



Dissertation

Mathias Kehrt

Entwicklung, Realisierung und Charakterisierung eines TES-Bolometers für die THz-Metrologie



ISSN 0341-6712
ISBN 978-3-95606-280-3

Entwicklung, Realisierung und Charakterisierung eines TES-Bolometers für die THz-Metrologie

vorgelegt von
Diplom-Physiker
MATHIAS KEHRT
geb. in Berlin

von der Fakultät II – Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Naturwissenschaften
– Dr. rer. nat. –

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. rer. nat. Norbert Esser
Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Heinz-Wilhelm Hübers
Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Oliver Benson

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 29.04.2016

Berlin 2016

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Radiometrische Auslegung des TES-Bolometers	9
2.1	Funktionsweise eines Fourier-Transform Spektrometers	9
2.2	Radiometrische Auslegung des TES-Bolometers	11
2.3	Anforderungen an ein Bolometer für die Metrologie	14
2.3.1	Aufbau eines Bolometers	14
2.3.2	Entwicklungsparameter eines Bolometers	15
2.3.3	Spezifikation und Vergleich	18
3	Quantitative Messung optischer Eigenschaften im fernen Infrarot	21
3.1	Messaufbau	21
3.2	Hintergrundkorrektur	23
3.2.1	Motivation	23
3.2.2	Formulierung der Hintergrundkorrektur	24
3.2.3	Verifizierung der Hintergrundkorrektur	29
3.2.4	Einschränkungen der Hintergrundkorrektur	31
4	Entwicklung mikrostrukturierter THz-Absorber	32
4.1	Theorie dünner metallischer Schichten	32
4.2	Design mikrostrukturierter Metallabsorber	36
4.3	Quantitative Messung an strukturierten Metallschichten	37
4.4	Analytische Modellierung der RL-Struktur	44
4.4.1	Analytische Modellierung homogener Metallflächen	46
4.4.2	Analytische Modellierung des Substrats	47
4.4.3	Analytische Modellierung des Absorbers mit RL-Struktur	49
4.5	Numerische Modellierung der RL-Struktur	55
4.6	Fazit und Anwendungsempfehlung	56
5	TES und SQUID-Stromsensor	58
5.1	Supraleitende Thermistoren	59
5.1.1	Elektrothermische Rückkopplung	59
5.1.2	Dimensionierung des TES	61
5.1.3	Realisierung des TES	65
5.1.4	Verwendete Konfiguration	67

5.2	SQUID als Stromsensor	69
5.2.1	Funktionsweise von dc-SQUIDs	69
5.2.2	Linearisierung der Transferfunktion	71
5.2.3	SQUIDs als Stromsensor	73
5.2.4	Realisierung als Stromsensor	73
6	Realisierung des TES-Bolometers	75
6.1	Bestimmung des effektiven Wärmestromes	75
6.2	Herstellung des TES-Bolometers	78
6.2.1	Layout des TES-Bolometers	78
6.2.2	Entwurf eines TES-Radiometers	82
6.2.3	Lithographische Herstellung des TES-Bolometers	84
6.2.4	Montage des TES-Bolometers	84
6.3	Optischer Aufbau	88
6.3.1	Strahlungsschild	88
6.3.2	Sammeloptik	91
6.3.3	Optische Filter	91
6.3.4	Eintrittsfenster	91
6.4	Gesamtaufbau	92
7	Charakterisierung des TES-Bolometers	94
7.1	Elektrische Charakterisierung	94
7.1.1	Kennlinie und Arbeitspunkt	94
7.1.2	Elektrisch bestimmter Dynamikbereich	96
7.1.3	Empfindlichkeit	98
7.1.4	Rauschleistung (NEP)	100
7.2	Optische Charakterisierung	103
7.2.1	Optisch bestimmter Dynamikbereich	103
7.3	Erste metrologische Anwendung	108
8	Zusammenfassung	110
	Abbildungsverzeichnis	112
	Eigene Artikel	114
	Konferenzteilnahmen	115
	Literaturverzeichnis	116

1 Einleitung

Terahertzstrahlung liegt im Spektrum der elektromagnetischen Wellen zwischen der Mikrowellen- und Infrarotstrahlung. Der THz-Spektralbereich wird unterschiedlich definiert mit Frequenzen im Bereich von 0,1 THz bis 6 THz [Brü12] beziehungsweise bis 10 THz [VDI] mit korrespondierenden Wellenlängen zwischen 3 mm und 50 μm bzw. 30 μm . Während im Bereich der Mikrowellen bei der Erzeugung, Detektion und Führung der Strahlung mit Methoden der Hoch- und Höchstfrequenz gearbeitet wird, finden bei der Infrarotstrahlung optische Methoden Anwendung. Methoden beider Bereiche werden im THz-Gebiet verwendet, wobei es über lange Zeit kaum möglich war effizient THz-Strahlung zu erzeugen. Sprach man daher noch vor einigen Jahren von der „THz-Lücke“ oder „THz gap“ ist dies durch die technologische Entwicklung der letzten Jahre heute nicht mehr üblich [Ton07]. Zur Erzeugung von schmalbandiger THz-Strahlung stehen zum Beispiel Schottky Dioden zur Verfügung, welche Mikrowellen durch Frequenzvervielfachung in THz-Strahlung konvertieren [Cha04, Cro11]. Aber auch Laser wie THz-Quanten-Kaskaden Laser (QCL) [Ric10, Sch13] oder Molekül-Gas-Laser [Mue01, Leh12] werden als leistungsstarke Quellen genutzt. Breitbandige THz-Strahlung kann durch thermische Strahlung nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz, aber auch durch Elektronenspeicherringe [Fei11] und Freie-Elektronen-Laser [Sto13] erzeugt werden. Dies sind nur einige Beispiele, weitere finden sich in Übersichtsartikeln wie [Ton07, Lew14].

THz-Strahlung ist mit seinen besonderen Eigenschaften für viele Anwendungen prädestiniert. Sie ist nicht ionisierend und damit in der Regel gesundheitlich unbedenklich [Tit13], durchdringt viele Feststoffe, insbesondere Kunststoffe, bei einer für viele Anwendungen hinreichend guten Ortsauflösung. So kommt THz-Strahlung in der Industrie bei der Prozessüberwachung, zum Beispiel bei der Papierherstellung [Ban08] und Trocknung von Lacken [Yas05], und allgemein bei der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung [Sto08, Wie07] zum Einsatz. Bildgebende Verfahren werden besonders im Hinblick auf Fragen der Gefahrenabwehr und Zugangsbeschränkung [May13] entwickelt. Viele technisch relevante Substanzen, Medikamente, Drogen und Sprengstoffe zeigen im THz-Bereich einen individuellen spektralen „Fingerabdruck“ [Gro02, Kaw03, Ort08, Neu15]. Insbesondere durch die Entwicklung und rasante Verbreitung der THz-Zeitbereichsspektroskopie (THz-TDS) [Aus84] setzt sich THz-Strahlung bei der Identifikation solcher Substanzen zunehmend durch [Liu06, Ell14].

Auch in der Astronomie wird mit einer ganzen Reihe von Instrumenten im THz-Bereich beobachtet. Diese finden sowohl erdgebunden (*Atacama Cosmology Telescope* [Fow07], *James Clerk Maxwell Telescope* [Hol13]), luftgestützt (*Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy* SOFIA [Hü05, Hey08]) als auch in Weltraumteleskopen

(COBE [Mat94], Herschel [Roe12]) Anwendung.

Fourier-Transform Spektrometer (FTS) sind aufgrund einer Reihe von Vorteilen gegenüber dispersiven Spektrometern das bevorzugte Instrument für optische Spektroskopie im mittleren (MIR) und fernen infraroten (FIR) bzw. THz Spektralbereich [Cha79]. Bei radiometrischen Anwendungen werden Fourier-Transform Spektrometer unter anderem verwendet, um spektral breitbandige Quellen zu untersuchen [Adi13, Mon14, Adi15]. Die dabei zu beobachtenden Interferogramme stellen die Rohdaten eines FTS dar. Sie zeigen eine prominente zentrale Signalspitze und weisen insgesamt eine hohe Dynamik auf. Eine zentrale Herausforderung an einen Detektor ist es, diesen hohen Dynamikbereich linear darzustellen. Nichtlinearitäten im Interferogramm führen zu Artefakten im resultierenden Spektrum, die nur sehr schwer zu korrigieren sind [Kle06].

In der Fourier-Transform Spektroskopie werden im THz-Spektralbereich üblicherweise pyroelektrische Detektoren oder Silizium-Komposit Bolometer eingesetzt. Pyroelektrische Detektoren bieten eine gute Linearität, sind jedoch durch ihre relativ hohe rauschäquivalente Strahlungsleistung (NEP) in ihrer Sensitivität limitiert. Kommerziell erhältliche Bolometer wiederum genügen oftmals nicht höchsten Ansprüchen hinsichtlich ihrer Linearität.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung eines TES-Bolometers für die Fourier-Transform Spektroskopie und Radiometrie in einem breiten Spektralbereich von 0,1 THz bis 3 THz (bzw. 3 mm bis 0,1 mm). Um diesen beiden Anwendungsgebieten auf höchstem metrologischen Niveau gerecht zu werden, ergaben sich vor allem Anforderungen einer hohen Linearität als auch eines über einen weiten Bereich frequenzunabhängigen Absorptionsgrades des Bolometers. Auf Grundlage dieser Anforderungen wurde ein heliumgekühltes Bolometer im Kompositdesign entwickelt, dessen Aufbau den Zugriff auf alle relevanten thermischen und optischen Parameter eines Bolometers ermöglichte. Diese wurden separat auf die angestrebte Nutzung hin dimensioniert und optimiert. Für die Realisierung des Bolometers standen lithographische Fertigungsanlagen und -kapazitäten, sowie weltweit führende SQUID-Technologie der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB), dem nationalen Metrologieinstitut Deutschlands, zur Verfügung. Diese Möglichkeiten galt es in einem Gesamtkonzept zu berücksichtigen und effektiv zu nutzen.

Ein Schwerpunkt der Arbeit stellte die Entwicklung eines Absorbers mit spektral glatter Absorption dar. Darüber hinaus sollte sich die Herstellung des Absorbers in einen lithographischen Prozess integrieren lassen. An die Vakuumimpedanz angepasste dünne Metalloberflächen genügen den radiometrischen Anforderungen, sind jedoch im angestrebten Verfahren nicht kontrolliert und reproduzierbar herzustellen. Um diese Einschränkung zu überwinden, wurde ein Ansatz, Metalloberflächen gezieht zu strukturieren und so den effektiven Flächenwiderstand zu erhöhen, verfolgt. Mikrostrukturierte Metalloberflächen mit Strukturgrößen deutlich kleiner als die relevanten Wellenlängen wurden lithographisch hergestellt und systematisch untersucht. Deren spektrale Absorptionseigenschaften wurden experimentell bestimmt sowie durch analytische und numerische Modelle beschrieben. Dabei wurde ein Verfahren zur Korrektur systematischer Messfehler entwickelt, das über diese Arbeit hinaus Anwendung in der weltweit erst-

maligen Etablierung einer THz-Leistungsskala an einem nationalen Metrologieinstitut fand.

Ein weiterer Schwerpunkt war die Dimensionierung und Charakterisierung supraleitender Thermistoren (TES). Deren Auslegung berücksichtigte die hohen Anforderungen an die Linearität des TES-Bolometers.

Ein dritter Schwerpunkt der Arbeit war der Aufbau eines Prototypen und dessen Charakterisierung. Dafür wurde ein TES-Bolometer vollständig lithographisch hergestellt und, mit den notwendigen optischen Komponenten ausgestattet, zu einem funktionsfähigen Detektorsystem ausgebaut. Die Eigenschaften des Prototypen wurden anschließend durch elektrische und optische Messungen charakterisiert. Um den hohen erreichten Dynamikbereich des Bolometers von mehr als vier Größenordnungen darzustellen, konnte die hohe Dynamik der Metrology Light Source, dem Elektronenspeicherring der PTB, erfolgreich genutzt werden. Die Eignung des TES-Bolometers als Detektor für die Fourier-Transform Spektroskopie wurde dabei durch eine erste metrologische Anwendung erfolgreich demonstriert.

Diese Arbeit gliedert sich in acht Kapitel. Nach der Motivation und Formulierung der Ziele der Arbeit in diesem Kapitel werden in Kapitel 2 die Funktionsweisen eines Bolometers und eines Fourier-Transform Spektrometers beschrieben. Dabei werden die relevanten Parameter, welche für eine Dimensionierung des Bolometers zur Verfügung stehen, hervorgehoben. Insbesondere wird die Bedeutung eines spektral homogenen Absorbers betont, dessen Optimierung einen wesentlichen Teil der Arbeit darstellt.

Der für die Bestimmung des Absorptionsgrades des Absorbers notwendige Messaufbau wird in Kapitel 3 beschrieben. Der Einfluss der thermischen Strahlung verschiedener Komponenten des Messaufbaus auf das Messergebnis wird anhand von Beispielen motiviert und ein sowohl einfaches wie wirksames Korrekturverfahren vorgestellt. Das Korrekturverfahren wurde durch ein unabhängiges Messverfahren verifiziert.

Kapitel 4 widmet sich der Entwicklung des spektral homogenen Absorbers. Ausgehend von einer Anpassung an die Vakuumimpedanz wurden zwei Designvarianten mikrostrukturierter Metallabsorber untersucht. Umfangreiche systematische Messungen an großflächigen Testmustern führten zu zwei ausgewählten Absorbern, deren optische Eigenschaften den Anforderungen genügten. Eine Designvariante wurde durch ein analytisches Verfahren aus der Leitungstheorie näher beschrieben, deren Parameter aus der Geometrie der Struktur abgeleitet wurden. Die experimentellen und analytischen Ergebnisse wurden durch numerische Simulation bestätigt.

In Kapitel 5 wird der Betrieb supraleitender Thermistoren mit SQUID-Stromsensoren beschrieben. Dabei wird besonders auf eine Linearisierung des TES und des SQUID-Stromsensors eingegangen. Das Widerstandsverhalten supraleitender Thermistoren wurden untersucht und für den Betrieb mit einer geeigneten SQUID-Ausleselektronik dimensioniert.

Die Kombination des Absorbers und des supraleitenden Thermistors zu einem Bolometer wird in Kapitel 6 beschrieben. Absorber und Thermistor wurden lithographisch auf einer 1 μm dünnen Si_3N_4 -Membran hergestellt und mit einem SQUID Stromverstärker auf einem dedizierten Träger betrieben. Der optische Gesamtaufbau, bestehend

aus dem Bolometer mit SQUID-Ausleseelektronik, optischen Filtern, Sammeloptik und eines optimierten Strahlungsschildes wird dargestellt.

Das entwickelte Bolometer wurde charakterisiert und die Ergebnisse werden in Kapitel 7 wiedergegeben. Durch elektrische Charakterisierung wurden optimale Arbeitsparameter für einen linearen Betrieb bestimmt, der Dynamikbereich sowie die Geschwindigkeit untersucht und die rauschäquivalente Leistung (NEP) bestimmt. Der lineare Dynamikbereich wurde zudem optisch an einem Elektronenspeicherring untersucht. Die Eignung des Bolometers für quantitative Messungen an einem Fourier-Transform Spektrometer wurde anhand einer ersten metrologischen Anwendung demonstriert.

Abschließend wird die Arbeit in Kapitel 8 zusammengefasst. Die wesentlichen Entwicklungsschritte, die Herstellung und Teile der Charakterisierung des TES-Bolometers finden sich zudem in [Keh15b].

2 Radiometrische Auslegung des TES-Bolometers

Bolometer werden in einer Vielzahl von Anwendungen eingesetzt, wobei sich die jeweiligen Anforderungen individuell unterscheiden. Die grundlegende Herausforderung bei der Entwicklung eines Bolometers ist die möglichst gute Anpassung der zur Verfügung stehenden Parameter an das Anwendungsfeld. Für diese Entwicklung maßgeblich ist die Nutzung des Bolometers an einem Fourier-Transform Spektrometer (FTS), dessen Funktionsweise im folgenden Abschnitt beschrieben wird. Für den Betrieb mit typischen Komponenten wird der Strahlungsfluss zum Detektor abgeschätzt. Dies wird die Grundlage für eine Dimensionierung des Bolometers, dessen Funktionsprinzip in Abschnitt 2.3 beschrieben wird. Aus der Betrachtung der Wärmeleitungsgleichung werden bekannte Entwicklungsparameter des Bolometers motiviert, die für eine Dimensionierung zur Verfügung stehen und im Verlauf der Arbeit optimiert werden.

2.1 Funktionsweise eines Fourier-Transform Spektrometers

Ein Spektrometer ist in der Optik ein Instrument zur Messung des optischen Spektrums. Mit Hilfe eines Spektrometers wird eine Intensität als Funktion der Wellenlänge, der Frequenz oder der Energie ermittelt. Ein FTS stellt eine besondere Form eines Spektrometers dar. Bei dieser Form der Spektroskopie wird im Ortsraum gemessen und durch eine Fourier-Transformation das Spektrum im Frequenzraum bestimmt.

Realisiert wird dieses Messprinzip durch ein Michelson-Interferometer [Mic81] wie es schematisch in Abbildung 3.3a auf Seite 25 dargestellt ist. Dabei wird die Strahlung einer Quelle durch einen Strahlteiler in zwei Teilstrahlen geteilt. Ein Teilstrahl wird an einem ortsfesten Spiegel, der andere Teil an einem beweglichen Spiegel reflektiert und am Strahlteiler rekombiniert. Abhängig von einem Weglängenunterschied der beiden Strahlengänge interferieren die beiden Teilstrahlen und es ergibt sich eine modulierte Intensität der Strahlung, die mit einem Detektor gemessen wird. Gleichzeitig wird die Position des beweglichen Spiegels bestimmt. Die daraus ermittelte Funktion der Intensität in Abhängigkeit der Spiegelposition bezeichnet man als Interferogramm und stellt das Spektrum im Ortsraum dar. Durch eine schnelle Fourier-Transformation (**F**ast **F**ourier **T**ransformation, FFT) [Coo65] wird das Interferogramm in ein Spektrum im Frequenzraum überführt.

Fourier-Transform Spektrometer wurden seit der ersten Demonstration im Jahre 1956 [Geb56] kontinuierlich weiterentwickelt. Verbesserte mathematische Verfahren wie die Entwicklung der FFT und steigende Rechenleistung führten zu einer weiten Verbreitung der FTS.

Fourier-Transform Spektrometer besitzen einige prinzipbedingte Vorteile gegenüber Monochromatoren. Monochromatoren basieren auf dispersiven Medien wie Prismen oder optischen Gittern und werden oft im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich verwendet. So werden im Fourier-Transform Spektrometer große, runde Blenden verwendet. Sie ermöglichen einen höheren Strahlungsfluss zum Detektor im Vergleich zu möglichst schmalen Spaltblenden in klassischen Monochromatoren [Jac48]. Dies wird Jacquinot- oder Durchsatz-Vorteil genannt.

Der Fellgett- oder auch Multiplex-Vorteil beschreibt die Verbesserung des Signal- zu Rausch-Verhältnisses (**S**ignal to **N**oise **R**atio; SNR) durch das gleichzeitige Messen aller Frequenzen. Bei gleicher Messzeit verbessert sich das SNR um einen Faktor \sqrt{N} im Vergleich zu einer sequenziellen Messung von N Frequenzen [Fel51].

Der Connes-Vorteil liegt bei der Nutzung eines frequenzstabilen Lasers zur Bestimmung der Position des beweglichen Spiegels im Spektrometer vor. Dadurch lässt sich die Frequenzgenauigkeit deutlich steigern [Con66]. Wird dabei ein unstabilisierter He-Ne Laser als Referenzfrequenz genutzt, ergibt sich ein weiterer Vorteil. Dessen Frequenz von 473,6127 THz ist mit einer relativen Unsicherheit von $1,5 \cdot 10^{-6}$ als Standardfrequenz in der *Mise en Pratique* der Länge [BIP07, Sto09] enthalten. Die Frequenzskala des Spektrometers ist damit rückgeführt und eine Kalibrierung der Frequenzskala des Spektrometers entfällt.

Kommerziell erhältliche Spektrometer sind heutzutage komplexe Messgeräte, sowohl in Bezug auf den optischen Aufbau, als auch in der Signalverarbeitung. Detaillierte Beschreibungen der Funktionsweise finden sich in entsprechenden Fachbüchern wie [Cha79, Dav01, Goo05].

Eine alternative Methode der Spektroskopie im THz-Spektralbereich ist die Zeitbereichsspektroskopie (**T**ime-**D**omain **S**pectroscopy, TDS). Die TDS findet seit der erstmaligen Demonstration 1984 [Aus84] zunehmend Verbreitung. Mit Pulsen eines Femtosekundenlasers wird ein THz-Puls in einem nichtlinearen Prozess erzeugt. Der Puls kann die Frequenzen des gesamten THz-Spektralbereichs abdecken. Anschließend wird der THz-Puls abgetastet. Trotz stetiger Verbesserungen weist die TDS einige Nachteile auf, welche dieses Verfahren für einige metrologische Anwendungen uninteressant machen. So ist zum einen eine Frequenzkalibrierung notwendig [Naf09, Naf10], zum anderen ist man auf die Bestimmung von Materialeigenschaften beschränkt. Insbesondere ist es nicht möglich verschiedenartige Quellen zu nutzen und spektral miteinander zu vergleichen.

2.2 Radiometrische Auslegung des TES-Bolometers

In diesem Abschnitt wird die thermische Belastung des Bolometers abgeschätzt, welche durch auftreffende Strahlungsleistung, nachfolgend Strahlungsfluss Φ genannt, eingetragen wird. In dieser Abschätzung werden die relevanten Strahlungsquellen benannt und entsprechend ihrer Position im FTS einbezogen. Die Funktionsweise des Spektrometers wird dabei berücksichtigt.

Die Strahlungsquellen werden als thermische Strahler aufgefasst, deren Strahldichten sich über das Planck'sche Strahlungsgesetz aus der Temperatur der Quellen berechnen lassen. Für die Berechnung der Strahlungsflüsse wird die übliche Annahme für ideale schwarze Strahler getroffen, dass die Strahldichte der Strahlungsquellen richtungsunabhängig sei. Der Strahlungsfluss Φ einer Quelle ist mit einem Polarwinkel β zur Flächennormalen gegeben durch

$$\Phi = A\Omega \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} \varepsilon L(\nu, T) \cos \beta \, d\nu, \quad [\Phi] = W \quad (2.1)$$

mit der spektralen Strahldichte $L(\nu, T)$ eines schwarzen Strahlers mit einem Emissionsgrad ε . Der optische Durchsatz oder die Etendue $A\Omega$ beträgt im Fall des FTS *Vertex 80v* der Firma *Bruker* $12 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ sr}$. Die spektrale Strahldichte in Frequenzdarstellung lautet

$$L(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c_0^2 \left[e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1 \right]} \quad (2.2)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 , dem Planck'schem Wirkungsquantum h und der Boltzmann-Konstanten k_B .

Relevante Quellen für eine Abschätzung des Strahlungsflusses sind zum einen die am Spektrometer verwendete Lampe als primäre Strahlungsquelle, aber auch der sich im Strahlengang befindliche Strahlteiler. Sowohl die unterschiedlichen Positionen der Quellen im Spektrometer, als auch deren unterschiedliche Temperaturen, führen zu verschiedenen Strahlungsflüssen, die im Folgenden einzeln abgeschätzt werden.

Für den Strahlteiler werden vereinfachende Annahmen getroffen. So wird angenommen, dass Transmissionsgrad τ_{BS} und Reflexionsgrad ρ_{BS} gleich groß sind und vom strahlteilenden Medium bestimmt sind. Zusätzlich besitzt der Strahlteiler auf der strahlteilenden Fläche einen aufgerauten Metallsteg mit einem daran befestigten Kristall. Emissionsgrad und hemisphärisch gerichteter Reflexionsgrad dieses Steges können in einem effektiven Emissionsgrad vereinfachend zusammengefasst werden, solange sich Strahlteiler und Umgebung im thermischen Gleichgewicht befinden. So wird ein effektiver Emissionsgrad von $\varepsilon_{BS} \approx 0,3$ aufgrund der Bauweise des verwendeten Strahlteilers in einer Maximalabschätzung angenommen.

Bei einer Temperatur T von 300 K strahlt der Strahlteiler zum einen unter einem

Winkel von 45° mit einem Strahlungsfluss

$$\Phi_{\text{BS-dc}} = A\Omega \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} \varepsilon_{\text{BS}} L(\nu, T) \cos\left(\frac{\pi}{4}\right) d\nu \quad (2.3)$$

direkt auf den Detektor. Zum anderen strahlt er unter einem Winkel von 45° auf beide Spiegel des Interferometers. Nach einer Reflexion am beziehungsweise Transmission durch den Strahlteiler interferieren die beiden Strahlungsanteile abhängig von einer Wegdifferenz d und der Wellenzahl

$$\tilde{\nu} = \nu/c_0. \quad (2.4)$$

Die Intensität

$$I(\nu, d) \sim 2[1 + \cos(2\pi\tilde{\nu}d)] \quad (2.5)$$

wird nach der Rekombination am detektorseitigen, balancierten Ausgang des Interferometers moduliert [Dav01]. Bei gleichem Reflexions- und Transmissionsgrad des Strahlteilers, nachfolgend als Transmissionsgrad τ_{BS} einbezogen, ergibt sich so ein Strahlungsfluss

$$\Phi_{\text{BS-ac}}(d) = A\Omega \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} \tau_{\text{BS}} \varepsilon_{\text{BS}} L(\nu, T) \cos\left(\frac{\pi}{4}\right) 2[1 + \cos(2\pi\tilde{\nu}d)] d\nu. \quad (2.6)$$

Die verwendete Lampe strahlt mit einem idealen Emissionsgrad von eins auf den Strahlteiler. Der Fluss wird am Strahlteiler geteilt und anschließend einmal reflektiert und einmal transmittiert. Mit einem Transmissionsgrad von τ_{FTS} durch das gesamte optische System beträgt der Strahlungsfluss

$$\Phi_{\text{src}}(d) = \tau_{\text{FTS}} A\Omega \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} \tau_{\text{BS}} \rho_{\text{BS}} L(\nu, T) 2[1 + \cos(2\pi\tilde{\nu}d)] d\nu. \quad (2.7)$$

Der Transmissionsgrad τ_{FTS} wurde anhand des Aufbaus des Spektrometers und der verwendeten optischen Komponenten auf 0,1 abgeschätzt. Dieser setzt sich aus neun leicht gealterten Aluminiumspiegeln mit jeweils $\rho \approx 0,98$ (ideal $\rho = 0,99$ [DeC09]), zwei Diamantfenstern mit $\tau \approx 0,6$ [Wak07], einem Filter aus schwarzem Polyethylen mit $\tau \approx 0,6$ [Wak07] zum Schutz des Strahlteilers vor UV-Strahlung und zwei THz-Langpassfiltern mit einem abgeschätzten Transmissionsgrad von jeweils etwa 0,7 zusammen. Eine Sammeloptik vor dem Bolometer wurde nicht mit einbezogen, ein hoher Durchsatz wird jedoch in der Literatur beschrieben [Aok13].

Die resultierenden Strahlungsflüsse sind in den Abbildungen 2.1 und 2.2 für zwei Temperaturen der primären Quelle für einen Spektralbereich von $\nu_{\min} = 0,1$ THz bis $\nu_{\max} = 3$ THz dargestellt. Die grüne Linie beschreibt den direkten unmodulierten Fluss des Strahlteilers zum Detektor nach Gleichung (2.3) und die blaue Linie den gesamten

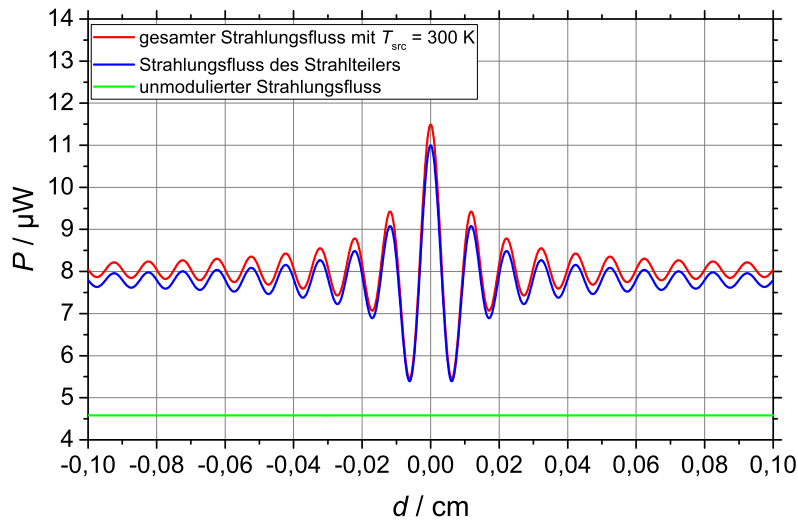


Abb. 2.1: Berechneter Strahlungsfluss auf den Detektor eines Fourier-Transform Spektrometers als Funktion des Wegunterschiedes d in den beiden Interferometerarmen. Parameter für die Berechnung waren ein Durchsatz $A\Omega$ von $12 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ sr}$ des Spektrometers, ein Emissionsgrad ε von 0,3 für einen Strahlteiler und einem idealen Schwarzkörperstrahler als Strahlungsquelle. Für die primäre Strahlungsquelle wurde ein Transmissionsgrad von 0,1 durch das Gesamtsystem angenommen. Alle Komponenten haben eine Temperatur von 300 K.

Die grüne Linie beschreibt den Beitrag des unmodulierten Strahlungsflusses, die blaue Linie den gesamten durch den Strahlteiler hervorgerufenen Strahlungsfluss. Die optische Gesamtleistung von Strahlteiler und Quelle auf den Detektor ist als rote Linie dargestellt.

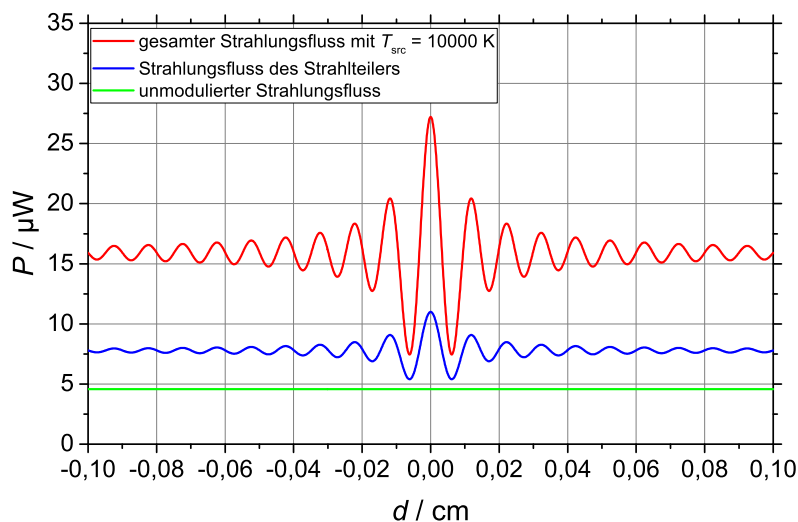


Abb. 2.2: Wie Abb. 2.1 jedoch mit einer Temperatur der Quelle von 10 000 K.

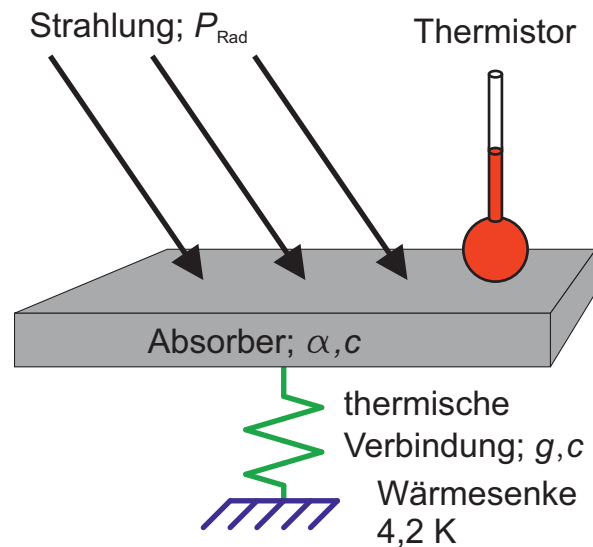


Abb. 2.3: Schematische Aufbau eines Bolometers, bestehend aus einem Absorber mit Absorptionsgrad α und spezifischer Wärmekapazität c , einem Thermistor und einer thermischen Verbindung zwischen dem Absorber und einer Wärmesenke. Die thermische Verbindung wird beschrieben durch ihre Wärmeleitfähigkeit g und spezifische Wärmekapazität c .

Fluss des Strahlteilers als Summe der Gleichungen (2.3) und (2.6) abhängig von dem Wegunterschied d . Der gesamte Strahlungsfluss zum Detektor als Summe der Strahlung von Strahlteiler und Quelle ist als rote Linie dargestellt. Hat das gesamte Spektrometer inklusive primärer Strahlungsquelle eine Temperatur von 300 K, was einem geschlossenen Spektrometer mit abgeschalteter Lampe entspricht, ergibt sich nach Abbildung 2.1 ein gesamter Strahlungsfluss von $11,5 \mu\text{W}$. Mit einer Temperatur von 10 000 K einer Quecksilber-Höchstdruck Dampflampe wird ein maximaler Strahlungsfluss von $27 \mu\text{W}$ entsprechend Abbildung 2.2 am Detektor erwartet.

Bei dieser Abschätzung wurden weitere Verluste, vor allem einschränkende Aperturen, nicht berücksichtigt. Es stellt so eine Maximalabschätzung dar, welche als Grundlage einer thermischen Dimensionierung des TES-Bolometers dient.

2.3 Anforderungen an ein Bolometer für die Metrologie

2.3.1 Aufbau eines Bolometers

Ein Bolometer besteht, wie in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt, aus wenigen funktionalen Elementen. Ein Absorber absorbiert einfallende Strahlung entsprechend seines Absorptionsgrades α . Dadurch erwärmt sich der Absorber mit der Wärmekapazität c und gleichzeitig auch ein Thermistor, der mit dem Absorber in gutem thermischen Kontakt steht. Der Thermistor, ein temperaturabhängiger elektrischer Widerstand, bildet die Temperaturänderung ab. Der Absorber ist thermisch mit einer Wärmesenke verbun-

den, die idealerweise eine konstante Temperatur besitzt. Aus der Temperaturdifferenz zwischen Absorber und Wärmesenke resultiert ein Wärmefluss über die thermische Verbindung, welche durch eine Wärmeleitfähigkeit g charakterisiert wird.

2.3.2 Entwicklungsparameter eines Bolometers

Ein Bolometer ist ein thermischer Empfänger. Dessen Eigenschaften resultieren aus einem Wärmetransport absorbiertes Strahlungsleistung und der Bestimmung einer sich daraus ergebenden Temperaturänderung. Wird das Bolometer im Vakuum betrieben, wie es insbesondere bei gekühlten Detektoren üblich ist, kann Konvektion als Wärmetransportmechanismus vernachlässigt und das thermische Verhalten über die Wärmeleitungsgleichung beschrieben werden. In Gleichung (2.8) aus [Bae94] wird sie in allgemeiner Form hergeleitet. In angepasster Schreibweise ergibt sich eine Differentialgleichung zur Beschreibung eines Temperaturfeldes $T(\mathbf{x}, t)$

$$\rho c \frac{\partial}{\partial t} T(\mathbf{x}, t) = \nabla \cdot [g(\mathbf{x}, T) \nabla T(\mathbf{x}, t)] + \dot{W}(\mathbf{x}, t) \quad (2.8)$$

mit der Temperatur T am Ort \mathbf{x} zum Zeitpunkt t , einer Dichte ρ und spezifischen Wärmekapazität c des betrachteten Mediums, der Wärmeleitfähigkeit g und zusätzlichen Wärmequellen mit einer Leistungsdichte \dot{W} . Ist die Wärmeleitfähigkeit g ortsunabhängig, vereinfacht sich die Wärmeleitungsgleichung zu

$$\rho c \frac{\partial}{\partial t} T(\mathbf{x}, t) = g \Delta T(\mathbf{x}, t) + \dot{W}(\mathbf{x}, t) \quad \left[\dot{W} \right] = \frac{\text{W}}{\text{m}^3} \quad (2.9)$$

mit dem Laplace-Operator $\Delta = \nabla^2$. Die Wärmeleitungsgleichung hat die Form einer Diffusionsgleichung. Mit Hilfe des Fourierschen Gesetzes

$$\dot{\mathbf{q}}(\mathbf{x}, t) = -g \nabla T(\mathbf{x}, t) \quad (2.10)$$

lässt sich das Feld der Wärmestromdichten $\dot{\mathbf{q}}(\mathbf{x}, t)$ bestimmen und Gleichung (2.8) durch Integration über das Volumen V in eine Bilanzgleichung mit einem an die Wärmesenke abgegebenen Wärmestrom P_{Bath} und einer eingebrachten Leistung P_{Diss} umschreiben:

$$\int_V \rho c \frac{\partial T}{\partial t} dV = \int_V \nabla \cdot [g \nabla T(\mathbf{x}, t)] dV + \int_V \dot{W}(\mathbf{x}, t) dV \quad (2.11)$$

$$\Leftrightarrow \int_V \rho dV c \frac{\partial T}{\partial t} = \int_V -\nabla \cdot \dot{\mathbf{q}}(\mathbf{x}, t) dV + P_{\text{Diss}} \quad (2.12)$$

$$\Leftrightarrow mc \frac{\partial T}{\partial t} = - \int_A \dot{\mathbf{q}}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{n} dA + P_{\text{Diss}} \quad (2.13)$$

$$\Leftrightarrow mc \frac{\partial T}{\partial t} = -P_{\text{Bath}} + P_{\text{Diss}}. \quad (2.14)$$

Aus den Gleichungen (2.9) beziehungsweise (2.14) lassen sich im Folgenden gewünschte Eigenschaften des Absorbers, der Wärmekapazität und der Wärmeleitfähigkeit ableiten.

Absorptionsgrad Die eingebrachte Leistung P_{Diss} bestimmt sich im Falle eines bestrahlten Absorbers mit einem Absorptionsgrad $\alpha(\nu)$ als Integral über den gesamten Frequenzbereich des absorbierten eintreffenden Strahlungsflusses Φ_{Inc} :

$$P_{\text{Diss}} = \int_{\nu} \alpha(\nu) \Phi_{\text{Inc}}(\nu) d\nu \quad (2.15)$$

Ist der Absorptionsgrad α frequenzunabhängig, vereinfacht sich die Gleichung zu

$$P_{\text{Diss}} = \alpha \int_{\nu} \Phi_{\text{Inc}}(\nu) d\nu = \alpha P_{\text{Rad}} \quad (2.16)$$

womit ein Zusammenhang zwischen der eingestrahlichten Strahlungsleistung P_{Rad} und der Bilanzgleichung (2.14) hergestellt ist. Insbesondere ist die thermische Last im Bolometer in diesem Fall nicht frequenzabhängig, sondern hängt nur noch von dem eintreffenden Strahlungsfluss $\Phi_{\text{Inc}}(\nu)$ ab.

Ein Bolometer mit einem spektral glatten Absorber bietet aus dieser Betrachtung heraus einige Vorteile. So ist neben einer Nutzung an einem FTS die Verwendung als Vergleichsinstrument möglich. Die Strahlungsleistung zweier THz-Strahlungsquellen mit verschiedenen spektralen Eigenschaften kann so ohne Kenntnis der spektralen Verteilung verglichen werden. Ein Vergleich eines berechenbaren Strahlungsnormalis wie einem Hohlraumstrahler mit einem spektral breiten Spektrum mit einer schmalbandigen Quelle wie einem THz-Laser wäre damit möglich.

Elektrische Substitution Die Bestimmung der Strahlungsleistung durch elektrische Substitution wird seit der ersten Beschreibung im Jahre 1894 [Kur94] erfolgreich angewendet. Das Funktionsprinzip beruht auf der Kompensation einer absorbierten Strahlungsleistung durch Anpassung einer elektrischen Heizleistung P_{J} . Dabei wird die Heizleistung so angepasst, dass die Temperatur am Thermistor beziehungsweise Thermometer konstant bleibt:

$$P_{\text{Diss}} = \alpha P_{\text{Rad}} + P_{\text{J}} = \text{const.} \quad (2.17)$$

Die Bilanzgleichung (2.14) erweitert durch den zusätzlichen Term der elektrischen Heizleistung zu

$$mc \frac{\partial T}{\partial t} = -P_{\text{Bath}} + \alpha P_{\text{Rad}} + P_{\text{J}}. \quad (2.18)$$

Diese Gleichung stellt darüber hinaus eine von zwei Zustandsgleichungen für die Beschreibung des Verhaltens des Thermistors dar. Der Betrieb des Thermistors in einer elektrothermischen Rückkopplung findet sich in Abschnitt 5.1.1.

Rauschleistung Eine wesentliche Größe zur Beschreibung der Güte eines Bolometers ist dessen Rauschleistung oder Noise Equivalent Power (NEP). Das NEP beschreibt die Leistung eines Signals, mit der bei einer Messzeit ein Signal-Rausch Verhältnis von eins erreicht wird. Bei dieser Entwicklung soll rauscharme Elektronik verwendet werden, so dass die Rauschleistung im Wesentlichen durch thermische Fluktuationen bestimmt werden soll. Diese können im Vorfeld nach [Ric94] durch

$$NEP = \sqrt{4k_B T^2 g} \quad [\text{WHz}^{-1/2}] \quad (2.19)$$

mit der Boltzmannkonstante k_B , der Gleichgewichtstemperatur T und der Wärmeleitfähigkeit g abgeschätzt werden. Die effektive Wärmeleitfähigkeit für eine optimale Konfiguration kann aus einem Wärmestrom P_{Bath} zum Wärmebad und einer Temperaturdifferenz zwischen Thermistor und Wärmebad bestimmt werden. Der Wärmestrom wird in Abschnitt 5.1.2 ab Seite 63 mit $18 \mu\text{W}$ bestimmt, als Gleichgewichtstemperatur wird eine Temperatur von 8 K und ein Badtemperatur T_{Bath} von 4,2 K angenommen. Damit ergibt sich mit

$$g = \frac{P_{\text{Bath}}}{T - T_{\text{Bath}}} \quad (2.20)$$

ein durch thermische Fluktuationen hervorgerufenenes NEP von $1,3 \cdot 10^{-13} \text{ WHz}^{-1/2}$. Dies stellt eine Minimalabschätzung dar, da weitere Rauschquellen nicht berücksichtigt wurden. Das erzielte NEP soll jedoch nicht wesentlich höher sein.

Empfindlichkeit Die Empfindlichkeit eines Bolometers beschreibt das Verhältnis eines Ausgangssignals zu einem eingestrahnten Strahlungsfluss. Zum einen wird die Empfindlichkeit eines Bolometers durch die Empfindlichkeit des Thermistors und dessen Messschaltung bestimmt. Deren Aufbau, Funktionsweise und Realisierung wird in Kapitel 5 beschrieben. Darüber hinaus hängt die Empfindlichkeit eines Bolometers von der Temperaturerhöhung im Bolometer ab, die von einem Strahlungsfluss erzeugt und von dem Thermistor gemessen wird. Ein hoher Temperaturanstieg kann einerseits durch einen hohen Absorptionsgrad des Absorbers erreicht werden, womit die eingebrachte Leistung P_{Diss} entsprechend Gleichung (2.15) erhöht wird.

Davon unabhängig lässt sich die Temperatur im Bolometer beziehungsweise der Temperaturgradient zwischen Thermistor und Wärmesenke durch die Wärmeleitfähigkeit anpassen. Bei gleichbleibenden Wärmestromdichten $\dot{q}(\mathbf{x}, t)$ erhöht sich der Temperaturgradient in Gleichung (2.10) durch eine Verringerung der Wärmeleitfähigkeit g . Diese Anpassung richtet sich an das Design der thermischen Verbindung zwischen Absorber und Wärmesenke. In Abschnitt 6.2.1 wird der effektive Wärmestrom einer Si_3N_4 -Membran untersucht und im Gesamtkonzept berücksichtigt.

Zeitkonstante/Geschwindigkeit Eine weitere Fragestellung bei einem Detektordesign ist die angestrebte Geschwindigkeit bzw. Zeitkonstante des Bolometers. Um zu

Tab. 2.1: Zusammenfassung der Anforderungen an das zu entwickelnde Bolometer, Vergleich mit verfügbaren Instrumenten, sowie Eigenschaften des in dieser Arbeit an der PTB realisierten TES-Bolometers.

	Anforderungen	Berkeley [Ski03]	QMC [QMC12]	IRLabs [IRL]	PTB [Keh15a]
Spektralbereich / THz	0,1–3	≤ 3	0,1–20	0,15–20	0,3–3
Absorptionsgrad	möglichst hoch	0,5	k.A.	k.A.	0,5
spektraler Verlauf	homogen	homogen			homogen
validiert	ja	nein			ja
Strahlungsleistung / μW	27	6	k.A.		26
NEP / $\text{pWHz}^{-1/2}$	0,13	0,12	< 1	0,12	0,38
3 dB Grenzfrequenz / Hz	> 200	133	1000	200–400	2500

bestimmen, welche Parameter die Geschwindigkeit eines Bolometers beeinflussen, kann man sich ein Bolometer mit einem durch eine Leistung P_{Diss} hervorgerufenen Temperaturprofil vorstellen. Wird die Leistung spontan abgestellt, wird sich das Temperaturprofil entsprechend der Wärmeleitungsgleichung (2.9) ohne Quellen

$$\begin{aligned} \rho c \frac{\partial}{\partial t} T(\vec{x}, t) &= g \Delta T(\vec{x}, t) \\ \Leftrightarrow \frac{\rho c}{g} \frac{\partial}{\partial t} T(\vec{x}, t) &= \Delta T(\vec{x}, t) \end{aligned} \quad (2.21)$$

abbauen. Mit einer auf das Volumen bezogenen Wärmekapazität $c_V = \rho c$ ergibt sich daraus eine thermische Zeitkonstante $\tau_{\text{therm}} = c_V/g$. Ein schnelles Bolometer zeichnet sich daraus folgend durch eine kleine Wärmekapazität, insbesondere des Absorbers, als auch durch eine hohe Wärmeleitfähigkeit der thermischen Verbindung zwischen Absorber und Wärmesenke aus.

Auf die Wärmekapazität des Absorbers wird bei der Entwicklung der Absorberdesigns in Kapitel 4 kurz eingegangen. Auf eine Anpassung der Zeitkonstanten durch eine Variation der Wärmeleitfähigkeit wird verzichtet, da dies im Kontrast zu einer möglichst hohen Empfindlichkeit durch eine angestrebte geringe Wärmeleitfähigkeit steht. Um typische Messzeiten zu erreichen sollte eine 3 dB Grenzfrequenz, bei der ein Ausgangssignal eines periodischen Messsignals auf die Hälfte abfällt, 200 Hz nicht unterschreiten.

2.3.3 Spezifikation und Vergleich

In diesem Abschnitt werden die Anforderungen und Eigenschaften an das zu entwickelnde Bolometer zusammengefasst und mit drei verfügbaren Instrumenten verglichen. Dazu werden heliumgekühlte Bolometer herangezogen, die für Laboranwendungen im THz-Spektralbereich entwickelt wurden und teilweise kommerziell erhältlich sind. Auf

einen Vergleich mit Bolometern, die durch einen verringerten Partialdruck des kühlenden Heliums niedrigere Arbeitstemperaturen erreichen, wurde verzichtet, da mit dieser Technik kein kontinuierlicher Betrieb erreicht werden kann. Ein Überblick über die im vorangegangenen Abschnitt formulierten Anforderungen, die Eigenschaften verfügbarer Bolometer sowie die Eigenschaften des an der PTB in dieser Arbeit realisierten TES-Bolometers sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Zum Vergleich wird ein TES-Bolometer herangezogen, von dem Skidmore et al. von der University of California (Berkeley) im Jahre 2003 berichteten [Ski03]. Zusätzlich werden zwei kommerziell erhältliche Bolometer betrachtet. Die Firma *QMC Instruments* aus Großbritannien bietet ein TES-Bolometer (Angaben des Herstellers siehe [QMC12]), die Firma *Infrared Laboratories* (IRLabs) aus den USA ein Bolometer mit einem normalleitenden Thermistor (Broschüre des Herstellers siehe [IRL]) an. Beide Anbieter beschränken sich in ihren Informationen auf Angaben, die für spektroskopische Anwendungen relevant sind.

Eine zentrale Anforderung an das zu entwickelnde Bolometer richtet sich an die optischen Eigenschaften. Wie im vorangegangenen Abschnitt dargestellt, soll das Bolometer in einem Bereich von 0,1 THz bis 3 THz Strahlung spektral homogen absorbieren. Für radiometrische Anwendungen ist eine validierte Angabe des spektralen Absorptionsgrades von höchster Bedeutung. Der dabei erreichte Wert des Absorptionsgrades ist nachrangig, günstig ist jedoch ein möglichst hoher Wert. Alle drei Bolometer decken den Spektralbereich im Wesentlichen ab, die spektralen Eigenschaften sind jedoch nicht dokumentiert. Skidmore et al. streben durch ihren Ansatz der Anpassung des Flächenwiderstandes des Absorbers an die Vakuumimpedanz eine homogene Absorption von 0,5 an, validieren die Eigenschaft jedoch nicht und weichen von ihrem angestrebten Flächenwiderstand um etwa 25 % ab. Die kommerziellen Anbieter machen keine Angaben zum Absorptionsgrad.

Die radiometrische Auslegung in Abschnitt 2.2 zeigte, dass ein Strahlungsfluss von $27 \mu\text{W}$ am Absorber erwartet wird. Skidmore et al. konnten nachweisen, dass ihr Bolometer bis zu einem absorbierten Fluss von $3 \mu\text{W}$ arbeitet. Bei einem idealen Absorptionsgrad von 0,5 ergibt sich Dynamikbereich von $6 \mu\text{W}$. Die beiden kommerziellen Anbieter geben auch hier keine Informationen an.

Die rauschäquivalente Strahlungsleistung (**N**oise **E**quivalent **P**ower, NEP) unterscheidet sich zwischen den drei Bolometern deutlich. Während sowohl das Bolometer von Skidmore et al. als auch jenes von IRLabs ein NEP von $1,2 \cdot 10^{-13} \text{ WHz}^{-1/2}$ erreichen, spezifiziert QMC sein Bolometer mit einem NEP von unter $1 \cdot 10^{-12} \text{ WHz}^{-1/2}$. Alle Werte verstehen sich einheitlich als elektrisches NEP, die Rauschleistung ist bei dieser Angabe auf absorbierte Strahlungsleistung bezogen.

An die Geschwindigkeit des Bolometers werden keine besonderen Herausforderungen gestellt, jedoch sollte nach Möglichkeit die 3 dB Grenzfrequenz, bei der ein Ausgangssignal eines periodischen Messsignals auf die Hälfte abfällt, 200 Hz nicht unterschreiten. IRLabs geben keine Grenzfrequenz an, empfiehlt jedoch Modulationsfrequenzen von 200 Hz bis 400 Hz. QMC spezifiziert ihr Bolometer mit einer Grenzfrequenz von 1 kHz, lediglich Skidmore et al. sind mit 133 Hz etwas langsamer als gewünscht.

Für spektroskopische Anwendungen eignen sich alle drei betrachteten Bolometer. Für radiometrische Anwendungen ist jedoch keines der betrachteten Geräte geeignet, da der spektrale Absorptionsgrad nicht validiert homogen ist. Dies machte eine Eigenentwicklung notwendig, die in dieser Arbeit dokumentiert ist. Die erzielten Eigenschaften sind in der letzten Spalte in Tabelle 2.1 der Übersichtlichkeit halber vorweggenommen. So konnte ein Absorber entwickelt werden, der validiert innerhalb der Messunsicherheiten homogen absorbiert (siehe Kapitel 4). Der realisierte Dynamikbereich ist nach oben mit $26 \mu\text{W}$ (siehe Abschnitt 7.1.2) begrenzt, was sehr nahe am angestrebten Wert von $27 \mu\text{W}$ liegt. Das erreichte NEP von $3,8 \cdot 10^{-13} \text{WHz}^{-1/2}$ ist konkurrenzfähig zu den Entwicklungen von Skidmore et al. und IRLabs und liegt nur wenig über dem in einer Minimalabschätzung ermittelten Wert von $1,3 \cdot 10^{-13} \text{WHz}^{-1/2}$ für zu erwartende thermische Fluktuationen. Die Grenzfrequenz des Bolometers von $2,5 \text{kHz}$ ist den anderen Geräten überlegen. Die folgenden Kapitel widmen sich der Entwicklung, Realisierung und Charakterisierung dieses TES-Bolometers.

3 Quantitative Messung optischer Eigenschaften im fernen Infrarot

In optischen Aufbauten kommt eine Vielzahl von Komponenten zum Einsatz. Beispiele sind insbesondere optische Filter, Fenster, Linsen und Spiegel. Eine genaue Kenntnis der optischen Eigenschaften der verwendeten Komponenten ist entscheidend für die Güte der Aufbauten. In dieser Arbeit ist der Transmissions- und Reflexionsgrad von besonderem Interesse. In Kapitel 4 wird ein Absorber beschrieben, dessen Absorptionsgrad durch Transmissions- und Reflexionsgradmessungen untersucht wurde. Der Absorptionsgrad bestimmt im Falle des Absorbers maßgeblich die Qualität des gesamten Detektors. Daher wird in diesem Kapitel näher auf die quantitative Messung des spektralen Transmissions- und Reflexionsgrades eingegangen.

Für die Messungen wurde ein Fourier-Transform Spektrometer (FTS) verwendet, dessen Funktionsweise in Kapitel 2 umrissen wurde. Im Folgenden wird der verwendete Messaufbau für Transmissions- und Reflexionsgradmessungen mit den verwendeten Komponenten beschrieben.

Bei der Messung optischer Eigenschaften im mittleren Infrarot, aber noch verstärkt im fernen Infrarot / THz-Gebiet, ist man mit zusätzlichen Herausforderungen bei der Messung konfrontiert, die durch thermische Strahlung der Probe nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz hervorgerufen werden. Dies kann zu großen Abweichungen bei den Messergebnissen führen, was anhand von Beispielen demonstriert wird.

Um solche Effekte zu reduzieren, wird ein einfach zu realisierendes Korrekturverfahren vorgestellt und dessen Wirksamkeit gezeigt. Anhand einer unabhängigen Messung an einem laserbasierten Messplatz wird die Gültigkeit zusätzlich überprüft und bestätigt.

Über diese Arbeit hinaus fand dieses Korrekturverfahren Anwendung in der weltweit erstmaligen Etablierung einer THz-Leistungsskala an einem nationalen Metrologieinstitut [Ste10, Ste13].

3.1 Messaufbau

Quantitative Messungen optischer Eigenschaften im fernen Infrarot wurden mit einem kommerziellen Fourier-Transform Spektrometer, einem *VERTEX 80v* der Firma *Bruker Optics* durchgeführt. Es wird evakuiert mit einem Innendruck von unter 3 hPa betrieben um Absorptionen der Atmosphäre, insbesondere des Wasserdampfes, zu reduzieren. Dieses Spektrometer bietet die Möglichkeit verschiedene Quellen, Strahlteiler und Detektoren zu verwenden und so einen Spektralbereich vom Ultravioletten (UV) bis zum

Tab. 3.1: Verwendete Kombinationen aus Detektoren und Strahlteilern und deren spektraler Arbeitsbereich in Wellenzahl, Wellenlänge und Frequenz.

Detektor	Strahlteiler	Wellenzahl in cm^{-1}	Wellenlänge in μm	Frequenz in THz
DTGS (300 K)	6 μm Mylar	600 ... 50	17 ... 200	18 ... 1,5
Bolometer (4,2 K)	6 μm Mylar	600 ... 30	17 ... 333	18 ... 0,9
Bolometer (4,2 K)	50 μm Mylar	50 ... 20	200 ... 500	1,5 ... 0,6
Bolometer (1,7 K)	125 μm Mylar	30 ... 10	333 ... 1000	0,9 ... 0,3

fernen Infraroten abzudecken. Verwendete Kombinationen aus Detektoren und Strahlteilern sind in Tabelle 3.1 aufgelistet und die entsprechenden spektralen Arbeitsbereiche angegeben.

Detektoren Es wurde ein pyroelektrischer Detektor (DTGS) verwendet, welcher bei Raumtemperatur betrieben wurde. Dieser deckte einen Spektralbereich von 1,5 THz bis 18 THz ab. Des Weiteren kamen heliumgekühlte Silizium-Komposit Bolometer zum Einsatz. Es standen zwei Ausführungen zur Verfügung mit Arbeitstemperaturen von 4,2 K und 1,7 K. Das Bolometer mit einer Arbeitstemperatur von 4,2 K wurde im Spektralbereich von 0,6 THz bis 18 THz, das Bolometer mit einer Temperatur von 1,7 K im Bereich von 0,3 THz bis 0,9 THz eingesetzt.

Strahlteiler Die verwendeten Strahlteiler bestehen aus Kunststofffolien mit dem Handelsnamen *Mylar*. Hier wurden drei Strahlteiler mit Dicken des Materials von 6 μm , 50 μm und 125 μm verwendet, welche insgesamt einen Spektralbereich von 0,3 THz bis 18 THz abdecken.

Quellen Als Strahlungsquellen wurden zwei thermische Strahler mit unterschiedlichen Temperaturen verwendet. Zum einen wurde ein Globar bei einer Betriebstemperatur von etwa 1300 K eingesetzt. Ein Globar ist eine Standardquelle für Spektroskopie im mittleren infraroten Spektralbereich und befindet sich im Inneren des Spektrometers. Zum anderen wurde eine Quecksilber-Höchstdruckdampfampe verwendet. Diese befand sich außerhalb des Spektrometers, wobei der Strahlengang durch trockene Luft gespült wurde. Im weiteren Verlauf wird für diese Lampe eine Temperatur von 10 000 K angenommen.

Stabilität Während der Messung wurde höchster Wert auf die thermische Stabilität aller relevanten Komponenten gelegt. Das Spektrometer wurde durch einen Thermostaten auf 25 °C thermisch stabilisiert und in einem stabil klimatisierten Raum betrieben. Nach Inbetriebnahme von Quellen oder Detektoren wurde eine Wartezeit von mindestens einer halben Stunde, im Falle der gekühlten Bolometer von mindestens einer Stunde eingehalten, um eine gleichmäßige Temperierung zu erreichen. Nach Evakuierung des

Spektrometers, z.B. zum Probenwechsel, wurde mindestens 15 Minuten gewartet, um wieder ein thermisches Gleichgewicht zu erreichen.

3.2 Hintergrundkorrektur

Bei der quantitativen Bestimmung des spektralen Transmissions- und Reflexionsgrades mit einem Fourier-Transform Spektrometer können sich im MIR und FIR Spektralbereich signifikante Unterschiede zwischen verschiedenen Messungen zeigen. Diese zeigen sich besonders deutlich wenn Detektoren mit unterschiedlicher Betriebstemperatur oder verschiedene Strahlteiler verwendet werden. Im Folgenden wird die Transmissionsgradmessung diskutiert, jedoch sind alle Überlegungen gleichermaßen auch für die Reflexionsgradmessung gültig.

3.2.1 Motivation

Bewegt sich eine elektromagnetische Welle in einem Medium und trifft auf ein anderes Medium (endlicher Dicke) wird sie im Allgemeinen an der Grenzfläche zum Teil reflektiert. Ein weiterer Teil wird beim Durchlaufen des Mediums absorbiert und der verbleibende Anteil verlässt das Medium wieder auf der gegenüberliegenden Seite. Der Transmissionsgrad τ ist entsprechend definiert als der Quotient eines durch eine Probe transmittierten Strahlungsflusses Φ_{Sample} im Verhältnis zum auftreffenden Strahlungsfluss Φ_{Inc}

$$\tau = \frac{\Phi_{\text{Sample}}}{\Phi_{\text{Inc}}} = \frac{\tau \Phi_{\text{Inc}}}{\Phi_{\text{Inc}}}. \quad (3.1)$$

Üblicherweise wird der Transmissionsgrad entsprechend der Definition als eine sequentielle Messung des eingestrahnten Flusses mit einem leeren Strahlengang des Spektrometers (Referenzmessung) und des Flusses mit einer in den Strahlengang eingebrachten Probe (Probenmessung) bestimmt. Durch das Einbringen der Probe in den Strahlengang des Spektrometers wird allerdings nicht nur der eingestrahlte Strahlungsfluss abgeschwächt, sondern es treten zugleich weitere Effekte auf. Beispielsweise können Interreflexionen zwischen Probe und Messsystem [Bir99] auftreten. Insbesondere ist aber auch die Probe selber Quelle thermischer Strahlung entsprechend des Planck'schen Strahlungsgesetzes [Pla01]. Während Interreflexionen im Aufbau verringert werden können, lässt sich die thermische Strahlung der Probe nicht beeinflussen.

Um die Problemstellung zu verdeutlichen sind in Abbildungen 3.1a und 3.2a spektrale Strahldichten schwarzer Strahler in Wellenlängen- beziehungsweise Frequenzdarstellung bei Temperaturen dargestellt, wie sie den Temperaturen der verschiedenen Quellen entsprechen. 300 K entspricht dabei etwa der Proben temperatur.

Bei einer Wellenlänge von 9,6 μm beziehungsweise 18 THz in der Frequenzdarstellung hat ein schwarzer Körper von 300 K seine maximale spektrale Strahldichte. In den Abbildungen 3.1b und 3.2b sind die Verhältnisse der spektralen Strahldichte eines schwarzen

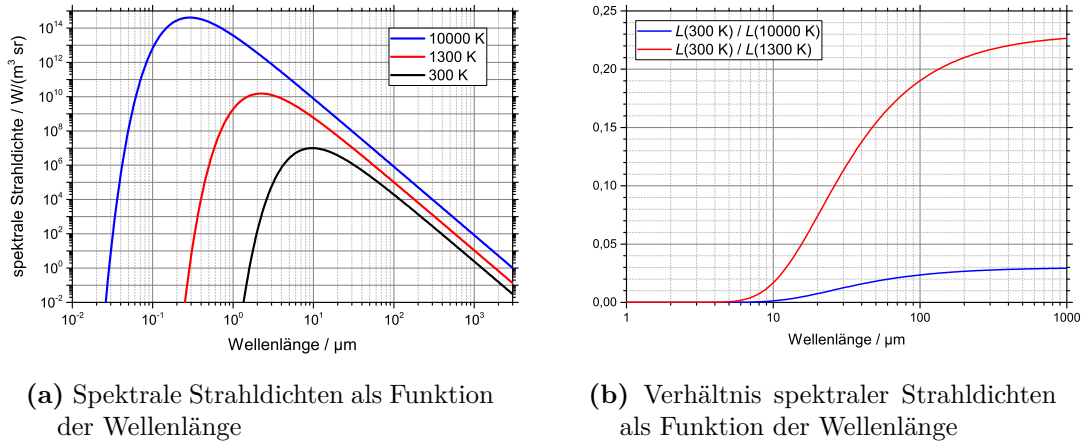


Abb. 3.1: (a) Spektrale Strahldichten schwarzer Strahler entsprechend des Planck'schen Strahlungsgesetzes in Wellenlängendarstellung für verschiedene Temperaturen. (b) Verhältnis der spektralen Strahldichte eines schwarzen Strahlers bei 300 K zu Strahldichten wärmerer Quellen.

Strahlers bei Raumtemperatur zu den spektralen Strahldichten der verwendeten Quellen, wie sie bei Messungen verwendet werden, dargestellt. Ab einer Wellenlänge von etwa $10 \mu\text{m}$ (30 THz) kann die Strahlung der Probe nicht mehr vernachlässigt werden.

Im folgenden Abschnitt wird eine einfache Methode vorgestellt, wie der thermische Hintergrund der Probe durch weitere Messungen korrigiert werden kann.

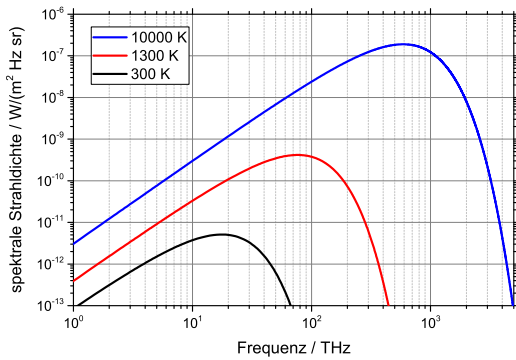
3.2.2 Formulierung der Hintergrundkorrektur

Befindet sich die Probe im Spektrometer emittiert sie thermische Strahlung in alle Richtungen. Insbesondere strahlt sie in Richtung des Strahlteilers und des Detektors wie es schematisch in Abbildung 3.3b auf Seite 25 durch rote Pfeile ausgehend von der Probe dargestellt ist. Während ein Teil (Φ_B) direkt auf den Detektor fällt, wird der andere Teil (Φ_A) wird vom Interferometer moduliert zurückreflektiert und entsprechend des Transmissionsgrades der Probe transmittiert. Der Strahlungsfluss auf der Detektorseite der Probe lässt sich daher beschreiben als

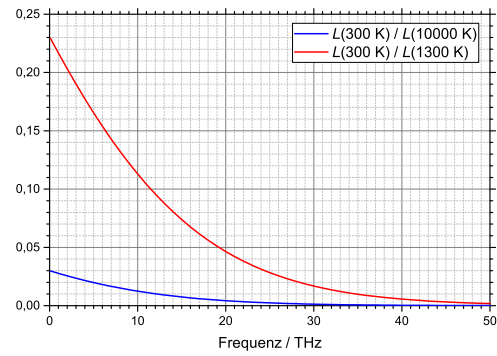
$$\tilde{\Phi}_{\text{Sample}} = \tau (\Phi_{\text{Inc}} + \Phi_A) + \Phi_B. \quad (3.2)$$

Eine Berechnung des Transmissionsgrades entsprechend der Gleichung (3.1) führt so nicht mehr zu einem Transmissionsgrad τ , sondern zeigt eine systematische Abweichung. Insbesondere führt dies zu inkonsistenten Messergebnissen bei Verwendung unterschiedlicher Konfigurationen des Messaufbaus.

Bei der Verwendung von Detektoren mit unterschiedlicher Betriebstemperatur unterscheiden sich die resultierenden Strahlungsflüsse entsprechend des Stefan-Boltzmann Gesetzes [Bol84]. Insbesondere betrifft dies die Flüsse Φ_A und Φ_B aus Gleichung (3.2).

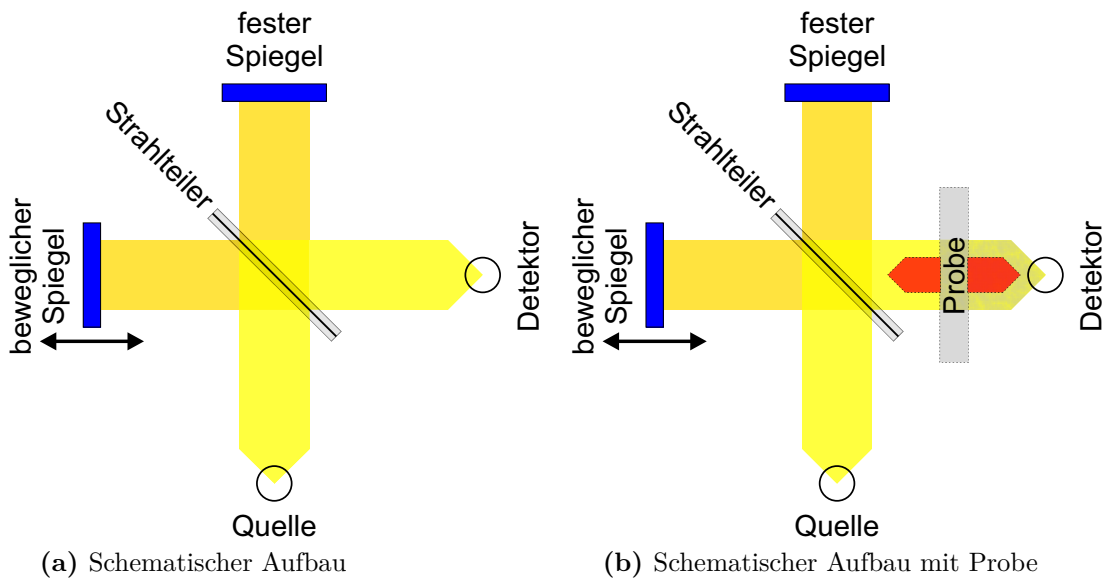


(a) Spektrale Strahldichten als Funktion der Frequenz



(b) Verhältnis spektraler Strahldichten als Funktion der Frequenz

Abb. 3.2: Wie Abb. 3.1, jedoch in Frequenzdarstellung.



(a) Schematischer Aufbau

(b) Schematischer Aufbau mit Probe

Abb. 3.3: (a) Schematischer Aufbau eines Fourier-Transform Spektrometers (FTS) bestehend aus einer Quelle, einem Strahlteiler, zwei Spiegeln und einem Detektor. (b) Eine zu vermessende Probe ist selber auch eine Quelle thermischer Strahlung. Diese Strahlung ist durch rote Pfeile angedeutet.

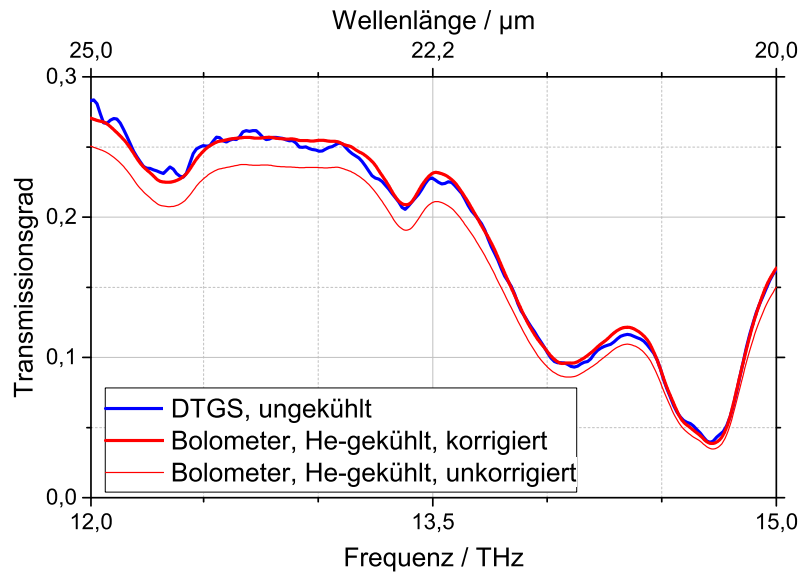


Abb. 3.4: Transmissionsgrad einer mit Indiumzinnoxid (ITO) beschichteten PVDF-Folie im Bereich zwischen 12 THz und 15 THz. Gemessen wurde mit einem ungekühlten DTGS Detektor (blaue Kurve) und einem auf 4,2 K gekühlten Si-Bolometer (dünne rote Kurve). Eine Hintergrundkorrektur der Messung mit dem Bolometer (dicke rote Kurve) führt zu einer guten Übereinstimmung der Ergebnisse.

Abbildung 3.4 demonstriert dies bei Verwendung von verschiedenen Detektoren bei im Übrigen gleichen Bedingungen. Der gemessene Transmissionsgrad einer mit Indiumzinnoxid (ITO) beschichteten Polyvinylidenfluorid (PVDF) Folie unterscheidet sich zwischen den Messungen mit einem DTGS-Detektor (300 K; blaue Kurve) und einem Bolometer (4,2 K; dünne rote Linie) bei 15 THz (20 μm) noch kaum, jedoch mit fallender Frequenz deutlich. Dies deckt sich mit der Betrachtung der spektralen Strahldichten in Abbildung 3.1. Bei dieser Messung wurde ein Globar verwendet.

Bei kleineren Frequenzen zeigt sich dies auch bei der Verwendung der heißeren Quecksilber-Höchstdruckdampfampe (10 000 K). Abbildung 3.5 stellt den mit zwei Bolometern gemessenen Transmissionsgrad (dünne Linien) einer Si_3N_4 -Membran mit mikrostrukturierter Metallbeschichtung im Bereich von 0,3 THz bis 1,2 THz dar. Die verwendeten Bolometer hatten unterschiedliche Betriebstemperaturen (1,7 K und 4,2 K). Die gemessenen Transmissionsgrade unterscheiden sich auch hier im Überlappungsbereich zwischen 0,6 THz und 1,2 THz.

Inkonsistente Messergebnisse zeigen sich aber nicht nur bei Nutzung verschiedener Quellen. Auch bei der Verwendung unterschiedlicher Strahlteiler bei im Übrigen unveränderter Konfiguration kann es zu inkonsistenten Messergebnissen kommen. Ursache ist hier das im Allgemeinen unterschiedliche Teilungsverhältnis der Strahlteiler. Dies verändert vor allem den Anteil Φ_A in Gleichung (3.2). In Abbildung 3.6 auf Seite 27 ist dieser Effekt anhand einer Messung (dünne Linien) einer ähnlichen Probe wie in Abbildung 3.5 dargestellt. Hier wurde mit zwei verschiedenen Strahlteilern gemessen.

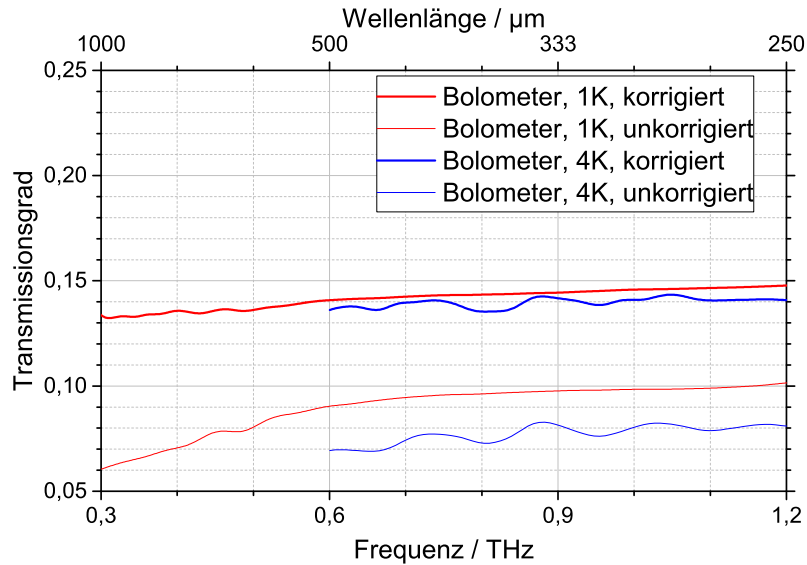


Abb. 3.5: Transmissionsgrad einer Si_3N_4 -Membran mit mikrostrukturierter Metallbeschichtung im Bereich zwischen 0,3 THz und 1,2 THz. Gemessen wurde mit zwei gekühlten Bolometern bei unterschiedlichen Betriebstemperaturen. Die unkorrigierten Messergebnisse (dünne Linien) liegen deutlich voneinander entfernt. Die Hintergrundkorrektur aus Gl. (3.3) verschiebt die Messergebnisse deutlich und führt zu einem konsistenten Ergebnis (dicke Linien).

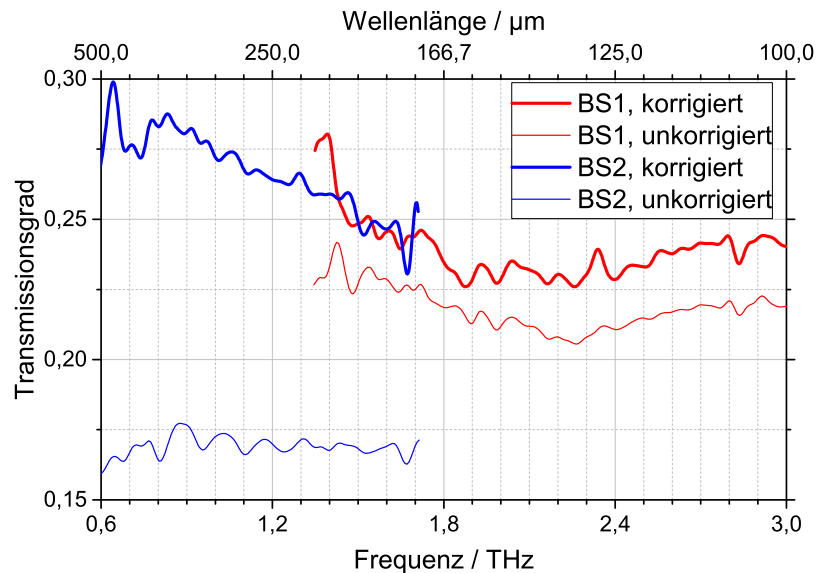


Abb. 3.6: Transmissionsgrad einer Si_3N_4 -Membran mit mikrostrukturierter Metallbeschichtung im Bereich zwischen 0,6 THz und 3,0 THz im Überlappungsbereich von zwei Strahlteilern in einem FTS. Die unkorrigierten Messergebnisse (dünne Linien) sind deutlich separiert. Auch hier führt die Hintergrundkorrektur (dicke Linien) zu konsistenten Ergebnissen.

Im Überlappungsbereich der beiden Messungen zwischen 1,1 THz und 1,7 THz zeigen sich auch starke Abweichungen untereinander.

Um Effekte, die mit Gleichung (3.2) beschrieben werden können, zu korrigieren wird eine Methode vorgeschlagen, die auf der Messung bei zwei Flüssen der Strahlungsquelle des Spektrometers Φ_{Inc1} und Φ_{Inc2} beruht. Unter der Voraussetzung, dass die zusätzlichen Flüsse Φ_{A} und Φ_{B} während aller Messungen konstant bleiben, ergeben sich dadurch Strahlungsflüsse

$$\begin{aligned}\tilde{\Phi}_1 &= \tau (\Phi_{\text{Inc1}} + \Phi_{\text{A}}) + \Phi_{\text{B}} \text{ und} \\ \tilde{\Phi}_2 &= \tau (\Phi_{\text{Inc2}} + \Phi_{\text{A}}) + \Phi_{\text{B}}\end{aligned}$$

mit eingesetzter Probe. Daraus ergeben sich insgesamt vier Messungen, zwei Referenz- und zwei Probenmessungen. Bildet man daraus den Quotienten der Differenzen

$$\begin{aligned}\frac{\tilde{\Phi}_1 - \tilde{\Phi}_2}{\Phi_{\text{Inc1}} - \Phi_{\text{Inc2}}} &= \frac{\tau (\Phi_{\text{Inc1}} + \Phi_{\text{A}}) + \Phi_{\text{B}} - [\tau (\Phi_{\text{Inc2}} + \Phi_{\text{A}}) + \Phi_{\text{B}}]}{\Phi_{\text{Inc1}} - \Phi_{\text{Inc2}}} \\ &= \frac{\tau (\Phi_{\text{Inc1}} - \Phi_{\text{Inc2}})}{\Phi_{\text{Inc1}} - \Phi_{\text{Inc2}}} \\ &= \tau\end{aligned}\tag{3.3}$$

wird unter diesen Annahmen eine Korrektur um die zusätzlichen Flüsse Φ_{A} und Φ_{B} erreicht. Als Ergebnis erhält man den Transmissionsgrad τ entsprechend der Definition. Haben bei einer Messung keine zusätzlichen Effekte Einfluss auf das Ergebnis, verändert sich der ermittelte Wert durch die Korrektur nicht. Daher kann das Verfahren als ein nichtinvasives Verfahren angesehen werden.

Bei den Messungen wurden die verschiedenen Strahlungsflüsse Φ_{Inc1} und Φ_{Inc2} durch Aperturblenden unterschiedlicher Größe erreicht. In der Praxis ist dies ein einfach zu realisierender Weg. Durch die veränderte Beugung an den Blenden kann sich aber auch hier das Messergebnis verändern, was jedoch im Folgenden nicht näher betrachtet wird. Alternativ ist es auch möglich mehrere Quellen mit unterschiedlichem Fluss zu verwenden. Bei dieser Realisierung ist auf die Temperaturstabilität sowohl der Quellen als auch des Gesamtsystems genau zu beachten.

Führt man diese Korrektur für die Beispielmessungen durch führt dies zu konsistenten Ergebnissen. In den Abbildungen 3.4 bis 3.6 sind die korrigierten Ergebnisse durch dicke Linien dargestellt, wobei die Korrektur auf den ungekühlten Detektor in Abbildung 3.4 keinen signifikanten Einfluss hatte. Bei den Ergebnissen aus den Abbildungen 3.5 und 3.6 wirkt sich die Korrektur auf beide Messungen aus mit Effekten von teilweise mehr als 50 % des Messwertes.

Zu ebenfalls großen Korrekturen kommen Birch und Nicol [Bir87] bei deren Untersuchung der gleichen Problemstellungen bei der quantitativen Fourier-Transform Spektroskopie. Sie schlagen ebenfalls ein Messverfahren vor, welches vier Strahlungsflüsse verwendet. Ihr Ansatz verfolgt jedoch das Ziel die zusätzlichen Strahlungsanteile direkt durch eine Messung ohne Strahlungsquelle zu bestimmen und entsprechend zu korrigieren. Birch und Nicol formulieren ein Verfahren, welches mathematisch identisch zu

dem hier vorgeschlagenen Verfahren ist, berücksichtigen jedoch nicht den linearen Arbeitsbereich des verwendeten Detektors. Dies ist der wesentliche messtechnische Vorteil des hier vorgeschlagenen Verfahrens.

Um die Gültigkeit des vorgeschlagenen Korrekturverfahrens zu bestätigen ist die erreichte Konsistenz eine notwendige, aber noch keine hinreichende Bedingung. Dazu wird im folgenden Abschnitt das Messverfahren mit einem alternativen Verfahren überprüft.

3.2.3 Verifizierung der Hintergrundkorrektur

Um die Gültigkeit des im vorhergehenden Abschnitt vorgeschlagenen Korrekturverfahrens zu überprüfen, wurde eine geeignete Probe zum einen mit einem FTS bei verschiedenen Flüssen, wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, auf den Transmissionsgrad vermessen. Zum anderen wurde der Transmissionsgrad der Probe an einem laserbasierten Messplatz [Ste10, Ste13] an verschiedenen Laserlinien vermessen.

Der verwendete Laser war ein optisch gepumpter THz-Molekülgaslaser der Firma *Coherent* [Mue01]. Bei einer Vielzahl von Frequenzen zwischen 1 THz und 5 THz liefert der CW-Laser (Continuous Wave-Laser) Leistungen von mehreren Milliwatt. Diese Laserleistung ist entsprechend hoch, so dass die thermische Strahlung der Probe bei einer Messung vernachlässigt werden kann. Daher wurde mit diesem Aufbau ohne Korrekturverfahren analog zur Definition (3.1) des Transmissionsgrades gemessen. Die Strahlungsleistung wurde dabei mit einem im verwendeten Spektralbereich auf dessen Leistungsempfindlichkeit kalibrierten Detektor bestimmt.

Für diesen Vergleich wurde eine Probe gesucht, die keine spektral schmalbandigen Eigenschaften im Messbereich hat. So kann auf eine spektral hoch auflösende Messung am Spektrometer verzichtet werden. Außerdem sollte die Probe optisch dünn sein um Interreflexionen in der Probe zu vermeiden. Dies verringert auch den parallelen Strahlversatz durch die Probe, wenn man im Sinne geometrischer Optik argumentiert.

Relevant ist zudem die Probengröße. Am laserbasierten Messplatz wurde die Probe nicht am Ort der Strahltaile des Lasers gemessen und so ist eine Probengröße von einigen cm nötig.

Mit einer 12 μm dünnen, mit Paladium beschichteten PVDF-Folie wurde eine Probe gewählt, die mit einem Durchmesser von 3 cm allen Ansprüchen genügt.

Diese Probe wurde nun durch ein FTS mit unterschiedlichen Konfigurationen und an fünf Laserlinien auf Transmissionsgrad vermessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.7 zusammengefasst. In einem Bereich von 0,6 THz bis 12 THz ist der am Spektrometer unter Anwendung des Korrekturverfahrens bestimmte spektrale Transmissionsgrad als blaue Linie dargestellt. Aufgrund der guten Konsistenz und Reproduzierbarkeit der Messergebnisse am FTS wurde eine Messunsicherheit von 0,02 für die korrigierte Messung abgeschätzt und umgibt in der Grafik das Messergebnis.

Die an fünf Laserlinien bestimmten Transmissionsgrade, in der Darstellung als offene Kästchen mit ihren entsprechenden Messunsicherheiten zu sehen, zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den spektralen Messungen im Rahmen der Messunsicherheiten. Dies trifft für die nicht korrigierten Messwerte, im Bild rot dargestellt, nicht zu.

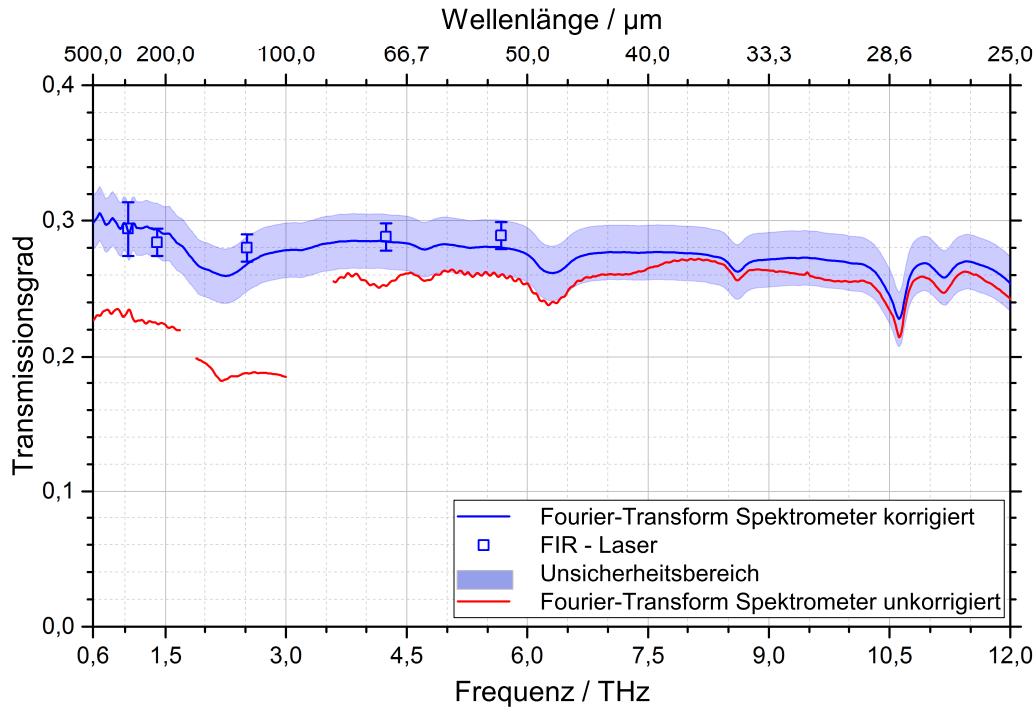


Abb. 3.7: Transmissionsgrad einer mit Paladium beschichteten PVDF-Folie im Bereich zwischen 0,6 THz und 12 THz. Dargestellt sind korrigierte (blaue Kurve) und unkorrigierte (rote Kurve) Transmissionsgrade welche mit einem FTS bestimmt wurden. Ein Unsicherheitsbereich von 0,02 wird für die korrigierten Messungen abgeschätzt und als hellblauer Bereich dargestellt.

Messungen bei mehreren Frequenzen eines FIR Molekülgaslasers zeigen eine sehr gute Übereinstimmung innerhalb der kombinierten Messunsicherheiten und bestätigen die Gültigkeit der Hintergrundkorrektur aus Gl. (3.3) auf Seite 28.

Diese Untersuchung bestätigt die Wirksamkeit der Korrektur aus dem Quotienten von Differenzen mehrerer Messungen mit verschiedenen Strahlungsflüssen. Daher wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit bei der Bestimmung des spektralen Reflexions- und Transmissionsgrades grundsätzlich dieses Korrekturverfahren angewendet. Diese werden genutzt um den spektralen Absorptionsgrad $\alpha = 1 - \rho - \tau$ zu berechnen. Für den Absorptionsgrad ergibt sich eine Messunsicherheit von 0,03 durch quadratische Addition der Messunsicherheiten der Reflexions- und Transmissionsgradmessung.

Trotz der guten Konsistenz und guten Übereinstimmung mit dem alternativen Messverfahren gibt es Einschränkungen beziehungsweise Grenzen des Korrekturverfahrens, auf welche im folgenden Abschnitt eingegangen wird.

3.2.4 Einschränkungen der Hintergrundkorrektur

Obwohl in den gezeigten Beispielen die Korrektur zu deutlich verbesserten Ergebnissen führt, kann dies nur in bestimmten Grenzen gelten. So gibt es Einschränkungen in der praktischen Anwendung als auch durch mögliche Effekte, die nicht durch dieses Korrekturverfahren berücksichtigt werden.

Zu den praktischen Einschränkungen zählt vor allem, dass der verwendete Detektor bei beiden eingestellten Strahlungsflüssen im linearen Bereich arbeiten muss. Innerhalb des linearen Bereiches des Detektors ist es jedoch sinnvoll einen möglichst großen Unterschied in den Strahlungsflüssen zu nutzen. Durch die Differenzbildung in Gleichung (3.3) verringert sich das Signal, während die Rauschanteile im Allgemeinen unverändert bleiben. Das Signal-Rausch Verhältnis kann also durch die optimale Wahl der verwendeten Strahlungsflüsse verbessert werden. Negativ formuliert können ähnliche Strahlungsflüsse zu einem stark verrauschten Messergebnis führen.

Verwendet man unterschiedlich große Blenden zur Veränderung des Strahlungsflusses wird gleichzeitig die Größe des Messfleckes auf der Probe verändert. Befindet sich die Probe in einem Zwischenfokus des Strahlenganges wie im genutzten Modell, ändert sich der Raumwinkel, mit dem die Probe untersucht wird, was bei anisotropen Proben zu veränderten Messergebnissen führen kann. Daher würden sich grundsätzlich zwei verschiedene Quellen mit einer gemeinsamen Blende besser für die Realisierung unterschiedlicher Strahlungsflüsse eignen.

Zusätzlich kann sich die Temperatur der Probe durch unterschiedliche Strahlungsflüsse verändern. Dadurch würden sich die Terme Φ_A und Φ_B zwischen den Messungen verändern und durch das Korrekturverfahren nicht berücksichtigt werden.

Im Verlauf dieser Arbeit war die Hintergrundkorrektur ohne Einschränkung nutzbar und wurde daher konsequent eingesetzt.

4 Entwicklung mikrostrukturierter THz-Absorber

Der Absorber ist der zentrale Teil des Bolometers, welcher die optischen Eigenschaften definiert. Ziel dieser Entwicklung ist die Realisierung einer breitbandigen, spektral homogenen Absorption der bestrahlten Komponente. Ein etablierter Ansatz bei der Herstellung eines solchen Absorbers für den THz-Spektralbereich ist die Verwendung einer dünnen Metallschicht auf einem dielektrischen Substrat [Cla77, Ski03]. In Abschnitt 4.1 wird dieser Ansatz motiviert und dargestellt, dass für solche Metallflächen ein verhältnismäßig hoher Widerstand erreicht werden muss, der mit üblichen lithographischen Fertigungsmethoden und -materialien nur schwer reproduzierbar herstellbar ist. Um dennoch eine durchgehend lithographische Herstellung nutzen zu können wird der Ansatz durch mikrostrukturierte Metallflächen erweitert, deren Strukturgrößen deutlich kleiner als die erwarteten Wellenlängen sind. Dies ermöglicht die Nutzung dickerer Metallschichten bei vergleichbarem effektivem Widerstand. Da die spektral homogene Absorption strukturierter Metallschichten nicht mehr vorausgesetzt werden kann, wurden entsprechende Strukturen mit dem im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Messaufbau und der entwickelten und validierten Hintergrundkorrektur umfangreich experimentell untersucht. Die Ergebnisse, dargestellt in Abschnitt 4.3, wurden anschließend durch analytische und numerische Untersuchungen bestätigt.

4.1 Theorie dünner metallischer Schichten

In der Arbeit von Woltersdorff aus dem Jahre 1934 [Wol34] wurde ein Zusammenhang zwischen der Leitfähigkeit dünner metallischer Schichten und des Absorptionsgrades im fernen Infrarot beschrieben. Woltersdorff zeigte für Metalle auf dünnen dielektrischen Substraten einen frequenzunabhängigen Absorptionsgrad von maximal 50%. Der Absorptionsgrad hing nur von der Schichtdicke s und damit dem Flächenwiderstand $R_{\square} = 1/(\sigma s)$ des verwendeten Metalls mit einer elektrischen Leitfähigkeit σ ab.

Die Beschreibung des Absorptionsgrades dünner metallischer Schichten als Anpassung des Flächenwiderstandes R_{\square} an die Vakuumimpedanz $Z_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$ wurde 1947 von Hadley und Dennison formuliert [Had47] und 1953 von Hilsum auf eine Metallschicht auf einem dielektrischen Substrat erweitert [Hil54], dessen Ergebnis hier kurz dargestellt werden soll. Hilsum betrachtet eine Konfiguration, wie sie Abbildung 4.1 zeigt: Eine dünne Metallschicht mit komplexem Brechungsindex $\eta + i\kappa$, im Abschnitt 2 in Blau dargestellt, befindet sich auf einem in rot gezeichnetem Dielektrikum mit dem

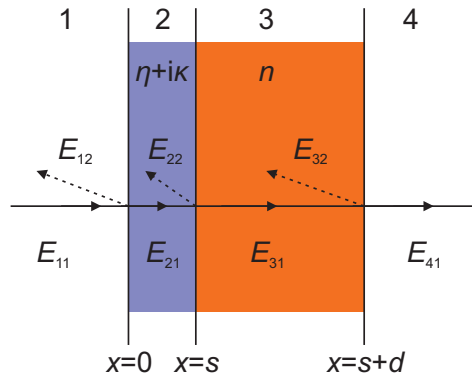


Abb. 4.1: Schematische Darstellung einer Metallschicht der Dicke s (blau, Bereich 2) mit dem komplexen Brechungsindex $(\eta + i\kappa)$ auf einem Dielektrikum der Dicke d (rot, Bereich 3) mit Brechungsindex n als Substrat, umgeben von Vakuum (Bereiche 1 und 4).

Brechungsindex n . Das Zweischichtsystem befindet sich im Vakuum. Für die vier Bereiche ergeben sich entsprechende Ausbreitungskoeffizienten k_i , abhängig von einer Wellenlänge λ :

$$\begin{aligned}
 k_1 &= \frac{2\pi}{\lambda} & k_2 &= \frac{2\pi(\eta + i\kappa)}{\lambda} \\
 k_3 &= \frac{2\pi n}{\lambda} & k_4 &= \frac{2\pi}{\lambda}.
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

Hilsaum entwickelt, basierend auf der Arbeit von Hadley und Dennison, durch Summation des elektrischen Anteils einfallender und reflektierter elektromagnetischer Wellen sowie Anwendung von Stetigkeitsbedingungen an den Übergangsstellen ein Gleichungssystem zur Beschreibung des Reflexionsgrades ρ , Transmissionsgrades τ und Absorptionsgrades α . Er beschränkt sich dabei auf den senkrechten Einfall. Unter der Annahme für den Real- und Imaginärteil des komplexen Brechungsindex des Metalls

$$\eta = \kappa = \sqrt{\frac{\sigma}{2\omega\epsilon_0}},
 \tag{4.2}$$

welche für Wellenlängen länger als $10\mu\text{m}$ gilt (experimentelle Daten finden sich zum

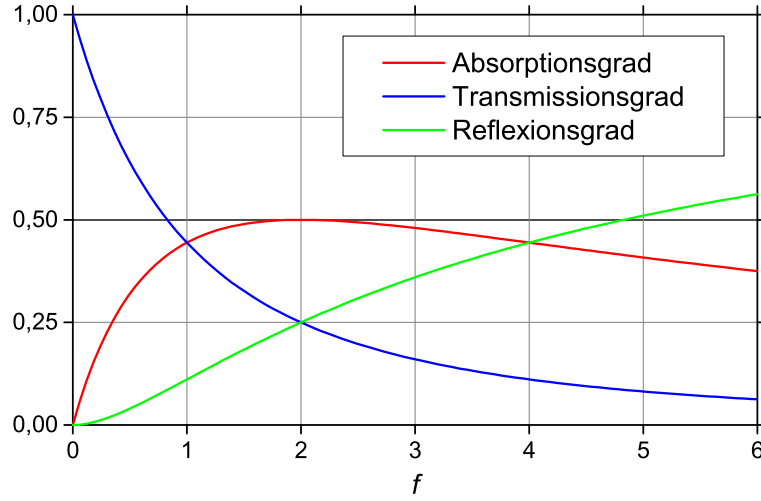


Abb. 4.2: Absorptionsgrad (rot), Transmissionsgrad (blau) und Reflexionsgrad (grün) dünner Metallschichten im FIR in Abhängigkeit von f entsprechend den Gl. (4.8)-(4.10). Der Absorptionsgrad ist maximal bei $f = 2$. An diesem Punkt beträgt der Absorptionsgrad 0,5 und der Transmissions- und Reflexionsgrad jeweils 0,25.

Beispiel in [Ord87, Ord88, Yas08]), findet Hilsum Ausdrücke ρ , τ und α :

$$\rho = \frac{n^2 \left(\frac{f-1}{n^2} + 1 \right)^2 \sin^2 k_3 d + f^2 \cos^2 k_3 d}{D} \quad (4.3)$$

$$\tau = \frac{4}{D} \quad (4.4)$$

$$\alpha = \frac{4f (\cos^2 k_3 d + n^{-2} \sin^2 k_3 d)}{D} \quad (4.5)$$

mit $f = \sigma s \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \frac{Z_0}{R_{\square}}$ (4.6)

und $D = n^2 \left[\frac{f+1}{n^2} + 1 \right]^2 \sin^2 k_3 d + (f+2)^2 \cos^2 k_3 d.$ (4.7)

Der Quotient $\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ hat die Dimension eines Widerstandes und wird Vakuumimpedanz Z_0 genannt. Die Funktion f beschreibt somit das Verhältnis der Vakuumimpedanz $Z_0 \approx 377 \Omega$ zu dem Flächenwiderstand $R_{\square} = 1/(\sigma s)$ des Metalls.

Die optischen Eigenschaften lassen sich für den einfachen Fall einer freistehenden homogenen Metallschicht ohne Substrat ($d = 0$) materialunabhängig darstellen. Dabei

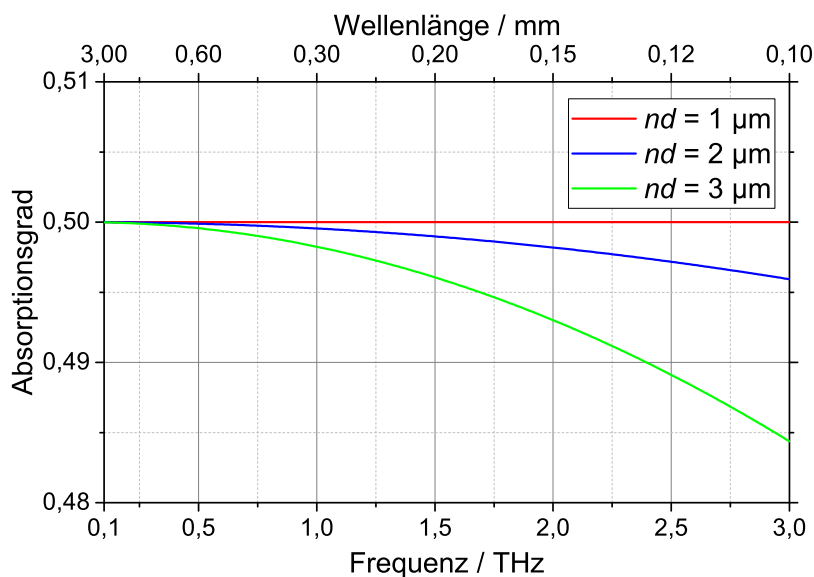


Abb. 4.3: Einfluss des Substrates auf den Absorptionsgrad einer Metallfläche mit einem Flächenwiderstand von $188,5 \Omega$, abhängig von einer optischen Dicke nd .

verschwinden alle frequenz- bzw. wellenlängenabhängige Faktoren mit k_3 :

$$\rho = \frac{f^2}{(2 + f)^2} \quad (4.8)$$

$$\tau = \frac{4}{(2 + f)^2} \quad (4.9)$$

$$\alpha = \frac{4f}{(2 + f)^2} \quad (4.10)$$

Abbildung 4.2 zeigt den Absorptionsgrad (rot), Transmissionsgrad (blau) und Reflexionsgrad (grün) für diese vereinfachte Anordnung. Ein Punkt bei $f = 2$ zeichnet sich dabei besonders aus: Die Absorption ist mit $0,5$ maximal und $\rho = \tau = 0,25$. Hier zeigt das Metall einen Flächenwiderstand von $R_{\square} = 0,5 Z_0 = 188,5 \Omega$.

Metalle mit einem Flächenwiderstand von $188,5 \Omega$ sind jedoch so dünn, dass sie ohne Substrat mechanisch nicht stabil sind. Daher muss ein Substrat für die Beschreibung des Absorptionsgrades mit berücksichtigt werden, da es durch den Ausbreitungskoeffizienten eine Frequenzabhängigkeit impliziert. Als Substrat werden vielfach dünne Si_3N_4 -Membranen verwendet [Mau97], welche auch bei dem in dieser Arbeit entwickelten Bolometer verwendet wird. Um den Einfluss des Substrates auf die Absorptionseigenschaften abzuschätzen, wird sowohl die Dicke und als auch der Brechungsindex der Membran benötigt. Da jedoch die optischen Eigenschaften der Membran stark mit dem Herstellungsprozess der Membran variieren können [Kis12] und auch die resultierende Dicke der Membran nach der Herstellung mit etwa $1 \mu\text{m}$ nur abgeschätzt werden kann, sind eindeutige Angaben an dieser Stelle nicht möglich. Der Absorptionsgrad einer Metallschicht mit einem Flächenwiderstand von $188,5 \Omega$ auf einem Substrat mit einer

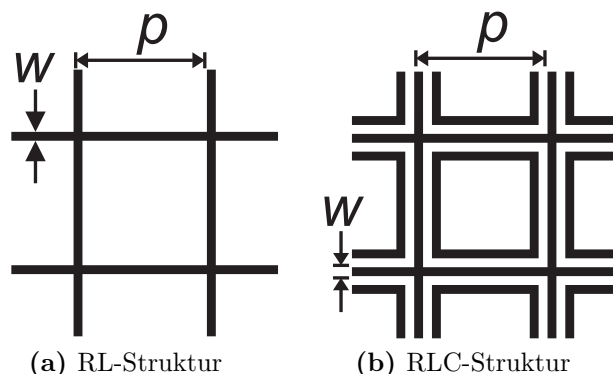


Abb. 4.4: Untersuchte Designs mikrostrukturierter Absorberschichten. (a) Absorber besteht aus einem Netz aus Metallstreifen mit einer Strukturbreite w und einer Periode p . (b) Zusätzlich zum Netz aus Variante (a) befinden sich quadratische Schleifen in den Maschen des Netzes. Auch die Schleifen besitzen eine Strukturbreite w und der Abstand der Schleifen zum Netz ist gleich der Strukturbreite.

Variation dessen optischer Dicke nd ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Für eine geringe optische Dicke von $1\ \mu\text{m}$ einer dünnen Membran mit geringem Brechungsindex ergeben sich nur geringe Änderungen des Absorptionsgrades gegenüber einer idealen, freien Metallschicht. Bei einer optischen Dicke von $3\ \mu\text{m}$, welche einer Membran mit der nominalen Dicke und einem relativ hohem Brechungsindex von 3 entspricht, ergibt sich eine maximale Änderung von 3% bei 3 THz gegenüber der freien Metallschicht. Innerhalb dieser Grenzen ist der durch das Substrat bedingte frequenzabhängige Absorptionsgrad zu erwarten.

4.2 Design mikrostrukturierter Metallabsorber

Eine Herausforderung stellt die Herstellung einer Metallschicht mit einem verhältnismäßig hohen Schichtwiderstand von $188,5\ \Omega$ durch physikalische Gasphasenabscheidung (PVD), wie sie bei der lithographischen Beschichtung zum Einsatz kommt. Metalle besitzen eine elektrische Leitfähigkeit von $> 10^6\ \text{S m}^{-1}$. Dies fordert Schichtdicken von weniger als 1 nm, welche durch PVD nicht reproduzierbar herzustellen sind. Dieser Herausforderung wird mit einem Ansatz begegnet, der eine Mikrostrukturierung der Metallfläche vorsieht, deren Strukturgröße deutlich kleiner als die kleinsten zu erwartende Wellenlängen ist. So soll ein effektiver Flächenwiderstand von $188,5\ \Omega$ erreicht werden bei gleichzeitiger Schichtdicke der Metalls von mehr als 10 nm.

Der Ansatz ist vergleichbar mit der Arbeit von Mauskopf et al. [Mau97], wobei hier die homogene Absorption Ziel der Untersuchung ist. Bei Mauskopf et al. stand ein geringer Füllfaktor zwischen Metall und Substrat bei vergleichbarer Kopplungseffizienz zu zuvor verwendeten Bolometern im Fokus der Arbeit.

Ein einfacher Ansatz stellt ein metallisches Netz dar, wie es Abbildung 4.4a zeigt. Das Netz lässt sich anhand seiner Strukturbreite p und einer Breite w der Metallstreifen

beschreiben. Durch das Netz besitzt die Struktur Schlaufen, die neben einem ohmschen Widerstand zusätzliche induktive Anteile einbringt. Daher wird diese Struktur im Folgenden RL-Struktur genannt.

Durch die Mikrostrukturierung der Metallfläche ist neben dem Substrat eine weitere frequenzabhängige Komponente des Absorbers zu erwarten. Wesentlicher Parameter ist dabei die Strukturgröße. Die wesentliche Fragestellung war nun, ob erreicht werden kann, dass alle Frequenzen von 0,1 THz bis 3 THz in vergleichbarer Weise absorbiert werden wie durch eine Metallfläche ohne Strukturierung. Um mehr Einfluss auf die optischen Eigenschaften zu erhalten wurde ein weiteres Design untersucht, welches in Abbildung 4.4b zu sehen ist. Innerhalb des Netzes ist in jeder Masche eine weitere Schleife eingebracht, welche nicht im elektrischen Kontakt mit dem Netz steht. Bei diesem Design besitzen sowohl die Abstände zwischen den Metallstreifen als auch die Metallstreifen selber eine Breite von w . So lässt sich auch dieses Design durch die zwei Parameter w und p beschreiben. Die zusätzlichen Schleifen sollen eine Kapazität in die mikrostrukturierte Schicht einführen, daher wird dieses Design im Folgenden RLC-Struktur genannt.

Im Folgenden werden diese beiden Designvarianten auf ihre Absorptionseigenschaften hin untersucht. Dabei wird sowohl der Flächenwiderstand des Metalls als auch die Strukturparameter der Designvarianten variiert.

4.3 Quantitative Messung optischer Eigenschaften strukturierten Metallschichten

In einem ersten Schritt wurden mikrostrukturierte Metallabsorber durch Messungen in einem FTS systematisch experimentell untersucht. Der spektrale Absorptionsgrad α wurde durch Messungen des spektralen Reflexionsgrades ρ und Transmissionsgrades τ durch

$$\alpha = 1 - \rho - \tau \quad (4.11)$$

bestimmt, unter der Annahme, dass diffuse Strahlungsanteile vernachlässigbar sind.

Die Messungen wurden entsprechend der Beschreibung in Kapitel 3 unter Anwendung der Hintergrundkorrektur durchgeführt. Für die Messung des Reflexionsgrades wurde eine Erweiterung des Spektrometers in Form einer Reflexionsgradeinheit verwendet, welche Messungen unter einem festen Winkel von 12° ermöglichte. Als Referenz in den Reflexionsgradmessungen diente ein absolut vermessener massiver Goldspiegel, die Messungen wurden entsprechend korrigiert. Es zeigte sich, dass diese Reflexionsgradeinheit bei Verwendung großer Aperturblenden überstrahlt wird und einen Einfluss auf den gemessenen spektralen Reflexionsgrad hatte. Der gemessene spektrale Reflexionsgrad variierte dabei abhängig von der gewählten Größe der Aperturblende, insbesondere bei Frequenzen kleiner als 1,5 THz (entspricht Wellenzahlen kleiner als 50 cm^{-1}) war die Variation signifikant. Ab einem Blendendurchmesser von 3 mm blieb der gemessene

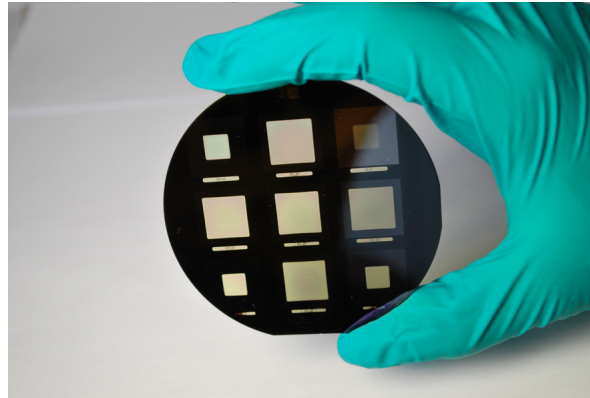


Abb. 4.5: Proben zur optischen Charakterisierung von mikrostrukturierten Metallschichten. Absorberstrukturen mit unterschiedlichen Designparametern wurden zur systematischen Untersuchung hergestellt. Die Absorberstrukturen befinden sich auf etwa $1\ \mu\text{m}$ dünnen Si_3N_4 Membranen.

spektrale Reflexionsgrad von der Größe der Aperturblende unbeeinflusst. Für die Messungen wurden entsprechend Blendendurchmesser von 1 mm und 2,5 mm verwendet. Um eine Vergleichbarkeit der Messergebnisse zu gewährleisten wurde die Transmissionsgradmessung ebenfalls unter einem Winkel von 12° und gleichen Blendengrößen durchgeführt.

Für die systematische experimentelle Untersuchung wurden Teststrukturen der unterschiedlichen Designvarianten vermessen. Dazu wurden Testmuster auf 3 Zoll großen Silizium-Wafern gefertigt, auf denen sich jeweils vier Felder bestehend aus einer dünnen Si_3N_4 -Membran mit einer Seitenlänge von 7 mm und fünf Felder mit einer Seitenlänge von 12 mm befanden. Die Felder hatten alle eine genügende Größe, so dass deren Rand keinen Einfluss auf die Messungen hatte. Abbildung 4.5 zeigt einen solchen Wafer mit neun Messfeldern. Je Absorberdesign wurde ein Waferlayout entwickelt, um die Geometrieparameter zu variieren. Die RL-Struktur wurde mit Strukturgrößen p zwischen $10\ \mu\text{m}$ bis $65\ \mu\text{m}$ verändert bei einer gleichbleibenden Stegbreite w von $3\ \mu\text{m}$. Ein Fenster wurde bei diesem Layout homogen mit Metall beschichtet. Das Waferlayout mit der RLC-Struktur bestand aus fünf Feldern mit $w = 3\ \mu\text{m}$ und einer Variation von p zwischen $25\ \mu\text{m}$ bis $50\ \mu\text{m}$, drei Feldern waren mit RLC-Strukturen mit $w = 6\ \mu\text{m}$ und Strukturgrößen zwischen $25\ \mu\text{m}$ und $45\ \mu\text{m}$ bedeckt. Ein Feld verblieb unbeschichtet um die optischen Eigenschaften der Membran zu bestimmen.

Bei der Bezeichnung werden im Folgenden die nominellen geometrischen Größen des Layouts verwendet, obwohl bekannt ist, dass die Stegbreiten w der realisierten Metallstrukturen kleiner ausfallen. Dies zeigt sich anhand einer Mikroskopaufnahme 4.6. Es wurde mit einem Durchlichtmikroskop aufgenommen, dessen Ortsauflösung vorher durch einen Glasmaßstab kalibriert wurde. Es stellt eine RLC-Struktur mit einer nominellen Stegbreite von $3\ \mu\text{m}$ dar, die realisierte Stegbreite betrug $w = (2,06 \pm 0,12)\ \mu\text{m}$. Die realisierte Strukturgröße p unterschied sich nicht von der nominellen Größe.

Beide Varianten des Wafers mit entsprechenden Teststrukturen wurden mehrfach

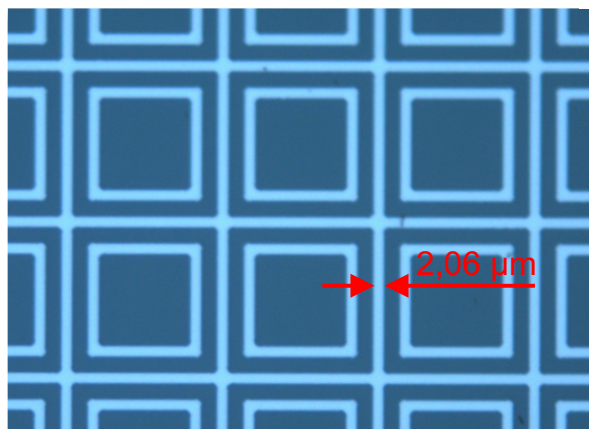


Abb. 4.6: Mikroskopische Aufnahme einer Absorberstruktur zeigen Stegbreiten des Metalls von $w = (2,06 \pm 0,12) \mu\text{m}$

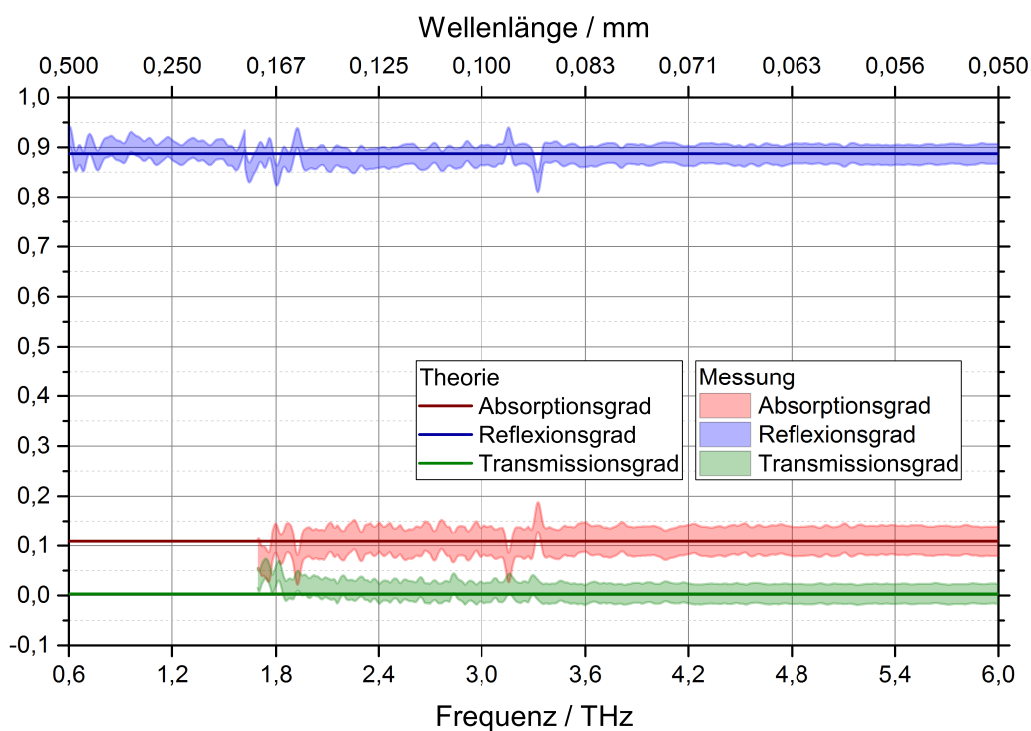


Abb. 4.7: Optische Eigenschaften einer homogenen Metallschicht mit einem Flächenwiderstand von $11,6 \Omega$ auf einer dünnen Si_3N_4 -Membran.

durch die AG 7.21-Kryosensoren der PTB hergestellt. Bei der Herstellung wurde die Schichtdicke des Metalls verändert, wodurch Flächenwiderstände des Metalls von $11,6\ \Omega$ bis $61,6\ \Omega$ realisiert werden konnten. Die große Bandbreite an Teststrukturen mit sowohl geometrischer als auch resistiver Variation deckte einen großen Parameterraum ab, welche für eine systematische experimentelle Untersuchung notwendig ist. Die hergestellten Strukturen wurden auf ihren Reflexions- und Transmissionsgrad vermessen und der Absorptionsgrad entsprechend Gleichung (4.11) bestimmt. Die quantitative Genauigkeit konnte anhand der homogen mit Metall bedeckten Si_3N_4 -Membranen und einem Vergleich mit den theoretisch zu erwartenden optischen Eigenschaften überprüft werden. Exemplarisch zeigt Abbildung 4.7 den gemessenen Reflexions- und Transmissionsgrad und den daraus bestimmten Absorptionsgrad einer dünnen Metallschicht mit einem Flächenwiderstand von $11,6\ \Omega$. Für den gleichen Flächenwiderstand wurden anhand der Gleichungen (4.3) bis (4.5) die optischen Eigenschaften berechnet. Die optische Dicke der Membran wurde bei der Berechnung über einen weiten Bereich variiert, es konnte jedoch bei diesem verhältnismäßig niedrigem Flächenwiderstand kein Einfluss festgestellt werden. Im Vergleich zeigen die experimentell gewonnenen Ergebnisse eine hohe Übereinstimmung mit den theoretisch bestimmten Eigenschaften. Der Reflexionsgrad stimmt im Rahmen des Rauschens über den gesamten Bereich von $0,6\ \text{THz}$ bis $6\ \text{THz}$ überein. Auch der Transmissionsgrad stimmt über einen weiten Bereich überein, jedoch nimmt das Signal-Rausch Verhältnis mit der Frequenz ab, bis es ab etwa $1,8\ \text{THz}$ dominiert. Das geringe Signal-Rausch Verhältnis ist bedingt durch das ohnehin geringe Signal des verhältnismäßig geringen gemessenen Transmissionsgrades und wird durch die Verwendung kleiner Aperturblenden sowie Anwendung der Hintergrundkorrektur weiter reduziert. Dem steht eine geringe Messunsicherheit gegenüber, wie sie schon im Vergleich mit einem lasergestützten Messplatz in Abschnitt 3.2.3 ab Seite 29 gezeigt wurde.

Die Teststrukturen zeigten abhängig von ihrer Geometrie und dem erzielten Flächenwiderstand unterschiedliche Absorptionscharakteristika. Es variierte dabei sowohl der spektrale Verlauf als auch die Höhe des Absorptionsgrades. Abbildung 4.8 zeigt den spektralen Absorptionsgrad von RL-Strukturen mit Strukturgrößen von $10\ \mu\text{m}$ bis $65\ \mu\text{m}$ und einem gemeinsamen Flächenwiderstand von $20\ \Omega$ in einem Spektralbereich von $0,6\ \text{THz}$ bis $6\ \text{THz}$, wobei der Spektralbereich, innerhalb dessen ein spektral homogener Absorptionsgrad erreicht werden soll, von $0,1\ \text{THz}$ bis $3\ \text{THz}$ reicht. Die Teststrukturen zeigen einen von der Strukturgröße abhängigen spektralen Gang. Den geringsten spektralen Gang zeigt die kleinste Struktur mit $10\ \mu\text{m}$ und einem sehr homogenen Verlauf im relevanten Spektralbereich. Größere Strukturen zeigen einen linearen Abfall des Absorptionsgrades mit zunehmender Frequenz, bis sich die Strukturgrößen im Bereich der Wellenlänge befinden. Hier wird ein Minimum erreicht.

Bei niedrigen Frequenzen prägt sich bei allen Strukturen ein Plateau aus, dessen Höhe von der Strukturgröße abhängt. Dies lässt sich durch eine Änderung des effektiven Flächenwiderstandes der mikrostrukturierten Oberfläche erklären, welcher bei gleichbleibender Schichtdicke des Metalls mit der Strukturgröße variiert. So ergibt sich bei einer Strukturgröße von $20\ \mu\text{m}$ ein Aspektverhältnis der Metallstege von etwa 1 zu 10

und damit ein effektiver Flächenwiderstand der strukturierten Metallfläche von etwa 200Ω . Dies ist nahe des optimalen Flächenwiderstandes von $188,5 \Omega$ einer unstrukturierten Metallfläche. Entsprechend zeigt die blaue Kurve in Abbildung 4.8 der Struktur mit $p = 20 \mu\text{m}$ bei niedrigen Frequenzen einen Absorptionsgrad, welcher im Rahmen des Rauschens bei 50% und damit am theoretischen Maximum liegt. Größere Strukturen besitzen einen zunehmend höheren Flächenwiderstand, was sich in einem niedrigeren Absorptionsgrad widerspiegelt. Die gefundenen Änderungen der spektralen Verläufe und des maximalen Absorptionsgrades legen die Vermutung nahe, dass der spektrale Verlauf des Absorptionsgrades von der Geometrie, der erreichte maximale Absorptionsgrad vom effektiven Flächenwiderstand der strukturierten Metallfläche abhängt. Dieser Fragestellung wird nachfolgend anhand analytischer Untersuchungen nachgegangen.

Der spektrale Absorptionsgrad der RLC-Strukturen unterscheidet sich deutlich von dem der RL-Strukturen. Abbildung 4.9 zeigt den Absorptionsgrad verschiedener RLC-Strukturen bei gleichem Flächenwiderstand von 20Ω . Bei den betrachteten Strukturen blieb die Breite der Metallstege und deren Abstände w konstant bei $3 \mu\text{m}$, die Strukturgröße p variiert von $25 \mu\text{m}$ bis $50 \mu\text{m}$. Auch bei diesem Absorberdesign fällt der spektrale Absorptionsgrad mit steigender Frequenz ab, wobei der Abfall mit zunehmender Strukturgröße steiler ausfällt. Wenn die Strukturgrößen nur noch wenig kleiner als die Wellenlänge sind zeigen die mikrostrukturierten Metallflächen auch bei diesem Absorberdesign ein Minimum. Dies zeigt sich in der Abbildung bei der Struktur mit $p = 50 \mu\text{m}$, welche bei $4,8 \text{ THz}$ ($63 \mu\text{m}$ Wellenlänge) minimale Absorption erreicht. Der Verlauf des spektralen Absorptionsgrades ist jedoch auch für kleinere Strukturen nicht durchgängig monoton. So zeigt die RLC-Struktur mit $p = 25 \mu\text{m}$ im Bereich zwischen $4,2 \text{ THz}$ und $4,8 \text{ THz}$ ein schwach ausgeprägtes Zwischenmaximum.

Auffällig ist, dass von den RLC-Strukturen im Gegensatz zu den RL-Strukturen unabhängig von der Strukturgröße ein hoher Absorptionsgrad von etwa 50% erreicht wird. Dies gilt jedoch nur für niedrige in Abbildung 4.9 dargestellt Frequenzen. Im relevanten Spektralbereich bis 3 THz zeigen die RLC-Strukturen mit $30 \mu\text{m}$ und $35 \mu\text{m}$ einen hohen, spektral homogenen Absorptionsgrad. Wie schon im Zusammenhang mit den RL-Strukturen beschrieben, skaliert der effektive Flächenwiderstand der strukturierten Metallfläche mit der Strukturgröße bei gleichbleibender Schichtdicke des Metalls. Der maximal erreichbare Absorptionsgrad scheint in dieser Darstellung unabhängig vom effektiven Flächenwiderstand zu sein. Wird allerdings der Flächenwiderstand des Metalls verändert, verändert sich dabei gleichzeitig sowohl der spektrale Verlauf als auch der maximal erreichbare Absorptionsgrad, wie Abbildung 4.10 zeigt. Sie stellt den spektralen Absorptionsgrad einer RLC-Struktur mit $w = 3 \mu\text{m}$ und $p = 35 \mu\text{m}$ (blaue Kurve in Abb. 4.9) bei verschiedenen Flächenwiderständen des Metalls von 12Ω bis 61Ω dar. Während sich zwischen den Flächenwiderständen von 12Ω und 20Ω der erreichbare maximale Absorptionsgrad nicht unterscheidbar ändert, verändert sich der spektrale Verlauf deutlich ab 3 THz . Bei $R_{\square} = 60 \Omega$ ändert sich der spektrale Verlauf sowohl qualitativ in der Form als auch im erreichten Absorptionsgrad.

Einzelne Teststrukturen beider Designvarianten zeigten einen besonders homogenen Verlauf des spektralen Absorptionsgrades im Spektralbereich bis 3 THz , diese wurden

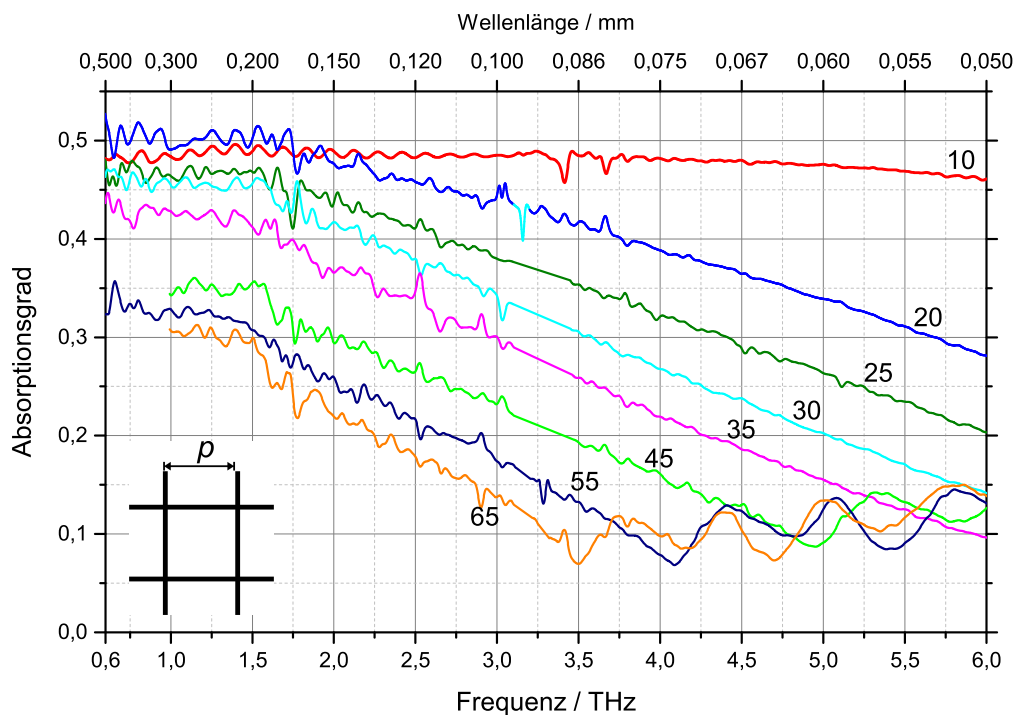


Abb. 4.8: Absorptionsgrad von RL-Strukturen verschiedener Strukturgrößen p von 10 μm bis 65 μm bei einem Flächenwiderstand $R_{\square} = 20 \Omega$.

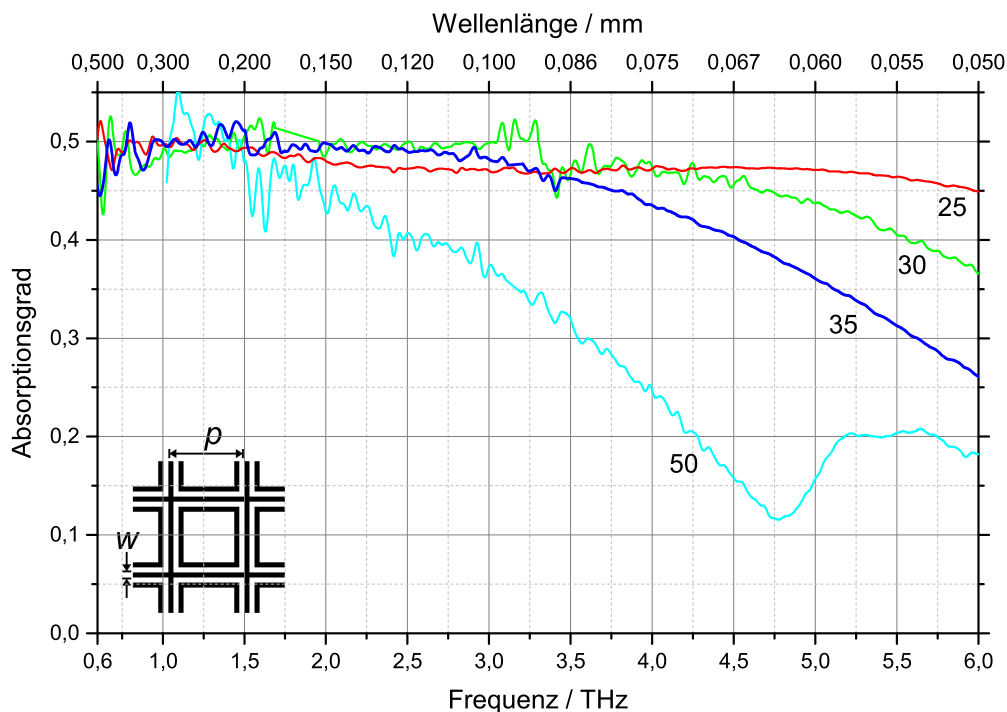


Abb. 4.9: Absorptionsgrad von RLC-Strukturen verschiedener Strukturgrößen p von 25 μm bis 50 μm und konstanten Stegbreiten $w = 3 \mu\text{m}$ mit einem Flächenwiderstand $R_{\square} = 20 \Omega$.

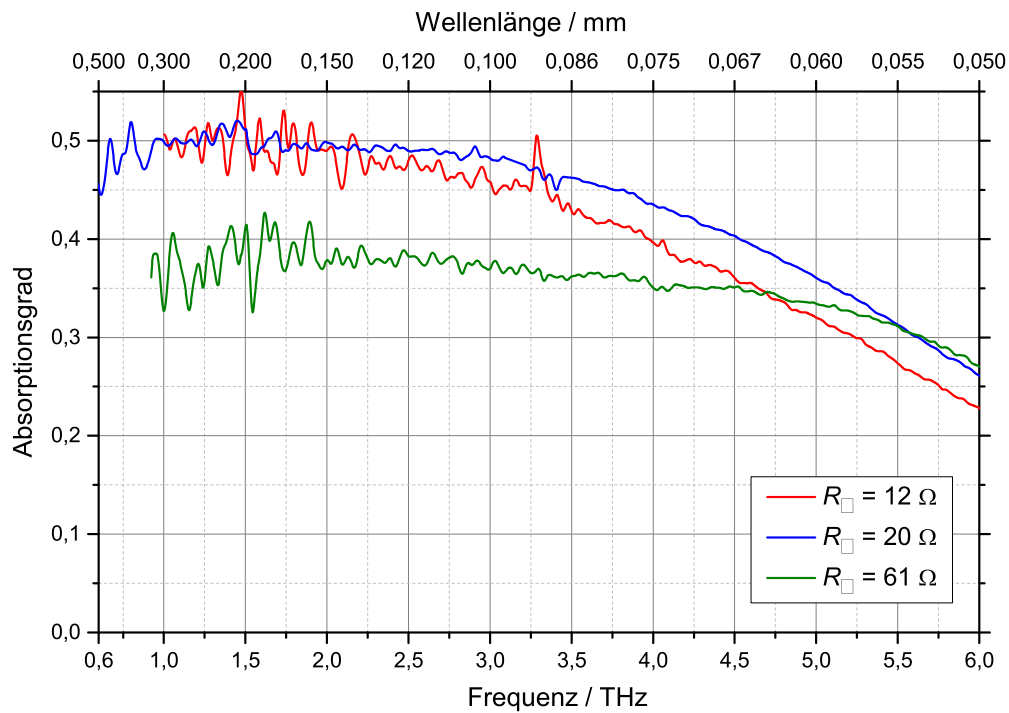


Abb. 4.10: Absorptionsgrad einer RLC-Struktur mit $w = 3 \mu\text{m}$ und $p = 35 \mu\text{m}$ bei verschiedenen Flächenwiderständen von $R_{\square} = 12 \Omega$ (blau), $R_{\square} = 20 \Omega$ (rot) und $R_{\square} = 60 \Omega$ (grün).

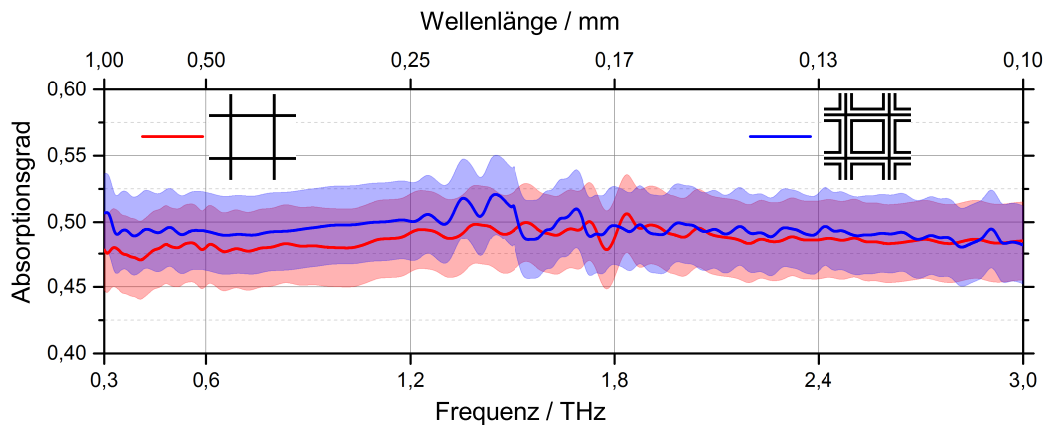


Abb. 4.11: Absorptionsgrad zweier Absorberstrukturen welche spektral nahezu homogen absorbieren. Der Absorptionsgrad liegt mit einer Messunsicherheit von 0,03 (farbige Flächen) nahe der theoretisch maximal möglichen 50 %. Beide Strukturen besitzen einen Flächenwiderstand des Metalls von $R_{\square} = 20 \Omega$. Die RL-Struktur (rot) besitzt eine Strukturgröße von $10 \mu\text{m}$, die RLC-Struktur (blau) besitzt eine Strukturgröße von $35 \mu\text{m}$.

intensiver untersucht. Dabei wurde einerseits das Signal-Rausch Verhältnis durch eine längere Messzeit verbessert. Zusätzlich wurde ein weiteres, heliumgekühltes Bolometer verwendet, welches durch einen verringerten Partialdruck des Heliums eine Arbeitstemperatur von 1,7 K erreichte. Dieses Bolometer war empfindlicher als die zuvor verwendeten Detektoren, wodurch sich der zugängliche Spektralbereich zu niedrigeren Frequenzen hin auf 0,3 THz vergrößerte. Mit diesem erhöhten Aufwand wurden drei Proben untersucht, eine RL- und zwei RLC-Strukturen. Die drei Proben wiesen einen Flächenwiderstand des Metalls von 20Ω auf. Die RL-Struktur besaß eine Strukturgröße von $10 \mu\text{m}$ (rote Kurve in Abbildung 4.8), die beiden RLC-Strukturen die Parameter $w = 3 \mu\text{m}$ und $p = 25 \mu\text{m}$ (rote Kurve in Abbildung 4.9) bzw. $p = 35 \mu\text{m}$ (blaue Kurve). Die Ergebnisse der aufwändigeren Untersuchung ist in Abbildung 4.11 für die RL-Struktur und die RLC-Struktur mit $p = 35 \mu\text{m}$ dargestellt. Diese Strukturen zeigten im Rahmen der Messunsicherheit von 0,03, welche bei dieser Messung einer relativen Messunsicherheit von 6 % entspricht und als farbige Fläche in der Abbildung den gemessenen spektralen Absorptionsgrad umgibt, einen homogenen spektralen Absorptionsgrad nahe des theoretisch möglichen Wertes von 0,5. Diese beiden Strukturen wurden bei der Realisierung des Bolometers, welche in Kapitel 6 ab Seite 75 beschrieben wird, verwendet.

Die optischen Eigenschaften der RL-Struktur werden in den folgenden Abschnitten durch analytische Modellierung tiefergehend untersucht und die Messergebnisse durch numerische Simulation bestätigt.

4.4 Analytische Modellierung der RL-Struktur

In diesem Abschnitt werden die optischen Eigenschaften der RL-Struktur analytisch untersucht. Ziel ist es anhand eines einfachen Modells den spektralen Reflexions- und Transmissionsgrad, und daraus abgeleitet den Absorptionsgrad, des mikrostrukturierten Absorbers durch wenige Parameter abzubilden und vorherzusagen. Als Modell dient eine elektrische Ersatzschaltung, welche mit Methoden der Leitungstheorie (englisch **T**ransmission **L**ine **M**odel, TLM) untersucht wird. TL Modelle werden erfolgreich zum Beispiel bei der Beschreibung von Filtern [Ulr67] (Ulrich 1967), Absorbern [Hok13] und Metamaterialien [Mar03] angewendet. Der betrachtete Frequenzbereich liegt dabei meist im Bereich der Mikrowellen oder im THz-Bereich, reichen aber auch bis in den optischen Spektralbereich [Fu08], wie von Fu et. al berichtet wurde. Vergleichbare Strukturen wie die hier untersuchte RL-Absorberstruktur finden sich in der Arbeit von Ulrich als auch bei Fu et. al. Beide Arbeiten unterscheiden sich in der Modellbildung von dem Ansatz, der in dieser Arbeit gewählt wurde. Ulrich vernachlässigt die Absorption während Fu et. al sich auf einen Spektralbereich konzentrieren, in welchem die Struktur ein resonantes Verhalten zeigt. Zudem beziehen beide Arbeiten das verwendete Substrat in Ihren Betrachtungen nicht mit ein. In der Entwicklung des Modells zur Beschreibung der Messergebnisse aus dem vorangegangenen Abschnitt wird der Methodik von Fu et. al gefolgt.

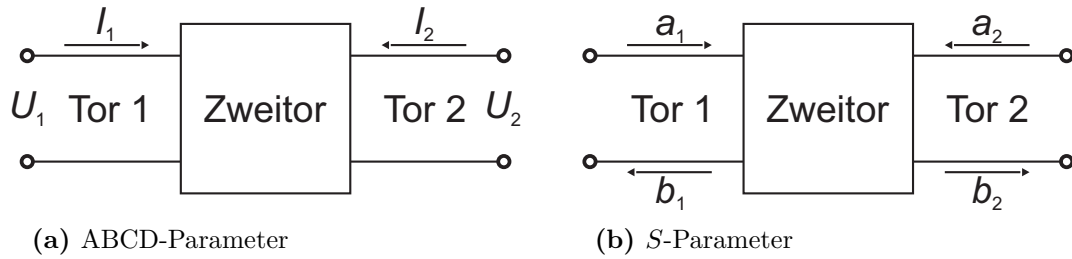


Abb. 4.12: Ein allgemeines Zweitor mit definierten: (a) Strömen I und Spannungen U
(b) Amplituden a und b .

Dabei wird der Absorber, bestehend aus der mikrostrukturierten Metallschicht und einem Substrat, als ein Zweitor aufgefasst, welches aus passiven elektrischen Bauteilen besteht. Elektrisch lässt sich das Verhalten des Zweitores entsprechend Abbildung 4.12a durch eine ABCD-Matrix beschreiben:

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_2 \\ -I_2 \end{pmatrix}. \quad (4.12)$$

Diese Matrix lässt sich besonders einfach entwickeln: Ausgehend von einer Einheitsmatrix wird eine Impedanz Z , welche horizontal die beiden oberen Anschlüsse zwischen den Strömen I_1 und I_2 verbindet, entsprechend des Ohmschen Gesetzes in Position B der Matrix eingetragen, eine Admittanz $Y = Z^{-1}$, welche als Shunt die Anschlüsse senkrecht verbindet, auf Position C . Komplexe Zweitore lassen sich durch entsprechende Matrixmultiplikation beschreiben. Für die Beschreibung der Welleneigenschaften eignen sich jedoch so genannte S Parameter besser. Diese bilden das Wellenverhalten eintreffender Amplituden a und auslaufender Amplituden b entsprechend Abbildung 4.12b ab:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}. \quad (4.13)$$

Beide Matrizen können ineinander umgerechnet werden. Entsprechende Umrechnungen wurden beispielsweise in [Fri94] untersucht und werden hier verwendet. Da der Absorber nur von Seite a_1 bestrahlt wird, beschreibt mit $a_2 = 0$ das Matrixelement S_{11} den Reflexions- und S_{21} den Transmissionskoeffizienten. Diese lassen sich durch eine Eingangsimpedanz Z_1 und eine Lastimpedanz Z_2 durch die Matrixelemente A, B, C und D aus Gleichung (4.12) ausdrücken:

$$S_{11} = \frac{AZ_2 + B - CZ_1^*Z_2 - DZ_1}{AZ_2 + B + CZ_1Z_2 + DZ_1^*} \quad (4.14)$$

$$S_{21} = \frac{2\sqrt{\operatorname{Re}(Z_1)\operatorname{Re}(Z_2)}}{AZ_2 + B + CZ_1Z_2 + DZ_1^*}, \quad (4.15)$$

wobei komplex konjugierte Werte mit $*$ gekennzeichnet sind. Als Eingangs- und Lastimpedanz wird die rein reelle Vakuumimpedanz verwendet, so dass sich durch

$$Z_0 = Z_1 = Z_2 = 377 \Omega \quad (4.16)$$

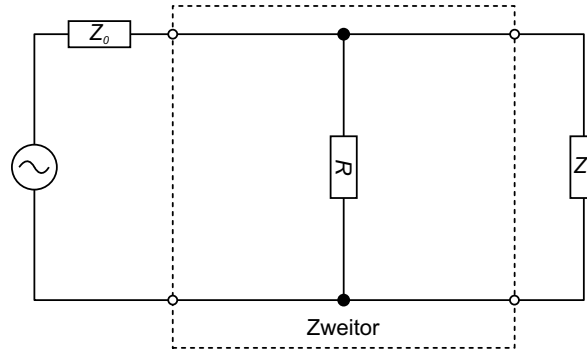


Abb. 4.13: Ersatzschaltbild zur Bestimmung der optischen Eigenschaften idealer dünner Metallschichten. Ein Zweitor, umrandet von einer gestrichelten Linie, repräsentiert eine Probe. Sie ist beschaltet mit einer Wechselspannungsquelle sowie einem Eingangs- und einem Abschlusswiderstand Z_0 . In der hier gezeigten einfachsten Form besteht das Zweitor aus einem ohmschen Widerstand R .

die Gleichungen (4.14) und (4.15) zu

$$S_{11} = \frac{AZ_0 + B - CZ_0^2 - DZ_0}{AZ_0 + B + CZ_0^2 + DZ_0} \quad (4.17)$$

$$S_{21} = \frac{2Z_0}{AZ_0 + B + CZ_0^2 + DZ_0} \quad (4.18)$$

vereinfachen. Für den einseitig bestrahlten Absorber ergibt sich aus den komplexwertigen Parametern S_{11} und S_{21} der Reflexionsgrad ρ , der Transmissionsgrad τ :

$$\rho = S_{11}S_{11}^* \quad (4.19)$$

$$\tau = S_{21}S_{21}^*. \quad (4.20)$$

Der Absorptionsgrad α wird anschließend entsprechend Gleichung (4.11) von Seite 37 aus dem Reflexions- und Transmissionsgrad gerechnet.

4.4.1 Analytische Modellierung homogener Metallflächen

Am Beispiel einer homogenen Metallfläche lässt sich ein TLM exemplarisch entwickeln und die Konsistenz mit der Theorie dünner metallischer Schichten aus Abschnitt 4.1 zeigen. Ein ohmscher Widerstand R repräsentiert den Schichtwiderstand der Metallfläche, welcher entsprechend dem Ersatzschaltbild 4.13 als einfaches Zweitor fungiert. Die ABCD-Matrix \mathbf{a}_R der homogenen Metallschicht lässt durch den Kehrwert des Schichtwiderstandes ausdrücken:

$$\mathbf{a}_R = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ R^{-1} & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.21)$$

Aus der ABCD-Matrix \mathbf{a}_R lassen sich durch die Gleichungen (4.17) und (4.18) die Streuparameter

$$S_{11,R} = \frac{1Z_0 + 0 - R^{-1}Z_0^2 - 1Z_0}{1Z_0 + 0 + R^{-1}Z_0^2 + 1Z_0} = \frac{-R^{-1}Z_0}{R^{-1}Z_0 + 2} \quad (4.22)$$

$$S_{21,R} = \frac{2Z_0}{1Z_0 + 0 + R^{-1}Z_0^2 + 1Z_0} = \frac{2}{R^{-1}Z_0 + 2} \quad (4.23)$$

bestimmen. Anschließend können Reflexionsgrad ρ_R und Transmissionsgrad τ_R durch Quadrieren der Realteile der Streuparameter (Gl. (4.19) und (4.20)) bestimmt werden. Durch Ersetzen des Widerstandsverhältnisses $f = Z_0/R$ (Gl. (4.6) von Seite 34) erhält man mit

$$\rho_R = \frac{f^2}{(2+f)^2} \quad (4.24)$$

$$\tau_R = \frac{4}{(2+f)^2} \quad (4.25)$$

identische Ausdrücke für die Beschreibung der optischen Eigenschaften wie in den Gleichungen (4.3) und (4.4) aus der Betrachtung elektrischer Wellen. Anhand dieses Beispiels zeigt sich die Konsistenz des TLM mit der ursprünglichen Beschreibung. Durch Verwendung der Vakuumimpedanz Z_0 als Eingangs- und Abschlusswiderstand werden auch quantitativ korrekte Werte erzielt. Im Folgenden werden TL Modelle für das Substrat und anschließend für den kompletten Absorber entwickelt.

4.4.2 Analytische Modellierung des Substrats

Dieser Abschnitt hat zum Ziel das Substrat, eine 1 μm dünne Si_3N_4 -Membran, durch ein Zweitor zu beschreiben. Die dafür notwendige Entwicklung eines elektrischen Zweitores erfolgt phänomenologisch durch Betrachtung des gemessenen Reflexions- und Transmissionsgrades, dargestellt in Abbildung 4.14 als farbliche Bereiche mit ihrer Messunsicherheit von 0,02. Eine ausschließliche Betrachtung des Absorptionsgrades, in der Abbildung rot dargestellt, ist unzureichend, da das Substrat optisch wirksam ist obwohl es in dem betrachteten Spektralbereich keine signifikante Absorption zeigt. So zeigt der Transmissionsgrad (grün) in einem Spektralbereich von 0,6 THz bis 6 THz ein Tiefpassverhalten und der Reflexionsgrad (blau) ein Hochpassverhalten. Um dieses Verhalten abzubilden besteht das entsprechende Zweitor, dargestellt in Abbildung 4.15, aus einer Induktivität L_{SiN} in Reihe zu den ohmschen Widerständen Z_0 und einer Kapazität C_{SiN} parallel dazu. Zusätzlich befindet sich ein ohmscher Widerstand R_{SiN} in Serie mit der Kapazität. Dieses Zweitor lässt sich als ein zusammengesetztes Zweitor auffassen, welches aus zwei Segmenten besteht, der Induktivität und der Serienschaltung aus Widerstand und Kapazität. Für die Beschreibung dieser beiden Segmente lassen sich wie beschrieben einfache ABCD-Matrizen aufstellen, welche durch Matrixmultiplikation die ABCD-

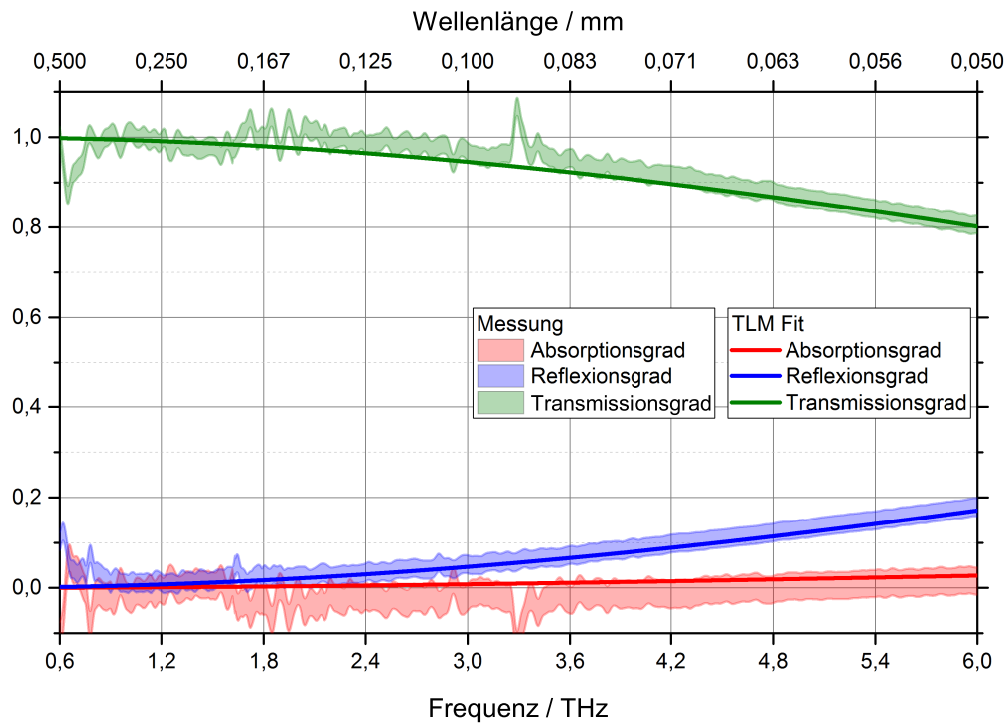


Abb. 4.14: Gemessener spektraler Reflexionsgrad (breite blaue Linie) und Transmissionsgrad (breite grüne Linie) des Si_3N_4 -Substrates sowie Fit durch ein TLM mit einem Γ -Zweitor entsprechend Abb. 4.15 (dünne Linien). Parameter des Fits waren $R_{\text{SiN}} = 10 \Omega$, $L_{\text{SiN}} = 2,71 \text{ pH}$ und $C_{\text{SiN}} = 0,080 \text{ fF}$. Der Absorptionsgrad (rote Linien) wurde jeweils aus den Reflexions- und Transmissionsgraden errechnet.

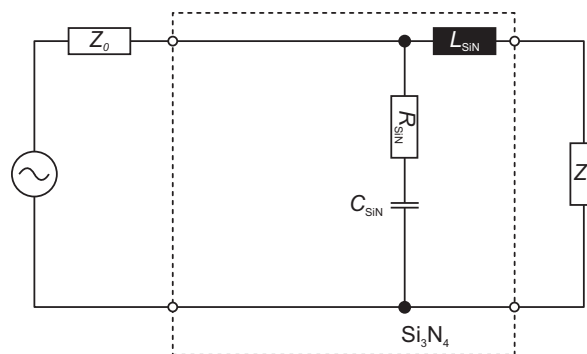


Abb. 4.15: Ersatzschaltbild wie Abb. 4.13 zur Beschreibung der optischen Eigenschaften des Si_3N_4 Substrats. Das Substrat wird durch ein Γ -Zweitor repräsentiert, bestehend aus einer Induktivität L_{SiN} , einer Kapazität C_{SiN} und einem ohmschen Widerstand R_{SiN} .

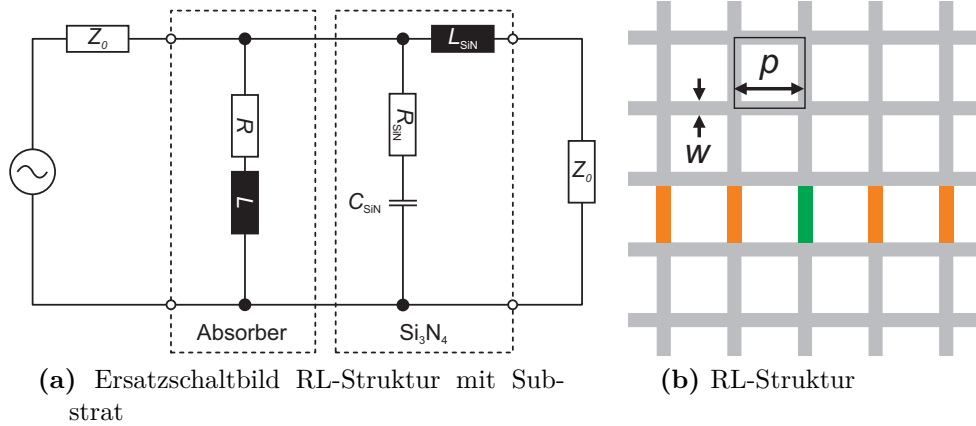


Abb. 4.16: (a): Ersatzschaltbild zur Bestimmung der optischen Eigenschaften dünner strukturierter Metallschichten mit induktiven Verhalten. Abb. 4.15 wurde durch ein zusätzliches Zweitor mit einem RL -Glied ergänzt. (b): RL -Struktur. Auf einen Steg (grün) wirken Gegeninduktivitäten paralleler Stege (rot).

Matrix \mathbf{a}_{SiN} der Membran

$$\mathbf{a}_{\text{SiN}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \left(R_{\text{SiN}} + \frac{1}{i\omega C_{\text{SiN}}}\right)^{-1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & i\omega L_{\text{SiN}} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & i\omega L_{\text{SiN}} \\ \left(R_{\text{SiN}} + \frac{1}{i\omega C_{\text{SiN}}}\right)^{-1} & \frac{i\omega L_{\text{SiN}}}{R_{\text{SiN}} + \frac{1}{i\omega C_{\text{SiN}}}} + 1 \end{pmatrix} \quad (4.27)$$

mit der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ ergibt. Durch die Wahl von $R_{\text{SiN}} = 10 \Omega$, $L_{\text{SiN}} = 2,71 \text{ pH}$ und $C_{\text{SiN}} = 0,080 \text{ fF}$ wurden die daraus entwickelten Gleichungen für den Reflexions- und Transmissionsgrad entsprechend der Gleichungen (4.17)-(4.20) an die Messergebnisse angepasst (Linien in Abb. 4.14). Die angepassten Kurven des TLM liegen überwiegend innerhalb der Unsicherheiten der Messungen. Dieses Modell beschreibt jedoch nur das Verhalten bei niedrigen Frequenzen. Bei höheren Frequenzen zeigt die Membran komplexeres Verhalten mit resonanten Eigenschaften, welche nicht mehr durch dieses einfache Modell beschrieben werden. In dem hier betrachteten Spektralbereich ist dieses Modell jedoch ausreichend und wird im folgenden Abschnitt für die Beschreibung des Absorbers, bestehend aus Membran und strukturierter Metallschicht verwendet.

4.4.3 Analytische Modellierung des Absorbers mit RL -Struktur

Für die Beschreibung des vollständigen Absorbers sind zwei Schichten relevant, die mikrostrukturierte Metallschicht und das Substrat. Im vorangegangenen Abschnitt wurde für das Substrat ein Modell gefunden, um dessen optischen Eigenschaften durch ein TLM abzubilden. In diesem Abschnitt wird ein Zweitor entwickelt, welches die Metallschicht repräsentiert und das TLM ergänzt. Die betrachtete Struktur, schematisch in

Abbildung 4.16b dargestellt, besteht aus einem dünnen quadratischen Netz mit einer Strukturgröße p und einer Breite $w = 2 \mu\text{m}$ der metallischen Stege. Bei der Entwicklung des Zweitores zur Beschreibung der Metallschicht wird die Interpretation der Messergebnisse aus Abschnitt 4.3 einbezogen, bei der vermutet wurde, dass die maximale Absorption durch den effektiven Flächenwiderstand und das frequenzabhängige Verhalten durch die Strukturierung hervorgerufen wird. Es ist zu vermuten, dass die metallischen Stege wie stromdurchflossene Leiter als Induktivitäten wirken. Kapazitäten, welche zwischen den Stegen auftreten können, werden vernachlässigt. Diese Annahmen führen zu einer Erweiterung des Zweitores zur Beschreibung einer homogenen Metallschicht, dargestellt in Abbildung 4.13, um eine Induktivität L . Zusammen mit dem Substrat ergibt sich ein Zweitor wie es in Abbildung 4.16a zu sehen ist. Die strukturierte Metallschicht wird durch eine ABCD-Matrix

$$\mathbf{a}_{\text{RL}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ (R + i\omega L)^{-1} & 1 \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

beschrieben, welche multipliziert mit der Matrix \mathbf{a}_{SiN} aus Gleichung (4.27) eine Matrix

$$\mathbf{a}_{\text{ges}} = \mathbf{a}_{\text{RL}} \mathbf{a}_{\text{SiN}} \quad (4.29)$$

für die Beschreibung des Absorbers ergibt. Ziel ist nun die Bestimmung der Werte für den Widerstand R und der Induktivität L . Diese werden im Folgenden geometrisch abgeleitet.

In Abschnitt 4.4.1 wurde bereits gezeigt, dass die Verwendung eines experimentell bestimmbareren Flächenwiderstandes im TLM bei homogenen Metallflächen zu quantitativ korrekten Ergebnissen führt. Für die strukturierte Metallfläche mit Strukturgrößen deutlich kleiner als die Wellenlänge ist der effektive Flächenwiderstand relevant. Bei quadratischen Abmessungen ist der Widerstand des gesamten Absorbers identisch mit dem Widerstand der kleinsten Struktureinheit (kleines Quadrat oben in Abb. 4.16b) und lässt sich damit sowohl geometrisch als auch experimentell bestimmen. Der effektive Flächenwiderstand der strukturierte Metallschicht kann näherungsweise aus dem Aspektverhältnis eines Metallsteges der Länge p und der Breite w und des Flächenwiderstandes $R_{\square, \text{Metall}}$ des Metalls

$$R = \frac{p}{w} R_{\square, \text{Metall}} \quad (4.30)$$

ermittelt werden. Der effektive Flächenwiderstand ist also durch die Angabe der Strukturgröße und des Flächenwiderstandes des Metalls beschrieben und geht als R in die Berechnung der optischen Eigenschaften ein.

Auch die Induktivität L lässt sich geometrisch aus der Betrachtung eines Metallsteges bestimmen. Als wirksame Struktur wird dabei der freistehende Teil des Steges mit einer Länge $l = p - w$ mit einer Schichtdicke s angesehen, wie er in Abbildung 4.16b in Grün dargestellt ist. Dieser Abschnitt erzeugt eine Selbstinduktivität L_1 . Zusätzlich beeinflussen parallele Stege, welche in Rot dargestellt sind, die Gesamtinduktivität. Deren

Tab. 4.1: Errechnete Induktivitäten der untersuchten RL-Strukturen mit einer Stegbreite $w = 2 \mu\text{m}$ und angegebener Strukturgrößen p .

Strukturgröße p in μm	Induktivität L in pH
10	3,42
20	10,2
25	14,1
30	18,2
35	22,5
45	31,5
55	41,0
65	50,8

Induktivität erzeugen am Ort des betrachteten Steges jeweils eine Gegeninduktivität M . Die parallelen Stege haben identische Abmessungen und liegen symmetrisch zu beiden Seiten des betrachteten Steges mit einem Abstand $d = np$ in ganzen Vielfachen n der Strukturgröße. Das Vorzeichen der Gegeninduktivität hängt von der Stromrichtung im erzeugenden Steg ab. Werden Ringströme in die RL-Struktur induziert, alterniert die Stromrichtung in den parallelen Stegen und damit das Vorzeichen der Gegeninduktivität. Unter dieser Annahme lässt sich die Induktivität eines Steges allgemein für einen unendlich ausgedehnten Absorber beschreiben als

$$L = L_1(l, w, s) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n M(l, d). \quad (4.31)$$

Für die Berechnung der Selbst- und Gegeninduktivität werden weitere Annahmen getätigt. Die anvisierte Dicke des Metalls ist mit $s = 10 \text{ nm}$ deutlich kleiner als die Skin-Tiefe, wodurch der Steg vollständig und gleichmäßig zur elektrischen Leitung beiträgt. Außerdem wird angenommen, dass das Metall nicht magnetisch sei (relative Permeabilität $\mu_r = 1$). Für diese Annahmen kann die Induktivität analytisch berechnet werden. So gibt Greenhouse [Gre74] entsprechende Formeln für die Berechnung der Selbst- und Gegeninduktivität (Gleichung (7) und (10)-(12)) planarer rechteckiger Leiterbahnen an:

$$L_1(l, w, s) = 2l \left[\ln \left(\frac{2l}{w + d} \right) + 0,50049 + \frac{w + s}{3l} \right] \quad (4.32)$$

$$M(l, d) = 2l \left[\ln \left(\frac{l}{d} + \sqrt{1 + \left(\frac{l}{d} \right)^2} \right) - \sqrt{1 + \left(\frac{d}{l} \right)^2} + \frac{d}{l} \right]. \quad (4.33)$$

Durch einsetzen der geometrischen Abmessungen in cm erhält man Induktivitäten in der Einheit nH. Dabei beziehen sich die Abstände zwischen den Stegen jeweils auf die Stegmitte.

Für die analytische Berechnung der Induktivität ist die Konvergenz der in Gleichung (4.31) angegebenen alternierenden Reihe der Gegeninduktivitäten wichtig zu

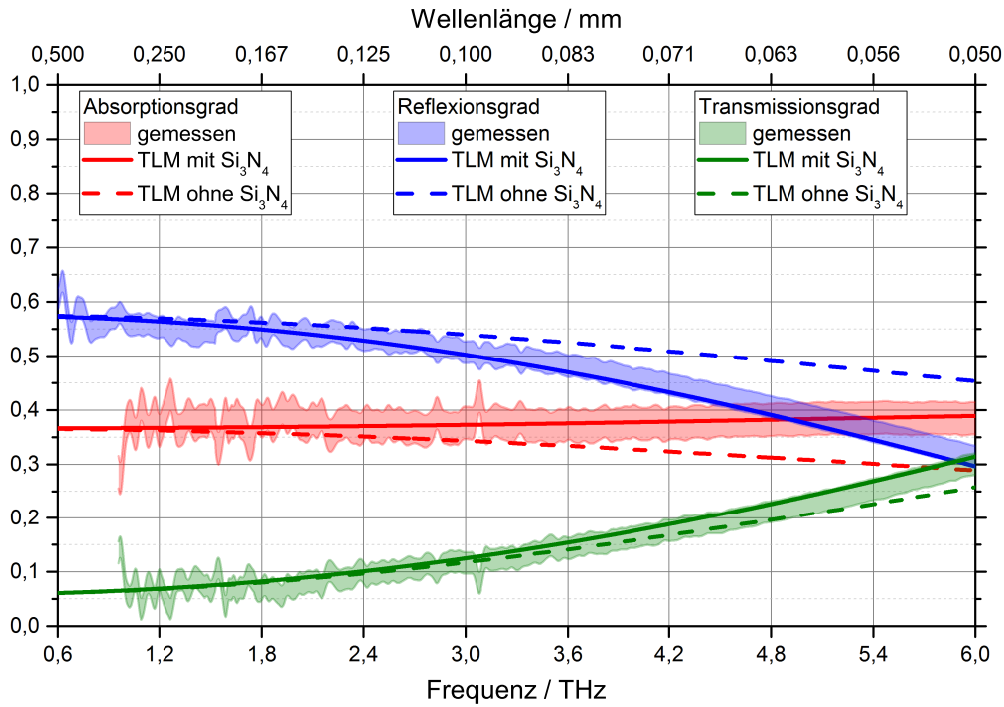


Abb. 4.17: Beschreibung der gemessenen optischen Eigenschaften (breite Bereiche) durch ein TLM unter Berücksichtigung der Si_3N_4 -Membran (durchgehende dünne Linien) bzw. Vernachlässigung der Membran (gestrichelte dünne Linien) am Beispiel einer Struktur mit $p = 10 \mu\text{m}$ und $R_{\square} = 12 \Omega$.

untersuchen. Nach dem Leibnitz-Kriterium konvergiert die alternierende Reihe, wenn die Gegeninduktivität $M(l, np)$ eine monotone Nullfolge ist, was hier gegeben ist. Die Berechnung der Induktivität nach Gleichung (4.31) erfolgte mit der Software *Mathematica* der Firma *Wolfram Research, Inc.* Die Gegeninduktivität wurde für eine endliche Reihe mit $n = 1000$ berechnet, wobei sich die Induktivität zwischen zwei Iterationen um weniger als 1% änderte. Die ermittelten Induktivitäten sind für die betrachteten Strukturgrößen in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Damit wurden die notwendigen Parameter analytisch bestimmt und stehen nun für die Beschreibung der optischen Eigenschaften zur Verfügung. Am Beispiel einer Struktur mit $p = 10 \mu\text{m}$ und $R_{\square} = 12 \Omega$, dargestellt in Abbildung 4.17, ist der Einfluss der Si_3N_4 -Membran auf die durch das TLM ermittelten Eigenschaften herausgehoben. Wird der Einfluss des Substrates im TLM vernachlässigt (gestrichelte Linien), zeigen sich insbesondere ab 3 THz deutliche Unterschiede zu den Messergebnissen. Die Ergebnisse aus dem vollständigen TLM (durchgezogene dünne Linien), bestehend aus strukturierter Metallfläche und Substrat, liegen über den gesamten dargestellten Spektralbereich zwischen 0,6 THz bis 6 THz innerhalb der Messunsicherheiten. Im Vergleich zu den Messwerten sind im Rahmen der Messunsicherheit Modifikationen des TLM denkbar, welche ebenfalls konsistent mit den Messergebnissen sind. So ist die Länge der betrachteten

Stege so gewählt, dass die Knoten des metallischen Netzes unberücksichtigt bleiben. Abhängig von der Strukturgröße nimmt ein Knoten relativ zur Gesamtfläche unterschiedlich viel Fläche ein. Daher ist eine von der Strukturgröße abhängige wirksame Länge der Stege wahrscheinlich, welche Teile des Knotens mit einbezieht. Innerhalb der Messunsicherheit sind diese Korrekturen jedoch nicht unterscheidbar und daher eine einheitliche Beschreibung aller Strukturgrößen von vorrangigem Interesse.

Die einheitliche Beschreibung der RL-Strukturen führt über einen weiten Parameter- und Spektralbereich zu guten Übereinstimmungen mit den Messergebnissen. So zeigt sich in Abbildung 4.18 eine gleichbleibend gute Übereinstimmung des TLM mit den Messwerten bei Variation des Flächenwiderstandes zwischen $12\ \Omega$ und $20\ \Omega$ bei einer gleichbleibenden Strukturgröße von $10\ \mu\text{m}$.

Ebenso gute Übereinstimmungen finden sich bei einer Variation der Strukturgröße mit einem einheitlichen Flächenwiderstand des Metalls von $R_{\square} = 12\ \Omega$ wie die Abbildung 4.19 zeigt. Das analytische Modell bildet bei Strukturgrößen von $10\ \mu\text{m}$ bis $45\ \mu\text{m}$ im relevanten Spektralbereich bis $3\ \text{THz}$ die starken Änderungen, insbesondere des Reflexions- und Transmissionsgrades, gut ab. Lediglich der Transmissionsgrad für die Struktur mit $p = 30\ \mu\text{m}$ (Abb. 4.19c) liegt über einen größeren Frequenzbereich außerhalb der dargestellten Messunsicherheiten. Der strukturierte Absorber zeigt ein Hochpassverhalten, welches sich mit zunehmender Strukturgröße und damit zunehmender Induktivität ausgeprägter darstellt. Dieses Verhalten wird vom TLM unter Berücksichtigung des Substrates vollständig beschrieben. Bei hohen Frequenzen und großen Strukturgrößen (vgl. Abb. 4.19d) sind zusätzliche resonante Effekte zu beobachten, welche von dem hier entwickelten TLM nicht wiedergegeben werden. Auswirkungen zeigen sich auch schon bei kleineren Strukturen beginnend ab $5\ \text{THz}$ bei $p = 20\ \mu\text{m}$ und $30\ \mu\text{m}$. Eine Erweiterung des Modells durch einen zusätzlichen Reihenschwingkreis, wie von Fu et al. (Modell 3 in [Fu08]) vorgeschlagen, wird auf Grund der guten Übereinstimmung im relevanten Spektralbereich nicht durchgeführt.

Durch die gute Übereinstimmung des physikalisch motivierten TLM mit geometrisch und experimentell ermittelten Parametern mit den Messergebnissen kann das TLM genutzt werden, um eine Berechnung der optischen Eigenschaften durchzuführen. Nicht nur bestätigt es die spektral homogene Absorption für die kleinste untersuchte Struktur mit $p = 10\ \mu\text{m}$, darüber hinaus ermöglicht das TLM Prognosen über das Verhalten dieser Struktur für nicht untersuchte Parameter zu treffen. So zeigt die Abbildung 4.20 das Verhalten der Struktur im relevanten Spektralbereich bei einem effektiven Flächenwiderstand von $188,5\ \Omega$, was einem Flächenwiderstand von $37\ \Omega$ der Metallschicht entspricht. Bei niedrigen Frequenzen verhält sich die strukturierte Schicht wie eine homogene Metallschicht mit einem optimalen Flächenwiderstand. Deutliche Unterschiede zeigen Reflexions- und Transmissionsgrad bei höheren Frequenzen wobei der Absorptionsgrad weitgehend konstant bei etwa $0,5$ liegt. Abweichungen zum optimal mit diesem Ansatz erreichbaren Absorptionsgrad von $0,5$ liegen bei $0,1\ \text{THz}$ bei $3 \cdot 10^{-6}$ und bei $2 \cdot 10^{-3}$ am oberen Ende des Spektralbereiches bei $3\ \text{THz}$. Dies bestätigt die Arbeitshypothese, dass mikrostrukturierte Metallabsorber sich vergleichbar verhalten wie homogene Metallflächen mit einem identischen Flächenwiderstand und damit geeignet

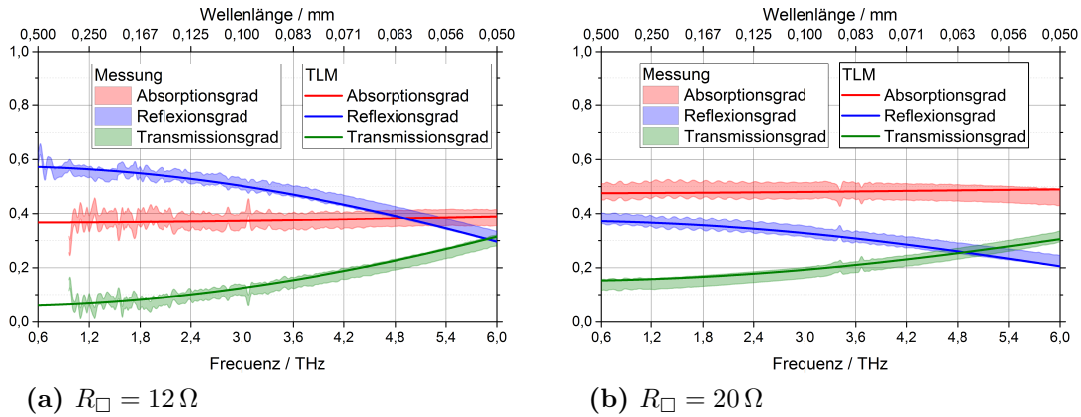


Abb. 4.18: Beschreibung der gemessenen optischen Eigenschaften (breite Linien) durch ein TLM unter Berücksichtigung der Si_3N_4 -Membran (dünne Linien) bei einer Variation des Flächenwiderstandes R_{\square} bei einer festen Strukturgröße $p = 10 \mu\text{m}$. Parameter des TLM entsprechend Tabelle 4.1.

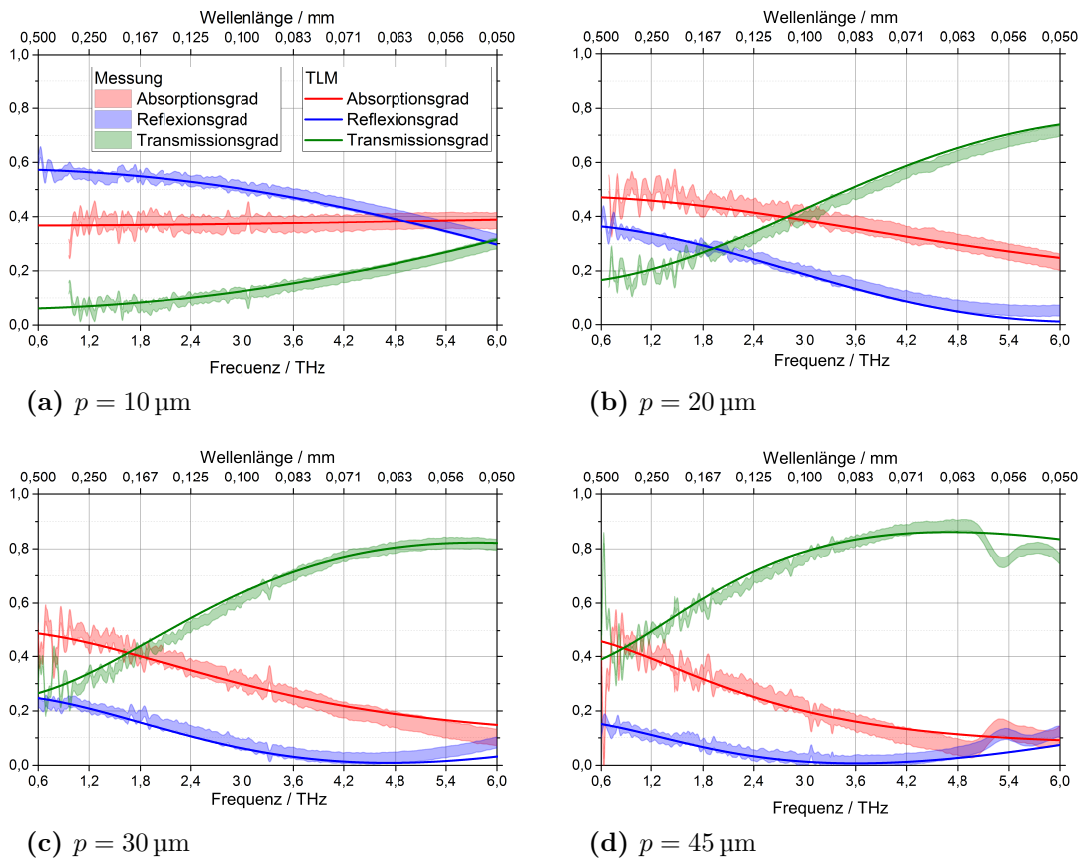


Abb. 4.19: Wie Abb. 4.18, jedoch mit einem festem Flächenwiderstand $R_{\square} = 12 \Omega$ bei einer Variation der Strukturgröße p von $10 \mu\text{m}$ bis $45 \mu\text{m}$.

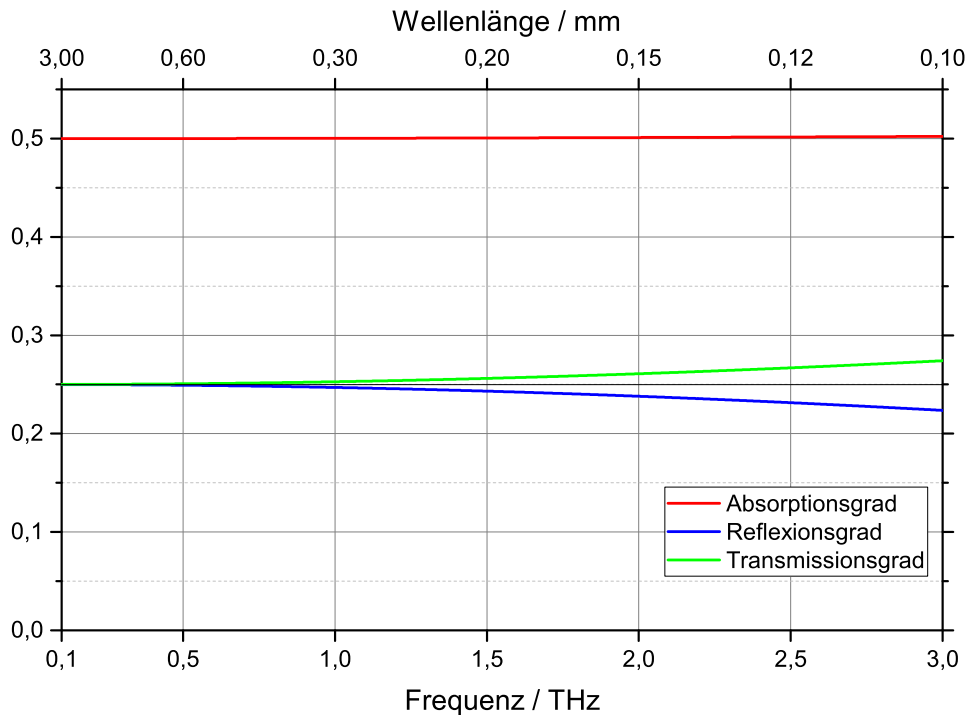


Abb. 4.20: Optische Eigenschaften einer RL-Struktur mit $p = 10 \mu\text{m}$ mit einem Flächenwiderstand von $R_{\square} = 37 \Omega$ (effektiver Flächenwiderstand $188,5 \Omega$). Parameter entsprechend Tabelle 4.1.

sind hochwertige Bolometer zu entwickeln.

4.5 Numerische Modellierung der RL-Struktur

Die mikrostrukturierten Metallabsorber wurden mit einer dritten unabhängigen Methode untersucht. Dabei wurde die RL-Struktur, welche die spektral homogenste Absorption zeigte, numerisch simuliert. Für die Simulation wurde ein Absorber mit einer Strukturgröße von $10 \mu\text{m}$ und einer Stegbreite von $2 \mu\text{m}$ angenommen. Für die Simulation wurde darüber hinaus angenommen, die Metallstruktur sei 10 nm dick, habe einen Flächenwiderstand von 20Ω und befände sich auf einem verlustfreien Substrat mit einem Brechungsindex von zwei.

Die Wechselwirkung elektromagnetischer Wellen mit der Struktur wurde mit Hilfe der Simulationssoftware *CST Microwave Studio* bestimmt. Die Absorberstruktur wurde durch die Software in finite Elemente diskretisiert und die Maxwellgleichungen durch finite Integration gelöst. Implementiert wurde die Absorberstruktur von Herrn Dr. Kuhlmann von der AG 2.22-Hochfrequenzmesstechnik der PTB. Die Simulation konvergierte ohne sichtbare numerische Artefakte.

Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 4.21 vergleichend mit den Messwerten und dem analytischen Ergebnis dargestellt. Auch die Simulationsergebnisse stimmen

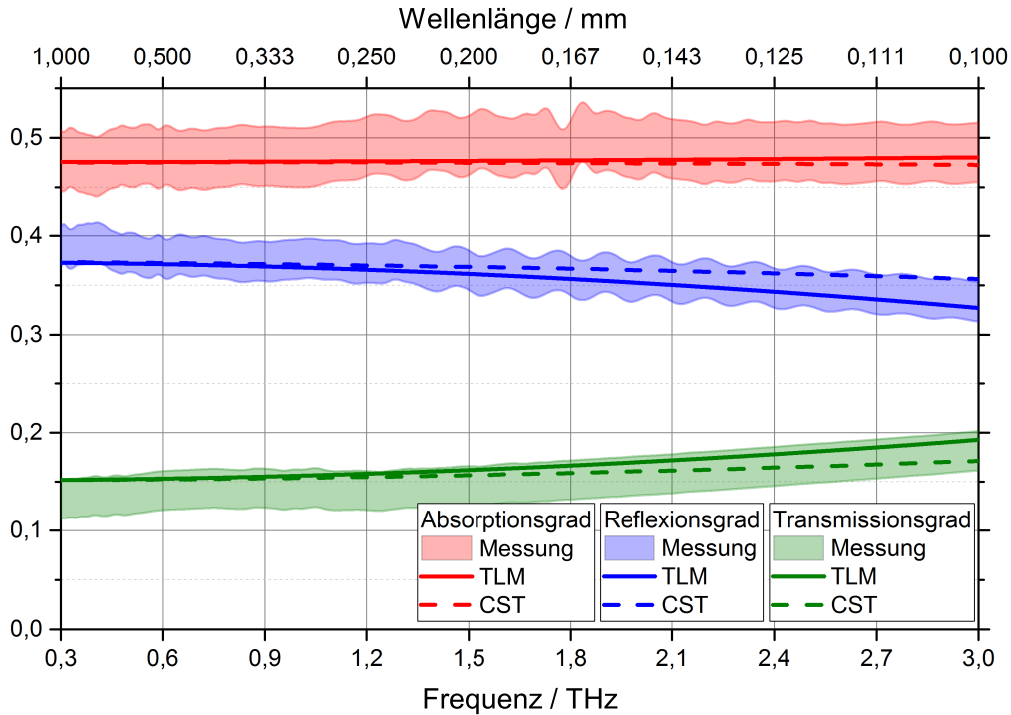


Abb. 4.21: Optischen Eigenschaften einer RL-Struktur mit einer Strukturgröße p von $10\ \mu\text{m}$ und einem Flächenwiderstand von $20\ \Omega$ des Metalls, bestimmt durch Messungen (breite Linien), analytische Methode (TLM, durchgehende schmale Linien) und numerisch durch die Software *CST Microwave Studio* (gestrichelte dünne Linien).

über den gesamten relevanten und durch Messungen zugänglichen Spektralbereich im Rahmen der dargestellten Messunsicherheiten mit den experimentell bestimmten optischen Eigenschaften überein. Im Vergleich mit dem analytisch bestimmten Reflexions- und Transmissionsgrad zeigen sich gute Übereinstimmungen bei niedrigen Frequenzen, bei höheren Frequenzen sind Abweichungen sichtbar. Dieses Verhalten ist mit dem in Abbildung 4.17 von Seite 52 gezeigten Ergebnissen vergleichbar, in welcher das TLM mit und ohne Substrat untersucht wurde. Auch dort zeigten sich bei höheren Frequenzen stärkere Abweichungen. Die Simulationsergebnisse können so gedeutet werden, dass das Substrat auch bei der numerischen Untersuchung deutliche Auswirkungen auf den berechneten Reflexions- und Transmissionsgrad ausübt. Der Absorptionsgrad, der maßgeblich durch die mikrostrukturierte Metallfläche bestimmt wird, ist davon nur wenig betroffen. Dieser stimmt sehr gut zwischen allen Methoden und über den gesamten relevanten Spektralbereich überein.

4.6 Fazit und Anwendungsempfehlung

In diesem Kapitel wurden mikrostrukturierte Metallabsorber in zwei Designvarianten untersucht. Bei beiden Varianten wurde experimentell jeweils eine Struktur identifi-

ziert, für die ein spektral homogener Absorptionsgrad nachgewiesen werden konnte. Beide Strukturen zeigten diesen bei gleichem Flächenwiderstand des verwendeten Metalls. Daher sind beide identifizierten Strukturen für eine lithographische Herstellung unter gleichen Bedingungen geeignet und wurden in funktionsfähigen Prototypen, wie in Kapitel 6 dargestellt werden wird, realisiert. Für zukünftige Optimierungen wird jedoch empfohlen die durch analytische und numerische Methoden ausführlicher untersuchte RL-Struktur zu verwenden. Anhand eines TLM konnte für diese gezeigt werden, dass sich bei bekannter Geometrie der Absorptionsgrad durch den effektiven Flächenwiderstand beschreiben lässt. Eine vergleichbare Beschreibung konnte für die RLC-Struktur nicht gefunden werden. Dies ist jedoch ein entscheidender Vorteil für die Simulation und Planung, der nach Möglichkeit in der Designphase eines Bolometers berücksichtigt werden sollte. Wenn es das thermische und geometrische Design erlaubt, sollte der Absorber elektrisch kontaktiert werden, um den effektiven Widerstand der Absorberfläche und damit die optischen Eigenschaften zu bestimmen. Dies ermöglicht eine Überwachung des Absorptionsgrades unter Betriebsbedingungen und damit einhergehend die Beurteilung der Langzeitstabilität des Absorbers, was sich in geringeren Unsicherheiten niederschlagen könnte.

5 TES und SQUID-Stromsensor

Seit der Entdeckung der Supraleitung 1911 durch Heike K. Onnes wurde eine Vielzahl supraleitender Materialien gefunden. Kühlt man diese ab, fällt deren elektrischer Widerstand R bei einer kritischen Temperatur T_c sprunghaft auf Null ab. Dieser Phasenübergang zwischen einem normalleitenden und einem supraleitenden Zustand kann sehr schmal sein und eignet sich dadurch zur Realisierung sehr empfindlicher Sensoren. Entsprechende Sensoren werden Übergangs-Kanten Sensoren (**T**ransition-**E**dge **S**ensors, TES) genannt. TES werden derzeit in hochwertigen Bolometern [Kar11, Jac12], aber auch als Einzelphotonendetektoren [Had09] erfolgreich verwendet. Als Thermistor eingesetzt, zeigen sie im supraleitenden Übergang eine starke temperaturabhängige Widerstandsänderung mit einem hohen normalisierten Temperaturkoeffizienten $\alpha_I = dR/dT \cdot T/R$. Dieser kann zwei Größenordnungen größer sein als der halbleitender Thermistoren [Irw05].

Eine zentrale Anforderung an das hier zu realisierende Bolometer ist die Bereitstellung eines hohen Dynamikbereiches und ein hochlineares Ansprechverhalten. Diese Anforderungen richten sich an das TES, dessen Betriebssystem sowie die dabei notwendige Strommessung.

Abschnitt 5.1 beschreibt den Betrieb von einem TES in einer elektrothermischen Rückkopplung, die zu einer linearen Stromantwort auf eine Änderung der absorbierten Strahlungsleistung führt. Anschließend wird der TES sowohl konservativ für einen Prototypen dimensioniert als auch für ein Bolometer mit optimiertem Wärmefluss ausgelegt. Die Herstellung, Charakterisierung und Auswahl des verwendeten TES schließen diesen Abschnitt ab.

Der im Allgemeinen verhältnismäßig kleine elektrische Widerstand des TES im supraleitenden Übergang von wenigen Ohm erschwert eine Impedanzanpassung konventioneller Verstärker für die Bestimmung der Stromänderung durch den TES. Tiefe Temperaturen ermöglichen hier den Einsatz von SQUIDs (**S**uperconducting **Q**Uantum **I**nterference **D**eVICES), bei denen keine Impedanzanpassung notwendig ist. Abschnitt 5.2 widmet sich der Messung der Stromänderung im TES durch SQUIDs. Das Funktionsprinzip von SQUIDs wird kurz eingeführt und deren linearisierter Betrieb in einer Flussregelschleife beschrieben. Abschließend wird die Realisierung durch eine Serienschaltung von 16 SQUIDs und deren Betrieb mit einer kommerziellen rauscharmen Hochgeschwindigkeitselektronik dargestellt.

5.1 Supraleitende Thermistoren

Klassische Thermistoren werden in einem Temperaturbereich verwendet, in dem sich deren Widerstand linear mit der Temperatur ändert. Der schmale Arbeitsbereich und das nichtlineare Verhalten des TES in der Übergangskante, wie in Abbildung 5.5 dargestellt, widersprechen daher auf den ersten Blick sowohl dem geforderten hohen Dynamikbereich als auch der gewünschten hohen Linearität des Bolometers. Durch eine elektrothermische Rückkopplung (**E**lectro**T**hermal **F**eedback; ETF), erzeugt durch eine parallele Beschaltung des TES mit einem deutlich kleineren Shuntwiderstand, wird das Antwortverhalten linearisiert und der Dynamikbereich deutlich vergrößert. Dies ist ein übliches Betriebssystem und wird von Irwin und Hilton [Irw05] ausführlich und detailliert beschrieben. Aufgrund der Bedeutung für die Funktionsweise und dem Betrieb des Bolometers werden in Abschnitt 5.1 wesentliche Punkte, insbesondere die Linearisierung des Ansprechverhaltens, aus der Arbeit von Irwin und Hilton wiedergegeben.

Das Betriebssystem bestimmt die Dimensionierung des zu verwendenden TES. In Abschnitt 5.1.2 wird ein TES für einen funktionsfähigen Prototypen konservativ ausgelegt und ein optimierter Betrieb beschrieben. Beide Varianten werden bei der Herstellung des Bolometers berücksichtigt. Die Herstellung von TES und anschließende thermische Charakterisierung ihrer elektrischen Widerstände wird schließlich in Abschnitt 5.1.3 beschrieben.

5.1.1 Elektrothermische Rückkopplung

Als Thermistoren verwendete TES werden üblicherweise in einer Konfiguration verwendet, die eine elektrothermische Rückkopplung erzeugt. Ein TES wird dabei parallel zu einem Shuntwiderstand R_{Shunt} betrieben. Abbildung 5.1 stellt den Aufbau schematisch dar. Ein TES, gekennzeichnet als variabler Widerstand R_{TES} , befindet sich zusätzlich in Serie mit einer supraleitenden Eingangsspule mit einer Induktivität L_{In} . Diese Spule ist Bestandteil einer Strommessung, welche in Abschnitt 5.2 beschrieben wird. Die Beschriftungen der elektrischen Anschlüsse in der Abbildung entsprechen den Bezeichnungen der verwendeten Ausleseelektronik. Wird ein Strom I_{Bias} im Anschluss I_2 eingespeist, fließt ein Teil I des Stromes durch den Sensor und heizt diesen mit einer elektrischen Heizleistung $P_J = UI = I^2 R_{\text{TES}}(T, I)$. Durch ein genaues Einstellen des Stromes I_{Bias} kann die Heizleistung so angepasst werden, dass sich der temperaturabhängige Widerstand des TES in der Übergangskante befindet. An diesem so eingestellten Arbeitspunkt des TES im supraleitenden Übergang fließt ein Strom I_0 bei einer Temperatur T_0 durch den Sensor und es ergibt sich ein Widerstand $R_0 = R(T_0, I_0)$ des TES.

Im sogenannten harten Spannungsbias mit $R_{\text{Shunt}} \ll R_0$ ist der Gesamtwiderstand

$$R_0 \parallel R_{\text{Shunt}} = \frac{R_0 R_{\text{Shunt}}}{R_0 + R_{\text{Shunt}}} \approx \frac{R_0 R_{\text{Shunt}}}{R_0} = R_{\text{Shunt}} \quad (5.1)$$

und damit die Spannung U , welche am TES abfällt, maßgeblich durch den Shuntwiderstand bestimmt und bleibt nahezu konstant gegenüber Änderungen des Widerstandes.

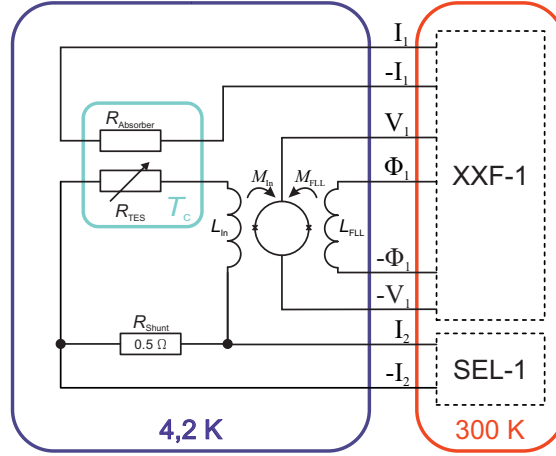


Abb. 5.1: Schaltskizze des elektrischen Aufbaus zum Betrieb des TES, welcher als Widerstand R_{TES} repräsentiert wird. TES und Absorber R_{Absorber} befinden sich bei der kritischen Temperatur T_c des TES. Sonstige elektrische Komponenten sind heliumgekühlt (4,2K). R_{TES} wird in Serie mit einer supraleitenden Spule L_{In} betrieben, parallel zu beiden befindet sich der Shuntwiderstand R_{Shunt} . Magnetischer Fluss wird durch L_{In} sowie einer weiteren supraleitenden Spule L_{FLL} in einen SQUID (Mitte) über magnetische Kopplungen M_{In} und M_{FLL} eingepägt. Zwei Kanäle (XXF-1 und SEL-1) einer Ausleseelektronik betreiben bei Raumtemperatur die Bauteile. Anschlüsse sind mit aufrechten Symbolen entsprechend der Namenskonvention des Herstellers der Elektronik benannt.

des R_{TES} . Eine Heizleistung $P_J = UI$ verhält sich in diesem Fall proportional zum Strom durch den TES. Steigt die Temperatur, erhöht sich der Widerstand des TES in der Übergangskante und der Strom verringert sich entsprechend. Ändert sich nun das Temperaturgleichgewicht durch absorbierte Strahlungsleistung αP_{Rad} des Bolometers, verhält sich bei konstanter Spannung auch die Heizleistung gegenläufig. Ist der Übergang des TES sehr schmal, ändert sich die Temperatur dabei nicht. Der Betrieb entspricht damit einer elektrischen Substitution, wie sie in Abschnitt 2.18 beschrieben wurde. Der Dynamikbereich des Bolometers vergrößert sich durch dieses Betriebschema auf eine maximale absorbierte Strahlungsleistung $\alpha P_{\text{Rad,max}}$, welche zusammen mit einer auf ein Minimum reduzierten elektrischen Heizleistung $P_{J,\text{min}} = UI_{\text{min}}$ den Thermistor weiterhin im supraleitenden Übergang hält. Die Gesamtleistung aus elektrischer Leistung und Strahlungsleistung ist dabei identisch mit dem Wärmestrom zum Wärmebad P_{Bath} , wie sich für konstante Temperatur auch aus Gleichung (2.18) ergibt:

$$P_{\text{Bath}} = \alpha P_{\text{Rad,max}} + UI_{\text{min}}. \quad (5.2)$$

Eine maximal mögliche Erhöhung des Widerstandes in den normalleitenden Zustand R_N des TES begrenzt eine Absenkung des Heizstromes bei konstanter Spannung. Für $R_{\text{Shunt}} \ll R_0 < R_N$ und einer Stromteilung zwischen parallelem Shuntwiderstand und

TES ergibt sich

$$P_{\text{Bath}} = \alpha P_{\text{Rad,max}} + UI_{\text{Bias}} \frac{R_{\text{Shunt}}}{R_0} \frac{R_0}{R_N} \quad (5.3)$$

Im weiteren Verlauf wird der Betrieb im harten Spannungsbias angenommen. Im folgenden Abschnitt wird der linearisierte Zusammenhang zwischen Heizstrom und absorbiertes Strahlungsleistung beschrieben, der maßgebend für die hohe Linearität des Bolometers ist.

Linearisierung

Das elektrische und thermische Verhalten des TES kann anhand der Zustandsgrößen Temperatur T , durch den TES fließende Strom I und Widerstand $R(T, I)$ des TES durch ein System gekoppelter Differentialgleichungen beschrieben werden. Dazu wird der parallele Stromkreis von Irwin und Hilton [Irw05] in eine Serienschaltung mit einer Thevenin-äquivalenten Biasspannung $U \approx I_{\text{Bias}} R_{\text{Shunt}}$ überführt. Die elektrischen Größen lassen sich so durch die Differentialgleichung

$$L_{\text{In}} \frac{\partial I}{\partial t} = U - IR_{\text{Shunt}} - IR(T, I) \quad (5.4)$$

mit einer Induktivität L_{In} der Eingangsspule für die SQUID-Ausleseelektronik beschreiben. An dieser Stelle werden parasitäre Widerstände vernachlässigt.

Eine zweite Differentialgleichung zur Beschreibung der thermischen Entwicklung ist identisch mit der Beschreibung der elektrischen Substitution in Gleichung (2.18) (Seite 16) mit einer elektrischen Heizleistung $P_J = I^2 R(T, I)$. Beide Gleichungen sind über elektrischen Strom und Widerstand miteinander gekoppelt.

Irwin und Hilton lösen das Differentialgleichungssystem allgemein mit $\delta I = I - I_0$ und $\delta T = T - T_0$ für ein periodisches Signal $\delta P = \text{Re}(\alpha P_{\text{Rad}} e^{i\omega t})$. Unter den Voraussetzungen $R_{\text{Shunt}} \ll R_0$ und $\omega = 0$ ergibt sich eine lineare Beziehung zwischen einer Änderung der Heizleistung δP_{ETF} und des Heizstromes durch eine Leistungsempfindlichkeit des TES

$$\delta I = \frac{1}{-I_0(R_0 - R_{\text{Shunt}})} \delta P_{\text{ETF}}. \quad (5.5)$$

Die Änderung des Heizstroms δI durch den Thermistor ist in dieser Konfiguration das Messsignal des TES. Abschnitt 5.2 beschreibt die Strommessung durch eine SQUID-Ausleseelektronik. In den folgenden Abschnitten werden die Dimensionierung und Realisierung des TES beschrieben.

5.1.2 Dimensionierung des TES

Eine Dimensionierung des Widerstandes R_0 des TES im Arbeitspunkt und die Größe des Shuntwiderstandes sind wesentlich für einen optimierten Betrieb des Bolometers.

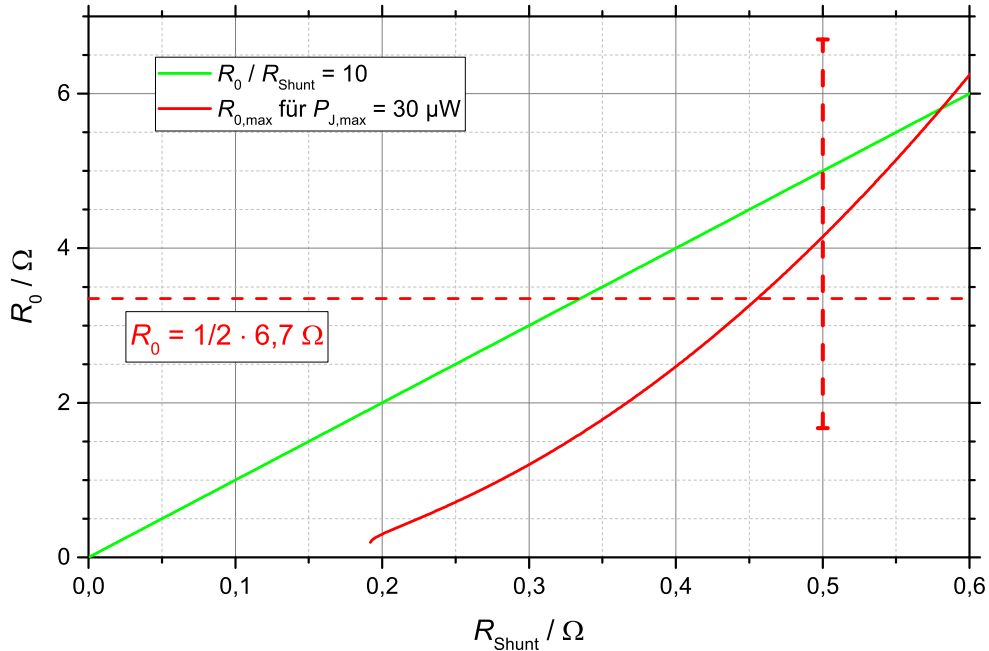


Abb. 5.2: Dimensionierung des Widerstandes R_0 des TES im Arbeitspunkt in Abhängigkeit des Shuntwiderstandes R_{Shunt} . Die grüne Gerade beschreibt ein Widerstandsverhältnis $R_0/R_{\text{Shunt}} = 10$. Der maximale Wert des Widerstandes R_0 , mit dem eine Heizleistung $P_{J,\text{max}} = 30 \mu\text{W}$ durch den TES bei einem maximalen Biasstrom $I_{\text{Bias}} = 25 \text{ mA}$ realisiert werden kann, ist als rote Linie dargestellt. Die horizontale rot gestrichelte Gerade stellt den anvisierten Widerstand des Prototypen von $R_0 = 50\%R_N$ des kleineren realisierten TES dar, die vertikale rot gestrichelte Gerade den möglichen Einstellungsbereich zwischen $0,25R_N$ und R_N des TES.

Sowohl die Linearität als auch der Dynamikbereich lassen sich über eine geeignete Wahl bestimmen. Im ersten Schritt steht jedoch nicht die Optimierung im Vordergrund, sondern die Herstellung eines funktionsfähigen Prototypen. Daher wurden die Widerstände so ausgewählt, dass sie, einmal verbaut, einen möglichst großen Betriebsbereich abdecken.

Durch die Auswahl der Widerstände soll ferner ein harter Spannungsbias erzielt werden, der den linearen Betrieb, wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, ermöglicht. Hierfür wird ein Verhältnis zwischen dem Widerstand des TES im Arbeitspunkt und des Shuntwiderstandes von mindestens $R_0/R_{\text{Shunt}} = 10$ angestrebt. Diese untere Grenze ist in Abbildung 5.2, in welcher der Parameterraum durch die Widerstände R_0 und R_{Shunt} auf beiden Achsen aufgespannt ist, als grüne Gerade dargestellt. Oberhalb der Geraden ist diese Forderung erfüllt.

Als weitere Einschränkung bei der Wahl der Betriebsparameter ist der maximale Biasstrom I_{Bias} , den eine Stromquelle zur Verfügung stellen kann. Dies ist keine grund-

legende Einschränkung, solange in den supraleitenden Komponenten keine kritischen Stromdichten überschritten werden. Für die praktische Realisierung eines Prototypen ist jedoch eine rauscharme Stromquelle vorgesehen, die einen maximalen Ausgangsstrom von $I_{\text{Bias}} = 25 \text{ mA}$ zur Verfügung stellen kann. Der maximale Strom limitiert die Heizleistung, welche durch den Arbeitspunkt R_0 und I_0 bestimmt ist. Berechnet wird die Heizleistung aus dem Widerstandsverhältnis über

$$P_J = I_0^2 R_0 \quad (5.6)$$

$$= \left(I_{\text{Bias}} \frac{R_0 R_{\text{Shunt}}}{R_{\text{Shunt}} + R_0} \frac{1}{R_0} \right)^2 R_0 \quad (5.7)$$

$$\approx I_{\text{Bias}}^2 \frac{R_{\text{Shunt}}^2}{R_0}. \quad (5.8)$$

In Abschnitt 6.1 auf Seite 75 wird der Wärmestrom abgeschätzt, der zur Wärmesenke abfließt, wenn sich der TES an seinem Arbeitspunkt befindet. Dies ist ein kritischer Parameter für die Herstellung eines Prototypen. Die Herstellung der Si_3N_4 -Membran war ein bis dahin nicht etabliertes Verfahren in der Arbeitsgruppe 7.21 der PTB, welche die Fertigung übernahm. Es gab daher keine Erfahrung zur Wärmeleitfähigkeit der resultierenden Membran, welche die thermische Verbindung zum Wärmebad bereitstellt. Durch numerische Simulation wurde ein Wärmestrom von $P_{\text{Bath}} = 30 \text{ }\mu\text{W}$ ermittelt, der ohne zusätzliche Wärmequellen vollständig durch die elektrische Heizleistung erzeugt werden soll. Stellt man Gleichung (5.8) nach R_0 um, ergibt sich für den maximalen Strom und angestrebte Heizleistung bei gegebenem Shuntwiderstand ein maximaler Widerstand $R_{0,\text{max}}$, der in Abbildung 5.2 als rote Linie dargestellt ist. Für den Prototypen wird eine Konfiguration gewählt, mit der diese Heizleistung mit einem Widerstand $R_{0,\text{max}}$ in der Mitte der Übergangskurve erzeugt werden kann. Muss der Wärmestrom nicht vollständig durch elektrische Heizleistung bereitgestellt werden, kann ein höherer Widerstand ausgewählt und im harten Spannungsbias betrieben werden. Dies heißt, dass $R_0 = 10R_{\text{Shunt}}$ möglichst innerhalb des supraleitenden Übergangs liegen soll. Wurde die notwendige Heizleistung unterschätzt, kann der Arbeitspunkt weiter abgesenkt und die Heizleistung damit erhöht werden.

Optimierte Konfiguration

Eine optimierte Konfiguration geht von einem Zustand aus, in der alle relevanten Parameter aufeinander angepasst sind.

Ausgangspunkt einer optimierten Konfiguration ist die zu erwartende maximale Strahlungsleistung von $27 \text{ }\mu\text{W}$, wie sie in Abschnitt 2.2 bestimmt wurde. Diese wird durch den Absorber zu 50 % absorbiert, was zu einer absorbierten Strahlungsleistung $\alpha P_{\text{Rad,max}} = 13,5 \text{ }\mu\text{W}$ führt. An diesem Wert muss der Wärmestrom P_{Bath} , der an das Wärmebad abgegeben wird, ausgerichtet werden. Eine überdimensionierte thermische Anbindung an ein Wärmebad führt zu höherem thermischem Rauschen des Gesamtsystems [Mat84] und einer nicht optimalen Konfiguration des TES. Da der TES im ETF die Heizleistung

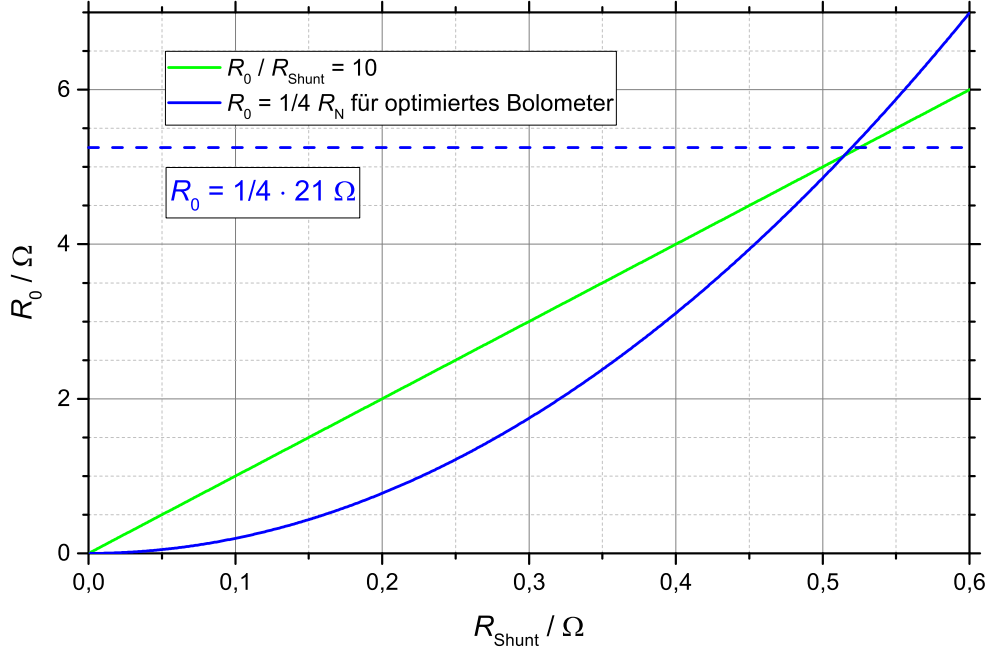


Abb. 5.3: Wie Abbildung 5.2 jedoch für den Betrieb eines optimierten Bolometers mit einem optimierten Wärmestrom von $18 \mu\text{W}$. Die blaue Kurve zeigt den optimalen Arbeitspunkt $R_0 = 25\% R_N$ für 75% des maximalen Biasstroms. Die blau gestrichelte Linie zeigt den Widerstand $R_0 = 25\% R_N$ des größeren realisierten Widerstand.

jedoch nicht beliebig reduzieren kann, muss dies, wie in Gleichung (5.3) beschrieben, mit berücksichtigt werden. Stellt man die Gleichung nach der Strahlungsleistung um und identifiziert die Heizleistung, die notwendig ist um den Wärmefluss ohne Strahlungsleistung zu realisieren, ergibt sich

$$\alpha P_{\text{Rad,max}} = P_{\text{Bath}} - \underbrace{UI_{\text{Bias}} \frac{R_{\text{Shunt}}}{R_0} \frac{R_0}{R_N}}_{P_{\text{Bath}}} \quad (5.9)$$

$$= \left(1 - \frac{R_0}{R_N}\right) P_{\text{Bath}}. \quad (5.10)$$

Der optimale Wärmestrom ist von der Lage des Arbeitspunktes in der supraleitenden Übergangskante des TES abhängig. Der Arbeitspunkt kann als Verhältnis zum Widerstand des normalleitenden Zustandes des TES beschrieben werden. Hier ist ein kleines Verhältnis angestrebt, um den Wärmestrom P_{Bath} zu minimieren. Gleichzeitig nimmt der normalisierte Temperaturkoeffizient

$$\alpha_{I_0} = \left. \left(\frac{\partial R}{\partial T} \Big|_{T_0} \cdot \frac{T_0}{R_0} \right) \right|_{I=I_0}, \quad (5.11)$$

hohe Werte an. Er beschreibt, wie stark der Widerstand des TES auf eine Temperaturänderung reagiert. Üblich sind hier Werte von etwa $R_0 = 25\%R_N$. Setzt man diesen Wert an, ergibt sich aus Gleichung (5.10) ein optimaler Wärmestrom von

$$P_{\text{Bath}} = \frac{4}{3}\alpha P_{\text{Rad,max}} = 18 \mu\text{W}. \quad (5.12)$$

Abbildung 5.3 stellt als blaue Linie das Widerstandsverhältnis zwischen Shuntwiderstand und $R_0 = 25\%R_N$ für einen optimierten Wärmestrom von $18 \mu\text{W}$ entsprechend Gleichung (5.8) dar. Als Biasstrom wurde 75% des Maximalstroms von 25 mA angenommen. Für Werte über $R_0 \approx 5 \Omega$ lässt sich ein harter Spannungsbias realisieren.

Die Realisierung des TES wird im folgenden Abschnitt beschrieben. Anschließend wird ein TES für die Verwendung im Bolometer ausgewählt.

5.1.3 Realisierung des TES

Für die Realisierung des TES ist die kritische Temperatur T_c und die Breite des Überganges entscheidend. Auf diese Parameter kann durch eine entsprechende Materialauswahl Einfluss genommen werden. Die Übergangstemperatur des TES soll über der Badtemperatur liegen und die elektrischen Anschlüsse des TES sollen supraleitend bleiben, während sich der Thermistor in der Übergangskante befindet. So wird nur am Ort des TES eine elektrische Heizleistung eingebracht.

Für die lithographische Herstellung supraleitender TES kommen elementare Supraleiter in Frage. Bei deren Verwendung sind die Einstellmöglichkeiten der Übergangstemperatur jedoch gering. So wird von Skidmore et al. [Ski03] Niob sowohl für die Leitungen als auch für den Sensor verwendet. Der Thermistor wurde als dünner Film realisiert und die Leitungen deutlich dicker ausgeführt. Dadurch verringerte sich die Übergangstemperatur des Thermistors um 0,9 K gegenüber den Leitungen.

Eine weitere verbreitete Methode zur Einstellung der Übergangstemperatur ist die schichtweise Kombination von unterschiedlichen Materialien. Dabei wird eine Schicht supraleitenden Materials mit einer Schicht aus normalleitendem Material zu einem Bilayer [Nag94] oder in drei Schichten zu einem Trilayer [Gil99] kombiniert. Die Übergangstemperatur des Supraleiters wird in dieser Kombination durch den Proximity Effekt [Nag94] verringert. Durch Auswahl der verwendeten Materialien und deren Schichtdicken kann die Übergangstemperatur des TES über einen weiten Bereich kontrolliert eingestellt werden.

In dieser Arbeit werden Bilayer aus Niob und Aluminium mit Leitungen aus Niob verwendet, da die Arbeitsgruppe 7.21–Kryosensoren der PTB, welche die Herstellung übernahm, sowohl die technischen Möglichkeiten als auch Erfahrung mit der Herstellung besitzt. Niob zeigt als Bulkmaterial eine kritische Temperatur von $T_{c,\text{Nb}} = 9,25 \text{ K}$ und Aluminium von $T_{c,\text{Al}} = 1,2 \text{ K}$. Nb/Al-Bilayer als TES mit Nb Leitungen wurden in das Design des Bolometers, welches in Kapitel 6 beschrieben wird, integriert und lithographisch auf einer Si_3N_4 -Membran aufgebracht. Die Nb-Leitungen haben eine Breite von $10 \mu\text{m}$ und der Bilayer von $30 \mu\text{m}$. Die TES wurden in zwei Längen von $30 \mu\text{m}$ und

90 μm hergestellt um eine Auswahl entsprechend der formulierten Anforderungen treffen zu können. Beide Varianten sind in den Bildern 6.3 und 6.4 auf Seite 79, eingebettet im gesamten Design des Bolometers, dargestellt.

Charakterisierung der TES

Um die temperaturabhängigen Widerstände der TES zu bestimmen, wurden die hergestellten Bilayer in einem Helium-Badkryostaten verbaut. Dafür wurden die Proben auf Kupferträger aufgebracht und durch ein Aluminiumschild, der die Proben vollständig verdeckt, vor Wärmestrahlung der wärmeren Umgebung abgeschirmt. Die Temperatur wurde durch ein kalibriertes Thermometer bestimmt, welches mit dem Kupferträger verschraubt, mit diesem gut thermisch Verbindung wurde.

Der Kryostat wurde auf Heliumtemperatur abgekühlt. Anschließend erwärmte sich der Kryostat wieder langsam. Bei der Messung wurde angenommen, dass sich die Nb/Al-Bilayer im thermischen Gleichgewicht mit dem Thermometer befinden, sich die Temperatur des Kryostaten nur langsam erhöht und die Proben sowie das Thermometer der Temperatur des Kryostaten instantan folgen. Der Widerstand der Nb/Al-Bilayer wurde in dieser Zeit durch Vierpunkt-Widerstandsmessungen bestimmt. Der Messstrom wurde mit 10 μA so gewählt, dass durch den Messstrom keine Erwärmung des TES zu beobachten war. Ein weiteres Absenken des Messstroms veränderte das quantitative Ergebnis nicht, erhöhte jedoch das Rauschen der Messung.

Der temperaturabhängige Widerstand der Nb/Al-Bilayer ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Die Abbildung zeigt den Widerstand in logarithmischer Darstellung zwischen 7,4 K und 9,0 K. Wie erwartet sind bei beiden Proben zwei supraleitende Übergänge zu sehen, die jeweils deutlich voneinander getrennt sind. Während des Betriebs des TES in dessen Übergangskante bleiben die Nb-Zuleitungen supraleitend. Beide Proben zeigen eine um etwa 300 mK voneinander versetzte Widerstandskurve. Die Annahme, die Proben befänden sich im thermodynamischen Gleichgewicht mit dem Thermometer, scheint nicht vollständig erfüllt zu sein. Eine Probe folgt der Temperaturentwicklung des Messaufbaus zeitlich verzögert. Relevant ist im Wesentlichen jedoch die Breite des supraleitenden Überganges, die von dieser Einschränkung unberührt bleibt.

Eine detailliertere Darstellung des supraleitenden Überganges des TES mit einer Länge von 30 μm findet sich in Abbildung 5.5. Der Übergang zwischen einem supraleitenden und einem normalleitenden Zustand des TES, der als rote Linie dargestellt ist, hat eine Breite von 20 mK und erreicht einen Widerstand R_N im normalleitenden Zustand von etwa $6,7 \Omega$. Der anvisierte Widerstand $R_0 = 0,5R_N = 3,35 \Omega$ ist mit einer grünen gestrichelten Linie hervorgehoben. Für den Übergang wurde zusätzlich der normalisierte Temperaturkoeffizient α_{I_0} für den stromlosen Betrieb ermittelt und als rote gestrichelte Linie gegenübergestellt. Die entsprechende Skala befindet sich auf der rechten Seite. Bei $R_0 = 0,5R_N$ nimmt der Temperaturkoeffizient den Wert $\alpha_{I_0} = 789$ an.

Der supraleitende Übergang des TES mit einer Länge von 90 μm findet sich im Detail in Abbildung 5.6. Der Übergang des längeren TES zeigt eine Breite des Überganges von ebenfalls 20 mK mit einen normalleitenden Widerstand von $R_N = 21 \Omega$. Auch hier wurde

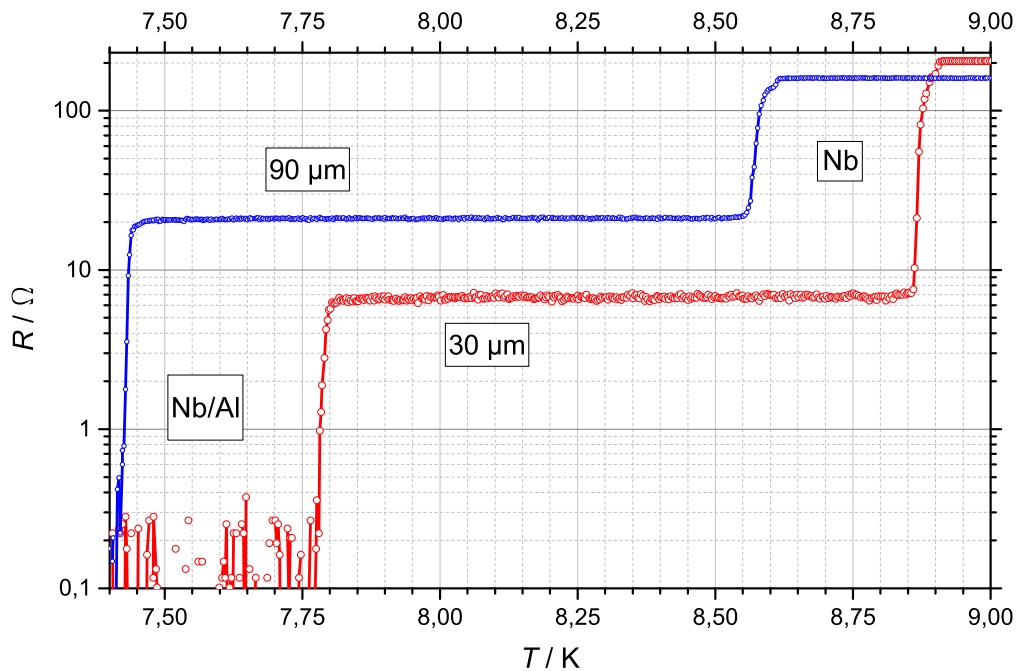


Abb. 5.4: Widerstand der TES mit einer Länge von 30 μm (rot) und 90 μm (blau) in Abhängigkeit von der Temperatur, bestimmt durch Vierpunkt-Widerstandsmessungen. Beide Proben zeigen jeweils zwei supraleitende Übergänge. Der Nb/Al-Bilayer (TES) wird normalleitend, während die elektrischen Leitungen (Nb) supraleitend bleiben.

der normalisierte Temperaturkoeffizient α_{I_0} bestimmt und durch eine gestrichelte blaue Linie dargestellt.

Im folgenden Abschnitt wird die Auswahl des TES begründet und ein Arbeitspunkt ausgewählt.

5.1.4 Verwendete Konfiguration

In Abschnitt 5.1.2 wurden Anforderungen definiert, nach denen eine Auswahl der Widerstände für einen Prototypen erfolgte.

Das größere TES mit einer Kantenlänge von 90 μm ermöglicht den Betrieb mit optimal angepasstem Wärmestrom. Der entsprechende Arbeitspunkt von $R_0 = 0,25R_N = 5,25\Omega$ ist in Abbildung 5.6 mit einer grün gestrichelten Linie markiert. Der normalisierte Temperaturkoeffizient $\alpha_{I_0} \approx 1600$ ist an diesem Punkt mit einer schwarzen senkrechten Linie herausgehoben. In Abbildung 5.3 stellt die blaue gestrichelte Kurve diesen Arbeitspunkt dar. Mit einem parallelen Shuntwiderstand von $R_{\text{Shunt}} = 0,5\Omega$ wird gleichzeitig die notwendige Heizleistung erreicht und ein harter Spannungsbias erzielt.

Das TES mit einer Kantenlänge von 30 μm erfüllt die Anforderungen, die an den Prototypen gerichtet sind und wird daher nachfolgend verwendet. In der Mitte der su-

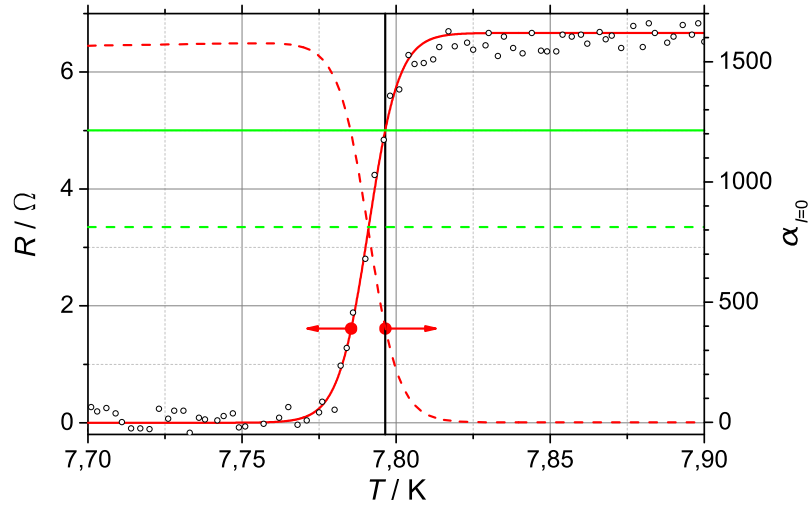


Abb. 5.5: Widerstand (rote Linie, Skala links) des TES mit einer Länge von $30\ \mu\text{m}$ in Abhängigkeit von der Temperatur im supraleitenden Übergang des TES mit entsprechendem Temperaturkoeffizienten α_{I_0} (rot gestrichelte Kurve, Skala rechts). Der angestrebte (grün gestrichelte Gerade) und realisierte (grüne Gerade) Widerstand R_0 sind dargestellt.

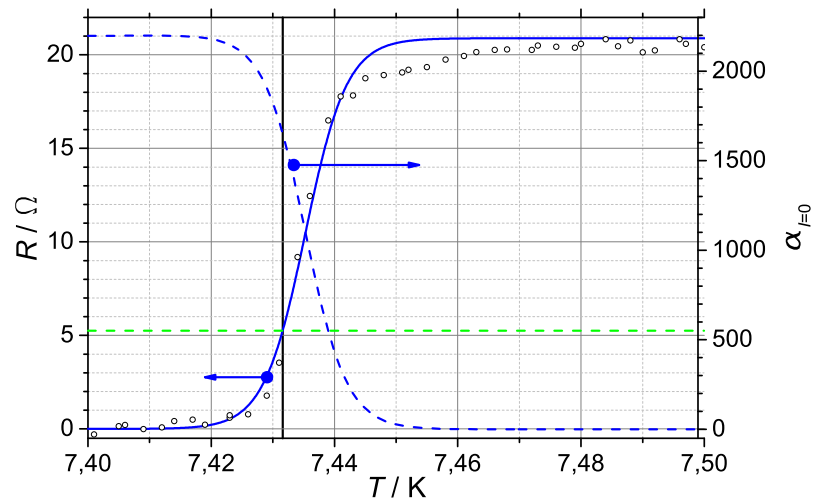


Abb. 5.6: Wie Abbildung 5.5, jedoch für den TES mit einer Länge von $90\ \mu\text{m}$.

praleitenden Übergangs zeigt er einen Widerstand von $R = 0,5R_N = 3,35 \Omega$. Dieser ist in Abbildung 5.2 durch die horizontale rot gestrichelte Gerade dargestellt. Die vertikale rot gestrichelte Gerade zeigt den möglichen Bereich zwischen $0,25R_N$ und R_N , in dem der TES verwendet werden kann. Mit einem Shuntwiderstand von $R_{\text{Shunt}} = 0,5 \Omega$ lässt sich eine maximale Heizleistung von 30 mW realisieren und gleichzeitig liegt der Widerstand $R = 5 \Omega$, der für einen harten Spannungsbias notwendig ist innerhalb des möglichen Arbeitsbereiches. Dieser Wert ist in Abbildung 5.5 als durchgehend grüne Linie dargestellt. An diesem Punkt verbindet eine schwarze Linie Widerstandskurve und Kurve des normalisierten Temperaturkoeffizienten bei $\alpha_{I_0} \approx 400$.

Die Integration beider TES in das Bolometerdesign wird in Abschnitt 6.2.1 und deren Herstellung in 6.2.3 beschrieben. Der Arbeitspunkt des Prototypen wird anschließend im Abschnitt 7.1.1 ab Seite 94 bestimmt. Auf die dafür notwendige Messung des Stromes mittels eines SQUID-Stromverstärkers wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

5.2 SQUID als Stromsensor

SQUIDs sind supraleitende Sensoren, welche die Änderung eines magnetischen Flusses in eine Spannungsänderung transformieren. Deren Funktionsweise basiert auf der Kombination von zwei quantenmechanischen Effekten, der Quantisierung des magnetischen Flusses in supraleitenden Ringen und des Josephson-Effekts. Diese Effekte werden durch Cooperpaare hervorgerufen, den Ladungsträgern in Supraleitern. Sie entstehen nach der BCS-Theorie [Bar57] durch das paarweise Auftreten von Elektronen und besitzen daher eine elektrische Ladung von $q = 2e$. Die quantenmechanische Wellenfunktion zur Beschreibung von Cooperpaaren ist über den ganzen Festkörper delokalisiert.

Eine umfangreiche Beschreibung von SQUIDs und deren Verwendung als Sensoren findet sich unter anderem in Referenz [Cla05], editiert von Clarke und Braginski, welches Grundlage für die folgende kurze Beschreibung des Funktionsprinzips von SQUIDs ist. Die Beschreibung konzentriert sich auf die Verwendung von SQUIDs als linearer Strom-Spannungs-Wandler. Die Beschreibung endet in Abschnitt 5.2.3 mit der Angabe einer linearen Leistungsempfindlichkeit des Gesamtsystems.

5.2.1 Funktionsweise von dc-SQUIDs

Feldquantisierung

Im Jahre 1961 wurde die von F. London vorhergesagte magnetische Flussquantisierung in zwei Arbeiten [Dea61, Dol61] experimentell bestätigt. Es wurde an supraleitenden Ringen die Beobachtung beschrieben, dass ein magnetischer Fluss $\Phi = \int_{\mathbf{A}} \mathbf{B} d\mathbf{A}$ als Integral der magnetischen Flussdichten \mathbf{B} über die effektive Öffnung \mathbf{A} der Ringe nur in ganzzahligen Vielfachen eines magnetischen Flussquantums Φ_0 von einem Supraleiter umschlossen werden kann. Ein Flussquantum hat die Größe $\Phi_0 = h/q$ mit dem Planck'schen Wirkungsquantum h und der elektrischen Ladung q der Ladungsträger.

Dieses Verhalten lässt sich durch eine gemeinsame Wellenfunktion

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = |\Psi(\mathbf{r}, t)| e^{i\varphi(\mathbf{r}, t)} \quad (5.13)$$

von Cooperpaaren mit einer Phase $\varphi(\mathbf{r}, t)$ erklären. Entlang eines geschlossenen Pfades durch den ringförmigen Supraleiter muss die Phase ganzzahlige Vielfache n von 2π annehmen und damit geschlossene Wellenfunktionen bilden, wobei n die Anzahl der eingeschlossenen Flussquanten ist. In Supraleitern nimmt ein Flussquantum den Wert $\Phi_0 = h/2e \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ V s}$ an. Die London-Gleichung

$$\mathbf{j} = \frac{nqh}{2\pi m} \nabla\varphi - \frac{nq^2}{m} \mathbf{A} \quad (5.14)$$

mit dem Vektorpotential \mathbf{A} der magnetischen Flussdichte $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ verknüpft die Phase der Wellenfunktion mit dem Magnetfeld und der Stromdichte \mathbf{j} . Wird nun ein äußeres Magnetfeld mit $|\Phi_{\text{ext}}| < \frac{1}{2} \Phi_0$ angelegt, wird ein abschirmender Ringstrom induziert, welcher das äußere Feld aus dem Ring verdrängt. Erhöht sich das äußere Feld über $\frac{1}{2} \Phi_0$, dringt ein Flussquantum in den Ring ein und der abschirmende Strom ändert sein Vorzeichen. Wird ein ganzes Flussquantum erreicht, kommt der Ringstrom zum Erliegen. Eine weitere Erhöhung setzt dieses Verhalten periodisch fort.

Josephson-Effekt

Der Josephson-Effekt, beschrieben 1962 von Brian D. Josephson [Jos62], erklärt den Stromfluss zwischen zwei Supraleitern, die durch eine dünne isolierende Tunnelbarriere, dem Josephsonkontakt, getrennt sind. Es fließt dabei ein Strom

$$I_{\text{Jos}} = I_{\text{Jos},0} \sin \varphi_{12} \quad (5.15)$$

mit einem kritischen Strom $I_{\text{Jos},0}$ und einer Phasendifferenz $\varphi_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$ zwischen den Wellenfunktionen der Cooperpaare beider Supraleiter vor und hinter dem Josephsonkontakt. Ein Strom kleiner als der kritische Strom kann verlustfrei fließen, wobei der kritische Strom von der Geometrie, dem Material und der Temperatur abhängt. Diese Gleichung wird erste Josephson-Gleichung genannt. Ist der kritische Strom überschritten, wird das zeitliche Verhalten der Phasendifferenz durch die zweite Josephson-Gleichung beschrieben:

$$\frac{\partial \varphi_{12}}{\partial t} = \frac{2\pi}{\Phi_0} U \quad (5.16)$$

mit einer Spannung U , die an dem Josephsonkontakt abfällt. Durch Integration der Gleichung (5.16) zu

$$\varphi_{12} = \varphi_0 + \frac{2\pi}{\Phi_0} U t \quad (5.17)$$

und einsetzen in Gleichung (5.15) erhält man

$$I_{\text{Jos}} = I_{\text{Jos},0} \sin\left(\varphi_0 + \frac{2\pi}{\Phi_0} Ut\right). \quad (5.18)$$

Der Spannungsabfall ist somit proportional zur Frequenz $f = 2\pi U/\Phi_0$ einer Stromoszillation.

DC-SQUIDS

Bei dc-SQUIDS wird eine supraleitende Schleife mit einer Induktivität L und einer effektiven Fläche A mit zwei gegenüberliegenden elektrischen Kontakten verbunden und mit einem Gleichstrom I_B beaufschlagt. Die daraus entstehenden zwei Arme des supraleitenden Rings sind jeweils durch Josephsonkontakte unterbrochen. In Abbildungen 5.1 und 5.7 ist ein dc-SQUID jeweils schematisch als Kreis dargestellt, der den supraleitenden Ring verdeutlicht. Die Josephsonkontakte sind durch kleine Kreuze im Ring gekennzeichnet. Das SQUID ist in Abbildung 5.1 durch die elektrischen Anschlüsse $\pm V_1$ kontaktiert und mit einem Gleichstrom I_B beaufschlagt.

Für kleine Ströme I_B verhält sich das SQUID wie ein Josephsonkontakt mit einem kritischen Strom, der sich aus der Summe der einzelnen kritischen Ströme der Josephsonkontakte ergibt. Wird der kritische Strom überschritten, entsteht wie beim Josephson-Effekt eine Stromoszillation und die Josephsonkontakte interferieren miteinander. Dieser Effekt ist namensgebend für das Bauteil. Es fällt entsprechend der Frequenz eine Spannung am SQUID ab, die direkt gemessen werden kann.

Wird ein äußeres Magnetfeld angelegt, wird auch im SQUID ein Ringstrom erzeugt. Durch den Ringstrom ändert sich die Frequenz der Stromoszillation und damit der Spannungsabfall am SQUID. Bei einer Änderung des äußeren Magnetfeldes über mehrere Flussquanten, wird die abfallende Spannung periodisch moduliert. Eine Periode entspricht dabei einem Flussquantum Φ_0 .

SQUIDS konvertieren eine Änderung des magnetischen Flusses hochgenau in eine Spannungsänderung, jedoch ist die Transferfunktion zwischen magnetischem Fluss und Spannung nichtlinear und periodisch. Die Periodizität beschränkt den Dynamikbereich auf den monotonen Bereich innerhalb einer Periode und damit auf maximal ein halbes Flussquantum. Eine Linearisierung der Transferfunktion und Erweiterung des Dynamikbereiches durch eine Flussregelschleife wird im folgenden Abschnitt kurz beschrieben.

5.2.2 Linearisierung der Transferfunktion

Die Linearisierung der Transferfunktion zwischen magnetischem Fluss und Spannung, welche am SQUID abfällt, sowie eine deutliche Erweiterung des Dynamikbereiches, in dem eine Änderung des magnetischen Flusses gemessen werden kann, erfolgt durch eine Flussregelschleife (**Flux-Locked Loop**, FLL). Auch dies ist ein übliches Verfahren und wird in Kapitel 4 aus [Cla05], geschrieben von D. Drung und M. Mück, ausführlich beschrieben. Das Funktionsprinzip wird im Folgenden nachvollzogen.

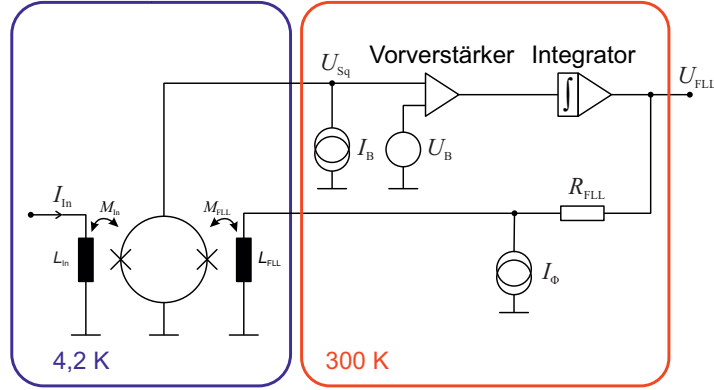


Abb. 5.7: Schematischer Aufbau der Flussregelschleife zur Linearisierung der Transferfunktion des SQUIDs bestehend aus Vorverstärker und Integrator.

Das Prinzip einer Flussregelschleife basiert auf einer Regelung des magnetischen Flusses durch den SQUID, an dem eine Spannung U_{Sq} abfällt. Die Spannung U_{Sq} dient dabei als Regelgröße. Ein Strom durch eine zusätzliche Spule L_{FLL} in der Nähe des SQUIDs erzeugt eine Gegeninduktivität, die der Änderung des magnetischen Flusses entgegensteht. Wird der Strom entsprechend eingestellt, ändert sich die Spannung am SQUID nicht und der Strom ist proportional zur Änderung des magnetischen Flusses.

Realisiert wird dies durch eine entsprechende Steuerelektronik, wie sie in Abbildung 5.7 schematisch dargestellt ist. Diese besteht aus einem Vorverstärker, der die Spannung U_{Sq} , welche am SQUID abfällt, verstärkt. Die verstärkte Spannung wird anschließend durch einen Integrator zu einer Spannung U_{FLL} aufintegriert. Aus dem Spannungsabfall über einen Widerstand R_{FLL} wird ein Strom $I_{FLL} = U_{FLL}/R_{FLL}$ erzeugt. Über die Spule L_{FLL} wird entsprechend einer Empfindlichkeit

$$M_{FLL}^{-1} = \frac{I_{FLL}}{\Phi} \quad \text{mit} \quad [M_{FLL}^{-1}] = \frac{\text{A}}{\text{Vs}} \quad (5.19)$$

ein magnetischer Fluss $M_{FLL}I_{FLL}$ in den SQUID einkoppelt. Es wird so lange Spannung aufintegriert, bis die Spannung $U_{Sq} = 0 \text{ V}$ erreicht wird. Verhält sich der Integrator ideal, bleibt der Fluss im SQUID durch eine negative Rückkopplung konstant. Eine Änderung der erzeugten Spannung δU_{FLL} ist dabei proportional zu einer äußeren Flussänderung im SQUID:

$$\delta \Phi_{\text{ext}} = M_{FLL} \delta I_{FLL} = \frac{M_{FLL}}{R_{FLL}} \delta U_{FLL}. \quad (5.20)$$

Durch den beaufschlagten Gleichstrom I_B und einer zusätzlichen Biasspannung U_B am Vorverstärker kann eine maximale Modulation des Spannungsabfalls am SQUID eingestellt werden. Die Lage des stabilisierten Arbeitspunktes bei $U_{Sq} = 0 \text{ V}$ innerhalb der Transferfunktion kann durch den beaufschlagten Gleichstrom I_Φ justiert werden. Eine starke Rückkopplung wird erreicht, wenn der Arbeitspunkt der FLL eine möglichst große Steigung $\partial U_{Sq}/\partial \Phi$ aufweist. Der Dynamikbereich der ausgegebenen Spannung

kann durch die Wahl der Widerstandes R_{FLL} angepasst werden um den vollen Dynamikbereich einer Spannungsmessung, zum Beispiel durch ein Spektrometer, optimal zu nutzen.

5.2.3 SQUIDs als Stromsensor

SQUIDs eignen sich in der beschriebenen Konfiguration einer FLL als Stromsensoren, wenn der zu messende Strom über eine Eingangsspule L_{In} magnetisch mit dem SQUID gekoppelt ist und über den zu messenden Strom einen magnetischen Fluss einprägt. Auch diese Spule lässt sich über eine Eingangsempfindlichkeit

$$M_{\text{In}}^{-1} = \frac{I_{\text{In}}}{\Phi} \quad (5.21)$$

charakterisieren. Gleichung (5.20) erweitert sich durch die Erzeugung des externen Flusses durch die Eingangsspule zu einer Strom-Spannungs Empfindlichkeit

$$\delta\Phi_{\text{ext}} = M_{\text{In}}\delta I_{\text{In}} = \frac{M_{\text{FLL}}}{R_{\text{FLL}}} \delta U_{\text{FLL}} \quad (5.22)$$

$$\Leftrightarrow \delta U_{\text{FLL}} = \frac{M_{\text{In}}R_{\text{FLL}}}{M_{\text{FLL}}} \delta I_{\text{In}}. \quad (5.23)$$

Abbildung 5.1 zeigt die Eingangsspule L_{In} in dem elektrischen Ersatzschaltbild der Elektronik des Bolometers mit der entsprechenden Eingangsempfindlichkeit M_{In} .

Kombiniert man darüber hinaus die linearisierte Empfindlichkeit des TES aus Gleichung (5.5) für den Betrieb in der elektrothermischen Rückkopplung mit der Strom-Spannungs Empfindlichkeit aus Gleichung (5.23), ergibt sich eine Proportionalität der Spannungsänderung der FLL zu einer Leistungsänderung der Strahlung, welche vom Bolometer absorbiert wird:

$$\delta U_{\text{FLL}} = \frac{1}{-I_0(R_0 - R_{\text{Shunt}})} \frac{M_{\text{In}}R_{\text{FLL}}}{M_{\text{FLL}}} \delta P_{\text{ETF}}. \quad (5.24)$$

Die Leistungsempfindlichkeit des Bolometers hängt nur noch von einfach zu charakterisierenden oder einstellbaren Parametern ab.

Im folgenden Abschnitt wird die Realisierung der Ausseelektronik des Bolometers beschrieben.

5.2.4 Realisierung als Stromsensor

Für die Bestimmung der Stromänderung δI durch den TES wird eine Serienschaltung aus 16 SQUIDs verwendet, die von der AG 7.21-Kryosensoren, der PTB gefertigt und zur Verfügung gestellt wurde. In der Serienschaltung arbeiten alle SQUIDs am gleichen Arbeitspunkt und der gleiche Fluss ist in jedes einzelne SQUID eingekoppelt. Die Serienschaltung verhält sich entsprechend wie ein einzelner SQUID, jedoch mit einem

Tab. 5.1: Betriebsparameter des verwendeten 16-elementigen SQUID-Array

Parameter	Wert
M_{In}^{-1}	25,63 $\mu\text{A}/\Phi_0$
M_{FLL}^{-1}	33,27 $\mu\text{A}/\Phi_0$
I_{B}	13,32 μA
U_{B}	183,52 μV

erhöhten Spannungssignal. Die verwendeten SQUIDs sind für den Betrieb bei Heliumtemperatur (4,2 K) ausgelegt und zeichnen sich unter anderem durch ihre einfache Handhabung aus [Dru07]. Insbesondere ist ein magnetisch ungeschirmter Betrieb im Erdmagnetfeld mit diesen möglich.

Auf dem Chip befinden sich supraleitende Kopplungsspulen L_{In} und L_{FLL} , deren Empfindlichkeit nach der Herstellung bestimmt wurde. Bei dieser Charakterisierung wurden auch die Betriebsparameter des SQUID-Arrays I_{B} und U_{B} bestimmt. Die Parameter sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Für den Betrieb der SQUIDs und des TES notwendige Stromquellen und Ausleseelektronik sind in einer Hochgeschwindigkeits-Ausleseelektronik der Firma *Magnicon* integriert. Für das Bolometer wird eine Zweikanalelektronik verwendet, die eine *XXF-1-ultra-high bandwidth dc SQUID electronics* [Mag11c] und eine *SEL-1 SQUID electronics* [Mag11b] in einem Gehäuse vereint.

Die XXF-1 steuert an Kanal 1 die SQUIDs und realisiert die FLL. Sie bietet eine maximale FLL-Bandbreite von 20 MHz und gibt eine analoge Spannung im Bereich ± 10 V aus. In Abbildung 5.1 sind die Anschlüsse mit Index 1 mit der XXF-1 verbunden und entsprechend der Konvention des Herstellers bezeichnet. Zusätzlich ist der elektrisch kontaktierte Absorber mit einer zusätzlichen Stromquelle der XXF-1 an den Anschlüssen $\pm I_1$ verbunden. So kann der Absorber mit einem maximalen Strom von ± 5 mA elektrisch geheizt werden.

Kanal 2 stellt den Biasstrom I_{Bias} für den Betrieb des TES zur Verfügung. Hier wird die rauscharme Stromquelle der SEL-1 mit einem maximalen Ausgangsstrom von ± 25 mA genutzt und gemäß der Abbildung 5.1 mit den Anschlüssen $\pm I_2$ verbunden.

Die Steuerung der Elektronik erfolgt über eine Computerschnittstelle mit einer vom Hersteller bereitgestellten Software. Diese bietet eine benutzerfreundliche Oberfläche für die Einstellung der elektrischen Parameter. Für den optimalen Betrieb ausgewählte Parameter lassen sich sowohl als Konfigurationsdatei speichern als auch als Standardparameter in der Hardware hinterlegen. Darüber hinaus bietet die Software die Möglichkeit die Stromquellen in definierten Funktionen zu modulieren, was für die elektrische Charakterisierung eines realisierten TES-Bolometers in Kapitel 7 genutzt wird. Für diese Zwecke wird an einem Monitorausgang der Elektronik eine dem modulierten Strom proportionale Spannung ausgegeben.

Die Realisierung des TES-Bolometers und dessen Aufbau in einem kompletten optischen Aufbau wird im folgenden Kapitel beschrieben.

6 Realisierung des TES-Bolometers

Nachdem sowohl eine Absorberstruktur in Kapitel 4 optimiert als auch zwei TES in Abschnitt 5.1 dimensioniert wurden, gilt es in diesem Kapitel die Komponenten in einen Prototypen zusammenzuführen. Dies umfasst Arbeitsschritte von der Erarbeitung eines Layouts über deren lithographische Fertigung bis hin zur Montage mit weiteren optischen Komponenten in einem Kryostaten. Für die Herstellung steht Si_3N_4 -Membran Technologie zur Verfügung, welche vielfach für hochwertige Bolometer [Mau97] verwendet wurde. Durch die Geometrie der Membran wird der zu erwartende Wärmestrom zwischen TES und Wärmebad bestimmt, der Teil einer optimalen Auslegung des Bolometers ist. Daher wird in Abschnitt 6.1 der Wärmestrom für verschiedene Geometrien durch numerische Simulationen abgeschätzt. Die Ergebnisse schlagen sich im Layout und Herstellung des TES-Bolometers nieder, die in Abschnitt 6.2 beschrieben werden. Ein ausgewähltes TES-Bolometer wird anschließend in einem Gesamtaufbau integriert, was zu einem funktionsfähigen Prototypen führt.

6.1 Bestimmung des effektiven Wärmestromes

Mit dem geometrischen Design des Bolometers wird gleichzeitig der effektive Wärmestrom P_{Bath} festgelegt, der über eine Si_3N_4 -Membran zwischen Wärmequellen aus absorbierter Strahlung und Heizleistung des TES an eine Wärmesenke fließt. Diese wird durch die Wärmeleitfähigkeit der Si_3N_4 -Membran und der realisierten Geometrie bestimmt. Da bei der Herstellung der Membran in der Arbeitsgruppe noch keine praktischen Erfahrungen zu deren effektiven Wärmeleitfähigkeit existieren, basiert die Abschätzung auf numerischen Simulationen der Wärmeleitungsgleichung (2.8) von Seite 15. Diese wurden mit dem Softwarepaket *Comsol Multiphysics* der Firma *COMSOL AB* mit einer **finiten Elementen Methode** (FEM) durchgeführt. Ziel der Simulation ist es durch geometrische Anpassungen dem in Abschnitt 5.1.2 auf Seite 63 formulierten optimalen Wärmestrom von $P_{\text{Bath}} = 18 \mu\text{W}$ möglichst nahe zu kommen.

Bei der Simulation wird sowohl die Wärmeleitung durch die Membran als auch jene durch den metallischen Absorber berücksichtigt. Beiträge von den supraleitenden Leitungen wurden vernachlässigt.

Die Geometrie des Absorbers wird durch Überlegungen aus Abschnitt 6.2.1 festgelegt, auf die hier vorgegriffen wird. Sie hat eine quadratische Grundfläche mit einer Kantenlänge von 3,3 mm. Sie liegt mittig auf der Membran wie in Abbildung 6.1 als schwarz umrandetes Quadrat dargestellt. Die spezifische Wärmeleitfähigkeit des metallischen Absorbers wird bei tiefen Temperaturen durch den Wärmetransport der Elektronen

dominiert und über das Wiedemann-Franz-Gesetz

$$g_{\text{Absorber}} = \sigma LT \quad (6.1)$$

beschrieben. Es verknüpft die spezifische Wärmeleitfähigkeit g_{Absorber} mit dessen elektrischer Leitfähigkeit σ und der Temperatur über die Lorenz-Zahl

$$L = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_{\text{B}}}{e} \right)^2 \approx 2,44 \cdot 10^{-8} \text{ W } \Omega \text{ K}^{-2}. \quad (6.2)$$

Genähert wird ein vollflächiger nichtstrukturierter Absorber angenommen. Die elektrische Leitfähigkeit wurde aus einem angenommenen effektiven Flächenwiderstand von $R_{\square} = 188 \Omega = (\sigma s)^{-1}$ mit einer Dicke s des Absorbers bestimmt. Es wird eine Dicke von $s = 10 \text{ nm}$ angenommen, wobei die Dicke keinen Einfluss auf die effektive Wärmeleitfähigkeit hat, da die Fläche, durch welche die Wärme fließt, sich in gleichen Maße verändert. Es ergibt sich eine temperaturabhängige spezifische Wärmeleitfähigkeit des Absorbers von

$$g_{\text{Absorber}} \approx \frac{2,44 \cdot 10^{-8} \text{ W } \Omega \text{ K}^{-2}}{188 \cdot 10^{-8} \Omega \text{ m}} T \approx \left(1,30 \cdot 10^{-2} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-2} \right) T, \quad (6.3)$$

welche für die Simulation verwendet wurde.

Die Wärmeleitfähigkeit dünner Si_3N_4 -Membranen wurden für Temperaturen zwischen 0,06 K und 6 K durch Holmes et al. [Hol98] untersucht. Sie fanden eine gute Übereinstimmung ihrer Messergebnisse zu einem von ihnen verwendeten Modell zur Beschreibung der Wärmeleitung in der Membran. Die Autoren geben die Geometrie ihres Aufbaus an, um eine spezifische Wärmeleitfähigkeit

$$g_{\text{Si}_3\text{N}_4} = \varsigma T^3 \quad (6.4)$$

$$\text{mit} \quad \varsigma = 0,126 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-4} \quad (6.5)$$

der Membran zu bestimmen.

Für die Simulation wurde eine nominelle Dicke der Si_3N_4 -Membran von $1 \mu\text{m}$ verwendet. Weiterhin wurde eine quadratische Grundfläche verwendet, deren Kantenlänge zwischen der Größe des Absorbers von 3,3 mm und 7 mm variiert wurde. Simuliert wurde das Temperaturprofil, welches sich zwischen einer zentralen quadratischen Fläche mit einer Kantenlänge von $30 \mu\text{m}$ und einer Temperatur von 8 K und einer am äußeren Rand der Membran gesetzten Temperatur von 4,2 K einstellt. Daraus wurde ein Wärmestrom über eine zylindrische Grenzschicht bestimmt, welche mit einem Durchmesser von 1,6 mm konzentrisch die Wärmequelle in der Membranebene umschloss. Jeder Wärmestrom durchfloss dabei die Oberfläche des Zylinders, der in Abbildung 6.1 dargestellt ist. Um numerische Artefakte der Unterteilung auszuschließen wurden die finiten Elemente sukzessive verkleinert, bis sich das Ergebnis nicht weiter veränderte. Die ermittelten Wärmeströme sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Durch die Variation der Geometrie

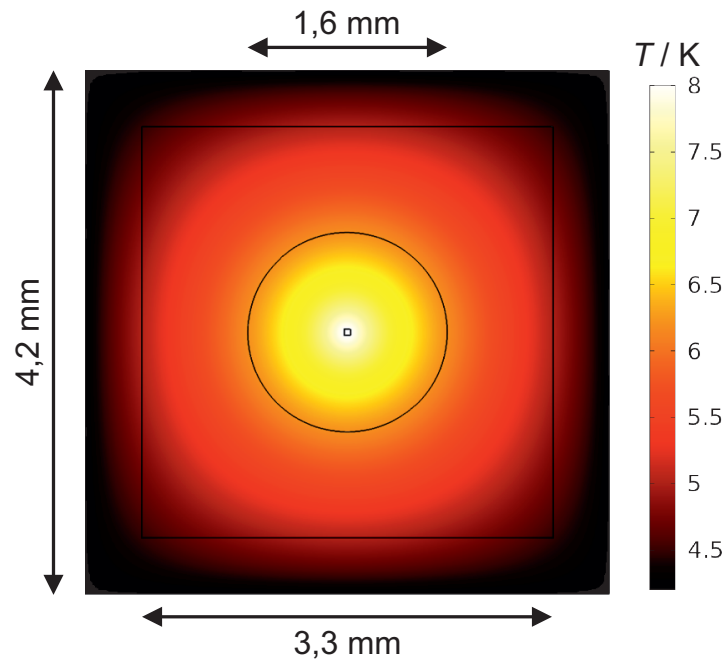


Abb. 6.1: Simulierte Temperaturverteilung über eine $1\ \mu\text{m}$ dicke Si_3N_4 -Membran mit einer Kantenlänge von $4,2\ \text{mm}$ und einer mittig aufgebrachtten $10\ \text{nm}$ dicken, quadratischen Metallschicht. Das Metall hat eine Kantenlänge von $3,3\ \text{mm}$ und einem Widerstand von $188\ \Omega$ und beschreibt genähert das thermische Verhalten eines mikrostrukturierten Absorbers. Auf einer zentralen Fläche mit einer Kantenlänge von $30\ \mu\text{m}$ wurde eine Temperatur von $8\ \text{K}$ und am äußeren Rand der Membran eine Temperatur von $4,2\ \text{K}$ fest eingestellt. Über die Fläche eines Zylinders mit einem Durchmesser von $1,6\ \text{mm}$ floss dabei ein Wärmestrom von $P_{\text{Bath}} = 30\ \mu\text{W}$.

veränderte sich der Wärmestrom zwischen $32\ \mu\text{W}$ für die geringste Kantenlänge von $3,3\ \text{mm}$ und etwa $27,5\ \mu\text{W}$ für die größte Ausdehnung mit $7\ \text{mm}$ Kantenlänge.

Die Änderung des Wärmestromes ist insgesamt gering über die betrachteten Geometrien. Allerdings konnte mit keiner der untersuchten Geometrien ein Wärmefluss von nur $18\ \mu\text{W}$ erreicht werden. In Hinblick auf die mechanische Stabilität der Membranen wurde daher eine mittlere Größe der Membran ausgewählt. Bei einer ausgewählten Größe mit einer Kantenlänge von $4,2\ \text{mm}$ zeigte das simulierte Bolometer einen Wärmestrom $P_{\text{Bath}} = 30\ \mu\text{W}$. Das Temperaturprofil der ausgewählten Geometrie ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Es zeigt eine weitgehend rotationssymmetrische Temperaturverteilung, erst in den Randbereichen ist eine eher quadratische Temperaturverteilung zu beobachten. Über die projizierte Fläche der Austrittsapertur mit einem Durchmesser von $1,6\ \text{mm}$ der in Abschnitt 6.3.2 beschriebenen Sammeloptik ergibt sich eine maximaler Temperaturdifferenz von etwa $1,5\ \text{K}$.

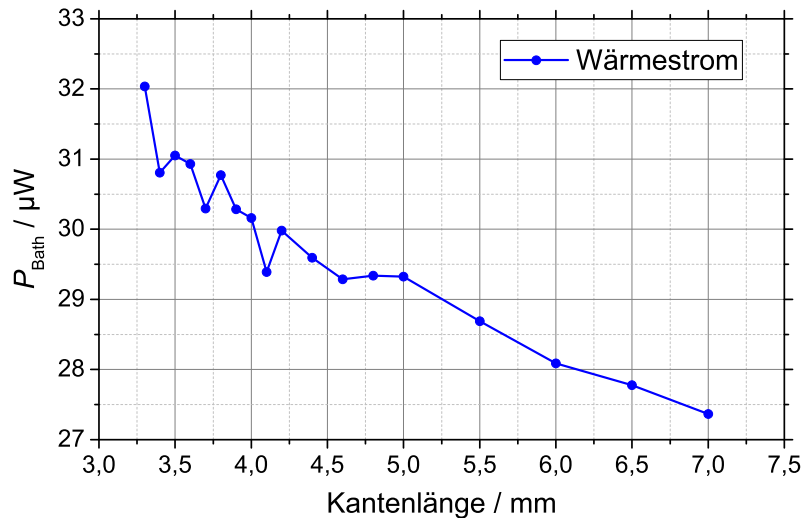


Abb. 6.2: Simulierter Wärmestrom zwischen einer nahezu punktförmigen Wärmequelle bei 8 K und einer Wärmesenke bei 4,2 K. Konfiguration wie in Abbildung 6.1 dargestellt für Kantenlängen zwischen 3,3 mm und 7,0 mm.

6.2 Herstellung des TES-Bolometers

In diesem Abschnitt wird die Herstellung und Montage des Bolometers beschrieben. Hierfür wird ein Layout benötigt, das die Absorberstrukturen mit den TES auf einer Si_3N_4 -Membran vereint. Dies erfolgt in Form von Belichtungsmasken, die für eine lithographische Fertigung notwendig sind. Im folgenden Abschnitt werden das Layout und die darin enthaltenen Designentscheidungen dargelegt. Nach einer darauf folgenden kurzen Beschreibung des eigentlichen Herstellungsprozesses durch physikalische Gasphasenabscheidung und chemischer Freistellung der Membran, wird die Montage des Bolometers und die dabei verwendeten optischen Komponenten beschrieben. Am Ende des Kapitels wird ein vollständig aufgebautes und betriebsbereites TES-Bolometer stehen.

6.2.1 Layout des TES-Bolometers

Für die lithographische Herstellung der Bolometer sind Belichtungsmasken notwendig, welche die für den jeweiligen Arbeitsschritt notwendigen Strukturen enthalten. Durch diese Masken werden sowohl die physischen Dimensionen, aber auch die Anordnung der Komponenten auf dem resultierenden Chip des TES-Bolometers bestimmt. Das Layout wurde mit der Software *dw-2000* der Firma *Design Workshop Technologies* erzeugt. Rahmenbedingung für das Layout ist die spätere Herstellung aus einem 3 Zoll (76,2 mm) Silizium (Si)-Wafer. Die Größe erlaubt es, verschiedene Designvarianten in einem Maskensatz zu realisieren. Verschiedene Varianten wurden gezeichnet und auf der Fläche des Wafers verteilt. Allen Varianten gemeinsam ist die Größe der Membran, des Ab-

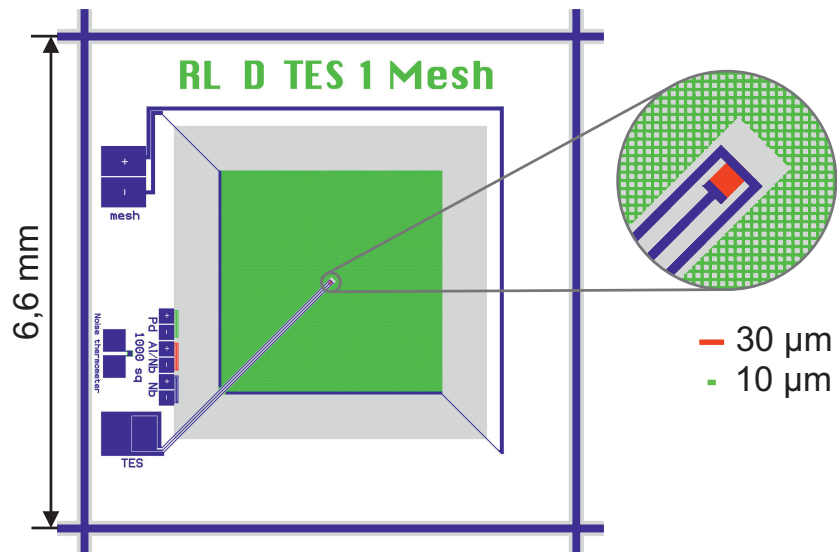


Abb. 6.3: Chipdesign eines TES-Bolometers mit einem Rastermaß von 6,6 mm. Mittig liegen die Si₃N₄-Membran (grau, 4,2 mm Breite), der Absorber (grün, 3,3 mm Breite), und der TES (rot). Dargestellt ist ein Absorber mit der RL-Struktur mit einer Strukturgröße von 10 μm, welcher bei gleicher Anordnung austauschbar ist. Das TES mit einer Länge von 30 μm ist diagonal ausgerichtet.

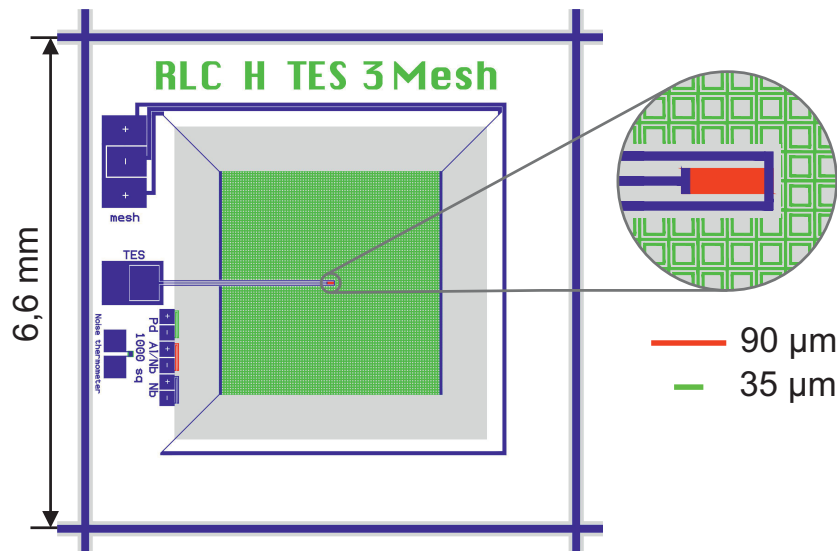


Abb. 6.4: Wie Abbildung 6.3, jedoch mit der RLC-Struktur als Absorber (35 μm Strukturgröße) und einer horizontalen Ausrichtung eines TES mit 90 μm Länge.

sorbers und die Gesamtabmessung, darüber hinaus die zentrale Lage des TES auf der Membran. Membran, Absorber und TES besitzen einen gemeinsamen geometrischen Mittelpunkt. Variiert wurde die Struktur des Absorbers durch die zwei in Kapitel 4 optimierten Strukturen, die Größe des TES zwischen den beiden in Abschnitt 5.1.3 beschriebenen Größen sowie deren Ausrichtung horizontal beziehungsweise diagonal. Es ergeben sich daraus acht verschiedene Varianten potenziell funktionsfähiger Bolometer. Die Abbildungen 6.3 und 6.4 zeigen beispielhaft Bolometer mit jeweils unterschiedlich variierten Komponenten. Im Folgenden werden die Designentscheidungen beschrieben und motiviert.

Membran und Gesamtabmessung Die Größe der Membran wurde mit 4,2 mm in Abschnitt 6.1 festgelegt und entsprechend verwendet. Die Membran wird von einem Rahmen getragen, der eine Breite von 1,1 mm besitzt. Dieser Rahmen wird die Wärmesenke realisieren und aus Silizium, dem Basismaterial des Wavers, bestehen. Eingegrenzt wird der Si-Rahmen durch eine 200 μm breite Si_3N_4 -Membran. Durch sie sollen die entstandenen Bolometer voneinander getrennt werden ohne die Bolometer zu beschädigen. Insgesamt ergibt sich ein Rastermaß von 6,6 mm auf dem Waver. Bereiche, in denen nach der Fertigung nur eine Si_3N_4 -Membran verbleiben wird, sind in den Abbildungen 6.3 und 6.4 grau dargestellt.

Absorber Der Absorber wurde mit einer quadratischen Grundfläche mit 3,3 mm Kantenlänge so gewählt, dass die zu messende Strahlung vollständig auf den Absorber fällt. Da die Transmissionscharakteristik der verwendeten Optik, welche in Abschnitt 6.3.2 auf Seite 91 beschrieben wird, nicht bekannt ist, wurde der Absorber etwa doppelt so groß gewählt wie der Durchmesser der Austrittsapertur. Zudem ist er 10 % größer als die längste zu messende Wellenlänge von 3 mm (0,1 THz).

Der Absorber wurde in zwei Varianten gezeichnet, welche sich in der jeweiligen Strukturierung unterscheiden. Abbildung 6.3 zeigt in der Vergrößerung in grün die RL-Struktur mit einer Strukturgröße von 10 μm , Abbildung 6.4 die RLC-Struktur mit einer Strukturgröße von 35 μm . Für den vom Absorber elektrisch isolierten Betrieb des TES und dessen elektrische Leitungen wurden 90 μm breite Schneisen in den Absorber integriert. Diese gingen 65 μm über den Mittelpunkt hinaus. Der TES und dessen elektrische Leitungen nehmen insgesamt nur einen geringen Anteil der Absorberfläche ein, so dass die Funktionsfähigkeit nicht beeinträchtigt ist.

Der Absorber wurde darüber hinaus elektrisch kontaktiert um den effektiven Flächenwiderstand des Absorbers unter Betriebsbedingungen zu bestimmen und ihn elektrisch heizen zu können. Die elektrischen Leitungen sind in den Abbildungen 6.3 und 6.4 blau dargestellt. Die Möglichkeit, den Absorber elektrisch heizen zu können, wird benötigt, sollten die TES nicht durch eine kritische Stromdichte ihren supraleitenden Zustand verlassen. Darüber hinaus kann später definiert Heizleistung für eine elektrische Charakterisierung eingebracht werden.

TES Der TES wurde exakt mittig auf der Membran platziert und in zwei Größen gezeichnet. In den Abbildungen 6.3 und 6.4 sind die TES in den Vergrößerungen rot dargestellt. Beide Varianten haben eine Breite von $30\ \mu\text{m}$ mit Längen von $30\ \mu\text{m}$ und $90\ \mu\text{m}$ wie sie in Abschnitt 5.1 beschrieben wurden. Die elektrischen Anschlüsse, blau dargestellt, sind durch drei leitende Streifen achsensymmetrisch aufgebaut, um die Induktivität der Gesamtleitung zu reduzieren.

Die Ausrichtung der TES erfolgt in den Varianten horizontal oder diagonal. Die horizontale Anordnung ermöglicht ein gleichmäßiges Heizen des Absorbers durch homogen verteilte Stromdichten. Jedoch nehmen die Leitungen dabei die kürzeste Verbindung zur Wärmesenke. Gäbe es später den Bedarf und die Möglichkeit den Wärmestrom vom Absorber zur Wärmesenke durch Perforation der Membran anzupassen, wäre es im Bereich dieser Verbindungen am wirkungsvollsten. Für diesen Fall ist eine diagonal angeordnete Version des TES vorgesehen, bei welcher die Verbindungen diesen Bereich der Membran nicht nutzen.

Teststrukturen Auf dem Rahmen des Bolometers sind zu Testzwecken Meander aus den Materialien des Absorbers, des TES und der Leitungen platziert. An diesen Strukturen kann der erzielte Widerstand der Materialien ermittelt werden. Die Strukturen haben ein Verhältnis zwischen Länge und Breite von 1 000. In den Abbildungen 6.3 und 6.4 sind diese Strukturen am linken Rand der Membran zu sehen.

Aus dem gleichen Material wie der Absorber sind Beschriftungen der Bolometer auf dem oberen Rand des Rahmens aufgebracht um die verschiedenen Designvarianten einfach identifizieren zu können.

Vorgesehen, aber bisher nicht verwendet, ist ein kleiner elektrischer Widerstand aus dem Absorbermaterial mit einem Verhältnis von Länge zu Breite von 0,002. Dieser Widerstand, in den Abbildungen links neben den Teststrukturen zu sehen, kann durch die Bestimmung des thermischen Stromrauschens als Thermometer dienen. Für den Betrieb wäre ein separates SQUID notwendig und daher zu aufwändig für einen regelmäßigen Einsatz. Er ist nur für Diagnosezwecke vorgesehen.

Des weiteren wurden weitere Testmuster auf dem Waver integriert, die entweder bisher nicht verwendet wurden oder sich als nicht funktionsfähig herausgestellt haben. Eine Variante besitzt einen separaten ohmschen Heizwiderstand neben dem TES. Dieses Muster ist vorgesehen um mit diesem Heizwiderstand als punktförmige Wärmequelle weitere Charakterisierungsmessungen ohne Strahlungsleistung durchführen zu können. Dabei wäre das erzielte Temperaturprofil über der Membran identisch mit dem des TES.

Eine weitere Variante verzichtet auf die elektrische Kontaktierung des Absorbers. Diese Variante ist nicht funktionsfähig, da im TES keine kritischen Stromdichten erzielt werden und damit die TES nicht in ihren Betriebszustand gelangen. Durch den Verzicht auf zusätzliche Leitungen wären die Wärmeleitung und mögliche Störeinflüsse reduziert.

Auf Basis des Layouts wurde durch die Arbeitsgruppe 2.44–Nanostrukturierung und Reinraumzentrum-Infrastruktur der PTB ein Maskensatz durch Elektronenstrahlitho-

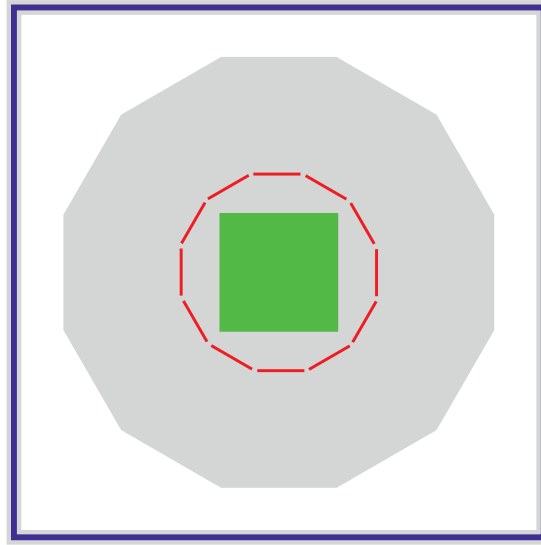


Abb. 6.5: Vorschlag eines Layouts zur Realisierung eines TES-Radiometers. Farben wie in Abb. 6.3.

grafie hergestellt. Der Maskensatz diente zur Belichtung in der lithographischen Herstellung der TES-Bolometer, welche in Abschnitt 6.2.3 beschrieben wird.

6.2.2 Entwurf eines TES-Radiometers

Das in Abschnitt 6.2.1 vorgestellte Layout des TES-Bolometers kann so erweitert werden, dass das Bolometer als Radiometer verwendet werden kann. Ein Radiometer ist ein Messinstrument zur Bestimmung der Bestrahlungsstärke

$$E = \frac{d\Phi}{dA}, \quad (6.6)$$

definiert als Strahlungsfluss $d\Phi$ pro Fläche dA . Eine Realisierung erfolgt entsprechend der Definition der Bestrahlungsstärke. Die Fläche wird üblicherweise durch eine Präzisionsblende festgelegt und der Strahlungsfluss durch einen Detektor bestimmt. Zwei Eigenschaften sind für den Detektor wesentlich. Zum Einen ist eine bekannte und spektral homogene Absorption des Detektors notwendig um eine Proportionalität zwischen eingebrachter Strahlungsleistung und, im Fall von thermischen Detektoren, erzeugtem Wärmefluss zu realisieren. Dies wurde in Gleichung (2.16) auf Seite 16 motiviert. Zum Anderen muss der erzeugte Wärmefluss bestimmt werden. In Kapitel 4 wurde die spektrale Homogenität des Absorbers gezeigt, womit eine Grundvoraussetzung erfüllt ist. Jedoch ist das Design des Bolometers nicht ideal für die Verwendung als Radiometer geeignet. Die zentrale, nahezu punktförmige Anordnung des TES gewährleistet eine Bestimmung des Wärmeflusses durch elektrische Substitution nur, wenn der Wärmefluss in dessen räumlicher Nähe erzeugt wird. Für den Betrieb als Bolometer wird dies durch

Verwendung einer Sammeloptik gewährleistet, welche bei einem Radiometer prinzipbedingt nicht verwendet werden kann. Dieser Einschränkung kann durch ein alternatives Konzept, welches in Abbildung 6.5 skizziert ist und räumlich ausgedehnte TES vorsieht, begegnet werden. Grundlage ist die Idee, einen Absorber, im Bild grün dargestellt, mit einem oder mehreren TES (rot) zu umgeben. Da die TES konstant bei einer einheitlichen Temperatur arbeiten bietet sich eine möglichst kreisförmige Geometrie an, die der Temperaturverteilung in Abbildung 6.1 folgt. Ist auch die Membran, in Abbildung 6.5 grau dargestellt, nahezu kreisförmig, bildet sich im Betrieb zwischen den TES und Rand der Membran ein radiales Feld des Wärmeflusses mit konzentrischen Kreisen konstanter Wärmeflussdichten aus. Innerhalb der von den TES aufgespannten Fläche treten im unbestrahlten Fall keine Wärmeflüsse auf und die Temperatur ist konstant.

Für ein dünnes Substrat wie der Si_3N_4 -Membran kann man annehmen, die Temperatur sei über die Tiefe konstant und verhielte sich dadurch wie eine zweidimensionale Fläche. Wird nun der Absorber bestrahlt, wird zusätzlich Wärme eingebracht, die zur Wärmesenke abfließt. Der erzeugte Wärmestrom muss durch die TES abfließen, die dadurch ihre Heizleistung reduzieren und ein Messsignal liefern. Dies würde unabhängig vom Ort der erzeugten Wärme geschehen. Befände sich nun im Inneren der durch die TES aufgespannten Fläche ein Absorber mit quadratischer Grundfläche, wie in Abbildung 6.5 gezeigt, welcher elektrisch kontaktiert wäre, ließe sich die Leistungsempfindlichkeit des Radiometers vollständig elektrisch kalibrieren. Der Widerstand des Absorbers ließe sich bei dessen Betriebstemperatur bestimmen und anschließend elektrisch heizen. Die elektrische Leistungsempfindlichkeit des Radiometers würde damit vom Widerstand des Absorbers, des Heizstromes und der Ausgangsspannung der Ausleseelektronik bestimmt sein, die mit relativ geringen Unsicherheiten ermittelt werden können. Die genaue Kenntnis der Betriebsparameter der TES und des SQUIDS sind dafür nicht notwendig.

Um die elektrisch bestimmte Leistungsempfindlichkeit auf eine Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit zu übertragen, müssten die Transmissionsgrade der verwendeten Filter und Fenster bestimmt werden und der Absorptionsgrad des Detektors bekannt sein. Der Absorptionsgrad kann, bei der Verwendung eines mikrostrukturierten Metallabsorbers im RL-Design mit quadratischer Grundfläche, ebenfalls durch den gemessenen Widerstand des Absorbers über das in Abschnitt 4.4 untersuchte Transmission Line Model bestimmt werden.

Der Betrieb der TES wäre in zwei Arten denkbar. Durch einen parallelen Betrieb ließen sich mehrere TES so beschalten, dass sie elektrisch wie ein einzelnes TES mit verhältnismäßig geringem elektrischen Widerstand wirken. Diese ließen sich wie das TES-Bolometer mit einer SQUID-Ausleseelektronik betreiben. Alternativ könnten die TES in Serie verwendet werden, um einen deutlich höheren elektrischen Widerstand zu erzielen. Bei geeigneter Dimensionierung könnte eine Impedanzanpassung an konventionelle Verstärker gelingen, mit denen der Strom durch die TES, im Gegensatz zum Betrieb mit SQUIDS, absolut gemessen werden.

Dieses Konzept wurde nicht realisiert, da der stabile Betrieb mit ausgedehnten TES nicht getestet wurde. Entsprechende Untersuchungen werden jedoch aufgrund des Ver-

besserungspotentials empfohlen.

6.2.3 Lithographische Herstellung des TES-Bolometers

Die TES-Bolometer wurde von der Arbeitsgruppe 7.21–Kryosensoren der PTB in einem lithographischen Verfahren hergestellt. Basis der Herstellung war ein Si-Wafer der Firma *C2V* mit beidseitig polierter Oberfläche sowie durch LPCVD (**L**ow-**P**ressure **C**hemical **V**apor **D**eposition) stressarm dünn gewachsene Si_3N_4 -Schichten. Die Si_3N_4 -Schichten hatten eine vom Hersteller angegebene Dicke von $1\ \mu\text{m}$. Auf diesem Wafer wurde einseitig in mehreren Schritten die Strukturen des Absorbers, der TES und der Leitungen durch die Masken lithographisch übertragen und durch physikalische Gasphasenabscheidung (PVD) erzeugt.

Die Absorber wurden aus Palladium mit einer Dicke hergestellt, welche bei kryogenen Temperaturen einen Flächenwiderstand des Metalls von $20\ \Omega$ aufweisen soll. Dies entspricht den untersuchten Strukturen aus Kapitel 4. Die erzeugte Schicht aus Palladium ist in den Abbildungen 6.3 und 6.4 grün dargestellt.

Die TES wurden in zwei Schichten aus Niob und Aluminium gefertigt. Strukturen, die in diesem Arbeitsschritt erzeugt wurden, sind in den Abbildungen rot dargestellt. Die Charakterisierung der erzeugten TES findet sich in Abschnitt 5.1.

Anschließend wurden die in den Abbildungen 6.3 und 6.4 blau dargestellten elektrischen Kontakte prozessiert. Auch hier wurde Niob wie bei der Herstellung der TES verwendet, jedoch mit Schichtdicken, die deutlich dicker ausfallen. Dieser Prozessschritt war daher nicht Teil der Herstellung der TES.

In einem letzten Fertigungsschritt wurde der Wafer auf einem weiteren Wafer verklebt und die Si_3N_4 -Membran durch chemisches Rückseitenätzen freigestellt. Anschließend wurde der zweite Wafer entfernt. An dieser Stelle der Prozesskette kann die Dicke der Membran durch Unterätzen in engen Grenzen weiter reduziert werden [Bey14], um den Wärmefluss über die Membran zu reduzieren.

Durch die Prozessierung eines Wafers wurden eine Reihe von TES-Bolometer hergestellt, welche augenscheinlich einwandfrei waren. Eine mikroskopische Aufnahme eines funktionsfähigen TES-Bolometers ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Dieses Muster wurde als erster Prototyp verwendet und in den elektrischen und optischen Aufbau integriert. Der folgende Abschnitt zeigt die Eigenschaften eines speziell für dieses TES-Bolometer entwickelten Halters und die Integration des TES-Bolometers mit den SQUID-Stromsensoren in diesen.

6.2.4 Montage des TES-Bolometers

Dieser Abschnitt beschreibt die Integration des gefertigten Chips eines TES-Bolometers, welcher in Abbildung 6.6 dargestellt ist, in den elektrischen Aufbau. Üblicherweise werden Bolometer innerhalb von integrierenden Sphären oder Kavitäten [Nis78, Mau97] aufgebaut, damit die Strahlung mehrmals auf den Absorber trifft und sich dadurch die effektive Absorption erhöht. Sind die Sphären klein, gehen die frequenzunabhängigen

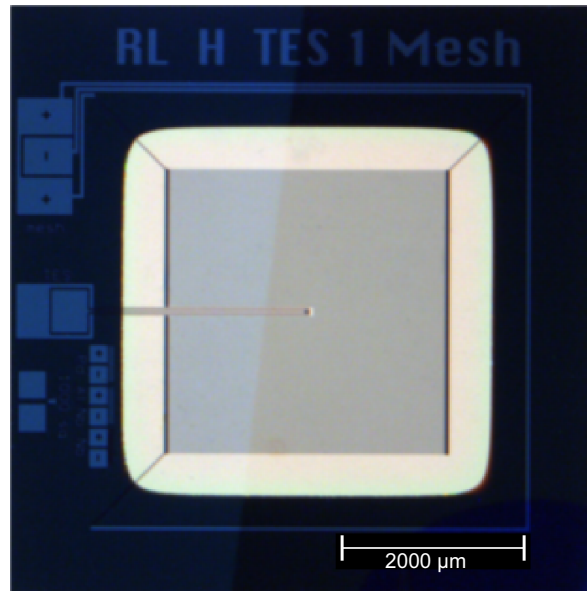


Abb. 6.6: Muster des Bolometerchips nach der Fertigung.

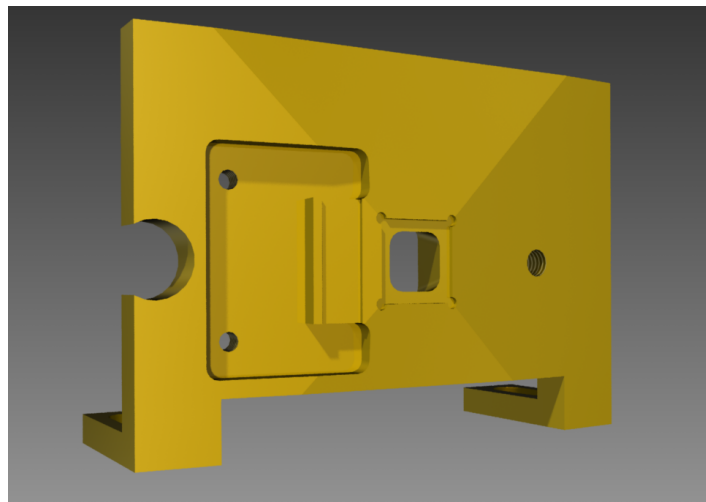


Abb. 6.7: Technische Darstellung des Halters für das Bolometer. Die Front ist mit einem Winkel von 5° angeschrägt und hat Aussparungen verschiedener Tiefe für SQUIDs und Platine. Mittig befindet sich eine nach hinten öffnende Durchführung mit einem Absatz zur Aufnahme des Bolometers.

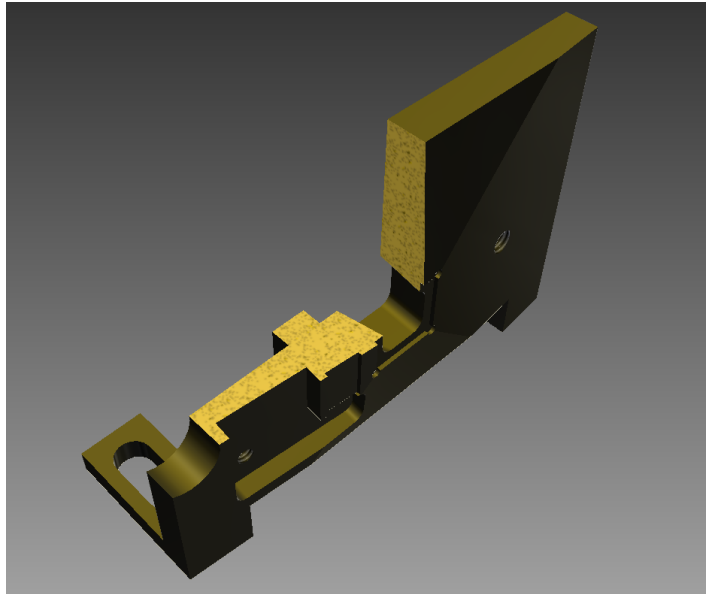


Abb. 6.8: Schnittdarstellung des Halters aus Abbildung 6.7. Mittig befindet sich die Durchführung mit einem Öffnungswinkel von 10° .

Eigenschaften des Absorbers verloren, daher wird in diesem Aufbau ein wiederholtes Auftreffen der Strahlung konsequent vermieden. Dafür wurde ein Halter entwickelt, der sowohl das TES-Bolometer als auch den SQUID-Stromsensor und einen separat montierten Shuntwiderstand zusammenführt. Bei der Entwicklung des Halters wurde durch dessen Geometrie die nicht vollständige Absorption des zu messenden Strahlungsflusses dahingehend berücksichtigt, dass Stehwellen, die durch Interaktion mit der reflektierenden Rückseite der Optik entstehen können, vermieden und reflektierte Strahlung vom Detektor weggeführt wird. Die Front des Halters, welcher in Abbildung 6.7 als Modell dargestellt ist, ist in Form eines Pyramidenstumpfes mit einem Winkel von 5° ausgeführt. Auf der Deckfläche des Pyramidenstumpfes befindet sich ein Absatz für die Aufnahme des TES-Bolometers, welches im montierten Zustand bündig abschließt. Für die Integration in den optischen Aufbau wird der Chip mittig auf die optische Achse, welche durch die in Abschnitt 6.3.2 beschriebene Sammeloptik bestimmt wird, ausgerichtet. Die Fläche hinter der freitragenden Membran des TES-Bolometers wurde geöffnet, um auch hier direkte Reflexionen nicht absorbierten Flusses zu verhindern. Die Fräsung wurde mit einem Öffnungswinkel von 10° ausgeführt um eine Modenselektion zu verhindern. Die Ausführung ist in Abbildung 6.8 in einem Schnitt des Modells dargestellt.

Auf einer angeschrägten Fläche des Pyramidenstumpfes befinden sich dicht neben der Aufnahme des Bolometers zwei Ausfräsungen unterschiedlicher Tiefe. Diese sind dafür vorgesehen den SQUID-Stromsensor und eine Platine bündig aufzunehmen. So wird eine einheitliche Höhe erreicht, was das spätere elektrische Kontaktieren (Bonden) der Komponenten erleichtert.

Weiterhin besitzt der Halter eine Durchführung für Kabel und eine Gewindeboh-

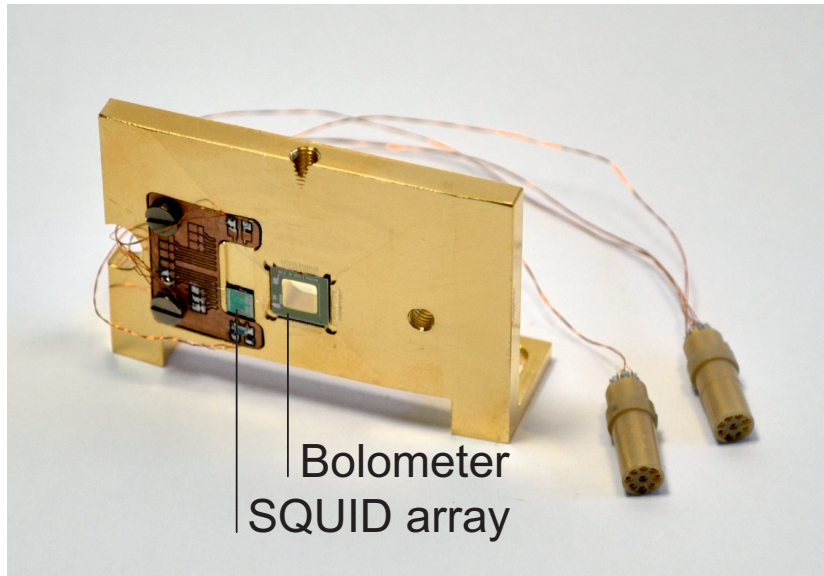


Abb. 6.9: Montierter Prototyp des TES-Bolometers. Mittig auf einem vergoldeten Kupferhalter befindet sich das TES-Bolometer und links davon das SQUID-Array. Unter dem SQUID-Array wurde der Shuntwiderstand separat montiert.

rung, an der ein Thermometer befestigt werden kann. Zusätzlich befindet sich auf der Oberkante eine entlüftete Gewindebohrung für die Montage eines Strahlungsschildes.

Der Halter wurde aus Kupfer gefertigt und galvanisch vergoldet. Da das SQUID-Array direkt auf dem vergoldeten Kupferhalter aufgeklebt wird, ist es wichtig bei der Vergoldung auf eine sonst übliche Nickel-Haftschiicht zu verzichten. Nickel ist ein ferromagnetisches Material und würde die Funktionsweise der SQUIDs stark beeinträchtigen. Das TES-Bolometer und das SQUID-Array wurden anschließend durch *GE Varnish* mit dem Halter verklebt.

Eine speziell für das TES-Bolometer entworfene Platine wurde mit Vakuumfett als Wärmeleithilfe in die dafür vorgesehene Vertiefung eingebracht und verschraubt. Die Platine dient der Übertragung der elektrischen Anschlüsse der Chips auf Kupferkabel, an deren Enden sich zwei Stecker *OB* der Firma *Lemo* mit jeweils neun Pins befinden. Auf der Platine wurde zusätzlich der Shuntwiderstand aufgelötet, der als SMD-Element (**S**urface-**M**ounted **D**evice) ausgeführt ist. TES-Bolometer, SQUID-Stromsensor Shuntwiderstand und Platine wurden entsprechend des Schaltplanes 5.1 von Seite 60 durch dünne Bonddrähte aus Aluminium verbunden.

Um die thermische Anbindung des Bolometers an das Wärmebad weiter zu verbessern wurde es zusätzlich mit Bonddrähten entlang des Rahmens mit dem Halter verbunden. Der Halter mit den montierten Komponenten ist in Abbildung 6.9 dargestellt.

Der folgende Abschnitt beschreibt weitere optischen Komponenten für den Betrieb des TES-Bolometers und die Integration des montierten Halters in das Gesamtkonzept.

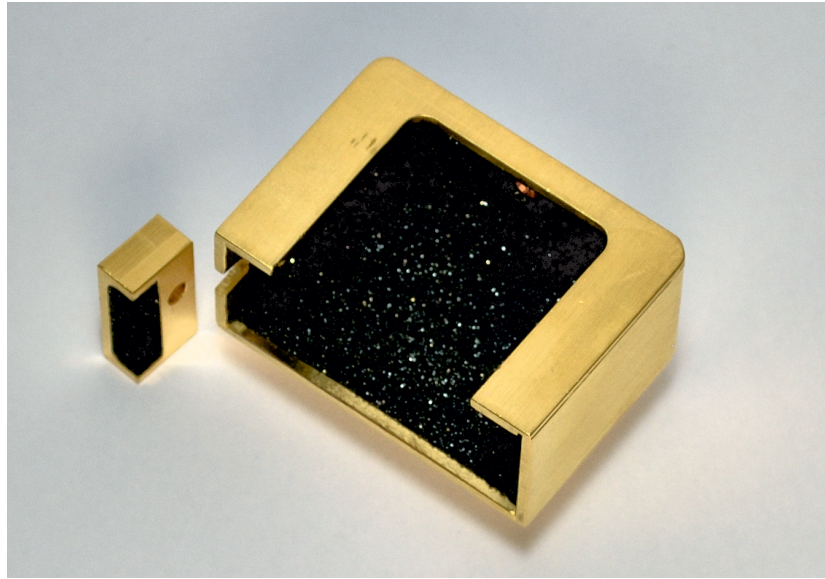


Abb. 6.10: Das Strahlungsschild ist von außen vergoldet und hoch reflektierend. Von innen ist es beschichtet und besitzt einen hohen Absorptionsgrad. Eine kleine Öffnung ermöglicht eine Durchführung der Kabel und dient gleichzeitig der Endlüftung. Es wird durch eine kleine Kappe, welche ebenfalls beschichtet ist, abgedeckt.

6.3 Optischer Aufbau

Dieser Abschnitt beschreibt die optischen Komponenten, die für den Betrieb des Bolometers nötig sind. Einem speziell entwickelten Strahlungsschild kommt eine besondere Bedeutung zu, da es sowohl den Strahlungsaustausch der wärmeren Umgebung mit dem TES-Bolometer verhindert als auch die spektralen Eigenschaften des Bolometers modifiziert. Des Weiteren werden kurz die verwendete kommerziell erhältliche Sammeloptik, das optische Filter und das Eintrittsfenster beschrieben.

6.3.1 Strahlungsschild

Das Strahlungsschild muss im Wesentlichen zwei Aufgaben erfüllen. Es soll eine Erwärmung des Bolometers durch Temperaturstrahlung der warmen Umgebung verhindern und gleichzeitig nicht absorbierten Strahlungsfluss absorbieren. Dazu wurde ein Strahlungsschild aus Kupfer mit einem Millimeter Wandstärke gefertigt. Es wurde so konstruiert, dass es das Bolometer vollständig abdeckt und mit der Sammeloptik, welche im nachfolgenden Abschnitt beschrieben wird, abschließt. Seitlich befindet sich eine kleine Öffnung, die eine Durchführung der notwendigen Kabel ermöglicht und gleichzeitig der Entlüftung während des Evakuierens dient. Diese Öffnung wird durch eine Kappe abgedeckt. Strahlungsschild und Kappe sind in Abbildung 6.10 dargestellt.

Das Strahlungsschild und die Kappe wurden vergoldet um einen geringen Absorptionsgrad zu erreichen und eine Erwärmung durch die warme Umgebung zu verringern. Danach wurde die Innenseite des Strahlungsschildes und der Kappe mit einer hochabsor-

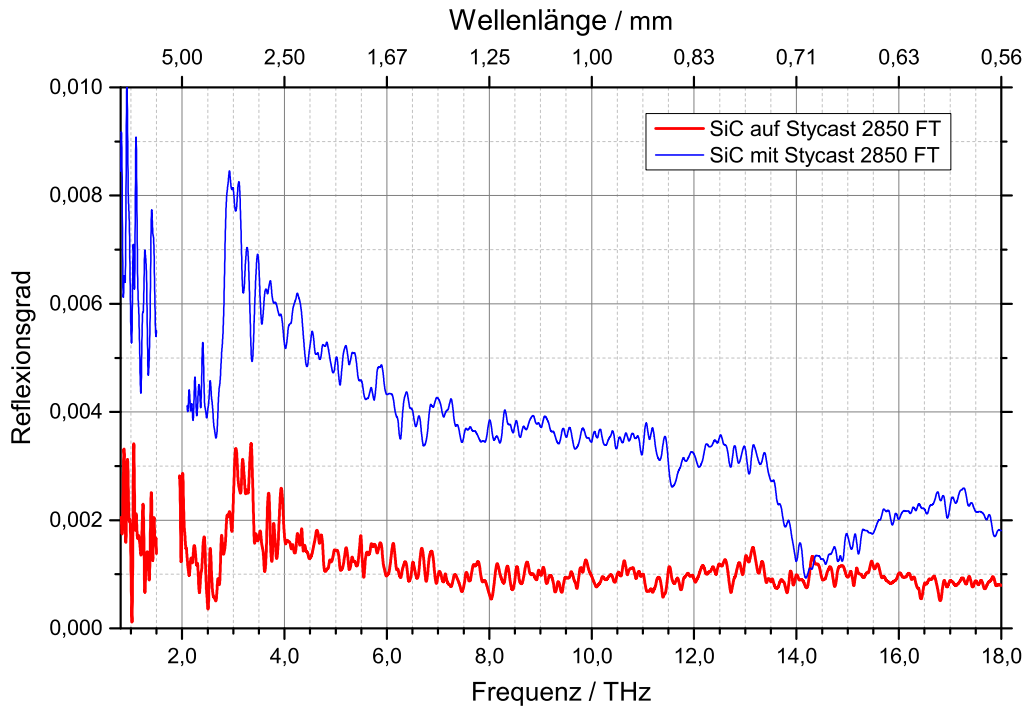


Abb. 6.11: Gerichteter spektraler Reflexionsgrad von Stycast 2850 FT mit separat aufgebrachtem Granulat aus Siliziumkarbid (rote Linie) und einer Mischung aus Stycast 2850 FT und Siliziumkarbid (blaue Linie).

bierenden Beschichtung versehen. Dies ist notwendig um ein mehrfaches Auftreffen nicht absorbierten Flusses auf den Detektor zu verhindern. Verschiedene schwarze Schichten werden in der Literatur beschrieben [Brü12], wobei sich eine Kombination aus einem Epoxy (*Stycast 2850 FT* mit *Catalyst 9* der Firma *Henkel*) mit einem Granulat aus Siliziumkarbid (SiC) bei kryogenen Temperaturen besonders anbietet. Das Epoxy besitzt einen thermischen Ausdehnungskoeffizienten, welcher an den von Kupfer angepasst ist. So werden thermische Verspannungen vermieden. Vergleichbare Beschichtungen wurden von Klaassen et al. [Kla04] untersucht.

Es wurden plane Testkörper aus Kupfer und Aluminium mit verschiedenen Mischungen aus dem Epoxy und SiC-Granulat mit einer durchschnittlichen Korngröße von $260\ \mu\text{m}$ hergestellt. Zusätzlich wurde ein Testkörper dünn mit dem Epoxy bestrichen und SiC-Granulat auf das feuchte Epoxy gegeben. Anschließend härteten die Proben im Ofen bei $60\ ^\circ\text{C}$ aus. Bei der Herstellung der Testkörper stellte sich die separate Applikation des Epoxies und des Granulats als einfacher dar. Das Epoxy war gut streichbar, während sich das Aufbringen einer gleichmäßigen Schicht von Mischungen aus Epoxy und SiC-Granulat mit zunehmendem Anteil des Granulats schwieriger darstellte.

Der gerichtete spektrale Reflexionsgrad der Proben wurde entsprechend der Beschreibung in Kapitel 3 unter einem Winkel von 12° ohne Anwendung einer Hintergrundkorrektur bestimmt. Die blaue Linie in Abbildung 6.11 zeigt den Reflexionsgrad einer Probe

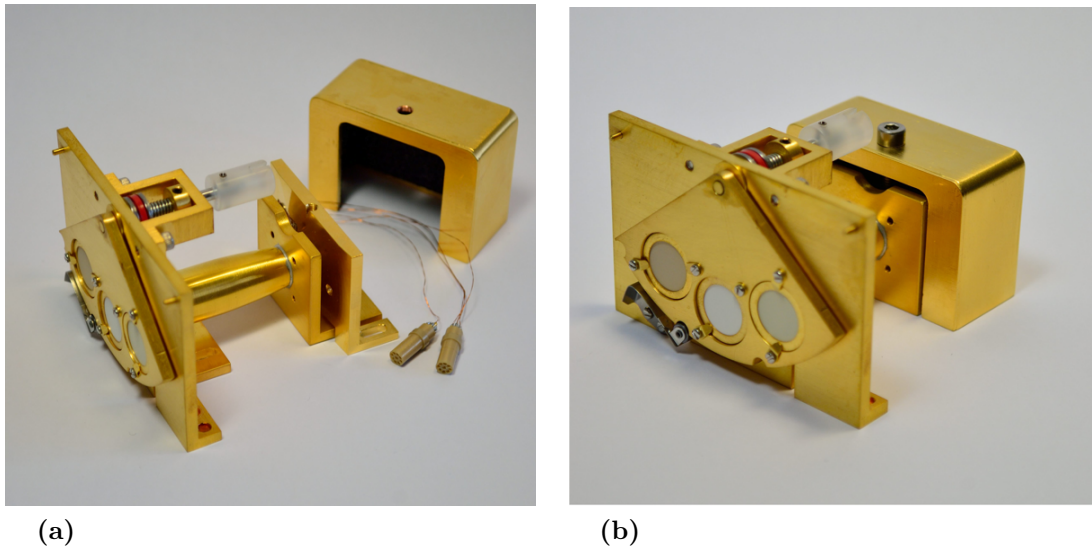


Abb. 6.12: Aufbau der optischen Komponenten. Dargestellt sind Filterrad mit Filtern, Winston Cone (nichtabbildende Optik) und Bolometerträger (von links nach rechts). Das innen geschwärzte Strahlungsschild aus Abb. 6.10 steht links im Hintergrund und rechts in der endgültigen Position.

mit einer Mischung aus Epoxy und SiC, die rote Kurve den Reflexionsgrad der separat aufgetragenen Komponenten. Beide Proben zeigen einen Reflexionsgrad von unter einem Prozent, wobei der Reflexionsgrad mit separat aufgetragenen SiC einen niedrigeren und spektral glatten Verlauf aufweist. Der spektral glatte Verlauf deckt sich mit Ergebnissen von Klaassen et al., in der Stycast gemischt mit SiC bei verschiedenen Laserwellenlängen zwischen $184\ \mu\text{m}$ und $496\ \mu\text{m}$ (1,63 THz und 0,6 THz) untersucht wurde. Zusätzlich zeigt sich in der Arbeit von Klaassen et al., dass der Reflexionsgrad unabhängig vom einstrahlenden Winkel ist.

Die Haltbarkeit der Beschichtungen bei starken Temperaturänderungen wurde bei alle Proben untersucht. Sie wurden in flüssigen Stickstoff (Siedetemperatur 77,15 K) getaucht bis das Sieden stoppte und sich anschließend auf Raumtemperatur erwärmen lassen. Nach dieser Prozedur, die zehn Mal wiederholt wurde, waren keine sichtbaren Defekte der Proben zu beobachten.

Aufgrund des geringeren gerichteten Reflexionsgrades und der einfacheren Applikation wurde die Innenseite des Strahlungsschildes mit Stycast 2850 FT bestrichen und SiC-Granulat auf das feuchte Epoxy gegeben. Da das Granulat nicht mit Stycast bedeckt ist erscheint die Innenseite des Strahlungsschildes in Abbildung 6.10 optisch unregelmäßig glänzend.

Die Positionierung des Strahlungsschildes ist in Abbildung 6.12 dargestellt. In Bild (a) steht das Strahlungsschild im Hintergrund neben dem Bolometer und zeigt die Positionierung des Bolometers unter dem Strahlungsschild. Das Bolometer wird, wie in Bild (b) dargestellt, vom Strahlungsschild abgedeckt und mit einer Schraube verbunden. Die verbliebenen Öffnungen wurden mit Aluminium abgedeckt.

6.3.2 Sammeloptik

Um den zu messenden Strahlungsfluss auf das Bolometer zu konzentrieren, wurde eine nicht abbildende Optik in Form eines Winston Cones [Win71] verwendet. Die genutzte Optik C3.8 der Firma *Infrared Laboratories* ist an die Etendue des Spektrometers angepasst. Die parabolisch geformten Seiten der achsensymmetrischen Optik sind vergoldet und haben optische Qualität. Mit einem Durchmesser der Eingangsapertur von 12,7 mm und der Ausgangsapertur von 1,57 mm ergibt sich ein Öffnungswinkel von 7,2°. Die Sammeloptik ist in Abbildung 6.12 zwischen einem Filterrad und Bolometer platziert.

An der Ausgangsapertur wird ein Hochpassverhalten analog zu Wellenleitern mit einer Grenzfrequenz von $f_c = c_0/(2d) = 0,094$ THz erwartet. Der angestrebte spektrale Messbereich wird durch die Sammeloptik nominell nicht eingeschränkt wobei die Optik nicht separat charakterisiert wurde.

6.3.3 Optische Filter

Der optische Aufbau wurde mit einem Filterrad des Kryostatherstellers *IR Labs* auf der Arbeitsplattform ausgestattet. Es besitzt drei Positionen und ist von außen drehbar, was eine Auswahl im gekühlten Zustand ermöglicht. Eine Position blieb ungenutzt, eine weitere Position wurde durch eine Kupferplatte abgedeckt. Diese Position ermöglicht den Betrieb des Bolometers ohne den Einfluss von absorbierte Strahlungsleistung, was für eine spätere, rein elektrische Charakterisierung des Bolometers von Interesse ist. Des Weiteren kann so jederzeit unter reproduzierbaren Bedingungen die gleichbleibende Funktionsfähigkeit des Bolometers überprüft werden. Auf der dritten Position befindet sich ein THz-Tiefpassfilter mit einer vom Hersteller genannten Frequenz der Kante bei 3 THz. Das Filter ist gekeilt mit einer mittleren Dicke von 1 mm und hat einen Durchmesser von 0,625 Zoll (15,9 mm). Es ist einseitig mit einem Pulver eines nicht näher beschriebenen Granulats beschichtet. Das Filter wurde nicht näher charakterisiert, da eine Messung unter Betriebsbedingungen bei etwa 4,2 K bisher nicht möglich war. Das Filterrad ist in Abbildung 6.12 in beiden Bildern ganz links platziert. In diesen Bildern ist das Filterrad noch nicht in der endgültigen Bestückung dargestellt.

6.3.4 Eintrittsfenster

Ein Eintrittsfenster ermöglicht den optischen Zugang der zu messenden Strahlung in den Kryostaten. In diesem Aufbau wurde ein Eintrittsfenster aus CVD Diamant verwendet. Es besitzt ein Keilwinkel von 0,5° und hat einen Durchmesser von 24 mm (18 mm sichtbar). In der Literatur findet man einen homogenen Transmissionsgrad vergleichbarer Proben von 0,7 [Wak07], das Eintrittsfenster selbst wurde jedoch weder demontiert noch charakterisiert.

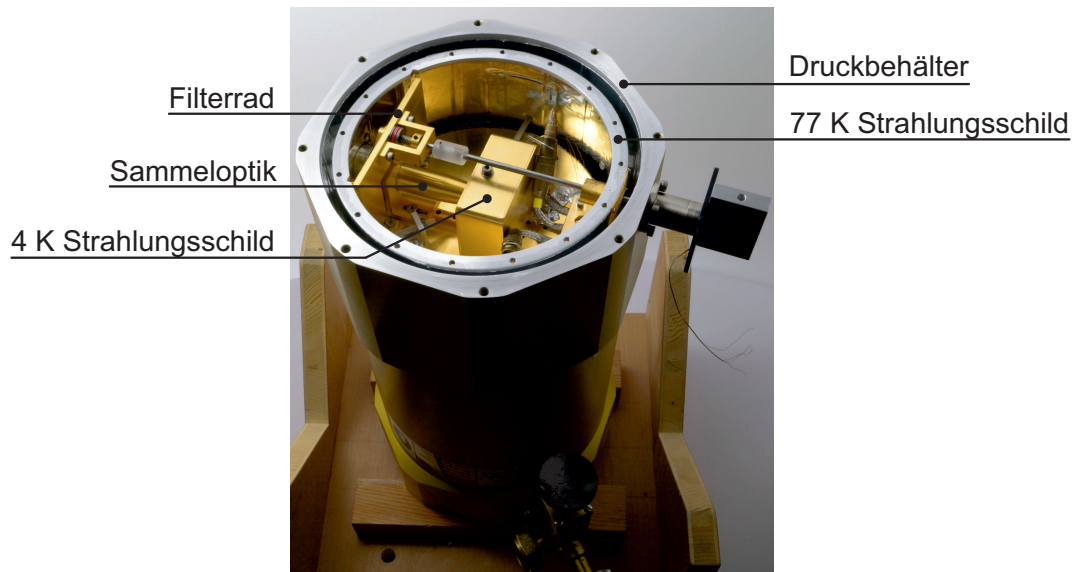


Abb. 6.13: Geöffneter Kryostat mit montierten Komponenten.

6.4 Gesamtaufbau

Das Bolometer und die optischen Komponenten wurden in einem kommerziell erhältlichen Helium-Badkryostaten *HDL-5* der Firma *Infrared Laboratories* verbaut. Der Kryostat wird evakuiert betrieben mit einem Isoliervakuum besser als 10^{-5} mbar. Im Inneren eines Vakuumbehälters befinden sich zwei Gefäße für tiefkalte Gase. Ein Gefäß fasst 1,2l flüssiges Helium, welches eine Arbeitsplattform mit 13 cm Durchmesser auf 4,2 K kühlt. Das Heliumgefäß wurde mit MLI-Folie (**M**ulti-**L**ayer **I**nsulation) isoliert um die Standzeit zu erhöhen. Ein zweites Gefäß fasst 0,8l flüssigen Stickstoff, der ein Strahlungsschild auf 77 K kühlt. Das Strahlungsschild umschließt das Heliumgefäß und die Arbeitsplattform vollständig, um diese vor der Wärmestrahlung der warmen Umgebung abzuschirmen. Der geöffnete Kryostat mit montierten Komponenten ist in Abbildung 6.13 dargestellt.

Der Kryostat wurde durch Fräsarbeiten angepasst, um ein Kabel *CC-1* [Mag11a] der Firma *Magnicon* aufzunehmen und eine Durchführung des Kabels unter das 77 K-Strahlungsschild zu ermöglichen. Das Kabel ist an drei Stellen thermisch gut mit dem Kryostaten verbunden um den Wärmeeintrag durch Wärmeleitung auf die Arbeitsplattform zu reduzieren. An der Durchführung unter das Strahlungsschild wird das Kabel auf 77 K gekühlt, dabei geht die hierfür benötigte Kühlleistung zu Lasten der Stickstoffstandzeit. Am oberen Rand des Heliumgefäßes wird das Kabel durch Expansionsarbeit des bereits verdampften Heliums weiter abgekühlt, was nur zu einem geringen Teil zu Lasten der Standzeit des Heliums geht. Zuletzt wurde das Kabel auf der Arbeitsplattform befestigt, wo es die Arbeitstemperatur erreicht. Durch das sorgfältige Verlegen des Kabels, Nutzung der MLI-Folie und Wechsel aller Vakuumdichtungen des Kryostaten konnte die Standzeit von anfänglich etwa 6 Stunden auf 23 Stunden für Helium (18 Stunden für Stickstoff) in der finalen Konfiguration erhöht werden. Dies erscheint

ausreichend um durch tägliches Befüllen einen einwöchigen kontinuierlichen Betrieb zu erreichen.

Das verwendete Kabel *CC-1* ist 70 cm lang und verbindet die Betriebselektronik mit dem TES-Bolometer. Die Leitungen aus Alloy30 sind paarweise verdreht und mit einem Mantel aus geflochtenem Chrom-Nickel Stahl elektromagnetisch geschirmt, um eine Einkopplung von Störsignalen zu reduzieren und einen rauscharmen Betrieb des Bolometers zu ermöglichen. Zusätzlich wurde ein Dünnschicht Widerstandsthermometer *CX-1030-CU* [Lak] der Firma *LakeShore* verbaut. Es dient der Temperaturüberwachung der Arbeitsplattform in einem kalibrierten Arbeitsbereich von 0,3 K bis 325 K und ist an dem Halter des Bolometers mit einer guten thermischen Verbindung verschraubt.

Ein Prototyp des gesamten Bolometers wurde in der beschriebenen Konfiguration aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen. Ausgestattet mit der in Abschnitt 5.2.4 auf Seite 73 beschriebenen Elektronik wird der Prototyp im Folgenden elektrisch und optisch charakterisiert.

7 Charakterisierung des TES-Bolometers

Nachdem im vorigen Kapitel die Herstellung und Montage des TES-Bolometers dargestellt wurde, widmet sich dieses Kapitel der Inbetriebnahme und Charakterisierung. Dazu wird der Kryostat evakuiert und mit tiefkalten Gasen auf Betriebstemperatur abgekühlt. Das SQUID-Array wird anschließend in einer FLL betrieben mit den entsprechenden Einstellungen nach Tabelle 5.1 von Seite 74 für den Biasstrom I_B und -spannung U_B . Damit steht das Bolometer für Charakterisierungsmessungen bereit.

Im ersten Teil dieses Kapitels werden elektrische Messungen durchgeführt, bei denen ein externer Strahlungsfluss vermieden wird. Durch diese Messungen werden wesentliche Betriebsparameter ermittelt sowie der Dynamikbereich, die Empfindlichkeit und die Rauschleistung bestimmt. Im zweiten Teil wird der Dynamikbereich durch einen Vergleich des TES-Bolometers mit einem kalibrierten Detektor an einem Elektronenspeicherring optisch bestimmt. Abschließend wird die Funktionsfähigkeit durch eine metrologisch motivierte Messung an einem FTS demonstriert.

7.1 Elektrische Charakterisierung

7.1.1 Kennlinie und Arbeitspunkt

Der erste Schritt der Inbetriebnahme des TES-Bolometers ist die Bestimmung der Kennlinie des TES. Diese beschreibt das Verhältnis zwischen dem Biasstrom I_{Bias} des TES und dem Strom I_{TES} , der durch das TES fließt. Dadurch wird es möglich sein, einen Arbeitspunkt (I_0, R_0) zu bestimmen, der sich aus einem Strom durch den TES I_0 bei einem bestimmten Widerstand R_0 ergibt. Dieses Wertepaar ist Bestandteil der Leistungsempfindlichkeit des Bolometers entsprechend der Gleichung (5.24) von Seite 73 und wird im Folgenden für weitere Charakterisierungsmessungen benötigt.

Bei dieser Untersuchung wird der Biasstrom des TES moduliert und die Änderung des Stroms, welcher durch das TES fließt, gemessen. Durch einen Vergleich mit dem berechenbaren Verhalten ohmscher Widerstände kann anschließend der Widerstand des TES bestimmt werden. Dies ist ein übliches Vorgehen bei nichtlinearen Systemen [Keh09]. Für diese Untersuchung wurde das Bolometer entsprechend vorbereitet: Externer Strahlungsfluss wurde durch die im Filterrad montierte Kupferscheibe abgeblockt und das SQUID-Array in einer FLL mit einem Messwiderstand R_{FLL} von $10\text{ k}\Omega$ betrieben. Der Biasstrom I_{Bias} des TES wurde mit einer Dreiecksfunktion mit $\pm 4,500\text{ mA}$ und einer

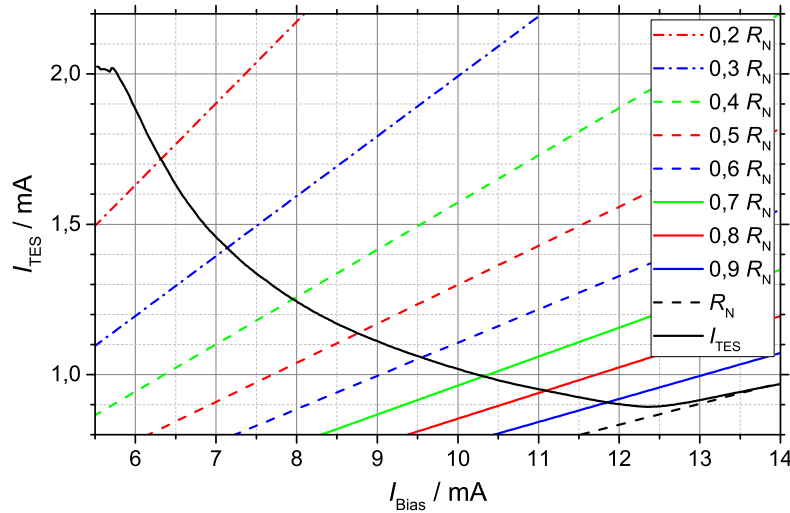


Abb. 7.1: Strom durch den TES abhängig vom Biasstrom (schwarze Linie). Die Geraden beschreiben das Verhalten ohmscher Widerstände verschiedener Größe anstelle des TES, angegeben relativ zu einem normalleitendem Widerstand $R_N = 6,7 \Omega$ des TES.

Frequenz von 10 Hz bei einem konstanten Offset von 5,006 mA moduliert. Die Modulation wurde so gewählt, dass bei höchsten Biasströmen der TES vollständig normalleitend wurde.

Durch ein Vierkanal Speicheroszilloskop *DSO6034A* der Firma *Agilent Technologies* wurde sowohl die Spannung am Monitorausgang der Stromquelle als auch die Ausgangsspannung U_{FLL} der FLL gleichzeitig gemessen. Die Spannung des Monitorausganges der Stromquelle wurde durch die bekannte Modulationstiefe in einen Strom umgerechnet und mit dem konstanten Offset addiert. Dies gibt die Abszisse der Abbildung 7.1.

Die Stromänderung durch das TES wurde mit Hilfe der Ausgabespannung U_{FLL} der FLL durch die Strom-Spannungs-Empfindlichkeit, welche in Gleichung (5.23) auf Seite 73 angegeben ist, bestimmt. Die für die Bestimmung der Stromänderung notwendigen magnetischen Kopplungen der supraleitenden Spulen findet sich in Tabelle 5.1 auf Seite 74. Der so berechnete Strom repräsentiert zunächst jedoch nur den modulierten Anteil des Stroms, welcher durch das TES fließt, da die Ausleselektronik nur Stromänderungen misst. Dies gibt der Kennlinie des TES, welche in Abbildung 7.1 als durchgehend schwarze Kurve dargestellt ist, einen verbleibenden Freiheitsgrad als Offset entlang der Ordinate. Dieser Freiheitsgrad wird durch das berechenbare ohmsche Verhalten des TES im normalleitenden Zustand eingeschränkt. Der normalleitende Widerstand des TES wurde in Abschnitt 5.1.3 ab Seite 66 mit $6,7 \Omega$ bestimmt. Der berechnete Strom durch einen ohmschen Widerstand gleicher Größe, der parallel zu einem Widerstand von $0,5 \Omega$ arbeitet und mit einem entsprechenden Biasstrom belegt ist, ist in der Abbildung als gestrichelte schwarze Gerade dargestellt. Der Offset der Kennlinie wurde nun durch einen konstanten Strom durch das TES so angepasst, dass sie für große Biasströ-

me, bei denen das TES vollständig normalleitend war, mit dem berechneten ohmschen Verhalten identisch ist. Dies legt die absolute Lage der Kennlinie fest.

In der Abbildung sind weitere Geraden dargestellt, die das Verhalten ohmscher Widerstände an Stelle des TES beschreiben. Deren Widerstandswerte sind relativ zum normalleitenden Widerstand des TES angegeben. Schnittpunkte dieser Geraden mit der Kennlinie beschreiben Biasströme, mit denen das TES den gleichen Widerstandswert erreicht. So wird für einen Biasstrom I_{Bias} von 10,35 mA ein Arbeitspunkt mit $I_0 = 0,991$ mA und $R_0 = 4,69 \Omega$ erreicht, mit dem ein Betrieb im Regime des harten Spannungsbias nahe des geforderten Widerstandsverhältnis $R_0 = 10R_{\text{Shunt}}$ möglich ist. Dieser Arbeitspunkt liegt nahe der grünen durchgehenden Gerade in Abbildung 5.5 auf Seite 68 und wird im Folgenden verwendet, wenn eine hohe Linearität notwendig ist.

Weiterhin zeigt diese Untersuchung, dass in der gewählten Konfiguration mit einem Shuntwiderstand von $0,5 \Omega$ ein Betrieb mit $R_0 > 5 \Omega$ in der in Abschnitt 5.1.2 diskutierten optimalen Konfiguration möglich ist.

Für einen gewählten Arbeitspunkt kann nun die Leistungsempfindlichkeit des TES-Bolometers angegeben werden. Diese errechnet sich nach Gleichung (5.24) von Seite 73 mit den magnetischen Kopplungen der supraleitenden Spulen am SQUID-Array, welche in Tabelle 5.1 auf Seite 74 angegeben sind. Es ergibt sich daraus die Leistungsempfindlichkeit, die weiterhin mit einem Messwiderstand R_{FLL} skaliert. Der Messwiderstand wird individuell den Messbedingungen entsprechend gewählt. Limitierend kann die maximale Ausgangsspannung von ± 10 V wirken und kleinere Messwiderstände erfordern. Üblicherweise werden Widerstände zwischen $10 \text{ k}\Omega$ und $100 \text{ k}\Omega$ genutzt. Genutzte Messwiderstände werden im Folgenden an den entsprechenden Stellen explizit genannt.

7.1.2 Elektrisch bestimmter Dynamikbereich

Parallel wurde ein Testaufbau auf einem Messstab in vergleichbarer Konfiguration von der Arbeitsgruppe 7.21–Kryosensoren aufgebaut. Ein TES-Bolometer, dessen Absorber elektrisch kontaktiert war, wurde mit einem SQUID-Stromsensor heliumdicht in einem Messzylinder verschlossen. Der evakuierte Messstab wurde in eine Heliumkanne eingebracht und in einer FLL betrieben. Das TES-Bolometer befand sich damit in einer vollständig von externer Strahlungsleistung isolierten, $4,2 \text{ K}$ kalten Umgebung. Bei Heliumtemperatur zeigte der Absorber einen Widerstand R_{Absorber} von 160Ω .

Für diesen Aufbau wurde, wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, eine Kennlinie bestimmt und verschiedene Arbeitspunkte des TES ausgewählt. An diesen Arbeitspunkten wurde das TES betrieben und der Absorber elektrisch geheizt. Der Heizstrom wurde periodisch mit einer Dreiecksfunktion und einer Amplitude von $650 \mu\text{A}$ moduliert und daraus eine Heizleistung berechnet. Das Spannungssignal des TES-Bolometers wurde nach Gleichung (5.23) von Seite 73 in eine Stromänderung am TES umgerechnet. In Abbildung 7.2 ist die Stromänderung am TES über die eingebrachte Heizleistung für vier Arbeitspunkte von $0,2R_{\text{N}}$ bis $0,75R_{\text{N}}$ dargestellt.

Alle vier Kurven zeigen einen stetigen Anstieg, bis sie jeweils an einem Punkt in einen konstanten Verlauf übergehen. An diesem Punkt wird das TES vollständig normallei-

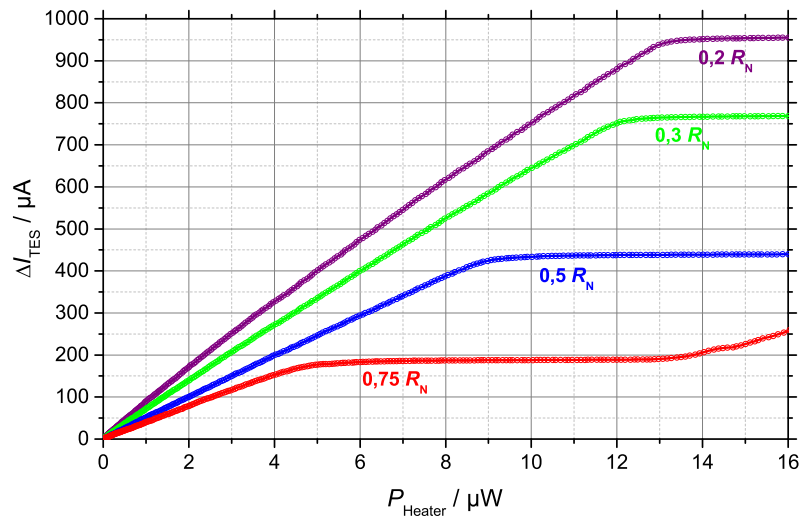


Abb. 7.2: Dynamikbereich eines TES-Bolometers an verschiedenen Arbeitspunkten. Die gemessene Leistung wurde durch elektrische Heizleistung an einem kontaktierten Absorber erzeugt.

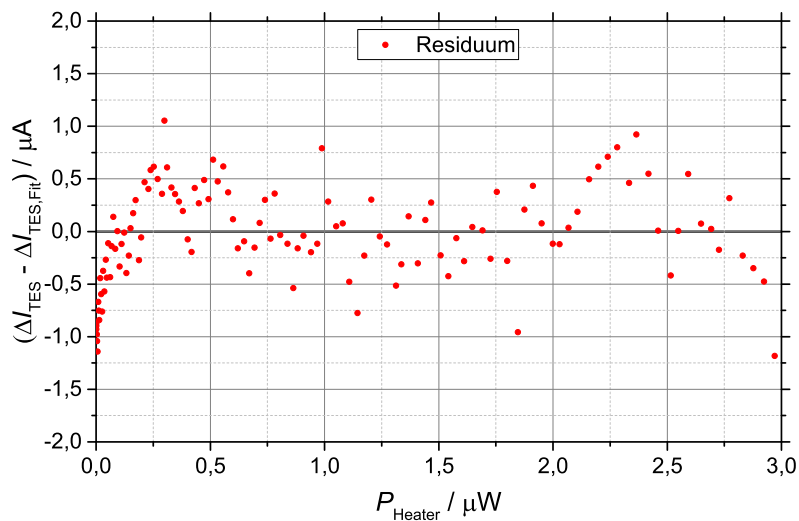


Abb. 7.3: Residuen einer linearen Anpassung des Dynamikbereiches eines TES-Bolometers an einem Arbeitspunkt mit $0,75R_N$ aus Abbildung 7.2 (rote Kurve).

tend und das TES-Bolometer ist gesättigt. Dieser Punkt hängt vom Arbeitspunkt ab, wie in Gleichung (5.10) auf Seite 64 dargelegt wurde. Abweichend von der angegebenen Gleichung wird in diesem Fall die beschriebene absorbierte Strahlungsleistung elektrisch eingebracht. Die rote Kurve zeigt das Verhalten des TES-Bolometers im harten Spannungsbias. Der Arbeitspunkt ist hier vergleichbar mit dem, wie er im vorangegangenen Abschnitt beschrieben wurde. Das Antwortverhalten der roten Kurve ist hochlinear, wie sich in einer linearen Anpassung zeigt. Abbildung 7.3 zeigt die Residuen einer linearen Anpassung für diesen Arbeitspunkt. Diese sind innerhalb des Dynamikbereiches klein und gleichverteilt um die Null. Dies unterstreicht die hohe Linearität des Bolometers.

Für einen Arbeitspunkt mit $0,2R_N$, in Abbildung 7.2 dunkelrot dargestellt, zeigt sich ein Dynamikbereich von $13 \mu\text{W}$, der sich sehr gut mit den in Abschnitt 5.1.2 auf Seite 63 beschriebenen optimalen Werte von $13,5 \mu\text{W}$ deckt. Jedoch ist der Widerstand des TES im Arbeitspunkt mit $0,2R_N = 1,34 \Omega$ weniger als drei Mal größer als der Shuntwiderstand. Hier kann nicht mehr von einem harten Spannungsbias gesprochen werden, was sich auch in dem nicht hochlinearen Anstieg widerspiegelt. Ein vergleichbarer Dynamikbereich mit einem hochlinearen Anstieg ließe sich mit der in Abschnitt 5.1.2 von Seite 63 beschriebenen optimalen Konfiguration erzielen, welcher die Eigenschaften eines höheren Widerstandes mit dem hohen Dynamikbereich eines niedrigen Arbeitspunktes innerhalb des supraleitenden Überganges kombiniert. Diese Konfiguration wurde bei der Herstellung der TES-Bolometer berücksichtigt und liegt für einen verbesserten Aufbau vor.

7.1.3 Empfindlichkeit

Für die Untersuchung der Leistungsempfindlichkeit des TES-Bolometers wurde das Verhältnis zwischen einer modulierten elektrischen Heizleistung und der Stromänderung am TES des Bolometers bestimmt. Diese Messungen fanden am gleichen Testaufbau auf einem Messstab, wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, statt und wurden von der Arbeitsgruppe 7.21–Kryosensoren durchgeführt. Für diese Untersuchung wurden die gleichen Arbeitspunkte verwendet wie sie in Abbildung 7.2 dargestellt sind. Die Heizleistung wurde an dem elektrisch kontaktierten Absorber eingebracht, als Quelle diente die interne Spannungsquelle eines Zweikanal Spektrumanalysators *Agilent 35670A* der Firma *Agilent Technologies*. Das Spannungssignal wurde mit zeitlich veränderter Frequenz (Chirp) moduliert um einen breiten Spektralbereich abzudecken. Die Amplitude der Spannung $U_{\text{Heater}}(t)$ wurde so gewählt, dass über einen Vorwiderstand R_{Heater} von $100 \text{ k}\Omega$ ein maximaler Heizstrom I_{Heater} von $20 \mu\text{A}$ floss. Die eingebrachte Heizleistung erzeugte eine Ausgangsspannung $U_{\text{FLL}}(t)$ der FLL, die mit einem Messwiderstand von $100 \text{ k}\Omega$ betrieben wurde. Der Spektrumanalysator transformierte beide Spannungssignale in entsprechende Spektren $U_{\text{Heater}}(f)$ der Quelle und $U_{\text{FLL}}(f)$ der FLL. Als Ergebnis lieferte der Spektrumanalysator das Verhältnis $S(f)$ beider Spektren

$$S(f) = \frac{U_{\text{FLL}}(f)}{U_{\text{Heater}}(f)}. \quad (7.1)$$

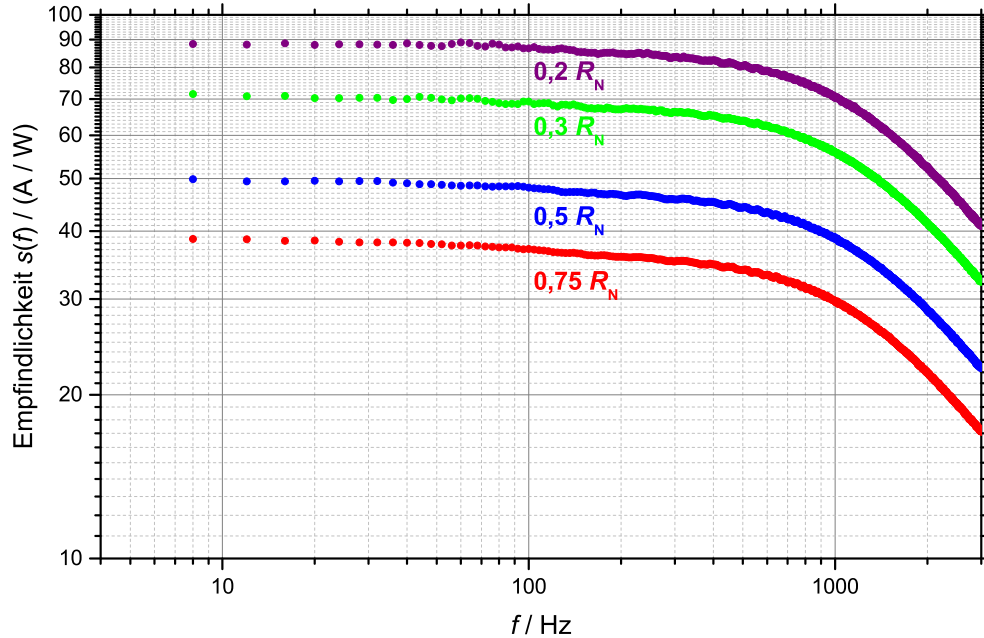


Abb. 7.4: Empfindlichkeit des TES-Bolometers an verschiedenen Arbeitspunkten.

Die Spektren der Spannungen lassen sich nun über die bekannten Betriebsparameter in ein Spektrum der Heizleistung respektive über Gleichung (5.23) von Seite 73 in ein Spektrum der Stromantwort am TES umrechnen, was zu einer Empfindlichkeit $s(f)$

$$s(f) = \frac{\partial I_{\text{TES}}(f)}{\partial P_{\text{Heater}}(f)} \quad (7.2)$$

$$= \frac{\left(\frac{M_{\text{In}} R_{\text{FLL}}}{M_{\text{FLL}}}\right)^{-1} U_{\text{FLL}}}{I_{\text{Heater}}^2 R_{\text{Absorber}} \underbrace{U_{\text{Heater}}}_{=|S(f)|}} \quad (7.3)$$

des Bolometers führt.

Die ermittelte Empfindlichkeit $s(f)$ der Messungen ist in Abbildung 7.4 für vier Arbeitspunkte über der Modulationsfrequenz dargestellt. Die Empfindlichkeit des TES-Bolometers ist durch die unterschiedlichen Temperaturkoeffizienten innerhalb des supraleitenden Überganges des TES vom Arbeitspunkt abhängig. Für kleine Frequenzen ergeben sich Empfindlichkeiten zwischen $88,4 \text{ A W}^{-1}$ für einen niedrigen Arbeitspunkt innerhalb des supraleitenden Übergangs bei $0,2 R_N$ und $38,7 \text{ A W}^{-1}$ bei $0,75 R_N$ für einen höheren Arbeitspunkt. Die dynamisch bestimmte Empfindlichkeit kann mit den Ergebnissen aus Abschnitt 7.1.2 verglichen werden. Dort wurde der Dynamikbereich quasistatisch ermittelt, deren Steigung den Wert einer Empfindlichkeit hat. Bei einer Heizleistung von $1 \mu\text{W}$ ergeben sich Empfindlichkeiten von $89,2 \text{ A W}^{-1}$ bei $0,2 R_N$

und $40,2 \text{ A W}^{-1}$ bei $0,75R_N$. Im Hinblick auf die unterschiedlichen verwendeten Heizleistungen ist die Übereinstimmung zwischen den beiden Methoden zufriedenstellend.

Darüber hinaus lässt sich aus diesen Ergebnissen eine Aussage über den Frequenzgang des TES-Bolometers ablesen. Moduliert die Heizleistung schnell, folgt das TES-Bolometer nicht mehr instantan und das Ausgangssignal bricht ein. Dies bedingt den in der Abbildung 7.4 dargestellten Frequenzgang, welcher unabhängig vom Arbeitspunkt ist. Alle vier Kurven fallen bei etwa 2,5 kHz auf die Hälfte ihres Anfangswertes ab. Dies entspricht der 3 dB-Grenzfrequenz, welche oftmals zur Beschreibung der Geschwindigkeit eines Detektors verwendet wird. Bis etwa 100 Hz lässt sich das TES-Bolometer ohne signifikante Einbußen der Leistungsempfindlichkeit betreiben. Damit ist das TES-Bolometer etwas schneller als das in Kapitel 4 beschriebene und bei 4,2 K verwendete Silizium-Komposit Bolometer. Dies zeigt laut Spezifikation des Herstellers bei 100 Hz einen Einbruch des Ausgangssignals auf 89 % und bei 500 Hz auf 65 % bezogen auf ein Ausgangssignal bei 40 Hz.

7.1.4 Rauschleistung (NEP)

Eine wesentliche Größe zur Beschreibung der Güte eines optischen Detektors ist die Rauschleistung. Eine übliche Angabe ist die rauschäquivalente Leistung NEP (**Noise Equivalent Power**). Sie gibt Auskunft über die Sensitivität des Detektors durch die Angabe der Leistung eines Signals, mit welchem bei einer Messzeit von einer Sekunde ein Signal-Rausch-Verhältnis von eins erreicht wird. Das NEP setzt sich aus verschiedenen Rauschbeiträgen zusammen. Wesentliche Beiträge zum NEP des Gesamtsystems sind das thermische Rauschen der thermischen Verbindung zur Wärmesenke, des Johnsonrauschens der elektrischen Widerstände und das Rauschen des Stromverstärkers [Mat82]. In einer Voruntersuchung, die nicht Bestandteil dieser Arbeit ist, wurde gezeigt, dass bei Heliumtemperatur das Phononenrauschen der thermischen Verbindung das Gesamttrauschen dominiert [Bey09].

Das NEP des TES-Bolometers wurde ausschließlich elektrisch bestimmt. Eine unabhängige optische Messung würde eine rauscharme optische Leistungsmessung im Bereich von fW voraussetzen, welche zur Zeit technisch nicht möglich ist.

Für die Bestimmung des NEP wurde der Prototyp des Bolometers im Kryostaten an dem in Abschnitt 7.1.1 gewählten Arbeitspunkt mit einem Biasstrom I_{Bias} von 10,35 mA in einer FLL betrieben. Externe Strahlungsleistung wurde durch eine gekühlte Kupferscheibe ausgeschlossen. Bei dieser Messung wurde ein Messwiderstand von $R_{\text{FLL}} = 10 \text{ k}\Omega$ genutzt. Nun wurde das Spannungssignal der FLL mit einem Zweikanal Spektrumanalysator *Agilent 35670A* der Firma *Agilent Technologies* untersucht. Ein elektrischer Hochpassfilter mit einer Grenzfrequenz von $< 0,1 \text{ Hz}$ wurde zwischen Bolometer und Spektrumanalysator genutzt, um einen konstanten Spannungsteil zu entfernen. Es wurden vier Messungen mit jeweils 500 Mittelungen durchgeführt, wobei durch eine FFT des Spektrumanalysators jeweils 1600 Punkte ausgegeben wurden. Bei den vier Messungen wurde die obere Grenzfrequenz mit Werten von 400 Hz, 1,6 kHz, 6,4 kHz und 25,6 kHz variiert. Die so gewonnenen Spektren einer Rauschspannungsdich-

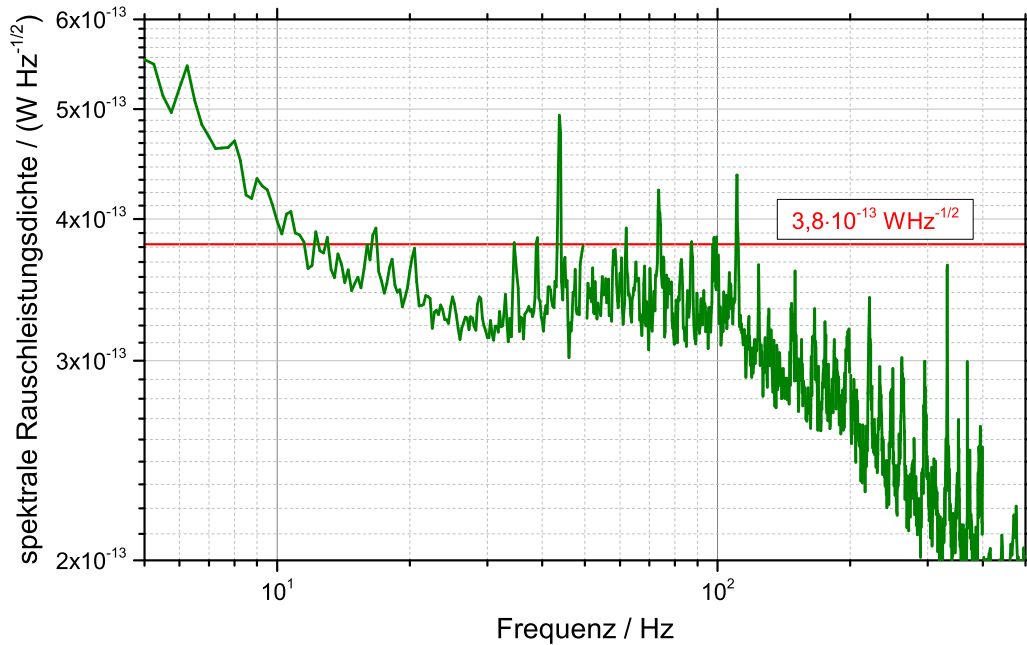


Abb. 7.5: Spektrale Rauschleistungsdichte des TES-Bolometers (grün). Auf einem Plateau zwischen 10 Hz und 100 Hz wurde ein NEP von $3,8 \cdot 10^{-13} \text{ W Hz}^{-1/2}$ bestimmt, welches als rote Gerade dargestellt ist.

te wurden zu einem Spektrum zusammengefügt um eine gute Auflösung im gesamten Spektralbereich bis 25,6 kHz zu erreichen. Abschließend wurde die spektrale Rauschspannungsdichte durch die Leistungsempfindlichkeit, welche sich durch Gleichung (5.24) berechnen lässt, in eine spektrale Rauschleistungsdichte umgerechnet. Die so ermittelte spektrale Rauschleistungsdichte ist für den gewählten Arbeitspunkt in Abbildung 7.5 im Bereich von 5 Hz bis 500 Hz dargestellt. Im Bereich bis 10 Hz dominiert das zu erwartende $1/f$ Rauschen des SQUID-Arrays. Ignoriert man dieses, kann ein Plateau zwischen 10 Hz und 100 Hz identifiziert werden. In diesem Bereich liegt die spektrale Rauschleistungsdichte unter einem Wert von $3,8 \cdot 10^{-13} \text{ W Hz}^{-1/2}$, welcher in der Abbildung durch eine rote Gerade dargestellt ist. Dieser Wert wird als elektrisch bestimmtes NEP für das TES-Bolometer angegeben. Das erreichte NEP ist vergleichbar mit dem anderer heliumgekühlter Bolometer und ausreichend für Laboranwendungen [Brü12].

Um das NEP des TES-Bolometers bewerten zu können, kann das NEP mit einem zu erwartenden Photonenrauschen, angegeben als spektrale Rauschleistungsdichte, verglichen werden. Ist das NEP des Detektors geringer als das Photonenrauschen der betrachteten Quelle, nennt man den Detektor hintergrundlimitiert [Mat84]. Das hier beschriebene Vorgehen ist identisch mit der Arbeit von Richards [Ric94], welcher ebenfalls das NEP von Bolometern mit einem erwarteten Photonenrauschen vergleicht. Er gibt in Gleichung (12) seiner Arbeit eine Gleichung für die Bestimmung der Rauschleis-

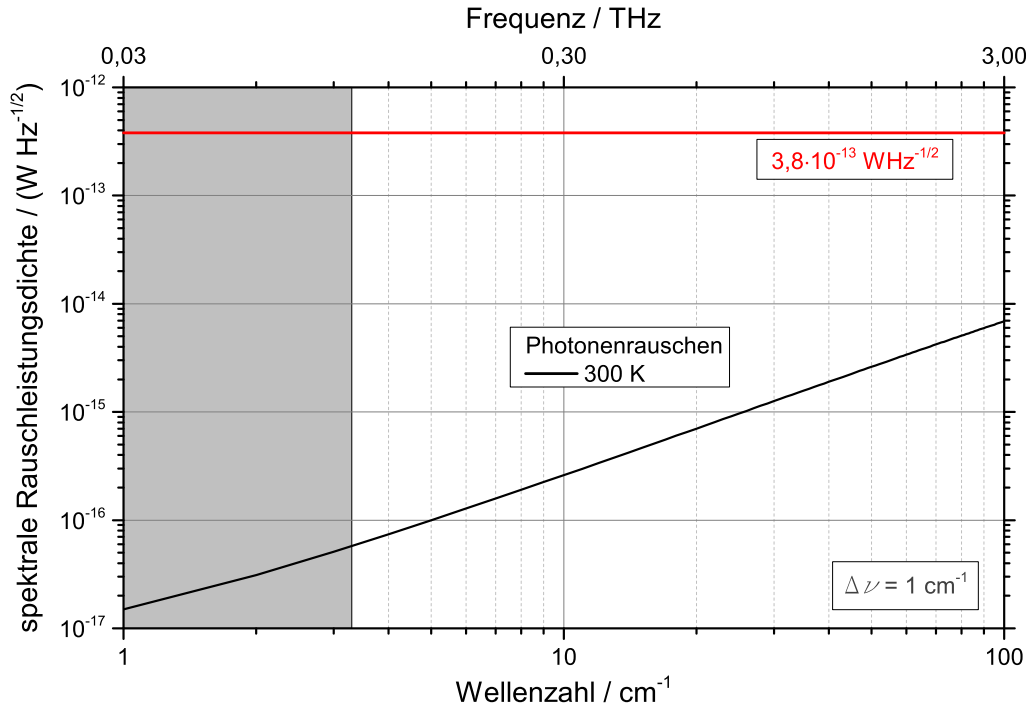


Abb. 7.6: Vergleich der rauschäquivalenten Leistung (NEP) mit Photonenrauschen des thermische Hintergrundes bei Raumtemperatur (300 K), betrachtet in einem FTS mit einer Bandbreite von einer Wellenzahl.

tungsdichte des Photonenrauschens an. In Übereinstimmung mit seiner Arbeit wird der zweite Term der angegebenen Gleichung vernachlässigt. Ist die Fluktuation der auf des Bolometer auftreffenden Photonen Poisson-verteilt, gibt Richards die spektrale Rauschleistungsdichte in Wellenzahlen $\tilde{\nu}$ mit einer Bandbreite $\Delta\tilde{\nu}$, einem Absorptionsgrad des Bolometers α , einer Etendue $A\Omega$, einem Transmissionsgrad τ und einer Strahlendichte $L(\tilde{\nu}, T)$ eines idealen schwarzen Strahlers bei einer Temperatur T an:

$$(\text{NEP}(\tilde{\nu}, \Delta\tilde{\nu}))^2 = \int_{\tilde{\nu}}^{\tilde{\nu}+\Delta\tilde{\nu}} \alpha\tau A\Omega L(\hat{\nu}, T) h\hat{\nu} d\hat{\nu} \quad [\text{NEP}] = \frac{\text{W}}{\sqrt{\text{Hz}}}. \quad (7.4)$$

Für den Betrieb am FTS gibt das Spektrometer die Etendue von $12 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ sr}$ und einen Transmissionsgrad von 0,1 (vgl. Abschnitt 2.2) vor. Das geringste Photonenrauschen wird bei der Betrachtung einer ideal schwarzen Probe bei Raumtemperatur (300 K) erwartet. Für eine Bandbreite von einer Wellenzahl ergibt sich die schwarze Kurve in Abbildung 7.6. Zum Vergleich ist das NEP des TES-Bolometers als rote Gerade dargestellt. Bei hohen Wellenzahlen (3 THz) liegt das NEP des Bolometers weniger als zwei, für geringe Wellenzahlen (0,1 THz) weniger als vier Größenordnungen vom Photonenrauschen entfernt. Um das NEP deutlich zu reduzieren muss der Dynamikbereich durch eine schwächere Kopplung zur Wärmesenke eingeschränkt oder die Betriebstemperatur des Bolometers reduziert werden. Da eine Einschränkung des Dynamikbereiches

dem Einsatzzweck zuwider läuft und eine Absenkung der Betriebstemperatur den Aufwand deutlich erhöht, werden beide Ansätze nicht weiter verfolgt.

7.2 Optische Charakterisierung

7.2.1 Optisch bestimmter Dynamikbereich

Um den Dynamikbereich des TES-Bolometers auch optisch zu untersuchen bedarf es einer Strahlungsquelle, deren Strahlungsleistung im THz-Bereich über mehrere Größenordnungen hinweg einstellbar ist. Allgemein kann dafür jede ausreichend starke Quelle, wie zum Beispiel der in Abschnitt 3.2.3 auf Seite 29 verwendete THz-Laser, genutzt werden. Die Strahlungsleistung müsste dann in mehreren Schritten abgeschwächt werden, was zusätzliche optische Komponenten notwendig macht. Deren Eigenschaften und Wechselwirkungen wie Reflexionen untereinander müssten charakterisiert werden, was zusätzlich zu den Unsicherheiten der Untersuchung beitragen würde. Alternativ bietet sich eine Quelle mit variabler Strahlungsleistung an, bei deren Nutzung der Messaufbau unverändert bleiben kann. Die PTB betreibt einen Elektronenspeicherring, die **M**etrology **L**ight **S**ource (MLS), welche sich für diese Untersuchung ideal eignet. Die MLS erzeugt breitbandige THz-Strahlung, deren Strahlungsleistung, abhängig vom Ringstrom und Betriebsmodus, über elf Größenordnungen verändert werden kann [Kle08, Fei11].

Bei dieser Untersuchung wurden zwei Betriebsmodi der MLS verwendet, ein inkohärenter Modus (normal mode) und der Low- α -Modus, welcher kohärente THz-Strahlung (THz **C**oherent **S**ynchrotron **R**adiation, THz CSR) bereitstellt. Im inkohärenten Modus erreicht die MLS maximale THz-Strahlungsleistungen im Bereich von $1 \mu\text{W}$, während im Low- α -Modus Leistungen im mW-Bereich erreicht werden. Weiterhin wurden insgesamt fünf Ringströme eingestellt, im inkohärenten Modus wurden Ringströme von 10 mA, 20 mA, 70 mA und 140 mA, im Low α -Betrieb ein Ringstrom von 10 mA verwendet. Um die Strahlungsleistung innerhalb dieser fünf Einstellungen noch feiner zu variieren wurde eine Kombination aus zwei Drahtgitterpolarisatoren verwendet.

Der für diese Untersuchung aufgebaute Messaufbau ist in Abbildung 7.7 schematisch dargestellt. Die Strahlung der MLS wird durch das Strahlrohr an einem Punkt fokussiert, dessen Brennpunkt im Bild gelb dargestellt ist. Ein außeraxialer Parabolspiegel (OAP1) parallelisierte die Strahlung, welche von Planspiegeln M1 bis M3 geführt wurde. Im parallelen Strahlengang befanden sich die Polarisatoren P1 und P2 sowie ein THz-Langpassfilter F. Das Filter F blockte sichtbare und infrarote Strahlung ab einer Kante bei 3 THz.

Spiegel M3 befand sich auf einer Verschiebeeinheit, um zwei Strahlengänge abwechselnd zu beleuchten. In beiden Strahlengängen fokussierten identische außeraxiale Parabolspiegel (OAP2 und OAP3) die THz-Strahlung auf das TES-Bolometer beziehungsweise auf einen Referenzdetektor, der als Vergleichsdetektor diente. Der Vergleichsdetektor, ein pyroelektrischer Detektor *THz30* der Firma *SLT* [Mü14] wurde mit einem

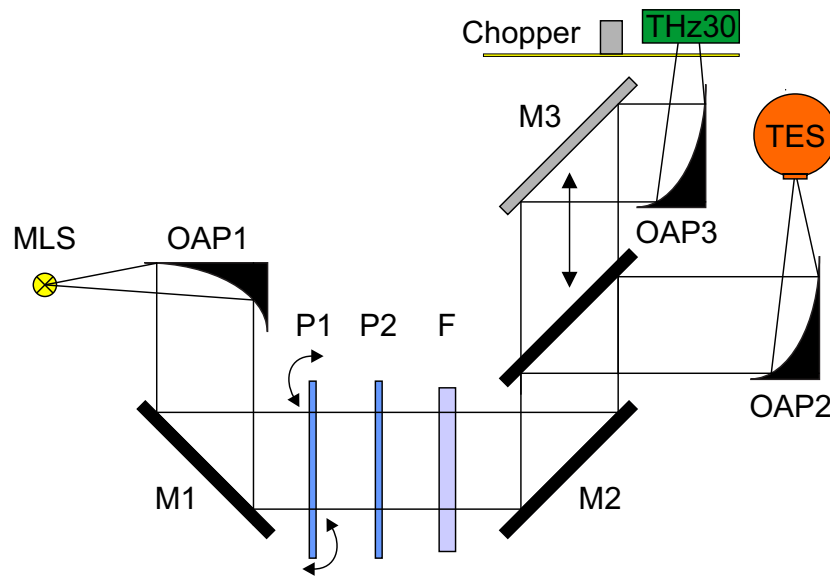


Abb. 7.7: Messaufbau zur Bestimmung des linearen Ansprechvermögens des TES-Bolometers. Das TES-Bolometer wurde mit einem kalibrierten THz Detektor THz30 bei verschiedenen Ringströmen der Metrology Light Source (MLS) verglichen. Zusätzlich wurde die Bestrahlungsstärke durch verstellbare Drahtgitter-Polarisatoren (P1 und P2) verändert. Die Strahlführung wurde durch Off-Axis Paraboloiden (OAP) und Planspiegel (M) geformt. Durch Verschieben des Planspiegels M3 wurden die beiden Detektoren bei gleichbleibender Länge des Strahlenganges beleuchtet. Sichtbare und infrarote Strahlung wurde durch einen $100\ \mu\text{m}$ (3 THz) Langpassfilter geblockt.

Chopper betrieben und zuvor auf seine spektrale Leistungsempfindlichkeit an der *THz Calibration Facility* der PTB [Ste10, Ste13] kalibriert. Er gehörte zu den weltweit ersten Detektoren, welche im THz-Bereich kalibriert wurde und ist bis heute jener mit der größten spektral und räumlich homogen absorbierenden Absorberfläche.

Ab dem Austrittsfenster des Strahlrohres befand sich der Messaufbau unter Luft, deren Absorption wesentlichen Einfluss auf die Messung haben kann. Um später Korrekturen zu vermeiden, wurde die Länge beider Strahlengänge präzise gleich eingestellt. Nach den hier beschriebenen Messungen wurde der Messaufbau für weitere Vergleiche im THz-Bereich verwendet, welche zu sehr guten Übereinstimmungen führten [Mü15], was die Qualität des Aufbaus unterstreicht.

Im Low- α -Modus (THz CSR) wurde die absolute Strahlungsleistung, welche auf das TES-Bolometer trifft, durch den kalibrierten Vergleichsdetektor bestimmt. Der THz30 arbeitet in einem vergleichbaren Spektralbereich, was ihn für diese Zwecke zu einem idealen Vergleichsinstrument macht. Jedoch ist er durch sein NEP von $2 \cdot 10^{-7}\ \text{WHz}^{-1/2}$ in seiner Empfindlichkeit auf den Betrieb im Low- α -Modus beschränkt und steht nur in diesem Betriebsmodus als Vergleichsdetektor zur Verfügung. Die absolute Strahlungsleistung wurde bei verschiedenen Winkeln des verstellbaren Polarisators P1 bestimmt und konnte dadurch in einem weiten Bereich variiert werden. Bei gleichen Winkeln wurde anschließend die Ausgangsspannung des TES-Bolometers aufgenommen. Um einen

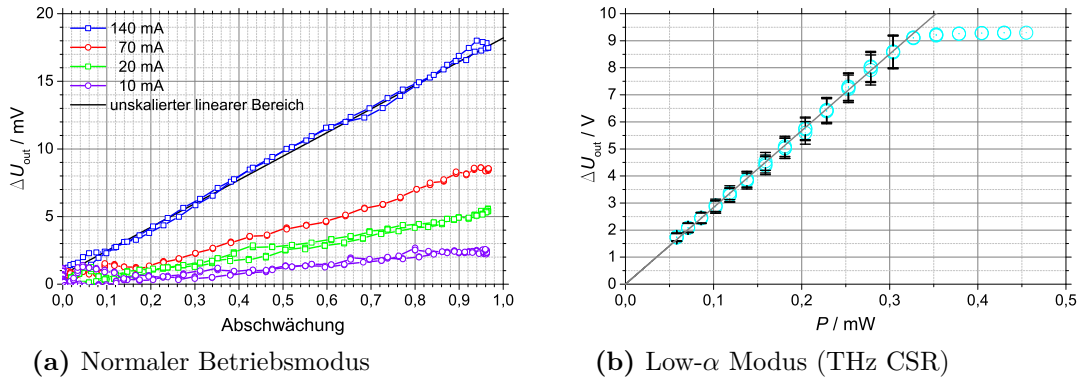


Abb. 7.8: Bestimmung des optischen Dynamikbereiches in zwei Betriebsmodi der MLS, dem normalen Betriebsmodus und dem Low- α Modus.

(a) Ausgangssignal des TES-Bolometers bei vier Ringströmen (10 mA, 20 mA, 70 mA, 140 mA) im normalen Betriebsmodus der MLS (normal mode) in Abhängigkeit von der Abschwächung durch die Winkelstellung der Polarisatoren.

(b) Ausgangssignal des TES-Bolometers in Abhängigkeit von der Strahlungsleistung, welche durch den kalibrierten Vergleichsdetektor THz30 im Low- α Modus (THz CSR) bei einem Ringstrom von 10 mA bestimmt wurde.

gemeinsamen Messbereich für alle Messungen herzustellen, musste das Bolometer an einem Arbeitspunkt mit $0,2R_N$ betrieben werden, mit dem ein hoher Dynamikbereich entsprechend Abbildung 7.2 bei gleichzeitig leicht eingeschränkter Linearität realisierbar war. Bei der Messung wurde ein Messwiderstand von $10\text{ k}\Omega$ verwendet. Die Ergebnisse dieses Vergleiches sind in Abbildung 7.8b als blaue Kreise dargestellt. Die Gesamtunsicherheit des Vergleiches setzt sich aus der Unsicherheit des kalibrierten Detektors und der Reproduzierbarkeit der Messung zusammen und ergeben eine gesamte relative Standardunsicherheit von 14 % bei $0,05\text{ mW}$ und 6 % bei $0,3\text{ mW}$ eingestrahelter Strahlungsleistung. Eine lineare Anpassung der Messergebnisse in einem Bereich zwischen $0,05\text{ mW}$ und $0,3\text{ mW}$, dargestellt als graue Gerade, führt zu einer Leistungsempfindlichkeit von $28,4\text{ V mW}^{-1}$ und einem Offset zum Nullpunkt.

Im normalen Betriebsmodus der MLS war der Vergleichsdetektor für eine Bestimmung der Strahlungsleistung nicht mehr empfindlich genug und stand daher für einen Vergleich nicht mehr zur Verfügung. Um trotzdem Aussagen über das Verhalten des TES-Bolometers bei kleinen Strahlungsleistungen treffen zu können wird in diesem Betriebsmodus die strikte Proportionalität der Strahlungsleistung zum Ringstrom und die berechenbare Abschwächung der Strahlungsleistung durch die Polarisatoren anhand des Rotationswinkels untereinander ausgenutzt.

Mit einem zeitlichen Abstand von weniger als einer Stunde zu den Messungen im Low- α Betrieb fanden die Messungen im Normalbetrieb statt. Das TES-Bolometer wurde unter gleichen Betriebsparametern betrieben und ein Auffüllen der tiefkalten Gase war nicht notwendig. Dies gewährleistete einen gleichbleibenden Betrieb des Bolome-

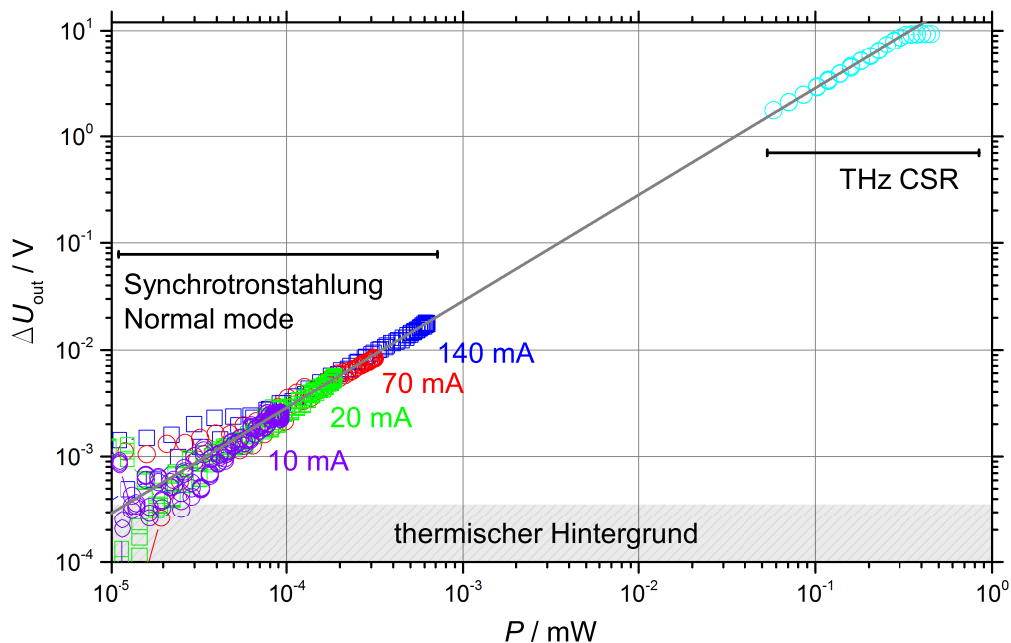


Abb. 7.9: Der lineare Arbeitsbereich des TES-Bolometers beträgt mindestens vier Größenordnungen. Er wurde an der MLS unter Verwendung von zwei Betriebsmodi (normal mode und Low- α -Mode) bei verschiedenen Ringströmen bestimmt.

ters. Bei insgesamt vier Ringströmen von 10 mA, 20 mA, 70 mA und 140 mA wurde die Strahlungsleistung durch die Rotation des Polarisators abgeschwächt und das Spannungssignal aufgenommen. Abbildung 7.8a zeigt die Spannungsänderung am Ausgang des Bolometers in Abhängigkeit zu der berechneten Abschwächung durch die Polarisatoren bei den vier verwendeten Ringströmen. Die Ergebnisse zeigen einen linearen Verlauf der Spannungsänderung mit der Abschwächung. Für den höchsten Ringstrom bei 140 mA ist die lineare Anpassung der Spannungsantwort dargestellt.

Aufgrund der strengen Proportionalität der Strahlungsleistung mit dem Ringstrom lassen sich die Abschwächungen mit dem Ringstrom skalieren, was für alle vier betrachteten Ringströme zu konsistenten Anstieg führt. Abschließend wurde mit Hilfe der zuvor bestimmten Leistungsempfindlichkeit des Bolometers für die Ergebnisse aller vier Ringströme ein gemeinsamer Proportionalitätsfaktor ermittelt. Dieser Proportionalitätsfaktor verknüpft die mit den Ringströmen skalierte Abschwächung und die Strahlungsleistung der MLS.

In Abbildung 7.9 sind die so verknüpften Ergebnisse der Messungen bei beiden Betriebsmodi dargestellt. Für geringe Strahlungsleistungen ist die gute Übereinstimmung der vier Messkurven, welche im normalen Betriebsmodus bestimmt wurden, zu erkennen. Alle fünf Messungen zeigen im Rahmen dieser Untersuchung eine hohe Konsistenz und stellen den linearen Dynamikbereich über mehr als vier Größenordnungen dar.

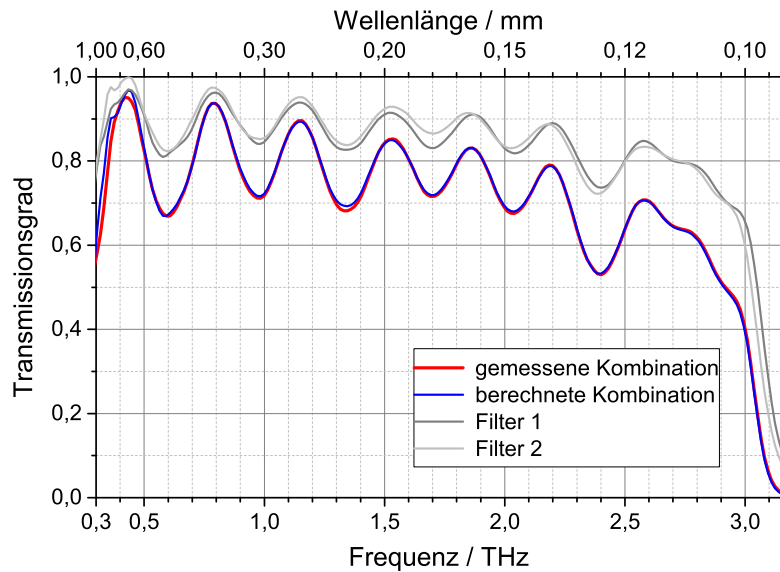


Abb. 7.10: Der Transmissionsgrad von zwei THz-Tiefpassfilter wurde einzeln (graue Linien) und in Kombination gemessen (rote Linien). Der Transmissionsgrad der Kombination wurde durch Multiplikation aus der Einzelmessungen errechnet (blaue Linie). Gemessener und errechneter Transmissionsgrad stimmen sehr gut überein.

Bei hohen Strahlungsleistungen beginnt das TES-Bolometer bei etwa 0,3 mW in die Sättigung überzugehen. Bei einer Strahlungsleistung von 0,35 mW unterscheidet sich das Ausgangssignal um 8,6 %, bei 0,38 mW um 16 % von der linearen Extrapolation der Messdaten. Bei geringen Strahlungsleistungen war die Messung durch thermische Hintergrundstrahlung und atmosphärischen Fluktuationen limitiert. Diese Schwankungen wurden durch eine Messung bestimmt, bei der eine Zeitserie des TES-Bolometers aufgenommen wurde, während die MLS ohne Ringstrom betrieben wurde. Die ermittelte Standardabweichung, durch die ermittelte Leistungsempfindlichkeit in eine Leistung übertragen, betrug 30 nW. Diese Hintergrundfluktuationen sind in der Abbildung als grauer Bereich dargestellt. Für geringe Strahlungsleistungen liegen die Abweichungen der Messdaten von der linearen Anpassung in diesem Bereich.

Der Dynamikbereich dieser Messung kann direkt mit dem elektrisch bestimmten Dynamikbereich verglichen werden. Für einen Arbeitspunkt von $0,2R_N$ ergab sich eine Sättigung des TES-Bolometers bei 13 μ W. Unter Berücksichtigung des Absorptionsgrades des TES-Bolometers von 0,5, kann der Transmissionsgrad durch die optischen Komponenten, bestehend aus Eintrittsfenster des Kryostaten, Tiefpassfilter und Sammeloptik, auf etwa 0,09 abgeschätzt werden. Einschränkend sei hier darauf hingewiesen, dass der elektrisch bestimmte Dynamikbereich unter einer anderen Messumgebung bestimmt wurde.

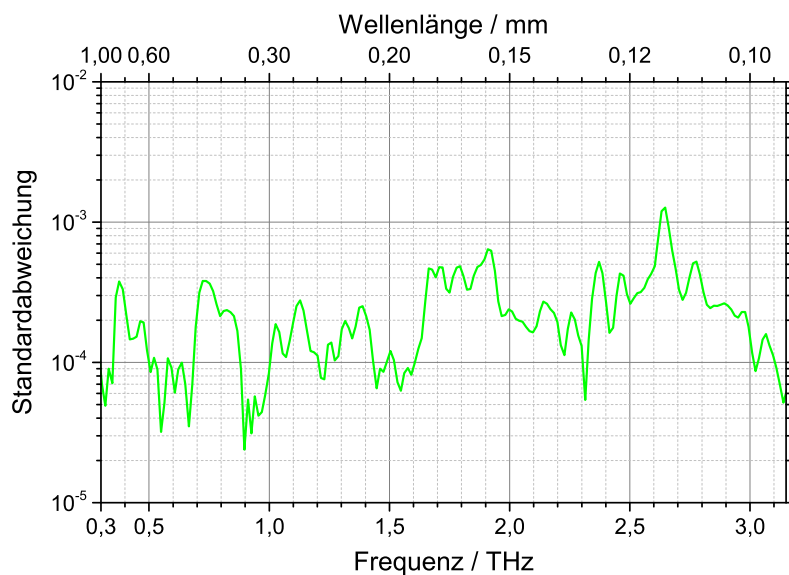


Abb. 7.11: Standardabweichung von drei Messungen von Filter 1 aus Abb. 7.10 mit einer Messzeit von je sieben Minuten, aufgenommen in einem Zeitraum von 70 Minuten.

7.3 Erste metrologische Anwendung

In einer ersten Anwendung wurde die Funktionsfähigkeit des TES-Bolometers an einem FTS und die Eignung für die quantitative Fourier-Transform Spektroskopie demonstriert. Die Messungen fanden an dem Messplatz, welcher in Abschnitt 3.1 ab Seite 21 beschrieben wurde, statt. Es wurden eine Quecksilber-Höchst-Druck-Dampfampe und drei Strahlteiler ($6\ \mu\text{m}$ Mylar, $50\ \mu\text{m}$ Mylar und $125\ \mu\text{m}$ Mylar) verwendet, um einen Spektralbereich von $0,3\ \text{THz}$ bis $3\ \text{THz}$ abzudecken. Das Bolometer wurde an einem Arbeitspunkt von $0,7R_N$ mit einem Messwiderstand von $10\ \text{k}\Omega$ betrieben und die Ausgangsspannung über einen $1,6\ \text{Hz}$ Hochpassfilter mit dem Spektrometer verbunden.

Gemessen wurde der Transmissionsgrad zweier baugleicher THz-Tiefpassfilter mit einer Kante bei $3\ \text{THz}$ ($100\ \text{cm}^{-1}$ in Wellenzahlen). Der Transmissionsgrad wurde sowohl individuell für jeden Filter als auch für eine Kombination beider Filter in Reihe bestimmt. In der kombinierten Anordnung wurde auf einen kleinen Winkel zwischen den Filtern geachtet, um Interferenzen zu vermeiden. Bei den Einzelmessungen befanden sich die Filter an den gleichen Positionen und unter dem gleichen Winkel wie in der kombinierten Anordnung. So konnte eine Vergleichbarkeit zwischen den Messungen gewährleistet werden. Für die Bestimmung des Transmissionsgrades wurden jeweils 128 Messungen mit einer Auflösung von einer Wellenzahl gemittelt.

Die Transmissionsgrade der einzeln gemessenen Filter sind in Abbildung 7.10 in Grau, die gemessene Kombination der Filter in Rot dargestellt. Nach der Messung wurden die Transmissionsgrade der einzelnen Filter miteinander multipliziert um so einen kombinierten Transmissionsgrad zu errechnen, welcher als blaue Linie in der Abbildung repräsentiert ist. Der gemessene und der berechnete Transmissionsgrad der kombinier-

ten Filter stimmen sehr gut überein. Die Differenz liegt überwiegend unter 0,5 %, nur zwischen 1,3 THz und 1,4 THz liegt der Unterschied bei bis zu 1 %.

Der Messzyklus wurde insgesamt dreimal durchlaufen bei einer Messzeit von etwa sieben Minuten pro Einzelmessung je Strahlteiler und Filter und einem zeitlichen Abstand von 70 Minuten zwischen erster und dritter Messung je Einstellung. Die Standardabweichung der drei Messungen eines einzelnen Filters ist über dem gesamten Spektralbereich kleiner als 10^{-3} , wie in Abbildung 7.11 zu erkennen ist. Dies zeigt die geringe Typ-A Unsicherheit des TES-Bolometers und die geringe Drift des Gesamtsystems. Diese Messung demonstriert die Qualität des TES-Bolometers und zeigt dessen Eignung für die quantitative Fourier-Transform Spektroskopie.

8 Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt die Entwicklung, Realisierung und Charakterisierung eines vollständig lithographisch hergestellten TES-Bolometers für den Spektralbereich von 0,1 THz bis 3 THz. Bei der Realisierung kamen Si_3N_4 -Membrantechnologie, mikrostrukturierte Metallabsorber und SQUID-basierte Ausleseelektronik zum Einsatz. Ziel der Entwicklung war die Herstellung eines Prototypen mit hohen Anforderungen an dessen spektral homogene Absorption und lineares Antwortverhalten über einen hohen Dynamikbereich. Diese Anforderungen standen konsequent bei allen Entwicklungsschritten im Mittelpunkt einer Optimierung. So konnte schließlich ein Detektor zur Verfügung gestellt werden, der besonders für die quantitative Fourier-Transform Spektroskopie auf höchstem metrologischem Niveau geeignet ist.

Für die Fourier-Transform Spektroskopie ist ein hoher Dynamikbereich und ein lineares Antwortverhalten des Bolometers von hoher Bedeutung. Daher wurden diese Eigenschaften des realisierten Prototypen durch umfangreiche elektrische und optische Charakterisierungsmessungen dargestellt (Kapitel 7). So wurde der Dynamikbereich des Bolometers an einem Elektronenspeicherring untersucht, welcher sich durch eine hohe Dynamik der Strahlungsleistung besonders als Quelle eignet. Es konnte dabei ein Arbeitsbereich vermessen werden, der mehr als fünf Größenordnungen umfasste. Bei dieser Messung war die zuvor elektrisch bestimmte rauschäquivalente Leistung von $3,8 \cdot 10^{-13} \text{ WHz}^{-1/2}$ des TES-Bolometers nicht limitierend. Eine zusätzliche elektrische Bestimmung des Dynamikbereiches konnte die hohe Linearität des Detektors darstellen. Mit einer 3 dB-Grenzfrequenz von 2,5 kHz zeigte das TES-Bolometer zudem günstige Eigenschaften für den praktischen Einsatz.

Der hohe Dynamikbereich und das lineare Antwortverhalten konnte durch die Verwendung supraleitender Thermistoren (TES), betrieben in einer elektrothermischen Rückkopplung, sowie SQUID-basierter Ausleseelektronik erreicht werden. Kapitel 5 konzentriert sich auf eine Beschreibung des linearisierten Betriebs dieser etablierten Technik sowie eine daraus abgeleitete thermische und elektrische Dimensionierung des TES.

Die spektral homogene Absorption des Bolometers basiert auf einer Anpassung an die Vakuumimpedanz, welche durch mikrostrukturierte Metallabsorber erzielt wurde. Zwei geometrisch unterschiedliche Designvarianten der Strukturierung wurden systematisch über einen weiten Parameterraum experimentell untersucht. Dabei wurden sowohl geometrische Abmessungen als auch der Widerstand des Metalls variiert. So konnte je Designvariante eine Struktur mit einem frequenzunabhängigen Absorptionsgrad von 0,5 identifiziert werden, die bei der lithografischen Herstellung berücksichtigt wurden.

Um systematische Fehler bei der Bestimmung der optischen Eigenschaften der Absorber an einem Fourier-Transform Spektrometer zu reduzieren, wurde ein einfach anwend-

bares Korrekturverfahren entwickelt, das die thermische Eigenstrahlung der optischen Komponenten des Spektrometers und einer Probe berücksichtigt. Dieses Verfahren wurde durch ein unabhängiges Messverfahren verifiziert. Aufgrund der hohen Konsistenz und Reproduzierbarkeit des Korrekturverfahrens fand dieses Messverfahren über diese Arbeit hinaus Anwendung in der weltweit erstmaligen Etablierung einer THz-Leistungsskala an einem nationalen Metrologieinstitut. Eine Beschreibung des Messverfahrens findet sich in Kapitel 3.

Die experimentell gewonnenen Absorptions-, Reflexions- und Transmissionsgrade einer Designvariante konnten mit guter Übereinstimmung durch ein analytisches Modell beschrieben werden. Das Modell basiert auf einer elektrischen Ersatzschaltung, die durch Methoden der Leitungstheorie entwickelt und untersucht wurde. Eine Beschreibung der optischen Eigenschaften gelang durch zwei Parameter, einer Induktivität sowie des Flächenwiderstandes der strukturierten Metallschicht. Beide Parameter wurden anhand der Geometrie beziehungsweise experimentell gewonnen. Das Modell bietet damit die Möglichkeit die optischen Eigenschaften zu berechnen, wodurch eine Optimierung des Absorptionsgrades möglich war. Das verwendete Substrat wurde in diese Betrachtung mit einbezogen. Eine Bestimmung des Flächenwiderstandes unter Betriebsbedingungen ermöglicht darüber hinaus die Überwachung des Absorptionsgrades ohne Demontage des Detektors.

Eine gute Übereinstimmung fand sich zusätzlich mit einer numerischen Modellierung. Dabei wurden die optischen Eigenschaften jener Struktur durch numerische Lösung der Maxwellgleichungen bestimmt, welche zuvor experimentell und analytisch untersucht wurde und den Anforderungen entsprach. Die Beschreibung der mikrostrukturierten Metallabsorber, sowie deren experimentelle, analytische und numerische Untersuchung, findet sich in Kapitel 4.

Bei der Herstellung wurden zwei Absorberstrukturen berücksichtigt, die in der experimentellen Untersuchung spektral homogene Absorptionsgrade zeigten. Diese wurden zusammen mit einem supraleitenden TES lithografisch auf einer $1\ \mu\text{m}$ dünnen Si_3N_4 -Membran aufgebracht. Die Geometrie und Wärmeleitfähigkeit der Membran bestimmen maßgeblich den Dynamikbereich des TES-Bolometers und waren daher Gegenstand einer numerischen Modellierung. Die daraufhin hergestellten Bolometer zeigten eine sehr gute Übereinstimmung des erreichten Dynamikbereichs mit einem zuvor in Kapitel 2 abgeschätzten Strahlungsfluss für eine Anwendung mit einem typischen Messaufbau. Die Herstellung des TES-Bolometers ist ebenso Inhalt von Kapitel 6 wie deren Kombination mit der SQUID-Ausleselektronik und dem Aufbau in einem Kryostaten. Dabei wurde das Bolometer mit einem Filter, einer Sammeloptik und einem Strahlungsschild ausgestattet. Mit höchster Sorgfalt wurde darauf geachtet, die spektrale Homogenität des Bolometers zu erhalten. Um mehrmaliges Auftreffen der zu messenden Strahlung zu vermeiden, wurde das Strahlungsschild innen geschwärzt und planparallele Flächen im Aufbau vermieden.

Abschließend wurde die sehr gute Eignung des TES-Bolometers für die Fourier-Transform Spektroskopie in einer Beispielmessung dargestellt.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Strahlungsfluss auf Detektor	13
2.2	Strahlungsfluss auf Bolometer mit Lampe	13
2.3	Bolometer; schematische Darstellung	14
3.1	Spektrale Strahldichten; Wellenlängendarstellung	24
3.2	Spektrale Strahldichten in Frequenzdarstellung	25
3.3	Schematischer Aufbau eines FTS	25
3.4	Hintergrundkorrektur am Beispiel unterschiedlicher Detektoren	26
3.5	Hintergrundkorrektur am Beispiel unterschiedlich gekühlter Detektoren	27
3.6	Hintergrundkorrektur am Beispiel unterschiedlicher Strahlteiler	27
3.7	Verifizierung durch laserbasierten Messplatz	30
4.1	Metallschicht auf Substrat; schematische Darstellung	33
4.2	Optische Eigenschaften dünner Metallschichten	34
4.3	Einfluss des Substrates auf optische Eigenschaften des Absorbers	35
4.4	Untersuchte Designs mikrostrukturierter Absorberschichten	36
4.5	Proben zur optischen Charakterisierung	38
4.6	Abmessung der Absorberstruktur	39
4.7	Vergleich: Messung und Theorie metallischer Fläche	39
4.8	Absorptionsgrad RL-Strukturen mit $R_{\square} = 20 \Omega$	42
4.9	Absorptionsgrad RLC-Strukturen mit $R_{\square} = 20 \Omega$	42
4.10	Absorptionsgrad RLC-Struktur mit verschiedenen Widerständen	43
4.11	Absorptionsgrad ausgesuchter Strukturen	43
4.12	Skizze Zweiter	45
4.13	Ersatzschaltbild einer idealen dünnen Metallschicht	46
4.14	Fit der Si_3N_4 -Membran durch TLM	48
4.15	Ersatzschaltbild Si_3N_4 -Membran	48
4.16	Ersatzschaltbild RL-Struktur	49
4.17	Einfluss der Membran auf TLM	52
4.18	Vergleich Messergebnisse mit TLM, Variation R_{\square}	54
4.19	Vergleich Messergebnisse mit TLM, Variation p	54
4.20	Optimierter Flächenwiderstand R_{\square}	55
4.21	Vergleich von Messung mit Simulation und TLM	56
5.1	Schaltskizze des elektrischen Aufbaus	60

5.2	Dimensionierung des TES	62
5.3	Dimensionierung des TES für optimiertes Bolometer	64
5.4	Widerstand des TES	67
5.5	Supraleitender Übergang des TES mit 30 μm Länge	68
5.6	Supraleitender Übergang des TES mit 90 μm Länge	68
5.7	Schematischer Aufbau der FLL	72
6.1	Temperaturverteilung über Si_3N_4 -Membran	77
6.2	Wärmestrom der Si_3N_4 -Membran	78
6.3	Chip Design des Bolometers, Variante 1	79
6.4	Chip Design des Bolometers, Variante 2	79
6.5	Layout TES-Radiometer	82
6.6	Muster des Bolometerchips	85
6.7	Halter des Bolometers	85
6.8	Schnittzeichnung Halter des Bolometers	86
6.9	Montierter Prototyp des TES-Bolometers	87
6.10	Das Strahlungsschild	88
6.11	Reflexionsgrad der Innenbeschichtung des Strahlungsschildes	89
6.12	Aufbau der optischen Komponenten	90
6.13	Kryostat mit montierten Einbauten	92
7.1	Kennlinie des TES-Bolometers	95
7.2	Elektrisch bestimmter Dynamikbereich	97
7.3	Residuen der linearen Anpassung des Dynamikbereichs	97
7.4	Empfindlichkeit verschiedener Arbeitspunkte	99
7.5	Spektrale Rauschleistungsdichte	101
7.6	Vergleich NEP mit Photonenrauschen des Hintergrundes	102
7.7	Messaufbau des optischen Dynamikbereiches	104
7.8	Bestimmung des linearen Arbeitsbereiches; Zwischenergebnisse	105
7.9	Linearer Arbeitsbereich des TES-Bolometers	106
7.10	Additionstest	107
7.11	Standardabweichung wiederholter Messungen	108

Eigene Artikel

- [1] M. Kehrt, C. Monte, J. Beyer, and J. Hollandt. A highly linear superconducting bolometer for quantitative THz Fourier transform spectroscopy. *Opt. Express*, 23(9):11170–11182, 2015.
- [2] R. Müller, B. Gutschwager, J. Hollandt, M. Kehrt, C. Monte, R. Müller, and A. Steiger. Characterization of a Large-Area Pyroelectric Detector from 300 GHz to 30 THz. *J. Infrared Milli. Terahz Waves*, 36(7):654–661, 2015.
- [3] A. Adibekyan, C. Monte, M. Kehrt, B. Gutschwager, and J. Hollandt. Emissivity Measurement Under Vacuum from 4 μm to 100 μm and from -40°C to 450°C at PTB. *Int. J. Thermophys.*, 36(2-3):283–289, 2015.
- [4] C. Monte, B. Gutschwager, A. Adibekyan, M. Kehrt, A. Ebersoldt, F. Olschewski, and J. Hollandt. Radiometric calibration of the in-flight blackbody calibration system of the GLORIA interferometer. *Atmos. Meas. Tech.*, 7(3):13–27, 2014.
- [5] R. Müller, W. Bohmeyer, M. Kehrt, K. Lange, C. Monte, and A. Steiger. Novel detectors for traceable THz power measurements. *J. Infrared Milli. Terahz Waves*, 35(8):659–670, 2014.
- [6] A.R. Adibekyan, C. Monte, M. Kehrt, S.P. Morozova, B. Gutschwager, and J. Hollandt. The development of emissivity measurements under vacuum at the PTB. *MEAS TECH+*, 55(10):1163–1171, 2013.
- [7] A. Steiger, M. Kehrt, C. Monte, and R. Müller. Traceable terahertz power measurement from 1 THz to 5 THz. *Opt. Express*, 21(12):14466–14473, 2013.
- [8] A. Steiger, B. Gutschwager, M. Kehrt, C. Monte, R. Müller, and J. Hollandt. Optical methods for power measurement of terahertz radiation. *Opt. Express*, 18(21):21804–21814, 2010.
- [9] M. Kehrt, P. Hövel, V. Flunkert, M. A. Dahlem, P. Rodin, and E. Schöll. Stabilization of complex spatio-temporal dynamics near a subcritical Hopf bifurcation by time-delayed feedback. *EPJ B*, 68(4):557–565, 2009.

Konferenzteilnahmen

- [1] M. Kehrt, J. Beyer, C. Monte, and J. Hollandt. A TES Bolometer for THz FT-Spectroscopy. In *14th International Conference on Infrared Sensors & Systems*, 2015.
- [2] M. Kehrt, J. Beyer, C. Monte, and J. Hollandt. Design and characterization of a TES bolometer for Fourier Transform spectroscopy in the THz range. In *39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, pages 1–2, Sept 2014.
- [3] M. Kehrt, J. Beyer, C. Monte, and J. Hollandt. A Transition Edge Sensor Bolometer for Fourier Transform Spectroscopy in the FIR Range – Design and Characterization. In *Proceedings of NEWRAD 2014*, 2014.
- [4] M. Kehrt, J. Beyer, C. Monte, and J. Hollandt. Design and characterization of a TES bolometer for Fourier transform spectroscopy in the FIR. In *38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, pages 1–2, 2013.
- [5] M. Kehrt, R. Müller, A. Steiger, and C. Monte. Background corrected transmittance and reflectance measurements in the FIR. In *38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, pages 1–2, 2013.
- [6] M. Kehrt and C. Monte. Background-Corrected Determination of Optical Properties in the Far Infrared Range up to 1 mm. In *13th International Conference on Infrared Sensors & Systems*, pages 121–123, 2013.
- [7] M. Kehrt, C. Monte, J. Beyer, and J. Hollandt. A superconducting bolometer for Fourier Transform Spectroscopy in the terahertz region. In *5th Workshop on Terahertz Technology*, 2012.
- [8] M. Kehrt, C. Monte, J. Beyer, and J. Hollandt. Superconducting bolometer for terahertz detection. In *12th International Conference on Infrared Sensors & Systems*, 2011.

Literaturverzeichnis

- [Adi13] Adibekyan, A.; Monte, C.; Kehrt, M.; et al.; The development of emissivity measurements under vacuum at the PTB; *MEAS TECH+*; **55** (10) (2013):1163–1171; URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11018-012-0103-z>.
- [Adi15] Adibekyan, A.; Monte, C.; Kehrt, M.; et al.; Emissivity Measurement Under Vacuum from 4 μm to 100 μm and from -40°C to 450°C at PTB; *Int. J. Thermophys.*; **36** (2-3) (2015):283–289; URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10765-014-1745-7>.
- [Aok13] Aoki, M.; Tripathi, S. R.; Takeda, M.; et al.; Angle dependent condensing efficiency of Winston cone in terahertz region; *Infrared Physics & Technology*; **56** (2013):8 – 11; URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1350449512000837>.
- [Aus84] Auston, D. H.; Cheung, K. P.; Smith, P. R.; Picosecond photoconducting Hertzian dipoles; *Appl. Phys. Lett.*; **45** (3) (1984):284–286; URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.95174>.
- [Bae94] Baehr, H. D.; Stephan, K.; *Wärme-und Stoffübertragung*; volume 4, (Springer1994).
- [Ban08] Banerjee, D.; von Spiegel, W.; Thomson, M. D.; et al.; Diagnosing water content in paper by terahertz radiation; *Opt. Express*; **16** (12) (2008):9060–9066; URL <http://dx.doi.org/10.1364/OE.16.009060>.
- [Bar57] Bardeen, J.; Cooper, L. N.; Schrieffer, J. R.; Theory of Superconductivity; *Phys. Rev.*; **108** (1957):1175–1204; URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.108.1175>.
- [Bey09] Beyer, J.; Anders, S.; Irwin, K. D.; et al.; Niobium-based TES-Bolometer for THz Fourier Transform Spectroscopy; in: *The Thirteenth International Workshop on Low Temperature Detectors – LTD13* (2009).
- [Bey14] Beyer, J.; Private Kommunikation (2014).

- [BIP07] BIPM; SI Brochure: Appendix 2: Recommended Values of Standard Frequencies for Applications Including the Practical Realisation of the Meter and Secondary Representations of the Second; on-line (2007); URL <http://www.bipm.org/en/publications/mises-en-pratique/standard-frequencies.html>.
- [Bir87] Birch, J.; Nicol, E.; The removal of detector port radiation effects in power transmission or reflection Fourier transform spectroscopy; *Infrared Phys.*; **27** (3) (1987):159 – 165; URL [http://dx.doi.org/10.1016/0020-0891\(87\)90004-2](http://dx.doi.org/10.1016/0020-0891(87)90004-2).
- [Bir99] Birch, J.; Clarke, F.; Interreflection errors in Fourier transform spectroscopy: a preliminary appraisal; *Anal. Chim. Acta*; **380** (2-3) (1999):369 – 378; URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0003-2670\(98\)00478-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0003-2670(98)00478-4).
- [Bol84] Boltzmann, L.; Ableitung des Stefan'schen Gesetzes, betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der electromagnetischen Lichttheorie; *Ann. Phys.*; **258** (6) (1884):291–294; URL <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18842580616>.
- [Brü12] Bründermann, E.; Hübers, H.-W.; Kimmitt, M. F.; *Terahertz Techniques*; volume 151, (Springer2012).
- [Cha79] Chamberlain, J.; *Principles of Interferometric Spectroscopy*, (John Wiley & Sons Ltd1979).
- [Cha04] Chattopadhyay, G.; Schlecht, E.; Ward, J.; et al.; An all-solid-state broadband frequency multiplier chain at 1500 GHz; *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*; **52** (5) (2004):1538–1547; URL <http://dx.doi.org/10.1109/TMTT.2004.827042>.
- [Cla77] Clarke, J.; Hoffer, G. I.; Richards, P. L.; et al.; Superconductive bolometers for submillimeter wavelengths; *J. Appl. Phys.*; **48** (12) (1977):4865–4879; URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.323612>.
- [Cla05] Clarke, J.; Braginski, A. I. (Editors); *The SQUID Handbook: Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems*; volume 1, (Wiley-VCH2005); URL <http://dx.doi.org/10.1002/3527603646>.
- [Con66] Connes, J.; Connes, P.; Near-Infrared Planetary Spectra by Fourier Spectroscopy. I. Instruments and Results; *J. Opt. Soc. Am.*; **56** (7) (1966):896–910; URL <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.56.000896>.
- [Coo65] Cooley, J. W.; Tukey, J. W.; An Algorithm for the Machine Calculation of Complex Fourier Series; *Math. Comput.*; **19** (90) (1965):pp. 297–301; URL <http://dx.doi.org/10.2307/2003354>.

- [Cro11] Crowe, T.; Hesler, J.; Retzloff, S.; et al.; Solid-state LO sources for greater than 2THz; in: *22nd Int. Symp. Space Terahertz Technol* (2011); pages 209–212.
- [Dav01] Davis, S. P.; Abrams, M. C.; Brault, J. W.; *Fourier transform spectrometry*, (Academic Press2001).
- [Dea61] Deaver, B. S.; Fairbank, W. M.; Experimental Evidence for Quantized Flux in Superconducting Cylinders; *Phys. Rev. Lett.*; **7** (1961):43–46; URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.7.43>.
- [DeC09] DeCusatis, C.; Enoch, J.; Lakshminarayanan, V.; et al.; *Handbook of Optics, Volume IV: Optical Properties of Materials*; volume 4, (The McGraw-Hill Companies, New York2009); 3 edition.
- [Dol61] Doll, R.; Näbauer, M.; Experimental Proof of Magnetic Flux Quantization in a Superconducting Ring; *Phys. Rev. Lett.*; **7** (1961):51–52; URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.7.51>.
- [Dru07] Drung, D.; Assmann, C.; Beyer, J.; et al.; Highly Sensitive and Easy-to-Use SQUID Sensors; *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*; **17** (2) (2007):699–704; URL <http://dx.doi.org/10.1109/TASC.2007.897403>.
- [Ell14] Ellrich, F.; Molter, D.; Krimi, S.; et al.; Improved substance identification by suppression of multiple-reflection-induced spectral noise; in: *Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), 2014 39th International Conference on* (2014); pages 1–2.
- [Fei11] Feikes, J.; von Hartrott, M.; Ries, M.; et al.; Metrology Light Source: The first electron storage ring optimized for generating coherent THz radiation; *Phys. Rev. ST Accel. Beams*; **14** (2011):030705; URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.14.030705>.
- [Fel51] Fellgett, P.; *Theory of infra-red sensitivities and its application to investigations of stellar radiation in the near infra-red*; Ph.D. thesis; University of Cambridge (1951).
- [Fow07] Fowler, J. W.; Niemack, M. D.; Dicker, S. R.; et al.; Optical design of the Atacama Cosmology Telescope and the Millimeter Bolometric Array Camera; *Appl. Opt.*; **46** (17) (2007):3444–3454; URL <http://dx.doi.org/10.1364/AO.46.003444>.
- [Fri94] Frickey, D.; Conversions between S, Z, Y, H, ABCD, and T parameters which are valid for complex source and load impedances; *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*; **42** (2) (1994):205–211; URL <http://dx.doi.org/10.1109/22.275248>.

- [Fu08] Fu, L.; Schweizer, H.; Guo, H.; et al.; Synthesis of transmission line models for metamaterial slabs at optical frequencies; *Phys. Rev. B*; **78** (2008):115110; URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.78.115110>.
- [Geb56] Gebbie, H. A.; Vanasse, G. A.; Interferometric Spectroscopy in the Far Infra-red; *Nature*; **178** (4530) (1956):432–432; URL <http://dx.doi.org/10.1038/178432a0>.
- [Gil99] Gildemeister, J. M.; Lee, A. T.; Richards, P. L.; A fully lithographed voltage-biased superconducting spiderweb bolometer; *Appl. Phys. Lett.*; **74** (6) (1999):868–870; URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.123393>.
- [Goo05] Goodman, J. W.; *Introduction to Fourier optics*, (Roberts and Company Publishers2005).
- [Gre74] Greenhouse, H.; Design of Planar Rectangular Microelectronic Inductors; *Parts, Hybrids, and Packaging, IEEE Transactions on*; **10** (2) (1974):101–109; URL <http://dx.doi.org/10.1109/TPHP.1974.1134841>.
- [Gro02] Grosse, E.; THz radiation from free electron lasers and its potential for cell and tissue studies; *Phys. Med. Biol.*; **47** (21) (2002):3755; URL <http://stacks.iop.org/0031-9155/47/i=21/a=312>.
- [Had47] Hadley, L. N.; Dennison, D. M.; Reflection and Transmission Interference Filters; *J. Opt. Soc. Am.*; **37** (6) (1947):451–453; URL <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.37.000451>.
- [Had09] Hadfield, R. H.; Single-photon detectors for optical quantum information applications; *Nat Photon*; **3** (12) (2009):696–705; URL <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2009.230>.
- [Hey08] Heyminck, S.; Güsten, R.; Hartogh, P.; et al.; GREAT: a first light instrument for SOFIA; in: *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*; volume 7014 (2008); pages 701410–701410–7; URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.788273>.
- [Hil54] Hilsum, C.; Infrared Absorption of Thin Metal Films; *J. Opt. Soc. Am.*; **44** (3) (1954):188–188; URL <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.44.000188>.
- [Hok13] Hokmabadi, M. P.; Wilbert, D. S.; Kung, P.; et al.; Design and analysis of perfect terahertz metamaterial absorber by a novel dynamic circuit model; *Opt. Express*; **21** (14) (2013):16455–16465; URL <http://dx.doi.org/10.1364/OE.21.016455>.
- [Hol98] Holmes, W.; Gildemeister, J. M.; Richards, P. L.; et al.; Measurements of thermal transport in low stress silicon nitride films; *Appl. Phys. Lett.*; **72** (18) (1998):2250–2252; URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.121269>.

- [Hol13] Holland, W. S.; Bintley, D.; Chapin, E. L.; et al.; SCUBA-2: the 10 000 pixel bolometer camera on the James Clerk Maxwell Telescope; *Mon. Not. R. Astron. Soc.*; **430** (4) (2013):2513–2533; URL <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/sts612>.
- [Hü05] Hübers, H.-W.; Pavlov, S.; Semenov, A.; et al.; Terahertz quantum cascade laser as local oscillator in a heterodyne receiver; *Opt. Express*; **13** (15) (2005):5890–5896; URL <http://dx.doi.org/10.1364/OPEX.13.005890>.
- [IRL] IRLabs; *Bolometer Systems*; Technical report; Infrared Laboratories; URL <http://www.infraredlaboratories.com/uploads/IRLabs-Bolometers-WEB.pdf>.
- [Irw05] Irwin, K.; Hilton, G.; *Transition-Edge Sensors*; volume 99 of *Topics in Applied Physics*; chapter 3, (Springer Berlin Heidelberg2005); pages 63–150; URL http://dx.doi.org/10.1007/10933596_3.
- [Jac48] Jacquinet, P.; Dufour, C.; Conditions optiques d’emploi des cellules photo-électriques dans les spectrographes et les interféromètres; *J. Rech. CNRS*; **6** (91) (1948):18.
- [Jac12] Jackson, B.; de Korte, P.; van der Kuur, J.; et al.; The SPICA-SAFARI Detector System: TES Detector Arrays With Frequency-Division Multiplexed SQUID Readout; *Terahertz Science and Technology, IEEE Transactions on*; **2** (1) (2012):12–21; URL <http://dx.doi.org/10.1109/TTHZ.2011.2177705>.
- [Jos62] Josephson, B.; Possible new effects in superconductive tunnelling; *Phys. Lett.*; **1** (7) (1962):251 – 253; URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916362913690>.
- [Kar11] Karasik, B. S.; Cantor, R.; Demonstration of high optical sensitivity in far-infrared hot-electron bolometer; *Appl. Phys. Lett.*; **98** (19) (2011):193503; URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/98/19/10.1063/1.3589367>.
- [Kaw03] Kawase, K.; Ogawa, Y.; Watanabe, Y.; et al.; Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints; *Opt. Express*; **11** (20) (2003):2549–2554; URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-11-20-2549>.
- [Keh09] Kehrt, M.; Hövel, P.; Flunkert, V.; et al.; Stabilization of complex spatio-temporal dynamics near a subcritical Hopf bifurcation by time-delayed feedback; *EPJ B*; **68** (4) (2009):557–565; URL <http://dx.doi.org/10.1140/epjb/e2009-00132-5>.

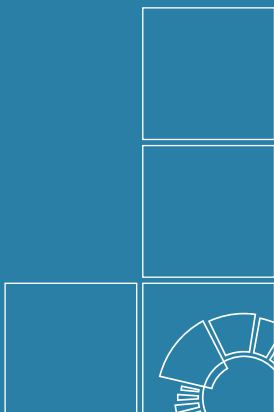
- [Keh15a] Kehrt, M.; Beyer, J.; Monte, C.; et al.; A TES Bolometer for THz FT-Spectroscopy; in: *14th International Conference on Infrared Sensors & Systems* (2015).
- [Keh15b] Kehrt, M.; Monte, C.; Beyer, J.; et al.; A highly linear superconducting bolometer for quantitative THz Fourier transform spectroscopy; *Opt. Express*; **23** (9) (2015):11170–11182; URL <http://dx.doi.org/10.1364/OE.23.011170>.
- [Kis12] Kischkat, J.; Peters, S.; Gruska, B.; et al.; Mid-infrared optical properties of thin films of aluminum oxide, titanium dioxide, silicon dioxide, aluminum nitride, and silicon nitride; *Appl. Opt.*; **51** (28) (2012):6789–6798; URL <http://dx.doi.org/10.1364/AO.51.006789>.
- [Kla04] Klaassen, T. O.; Hovenier, J. N.; Fischer, J.; et al.; Terahertz calorimetry: an absolute power meter for terahertz radiation and the absorptivity of the Herschel Space Observatory telescope mirror coating; in: *Integrated Optoelectronic Devices 2004*; volume 5354, (International Society for Optics and Photonics2004); pages 159–167; URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.526994>.
- [Kle06] Kleinert, A.; Correction of detector nonlinearity for the balloonborne Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding; *Appl. Opt.*; **45** (3) (2006):425–431; URL <http://dx.doi.org/10.1364/AO.45.000425>.
- [Kle08] Klein, R.; Brandt, G.; Fliegauf, R.; et al.; Operation of the Metrology Light Source as a primary radiation source standard; *Phys. Rev. ST Accel. Beams*; **11** (2008):110701; URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.11.110701>.
- [Kur94] Kurlbaum, F.; Notiz über eine Methode zur quantitativen Bestimmung strahlender Wärme; *Ann. Phys.*; **287** (3) (1894):591–592; URL <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18942870314>.
- [Lak] Lake Shore Cryotronics, Inc.; *CX-1030-CU*; URL <http://www.lakeshore.com/products/cryogenic-temperature-sensors/cernox/models/pages/Specifications.aspx>.
- [Leh12] Lehman, J.; Dowell, M.; Popovic, N. B.; et al.; Laser power-meter comparison at far-infrared wavelengths and terahertz frequencies; *Metrologia*; **49** (4) (2012):583; URL <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/49/4/583>.
- [Lew14] Lewis, R. A.; A review of terahertz sources; *J. Phys. D: Appl. Phys.*; **47** (37) (2014):374001; URL <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/47/37/374001>.

- [Liu06] Liu, H.-B.; Chen, Y.; Bastiaans, G. J.; et al.; Detection and identification of explosive RDX by THz diffuse reflection spectroscopy; *Opt. Express*; **14** (1) (2006):415–423; URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-14-1-415>.
- [Mag11a] Magnicon GmbH; *CC-1 Cryocable* (2011); URL <http://www.magnicon.com/squid-sensors/squid-packaging/cc-1/>.
- [Mag11b] Magnicon GmbH; *SEL-1 – dc SQUID electronics for high-Tc and low-Tc SQUIDs* (2011); URL <http://www.magnicon.com/squid-electronics/sel-1/>.
- [Mag11c] Magnicon GmbH; *XXF-1 – ultra-high bandwidth dc SQUID electronics* (2011); URL <http://www.magnicon.com/squid-electronics/xxf-1/>.
- [Mar03] Martin, F.; Bonache, J.; Falcone, F.; et al.; Split ring resonator-based left-handed coplanar waveguide; *Appl. Phys. Lett.*; **83** (22) (2003):4652–4654; URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.1631392>.
- [Mat82] Mather, J. C.; Bolometer noise: nonequilibrium theory; *Appl. Opt.*; **21** (6) (1982):1125–1129; URL <http://dx.doi.org/10.1364/AO.21.001125>.
- [Mat84] Mather, J. C.; Bolometers: ultimate sensitivity, optimization, and amplifier coupling; *Appl. Opt.*; **23** (4) (1984):584–588; URL <http://dx.doi.org/10.1364/AO.23.000584>.
- [Mat94] Mather, J. C.; Cheng, E. S.; Cottingham, D. A.; et al.; Measurement of the cosmic microwave background spectrum by the COBE FIRAS instrument; *Astrophys. J.*; **420** (1994):439–444.
- [Mau97] Mauskopf, P. D.; Bock, J. J.; Castillo, H. D.; et al.; Composite infrared bolometers with Si₃N₄ micromesh absorbers; *Appl. Opt.*; **36** (4) (1997):765–771; URL <http://dx.doi.org/10.1364/AO.36.000765>.
- [May13] May, T.; Heinz, E.; Peiselt, K.; et al.; Next generation of a sub-millimetre wave security camera utilising superconducting detectors; *J. Instrum.*; **8** (01) (2013):P01014; URL <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/8/01/P01014>.
- [Mic81] Michelson, A. A.; The relative motion of the Earth and of the luminiferous ether; *AJS*; **Series 3 Vol. 22** (128) (1881):120–129; URL <http://dx.doi.org/10.2475/ajs.s3-22.128.120>.
- [Mon14] Monte, C.; Gutschwager, B.; Adibekyan, A.; et al.; Radiometric calibration of the in-flight blackbody calibration system of the GLORIA interferometer; *Atmos. Meas. Tech.*; **7** (3) (2014):13–27; URL <http://dx.doi.org/10.5194/amt-7-13-2014>.

- [Mue01] Mueller, E. R.; Optically-pumped Thz laser technology; *Coherent-DEOS product Note* (2001):1–10.
- [Mü14] Müller, R.; Bohmeyer, W.; Kehrt, M.; et al.; Novel detectors for traceable THz power measurements; *J. Infrared Milli. Terahz Waves*; **35** (8) (2014):659–670; URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10762-014-0066-z>.
- [Mü15] Müller, R.; Gutschwager, B.; Hollandt, J.; et al.; Characterization of a Large-Area Pyroelectric Detector from 300 GHz to 30 THz; *J. Infrared Milli. Terahz Waves*; **36** (7) (2015):654–661; URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10762-015-0163-7>.
- [Naf09] Naftaly, M.; Dudley, R. A.; Fletcher, J. R.; et al.; Frequency calibration of terahertz time-domain spectrometers; *J. Opt. Soc. Am. B*; **26** (7) (2009):1357–1362; URL <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.26.001357>.
- [Naf10] Naftaly, M.; Dudley, R.; Fletcher, J.; An etalon-based method for frequency calibration of terahertz time-domain spectrometers (THz TDS); *Opt Commun*; **283** (9) (2010):1849 – 1853; URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2009.12.025>.
- [Nag94] Nagel, U.; Nowak, A.; Gebauer, H.-J.; et al.; Proximity effect in iridium-gold bilayers; *J. Appl. Phys.*; **76** (7) (1994):4262–4266; URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.357310>.
- [Neu15] Neumaier, P. F.-X.; Schmalz, K.; Borngraber, J.; et al.; Terahertz gas-phase spectroscopy: chemometrics for security and medical applications; *Analyst*; **140** (2015):213–222; URL <http://dx.doi.org/10.1039/C4AN01570C>.
- [Nis78] Nishioka, N. S.; Richards, P. L.; Woody, D. P.; Composite bolometers for submillimeter wavelengths; *Appl. Opt.*; **17** (10) (1978):1562–1567; URL <http://dx.doi.org/10.1364/AO.17.001562>.
- [Ord87] Ordal, M. A.; Bell, R. J.; Alexander, R. W.; et al.; Optical properties of Au, Ni, and Pb at submillimeter wavelengths; *Appl. Opt.*; **26** (4) (1987):744–752; URL <http://dx.doi.org/10.1364/AO.26.000744>.
- [Ord88] Ordal, M. A.; Bell, R. J.; Alexander, R. W.; et al.; Optical properties of Al, Fe, Ti, Ta, W, and Mo at submillimeter wavelengths; *Appl. Opt.*; **27** (6) (1988):1203–1209; URL <http://dx.doi.org/10.1364/AO.27.001203>.
- [Ort08] Ortolani, M.; Lee, J. S.; Schade, U.; et al.; Surface roughness effects on the terahertz reflectance of pure explosive materials; *Applied Physics Letters*; **93** (8) (2008):081906; URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/93/8/10.1063/1.2973403>.

- [Pla01] Planck, M.; Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum; *Ann. Phys.*; **309** (3) (1901):553–563; URL <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19013090310>.
- [QMC12] QMC; *Superconducting bolometer*; Technical report; QMC Instruments (2012); URL http://www.terahertz.co.uk/index.php?option=com_content&view=article&id=214&Itemid=532.
- [Ric94] Richards, P. L.; Bolometers for infrared and millimeter waves; *J. Appl. Phys.*; **76** (1) (1994):1–24; URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.357128>.
- [Ric10] Richter, H.; Greiner-Bär, M.; Pavlov, S. G.; et al.; A compact, continuous-wave terahertz source based on a quantum-cascade laser and a miniature cryocooler; *Opt. Express*; **18** (10) (2010):10177–10187; URL <http://dx.doi.org/10.1364/OE.18.010177>.
- [Roe12] Roelfsema, P. R.; Helmich, F. P.; Teyssier, D.; et al.; In-orbit performance of Herschel-HIFI; *Astron. Astrophys.*; **537** (2012):A17; URL <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201015120>.
- [Sch13] Schrottke, L.; Wienold, M.; Sharma, R.; et al.; Quantum-cascade lasers as local oscillators for heterodyne spectrometers in the spectral range around 4.745 THz; *Semicond. Sci. Technol.*; **28** (3) (2013):035011; URL <http://dx.doi.org/10.1088/0268-1242/28/3/035011>.
- [Ski03] Skidmore, J. T.; Gildemeister, J.; Lee, A. T.; et al.; Superconducting bolometer for far-infrared Fourier transform spectroscopy; *Appl. Phys. Lett.*; **82** (3) (2003):469–471; URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.1538348>.
- [Ste10] Steiger, A.; Gutschwager, B.; Kehrt, M.; et al.; Optical methods for power measurement of terahertz radiation; *Opt. Express*; **18** (21) (2010):21804–21814; URL <http://dx.doi.org/10.1364/OE.18.021804>.
- [Ste13] Steiger, A.; Kehrt, M.; Monte, C.; et al.; Traceable terahertz power measurement from 1 THz to 5 THz; *Opt. Express*; **21** (12) (2013):14466–14473; URL <http://dx.doi.org/10.1364/OE.21.014466>.
- [Sto08] Stoik, C. D.; Bohn, M. J.; Blackshire, J. L.; Nondestructive evaluation of aircraft composites using transmissive terahertz time domain spectroscopy; *Opt. Express*; **16** (21) (2008):17039–17051; URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-16-21-17039>.
- [Sto09] Stone, J. A.; Decker, J. E.; Gill, P.; et al.; Advice from the CCL on the use of unstabilized lasers as standards of wavelength: the helium-neon laser at 633 nm.; *Metrologia*; **46** (1) (2009):11; URL <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/46/1/002>.

- [Sto13] Stojanovic, N.; Drescher, M.; Accelerator- and laser-based sources of high-field terahertz pulses; *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.*; **46** (19) (2013):192001; URL <http://stacks.iop.org/0953-4075/46/i=19/a=192001>.
- [Tit13] Titova, L. V.; Ayesheshim, A. K.; Golubov, A.; et al.; Intense THz pulses cause H2AX phosphorylation and activate DNA damage response in human skin tissue; *Biomed. Opt. Express*; **4** (4) (2013):559–568; URL <http://dx.doi.org/10.1364/B0E.4.000559>.
- [Ton07] Tonouchi, M.; Cutting-edge terahertz technology; *Nature Photon.*; **1** (2) (2007):97–105; URL <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2007.3>.
- [Ulr67] Ulrich, R.; Far-infrared properties of metallic mesh and its complementary structure; *Infrared Phys.*; **7** (1) (1967):37 – 55; URL [http://dx.doi.org/10.1016/0020-0891\(67\)90028-0](http://dx.doi.org/10.1016/0020-0891(67)90028-0).
- [VDI] VDI/VDE Fachausschuss 8.17; Terahertz-Systeme; under discussion.
- [Wak07] Wakaki, M.; Shibuya, T.; Kudo, K.; *Physical properties and data of optical materials*, (CRC Press2007).
- [Wie07] Wietzke, S.; Jördens, C.; Krumbholz, N.; et al.; Terahertz imaging: a new non-destructive technique for the quality control of plastic weld joints; *J. Eur. Opt. Soc. Rapid*; **2** (0) (2007); URL http://www.jeos.org/index.php/jeos_rp/article/view/07013.
- [Win71] Winston, R.; Enoch, J. M.; Retinal Cone Receptor as an Ideal Light Collector; *J. Opt. Soc. Am.*; **61** (8) (1971):1120–1121.
- [Wol34] Woltersdorff, W.; Über die optischen Konstanten dünner Metallschichten im langwelligen Ultrarot; *Z. Phys.*; **91** (3-4) (1934):230–252; URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF01341647>.
- [Yas05] Yasui, T.; Yasuda, T.; i. Sawanaka, K.; et al.; Terahertz paintmeter for noncontact monitoring of thickness and drying progress in paint film; *Appl. Opt.*; **44** (32) (2005):6849–6856; URL <http://dx.doi.org/10.1364/AO.44.006849>.
- [Yas08] Yasuda, H.; Hosako, I.; Measurement of Terahertz Refractive Index of Metal with Terahertz Time-Domain Spectroscopy; *Jpn. J. Appl. Phys.*; **47** (3R) (2008):1632; URL <http://stacks.iop.org/1347-4065/47/i=3R/a=1632>.



Herausgeber:

Physikalisch-Technische Bundesanstalt
ISNI: 0000 0001 2186 1887

Presse und Öffentlichkeitsarbeit

Bundesallee 100
38116 Braunschweig

Telefon: (05 31) 592-93 21
Telefax: (05 31) 592-92 92
www.ptb.de

Vertrieb:

Fachverlag NW in der
Carl Schünemann Verlag GmbH

Zweite Schlachtpforte 7
28195 Bremen

Telefon: (04 21) 369 03-0
Telefax: (04 21) 369 03-63
www.schuenemann-verlag.de