



JOHANN WOLFGANG GOETHE–UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN

FACHBEREICH PHYSIK

PHYSIKALISCHES INSTITUT

Diplomarbeit

**Bolometrische Charakterisierung der THz Elektrolumineszenz eines
GaAs/AlGaAs Übergitters.**

eingereicht im: August 2003

von: Aleksej Mialitsin

geboren am 27. Juni 1977

in Černovitz

Kurzreferat

Diese Diplomarbeit befasst sich mit dem Nachweis der Emission im THz Bereich aus GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen. Es wird versucht, eine nach dem Vorschlag von Harrison und Soref MBE-gewachsene Quantenkaskaden-Struktur elektrisch zur Lumineszenz anzuregen. Dabei kommt FTIR-Spektroskopie mit bolometrischer Detektion zum Einsatz.

In Kapitel 1 werden physikalische Grundlagen der Halbleiterübergitter im äußeren elektrischen Feld erörtert. Das für das Forschungsvorhaben notwendige Basiswissen wird in diesem Kapitel zusammengefasst.

In Kapitel 2 wird auf das Quantenkaskaden-Prinzip eingegangen.

In Kapitel 3 werden Grundlagen der FTIR-Interferometrie beschrieben.

Kapitel 4 wird der Bolometrie als einer ausgezeichneten Nachweismethode für fern-infrarote Strahlung gewidmet mit besonderem Schwerpunkt auf den Umgang mit schwachen Signalen. Dabei wird der Sensitivität, dem Rauschen und der NEP eines thermischen Detektors besondere Beachtung geschenkt.

Die für die Probenstrukturierung notwendigen Schritte werden in Kapitel 5 skizziert.

Zuletzt werden im 6. Kapitel die Ausführung und die Ergebnisse der Elektrolumineszenz Messungen erläutert.

Ich versichere, dass ich diese Diplomarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Frankfurt am Main, den 20. August 2003

Vorwort

Es erübrigt sich zu sagen, wie entscheidend Halbleiter-Technologien die modernen Industriegesellschaften prägen. Die große Bedeutung der Grundlagenforschung und speziell der Grundlagenforschung in Halbleiter-Festkörperphysik ist ebenfalls unbestritten. Die Erforschung der maßgeschneiderten Materialien auf Basis von Halbleiter-Heterostrukturen (sogenannter *advanced materials*) ist ein besonders moderner und vielversprechender Forschungszweig. Optische und elektrische Eigenschaften solcher Materialien können über ihre Zusammensetzung festgelegt und kontrolliert werden. Die Schließung der THz-Lücke bei Festkörper-Strahlungsquellen ist eine Herausforderung, die man mit Hilfe solcher maßgeschneiderter Materialien zu meistern sucht. In diesem Rahmen ist die vorliegende Diplomarbeit, in der ein Experiment zur Anregung von Elektrolumineszenz in einer GaAs/AlGaAs-Quantenkaskadenstruktur durchgeführt wird, angesiedelt. Die Herstellung einer Inter-Subband THz-Strahlungsquelle und der Nachweis schwacher und inkohärenter THz-Emission sind zwei Eckpunkte des Forschungsvorhabens und damit zentrale Themen dieser Diplomarbeit. Für inkohärente THz-Detektion erweisen sich He-gekühlte Bolometer als unersetzlich. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit neben der Halbleitertechnologie der Quantenkaskadenstrukturen der (ebenfalls halbleiterbasierten) Bolometertechnologie besonderer Augenmerk gewidmet.

Inhaltsverzeichnis

1	Periodisches Potential, Bloch-Oszillationen, Übergitter	11
1.1	Modell des freien Elektronengases im periodischen Potential	11
1.2	Bloch-Oszillationen	13
1.3	Übergitter	15
1.4	Negative differentielle Geschwindigkeit	16
1.5	Wannier-Stark-Quantisierung in Subbänder	17
1.6	Streumechanismen	21
2	Quantenkaskadenlaser	24
2.1	Quantenkaskaden Prinzip	24
2.2	Verstärkung der elektromagnetischen Strahlung in Übergittern	25
2.3	Harrison Design: ein 4-Niveau System mit Inter-Subband Übergang in THz Bereich	26
3	Interferometrie	30
3.1	Autokorrelation und Spektrum	30
3.2	Bandbreite und Auflösung des Spektrums	32
3.3	FTIR Interferometer, Prinzip und Aufbau	33
3.4	Wasserabsorption	36
3.5	Zur Wahl des Strahlteilers im FTIR Aufbau	38
4	Bolometrie	42

4.1	Bolometer: Funktionsprinzip	42
4.2	Sensitivität (Theorie)	43
4.2.1	Zusammenhang zwischen Strom-Spannungs-Kennlinie und der Sensitivität	43
4.2.2	Halbleiterbolometer	47
4.3	Ermittlung der Sensitivität eines Bolometers, experimentelle Ergebnisse	48
4.3.1	Zur Nomenklatur	48
4.3.2	Elektrische Sensitivität	48
4.3.3	Verhältnis der elektrischen Sensitivität zu der Systemsensitivität	52
4.3.4	Optische Sensitivität	54
4.4	Verschiedene Formen von Rauschen (Theorie)	58
4.4.1	Thermisch bedingtes elektrisches Rauschen	58
4.4.2	$1/f$ - Rauschen	58
4.4.3	Temperaturfluktuationen	58
4.5	Rauschen, experimentelle Ergebnisse	59
4.5.1	Methode	59
4.5.2	Berechnung der absoluten Werte der einzelnen Rauschanteile	61
4.5.3	Vergleich von Experiment zu Theorie und Spezifikation	62
4.6	NEP	63
5	Entwurf der Probe, Strukturierung, Kontaktierung	66
5.1	Schichtfolge der Übergitterprobe	66
5.2	MBE	68
5.3	Optische Lithografie	68
5.4	Strukturierung, vergrabene Kontaktschichten	70
5.4.1	Prozedur der Strukturierung	70
5.4.2	Kontaktierung der Probe mit Drähten	73

6 Beschreibung und Ergebnis des Experiments zum Nachweis der THz-Emission	75
6.1 Kontaktierung der Probe und Justierung im Versuchsaufbau	75
6.2 UI-Kennlinie	77
6.3 Verschaltung für gepulsten Betrieb	77
6.4 THz-Emission	79
Zusammenfassung	83
Literaturverzeichnis	85
A Vorsichtsmaßnahmen bei Umgang mit kalten Gasen	88
A.1 Sicherheitscheckliste für das Kühlen mit flüssigen Stickstoff/ flüssigen Helium	88
A.2 Heliumkannen: Sicherheitshinweis	90
B Matlab Code für diskrete Fourier-Transformation (Kapitel 3)	91
C Geschichte und Motivation zu Kapitel 4 Bolometrie	92
D LabView Code zu Sensitivitätsmessungen (Kapitel 4)	95
Danksagung	97

Abbildungsverzeichnis

1.1	Dispersionsrelation (schematisch) für Leitungsbandelektronen in der ersten Brillouin-Zone; Fall (a) - Bloch-Oszillationen; Fall (b) - keine Bloch-Oszillationen; Fall (c) - stationärer Strom.	12
1.2	Heterostruktur von Typ I; ϵ_g kennzeichnet die Bandlücke.	15
1.3	Minibänder in einem Übergitter [7].	16
1.4	Strom-Spannung Charakteristik eines mit MBE gewachsenen Übergitters mit dem Effekt der negativen differentiellen Geschwindigkeit [7].	17
1.5	Schematische Darstellung der Wannier-Stark Quantisierung in einem homogenen elektrischen Feld. Bei Anlegen einer Vorspannung wird ein Miniband zu vielen Subbändern.	20
1.6	Streuung durch LO-Phononen.	21
1.7	Abhängigkeit der Streurrate von Subband-Abständen.	22
1.8	LO-Phononen Streuung aus thermisch angeregten Zuständen.	23
1.9	Ladungsträger-Ladungsträger Streuung.	23
2.1	Von Kazarinov und Suris vorgeschlagene Quantenkaskaden Prinzip zur Verstärkung von elektromagnetischen Wellen; z-Achse zeigt in Richtung des Übergitters, E ist die potentielle Energie, das elektrische Feld $\vec{\mathcal{E}}$ ist in Richtung des Übergitters angelegt.	25
2.2	Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen $ \psi^2 $ im Leitungsband der Harrison und Soref TASER Struktur für elektrische Feldstärken von 0, 1 (a); 5, 6 (b) und 6, 6 (c) kV/cm [14].	27
2.3	Energieminima der Subbänder als Funktion der elektrischen Feldstärke (hier für den Fall von drei Quantentöpfen) [14].	28

2.4	Funktionsprinzip der Harrison und Soref Struktur. Der Laser Übergang soll zwischen den mit durchgezogener Linie dargestellten Zuständen stattfinden. Das Schema zeigt die Lage der Zustände nach dem zweiten in Abb. 2.3 dargestellten Anti-Kreuzen bei 6,6 kV/cm [14].	28
3.1	Ein Interferenzexperiment mit polychromatischem Licht von einer ausgedehnten Quelle σ	31
3.2	Messplatzaufbau: 1. Kryostat mit Probe; 2. parabolischer Spiegel; 3. Streulichtschutz; 4. Strahlteiler; 5. Retroreflektor (fest); 6. Retroreflektor auf einer Verschiebeeinheit; 7. Si-Bolometer; 8. He-Ne Laser zur optischen Justage. . .	35
3.3	Autokorrelation eines Schwarzen Strahlers; Aufgenommen mit Infrarot Si-Bolometer 2172; Filterposition 6 (< 5 THz).	37
3.4	Spektrum des Schwarzen Strahlers (berechnet aus der Autokorrelation in Abb. 3.3); Auflösung 5 GHz bei einer Bandbreite von 25 THz.	37
3.5	Vergrößerung eines Ausschnittes aus der Abb. 3.4.	39
3.6	Gegenüberstellung eines Ausschnittes des Spektrums in Abb. 3.4 den Werten aus der Tabelle 2.1.	39
3.7	Periodische Modulation des Spektrums wegen Interferenz an einem Folienstrahlteiler.	41
4.1	Schaltung zur Aufnahme der UI-Kurve des Bolometerelements.	49
4.2	UI-Kurven des Si-Bolometers 2974 von Infrared Laboratories.	50
4.3	UI-Kurven des Si-Bolometers 2172 von Infrared Laboratories.	50
4.4	Aus den Daten von Abb. 4.2, 4.3 bestimmte elektrische Sensitivität in Abhängigkeit von der über das Bolometerelement angelegten Spannung für breitbandige Bestrahlung.	53
4.5	Aus den Daten von Abb. 4.2, 4.3 bestimmte elektrische Sensitivität in Abhängigkeit von der über das Bolometerelement angelegten Spannung für schmalbandige Bestrahlung.	53
4.6	Anordnung der Geräte zur Messung der Sensitivität und des Rauschens. . . .	54
4.7	Vergleich des Signals des Si-Bolometers 2172 von Infrared Laboratories und des InSb-Bolometers 1201 von QMC unter gleichen Testbedingungen.	56

4.8	Systemsensitivität der beiden getesteten Si-Bolometer von Infrared Laboratories für zwei verschiedene Filtereinstellungen, ausgehend von der Kalibrierung des QMC InSb-Bolometers.	56
4.9	Rauschen des Si-Bolometers 2974 von Infrared Laboratories, Signal nach dem Spannungsverstärker, Verstärkungsfaktor: 200.	60
4.10	Rauschen des Si-Bolometers 2172 von Infrared Laboratories, Signal nach dem Spannungsverstärker, Verstärkungsfaktor: 200.	60
4.11	Rauschen des Si-Bolometers 2974 von Inf. Lab., Filter Nr. 1 ($\nu < 23$ THz). Darstellung der gemessenen und der spezifizierten Werte gegenüber den theoretisch erwarteten.	64
4.12	Rauschen des Si-Bolometers 2172 von Inf. Lab., kein Filter. Darstellung der gemessenen und der spezifizierten Werte gegenüber den theoretisch erwarteten.	64
4.13	NEP der getesteten Infrared Laboratories-Systeme berechnet aus den in Abb. 4.11, Abb. 4.12 und Abb. 4.8 dargestellten Daten.	65
5.1	TASER, Quantenkaskaden-Design nach Harrison und Soref.	67
5.2	Profil der Kanten des Photolacks bei Negativ- und bei Postivprozess.	70
5.3	Entwurf der Kontaktstreifen auf der Probe: Sicht von oben.	70
5.4	Strukturierungsprozess für vergrabene Kontaktschichten.	74
5.5	Kontaktierung der Probe mit Golddrähten.	74
6.1	Strukturierung und Kontaktierung der Quantenkaskaden-Struktur.	75
6.2	UI-Kennlinie der Harrison und Soref TASER Struktur.	77
6.3	Pulsgruppen, Aufnahme vom Bildschirm e. Oszillografen (Zeitbasis: 5 ms).	78
6.4	Pulsform, Aufnahme vom Bildschirm e. Oszillografen (Zeitbasis: 5 μ s).	78
6.5	Schaltung für den THz-Elektrolumineszenz Aufbau.	79
6.6	Spektrum der Harrison- und Soref-Probe, angesteuert durch 33,7 Hz Pulsgruppen.	80
6.7	Darstellung der theoretischen Vorhersage der THz Emission.	81

6.8	Vergleich des aufgenommenen Spektrums mit dem theoretischen Spektrum eines schwarzen Strahlers (6.1).	81
D.1	Diagramm des zur Kontrolle des Rechners bei Sensitivität- und Rauschmessungen (Kapitel 4) verwendeten LabView Programms.	96

Tabellenverzeichnis

3.1	Absorptionslinien des Wassers im Bereich zwischen 2,5 und 3,4 THz (berechnet [22]).	38
4.1	Berechnung der optischen DC-Systemsensitivität des Si-Bolometers 2172 von Infrared Laboratories.	57
4.2	Verhältnis der elektrischen Sensitivität des Detektors zur optischen Sensitivität des Systems für Si-Bolometer von Infrared Laboratories.	57
4.3	Johnson-Rauschen, absolute Werte, theoretische Berechnung.	61
5.1	Lithografische Strukturierung: Positivprozess.	71
5.2	Lithografische Strukturierung: Negativprozess.	72
6.1	Kontrolle der Widerstände der kontaktierten TASER Struktur	76

Symbolverzeichnis

Variablen

Kapitel 1

$1/\tau_i$	Streurate
\vec{F}	äußere Kraft
\vec{k}	Wellenvektor
\vec{p}	Quasi-Impuls
Δ_n	Bandbreite
$\epsilon_{n\vec{k}}$	Energieeigenwerte der Elektronen in Leitungsband
τ	Relaxationszeit der Elektronen
a	Gitterkonstante
e	Elementarladung
$E(k)$	Energiedispersion
ΔE	Subband-Abstand
G	Länge des Vektors des reziproken Gitters in Richtung des Feldes
J	Stromdichte
m^*	effektive Masse
n	Bandindex
v	Driftgeschwindigkeit
x	Al Anteil in AlGaAs
z	Koordinate in Richtung des Übergitters
\mathcal{E}	Betrag der elektrischen Feldstärke in Richtung des Übergitters
\hat{H}	Hamiltonoperator
\mathcal{N}	Ladungsträgerdichte
\mathcal{T}	Periode der Bloch-Oszillationen

Kapitel 3

$\Delta\nu$	Auflösung des Spektrums
$\Delta\tau$	Zeitverzögerung eines Lichtstrahls gegenüber einem anderen
ν	Frequenz der Strahlungsquelle
Θ	Transmission des Strahlteilers
d	Dicke des Strahlteilers
n	Brechungsindex des Strahlteilers
I	Intensität der Strahlung
S	spektrale Dichte
V	Betrag der elektrischen Feldstärke des Lichts

v	Fourier-Transformierte von V
x	Weglängenunterschied der Teilstrahlen in einem Amplitudeteilenden Interferometer
\mathcal{V}	Sichtbarkeit (Michelson Inteferometer)

Kapitel 4

C	Wärmekapazität des Bolometerelements
G	Wärmeleitfähigkeit (Bolometer)
\tilde{G}	mittlere Wärmeleitfähigkeit (Bolometer)
I_b	Strom durch das Bolometerelement
P	Leistung
T	Temperatur
T_B	Temperatur des Bolometerelements
T_C	Temperatur des Kältebades
ΔT	Temperaturerhöhung des Bolometerelements
V_b	Vorspannung über das Bolometerelement
Z	dynamischer Widerstand des Bolometerelements
ω_S	Kreisfrequenz der Signalmodulation
f	Modulationsfrequenz der Strahlungsquelle ($= \omega_S/2\pi$)
N_F	Amplitude des Temperaturfluktuationen bedingten Rauschens
N_J	Amplitude des Johnson Rauschens
$N_{1/f}$	Amplitude des 1/f-Rauschens
S_F	spektrale Dichte des Temperaturfluktuationen bedingten Rauschens
S_J	spektrale Dichte des Johnson Rauschens
$S_{1/f}$	spektrale Dichte des 1/f-Rauschens
S_{el}	elektrische Sensitivität des Detektorelements
S_{opt}	optische Sensitivität des Detektorelements
S_{System}	optische Sensitivität des Systems

Abkürzungen

2DEG	2-dimensionaler Elektronengas
BZ	Brillouin-Zone
E-Feld	elektrisches Feld
MBE	Molecular Beam Epitaxy
NEP	Noise Equivalent Power
TASER	THz amplification by stimulated emission of radiation

Kapitel 1

Periodisches Potential, Bloch-Oszillationen, Übergitter

Inhalt: Kristalline Festkörper - unter ihnen Halbleiter - sind dadurch ausgezeichnet, dass ihre Ladungsträger sich in einem *periodischen Potential* bewegen. Es ist mit modernen Technologien möglich, auf Halbleiterbasis Potentiale mit *künstlich großer Gitterkonstante* zu erzeugen, wodurch die miteinander verbundenen Phänomene der *negativen differentiellen Geschwindigkeit* und der *Bloch-Oszillationen* beobachtbar werden. Diese Phänomene können auf zwei Weisen beschrieben werden: *dynamisch* (Lösung der Bewegungsgleichung) und *stationär* (das sogenannte Wannier-Stark-Bild).

1.1 Modell des freien Elektronengases im periodischen Potential

Das periodische Potential eines Kristalls hat zur Folge, dass die Lösungen der Schrödinger-Gleichung bezüglich der Energie der Elektronen ein Bandspektrum bilden [1]. Die Energieeigenwerte $\epsilon_{n\vec{k}}$ sind durch die Quantenzahl n (Bandindex) und durch den quasikontinuierlichen Wellenvektor \vec{k} charakterisiert. In Abb. 1.1 ist schematisch das energetische Spektrum eines Leitungsbandes dargestellt¹. Ein Leitungsband zeichnet sich durch nicht vollständige

¹Die Energiedispersion :

$$E(k) = \epsilon_n - \frac{\Delta_n}{2} \cos ka$$

ergibt sich aus dem Tight-Binding-Modell. Dabei ist Δ_n die Bandbreite. Das Tight-Binding-Modell berücksichtigt nur die Wechselwirkung zwischen nächsten Nachbarn auf atomarer Ebene.

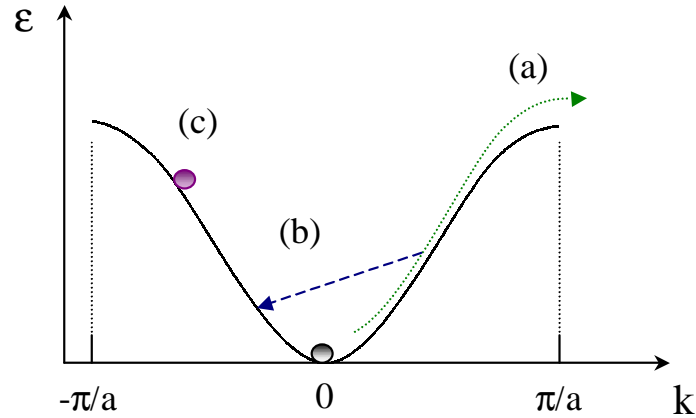


Abbildung 1.1: Dispersionsrelation (schematisch) für Leitungsbandelektronen in der ersten Brillouin-Zone; Fall (a) - Bloch-Oszillationen; Fall (b) - keine Bloch-Oszillationen; Fall (c) - stationärer Strom.

Besetzung seiner Zustände aus, wodurch Ladungstransport möglich wird.

Wertebereich von \vec{k} kann auf die erste Brillouin-Zone (BZ) reduziert werden, denn falls $\vec{k} \in 1 \text{ BZ}$ und

$$\vec{K} = \sum_{i=1}^3 c_i \vec{b}_i \quad c_i \in \mathbb{N}$$

ein Vektor im reziproken Gitter Raum ist, so dass $\tilde{\vec{k}} = \vec{k} + \vec{K}$ außerhalb der 1 BZ liegt, so ist

$$\tilde{\vec{k}} \iff \vec{k} \quad .$$

Besitzt ein Elektron den Quasi-Impuls² $\vec{p} = \hbar \vec{k}$, so bewegt es sich in Ortsraum mit einer Geschwindigkeit, die durch den Gradienten der Dispersionsrelation bezüglich des Quasi-Impulses gegeben ist:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{\partial E(\vec{p})}{\partial \vec{p}}$$

und die Änderungsrate des Quasi-Impulses ist gleich der äußeren Kraft \vec{F} , die zusätzlich zum periodischen Potential des kristallinen Körpers auf das Elektron wirkt [2]. Insofern ist die Bewegungsgleichung zunächst die eines freien Elektrons.

²Ein periodisches Potential vertauscht nicht mit ∇ , ist also nicht translationsinvariant. Es ist aber quasi-invariant gegenüber Verschiebungen, wenn man periodische Randbedingungen einführt. Deswegen sprechen wir von *Quasi-Impuls*, welcher einer Verschiebung mit Gittervektoren entspricht. Somit ist Quasi-Impuls erhaltend, solange wir in der reduzierten (1-ten) Brillouin-Zone arbeiten.

Sei das äußere Feld ein homogenes elektrisches Feld mit der elektrischen Feldstärke $\vec{\mathcal{E}}$, so ist mit

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}$$

$$\hbar\dot{\vec{k}} = e\vec{\mathcal{E}} \quad . \quad (1.1)$$

e ist die Elementarladung. Gleichung (1.1) ist als Beschleunigungstheorem bekannt. Mit der Einführung der effektiven Masse m^* über

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \quad (1.2)$$

lässt sich das Beschleunigungstheorem über die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger ausdrücken:

$$\dot{v} = \frac{e\mathcal{E}}{m^*(v)} \quad .$$

Mit der getroffenen Definition beinhaltet die effektive Masse die Dispersionsrelation. Ein Blick auf die Dispersionsrelation in Abb. 1.1 lässt erkennen, dass die effektive Masse ihr Vorzeichen wechseln kann.

1.2 Bloch-Oszillationen

Bei Vernachlässigung der Inter-Band-Übergänge kann man im beschriebenen Brillouin-Zonen-Schema das Phänomen der Bloch-Oszillationen vorhersagen.

Unter der Einwirkung des E-Feldes ändert sich der Wellenvektor \vec{k} nach Gl. (1.1) mit konstanter Geschwindigkeit bis er den Rand der ersten BZ erreicht, um am anderen Ende wieder aufzutauchen (Umklappprozess). Schematisch ist dieser Vorgang in Abbildung 1.1 (a) dargestellt. Dieser Prozess resultiert in Oszillationen des Elektrons (genauer: des Elektron-Wellenpakets) im Ortsraum³ mit einer Periode $\mathcal{T} = \hbar G/F$, wobei G die Länge des Vektors des reziproken Gitters in Richtung des Feldes und F der Betrag der äußeren Kraft ist. Ein-dimensional ergibt sich folgender einfacher Zusammenhang zwischen der Periode der Bloch-Oszillationen \mathcal{T} und der Länge a , mit der das Potential, welches die Bloch-Oszillationen verursacht, periodisch ist:

³Im Impulsraum kann man von keiner Oszillation sprechen (der Umklappprozess entspricht keiner Oszillation), sondern nur vom Durchlaufen jeder BZ in einer gegebenen Zeit \mathcal{T} .

(Trennung der Variablen in der Bewegungsgleichung (1.1))

$$\begin{aligned}
 k_{BZ_{Rand}} &= \int_{t=0}^{t=\mathcal{T}/2} \frac{e\mathcal{E}}{\hbar} dt \quad , \\
 k_{BZ_{Rand}} &= \frac{e\mathcal{E}}{\hbar} \frac{\mathcal{T}}{2}, \quad \text{außerdem} \quad k_{BZ_{Rand}} = \frac{\pi}{a} \quad , \\
 \Rightarrow \quad \mathcal{T} &= \frac{2\pi\hbar}{ae\mathcal{E}} \quad . \tag{1.3}
 \end{aligned}$$

Bloch-Oszillationen werden in herkömmlichen Kristallen nicht beobachtet, weil die Streuzzeit τ der Elektronen (auch Relaxationszeit genannt) viel kleiner als die Blochperiode \mathcal{T} ist. Der Wellenvektor $\vec{k}(t)$ kann also gar nicht dem Verlauf der $\epsilon(\vec{k})$ Kurve folgen. Lange bevor der Rand der BZ erreicht ist, wird das Elektron gestreut (Abb. 1.1 (b)). Die Bedingung für Bloch-Oszillationen ist also, dass die *Oszillationsperiode klein gegenüber der Relaxationszeit* sein muss:

$$\mathcal{T} \ll \tau \quad . \tag{1.4}$$

Dabei wird die Schwelle in der Literatur oft in der Form

$$\frac{e\mathcal{E}\tau a}{\hbar} > 2\pi \tag{1.5}$$

angegeben. Somit sind Parameter, die variiert werden können, um (1.5) zu erfüllen, die Periode des Potentials a , die Feldstärke \mathcal{E} und die Relaxationszeit τ . Die Relaxationszeit wird maximiert, indem man die zu untersuchenden Proben abkühlt. Doch auch bei 4 K sind bei natürlichen Gitterabständen die erforderlichen Feldstärken zu groß, als dass sie experimentell angewandt werden könnten. Experimenteller Nachweis wird in diesem Fall dadurch verhindert, dass wenn das E-Feld zu stark ist, die Übergänge zwischen den Bändern überhand nehmen. In einem solchen Fall werden Elektronen genügend hohe Energien vermittelt, um sie ins nächste Band zu heben. Dies macht bereits bei kurzen Zeitspannen den Mechanismus der Bloch-Oszillationen kaputt, dessen ursprüngliche Voraussetzung die Vernachlässigbarkeit der Inter-Band Übergänge war. Der Punkt, wo keine Bloch-Oszillationen mehr zustande kommen können, wird also lange vor der Durchbruchfeldstärke des Halbleitermaterials, welche die Probe zerstören würde, erreicht. Die einzige verbleibende Möglichkeit, Bloch-Oszillationen bei niedrigen elektrischen Feldern zu beobachten, ist die künstliche Erzeugung von großen Perioden des Potentials. Der erste in der Literatur zitierte Vorschlag geht auf L. Keldysh zurück, der über periodische Deformationen in einem Halbleiter, erzeugt durch eine stehende akustische Welle, nachdachte [3].

1.3 Übergitter

Periodische Variation in der Zusammensetzung einer Halbleiter Probe wird von Esaki und Tsu in Betracht gezogen [4]. Eine solche Variation auf der Nanometerskala umzusetzen, ist durch die Molekularstrahlepitaxie Technik (engl: *MBE* für *molecular beam epitaxy*) möglich geworden [5]. Das Ergebnis sind eindimensionale Übergitterstrukturen. Die Realisierung eines Übergitters soll am GaAs/Al_xGa_{1-x}As System verdeutlicht werden. Die Bandlücke (engl.: *gap*) ist in diesem Fall eine Funktion von z : $E_g \equiv E_g(z)$. Variiert man bei MBE den Aluminium Gehalt periodisch, erhält man ein in Wachstumsrichtung periodisches Potential (schematisch in Abb. 1.2 dargestellt). Es handelt sich in der Abb. 1.2 um eine Heterostruktur von Typ I, auch kontravariante Struktur genannt. Hierbei fungiert derselbe Schichttyp als energetischer Quantentopf sowohl für Elektronen (in Leitungsband) als auch für Löcher (in Valenzband). GaAs/Al_xGa_{1-x}As mit $x \leq 0,4$ bildet ein Übergitter vom Typ I. Bei Typ II (kovariant) werden Elektronen und Löcher räumlich getrennt in unterschiedlichen Schichten vorgefunden. Im Schema der potentiellen Energie verlaufen bei Typ II die Stufen der potentiellen Energie des Leitungsbandes und des Valenzbandes synchron, während bei Typ I sie einander genau entgegengerichtet sind (Abb. 1.2).

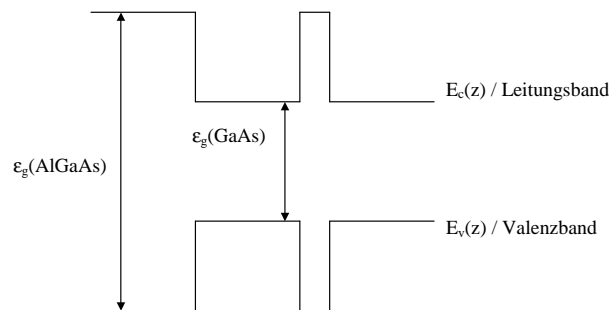


Abbildung 1.2: Heterostruktur von Typ I; ϵ_g kennzeichnet die Bandlücke.

Da die Dipolbildung an den Übergängen zwischen den unterschiedlichen Schichten (zumindest für Heterostrukturen mit zueinander passenden Gitterkonstanten) eine nur eng lokalisierte Störung ist [6], stellt die stückweise konstante Darstellung des unteren Leitungsband- bzw. des oberen Valenzbandrandes eine gute Näherung dar. Somit ist die formale Beschreibung der elektrostatischen potentiellen Energie entlang der Wachstumsrichtung der Schichten des Übergitters durch eine Aneinanderreihung rechteckiger Quantentöpfe möglich.

Eine andere Eigenschaft der eindimensionalen Übergitter, die im Folgenden von herausragender Bedeutung sein wird, ist die Aufspaltung der in der ursprünglichen Kristallstruktur

vorhandenen Bänder in sogenannte Minibänder aufgrund der Überlagerung des zusätzlichen periodischen Potentials des Übergitters (Abb. 1.3).

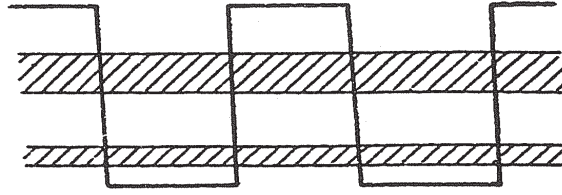


Abbildung 1.3: Minibänder in einem Übergitter [7].

1.4 Negative differentielle Geschwindigkeit

Das Modell des freien Elektronengases wird ergänzt, indem man Streuung am Gitter berücksichtigt. Um die Streuung rein phänomenologisch zu beschreiben, wird die Bewegungsgleichung (1.1) mit einem Dissipationsterm modifiziert:

$$\hbar \dot{\vec{k}} = e \vec{\mathcal{E}} - \frac{\vec{k}}{\tau} \quad . \quad (1.6)$$

Dies ist eine lineare Differentialgleichung erster Ordnung, deren stationäre Lösung wegen $\dot{\vec{k}} = 0$ offensichtlich durch

$$\vec{k} = e \tau \vec{\mathcal{E}} \quad (1.7)$$

gegeben ist.

Stationär bedeutet hier, dass nun keine Oszillationen stattfinden, sondern konstanter Strom fließt (Abb. 1.1 (c)). Bei Erfüllung eines bestimmten Verhältnisses zwischen τ und a kann man das Phänomen der negativen differentiellen Geschwindigkeit beobachten: Bei Erhöhung der elektrischen Feldstärke (sprich, Erhöhung der Spannung) nimmt die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger und mit ihr der Strom ab [4]. Qualitativ erklärt sich dieses Phänomen durch den Wechsel des Vorzeichens der in Punkt 1.1 eingeführten effektiven Masse, denn es gilt

$$v = e \tau \mathcal{E} \hbar / m^*(v) \quad .$$

Die Stromdichte ist durch das Produkt von Ladungsträgerdichte \mathcal{N} und Ladungsträger Driftgeschwindigkeit v gegeben ($J = \mathcal{N} v$). In Abb. 1.4 ist eine charakteristische Strom-Spannung

Kennlinie einer Übergitterstruktur, welche negative differentielle Geschwindigkeit Verhalten zeigt, aufgeführt [7]. Man muss dabei anmerken, dass für negative differentielle Geschwindigkeit die Anforderung an die Kombination der elektrischen Feldstärke und der Gitterkonstante schwächer ausfällt, als die entsprechende Bedingung (1.5) für Bloch-Oszillationen.

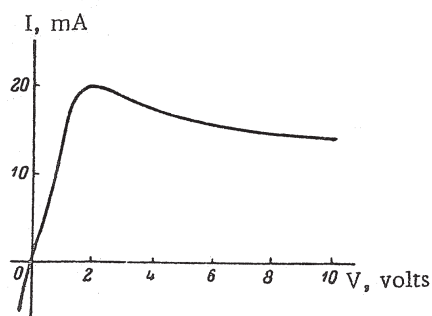


Abbildung 1.4: Strom-Spannung Charakteristik eines mit MBE gewachsenen Übergitters mit dem Effekt der negativen differentielle Geschwindigkeit [7].

Wenn wir mit Ladungsträgertransport verbundene Effekte diskutieren (wie z.B. in diesem Fall Strom) ist das hier verwendete dynamische Bild von Vorteil.

1.5 Wannier-Stark-Quantisierung in Subbänder

Bei Anlegen eines elektrischen Feldes ist der für Bloch-Oszillationen verantwortliche Hamilton-Operator im Impulsraum [8]

$$\hat{\mathcal{H}} = E_n(\vec{k}) - ie\vec{\mathcal{E}} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{k}} \quad . \quad (1.8)$$

Nun ist aber bekannt, dass Oszillationen diskrete Spektren mit festen Frequenzen entsprechen. Was ist das Spektrum diesen Operators? Wir erwarten in Analogie zu Oszillatorpotential eine Frequenz, die durch einen gewissen festen Energieabstand zwischen erlaubten Energiezuständen zustandekommt. Bei dieser formalen Betrachtung beschränken wir uns auf ein Band, für welches das Eigenwertproblem der stationären Schrödinger-Gleichung zu

lösen ist.

$$\left(E(k) - ie\mathcal{E} \frac{\partial}{\partial k} \right) \psi(k) = \epsilon \psi(k) \quad , \quad (1.9)$$

$$(E(k) - \epsilon) \psi(k) = ie\mathcal{E} \psi'(k) \quad ,$$

$$\frac{E(k) - \epsilon}{ie\mathcal{E}} = \frac{\psi'(k)}{\psi(k)} = \frac{\partial}{\partial k} [\ln \psi(k)] \quad .$$

Wir erhalten eine Differentialgleichung der Form:

$$\frac{\partial}{\partial k} \ln \psi(k) - \frac{i}{e\mathcal{E}} (\epsilon - E(k)) = 0 \quad . \quad (1.10)$$

In diesem Fall kann man die Lösung (die Wellenfunktion) erraten. Bei Berücksichtigung der Tatsache, dass die Dispersionsrelation $E(k)$ periodisch und begrenzt ist, findet man:

$$\psi(k) = \psi(0) \exp \left[\frac{i}{e\mathcal{E}} \int_0^k dq (\epsilon - E(q)) \right] \quad . \quad (1.11)$$

Man beachte, dass bei Einsetzen von (1.11) in (1.10) nach dem Parameter k abgeleitet wird.

Der Argument der Exponentialfunktion in (1.11) hat zwei Terme:

$$\frac{i}{e\mathcal{E}} \int_0^k \epsilon dq = \frac{i\epsilon k}{e\mathcal{E}} \quad \text{und} \quad \frac{i}{e\mathcal{E}} \int_0^k E(q) dq \quad .$$

Damit lassen sich unter Ausnutzung der Forderung nach Periodizität von ψ die beiden Summanden der Lösung für Eigenwerte konstruieren. Wir fordern erstens:

$$e^{i\frac{\epsilon}{e\mathcal{E}}(k+\frac{2\pi}{a})} \stackrel{!}{=} e^{i\frac{\epsilon}{e\mathcal{E}}k} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{2\pi}{a} \frac{\epsilon}{e\mathcal{E}} \stackrel{!}{=} 2\pi m \quad , \quad m \in \mathbb{Z} \quad .$$

\Rightarrow Erster Term: $\epsilon^{(1)} = ae\mathcal{E}m$.

Und zweitens:

$$\frac{i}{e\mathcal{E}} \int_0^{k+\frac{2\pi}{a}} E(q) dq \stackrel{!}{=} \frac{i}{e\mathcal{E}} \int_0^k E(q) dq \quad ,$$

was automatisch erfüllt ist, weil die Periodizität bereits in der Dispersionsrelation $E(q)$ enthalten ist:

$$E\left(q + \frac{2\pi}{a}\right) = E(q) \quad .$$

$$\Rightarrow \text{Zweiter Term: } \epsilon^{(2)} = \frac{a}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{a}} dq E(q) \quad .$$

Insgesamt schreiben sich aus der Gleichung (1.11) gefundene Eigenwerte als:

$$\epsilon_m(k) = \underbrace{ea\mathcal{E}m}_{\epsilon^{(1)}} + \underbrace{\frac{a}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{a}} dq E(q)}_{\epsilon^{(2)}} \quad . \quad (1.12)$$

Mit (1.12) finden wir für den grundlegenden Übergang zwischen zwei benachbarten Quantentöpfen:

$$\epsilon_{m+1} - \epsilon_m = ea\mathcal{E} \quad . \quad (1.13)$$

Es bildet sich im durch das E-Feld gekippten Potential der Quantentöpfe die sogenannte Wannier-Stark Leiter: Die Energiezustände haben ähnlich wie die Stufen einer Leiter einen festen Höhen- sprich Energieunterschied (Abb. 1.5). Man erhält in z-Richtung (Wachstumsrichtung des Übergitters) diskrete Subbänder. Parallel zu den Übergitterschichten bleibt die parabolische Dispersionsrelation bestehen.

Geht ein Elektron aus einem Topf in einen anderen über, kann Strahlung emittiert werden. Nach Planck:

$$\hbar\omega = e a \mathcal{E} \quad . \quad (1.14)$$

Dabei ist ω die Bloch-Oszillationen Kreisfrequenz. Also haben wir (wie zu erwarten, weil wir nur die Betrachtungsweise geändert haben) ein mit (1.2) identisches Ergebnis.

Das stationäre Wannier-Stark Bild wird bevorzugt, wenn man die Eigenschaften einer Halbleiter Struktur im elektrischen Feld diskutieren möchte, ohne sich zunächst darum zu kümmern, woher die Ladungsträger kommen. Werden die Elektronen, so wie es bei den in Kapitel 2 vorgestellten Quantenkaskadenlasern der Fall ist, extern (aus einer n-dotierten Kontaktschicht) eingespeist, bietet dieses Bild einen bequemen Zugang zur Beschreibung dieser Strukturen. Deswegen wird im weiteren Verlauf der Diplomarbeit nur noch auf dieses Bild Bezug genommen.

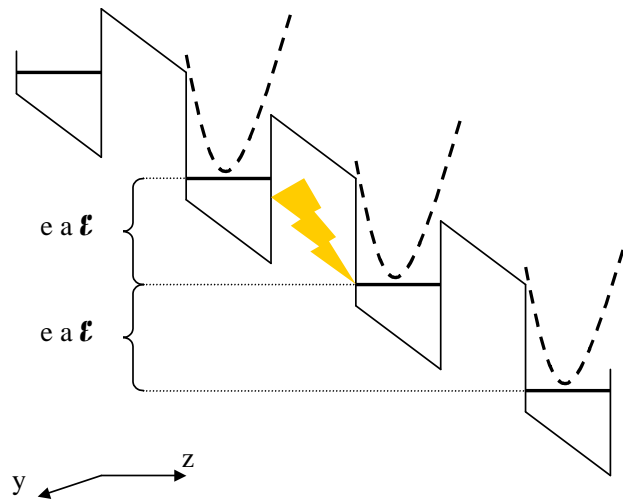


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung der Wannier-Stark Quantisierung in einem homogenen elektrischen Feld. Bei Anlegen einer Vorspannung wird ein Miniband zu vielen Subbändern.

1.6 Streumechanismen

Zusätzlich zu dem optischen Wannier-Stark Übergang treten in der Realität andere Übergänge auf. Phononen-Streuung und Streuung in andere Subbänder lassen ein von der Blochfrequenz abweichendes Emissionsspektrum entstehen.

Quantenmechanisch wird Streuung normalerweise in Form der Fermi's Goldenen Regel [9] zusammengefasst: wenn ein Elektron in Zustand $|i\rangle$ mit der Energie E_i einer zeitabhängigen Störung $\tilde{\mathcal{H}}$ ausgesetzt wird, welche das Elektron in eine Anzahl anderer Zustände $|f\rangle$ mit der Energie E_f überführen (streuen) kann, so wird die inverse Verweildauer des Elektrons in Zustand $|i\rangle$, welche als Streurrate bezeichnet wird, durch

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f \left| \langle f | \tilde{\mathcal{H}} | i \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i) \quad (1.15)$$

gegeben [10].

Zwei Streumechanismen sind für den später diskutierten Ladungstransport in Quantenkaskadenstrukturen von besonderer Bedeutung: LO-Phononen⁴ Streuung und Ladungsträger-Ladungsträger Streuung (engl. *carrier-carrier scattering*).

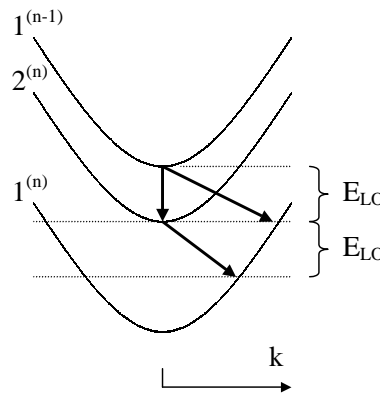


Abbildung 1.6: Streuung durch LO-Phononen.

- Für **LO-Phononen** Streuung ist das $\langle f | \tilde{\mathcal{H}} | i \rangle$ Matrixelement $\sim 1/k$. Die Streurrate skaliert daher mit $1/k^2$. Qualitativ wird dieser Vorgang in Abb. 1.6 in Anwesenheit von drei Subbändern dargestellt. Die Bezeichnung der Zustände ist dabei dem Kapitel 2 vorausgeriffen, um der Einheitlichkeit zu dienen. Es wird aus der Abbildung deutlich,

⁴LO-Phononen sind longitudinale optische Schwingungszustände des Kristalls.

dass bei den dargestellten Verhältnissen der Subband-Abstände zu der Energie der LO-Phononen $E_{LO} = \hbar\omega_{LO}$ der $1^{(n-1)} \rightarrow 2^{(n)}$ Übergang mit wegen geringen k-Übertrags großer Streurrate viel wahrscheinlicher ist und deswegen viel öfter stattfindet als etwa die $1^{(n-1)} \rightarrow 1^{(n)}$ und $2^{(n)} \rightarrow 1^{(n)}$ Übergänge. Das Diagramm 1.7 stellt qualitativ die Abhängigkeit der Streurrate vom Abstand der Subbänder dar: Bei der Temperatur von 0 K setzt die LO-Phononen Streuung ab einem Subbandminima-Abstand ein, der gleich der LO-Phononen Energie $\hbar\omega_{LO}$ (Schwellenenergie) ist und fällt dann umgekehrt proportional zum Subband-Abstand ab. Für Temperaturen über dem absoluten Nullpunkt gibt es Abweichungen von dem strengen Verlauf. Wie in Abb. 1.7 angedeutet, kann dann auch für Subband-Abstände unterhalb der LO-Phononen Energie Inter-Subband Streuung stattfinden. Der Grund dafür ist in der ebenfalls in Abb. 1.7 dargestellten "thermischen Aufweichung" der Streurrate vs. Subband-Abstand Kurve für 0 K zu suchen: Thermisch angeregte Elektronen besetzen Zustände auch oberhalb des Subbandminimums, was trotz eines Subband-Abstandes, der größer als die LO-Phononen Energie ist, Inter-Subband Übergänge ohne oder mit kleinem k-Übertrag möglich macht (Abb. 1.8).

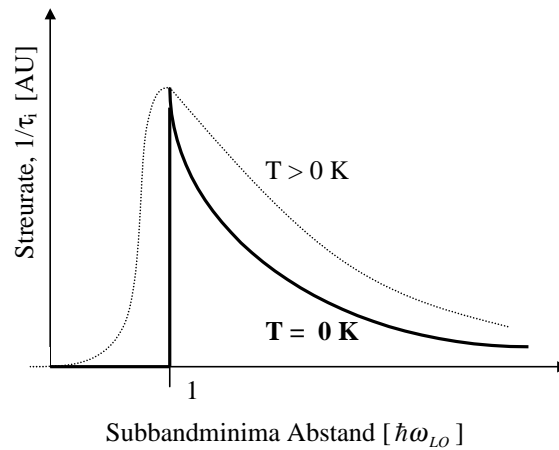


Abbildung 1.7: Abhängigkeit der Streurrate von Subband-Abständen.

- An der **Ladungsträger-Ladungsträger Streuung** sind zwei Ladungsträger und insgesamt vier Zustände beteiligt. Schematisch ist der Vorgang in Abb. 1.9 dargestellt. Hierbei streuen die Träger aneinander, wobei ein Elektron höher in das Band befördert wird, während das andere das Band wechselt. Auch hier skaliert die Streurrate wie

$$\frac{1}{\tau_i} \sim \frac{1}{\Delta E} , \quad (1.16)$$

wo ΔE der Subband-Abstand ist [10].

Im Gegensatz zu der LO-Phononen Streuung gibt es bei der Ladungsträger-Ladungsträger Streuung keine Schwellenenergie, bei der dieser Streuprozess einsetzt. Er ist also bei kleinen Energieabständen der Subbänder der dominante Streumechanismus.

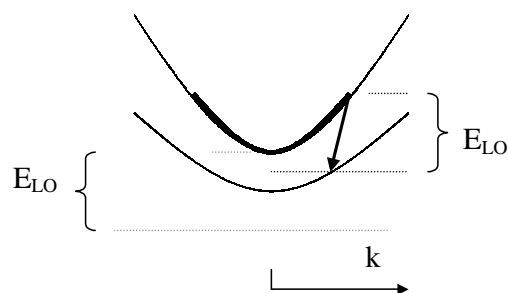


Abbildung 1.8: LO-Phononen Streuung aus thermisch angeregten Zuständen.

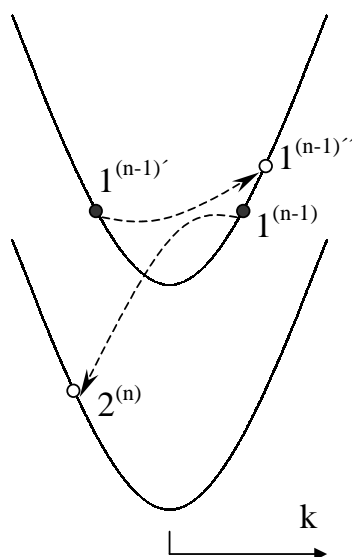


Abbildung 1.9: Ladungsträger-Ladungsträger Streuung.

Kapitel 2

Quantenkaskadenlaser

Inhalt: Der mit Strahlungsemission assoziierter Inter-Well Übergang in einer Wannier-Stark Leiter liegt der *Quantenkaskaden* Idee von *Kazarinov und Suris* zu Grunde. Speziell soll elektromagnetische Strahlung in einem Drei-Niveau-System verstärkt werden. Erst damit gewinnt die in Kapitel 1 erörterte Theorie die praktische Bedeutung der Möglichkeit, in Heterostrukturen elektromagnetische Wellen in Infrarot und Fern-Infrarot zu generieren. Darauf aufbauend machen *Harrison und Soref* einen Vorschlag für eine *GaAs/AlGaAs Quantenkaskaden TASER Struktur*.

2.1 Quantenkaskaden Prinzip

In gewöhnlichen Halbleiter Lasern wird Licht durch Rekombination von Elektronen aus dem Leitungsband und Löchern in Valenzband unter Überbrückung der Bandlücke des Materials emittiert. Dagegen propagieren in einem Quantenkaskaden Laser Elektronen zwischen den Subbändern einer Potentialleiter von gekoppelten Quantentöpfen. Durch die Wahl der Schichtdicken des Übergitters und der Stärke des angelegten elektrischen Feldes können die Lebensdauer der Zustände und Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den Energieniveaus abgestimmt werden, um Besetzungsinversion in zwei Subbändern zu erreichen. Eine solche von der funktionalen Abfolge her als Injektor/aktiver Bereich/ Kollektor aufgebaute Struktur wird vielfach wiederholt. Die Strahlungsfrequenz wird durch den Energieabstand der Subbänder bestimmt, zwischen denen der strahlende Übergang stattfindet, so dass theoretisch mit kleiner werdenden Abstand beliebig lange Wellenlängen erreicht werden können. Aus diesem Grund wird das Quantenkaskadenschema in den Entwürfen für einen Halbleiter TASER favorisiert. Der erste funktionierende THz Laser wurde auch tatsächlich auf dem Quantenkaskaden Prinzip basierend verwirklicht [11].

2.2 Verstärkung der elektromagnetischen Strahlung in Übergittern

In [12] und [13] schlagen Kazarinov und Suris vor, ein elektrisches Feld entlang des Übergitters anzulegen, wo es ab einem gewissen Schwellenwert der elektrischen Feldstärke zur Verstärkung elektromagnetischer Strahlung bestimmter Frequenz kommen soll. Schematisch ist das Profil des Leitungsbandes in Abb. 2.1 skizziert:

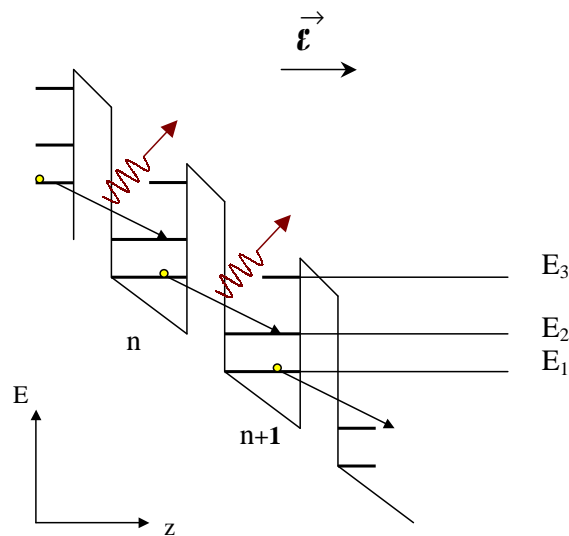


Abbildung 2.1: Von Kazarinov und Suris vorgeschlagene Quantenkaskaden Prinzip zur Verstärkung von elektromagnetischen Wellen; z -Achse zeigt in Richtung des Übergitters, E ist die potentielle Energie, das elektrische Feld $\vec{\mathcal{E}}$ ist in Richtung des Übergitters angelegt.

Für ein elektrisches Feld der Feldstärke \mathcal{E} , das die Bedingung

$$ea\mathcal{E} > E_2 - E_1 \quad (2.1)$$

erfüllt, wobei a die Periode des Übergitters und $E_2 - E_1$ die Energiedifferenz zwischen dem ersten angeregten Zustand und dem Grundzustand im Quantentopf ist. Das Minimum des angeregten Subbandes in $(n + 1)$ -ten Topf liegt tiefer als das Minimum des Grundzustand-Subbandes in n -ten Topf. Unter solchen Bedingungen kann das System als Laser fungieren, denn Elektronen aus dem n -ten Topf können in das $n + 1$ -te Topf bei gleichzeitiger Emission von Photonen der Energie $\hbar\omega = ea\mathcal{E} - (E_2 - E_1)$ übergehen. Die Bedingung der Inversion der Besetzung der Zustände wird im skizzierten Entwurf dadurch gewährleistet, dass sowohl das

strahlende als auch nicht strahlende Inter-Subband Tunneln zwischen den Quantentöpfen (Inter-Well), welches die angeregten Zustände füllt, viel weniger wahrscheinlich sind, als der Phononen assistierte Inter-Subband Übergang vom angeregten Zustand in den Grundzustand, der innerhalb eines Topfes passiert (Intra-Well). Dadurch ist der Grundzustand des n -ten Topfes häufiger besetzt als der angeregte Zustand des $n + 1$ -ten Topfes zu dem der strahlungsverbundene Übergang stattfindet.

2.3 Harrison Design: ein 4-Niveau System mit Inter-Subband Übergang in THz Bereich

Im Vorschlag von Harrison und Soref wird von der ursprünglichen Idee von Kazarinov und Suris ausgegangen, die Quantenkaskadenstruktur nur aus Subbändern des Leitungsbandes bei Vorspannung der Probe durch ein externes elektrisches Feld zu verwirklichen [14]. Doch haben Harrison und Soref diesen Entwurf dahingehend verändert, dass man zum einen es mit einem 4-Niveau System zu tun hat, und zum anderen strahlende Übergänge Intra-Well und nicht Inter-Well sein sollen. Dieser veränderte Entwurf sieht vor, dass in jedem Topf zwei Minibänder vorliegen (Abb. 2.2 (a)). In Abb. 2.2 (c) ist zu sehen, dass ab einer gewissen Feldstärke es in der vorgeschlagenen Struktur wegen der Kopplung zwischen den Quantentöpfen vier Zustände gibt, die zumindest teilweise im selben Quantentopf lokalisiert sind.

Die als $1^{(n-1)}$ und $2^{(n)}$ bzw. als $1^{(n)}$ und $2^{(n+1)}$ bezeichneten Zustände liegen wegen des Anti-Kreuzens (engl. *anticrossing*) energetisch sehr nahe beieinander. Das Anti-Kreuzen wird in der Abb. 2.3 veranschaulicht: Zwei in Abwesenheit vom elektrischen Feld vorliegende Minibänder spalten sich im externen elektrischen Feld nach dem Wannier-Stark Prinzip in jeweils drei Subbänder (weil für den einfachen Fall von drei Quantentöpfen gerechnet) auf. Doch wenn bei wachsender Feldstärke sich die Zustände energetisch nähern, kreuzen sie sich nicht, sondern weichen einander jeweils entweder zu niedrigeren oder höheren Energien aus. In solchen Punkten haben die Wellenfunktionen den größtmöglichen Überlapp [14].

Der Intra-Well Inter-Subband Übergang, welcher der Strahlungserzeugung dient (Abb. 2.4), wird speziell für THz Frequenzen gestaltet. Abb. 2.4 führt ferner das Argument vor Augen, wie man in der vorgeschlagenen Struktur Besetzungsinversion erreicht. In der ersten Näherung ist die Streurrate der Elektronen von einem Zustand in einen anderen umgekehrt proportional zum energetischen Abstand der Zustände (siehe Punkt 1.6). Der $2^{(n)} \rightarrow 1^{(n)}$ Übergang findet seltener statt, als die $1^{(n)} \rightarrow 2^{(n+1)}$ und $1^{(n-1)} \rightarrow 2^{(n)}$ Übergänge, was die erwähnte

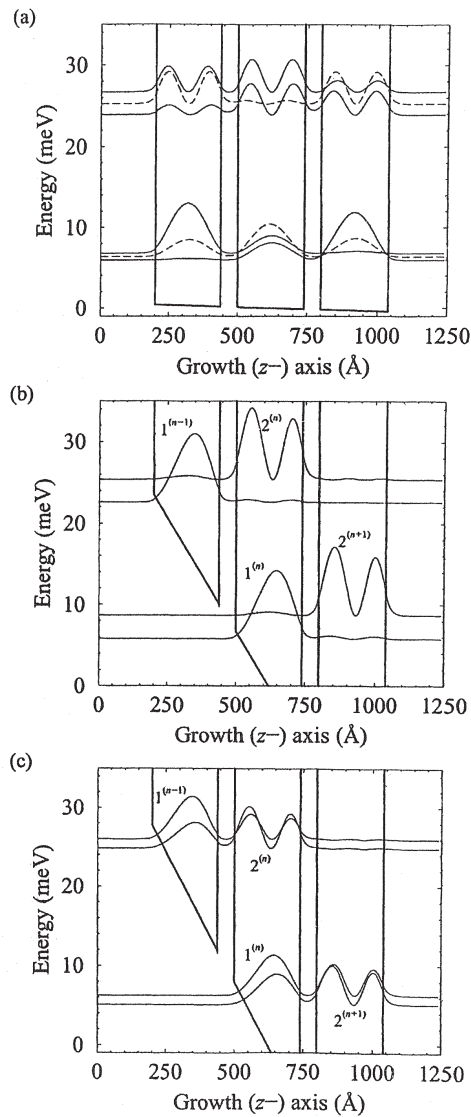


Abbildung 2.2: Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen $|\psi^2|$ im Leitungsband der Harrison und Soref TASER Struktur für elektrische Feldstärken von 0, 1 (a); 5, 6 (b) und 6, 6 (c) kV/cm [14].

Besetzungsinversion möglich macht. Dabei werden die $1^{(n)} \rightarrow 2^{(n+1)}$ und $1^{(n-1)} \rightarrow 2^{(n)}$ Übergänge hauptsächlich durch Ladungsträger-Ladungsträger Streuung bedingt, weil in diesem Fall der Subband Abstand unterhalb der LO-Phononen Energieschwelle liegt. Demgegenüber sind gerade überwiegend LO-Phononen für Streuung von $2^{(n)}$ nach $1^{(n)}$ verantwortlich. Aufgrund von auf der Lebensdauer aller beteiligten Zustände basierenden numerischen Berechnungen [10] wird, um eine THz Separation der Subbänder zu erreichen, eine GaAs Topfbreite von 240 \AA gefordert, wenn von $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$ Barrieren eingeschlossen. Eine für möglichst hohe Besetzungsinversion notwendige starke Kopplung macht 20 \AA dünne Barrieren erforder-

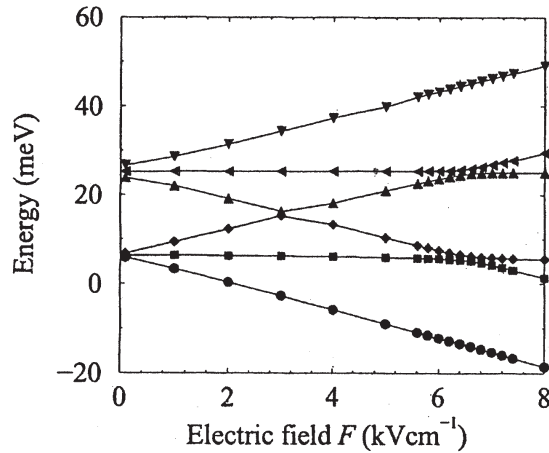


Abbildung 2.3: Energieminima der Subbänder als Funktion der elektrischen Feldstärke (hier für den Fall von drei Quantentöpfen) [14].

lich. Insgesamt wird ein 240 Å GaAs/ 20 Å Al_{0,1}Ga_{0,9}As Übergitter zur TASER Realisierung vorgeschlagen. Ferner sollen die Schichten in einem Abstand von ca. 10 Perioden dotiert werden, was (mit der Berücksichtigung der Kontaktschichten) aus einer *niiii...iiiiin* Struktur eine *ninini...ininin* Abfolge macht. Dies soll Formation von elektrischen Felddomänen verhindern, in denen das Potential über einige wenige Quantentöpfe abfällt, so dass über das Übergitter kein homogenes Feld mehr anliegt [15]. Es wird für den Hauptübergang ($2^{(n)} \rightarrow 1^{(n)}$) eine Emissionswellenlänge von $\lambda = 86,6 \mu m$ ($\nu = 3,46$ THz) vorhergesagt und

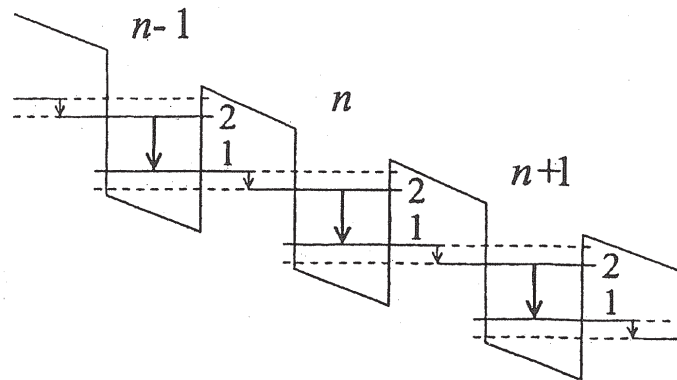


Abbildung 2.4: Funktionsprinzip der Harrison und Soref Struktur. Der Laser Übergang soll zwischen den mit durchgezogener Linie dargestellten Zuständen stattfinden. Das Schema zeigt die Lage der Zustände nach dem zweiten in Abb. 2.3 dargestellten Anti-Kreuzen bei 6,6 kV/cm [14].

ein Verstärkungsfaktor von $\alpha = 1800 \text{ cm}^{-1}$ berechnet¹. Außerdem würde man noch Emission von den $1^{(n-1)} \rightarrow 1^{(n)}$, $2^{(n)} \rightarrow 2^{(n+1)}$ und $1^{(n-1)} \rightarrow 2^{(n+1)}$ Übergängen erwarten. Wenn man den theoretischen Energieunterschied zwischen den $1^{(n-1)}$ und $2^{(n)}$ bzw. $1^{(n)}$ und $2^{(n+1)}$ Zuständen mit $\Delta E = 5 \text{ meV}$ ansetzt [14], so ergibt sich für die ersten beiden Inter-Subband Übergänge² mit $E_{1^{(n-1)} \rightarrow 1^{(n)}} = E_{2^{(n)} \rightarrow 2^{(n+1)}} = E_{2^{(n)} \rightarrow 1^{(n)}} + \Delta E$ eine Frequenz von 4,66 THz und für den energetisch reichsten Übergang mit $E_{1^{(n-1)} \rightarrow 2^{(n+1)}} = E_{2^{(n)} \rightarrow 1^{(n)}} + 2\Delta E$ eine Frequenz von 5,86 THz. Die genaue Lage dieser Peaks, die zusätzlich zu der 3,46 THz Emission zu beobachten wären, hängt natürlich von der Stärke des angelegten Feldes ab.

¹ α ist definiert durch $\alpha = \frac{\text{abgestrahlte Leistung pro Volumeneinheit}}{\text{durch den Querschnitt gehende Leistung}}$.

²1 meV entspricht mit $1,61 \cdot 10^{-22} \text{ J}$ einer Frequenz von 0,24 THz.

Kapitel 3

Interferometrie

Inhalt: Um die gesuchte Emission in Fern-Infrarot spektral auflösen zu können, wird ein *FTIR Interferometer* eingesetzt. Durch Überlagerung der beiden von den Armen des Interferometers geführten Teilstrahlen wird eine *Autokorrelation* des von der Quelle stammenden Lichts erzeugt. Aus der Autokorrelation erhält man durch *Fouriertransformation* das *Spektrum*. *Auflösung* und *Bandbreite* des Spektrums hängen somit von den Parametern der Aufnahme der Autokorrelation ab: der *Scan-Länge* und der *Schrittweite*. Die Funktionsfähigkeit des Interferometeraufbaus wurde durch Messung ausgewählter H_2O *Absorptionslinien* nachgewiesen. Dabei erwies sich die Wahl eines geeigneten *Strahlteilers* als kritisch für spektrale Aufnahmen in THz Bereich.

3.1 Autokorrelation und Spektrum

Wir erhalten eine vom optischen Feld verursachte Störung (z.B. Amplitude der elektrischen Feldstärke) als Superposition aller beteiligten Wellenzüge:

$$V(t) = \int_0^{\infty} b(\nu) \cos [\varphi(\nu) - 2\pi\nu t] d\nu \quad . \quad (3.1)$$

Mit der spektralen Verteilung $b(\nu)$ und der frequenzabhängigen Phase $\varphi(\nu)$. $V(t)$ ist reel.

Mit

$$\cos x = \frac{1}{2} (e^{ix} + e^{-ix})$$

lässt sich $V(t)$ in Form eines Fourierintegrals ausdrücken:

$$V(t) = \int_0^\infty \frac{1}{2} b(\nu) e^{i\varphi(\nu)} e^{-2\pi i \nu t} d\nu + \int_0^\infty \underbrace{\frac{1}{2} b(\nu) e^{-i\varphi(\nu)}}_{v(\nu)} e^{2\pi i \nu t} d\nu \quad .$$

Weil $V(t) \in \mathbb{R}$, nutzen wir, um den zweiten Term umzuformen, die Realitätsbedingung für die als $v(\nu)$ zusammengefassten Koeffizienten von $e^{2\pi i \nu t}$:

$$v(\nu) \stackrel{!}{=} v^*(\nu) \quad .$$

$$\begin{aligned} V(t) &= \int_0^\infty \frac{1}{2} b(\nu) e^{i\varphi(\nu)} e^{-2\pi i \nu t} d\nu + \int_0^{-\infty} \frac{1}{2} b(-\nu) e^{-i\varphi(-\nu)} e^{-2\pi i \nu t} (-d\nu) \\ &= \dots + \int_{-\infty}^0 \left(\frac{1}{2} b(\nu) e^{-i\varphi(\nu)} \right)^* e^{-2\pi i \nu t} (d\nu) \\ &= \int_{-\infty}^\infty \frac{1}{2} b(\nu) e^{i\varphi(\nu)} e^{-2\pi i \nu t} d\nu = \int_{-\infty}^\infty v(\nu) e^{-2\pi i \nu t} d\nu \quad . \end{aligned} \quad (3.2)$$

Es ist zu beachten, dass, wenn $V(t)$ auf diese Weise als Fourierintegral geschrieben wird, man über negative Frequenzen integriert. Die negativen Frequenzen werden auf natürliche Weise durch komplexe Darstellung eingeführt, die für symmetrische Verteilung der positiven und negativen Frequenzterme verantwortlich ist. In Anlehnung an die Theorie des teilweise

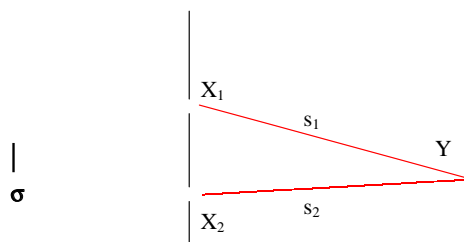


Abbildung 3.1: Ein Interferenzexperiment mit polychromatischen Licht von einer ausgedehnten Quelle σ .

kohärenten Lichts [16] schreiben wir das analytische Signal V als Funktion von Zeit t und räumlicher Position $X = (x, y)$. Bei dem in Abb. 3.1 skizzierten Experiment werden Interferenzerscheinung durch die Zeitverzögerung $\Delta\tau$, mit der Licht von der Quelle X_1 in Vergleich zu Licht von der Quelle X_2 in Y eintrifft, bedingt.

Nach (3.2) ist die Funktion $v(\nu)$ mit der inversen Fouriertransformation aus $V(X, t)$ konstruierbar:

$$v(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} V(X, t) e^{2\pi i \nu t} dt \quad . \quad (3.3)$$

Da die Intensität (die experimentell beobachtete Größe) proportional zum Quadrat der Amplitude ist, sind wir an der Auswertung des in V quadratischen Zeitintegrals interessiert:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} V(X_1, t + \Delta\tau) V(X_2, t) dt &= \int_{-\infty}^{\infty} V(X_2, t) \left[\int_{-\infty}^{\infty} v(X_1, \nu) e^{-2\pi i \nu (t + \Delta\tau)} d\nu \right] dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} V(X_2, t) e^{-2\pi i \nu t} dt \right] v(X_1, \nu) e^{-2\pi i \nu \Delta\tau} d\nu \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} v(X_1, \nu) v^*(X_2, \nu) e^{-2\pi i \nu \Delta\tau} d\nu \quad . \end{aligned} \quad (3.4)$$

Durch Mittelung über Zeit erhalten wir die Intensität [16], die sich für den Fall eines Amplitudenteilenden Interferometers mit $X_1 = X_2 = X$ (in diesem Fall sprechen wir von einer Autokorrelation) zu folgendem Ausdruck ergibt:

$$I(\Delta\tau) \sim \langle V(X, t + \Delta\tau) V(X, t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} S(X, \nu) e^{-2\pi i \nu \Delta\tau} d\nu \quad , \quad (3.5)$$

wobei

$$S(X, \nu) = \overline{|v(X, \nu)|^2} \quad . \quad (3.6)$$

Gleichung (3.5) besagt, dass die reelle Autokorrelationsfunktion $\langle V(X, t + \Delta\tau) V(X, t) \rangle$ und die spektrale Dichte $S(X, \nu)$ ein Fouriertransformationspaar bilden. Dieses Ergebnis ist das optische Equivalent des bekannten Wiener-Khintchine Theorems aus der Theorie der stationären Zufallsprozesse [17] [18].

3.2 Bandbreite und Auflösung des Spektrums

Im Folgenden werden die Aussagen des Abtasttheorems [19] aus der Informationstheorie ohne Beweis aufgeführt.

1. Die erste Aussage des Abtasttheorems betrifft den Zeitbereich. Wenn die Autokorrelationsfunktion nur Frequenzen bis zu einer maximalen Frequenz ν_{max} enthält, ist sie vollständig durch eine Folge von Punkten, die $1/(2\nu_{max})$ auseinander liegen, erfasst. Praktisch bedeutet das, dass eine Schrittweite x bei Verschiebung des beweglichen Spiegels des FTIR-Aufbaus (siehe Punkt 3.3) um $1,5 \mu\text{m}$, was einer zeitlichen Verzögerung von $\Delta\tau = 2x/c = 10 \text{ fs}$ entspricht, es erlaubt, ein Spektrum der Bandbreite $\nu_{max} = 1/(2 \Delta\tau) = 5 \cdot 10^{13} \frac{1}{\text{s}} = 50 \text{ THz}$ zu erfassen. Wenn die Bandbreite von vornherein durch Grenzfrequenzen der Filter verringert wird, kann man durch größere Schrittweiten die Scanzeiten reduzieren, ohne Information zu verlieren. Als Bandbreite wird hierbei der positive Frequenzbereich $[0; \nu_{max}]$ bezeichnet.
2. Umgekehrt bestimmt im Frequenzbereich die maximale zeitliche Verzögerung $\Delta\tau_{max}$ die Auflösung des Spektrums $\Delta\nu$:

$$\Delta\nu = \frac{1}{2 \Delta\tau_{max}} \quad . \quad (3.7)$$

Mathematisch ist das Abtasttheorem durch die Eigenschaft der Fouriertransformation bestimmt, dass die Breite einer Funktion in Frequenzbereich und die Breite ihrer Fouriertransformierten in Zeitbereich wie

$$\Delta\nu_{max} \Delta\tau \sim 1 \quad \text{bzw.} \quad \Delta\nu \Delta\tau_{max} \sim 1 \quad (3.8)$$

zusammenhängt [20]. Der Faktor 2 in obigen Überlegungen entspringt der Symmetrie der Funktion (bzw. ihrer Fouriertransformierten) um den 0-Punkt, negative ν bzw. t werden damit berücksichtigt.

3.3 FTIR Interferometer, Prinzip und Aufbau

Der spektroskopische Zugang zum fern-infraroten Bereich ist nicht trivial. Doch die technische Entwicklung der letzten Jahrzehnte auf dem Gebiet der *fourier transform infrared* Spektroskopie hat dazu geführt, dass hochwertige optische Komponenten - wie Strahlteiler, Retroreflektoren u.ä. - für diesen Spektralbereich kommerziell erworben werden können. Dies macht den Aufbau eines FTIR-Interferometers in kompakter Form möglich. Ein FTIR-Interferometer funktioniert nach dem gleichen Prinzip wie ein Michelson Interferometer. Das Herzstück des Interferometers ist ein aus halbtransparentem Material bestehender Strahlteiler. Dieser dient dazu, den von der Lichtquelle kommenden Strahl in zwei gleichwertige Teilstrahlen zu zerlegen. (Es ist jedoch zu bemerken, dass in der Praxis das Teilungsverhältnis 50% zu 50% immer nur für einen schmalen Spektralbereich erreicht werden kann.) Auf

diese Weise räumlich separierte Teilstrahlen, werden an Spiegeln reflektiert, um am Strahlteiler - wiederum nur zu einem Teil - rekombiniert zu werden. Dieser Ansatz fällt in die Kategorie der amplitudenteilenden Interferometrie. Nachdem die Teilstrahlen unterschiedliche Wege durchlaufen haben, wird die Überlagerung beobachtet. Man nimmt Einfluss auf die relative Weglänge der Teilstrahlen dadurch, dass einer der Spiegel fixiert ist, während der andere auf einem Gestell gelagert ist und gegenüber dem Strahlteiler verschoben werden kann. Die Methode der Untersuchung des Spektrums mit einem Michelson Interferometer ist die Auswertung der Sichtbarkeitskurve. Beobachtet wird die Helligkeit der Interferenzringe, die auf einem Schirm durch Überlagerung der beiden Strahlen entstehen. Es geht also um *räumliche* Interferenz. Definiert man die Sichtbarkeit \mathcal{V} über die Helligkeit I der benachbarten Minima und Maxima, so ist diese eine Funktion des Weglängenunterschieds x zwischen den beiden Strahlen:

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}(x) = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad .$$

Dagegen wird beim FTIR-Interferometer die Intensität der Infrarotstrahlung, die in den zentralen Fleck fällt, als Funktion des Weglängenunterschieds der Teilstrahlen ausgewertet. Mit dieser Methode erzeugt man die in Punkt 3.1 eingeführte Autokorrelation. Da der Weglängenunterschied sich direkt in die Zeitverzögerung des Wellenzugs in einem Arm gegenüber dem Wellenzug im anderen Arm umrechnen lässt, beobachtet man auf diese Weise Interferenz im *Zeitbereich*. Die Möglichkeit des Einsatzes eines empfindlichen Detektors mit Eingangsfenster mit Abmessungen in der Größe des zentralen Flecks (wenige cm in Durchmesser) am Ausgang des Interferometers ist der eigentliche Vorzug des FTIR-Interferometers gegenüber dem Michelson Aufbau. Die meisten zur Zeit zu spektroskopischen Untersuchungen in Infrarot und Fern-Infrarot gebaute Spektrometer, sind FTIR-Spektrometer zur Aufnahme von Autokorrelationen. So auch das in dieser Diplomarbeit genutzte Gerät. Eine speziell diesen Aufbau betreffende Modifikation ist, dass das Licht nicht von ebenen Spiegeln umgekehrt wird, sondern von kubischen Retroreflektoren. Die Umkehrung des Lichts mit Retroreflektoren verringert beträchtlich den Winkelfehler. Die Justage, um die Teilstrahlen am Ausgang des Interferometers übereinanderzubringen, wird jedoch durch die Retroreflektoren verkompliziert, weil die Lichtstrahlen durch die Geometrie der Reflektoren seitlich versetzt werden.

Die einzelnen Komponenten des Interferometers wurden auf einer $1\text{ m} \times 1\text{ m}$ großen schwingungsgedämpften Platte montiert, welche auf einem optischen Tisch ruhte. Der Aufbau ist in Abb. 3.2 dargestellt.

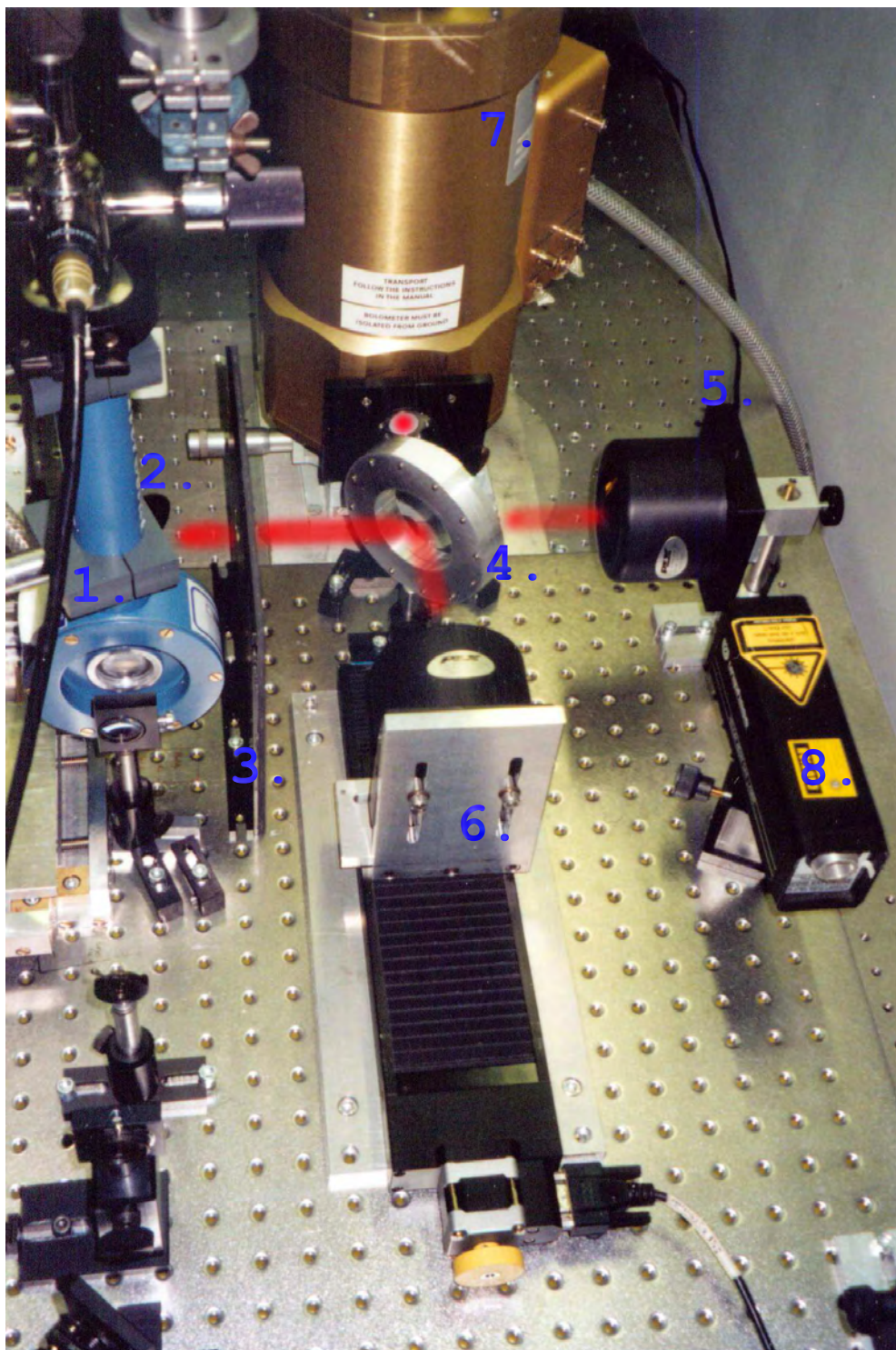


Abbildung 3.2: Messplatzaufbau: 1. Kryostat mit Probe; 2. parabolischer Spiegel; 3. Streulichtschutz; 4. Strahlteiler; 5. Retroreflektor (fest); 6. Retroreflektor auf einer Verschiebeeinheit; 7. Si-Bolometer; 8. He-Ne Laser zur optischen Justage.

Die Autokorrelationsfunktion wird als Ergebnis eines Scans bei stetiger Erhöhung bzw. Erniedrigung des Weglängenunterschieds der Teilstrahlen in beiden Armen des Interferometers erhalten. Dazu wird der Spiegel in einem der Arme des Interferometers auf einer *OWIS-Stage*¹ bewegt. Die Intensität der Strahlung wird mittels eines Bolometers detektiert. Die Aufzeichnung der Daten erfolgt mit einem PC über einen Lock-In Verstärker, um das Rauschen zu unterdrücken (mehr zur optimalen Wahl der Chop-Frequenz in Punkt 4.6). Das Ergebnis ist ein Satz von Daten $I(x_i)$, der die funktionale Abhängigkeit der Autokorrelation beinhaltet. Die Argumente liegen in konstanten Schrittweiten vor. Die Kenntnis der Autokorrelation für einen gewissen Definitionsbereich $[-\Delta\tau_{min}; \Delta\tau_{max}]$ ist ausreichend, um das Spektrum der Quelle mittels Fouriertransformation eindeutig (bis auf einen Skalierungsfaktor) mit einer durch das Abtasttheorem (Punkt 3.2) gegebener Auflösung zu bestimmen. In Wirklichkeit wird auf die aus einem Scan erhaltenen Daten die diskrete Fourier Transformation [20] angewendet. Alle gängigen Datenverarbeitungsprogramme haben zu diesem Zweck optimierte Algorithmen. Z.B. in Matlab wird die Fouriertransformation eines diskreten Datensatzes mit dem Befehl `fft` veranlasst (siehe Anhang B).

In Abb. 3.3 und Abb. 3.4 werden eine Autokorrelationsfunktion und das dazugehörige Spektrum gegenübergestellt.

3.4 Wasserabsorption

Absorptionslinien des in der Laborluft enthaltenen Wasserdampfes sind ein für die Messung störender, jedoch für die Eichung willkommener Effekt, der sich sehr deutlich bei der Interferometrie im Infraroten und im Fern-Infraroten bemerkbar macht. Wasserabsorptionslinien sind diskret und verursachen scharfe Einschnitte im Spektrum. Eine gute Möglichkeit, die Absorption zu beheben, besteht in einer Evakuierung des Versuchsaufbaus, so wie das bei kommerziellen FTIR Geräten gemacht wird. Eine andere praktikable Lösung ist das Fluten des Messplatzes mit Stickstoff [21].

Hier wird das mit dem vorher beschriebenen Versuchsaufbau unter Verwendung einer thermischen Quelle² aufgenommene thermische Spektrum im THz-Bereich dargestellt. Die Chop-Frequenz betrug 78 Hz. Betrachtet man das Spektrum bei einer feinen Auflösung von 5 GHz (Abb. 3.4), so kann durch den Rückgriff auf die theoretisch berechneten Wellenzahlen

¹Firma OWIS ist der Hersteller des im Versuchsaufbau verwendeten mit einem Schrittmotor ausgestatteten Translationsverstellers.

²Ein metallischer Kasten mit einer Öffnung auf der Vorderseite von ca. 1 mm Durchmesser wurde durch ein zum Glühen gebrachten Platinstreifen in seinem Inneren erhitzt.

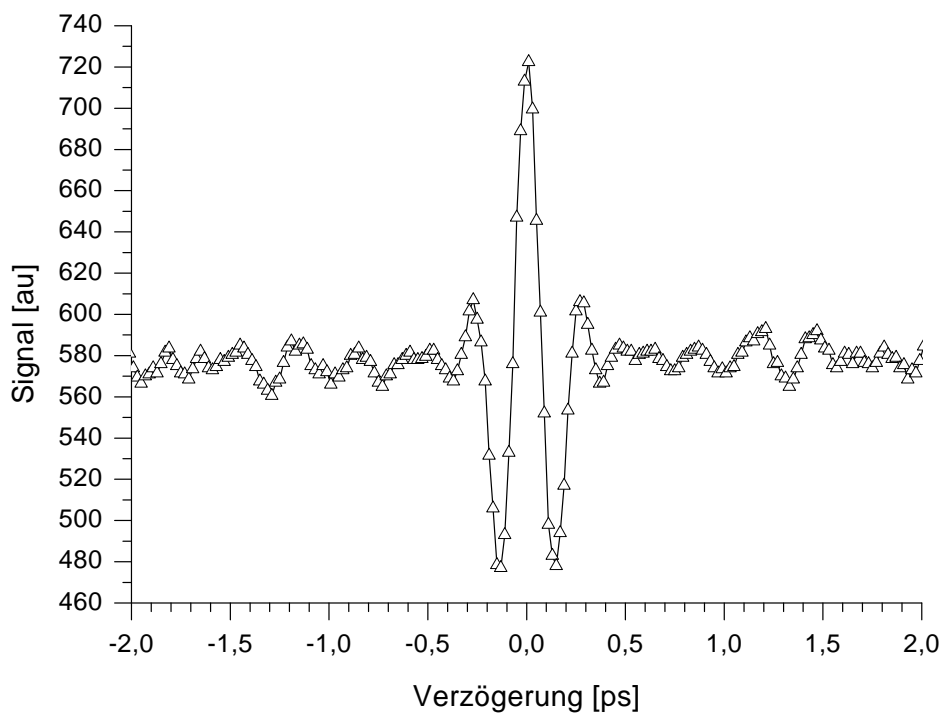


Abbildung 3.3: Autokorrelation eines Schwarzen Strahlers; Aufgenommen mit Infrarot Si-Bolometer 2172; Filterposition 6 (< 5 THz).

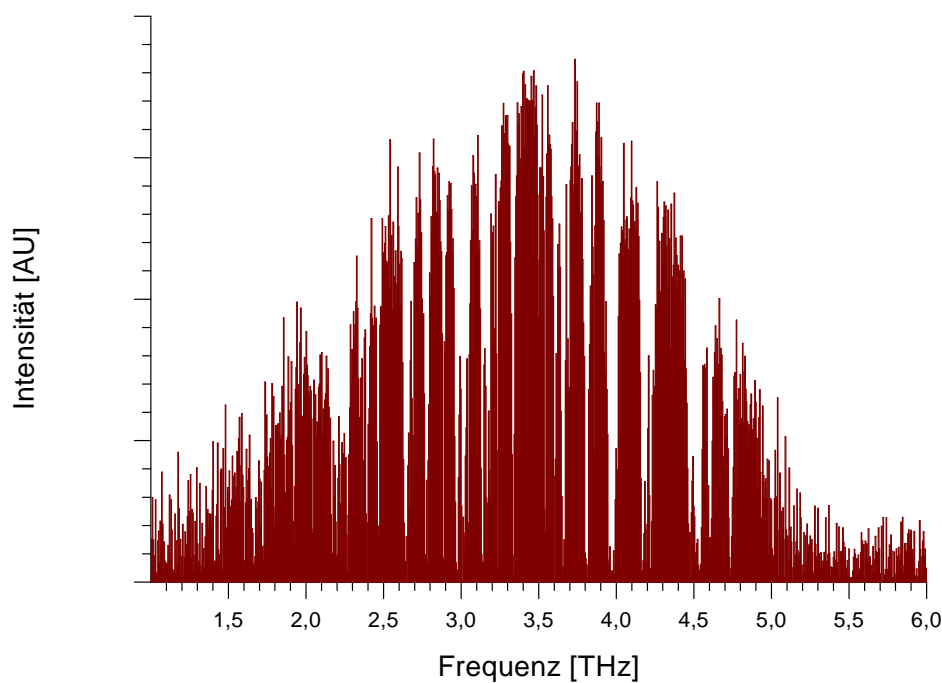


Abbildung 3.4: Spektrum des Schwarzen Strahlers (berechnet aus der Autokorrelation in Abb. 3.3); Auflösung 5 GHz bei einer Bandbreite von 25 THz.

der Absorptionslinien [22] belegt werden, dass die zerfurchte Struktur des Spektrums eben auf diese Absorptionslinien zurückzuführen ist. Zur Veranschaulichung ist in der Abb. 3.6 der Bereich von 2,5 bis 3,4 THz gezeigt. Die Absorptionslinien in diesem Bereich mit einer relativen Intensität von mehr als 1% in Vergleich zu der nach der theoretischen Berechnung stärksten Linie bei 3,014 THz sind in der Tabelle 3.1 aufgeführt. Bekanntlich rührt die charakteristische Signatur des Wasserdampfes im Fern-Infraroten von Rotations- und Valenzschwingungen her.

Frequenz [THz]	Intensität [AU]	Frequenz [THz]	Intensität [AU]
2,567	0,01	2,997	0,02
2,632	0,08	3,014	1,00
2,640	0,72	3,044	0,16
2,663	0,07	3,126	0,05
2,686	0,09	3,135	0,37
2,774	0,27	3,165	0,14
2,880	0,20	3,168	0,24
2,884	0,07	3,181	0,06
2,885	0,04	3,211	0,05
2,961	0,02	3,231	0,15
2,969	0,09	3,329	0,03
2,971	0,28	3,332	0,18

Tabelle 3.1: Absorptionslinien des Wassers im Bereich zwischen 2,5 und 3,4 THz (berechnet [22]).

3.5 Zur Wahl des Strahlteilers im FTIR Aufbau

Es hat sich während der ersten Testphase des FTIR-Aufbaus gezeigt, dass der ursprünglich verwendete Strahlteiler aus einer 50 μm dicken Kunststoffolie (TPX- und Polypropen-Mischung [23]) sich für breitbandige Spektroskopie im THz-Bereich nicht eignet. Der Grund hierfür liegt in der periodischen Modulation des Spektrums wegen mehrfachen inneren Reflexionen des Lichtstrahls an parallelen Flächen einer dünnen Schicht (als *channelled spectrum* bezeichnetes Phänomen [16]). Dies führt zu einer starken Einschränkung des Frequenzbereichs, in dem Folienstrahlteiler bestimmter Dicken verwendet werden können. In Abb. 3.7 ist die Modulation des Spektrums mit einer Periode von ca. 2 THz zu erkennen.

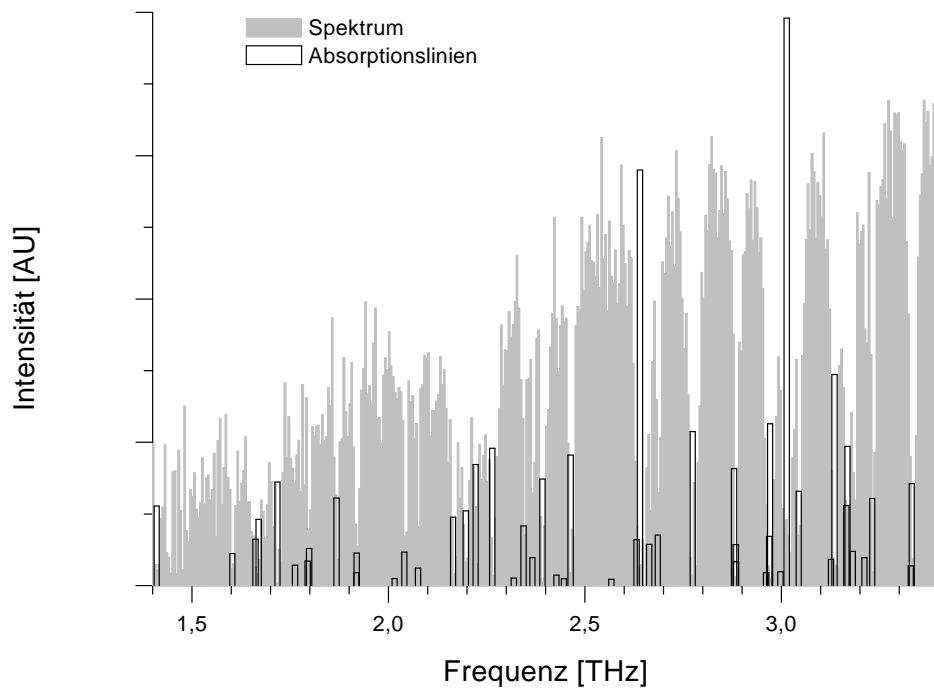


Abbildung 3.5: Vergrößerung eines Ausschnittes aus der Abb. 3.4.

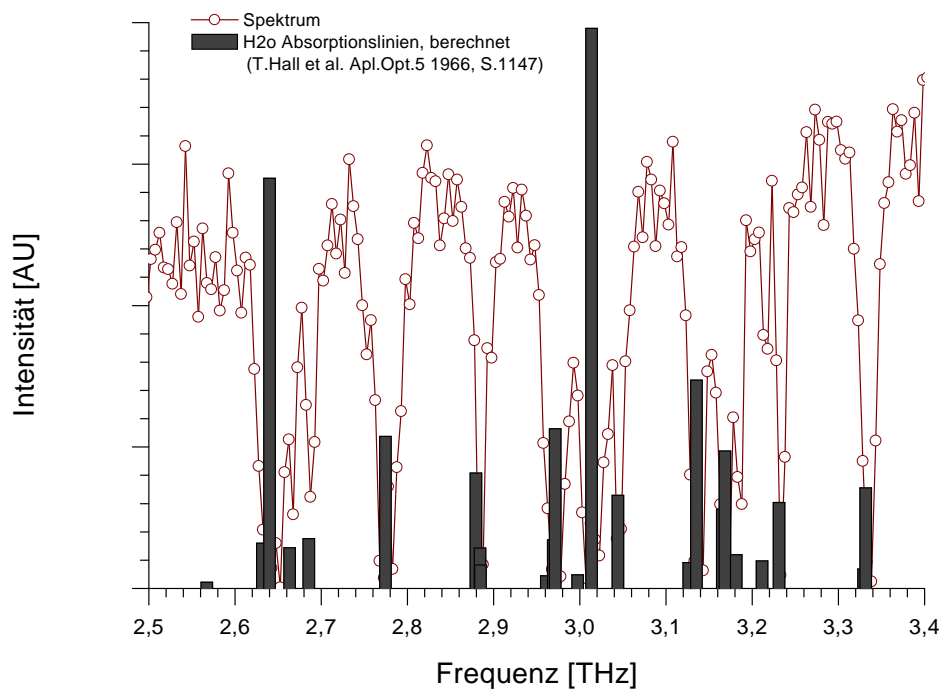


Abbildung 3.6: Gegenüberstellung eines Ausschnittes des Spektrums in Abb. 3.4 den Werten aus der Tabelle 2.1.

Wenn man nur die Interferenz der ersten beiden Reflexe (an der Vorder- und an der Rückseite des Strahlteilers) berücksichtigt, ergibt sich für die Transmission des Strahlteilers Θ :

$$\Theta = l^4 \left[1 + r^4 + 2r^2 \cos \left(4\pi n d \frac{\nu}{c} \right) \right] \quad (3.9)$$

mit $l = 2n^{\frac{1}{2}}/(n+1)$ und $r = (n-1)/(n+1)$, wobei n der Brechungsindex des Materials ist [24].

Für periodische Modulation ist alleine der Kosinus verantwortlich. Wenn man fürs Infrarote (wie das in diesem Wellenlängenbereich bei den meisten Stoffen der Fall ist [24]) von einem über einen weiten Frequenzbereich konstanten Brechungsindex ausgeht, folgt aus dem Kosinusterm eine Modulation mit konstanter Periode. Die zu dieser Periode zugehörige Frequenz $\tilde{\nu}$ finden wir mit $d = 50 \mu\text{m}$ und $1,4 < n < 1,6$ zu³

$$4\pi n d \frac{\tilde{\nu}}{c} \stackrel{!}{=} 2\pi$$

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{2} \frac{c}{nd}$$

$$\tilde{\nu} = (2,00 \pm 0,15) \text{ THz} \quad ,$$

was mit der beobachteten Modulation (Abb. 3.7) übereinstimmt.

Das Problem wurde mit Auswechseln des TPX/Polypropen-Strahlteilers gegen einen speziellen, fürs Fern-Infrarot antireflex-beschichteten Mylarstrahlteiler⁴ gelöst. Dieser Strahlteiler wurde bei der Analyse der Wasserabsorptionslinien sowie bei allen weiteren Experimenten verwendet.

³Leider ist die genaue Zusammensetzung der Folie des Strahlteilers nicht bekannt, doch liegt für die überwältigende Mehrheit der organischen Stoffe, unter ihnen auch die Propen-Polymere, der Brechungsindex zwischen 1,4 und 1,6 [25].

⁴Brooker Optics, Sonderanfertigung

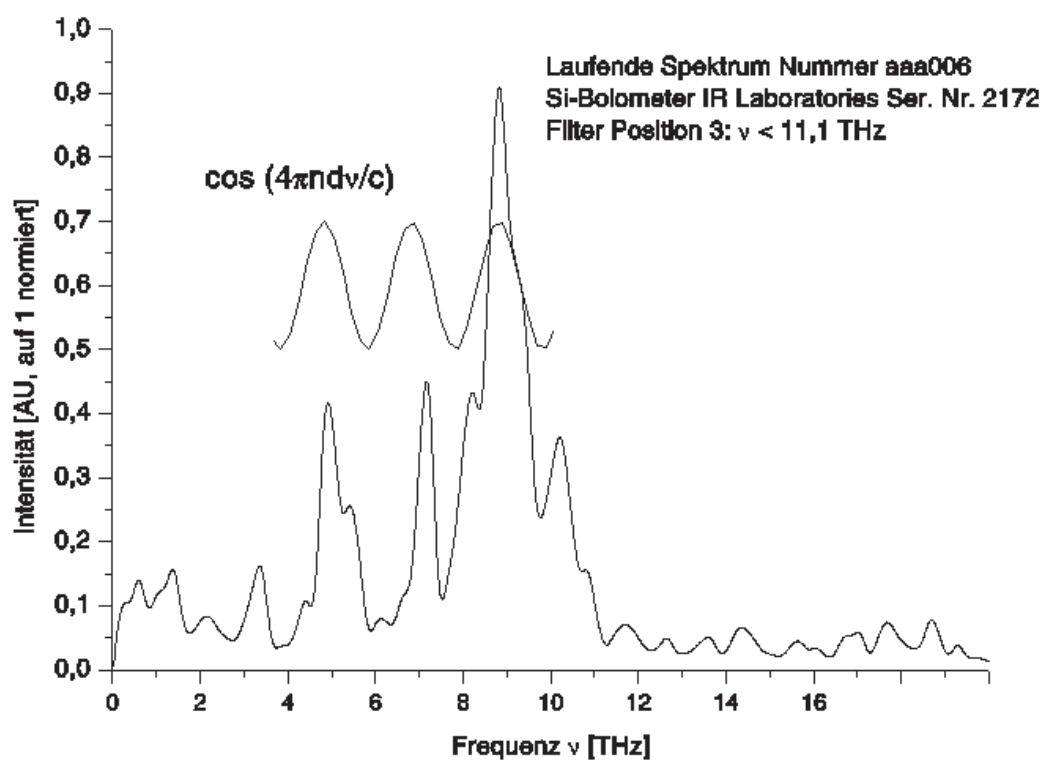


Abbildung 3.7: Periodische Modulation des Spektrums wegen Interferenz an einem Folienstrahlteiler.

Kapitel 4

Bolometrie

Inhalt: In Bezug auf das für die Detektion der THz-Strahlung verwendete *Bolometer* wird der Begriff der *Sensitivität* eingeführt. Es wird zwischen *elektrischer* und *optischer Sensitivität* unterschieden. Darüberhinaus ist es sinnvoll, von der *Sensitivität des Detektorelements* einerseits und der *Sensitivität des Systems* andererseits zu sprechen. Weil es in dieser Arbeit um Detektion schwacher Signale geht, muss dem *Rauschen* des Detektors besondere Beachtung geschenkt werden. Grundsätzlich ist man an dem *Signal-zu-Rauschen-Verhältnis (NEP)* eines Detektors interessiert. Um diese Eigenschaften der zur Verfügung stehenden Geräte zu ermitteln, wurden diverse Testreihen durchgeführt¹.

4.1 Bolometer: Funktionsprinzip

Thermische Detektoren spielen eine zentrale Rolle bei der Erforschung von infraroter und fern-infraroter Strahlung. Zu der Klasse der thermischen Detektoren gehört auch das Bolometer. Thermische Detektoren unterscheiden sich in der Art der Messung der Temperaturänderung. Allgemein fallen in die Kategorie “Bolometer” solche Detektoren, bei denen Widerstandsänderung infolge einer Temperaturänderung zur Detektion von elektromagnetischer Strahlung zum Einsatz kommt. Als Bolometer wird üblicherweise der ganze Apparat bezeichnet, dessen Herzstück das bolometrische Detektionselement ist (im Weiteren einfachheitshalber Bolometerelement genannt): Eine kleine Struktur, deren Widerstand mit der Temperatur variiert. Das Bolometerelement ist von den Abmessungen her so gestaltet, dass es gut auf die einfallende Strahlung reagiert, also hohes Absorptionsvermögen über

¹In Anhang C wird auf die Motivation zur Entstehung dieses Kapitels eingegangen.

eine große Frequenzbandbreite und eine kleine Wärmekapazität hat². Das Bolometer liefert ein elektrisches Signal am Ausgang. Aus Gründen der Verstärkungstechnik greift man die elektrische Spannung ab (es ist einfacher Spannungen als Ströme zu verstärken). Diese entsteht wie folgt: Einfallende Strahlungsleistung wird absorbiert, wodurch die Temperatur des Bolometerelements erhöht wird; der Widerstand des Bolometerelements ist stark temperaturabhängig und die Änderung des Widerstandes wird mit Hilfe einer Batterie, welche die Vorspannung für das System liefert, und eines Lastwiderstandes als eine Spannungsänderung sichtbar.

4.2 Sensitivität (Theorie)

4.2.1 Zusammenhang zwischen Strom-Spannungs-Kennlinie und der Sensitivität

Ausgehend von fundamentalen Beziehungen zwischen der Temperatur und dem Widerstand des Bolometers kann auf bolometrische Größen von unmittelbarer praktischer Bedeutung geschlossen werden. In unserem Falle sind solche physikalische Größen: der elektrische Widerstand, die Sensitivität als Funktion der Modulationsfrequenz, sowie die statische Strom-Spannungs-Kennlinie. Das Ziel ist, die Sensitivität des Bolometers allein aus der Strom-Spannungs-Kennlinie erschließen zu können [26]. Man ist also um die Herstellung eines entsprechenden Zusammenhanges bemüht. Dahinter steht jedoch die vereinfachende Annahme, keinen Unterschied zu machen zwischen der Jouleschen Wärme, welche das Bolometerelement gleichmäßig erwärmt, und der einfallenden Strahlung, welche mehr den Teil des Bolometerelements erhitzt, auf den diese Strahlung zuerst auftritt. Auf die einfachsten Vorgänge reduziert, ist eine Messung mit einem Bolometer folgendes: Zunächst ist die auf das Bolometerelement einfallende Leistung konstant und das Bolometerelement befindet sich über die Wärmeleitung im thermischen Gleichgewicht mit dem Kältebad. Die Leistung der einfallenden Strahlung wird nun geändert und man wartet, bis sich das Gleichgewicht wieder eingestellt hat. Dieser Vorgang wird periodisch wiederholt, z. B. durch Blockieren des Lichtstrahls mit Blättern eines Lichtzerhackers (engl. *chopper*). Die erwähnte Widerstandsänderung resultiert in einem AC-Signal der Spannung.

²Wenn man das Bolometerelement der Strahlung aussetzt, so strebt dessen Temperatur T_B der Gleichgewichtstemperatur $T_C + P/G$ mit der Rate $dT_B/dt = (P - G(T_B - T_C)) / C$ zu, wobei T_C die Temperatur des Kältebades ist, mit welchem das Bolometerelement verbunden ist. Die thermische Zeitkonstante $\tau_B = C/G$, welche die maximale Frequenz $f_{max} \approx 1/\tau_B$ bestimmt, mit der das Signal noch sinnvoll moduliert werden kann, ist bei vorgegebener Wärmeleitfähigkeit G um so kleiner, je kleiner die Wärmekapazität C ist.

Wir unterscheiden zwischen der Leistung P_0 , die den stationären Zustand erhält, und der Leistung P_1 , die das detektierte Signal ausmacht, und schreiben die vom Bolometer absorbierte Strahlungsleistung als

$$P(t) = P_0 + P_1 e^{i\omega_s t} \quad , \quad (4.1)$$

mit stationärem Anteil P_0 und mit dem mit der Frequenz ω_s variierenden Anteil ³ P_1 der Leistung.

Die Sensitivität eines Bolometers ist definiert als das Verhältnis der Veränderung der Spannung zu der Veränderung der Leistung der einfallenden Strahlung:

$$S = \frac{dU}{dP} \quad . \quad (4.2)$$

Um den Ausdruck für die Sensitivität aus elementaren Überlegungen abzuleiten, betrachten wir die Variation der Temperatur des Bolometerelements mit der Zeit:

$$T_B = T_0 + T_1 e^{i\omega_s t} \quad . \quad (4.3)$$

Damit verändert sich bei konstantem Strom in linearer Näherung die elektrische Leistung im Bolometerelement wie

$$I^2 R(T) = I^2 \left[R(T_0) + \frac{dR}{dT} T_1 e^{i\omega_s t} \right] \quad . \quad (4.4)$$

Die an den sich bei der Temperatur T_C befindenden Kryostaten abgegebene Leistung ist bei mittlerer thermischer Leitfähigkeit⁴ \tilde{G} :

$$P_{\text{Bolometer} \rightarrow \text{Kältebad}} = \tilde{G} (T_B - T_C) \quad .$$

Die Leistung, die das Bolometerelement aufnimmt, lässt sich gleichsetzen mit der vom Bolometerelement abgegebenen Leistung plus der durch die Wärmekapazität C des Bolometerelements umgesetzten Leistung:

³Das S bei dem ω soll für "Signal" stehen.

⁴ \tilde{G} ist für einen Draht der Länge L , mit Querschnitt A und mit der spezifischen thermischen Leitfähigkeit des Drahtmaterials $\kappa(T)$ mit

$$\tilde{G} = \frac{A/l}{T_0 - T_C} \int_{T_C}^{T_0} \kappa(T) dT$$

als mittlere thermische Leitfähigkeit sinnvoll definiert.

$$\begin{aligned}
P_0 + P_1 e^{i\omega_s t} + I^2 R(T_0) + I^2 \frac{dR}{dT} T_1 e^{i\omega_s t} &= \tilde{G}(T_0 - T_C) + \frac{dP}{dT} \Delta T + \frac{d(CT_B(t))}{dt} \\
&= \tilde{G}(T_0 - T_C) + G_0 T_1 e^{i\omega_s t} + i\omega_s C T_1 e^{i\omega_s t} \quad (4.5)
\end{aligned}$$

Mit G_0 wurde die dynamische thermische Leitfähigkeit $\frac{dP}{dT}$ im Punkt T_0 abgekürzt, ΔT ist $T_B(t) - T_0 \stackrel{(4.3)}{=} T_1 e^{i\omega_s t}$, und für die im Bolometerelement gespeicherte Energie wurde CT_B angesetzt.

Über die zeitunabhängigen Anteile der Gleichung (4.5) kann man die Arbeitstemperatur T_0 im stationären Betrieb ermitteln:

$$P_0 + I^2 R T_0 = \tilde{G}(T_0 - T_C) \quad .$$

Wir wollen nun zu einem allgemeinen Ausdruck für die Sensitivität gelangen. Gleichsetzen der zeitabhängigen Terme ergibt:

$$\frac{P_1}{T_1} = G_0 + i\omega_s C - I^2 \frac{dR}{dT} \quad . \quad (4.6)$$

Als Veränderung der über das Bolometerelement abfallenden Spannung pro Watt der absorbierten Leistung (genauer als deren mit der Zeit variierende Anteil) definiert, lässt sich die Sensitivität für kleine Temperaturschwankungen in der Umgebung des Arbeitspunktes des Bolometerelements wie folgt schreiben:

$$\stackrel{(4.2)}{\Rightarrow} \mathcal{S} \simeq \frac{\Delta U}{\Delta P} = \frac{I \Delta R}{\Delta P} \stackrel{(4.1)u.(4.3)}{=} \frac{I \frac{dR}{dT} T_1 e^{i\omega_s t}}{P_1 e^{i\omega_s t}} = \frac{I \frac{dR}{dT} T_1}{P_1} \quad (4.7)$$

$$\stackrel{(4.6)}{\Rightarrow} \mathcal{S} = \frac{I \frac{dR}{dT}}{G_0 + i\omega_s C - I^2 \frac{dR}{dT}} \quad . \quad (4.8)$$

Von (4.8) ausgehend bestimmen wir die Sensitivität des Bolometers über die an das Bolometerelement abgegebene Leistung. (Ob die Leistung von Strahlung oder vom Strom durch das Element abgegeben wird ist zunächst nicht spezifiziert!) Wir sprechen in diesem Fall von elektrischer Sensitivität \mathcal{S}_{el} . Mit der im Nachfolgenden getroffenen Wahl der Parameter ist die komplette Information über die elektrische Sensitivität in der UI-Kurve des Bolometerelements, die man in der Umgebung des Arbeitspunktes aufzeichnet, enthalten. Es geht jetzt also um die Behandlung von UI-Kurven.

Konventionsmäßig [27] wird der Parameter α eingeführt:

$$\alpha = \left. \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} \right|_{T=T_0} \quad . \quad (4.9)$$

Ähnlich wie der Widerstand $R(T)$ ist $\alpha(T)$ ein das Bolometerelement charakterisierender Parameter. Um das temperaturabhängige Verhalten zu kategorisieren, spricht man entweder von Bolometern mit einer positiv ($\alpha > 0$) oder negativ ($\alpha < 0$) verlaufender Temperaturkennlinie.

Unter Verwendung von α ist

$$dU = d(IR) = R dI + I dR = R dI + \alpha IR dT \quad (4.10)$$

Und dT finden wir mit

$$dP = G dT = d(IU) = U dI + I dU \quad (4.11)$$

zu

$$\stackrel{(4.11)}{\Rightarrow} dT = \frac{1}{G} U dI + \frac{1}{G} I dU \quad (4.12)$$

(4.12) in (4.10) eingesetzt:

$$\begin{aligned} dU &= R dI + \alpha IR \left(\frac{U}{G} dI + \frac{I}{G} dU \right) \\ &= R dI + \frac{\alpha U^2}{G} dI + \frac{\alpha UI}{G} dU \quad . \end{aligned} \quad (4.13)$$

An dieser Stelle führen wir den dynamischen Widerstand Z ein:

$$Z \stackrel{\text{def}}{=} \frac{dU}{dI} \stackrel{(4.13)}{=} \frac{R + \alpha \frac{U^2}{G}}{1 - \frac{\alpha UI}{G}} = R \frac{G + \alpha \frac{U^2}{R}}{G - \alpha UI} = R \frac{G + \alpha P}{G - \alpha P} \quad . \quad (4.14)$$

Nach G aufgelöst liefert (4.14):

$$G = \alpha P \frac{Z + R}{Z - R} \quad . \quad (4.15)$$

Da wir an der DC-Sensitivität interessiert sind (denn wir wollen statische Strom-Spannungskennlinien untersuchen), ist der Ausdruck (4.8) für $\omega = 0$ und $G_0 = G$ auszuwerten:

$$\mathcal{S}_{DC} = \frac{IR \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}}{G - I^2 R \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} + i\omega_S C} \Bigg|_{\omega_S=0} = \frac{U\alpha}{G - \alpha P} \quad ,$$

so dass mit (4.15) folgt

$$\mathcal{S}_{DC} = U\alpha \frac{1}{\alpha P \frac{Z+R}{Z-R} - \alpha P} = \frac{U\alpha}{\alpha P} \frac{1}{\frac{Z+R}{Z-R} - 1} = \frac{U}{P} \frac{Z - R}{2R} \quad ,$$

$$\boxed{\mathcal{S}_{DC} = \frac{Z - R}{2RI}} \quad . \quad (4.16)$$

Wie angekündigt können alle in die rechte Seite der Gleichung (4.16) einfließenden Informationen der UI-Kurve des Bolometerelements entnommen werden. Es ist zu bemerken, dass die Formel (4.16) für beliebigen Hintergrund von infraroter Strahlung gültig ist, vorausgesetzt, dass die UI-Kurve beim gleichen Hintergrund aufgenommen wurde.

Doch müssen wir zwischen der elektrischen Sensitivität \mathcal{S}_{el} und der optischen Sensitivität \mathcal{S}_{opt} unterscheiden. \mathcal{S}_{opt} ist um den materialspezifischen Faktor η , der die unmittelbare Kopplung der infraroten Strahlung mit dem Bolometerelement berücksichtigt, in Vergleich zu der maximal möglichen Sensitivität \mathcal{S}_{el} reduziert.

$$\mathcal{S}_{opt} = \eta \mathcal{S}_{el} \quad .$$

Im Allgemeinen ist $\eta = \eta(\lambda)$, doch arbeitet man mit einem Bolometer vorzugsweise in einem Bereich, wo die spektrale Abhängigkeit klein ist, also $\eta \approx const.$ (mehr dazu in Punkt 4.3.3). In Prinzip ist bei Verwendung einer leistungskalibrierten Strahlungsquelle die direkte Messung von \mathcal{S}_{opt} des Detektorelements möglich. Doch wäre deren Wert nur bei gleichzeitiger Kenntnis der Effizienz der optischen Elemente, welche die infrarote Strahlung auf das Bolometerelement leiten, nützlich. Solch eine genaue Charakterisierung des optischen Pfades ist weder so einfach möglich, noch sinnvoll. Hinzu kommt, dass die Parallelschaltung eines Lastwiderstandes zu dem Bolometerelement das Ausgangssignal zusätzlich geringfügig reduziert. Somit lässt sich als einzige vom optischen Standpunkt her gesehen unmittelbar zugängliche Größe die optische Sensitivität des Systems \mathcal{S}_{System} bestimmen. Die Messung der Systemsensitivität (optisch) und deren Vergleich mit der elektrischen Sensitivität des Detektorelements erlaubt dann umgekehrt Aussagen über die systeminterne Einkopplung der Strahlung, also Effizienz der Filter und des Absorbers im Zusammenspiel mit strahlungsführenden und strahlungsfokussierenden Elementen wie dem Winston-Kegel. Dies ist auch die grundsätzliche Idee der in Abschnitt 4.3 durchgeführten Testreihen.

4.2.2 Halbleiterbolometer

In dem im Messaufbau verwendeten Si-Bolometer wird die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes des dotierten Siliziums ausgenutzt. Silizium wird bei Betriebstemperaturen im Bereich des Siedepunkts des flüssigen Heliums häufig als Thermometer verwendet. Aus technischen Gründen werden stark dotierte Detektorelemente den schwachdotierten vorgezogen, denn man ist an starker Widerstandsänderung, jedoch insgesamt an einem nicht zu

großen Widerstand des Bolometerelements interessiert. Der Widerstand schwach dotierter Halbleiter ist bei tiefen Temperaturen zu groß. Die vorherrschende Störstellenleitung durch Elektronsprünge von Donator zu Donator bzw. Lochsprünge von Akzeptor zu Akzeptor (engl.: *range hopping*) [28] führt zu einer Temperaturabhängigkeit des Widerstandes von der Form

$$R = R_0 \exp \left[(A/T)^{\frac{1}{2}} \right] \quad . \quad (4.17)$$

Kombiniert mit dieser Temperaturabhängigkeit des Widerstandes des dotierten Siliziums (4.17) folgt aus dem Ausdruck für die Sensitivität (4.7), dass man mit niedrigeren Betriebstemperaturen an Sensitivität gewinnt:

$$\mathcal{S} \sim \frac{dR}{dT} \sim e^{-T^{\frac{1}{2}}} / T^{\frac{3}{2}} \quad , \quad (4.18)$$

denn $\mathcal{S}(T)$ ist in Richtung kälterer Temperaturen monoton wachsend.

4.3 Ermittlung der Sensitivität eines Bolometers, experimentelle Ergebnisse

4.3.1 Zur Nomenklatur

Misst man die elektrische Sensitivität des Detektorelements \mathcal{S}_{el} , so wird die gesamte elektrische Leistung im Bolometerelement verbraucht. Wenn wir dagegen dieselbe Strahlungsleistung von außen in das Bolometer einkoppeln, wird aufgrund von Verlusten nur ein Teil dieser Leistung auf das Detektorelement einfallen. Wie hoch dieser Anteil ist, bestimmt die optische Systemsensitivität \mathcal{S}_{system} . Um Angaben über diese wichtige Kenngröße machen zu können, wird in einem Zwischenschritt die aufgrund der nicht 100%igen Absorption der Strahlung vom Detektorelement geringere optische Sensitivität des Detektorelements \mathcal{S}_{opt} abgeschätzt.

4.3.2 Elektrische Sensitivität

Die Ermittlung der elektrischen oder der DC-Sensitivität des Bolometers gibt zunächst keinen Aufschluss darüber, wie die optische Sensitivität ist. Doch gibt die elektrische Sensitivität die maximale, theoretisch erreichbare Sensitivität an, und ist bei bekanntem Verhältnis der optischen zur elektrischen Sensitivität durchaus ein Maß für die Leistungsfähigkeit des

Detektors. In unserem Fall, wo wir zwei im wesentlichen identische Systeme miteinander vergleichen wollen (und zwar zwei bei 4,2 K operierende Si-Bolometer der Firma Infrared Laboratories), kommt der elektrischen Sensitivität sogar eine herausragende Bedeutung zu, da wir durch ihre Kenntnis über die optische Leistungsfähigkeit der beiden Bolometer in Vergleich zueinander urteilen können.

Folgende Schaltung wurde verwendet, um die UI-Charakteristik der Bolometer zu ermitteln:

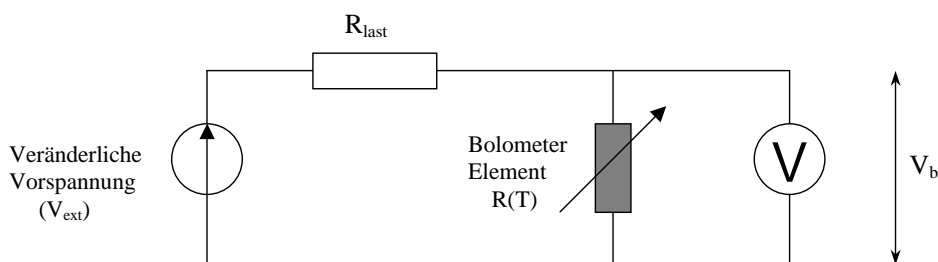


Abbildung 4.1: Schaltung zur Aufnahme der UI-Kurve des Bolometerelements.

V_b ist der Spannungsabfall über das Bolometerelement. I_b - der Strom durch das Bolometerelement - errechnet sich bei vorgegebener Vorspannung V_{ext} zu

$$I_b = \frac{V_{ext} - V_b}{R_{last}} \quad .$$

UI-Kurven wurden für beide den Tests unterzogene Systeme unter Verwendung einer LabView-Software automatisch aufgenommen. Das in der AG Roskos verwendete Si-Bolometer hat die Seriennummer 2172. Der von der Halbleiter-Optik-Gruppe der TU-Darmstadt erworbene und zwecks des Vergleichs mit unserem System ausgeliehene Bolometer hat die Seriennummer 2974. Für jedes System wurden zwei verschiedene Filtereinstellungen getestet. Die Wahl der unterschiedlichen Filtereinstellungen kann man charakterisieren als einmal "Filtereinstellung für große Bandbreite der einfallenden infraroten Strahlung" und das andere mal "Filtereinstellung für schmale Bandbreite". Es handelt sich dabei um die Hintergrundstrahlung der Umgebung. Die Bandbreiten der Filter sind in den zu den einzelnen Tests zugehörigen Abbildungen spezifiziert.

Da wir mit Silizium-Bolometern Bolometersysteme mit negativer Temperaturkennlinie ($sign(dR/dT) = -1$) vorliegen haben und detektiertes Signal sich deswegen in einem negativem Spannungsabfall über das Bolometerelement äußert, ist es sinnvoll, den Betrag von

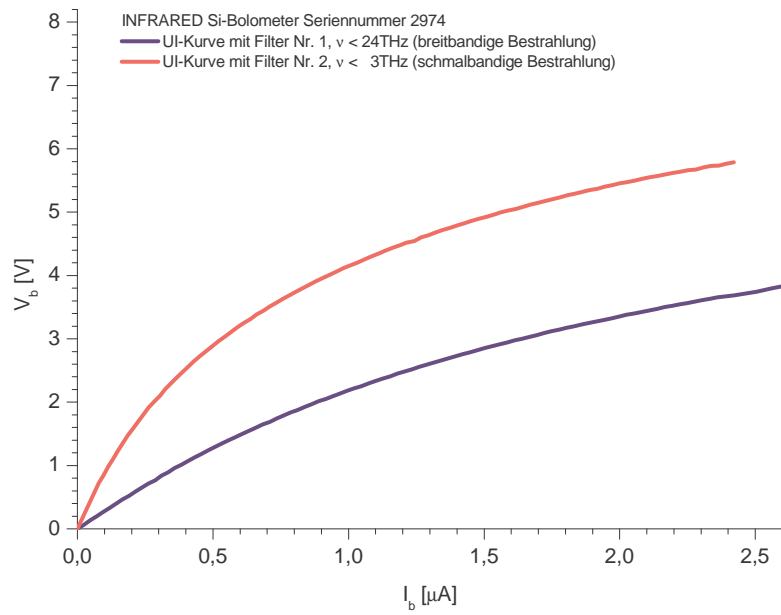


Abbildung 4.2: UI-Kurven des Si-Bolometers 2974 von Infrared Laboratories.

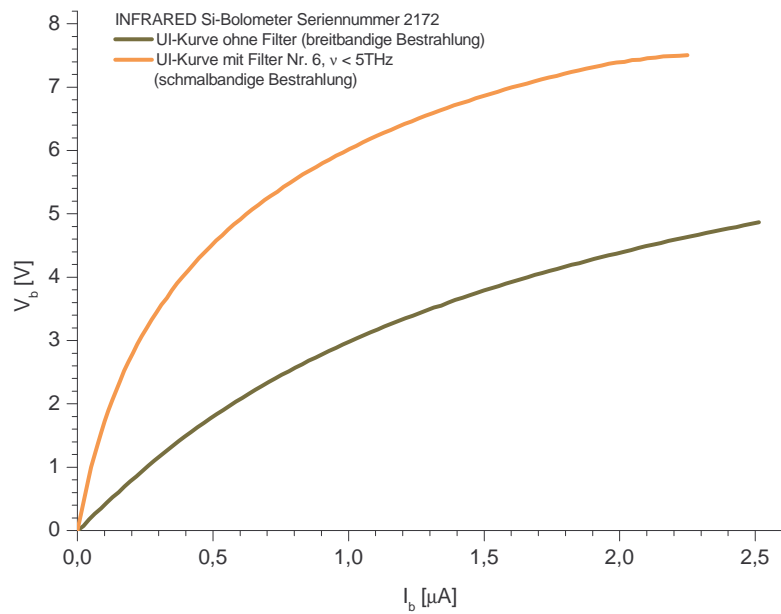


Abbildung 4.3: UI-Kurven des Si-Bolometers 2172 von Infrared Laboratories.

der Formel (4.16) aus Abschnitt 4.1 für die elektrische Sensitivität \mathcal{S}_{el} zu verwenden:

$$\mathcal{S}_{el} = \left| \frac{Z - R}{2RI_b} \right| ,$$

wo $R = \frac{V_b}{I_b}$ und $Z = \frac{dV_b}{dI_b}$.

Mit Rücksicht auf unterschiedliche Testbedingungen in unserem Labor und im Labor der Infrared Laboratories sind die für die elektrische Sensitivität ermittelten Werte (Abb. 4.4 und 4.5, sowie nochmalige Auflistung in Tab. 4.2) sinnvoll und in Übereinstimmung mit den vom Hersteller spezifizierten Angaben von $2,4 \cdot 10^5 \frac{\text{V}}{\text{W}}$ für das System der TU-Darmstadt (Seriennummer 2974) und $2,7 \cdot 10^5 \frac{\text{V}}{\text{W}}$ für das Si-Bolometer der AG Roskos (Seriennummer 2172). Nicht anders als die Spezifikation es angibt, ist bei vergleichbaren Filtereinstellungen vom elektrischen Standpunkt aus gesehen die Sensitivität des Gerätes 2172 etwas besser als die von 2974. Die für kleine Werte der Vorspannung V_b große Streuung der absoluten Werte von \mathcal{S}_{el} in Abb. 4.4 und 4.5 kommt zustande, weil die Unsicherheit der Ableitung $\frac{dV_b}{dI_b}$ aus dem Graphen $V_b(I_b)$ groß wird, wenn sowohl V_b als auch I_b gegen Null gehen.

Aus der gewonnenen Informationen sieht man zunächst, dass das Sensitivitätsverhalten der getesteten Instrumente von der Wellenlängenfilterung und der damit einhergehenden Leistungsabschwächung sowie von der Vorspannung des Detektors abhängt:

- **Filterwechsel** verändert den Arbeitspunkt des Bolometerelements. Schalten wir Filter mit unterschiedlichen Bandbreiten vor den optischen Eingang des Bolometers, beeinflussen wir auch die (bei der in diesem Punkt beschriebenen Messung als Hintergrund vorhandene) auf das Bolometerelement einfallende optische Leistung und letztendlich die durch das thermische Gleichgewicht bestimmte Temperatur des Bolometerelements. Ein schmalbandiger Filter lässt weniger infrarote Hintergrundstrahlung durch, was zu einer niedrigeren Arbeitstemperatur führt. Eine niedrigere Arbeitstemperatur bedeutet höhere Sensitivität (siehe (4.18)). Damit entspricht die beobachtete Lage der Kurven den Erwartungen. Bei der Wahl der Filtereinstellungen sollte die Verbesserung der Sensitivität gegenüber Absorptionsverlusten im Filter sowie gegenüber der Minderung der Leistung durch Schmälern der Bandbreite abgewogen werden. Das Einfügen eines Filters reduzierte die Leistung in der Tat so stark, dass die in Punkt 6.4 gezeigten schwache thermische Signale nur ohne Filter⁵ bzw. mit dem breitbandigsten Filter detektiert werden konnten. Es folgt auch aus dieser Betrachtung, dass, was die absoluten Werte der Sensitivität eines Bolometers angeht, diese sehr empfindlich nicht zuletzt auch von der Temperatur der Umgebung abhängen.

⁵In einem solchen Fall fungiert das den Eingang des Bolometers schützende Polyethylen Fenster als breitbandiger Filter mit einer Grenzfrequenz von ca. 23 THz.

- Auch mit der über das Bolometerelement angelegten **Vorspannung** kann man den Arbeitspunkt des Bolometerelements in Bezug auf höhere Sensitivität optimieren. Es ergibt sich aus der empirisch gefundenen Abhängigkeit der elektrischen Sensitivität der beiden Si-Bolometer von der Vorspannung, dass durch eine Verringerung der Vorspannung auf 50% von der vom Hersteller spezifizierten eine Verbesserung der Sensitivität um einen Faktor bis 1,5 erreichbar ist.

4.3.3 Verhältnis der elektrischen Sensitivität zu der Systemsensitivität

Über die optische Sensitivität macht der Hersteller (Infrared Laboratories) keine Angaben. Deswegen sind zusätzliche Tests nötig, um die optische Sensitivität zu ermitteln. Doch können wir diese zunächst anhand von Daten von anderen Herstellern (QMC) abschätzen. Für ein Silizium-Bolometer mit einem kreisförmigen Absorberelement von 3 mm Durchmesser ist das Verhältnis der optischen Sensitivität des Detektors zu der elektrischen Sensitivität [29] typischerweise:

$$\xi = \frac{\mathcal{S}_{el}}{\mathcal{S}_{opt}} \approx 13,3 \quad . \quad (4.19)$$

Wir setzen die nach systeminternen Verlusten (damit sind alle anderen Verluste gemeint, die zusätzlich zu der nicht idealen Kopplung der Strahlung mit dem Absorber auftreten) übriggebliebene optische Systemsensitivität großzügig mit 20 bis 50% der optischen Detektorsensitivität an. Damit ergibt sich ξ_{System} zwischen 20 und 70. Für die "breitbandige Filtereinstellung" erwarten wir mit den Werten der elektrischen Sensitivität von $1,6 \cdot 10^5$ V/W (Bolometer 2172) bzw. $1,1 \cdot 10^5$ V/W (Bolometer 2974), die aus der Abb. 4.4 abgelesen wurden, eine Systemsensitivität in der Größenordnung von kV/W. Wir schätzen also, dass die Systemsensitivität um einen Faktor 20 bis 70 niedriger ist als die elektrische Sensitivität des Detektorelements.

In der Literatur zitierte Kalibrierungen der Bolometer bestätigen unsere Schätzung. Übereinstimmend mit dem hier angegebenen ξ_{System} finden Verghese et al. an einem ähnlichen Gerät von Infrared Laboratories eine optische Sensitivität, die 15 dB niedriger ist, als die von ihnen ermittelte elektrische Sensitivität⁶ [30]

$$\frac{\mathcal{S}_{el}}{\mathcal{S}_{System}} \Big|_{nach\ Verghese} \approx 32 \quad . \quad (4.20)$$

Verghese et al. machen diese Angabe für den Bereich von 100 GHz bis 2,5 THz und bestätigen damit unsere in Punkt 4.2 gemachte Annahme von $\eta(\lambda) \approx const.$

⁶für Leistungsverhältnisse: $x \text{ dB} = 10 \cdot \log_{10} \frac{P_1}{P_2}$

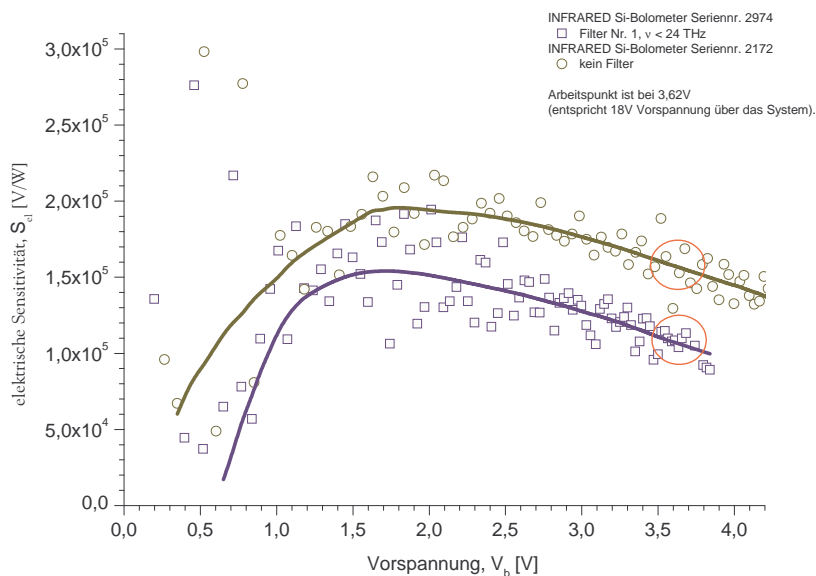


Abbildung 4.4: Aus den Daten von Abb. 4.2, 4.3 bestimmte elektrische Sensitivität in Abhängigkeit von der über das Bolometerelement angelegten Spannung für breitbandige Bestrahlung.

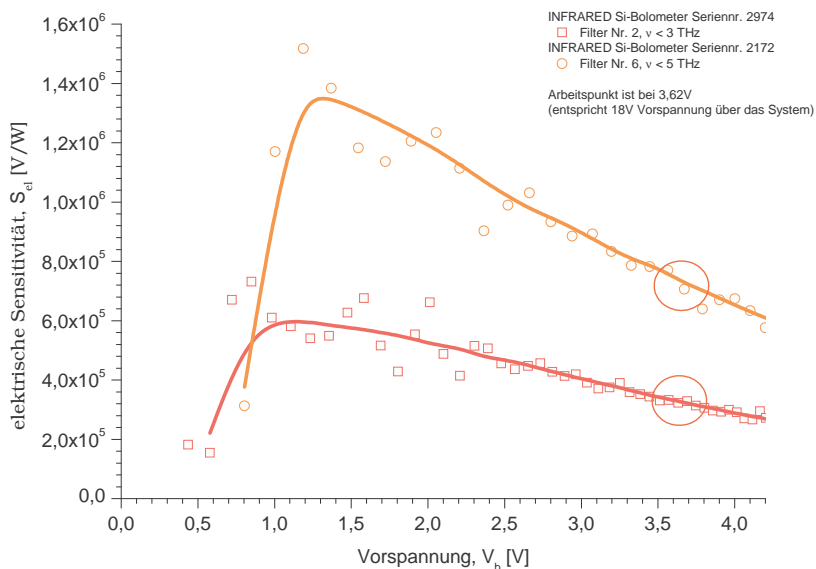


Abbildung 4.5: Aus den Daten von Abb. 4.2, 4.3 bestimmte elektrische Sensitivität in Abhängigkeit von der über das Bolometerelement angelegten Spannung für schmalbandige Bestrahlung.

4.3.4 Optische Sensitivität

Für die Bestimmung der optischen Sensitivität stand unserer Arbeitsgruppe ein optisch geeichtes InSb-Bolometer der Firma QMC leihweise zur Verfügung. InSb hat bezüglich der Infrarotstrahlung einen relativ steilen Abfall der Sensitivität für Frequenzen > 600 GHz [23]. Als Quelle wurde eine Gunn-Diode mit der Frequenz von 134 GHz verwendet. Die Frequenz liegt damit unterhalb der oberen Grenzfrequenz des InSb-Bolometers, gleichzeitig aber im Frequenzbereich, wo man noch eine flache $\mathcal{S}(\nu)$ Charakteristik des Si-Bolometers erwartet. Abb. 4.6 zeigt den experimentellen Aufbau.

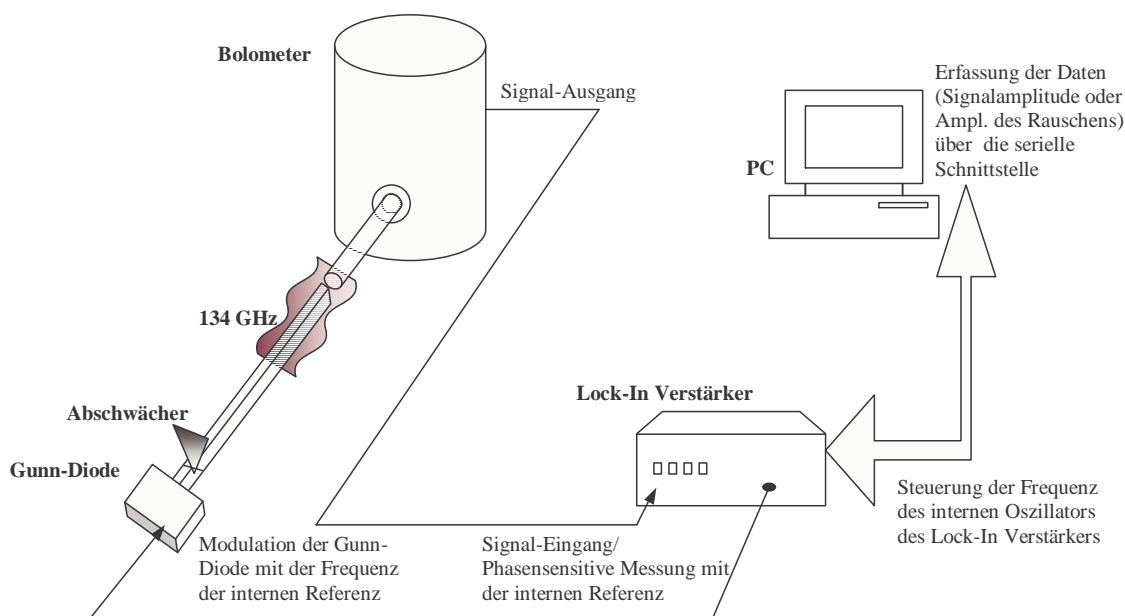


Abbildung 4.6: Anordnung der Geräte zur Messung der Sensitivität und des Rauschens.

Die Gunn-Diode kommt in unserem Experiment als einfach zu handhabender hochfrequenter Oszillator mit wohldefinierter Strahlungscharakteristik (Frequenz und Leistung) zum Einsatz. Zur Funktionsweise sei auf die Arbeit von Perold et al. verwiesen [31]. Die Abstrahlungsleistung der Gunn-Diode ließ sich durch einen in den Wellenleiter montierten Abschwächer von 5 mW maximaler Leistung bis hinunter zu Leistungen von wenigen Nanowatt (wenn maximal abgeschwächt) regeln. Der Abschwächer besteht aus einer metallischen Platte in Form einer Messerschneide, die mit Hilfe einer Mikrometerschraube kontrolliert in den Wellenleiter abgesenkt werden kann. Die daraus resultierende Änderung der Abmessun-

gen des Wellenleiters reduziert in erheblichem Maße die Amplitude der sich im Wellenleiter ausbreitenden Mode.

QMC spezifiziert für das InSb-Bolometer die elektrische Sensitivität, die optische Sensitivität des Detektors und die optische Sensitivität des Systems. In unseren Testreihen sind wir auf die Zuverlässigkeit der QMC-Angabe der Systemsensitivität angewiesen, denn diese wird zu Kalibrierung der Infrarot-Geräte verwendet. Für die Messungen der Systemsensitivität wurde die Modulationsfrequenz f der Gunn-Diode von 5 bis 10 000 Hz durchgestimmt⁷. Bei maximaler Abschwächung der Strahlungsleistung wurden die Antwort des Infrarot-Si-Bolometers 2172 und des QMC-InSb-Bolometers 1201 unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Verstärkungen verglichen (Abb. 4.7). Die Einkopplung der Strahlung der Gunn-Diode durch ein Messingrohr in das Bolometer verursacht eine Unsicherheit von bis zu 10%. Diese Abschätzung stammt von den am Bildschirm des Oszilloskops beobachteten Schwankungen bei Dejustierung der Einkopplung. Sie ist in der Abb. 4.7, wo die Signale der Detektoren dargestellt sind, durch Fehlerbalken gekennzeichnet. Von Prinzip her ist das Messingrohr für die 134 GHz-Strahlung ein überdimensionierter Wellenleiter, wo mechanische Verschiebungen bei der Einkopplung des Wellenleiters der Gunn-Diode in das Rohr zu unterschiedlichem elektrischen Widerstand führen, was Einfluss auf die Amplitude der sich im Wellenleiter ausbreitenden Moden hat.

Mit der Kalibrierung des InSb-Bolometers wird die DC-Systemsensitivität des Si-Bolometers 2172 berechnet. Dabei kann die DC-Sensitivität durch $\mathcal{S}_{System}(f \rightarrow 0)$ angenähert werden (alle Werte werden also für $f = 5$ Hz abgelesen). Die mit $\mathcal{S}_{System}(QMC1201) = 2,9$ kV/W spezifizierte optische Systemsensitivität des InSb-Bolometers von QMC fließt in die Rechnung ein, die Strahl-Leistung P kürzt sich dagegen weg. Der relative Fehler des auf diese Weise berechneten Wertes⁸ beträgt 20%. Mit diesem Wert für die DC-Sensitivität kann nun für die beiden Infrarot-Bolometer aufgrund einer weiteren Vergleichsmessung (zwischen dem Gerät 2172 und 2974) die Systemsensitivität in absoluten Werten als Funktion der Frequenz f angegeben werden (Abb. 4.8).

Aus der Abb. 4.8 lassen sich weitreichende Schlüsse über den Zustand der Geräte ziehen. Schon auf den ersten Blick ist der Unterschied von einem Faktor 20 zwischen der Systemsensitivität für die Filterposition 2 (schmalbandige Bestrahlung) des 2974 Si-Bolometers und der Systemsensitivität des Gerätes 2172 (hier sind zufällig die Sensitivitäten für die breitbandige und die schmalbandige Filtereinstellungen gleich) auffällig. Genauere Aussage liefert das Verhältnis $\xi_{System} = \mathcal{S}_{el}/\mathcal{S}_{System}$. Dieses ist in der Tabelle 4.2 für die beiden getesteten Systeme zusammengefasst.

⁷ $f = \omega_S/(2\pi)$

⁸ $\Delta_{rel}\mathcal{S}_{System}(INF2172) = \Delta_{rel}Signal_{INF} + \Delta_{rel}Signal_{QMC} = 20\%$

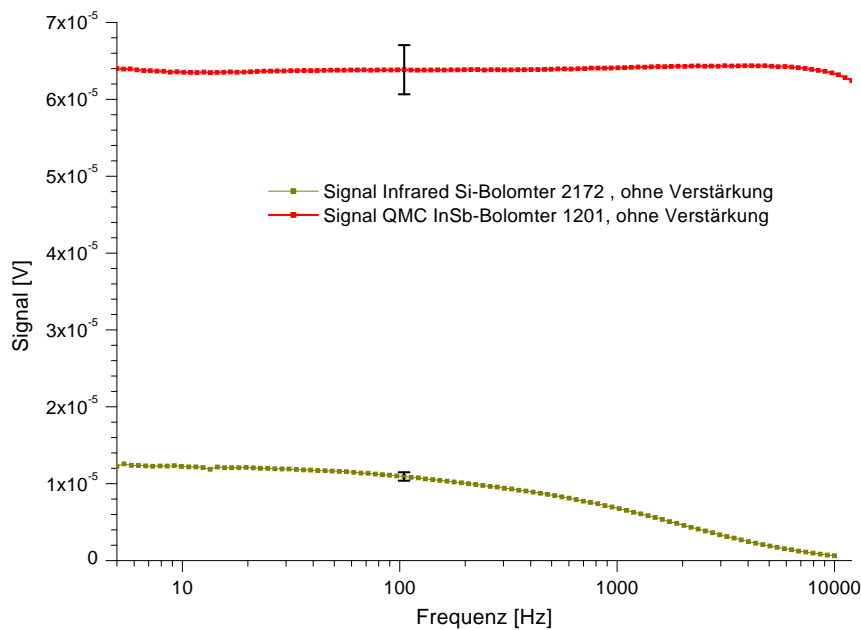


Abbildung 4.7: Vergleich des Signals des Si-Bolometers 2172 von Infrared Laboratories und des InSb-Bolometers 1201 von QMC unter gleichen Testbedingungen.

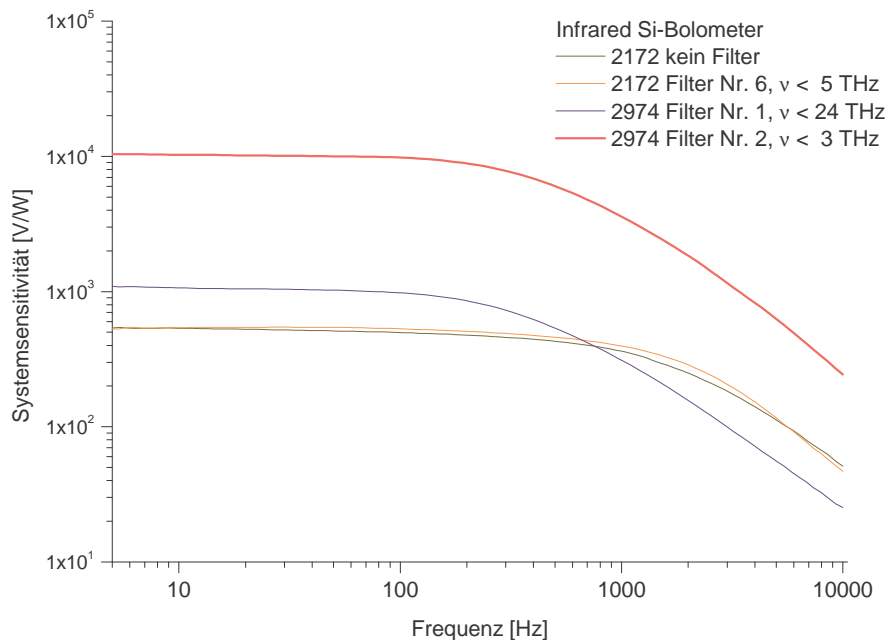


Abbildung 4.8: Systemsensitivität der beiden getesteten Si-Bolometer von Infrared Laboratories für zwei verschiedene Filtereinstellungen, ausgehend von der Kalibrierung des QMC InSb-Bolometers.

$$\begin{aligned}
 \text{Signal}_{QMC} &= P \cdot \mathcal{S}_{\text{System}}(QMC1201) &= 6,4 \cdot 10^{-5} \text{ V} \\
 \text{Signal}_{INF} &= P \cdot \mathcal{S}_{\text{System}}(INF2172) &= 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ V}
 \end{aligned}$$

$$\mathcal{S}_{\text{System}}(INF2172) = \mathcal{S}_{\text{System}}(QMC1201) \frac{\text{Signal}_{INF}}{\text{Signal}_{QMC}} = (540 \pm 110) \text{ V/W} .$$

Tabelle 4.1: Berechnung der optischen DC-Systemsensitivität des Si-Bolometers 2172 von Infrared Laboratories.

Firma/Ser. Nummer	Filter	\mathcal{S}_{el} [$\cdot 10^5 \text{ V/W}$]	$\mathcal{S}_{\text{System}}$ [kV/W]	ξ_{System}
Infrared 2172	ohne Filter	1,6	0,54	~ 296
Infrared 2974	Filter Nr. 1, $\nu < 24 \text{ THz}$	1,1	1,09	~ 101
Infrared 2172	Filter Nr. 6, $\nu < 5 \text{ THz}$	7,2	0,55	~ 1310
Infrared 2974	Filter Nr. 2, $\nu < 3 \text{ THz}$	3,4	10,4	~ 33

Tabelle 4.2: Verhältnis der elektrischen Sensitivität des Detektors zur optischen Sensitivität des Systems für Si-Bolometer von Infrared Laboratories.

Zur Erläuterung der Tabelle 4.2: \mathcal{S}_{el} ist die aus der UI-Kennlinie ermittelte elektrische Sensitivität des detektierenden Elements (Punkt 4.3.2). Mit der Kenntnis des Verhältnisses $\mathcal{S}_{el}/\mathcal{S}_{\text{System}}$ können Aussagen über das Leistungsprofil getroffen werden. Wenn dieses Verhältnis erheblich schlechter als 30 : 1 ist (siehe (4.20)), kann man entweder eine schlechte Einkopplung der elektromagnetischen Strahlung also Probleme mit der Absorberschicht, oder Beschädigungen oder Dejustage der optischen Elemente vermuten⁹. Offenbar ist auch bei dem neuen Gerät 2974 der Gruppe aus Darmstadt die Einstellung für Filter Nr.1 nicht optimal justiert. Jedoch sind bei dem Gerät 2172 des Physikalischen Instituts auch ohne Filter gravierende Probleme bei der Einkopplung der Strahlung zum Bolometerelement für $\mathcal{S}_{el}/\mathcal{S}_{\text{System}}$ von fast 300 verantwortlich, also eine Größenordnung schlechter als erwartet. Die Einkopplung verschlechtert sich durch das Einführen eines Filters noch um einiges.

Zum Zeitpunkt der Verfassung der Diplomarbeit ist das als defekt einzustufende Gerät 2172 bereits zur Reparatur zum Hersteller (Infrared Laboratories, Arizona) verschickt worden.

⁹Ein Problem im Wärmekontakt des Detektors zum He-Tank würde dagegen schon bei der Bestimmung von \mathcal{S}_{el} , wo die Wärmeleitfähigkeit G einght auffallen

Wir rechnen mit einer Verbesserung der Sensitivität bei breitbandiger Bestrahlung um Faktor 10, was für die in Kapitel 6 beschriebenen Experimente eine deutliche Steigerung der Empfindlichkeit erwarten lässt.

4.4 Verschiedene Formen von Rauschen (Theorie)

4.4.1 Thermisch bedingtes elektrisches Rauschen

Elektrisches Rauschen (auch Johnson-Rauschen genannt) entsteht durch die Brownsche Molekularbewegung der Ladungsträger in resistiven Materialien auch bei Abwesenheit einer äußeren Spannung. Die Rauschleistung ist proportional zur thermischen Energie kT und der elektrischen Bandbreite, über welche die Messung durchgeführt wird. Normiert auf die Einheitsstrecke in Frequenzbereich¹⁰ gilt für die vom Widerstand R mit der Temperatur T verursachten Fluktuationen der Amplitude des Signals (die uns bei der Lock-In-Detektion interessierende Größe) [32]:

$$N_J = \sqrt{4kTR} \quad \left[\text{V}/\sqrt{\text{Hz}} \right] \quad . \quad (4.21)$$

4.4.2 $1/f$ - Rauschen

Dieses Rauschen hat seinen Namen von der empirisch gefundenen Tatsache, dass es einen Rauschanteil gibt, dessen Rauschleistung ungefähr umgekehrt proportional zur Frequenz f ist [33]. Experimentell beobachtet man spektrale Dichten des Rauschens in der Form $S_{1/f} \propto f^{-\gamma}$; $0,8 < \gamma < 1,4$ über einen weiten Frequenzbereich [34]. Womit die Amplitude des $1/f$ - Rauschens mit $N_{1/f} \propto f^{-\gamma}$; $0,4 < \gamma < 0,7$ skaliert. Die Ursache ist nur teilweise verstanden. Man vermutet einen Zusammenhang mit Potentialbarrieren in Korngrenzen und Versetzungen.

4.4.3 Temperaturfluktuationen

Eine dritte nicht zu vernachlässigende Rauschquelle sind die Temperaturfluktuationen. Jeder Körper, wenn nicht auf besondere Weise thermisch isoliert, tauscht Wärme mit der

¹⁰Ursprünglich wird die spektrale Dichte auf die Einheitsstrecke der Frequenz normiert, was zu der Einheit [W/Hz] führt. Weil die Leistung proportional zum Amplitudenquadrat ist, erhält man beim Übergang zur Amplitude des Rauschens die Einheit von [V/ $\sqrt{\text{Hz}}$].

Umgebung aus. Ferner gibt es einen Wärmeaustausch zwischen den einzelnen Teilen des betrachteten Körpers mittels Wärmeleitung, z. B. mittels Phononen. Da Phononenfluss ein zufälliger Prozess ist, sind der Wärmefluss sowie die Menge der übertragenen Wärme zufälligen Schwankungen unterworfen. Dieser Prozess resultiert in Energiefluktuationen, die man als Temperaturschwankungen registriert. Die Temperaturschwankungen führen zu Schwankungen des elektrischen Widerstandes mit der Zeit in der Form:

$$\delta R(t) = (\partial R / \partial T) \delta T(t) \quad .$$

Mit der Theorie der thermodynamischen Fluktuationen [35] erhält man (wiederum über die spektrale Dichte) für Amplitude des fluktuationsbedingten Rauschens [34]:

$$N_F = \sqrt{\frac{4kT^2}{G}} \frac{dR}{dT} I \quad , \quad (4.22)$$

hierbei sind T die absolute Temperatur, R der elektrische Widerstand, I der Strom, G die Wärmeleitfähigkeit und k die Boltzmannkonstante. Von Johnsonrauschen unterscheidet sich dieser Rauschanteil, dass er aus statistischen Temperaturschwankungen resultiert (unabhängig davon wie diese mikroskopisch zustandekommen). Hier ist die Relaxation dieser Temperaturschwankungen und damit die Wärmeleitfähigkeit entscheidend.

4.5 Rauschen, experimentelle Ergebnisse

4.5.1 Methode

Wir interessieren uns für Rauschen, weil wir bei Messungen schwacher Signale in Bereichen arbeiten, wo die Amplitude des Signals vergleichbar mit der oder kleiner als die Amplitude der zufälligen Schwankungen ist. Man begegnet diesem Problem mit der phasensensitiven Detektion [36]. Doch wird es dadurch nicht minder wichtig, die Natur des Rauschens sowie das Rauschniveau in absoluten Werten zu kennen. Der verwendete Lock-In-Verstärker¹¹ verfügt über Möglichkeiten, den Rauschpegel zu erfassen. Um die Frequenzabhängigkeit zu ermitteln, wird derselbe Algorithmus wie für Sensitivitätsmessungen verwendet. Alle Rauschmessungen werden bei mit einer Metallplatte verdecktem Eingangsfenster des Bolometers durchgeführt, um vorsichtshalber Störungen wie Bewegungen in Raum oder Zugluft zu blockieren. Die Kurven des Rauschens für verschiedene Filtereinstellungen unterscheiden sich zwar geringfügig in ihrem Verlauf, sind aber qualitativ sehr ähnlich, wie Abb. 4.9 und

¹¹EGG 7660

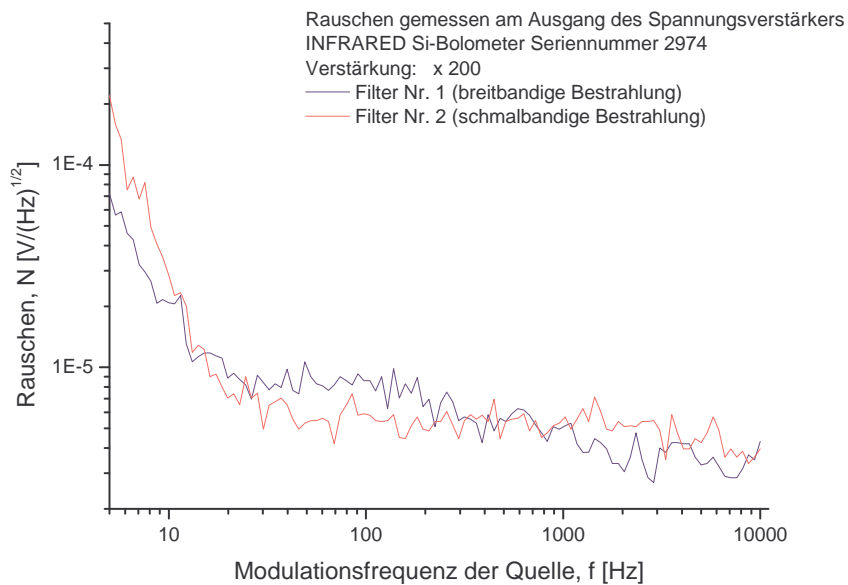


Abbildung 4.9: Rauschen des Si-Bolometers 2974 von Infrared Laboratories, Signal nach dem Spannungsverstärker, Verstärkungsfaktor: 200.

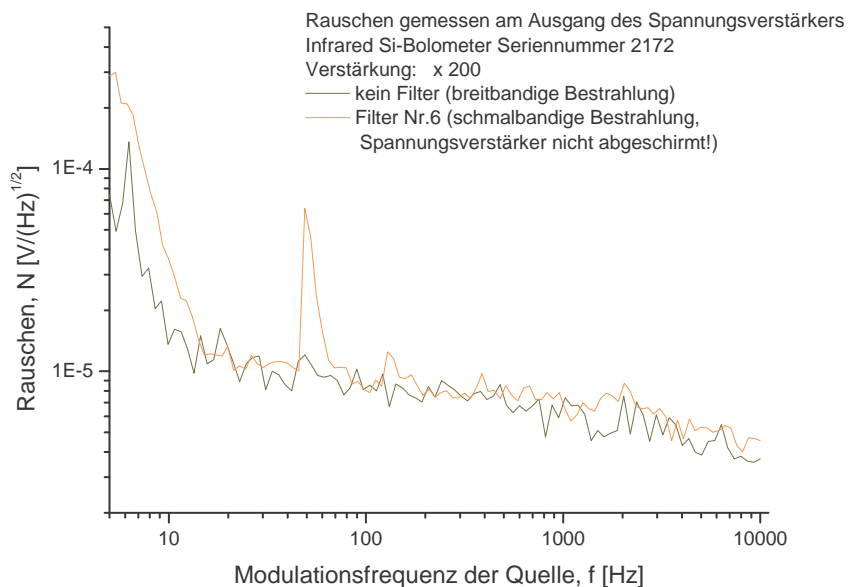


Abbildung 4.10: Rauschen des Si-Bolometers 2172 von Infrared Laboratories, Signal nach dem Spannungsverstärker, Verstärkungsfaktor: 200.

Abb. 4.10 belegen. Deswegen wird in folgenden Abschnitten nur eine Filtereinstellung, nämlich diejenige mit der großen Frequenzbandbreite, quantitativ analysiert.

Als interessant führe ich für die Filterposition 6 des Bolometers 2172 eine Kurve auf, die bei 50 Hz einen Peak aufweist (Abb. 4.10). Sie ist entstanden, als nach einem Batteriewechsel der Deckel des Spannungsverstärkers nicht angeschraubt wurde. Die Kurve wird zu keiner Auswertung herangezogen, soll aber der Illustration dienen, wie wichtig Abschirmung gegen Störungen (hier ist es die Netzfrequenz) durch elektromagnetische Felder bei Rauschmessungen bzw. bei Messungen schwacher Signale ist.

4.5.2 Berechnung der absoluten Werte der einzelnen Rauschanteile

- Johnson-Rauschen

Mit (4.21) lässt sich der Beitrag des Johnson-Rauschens abschätzen. In erster Näherung verwenden wir $T = 4,2\text{K}$. Den Widerstand (ebenfalls als Näherung) kann man aus den IV-Charakteristiken in Abb. 4.2 und Abb. 4.3 ablesen, wenn man bedenkt, dass

$$R = \frac{V_b|_{\text{Arbeitspunkt}}}{I_b|_{\text{Arbeitspunkt}}} \quad (4.23)$$

Die Berechnung ist in der Tabelle 4.2 zusammengefasst:

Ser. Nr.	Filter Nr.	V_b [V]	I_b [μA]	R [$\text{M}\Omega$]	N_J [$\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$]
2172	kein Filter	3,6	1,37	2,63	$2,47 \cdot 10^{-8}$
2974	1	3,6	2,28	1,58	$1,92 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 4.3: Johnson-Rauschen, absolute Werte, theoretische Berechnung.

- Temperaturfluktuationen

Wie aus (4.22) ersichtlich, muss die Wärmeleitfähigkeit G des Bolometerelements bei der Berechnung des Rauschens N_F berücksichtigt werden. Aus der Definition der Sensitivität (4.2) geht hervor, dass G i. a. frequenzabhängig ist, und diese Frequenzabhängigkeit ist durch die Frequenzabhängigkeit der Sensitivität bestimmt:

$$\mathcal{S}(f) = \frac{dU(f)}{dP(f)} = I \frac{dR(f)}{dP(f)} = \frac{I \frac{dR(f)}{dT(f)} dT(f)}{dP(f)} = I \frac{dR}{dT} \frac{1}{G(f)} \quad (4.24)$$

Bei Kenntnis der Frequenzabhängigkeit der Sensitivität $\mathcal{S}(f)$ (Punkt 4.3.4) können wir bei Näherung nullter Ordnung des Faktors $dR/dT(f)$ als frequenzunabhängig zu $dR/dT(f) \approx dR/dT$, sowie unter Vernachlässigung der komplexen Abhängigkeiten der Wärmeleitfähigkeit von Strahlleistung und Strom $G \equiv G(P, I, f) \approx G(f)$ die Frequenzabhängigkeit von G mit

$$\frac{1}{G(f)} = \frac{\mathcal{S}_{el}(f)}{\mathcal{S}_{el}^{DC}} \frac{1}{G(0)} \quad (4.25)$$

angeben. \mathcal{S}_{el}^{DC} wurde in Punkt 4.3.2 bestimmt. $G(0)$, die Wärmeleitfähigkeit bei konstanter Strahlleistung (Frequenz = 0), gehört zu den vom Hersteller spezifizierten Parametern. Wir nehmen an, dass diese Spezifizierung für den Arbeitspunkt erfolgt.

Für die Berechnung von N_F brauchen wir ferner den Wert dR/dT im Arbeitspunkt:

$$\left. \frac{dR}{dT} \right|_{\text{Arbeitspunkt}} \stackrel{(4.24)}{=} G(0) \frac{\mathcal{S}_{el}^{DC} \big|_{\text{Arbeitspunkt}}}{I_b \big|_{\text{Arbeitspunkt}}} \quad (4.26)$$

Damit kommen wir zum Ausdruck für N_F :

$$\begin{aligned} N_F &\stackrel{(4.22)}{=} \sqrt{\frac{4kT^2}{G(f)}} \left. \frac{dR}{dT} \right|_{A.p.} I_b \stackrel{(4.25)u.(4.26)}{=} \sqrt{4kT^2} \sqrt{\frac{\mathcal{S}_{el}(f)}{\mathcal{S}_{el}^{DC}} \frac{1}{G(0)}} G(0) \frac{\mathcal{S}_{el}^{DC}}{I_b} I_b \\ &= \sqrt{4kT^2 G(0) \mathcal{S}_{el}^{DC} \mathcal{S}_{el}(f)} = \sqrt{4kT^2 G(0) \mathcal{S}_{el}^{DC} \xi_{System} \mathcal{S}_{System}(f)} \quad (4.27) \end{aligned}$$

$\mathcal{S}_{System}(f)$ entnehmen wir Abb. 4.8. ξ_{System} und \mathcal{S}_{el}^{DC} sind in der Tabelle 4.1 aufgeführt. $G(0)$ ist für das Si-Bolometer 2974 mit $15,4 \mu\text{W/K}$ und für das Si-Bolometer 2172 mit $21,0 \mu\text{W/K}$ spezifiziert.

Die Gesamtamplitude des Rauschens ist die Wurzel aus der Summe der Quadrate der Amplituden der einzelnen Beiträge:

$$N_{Gesamt} = \sqrt{S_J + S_F} = \sqrt{N_J^2 + N_F^2} \quad (4.28)$$

4.5.3 Vergleich von Experiment zu Theorie und Spezifikation

Aus den in Punkt 4.5.1 aufgeführten Gründen analysieren wir die Ergebnisse der Messungen des Rauschens nur für eine Filtereinstellung. Für diese Filtereinstellungen wurden vom Hersteller ebenfalls Spezifizierungen angegeben. Die Graphen in Abb. 4.11 und Abb. 4.12 zeigen, dass experimentell ermittelte absolute Werte des Rauschens der Spezifikation entsprechen.

Ab einer Modulationsfrequenz von 20 Hz kann der experimentell ermittelte Verlauf hinreichend gut mit dem in Unterpunkt 4.5.2 zu Grunde gelegten Modell erklärt werden. Es ist hervorzuheben, dass Johnson-Rauschen alleine zur Interpretation des beobachteten Rauschpegels nicht ausreicht, sondern die Temperaturfluktuationen einen erheblichen Anteil zum Rauschen im Bolometerelement beitragen. Dieser Anteil sorgt auch für den zu hohen Frequenzen hin abfallenden Verlauf des Rauschpegels. Die Abweichungen der experimentellen Daten vom theoretisch berechneten Verlauf können einerseits als Schwankungen interpretiert werden, die bei ausreichend langer Integrationszeit verschwinden würden. Wahrscheinlicher ist die Deutung, dass dies erkennbare nichtlineare Abweichungen von unserem Modell, welchen in allen Fällen ein lineares Verhalten zu Grunde gelegt wird, sind. Es ist weiter zu bemerken, dass die Gleichung für die Amplitude des Johnson-Rauschens nur für Systeme in thermischen Gleichgewicht gilt; auch dies ist nur näherungsweise erfüllt. Zuletzt könnte die Unsicherheit in der Kenntnis der Wärmeleitfähigkeit G , die eine Unsicherheit in der Kenntnis der Amplitude des temperaturfluktuationensbedingten Rauschens N_F nach sich zieht, für die Abweichungen verantwortlich gemacht werden.

Es liegt nahe, die steil aufsteigende Flanke des Rauschpegels bei niedrigen Frequenzen als $1/f$ -Rauschen zu deuten, doch kann deren hohe Steigung mit $1/f$ - Rauschen alleine nicht erklärt werden (siehe Punkt 4.4.2). Eine Untersuchung dieses außerordentlich hohen Rauschens des Detektormaterials bei Temperaturvariation mit niedrigen Frequenzen wäre vor allem für den Hersteller der Bolometerelemente interessant und nützlich. Doch im Rahmen dieser Diplomarbeit würden Spekulationen über die dahinter steckende Physik bei weitem über die Aufgabenstellung hinausgehen.

Zuletzt kann noch erwähnt werden, dass man das Absinken des Rauschens zu hohen Frequenzen hin nicht nutzen kann, weil auch die Sensitivität absinkt. Mehr dazu in Punkt 4.6 .

4.6 NEP

Zur Charakterisierung von Photodetektoren verwendet man häufig die *noise equivalent power* (NEP, dt. dem Rauschen entsprechende Leistung). NEP ist definiert als die Lichtleistung, die pro ein Hz spektraler Bandbreite ein Signal erzeugt, das dem Rauschen entspricht ($P_{Signal} = P_{Leistung}$). D. h. , NEP entspricht der mittleren Strahlungsleistung, bei der das Signal zu Rauschen Verhältnis den Wert 1 annimmt. Es sei bemerkt, dass NEP damit ein Maß für das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis ist, und nicht für Rauschen alleine. Je kleiner die NEP, desto schwächere Signale kann man bei ausreichender Integrationszeit detektieren.

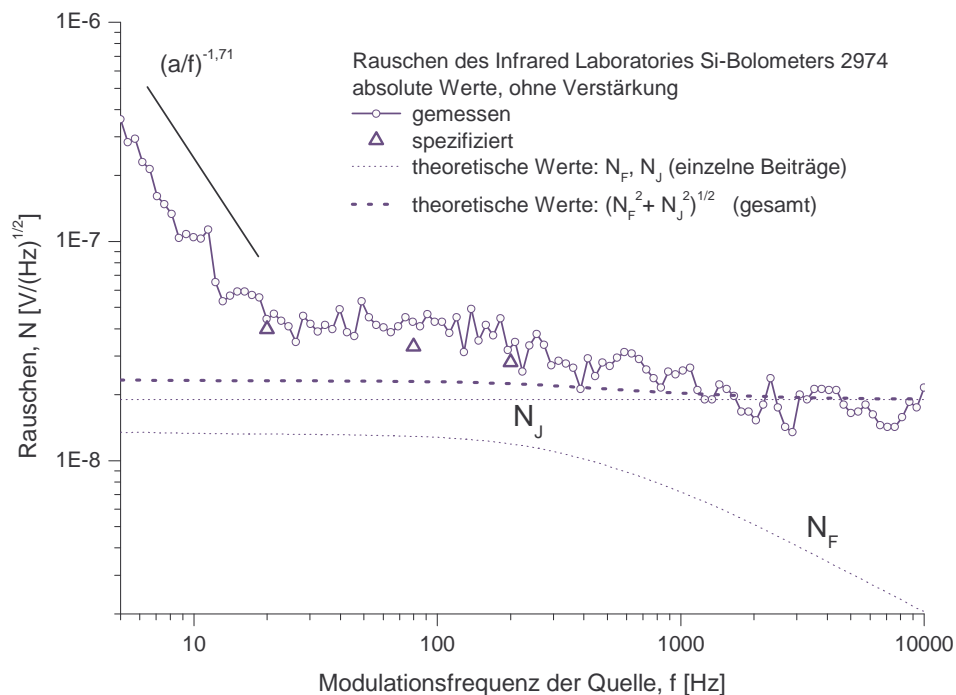


Abbildung 4.11: Rauschen des Si-Bolometers 2974 von Inf. Lab., Filter Nr. 1 ($\nu < 23$ THz). Darstellung der gemessenen und der spezifizierten Werte gegenüber den theoretisch erwarteten.

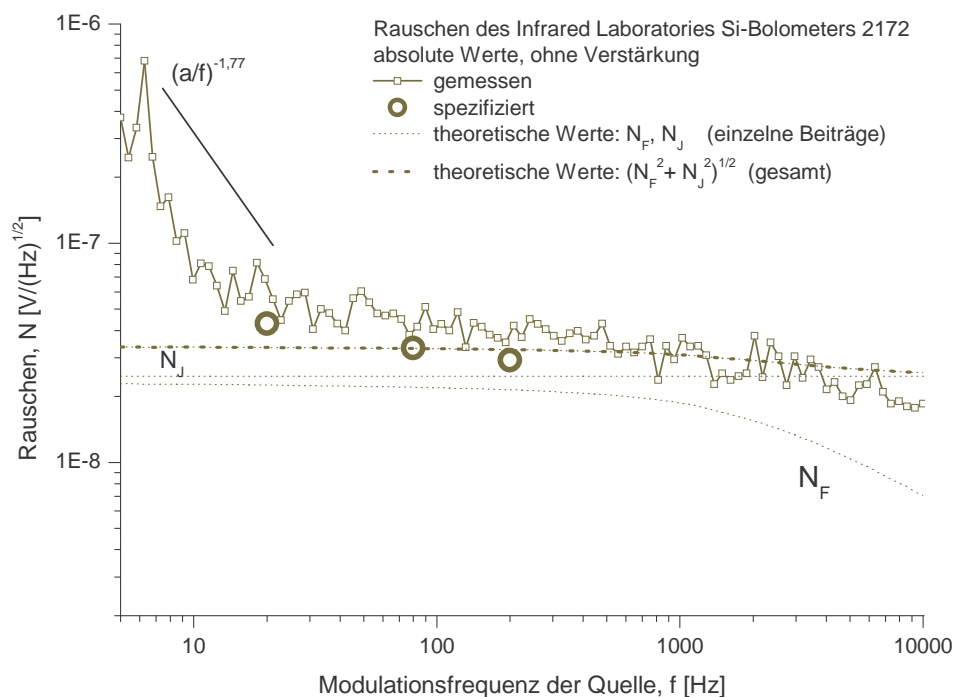


Abbildung 4.12: Rauschen des Si-Bolometers 2172 von Inf. Lab., kein Filter. Darstellung der gemessenen und der spezifizierten Werte gegenüber den theoretisch erwarteten.

Auf die Strahlungsleistung muss man aus der bekannten Sensitivität schließen. Damit berechnet sich die NEP zu:

$$\text{NEP} = \frac{\text{Rauschen}}{\text{Sensitivität}} \left[\frac{\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}}{\text{V}/\text{W}} = \frac{\text{W}}{\sqrt{\text{Hz}}} \right] . \quad (4.29)$$

Die aussagekräftigsten Informationen, das Leistungsverhalten des Bolometers betreffend, sind in den NEP-Graphen (Abb. 4.13) enthalten, weil die NEP-Darstellung sowohl die Information über die Sensitivität als auch Information über das Rauschen beinhaltet. Da die für die getesteten Geräte erhaltene Werte über zwei Größenordnungen auseinander liegen, ist logarithmische Skalierung gewählt worden. Man sieht, dass die Modulationsfrequenz der Quelle optimalerweise zwischen 30 und 500 Hz liegen sollte. Naturgemäß wird man die ohne Einbußen im Signal-zu-Rauschen-Verhältnis höchstmögliche Modulationsfrequenz (500 Hz) wählen, damit bei phasensensitiver Messung mit einem Lock-In-Verstärker Mittelung über möglichst viele Perioden geschieht.

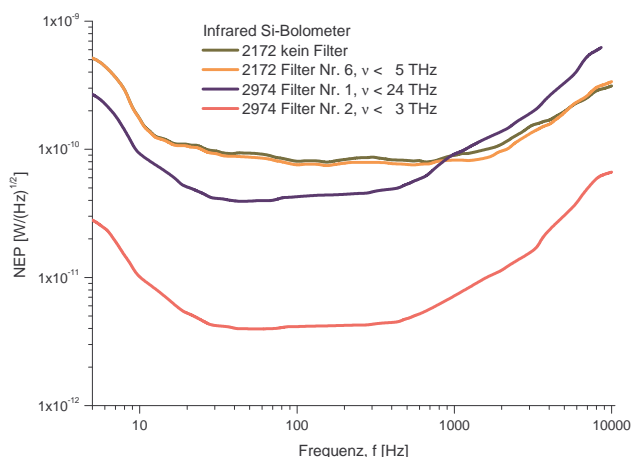


Abbildung 4.13: NEP der getesteten Infrared Laboratories-Systeme berechnet aus den in Abb. 4.11, Abb. 4.12 und Abb. 4.8 dargestellten Daten.

Abb. 4.13 gibt die absolute NEP des Systems wieder, wie sie in Erscheinung tritt, wenn das System in einem experimentellen Aufbau verwendet wird. Die von Hersteller spezifizierte theoretische NEP des Detektorelements in der Größenordnung von $10^{-13} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ ist dagegen als elektrische NEP zu interpretieren, in welche die (in Vergleich zu der Systemsensitivität viel höhere) elektrische Sensitivität eingeht, und welche ausschließlich Johnson Rauschen berücksichtigt¹².

¹²Die oben gemachte Feststellung beruht darauf, dass sich die in der Spezifikation gemachte NEP Angabe von $1,2 \cdot 10^{-13} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ nur als Quotient des Johnsonrauschens von $2,5 \cdot 10^{-8} \text{ V}/\sqrt{\text{Hz}}$ (siehe Tabelle 4.3) und der elektrischen Sensitivität von $1,6 \cdot 10^5 \text{ V}/\text{W}$ (siehe Tabelle 4.2) nachvollziehen lässt.

Kapitel 5

Entwurf der Probe, Strukturierung, Kontaktierung

Inhalt: In diesem Kapitel wird auf die Verfahren eingegangen, welche zur Herstellung, Strukturierung und Kontaktierung der in Kapitel 2 vorgestellten TASER-Übergitterstruktur nötig sind. Die Probe wurde mit *Molekularstrahlepitaxie* gewachsen. Um Strom durch die aktive Schicht zu führen, muss die Probe mittels *vergrabener Kontaktschichten* kontaktiert werden. Dazu wird die Probe vorher *lithografisch strukturiert* und ein der aufgeprägten Struktur entsprechendes Profil in das Substrat geätzt.

5.1 Schichtfolge der Übergitterprobe

An dieser Stelle wird die am Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik, Freiburg mittels MBE-Verfahren gewachsene GaAs/AlGaAs-Struktur angegeben (Abb. 5.1). Die Folge der Halbleitermaterialien für die aktive Schicht wurde in Kapitel 2 angegeben. Dieser Entwurf berücksichtigt die in Kapitel 2 erwähnte n-Dotierung jeder 8. Übergitterschicht, um Bildung von Domänen des elektrischen Feldes innerhalb nur weniger Quantentöpfe zu vermeiden. Die genauen Schichtdicken-Angaben der aktiven Schicht, der Kontaktschichten, sowie der Ätzstoppschicht zwischen der aktiven Schicht und der Kontaktschicht sind für die Strukturierung der Probe notwendig.

Material	Dotierung	Dicke
GaAs:Si	n-Dotierung: $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	250 Å
GaAs	i	450 Å
$\text{Al}_{0,1} \text{Ga}_{0,9} \text{As}$	i	20 Å (4 Monolagen)
Die folgende Sequenz 8× wiederholt:		
GaAs:Si	n-Dotierung: $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	240 Å
$\text{Al}_{0,1} \text{Ga}_{0,9} \text{As}$	i	20 Å (4 Monolagen)
GaAs	i	240 Å
$\text{Al}_{0,1} \text{Ga}_{0,9} \text{As}$	i	20 Å (4 Monolagen)
GaAs	i	240 Å
$\text{Al}_{0,1} \text{Ga}_{0,9} \text{As}$	i	20 Å (4 Monolagen)
GaAs	i	240 Å
$\text{Al}_{0,1} \text{Ga}_{0,9} \text{As}$	i	20 Å (4 Monolagen)
GaAs	i	240 Å
$\text{Al}_{0,1} \text{Ga}_{0,9} \text{As}$	i	20 Å (4 Monolagen)
Ende der periodischen Übergitterstruktur		
GaAs	i	1500 Å
GaAs:Si	n-Dotierung: $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	8000 Å
i-GaAs Substrat		

Abbildung 5.1: TASER, Quantenkaskaden-Design nach Harrison und Soref.

5.2 MBE

Molekularstrahlepitaxie (MBE) ist eines der wichtigsten epitaktischen Verfahren für die Herstellung von Halbleiter-Heterostrukturen. Dabei werden die Stoffe, aus denen eine Struktur bestehen soll, beispielsweise Gallium, Arsen und Aluminium, in Effusionszellen verdampft und als gerichtete Molekülstrahlen auf eine Unterlage, das Substrat, aufgedampft. Durch Öffnen einer oder mehrerer Blenden vor den beheizten Zellen kann der Substratwafer mit den gewünschten Substanzen (Komponenten der Struktur sowie Dotiersubstanzen) bedampft werden. Die Schichtfolgen lassen sich beliebig kombinieren. Dieser Vorgang findet in einem Ultrahochvakuum statt, um die für einen Molekularstrahl nötige große mittlere freie Wegstrecke zu gewährleisten, gleichzeitig werden Verunreinigungen durch Fremdatome wie Sauerstoff vermieden. Die Kammer, wo die Schichten gewachsen werden und wo sich die Zellen mit verschiedenen chemischen Elementen befinden, wird bis auf $\approx 10^{-11}$ Torr ausgepumpt. Wegen des Vakuums bewegen sich die Moleküle ohne jegliche Streuung vom Behälter zum Substrat auf gerader Linie, so dass der erwähnte Molekülstrahl entsteht. Die Wachstumsrate einer Halbleiterschicht ist bei MBE-Verfahren sehr langsam (\approx eine Monolage pro Sekunde). Dies erlaubt die genaue Kontrolle der Zusammensetzung des Kristalls auf bis zu exakt einer Atomlage. Eine der größten Schwierigkeiten bei MBE besteht darin, die Wachstumsbedingungen so zu wählen, dass das Wachstum wie erwünscht in Monolagen geschieht und nicht etwa in Form von dreidimensionalen Inseln. Die auf dem Substrat abzulagernden Atome müssen genügend kinetische Energie besitzen, um ein auf atomarer Ebene flaches Profil zu erreichen. Folglich soll die Substrattemperatur so eingestellt werden, dass sie einerseits hoch genug ist, um Oberflächenmigration der ankommenden Atome zu fördern¹, andererseits darf sie nicht so hoch sein, dass entropiebedingte Defekte auftreten. Da bei MBE keine chemischen Reaktionen ablaufen, ist der Wachstumsprozess der einfachste von allen epitaktischen Verfahren und ist dementsprechend gut steuerbar. Molekularstrahlepitaxie erlaubt es, die Schichten atomar rein herzustellen. Doch das dafür erforderliche Höchstvakuum macht die Apparatur auch bereits bei kleinsten Lecks störungsanfällig. Die Wände der Wachstumskammer werden normalerweise mit flüssigem Stickstoff gekühlt, um Verschmutzung durch sich von den Wänden lösenden Atome zu verhindern.

5.3 Optische Lithografie

Optische Lithografie eignet sich zum Aufprägen von Strukturen mit Abmessungen größer als $0,25\ \mu\text{m}$ [37]. Bei einem lithografischen Prozess wird eine ebene Struktur von einer Maske

¹Die kinetische Energie für die Diffusion auf der Oberfläche kommt nur vom Substrat.

mittels direkter optischer Abbildung auf den Wafer² übertragen. Dies geschieht in mehreren Schritten. Um die Oberfläche des Wafers für einen Bildtransfer empfindlich zu machen, wird diese mit Photolack bedeckt (engl. *photoresist*). Der Lack wird mit dem Schleuderbeschichtungsverfahren (engl. *spin coating*) über die Oberfläche des Waferstücks verteilt. Mit einer Pipette bringt man einen Tropfen Lack auf die Probe ungefähr in der Mitte auf, so dass die komplette Oberfläche bedeckt ist. Der Wafer wird mit Unterdruck an die Spindel der Schleuder angesaugt. Man lässt nun die Spindel für eine Dauer von 10 bis 60 Sekunden mit einer Umdrehungsrate von 2000 – 8000 U/min rotieren. In den ersten Paar Sekunden wird der Großteil des Lacks unter Einwirkung von Fliehkraft vom Wafer abgeworfen. Der übriggebliebene Lack formt auf der Oberfläche der Probe eine dünne Schicht, deren Dicke von der Rotationsgeschwindigkeit der Spindel abhängt (je größer die Umdrehungsrate, desto dünner die Lackschicht). Man erreicht so Schichtdicken zwischen 0,7 und 1,0 μm . Nachdem der Lack auf diese Weise über den Wafer verteilt wurde, wird er auf einer heißen Platte getrocknet, dabei verdampft das Lösungsmittel des Lacks. Der anschließende Schritt ist dann die Primärbelichtung, wobei über eine Maske die Konturen einer Struktur auf den Lack abgebildet werden. Das Licht in der Lithografieanlage der zur Belichtung eingesetzten Quecksilberlampe hat einen kurzwelligen Anteil, der die Polymerketten im Lack aufbricht und damit belichtete Bereiche entwickelbar macht. Dies ist der grundlegende Mechanismus der Strukturabbildung. Grundsätzlich ist es bei der optischen Lithografie aber möglich, zwei verschiedene Prozesse anzuregen. Man unterscheidet den *Positivprozess* und den *Negativprozess*. “Positiv” bedeutet, dass der Entwickler dort wirkt, wo Licht durch die Maske auf den Lack fällt. Man erhält also ein vom Photolack geformtes positives Abbild der undurchsichtigen Struktur auf der Maske. “Negativ” bedeutet, dass der Entwickler im Endeffekt dort wirkt, wo bei Primärbelichtung durch die Maske *kein* Licht auf den Wafer gefallen ist. Man erhält also ein lackfreies Abbild der undurchsichtigen Struktur auf der Maske, während der Rest des Wafers vom Photolack bedeckt ist. Die einzelnen, für beide Prozesse notwendigen Schritte werden weiter unten aufgeführt. Der wichtigste Unterschied dieser beiden Vorgänge, der oft ihren Einsatz bestimmt, ist das durch die Belichtung und Entwicklung entstehende Profil der Lackkanten. Beim Negativprozess bilden die Lackkanten einen Winkel $< 90^\circ$ mit der lackfreien Ebene (negative Kante), so dass die obere Schicht des Lacks über der lackfreien Fläche übersteht (Abb. 5.2 unten rechts). Beim Positivprozess ist der Winkel der Lackkante zu der lackfreien Oberfläche $\geq 90^\circ$ (positive Kante), das Lackprofil ist also gerade oder nach unten hin zu der Waferoberfläche breiter (Abb. 5.2 unten links). Somit ist beim Positivprozess die Lackschicht gut als Schutzschicht bei Ätzzvorgängen einsetzbar. Außerdem ist der Positivprozess, wie im Nachfolgenden dargestellt, für die Lithografie des

²Die Heterostrukturen werden auf einem in Form flacher wenige zehntel Millimeter dicker Scheiben vorliegenden Substrat gewachsen. Diese Scheiben werden als *Wafer* bezeichnet.

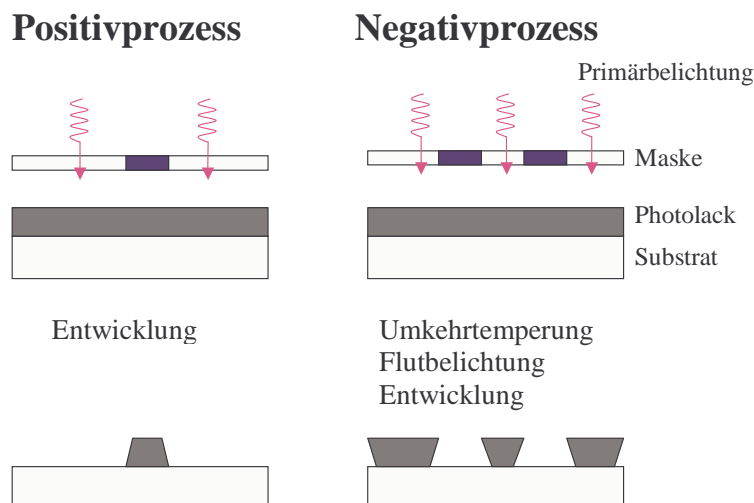


Abbildung 5.2: Profil der Kanten des Photolacks bei Negativ- und bei Postivprozess.

benötigten einfachen Streifens leichter zu handhaben. Die nach einem Negativprozess überstehenden Kanten nützt man dagegen beim sogenannten Lift-Off Prozess aus, wobei der Lack zur Trennung einer über dem Lack aufgebrachtten Metallschicht eingesetzt wird. Die Metallschicht, die auf dem Lack liegt, wird, weil der Lack unter Einwirkung eines Lösungsmittels aufgelöst wird, abgehoben (*lift off*) und kann zusammen mit dem Lack entfernt werden. Die Metallschicht auf den lackfreien Bereichen bleibt dagegen haften [38].

5.4 Strukturierung, vergrabene Kontaktschichten

5.4.1 Prozedur der Strukturierung

Alle Strukturierungsschritte werden im Reinraum ausgeführt, um die Gefahr der Kontamination der Proben mit Staub zu minimieren. Am Anfang steht ein unbearbeiteter MBE-gewachsener Wafer. Das Ziel ist, Kontakte zur vergrabenen Kontaktschicht und zur oberseitigen Kontaktschicht (beide sind n-dotiert) der Probe herzustellen. Die Kontakte sollen Streifenform haben, wobei die ohmschen Kontakte zu der vergrabenen Kontaktschicht symmetrisch um den über der aktiven Schicht angebrachten Streifen angeordnet sind (Abb. 5.3).



Abbildung 5.3: Entwurf der Kontaktstreifen auf der Probe: Sicht von oben.

	Schritt	Verfahren
I.	nasschemische Reinigung	Reinigen in Aceton, Isopropanol, destillierten Wasser. Mit Stickstoff trocken blasen.
II.	Schleuderbeschichtung	Photolack AR-U 4040 aufschleudern: 2000 U/min für 20 s + 6000 U/min für 45 s.
III.	Trocknen	5 min. auf der Heizplatte bei 85 °C.
IV.	Primärbelichtung	Das Feld auf der Maske Nr. 5 mit dem Einzelstreifen soll über der Mitte der Probe platziert werden. Belichtungszeit: 10,8 s.
V.	Entwicklung	Ca. 3 min mit Entwickler AR 300-35, in Verhältnis 1:1 mit destilliertem Wasser verdünnt.
VI.	Reinigung in Luft-Plasma	Dauer: ca. 5 min auf mittlerer Stufe (Luft-Plasma-Ofen).

Tabelle 5.1: Lithografische Strukturierung: Positivprozess.

Vom lithografischen Standpunkt aus werden ein Positivprozess und zwei Negativprozesse gebraucht.

- Zunächst wird ein Streifen der aktiven Schicht mit Photolack geschützt (Positivprozess, siehe Tabelle 5.4.1). Es wird der Universalresist AR-U 4040 verwendet, der sowohl für Negativ- als auch für Positivprozesse geeignet ist. Nach dem Trocknen des Lacks auf einer Heizplatte lässt man das Waferstück auf Raumtemperatur abkühlen. Für die mittels der Schleuderbeschichtung erreichte Lackdicke von ca. $1\ \mu\text{m}$ ist zur Überführung des Lacks in entwickelbare Form eine Bestrahlung von etwa $70\ \text{mJ}/\text{cm}^2$ erforderlich. Bei Einstellung der Leistung der Quecksilberlampe auf $6,5\ \text{mW}/\text{cm}^2$ ergibt dies eine Belichtungszeit von 10,8 s.
- Der ungeschützte Bereich wird nun mit einer verdünnten Schwefelsäure-Lösung ($\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ im Verhältnis 1:8:4000) bis kurz vor die dotierte Schicht geätzt (Abb. 5.3 (a)). Das entspricht einer Ätztiefe von ca. 1150 – 1200 nm. Die Ätztiefe und mit ihr die Ätzrate werden mit Hilfe eines Weißlicht-Interferenz-Mikroskops³ bestimmt.
- Für das Aufbringen der seitlichen Kontakte wird mit einem Doppelstreifen ein Negativprozess durchgeführt. Das Ergebnis der Bedeckung der Probe mit Lack ist in Abb. 5.3 (b) dargestellt. Für einen Negativprozess wird der Positivprozess um zwei

³Interferenzmikroskop MICROMAP-512, Atos GmbH

	Schritt	Verfahren
I.	nasschemische Reinigung	Reinigen in Aceton, Isopropanol, destilliertem Wasser. Mit Stickstoff trocken blasen.
II.	Schleuderbeschichtung	Photolack AR-U 4040 aufschleudern: 2000 U/min für 20 s + 6000 U/min für 45 s
III.	Trocknen	5 min. auf der Heizplatte bei 85 °C
IV.	Primärbelichtung	Das Feld auf der Maske 5 mit dem Doppelstreifen wird so platziert, dass die geätzte Stufe in der Mitte ist. Belichtungszeit: 10,8 s
V.	Umkehrtemperung	5 min. auf der Heizplatte bei 115 °C
VI.	Flutbelichtung	Keine Maske. Belichtungszeit 30 s.
VII.	Entwicklung	Ca. 3 min mit Entwickler AR 300-35, in Verhältnis 1:1 mit destilliertem Wasser verdünnt
VIII.	Reinigung in Luft-Plasma	Dauer: ca. 5 min auf mittlerer Stufe (Luft-Plasma-Ofen).

Tabelle 5.2: Lithografische Strukturierung: Negativprozess.

Schritte ergänzt: die Umkehrtemperung und die Flutbelichtung. Die Umkehrtemperung festigt (durch chemische Veränderung) die bei der Primärbelichtung dem Licht ausgesetzten Areale des Photolacks, auf die dann die Flutbelichtung keine weitere Wirkung hat. Die primär unbelichteten Bereiche werden dagegen durch die Flutbelichtung in entwickelbare Form überführt (dabei werden die Polymer-Ketten des Lacks durch hochenergetische UV-Strahlung aufgebrochen). Die für die Flutbelichtung erforderliche Bestrahlungsenergie beträgt je nach Verarbeitungsbedingungen etwa das 2- bis 3-fache der Primärbestrahlung.

- Zur Herstellung der Kontakte wird auf die Probe eine Abfolge von 100 nm Gold-Germanium (AuGe), 10 nm Nickel (Ni) sowie abschließend 60 nm Gold (Au) aufgedampft (Abb. 5.4 (b)). Dies geschieht in einer thermischen Aufdampfanlage [39].
- Nach einem Ultraschallbad im Lösungsmittel, wo die Probe mitsamt der Lack- und der Metallschicht zur besseren Ablösung des Lacks starken Vibrationen ausgesetzt wird (Lift-Off-Prozess), verbleiben nur die äußeren Kontaktstreifen auf dem Wafer (Abb. 5.4 (c)).
- Mit einem Temperofen werden die Proben bei 450 °C blitzgetempert [39]. Dabei diffundieren Germanium-Atome in das Substrat und schaffen einen ohmschen Kontakt

zu der dotierten GaAs-Schicht (Abb. 5.4 (d)).

- Die Abfolge der oberen vier Schritte wird auch für die Kontaktierung der aktiven Schicht durchlaufen. Man bedeckt die Stufe in der Mitte der Probe mit einem Streifen kleinerer Abmessungen als die Fläche der Stufe. Nach dem Negativprozess ist diese Fläche von Lack unbedeckt (Abb. 5.4 (e)). Kontaktierung erfolgt durch Aufdampfen von 10 nm Chrom (Cr) und 100 nm Gold (Au) mit dem anschließenden Lift-Off. Hierbei dient das Chrom als Haftschicht für das Gold. Es soll angemerkt werden, dass der dabei entstehende Kontakt nicht-ohmsch ist.

Alle Schritte, die eine Verarbeitung des Lacks einschließen und während der Belichtung des Lacks vermieden werden soll, werden prinzipiell unter Gelblicht (für den der AR-U 4040 Photolack unempfindlich ist) durchgeführt. Es wird darauf geachtet, dass keine anderen Lichtquellen außer den mit gelben Filtern ausgestatteten Lampen des Reinraums an sind.

5.4.2 Kontaktierung der Probe mit Drähten

Zur Stromzuleitung vom Probenhalter auf die Kontakte werden die goldbeschichteten Kontakte mit Golddrähten (Durchmesser: $50\ \mu\text{m}$) kontaktiert. Man verwendet Leitsilber (leitend) und Apiezon (isolierend) wie in Abb. 5.5 dargestellt. Wegen der kleinen Abmessungen der Probe sind ein gewisses Fingerspitzengefühl sowie mehrere Versuche vonnöten. Bei misslungenen Versuchen lässt sich Leitsilber mit Aceton lösen, Apiezon ist dagegen mit Chloroform lösbar. Man lässt Leitsilber und Apiezon einige Stunden trocknen. Anschließend wird die Probe in den Probenhalter eingeklebt. Die freien Enden der Golddrähte werden an die Stromzuleitungen angelötet.

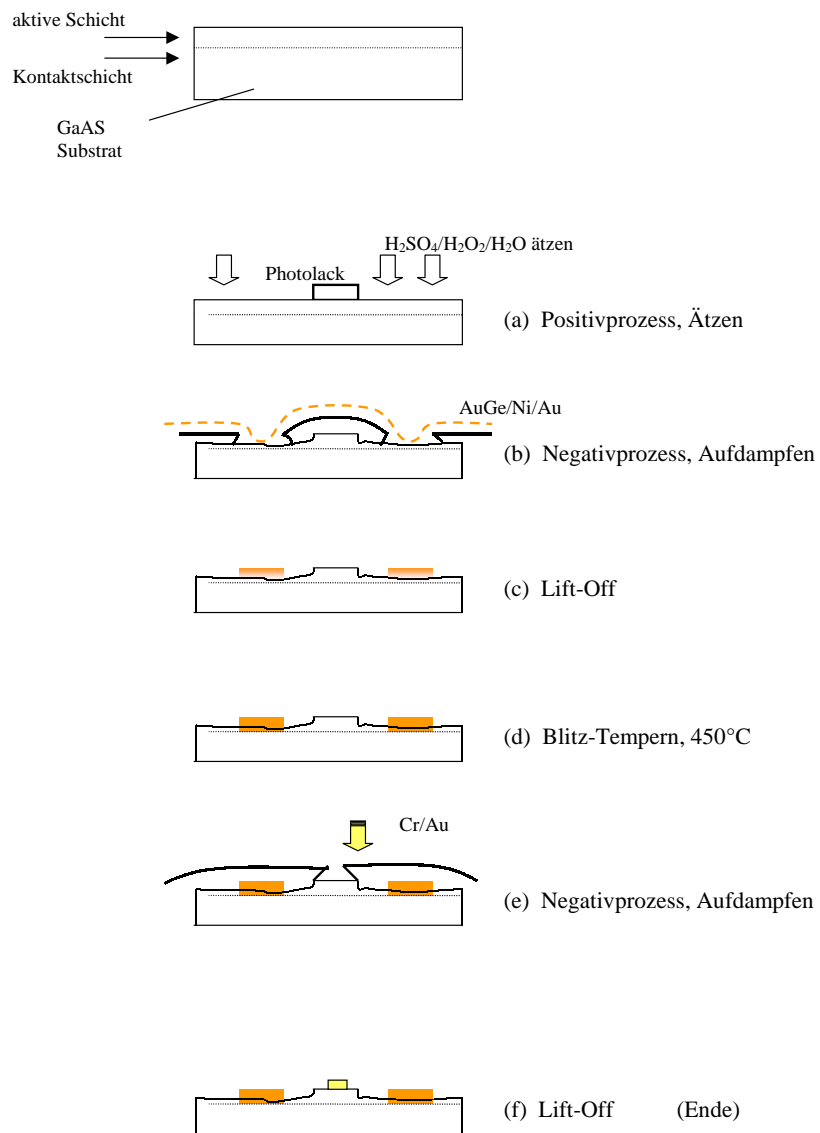


Abbildung 5.4: Strukturierungsprozess für vergrabene Kontaktschichten.

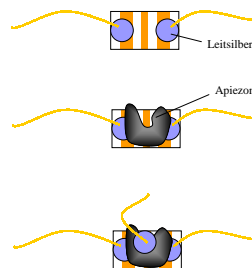


Abbildung 5.5: Kontaktierung der Probe mit Golddrähten.

Kapitel 6

Beschreibung und Ergebnis des Experiments zum Nachweis der THz-Emission

Inhalt: Um die THz-Emission anzuregen, wurde die zuvor strukturierte (Kapitel 5) Quantenkaskadenstruktur (Kapitel 2) im *Pulsmodus* betrieben. Mit einem FTIR-Spektrometer (Kapitel 3) wurde das Signal bolometrisch (Kapitel 4) detektiert. Das beobachtete *Spektrum* war jedoch für eine Inter-Subband-Emission nicht beweiskräftig und wurde als *thermische Abstrahlung* der Probe interpretiert.

6.1 Kontaktierung der Probe und Justierung im Versuchsaufbau

Die GaAs/AlGaAs-Quantenkaskadenstruktur wurde mit optischer Lithografie wie in Abb. 6.1 dargestellt strukturiert und mit Golddrähten von $50\ \mu\text{m}$ Durchmesser mit Leitsilber auf den Kontaktflächen kontaktiert (Kapitel 5).

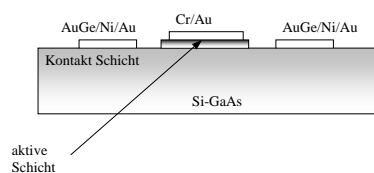


Abbildung 6.1: Strukturierung und Kontaktierung der Quantenkaskaden-Struktur.

Um thermisches Rauschen zu reduzieren, wurde die Probe in einem Helium-Durchflusskryostaten¹ auf knapp 4 K gekühlt. Gleichzeitig sollte niedrige Temperatur die Besetzungsinversion der Laserzustände in der Quantenkaskadenstruktur verbessern [14]. Die Kontaktierung wurde bei Raumtemperatur und bei 4 K kontrolliert. Der Kontakt zu der aktiven Schicht wird als “Gate” bezeichnet.

Low (Erde)	High (positive Vorspannung)	
295 K		
Kontaktschicht links	Gate	53,4 k Ω
Gate	Kontaktschicht links	12,8 M Ω
Kontaktschicht links	Kontaktschicht rechts	27,9 Ω
Kontaktschicht rechts	Gate	53,3 k Ω
Gate	Kontaktschicht rechts	10,1 M Ω
4,1 K		
Kontaktschicht links	Gate	1,45 M Ω
Gate	Kontaktschicht links	> 90 M Ω
Kontaktschicht links	Kontaktschicht rechts	29 Ω
Kontaktschicht rechts	Gate	1,45 M Ω
Gate	Kontaktschicht rechts	> 90 M Ω

Tabelle 6.1: Kontrolle der Widerstände der kontaktierten TASER Struktur

Der Widerstand zwischen der aktiven Schicht und den Kontaktschichten links und rechts war gegenüber der Vertauschung der Polarität bei Widerstandsmessung aufgrund des nicht-ohmschen Kontakts zu der aktiven Schicht asymmetrisch, so wie es von einem Schottky-Kontakt erwartet wird. Es ließ sich auch eine starke Temperaturabhängigkeit des diodischen Widerstandes zwischen der aktiven Schicht und der Kontaktschicht feststellen, was über Ausfrieren der Träger in der n-Schicht erklärt werden kann und damit ebenfalls nicht unerwartet ist. Der rein ohmsche Widerstand der Kontaktschicht selbst war nahezu temperaturunabhängig.

Die vordere Kante der Probe wurde zunächst durch optische Justage unter Verwendung eines He-Ne Lasers und dann durch Optimierung des Signals in den Fokus des als Eingang des FTIR-Spektrometers fungierenden parabolischen Spiegels gebracht (Abb. 3.2). Am Ausgang

¹MicrostatHe, Oxford Cryosystems

des Spektrometers wurde das Signal mit einem He-gekühlten Si-Bolometer² detektiert.

6.2 UI-Kennlinie

Zunächst wurde bei 4 K eine UI-Kennlinie aufgenommen. Dazu wurde ein Strom aufgeprägt und die dazugehörige Spannung gemessen. Das Ergebnis ist in Abb. 6.2 gezeigt. Es lässt sich keine negative differentielle Geschwindigkeit beobachten. Eine mögliche Ursache ist, dass der Spannungsabfall über die Probe nicht homogen ist. Wobei die Erklärung, dass eine N-förmige Kennlinie, so wie sie für negative differentielle Geschwindigkeit charakteristisch sein sollte (siehe Punkt 1.4) durch Einprägen des Stroms nicht ausgemessen werden kann, wahrscheinlicher erscheint. Die Einprägung des Stroms ist aber durch den für den gepulsten Betrieb (Punkt 6.3) nötigen Vorwiderstand unvermeidlich.

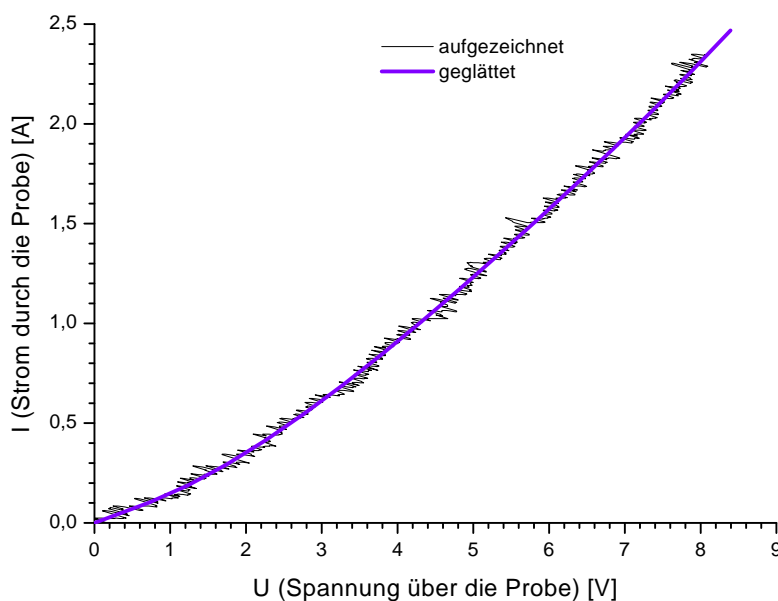


Abbildung 6.2: UI-Kennlinie der Harrison und Soref TASER Struktur.

6.3 Verschaltung für gepulsten Betrieb

Die Probe wurde mit rechteckigen Strompulsen, die selbst wieder rechteckig moduliert waren, angesteuert. Die Frequenz dieser Pulsgruppen (*bursts*) war 33,7 Hz (Abb. 6.3) und

²Infrared Laboratories, Ser. Nr. 2172 (Spezifikationen und Beschreibung siehe Kapitel 4)

wurde als Referenzfrequenz für den Lock-In-Verstärker verwendet. Die Frequenz der Pulse in der Gruppe war 50 kHz. Um übermäßigem Erhitzen der Probe vorzubeugen, ließ sich das Tastverhältnis der einzelnen Pulse variieren. Das im Nachfolgenden dargestellte Spektrum ist mit einem Tastverhältnis von 50% erzeugt worden (Abb. 6.4). Die aktive Schicht wurde positiv vorgespannt (Abb. 6.5). Die Probe wurde mit 430 mA (Peak) belastet. Das entspricht bei Abmessungen der Struktur von $700 \times 700 \mu\text{m}$ einer Stromdichte über die aktive Schicht von 88 A/cm^2 während eines Pulses.

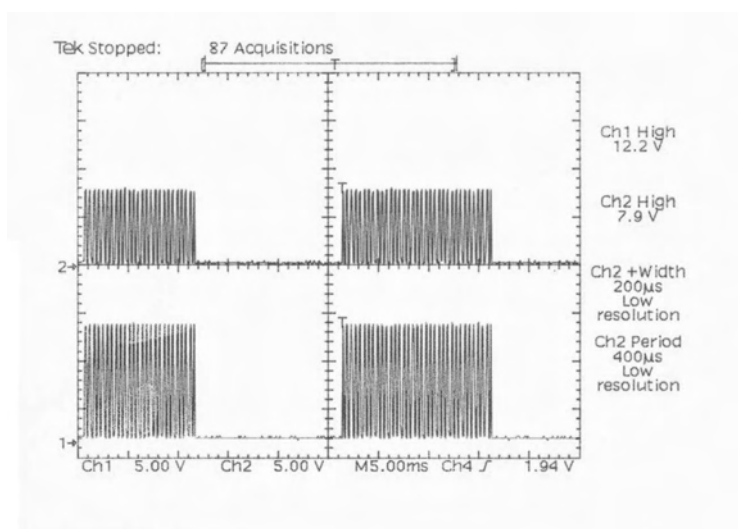


Abbildung 6.3: Pulsgruppen, Aufnahme vom Bildschirm e. Oszillografen (Zeitbasis: 5 ms).

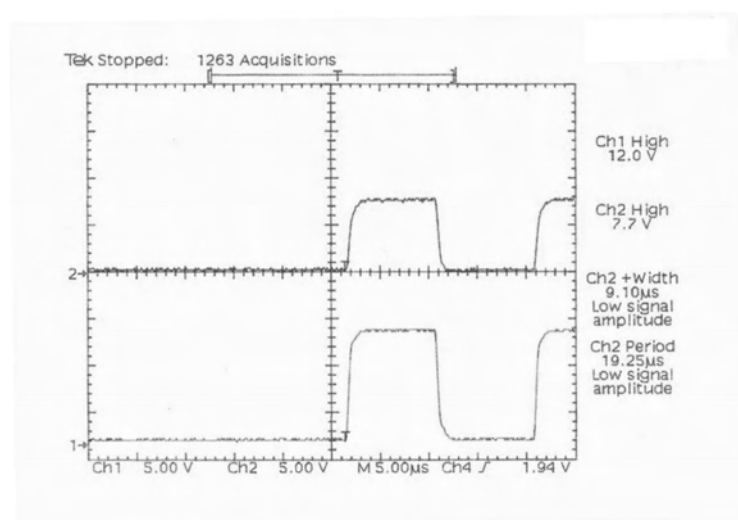


Abbildung 6.4: Pulsform, Aufnahme vom Bildschirm e. Oszillografen (Zeitbasis: 5 μs).

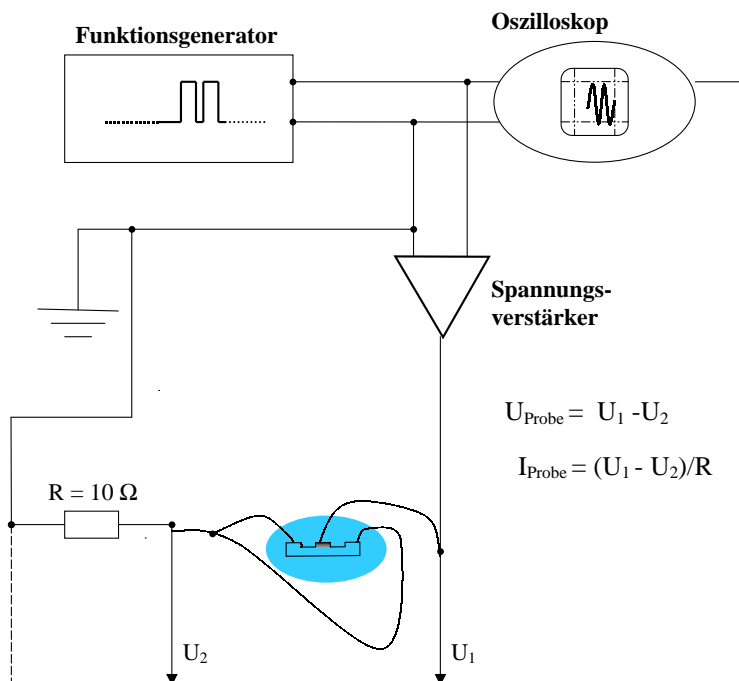


Abbildung 6.5: Schaltung für den THz-Elektrolumineszenz Aufbau.

6.4 THz-Emission

In dieser Konfiguration wurde die Autokorrelation der THz-Emission der Probe mit dem in Kapitel 3 beschriebenen FTIR-Spektrometer gemessen (Abb. 6.6, kleiner Graph). Mit einer Scan-Länge von $3000 \mu\text{m}$ (was einer Zeitverzögerung von 10 ps entspricht) wurde daraus mittels Fourier-Transformation ein Spektrum mit einer Auflösung von 100 GHz erhalten. Dieses ist in Abb. 6.6 zu sehen. Das Spektrum zeigt ein breites ausgeprägtes Maximum bei 4 THz, welcher über den Zielfrequenzen von 3,5, 4,7 und 5,9 THz liegt. Die spektrale Intensität geht deutlich vor der Grenzfrequenz des Polyethylen-Fensters des Bolometers von 22,3 THz gegen Null. Für eine Inter-Subband Emission ist das Spektrum aber nicht beweiskräftig. Umgekehrt lässt sich diese auch nicht ausschließen. Es ist denkbar, dass thermische Strahlung (verursacht durch Aufheizen der Probe) mit einer geschätzten Leistung im spektralen Fenster der Detektion³ von 90 nW eine schwache Inter-Subband Emission überstrahlt [21]. An dieser Stelle könnte ein Experiment mit THz-Polarisatoren im Strahlengang des Interferometers Klarheit schaffen, denn Inter-Subband-Emission ist in Wachstumsrichtung des Übergitters linear polarisiert, während es für die thermische Strahlung keine solche Vorzugsrichtung gibt. Wegen der Kurzlebigkeit der Probe (sie brannte im gepulsten Betrieb nach

³ $P = \text{Signal}/\mathcal{S}_{\text{system}} = \frac{50 \mu\text{V}}{540 \sqrt{\text{W}}}$ (siehe dazu Kapitel 4).

wenigen Stunden durch) war aber ein solches Experiment nicht durchführbar. In Abb. 6.7 wird das beobachtete Spektrum der erwarteten Emission gegenübergestellt. Eine sinnvolle Berücksichtigung von Wasserabsorptionslinien (Punkt 3.4) ist in diesem Spektrum wegen mit 100 GHz zu grober Auflösung des Scans nicht möglich. Die nicht aufgelösten Absorptionslinien resultieren in einer gewissen Hintergrundmodulation.

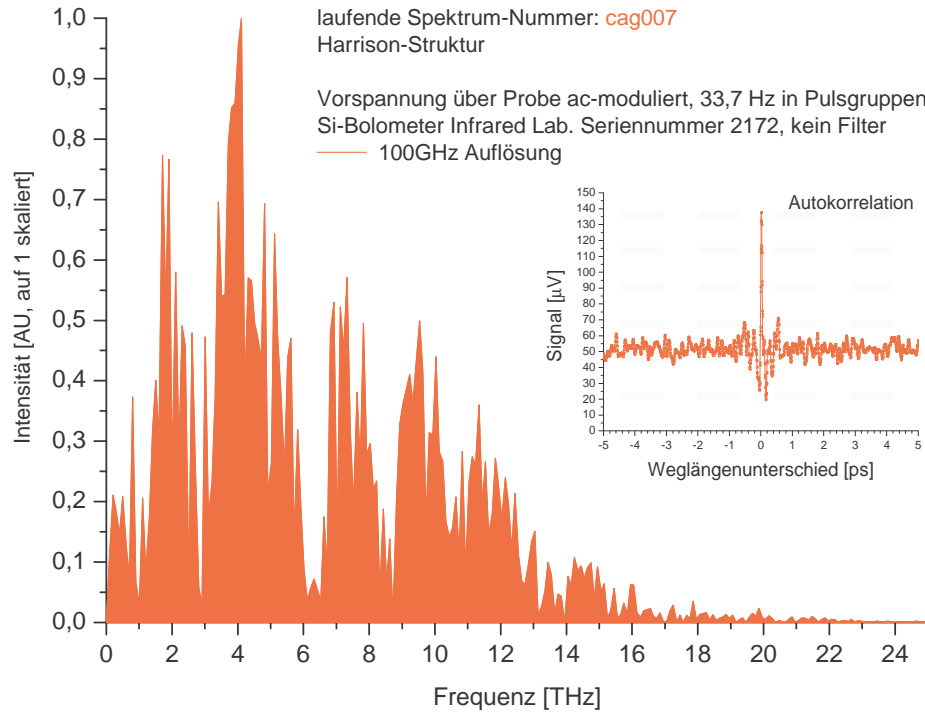


Abbildung 6.6: Spektrum der Harrison- und Soref-Probe, angesteuert durch 33,7 Hz Pulsgruppen.

In Abb. 6.8 wird das beobachtete Spektrum mit dem berechneten Spektrum eines schwarzen Strahlers verglichen. Hier wird die ursprüngliche Auflösung des beobachteten Spektrums von 100 GHz auf 0,5 THz heraufgesetzt, um das Aussehen des Gesamtspektrums leichter erfassen zu können. Die spektrale Dichte eines schwarzen Strahlers ist durch

$$\varrho(\nu, T) d\nu \sim \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu \quad (6.1)$$

gegeben [40]. Hier kann man annehmen, dass das beobachtete Maximum bei 4 THz auch das Maximum des Spektrums des schwarzen Strahlers ist. Dies ergibt nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz für das Maximum ν_m der schwarzen Strahlungsdichte [40]

$$\nu_m = \frac{2,82 k}{h} T \quad (6.2)$$

eine Temperatur von 67 K.

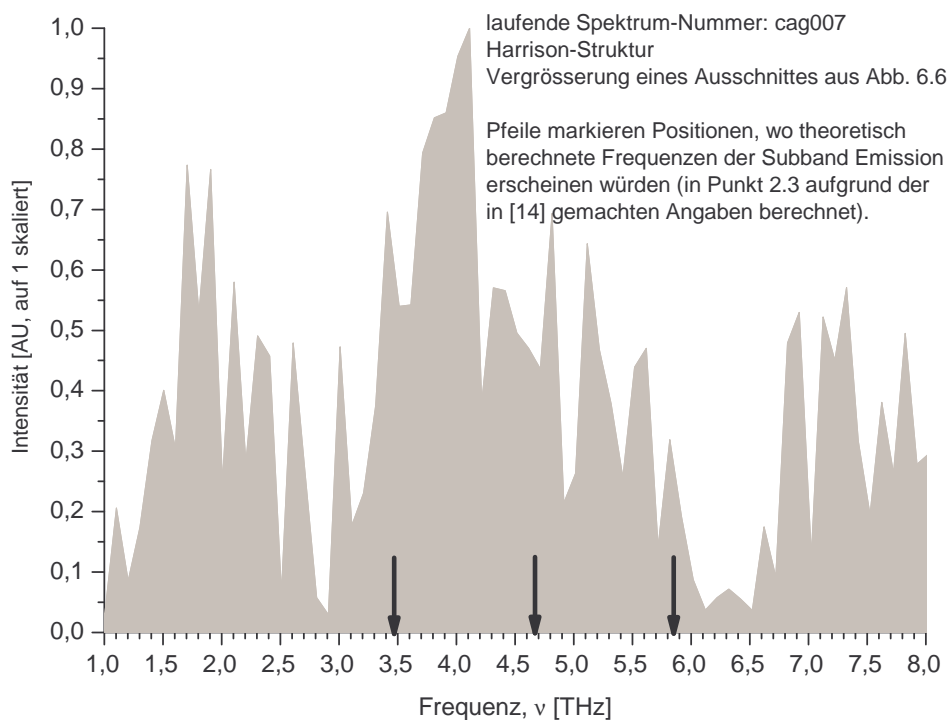


Abbildung 6.7: Darstellung der theoretischen Vorhersage der THz Emission.

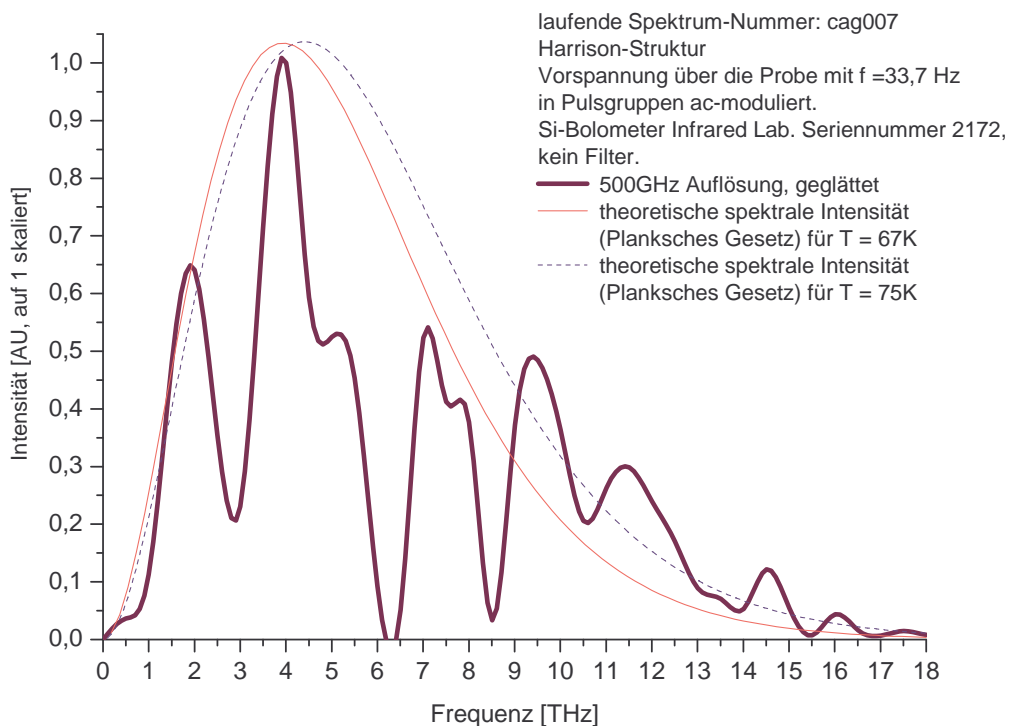


Abbildung 6.8: Vergleich des aufgenommenen Spektrums mit dem theoretischen Spektrum eines schwarzen Strahlers (6.1).

Oder man kann annehmen, dass das wahre Maximum des Spektrums des schwarzen Strahlers wegen Wasserabsorption nicht als Maximum des beobachteten Spektrums in Erscheinung tritt, und versucht die schwarze Spektraldichte (Gleichung (6.1)) an die sechs höchsten Punkte des beobachteten Spektrums unter Variation der Temperatur als Parameter anzupassen. Als Ergebnis erhält man $T = 75$ K. Für beide Temperaturen (67 K und 75 K) ist der Verlauf der schwarzen Spektraldichte gegenüber dem beobachteten Spektrum in Abb. 6.8 dargestellt. Es soll an dieser Stelle nicht spekuliert werden, welche Temperatur besser zum beobachteten Spektrum passt, sondern der Bereich von 60 bis 80 K als Fehlerbalken des Fits angenommen werden. Es lässt sich feststellen, dass eine Temperatur der Leitungselektronen in diesem Bereich realistisch ist. Hirakawa et al. berichten über thermische Emission des zwei-dimensionalen Elektronen-Gases (2DEG) in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ Heterostrukturen in diesem Temperaturbereich [41].

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass in Abb. 6.8 (von Wasserabsorption der Laborluft abgesehen, der die Einbrüche in Spektrum zuzuschreiben sind) eine gute Übereinstimmung des Spektrums eines schwarzen Strahlers mit dem beobachteten Spektrum besteht, während Abb. 6.7 keine sich besonders stark vom thermischen Hintergrund abhebende Emission zeigt. Der globale Verlauf des Spektrums ist ein starkes Indiz dafür, dass es sich bei der beobachteten THz-Emission es sich um thermische Emission handelt.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der bolometrischen Charakterisierung der Elektrolumineszenz in einem GaAs/AlGaAs-Übergitter. Das Bauelement basiert auf einem Vorschlag von Harrison und Soref. Ihm liegt ein neuartiges 4-Niveau Schema zu Grunde, das prinzipiell eine hohe THz-Verstärkung verspricht. Um den Nachweis dieser Strahlung zu führen, wurden zahlreiche experimentelle Hürden genommen.

- Es wurde ein FTIR-Spektrometer aufgebaut. Der Aufbau wurde hinsichtlich eines für den THz-Bereich geeigneten Strahlteilers optimiert und an Wasserabsorptionslinien geeicht.
- Ein vorhandenes Si-Bolometer wurde in Bezug auf Sensitivität, Rauschen und NEP (Signal-zu-Rauschen-Verhältnis) charakterisiert.
 - Dazu wurden Strom-Spannungs-Kennlinien des aktiven Elements aufgenommen und daraus die elektrische Sensitivität des aktiven Elements bestimmt.
 - Ferner wurde die optische Systemsensitivität des Bolometers unter Verwendung einer externen Strahlungsquelle an einem bekannten Gerät geeicht. (Die zuletzt erwähnte Information war auch über den Rahmen des Forschungsvorhabens hinaus von Nutzen, und zwar bei der Abschätzung der Leistung der Abstrahlung von THz-Dipolantennen.)
 - Es wurden wertvolle Einsichten über den Anteil verschiedener Rauschquellen, die bei bolometrischer Detektion eine Rolle spielen, gewonnen.
 - Letztlich wurde die absolute System-NEP des Si-Bolometers für Frequenzen der Signalmodulation zwischen 5 und 10 000 Hz vermessen.
- Es wurde ein Verfahren zur Strukturierung der MBE-gewachsenen Proben und der Kontaktierung sehr dünner vergrabener Kontaktschichten realisiert. Dieses Verfahren setzte Photolithografie und chemisches Ätzen ein, wozu laufende Messung der Stufentiefe notwendig war. Am Schluß wurde die Probe zwecks ohmscher Kontaktierung thermisch behandelt.

- Schließlich wurde eine spezielle GaAs/AlGaAs-Halbleiter-Übergitterstruktur auf Inter-Subband-Emission hin untersucht. Im beobachteten THz-Spektrum überwog eindeutig die thermische Emission, wie durch Vergleich mit dem Planckschen Spektrum eines schwarzen Strahlers gezeigt wurde. Anpassung mit der Planckschen Formel ergab eine Temperatur der Leitungselektronen des Übergitters zwischen 60 und 80 K. Die niedrige (oder abwesende) Inter-Subband-Emission ist ein Thema, das weiterer Klärung bedarf und in Zukunft verfolgt werden sollte.

Literaturverzeichnis

- [1] S. Brandt und H. D. Dahmen: *Elektrodynamik: Eine Einführung in Experiment und Theorie*. Springer, 3. Auflage, 1997.
- [2] F. G. Bass and A. P. Teterov: *High-frequency phenomena in semiconductor superlattices*. Physics Reports, 140(5):238, 1986.
- [3] L. Keldysh: *Effect of ultrasonics on the electron spectrum of crystals*. Sov. Phys. - Solid State, 4:1658, 1963.
- [4] L. Esaki and R. Tsu: *Superlattice and negative differential conductivity in semiconductor*. IBM J. Res. Develop., 14:61, 1970.
- [5] M. Henini: *Molecular beam epitaxy: from research to manufacturing*. Thin Solid Films, 306:331, 1997.
- [6] G. Bastard: *Heterostructures and superlattices, semiconductor*. Encyclopedia of Applied Physics, 7:477, 1993.
- [7] A. Ya. Shik: *Superlattices - periodic semiconductor structures (review)*. Soviet Physics Semiconductors, 8(10):1195, 1975.
- [8] L. A. Banyai: *Einführung in die Festkörpertheorie*. (Vorlesungsskript), 2002.
- [9] R. Loudon: *The quantum theory of light*. Oxford University Press, 2. edition, 1983.
- [10] P. Harrison: *Quantum Wells, Wires and Dots: Theoretical and computational physics*. John Wiley and Sons, 1999.
- [11] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. Beere, E. Linfeld, A. Davies, D. Ritchie, R. Iotti, and F. Rossi: *Terahertz semiconductor-heterostructure laser*. Nature, 417:156, 2002.
- [12] R. F. Kazarinov and R. A. Suris: *Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor superlattice*. Sov. Phys. Semiconductors, (5):707, 1971.

-
- [13] R. F. Kazarinov and R. A. Suris: *Electric and electromagnetic properties of semiconductors with a superlattice*. Sov. Phys. Semiconductors, (6):120, 1972.
- [14] P. Harrison and R. Soref: *Population-inversion and gain estimates for a semiconductor taser*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 37(1):153, 2001.
- [15] L. L. Bonilla, J. Galan, J. A. Cuesta, F. C. Martinez, and J. M. Molera: *Dynamics of electric-field domains and oscillations of the photocurrent in a simple superlattice model*. Physical Review B, 50(12):8644, 1994.
- [16] M. Born and E. Wolf: *Principle of Optics*. Cambridge University Press, 7. edition, 1999.
- [17] N. Wiener. Acta Math., 55:117, 1930.
- [18] A. Khintchine. Math. Ann., 109:604, 1934.
- [19] J. Strong and G. Vanasse: *Interferometric spectroscopy in the far infrared*. Journal of the Optical Society of America, 49(9):844, 1959.
- [20] E. Hecht: *Optics*. Addison-Wesley, 3. edition, 1998.
- [21] B. Xu: *Development of Intersubband Terahertz Lasers Using Multiple Quantum Well Structures*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1998.
- [22] R. T. Hall, D. Vrabec, and J. M. Dowling: *A high-resolution, far infrared double-beam lamellar grating interferometer*. Applied Optics, 5(7):1147, 1966.
- [23] H. Quast: *Untersuchung photokonduktiver Emittter zur Erzeugung von Dauerstrich THz-Strahlung*. Diplomarbeit, Johann-Wolfgang-Goethe Universität, Frankfurt am Main, Juli 2001.
- [24] E. V. Loewenstein: *Optical properties of sapphire in the far infrared*. Journal of the Optical Society of America, 51(1):108, 1961.
- [25] D. R. Lide and H. P. Frederiske: *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, 77. edition, 1996 - 1997.
- [26] R. C. Jones: *The general theory of bolometer performance*. Journal of the Optical Society of America, 43(1):1, January 1953.
- [27] P. L. Richards: *Bolometers for infrared and millimeter waves*. Journal of Applied Physics, 46(1):1, July 1994.

- [28] A. L. Efros and B. I. Schklovskii: *Electronic Properties of Doped Semiconductors*. Springer, New York, 1984. p. 202.
- [29] <http://josephson.terahertz.co.uk/QMCI/SIBOLO.HTM>.
- [30] S. Verghese, K. A. McIntosh, and E. R. Brown: *Highly tunable fiber-coupled photomixers with coherent terahertz outputpower*. IEEE Transactions on microwave theory and techniques, 45(8):1305, August 1997.
- [31] R. van Zyl, W. Perold, and R. Botha: *The gunn-diode: Fundamentals and fabrication*. In *IEEE AP/MTTTS - 98*. University of Cape Town.
- [32] A. van der Ziel: *Noise in Measurement*. Wiley and Sons, New York, 1976.
- [33] J. Johnson: *The schottky effect in low frequency circuits*. Physical Review, 26:71, 1925.
- [34] A. Lisauskas: *Electrical Noise in Colossal Magnetoresistors and Ferroelectrics*. PhD thesis, Kungliga Tekniska Högskolan (Royal Institute of Technology), SE-164 40 Kista, Sweden, 2001.
- [35] L. Landau and E. Lifshic: *Teoreticheskaja fizika V, Statisticheskaja fizika (Statistical physics)*. Nauka, Moskva, 3. edition, 1976.
- [36] J. C. Lesurf: *Information and Measurement*. IOP Publishing, 2. edition, 2001.
- [37] J. Singh: *Semiconductor Devices, Basic Principles*. John Wiley and Sons, 1. edition, 2001.
- [38] H. M. Heiliger: *Entwicklung von ultraschnellen Photoschaltern und Höchstfrequenzcharakterisierung von Mikrowellenbauelementen mittels photokonduktiver Messtechnik*. Diplomarbeit, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule, Institut für Halbleitertechnik, Aachen, Dezember 1993.
- [39] R. Sachs: *Mikrostrukturierung von THz-Antennen und Erzeugung Ohmscher Kontakte*. Diplomarbeit, Johann-Wolfgang-Goethe Universität, Frankfurt am Main, März 1999.
- [40] H. Vogel: *Gerthsen Physik*. Springer Verlag, 20. Auflage, 1999.
- [41] K. Hirakawa, M. Grayson, D. C. Tsui, and C. Kurdak: *Blackbody radiation from hot two-dimensional electrons in AlGaAs/GaAs heterojunctions*. Physical Review B, 47(24):651, 1993.

Anhang A

Vorsichtsmassnahmen bei Umgang mit kalten Gasen

A.1 Sicherheitscheckliste für das Kühlen mit flüssigen Stickstoff/ flüssigen Helium

Da die Arbeitstemperatur des detektierenden Bolometer Elements bei Siedetemperatur des Heliums liegt, ist ein aufwendiges Kühlen mit flüssigen Gasen erforderlich. Der Umgang mit flüssigen Gasen verlangt sorgfältige Handhabung und bevor sich eine gewisse Routine einstellt, ist es hilfreich, eine Checkliste für die nicht zu vergessenden Schritte zu haben. Diese sind nachfolgend aufgeführt:

Stickstoff - siedet bei 77 K

Zum Befüllen aus einer Kanne mit verflüssigtem N₂ ist Folgendes zu beachten:

- Einen Teflonschlauch benutzen. Dieser soll gut am Endstück des Flüssigbefüllungs-Ventils aufsitzen.
- Vor dem Befüllen die Tür aufmachen, damit sich in dem Raum, wo sich die Kanne befindet, kein Stickstoff ansammelt. Erstickungsgefahr!
- Während des Abfüllvorgangs muss eine Schutzbrille aufgesetzt werden.
- Kälteschutzhandschuhe schützen vor Verbrennungen an kalten Metalloberflächen.
- Die Kanne nicht unbeaufsichtigt lassen. Wenn alles ordnungsgemäß verläuft, dauert das Befüllen eines nicht vorgekühlten 3-Liter-Stickstofftanks weniger als $\frac{1}{4}$ Stunde.

- Nach Befüllen alle Gegenstände (Handschuhe, Schlauch... etc) wieder an ihren Platz zurückbringen.

Helium - siedet bei 4,2 K

Aus Kostengründen wird das zum Kühlen verwendete Helium zurückgewonnen. Das Helium, das aus den Kühlgefäßen und aus der Heliumkanne verdampft, wird mit Hilfe einer Rückleitung - die dann meistens auch über eine Heliumuhr verfügt - der Rückgewinnungsanlage zugeführt.

Folgende Punkte sind zu beachten:

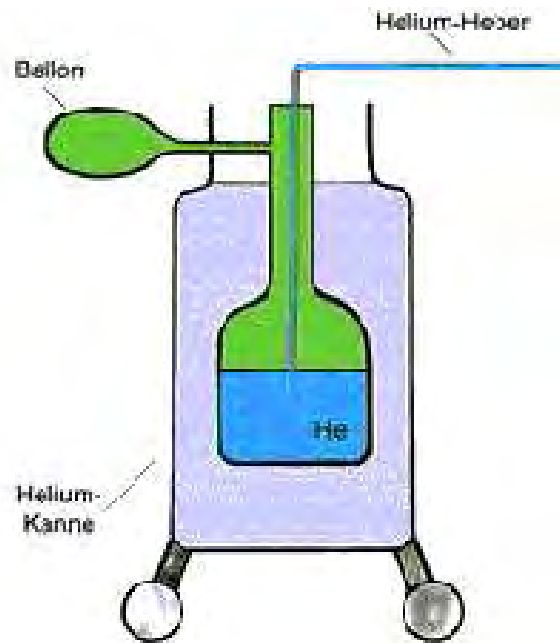
- Heliumstand in der Kanne mit dem dafür vorgesehenen Messstab messen. Heliumkanne nicht unter 20 l abfüllen \Rightarrow siehe auch Sicherheitshinweis zu Heliumkannen.
- Um den zum Befüllen benötigten Überdruck aufzubauen:
 - Rückleitungs- und Ballonventile an der Kanne abschließen.
 - Rückleitung sperren. Es darf keine Luft in das Rückgewinnungssystem gelangen!
 - Ventil am Hals der Heliumkanne öffnen. Es ist darauf zu achten, dass zu diesem Zeitpunkt kein Überdruck an der Kanne besteht. Den Heliumheber vorsichtig versenken, die Druckanzeige nicht über 500 mbar steigen lassen.
 - Kühlgefäß an die Rückleitung anschließen. Heber (Kanne - Kühlgefäß) verbinden - einrasten lassen - fixieren. Rückleitung freigeben.

\Downarrow Befüllen starten. Durchlassmenge durch die Rückleitung mit Hilfe des Nadelventils regeln, am besten mit dem Nadelventil auf der Seite der Kanne.

Sobald das Kühlgefäß Helium annimmt, verringert sich die Durchflussrate des Heliums durch die Rückleitung. Zudem wird die Durchflussrate konstant, d.h. von der Regelung durch das Nadelventil unabhängig. Der optimale Befüll-Überdruck-Bereich ist 300 - 500 mbar. Alternativ zum Druckaufbau mit warmem Heber kann der Druckaufbau mit einer Helium-Gasflasche unter Überdruck erfolgen. Die Flasche ist am Ballonventil anzuschließen. Die Gasflasche muss angekettet sein.

○ Befüllvorgang wie folgt abschließen:

- Kanne an die Rückleitung
- Rückleitung freigeben/ Restdruck abbauen



- Heber rausziehen (Handschuhe!) - versenkt im Heliumbad bildet der Heber eine Wärmebrücke zu Zimmertemperatur!
- Heliumkanne Halsventil absperren/ Ballonventil freigeben

Ende

A.2 Heliumkannen: Sicherheitshinweis

Die Heliumkannen enthalten in einem abgeschlossenen, gut isolierten Behälter eine relativ große Menge an tiefkaltem, flüssigem Helium. Durch Wärmeverluste wird ständig eine kleine Menge Helium verdampft. Das dadurch entstehende Gas entweicht durch Überdruckventile, wodurch die Kanne immer unter leichtem Überdruck steht. Zum Befüllen der Kannen und zur Entnahme von flüssig Helium gibt es Ventile, die direkt mit dem Helium-Vorrat in Verbindung stehen. Verhindern Sie unter allen Umständen, dass größere Mengen von Luft in die Helium-Kanne gelangen. Die Luft kann an den kalten Stellen des Heliumbehälters ausfrieren und dann eventuell die Verbindung vom Helium zu den Überdruckventilen verstopfen. Die Folge wäre ein Anstieg des Druckes im Heliumbehälter und letztlich die Gefahr einer Explosion der Kanne. Durch zu langes Öffnen des Ventils oder durch das Abpumpen der Heliumkanne auf Unterdruck kann Luft eindringen.

Anhang B

Matlab Code für diskrete Fourier-Transformation (Kapitel 3)

```
%Die in einer .dat Datei in zwei Spalten vorliegende Werte und Argumente
%der Autokorrelationsfunktion werden den Variablen "t" und "sig" zugeordnet.
load [Dateiname].dat
t = [Dateiname](:,1)*1e-12;
sig = [Dateiname](:,2);

%Ermittlung des Definitionsbereiches.
tmax = t(sig==max(sig)); t = t-min(t);

%Ermittlung der Auflösung "dnu" und der Bandbreite "dnu*(N/2)" des Spektrums.
trange = range(t);
N = 2^nextpow2(length(t));
dt = trange/(N+1);
dnu = 1/(N*dt);
t1 = (-N/2:N/2-1)*dt;
t1 = t1-min(t1);
nu = (-N/2:N/2-1)*dnu;

%Mittels diskreter Fourier-Transformation wird das Spektrum "signu" aus der
%zuvor interpolierten Autokorrelationsfunktion berechnet.
sig1 = interp1(t,sig,t1);
signu = abs(fftshift(fft(fftshift(sig1))));
```

Anhang C

Geschichte und Motivation zu Kapitel 4 Bolometrie

Dieses Kapitel hätte es von seinem Umfang und seiner Bedeutung verdient, in einen eigenen Abschnitt ausgegliedert zu werden. Doch soll dies aus Gründen des Zusammenhanges der Diplomarbeit nicht getan werden. Die besondere Stellung dieses Kapitels ist damit begründet, dass in der Arbeitsgruppe für Ultrakurzzeitspektroskopie und Terahertz-Physik des Physikalischen Instituts, wo die vorliegende Diplomarbeit entstanden ist, noch nie mit einem Bolometer im THz-Bereich gearbeitet wurde. Deswegen sind die darin dargestellten Überlegungen zur Funktionsweise und Leistungsverhalten von Bolometern von besonderer Bedeutung für die Erfahrung der Arbeitsgruppe und verdienen damit auch besondere Ausführlichkeit.

Zu der Entstehung dieses Kapitels gibt es als Hintergrund eine Vorgeschichte, welche sich anhand der Laborbuchaufzeichnungen rekonstruieren lässt:

Das zur Zeit hauseigene Bolometer der Terahertz Gruppe des Physikalischen Instituts wurde 1995 für das Institut für Halbleiter Technik in Aachen angeschafft. Bei der Wahl des Detektorelements wurde die Entscheidung getroffen, ein Element zu erwerben, dessen Betriebstemperatur bei 1,4 K liegt. Solche niedrige Betriebstemperatur bringt einen spürbaren Gewinn in Signal zu Rauschen Verhältnis. Man ist interessiert, das Rauschen zu reduzieren, wenn es darum geht, schwache Signale zu detektieren, und bei der Abstrahlung von Halbleiter Heterostrukturen handelt es sich um Leistungen in Pikowatt bis Nanowatt Bereich. Man erreicht die 1,4 K im Kryostat, welches als Kältebad für das Detektorelement dient, dadurch, dass man an dem flüssigen Helium, welches als Kühlmittel in diesen Temperaturbereichen eingesetzt wird, pumpt. Durch Abpumpen des He-Gases über der siedenden Flüssigkeit erreicht man infolge der Verdunstungskälte eine Temperatursenkung. Dieses Vorgehen führt

zu deutlich kürzeren Helium Haltezeiten des Kryostats in Vergleich zu Haltezeiten, wenn das Detektorelement bei 4,2 K (Siedetemperatur des flüssigen Heliums) betrieben wird. Es stellte sich auch tatsächlich heraus, dass in der erworbenen Konfiguration die Heliumhaltezeit nur wenige Stunden betrug, und damit für den Laborbetrieb inakzeptabel war. Es wurde beschlossen, die Bolometrie bei 4,2 K zu betreiben, doch weil der finanzielle Spielraum bereits ausgeschöpft war, musste das "1,4 K-Element" gegen das "4,2 K-Element" eigenhändig im Institut ausgetauscht werden und nicht bei dem Hersteller des Bolometers. Ich halte es für möglich, dass diese Aufgabe nicht erfolgreich durchgeführt werden konnte, denn es gibt keine Aufzeichnungen über eine Inbetriebnahme des Bolometers mit dem ausgetauschten "4,2 K Element".

Bei dem Projekt über die THz-Emission aus Halbleiter-Heterostrukturen kam als Detektor nur dieses eine Bolometer in Frage, welches sich jedoch zu Beginn der Einarbeitungszeit in einem verwahrlosten Zustand befand. Es konnte weder das zum Befüllen mit flüssigen Helium erforderliche Schutzvakuum erreicht werden, noch zeigte das Detektorelement für den Betrieb erforderliche nichtlineare Strom-Spannungs-Charakteristik. Das Problem mit schlechtem Schutzvakuum rührte von der Verschmutzung des Kryostaten mit Pumpöl her und konnte durch wiederholte Reinigung der Bestandteile mit Azeton und Isopropanol beseitigt werden. Wegen der auch bei Heliumtemperatur rein ohmschen Kennlinie, musste das Gerät dem Hersteller zur Reparatur zugeschickt werden. Dort wurde das Detektorelement neu montiert und neu verdrahtet. Die beobachtete "schlechte Kennlinie" kann vom Aussetzen des Elements großen mechanischen Spannungen herrühren, als es Versuche gab, den Kryostaten bei unzureichendem Schutzvakuum zu kühlen, aber auch der erwähnte Austausch des Elements kommt bei nicht fachmännischer Durchführung als ursprüngliche Ursache des Problems in Frage. Der erforderliche nichtlineare Verlauf der Strom-Spannungs-Kennlinie, wurde durch die Reparatur wiederhergestellt.

Mit der Inbetriebnahme des nun vom elektrischen Standpunkt und von den kryotechnischen Anforderungen funktionsfähigen Bolometers, stellten sich folgende, für einen sachgerechten Umgang mit dem Instrument wesentliche Fragen:

- Genaue Bedeutung der für das Bolometer aufgeführten Spezifikationen.
- Ob für das tatsächliche Leistungsverhalten des Geräts den aufgeführten Spezifikationen entspricht.
- Ob eine Eichung des Bolometers möglich ist, um die zu detektierende optische Strahlungsleistung quantitativ zu erfassen.
- Und zuletzt ganz allgemein: wird dieses der THz-Gruppe des Physikalischen Instituts

zur Verfügung stehende Bolometer den Anforderungen an das Forschungsvorhaben gerecht?

Um diese Fragen zu beantworten, wurden im Rahmen der zur Verfügung stehenden Möglichkeiten außer Tests an unserem Bolometer (Infrared Laboratories, Seriennummer 2172) eine Reihe von vergleichenden Tests an anderen Detektoren durchgeführt. Zur Verfügung standen noch ein anderer Si-Bolometer der Firma Infrared Laboratories (Seriennummer 2974) und ein InSb-Bolometer der Firma QMC Instruments (Seriennummer 1201).

Anhang D

LabView Code zu Sensitivitätsmessungen (Kapitel 4)

Folgender Pseudo-Algorithmus wird in dem in Abb. D.1 dargestellten LabView Diagramm verwirklicht:

1. Initialisiere den seriellen Port (egg_in.vi).
2. Berechne auf logarithmischer Skala die Frequenzintervalle zwischen der Anfangsfrequenz a und der Endfrequenz b .

Es ist $b = a x^N$, wobei N die Anzahl der Schritte der Messung ist.

Folglich berechnet sich der Faktor x für die Folge der Frequenzen zu

$$x = \sqrt[N]{\frac{b}{a}}$$

3. Meßschleife:
 - (a) Multipliziere die aktuelle Frequenz mit dem Faktor x .
 - (b) Sende mit egg_rw.vi die einzustellende Referenzfrequenz an den EGG Lock-In Verstärker mit dem Befehl "OF.[Frequenz]".
 - (c) Warte 200 ms (wegen langsamer Kommunikation über den seriellen Port).
 - (d) Lese das Ergebnis der Messung (mit "MAG." für Amplitude des Signals bzw. mit "NHZ." für Amplitude des Rauschens) aus.
4. Bedingung für den Abbruch der Schleife:
Anzahl der durchlaufenen Zyklen $>$ Anzahl der Intervalle, $N - 1$.
5. Schreibe die in einem Buffer gespeicherten Daten in eine Datei.

responsivity.vi

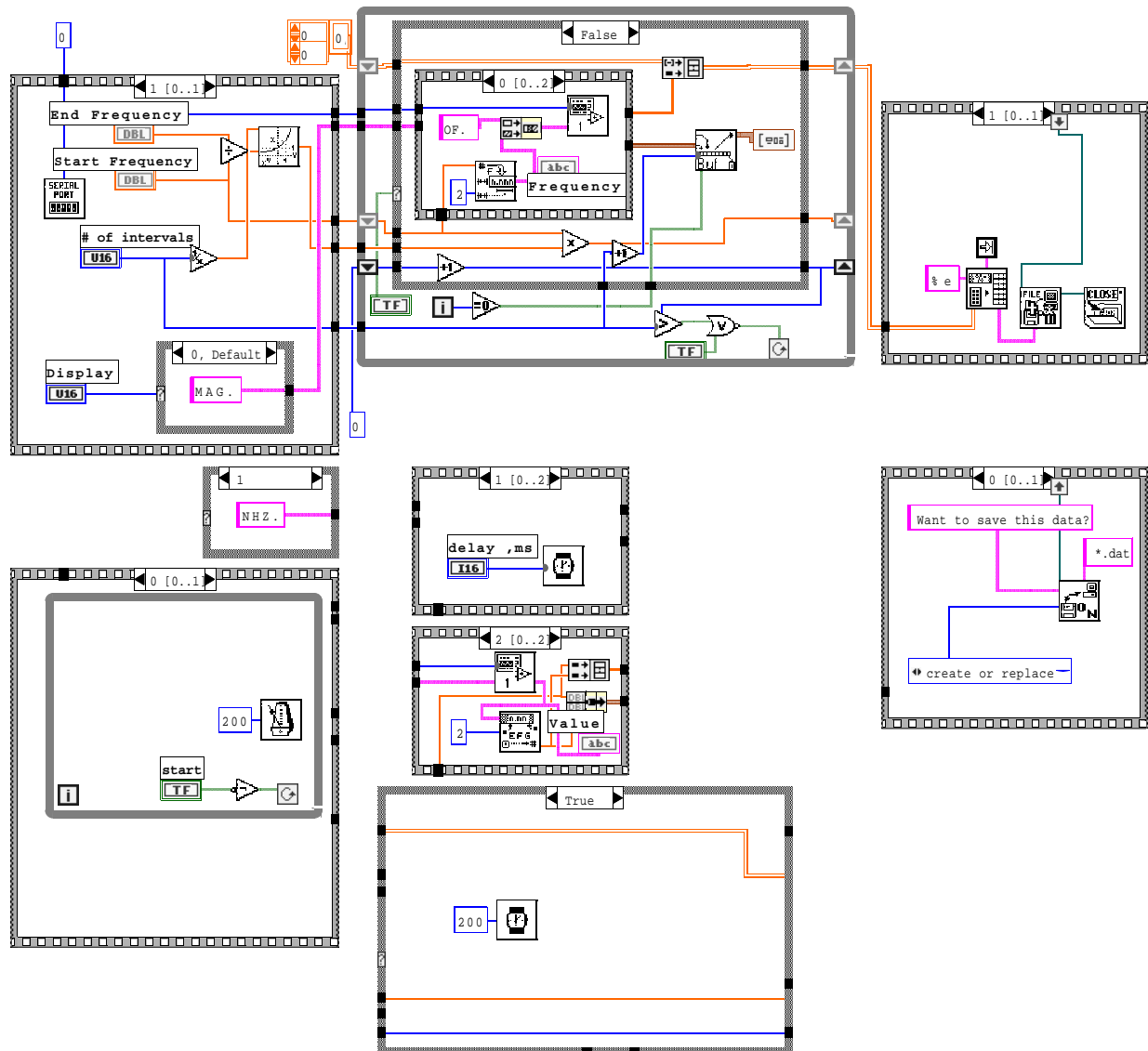


Abbildung D.1: Diagramm des zur Kontrolle des Rechners bei Sensitivität- und Rauschmessungen (Kapitel 4) verwendeten LabView Programms.

Danksagung

All denen, die mich auf dem nicht immer leichten Weg des Physikstudiums unterstützt haben, bin ich zum Dank verpflichtet.

- Ein besonderer Dank an Prof. Hartmut Roskos für das anspruchsvolle und spannende Thema meiner Diplomarbeit, für persönlichen Einsatz bei Engpässen in Labor, sowie nicht zuletzt für den Aufbau einer großen und lebendigen Arbeitsgruppe.
- Prof. E. Mohler und Prof. L. Banyai bin ich für wertvolle Diskussionen sehr verbunden.
- Herrn Robert Sachs schulde ich Dank für Betreuung und Anleitung zum wissenschaftlichen Arbeiten.
- Herrn Alvidas Lisauskas verdanke ich Einsichten in die Kunst der rauscharmen Messungen.
- Von den anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe möchte ich mich bedanken: Bei Kai Rönneburg für Systemadministrierung, Anleitung zum Netzwerkverlegen, sowie Vereitelung von Heliumkannenexplosionen; bei Mark Thomson für Inspiration zum nichtlinearen Denken; bei Thortsen Löffler für LabView-Management.
- Bei technischen Personal: bei Herrn Rapphahn für Nachschub an He-Sprengstoff; bei Herrn Klug und Herrn Abt für Kurzweile im Reinraum; sowie bei Herrn Hassenpflug stellvertretend für die ganze Mannschaft der mechanischen Werkstatt für exzellente Arbeit.
- Bei Icksoon Park von Halbleiter Optik Gruppe der TU-Darmstadt für die Entbehrung des Infrared Laboratories Si-Bolometers und bei Vladimir Paschenko aus der Gruppe von Prof. Lang für das QMC InSb-Bolometer.
- Und bei anderen Leuten: Bei meinen Vertrauensdozenten Herrn Lobsien und Herrn Hensen für Betreuung außerhalb des Studiums; bei Herrn Karabey für die Nachsicht

wegen der Verspätungen zu den Tanzstunden; bei meinen Freunden im Wohnheim Tanya, Xenia, Tonya, Andrej und Sergej für unermüdliche Ablenkung.

- Was meinen Lebenslauf vor der Zeit im Physikalischen Institut betrifft, so möchte ich meinen ersten Lehrern danken, die mir noch im Grundstudium an der Universität-GH-Siegen eine Begeisterung und Motivation für das Fach vermittelten, die bis in das Hauptstudium hineinreichte und ohne welche dem ganzen Unterfangen ein stilles Scheitern drohen würde. Vor allem Herrn Prof. Hans Dieter Dahmen und Herrn Prof. Claus Grupen. Ferner Prof. Brandt, Prof. Titel, Prof. Holtzwarth, Prof. Marculescu, Prof. Fließbach, Prof. Schiller, Prof. Delvos und Dr. Overhagen.
- Ich bedanke mich bei Prof. Mike Glazer und Dr. Morten Geday, die mich im verstaubten Kristallografie Labor der Oxford University nicht alleine ließen.
- Ein sehr persönlicher Dank geht separat an meine Eltern Vladimir und Larissa Mialitsin.
- Ein herzliches Danke an Venera.