

Entwicklung und Aufbau eines BWO-basierten 1,9 THz Lokaloszillatoren für den Heterodynempfänger GREAT

I n a u g u r a l - D i s s e r t a t i o n

zur

Erlangung des Doktorgrades

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität zu Köln



vorgelegt von

Martin Philipp

aus Hannover

Köln, 2008

Berichterstatter: Prof. Dr. J. Stutzki
Prof. Dr. M. Grüninger

Tag der mündlichen Prüfung: 14.02.2008

Kurzzusammenfassung

Astronomische Beobachtungen im Bereich der THz-Frequenzen geben Aufschluss über die Entwicklung der interstellaren Materie in unserem Universum. Als wichtigste Kühllinie dichter Molekülwolken ist die Detektion des Feinstrukturübergangs von einfach-ionisiertem atomarem Kohlenstoff [CII] bei der Frequenz von 1,9 THz von fundamentaler Bedeutung. Wünschenswert ist das Studium astronomischer Quellen hinsichtlich ihrer Dynamik, Temperatur und Dichte mit möglichst hoher sowohl räumlicher als auch spektraler Auflösung. Heterodynempfänger sind für diese Aufgabe am besten geeignet. Bei dieser Technologie wird das astronomische Signal mittels eines Lokalszillatoren (LO) auf eine Zwischenfrequenz von wenigen GHz umgesetzt und dann rauscharm weiterverstärkt. Sowohl zum Bau dieser Empfänger als auch zur spektroskopischen Bestimmung der Übergänge astronomisch relevanter Moleküle im Labor sind kohärente THz-Strahlungsquellen mit geringer Linienbreite und Ausgangsleistungen von einigen Mikrowatt erforderlich.

Das I. Physikalische Institut der Universität zu Köln ist aktuell an dem German Receiver for Astronomy at THz-Frequencies (GREAT) beteiligt. GREAT ist ein Mehrkanalheterodynempfänger der auf dem Flugzeugobservatorium Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy (SOFIA) zum Einsatz kommen wird. GREAT ist für Beobachtungen im Frequenzbereich zwischen 1,3 und 4,7 THz konstruiert und wird der Wissenschaft ab Frühjahr 2009 zur Verfügung stehen.

Kennzeichnend für GREAT ist sein modulares Empfängerkonzept. Jeder Frequenzkanal von GREAT verfügt über eine ihm zugehörige Optik, einen Nasskryostaten und einen LO. Diese Komponenten werden im Falle eines Kanalwechsels zeitsparend getauscht. Hieraus ergibt sich die Forderung, dass alle LOs von GREAT in Form von kompakten Systemen in austauschbaren Boxen vorliegen müssen. Die Entwicklung und der Aufbau des LOs für den 1,9 THz Frequenzkanal von GREAT sind Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Der THz-Frequenzbereich bildet das Bindeglied zwischen der Photonik und der Elektronik. Kohärente THz-Strahlungsquellen mit Ausgangsleistungen oberhalb von $1 \mu\text{W}$ sind hier kaum verfügbar. Für den Aufbau des 1,9 THz LOs von GREAT wurde auf eine Kombination zweier Strahlungsquellen, bestehend aus einem Rückwärtswellenoszillator (Backward-Wave Oscillator, BWO) und einem Frequenzverdreifacher, zurückgegriffen. Dieser Ansatz erforderte die Entwicklung einer astigmatisch-abbildenden Submillimeteroptik, um die Leistungsankopplung zwischen BWO und Frequenzverdreifacher zu verbessern. Des Weiteren wurden im Rahmen dieser Arbeit ein zweistufiger Phasennachlaufregelkreis zur Frequenzstabilisierung des LO-Ausgangssignals

sowie ein leistungsstarkes Kühlsystem zur Beseitigung der Abwärme des BWOs entwickelt. Im LO integriert wurden ferner zahlreiche Schutzmechanismen die die Betriebssicherheit des LOs gewährleisten.

Kapitel 1 dieser Arbeit ist als Einleitung zu verstehen. Hierin werden im ersten Teil astronomische Beobachtungen im Bereich der THz-Frequenzen motiviert und das SOFIA-Flugzeug und der GREAT-Empfänger vorgestellt. Der zweite Teil dieses Kapitels widmet sich den physikalischen Grundlagen von THz-Empfängern. Kapitel 2 gibt einen Überblick über mögliche THz-Strahlungsquellen und motiviert die Verwendung von BWO-Röhren zum Aufbau des 1,9 THz LOs. Im nachfolgenden Kapitel 3 werden zunächst drei vorliegende BWO-Röhren anhand einer Vielzahl von Messungen charakterisiert, bevor in Kapitel 4 der eigentliche Aufbau des LOs im Detail beschrieben wird. In Kapitel 5 finden sich sämtliche Messungen die mit dem fertiggestellten LO-System durchgeführt wurden. Dies beinhaltet sowohl die zur Charakterisierung des LO-Systems durchgeführten Testmessungen als auch die im Rahmen der Inbetriebnahme des 1,9 THz Kanals von GREAT getätigten Messungen. Anschließend wird die Portabilität und Handhabbarkeit des entwickelten LO-Systems anhand einer Reihe von spektroskopischer Messungen wie z.B. der Verifikation verschiedener Rotationsübergänge von deuteriertem Ammoniak oder der Messung des $Q(10)$ -Rotations-Vibrationsübergangs der linearen Kohlenstoffkette C_3 demonstriert. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse, welche gleichermaßen als Ausblick zu verstehen ist.

Abstract

Astronomical observations in the terahertz frequency range provide information about the development of interstellar matter in our universe. The detection of the fine structure transition of ionised atomic carbon [CII] at the frequency of 1.9 THz is of fundamental importance, since this transition is well recognized as the most important cooling line of dense molecular clouds and star-forming regions. It is desirable to study relevant sources concerning their dynamics, temperature and density, with highest possible resolution both spatially and spectroscopically. Heterodyne receivers are particularly suitable for this purpose. This technology causes the astronomical signal to be transformed into a lower intermediate frequency by means of a local oscillator and allows further processing with low noise amplifiers. Therefore, coherent sources of THz radiation with narrow line width and output powers of several microwatts are necessary both for the construction of heterodyne receivers and additionally for the spectroscopic determination of the transitions of astronomically relevant molecules.

The I. Physikalisches Institut of the Universität zu Köln is part of a consortium developing the German REceiver for Astronomy at THz frequencies (GREAT). GREAT

is a multi-channel heterodyne receiver that will be used onboard the Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy (SOFIA). GREAT grants access to astronomical observations in the frequency range between 1.3 and 4.7 THz and will be ready for operation on spring 2009.

The characteristic of GREAT is its modular receiver concept. Each frequency channel features its own associated optics, a cryostat and a local-oscillator. Swapping receiver channels corresponds to exchanging those components with a minimum time requirement. Thus, all local oscillators (LO) of GREAT must be designed in a form of compact systems integrated into exchangeable boxes. The purpose of this thesis is the development of the LO for the 1.9 THz frequency channel of GREAT.

The THz-frequency range separates the field of photonics and electronics. Coherent sources of radiation with output powers of about a microwatt are rarely available. The 1.9 THz LO is based on a combination of a backward-wave oscillator (BWO) and a frequency multiplier. This approach required the development of astigmatic submillimeter optics in order to improve the power coupling between the BWO and the multiplier. Moreover, a two-stage phase-locked loop system has been designed to provide frequency stabilisation of the LO's output signal. A custom-build cooling system and numerous safety mechanisms have been additionally integrated into the LO-box.

Chapter 1 of this thesis is the introduction. The first part of this chapter introduces astronomical observations in the THz range as well as the SOFIA aircraft and the GREAT receiver. The second part of the chapter defines the basic set-up of a THz-receiver. Chapter 2 discusses possible sources of radiation that can be considered for the construction of the LO, while in the following Chapter 3 the existing BWO tubes are characterised within numerous measurements. The extensive Chapter 4 details the construction of the 1.9 THz LO. The following Chapter 5 presents all measurements performed with the fully-assembled LO system. The measurements comprise at first test measurements characterizing the LO system and continue with measurements that have been carried out during the initial testing of the GREAT 1.9 THz receiver channel. Moreover, the portability and manageability of the developed LO system is demonstrated within a series of spectroscopic measurements such as the verification of various rotation transitions of deuterated ammonia and the measurement of the $Q(10)$ rotation-vibration transition of the linear carbon chain C_3 . The thesis ends with the conclusions and suggestions for further research.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	11
1.1	Astronomie im THz-Frequenzbereich	11
1.1.1	THz-Beobachtungsplattformen	14
1.1.2	Das SOFIA-Flugzeug	16
1.1.3	Der GREAT-Empfänger	18
1.2	Physikalische Grundlagen von THz-Empfängern	20
1.2.1	Detektion von Strahlung	20
1.2.2	THz-Mischer	22
1.2.3	Spektrometer	23
1.2.4	Strahlteiler und Signalüberlagerung	25
1.2.5	THz-Strahlungsquellen	25
2	THz-Strahlungsquellen	29
2.1	Ferninfrarotlaser	30
2.1.1	Optisch gepumpte FIRs	30
2.1.2	Der GREAT 4,7 THz LO	32
2.2	Vervielfacherketten	33
2.2.1	Bauformen von Frequenzvervielfachern	34
2.2.2	Balancierte Frequenzvervielfacher	36
2.2.3	Frequenzvervielfacher für den THz-Frequenzbereich	36
2.3	Quantenkaskadenlaser	38
2.3.1	Aufbau und Funktionsweise von QCLs	39
2.3.2	Technologische Weiterentwicklungen	42
2.3.3	QCLs für den THz-Frequenzbereich	43
2.4	Rückwärtswellenoszillatoren	45
2.4.1	Funktionsprinzip	45
2.4.2	Erschließung des Frequenzbereiches oberhalb von 1 THz	50
2.5	Zusammenfassung und Schlussfolgerung	52

3	Charakterisierung der BWO-Röhren	55
3.1	Vorhandene Komponenten	55
3.1.1	Der BWO OB-80	55
3.1.2	Erzeugung des Magnetfeldes	56
3.1.3	Strom- und Spannungsversorgung	58
3.2	Messungen	59
3.2.1	Elektrische Kennlinien	59
3.2.2	Frequenzbestimmung	61
3.2.3	Bestimmung der Ausgangsleistung	63
3.2.4	Orientierung im Magnetfeld	68
3.2.5	Charakterisierung der Strahlmuster	70
3.2.6	Temperaturstabilität	73
3.2.7	Vorlaufzeit	74
3.3	Zusammenfassung	75
4	Aufbau und Entwicklung des LOs	79
4.1	Ausgangssituation	79
4.1.1	Die Komponenten des LOs	79
4.1.2	Spezifikationen und Designparameter	80
4.2	Optische Komponenten	82
4.2.1	Prinzip der Gauß'schen Strahlenoptik	82
4.2.2	Bestimmung der Strahltaillen	84
4.2.3	Konstruktion der Optik	90
4.2.4	Vermessung und Diskussion der Ergebnisse	96
4.3	Kühlung	97
4.3.1	Mögliche Kühlmechanismen	97
4.3.2	Implementiertes Design	97
4.4	Frequenzstabilisierung	99
4.4.1	Funktionsprinzip	99
4.4.2	Die Elemente der Gunn-Kette	100
4.4.3	Berechnung der Synthesizerfrequenz	102
4.4.4	Frequenzgenauigkeit des LOs	104
4.4.5	Phasenrauschen und LO-Linienbreite	104
4.5	Elektronik	107
4.5.1	Zielsetzung, Konzept, Anforderungen	107
4.5.2	Stromlaufplan und Verkabelung des LOs	108
4.5.3	Elektronikeinschub: Stromversorgung	110
4.5.4	Elektronikeinschub: Bias-Box	110
4.5.5	Elektronikeinschub: PLL	113
4.6	Sicherheit und Zertifizierung	123
4.6.1	Mechanische Komponenten	124
4.6.2	Vermessung des äußeren Magnetfeldes	124

4.6.3	Zertifizierung der Elektronik	125
4.7	Zusammenfassung	126
5	Labormessungen mit dem 1,9 THz LO	129
5.1	Charakterisierung des LO-Systems	129
5.1.1	Bestimmung der LO-Ausgangsleistung	129
5.1.2	Vermessung des Frequenzverdreifachers	133
5.1.3	Temperaturstabilität des LOs	136
5.2	Leistungsbedarf der 1,9 THz HEBs	138
5.3	Messungen mit dem GREAT-Empfänger	139
5.3.1	Justage der Optik, erste Pumpversuche	139
5.3.2	LO-Bedarf und Biasspannung des HEBs No. 312	141
5.3.3	Spektrale Rauschtemperatur des 1,9 THz Kanals	144
5.3.4	Stabilität des 1,9 THz Kanals	145
5.4	Spektroskopie mit dem 1,9 THz LO	148
5.4.1	Spektroskopie an deuteriertem Ammoniak	149
5.4.2	Spektroskopie an Kohlenstoffketten mit SuJeSTA	152
6	Zusammenfassung und Ausblick	155
A	Rauschtemperatur und Empfängerkalibration	157
B	Schaltpläne und Steckerbelegungen	161

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Astronomie im THz-Frequenzbereich

Der Frequenzbereich oberhalb der Millimeter- und Submillimeterwellenlängen bis hin zum Infraroten (IR) wird als THz-Frequenzbereich oder auch als Ferninfrarot (FIR)-Bereich bezeichnet. Aufgrund der geringen Photonenenergie der THz-Strahlung von etwa einigen Millielektronenvolt geben astronomische Beobachtungen im FIR Aufschluss über die physikalischen und chemischen Prozesse des kalten bis warmen Universums (20-2000 K). Hierzu gehören die an der Sternentstehung beteiligten Prozesse, die die Entwicklung der anfänglich noch kalten Molekülwolken bis hin zu den IR-aktiven Protosternen beschreiben.

Nach dem heutigen Verständnis beginnt Sternentstehung mit einer gravitativ instabilen Massenverteilung, die kollabiert und fragmentiert. Dichte Kerne sind die Folge, deren Kontinuumsemission bei Maxima zwischen 15 und 150 μm im THz-Bereich zu beobachten ist. Besonders dramatisch sind Vorgänge in der Nähe der jungen und heißen O-/B-Sterne. Diese Objekte sind Quelle intensiver UV-Strahlung, die den umgebenden Wasserstoff ionisiert und HII-Regionen¹ erzeugt. Innerhalb einer HII-Region werden alle UV-Photonen mit $E > 13,6 \text{ eV}$ absorbiert. In den tieferen Wolkenschichten haben die UV-Photonen noch genügend Energie um beispielsweise H_2 und CO zu dissoziieren bzw. C^+ durch Ionisation von C zu bilden. Ist auch dies nicht mehr möglich, so findet der Übergang zur neutralen Molekülwolke statt. Insgesamt schließt sich der HII-Region eine charakteristische Schichtung vorherrschender Atome und Moleküle in der Reihenfolge $\text{H}^+/\text{H}/\text{H}_2$ bzw. $\text{C}^+/\text{C}/\text{CO}$ an, in der die ablaufenden physikalischen und chemischen Prozesse maßgeblich vom Strahlungsfeld der umgebenden jungen Sterne bestimmt werden. Diese Gebiete werden Photo Dominated Regions (PDR) genannt [1][2] (Abbildung 1.1).

Um die astrophysikalische Bedeutung der PDR verstehen zu können, müssen die in

¹In der astrophysikalischen Notation wird "I" zur Bezeichnung von neutralen Atomen, "II" zur Bezeichnung von einfach-ionisierten Atomen u.s.w. verwendet.

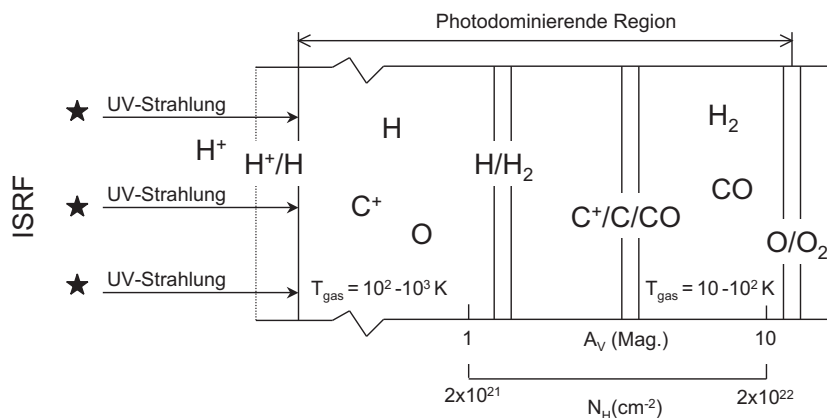


Abbildung 1.1: Schematischer Aufbau der PDR, in Anlehnung an [3]. Das Interstellare Strahlungsfeld (ISRF) bzw. die UV-Strahlung der jungen O-/B-Sterne durchdringt die Molekülwolke und erzeugt durch Dissoziation und Ionisation der vorherrschenden Atome und Moleküle die charakteristische Schichtung der PDR. Mit A_V ist die optische Extinktion und mit N_H die Säulendichte des atomaren Wasserstoffs bezeichnet.

den Wolkenschichten ablaufenden Heiz- und Kühlprozesse mit berücksichtigt werden. Molekülwolken enthalten zu etwa 1 % Staub, der die UV-Strahlung absorbiert. Diese Energie wird zu mehr als 98 % in thermische Kontinuumsstrahlung umgewandelt, sodass der Staub bei Temperaturen zwischen 50 und 150 K vergleichsweise kühl bleibt. Die übrigen Photonen lösen kinetische Elektronen aus den Stauberflächen die ihre Energie über Stöße an das Gas abgeben. Im Gegensatz zum Staub kann sich das Gas nur über Linienemission im FIR kühlen und heizt sich in Folge dessen sehr effizient auf (Photoelektrisches Heizen). In den vorderen Schichten der PDR führt dies zur Emission intensiver atomarer Feinstrukturlinien von [CII] und [OI], die bei Wellenlängen von $158 \mu\text{m}$, $63 \mu\text{m}$ und $146 \mu\text{m}$ im THz-Bereich beobachtet werden können. In den tieferen Schichten werden vorwiegend Feinstrukturübergänge von [CI] bei 370 und $609 \mu\text{m}$ sowie Rotationsübergänge von CO im Submillimeter- und THz-Bereich detektiert. PDRs sind daher Quelle intensiver "Kühllinien", über die das Gas seine gesamte ihm zugeführte Energie abstrahlt. Genau diese Linienemission bietet jetzt die Möglichkeit die in den Wolkenschichten ablaufenden Prozesse im Detail studieren zu können. Aus den Linienprofilen lässt sich die Kinematik der Wolke ableiten. Die Intensitätsverhältnisse geben Aufschluss über die Dichten und die lokal herrschenden Temperaturen. Aus den Verhältnissen der Intensitäten lassen sich Rückschlüsse auf die Heizraten ziehen. Mit den hieraus gewonnenen Informationen können die bestehenden Modelle der PDR verbessert und unser Verständnis über die Geburt von Sternen erweitert werden. Ein klassisches Beispiel für eine geschichtete PDR ist die Orion Bar Region (Abbildung 1.2).

Die Detektion des atomaren Feinstrukturübergangs $^2P_{3/2} - ^2P_{1/2}$ von einfach-ionisiertem Kohlenstoff [CII] bei der Frequenz von $1,9 \text{ THz}$ ($158 \mu\text{m}$) ist für das Studium

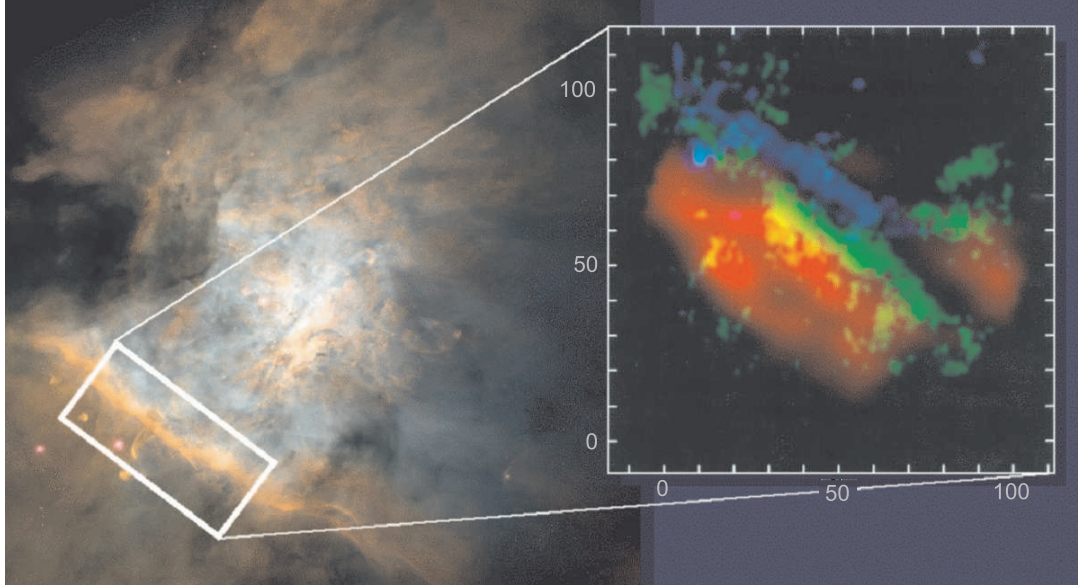


Abbildung 1.2: Der Orion Nebel. Links: Optisches Aufnahme (Hubble); Rechts: $130'' \times 130''$ großer Ausschnitt der PDR der Orion Bar Region. Farblich eingefärbt sind: *Blau*: $3,3 \mu\text{m}$ IR-Emission des heißen Staubes, nachgewiesen anhand der polyzyklischen aromatischen Kohlenwasserstoffe (PAH); *Grün*: $2,12 \mu\text{m}$ Emission des heißen molekularen Gases, gemessen anhand des H_2 1-0 S(1) Übergangs; *Rot*: Warmes molekulares Gas, $2,6 \text{ mm}$ CO (1-0) Übergang [4][5].

Tabelle 1.1: Strahlungsfluss verschiedener Submillimeter- und THz-Übergänge, beobachtet mit COBE/FIRAS. " l " bezeichnet die galaktische Länge. Einheiten in $\text{nW m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ [6].

Übergang	gal. Zentrum $ l < 2,5^\circ$	innere Galaxie $2,5^\circ < l < 32,5^\circ$	äußere Galaxie $ l > 32,5^\circ$	gr. gal. Breite $ b > 10^\circ$
CO (4 – 3)	$17,7 \pm 0,6$	$3,4 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,3$	$0 \pm 0,01$
CO (8 – 7)	$10,8 \pm 1,4$	$1,8 \pm 0,8$	$0,1 \pm 0,5$	$0,01 \pm 0,01$
[C I] $609 \mu\text{m}$	$11 \pm 0,6$	$5 \pm 0,4$	$1,4 \pm 0,3$	$0,01 \pm 0,01$
[C II] $158 \mu\text{m}$	875 ± 32	1021 ± 17	254 ± 5	$1,48 \pm 0,07$
[N II] $205 \mu\text{m}$	97 ± 6	107 ± 3	18 ± 1	$0,05 \pm 0,02$
[O I] $146 \mu\text{m}$	76 ± 51	23 ± 22	2 ± 9	$0,17 \pm 0,14$
(Staub)	130000	92000	25000	150

der Sternentstehungsgebiete unverzichtbar. Diese Linie ist neben [O I] und [N II] eine der stärksten Kühllinien des Interstellaren Mediums, vor allem im Inneren unserer Galaxie zwischen $2,5^\circ < |l| < 32,5^\circ$ (Tabelle 1.1). [C II] ist jedoch erdgebunden nicht beobachtbar, da dieser Teil des elektromagnetischen Spektrums nahezu vollständig in den unteren Luftschichten der Atmosphäre absorbiert wird. Die Entdeckung der

interstellaren [CII]-Linie wurde daher erst durch die Inbetriebnahme des Flugzeugobservatoriums LearJet möglich [7]. Hiernach folgten umfangreiche Kartierungen, bei denen ein Großteil der Gesamtbeobachtungszeit des LearJet-Nachfolgers Kuiper-Airborne Observatory (KAO) und des Infrarotsatelliten Infrared Space Observatory (ISO) zur Messung von [CII] verwendet wurden [8][9][10][11][12][13].

Die auf den Observatorien KAO und ISO eingesetzten Radioempfänger waren fast ausschließlich mit inkohärenten Detektoren bestückt, deren vergleichsweise geringes spektrales Auflösungsvermögen von $\frac{\nu}{\Delta\nu} \approx 5 \cdot 10^4$ Geschwindigkeitsauflösungen von 50 bis 60 km/s erlaubte (siehe Abschnitt 1.2). Die typischen Geschwindigkeitsverbreiterungen der Emissionslinien galaktischer Quellen liegen jedoch bei etwa 5 bis 20 km/s. Aus den gemessenen integrierten Linienintensitäten können daher nur sehr unzureichend Rückschlüsse auf die in den Wolkenschichten ablaufenden dynamischen Prozesse gezogen werden. Favorisiert werden Heterodynempfänger, deren spektrales Auflösungsvermögen gegenüber inkohärenten Systemen um Größenordnungen höher liegt (siehe Abschnitt 1.2). Einzelne Beobachtungen mit Heterodynempfängern wurden in der Endphase des KAO mit einer spektralen Auflösung von $\frac{\nu}{\Delta\nu} \approx 4 \cdot 10^5$ durchgeführt (z.B. [14][15]). Die Schwierigkeit bei dieser Technologie besteht unter anderem darin, dass kohärente THz-Strahlungsquellen, die zum Bau dieser Empfänger erforderlich sind, nur sehr eingeschränkt zur Verfügung stehen. Dieser Sachverhalt wird in Abschnitt 1.2.5 und Kapitel 2 ausführlich diskutiert. Insgesamt lässt sich festhalten, dass die astronomische Erschließung des THz-Frequenzbereiches zum Einen, durch das Fehlen kohärenter THz-Strahlungsquellen zum Bau spektral hochauflösender Heterodynempfänger und zum Anderen, durch die Absorption der THz-Strahlung in der Erdatmosphäre, erschwert wird.

1.1.1 THz-Beobachtungsplattformen

Die Hauptabsorber der THz-Strahlung in der Erdatmosphäre sind Wasser, Kohlendioxid und Ozon. Observatorien für Submm- und THz-Beobachtungen werden daher in großen Höhen und an besonders trockenen Standorten errichtet. Beispiele hierfür sind der Vulkan Mauna Kea auf Hawaii in 4200 m Höhe, die Amundsen-Scott Forschungsstation am Südpol in 2800 m Höhe oder das Plateau Llano Chajnantor in der chilenischen Atacama-Wüste in 5100 m Höhe (Tabelle 1.2).

Für Beobachtungen oberhalb von 1 THz eignen sich nur höchstgelegene Standorte oder aber Flugzeug- bzw. Satellitenmissionen. Die entscheidenden drei Projekten der nahen Zukunft sind das Cornell Caltech Atacama Telescope (CCAT) auf dem Gipfel des Cerro Chajnantor in 5600 m Höhe, der Satellit der Herschel-Mission und das Flugzeugobservatorium Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy (SOFIA) [17]. Abbildung 1.3 zeigt die atmosphärische Transmission, berechnet für vier verschiedenen hoch gelegene THz-Standorte. Hiernach sind bodengebundene Beobachtungen oberhalb von 1 THz selbst für das CCAT-Teleskop nur innerhalb weniger Transmissionsfenster möglich. Weitaus günstiger liegen die Verhältnisse beim SOFIA-Flugzeug.

Tabelle 1.2: Einsatzbereite und zukünftige Submillimeter und THz-Beobachtungsplattformen. Bei ALMA (Atacama Large Millimeter Array) und SMA (Submillimeter Array) handelt es sich jeweils um Interferometer, bestehend aus 50 (ALMA) bzw. 8 (SMA) Einzelteleskopen. L2 bezeichnet die Position des Herschel-Satelliten (Lagrange-Punkt Nr. 2).

Teleskop	Spiegel \varnothing [m]	Altitude [m]	Standort	seit/ab
AST/RO	1,7	2800	Amundsen-Scott, Südpol	1995 [†]
KOSMA	3,0	3100	Gornergrat (Schweiz)	1985
JCMT	15,0	4100	Mauna Kea, Hawaii	1988
CSO	10,4	4100	Mauna Kea, Hawaii	1988
SMA	8×6,0	4100	Mauna Kea, Hawaii	2003
ASTE	10,0	4900	Atacama, Chile	2004
NANTEN 2	4,0	4900	Atacama, Chile	2006
APEX	12,0	5100	Atacama, Chile	2006
ALMA	50×12,0	5100	Atacama, Chile	≥ 2010
CCAT	25,0	5600	Atacama, Chile	≥ 2013
SOFIA	2,5	13000	Drydan, CA, USA	≥ 2009
Herschel	3,5	-	L2	≥ 2008

[†]derzeit nicht in Betrieb

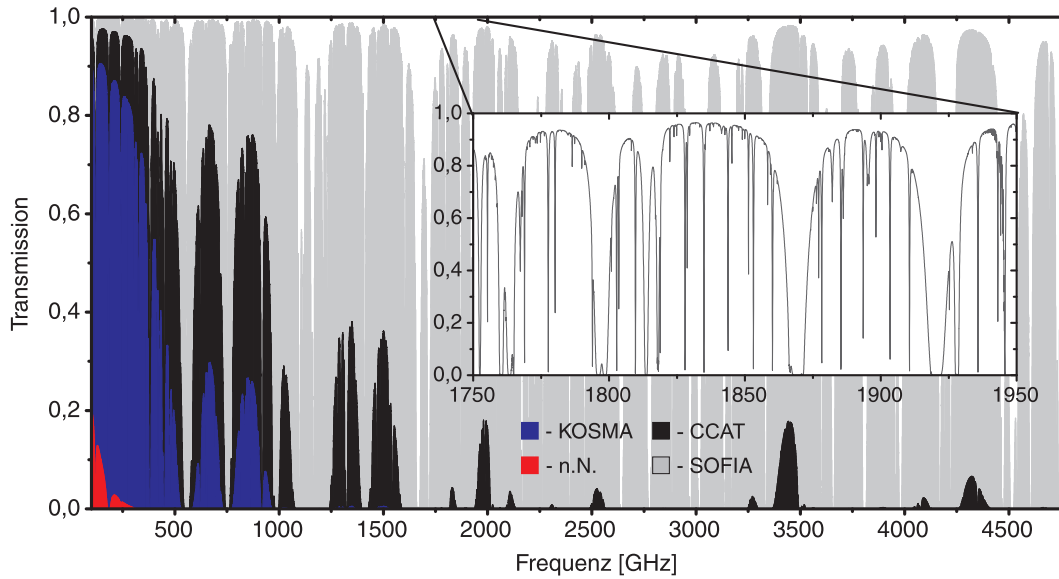


Abbildung 1.3: Atmosphärische Transmission für vier verschiedenen hoch gelegene Beobachtungsstandorte im Frequenzbereich zwischen 30-3500 GHz, berechnet nach dem ATRAN-Modell [16]. Die wirksamen Wassersäulen (Precipitable Water Vapor, PWV) und die Höhen der einzelnen Standorte sind: KOSMA (1,0 mm/3100 m); CCAT (0,25 mm/5600 m); SOFIA (5,5 μ m/13 km); Meeresnivea (n.N.) (22,2 mm/0 m). Für das SOFIA-Teleskop wurde ein Elevationswinkel von 50° angenommen, die übrigen Teleskope zeigen zum Zenith. Das Teilbild zeigt den Frequenzbereich zwischen 1750 und 1950 GHz als vergrößerten Ausschnitt zur Verdeutlichung der großen Anzahl atmosphärischer Absorptionslinien.

In 13 km Flughöhe beträgt die Transmission in vielen Frequenzbereichen noch über 90 %. Somit sind SOFIA und Herschel die einzigen Beobachtungsplattformen, für die der Frequenzbereich oberhalb von 1 THz prinzipiell zugänglich ist.

Das Heterodyninstrument auf Herschel ist HIFI [18], ein Einzelpixelempfänger für den Frequenzbereich zwischen 480 und 1910 GHz. Das Gegenstück auf SOFIA ist GREAT [19], mit derzeit vier verschiedenen Frequenzkanälen zwischen 1300 und 4700 GHz (siehe Abschnitt 1.1.3). Oberhalb von 1,9 THz sind Beobachtungen mit hoher spektraler Auflösung daher ausschließlich von SOFIA aus möglich. Dieser Frequenzbereich kann bis hin zur Grenzwellenlänge des Teleskopes von $\lambda > 0,3 \mu\text{m}$ ausgedehnt werden. Die Empfängertechnologie auf SOFIA kann, anders als bei einem Satellitenprojekt, dem neuesten Stand entsprechen und auch in der Flugphase noch optimiert werden. Nachteilig bei Herschel ist vor Allem die eingeschränkte Beweglichkeit des Teleskopes. Zur Kartierung ausgedehnter Quellen ist das SOFIA-Teleskop wesentlich besser geeignet. Spätestens nach Ablauf der etwa drei Jahre dauernden Betriebszeit von Herschel wird SOFIA die bedeutende Plattform zur Erschließung des THz-Frequenzbereiches in der Astronomie darstellen.

1.1.2 Das SOFIA-Flugzeug

Das SOFIA-Flugzeug ist der direkte Nachfolger des KAO. Finanziert wird das Projekt zu 80 % von der amerikanischen NASA und zu 20 % vom deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR). Entsprechend beträgt der deutsche Anteil an der Gesamtbeobachtungszeit 20 %. Gewählt wurde eine Boeing 747 SP, eine verkürzte Version des bekannten Jumbo-Jets (Abbildung 1.4).



Abbildung 1.4: SOFIA während des ersten Testfluges nach dem Umbau durch die Firma L-3 Communications Integrated Systems in Waco, Texas am 26 April 2007. Das Teleskop befindet sich im hinteren Teil des Flugzeugrumpfes hinter dem (hier geschlossenen) Teleskopschott.

Der Standort des SOFIA-Flugzeuges ist das Dryden Flight Research Center in Kalifornien. Geplant sind 160 Forschungsflüge pro Jahr mit einer jeweiligen Flugdauer von 6-7 Stunden. SOFIA wird bis in die obere Troposphäre in 12-14 km Höhe aufsteigen und den Großteil des atmosphärischen Wassers unter sich lassen. Beobachtet werden kann im Elevationsbereich des Teleskopes zwischen 15 und 70° (20 bis 60° unvignettiert). Observationen im Zenith sind nicht möglich.

Das Teleskop von SOFIA besitzt einen Primärspiegel mit einer freien Apertur von $D = 2,5$ m in Cassegrain-Anordnung mit Nasmyth-Fokus [20]. Die räumliche Auflösung des Teleskopes beträgt 1-3 Bogensekunden für eine Beobachtungswellenlänge von $\lambda < 15 \mu\text{m}$. Unterhalb dieser Wellenlänge ist die Auflösung durch die Luftströmungen am Flugzeugrumpf (das "Shear Layer") bzw. durch lokale Variationen des Brechungsindex in der Atmosphäre (das "Seeing") begrenzt. Letztere sind hauptsächlich auf Feuchtigkeits- und Temperaturschwankungen zurückzuführen. Oberhalb von Beobachtungswellenlängen von $15 \mu\text{m}$ wird das Teleskop beugungsbegrenzt arbeiten, mit einem Auflösungsvermögen von λ/D . In diesem Frequenzbereich wird Herschel ein um etwa 40 % besseres Auflösungsvermögen besitzen (Abbildung 1.5(a)).

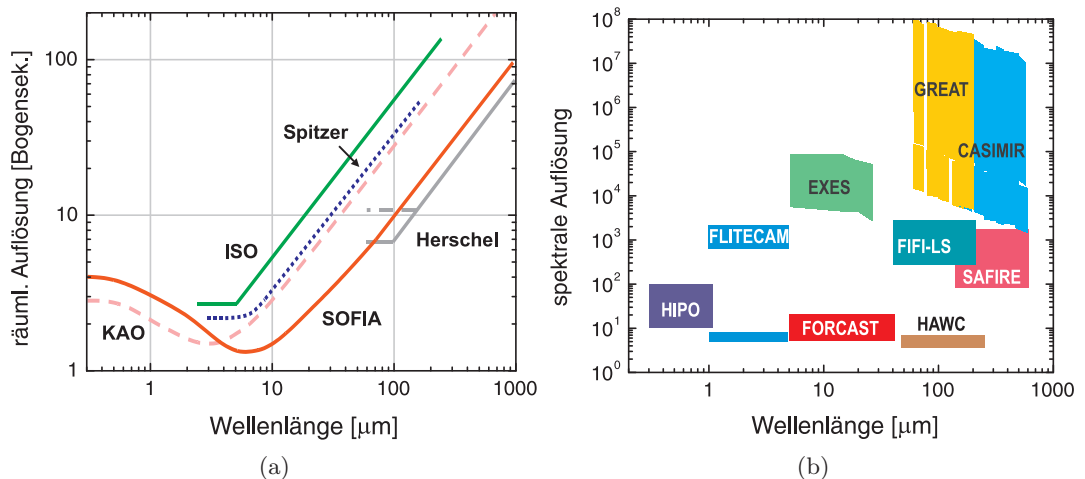


Abbildung 1.5: (a) Vergleich der räumlichen Auflösung früherer (ISO, KAO), derzeitiger (Spitzer) und zukünftiger (SOFIA, Herschel) flugzeug- und satellitengestützter IR/FIR-Beobachtungsplattformen. (b) Spektrale Auflösung $\lambda/\Delta\lambda$ der 9 für SOFIA geplanten Instrumente[17].

Derzeit befinden sich 9 Instrumente für SOFIA im Aufbau (Abbildung 1.5(b)). Der Beginn des regulären Beobachtungsbetriebes ist für Mitte 2011 geplant. Dieser Termin lag ursprünglich im Jahre 2001 und musste aus finanziellen und politischen Gründen mehrfach verschoben werden. Erste wissenschaftliche Testflüge sind bereits mit Beginn des Jahres 2009 möglich. Für diese Testphase wurden GREAT und FORCAST als *Fist-Light*-Instrumente für SOFIA ausgewählt.

1.1.3 Der GREAT-Empfänger

Der German REceiver for Astronomy at Terahertz Frequencies (GREAT) ist ein Einzelpixel- Mehrkanalheterodynempfänger für den THz-Frequenzbereich. Verantwortlich für den Empfänger ist ein Konsortium bestehend aus dem Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn (MPIfR), dem I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln, dem DLR-Institut für Weltraumsensorik und Planetenerkundung in Berlin (DLR) und dem Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung Lindau (MPS). GREAT zählt zu den sogenannten PI-Instrumenten auf SOFIA, d.h. GREAT ist ein Instrument welches ausschließlich von Wissenschaftlern, die an der Entwicklung von GREAT beteiligt sind, betrieben werden wird.

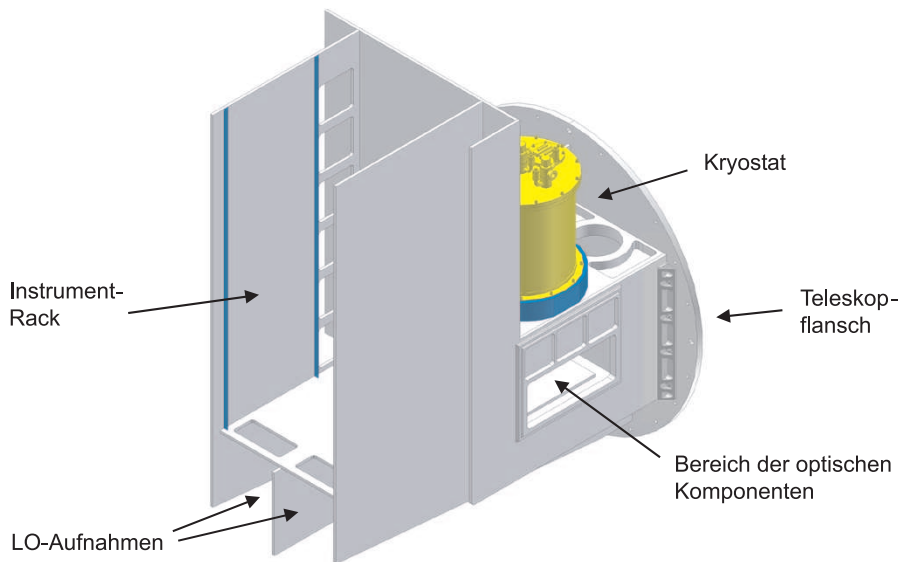


Abbildung 1.6: Struktureller Aufbau des GREAT-Empfängers. Das Instrument-Rack dient der Aufnahme der Spektrometer und bietet Platz für kanalspezifische Steuerungselektronik.

GREAT ist modular konzipiert. Aus einer Anzahl verschiedener Frequenzkanäle können zwei beliebige Kanäle ausgewählt und gleichzeitig am Teleskop betrieben werden. Zu diesem Zweck verfügt jeder Frequenzkanal über eine ihm zugehörige Optik, einen Lokaloszillator (LO) und einen Nasskryostaten mit dem darin enthaltenen Mischerelement. Diese Komponenten werden im Falle eines Frequenzwechsels getauscht (Abbildung 1.6). Ferner existieren kanalübergreifende Komponenten, die permanent in der Empfängerstruktur verbleiben. Beispiele hierfür sind die Kalibrationseinheit, die ZF-Elektronik und die kanalübergreifende Empfängeroptik. Derzeit befinden sich vier Frequenzkanäle für GREAT im Aufbau. Tabelle 1.3 gibt einen Überblick über den Frequenzbereich dieser Kanäle und den wissenschaftlichen Hintergrund der dort liegenden Übergänge.

Für die spektrale Auswertung des astronomischen Signals stehen auf GREAT zwei

Tabelle 1.3: Ausgewählte astrophysikalisch-relevante Übergänge innerhalb des Frequenzbereiches der vier im Aufbau befindlichen Kanäle von GREAT.

Kanal	Übergang	$\Delta\nu$ [GHz]	Indikator für / Wissenschaftlicher Hintergrund
1,4 THz (1,3-1,5 THz)	para-H ₂ D ⁺	1370,146 ^a	Kalte Gaswolken, Deuteriumschemie und prästellare Kerne
	CO(12-11)	1381,995 ^a	Molekülwolken, Indikator für H ₂ , Dichte, Dynamik und Temperatur heißer Molekülwolken
	¹³ CO(13-12)	1431,153 ^a	s.o., +Isotopenverhältnis ¹² C/ ¹³ C
	[NII]	1461,132 ^b	Indikator für HII-Regionen
	CO(13-12)	1496,923 ^a	s.o.
	HCN(17-16)	1505,030 ^a	Gaswolken hoher Dichte, Studium dichter Sternhüllen (IRC-10216)
1,9 THz (1,6-1,9 THz)	[CII]	1900,545 ^b	Wichtigste Kühllinie dichter Molekülwolken, Indikator für Sternentstehungsgebiete und PDRs
	CO(16-15)	1841,346 ^a	s.o.
	¹³ CO(17-16)	1870,140 ^a	s.o.
2,6 THz (2,4-2,7 THz)	OH	2514,317 ^a	H ₂ O, Chemie von H ₂ O in Ergänzung zu den Messungen von Herschel
	¹³ CO(23-22)	2526,491 ^a	s.o.
	CO(22-21)	2528,172 ^a	s.o.
	HD(1-0)	2674,987 ^a	PDR und Galaxien, Studium der Nukleosynthese und Deuteriumschemie
4,7 THz	[OI]	4745,804 ^b	PDRs, Struktur von PDRs und Molekülwolken

^aRotationsübergang^bFeinstrukturübergang

Tabelle 1.4: Bandbreite und spektrales Auflösungsvermögen der GREAT-Spektrometer. Die hieraus resultierende Geschwindigkeitsauflösung ist für eine Beobachtungsfrequenz von 1,9 THz berechnet.

Typ	Bandbreite		Auflösung	
	[GHz]	[km/s]	[MHz]	[m/s]
AAOS	4	632	1	158
CTS	0,18	28	0,045	7,1

verschiedene Spektrometertypen zur Verfügung. Vorhanden sind ein vom I. Physikalisches Institut entwickeltes Array Acousto-Optical Spectrometer (AAOS) [21] und ein vom MPS aufgebautes Chirp-Transform-Spektrometer (CTS) [22] (siehe Tabelle 1.4). Hiermit wird das spektrale Auflösungsvermögen von GREAT bis zu 10^8 betragen. Dieser Wert ist mit der Leistungsfähigkeit des HIFI-Empfängers vergleichbar [18]. Beide Empfänger werden das bisher erreichte spektrale Auflösungsvermögen oberhalb von 1,5 THz um den Faktor 10^2 bis 10^3 übertreffen. Astronomische Quellen die mit ISO oder dem KAO bereits entdeckt und in geringer Auflösung vorkartiert sind

[11][15] können jetzt im Detail untersucht und mittels der Heterodynspektroskopie geschwindigkeitsaufgelöst spektroskopiert werden.

Als Nachfolgeprojekt von GREAT ist schon jetzt STAR geplant, ein Heterodynempfänger für die Frequenz von 1,9 THz (SOFIA Terahertz Array Receiver [23][24]). STAR wird federführend vom I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln entwickelt. Nach der derzeitigen Planung wird STAR über 16-Pixel verfügen und die großräumige Kartierung der [CII]-Linie ermöglichen.

Im Falle des GREAT-Empfängers liefert Köln die Kalibrationseinheit, das AAOS und die kanalübergreifende Empfängeroptik. Des Weiteren ist Köln für den Aufbau der beiden niederfrequenten Frequenzkanäle von GREAT (1,4 THz und 1,9 THz) verantwortlich. Dies beinhaltet jeweils die Entwicklung des Mischerblocks, der kanalspezifischen Optik und des LOs. Die entsprechenden Arbeiten wurden vorwiegend im Rahmen von Dissertationen ausgeführt [25][26][27].

Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind Entwicklung und Aufbau des 1,9 THz LOs von GREAT. Hierfür ist eine kohärente 1,9 THz-Strahlungsquelle erforderlich. Diese Strahlungsquelle ist in eine LO-Box von GREAT der Maße $24 \times 21 \times 100 \text{ cm}^3$ zu integrieren. Gefordert wird ein in der Frequenz und in der Leistung stabilisiertes Ausgangssignal von etwa $1 \mu\text{W}$.

Die Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut: Im zweiten Teil dieses einleitenden Kapitels werden die theoretischen Grundlagen von THz-Empfängern erläutert. Im Anschluss daran wird die geeignetste Strahlungsquelle für den Aufbau des 1,9 THz LOs im nachfolgenden Kapitel 2 ermittelt. Hiernach werden in Kapitel 3, drei vorliegende Rückwärtswellenoszillatoren zunächst getestet, mit denen in Kapitel 4 der Aufbau des LOs vollzogen wird. Kapitel 5 enthält die mit dem fertiggestellten LO-System durchgeführten Messungen. Hierzu zählt die Charakterisierung des LO-System bezüglich Ausgangsleistung und Stabilität. Des Weiteren werden die für den GREAT-Empfänger vorgesehenen HEB-Mischer getestet und hiernach der gesamte 1,9 THz Frequenzkanal von GREAT in Betrieb genommen. Abschließend wird die Portabilität und vielseitige Verwendbarkeit des entwickelten LO-System anhand von spektroskopischen Messungen an zwei verschiedenen Spektrometertypen demonstriert.

1.2 Physikalische Grundlagen von THz-Empfängern

1.2.1 Detektion von Strahlung

Die in THz-Empfängern eingesetzten Detektorelemente lassen sich grundsätzlich in kohärente und in inkohärente unterteilen. Bleibt die Phaseninformation der Photonen nicht erhalten, so spricht man von einem inkohärenten Detektor. Beispiele hierfür sind der Photoleiter oder das Bolometer. Da die genannten Detektortypen innerhalb eines breiten Frequenzbereiches empfindlich sind, muss für die spektrale Auswertung des

Signals dem Detektor ein frequenzselektierendes Element vorgeschaltet werden. Verwendet werden Kombinationen aus breitbandigen Filtern (z.B. Infrarotblocker) und schmalbandigen Filtern (Echelle-Gitter oder Fabry-Pérot-Interferometer). Aufgrund der auftretenden Absorptionsverluste und den aus der Beugungstheorie geforderten geometrischen Abmessungen der Filterelemente sind inkohärente Empfangssysteme nur bis zu einer spektralen Auflösung von etwa $\nu/\Delta\nu \approx 5000$ realisierbar. Hiermit können die Geschwindigkeitsprofile der beobachteten Objekte bis zu etwa 60 km/s aufgelöst werden. Für das Studium der galaktischen Quellen ist dies oft nicht ausreichend hoch.

Eine Alternative bietet das Heterodynprinzip, bei dem das hochfrequente radioastronomische Signal (RF) kohärent auf eine niedrigere Frequenz umgesetzt wird. Hierzu wird das RF-Signal mit der Strahlung eines monochromatischen Lokaloszillators überlagert und auf ein Mischerelement mit nichtlinearer Kennlinie gegeben. Durch die Nichtlinearität werden am Mischer höhere Harmonische der Eingangsfrequenzen und deren Mischprodukte erzeugt. Dies soll anhand eines Mixers mit rein quadratischer Kennlinie $A = \alpha U^2$ und zwei Eingangssignalen $R(t) = \sin(\omega_R t)$ und $L(t) = \sin(\omega_L t)$ veranschaulicht werden. Unter Benutzung der Additionstheoreme lässt sich das Ausgangssignal des Mixers umformen:

$$\begin{aligned}
 A &= \alpha [R \sin(\omega_R t) + L \sin(\omega_L t)]^2 \\
 &= \underbrace{\alpha/2 (R^2 + L^2)}_{DC} - \underbrace{\alpha/2 R^2 \cos(2\omega_R t)}_{2 \text{ RF}} - \underbrace{\alpha/2 L^2 \cos(2\omega_L t)}_{2 \text{ LO}} \\
 &\quad + \underbrace{\alpha RL \cos((\omega_R - \omega_L)t)}_{\text{Differenz}} - \underbrace{\alpha RL \cos((\omega_R + \omega_L)t)}_{\text{Summe}}. \tag{1.1}
 \end{aligned}$$

Enthalten sind ein DC-Anteil sowie die zweiten Harmonischen und die Summen- und Differenzfrequenzen der Eingangsfrequenzen. Da das Mischerelement den hochfrequenten Harmonischen und der Summenfrequenz nicht folgen kann, wird die hierin enthaltene Strahlungsleistung in Wärme konvertiert. Dies gilt jedoch nicht für die wesentlich kleinere Differenzfrequenz (oder auch Zwischenfrequenz, ZF) $\omega_{ZF} = \omega_R - \omega_L$, die je nach Wahl der LO-Frequenz nur wenige GHz beträgt. Im Frequenzbereich um die ZF ist die vollständige spektrale und Phaseninformation des astronomischen Signals enthalten, die in Folge der jetzt niedrigeren Frequenz rauscharm weiterverstärkt und ausgewertet oder für interferometrische Analysen gespeichert werden kann. Hierbei muss jedoch beachtet werden, dass aufgrund der Vertauschbarkeit von $\{\omega_L, \omega_R\}$ ohne die Verwendung zusätzlicher Seitenbandfilter die Beiträge des oberen und unteren Seitenbandes überlagert sind (Abbildung 1.7). Die Breite des nutzbaren ZF-Frequenzbereiches $\Delta\omega_{ZF}$ (die ZF-Bandbreite) wird durch das eingesetzte Mischerelement limitiert (siehe Abschnitt 1.2.2). Ferner ist zu bemerken, dass nach Gleichung (1.1) für ein möglichst starkes ZF-Signal sowohl eine extreme Nichtlinearität α , als auch eine möglichst hohe LO-Leistung L , erforderlich sind.

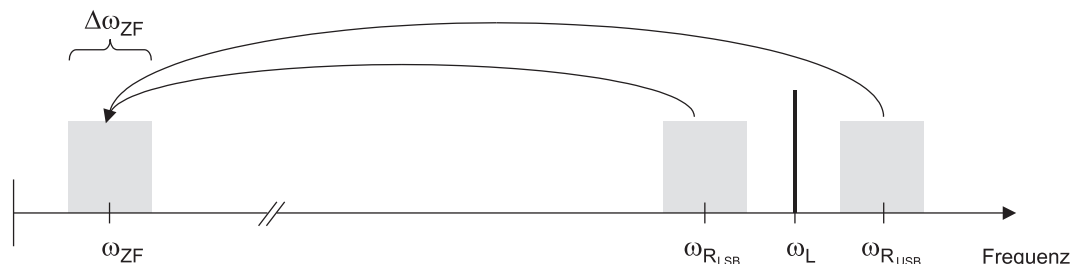


Abbildung 1.7: Veranschaulichung des Mischprozesses beim Heterodynempfang. Im Zwischenfrequenzband $\Delta\omega_{ZF}$ ist die spektrale Information des oberen Seitenbandes (upper sideband, USB) und des unteren Seitenbandes (lower sideband, LSB) enthalten, die jeweils den Frequenzabstand $\omega_{ZF} = |\omega_L - \omega_R|$ zur LO-Frequenz besitzen.

Durch die Herabsetzung der Frequenz des astronomischen Signals auf die Frequenz des ZF-Signals um den Faktor 10^3 wird bereits bei Verwendung eines vergleichsweise niedrigauflösenden Spektrometers mit $\frac{\nu}{\Delta\nu} \approx 10^3$ eine beachtliche spektrale Auflösung des astronomischen Signals von etwa 10^6 erreicht. Hierdurch lässt sich das hohe spektrale Auflösungsvermögen der Heterodynempfänger erklären.

1.2.2 THz-Mischer

Das Mischerelement ist eines der kritischsten Bauteile des Empfängers. Von ihm wird eine möglichst extreme Nichtlinearität α in Verbindung mit einer hohen ZF-Bandbreite gefordert. Da leistungsstarke Strahlungsquellen oberhalb von 1 THz nur sehr eingeschränkt zur Verfügung stehen (siehe Abschnitt 1.2.5), muss ein THz-Mischer derzeit bei LO-Leistungen < 1 mW arbeiten können. Die derzeit verfügbaren Technologien sind Schottky-Mischer, Supraleiter-Isolator-Supraleiter (SIS)-Mischer und Hot-Elektron Bolometer (HEB)-Mischer.

Beim Schottky-Mischer wird die Nichtlinearität der Strom-Spannungskennlinie eines Metal/Halbleiterübergangs (Schottky-Übergang) ausgenutzt. Für den Betrieb eines Schottky-Mischers ist eine Strahlungsleistung (die "Pumpleistung") von etwa 1 mW erforderlich. Typische Empfängerrauschtemperaturen (siehe Anhang A) die mit Schottky-Mischern erreicht werden betragen $T_{SYS} = 3150$ K für die Frequenz von 800 GHz [28], bzw. $T_{SYS} \approx 6000$ K für die Frequenz von 1,9 THz [15]. Heutzutage besteht der Vorteil von Schottky-Mischern nur darin, dass sie auch bei Raumtemperatur betrieben werden können.

Unterhalb von 1 THz werden derzeit SIS-Mischer eingesetzt, mit denen Rauschtemperaturen nahe dem Quantenlimit erreicht werden (Gleichung (A.7)). Beispielsweise beträgt die Rauschtemperatur des HIFI-Empfängers, ausgestattet mit einem im I. Physikalischen Institut hergestellten SIS-Mischer, $T_{SYS} = 90$ K für die Frequenz von 678 GHz [29][30]. Kernstück eines SIS-Mischers ist ein Tunnelkontakt bestehend aus zwei supraleitenden Elektroden die durch eine nur 2-3 nm dicke Isolatorschicht

getrennt sind. Nach Anlegen einer Biasspannung genügt die Energie der eintreffenden Strahlung um Quasiteilchen über die Barriere zu heben, woraufhin schlagartig Leitfähigkeit einsetzt. Hieraus folgt die extrem nichtlineare Strom- Spannungskennlinie eines SIS-Mischers. SIS-Mischer erreichen sehr große Zwischenfrequenzbandbreiten ($\approx 0,2 \cdot \omega_{RF}$) und benötigen Pumpleistungen von $< 1 \mu\text{W}$. Aufgrund der endlichen Energielücke der Barriere sind SIS-Mischer nur bis zu Frequenzen deren Quantenenergie $h\nu$ das zweifache der Energielücke nicht überschreitet einsetzbar (derzeit etwa 1,4 THz).

Oberhalb Frequenzen von 1 THz werden HEB-Mischer favorisiert. Bei einem HEB-Mischer handelt es sich um ein supraleitendes Bolometer, dessen Elektronengas aufgrund der nur wenige nm dicken Schicht vom Gitter thermisch entkoppelt ist. Die eintreffende Strahlung heizt dadurch ausschließlich die Elektronen, woraus eine sehr geringe Wärmekapazität C resultiert. Eine hohe Wärmeleitfähigkeit G zum Bad wird durch einen geeigneten Aufbau des Mischers erzielt. Mit diesem Mischertyp sind Bandbreiten von bis zu $\Delta\omega_{ZF} = \frac{G}{C} \approx \{2..4\}$ GHz möglich [31][32]. Die erforderliche Pumpleistung eines HEB-Mischers ist abhängig vom Volumen der supraleitenden Schicht und im Allgemeinen noch etwas geringer als beim SIS-Mischer, bei Werten um wenige 100 nW. Mit HEB-Mischern ausgestattete Empfänger erreichen Systemrauschetemperaturen von beispielsweise $T_{SYS} = 2200$ K für die Frequenz von 2,5 THz [33], bzw. $T_{SYS} = 1400$ K für die Frequenz von 2,8 THz [34]. Der 1,9 THz Kanal von GREAT wird ebenfalls mit HEB-Mischern aus hauseigener Produktion bestückt [27]. In Kapitel 5 wird die Systemrauschetemperatur T_{SYS} des 1,9 THz Kanals von GREAT im Rahmen der Charakterisierung des GREAT-Empfängers gemessen.

1.2.3 Spektrometer

Für die Auswertung des Zwischenfrequenzsignals eines Heterodynempfängers stehen verschiedene Spektrometertypen zur Verfügung die sich (abgesehen von ihrem technischen Aufbau) in ihrer Bandbreite und ihrem spektralen Auflösungsvermögen unterscheiden. Eine hohe Bandbreite ist wichtig, um auch die Emissionslinien der stark dopplerverbreiterten Quellen in ihrem vollen Spektrum erfassen zu können. Typische Geschwindigkeitsverbreiterungen reichen von nur wenigen km/s bis hin zu einigen 100 km/s für galaktische Quellen [35], und können auch einige 1000 km/s im Falle der Beobachtung einer Galaxie betragen. Beispielsweise ist für die Detektion der [CII]-Linie in einer PDR mit einer Geschwindigkeitsverbreiterung von 100 km/s eine ZF-Bandbreite von mindestens 650 MHz erforderlich, die das Spektrometer bereitstellen muss. Ist dies nicht gegeben, so muss die Messung wiederholt und die Emissionslinie aus mehreren Spektralbereichen zusammengesetzt werden. Die Beobachtungszeit vergrößert sich entsprechend.

Das spektrale Auflösungsvermögen eines Spektrometers entscheidet darüber, welche astronomischen Relativgeschwindigkeiten noch unterschieden werden können. Diese Anforderung variiert ebenfalls mit der ausgewählten Quelle. Ist eine Geschwindigkeits-

auflösung von 0,1 km/s gewünscht, so lässt sich hieraus ein spektrales Auflösungsvermögen von 630 kHz ableiten ([CII]-Linie). Das Spektrometer muss dieses spektrale Auflösungsvermögen besitzen.

Die einfachsten Spektrometer bestehen aus Filterbänken, wobei jedem Frequenzkanal ein Leistungsdetektor nachgestellt ist. Mit diesen Spektrometertypen werden Auflösungsvermögen von etwa 10^5 erreicht [36]. Für eine adequate ZF-Bandbreite benötigt man viele hunderte dieser Filterelemente, sodass (abgesehen von einem hohen Aufwand) große Probleme hinsichtlich der Stabilität und der Kalibration des Spektrometers auftreten. In der hochauflösenden THz-Astronomie spielt dieser Spektrometertyp heutzutage keine Rolle mehr.

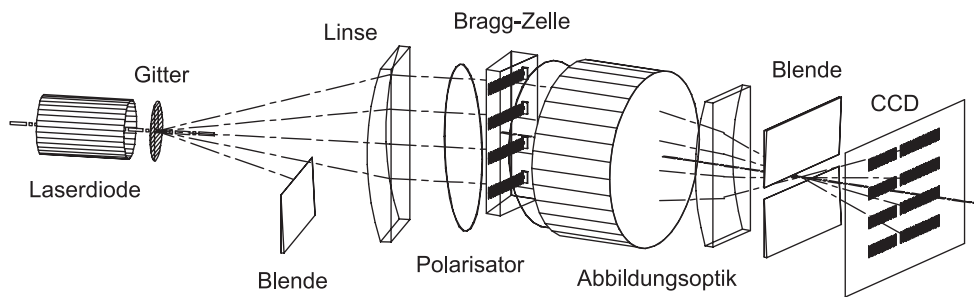


Abbildung 1.8: Prinzipieller Aufbau eines Akusto-Optischen Spektrometers [37].

Derzeit werden vorwiegend Akusto-Optische Spektrometer (AOS) eingesetzt, bei denen das zu untersuchende ZF-Signal mit Hilfe eines Schallwandlers auf eine Bragg-Zelle gegeben und dort in eine akustische Welle umgewandelt wird [36]. Die akustische Welle moduliert den Brechungsindex innerhalb der Zelle, sodass das Licht einer Laserdiode hieran gebeugt werden kann. Dieses Beugungsbild repräsentiert direkt das Spektrum des eingekoppelten ZF-Signals und kann auf ein CCD-Element abgebildet und weiterverarbeitet werden (Abbildung 1.8). In dem mehrere akustische Wellen gleichzeitig in der Bragg-Zelle angeregt werden, lässt sich die Bandbreite des AOS erweitern (Array-AOS, AAOS [37]). Mit einem AAOS werden derzeit Bandbreiten von 4 GHz in Verbindung mit Auflösungsvermögen von 1 MHz erreicht (vgl. Abschnitt 1.1.3). Das I. Physikalische Institut der Universität zu Köln ist auf diesem Gebiet führend.

Ist eine höhere spektrale Auflösung wünschenswert, so kommen Chirp Transform Spektrometer (CTS) zum Einsatz. Bei einem CTS wird das ZF-Signal (ähnlich wie bei einem AOS) in eine akustische Welle konvertiert, hier jedoch hinein in eine Verzögerungsleitung bestehend aus einem stark dispersiven Medium [36]. Ein Eingangspuls wird am Ausgang der Leitung zeitlich frequenz aufgelöst wiedergegeben, sodass das ZF-Spektrum aus der Auswertung dieses Signals hervorgeht. Das bei GREAT betriebene CTS [22] erreicht eine Auflösung von 45 kHz in Verbindung mit einer Bandbreite von 180 MHz.

Schließlich ist auch die direkte Fouriertransformation des ZF-Signals möglich. Diese

digitalen Fast Fourier-Transform Spektrometer (FFTS) [38] sind bereits heute optional für GREAT verfügbar. Im Hinblick auf die rasante Halbleiterentwicklung sind hier in der Zukunft Fortschritte zu erwarten.

1.2.4 Strahlteiler und Signalüberlagerung

Um sowohl das astronomische Signal als auch das LO-Signal dem Mischer zuführen zu können, wird ein Überlagerungsglied benötigt, das beim THz-Empfänger als Diplexer bezeichnet wird. Ein Diplexer besteht im einfachsten Fall aus einer teildurchlässigen Folie oder einem Polarisationsgitter. Hierbei wird die in den Mischer einzukoppelnde Leistung zwischen Quelle und LO aufgeteilt. Da dem astronomischen Signal der Vorzug gegeben wird, bleibt ein Großteil der LO-Leistung ungenutzt. Diese Variante ist nur im Falle ausreichender LO-Leistung anwendbar. Bei Folien (so wie auch bei Fenstern) ergibt sich zusätzlich die Problematik interner Mehrfachreflexionen, die ein frequenzselektives Verhalten zur Folge haben und als sogenannte *Fringes* bezeichnet werden [39]. Gerade diese Fringes sind es, die man sich bei der Verwendung eines Fabry-Pérot Interferometers zur Überlagerung der (in der Frequenz unterschiedlichen) Signale von LO und Quelle zunutze macht.

Um auch die LO-Leistung vollständig nutzen zu können, werden Mach-Zehnder Interferometer oder Martin-Puplett Interferometer (MPI) eingesetzt [40]. Hierbei handelt es sich um Anordnungen aus Dachspiegeln und Polarisationsgittern [39]. Aufgrund der Breitbandigkeit der Gitter arbeiten auch die Interferometer intrinsisch breitbandig und zudem verlustarm. Im Falle des 1,9 THz Kanals von GREAT wird ebenfalls ein MPI-Diplexer zum Einsatz kommen [25]. Abschließend sei bemerkt, dass MPIs ein Bandpassverhalten für das ZF-Signal besitzen, welches die Rauschtemperatur des Empfängers an den Bandenden erhöht (siehe Abschnitt 5.3.3). Der Vorteil eines MPIs ist wiederum, dass es als Seitenbandfilter benutzt werden kann und die Trennung des oberen und unteren Seitenbandes im ZF-Signal ermöglicht.

1.2.5 THz-Strahlungsquellen

Grundsätzlich ist der THz-Frequenzbereich als Bindeglied zwischen der Elektronik und der Photonik zu verstehen. Da hier beide Technologien an ihre Grenzen stoßen, sind leistungsstarke THz-Strahlungsquellen nur bedingt verfügbar (siehe auch Kapitel 2). Unterhalb von 1 THz werden Gunn-Oszillatoren, Rückwärtswellenoszillatoren (Backward-Wave Oszillators, BWO) und Frequenzvervielfacher eingesetzt. Nimmt die Wellenlänge weiter ab, so sind der Herstellung der erforderlichen Komponenten bald technologische Grenzen gesetzt. Verluste durch Fertigungstoleranzen machen sich zunehmend bemerkbar, die durch die Abnahme der Skintiefe mit $\delta \sim \nu^{-1/2}$ von weiteren Verlusten begleitet werden.

Von der photonischen Seite wird versucht den THz-Bereich mit Ferninfrarotlasern und Quantenkaskadenlasern zu erschließen. Die Energie eines THz-Photons beträgt jedoch

nur wenige meV und ist mit der Größe der thermischen Energie von 25 meV vergleichbar, bzw. unterschreitet diese ($T = 300$ K). Durch die Zunahme der strahlungslosen Übergänge aus dem oberen Laserniveau wird die für die Lasertätigkeit erforderliche Besetzungsinversion erschwert, bzw. nicht mehr erreicht. Der am schwierigsten zugängliche Frequenzbereich liegt etwa zwischen 1 und 10 THz, weshalb man in diesem Zusammenhang auch vom "THz-Gap" spricht (Abbildung 1.9).

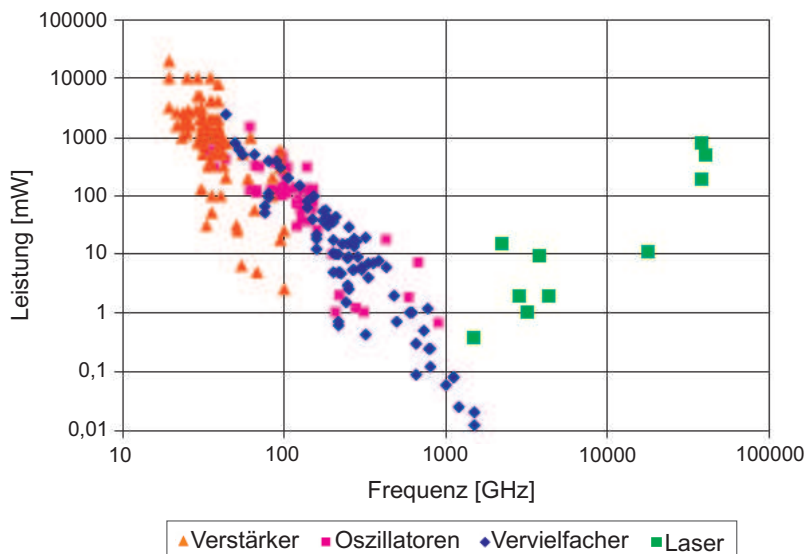


Abbildung 1.9: Erzielte Ausgangsleistungen verschiedener THz-Strahlungsquellen, Stand etwa 2005 [41] (siehe auch Abbildung 2.6). Aktuelle Werte aus der Entwicklung der Quantenkaskadenlaser wurden der Graphik hinzugefügt [42][43][44].

Aufgrund ihrer Durchstimmbarkeit und hohen Ausgangsleistung sind BWOs in der hochauflösenden Molekülspektroskopie weit verbreitet [45][46] und werden auch im I. Physikalischen Institut seit vielen Jahren erfolgreich eingesetzt [47]. Unter Zuhilfenahme von Frequenzvervielfachern basierend auf Schottky-Dioden oder Halbleiterübergittern sind derzeit Messungen bis zu der Frequenz von 2,6 THz möglich [48] [49]. Gerade im oberen Frequenzbereich liegen die erzielten Ausgangsleistungen jedoch weit unterhalb von $1 \mu\text{W}$ und genügen nicht zum Pumpen des Mischers eines Heterodynempfängers. Frequenzvervielfachte BWOs als LOs in Heterodynempfängern wurden bis zu der Frequenz von 500 GHz realisiert [50].

Für die Bereitstellung des LO-Signals in einem Heterodynempfänger werden derzeit unterhalb von 2 THz Vervielfacherketten favorisiert. Beispielsweise sind der niederfrequente 1,4 THz Kanal von GREAT, der 2,6 THz Kanal von GREAT, der vom I. Physikalischen Institut betriebene SMART-Empfänger [51] und der CONDOR-Empfänger [52] mit einer Vervielfacherkette ausgestattet. Ebenso ist langfristig die Ersetzung des in der vorliegenden Arbeit beschriebenen 1,9 THz LOs von GREAT mit einer

leistungsstarken Vervielfacherkette geplant. Ein aktuelles Modell der Firma VDI [53] erreicht zwar stellenweise Ausgangsleistungen von bis zu $3\ \mu\text{W}$ im Frequenzbereich zwischen 1810 und 1910 GHz; bei der erforderlichen Frequenz zur Messung der [CII]-Linie ist die verfügbare Ausgangsleistung jedoch noch nicht ausreichend hoch. Oberhalb von 2 THz kommen Ferninfrarotlaser zum Einsatz, wie z.B. im Falle des 4,7 THz Laser-LOs von GREAT (Abschnitt 2.1.2). Besonders aber sind auf dem Gebiet der Quantenkaskadenlaser große Fortschritte zu verzeichnen. Im I. Physikalischen Institut konnte Herbst 2007 ein Quantenkaskadenlaser für den Frequenzbereich von 1460 bis 1540 GHz in Betrieb genommen werden. Das untersuchte Modell arbeitete im Dauerstrichbetrieb, erforderte kein externes Magnetfeld und erreichte Ausgangsleistungen von bis zu $300\ \mu\text{W}$. Diese Ergebnisse sind vielversprechend, sodass zum Pumpen der 16 HEB-Mischer des GREAT-Nachfolgers STAR eventuell ein Quantenkaskadenlaser zum Einsatz kommen wird.

Die Strahlungsquelle des in dieser Arbeit beschriebenen 1,9 THz LOs von GREAT basiert auf einem frequenzverdreifachten BWO. Diese Lösung wird im nachfolgenden Kapitel 2 im Anschluss an eine ausführliche Analyse der bestehenden THz-Strahlungsquellen begründet. Daraufhin werden in Kapitel 3, drei vorliegende BWO-Röhren zunächst getestet, bevor in Kapitel 4, der eigentliche Aufbau des 1,9 THz LOs beschrieben wird.

Kapitel 2

THz-Strahlungsquellen

Für den Aufbau des 1,9 THz LOs ist eine kohärente Strahlungsquelle erforderlich. Die Anforderungen die an diese Strahlungsquelle gestellt werden sind:

Ausgangsleistung	Die Ausgangsleistung des LOs muss zum Pumpen der HEB-Mischer von GREAT ausreichen. Der angestrebte Wert beträgt etwa $1 \mu\text{W}$.
Linienbreite	Wünschenswert ist das Studium der Dynamik in den Molekülwolken mit einer Geschwindigkeitsauflösung von beispielsweise $0,1 \text{ km/s}$. Hieraus ergibt sich eine Obergrenze für die LO-Linienbreite von $\Delta\nu < 630 \text{ kHz}$.
Frequenzbereich	Galaktische Quellen müssen in [CII] beobachtbar sein. Der hierfür erforderliche Frequenzbereich reicht von 1897 bis 1903 GHz. Zur Beobachtung von Galaxien oder CO-Übergängen ist ein entsprechend größerer Frequenzbereich abzudecken.
Temperatur	Ein kryogener Betrieb des LOs auf 4,2 K ist auf SOFIA nicht umsetzbar. Machbar hingegen ist die Kühlung einzelner Komponenten mit flüssigem Stickstoff.
Stabilität	Für ein stabiles ZF-Signal müssen auch die Ausgangsleistung und die Frequenz des LOs möglichst stabil sein.

Die Summe dieser Anforderungen ist derzeit mit keiner bekannten Strahlungsquelle erfüllbar. Teilweise geeignet sind Ferninfrarotlaser, Vervielfacherketten, Quantenkaskadenlaser und BWOs. Jede dieser Technologien wird im Folgenden kurz vorgestellt. Hierbei werden die Theorie der Strahlungserzeugung erläutert, sowie die Leistungsfähigkeit der Quellen, hinsichtlich obiger Kernpunkte, diskutiert. Ausgehend hiervon wird die geeignetste Strahlungsquelle in einer abschließenden Diskussion ermittelt.

2.1 Ferninfrarotlaser

Beim Ferninfrarotlaser (FIRL) [54][55] basiert die Strahlungserzeugung auf Rotationsübergängen gasförmige Moleküle mit permanentem Dipolmoment. Häufig verwendet werden Methanol (CH_3OH), Ammoniak (NH_3) oder Difluormethan (CH_2F_2). Die für die Lasertätigkeit erforderliche Besetzungsinversion wird mittels einer DC-Entladung oder durch Optisches Pumpen erzeugt.

Im Frequenzbereich zwischen 300 GHz und 3 THz finden sich tausende möglicher Laserlinien für den Betrieb eines FIRLs, alleine Methanol und seine Isotopologe liefern einige Hundert [54][56]. Typische Ausgangsleistungen die mit FIRLs erreicht werden liegen etwa zwischen $100 \mu\text{W}$ und 1 W , wobei die Ausgangsleistung mit der jeweiligen Linienstärke des gewählten Übergangs variiert.

Der erste FIRL wurde bereits 1964 realisiert [57]. 1970 folgte der erste optisch gepumpte FIRL [58]. Anschließend repräsentierten FIRLs die wichtigsten Strahlungsquellen für Heterodynempfänger im THz-Frequenzbereich [59][60][33]. FIRLs modernen Bauart eignen sich für Satellitenmissionen [61] und kommen beispielsweise auch im Falle des 4,7 THz Laser-LOs von GREAT auf dem SOFIA-Flugzeug zum Einsatz (siehe Abschnitt 2.1.2).

2.1.1 Optisch gepumpte FIRLs

Im Vergleich zur DC-Entladung ermöglicht das Verfahren des Optischen Pumpens eine wesentlich gezieltere Bevölkung des oberen Laserniveaus. Hierbei wird die Besetzungsinversion der Rotationszustände durch Anregung des Moleküls von einem niedrigen Schwingungszustand in einen höhergelegenen Schwingungszustand erreicht (Abbildung 2.1(a)). Typische Anregungsenergien liegen im Infraroten, bei Wellenlängen von etwa $10 \mu\text{m}$. Dies entspricht dem Frequenzbereich der leistungsstarken CO_2 -Laser, welche daher fast ausschließlich als Pumpquellen verwendet werden.

Abbildung 2.1(b) zeigt schematisch den typischen Aufbau eines optisch gepumpten FIRLs (OPFIRLs). Der Ausgangsstrahl eines CO_2 -Lasers wird über Spiegel und ein dichroisches Fenster in den Resonator des Lasergases eingekoppelt. Damit der Vibrationszustand angeregt werden kann, muss die Frequenz des CO_2 -Lasers sehr genau auf die Anregungsenergie dieses Zustandes abgestimmt sein. Der Rotationsübergang, d.h. die gewünschte FIR-Laserlinie, wird durch Abstimmen des Resonators selektiert. Zur Auskopplung der Leistung wird ein Strahlteiler, meist ein dichroisches Filter oder ein Gitter, verwendet.

Um zu verhindern dass das obere Laserniveau durch Stöße der Moleküle untereinander depopuliert wird, befindet sich das Lasergas unter geringem Druck ($\approx 0,1 \text{ mbar}$). Hieraus resultiert ein kleiner optischer Gewinn von $0,1 \text{ cm}^{-1}$, sodass typische Resonatorlängen im Bereich von 1 m anzusiedeln sind [55]. Aus der Resonatorlänge ergibt sich der Modenabstand (Free Spectral Range, FSR) zu $\text{FSR} \approx 150 \text{ MHz}$. Je nach Größe der Resonatorfinesse $F \approx 10..1000$ werden Linienbreiten von $\Delta\nu = \text{FSR}/F < 1 \text{ MHz}$,

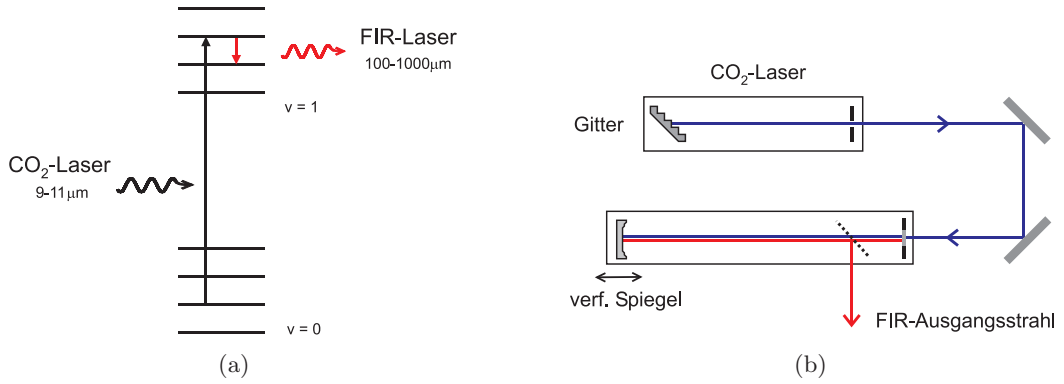


Abbildung 2.1: (a) Prinzip des Optischen Pumpens: Die Besetzungsinversion der Rotationsniveaus wird durch Anregung des Moleküls vom Schwingungsgrundzustand ($v=0$) in den ersten angeregten Zustand ($v=1$) erreicht. (b) Schematischer Aufbau eines OPFIRs. Die Frequenz des CO_2 -Lasers wird durch ein Gitter abgestimmt. Die gewünschte Lasermode des FIR-Lasers wird mittels eines verfahrbaren Spiegels ausgewählt.

d.h. Linienbreiten von typischerweise $\Delta\nu/\nu_0 = 10^{-6}$ im Ausgangssignal des FIRs erzielt.

Die intrinsische Linienbreite des Rotationübergangs ist aufgrund des geringen Gasdrucks vorwiegend dopplerverbreitert und berechnet sich zu

$$\Delta\nu_0 = 7,162 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{M}} \nu_0, \quad (2.1)$$

wobei T die Gastemperatur und M die Molekülmasse gemessen in amu bezeichnen [54]. Beispielsweise ergibt sich für Methanol mit $M = 32$ bei Raumtemperatur und im Falle einer Laserfrequenz von $\nu_0 = 4,7\ \text{THz}$ ein Wert von $\Delta\nu_0 = 10\ \text{MHz}$. Innerhalb dieser Breite ist der Frequenzabgleich eines FIRs durch Feinabstimmung des Resonators möglich. Unter Ausnutzung des Stark-Effektes lässt sich dieser Abstimmbereich noch um etwa eine Größenordnung erweitern [62][63]. Andernfalls ist ein Wechsel der Pumpfrequenz und/oder der Austausch des Lasergases erforderlich. Dieser Prozess ist zeitaufwendig, sodass FIRs prinzipiell nicht für schnelle Frequenzwechsel oder zum kontinuierlichen Abdecken größerer Spektralbereiche geeignet sind.

Die maximal erreichbare Effektivität ε , beim Prozess des Optischen Pumpens, ist durch das Gesetz von Manley-Rowe gegeben [54][64]

$$\varepsilon = \frac{\nu_0}{2\nu_p}, \quad (2.2)$$

mit der Pumpfrequenz ν_p und der Laserfrequenz ν_0 . Beispielsweise resultiert hieraus für die $1,9\ \text{THz}$ Linie eine theoretische Obergrenze von $\varepsilon < 3\%$. Die Ausgangsleistung eines typischen OPFIRs beträgt etwa $10\ \text{mW}$, daher sind Pumpleistungen im Bereich

von einigen Watt erforderlich. Um diese aufzubringen, bedarf es einer Leistungsaufnahme des CO₂-Lasers von etwa 100 W, welche zum Großteil in Wärme umgesetzt wird. Diese Wärme muss abtransportiert werden, um Temperaturschwankungen des Lasers zu vermeiden. Variiert in Folge des Wärmeeintrags die Resonatorlänge des CO₂-Lasers, so verschiebt sich die Pumpfrequenz und damit die Ausgangsleistung des FIRLs. Beim FIR-Resonator führt eine Längenänderung ΔL zur Frequenzverstimmung der Größenordnung $\Delta\nu_0/\nu_0 = 10^{-6}\Delta L/\mu\text{m}$. Die Temperaturstabilität des Gesamtsystems ist daher beim OPFIRL von entscheidender Bedeutung.

2.1.2 Der GREAT 4,7 THz LO

Ein Beispiel für einen OPFIRL der neusten Bauart ist der 4,7 THz Laser-LO des GREAT-Empfängers [65]. Als Pumpquelle dient ein RF-gepumpter CO₂-Laser der Firma Coherent mit einer Ausgangsleistung von 30 W und einer Lebensdauer von >40000 Stunden [66]. Die Pumpfrequenz wird durch Verkippen eines Gitters abgestimmt. Insgesamt sind über 75-Laserlinien im Frequenzbereich zwischen 9 und 11 μm verfügbar.

Zur Unterdrückung unerwünschter Reflexionen wird der Pumpstrahl des CO₂-Lasers seitlich unter einem Winkel von 70° in den Resonator des FIR-Lasers eingekoppelt (Abbildung 2.2(a)). Die Laserlinie wird durch Verfahren eines der Resonatorspiegel selektiert. Ein einstellbarer Auskoppler dient dazu, die Ausgangsleistung des Lasers der jeweiligen Linienstärke des Rotationsüberganges anzupassen. Der Resonator selbst besteht aus einem 20 mm dicken Kupferrohr mit einer Länge von 50 cm.

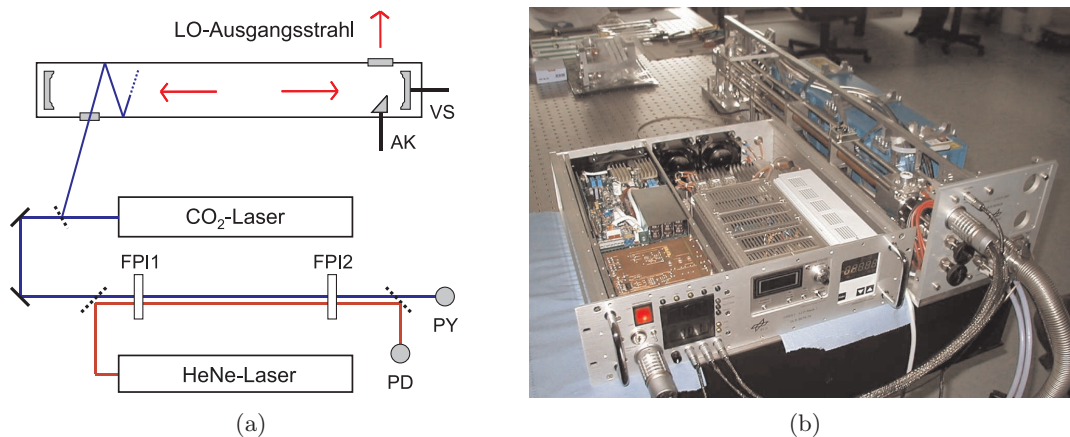


Abbildung 2.2: (a) Schematischer Aufbau des GREAT 4,7 THz Laser-LOs [65]. Es bezeichnen: AK = Auskoppler; VS = Verfahrbarer Spiegel; PY = Pyroelektrischer Detektor; FPI = Fabry-Pérot Spiegel 1+2; PD=Photodiode (b) Foto des LOs mit zugehöriger Steuereinheit [67].

Zur Stabilisierung der Ausgangsleistung wird ein zweistufiger Regelkreis benutzt. Hierfür wird ein Teil des CO₂-Strahls ausgekoppelt, durch ein Fabry-Pérot Inter-

ferometer (FPI) geleitet und der Anteil der transmittierten Leistung mit einem pyroelektrischen Detektor erfasst. Durch Frequenzregelung des CO₂-Lasers wird versucht, diesen Messwert konstant zu halten. Hierdurch wird die Frequenz des CO₂-Lasers auf die Transmission des FPIs geregelt, d.h. auf dessen Spiegelabstand stabilisiert. In einem zweiten Regelkreis wird der Spiegelabstand auf die Wellenlänge eines ebenfalls in das FPI eingeleiteten und mit einer Photodiode detektierten hochstabilen Helium-Neon-Lasers referenziert. Durch dieses Verfahren wird beim CO₂-Laser eine Frequenzgenauigkeit von 0,6 MHz erzielt. Die Pumpfrequenz des CO₂-Lasers bestimmt die Pumprate des FIR-Lasers, sodass sich die Ausgangsleistung P_{FIR} des FIR-Lasers bis auf eine verbleibende Drift von nur $\Delta P_{\text{FIR}}/P_{\text{FIR}} < 7\%/h$ stabilisiert.

Abbildung 2.2(b) enthält ein Foto des fertiggestellten LOs. Einige Beispiele für mögliche Laserlinien und zugehörige Ausgangsleistungen finden sich in Tabelle 2.1.

Tabelle 2.1: Beispiele für verfügbare Laserlinien des GREAT 4,7 THz OPFIRLs [65]

Wellenlänge [μm]	Frequenz [THz]	Molekül	CO ₂ -Linie	Pumpleistung [W]	THz-Leistung [mW]
57,151	5,2456129	CH ₃ OD	9R08	14,0	0,5
63,096	4,7513409	¹³ CH ₃ OH	9P12	19,5	0,1
70,512	4,2516740	CH ₃ OH	9P34	19,7	1,0
96,522	3,1059368	CH ₃ OH	9R10	16,0	0,5
105,147	2,8511690	¹³ CH ₃ OH	9P22	24,5	0,1
122,466	2,4479685	CH ₂ F ₂	9R22	23,0	1,0
158,513	1,8912743	CH ₂ F ₂	9P10	17,1	0,5
214,579	1,3971186	CH ₂ F ₂	9R34	24,4	3,8
373,347	0,8029870	¹⁵ NH ₃	10R42	10,0	1,0
432,667	0,6928950	HCOOH	9R20	22,5	0,5

2.2 Vervielfacherketten

Abstimmbare Mikrowellenoszillatoren (Gunn-Oszillatoren [68][69] oder auch YIG-Oszillatoren [70]) lassen sich bis zu Frequenzen von etwa 100 GHz realisieren. Oberhalb dieser Grenze ist aufgrund von Leistungsverlusten keine Oszillation mehr möglich. Zur Erzeugung noch größerer Frequenzen werden Frequenzvervielfacher eingesetzt, die ein nichtlineares Element, meist eine Schottky-Diode, enthalten [71]. Die Kaskadierung mehrerer solcher Frequenzvervielfacher (Verdoppler oder Verdreifacher) wird als Vervielfacherkette, häufig auch als "Solid-State"-LO, bezeichnet.

Vervielfacherketten sind handlich klein, wiegen nur wenige hundert Gramm und besitzen keine nennenswerte Stromaufnahme. Ausgangsleistungen oberhalb von 1 μW sind derzeit (2007) bis zu Frequenzen von etwa 2,25 THz realisierbar [72]. Typische Bandbreiten liegen bei etwa 10%, wobei die Linienbreite und das Phasenrauschen im

Ausgangssignal der Kette hauptsächlich durch die Güte des Eingangssoszillators bestimmt werden. In den letzten Jahren wurde die Entwicklung von Vervielfacherketten insbesondere durch die Bestückung des HIFI-Empfängers auf dem Herschel Satelliten mit Solid-State-LOs vorangetrieben [73][74].

2.2.1 Bauformen von Frequenzvervielfachern

Der typische Aufbau eines Frequenzvervielfachers besteht aus einem symmetrisch geteilten Hohlleiterblock, in dessen Mitte sich die Diodenstruktur befindet (Splitblock-technik). Die Pumpleistung wird der Diode über ein Hohlleiternetzwerk zugeführt und an der Stelle maximaler Feldstärke mit einer Antenne (E-Probe) abgegriffen. Die erzeugten Harmonischen werden mittels einer zweiten Antenne in den Ausgangshohlleiter injiziert. Ein Tiefpass zwischen Antenne und Diode verhindert die Ausbreitung der Harmonischen im Eingangshohlleiter und den damit verbundenen Leistungsverlust. Bezüglich der Struktur dieses Filters, und der Diodenstruktur, wird bei Frequenzvervielfachern zwischen zwei abweichenden Bauformen unterschieden:

Whiskerkontaktierte Diode: Beim whiskerkontaktierten Design [75][76][77] ist das Substrat der Diode auf dem Ende einer koaxialen Filterstruktur (dem Tiefpass) leitend verklebt. Filter und Substrat werden so positioniert, dass das Substrat gerade in den Ausgangshohlleiter hineinreicht (Abbildung 2.3). Zur Herstellung des Schottky-Kontaktes wird aus gegenüberliegender Richtung ein Whiskerstift mit einer nur wenige μm großer Drahtspitze, bis zur Kontaktierung der Diode, vorgeschoben. Durch diesen Punktkontakt werden die Kapazität der Diode minimiert und sehr hohe Ausgangsfrequenzen ermöglicht. Über einen DC-Filter ist die Zuführung einer Gleichspannung zur Arbeitspunkteinstellung der Diode möglich ("Biasing"). Am Ende des Filters ist die koaxiale Struktur in einer Makorperle verklemmt und isoliert im Hohlleiter fixiert. Die Schwierigkeit beim whiskerkontaktierten Design besteht in der mechanischen Herstellung der äußerst filigranen Filterstrukturen sowie in der Ausführung des punktförmigen Schottky-Kontaktes.

Planare Bauform: Bei der planaren Bauform [79][80][81] werden sowohl die Struktur der Filter als auch die Diodenstruktur mittels fotolithographischer Prozesse erzeugt. Unterhalb der Filter wird das Substrat teilweise entfernt, um dielektrische Verluste zu minimieren. Gehalten wird die Struktur durch zwei $1\ \mu\text{m}$ dicke Flügelpaare aus Gold (Beam-Leads). Diese werden beim Zusammenbau des Vervielfachers leitend zwischen den Hohlleiterblöcken verklemmt. Als Bestandteil der Filterstruktur ist die Länge dieser Beam-Leads wohldefiniert und präzise auf die Unterdrückung der unerwünschten Harmonischen (Idler-Frequenzen) abgestimmt. Hierdurch ist die Breite des Substratkanals vorgegeben. Der Vorteil dieses Designs besteht in der besseren Reproduzierbarkeit der Strukturen sowie in der größeren mechanischen Stabilität gegenüber Kühlzyklen. Nachteilig wirken sich die im Vergleich zum Punktkontakt

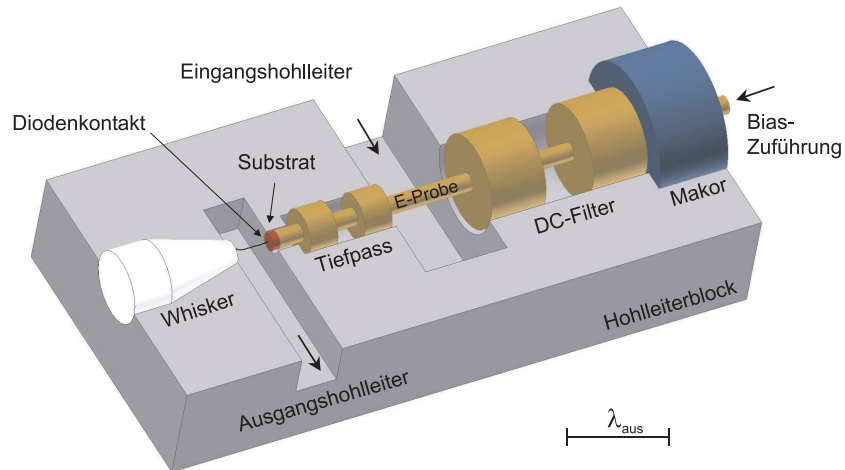


Abbildung 2.3: Prinzipieller Aufbau eines whiskerkontaktierten Frequenzvervielfachers mit koaxialer Filterstruktur. Zum Größenvergleich ist die Wellenlänge der Strahlung im Ausgangshohlleiter angegeben.

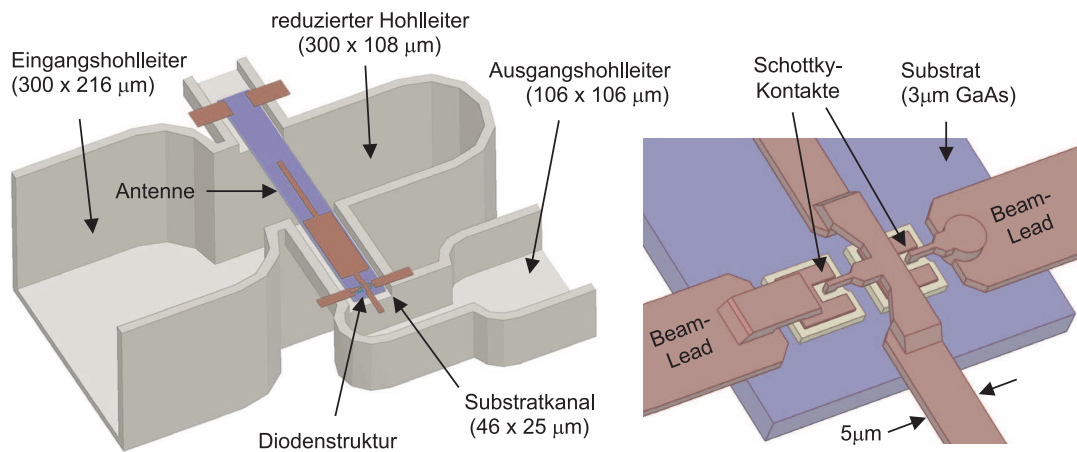


Abbildung 2.4: Beispiel eines planar-strukturierten Frequenzverdreifachers basierend auf zwei Schottky-Dioden (siehe unten) für die Frequenz von 1,9 THz [78]. Das rechte Teilbild zeigt den Ausschnitt der Diodenstruktur in 10-facher Vergrößerung. Durch die Reduzierung der Hohlleiterhöhe wird die Impedanzanpassung zwischen Hohlleiter und Antenne verbessert.

größere Diodenkapazität sowie die schlechtere Güte planarer Mikrostreifenfilter im Vergleich zu koaxialen Filterstrukturen aus.

2.2.2 Balancierte Frequenzvervielfacher

Für den Vervielfachungsprozess wird wahlweise eine einzelne Diode oder aber ein Netzwerk aus Dioden benutzt. Welches Design günstiger ist richtet sich nach der zur Verfügung stehenden Pumpleistung. Im Falle nur geringer Pumpleistung ist die Nichtlinearität der Kennlinie einer einzelnen Diode am größten [78]. Ein Frequenzvervielfacher mit nur einer einzigen Diode wird als "unbalanciert" bezeichnet. Ist ausreichend Pumpleistung vorhanden, so wird die symmetrische bzw. die antisymmetrische Verschaltung mehrerer Dioden bevorzugt, da hierdurch die unerwünschten Harmonischen bereits beim Vervielfachungsprozess unterdrückt werden. Das Filterdesign wird einfacher und der Frequenzvervielfacher wird breitbandiger. Diesen Aufbau bezeichnet man als "balanciert". Die kritische Eingangsleistung oberhalb derer das balancierte Design lohnt variiert mit der Diodengröße und ist für jeden Vervielfacher unterschiedlich (etwa 1 mW für das in Abbildung 2.4 gezeigte Design [82]). Die Arbeitspunkteinstellung mittels einer DC-Spannung ist sowohl für das balancierte als auch für das unbalancierte Design möglich.

2.2.3 Frequenzvervielfacher für den THz-Frequenzbereich

Mit jeder weiteren Stufe die eine Vervielfacherkette enthält, verringert sich die Ausgangsleistung. Des Weiteren nehmen auch die Verluste in den Hohlleitern aufgrund des Skin-Effektes und der Fertigungstoleranzen mit steigender Frequenz zu. Für die Entwicklung von Frequenzvervielfachern im THz-Frequenzbereich sind daher aufwendige Simulationsrechnungen erforderlich. Ziel ist es, sowohl die Kapazität der Diode als auch die Verluste in den Hohlleitern zu minimieren. Üblicherweise wird folgendermaßen vorgegangen: Als erstes wird ein Computermodell der Halbleiterstruktur erstellt, und hieran die charakteristischen Eigenschaften der Diode wie z.B. Anodengröße und Dotierungsgrad in Abhängigkeit des Arbeitspunktes und der zu erwartenden Pumpleistung optimiert. Aus den ermittelten Parametern lassen sich die frequenzabhängigen Impedanzen (S-Parameter) zu Anpassung an die Filterstruktur berechnen. In einem zweiten Schritt wird die Filterstruktur unter Berücksichtigung des umgebenden Hohlleiters optimiert [79][81].

Abbildung 2.5(a) zeigt das prinzipielle Modell einer planaren Schottky-Diode und Abbildung 2.5(b) das zugehörige Ersatzschaltbild. Benutzt werden eine nichtlineare Barrierenkapazität C_j , ein nichtlinearer Leitwert G_j und ein Serienwiderstand R_S . Die Kapazität der Diode berechnet sich aus der Dicke W der Verarmungszone, der Anodengröße $A = \pi R_0^2$ und der Dielektrizität ε der epitaktischen Schicht

$$C_j = \frac{\varepsilon A}{W} \gamma_C. \quad (2.3)$$

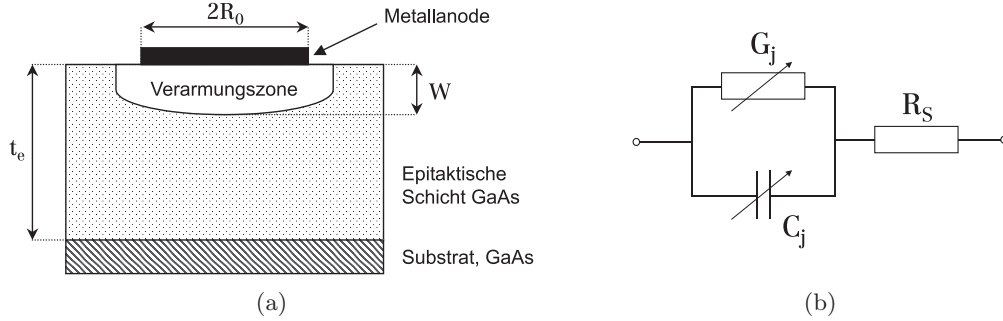


Abbildung 2.5: (a) Schematischer Aufbau der Schottky-Diode: Auf hochdotiertem GaAs-Substrat wird eine niedrigdotierte Schicht GaAs epitaktisch abgeschieden. Diese bildet zusammen mit dem aufgebracht Metallfilm den eigentlichen Schottky-Kontakt. (b) Vereinfachtes Ersatzschaltbild der Schottky-Diode [83].

Der Faktor γ_C berücksichtigt die bei Submillimeterwellenlängen auftretenden Randeffekte an der Anode und variiert zwischen 1,0 ($W = 0$) und 1,5 ($W = t_e$) während eines Pumpzyklusses. Der Serienwiderstand der teilweise verarmten GaAs-Schicht wird aus dem Widerstand der nichtverarmten Schicht extrapoliert

$$R_S = \frac{\rho t_e}{A} \gamma_R, \quad (2.4)$$

wobei ρ den spezifischen Widerstand dieser Schicht und γ_R wiederum einen Korrekturfaktor zur Berücksichtigung der Randeffekte bezeichnet. Zur Berechnung des nichtlinearen Leitwertes G_j wird auf die Literatur verwiesen [84].

Die Schwierigkeit beim Diodendesign besteht genau darin, dass zur Maximierung der Transitfrequenz ν_c der Schottky-Diode sowohl die Barrierenkapazität C_j als auch der Serienwiderstand R_S zu minimieren sind [85]

$$\nu_c = \frac{1}{2\pi R_S C_j}. \quad (2.5)$$

Während sich die Kapazität mit sinkender Anodengröße verringert, steigt der Serienwiderstand, sodass hier widersprüchliche Anforderungen an die Diodenstruktur gestellt werden. Meistens bedient man sich eines bei Submillimeterwellenlängen gültigen empirisch gefundene Gesetzes, wonach für optimale Bedingungen Serienwiderstand und Kapazität der Diode gemäß der Bedingung

$$R_S \times C_j(0) = 120 \Omega \times \text{fF} \quad (2.6)$$

zu wählen sind [81][78][82][86] (mit $C_j(0)$ wird die Kapazität der Diode im Falle einer Barrierenspannung von 0 Volt bezeichnet). Beispielsweise wurden auch alle HIFI-LOs derart entwickelt [72][73][87].

In Abbildung 2.6 sind sowohl theoretisch berechnete als auch experimentell bestimmte Ausgangsleistungen verschiedener nach obigen Prinzip entwickelter Vervielfacherketten zusammengestellt. Ausgehend von diesen Daten sind Ausgangsleistungen oberhalb von $1 \mu\text{W}$ im Falle von Umgebungstemperaturen von 120 K noch bis zu der Frequenz von 2,25 THz realisierbar. Hierbei muss beachtet werden, dass sich die Ausgangsleistung einer Vervielfacherkette durch die Abkühlung der Kette erfahrungsgemäß um den Faktor 2-5 vergrößert [72][81]. Für Umgebungstemperaturen von 300 K wurden bis zum Zeitpunkt des Beginns dieser Arbeit Ausgangsleistungen im Bereich von $1 \mu\text{W}$ bei der Frequenz von 1,9 THz zwar als theoretisch realisierbar vorhergesagt [82], der experimentelle Beweis stand jedoch noch aus.

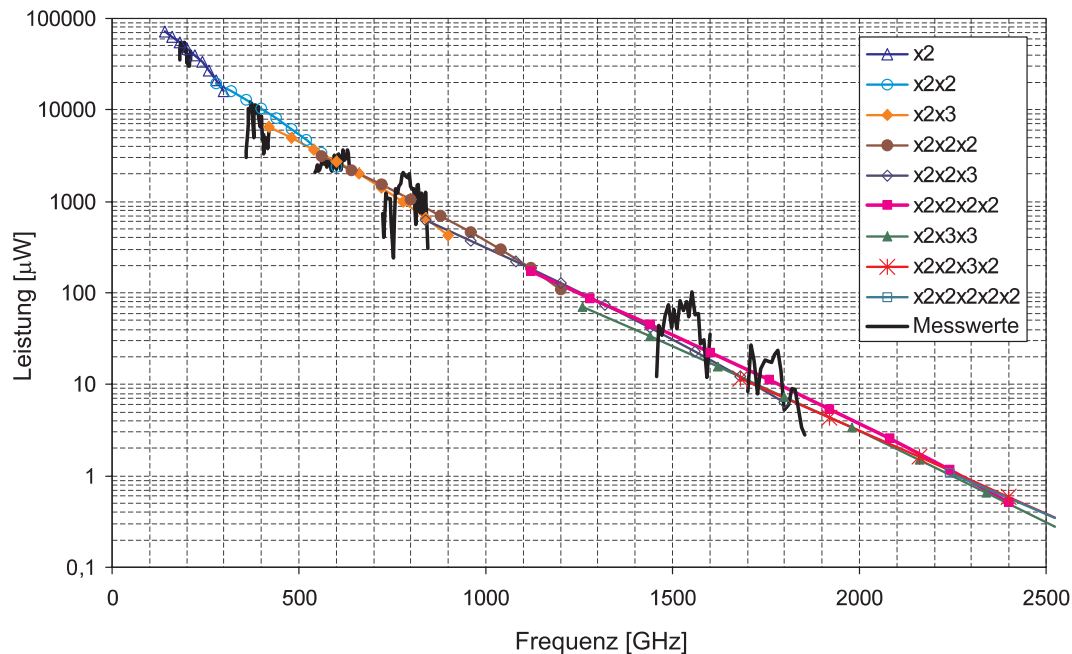


Abbildung 2.6: Theoretisch berechnete (farbig) und experimentell bestimmte Ausgangsleistungen (schwarz) verschiedener Konfigurationen von Vervielfacherketten für eine Umgebungstemperatur von 120 K. Die Eingangsleistungen der Ketten betragen etwa 60-200 mW innerhalb des Frequenzbereiches zwischen 70 und 150 GHz [88].

2.3 Quantenkaskadenlaser

Beim Quantenkaskadenlaser (Quantum-Cascade Laser, QCL) beruht die Strahlungserzeugung auf Intersubbandübergängen zwischen quantenmechanischen Niveaus gekoppelter Potentialtöpfe innerhalb des Leitungsbandes speziell modellierter Halbleiterheterostrukturen [89]. Durch Wiederholung der laseraktiven Zone erzeugen einzelne

Elektronen eine Vielzahl von Photonen, woraus sich der Name des Quantenkaskadenlasers ableitet.

QCLs überdecken Emissionswellenlängen vom mittleren bis fernen Infrarot, d.h. oberhalb von etwa $5\ \mu\text{m}$. Seit der Realisierung des ersten funktionsfähigen Exemplars im Jahre 1994 durch J.Faist [90] konnte dieser IR-Bereich kontinuierlich in Richtung FIR erweitert werden. Durch ihre große Ausgangsleistung und einfache Handhabung sind QCLs damit auch ins Blickfeld der THz-Astronomie gerückt [91][34].

2.3.1 Aufbau und Funktionsweise von QCLs

Für den Aufbau einer QCL-Schichtstruktur werden abwechselnd dünne Schichten zweier Verbindungshalbleiter mit unterschiedlicher Energielücke (z.B. Ga-InAs und Al-InAs) auf ein InP-Substrat aufgetragen [89]. In Folge dessen ergeben sich im Material mit der kleineren Energielücke Potentialtöpfe, in denen sich quantenmechanische Zustände ausbilden (siehe Abbildung 2.7). Für hinreichend dünne Schichten (wenige Atomlagen) überlappen die Wellenfunktionen benachbarter Energieniveaus und es entstehen Minibänder, d.h. erlaubte und verbotene Energiebereiche innerhalb des Leitungs- und Valenzbandes. Hieraus ergibt sich die Möglichkeit das Niveausystem eines QCLs allein auf das Leitungsband der Halbleiterstruktur zu beschränken. Durch die Abhängigkeit jedes einzelnen quantenmechanischen Energieniveaus von seiner spezifischen Topfbreite ist der Potentialverlauf sowohl der Minibänder als auch der diskreten Niveaus individuell über die Dicke der einzelnen Halbleiterschichten modellierbar.

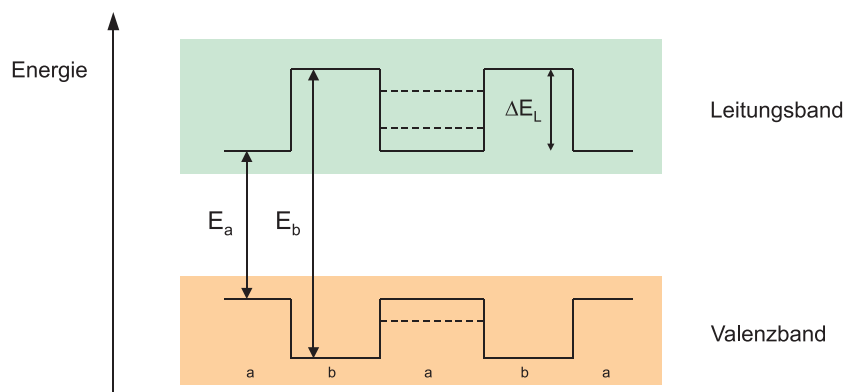


Abbildung 2.7: Schematischer Energieverlauf der Leitungs- und Valenzbandkante bei abwechselnd schichtweiser Auftragung zweier Halbleiter a,b mit Energielücken $E_a < E_b$. Durch die gestrichelten Linien sind die quantenmechanischen Energieniveaus der Elektronen und Löcher in dem Material mit der kleineren Energielücke angedeutet.

Funktionsweise des klassischen 3-Niveau Designs

Beim klassischen 3-Niveau Design bilden mehrere Schichtwechsel eines Übergitters zwei periodisch abwechselnden Kristallregionen, den optisch aktiven Bereich und den sogenannten Injektor. Nach Anlegen einer wohldefinierten Betriebsspannung an die äußeren Kristallschichten führt das elektrische Feld zur Ausbildung der in Abbildung 2.8 skizzierten Bandstruktur: Im Injektor entsteht ein Miniband, während der optisch aktiven Bereich über diskrete Energieniveaus verfügt.

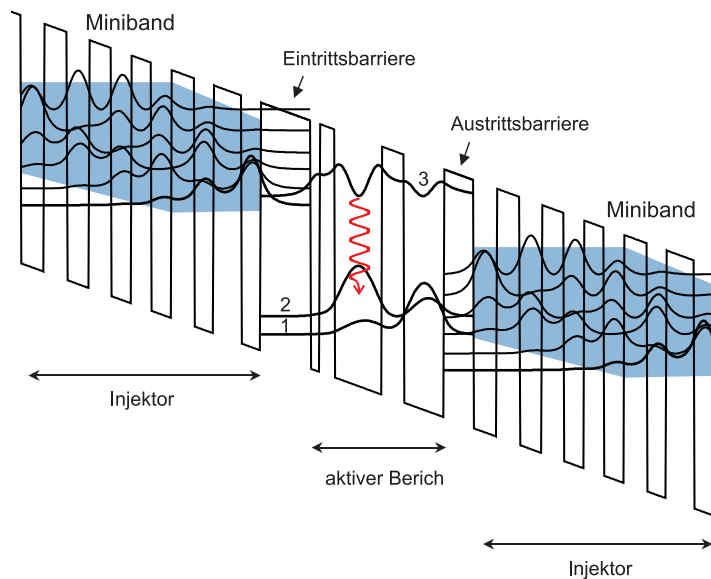


Abbildung 2.8: Potentialverlauf im Leitungsband des klassischen 3-Niveau Designs unter Berücksichtigung des erforderlichen elektrischen Feldes. Gezeigt sind zwei Injektorminibänder die einen aktiven Bereich umgeben. Weiter sind die Betragsquadrate der Wellenfunktionen eingetragen. Der optische Laserübergang zwischen Niveau 3 und 2 ist durch einen roten Pfeil gekennzeichnet [89].

Aus dem Injektor kommend tunneln die Elektronen zunächst durch die Eintrittsbarriere und werden in das energetisch hochliegende Laserniveau 3 injiziert. Da das folgende Miniband für sie nicht erreichbar ist (man spricht auch von einem "Minigap") verlassen die Elektronen den Zustand 3 nach etwa 4,3 ps durch Aussendung eines Photons in das energetisch niedrigere Laserniveau 2. Um Niveau 2 schnell zu entvölkern, ist die Energiedifferenz der unteren Niveaus 1 und 2 so gewählt, dass sie mit der mittleren Phononenenergie des Kristalls (1-2 meV) übereinstimmt. Zustand 2 wird daher sehr effizient durch Elektronen-Phonon-Stöße entleert und das Elektron nach nur 0,6 ps in das untere Niveau 1 befördert. Hierdurch wird die für die Lasertätigkeit erforderliche Besetzungsinversion der Zustände 3 und 2 erreicht [90]. Die Elektronen tunneln durch die Austrittsbarriere und finden sich wieder im Injektor, von wo aus sie

erneut in das obere Laserniveau 3 transportiert werden. Jedes Elektron driftet durch das im Kristall herrschende Potentialgefälle innerhalb des Leitungsbandes und ist in der Lage Photonen in der Anzahl der optischen Bereiche des QCLs zu erzeugen.

Der Resonator eines QCLs wird durch definiertes Spalten des Kristalls aus den sich ergebenden planparallelen Kristallflächen (den "Facetten") erzeugt. In Verbindung mit dem hohen Optischen Gewinn der Laserregion beträgt eine typische Kristalllänge etwa 1 bis 3 mm. Der Modenabstand des QCLs ergibt sich hieraus zu 50-150 GHz. Das spektrale Verstärkungsprofil der Laserregion ist weitaus breiter, daher besitzt ein typischer QCL etwa 5-20 äquidistanten Lasermoden (Abbildung 2.9). Innerhalb einer Mode ist die Laserfrequenz geringfügig durch Variation der Stromdichte variierbar (einige GHz). Auf welcher Mode ein QCL anschwingt, ist jedoch nicht ohne Weiteres vorhersagbar.

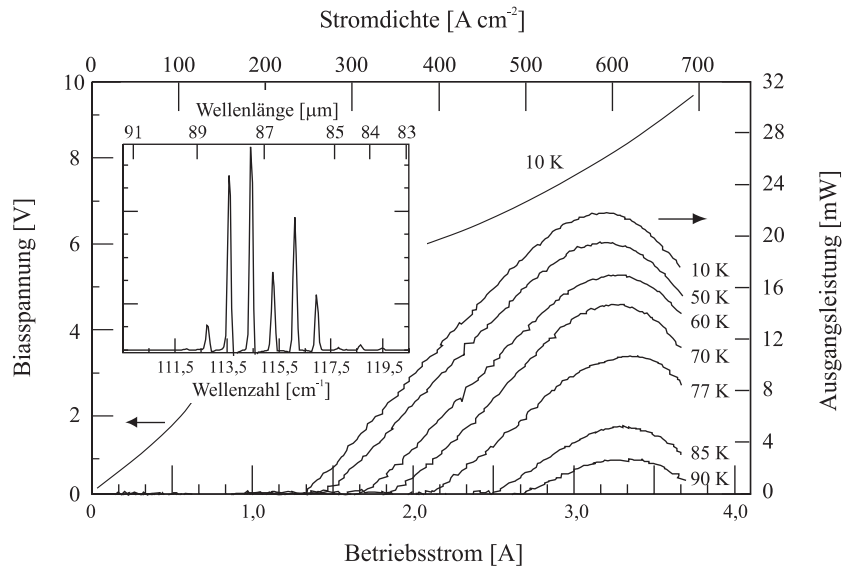


Abbildung 2.9: Ausgangsleistung eines $200 \mu\text{m}$ breiten und $2,5 \text{ mm}$ langen QCLs mit einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 87 \mu\text{m}$ (Pulsbetrieb). Außerdem ist die Strom- Spannungs-kennlinie, gemessen bei Umgebungstemperaturen von 10 K , eingetragen. Kleines Bild: Spektrum eines $1,5 \text{ mm} \times 165 \mu\text{m}^2$ großen QCLs gleicher Bauart bei 10 K (ebenfalls im Pulsbetrieb) [92].

Zum Erreichen der Laserschwelle muss der Photonengewinn die im Resonator bei einem Umlauf entstehenden Verluste übertreffen. Eine größere Zahl von Photonen wird durch eine größere Anzahl von Halbleiterschichten erzeugt. Durch die geforderte Feldstärke steigt mit jeder weiteren Schicht die im Kristall deponierte Verlustleistung (einige Watt). Wird der Kristall zu heiß, so führt die höhere Phononenenergie zur Zunahme der strahlungslosen Übergänge aus dem oberen Laserniveau 3, d.h. der Nettogewinn an Photonen sinkt. Anfänglich waren QCLs daher nur gekühlt und nur gepulst zu betreiben. Die charakteristische Schwellstromdichte zum Einsetzen der

Laseraktivität beträgt typischerweise $100\text{-}500\text{ Acm}^{-2}$.

Zur Führung der Lasermode in vertikaler Richtung wird das Lasermedium mit einer 700 nm dicken Schicht aus niedrig n-dotiertem Ga-InAs ($N = 2 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$) umgeben und anschließend in InP versenkt. Hieran schließt sich eine Schicht hoch n-dotiertes InP ($N = 7 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$), die zur Kontaktierung des QCLs genutzt wird [89][93].

2.3.2 Technologische Weiterentwicklungen

QCLs der heutigen Bauart werden mit der epitaxiierten Fläche nach unten ("Junction-Down") auf einem Kupferblock montiert und in einer Schicht nichtleitenden InP-Substrats begraben ("Buried Heterostructure"). Hierdurch wird der Wärmetransport aus dem Kristall heraus verbessert. Mit dieser Maßnahme wurde der Dauerstrichbetrieb erstmalig im Jahre 1995 erreicht [94]. Um die Photonenbilanz zu verbessern, wird die Reflektivität der Facetten durch Auftragung von dielektrischen Schichtpaaren der Dicke $\lambda/4$ ($\lambda = \text{Emissionswellenlänge des QCLs}$) erhöht [89]. Da der erforderliche Schwellstrom zum Einsetzen der Lasertätigkeit sinkt, wird weniger Leistung im QCL deponiert und der Laserprozess bei höheren Umgebungstemperaturen ermöglicht. Für den sogenannten "Single-Mode"-Betrieb auf nur einer definierten Lasermode werden periodische Strukturen in die Kristallschichten oberhalb der eigentlichen Laserregion eingebracht. QCLs dieser Bauart werden als "Distributed-Feedback-QCLs" (DFB-QCLs) bezeichnet (Abbildung 2.10).

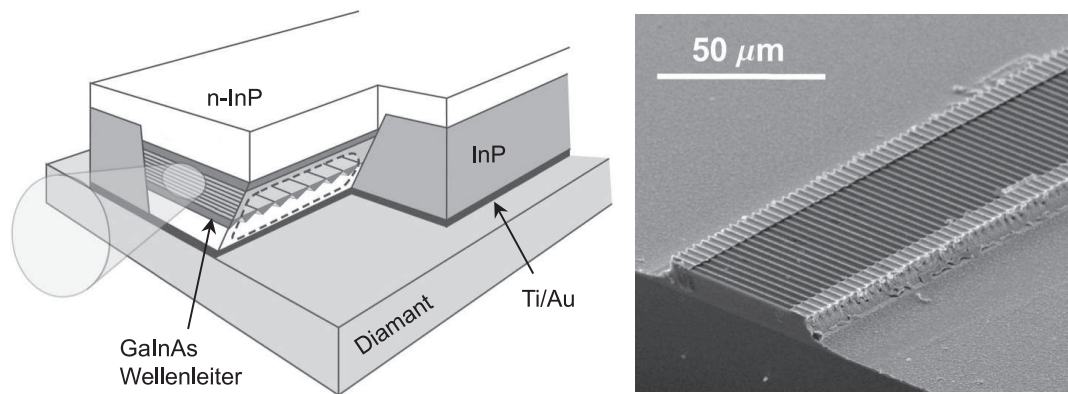


Abbildung 2.10: Linkes Bild: Schematischer Aufbau eines Junction-Down montierten DFB-QCLs mit einer Emissionswellenlänge von $9\ \mu\text{m}$. Die seitliche InP-Schicht wurde teilweise entfernt um den Blick auf die in den Wellenleiter geätzte Gitterstruktur freizugeben. Die Ti/Au-Schicht dient der Kontaktierung des QCLs. Die untere Diamantschicht dient der Wärmeableitung. Der Austritt des Laserlichtes ist durch den Emissionskegel angedeutet [95]. Rechtes Bild: REM-Aufnahme der DFB-Struktur eines QCLs vor Auftragung der oberen Deckschichten [96].

Durch die Kombination dieser Maßnahmen konnten sowohl die Ausgangsleistungen als auch die Umgebungstemperaturen der QCLs kontinuierlich verbessert werden.

Das erste im Dauerstrichbetrieb und auf Raumtemperatur arbeitende Modell wurde im Jahre 2001 der Öffentlichkeit vorgestellt [97]. Der QCL mit der derzeit größten Ausgangsleistung erreicht im Dauerstrichbetrieb eine Ausgangsleistung von 138 mW bei einer Umgebungstemperatur von 10 K [42].

2.3.3 QCLs für den THz-Frequenzbereich

Von Seiten der THz-Astronomie besteht besonderes Interesse an der Realisierung von QCLs mit immer größeren Emissionswellenlängen. Für Frequenzen kleiner als 2 THz beträgt die Photonenenergie bereits weniger als 8 meV und liegt damit in der gleichen Größenordnung wie die mittlere Phononenenergie von 1-2 meV. Durch die Zunahme der strahlungslosen Übergänge aus dem oberen Laserniveau 3 ist eine ausreichende Besetzungsinversion mittels des klassischen 3-Niveau Designs dadurch nicht mehr möglich. Erschwerend kommt die bei großen Wellenlängen verstärkte Absorption der Lasermode in den hochdotierten äußeren Kristallschichten hinzu ($\propto \lambda^2$).

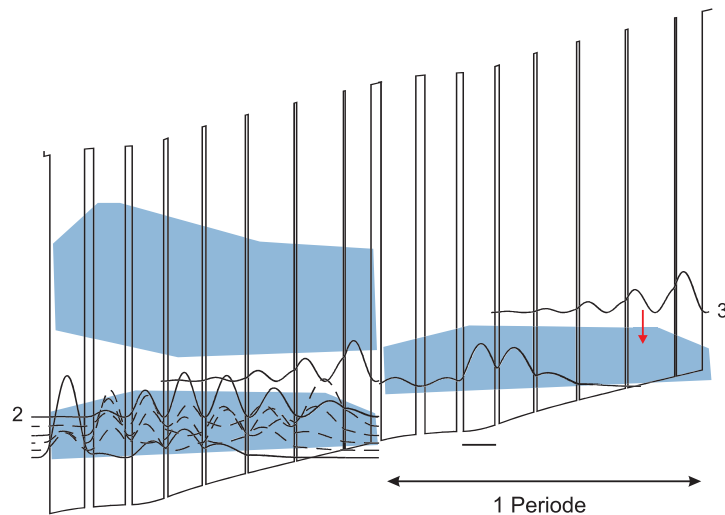


Abbildung 2.11: Berechnete BTC-Bandstruktur eines QCLs mit einer Emissionswellenlänge von $\lambda=87 \mu\text{m}$ unter Einfluss eines elektrischen Feldes von $E=2,55 \text{ kV/cm}$ bei der Temperatur von $T=40 \text{ K}$. Die Schichtdicken der einzelnen GaAs/Al_{0,15}Ga_{0,85}As-Schichten einer Periode sind wie folgt: **3,5**/9,0/**0,6**/16,3/**0,9**/16,0/**1,0**/13,8/**1,2**/12,0/**1,5**/11,0/**2,4**/11,0/**3,2**/12,1 (Angaben in Nanometern). GaAs-Schichten sind normal gedruckt, Al_{0,15}Ga_{0,85}As-Schichten in Fettschrift. Die unterstrichene Schicht besteht aus $2,5 \cdot 10^{16}$ n-dotiertem Silizium. Der optische Übergang in das Miniband ist durch einen roten Pfeil gekennzeichnet. Zusätzlich sind die Betragsquadrate der Wellenfunktionen eingezeichnet [92][98].

Der eigentliche Durchbruch gelang erst im Jahre 2001 mit der Entwicklung des sogenannten "Bound-To-Continuum"-Designs (BTC-Design) [44][99]. Hierbei werden sämtliche Elektronen eines Minibandes in einen isolierten Zustand innerhalb eines

Mingaps injiziert. Der optische Übergang erfolgt von hier aus in den obersten Zustand des folgenden Minibands, worauf hin die Elektronen durch Interbandstöße in den Grundzustand relaxieren. Abbildung 2.11 zeigt die Bandstruktur eines BTC-QCLs für eine Emissionswellenlänge von $\lambda = 87 \mu\text{m}$.

Die Wellenleiter langwelliger QCLs werden nach dem Prinzip des "Double-Metal-Waveguides" gefertigt, bei dem die laseraktive Kristallregion von zwei metallischen Schichten umgeben ist [100][101]. Hierdurch wird die optische Mode auf den Bruchteil ihrer Wellenlänge eingeeengt und ein Überlapp von $\Gamma = 97\%$ mit der aktiven Kristallregion erzielt. Gleichzeitig bewirkt dies eine Vergrößerung der Hohlleiterimpedanz und eine fast vollständige Reflexion der Mode an den Facetten, sodass die entstehenden Dämpfungsverluste durch die Zunahme des Optischen Gewinns hervorragend kompensiert werden.

Durch die Kombination beider Maßnahmen konnten QCLs mit Emissionswellenlängen von bis zu $\lambda > 215 \mu\text{m}$ (1,39 THz) realisiert werden (Abbildung 2.12). Derartig langwellige Exemplare sind jedoch nur auf Heliumtemperatur und im Falle noch größerer Wellenlängen nur in Anwesenheit eines Magnetfeldes von $B > 7 \text{ T}$ zu betreiben [102]. Ein $200 \mu\text{m}$ breiter und $2,7 \text{ mm}$ langer QCL basierend auf der in Abbildung 2.11 vorgestellten Bandstruktur arbeitet ohne Magnetfeld und erreicht im Pulsbetrieb eine Ausgangsleistung von 22 mW bei einer Temperatur von $T=10 \text{ K}$. Ein etwas kleinerer QCL dieses Typs arbeitet noch bis zu einer Temperatur von 55 K im Dauerstrichbetrieb bei Ausgangsleistungen von etwa $750 \mu\text{W}$.

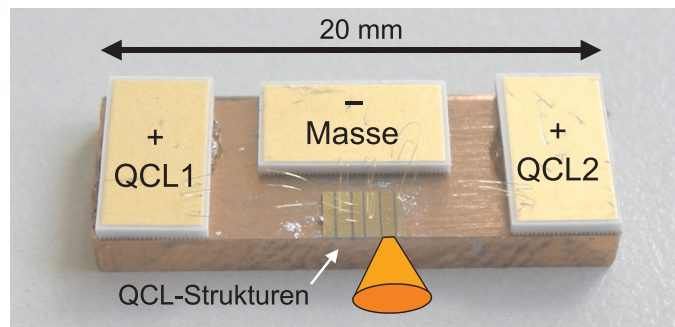


Abbildung 2.12: Foto eines QCLs für die Frequenz von $1,4 \text{ THz}$. Von den insgesamt fünf QCL-Strukturen auf dem Kupferblock sind zwei Strukturen zu den Kontaktflächen mittels Bonddrähten kontaktiert. Die Richtung der freiwerdenden Laserstrahlung ist durch einen roten Kegel angedeutet. Der QCL wurde von Christoph Walther aus der Arbeitsgruppe um J. Faist, Universität de Neuchâtel in der Schweiz entworfen und dem I. Physikalischen Institut freundlicherweise zur Verfügung gestellt. Mit einem vergleichbaren Exemplar wurden die erwähnten Messungen im Kölner Labor durchgeführt (vgl. Abschnitt 1.2.5).

2.4 Rückwärtswellenoszillatoren

Rückwärtswellenoszillatoren (BWOs) sind enge Verwandte der Wanderfeldröhren (Traveling-Wave Tubes, TWT) d.h. Vakuumröhren in denen die kinetische Energie beschleunigter Elektronen zur Erzeugung elektromagnetischer Strahlung genutzt wird [103][104][105]. Während TWTs als breitbandige Mikrowellenverstärker bekannt sind ist die Funktionsweise eines BWOs die eines Oszillators. BWOs arbeiten im Frequenzbereich zwischen 50 und 1400 GHz [106] und verfügen über einen hohen Durchstimmbereich mit Bandbreiten von typischerweise 20%. Niederfrequente Typen erreichen Ausgangsleistungen von bis zu 100 mW während Röhren im THz-Bereich noch 1-2 mW Strahlung abgeben können. Aufgrund ihrer geringen Linienbreite von $\Delta\nu < 10$ kHz [47][107] und ihrer Eigenschaft sich relativ problemlos in ihrer Frequenz stabilisieren zu lassen werden BWOs schon seit vielen Jahren erfolgreich in der hochauflösenden Spektroskopie bis hinein in den THz-Frequenzbereich als monochromatische Strahlungsquellen eingesetzt [45][108][46][109].

2.4.1 Funktionsprinzip

Abbildung 2.13 illustriert den grundsätzlichen Aufbau eines BWOs: Im Vakuum werden Elektronen von einer Glühwendel (dem Filament) emittiert und mit Hilfe einer Hochspannung hin zu einem Hohlleitereingang beschleunigt. Der Elektronenstrahl wird durch ein starkes axiales Magnetfeld kollimiert. Innerhalb des Hohlleiters passieren die Elektronen eine periodische Struktur bevor sie zur Anode gelangen und ihre kinetische Restenergie in Form von Wärme abgeben. Die im Hohlleiter entstehende Strahlung wird am vorderen Ende des Hohlleiters ausgekoppelt und durch ein Fenster über einen Hornstrahler in den Freiraum abgegeben.

Theorie der Strahlungserzeugung

Um den Mechanismus der Strahlungserzeugung und die Wirkungsweise der in den Hohlleiter eingelassenen periodischen Struktur theoretisch verstehen zu können, betrachtet man zunächst einen sich im Vakuum mit der Geschwindigkeit v_b in z -Richtung ausbreitenden und durch ein magnetisches Feld axial fokussierten Elektronenstrahl endlicher Dicke.

Aufgrund statistischer Schwankungen der Elektronengeschwindigkeit werden sich kurzzeitige Ladungsschwerpunkte im Strahl herausbilden. Diese oszillieren mit der Plasmafrequenz

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}, \quad (2.7)$$

des Strahls um ihre mit v_b bewegte Ruhelage, wobei e , m_e , und n_e Ladung, Masse und Dichte der Elektronen und ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums bezeichnen.

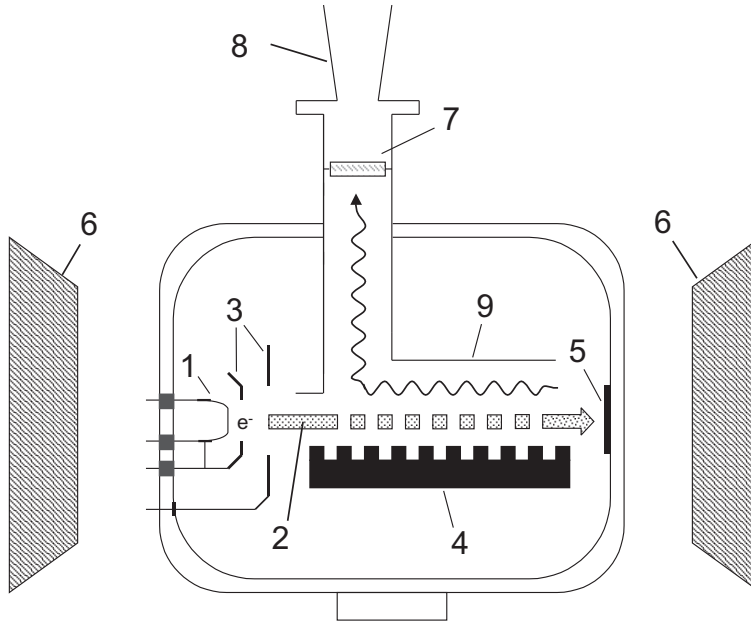


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung eines BWOs: (1) Filament, (2) Elektronenstrahl, (3) Hochspannungselektroden, (4) periodische Struktur, (5) Anode, (6) Magnet, (7) Austrittsfenster, (8) Hornstrahler, (9) Hohlleiter [49].

Aufgrund der endlichen Dicke des Strahls ist die Amplitude dieser Oszillation räumlich nicht konstant sondern eine Funktion der axialen Position z im Hohlleiter. Derartige Variationen können als Überlagerung gegenläufiger Wellen aufgefasst werden, die in der Literatur als sogenannte Raumladungswellen (Space Charge Waves) bekannt sind und der folgenden Dispersionsrelation genügen [104][110][111]

$$\omega_b(k) = kv_b \pm \omega_p, \quad (2.8)$$

wobei ω die Kreisfrequenz und k den Wellenvektor bezeichnen. Jede der beiden Wellen tritt als eigenständige Schwingungsmoden des Elektronenstrahls auf und kann selbständig oder aber als Kombination beider Moden angeregt werden.

In Abbildung 2.14 ist die Dispersionsrelation der Raumladungswellen eines begrenzten Elektronenstrahls konstanter Driftgeschwindigkeit v_b zusammen mit der Dispersionsrelation einer Freiraumwelle

$$\omega(k) = ck, \quad (2.9)$$

sowie der Dispersionsrelation der Moden eines Hohlleiters der Breite a [112]

$$\omega_h(k) = \sqrt{c^2k^2 + \omega_c^2} \quad (2.10)$$

mit der Grenzfrequenz

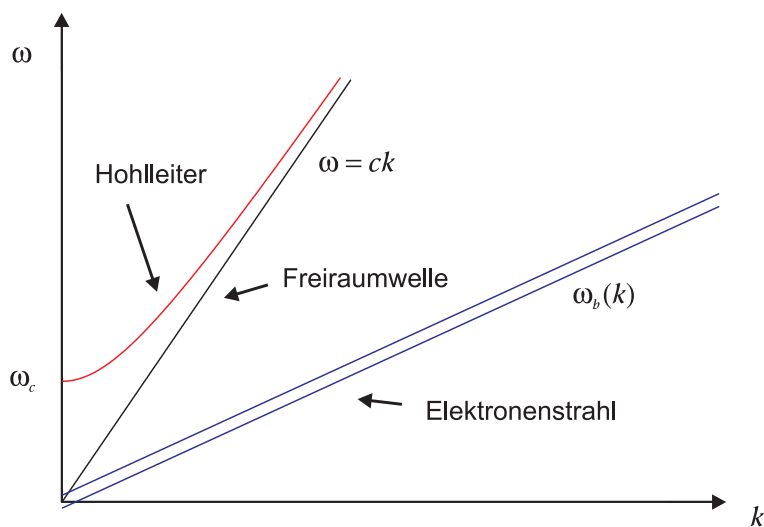


Abbildung 2.14: Dispersionsrelation eines Hohlleiters der Grenzfrequenz ω_c und Dispersionsrelation der Raumladungswellen eines kollimierten Elektronenstrahls.

$$\omega_c = \frac{\pi c}{a} \quad (2.11)$$

eingetragen (c : Lichtgeschwindigkeit). Man beachte, dass die Phasengeschwindigkeit der Hohlleitermoden stets größer als c ist, während die Phasengeschwindigkeit der Raumladungswellen stets kleiner ist. Ohne eine Koinzidenz beider Kurven kann keine der Moden des Elektronenstrahls im Hohlleiter propagieren und keine Energie der Elektronen auf die Hohlleitermoden übertragen werden.

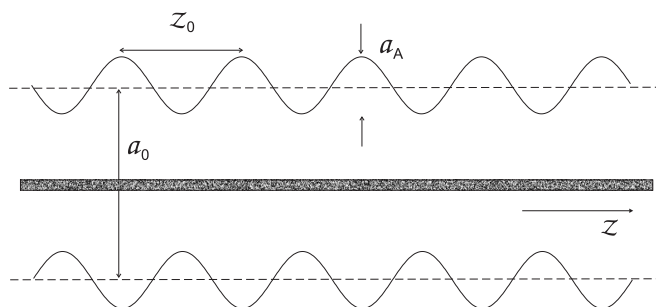


Abbildung 2.15: Elektronenstrahl im geriffelten Hohlleiter.

Durch Einbringen einer periodischen Struktur in den Hohlleiter (z.B. eines Riffels) wird die Breite a zu einer Funktion der axialen Position z (Abbildung 2.15)

$$a(z) = a_0 - a_A \sin(k_0 z), \quad k_0 = 2\pi/z_0. \quad (2.12)$$

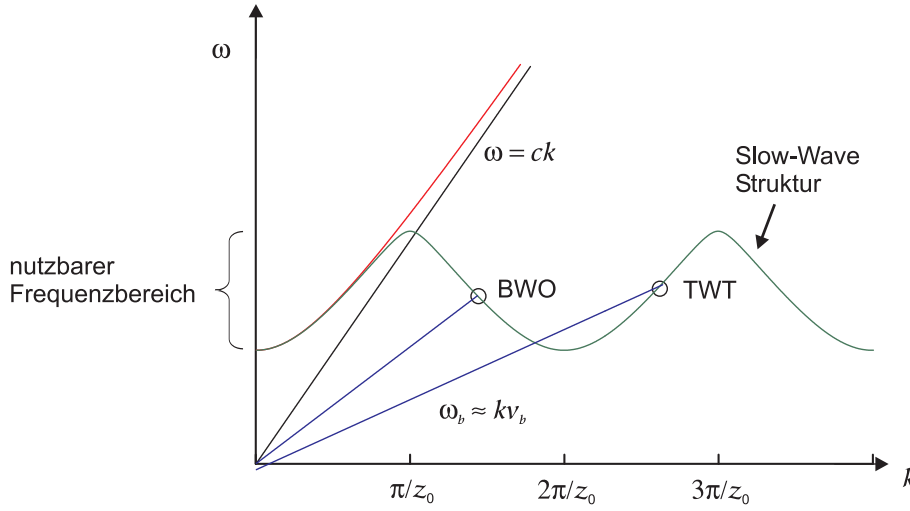


Abbildung 2.16: Dispersionsrelation und Arbeitspunkte einer Slow-Wave Struktur mit der Periodenlänge z_0 .

Hierdurch ändern sich die Randbedingungen für die im Hohlleiter herrschenden Felder. Unter Benutzung des Floquet'schen Theorems kann das axiale elektrische Feld als Überlagerung sogenannter Raumharmonischer (spacial harmonics) geschrieben werden [113][114][115]

$$E_z(z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} E_{zn} \exp[i(k_n z - \omega t)] \quad (2.13)$$

mit

$$k_n = k_p + nk_0, \quad -\frac{k_0}{2} \leq k_p \leq \frac{k_0}{2}. \quad (2.14)$$

und Konstanten E_{zn} . Eine längere Rechnung führt auch hier zur Dispersionsrelation der longitudinalen Schwingungsmoden in einem geriffelten Hohlleiter $\omega_{sws}(k)$ [116]. In Abbildung 2.16 ist $\omega_{sws}(k)$ gemeinsam mit der (zusammengefassten) Dispersionsrelation der beiden Raumladungsmodes eingezeichnet. Durch das Einbringen einer Periodizität in den Hohlleiter ist auch die Dispersionsrelation des Hohlleiters periodisch geworden. Die Phasengeschwindigkeit ist auf einen Wert unterhalb der Lichtgeschwindigkeit herabgesetzt, weshalb man solche Strukturen auch als *Slow-Wave-Strukturen* (SWS) bezeichnet.

Durch die Herabsetzung der Phasengeschwindigkeit ergeben sich Schnittpunkte der Kurven an Stellen unterschiedlicher Gruppengeschwindigkeit

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (2.15)$$

mit unterschiedlichen Funktionsweisen der Röhre. Im Bereich der positiven Gruppengeschwindigkeit (TWT) führt die Kopplung einer in den Hohlleiter eingeleiteten Welle mit dem mitlaufenden Elektronenstrahl zu einer Verstärkung des Signals. Folglich arbeiten TWT als breitbandige Mikrowellenverstärker. Im Bereich der negativen Gruppengeschwindigkeit (BWO) resultiert aus der Wechselwirkung der Elektronen mit der vom Strahl induzierten rücklaufenden Welle eine Rückkopplung auf den Strahl und das Einsetzen einer selbstständigen Oszillation. Diese Röhren werden als Rückwärtswellenoszillatoren bezeichnet. Die Frequenz ν dieser Oszillation ist durch den Schnittpunkt der Dispersionsrelationen festgelegt und wird durch die Steigung von $\omega_b(k) \approx kv_b$ bestimmt. Durch die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit v_b der Elektronen zur angelegten Kathodenhochspannung U_K (nichtrelativistischer Fall)

$$v_b = \sqrt{2eU_K/m_e} \quad (2.16)$$

ist die Oszillationsfrequenz des BWOs über den Wert von U_K einstellbar. Die sich hieraus ergebende prinzipielle Frequenzabhängigkeit lässt sich durch lineare Approximation der Dispersionsrelation des geriffelten Hohlleiters ω_{SWS} im Schnittpunkt (BWO) theoretisch abschätzen

$$\nu(U_K) = \frac{A}{1 + B/\sqrt{U_K}}, \quad (2.17)$$

mit röhrenspezifischen Konstanten A, B . Zu beachten ist, dass der Abstimmbereich eines BWOs auf das Band der Dispersionsrelation begrenzt ist. Ein typischer Wert beträgt etwa $\Delta\nu/\nu \approx 5 - 20\%$.

Für eine SWS lassen sich außerdem das Transmissionsverhalten und die Elektronenstrahlkoppelimpedanzen frequenzabhängig berechnen [117]. Hierfür muss die Periodizität des Hohlleiters nicht notwendigerweise in der Form des geriffelten Hohlleiters realisiert worden sein. Ein allgemeines Modell basierend auf einer Vielzahl von gekoppelten Resonatoren führt für eine endliche SWS immer auf eine Diskretisierung der Dispersionsrelation. Eine SWS mit N periodischen Elementen besitzt demnach $N + 1$ resonante Frequenzen [118][119]. Die Schwankungen der in Kapitel 3 gemessenen Ausgangsleistungen der vorliegenden BWO-Röhren lassen sich hiermit auch theoretisch verstehen.

Abbildung 2.17a zeigt ein Foto der im Vakuum befindlichen Teile eines BWOs. Die Elektronen werden am Filament (A) erzeugt. Die Beschleunigungstrecke zwischen Filament und Korpus (B) beträgt hier nur etwa 0,7 mm. Nach Eintritt in den Hohlleiter passieren die Elektronen die SWS (C). Die Auskopplung der Strahlung erfolgt am unteren Ende des Korpus (D). Bei diesem Modell wurde die SWS in Form einer Interdigitalstruktur realisiert. Der Arbeitsbereich des BWOs beträgt 200-265 GHz. Abbildung 2.17b zeigt eine vergleichbare SWS mit zugehörigem Auskoppelhohlleiter in 300-facher Vergrößerung [120].

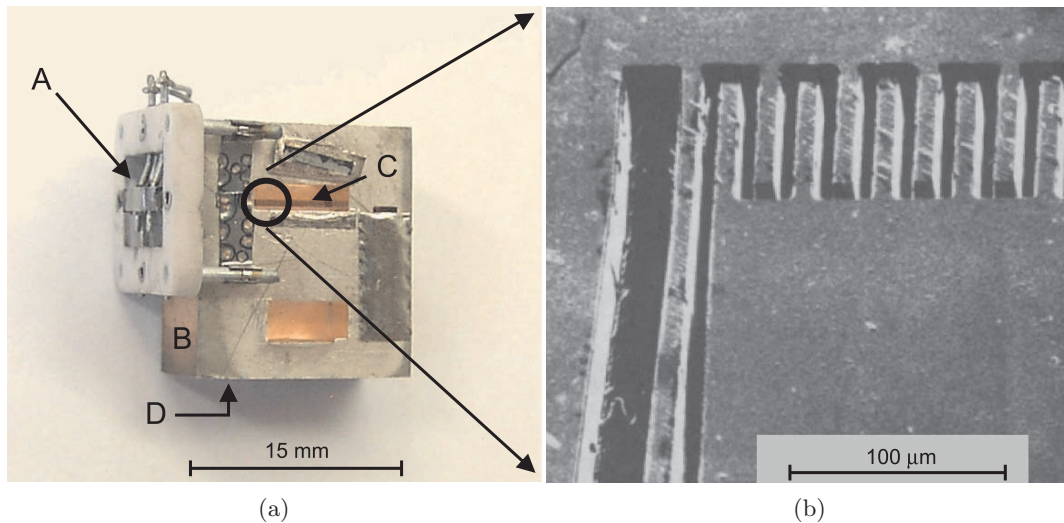


Abbildung 2.17: (a) Foto der Hauptbestandteile eines 230 GHz BWOs (zur Erklärung der beschrifteten Elemente, siehe Text). (b) Interdigital SWS und Auskoppelhohlleiters in 300-facher Vergrößerung (REM Aufnahme).

2.4.2 Erschließung des Frequenzbereiches oberhalb von 1 THz

Die Optimierung und Weiterentwicklung von BWOs ist auch derzeit ein aktuelles Forschungsgebiet [106][121][122]. Die insbesondere bei der Erweiterung des Frequenzbereiches auftretenden technischen Probleme sollen an dieser Stelle kurz angesprochen werden.

Problemstellung

Die Abmessungen der SWS skalieren direkt mit der Wellenlänge der Ausgangsstrahlung eines BWO. Im Falle immer höherer Ausgangsfrequenzen machen sich Fertigungstoleranzen verstärkt bemerkbar. Die Abnahme der Skintiefe mit $\delta \sim \omega^{-1/2}$ führt zu weiteren Verlusten im Hohlleiter. Nach [123] ist für das Einsetzen der Oszillation ein Mindeststrom I_{min} des Elektronenstrahls erforderlich, welcher mit den Verlusten im Hohlleiter über eine Ratengleichung verknüpft ist

$$\frac{\omega}{Q}W = \eta U_K I_{min}. \quad (2.18)$$

Hierbei beschreibt die linke Seite die Verluste der Mikrowellenenergie W mit Frequenz ω in einem Resonator der Güte Q und die rechte Seite die mit dem Kopplungsfaktor η vom Strahl absorbierte Leistung. Überwiegen die Verluste, so wird die Röhre nicht anschwingen.

Eine höhere Elektronendichte im Strahl kann nur bedingt mit größeren Filamentströmen realisiert werden. Schon jetzt limitieren die auftretenden Stromdichten von bis

zu 100 A/cm^2 bei Filamenttemperaturen von $1600 \text{ }^\circ\text{C}$ die Lebensdauer der Röhren auf etwa einige hundert Stunden. Hohe Energiedichten im Strahl führen zusätzlich zu einer erheblichen Aufheizung der SWS und bei ungenügender Wärmeabfuhr zur thermischen SWS Zerstörung. Eine bessere thermische Entkopplung von Elektronenstrahl und SWS wird durch eine verstärkte Kollimierung des Strahls erreicht. Die hierfür erforderlichen Magnetfelder müssten die mit Permanentmagneten derzeit erzeugbaren $1,25 \text{ T}$ noch übersteigen. Gelingt dies dennoch, so resultiert aus der stärkeren Kompression des Strahls eine höheren Wahrscheinlichkeit für das Zünden einer Bogenentladung innerhalb der Röhre. In diesem Fall muss die Beschleunigungsspannung U_K des BWOs herabgesetzt werden, wodurch sich wiederum die erreichbare Maximalfrequenz verringert.

Lösungsansätze

Es existieren verschiedene Lösungsansätze um den Frequenzbereich von BWOs dennoch zu erweitern und den Gebrauch der Röhren im allgemeinen zu erleichtern:

- Für die Herstellung der SWS wird zunehmend auf das Verfahren der Funkenerosion gesetzt, bei der das elektrische Feld einer $<10 \mu\text{m}$ dicken Drahtspitze zur Materialabtragung genutzt wird. Durch die damit verbundene Prozessgenauigkeit verringern sich sowohl die Verluste im Hohlleiter als auch der benötigte Mindeststrom für das Einsetzen der Oszillation. Für eine optimale Wärmeableitung wird die Struktur in Industriediamant geätzt und mit einer Goldschicht behaftet.
- Es wird vermutet, dass die Emissivität des Filamentes durch Beschichtung mit Lanthanhexaborid (LaB_6) noch auf 300 A/cm^2 bei Temperaturen von $1200 \text{ }^\circ\text{C}$ gesteigert werden kann.
- Eine Vergrößerung der Ausgangsleistung bei gleichbleibender Frequenz wird durch das Mehrstrahlprinzip erreicht. Parallel verlaufende Elektronenstrahlen oszillieren gleichzeitig in benachbarten SWS Kanälen.
- Bei gleichbleibender Ausgangsleistung kann durch eine Verbesserung der Modenreinheit der nutzbare Strahlungsanteil massiv gesteigert werden. Mit Hilfe eines numerisch berechneten nichtlinearen Modenkonverters soll der Strahlungsanteil in der Gausschen Grundmode von typischerweise 5-20% auf bis zu 95% angehoben werden.
- Das Auftreffen der Elektronen an der Anode führt zur Umwandlung ihrer kinetischen Restenergie in Wärme ($\approx 100 \text{ W}$), daher sind BWOs meist für den Anschluss an eine Wasserkühlung ausgelegt. Nach einem neueren Design soll ein Großteil dieser Wärmemenge durch Verwendung eines rückführenden Kollektors (depressed collector) in elektrische Energie rekonvertiert werden. Die

umständliche Wasserkühlung würde entfallen und könnte durch Luftkühlung oder Wärmeleitung in benachbartes Material ersetzt werden.

Derzeit sind BWO-Röhren mit Ausgangsfrequenzen von bis zu 1400 GHz verfügbar [106]. Die Ergebnisse der aktuellen Forschung [121][122] werden jedoch mit Spannung erwartet. Für weiterführende Informationen über Aufbau, Funktionsweise und Problemen bei der Optimierung von BWOs sei auf [105][124][125] verwiesen.

2.5 Zusammenfassung und Schlussfolgerung

Die wichtigsten Charakteristika der hier diskutierten Strahlungsquellen lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

OPFIRs verfügen über ausreichend Ausgangsleistung im gesamten Submillimeterwellenlängenbereich. Die Durchstimmbarekeit dieser Quellen beschränkt sich jedoch auf einzelne Laserlinien mit maximal 1 GHz Frequenzvariation unter Ausnutzung des Stark-Effektes. OPFIRs verkörpern relativ komplexe Systeme hinsichtlich ihrer mechanischen Konstruktion, ihrer Gesamtmasse und der erforderlichen Temperaturstabilisierung. Die Linienbreiten der OPFIRs betragen etwa 1 MHz und liegen deutlich über dem verfügbaren spektralen Auflösungsvermögen des CTS von GREAT mit $\Delta\nu = 45$ kHz. Insgesamt kamen OPFIRs daher nicht für den Aufbau des 1,9 THz LOs in Frage.

Vervielfacherketten sind klein und einfach in ihrer Handhabung. Sie besitzen eine geringe Linienbreite und lassen sich ausgezeichnet phasenstabilisieren. Die Schwierigkeit besteht in der Realisierung von Ausgangsleistungen $>1 \mu\text{W}$ oberhalb Frequenzen von 1,5 THz. Das der NASA zugehörige Jet Propulsion Laboratory (JPL) konnte dieses Ziel im Rahmen der Entwicklungen für den HIFI-Empfänger für Umgebungstemperaturen von 120 K bis zu der Frequenz von 1,9 THz erreichen. Die entwickelten Vervielfacherblöcke waren jedoch Einzelstücke und sind nicht kommerziell erhältlich. Die Firma Radiometer Physics GmbH (RPG) in Bonn, welche ebenfalls Vervielfacherketten produziert, signalisierte im Jahre 2002 den Bau eines Frequenzverdreifachers mit der Ausgangsleistung von $1 \mu\text{W}$ bei der Frequenz von 1,9 THz beim Betrieb auf Raumtemperatur, sofern zum Pumpen dieses Frequenzverdreifachers eine Eingangsleistung von etwa 5 mW bei der Frequenz von 633 GHz zur Verfügung stand. Derartig hohe Leistungswerte werden jedoch selbst von den hochoptimierten Pumpquellen der HIFI-LOs nicht erreicht. Die Verwendung einer Vervielfacherkette war daher ebenfalls keine Option für den Bau des 1,9 THz LOs.

J. Faist realisierte im Jahre 1994 den ersten funktionsfähigen QCL. Seit diesem Zeitpunkt beeindruckten diese Strahlungsquellen durch ihre rasante Entwicklung. QCLs arbeiten heute im Dauerstrichbetrieb und auf Raumtemperatur und sind sowohl durchstimmbare als auch im Single-Mode Betrieb und für die Frequenz von 1,9 THz erhältlich. Die Gesamtheit dieser Anforderungen, insbesondere der Dauerstrichbetrieb langwelliger QCLs oberhalb von Umgebungstemperaturen von 77 K, wird jedoch bis

heute nicht simultan erfüllt. QCLs standen daher auch damals nicht für den Aufbau des 1,9 THz LOs zur Verfügung.

BWOs erreichen Ausgangsleistungen von mehreren 10 mW und besitzen einen Abstimmbereich von etwa $\Delta\nu/\nu \approx 20\%$ bei Linienbreiten unterhalb von 10 kHz. Permanentmagnete in vertretbarer Größe und Hochspannungsgeräte kleinerer Bauart zum Betrieb der Röhren sind kommerziell erhältlich. Die höchste, je mit einem BWO erreichte Frequenz beträgt jedoch 1400 GHz [106], wobei die technologischen Schwierigkeiten zur Überwindung dieser Grenze bis heute nicht gelöst sind.

Da zum Zeitpunkt des Beginns dieser Arbeit keine der hier diskutierten Strahlungsquellen die Eingangs erwähnten Anforderungen erfüllen konnte, musste für den Aufbau des 1,9 THz LOs auf eine Kombination zweier Technologien zurückgegriffen werden. In der gewählten Variante wird der Frequenzverdreifacher der Firma RPG von dem Ausgangsstrahl eines mehrere Milliwatt starken 633 GHz BWOs gepumpt. Dieser Aufbau profitiert sowohl von der Leistungsfähigkeit der BWOs als auch von dem Fortschritt auf dem Gebiet der Frequenzvervielfachung. Aufgrund der Breitbandigkeit beider Strahlungsquellen waren die Voraussetzungen für den Aufbau einer im Ergebnis ebenfalls breitbandigen Strahlungsquelle gegeben.

Die Aufgabe bestand nun im Aufbau eines durchstimmbaren LOs für den Frequenzbereich zwischen 1600 und 1900 GHz, basierend auf einem frequenzverdreifachten BWO. Dieser LO musste den Anforderungen des GREAT-Empfängers und des SOFIA-Flugzeuges genügen und ein sowohl in der Leistung als auch in der Frequenz stabilisiertes Ausgangssignal mit einer Ausgangsleistung von mindestens $1\ \mu\text{W}$ besitzen. Der nächste Schritt bestand darin, die vorliegende BWO-Röhren umfassend zu charakterisieren. Die zu diesem Zweck durchgeführten Messungen sind im nachfolgenden Kapitel 3 aufgeführt. Im anschließenden Kapitel 4 wird der eigentliche Aufbau des 1,9 THz Oszillators im Detail beschrieben.

Kapitel 3

Charakterisierung der BWO-Röhren

Insgesamt standen drei BWO-Röhren des Typs OB-80 der Firma ISTOK [126] mit der Kennung No. 67, No. 75 und No. 79 für den Aufbau des 1,9 THz LOs zur Verfügung. Nach Herstellerangaben arbeiten diese Röhren im Frequenzbereich zwischen 526 und 714 GHz und verfügen über Ausgangsleistungen zwischen 3 und 60 mW.

Inhalt dieses Kapitels ist die Charakterisierung der Röhren in Vorbereitung auf ihre spätere Verwendung als Pumpquelle für einen Frequenzverdreifacher. Hierzu werden im ersten Teil des Kapitels das zur Inbetriebnahme der Röhren erforderliche Netzgerät und der Permanentmagnet beschrieben. Der zweite Teil beschäftigt sich mit der Vermessung der Röhren hinsichtlich ihrer Strom- Spannungskennlinien und des Abstimmereiches. Anschließend werden die Ausgangsleistungen der Röhren in Abhängigkeit des Filamentstromes und der Ausrichtung im Magnetfeld gemessen. Außerdem werden die Strahlprofile für verschiedene Frequenzen und bei Verwendung von unterschiedlichen Hornstrahlern analysiert. Abschließend wird das Temperaturverhalten der Röhren untersucht.

3.1 Vorhandene Komponenten

3.1.1 Der BWO OB-80

Abbildung 3.1 zeigt ein Foto des BWOs OB-80 No. 75. Zu erkennen sind die Zuleitungen für die Filamentheizung und die Kathodenspannung (1), sowie die Schlauchanschlüsse (2) für die Wasserkühlung. Der Hornstrahler wird an den Hornflansch (3) angeschraubt. Das Befestigungsgewinde (4) des BWOs befindet sich auf gleichem Potential wie die Hochspannungsanode und dient zusätzlich als Rückleitung für den Kathodenstrom.

Laut Datenblatt der Firma ISTOK benötigen die Röhren in ihrem Frequenzbereich

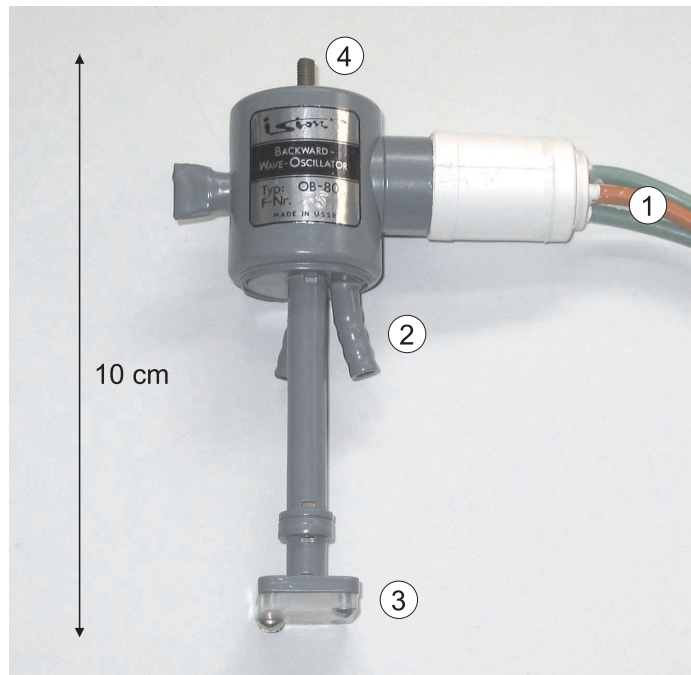


Abbildung 3.1: Foto des BWOs OB-80 NO. 75 (zur Bezeichnung, siehe Text).

eine Kathodenspannung zwischen 2500 und 5500 Volt und Kathodenströme zwischen 20 und 43 mA. Aufgrund der entstehenden Verlustwärme von bis zu 200 Watt ist eine Wasserkühlung mit einem Mindestfluss von 3 l/min vorgeschrieben. Die angegebene Lebensdauer der BWO-Röhren beträgt bei sachgemäßer Behandlung typischerweise 500 Stunden. Eine vollständige Zusammenstellung aller Kenndaten findet sich am Ende dieses Kapitels unter Tabelle 3.4.

3.1.2 Erzeugung des Magnetfeldes

Durch das erforderliche Magnetfeld wird der Elektronenstrahl des BWOs kollimiert und dicht über der SWS ausgerichtet. Je besser dies gelingt, desto günstiger ist das Anschlagverhalten der Röhre und desto größer die Ausgangsleistung. Wünschenswert ist ein geradlinig-homogenes sowie auch zeitlich möglichst stabiles Feld. Diese Anforderungen sind am einfachsten mittels eines Permanentmagneten zu erfüllen.

Beim eingesetzten Modell handelt es sich (ebenso wie auch bei den BWO-Röhren) um ein Produkt der Firma ISTOK. Die Stärke des \vec{B} -Feldes beträgt im Magnetmittelpunkt 1,24 T. Ausgehend hiervon beträgt die radiale Feldvariation $\Delta B/B < 0,48\%$ über die Strecke von 12 mm. In Richtung des Elektronenstrahls ist die Änderung des Feldes mit $\Delta B/B < 1,6\%$ über die Strecke von 22 mm angegeben (Abbildung 3.2). Abbildung 3.3 zeigt eine Draufsicht des Magneten. Zu erkennen ist die mechanische

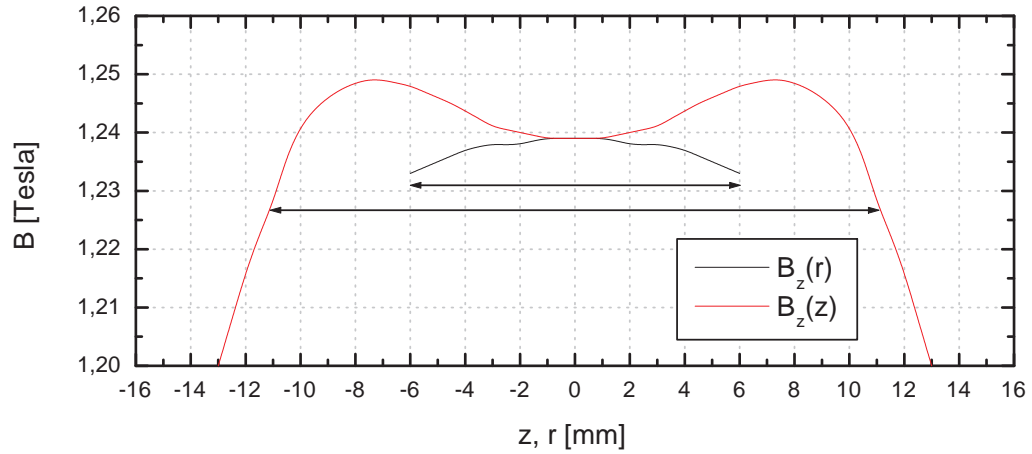


Abbildung 3.2: Berechnete magnetische Flussdichte B_z im Inneren des verwendeten Permanentmagneten in Richtung des Elektronenstrahls (z -Richtung) und senkrecht dazu in radialer Entfernung vom Strahl (Herstellerangaben aus dem Begleitschein der Röhren).

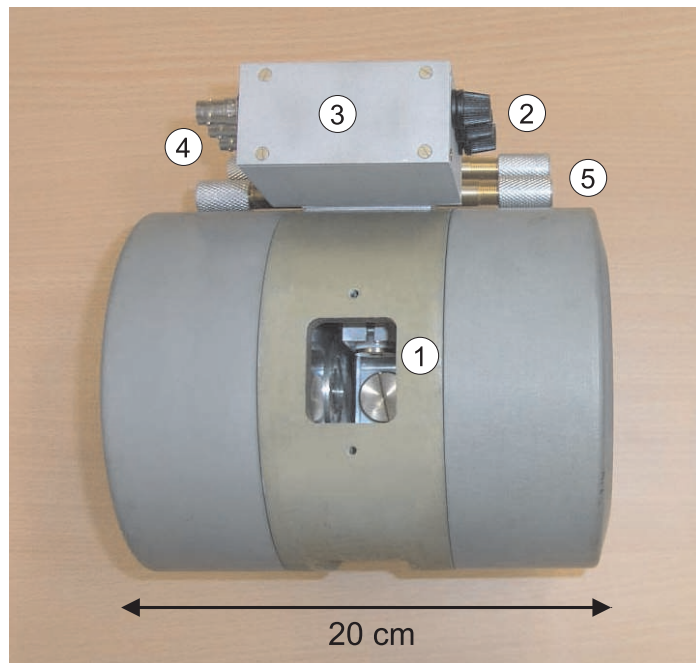


Abbildung 3.3: Foto des Permanentmagneten (zur Bezeichnung der markierten Elemente, siehe Text).

Halterung der BWO-Röhren im Zentrum des Magneten (1). Die Zuleitungskabel werden über Kabeldurchführungen (2) in einer Anschlussbox (3) fest verlötet, in der sich die Buchsen (4) für die Hochspannungskabel zum Netzgerät und die Schmelzsicherungen zur Absicherung des BWOs befinden. Über Stellschrauben (5) kann die Ausrichtung der Röhre im Magnetfeld variiert werden. Möglich sind sowohl eine seitliche Verkippung als auch einer Drehung um wenige Grad um die Hochachse. In Abschnitt 3.2.4 wird der Einfluss dieser Stellschrauben auf die Ausgangsleistung und das Abstimmverhalten der BWO-Röhren näher untersucht.

3.1.3 Strom- und Spannungsversorgung

Zur Stromversorgung der Röhren dient das Netzgerät HCV 349M-6500, eine Sonderanfertigung der Firma FUG [127]. Das Netzgerät stellt sowohl der Heizstrom I_F für das Filament als auch die Kathodenhochspannung U_K zur Beschleunigung der Elektronen bereit.

Bei der Entwicklung des Hochspannungsgerätes (High-Voltage Supply, HVS) wurde besonderen Wert auf eine schonende Behandlung des Filamentes gelegt. Das Filament eines BWOs wird für eine ausreichende Elektronenemission stets im Grenzbereich hoher Stromdichten betrieben, daher ist die hieraus resultierende Materialschädigung durch den Prozess der Elektromigration [128][129] einer der Hauptgründe für die begrenzte Lebensdauer der Röhre. Beim HVS der Firma FUG wird das Filament mit Wechselstrom beheizt, wodurch dieser Effekt gemindert wird. Die Frequenz dieser Wechselspannung ist im Bereich zwischen 50 und 200 Hz stufenlos einstellbar. Mit Hilfe einer Rampenschaltung wird die Heizspannung langsam erhöht und der Sollwert über einen Zeitraum von fünf Minuten angefahren. Durch diesen Prozess wird die ständige thermische Relaxation des Filamentes gewährleistet und ein Durchbrennen aufgrund der Bildung lokaler Temperaturmaxima verhindert. Zum Schutz vor Stromausfällen ist der gesamte Heizkreis batteriegepuffert.

Die Kathodenhochspannung ist im Bereich zwischen 0 und 5400 Volt einstellbar. Die maximale verfügbare Stromstärke beträgt 50 mA. Zum Schutz von BWO und Bedienpersonal kann ein Grenzwert für den Kathodenstrom vorgegeben werden. Beim Überschreiten dieses Grenzwertes (z.B. durch einen Kurzschluss), werden sowohl die Hochspannung abgeschaltet als auch sämtliche Ausgangskondensatoren innerhalb von $50 \mu\text{s}$ entladen ("Crow-Bar"-Schutzschaltung, siehe Abschnitt 4.6.3).

Abbildung 3.4 zeigt ein Foto der Frontansicht des Netzteils. Im linken Teil befinden sich die Anzeigen für die Kathodenhochspannung U_K und den Kathodenstrom I_K (oben) sowie die entsprechenden Anzeigen für das Filament (unten). Angezeigt werden der Filamentstrom I_F und die an den Buchsen des Netzgerätes anliegende Klemmenspannung U_{HVS} . Die Buchsen für die Zuleitungskabel befinden sich im rechten Teil der Frontplatte. Da auch das Filament auf Kathodenpotential liegt, sind alle drei Kabel hochspannungsführend (vgl. Abbildung 2.13).

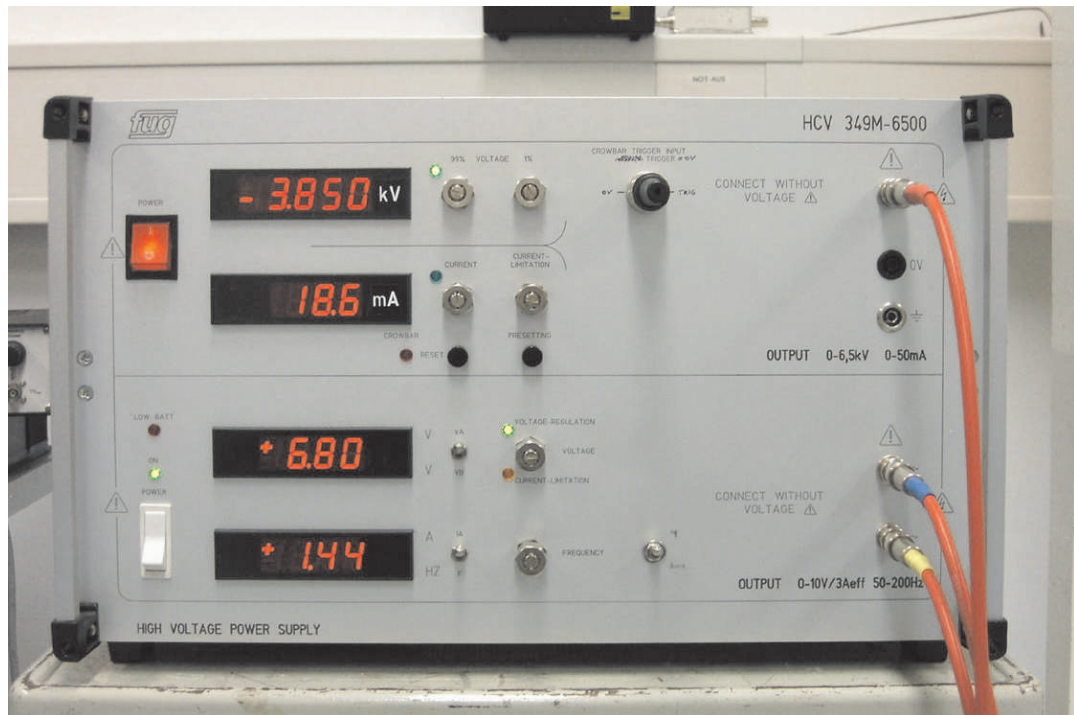


Abbildung 3.4: Frontansicht des BWO-Netzteils HCV 349M-6500 der Firma FUG. Im oberen Bereich der Frontplatte befinden sich die Bedienelemente für die Hochspannungsversorgung und im unteren Bereich die Bedienelemente für den Heizkreis des Filamentes. Die angezeigten Werte entsprechen typischen Betriebsparametern des BWOs OB-80 No. 79.

3.2 Messungen

Um die Durchsicht der im Folgenden aufgeführten Messungen zu erleichtern, wurde auf eine gleichbleibende Farbgebung der Graphen hinsichtlich der verschiedenen BWOs geachtet. Diese sei im einzelnen: Grün (BWO No. 67), Blau (BWO No. 75) und Rot (BWO No. 79).

3.2.1 Elektrische Kennlinien

Der Zusammenhang zwischen Filamentspannung und Filamentstrom sowie zwischen Kathodenstrom und Filamentstrom wurde für alle drei Röhren bis zum Erreichen der im Datenblatt angegebenen Grenzwerte ermittelt. Die Kenntnis dieser Kennlinien ist wichtig, um zu wissen in welchem Leistungsbereich ein BWO betrieben wird.

Nach Abbildung 3.5 ist der Verlauf der Filamentkennlinien für alle drei Röhren vergleichbar. Nach einem anfänglich konstanten Filamentwiderstand $R_F = U_F/I_F$ zeigt sich ab Stromstärken von ca. 0,4 A eine fortlaufende Vergrößerung des Widerstandes aufgrund der zunehmenden Filamentenerwärmung. Der eigentliche Arbeitsbereich der

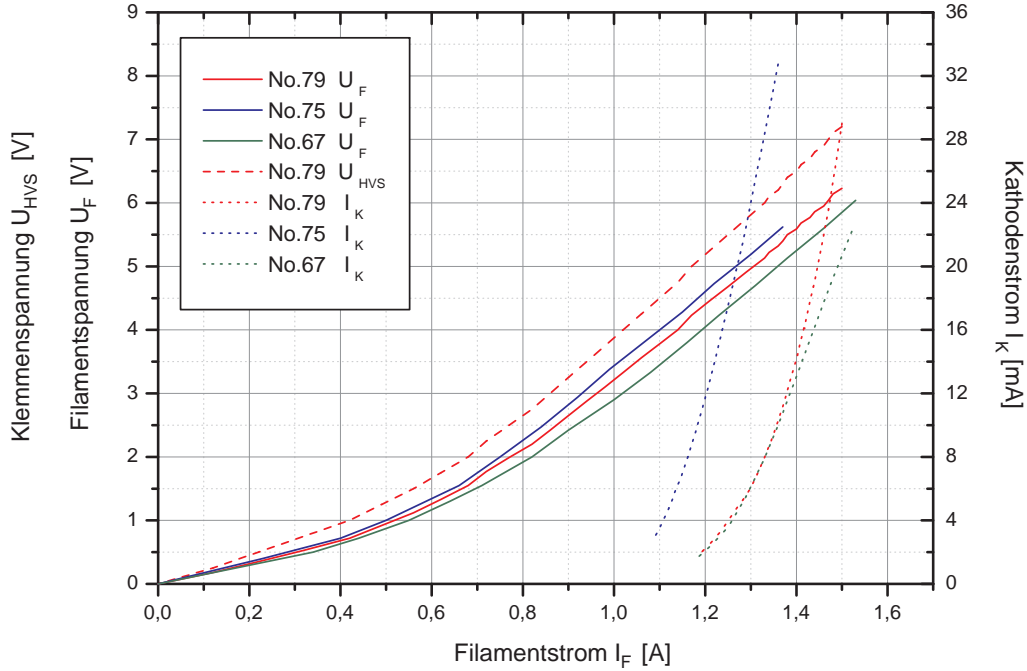


Abbildung 3.5: Elektrische Kennlinien der vorliegenden OB-80 BWOs. Die Kathodenspannungen zur Messung der Kathodenströme betragen: 3670 V (BWO No. 67), 3900 V (BWO No. 75) und 3889 V (BWO No. 79).

BWO-Röhren beginnt mit dem Einsetzen des Kathodenstromes oberhalb von Filamentströmen von etwa 1 A. Ab hier verlaufen die Filamentkennlinien linear. Für den praktischen Betrieb ist die Beschreibung der Kennlinien in diesem Bereich anhand der am HVS angezeigten Werte von Filamentstrom und Klemmenspannung sinnvoll, da die Klemmenspannung U_{HVS} und die tatsächlich am BWO anliegende Filamentspannung U_F aufgrund des Widerstandes der Zuleitungskabel zum Teil erheblich voneinander abweichen. Ist der Widerstand der Zuleitungskabel R_{Kab} bekannt, gilt

$$U_{HVS}(I_F) = A + (R_{Kab} + B) I_F \quad (I_F > 1 \text{ A}). \quad (3.1)$$

Eine Auflistung der entsprechenden Fitkonstanten findet sich in Tabelle 3.1. Beispielhaft enthält Abbildung 3.5 den Verlauf von $U_{HVS}(I_F)$ für den BWO No. 79 für eine Kabellänge von 3 m mit $R_{Kab} \approx 0,65 \Omega$.

$U_{HVS}(I_F)$	A	B
BWO No. 67	-3,08	5,95
BWO No. 75	-2,52	5,93
BWO No. 79	-2,92	6,09

Tabelle 3.1: Fitkonstanten zur Beschreibung der Filamentkennlinien mittels Gleichung (3.1) oberhalb von Filamentströmen von $I_F > 1 \text{ A}$.

Übersteigt der Kathodenstrom des BWOs den durch Gleichung (2.18) definierten Mindeststrom I_{min} , so schwingt die Röhre an (für die hier verwendeten OB-80-Röhren ist $I_{min} \approx 7 \text{ mA}$). Eine weitere Anhebung des Kathodenstromes kann zur Steigerung der Ausgangsleistung genutzt werden (siehe Abschnitt 3.2.3). Ein Großteil der kinetischen Energie der Elektronen wird jedoch nicht in Form von Strahlung abgegeben, sondern an der Anode in die Wärmeleistung P_K konvertiert

$$P_K = U_K I_K \approx 100 \dots 200 \text{ W.} \quad (3.2)$$

Hierbei entstehen Temperaturen von bis zu 1000 K. Im Extremfall führt die Überhitzung der Anode zum Entweichen der im Gettermaterial [130] eingeschlossenen Verunreinigungen ins Vakuum, wodurch die Ausbildung einer Bogenentladung innerhalb der Röhre begünstigt wird. Ist dies der Fall, so wird der plötzliche Anstieg des Kathodenstroms von der Schutzschaltung des HVS registriert und die Bogenentladung durch Unterbrechung des Stromflusses nach etwa $50 \mu\text{s}$ beendet. Im Allgemeinen ist der Kathodenstrom nach dem Auftreten einer Bogenentladung gegenüber dem vorigen Wert deutlich gefallen und steigt erst im laufenden Betrieb allmählich wieder auf den Normalwert¹. Hieraus lässt sich schließen, dass eine Bogenentladung im BWO mit einer nachhaltigen Materialschädigung der SWS und/oder des Filaments verbunden ist. Für eine möglichst lange Lebensdauer sollten BWO-Röhren daher nicht bei unnötig hohen Kathodenströmen bzw. Ausgangsleistungen betrieben werden.

3.2.2 Frequenzbestimmung

Die Ausgangsfrequenz einer OB-80 Röhre beträgt etwa 600 GHz. Dieses Signal kann von keinem Spektrumanalyser direkt ausgewertet werden. Um das Abstimmverhalten der Röhren bestimmen zu können muss das Ausgangssignal zuvor mittels eines Hilfsoszillators auf eine niedrigere Frequenz umgesetzt und dann der Wert dieser Zwischenfrequenz bestimmt werden. Der erforderliche Messaufbau ist identisch dem Aufbau der zur Frequenzstabilisierung des BWOs im LO implementiert ist und wird ausführlich in Kapitel 4.4 beschrieben.

Bei der Messung wurde folgendermaßen verfahren: Der Hilfsoszillator (ein Gunn-Oszillator) wurde auf verschiedene Frequenzen zwischen 77 und 94 GHz eingestellt. Zu jeder Frequenz wurden die Kathodenspannungen der BWOs variiert, die im Zwischenfrequenzband auftretenden Harmonischen identifiziert und die zugehörigen Hochspannungswerte notiert. Auf diese Weise wurden insgesamt 142 Messpunkte erfasst, aus denen sich die Frequenz-Spannungs-Kennlinien $\nu(U_K)$ in Abbildung 3.6 zusammensetzen.

Beim BWO No. 67 wurden insgesamt drei Schwingungsmoden beobachtet und über den gezeigten Frequenzbereich vermessen. Ob eine Mode anschwingt, wird sowohl durch die Justage der Röhre im Magnetfeld als auch durch die Richtung aus der

¹Diese "Pumpwirkung" der Röhre ist auf den Gettereffekt [130] zurückzuführen.

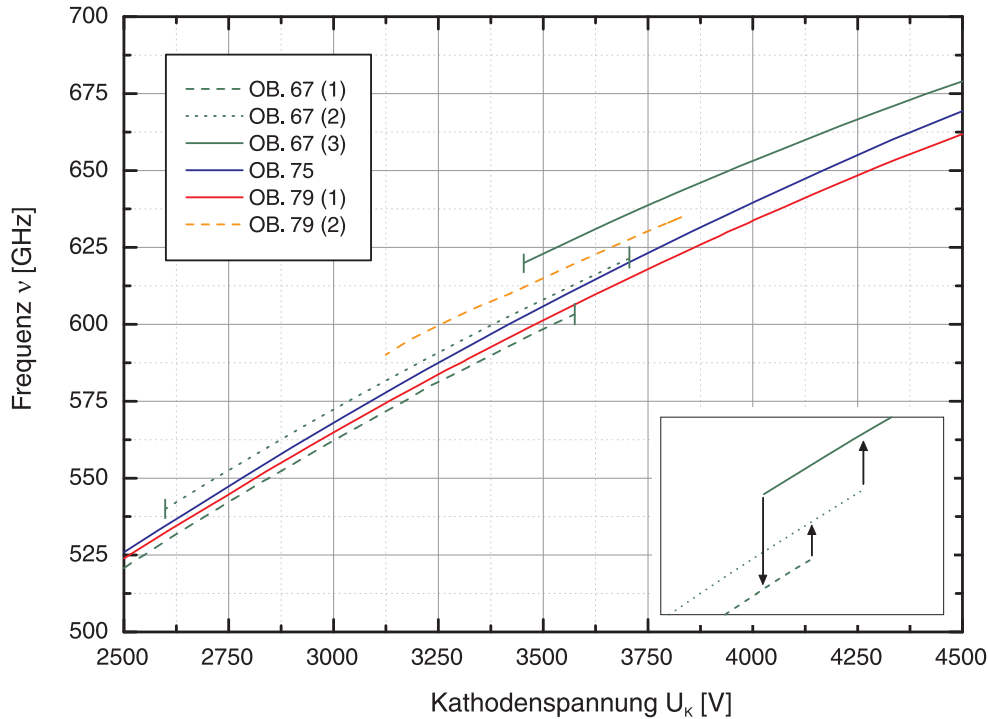


Abbildung 3.6: Zusammenhang zwischen Kathodenspannung U_K und Frequenz ν der verwendeten OB-80 Röhren. Durch die in Klammern stehende Zahl wird die jeweilige Schwingungsmoden bezeichnet. Der vergrößerte Ausschnitt verdeutlicht die beim BWO No. 67 typisch auftretende Abfolge der Modensprünge im Falle einer leistungsoptimierten Justage des BWOs im Magnetfeld.

sich der gewünschten Frequenz genähert wird vorgegeben. Wird das Ende einer Mode erreicht, so kommt es zu einem Modensprung. In Abbildung 3.6 (kleines Bild) ist dies durch einen senkrechten Pfeil verdeutlicht. Als leistungstärkste Mode des BWOs No. 67 hat sich die Mode Nr. 3 herausgestellt.

Für den BWO No. 79 existiert eine über den gesamten Frequenzbereich stabile Hauptmode (Mode 1). Eine zweite wesentlich leistungsschwächere Nebenmode ist nur bei nicht optimaler Ausrichtung des BWOs im Magnetfeld anzuregen. Beim BWO No. 75 konnte das Auftreten verschiedener Schwingungsmoden nicht beobachtet werden.

Das Abstimmverhalten aller drei BWO-Röhren lässt sich im untersuchten Frequenzbereich gut durch die Funktion

$$\nu(U_K) = \frac{A}{1 + B/\sqrt{U_K}} \quad (3.3)$$

beschreiben (Fitkonstanten, siehe Tabelle 3.2). Dieser experimentell bestimmte Verlauf stimmt mit der theoretischen Vorhersage überein (Gleichung (2.17)).

Im Anschluss daran wurde die differentielle Frequenzänderung der BWO-Röhren bestimmt

$$\frac{\Delta\nu}{\Delta U_K} \approx 0,067 \text{ GHz/V.} \quad (3.4)$$

Dieser Wert ist für alle drei Röhren identisch.

Tabelle 3.2: Fitkonstanten zur Beschreibung des Abstimmverhaltens $\nu(U_K)$ der verwendeten OB-80-Röhren mittels Gleichung (3.3). Wird der BWO nicht mit dem angegebenen Heizstrom betrieben, so ist der errechnete Wert entsprechend zu korrigieren (siehe unten).

BWO	Mode	I_F	A	B
No. 67	(1)	1,48 A	3343	271,0
No. 67	(2)	1,48 A	2819	215,1
No. 67	(3)	1,48 A	2096	139,8
No. 75	-	1,35 A	3441	277,0
No. 79	(1)	1,44 A	2973	233,5
No. 79	(2)	1,44 A	2093	142,1

Einfluss des Heizgrades auf die Frequenz

Wird der Kathodenstrom eines BWOs angehoben, so erhöht sich die thermische Beanspruchung der SWS (Abschnitt 2.4.2). In Folge dessen variieren die Abmessungen der SWS, die die BWO-Frequenz definieren. Zur Untersuchung dieses Sachverhaltes wurde der Filamentstrom des BWOs No. 79 bei der Kathodenspannung von $U_K = 3856 \text{ V}$ für Filamentströme zwischen 1,2 und 1,5 A schrittweise um 0,01 A erhöht und jeweils die Frequenzverschiebung $\Delta\nu$ bestimmt. Innerhalb des gesamten Intervalls zeigt sich ein linearer Zusammenhang mit der differentiellen Frequenzänderung

$$\frac{\Delta\nu}{\Delta I_F} \approx -15 \text{ MHz/mA.} \quad (3.5)$$

Dieser Wert konnte auch für die übrigen BWOs No. 75 und No. 67 bestätigt werden. Wie sich in Kapitel 4 herausstellen wird, kann die ermittelte Frequenzabhängigkeit vollständig von der Frequenzstabilisierung des LOs aufgefangen werden (siehe Abschnitt 4.4).

3.2.3 Bestimmung der Ausgangsleistung

Alle BWOs verfügen über einen im Vergleich zur Wellenlänge übergroßen Ausgangshohlleiter, sodass die Ausgangsleistung stets auf eine Vielzahl von Hohlleitermoden verteilt ist. Der Eingangshohlleiter des Frequenzverdrehers erlaubt jedoch für sein bestimmtes Frequenzband nur die Ausbreitung einer einzigen Hohlleitermode. Beim

Rechteckhohlleiter wird diese als TE_{01} Grundmode bezeichnet [112]. Da es prinzipiell nicht möglich ist, Leistung verschiedener Hohlleitermoden breitbandig in die Grundmode zu transferieren, ist bei der Strahlungseinkopplung des BWOs in den Frequenzverdreifacher je nach Frequenz und Modenverteilung mit einem erheblichen Leistungsverlust zu rechnen.

Für die Methode der Strahlungseinkopplung stehen grundsätzlich zwei Möglichkeiten zur Verfügung: Beim quasioptischen Verfahren werden BWO und Frequenzverdreifacher mit Hornstrahlern versehen und die vom BWO emittierte Freiraumwelle mittels abbildender Hohlspiegel in das Eingangshorn des Frequenzverdreifachers fokussiert. Durch den übergroßen Ausgangshohlleiter des BWOs wird das BWO-Strahlmuster ebenfalls höhere Moden enthalten, sodass der nicht in der Grundmode enthaltene Leistungsanteil am Eingangshorn des Frequenzverdreifachers reflektiert wird.

Als alternative Lösung wird der Ausgangshohlleiter des BWOs durch Montage eines Hohlleiterübergangs verjüngt und in einen modenreinen Hohlleiter überführt. Die nicht in der Grundmode enthaltenen Anteile werden an dieser Stelle in den BWO zurückreflektiert. Am Ende des Übergangs wird wahlweise der Frequenzverdreifacher direkt angeflanscht oder ein passender Hornstrahler für die Frequenz von 633 GHz montiert und anschließend die jetzt verlustfrei arbeitende quasioptische Einkopplung benutzt.

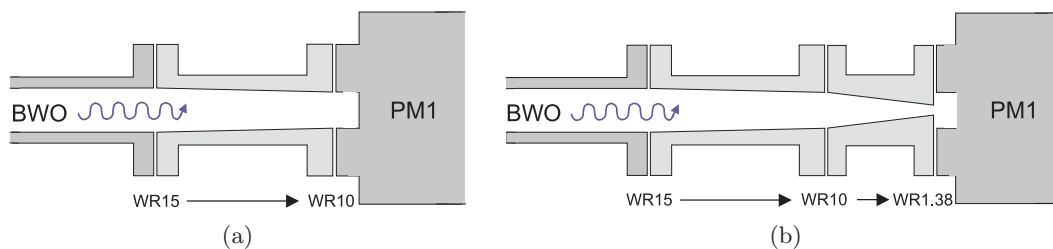


Abbildung 3.7: Messprinzip zur Bestimmung der BWO-Ausgangsleistung mit Hilfe des Erickson PM1 Leistungsmessers: (a) BWO-Ausgangshohlleiter und PM1 werden mit Hilfe eines Hohlleiterübergangs verbunden. (b) Durch die zusätzliche Verjüngung des Hohlleiters auf den Querschnitt des modenreinen Hohlleiters für die Frequenz von 633 GHz wird der in der Grundmode befindliche Strahlungsanteil erfasst.

Tabelle 3.3: Technische Daten relevanter Hohlleiternormen [131][132][133].

	Norm	Abmessungen [mm]	Frequenzband [GHz]	Dämpfung* [dB/cm]
Verdreifacher Ausgang	WR0,47	0,12 x 0,06	1550 - 2330	2,98
Verdreifacher Eingang	WR1,38	0,35 x 0,175	530 - 795	0,60
PM1	WR10	2,54 x 1,27	75 - 110	0,030
BWO	WR15	3,76 x 1,88	50 - 75	0,017

*theoretische Dämpfung des vergoldeten Rechteckhohlleiters in der Bandmitte

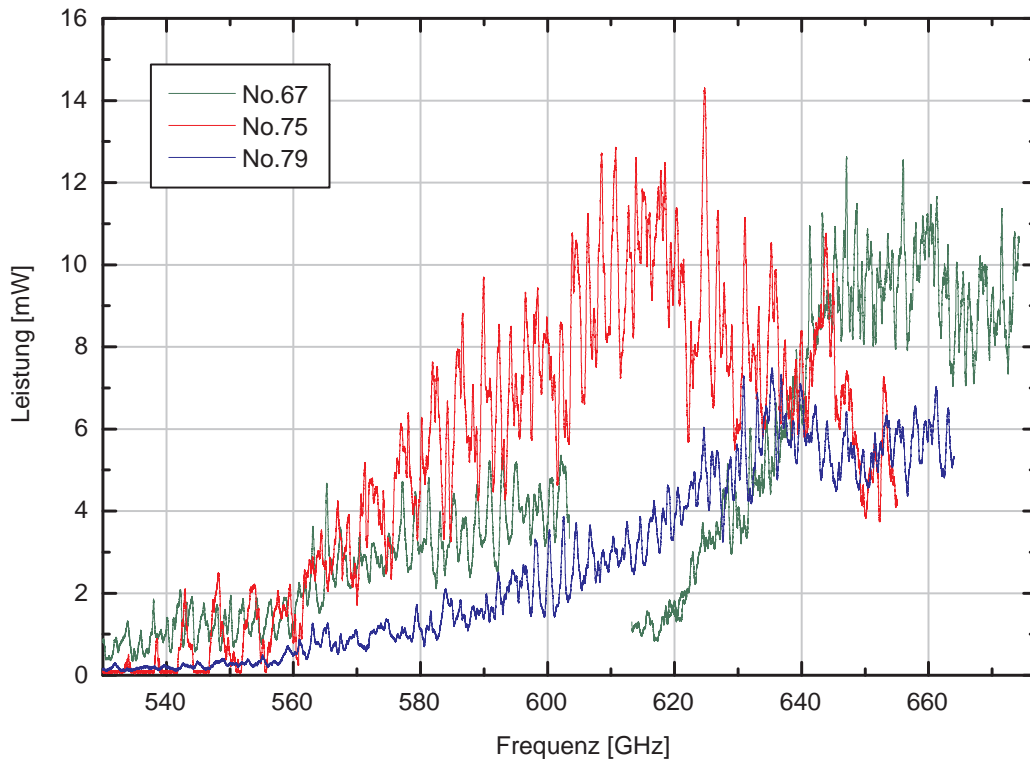


Abbildung 3.8: Strahlungsleistung der OB-80 Röhren im WR10 Hohlleiter, bestimmt nach der in Abbildung 3.7(a) gezeigten Messmethode. Die Filamentströme betragen: No. 67 1,48 A; No. 75 1,35 A; No. 79 1,44 A. Der mittlere Frequenzbereich des BWOs No. 67 konnte aufgrund der Abfolge der Modensprünge nicht erfasst werden (vgl. Abbildung 3.6).

Da zunächst nicht bekannt ist welches Verfahren sich als günstiger erweist, wurden bei der Bestimmung der BWO-Ausgangsleistung beide Möglichkeiten in Betracht gezogen und sowohl die sich im übergroßen BWO-Ausgangshohlleiter befindliche Gesamtstrahlungsleistung als auch der in der Grundmode befindliche Leistungsanteil bestimmt.

Abbildung 3.7 skizziert die beiden Messanordnungen. Zur Detektion der Strahlung wurde ein Erickson PM1 Leistungsmesser mit einer Grenzempfindlichkeit von 0,01 mW verwendet [134]. Da sich die Eingangshohlleiter von PM1 und BWO bereits leicht unterscheiden (siehe Tabelle 3.3), wurden beide Geräte mittels im Hause gefertigter Hohlleiterübergänge angepasst und verschraubt. Unter Verwendung einer Hilfseinrichtung wurden die Kathodenspannungen der BWOs automatisch zwischen 2500 V und 4400 V durchgestimmt und zu jedem Spannungswert der Ausgabewert des PM1 mit Hilfe einer AD-Karte erfasst. Durch die Aufnahme mehrerer Messdurchläufe mit sowohl steigender als auch fallender Kathodenspannung und wiederholtem Ab- und Anflanschen der Hohlleiter wurde die Reproduzierbarkeit der Daten verifiziert.

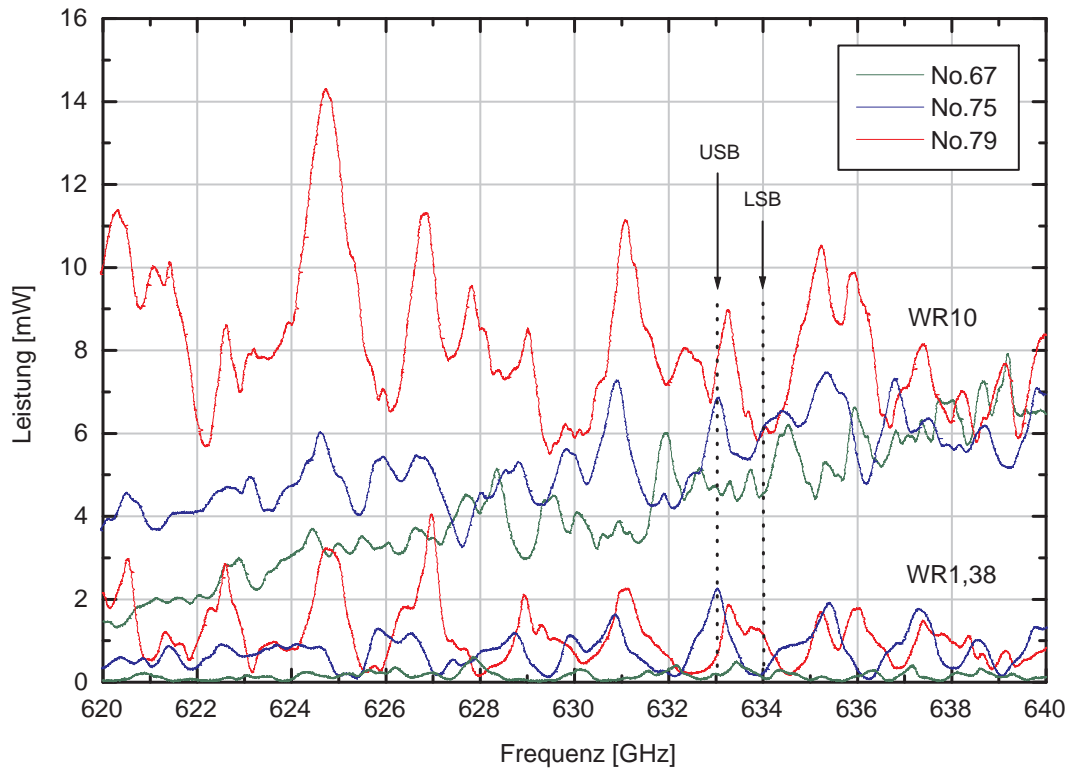


Abbildung 3.9: Strahlungsleistung der BWO-Röhren im WR10-Hohlleiter (bestimmt nach der in Abbildung 3.7(a) gezeigten Messmethode) und im WR1,38 Grundmodenhohlleiter (Messmethode: Abbildung 3.7(b)). Markiert sind die zwei Frequenzen zur Detektion der [CII]-Linie im oberen und unteren Seitenband des GREAT-Empfängers im Falle einer Zwischenfrequenz von 1,5 GHz. BWO-Filamentströme: No. 67 1,48 A; No. 75 1,35 A; No. 79 1,44 A.

In Abbildung 3.8 sind die nach der in Abbildung 3.7(a) gezeigten Messmethode bestimmten Strahlungsleistungen der drei BWO-Röhren zusammengestellt und die Hochspannungswerte gemäß der in Abbildung 3.6 gezeigten Kennlinien in den Frequenzbereich umskaliert. Bei moderater Filamentheizung verfügen die BWOs über Spitzenleistungen zwischen 6 und 12 mW². Die Kurven durchlaufen eine Vielzahl von Minima und Maxima, bedingt durch das periodische Transmissionsverhalten der SWS. Insgesamt sind mehr als 5 mW innerhalb des Frequenzbereiches zwischen 570 GHz bis mindestens 680 GHz verfügbar. Die auf diese Weise gemessenen Strahlungsleistungen der vorliegenden BWO-Röhren liegen damit deutlich über den zum Zeitpunkt dieser Messungen mittels gekühlter Vervielfacherketten erreichbaren Leistungswerten von

²Die tatsächlich vom BWO emittierte Gesamtstrahlungsleistung dürfte um etwa 10-20% größer sein, da auch durch die Verjüngung des Hohlleiters von der Norm WR15 auf die Norm WR10 die Anzahl der möglichen Hohlleitermoden reduziert wird und die in diesen Moden enthaltene Strahlungsleistung in den BWO zurückreflektiert, d.h. nicht mitgemessen wird.

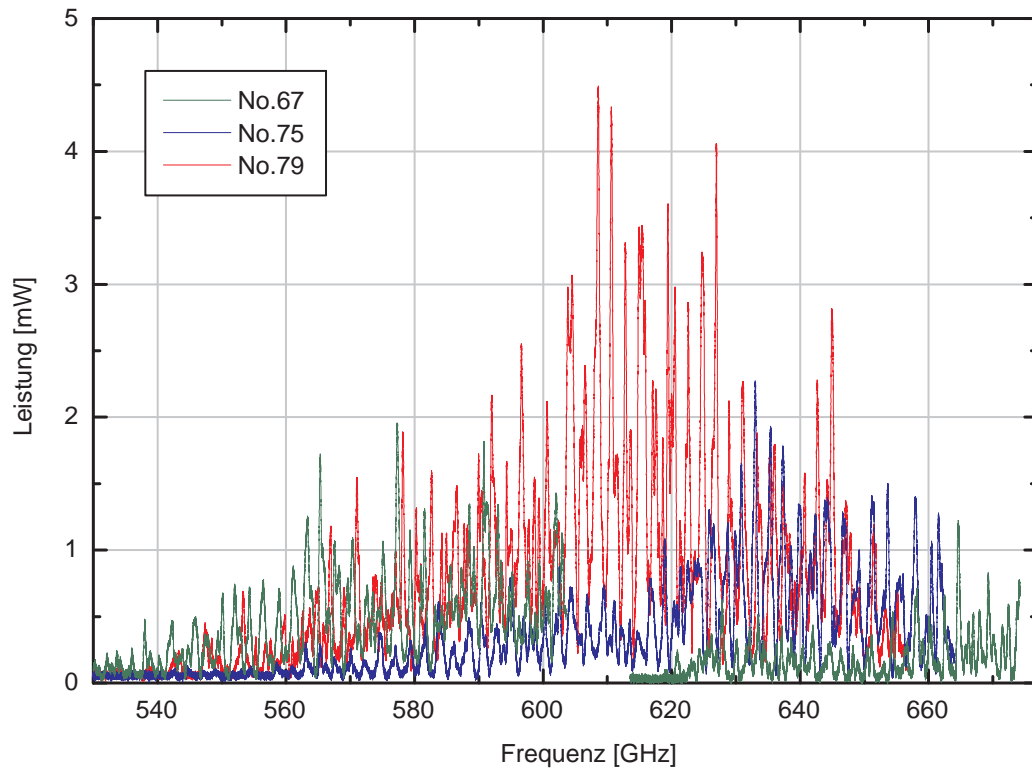


Abbildung 3.10: Im Grundmodenhohlleiter befindlicher Strahlungsanteil der BWO-Röhren, bestimmt nach der in Abbildung 3.7(b) gezeigten Messmethode. Filamentströme der BWOs: No. 67 1,48 A; No. 75 1,35 A; No. 79 1,44 A.

etwa 2 bis 4 mW (ungekühlt 0,5 bis 1,5 mW [87]).

Für die Detektion der 1900,5 GHz [CII]-Linie ist der interessante Frequenzbereich um 633 GHz in Abbildung 3.9 herausgestellt und die BWO-Frequenzen der zwei Seitenbänder im Falle einer Zwischenfrequenz des GREAT-Empfängers von 1,5 GHz markiert. Die Ausgangsleistungen betragen hier etwa 4 bis 8 mW. Welcher Leistungsanteil hiervon in den Eingangshohlleiter des Frequenzverdreifachers eingekoppelt werden kann, hängt vor allem von der Verteilung der Leistung auf die verschiedenen Hohlleitermoden ab und kann erst durch die Analyse der jeweiligen Strahlprofile bestimmt werden.

Ebenso enthält Abbildung 3.9 die nach der in Abbildung 3.7(b) gezeigten Messmethode verbleibende Leistung im Grundmodenhohlleiter für die Frequenz von 633 GHz. Die verfügbare Leistung für die beiden [CII]-Frequenzen beträgt in diesem Falle nur noch etwa 1 bis 2 mW.

Der Vollständigkeit halber zeigt Abbildung 3.10 die verfügbare Leistung im Grundmodenhohlleiter für den gesamten Frequenzbereich der drei BWO-Röhren.

Ausgangsleistung in Abhängigkeit des Kathodenstroms

Die in Abbildung 3.8-3.10 gezeigten Ausgangsleistungen gelten nur für die angegebenen Filamentströme welche als Indikatoren für die Heizgrade der BWOs verwendet werden. Der Mechanismus der Strahlungserzeugung ist jedoch an die Energiedichte des Elektronenstrahls, d.h. an den Kathodenstrom gekoppelt. Beispielhaft wurde die Abhängigkeit der Ausgangsleistung P vom Kathodenstrom I_K für den BWO No. 79 mittels des in Abbildung 3.7(a) beschriebenen Messaufbaus für die Frequenz von 624,7 GHz untersucht.

Das Ergebnis der Messung (Abbildung 3.11) deckt sich mit der theoretischen Vorhersage aus Kapitel 2.4.2, wonach für den Oszillationsbeginn ein durch Gleichung (2.18) definierter Mindeststrom I_{min} erforderlich ist (hier: $I_{min} \approx 7$ mA). Im weiteren Verlauf nimmt die Ausgangsleistung exponentiell mit dem Kathodenstrom zu. Der theoretische Verlauf der Kurve ist von der Emissivität des Filaments und von der inneren Bauweise des BWOs abhängig. Der in diesem Fall empirisch gefundene Zusammenhang lautet

$$P(I_K) = a \exp^{-b/I_K}, \quad (3.6)$$

mit frequenzabhängigen Fitkonstanten a, b . Mit Hilfe dieses Gesetzes ist der durch Anhebung des Kathodenstromes erhaltliche Gewinn an Strahlungsleistung qualitativ abschätzbar.

Invarianz des Frequenzgangs gegenüber Änderungen des Filamentstromes

Nach Gleichung (2.17) wird die Ausgangsfrequenz des BWOs über die Kathodenspannung vorgegeben. Zusätzlich dazu variiert die Frequenz geringfügig mit dem Filamentstrom (Abschnitt 3.2.2). Interessant ist die Frage, ob der relative Verlauf der Ausgangsleistung ebenfalls an den Filamentstrom gekoppelt ist, sodass der grundsätzliche Frequenzgang $P(\nu)$ der Röhre im Falle einer Anhebung des Filamentstromes unverändert bleibt.

Zur Klärung dieser Frage wurde die Ausgangsleistung des BWOs No. 79 für Kathodenspannungen zwischen 4000 und 4020 V für zwei verschiedene Filamentströme punktweise vermessen (Abbildung 3.12). Der Versatz der beiden Messungen stimmt gut mit der durch die Gleichungen (3.4) und (3.5) vorhergesagten Frequenzverschiebung von 225 MHz überein. Die Messung belegt daher, dass der Frequenzgang $P(\nu)$ der Röhre invariant gegenüber Änderungen des Heizstroms ist. Die Ausgangsleistung eines BWOs kann daher mit dem Filamentstrom angehoben, der grundsätzliche Frequenzgang jedoch nicht verändert werden.

3.2.4 Orientierung im Magnetfeld

Die Positioniervorrichtung des Permanentmagneten dient dazu, die Lage des BWOs im Magnetfeld zu variieren um so den Elektronenstrahl präzise über der SWS aus-

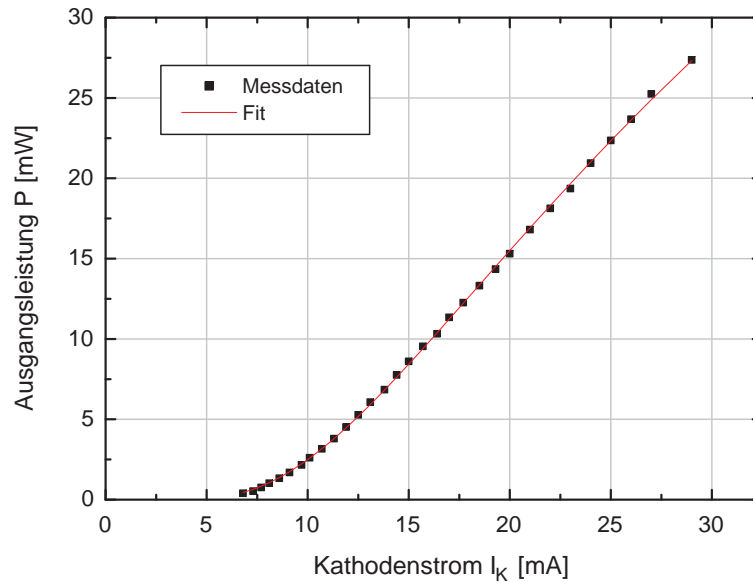


Abbildung 3.11: Ausgangsleistung P in Abhängigkeit des Kathodenstroms I_K für den BWO No. 79 und $\nu = 624,7$ GHz. Für den Maximalwert von $P = 28$ mW beträgt der zugehörige Filamentstrom $I_F = 1,5$ A. Zur Definition der Fitfunktion, siehe Abschnitt 3.2.3.

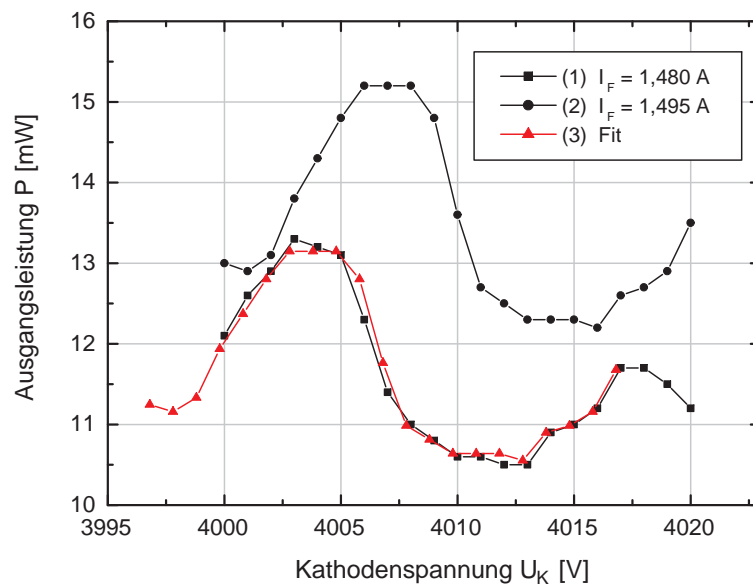


Abbildung 3.12: Ausgangsleistung des BWO No. 79 für Kathodenspannungen zwischen 4000 und 4020 V und zwei Filamentströme $I_F = 1,480$ A und $I_F = 1,495$ A. Kurve Nr. 2 ist durch Multiplikation der Werte mit den Faktor 0,865 und durch Verschiebung der Kathodenspannung um -3,3 V mit Kurve Nr. 1 zur Deckung zu bringen (= Kurve Nr. 3). Für diese Messung wurde das Leistungsmessgerät [135] mit einem WR10-Eingangshohlleiter verwendet.

zurichten. Ist diese Justage grob falsch, so wird die Röhre nicht anschwingen. Vor der Justageprozedur muss der BWO zuvor in Betrieb genommen, d.h. es muss das Filament beheizt und eine Kathodenspannung oberhalb von etwa 3000 V angelegt werden. Sobald die Röhre anschwingt, wird die günstigste Lage durch Maximierung der Ausgangsleistung bestimmt. Hierbei ist zu beachten, dass die BWO-Frequenz mit der Ausrichtung des BWOs im Magnetfeld variiert, und zwar um bis zu ± 500 MHz. Diese Frequenzverschiebung ist mit einer zusätzlichen Änderung der Ausgangsleistung verknüpft.

Um das Zusammenspiel zwischen Magnetfeld, Frequenz und Ausgangsleistung der Röhren entschlüsseln zu können, wurde die Ausgangsleistung des BWOs No. 79 zwischen Kathodenspannungen zwischen 3995 V und 4025 V für zwei verschiedene Orientierungen der Röhre im Magnetfeld bestimmt (Abbildung 3.13). Wie die Messung belegt, hat sich der prinzipielle Frequenzgang der Röhre durch die Lageänderung nicht verändert, sondern lediglich verschoben. Kurve Nr. 2 ist durch Multiplikation der Messwerte mit dem Faktor 1,44 und durch Korrektur der Spannungswerte um +3,3 V mit Kurve Nr. 1 zur Deckung zu bringen (= Kurve Nr. 3). Der Unterschied in der Oszillationsfrequenz beträgt für die zwei Orientierungen +230 MHz. Nach Gleichung (3.4) stimmt dies mit der Korrektur der Spannungswerte überein. Durch die Justage des BWOs im Magnetfeld kann daher die Ausgangsleistung optimiert werden ohne den Frequenzgang der Röhre zu beeinflussen.

Variation der BWO-Position in Strahlrichtung

Aufgrund der unterschiedlichen Abmessungen der BWO-Röhren ist auch eine Verschiebung der Röhre in Strahlrichtung zur Maximierung der Ausgangsleistung sinnvoll. Dieser Freiheitsgrad ist an der Positioniervorrichtung des Permanentmagneten nicht vorgesehen. An jeder BWO-Röhre wurden daher am Befestigungsgewinde Unterlegscheiben verschiedener Dicke angebracht und die Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Dicke d dieser Unterlegscheibe untersucht.

Die Messung ergibt, dass die BWOs No. 79 und No. 67 erst in Verbindung mit einer 1,5 mm dicken, bzw. mit einer 2 mm dicken Unterlegscheibe dazu in der Lage sind ihre volle Strahlungsleistung abzugeben (Abbildung 3.14). Im Folgenden wird das Vorhandensein dieser Unterlegscheiben stillschweigend vorausgesetzt. Für den etwas größeren BWO No. 75 ist hingegen keine Unterlegscheibe erforderlich.

3.2.5 Charakterisierung der Strahlmuster

Durch die Verteilung der Strahlungsleistung auf eine Vielzahl von Hohlleitermoden sind die Strahlmuster aller BWO-Röhren weitestgehend undefiniert und frequenzabhängig. Zur Analyse dieser Variabilität wurde eine Pyrocam III Kamera der Firma Spiricon [136] benutzt. Das Detektorelement dieser Kamera besteht aus einer Anordnung von 124×124 pyroelektrischen Elementen auf einer Fläche von $12,4 \times 12,4$ mm².

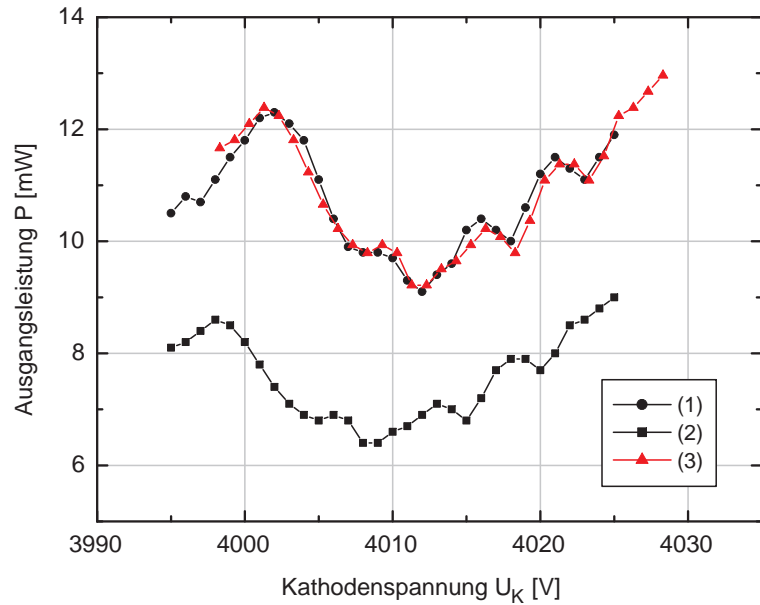


Abbildung 3.13: Ausgangsleistung des BWO No. 79 für zwei verschiedene Ausrichtungen im Magnetfeld. Für die Messung wurde das Leistungsmessgerät [135] und der in Abbildung 3.7(a) gezeigte Messaufbau verwendet.

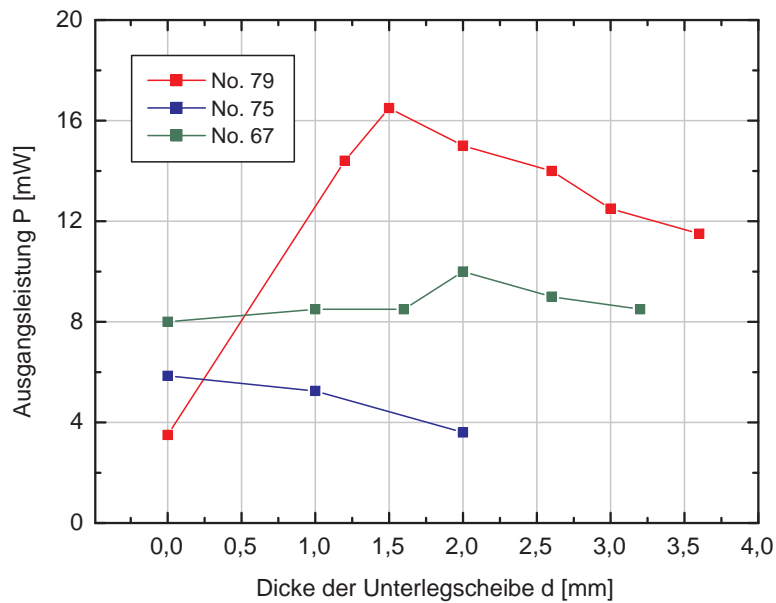


Abbildung 3.14: Ausgangsleistung der BWO-Röhren in Abhängigkeit der Dicke d der verwendeten Unterlegscheibe. Für die Frequenzen der BWOs wurden willkürliche Strahlungsmaxima gewählt.

Die Grenzeempfindlichkeit des Detektors beträgt $2,2 \text{ mW/cm}^2$. Die Kamera verfügt über einen integrierten Strahlunterbrecher und erreicht eine Bildfolge von 24 Aufnahmen pro Sekunde. Hierdurch wurde ein umfassendes Studium der Strahlmuster unter Veränderung verschiedener Betriebsparameter möglich. Die Messungen führten zu den folgenden Ergebnissen:

- Die Strahlmuster aller BWO-Röhren sind stark frequenzabhängig und auch von Röhre zu Röhre unterschiedlich. Hierzu geben die Abbildungen 3.15(a)-(d) einige Beispiele. Der Frequenzunterschied $\Delta\nu$ bis zu dem sich signifikante Änderungen im Strahlmuster herausbilden beträgt etwa 1 GHz (Abbildung 3.15(e)-(j)). Dies ist mit den Leistungsschwankungen der BWOs vergleichbar (siehe z.B. Abbildung 3.8).
- Für Frequenzen mit hoher Ausgangsleistung ist die Gaußizität des Strahlmusters tendenziell höher (siehe Abschnitt 4.2.1). Das Strahlmuster ist symmetrischer und die im Strahl enthaltene Leistung stärker auf ein einzelnes Maximum konzentriert (Abbildungen 3.15(k)-(m)).
- Die Orientierung der BWO-Röhre im Magnetfeld hat keinen Einfluss auf das Strahlmuster. Geringfügige Änderungen sind auf die in Abschnitt 3.2.4 diskutierte Frequenzverschiebung zurückzuführen. Gleiches gilt für Änderungen des Heizstromes.
- Zusätzlich dazu wurden die Strahlmuster kleinerer Hornstrahler mit den Hohlleiternormen WR6, WR5 und WR3 untersucht. Hierfür wurden passende Hohlleiterübergänge an den BWOs montiert. In jedem Fall führte die Reduzierung der Hohlleitermoden zur Verminderung der Ausgangsleistung. Die Gaußizität des Strahlmusters konnte jedoch nicht signifikant verbessert werden. Erst nach Montage eines Grundmodenhornstrahlers für die BWO-Frequenz von 633 GHz besitzt das Strahlmuster breitbandig das theoretisch zu erwartende Gauß'sche Strahlprofil (Abbildung 3.15(n)).
- Der Ausgangsstrahl aller BWO-Röhren ist senkrecht zur Papierebene von Abbildung 3.1 polarisiert. Mit Hilfe eines Gitterpolarisators mit einer Drahtdicke von $10 \mu\text{m}$ konnte die vollständige Polarisation des Strahls im Rahmen der Messgenauigkeit nachgewiesen werden.

Insgesamt bleibt festzuhalten, dass in Folge der Variabilität und geringen Gaußizität der Strahlmuster der Aufbau einer breitbandigen verlustarm arbeitenden Einkoppeloptik zwischen BWO und Frequenzverdreifacher nur in Verbindung mit einem Grundmodenhornstrahler realisierbar ist.

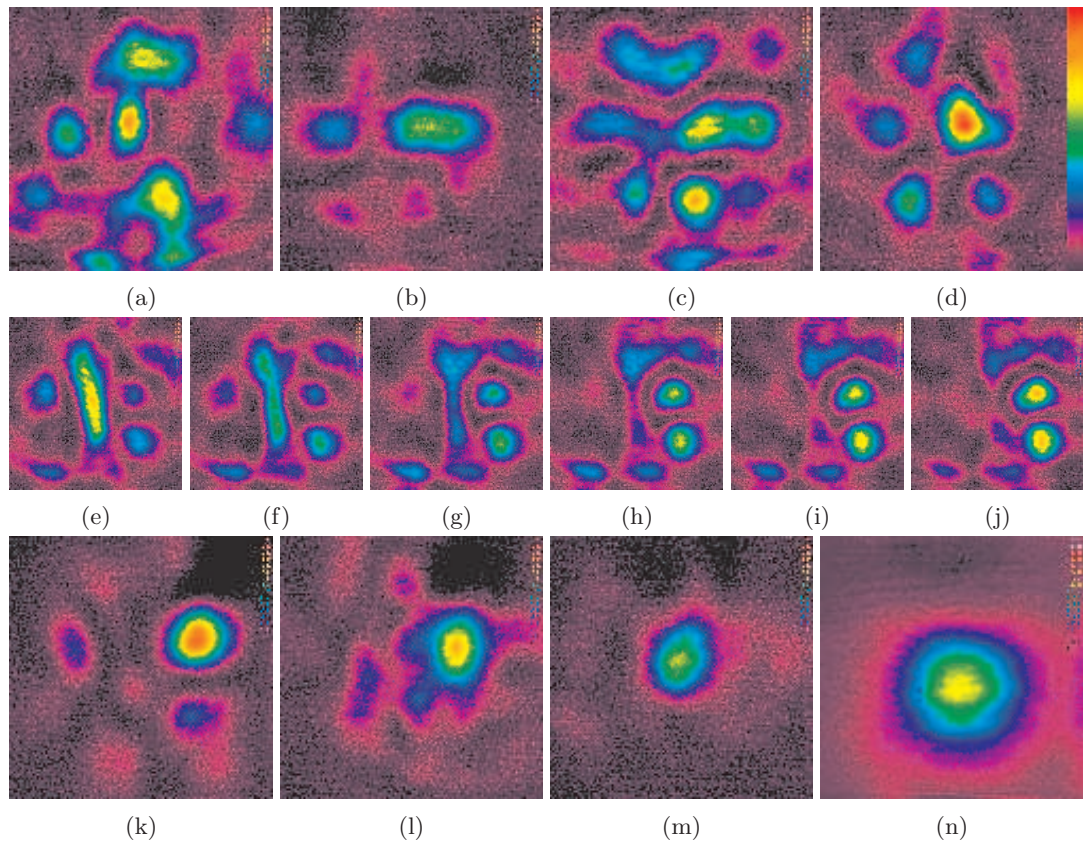


Abbildung 3.15: Ausgesuchte Strahlmuster des BWOs No. 79 (siehe Abschnitt 3.2.5): (a) 591 GHz; (b) 636 GHz; (c) 616 GHz; (d) 623 GHz; (e)-(j) 611,7-612,4 GHz; (k) 596,7 GHz; (l) 626,8 GHz; (m) 602,5 GHz (BWO No. 75); (n) 624,7 GHz (bei dieser Messung wurde ein 633 GHz Picket-Hornstrahler [137] am BWO montiert). Die Empfindlichkeit der Kamera wurde jeweils auf die Intensität der Strahlung abgestimmt. Die Entfernung vom Hornende zum Detektorelement der Kamera beträgt 3 cm.

3.2.6 Temperaturstabilität

Der Frequenzgang eines BWOs ergibt sich aus dem Transmissionsverhalten der SWS und aus der internen Kopplung der erzeugten elektrischen Welle an den Ausgangshohlleiter. Erwärmt sich die Röhre im laufenden Betrieb, so ist in Folge der Längenausdehnung der SWS und des BWO-Körpers mit einer Verschiebung des Frequenzganges zu rechnen.

Für die Kühlwassertemperaturen 20 °C und 30 °C wurde der Frequenzgang des BWOs No. 79 im Frequenzbereich um 624,7 GHz untersucht (Abbildung 3.16). Die beobachtete Temperaturabhängigkeit beträgt: $P(\nu) \rightarrow P(\nu + \Delta\nu)$ mit $\Delta\nu/\Delta T = +7$ MHz/K. Beispielsweise resultiert aus dem Temperaturanstieg für die markierte Frequenz in

Abbildung 3.16 ein Leistungseinbruch von $P_{20^\circ\text{C}}/P_{30^\circ\text{C}} \approx 0,83$.

Ungeachtet der Verschiebung des Frequenzganges reagiert auch die momentane Oszillationsfrequenz der Röhre auf die Längenänderung der SWS und driftet im Falle festgehaltener Kathodenhochspannung zu kleineren Werten. Diese Temperaturabhängigkeit wurde für alle drei BWO-Röhren zu $\Delta\nu/\Delta K = -12\text{ MHz/K}$ bestimmt.

Während die Frequenzverschiebung des BWOs vollständig von der in Kapitel 4 diskutierten Frequenzstabilisierung aufgefangen wird, kann die beobachtete Verschiebung des Frequenzgangs Leistungsschwankungen im Frequenzverdreifacher und damit im LO-Ausgangssignal hervorrufen. Dieser Sachverhalt kann erst nach Fertigstellung der noch zu entwickelnden Einkoppeloptik zwischen BWO und Frequenzverdreifacher in seinem vollen Umfang quantitativ beurteilt werden und wird daher im Zusammenhang mit der Charakterisierung des fertiggestellten LO-Systems in Kapitel 5 untersucht.

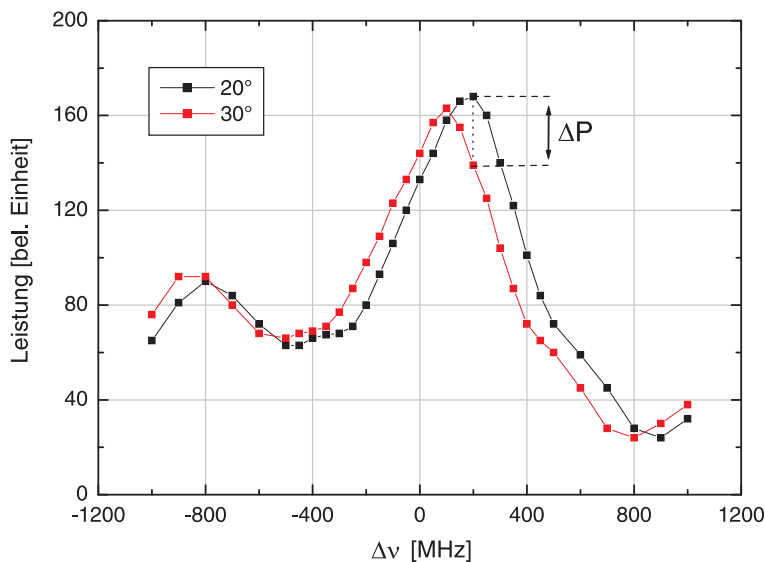


Abbildung 3.16: Frequenzgang des BWOs No. 79 für $\nu = 624,7\text{ GHz}$ und die zwei Kühlwassertemperaturen 20°C und 30°C .

3.2.7 Vorlaufzeit

Zur Inbetriebnahme eines BWOs wird zunächst das Filament der Röhre beheizt. Dieser Prozess nimmt etwa fünf Minuten in Anspruch (Abschnitt 3.1.3). Nach Anlegen der Kathodenspannung sorgt der Elektronenstrahl für eine fortlaufende Verbesserung des Vakuums aufgrund des Gettereffektes [130]. In den ersten Betriebsminuten wird sich die Ausgangsleistung daher kontinuierlich erhöhen. War ein BWO über einen Zeitraum von mehreren Wochen bis Monaten außer Betrieb, so kann sich diese Pumpzeit aufgrund der stärkeren Verunreinigung des Vakuums über einen Zeitraum von mehreren Stunden erstrecken.

Als Vorlaufzeit des BWOs wird die Summe aus der erforderlichen Zeitspanne zur Beheizung des Filamentes und der Pumpzeit des BWOs bis zu der die Ausgangsleistung etwa 99 % des Maximalwertes erreicht hat bezeichnet. Abbildung 3.17 zeigt die relative Ausgangsleistung des BWOs No. 79 nach einer Betriebspause von 48 Stunden. Als Pumpzeit sind 2,5 Minuten abzulesen. Die Vorlaufzeit des BWOs beträgt in diesem Fall also etwa 7,5 Minuten. Dieser Wert ist als Minimum für die spätere Einschaltzeit des 1,9 THz LOs zu verstehen.

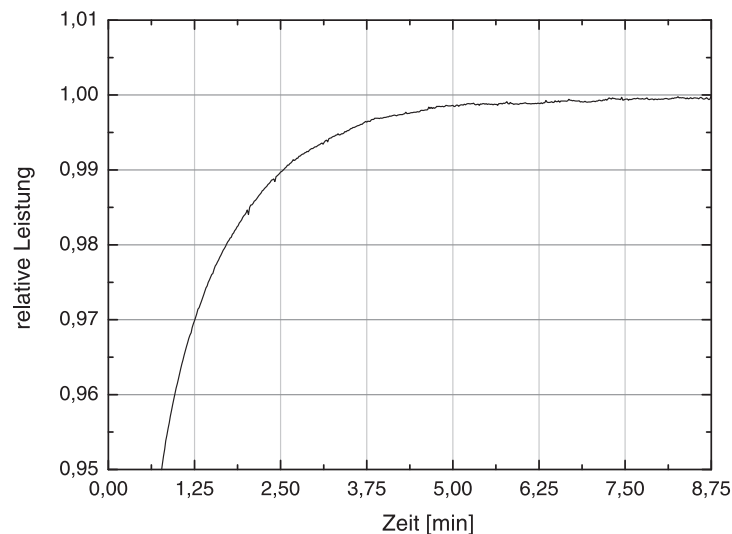


Abbildung 3.17: Relative Ausgangsleistung des BWOs No. 79 in Abhängigkeit der Laufzeit nach einer Betriebspause der Röhre von zwei Tagen.

3.3 Zusammenfassung

Tabelle 3.4 enthält die wichtigsten Ergebnisse der in diesem Kapitel durchgeführten Messungen zur Charakterisierung der BWO-Röhren: Die Zeilen 1-3 enthalten Erfahrungswerte für zulässige Betriebsparameter mit deren Einhaltung ein gefahrloser Dauerbetrieb ohne Risiko einer Bogenentladung gegeben ist. Zum Vergleich finden sich in den Zeilen 4-8 die Angaben aus dem herstellerseitig mitgelieferten Begleitschein. Zeile 9 enthält die Dicke der am BWO anzubringenden Unterlegscheibe zur Maximierung der Ausgangsleistung und Zeile 10 die Anzahl der möglichen Schwingungsmoden. In den Zeilen 11-17 finden sich die erforderlichen Kathodenspannungen zur Detektion der 1900,5 GHz [CII]-Line im oberen und unteren Seitenband des GREAT-Empfängers, mitsamt den zugehörigen Filamentströmen und Ausgangsleistungen. Die Zeilen 18 und 19 enthalten das ermittelte Abstimmverhalten sowie die Temperaturstabilität der Frequenz im Falle einer konstanten Kathodenspannung. Sämtliche Angaben gelten für eine Kühlwassertemperatur von 20 °C.

Die Messungen zeigen, dass die Ausgangsleistung einer BWO-Röhre auf eine Vielzahl von Hohlleitermoden verteilt ist. Leistung und Strahlmuster sind daher erheblichen Schwankungen unterworfen. Für die Messung der [CII]-Line beträgt die maximal verfügbare Ausgangsleistung bei Verwendung eines Grundmodenhornstrahlers 2,2 mW (Zeilen 16 und 17). Dieser Wert ist geringer als die zum Pumpen der HEB-Mischer von GREAT benötigte Mindesteingangsleistung des Frequenzverdreifachers von etwa 3 bis 4 mW (siehe Kapitel 5). Hieraus folgt, dass für die Einkopplung der Strahlung in den Frequenzverdreifacher nur die quasioptische Methode mit einem am BWO montierten übergroßen Hornstrahler in Frage kommt. Für jede gewünschte Frequenz sind dann die Strahlmuster der BWO-Röhren gesondert zu vermessen und abbildende Spiegel frequenzspezifisch zu fertigen.

Die Messungen haben weiter ergeben, dass der Frequenzgang der Röhren nicht durch den Heizstrom des Filamentes oder durch die Ausrichtung der Röhre im Magnetfeld beeinflusst wird. Ändert sich hingegen die Kühlwassertemperatur, so beträgt die ermittelte Frequenzgangsverschiebung 7 MHz/K. Dies hat unter Umständen Schwankungen der Ausgangsleistung zur Folge.

Das Anschwingverhalten der BWOs ist abhängig von der Ausrichtung im Magnetfeld. Je nach Röhre sind mehreren Schwingungsmoden möglich. Innerhalb einer Mode existiert eine optimale Ausrichtung mit maximaler Ausgangsleistung für alle Frequenzen. Eine Nachjustage der Röhre im Falle eines Frequenzwechsels ist innerhalb einer Mode nicht erforderlich.

Abschließend bleibt festzuhalten, dass alle drei BWO-Röhren für den Aufbau des 1,9 THz Oszillators prinzipiell geeignet sind, mit dem sich das nachfolgende Kapitel 4 eingehend beschäftigen wird.

Tabelle 3.4: Technische Daten der vorliegenden OB-80 Röhren.

		BWO No. 67	BWO No. 75	BWO No. 79	Bemerkung
1	$I_{F_{max}}$ [A]	1,52	1,36	1,5	Maximal zulässige Betriebsparameter
2	$U_{F_{max}}$ [V]	6,3	5,5	5,9	
3	$I_{K_{max}}$ [mA]	22,1	31,3	29,0	
4	I_F [A]	1,5	1,4	1,52	Typische Betriebsparameter Herstellerangaben aus dem Begleit- schein der BWO-Röhren, Firma ISTOK
5	I_K [mA]	25-35	32-43	23-35	
6	ν [GHz]	536-714	536-714	536-714	
7	U_K [V]	2500-5000	3000-5500	2500-5400	
8	P [mW]	3-40	3-20	10-60	
9	d [mm]	2	0	1,5	Dicke der Unterlegscheibe
10	N_m	3	1	2	Anzahl möglicher Schwingungsmoden
11	U_{USB} [V]	3657	3898	3991	$\nu=633$ GHz (USB für [CII]-Linie)
12	U_{LSB} [V]	3673	3914	4005	$\nu=634$ GHz (LSB für [CII]-Linie)
13	I_F [A]	1,48	1,35	1,44	Zugehöriger Heizstrom
14	P_{USB} [mW]	4,6	6,8	7,6	Leistung im WR10 Hohlleiter
15	P_{LSB} [mW]	4,5	6,1	6,1	Leistung im WR10 Hohlleiter
16	P_{USB} [mW]	0,2	2,2	0,6	Leistung im Grundmodenhohlleiter
17	P_{LSB} [mW]	0,1	0,2	1,1	Leistung im Grundmodenhohlleiter
18	Abstimmverhalten $\Delta U_K/\Delta \nu$	15 V/GHz			konstante Kathodenspannung
19	Temperaturstabilität $\Delta \nu/\Delta K$	-12 MHz/K			

Kapitel 4

Aufbau und Entwicklung des LOs

Inhalt dieses Kapitels ist der Aufbau des 1,9 THz LOs, basierend auf einem frequenzverdreifachten BWO. Hierzu werden zuerst die im LO enthaltenen Komponenten vorgestellt. Unter Berücksichtigung der äußeren Vorgaben von Seiten des SOFIA-Flugzeuges und des GREAT-Empfängers wird anschließend die technische Umsetzung ausgesuchter Elemente im Detail beschrieben. Hierzu zählen die Einkoppeloptik zwischen BWO und Frequenzverdreifacher, die Kühlung des BWOs, die Frequenzstabilisierung des BWOs, die im LO enthaltene Elektronik und die beim Aufbau zu berücksichtigenden Sicherheitsmaßnahmen. Der letzte Teil des Kapitels enthält eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse und die Angabe der für den Betrieb des LOs auf dem SOFIA-Flugzeug erforderlichen Kenngrößen.

4.1 Ausgangssituation

4.1.1 Die Komponenten des LOs

Abbildung 4.1 illustriert den grundsätzlichen Aufbau des Oszillators: Der BWO ist im Inneren des Permanentmagneten montiert. Sein Ausgangsstrahl wird quasioptisch in das Eingangshorn des Frequenzverdreifachers eingekoppelt. Hierfür sind optisch abbildende Elemente für den Submillimeterwellenlängenbereich erforderlich. Am Ausgang des Frequenzverdreifachers befindet sich eine zweite Optik zur Strahlanpassung an die kanalübergreifende Optik des GREAT-Empfängers. Mit Hilfe eines Strahlteilers wird ein geringer Teil der BWO-Strahlung ausgekoppelt und zur Stabilisierung der Frequenz genutzt. Diese Frequenzstabilisierung wird einen Großteil der im LO enthaltenen Elektronik ausmachen. Für den Betrieb der BWO-Röhre sind weiterhin das HVS und eine Wasserkühlung erforderlich.

Ziel ist der Entwurf und der Aufbau eines möglichst kompakten und eigenständigen

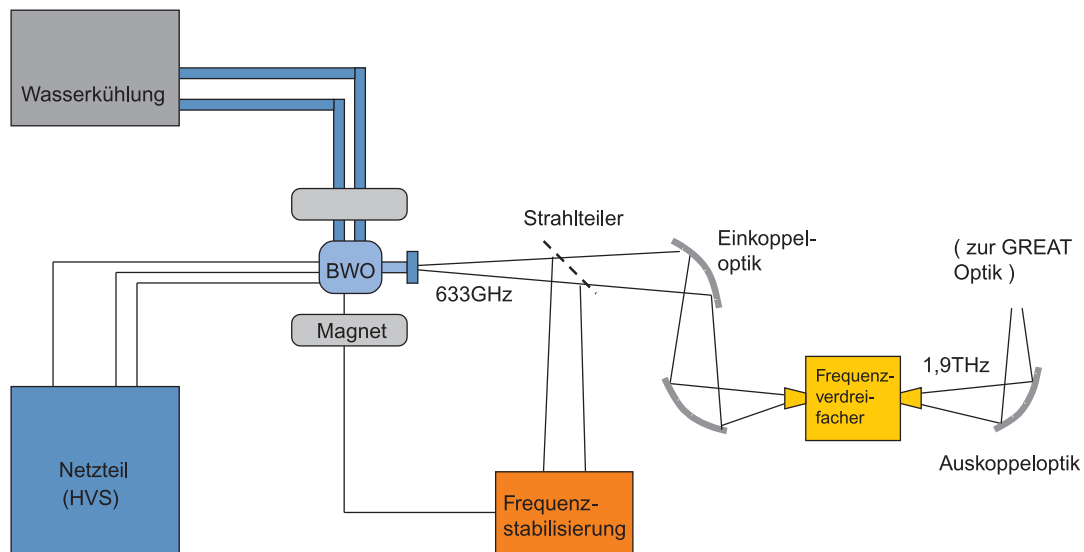


Abbildung 4.1: Vereinfachtes Blockdiagramm des 1,9 THz LOs von GREAT.

Oszillators. Sowohl die Frequenzstabilisierung als auch die Kühlung der Röhre sollen in die LO-Box integriert werden. Der Oszillator muss außerdem ein hohes Maß an Betriebssicherheit aufweisen.

4.1.2 Spezifikationen und Designparameter

Aufgrund der Gegebenheiten vor Ort und den Vorgaben von Seiten des GREAT-Empfängers ergeben sich auf SOFIA zahlreiche technische Einschränkungen für die Umsetzung der benötigten LO-Einzelkomponenten. Insgesamt sind dies:

Abmessungen	Die Außenmaße der GREAT LO-Box sind fest vorgegeben und betragen $100 \times 24 \times 21 \text{ cm}^3$.
Ausgangsstrahl	Die Position und die Charakteristik des LO-Ausgangsstrahls sind eindeutig durch die Strahlparameter der kanalübergreifende Optik von GREAT festgelegt.
Stromverbrauch	Der Gesamtstromverbrauch des Empfängers darf das Stromangebot des SOFIA-Flugzeuges von maximal 2 x 2000 Watt für wissenschaftliche Instrumente nicht überschreiten.

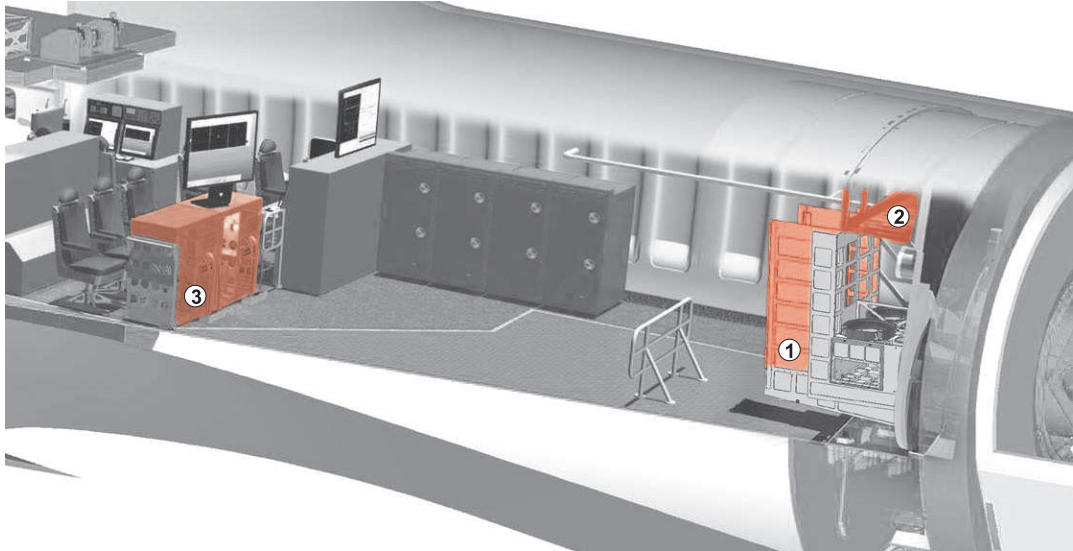


Abbildung 4.2: Zugelassene Baugruppenträger und Stellplätze des GREAT-Empfängers auf dem SOFIA-Flugzeug: (1) Instrument-Rack, (2) Counterweight-Rack, (3) PI-Rack

Luftdruck

Der Kabinendruck ist im Flugzeug in Flughöhe auf 700 mbar abgesenkt.

Masse

Die Masse einer LO-Box ist auf maximal 50 kg begrenzt.

Zusätzlich dazu sind die Sicherheitsbestimmungen der amerikanischen Flugsicherheitsbehörde FAA zu beachten. Im Vergleich zum Laborexperiment resultiert hieraus ein überhöhter technischer Aufwand zur Erkennung und Vermeidung von Störfällen (für eine ausführliche Diskussion zum Thema Sicherheit und Zertifizierung, siehe Abschnitt 4.6).

Für sekundäre Elektronik (z.B. ein Oszilloskop oder einen Frequenzsynthesizer) stehen auf dem SOFIA-Flugzeug neben dem Instrument-eigenen Baugruppenträger, dem Instrument-Rack, zusätzlich das Counterweight-Rack am Teleskop und das PI-Rack am Sitzplatz der Wissenschaftler als Stellplätze zur Verfügung (Abbildung 4.2). Da im ungesicherten Zustand des Teleskopes kein Zugang zum Instrument besteht und auch der Schwenkbereich des GREAT-Empfängers nicht betreten werden darf, ist das vom GREAT-Empfänger etwa 25 Kabelmeter entfernte PI-Rack der einzige mögliche Ort für die Unterbringung von Zusatzgeräten, die eine manuelle Bedienung während des laufenden Messbetriebes erfordern.

4.2 Optische Komponenten

Zu den erforderlichen optischen Komponenten des LOS zählen die Einkoppeloptik zur Strahleinkopplung des BWO-Ausgangsstrahls in das Eingangshorn der Frequenzverdreifachern und die Auskoppeloptik mit deren Hilfe der Ausgangsstrahl des Frequenzverdreifachern an den Strahlverlauf des GREAT-Empfängers angepasst wird. Die Entwicklung dieser Komponenten wird im Folgenden beschrieben.

Nach einer Einführung in den Formalismus der hier gültigen Gauß'schen Strahlenoptik werden zuerst die zur Berechnung der abbildenden Elemente erforderlichen Strahltaillen des BWOs und des Frequenzverdreifachern ermittelt. Im zweiten Teil dieses Abschnitts werden Konstruktion und Aufbau der Optik beschrieben sowie die fertige Optik vermessen und die Ergebnisse diskutiert.

4.2.1 Prinzip der Gauß'schen Strahlenoptik

Die Wellenlänge der BWO-Strahlung beträgt etwa 0,5 mm und kann nicht mehr als vernachlässigbar klein im Vergleich zum Strahldurchmesser und zur voraussichtlichen Größe der abbildenden Elemente angesehen werden. Um auch Beugungseffekte zu berücksichtigen muss von den Gesetzen der geometrischen Optik zum Formalismus der Gauß'schen Optik [39] übergegangen werden. In der Gauß'schen Optik tritt an die Stelle des punktförmigen Phasenzentrums der geometrischen Optik eine ausgedehnte ebene Phasenfront der Größe w_0 (Strahltaille oder Waist), deren Verbreiterung bei Propagation entlang der optischen z -Achse mittels

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{0,5} \quad (4.1)$$

beschrieben wird. Hierbei bezeichnet λ die Wellenlänge der Strahlung und $w(z)$ den sogenannten Strahlradius, also den Abstand zur optischen Achse bei dem die Strahlungsintensität auf den e -ten Teil abgefallen ist.

Die Wellenfunktionen in der Gauß'schen Optik sind Lösungen der paraxial-geäherten Helmholtz-Gleichung

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} - 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (4.2)$$

mit der Definition

$$E(r, \varphi, z) = u(r, \varphi, z) \exp(-ikz). \quad (4.3)$$

Die zugehörigen Felder bilden ein Orthonormalsystem und werden als Gauß'sche Moden mit Parametern $(p,m) \in \{0,1,2,\dots\}$ bezeichnet

$$E_{pm}(r, \varphi, z) = \left[\frac{2p!}{\pi(p+m)!} \right]^{0,5} \frac{1}{w(z)} \left[\frac{\sqrt{2}r}{w(z)} \right]^m L_{pm} \left(\frac{2r^2}{w^2(z)} \right) \cdot \exp \left[\frac{-r^2}{w^2(z)} - ikz - \frac{i\pi r^2}{\lambda R(z)} - i(2p+m+1)\phi_0(z) + im\varphi \right]. \quad (4.4)$$

Von besonderem Interesse ist die symmetrische Grundmode mit $(p,m)=(0,0)$, deren Feldverteilung die einfache Form einer Gaußfunktion besitzt

$$E(r, z) = \left(\frac{2}{\pi w^2} \right)^{0,5} \cdot \exp \left(\frac{-r^2}{w^2} - ikz - \frac{i\pi r^2}{\lambda R} + i\phi_0(z) \right). \quad (4.5)$$

Der Anteil der in der Grundmode (auch: Fundamental Gaussian Beam Mode, FGBM) enthaltenen Leistung eines Gauß'schen Strahls heißt Gaußizität des Strahls. Mit $\phi_0(z)$ ist der sogenannte Gauß'sche Phasenversatz definiert

$$\tan \phi_0(z) = \frac{\lambda z}{\pi w_0^2}. \quad (4.6)$$

Für alle Gauß'schen Moden besitzt die sich ausbreitende Phasenfront einen sphärischen Krümmungsradius $R(z)$

$$R(z) = z + \frac{(\pi\omega_0^2/\lambda)^2}{z} \quad (4.7)$$

mit theoretischem punktförmigem Phasenzentrum am Ort

$$z_0(z) = z - R(z) < 0. \quad (4.8)$$

Dies gilt ebenso in der geometrischen Optik. Bei der Berechnung abbildender Komponenten zur Fokussierung Gauß'scher Strahlenbündel kann daher auf die einfache Linsenformel der geometrischen Optik zurückgegriffen werden

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}. \quad (4.9)$$

Abschließend wird die Rayleigh-Länge oder auch Konfokaldistanz z_c definiert, durch welche der Übergang von der Gauß'schen Optik ($z < z_c$) zur geometrischen Optik ($z > z_c$) oder auch der Übergang vom sogenannten Nahfeld zum Fernfeld abgegrenzt wird

$$z_c = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}. \quad (4.10)$$

Unter Benutzung obiger Definition lassen sich Strahlbreite, Krümmungsradius und Phasenversatz in die einfachen Ausdrücke

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_c} \right)^2 \right]^{0,5} \quad (4.11)$$

$$R(z) = z + \frac{z_c^2}{z} \quad (4.12)$$

$$\phi_0(z) = \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_c} \right) \quad (4.13)$$

umformulieren.

In Abbildung 4.3 sind die Verbreiterung des Strahlradius $w(z)$ und das Verhalten von $R(z)$ bei der Ausbreitung eines Gauß'schen Strahls entlang der optischen z -Achse veranschaulicht. Im Grenzfall der geometrischen Optik für $z \gg z_c$ fällt das Phasenzentrum der sich ausbreitenden Phasenfront mit dem Ort der Strahltaile zusammen.

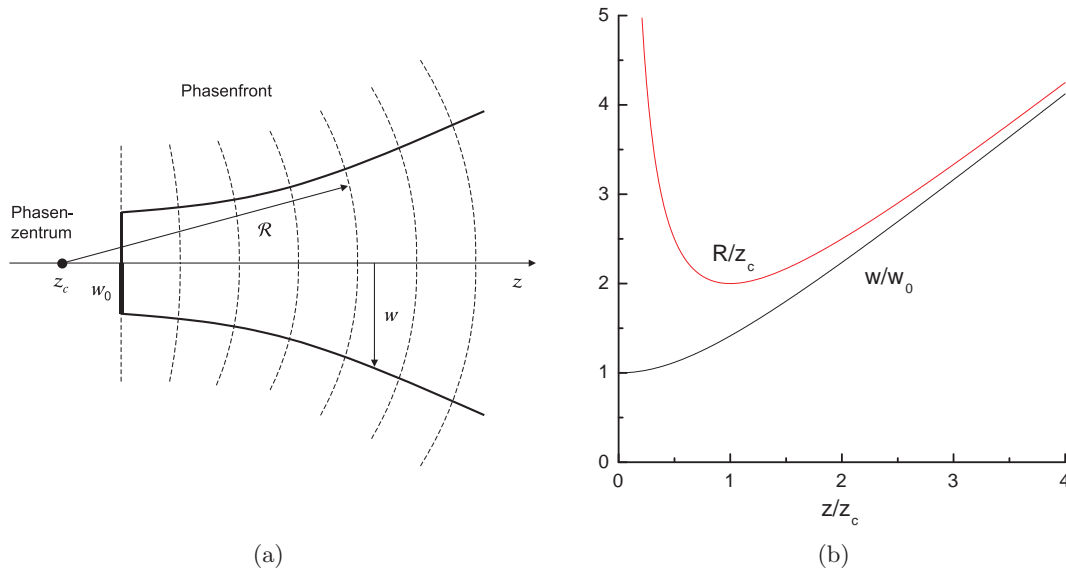


Abbildung 4.3: (a) Verbreiterung des Strahlradius $w(z)$ entlang der optischen z -Achse. (b) Strahlradius und Krümmungsradius der Phasenfront $R(z)$ in Einheiten von w_0 bzw. z_c .

4.2.2 Bestimmung der Strahltaillen

Nach dem Prinzip der Strahlumkehr folgt aus Gleichung (4.11), dass nicht nur die Ausbreitung sondern auch die Fokussierung eines Strahlbündels beugungsbegrenzt ist. Eine Gauß'sche Abbildung ist daher stets als Überführung einer Eingangsstrahltaile w_1 in eine Ausgangsstrahltaile w_2 zu verstehen. Zur Konstruktion der Einkoppeloptik müssen daher zunächst die Strahltaillen von BWO und Frequenzverdreifacher bestimmt werden.

Strahltaile des Frequenzverdreibers

Der Frequenzverdreibler der Firma RPG ist am Hohlleitereingang, bzw -ausgang mit einem konischen Potterhorn [137][138] versehen. Die Besonderheit dieses Hornstrahlers ist ein stufenförmig ausgebildeter Modentransformer der einen geringen Teil der in der TE_{11} Hohlleitermode enthaltenen Strahlungsleistung in die TM_{11} Hohlleitermode transferiert. Hierdurch kann die Feldverteilung im Hornstrahler besonders gut durch die Strahltaile eines FGBMs angenähert werden. Strahltaillengröße w_0 und Position der Strahltaile im Hornstrahler z_h sind mit der Wellenlänge der Strahlung über

$$w_0 = 1,78 \cdot \lambda \quad z_h = 6,46 \cdot \lambda \quad (4.14)$$

verknüpft (siehe Abbildung 4.4). Die Bandbreite des Horns beträgt etwa 20%, wobei sich in der Bandmitte etwa 95% der abgestrahlten Leistung im kopolaren Anteil der Hauptkeule befinden [139].

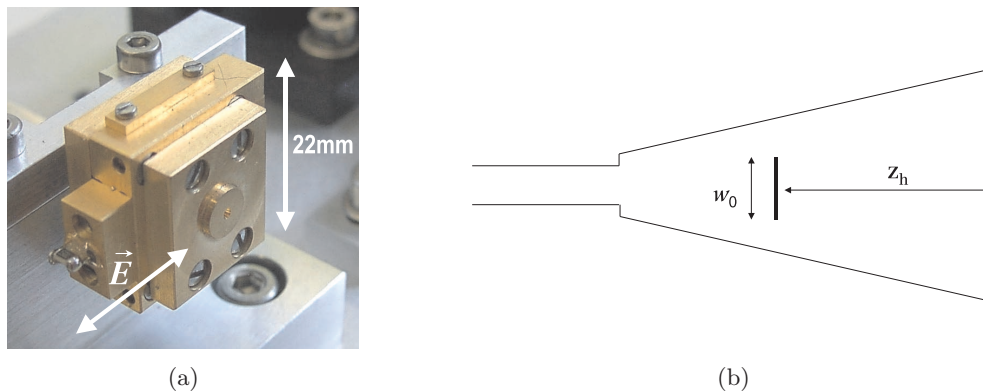


Abbildung 4.4: (a) Foto des Frequenzverdreibers im eingebauten Zustand mit Blick auf das Ausgangshorn. Das zylindrische Eingangshorn (hier nicht zu sehen) wird zugleich zur Befestigung des Frequenzverdreibers in einer Klemmvorrichtung genutzt. Die Polarisationsrichtung des Ein/Ausgangsstrahls ist angegeben. (b) Zur Lage der Strahltaile im Potterhorn.

Vermessung der BWO-Strahltaile

Durch die Frequenzabhängigkeit des BWO-Strahlmusters kann für die BWO-Röhren kein allgemeiner Ausdruck für Größe und Position der Strahltaillen im Hornstrahler angegeben werden. Es macht daher Sinn, sich zunächst auf die Frequenz zur Messung der astronomisch wichtigen [CII]-Linie bei $\nu = 1900,5$ GHz, d.h. auf die BWO-Frequenzen der zugehörigen Seitenbänder von 633 und 634 GHz (im Falle einer Zwischenfrequenz des GREAT-Empfängers von 1,5 GHz) zu konzentrieren. Entscheidend für die Auswahl der geeignetsten BWO-Röhre ist dann (abgesehen von der Ausgangsleistung) die Strahlmustersgaußizität, da im Strahlmuster enthaltene höhere Moden nicht an die FGBM des Eingangshornstrahlers vom Frequenzverdreibler

koppeln können und die hierin enthaltene Strahlungsleistung nicht zur Frequenzvervielfachung genutzt werden kann.

Abbildung 4.5 zeigt die Gegenüberstellung der Strahlmuster der drei BWO-Röhren für obige zwei Frequenzen. Offensichtlich verfügt das Strahlmuster in Abbildung 4.5(b) über die stärkste punktuelle Leistungskonzentration, sodass im Folgenden mit der Vermessung des hierin enthaltenen Strahlungsmaximums zur Bestimmung der zugrundeliegenden Strahltilde fortgefahren wird.

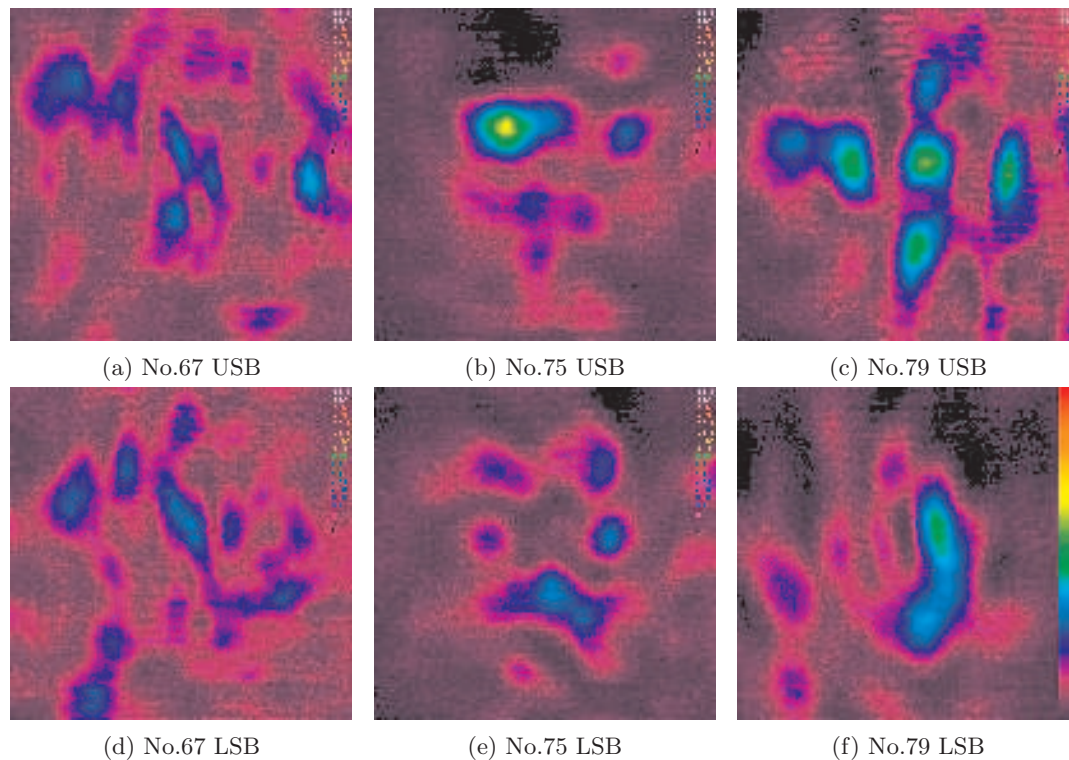


Abbildung 4.5: Pyrocam-Aufnahmen der BWO-Strahlmuster für die zwei möglichen Oszillationsfrequenzen von 633 GHz und 634 GHz ([CII]-Linie im oberen, bzw. im unteren Seitenband) im Falle einer GREAT-Zwischenfrequenz von 1,5 GHz.

Nach Gleichung (4.11) beschreibt die Verbreiterung des Strahlradius entlang der optischen Achse die Form einer Hyperbel. Folglich lassen sich die Größe w_0 und die Position z_h der Strahltilde im Hornstrahler durch Messung von $w(z)$ für verschiedene Entfernungen z vom Hornstrahler mit Hilfe eines hyperbolischen Fits bestimmen. Der erforderliche Messaufbau besteht aus einem xy-Lineartisch auf dem ein pyroelektrischer Detektor montiert ist und der in vertikaler und horizontaler Richtung vor dem BWO-Hornstrahler verfahren wird. In Kombination mit einem Strahlunterbrecher (Chopper) wird das Detektorsignal mittels eines Lock-In-Verstärkers erfasst und mit einer AD-Messkarte in den Computer eingelesen (Abbildung 4.6).

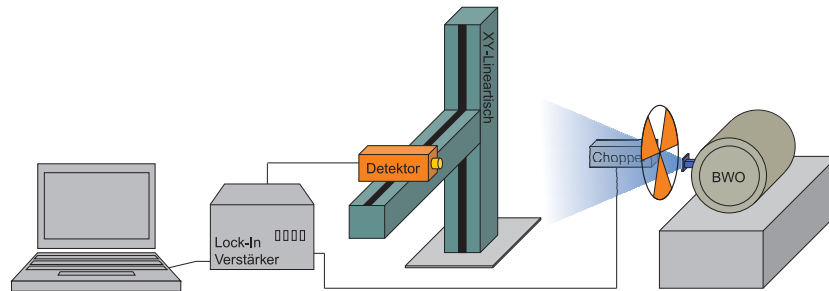


Abbildung 4.6: Messaufbau zur Bestimmung der BWO-Strahltaile.

Das Ergebnis der Messung zeigt Abbildung 4.7. Hiernach besitzt der in Abbildung 4.5(b) gezeigte Ausgangsstrahl offenbar unterschiedliche Strahltaillen w_{0x} und w_{0y} für die horizontale und vertikale Strahlkomponente. Für große Entfernungen z vom Hornstrahler resultiert hieraus ein elliptisches Strahlprofil, d.h. unterschiedliche Strahlradien in horizontaler und vertikaler Richtung.

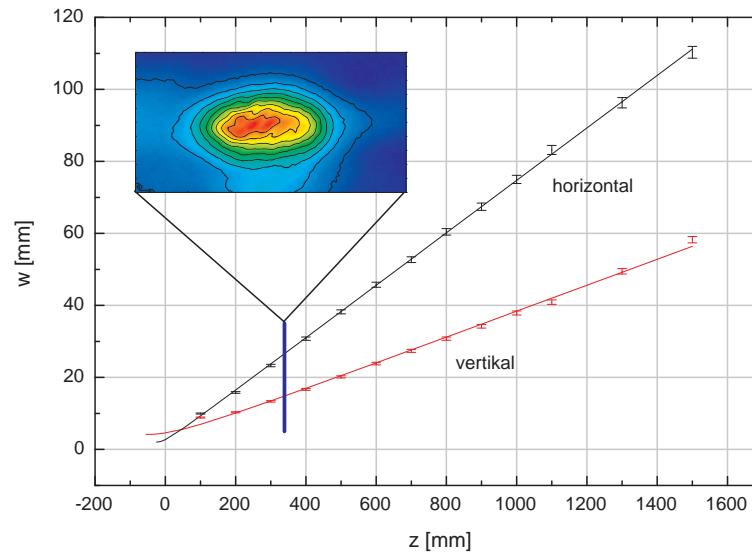


Abbildung 4.7: Gemessene vertikale und horizontale Gauß'sche Strahlradien und hyperbolische Fitkurven für verschiedene Entfernungen z vom Hornstrahler. Die gefitteten Strahltaillen betragen $w_{0x} = 2,07$ mm, bzw. $w_{0y} = 4,11$ mm. Das Bild oben links zeigt eine Flächenmessung des Strahlprofils für $z = 335$ mm (Ausschnitt: 100×50 mm²). Die Konturlinien markieren Leistungsänderungen von jeweils 10%.

Durch eine mathematische Betrachtung lässt sich zeigen, dass auch ein Gauß'scher Strahl mit elliptischem Strahlprofil durch den FGBM beschrieben werden kann. Hierzu werden die Felder der Gauß'schen Moden, Gleichung (4.4), in kartesischen Koordinaten formuliert [39]

$$E_{mn}(x, y, z) = \left(\frac{1}{\pi w_x w_y 2^{m+n-1} m! n!} \right)^{0.5} H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{w_x} \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{w_y} \right) \cdot \exp \left[-\frac{x^2}{w_x^2} - \frac{y^2}{w_y^2} - ikz - \frac{i\pi x^2}{\lambda R_x} - \frac{i\pi y^2}{\lambda R_y} + \frac{i(2m+1)\phi_{0x}}{2} + \frac{i(2n+1)\phi_{0y}}{2} \right] \quad (4.15)$$

mit $(m,n) \in \{0,1,2,\dots\}$ und den Hermite-Polynomen H . Offensichtlich ist

$$E(x, y, z) = E'(x, z) E''(y, z), \quad (4.16)$$

d.h. die Feldabhängigkeiten der beiden Strahlrichtungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung sind entkoppelt. Die strahldefinierenden Größen w_0 und z_0 können für die vertikale und horizontale Feldkomponente unabhängig voneinander gewählt werden. Ein elliptisches Strahlprofil kann dadurch als Kombination zweier eindimensionaler FGBMs verstanden und mittels der Parameter $w_{0x}, w_{0y}, z_{hx}, z_{hy}$ vollständig beschrieben werden.

Durch die Entkopplung der Feldabhängigkeiten ist auch die unabhängige Transformation beider Strahlrichtungen grundsätzlich möglich. In Anlehnung an die geometrische Optik lässt sich der Begriff der *Astigmatischen Gauß'schen Optik* definieren, in der die horizontalen und vertikalen Strahlrichtungen unterschiedliche optische Pfade durchlaufen. Durch geeignete Wahl der abbildenden Komponenten kann mittels einer astigmatischen Optik das elliptische Strahlprofil symmetrisiert und nachfolgend durch den symmetrischen FGBM beschrieben werden.

Im vorliegenden Fall soll das Strahlungsmaximum aus Abbildung 4.5(b), d.h. der Ausgangsstrahl des BWOs No. 75 bei der Frequenz von 633 GHz zur Strahlungseinkopplung in den Frequenzverdreifacher genutzt werden. Durch Verwendung einer astigmatischen Optik können das Strahlprofil symmetrisiert und die Kopplungsverluste reduziert, d.h. die verfügbare Strahlungsleistung zur Frequenzverdreifachung vergrößert werden.

Leistungsgewinn durch Verwendung einer astigmatischen Optik

Der Leistungsgewinn durch Verwendung einer astigmatischen Optik lässt sich theoretisch abschätzen. Hierzu werden das Überlappintegral aus dem Feld des elliptischen BWO-Strahls und dem Feld eines symmetrischen FGBMs gebildet und die Kopplungsverluste untersucht.

Allgemein erhält man aus dem Kopplungskoeffizienten c_{ab} zweier Felder E_a, E_b mit

$$c_{ab} = \int \int E_a^* E_b dS \quad (4.17)$$

den Leistungskopplungskoeffizienten K_{ab} durch Bildung von $K_{ab} = |c_{ab}|^2$ [39]. Im Falle der Gauß'schen Optik entkoppeln die Feldabhängigkeiten senkrecht zur Ausbreitungsrichtung und K_{ab} faktorisiert zu

$$K_{ab} = |c_{ab}^x| \cdot |c_{ab}^y|. \quad (4.18)$$

Für zwei kolineare Strahlbündel (a, b) mit Strahltaillen $w_{0a}^x, w_{0a}^y, w_{0b}^x, w_{0b}^y$ und Axialversatz $\Delta z^x = z_{w_{0a}^x}^x - z_{w_{0b}^x}^x$ und $\Delta z^y = z_{w_{0a}^y}^y - z_{w_{0b}^y}^y$ lassen sich die Koeffizienten c_{ab}^x, c_{ab}^y analytisch auswerten, sodass die übertragbare Leistung jeweils getrennt anhand der Strahlparameter für die x - und y -Richtung berechnet werden kann [39].

$$c_{ab}^{x/y} = \left[\frac{4}{(w_{0a}/w_{0b} + w_{0b}/w_{0a})^2 + (\lambda \Delta z / \pi w_{0a} w_{0b})^2} \right]^{0.5}. \quad (4.19)$$

In Abbildung 4.8 ist die Kopplung K_{ab} des vermessenen BWO-Ausgangsstrahls an einen symmetrischen FGBM in Abhängigkeit der Größe der Strahltaile w_0 und des Axialversatzes Δz zwischen BWO-Strahl und FGBM berechnet worden. Die maximale Kopplung beträgt 89,1% für $w_0 = 2,92$ mm und $\Delta z = 0$ mm (koinzidierende Positionen). Hiervon ausgehend beträgt der theoretische Leistungsgewinn durch Verwendung einer astigmatischen Optik $1/0,89 - 1 \approx 12,4\%$. Da es sich beim Frequenzverdrehfacher um ein äußerst nichtlineares Bauteil handelt, ist mit der obigen Leistungssteigerung eine überproportionale Zunahme der Ausgangsleistung des Frequenzverdrehfachers (und damit der Ausgangsleistung des LOs) zu erwarten. Der Aufbau einer astigmatischen Optik kann daher als durchaus lohnend angenommen werden.

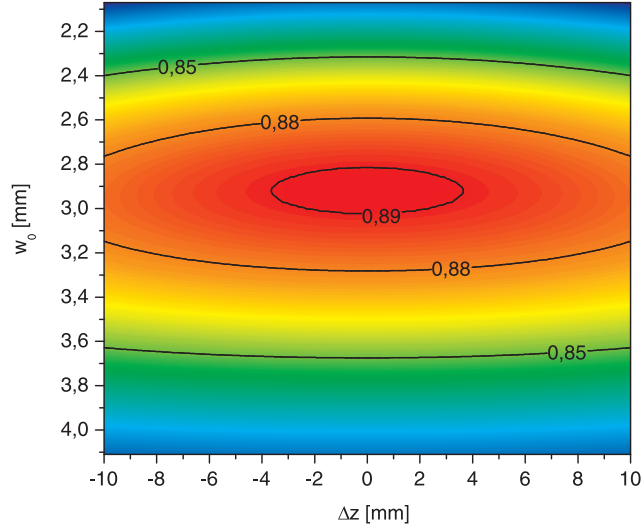


Abbildung 4.8: Berechneter Leistungskopplungskoeffizient K_{ab} für die Kopplung des vermessenen BWO-Strahls ($w_{0x} = 2,07$ mm, $w_{0y} = 4,11$ mm) an einen axialsymmetrischen FGBM mit Strahltaile w_0 und mit Axialversatz Δz zur Position der BWO-Strahltaile.

4.2.3 Konstruktion der Optik

Eine Zusammenstellung der ermittelten Strahlparameter des BWOs und des Frequenzverdreifachers sowie die Angabe der Strahlparameter des SOFIA-Teleskopes finden sich in Tabelle 4.1. Basierend auf diesen Daten können die Optik des Oszillators auf Grundlage der Gleichungen (4.11) und (4.12) sowie dem Abbildungsgesetz (4.9) berechnet und quasioptische Komponenten gefertigt werden. Vorab soll die Theorie der hierfür erforderlichen abbildenden Elemente kurz erläutert werden.

Tabelle 4.1: Strahlparameter des BWOs, des Frequenzverdreifachers ($\times 3$) und des SOFIA-Teleskopes. Angegeben sind die Größen der Strahltaillen und die Position der Strahltaillen im Hornstrahler (vgl. Abbildung 4.4b), bzw. die Entfernung der Teleskopstrahltaile zum Strahlaustrittsloch der LO-Box*.

	BWO (633 GHz)	($\times 3$) Eingang (633 GHz)	($\times 3$) Ausgang (1900 GHz)	Teleskop (1900 GHz)
w_{0x} [mm]	$2,07 \pm 0,01$	0,843	0,281	2,51
w_{0y} [mm]	$4,11 \pm 0,07$	0,843	0,281	2,51
z_{hx} [mm]	10 ± 25	3,06	1,02	210*
z_{hy} [mm]	10 ± 25	3,06	1,02	210*

Abbildende Elemente im THz-Bereich

Grundsätzlich stehen für quasioptische Abbildungen im THz-Bereich Kunststofflinsen und metallische Hohlspiegel zur Verfügung. Beides kann kostengünstig in der institutseigenen Werkstatt gefertigt werden. Zu den Verlusten der Komponenten zählen sowohl Abbildungsfehler als auch Streuverluste durch Oberflächenrauigkeiten und Fertigungstoleranzen. Im Falle von Linsen müssen zusätzlich Reflexionsverluste an der Linsenoberfläche und Absorptionsverluste im Linseninneren berücksichtigt werden. Der entscheidende Vorteil von Hohlspiegeln besteht darin, dass sie sich ebenso wie ihre mechanischen Befestigungen aus Metall (Aluminium) fertigen lassen. Mehrere Bauteile können dadurch in einem Werkstück zusammengefasst und justagefrei aneinander ausgerichtet werden (Prinzip der Integrierten Optik). Für den Aufbau der LO-Optik wurden daher ausschließlich abbildende Hohlspiegel verwendet.

Theorie abbildender Hohlspiegel

Abbildende Submillimeterspiegel wirken als Phasentransformatoren und haben die Aufgabe die Phasenfront des einfallenden Strahls in die des auslaufenden Strahls zu überführen, d.h. das Phasenzentrum des Einfallenden auf das des Auslaufenden abzubilden. Die Oberflächen der Spiegel sind Segmente von Kegelschnitten deren allgemeine Form in Polarkoordinaten durch

$$r = \frac{p}{1 - \varepsilon \cos(\varphi)} \quad (4.20)$$

beschrieben wird (Abbildung 4.9) [140]. Für $R_1 \cdot R_2 < 0$ nimmt die Spiegelfläche die Form eines Rotationshyperboloiden an, für $R_1 \cdot R_2 > 0$ die eines Rotationsellipsoiden während für $R_1 = 0$ oder $R_2 = 0$ ein Rotationsparaboloid entsteht (mit $R < 0$ wird ein zum Spiegel hin konvergierender Strahl mit virtueller Strahltaile hinter der Spiegelfläche bezeichnet). Sind R_1, R_2 am Ort des Spiegels bekannt und der Reflexionswinkel α festgelegt, lassen sich die Parameter ε und p anhand der Gleichungen

$$p = f(1 + \cos(\alpha)) \quad (4.21)$$

$$\varepsilon = \sqrt{1 - \frac{2p}{R_1 + R_2}} \quad (4.22)$$

berechnen. Mit f wird die Brennweite des Spiegels bezeichnet und durch Gleichung (4.9) definiert.

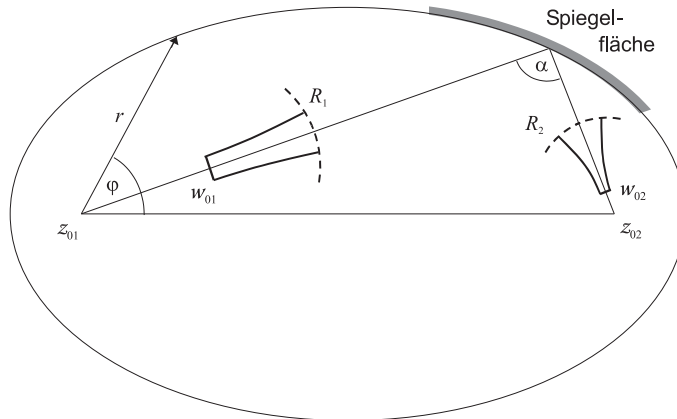


Abbildung 4.9: Prinzip des abbildenden Hohlspiegels am Beispiel des Rotationsellipsoiden für einen Reflexionswinkel von $\alpha = 90^\circ$. Die Krümmungsradien $R_1(z)$ und $R_2(z)$ der Phasenfronten entsprechen am Ort der Spiegelfläche den Fokallängen zu den Phasenzentren $z_{01}(z)$ und $z_{02}(z)$, siehe Gleichungen (4.7) und (4.8).

Reine Kegelschnitte führen zu Verlusten in Form bildverzerrender Amplitudenfehler und bewirken einen partiellen Leistungstransfer in die Kreuzpolarisationsrichtung des Strahls durch Drehung des \vec{E} -Feldvektors an der (nicht ebenen) Spiegelwand. Ist der Strahlradius w_m am Ort des Spiegels bekannt, so lässt sich der resultierende Verlustanteil $\Delta P = 1 - P_{out}/P_{in}$ nach [141] abschätzen¹

¹Für ein Verhältnis von $w_m/f = 0,1$ und $\alpha = 90^\circ$ ist beispielsweise $\Delta P < 0,4\%$.

$$\Delta P_{dist} = \frac{3}{8} \left(\frac{w_m}{f} \right)^2 \tan^2(\alpha/2). \quad (4.23)$$

Um die Verluste zu minimieren, ist daher auf große Brennweiten und kleine Ablenkwinkel zu achten. Im Falle aufeinanderfolgender Spiegel lassen sich die Verluste durch geschickte Wahl der Anordnung teilweise kompensieren [142]. Um sie gänzlich zu beseitigen werden phasenkorrigierte Spiegel verwendet [143]. Die Ausbreitung des Strahls ist an jedem Punkt durch den Phasengradienten des \vec{E} -Feldes gegeben, daher kann die Ableitung der Phase in Gleichung (4.5) als Berechnungsgrundlage der Spiegelflächen genutzt werden. Im Allgemeinen ist der Gewinn jedoch marginal, daher werden phasenkorrigierte Spiegel nur in Fällen unvermeidlich großer Ablenkwinkel oder kleiner Brennweiten eingesetzt.

Konstruktion astigmatischer Hohlspiegel

Die Aufgabe eines astigmatischen Hohlspiegels besteht in der unabhängigen Transformation beider Strahlkomponenten, d.h. es müssen die Eingangsstrahltaillen w_{01}^x und w_{01}^y in die Ausgangsstrahltaillen w_{02}^x und w_{02}^y überführt werden. Auch in diesem Fall sind alle Fokalfpunkte z_0 durch die Krümmungsradien $R(z)$ für $z = \text{Ort der Spiegeloberfläche}$ definiert.

Die Konstruktion wird anhand des Beispiels in Abbildung 4.10 erläutert: Der zur Spiegeloberfläche einfallende Strahl wird innerhalb der durch Eingangs- und Ausgangswellenvektor k_1, k_2 aufgespannten Reflexionsebene (xz -Ebene) an der durch z_{01}^x und z_{02}^x definierten Hyperbel H reflektiert (hier ist $R_2^x < 0$). Um auch den sich senkrecht zur Reflexionsebene verbreiternden Strahlanteil korrekt abzubilden, muss die von z_{01}^y ausgehende auslaufende Phasenfront von der Spiegeloberfläche zum Fokalfpunkt z_{02}^y zurückreflektiert werden. Dieses Problem ist rotationssymmetrisch um die Verbindungslinie z_{01}^y, z_{02}^y . Die gesamte Spiegelfläche ergibt sich daher aus der Rotation des Hyperbelsegmentes um die in y -Richtung gültigen Phasenzentren z_{01}^y und z_{02}^y . Ganz genau wie auch im nichtastigmatischen Fall gehen die Oberflächen astigmatischer Spiegel daher aus dem um z_{01}^y, z_{02}^y rotierten Abschnitt des durch z_{01}^x, z_{02}^x definierten Kegelschnitts hervor.

Strahlverlauf, Aufbau und Justage der Optik

Um den Platzbedarf der LO-Optik auf ein Minimum zu beschränken, wurde die vertikal liegenden LO-Rückwand als optische Grundplatte ausgebildet und sämtliche optischen Komponenten hierauf verschraubt. Der Frequenzverdreifacher wurde so dicht wie möglich am Strahlaustrittsloch des LOS plaziert, um die Transmissionsverluste zu minimieren. Die Orientierung des Frequenzverdreifachers ist durch die Polarisationsrichtung des Teleskopstrahls vorgegeben. Im Einkoppelpfad wurde der BWO-Strahl über einen planaren Umlenkspiegel in die Abbildungsebene gekippt. Die Elliptizität

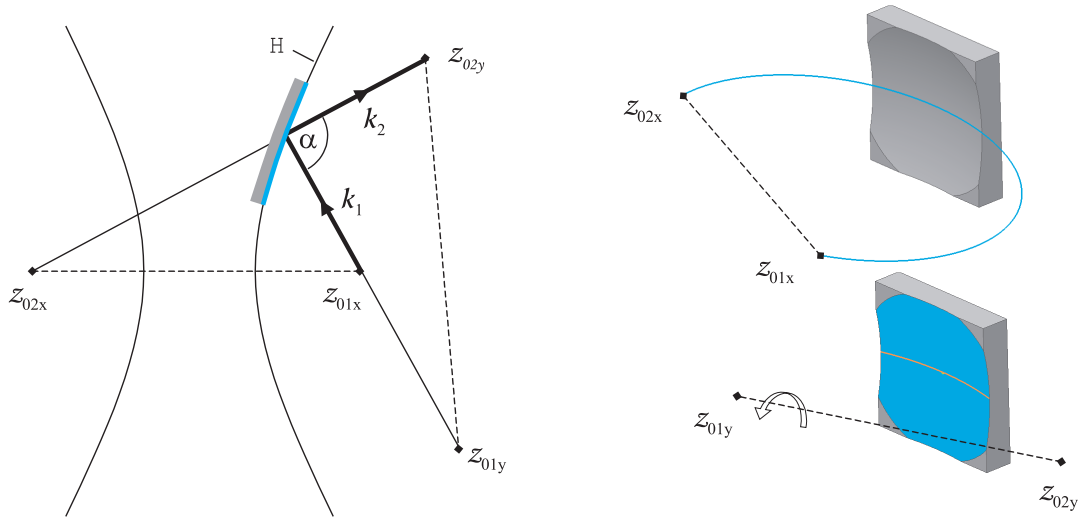


Abbildung 4.10: Zur Konstruktion eines astigmatischen Spiegels. Die Lage der vier Fokalfunkte ist jeweils durch die Krümmungsradien $R(z)$ am Ort der Spiegeloberfläche sowie durch den Reflexionswinkel α , definiert.

	x	y
w_1	2,07	4,11
w_2	-	5,46
w_3	4,30	-
w_4	0,843	0,843
w_5	0,281	0,281
w_6	2,51	2,51
d_1	16	16
d_2	83,91	83,91
d_3	-	26,36
d_4	60	60
d_5	117,5	-
d_6	32,97	32,97
d_7	30,78	30,78
d_8	245	245
f_1	76,5	265,3
f_2	39	31,67
f_3	28,06	28,06

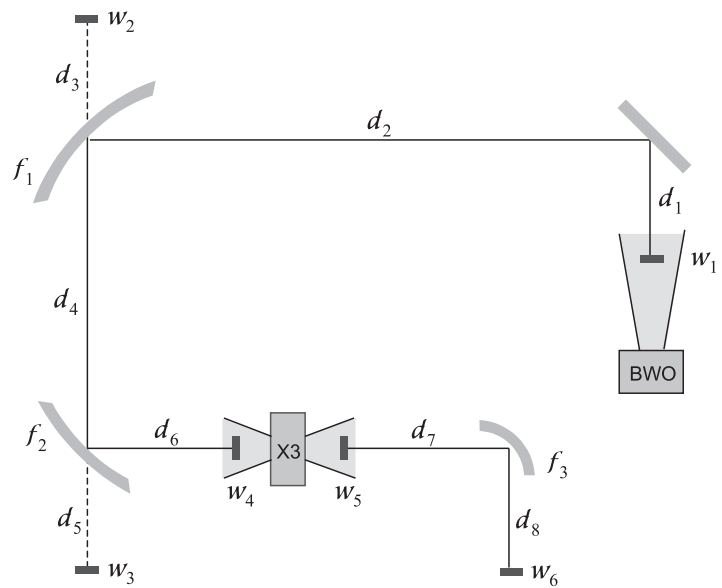


Abbildung 4.11: Optischer Pfad der Einkoppeloptik zwischen BWO und Frequenzverdrei-facher sowie Pfad der Auskoppeloptik zur Anpassung des Ausgangsstrahls an den GREAT-Empfänger (alle Angaben in mm). Die Strahlkomponente innerhalb der Abbildungsebene wird als x-Richtung, die Strahlkomponente senkrecht dazu als y-Richtung bezeichnet.

des Strahls wurde mittels zweier astigmatischer Spiegel korrigiert. Um möglichst große Brennweiten zu verwenden befindet sich keine Zwischenwaist zwischen den Spiegeln und es wurde die in diesem Fall verlustärmere U-Anordnung gewählt [141]. Eine Visualisierung des Strahlverlaufes sowie die Angabe der zugrundeliegenden Brennweiten und Wegstrecken findet sich in Abbildung 4.11.

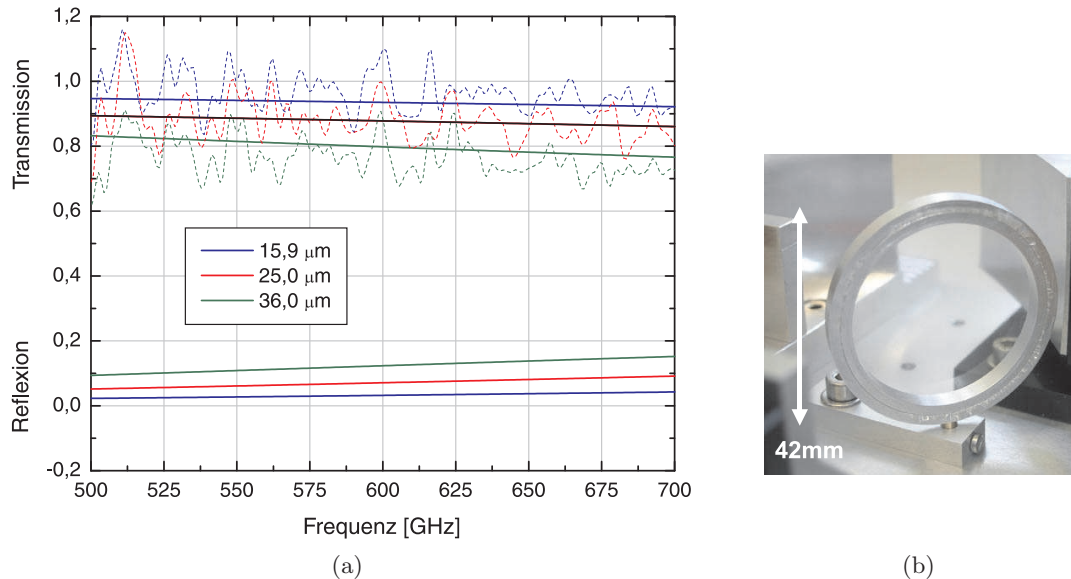


Abbildung 4.12: (a) FTS-Messung der Strahlteilertransmission für verschieden dicke Mylarfolien (gestrichelte Kurven). Die spektrale Auflösung der Messung beträgt 3,4 GHz. Die durchgezogenen Kurven entsprechen der theoretischen Transmission und Reflexion für einen Brechungsindex von $n = 1,83$ und einen Absorptionskoeffizienten von $\alpha = 0,9/\text{mm}$ [144]. Der Anstellwinkel der Strahlteiler zum Strahl beträgt 45° . (b) Foto des eingebauten Strahlteilers. Die herausstehenden Enden der zwischen den Aluminiumringen verspannten Mylarfolie sind zu erkennen.

Um den BWO-Strahl korrekt in das Eingangshorn des Frequenzverdrehers abzubilden sind vier Freiheitsgrade erforderlich. BWO-Umlenkspiegel und erster astigmatischer Spiegel sind daher verkippbar in x -, bzw. y -Richtung montiert. Die Halterung des Frequenzverdrehers und der zugehörige Einkoppelspiegel (zweiter astigmatischer Spiegel) sind justagefrei auf einer gemeinsamen Grundplatte an Anschlagkanten ausgerichtet und verschraubt. Zur Anpassung des LO-Ausgangsstrahls an die Optik des GREAT-Empfängers sind lediglich zwei Freiheitsgrade vorgesehen, weshalb der Auskoppelspiegel in x -, bzw. y -Richtung verkippbar montiert ist. Da die Entfernung zur Teleskopstrahltaile als groß im Vergleich zur Positionierungsgenauigkeit des Auskoppelspiegels angesehen werden kann, resultieren nur sehr geringe Fehlwinkel und die Kopplungsverluste können vernachlässigt werden [39].

Für die Konstruktion des Strahlteilers zur Frequenzstabilisierung wurden dünne Mylar-

folien (Melinex, PETP) verwendet. Verarbeitet wurden drei Folien mit der Dicke $15,9\ \mu\text{m}$, $25\ \mu\text{m}$ und $36\ \mu\text{m}$. Die Folien wurden zwischen zwei fluchtenden Aluminiumringen platziert und symmetrisch und daher faltenfrei verspannt. In Abbildung 4.12(a) ist die vermessene Transmission der Strahlteiler den theoretischen Werten gegenübergestellt [39][145]. Der zur Frequenzstabilisierung erforderliche reflektive Anteil berechnet sich für die Frequenz von $\nu = 633\ \text{GHz}$ zu 3,6%, 7,8% und 13,3%.

Die genaue Position der LO-Box in der GREAT-Struktur wird mittels Anschlagskanten und Präzisionsaufnahmen festgelegt. Mit der LO-Box wird gleichfalls die an der Rückwand befindliche LO-Optik reproduzierbar an den Strahlverlauf des GREAT-Empfängers ausgerichtet.

Ein Draufsicht der fertig montierten LO-Optik zeigt Abbildung 4.13.

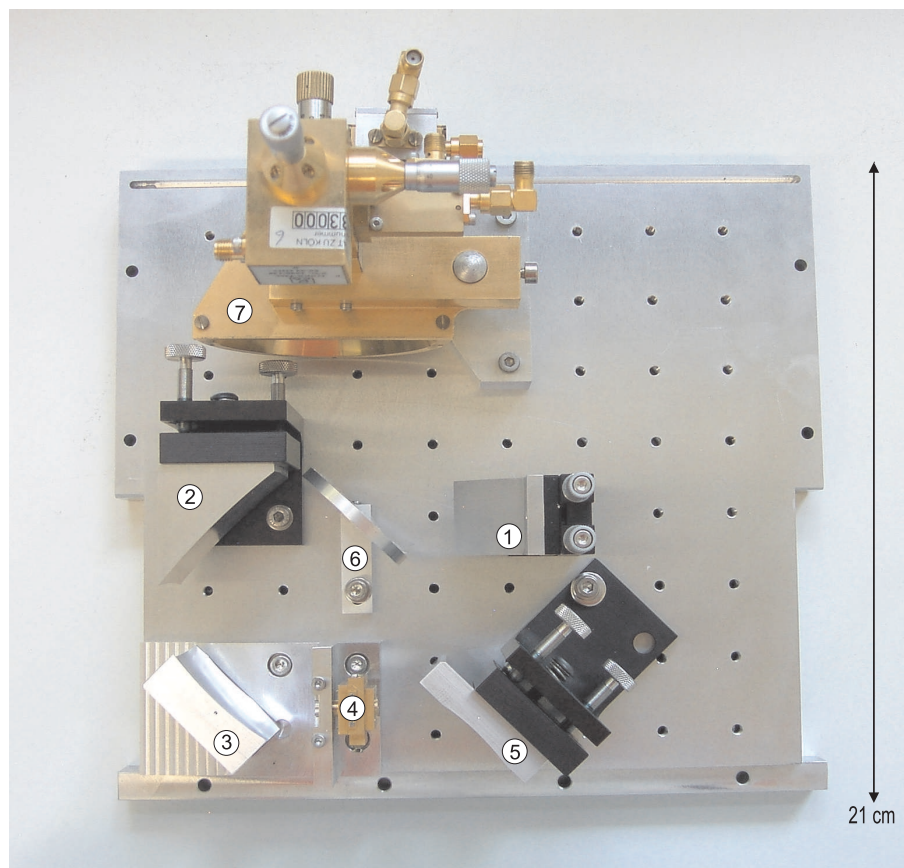


Abbildung 4.13: Foto der montierten LO-Optik = Rückwand des Oszillators, um 180° gedreht: ① BWO-Umlenkspiegel (planar); ② Erster astigm. abbildender Spiegel; ③ Zweiter astigm. abbildender Spiegel; ④ Frequenzverdreifacher; ⑤ LO-Auskoppelspiegel; ⑥ Strahlteiler; ⑦ Gunn-Kette zur Frequenzstabilisierung (siehe Abschnitt 4.4).

4.2.4 Vermessung und Diskussion der Ergebnisse

Durch Berechnung der in Abschnitt 4.2.3 diskutierten Abbildungsfehler lässt sich eine Obergrenze für die Güte der entworfenen Optik angeben. Berücksichtigt man auch Streueffekte an den Spiegeloberflächen [146] sowie Ohm'sche Verluste aufgrund der endlichen Leitfähigkeit des Spiegelmaterials [39], so beziffern sich die Gesamtverluste sowohl im astigmatischen Pfad als auch im Auskoppelpfad des Frequenzverdreifachers zu $\Delta P < 1\%$. In einer zweiten Methode wurden die reinen Abbildungsfehler numerisch bestimmt und die astigmatische Abbildung nach dem Modell der Strahlverfolgung [147] simuliert. Die theoretische Transmission beträgt in diesem Fall ebenfalls 99% [148].

Um die Abbildungseigenschaften der astigmatischen Einkoppeloptik beurteilen zu können, muss das Bild eines klar definierten, d.h. eines modenreinen Teststrahls betrachtet werden. Hierzu wurde der BWO als Strahlungsquelle genutzt und an die Position des Frequenzverdreifachers plaziert. Der Hornstrahler des BWOs wurde durch einen dem Eingangshorn des Frequenzverdreifachers äquivalenten Hornstrahler für die Frequenz von 633 GHz ersetzt und das jetzt modenreine Strahlmuster nach Propagation der Optik in rückwärtiger Richtung vermessen. Das Ergebnis zeigt eine 99%ige Übereinstimmung der Strahlradien für die x-Komponente und eine 91%ige Übereinstimmung für die y-Komponente mit den theoretisch zu erwartenden Werten. Die Gaußizität des Strahlmusters wurde gemäß den theoretischen Abbildungseigenschaften von 97% im Teststrahl auf 90% im elliptischen Ausgangsstrahl herabgesetzt.

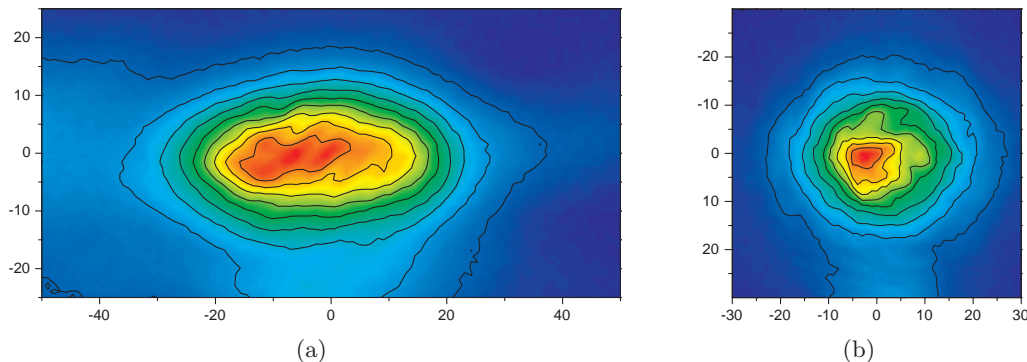


Abbildung 4.14: (a) Strahlmuster des BWOs NO.75 für $\nu = 633$ GHz (vergleiche Abbildung 4.7). (b) Das gleiche Strahlmuster nach Passieren der astigmatischen Korrekturoptik gemessen 118 mm hinter der Position der Verdreifacherstrahltaile. Die Konturlinien entsprechen Leistungsänderungen von jeweils 10%.

Für den BWO-Strahl zeigt Abbildung 4.14 das Strahlmuster vor und nach Durchlaufen der astigmatischen Optik in korrekter, vorwärtiger Richtung. Das Strahlprofil wurde symmetrisiert, und die Gaußizität konnte von ursprünglich 89% auf 97% gesteigert werden. Durch die Nichtlinearität des Vervielfachungsprozesses ist hieraus

eine überproportionale Steigerung der Ausgangsleistung des Frequenzverdrehers zu erwarten. Insgesamt konnte die Theorie der astigmatischen Submillimeteroptik damit praktisch umgesetzt und anhand der Messergebnisse erfolgreich im Rahmen der Fehlergrenzen bestätigt werden.

4.3 Kühlung

Die Abwärme P_A eines im Betrieb befindlichen BWOs berechnet sich als Summe seiner Filament- und Kathodenstrahlleistung

$$P_A = U_F I_F + U_K I_K. \quad (4.24)$$

Für die hier ausschließlich verwendeten OB-80 Röhren beträgt sie 100 bis 200 Watt (vergleiche Tabelle 3.4). Die entstehende Wärmeleistung wird im Kühlwasser deponiert und muss an die Umgebungsluft abgegeben werden. Hierfür stehen verschiedene Kühlmechanismen zur Verfügung.

4.3.1 Mögliche Kühlmechanismen

Kommerziell erhältlich sind beispielsweise kompressorgestützte Kühlsysteme konstanter Kühlleistung, bei denen die gewünschte Wassertemperatur durch geregeltes Gegenheizen aufrechterhalten wird (siehe z.B. [149]). Der Standort dieser Geräte ist das PI-Rack, sodass 2 x 25 Meter Regelstrecke zur LO-Box anfallen. Für den 4,7 THz Laser-LO ist diese Kühlmöglichkeit bereits vorgesehen [65]. Da kein weiterer Kühler im PI-Rack Platz findet, müssen im Falle des kombinierten 1,9 THz/4,7 THz Messbetriebes von GREAT Laser-LO und BWO am gleichen Kühlkreislauf betrieben werden. Die Temperaturstabilisierung beider LOs ist dann nicht mehr mit Sicherheit gewährleistet.

Eine Alternative bieten die thermoelektrischen Kühlsysteme der Firma Melcor [150], da sie kleiner und wesentlich sparsamer in ihrer Leistungsaufnahme sind. Damit wäre auch ein Betrieb im Instrument-Rack, also ein eigenständiger Kühlkreislauf, denkbar. Grundsätzlich kann die Wasserkühlung auch vollständig in die LO-Box integriert und mittels einiger Kühlkörper und Lüfter realisiert werden. Diese Möglichkeit bietet den kompaktesten Aufbau mit einem unabhängigen Kühlkreislauf, einer kurzen Regelstrecke und nur geringem Stromverbrauch. Das Design des BWO-Kühlers basiert daher auf letzterer Variante.

4.3.2 Implementiertes Design

Um den Kühler richtig dimensionieren zu können wird zunächst der benötigte Luftmassendurchsatz \dot{M} berechnet: Ist P_A die Heizleistung des BWOs, ΔT die zulässige Temperaturdifferenz zwischen Luft und Kühlwasser und $c_p = 1003 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$ die spezifische Wärmekapazität von Luft [151], so gilt

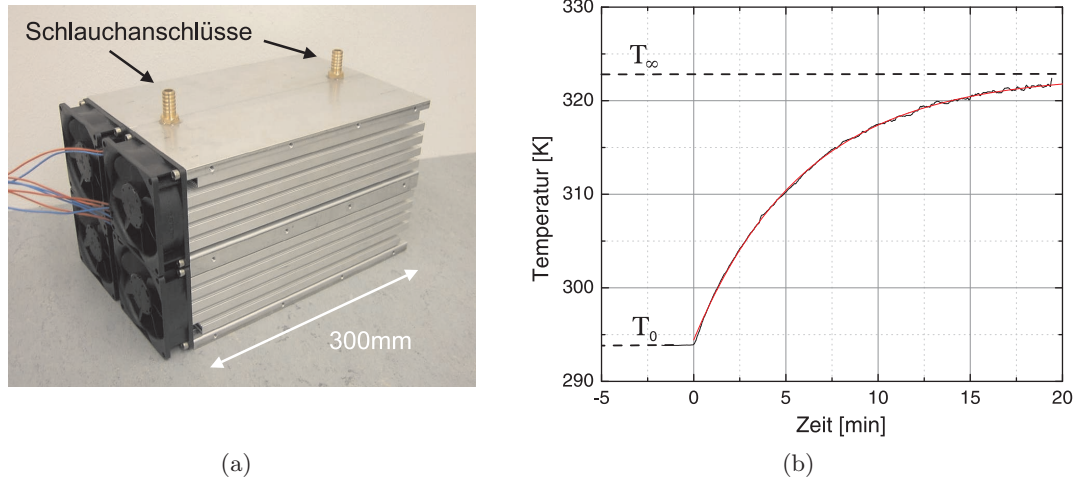


Abbildung 4.15: (a) Foto des fertiggestellten Kühlers. Die Planflächen der Kühlkörper wurden zur Führung des Kühlwassers bearbeitet und gegeneinander verklebt. Im oberen Bildbereich sind die Schlauchanschlüsse erkennbar. Die Abmessungen des Kühlers betragen $270 \times 160 \times 170 \text{ cm}^3$. (b) Zeitlicher Verlauf der Kühlwassertemperatur nach Einschalten einer Heizlast von $P = 1000 \text{ W}$ zum Zeitpunkt $T(0) = T_0$ und theoretischer Temperaturverlauf gemäß $T(t) = T_\infty + A \cdot \exp(-t/\tau)$ (in Rot). Für die gewählte Wassermenge beträgt $\tau \approx 6 \text{ min}$.

$$\dot{M} = \frac{P_A}{c_p \Delta T}. \quad (4.25)$$

Aus den Umgebungsparametern an Bord des SOFIA-Flugzeuges, Kabinendruck p_c und Temperatur T_c , lässt sich hieraus der erforderliche Volumenstrom \dot{V} mittels der Zustandsgleichung der idealen Gase berechnen

$$\dot{V} = \dot{M} \frac{R}{m_L} \frac{T_c}{p_c} = \frac{R}{c_p m_L} \frac{P_A}{\Delta T} \frac{T_c}{p_c}, \quad (4.26)$$

wobei mit $R = 8,31 \text{ J/Kmol}$ die Gaskonstante und mit $m_L = 29 \text{ g/mol}$ die molare Masse von Luft bezeichnet ist [151]. Mit $P_A = 200 \text{ W}$, $\Delta T = 5 \text{ K}$, $T_c = 20^\circ \text{C}$ und $p_c = 0,7 \text{ bar}$ berechnet sich der theoretische Volumenstrom für einen ideal arbeitenden Wärmetauscher zu $\dot{V} = 172 \text{ m}^3/\text{h}$. Um eine ausreichende Wärmeankopplung bei dieser Luftmenge gewährleisten zu können wird ein Kühlkörper mit großer Oberfläche, z.B. das Modell HFHS-A-80/2/1-250 der Firma Eureka Messtechnik GmbH [152], benötigt. Gleich zwei dieser Kühlkörper bilden die Grundlage des implementierten LO-Kühlers. Die Luft wird durch eine $70 \times 140 \text{ mm}^2$ große Öffnung im Bodenblech der LO-Box angesaugt, durch den Kühlkörper geführt und durch einen Schlitz in der Frontplatte des LOs oberhalb der Bedienelemente ausgeblasen. Zur Wasserzirkulation wird eine vibrationsarme und für Dauerbetrieb ausgelegte Aquarumpumpe der

Firma Eheim [153] Model 1250319 benutzt. Aus Sicherheitsgründen wurde zum erforderlichen Luftstrom noch ein Faktor Zwei berücksichtigt und insgesamt vier Lüfter, Model Papst 8414-NH [154], mit einer Gesamtförderleistung von $316 \text{ m}^3/\text{h}$ an den Stirnflächen der Kühlkörper verschraubt. Um dem Gegenstromprinzip Rechnung zu tragen ist die Flussrichtung des Wassers gegenläufig dem Luftstrom gewählt.

Ein Foto des zum Einbau vormontierten Kühlkörpers zeigt Abbildung 4.15(a). Um die tatsächlich erreichte Kühlleistung beurteilen zu können, muss der thermische Widerstand $R_{th} = \Delta T/P$ der Anordnung experimentell bestimmt werden. Aus der Temperaturdifferenz $\Delta T = T_0 - T_\infty$ eines mit $P=1000 \text{ W}$ geheizten Wasserbades ergibt sich $\Delta T = 29 \text{ K}$ und damit $R_{th}=29 \text{ K/kW}$ (Abbildung 4.15(b)). Für die maximale Abwärme des BWOs vom $P_A = 200 \text{ W}$ ist daher eine Temperaturdifferenz von $\Delta T_{max} = 8 \text{ K}$ unter den Umgebungsbedingungen auf dem SOFIA-Flugzeug zu erwarten. Dieser Wert ist im Hinblick auf die in Abschnitt 3.2.6 bestimmte Frequenzstabilität der Röhre vertretbar. Um auch Leistungsschwankung zu unterdrücken, kann die Drehzahl der Lüfter im Mittel reduziert und die Temperatur des BWOs durch Steuerung der Lüfterdrehzahl stabilisiert werden. Derzeit ist diese Möglichkeit nicht verwirklicht. Sie lässt sich jedoch mit geringem Aufwand nachrüsten.

4.4 Frequenzstabilisierung

Da die Frequenz des BWOs durch die Kathodenhochspannung bestimmt wird, wirken sich auch Schwankungen der Hochspannung direkt auf die Frequenz aus. Im unstabilierten Betrieb hat dies eine Verbreiterung des Ausgangssignals von intrinsisch $\Delta\nu < 10 \text{ kHz}$ [47][107] auf über 40 MHz zur Folge.

Zur Stabilisierung der Frequenz wird ein Phasennachlauf-Regelkreis (Phase-Locked Loop, PLL) verwendet. Statt die Kathodenspannung des BWOs über die Strecke von $2 \times 25 \text{ Metern}$ zwischen HVS und LO-Box zu regeln, ist es günstiger, das Massepotential der BWO-Röhre zu variieren (siehe Schaltplan, Seite 169). Dadurch ergibt sich die Möglichkeit die Regelungselektronik mit in die LO-Box zu verlegen und den Betrieb der Elektronik auf Hochspannungspotential zu vermeiden. Gleichzeitig verkürzt sich die Regelstrecke, wodurch sich die Effizienz der Regelung deutlich erhöht.

4.4.1 Funktionsprinzip

Das Prinzip der Frequenzstabilisierung ist im Blockschaltbild in Abbildung 4.16 veranschaulicht. Mit Hilfe eines Strahlteilers wird ein kleiner Teil der BWO-Strahlung ausgekoppelt und quasioptisch in das Eingangshorn eines Harmonischen-Mischers eingebracht. Das Ausgangssignal eines Gunn-Oszillators wird über einen Hohlleiterkoppler und einen Abschwächer ebenfalls dem Mischer zugeführt, an dessen Diode sämtliche Harmonische beider Frequenzen und deren Mischprodukte erzeugt werden. Mischprodukte innerhalb des Frequenzbereiches zwischen 0 und 1 GHz werden ausgekoppelt und stehen der Elektronik der PLL als Zwischenfrequenzsignal zur Verfü-

gung. Innerhalb der PLL-Elektronik wird die Frequenz dieses Signals digital durch den Wert 8 geteilt und anschließend mit einem Referenzoszillator von 25 MHz verglichen. Aus dem Fehlersignal wird die Stellgröße für das Massepotential des BWOs erzeugt. Ist die PLL eingeschwungen, so wird sich die Frequenz des BWOs auf den Wert $8 \times 25 \text{ MHz} = 200 \text{ MHz}$ oberhalb der z.B. siebenten Harmonischen des Gunn-Oszillators einschwingen. Der Gunn-Oszillator wird in einem gleichartigen Regelkreis auf die Frequenz $3 \times 48 \text{ MHz} = 144 \text{ MHz}$ oberhalb der üblicherweise dreizehnten Harmonischen eines Frequenzsynthesizers stabilisiert. Die PLL-Regelung besteht daher aus zwei gekoppelten Regelkreisen, wobei letztlich die BWO-Frequenz (und damit auch die LO-Ausgangsfrequenz) auf die Synthesizerfrequenz bezogen sind. Im Flugbetrieb ist die Frequenz des Synthesizers zusätzlich auf das Zeitnormal des SOFIA-Flugzeuges referenziert (GPS-Signal).

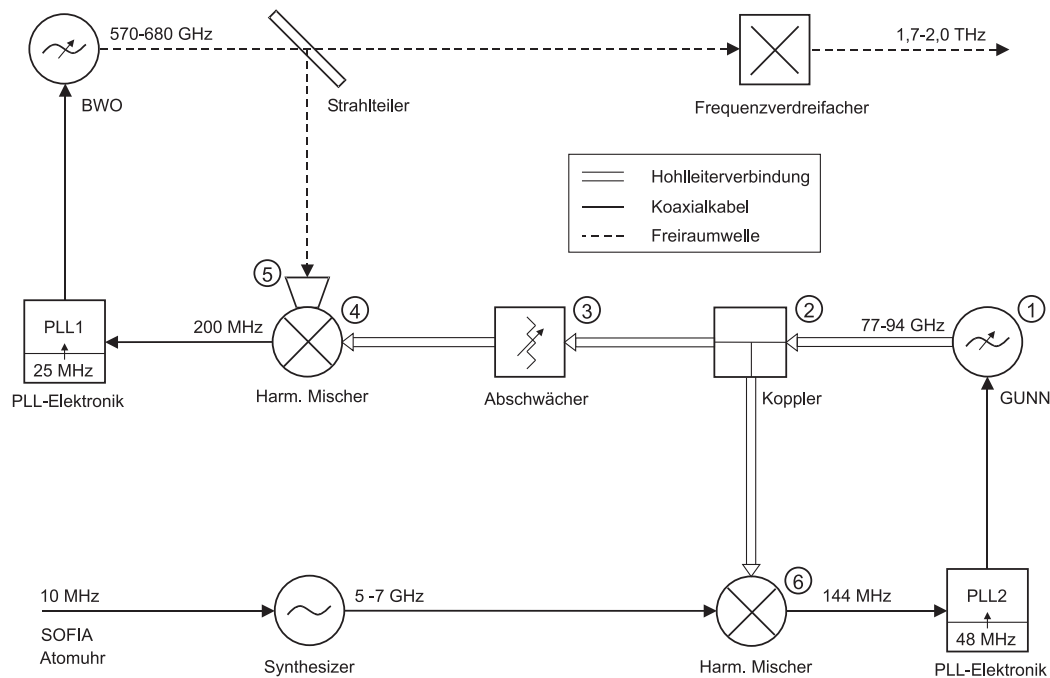


Abbildung 4.16: Blockdiagramm zur LO-Frequenzstabilisierung. Die BWO-Frequenz ist auf ein Vielfaches der Frequenz des Gunn-Oszillators stabilisiert, der Gunn-Oszillator auf ein Vielfaches der Frequenz des Synthesizers.

4.4.2 Die Elemente der Gunn-Kette

Gunn-Oszillator, Hohlleiterkoppler, Abschwächer und die zwei Harmonischen-Mischer sind über Hohlleiterflansche verbunden und bilden eine physikalisch-zusammenhängende Einheit, welche im Folgenden als Gunn-Kette bezeichnet wird (Abbildung 4.17). Die Elemente der Gunn-Kette sollen kurz diskutiert werden:

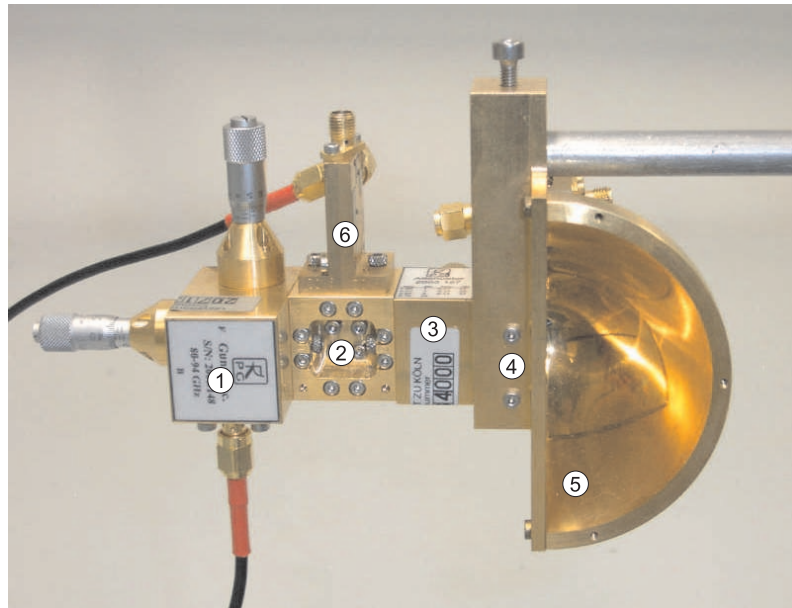


Abbildung 4.17: Foto der Gunn-Kette. Zu sehen sind: ① Gunn-Oszillator; ② Hohlleiterkoppler; ③ Abschwächer; ④ hochfrequenter Harmonischen-Mischer; ⑤ Paraboloidspiegel; ⑥ niederfrequenter Harmonischen-Mischer. Die Breite der Anordnung (ohne Haltestab) beträgt 17 cm.

Beim Gunn-Oszillator handelt es sich ebenso wie beim Frequenzverdreifacher um ein Produkt der Firma RPG [132]. Kernstück des Gunn-Oszillators ist ein schichtweise zunehmend stark dotierter N-Halbleiter mit negativ-differentiellem Widerstand. Im Falle angelegter Spannung führt das Driften der Elektronen im Halbleiter zur Ausbildung von Elektronenfronten und zu Strompulsen an den Halbleiterenden. Platziert man einen Gunn-Halbleiter (auch als Gunn-Diode bezeichnet) in einen Resonator, so lässt sich ein schwingungsfähiges System schaffen und ein Mikrowellenoszillator konstruieren [68][69]. Die Frequenz des Gunn-Oszillators wird durch Abgleich des Resonators mit einem manuell bedienbaren Stellglied abgestimmt. Die Frequenz ist zusätzlich leicht von der Betriebsspannung der Diode abhängig, daher ist es möglich einen Gunn-Oszillator als spannungsgesteuerten Oszillator in einen PLL-Regelkreis einzubinden. Die Ausgangsfrequenz des verwendeten Modells beträgt 77 bis 94 GHz. Da die Ausgangsleistung des Gunn-Oszillators bis zu 80 mW beträgt, wurde ein zwischen 1 und 30 dB einstellbarer Abschwächer dem Gunn-Oszillator nachgestellt um die empfindliche Diode des hochfrequenten Harmonischen-Mischers nicht zu zerstören. Der Abschwächer und der als Zweiloch-Aperturkoppler [155] konstruierte Hohlleiterkoppler der Gunn-Kette sind ebenfalls Produkte der Firma RPG.

Der hochfrequente Harmonischen-Mischer im Regelkreis des BWOs wurde hausintern entwickelt. Kernstück bildet eine planare Diode mit einer Kapazität von 2,5 fF.

Die Diode ist am Ende eines Hohlleiters im Fokus eines Off-Axis Paraboloidspiegels positioniert, daher kann Leistung sowohl quasioptisch als auch über den Hohlleiter zugeführt werden. Die Grenzfrequenz der Diode beträgt 3 THz [47][156]. Mischprodukte im Frequenzbereich zwischen 0 und 1 GHz werden ausgekoppelt und stehen als Zwischenfrequenzsignal der Regelungselektronik der PLL zur Verfügung. Über eine Gleichspannungszuführung lässt sich die Diode mit einem Vorwärtsstrom versehen und der Arbeitspunkt der Diode einstellen (Biasing). Die mechanischen Komponenten des Mischers, Mischerblock und abbildender Parabolspiegel, wurden in der feinmechanischen Werkstatt des I. Physikalischen Institutes auf einer CNC-Maschine mit einer Genauigkeit von $5\ \mu\text{m}$ gefertigt.

Aus hauseigener Entwicklung stammt auch der zweite Harmonischen-Mischer zur Stabilisierung des Gunn-Oszillators. Als Mischerdiode dient die kommerziell erhältliche planare Doppeldiode DBES105a der Firma UMS [157]. Durch die antiparallele Verschaltung werden beim Mischprozess bevorzugt ungeradzahlige Harmonische der Eingangsfrequenz erzeugt. Alle mechanischen Komponenten wurden auch in diesem Fall in der feinmechanischen Werkstatt des I. Physikalischen Instituts angefertigt.

Zu den übrigen Elementen des Regelkreises in Abbildung 4.16 gehören der Strahlteiler (Abbildung 4.12), der BWO und die Regelungselektronik. Beide Regelungseinheiten sind auf Elektronikeinschüben in der Frontplatte des LOs untergebracht. Aufbau und Funktionsweise der PLL-Elektronik werden ausführlich im nachfolgenden Abschnitt 4.5 beschrieben.

Beim Frequenzsynthesizer handelt es sich um ein kommerzielles Gerät der Firma Work Microwave GmbH, Modell SSG-7 [158]. Die Ausgangsfrequenz des Synthesizers ist zwischen 5 und 7 GHz in Schritten von 10 Hz einstellbar und kann mittels einer RS-232 Schnittstelle auch extern programmiert werden. Aufgrund seiner Größe wird sich der Frequenzsynthesizer nicht innerhalb der LO-Box befinden, sondern ist im LO-nahen Instrument-Rack des GREAT-Empfängers untergebracht. Die LO-Box bildet also erst zusammen mit dem HVS und dem Frequenzsynthesizer das vollständige 1,9 THz LO-System.

4.4.3 Berechnung der Synthesizerfrequenz

Der Zusammenhang zwischen LO-Ausgangsfrequenz und Synthesizerfrequenz wird mit Hilfe des Diagramms in Abbildung 4.18 verständlich: Der Gunn-Oszillator ist auf die Frequenz 144 MHz oberhalb der S -ten Harmonischen des Synthesizers stabilisiert. Der BWO auf die Frequenz 200 MHz oberhalb der G -ten Harmonischen des Gunn-Oszillators. Das Dreifache der BWO-Frequenz ist gleich der LO-Ausgangsfrequenz. LO-Frequenz und Synthesizerfrequenz sind daher mittels untenstehenden Ausdrucks verknüpft (ν_{Synth} , ν_{LO} in MHz)

$$\nu_{LO} = ((\nu_{Synth} \times S + 144\ \text{MHz}) \times G + 200\ \text{MHz}) \times 3. \quad (4.27)$$

Die Konstanten G und S sind entsprechend den Frequenzbereichen von Gunn-Oszillator

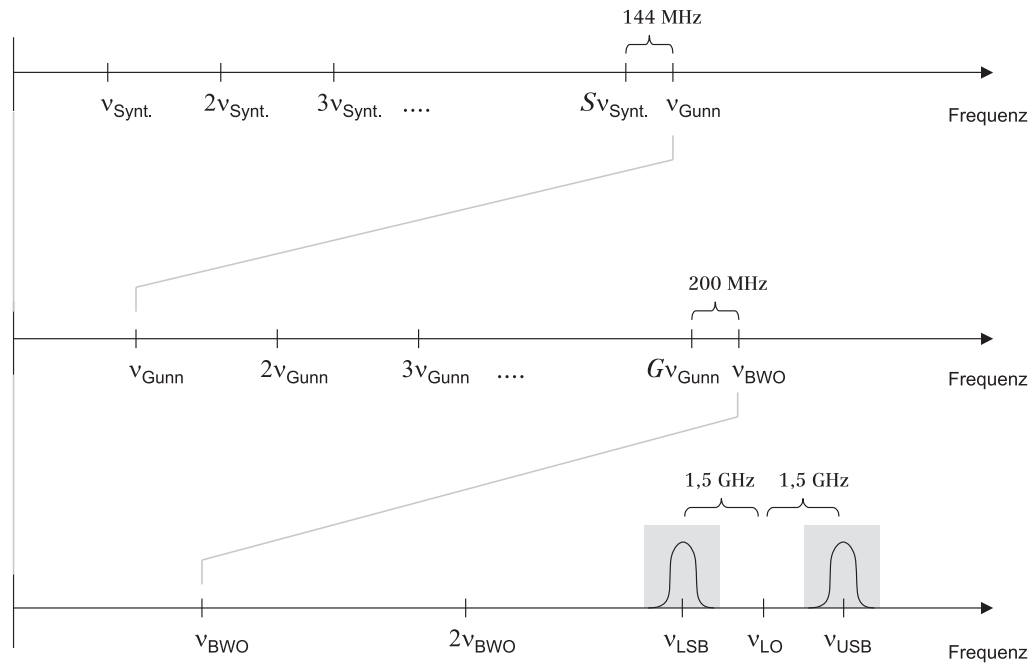


Abbildung 4.18: Schema zur Veranschaulichung des Zusammenhangs zwischen Synthesizerfrequenz, ν_{Synth} , Gunn-Frequenz, ν_{Gunn} , BWO-Frequenz, ν_{BWO} , LO-Ausgangsfrequenz, ν_{LO} und den Beobachtungsfrequenzen für das obere, ν_{USB} , bzw. für das untere Seitenband, ν_{LSB} .

und Synthesizer zu wählen (Abschnitt 4.4.2). Mit $G \in \{6..8\}$, $S \in \{12..14\}$ lässt sich der Frequenzbereich der OB-80 Röhren vollständig abdecken.

Für astronomische Beobachtungen mit dem GREAT-Empfänger muss die LO-Frequenz zusätzlich um die GREAT-Zwischenfrequenz von +1,5 GHz (astronomische Linie im unteren Seitenband), bzw. -1,5 GHz (Linie im oberen Seitenband) korrigiert werden

$$\nu_{\text{USB/LSB}} = \nu_{\text{LO}} \pm 1,5 \text{ GHz.} \quad (4.28)$$

Ein Rechenbeispiel findet sich in untenstehender Tabelle 4.2.

	[CII]	CO
Linie	1900,5	1841,3
LO	1899,0	1839,8
BWO	633,0	613,3
Gunn	90,40	87,58
Synth.	6,943	6,726

Tabelle 4.2: Rechenbeispiel zur Beobachtung des Feinstrukturübergangs von einfach ionisiertem Kohlenstoff [CII] bei der Frequenz von 1900,5 GHz sowie des Rotationsüberganges $J = 16 - 15$ von ^{12}CO bei der Frequenz von 1841,3 GHz im oberen Seitenband des GREAT-Empfängers im Falle einer Zwischenfrequenz von 1,5 GHz ($G = 7$, $S = 13$, Frequenzen in GHz).

4.4.4 Frequenzgenauigkeit des LOs

Die Genauigkeit der LO-Frequenz wird sowohl von der Genauigkeit des Frequenzsynthesizers als auch von der Präzision der PLL-internen Referenzoszillatoren (Quarz-Module) bestimmt. Die Frequenzgenauigkeit der derzeit implementierten Quarzmodule ist relativ gering und beträgt nach Herstellerangaben etwa 100 ppm, entsprechend $\Delta\nu/\nu < 10^{-4}$. Experimentell wurde die Frequenzgenauigkeit der Quarzmodule innerhalb des Temperaturbereiches von 20°C bis 150°C für beide Module zu $\Delta\nu_{QM} < 500$ Hz bestimmt. Um die Auswirkung der verschiedenen Frequenzungenauigkeiten auf die LO-Frequenz berechnen zu können, müssen die Vervielfachungsfaktoren S, G in Gleichung (4.27), sowie die Teilerverhältnisse der PLL-Zwischenfrequenzen von $P_1 = 200/25$, bzw. $P_2 = 144/48$ berücksichtigt werden (vgl. Abschnitt 4.4.1). Aus der Zusammenstellung in Tabelle 4.3 ist abzulesen, dass der Hauptbeitrag des LO-Frequenzfehlers tatsächlich nicht aus dem Frequenzfehler des Synthesizers hervorgeht, sondern auf die Ungenauigkeiten der Quarzmodule zurückzuführen ist. Insgesamt ergibt sich die Genauigkeit des 1,9 THz Oszillators aus der Gauß'schen Addition der Frequenzfehler von Synthesizer und Quarzmodulen zu $\Delta\nu_{LO} < 34$ kHz, entsprechend $\Delta\nu_{LO}/\nu_{LO} < 1,8 \cdot 10^{-8}$. Da die Möglichkeit besteht, die internen Quarzmodule der PLL-Einschübe durch genauer laufende VCXOs/TCXOs (Voltage/Temperature Controlled Crystal Oscillators) zu ersetzen, kann die Frequenzgenauigkeit des LOs mit wenig Aufwand noch um etwa eine Größenordnung erhöht werden. Der derzeitige Wert ist jedoch bereits jetzt für das hochauflösende CTS von GREAT ausreichend genau.

Tabelle 4.3: Transformation der Frequenzunsicherheiten der PLL-Quarzmodule und des Frequenzsynthesizers auf die 1,9 THz Ausgangsfrequenz des LOs. $T = 3$ steht für den Vervielfachungsfaktor durch den Frequenzverdreifacher.

	ν	$\Delta\nu$	P_1	P_2	S	G	T	$N_{ges.}$	$\Delta\nu_{LO}$
Synthesizer	7 GHz	± 10 Hz			$\times 13$	$\times 7$	$\times 3$	273	2,7 kHz
Ref. PLL1	25 MHz	± 500 Hz	$\times 8$				$\times 3$	24	12,0 kHz
Ref. PLL2	48 MHz	± 500 Hz		$\times 3$		$\times 7$	$\times 3$	63	31,5 kHz

4.4.5 Phasenrauschen und LO-Linienbreite

Durch die Faltung des astronomischen Signals mit dem LO-Signal beim Heterodynprinzip [36] kann das spektrale Auflösungsvermögen des GREAT-Empfängers nicht besser sein als die Linienbreite des LOs. Die Linienbreite ist daher zusätzlich zur Frequenzgenauigkeit von Interesse. Verursacht wird eine Linienverbreiterung vorwiegend durch das im Synthesizer vorhandene Phasenrauschen. Das Phasenrauschen moduliert die Synthesizerfrequenz und erzeugt Seitenbänder um die Hauptfrequenz, auch

als das Trägersignal bezeichnet. Da die PLL-Regelkreise auf den Synthesizer referenziert sind überträgt sich das Phasenrauschen auf den Gunn-Oszillator und den BWO und ist letztlich auch im Ausgangssignal des LOs zu finden.

Interessant ist nun, wie sich die Vervielfachung der Synthesizerfrequenz durch die Harmonischen-Mischer auf das Phasenrauschen des LO-Signals auswirkt. Sei

$$S(t) = \cos(\omega t + \Delta\phi(t)) \quad (4.29)$$

das Ausgangssignal eines Oszillators mit Kreisfrequenz ω und Phasenrauschen $\Delta\phi(t)$. Das Phasenrauschen hat zur Folge, dass das Signal zum Zeitpunkt t um eine Zeit $\Delta t = \Delta\phi/\omega$ zu früh (oder zu spät) erscheint. Sind diese Störungen klein im Vergleich zum Trägersignal, kann Gleichung (4.29) mittels des Additionstheorems

$$\cos(\alpha - \beta) = \cos(\alpha)\cos(\beta) + \sin(\alpha)\sin(\beta) \quad (4.30)$$

sowie den Näherungen $\cos(\beta) \approx 1$ und $\sin(\beta) \approx \beta$ für kleine Winkel β zu

$$S(t) \approx \underbrace{\cos(\omega t)}_{\text{Trägersignal}} - \underbrace{\Delta\phi(t) \cdot \sin(\omega t)}_{\text{Seitenband}} \quad (4.31)$$

umgeformt werden [159]. Der (zeitabhängige) Phasenfehler $\Delta\phi(t)$ erzeugt ein zum Fehler proportionales Seitenband in Bezug auf die Trägerfrequenz. Eine Multiplikation der Frequenz mit dem Faktor N in Gleichung (4.29) führt daher zu einer Vergrößerung des Seitenbandes um N in der Amplitude und um N^2 in der Leistung.

$$S_N(t) \approx \cos(\omega_N t) - N\Delta\phi(t) \cdot \sin(\omega_N t), \quad \omega_N = N\omega. \quad (4.32)$$

Im Falle des 1,9 THz Oszillators wird der Zusammenhang zwischen Synthesizerfrequenz und LO-Frequenz durch Gleichung (4.27) beschrieben. Unter Vernachlässigung der Frequenzaddition durch die Seitenbänder der PLL-Regelkreise ist die LO-Frequenz auf das typischerweise $S \times G \times 3 = 13 \times 7 \times 3 = 273$ -fache der Synthesizerfrequenz stabilisiert. Das Phasenrauschen des LO-Ausgangssignals kann daher nicht besser sein als das Phasenrauschen des verwendeten Frequenzsynthesizers multipliziert mit 273^2 bzw. zuzüglich $20 \times \log(273) \approx 48,7$ dB. Der experimentell bestimmte Wert für das Synthesizerphasenrauschen beträgt -75 dBc für $\Delta\nu = 25$ kHz. Theoretisch ist daher ein maximaler Rauschabstand im LO-Ausgangssignal von -75 dB + $48,7$ dB = $-26,3$ dB zu erwarten.

Am Beispiel des Gunn-Oszillators ist die Vergrößerung des Phasenrauschens deutlich erkennbar (Abbildung 4.19). Der Gunn-Oszillator ist auf das 13-fache der Synthesizerfrequenz stabilisiert. Der theoretische Wert für die Vergrößerung des Phasenrauschens beträgt daher $20 \times \log(13) = 22,3$ dB. Dieser theoretische Wert stimmt im Hinblick auf die Kalibrierung des verwendeten Spektrumanalysers mit dem experimentell bestimmten Wert von 21 dB überein. Zur Bestimmung des Phasenrauschens wurde das 89 GHz Gunn-Signal mit Hilfe eines zweiten Frequenzsynthesizers und

Harmonischen-Mischers auf die Zwischenfrequenz von 500 MHz umgesetzt. Das Phasenrauschen dieses zweiten Synthesizers, Model Agilent E8257D-567, beträgt -105 dBc für $\Delta\nu = 25$ kHz und kann gegenüber dem Phasenrauschen des LO-zugehörigen Frequenzsynthesizers vernachlässigt werden. Im Gegensatz zum Gunn-Oszillator kann das Phasenrauschen des 1,9 THz LO-Signals nicht direkt bestimmt werden, da für diese Messung derzeit kein geeigneter Heterodyn-Messaufbau zur Verfügung steht.

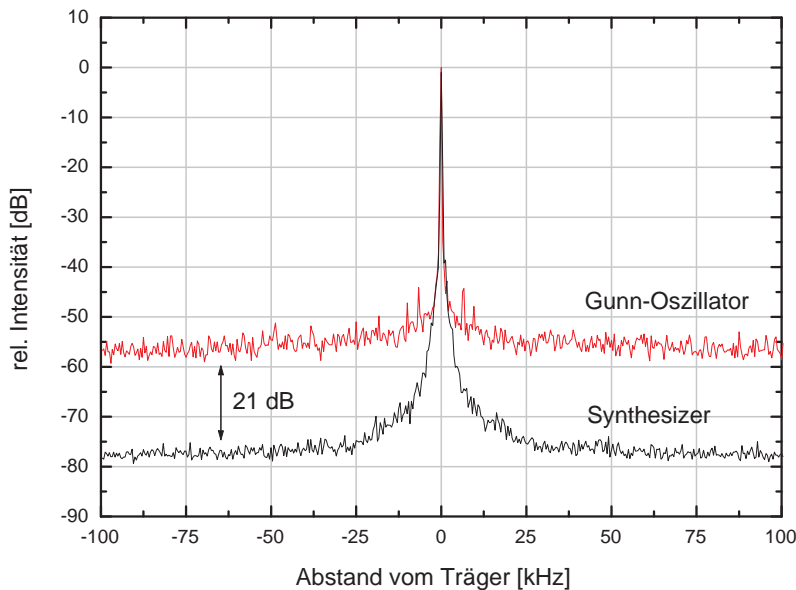


Abbildung 4.19: Phasenrauschen im Synthesizersignal mit $\nu_{Synth} = 6,854$ GHz und Phasenrauschen im Ausgangssignal des Gunn-Oszillators mit $\nu_{Gunn} = 13 \times \nu_{Synth} = 89,1$ GHz.

Wird der BWO mit Hilfe des PLL-Regelkreises auf den Gunn-Oszillator referenziert, so kommt zum Phasenrauschen des Gunn-Oszillators noch das Eigenrauschen des BWOs und das Phasenrauschen des PLL-internen Referenzquarzes hinzu. Diese Beiträge sind vernachlässigbar klein [47][160]. Im Endeffekt bleibt festzuhalten, dass der zu erwartende maximale Rauschabstand im 1,9 THz Ausgangssignal des LOs von $-26,3$ dBc nahezu vollständig vom Phasenrauschen des LO-zugehörigen Frequenzsynthesizers bestimmt wird.

Die Breite des stabilisierten Gunn-Signals in Abbildung 4.19 beträgt nur 1 bis 2 kHz, weshalb auch die Breite des LO-Ausgangssignals unterhalb der Kanalbreite des hochauflösenden CTS von 45 kHz liegt.

Insgesamt ist die Qualität des 1,9 THz Ausgangssignals damit ausreichend hoch und der LO hinsichtlich Rauschabstand und Linienbreite für spektral hochauflösende Messungen mit GREAT als geeignet zu bezeichnen.



Abbildung 4.20: Frontansicht des 1,9 THz Oszillators. Im oberen Bereich ist der Luftauslassschlit zu erkennen, im unteren Bereich befinden sich die Buchse für die Stromversorgung der Box sowie die Hochspannungsanschlüsse für den BWO. Die Elektronikeneinschübe des LOs sind entsprechend benannt.

4.5 Elektronik

Im Folgenden werden Stromlaufplan und Verkabelung des LOs beschrieben und die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten elektronischen Schaltungen sofern nicht selbsterklärend erläutert. Eine Zusammenstellung aller zugehörigen Schaltpläne und Steckerbelegungen findet sich unter Anhang B.

4.5.1 Zielsetzung, Konzept, Anforderungen

Vorgesehen war ein modularer Aufbau der Elektronik in Verbindung mit einer möglichst kompakten Anordnung der einzelnen Elemente. Die Frequenzstabilisierung für den BWO sollte mit in die LO-Box integriert werden. Sämtliche Bedienelemente sollten leicht zugänglich sein und das Gesamtsystem ein Maximum an Betriebssicherheit bieten. Für den Flugbetrieb war ferner die Überwachung und Steuerung zentraler Funktionen des LOs vom Sitzplatz des Bedienpersonals vorgesehen.

Für die Umsetzung dieser Anforderungen wurde der vordere Bereich der LO-Box als

Baugruppenträger ausgebaut. Sofern möglich, wurden alle elektronischen Schaltungen auf die insgesamt vier Elektronikeinschübe des Baugruppenträgers verteilt und deren Bedienelemente an die Frontplatte verlegt (Abbildung 4.20). Jeder Einschub ist in zweifacher Ausführung vorhanden und kann im Zweifelsfall zeitsparend ersetzt werden. Zur Stromversorgung wurde der amerikanische 115 V Standard gewählt.

Besonders sicherheitsrelevante Größen, wie z.B. die Temperatur und die Durchflussmenge des Kühlwassers, werden elektronisch erfasst und überwacht. Des Weiteren verfügt der LO über eine direkte Verbindung zur Schnellabschaltung des HVS (HVS-Triggerleitung). Dadurch besteht die Möglichkeit die Schnellabschaltung auszulösen und die Hochspannung im Fehlerfall zu deaktivieren.

Auf die Implementation eines Mikroprozessors wurde verzichtet, um Störsignale durch Digitalelektronik möglichst auszuschließen. Für die Kommunikation zwischen LO und Beobachtungspersonal existiert statt dessen eine 10-adrige Multisignalverbindung zum VME-Rechner von GREAT (VME = Virtual Machine Environment). Hierdurch können sowohl Signalpegel/Daten ausgelesen als auch Steuersignale gegeben und Betriebsparameter gesetzt werden. Dies ist vor allem für die Fernüberwachung der Frequenzstabilisierung durch die PLLs von Interesse. Durch das Konzept der Einschübe können die Signalleitungen des VME-Bus an der rückseitigen Steckerleiste jederzeit den Anforderungen nach umbedrahtet werden.

4.5.2 Stromlaufplan und Verkabelung des LOs

Der Stromlaufplan des LOs findet sich in Abbildung 4.21. Im Hinblick auf die spätere Nutzung sind alle Elemente in englischer Sprache bezeichnet. Die vier Elektronikeinschübe sind durch die vier Kästen im rechten Teil des Plans symbolisiert. Ganz rechts sind die von der Frontplatte aus zugänglichen Bedienelemente beschriftet. Alle elektronischen Komponenten im linken Teilbereich des Stromlaufplans sind außerhalb der Elektronikeinschübe im LO untergebracht. Grüne Kästchen symbolisieren selbständige Geräte einfacher Funktionalität (z.B. eine Pumpe oder ein Lüfter), rote Kästchen entsprechen elektronischen Schaltungen. Die Richtung der jeweiligen Signalverläufe ist durch Pfeile gekennzeichnet, wobei dicke Linien symbolisch für Mehrsignalleitungen verwendet werden.

Mitte links im Plan sind BWO-Röhre, Frequenzverdreifacher und Einkoppeloptik erkennbar. Die BWO-Röhre wird über die Hochspannungsleitungen vom HVS versorgt. Die Masse der Röhre ist über eine Schutzschaltung mit dem Ausgang der PLL-Elektronik verbunden. Die Schutzschaltung enthält im Wesentlichen eine Suppressordiode und hat die Aufgabe die Zerstörung der PLL-Endstufe im Falle einer elektrischen Entladung innerhalb der BWO-Röhre zu verhindern (siehe Schaltplan, Seite 169). Der Frequenzverdreifacher verfügt über eine Zuleitung zur Bias-Schaltung in der Bias-Box. Hierdurch besteht die Möglichkeit den Arbeitspunkt der Vervielfacherdiode mittels einer Biasspannung zu optimieren um die Ausgangsleistung zu maximieren (siehe Abschnitt 5.1.2).

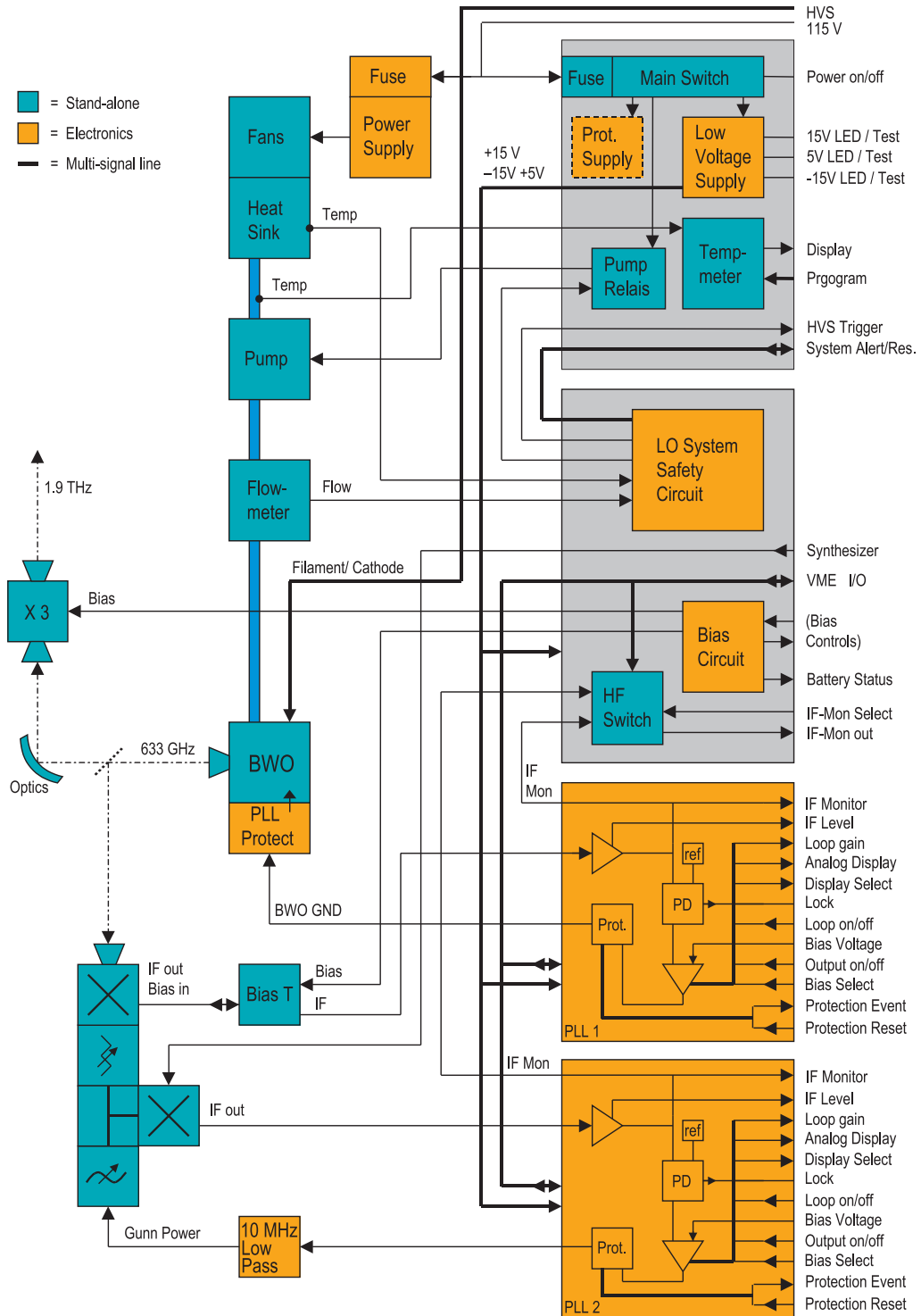


Abbildung 4.21: Der Stromlaufplan des 1,9 THz Oszillators

Die zur Frequenzstabilisierung erforderlichen Komponenten befinden sich unten links im Plan. Die Gunn-Kette, in der Reihenfolge hochfrequenter Harmonischen-Mischer, Abschwächer, Hohlleiterkoppler, niederfrequenter Harmonischen-Mischer und Gunn-Oszillator wurde bereits in Abschnitt 4.4 erläutert. Das Signal des Frequenzsynthesizers wird dem niederfrequenten Mischer über eine Durchführung in der Frontplatte des LOs zugeführt. Der Gunn-Oszillator wird über einen dreistufigen 10 MHz Tiefpass aus der Endstufe der Gunn-PLL versorgt. Mit Hilfe des Tiefpasses werden Störsignale außerhalb der Regelbandbreite der PLL aus der Versorgungsspannung des Gunn-Oszillators entfernt, um die Übertragung dieser Störungen auf das Signal des BWOs und ferner auf das Ausgangssignals des LOs zu vermeiden. Die beiden Ausgänge der Harmonischen-Mischer sind mit den Zwischenfrequenzeingängen der beiden PLLs verbunden. Die Diode des hochfrequenten Harmonischen-Mischers kann ebenfalls mit einem Biasstrom versehen werden, daher ist eine Hochfrequenz/Gleichstrom Trennschaltung (Bias-T) zur Einspeisung des Biasstroms auf der Zwischenfrequenzleitung des Mischers erforderlich.

Im oberen Teil des Stromlaufplans befinden sich die an der Kühlung des BWOs beteiligten Komponenten. Aus Platzgründen existiert für die Lüfter ein separates Netzteil mit einer im Bereich 12 bis 24 V einstellbaren Gleichspannung. Der Wasserfluss und die Temperatur des Kühlkörpers werden erfasst und der Sicherheitsschaltung im Bias-Einschub der Elektronik zugeführt.

4.5.3 Elektronikeinschub: Stromversorgung

Der Einschub ganz links in Abbildung 4.20 dient der Stromversorgung und der Überwachung der Systemfunktionen. In ihm befinden sich der Hauptschalter des LOs, die Hauptsicherung (von hinten zugänglich) und das Niederspannungsnetzteil zur Versorgung der Elektronik. Die korrekte Funktionsweise des Netzteils wird mittels LEDs in der Frontplatte angezeigt. Außerdem können die Spannungswerte an Prüfbuchsen verifiziert werden.

Ihrem Sinn entsprechend wurden ebenfalls die Anzeigen der Sicherheitsschaltung und die Buchse der HVS-Triggerleitung hierher verlegt. Des Weiteren verfügt dieser Einschub über ein von der Sicherheitsschaltung entkoppeltes Thermometer zur unabhängigen Messung der Wassertemperatur. Das Thermometer besitzt eine Alarmfunktion mit programmierbaren Schwellwerten und kann als akustisches Frühwarnsystem genutzt werden.

Der Schaltplan des Versorgungseinschubes ist leicht verständlich (Seite 170).

4.5.4 Elektronikeinschub: Bias-Box

Der zweite Einschub in Abbildung 4.20 enthält die beiden Biasschaltungen für den Frequenzverdreifacher und den hochfrequenten Harmonischen-Mischer sowie die Sicherheitsschaltung zur Überwachung des LO-Systems. Auf der Frontplatte befinden

sich außerdem die Buchsen für die Verbindungsleitung zum VME-Rechner und zum Frequenzsynthesizer sowie ein Hochfrequenz (HF)-Umschalter zur Auswahl eines der beiden Zwischenfrequenzsignale der PLLs zur Beobachtung auf einem Spektrumanalyser.

Die Belegung des VME-Steckers findet sich unter Anhang B. Nach der derzeitigen Bedrahtung können der HF-Umschalter gesteuert und die Spannungswerte der PLLs beobachtet und korrigiert werden.

Die Biasschaltungen

Mit Hilfe der zwei Biasschaltungen können die Diode des Frequenzverdreifachers und die Diode des Harmonischen-Mischers mit einer Vorspannung versehen werden, um den Arbeitspunkt der Dioden einzustellen und das Ausgangssignal zu maximieren. Beide Biasschaltungen sind identisch. Um die empfindlichen Vervielfacherdioden vor Störeinflüssen zu schützen, sind die Schaltungen batteriebetrieben, d.h. von der übrigen Elektronik entkoppelt. Gewählt wurde ein resistives Biasing, bei dem der Arbeitspunkt der Diode durch einen Vorwiderstand bestimmt wird (Abbildung 4.22(a)). Der Vorteil dieser Schaltung besteht darin, dass Störspitzen in der Biaszuführung im Widerstand nahe der Diode vernichtet werden. Außerdem ist mit dieser Methode jeder Punkt der Kennlinie gleichmäßig gut ansteuerbar: Nach Abbildung 4.22(a) gilt für Spannung und Strom der Diode U_D , I_D , bzw. des Widerstandes U_R , I_R

$$U_{Bias} = U_R + U_D, \quad (4.33)$$

bzw. mit $I_R = I_D$

$$U_{Bias} = R I_D + U_D. \quad (4.34)$$

Für kleine Steuerspannungen ($U_{Bias} < 0,6 \text{ V}$) ist auch U_D klein und I_D kann vernachlässigt werden (vgl. Abbildung 4.22(b)), wobei gilt $U_D \sim U_{Bias}$. Für große Steu-

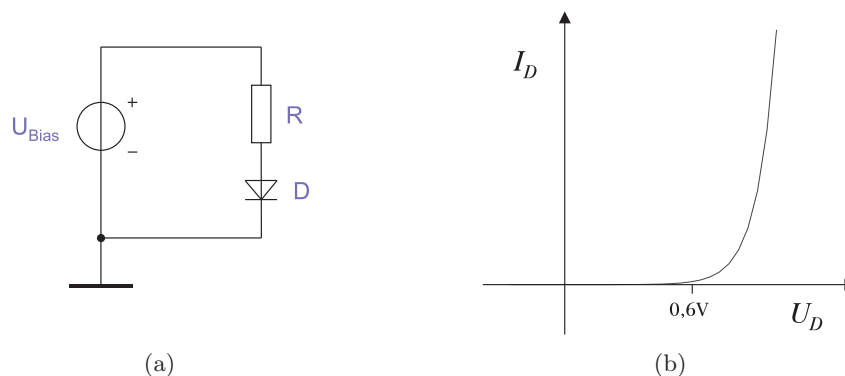


Abbildung 4.22: (a) Prinzip des resistiven Biasing (b) Vereinfachte Diodenkennlinie

erspannungen ist $U_D \approx 0,6 \text{ V} \ll R I_D$, dies entspricht $I_D \sim U_{Bias}$. Beim resistiven Biasing ist der Verlauf der Arbeitspunktes auf der Kennlinie daher stets proportional zur angelegten Biasspannung.

Beide Biasschaltungen sind jeweils mit einer Batterie zu betreiben (siehe Schaltplan, Seite 162). Der maximal einstellbare Biasstrom beträgt 2,1 mA. Mit einer handelsüblichen PP3-Batterie (9 V Block) beträgt die gemessene Betriebsdauer ca. 250 Stunden. Eine Warn-LED in der Frontplatte blinkt, sobald nur noch 30 Reststunden verbleiben. Für die Diode des hochfrequenten Harmonischen-Mischers ist der geeignetste Arbeitspunkt je nach Frequenz und Ausgangsleistung des Gunn-Oszillators vorab experimentell zu ermitteln. Die Arbeitspunkteinstellung des Frequenzverdrehers wird ausführlich in Abschnitt 5.1.2 diskutiert.

Die LO-Sicherheitsschaltung

Die Sicherheitsschaltung des LOs hat die Aufgabe, anhand der Sensorsignale des Flussmessers und des Kühlkörperthermometers über die Abschaltung der Hochspannung und der Pumpe zu entscheiden. Hierzu müssen die Sensorsignale zunächst aufbereitet werden.

Das Ausgangssignal des Flussmessers ist rechteckförmig mit einer Frequenz zwischen 0-25 Hz, proportional zum Durchfluss. Um es mit einem analogen Sollwert vergleichen zu können, muss das Rechtecksignal (A) zunächst in negative Normpulse der Länge 10 ms umgewandelt werden (B), siehe Abbildung 4.23. Nach Integration des Signals (C) wird im Falle eines geringen Durchflusses eine Warnschwelle überschritten und dies durch eine LED in der Frontplatte des LOs angezeigt. Im letzten Schritt wird das Signal vollständig geglättet (D) und kann als Analogwert mit der Abschaltswelle verglichen werden.

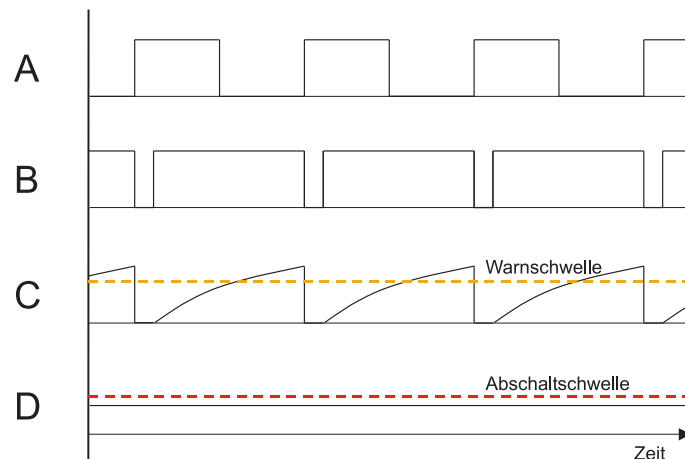


Abbildung 4.23: Prinzip der Signalaufbereitung beim Flussmesser. Die entsprechenden Messpunkte zu den Signalformen A-D sind im Schaltplan auf Seite 163 markiert.

Die Kühlwassertemperatur des BWOs wird indirekt über die Temperatur des Kühlkörpers erfasst. Hierzu dient ein Widerstand mit einem negativen Temperaturkoeffizienten (NTC). Zur Auswertung wird eine Komparatorschaltung mit Hysterese benutzt. Ist ein Systemalarm diagnostiziert worden, so wird die Hochspannung am HVS deaktiviert und im Falle einer zu niedrigen Flussrate die Pumpe ausgeschaltet (z.B. im Falle eines Risses im Wasserschlauch). Erst wenn alle Fehlerquellen beseitigt sind, lässt sich der Alarm manuell am LO zurücksetzen.

4.5.5 Elektronikeinschub: PLL

Die verbleibenden zwei Elektronikeinschübe enthalten die PLL-Elektronik zur Frequenzstabilisierung des BWOs bzw. des Gunn-Oszillators. Der Aufbau dieser Einschübe ist nahezu identisch. Ein Unterschied besteht lediglich in der Ausgangsspannung ihrer Endstufe. Diese beträgt 7 bis 10,4 V im Falle der Gunn-PLL, bzw. -15 bis +15 V im Falle der BWO-PLL.

In diesem Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen der PLL-Regelung erläutert. Anschließend werden die Umsetzung der elektronischen Schaltungen beschrieben und die Ergebnisse diskutiert. Für Informationen zur Erzeugung der Zwischenfrequenzsignale durch die Harmonischen-Mischer und den Gunn-Oszillator, siehe Abschnitt 4.4 (Frequenzstabilisierung).

Theoretische Funktionsweise der PLL

Die PLL ist ein Regelkreis, dessen Regelgröße die Phasendifferenz zweier Signale ist. Die Elemente des PLL-Regelkreises können ihrer Funktionalität nach in die vier Komponenten Phasendetektor, Schleifenfilter (Loop-Filter), spannungsgesteuerter Oszillator (VCO) und Rückkoppelglied unterteilt werden (Abbildung 4.24). Die Aufgabe der PLL besteht darin, die Frequenz des VCOs so einzustellen, dass die Phasendifferenz zwischen dem rückgekoppelten Anteil des VCO-Signals und einem Referenzsignal zu Null wird.

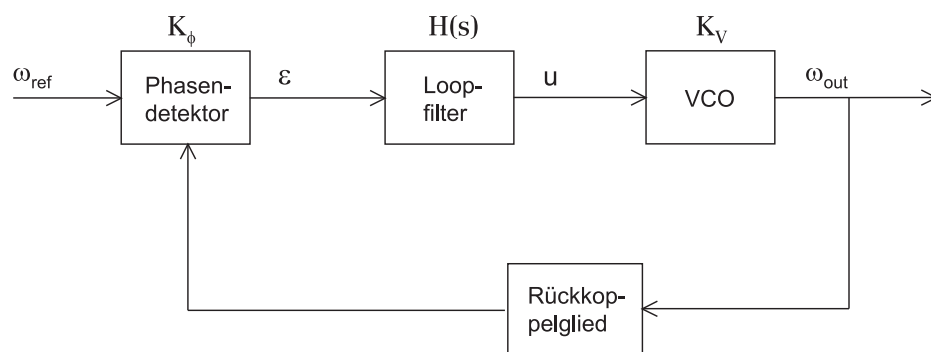


Abbildung 4.24: Funktionaler Aufbau der PLL

Der Phasendetektor liefert ein Ausgangssignal ε , das durch die Phasenverschiebung ϕ zwischen dem Referenzsignal ω_{ref} und dem rückgekoppelten Signal gegeben ist. Das Ausgangssignal des Phasendetektors wird dem Loop-Filter zugeführt, der das Steuersignal u für den VCO generiert. Das Ausgangssignal des VCOs wird auf eine niedrigere Frequenz $\frac{\omega_{out}}{N}$ umgesetzt und dem Phasendetektor rückgekoppelt. Sobald eine Phasenverschiebung zwischen dem Referenzsignal und dem rückgekoppelten Signal auftritt, versucht der Regelkreis die VCO-Frequenz so zu regeln, dass die Phasenverschiebung verschwindet. Hierbei wird der Frequenzbereich $\Delta\omega = N\omega_{ref} - \omega_{out}$, für den die PLL die Ausgangsfrequenz des VCOs noch auf die Sollfrequenz korrigieren kann, als Haltebereich der PLL bezeichnet. Unter dem Fangbereich einer PLL versteht man den Frequenzbereich innerhalb dessen eine nichtsynchronisierte PLL einrasten kann. Die PLL kann zur Frequenzvervielfachung genutzt werden, da im eingerasteten Zustand der hochfrequente VCO auf die um $1/N$ niedrigere Frequenz des genau laufenden Referenzoszillators stabilisiert ist. Beim Heterodynempfang wird das zu stabilisierende Signal nicht geteilt, sondern durch den Mischprozess mit einem LO auf eine niedrigere Frequenz umgesetzt.

Der Phasendetektor

Der Phasendetektor (PD) einer PLL hat die Aufgabe, aus dem Phasenunterschied zweier Signale das Steuersignal für den VCO zu generieren. Beim implementierten PD handelt es sich um den sogenannten digitalen Typ IV [161]. Er besteht aus zwei Set-Reset Flip-Flops, deren Eingänge mit den zu vergleichenden Signalen verbunden und deren Ausgänge mit einem UND-Gatter verknüpft und auf den asynchronen RESET-Eingang der Flip-Flops zurückgeführt sind (Abbildung 4.25).

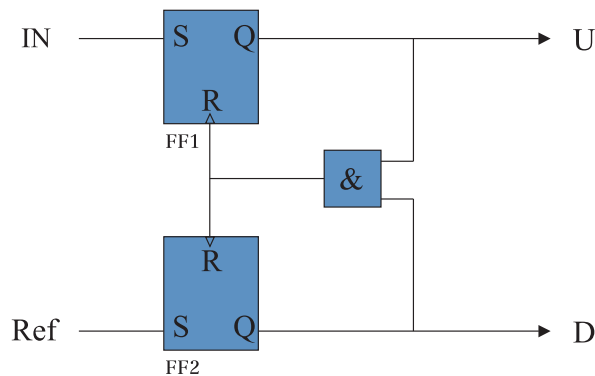


Abbildung 4.25: Prinzipielles Schaltbild eines digitalen Phasendetektors

Für einen PD nach obigem Modell gibt es nun drei mögliche Zustände: Sind beide Eingänge logisch LOW, so sind die Ausgänge ebenfalls LOW. Eilt das Signal des beispielsweise oberen Flip-Flops FF1 vor, wird FF1 durch die positive Signalfanke

gesetzt, Ausgang 1 wird HIGH. Die nachfolgende, positive Flanke des Referenzsignals setzt auch den unteren Flip-Flop HIGH, wodurch der Reset ausgeführt und beide Ausgänge wieder auf LOW zurückgesetzt werden. Während der Ausgang D von FF2 also stetig LOW bleibt, entstehen am Ausgang U von FF1 Pulse, deren Pulsbreite proportional zur Phasendifferenz beider Eingangssignale ist (Abbildung 4.26(a)). Eilt das Referenzsignal vor, so gilt obige Betrachtung entsprechend umgekehrt. Ist die Phasendifferenz Null, so driftet der VCO so lange, bis sich eine endliche Regelabweichung einstellt. Die Pulsbreite ist dann minimal und man kann sagen, die PLL ist "ingerastet" (Abbildung 4.26(b)).

Abbildung 4.27 zeigt die Übertragungsfunktion des digitalen Typs IV, d.h. die ausgangssseitige Pulsbreite ε in Abhängigkeit des Phasenunterschiedes ϕ .

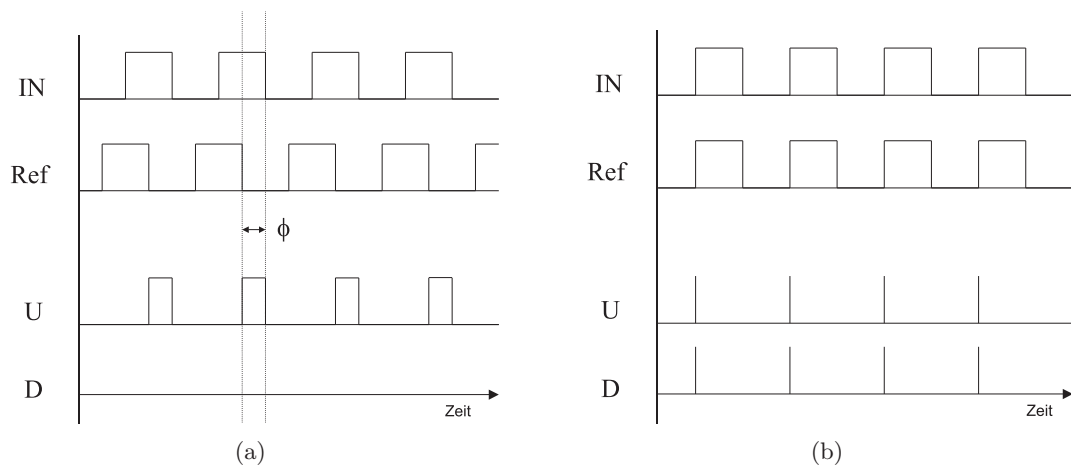


Abbildung 4.26: Verhalten des Phasendetektors nach Abbildung 4.25 im Falle nacheilender Referenz (a) und in ingerastetem Zustand der PLL (b)

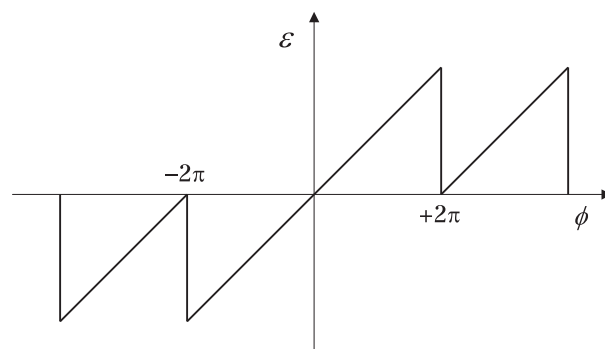


Abbildung 4.27: Übertragungsfunktion K_ϕ eines Phasendetektors nach Abb. 4.25

Das Loop-Filter

Um aus dem Ausgangssignal des PDs das Steuersignal für den VCO zu erzeugen, müssen die Pulse des PDs in eine DC-Spannung umgewandelt werden. Dem PD ist daher stets ein Tiefpass, das Loop-Filter, nachgestellt. Zentrale Verhaltensweisen des Regelkreises wie z.B. der Haltebereich, der Fangbereich oder die Seitenbandunterdrückung werden maßgeblich durch die Zeitkonstante des Loop-Filters bestimmt. Wählt man die Zeitkonstante zu groß, so vergrößert sich auch die Einschwingzeit der PLL. Bei einer zu kleinen Zeitkonstante treten die FM-Seitenbänder der PLL stärker hervor (siehe unten).

Wahlweise werden passive oder aktive Filter verwendet. Passive Filter eignen sich falls die Amplitude des Ausgangssignals noch zur Steuerung des VCOs ausreicht. Aktive Filter erlauben eine bessere Kontrolle über das Regelverhalten, fügen allerdings auch mehr Rauschen in den Regelkreis ein. Häufig verwendet wird beispielsweise der aktive Tiefpass zweiter Ordnung (Abbildung 4.28).

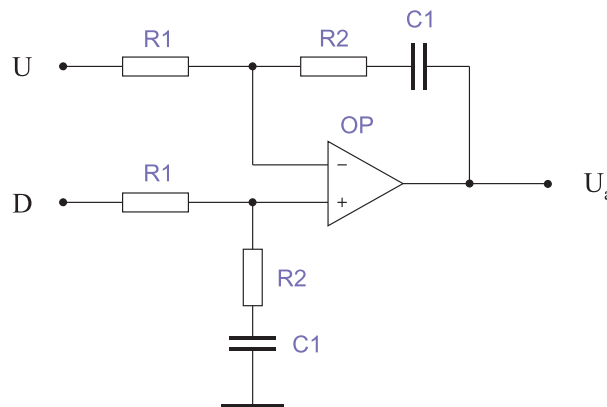


Abbildung 4.28: Typisches Loop-Filter: Aktiver Tiefpass zweiter Ordnung

Der Einfluss der Bauteilwerte dieses Loop-Filters auf das Regelverhalten der PLL kann mit Hilfe eines mathematischen Modells der PLL studiert werden.

Mathematisches Modell der PLL

Für die mathematische Betrachtung der PLL sind zwei Annahmen nötig: Zum einen wird angenommen, dass die PLL eingerastet ist. Zum anderen, dass die Übertragungsfunktionen K_V , K_ϕ , $H(s)$, von VCO, PD und Loop-Filter in ihren Arbeitspunkten linear sind [162][163]. Nach Abbildung 4.24 gilt dann

$$\varepsilon = K_\phi \left[\phi_{ref} - \frac{\phi_{out}}{N} \right], \quad (4.35)$$

$$u(s) = H(s) \varepsilon, \quad (4.36)$$

$$\omega_{out}(s) = K_V u(s). \quad (4.37)$$

Kombiniert man alle drei Gleichungen, so erhält man die Ausgangsfrequenz des VCOs in Abhängigkeit der eingangsseitigen Phasendifferenz

$$\omega_{out} = K_V K_\phi H(s) \left[\phi_{ref} - \frac{\phi_{out}}{N} \right]. \quad (4.38)$$

Sind die Frequenz des Referenzsignals ω_{ref} und des rückgekoppelten Signals ω_{out}/N verschieden, so nimmt die Phasendifferenz proportional mit der Zeit zu. Die Regelstrecke besitzt also ein integrierendes Verhalten

$$\phi_{out} = \int \omega_{out}(s) dt + \phi_{out}(0), \quad (4.39)$$

bzw. im Frequenzraum

$$\phi_{out}(s) = \frac{\omega_{out}(s)}{s} \quad (s = i\omega). \quad (4.40)$$

Setzt man obigen Ausdruck in Gleichung (4.38) ein, so ergibt sich die Übertragungsfunktion des gesamten Regelkreises

$$\frac{\phi_{out}(s)}{\phi_{ref}(s)} = \frac{K_V K_\phi H(s)}{s + \frac{K_V K_\phi H(s)}{N}}. \quad (4.41)$$

Ersetzt man hierin die Übertragungsfunktion des Loop-Filters aus Abbildung 4.28

$$H(s) = \frac{s R_2 C_1 + 1}{s R_1 C_1}, \quad (4.42)$$

so folgt

$$\frac{\phi_{out}(s)}{\phi_{ref}(s)} = \frac{K_V K_\phi \frac{s R_2 C_1 + 1}{R_1 C_1}}{s^2 + \frac{K_V K_\phi R_2}{N R_1} s + \frac{K_V K_\phi}{N R_1 C_1}}. \quad (4.43)$$

Offensichtlich besitzt der Nenner von Gleichung (4.43) die Form des charakteristischen Polynoms für den gedämpften harmonischen Oszillator

$$D(s) = s^2 + 2\omega_0 \xi s + \omega_0^2. \quad (4.44)$$

Hieraus kann geschlossen werden, dass die PLL auf Änderungen der Referenzphase/Referenzfrequenz analog zu einem gedämpften harmonischen Oszillator reagieren und sich auf den neuen Wert einschwingen wird (Abbildung 4.29). Hierbei lassen sich

die Dämpfungskonstante ξ und die Schwingungsfrequenz ω_r aus den Konstanten K_ϕ und K_V des Regelkreises sowie den Bauteilwerten R_1, R_2 und C_1 des Loop-Filters berechnen

$$\xi = \sqrt{\frac{K_\phi K_V C_1}{N R_1} \cdot \frac{R_2}{2}} \quad (4.45)$$

$$\omega_r = \omega_0 \sqrt{1 - \xi^2} \quad 0 \leq \xi < 1 \quad (4.46)$$

mit ω_0 als die Eigenfrequenz der PLL

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{K_\phi K_V}{N R_1 C_1}} \quad (4.47)$$

Die Konstanten K_ϕ und K_V des Regelkreises können leicht bestimmt werden. Sind sie bekannt, so kann das dynamische Verhalten der PLL mittels obiger Gleichungen den Anforderungen nach optimiert werden [164].

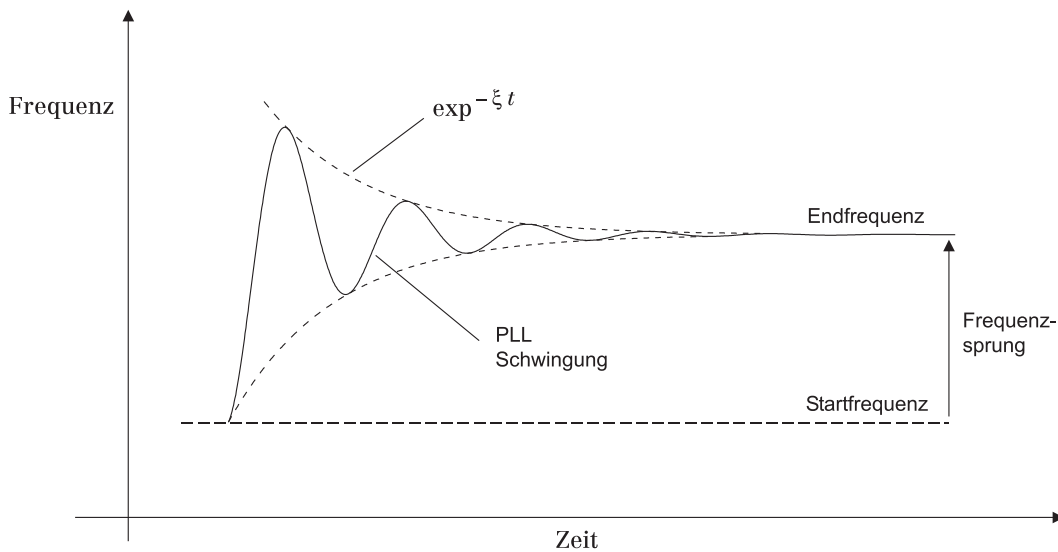


Abbildung 4.29: Einschwingvorgang der PLL in Folge eines Frequenzwechsels.

Schaltungsentwurf

In den PLL-Einschub zu integrieren sind: Die Zwischenfrequenzaufbereitung, der Phasendetektor, das Loop-Filter und der Ausgangsverstärker für den BWO, bzw. für den Gunn-Oszillator. Aufgrund der generell leistungsschwachen Ausgangssignale der Harmonischen-Mischer wurde besonders viel Wert auf eine hochwertige Vorverstärkerstufe gelegt. Die gesamte ZF-Aufbereitung ist daher in SMD-Technik mit guten

Masseverhältnissen aufgebaut. Als Vorverstärker wurde der rauscharme MSA-0886 der Firma Avago-Technologies verwendet [165]. Für die Nachverstärkung besitzt die PLL eine aktive Verstärkungskontrolle (Active Gain Control, AGC) um den Eingang des PDs nicht zu übersteuern. Die Mindesteingangsleistung für das Zwischenfrequenzsignal bei der die PLL noch sauber arbeiten kann beträgt -65 dBm.

Als Phasendetektor wurde der PE-3236 der Firma Peregrine [166] benutzt. Mit diesem IC konnten im Rahmen früherer PLL-Projekte in Zusammenarbeit mit dem Argelander-Institut für Astronomie in Bonn bereits gute Erfahrungen gesammelt werden. Der PE-3236 verfügt über ein sehr geringes Phasenrauschen von -90 dBc für $\Delta\nu = 1$ kHz und besitzt zusätzliche Teiler sowohl für die Zwischenfrequenz als auch für die Referenzfrequenz. Hierdurch besteht die Möglichkeit die tatsächliche Lock-Frequenz der PLL ohne Austausch des Referenzquarzes hinsichtlich Störeinflüssen zu wählen, bzw. nachträglich zu korrigieren.

Die Bauteilwerte des Schleifenfilters nach Abbildung 4.28 wurden experimentell bestimmt und für minimales Rauschen im Regelbereich der PLL optimiert. Die Schleifenverstärkung des Regelkreises wird an der Frontplatte des PLL-Einschubs justiert.

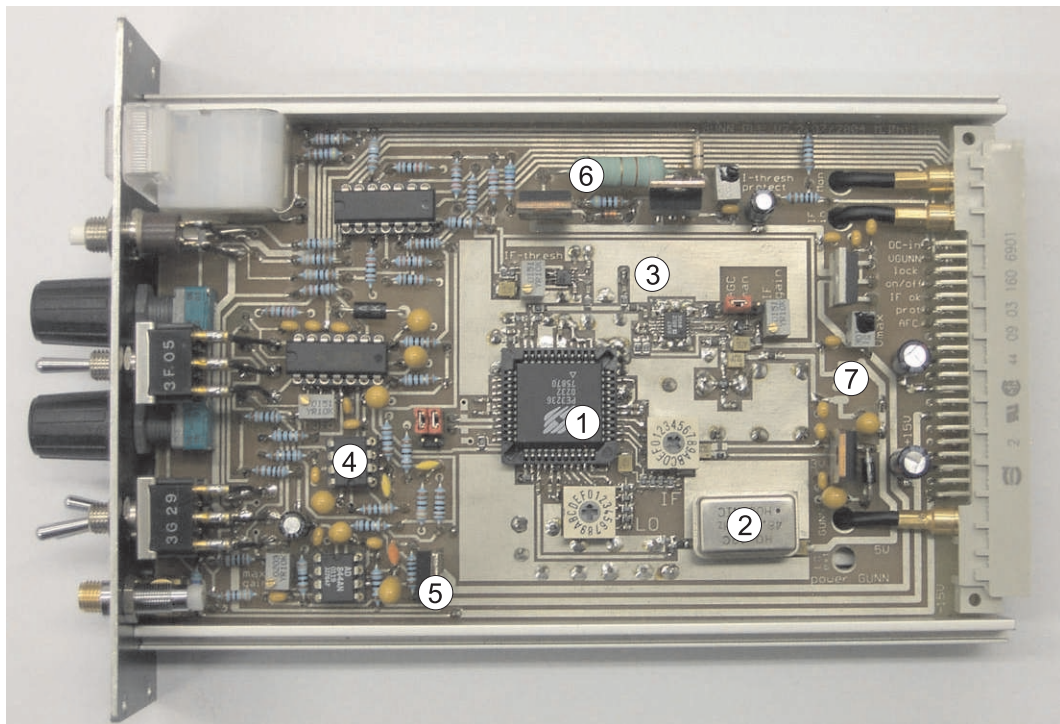


Abbildung 4.30: Foto der geöffneten PLL-Elektronik des Gunn-Oszillators. Es bezeichnen: ① Phasendetektor ② Referenzquarz ③ ZF-Aufbereitung ④ Loop-Filter ⑤ Endstufe ⑥ Überstromschutz ⑦ Stromversorgung.

Um den Haltebereich der PLL zu vergrößern, wurde dem Schleifenfilter eine parallel arbeitende langsame Spannungsnachführung hinzugefügt. Die Arbeitsweise dieser Spannungsnachführung kann als zusätzlicher integraler Anteil verstanden werden. Ihre Aufgabe besteht darin, durch Temperaturschwankungen hervorgerufene Driften in der Ausgangsfrequenz des Gunn-Oszillators aufzufangen.

Als Endstufentransistor wurde der 2SC2166 der Firma Mitsubishi [167] mit einer Transitfrequenz von 27 MHz gewählt. Der maximale Ausgangsstrom der Endstufe wird durch die Leistung des Netzteils im Versorgungseinschub bestimmt und beträgt etwa 1 A. Für den Fall einer Überspannung ist der Gunn-Oszillator intern durch einen Kurzschlusschalter (Shunt) gesichert. Um eine Überhitzung des Gunn-Oszillators im Fehlerfall zu vermeiden wurde der Endstufe der PLL-Elektronik eine Überstromschutzschaltung mit einem zwischen 150 und 350 mA einstellbaren Schwellstrom hinzugefügt. Die Abschaltgeschwindigkeit dieser Schaltung wurde künstlich auf 0,1 ms erhöht, um das Ansprechverhalten gegenüber Störspitzen zu reduzieren.

Für die externe Überwachung und Steuerung der PLL wurden die erforderlichen Signale in Normsignale (TTL-Pegel) aufbereitet und an die Steckerleiste des Einschubs zur Verbindung mit dem VME-Rechner verlegt. Abbildung 4.30 zeigt ein Foto der geöffneten PLL-Elektronik des Gunn-Oszillators. Für das Layoutdesign wurde das Programm Eagle [168] verwendet. Die entsprechenden Schaltpläne finden sich unter Anhang B.

Optimierung des Phasenrauschens

Abbildung 4.31 zeigt das Zwischenfrequenzsignal des Gunn-Oszillators im eingerasteten Zustand der PLL. Die Form des Signals entspricht dem zu erwartenden stufenförmigen Verlauf. Dicht am Träger wird die Linienbreite durch das Rauschen des Referenzoszillators (des Quarz-Moduls) bestimmt [169][170] und etwas weiter vom Träger entfernt durch das bandinterne Rauschen der Elektronik. Am Rande des Regelbereiches fällt das Rauschen mit der Steilheit des Loop-Filters von 6 dB/Decade, außerhalb der Regelbandbreite ist das Rauschen des VCOs dominant.

Um das bandinterne Rauschen zu minimieren müssen Loop-Filter und Schleifenverstärkung des Regelkreises sehr genau auf die Rauschbeiträge der Elektronik und des VCOs abgestimmt werden. Die mathematische Betrachtung zeigt, dass das bandinterne Rauschen durch die Übertragungsfunktion des Loop-Filters gegeben ist. Dieses Rauschen lässt sich mittels großer Schleifenverstärkung reduzieren. Im Gegensatz dazu wird das VCO-Rauschen durch eine Hochpass-Funktion geformt. Für optimale Ergebnisse müssen daher Bandbreite und Schleifenverstärkung der PLL so gewählt werden, dass das bandinterne Rauschen dem Phasenrauschen des VCOs entspricht [162].

Zusätzlich gilt, dass auch die dynamische Dämpfung ξ der PLL mit der Schleifenverstärkung des Regelkreises bzw. mit den Komponenten des Loop-Filters verknüpft ist (vgl. Gleichung (4.45)). Da sich ξ mit steigender Schleifenverstärkung verringert,

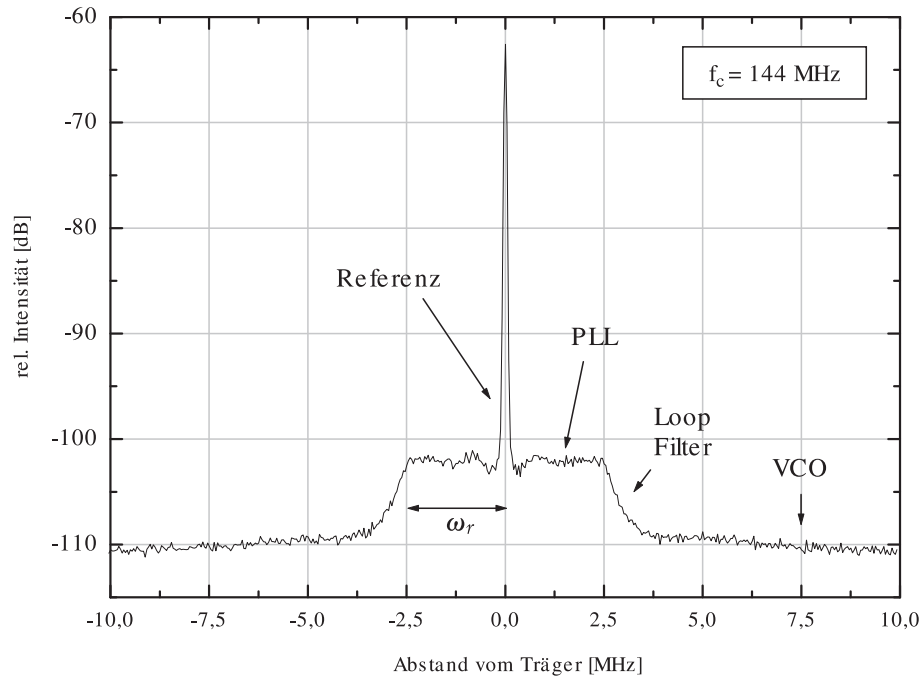


Abbildung 4.31: Herkunft der Rauschbeiträge im Zwischenfrequenzsignal der PLL am Beispiel des Zwischenfrequenzsignals des Gunn-Oszillators.

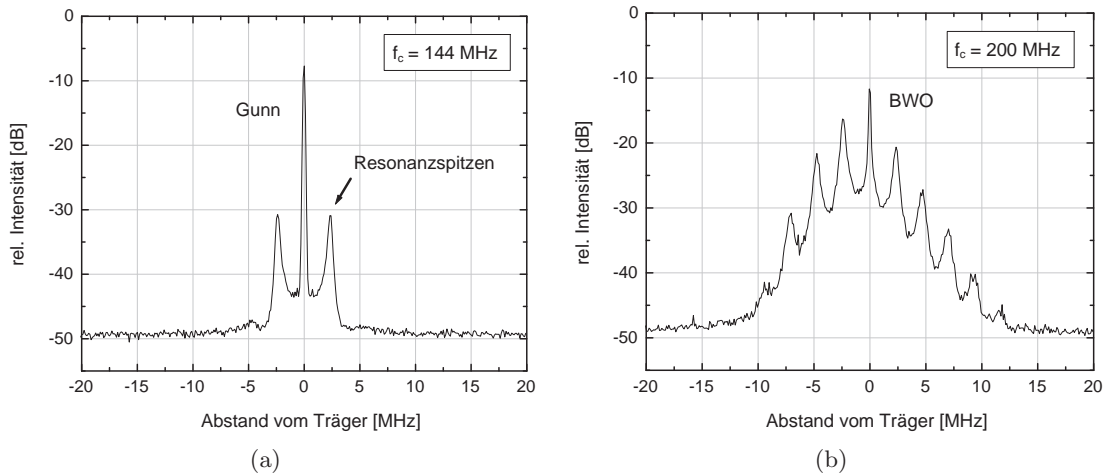


Abbildung 4.32: (a) Resonanzspitzen im Zwischenfrequenzsignal der Gunn-PLL als Folge einer zu großen Schleifenverstärkung. (b) Die Resonanzspitzen und deren Harmonische bilden Mischprodukte mit der Trägerfrequenz des Gunn-Oszillators und finden sich wieder im Ausgangssignal des BWOs, bzw. in dessen Zwischenfrequenzsignal.

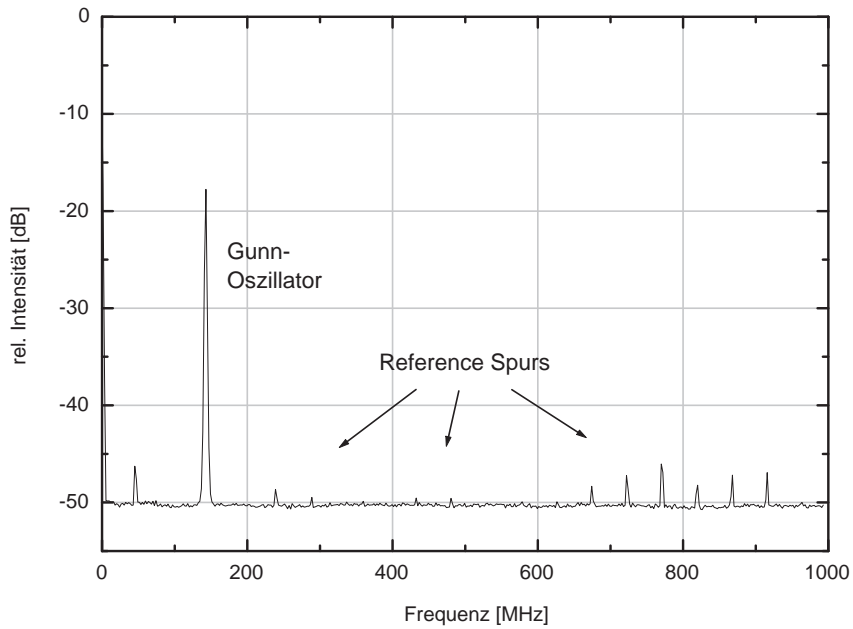


Abbildung 4.33: Spektrum der Reference Spurs im ZF-Signal des Gunn-Oszillators

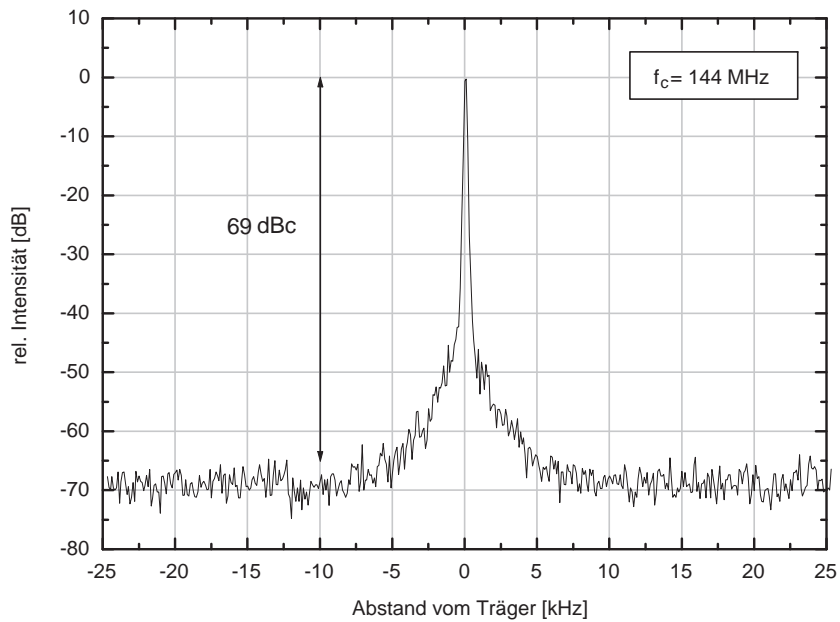


Abbildung 4.34: ZF-Signal des Gunn-Oszillators für optimal gewählte Schleifenverstärkung.

verlängert sich die Einschwingzeit der PLL. Wird ξ zu klein, so führt das Schwingen der PLL zu deutlichen Seitenbändern an den Bandenden und überträgt sich im Falle des Gunn-Oszillators sofort auf das Spektrum des BWOs (Abbildung 4.32). Zusätzlich zu den Rauschbeiträgen finden sich im Zwischenfrequenzsignal des Gunn-Oszillators zahlreiche diskrete Störspitzen mit Frequenzen von Vielfachen der Referenzfrequenz (Abbildung 4.33). Diese Störungen sind als sogenannte "Reference Spurs" bekannt und auf die Schaltpulse des Phasendetektors im eingerasteten Zustand der PLL zurückzuführen (Abbildung 4.26(b)). Das Spektrum dieser Spurs ist vollständig verstanden [171]. Durch gute Masseverhältnisse und kurze Leiterbahnen am Ausgang des Phasendetektors kann das Auftreten der Spurs teilweise reduziert werden. Ihre vollständige Beseitigung ist jedoch nur mit großem Aufwand möglich. Im vorliegenden Fall wurde die Übertragung dieser Störsignale auf die Gunn-Frequenz mit Hilfe des 10 MHz Tiefpasses in der Versorgungsleitung des Gunn-Oszillators vermieden.

Ergebnis der PLL-Entwicklung

Mit Hilfe der entwickelten PLL-Elektronik konnten sowohl der Gunn-Oszillator als auch die BWO-Röhre erfolgreich in ihrer Frequenz stabilisiert werden. Der erreichte Rauschabstand beträgt für die optimal gewählte Schleifenverstärkung -69 dBc (Abbildung 4.34). Die 3 dB-Breite beider Zwischenfrequenzsignale liegt unterhalb von $\Delta\nu < 1$ kHz und ist messtechnisch durch das Auflösungsvermögen des zur Verfügung stehenden Spektrumanalysers begrenzt. Für den Gunn-Oszillator resultiert hieraus eine Frequenzstabilisierung von $\Delta\nu/\nu < 1,2 \cdot 10^{-7}$ bzw. für den BWO von $\Delta\nu/\nu < 1,6 \cdot 10^{-9}$. Das vom BWO effektiv gesehene Hochspannungspotential konnte bis auf $\Delta U_K < 15 \mu\text{V}$ stabilisiert werden (Gleichung (3.4)).

Fangbereich und Haltebereich der PLL wurden bei optimal justierter Schleifenverstärkung zu 40 MHz/90 MHz für den Gunn-Oszillator bzw. zu 330 MHz/350 MHz für den BWO bestimmt. Dadurch ermöglicht der 1,9 THz LO kontinuierliche Messungen über einen Frequenzbereich von $\Delta\nu \approx 1$ GHz ohne manuelle Nachführung der Kathodenhochspannung bzw. der Gunn-Frequenz. Der ermittelte Haltebereich der PLL ist zugleich ausreichend hoch, um die durch Temperaturinstabilitäten hervorgerufenen Frequenzschwankungen der BWO-Röhren vollständig auszugleichen.

4.6 Sicherheit und Zertifizierung

In der ursprünglichen Planung sollte der Flugbetrieb des SOFIA-Flugzeuges privatisiert werden. Gleichzeitig sollte, aus Gründen der Öffentlichkeitsarbeit, das Landen von SOFIA auf zivilen Flughäfen möglich sein. Beides erforderte die Zertifizierung von SOFIA nach den Richtlinien der amerikanischen Flugsicherheitsbehörde FAA. Durch den Zertifizierungsprozess sollte sichergestellt werden, dass keine an Bord befindlichen Komponenten zu irgend einer Zeit eine Gefahr für Flugzeug oder Personal darstellen [172].

Beim Aufbau des LOs wurde dieser Grundsatz beachtet. Anhand des folgenden Abschnitts wird versucht, die grundsätzliche Herangehensweise zur Zertifizierung mittels ausgesuchter Beispiele zu verdeutlichen. Für weiterführende Informationen sei auf [173][174] verwiesen.

4.6.1 Mechanische Komponenten

Von mechanischen Komponenten auf SOFIA wird gefordert, den vorgeschriebenen Belastungsgrenzen von maximal 9 g in Vorwärtsrichtung, 6 g abwärts, 3 g aufwärts und 4,5 g seitwärts standzuhalten, ohne ihren Platz zu verlassen [175]. Die Befestigung aller Objekte muss entsprechend dimensioniert und in strittigen Fällen explizit rechnerisch bewiesen werden. Kleinteile unterhalb eines Gewichts von 2,5 kg sind hiervon ausgenommen, sofern sie sich innerhalb eines geschlossenen Gehäuses befinden und dieses auch bei maximalen Beschleunigungskräften nicht verlassen können [172]. Um die Festigkeit der Werkstücke garantieren zu können ist für die Fertigung besonders sicherheitsrelevanter Teile ausschließlich die Verwendung zertifizierter Materialien zulässig.

Beim Aufbau des LOs wurde den Anforderungen an die mechanische Stabilität in allen Punkten Rechnung getragen. Als kritischstes Objekt wurde der 24 kg schwere Permanentmagnet an der Deckplatte der LO-Box verschraubt und seine Polkappen mittels Halteschalen an den LO-Seitenwänden gesichert. Durch die verzahnte Konstruktion der LO-Box (Abbildung 4.35) werden an den Verschraubungen auftretende Scherkräfte abgefangen und der Zusammenhalt der Box sowie der Verbleib aller mechanischen Komponenten innerhalb der Box gemäß den Anforderungen garantiert.

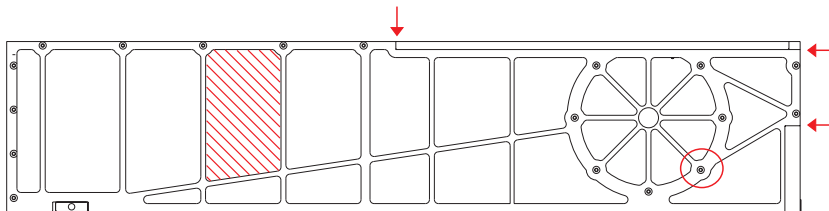


Abbildung 4.35: Konstruktionszeichnung der LO-Seitenwand. Die Verzahnungen des Gehäuses an den Kanten (Pfeile) sowie die Verschraubungen für die Halteschalen des Permanentmagneten (Kreis) sind zu erkennen. In die Wand eingelassene Aussparungen dienen der Gewichtsreduzierung (schraffiert).

4.6.2 Vermessung des äußeren Magnetfeldes

Um eine Gefährdung des SOFIA-Flugzeuges durch das Streufeld des im Inneren 1,24 T starken Permanentmagneten ausschließen zu können, ist die Stärke dieses Streufeldes vermessen worden. Abbildung 4.36 zeigt die magnetische Flussdichte in radialer und

axialer Entfernung vom Magnetmittelpunkt. Bereits nach einem Meter ist die Flussdichte auf den Wert des Erdfeldes gesunken. Für eine Entfernung von fünf Metern reduziert sich das Streufeld auf einen Wert kleiner 1% des Erdfeldes. Die Werte wurden von Seiten der FAA als unkritisch akzeptiert und der Permanentmagnet für den Flugbetrieb freigegeben und zertifiziert.

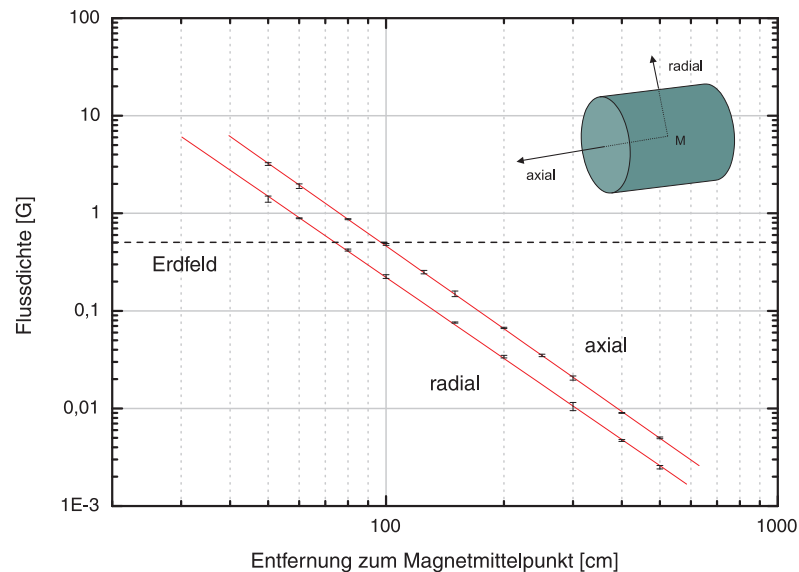


Abbildung 4.36: Radiale und axiale Feldabhängigkeit des Permanentmagneten.

4.6.3 Zertifizierung der Elektronik

Durch das gleichzeitige Vorhandensein von Hochspannung, Kühlwasser und empfindlicher Elektronik innerhalb der LO-Box sind Vorkehrungen zu treffen, um Kurzschlüsse, Brände oder eine Gefährdung von Personen durch Stromschläge zu vermeiden. Zu den getroffenen Schutzmaßnahmen sind die vorschriftsmäßige Absicherung der Elektronik, die LO-Sicherheitsschaltung und die Schutzschaltung der PLL-Endstufe zu zählen. Nach Kapitel 3.1.3 verfügt das HVS außerdem über eine Schutzvorrichtung (Crow-Bar) um eine plötzlich auftretende Stromvergrößerung in der Hochspannungsversorgung des BWOs selbständig zu erkennen und die Hochspannung in weniger als $50 \mu\text{s}$ deaktivieren zu können (siehe Abbildung 4.37).

Für die Zertifizierung des LOs sind Dokumente erstellt worden in denen denkbare Störfälle durchdacht und der Nachweis der Unbedenklichkeit in allen Fällen erbracht wurde [176][177]. Weiterhin wurde ein Testplan erzeugt mit dessen Hilfe man sich vor Flugbeginn von der Funktionsweise der Abschaltvorrichtungen überzeugen kann [173]. Die Dokumente wurden akzeptiert und die elektronischen Komponenten des LOs für den Flugbetrieb zertifiziert.

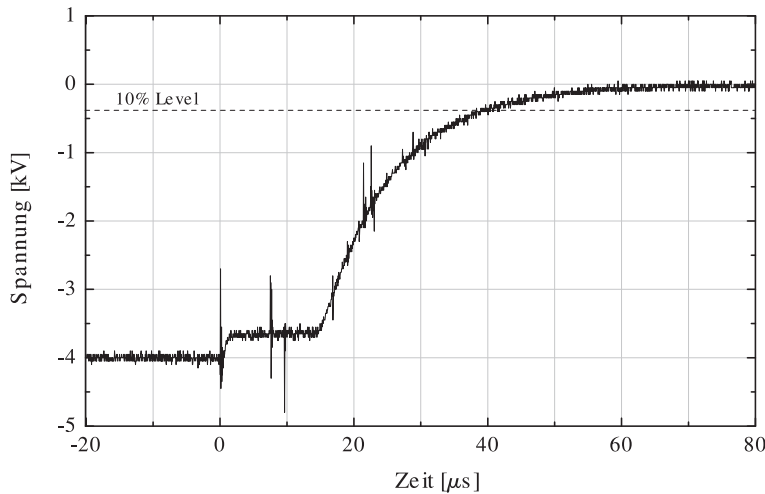


Abbildung 4.37: Zeitlicher Verlauf der Hochspannung am Ausgang des HVS nach überschreiten des Grenzstromes für die Crow-Bar in Folge eines künstlichen Querwiderstandes von $10\text{ k}\Omega$ nach Masse. Als Reaktionszeit der Crow-Bar sind $14\text{ }\mu\text{s}$ abzulesen.

4.7 Zusammenfassung

Abbildung 4.7 zeigt ein Foto der vollständig montierten LO-Box. Gehäuseform und Strahlaustritt entsprechen den Vorgaben des GREAT-Empfängers. Die Gesamtmasse der Box beträgt $48,7\text{ kg}$. Der Stromverbrauch wurde für die LO-Box zu 78 W und für das $1,9\text{ THz}$ LO-System, bestehend aus LO-Box, HVS und Frequenzsynthesizer, zu 418 W bestimmt. Eine Zusammenstellung aller in diesem Kapitel bestimmten Kennwerten findet sich in Tabelle 4.4.

Tabelle 4.4: Technische Daten des $1,9\text{ THz}$ LO-Systems.

Parameter	Einheit	Wert
Frequenzgenauigkeit	[kHz]	< 34
Linienbreite	[kHz]	< 1
Rauschabstand	[dBc]	26
PLL-Haltebereich	[MHz]	1000
Gewicht	[kg]	48,7
Stromverbrauch	[W]	418

Mit dem Bau des $1,9\text{ THz}$ Oszillators konnte das Prinzip der Strahlungserzeugung mittels eines frequenzverdreiften BWOs unter Berücksichtigung der äußeren Vorgaben des SOFIA-Flugzeuges und des GREAT-Empfängers erfolgreich umgesetzt werden. Im nachfolgenden Kapitel wird die Ausgangsleistung des LOs bestimmt und das Gesamtsystem durch weiterführende Messungen charakterisiert.

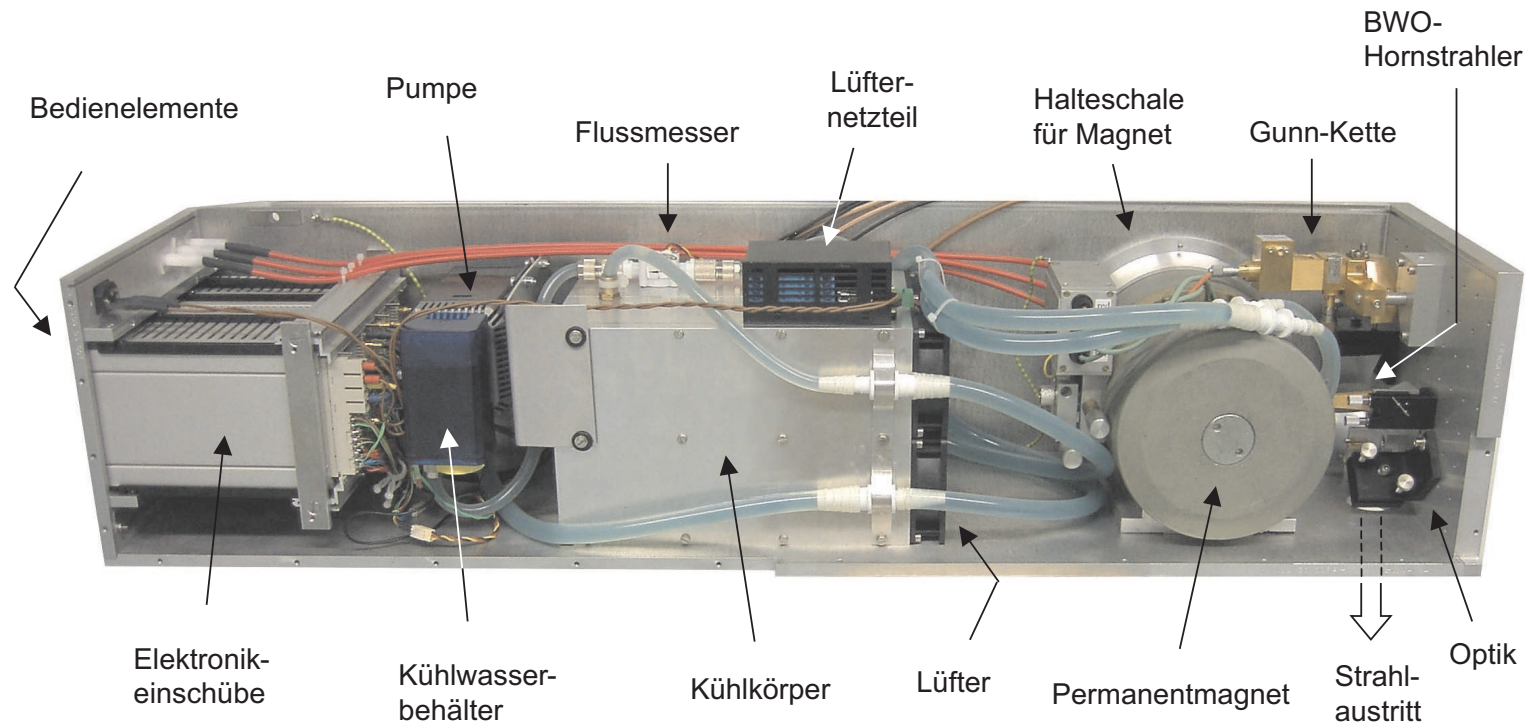


Abbildung 4.38: Foto des geöffneten 1,9 THz Oszillators.

Kapitel 5

Labormessungen mit dem 1,9 THz LO

Die in diesem Kapitel aufgeführten Labormessungen dienen der Charakterisierung des fertiggestellten LO-Systems. Das Kapitel beginnt mit der Bestimmung der LO-Ausgangsleistung und der Vermessung des Frequenzverdreifachers. Anschließend wird die Temperaturstabilität des LOs diskutiert. Weiterhin werden Rauschtemperatur und Pumpleistung der für den GREAT 1,9 THz Kanal vorgesehenen HEB-Mischer in einem Heterodynexperiment untersucht. Im Anschluss daran folgt die Auswertung der im Bonner Max-Planck-Institut für Radioastronomie im Rahmen der Inbetriebnahme des GREAT-Empfängers durchgeführten Testmessungen. Abschließend wird die vielfältige Einsetzbarkeit des entwickelten LO-Systems anhand einer Reihe von spektroskopischen Messungen unter Beweis gestellt.

5.1 Charakterisierung des LO-Systems

5.1.1 Bestimmung der LO-Ausgangsleistung

Der Frequenzverdreifacher der Firma RPG verfügt über einen abstimmbaren Ausgangsbandpass, anhand dessen sich die Ausgangsleistung für ein bestimmtes Frequenzband optimieren lässt (siehe Abschnitt 5.1.2). Diese Einstellung ist herstellerseitig vorzunehmen. Für erste Testmessungen wurde der Bandpass auf das absolute Leistungsmaximum der BWO-Röhren bei $\nu = 624,7$ GHz justiert (vgl. Abbildung 3.8). Anschließend wurde die Ausgangsleistung $P_{LO}(\nu)$ des LOs bestimmt. Als Leistungsmesser diente ein akusto-optischer Golay-Detektor der Firma QMC [178]. Um die Ausgangsleistung des Frequenzverdreifachers bestimmen zu können, wurde der letzte Auskoppelspiegel des LOs entfernt und der Golay-Detektor hinter dem Ausgangshorn des Frequenzverdreifachers positioniert (Abbildung 5.1). Der Strahlunterbrecher wurde zwischen dem planaren BWO-Umlenkspiegel und dem ersten abbildenden Spiegel positioniert und das Detektorsignal auf einem Oszilloskop ausgewertet.

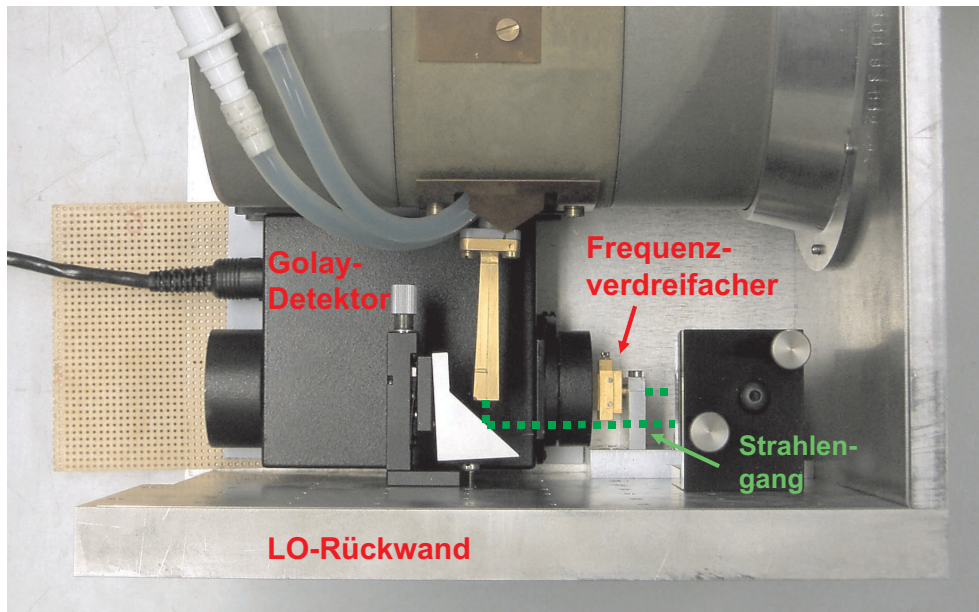


Abbildung 5.1: Messaufbau zur Bestimmung der LO-Ausgangsleistung mit Hilfe des Goly-Detektors. In dieser Ansicht wurde der Strahlunterbrecher entfernt, um die Sicht auf den Frequenzverdreifacher freizugeben.

Abbildung 5.2(a) zeigt die Ausgangsleistung des LOs für das optimierte Leistungsmaximum, d.h. für den Frequenzbereich um $3 \times 624,7 \text{ GHz} = 1874,1 \text{ GHz}$. Die gemessene Ausgangsleistung beträgt bei moderater Filamentheizung der BWO-Röhre bis zu $1 \mu\text{W}$. Innerhalb eines Frequenzbereiches von $2,2 \text{ GHz}$ übertrifft die Ausgangsleistung den zum Pumpen der HEB-Mischer von GREAT benötigten Wert von $0,5 \mu\text{W}$ (siehe Abschnitt 5.2). Durch Vergrößerung des Filamentstromes auf $I_F = 1,52 \text{ A}$ lässt sich die Ausgangsleistung im Strahlungsmaximum auf $1,4 \mu\text{W}$ anheben (Abbildung 5.2(b)). Außerdem ist hier abzulesen, dass die LO-Leistung für nicht zu große Filamentströme proportional mit dem Filamentstrom ansteigt.

Des Weiteren enthält Abbildung 5.2(a) die momentan verfügbare LO-Leistung zur Beobachtung der [CII]-Linie im oberen Seitenband des GREAT-Empfängers (1899 GHz). Für diese Messung wurde der BWO No. 75 verwendet und die LO-Optik entsprechend umjustiert. Die Ausgangsleistung beträgt hier $0,5 \mu\text{W}$ und liegt damit unterhalb der erforderlichen Pumpleistung zum Erreichen des besten Biaspunktes für den derzeit zur Charakterisierung von GREAT eingesetzten HEB-Mischer von $0,8 \mu\text{W}$ (siehe Abschnitt 5.3.2). Hieraus folgt, dass die Rauschtemperatur des GREAT-Empfängers im Falle von [CII]-Beobachtungen nicht dem Optimum entsprechen wird, worauf hin sich die Beobachtungszeit verlängert (Gleichung (A.3)). Ferner ist der verfügbare Spektralbereich auf die 1 GHz ZF-Bandbreite des GREAT-Empfängers limitiert, sodass astronomische Quellen nur bis zu einer Geschwindigkeitsverbreiterung von etwa 150 km/s

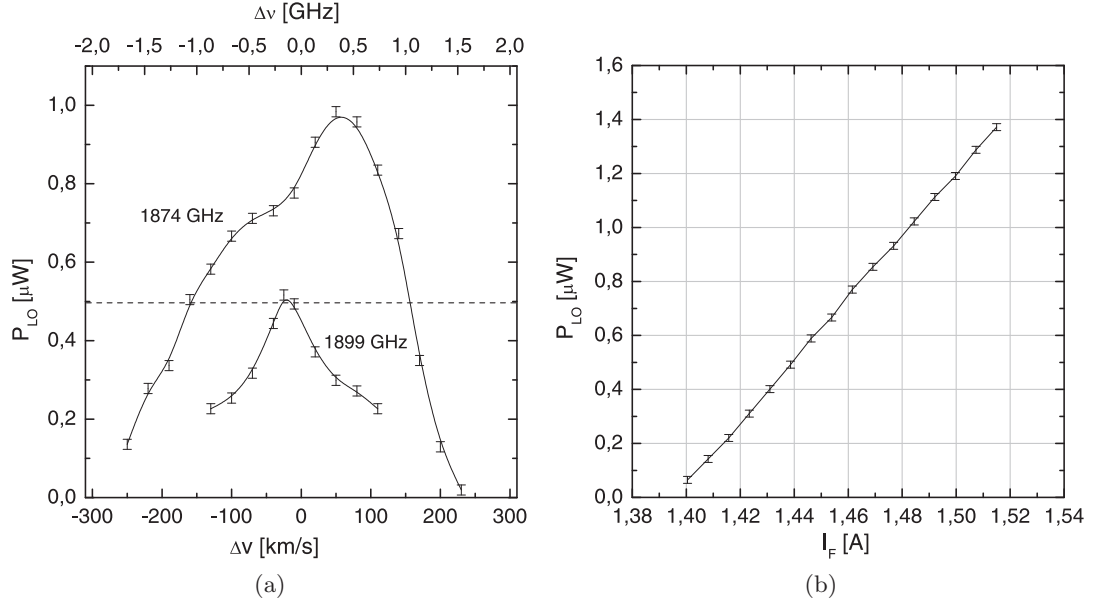


Abbildung 5.2: (a) LO-Ausgangsleistung für $\nu = 1874,1$ GHz (BWO No. 79, $I_F = 1,47$ A) und für die Beobachtungsfrequenz der [CII]-Linie von $\nu = 1889$ GHz (BWO No. 75, $I_F = 1,37$ A). (b) LO-Ausgangsleistung in Abhängigkeit des Filamentstromes für $\nu = 1874,1$ GHz.

beobachtete werden können. Für einen Großteil der galaktischen Quellen ist dies ausreichend [35]. Ein breiterer Spektralbereich und der Betrieb des HEB-Mischers auf seinem optimalen Biaspunkt sind jedoch wünschenswert. Hierfür ist der Filamentstrom des BWOs anzuheben, bzw. der Ausgangsbandpass des Frequenzverdreifachers entsprechend umzujustieren (siehe unten).

Ausgangsleistung im Frequenzbereich zwischen 1750 und 1950 GHz

Mit Hilfe eines automatisierten Messaufbaus wurde die Ausgangsleistung des LOs beim Betrieb des BWOs No. 79 im Frequenzbereich zwischen 1750 und 1950 GHz untersucht. Diese Messung wurde insgesamt drei Mal durchgeführt, wobei die LO-Optik auf unterschiedliche Frequenzen optimiert wurde. Aus der Überlagerung dieser Messreihen lässt sich die insgesamt verfügbare LO-Leistung beim Betrieb des BWOs No. 79 abschätzen. Außerdem werden Stärke und Frequenzabstand der auftretenden Leistungsschwankungen stellvertretend für alle drei BWO-Röhren sichtbar.

In Abbildung 5.3 sind die gemessenen Ausgangsleistungen in Abhängigkeit der Frequenz aufgetragen. Leistung ist demnach nur innerhalb von 10 etwa 1 bis 3 GHz breiten Frequenzbanden im Abstand von jeweils 5 bis 7 GHz vorhanden. Diese Leistungsschwankungen können als Multiplikation der Beiträge des BWOs, der Einkopelloptik und des Frequenzverdreifachers verstanden werden. Insgesamt sind sechs

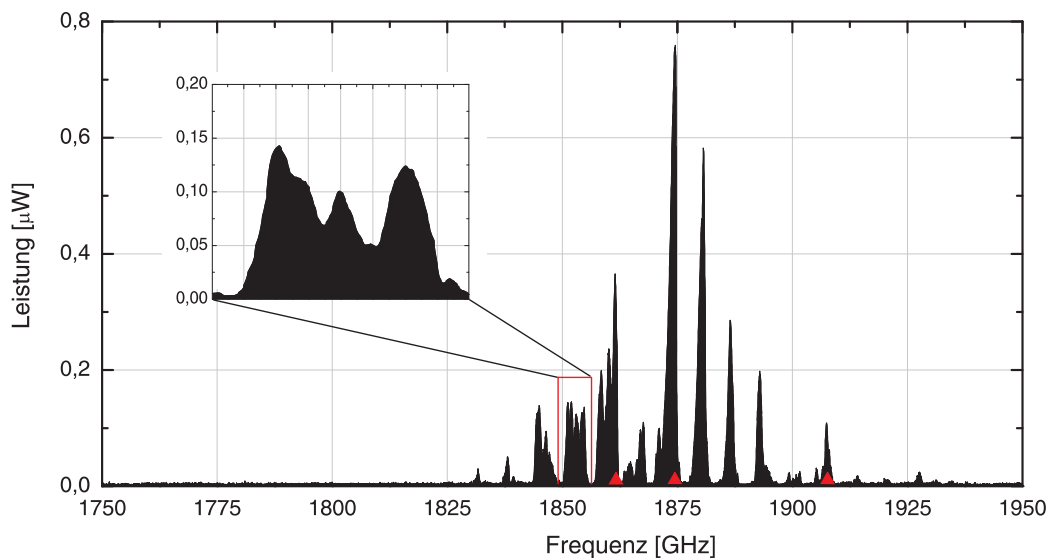


Abbildung 5.3: Verfügbare LO-Ausgangsleistung im Frequenzbereich zwischen 1750 und 1950 GHz beim Betrieb des BWOs No. 79 mit einem Filamentstrom von $I_F = 1,46$ A. Überlagert wurden drei Messreihen, wobei die Einkoppeloptik auf die Frequenzen 1861 GHz, 1874 GHz und 1907 GHz optimiert wurde (siehe Pfeile). Der Ausschnitt zeigt die Werte aus Messung Nr. 2 im Frequenzbereich um 1850 GHz. Die vertikalen Gitternetzlinien besitzen hier einen Abstand von 0,78 GHz.

frequenzabhängige Größen zu unterscheiden:

$$P_{LO}(\nu) = \beta(\nu)\eta(\nu)\alpha(\nu)o(\nu)g(\nu)P(\nu). \quad (5.1)$$

Mit $P(\nu)$ wird die Ausgangsleistung des BWOs bezeichnet (Abbildung 3.8) und mit $g(\nu)$ die Gaußizität des BWO-Strahlmusters. Die Beiträge des Frequenzverdrehers lassen sich aufschlüsseln in die Übertragungsfunktion des Eingangsbandpasses $\alpha(\nu)$, in die Effektivität des Vervielfachungsprozesses an der Diode $\eta(\nu)$ und in die Übertragungsfunktion des Ausgangsbandpasses $\beta(\nu)$. Mit $o(\nu)$ werden Verluste durch eine nicht optimale Justage der Einkoppeloptik erfasst. Im Falle der besten Justage für eine bestimmte BWO-Frequenz ist $o(\nu) = 1$, wovon ausgegangen wird.

Die Gaußizität $g(\nu)$ resultiert aus der Verteilung der BWO-Strahlungsleistung auf die verschiedenen Hohlleitermoden in Verbindung mit dem verwendeten Hornstrahler. Ein Wechsel des Hornstrahlers bewirkt jedoch keine nennenswerte Verbesserung der Gaußizität, wie in Abschnitt 3.2.5 diskutiert. Nicht beeinflussbar sind auch die Größen $\alpha(\nu)$ und $\eta(\nu)$ des Frequenzverdrehers.

Eine Möglichkeit die LO-Leistung zu vergrößern, besteht in der Anhebung des Filamentstromes des BWOs im Rahmen der zulässigen Betriebsparameter (vgl. Abschnitt 3.2.1). Von großem Einfluss ist auch der Beitrag des Ausgangsbandpasses des Frequenzverdrehers $\beta(\nu)$, welcher im nachfolgenden Abschnitt vermessen wird.

Zusätzlich dazu sind Stehwellen im optischen Einkoppelpfad zwischen BWO und Frequenzverdreifacher zu erkennen. Das Auftreten der Stehwellen ist auf eine Fehlanpassung der Impedanz der Vervielfacherdiode an die Impedanz des Eingangshohlleiters zurückzuführen. Der Frequenzabstand $\Delta\nu$ der Stehwellen berechnet sich aus der optischen Weglänge L zwischen BWO und Frequenzverdreifacher ($c =$ Lichtgeschwindigkeit)

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L}. \quad (5.2)$$

Für die LO-Optik ist $L = 192,88$ mm und $\Delta\nu = 0,78$ GHz. Die Modulationen sind im Leistungsspektrum des LOs in Abbildung 5.3 zu erkennen (kleines Bild).

5.1.2 Vermessung des Frequenzverdreifachers

Kennlinie und Arbeitspunkt

Der Frequenzverdreifacher der Firma RPG verfügt über einen Anschluss zur Zuführung einer Biasspannung. Wahlweise kann dort ein passiver Biaswiderstand angebracht oder es kann die in Kapitel 4.5.4 vorgestellte, aktive Biasschaltung benutzt werden. Welche Methode der Arbeitspunkteinstellung (Biasing) für welche Eingangsleistung des Frequenzverdreifachers günstiger ist, soll anhand der UI-Kennlinien der Vervielfacherdiode diskutiert werden.

Zur Messung dieser Kennlinien wurde ein Aufbau vergleichbar der Anordnung in Abbildung 5.1 verwendet. Der Frequenzverdreifacher wurde durch einen offenen 633 GHz Hornstrahler ersetzt und die in den Hornstrahler eingekoppelte Leistung am hohlleiterseitigen Ende mit Hilfe des Erickson PM1-Leistungsmessers bestimmt. Für verschieden große Eingangsleistungen P_{in} wurde die Kennlinie der Diode mittels der LO-zugehörigen Biasschaltung vermessen.

Abbildung 5.4 zeigt das Ergebnis: Ohne eingekoppelte Hochfrequenzleistung (HF) folgt die Kennlinie dem Verlauf einer gewöhnlichen Diode. Strom und Spannung sind in Phase und entsprechen zu jeder Zeit den von einem Multimeter angezeigten Werten. Wird HF eingekoppelt, so richtet die Diode diese Wechsellspannung gleich. Es entsteht ein Gegenfeld und im UI-Diagramm schiebt sich die Kennlinie nach links (zu kleineren Spannungen). Durch die Kapazität der Diode sind Strom und Spannung nun nicht mehr in Phase sondern beschreiben eine geschlossene Kurve im UI-Diagramm. Ein Multimeter (die Biasschaltung) wird nun die zeitlichen Mittel von Strom und Spannung anzeigen. Die an der Diode absorbierte Leistung ist durch das zeitliche Mittel

$$P_D = \langle U(t)I(t) \rangle \quad (5.3)$$

von Strom und Spannung gegeben.

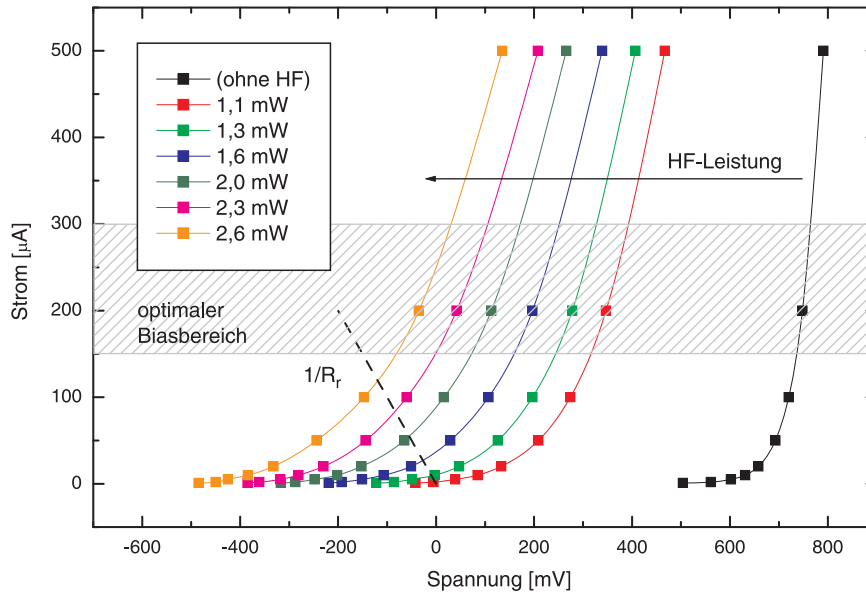


Abbildung 5.4: Kennlinien der Verdreifachdiode für verschieden große Eingangsleistungen.

Um bei kleiner Eingangsleistung den Arbeitspunkt der Diode einstellen zu können, ist ein Vorwärtsstrom I_f , d.h. eine aktive Biasschaltung erforderlich. Die zeitlichen Mittel aus Strom und Spannung sind vorzeichengleich, daher liegt dieser Arbeitspunkt im Bereich positiver Spannungen der Kennlinie in Abbildung 5.4. Diese Methode der Arbeitspunkteinstellung wird als Forward-Biasing, oder auch als Betrieb im sogenannten "Varistor-Modus", bezeichnet.

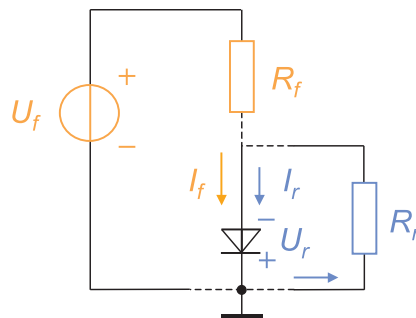


Abbildung 5.5: Strom und Spannung beim Forward- (rot) und beim Reverse-Biasing (blau).

Für große Eingangsleistungen kann die aktive Biasschaltung durch einen passiven Biaswiderstand R_r ersetzt werden (Abbildung 5.5). Unter Einfluss von HF wirkt die Diode nun als Spannungsquelle über diesem Lastwiderstand. Das Vorzeichen dieser Spannung U_r ist im Gegensatz zum Forward-Biasing umgedreht, der Stromfluss je-

doch nicht, sodass sich dieser Arbeitspunkt im Bereich negativer Spannungen der UI-Kennlinie in Abbildung 5.4 befindet. Diese Methode der Arbeitspunkteinstellung wird als Reverse-Biasing oder auch als Betrieb im "Varaktor-Modus" bezeichnet. Da am Widerstand das Ohm'sche Gesetz erfüllt sein muss, liegen mögliche Biaspunkte auf einer Geraden mit der Steigung $1/R_r$. Für kleine Eingangsleistungen folgt dann $U \rightarrow 0$, $I \rightarrow 0$, d.h. der Arbeitspunkt fällt mit dem Ursprung zusammen.

Messungen der LO-Ausgangsleistung in Abhängigkeit des Arbeitspunktes haben ergeben, dass ein Arbeitspunkt mit einem Diodenstrom von $I_D \approx 150 - 300 \mu\text{A}$ die größte LO-Leistung hervorbringt. Für kleine Eingangsleistungen ist daher das Forward-Biasing, für große Eingangsleistungen das Reverse-Biasing mit einem geeigneten Biaswiderstand R_r zu verwenden.

Konversion des Frequenzverdreifachers

Aus der mit dem Erickson Power-Meter ermittelten Eingangsleistung $P_{in}(\nu)$ des Frequenzverdreifachers und der mit dem Golay-Detektor bestimmten Ausgangsleistung $P_{LO}(\nu)$ ist die Effektivität $\varepsilon(\nu)$ des Frequenzverdreifachers

$$\varepsilon(\nu) = \beta(\nu)\eta(\nu)\alpha(\nu) \quad (5.4)$$

durch Bildung des Quotienten

$$\varepsilon(\nu) = \frac{P_{LO}(\nu)}{P_{in}(\nu)} \quad (5.5)$$

im Leistungsmaximum der BWOs bei $\nu = 1874 \text{ GHz}$ für die Methode des Forward-Biasing und für das Reverse-Biasing bestimmt worden (Abbildung 5.6(a)). Für kleine Eingangsleistungen $P_{in}(\nu) < 3 \text{ mW}$ ist der Vorteil des Forward-Biasing deutlich erkennbar. Für große Eingangsleistungen beträgt die Effektivität des Frequenzverdreifachers für beide Arten der Arbeitspunkteinstellung $\varepsilon \approx 0,2 \cdot 10^{-3}$. Für eine angestrebte LO-Leistung von $P_{LO} = 1 \mu\text{W}$ ist daher für diese Frequenz eine Eingangsleistung von etwa $P_{in} = 5 \text{ mW}$ erforderlich, die von den BWO-Röhren aufzubringen ist.

Übertragungsfunktion des Ausgangsbandpass

Wird der Frequenzverdreifacher nicht bei der Frequenz von 1874 GHz betrieben, so wird seine Effektivität $\varepsilon(\nu)$ von dem zuvor bestimmten Wert abweichen. Ein Teil dieser Frequenzabhängigkeit ist auf die Übertragungsfunktion $\beta(\nu)$ des Ausgangsbandpasses zurückzuführen. Um diese Übertragungsfunktion zu bestimmen, muss die Ausgangsleistung $P_{LO}(\nu)$ des Frequenzverdreifachers für gleiche HF-Leistung an der Diode $P_D(\nu) = \alpha(\nu)P_{in}(\nu)$ für verschiedenen Frequenzen ν gemessen werden

$$\beta(\nu) = \frac{\varepsilon(\nu)}{\alpha(\nu)\eta(\nu)} = \frac{P_{LO}(\nu)}{P_{in}(\nu)\alpha(\nu)\eta(\nu)} \approx \frac{P_{LO}(\nu)}{P_D(\nu)} \quad (5.6)$$

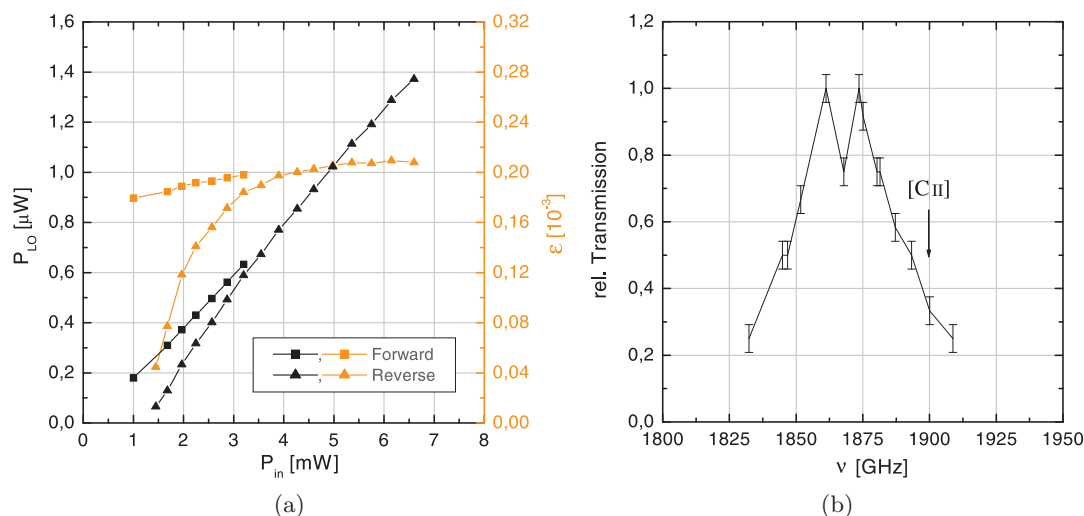


Abbildung 5.6: (a) Ausgangsleistung P_{LO} und Effektivität ε des Frequenzverdreibers in Abhängigkeit der Eingangsleistung P_{in} für die Methode des Forward-Biasing mit $I_f = 200 \mu\text{A}$ und für das Reverse-Biasing mit $R_r = 330 \Omega$ ($\nu = 1874 \text{ GHz}$). (b) Relative Transmission $\beta(\nu)$ des Ausgangsbandpasses normiert auf das Transmissionsmaximum. Die erforderliche Frequenz zur Messung der [CII]-Linie ist markiert.

(hierbei wurde die Frequenzabhängigkeit von $\eta(\nu)$ vernachlässigt).

Abbildung 5.6(b) zeigt $\beta(\nu)$ nach Normierung auf das Transmissionsmaximum bei 1874 GHz. Der Vergleich mit Abbildung 5.3 belegt, dass die Frequenzabhängigkeit der LO-Leistung zum Großteil auf die Übertragungsfunktion des Ausgangsbandpasses zurückzuführen ist.

Für die [CII]-Frequenz ist $\beta(\nu) \approx 0,36$. Hieraus ist zu schließen, dass sich die Effektivität des Frequenzverdreibers bei der [CII]-Frequenz (und damit die Ausgangsleistung des LOs) durch Verstimmung des Ausgangsbackshorts um bis zu $1/0,36 \approx 280\%$ vergrößern lässt. Dies würde den Betrieb der BWO-Röhren bei geringeren Filamentströmen erlauben und ihre Lebensdauer entsprechend verlängern. Gleichzeitig würde der Abstimmbereich des LOs erhöht, sodass [CII]-Beobachtungen auf extragalaktische Quellen und Quellen mit einem Geschwindigkeitsprofil größer als 150 km/s ausgedehnt werden könnten.

5.1.3 Temperaturstabilität des LOs

Durch die derzeit konstante Kühlleistung des im LO implementierten Wärmetauschers ist die Kühlwassertemperatur des BWOs direkt an die Umgebungstemperatur auf dem SOFIA-Flugzeug gekoppelt. Temperaturschwankungen der Röhre sind daher grundsätzlich möglich. Nach Abschnitt 3.2.6 hat dies sowohl eine Änderung der Ausgangsleistung als auch eine Verschiebung der Ausgangsfrequenz zur Folge. Letztere

wird vollständig von der PLL-Regelung des LOs korrigiert. Schwankungen der Ausgangsleistung hingegen werden vom Frequenzverdreifacher auf das LO-Ausgangssignal übertragen.

Mit der Erwärmung der BWOs entstehen weitere Verluste im Einkoppelpfad der LO-Optik zwischen BWO und Frequenzverdreifacher. Zum Teil ist dies auf die thermische Ausdehnung der Röhre und die damit verbundene Ablenkung des Ausgangsstrahls zurückzuführen. Beispielsweise betragen die Verluste im Falle eines Winkelfehlers von nur 1° bereits $\Delta P/P \approx 10\%$. Zum Anderen führt die Ausdehnung der Röhre um die Länge ΔL zur Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ der im Einkoppelpfad herrschenden Stehwellen

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta L}{\lambda/2} 2\pi. \quad (5.7)$$

Für $\Delta T_{BWO} = 10\text{ K}$ ist $\Delta L = 16,5\ \mu\text{m}$. In Folge der Längenänderung wandert die Phase der Stehwelle um $0,14\pi$, respektive das Transmissionsmaximum um 54 MHz ($\lambda = 0,474\text{ mm}$). Schließlich sind auch Leistungsschwankungen aufgrund temperaturbedingter Änderungen des Strahlmusters nicht auszuschließen.

Abbildung 5.7 zeigt beispielhaft die Ausgangsleistung des LOs im Falle einer Frequenz von $\nu = 1874\text{ GHz}$ für die zwei Kühlwassertemperaturen 20°C und 30°C . Im Leistungsmaximum resultiert aus der Kühlwassererwärmung ein Leistungseinbruch um 27% , bezogen auf den Vorwert. Dieser Einbruch ist auf die Überlagerung sämtlicher der oben genannten Temperatureffekte zurückzuführen.

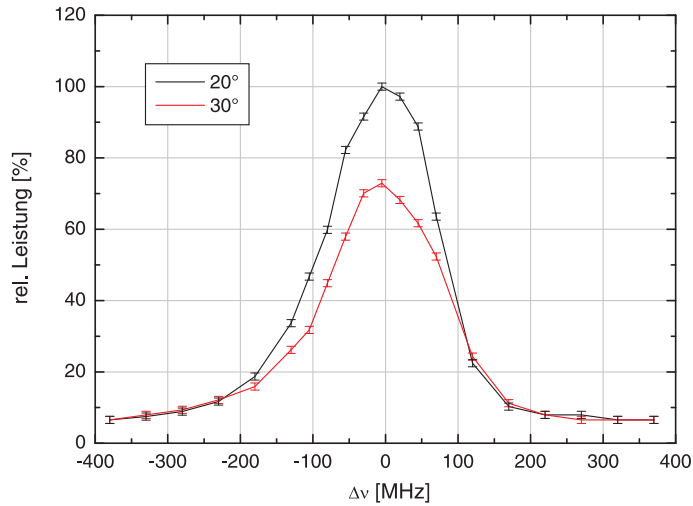


Abbildung 5.7: Abnahme der LO-Leistung in Folge einer Kühlwassererwärmung von 20°C auf 30°C ($\nu = 1874\text{ GHz}$).

In Abschnitt 5.3 wird die Empfindlichkeit des $1,9\text{ THz}$ HEB-Mischers von GREAT gegenüber Änderungen der LO-Leistung durch Messung der Systemrauschtemperatur des GREAT $1,9\text{ THz}$ Kanals untersucht. Hiernach liegen vertretbare Leistungs-

schwankungen in der Größenordnung von $\Delta P/P = \pm 10\%$. Dies ist geringer als der im obigen Beispiel beobachtete Leistungseinbruch von 27%. Die Zeitkonstante der Kühlwassertemperaturschwankungen beträgt für das entwickelte Kühlsystem jedoch etwa $\tau \approx 6$ min (siehe Kapitel 4.3.2). Diese Zeitspanne ist wesentlich länger als die Allan-Zeit des GREAT 1,9 THz Kanals von $\tau_A = 40$ s (Abschnitt 5.3.4). Innerhalb einer Integrationszeit des GREAT-Empfängers ist der Einfluss der gemessenen Temperaturinstabilitäten auf das Empfängerrauschen daher vernachlässigbar. Um die Stabilität der LO-Ausgangsleistung auch während der gesamten Flug- und Messphase zu garantieren ist das Nachrüsten der in Kapitel 4.3.2 erwähnten Kühlwassertemperaturstabilisierung erforderlich.

5.2 Leistungsbedarf der 1,9 THz HEBs

Der 1.9 THz Kanal von GREAT wird mit HEB-Mischern aus hauseigener Produktion bestückt [27]. Die Ausgangsleistung des LOs muss zum Pumpen dieser HEBs ausreichen. Im Rahmen eines Heterodynexperimentes wurde die erforderliche Pumpleistung dieser HEBs untersucht. Im Falle ausreichender Pumpleistung sollte zusätzlich die Systemrauschktemperatur des Aufbaus bestimmt werden.

Für ein dem GREAT-Empfänger möglichst nahekommendes Szenario wurde die bereits fertiggestellte Empfängeroptik von GREAT zur Strahlankopplung zwischen dem 1,9 THz LO und dem in einem Testkryostaten befindlichen HEB-Mischer genutzt. Die Optik von GREAT wurde justiert und die Verluste im Diplexer zu 12% bestimmt. Aufgrund des Wassergehaltes der Laborluft konnten am Einkoppelfenster des Kryostaten nur etwa $200 \mu\text{W}$ der ursprünglichen am Ausgang des Frequenzverdreifachers gemessenen $900 \mu\text{W}$ nachgewiesen werden. Um die Transmission der Laborluft entlang des Strahlengangs zu vergrößern, wurde die Optik mit einer Styroporhaube versehen und Löcher an die Positionen von Strahleintritt und Strahlaustritt geschlitzt. Durch Fluten des Innenbereichs mit N_2 konnte die Transmission um den Faktor 2-3 vergrößert und die verfügbare LO-Leistung auf $500 \mu\text{W}$ am Kryostatenfenster angehoben werden.

Getestet wurden drei verschieden große HEBs mit der Kennung 312, 508 und 520. Die vorhandene Pumpleistung war ausreichend um zwei der HEBs in ein vollständig resistives Verhalten zu überführen. Für das kleinste Bolometer mit Kennung No. 508 war hierfür eine Leistung von 200 nW , für das mittlere mit Kennung No. 520 die gesamte verfügbare LO-Leistung von 500 nW erforderlich (Tabelle 5.1). Das Bolometer No. 312 konnte zwar gepumpt, jedoch die Hysterese nur zu etwa 75% unterdrückt werden.

Wie die Experimente gezeigt haben, nimmt die Stabilität des Messaufbaus mit steigender Bolometergröße zu. Dies ist wichtig im Hinblick auf die spätere Empfängerstabilität und die sich hieraus ergebende maximale Integrationszeit. Trotz seines erhöhten LO-Bedarfs ist folglich das Bolometer No. 312 für GREAT zu favorisieren. Durch Ver-

Tabelle 5.1: Bolometergrößen der untersuchten HEB-Mischer und erforderliche Pumpleistung zur vollständigen Unterdrückung der Supraleitung, gemessen am Kryostatenfenster.

Kennung	Abmessungen [nm ³]	Pumpleistung [nW]
312	400 x 4500 x 4,5	670*
520	250 x 2800 x 4,5	500
508	250 x 1400 x 4,5	200

*Schätzwert

wendung eines warmen und eines mit Stickstoff gekühlten Absorbers wurde für dieses Exemplar die Systemrauschetemperatur des Aufbaus zu $T_{SYS} = 2700$ K als Mittelwert über das 1-2 GHz Zwischenfrequenzband von GREAT bestimmt.

5.3 Messungen mit dem GREAT-Empfänger

In Juni 2005 wurden die Einzelkomponenten des GREAT-Empfängers erstmals in die Empfängerstruktur integriert und das Gesamtsystem für Testmessungen in Betrieb genommen. Ziel war es, die im Institut entwickelten Komponenten für GREAT wie z.B. den HEB-Mischer, das AAOS, die kanalübergreifende Optik und den hier beschriebenen 1,9 THz LO zu testen und die prinzipielle Funktionsweise des GREAT-Gesamtsystems unter Beweis zu stellen. Ferner sollten erste Erfahrungen beim Umgang mit dem 1,9 THz Kanal von GREAT gesammelt werden. Abbildung 5.8 zeigt ein Foto des Aufbaus im MPIfR in Bonn.

Den 1,9 THz LO betreffend wurden die folgenden Testmessungen durchgeführt: Als erstes wurde die erforderliche Pumpleistung des HEBs No. 312 unter den auf dem SOFIA-Flugzeug herrschenden Betriebsbedingungen, d.h. mit evakuierter GREAT-Struktur, bestimmt. Für verschiedene Pumpleistungen und Biasspannungen des HEBs wurde die Systemrauschetemperatur T_{SYS} des 1,9 THz Kanals gemessen. Außerdem wurde die Langzeitstabilität des 1,9 THz Kanals durch Messung der Allan-Baseline-Varianz ermittelt.

5.3.1 Justage der Optik, erste Pumpversuche

Nach Installation und Inbetriebnahme des 1,9 THz LOs und Einbau der Empfängeroptik in die GREAT-Struktur bestand das erste Ziel darin, LO-Leistung am Ort des Kryostatenfensters nachzuweisen. Zu diesem Zweck wurde der Kryostat der Struktur entnommen und der Golay-Detektor mit Hilfe eines entsprechenden Adapters am Ort des Kryostatenfensters platziert. Anschließend wurde die im nichtevakuierten Zustand der Struktur frei zugängliche Empfängeroptik justiert und am Kryostatenfenster eine Leistung von $160 \mu\text{W}$ nachgewiesen. Durch Vergleich mit der maximalen aus dem Filamentstrom des BWOs bekannten LO-Leistung von $590 \mu\text{W}$, entspricht dies einem

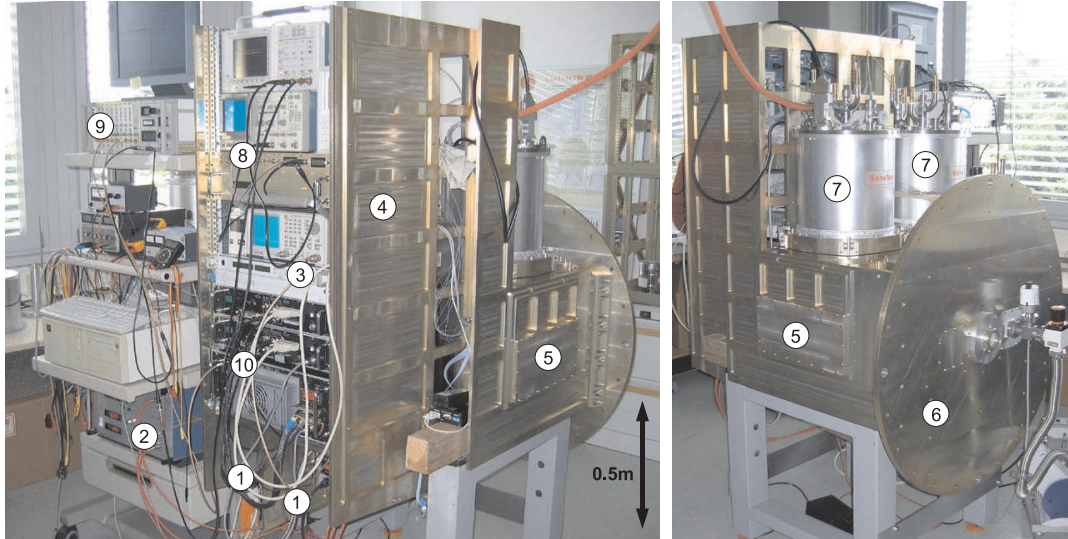


Abbildung 5.8: Foto des GREAT-Empfängers zum Zeitpunkt der Testmessungen im MPIfR in Bonn, Juni 2005. Die Markierungen bezeichnen: ① LO-Einschübe, ② HVS, ③ Frequenzsynthesizer, ④ Instrument-Rack, ⑤ Seitenplatte mit der dahinterliegenden kanalübergreifenden Empfängeroptik, ⑥ Teleskopflansch, ⑦ Kryostaten mit den darin enthaltenen Mischerelementen, ⑧ Bias-Box der HEBs, ⑨ Zwischenfrequenzaufbereitung, ⑩ Spektrometer (AAOS).

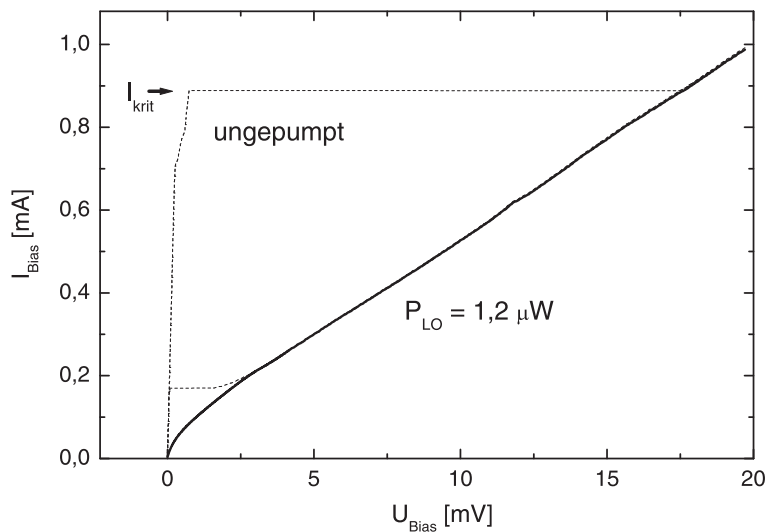


Abbildung 5.9: Kennlinie des GREAT 1,9 THz HEBs mit der Kennung No. 312 im ungepumpten und im vollständig gepumpten Zustand. Die erforderliche LO-Leistung zur Unterdrückung der Supraleitung beträgt $P_{LO} = 1,2 \mu\text{W}$. Für den kritischen Strom im ungepumpten Zustand des Bolometers ist ein Wert von $I_{krit} = 880 \mu\text{A}$ abzulesen.

gemessenen Leistungsanteil von 27% und ist im Vergleich mit den theoretischen Verlusten, bedingt durch den Wassergehalt der Laborluft, als akzeptabel zu bezeichnen. Im nächsten Schritt sollte der HEB-Mischer gepumpt und die hierfür erforderliche Ausgangsleistung des LOs bestimmt werden. Folglich wurde der Golay-Detektor entfernt und durch den befüllten Kryostaten ersetzt. Zur Bestimmung der Pumpleistung wurde die UI-Kennlinie des HEBs auf dem Oszilloskop ausgegeben. Als relativer Leistungsmesser diente nun der kritische Strom I_{krit} des Bolometers. Mit steigender Strahlungsleistung erwärmt sich das Bolometer fortwährend, wobei sich der kritische Strom oberhalb dessen die Supraleitung zusammenbricht erhöht. Der kritische Strom ist daher ein relatives Maß für die vom Bolometer absorbierte Pumpleistung. Abbildung 5.9 zeigt die Kennlinie des HEB No. 312 im ungepumpten und im vollständig gepumpten Zustand des Mixers. Nach Rejustage der Empfängeroptik und anschließender Evakuierung der GREAT-Struktur konnten die Supraleitung vollständig unterdrückt und das Bolometer in ein rein resistives Verhalten überführt werden. Ausgehend vom Heizstrom des BWOs war hierfür die LO-Leistung von $1,2 \mu\text{W}$ erforderlich. Die Temperatur des Bolometers betrug zu diesem Zeitpunkt 4,2 K.

5.3.2 LO-Bedarf und Biasspannung des HEBs No. 312

Im nächsten Schritt sollte die Systemrauschteperatur T_{SYS} des 1,9 THz Kanals für verschiedene Pumplevel und Biasspannungen des HEBs bestimmt und der beste Biaspunkt mit der niedrigsten T_{SYS} gefunden werden (siehe Anhang A).

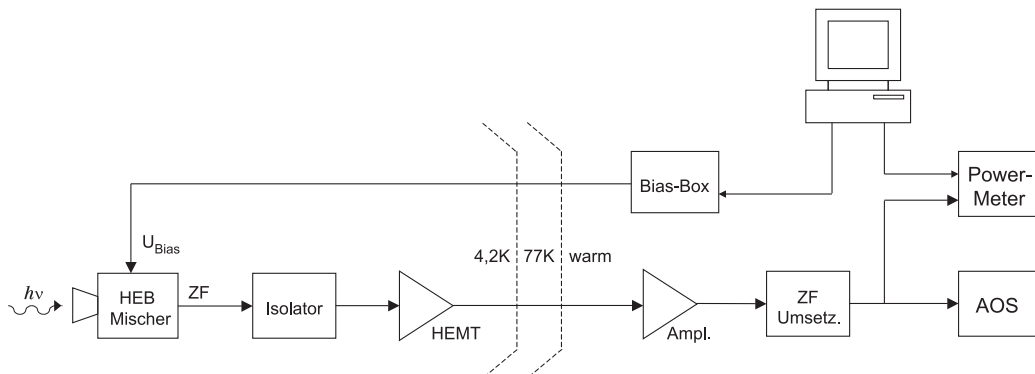


Abbildung 5.10: Messaufbau zur Bestimmung der Systemrauschteperatur des GREAT 1,9 THz Kanals.

Hierfür wurde die dem Mischer nachfolgende Verstärkerkette und Zwischenfrequenz-aufbereitung (ZF-Aufbereitung) in Betrieb genommen (Abbildung 5.10). Die Funktionsweise der einzelnen Elemente ist wie folgt: das Signal des HEB-Mischers wird zunächst verstärkt. Da der Rauschbeitrag der ersten Verstärkerstufe entscheidend ist (Gleichung (A.1)) wird hierfür ein rauscharmer High Electron Mobility Transistor (HEMT) Verstärker aus hauseigener Produktion verwendet [179]. Die Rauschtepe-

ratur dieses HEMTs beträgt typischerweise 2 bis 8 K bei einer Umgebungstemperatur von 4,2 K. Die Verstärkung beträgt 20 dB innerhalb der Zwischenfrequenzbandbreite von 1-2 GHz. Ist der Eingang des HEMTs nicht optimal angepasst, so wird dort Leistung reflektiert und trifft zurück auf das Bolometer, wodurch die Stabilität des Bolometers nachteilig beeinflusst wird. Um diese Rückwirkung zu vermeiden, befindet sich zwischen HEB und HEMT ein sogenannter "Isolator". Beim eingesetzten Modell handelt es sich um einen Dreitorzirkulator [155] der Firma Passive Microwave Technology (Pamtech [180]). Dem HEMT folgt ein Standardverstärker, welcher sich bereits außerhalb des Kryostaten und damit auf Raumtemperatur befindet. Die nachfolgende ZF-Umsetzung hat die Aufgabe das 1-2 GHz Zwischenfrequenzband auf das erforderliche 1,6-2,6 GHz Eingangsfrequenzband des AAOS [37] umzusetzen. Das Leistungsmessgerät (Power-Meter) dient der Messung der im ZF-Band enthaltenen HF-Leistung zur Bestimmung der Rauschtemperatur (siehe unten). Die Bias-Box für den HEB-Mischer regelt die Biasspannung U_{Bias} des Bolometers auf einen vorgegebenen konstanten Wert.

Im Zusammenhang mit der Hysterese des HEBs muss nun folgendes beachtet werden: Wird eine kritische HEB-Biasspannung unterschritten, so gelangt das Bolometer in den supraleitenden Zustand und der Widerstand wird zu Null. Die von der Bias-Box zurückgelesene HEB-Spannung sinkt, und die Bias-Box versucht dies durch eine Spannungsvergrößerung gegenzuregulieren bis der kritische Strom überschritten und der supraleitende Zustand wieder verlassen wird, d.h. die Anordnung schwingt. Innerhalb der Hysterese eines HEBs herrscht also ein instabiler Biasbereich in dem kein definierter Biaspunkt möglich ist.

Zur Bestimmung von T_{SYS} wurde nun folgendermaßen verfahren: Für 7 verschiedene Pumplevels des HEBs im Bereich zwischen $I_{krit} = 50..151 \mu\text{A}$ wurde der Eingangsstrahl des Mixers nacheinander auf die empfangnerinterne Kaltquelle ($T^{cold} = 77\text{K}$) und auf die Warmquelle ($T^{hot} = 293\text{K}$) dirigiert. Die Biasspannung U_{Bias} des HEBs wurde jeweils im Bereich zwischen 0 und 2 mV durchgeföhren und der Wert der Biasspannung zusammen mit dem Ausgangssignal des Leistungsmessers mit einer Messkarte erfasst. Mittels der so gewonnenen Hot/Cold-Konversionskurven wurde die Rauschtemperatur T_{SYS} als Funktion der Pumpleistung und der Biasspannung $T_{SYS}(I_{krit}, U_{Bias})$ nach der in Anhang A beschriebenen Methode des Y-Faktors berechnet.

Abbildung 5.11 zeigt beispielhaft die gemessenen Hot/Cold-Konversionskurven für $I_{krit} = 118 \mu\text{A}$. Für den Biaspunkt $U_{Bias} = 0,35\text{V}$ fällt die Rauschtemperatur auf Werte um 2500 K. Unterhalb von 0,35 V ist das Schwingen der Biasversorgung am Rauschen der UI-Kennlinie und der sich vergrößernden Rauschtemperatur zu erkennen.

Die zweidimensionale Auftragung der Rauschtemperatur $T_{SYS}(I_{krit}, U_{Bias})$ zeigt Abbildung 5.12: Für Biasspannungen $U_{Bias} > 0,6\text{V}$ wird das Bolometer erwärmt und die Supraleitung aufgehoben. Das Bolometer wird resistiv, die Konversion sinkt, daher muss die Rauschtemperatur steigen. Gleiches gilt für ein zu stark gepumptes

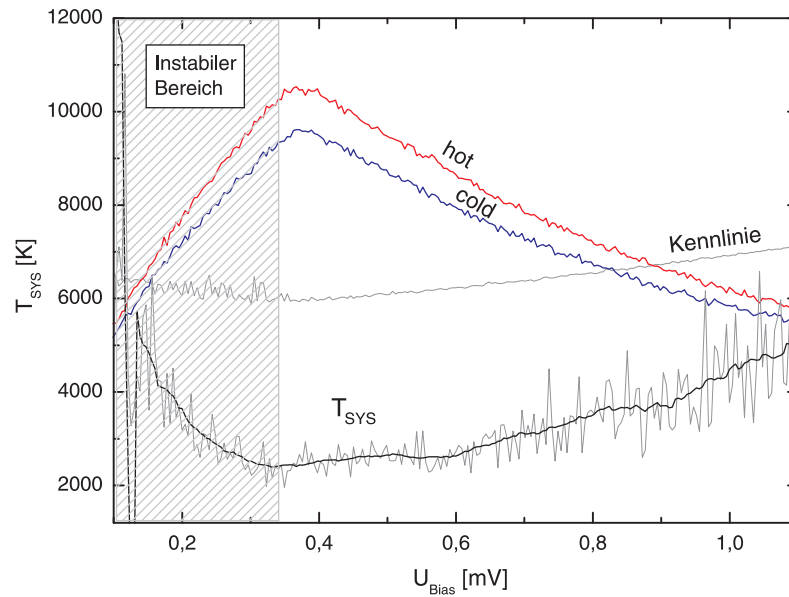


Abbildung 5.11: Hot/Cold-Konversionskurven des HEBs No.312 und hieraus berechnete Systemrauschktemperaturen T_{SYS} im Falle eines kritischen Stromes von $118 \mu\text{A}$. Die geglättete Kurve entspricht der Mittelung über 20 Messwerte.

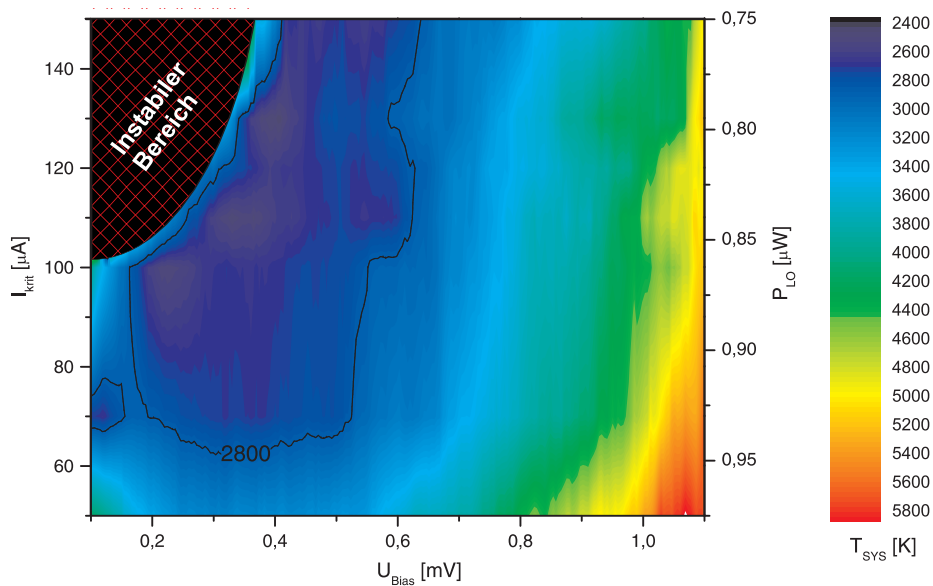


Abbildung 5.12: Rauschktemperatur des GREAT 1,9 THz Kanals in Abhängigkeit der Biasspannung des HEBs und des HEB-Pumplevels (des kritischen Stromes I_{krit}). Die dargestellten Werte entsprechen der Mittelung über das 1-2 GHz Zwischenfrequenzband. Der Graph wurde durch Interpolation der Messwerte aus den Konversionskurven der kritischen Ströme des HEBs von $I_{krit} = \{50 \mu\text{A}, 70 \mu\text{A}, 98 \mu\text{A}, 112 \mu\text{A}, 118 \mu\text{A}, 129 \mu\text{A} \text{ und } 151 \mu\text{A}\}$ erzeugt.

Bolometer mit kleinem kritischem Strom $I_{krit} < 70 \mu\text{A}$. Für zu wenig Pumpleistung sinkt die Konversion ebenfalls, gemäß der Proportionalität des Mischersignals zur LO-Leistung nach Gleichung (1.1). Nahe der Hysterese ist wie oben diskutiert kein stabiler Biaspunkt möglich.

Die niedrigste Rauschtemperatur beträgt $T_{SYS} = 2368 \text{ K}$ für $U_{Bias} = 0,41 \text{ mV}$ und $I_{krit} = 129 \mu\text{A}$. Für diesen Biaspunkt ist eine LO-Leistung von $0,8 \mu\text{W}$ am Ausgang des Frequenzverdrehers erforderlich. Unter Berücksichtigung der Verluste im Diplexer, am Kryostatenfenster und am Infrarotblocker innerhalb des Kryostaten sowie der Verluste aller beteiligten Spiegel wurde die Transmission entlang des optischen LO-Pfades beginnend vom Ausgangshorn des Frequenzverdrehers bis zum Eingangshorn des Mischers zu 64% bestimmt [25]. Am Eingangshorn des Mischers wird daher die LO-Leistung von $0,51 \mu\text{W}$ zum Erreichen des besten Biaspunktes mit der niedrigsten Rauschtemperatur benötigt.

Innerhalb eines größeren Biasbereiches ist $T_{SYS} < 2800 \text{ K}$. Für $U_{Bias} = 0,51 \text{ mV}$ verbleibt T_{SYS} sogar für LO-Leistungen von $P_{LO} = 0,75 - 0,93 \mu\text{W}$ zwischen 2600 und 2800 K. Gründe für Leistungsschwankungen sind beispielsweise ein Drift in der LO-Ausgangsleistung (Abschnitt 5.1.3) sowie Kopplungsverluste entlang des LO-Pfades im GREAT-Empfänger aufgrund von thermischen oder mechanischen Instabilitäten. Wie stark die am Mischerhorn eingekoppelte Leistung P_{HEB} tatsächlich variieren wird, wird sich erst im späteren Messbetrieb auf dem SOFIA-Flugzeug herausstellen. Für den Biaspunkt mit $U_{Bias} = 0,51 \text{ mV}$ ist jedoch auch für Leistungsschwankungen der Größenordnung $\Delta P_{HEB}/P_{HEB} = \pm 10\%$ ein stabiler Messbetrieb mit einer um 14% erhöhten Rauschtemperatur, im Vergleich zu dem niedrigsten Wert von T_{SYS} , möglich. Nach der Radiometerformel vergrößert sich in diesem Fall die Integrationszeit um den Faktor 1,3, im Vergleich zum Biaspunkt mit der niedrigsten Rauschtemperatur.

5.3.3 Spektrale Rauschtemperatur des 1,9 THz Kanals

Die in Abbildung 5.12 gezeigten Systemrauschetemperaturen sind als Mittelwerte über das 1-2 GHz ZF-Band von GREAT zu verstehen. Für die spektrale Analyse von T_{SYS} wurde das AAOS von GREAT benutzt und $T_{SYS}(\nu)$ für verschiedene Biaspunkte des HEBs mit einer Auflösung von 1 MHz bestimmt.

Abbildung 5.13 zeigt beispielhaft $T_{SYS}(\nu)$ für $I_{krit} = 89 \mu\text{A}$ und $U_{Bias} = 0,42 \text{ mV}$. Hiernach beschränkt sich das nutzbare ZF-Band auf den Frequenzbereich zwischen 1,2 GHz und 1,7 GHz. Innerhalb dieses Bandes liegt $T_{SYS}(\nu)$ um etwa 300 K tiefer als die gemittelte Rauschtemperatur nach Abbildung 5.12 bei Werten um 2100 bis 2500 K. Oberhalb von 1,7 GHz ist der Anstieg der Rauschtemperatur auf die verringerte Transmission des Isolators zurückzuführen. Das niederfrequente Bandende wird durch das Vorhandensein eines "Rauschberges" bei 1,05 GHz bestimmt, dessen Herkunft nicht zweifelsfrei geklärt werden konnte. Die Vergrößerung der Rauschtemperatur an den Bandenden ergibt sich aus dem Bandpassverhalten des Diplexers innerhalb

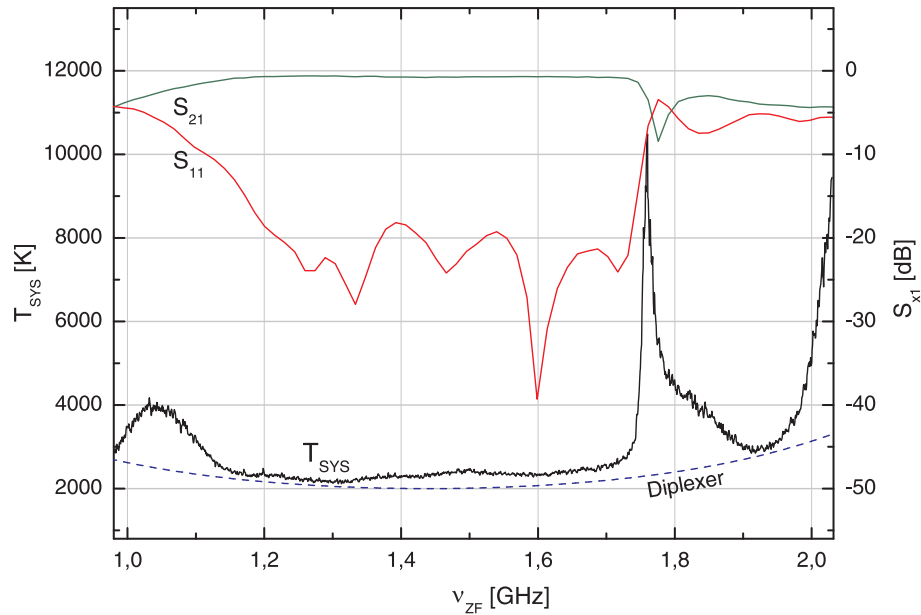


Abbildung 5.13: Spektrale Rauschtemperatur des GREAT 1,9 THz Kanals für den Biaspunkt $I_{krit} = 89 \mu\text{A}$ und $U_{Bias} = 0,42 \text{ mV}$ (AAOS-Messung). Zusätzlich eingetragen sind die Stehwellenverhältnisse (S-Werte) des verwendeten Isolators für die Isolortemperatur von 77 K. Die gestrichelte Linie entspricht dem Rauschbeitrag des Diplexers im Falle einer Rauschtemperatur von $T_{SYS}(1,44 \text{ GHz}) = 2000 \text{ K}$ und einer Diplexertemperatur von 300 K.

der Empfängeroptik [39].

Durch die Halbierung der nutzbaren ZF-Bandbreite auf den Frequenzbereich zwischen 1,7 GHz und 1,2 GHz sind im Falle von [CII]-Beobachtungen nur Quellen mit einem Geschwindigkeitsprofil $< 75 \text{ km/s}$ beobachtbar. Ist ein größerer Spektralbereich erforderlich, so muss die LO-Frequenz umgestimmt und die Messung wiederholt werden; die Beobachtungszeit vergrößert sich entsprechend. Um die ZF-Bandbreite zu erweitern muss der Pamtech-Isolator durch ein breitbandigeres und auf Heliumtemperatur arbeitendes Modell ersetzt, bzw. die Ankopplung zwischen HEMT und HEB verbessert werden. Grundvoraussetzung für eine weitere Ausdehnung des Spektralbereiches ist auch die Bandbreitenerweiterung der phononengekühlten 1,9 THz HEBs aus haus-eigener Produktion von jetzt 1-2 GHz auf beispielsweise 2-4 GHz. Dies ist Gegenstand der aktuellen Forschung.

5.3.4 Stabilität des 1,9 THz Kanals

Abschließend wurde die Systemstabilität des 1,9 THz Kanals von GREAT anhand der Messung der Allan-Baseline-Varianz [181] für verschiedene Biaspunkte des HEBs untersucht. Die hieraus gewonnenen Allan-Zeit τ_A gibt die maximal sinnvolle Integra-

tionszeit des Empfängers an, also die Zeit, bis zu der das Signal- zu Rauschverhältnis (SNR) durch Integration des Signals auf der Quelle noch verbessert werden kann. Grundlage der Allan-Varianz ist ein Datensatz basierend auf einer Zahl von N gleichartigen Messungen, deren Messwert sowohl von weißem Rauschen als auch von Driften überlagert ist¹. Zur Berechnung der Allan-Varianz unterteilt man den Datensatz in Pakete der Größe τ und bestimmt für jedes der $k = N/\tau$ Pakete den Mittelwert $\bar{y}_i(\tau)$, wobei $i=\{1..k\}$. Aus der Differenz von je zwei aufeinanderfolgenden Mittelwerten geht die Allan-Varianz durch Bildung des wiederum quadratischen Mittels dieser Differenzen hervor [183]

$$\sigma_A^2(\tau) = 1/2 \langle (\bar{y}_{i+1} - \bar{y}_i)^2 \rangle \quad (5.8)$$

Aufgrund des statistischen Verhaltens der Messwerte wird sich der Beitrag des weißen Rauschens an $\sigma_A^2(\tau)$ mit steigender Paketgröße τ verringern. Die im Datensatz enthaltenen Driften verhalten sich jedoch nicht statistisch und werden mit wachsendem τ dominieren. Im Scheitelpunkt, der sogenannten Allan-Minimumzeit τ_A , ist $\sigma_A^2(\tau)$ minimal und daher die Mittelwerte der Pakete und somit der eigentliche Messwert am genauesten bestimmt.

Das Prinzip der Allan-Varianz ist auf radioastronomische Beobachtungen übertragbar. Wird auf der Quelle integriert, so verringert sich das radiometrische Rauschen nach Gleichung (A.3) so lange, bis das SNR durch die im System enthaltenen Instabilitäten wieder zu steigen beginnt. Die Allan-Zeit τ_A gibt die Integrationszeit an nach der das SNR am größten ist.

Bezüglich des 1,9 THz Kanals wurde nun folgendermaßen verfahren: Der Eingangsstrahl des Empfängers wurde auf die empfängerinterne Kaltquelle dirigiert und die im ZF-Signal enthaltene Leistung mit dem AAOS ausgewertet. Innerhalb der Messdauer von 30 min wurden 3600 Spektren S_i mit einer Integrationszeit von jeweils $\Delta t = 0,5$ s erfasst. Im Anschluss hieran wurde die Messung durch Aufnahme einer zur Normierung benötigten Nullmessung S_0 ohne ZF-Leistung beendet. Um die Allan-Baseline-Varianz zu berechnen, werden die Spektren S_i zunächst in Pakete (Spektren) $S_j(\tau)$ der vergrößerten Integrationszeit $\tau = n \cdot \Delta t$ zusammengefasst. Aus der Änderung der Rauschleistung zweier aufeinanderfolgender Spektren S_j wird die Grundlinie (Baseline) dieser Spektren $B_j(\tau)$ sowie deren Standardabweichung $\sigma_j(\tau)$ um den Mittelwert $b_j(\tau)$ berechnet

$$b_j(\tau) = \langle B_j(\tau) \rangle = \left\langle \frac{S_{j+1}(\tau) - S_j(\tau)}{S_j(\tau) - nS_0} \right\rangle \quad (5.9)$$

$$\sigma_j(\tau) = rms (B_j(\tau)). \quad (5.10)$$

¹Das Prinzip der Allan-Varianz wurde ursprünglich von D. W. Allan zur Bestimmung der Frequenzstabilität von Atomuhren, d.h. im Zusammenhang mit einer Zeitmessung entwickelt [182]. Aufgrund seiner Allgemeinheit ist es jedoch problemlos auf die hier durchgeführte Leistungsmessung übertragbar.

Aus der Berücksichtigung aller zu einer Integrationszeit τ gehörenden Spektren S_j geht die Allan-Baseline-Varianz durch Bildung des Mittelwerts über alle rms-Werte $\sigma_j(\tau)$ hervor

$$\sigma_A^2(\tau) = 1/2 \langle \sigma_j^2(\tau) \rangle. \quad (5.11)$$

Hierbei wurde der Faktor 1/2 aus Konsistenzgründen zur ursprünglich von Allan eingeführten Varianz hinzugefügt. Im Gegensatz zur ursprünglich von Schieder et.al. eingeführten sogenannten "Spektroskopischen Allan-Varianz" [184] bei der nur zwei Kanäle des AAOS benutzt werden, berücksichtigt die Allan-Baseline-Varianz also die Fluktuation des gesamten Spektrums. Im allgemeinen sind die so gewonnenen Allan-Zeiten etwas kleiner, im Vergleich zur spektroskopischen Methode [185].

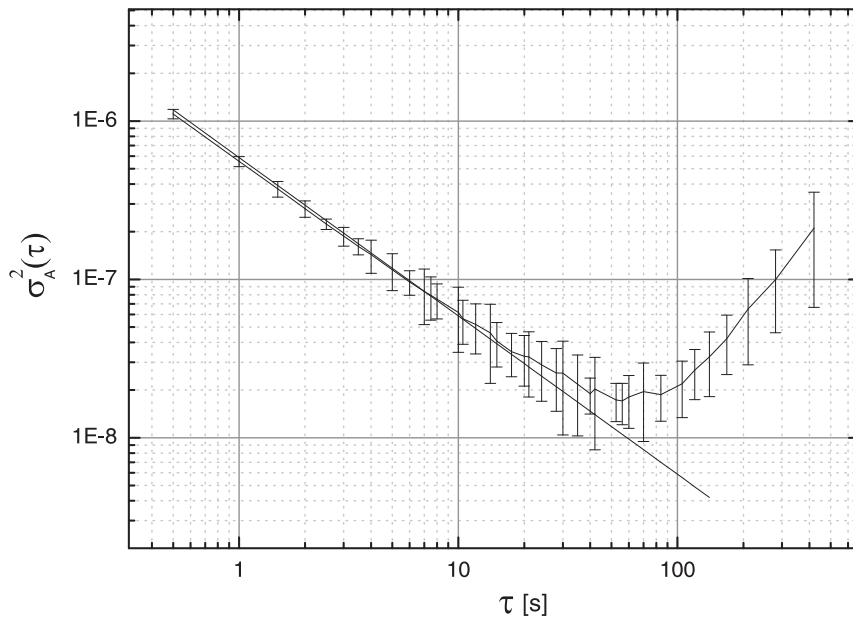


Abbildung 5.14: Allan-Baseline-Varianz des 1,9 THz Kanals für den Biaspunkt $I_{krit} = 118 \mu\text{A}$ und $U_{Bias} = 0,51 \text{ mV}$. Grundlage der Berechnung sind die innerhalb der Transmission des Isolators zwischen 1,2 und 1,75 GHz liegenden 916 Kanäle des AAOS. Die Gerade entspricht dem theoretischen Verlauf für weißes Rauschen. Die Datenakquirierungszeit betrug 30 Minuten.

Abbildung 5.14 zeigt die berechnete Allan-Varianz für den Biaspunkt $I_{krit} = 118 \mu\text{A}$ und $U_{Bias} = 0,51 \text{ mV}$ in doppell logarithmischer Auftragung. Für kleine Integrationszeiten $\tau < 20 \text{ s}$ überwiegen die Beiträge des weißen Rauschens. Das SNR vergrößert sich gemäß der Radiometerformel, daher sinkt $\sigma_j(\tau)$ mit der theoretischen Steigung von -1 [186]. Für größere Integrationszeiten dominieren Driften, und $\sigma_A(\tau)$ beginnt wieder zu steigen (das SNR sinkt). Das Minimum der Kurve entspricht der Allan-Zeit des 1,9 THz Kanals von $\tau_A \approx 40 \text{ s}$ bei der das SNR am größten ist. Um das SNR

noch weiter zu steigern kann nicht weiter integriert, sondern es muss die Messung wiederholt und über viele Messungen gemittelt werden.

Die ermittelten Allan-Zeiten der übrigen Biaspunkte liegen ebenfalls im Bereich von 30 bis 50 s. Im Vergleich zu den Allan-Zeiten ähnlicher mit HEB-Mischern ausgestatteten Heterodynempfängern ist dies ein sehr gutes Ergebnis [34][187]. Bisher wurden derartig lange Allan-Zeiten nur durch Verwendung von SIS-Mischern erreicht und es ist bemerkenswert, dass dies nun auch mit HEB-Mischern möglich ist.

Da alle Komponenten des 1,9 THz Kanals von GREAT zur Systemstabilität beitragen, ist folglich auch das hier beschriebene 1,9 THz LO-System als stabil zu bezeichnen. Beim späteren Betrieb auf dem SOFIA-Flugzeug muss evtl. davon ausgegangen werden, dass sich die Allan-Zeit des 1,9 THz Kanals aufgrund der hinzukommenden mechanischen Belastungen der Empfängerstruktur verringern wird.

5.4 Spektroskopie mit dem 1,9 THz LO

Aufgrund seiner kompakten Bauweise und der damit verbundenen Portabilität ist das entwickelte LO-System vielfältig einsetzbar. In Frage kommen z.B. auch spektroskopische Messungen, bei denen der LO als Strahlungsquelle fungiert. Diese Möglichkeit wurde an zwei verschiedenen Spektrometertypen demonstriert. In einem ersten Experiment wurden mit Hilfe einer einfachen Messzelle Rotationsübergänge von deuteriertem Ammoniak bestimmt. In einem zweiten Experiment wurden zeitaufgelöste Messungen zur Bestimmung der Frequenz des $Q(10)$ Rotations- Vibrationsübergangs der linearen Kohlenstoffkette C_3 verifiziert.

Im Rahmen der durchgeführten Messungen wurde der bestehende Frequenzverdreifacher der Firma RPG durch einen Frequenzverdreifacher hergestellt vom Jet Propulsion Laboratory (JPL) ersetzt, der vorübergehend zur Verfügung stand [78]. Der JPL-Frequenzverdreifacher enthält eine hochoptimierte planare Filter- und Diodenstruktur und ist im Vergleich zum RPG-Modell deutlich breitbandiger (Abbildung 5.15). Die Effektivität des JPL-Frequenzverdreifachers beträgt im Maximum $\varepsilon \approx 10^{-4}$ und ist damit nur etwa halb so hoch wie die Effektivität des Frequenzverdreifachers von RPG (Tabelle 5.2). Die Integration des JPL-Frequenzverdreifachers in die LO-Optik gestaltete sich problemlos.

	JPL	RPG
Diodenstruktur	planar	coaxial
Bandbreite (10 dB)	175 GHz	75 GHz
max. Effektivität	10^{-4}	$2 \cdot 10^{-4}$
Biasanschluss	nein	ja
Hornstrahler	Diagonal[188]	Potter[137]

Tabelle 5.2: Technische Daten der Frequenzverdreifacher von JPL und RPG.

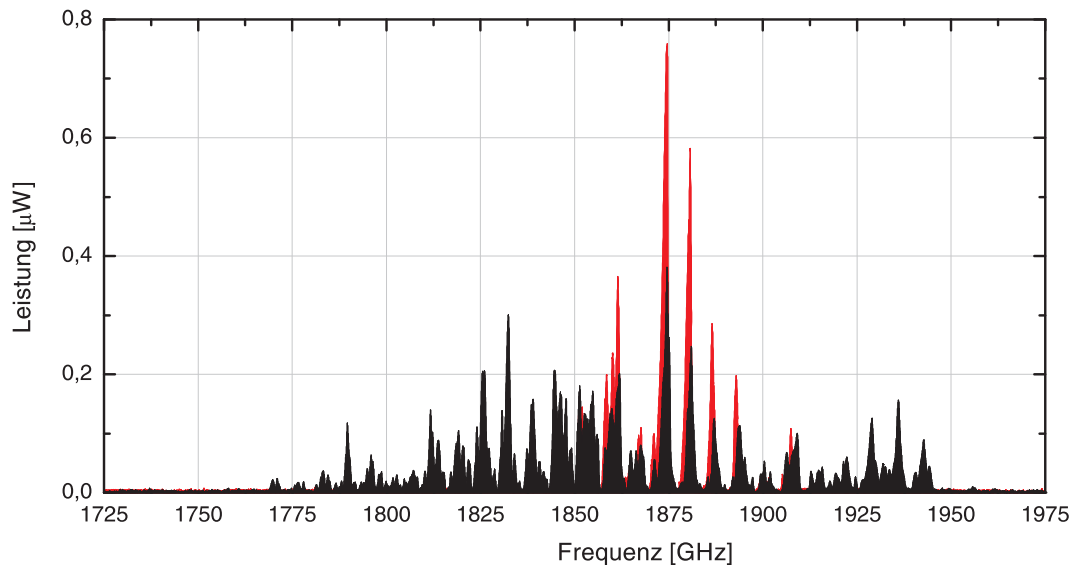


Abbildung 5.15: Verfügbare LO-Ausgangsleistung im Frequenzbereich zwischen 1725 und 1975 GHz beim Betrieb des BWOs No. 79 mit einem Filamentstrom von $I_F = 1,46$ A in Verbindung mit dem JPL-Frequenzverdrehfacher (schwarz eingefärbt). Überlagert wurden drei Messreihen, wobei die Einkoppeloptik auf die Frequenzen 1833 GHz, 1874 GHz und 1881 GHz optimiert wurde. Rot hinterlegt ist die gemessene Ausgangsleistung bei Verwendung des RPG-Frequenzverdrehfachers (vgl. Abbildung 5.3).

5.4.1 Spektroskopie an deuteriertem Ammoniak

Die spektroskopischen Messungen an deuteriertem Ammoniak wurden an den leichten Isotopologen NH_2D und ND_2H durchgeführt. Diese Moleküle wurden aufgrund ihrer astrophysikalischen Relevanz und ihres enormen Linienreichtums im Frequenzbereich zwischen 1 und 10 THz gewählt [49][48].

Abbildung 5.16 skizziert den Messaufbau: Verwendet wurde eine 3 m lange Absorptionzelle aus Glas an der die Probe aus ND_3 und ein Pumpenstand angeschlossen waren. Der Ausgangsstrahl des LOs wurde mittels abbildender HDPE²-Linsen durch die Messzelle geleitet und in das Eingangshorn eines auf Heliumtemperatur arbeitenden InSb-Bolometers eingekoppelt. Das Bolometer ist für den Frequenzbereich zwischen 1,6 und 2,4 THz optimiert und besitzt eine Bandbreite von 1 MHz. Die Grenzempfindlichkeit wird herstellerseitig mit $3,5 \text{ pW}\sqrt{\text{Hz}}$ im Falle einer Modulationsfrequenz von 1 kHz angegeben [178]. Um Verluste durch eine Vignettierung des THz-Strahls an den Zellenenden zu minimieren, wurde die Strahltaile in die Mitte der Messzelle gelegt.

Nach Evakuierung der Zelle wurde eine geringe Menge an ND_3 eingelassen, bis sich ein Druck von etwa $10 \mu\text{bar}$ einstellte. ND_3 bildet zusammen mit dem Restwassergehalt

²High Density Polyethylen

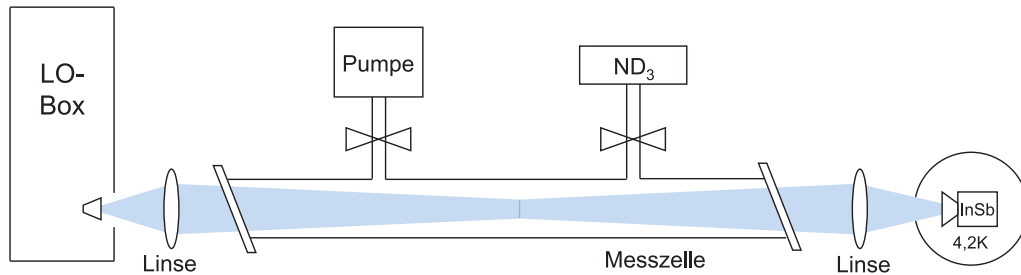


Abbildung 5.16: Messaufbau zur Bestimmung der Rotationsübergänge von ND_2H und NH_2D im Frequenzbereich des 1,9 THz LOs.

der Zelle sofort NH_2D und ND_2H . Diese Prozesse laufen über Austauschreaktionen $\text{D} \Leftrightarrow \text{H}$ ab. Aufgrund der nicht bekannten Menge an Wasser in der Zelle war folglich auch die Konzentration an NH_2D und ND_2H weitestgehend unbekannt.

Um Untergrundeffekte zu unterdrücken wurde das Prinzip der Frequenzmodulation (FM) angewandt. Variiert wurde das 48 MHz Referenzsignal der PLL zur Stabilisierung des Gunn-Oszillators. Hierfür wurde der 48 MHz Quarzoszillator durch einen Frequenzsynthesizer mit FM-Option ersetzt. Die Modulation des Gunn-Oszillators überträgt sich auf den BWO und entsprechend auf das Ausgangssignal des LOs (vgl. Abschnitt 4.4.3). Als günstigste Modulationsfrequenz hat sich ein Wert von 15 kHz herausgestellt. Der Modulationshub wurde so gewählt, dass etwa $1/3$ der Linienbreite überstrichen wurden. Das Detektorsignal des Bolometers wurde mit einem Lock-In Verstärker im 2f-Modus ausgewertet. Durch den Anschluss aller verwendeten Synthesizer an die Atomuhr verbleibt als einzige Frequenzgenauigkeit des LOs der Frequenzfehler des 25 MHz Quarzoszillatoren zur Stabilisierung des BWOs. Die Frequenzgenauigkeit des LOs konnte dadurch auf $\Delta\nu_{LO} < 12 \text{ kHz}$ verbessert werden (siehe Tabelle 4.3).

Insgesamt wurden 8 Übergänge unterschiedlicher Linienstärke im Frequenzbereich zwischen 1735 und 1960 GHz verifiziert (Tabelle 5.3). Abbildung 5.17 zeigt die Messungen mit dem größten und kleinsten SNR. Die Zeitdauer für einen Messzyklus betrug etwa 1 Minute, somit war für die schwächste Linie Nr. 6 eine Integrationszeit von 6 Minuten erforderlich.

Während der Durchführung der gesamten Messreihe wurde die Einkoppeloptik zwischen BWO und Frequenzverdrehfacher nicht nachjustiert. Die Ausgangsleistung des LOs war daher für die einzelnen Frequenzen nicht optimal. Insbesondere zur Messung der Linie Nr. 1 bei 1735 GHz dürfte die Ausgangsleistung wohl 5 nW nicht überschritten haben. Um so beachtlicher ist das erreichte SNR dieser Messung von etwa 6 bei einer Integrationszeit von lediglich 6 Minuten.

Die ermittelten Übergangsfrequenzen von NH_2D und ND_2H können dazu genutzt werden die spektroskopischen Parameter der Moleküle anzugleichen und die Vorhersagen

Tabelle 5.3: Gemessene Rotationsübergänge von ND₂H und NH₂D im Frequenzbereich zwischen 1735 und 1960 GHz. Der angegebene Fehler berechnet sich aus der gefitteten Übergangsfrequenz und der Frequenzgenauigkeit des LOs von $\Delta\nu < 12$ kHz. Für die Linienintensität ist der dekadische Logarithmus angegeben. Die erforderliche Zeit für einen Messzyklus betrug etwa 1 Minute. Zur Identifikation der Übergänge anhand der Quantenzahlen, siehe [189].

Nr.	Übergang [MHz]	Intensität [nm ² MHz]	Messzyklen	SNR	Druck [μbar]	Molekül
1	1735396,405 (091)	-0,73	6	6	6	NH ₂ D
2	1809272,248 (069)	-1,42	4	14	8	ND ₂ H
3	1848327,406 (014)	-1,41	2	200	6	ND ₂ H
4	1873573,636 (030)	-2,58	2	70	10	NH ₂ D
5	1881822,937 (020)	-1,20	2	40	10	ND ₂ H
6	1905867,166 (043)	-3,04	6	20	60	NH ₂ D
7	1954055,925 (058)	-1,91	6	10	17	ND ₂ H
8	1959894,914 (054)	-1,15	6	8	8	ND ₂ H

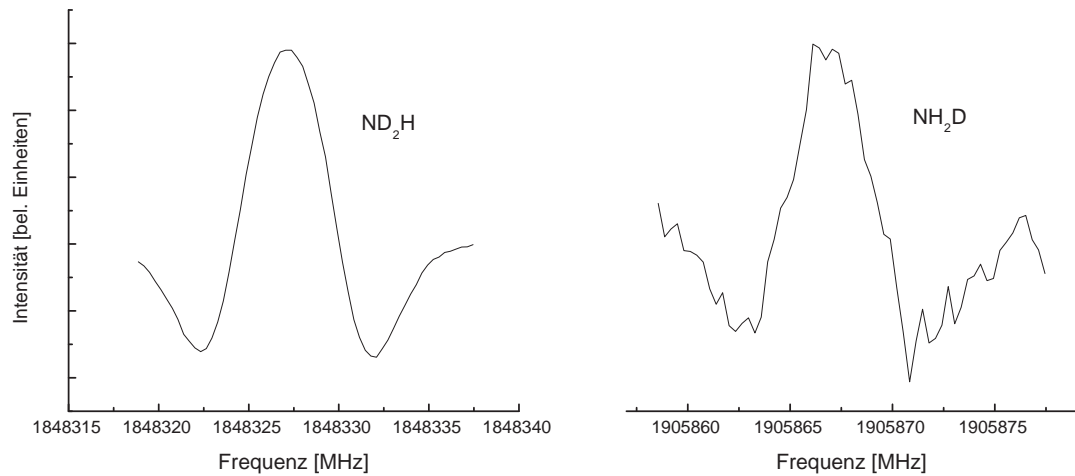


Abbildung 5.17: Gemessene Linienprofile der Übergänge Nr. 3 und Nr. 1 (siehe Tabelle 5.3). Zu sehen ist die zweite Ableitung des Linienprofils, resultierend aus dem 2f-Messmodus des Lock-In Verstärkers.

zu verbessern. Insgesamt bleibt festzuhalten, dass der 1,9 THz LO für spektroskopische Messungen innerhalb eines mehrere 100 GHz überstreichenden Frequenzbereiches - auch ohne Nachführung der Einkoppeloptik - als geeignet zu bezeichnen ist.

5.4.2 Spektroskopie an Kohlenstoffketten mit SuJeSTA

Lineare Kohlenstoffketten gelten als Grundbausteine für eine Vielzahl von astrophysikalisch und astrochemisch bedeutsamen kohlenstoffhaltigen Verbindungen. Reine Kohlenstoffketten besitzen kein permanentes Dipolmoment und können nicht anhand ihrer Rotationsübergänge detektiert werden. Basierend auf *ab initio* Berechnungen [190][191][192] und IR-Messungen [193] wird jedoch für die kleineren Kohlenstoffketten die Lage der Bandmitte der niederenergetischsten Knickschwingung für den THz-Bereich vorhergesagt (z.B. Abbildung 5.18). Von diesen Banden konnte bisher einzig die Knickschwingung von C_3 experimentell verifiziert werden [194][195].

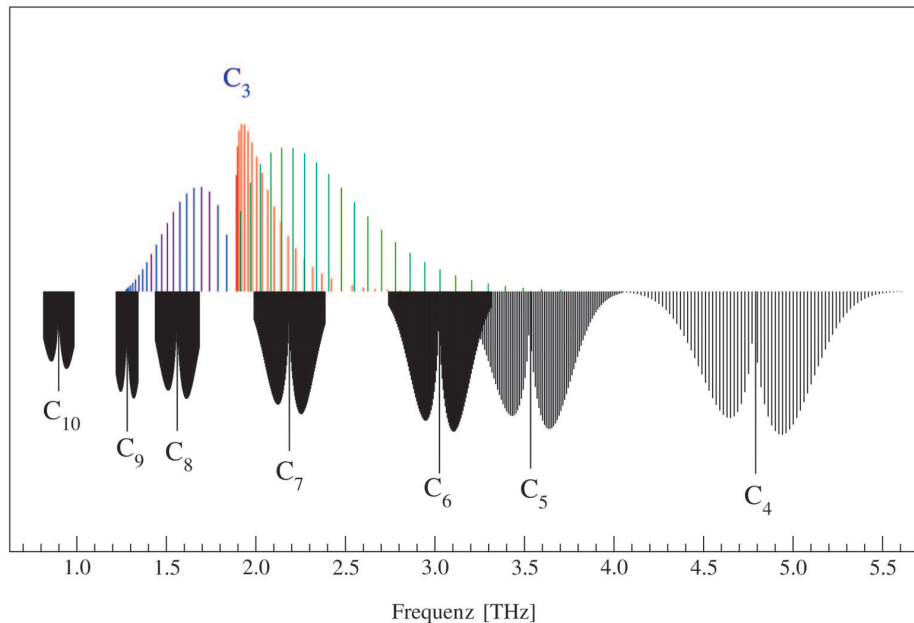


Abbildung 5.18: Experimentell bestimmte (C_3) und theoretisch vorhergesagte Bandenursprünge der niederenergetischsten Knickschwingungen leichter Kohlenstoffketten [195].

Die Schwierigkeit bei der Messung dieser Übergänge liegt in der Produktion und der Erhaltung der äußerst reaktiven Ketten sowie in der geringen Verfügbarkeit von durchstimmbaren THz-Strahlungsquellen. Durch Kombination des Kölner Supersonic Jet Spectrometer for Terahertz Applications (SuJeSTA) [41] mit dem hier beschriebenen 1,9 THz LO entstand ein neues Spektrometer, das die Anforderungen zur Messung der THz-Übergänge von Kohlenstoffketten erfüllen konnte.

In einem ersten Schritt sollte das Spektrometer zur Verifikation der bereits bekannten C_3 -Linien im Frequenzbereich um 1,9 THz genutzt werden. Im zweiten Schritt sollte das SNR des Messaufbaus optimiert und die Messung auf die noch nicht bekannten Übergänge der Kohlenstoffkette C_7 , bzw. des Isotopologes $^{13}C_3$, ausgedehnt werden.

Messaufbau und Durchführung der Messung

Abbildung 5.19 illustriert den grundsätzlichen Aufbau des Spektrometers: In einer Vakuumkammer werden C_3 -Moleküle mittels Laserablation erzeugt und mit Hilfe eines gepulsten Gasstoßes in einer Überschallexpansion adiabatisch auf Temperaturen von etwa 40 K abgekühlt [41]. Dieser "Jet" befindet sich zwischen dem Spiegelpaar einer Herriott-Multireflexionszelle [196]. Der Ausgangsstrahl des LOs wird über Linsen und Spiegel in die Vakuumkammer geleitet und durch die Herriottzelle geführt. Nach insgesamt 10 Reflexionen mit einer GesamtabSORptionslänge von 10 cm innerhalb des Jets verlässt der Strahl die Kammer und wird in das Eingangshorn eines InSb-Bolometers eingekoppelt, dessen Ausgangssignal von einem Messrechner weiterverarbeitet wird.

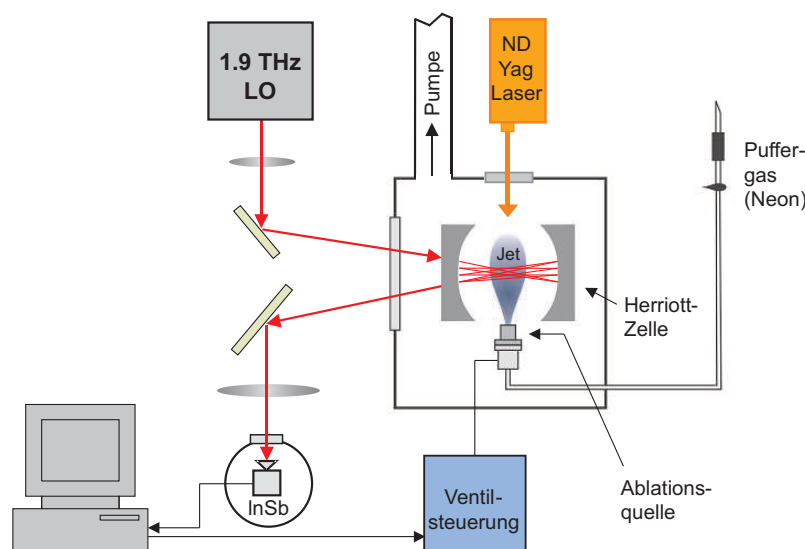


Abbildung 5.19: Messaufbau zur Verifikation der niederenergetischen Knickschwingung von C_3 . Der Aufbau setzt sich zusammen aus einer Kombination des Kölner SuJeSTA-Spektrometers und des hier beschriebenen 1,9 THz LOs.

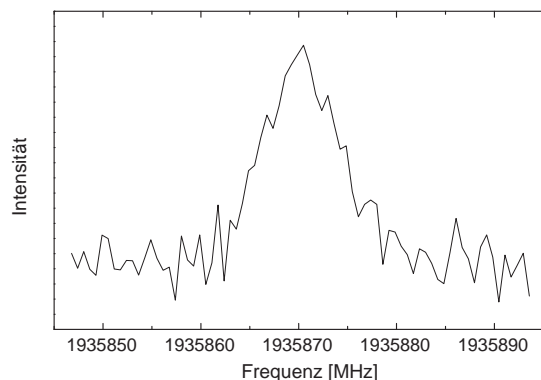
Aufgrund der gepulsten Natur der C_3 -Quelle erzeugen die Moleküle beim Durchqueren des Strahlengangs einen nur wenige Mikrosekunden andauernden Absorptionspuls, der dem eigentlichen Nutzsignal entspricht. Der Zeitpunkt dieses Pulses muss determiniert und bekannt sein, um die Integration der Daten zu ermöglichen. In einer zeitaufgelösten Messung wird die Höhe dieses Pulses erfasst. Diese Pulshöhe ist ein Maß für die vom Strahl absorbierte Leistung, d.h. das gesuchte Linienprofil ergibt sich aus der Variation der Pulshöhe mit der LO-Frequenz.

In einem Vorexperiment sollte das Zeitfenster innerhalb dessen der Absorptionspuls erscheint grob eingegrenzt werden. Hierzu wurde der Ablationslaser abgeschottet und reines CO anstelle von Puffergas verwendet. Im Unterschied zu C_3 müssen die CO-Moleküle nicht erst durch Ablation erzeugt werden und sind daher um Größenord-

nungen zahlreicher. Getestet wurde der CO (16 – 15) Übergang bei der Frequenz von 1841,346 GHz. Nach Beginn des Experimentes formte sich ein $150 \mu\text{s}$ breiter Puls mit einem zeitlichen Abstand von $770 \mu\text{s}$ bezogen auf das Steuersignal des Ventils. Durch Integration der Daten konnte die CO-Linie mit einem SNR von mehr als 25 gemessen werden. Zu beachten ist, dass die höheren Rotationszustände von CO durch die Abkühlung des Jets auf etwa 40 K nur schwach besetzt waren. Die verfügbare LO-Leistung lässt sich zu 150 nW abschätzen, für diese Frequenz.

Im Anschluss an diese Messung wurde der Q(10) Übergang von C_3 bei der Frequenz von 1935,870 GHz verifiziert. Diese Linie wurde gewählt, da hier das Produkt aus LO-Leistung und atmosphärischer Transmission ($\approx 65\%$) am günstigsten war. Nach Inbetriebnahme des Spektrometers inklusive der Laserablation konnte das Absorptionssignal als $10 \mu\text{s}$ breiter Puls im Detektorsignal identifiziert werden. Diese wesentlich kleinere Pulsbreite resultiert aus der unmittelbaren Produktion der Moleküle im Anschluss an den nur 6 ns dauernden Laserpuls.

Die Auftragung des gemessenen Linienprofils zeigt Abbildung 5.20. Die Frequenz des Übergangs wurde in Übereinstimmung zu früheren Arbeiten [189][195] reproduziert. Die wichtigsten Parameter der Messung finden sich in der nebenstehenden Tabelle.



Parameter	Wert
ν (hier)	1935870,277(153) MHz
ν ([195])	1935870,177(150) MHz
Linienbreite	9,5 MHz
Laserpuls	20-40 mJ
Puffergas	Neon
SNR	11
Messzeit	17 min
LO-Leistung	100 nW

Abbildung 5.20: Gemessenes Linienprofil des Q(10)-Übergangs der ν_2 -Knickschwingung von C_3 . Die Fehler der Frequenzangaben in der Tabelle beziehen sich auf die experimentellen Frequenzunsicherheiten.

Ausgehend von diesem Ergebnis können nun Folgeprojekte in Angriff genommen werden. Beispielsweise liegen die Übergänge der niederenergetischen ν_{11} -Knickschwingung von C_7 nach aktuellen experimentellen [193] und theoretischen [197] Vorhersagen ebenfalls im Frequenzbereich des 1,9 THz LOs zwischen 1600 und 2100 GHz (vgl. Abbildung 5.18). Die Messung dieser Übergänge ist jetzt in greifbare Nähe gerückt. Eine weitere Option besteht in der Messung der ebenfalls noch nicht bekannten ν_2 -Übergänge des Isotopes $^{13}\text{C}_3$. Dieser Bandenursprung lässt sich mit Hilfe des q -Wertes von $^{12}\text{C}_3$ [198] zu 1700 ± 15 GHz abschätzen. Die ν_2 -Übergänge des astrophysikalisch interessanteren $^{13}\text{C}^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -Moleküls dürften damit ebenfalls für den 1,9 THz LO zugänglich sein.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der 1,9 THz LO für den GREAT Heterodynempfänger entwickelt und seine Funktionalität anhand umfangreicher Testmessungen bewiesen. Als Strahlungsquelle kam ein frequenzverdreifacher BWO zum Einsatz. Die besondere Herausforderung bestand in der Verbindung der Technologien von BWO und Frequenzverdreifacher und in der Umsetzung eines eigenständigen und kompakten Aufbaus, passend in eine LO-Box von GREAT der Größe $21 \times 24 \times 100 \text{ cm}^3$.

Zur Charakterisierung der eingesetzten BWO-Röhren wurden jeweils die folgenden Messungen durchgeführt:

- Aufnahme der Kennlinie.
- Messung des Frequenzgangs.
- Bestimmung der Ausgangsleistung.
- Vermessung des Strahlmusters.
- Analyse der Temperaturstabilität.

Das Problem der Strahlmustervariabilität wurde mittels einer einstellbaren Optik gelöst. Um die Effizienz der Leistungseinkopplung in den Frequenzverdreifacher zu erhöhen, wurden astigmatisch-abbildenden Hohlspiegel theoretisch ausgearbeitet und gefertigte Exemplare getestet. Durch die Implementation der astigmatischen Optik konnte der Anteil der in den Frequenzverdreifacher eingekoppelten Leistung um 12 % gesteigert werden. Das Prinzip der astigmatischen Optik ist neuartig im Submm-Frequenzbereich und problemlos auf zukünftige Projekte, beispielsweise zur Korrektur elliptischer Strahlprofile von QCLs, übertragbar.

Zur Stabilisierung der LO-Frequenz wurde eine zweistufige PLL-Regelung ausgearbeitet und in die LO-Box integriert. Die erreichte Frequenzgenauigkeit beträgt

$\Delta\nu < 34$ kHz entsprechend $\Delta\nu/\nu < 1,8 \cdot 10^{-8}$. Die Linienbreite des Ausgangssignals liegt unterhalb von 1 kHz. Der Rauschabstand wurde zu > 26 dBc bestimmt. Somit erfüllt die Qualität des Ausgangssignals nicht nur sämtliche Anforderungen von Seiten des GREAT-Empfängers sondern ist auch für die Mehrzahl aller spektroskopischen Messungen ausreichend hoch. Die entwickelte PLL-Elektronik ist universell einsetzbar und sowohl für BWOs verwendbar als auch zur Frequenzstabilisierung von Gunn-Oszillatoren oder QCLs gleichermaßen geeignet. Diese Leistungsfähigkeit wurde bereits mehrfach im Rahmen aktueller Projekte bewiesen.

Für die Wärmeabfuhr der BWOs wurde eigens ein Kühlsystem konstruiert und innerhalb der LO-Box untergebracht. Weiter hervorzuheben ist die Entwicklung der Biasversorgung für den Harmonischen-Mischer und den Frequenzverdreifacher. Durch die Integration zahlreicher Sicherheitsvorrichtungen wurde das LO-System von Seiten der FAA als unbedenklich eingestuft und für den Flugbetrieb zertifiziert.

Die erreichte Ausgangsleistung des LOs beträgt maximal $1,4 \mu\text{W}$. Dieser Wert ist im Frequenzbereich zwischen 1750 und 1950 GHz optimierbar und übertrifft alle zum Zeitpunkt des Beginns dieser Arbeit verfügbaren, durchstimmbaren und auf Raumtemperatur arbeitenden Strahlungsquellen für die Frequenz von 1,9 THz.

Die Systemrauschtemperatur des 1,9 THz Kanals von GREAT wurde zu 2100-2500 K innerhalb der verfügbaren Zwischenfrequenzbandes von 1200-1750 GHz bestimmt. Die Stabilitätsmessung ergab eine Allan-Zeit von typisch $\tau_A = 40$ s. Beide Werte repräsentieren ein sehr gutes Ergebnis. Die Stabilität des mit einem HEB-Mischer ausgestatteten 1,9 THz Kanals ist zudem vergleichbar gut, wie dies bisher nur durch Verwendung von SIS-Mischern erreicht wurde.

Das entwickelte LO-System ist portabel und vielfältig einsetzbar. Zuzüglich den Messungen mit dem GREAT-Empfänger wurde es zur Charakterisierung der aus hauseigener Produktion stammende HEB-Mischer genutzt. Im Rahmen spektroskopischer Messungen wurden Rotationsübergänge von NH_2D , ND_2H und CO verifiziert. Des Weiteren wurde der $Q(10)$ Rotations- Vibrationübergang der linearen Kohlenstoffkette $^{12}\text{C}_3$ bei der Frequenz von 1935,870 GHz mit einem Signal- zu Rauschverhältnis von $\text{SNR} \approx 11$ erfasst. Dieses Ergebnis ist vielversprechend hinsichtlich der Optimierung des Messaufbaus zur Bestimmung der ebenfalls in diesem Frequenzbereich liegenden und noch nicht gemessenen Übergänge der astronomisch bedeutsamen Kohlenstoffketten $^{13}\text{C}^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ und C_7 .

Mit der Fertigstellung des 1,9 THz LOs steht mit GREAT auf SOFIA der weltweit erste und einsatzfähige 1,9 THz Heterodynempfänger zur Messung des Feinstrukturübergangs von einfach-ionisiertem Kohlenstoff [CII] mit hoher spektraler Auflösung zur Verfügung. Die gewonnenen Erkenntnisse werden unser Verständnis über die Geburt von Sternen und die Entwicklung der interstellaren Materie in unserem Universum maßgeblich erweitern.

Anhang A

Rauschtemperatur und Empfängerkalibration

Systemrauschtemperatur eines Heterodynempfängers

Die Systemrauschtemperatur T_{SYS} eines Empfängers der Frequenz ν ist definiert als diejenige Temperatur T eines schwarzen Körpers am Eingang des Empfängers, die am Ausgang des Empfängers die gleiche Rauschleistung hervorbringt wie sie auch von den empfängerinternen Komponenten generiert wird. Hierbei wird die Gültigkeit der Rayleigh-Jeans Näherung $h\nu \ll k_B T$ vorausgesetzt.

Die Systemrauschtemperatur T_{SYS} setzt sich aus dem Eigenrauschen aller im Signalpfad befindlichen Einzelkomponenten des Empfängers zusammen. Für eine Bauteilkette bestehend aus N Bauteilen der Rauschtemperatur T_i ($i = \{1..N\}$) mit den linearen Verstärkungsfaktoren G_i berechnet sich die Systemrauschtemperatur aus

$$T_{SYS} = T_1 + \frac{T_2}{G_1} + \frac{T_3}{G_1 G_2} + \dots + \frac{T_n}{G_n \dots G_{n-1}}. \quad (\text{A.1})$$

Hieraus ist abzulesen, dass das Rauschen des ersten Verstärkers (oder des ersten verlustbehafteten Bauteils) den größten Beitrag zur Rauschtemperatur liefert.

Für jedes einzelne Bauteil wird die Rauschtemperatur T_i jeweils auf den Eingang bezogen. Besitzt ein Bauteil eine physikalische Temperatur von T_P und erzeugt eine Dämpfung des Signals von d , so folgt

$$T_i = \frac{d}{1-d} T_P. \quad (\text{A.2})$$

Radiometerformel

Die Radiometerformel gibt die maximale Empfindlichkeit ΔT eines Empfängers mit dem Eigenrauschen ΔT_{SYS} und der spektralen Auflösung $\Delta\nu$ an, die nach einer Integrationszeit t erreicht werden kann

$$\Delta T = \frac{T_{SYS}}{\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}}. \quad (\text{A.3})$$

Ein Signal das am Eingang des Empfängers einer äquivalenten Temperatur T_S entspricht, kann nach Ablauf der Integrationszeit t mit einem Signal- zu Rauschverhältnis (SNR) von

$$\text{SNR} = \frac{T_S}{\Delta T} = \frac{T_S}{T_{SYS}} \cdot \sqrt{\Delta\nu \cdot \tau} \quad (\text{A.4})$$

gemessen werden. Soll beispielsweise das SNR verdoppelt werden, so ist hierfür eine viermal längere Integrationszeit erforderlich. Eine möglichst niedrige T_{SYS} ist daher das Hauptziel bei der Empfängerentwicklung, da lange Integrationszeiten nicht nur zeitaufwendig sondern im Falle von Flugzeug- oder Satellitenmissionen auch sehr teuer sind.

Minimale Rauschtemperatur eines Heterodynempfängers

Für alle kohärenten Empfänger lässt sich eine prinzipielle Nachweisgrenze angeben, die in dem Quantenlimit begründet liegt. Nach der Heisenberg'schen Unschärferelation gilt:

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}. \quad (\text{A.5})$$

Mit $\Delta E = h\nu\Delta n$ und $2\pi\nu\Delta t = \Delta\Phi$ kann obiger Ausdruck umgeformt werden in die Zahl der Photonen n und die Phase $\Delta\Phi$ der eintreffenden Strahlung [36]

$$\Delta\Phi\Delta n \geq \frac{1}{2}. \quad (\text{A.6})$$

Da die Phaseninformation beim Heterodynempfang erhalten bleibt, kann sich nur die Anzahl der Photonen n ändern. Folglich ist die minimale Rauschleistung des Empfängers durch den Energiebeitrag eines Quantes $h\nu$ gegeben. Ausgedrückt in Form einer Temperatur beträgt die minimale Rauschtemperatur T_{min} eines kohärenten Empfängers der Frequenz ν daher

$$T_{min} = \frac{h\nu}{k_B}. \quad (\text{A.7})$$

Dies entspricht etwa $T_{min} \approx 5 K \cdot \frac{\nu}{100 \text{ GHz}}$. Für inkohärente Empfänger ist dieses Quantenlimit nicht gegeben, da die Phaseninformation verloren geht.

Experimentelle Ermittlung der Systemrauschtemperatur

Das Ausgangssignal P_{aus} eines Empfängers entsteht aus der Verstärkung G des Eingangssignals P_{in} und des auf den Eingang bezogenen Eigenrauschens P_N

$$P_{out} = G(P_N + P_{in}). \quad (\text{A.8})$$

Durch Messung des Ausgangssignals für zwei verschieden große Eingangsleistungen P_{in}^{hot} und P_{in}^{cold} lässt sich durch Bildung des Leistungsverhältnisses (Y-Faktor)

$$Y = \frac{G(P_N + P_{in}^{hot})}{G(P_N + P_{in}^{cold})}, \quad (\text{A.9})$$

das Eigenrauschen des Empfängers ermitteln

$$P_N = \frac{P_{in}^{hot} - Y P_{in}^{cold}}{Y - 1}. \quad (\text{A.10})$$

Mit Hilfe des Nyquist-Theorems

$$P = k_B \Delta\nu T, \quad (\text{A.11})$$

kann die Rauschleistung P in Form einer äquivalenten Rauschtemperatur T ausgedrückt werden ($\Delta\nu =$ Bandbreite). Eingesetzt in Gleichung (A.10) ergibt sich

$$T_{SYS} = \frac{T^{hot} - Y T^{cold}}{Y - 1}. \quad (\text{A.12})$$

In der Praxis werden zur Kalibration des Empfängers zwei Schwarzkörper (Absorber) unterschiedlicher Temperatur verwendet. Diesen Schwarzkörpern wird in der Radioastronomie eine äquivalente Strahlungstemperatur T_S zugeordnet, die sich aus dem Plank'schen Strahlungsgesetz ableitet¹ [36]

$$T_S = \frac{h\nu}{k_B} \frac{1}{\exp^{h\nu/k_B T} - 1}. \quad (\text{A.13})$$

Mit den berechneten Strahlungstemperaturen der beiden Schwarzkörper T_S^{hot} und T_S^{cold} kann die Systemrauschtemperatur des Empfängers nach Gleichung (A.12) ermittelt werden. Im Grenzfall hoher Temperature oder kleiner Frequenzen ($h\nu \ll k_B T$) stimmt die Strahlungstemperatur T_S mit der physikalischen Temperatur des Schwarzkörpers überein (Rayleigh-Jeans Näherung).

¹Wird auch die Nullpunktfuktuation miteinbezogen, so muss ein weiterer Korrekturterm $\frac{h\nu}{k}$ berücksichtigt werden (Callen und Welton [199][200]).

Anhang B

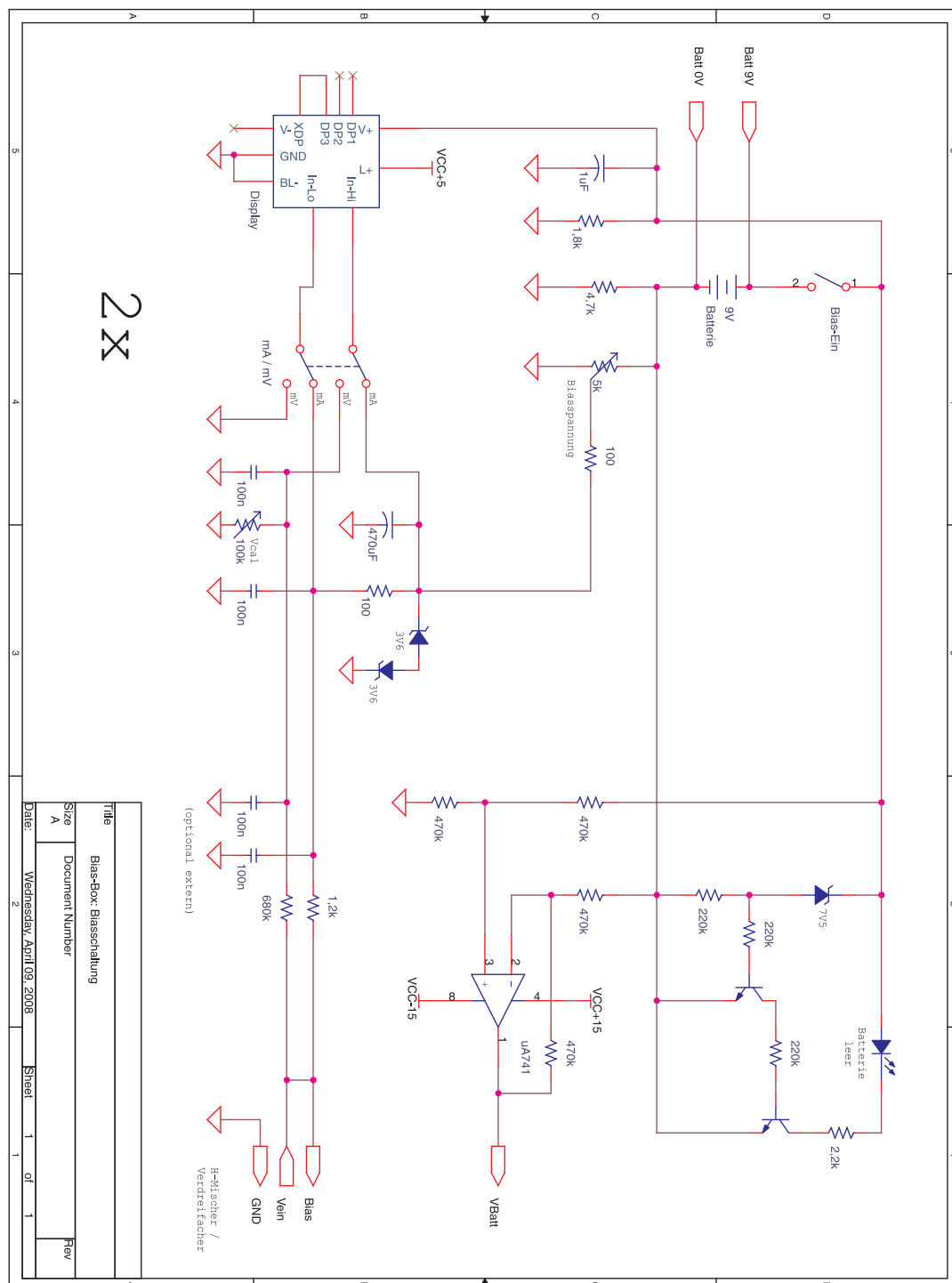
Schaltpläne und Steckerbelegungen

Die folgenden Schaltpläne sind verfügbar:

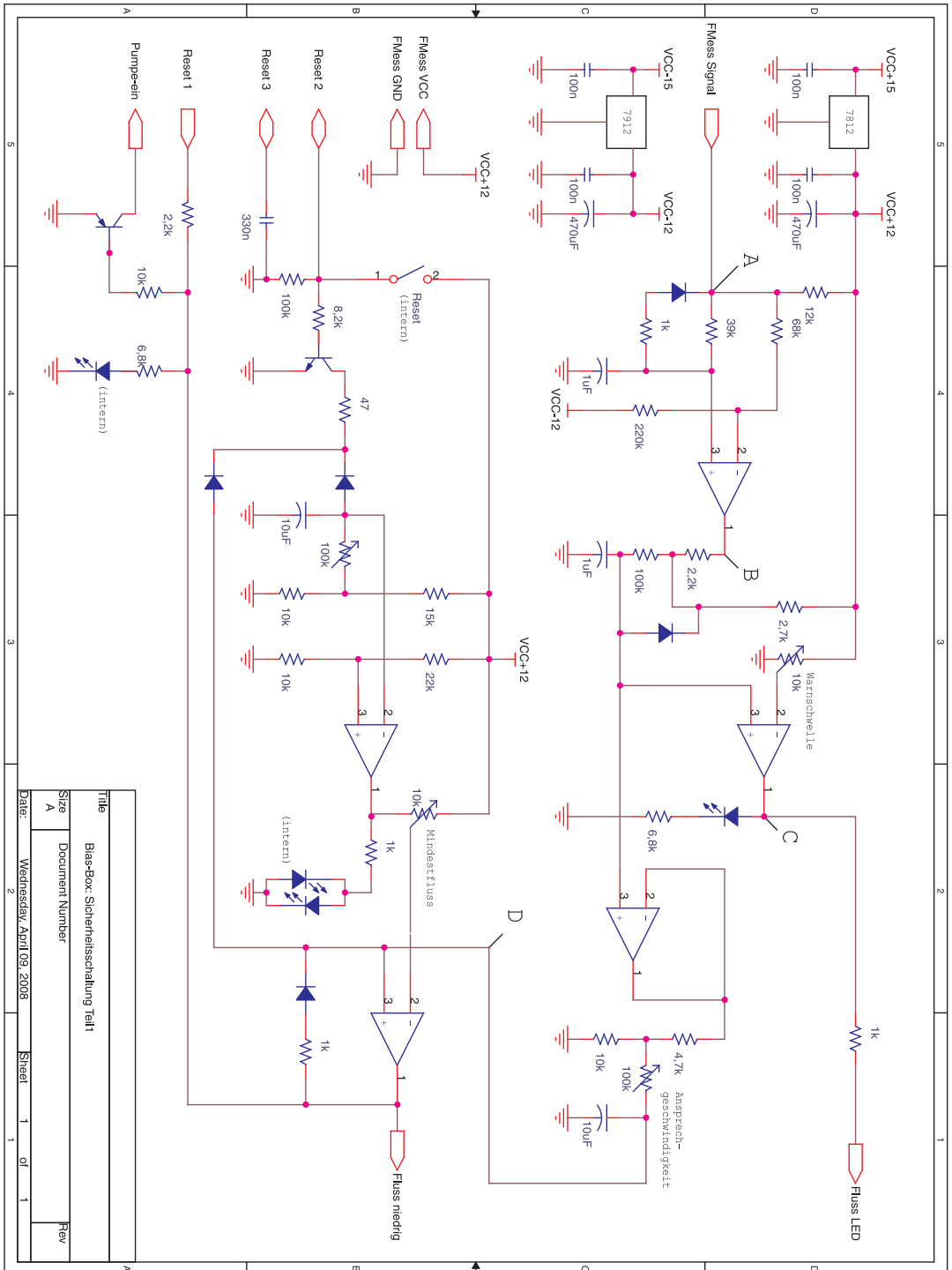
Elektronikeinschub	Schaltung	Seite
Bias-Box	Bias-Box	162
	Sicherheitsschaltung Teil 1	163
	Sicherheitsschaltung Teil 2	164
PLL	Stromversorgung	165
	ZF-Aufbereitung	166
	Phasendiskriminator	167
	Loop-Filter und Endstufe (Gunn)	168
	Loop-Filter und Endstufe (BWO)	169
Stromversorgung	Stromversorgung	170

Die Steckerbelegungen finden sich unter Seite:

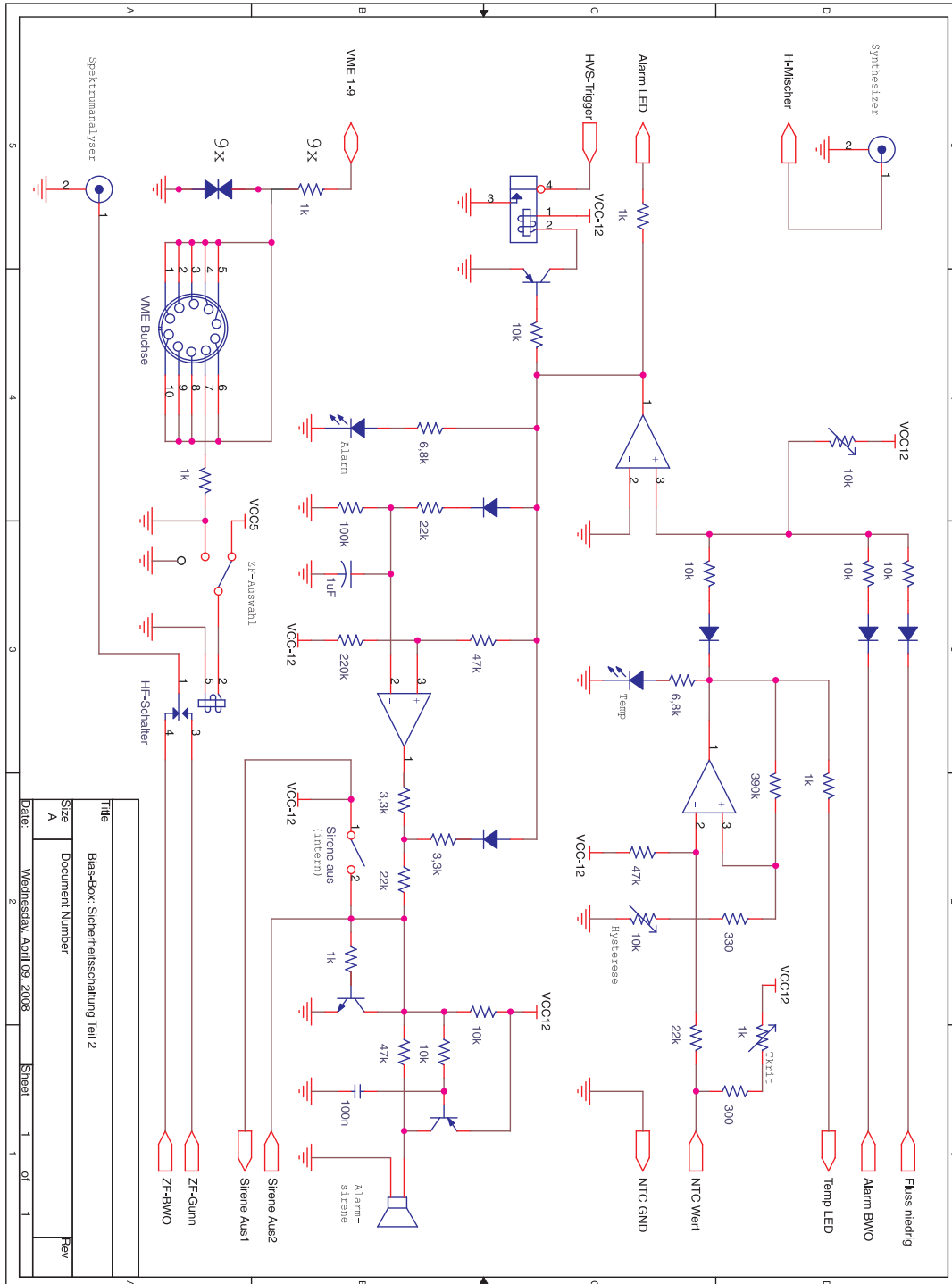
Stecker	Seite
Bias-Box	171
PLL	172
Stromversorgung	172
VME-Stecker	172



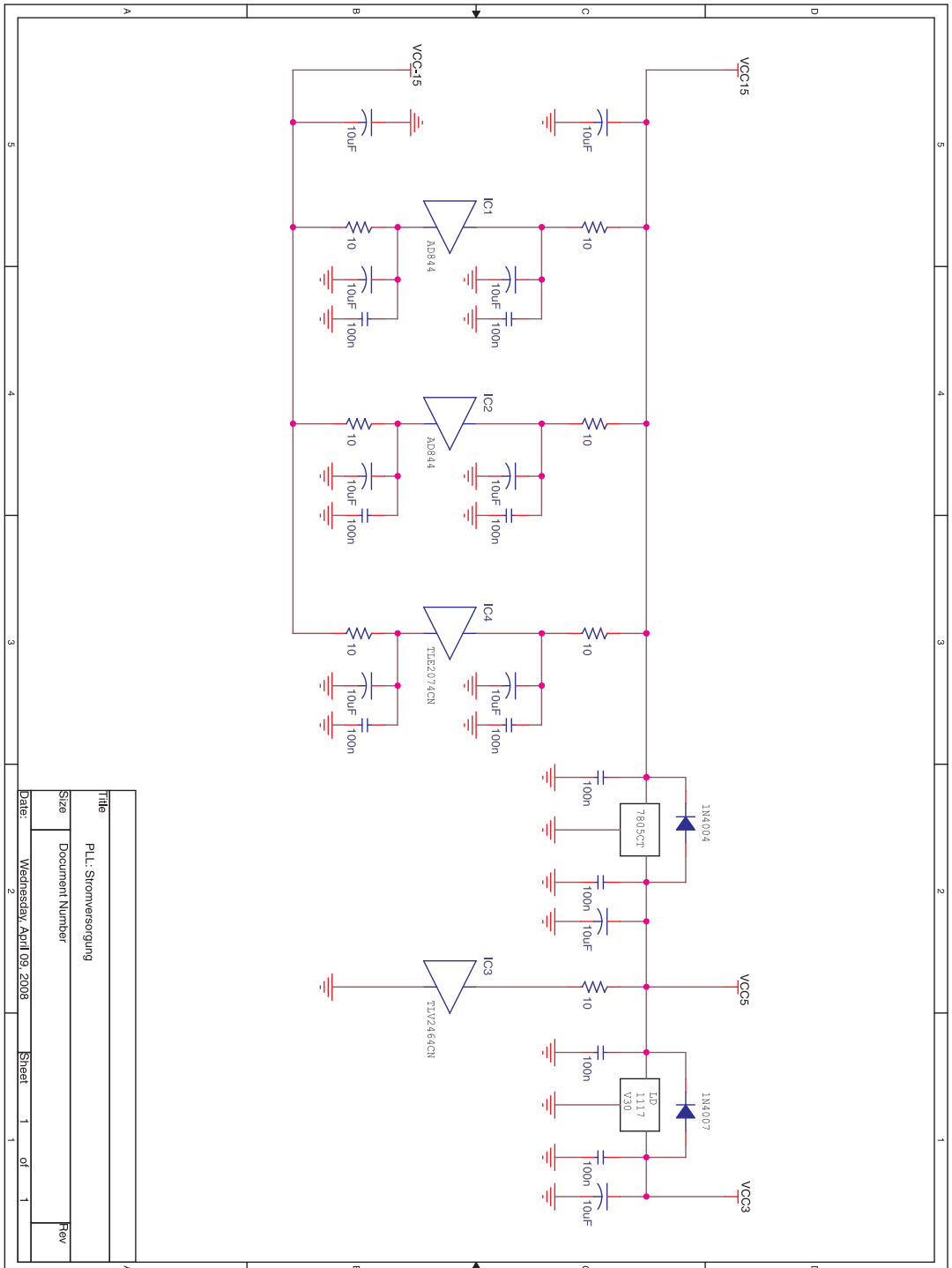
Title		Bias-Box: Biasschaltung	
Size		Document Number	
A			Rev
Date:		Wednesday, April 09, 2008	Sheet 1 of 1



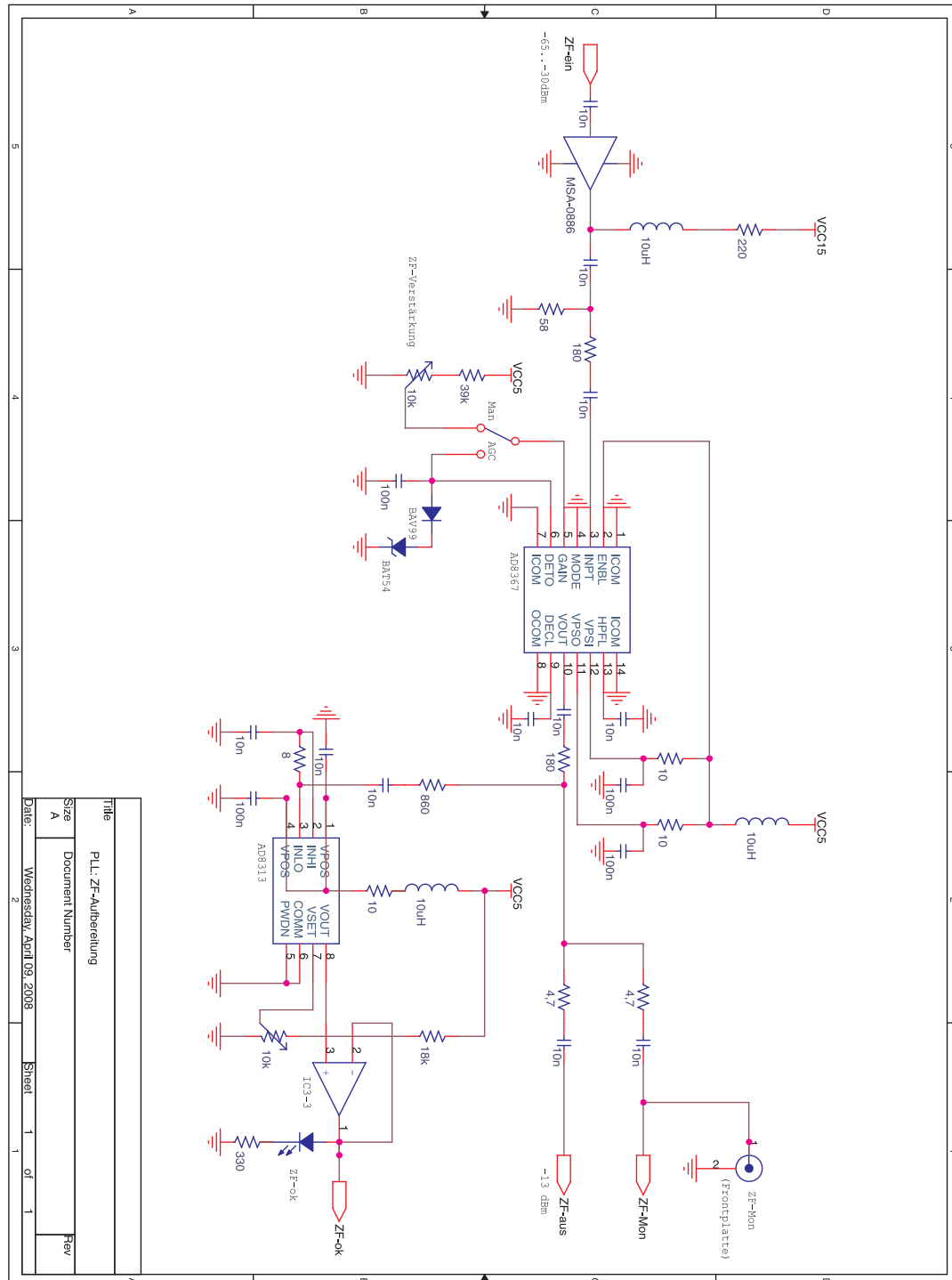
Title		Blas-Box Sicherheitschaltung Teil I	
Size	A	Document Number	
Date:	Wednesday, April 09, 2008	Sheet	1 of 1
	2		Rev



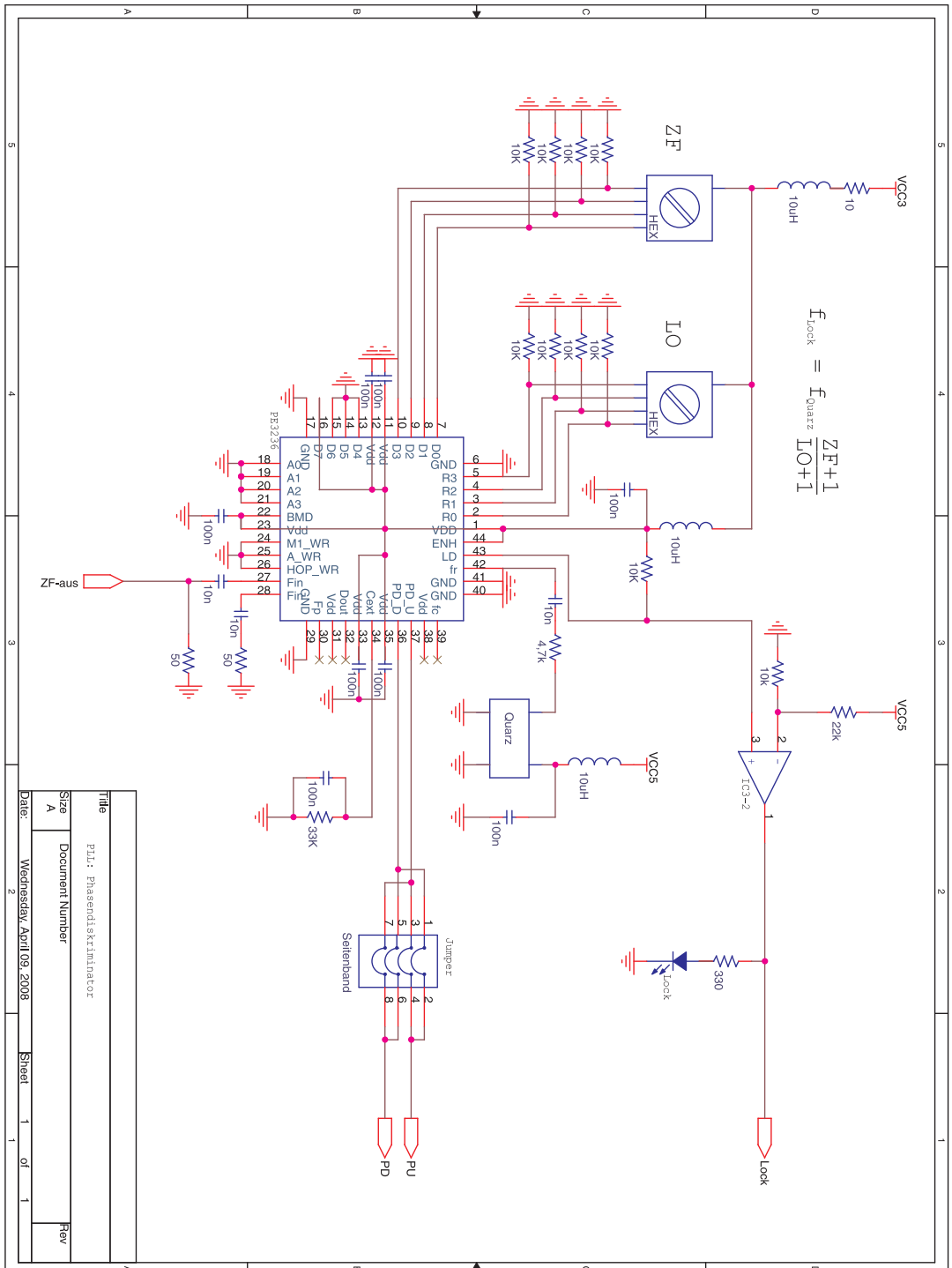
Title		Bias-Box Sicherheitschaltung Teil 2
Size	Document Number	Rev
A		
Date:		Wednesday, April 09, 2008
Sheet	1	of 1

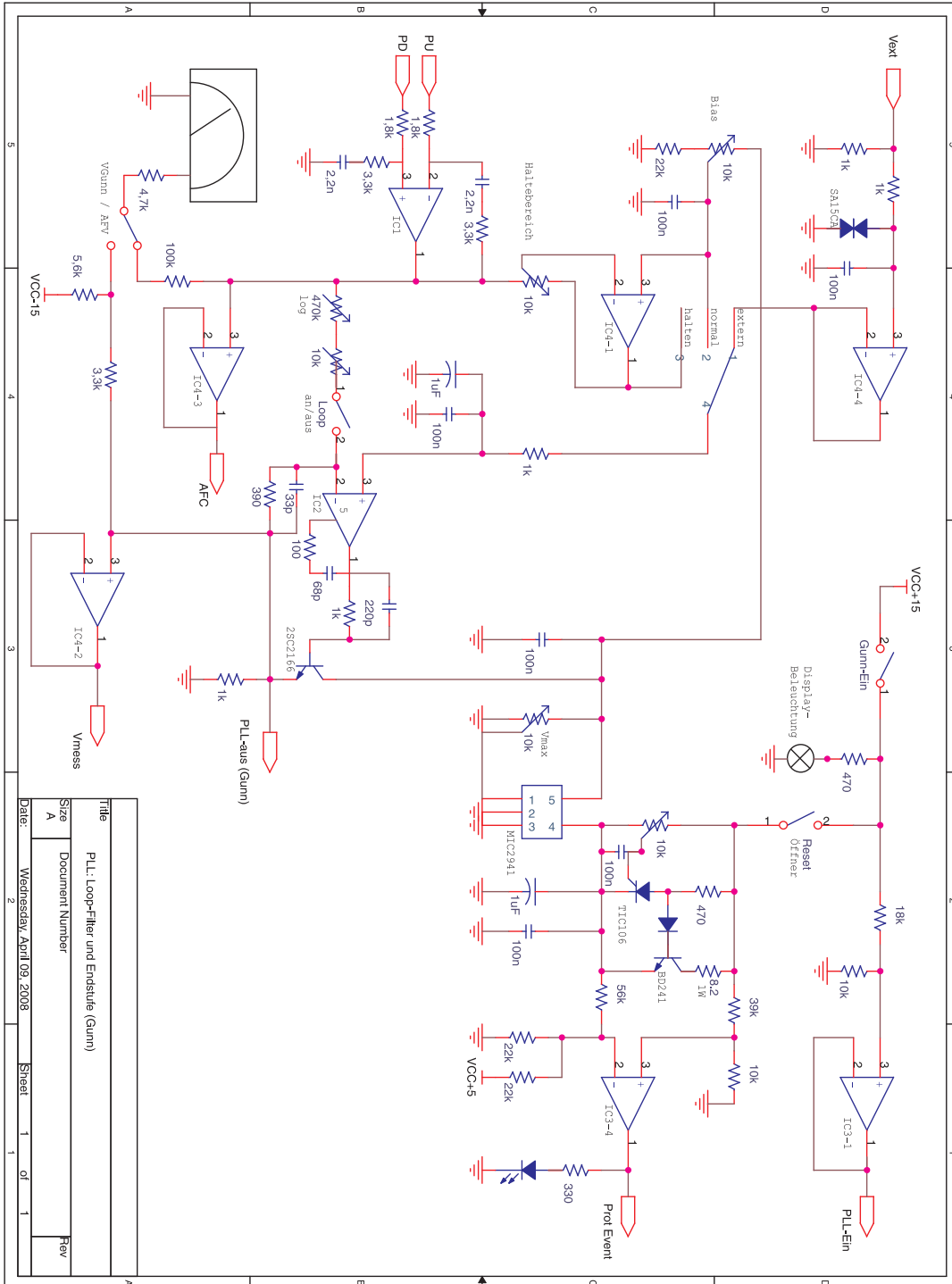


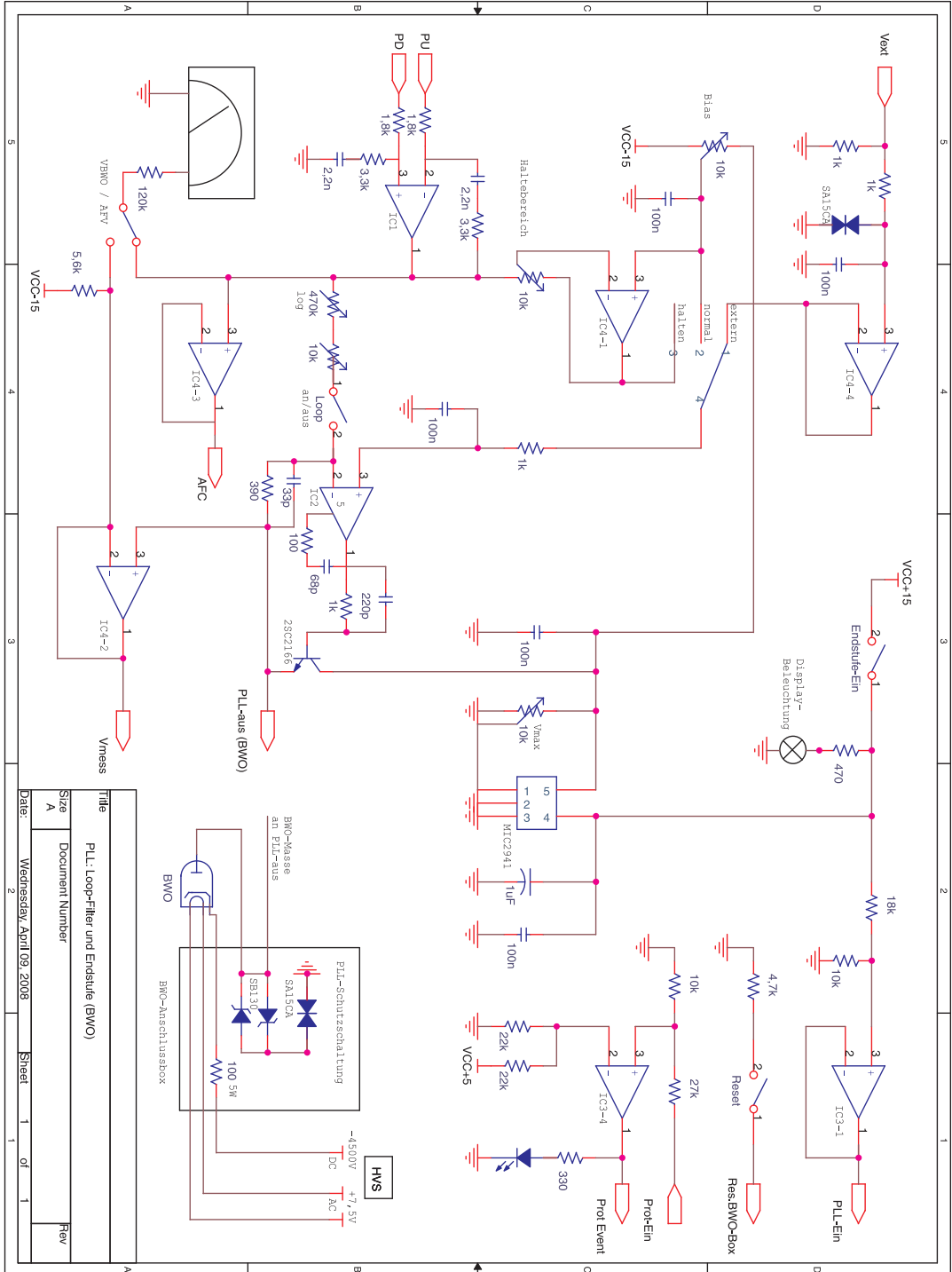
Title	PLL-Stromversorgung	
Size	Document Number	
Date	Wednesday, April 09, 2008	Sheet 1 of 1
		Rev

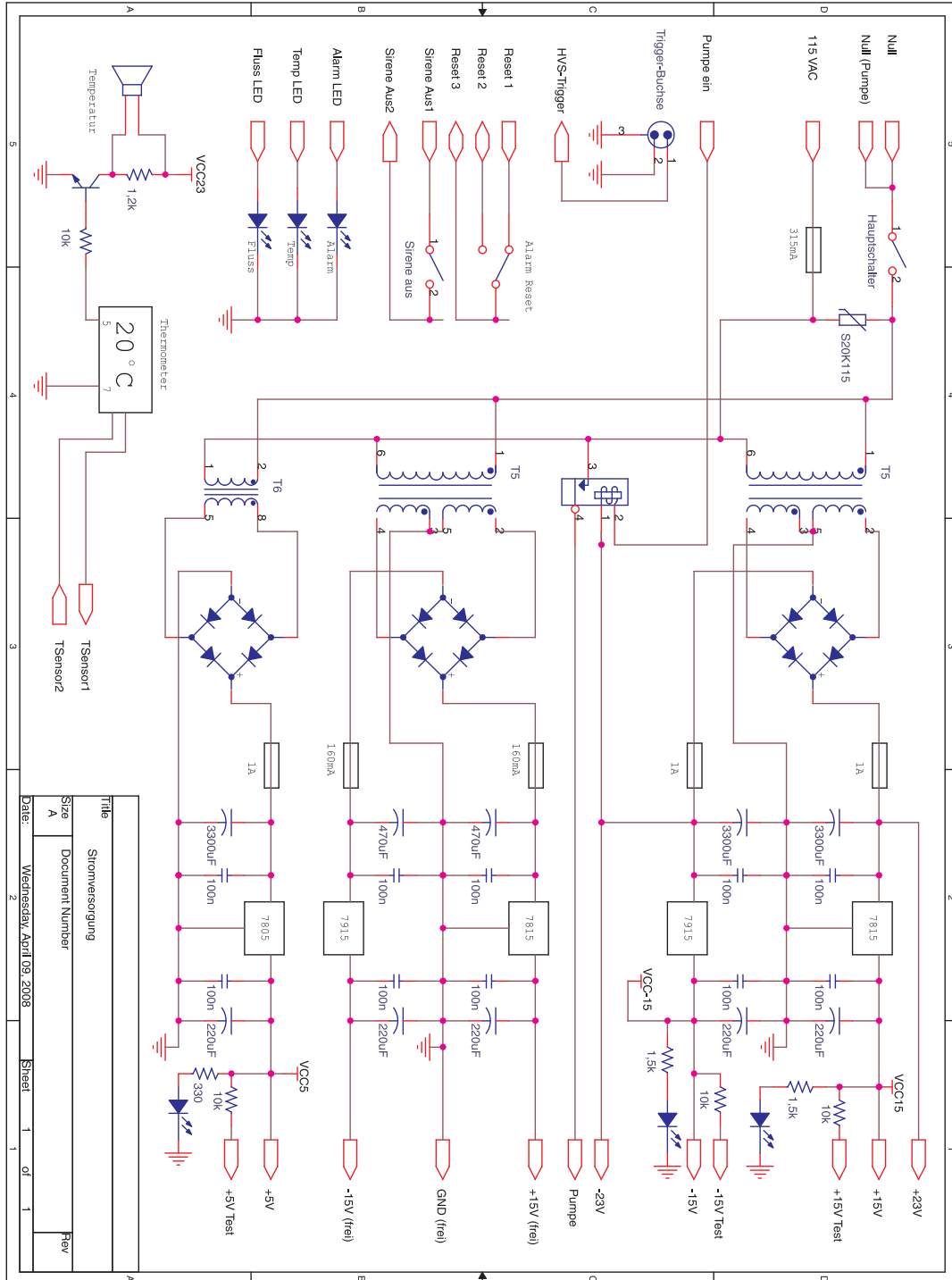


Title		PLL-ZF-Aufbereitung
Size		Document Number
A		
Date:		Wednesday, April 09, 2008
Sheet		1 of 1
		2









Einschub: Bias-Box (Sicherheit-Platine)

Pin	Belegung	Richtung
02	n.b.	-
05	PLL 1 ZF-Mon	ein
07b	HVS-Trigger	ein
08c	Alarm BWO	ein
09c	Alarm LED	aus
10b	Sirene Aus 1	aus
10c	Sirene Aus 2	ein
11c	-15 V DC	ein
12b	NTC Wert	ein
12c	NTC GND	aus
13c	Temp LED	aus
14c	Fluss LED	aus
15c	Reset 3	bi
15a	Reset 2	bi
15b	Reset 1	aus
16c	Pumpe-ein	aus
17a	FMess Signal	ein
17b	FMess GND	aus
17c	FMess VCC	aus
19a-21c	GND	-
22c	+15 V DC	aus
23c	+5 V DC	aus
24a-24c	VME data 1-3	-
25a-25c	VME data 4-6	-
26a-26c	VME data 7-9	-
28	PLL 2 ZF-Mon	ein
31	H-Mischer	aus

Einschub: Bias-Box (Bias-Platine)

Pin	Belegung	Richtung
02	H-Mischer Bias	aus
05	Verdreifacher Bias	aus
15c	+15 V DC	ein
16c	-15 V DC	ein
17c	+5 V DC	ein
18c	Verdreifacher Batt 0 V	ein
19c	H-Mischer Batt 0 V	ein
20c	H-Mischer Batt 9 V	ein
21c	Verdreifacher Batt 9 V	ein
22c	Verdreifacher VBatt	aus
23c	H-Mischer VBatt	aus
24c	GND	-
25c	GND	-
26c	GND	-
28	H-Mischer Vein	ein
31	Verdreifacher Vein	ein

Einschub: Stromversorgung

Pin	Belegung	Richtung
z32	n.b.	-
z28	n.b.	-
z24	n.b.	-
z20	n.b.	-
z16	Fluss LED	ein
z14	Sirene Aus 2	aus
z12	GND	-
z10	Alarm LED	ein
z08	Reset 3	bi
z06	+5 V DC	aus
z04	TSensor 1	aus
z04	TSensor 2	ein
b16	Pumpe ein	ein
b14	Reset 2	bi
b12	GND	-
b10	Temp LED	ein
b08	HVS-Trigger	aus
b06	+5 V DC	aus
b04	+15 V DC	aus
b02	-15 V DC	aus
d30	Pumpe	aus
d26	115 V AC	ein
d22	Null	ein
d16	Sirene Aus 1	ein
d14	Reset 1	ein
d12	GND (frei)	-
d10	+15 V DC (frei)	aus
d08	-15 V DC (frei)	aus
d06	+5 V DC	aus
d04	+23 V DC	aus
d02	-23 V DC	aus

Einschub: PLL

Pin	Belegung	Richtung
02	ZF-Mon	aus
05	ZF-ein	ein
07c	Vext	ein
08b-08c	Vmess	aus
09a-09c	Lock	aus
10a-10c	PLL-ein	aus
11a-11c	ZF-ok	aus
12a-12c	Prot	aus
13a-13c	AFC	aus
14c	Res.BWO-Box	aus
15c	Prot-Ein	ein
18a-18c	-15 V DC	ein
19a-19c	+5 V DC	ein
20c	+15 V DC	ein
21a-21c	GND	-
22a-22c	GND	-
23a-23c	GND	-
24a-24c	+15 V DC	ein
28	PLL-aus	aus
(sonst)	n.b.	-

VME-Stecker

Pin	Belegung	Richtung
01	PLL 2 AFC	aus
02	PLL 2 Vext	ein
03	PLL 2 Vmess	aus
04	PLL 1 AFC	aus
05	PLL 1 Vext	ein
06	GND	aus
07	ZF-Schalter	ein
08-10	n.b.	-

Literaturverzeichnis

- [1] TIELENS, A. G. G. M. und D. J. HOLLENBACH: *Photodissociation regions, Basic model*. *Astrophysical Journal*, 291:722–746, 1985.
- [2] STERNBERG, A. und A. DALGARNO: *The infrared response of molecular hydrogen gas to ultraviolet radiation - High-density regions*. *Astrophysical Journal*, 338:197–233, März 1989.
- [3] HOLLENBACH, D. J. und A. G. G. M. TIELENS: *Photodissociation regions in the interstellar medium of galaxies*. *Reviews of Modern Physics*, 71:173–230, Januar 1999.
- [4] TIELENS, A. G. G. M., M. M. MEIXNER, P. P. VAN DER WERF, J. BREGMAN, J. A. TAUBER, J. STUTZKI und D. RANK: *Anatomy of the Photodissociation Region in the Orion Bar*. *Science*, 262(5130):86–89, 1993.
- [5] BEUTHER, H. und T. HENNING: *Sternentstehung - Star Formation*. Vorlesung im Sommersemester 2006, PowerPoint Präsentation.
- [6] FIXSEN, D. J., C. L. BENNETT und J. C. MATHER: *COBE Far Infrared Absolute Spectrophotometer Observations of Galactic Lines*. *The Astrophysical Journal*, 526:207–214, November 1999.
- [7] RUSSELL, R. W., G. MELNICK, G. E. GULL und M. HARWIT: *Detection of the 157 micron (1910 GHz) [CII] emission line from the interstellar gas complexes NGC 2024 and M42*. *Astrophysical Journal*, Part 2 - Letters to the Editor, 240:L99–L103, September 1980.
- [8] STUTZKI, J., G. J. STACEY, R. GENZEL, A. I. HARRIS, D. T. JAFFE und J. B. LUGTEN: *Submillimeter and far infrared line observations of M17 SW: A clumpy molecular cloud penetrated by UV radiation*. *Astrophysical Journal*, 332:379–399, September 1988.
- [9] CRAWFORD, M. K., R. GENZEL, C. H. TOWNES und D. M. WATSON: *Far-infrared spectroscopy of galaxies - The 158 micron C⁺ line and the energy balance of molecular clouds*. *Astrophysical Journal*, 291:755–771, April 1985.

- [10] STACEY, G. J., D. T. JAFFE, N. GEIS, R. GRENZEL, A. I. HARRIS, A. POG-LITSCH, J. STUTZKI und C. H. TOWNES: *158 micron forbidden C II mapping of the Orion molecular cloud*. *Astrophysical Journal*, 404:219–231, Februar 1993.
- [11] TIMMERMANN, R., B. KOESTER und J. STUTZKI: *[CII] 158 and [CII] 63 μ m ISO-Observations of L1457*. *Astronomy and Astrophysics*, 336:L53–L56, Juni 1998.
- [12] LUHMAN, M. L., S. SATYAPAL, J. FISCHER, M. G. WOLFIRE, P. COX, S. D. LORD, H. A. SMITH, G. J. STACEY und S. J. UNGER: *Infrared Space Observatory Measurements of a [C II] 158 Micron Line Deficit in Ultraluminous Infrared Galaxies*. *Astrophysical Journal Letters*, 504:L11–L15, September 1998.
- [13] MIZUTANI, M., T. ONAKA und H. SHIBAI: *Origin of diffuse C II 158 micron and Si II 35 micron emission in the Carina nebula*. *Astronomy and Astrophysics*, 423:579–592, August 2004.
- [14] BOREIKO, R. T., A. L. BETZ und J. ZMUIDZINAS: *Heterodyne spectroscopy of the 158 micron [CII] line in M42*. *Astrophysical Journal*, Part 2 - Letters to the Editor, 325:L47–L51, Februar 1988.
- [15] BOREIKO, R. T. und A. L. BETZ: *Far-Infrared Spectroscopy of C [CII] and High-J CO Emission from Warm Molecular Gas in NGC 3576*. *Astrophysical Journal Supplement*, 111:409–417, August 1997.
- [16] LORD, S. D.: *A new software tool for computing Earth's atmospheric transmission of near- and far-infrared radiation*. *Technischer Bericht*, National Aeronautics and Space Administration. Ames Research Center, Moffett Field, CA, 1992.
- [17] DAVIDSON, J. A.: *Stratospheric observatory for infrared astronomy (SOFIA): an introduction and science plans*. In: STROJNIK, M. und B. F. ANDRESEN (Herausgeber): *Proceeding of the SPIE, Infrared Spaceborne Remote Sensing IX*, Band 4486 der Reihe *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Seiten 59–70, Februar 2002.
- [18] MORRIS, P. W., S. LORD, A. BOOGERT, J. XIE und H. CONSORTIUM: *HIFI: Far-infrared And Sub-millimeter Spectroscopy At Ultra-high Resolution For ESA's Herschel Space Observatory*. In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Band 210, Seite 011.050, Mai 2007.
- [19] GRAF, U. U., S. HEYMINCK, R. GÜSTEN, P. HARTOGH, H.-W. HÜBERS, K. JACOBS, M. PHILIPP, D. RABANUS, H.-P. RÖSER, J. STUTZKI, P. v. D. WAL und A. WAGNER-GENTNER: *GREAT: The German first light heterodyne*

- instrument for SOFIA*. In: *Proceedings of the SPIE, Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III*, Band 6275, Seite 627509, USA, Mai 2006.
- [20] KRABBE, A.: *The SOFIA Telescope*. In: MELUGIN, R. K. und H.-P. ROESER (Herausgeber): *Proceeding of the SPIE, Airborne Telescope Systems*, Band 4014 der Reihe *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Seiten 276–281, Juni 2000.
- [21] SCHIEDER, R. T., O. SIEBERTZ, F. SCHLOEDER, C. GAL, J. STUTZKI, P. HARTOGH und V. NATALE: *Wideband spectrometer for HIFI-FIRST*. In: BRECKINRIDGE, J. B. und P. JAKOBSEN (Herausgeber): *Proceeding of the SPIE, UV, Optical, and IR Space Telescopes and Instruments*, Band 4013 der Reihe *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Seiten 313–324, Juli 2000.
- [22] VILLANUEVA, G. und P. HARTOGH: *The High Resolution Chirp Transform Spectrometer for the Sofia-Great Instrument*. *Experimental Astronomy*, 18:77–91, April 2004.
- [23] GRAF, U. U., S. HEYMINCK, D. RABANUS, K. JACOBS, R. T. SCHIEDER und J. STUTZKI: *STAR: SOFIA terahertz array receiver*. In: MELUGIN, R. K. und H.-P. ROESER (Herausgeber): *Proceeding of the SPIE, Airborne Telescope Systems II*, Band 4857 der Reihe *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Seiten 97–104, Februar 2003.
- [24] RABANUS, D., U. U. GRAF und M. HIRSCHKORN: *STAR - A 16 Pixel Terahertz Array Receiver for SOFIA*. *Astronomische Nachrichten*, 326:585–586, August 2005.
- [25] WAGNER-GENTNER, A.: *Aufbau, Optimierung und Charakterisierung der THz-Optik für GREAT auf SOFIA*. Doktorarbeit, Universität zu Köln, I. Physikalisches Institut, Mai 2007.
- [26] PHILIPP, M., U. U. GRAF, A. WAGNER-GENTNER, D. RABANUS und F. LEWEN: *Compact 1.9 THz BWO local-oscillator for the GREAT heterodyne receiver*. *Infrared Physics and Technology*, 51:54–59, Juli 2007.
- [27] MUNOZ, P.P., S. BEDORF, M. BRANDT, T. TILS, N. HONINGH und K. JACOBS: *THz Waveguide Mixers With NbTiN HEBs on Silicon Nitride Membranes*. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 16:606–608, November 2006.
- [28] HARRIS, A. I., J. STUTZKI, U. U. GRAF und R. GENZEL: *Measured mixer noise temperature and conversion loss of a cryogenic Schottky diode mixer near*

- 800 GHz. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 10:1371–1376, September 1989.
- [29] TEIPEN, R., M. JUSTEN, T. TILS, S. GLENZ, C. E. HONINGH, K. JACOBS, B. D. JACKSON, T. ZIJLSTRA und M. KROUG: *Influence of junction-quality and current density on HIFI band 2 mixer performance*. In: *Proceeding of the 14th Int. Symp. on Space THz Technology*, Seiten 55–62, April 2003.
- [30] TILS, T. W.: *Design and 3-D Electromagnetic Modeling of Terahertz Waveguide Mixers and Components*. Doktorarbeit, Universität zu Köln, I. Physikalisches Institut, Juni 2006.
- [31] CHEREDNICHENKO, S., M. KROUG, H. MERKEL, P. KHOSROPANAH, A. ADAM, E. KOLLBERG, D. LOUDKOV, G. GOL'TSMAN, B. VORONOV, H. RICHTER, und H. W. HUEBERS: *1.6 THz heterodyne receiver for the far infrared space telescope*. *Physica C: Superconductivity*, 372-376:427–431, März 2002.
- [32] STODOLKA, J.: *Fabrikation und Analys supraleitender diffusionsgekühlter Hot-Elektron-Bolometer als Terahertz-Heterodynmischer*. Doktorarbeit, Universität zu Köln, I. Physikalisches Institut, Januar 2003.
- [33] SEMENOV, A. D., H.-W. HÜBERS, H. RICHTER, M. BIRK, M. KROCKA, U. MAIR, K. SMIRNOV, G. N. GOL'TSMAN und B. M. VORONOV: *2.5 THz heterodyne receiver with NbN hot-electron-bolometer mixer*. *Physica C Superconductivity*, 372:448–453, August 2002.
- [34] GAO, J. R., J. N. HOVENIER, Z. Q. YANG, J. J. A. BASELMANS, A. BARYSHEV, M. HAJENIUS, T. M. KLAPWIJK, A. J. L. ADAM, T. O. KLAASSEN, B. S. WILLIAMS, S. KUMAR, Q. HU und J. L. RENO: *Terahertz heterodyne receiver based on a quantum cascade laser and a superconducting bolometer*. *Applied Physics Letters*, 86:4104–4106, Juni 2005.
- [35] DAME, T. M., D. HARTMANN und P. THADDEUS: *The Milky Way in Molecular Clouds: A New Complete CO Survey*. *The Astrophysical Journal*, 547:792–813, Februar 2001.
- [36] RHOLFS, K. und T. L. WILSON: *Tools of Radio Astronomy*. Springer, Berlin, Heidelberg, dritte Auflage, 2000.
- [37] HORN, J., O. SIEBERTZ, F. SCHMÜLLING, C. KUNZ, R. SCHIEDER und G. WINNEWISSER: *A 4x1 GHz Array Acousto-Optical Spectrometer*. *Experimental Astronomy*, 9:17–38, 1999.

- [38] KLEIN, B., S. D. PHILIPP, I. KRÄMER, C. KASEMANN, R. GÜSTEN und K. M. MENTEN: *The APEX digital Fast Fourier Transform Spectrometer*. *Astronomy and Astrophysics*, 454:L29–L32, April 2006.
- [39] GOLDSMITH, P. F.: *Quasioptical Systems*. IEEE Press, Chapman & Hall, New York, 1998.
- [40] MARTIN, D. H. und E. PUPLETT: *Polarised interferometric spectrometry for the millimeter and submillimeter spectrum*. *Infrared Physics*, 10:105–109, 1970.
- [41] CARIS, MICHAEL: *A Supersonic Jet Spectrometer for Terahertz Applications (SuJeSTA)*. Doktorarbeit, Universität zu Köln, I. Physikalisches Institut, 2005.
- [42] WILLIAMS, B. S., S. KUMAR, Q. QIN, Q. HU und J. L. RENO: *Terahertz quantum-cascade lasers with double resonant-phonon depopulation*. *Applied Physics Letters*, 88:1101–1103, Juni 2006.
- [43] WORRALL, C., J. ALTON, M. HOUGHTON, S. BARBIERI, H. E. BEERE, D. RITCHIE und C. SIRTORI: *Continuous wave operation of a superlattice quantum cascade laser emitting at 2 THz*. *Optics Express*, 14:171–181, 2006.
- [44] WALTHER, C., G. SCALARI, J. FAIST, H. BEERE und D. RITCHIE: *Low frequency terahertz quantum cascade laser operating from 1.6 to 1.8 THz*. *Applied Physics Letters*, 89:1121–1123, Dezember 2006.
- [45] GORSHUNOV, B., A. VOLKOV, I. SPEKTOR, A. PROKHOROV, A. MUKHIN, M. DRESSEL, S. UCHIDA und A. LOIDL: *Terahertz BWO-Spectroscopy*. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 26:1217–1240, September 2005.
- [46] TRETYAKOV, M. YU., V.V. PARSHINA, M.A. KOSHELEVA, A.P. SHKAEVA und A.F. KRUPNOVA: *Extension of the range of resonator scanning spectrometer into submillimeter band and some perspectives of its further developments*. *Journal of Molecular Spectroscopy*, 238:91–97, Juli 2006.
- [47] LEWEN, F., R. GENDRIESCH, I. PAK, D. G. PAVELIEV, M. HEPP, R. SCHIEDER und G. WINNEWISSER: *Phase locked backward wave oscillator pulsed beam spectrometer in the submillimeter wave range*. *Review of Scientific Instruments*, 69:32–39, Januar 1998.
- [48] ENDRES, C.P., H.S.P. MÜLLER, S. BRÜNKEN, D.G. PAVELIEV, T.F. GIESEN, S. SCHLEMMER und F. LEWEN: *High resolution rotation-inversion spectroscopy on doubly deuterated ammonia, ND₂H, up to 2.6 THz*. *Journal of Molecular Structure*, 795:242–255, August 2006.

- [49] ENDRES, C.: *Aufbau eines Multiplier-Terahertzspektrometers und seine Anwendung in der hochauflösenden Laborspektroskopie*. Diplomarbeit, Universität zu Köln, I. Physikalisches Institut, 2004.
- [50] VAN VLIET, A. H. F., T. DE GRAAUW, S. LIDHOLM und H. VAN DE STADT: *A low noise heterodyne receiver for astronomical observations operating around 0.63 MM wavelength*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 3:817–823, November 1982.
- [51] GRAF, U. U., S. HEYMINCK, E. A. MICHAEL, S. STANKO, C. E. HONINGH, K. JACOBS, R. T. SCHIEDER, J. STUTZKI und B. VOWINKEL: *SMART: The KOSMA Sub-Millimeter Array Receiver for Two frequencies*. In: PHILLIPS, T. G. und J. ZMUIDZINAS (Herausgeber): *Proceedings of the SPIE, Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy*, Band 4855 der Reihe *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Seiten 322–329, Februar 2003.
- [52] WIEDNER, M. C., G. WIECHING, F. BIELAU, M. EMPRECHTINGER, U. U. GRAF, C. E. HONINGH, K. JACOBS, D. PAULUSSEN, K. RETTENBACHER und N. H. VOLGENAU: *CONDOR - A heterodyne receiver at 1.25-1.5 THz*. In: ELMEGREEN, B. G. und J. PALOUS (Herausgeber): *IAU Symposium*, Band 237 der Reihe *IAU Symposium*, Seiten 495–495, 2007.
- [53] VDI, Virginia Diodes, Inc., 979 Second St. S.E., Suite 309, Charlottesville, VA 22902-6192, USA. <http://www.virginiadiodes.com/>.
- [54] JACOBSSON, S.: *Optically pumped far infrared lasers*. Infrared Physics, 29:853–874, Juli 1989.
- [55] NORBURY, J. R., C. J. GIBBINS und D. N. MATHESON: *A Study into the Theoretical Appraisal of the Highest Usable Frequencies*. Technischer Bericht, Radio Communications Research Unit, Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot, Oxfordshire OX11 0QX, Mai 2003.
- [56] PEREIRA, D., J. C. S. MORAES, E. M. TELLES, A. SCALABRIN, F. STRUMIA, A. MORETTI, G. CARELLI und C. A. MASSA: *Review of optically pumped far-infrared laser lines from methanol isotopes*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 15:1–144, Januar 1994.
- [57] GEBBIE, H. A., N. W. B. STONE und F. D. FINDLAY: *A Stimulated Emission Source at 0.34 Millimetre Wave-length*. Letters to Nature, 202:685, Mai 1964.
- [58] CHANG, T. Y. und T. J. BRIDGES: *Laser action at 452, 496, and 541 μm in optically pumped CH_3F* . Optics Communications, 1:423–426, April 1970.

- [59] ROESER, H. P., F. SCHAEFER, J. SCHMID-BURGK, G. V. SCHULTZ, P. VAN DER WAL und R. WATTENBACH: *A submillimeter heterodyne receiver for the Kuiper Airborne Observatory and the detection of the $372\mu\text{m}$ carbon monoxide line $J = 7-6$ in OMC-1 and W3*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 8:1541–1556, 1987.
- [60] CHIN, G.: *Optically pumped submillimeter gas lasers and the prospects for constructing space-qualifiable LO systems*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 8:1219–1234, Oktober 1987.
- [61] MUELLER, E. R., JR. W. E. ROBOTHAM, R. P. MEISNER, R. A. HART, J. KENNEDY und L. A. NEWMAN: *2.5 THz laser local oscillator for the EOS Chem 1 satellite*. In: *Proceedings of the Ninth International Symposium on Space Terahertz Technology (NASA/JPL)*, Seiten 563–574, 1998.
- [62] SKATRUD, D. D. und F. C. DE LUCIA: *Radio-frequency Stark tuning of optically pumped far-infrared lasers*. Optics Letters, 10:215–217, Mai 1985.
- [63] INGUSCIO, M., P. MINGUZZI und F. STRUMIA: *Stark tunability of a CH_3F far infrared laser*. Infrared Physics, 16:453–456, Juli 1976.
- [64] MANLEY, J.M. und H.E. ROWE: *Some General Properties of Nonlinear Elements-Part I. General Energy Relations*. In: *Proceedings of the IRE*, Band 44, Seiten 563–574, Juli 1956.
- [65] HÜBERS, H.-W., A. SEMENOV, H. RICHTER, M. SCHWARZ, B. GÜNTHER, K. SMIRNOV, G. GOL'TSMAN und B. VORONOV: *Heterodyne receiver for 3-5 THz with hot-electron bolometer mixer*. In: ZMUIDZINAS, J., W.S. HOLLAND und S. WITHINGTON (Herausgeber): *Proceedings of the SPIE, Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy II*, Band 5498, Seiten 579–586, Oktober 2004.
- [66] MUELLER, E. R.: *Optically-Pumped THz Laser Technology*. Technischer Bericht 2, Coherent - DEOS, 1280 Blue Hills Ave. Bloomfield, CT 06002 (806) 243-9557, 2001.
- [67] HÜBERS, H.-W.: *Status of high frequency channel, IF-processor, cold calibration source*. PowerPoint Präsentation, Max-Planck Institut für Radioastronomie, Bonn, Juni 2007.
- [68] GUNN, J. B.: *Effect of Domain and Circuit Properties on Oscillations in GaAs*. IBM Journal of Research and Development, 10:310–320, Juli 1966.
- [69] COPELAND, J. A.: *Theoretical study of a Gunn diode in a resonant circuit*. IEEE Transactions on Electron Devices, 14:55–58, Februar 1967.

- [70] ISHAK, W. S., C. KOK-WAI, W. E. KUNZ und G. MICCOLI: *Tunable microwave resonators and oscillators using magnetostatic waves*. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 35:396–405, Mai 1988.
- [71] ARCHER, J. W.: *Millimeter wavelength frequency multipliers*. IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques, 29:552–557, 1981.
- [72] WARD, J., E. SCHLECHT, G. CHATTOPADHYAY, H. JAVADI, J. GILL und I. MEHDI: *Local Oscillators from 1.4 to 1.9 THz*. In: *Proceedings of the 16th International Symposium on Space Terahertz Technology, Göteborg, Sweden, Mai 2005*.
- [73] WARD, J., F. MAIWALD, G. CHATTOPADHYAY, E. SCHLECHT, A. MAESTRINI, J. GILL und I. MEHDI: *1400-1900 GHz local oscillators for the Herschel Space Observatory*. In: *Proceedings of the 14th International Symposium on Space Terahertz Technology, Tucson, AZ, USA, April 2003*.
- [74] MAIWALD, F., J.C. PEARSON, J.S. WARD, E. SCHLECHT, G. CHATTOPADHYAY, J. GILL, R. FERBER, R. TSANG, R. LIN, A. PERALTA, B. FINAMORE, W. CHUN, J.J. BAKER, R.J. DENGLER, H. JAVADI, P. SIEGEL und I. MEHDI: *Solid-state terahertz sources for space applications*. In: *Proceedings of the 12th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and Conference Digest of the Joint 29th International Conference on Terahertz Electronics*, Seiten 767–768, September 2004.
- [75] NITSCH, R., F. LEWEN und G. WINNEWISSER: *A balanced frequency doubler for 210-220 GHz: Optimisation by CAD*. Microwave Engineering Europe (MWE-94-01), 1994.
- [76] CROWE, T. W., T.C. GREIN, R. ZIMMERMANN und P. ZIMMERMANN: *Progress toward solid-state local oscillators at 1 THz*. IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 6:207–208, Mai 1996.
- [77] STEUP, D.: *Submillimeterwellen-Frequenzvervielfacher mit quasioptischer Auskopplung*. Electrical Engineering, Terahertz-Technologie, 77:29–33, Juni 1993.
- [78] MAESTRINI, A., J. WARD, J. GILL, G. CHATTOPADHYAY, F. MAIWALD, K. ELLIS, H. JAVADI und I. MEHDI: *A Planar-Diode Frequency Tripler at 1.9 THz*. In: *Proceedings of the 2003 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Philadelphia, PA, Juni 2003*.
- [79] CHATTOPADHYAY, G., E. SCHLECHT, J. GILL, S. MARTIN, A. MAESTRINI, D. PUKALA, F. MAIWALD und I. MEHDI: *A Broadband 800 GHz Schottky Balanced Doubler*. IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 12:117–118, April 2002.

- [80] HESLER, J., D. PORTERFIELD, W. BISHOP, T. CROWE, A. BARYSHEV, R. HESPER und J. BASELMANS: *Development and Characterization of an Easy-to-Use THz Source*. In: *Proceeding of the 16th Intl. Symposium on Space Terahertz Technology, Goteborg, Sweden, Mai 2005*.
- [81] MAESTRINI, A., J. WARD, J. GILL, H. JAVADI, E. SCHLECHT, C. TRIPON-CANSELIET, G. CHATTOPADHYAY und I. MEHDI: *A 540-640 GHz High Efficiency Four Anode Frequency Tripler*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 53:2835–2843, September 2005.
- [82] MAESTRINI, A., D. PUKALA, G. CHATTOPADHYAY, E. SCHLECHT, S. MARTIN und I. MEHDI: *Design Considerations for a 1900 GHz Tripler Based on Membrane Diode Technology*. In: *Proceedings of the 9th. International Conference on Terahertz Electronics, Charlottesville, VA, Seiten 15–16, Oktober 2001*.
- [83] LOUHI, J. T. und A. V. RAISANEN: *On the modeling and optimization of Schottky varactor frequency multipliers at submillimeter wavelengths*. IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques, 43:922–926, April 1995.
- [84] ANTOGNETTI, P. und G. MASSOBRIO: *Semiconductor Device Modeling with Spice*. McGraw-Hill, Inc., New York, NY, USA, zweite Auflage, 1990.
- [85] GOTTWALD, FRANK-HERMANN: *Rauschen von mm-Wellenmischern mit GaAs-Schottky-Dioden*. Doktorarbeit, Universität Hannover, Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik, 1998.
- [86] ERICKSON, N.R.: *Diode frequency multipliers for terahertz local-oscillator applications*. In: *Proceedings of the SPIE, Advanced Technology MMW Radio and Terahertz Telescopes, Band 3357, Seiten 75–84, März 1998*.
- [87] WARD, J., G. CHATTOPADHYAY, A. MAESTRINI, E. SCHLECHT, J. GILL, H. JAVADI, D. PUKALA, F. MAIWALD und I. MEHDI: *Tunable All-Solid-State Local Oscillators to 1900 GHz*. In: *Proceedings of the 15th International Symposium On Space Terahertz Technology, Amherst, Massachusetts, 2004*.
- [88] WARD, J., E. SCHLECHT, G. CHATTOPADHYAY, A. MAESTRINI, J. GILL, F. MAIWALD, H. JAVADI und I. MEHDI: *Capability of THz Sources Based on Schottky Diode Frequency Multiplier Chains*. In: *Proceedings of the IEEE MTT-S International Microwave Symposium, Fort Worth, TX, Seiten 1587–1590, Juni 2004*.
- [89] MANN, CHRISTIAN: *Entwurf und Charakterisierung von Quantenkaskadenlasern*. Doktorarbeit, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau, 2004.
- [90] FAIST, J., F. CAPASSO, D. L. SIVCO, C. SIRTORI, A. L. HUTCHINSON und A. Y. CHO: *Quantum Cascade Laser*. Science, 264:553–556, April 1994.

- [91] HÜBERS, H.-W., S. G. PAVLOV, H. RICHTER, A. D. SEMENOV, L. MAHLER, A. TREDICUCCI, H. E. BEERE und D. A. RITCHIE: *Heterodyne receiver at 2.5 THz with quantum cascade laser and hot electron bolometric mixer*. In: ZMUIDZINAS, J., W. HOLLAND, S. WAYNE, S. WITHINGTON und W.D. DUNCAN (Herausgeber): *Proceedings of the SPIE, Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III*, Band 6275 der Reihe *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Juli 2006.
- [92] SCALARI, G., L. AJILI, J. FAIST, H. BEERE, E. LINFIELD, D. RITCHIE und G. DAVIES: *Far-infrared ($\lambda=87\mu\text{m}$) bound-to-continuum quantum-cascade lasers operating up to 90 K*. Applied Physics Letters, 82:3165–3167, Mai 2003.
- [93] GMACHL, C., F. CAPASSO, J. FAIST, A. L. HUTCHINSON, A. TREDICUCCI, D. L. SIVCO, J. N. BAILLARGEON, S. N. G. CHU und A. Y. CHO: *Continuous-wave and high-power pulsed operation of index-coupled distributed feedback quantum cascade laser at $\lambda=8.5\mu\text{m}$* . Applied Physics Letters, 72:1430–1432, März 1998.
- [94] FAIST, J., F. CAPASSO, C. SIRTORI, D. L. SIVCO, A. L. HUTCHINSON und A. Y. CHO: *Continuous wave operation of a vertical transition quantum cascade laser above $T=80\text{ K}$* . Applied Physics Letters, 67:3057–3059, November 1995.
- [95] AELLEN, T., S. BLASER, M. BECK, D. HOFSTETTER, J. FAIST und E. GINI: *Continuous-wave distributed-feedback quantum-cascade lasers on a Peltier cooler*. Applied Physics Letters, 83:1929–1931, September 2003.
- [96] HOFSTETTER, D., J. FAIST, M. BECK, A. MÜLLER und U. OESTERLE: *Demonstration of high-performance 10.16 μm quantum cascade distributed feedback lasers fabricated without epitaxial regrowth*. Applied Physics Letters, 75:665–667, August 1999.
- [97] BECK, M., D. HOFSTETTER, T. AELLEN, J. FAIST, U. OESTERLE, M. ILEGEMS, E. GINI und H. MELCHIOR: *Continuous Wave Operation of a Mid-Infrared Semiconductor Laser at Room Temperature*. Science, 295:301–305, Januar 2002.
- [98] FAIST, J., L. AJILI, G. SCALARI und ET AL.: *Terahertz quantum cascade lasers: One contribution of 16 to a Discussion Meeting 'The terahertz gap: the generation of far-infrared radiation and its applications'*. Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, 362:215–231, Februar 2004.
- [99] FAIST, J., M. BECK, T. AELLEN und E. GINI: *Quantum-cascade lasers based on a bound-to-continuum transition*. Applied Physics Letters, 78:147–149, Januar 2001.

- [100] UNTERRAINER, K., R. COLOMBELLI, C. GMACHL, F. CAPASSO, H. Y. HWANG, A. M. SERGENT, D. L. SIVCO und A. Y. CHO: *Quantum cascade lasers with double metal-semiconductor waveguide resonators*. Applied Physics Letters, 80:3060–3062, April 2002.
- [101] KOHEN, S., B. S. WILLIAMS und Q. HU: *Electromagnetic modeling of terahertz quantum cascade laser waveguides and resonators*. Journal of Applied Physics, 97:3106–3114, März 2005.
- [102] SCALARI, G., C. WALTHER, J. FAIST, H. BEERE und D. RITCHIE: *Electrically switchable, two-color quantum cascade laser emitting at 1.39 and 2.3 THz*. Applied Physics Letters, 88:1102–1104, April 2006.
- [103] ZINKE, O. und H. BRUNSWIG: *Hochfrequenztechnik 2: Elektronik und Signalverarbeitung*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, Budapest, fünfte Auflage, 1999.
- [104] GEWARTOWSKI, J.W. und H. A. WATSON: *Principles of electron tubes*. Van Nostrand (Princeton, N.J), 1965.
- [105] DAYTON, J. A., V. O. HEINEN, N. STANKIEWICZ und T. M. WALLET: *Submillimeter backward wave oscillators*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 8:1257–1268, Oktober 1987.
- [106] KOROLEV, A. N., S. A. ZAITSEV, I. I. GOLENITSKIJ, Y. V. ZHARY, A. D. ZAKURDAYEV, M. I. LOPIN, P. M. MELESHKEVICH, E. A. GELVICH, A. A. NEGIREV, A. S. POBEDONOSTSEV, V. I. POOGNIN, V. B. HOMICH und A. N. KARGIN: *Traditional and novel vacuum electron devices*. IEEE Transactions on Electron Devices, 48:2929–2937, Dezember 2001.
- [107] BENCK, E. C., A. GOYETTE und Y. WANG: *Ion energy distribution and optical measurements in high-density, inductively coupled C₄F₆ discharges*. Journal of Applied Physics, 94:1382–1389, August 2003.
- [108] MUKHOPADHYAY, I. und R. D’CUNHA: *Backward Wave Oscillator Based THz Spectroscopy, Diatomic Formalism and Optically Pumped Lasers*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 25:1255–1273, August 2003.
- [109] KRUPNOV, A. F.: *Phase Lock-In of MM/SUBMM Backward Wave Oscillators: Development, Evolution, and Applications*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 22:1–18, Januar 2001.
- [110] KOROTUN, L. I.: *Space-charge waves in a radial electron beam*. Radiophysics and Quantum Electronics, 9:87–93, Januar 1966.

- [111] YOUNG, D. T.: *Microwave emission in a plasma filled nonuniform backward wave oscillator*. Doktorarbeit, Texas Tech University, September 1998.
- [112] JACKSON, J. D.: *Klassische Elektrodynamik*. Gruyter Verlag, vierte Auflage, Juli 2006.
- [113] CHEN, X., S. LIU und W. XIE: *On the Dispersion Properties of a Plasma Filled Rippled Boundary Resonator*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 20:559–556, April 1999.
- [114] LEITE NETO, J. P. und J. J. BARROSO: *The Sinusoid as the Longitudinal Profile in Backward-Wave Oscillators of Large Cross Sectional Area*. Brazilian Journal of Physics, 34:1577–1582, Dezember 2004.
- [115] JUN, G., Y. YANG und M. LIN: *Backward Wave Oscillators With Coaxial Structures: Dispersion Relation and PIC Simulation*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 26:657–667, Mai 2005.
- [116] GOKHALE, A., J. MONDAL, K. C. MITTAL, Y. CHOYAL und K. P. MAHESHWARI: *Dispersion relation for planar rippled wall backward wave oscillator driven by sheet electron beam*. Physics of Plasmas, 11:4414–4419, September 2004.
- [117] FILTZ, M.: *Analytische Feldberechnung in planaren mm-Wellenstrukturen zur Elektronenbeschleunigung Teil 1: Seitlich abgeschlossene, periodische Strukturen*. Electrical Engineering (Archiv für Elektrotechnik), 79:235–243, August 1996.
- [118] MAIN, W., Y. CARMEL, K. OGURA, J. WEAVER und S. WATANABE: *Cold test measurements of a BWO slow-wave structure*. In: *Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference*, Band 4, Seiten 2714–2716, Mai 1993.
- [119] CHERNYAVSKY, I. A. und V. M. PIKUNOV: *Numerical investigations of a relativistic backward-wave oscillator*. Journal of Radioelectronics, 7, Juli 1999.
- [120] COOK, J. D., N. STANKIEWICZ und M. PODANY: *Study of optical output couplers for submillimeter wavelength backward-wave oscillators (BWO's)*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 10:161–177, Januar 1989.
- [121] IVES, R. L., M. CAPLAN, C. KORY, T. ROBINSON, R. WILCOX, J. NEILSON, S. SCHWARTZKOPF und R. WITHERSPOON: *Design and Test of a Submillimeter-Wave Backward Wave Oscillator*. In: ABE, D. K. und G. S. NUSINOVICH (Herausgeber): *High Energy Density and High Power RF*, Band 807 der Reihe *American Institute of Physics Conference Series*, Seiten 373–378, Januar 2006.

- [122] DAYTON, JR., J. A., C. L. KORY und G. T. MEARINI: *Diamond-based submillimeter backward wave oscillator*. In: JENSEN, J. O. und J.-M. THERIAULT (Herausgeber): *Proceedings of the SPIE*, Band 5584 der Reihe *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Seiten 67–76, Dezember 2004.
- [123] VLASOV, A. N., G. S. NUSINOVICH und B. LEVUSH: *Effect of the zero spatial harmonic in a slow electromagnetic wave on operation of relativistic backward-wave oscillators*. *Physics of Plasmas*, 4:1402–1412, Mai 1997.
- [124] IVES, R. L., C. KORY, M. READ, J. NEILSON, M. CAPLAN, N. CHUBUN, S. SCHWARTZKOPF und R. WITHERSPOON: *Development of backward-wave oscillators for terahertz applications*. In: HWU, R. J. und D. L. WOOLARD (Herausgeber): *Proceedings of the SPIE, Terahertz for Military and Security Applications*, Band 5070 der Reihe *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Seiten 71–82, August 2003.
- [125] MARTIN, D. H. und K. MIZUNO: *The generation of coherent submillimetre waves*. *Advances in Physics*, 25:211–246, Mai 1976.
- [126] ISTOK Research and Production Company, Fryazino, 141190 Moskau, Russland. <http://www.istok-mw.ru/>.
- [127] F.u.G. Elektronik GmbH, Florianstrasse 2, 83024 Rosenheim. <http://www.fug-elektronik.de/>.
- [128] HUNTINGTON, H.B. und A.R. GRONE: *Current-induced marker motion in gold wires*. *Phys. and Chem. Solids*, 20:76–87, Juni 1961.
- [129] BLACK, J.R.: *Electromigration Failure Modes in Aluminium Metallization for Semiconductor Devices*. In: *Proceedings of the IEEE*, Band 57, Seiten 1587–1594, September 1969.
- [130] WUTZ, M., H. ADAM und W. WALCHER: *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*. Vieweg, Braunschweig, vierte Auflage, 1986.
- [131] HACHENBERG, O. und B. VOWINKEL: *Technische Grundlagen der Radioastronomie*. Bibliographisches Institut, Mannheim, Wien, Zürich, 1982.
- [132] RPG Radiometer Physics GmbH, Birkenmaarstrasse 10, D-53340 Meckenheim. <http://www.radiometer-physics.de/>.
- [133] MARCUWITZ, N.: *Waveguide Handbook*. Mc Graw-Hill, 1986.
- [134] ERICKSON, N.: *A Fast And Sensitive Submillimeter Waveguide Power Meter*. In: *Proceedings of the 10th International Symposium On Space Terahertz Technology*, Seiten 501–507, Charlottesville, VA, 1999.

- [135] VOWINKEL, B. und H. P. RÖSER: *Precision measurement of power at millimeter- and sub-millimeter wavelengths using a waveguide calorimeter*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 3:471–487, 1982.
- [136] SPIRICON Laser Beam Diagnostics, Inc., 60 West 1000 North, Logan, UT 84321, USA. <http://www.spiricon.com/>.
- [137] PICKETT, H. M., J. C. HARDY und J. FARHOOMAND: *Characterization of a dual-mode horn for submillimeter wavelengths*. IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques, 32:936–937, August 1984.
- [138] POTTER, P. D.: *A new horn antenna with suppressed sidelobes and equal beam widths*. Technischer Bericht 32, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, California, Februar 1963.
- [139] JOHANSSON, J. F.: *A Comparison of Some Feed Types*. In: EMERSON, D. T. und J. M. PAYNE (Herausgeber): *Multi-Feed Systems for Radio Telescopes*, Band 75 der Reihe *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Seiten 82–89, 1995.
- [140] BRONSTEIN, I. N., K. A. SEMENDJAJEW und G. MUSIOL: *Taschenbuch der Mathematik*. Harri Deutsch, vierte Auflage, 1998.
- [141] MURPHY, J. A.: *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.
- [142] MURPHY, J. A. und S. WITHINGTON: *Perturbation analysis of Gaussian-beam-mode scattering at off-axis ellipsoidal mirrors*. Infrared Physics and Technology, 37:205–219, März 1996.
- [143] HEYMINCK, S.: *Optisches Design eines Submillimeter-Mehrkanal-Empfängers am Beispiel von SMART*. Doktorarbeit, Universität zu Köln, I. Physikalisches Institut, Dezember 2003.
- [144] ADE, P. A. R., J. ACRES und W. R. VAN DER REIJDEN: *Reflection and absorption coefficient of Melinex at 338 μ* . Infrared Physics and Technology, 11:233–235, Juli 1971.
- [145] NAYLOR, D. A., R. T. BOREIKO und T. A. CLARK: *Mylar beam-splitter efficiency in far infrared interferometers: Angle of incidence and absorption effects*. Applied Optics, 17:1055–1058, April 1978.
- [146] RUZE, J.: *Antenna tolerance theory – A review*. In: *Proceedings of the IEEE*, Band 54, Seiten 633–640, April 1966.

- [147] HEYMINCK, S.: *Entwicklung und Test von optimierten Phasengittern für Submillimeter Mehrkanal-Empfänger*. Diplomarbeit, Universität zu Köln, I. Physikalisches Institut, 1999.
- [148] WAGNER-GENTNER, A., U. U. GRAF, M. PHILIPP, D. RABANUS und J. STUTZKI: *GREAT Optics*. In: ZMUIDZINAS, J., W. S. HOLLAND und S. WORTHINGTON (Herausgeber): *Proceeding of the SPIE: Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy II*, Band 5498, Seiten 464–472, Glasgow, Oktober 2004.
- [149] JULABO Labortechnik GmbH, Eisenbahnstrasse 45, D-77960 Seelbach. <http://www.julabo.de/>.
- [150] MELCOR (Laird Technologies), 1040 Spruce Str., Trenton, NJ, 08648, USA. <http://www.melcor.com/>.
- [151] GEHRTSEN, C. und H. VOGEL: *Physik*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, Budapest, 17te Auflage, 1993.
- [152] EURECA Messtechnik, Eupener Str. 150, 50933 Köln. <http://www.eureca.de/>.
- [153] EHEIM GmbH & Co. KG, Plochinger Strasse 54, D-73779 Deizisau. <http://www.eheim.de/>.
- [154] EBM-PAPST GmbH & Co. KG, Hermann-Papst Straße 1, D-78112 St. Georgen. <http://www.papst.de>.
- [155] ZINKE, O. und H. BRUNSWIG: *Hochfrequenztechnik 1: Hochfrequenzfilter, Leitungen, Antennen*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, Budapest, sechste, neubearbeitete Auflage, 2000.
- [156] MAIWALD, F., F. LEWEN, V. AHRENS, M. BEAKY, R. GENDRIESCH, A. N. KOROLIEV, A. A. NEGIREV, D. G. PAVELJEV, B. VOWINKEL und G. WINNEWISSER: *Pure Rotational Spectrum of HCN in the Terahertz Region: Use of a New Planar Schottky Diode Multiplier*. *Journal of Molecular Spectroscopy*, 202:166–168, Juli 2000.
- [157] United Monolithic Semiconductors, UMS GmbH Germany, Wilhelm Runge Strasse 11, D-89081 Ulm. <http://ums.openkast.com/>.
- [158] WORK Microwave GmbH, Raiffeisenstrasse 12, D-83607 Holzkirchen. <http://www.work-gmbh.de/>.
- [159] KÖNIGSBERGER, K.: *Analysis 1*. Springer-Verlag, Berlin, sechste Auflage, 2004.

- [160] RAZAVI, B.: *A study of phase noise in CMOS oscillators*. IEEE Journal of Solid-State Circuits, 31:331–343, März 1996.
- [161] HERING, E., K. BRESSLER und J. GUTEKUNST: *Elektronik für Ingenieure und Naturwissenschaftler*. Springer-Verlag, Berlin, vierte Auflage, 2005.
- [162] BANERJEE, D.: *PLL Performance, Simulation, and Design*. Dog Ear Publishing, LLC, vierte Auflage, August 2006.
- [163] WHEELER, T.: *Phase Locked Loop Dynamics and practical synthesizer design*. Department of Electronics, DeVry University, Kansas City, USA, 1997. <http://faculty.kc.devry.edu/twheeler/projects/pll.pdf>.
- [164] SHOCKMAN, P.: *Phase Lock Loop General Operations*. ON Semiconductor Components Industries, LLC, Publication Order Number AND8040/D, Mai 2004. <http://www.onsemi.com/pub/Collateral/AND8040-D.pdf>.
- [165] Avago-Technologies, 350 W. Trimble Rd. Bldg. 90, San Jose, CA 95131, USA. <http://www.avagotech.com/>.
- [166] Peregrine Semiconductor Corp., 9380 Carroll Park Drive, San Diego, CA, 92121, USA. <http://www.peregrine-semi.com/>.
- [167] Mitsubishi Electric Europe. B.V., Deutsche Niederlassung: Gothaer Str. 8, D-40880 Ratingen. <http://www.mitsubishielectric.de/>.
- [168] EAGLE Layout Editor by CadSoft, CadSoft Computer GmbH, Hofmark 2, D-84568 Pleiskirchen. <http://www.cadsoft.de/>.
- [169] LEESON, D.B.: *A simple model of feedback oscillator noise spectrum*. In: *Proceedings of the IEEE*, Band 54, Seiten 329–330, Februar 1966.
- [170] PARKER, T.E.: *Characteristics and Sources of Phase Noise in Stable Oscillators*. In: *Proceedings of the 41st Annual Symposium on Frequency Control*, Seiten 99–110, 1987.
- [171] LEE, C.-F. und S. T. PENG: *Systematic analysis of the offset-PLL output spur spectrum*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 53:3024–3034, September 2005.
- [172] GULL, G. E. und M. L. SAVAGE: *Introduction to airworthiness for science instruments on board SOFIA*. In: MELUGIN, R. K. und H.-P. ROESER (Herausgeber): *Proceeding of the SPIE, Airborne Telescope Systems*, Band 4014, Seiten 183–194, Juni 2000.

- [173] GRAF, U.U., M. PHILIPP, S. HEYMINCK und R. GÜSTEN: *HVS Qualification Test Plan, GREAT Dokument No. GI5300002*. P. B. van der Wal, Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Huegel 69, D-53121-Bonn, 2004.
- [174] GRAF, U.U., M. PHILIPP, S. HEYMINCK und R. GÜSTEN: *BWO Qualification Test Plan, GREAT Dokument No. GI5300001*. P. B. van der Wal, Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Huegel 69, D-53121-Bonn, 2004.
- [175] *Preliminary Airworthiness Design Review for GREAT*. Universität zu Köln, I. Physikalische Institut; Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Bonn; Argelander-Institut für Astronomie, Bonn, Januar 1999.
- [176] PHILIPP, M.: *BWO Functional Hazard Analysis, GREAT Dokument No. GH5300001*. P. B. van der Wal, Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Huegel 69, D-53121-Bonn, 2004.
- [177] PHILIPP, M.: *HVS Functional Hazard Analysis, GREAT Dokument No. GH5300002*. P. B. van der Wal, Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Huegel 69, D-53121-Bonn, 2004.
- [178] QMC Instruments Ltd., School of Physics and Astronomy, Cardiff University, The Parade, Cardiff, CF24 3AA, UK. <http://www.terahertz.co.uk/>.
- [179] VOWINKEL, B. und T. KOOTZ: *A Cryogenic Broadband IF-Amplifier for Terahertz Receivers*. 4th International Workshop on Terahertz Electronics, Grenoble, 1997.
- [180] Passive Microwave Technology Inc., 4053 Calle Tesoro, Camarillo, CA 93012 USA.
- [181] OSSENKOPF, V.: *A Unified Allan Variance Computation Scheme*. Technischer Bericht, SRON, National Institute For Space Research, Niederlande, Juli 2003. HIFI-ICC Documentation Server (<https://www.lra.ens.fr/hifi-icc/>).
- [182] ALLAN, D. W.: *Statistics of atomic frequency standards*. In: *Proceeding of the IEEE*, Band 54, Seiten 221–230, Februar 1966.
- [183] ALLAN, D. W. und J. A. BARNES: *A Modified "Allan Variance" with Increased Oscillator Characterization Ability*. In: *Proceeding of the Thirty Fifth Annual Frequency Control Symposium*, Seiten 470–475, 1981.
- [184] SCHIEDER, R., G. RAU und B. VOWINKEL: *Characterization and measurement of system stability*. In: KOLLBERG, E. (Herausgeber): *Proceedings of the Meeting on Instrumentation for submillimeter spectroscopy, Cannes, France*, Band 598, Seiten 189–192, Dezember 1986.

- [185] OLBRICH, M.: *Akusto-Optische Signalverarbeitung mit dem Material Rutil*. Doktorarbeit, Universität zu Köln, I. Physikalisches Institut, Februar 2006.
- [186] SCHIEDER, R. und C. KRAMER: *Optimization of heterodyne observations using Allan variance measurements*. *Astronomy and Astrophysics*, 373:746–756, Juli 2001.
- [187] WIEDNER, M. C., G. WIECHING, F. BIELAU, M. EMPRECHTINGER, U. U. GRAF, C. E. HONINGH, K. JACOBS, D. PAULUSSEN, K. RETTENBACHER und N. H. VOLGENAU: *CONDOR - A heterodyne receiver at 1.25-1.5 THz*. In: ELMEGREEN, B. G. und J. PALOUS (Herausgeber): *Proceeding of the IAU Symposium*, Band 237, Seiten 495–495, 2007.
- [188] JOHANSSON, J. F. und N. D. WHYBORN: *The diagonal horn as a sub-millimeter wave antenna*. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 40:795–800, Mai 1992.
- [189] MÜLLER, H. S. P., F. SCHLÖDER, J. STUTZKI und G. WINNEWISSER: *The Cologne Database for Molecular Spectroscopy, CDMS: a useful tool for astronomers and spectroscopists*. *Journal of Molecular Structure*, 742:215–227, Mai 2005.
- [190] EGGEN, B. R., R. L. JOHNSTON und J. N. MURRELL: *Carbon Cluster Structures and Stabilities Predicted from Solid-State Potentials*. *Journal of the Chemical Society, Faraday Transactions*, 90:3029–3037, 1994.
- [191] RAGHAVACHARI, K. und J. S. BINKLEY: *Structure, stability, and fragmentation of small carbon clusters*. *Journal of Chemical Physics*, 87:2191–2197, August 1987.
- [192] MLADENović, M., S. SCHMATZ und P. BOTSCHWINA: *Large-Scale Ab-Initio Calculations for C₃*. *Journal of Chemical Physics*, 101:5891–5899, 1994.
- [193] NEUBAUER-GUENTHER, P., T. F. GIESEN, S. SCHLEMMER und K. M. T. YAMADA: *High resolution infrared spectra of the linear carbon cluster C₇: The ν_4 stretching fundamental band and associated hot bands*. *Journal of Chemical Physics*, 127:4313–4320, Juli 2007.
- [194] SCHMUTTENMAER, C. A., R. C. COHEN, N. PUGLIANO, J. R. HEATH, A. L. COOKSY und K. L. BUSAROW und R. J. SAYKALLY: *Tunable far-IR laser spectroscopy of jet-cooled carbon clusters: the ν_2 bending vibration of C₃*. *Science*, 249:897–900, 1990.
- [195] GENDRIESCH, R., K. PEHL, TH. GIESEN, G. WINNEWISSER und F. LEWEN: *Terahertz Spectroscopy of Linear Triatomic CCC: High Precision Laboratory*

- Measurement and Analysis of the Ro-Vibrational Bending Transitions.* Zeitschrift für Naturforschung, 58:129–138, 2003.
- [196] HERRIOTT, D. R. und H. J. SCHULTE: *Folded optical delay lines.* Applied Optics, 4:883–889, August 1965.
- [197] BOTSCHWINA, P.: *A coupled cluster study of linear C7: no evidence of floppiness.* Chemical Physics Letters, 354:148–155, März 2002.
- [198] MOAZZEN-AHMADI, N. und A. R. W. MCKELLAR: *Infrared diode laser spectroscopy of the ν_3 fundamental and $\nu_3 + \nu_2 - \nu_2$ sequence bands of $^{13}\text{C}_3$ and of the ν_3 fundamental band of $^{12}\text{C}^{12}\text{C}^{13}\text{C}$.* Journal of Chemical Physics, 98:7757–7762, Mai 1993.
- [199] CALLEN, HERBERT B. und THEODORE A. WELTON: *Irreversibility and Generalized Noise.* Phys. Rev., 83(1):34–40, jul 1951.
- [200] KERR, A. R., M. J. FELDMAN und S.-K. PAN: *Receiver Noise Temperature, the Quantum Noise Limit, and the Role of the Zero-Point Fluctuations.* In: BLUNDELL, R. und E. TONG (Herausgeber): *Eighth International Symposium on Space Terahertz Technology*, Seite 101, 1997.

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich allen Menschen, die durch ihre fachliche oder persönliche Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, meinen aufrichtigen Dank aussprechen.

Als Erstes möchte ich Herrn Prof. Dr. Jürgen Stutzki danken, der mir die Gelegenheit zur Durchführung dieser Arbeit am I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln gegeben hat. Dank ihm war es mir möglich, mein Wissen auf dem Gebiet der Radioastronomie und der zugehörigen Technologien erheblich zu erweitern.

Des Weiteren danke ich Herrn Prof. Dr. Markus Grüninger für die Abgabe des Zweitgutachtens und Herrn Prof. Dr. Axel Klein für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes in der Disputationsprüfung.

Einen ganz herzlichen Dank möchte ich Herrn Dr. Urs Graf für die langjährige Betreuung der Arbeit und für das Korrekturlesen aussprechen. Seine Ideen und Anregungen haben viel zum Gelingen beigetragen.

Mein Dank geht auch an Herrn Dr. Frank Lewen für die gute Einarbeitung bezüglich des Umgangs mit den BWO-Röhren. Außerdem möchte in diesem Zusammenhang Herrn Dr. Armin Wagner-Gentner, Herrn Dr. David Rabanus, Herrn Dr. Bernd Vowinkel, Herrn Dr. Robert Simon und Herrn Philipp Müller für ihre Diskussionsbereitschaft in fachlichen Fragen und für anregende Gespräche danken.

Diese Dissertation wäre ohne die Unterstützung die ein gutes Büroklima hervorbringt ebenfalls nicht denkbar gewesen. Zu danken ist hier vor Allem Herrn Dr. Armin Wagner-Gentner, Herrn Dr. Martin Brüll, Herrn Bernhard Schmidt, Herrn Dr. Holger Müller, Herrn Simon Schmidt und Herrn Dr. Oskar Asvany.

Ein ganz besonderer Dank gebührt auch Herrn Christian Endres und Herrn Dr. Michael Caris für die gute Zusammenarbeit bei der Durchführung der spektroskopischen Messungen. Bezüglich der Messungen mit dem GREAT-Empfänger sind zu den noch nicht genannten Personen noch Herrn Dr. Pedro Muños-Pradas, Herrn Dr. Peter van der Wal und Herrn Dr. Stefan Heyminck hinzuzufügen.

Und schließlich danke ich noch ganz herzlich Frau Dr. Petra Neubauer-Guenther und meiner Freundin Isolde Kuhn für weiteres ausführliches Korrekturlesen. Dieser Dank gebührt ebenso Herrn Prof. Dr. Jürgen Stutzki, Herrn Priv. Doz. Dr. Carsten Kramer und Frau Dr. Netty Honingh. Für die Korrektur des *Abstracts* danke ich besonders Frau Lidia Brożek und Herrn Dr. Holger Müller.

Meiner gesamten Familie gebührt ein riesiger Dank für ihre langjährige Unterstützung - insbesondere sind hier Gerd, Christa, Stefan, Sandra und Manuel zu nennen.

Förderung

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

- PHILIPP, M., U. U. GRAF, A. WAGNER-GENTNER, D. RABANUS und F. LEWEN: *Compact 1.9 THz BWO local-oscillator for the GREAT heterodyne receiver*. Infrared Physics and Technology, 51:54-59, Juli 2007.
- WAGNER-GENTNER, A., U. U. GRAF, M. PHILIPP und D. RABANUS: *A simple method to design astigmatic off-axis mirrors*. Infrared Physics and Technology, 50:42-46, März 2007.
- GRAF, U. U., S. HEYMINCK, R. GÜSTEN, P. HARTOGH, H.-W. HÜBERS, K. JACOBS, M. PHILIPP, D. RABANUS, H.-P. RÖSER, J. STUTZKI, P. V. D. WAL und A. WAGNER-GENTNER: *GREAT: The German first light heterodyne instrument for SOFIA*. In: *Proceedings of the SPIE, Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III*, Band 6275, Seite 627509, USA, Mai 2006.
- PHILIPP, M., U. U. GRAF, F. LEWEN, D. RABANUS, A. WAGNER-GENTNER, P. MÜLLER und J. STUTZKI: *Compact 1.6-1.9 THz local oscillator as stand-alone unit for GREAT*. In: *Proceedings of the 15th International Symposium on Space Terahertz Technology*, Band 2061, Seiten 248-254, Northampton, Massachusetts, USA, 2004.
- RABANUS, D., U. U. GRAF, M. PHILIPP, J. STUTZKI und A. WAGNER-GENTNER: *Cryogenic design of KOSMA's SOFIA Terahertz Array Receiver (STAR)*. In: BRADFORD, C. M., P. A. R. ADE, J. E. AGUIRRE, J. J. BOCK, M. DRAGOVAN, L. DUBAND, L. EARLE, J. GLENN, H. MATSUHARA, B. J. NAYLOR, H. T. NGUYEN, M. YUN und J. ZMUIDZINAS (Herausgeber): *Proceeding of the SPIE: Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy II*, Band 5498, Seiten 473-480, Glasgow, Oktober 2004.
- WAGNER-GENTNER, A., U. U. GRAF, M. PHILIPP, D. RABANUS und J. STUTZKI: *GREAT Optics*. In: ZMUIDZINAS, J., W. S. HOLLAND und S. WITHERINGTON-ANTEBI (Herausgeber): *Proceeding of the SPIE: Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy II*, Band 5498, Seiten 464-472, Glasgow, Oktober 2004.

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. J. Stutzki betreut worden.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name Martin Philipp
Geboren am 14.01.1975
Geburtsort Hannover
Staatsangehörigkeit deutsch
Familienstand ledig

Schulbildung

1981 - 1985 Grundschule, Goetheschule in Viernheim
1985 - 1994 Gymnasium, Alexander-von-Humboldt Schule in Viernheim
Juni 1994 Allgemeine Hochschulreife

Zivildienst

1995 - 1996 Johanniter-Unfallhilfe in Viernheim
Ausbildung zum Rettungshelfer

Studium

1996 - 2002 Studium der Physik, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
2001 - 2002 Diplomarbeit zu dem Thema: *"Sensorik mit modengekoppelten Oberflächenwellen-Oszillatoren"*
Mai 2002 Diplom in Physik

Promotion

November 2002 Beginn des Promotionsstudiums, I. Physikalisches Institut der Universität zu Köln

Berufserfahrung

02/2000 - 04/2000 Werkstudent, Institut Laue Langevin, Grenoble, Frankreich
01/1999 - 03/2002 Studentische Hilfskraft, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg
seit 11/2002 Wissenschaftlicher Mitarbeiter, I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln