians, Köln

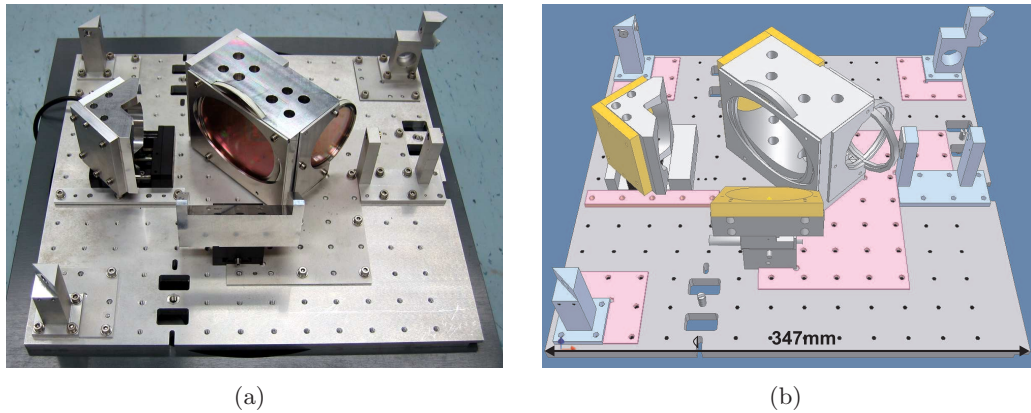


Abbildung 4.4: (a) CCD-Aufnahme der optischen Bank des 1.9 THz-Kanals. Die optischen Bänke sind bis auf die Spiegeloberflächen für die Kanäle 1.4-2.7 THz identisch. (b) zeigt das zugehörige CAD-Design. Spiegeloberflächen sind in *gelb*, Anschläge mit Referenzflächen in *rosa* und optische Justagen in *hellblau* dargestellt.

und zusätzlich, ohne die optische Platte umzuspannen, die Feingewinde der Drei-Punkt-Auflagen geschnitten. Damit existieren auf den optischen Bänken exakt referenzierte Punkte und Flächen in Bezug auf die Drei-Punkt-Auflagen, entlang derer kanalspezifische Optik ausgerichtet und verschraubt werden kann.

4.7.1 Positionierung

Die Position aller optischen Komponenten auf der optischen Bank ist über Anschlagkanten innerhalb der Maschinengenauigkeit gegeben. Im Folgenden wird die Positionierung der optischen Bänke im Optikkompartment beschrieben.

Wesentliches Designkriterium der optischen Bänke war, ihre Austauschbarkeit nach einmalig durchgeführter Justage ohne aufwändige Rejustage zu ermöglichen. Hierfür wurde eine klassische Drei-Punkt-Lagerung der optischen Bänke auf der GREAT-Bodenplatte implementiert. Die Lager bestehen aus Kugeldruckschrauben, deren Kugelköpfe mit einem Radius von $r = 2.5 \text{ mm}$ in einem Konus, einer V-Nut und auf einer Planfläche aufliegen. Die Kugeldruckschrauben haben ein Feingewinde (M6x1), dessen Gewindesteigung von 1 mm eine genaue Höhenjustage der optischen Platten erlaubt. Mit einer Kontermutter wird die gewünschte Position fixiert.

Die Widerlager eines Einschubs sind fest mit der Bodenplatte verbunden, die des zweiten können über präzise, binär kodierte Unterlegschaablonen ($100\text{-}1000 \mu\text{m}$) in Bezug zum zweiten um $\pm 2 \text{ mm}$ in der Höhe korrigiert und um $\pm 2 \text{ mm}$ innerhalb einer Passung verschoben werden. Damit steht eine ausreichende Anzahl an Justagefreiheitsgraden zur Verfügung, um alle optischen Bänke punktsymmetrisch einmessen zu können. Da das Konus-Widerlager die Translationsfreiheitsgrade einschränkt und damit die Position der optischen Bank vorgibt, wurde dieses aus Gründen der Genauigkeit möglichst nahe an das Symmetriezentrum der Optik

gelegt.


Für maximale mechanische Genauigkeit der Widerlager wurde die GREAT-Bodenplatte vom MPIfR nach Köln transportiert und entsprechend der Montage innerhalb der GREAT-Struktur auf der FP4-CNC-Fräsbank der hauseigenen Feinmechanikwerkstatt aufgespannt. Der korrekte Sitz wurde mit einer Messuhr überprüft. Nun wurden benötigte Bohrungen und Passungen angebracht und an diesen mit Aufmaß versehene Widerlager befestigt und verstiftet. Anschließend wurden alle Lageroberflächen in einem Arbeitsgang gefräst. Die optische Vermessung ergab eine Positionsgenauigkeit der äußeren Lagerpunkte (Planfläche und V-Nut) von 30-80 μm , eine Abweichung der Konusposition von der Soll-Position war optisch nicht festzustellen. Das Gewindenspiel der Kugeldruckschrauben in der optischen Bank liefert folglich den Hauptbeitrag zur Positionsungenauigkeit, die konservativ auf 100 μm abgeschätzt wird und weitere Justagefreiheitsgrade, z.B. am Strahlteiler, erforderlich macht.

Da die GREAT-Bodenplatte Teil der Flugzeugdruckhülle ist, wurde vom MPIfR eine FEM-Analyse der GREAT-Struktur durchgeführt. Das Ergebnis zeigt, dass durch 1 bar Druckdifferenz die Bodenplatte zwar partiell bis zu 20 μm elastisch verformt wird, aber diese in Bereichen auftritt, in denen keine Gefahr für die Justage der Optik ausgeht, was von GREAT-Testmessungen im MPIfR bestätigt wurde. Sowohl das Herausnehmen und Wiedereinsetzen der einjustierten 1.9 THz Optikplatte hatte keinen nachweisbaren Einfluss auf die Justage als auch die Evakuierung des Optikkompartmentes auf einen Druck von $p = 15$ mbar.

4.7.2 FAA-Zertifizierung

SOFIA wird nach den Bestimmungen der FAA zugelassen, womit jede mit an Bord genommene Komponente eines Instrumentes das FAA-Zertifizierungsregularium erfüllen und der Nachweis, dass von dieser zu keinem Zeitpunkt eine Gefahr für die Besatzung und das Flugzeug ausgeht, erbracht werden muss. Unter anderem verlangen die FAA-Vorschriften, dass Fehlfunktion mechanischer Verbindungen wie z.B. von Schrauben, Lagern etc. unter Belastung auszuschließen sind. Zu untersuchende Belastungsszenarien sind Kräfte, die im Zusammenhang mit einer 9g Vorwärts-, 3g Auf- und Seitwärts-, 1.5g Rückwärts- und 6g Abwärtsbeschleunigung des Schwerpunktes auftreten. Für jede Beschleunigung müssen auftretende Zugspannungen kalkuliert werden, um zu zeigen, dass die Komponente bei allen Belastungen an ihrem vorgesehenen Ort verbleibt.

Alle Optikkomponenten sind mit einem *margin of safety* > 0 konstruiert, womit die Festigkeit der mechanischen Verbindungen für die geforderten Belastungsszenarien gewährleistet ist.

Im Falle der optischen Platten werden die FAA-Vorschriften von drei Haltebügeln pro Bank erfüllt. Die Haltebügel werden über den Drei-Punkt-Auflagepunkten angebracht und greifen seitlich von diesen durch Aussparungen durch die optische Platte hindurch (siehe hierzu  Abb. 4.5). Mit den Widerlagern fest verschraubt, verhindern sie innerhalb einer Toleranz von 1 mm das Loslösen der optischen Plat-

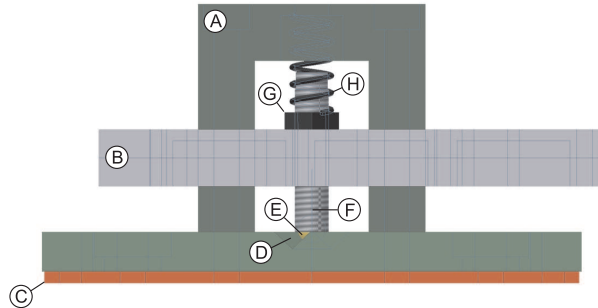


Abbildung 4.5: Das V-Nut-Lager als Beispiel eines Drei-Punkt-Lagers der optischen Bänke. Das gezeigte Widerlager ist über Unterlegschaablonen © in der Höhe justierbar. ① Haltebügel, ② Optikplatte, ③ V-Nut-Widerlager, ④ Stahlkugel ($r = 2.5 \text{ mm}$), ⑤ Kugeldruckschraube, ⑥ Kontermutter und ⑦ Andruckfeder.

ten bis zu Beschleunigungen von 9 g.

Zusätzlich werden die Haltebügel zur Erzeugung einer Lagerspannung und damit für den Erhalt der optischen Justage genutzt. Eine Spiralfeder zwischen Haltebügel und Optikplatte hält die optische Bank in Position. Die Federkraft wirkt direkt auf die Optikplatte, womit ein Verspannen des Lagers verhindert wird. Die Federkonstante beträgt $10 \frac{\text{N}}{\text{mm}}$ und erzeugt einen Anpressdruck von 25 N pro Lager. Ein optischer Aufbau mit einer Masse von 5 kg bleibt damit bis zu einer zusätzlich zur Erdbeschleunigung wirkenden Beschleunigung von 1.5 g justiert. Die Masse der komplett montierten Optikplatte beträgt 4.45 kg.

4.8 Justage der gemeinsamen Optik

Instrumentenseitig ist die mechanische Referenz bezüglich des Teleskops durch den SI-Flansch definiert. Die optische Achse des GREAT-Empfängers ist damit durch den Mittelpunkt der Apertur im und durch den Normalenvektor des Instrumentenflansches vorgegeben. Im Labor wird die Apertur genutzt um einen Referenzlaserstrahl zu etablieren, entlang dessen die optische Justage der GREAT-Kanäle möglich ist (Abb. 4.6). Für diesen Zweck wird eine Laserdiode, die in das Innere des Optikkompartmentes zeigt, mit Hilfe zweier Lochblenden auf die Mittelachse der Apertur eingemessen. Umlenkspiegel, Polarisatoren und Lochblenden in der Empfängeroptik ermöglichen die optische Justage des kompletten Aufbaus einschließlich des Strahlteilers, der Diplexer und des Kryostatenfensters. Nach Abschluss der optischen Justage muss die LO-Leistung auf dem Mischer maximiert werden. Hierfür müssen zusätzliche Justagefreiheitsgrade am LO in der LO-Box zur Verfügung gestellt werden.

Im Labor kann die Justage mit der Strahlumkehr des Referenzlasers abgeschlossen werden. Dies gibt die Möglichkeit z.B. mit einer Cold-Load zu überprüfen, ob das THz-Signal bezüglich der optischen Achse korrekt ausgerichtet ist und ob der

Subreflektor des Teleskops mit dem gewünschten Edge-Taper ausgeleuchtet wird.

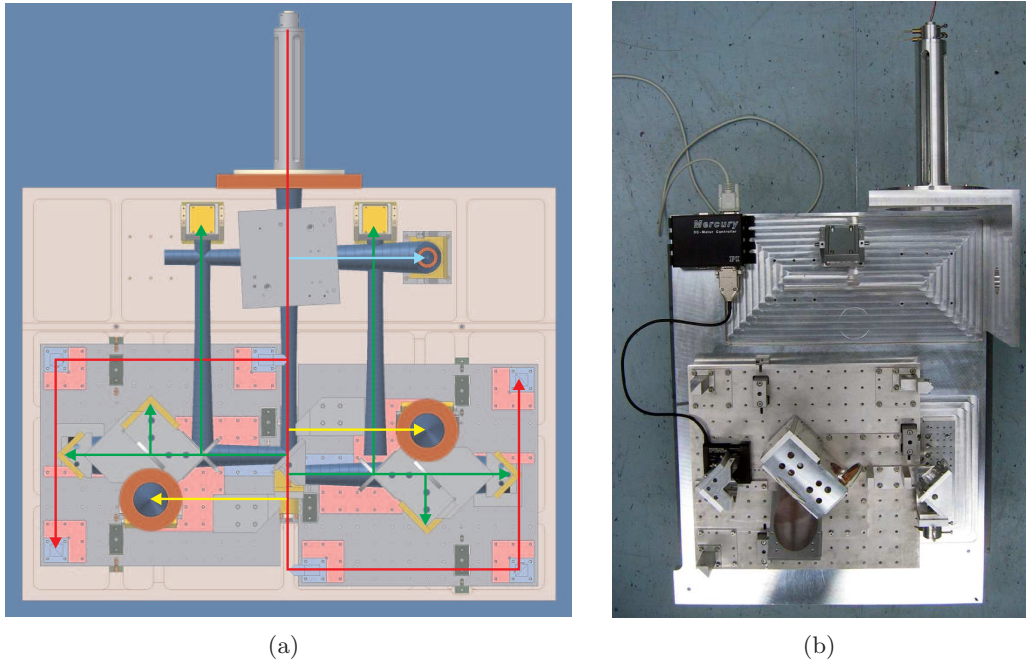


Abbildung 4.6: (a): Optikjustage. *Rote Pfeile:* Der vom SI-Flansch kommende Referenzlaserstrahl wird genutzt, um den Strahlteiler und die Optikplatten rotationssymmetrisch auszurichten. *Gelbe Pfeile:* Im Anschluss wird ein Reflex an der Position des Kryostatenfenster erzeugt. Die Richtung des Strahls definiert den Normalenvektor der Optikplatte und muss auf die optische Achse des Kryostaten einjustiert werden. *Grüne Pfeile:* Die Justage der Diplexer kann über die Reflexe am Strahlteiler und den Polarisatoren im Diplexer überprüft werden. Dabei entsteht auch ein Reflex an der Position der LO-Spiegel. *Blauer Pfeil:* Durch Umkehr der Strahlrichtung, hierbei wird die Laserdiode im hinteren Teil des Strahlteiler befestigt, ist die optische Justage der Cold-Load verifizierbar. (b): Labortest der optischen Justage (Einschub M1). Das Bild zeigt die Optik auf dem Nachbau der halben Bodenplatte der GREAT-Struktur ohne Drei-Positionen-Schlitten und Cold-Load-Spiegel.

Die Durchführbarkeit der optischen Justage wurde im Labor an einem Nachbau der halben GREAT-Bodenplatte einschließlich SI-Flansch-Apertur, Drei-Positionen-Schlitten, Strahlteiler, Cold-Load und LO-Fenster überprüft. Wie erwartet waren außer einer Höhenkorrektur der optischen Platte auf Grund der gewählten Fertigungsprozeduren keine Justagen erforderlich. Die verbleibenden Optikkomponenten befanden sich in ihren jeweiligen Nominalposition.

4.8.1 Justagefreiheitsgrade

Um eine optimale Ausrichtung aller optischen Komponenten zueinander sicherstellen zu können, wurden an mechanisch kritischen Schnittstellen weitere Freiheitsgrade implementiert. In Tabelle 4.1 sind die für die Justage erforderlichen

Freiheitsgrade aufgelistet. Das I - J - K -Koordinatensystem ist in Abb. 4.2 eingeführt und ist das Koordinatensystem des GREAT-Instrumentes. Der Ursprung liegt auf der Vorderseite des SI-Flansches in der Mitte der Apertur.

Tabelle 4.1: Justagefreiheitsgrade der GREAT-Optikkomponenten. Geklammerte Werte stehen durch Herausnehmen von Passstiften zur Verfügung.

Komponenten	Translation			Rotation		
	I [mm]	J [mm]	K [mm]	I	J	K
Strahlteiler	± 2	-	-	x	-	x
Widerlager in Einschub 2	-	-	-	-	-	-
Widerlager in Einschub 1	± 2	-	± 2	-	-	-
Kugeldruckschrauben der optischen Bänke	-	-	± 10	-	-	-
Dewarspiegel	± 10	± 10	-	x	x	-
LO-Spiegel	-	-	± 4	-	x	x
Cold-Load-Spiegel	(± 1)	(± 1)	-	x	-	-

4.9 Abbildende THz-Komponenten

In der Gauß'schen Optik können als abbildende Elemente Linsen oder Spiegel (vgl. Abs. 6.4) genutzt werden. Linsen werden in Transmission betrieben und können bei kurzer Brennweite sehr dick werden. Dies führt, da bei Frequenzen oberhalb 1 THz nur wenige transparente Materialien (vgl. Abs. 7.3.3) zur Verfügung stehen, im Allgemeinen zu starker Dämpfung und aufgrund großer Dielektrizitätskonstanten zu hohen Reflexionsverlusten. Zum Beispiel führt bei 1.9 THz eine 1 mm dicke HDPE-Linse zu ca. 20% Verlust.

Spiegel werden dagegen in Reflexion betrieben. In diesem Fall sind ohmsche Verluste auf der Spiegeloberfläche zu berücksichtigen, die sich durch die Verwendung von Materialien mit einer hohen Leitfähigkeit minimieren lassen. Die Ohmschen Verluste einer unter dem Winkel Θ einlaufenden Welle der Frequenz ν (in GHz) können nach [28] für beide Polarisationsrichtungen des \vec{E} -Feldes (bezüglich der Propagationsebene) abgeschätzt werden zu:

$$L_{\perp} = 6.7 \cdot 10^{-5} \sqrt{\nu \rho} \cos(\Theta) \quad (4.9.1)$$

$$L_{\parallel} = 6.7 \cdot 10^{-5} \sqrt{\nu \rho} \frac{1}{\cos(\Theta)} \quad (4.9.2)$$

Silber hat einen spezifischen DC-Widerstand ρ von $1.61 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ und Aluminium von $2.74 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$. Für Aluminium folgt damit bei 1.9 THz und einem Reflexionswinkel von 45° ein Verlust von nur 6%. Da sich Aluminium darüberhinaus sehr gut bearbeiten lässt und preisgünstig ist, sind abbildende optische Komponenten im THz-Bereich meist aus diesem Material.

Unabhängig davon, ob Linsen oder Spiegel als Phasentransformator genutzt werden, müssen Streulichtverluste, die aus der Oberflächenrauigkeit der optischen Komponente resultieren, berücksichtigt werden. Sie lassen sich nach der *Ruze*-Formel [28] abschätzen:

$$L = 1 - e\left(\frac{-4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2 \quad (4.9.3)$$

Hierbei bezeichnet σ die Rauigkeit als *rms*-Fehler bezogen auf die Soll-Oberfläche. Wie Abb. 4.7 zu entnehmen ist, muss für 1% Verlust bei einer Frequenz von 1.9 THz die Oberfläche ein *rms* von $1.3 \mu\text{m}$ aufweisen.

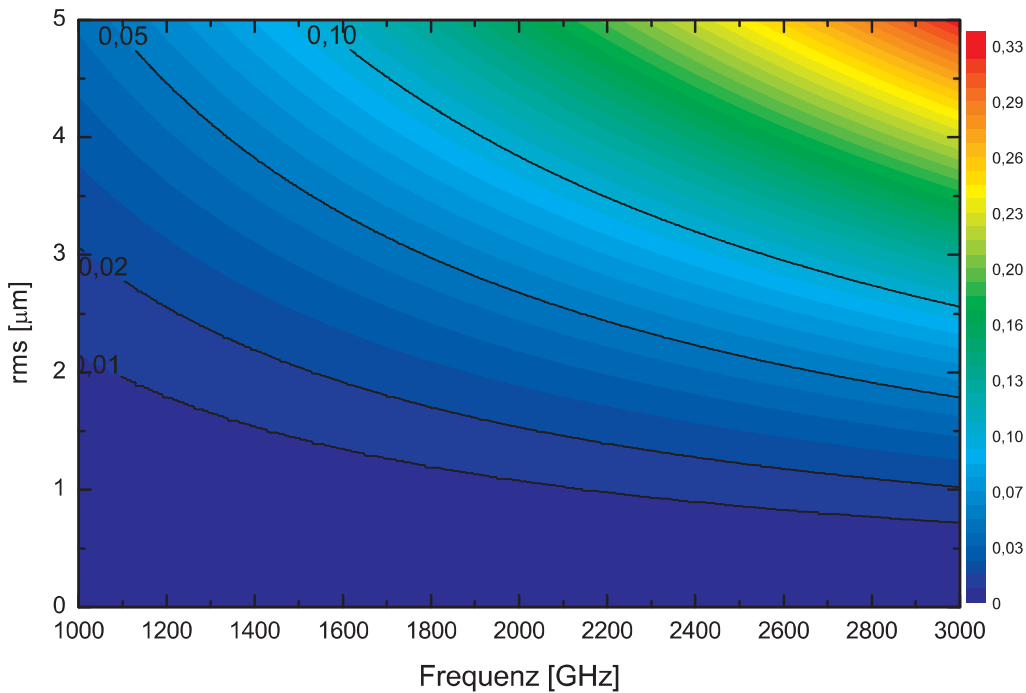


Abbildung 4.7: Streulichtverluste reflektierender Oberflächen auf Grund der Oberflächenrauigkeit als Funktion der Frequenz. Die Verluste werden durch die *Ruze*-Formel Gl. 4.9.3 beschrieben.

4.9.1 Abbildungsverluste von Spiegeln

Bleiben noch die Verluste durch die Abbildung eines FGBMs mit Hilfe einer konischen Spiegeloberfläche (vgl. Abs. 6.4) abzuschätzen. Nach [61] sind zwei Fälle zu unterscheiden. Zum einen entstehen Verluste durch die Deformation des FGBM durch die nicht phasenrichtige Krümmung der Spiegeloberfläche (L_d) und zum anderen wird Leistung in die höhere Mode, die Kreuzpolarisation (L_k), überführt. Beide Anteile können nach [61, 62] für n Spiegel abgeschätzt werden zu:

$$L_\beta = \left| \sum_{j=1}^n \left(\beta \left(\frac{w_j}{f_j} \right) \tan(\Theta_j) \cdot \exp \left[-i \sum_{k=j}^n \alpha \cdot \Delta\Phi_{k \rightarrow k+1} \right] \right) \right|^2 \quad (4.9.4)$$

Für Deformationsverluste ist $\beta = 1/(2\sqrt{2})$ und $\alpha = 3$ zu setzen. Der Anteil an der Kreuzpolarisation kann mit $\beta = 1/2$ und $\alpha = 1$ berechnet werden. In beiden Fällen ist w_j der Strahlradius auf dem j -ten Spiegel, bezeichnet Θ_j den halben Reflexionswinkel am j -ten Spiegel und gibt f_j die lokale Brennweite des j -ten Spiegels an.

Wie Gl. 4.9.4 zu entnehmen ist, macht eine verlustarme Optik kleine Reflexionswinkel, große Brennweiten und kleine Strahlradien erforderlich. Der Verlust einer Abfolge von Spiegeln kann über deren Anordnung reduziert werden, da zum einen das Vorzeichen von $\tan(\Theta_j)$ als auch die Phasenlagen zwischen aufeinanderfolgenden Spiegeln in der Summation zu berücksichtigen sind. Allgemein gilt: Liegt eine Zwischenwaist zwischen zwei Spiegeln, sollten der Strahlengang für eine optimale Abbildung z -förmig gewählt werden. Existiert kein Zwischenbild, liefert eine u -Anordnung bessere Ergebnisse [61, 62]. Genauere Untersuchungen, speziell zu phasenkorrigierten Spiegeln, können bei [36] nachgelesen werden. Für den 1.9 THz-Dewarspiegel mit $f = 92.947$ mm, $w = 11.968$ mm und $\Theta = 45^\circ$ folgt für $L_d = 2\%$ und $L_k = 4\%$, was zusammengenommen einem Verlust von 0.5% entspricht.

4.9.2 Spiegelfertigung

Die Spiegeloberfläche wird mit dem CAD-System Inventor entsprechend der Gaußschen Optik berechnet und erzeugt. Hierfür wurde eine Programmiererweiterung für den Autodesk Inventor geschrieben. Der eigentliche CNC-Code wird anschließend von einer Software aus dem CAD-File generiert.

Die Spiegel werden in der hauseigenen Feinmechanikwerkstatt auf einer 5-Achs-CNC-Fräsbank mit einem Kugelfräser geschnitten. Um Verspannungen vorzubeugen wird Gussaluminium verwendet. Der ideale Fräskopf besitzt einen Radius, der gleich dem kleinsten auftretenden Krümmungsradius des Spiegels ist. Im Allgemeinen stehen solche Werkzeuge auf Grund großer Radien nicht zur Verfügung. Typischerweise werden Kugelfräser mit einem Radius von 5 mm benutzt. Die Oberfläche muss dann in mehreren parallel laufenden Bahnen geschnitten werden. Wie leicht gezeigt werden kann, folgt aus Fräskopfradius R und Fräsbahnabstand l die verbleibende Rauigkeit σ der Oberfläche zu $\sigma = R [1 - \cos(\arctan(\frac{l}{2R}))]$. Sie wird normalerweise auf $1 \mu\text{m}$ gesetzt.

Nach dem Fräsvorgang wird der Spiegel auf der Fräsbank umgespannt, um Verspannungen, die durch das Bearbeiten entstanden sind, sichtbar zu machen. Anschließend wird die geschnittene Oberfläche mit einem Tastkopf auf der CNC-Fräsbank vermessen, an die Messdaten der Soll-Kegelschnitt gefittet und das Residuum gebildet. Abb. 4.8 zeigt das Residuum des größten abbildenden Spiegels der gemeinsamen Optik, des Dewarspiegels. Die gesamte Spiegeloberfläche weist einen *rms*-Fehler von $6 \mu\text{m}$ auf. Innerhalb der $4.5w$ -Kontur, in der 99.99% der Leistung eingeschlossen sind, konnte der *rms*-Fehler zu $5 \mu\text{m}$ bestimmt werden. Innerhalb der $3w$ -Kontur (99% der Leistung) liegt der *rms*-Fehler sogar bei nur $2 \mu\text{m}$, lokal deutlich darunter. Damit kann der Verlust eines abbildenden Spiegels bei 1.9 THz

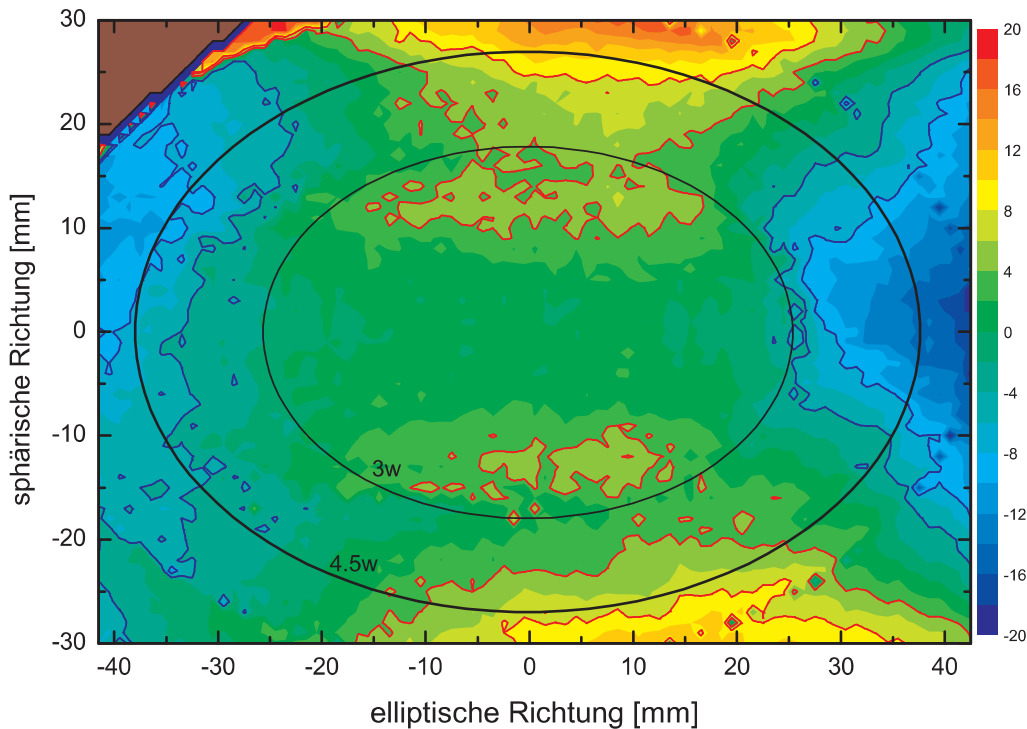


Abbildung 4.8: Residuum von Soll- und tatsächlicher Spiegeloberfläche des 1.9 THz-Dewarspiegels angegeben in μm . Die *schwarzen* Ellipsen zeigen die $3w$ - und die $4.5w$ -Strahlkontur auf der Spiegeloberfläche für 1.9 THz. Der *rms*-Fehler der vollständigen Oberfläche beträgt $6 \mu\text{m}$, der der $4.5w$ -Kontur $5 \mu\text{m}$ und der der $3w$ -Kontur $2 \mu\text{m}$. *Rote* Konturlinien zeigen die $+4$ und die $+8 \mu\text{m}$ Höhenlinie an, die *blauen* entsprechende negative Konturlinien. Die Spiegelecke bei $(-40,30)$ mm (*dunkelrot*) ist aus Platzgründen in der Optik abgeschnitten.

auf 2.5% abgeschätzt werden.

Da die Fehler im Bereich der $4.5w$ -Kontur unterhalb der Maschinengenauigkeit liegen und damit nur zu einem geringen Teil aus dem Verziehen des Materials herrühren, wurde auf eine Wärmebehandlung der Spiegel verzichtet. Bei Spiegeln kleinerer Abmessungen sollte der *rms*-Fehler deutlich niedriger sein. Für den Cold-Load-Spiegel mit den Dimensionen $65 \times 55 \text{ mm}^2$ wurde das *rms* des Residuums zu $3 \mu\text{m}$ bestimmt.

4.10 Der Diplexer

Das Heterodynprinzip macht die Überlagerung des RF- mit dem LO-Signal erforderlich. Das dafür benötigte quasioptische Bauteil wird im submm-Bereich als Diplexer bezeichnet. Aufgabe des Diplexers ist, zwei anfänglich räumlich separierte Strahlen mit Hilfe optischer Bauteile zur Koinzidenz zu bringen und beide im Ausgangsstrahl enthaltenen Felder maximal an einen definierten Strahl am Ausgang zu koppeln. Mit Hilfe von Spiegeln und Linsen ist eine Superposition nicht möglich.

Der einzige Weg, zwei FGBMs zur koinzidenten Überlagerung zu bringen, besteht in der Aufteilung der in den zwei einlaufenden Strahlen enthaltenen Leistung auf zwei Ausgangsstrahlen. Da Signale von zwei Eingängen auf zwei Ausgänge verteilt werden, spricht man auch von einem 4-Port.

Der einfachste quasioptische 4-Port ist ein Strahlteiler in Form von z.B. einer Mylarfolie, die als planparallele Platte ein Fabry-Perot Interferometer (FPI) ausbildet (Abs. 4.9). Über die Dicke und den Brechungsindex kann das Teilverhältnis eingestellt werden. Dabei entsteht das Problem, einerseits möglichst wenig vom RF-Signal zu verlieren und andererseits ausreichend LO-Leistung in den Signalpfad einzukoppeln, um den Detektor in den Arbeitsbereich bringen zu können. Bei einer typischen Teilung von 95:5 (LO-Kopplung -13 dB), bei der 5% des RF-Signals verloren gehen, werden dementsprechend auch nur 5% der LO-Leistung dem Mischer zugeführt. Die verbleibenden 95% gehen verloren. Da bei Frequenzen oberhalb von 1 THz häufig nur wenige μW LO-Leistung zur Verfügung stehen, ist dieser Diplexertyp damit ungeeignet. Hinzu kommen Absorptionsverluste im verwendeten Material und die Bandpasscharakteristik des FPIs. Beide Effekte wirken sich zusätzlich negativ auf die Systemrauschkennlinie aus. Abhilfe schafft ein Austausch der Mylarfolie gegen einen Polarisator. Der vom Gittervektor des Drahtgitters und des Feldvektors eingeschlossene Winkel Θ gibt nun das Teilverhältnis zu $\cos^2(\Theta) : \sin^2(\Theta)$ vor. Allerdings bleibt weiterhin das Problem bestehen, dass der Großteil der LO-Leistung im ungenutzten Ausgangskanal verloren geht.

Wünschenswert ist ein Diplexer, der die vollständige Leistung beider Eingangskanäle auf einen Ausgangsport vereinigen kann. Realisieren lässt sich ein solcher Diplexer mit einem interferometrischen 4-Port Aufbau. Es gibt verschiedene interferometrische 4-Port Diplexer [28] wie z.B. Michelson Interferometer, Martin-Puplett Interferometer, Ringresonatoren etc. Im Folgenden wird auf Grund der kompakten Bauweise und des möglichen Gangunterschieds von $\Delta = 0$ nur auf das Martin-Puplett Interferometer eingegangen.

4.10.1 Das Martin-Puplett Interferometer

Das Martin-Puplett Interferometer (MPI) ist ein polarisationsrotierendes 4-Port Interferometer [56, 47, 28]. Über ein Einkoppelgitter werden die zur Koinzidenz zu bringenden Signale dem MPI zugeführt. Im Beispiel wird das RF-Signal in Transmission (Port 1) und der LO in Reflexion (Port 2) mit Hilfe eines unter einem Winkel von 45° stehenden Gitters zur Koinzidenz gebracht. Nach dem Gitter besitzen beide aber weiterhin orthogonale Polarisationsrichtungen. Gemeinsam treffen sie auf ein zweites unter einem projizierten Winkel von 45° stehendes Gitter, das die Strahlung in die entsprechenden linear unabhängigen Polarisationsrichtungen auf die zwei Äste des MPIs aufteilt. Die Felder propagieren zu zwei Retroreflektoren, die sie zurück zum Gitter reflektieren, wo die Teilstrahlen interferieren. Zwei Effekte sind zu beachten. Zum einen dreht ein Retroreflektor einfallende Vektoren zweimal um den Einfallswinkel in Bezug auf seine Hauptachse und zum anderen wird über den Wegunterschied Δ ein Phasenversatz zwischen beiden Polarisations-

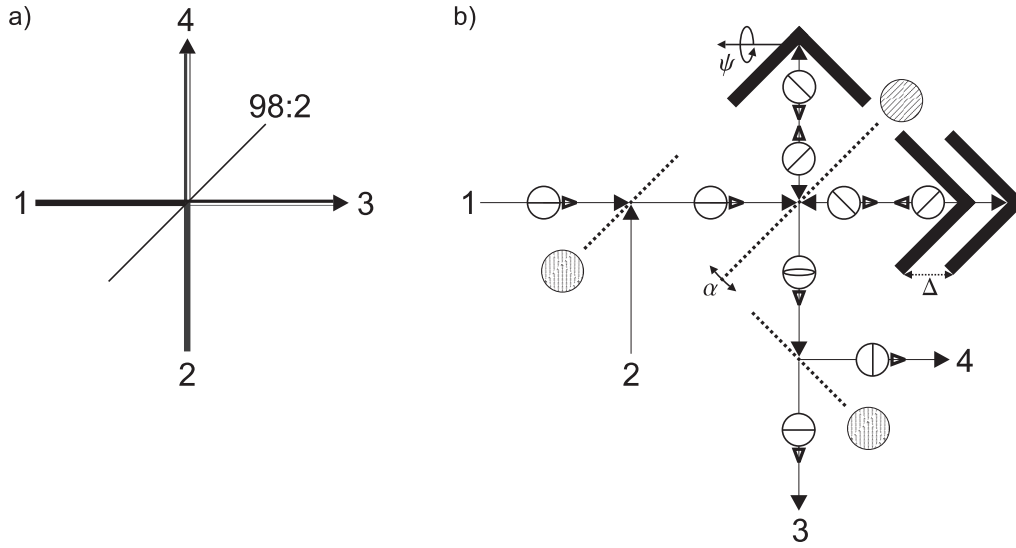


Abbildung 4.9: Zwei verschiedene 4-Port Diplexeraufbauten. a) Fabry-Perot Interferometer: Signal an Port 1 und LO an Port 2. Teilungsverhältnis z.B. 98:2 und b) Martin-Puplett Interferometer: Betrachtet wird nur das von Port 1 kommende Signal, das in Pfeilrichtung propagiert. Die Polarisationsrichtung in einzelnen Abschnitten ist in kleinen Kreisen dargestellt. Die Schraffur der großen Kreise gibt die Orientierung der Polarisatoren an. Die zwei Retroreflektoren sind als dicke schwarze Linien eingezeichnet, wobei einer in Bezug zum anderen um Δ verschoben werden kann. Die MPI-Funktionsweise ist in Abs. 4.10.1 erläutert. α und ψ bezeichnen die Freiheitsgrade mit maximaler Auswirkung auf die Kopplungsverluste im MPI, die in Abs. 4.10.4 untersucht werden. Mit d ist der Abstand der Retroreflektoren zum zentralen Gitter bezeichnet.

richtungen erzeugt. Da das zentrale Gitter des MPIs die \vec{E} -Feldrichtungen unter 45° in Bezug zur Hauptachse der Retrospiegel erzeugt, werden die Feldvektoren um $2 \times 45^\circ$ - also um 90° - gedreht, mit der Konsequenz, dass der zuvor reflektierte Teil nun das zentrale Gitter in Transmission passiert und der zuvor transmittierte Feldanteil nun reflektiert wird. Über den Phasenversatz Δ kann vertikale, elliptische und horizontale Polarisation eingestellt werden. Ein Auskoppelgitter teilt die erzeugte Polarisation entsprechend der Feldkomponenten auf die Ausgänge Port 3 und 4 auf. Die Transmission von Port 1 \rightarrow 3 und 2 \rightarrow 3 folgt zu [56]:

$$|T_{13}|^2 = |T_{24}|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi\Delta}{\lambda_{RF}} \right) \right) \quad (4.10.1)$$

$$|T_{23}|^2 = |T_{14}|^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \cos \left(\frac{2\pi\Delta}{\lambda_{LO}} \right) \right) \quad (4.10.2)$$

Es ist zu beachten, dass sich LO- und RF-Frequenz gerade um die Zwischenfrequenz (ZF) unterscheiden, womit die erzeugten Polarisationen bei Änderung von Δ im Allgemeinen unterschiedlich sind. Aus Gl. 4.10.1-4.10.2 folgt, dass bei $\Delta_{DSB} = \frac{\lambda_{ZF}}{2}$ beide Signale an Port 3 (Double-Sideband Modus) anliegen und bei $\Delta_{SSB} = \frac{\lambda_{ZF}}{4}$ der LO sich auf beide Ports aufteilt und das obere Seitenband in Port 3 und das untere in Port 4 zu finden ist (Single-Sideband Modus). Es be-

steht also die Möglichkeit, über eine Änderung der Weglängendifferenz das MPI als Diplexer und zusätzlich als Seitenbandfilter zu nutzen.

Gl. 4.10.1 ist zu entnehmen, dass das MPI ein Bandpassverhalten zeigt und dieses neben allgemeinen Kopplungs- und Transmissionsverlusten erheblich zu T_{Sys} beitragen kann. Die Transmissionsmaxima haben einen Frequenzabstand ($\delta\nu$) von der zweifachen 3dB-ZF-Bandbreite, was dem doppelten der ZF-Mittelfrequenz ($\delta\nu = \frac{c}{\Delta} = 2\nu_{ZF}$) entspricht. Daher ist für ein flaches ZF-Band eine möglichst hohe ZF-Mittelfrequenz erforderlich.

4.10.2 Polarisatoren

Die im GREAT-Diplexer und Strahlteiler verwendeten Polarisatoren werden von QMC bezogen. Sie bestehen aus einer $1.5\ \mu\text{m}$ kupferbeschichteten Mylarfolie, die zwischen zwei Halteringen eingespannt ist. Auf die Folie wird mittels Photolithographie ein Gitter aus $4\ \mu\text{m}$ breiten Kupferstreifen mit einer Periodizität von $10\ \mu\text{m}$ abgebildet, und die Struktur anschließend frei geätzt. Die Untersuchung unter dem Mikroskop ergab von den Spezifikation leicht abweichend eine Drahtbreite von $4.5\ \mu\text{m}$ und eine Periodizität von $10\ \mu\text{m}$. Die Transmission wurde mit einem Fourier-Transform-Spektrometer (FTS) der Firma Bruker bestimmt (Abb. 4.10). Makroskopische Fehlstellen des Gitters können mit Hilfe eines optischen Lasers nachgewiesen werden, da sie als Streuzentren wirken. Über ihre Auswirkung im THz-Bereich kann keine Aussage getroffen werden, da keine Möglichkeit bestand die Phasenfront bei 1.9 THz vermessen zu können. Ihre Existenz könnte aber das Fehlen von Leistung in der FTS Messungen erklären.

Die gemessene Transmission für den 1.4 THz-Kanal ist schwierig zu bestimmen da die Frequenz in einem Strahlteilerminimum des FTS liegt. Realistisch erscheint jedoch ein Wert von 97%, denn mit abnehmender Frequenz sollte die Effizienz aufgrund des Mylar-FPI und der nach [53] berechneten Transmission des Gitters zunehmen. Bei 1.9 THz ergeben die FTS-Messungen eine Transmission von 96% und bei 2.6 THz von 93%. Das FTS erlaubt leider nicht die Untersuchung der Reflexionseigenschaft. Sie sollte aber, da hierbei nur Streuverluste eine Rolle spielen, gleich oder besser der Transmission sein.

Positiv ist, dass die Polarisatoren im Optischen als Beugungsgitter wirken, und daher direkt zur optischen Justage des Diplexers genutzt werden können. Auf diese Weise kann der komplett montierte Diplexer sehr leicht eingemessen werden, vorausgesetzt die Retroreflektoren haben Oberflächen optischer Güte.

Nachteilig ist, dass die dünne Folie gerade bei großen Aperturen sehr schallempfindlich reagiert. Die Auslenkung der Folie auf Grund von Mikrophonie liegt in der Größenordnung von $\lambda_{LO}/4$. Die Transmission wird einmal vollständig durchmoduliert wird. Unterdrücken lässt sich dieser Effekt nur durch den Einsatz der Optik in einer evakuierten Kammer, wie es annähernd auf GREAT realisiert sein wird.

Da die Gitter Alterungserscheinungen (überstreckte Folien, Oxidation) zeigen, und die Schallempfindlichkeit sehr stark ist, werden Alternativen diskutiert. Ei-

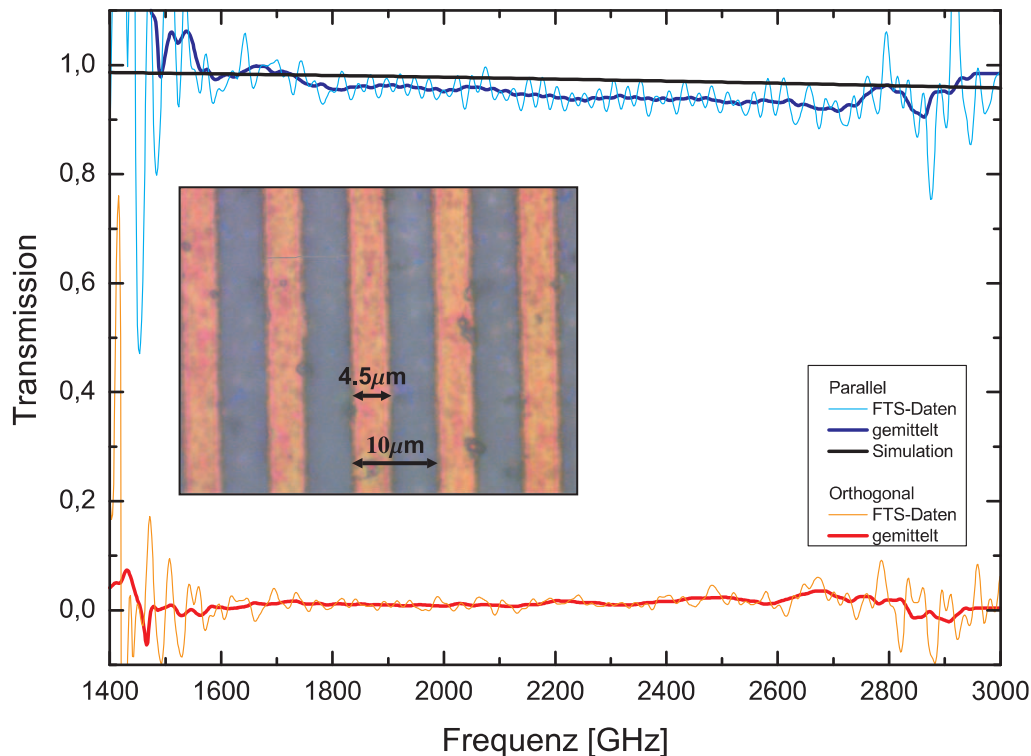


Abbildung 4.10: Transmission der QMC-Polarisatoren am Beispiel von No. 1285 (Size 6) für orthogonal und parallel zum Gittervektor orientierte Polarisation. Zusätzlich sind die Messungen geglättet dargestellt, sowie die theoretisch zu erwartende Transmission, die aus der Transmission eines FPIs aus $1.5\ \mu\text{m}$ Mylar multipliziert mit der Transmission eines leicht irregulären Gitters der Dimension $d = 4.5\ \mu\text{m}$ und $p = 10\ \mu\text{m}$ nach [53] folgt, eingezeichnet. Das Teilbild zeigt einen 1000x vergrößerten Ausschnitt des Gitters. Deutlich ist eine Vielzahl von Unregelmäßigkeiten in Form von dunklen Flecken zu erkennen, die makroskopisch ebenfalls als Fehlstellen erkennbar sind.

ne Möglichkeit ist, die Gitter durch SMART identische Drahtgitter aus $10\ \mu\text{m}$ Wolframdrähten mit einer Periode von $25\ \mu\text{m}$ zu ersetzen, da diese bei $1.9\ \text{THz}$ im Wesentlichen eine identische Transmission besitzen (vgl. [36]). Allerdings sind auch diese gerade bei großen Aperturen sehr teuer und nicht immer als Vorderflächengitter zu bekommen. Als Bezugsquellen sind hier die Uni-Erlangen und neuerdings QMC Instruments zu nennen. Als aussichtsreiche Alternative ist geplant, in naher Zukunft bei KOSMA eigene kryogene Vorderflächengitter auf Siliziumbasis mit dem Bosch-Prozess zu ätzen und diese in der Sputteranlage mit Gold zu beschichten. Ein erster Versuch zeigte jedoch, dass für ihre Herstellung der Fertigungsprozess noch eingehender untersucht werden muss.

4.10.3 Intrinsische Kopplungsverluste

Das zentrale Gitter des MPI-Diplexers trennt einen von z.B. Port 1 einlaufenden FGBM in zwei Teilstrahlen orthogonaler Polarisation auf, die jeweils die Hälfte

der Leistung enthalten. Durch die interferometrische Arbeitsweise des Diplexers erfahren beide Teilstrahlen einen einstellbaren z -Versatz zueinander, mit dem sie den Diplexer verlassen. Jeder Teilstrahl wird im Diplexer einmal vom Polarisator reflektiert und einmal transmittiert, wobei r^2 und t^2 der Reflexions- bzw. der entsprechende Transmissionskoeffizient ist. Es stellt sich die Frage, wie gut am Ausgangsport des MPIs ein FGBM an beide interferierende Teilstrahlen koppeln kann.

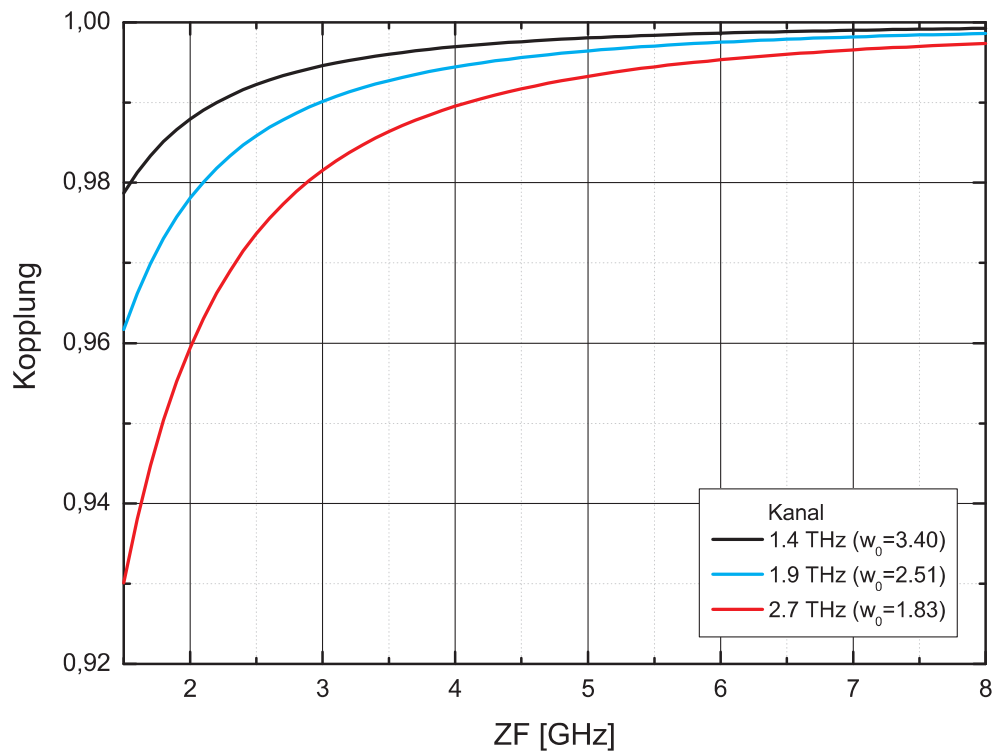


Abbildung 4.11: Kopplungsverluste im Diplexer für die 1.4-2.7 THz Kanäle. Berechnet ist die Kopplung beider Interferometerstrahlen auf eine in der Mitte zwischen ihnen liegende Waist des Soll-FGBMs. Die Kopplungsverluste nehmen mit steigender Waist und höheren Zwischenfrequenzen ab.

Am Ausgangsport, z.B. Port 3, sei E_0 das Feld des Teilstrahls ohne, und E_Δ das Feld des Teilstrahls mit Versatz Δ , wobei für den Betrieb eines MPI als Diplexer $\Delta = \frac{\lambda_{ZF}}{2}$ zu wählen ist. Die vom Diplexer erzeugte Feldverteilung an Port 3 lässt sich dann als

$$\langle E | = rt (\langle E_0 | + (1 - A) \langle E_\Delta |) \quad (4.10.3)$$

schreiben, wobei A eventuell auftretende Absorptionsverluste im längeren Ast des Diplexers berücksichtigt. Diese können z.B. durch die Transmission in Laborluft verursacht werden. Ist G_z ein FGBM am Ausgangsport des Diplexer, dessen Waist sich an Position z zwischen denen beider Teilstrahlen befindet, berechnet sich das

Kopplungsintegral auf E_0 und E_Δ entsprechend Gl. 3.1.9 zu:

$$K(z) = |C_{EG}^2|^2 = |rt(\langle E_0|G_z\rangle + A\langle E_\Delta|G_z\rangle)|^2 \quad (4.10.4)$$

$K(z)$ besitzt ein Maximum bei $\Delta/2$, was aus Symmetriegründen zu erwarten ist. Für $\lambda = 158 \mu\text{m}$, $w_0 = 2.51 \text{ mm}$ und $\Delta = 100 \text{ mm}$ beträgt $K(0) = K(100) = 0.93$ und $K(50) = 0.96$. Folglich kann der intrinsische Kopplungsverlust auf 4% beschränkt werden, wenn man die Waistposition des an den Ausgangsport zu kopplenden FGBMs so wählt, dass sich der Versatz Δ symmetrisch um diese Position verteilt. An diesem Punkt reduziert sich das Kopplungsintegral auf den Fall zweier axial verschobener FGBMs:

$$K(\Delta) = \frac{1}{1 + \left(\frac{\lambda\Delta}{4\pi w_0^2}\right)^2} \quad (4.10.5)$$

Wie Abb. 4.11 anschaulich darstellt, können Kopplungsverluste im Diplexer durch die Wahl einer möglichst großen Waist und einer hohen ZF stark reduziert werden.

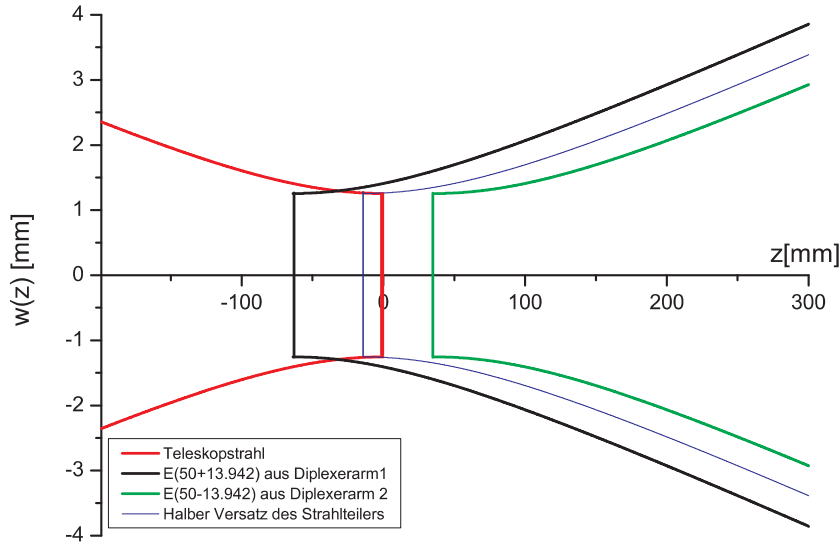


Abbildung 4.12: Strahlgeometrie für die Berechnung des Kopplungsintegrals am Ausgangsport eines als Diplexer betriebenen MPIs. Betrachtet wird die Kopplung des in Einschub 1 betriebenen 1.9 THz-Empfängerkanals an die Teleskopwaist (rot). Die optische Weglänge zwischen Diplexer und SOFIA Fokalebene (SFP) wurde so gewählt, dass die Waists beider den Diplexer verlassenden Teilstrahlen (schwarze und grüne Kontur) so zu liegen kommen, dass die Mitte ihres Versatzes von $\lambda_{ZF}/2 = 100 \text{ mm}$ genau bei -13.942 mm liegt. Auf dieser Position ist die Waist eines bezüglich der SFP um den halben Strahlteilerversatzes defokussierten FGBMs (blaue Kontur) zu finden. Bei so gewählten Weglängen liegt aus Symmetriegründen die gleiche Situation in Einschub 2 bei $+13.942 \text{ mm}$ vor, womit die Kopplung an das Teleskop in beiden Einschüben gleich und maximal ist. Sie beträgt 96% und folgt anschaulich aus der Kopplung der in der schwarzen und grünen Kontur enthaltenen Leistung auf die in der roten. Die SFP liegt bei $z = 0$.

In der GREAT-Optik entspricht der Soll-FGBM dem Teleskopstrahl, an den die Mischer maximal koppeln müssen. Zu berücksichtigen ist, dass der Strahlteiler zusätzlich zum Diplexer einen z -Versatz von 27.884 mm zwischen beiden GREAT-Einschüben erzeugt. Um die Kopplung an das Teleskop unabhängig von den Einschüben zu machen, werden deshalb die Mischer-Strahlen um den halben Strahlteiler-versatz defokussiert, was zu einem leicht modifizierten Kopplungsintegral nach Gl. 4.10.4 von $K(50 - 13.942) = K(50 + 13.942) = 0.96$ führt. Abb. 4.12 verdeutlicht die Strahlgeometrie für einen in Einschub 1 betriebenen Empfängerkanal.

4.10.4 Kopplungsverluste durch Fehljustagen

Als nächstes wurden die Kopplungsverluste im Diplexer auf Grund von Fehljustagen abgeschätzt. Hierfür sind sämtliche Freiheitsgrade (FG) aller optischen Subkomponenten des Diplexers untersucht worden. Jeder Positions- oder Winkelfehler des Gitters sowie der Retroreflektoren wirkt sich unmittelbar auf die Kopplung beider Teilstrahlen im MPI aus. Die auftretende Verluste lassen sich auf axial und lateral verschobene oder gegeneinander verkippte FGBMs zurückführen. Aus den gegebenen geometrischen Abmessungen des Diplexers und der optischen Weglängen lassen sich die erwarteten Verluste bzw. die erforderlichen Toleranzen abschätzen. Betrachtet wird die Kopplung für den 2.7 THz-Diplexer mit einer Mittenfrequenz der Zwischenfrequenz von 1.5 GHz.

Positionsfehler sind durch das Konzept der integrierten Optik auf $<10 \mu\text{m}$ beschränkt und führen bei keinem FG zu Kopplungsverlusten $>1\%$, weshalb im Weiteren nur Winkelfehler untersucht werden. Im Ergebnis werden nur die jeweils kritischsten FG angegeben, da sie die Justage- bzw. die Fertigungstoleranzen nach oben beschränken.

Im Fall des Retroreflektors wird der größte Verlust durch eine Kippung der Spiegelhauptachse um einen Winkel Ψ (vgl. Abb. 4.9) verursacht. Diese Rotation führt sowohl zu einem lateralen Versatz als auch zu einer Kippung der Phasensfronten zwischen beiden Teilstrahlen. Aus dem Abstand $d = 123.5 \text{ mm}$ zwischen Retrospiegel und Gitter, der eine Funktion der Mittenfrequenz der ZF und des Strahlradiuses im Diplexer ist, folgt der Lateralversatz zu $d \cdot \tan(2\Psi)$. Bei einem Winkel Ψ von 0.03° wird ein Verlust von 1% verursacht. Bei einer Kantenlänge des Spiegels von 66 mm muss damit das obere Ende auf $35 \mu\text{m}$ genau positioniert werden, was im Falle des verfahrbaren Spiegels von Bedeutung ist.

Bei der Gitterjustage liefert die Gitterdrehung um einen Winkel α (vgl. Abb. 4.9) die kleinste zulässige Toleranz. Eine Rotation um diesen Winkel führt auf Grund des langen Weges d zu einem deutlichen Lateralversatz $2d \cdot \tan(\alpha)$. Für 1% Verlust darf der Winkel nur um 0.057° abweichen. Bei Verwendung eines Gitters des Typs HAWC⁴ mit einem Außenradius von 48.6 mm entspricht dies einer Toleranz von $50 \mu\text{m}$ an Position des Gitterrahmens. Da die Halterahmen von QMC nicht

⁴Benannt nach der High-resolution Airborne Widebandwidth Camera, HAWC, für SOFIA, aufgrund derer diese Gittergröße von QMC Instruments hergestellt wurde.

eben gefertigt sind, muss eine Justage mit Hilfe von Unterlegfolien erfolgen. Mit diesem Wissen kann der Diplexer für den 2.7 THz-Kanal konstruiert und in der Feinmechanikwerkstatt hergestellt werden.

4.10.5 Aufbau

Der Diplexer ist monolithisch aufgebaut und wurde auf der 5-Achs-CNC gefräst. In das Bauteil sind für die Gitter und den fest angebrachten Retroreflektor Anschlagflächen gefertigt, womit die Positionen und Winkel entsprechend der Maschinengenauigkeit gegeben sind.

Die Retrospiegel bestehen aus geläpften Planspiegeln, die auf präzise Anschläge geschraubt werden. Eine an einer Spiegelkante angebrachte Schneide sorgt für eine saubere Auflage auf der Oberfläche des im rechten Winkel stehenden zweiten Spiegels.

Das Interferometer lässt sich mit Hilfe eines elektronisch gesteuerten Verschiebetisches der Firma PI⁵ mit einer Auflösung von 60 nm abstimmen. Da der Verschiebetisch nicht für die in der Optik herrschenden physikalischen Bedingungen spezifiziert ist, wurden Funktionstests im Vakuum und bis -30 °C erfolgreich durchgeführt.

Alle Polarisatoren wurden mechanisch vermessen und die Maße im CAD-Design berücksichtigt, um die optimale Positionierung im Diplexer gewährleisten zu können.

Das Empfängerkonzept sieht keine unabhängige Detektion beider Seitenbänder mit zwei räumlich getrennten Mischern im Single-Sideband-Modus vor, weshalb auf ein Auskoppelgitter verzichtet wurde.

Der Diplexer wurde montiert, mit Hilfe eines Lasers optisch eingemessen, hierbei waren keine(!) Korrekturen nötig, und dann bei 1.9 THz im Labor auf Funktionalität überprüft.

4.10.6 1.9 THz-Messungen

Der optisch justierte Diplexer wurde im Labor auf Funktionalität bei 1879 GHz untersucht. Als Strahlungsquelle diente der 1.9 THz-LO und als Leistungsmesser eine Golay-Zelle, deren Signal über einen Tiefpass auf dem Oszilloskop analysiert wurde. Diese Funktionstests waren äußerst schwierig, da bei 1.9 THz die Absorptionsverluste in Laborluft sehr hoch sind. Eine Evakuierung des Gesamtaufbaus für mehr Leistung war nicht sinnvoll, da Justagen am Diplexer vorgenommen werden mussten und effiziente Einkoppelfenster für den THz-Bereich nicht verfügbar waren.

Die Analyse der Freiheitsgrade am Diplexer bestätigte die theoretischen Überlegungen, dass nur zwei als kritisch zu betrachten sind. Die Kippung der Hauptachse des Retroreflektors konnte sehr leicht über einen Anschlag in Verbindung mit Justagefolien durch Aufsuchen des Transmissionsmaximums am Oszilloskop gefunden

⁵www.physikinstrumente.de

werden. Wesentlich schwieriger war es, den 45° Winkel des Teilergitters präzise einzustellen, zumal die Gitterhalterahmen nicht eben sind. Hierdurch kommt es bei der Montage leicht zu Verspannungen des Gitters.

Nach Justage des Diplexer wurde ein Kontrastverhältnis $T_{min} : T_{max}$ von 1:12 bei nominaler Mittenfrequenz der ZF von 1.5 GHz erzielt. Die Vergrößerung des Gangunterschiedes Δ um 30 mm senkte das Transmissionsverhältnis auf 1:10 ab. Berechnet man die zugehörigen Kopplungsintegrale, erhält man bei gegebener Waist von 3.28 mm und einem Versatz von $\Delta = 100 \pm 15$ mm einen Kopplungsverlust von 2.5% bzw. 3%, was die Absenkung des Kontrastverhältnisses nicht erklärt. Als weitere mögliche Ursache ist die Dämpfung der Atmosphäre zu betrachten.

Die Transmissivität der Laborluft wurde bei 1879 GHz mit einem leicht modifizierten optischen Aufbau in Übereinstimmung mit einer ATRAN-Simulation [51] (Abb. 1.2) zu ungefähr 0.37 pro Meter bestimmt (dem entspricht ein Absorptionskoeffizient von $\alpha = 1/m$). Berücksichtigt man diese im Kopplungsintegral, folgt in beiden Abständen ein Verlust von 6%. Die Abnahme des Transmissionsverhältnisses lässt sich daher ebenfalls nicht mit der Atmosphäre erklären, was auch unwahrscheinlich hohe Absorptionskoeffizienten bedeuten würde. Grund der Änderung müssen zunehmende Kopplungsverluste durch Fehljustagen sein, denen verbleibende 4% zugeschrieben werden.

Der intrinsische Verlust eines im Vakuum bei 1.9 THz betriebenen Diplexers errechnet sich somit aus den Justagefehlern (4%), Transmissions- und Reflexionsverlusten (4% bzw. 1%) des Teilergitters und den Kopplungsverlusten (3%). Der Diplexerverlust wird damit bei 1.9 THz konservativ zu $\approx 12\%$ abgeschätzt.

4.11 Erste 1.9 THz NbTiN HEB-Pumpversuche

Der Versuchsaufbau wurde anschließend genutzt, um die von KOSMA gefertigten supraleitenden 1.9 THz NbTiN Hot-Electron Bolometer Mischer [60] für den Einsatz auf GREAT zu testen. Zu Beginn wurde untersucht, ob die Kombination aus LO und Optik ausreichend Pumpleistung zur Verfügung stellt.

An der Hornantenne des Frequenzverdreifachers (Tripler) wurde die maximale LO-Leistung bei 1880 GHz zu $1.2 \mu\text{W}$ mit der Golay-Zelle bestimmt. Da die Luftabsorption die LO-Strahlung stark dämpfte wurde der Teil der Optik, der für Justagen nicht zugänglich sein musste, unter einer Stickstoffatmosphäre betrieben. Hierfür wurde ein Styroporaufsatz, in den benötigte Strahleintrittsöffnungen geschnitten waren, über die Optik gestellt und mit N_2 gespült. Hiermit konnte die Leistung am Testdewarfenster um einen Faktor 2-3 erhöht werden und wurde mit Hilfe der Golay-Zelle zu 300-500 nW bestimmt. Mit dieser Leistung sind alle drei verfügbaren NbTiN HEBs in den normalleitenden Zustand gebracht worden.

Nach erfolgreichen Pumpversuchen wurde die Systemrauschetemperatur des Testaufbaus mit einer Hot-Cold-Messung ermittelt. Es zeigte sich, dass die Messung eine hohe mechanische Stabilität der Apparatur erforderte, da kleine LO-Leistungsschwankungen den Bias-Punkt und damit die Konversion des Mixers

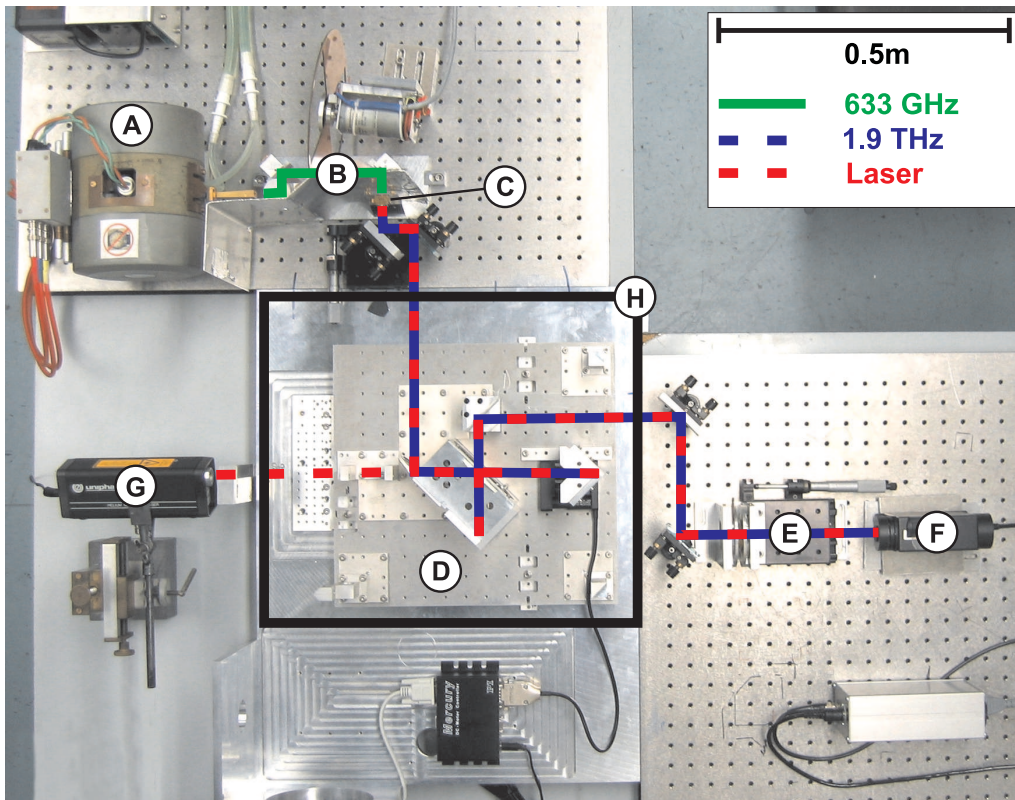


Abbildung 4.13: Laboraufbau für den Test des Diplexers, für Pumpversuche der GREAT-HEBs und Bestimmung erster Rauschtemperaturen. **(A)** BWO, **(B)** astigmatische 633 GHz Optik, **(C)** Tripler, **(D)** optische Bank mit Diplexer des 1.9 THz GREAT-Kanals, **(E)** Gitteranalysator zur Bestimmung des Polarisationsvektors nach dem Diplexer, **(F)** Golay-Zelle bzw. spätere Position des Testkryostaten und **(G)** Justagelaser bzw. Position der Loads für Hot-Cold-Messungen. **(H)** zeigt den Teil der Optik der mit Hilfe einer Box unter N_2 -Atmosphäre gesetzt werden konnte.

ändern, womit die Kalibration des Heterodynaufbaus unmöglich wird. Obwohl der optische Aufbau durch Verschraubungen versteift wurde, verblieben erhebliche Biaspunktinstabilitäten, die vorrangig der Schallempfindlichkeit der QMC Polarisatoren und in einem geringen Maße der Wasserdampfschlierenbildung an Ein- und Austrittsöffnungen der Styroporbox zugeordnet werden konnten. Im Gegensatz dazu sind auftretende BWO Leistungsänderungen der Größenordnung $\Delta P/mW \approx 0.03\Delta T/K$ [65] vernachlässigbar.

Für die größtmögliche Systemstabilität wurde für die Bestimmung der Systemrauschtemperatur HEB No. 312 genutzt, da es das größte Volumen von $0.009 \mu\text{m}^3$ ($400 \times 4500 \times 5 \text{ nm}^3$) besitzt und damit am unempfindlichsten gegenüber Leistungsfuktuationen sein sollte. Die Rauschtemperatur konnte über das volle ZF-Band von 1-2 GHz zu $T_{Sys} = 2700 \text{ K}$ bestimmt werden.

Kapitel 5

Kalibrationseinheit

Der Inhalt des folgenden Kapitels beschäftigt sich mit dem warmen Schwarzkörper (der so genannten Hot-Load), der für die Kalibration der Empfänger nach dem üblichen Hot/Cold-Verfahren benötigt wird. Ferner wird der mechanische Aufbau diskutiert, in den die Hot-Load integriert ist. Aufgrund der gewählten Bauform wird diese Komponente im Folgenden als Linearschlitten bezeichnet.

Einleitend werden aus dem GREAT-Empfängerkonzept resultierende technische Spezifikationen benannt und der daraus folgende mechanische Aufbau des Linearschlittens und seine Steuerelektronik diskutiert. Der Unterabschnitt schließt mit der Verifikation der Einsatztauglichkeit des Schlittens auf der Grundlage von Messungen.

Die optischen und thermischen Eigenschaften des warmen Schwarzkörpers werden zum Ende des Kapitels untersucht. Der Vollständigkeit halber wird an dieser Stelle auch kurz der kalte Schwarzkörper (Cold-Load) präsentiert, der im Rahmen einer Diplomarbeit am DLR Berlin-Adlershof aufgebaut wurde.

5.1 Technische Spezifikation

Für die Kalibration nach dem für Submillimeterempfänger üblichen Hot-Cold-Verfahren (vgl. [A.2](#)) wird eine Komponente innerhalb der gemeinsamen Optik benötigt, die die Strahlen beider Empfangskanäle simultan auf eine der beiden Loads lenkt, sowie nach Abschluss eines Kalibrationszyklusses den Strahlengang wieder zum Subreflektor freigeben kann. Beide Kalibrationsquellen und damit auch der Linearschlitten müssen folglich aus Sicht der Mischer zwischen Strahlteiler und Teleskop lokalisiert sein, wo die Strahlachsen der Empfangskanäle koinzident verlaufen. Aus Platzgründen innerhalb des Optikkompartmentes ist die Hot-Load in den Aufbau zu integrieren, wogegen die Cold-Load separat an das Instrument angeflanscht wird.

Die Komponente muss also die Auswahl zwischen drei optischen Ports ermöglichen (Hot-Load, Cold-Load und Teleskop), wobei ein Kalibrationszyklus innerhalb von maximal 15 s zu durchlaufen ist, um möglichst wenig Messzeit zu verlieren.

Da das Instrument direkt mit dem Teleskop und der umgebenden Atmosphäre verbunden ist, muss die Mechanik bei Elevationswinkeln von $\pm 20^\circ$, einen Temperaturbereich von -30°C bis $+30^\circ\text{C}$ und einem Druck von 150 mbar fehlerfrei arbeiten.

Der Aufbau wird als eine Einheit verstanden, weshalb die Steuerungselektronik in den Aufbau zu integrieren ist. Leistungselektroniken sind somit aufgrund vorherrschender physikalischer Bedingungen im Optikkompartment zu vermeiden. Halteströme für die Beibehaltung der Position - wie etwa beim Einsatz von Schrittmotoren üblich - sind folglich nicht zulässig. Ferner darf zum Schutz der hochempfindlichen Mischer keine digitale Elektronik eingesetzt werden.

Der Aufbau muss, da schwer im Instrument zugänglich, zuverlässig arbeiten und gegen Fehlbedienung abgesichert sein. Ferner darf das verfügbare Volumen von $150 \times 150 \times 287 \text{ mm}^3$ in der Optik-Box nicht überschritten werden.

5.1.1 Mechanischer Aufbau

Aufgrund des verfügbaren Volumens wurde ein Schlittenaufzug (Abb. 5.1) aufgebaut. Bei Anordnung der drei Ports übereinander in der Reihenfolge Hot-Load, Cold-Load und Teleskop lässt sich der maximal erforderliche Hub auf den zweifachen Strahldurchmesser der 1.2 THz-5w-Strahlkontur an der Schlittenposition beschränken und beträgt theoretisch 56 mm. Konstruktionstechnisch bedingt erhöht sich der erforderliche Hub auf 80 mm. Die Aperturen der drei optischen Ports sind dann deutlich überdimensioniert. Damit genügt es die Schlittenposition auf $\pm 3.5 \text{ mm}$ genau anzufahren, ohne die 1.2 THz-5w-Strahlkontur an den Aperturen zu vignettieren.

Die Hot-Load ist aus Platzgründen in den Schlitten integriert. Mit Hilfe eines an den Schlitten befestigten, über Anschlagflächen justierten 45° -Umlenkspiegel kann der Strahlengang in Richtung der Cold-Load umgelenkt werden. Wird der Schlitten vollständig aus dem Strahlengang herausgefahren, koppeln beide Mischer an das Teleskop.

Optional kann in GREAT eine Fokalebenekamera betrieben werden. Sie erhält immer dann freie Sicht auf das Teleskop, wenn der Cold-Load-Umlenkspiegel in den Strahlengang eingefahren wird. Für diesen Zweck wurde auf die Rückseite des Umlenkspiegels ein optischer Spiegel mit einer Fläche von $30 \times 50 \text{ mm}^2$ aufgeklebt. Er ist ausreichend, um den Jupiter mit einer Ausdehnung von ca. $40''$ bei gegebener Plate-Scale vollständig an der Position der Kamera abzubilden. Um Stehwellen an der mechanischen Struktur zu vermeiden, wurde die vollständige Mechanik unter einem Rotationswinkel von 3° zur Strahlachse konstruiert.

Der Schlitten trägt die Hot-Load sowie die Planspiegel und wird von drei Kugelnbuchsen, die auf zwei Präzisionsstahlwellen abrollen, geführt und in Position gehalten (Toleranz $< 20 \mu\text{m}$). Angetrieben wird der Schlitten von einem 12V/11W-DC-

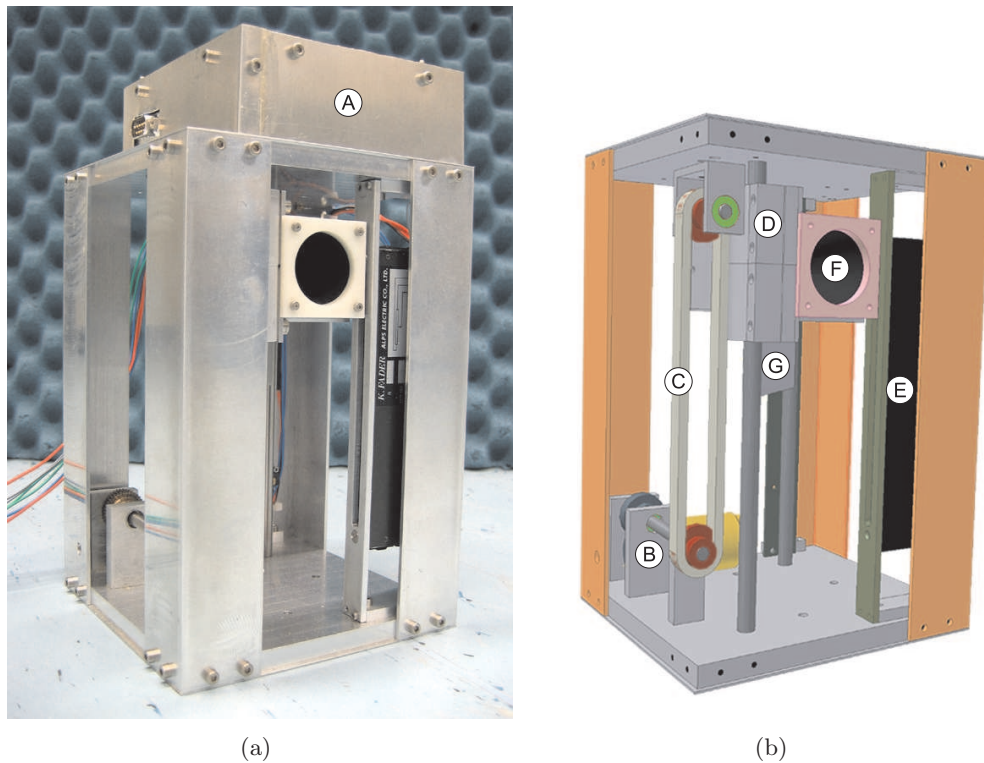


Abbildung 5.1: (a) zeigt den Linearschlitten bei eingennommener Parkposition. In dieser Position koppeln die Mischer an den Teleskopstrahl. (b) zeigt die zugehörige CAD-Ansicht. A Steuerelektronik, B DC-Motor inklusive Schneckengetriebe, C Rollenkette, D Kugelbuchsen, E Linearpotentiometer, F Hot-Load und G 45°-Spiegel. Das Volumen beträgt $135 \times 135 \times 245 \text{ mm}^3$.

Motor¹, der über ein selbsthemmendes Schneckengetriebe eine Rollenkette umlaufen lässt, mit der der Schlitten starr verbunden ist. Das Getriebe hat eine Übersetzung von 1:40 und ist selbsthemmend, um bei Erreichen der gewünschten Position keine Halteströme erforderlich werden zu lassen. Nach Herstellerangaben besitzt das Getriebe einen Wirkungsgrad von 0.2², und der Motor ein Nenndrehmoment von 19.9 mNm. Die Getriebe-Motor-Kombination hebt bei einem Kettenraddurchmesser von 21.23 mm damit theoretisch Lasten bis 2 kg. Das Gesamtgewicht des Schlittens beträgt 450 g, womit rechnerisch nur ein Fünftel des Motornenndrehmomentes genutzt wird. Für den Ausgleich von Reibungsverlusten stehen damit ausreichende Drehmomentreserven zur Verfügung.

5.1.2 Steuerelektronik

Der Schlitten ist starr mit einem Linearpotentiometer verbunden, an dem 10 V einer Spannungsreferenz anliegen. Folglich ist jeder Schlittenposition eine eindeutige

¹escap 28L28-219, www.rsonline.de

²www.maedler.de

Spannung zugeordnet ($1\text{ V} \equiv 10\text{ mm}$), die mit einem vom Messrechner vorgegebenem Soll-Wert an einem Differenzverstärker verglichen wird. Das Vorzeichen der resultierende Regeldifferenz öffnet über eine Stromregelung den entsprechenden Zweig einer H -Brücke und gibt damit den Drehsinn des Motors vor. Ist zusätzlich der Betrag der Regeldifferenz größer als ein einstellbares Zielspannungsintervall, dessen Grenzen sich getrennt in Auf- und Abwärtsrichtung an zwei Komparatoren mit Hysterese vorgeben lassen, wird der Motorstrom durch die H -Brücke eingeschaltet. Innerhalb des Intervalles gilt die Position des Schlittens als erreicht und der Motor ist über einen Opto-FET kurzgeschlossen (Motorbremse). Der vollständige Regelkreis ist im Flussdiagramm Abb. 5.2 dargestellt und der Schaltplan in Abb. B.2 abgedruckt.

Um Bedienungsfehler ausschließen zu können, kann der Bereich zulässiger Soll-Spannungen mit Hilfe zweier weiterer Komparatoren eingeschränkt werden. Darüberhinaus überwachen Endtaster, ob der Schlitten in die mechanischen Anschläge fährt und trennen notfalls den entsprechende Teil der H -Brücke auf. Schließlich kann der maximal zulässige Motorstrom über eine Stromregelung ebenfalls für beide Fahrtrichtung unabhängig voneinander begrenzt werden.

Der Motor wird mit $+15\text{ V}$ und die Steuerelektronik mit den Spannungen $\pm 15\text{ V}$ betrieben. Über einen Digital-Analog-Konverter (DAC) gibt ein Messrechner die Soll-Spannung vor und liest gleichzeitig mit Hilfe eines Analog-Digital-Konverters (ADC) die aktuelle Schlittenposition zurück.

5.1.3 Messungen

Der Motorstrom beträgt bei Raumtemperatur in Abwärtsrichtung 250 mA . In der Aufwärtsbewegung wurden Ströme von 420 mA gemessen, d.h. der Motor liefert in Hubrichtung ca. 50% seiner elektrischen Leistung. Mit abnehmender Temperaturen steigt die Reibung, da z.B. die Viskosität der Schmiermittel zunimmt. Bei -30°C steigt der Motorstrom auf 1.1 A an, womit der Motor mit seiner maximalen elektrischen Leistung betrieben wird. Bei noch tieferen Temperaturen, ab $T < -40^\circ\text{C}$, friert die Mechanik schließlich ein. Hauptursache sind neben mechanischen Verspannungen das Verhärten des für die Kugelbuchsen von der Firma THK³ bis -45°C zugelassenen Schmiermittels.

Bei gegebener Winkelgeschwindigkeit des Motors (Nennzahl 5300 U/min) errechnet sich, dass die Wegstrecke von 80 mm bei Raumtemperatur innerhalb von 0.78 s verfahren sein sollte. Gemessen wurden 0.73 s (Abb. 5.3(a)). Bei -30°C steigt die Fahrzeit auf ca. 1.5 s an. Damit lässt sich unter allen Bedingungen ein Kalibrationszyklus nach deutlich weniger als 15 s abschließen.

Die Hysterese der Zielspannungsintervallgrenzen ist so groß zu wählen, dass der Motor beim Erreichen der Schaltgrenzen stets ein ausreichendes Drehmoment erbringt, mit dem der Schlitten zurück in Position gebracht werden kann. Das größte Drehmoment muss der Motor bei tiefen Temperaturen in Aufwärtsrichtung

³www.thk.co.uk

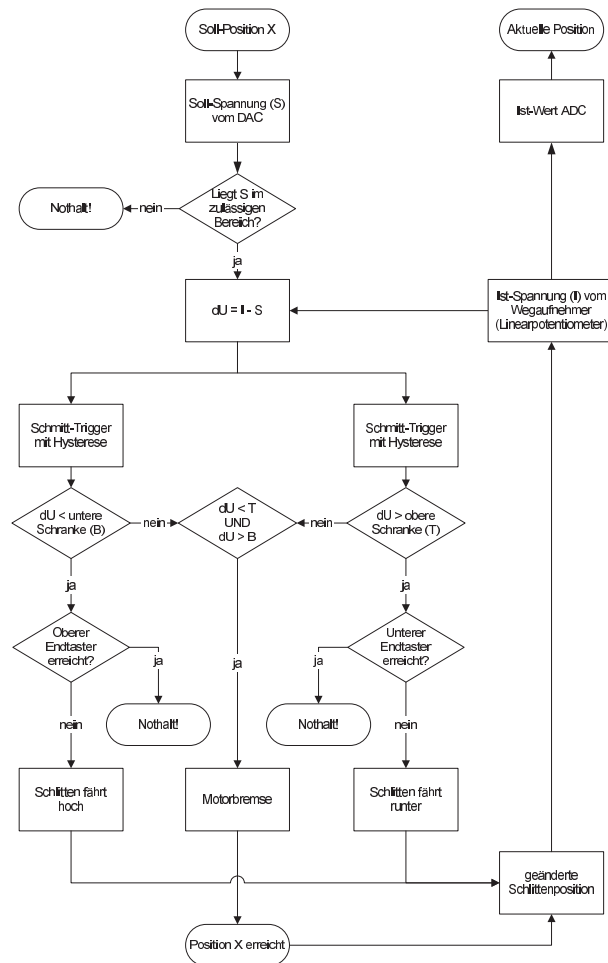


Abbildung 5.2: Flussdiagramm der Analogelektronik des Linearschlittens. Der vollständige Schaltplan ist in Abb. B.2 abgedruckt.

liefern. Daher wurde das Fahrverhalten bei einer Temperatur von 240 K mit einer vom Messrechner erzeugten Aufwärtsrampe untersucht. Die Messergebnisse für eine Schrittweite von 3 mV bei einer Hysterese von 270 mV sind in Abb. 5.3(b) dargestellt. Den Daten kann entnommen werden, dass nur für die Zeitdauer der Positions Korrektur ein Strom durch den Motor fließt. Damit ist gezeigt, dass kleine Positionsänderungen durch z.B. Vibrationen ausgeglichen werden und der Motor an den Intervallgrenzen nicht "hängen" bleibt.

Abb. 5.4 zeigt beispielhaft das Anfahren einer neuen Schlittenposition. Zu erkennen ist, dass der Schlitten die Soll-Position nicht aperiodisch erreicht, sondern über eine Zeit von 160 ms einschwingt. Aperiodizität könnte z.B. mit einem PID-Regler realisiert werden. Jedoch ist zu beachten, dass über den großen Temperaturbereich die Koeffizienten der PID-Anteile nicht konstant bleiben und daher nicht gewährleistet werden kann, dass bei kleinen Regeldifferenzen und tiefen Tem-

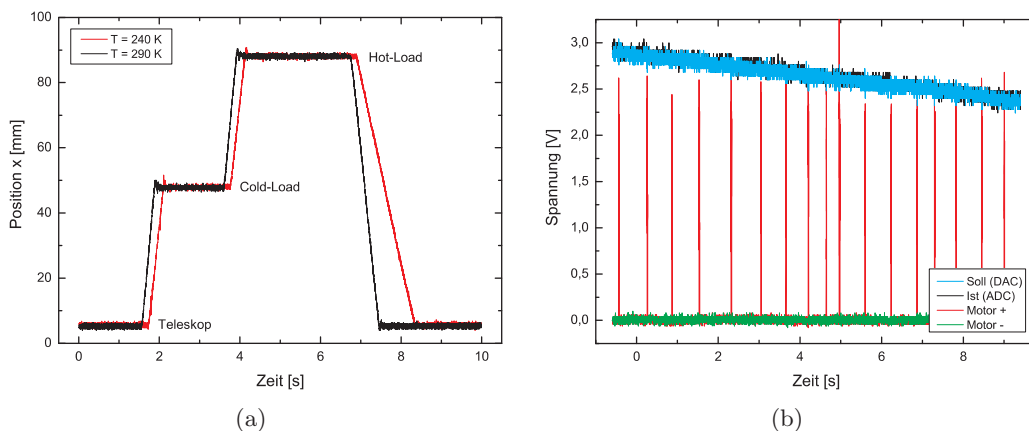


Abbildung 5.3: Verhalten des Schlittenaufzuges im Temperaturbereich von 240-290 K. (a) Positionierung des Schlittens auf 1. Teleskop, 2. Cold-Load bzw. Fokalebenekamera und 3. Hot-Load. Dargestellt ist die zurückgelesene Ist-Spannung. (b) Fahren einer Aufwärtsrampe bei 240 K. Gezeigt sind die Soll- und Ist-Spannungen sowie der Motorstrom für beide Fahrrichtungen (Motor +/-) gemessen als Spannungsabfall an einem 1Ω Strommesswiderstand. Die vom DAC vorgegebene Schrittweite der Soll-Spannung beträgt 3 mV.

peraturen an den Intervallgrenzen dauerhaft Strom durch den Motor fließt oder das Gesamtsystem bei Raumtemperatur zu oszillieren beginnt.

Der aufgebaute Regelkreis erlaubt das Zielspannungsintervall auf 0.12 V einzuschränken, ohne dass es zur unerwünschten Oszillation des Schlittens kommt. Damit ist die Position auf $\pm 600 \mu\text{m}$ und folglich um einen Faktor sechs genauer als nötig bestimmt.

Überprüft wurde die Positioniergenauigkeit für Elevationswinkel $\pm 20^\circ$ und 0° bei Raumtemperatur. Hierfür wurden vom Zufallsgenerator generierte Soll-Positionen zusammen mit den vom Schlitten angefahrenen Ist-Positionen in einer Datei abgespeichert. Die aufgenommenen Messdaten sind im Graphen Abb. 5.5(a) wiedergegeben, an die eine Gerade angepasst wurde. Auf diese Weise konnte der erwartete lineare Zusammenhang zwischen Soll- und Ist-Werten bestätigt und die Standardabweichung zu $319 \mu\text{m}$ bestimmt werden.

Anschließend wurde das Anfahren einer Position bei Variation der Umgebungstemperatur analysiert. Hierfür wurde bei 0° Elevation ein Kalibrationszyklus mit der Positionsabfolge Teleskop, Hot-Load und Cold-Load in einer Endloßschleife durchlaufen, die jeweilige Ist-Positionen abgespeichert und währenddessen der Schlittenaufzug auf 240 K abgekühlt. Die Messdaten sind in Abb. 5.5(b) wiedergegeben. Die Positionierung auf der Hot- bzw. Cold-Load ist besser $\pm 200 \mu\text{m}$. Die deutlich gesteigerte Genauigkeit im Verhältnis zur vorangegangenen Messung mit zufällig vorgegebenen Positionen ist im wesentlichen auf die gleichbleibende Fahrtrichtung bei Positionswechsel und damit auf gleichbleibende mechanische Bedingungen zurückzuführen. Beide Positionen wurden stets von oben kommend angefahren. Im Messbetrieb ist daher auf eine eindeutig definierte Kalibrationsrei-

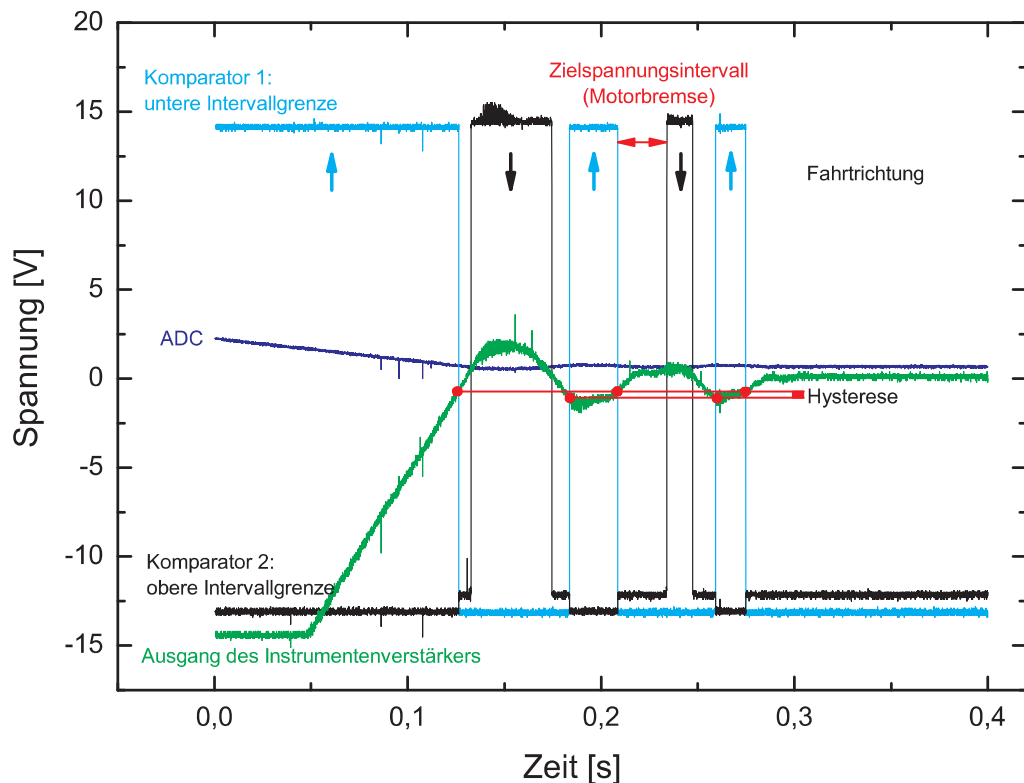


Abbildung 5.4: Zeitabhängigkeit der Regelsignale bei Repositionierung des Linearschlittens. Dargestellt sind die vom ADC aufgenommene Ist-Position, die Schaltzustände der für die obere und untere Soll-Spannungsintervallgrenzen zuständigen Komparatoren und die Regeldifferenz gemessen am Ausgang des Differenzverstärkers bei einer Verstärkung von $v = 10$.

henfolge zu achten.

Bei Einnahme der Teleskop-Position befinden sich alle Schlittenteile mit einem Abstand >10 mm weit oberhalb der 1.2 THz-5w-Strahlkontur, weshalb die Positionierung keinerlei Relevanz besitzt und nicht mit aufgezeichnet wurde.

Für die Simulation der Einsatzbedingungen wie sie auf SOFIA in großer Höhe herrschen, wurde der komplette Aufbau über einen Zeitraum von 14 Tagen bei einem Druck von $p < 25$ mbar betrieben. Da keine Daten über den Dampfdruck des in den Kugelbuchsen verwendeten Schmiermittels verfügbar waren, wurde eine Probe von 20 g mit untersucht. Hierdurch sollten eventuell auftretende Veränderungen durch den Verlust von Lösungsmitteln sichtbar gemacht werden. Nach Abschluss der Testphase ergaben sich weder mechanische noch elektronische Probleme mit dem Schlittenaufzug. Auch ließ sich keine Massenänderung bzw. Änderung der Schmiermittelkonsistenz feststellen. Abschließend wurden die Elektrolytkondensatoren der Steuerelektronik kurzzeitig einem Druck von <1 mbar ausgesetzt, um ihre Dichtigkeit sicherzustellen. Auch dieser Test konnte erfolgreich abgeschlossen werden.

Die thermische Kontraktion des mechanischen Aufbaus hat auch Auswirkung

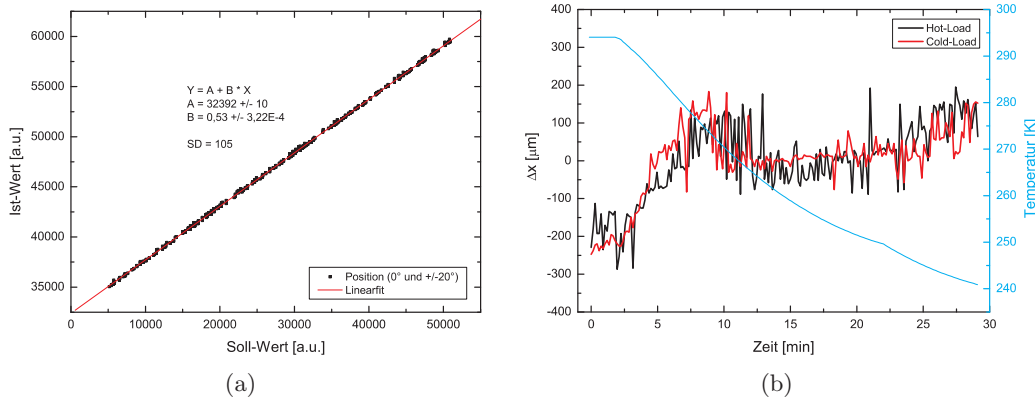


Abbildung 5.5: (a) Bestimmung der Positioniergenauigkeit des Schlittenaufzuges für Elevationswinkeln $\pm 20^\circ$ und 0° bei Raumtemperatur. Die Soll-Position wurde per Zufallsgenerator vorgegeben und die zugehörige angefahrte Ist-Position zurückgelesen. Die Daten umfassen drei Messungen zu den Elevationswinkeln $\pm 20^\circ$ und 0° . Zusätzlich ist das Ergebnis der Geradenanpassung und die Standardabweichung (SD) angegeben, wobei 100 Zählern $305 \mu\text{m}$ entsprechen. (b) Bestimmung der Positioniergenauigkeit im Temperaturbereich $240 < T < 300$ K bei einem Elevationswinkel von 0° . Die Temperatur wurde mit den Pt-100 Temperatursensoren der Hot-Load bestimmt.

auf die Justage des 45° -Umlenkspiegels unterhalb der Hot-Load. Seine Orientierung wurde für Temperaturen bis 253 K mit Hilfe eines Laserreflexes untersucht. Es zeigt sich, dass bei 253 K ein reflektierter Strahl den Spiegel unterhalb der Cold-Load auf Grund thermisch bedingter Verformung $100 \mu\text{m}$ off-axis treffen wird. Da jedoch ein Schwarzkörper keinen FGBM abstrahlt, koppelt der vom Mischer kommende Strahl, solange es zu keiner signifikanten Strahlvignettierung an der Cold-Load-Apertur kommt, stets gleich gut an diese Kalibrationsquelle. Da alle Aperturen auf die 1.2 THz- $5w$ -Kontur abgestimmt sind, kann der gemessene Versatz vernachlässigt werden.

Damit erfüllt der Aufbau alle geforderten mechanischen und elektronischen Spezifikationen, und es verbleibt die Analyse der optischen Eigenschaften der Hot-Load.

5.2 Hot-Load

Als Kalibrationsquellen werden zwei Schwarzkörper unterschiedlicher Temperaturen eingesetzt, die nacheinander in den Strahlengang eingebracht werden. Die aus den Eingangsstrahlungsleistungen vom Mischer erzeugten Ausgangsleistungen liefern nach der y -Faktormethode die Systemrauschtemperatur (vgl. Anhang A.2). Als Hot-Load wird ein Absorber bei Umgebungstemperatur und als Cold-Load ein auf 77 K gekühlter verwendet.

Der in GREAT als Hot-Load eingesetzte Schwarzkörper ist in den Schlitten-

aufzug integriert und befindet sich innerhalb einer geschlossenen Box, an deren Unterseite der 45°-Cold-Load-Umlenkspiegel, wie in Abb. 5.6 gezeigt, angebracht ist.

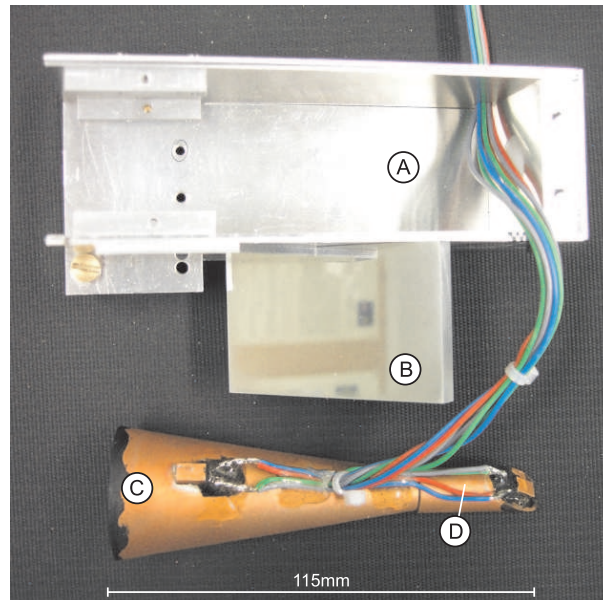


Abbildung 5.6: Die geöffnete Hot-Load-Box (A) mit 45°-Spiegel (B) und der herausgenommenen Hot-Load (C). Am Vertex des Hot-Load-Konusses ist der Abschlusshohlraum (D) erkennbar (s. Text). Über zwei Pt-100-Widerstände kann die Temperatur der Load per Vierpunktmessung bestimmt werden.

Ein idealer Schwarzkörper ist ein Lambert-Strahler, er weist eine Reflektivität von 0 auf und besitzt einen Emissionsgrad von 1. Auf Grund z.B. hoher Dielektrizitätskonstanten absorbierender Materialien lässt sich ein solcher Körper jedoch nur näherungsweise realisieren. Neben dem eingesetzten Material ist die gewählte Geometrie entscheidend für die Güte des Absorptionsgrades.

5.2.1 Geometrie

Zwischen Load und Mischer reflektierte Leistung lässt sich durch Vielfachreflexion am Absorber reduzieren, weshalb diese typischerweise eine pyramidenförmige Struktur besitzen. Möglich ist auch, wie für GREAT aufgebaut, einen Kegel von innen zu beleuchten.

Aus der in Abb. 5.7 dargestellten Konusgeometrie folgt die Anzahl an Reflexen, die ein Strahl erfährt, bis er den Umkehrreflex erreicht, ab dem er den Konus wieder verlässt. Diese Anzahl z hängt nur vom eingeschlossenen Winkel zwischen Strahlachse und Symmetrieachse des Kegels ab, und ist damit auf Grund des einheitlichen Strahldivergenzwinkels für alle GREAT-Kanäle identisch. Mit dem halben Öffnungswinkel β und dem Strahldivergenzwinkel δ lässt sich aus der Geometrie eine analytische Form für z finden, und die von [91] entwickelte in Abb. 5.7

dargestellte graphische Lösung des Problems umgehen. Es gilt:

$$z = \frac{90 - \beta - \delta}{2\beta} \quad (5.2.1)$$

Da im Allgemeinen $z \in \mathbb{R}$ gilt, Reflexe aber nur ganzzahlig auftreten, ist der gerundete Wert $m = \lfloor z + 0.5 \rfloor$, $m \in \mathbb{N}_0$ zu betrachten. Hierbei ist $\lfloor x \rfloor$ die Abrundungsfunktion. Die Reflexe sind dann von $0 \dots \lfloor 2z + 0.5 \rfloor$ zu nummerieren, womit ein Strahl insgesamt $\lfloor 2z + 0.5 \rfloor + 1$ -fach reflektiert wird, bevor er wieder aus dem Konus austritt. Der Reflexionswinkel des n -ten Reflexes berechnet sich zu:

$$\alpha_n = 90 - (2n + 1)\beta - \delta, \quad n \leq \lfloor 2z + 0.5 \rfloor \in \mathbb{N}_0 \quad (5.2.2)$$

Für Winkel $\alpha_n > 0$ propagiert der Strahl in Richtung Vertex, für $\alpha_n = 0$ wird der Umkehrpunkt erreicht und ab diesem ist $\alpha_n < 0$, d.h. die Strahlrichtung hat sich um 180° gedreht und der Strahl verlässt ab nun den Kegel. Im Allgemeinen wird ein Reflexionswinkel von $\alpha_n = 0$ nicht erreicht, d.h. Hin- und Rückweg des Strahlenganges sind im Allgemeinen nicht identisch.

Läuft ein Strahl nahe der Symmetrieachse ein, kann es auf Grund von Fertigungsfehlern zur Ausbildung eines Retroreflexes in der Kegelspitze kommen. Durch die Kappung des Vertexes und den Aufsatz eines weiteren Hohlraumes lässt sich jedoch die einlaufende Strahlungsleistung vollständig terminieren. Auf den erforderlichen Kappungsradius r , der für das Einfangen einer gewünschten Strahlkontur w im Umkehrreflex nötig ist, kann aus der Geometrie - wie sie in Abb. 5.7 gezeigt wird - geschlossen werden. Es gilt:

$$r = w \cos \delta + L \sin \delta \quad (5.2.3)$$

Der für die GREAT Hot-Load verfügbare Platz ermöglichte einen Öffnungswinkel von $\beta = 8.5^\circ$ bei einer Kegellänge von $L = 107 \text{ mm}$. Die Strahldivergenz beträgt $\delta = 1.15^\circ$. Daraus folgt, dass die FGBMs im Hot-Load-Konus 10-fach reflektiert werden bevor sie ihn wieder verlassen. Für die Berechnung des Kappungsradius wurde die 1.4 THz-1w-Kontur gewählt, d.h. der Umkehrreflex dieser Kontur tritt gerade noch in den Abschluss-hohlraum ein. Nach Gl. 5.2.3 entspricht dies einem Radius von $r \approx 4.3 \text{ mm}$. Kleinere Strahlkonturen gelangen nach weniger Reflexen in den Selbigen. Wie Abb. 5.7 zu entnehmen ist, tritt dieser Fall für die 4.7 THz-1w-Kontur schon nach dem dritten Reflex ein. Größere Konturen erreichen den Hohlraum nie und werden immer 10-fach reflektiert.

5.2.2 Absorbermaterial

Neben der Geometrie ist die Beschichtung des Konusses entscheidend für seine Eigenschaft als Schwarzkörper. Das DLR Berlin hat für den Aufbau der Cold-Load die drei Absorbermaterialien Nextel-108, Sigraform und 1356-H hinsichtlich ihres

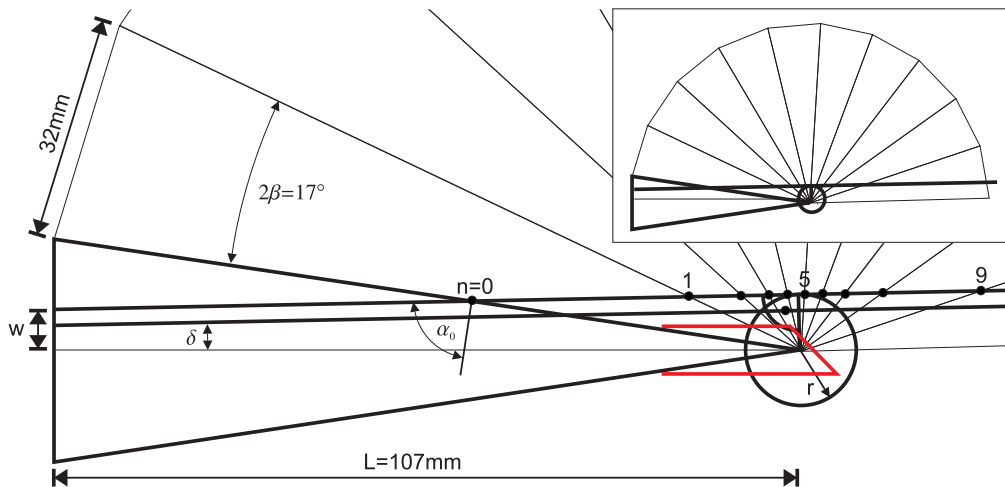


Abbildung 5.7: Graphische Bestimmung der Anzahl an Reflexionen eines von links in den Hot-Load-Konus einlaufenden Strahls nach [91] mit Hilfe von rotierten Kopien des Ursprungskegels (*fett* gezeichnet). Die Kegellänge ist L und der Öffnungswinkel beträgt 2β . In der Aperturrebene sind die Strahlradien der $2w$ -Konturen des 1.2 THz- ($w = 4.7$ mm) und des 4.7 THz-Kanals ($w = 2.6$ mm) eingezeichnet. δ bezeichnet den Divergenzwinkel der FGBMs. Jedem Schnittpunkt n der $2w$ -Kontur mit dem Kegelmantel entspricht ein Reflex im Inneren des Kegels. Mit dem 5-ten Reflex hat sich die Propagationsrichtung um 180° gedreht, und nach dem 9-ten verlässt die $2w$ -Kontur den Konus wieder. Beim Radius r wird der Vertex gekappt und ein Abschlusshohlraum über die Öffnung aufgesetzt (*rot* dargestellt).

Reflexionsvermögens im Wellenlängenbereich von 1.9-18 THz untersucht. Ergebnis der Messung war, dass der reflektierte Leistungsanteil bei der schwarzen zweikomponenten Epoxydfarbe 1356-H⁴ im Bereich von 1.9-4.7 THz mit ca. 1% am geringsten ausfällt. Wird der Kegel mit diese Farbe geschwärzt, sind einlaufende Signale nach dem 10-ten Reflex um 100 dB gedämpft.

Die Oberflächenrauigkeit wurde mit Hilfe eines Perthometers zu $123 \mu\text{m}$ bestimmt. Aus der Rauigkeit und der Reflektivität folgt, dass 99% der Strahlung von der Farbe diffus gestreut bzw. absorbiert werden.

5.2.3 Thermische Stabilität

Neben einer möglichst schwarzen Oberfläche muss die Hot-Load für die Zeitdauer der Kalibration eine homogene Temperaturverteilung aufweisen und sich im thermischen Gleichgewicht befinden. Ihre Temperatur sollte idealerweise über die Integrationszeit konstant bleiben.

Der schnelle Ausgleich von eventuell auftretenden Temperaturgradienten lässt sich durch eine kurze thermische Relaxationszeit, thermische Stabilität dagegen nur durch eine hohe thermische Masse des Konusses erreichen. Aus diesem Grund wurde die Load aus Kupfer gefertigt, da Kupfer sowohl eine hohe Wärmekapazität

⁴DuPont

als auch einen hohen Wärmeleitkoeffizienten besitzt.

Typische Integrationszeiten für eine Kalibrationsmessung betragen einige Sekunden. Auf dieser Zeitskala darf sich die Temperatur der Load nicht signifikant ändern. Denn aus einer Ungenauigkeit der Hot-Load Temperatur von 1 K folgt für einen 2 THz-Empfänger mit einer typischen Rauschtemperatur von 2000 K ein Kalibrationsfehler von ca. 0.5%. Als Ziel wurde daher eine Temperaturstabilität von <1 K über eine Zeit von 60 s formuliert.

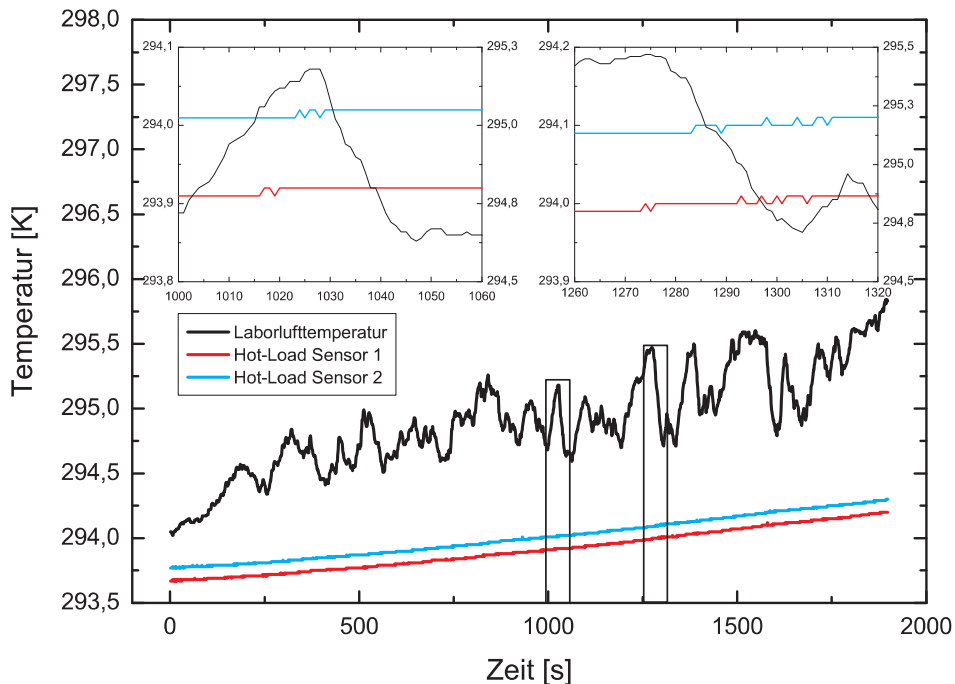


Abbildung 5.8: Im Labor gemessene Temperaturen der Hot-Load und der umgebenden Laborluft. Alle drei Temperaturen wurden mit Hilfe von Pt-100 Widerständen mittels Vierpunktmessung gemessen und mit einem LakeShore 218 ausgelesen.

Die Load wurde aus 1 mm Kupferblech gewickelt. Ein Pt-100-Tempersensor an der Eintrittsöffnung und einer am Abschluss der Hot-Load messen mittels Vierpunktmessung die aktuelle Temperatur des Kegels. Abb. 5.8 zeigt die im Labor über einen Zeitraum von 30 min gemessenen Temperaturen. Der konstante Unterschied zwischen Sensor 1 und Sensor 2 von $\Delta T = 0.1$ K ist auf die Messgenauigkeit der Platinwiderstände zurückzuführen, womit ein Temperaturgradient über den Load-Kegel nicht nachweisbar ist. Auf einer Zeitskala von 60 s und bei Variation der Umgebungstemperatur um ± 0.5 K betragen die Temperaturfluktuationen der Hot-Load nur 0.01 K und sind damit eine Größenordnung kleiner als der Fehler der Messung. Die thermische Zeitkonstante der Load wurde in einer weiteren Messung zu $\tau = 700$ s bestimmt, und ist damit groß genug, um eine Temperaturstabilität von 0.1 K über 60 s selbst bei einem instantanen Hub der Umgebungstemperatur von 1.2 K zu gewährleisten.

5.3 Cold-Load

Die von den Mischern kommenden Strahlen werden vom 45°-Planspiegel unter der Hot-Load-Box in Richtung der Cold-Load gefaltet. Dieser Spiegel lässt sich in zwei Positionen montieren, so dass der vorgesehenen Betrieb der Cold-Load auf beiden Seiten der GREAT-Struktur ermöglicht wird. Ein abbildender Spiegel unter der Cold-Load erzeugt schließlich eine Waist in ihrem Inneren. Berechnet wurde dieser aktive Spiegel für eine Frequenz von 1.9 THz. Dabei ist seine Brennweite mit $f = 115$ mm so gewählt, dass an der Eintrittsapertur die $5w$ -Strahldurchmesser aller GREAT-Kanäle ≈ 17 mm betragen und damit unvignettiert ins Innere der Cold-Load gelangen.

Die Cold-Load für die Kalibrationsmessung bei 77 K wurde vom DLR Berlin-Adlershof im Rahmen einer Diplomarbeit aufgebaut. Sie besteht aus einem in den Abmessungen zur Hot-Load nahezu identischen Konus. Jedoch unterscheiden sich beide im Abschluss am Vertex. Retroreflexe werden hier durch einen an die abgeschnittene Kegelspitze off-axis angeflanschten Teil einer Sphärenoberfläche unterbunden. Der Konus ist aus OFHC gefertigt und ebenfalls mit der Farbe 1356-H von DuPont geschwärzt. Die Load-Temperatur kann mittels dreier Pt-100 Widerstände bestimmt werden.

Die Temperatur von 77 K wird durch Kühlung mit flüssigem Stickstoff (LN₂) erreicht. Aus diesem Grunde befindet sich der Konus innerhalb eines Kryostaten im Vakuum, was den Einsatz eines Kryostatenfenster erforderlich macht. Verwendet wurde ein 0.99 mm (mit einer Mikrometerschraube gemessen) starkes HDPE-Fenster, dessen mit dem FTS gemessene Transmission in Abb. 5.9 gezeigt ist.

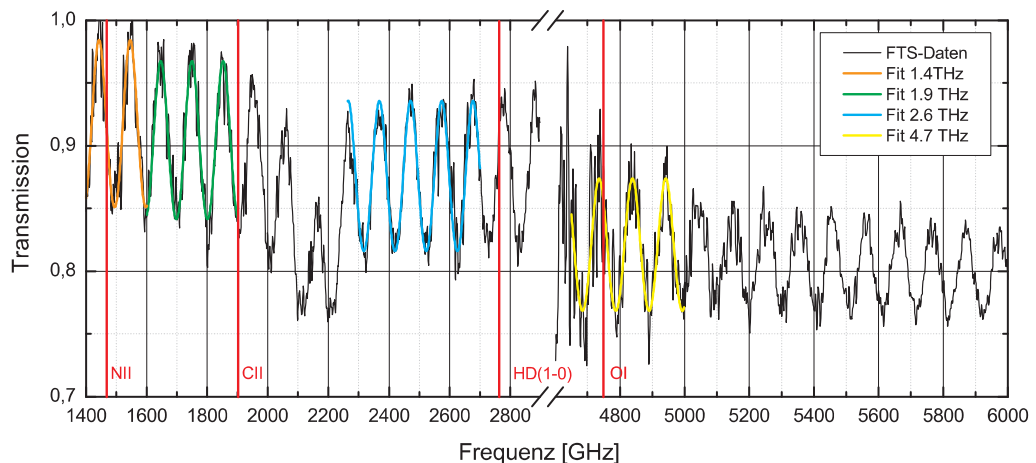


Abbildung 5.9: Mit dem FTS gemessene Transmission des 0.99 mm dicken HDPE-Cold-Load-Fensters. Die Ergebnisse der angepassten Transmission sind farbig eingezeichnet. In rot sind die Hauptlinien der einzelnen GREAT-Kanäle eingetragen. Bei 2.1 THz liegt eine Molekülabsorptionslinie von HDPE.

Da das Fenster als planparallele Platte ein Fabry-Perot-Interferometer (FPI) ausbildet, lassen sich deutlich Transmissionsresonanzen mit einem Fringecontrast

von 0.08 (bei 1.9 THz) erkennen. Der Frequenzgang führt zu einer Modulation der Strahlungstemperatur der Kalibrationsquelle, die entsprechend Gl. 1.4.1 für die Berechnung der Systemrauschtemperatur zu korrigieren ist. Hierfür wird eine analytische Form der Transmission als Funktion der Beobachtungsfrequenz benötigt. Daher wurde die Transmissionsfunktion eines FPIs an die Messdaten in den Frequenzbereichen der jeweiligen GREAT-Kanäle angepasst. Die berechneten Brechungsindizes (n) und Absorptionskoeffizienten (α) sind in der Tab. 5.1 zusammengefasst. Für den 1.9 THz-Kanal folgt bei einer Fenstertemperatur von

Tabelle 5.1: Gemessener Brechungsindex und Absorptionskoeffizient des HDPE-Cold-Load-Fensters.

f [GHz]	n	α [1/m]	d [μm] ^a
1350-1600	1.48 ± 0.01	14.89 ± 2.21	990
1600-1900	1.47 ± 0.01	31 ± 1.49	990
2263-2700	1.47	62.42 ± 0.81	990
4650-5000	1.47	126.96 ± 1.59	990

^a Wert bei der Berechnung fixiert.

300 K auf Grund der Transmission von nur 84% eine effektive Temperatur der Kalibrationsquelle von 113 K (!) anstatt der am Konus gemessenen 77 K.

Kapitel 6

Astigmatische Optik

Das nachfolgende Kapitel beginnt mit der Beschreibung des prinzipiellen Aufbaus und der Funktionsweise des 1.9 THz Lokaloszillators (LO), der im Rahmen der Doktorarbeit von M. Philipp aufgebaut wurde. Als Strahlungsquelle dient ein backward-wave oscillator (BWO), dessen Signal quasioptisch an einen Frequenzverdreifacher (Tripler) gekoppelt wird. Die Vermessung des BWO-Strahlmusters ergab, dass die Rechteckhornantenne eine asymmetrische Leistungsverteilung abstrahlt. Für eine maximale Kopplung der BWO-Leistung an die Eingangshornantenne des Triplers ist eine astigmatische Optik erforderlich, deren Entwicklung Bestandteil vorliegender Arbeit ist [85]. Eine detaillierte Untersuchung astigmatischer Spiegel für quasioptische Systeme schließt sich dem einleitenden LO-Abschnitt an.

6.1 Der 1.9 THz-Lokaloszillator

Als Lokaloszillationsquelle (LO) kommt im 1.9 THz-Kanal ein Frequenz verdreifacher backward-wave oscillator¹ (BWO) zum Einsatz. Bei diesem Ansatz wird, im Gegensatz zu Festkörperoszillatoren, auf eine größere Anzahl von Frequenzvervielfacherstufen verzichtet, und stattdessen bei einer relativ hohen Startfrequenz eine hohe Ausgangsleistung generiert und mit einem einzigen Verdreifacher die gewünschte Nutzfrequenz erzeugt. Dies ermöglicht einen relativ einfachen Aufbau des LOs, und, da BWOs über einen großen Frequenzbereich abstimmbare sind, einen Tunigebereich, der mit einem Gaslaser oder Quantenkaskadenlaser nicht erreichbar ist. Im Fall des 1.9 THz LOs erzeugt ein BWO vom Typ OB 80 über einen Frequenzbereich von 550-633 GHz eine Leistung von 2-12 mW.

Die eigentliche BWO-Röhre besteht aus einer Glühkathode und einer Anode, über die eine Beschleunigungsspannung von ca. 3800 V abfällt. Auf Grund der hohen Wärmedissipation des BWOs von ca. 150 W ist eine Wasserkühlung in die Röhre integriert (Abb. 6.2). Der erzeugte Elektronenstrahl wird im Magnetfeld (1.25 T) eines Permanentmagneten gebündelt und über eine periodische Struktur,

¹Istok, Russland

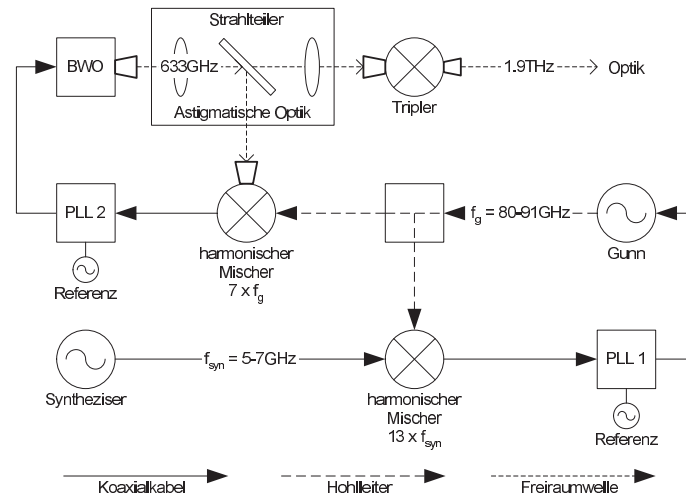


Abbildung 6.1: Blockschaltbild der Frequenzstabilisierung des 1.9 THz Lokaloszillators.

die so genannte slow-wave structure, ausgerichtet. Diese resonante Struktur modifiziert die Dispersionsrelation der Schwingungsmoden des Elektronenstrahls auf eine solche Weise, dass sie an die Moden des Hohlleiters koppeln können und Energie in diese übertragen [17]. Über den Hohlleiter wird die Energie ausgekoppelt und einer übergroßen Rechteckhornantenne zugeführt, welche das \vec{E} -Feld abstrahlt. Die abgestrahlte BWO-Leistung wird anschließend quasioptisch an den Tripler gekoppelt. Wie Messungen ergaben, ist das Strahlmuster der BWO-Hornantenne asymmetrisch, weshalb für maximale Kopplung an den Strahl des Triplers eine astigmatische Optik nötig ist.

Da die Linienbreite des freilaufenden BWOs mit 50 MHz für die gewünschte hochauflösende THz-Spektroskopie zu groß ist, wird die BWO-Frequenz über ein Doppel-Phase-Lock-Loop-System (PLL) stabilisiert [65]. Dabei ist der Weg über einen Zwischenoszillator auf Grund der hohen BWO-Frequenz erforderlich. Als Referenzoszillator wird ein vervielfachter Gunn-Oszillator eingesetzt. Der prinzipielle Aufbau der Frequenzstabilisierung ist im Blockschaltbild Abb. 6.1 dargestellt.

Die erste PLL-Stufe stabilisiert die Phase des Gunn-Oszillators. Hierfür wird mittels eines harmonischen Mischers das Mischprodukt aus Gunn-Frequenz und der 13. Oberwelle eines Frequenzsynthesizers mit der Phase eines Quarzoszillator verglichen. Danach wird die 7. Oberwelle des nun frequenzstabilisierte Gunn-Signals mit einem zweiten harmonischen Mischer mit der Frequenz des BWOs gemischt. Die hierfür benötigte BWO-Leistung wird mit Hilfe eines Strahlteilers dem Strahlengang entnommen und dem Mischer zugeführt. Das Mischprodukt wird mit der zweiten PLL auf einen weiteren Quarzoszillator gelockt, womit die Phase des BWOs in Bezug zum Frequenzsynthesizer festliegt. Die Frequenz des BWOs lässt sich grob über die Hochspannung einstellen. Die exakte Phase wird vom Frequenzsynthesizer vorgegeben und von der PLL 2 über das Bezugspotenti-

al des BWOs geregelt. Der stabilisierte BWO pumpt einen whisker-kontaktierten Tripler², der die benötigten 1.9 THz erzeugt und über eine Potterhornantenne abstrahlt.

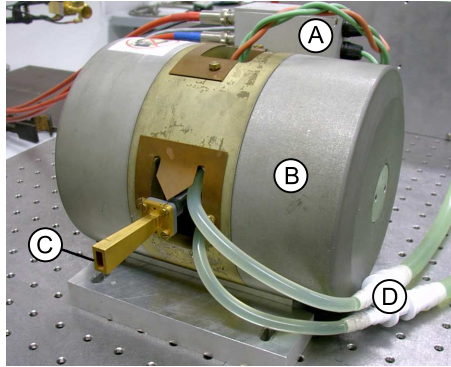


Abbildung 6.2: Der 633 GHz Backward-Wave Oscillator OB 80 No.75 des 1.9 THz-Kanals eingebaut in einen Permanentmagneten. (A) Hochspannungsversorgung, (B) Permanentmagnet, (C) Rechteckhornantenne und (D) Anschlüsse der Wasserkühlung.

Die resultierende Frequenz des BWOs, f_{BWO} , berechnet sich aus der Synthesizerfrequenz (f_{syn} in MHz) zu:

$$f_{BWO} = (f_{syn} \cdot 13 + 144) \cdot 7 + 200 \quad (6.1.1)$$

Hierbei bezeichnen die Faktoren 13 und 7 die n -ten Oberwellen, die in den harmonischen Mischer erzeugt, und mit einer um 144 bzw. 200 MHz höherliegenden Referenzfrequenz verglichen werden. Die resultierende LO Frequenz ist dann $f_{LO} = 3f_{BWO}$. Die Linienbreite des BWOs beträgt <30 kHz und genügt damit selbst den Spezifikationen des Chirp-Transform-Spektrometers [65]. Die Effizienz des Triplers wurde zu $\approx 0.02\%$ bestimmt, womit eine Leistung von $0.2\text{-}2\ \mu\text{W}$ im gewünschten Frequenzband von $1.6\text{-}1.9$ THz bereit steht.

6.2 Das BWO-Strahlmuster

Für das Design der 633 GHz LO-Optik zwischen BWO und Tripler, muss die Position und die Größe der Waist der Rechteckhornantenne des BWOs charakterisiert werden. Hierfür wurde in verschiedenen Abständen z zur Hornapertur mit Hilfe eines an einen x - y -Lineartisch befestigten Pyrodetektors in Kombination mit einem Lock-In-Verstärker das Strahlmuster vermessen. Dabei zeigte sich, dass der BWO auf Grund seines übergroßen Hohlleiters eine asymmetrische Leistungsverteilung abstrahlt, die in Abb. 6.3 exemplarisch für eine Entfernung von 335 mm zur Hornapertur dargestellt ist.

²RPG Radiometer Physics GmbH, Meckenheim, Deutschland

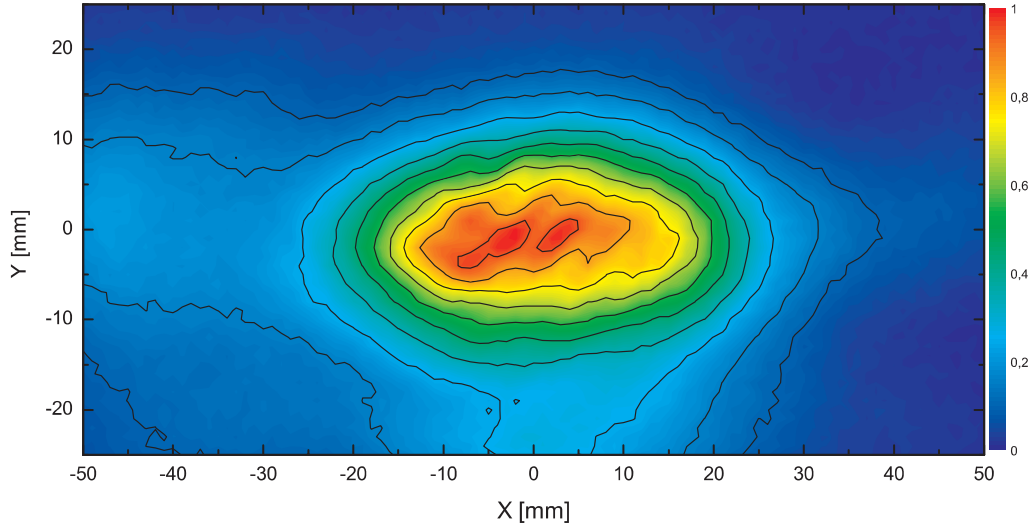


Abbildung 6.3: BWO-Strahlmuster bei 633 GHz im Abstand $z = 335$ mm zur Hornapertur. Konturlinien sind in 10% Schritten gezeichnet.

Es stellte sich die Frage, wie der BWO-Strahl im Sinne der Gauß'schen Optik zu beschreiben ist. Um diese Frage beantworten zu können, wurden an die Messdaten die Strahlradien $w(x, z)$ und $w(y, z)$ mit Hilfe einer 2D-Gaußfitroutine angepasst und anschließend versucht, entsprechend einer angenommenen hyperbolischen Strahlaufweitung, Hyperbeln an die Strahlradien anzupassen. Sowohl für die Messdaten als auch für die Fitfunktionen wurde zudem die Strahlasymmetrie $\left(\frac{w(x, z)}{w(y, z)}\right)$ berechnet. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.4 wiedergegeben.

Wie der Abb. 6.4 entnommen werden kann, liegen die gefitteten Strahlradien für die x und y -Feldkomponente jeweils auf einer Geraden und es scheint eine Position zu existieren, an der die Feldverteilung zirkular wird. Im Fernfeld ist das BWO-Strahlmuster elliptisch und die zugehörige Strahlasymmetrie strebt asymptotisch gegen einen konstanten Wert von ≈ 2 . Damit skaliert die Leistungsverteilung im Fernfeld linear mit dem Abstand. Der Vergleich mit den aus reinen Grundmoden erzeugten Fitfunktionen legt den Schluss nahe, dass sich der BWO-Strahl in guter Näherung astigmatisch beschreiben lässt. Unter astigmatischen Feldverteilungen werden im Folgenden alle die verstanden, die sich mit Hilfe zweier für die x - und y -Feldrichtung unabhängige Grundmoden in der Form

$$\vec{E}_{00}(x, y, z) = E_0(x, z) E_0(y, z) \vec{e} \quad (6.2.1)$$

darstellen lassen. Damit kann aus den Messdaten auf die Waistgrößen und bedingt auch auf die Waistposition geschlossen werden. Nach Gl. 3.1.3 folgt, dass der BWO in x -Richtung eine Waist von 2.07 mm und in y -Richtung von 4.11 mm aufweist. Es ist zu beachten, dass aus einer kleinen Änderung des Divergenzwinkels eine große Änderung der Waistposition resultiert, wodurch letztere nicht sinnvoll bestimmt werden kann. Gestützt von experimentellen Befunden mit ersten Test-

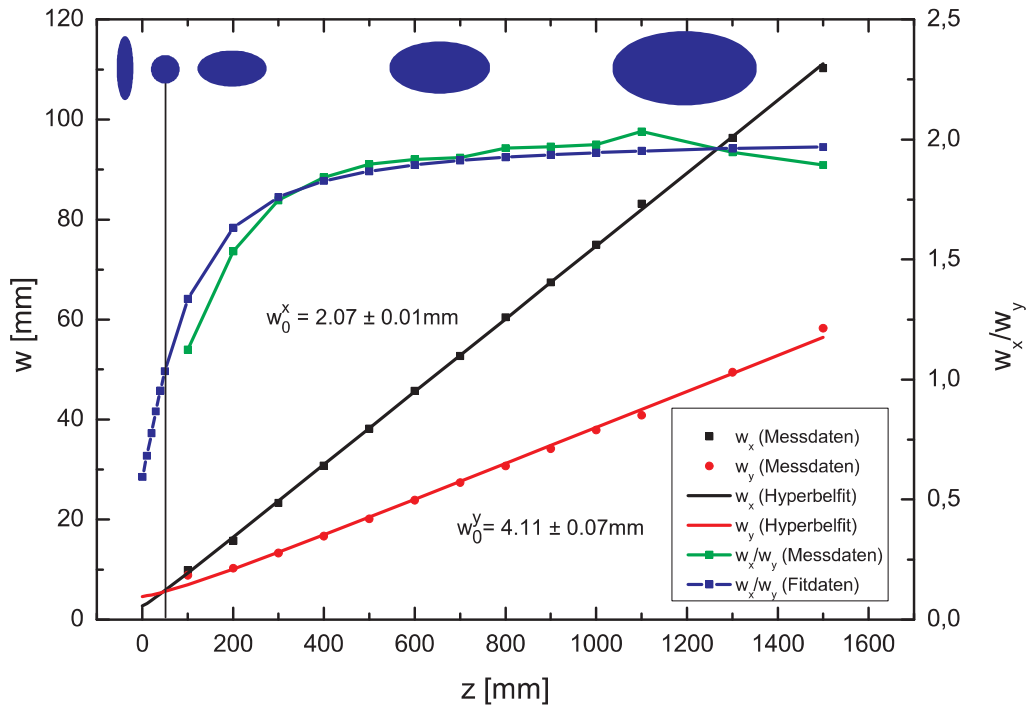


Abbildung 6.4: Bestimmung der BWO-Strahlparameter bei 633 GHz. Dargestellt sind die an die Pyromessdaten gefitteten Strahlradien $w_{x/y}(z)$ in verschiedenen Abständen z zur Hornapertur. Ebenfalls eingetragen sind die Fitfunktionen der sich hyperbolisch aufweitenden Strahlradien und die aus dem Fit gefolgerten Waistgrößen $w_0^{x/y}$. Die Strahlasymmetrie folgt aus dem Verhältnis beider Strahlradien (w_x/w_y) und ist zusätzlich in Form blauer Flächen angedeutet. Aus den Fitdaten folgt, dass bei $z \approx 50$ mm eine kreisförmige Leistungsverteilung erreicht wird.

optiken wurde daher sowohl z^x als auch z^y auf einen Wert von -10 mm im Inneren der BWO-Hornantenne festgelegt.

Schließlich sei noch explizit darauf hingewiesen, dass die Feldverteilung des BWOs nach höheren Moden entwickeln werden kann. Aufgrund der wesentlich einfacher zu handhabenden Beschreibung mit Hilfe eines astigmatischen Strahlverhaltens wurde die letztere und äquivalente Darstellungsform gewählt.

6.3 Existenzbedingung astigmatischer Optiken

Aufgrund der Tatsache, dass die Strahlparameter in die zwei Raumrichtungen x und y senkrecht zur Strahlausbreitungsrichtung z vollständig unabhängig voneinander sind (vgl. Gl. 3.1.1), separiert die Feldverteilung in beide Komponenten und ist einfach das Produkt der x - und y -Anteile [28]:

$$\vec{E}(x, y, z) = E(x, z) E(y, z) \vec{e} \quad (6.3.1)$$

Damit kann jede Feldrichtung unabhängig von der anderen betrachtet werden, was notwendige Bedingung für die Existenz einer astigmatischen Optik ist.

6.4 Abbildende Spiegel

Einleitend wird die Geometrie von herkömmlichen abbildenden Spiegeln wiederholt, um darauf aufbauend die eines astigmatischen Spiegels entwickeln zu können.

Die Oberfläche eines abbildenden Spiegels besitzt zwei unterschiedliche Krümmungen. Eine Kegelschnittkontur in der Strahlausbreitungsebene und eine sphärische in der zur Ausbreitungsebene senkrechten Ebene. Der Kegelschnitt fokussiert z.B. die x -Komponente des E -Feldes und wird durch die zugehörigen Gauß'schen Krümmungsradien, $R_{1,2}^x$, definiert (Abb. 6.5). Die Krümmungsradien setzen in den Fokalfpunkten ($F_{1,2}$) an, da hier die Phasenzentren der FGBM lokalisiert sind, und berühren sich an ihren Enden auf der Spiegeloberfläche. Im Falle eines FGBMs sind die Krümmungsradien beider Feldkomponenten gleich groß ($R_1^x = R_1^y$ und $R_2^x = R_2^y$), wodurch die y -Feldkomponente von derselben Kegelschnittkontur fokussiert wird wie der $E(x)$ Anteil. Daher resultiert die erforderliche Spiegeloberfläche aus einer Rotation der konischen Kontur um die Verbindungslinie beider Fokalfunkte. Diese Rotation definiert die eingangs erwähnte sphärische Krümmung des off-axis Spiegels.

Jeder auf diese Weise konstruierten phasentransformierenden Spiegeloberfläche liegt damit eine Kegelschnittkontur zugrunde, die sinnvollerweise in Polarkoordinaten beschrieben wird (Ellipse ($\epsilon < 1$), Parabel ($\epsilon = 1$) und Hyperbel ($\epsilon > 1$)):

$$r(\phi) = \frac{p}{1 + \epsilon \cdot \cos(\phi)} \quad (6.4.1)$$

Die Exzentrizität ϵ und der Fokalparameter p in Gl. 6.4.1 sind durch die Krümmungsradien $R_{1,2}$ entsprechend Gl. 6.4.2-6.4.4 festgelegt. Die Vorzeichen der R_i seien (o.b.d.A.) positiv, wenn sie von einem reellen Phasenzentrum ausgehen, und negativ im Falle eines virtuellen Bildes. Mit dieser Konvention lässt sich die Art der benötigten Spiegeloberflächen, um R_1 in R_2 zu transformieren, unterscheiden. Gilt $R_1 R_2 > 0$, so ist die benötigte phasentransformierende Oberfläche eine Ellipse, wogegen für $R_1 R_2 < 0$ der Kegelschnitt ein Hyperboloid ist. Die Vorzeichen beider Krümmungsradien bestimmen, ob der Spiegel konkav oder konvex ausgebildet ist. Bleibt noch der Spezialfall $R_2 \rightarrow \infty$ zu betrachten. Hierbei wird der Kegelschnitt zu einer extremen Ellipse, d.h. zu einer Parabel.

In Abb. 6.5 ist die Geometrie eines hyperbolischen Spiegels gezeigt. Mit dem halben Reflexionswinkel Θ folgen die Parameter der Polarkoordinatendarstellung zu:

$$p = f(1 + \cos(2\Theta)) \quad (6.4.2)$$

$$\epsilon = \sqrt{1 + \frac{2p}{R_1} \left(\frac{f}{R_1} - 1 \right)} \quad (6.4.3)$$

wobei f die lokale Fokallänge des Spiegels bezeichnet und durch die Relation:

$$f = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (6.4.4)$$

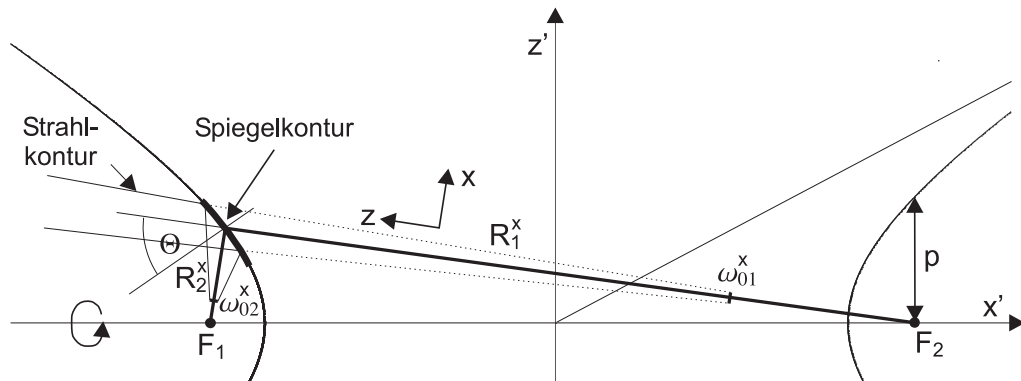


Abbildung 6.5: Konstruktion einer fokussierenden hyperbolischen Spiegeloberfläche. Die Krümmungsradien $R_{1,2}$ definieren einen Kegelschnitt, der um die Verbindungslinie beider Fokalfunkte rotiert wird. Zu beachten ist, dass F_2 im gezeichneten Fall ein virtuelles Phasenzentrum ist, d.h. die Waist w_{01}^x liegt hinter der Spiegeloberfläche.

gegeben ist. Für eine Parabel mit $f = R_1$ (bzw. $R_2 \rightarrow \infty$) werden die Parameter p und ϵ entsprechend Gl. 6.4.2-6.4.4 zu:

$$p = 2R_1 \cos^2(\Theta), \quad \epsilon = 1 \quad (6.4.5)$$

6.5 Abbildende astigmatische Spiegel

Im Gegensatz zu konventionellen off-axis Spiegeln, die ein gegebenes Phasenzentrum in ein zweites überführen, sind astigmatische Spiegel so konstruiert, dass sie drei oder vier Phasenzentren gleichzeitig miteinander in Beziehung setzen. Ein Drei-Phasenzentren-Spiegel überführt einen astigmatischen Strahl in einen runden FGMB. Da ein Spiegel nur die Phase der Wellenfront und nicht die Amplitudenfunktion beeinflusst, muss ein drei-Phasenzentren-Spiegel genau dort im Strahlengang positioniert werden, wo der Strahlquerschnitt rund ist. Die Aufgabe des Spiegels an dieser Stelle ist, die dort elliptische Phase des E -Feldes zu glätten und auf diese Weise den FGMB zu generieren.

Ein vollständig astigmatischer Spiegel ist durch vier Phasenzentren bestimmt. Solche Spiegel konvertieren einen astigmatischen in einen andersartig astigmatischen Strahl. Sie können daher überall im Strahlengang positioniert werden, solange die durch die Krümmungsradien der x - bzw. y -Feldkomponenten vorgegebenen Randbedingungen erfüllt bleiben. Vollständig astigmatische Spiegel werden benötigt, um an einer definierten Stelle einen runden Strahlquerschnitt zu erzeugen, z.B. auf der Oberfläche eines Drei-Phasenzentren-Spiegels.

Im folgenden wird nur der allgemeine Fall eines voll astigmatischen Spiegels diskutiert, da der Sonderfall eines Drei-Phasenzentren-Spiegels durch Setzen von $R_2^x = R_2^y$ aus dem allgemeinen Fall folgt.

6.5.1 Konstruktion astigmatischer Spiegel

Die $E(x)$ - und $E(y)$ -Feldkomponenten eines astigmatischen Strahls mit unterschiedlichen Waistgrößen und/oder Waistpositionen besitzen kein gemeinsames Phasenzentrum, d.h. es gilt $R_1^x \neq R_1^y$. Wenn ein solcher Strahl von einem voll astigmatischen Spiegel abgebildet wird, ist der Ausgangsstrahl ebenfalls astigmatisch mit $R_2^x \neq R_2^y$. Im Gegensatz zu gewöhnlichen abbildenden Spiegel werden daher nun zwei unabhängige Spiegelkrümmungen benötigt, um die x - und y -Feldkomponente entsprechend der Vorgaben der Krümmungsradien zu fokussieren. In der $x' - z'$ -Ebene bleibt die Spiegelkrümmung ein Kegelschnitt, der von $R_{1,2}^x$ definiert wird und die x -Feldkomponente abbildet (Abb. 6.6.a).

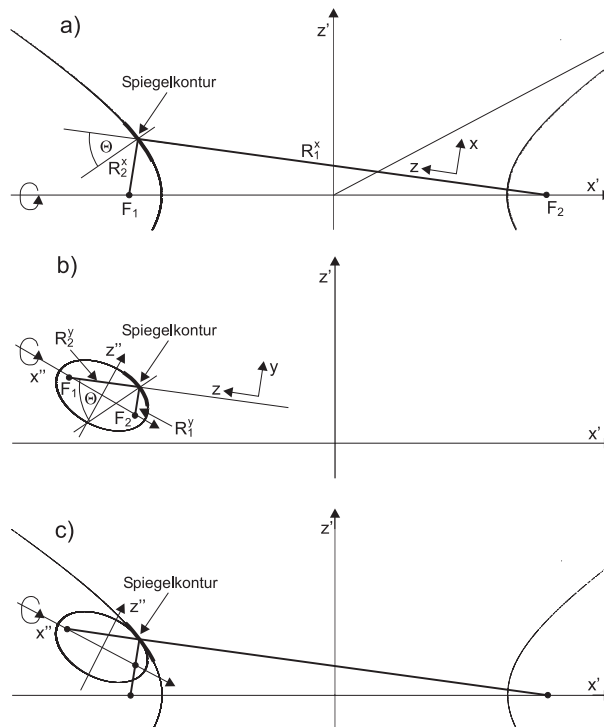


Abbildung 6.6: Geometrische Konstruktionsweise des astigmatischen off-axis Spiegels M2 (s. Abs. 6.6) der 633 GHz BWO Optik: a) Eine hyperbolische Kontur, die aus $R_{1,2}^x$ in der $x' - z'$ -Ebene folgt. b) Eine elliptische Kontur, die R_1^y in R_2^y überführt. c) Für die Konstruktion des astigmatischen Spiegels erforderliche Rotationsachse, um die durch $R_{1,2}^{x,y}$ vorgegebenen Abstände einzuhalten.

Die Abbildung der orthogonalen $E(y)$ -Feldkomponente macht einen zweiten Kegelschnitt erforderlich, der von $R_{1,2}^y$ (Abb. 6.6.b) vorgegeben wird. Beide Kegelschnitte müssen am Schnittpunkt der Strahlachsen koinzidieren und die Propagationsrichtungen müssen kollinear sein. Die Spiegeloberfläche folgt dann aus einem glatten Übergang vom $x' - z'$ -Kegelschnitt in den senkrechten, den y -Feldanteil abbildenden Kegelschnitt. Hierfür muss in einem aufwendigen Verfahren jeder Punkt der Spiegeloberfläche über die Berechnung der Phasenlage iteriert werden.

Näherungsweise lässt sich die für die Abbildung von R_1^y in R_2^y benötigte Krümmung wie folgt erzielen: man rotiere die für die Fokussierung der x -Feldkomponente berechnete Kegelschnittkontur um die Verbindungslinie der Fokalfpunkte des Kegelschnittes, der für die Abbildung der y -Feldkomponente benötigten wird (Abb. 6.6.c). Diese Art der Spiegelkonstruktion stellt die Einhaltung der Distanzen zu den vier Fokalfpunkten in x - und y -Richtung sicher, d.h. das Ergebnis ist ein astigmatischer off-axis Spiegel, der vier Phasenzentren über $R_{1,2}^{x,y}$ miteinander verknüpft.

Die Auswirkung der nicht phasenkorrigierten Spiegeloberfläche auf die Abbildungsgüte ist im Ergebnis der Simulation Abb. 6.11 als leichte Deformation des Ausgangsstrahlmusters zu erkennen. Aber selbst im Fall stark unterschiedlicher Krümmungsradien R^x und R^y (s. Tab. 6.1) wird die Gaußizität in der Simulation nur um $\approx 1\%$ degradiert. Der Effekt ist damit vernachlässigbar und eine Phasenkorrektur nicht erforderlich.

6.6 Die BWO-Optik

Mit dem Wissen über astigmatische Spiegel für quasioptische Systeme kann auf der Grundlage der vermessenen BWO-Strahlparameter nun die 633 GHz-Optik aufgebaut werden. Es wurden zwei Spiegel benötigt, um den vom BWO kommenden Strahl innerhalb der BWO-Box zum Eingangshorn des Triplers zu falten. Der Strahlengang ist in Abb. 6.7 gezeigt, und die zugehörigen Strahlparameter sind in der Tabelle 6.1 zusammengefasst. Spiegel M2 ist ein voll astigmatischer Spiegel und erzeugt auf der Spiegeloberfläche des Drei-Phasenzentren-Spiegels M1 eine zirkulare Feldverteilung. Spiegel M1 glättet die Phase und passt damit die Feldverteilung an den FGBM der Tripler-Hornantenne an. Da eine Zwischenwaist zwischen M1 und M2 fehlt, wurde eine u -Anordnung der Spiegel gewählt, um die Kopplungsverluste, die aus der Strahldeformation folgen, so klein wie möglich zu halten.

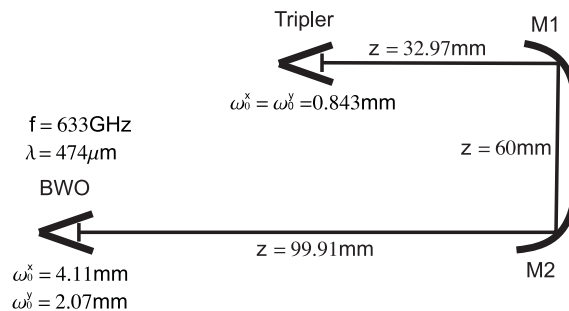


Abbildung 6.7: Der Strahlengang der 633 GHz BWO-Optik. Angegeben sind die Abstände z und die Waistgrößen $w_0^{x,y}$. Der Spiegel M1 entsteht durch die Rotation einer Ellipsenkontur um die Verbindungslinie der Fokalfpunkte einer Hyperbel. M2 ist eine um die große Halbachse einer Ellipse gedrehte Hyperbel.

Tabelle 6.1: Gauß'sche Krümmungsradien der astigmatischen 633 GHz BWO-Optik.

M1	R_1 [mm]	R_2 [mm]	Spiegel
x	33.6	538.5	Ellipse
y	33.6	-245.6	Hyperbel
$\frac{R^x}{R^y}$	1	-2.2	
M2	R_1 [mm]	R_2 [mm]	
x	225.6	-1508	Hyperbel
y	108	262	Ellipse
$\frac{R^x}{R^y}$	2.1	-5.8	

6.6.1 Simulation der BWO-Optik

Um den Gewinn der astigmatischen Optik abschätzen zu können, wurde zunächst die theoretisch mögliche Kopplung auf einen FGBM mit dem 2D-Kopplungsintegral berechnet (Abb. 6.8). Dabei wurde angenommen, dass der BWO ein astigmatisches Strahlmuster mit den Waistgrößen $w_0^x = 2.07$ mm und $w_0^y = 4.11$ mm an identischer Position abstrahlt.

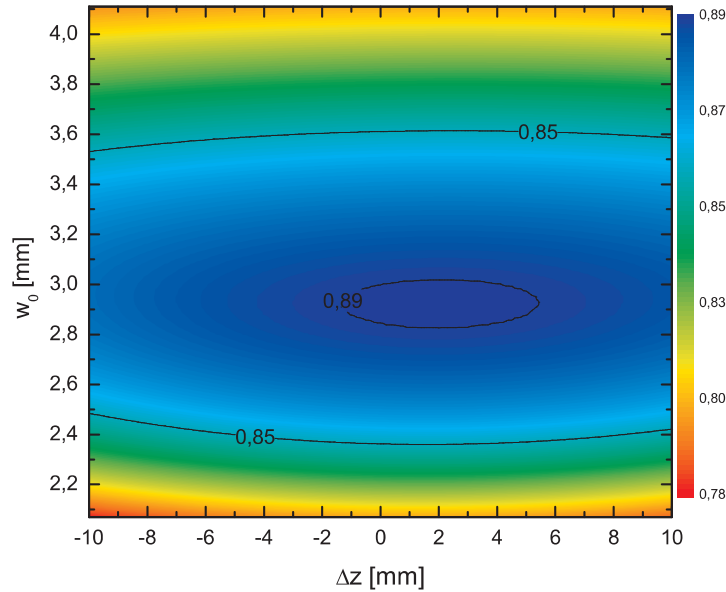


Abbildung 6.8: Kopplung von FGBMs an das E -Feld des BWOs. Zur Auffindung des Maximums wurde die Waistgröße w_0 und die Waistposition entlang der Propagationsachse um Δz variiert. Bei $z = 0$ mm liegen die BWO-Waists mit $w_0^x = 2.07$ mm und $w_0^y = 4.11$ mm. Die maximal erreichbare Kopplung beträgt über einen weiten Bereich 89%.

Der FGBM mit größtmöglicher Kopplung wurde iterativ durch Variation sowohl der Waistgröße als auch deren Lage bestimmt. Es zeigt sich, dass auf Grund der Waistgrößen das Kopplungsintegral unempfindlich gegenüber Änderungen bei-

der Parameter ist. Der maximale Leistungsübertrag erfolgt an einen FGBM mit einer Waist von $w_0 = 2.29$ mm an Position $z = 2.3$ mm. An diesen koppeln 89% der BWO-Leistung.

Anschließend wurden die Abbildungseigenschaften der astigmatischen Optik simuliert. Hierfür war es zunächst nötig, die Spiegeloberflächen auf einem rechteckigen Raster zu diskretisieren. Für diese Aufgabe wurde ein C-Programm geschrieben, das die Punkte der Spiegeloberfläche iterativ erzeugt und in einem Datenfile ablegt. Die Konturbilder beider Spiegel sind in Abb. 6.9 dargestellt.

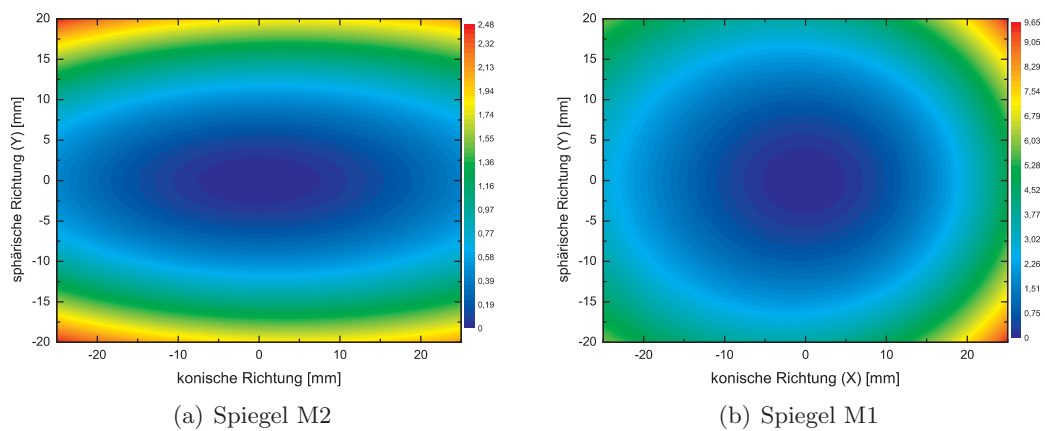


Abbildung 6.9: Konturbilder der astigmatischen Spiegel M2 und M1 der 633 GHz BWO-Optik. Die Spiegel sind entsprechend der Abfolge BWO-Hornantenne, Spiegel M2, Spiegel M1, Triplerhornantenne angeordnet und orientiert.

Die vom BWO abgestrahlte \vec{E} -Feldverteilung wurde mit einer 2D-Gaußfunktion (Gl. 3.1.2) simuliert und durch numerische Lösung der Maxwell Gleichungen über die Spiegel propagiert. Hierfür kam das Programm UFO [36] zur Anwendung. Das Programm berechnet ausgehend von einer vorgegebenen Feldverteilung in einem beliebigen Abstand nach einer beliebigen Anzahl von reflektierenden Oberflächen die resultierende Feldverteilung. Die zugehörige Gaußizität wird durch Projektion des propagierten Feldes auf den gewünschten FGBM berechnet.

Die simulierte und die nach Durchlaufen der astigmatischen Optik numerisch berechnete Leistungsverteilung des BWOs ist der Abb. 6.10 zu entnehmen. Die zugehörigen Amplituden $|E|$ und Phasenlagen Φ des propagierten \vec{E} -Feldes am Punkt der Triplerwaist sind in Abb. 6.11 dargestellt, wobei der Polarisationsvektor in y -Richtung zeigt. Es zeigt sich, dass die Phase in Polarisationsrichtung (Abb. 6.11(b)) für Radien kleiner der $3w$ -Kontur mit Variationen um $<8\%$ relativ flach verläuft. Nur am Rand der $4.5w$ -Kontur ändert sich die Phase deutlich und variiert für negative x Werte bis zu $\frac{\pi}{2}$. In diesem Bereich ist auch die Abweichung der Amplitude von der Gaußform am stärksten und als Deformation erkennbar (Abb. 6.11(a)). Schließlich ist Leistung in die Kreuzpolarisation sowohl in x - als auch in z -Richtung übergegangen, wie in den zugehörigen Abb. 6.11(e)-6.11(f) am

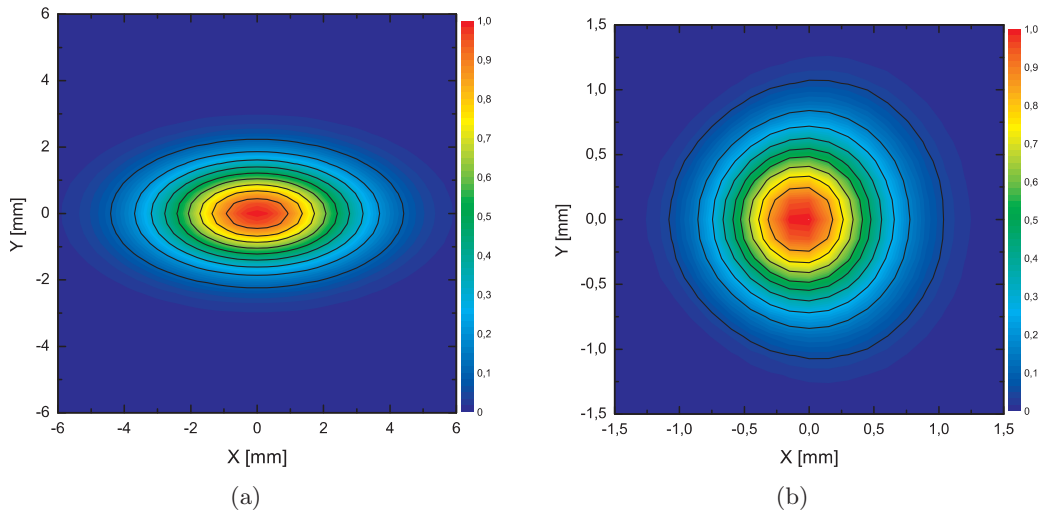


Abbildung 6.10: Ergebnisse der numerischen Simulation der BWO-Strahlpropagation. (a) simulierter astigmatischer BWO Strahlquerschnitt bei 633 GHz und (b) die berechnete, korrigierte Leistungsverteilung an der Waistposition der Triplerhornantenne. Abbildungsfehler der astigmatischen Optik auf Grund nicht phasenkorrigierter Spiegeloberflächen sind an einer leichten Deformation der Leistungsverteilung erkennbar. Diese mindern die Gaußizität jedoch nur um 1%. Konturlinien sind in 10% Abständen eingezeichnet.

Nulldurchgang der Amplituden und dem Phasensprung von π bei $y = 0$ zu erkennen ist. Alle drei Effekte tragen zur Degradation des Kopplungsintegrals bei. Die Berechnung der Gaußizität zwischen propagierter BWO-Feldverteilung und FGBM der Triplerhornantenne liefert jedoch einen Wert von 99%, womit sich die genannten Verluste auf nur 1% beschränken. Damit lassen sich durch Implementierung der astigmatischen Optik im vorliegenden Fall die Verluste um 90% reduzieren und theoretisch ein Gewinn von 10% erzielen.

6.6.2 Messung der BWO-Optik

Nachdem die theoretische Betrachtung der astigmatischen BWO-Optik einen Gewinn von 10% ergab, war es das Ziel, dieses Ergebnis im Experiment zu verifizieren. Für diesen Versuch wurde ein 633 GHz Potterhorn mit Hilfe eines Hohlleiterübergangs an den übergroßen BWO-Hohlleiter angeflanscht. Der auf diese Weise erzeugte FGBM wurde rückwärts durch die astigmatische Optik propagiert und das resultierende Strahlmuster anschließend in der Nähe der eigentlichen BWO-Waistpositionen vermessen. Diese Vorgehensweise stellte sicher, dass der betrachtete Strahl nicht durch höherer Moden deformiert ist und dass damit die für den Vergleich der gemessenen mit den simulierten Strahlmustern erforderliche Modenreinheit gewährleistet ist.

Die Leistungsverteilung des Potterhorns vor und nach Passieren der astigmatischen Optik wurde wieder mit einem gechoppten Pyro-Detektor, der an einem x - y -Lineartisch montiert war, in Kombination mit einem Lock-In Verstärker ver-

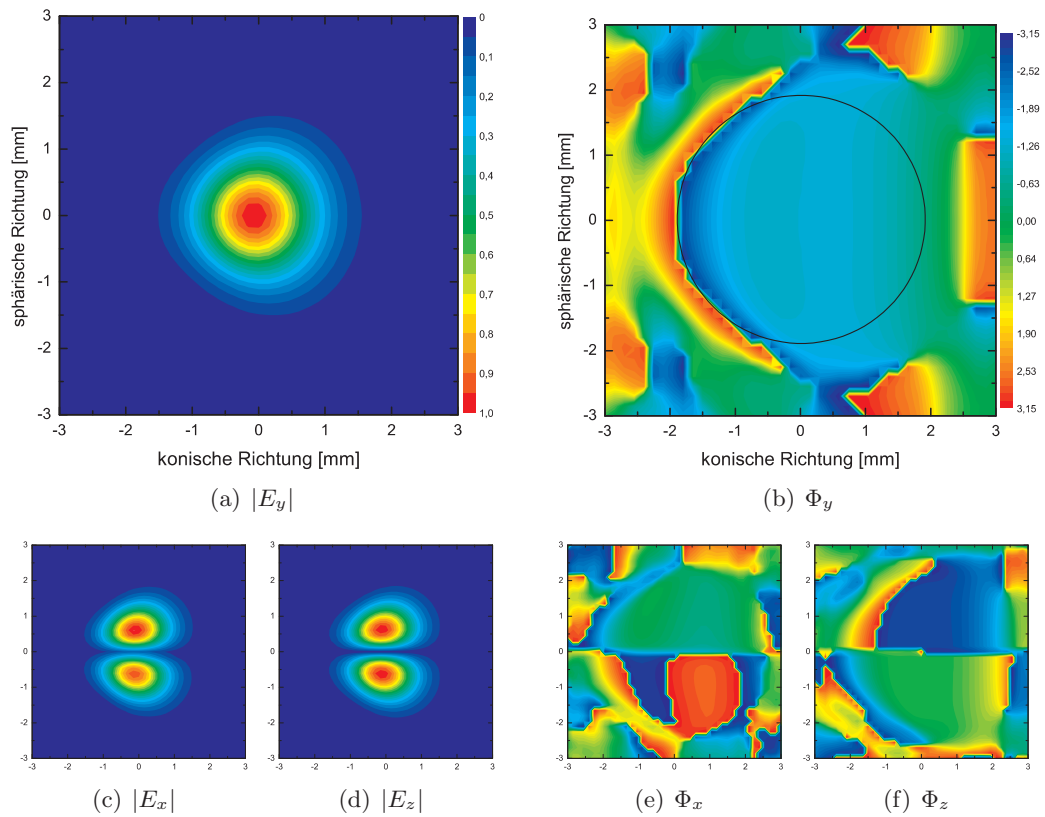


Abbildung 6.11: Konturbilder der simulierten Amplituden $|E|$ und Phasen Φ an der Position der Triplerwaist. Die Ordinate gibt in allen Abbildungen die Position in mm entsprechend der sphärischen, die Abszisse die Position in mm entsprechend der konischen Spiegelrichtung an. Der Farbkeil von $|E_y|$ ist für alle Amplituden und der für Φ_y für alle Phasen gültig. Die Amplituden sind auf die jeweils maximale Feldstärke normiert und die Phase erstreckt sich über $\pm\pi$. Der schwarze Kreis in (b) entspricht der $4.5w$ -Kontur.

messen. Die gemessenen Strahlmuster sind in Abb. 6.12 dargestellt. Für die Rückwärtsmessung wurde das Potterhorn mit dem BWO an der Stelle in der Optik positioniert, an der sonst die 633 GHz-Eingangshornantenne des Triplers zu finden ist (Abb. 6.7). Das Strahlmuster des Potterhorns selbst wurde in einer gesonderten Messung in einem Abstand von $z = 150$ mm zur Hornapertur aufgenommen.

Die Berechnung der Gaußizität des vom Potterhorn emittierten Strahlmusters bezüglich eines entsprechenden 633 GHz FGBM ergab 97% (Abb. 6.12(a)). Nach dem Passieren der astigmatischen Optik folgte aus dem Fit der Strahlradien an das nun elliptische Strahlmuster eine 99% Übereinstimmung mit der theoretisch prognostizierten x - und 91% für die erwartete y -Komponente (Abb. 6.12(b)). In der BWO-Aperturbene folgt, in Übereinstimmung mit der Simulation, eine maximale Kopplung an den asymmetrischen Strahl von 90%. Der gemessene Gewinn der Optik beläuft sich damit auf 7%. Im Rahmen der Messgenauigkeit und auf Grund der Tatsache, dass ein Pyro-Detektor ein inkohärenter Leistungsdetektor

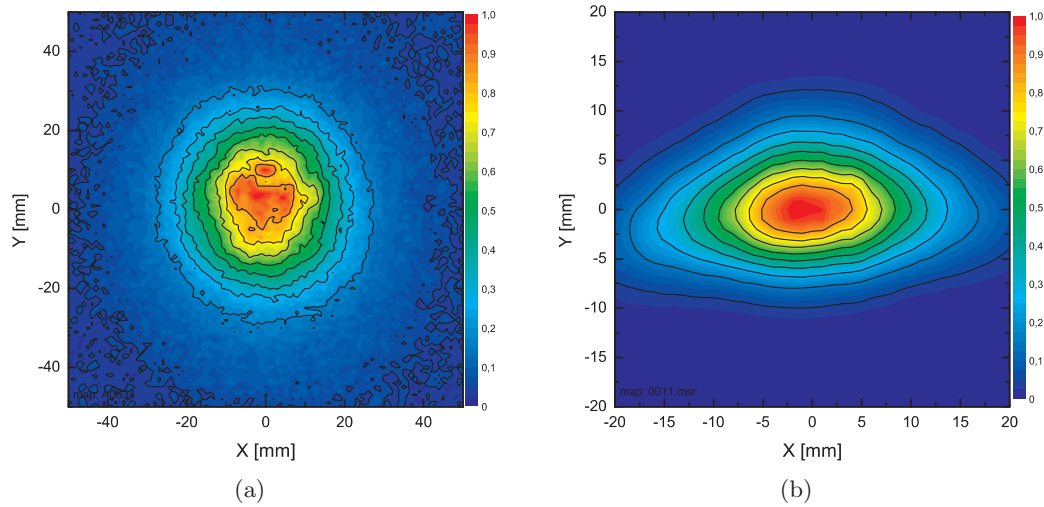


Abbildung 6.12: Konturbilder des gemessenen Strahlmusters eines an den BWO geflanschten 633 GHz Potterhorns (a) in einem Abstand von $z = 150$ mm zur Hornapertur vor und die Leistungsverteilung nach dem Passieren der astigmatischen Optik (b). Der Abstand zu der BWO-Waistposition beträgt in (b) $z = 205$ mm. Konturlinien folgen in 10% Abständen der jeweiligen Maximalintensität.

ist, wodurch die berechneten Gaußizitäten als obere Schranke verstanden werden müssen, liefert die Messung ein mit der Simulation übereinstimmendes Ergebnis. Damit ist die Theorie über astigmatische Spiegel für die Anwendung in quasi-optischen Systemen erfolgreich entwickelt und umgesetzt worden.

Kapitel 7

Der GREAT-Kryostat

Dieses Kapitel behandelt die für den Betrieb der supraleitenden Mischer erforderlichen GREAT-Nasskryostaten. Dabei wird speziell der kanalspezifische Aufbau des 1.9 THz-Kanals betrachtet. Es wird darauf hingewiesen, dass die Ergebnisse der hier vorliegenden Arbeit für den Aufbau des Kryostaten des 1.4 THz-Kanals genutzt wurden. Dieser wurde im Rahmen der Diplomarbeit von D. Paulussen aufgebaut.

Das Kapitel beginnt mit einer Darstellung benötigter Komponenten, an die sich eine detaillierte Untersuchung aller Bauteile anschließt. Besonderes Gewicht wird dabei auf des Kryostatenfenster gelegt, da es im Rahmen dieser Arbeit gelang, die Effective Medium Theory für die Erzeugung künstlicher Dielektrizitätskonstanten in den THz-Bereich zu transferieren, und hoch effiziente Fenster aus Silizium zu fertigen [87, 86]. Das Kapitel schließt mit der Analyse des Wärmeeintrags in den Kryostaten und der Präsentation der komplettierten 4 K-Kaltfläche.

7.1 Komponenten des 1.9 THz-Kanals

Der Einsatz eines Kryostaten ist notwendig, da die astronomischen Signale von einem supraleitenden phononengekühlten NbTiN Hot-Electron-Bolometer (HEB) detektiert werden. Bevor sie jedoch auf dem Mischer eintreffen und um diesen letztlich in Form des ZF-Signals wieder verlassen zu können, sind einige Komponenten nötig, die nachfolgend zusammengestellt sind.

Die vom Teleskop abgebildete Strahlung muss zunächst durch ein Fenster in den Kryostaten gelangen. Hierbei ist zu beachten, dass im THz-Bereich Materialien mit einer hohen Transmissivität nur in geringer Zahl verfügbar sind und häufig zugleich einen hohen Brechungsindex aufweisen. Als Folge bilden sie einen Resonators aus, dessen Transmissionsfunktion eingehend analysiert werden muss.

Im Anschluss passiert das Signal einen Infrarot-Filter. Dieser ist notwendig, um die Erwärmung des HEBs durch das thermische Infrarot (IR) zu unterbinden. Neben einer effizienten IR-Filterung wird von diesem eine hohe Transparenz im Beobachtungsfrequenzband verlangt.

Im Inneren des Kryostaten werden mit Hilfe einer abbildenden Optik, im Folgenden als kalte Optik bezeichnet, der Teleskopstrahl und der Strahl der Mischernantenne aneinander angepasst. Es sei angemerkt, dass im THz-Bereich nur wenige, leicht fertigmachbare und zugleich effiziente Horn-Designs zur Verfügung stehen. Mit dem neuartigen smooth-walled spline-profil Horn vom CSIRO [32], konnte jedoch auf ein äußerst leistungsstarkes Hornkonzept zurückgegriffen werden, das erstmalig bei 1.9 THz implementiert wurde.

Das an die Hornantenne gekoppelte Signal wird mit Hilfe eines Hohlleiterübergangs einem Rechteckhohlleiter zugeführt, in dem eine eingebrachte Antenne das Feld empfängt und dem HEB zuführt. Der Mischer erzeugt das ZF-Signal, welches für die weitere Nutzung direkt hinter dem Mischer rauscharm verstärkt wird. Es kommt ein zweistufiger Verstärker aus High Electron Mobility Transistoren (HEMT) mit einem Gain von 20 dB über das ZF-Band von 1-2 GHz zum Einsatz.

Es ist zu beachten, dass die ZF-Impedanz zwischen HEB und HEMT-Verstärker im Allgemeinen nicht angepasst ist. Zwischen HEB und HEMT reflektierte Leistung führt zu unerwünschten Stehwellen im ZF-Band und kann darüberhinaus über Rückkoppelmechanismen wie z.B. das elektrothermische Feedback eine Variation des Mischergewinns verursachen. Mit Hilfe eines zwischen HEB und HEMT in Serie geschalteten Isolators können Stehwellen unterdrückt werden.

Alle Signale werden über Kabel in bzw. aus dem Kryostaten herein- und herausgeführt, die neben dem Kryostatenfenster erheblich zum Wärmeeintrag in den Kryostaten beitragen. Sowohl ihre elektrische als auch thermische Leitfähigkeit bedarf daher einer aufmerksamen Analyse.

Für den Übergang in den supraleitenden Zustand muss der Mischer unter seine Sprungtemperatur abgekühlt werden, was eine Kaltfläche mit einer Temperatur von $T \ll T_c \approx 8 \text{ K}$ erfordert. Hierfür kommt in GREAT, auf Grund der einfachen Handhabbarkeit im Flugbetrieb, ein zweistufiger Nasskryostat¹ zum Einsatz. Die erste Stufe wird mit flüssigem Stickstoff (LN_2), die zweite mit Flüssighelium (LHe) gekühlt. Damit sind die Temperaturen der entsprechenden Kaltflächen bei gegebenem Druck von 1 bar zu 4.2 K und 77.4 K vorgegeben. Da die Rauschtemperatur aller Komponenten eine Funktion der physikalischen Temperatur ist, kann diese, falls notwendig, durch Abpumpen des verdampften ^4He geringfügig verbessert werden. Hierdurch lassen sich in Abhängigkeit vom Druck Temperaturen kleiner 2 K erreichen, es wird Superfluidität erreicht.

7.2 Spezifikation der Standzeit und FAA-Zertifizierung

Der LN_2 -Tank hat ein Volumen von 7.8 l und der LHe-Tank besitzt ein Fassungsvermögen von 6.2 l. Im Messbetrieb auf SOFIA ist das Wiederbefüllen der Kryostaten nicht zulässig, weshalb die Standzeit mindestens einen Beobachtungsflug umfassen bzw. 12 h betragen muss. Für den Übergang des mitgeführten ^4He in die Gasphase wird unter Normalbedingungen eine Energie von 15.5 kJ benötigt.

¹www.cryovac.de, Troisdorf, Deutschland

Die maximal zulässige thermische Last auf der He-Kaltstufe berechnet sich damit zu 360 mW, die sich aus der Strahlungsleistung vom LN₂-Schild, dem Wärmeeintrag durch das Fenster, die Verkabelung sowie der Verlustleistung des HEMTs zusammensetzen.

Bei der FAA-Zertifizierung wurde besonderes Gewicht auf die Druckfestigkeit des Kryostaten gelegt, da bei einem Leck in der Außenhülle, z.B. bei einem Bruch des Kryostatenfensters, sämtliches Helium explosionsartig verdampfen kann. Von der freigesetzten Energie darf kein Risiko für die Flugsicherheit ausgehen. Je zwei Überdruckventile an den Abgasleitungen des LN₂- und LHe-Tanks ermöglichen den hierfür notwendigen Gasausstoß. Als weitere Sicherheitsmaßnahme werden die Gasabdampfpraten gemessen, um rechtzeitig ein eventuelles Vereisen der Rückleitungen bemerken zu können. In Abb. 7.1 ist der Kryostaten gezeigt.

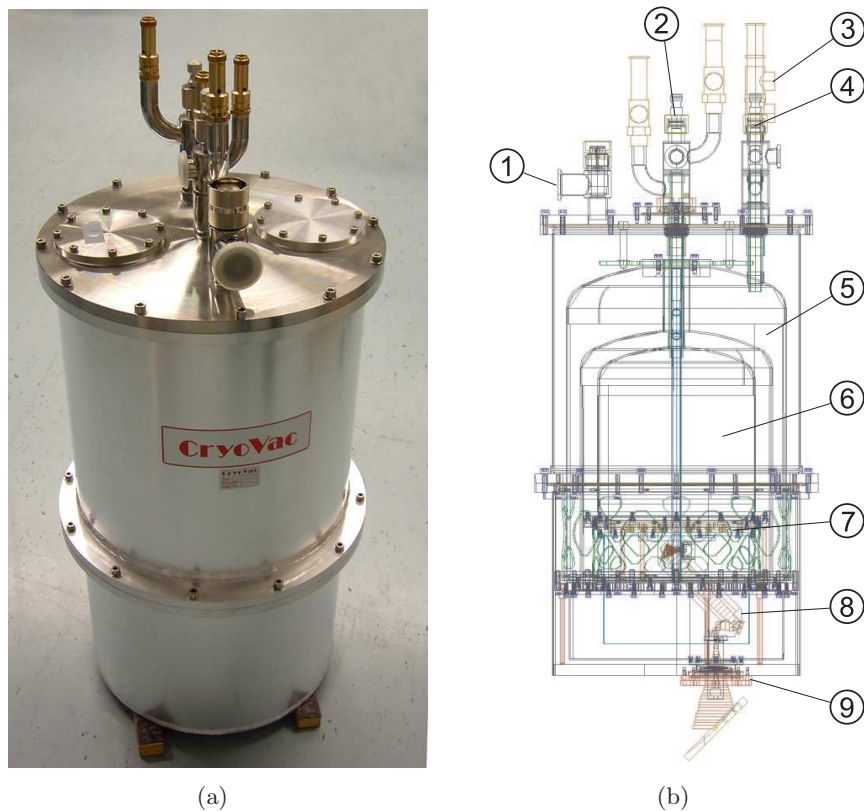


Abbildung 7.1: (a): CCD-Aufnahme des GREAT-Kryostaten. (b): CAD-Design. ① Pumpflansch, ② LHe-Befüllstutzen, ③ Überdruckventil, ④ LN₂-Befüllstutzen, ⑤ LN₂-Tank, ⑥ LHe-Tank, ⑦ Lage der 4K-Kaltfläche, ⑧ kalte Optik und ⑨ das Kryostatenfenster.

7.3 Das Kryostatenfenster

Durch das Fenster gelangt die THz-Strahlung in das Innere des Kryostaten. Es ist Teil der Kryostatenaußenwand und muss daher sowohl bestimmte optische als auch mechanische Eigenschaften aufweisen, auf die im Folgenden eingegangen wird.

7.3.1 Technische Spezifikationen

Das Isoliervakuum im Kryostaten beträgt $\approx 10^{-6}$ mbar. Folglich muss das Fenster bei einem Umgebungsluftdruck von 1 bar einer Druckdifferenz von ≈ 1 bar standhalten können. Da auch kurzzeitige Druckschwankungen und leichte Erschütterungen nicht zum Bruch des Fensters führen dürfen, wird ein Sicherheitsfaktor > 1 für den maximal zulässigen Druck gewählt. Ein Leck in der Außenhülle des Kryostaten kann im Extremfall zum schlagartigen Zusammenbruch des Vakuums führen und damit eine nahezu instantane Verdampfung sämtlichen Flüssigheliums verursachen. Zwar ist eine explosionsartige Verdampfung des Heliums - wie von der FAA gefordert - über Sicherheitsventile möglich, ohne den Kryostaten und die Beobachter zu gefährden, würde jedoch das Ende des laufenden Experimentes und Messfluges bedeuten. Daher wurde ein Sicherheitsfaktor von 3.5 für das Fenster gewählt.

Für das Beobachtungsfrequenzband muss das Fenster transparent sein. Materialien mit hoher Transmission und geringer Absorption sind für Frequenzen oberhalb 1 THz nur in geringer Zahl verfügbar. Neben Standardpolymeren wie z.B. HDPE, PTFE oder Mylar besteht die Möglichkeit, kristalline Materialien wie Silizium, Quarz oder Germanium zu verwenden. Da sie als planparallele Platten einen Resonator ausbilden, bedarf ihr hoher Brechungsindex jedoch einer genaueren Betrachtung, wie folgende Abschnitte zeigen.

7.3.2 Fabry-Perot Interferometer

Die Transmissionsfunktion des Fensters folgt aus der Betrachtung einer einlaufenden ebenen Welle auf eine planparallele Platte. Diese bildet auf Grund von reflektierten Feldanteilen an den Grenzschichten zum umgebenden Medium ein Fabry-Perot Interferometer (FPI) aus. Die Transmission ergibt sich aus der Summe aller interferierenden Teilstrahlen, die in Abhängigkeit des Brechungsindex, des Einfallswinkels und der Plattendicke einen Phasenversatz zueinander aufweisen. Ihre Summe wird durch die *Airy*-Funktion beschrieben. Die explizite Summation der Feldanteile kann der Literatur [28] entnommen werden. An dieser Stelle werden nur die für das Transmissionsverhalten wesentlichen Größen betrachtet und deren Konsequenz veranschaulicht. Ferner wird im Folgenden nur der senkrechte Einfall einer ebenen Welle betrachtet, da ein unter dem Winkel Θ beleuchtetes FPI keine neuen bzw. anderen Erkenntnisse liefert. In diesem Fall ist das Snellius'sches Brechungsgesetz anzuwenden und die Resonatorlänge d durch die vergrößerte $d' = d / \cos(\phi)$ zu ersetzen. Es sei bemerkt, dass in der Gauß'schen Optik

eine ebene Phasenfront nur näherungsweise im Fernfeld vorliegt. Es ist also darauf zu achten, dass die optischen Komponenten im Abstand $z \gg z_c$ zueinander positioniert sind.

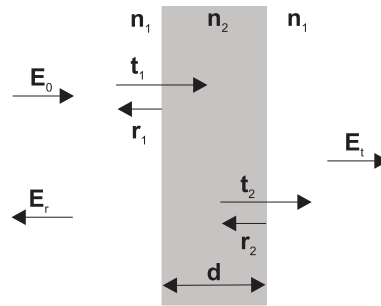


Abbildung 7.2: Reflexions- ($r_{1/2}$) und Transmissionskoeffizienten ($t_{1/2}$) eines FPI mit der Resonatorlänge d und Brechungsindex n_2 . Das umgebende Medium hat Brechungsindex n_1 . Das Feld der einlaufende Welle ist mit E_0 bezeichnet und der reflektierte bzw. transmittierte Anteile mit E_r und E_t .

An der Grenzschicht zweier Medien mit verschiedenen Dielektrizitätskonstanten $\epsilon_{1/2}$ tritt ein Impedanzsprung auf. Die diskontinuierliche Änderung des Wellenwiderstandes bedingt, dass an dieser Grenzschicht ein Teil des einlaufenden Feldes reflektiert wird. Die Reflektivität und die Transmissivität der Grenzschicht ist bei Vorgabe der Brechungsindizes $n_{1/2} = \sqrt{\epsilon_{1/2}}$ durch die Fresnel-Gleichungen gegeben:

$$R = r_1 r_2 = \left(\frac{E_r}{E_0} \right)^2 = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2$$

$$T = t_1 t_2 = \left(\frac{E_t}{E_0} \right)^2 = \frac{4n_2 n_1}{(n_2 + n_1)^2}$$

Auf Grund der Energieerhaltung muss die Summe der Reflektivität und der Transmissivität bei Normierung auf die einfallende Intensität eins ergeben:

$$R + T = 1$$

Eine weitere wesentliche Materialeigenschaft ist die Absorption ζ aufgrund dielektrischer Verluste. Sie ist eine Funktion des Absorptionskoeffizienten α und der Fensterdicke d :

$$\zeta = \exp[-\alpha d]$$

Hier wird angenommen, dass α frequenzunabhängig ist, was für kleine Frequenzintervalle eine gute Näherung ist, für größere jedoch eine falsche Annahme sein kann. Alle Feldanteile, die das Fenster passieren, werden um ζ abgeschwächt. Nach [28] folgt damit die Transmission des FPI zu:

$$T_t = |E_t|^2 = \frac{(1 - R)^2 \zeta}{(1 - R\zeta)^2 + 4R\zeta \sin^2(\delta\Phi_t/2)} \quad (7.3.1)$$

Für den expliziten Funktionsverlauf wird der Phasenversatz $\delta\Phi_t$ zwischen zwei transmittierten Teilstrahlen benötigt. Dieser resultiert aus der im Dielektrikum mit dem Brechungsindex $n_2 > n_1$ verkürzten Wellenlänge in Bezug zum Freiraum mit $n_1 = 1$ und der Dicke des dielektrischen Materials. Bei senkrechtem Einfall einer Welle der Wellenlänge λ auf eine Platte der Dicke d ist der Phasenversatz:

$$\frac{\delta\Phi_t}{2} = \frac{2\pi dn_2}{\lambda}$$

Nun kann für einen expliziten Fall die Transmissionsfunktion des Fabry-Perot Interferometers angegeben werden:

$$T_t = \frac{(1 - R)^2 \exp[-\alpha d]}{(1 - R \exp[-\alpha d])^2 + 4R \exp[-\alpha d] \sin^2\left(\frac{2\pi dn_2}{\lambda}\right)} \quad (7.3.2)$$

Als Resultate sind festzuhalten:

- Transmissionsmaxima T_t^{max} werden bei $\frac{\delta\Phi_t}{2} = \pi m$, $m \in \mathbb{N}$ erreicht, und haben einen Anteil von:

$$T_t^{max} = \frac{(1 - R)^2 \exp[-\alpha d]}{(1 - R \exp[-\alpha d])^2}$$

der Gesamtintensität. T_t^{max} fällt mit zunehmendem Exponenten $\alpha d \in [0; \infty]$ von 1 auf 0 ab. Die Absorption kann für $R \ll 1$ näherungsweise aus $T_t^{max} = \exp[-\alpha d]$ berechnet werden.

- Gleichung 7.3.2 ist zu entnehmen, dass die Resonanzen wellenlängenabhängig sind, und durch die Dicke der planparallelen Platte bei gegebenem Brechungsindex n_2 bestimmt sind. Die m -te Resonanz bei gegebener Wellenlänge λ erfordert eine Fensterdicke von:

$$d = \frac{\lambda}{2n_2} m, \quad m \in \mathbb{N}$$

Damit folgen die Resonanzen im Frequenzabstand $\Delta\nu = \frac{c}{2dn_2}$, d.h. $\Delta\nu$ nimmt mit $\frac{1}{dn_2}$ ab.

- Mit abnehmender Dicke werden die Transmissionsmaxima breiter. Für $d \rightarrow 0$ folgt $\Delta\nu \rightarrow \infty$.
- Der Fringecontrast C steigt für gegebenes ζ mit wachsendem Brechungsindex n_2 an. Es folgt für $n_2 \in [n_1, \infty] \rightarrow C \in [0, 1]$

$$C = \frac{T_t^{max} - T_t^{min}}{T_t^{max} + T_t^{min}} = \frac{2R\zeta}{1 + R^2\zeta^2}$$

Beobachtungen bei einer gegebenen Wellenlänge und einer gewünschten Breitbandigkeit des Empfängers erfordern folglich ein präzise spezifiziertes Fenster. Designparameter sind die Fensterdicke, der Brechungsindex und der Absorptionskoeffizient. Ein ideales breitbandiges Fenster hat einen Brechungsindex von nahezu 1, weist keine Absorption auf und ist möglichst dünn. Leider stehen Materialien mit diesen Eigenschaften nicht zur Verfügung.

7.3.3 THz-Fenstermaterialien

In der Literatur stehen umfassende Tabellenwerke mit gemessenen Brechungsindizes und Absorptionskoeffizienten zur Verfügung. Der Großteil der Messergebnisse ist in Abhängigkeit der Frequenz und teilweise auch als Funktion der Temperatur angegeben.

Tabelle 7.1: Optische Eigenschaften ausgewählter Polymere und kristalliner Festkörper bei Frequenzen oberhalb von 1.8 THz.

Material	f [GHz]	T [K]	n	α [1/m]	Ref.
HDPE	1800	300	1.49	58-66	[36]
HDPE	1900	293	1.5304	52	[46]
HDPE	1800	-	1.519	140	[79]
HDPE	1900	293	1.53	100	[10]
HDPE	1900	300	1.47-1.53	25-135	^a
PTFE	1800	290	1.34	147-165	[36]
PTFE	1600	290	1.44	146	[46]
Parylen D	1900	-	1.62	6.8	[39]
Mylar	1800	300	1.7	2504	[36]
Mylar	1800	-	1.715	2800	[79]
Mylar	1800	-	1.756	2100	[49]
z-cut Quarz	1900	-	2.113	50	[33]
z-cut Quarz	1800	300	2.119	60	[50]
z-cut Quarz	1800	1.5	2.115	60	[50]
z-cut Quarz	1900	300	1.99 ± 0.01	62.38 ± 3.11	^a
Silizium 2.8 k Ω cm	2525	-	3.417	70	[63]
Silizium 10 k Ω cm	1900	-	3.417	5	[33]
Silizium 100 Ω cm	1800	300	3.417	60	[50]
Silizium 100 Ω cm	1800	1.5	3.3832	20	[50]
Silizium 3 k Ω cm	1900	300	3.40	12.6 ± 4.4	^a
Germanium 42 Ω cm	1900	-	4.004	70	[33]
Germanium >40 Ω cm	1800	300	4.006	30	[50]
Germanium >40 Ω cm	1800	1.5	3.927	20	[50]

^a Messung ist Bestandteil dieser Arbeit

Wie eigene Messungen belegen, sind die Daten der Brechungsindizes und der Absorptionskoeffizienten für kristalline Materialien sehr zuverlässig. Für Polymere ist die Schwankungsbreite des angegebenen Brechungsindex ebenfalls sehr gering $< \pm 0.05$, jedoch unterscheidet sich der Absorptionskoeffizient bis zu einem Faktor drei.

Kristallstrukturen sind exakt reproduzierbar und ihr Absorptionskoeffizient ist im wesentlichen eine Funktion der Reinheit, Leitfähigkeit bzw. der Orientierung, die beim Wachstumsprozess gesteuert werden kann. Im Falle von Kunststoffen hängt α wesentlich von Art und Gehalt von Weichmachern und weiteren Zusatzstoffen ab, die in ihrer Zusammensetzung und Verteilung stark chargenabhängig sind und über die die Hersteller keine Auskünfte erteilen. Zum Zeitpunkt älterer Messdaten wie z.B. bei [79] aus dem Jahre 1975 waren Weichmacher zulässig, die heute aufgrund von Umweltauflagen nicht mehr zur Anwendung kommen dürfen. Dies erklärt die hohe Abweichung im Absorptionskoeffizienten. In Tabelle 7.1 sind einige verfügbare Materialien zusammengestellt. Entsprechende Transmissionskurven für ein auf 1.9 THz optimiertes Fenster sind der Abb. 7.3 zu entnehmen, die die Abhängigkeit der einzelnen FPI-Parameter veranschaulicht.

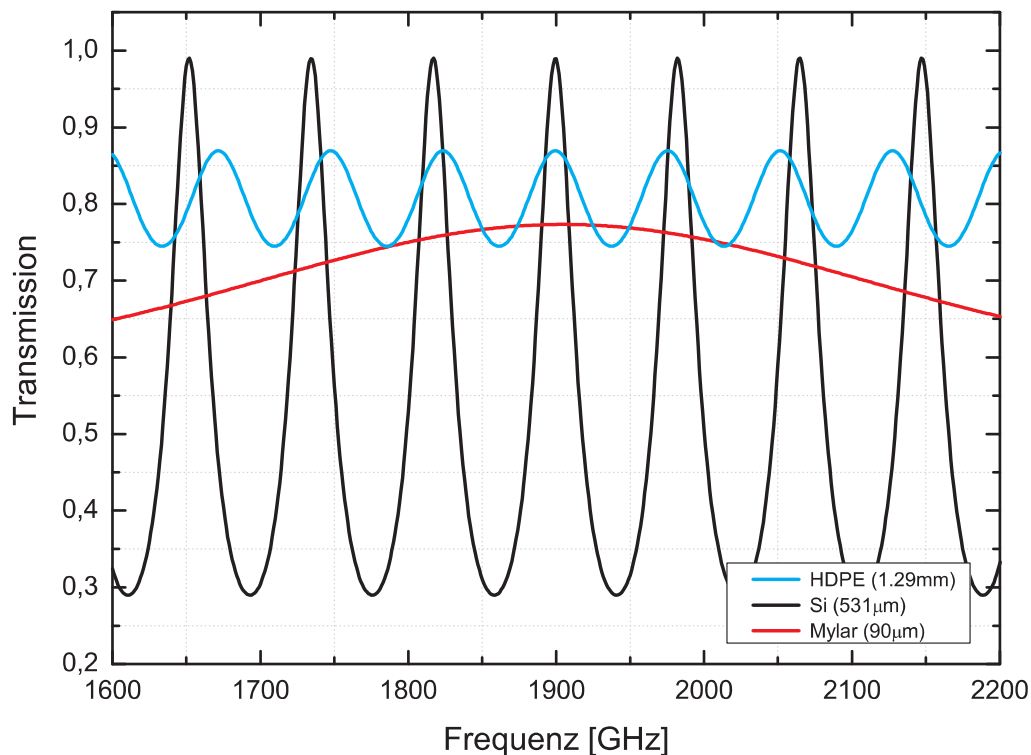


Abbildung 7.3: Transmission einer planparallelen Platte aus 531 μm Silizium ($3 \text{ k}\Omega\text{cm}$), 1.29 mm HDPE und 90 μm Mylar. Die Dicke ist auf ein Transmissionsmaximum bei 1.9 THz und eine Druckfestigkeit von 4 bar optimiert.

Die höchste Transmission von $T_t^{max} = 98\%$ ist auf Grund des geringen Absorp-

tionskoeffizienten mit high resistivity Silizium zu erreichen. Als Folge des hohen Brechungsindex und der für die Gewährleistung der Stabilität nötigen Materialdicke ist der Frequenzabstand mit $\Delta\nu = 82.5$ GHz am niedrigsten und der Fringecontrast mit 0.547 am höchsten. Der Fringecontrast von HDPE liegt bei nur 0.077, die Absorption erniedrigt T_t^{max} jedoch auf deutlich unter 88%. Resonanzen folgen kaum verändert alle 75.9 GHz. Mylar besitzt die größte Bandbreite von $\Delta\nu = 952$ GHz, einen mittleren Kontrast 0.118 jedoch die größte Absorption, d.h. es wird nur $T_t^{max} = 77\%$ erreicht.

Für die Beobachtung bedeutet eine Verbesserung der Transmission von 85% auf 98% nach Gl. A.0.2 eine Erniedrigung der Systemrauschtemperatur T_{Sys} um fast 15% (eine Mischerrauschtemperatur von 2000 K und eine Fenstertemperatur von 300 K angenommen). Umgerechnet auf die Integrationszeit pro Position bedeutet dies eine 37%-tige Verkürzung (vgl. Gl. A.1.2). Ziel ist daher ein möglichst verlustfreies Fenster. Hierfür bieten sich z.B. Silizium und Quarz an. Beide erfordern jedoch eine Antireflexbeschichtung, um die Breitbandigkeit signifikant zu erhöhen bzw. den Fringecontrast zu erniedrigen.

7.3.4 Antireflexbeschichtete THz-Fenster

Reflexionsverluste lassen sich für eine exakte Wellenlänge λ durch Aufbringen einer Antireflexbeschichtung (AR) unterbinden (Abb. 7.4). Die zwischen Freiraum und Substrat eingefügte Schicht dient zur Impedanzanpassung und muss daher sowohl bestimmte Anforderungen an den Brechungsindex als auch an die Schichtdicke erfüllen. Der Brechungsindex ist zu

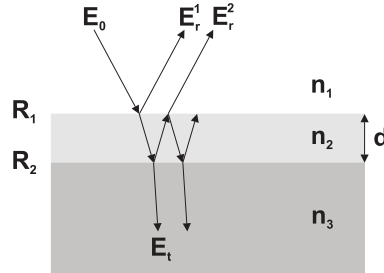


Abbildung 7.4: Antireflexbeschichtung eines Substrates mit dem Brechungsindex n_3 . Für die Brechungsindizes n gilt $n_1 < n_2 < n_3$. Die entsprechenden Reflektivitäten der Grenzschichten betragen R . Das einlaufende Feld ist E_0 , die transmittierten Anteile sind E_t und die reflektierten E_r . Die AR-Beschichtung hat die Schichtdicke d .

$$n_2 = \sqrt{n_1 n_3} \quad (7.3.3)$$

zu wählen, denn vollständige Auslöschung kann nur dann erfolgen, wenn die Amplitude bei Summation aller reflektierten Feldanteile Null ergibt [27], d.h. beide Grenzflächen müssen gleich gut reflektieren:

$$R_1 = R_2 \rightarrow n_2 = \sqrt{n_1 n_3} \quad (7.3.4)$$

Ferner muss die Schichtdicke des Materials

$$d = \frac{\lambda}{4n_2} \quad (7.3.5)$$

betragen, da destruktive Interferenz der an beiden Grenzschichten reflektierten Feldanteile (E_r) bei einem Gangunterschied von $2d = \lambda/2n_2$ erreicht wird. Das Resultat ist eine 1-Schicht AR, die die Impedanz zwischen Freiraum ($n_1 = 1$) und Substrat (n_3) mit Hilfe eines geeigneten Materials mit $n_2 = \sqrt{n_3}$ für eine bestimmte Frequenz anpasst. Für eine maximale Entspiegelung sind beide Fensterseiten zu beschichten.

Quarz kann mit Teflonfolien AR beschichtet werden. Ein entsprechendes Verfahren hat das MPIfR in Bonn entwickelt. Bei diesem Prozess werden die Teflonfolien im Vakuumofen auf das Quarzsubstrat aufgebacken. Jedoch ist diese Verbindung mechanisch nicht sehr stabil, und die Folien lösen sich leicht wieder ab. Ferner sind zur Auffindung geeigneter PTFE-Chargen umfangreiche Testreihen zur Untersuchung der Absorption und der Haftungseigenschaften auf Quarz erforderlich.

Alternativ kann man die Teflonfolie auch auf das Quarzsubstrat kleben. Aufgrund der hohen Transparenz im THz-Bereich wird als Kleber üblicherweise der Epoxyd-Kleber EpoTek-301² verwendet, der bei 800 GHz einen Brechungsindex von $n = 1.67$ [43] aufweist. Der Absorptionskoeffizient wird von [43] angegeben zu (Frequenz ν in GHz):

$$\alpha[1/m] = \frac{2.1\nu + 5.7 \cdot 10^{-3}\nu^2}{10 \log e}$$

Womit bei 1.9 THz $\alpha = 5600/m$ beträgt.

Für eine AR-Schicht auf einem Siliziumfenster wird ein transparentes Material mit einem Brechungsindex von $n = 1.85$ benötigt. Ein auf Silizium leicht aufzubringendes und gut haftendes Polymer ist Parylen D. Aufgrund seines Brechungsindex von $n = 1.62$ und seiner hohen Absorption ist mit Parylen D aber nur ein leicht besseres Fenster möglich als aus reinem HDPE. Der Absorptionskoeffizienten wird von [39] im Frequenzbereich $\nu \in [450; 2800]$ GHz angegeben zu:

$$\alpha = 0.004\nu - 0.8$$

Einen Überblick über geeignete Fenster im THz-Regime gibt Abb. 7.5.

Offensichtlich sind mit diesem Verfahren Fenster mit einer Transmission von größer 85% oberhalb 2 THz nur mit großem Aufwand herstellbar. Daher wurde nach einer Alternativlösung gesucht. Ergebnis war, die Oberfläche des Substrates zu strukturieren und auf diese Weise eine künstliche Dielektrizitätskonstante für eine gegebene Wellenlänge zu generieren. Diese Subwellenlängenstrukturen

²www.polytec.de

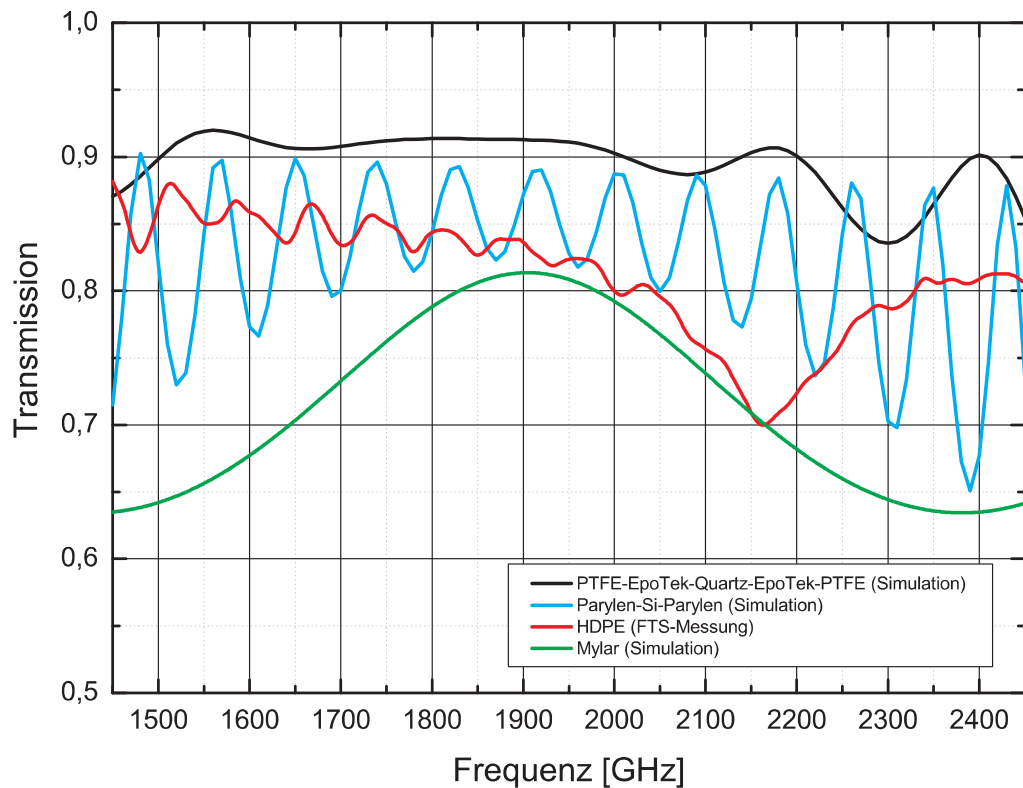


Abbildung 7.5: Simulierte Transmission von beidseitig mit PTFE beschichtetem z-cut Quarz ($25\ \mu\text{m}$ PTFE, $5\ \mu\text{m}$ Epo-Tek-301, $500\ \mu\text{m}$ Quarz, $5\ \mu\text{m}$ Epo-Tek-301, $25\ \mu\text{m}$ PTFE). Berechnete Transmission einer Parylen D beschichteten Siliziumscheibe ($24.38\ \mu\text{m}$ Parylen, $527\ \mu\text{m}$ Silizium, $24.38\ \mu\text{m}$ Parylen). Mit dem FTS gemessene Transmission eines $1.29\ \text{mm}$ HDPE-Fensters und simulierte Daten für $90\ \mu\text{m}$ Mylar. Der Einbruch der Transmission bei ca. $2.19\ \text{THz}$ von HDPE kann einer Molekülabsorptionslinie zugeordnet werden.

können mit der Effective Medium Theory (EMT) beschrieben werden, die für 1D-Strukturen von [73] in 2. Ordnung entwickelt wurde. Hierbei sind unter 1D linienhafte Strukturen wie z.B. Rillen oder Nuten zu verstehen. Es zeigt sich, dass der Brechungsindex solcher Strukturen vom Füllfaktor und von ihrer Orientierung bezüglich der Polarisationsrichtung abhängt, womit 1D-Strukturen künstlich erzeugte, doppelbrechende Medien sind. Werden polarisationsunabhängige Strukturen benötigt, müssen 2D-Strukturen wie z.B. Quader oder Löcher im Substrat erzeugt werden.

7.3.5 1D-AR-Strukturen

Unter 1D-Strukturen sind Profile zu verstehen, die in eine Raumrichtung (z.B. die x -Komponente) mit der Tiefe z variieren und in der zweiten (y -Komponente) konstant bleiben, also Rillenstrukturen oder Nuten in der Oberfläche des Substrates (Abb. 7.6). Da diese Rillen eine Gitterstruktur bilden, müssen die charakteristi-

schen Längen im Subwellenlängenbereich liegen, damit sie nicht als Beugungsgitter wirken. Ist aufgrund der Dimensionen sichergestellt, dass ausschließlich die 0. Ordnung sowohl in Reflexion als auch in Transmission propagieren kann, lässt sich der resultierende Brechungsindex mit der EMT beschreiben. Die Gittergleichung liefert in diesem Fall eine obere Schranke für die Periodizität p der 1D-Struktur [70]:

$$\frac{p}{\lambda} \leq \frac{1}{\beta(n_1 + n_3)} \quad (7.3.6)$$

β ist eine Designkonstante, die angibt, um welchen Faktor p/λ kleiner ist als der kritische Wert $1/(n_1 + n_3)$. Wünschenswert ist eine Periodizität von $\lambda/10$, doch für hohe Frequenzen und Brechungsindizes ist aus fertigungstechnischen Gründen oft der Wert $\beta = 1$ zu wählen. Wird $\beta = 1$ gesetzt, ist eine genaue Untersuchung des Transmissionsverhaltens für Wellenlängen größer der Designwellenlänge nötig, da höhere Ordnungen im Substrat propagieren.

Da $p < \lambda$ ist, wirkt die Struktur nicht als Beugungsgitter, und die einlaufende Welle sieht einen resultierenden Brechungsindex, der entsprechend der 1. Ordnung EMT aus der Stetigkeitsbedingung der Tangential- bzw. Normalkomponenten des \vec{E} -Feldes bzw. der dielektrischen Verschiebung \vec{D} folgt [25]. Damit ist der Brechungsindex polarisationsabhängig und eine Funktion des Füllfaktors f . Der Füllfaktor wird von der Geometrie festgelegt und kann eine Funktion der Tiefe z sein. Die Brechungsindizes für 1D-AR-Strukturen in 1. Ordnung EMT (mit ' gekennzeichnet) folgen zu:

$$n(z)'_{E \perp p} = \sqrt{f(z)n_3^2 + (1-f(z))n_1^2} \quad (7.3.7)$$

$$n(z)'_{E \parallel p} = \sqrt{\frac{n_1^2 n_3^2}{f(z)n_1^2 + (1-f(z))n_3^2}} \quad (7.3.8)$$

Hierbei bezeichnen die Indizes $E \perp p$ und $E \parallel p$ die Orientierung des \vec{E} -Feldvektors bezüglich des Gittervektors \vec{p} , was einer einlaufenden TM-Mode bzw. TE-Mode entspricht. Diese Beschreibung versagt jedoch für Werte von $\beta \approx 1$, die für hohe Brechungsindizes und Frequenzen schnell erreicht sind. In diesem Fall liefert die 1. Ordnung EMT falsche Ergebnisse. [73] entwickelte einen Korrekturterm der 1. Ordnung und stellte die 2. Ordnung EMT für die Berechnung der Brechungsindizes von 1D-AR-Strukturen auf, die auch den Extremfall $\beta = 1$ beschreibt:

$$n(z)''_{E \perp p} = \left[(n(z)'_{E \perp p})^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{p}{\lambda} \right)^2 \pi^2 f^2 (1-f)^2 (n_1^2 - n_3^2)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7.3.9)$$

$$n(z)''_{E \parallel p} = \left[(n'_{E \parallel p})^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{p}{\lambda} \right)^2 \pi^2 f^2 (1-f)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_3^2} \right)^2 \right. \\ \left. \times (n'_{E \parallel p})^6 (n'_{E \perp p})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7.3.10)$$

Der Brechungsindex hängt weiterhin nur vom Füllfaktor ab, d.h. ist f als Funktion der Strukturtiefe z bekannt, kann jede 1D-Struktur beschrieben werden. Ferner ist festzuhalten, dass sich der Brechungsindex für eine TM- von dem für eine TE-Mode unterscheidet, die AR-Schicht ist doppelbrechend. Die Stärke der doppelbrechenden Wirkung ist durch die Differenz der Brechungsindizes in 2. Ordnung gegeben:

$$\Delta n(z) = n(z)''_{E \perp p} - n(z)''_{E \parallel p} \quad (7.3.11)$$

Die zugehörige Differenz der optischen Weglänge bestimmt den Phasenversatz zwischen ordentlichem und außerordentlichem Anteil nach Durchlaufen der 1D-AR-Schicht. Für eine einlaufende Welle der Wellenlänge λ folgt der Phasenversatz $\Delta\phi$ zu:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d \Delta n(z) dz \quad (7.3.12)$$

1D-AR Rechtecknuten

Als Beispiel einer 1D-AR-Schicht werden zunächst Rechtecknuten vorgestellt, deren Geometrie Abb. 7.6 zu entnehmen ist. Der Füllfaktor ist in diesem Fall $f =$

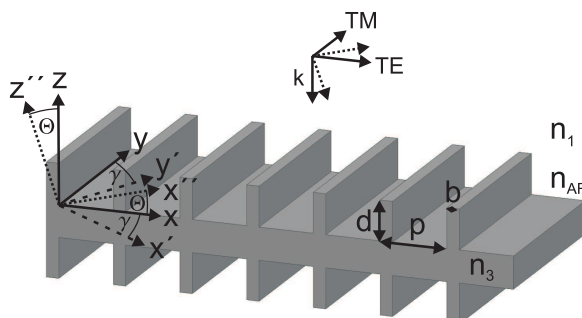


Abbildung 7.6: Geometrie von Rechtecknuten als Beispiel einer polarisationsabhängigen 1D-Antireflexstruktur. Die Periodizität ist mit p , die Nuttiefe mit d und die Stegbreite mit b bezeichnet. Die Struktur dient zur Impedanzanpassung zwischen dem Substrat mit dem Brechungsindex n_3 und dem umgebenden Medium (n_1). Die einlaufende Welle propagiert in k -Richtung, ist um die z -Achse um den Winkel γ rotiert und trifft unter dem Einfallswinkel von Θ auf die Struktur.

$b/p = \text{const.}$ und damit unabhängig von z . Folglich stellt eine Struktur aus 1D-AR-Rechtecknuten eine Schicht mit konstantem Brechungsindex n_{AR} dar, weshalb der Brechungsindex zu

$$n_{AR} = \sqrt{n_1 n_3} \equiv \text{Gl. 7.3.3} \quad (7.3.13)$$

gewählt werden muss. Wie sich die Brechungsindizes mit dem Füllfaktor f z.B. in Silizium ändern, ist Abb. 7.7 zu entnehmen. Die Schichtdicke d folgt aus dem für

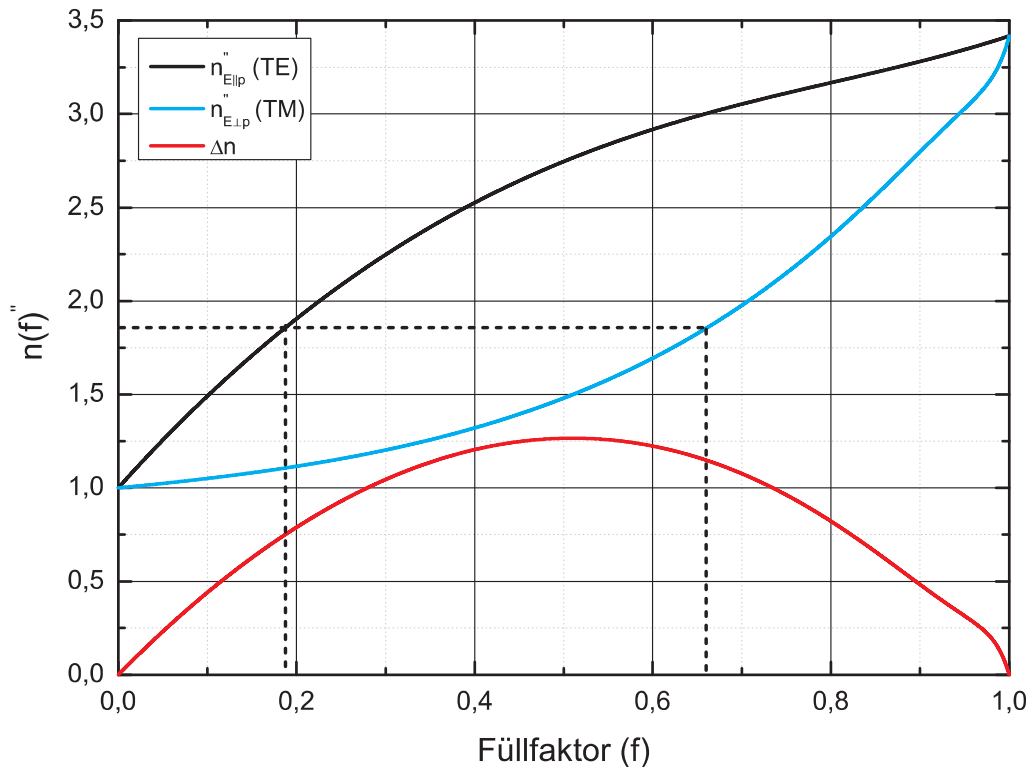


Abbildung 7.7: Beziehung zwischen dem Füllfaktor f und dem resultierenden Brechungsindex von 1D-AR-Rechtecknuten in Silizium mit $n = 3.4172$ für einlaufende TE- und TM-Moden. Gesucht sind die Füllfaktoren für die $n(f)'' = \sqrt{n} = 1.848$ beträgt. Δn bezeichnet die Stärke der doppelbrechenden Wirkung.

destruktive Interferenz erforderlichen Gangunterschied von $\lambda/2$ zu:

$$d = \frac{\lambda}{4\sqrt{n_1 n_3}} \equiv \text{Gl. 7.3.5} \quad (7.3.14)$$

mit dem Brechungsindex des umgebenden Mediums n_1 , in dem die einlaufende Welle die Wellenlänge λ aufweist, und dem Brechungsindex n_3 des Substrates.

Die maximale Phasendifferenz aufgrund der Doppelbrechung ist durch das zweimalige Passieren der 1D-AR-Schicht auf Vorder- und Rückseite des Fensters gegeben ($d' = 2d$):

$$\Delta\phi = \frac{\Delta n}{\sqrt{n_3}} \pi \quad (7.3.15)$$

Diese AR-Beschichtung ist für exakt eine Wellenlänge berechnet, wodurch die Bandbreite in der Transmission beschränkt ist. Verbesserungen lassen sich durch einen möglichst fließenden Übergang zwischen n_1 und n_3 realisieren. In der Umsetzung erfordert dies die Implementierung von i übereinanderliegenden 1D-AR-Schichten. Dann erhält man für $i \rightarrow \infty$ eine stetige Zunahme des Füllfaktors.

Aufgrund ihrer relativ einfachen Herstellbarkeit wird als Beispiel einer i -Stufen AR-Schicht eine 1D-AR-Dreiecknutenstruktur vorgestellt.

1D-AR Dreiecknuten

Als Beispiel einer optimierten 1D-AR-Struktur seien an dieser Stelle noch dreieckige Nuten (Abb. 7.8) aufgeführt, deren Füllfaktor ebenfalls nur eine Funktion der Tiefe ist:

$$f(z) = \frac{a}{p} + \frac{b-a}{p} \left(\frac{z}{d} \right) \quad (7.3.16)$$

Setzte man Gl. 7.3.16 in Gl. 7.3.7-7.3.10 ein, erhält man die 2. Ordnung EMT für 1D-AR-Dreiecknuten. Es kann o.B.d.A $b = p$ und $a = 0$ gewählt, oder die Dreiecke durch i Stufen approximiert werden, deren absolute Positionierung übereinander egal ist, da der Brechungsindex nur eine Funktion des Füllfaktors ist und somit die gewählte Geometrie oder die absolute Positionierung keinen Einfluss hat.

Die erforderliche Rillentiefe folgt aus der rekursiven Betrachtung des Reflexions-

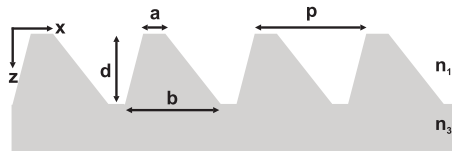


Abbildung 7.8: Geometrie von Dreiecknuten als Beispiel einer polarisationsabhängigen 1D-Antireflexstruktur (Querschnitt). Die Periodizität ist mit p , die Nuttiefe mit d , die obere Stegbreite mit a und die untere mit b bezeichnet. Die Struktur dient zur Impedanzanpassung zwischen dem Substrat mit dem Brechungsindex n_3 und dem umgebenden Medium (n_1).

koeffizienten über alle Grenzschichten der infinitesimal dünnen 1D-AR-Schichten [71]. Es zeigt sich, dass Entspiegelung für senkrechten Einfall bei einer optischen Weglänge von einem Vielfachen von $\lambda/2$ erreicht wird [70] und dass sich die Struktur tiefe für TE- von der für TM-Moden unterscheidet ($m \in \mathbb{N}$):

$$d_{E \perp p} = \left(\frac{3 n_3^2 - n_1^2}{2 n_3^3 - n_1^3} \right) \frac{m \lambda}{2}$$

$$d_{E \parallel p} = \left(\frac{1 n_3 + n_1}{2 n_3 n_1} \right) \frac{m \lambda}{2}$$

Ein Bandbreitenvergleich zwischen 1D-Rechteck- und 1D-Dreiecknuten ist Abb. 7.13 zu entnehmen.

2D-AR Quadrate

Der Vollständigkeit halber wird noch ein Beispiel für eine 2D-AR-Struktur angegeben. Unter 2D-AR-Strukturen sind Topologien zu verstehen, die in zwei Raumrichtungen (x, y) mit der Tiefe z variieren. Eine 2D-Struktur entsteht z.B. durch

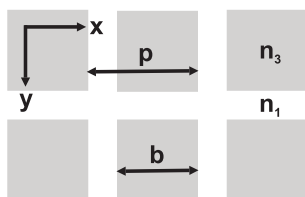


Abbildung 7.9: Geometrie einer Quadratstruktur als Beispiel einer polarisationsunabhängigen 2D Antireflexschicht (Draufsicht). Die Periodizität ist mit p und die Kantenlänge der Quadrate mit b bezeichnet. Die Struktur dient zur Impedanzanpassung zwischen dem Substrat mit dem Brechungsindex n_3 und dem umgebenden Medium (n_1).

die Überlagerung von zwei um 90° zueinander gedrehten Rechtecknutstrukturen. Die entstehende Oberfläche besteht aus Quadraten des Substrates (Abb. 7.9). Leider existiert aufgrund der Geometrie für solche Strukturen kein entsprechender EMT-Formalismus. Jedoch wurden verschiedene Näherungen für den Brechungsindex n_{AR} auf der Grundlage des 1D-EMT-Formalismus in 1. Ordnung [13] bzw. unter Zuhilfenahme von Ersatzschaltbildern [9] entwickelt. In [9] wird der Brechungsindex für Quadrate zu:

$$n_{AR} = \sqrt{(1-f) + \frac{fn_3^2}{(1-f)n_3^2 + f}} \quad (7.3.17)$$

angegeben. Aus Symmetriegründen wirken 2D-Strukturen für beide Polarisierungen gleich und sind damit nicht doppelbrechend. Da der Füllfaktor unabhängig von der Tiefe z ist, folgt die erforderliche Strukturtiefe aus Gl. 7.3.5.

2D-Strukturen sind bei unpolarisierter Strahlung einzusetzen, wohingegen aufgrund der doppelbrechenden Eigenschaft 1D-Strukturen im Falle von vollständig polarisiertem Licht zu bevorzugen sind. Detaillierte Untersuchungen von 2D-Strukturen können in [13, 71] und [9] nachgelesen werden.

7.3.6 Simulation von AR-Strukturen

Der Hohlleitermischer bedingt, dass nur eine Polarisation gemessen wird. Somit kamen für den 1.9 THz-Kanal nur 1D-AR-Strukturen in Betracht. Es wurde nach einer Möglichkeit gesucht, schnell und einfach das Transmissionsverhalten der unterschiedlichen AR-Strukturen simulieren zu können.

Rechtecknuten lassen sich sowohl mit Hilfe eines Transmissionline-Analogons untersuchen (verwendet wurde AWR Microwave Office) als auch mit dem Scatter-Programm von [64] simulieren. Der Scatter Fortran Code löst für ein geschichtetes Dielektrikum mit beidseitiger 1D-AR-Schicht numerisch die Maxwell-Gleichungen. Hierfür benötigt das Programm die Funktion des Füllfaktors und liefert die Transmission und Reflexion für einlaufenden TM- und TE-Moden, die um die Winkel Θ und γ rotiert sind (vgl. Abb. 7.6).

Dreiecknuten wurden ausschließlich mit Scatter simuliert, da eine Transmissionline nur dann ein korrektes Modell der AR-Struktur liefert, wenn $\beta < 1$ ist

für alle Wellenlängen im betrachteten Intervall, die einlaufende Welle senkrecht auf die Struktur trifft, es sich um eine reine TE- bzw. TM-Mode handelt und der Brechungsindex der AR-Schicht keine Funktion der Tiefe ist. Ist eine dieser Bedingungen wie im Fall von Dreiecknuten verletzt, müssen die Maxwell-Gleichungen gelöst werden. 2D-AR Quadrate wurden nur mit einer Transmissionline nachgebildet.

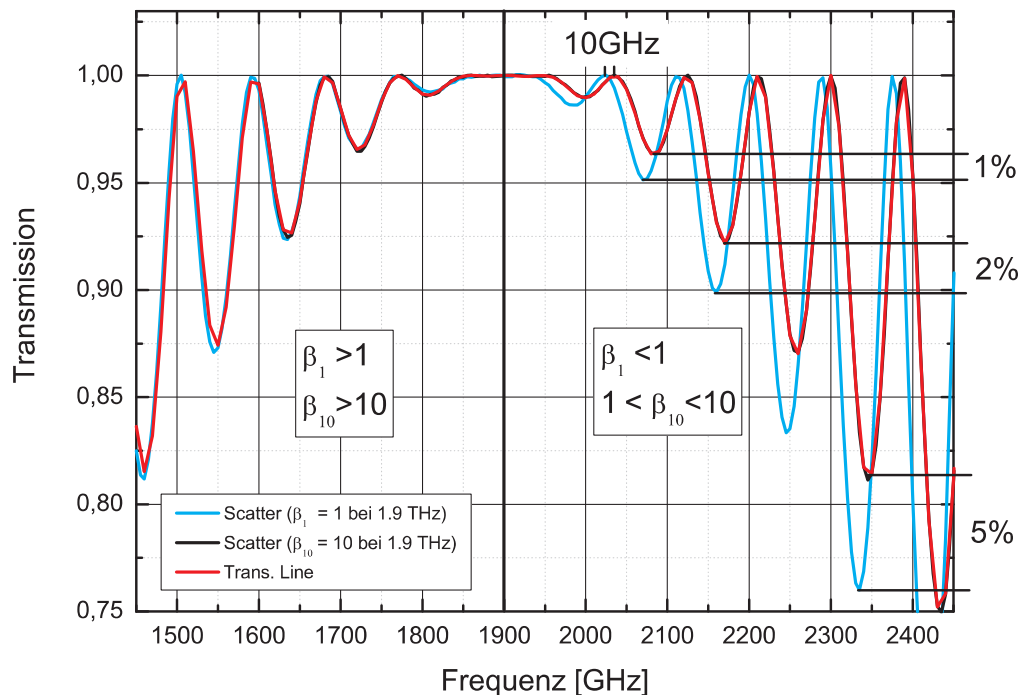


Abbildung 7.10: Simulierte Transmission eines Silizium-Fensters mit beidseitiger 1D-AR Rechtecknutbeschichtung. Es werden die Simulationsergebnisse des Transmissionline-Analogons (AWR Microwave Office) und des Scatter Programms [64] miteinander verglichen. Designfrequenz ist 1.9 THz ($\lambda = 158 \mu\text{m}$). Scatter-Simulation mit: $\beta_1 = 1$ bei 1.9 THz, d.h. $p = 35.5 \mu\text{m}$, $b = 6.5 \mu\text{m}$ und $d = 21 \mu\text{m}$ und $\beta_{10} = 10$ bei 1.9 THz, d.h. $p = 3.6 \mu\text{m}$, $b = 0.8 \mu\text{m}$ und $d = 21 \mu\text{m}$. Die Transmissionsdifferenz zwischen beiden Simulationsmethoden ist in Prozent angegeben. Das Transmissionline-Analogon liefert für große Strukturen ($\beta = 1$) innerhalb der 90% Transmission ein um maximal 2% (bei 2150 GHz) abweichendes Ergebnis, begleitet von einer Verschiebung der Transmissionsmaxima um 10 GHz.

Um die Güte der Transmissionline-Simulation für 1D-AR Rechtecknuten abschätzen zu können, wurden die Ergebnisse beider Methoden miteinander verglichen (Abb. 7.10). Der Vergleich beider Simulationismethoden für ein 1.9 THz Silizium-Fenster zeigt nur für Werte von $\beta < 1$ Abweichungen der Transmissionline von der Scattersimulation (Abb. 7.10). Die Ursache hierfür ist, dass bei Wahl von $\beta = 1$ für die Sollfrequenz von 1.9 THz ab Frequenzen > 1.9 THz höhere Ordnungen in der AR-Struktur propagieren können, die in der Transmissionlinesimulation im Gegensatz zum Scatter Code nicht berücksichtigen werden. Bei 2.075 THz ist β

auf den Wert ≈ 0.93 gesunken, was sich in der Transmission als 1% Fehler bemerkbar macht. Gleichzeitig erfolgt eine 10 GHz-Verschiebung der Transmissionsmaxima hin zu niedrigeren Frequenzen. Wird bei 1.9 THz $\beta = 10$ gewählt, liefern im untersuchten Frequenzintervall beide Simulationswerkzeuge identische Ergebnisse. Es bleibt festzuhalten, dass für typische Anwendungen (Rechtecknuten, TE/TM-Mode, senkrechter Einfall, $\beta \approx 1$) das Transmissionline-Analogon ausreichend gute Vorhersagen über das Transmissionsverhalten einer 1D-AR Rechtecknutenstruktur liefert.

Ein Vorteil des Scatter Programmes ist jedoch, dass die 1D-AR Struktur bezüglich des Wellenvektors k der einlaufenden Welle mit Hilfe zweier Rotationsfreiheitsgrade orientiert werden kann. Wird die Rillenstruktur unter einem Winkel Θ schräg beleuchtet, liefert die Simulation, dass dieser Freiheitsgrad selbst bei einem Winkel von 20° keinen signifikanten Einfluss auf das Transmissionsverhalten hat (Abb. 7.11). Die Untersuchung der Auswirkung kleiner Rotationswinkel γ um die Ausbreitungsrichtung auf die Transmission ergab, dass eine Fehlausrichtung von 5° zu nur ca. 3% Verlusten führt (Abb. 7.11).

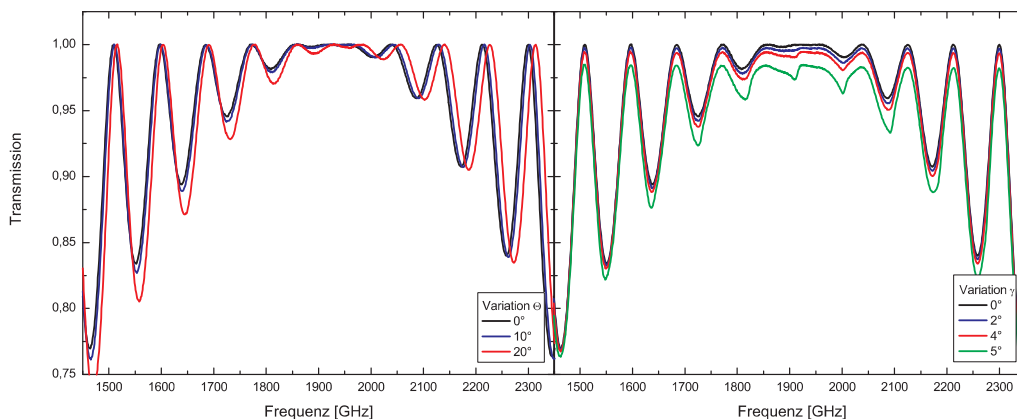


Abbildung 7.11: *Links:* Simulation der Transmission von 1D-AR Rechtecknuten in Silizium unter verschiedenen Einfallswinkeln Θ . *Rechts:* Simulation der Transmission von 1D-AR Rechtecknuten in Silizium für verschiedene Rotationswinkel γ der Struktur in Bezug zum Polarisationsvektor der einlaufenden Welle. Einführung der Winkel in Abb. 7.6. Scatter Simulationsdaten mit $\beta = 1$ bei 1.9 THz, d.h. $p = 35.5 \mu\text{m}$, $b = 6.5 \mu\text{m}$ und $d = 21 \mu\text{m}$.

Im Gegensatz dazu haben Fehler in der Strukturgeometrie einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Transmission. Im Fall von Silizium folgt nach Gl. 7.3.14, dass die Frequenz maximaler Transmission, bei einer Designfrequenz von 1.9 THz, um 94 GHz je μm Tiefenvariation verschoben wird. Und wie Abb. 7.12 entnommen werden kann, verschiebt sich mit Variation der Stegbreite b zum einen das Frequenzband maximaler Transmission und zum anderen geht die Impedanzanpassung verloren, da eine Änderung der Stegbreite eine Änderung des Füllfaktors und damit letztlich einen abweichenden Brechungsindex bedeutet. Neben einer zunehmenden Fehlanpassung führt dies über Gl. 7.3.14 gleichzeitig auch zu

einer Frequenzverschiebung des Transmissionsmaximums. Die Toleranzanalyse für die Stegbreite führte zu dem Ergebnis, dass in Silizium bei einer Frequenz von 1.9 THz eine Genauigkeit von $\pm 0.5 \mu\text{m}$ einzuhalten ist, bevor die Auswirkung der resultierenden Fehlanpassung zu groß wird.

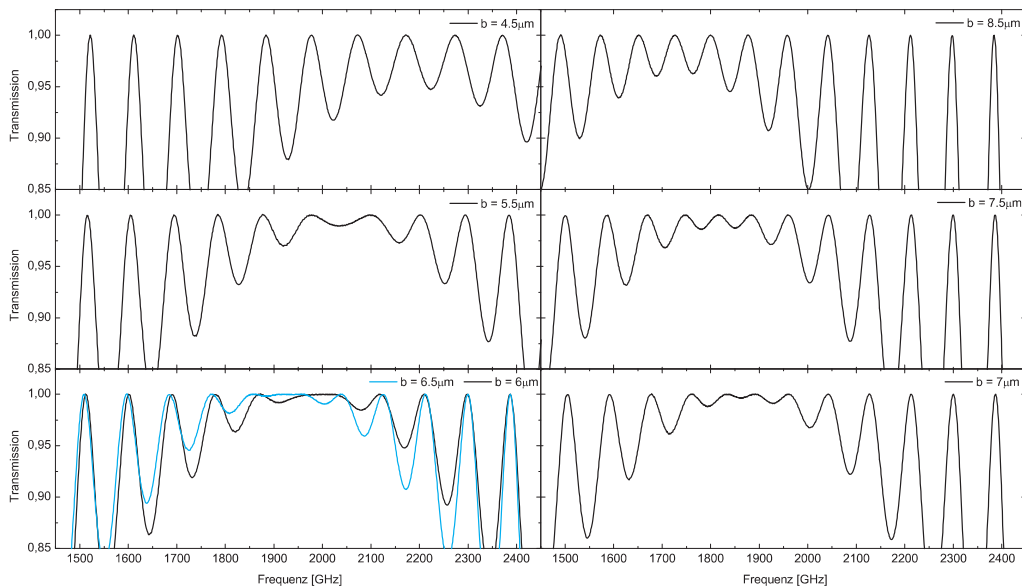


Abbildung 7.12: Simulation der Transmission von 1D-AR Rechtecknuten in Silizium bei Variation der Stegbreite b . Scatter Simulationsdaten mit $\beta = 1$ bei 1.9 THz, d.h. $p = 35.5 \mu\text{m}$, b wie in den Graphen angegeben und $d = 21 \mu\text{m}$. Blau: Transmission der idealen Geometrie mit $b = 6.5 \mu\text{m}$.

Als letztes wurden 1D-AR Dreiecknuten in HDPE simuliert. Wie Abb. 7.13 entnommen werden kann, ist es mit dreieckigen Strukturen möglich, die Impedanz über ein deutlich breiteres Band anzupassen, als es sich mit rechteckigen Rillen erreichen lässt, was am nun stetigen Übergang zwischen beiden Medien liegt. Ferner ist zu erkennen, dass für eine möglichst breitbandige Anpassung ein Substrat mit einem niedrigen Brechungsindex verwendet werden sollte, um die Reflektivität R klein zu halten.

AR-Strukturen können für Frequenzen bis zu einigen 100 GHz mit konventionellen Herstellungstechniken in z.B. HDPE problemlos gefertigt werden. Hin zu höheren Frequenzen wird die Bearbeitung zunehmend schwieriger, da die erforderlichen Subwellenlängenstrukturen nun in der Größenordnung weniger $10 \mu\text{m}$ liegen. Alternativ lassen sich solche Geometrien mit Hilfe von Mikrostrukturierungsverfahren herstellen. Als Beispiel sei die Oberflächenstrukturierung von Silizium mit Hilfe des Bosch-Prozesses [88] angeführt.

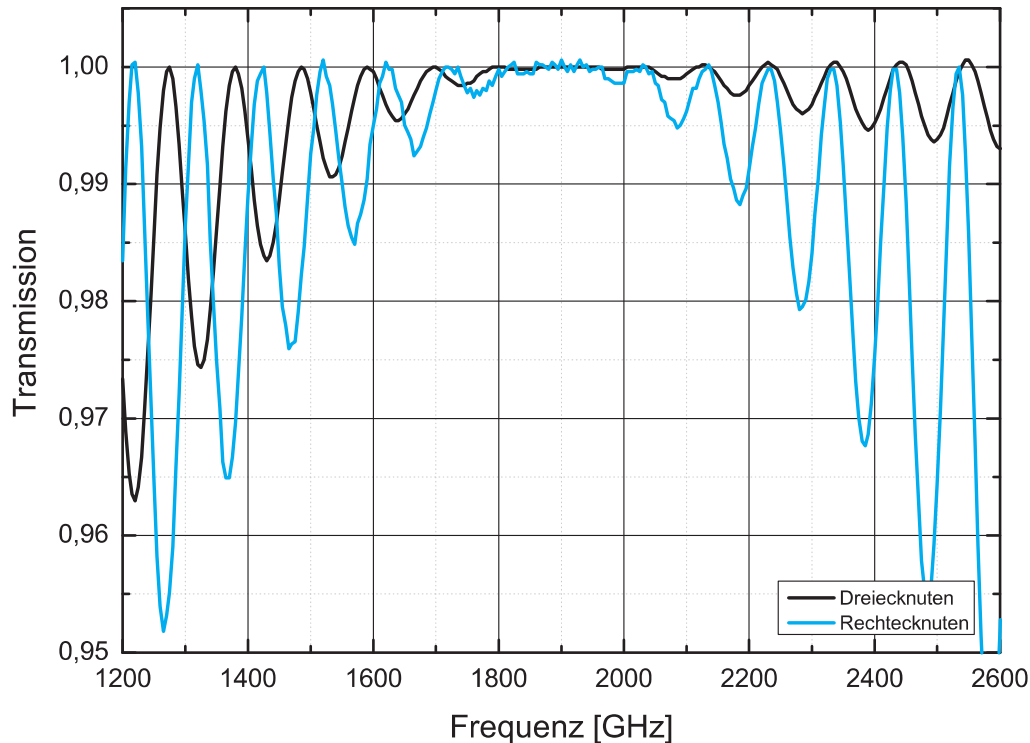


Abbildung 7.13: Simulation der Transmission einer beidseitig mit Rechteck- und einer mit Dreiecksnuten antireflexbeschichteten planparallelen Platte aus 1 mm HDPE ($n = 1.54$). Es wurde $\beta = 1$ bei 1.9 THz gewählt. Rechtecksnuten: $E_{\parallel p}$: $f = 0.357$, $d = 31.78 \mu\text{m}$, $p = 62.21 \mu\text{m}$ und $b = 22.18 \mu\text{m}$. Dreiecksnuten: $E_{\parallel p}$: $d = 65.15 \mu\text{m}$ und $p = 62.21 \mu\text{m}$.

7.3.7 Herstellung von AR-Strukturen

Der Betrieb von Hohlleitern macht die Implementierung von 1D-AR-Strukturen notwendig. Gewünscht sind auf Grund der guten Anpassung 1D-AR Dreiecksnuten in HDPE, weshalb eine Versuchsreihe zur Fertigung von Dreiecksnuten in HDPE durchgeführt wurde. Eine zerspannende Bearbeitung schied aus, da die AR-Strukturen für das weiche HDPE zu klein sind und die Strukturen beim Fräsen verschmieren bzw. direkt zerstört werden. Jedoch ist HDPE ein Thermoplast, weshalb versucht wurde, es bei ca. 140°C ³ heiß zu formen.

Zunächst wurde eine Negativform einer berechneten AR-Struktur in Messing auf der CNC-Fräsbank geschnitten, an der sich ein elektrischer Heizer und ein Digitalthermometer abringen ließ. Die Negativform und ein HDPE-Fensterrohling wurden auf eine CNC-Werkbank gespannt und der aufgeheizte Formstempel präzise in das HDPE gepresst. Die Einpresstiefe konnte bequem an der CNC-Fräsbank eingestellt werden. Nach Auskühlung wurden beide Teile separiert und ausgespannt. Die erzielten Ergebnisse waren jedoch höchst unbefriedigend. Unter dem Mikroskop war zu erkennen, dass die Rillen teils abgeplattet, nicht vorhanden oder ver-

³www.goodfellow.com

schmiert waren. Eine FTS-Messung ist in Abb. 7.5 wiedergegeben und lässt keine Veränderung zu einer planparallelen Platte aus unbehandeltem HDPE erkennen.

Gespräche mit dem Fraunhofer Institut für Produktionstechnologie⁴ führten zu dem Ergebnis, dass eine zerspanende Bearbeitung mit Diamantfräsern in Polymeren auf ihren Maschinen machbar, jedoch aufgrund der notwendigen Maschinenstandzeit und den erforderlichen Spezialwerkzeugen (Diamantfräser) sehr teuer ist. Das Angebot für die Fertigung von je zwei beidseitig strukturierten Fenster in HDPE und LDPE belief sich auf 25.600 €.

Da ein HDPE-Fenster damit nicht praktikabel erschien, wurde eine 1D-AR-Struktur in Silizium untersucht. Silizium besitzt zwar einen wesentlich höheren Brechungsindex, was die Bandbreite mit maximaler Transmission verringert, kann aber per Bosch-Prozess [88] hausintern bearbeitet werden.

7.3.8 Festigkeitsanalyse

Die Abschätzung der benötigten Fensterdicke t für einen gewünschten Aperturradius a bei gegebener Drucklast q kann für eine fest eingespannte Platte nach [93] berechnet werden zu:

$$t = \sqrt{\frac{3}{8} \frac{qa^2(1+\nu)}{\sigma_{max}}} \quad (7.3.18)$$

Hierbei ist ν die Poissonzahl, die das Verhältnis von Dicken- zu Längenänderung bei Einwirkung einer Kraft angibt und σ_{max} die maximal zulässige Zugspannung des verwendeten Materials. Es ist zu beachten, dass obige Gleichung nur dann Gültigkeit besitzt, wenn die maximale Auslenkung y in der Scheibenmitte nicht größer als $t/2$ ist. Die Auslenkung berechnet sich zu:

$$y = -\frac{3}{16} \frac{qa^4(1-\nu^2)}{Et^3} \quad (7.3.19)$$

Hierbei bezeichnet E das Elastizitätsmodul. Ist die Auslenkung größer als die halbe Plattendicke und wird damit der elastische Bereich verlassen (z.B. Mylarfolie), sind andere Gleichungen anzuwenden. Diese sind ebenfalls [93] zu entnehmen, werden hier aber nicht angeführt.

Entsprechend der Sicherheitsspezifikation beträgt $q = 3.5 \cdot 10^5$ Pa. Der Radius des Kryostatenfensters wurde zu $a = 12.5$ mm gewählt. ν und E sind für ausgewählte Materialien der Tabelle 7.2 zu entnehmen. Für ein Fenster aus Silizium folgt nach Gl. 7.3.18 eine erforderliche Dicke von $t = 380 \mu\text{m}$. Diesem Wert kann vertraut werden, da die Berechnung von y $176 \mu\text{m}$ ergab. Für die Herstellung des Fensters wurde ein 3-Zoll Siliziumwafer (3 kΩm) mit einer Dicke von $t = 527 \mu\text{m}$ verwendet, womit das Fenster Drucklasten von $q > 3.5 \cdot 10^5$ Pa standhalten sollte.

⁴www.ipt.fraunhofer.de

Tabelle 7.2: Mechanische Eigenschaften von ausgewählten Polymeren und Kristallen.

Material	E [10^9 N/m ²]	ν	σ_{max} [10^6 N/m ²]	Ref.
HDPE	0.5-1.2	0.46	15-40	a
PTFE	0.3-0.8	0.46	10-40	a
Mylar	2-4	0.37-0.44	190-260	a
Mylar	4.9MD/5.1TD ^e	-	200MD/240TD ^e	b
Hostaphan	40MD/55TD ^e	-	2800MD/1800TD ^e	c
Quarz	72-74	0.17	48	d
Silizium	155.8	0.2512	>180	[12]

^a Goodfellow ^b DuPont ^c Mitsubishi

^d General Electric Company & MolTech GmbH

^e MD Längsrichtung bzw. TD Querrichtung

7.3.9 Messungen

Das Ergebnis der Drucksimulation wurde mit Hilfe eines Drucktests verifiziert. Hierfür wurde ein 527 μm dickes Siliziumfenster wie im Kryostaten zwischen zwei O-Ringen gelagert und in einen Drucktester eingespannt, der an die Wasserleitung angeschlossen wurde. Auf diese Weise ließ sich mit Hilfe von Wasser ein Druck von $> 4 \cdot 10^5$ Pa auf den Siliziumwafer ausüben. Ein in den Drucktester integriertes Manometer ermöglichte die Bestimmung des aktuell herrschenden Druckes. Mit diesem Aufbau wurden Drucktests für freie Aperturen von 15-30 mm durchgeführt. Bei einer freien Apertur von 25 mm hielt die Siliziumscheibe dem erforderlichen Druck von $4 \cdot 10^5$ Pa stand. Erst bei einem Durchmesser von 30 mm und einem Druck von 3 bar zerbrach das Fenster.

Anschließend wurden die optischen Eigenschaften eines weiteren identischen Siliziumwafers (3 k Ωcm) im FTS bestimmt. Die Verwendung von hochohmigem Silizium ist notwendig, um die Absorption von FIR-Photonen an freien Ladungsträgern zu minimieren. Die Messdaten sind in Abb. 7.14 wiedergegeben. Die Waferdicke wurde mit einer Mikrometerschraube zu 527 μm bestimmt.

Anschließend wurde die FPI-Transmissionsfunktion an die Messdaten Gl. 7.3.2 angepasst. Die Rechnung lieferte einen Brechungsindex von $n = 3.4$ und einen Absorptionskoeffizienten von $\alpha = 12.6 \pm 4.4/\text{cm}$. Die Materialdicke wurde entsprechend der gemessenen 527 μm im Fit festgehalten.

Auf Grundlage dieser Daten sollte sich ein 1D-AR beschichtetes THz-Fenster mit einer Transmission von 98% herstellen lassen. Als 1D-AR-Struktur wurde Rechtecknuten gewählt, da Dreiecknuten mit dem Bosch-Prozess in Silizium nicht ohne weiteres fertigbar sind. Die Strukturgeometrie folgt mit $\beta = 1$ bei 1.9 THz zu $p = 35.5 \mu\text{m}$, $b = 6.5 \mu\text{m}$ und $d = 21 \mu\text{m}$. Die Mikrostrukturierung von Silizium per Bosch-Prozess stellt für die geforderten Subwellenlängenstrukturen eine einfache Fertigungsmethode dar und gewährleistet die notwendigen Fertigungs-

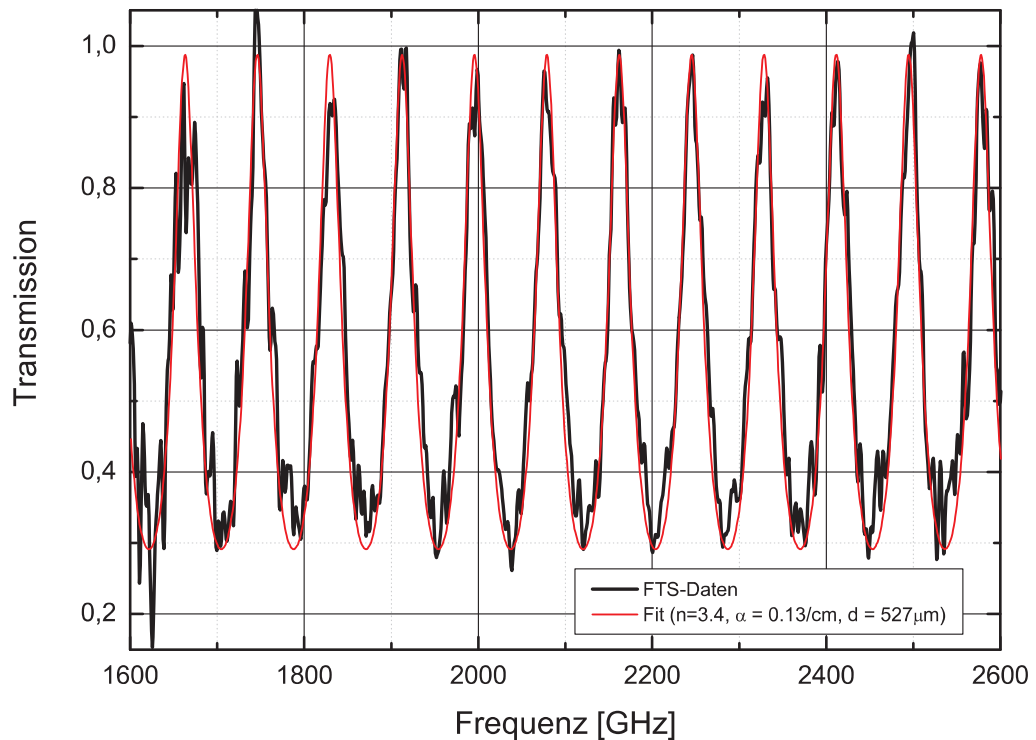


Abbildung 7.14: FTS-Daten und angepasste Transmission eines $3\ \text{k}\Omega\text{cm}$ Siliziumwafers der Dicke $527\ \mu\text{m}$.

toleranzen von $0.5\ \mu\text{m}$. Abb. 7.15 zeigt die FTS-Messdaten und eine zugehörige REM-Aufnahme des ersten im KOSMA Nanofab hergestellten THz-Fensters.

Wie man Abb. 7.15 entnehmen kann, wird bei 2.1 THz die höchste Transmission von besser 96% erreicht und die 90%-Bandbreite beträgt 542 GHz innerhalb des Frequenzintervalls von 1.836-2.378 THz. Die Verschiebung des Bandpasses um 168 GHz hin zu höheren Frequenzen ist zum einen Folge der tatsächlich geätzten Rillentiefe und zum anderen Resultat der erzeugten Stegbreite b . Wie unter dem Mikroskop bestimmt werden konnte, wurde anstatt der geforderten $21\ \mu\text{m}$ nur ca. $20\ \mu\text{m}$ tief geätzt. Mit $6\ \mu\text{m}$ fällt die Stegbreite etwas schmaler aus als berechnet und führt so zu einem geringeren Füllfaktor und damit zu einem etwas kleineren Brechungsindex n_{AR} als für eine perfekte Impedanzanpassung benötigt. Abweichungen von der Periodizität konnten unter dem Mikroskop nicht festgestellt werden. In Abb. 7.15 ist die zugehörige Scatter-Simulation eingezeichnet und liefert mit einem empirisch ermittelten Wert für α von nun $0.5/\text{cm}$ eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten. Auftretende Variationen im 90%-Bandpass lassen sich jedoch nicht mit der Simulation erklären. Hier sind Abweichungen der Messdaten von der Simulation von bis zu 4% festzustellen. Eventuell treten in der Geometrie größere Fehler als angenommen auf und sind für beide 1D-AR-Seiten unterschiedlich. Dies könnte zu einer weiteren Verschlechterung der Anpassung

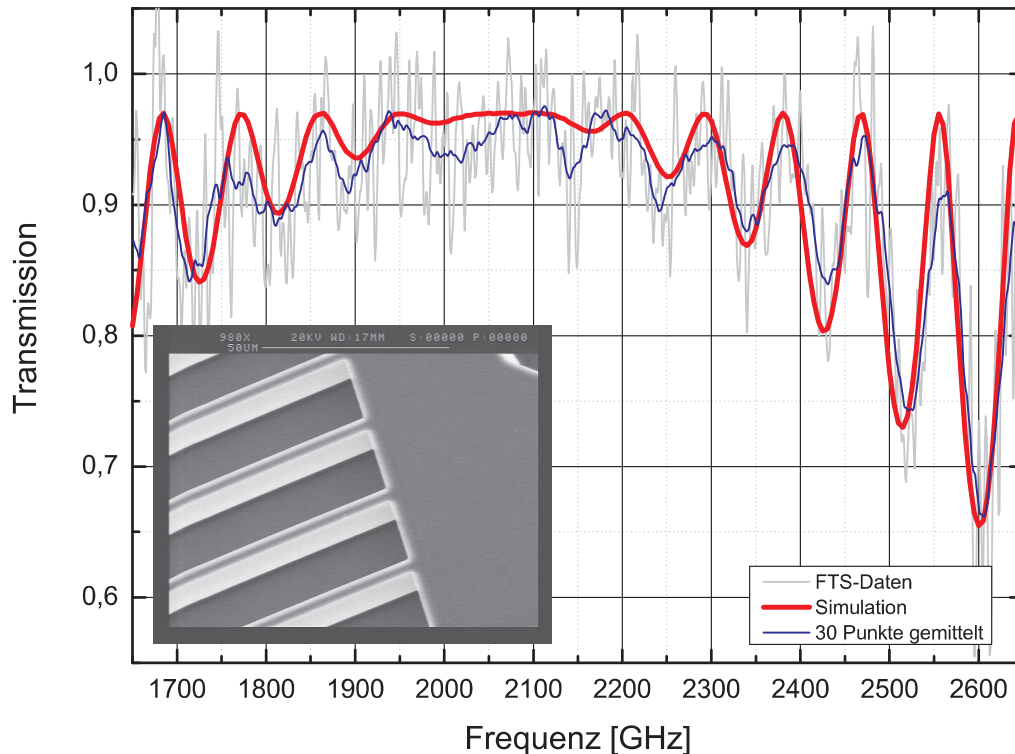


Abbildung 7.15: FTS Messdaten eines mit 1D-AR Rechtecknuten strukturierten Siliziumfensters für THz-Frequenzen. Die Messdaten sind zusätzlich über 30 Nachbarpunkte gemittelt eingezeichnet. Die Scatter-Simulation erfolgte mit $p = 35.5 \mu\text{m}$, $b = 6 \mu\text{m}$ und $d = 20 \mu\text{m}$. Das CCD-Bild zeigt eine zugehörige REM-Aufnahme mit 980-facher Vergrößerung. Die Struktur wurde im KOSMA Nanofab gefertigt.

führen und damit die Variation erklären. Schließlich ist die Bestimmung der Rillentiefe über die Fokusbestimmung mit dem Mikroskop recht schwierig und daher fehlerbehaftet.

Die Theorie über 1D-AR Rechtecknuten angewendet auf Silizium liefert eine exzellente Übereinstimmung mit experimentell gewonnenen Daten. Direkt im ersten Versuch konnte ein AR-Fenster mit einer Transmission von $>96\%$ für 2.1 THz hergestellt werden. Sind alle Ätzparameter hinreichend genau bestimmt, kann auf einfache Weise für jede Frequenz, für die Silizium transparent ist, ein breitbandiges Fenster mit hoher Transmission erzeugt werden. Dabei sollten auf Grund der Fertigungstoleranzen Fenster bis zu ≈ 4 THz machbar sein. Für den THz-Bereich existieren zur Zeit keine besseren Fenster als AR-Siliziumfenster.

7.3.10 Doppelbrechung

Die doppelbrechende Eigenschaft von 1D-AR-Strukturen kann für die Erzeugung eines Phasenversatzes zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl ge-

nutzt werden. Der resultierende Phasenversatz $\Delta\phi$ ist eine Funktion der optischen Weglängendifferenz, die aus der 1D-AR-Strukturtiefe folgt. Bei einer Orientierung des doppelbrechenden Mediums unter 45° zur einfallenden Polarisationsrichtung wird im Allgemeinen aus einer linear eine elliptisch polarisierte Welle. Lässt sich ein Phasenversatz von $\pi/2$ einstellen, wirkt die 1D-AR-Struktur als $\lambda/4$ -Plättchen und man erhält zirkular polarisiertes Licht.

Phasenschieber werden in quasioptischen Systemen zur Unterdrückung von Stehwellen eingesetzt. Die Dämpfung der reflektierten Leistungsanteile berechnet sich zu $\cos^2(\Delta\phi)$. Demzufolge wird bei $\Delta\phi = \pi/2$ maximale Abschwächung erreicht.

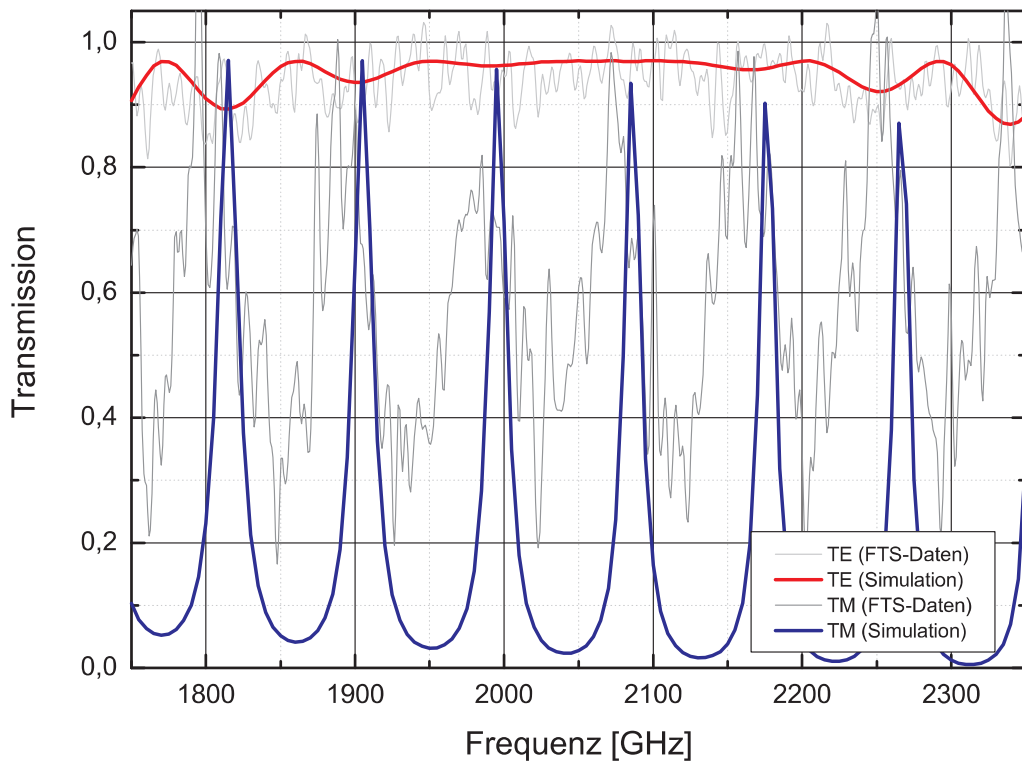


Abbildung 7.16: FTS-Messdaten für eine einlaufende TE- und TM-Mode auf ein 1D-AR-strukturiertes Siliziumfenster (Rechtecknuten). Zusätzlich sind die Ergebnisse der Scatter-Simulation dem Graphen hinzugefügt ($p = 35.5 \mu\text{m}$, $b = 6 \mu\text{m}$ und $d = 20 \mu\text{m}$).

Im Fall von 1D-AR Rechtecknuten in Silizium folgt nach Gl. 7.3.15 ein Phasenversatz von 0.4π für TE-Moden und 0.62π für TM-Moden. Kommt Germanium zur Anwendung, ist aufgrund des höheren Brechungsindex ein etwas größerer Phasenversatz von 0.44π für z.B. eine TE-Mode erreichbar. Daraus folgt für Silizium bei 1.9 THz rechnerisch eine Dämpfung von 9.6 dB. Mit einer strukturierten Germaniumscheibe lassen sich Stehwellen theoretisch sogar um ca. 15 dB abschwächen. Es sei allerdings darauf hingewiesen, dass es nicht möglich ist, mit einer 1D-AR-Schicht gleichzeitig die Impedanzen für beide Polarisationsrichtungen anzupas-

sen. Dies hat zur Konsequenz, dass das nutzbare Frequenzband sehr schmalbandig ausfällt und extrem von den Schichtdicken und ihren zugehörigen Brechungsindizes abhängt. In Abb. 7.16 sind Mess- und Simulationsdaten des THz-Fensters für beide Polarisierungen abgebildet. Die starke Abweichung zwischen gemessenen und simulierten Daten für eine einlaufende TM-Mode bedürfte weiterer Analysen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgenommen wurden. Jedoch verdeutlichen die simulierten Daten die erwartete Schmalbandigkeit des Bereiches, in dem die Doppelbrechung nutzbar ist. Bei 1.905 THz beträgt das Frequenzband ca. 1.5 GHz.

7.4 Infrarot-Filter

Der Einsatz eines Infrarotfilters (IR-Filter) ist aus zwei Gründen unablässig. Zum einen lässt sich mit einem IR-Filter die 300 K-Strahlungsleistung des Kryostatenfensters auf die LHe-Kühlstufe signifikant reduzieren. Das bewirkt eine Verlängerung der Kryostatenhaltezeit. Zum anderen ist zu bedenken, dass ein Teleskop die gesamte eintreffende Strahlung auf den Mischer abbildet - damit auch das thermische Infrarot der Atmosphäre und des Teleskops. Hinzu kommt die IR-Emission der Optik. Die Energiedichte in der Nähe des Fokusses reicht aus, das supraleitende HEB signifikant (einige K) zu erwärmen und damit über weite Bereiche in den normalleitenden Zustand zu überführen. Die Empfindlichkeit nimmt ab und im Extremfall bricht die Supraleitung vollständig zusammen und das HEB arbeitet nicht mehr als Mischer. Um eine Erhöhung der Rauschtemperatur entgegenzuwirken, muss das thermische IR aus dem Strahlengang entfernt werden. Es wird ein IR-Filter benötigt, dessen Eigenemission durch thermische Ankopplung an die LN₂-Stufe auf 77 K reduziert wird. Die Anforderungen an einen IR-Filter sind damit definiert. Neben einer effizienten Filterung des thermischen IRs aus dem Strahlengang muss gleichzeitig eine hohe Transparenz im Beobachtungsfrequenzband gegeben sein.

7.4.1 Transmission im thermischen IR

Die thermische IR-Strahlung kann entweder mit Hilfe von Streufiltern oder mit absorbierenden Materialien reduziert werden. Streufilter nutzen den Effekt, dass kurzwellige Strahlung der Wellenlänge λ an Streuzentren mit der charakteristischen Größe $a \leq \lambda$ isotrop gestreut werden, wohingegen das langwelligere RF-Signal diese ungehindert passieren kann. Im Gegensatz dazu nehmen absorbierende Materialien die eintreffende Energie des gewünschten Spektralbereiches auf, weshalb Absorber thermisch an ein Wärmebad gekoppelt werden, um ihre Erwärmung zu verhindern.

[8, 6, 7] und [45] haben das Transmissionsverhalten verschiedener Materialien im IR untersucht. Ergebnis ihrer Messungen ist, dass Teflon im Bereich 8-20 μm relativ gut absorbiert, dass jedoch im Intervall 10-20 μm mehrere Transmissionsfenster liegen. Diese Transmissionseigenschaft weisen aus kleinen PTFE-Kugeln

gesinterte Folien, so genanntes G-Zitex, nicht mehr auf. Durch den Sinterungsprozess entstehen zwischen den PTFE-Kugeln kleine Hohlräume, an denen das thermische IR diffus gestreut wird. G-Zitex gibt es in unterschiedlichen Folienstärken und mit verschiedenen Porengrößen. Eigene FTS-Messungen für Teflon, verschiedene Zitex Typen sowie z-cut Quarz als Beispiel für ein gutes Absorbermaterial, sind in Abb. 7.17 dargestellt. Silizium und Germanium wurden nicht untersucht, da beide Materialien im Wellenlängenbereich von 1-20 μm nahezu transparent sind⁵.

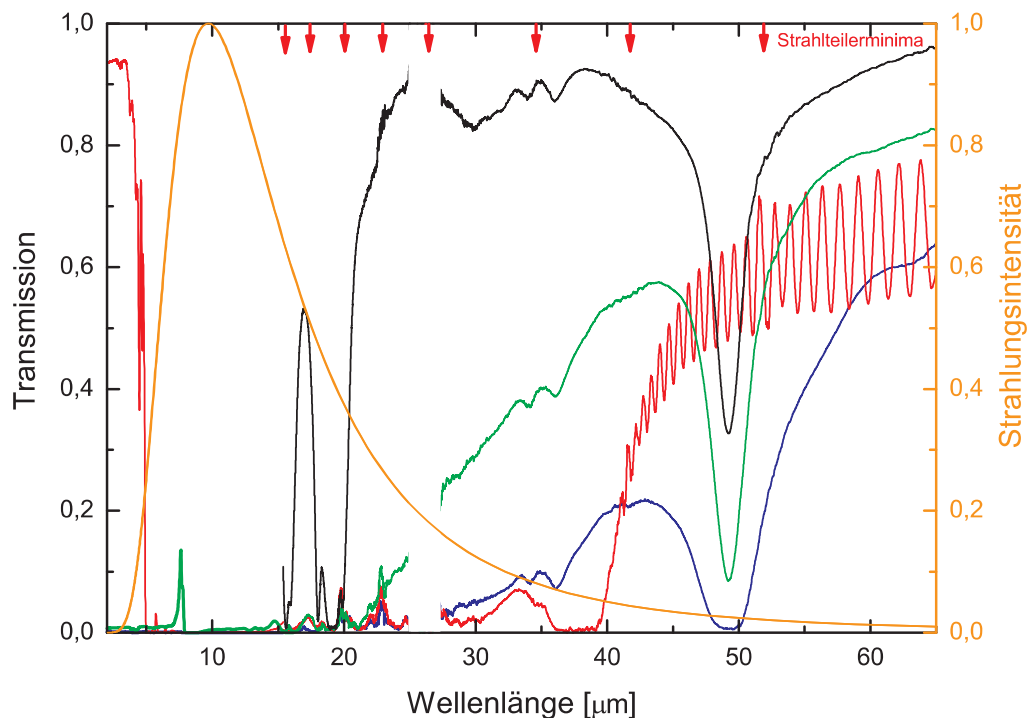


Abbildung 7.17: FTS-Messdaten verschiedener IR-blockender Materialien im Wellenlängenbereich des thermischen Infrarotes. *Schwarz:* Teflonfolie (25 μm) vermessen von 15-65 μm . *Grün:* Zitex G104 (eine Lage). *Blau:* Zitex G108 (zwei Lagen). *Rot:* z-cut Quarz (500 μm) und *orange:* Strahlungsintensität nach Planck bei 300 K. Die Daten beruhen jeweils auf zwei FTS-Messreihen, die mit unterschiedlichen Quellen und Detektoren gewonnen wurden. Sie schließen bei einer Wellenlänge von 15 μm aneinander an. Im Wellenlängenbereich 25-27 μm wird dem Detektor keine Strahlungsleistung zugeführt, womit die Daten in diesem Bereich keine Aussagekraft besitzen und daher ausgeblendet wurden.

In Übereinstimmung mit [7] konnte ein Transmissionsfenster von Teflon im Wellenlängenbereich 15-20 μm und eine Molekülabsorptionslinie bei $\approx 49 \mu\text{m}$ nachgewiesen werden. Die Messergebnisse von Zitex stimmen ebenfalls mit Literaturwerten überein [8, 7]. Dabei geht die Transmission von zwei Lagen Zitex G108 ungefähr aus dem Quadrat der Transmission einer Lage Zitex G104 hervor, womit beide Folien das IR nahezu gleich gut unterdrücken. Der IR-absorbierende Wel-

⁵vgl. z.B. www.almazoptics.com

lenlängenbereich von z-cut Quarz erstreckt sich über das Intervall von 5-39 μm . Dort liegt die IR-Transmission deutlich unterhalb der für zwei Lagen Zitex G108. Allerdings ist Quarz für Wellenlängen außerhalb des Intervalls transparent.

Für die vollständige Charakterisierung der IR-blockenden Eigenschaft ist es daher notwendig, die Filtereffizienz zu bestimmen, die den Anteil der transmittierten IR-Strahlung angibt. Sie wurde aus dem Verhältnis der integrierten Strahlungsintensitäten mit und ohne IR-Filter gewonnen. Bei der Berechnung wurden FTS-Strahlteiler-Dominierte Bereiche durch interpolierte Werte ersetzt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.3 angegeben. Mit zwei Lagen Zitex G108 lässt sich das

Tabelle 7.3: Technische Daten verschiedener IR-Filtermaterialien.

Material	Lagen	Dicke [μm]	Porengröße [μm]	Transmission		
				IR	1.9 THz	2.6 THz
G104	1	100	5-6	7.5%	95	93
G108	2	200	3-4	2.3%	93	93
z-cut Quarz	—	500	—	3.8%	93	95

IR um 97.7% und damit stärker als mit 500 μm Quartz (96.2%) reduzieren. Ein Erfahrungswert der HIFI-FM-Tests ist, dass im Allgemeinen eine Lage Zitex G108 das thermische IR nicht ausreichend filtert. Das bedeutet, beim Einsatz von HEBs als Mischerelemente müssen deutlich mehr als 93.5% (1 Lage Zitex G108 \approx 1 Lage Zitex G104) des IRs aus dem Strahlengang entfernt werden. Damit wären bei Verwendung von Zitex G104 ebenfalls zwei Lagen erforderlich.

7.4.2 Transmission im RF-Band

In Abb. 7.18 sind FTS-Messdaten im Frequenzbereich von 1.6-2.6 THz der zuvor untersuchten IR-Filter gezeigt. Entsprechend der FPI-Theorie weisen alle drei Messungen ein resonantes Transmissionsverhalten auf. Die zugehörigen Fit-Ergebnisse sind in Tabelle 7.4 zusammengefasst und die resultierenden Fit-Funktionen in Abb. 7.18 eingezeichnet.

Tabelle 7.4: Gemessene Brechungsindizes und Absorptionskoeffizienten von Zitex und Quarz im Frequenzintervall von 1.6-2.6 THz.

Material	n	α [1/m]	d [mm]
G104	1.22 ± 0.01	277.7 ± 0.9	0.11 (0.12) ^a
G108	1.37 ± 0.17	409.8 ± 5.2	0.17 (0.19) ^a
z-cut Quarz	1.99 ± 0.01	62.4 ± 3.1	0.55 (0.53) ^a

^a Geklammerte Werte wurden mit einer Mikrometerschraube gemessen

Bei 1.9 THz ist eine Lage Zitex G104 mit einer Transmission von 95% geringfügig transparenter als zwei Lagen Zitex G108 bzw. Quarz mit jeweils 93%. Da

jedoch für eine ausreichende IR-Reduktion zwei Lagen Zitex G104 benötigt werden, sinkt die Transmission auf 90% ab. Im Bereich von 2.6 THz ist Quarz mit 95% etwas transparenter als die IR-Filter aus Zitexfolien (jeweils 93%). Wobei auch hier wieder gilt, zwei Lagen Zitex G104 würden theoretisch nur eine Transmission von ca. 86% im Beobachtungsfrequenzband ermöglichen.

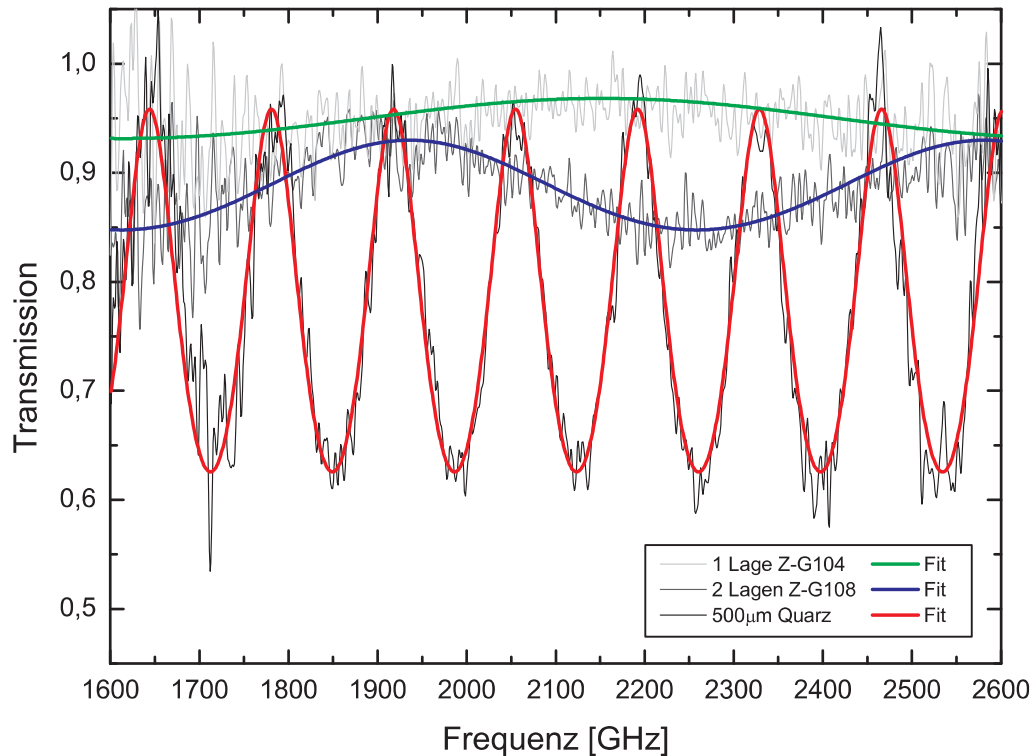


Abbildung 7.18: FTS-Daten verschiedener IR-Filtermaterialien im Beobachtungsfrequenzband des 1.9 THz- und des 2.6 THz-Kanals. Zitex G104 wurde im Gegensatz zu Zitex G108 nur einlagig vermessen.

7.4.3 Aufbau

Ideal scheint damit ein IR-Filter aus 500 µm z-cut Quarz zu sein, da er eine hohe Transparenz im RF-Band mit einer ausreichenden Absorption des thermischen IRs verbindet (Tabelle 7.3). Aufgrund der Planparallelität und des hohen Brechungsindex der Quarzscheibe sind jedoch Transmissionsresonanzen mit einem hohen Kontrastverhältnis zu beobachten. Für breitbandige Anwendungen müsste der Quarzfilter daher AR-Beschichtet werden. Die Fertigung mit dem Bosch-Prozess ist bei Ätzraten von nur 100 nm/min und benötigten Ätztiefen von 28 µm nicht praktikabel. Alternativ können die Strukturen mit einer Wafersäge gesägt werden⁶. Aufgrund der benötigten Maschinenzeit und der geforderten Toleranzen

⁶Agate Products Ltd, Chessington, Surrey, Großbritannien

ist ihre Herstellung jedoch inpraktikabel. Aus diesem Grund kann Quarz nur äußerst schmalbandig durch geschickte Wahl der Fensterdicke an die RF-Frequenz angepasst werden. Daher wurde der IR-Filter alternativ aus zwei Lagen Zitex G108 aufgebaut. Für die 1.9 THz- und 2.6 THz-Kanäle ist damit die optimalste Lösung gefunden, da eine hohe 90%-RF-Bandbreite (1800-2050 GHz bzw. 2450-2700 GHz) mit der stärksten IR-Filterung von 97.7% verbunden wird.

Bei Einsatz eines Streufilters ist jedoch zu beachten, dass die diffuse Streuung einem Teil des thermischen IRs ermöglicht, den Streufilter zu passieren, wodurch sich die thermische Last auf die LHe-Kühlstufe nicht vollständig reduzieren lässt. Für eine Maximierung der Haltezeit sollte die Streustrahlung mit Hilfe von gekühlten Streulichtblenden, wie aus der Photometrie bekannt [48], terminiert werden. Leider reicht der verfügbare Platz zwischen LN₂- und LHe-Strahlungsschild im GREAT-Kryostaten nicht aus, eine sinnvolle Anzahl an Blenden entlang der Strahlachse anzuordnen. Alternativ wurde der IR-Filter so aufgebaut, dass beide Zitex G108 Lagen durch einen keilförmigen HDPE-Ring untereinander thermisch isoliert aber an die 77 K-Stufe angekoppelt sind. Auf diese Weise lässt sich zumindest die Temperatur und damit die Eigenemission der LHe-Schild zugewandten Folie absenken. Zusätzlich verhindert die Neigung von 3° das Entstehen von Stehwellen am IR-Filter.

7.5 Kalte Optik

Mit der kalten Optik wird der von der Optikplatte kommende Strahl und der Strahl der Mischerhornantenne aneinander angepasst. Bei der Auslegung der Optik mussten sowohl mechanische als auch optische Randbedingungen eingehalten werden. Das Kryostatenfenster sollte eine kleine Apertur aufweisen, um die in den Kryostaten eingetragene Wärme niedrig zu halten und damit die Haltezeit zu erhöhen. Der Mischer sollte nach Möglichkeit direkt auf der LHe-Kaltfläche angebracht werden. So lässt sich die bestmögliche thermische Ankopplung an die 4 K-Kühlstufe und damit der minimalste Temperaturgradient erzielen. Eine niedrige Temperatur des Mixers ist notwendig für eine hohe Empfindlichkeit. Für eine verlustarme optische Abbildung galt es wieder große Brennweiten, kleine Reflexionswinkel und die optimale Spiegelanordnung zu wählen. Die letztlich gewählte Geometrie ist in Abb. 7.19 dargestellt.

Der Versuch, mit einem einzigen Spiegel (dem warmen Dewarspiegel auf der optischen Bank) den Teleskopstrahl und den Strahl der Mischerhornantenne aneinander anzupassen, ist wegen der großen Strahldivergenz von 11° des von der Mischerhornantenne abgestrahlten Strahls nicht möglich. Der Mischer wäre hierbei aufgrund der nötigen kurzen Brennweite außerhalb des LHe-Strahlungsschildes anzubringen.

Eine Kombination aus zwei Spiegeln, dem warmen Dewarspiegel und einem weiteren innerhalb des Kryostaten, hat den Nachteil, dass für große Brennweiten

des Dewarspiegels das Kryostatenfensters sehr groß wird und damit die eingetragene Energie stark ansteigt. Für kleine Fensteraperturen müssen kürzere Brennweiten gewählt werden. Dies führt jedoch dazu, dass der Abstand zwischen Mischer und He-Kaltfläche zunimmt und dies die thermische Ankopplung des Mixers erschwert. Hinzu kommt, dass aufgrund der Fensterlage neben der Symmetrieachse des Kryostaten und der daraus resultierenden Nähe der Strahlachse zum He-Strahlungsschild, mit zwei Spiegeln keine optimale z - bzw. u -Faltung des Strahlenganges möglich ist. Hierdurch kommt es zu deutlichen Abbildungsverlusten ($\approx 5\%$).

Erst eine Kombination aus drei aktiven Spiegeln und einem Planspiegel stellt eine ausreichende Anzahl an Freiheitsgraden zur Verfügung, um ein kleines Kryostatenfenster mit der idealen Spiegelanordnung und einem auf der 4 K-Kaltfläche befestigten Mischer verbinden zu können. Den gewählten Strahlengang zeigt Abb. 7.19, wobei die kalte Optik nur zwei der drei abbildenden und den Planspiegel umfasst.

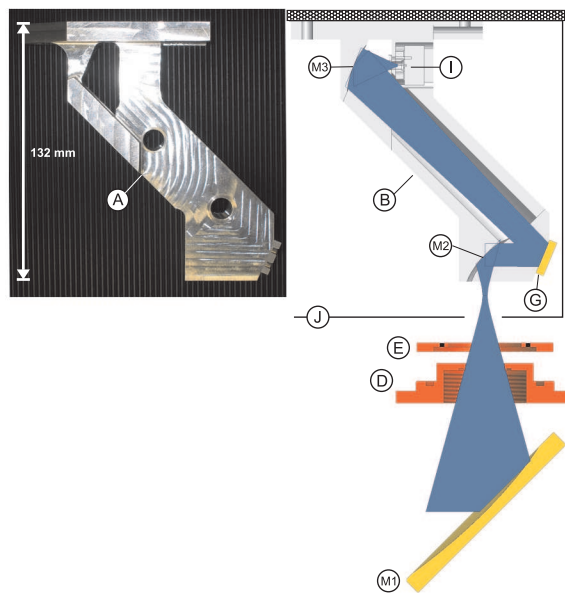


Abbildung 7.19: (A) CCD-Bild der kalten Optik für den 1.9 THz-Kanal, (B) CAD-Schnittansicht. (M1) Ellipsoidspiegel unterhalb des Kryostaten (ist kein Bestandteil der kalten Optik, wird aber für die richtige Spiegelanordnung benötigt), (D) Fensterflansch, (E) IR-Filterhalter, (M2) und (M3) Ellipsoidspiegel, (C) Planspiegel, (I) Mischerblock mit Hornklammer und smooth-walled spline-profil Hornantenne und (J) das Helium-Strahlungsschild. Die 1.9 THz $5w$ -Strahlkontur ist in dunkelblau dargestellt. Beachte: Spiegel (M1) und (M2) falten den Strahlengang z -förmig. Ebenso Spiegel (M2) und (M3) in Kombination mit Planspiegel (C).

Die gewählte Lösung besteht aus drei Ellipsoidspiegeln. Ellipsoidspiegel bilden reelle Phasenzentren auf reelle ab, womit für eine Minimierung der Abbildungsverluste eine z -förmig Anordnung erforderlich war. Die innerhalb des vorgegebenen Parameterraumes iterierte Optik ist in Abb. 7.19 dargestellt und die zugehörigen

Spiegelparameter sind in Tabelle 7.5 zusammengefasst. Die UFO-Simulation ergab einen Abbildungsverlust von nur 0.2% (vgl. Kapitel 8), womit eine ideale Lösung aufgefunden wurde.

Tabelle 7.5: Spiegelparameter der kalten Optik des 1.9 THz-GREAT-Kanals.

Spiegel	Typ	f [mm]	d_1 [mm]	w_1 [mm]	d_2 [mm]	w_2 [mm]	Reflex [°]
M1 ^a	Ellipsoid	92.947	583.942	2.51	109.467	0.460	90°
M2	Ellipsoid	21.412	20.556	0.460	0.100	2.294	90°
G	Planspiegel	—	—	—	—	—	45°
M3	Ellipsoid	20.331	165.188	2.294	22.206	0.261	45°

^aKein Bestandteil der kalten Optik, wird jedoch für die optimale Anordnung der Spiegel und die Simulation der Verluste benötigt.

7.5.1 Aufbau

Die kalte Optik wurde vollständig monolithisch aufgebaut, um die exakte Positionierung der Spiegel zueinander zu gewährleisten. Im Fall des Mischerblocks wurde entschieden, diesen mit Hilfe einer Anschlagfläche und zweier Passstifte im Monolithen zu positionieren. Denn die Betrachtung des Kopplungsintegrals an der Position der Mischerwaist zeigte, dass ein axialer und ein lateraler Versatz resultierend aus der Passstifttoleranz zu Verlusten $< 0.5\%$ führt und damit als unkritisch betrachtet werden kann. Dagegen ist ein Winkelfehler in der Strahlenausbreitungsrichtung nicht zu vernachlässigen (1% Verlust bei 1° und 1.9 THz). Daher wurde die Hornantenne mit einer abgedrehten Vorderfläche spezifiziert, die als Anschlagfläche dient und auf Grund des Fertigungsverfahrens (Elektroformung und nachfolgendes Abdrehen) senkrecht zur Strahlachse steht (s. Abb. 7.20). Ferner wird die Strahlachse mit dieser Herstellungsmethode zur Koinzidenz mit der Mittelachse des Hornaußendurchmessers gebracht. Presst man die so gefertigte Hornantenne und zwei Passstifte in eine Hornklammer ein und verschraubt diese anschließend mit dem Mischerblock [60], kann das Ensemble aus Hornantenne, Hornklammer und Mischerblock mit Hilfe der Passstifte und der Anschlagfläche akkurat in der kalten Optik positioniert werden.

Der Optikmonolith wurde aus der Aluminium-Knetlegierung AL6061 gefertigt, da sich die Legierung sehr gut bearbeiten lässt, nach der Bearbeitung glatte Oberflächen aufweist und korrosionsbeständig ist [22]. Dies sind Gründe, weshalb die Legierung auch in der Luft- und Raumfahrtindustrie zum Einsatz (z.B. Flugzeugbau, Hubble Space Telescope) kommt. Das Material wurde T6 wärmebehandelt bezogen, um mechanischen Verspannungen beim Zerspanungsprozess vorzubeugen. Der Längenausdehnungskoeffizient von AL6061 wurde von [54] bis zu einer Temperatur von 4 K bestimmt. Damit war es möglich, die Volumenkontraktion bei Abkühlung auf 4 K durch Skalierung des CAD-Modells um einen Faktor von 1.004138 vorzuhalten.

Schließlich sei noch erwähnt, dass die 1.4 THz-Optik im Aufbau identisch zur

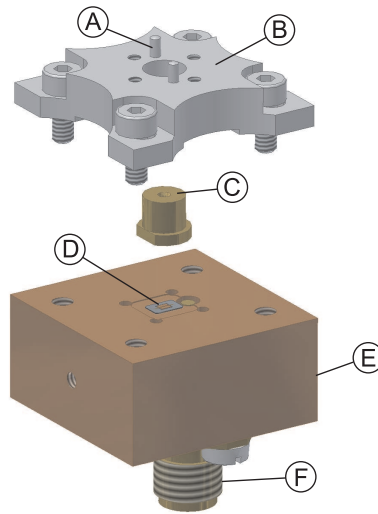


Abbildung 7.20: Explosionszeichnung der Mischerbaugruppe. Ⓐ Passstifte, Ⓑ Hornklammer. Ⓒ smooth-walled spline-profile Hornantenne mit Anschlagfläche (vgl. Abb. 7.21(b)), Ⓓ supraleitendes hot-electron Bolometer, Ⓔ Mischerblock und Ⓕ SMA-Stecker über den die ZF herausgeführt wird.

1.9 THz-Optik und einsatzbereit ist. Dagegen ist die 2.7 THz- und 4.7 THz-Optik noch nicht definiert. Hier fehlt ein endgültiges Design der Mischer.

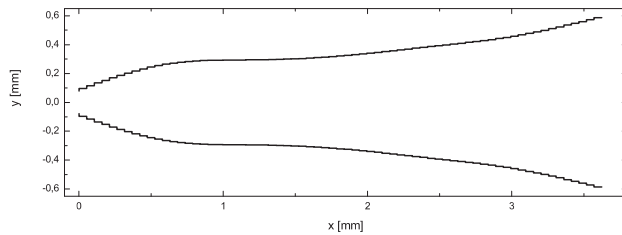
7.6 Hornantennen für den THz-Bereich

Quasioptische Systeme erfordern Hornantennen, die ein möglichst Gauß'sches Strahlprofil abstrahlen. Das Maß für die Modenreinheit eines Hornes ist die Gaußizität η , die die Kopplung zwischen einem FGBM und dem Strahlprofil der Hornantenne angibt. Im Idealfall erreicht η den Wert eins.

Es ist zu beachten, dass die Dimensionen eines Antennenhornes linear mit der Wellenlänge skalieren. Die kleinen Längenskalen im THz-Bereich machen eine Fertigung mittels Aluminiumnegativ, Elektroformung und abschließender Erodierung des Rohlings oder per Mikrostrukturierung von z.B. Silizium erforderlich. Daher kann ihre Herstellung sehr zeitaufwändig und kostenintensiv werden. Im Folgenden werden kurz gängige Horntypen vorgestellt.

Diagonalhörner sind für den THz-Bereich relativ einfach in Split-Block Technik zu fertigen. Sie erreichen jedoch nur ein η von ≈ 0.84 [40] und sind daher für effiziente quasioptische Systeme ungeeignet, da fast ein Fünftel der Leistung in Nebenkeulen verloren geht (1.9 THz-Hornantenne am JPL-Tripler). Dual-Mode-Hörner wie das Potter- bzw. Pickett-Horn lassen sich ebenfalls einfach per Elektroformung herstellen und erreichen ein η von ≈ 0.96 [67, 66] (1.9 THz-Hornantenne am RPG Tripler). Auf Grund der äußerst niedrigen ersten Nebenkeulen von -30 dB und der sehr hohen Kopplung an einen FGBM mit $\eta = 0.98$ [92] dominieren in der Ra-

radioastronomie zur Zeit jedoch Rillenhörner quasioptische Systeme (z.B. SMART, HIFI). Im THz-Bereich sind sie auf Grund der Rillengröße von $\lambda/3$ sehr aufwendig zu fertigen und deren Handhabung, z.B. die Reinhaltung der Rillen, ist schwierig.



(a)



(b)

Abbildung 7.21: (a) Profil der smooth-walled spline-profile Hornantenne für 1800 GHz. Die Stufenhöhe beträgt zwischen 2-20 μm . (b) zeigt ein CCD-Bild der Hornantenne. Zu sehen ist die Hornapertur und am Hornflansch die zum \vec{E} parallele Anschlagkante, die für die exakte Ausrichtung des Feldvektors bezüglich der Hornklammer benötigt wird. Die Hornvorderseite dient als Anschlagfläche in der kalten Optik und die drei Punkte als Identifikationsmerkmal.

Am australischen CSIRO ICT Centre suchte man nach kostengünstigen alternativen zu Rillenhörnern mit einer identischen Leistungsstärke. Ergebnis der Untersuchungen war ein mode-matching Algorithmus, der die Form von smooth-walled spline-profile Hörnern hinsichtlich eines gewünschten Zielstrahlmusters iteriert und optimiert [32]. Der Algorithmus erlaubt in einem frei wählbaren Abstand zur Hornapertur die Erzeugung einer Waist, wobei das zugehörige Hornprofil jeweils nur aus der richtigen Aneinanderreihung von Rundhohlleitern entsteht. Damit lässt sich dieser Horntyp selbst im THz-Bereich einfach fertigen.

In Kooperation von KOSMA, RPG und der Uni Bern wurde für eine Mittenfrequenz von 840 GHz ein smooth-walled spline-profile Horn gerechnet, gefertigt und das Strahlmuster über einen Frequenzbereich von 800-860 GHz vermessen. Die gemessenen Strahlparameter wurden mit denen eines Rillenhornes sowie mit einer CST Microwave Studio Simulation verglichen [69, 82]. Ergebnis für das neuartige Horn ist eine Gaußizität von 97%, womit die Leistungsfähigkeit der Hornantenne bei 840 GHz vergleichbar ist mit der eines Rillenhornes. Die etwas schlechtere Gaußizität wird durch die leicht höhere erste Nebenkeule von -26 dB erklärt. Jedoch ist am smooth-walled spline-profile Horn einzigartig, dass die Position des Phasenzentrums über das vollständige Frequenzband nahezu konstant bleibt [69], wodurch Defokussierungsverluste an den Bandrändern minimiert werden. Die Ergebnisse bei 800 GHz gaben Anlass, ein Horn für 1.9 THz zu fertigen, welches im 1.9 THz-Kanal von GREAT zum Einsatz kommt (Abb. 7.21). Die Gauß'schen Strahlparameter betragen $w_0 = 1.65\lambda$ mit $z = 1$ mm innerhalb des Hornes.

7.7 Supraleitende Hot-Electron Bolometer

Ein Bolometer besteht aus einer strahlungsabsorbierenden Materialschicht, die durch Absorption eintreffender Photonen ihre Temperatur und damit ihren Widerstand ändert. Durch Anlegen eines DC-Stromes kann die aus der Widerstandsänderung resultierende Spannungsänderung gemessen und darüber die absorbierte Strahlungsleistung ermittelt werden. Die absorbierte Leistung muss zur Kühlung des Bolometers an ein thermisches Bad abgeführt werden. Hierfür wird das Bolometer an ein Wärmebad gekoppelt. Das Bolometer besitzt eine Wärmekapazität C und die Kopplung wird durch die thermische Leitfähigkeit G bestimmt. Damit ergibt sich die charakteristische Zeit $\tau = \frac{C}{G}$ bzw. Frequenz $1/\tau$ mit der ein Bolometer einer Leistungsänderung folgen kann [72].

Heterodynamische Systeme benötigen für Zwischenfrequenzen im GHz-Bereich ein $\tau \ll 10^{-9}$ s, wofür ein kleines C und ein großes G erforderlich ist. Beides lässt sich mit so genannten supraleitenden Hot-Electron Bolometern (HEB) erreichen [68]. Als Absorber werden supraleitende Materialien wie z.B. NbN oder NbTiN bei Temperaturen unterhalb der kritischen Temperatur eingesetzt. Durch Reduktion der Filmstärke auf wenige nm (Abb. 7.22) wird die Entkoppelung des Elektronengases vom Kristallgitter des Supraleiters erreicht und die Elektron-Elektron-Wechselwirkung nimmt auf Grund von Oberflächeneffekten stark zu, d.h. die inelastische Elektron-Elektron-Wechselwirkungszeit τ_{e-e} wird so stark verkürzt, dass sie schließlich kleiner als die Elektron-Phonon-Relaxationszeit ($\tau_{e-e} < \tau_{e-p}$) ist [68, 76]. Dadurch heizt sich das Elektronengas bei Absorption eintreffender Photonen gegenüber dem umgebenden Kristallgitter auf, weshalb man die Elektronen als "hot electrons" bezeichnet. Da nur das Elektronengas erwärmt wird und dessen Wärmekapazität sehr klein ist, lassen sich mit Hot-Electron Bolometern äußerst kurze thermische Reaktionszeiten erzielen.

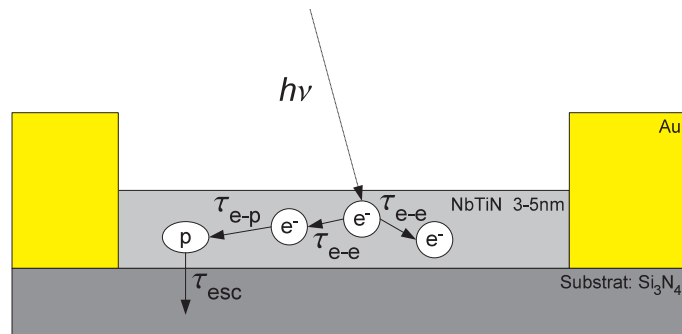


Abbildung 7.22: Aufbau und Funktionsweise eines phononengekühlten Hot-Electron Bolometers. e^- und p symbolisieren ein Elektronen bzw. ein Phonon. τ_{e-e} bezeichnet die Elektron-Elektron- und τ_{e-p} die Elektron-Phonon Wechselwirkungszeit. τ_{esc} gibt die Zeit an, nach der das Phonon ins Substrat abgewandert ist. $h\nu$ ist die Energie des absorbierten Photons.

Im Kühlmechanismus unterscheidet man phononen- und diffusionsgekühlte HEBs. Bei diffusionsgekühlten HEBs wird die Kühlung durch die schnelle Diffusion der

”heißen” Elektronen in normalleitende, metallische Kontakte dominiert. Die Brückenlänge muss daher bei gegebener Diffusionskonstante D kleiner als die thermische Ausheillänge $L < \sqrt{D\tau_{e-p}}$ [68, 78] sein. Wird die Kühlung des Elektronengases über die Wechselwirkung mit dem Kristallgitter dominiert, spricht man von phononengekühlten HEBs [26]. Hierbei verteilt sich die absorbierte Energie zunächst wieder innerhalb von τ_{e-e} auf das Elektronengas. Da nun aber die Brückenlänge $L > \sqrt{D\tau_{e-p}}$ größer ist als die freie Weglänge der Elektronen, geben die Elektronen ihre Energie überwiegend an das Kristallgitter durch Erzeugung von Phononen ab, welche in der Zeit τ_{esc} in das Substrat abwandern [76, 26]. Typische Größenordnung thermischer Relaxationszeiten phononengekühlter HEBs ist ca. $\tau < 10^{-9}$ s, womit Zwischenfrequenzen bis 5 GHz [16] erzielt wurden.

Die benötigte Pumpleistung ist abhängig vom HEB-Volumen und beträgt nur wenige 100 nW [20]. Im 1.4-1.9 THz-GREAT-Kanal kommen von KOSMA gefertigte phononengekühlte HEBs aus NbTiN [60] zum Einsatz. Das 1.9 THz-HEB besitzt ein Volumen von $400 \times 4500 \times 5 \text{ nm}^3$ und sitzt auf einer $2 \mu\text{m}$ dicken Si_3N_4 Membran in einem Hohlleiter.

Zum Mischen werden die supraleitenden HEBs nahe der kritischen Temperatur im Übergangsbereich zwischen Normal- und Supraleitung im normalleitenden Ast der Kennlinie betrieben [26, 68]. Hier moduliert die Schwebungsfrequenz aus LO- und RF-Signal den Widerstand des HEBs, was zu einer Spannungskomponente bei der ZF führt [21]. HEBs sind daher rein resistive Elemente, weshalb sie keine aufwendige, verlustbehaftete integrierte Anpassung benötigen [68].

Supraleitende HEBs sind über ein breites Frequenzband empfindlich, wodurch diese theoretisch für beliebig hohe und von der Energielücke des Supraleiters unabhängige Signalfrequenzen einsetzbar sind. Aufgrund der Breitbandigkeit wird auch die inkohärente Strahlungsleistung des thermischen Infrarotes detektiert und das supraleitende HEBs zusätzlich erwärmt. Die Folge ist eine Reduktion der Sensitivität, weshalb für eine maximale Empfindlichkeit im RF-Band IR-Filter einzusetzen sind.

Ferner ist die Impedanz zwischen supraleitendem HEB und HEMT-Verstärker im Allgemeinen nicht angepasst. Am HEMT reflektierte Leistung führt zur Erzeugung von Stehwellen und damit zu Leistungsfluktuationen innerhalb des ZF-Bandes. Des Weiteren kann die reflektierte Leistung über das elektrothermische Feedback auf das HEB wirken und zu einer Variation des Mischergewinns führen. Um sicher zu stellen, dass reflektierte Leistungsanteile weder das supraleitende HEB noch den HEMT beeinflussen, kann entweder ein balancierter HEMT-Verstärker oder eine Isolator eingesetzt werden. Im 1.9 THz-Kanal kam ein Isolator der Firma PamTech für 1-2 GHz zum Einsatz.

7.8 Isolator für 1-2 GHz

Ein Zirkulator ist ein Dreitor, dessen Grundfunktion der zyklische und damit nicht reziproke Energietransport in einem gegebenen Frequenzintervall zwischen seinen

Ports von $1 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 3$ und $3 \rightarrow 1$ ist. Wird ein Tor, z.B. Tor 3, mit einem 50Ω Abschlusswiderstand abgeschlossen, wird aus dem Zirkulator ein Isolator. Tor 2 ist nun von Tor 1 mit typischer Weise 20 dB isoliert, Energie kann aber im Idealfall verlustarm von $1 \rightarrow 2$ transportiert werden. Realistisch ist eine Einfügungsdämpfung von 1 dB.

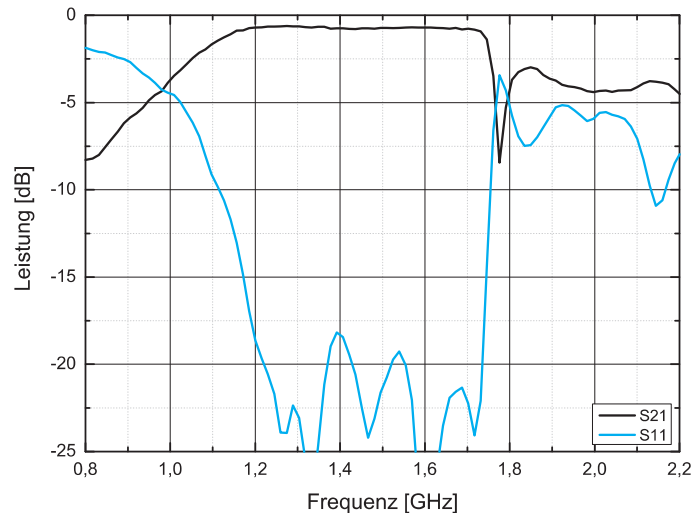


Abbildung 7.23: S-Parameter des PamTech Isolators für 1-2 GHz gemessen bei 77 K. Zu bemerken ist, dass die 3 dB-Bandbreite auf 0.72 GHz beschränkt ist und bei 1.78 GHz die Transmission um -8 dB fällt. Die Einfügungsdämpfung beträgt in der Bandmitte bei 1.4 GHz 0.8 dB.

Ein Isolator besteht aus einem Ferrit, der mittels eines Permanentmagneten vormagnetisiert wird. Die Isolation zwischen den Toren beruht auf einer Drehung des \vec{E} -Feldes im Ferrit auf Grund des Faraday-Effektes [94]. Die Isolationswirkung ist frequenzabhängig wodurch im DC-Bereich 50Ω parallel zum HEB anliegen.

Isolatoren kommen in der Kommunikationstechnik zur Anwendung, um z.B. Leistungsverstärker vor reflektierter Leistung bei Fehlanpassung durch die Last zu schützen. Daher sind Isolatoren auch für den GHz-Bereich verfügbar - aber leider nicht für kryogene Anwendungen. Nur die Firma PamTech⁷ hat für das HERSCHEL/HIFI-Projekt kryotaugliche Isolatoren für Frequenzen bis 8 GHz gefertigt.

Die 3 dB-Bandbreite des verwendeten 1-2 GHz Isolators (Abb. 7.23) beträgt bei einer Temperatur von 77 K 720 MHz im Frequenzintervall von 1.03-1.76 GHz. Bei Abkühlung von 300 auf 77 K hat die Bandbreite um 60 MHz abgenommen und die Bandmitte ist zusätzlich um 120 MHz hin zu tieferen Frequenzen verschoben worden. Daher ist von einer weiteren Frequenzverschiebung und Reduktion der 3 dB-Bandbreite bei Abkühlung von 77 auf 4 K auszugehen, was von Messungen bei 15 K an einem 4-8 GHz Isolator von [24] bestätigt wurde.

Beim Einbau des Isolator ist unbedingt darauf zu achten, dass der 50Ω Ab-

⁷Passive Microwave Technology Inc., Kalifornien, USA

schlusswiderstand thermisch sehr gut an die 4 K-Stufe angekoppelt ist, um seinen Rauschleistungseintrag auf das HEB so klein als möglich zu halten.

7.9 HEMT-Verstärker für 1-2 GHz

Eine niedrige Empfängerrauschtemperatur erfordert nach Gl. A.0.2 eine möglichst rauscharme, hohe erste Verstärkerstufe. Im 1.9 THz-GREAT-Kanal wird ein zwei-stufiger Verstärker aus InGaAs High Electron Mobility Transistoren (HEMT) für 1-2 GHz [44] eingesetzt. Bei einer physikalischen Temperatur von 4 K liegt die Rauschtemperatur des Verstärkers bei typischer Weise 2-8 K. Die Verstärkung erreicht über das Band 23-26 dB. Die erforderliche Versorgungsspannung beträgt zwischen 1-1.5 V und hängt von der gewünschten Verstärkung ab. Dabei fließt ein Strom von bis zu 15 mA.

Um den Transistorarbeitspunkt stabil gegenüber kleinen Temperaturschwankun-

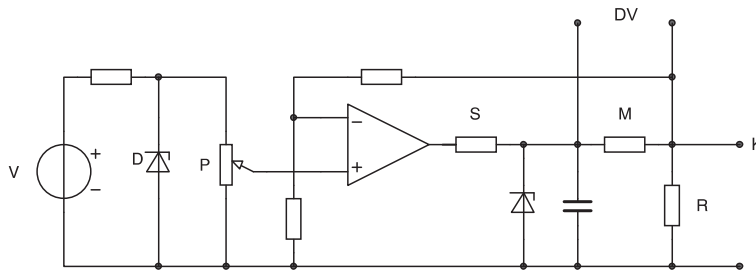


Abbildung 7.24: Grundschtung der HEMT-Spannungsversorgung. Batteriespannung V (6 V), Spannungsreferenz D , Potentiometer P , Schutzwiderstand S , Strommesswiderstand M und HEMT-Lastwiderstand R (ca. 100Ω). Die Strommessung erfolgt mit Hilfe eines an DV angeschlossenen Differenzverstärkers und die Spannung kann über eine Komparatorschaltung an K abgegriffen werden.

gen zu halten, wird der HEMT in Spannungsgegenkopplung potentialfrei gegenüber der Gehäusemasse betrieben. Daher muss eine potentialfreie Spannungsversorgung für den Verstärker aufgebaut werden. Die elektronische Spezifikation von GREAT sieht vor, dass die HEMT-Spannungsversorgung in die HEB-Bias-Elektronik integriert wird. Das Fehlen von Wechselspannung am Instrument und die Gefahr des Übersprechens der 100 kHz Taktfrequenz eines DC-DC-Konverters auf die Bias-Elektronik erlaubte daher nur eine batteriebetriebene HEMT-Spannungsversorgung.

In Abb. 7.24 ist die Grundschtung dargestellt, der vollständige Schaltplan ist in Abb. B.1 abgedruckt. Aus einer Batteriespannung von 6 V erzeugt eine Spannungsreferenz eine stabile Spannung von 1.23 V, die an einem Potentiometer anliegt. An diesem wird die Soll-Spannung einer geregelten Spannungsquelle (hier nichtinvertierender Verstärker) abgegriffen. Der Aufbau erlaubt eine HEMT-Versorgungsspannung von 0-4 V, wobei der Operationsverstärker in der Lage ist, bis zu 40 mA zu treiben. Der Strom durch den HEMT verursacht über einen Messwiderstand einen Spannungsabfall, der hinter einem Differenzverstärker hochho-

mig gemessen werden kann. Mit Hilfe einer Komparatorschaltung lässt sich die Versorgungsspannung ebenfalls hochohmig abgreifen, womit der DC-Arbeitspunkt des Verstärkers eindeutig bekannt ist. Zusätzlich wird die Batterieversorgungsspannung überwacht und deren Kapazität über LEDs angezeigt.

7.10 Bias-T und HEB-Biaspunkt

In den HEMT-Verstärker ist ein passives Netzwerk (Abb. 7.25) integriert, mit dem der HEB vorgespannt, die ZF ausgekoppelt und der HEB-Arbeitspunkt gemessen werden kann.

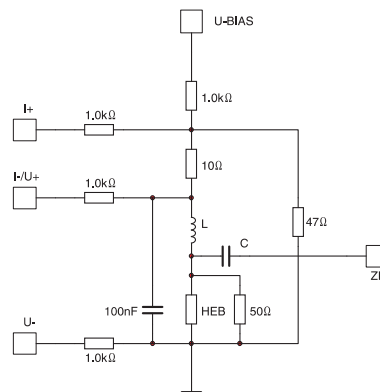


Abbildung 7.25: In den HEMT-Verstärker integriertes passives Netzwerk bestehend aus Bias-T (L , C), für Vorgabe der HEB-Biasspannung (U -BIAS) bzw. Auskoppelung der ZF und Widerstandsnetzwerk für die Messung des Arbeitspunktes ($I+$, $I-/U+$ und $U-$).

Das Bias-T setzt sich aus der Induktivität L und der Kapazität C zusammen, wobei die DC-Biasspannung dem HEB über U -BIAS bzw. die Induktivität zugeführt und die vom HEB erzeugte ZF über den Kondensator ausgekoppelt wird.

Der durch das HEB und den Isolator fließende Strom erzeugt am $10\ \Omega$ Messwiderstand einen Spannungsabfall, der zwischen $I+$ und $I-/U+$ anliegt und mit Hilfe eines Messverstärkers erfasst wird. Die am HEB anliegende Spannung wird ebenfalls gemessen und zwischen $I-/U+$ und $U-$ abgegriffen und zusätzlich einem Regelkreis zugeführt. Dieser hält durch Regelung von U -BIAS die gewünschte Spannung am HEB auf einem konstanten Wert, womit der Mischer spannungsregelt vorgespannt ist. Strom und Spannung können an der Bias-Elektronik abgelesen werden, wobei zu beachten ist, dass der gemessene Strom um den Anteil, der durch den $50\ \Omega$ Parallelwiderstand des Isolators fließt, zu reduzieren ist. Wird die Biasspannung variiert, können HEB-Kennlinien aufgenommen werden.

Damit ist die kalte ZF-Kette entsprechend der Abb. 7.26 aufgebaut.

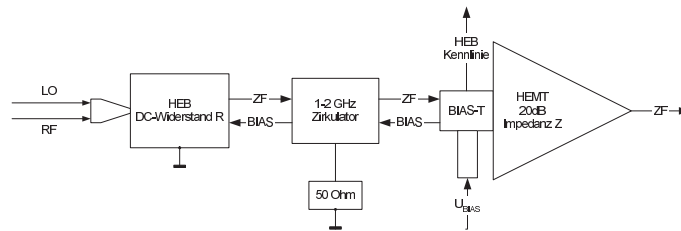


Abbildung 7.26: Blockdiagramm der kalten ZF-Kette.

7.11 Hochfrequenzleitungen

Die ZF wird über UT85SS Semi-Rigid-Koaxialkabel⁸ aus dem Kryostaten herausgeführt. Aus der vorgegebenen Kryostatengeometrie und aus Gründen einer möglichst effizienten thermischen Entkoppelung der 4 K von der 300 K-Stufe beträgt die Kabellänge 1.3 m. Dies führt zu einem am Netzwerkanalysator gemessenen Verlust von 2.7 dB bzw. 3.8 dB an den jeweiligen ZF-Bandenden. Sollte sich bei der Charakterisierung der ZF herausstellen, dass diese Verluste zu hoch sind, kann ein weiterer HEMT-Verstärker integriert und damit die kalte, rauscharme Vorverstärkung auf über 40 dB erhöht werden.

7.12 Kryostatenverkabelung

Alle elektrischen Signale werden über Leiter in bzw. aus dem Kryostaten herausgeführt. Auf Grund des Temperaturgradienten von ≈ 296 K erzeugen die freien Elektronen zusätzlich zum Ladungstransport einen Wärmestrom ins Innere des Kryostaten. Die thermische Kontaktierung der Kaltstufen untereinander ist folglich unerwünschter Nebeneffekt der elektrischen Leitfähigkeit der Kabel. Um den Wärmeeintrag über die Kabel klein halten zu können, muss neben ihrer elektrischen auch ihre thermische Leitfähigkeit untersucht werden.

7.12.1 Elektrische Spezifikation

Im Sinne der Modularität des GREAT-Empfängers wurde der Kryostat entsprechend aller im GREAT-Wiring-Plan vorgesehenen Konfigurationen verkabelt. Darüberhinaus wurde ein zweiter Kabelsatz für den späteren Einsatz eines weiteren Empfängerpixels eingebaut. Hierbei ist zu beachten, dass der zusätzliche Kabelsatz zwar die Kryostatenhülle erreicht, aber nicht durch eine Vakuumdurchführung nach außen geführt wurde. Diese lässt sich bei Bedarf nachträglich leicht in den Kryostaten integrieren.

Als Mischer können sowohl SIS-Tunnelkontakte als auch HEBs zum Einsatz kommen. Beide Mischertypen werden vorgespannt und zusätzlich wird ihr Arbeitspunkt auf der Kennlinie gemessen. Die dabei auftretenden Ströme betragen einige

⁸www.micro-coax.com

10 μA . Zusätzlich benötigen SIS-Mischer zur Unterdrückung der Josephson-Ströme ein Magnetfeld am Ort des Tunnelkontaktes. Der erforderliche Strom durch die supraleitenden Spulen beträgt typischer Weise 10 mA. Jedoch ist zu beachten, dass die Elektronik für Ströme bis 100 mA ausgelegt ist. Die Magnetfeldspulen lassen sich mittels eines Heizwiderstandes, durch den Strompulse von 15 mA getrieben werden, in den normalleitenden Zustand überführen. Der HEB kann über einen am Mischerblock befestigten Heizwiderstand ebenfalls aufgeheizt werden. Spezifiziert ist ein Heizstrom von 30 mA. Der HEMT-Verstärker wird mit ca. 15 mA angesteuert und die ZF wird über ein Koaxialkabel herausgeführt. Eine Silizium-Diode misst die Temperatur der LHe- und eine andere die der LN₂-Kaltfläche. Eine dritte Diode ermittelt die Temperatur des Mischerblocks. Die Temperaturmessungen erfolgen als präzise Vierpunktmessung bei einem Konstantstrom von 10 μA .

Damit lassen sich die Kabel unterscheiden in Leitungen für einen Maximalstrom von <1 mA (Messleitung) und Leitungen für maximal 100 mA (Versorgungsleitung).

7.12.2 Thermische Spezifikation

Die eingetragene Wärme einer Messleitung kann, da Ohmsche Verluste vernachlässigbar sind, schnell und einfach eindimensional mit Hilfe eines konstanten Wärmestromes durch n Leitungsstücke variabler Länge berechnet werden. Hierbei gilt

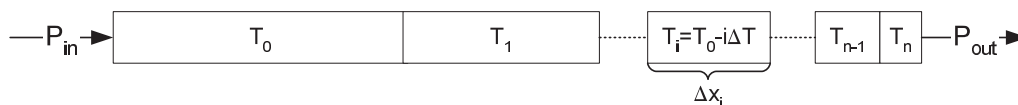


Abbildung 7.27: 1D-Temperaturverteilung in einem Draht bei konstantem Wärmestrom $P_{in} = P_{out}$ (Erklärung siehe Text).

$\Delta T = \frac{T_0 - T_n}{n}$ und $P = P_{in} = P_{out}$. Bei Vorgabe der Anzahl an Leitungsstücke n , der Randbedingungen T_0 und T_n sowie der gewünschten Wärmeleistung P folgt die i -te Kabellänge Δx_i aus dem Fourier'schen Gesetz zu:

$$\Delta x_i = \frac{\lambda(T_i) A \Delta T}{P} \quad (7.12.1)$$

wobei A die Querschnittsfläche und $\lambda(T_i)$ die Wärmeleitfähigkeit des Drahtes bei gegebener Temperatur $T_i = T_0 - i\Delta T$ bezeichnet. Die Gesamtkabellänge folgt aus $L = \sum_{i=0}^n \Delta x_i$, und ist bei gegebenem Material und Querschnitt eine Funktion der Leistung P . Für die Berechnung wird ein Ausdruck für den temperaturabhängigen Wärmeleitkoeffizienten $\lambda(T)$ benötigt, der in analytischer Form für verschiedene Materialien [89, 54] entnommen wurde. Bei diesem Verfahren muss darauf geachtet werden, dass die Temperaturdifferenz ΔT benachbarter Zellen klein, d.h. n hinreichend groß gewählt wird.

Im Fall von Versorgungsleitungen sind zusätzliche Wärmequellen (Ohmsche Verluste) und Wärmesenken (Strahlungsverluste) im Kabel zu berücksichtigen. Die

Temperaturverteilung folgt nicht mehr nur aus einem gerichteten Wärmestrom, sondern resultiert aus Diffusion der eingetragenen Gesamtleistung. Die Temperaturverteilung ist nun eine Funktion von Ort und Zeit ($T = T(x, t)$) weshalb das Wärmeleitungsverhalten mit Hilfe der 1D-Wärmeleitungsgleichung untersucht werden muss:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \lambda(T) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{P}{\rho C(T)} \quad (7.12.2)$$

Hierbei ist $\lambda(T)$ wieder der temperaturabhängige Wärmeleitkoeffizient, ρ die Dichte, $C(T)$ die Wärmekapazität und P die entsprechende eingebrachte bzw. abgegebene Wärmeleistung. Die Wärmekapazität kann für elektrische Leiter aus der Summe der Anteile von Elektronen und Phononen gewonnen werden. Um die Rechenzeit zu verkürzen, wurde in der numerischen Simulation auf eine Polynomdarstellung der Wärmekapazität zurückgegriffen [54]. Der Ohmsche Verlust folgt bei gegebenem Strom I aus dem temperaturabhängigen Widerstand $R(T)$, der mit Hilfe des Wiedemann-Franz-Gesetzes aus der Wärmeleitfähigkeit gewonnen wurde. Strahlungsverluste P_i lassen sich mit dem Stefan-Boltzmann-Gesetz berechnen.

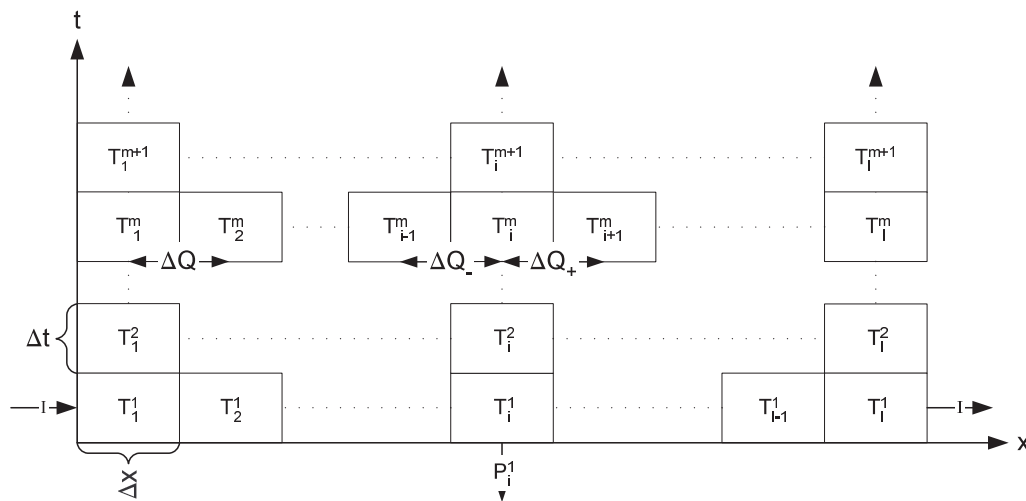


Abbildung 7.28: 2D-Temperaturgitter für die numerische Iteration der Temperaturverteilung in einem Draht der Länge $L = l\Delta x$ mit Hilfe der 1D-Wärmeleitungsgleichung bei Existenz von Wärmequellen und Wärmesenken (Erklärung siehe Text).

Die Diffusionsgleichung wurde numerisch mit Hilfe der finiten Differenzmethode gelöst, d.h. die Differentiale werden durch ihre Differenzenquotienten genähert. Hierfür wird der Draht der Länge L in l Stücke unterteilt, und damit der Ort x in $\Delta x = \frac{L}{l}$ diskretisiert (Abb. 7.28). Die Zeit t muss entsprechend der Stabilitätsbedingung in Intervalle der Länge $\Delta t \leq \frac{\rho C(\Delta x)^2}{2\lambda}$ unterteilt werden [29]. Im Ergebnis

erhält man ein zweidimensionales Gitter, auf dessen Gitterpunkten jeweils eine Temperatur T_i^m des Kabelstückes i zum Zeitpunkt m abgelegt ist. Mit $x = i\Delta x$ und $t = m\Delta t$ lässt sich folglich T_i^m in $T(x, t)$ umrechnen.

Die Temperatur des i -ten Elementes zum Zeitpunkt $m + 1$ kann aus der Wärmemenge ΔQ_{\pm} , die zwischen den Zellen $i - 1, i$ und $i, i + 1$ zum Zeitpunkt m ausgetauscht wird berechnet werden:

$$T_i^{m+1} = T_i^m + \frac{\Delta t}{\rho C_i^m (\Delta x)^2} [\lambda_{i+1}^m T_{i+1}^m - T_i^m (\lambda_i^m + \lambda_{i-1}^m) + \lambda_{i-1}^m T_{i-1}^m] + \frac{P_i^m \Delta t}{\rho C_i^m}$$

Damit lässt sich - ausgehend von einer beliebigen Temperaturverteilung - das Temperaturprofil zu einem frei wählbaren Zeitpunkt iterieren.

Bei Betrachtung eines beidseitig thermisch an ein Wärmebad gekoppelten Drahtes ist für alle $m \in \mathbb{N}$ die Dirichlet-Bedingung zu $T_1^m = a$ und $T_l^m = b$ zu wählen. Für ein Kabel zwischen der LN₂-Kühlstufe und der Kryostatenaußenwand folgt $a = 77$ K und $b = 300$ K. Ferner seien o.B.d.A alle weiteren Temperaturen zum Zeitpunkt $m = 1$ zu 77 K vorgegeben. Damit liefert die Wärmemenge ΔQ , die zwischen dem Randelement $i = 1$ und der Zelle $i = 2$ ausgetauscht wird, zusammen mit der aufsummierten Strahlungsleistung $P^m = \sum_{i=1}^l P_i^m$ gegenüber 77 K, die zum Zeitpunkt m an die LN₂-Kühlstufe abgeführte Wärmemenge des Kabels. Bei Erreichen des stationären Zustandes wird die Iteration abgebrochen. Beide numerische Verfahren wurden bei Abwesenheit von Wärmequellen bzw. Wärmesenken miteinander verglichen und führten wie gefordert zu identischen Temperaturverteilungen.

Die über die Messleitungen eingetragene Wärmemenge wurde für ein UT85SS Koaxialkabel sowie für Phosphorbronze und Manganin in AWG36 nach der Methode des konstanten Wärmestromes berechnet. Für Versorgungsleitungen wurde Kupferlackdraht in AWG36, 100 μm und 80 μm Durchmesser nach beiden Methoden untersucht. Abb. 7.29 und 7.30 geben die Simulationsergebnisse wieder.

Als Ergebnis ist festzuhalten:

- Bei Abwesenheit von Wärmequellen und -senken nimmt die eingetragene Wärmeleistung entsprechend des Fourier'schen Gesetzes mit $1/L$ ab.
- Kupfer hat im Temperaturintervall 77-4 K eine größere Wärmeleitfähigkeit als im Bereich 300-77 K, weshalb die Wärmeleistung bei gleicher Kabellänge trotz geringeren Temperaturgradienten im Bereich 77-4 K höher als im Bereich 300-77 K ist.
- Manganin- und Phosphorbronzekabel liefern nach der Methode des konstanten Wärmestromes den geringsten Wärmeeintrag, sind aber auf Grund ihres

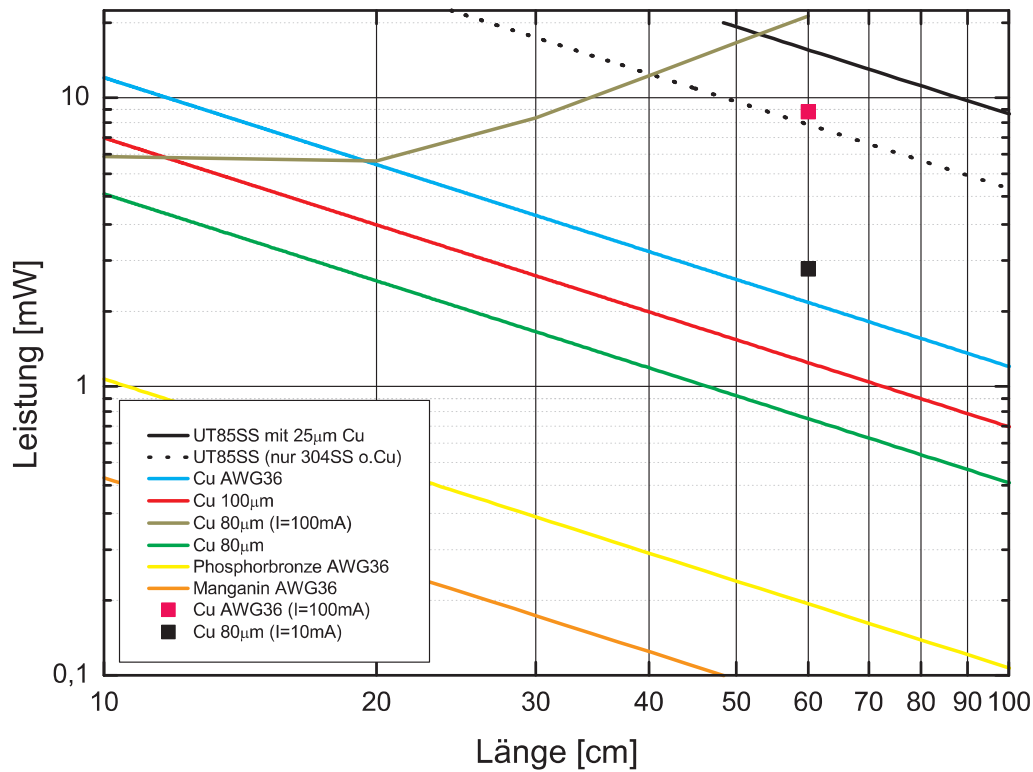


Abbildung 7.29: Wärmestrom durch Kabel mit unterschiedlichen Querschnittsflächen und/oder aus verschiedenen Materialien zwischen der 300 und der 77 K-Kühlstufe als Funktion der Länge L . Bei Angabe einer Stromstärke wurde die 1D-Wärmeleitungsgleichung numerisch gelöst, in den übrigen Fällen wurden die Ergebnisse mit Hilfe der Methode des konstanten Wärmestromes berechnet.

hohen Ohmschen Widerstandes für große Ströme nicht geeignet. Die Berechnung der Ohmschen Verluste auf der Grundlage von Herstellerangaben⁹ betragen bei einem Strom von 100 mA in beiden Temperaturintervallen für AWG36-Kabel der Länge 60 cm deutlich mehr als 50 mW.

- Zwischen der 300 und der 77 K-Stufe gibt ein 80 μm dicker und 60 cm langer Kupferdraht bei einem Strom von 100 mA eine Wärmeleistung von 19 mW an die 77 K-Stufe ab. Ein Kabel des Typs AWG36 gibt dagegen nur 9 mW ab.

Zwischen der 77 und der 4 K-Stufe beträgt die vom 80 μm Kupferdraht auf die 4 K-Stufe abgeführte Wärme 1,3 mW und ist damit deutlich geringer als die des AWG36-Kupferkabels (2 mW).

Für große Dauerströme empfiehlt es sich daher, zwischen der 300 und der 77 K-Stufe Drähte mit größerem Querschnitt zu verwenden als zwischen der

⁹ www.lakeshore.com

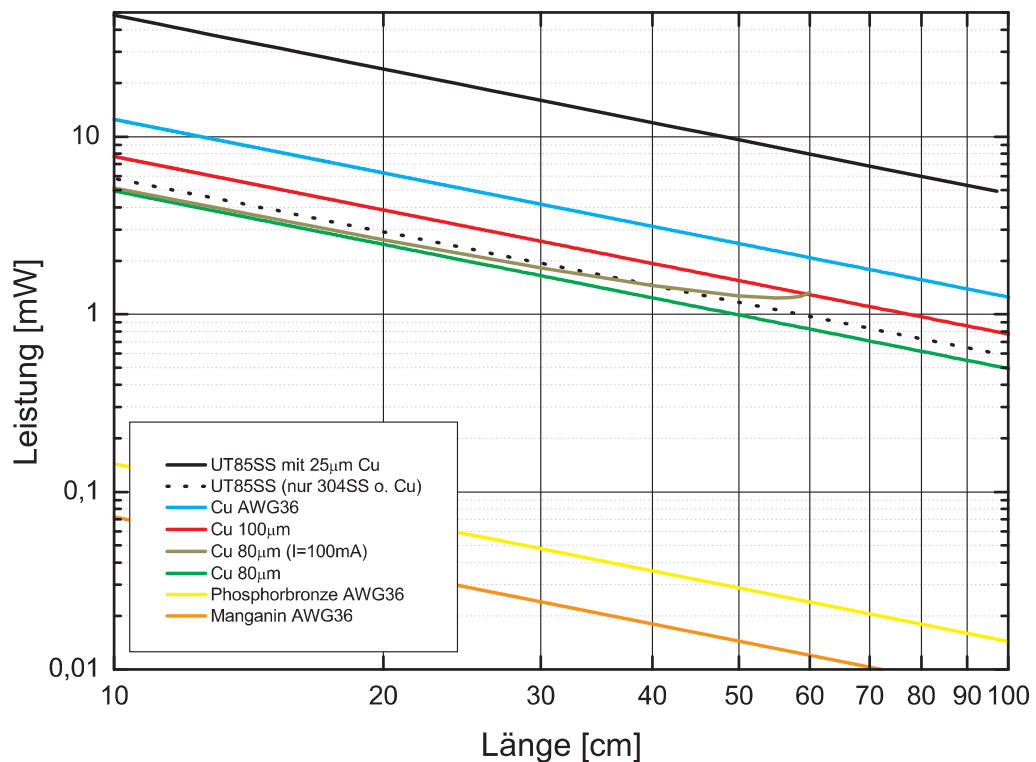


Abbildung 7.30: Wärmestrom durch Kabel mit unterschiedlichen Querschnittsflächen und/oder aus verschiedenen Materialien zwischen der 77 und der 4 K-Stufe als Funktion der Länge L . Bei Angabe einer Stromstärke wurde die 1D-Wärmeleitungsgleichung numerisch gelöst, in den übrigen Fällen wurden die Ergebnisse mit Hilfe der Methode des konstanten Wärmestromes berechnet.

77 und 4 K-Stufe. Dies ist eine Konsequenz der besseren Wärmeleitfähigkeit von Kupfer bei tiefen Temperaturen.

- Im Temperaturintervall 77-4 K kann laut Simulation bei einem Strom von 100 mA die in ein $80 \mu\text{m}$ dickes Kupferkabel durch Ohmsche Verluste eingetragene Wärme ab einer Kabellänge von $>60 \text{ cm}$ nicht mehr abgeführt werden. Der Kupferdraht heizt sich über den Schmelzpunkt auf(!)
- Der Wärmeeintrag eines UT85SS wird im Wesentlichen durch die Dicke der Kupferbeschichtung des Innenleiters bestimmt, die laut Hersteller¹⁰ $25.4 \mu\text{m}$ beträgt. Dies entspricht 12 Skintiefen bei 2 GHz. Als tatsächlicher Wert der Wärmeleistung wird daher der jeweilige Mittelwert angenommen, der aus den Simulationsergebnissen mit und ohne Kupferbeschichtung folgt.
- Auf Grundlage der numerischen Simulation werden für die Versorgungsleitungen $80 \mu\text{m}$ Kupferlackdrähte und als Messleitungen Phosphorbronze kabel

¹⁰www.micro-coax.com

in AWG36 eingesetzt. Die Kabellängen zwischen den jeweiligen Kühlstufen wurde auf $\approx 60\text{cm}$ beschränkt.

Der Vergleich von Simulationsdaten mit Messwerten eines 80 cm langen und $80\ \mu\text{m}$ dicken Kupferkabels bei einem Strom von 100 mA (beidseitig an 300 K gekoppelt) zeigte, dass der iterierte Ohmsche Widerstand um einen Faktor zwei größer ist als der gemessene. Dies liegt vermutlich an einer von der Theorie leicht abweichenden Wärmeleitfähigkeit. Daher sind die Simulationsergebnisse als konservative Abschätzung zu interpretieren und es wird davon ausgegangen, dass auch im Temperaturbereich 77-4 K Kabellängen größer als 60 cm möglich sind. Im Sinne einer konservativen Abschätzung wurde diese Länge jedoch als obere Schranke verstanden und versucht, sämtliche Kabel auf 60 cm zu beschränken.

Die thermische Kontaktierung der Mess- und Versorgungsleitungen an die Kaltflächen wurde mit Hilfe von II-Durchführungsfilttern¹¹ erreicht, die zusätzlich Störsignale (Pickup) oberhalb von 1 MHz mit $>2\text{ dB}$ unterdrücken. Die Hochfrequenzleitungen sind über SMA-Durchführungen thermisch an die Kaltstufen gekoppelt.

7.12.3 Abschließende Betrachtung des Wärmeeintrags

Von Interesse ist die Standzeit des komplett aufgebauten Kryostaten unter Messbedingungen, die im Labor zu 26.8 h bestimmt wurde (Abb. 7.31). Bei einem LHe-Tankvolumen von 6.2 l folgt daraus eine Wärmeleistung von 160 mW, die mit Hilfe der Heliumabdampfrate von $0.15\ \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ bestätigt werden konnte. Damit sind die LHe-Füllparameter, wie z.B. Befülldruck, Füllzeit etc., richtig gewählt. Der Kryostat war zum Startzeitpunkt der Messung vollständig mit LHe gefüllt.

Aus den dissipierten 160 mW zusammen mit den Werten aus Tab. 7.6 lässt sich für die Strahlungsleistung der 77 K-Stufe auf das LHe-Schild und das diffus gestreute IR ein Beitrag von $\approx 111\text{ mW}$ ableiten. Damit reicht die verfügbare Verdampfungsenthalpie des flüssigen Heliums sogar für eine hypothetische Erweiterung des 1.9 THz-Kanals zum 4-Pixel-Array, ohne das zu Beginn dieses Kapitels geforderte 12 h Haltezeitkriterium zu verletzen. Denn beim Betrieb von vier Empfängerpixeln steigt der Wärmeeintrag um 93.1 mW auf insgesamt 253 mW an. Für eine Haltezeit von 12 Stunden sind jedoch sogar 360 mW zulässig.

Aus dem Stickstofftankvolumen von 7.8 l und einer Haltezeit von ca. 29.3 h folgt ein Energieeintrag auf die 77 K-Stufe von 11.8 W. Der Anteil der Kabel und des Fensters beträgt davon 0.3 W. Die Erweiterung zum 4-Pixel-Array-Empfänger würde die Wärmeleistung der Drähte auf 0.52 W erhöhen. Wäre für diese Ausbaustufe der maximale Kryostatenfensterradius von 25 mm erforderlich, kämen bei einer angenommenen Emissivität von 1 weitere 0.28 W Strahlungsleistung auf die LN₂-Kühlstufe hinzu. Damit würde sich die Gesamtwärmelast um 0.8 W auf ca. 12.6 W erhöhen. Dies entspräche einer Verkürzung der LN₂-Haltezeit um 1.8 auf 27.5 Stunden. Wie dem Messprotokoll entnommen werden kann, ist das LN₂

¹¹ www.telemeter.de

Tabelle 7.6: Wärmeeintrag in den GREAT-Kryostaten. Alle Kabellängen betragen 60 cm.

Kabel					
Anz.	Bauteil	I [mA]	Kabeltyp	P_{LHe} [mW]	P_{LN_2} [mW]
12	Versorgungsleitung	100	80 μm Cu	15.6	229.8
26	Messleitung	< 1	AWG36 PBz	0.7	4.7
2	Hochfrequenzkabel	—	UT85SS	9	23
Elektrische Bauteile					
Anz.	Bauteil	I [mA]	U [V]	P_{LHe} [mW]	P_{LN_2} [mW]
1	HEMT-Verstärker	15	1.5	22.5	—
Strahlungsleistung					
Anz.	Bauteil			P_{LHe} [mW]	P_{LN_2} [mW]
1	Fenster 300 K-Stufe ($d = 20$ mm)			—	44
1	Eintrittsöffnung im LHe-Schild ($d = 30$ mm)			1.1	—
1	IR durch IR-Blocker			?	—
1	77K-Strahlung auf LHe			?	—
Σ				48.9	301.5

erst 2.5 h nach dem LHe vollständig verdampft. Der zusätzliche Leistungseintrag könnte ohne Auswirkung auf die LHe-Haltezeit kompensiert werden. Damit ist die gewünschte Kryostatenstandzeit von mindestens 12 h unter allen Bedingungen gewährleistet. Eine abschließenden Ansicht der LHe-Kaltfläche ist in Abb. 7.32 gezeigt.

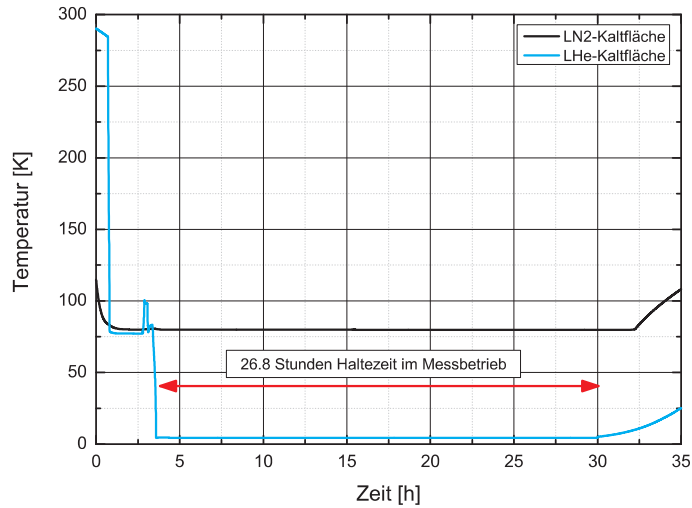


Abbildung 7.31: Im Labor gemessene Haltezeit des 1.9 THz-GREAT-Kryostaten unter Messbedingungen. Die Temperaturen wurden auf der LN₂- sowie LHe-Kaltfläche mit Hilfe von Silizium-Dioden-Temperatursensoren der Firma LakeShore bestimmt.

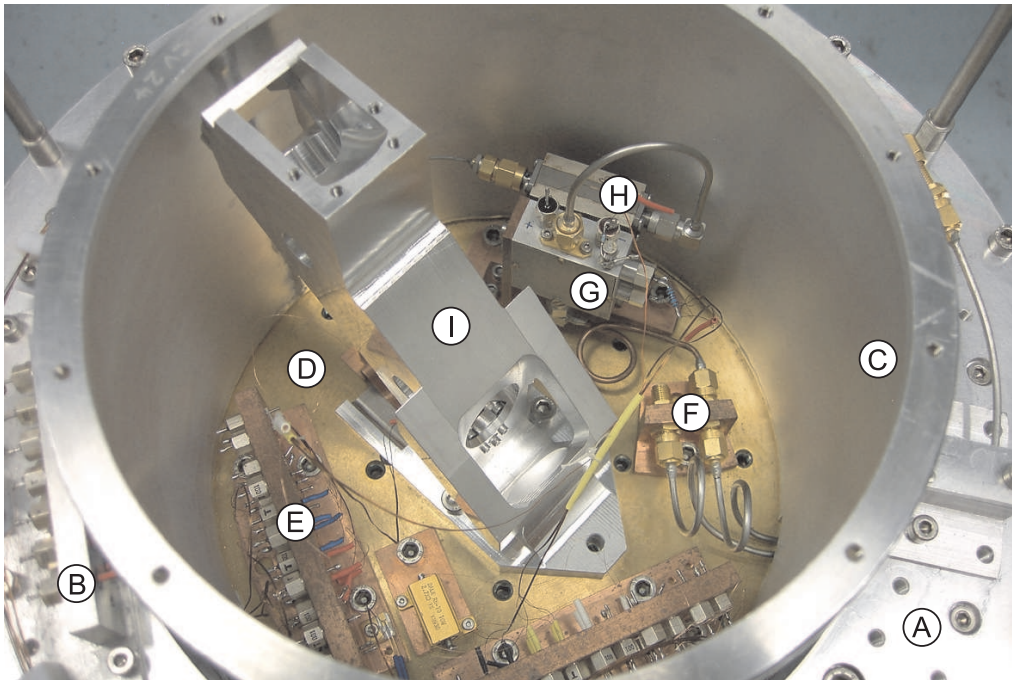


Abbildung 7.32: Ansicht der LHe-Kaltfläche des 1.9 THz-GREAT-Kryostaten. Ⓐ LN₂-Kaltfläche, Ⓑ LN₂-Wärmesenke für die Kabel einschließlich Silizium-Dioden-Temperatursensor, Ⓒ geöffnetes LHe-Strahlungsschild, Ⓓ LHe-Kaltfläche, Ⓔ LHe-Wärmesenke mit Silizium-Dioden-Temperatursensor, Ⓕ LHe-Wärmesenke der Semi-Rigid-Kabel, Ⓖ 1-2 GHz-HEMT-Verstärker, Ⓗ 1-2 GHz-Isolator und Ⓘ kalte Optik mit supraleitendem HEB.

Kapitel 8

Simulation der Optik

Im folgenden Kapitel werden die Abbildungseigenschaften der GREAT-Optik mit Hilfe einer numerischen Simulation analysiert. Zu Beginn wird eine kurze Einführung in die verwendete Simulationssoftware UFO von [36] gegeben. Daran schließt sich eine Auflistung der verfügbaren Spiegelparameter der 1.4-4.7 THz-GREAT-Kanäle an, die die Grundlage der Simulationsrechnungen bilden. Die Ergebnisse in Form berechneter Gaußizitäten werden tabellarisch präsentiert. Zusätzlich werden am Beispiel des 1.9 THz-Kanals die Auswirkungen der abbildenden Optik auf einen 1.9 THz-FGBM diskutiert. Das Kapitel endet mit der Berechnung der Rauschtemperaturen und der Effizienzen der vollständigen GREAT-Optik.

8.1 Simulationssoftware

Die Effizienz der abbildenden Optik wurden mit Hilfe einer Computersimulation abgeschätzt. Zur Anwendung kam das UFO-Programm von S. Heyminck [36], das die Analyse reflektiver Gauß'scher Optiken durch numerische Integration der Maxwell-Gleichungen ermöglicht. Das Programm propagiert eine beliebig wählbare \vec{E} -Feldverteilung über eine willkürliche Anordnung von reflektierenden Oberflächen. In einer frei wählbaren Ebene nach dem letzten Spiegel wird das resultierende Feld berechnet und in einem Datenfile ausgegeben. Auf diese Weise lässt sich die Amplitude und Phasenlage des Feldes darstellen und analysieren. Zum Beispiel kann die Gaußizität der propagierten Feldverteilung als Projektion auf einen gewünschten FGBM berechnet werden. Es ist zu beachten, dass für die Berechnung alle beteiligten Flächen in räumliche Gitter zu diskretisieren sind. Hierdurch entstehen Simulationsverluste und es kann - bei ungeschickter Wahl der Rasterung - zu unerwünschten Beugungseffekten kommen.

Der durch die Software bedingte Ausschluss aller in Transmission passierten optischen Komponenten (wie z.B. Fenster) aus der Simulation bedeutet keine Einschränkung, da diese 1:1-Abbildungen erzeugen. Damit tragen sie nicht zur Deformation der Phasenfront bei, können aber die Amplitude beeinflussen, d.h. die Abbildungsgüte bleibt erhalten, jedoch wird die Signalstärke gedämpft. Um diesen

Einfluss erfassen zu können, wurden zuvor die Transmissivitäten aller optischen Komponenten experimentell bestimmt. Planspiegel generieren per Definition keine Abbildungsfehler und blieben in der Simulation ebenfalls unberücksichtigt.

8.2 Spiegelparameter

Die Optik wurde auf Grundlage der für die jeweiligen GREAT-Kanäle gewählten Spiegelparameter simuliert. Soweit diese Daten verfügbar waren, sind sie in Tabelle 8.1 zusammengestellt. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass für den

Tabelle 8.1: Spiegelparameter der GREAT-Optik. Angaben in mm und °.

Kanal	λ	Spiegelparameter	M0a	M0b	M1	M2	M3
1.4 THz	0.214	w_{0in}	1.242	—	3.399	0.616	2.287
		d_{in}	150.403	—	583.942	19.919	165.188
		w_{0out}	3.399	—	0.616	2.287	0.342
		d_{out}	380.0	—	110.104	0.1	27.218
		f	115.0	—	94.0	21.469	24.054
		Reflexionswinkel	90°	—	90°	90°	45°
1.9 THz	0.158	w_{0in}	0.985	0.281	2.51	0.46	2.294
		d_{in}	155.79	30.776	583.942	20.556	165.188
		w_{0out}	2.51	2.51	0.46	2.294	0.261
		d_{out}	380.0	245	109.467	0.1	22.206
		f	115.0	28.0	92.947	21.412	20.331
		Reflexionswinkel	90°	90°	90°	90°	45°
2.6 THz	0.115	w_{0in}	0.749	—	—	—	—
		d_{in}	159.622	—	—	—	—
		w_{0out}	1.827	—	—	—	—
		d_{out}	380.0	—	—	—	—
		f	115.0	—	—	—	—
		Reflexionswinkel	90°	—	—	—	—
4.7 THz ^a	0.064	w_{0in}	0.433	—	1.025	0.474	—
		d_{in}	163.138	—	384.0	50.78	—
		w_{0out}	1.017	—	0.474	1.38	—
		d_{out}	380.0	—	178.72	118.28	—
		f	115.0	—	123.0	42.0	—
		Reflexionswinkel	90°	—	90°	90°	—

^a Vorläufig Auslegung der Optik mit zwei Spiegeln in u -Anordnung

1.4 THz-Kanal auf Grund einer sich in Planung befindenden LO-Box eine Spezifikation des LO-Spiegels (M0b) aussteht, die Optik für den 1.9 THz-Kanal bereits vollständig aufgebaut ist, die optischen Parameter für den 2.6 THz-Kanal auf

Grund eines fehlenden Mischer-/LO-Designs noch undefiniert sind und im Falle des 4.7 THz-Kanals nur eine vorläufige Optik vorlag. Letztere sieht nach Planung des DLR-Berlin eine Zwei-Spiegel u -Anordnung zwischen der Teleskopfokalebene und dem Mischer vor.

Damit ließen sich die in Tabelle 8.2 aufgelisteten optischen Pfade (SFP \leftrightarrow Mischer, LO \leftrightarrow Mischer und Cold-Load \leftrightarrow Mischer) betrachten, die am Beispiel des Verlaufs der 1.9 THz- $1w$ -Strahlkontur in Abb. 8.1 veranschaulicht sind.

Mit besonderer Aufmerksamkeit wurden die Abbildungseigenschaften des Spiegels M0a untersucht, da mit diesem die supraleitenden Mischer an die Cold-Load gekoppelt werden. Folglich muss der Spiegel über den Frequenzbereich von 1.4-4.7 THz an der Position der Cold-Load-Waist eine möglichst flache Phase erzeugen.

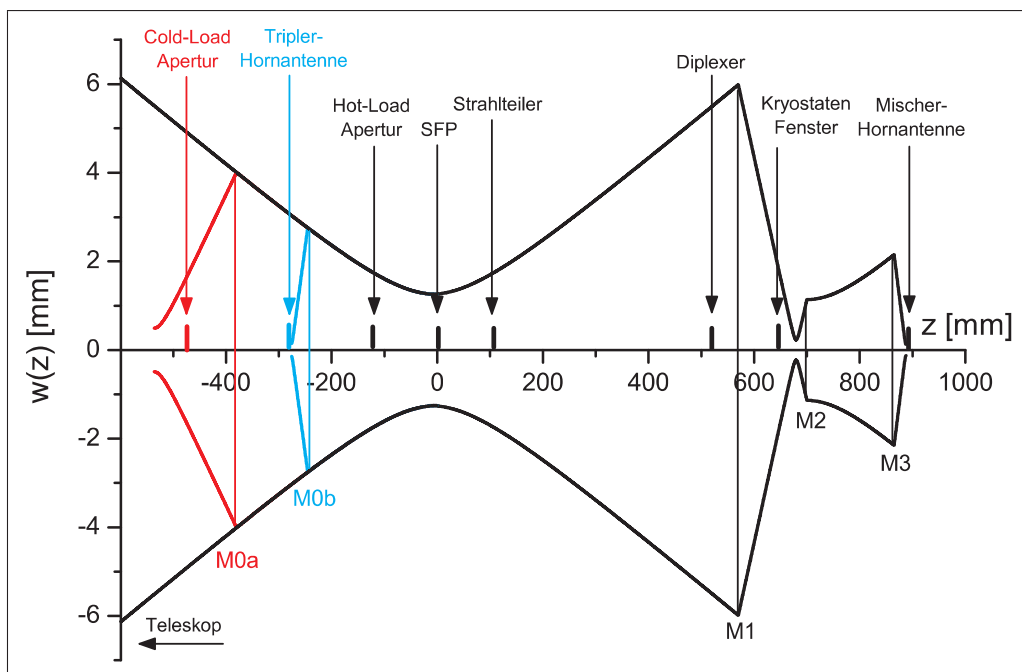


Abbildung 8.1: Die 1.9 THz- $1w$ -Kontur unter Einbeziehung aller Optikkomponentenpositionen. *Schwarz:* zwischen Teleskop und Mischer. *Rot:* zwischen Cold-Load und Mischer und *blau:* zwischen LO und Mischer. An Position 0 liegt die Fokalebene des SOFIA-Teleskops (SFP). Das Teleskop ist in Richtung negativer Werte zu finden. Spiegel M0a bildet die SFP in der Cold-Load ab und Spiegel M0b passt den LO-Strahl an den in der SFP an.

8.3 Simulationsergebnisse

Tabelle 8.2 fasst die Ergebnisse der Simulation in Form der berechneten Gaußizitäten zusammen. Dabei zeigt der Pfeil die analysierte Propagationsrichtung an. Ergebnis der Simulation ist, dass der höchste Verlust mit 2.5% im 1.9 THz-

Mischer→LO-Pfad auftritt. Dieser resultiert aus der kurzen Brennweite des Spiegels M0b in Zusammenhang mit einer um 90°gedrehten Propagationsebene zwischen LO-Box und optischer Bank. Die Drehung verhindert den Aufbau einer erforderlichen z -Anordnung zwischen LO- (M0b) und Dewarspiegel (M1), was eine Korrektur des Phasenfehlers verhindert. Im Vergleich zu z.B. den kumulierten Streulichtverlusten an Spiegeloberflächen ist ein Verlust von 2.5% jedoch als gering zu betrachten. Damit konnten wichtige LO-Pumpleistungsreserven für den Betrieb der HEBs gesichert werden. In den verbleibenden Pfaden konnten durch Berück-

Tabelle 8.2: Simulationsergebnisse der Abbildungsgüte der GREAT-Optik. Angegeben sind die Gaußizitäten zwischen dem propagierten und dem Ziel-FGBM (in %).

optischer Pfad	Kanal			
	1.4	1.9	2.6	4.7
Mischer→SFP	99.7	99.8	—	99.5
Mischer→LO	—	97.5	—	—
Mischer→Cold-Load	99.6	99.7	—	99.0
Cold-Load→SFP			99.8	

sichtigung der Spiegelanordnungen, der Brennweiten und der Reflexionswinkel die Abbildungsverluste auf unter 1% reduziert werden. Dies gilt auch für die Betrachtung des Cold-Load-Spiegels M0a. Unter Benutzung des für den 1.9 THz-Kanal berechneten Spiegels konnte das Kopplungsintegral für den 2.6 THz-Kanal an der Position der SFP zu >99% bestimmt werden. Die Simulation der vollständigen Mischer→Cold-Load-Pfade in den verbleibenden Kanälen lieferte ebenfalls eine Gaußizität von $\geq 99\%$. Damit ist gezeigt, dass Spiegel M0a für alle Beobachtungsfrequenzen einsetzbar ist und bei Kanalwechseln auf einen Spiegelaustausch verzichtet werden kann.

Exemplarisch gibt Abb. 8.2 die Ergebnisse einer Simulationsrechnung wider. Gezeigt ist die berechnete \vec{E} -Feldverteilung und die zugehörige Phasenlage nach Durchlaufen des 1.9 THz-Mischer→LO-Pfades an der Waistposition der Tripler-Hornantenne. Dieser Pfad wurde gewählt, da er am verlustbehafteten ist und sich damit die Auswirkungen auf das \vec{E} -Feld am prägnantesten darstellen lassen. An der Feldverteilung und am Phasensprung ist deutlich zu erkennen, dass Leistung aus der Grundmode, der E_{00} -Mode in Gauß-Hermite-Darstellung, in die nächst höhere, die E_{01} - und die E_{10} -Mode bzw. Kreuzpolarisation, überführt wird. An der Position der Mischerwaist wird definitionsgemäß eine flache Phase erwartet. Im simulierten y -Phasenanteil sind jedoch zum Rand der $4w$ -Kontur Phasenvariationen von über $\frac{3}{4}\pi$ zu beobachten, was zu einer weiteren Reduzierung des Kopplungsintegrals führt. Schließlich entstehen durch die für die numerische Simulation notwendige Diskretisierung der Spiegeloberflächen zusätzliche Verluste. Zusammengenommen mindern alle drei Beiträge die Gaußizität an der Position der Tripler-Hornantenne um errechnete 2.5%, die auf Grund der Rasterungsverluste

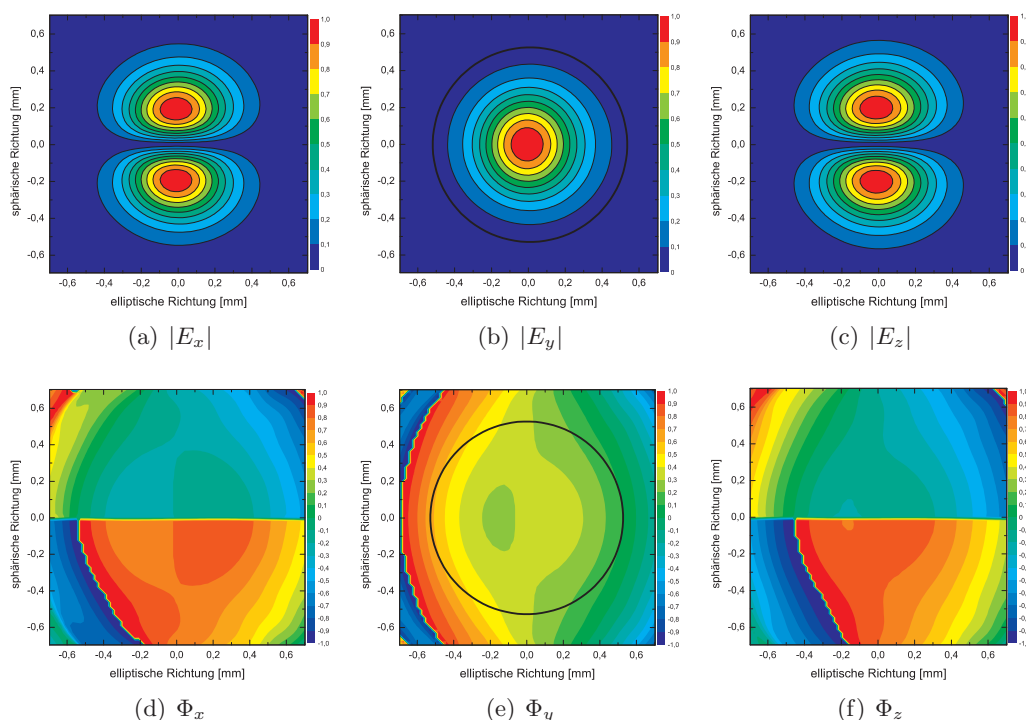


Abbildung 8.2: (a)-(c) simulierte $|\vec{E}|$ -Feldverteilung nach Durchlaufen des 1.9 THz-Mischer \rightarrow LO Strahlenganges an der Position der Tripler-Waist. (d)-(f) zeigt die zugehörige Phase. Die Feldverteilungen sind auf die Maximalintensitäten in den entsprechenden Komponenten und die Phasenlage ist auf π normiert. Konturlinien der Feldamplitude folgen in 10%-Abständen der jeweiligen Maximalintensität. Die Polarisationsrichtung des \vec{E} -Feldes zeigt in Richtung des y -Einheitsvektors. Die *schwarzen Kreise* in den y -Komponenten geben die $4w$ -Strahlkontur an.

als obere Schranke verstanden werden können.

Als Ergebnis der Simulationsrechnungen ist festzuhalten, dass die Abbildungsverluste der Optik durch geeignete Wahl der Optikparameter mit maximal 2.5% hinreichend klein gehalten werden konnten.

8.4 Rauschtemperaturen

Aus den gemessenen bzw. simulierten Effizienzen aller optischen Komponenten und deren physikalischen Temperaturen lässt sich der Beitrag der Optik zur Systemrauschtemperatur ableiten. Hierbei sind die einzelnen Rauschtemperaturen nach Gl. A.0.1 zu bestimmen und in Signalrichtung (vom Teleskop kommend in Richtung Mischer) entsprechend Gl. A.0.2 miteinander zu verrechnen. Zu den Optikverlusten sind zu zählen: die maximalen Abbildungsfehler der Optik entsprechend der UFO-Simulation, die Absorptions- und die Streuverluste der Spiegel auf Grund ihrer Oberflächenrauigkeit, Transmissionsverluste an Polarisatoren, Diplexerverluste, Absorptionsverluste der Fenster und die Kopplungsverluste der

Strahlen an die Hornantennen. Die entsprechenden Daten sind, soweit sie verfügbar waren, in Tabelle 8.3 zusammengefasst. Der Tabelle ist zu entnehmen, dass die

Tabelle 8.3: Effizienz der GREAT-Optikkomponenten.

Komponente	T [K]	Kanal			
		1.4	1.9	2.6	4.7
Abbildungsgüte ^a (Simulation)	300	0.997	0.998	0.99 ^b	0.995
Cold-Load-Spiegel ($\sigma = 2 \mu\text{m}$)	300	0.992	0.975	0.972	0.86
Cold-Load-Fenster	285	0.928	0.84	0.92	0.8
Strahlteiler	300	0.98 ^c	0.96 ^c	0.94 ^c	0.99 ^d
LO-Einkoppelgitter	300	0.98	0.96	0.94	—
Diplexer	300	0.9	0.88	0.76	—
Dewarspiegel ($\sigma = 2 \mu\text{m}$)	300	0.986	0.975	0.975	0.86
Kryostatenfenster	285	0.97	0.97	0.97	—
IR-Filter	77	0.8	0.94	0.88	—
1. kalter Spiegel ($\sigma = 1.5 \mu\text{m}$)	10	0.992	0.985	0.972	0.92
2. kalter Spiegel ($\sigma = 1.5 \mu\text{m}$)	5	0.992	0.985	0.972	—
Hornantenne	5	0.95 ^e	0.93 ^f	0.8 ^e	0.8 ^e
SFP→Mischer $\hat{=}$ Mischer→Hot-Load	T_{Opt} η	87 K 0.62	99 K 0.65	196 K 0.42	— —
Mischer→Cold-Load	T_{Opt} η	120 K 0.57	184 K 0.53	253 K 0.37	— —
LO→Mischer	T_{Opt} η	— —	181 K 0.54	— —	— —

^a Im optischen Pfad Mischer→SFP. Übrige Werte sind Tabelle 8.2 zu entnehmen.

^b Anhand der simulierten Abbildungseigenschaften (s. Tabelle 8.2) geschätzter Verlust

^c Drahtgitter, QMC

^d Dichroischer Spiegel, QMC

^e Literaturwert für quasioptische Spiralantennen [40]

^f Auf 1.9 THz skaliertes Literaturwert [69]

höchsten Verluste vom Diplexer und dem IR-Filter verursacht werden. Im Fall des Diplexers lässt sich die Kopplungseffizienz durch Anhebung des ZF-Bandes steigern, das jedoch zur Zeit von den verfügbaren supraleitenden HEBs technologisch auf 1-2 GHz beschränkt ist. Die niedrig angesetzte Diplexertransmission in den 1.4 und 2.6 THz-Kanälen folgt aus der konservativen Abschätzung aufgrund fehlender Messmöglichkeiten, und ist daher als untere Schranke zu verstehen. Rejustagen am laufenden Experiment sollten hier deutliche Optimierungsmöglichkeiten bieten.

Im Fall der IR-Filter scheinen Versuche, z -cut Quarzscheiben mit Hilfe einer strukturierten Oberfläche zu entspiegeln, vielversprechend zu sein. Aufgrund ihrer physikalischen Temperatur von 77 K und ihrer Position innerhalb des Signalpfades ist die Auswirkung einer gesteigerten Transmissivität auf die Empfänger-

rauschtemperatur jedoch weniger signifikant als die einer Erhöhung der Diplexerttransmission.

Wie an den Spiegelstreuverlusten im 4.7 THz-Kanal deutlich erkennbar ist, empfiehlt es sich in diesem Kanal reflektierende Oberflächen mit einer hohen optischen Güte einzusetzen. Bei einer erforderlichen Restrauigkeit von 500 nm für 1% Streulichtverlust sind die auf hauseigenen CNC-Fräsbänken gefertigten Spiegeloberflächen unbedingt zu polieren.

Der Tabelle 8.3 ist zu entnehmen, dass sich die Effizienz der optischen Pfade Mischer→Hot-Load und Mischer→Cold-Load unterscheidet. Hierfür verantwortlich ist im wesentlichen die frequenzabhängige Transmission des Cold-Load-Fensters (vgl. Abs. 5.3). Diese muss bei der Empfängerkalibration durch Korrektur der Cold-Load-Strahlungstemperatur berücksichtigt werden.

Schließlich ergibt die Berechnung der Optikrauschtemperaturen im SFP→Mischer-Pfad im Falle des 1.4 THz-Kanals 87 K, für den 1.9 THz-Kanal 99 K und für den 2.6 THz-Kanal 196 K. Die zugehörigen Effizienzen (η) der Optik konnten zu 0.62, 0.65 und 0.42 bestimmt werden.

Kapitel 9

Labormessungen mit dem 1.9 THz-GREAT-Kanal

Die im Kölner THz-Labor aufgebauten und auf ihre Funktionalität geprüften Empfängerkomponenten wie z.B. die ZF- und Bias-Elektronik, der Kryostat einschließlich des supraleitenden Mischers (HEB No. 312), die Empfängeroptik, der 1.9 THz-LO, das Array-AOS und die zugehörigen Messrechner wurden im Juli 2005 zum MPIfR nach Bonn transportiert und dort in die GREAT-Struktur eingebaut. Der vollständige Empfänger wurde bereits in Abb. 2.2 präsentiert. Abb. 9.1 zeigt schematisiert den Heterodynmessaufbau, wie er für die Messung der ZF-Rauschtemperatur, der HEB-Kennlinien, der spektralen Systemrauschtemperatur, der Allan-Varianz und der Antennenkeule eingesetzt wurde. Ziel der Messungen war, den 1.9 THz-Kanal für den späteren Einsatz auf SOFIA möglichst umfassend zu charakterisieren.

Die Messergebnisse sind im nachfolgenden Kapitel zusammengefasst. Der erste Abschnitt beschäftigt sich mit der Justage der THz-Optik, dem sich die Kalibration der ZF-Kette anschließt. Mit der Analyse der Systemrauschtemperatur und der Systemstabilität setzt sich das Kapitel fort und schließt mit der Vermessung der Antennenkeule bei 1.9 THz.

9.1 Optische Justage

Die Messkampagne begann mit dem Einbau der THz-Optikkomponenten in die GREAT-Struktur und ihrer optischen Justage entsprechend der entwickelten Prozedur. Die zugehörige Justage des THz-Strahlenganges zwischen Mischer und LO ließ sich anschließend mit Hilfe einer LO-Leistungsmessung abschätzen. Hierfür wurde die im Kölner THz-Empfängerlabor direkt vor der Tripler-Ausgangshornantenne ermittelte LO-Leistung mit der in der GREAT-Struktur an der Position der Kryostatenwaist gemessenen Leistung verglichen. Als Leistungsmessgerät kam in beiden Fällen eine Golay-Zelle zum Einsatz, deren Ausgangssignal auf einem Oszilloskop analysiert wurde. Die gewählte BWO-Heizspannung betrug jeweils 6.8 V.

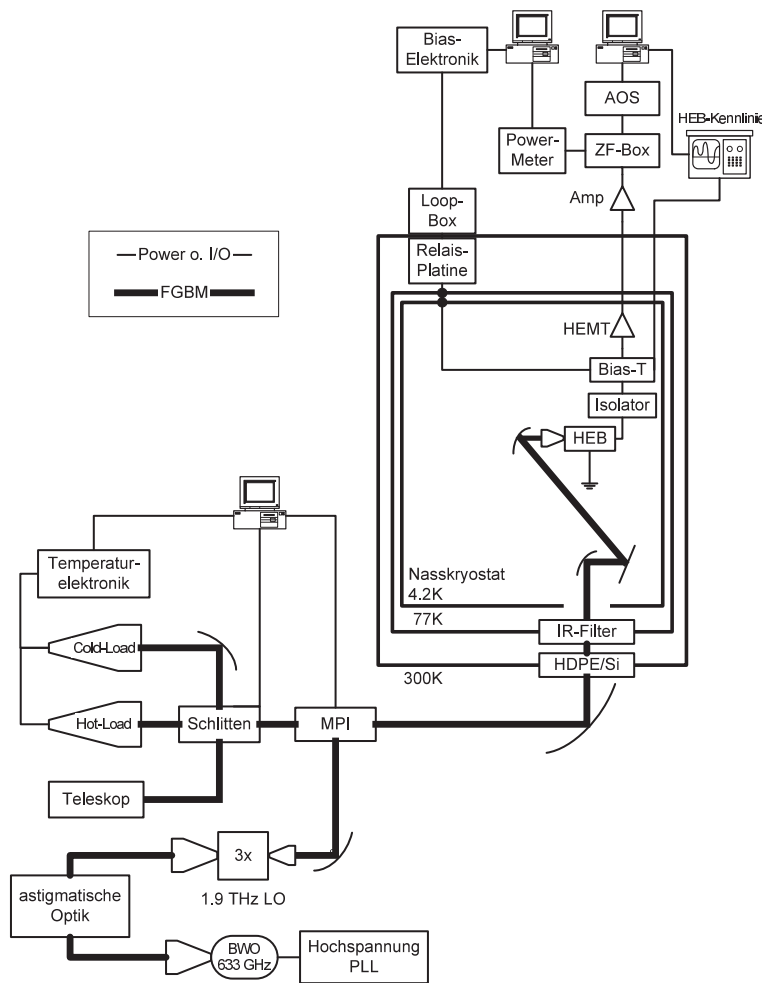


Abbildung 9.1: Blockdiagramm des 1.9 THz-GREAT-Kanal-Messaufbaus.

Vor Einbau in die GREAT-Struktur stand am Tripler bei einer Frequenz von 1880.4 GHz eine Leistung von 590 nW zur Verfügung. Im MPIfR ließ sich nach Abschluss der optischen Justage an Position der Kryostatenwaist bei gleicher Frequenz eine Leistung von 160 nW in die Golay-Zelle einkoppeln. Dabei ist zu beachten, dass bei dieser Messung das Optikkompartiment nicht evakuiert war. Unter der zu berücksichtigenden Transmissivität von 730 mm Laborluft im LO→Mischer-Pfad und der Einbeziehung aller weiteren Optikverluste gemäß Tabelle 8.3 folgt, dass nach Beendigung der optischen Justage 80-90% der möglichen LO-Leistung hinter dem Kryostatenfenster verfügbar waren, womit die Justageprozedur als valide zu betrachten ist.

Die weitere Optimierung des LO→Mischer-Strahlenganges wurde direkt anhand der vom HEB absorbierten LO-Leistung vorgenommen. Hierfür musste der Kryostat komplettiert, abgepumpt und befüllt werden. Für die Justage standen

zusätzlich zu den in Tabelle 4.1 zusammengefassten Freiheitsgrade zwei weitere am LO-Auskoppelspiegel in der LO-Box zur Verfügung.

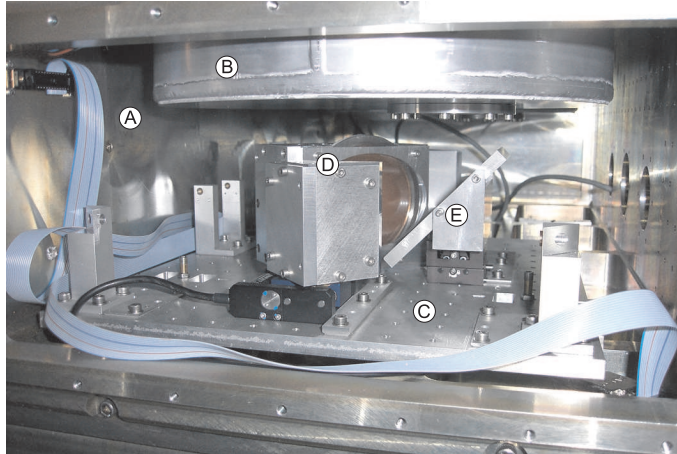


Abbildung 9.2: In die GREAT-Struktur eingebaute und justierte Optik des 1.9 THz-Kanals. Ⓐ Optikkompartment, Ⓑ Kryostat, Ⓒ Optikplatte, Ⓓ Diplexer und Ⓔ Dewarspiegel.

Ein Maß für die absorbierte Strahlungsleistung ist die Höhe des kritischen Stromes (s. Abs. 9.3), ab dem die Supraleitung im HEB zusammenbricht. Da sich der kritische Strom aus der HEB-Kennlinie entnehmen lässt, wurde mit Hilfe der Biaselektronik die HEB-Biasspannung variiert und die zugehörige Strom-Spannungskurve auf einem Oszilloskop ausgegeben. Nach wenigen Justagekorrekturen und einer Anhebung der BWO-Heizspannung auf 7 V konnte schließlich die Hysterese in der Kennlinie des HEBs No. 312 vollständig unterdrückt und damit der HEB vollständig in den normalleitenden Zustand überführt werden. Entsprechend den in Köln durchgeführten ersten HEB-Pumpversuchen (vgl. Abs. 4.11) setzt dies im Falle des verwendeten HEBs eine an der Triplerhornantenne gemessene LO-Leistung von $1.2 \mu\text{W}$ voraus. Damit konnte die Optikjustage mit Verifikation der bei den ersten HEB-Pumpversuchen gewonnenen Ergebnisse erfolgreich abgeschlossen werden. Die in die GREAT-Struktur eingebaute und justierte Optik ist in Abb. 9.2 gezeigt.

9.2 Kalibration der ZF-Kette

Nach erfolgreichem Abschluss der optischen Justage wurde der Beitrag der ZF-Verstärkerkette zur Systemrauschtemperatur abgeschätzt. Die ZF-Kette setzt sich innerhalb des Kryostaten aus HEB, Isolator, HEMT und HF-Leitungen zusammen. Im Warmen folgt ein weiterer direkt auf dem Kryostaten angebrachter Verstärker, dessen Ausgangssignal mit Hilfe der KOSMA SMART-ZF-Elektronik verstärkt und in das AOS-Band umgesetzt wird.

Die Rauschtemperatur der gesamten Verstärkerkette ausgenommen des HEBs lässt sich aus einer Art Hot-Cold-Messung ableiten. Dazu wird an ihrem Ein-

gang eine Rauschquelle bekannter physikalischer Temperatur T angebracht, deren Rauschleistung $P_{in}(T)$ nach dem Nyquist-Theorem bestimmt ist (vgl. A.2.2). Misst man die zugehörige Ausgangsleistung $P_{out}(T)$ der Verstärkerkette mit einem Leistungsmessgerät und macht dies für viele Temperaturen, liefert die Steigung $P_{out}(T)/P_{in}(T)$ ihren Gewinn. Die zugehörige Rauschtemperatur lässt sich aus der theoretisch zu messenden Leistung P_{out} bei einer angenommenen physikalischen Temperatur der Rauschquelle von 0 K berechnen. Als Rauschquelle wurde das HEB selbst genutzt, das mittels eines auf dem Mischerblock befestigten $1\text{ k}\Omega$ -Heizwiderstandes in den normalleitenden Zustand überführt wurde. Dem zugehörigen aus Dipstickmessungen bekannten HEB-DC-Widerstand von $20\ \Omega$ kann damit nach Nyquist eine Rauschleistung zugeordnet werden. Die für die Berechnung erforderliche HEB-Temperatur war über eine ebenfalls auf dem Mischerblock befestigte Silizium-Temperaturmessdiode bekannt.

Die Messung wurde mit Hilfe eines einstellbaren 80 MHz-Bandpasses in Schritten von 50 MHz über das vollständige ZF-Band von 1-2 GHz für HEB-Temperaturen von 8.9-23.2 K wiederholt. Die Ergebnisse sind der Abb. 9.3 zu entnehmen.

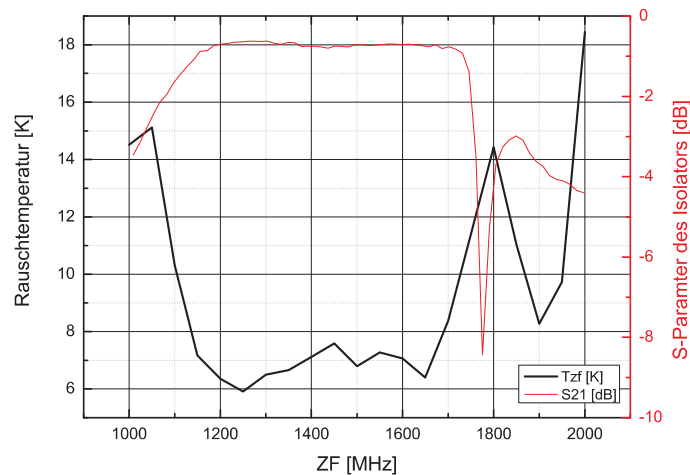


Abbildung 9.3: Die Rauschtemperatur der ZF-Kette im Vergleich mit dem S21-Parameter des PamTech Isolators.

Es ist zu erkennen, dass die ZF-Rauschtemperatur wesentlich vom Bandpass des Isolators bestimmt wird. Dabei ist zu beachten, dass die Messung jeweils über eine Bandbreite von 80 MHz durchgeführt wurde, weshalb Isolatorartefakte in der Rauschtemperatur etwas "verschmiert" erscheinen. Die niedrigste ZF-Rauschtemperatur ist im Frequenzintervall von 1.15-1.7 GHz zu finden und erreicht dort Werte um 7 K. Das Minimum von 5.9 K liegt bei 1250 MHz und ist damit bei derselben Frequenz zu finden wie das Minimum der Einfügedämpfung des Isolators (0.62 dB).

9.3 Systemrauschtemperaturen

Zielsetzung der nachfolgenden Messreihen war die Kalibration des Empfängers. Zunächst wurde die Abhängigkeit der Systemrauschtemperatur vom gewählten Bias-Punkt und der vom HEB absorbierten LO-Strahlungsleistung (Pumplevel) untersucht. Die Abhängigkeit vom Arbeitspunkt lässt sich durch Variation der Biasspannung an der Biaselektronik ermitteln. Für die Bestimmung des Zusammenhangs zwischen Pumplevel und Systemrauschtemperatur ist die LO-Leistung durch Anhebung der Heizspannung des BWOs zu ändern. Als Maß für die absorbierte LO-Leistung dient dabei typischerweise die Höhe des kritischen Stromes (I_c), der eine Funktion des verwendeten supraleitenden Materials, der Dimensionierung des HEBs und seiner Temperatur und damit eine charakteristische Größe des Systems bei gegebenem Pumplevel ist. Im Fall des eingesetzten phononengekühlten HEBs No. 312 aus NbTiN beträgt I_c im ungepumpten Zustand bei einer Temperatur von 4.2 K $860 \mu\text{A}$.

Mit Erreichen des kritischen Stromes werden die Cooper-Paare auf Grund einer zu hohen Stromdichte aufgebrochen, die Supraleitung bricht zusammen und das HEB wird in den normalleitenden Zustand überführt. Der Übergangsbereich zwischen supra- und normalleitendem Zustand weist eine Hysterese im Strom auf, die in Abhängigkeit der gewählten Biasform (Strom- oder Spannungsregelung) unterschiedlich ausgeprägt erscheint. Die GREAT-Biaselektronik hält den gewünschten Arbeitspunkt über eine geregelte Spannung, weshalb in den gemessenen Kennlinien der Übergangsbereich zwischen beiden Leitungsformen als verrauscht erscheint (vgl. Abb. 9.5). Hier existiert kein definierter Arbeitspunkt. Die Höhe der Biasspannung, ab der der resistive Teil der Kennlinie einsetzt, hängt damit von der Stabilität aller am Biaspunkt beteiligten Komponenten und auch von der aufgebauten Biaselektronik ab.

Die Systemrauschtemperaturen wurden nach der y -Faktormethode unter Benutzung der GREAT-internen Kalibrationsquellen bestimmt. Die zugehörigen im ZF-Band enthaltenen Ausgangsleistungen wurden mit einem Leistungsmessgerät gemessen. Alle Messungen wurden im DSB-Diplexermodus durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb. 9.4 dargestellt und Folgendes ist festzuhalten:

- Für Pumplevel, entsprechend eines kritischen Stromes von $I_c < 50 \mu\text{A}$, ist der HEB überpumpt und wird für noch größere LO-Leistungen rein resistiv, womit Heterodynexperimente nicht mehr durchführbar sind. Daher muss die Systemrauschtemperatur in diesem Bereich ansteigen.
- Für $I_c > 150 \mu\text{A}$ ist der HEB unterpumpt, was sich ebenfalls in einer Zunahme der Systemrauschtemperatur bemerkbar macht.
- An der Kante zum instabilen Biasbereich nimmt die Systemrauschtemperatur auf Grund der Instabilitäten zu, die den Arbeitspunkt kurzzeitig in den undefinierten Bereich verschieben können. In Richtung hoher Biasspannungen ($U_{Bias} > 0.8 \text{ mV}$) steigt die Systemrauschtemperatur stark an, da

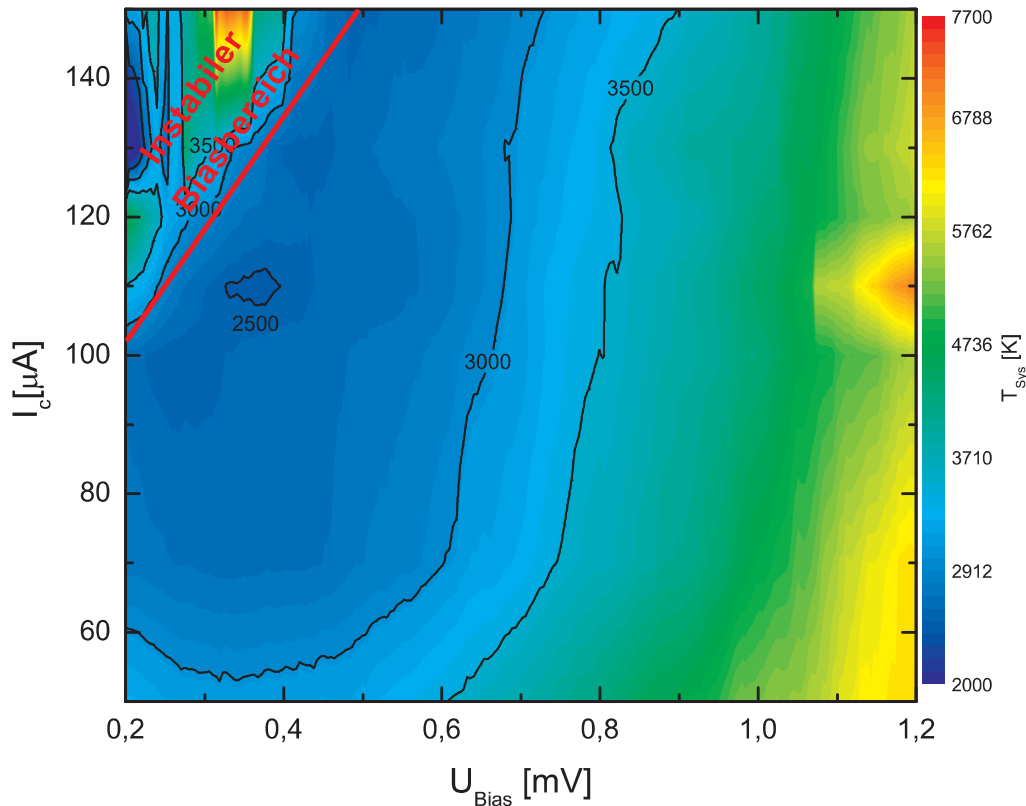


Abbildung 9.4: Systemrauschtemperaturen über das ZF-Band von 1-2 GHz des 1.9 THz-GREAT-Kanals für verschiedene Pumplevel und Biaspunkte. Der Graph beruht auf Messung der Konversionskurven für sieben verschiedene Pumplevel ($I_c = 52, 70, 98, 112, 119, 130$ & 150 mA) über den angegebenen Biasspannungsbereich. Zu beachten ist, dass die berechneten Rauschtemperaturkurven anschließend über ± 20 Nachbarpunkte gemittelt wurden.

die umgesetzte DC-Leistung den HEB zunehmend in den normalleitenden Zustand überführt.

- Zwischen $70 < I_c < 119 \mu\text{A}$ und $0.2 < U_{Bias} < 0.6$ mV liegt ein Bereich konstant niedriger Systemrauschtemperaturen von 2500-3000 K
- Die niedrigste gemessene Systemrauschtemperatur von 2500 K wurde bei $I_c = 112 \mu\text{A}$ und $U_{Bias} = 0.38$ mV gemessen.
- Damit ist das System im Bereich größter Empfindlichkeit stabil gegenüber leichten Variationen der LO-Leistung und des Biaspunktes

Beispielhaft zeigt Abb. 9.5 die auf der Hot- und Cold-Load gemessenen Kennlinien des optimal gepumpten 1.9 THz HEBs No. 312 ($I_c = 98 \mu\text{A}$), die zugehörigen Konversionskurven und die resultierenden Systemrauschtemperaturen in Abhängigkeit des Biaspunktes. Es ist zu erkennen, dass:

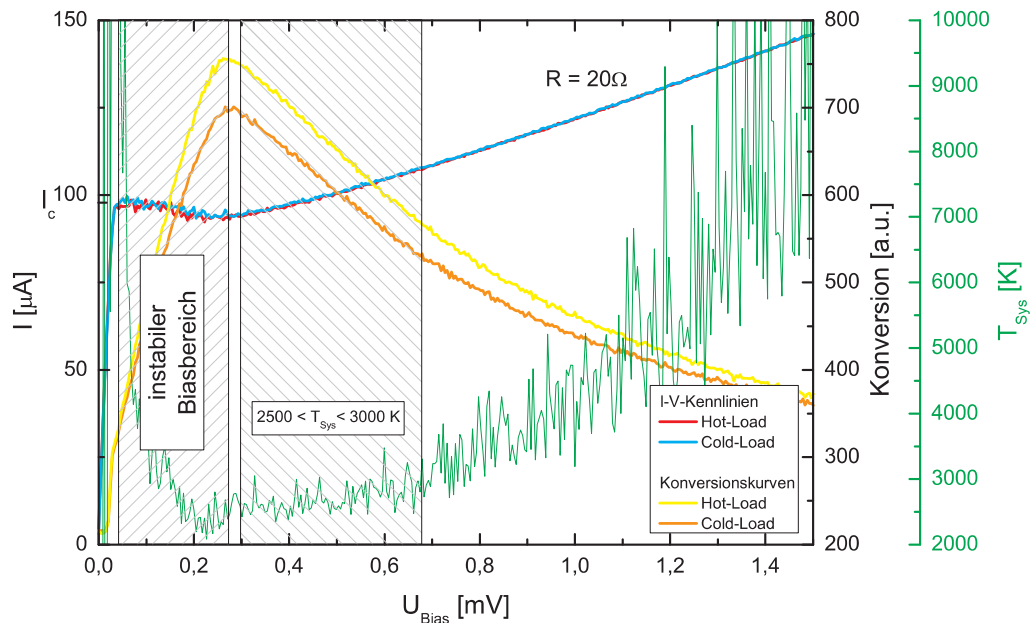


Abbildung 9.5: Gemessene I - V -Kennlinien, Konversionskurven und resultierende Systemrauschtemperaturen des optimal gepumpten ($I_c = 98 \mu A$) HEBs No. 312 gemessen auf der GREAT-internen Hot- bzw. Cold-Load. Der Ohmsche Widerstand im normalleitenden Teil der Kennlinie beträgt 20Ω .

- man sich für Biasspannungen $0 < U_{Bias} < 0.037$ mV entlang des supraleitenden Astes der Kennlinie bewegt, in der die Konversionskurven von Hot- und Cold-Load-Messung nahezu identisch sind und sehr kleine Werte annehmen. Aus diesem Grund ist dies ein Bereich extrem hoher (3000-10000 K), stark variierender Systemrauschtemperaturen,
- im Intervall $0.037 < U_{Bias} < 0.27$ mV der instabile Biasbereich folgt, in dem keine sinnvolle Heterodynmessung und somit auch keine sinnvolle Bestimmung der Systemrauschtemperatur erfolgen kann,
- zwischen $0.3 < U_{Bias} < 0.68$ mV der optimale Arbeitspunkt mit Systemrauschtemperaturen von 2500-3000 K liegt, wie an den sich deutlich unterscheidenden Konversionskurven erkennbar ist. Der maximale y -Faktor erreicht bei $U_{Bias} = 0.3$ mV einen Wert von 1.08,
- ab $U_{Bias} = 0.68$ mV das Verhältnis der Konversionskurven deutlich abnimmt, mit der eine Zunahme von $T_{Sys} > 3000$ K einhergeht.
- in der I - V -Kennlinie der optimale Arbeitspunkt folglich am Ende des normalleitenden Astes im Übergangsbereich zur Supraleitung zu finden ist, wo die höchsten Konversionsgewinne erreicht werden.

Nachdem die optimale Pumpleistung und der zugehörige Biasbereich bekannt waren, wurde in nachfolgenden Messungen die spektrale Systemrauschtemperatur in

diesem Bereich mit Hilfe eines AOSs ermittelt. Diesen Systemrauschtemperaturmessungen liegt ebenfalls eine Hot-/Cold-Messung zugrunde, wobei nun jedoch nicht die Leistung des vollständigen ZF-Bandes für die Berechnung eines einzigen y -Faktors herangezogen, sondern pro 1 MHz-AOS-Spektralkanal ein eigenständiger gebildet wird. Damit erhält man die Systemrauschtemperatur als Funktion der Zwischenfrequenz, die im Idealfall über das ZF-Band konstant ist. Variationen lassen sich durch Stehwellen und Transmissionsverluste einzelner ZF- und Optikkomponenten erklären, wobei deren Zuordnung nicht immer eindeutig ist (s. Abb. 9.6). Folgendes ist festzuhalten:

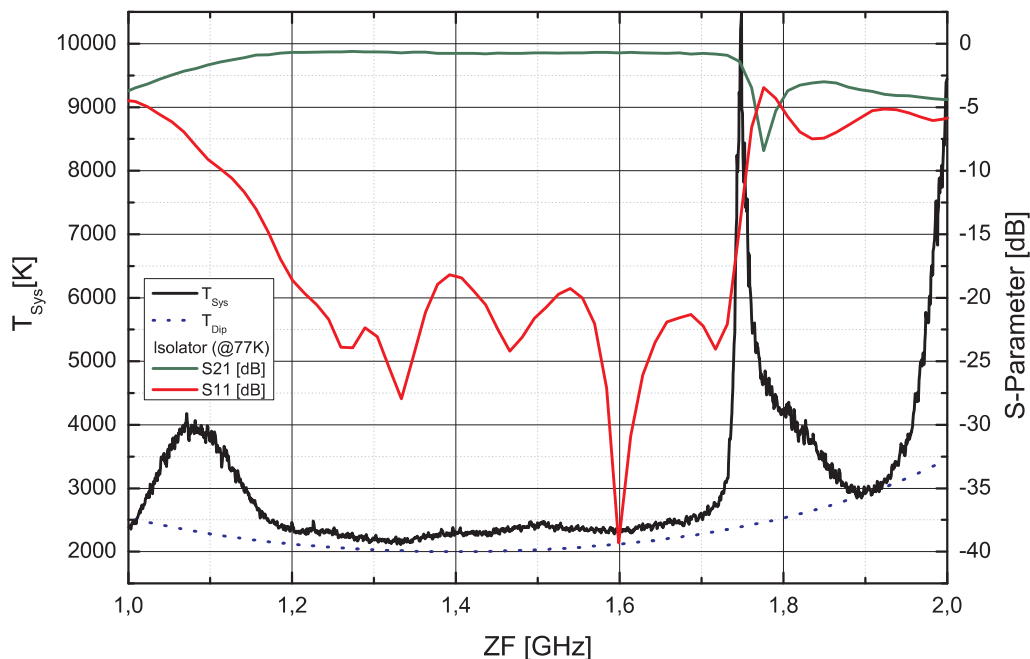


Abbildung 9.6: Spektrale Systemrauschtemperatur des optimal gepumpten HEBs ($I_c = 89 \mu\text{A}$) bei einer Biasspannung von 0.42 mV gemessen mit Hilfe eines AOSs. Als Kalibrationsquellen wurden die GREAT-internen Loads verwendet. Dem Graphen sind die bei 77 K am Netzwerkanalysator gemessenen S-Parameter des Isolators und die Variation der Systemrauschtemperatur aufgrund der Diplexertransmission hinzugefügt (für diese Berechnung wurde ein T_{sys} von 2000 K und eine physikalische Temperatur des Diplexers von 300 K angenommen).

- Das für astronomische Messungen nutzbare Frequenzband erstreckt sich von 1.2-1.7 GHz (± 40 Km/s bei 1.9 THz). Die Reduktion der ZF-Bandbreite auf 500 MHz wird im wesentlichen durch Transmissionsverluste der ersten ZF-Komponente (vgl. Gl. A.0.2), also durch den Isolator, hervorgerufen.
- Die Empfängerrauschtemperatur über das 0.5 GHz breite ZF-Band verbessert sich bezüglich der über 1 GHz gemessenen um fast 500 K auf 2300-2500 K.

- Die niedrigste gemessene spektrale T_{Sys} beträgt 2114 K und wird bei 1.328 GHz erreicht.
- Das Maximum in T_{Sys} bei 1.75 GHz kann bei linear extrapoliertem Frequenzverschiebung des Transmissionsminimums im Isolatorband bei weiterer Abkühlung von 77 auf 4.2 K des Isolators durch diesen erklärt werden (s. Abs. 7.8).
- Am oberen Bandende bei 2 GHz wirken sich die Verluste aller ZF-Komponenten (HEB, Isolator und HEMT) in Form einer starken Zunahme der Empfängerrauschtemperatur aus.
- Der "Rauschberg" in T_{Sys} bei 1.1 GHz wurde nicht genau verstanden. Da er aber im ZF-Band des NANTEN2-Testempfängers ebenfalls beobachtet wurde, in dem ein baugleicher HEMT-Verstärker zum Einsatz kommt, wird er dem kalten Vorverstärker zugeschrieben.
- Die Diplexertransmission verursacht eine Modulation der T_{Sys} über das ZF-Band. Für eine angenommene Empfängerrauschtemperatur von 2000 K und bei einer physikalischen Temperatur des Diplexers von 300 K ist die Auswirkung auf die Systemrauschtemperatur im Graphen (gestrichelt) dargestellt. Bei einer Mittenfrequenz von 1.45 GHz lassen sich dadurch die minimalen Empfängerrauschtemperaturen erklären.

Abschließend lässt sich auf der Grundlage der Optikverluste (Abs. 8.4) und der gemessenen ZF- und Empfängerrauschtemperatur der Gewinn des Mischers auf -19 dB abschätzen. Für den HEB wurde in der Berechnung die am Mischerblock gemessene Temperatur von 4.8 K angenommen.

9.4 LO-Leistungsbedarf

Im Hinblick auf zukünftige THz-Heterodynexperimente stellte sich die Frage, welche Leistung eine LO-Quelle für das Erreichen des optimalen Pumplevels des HEB No. 312 abstrahlen muss. Als ideal wurde ein kritischer Strom von $98 \mu\text{A}$ betrachtet, der im GREAT-Instrument an der Triplerhornantenne eine mit der Golay-Zelle gemessene LO-Strahlungsleistung von 910 nW voraussetzt. Bei einer Optikeffizienz von 0.64 im LO→Mischer-Pfad (s. Abs. 8.4) stehen somit vor der Mischerhornantenne 592 nW zur Verfügung. Zukünftige LOs müssen folglich, um als Pumpquelle für den 1.9 THz-Kanal auf GREAT einsetzbar zu sein, $\approx 1 \mu\text{W}$ über das geforderte Frequenzband generieren. Bei dem Einsatz einer modifizierten Optik sind die 592 nW entsprechend der geänderten Effizienz zu skalieren.

9.5 Isothermal-Methode

Die tatsächliche vom HEB absorbierte Leistung lässt sich nach der von [20] eingeführten Isothermal-Methode (IM) abschätzen. Die Theorie geht davon aus, dass der

Widerstand des HEBs eine identische Abhängigkeit von der dissipierten DC- und LO-Leistung aufweist. Nimmt man einen Punkt (1) der ungepumpten Kennlinie und legt eine Gerade durch diesen und den Koordinatenursprung (s. Abb. 9.7), so liegen alle Punkte dieser Geraden auf einer Isothermen, hier sind R und T des HEBs konstant [20]. Für die dissipierte Leistung auf diesem Punkt gilt:

$$P^1 = P_{DC}^1 = U \cdot I$$

Schaltet man nun den LO ein, ist die auf dem resultierenden Schnittpunkt (2 in Abb. 9.7) dissipierte Leistung die Summe aus DC- und LO-Anteil:

$$P^2 = P_{DC}^2 + P_{LO}$$

Da die Punkte 1 und 2 auf einer Isothermen liegen, gilt $P^1 = P^2$. Damit kann die vom HEB absorbierte LO-Leistung aus einer gepumpten und ungepumpten Kennlinie abgeschätzt werden zu:

$$P_{LO} = P_{DC}^1 - P_{DC}^2$$

Eine gepumpte I - V -Kurve stand durch vorangegangene Experimente zur Verfügung. Die ungepumpte musste durch eine Dipstickmessung gewonnen werden, da die GREAT-Biaselektronik bei einem Strom von $I > 400 \mu\text{A}$ bzw. für Spannungen von $U_{Bias} > 9.3 \text{ mV}$ in Sättigung geht.

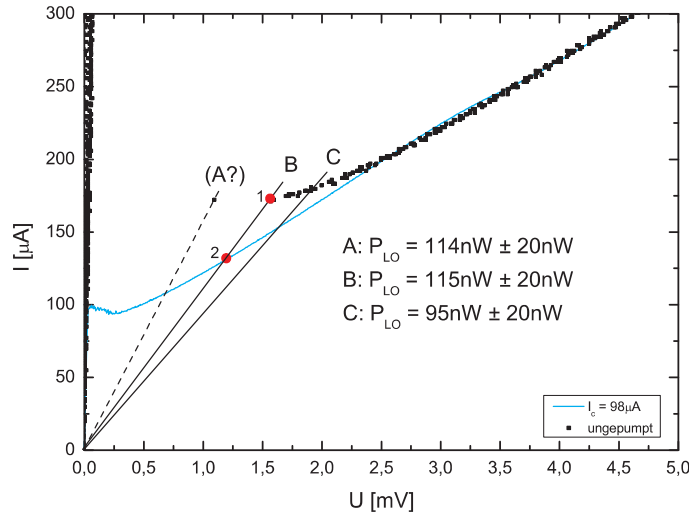


Abbildung 9.7: Anwendung der Isothermal-Methode zur Abschätzung der bei einem gegebenem Pumplevel (hier $I_c = 98 \mu\text{A}$) absorbierten LO-Leistung. Zu beachten ist, dass es für Punkt A nicht eindeutig ist, ob es sich um einen real existierenden Messpunkt handelt.

Die Auswertung nach der IM konnte für drei verschiedene DC-Widerstände vorgenommen werden (s. Abb. 9.7), wobei für Widerstand A nicht eindeutig ist, ob es sich im Falle der ungepumpten Kennlinie um einen stabilen Arbeitspunkt

handelt. Im Mittel folgt eine absorbierte Leistung von 108 ± 20 nW. Im Vergleich mit Werten eines von [5] bei 1.6 THz vermessenen phononengekühlten NbN HEBs erscheint die absorbierte LO-Leistung etwas gering, da sie für ein HEB mit den Abmessungen $150 \times 1000 \times 3.5$ nm³ 70 nW [5] und für ein mit einem Volumen von $300 \times 2000 \times 3.5$ nm³ 125 nW bei 1.89 THz [4] berechneten. Zum Vergleich: Das Volumen des GREAT-HEBs No. 312 ist um einen Faktor 13.7 bzw. 3.4 größer.

Damit kommen nach der IM-Abschätzung in etwa 19% (-7dB) der vor der Mischerhornantenne zu 592 nW abgeschätzten LO-Leistung auf dem supraleitendem HEB an. Die verbleibenden 81% teilen sich auf alle Verlustkanäle zwischen Mischerhornantenne und HEB auf.

9.6 Stabilitätsmessungen

Für den Beobachter ist von Interesse, nach welcher Integrationszeit auf einer Quelle das Signal zu Rauschverhältnis (SNR) am größten wird, bzw. für welches maximale Zeitintervall der Empfänger stabil arbeitet und der Rauschbeitrag entsprechend der Radiometerformel abnimmt (A.1.1). Der Zeitpunkt, ab dem die Änderung der Systemrauschtemperatur von Driftbeiträgen dominiert wird, lässt sich mit Hilfe der erstmals von Allan vorgeschlagenen und nach ihm benannten Allan-Varianz [1, 2] bestimmen. Bei der Anwendung auf den 1.9 THz-GREAT-Kanal wurde die Allan-Varianz nicht wie sonst üblich aus der Variation zwischen zwei Spektralkanälen [75, 74] gewonnen, sondern aus einem kalibrierten Spektrum S berechnet. Diese Variante der Allan-Varianz wird als Allan-Basislinien-Varianz (ABV) bezeichnet. Hierbei wird die Änderung in zwei aufeinanderfolgenden Spektren $R_1(t)$ und $R_2(t)$ als Funktion zunehmender Integrationsdauer t untersucht. Diese Änderungen werden z.B. durch das Systemrauschen und -driften hervorgerufen.

Für die ABV werden mit dem AOS über eine Zeit T , $m = T/\Delta t$ Spektren der Integrationsdauer Δt auf einer definierten Quelle, z.B. der Hot-Load, aufgenommen. Abschließend wird ohne HF-Signal das *Zero*-Spektrum gemessen, mit dem Nullpunktverschiebungen herauskalibriert werden.

Die eigentliche Berechnung der ABV beginnt mit der Bildung des Mittelwertes B_N eines kalibrierten Spektrums S_N der Integrationsdauer $N = n * \Delta t$ mit $n = 1 \dots m$, $n \in \mathbb{N}^+$:

$$B_N = \langle S_N \rangle = \left\langle \frac{R_1(N) - R_2(N)}{R_2(N) - N * Zero} \right\rangle,$$

der als Basislinie bezeichnet wird. Nachfolgend wird die Standardabweichung $\sigma(S_N)$ des kalibrierten Spektrums S_N um die Basislinie berechnet. Diese Kalkulation wird für alle Zeitintervalle bis zur maximal möglichen Länge $N_{max} = \frac{m}{2}$ durchgeführt. Die Allan-Basislinien-Varianz $\sigma_A^2(N)$ für das Zeitintervall N folgt dann aus dem Mittelwert aller zu diesem Zeitintervall berechneten $\sigma(S_N)$ zu:

$$\sigma_A^2(N) = \frac{1}{2} \langle \sigma^2(S_N) \rangle, \quad (9.6.1)$$

wobei der Faktor $1/2$ aus Konsistenzgründen mit der von Allan ursprünglich eingeführten Varianz benötigt wird [75].

Wird das System von weißem Rauschen und langsamen Driften dominiert, fällt die ABV anfänglich in doppellogarithmischer Auftragung mit einer Steigung von -1 [74], durchläuft ein Minimum und steigt anschließend wieder an. Im Umkehrpunkt wird die so genannte Allan-Minimumszeit erreicht. Zu diesem Zeitpunkt ist das Rauschen durch Verlängerung der Integrationszeit soweit reduziert, dass es gleich groß der Driftbeiträge des Systems ist. Daher nimmt ab der Allan-Minimumszeit das SNR wieder ab bzw. die ABV wieder zu (Abb. 9.8). Für den Beobachter heißt dies, dass spätestens nach Ablauf der Allan-Minimumszeit eine neue Messung gestartet werden sollte. Ansonsten nimmt die Datenqualität ab.

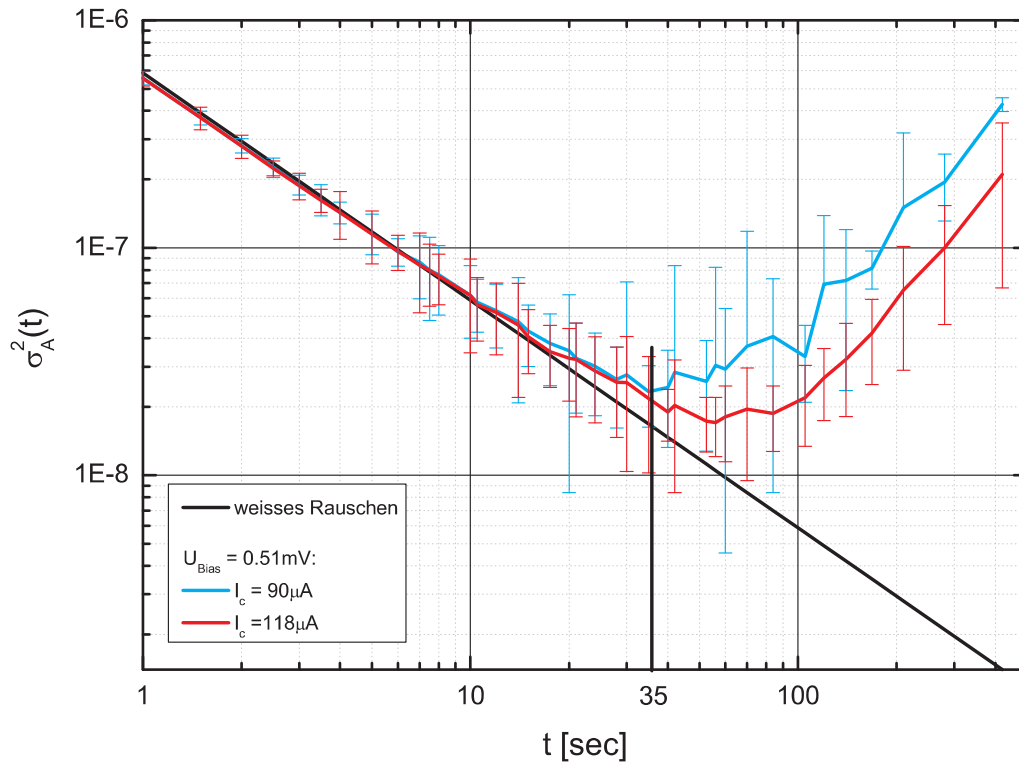


Abbildung 9.8: Allan-Basislinien-Varianz zur Untersuchung der Stabilität des 1.9 THz-GREAT-Kanals für zwei Pumplevel des optimalen Bereichs ($I_c = 90$ und $118 \mu\text{A}$) bei einer Biasspannung von 0.51 mV . Für die Berechnung sind mit dem AOS 3500 Spektren mit einer Integrationszeit von je $\Delta t = 0.5 \text{ s}$ auf der Hot-Load aufgenommen worden. Die resultierende Allan-Minimumszeit beträgt in beiden Fällen $\geq 35 \text{ s}$.

Für den 1.9 THz-GREAT-Kanal konnte die Allan-Minimumszeit für zwei unterschiedliche Pumplevel zu jeweils 35 s bestimmt werden. Damit arbeitet das System ähnlich stabil wie es sonst nur beim Einsatz von SIS-Mischern erreicht

wird. Zum Vergleich: Die Allan-Minimumszeit vom KOSMA SMART-Array-SIS-Empfänger [31] wurde zu 40 s, die des 1.4 THz-HEB-Heterodynempfängers CONDOR für APEX [90] dagegen nur zu 11 s bestimmt. Zusammen mit der Unempfindlichkeit gegenüber Variationen in der LO-Leistung und des gewählten Biaspunktes im Bereich größter Sensitivität ist der 1.9 THz-Kanal daher als äußerst stabil zu betrachten!

9.7 Antennenkeule

In einer weiteren Messreihe wurde die Antennenkeule des 1.9 THz-GREAT-Kanals vermessen. Für diesen Zweck wurde eine Strahlungsquelle bei freier Sicht der Mischer in Richtung Teleskop in einer zum SI-Flansch parallelen Ebene verfahren und die detektierte Strahlungsleistung aufgezeichnet. Auf diese Weise ließ sich ein Bild der Antennenkeule in einer definierten Ebene gewinnen.

Als Load ist eine Punktquelle mit einem möglichst hohen Temperaturunterschied zur Umgebung wünschenswert. Zum Einsatz kam eine Cold-Load in Form eines in LN₂ schwimmenden Eccosorb-Absorbers. Die Ausdehnung der Strahlungsquelle ließ sich mit Hilfe von Kreisaperturen in der Größe variieren. Für ausreichende Signalstärken waren bei gegebener Systemempfindlichkeit des 1.9 THz-Kanals Load-Aperturen von 10 mm erforderlich. Ihre Verwendung bedingt jedoch eine verschmierten Abbildung des tatsächlichen Strahlmusters. Für die Bestimmung der Strahlradien war es daher erforderlich, an die Messdaten ein mit der gewählten Kreisapertur gefalteten FGBM numerisch anzupassen.

Die Load war an einem x - y -Lineartisch befestigt. Die vom Empfänger auf einer bestimmten Load-Position detektierte Leistung wurde mit Hilfe eines Leistungsmessgerätes gemessen und mit einem Lock-In-Verstärkers aufintegriert. Das gewonnene Messsignal wurde von einem Messrechner zusammen mit der Lineartischposition abgespeichert.

Aufgrund der deutlich höheren atmosphärischen Transmission (vgl. Abb. 1.2) fanden die Messungen bei der höchsten der verfügbaren LO-Frequenzen von 1880.4 GHz statt. Dem Pumplevel entsprach ein kritischer Strom des HEBs von 120 μ A und die Biasspannung wurde zu 0.59 mV gewählt. Die Integrationszeit pro Position betrug 1 s und die zugehörigen Messdaten sind in Abb. 9.9 dargestellt.

Es ist zu beachten, dass selbst bei der gewählten Frequenz von 1880.4 GHz die Transmission in 1 m Laborluft nur 25-35% erreicht, weshalb das SNR in den Messungen mit zunehmender Distanz deutlich abnehmen muss. Dabei entspricht der in Laborluft zurückgelegte Weg nicht der in Abb. 9.9 angegebenen Entfernung z zwischen Cold-Load und SFP, sondern nur dem Abstand zwischen Cold-Load und Vakuumfenster im SI-Flansch. Diese Distanz betrug bei der ersten Messung 75 mm, bei der zweiten 320 mm und in der letzten 507 mm.

Ferner ist Abb. 9.9(a) zu entnehmen, dass die Antennenkeule mit einem Strahlradienverhältnis von $w_x/w_y = 0.9$ nahezu rund ist und dank des 1.2 THz-5 w -Design-Kriteriums der Optik keinerlei Vignettierungseffekte aufzeigt.

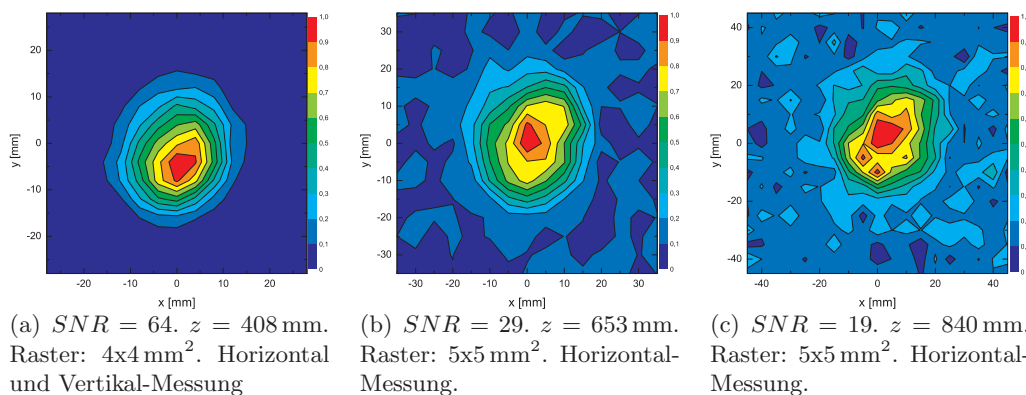


Abbildung 9.9: Die Antennenkeule des 1.9 THz-GREAT-Kanals im Abstand z zur SFP. Angegeben sind das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR), die Messpunktrasterung und die Abtastrichtung. Alle Daten sind auf die jeweilige Maximalintensität normiert.

Desweiteren sei angemerkt, dass die Daten die erstmalige, indirekte Vermessung einer smooth-walled spline-profile Hornantenne [69, 82] für 1.9 THz repräsentieren.

An die Messdaten wurde anschließend ein gefalteter FGBM gefittet, um die Strahlaufweitung und damit die Güte der optischen Abbildung überprüfen zu können. Die Ergebnisse sind in Abb. 9.10 dargestellt. Der Fehler der Load-Position wurde dabei zu 20 mm abgeschätzt, wogegen der Fehler des Strahlradiuses als *rms*-Fehler aus dem Fitalgorithmus folgte.

Die gefitteten Strahlradien weisen bezüglich des vom Teleskop erzeugten FGBM einen relativen Fehler von 7% auf. Innerhalb der Fehlergrenzen liegen sie jedoch im erwarteten Bereich zwischen beiden um den Strahlteilerversatz verschobenen Teilstrahlen des Diplexers. Trotzdem erscheint es so, als ob der Divergenzwinkel etwas zu klein und damit die tatsächliche Fokalebene hinter der eigentlichen SFP tiefer im Instrumenteninneren liegt. Dies könnte auf einen Abbildungsfehler hindeuten. Es ist aber zu bedenken, dass die aus der Asymptotensteigung gewonnene Fokal- und damit die Waistposition sehr empfindlich auf Änderungen des Divergenzwinkels reagiert und daher ihre Berechnung zu großen Fehlern in z führt. Da nur drei Messpunkte mit relativ großen Unsicherheiten verfügbar waren, wurde auf eine solche Positionsbestimmung verzichtet.

Als Ursache eines Abbildungsfehlers kommt die durch die GREAT-Struktur definierte Positionierung der Optikplatte bezüglich des Kryostaten in Frage. Die Analyse der Strahlradienvariation hervorgerufen durch ein Δz von ± 3 mm zwischen Optikplatte und Kryostat führt jedoch zu Ergebnissen, die sich nicht mit den Messdaten vereinbaren lassen. Bleiben als weitere mögliche Ursachen eine fehlerhafte Positionierung des Kryostaten innerhalb der GREAT-Struktur und/oder eine Abweichungen zwischen der simulierten und der tatsächlichen Feldverteilung in der 1.9 THz-smooth-walled spline-profil Hornantenne. Auf die Position des Dewars konnte aufgrund fehlender Justagevorrichtungen kein Einfluss genommen werden,

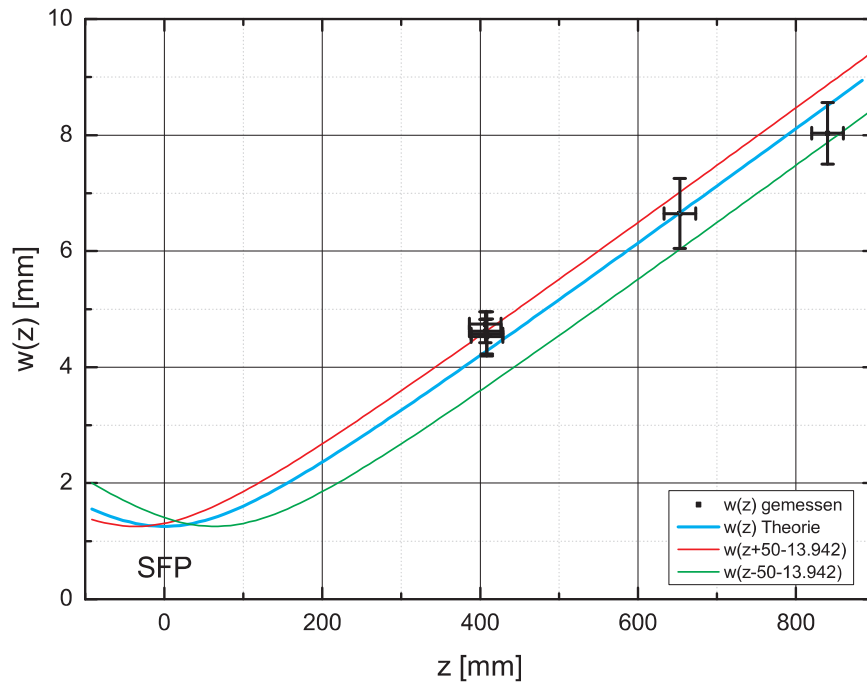


Abbildung 9.10: Messung der Strahlradien des 1.9 THz-GREAT-Kanals. Die Datenpunkte resultieren aus dem Fit eines gefalteten FGBM an die Messdaten zur Antennenkeule (vgl. Abb. 9.9). Der Abstand z gibt die Distanz zur SFP an. In einer Entfernung von 408 mm wurden drei Messungen durchgeführt, an den zwei verbleibenden Positionen jeweils nur eine. Ferner ist der vom SOFIA-Teleskop erzeugte FGBM eingetragen (*blau*). Entsprechend der Strahlumkehrung wird der vom Mischer kommende FGBM im Diplexer in zwei Teilstrahlen aufgeteilt, die vom Strahlteiler zusätzlich gegeneinander verschoben werden (vgl. Abs. 4.10.3). Ihre resultierenden Konturen sind in *rot* und *grün* dem Graphen hinzugefügt.

weshalb von einer fehlerhaften Ausrichtung auszugehen ist. Fertigungsfehler der Hornantenne sind ebenfalls wahrscheinlich - über diese kann an dieser Stelle jedoch keine Aussage getroffen werden, da hierfür eine Vermessung der Hornantenne mit einem THz-Phasenmessstand erforderlich wäre.

Die Propagationsrichtung des 1.9 THz-Kanals kann über die verfügbaren Freiheitsgrade am Strahlteiler eingestellt werden und war Mangels eines zweiten GREAT-Kanals nicht Bestandteil der Analyse. Jedoch wird darauf hingewiesen, dass ein Strahlradienfehler von 7% zu einer um 2 dB geänderten Ausleuchtung des Subreflektors bezüglich des gewünschten Edge-Tapers von 14 dB führt. Damit ist nach Gl. 2.1.3 eine Variation der räumlichen Auflösung von $\approx 1\%$ und eine leicht verschlechterte Kopplung des Empfängers an das Teleskop verbunden. Für einen Edge-Taper von 16 dB liefert die Simulation der Hauptkeuleneffizienz eine Abnahme um 1%.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass sich innerhalb der Fehlergrenzen die erwartete Antennenkeule durch die Messungen bestätigen lässt und der 1.9 THz-Kanal auf SOFIA einsetzbar ist.

Kapitel 10

1.9 THz-Arrays

Die verfügbare Messzeit auf SOFIA ist teuer und steht nur in geringem Maße zur Verfügung. Daher wird im folgenden Kapitel ausgeführt, wie die Effizienz des 1.9 THz-GREAT-Kanals nach erfolgreichem Abschluss der ersten Testflüge durch eine Anhebung der Empfängerpixelanzahl erhöht werden kann. Zwei mögliche Szenarien werden geprüft. Erstens die eines Einpixelempfängers für zwei orthogonale Polarisierungen, und zweitens die eines Mehrpixel-Fokalebenenarrays für eine Polarisationsrichtung. Wie sich zeigen wird, lässt sich der GREAT-Empfänger mit nur kleinen Modifikationen zu einem 2x2-Pixel-Array ausbauen. Die mit dem GREAT-Array auf SOFIA gewonnenen Erfahrungen werden bei der Umsetzung des Nachfolgeprojektes STAR [59] (ein 16-Pixel-Empfänger für 1.9 THz von KOSMA) von großem Nutzen sein.

10.1 Einpixel- und Array-Empfänger

Beim Betrieb des 4.7 THz-Kanals stehen dem zweiten GREAT-Kanal aufgrund des einzusetzenden dichroischen Strahlteilers ebenfalls beide Polarisationsrichtungen zur Verfügung, die prinzipiell mit zwei Mischern orthogonaler Orientierung detektiert werden können. Die erforderliche Integrationszeit pro Position reduziert sich hierbei um einen Faktor zwei. Problematisch ist jedoch die Versorgung der Mischer mit ausreichender LO-Leistung, da entweder ein zweiter Martin-Puplett-Diplexer (MPI) oder ein Strahlteiler zum Einsatz kommen muss. Die Konfiguration mit einem zweiten MPI ist aufgrund des erforderlichen Strahlenganges und des begrenzt verfügbaren Platzes auf der Optikplatte nicht umsetzbar. Würde der LO mit Hilfe eines Strahlteilers eingekoppelt, wäre aufgrund der notwendigen 45°-Orientierung der LO-Polarisation und eines sinnvollen Teilungsverhältnisses von ca. 95 : 5 eine LO-Leistung von $\approx 40 \mu\text{W}$ bei 1.9 THz notwendig, was die Realisation eines Einpixel-Empfängers für zwei Polarisierungen scheitern lässt.

Alternativ besteht die Möglichkeit, in der Fokalebene mehrere räumlich getrennte Pixel gleicher Polarisationsrichtung zu betreiben, was den Vorteil hat, dass dieses Array immer und unabhängig vom zweiten GREAT-Kanal betrieben

werden kann. Wie bereits im SMART-Empfänger [31] implementiert, genügt es hierbei, die LO-Leistung mit Hilfe eines Fouriergitters auf n Pixel zu verteilen. Änderungen am Diplexer sind in diesem Fall nicht notwendig.

Wie sich zeigen wird, können mit relativ wenig Aufwand zwei und in einer weiteren Entwicklungsstufe vier Pixel in den 1.9 THz-Kanal integriert werden. In dieser Ausbaustufe erhöht sich der LO-Bedarf auf nur ca. $5 \mu\text{W}$. Eine LO-Leistung, die in Kürze mit einer 1.9 THz-Frequenzvervielfacherkette von Virginia-Diodes¹ zur Verfügung stehen wird.

Im Folgenden werden zwei auf Grund des einfach gehaltenen Strahlenganges leicht zu realisierende Arrays vorgeschlagen: ein 2- und ein 4-Pixel Array, wobei letzteres als quadratische 2x2-Konfiguration ausgelegt ist. Leider wird sich zeigen, dass die Simplizität des Strahlenganges im Falle des 2x2-Arrays mit einer deutlich geminderten optischen Abbildungsgüte erkauft wird, weshalb für eine weitere Steigerung der GREAT-Effizienz für das 4-Pixel-Array der Einsatz der skalierbaren Fokalebeneoptik nach [52] vorgeschlagen, aus Gründen des dafür nötigen Arbeitsaufwandes aber nicht zu Ende geführt wird.

10.2 FGBM-Arrays

Einleitend sei darauf hingewiesen, dass in der mit Hornantennen umgesetzten Gauß'schen Optik keine das Nyquist-Theorem erfüllende Fokalebenearrays aufgebaut werden können. Dazu betrachte man ein Teleskop mit dem Durchmesser D und der Brennweite f . Es erzeugt bei einer Wellenlänge λ in der Fokalebene ein Beugungsbild mit dem Durchmesser d von:

$$d = 1.22 f \frac{\lambda}{D} \quad (10.2.1)$$

Das Nyquist-Theorem verlangt nun, dass dieses Beugungsbild mit zwei Pixeln der Länge $d_{Ny} = d/2$ abgetastet werden muss, um die vollständige Information zu erhalten. Ein so gewählter Pixelabstand führt jedoch zu einer Überausleuchtung des Teleskopspiegels (mit $2D$) und damit zu hohem Spillover bzw. einer extrem schlechten Kopplung der Mischer an das Teleskop. Da Heterodynempfänger durch das Detektorrauschen limitiert sind, bedeutet eine schlechte Kopplung an das Teleskop auf Grund zu klein gewählter Pixelabstände eine Verschlechterung der Systemempfindlichkeit. Daher wählt man den Abstand der Radiometerpixel zu einem ganzzahligen Vielfachen der von Nyquist geforderten Länge d_{Ny} , die bei typischen Edge-Tapern von 12-14 dB ausgedrückt in Einheiten der Waist ungefähr $0.83 w_0$ beträgt (vgl. Gl. 2.1.1 und Gl. 10.2.1). Üblicherweise wird dieser Abstand zu zweimal der Vollen-Breite-bei-halben-Maximum (FWHM) von $3.33 w_0 = 4 d_{Ny}$ festgelegt. Die Berechnung des Überlappintegrals zeigt, dass zwei in diesem Abstand zueinander liegende FGBMs nicht miteinander koppeln. Damit ist nicht nur sichergestellt, dass jeder Mischer optimal an das Teleskop koppelt, sondern zugleich

¹www.virginiadiodes.com

auch, dass jedes einlaufende Photon nur von einem Empfängerpixel detektiert werden kann. Die maximale Empfindlichkeit eines jeden Mischerelementes ist erreicht. Allerdings muss nun das Nyquist-Theorem durch die Art der Kartierung erfüllt werden.

Es gibt zwei unterschiedliche Methoden, die Daten aufzunehmen. Zum einen kann die astronomische Quelle sequentiell abgetastet werden oder die Datenaufnahme geschieht kontinuierliche im so genannten On-The-Fly (OTF) Verfahren (s. Abb. 10.1). Bei sequentieller Datenaufnahme lässt sich mit vier jeweils um den Abstand d_{Ny} versetzten Messungen eine entsprechend dem Nyquist-Theorem abgetastete Karte erzeugen. Im OTF-Beobachtungsmodus muss das Fokalebene-Array um einen Winkel α zur Abtastrichtung gedreht werden, so dass bei kontinuierlicher, linienhafter Datenaufnahme der Abstand zweier benachbarter Pixel von $3.33 w_0$ in vier gleiche Teile aufgeteilt und das Nyquist-Theorem erfüllt wird. Die Pixelanordnung des Arrays sollte so gewählt werden, dass beide Methoden optimal zur Anwendung kommen können. Als Beispiel ist in Abb. 10.1 die Geometrie eines 2x2-Arrays gezeigt.

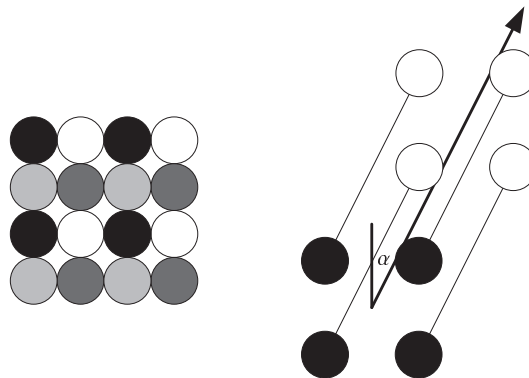


Abbildung 10.1: Datenaufnahme mit einem 2x2-Fokalebene-Array entsprechend dem Nyquist-Theorem. Im linken Bild durch mehrfache Messung, im rechten im kontinuierlichen On-The-Fly-Modus. Hierbei muss das Array um einen Winkel $\alpha = 14^\circ$ zur Scanrichtung rotiert werden und zweifach die Quelle überstrichen werden.

Schließlich ist noch zu bedenken, dass ein Empfänger an das Inertialsystem des Teleskops gebunden ist, wodurch die Antennenkeulen eines an einem azimuthal montierten Teleskop betriebenen Array-Empfängers aufgrund der Erddrotation eine Drehung am Himmel ausführen. Dies hat zur Konsequenz, dass die beobachtete Quelle zu unterschiedlichen Zeiten von verschiedenen Empfängerpixeln beobachtet wird. Die effektive Antennenkeule wird verschmiert. Soll sichergestellt werden, dass jedes Pixel zu jedem Zeitpunkt die gleiche Position auf der Quelle sieht, muss das Sichtfeld derotiert bzw. das Array entgegen der Erddrotation rotiert werden. Da der GREAT-Empfänger selbst nicht gedreht werden kann, wird der Einsatz eines

Beamrotators notwendig².

10.2.1 Beamrotator

Da ein quadratisches 2×2 -Array bei unveränderter Abbildung in der Fokalebene im Vergleich zu einem Einpixel-Empfänger einen um $3.33\sqrt{2}$ größeren Strahldurchmesser aufweist, soll der Beamrotator abbildend sein. Auf diese Weise lassen sich Vignettierungseffekte in der bestehenden GREAT-Optik vermeiden. Hierfür muss der Rotator die Fokalebene weiter ins Instrumenteninnere verlegen und zusätzlich eine Vergrößerung von >1 erzeugen. Dadurch wird die Waist in der neuen Fokalebene zwar vergrößert, aber die Strahldivergenz herabgesetzt. Es kann erreicht werden, dass die 1.9 THz- $4.5w$ - 2×2 -Strahleinhüllende an jeder Stelle der GREAT-Optik innerhalb der Einpixel-1.2 THz- $5w$ -Kontur zu liegen kommt (s. Abb. 10.2). Das FGBM-Array kann die bestehende Optik ohne Abschattung passieren. Folglich wird ein abbildender Beamrotator benötigt, dessen optische Eigenschaften von einem Gauß'schen Teleskop (GT) bestimmt sind.

Wie gezeigt werden kann, ist für die Derotation des Bildfeldes eine ungerade An-

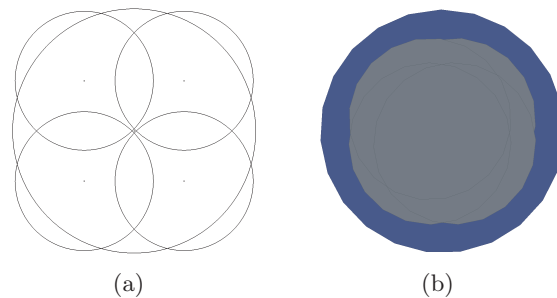


Abbildung 10.2: Vergleich der 1.2 THz- $5w$ -Strahlkontur mit der des 2×2 - $4.5w$ -1.9 THz-Arrays ohne (a) und (b) mit abbildendem Beamrotator im Fernfeld. (a): Der große Kreis stellt die 1.2 THz- $5w$ -Strahlkontur, die kleinen Kreise die 2×2 - $4.5w$ -1.9 THz-Array-Konturen ohne GT dar. (b): blau 1.2 THz- $5w$ -Strahlkontur und grau 2×2 - $4.5w$ -1.9 THz-Array-Konturen mit GT.

zahl an Spiegeln nötig [14], die so angeordnet sind, dass die Rotationsachse mit der optischen Achse koinzident ist, d.h. man benötigt $2n+1$ Spiegel mit $n \in \mathbb{N}^+$. Ferner sind die „*goldenen Design Regeln*“ der Gauß'schen Optik zu beachten: große Brennweiten, kleine Reflexionswinkel und die korrekte Anordnung der aktiven Spiegel untereinander. Alle genannten Anforderungen können nur erfüllt werden, wenn der Rotator vor dem SI-Flansch installiert wird. Das dort verfügbare Volumen ist in der SOFIA-Dokumentation DOC.-No. SOF-ICD-KT-001 p.3-2 nachzulesen und muss im Design Berücksichtigung finden.

Ein Gauß'sches Teleskop ist durch Vorgabe der Ein- und Ausgangswaist ($w_0^{i/o}$), der Angabe der Eingangsentfernung d_i zum ersten aktiven Spiegel sowie der Entfernungen d zwischen den abbildenden Elementen vollständig beschrieben. Die

²Zu beachten ist, dass eine kurzzeitige Rotation um die z -Achse ($\pm 3^\circ$) mit dem SOFIA-Teleskop möglich ist.

Ausgangsentfernung nach dem letzten aktiven Spiegel d_o folgt aus der Wahl der übrigen Parameter. Darüberhinaus sind die Waistgrößen über die Magnifikation $M = \frac{w_0^i}{w_0^o}$ und die Brennweiten ($f_{1/2}$) über die Relation $d = f_1 + f_2$ miteinander verknüpft. Unter Beachtung gegebener Nebenbedingungen wurden die Parameter des GTs entsprechend den in Tabelle 10.1 zusammengestellten Werten gewählt. Damit folgen die Brennweiten der beiden Spiegel zu $f_1 = 182.545$ mm

Tabelle 10.1: Parameter des Gauß'schen Teleskops im Beamrotator.

Parameter	λ [mm]	w_0^i [mm]	w_0^o [mm]	M	d [mm]	d_i [mm]	d_o [mm]
Wert	0.158	2.51	2.99	1.19	400	-246.766	826.665

und $f_2 = 217.455$ mm. Um eine z -Faltung des Strahlenganges bei gleichzeitig kleinem Reflexionswinkel im Rotator zu ermöglichen, sind fünf Spiegel notwendig. Ein mögliches Rotatordesign ist in Abb. 10.3 wiedergegeben.

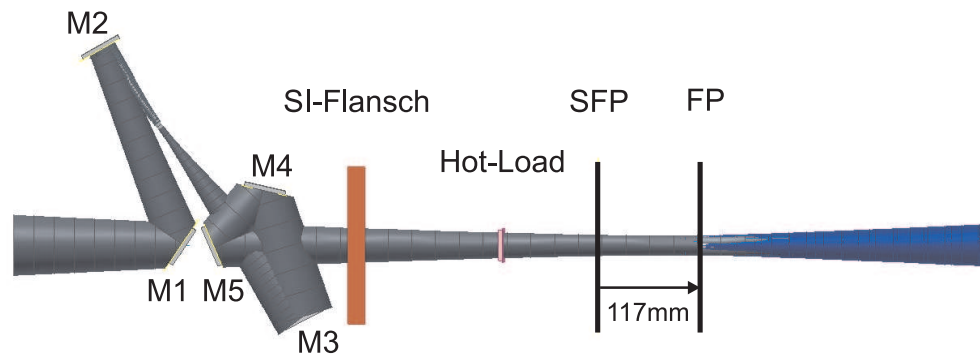


Abbildung 10.3: Notwendiger Beamrotator für die Erweiterung von GREAT zu einem Array-Empfänger. *Graue* Strahlkontur: Einhüllende des 1.9 THz-2x2-Arrays. *Blaue* Strahlkontur: 1.2 THz-5w-Kontur. Eingezeichnet ist der Instrumentenflansch (SI-Flansch), die Teleskopfokalebene (SFP), die Apertur der Hot-Load und die vom GT um 117 mm zurückverlagerte neue Fokalebene (FP). Die Spiegelparameter M_i des Rotators sind Tabelle 10.2 zu entnehmen.

Durch das GT wird die Fokalebene um 117 mm hinter die ursprüngliche SFP verschoben. In Zusammenhang mit der Vergrößerung M wird somit erreicht, dass die Strahleinhüllende des 4.5w-Kontur des 2x2-Arrays ab ca. 125 mm hinter der eigentlichen SFP innerhalb der 1.2 THz-5w-Kontur liegt. Damit lassen sich prinzipiell auch der 2.6 und der 4.7 THz-Kanal zu einem 4.5w-2x2-Array ausbauen. Zusätzlicher positiver Nebeneffekt der Vergrößerung ist, dass die Kopplungseffizienz des Diplexers gesteigert wird. Im Falle des 1.9 THz-Kanals um 2% auf ca. 99%.

Da nicht alle Kanäle in Arraykonfiguration fliegen, werden abschließend die optischen Eigenschaften des Rotators für die verbleibenden Kanäle untersucht.

Tabelle 10.2: Spiegelparameter des abbildenden Beamrotators (berechnet für $\lambda = 0.158$ mm). Angaben falls nicht anders vermerkt in mm.

Spiegel	Typ	w_0^i	d_i	w_0^o	d_o	f	α [°]
M1	Planspiegel	—	—	—	—	—	68
M2	Hyperboloid	2.51	-246.766	1.025	111.016	182.545	15
M3	Ellipsoid	1.025	288.984	2.99	826.665	217.455	20
M4	Planspiegel	—	—	—	—	—	60
M5	Planspiegel	—	—	—	—	—	47

Ergebnis der UFO-Simulation ist, dass alle mit einer Gaußizität $> 98\%$ den Rotator passieren und damit sein Einfluss vernachlässigbar ist. Der Vollständigkeit halber sei jedoch erwähnt, dass die Hot-Load-Apertur mit einem Durchmesser von 31.5 mm weniger als 1% der Leistung in jedem Strahl des 1.9 THz-2x2-Array vignettiert. Da jedoch das Optikkompartment im wesentlichen die identische Temperatur wie der Load-Konus besitzt, kann der Kalibrationsfehler vernachlässigt werden.

10.2.2 Strahlengang des 2x2-Pixel-Arrays

Das vom Rotator kommende Strahlenbündel passiert den Strahlteiler, anschließend den Diplexer und wird vom abbildenden Spiegel M6 auf der optischen Bank (s. Abb. 10.4) in Richtung des Kryostaten gefaltet, der in Kombination mit Spiegel M8 das für den Erhalt der Fokalebene nötige zweite Gauß'sche Teleskop bildet. Die Wahl der Parameter für dieses GT sind in Tabelle 10.3 aufgelistet. Die nach dem

Tabelle 10.3: Parameter des Gauß'schen Teleskops bestehend aus Spiegel M6 und Spiegel M8.

Parameter	λ [mm]	w_0^i [mm]	w_0^o [mm]	M	d [mm]	d_i [mm]	d_o [mm]
Wert	0.158	2.99	1.5	0.502	300	466.208	33.169

GT wieder parallel verlaufenden Strahlen werden mit Hilfe des Facettenspiegel M9 in die jeweilige Richtung der Mischer gefaltet und an den Strahl der Hornantennen angepasst. Der Facettenspiegel liegt in der Fokalebene des zweiten GT, weshalb die Facettenmittelpunkte im Abstand von $3.33 w_0$ zueinander liegen. Der dem Diplexer folgende Strahlengang ist in Abb. 10.4 veranschaulicht, und die zugehörigen Spiegelparameter sind der Tabelle 10.4 zu entnehmen.

Spiegel M6 und M8 können wie erforderlich u -förmig angeordnet werden. Wesentlich wichtiger für eine effiziente Optik ist jedoch, den Reflexionswinkel des Spiegels M9 klein zu halten, da aufgrund der extrem kurzen Brennweite hohe Verluste entstehen. Aus diesem Grund ist der Reflexionswinkel so klein wie möglich gewählt worden, was dazu führt, dass für ein abschattungsfreies Passieren der vom Facettenspiegel kommenden $3.33 w_0$ -Strahlkontur Teile der Hornklammer wie im 1.9 THz-Einpixel-Empfänger ausgespart werden müssen.

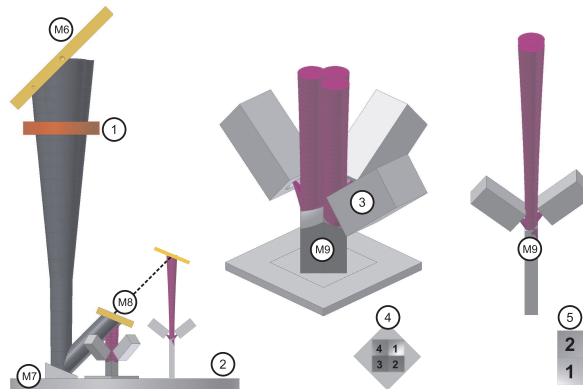


Abbildung 10.4: Strahlengang möglicher Arrays nach dem Passieren des Diplexers und innerhalb des Kryostaten. Zu beachten ist, dass der Kryostat auf dem Kopf stehend gezeichnet ist! M6 bezeichnet den Dewarspiegel auf der optischen Bank, ① Kryostatenfenster, ② LHe-Kaltfläche und ③ Mischerblock. ④ gibt die Orientierung und Nummerierung der Pixel im 2x2-Array an. Aus Gründen der Anschauung ist ein Strahl des Facettenspiegels (M9) weggelassen worden. ⑤ zeigt den Strahlengang des 2-Pixel-Arrays. *Dunkelgraue* Strahlkontur: $2 \times 2 - 4.5w$ -Kontur und *Violette* Strahlkontur: $3.33 w_0$ -Kontur.

Tabelle 10.4: Spiegelparameter der 1.9 THz-GREAT-Array-Optik ($\lambda = 0.158$ mm). Angaben, falls nicht anders vermerkt, in mm.

Spiegel	Typ	w_0^i	d_i	w_0^o	d_o	f	α [°]
M6	Ellipsoid	2.99	466.208	1.5	303.434	199.777	90
M7	Planspiegel	—	—	—	—	—	45
M8	Hyperboloid	1.5	-3.434	1.865	33.169	100.223	45
M9	Paraboloid	1.865	0	0.261	7.666	7.902	50

Die Simulation der Abbildungseigenschaft der vollständigen Array-Optik (einschließlich Rotator) ergab eine Gaußizität von 77% in Pixel 1 und 2 sowie 86% in Pixel 3 und 4. Die geringe Effizienz der Optik in Pixel 1 und 2 resultierte aus der extrem kurzen Brennweite des Spiegels M9 in Zusammenhang mit einer falschen Spiegelanordnung. Anstatt einer z - wäre eine u -Anordnung erforderlich, die sich aber leider auf Grund der gegebenen Kryostatenabmessungen in diesen Pixeln verbietet. Eine weitere Konsequenz ist die Reduktion des Pixelabstandes am Himmel um 9% auf ca. $3.03 w_0$.

Die Herabsetzung der Effizienz in Pixel 3 und 4 wird ebenfalls durch das Herausdrehen des Strahlenganges aus der u -Anordnung verursacht. Trotzdem lässt sich mit dem 4-Pixel-Array insgesamt ein Integrationszeitgewinn (vgl. Gl. A.1.2) bezüglich des 1-Pixel-Empfängers von 2.5 erreichen; eine Systemrauschktemperatur von 2000 K vorausgesetzt.

10.2.3 Strahlengang des 2x1-Pixel-Arrays

Verzichtet man auf zwei Pixel und ordnet die verbleibenden wie im rechten Teil der Abb. 10.4 dargestellt an, kann eine Effizienz in Pixel 1 von 98% und in Pixel 2 von 91% erzielt werden. Hierfür ist eine Modifikation des zweiten GT nötig. Der Abstand zwischen den Spiegeln M6 und M8 muss auf $d = 400$ mm vergrößert und beide Spiegel neu berechnet werden. Der Abstand der Pixel am Himmel bleibt in dieser Pixel-Konfiguration erhalten und der Integrationszeitgewinn errechnet sich zu 1.7.

10.2.4 Alternatives 2x2-Pixel-Array-Design

Neben den ausgearbeiteten 2- bzw. 4-Pixel Designs kann ein drittes alternatives 2x2-Pixel-Fokalebenearray entsprechend dem Compact Heterodyne Array Receiver Module (CHARM) Design von [52] aufgebaut werden. Hierfür muss der Abstand d im zweiten GT auf 500 mm vergrößert werden. Da bei diesem Layout die ZF in Strahlrichtung herausgeführt wird, erhöht sich die im Kryostaten unterzubringende Länge zusätzlich. Insgesamt benötigt das CHARM-Design auf der 4K-Stufe deutlich mehr Volumen, weshalb seine Umsetzung in GREAT einer umfangreichen Analyse bedarf, die an dieser Stelle nicht vorgenommen wird. Da jedoch ein Integrationszeitgewinn von ≈ 3 erreicht werden wird, sollte über eine Ausarbeitung z.B. im Rahmen einer Diplomarbeit nachgedacht werden.

Für die Umsetzung aller 1.9 THz-Arrays ist es notwendig, das Kryostatenfenster auf einen Durchmesser von ≈ 40 mm zu erweitern, damit die $4.5w$ -Einhüllende ohne Abschattung in den Kryostaten gelangen kann. Die freie Apertur des IR-Filters muss ebenfalls angepasst werden. Beide Änderungen sind hinsichtlich der Standzeit des Kryostaten unkritisch (vgl. Abs. 7.12.3). Aufgrund der Mischeranordnung ist es erforderlich den Mischerblock auf eine Kantenlänge von 9.5×9.5 mm² zu reduzieren. Dies ist problemlos möglich und für das GREAT nachfolge Projekt STAR (SOFIA Terahertz Array Receiver) - ein 16-Pixel Array für 1.9 THz [59] von KOSMA - in Planung. Und schließlich stellt die bestehende 16x1 GHz-GREAT-ZF genügend Bandbreite zur Verfügung, um die Mischprodukte der zusätzlichen Empfänger verarbeitet zu können.

Somit ermöglicht ein 1.9 THz-GREAT-Array neben einer effizienteren Nutzung der verfügbaren SOFIA-Messzeit eine detaillierte Vorbereitung des Nachfolgeprojektes STAR.

10.2.5 FAA-Zertifizierung

Der Ausbau des 1.9 THz-Kanals zum 4-Pixel-Array bedeutet kaum Mehraufwand für die FAA-Zertifizierung, da damit nur kleine Modifikationen des bereits bestehenden GREAT-Empfängers und seiner Zertifizierung verbunden sind. Nur der Betrieb eines Beamrotators vor dem SI-Flansch ist zusätzlich zu zertifizieren. Ansonsten

bleibt die Optik unverändert und bedarf daher keinerlei weiterer Sicherheitsanalysen.

Auf Seiten der Elektronik sind sowohl im GREAT-Wiringplan als auch in der bestehenden FAA-Dokumentation über die Elektronik ausreichend Reserven eingeplant, weshalb fehlende Komponenten einfach ergänzt werden können. Somit sollte sich auch mit Hinblick auf die Erfüllung der FAA-Vorgaben ein 2- bzw. 4-Pixel-Array in kurzer Zeit realisieren lassen.

Kapitel 11

Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Optik des weltweit ersten FAA-zertifizierten Einpixel-Heterodynempfängers für 1.4-4.7 THz aufgebaut, wesentliche Empfängerkomponenten optimiert und das komplette Empfangssystem mit Hilfe von Labormessungen charakterisiert.

Die Verifikation des 1.9 THz-GREAT-Kanals auf SOFIA ist aufgrund von Verzögerung im SOFIA-Zeitplan leider nicht möglich. Mit Beginn der ersten SOFIA-Testflüge im Herbst 2007 werden diese Analysen nachgeholt, so dass mit der Indienststellung des Observatoriums das System vollständig charakterisiert ist und erste Beobachtungen durchführbar sind.

Die mit GREAT auf SOFIA gewonnenen Erfahrungen bilden die Grundlage für die Planung und den Aufbau des Nachfolgeprojektes STAR, dem 16-Pixel-Array-Heterodynempfänger für 1.9 THz von KOSMA. In diesem Zusammenhang ist auch der Ausbau von GREAT zum 2 bzw. 4-Pixel-Array zu sehen, durch den wertvolles Wissen über den Betrieb eines Arrays auf SOFIA erhalten und die SOFIA-Messzeit effizienter genutzt werden wird.

Der wachsende Bedarf an THz-Quellen mit hoher Ausgangsleistung in der Industrie und der Wissenschaft hat zu erheblichen Fortschritten in der THz-LO-Entwicklungen geführt. So steht mittlerweile eine 1.8-1.9 THz-Frequenzvervielfacherkette von Virginia Diodes mit einer Ausgangsleistung von 1-3 μW zur Verfügung. Leistungsmessungen und erste HEB-Pumpversuche werden in Kürze zeigen, ob die berechtigte Hoffnung besteht, das komplexe BWO-LO-Subsystem durch diese einfach zu bedienende Kette ersetzen zu können. Zusätzlich wird die dann verfügbare Bandbreite von 5% den wissenschaftlichen Zugang zu rot-verschobener, extragalaktischer C^+ -Emission eröffnen.

Darüberhinaus wird in Kooperation mit der Université de Neuchâtel aktuell der Versuch unternommen, bei KOSMA einen THz-LO auf QCL-Basis aufzubauen. Ein solches System erfordert zwar für den Betrieb eine zum BWO vergleichbar aufwändige Infrastruktur, auch ist der technische Aufwand hinsichtlich der Phasenstabilisierung und der Frequenzsektion hoch, jedoch steht dem ein Gewinn

an LO-Leistung gegenüber. Mit QCLs sind Strahlungsleistungen im mW-Bereich erreichbar - eine wesentliche Voraussetzung für die Umsetzung zukünftiger THz-Array-Empfängern.

Schließlich werden weitere Versuche unternommen, mit Hilfe von Mikrostrukturierungsverfahren wie z.B. dem Bosch-Prozess, optische Komponenten aus Silizium herzustellen. Zuvorderst ist die Fertigung von Polarisatoren zu nennen, da Bedarf an effizienten Gitter besteht, die im kryogenen Umfeld einsetzbar sind. Ferner wird versucht, Fresnel-Linsen zu ätzen. Verlustarme optische Komponenten aus Silizium werden wesentlich dazu beitragen, die Empfindlichkeit zukünftiger THz-Empfänger zu erhöhen. Als weitere Maßnahme zur Erniedrigung der Systemrauschktemperaturen werden, wie bei STAR geplant, zukünftige Empfängeroptiken nach Möglichkeit gekühlt ($<77\text{ K}$) aufgebaut.

Es bleibt zu erwähnen, dass die Integration des 1.4 THz-Kanals kurz vor dem Abschluss steht. Hier fehlt im Wesentlichen die Komplettierung der LO-Box mit einem vorhandenen Festkörperszillator.

Auf Grund der Verzögerung des SOFIA-Projektes waren astronomische Messungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit leider nicht möglich. Mit Spannung werden daher die Daten der ersten Messflüge erwartet, mit denen erstmalig großflächig Teile der galaktischen C^+ -Emission räumlich und spektral hoch aufgelöst vorliegen werden.

Anhang A

Rauschtemperaturen

Die Eigenrauschtemperatur T^R eines verlustbehafteten Bauteils wird auf seinen Eingang bezogen [35]. Es gilt:

$$T^R = \frac{\nu}{1 - \nu} T^P \quad (\text{A.0.1})$$

wobei ν den Verlust (z.B. $\nu = 0.01$ für 1% Verlust) und T^P die physikalische Temperatur des Bauteils in K angibt. Die Eigenrauschtemperatur ist somit der Temperaturanteil, der aus dem Verlust des Bauteils mit der Temperatur T^P resultiert. Da die Eigenrauschtemperatur auf den Eingang bezogen wird, ist dieser Temperaturanteil noch zusätzlich durch die um $1 - \nu$ herabgesetzte Transmission zu erhöhen.

Für eine Bauteilkette bestehend aus n Bauteilen mit den Rauschtemperaturen T_n nach Gl. A.0.1 und den linearen Verstärkungen G_n folgt die Systemrauschtemperatur T_{Sys} der Verstärkerkette zu [35]:

$$T_{Sys} = T_1 + \frac{T_2}{G_1} + \frac{T_3}{G_1 G_2} + \dots + \frac{T_n}{G_1 \dots G_{n-1}} \quad (\text{A.0.2})$$

A.1 Radiometerformel

Die Radiometerformel gibt die Grenzempfindlichkeit ΔT eines Empfängers mit bekannter Systemrauschtemperatur und Bandbreite $\Delta\nu$ (z.B. Kanalbreite des Spektrometers) an, die theoretisch nach einer Integrationszeit τ erreicht wird. Es gilt:

$$\Delta T = \frac{T_{sys}}{\sqrt{\Delta\nu \tau}}, \quad (\text{A.1.1})$$

d.h. für eine Verdopplung des Signal-zu-Rausch-Abstandes muss entweder viermal länger integriert oder die Bandbreite auf ein Viertel herabgesetzt werden.

Der aus der Änderung von T_{Sys} resultierende Messzeitgewinn $\eta = \tau'/\tau$ folgt aus dem Quadrat des Verhältnisses der Rauschtemperaturen (eine identische Grenzempfindlichkeit ΔT und Bandbreite $\Delta\nu$ vorausgesetzt):

$$\eta = \frac{\tau'}{\tau} = \left(\frac{T'_{Sys}}{T_{Sys}} \right)^2 \quad (\text{A.1.2})$$

A.2 Hot-Cold Messung

Die experimentelle Bestimmung der Rauschtemperatur eines Bauteils wird nach der so genannten Hot-Cold- bzw. der y -Faktor-Methode durchgeführt. Dazu sei ein Bauteil mit der Verstärkung G betrachtet, welches aus der Eingangsleistung P_i und das auf den Eingang bezogene Eigenrauschen P^R eine Ausgangsleistung P_o von:

$$P_o = G(P_i + P^R)$$

erzeugt. Durch Messung der Ausgangsleistungen für verschiedenen Eingangsleistungen (bei der Hot-Cold-Methode für P_i^{hot} und P_i^{cold}) lässt sich aus dem Leistungsverhältnis, dem so genannten y -Faktor:

$$y := \frac{P_o^{hot}}{P_o^{cold}} = \frac{G(P_i^{hot} + P^R)}{G(P_i^{cold} + P^R)}$$

die Rauschleistung des Bauteils bestimmen [35]. Es folgt:

$$P^R = \frac{P_i^{hot} - yP_i^{cold}}{y - 1} \quad (\text{A.2.1})$$

Die einer Rauschleistung zugeordnete äquivalente Rauschtemperatur T_{Sys} ist (k_B Boltzmann Konstante und $\Delta\nu$ Bandbreite):

$$T_{Sys} = \frac{P^R}{k_B \Delta\nu} \quad \text{bzw.} \quad T_i = \frac{P_i}{k_B \Delta\nu} \quad (\text{A.2.2})$$

Damit kann die Rauschtemperatur T_{Sys} des verstärkenden Bauteils berechnet werden. Aus Gl. A.2.1-A.2.2 folgt:

$$T_{Sys} = \frac{T_i^{hot} - yT_i^{cold}}{y - 1} \quad (\text{A.2.3})$$

Im Fall der äquivalenten Rauschtemperaturen T_i ist zu beachten, dass für die Kalibration eines Heterodynempfängers Schwarzkörper eingesetzt werden, denen in der Radioastronomie eine Strahlungstemperatur T_s zugeordnet wird. Die Strahlungstemperatur eines Schwarzkörpers der Temperatur T ist definiert zu (Rayleigh-Jeans Korrektur):

$$T_s = \frac{h\nu}{k_B} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} = T - \frac{h\nu}{2k_B} + \dots \quad (\text{A.2.4})$$

Für niedrige Frequenzen gilt die Rayleigh-Jeans-Näherung ($h\nu/k_bT \ll 1$), in der die Strahlungstemperaturen T_s nahezu den physikalischen Temperaturen T in Kelvin entsprechen. Bei höheren Frequenzen oder tiefen Temperaturen verliert die Rayleigh-Jeans-Näherung ihre Gültigkeit und die Strahlungstemperaturen sind entsprechend Gl. A.2.4 zu berechnen¹.

Bei der Kalibration eines Heterodynsystems mit Hilfe des Hot-Cold-Verfahrens kommen im Allgemeinen zwei Schwarzkörper mit einer physikalischen Temperatur von $T^{cold} = 77\text{ K}$ und $T^{hot} = 300\text{ K}$ als Strahlungsquellen zum Einsatz. Die zugehörigen vom Empfänger generierten Ausgangsleistungen (P_o^{hot} und P_o^{cold}) für die Berechnung des y -Faktors lassen sich auf einfache Weise mit einem Leistungsmessgerät messen.

¹Bei phasenkohärenter Detektion gibt es aufgrund der Heisenberg'schen Unschärferelation einen Rauschleistungsbeitrag von $\frac{h\nu}{k_B}$ am Ausgang des Detektors, wobei ν die Eingangsfrequenz bezeichnet. Dieser Rauschbeitrag kann in Abhängigkeit der Funktionsweise entweder der Quelle, dem Mischer/Verstärker oder beiden zugeschrieben werden. Eine quantenmechanische Ableitung ist in [15] nachzulesen.

Anhang B

Schaltpläne

B.1 HEMT-Spannungsversorgung

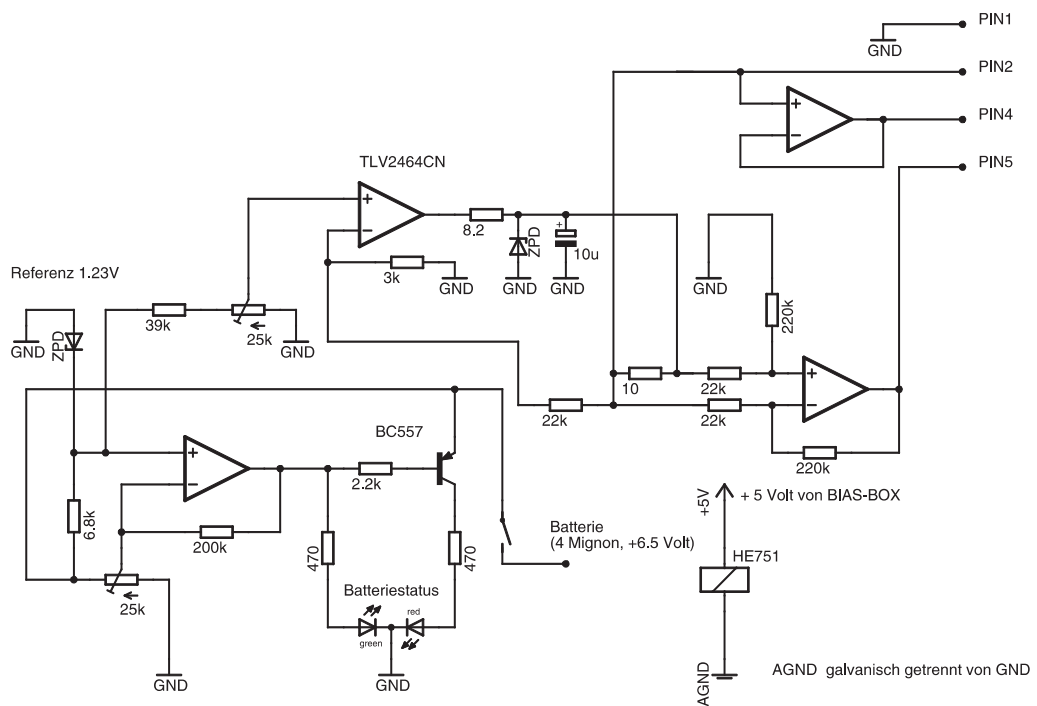


Abbildung B.1: Schaltplan der HEMT-Spannungsversorgung.

B.2 Drei-Positionen-Schlitten

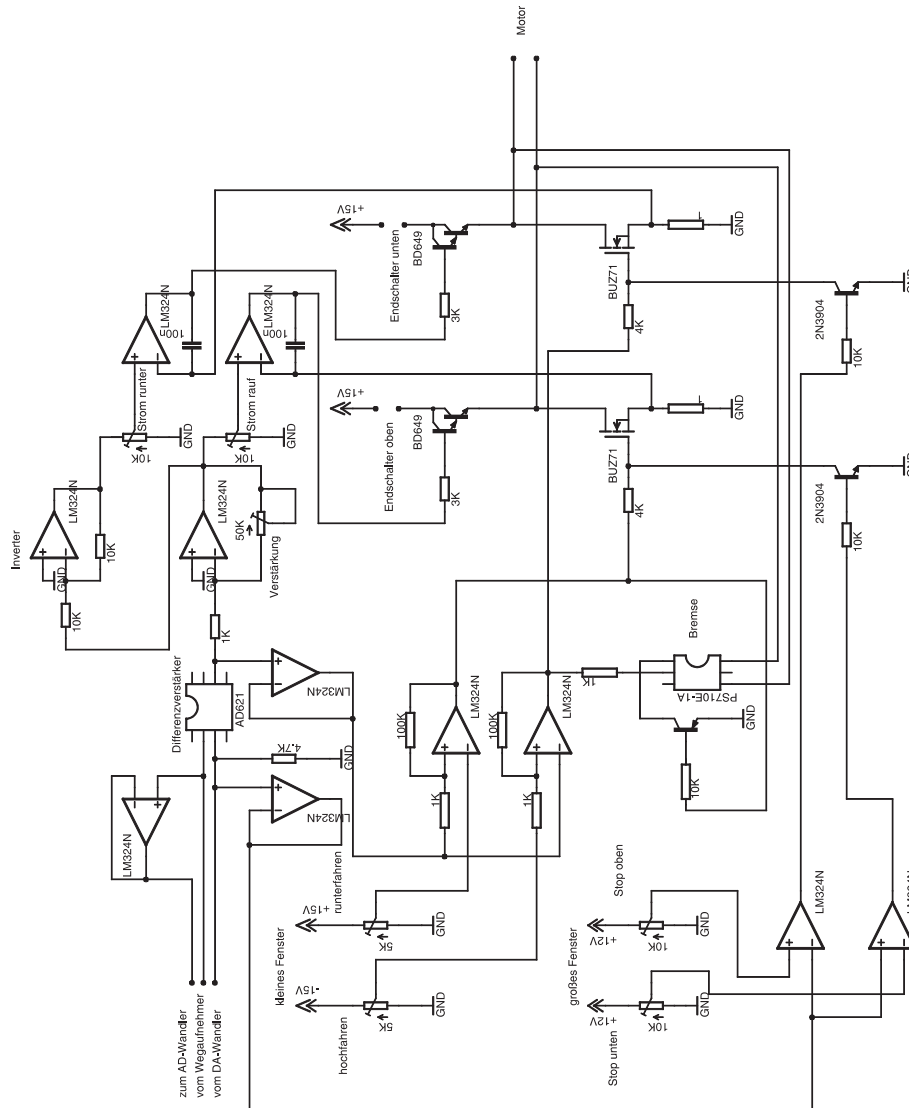


Abbildung B.2: Schaltplan der Drei-Positionen-Schlittenelektronik.

Literaturverzeichnis

- [1] D. W. Allan. Statistics of Atomic Frequency Standards. In *Proc. of the IEEE*, volume 54, pages 221–230, 1966. [9.6](#)
- [2] D. W. Allan and A. Barnes. A Modified "Allan Variance" With Increased Oscillator Characterization Ability. In *Proc. 35th Ann. Freq. Control Symp.*, pages 470–474, 1981. [9.6](#)
- [3] J. D. Anderson. *Fundamentals of Aerodynamics*. Mcgraw-Hill Professional, 2006. [2.1.1](#)
- [4] J. Baselmans, M. Hajenius, J. Gao, A. Baryshev, J. Kooi, T. Klapwijk, P. de Korte, B. Voronov, and G. Gol'tsman. Hot Electron Bolometers with improved interfaces: Sensitivity, LO power and Stability. In *15th International Symposium on Space Terahertz Technology*, 2004. [9.5](#)
- [5] J. J. A. Baselmans, A. Baryshev, S. F. Reker, M. Hajenius, J. R. Gao, T. M. Klapwijk, Y. Vachtomin, S. Maslennikov, S. Antipov, B. Voronov, and G. Gol'Tsman. Direct detection effect in small volume hot electron bolometer mixers. *Applied Physics Letters*, 86:3503–+, April 2005. [9.5](#)
- [6] D. J. Benford, M. C. Gaidis, and J. W. Kooi. Transmission Properties of Zitex in the Infrared to Submillimeter. In *Tenth International Symposium on Space Terahertz Technology*, pages 405–+, March 1999. [7.4.1](#)
- [7] D. J. Benford, M. C. Gaidis, and J. W. Kooi. Optical properties of Zitex in the infrared to submillimeter. *Applied Optics*, 42:5118–5122, September 2003. [7.4.1](#), [7.4.1](#)
- [8] D. J. Benford, J. W. Kooi, and E. Serabyn. Spectroscopic Measurements of Optical Components Around 1 Terahertz. In *Ninth International Symposium on Space Terahertz Technology*, pages 405–+, March 1998. [7.4.1](#), [7.4.1](#)
- [9] S. Biber, J. Richter, S. Martius, and L.P. Schmidt. Design of artificial dielectrics for anti-reflection-coatings. European Microwave Week, Munich, 2003. [7.3.5](#), [7.3.5](#)
- [10] L.R. Birch. The far infrared optical constants of polyethylene. *Infrared Phys.*, 30:195–197, 1990. [7.1](#)

- [11] R. T. Boreiko and A. L. Betz. Far-Infrared Spectroscopy of C II and High-J CO Emission from Warm Molecular Gas in NGC 3576. *Astrophys. Journal Suppl. Series*, 111:409–+, August 1997. [1.5](#), [2.1](#)
- [12] W. A Brantley. Calculated elastic constants for stress problems associated with semiconductor devices. *Journal of Applied Physics*, 44:534–535, January 1973. [7.2](#)
- [13] R. Bräuer and O. Bryngdahl. Design of antireflection gratings with approximate and rigorous methods. *Applied Optics*, 33:7875–7882, December 1994. [7.3.5](#), [7.3.5](#)
- [14] M. Brüll. Entwicklung und Optimierung eines Bildfeldrotators für einen Zwei-Frequenzband-Mehrkanalempfänger am KOSMA-Teleskop. Diplomarbeit, Universität zu Köln, 2000. [10.2.1](#)
- [15] H. B. Callen and T. A. Welton. Irreversibility and Generalized Noise. *Physical Review*, 83:34–40, July 1951. [1](#)
- [16] S. Cherednichenko, M. Kroug, P. Khosropanah, A. Adam, H. Merkel, E. Kollberg, D. Loudkov, B. Voronov, G. Gol'tsman, H. Richter, and H.-W. Hübers. A Broadband Terahertz Heterodyne Receiver with an NbN Heterodyne Mixer. In *Thirteenth Internat. Symposium on Space Terahertz Technology, Harvard University, March 2002*, pages 85 – 94, 2002. [7.7](#)
- [17] J. A. Dayton, V. O. Heinen, N. Stankiewicz, and T. M. Wallett. Submillimeter backward wave oscillators. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 8:1257–1268, October 1987. [6.1](#)
- [18] T. de Graauw, E. Caux, R. Guesten, F. Helmich, J. Pearson, T. G. Phillips, R. Schieder, X. Tielens, P. Saraceno, J. Stutzki, C. K. Wafelbakker, and N. D. Whyborn. The Herschel-Heterodyne Instrument for the Far-Infrared (HIFI). In *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 1219–+, December 2005. [1.4](#)
- [19] E. W. Dunham, J. L. Elliot, and B. W. Taylor. HOPI: a high-speed occultation photometer and imager for SOFIA. In R. K. Melugin and H.-P. Roeser, editors, *Proc. SPIE Vol. 4014, p. 77-85, Airborne Telescope Systems, Ramsey K. Melugin; Hans-Peter Roeser; Eds.*, pages 77–85, June 2000. [2.1](#)
- [20] H Ekström, B. Karasik, E. Kollberg, and K. S. Yngvesson. Investigation of a superconducting hot electron mixer. In *Fifth International Symposium on Space Terahertz Technology*, pages 169–188, 1994. [7.7](#), [9.5](#)
- [21] K. Fiegle, D. Diehl, and K. Jacobs. Diffusion-Cooled Superconducting Hot-Electron Bolometer Heterodyne Mixer at 660 and 800 GHz. *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, 7:3552–3555, June 1997. [7.7](#)

- [22] U. Fischer, M. Heinzler, R. Kilgus, F. Näher, S. Oesterle, H. Paetzold, W. Röhrer, A. Stephan, and R. Winkow. *Tabellenbuch Metall*. Verlag Europa-Lehrmittel, Haan-Gruiten, 2002. [7.5.1](#)
- [23] D. J. Fixsen, C. L. Bennett, and J. C. Mather. COBE Far Infrared Absolute Spectrophotometer Observations of Galactic Lines. *Astrophys. J.*, 526:207–214, November 1999. [1.5](#), [2.2.1](#)
- [24] Gallego, J. D. and Fernandez, I. L. and Gonzalez, C. D. *Measurement of Cryogenic Performance of 4-8 GHz Pamtech Isolators S/N 108-112*. Centro Astronomico de Yebes - Observatorio Astronomico Nacional, Spain, May 2000. [7.8](#)
- [25] T.K. Gaylord, W.E. Baird, and M.G. Moharam. Zero-reflectivity high spatial-frequency rectangular-groove dielectric surface-relief gratings. *Applied Optics*, 25(24):4562–4567, 1986. [7.3.5](#)
- [26] E. M. Gershenson, G. N. Gol'tsman, I. G. Gogidze, A. I. Gusev, Y. P. and Elant'ev, B. S. Karasik, and A. D. Semenov. Millimeter and submillimeter range mixer based on electronic heating of superconducting films in the resistive state. *Sov. Phys. Superconductivity*, 3:1582–1597, 1990. [7.7](#)
- [27] Gerthsen, and Vogel. *Gerthsen - Physik*. Springer-Verlag, Berlin, 17th edition, 1993. [7.3.4](#)
- [28] P.F. Goldsmith. *Quasioptical Systems - Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Application*. IEEE Press, New York, 1998. [2.1.2](#), [2.1.2](#), [3](#), [3.1](#), [4.9](#), [4.9](#), [4.10](#), [4.10.1](#), [6.3](#), [7.3.2](#), [7.3.2](#)
- [29] G .H. Golub and J. M. Ortega. *Wissenschaftliches Rechnen und Differentialgleichungen (Eine Einführung in die Numerische Mathematik)*. Helderman Verlag Berlin, 1992. [7.12.2](#)
- [30] U. U. Graf, S. Heyminck, R. Güsten, P. Hartogh, H.-W. Hübers, K. Jacobs, M. Philipp, D. Rabanus, H.-P. Röser, J. Stutzki, P. van der Wal, and A. Wagner-Gentner. GREAT: the German first light heterodyne instrument for SOFIA. In *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III*. Edited by Zmuidzinas, Jonas; Holland, Wayne S.; Withington, Stafford; Duncan, William D.. *Proceedings of the SPIE, Volume 6275, pp. (2006).*, July 2006. ([document](#))
- [31] U. U. Graf, S. Heyminck, E. A. Michael, S. Stanko, C. E. Honingh, K. Jacobs, R. T. Schieder, J. Stutzki, and B. Vowinkel. SMART: The KOSMA Sub-Millimeter Array Receiver for Two frequencies. In T. G. Phillips and J. Zmuidzinas, editors, *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy*. Edited by Phillips, Thomas G.; Zmuidzinas, Jonas. *Proceedings of the SPIE, Volume 4855, pp. 322-329 (2003).*, pages 322–329, February 2003. [1.5](#), [9.6](#), [10.1](#)

- [32] C. Granet, G. L. James, R. Bolton, and G. Moorey. A smooth-walled spline-profile horn as an alternative to the corrugated horn for wide band millimeter-wave applications. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 52:848–854, March 2004. [7.1](#), [7.6](#)
- [33] D. R. Grischkowsky, S. R. Keiding, M. P. van Exter, and C. Fattering. Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors. *Optical Society of America Journal B Optical Physics*, 7:2006–2015, October 1990. [7.1](#)
- [34] R. Güsten, I. Camara, P. Hartogh, H.-W. Hübers, U. Graf, K. Jacobs, C. Kasemann, H.-P. Röser, R. Schieder, G. Schneider, O. Siebertz, J. Stutzki, G. Villanueva, A. Wagner, P. van der Wal, and A. Wunsch. GREAT: The German Receiver for Astronomy at Terahertz Frequencies. volume 4857, pages 56–61. Proceedings of SPIE: Airborne Telescope Systems II, 2003. ([document](#)), [2.2](#)
- [35] O. Hachenberg and B. Vowinkel. *Technische Grundlagen Radioastronomie*. Bibliographisches Institut Mannheim/Wien/Zürich, Zürich, 1982. [A](#), [A](#), [A.2](#)
- [36] S. Heyminck. *Optisches Design eines Submillimeter-Mehrkanal-Empfängers am Beispiel von SMART*. PhD thesis, Universität zu Köln, Zülpicherstr. 77, 50937 Köln, Germany, 2002. [4.9.1](#), [4.10.2](#), [6.6.1](#), [7.1](#), [8](#), [8.1](#)
- [37] D. J. Hollenbach and A. G. G. M. Tielens. Dense Photodissociation Regions (PDRs). *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 35:179–216, 1997. [2.2.1](#), [2.3](#), [2.2.1](#), [2.4](#)
- [38] J. M. Horn, E. E. Becklin, O. Bendiksen, G. Brims, J. Goulter, E. Kress, N. Magnone, I. S. McLean, J. Milburn, N. Molayem, H. S. Moseley, and M. Spencer. FLITECAM: a near-infrared camera for test and science applications on SOFIA. In R. K. Melugin and H.-P. Roeser, editors, *Proc. SPIE Vol. 4014, p. 65-76, Airborne Telescope Systems, Ramsey K. Melugin; Hans-Peter Roeser; Eds.*, pages 65–76, June 2000. [2.1](#)
- [39] M. Ji, C. Musante, S. Yngvesson, A.J. Gatesman, and J. Waldman. Study of parylene as anti-reflection coating for silicon optics at THz frequencies. Proc. of the 11th Int. Symp. of Space THz Technol., 2000. [7.1](#), [7.3.4](#)
- [40] J. F. Johansson and N. D. Whyborn. The diagonal horn as a sub-millimeter wave antenna. *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 40:795–800, May 1992. [7.6](#), [8.3](#)
- [41] L. D. Keller, T. L. Herter, G. J. Stacey, G. E. Gull, B. Pirger, J. Schoenwald, H. Bowman, and T. Nikola. FORCAST: a facility 5- to 40-um camera for SOFIA. In R. K. Melugin and H.-P. Roeser, editors, *Proc. SPIE Vol. 4014, p. 86-97, Airborne Telescope Systems, Ramsey K. Melugin; Hans-Peter Roeser; Eds.*, pages 86–97, June 2000. [2.1](#)

- [42] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, and F. Rossi. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*, 417:156–159, May 2002. [1.2](#)
- [43] D. Koller, A.R. Kerr, G. Ediss, and D. Boyd. Design and Fabrication of Quartz Vacuum Windows with Matching Layers for Millimeter-Wave Receivers. Technical report, National Radio Astronomy Observatory Charlottesville, Virginia, ALMA MEMEO NO. 377, 2001. [7.3.4](#)
- [44] T. Kootz and A. Vowinkel. A Broadband Cryogenic IF Amplifier for THz Heterodyne Receivers. In *4th International Workshop on Terahertz Electronics*, 1997. [7.9](#)
- [45] J. W. Lamb. Infrared filters for cryogenic millimeterwave receivers. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 14:959–967, May 1993. [7.4.1](#)
- [46] J.W. Lamb. Miscellaneous data on materials for millimetre and submillimetre optics. *Int. J. Infrared Millim. Waves*, 17:1997–2034, 1996. [7.1](#)
- [47] D. K. Lambert and P. L. Richards. Martin-Puplett interferometer - An analysis. *Appl. Opt.*, 17:1595–1602, May 1978. [4.10.1](#)
- [48] Y. S. Lee, Y. H. Kim, Y. Yi, and J. Kim. A Baffle Design for an Airglow Photometer onboard the Korea Sounding Rocket-III. *Journal of Korean Astronomical Society*, 33:165–172, December 2000. [7.4.3](#)
- [49] E. V. Loewenstein and D. R. Smith. Optical constants of far ir materials. 1: Analysis of channeled spectra and application to Mylar. *Applied Optics*, 10:577–+, March 1971. [7.1](#)
- [50] E. V. Loewenstein, D. R. Smith, and R. L. Morgan. Optical constants of far infrared materials. 2: Crystalline solids. *Applied Optics*, 12:398–+, February 1973. [7.1](#)
- [51] S. D. Lord. *A New Software Tool for Computing Earth's Atmospheric Transmission of Near- and Far-Infrared Radiation*. NASA, Tech. Mem. 103957, 1992. [1.1](#), [4.10.6](#)
- [52] T. Lüthi, D. Rabanus, U. U. Graf, C. Granet, and A. Murk. Expandable fully reflective focal-plane optics for millimeter- and submillimeter-wave array receivers. *Review of Scientific Instruments*, 77(1):014702, 2006. [10.1](#), [10.2.4](#)
- [53] T. Manabe and A. Murk. Transmission and Reflection Characteristics of Slightly Irregular Wire-Grids for Arbitrary Angles of Incidence and Grid Rotation. In *14th International Symposium on Space Terahertz Technology*, 2003. [4.10.2](#), [4.10](#)

- [54] E. D. Marquardt, J. P. Le, and R. Radebaugh. Cryogenic Material Properties Database. 11th International Cryocooler Conference, USA, 2000. [7.5.1](#), [7.12.2](#), [7.12.2](#)
- [55] D. P. Marrone, R. Blundell, E. Tong, S. N. Paine, D. Loudkov, J. H. Kawamura, D. Luhr, and C. Barrientos. Observations in the 1.3 and 1.5 THz Atmospheric Windows with the Receiver Lab Telescope. *ArXiv Astrophysics e-prints*, May 2005. [1.5](#)
- [56] D. H. Martin and E. Puplett. Polarised Interferometric Spectrometry for the Millimetre and Submillimetre Spectrum. *Infrared Phys.*, 10:105–109, 1969. [4.10.1](#)
- [57] D.H. Martin and J. Lesurf. Submillimeter-Wave Optics. *Infrared Physics*, 18:405–412, 1978. [3.1](#)
- [58] Muñoz P. P. Mayorga, I. C. and, E. A. Michael, M. Mikulics, A. Schmitz, P. v.d. Wal, C. Kaseman, R. Güsten, K. Jacobs, M. Marso, H. Lüth, and P. Kordoš. Terahertz Photonic Mixers As Local Oscillators for Hot Electron Bolometer (HEB) and Superconductor-Insulator-Superconductor (SIS) Astronomical Receivers. *Journal of Applied Physics*, 100(4), 2006. [1.2](#)
- [59] E. A. Michael, U. U. Graf, C. E. Honingh, K. Jacobs, F. Lewen, R. T. Schieder, and J. Stutzki. SOFIA terahertz array receiver (STAR). In R. K. Melugin and H.-P. Roeser, editors, *Proc. SPIE Vol. 4014, p. 109-115, Airborne Telescope Systems, Ramsey K. Melugin; Hans-Peter Roeser; Eds.*, pages 109–115, June 2000. [10](#), [10.2.4](#)
- [60] P. P. Munoz, S. Bedorf, M. Brandt, T. Tils, N. Honigh, and K. Jacobs. THz Waveguide Mixers with NbTiN HEBs on Silicon Nitride Membranes. *Journal of Microwave and Wireless Components Letters*, 86:3503–+, April 2006. [4.11](#), [7.5.1](#), [7.7](#)
- [61] J. A. Murphy. Distortion of a simple Gaussian beam on reflection from off-axis ellipsoidal mirrors. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 8:1165–1187, September 1987. [4.9.1](#), [4.9.1](#)
- [62] J. A. Murphy and S. Withington. Perturbation analysis of Gaussian-beam-mode scattering at off-axis ellipsoidal mirrors. *Infrared Physics and Technology*, 37:205–219, March 1996. [4.9.1](#), [4.9.1](#)
- [63] K. Nakayama, S. Okajima, H. Ohkuma, K. Kawahata, K. Tanaka, T. Tokuzawa, and Y. Ito. Precise Measurement of Optical Constants of Si for Short-Wavelength Far-Infrared Region. 29th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, 2004. [7.1](#)

- [64] R. Padman. *Program SCATTER - A Program for the Calculation of Plane-Wave Propagation in a Stratified Anisotropic Dielectric*. CSIRO Division of Radiophysics Internal Report RPP 2031(L), December 1976. [7.3.6](#), [7.10](#)
- [65] M. Philipp, U. U. Graf, A. Wagner-Gentner, D. Rabanus, and F. Leweb. Development of a compact 1.9 THz BWO Local-Oscillator for GREAT. *Infrared Physics and Technology*, in press, 2006. ([document](#)), [4.11](#), [6.1](#), [6.1](#)
- [66] H. M. Pickett, J. C. Hardy, and J. Farhoomand. Characterization of a dual-mode horn for submillimeter wavelengths. *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 32:936–+, August 1984. [7.6](#)
- [67] P. D. Potter. A New Horn Antenna with Supressed Sidelobes and Equal Beamwidths. *Microwave J.*, pages 71–78, June 1963. [7.6](#)
- [68] D. E. Prober. Superconducting terahertz mixer using a transition-edge microbolometer. *Applied Physics Letters*, 62:2119–2121, April 1993. [7.7](#), [7.7](#)
- [69] D. Rabanus, C. Granet, A. Murk, and T. Tils. Measurement of properties of a smooth-walled spline-profile feed horn around 840 GHz. *Infrared Physics and Technology*, in press, 2005. [7.6](#), [8.3](#), [9.7](#)
- [70] D.H. Raguin and G.M. Morris. Analysis of antireflection-structured surfaces with continuous one-dimensional surface profiles. *Applied Optics*, 32(14):2581–2598, 1993. [7.3.5](#), [7.3.5](#)
- [71] D.H. Raguin and G.M. Morris. Antireflection structured surfaces for the infrared spectral region. *Applied Optics*, 32(7):1154–1167, 1993. [7.3.5](#), [7.3.5](#)
- [72] Rohlfs, K. and Wilson, T. L. *Tools of Radio Astronomy*. MPI für Radioastronomie, 2000. [2.1.2](#), [7.7](#)
- [73] S.M. Rytov. The electromagnetic properties of finely layered medium. *Sov. Phys. JETP*, 2:466–475, 1956. [7.3.4](#), [7.3.5](#)
- [74] R. Schieder and C. Kramer. Optimization of heterodyne observations using Allan variance measurements. *Astronomy & Astrophysics*, 373:746–756, July 2001. [9.6](#), [9.6](#)
- [75] R. Schieder, G. Rau, and B. Vohwinkel. Characterization and Measurement of System Stability. In *Proc. of a SPIE: Instrumentation for Submillimeter Spectroscopy*, 1985. [9.6](#), [9.6](#)
- [76] A. D. Semenov, G. N. Gol'tsman, and R. Sobolewski. TOPICAL REVIEW: Hot-electron effect in superconductors and its applications for radiation sensors. *Superconductor Science Technology*, 15:1–+, April 2002. [7.7](#), [7.7](#)

- [77] K. Seon, S. Pak, J.-H. Park, I.-S. Yuk, H. Jin, U.-K. Nam, and W. Han. Detectability Test of H_2 Lyman-Werner Band Emission for Far-Ultraviolet Imaging Spectrograph FIMS. *Jur. o. t. Korean Phys. Soc.*, 43:565–573, October 2003. [2.2.1](#)
- [78] I. Siddiqi, A. Verevkn, D. E. Prober, B. Skalare, B. S. Karasik, W. R. McGrath, P. Echternach, and H. G. LeDuc. Noise and Conversion Efficiency of Aluminum Superconducting Hot-Electron Bolometer Mixer. *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, 11:958–961, March 2001. [7.7](#)
- [79] D. R. Smith and E. V. Loewenstein. Optical constants of far infrared materials. III - Plastics. *Applied Optics*, 14:1335–1341, June 1975. [7.1](#), [7.3.3](#)
- [80] A. G. G. M. Tielens and D. Hollenbach. Photodissociation Regions - Part Two - a Model for the Orion Photodissociation Region. *Astrophys. Journal*, 291:747–+, April 1985. [2.2.1](#)
- [81] A. G. G. M. Tielens and D. Hollenbach. Photodissociation regions. I - Basic model. II - A model for the Orion photodissociation region. *Astrophys. Journal*, 291:722–754, April 1985. [2.2.1](#), [2.2.1](#)
- [82] T. Tils, A. Murk, R. Rabanus, C. E. Honingh, and K. Jacobs. High performance smooth-walled horns for THz waveguide applications. volume 16. Proc. 16th Int. Symp on Space Terahertz Technology, Sweden, 2005. [7.6](#), [9.7](#)
- [83] C. E. Tong, J. Kawamura, T. R. Hunter, D. C. Papa, R. Blundell, M. Smith, F. Patt, G. N. Gol'Tsman, and E. M. Gershenson. Successful Operation of a 1 THz NbN Hot-Electron Bolometer Receiver. In *Proceedings of the 11th International Symposium on Space Terahertz Technology*, 2000. [1.5](#)
- [84] A. Wagner-Gentner, U. Graf, M. Philipp, D. Rabanus, and J. Stutzki. GREAT Optics. volume 5498, pages 464–472. Proceedings of SPIE: Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy II, 2004. [\(document\)](#), [2.2.4](#), [4](#)
- [85] A. Wagner-Gentner, U. U. Graf, P. Philipp, and D. Rabanus. A simple method to design astigmatic off-axis mirrors. *Infrared Physics and Technology*, 2006. [\(document\)](#), [6](#)
- [86] A. Wagner-Gentner, U. U. Graf, D. Rabanus, and K. Jacobs. Low loss THz window. *Infrared Physics and Technology*, 48:249–253, August 2006. [\(document\)](#), [7](#)
- [87] A. Wagner-Gentner, K. Jacobs, U. Graf, and D. Rabanus. Low loss THz window. Proc. of the 16th Int. Symp. on Space Terahertz Tech., 2005. [\(document\)](#), [7](#)

- [88] M. J. Walker. Comparison of Bosch and cryogenic processes for patterning high-aspect-ratio features in silicon. In U. F. Behringer and D. G. Uttamchandani, editors, *Proc. SPIE Vol. 4407, p. 89-99, MEMS Design, Fabrication, Characterization, and Packaging, Uwe F. Behringer; Deepak G. Uttamchandani; Eds.*, pages 89–99, April 2001. [7.3.6](#), [7.3.7](#)
- [89] J. G. Weisend II. *Handbook of Cryogenic Engineering*. Taylor & Francis, UK, 1998. [7.12.2](#)
- [90] M. C. Wiedner, G. Wieching, F. Biellau, K. Rettenbacher, N. H. Volgenau, M. Emprechtlinger, U. U. Graf, C. E. Honingh, K. Jacobs, B. Vowinkel, K. M. Menten, L.-Å. Nyman, R. Güsten, S. Philipp, D. Rabanus, J. Stutzki, and F. Wyrowski. First observations with CONDOR, a 1.5 THz heterodyne receiver. *Astronomy & Astrophys.*, 454:L33–L36, August 2006. [1.5](#), [9.6](#)
- [91] D. E. Williamson. Cone channel condenser optics. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 42:712–+, October 1952. [5.2.1](#), [5.7](#)
- [92] R. J. Wylde. Millimetre-wave Gaussian beam-mode optics and corrugated feed horns. *IEE Proceedings H: Microwaves Optics and Antennas*, 131:258–262, August 1984. [7.6](#)
- [93] W. C. Young and R. G. Budynas. *Roark's Formulas for Stress and Strain*. McGraw-Hill, 7th edition edition, 2002. [7.3.8](#), [7.3.8](#)
- [94] Zinke, O. and Brunswig, H. *Hochfrequenztechnik 1*. Springer-Verlag, Berlin, 6. auflage edition, 2000. [7.8](#)

Danksagungen

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. J. Stutzki danken, der mir die Möglichkeit gegeben hat, diese Arbeit durchzuführen. Dank der Tätigkeiten am 1. Physikalischen Institut konnte ich mein physikalisch-technisches Wissen stark erweitern.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Dr. Urs Graf, der mir mit viel Geduld, seinem Humor und zahlreichen guten Ideen stets hilfreich zur Seite stand. Seine fachliche Anleitung hat viel zur Entwicklung und dem Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Bei Herrn Prof. Dr. J. Jolie bedanke ich mich ganz herzlich für die Übernahme des Zweitgutachtens und bei Herrn Prof. Dr. M. Kerschgens für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Mein spezieller Dank gebührt unserer Feinmechanikwerkstatt unter der Leitung von Herrn Matthias Mondt. Alle meine noch so verrückten Großaufträge wurden stets ohne Widerspruch angenommen und vor vereinbartem Termin in höchster Perfektion ausgeführt.

Herrn Dr. Karl Jacobs danke ich für die exzellente Zusammenarbeit bei der Fertigung des "Low Loss THz-Window". Dank seiner Bereitschaft Zeit in dieses Projekt zu investieren, war dieses Vorhaben von Erfolg gekrönt.

Zu danken habe ich auch Dr. David Rabanus für die vielen inspirierenden und ermutigenden Diskussionen, Dr. Netty Honingh für die Bereitstellung des FTS und die Einführung in die Geheimnisse eines Nasskryostaten, Priv. Doz. Dr. Carsten Kramer für die Nachhilfe im Bereich der Astronomie, Dr. Bernd Vowinkel und allen Mitarbeitern des KOSMA-Institutes. Keine meiner fachlichen Fragen blieb im Haus je unbeantwortet.

Wie schon Dr. Martin Brüll sagte: Danke an die komplette Besatzung des Raumes 108! Ich danke dir Bernhard Schmidt, für deine kompetente Anleitung im Bereich der Elektrotechnik. Martin Philipp dir danke ich für die zahlreichen anregenden Diskussionen, die Wurzel manch guter Idee waren. Mein Dank geht auch an Martin Hirschhorn, Simon Schmidt und und und.

Die Messungen mit dem 1.9 THz-GREAT-Kanal wären ohne die Unterstützung von Seiten des MPIfRs unmöglich gewesen. In diesem Zusammenhang möchte ich vor allem Dr. Stefan Heyminck und Peter van der Wal danken.

Darüberhinaus möchte ich mich ganz herzlich bei meinen zwei Korrektorinnen bedanken, die mit Hochdruck bis zur letzten Minute am sprachlichen Feinschliff meiner Arbeit mitgewirkt haben. Marlies Uken und Anne Blaßhofer habt dafür ganz herzlichen Dank.

Ein ganz besonders großes und liebevolles Dankeschön geht an meine Familie. Meine Frau Marion (einschließlich des vierten Familienmitgliedes) und mein Sohn Loic haben es stets geschafft, mich immer wieder zum Lachen zu bringen! Danke für Eure Geduld und Eure Unterstützung.

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 494 „Die Entwicklung der interstellaren Materie: Terahertz-Spektroskopie in Weltall und Labor“ durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft und durch das Ministerium für Wissenschaft und Technologie des Landes Nordrhein-Westfalen gefördert.

Teilpublikationen

U. Graf, S. Heyminck, R. Güsten, I. Camara, P. Hartogh, H.-W. Hübers, K. Jacobs, M. Philipp, D. Rabanus, H.-P. Röser, J. Stutzki, P. v. d. Wal & A. Wagner-Gentner, "GREAT: The German first light heterodyne instrument for SOFIA", *Proc. of the SPIE, Volume 6275, 2006, USA*

R. Güsten et al., "GREAT: The German Receiver for Astronomy at Terahertz Frequencies", *Proc. of SPIE: Airborne Telescope Systems II., Vol. 4857, pp. 56-61, 2003, San Diego, California USA*

M. Philipp, U.U. Graf, F.Lewen, D. Rabanus, A. Wagner-Gentner, P. Müller & J. Stutzki, "Compact 1.6-1.9 THz local oscillator as stand-alone unit for GREAT", *Proc. of the 15th Int. Symp. on Space Terahertz Tech., Vol. 2061, pp. 248-254, 2004, Northampton, Massachusetts USA*

M. Philipp, U. Graf, Armin Wagner-Gentner, D. Rabanus & F. Lewen, "Development of a compact 1.9 THz BWO Local-Oscillator for GREAT", *Infrared Physics & Technology, in press*

D. Rabanus, U. Graf, M. Philipp, J. Stutzki & A. Wagner-Gentner, "Cryogenic design of KOSMA's SOFIA Terahertz Array Receiver (STAR)", *Proc. of SPIE: Astronomical Structures and Mechanisms Technology, Vol. 5498, pp. 473-480, 2004, Glasgow*

A. Wagner-Gentner et al., "GREAT Optics", *Proc. of SPIE: Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy II, Vol. 5498, pp. 464-472, 2004, Glasgow*

A. Wagner-Gentner, J. Jacobs & U. Graf, "Low loss THz Window", *Proc. of the 16th Int. Symp. on Space Terahertz Tech., 2005, Göteborg*

A. Wagner-Gentner, J. Jacobs & U. Graf, "Low loss THz Window", *Infrared Physics & Technology, Infrared Physics and Technology, 48, pp. 249-253, 2006*

A. Wagner-Gentner, U. Graf, M. Philipp & D. Rabanus, "A simple methode to design astigmatic off-axis mirrors", *Infrared Physics & Technology, in press*

Erklärung

Ich versichere, dass ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit - einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen -, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; dass diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; dass sie - abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen - noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, dass ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluss des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Herrn Prof. Dr. Stutzki betreut worden.

Lebenslauf

Armin Wagner-Gentner

Geburtsdatum	11.01.1972
Geburtsort	Berlin-Tempelhof
Staatsangehörigkeit	deutsch
Schule	
Albert-Schweitzer-Oberschule, Berlin	09/1984 bis 06/1991
Studium	
Freie Universität Berlin Diplomstudiengang Mathematik	10/1991 bis 10/1993
Praktikum	
Leybold AG, Köln	09/1993 bis 02/1994
Zivildienst	
Städtisches Kinderheim, Köln	04/1994 bis 06/1995
Studium	
Universität zu Köln Diplomstudiengang Physik Vordiplomsprüfung Physik und Geographie auf Lehramt (Sek. I/II) 1. Staatsexamen: "Ein digitales Geländemodell des Abu- Muharik Plateaus (Ägypten)"	10/1995-11/2001 12/2000 11/2001
Promotion	
Universität zu Köln Promotionsstudiengang im Fach Experimentalphysik	03/2002-03/2007
Tätigkeiten	
Studentische Hilfskraft am Geographischen Institut der Universität zu Köln	05/1997 bis 04/2001
Wissenschaftlicher Mitarbeiter am 1. Physikalischen Institut der Universität zu Köln	03/2002 bis 03/2007