

# **Untersuchung photokonduktiver Emitter zur Erzeugung von Dauerstrich THz-Strahlung**

Holger Quast

Diplomarbeit

Juli 2001

Physikalisches Institut  
der Johann Wolfgang Goethe-Universität  
Frankfurt am Main



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung und Stand der Technik</b>	<b>5</b>
1.1. Stand der Technik . . . . .	6
<b>2. Physikalische Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1. Photomischen . . . . .	11
2.1.1. Ladungsträger- und Photostromerzeugung . . . . .	11
2.1.2. Einflüsse auf den Photostrom . . . . .	16
2.1.3. Das Mischerelement . . . . .	23
2.2. Antennen . . . . .	26
2.2.1. Abstrahlung von Antennen . . . . .	26
2.2.2. Dipole . . . . .	32
2.2.3. Patch-Antennen . . . . .	38
2.3. Zusammenhang Photostrom und Antennenstrom . . . . .	44
<b>3. Experimentelle Durchführung und Ziele</b>	<b>47</b>
3.1. Ziele . . . . .	47
3.2. Lasersystem . . . . .	47
3.3. Antennenmessplatz . . . . .	50
3.4. Antennenkontaktierung . . . . .	53
3.5. Aufbau eines FTIR-Spektrometers . . . . .	54
3.5.1. Funktionsweise eines Michelson-Interferometers . . . . .	54
3.5.2. Auflösungsvermögen . . . . .	56
3.5.3. Strahlteiler . . . . .	57
3.5.4. Detektor . . . . .	57
3.5.5. Berechnung der Frequenzen im Signal (FFT) . . . . .	59
3.5.6. Referenzmessung . . . . .	61
3.6. Funktionsweise und Spezifikationen der verwendeten Bolometer . . . . .	63
3.6.1. Silizium-Bolometer . . . . .	65
3.6.2. InSb-Bolometer . . . . .	65
<b>4. Vorstellung der verwendeten Emitterstrukturen</b>	<b>67</b>
4.1. Dipole . . . . .	67
4.1.1. Dipol mit zentraler Vorspannungsleitung ohne Filter . . . . .	67
4.1.2. Dipol mit zentraler Vorspannungsleitung mit Filter . . . . .	72

4.2. Patch Antenne . . . . .	74
4.3. Materialien . . . . .	77
<b>5. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>81</b>
5.1. Aussagekraft der Messergebnisse . . . . .	81
5.1.1. Emittierte Frequenz . . . . .	81
5.1.2. Photostrom . . . . .	83
5.1.3. Verwendung einer Siliziumlinse . . . . .	88
5.1.4. Substratmoden . . . . .	89
5.1.5. Der Antennenmessplatz . . . . .	90
5.1.6. Maximale mögliche optische Leistung und Vorspannung . . . . .	90
5.2. Normierung und Korrekturfaktoren . . . . .	92
5.2.1. Normierung auf Photostrom . . . . .	92
5.2.2. Frequenzgang des Bolometers . . . . .	96
5.2.3. Normierung und Korrektur im Überblick . . . . .	97
5.3. Dipole . . . . .	97
5.3.1. Dipol mit zentraler Vorspannungsleitung ohne Filter . . . . .	97
5.3.2. Dipol mit zentraler Vorspannungsleitung und Filter . . . . .	99
5.3.3. Vergleich Dipol mit und ohne Filter in Vorspannungsleitung . . . . .	101
5.4. Patch-Antenne mit MSM . . . . .	103
5.4.1. Resonanzkurven . . . . .	103
5.4.2. Polarisierung der Abstrahlung . . . . .	107
<b>6. Zusammenfassung</b>	<b>109</b>
<b>A. Abstrahlung elektromagnetischer Wellen</b>	<b>111</b>
A.1. Vektorpotentiale . . . . .	111
A.2. Felder . . . . .	112
<b>B. <math>E</math>-Feld und Leistung eines Schwebungssignales</b>	<b>113</b>
<b>C. Lösung zeitabhängige Ladungsträgerdichte</b>	<b>117</b>
<b>D. Koordinatensystem</b>	<b>121</b>
<b>E. Danksagung</b>	<b>123</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>125</b>

# 1. Einleitung und Stand der Technik

In den letzten fünfzehn Jahren gab es eine beeindruckende technologische Entwicklung hinsichtlich Erzeugung und Detektion von THz- bzw. Ferninfraroter Strahlung<sup>1</sup>. Nach der anfänglichen rein wissenschaftlich orientierten Entwicklung entstand bald auch eine Fokussierung auf mögliche Anwendungen nicht nur in wissenschaftlichen Bereichen wie der Festkörperphysik, der Astronomie oder der Chemie, sondern auch für kommerzielle Anwendungen im Bereich medizinischer Bildgebung oder Höchsthfrequenzkommunikation [8, 9, 10].

Im Rahmen medizinischer Bildgebung wird z.Zt. vor allem das Ziel verfolgt, Hautkrebs zu diagnostizieren, so daß kranke und nicht nur verdächtige Bereiche chirurgisch entfernt werden. THz-Strahlung ist aufgrund der niedrigen Photonenenergie nicht ionisierend. Technologietreiber für Dauerstrich- bzw. CW<sup>2</sup>-THz-Systeme ist zur Zeit aber vor allem der Wunsch, Lokaloszillatoren für die Radioastronomie zu bauen [29].

Der Fortschritt in der THz-Optoelektronik lag vor allem in der neuaufgekommenen Möglichkeit zur Generation und Detektion mit optischen<sup>3</sup> Femtosekunden-Pulsen. Diese Technologie ermöglicht die Generation und Detektion bei Raumtemperatur von Frequenzen von einigen GHz bis mehreren THz, wobei durch die Synchronisation über die Laserquelle eine Detektion sowohl der Phase als auch der Amplitude des elektrischen Feldes möglich ist. Mit elektrisch getriebenen Quellen ist dieser Frequenzbereich aus heutiger Sicht nicht mehr oder zumindest nicht mehr effizient zu erreichen.

Die Kosten für ein Femtosekunden Lasersystem sind allerdings hoch und werden sich voraussichtlich auch nicht signifikant verringern. Ebenfalls werden bei einem gepulsten System alle Frequenzen gleichzeitig erzeugt und detektiert, so daß die Frequenzauflösung nur über die Durchführung einer Fourier Transformation zu erreichen ist.

Eine Alternative ist die Generation und Detektion von CW-THz-Strahlung unter Verwendung zweier CW-Laserfarben. Hierbei werden die beiden Laserfarben überlagert und mit Hilfe eines geeigneten photokonduktiven Materials die Differenzfrequenz im THz-Bereich erzeugt. Dies wird als Photomischen<sup>4</sup> bezeichnet. Als Laser können dann günstige

---

<sup>1</sup>genauer: elektromagnetische Strahlung im THz-Frequenzbereich

<sup>2</sup>”CW” steht für *engl.: Current Wave* und bedeutet Dauerstrichstrahlung. In dieser Arbeit wird wie in der Arbeitsgruppe üblich immer der Begriff CW verwendet.

<sup>3</sup>Der Begriff ”optisch” wird in dieser Arbeit ausschließlich für EM-Strahlung im für Menschen sichtbaren Bereich verwendet.

<sup>4</sup>Frequenzmischen eines Signals mit einem definierten anderen  $E$ -Feld mit dem Ziel dadurch eine günstigere, d.h. meist niedrigere oder rauschärmere, Frequenz zu erreichen, um so eine bessere Messung des Signals zu ermöglichen, wird als heterodyne Detektion bezeichnet ([to/] heterodyn, *engl.:* [überlagern/] die Überlagerung; heterodyne = überlagert) ([27], S. 411). Im vorliegenden Fall wird das Frequenzmischen allerdings zur Emission genutzt. Dies wird als ”heterodyne conversion” bezeichnet [1].

und kompakte Diodenlaser verwendet werden [7, 12]. Durch die einstellbare Differenzfrequenz ist die Begrenzung der Frequenzauflösung nicht durch die Länge der Verzögerungsstrecke sondern durch die Linienbreite der verwendeten Laser begrenzt. Die spektrale Intensität und dadurch das Signal-Rausch Verhältnis bei der Betrachtung einer Frequenz sollte ebenfalls höher sein, da die Energie anders als beim Puls nicht über ein Frequenzspektrum verteilt ist, und in einer einzigen Frequenz steckt. Allerdings ist die absolute emittierte CW-THz-Leistung für die meisten Anwendungen zur Zeit nicht hoch genug.

In dieser Arbeit werden photokonduktive Emittter<sup>5</sup> zur optoelektronischen Erzeugung von CW-THz-Strahlung durch Frequenzmischen vorgestellt und getestet. Der Fokus dieser Arbeit liegt auf der Darstellung der grundsätzlichen Funktionsweise mit dem Ziel die Grundlage für die Entwicklung leistungsstärkerer Emittter zu legen.

Der aktuelle Stand der Forschung hinsichtlich Erzeugung und Detektion von CW-THz-Strahlung wird im folgenden Abschnitt dargelegt.

### 1.1. Stand der Technik

Entscheidend für die Verwendung von CW-THz-Strahlung als Ersatz für gepulste Systeme ist eine ebenfalls bei Raumtemperatur stattfindende, verlässliche und kalibrierbare Detektionsmöglichkeit. Bis 1998 wurde CW-THz-Strahlung nur mit Helium-gekühlten Bolometern detektiert. Standardmäßige, bei Pulssystemen verwendete, photokonduktive oder elektrooptische Detektionsverfahren, schienen aus einer Vielzahl von Gründen nicht im CW-Bereich einsetzbar. Einer der Gründe für diese Annahme war, daß die Basis der photokonduktiven Detektion auf einer Rauschunterdrückung nur durch kurzzeitige optische Freischaltung der Detektionsantenne beruht. Da bei optischer CW-Anregung praktisch eine ständige Beleuchtung der Antenne stattfindet, war es um so überraschender als Verghese *et al.* am MIT nicht nur funktionierende, sondern sogar effiziente photokonduktive CW-Detektion bis über 2 THz zeigten [39]. Das Signal-zu-Rausch Verhältnis war besser als 100:1 bis 600 GHz und 3:1 bei 2 THz. Die Autoren treffen bei einem Vergleich zu Pulssystemen die Aussage, daß die CW-Leistung in jedem 1 MHz Band  $10^4$  mal so groß ist als in einem Pulssystem. Der Hauptgrund für die Möglichkeit dieser Art von CW-THz-Detektion liegt darin, daß wie beim Pulssystem das elektrische Feld und nicht die Intensitäten gemessen werden. Die zeitliche Mittelung der schmalbandigen Detektion führt dann zu einer Auslöschung der Rauschanteile mit wechselndem Vorzeichen.

Elektrooptische Detektion von CW-THz-Strahlung wurde von Nahata *et al.* ebenfalls gezeigt [11]. Es konnten Signale bis 1.3 THz mit einem maximalen Signal-zu-Rausch Verhältnis von 100:1 bei 500 GHz detektiert werden. Gerade eine Weiterentwicklung der elektrooptischen Detektion verspricht einen großen Spielraum zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch Verhältnisses.

Die grundsätzliche Möglichkeit dieser Detektionsverfahren bei Raumtemperatur mit ausreichend hohem Signal-Rausch-Verhältnis in Zusammenhang mit der hohen spektralen Leistung ist ein bedeutender Schritt zu einem finanzierbaren wissenschaftlichen wie kommerziellen Einsatz von CW-THz-Systemen.

---

<sup>5</sup>Emittter: Photomischer (Kap. 2) plus Antennenstruktur einschließlich Zuleitungssystem (Kap. 2.2)

Als Emitter werden Antennenstrukturen mit einem Photomischerelement verwendet. Neben einfachen Dipolen werden auch Slotantennen [14] und Breitbandantennen wie Spiral- [41] oder Bow-tie-Antennen [13] verwendet<sup>6</sup>. Neuere Antennenstrukturen versuchen auch die Abstrahlcharakteristik zu verbessern, indem symmetrische Strukturen wie nebeneinander liegende Dipole oder Slots, sogenannte Doppel-Dipole bzw. Doppel-Slots, verwendet werden [14]. Diese Antennen werden durch eine Mischerstruktur zwischen den Antennen über eine Zuleitung getrieben und erreichen die bisher maximale generierte Leistung eines CW-THz-Systems mit  $1\mu\text{W}$  bei 1 THz [14]. Die kleinste erreichte Linienbreite liegt unter 1 MHz [12].

Als neue Mischerform werden z.Zt. sogenannte "Travelling Wave"-Mischer untersucht. Bei diesen wird die optische Leistung über einen größeren Bereich verteilt. Ein Ansatz ist es, die optischen Farben in einem Wellenleiter zu führen und über eine lange Strecke in das darüber liegende LT-GaAs einzukoppeln. Die entstehende THz-Welle wird in einem auf der LT-GaAs Schicht aufgetragenen planaren Wellenleiter geführt und in eine Dipolantenne eingekoppelt. Die notwendige Phasen Anpassung zwischen optischer Welle und THz Welle wird durch ein geeignetes Design des THz-Wellenleiters erreicht [23]. Ein anderer Ansatz wird von einer Gruppe am CalTech/JPL verfolgt [15]. Die Phasen Anpassung wird hier über ein sich mit richtiger Geschwindigkeit fortbewegendes Interferenzstreifenmuster erreicht. Das sich fortbewegende Interferenzstreifenmuster wird durch eine Verkippung der beiden optischen Farben zueinander erreicht. Bei einer optischen Leistung von 300 mW wurden emittierte Leistungen von  $1\mu\text{W}$  erreicht. Durch eine Verbesserung der Effizienz scheinen emittierte Leistungen von  $10\mu\text{W}$  möglich.

Die bisher erreichte emittierte Leistung ist für viele Anwendungen noch nicht hoch genug. Neben einer Weiterentwicklung der Detektion ist somit die generierte Leistung für einen anwendungsorientierten Einsatz massiv zu erhöhen.

---

<sup>6</sup>Eine Beschreibung der Antennenstrukturen findet sich neben den angegebenen Veröffentlichungen in [3].



## 2. Physikalische Grundlagen

Um eine elektromagnetische Welle zu erzeugen ist eine zeitliche Änderung der Stromdichte notwendig. Wie die Lösung der Maxwell-Gleichungen zeigt, oszilliert das abgestrahlte elektrische Feld  $E$  einer mit Frequenz  $\omega$  oszillierenden Stromdichte  $J$  ebenfalls mit der Frequenz  $\omega$ . Um die gewünschte elektromagnetische Strahlung im THz-Frequenzbereich zu erzeugen, ist somit eine Stromdichte-Modulation im THz-Bereich notwendig. Wie in der Einleitung angesprochen ist dies möglich durch *kurzzeitige* Erzeugung von Ladungsträgern in einem elektrischen Feld mit Hilfe eines optischen Pulses *geeigneter* (Puls-)Länge oder durch *periodische* Erzeugung von Ladungsträgern in einem elektrischen Feld durch Überlagerung zweier optischer CW-Strahlen (Frequenzmischen bzw. *im englischen*: heterodyne conversion) in einem *geeigneten Material*. In dieser Arbeit wird nur die Erzeugung durch Frequenzmischen besprochen.

Halbleiter können optische Photonen absorbieren, so daß Elektronen mit Hilfe der absorbierten Energie eines Photons in das Leitungsband hinein angeregt werden. Die Energie des Photons muß hierzu ausreichend groß sein. Gleichzeitig bedeutet dies die "Entstehung" eines Loches im Valenzband. Sowohl die Elektronen im Leitungsband als auch die Löcher im Valenzband tragen zur Leitfähigkeit bei. Dies wird als Photokonduktivität (bzw. Photoleitfähigkeit) bezeichnet. Existiert im Halbleiter ein von außen angelegtes oder intrinsisches elektrisches Feld, so entsteht ein Strom, der in diesem Zusammenhang als Photostrom bezeichnet wird [16].

Die Leitfähigkeit und somit der Photostrom sind proportional zur Anzahl der Elektronen und Löcher. Die Anzahl der Elektronen-Loch-Paare (genauer: die Wahrscheinlichkeit der Entstehung) ist proportional zur optischen Leistung [1, 16].

Bei Überlagerung zweier elektromagnetischer Wellen mit leicht unterschiedlicher Frequenz  $f_1$  bzw.  $f_2$  entsteht ein Schwebungssignal. Das entstehende elektrische Feld ( $E$ -Feld) schwingt mit der mittleren Frequenz und ist mit der halben Differenzfrequenz amplitudenmoduliert. Die instantane Intensität  $I(t)$ , also die instantane Leistung pro Fläche  $\frac{P(t)}{A}$ , besteht hingegen aus einem zeitunabhängigen Anteil und der Überlagerung von vier Wellen. Neben den verdoppelten Ausgangsfrequenzen  $2 f_1$  bzw.  $2 f_2$  findet sich eine Welle mit der Summenfrequenz  $f_1 + f_2$  und eine mit der Differenzfrequenz  $f_1 - f_2$ . Die Intensitätsmodulation mit der Differenzfrequenz wird als Schwebung bezeichnet. Näheres hierzu findet sich in Anhang B.

In einem Halbleiter mit photokonduktiven Eigenschaften, die zu einer Modulation der Anzahl der Ladungsträger mit der Differenzfrequenz der eingestrahlten optischen Schwebung, aber nicht zu einer Modulation mit den höheren Frequenzen führt, entsteht bei Anlegen eines elektrischen Feldes ein Photostrom, der mit der Differenzfrequenz moduliert ist. Liegt die Differenzfrequenz im THz-Frequenzbereich, so führt dies zu der Stromdichte-Modulation im gewünschten Frequenzbereich. Näheres hierzu im folgendem Unterkapitel

### 2.1.

Die im Halbleiter entstandene Stromdichtemodulation muß nun durch eine passende (Antennen-)Struktur räumlich so geformt werden, daß die Abstrahlung einer elektromagnetischen Welle (*EM*-Welle) optimiert wird. Eine Antennenstruktur ermöglicht die Erzeugung einer stehenden (Strom-)Welle auf der Metallisierung der Antenne, die durch die optisch angeregte Strommodulation im Material gespeist wird. Dies führt zur Abstrahlung einer elektromagnetischen Welle (*EM*-Welle) im THz-Frequenzbereich. Näheres hierzu im folgenden Unterkapitel 2.2.

Voraussetzung für das Photomischen ist die Verwendung eines Materials bzw. Halbleiters mit geeigneten Eigenschaften. Folgende Materialeigenschaften sind für Frequenzmischen notwendig bzw. zu optimieren:

- Photokonduktivität, d.h.
  - Möglichst hohe und effiziente Ladungsträgererzeugung und somit hohe Absorption der verwendeten optischen CW-Strahlung.
  - Möglichst hohe Ladungsträgermobilität zu Erhöhung des Photostroms
- Passende Ladungsträgerlebenszeit, d.h. passende Dauer in der die erzeugten Ladungsträger zum Strom beitragen, damit bei der gewünschten Frequenz die Amplitude der Oszillation der Ladungsstromdichte möglichst groß wird. Ist die Ladungsträgerlebenszeit zu groß, so wird die Rauschamplitude größer als die Signalamplitude (Näheres zur Ladungsträgerlebenszeit in Kap. 2.1).
- Hohe Durchschlagsspannung, d.h. es ist ein ausreichend hohes elektrisches Feld anlegbar, um durch die Erhöhung der Amplitude des Stromes eine intensivere abgestrahlte *EM*-Welle zu schaffen

Ladungsträgerlebenszeit im Subpikosekundenbereich, vergleichsweise hohe Ladungsträgermobilität (etwa  $200 - 500 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ ) und eine hohe Durchschlagsspannung (Durchschlagfeld größer  $1 \cdot 10^5 \text{ V cm}^{-1}$ ) für Photonenabsorption im Wellenlängenbereich um 800 nm bietet bei niedrigen Temperaturen ( $< 300^\circ \text{C}$ ) gewachsenes GaAs (Low-Temperature-Grown Gallium-Arsenid (LT-GaAs)). Bei diesem wird auf intrinsischem GaAs durch Molekular-Strahl-Epitaxie (MBE<sup>1</sup>) eine wenige Mikrometer dicke LT-GaAs Schicht aufgewachsen.

Der notwendige nichtlineare Effekt, der aus den überlagerten Wellen u.a. eine Welle mit der Differenzfrequenz entstehen läßt, beruht auf der Tatsache, daß die Wahrscheinlichkeit der Ladungsträgererzeugung proportional der Energie bzw. Leistung der optischen Welle, und somit proportional dem Quadrat des elektrischen Feldes ist [28, 16].

---

<sup>1</sup>engl.: *Molecular-Beam-Epitaxy*

## 2.1. Photomischen

### 2.1.1. Ladungsträger- und Photoströmerzeugung

Wie oben erwähnt können Halbleiter optische Photonen absorbieren, d.h. Elektronen werden mit Hilfe der absorbierten Energie eines Photons aus dem Valenzband in das Leitungsband angeregt. Die Energie des Photons muß hierzu mindestens so groß wie die Bandlücke sein.

Die Leitfähigkeit  $\sigma$  ist proportional der Dichte der zum Photostrom beitragenden Ladungsträger und deren Mobilität. Da Elektronen und Löcher gleichermaßen zum Photostrom beitragen, setzt sich die gesamte Leitfähigkeit aus den Leitfähigkeiten für Elektronen und Löcher zusammen [20, 16]:

$$\sigma = e \cdot (\rho_e \mu_e + \rho_h \mu_h) \quad (2.1)$$

wobei  $\rho_e$  die Dichte der Elektronen,  $\rho_h$  die Dichte der Löcher,  $\mu_e$  die Mobilität der Elektronen,  $\mu_h$  die Mobilität der Löcher und  $e = 1,602 \cdot 10^{-19} C$  der Betrag der Elementarladung ist. Alle in dieser Arbeit eingeführten Größen sind in SI Einheiten gehalten.

Obige Gleichung bedeutet, daß die Ladungsträger in dem hier verwendeten Modell erstens auf eine konstante Geschwindigkeit beschleunigt werden und daß zweitens die Zeit  $t_a$  in der dies geschieht, vernachlässigbar gegenüber der Zeit, die die Ladungsträger zum Photostrom beitragen, ist. D.h.  $t_a \ll \tau$ .

Wird an den Halbleiter eine Spannung  $U_{Bias}$ , die sogenannte Vorspannung (*engl.*: Bias-Voltage), und somit ein elektrisches Feld  $E_{Bias}$  angelegt, entsteht durch die optisch erzeugten Ladungsträger ein Photostrom  $I_{photo}$  durch die Fläche  $A_I$  [16]:

$$I_{photo} = \sigma \cdot A_I \cdot E_{Bias} = e \cdot (\rho_e \mu_e + \rho_h \mu_h) \cdot A_I \cdot E_{Bias} \quad (2.2)$$

Die Fläche  $A_I$  ist der differentielle Querschnitt durch den Ladungsträgerfluß. In Zeichnung 2.1 ist dies für eine einfache Geometrie dargestellt. Wie von Yariv in [27], S. 365, dargestellt, induziert der Photostrom  $I_{photo}$  im Halbleiter Ladung auf den metallischen Kontakten. Eine Ladungsänderung auf den Kontakten generiert einen Strom  $I_{ext}$  im angeschlossenen, externen, Schaltkreis. Die Größe der Ladungsträgererzeugung bzw. -änderung und somit  $I_{ext}$ , ist proportional der Amplitude des Photostroms. Bei konstantem Photostrom wird gemäß den Kirchhoffschen Regeln nach einiger Zeit dieser Strom im gesamten geschlossenen Teil des Schaltkreis, also auch im Photoschalter aber nicht in den offenen Enden eines Dipols, fließen, so daß  $I_{photo} = I_{ext}$  gilt.

Bei einem sich ändernden Photostrom beeinflusst die Reaktion vor allem der induktiven und kapazitiven Elemente des Schaltkreises und des Mischers den Strom im externen Schaltkreis. Ein sich zeitlich ändernder Photostrom erzeugt sowohl im geschlossenen Teil als auch in ggf. vorhandenen offenen Endstücken (z.B. Enddipolen) des externen Schaltkreises einen sich zeitlich ändernden Strom.

Der Strom im externen Schaltkreis bedingt auch den Strom  $I_{Ant}$  der sich im Schaltkreis befindenden Antenne. Der Antennenstrom bestimmt Stärke und Richtung der abgestrahlten elektromagnetischen Welle. Eine Beschreibung der Funktionsweise der verwendeten Antennen, vor allem in Abhängigkeit des Stromes, findet sich in Kapitel 2.2. Der Wechselstrom im Schaltkreis und somit in der Antenne ergibt sich nur unter Einbeziehung des

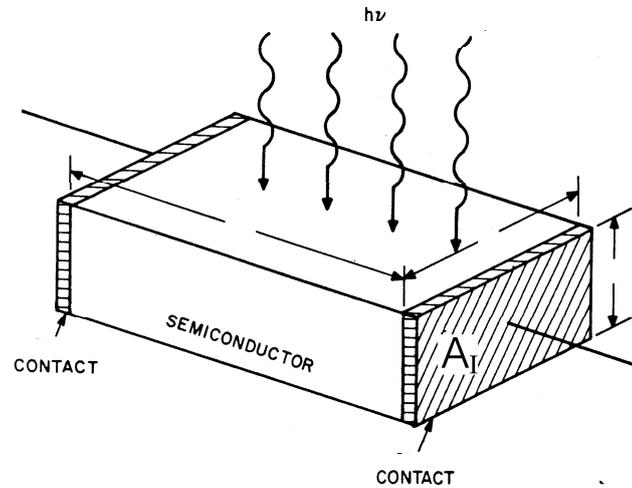


Abbildung 2.1.: Photomischer aus Sze, S. 745 [16]

gesamten Schaltkreises. Die Berechnung ist für alle verwendeten Schaltkreise bzw. Strukturen in Kapitel 2.3 dargestellt. Im folgenden wird nun die Entstehung des Photostromes im Photomischer beschrieben.

Der Photostrom ist gemäß Gleichung 2.2 linear mit der Ladungsträgerdichte verknüpft. Deswegen wird zuerst die zeitabhängige Ladungsträgerdichte bestimmt. Da bei Erzeugung eines Elektrons im Leitungsband immer auch ein Loch im Valenzband entsteht, ist die zeitliche Anzahländerung der Elektronen aufgrund Generation,  $n_{gen,e}$ , gleich der Anzahländerung der Löcher aufgrund Generation,  $n_{gen,h}$ . Deswegen kann die zeitliche Anzahländerung der Ladungsträger aufgrund Generation,  $n_{gen}$ , als Summe von  $n_{gen,e}$  und  $n_{gen,h}$  definiert werden:

$$n_{gen} = n_{gen,e} + n_{gen,h}, \quad \text{wobei } n_{gen,e} = n_{gen,h} = \frac{1}{2}n_{gen} \quad (2.3)$$

Da ebenfalls die Anzahländerung durch Rekombination oder trapping<sup>2</sup> für Löcher und Elektronen innerhalb der heute möglichen Messgenauigkeit gleichlang ist [22, 31], und somit für die hier relevanten Zeitgrößen eine Unterscheidung zwischen Löchern und Elektronen nicht notwendig ist, vereinfacht sich Gleichung 2.1 durch Einführung der Ladungsträgerdichte  $\rho = \rho_e = \rho_h$  folgendermaßen:

$$\sigma = \rho \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \quad (2.4)$$

Die Dichteänderung der zum Photostrom beitragenden Ladungsträger  $\frac{\partial \rho}{\partial t}$  ergibt sich aus der Dichteänderung durch generierte Ladungsträger minus der Dichteänderung durch

<sup>2</sup>engl.: bezeichnet das "Einfangen" von Ladungsträgern durch sogenannte Störstellen, d.h. durch ein im Vergleich zur Umgebung und dem Ladungsträger energetisches Minimum

die nicht mehr zum Strom beitragenden Ladungsträger. Die Dichteänderung durch generierte Ladungsträger ergibt sich aus der im Volumen  $V$  pro Zeit generierten Anzahl der Ladungsträger, also der zeitlichen Anzahländerung aufgrund Generation,  $n_{gen}$ , in  $V$ . Die Dichteänderung aufgrund der nicht mehr zum Strom beitragenden Elektronen ergibt sich aus der momentanen Dichte  $\rho$  geteilt durch eine Zeitkonstante  $\tau$ . Somit ergibt sich folgende Differentialgleichung [1]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{n_{gen}}{V} - \frac{\rho}{\tau} \quad (2.5)$$

Wird die Generation  $n_{gen}$  gleich Null gesetzt folgt als Lösung der Gleichung 2.5 ein exponentieller Abfall:  $\rho(t) = \rho_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$  mit  $\rho_0 = \rho(t=0)$  als Integrationskonstante. Die Konstante  $\tau$  wird daher als Ladungsträgerlebenszeit bezeichnet und als Zeit bis zum Abfall auf den  $e$ -ten Teil definiert:  $\rho(\tau) = \frac{\rho_0}{e}$ .

Die Generation von Ladungsträgern erfolgt wie erwähnt durch die Absorption eines Photons passender Energie. Eine Energie höher als die zur Erzeugung benötigte Energie, erhöht die Ladungsträgerlebenszeit, da die Ladungsträger bis zur Rekombination bzw. bis zum Einfangen durch Störstellen bis zur Bandkante relaxieren müssen, also durch Stöße erst wieder Energie verlieren müssen.

In dieser Arbeit wird nur LT-GaAs mit einer Bandlücke von 1.43 eV verwendet. Dies entspricht (aus  $E = hf$ ) einer Wellenlänge von 865 nm. In dieser Arbeit wird Laserlicht im Bereich von 780 nm (= 1.58 eV) bis 810 nm (=1.53 eV) Wellenlänge verwendet. Somit besitzen alle Photonen ausreichend Energie zur Anregung von Elektronen über die Bandkante hinaus. Der daraus resultierende Energieüberschuß wird durch Elektron-Phonon- oder Elektron-Elektron-Stöße abgegeben. Dies hat ggf. einen Einfluß auf die Ladungsträgerlebenszeit. Dies wird z.Zt. noch untersucht, hat aber auch keinen signifikanten Einfluß auf die Ergebnisse dieser Arbeit<sup>3</sup>.

Die Anzahländerung der Ladungsträger durch Generation  $n_{gen}$  ergibt sich aus der Anzahl der Photonen in der infinitesimalen Zeit  $dt$  multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit  $\eta_e$  mit der ein Ladungsträgerpaar (Elektron und Loch) von einem einzelnen Photon generiert wird. Die Anzahl der Photonen in  $dt$  ergibt sich direkt aus der instantanen (d.h. in  $dt$  vorhandenen) Leistung des Laserlichtes geteilt durch die Energie eines Photons  $E_{phot} = hf$ . Da die in dieser Arbeit verwendete maximale Wellenlängendifferenz  $\lambda_1 - \lambda_2$  kleiner 5 nm ist, kann in guter Näherung die Wellenlänge für die Photonenenergie als  $\lambda = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$  definiert werden, so daß mit einem Fehler kleiner 0,35 % bei 800 nm,  $\lambda \approx \lambda_1 \approx \lambda_2$  ist. Somit folgt für  $n_{gen}$ :

$$n_{gen}(t) = \eta_e \cdot \frac{P_{opt}(t)}{hf}, \quad (2.6)$$

wobei  $f = \frac{f_1 + f_2}{2}$ . Der Faktor  $\eta_e$  wird als extrinsische Quanteneffizienz bezeichnet, [1], und ist in Abschnitt 2.1.2 näher erläutert.

<sup>3</sup>Eine signifikante Veränderung der in Kapitel 4 errechneten theoretischen Resonanzkurven würde eine Veränderung der Ladungsträgerlebenszeit von mindestens einer Größenordnung erfordern.

Die instantane optische Leistung des Schwebungssignals der überlagerten zwei Laserfarben beträgt (s. Anhang B):

$$\begin{aligned}
 P_{opt}[t] = \frac{c \epsilon_0}{4} A_P \cdot \{ & \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 \\
 & + \frac{1}{2} E_{01}^2 \cos [2 (k_1 x - \omega_1 t)] + \frac{1}{2} E_{02}^2 \cos [2 (k_2 x - \omega_2 t)] \\
 & + E_{01} E_{02} \cos [(k_1 + k_2) x - (\omega_1 + \omega_2) t] \\
 & + E_{01} E_{02} \cos [(k_1 - k_2) x - (\omega_1 - \omega_2) t] \quad \}. \quad (2.7)
 \end{aligned}$$

Höhere Frequenzen als die Differenzfrequenz wie die doppelten Frequenzen und die Summenfrequenz besitzen sehr geringe Amplituden und werden deswegen vernachlässigt. Näheres hierzu in Anhang C und im folgenden Unterkapitel 2.1.2.

Etwaige optische Anregungen mit anderen resultierenden Frequenzen im THz-Bereich wie etwa durch die Tatsache, daß die Laserfarben -obwohl gewünscht- nie perfekte monochromatische Wellen sind, werden ebenfalls erzeugt. Für den Fall der endlichen Linienbreite des Lasers ergibt sich eine endliche Breite der Mischfrequenz. Die Linienbreite<sup>4</sup> der Mischfrequenz ist gleich der Summe der Linienbreiten der beiden Laserfarben. In dieser Arbeit lagen die spektralen Breiten der Laserfarben bei etwa 250 bzw. 500 MHz (siehe 3.2). Somit liegt die spektrale Breite der THz-Frequenz unter 1 GHz. Näheres hierzu in Anhang C.

Ebenfalls ist der Ort des Mischprozesses fix und die Betrachtung läuft über mehrere Perioden, so daß auf die Darstellung mit Wellenvektor  $k$  verzichtet werden kann. Somit vereinfacht sich  $P_{opt}(t)$  zu:

$$\begin{aligned}
 P_{opt}(t) &= \frac{c \epsilon_0}{4} A_P \cdot \{ \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 \\
 & \quad + E_{01} E_{02} \cos [(k_1 - k_2) x - (\omega_1 - \omega_2) t] \quad \} \quad (2.8) \\
 &= \frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 + \sqrt{P_1 P_2} \cos [(\omega_2 - \omega_1) t].
 \end{aligned}$$

Die Amplitude der Differenzfrequenz hängt von der räumlichen Überlagerung und der jeweiligen Polarisation der beiden Laserfarben ab. Aus diesem Grund bietet sich die Einführung des Korrekturfaktors  $m$  an. Volle Überlagerung mit identischer Polarisation bedeutet  $m = 1$ . Dieser Korrekturfaktor wird als Mischeffizienz bezeichnet [1]. Die Amplitude der Differenzfrequenz wird somit zu  $[\frac{c \epsilon_0}{4} A_P \cdot m \cdot E_{01} E_{02}]$ . Damit verändert sich Gleichung 2.8 zu:

$$P_{opt}(t) = \frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 + \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cos [(\omega_2 - \omega_1) t]. \quad (2.9)$$

Nach einsetzen von  $P_{opt}(t)$  in Gleichung 2.6 und weiterem Einsetzen in die Differentialgleichung für die Dichteänderung (Glg. 2.5) folgt:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left\{ \frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 + \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cos [(\omega_2 - \omega_1) t] \right\} - \frac{\rho}{\tau}. \quad (2.10)$$

---

<sup>4</sup>Oft auch als Halbwertsbreite bzw. das FWHM bezeichnet. *engl.*: FWHM = Full Width Half Maximum, d.h. die Breite eines Maximums auf halber Amplitude.

Mit

$$\alpha = \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar\omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P_1 P_2}, \quad (2.11)$$

$$\beta = \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar\omega_{opt}} \cdot \left[ \frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right] \quad (2.12)$$

$$\text{und } \omega_{diff} = (\omega_2 - \omega_1) \quad (2.13)$$

vereinfacht sich dies zu:

$$\frac{d\rho}{dt} = \beta + \alpha \cos(\omega_{diff} t) - \frac{\rho}{\tau}. \quad (2.14)$$

Als Lösung der Differentialgleichung erhält man mit dem Ansatz

$$\rho(t) = A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + B \cdot \sin(\omega_{diff} t) + C \cdot \cos(\omega_{diff} t) + D$$

folgende Gleichung für  $\rho(t)$ :

$$\begin{aligned} \rho(t) &= A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \\ &+ \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar\omega_{opt}} \cdot \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{1 + \tau^2 \cdot \omega_{diff}^2}} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi) \\ &+ \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar\omega_{opt}} \cdot \left[ \frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right] \cdot \tau. \end{aligned}$$

wobei  $\varphi = \arctan(\tau \cdot \omega_{diff})$  ist. Die genaue Rechnung findet sich in Anhang C. Für große Zeiten verschwindet der exponentielle Term, der das Anschwingverhalten beschreibt:

$$\begin{aligned} \rho(t) &= \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar\omega_{opt}} \cdot \left[ \frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right] \cdot \tau \\ &+ \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar\omega_{opt}} \cdot \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{1 + \tau^2 \cdot \omega_{diff}^2}} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi). \end{aligned} \quad (2.15)$$

Gleichung 2.15 zeigt, daß es einen zeitlich unabhängigen Term und eine Schwingung mit der Differenzfrequenz gibt. Aus Glg. 2.2 folgt somit für den Photostrom:

$$\begin{aligned} I_{photo} &= E_{Bias} \cdot A_I \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{\eta_e \cdot \tau}{V \cdot \hbar\omega_{opt}} \cdot \left[ \frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right] \\ &+ E_{Bias} \cdot A_I \cdot \frac{\tau \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h)}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{diff}^2}} \cdot \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar\omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi). \end{aligned} \quad (2.16)$$

Der Photostrom besteht aus einem Wechselstromanteil  $I_{photo,AC}$  (engl.: AC für Alternating Current), der mit der optischen Differenzfrequenz moduliert ist und aus einem Gleichstromanteil  $I_{photo,DC}$  (engl.: DC für Direct Current). Desweiteren wird an dieser Stelle ein Term eingeführt, der Kontaktpotentiale (z.B. Schottky) und Abschirmungseffekte berücksichtigt, die das durch die angelegte Vorspannung  $U_{Bias}$  erzeugte elektrische

Feld  $E_{Bias}$  vermindern. Dazu wird das Vorspannungsfeld durch das wirkende elektrische Feld  $E_{eff}$  ersetzt. Für die Photostromanteile folgt dann:

$$I_{photo,DC} = \eta_e \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{E_{eff} \cdot A_I}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[ \frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right] \cdot \tau \quad (2.17)$$

$$I_{photo,AC} = \eta_e \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{E_{eff} \cdot A_I}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{diff}^2}} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi). \quad (2.18)$$

Wie in Kapitel 2.3 gezeigt werden wird, ist die Amplitude des Antennenstroms  $I_{ant}$  proportional der Amplitude Photostrom  $I_{photo}$ . Desweiteren ist die abgestrahlte THZ-Leistung  $P_{THz}$  proportional  $I_{ant}^2$ , und deswegen auch proportional  $I_{photo}^2$  (s.a. Kapitel 2.2). Somit bietet sich an dieser Stelle eine genauere Betrachtung der Einflüsse auf den Photostrom an.

### 2.1.2. Einflüsse auf den Photostrom

#### Zusammenhang zwischen Gleich- und Wechselstromanteil

Unter der Annahme gleicher Leistung in beiden optischen Farben kann  $P_1$  und  $P_2$  durch  $P = P_1 = P_2$  ersetzt werden. Dann vereinfacht sich die Gleichung für den Photostrom (2.16) zu:

$$\begin{aligned} I_{photo} |_{P_1=P_2} &= E_{eff} \cdot A_I \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{\eta_e \cdot \tau}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot P \\ &\quad + E_{eff} \cdot A_I \cdot \frac{\tau \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h)}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{diff}^2}} \cdot \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P^2} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi) \\ &= I_{photo,DC,ident} + I_{photo,DC,ident} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{diff}^2}} \sqrt{m} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi) \\ &= I_{photo,DC,ident} \cdot \left( 1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{diff}^2}} \cdot \sqrt{m} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi) \right) \\ &= I_{photo,DC,ident} \cdot (1 + F_f \cdot \sqrt{m} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi)). \end{aligned} \quad (2.19)$$

Der Faktor  $F_f = \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{diff}^2}}$  beinhaltet die Frequenz- und  $\tau$ -Abhängigkeit des Wechselstromanteils nach Ausklammern des Gleichstromanteils.

Im allgemeinen sind die optischen Leistungen nicht gleich, so daß  $P_2$  nicht direkt durch  $P_1$  ersetzt werden kann, sondern durch  $x \cdot P_1$ , wobei  $x = \frac{P_2}{P_1}$  ist. Daraus folgt für den

Photostrom:

$$I_{photo} = E_{eff} \cdot A_I \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{\eta_e \cdot \tau}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[ \frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} x \cdot P_1 \right] \\ + E_{eff} \cdot A_I \cdot \frac{\tau \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h)}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{diff}^2}} \cdot \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P_1 x \cdot P_1} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi).$$

Für den Gleichstromanteil des Photostromes  $I_{photo,DC}$ , der der messbare Anteil des Photostromes ist, folgt:

$$I_{photo,DC} = \eta_e \cdot e \cdot \tau \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{E_{eff} \cdot A_I}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot P_1 \left[ \frac{x+1}{2} \right] \\ = \frac{(x+1)}{2} \cdot I_{photo,DC,ident} \\ \Leftrightarrow I_{photo,DC,ident} = \frac{2}{(x+1)} \cdot I_{photo,DC}. \quad (2.20)$$

Für den Wechselstromanteil folgt:

$$I_{photo,AC} = \eta_e \cdot e \cdot \tau \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{E_{eff} \cdot A_I}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P_1 \cdot x P_1} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{diff}^2}} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi) \\ = \eta_e \cdot e \cdot \tau \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{E_{eff} \cdot A_I}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} P_1 \sqrt{x} \cdot \sqrt{m} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{diff}^2}} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi) \\ = I_{photo,DC,ident} \cdot \sqrt{x} \cdot \sqrt{m} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{diff}^2}} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi). \quad (2.21)$$

Setzt man  $I_{photo,DC,ident}$  aus Glg. 2.20 in 2.21 ein, folgt:

$$I_{photo,AC} = I_{photo,DC} \frac{2}{(x+1)} \cdot \sqrt{x} \cdot \sqrt{m} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{diff}^2}} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi) \\ = I_{photo,DC} \cdot v_f \cdot \sqrt{m} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{diff}^2}} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi). \quad (2.22)$$

Die Gleichung 2.22 stellt den direkten Zusammenhang zwischen dem messbaren Gleichstromanteil des Photostroms und dem Wechselstromanteil des Photostroms her. Damit läßt sich erstens aus dem messbaren Wert die für die Emission relevante Wechselstromamplitude berechnen (s. Kap. 2.1.3) und zweitens eine in Kapitel 5 beschriebene Normierung durchführen. Gleichung 2.22 definiert ebenfalls den Faktor  $v_f = \frac{2\sqrt{x}}{x+1}$ .

### Die Ladungsträgerlebenszeit in LT-GaAs

Als Ladungsträgerlebenszeit  $\tau$  wurde über die Lösung von Gleichung 2.5 ohne Generation ( $n_{gen} = 0$ ) die Zeit definiert, in der die anfängliche Ladungsträgerdichte auf den  $e$ -ten

Teil abfällt. Wie der Begriff Ladungsträgerlebenszeit schon sagt, ist hiermit die Zeit gemeint, in der ein freier Ladungsträger existiert und zum Photostrom beitragen kann. Wie schon oben erwähnt führt nicht nur Rekombination zum Ende des Beitrags zum Photostrom, sondern auch sogenanntes "trapping". Mit "trapping" bezeichnet man das "Einfangen" von Ladungsträgern durch tiefe Störstellen im Material. Dabei werden die Ladungsträger von den Störstellen eingefangen. Die Störstellen sind von Fehlern in der Gitterstruktur verursachte energetische Minima, die die Ladungsträger an einer weiteren Bewegung und somit an einem weiteren Beitrag zum Photostrom hindern. Erst einige Zeit später rekombinieren die Ladungsträger dann wirklich. Die Ladungsträgerlebenszeit  $\tau$  bei LT-GaAs ist in dieser Arbeit also nicht die Zeit bis zur Rekombination, sondern die Zeit bis zum Ende des Beitrags zum Photostrom<sup>5</sup>. Die Zeit von Generation der Ladungsträger bis zur Rekombination wird in dieser Arbeit als Ladungsträgerrekombinationszeit  $t_{rek}$  bezeichnet. Somit läßt sich eine dritte Zeit, die Zeit die getrappte Ladungsträger bis zur Rekombination benötigen, mit  $t_{trap \rightarrow rek} = t_{rek} - \tau$  benennen. Die Rekombinationszeit ist also die Summe aus Ladungsträgerlebenszeit und  $t_{trap \rightarrow rek}$ .

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß es sich nicht um absolute Zeiten handelt, sondern, da es sich um statistische Prozesse mit einem exponentiellen Abfall handelt, um eine Art Mittelwert, der, wie in solchen Fällen üblich, als Abfall auf den  $e$ -ten Teil definiert wurde.

Die Ladungsträgerlebenszeit  $\tau$  liegt bei LT-GaAs zwischen 300 fs und 1 ps. Die Rekombinationszeit in der Größenordnung von 7 - 12 ps. Genauere Angaben zu den verwendeten Materialien befindet sich in Kapitel 4.

Der in Glg. 2.19 eingeführte Faktor  $F_f$  führt bei konstanter Frequenz und konstantem Gleichstromanteil<sup>6</sup> für die Probe mit geringerem  $\tau$  zu einem höheren Wechselstromanteil. Der Gleichstromanteil ist allerdings direkt proportional  $\tau$ , so daß dieser unter der Voraussetzung, daß  $P_{opt}$  und  $E_{eff}$  konstant sind, bei kleinerem  $\tau$  sinkt.

Der Wechselstromanteil des Photostroms steigt,  $P_{opt}$  und  $E_{eff}$  als konstant vorausgesetzt, für alle Frequenzen zu höheren  $\tau$  an. Dies ist in Abbildung 2.2 dargestellt. In Abbildung 2.3 ist die Abhängigkeit für den in dieser Arbeit relevanten Bereich dargestellt.

Gelingt es,  $I_{photo, DC}$  durch Erhöhung von  $P_{opt}$  und  $E_{eff}$  konstant zu halten, so läßt sich durch Minimierung von  $\tau$  die abgestrahlte Leistung maximieren.

### Einfluß der Frequenz auf den Photostrom

Unabhängig von  $\tau$  sinkt aufgrund von  $F_f$  die Amplitude des Wechselstromanteils zu höheren Frequenzen. Dies ist in Grafik 2.4 dargestellt. Dies begründet auch die Vernachlässigung der angeregten höheren Frequenzen (vgl. Anhang C). In Abbildung 2.4 ist der Faktor  $F_f$  bis 1 THz, in Abbildung 2.5 bis 10 THz dargestellt. Zu erwähnen ist, daß die emittierte Leistung dem Quadrat des Photostroms und somit dem Quadrat von  $F_f$  proportional ist. Deshalb ist  $F_f^2$  für den in dieser Arbeit relevanten Frequenzbereich in Abbildung 2.6 dargestellt.

---

<sup>5</sup>Diese Zeit wird in der Literatur auch oft als Einfangzeit bezeichnet.

<sup>6</sup>Der messbare Anteil des Photostroms.

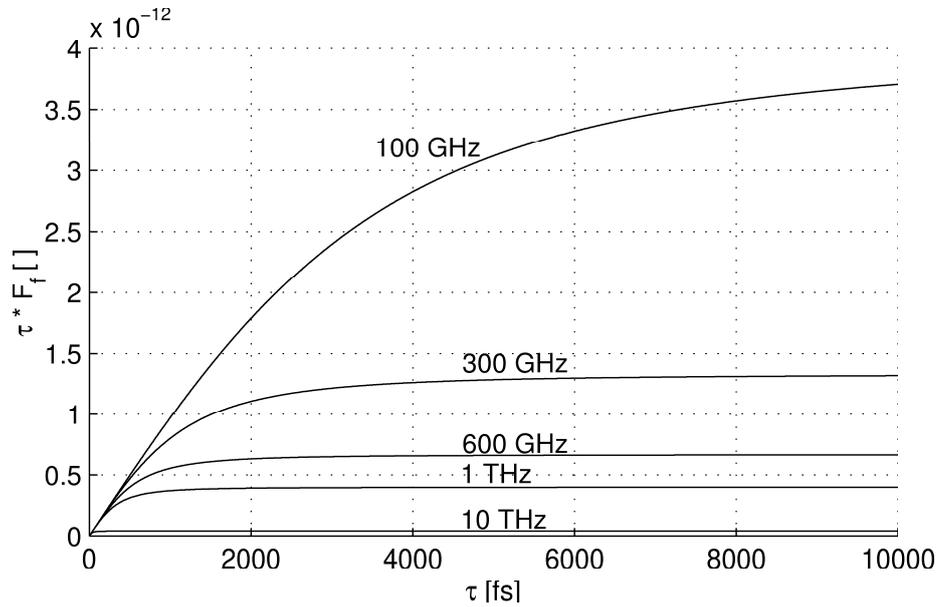


Abbildung 2.2.: Abhängigkeit der Amplitude des Photostroms für verschiedene Frequenzen bis 10 THz von der Ladungsträgerlebenszeit

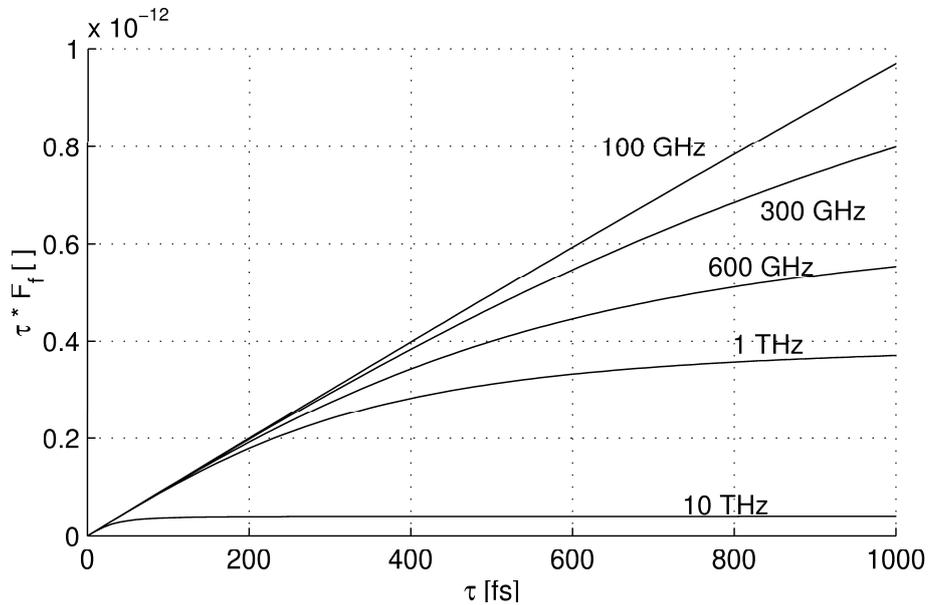


Abbildung 2.3.: Abhängigkeit der Amplitude des Photostroms für verschiedene Frequenzen bis 1 THz von der Ladungsträgerlebenszeit

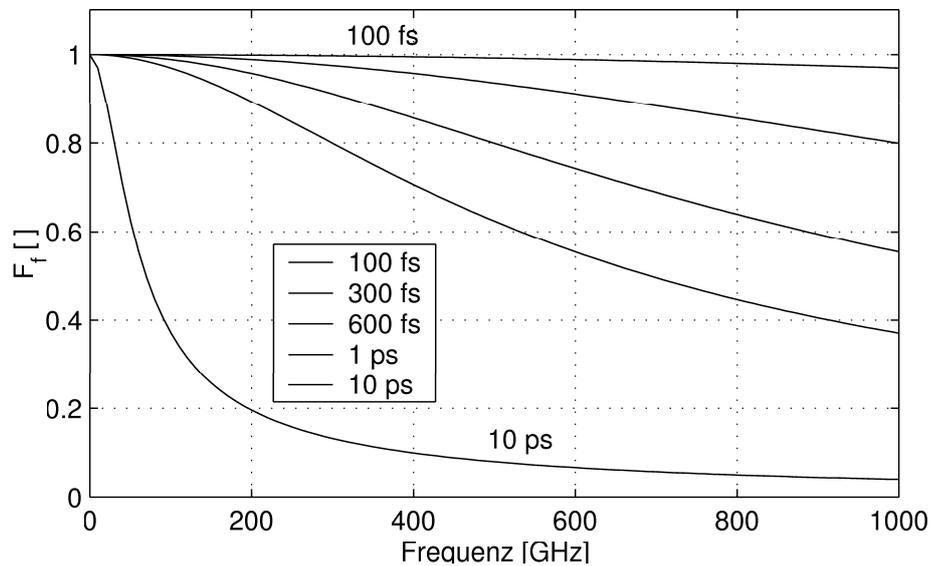


Abbildung 2.4.: Abhängigkeit der Amplitude des Wechselstromanteils des Photostroms von Frequenzen bis 1 THz für verschiedene Ladungsträgerlebenszeiten.

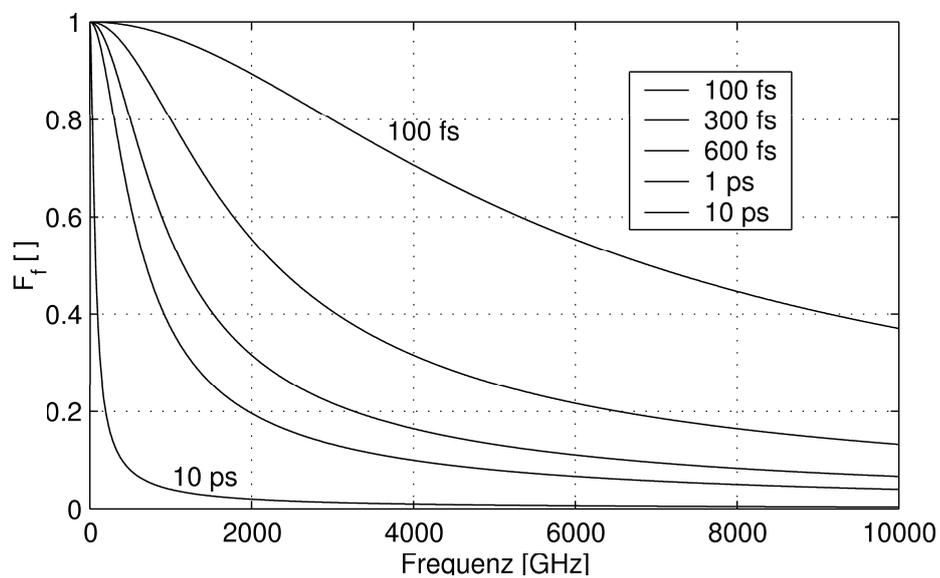


Abbildung 2.5.: Abhängigkeit der Amplitude des Wechselstromanteils des Photostroms von Frequenzen bis 10 THz für verschiedene Ladungsträgerlebenszeiten

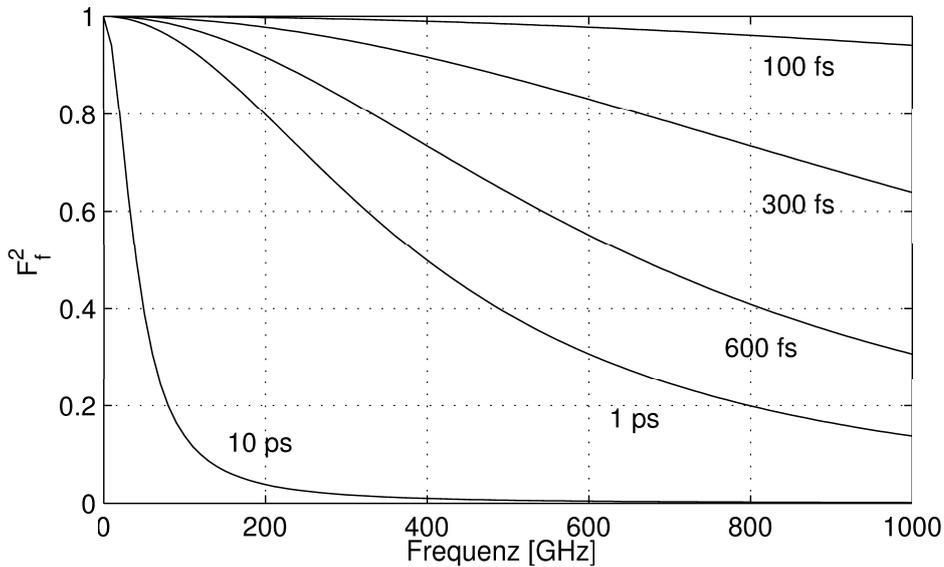


Abbildung 2.6.: Abhängigkeit der im Photoschalter erzeugten Leistung von der Frequenz

### Die extrinsische Quanteneffizienz

Der Photostrom ist direkt proportional der extrinsischen Quanteneffizienz  $\eta_e$ , die als Wahrscheinlichkeit für die Entstehung eines Ladungsträgerpaares pro Photon eingeführt wurde. In diese fließen verschiedene Parameter ein. Diese sind erstens die Transmission der optischen Leistung durch die Grenzfläche des LT-GaAs  $T_0$  zur anschließenden Schicht, meistens zur Luft. Zweitens die Absorption  $a_{b,i}$  und Durchlässigkeit  $T_i$  der Grenzflächen evtl. zwischen Leistungsmesspunkt und Mischermaterial vorhandener Materialien  $i$  (z.B. eine Antireflexbeschichtung). Drittens das Verhältnis von beleuchtetem Volumen  $V_L$  zu Gesamtvolumen des Photomischers (Volumen in dem Ladungsträger zum Photostrom beitragen)  $V$  und viertens die Wahrscheinlichkeit  $\eta_i$  mit der ein Ladungsträgerpaar von einem Photon, das in das LT-GaAs eingedrungen ist, erzeugt wird (intrinsische Quanteneffizienz)<sup>7</sup>. Die Durchlässigkeits- und Absorptionsfaktoren der Beschichtungslagen fließen in eine Funktion  $F$  ein, die den Anteil der auf das LT-GaAs auftreffenden Leistung bzw. Photonenzahl pro Zeit, also der nicht vorher absorbierten oder reflektierten Photonen, beschreibt. Für  $\eta_e$  folgt dann:

$$\eta_e = \eta_i T_0 F(T_i a_{b,i}) \cdot \frac{V_L}{V} \quad (2.23)$$

Eine Antireflexbeschichtung aus z.B.  $SiO_2$  kann  $\eta_e$  um bis zu 51 % verbessern [34].

<sup>7</sup>Bei LT-GaAs mit dem hier verwendeten Lasersystem ist diese gleich eins [31].

**Rauschen und nicht konstantes  $\eta_e$** 

Ebenfalls bedeutet die gezeigte Abhängigkeit von der Ladungsträgerlebenszeit, daß die Ladungsträger und Photostrommodulation nicht bei einer höheren Ladungsträgerlebenszeit abbricht, sondern sogar größer wird. Allerdings steigt das Rauschen an, so daß bei höheren Ladungsträgerlebenszeiten kein detektierbares Signal mehr zu erwarten ist. Das Rauschen des Photostroms beruht auf einem thermischen Anteil  $I_{R,T}$  und einem Anteil aufgrund der statistischen Generations-, Einfangs- und Rekombinationsprozesse  $I_{R,stat}$  [16]. Der thermische Anteil wird folgendermaßen berechnet:

$$I_{R,T} = \sqrt{4kT \cdot \bar{\sigma} \cdot B}$$

wobei  $k$  die Boltzmannkonstante,  $T$  die absolute Temperatur,  $B$  die Bandbreite des Signals und  $\bar{\sigma}$  die zeitlich gemittelte Leitfähigkeit ist. Die Leitfähigkeit und somit der thermische Rauschanteil ist proportional dem Photostrom.

Der Anteil  $I_{R,stat}$ , der als Schrotrauschen<sup>8</sup> bezeichnet wird, und hier nicht explizit dargestellt wird, ist ebenfalls proportional zum gemittelten Photostrom. Eine höhere Ladungsträgerlebenszeit führt zu einem höheren Photostrom und somit in der Tat zu einem höheren Rauschen.

Rauschen ist allerdings kein fundamentaler Grund gegen eine Emission, so daß nach Aussage der gelösten Differentialgleichung (2.15) bei beliebig hohem  $\tau$  weiterhin eine Modulation gleicher Frequenz vorhanden ist. Allerdings bedeutet dies, daß auch bei unendlicher Lebenszeit, also völlig ohne Rekombination, eine Modulation und somit eine Emission vorhanden wäre. Dies ist aber offensichtlich unmöglich, da sich dann ab einem Zeitpunkt keine Ladungsträger mehr im Valenzband befinden würden bzw. die Generationswahrscheinlichkeit  $\eta_e$  gleich null wäre. Hier zeigt sich, daß Gleichung 2.10 nur für eine konstante Wahrscheinlichkeit  $\eta_e$  gelöst wurde. Durchgeführte numerische Berechnungen mit sinkender Generationswahrscheinlichkeit bei erhöhter Anzahl von Ladungsträgern im Leitungsband zeigen mit geeigneten Parametern<sup>9</sup>, daß die Amplitude der Modulation mit größeren mittleren Ladungsträgerdichten im Leitungsband sinkt. Bei Sättigung des Leitungsbandes beträgt die Amplitude null. Bei LT-GaAs könnte bereits eine Sättigung der Störstellen zu einem solchen Effekt führen. Allerdings zeigen in der Arbeitsgruppe durchgeführte sogenannte "optical pump - THz probe" Messungen, daß bis zu einer Generation von  $10^{18}$  Elektronen pro Kubikzentimeter keine Änderung der Ladungsträgerlebenszeit und somit keine Sättigungseffekte beobachtbar sind [22]. Da bei den vorhandenen Ladungsträgerlebenszeiten und der bei dieser Arbeit vorhandenen CW-Laserleistung nur Dichten bis zu  $10^{16}$  Elektronen pro Kubikzentimeter zu erwarten sind, ist davon auszugehen, daß die Generationswahrscheinlichkeit  $\eta_e$  bei den hier vorgestellten Messungen konstant ist. Es wird also angenommen, daß das in diesem Kapitel dargestellte Modell für den Photostrom und den später berechneten Einfluß auf die Emission voll gültig ist.

---

<sup>8</sup>im englischen: "shot noise"

<sup>9</sup>Parameter waren z.B. Laserleistung, Sättigungsmenge, Wahrscheinlichkeitsverlauf.

### Abhängigkeit von der optischen Leistung

Wie Glg. 2.16 zeigt, ist der Gleichstromanteil des Photostroms proportional der Summe der optischen Leistungen der beiden Laserfarben, und der Wechselstromanteil proportional der Wurzel des Produkts aus beiden Leistungen. Erhöht sich die Leistung nur einer Farbe so erhöht sich sowohl Gleichstrom- als auch Wechselstromanteil des Photostromes.

Dies ist insofern überraschend, da der Wechselstromanteil auf der Überlagerung der optischen Laserfarben beruht, und zur vollständigen Modulation (bzw. destruktiven Interferenz) gleiche Amplituden benötigt werden. Entscheidend ist aber, daß die Differenz- bzw. Schwebungsfrequenz die Modulation der Intensität, also des Quadrats der Summe der einzelnen E-Felder, ist.

Obwohl der Amplitudenfaktor der Überlagerung bei ungleichen Leistungen nie gleich null wird, steigt die Differenz zwischen dessen Maximum und dessen Minimum, also die Amplitude der Differenzfrequenz, zu höheren Leistungen an. Festzuhalten ist also, daß auch eine Erhöhung der Leistung nur einer Laserfarbe einen erhöhten Wechselstromanteil des Photostroms und somit eine höhere Emission bedingt.

#### 2.1.3. Das Mischerelement

Als (Photo-)Mischer, Mischerelement oder auch Quelle wird in dieser Arbeit die Fläche auf der Ladungsträger erzeugt werden und die unmittelbar anschließende Metallisierung bezeichnet. Es werden wie oben schon erwähnt zwei Arten von Mischern verwendet. Die erste Art ist eine quadratische Aussparung einer (Mikrostrip-)Leitung mit der vollen Breite der Leitung. Dies wird in dieser Arbeit als Gap<sup>10</sup> bezeichnet. Bei allen Dipolen wurde ein Gap verwendet.

Die zweite Art ist eine sogenannte MSM-Struktur<sup>11</sup>. Diese ist an sich identisch mit dem Gap, zeichnet sich aber durch feinere von jeder Seite in den Mischer hineinstehende Metallisierungstreifen, sogenannte Finger, aus. Eine MSM-Struktur ist in Abbildung 2.7 dargestellt.

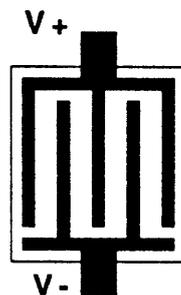


Abbildung 2.7.: Photomischerelement "MSM"

<sup>10</sup> *engl.*: Spalt. Wird Umgangssprachlich für diese Art von Mischer verwendet.

<sup>11</sup> *Metal-Semiconductor-Metal, engl.*: Metall-Halbleiter-Metall

Beim Gap beginnt die unmittelbar anschließenden Metallisierung bereits am Rand, bei der MSM werden die Finger noch zum Mischerelement hinzugerechnet.

In der Gleichung für die extrinsische Quanteneffizienz  $\eta_e$  (Glg. 2.23) ist das Verhältnis aus beleuchtetem Teil  $V_L$  und Gesamtvolumen  $V$  des Mischers definiert worden. Wie man sieht ist dieses beim Gap gleich eins. Bei einer MSM wird eine Gleichverteilung der Ladungsträger im gesamten Mischerbereich angenommen, so daß das  $V$  der MSM identisch dem des Gaps ist. Die Beleuchtete Fläche  $V_L$  bei der MSM errechnet sich aus  $V$  minus des Volumens unter der Fläche, die die Finger bedecken. Dies ist identisch dem Verhältnis von beleuchteter Fläche zu Gesamtfläche. Die Gesamtfläche des Gaps ist der Bereich ohne Metallisierung. Bei der MSM werden die Finger hinsichtlich Gesamtfläche ignoriert, so daß sie identisch einem Gap gleicher Fläche ist.

Wünschenswert zur Betrachtung der generierten Leistung und der Möglichkeit diese auf die Antenne zu übertragen, wäre eine Berechnung des komplexen Widerstands des Mischerelementes,  $Z_g$ . Dies war im Rahmen dieser Arbeit aus Zeitgründen nicht mehr möglich. Die generierte Wechselstromleistung ist aber aus  $P = \frac{1}{2} \text{Re}[U \cdot I^*]$  proportional der Wechselstromamplitude zum Quadrat:

$$P_{mix} \propto I_{photo,AC}^2 \quad (2.24)$$

### Feldverlauf

Der Photostrom verläuft entlang der elektrischen Feldlinien und sein Betrag ist direkt proportional dem auf die Ladungsträger wirkenden elektrischen Feld  $E_{eff}$ . Das elektrische Feld ist allerdings nicht wie im in Bild 2.1 vereinfacht dargestellten Photoschalter homogen, so daß eine ortsabhängigkeit des elektrischen Feldes und somit ein nicht homogener Photostrombeitrag der Ladungsträger besteht. Das Feld sinkt vor allem mit der Tiefe schnell ab. In diesem Bereich werden allerdings immer noch eine hohe Anzahl an Ladungsträgern generiert. Diese können aber wegen des geringeren Feldes nur wenig zum Photostrom beitragen.

Der Verlauf des Potentials ist von J. Soole und H. Schumacher in [32] dargestellt und in Bild 2.8 gezeigt. Um einen möglichst hohen Photostrom und somit eine möglichst hohe Abstrahlung zu erreichen, wäre es wünschenswert möglichst viele Ladungsträger im Bereich hoher Feldstärke zu erzeugen.

Um eine höhere Effizienz zu erreichen schlägt E. R. Brown in [34] ein Aufbringen des LT-GaAs auf einen optisch hochreflektierenden Spiegel vor, so daß sich das LT-GaAs zwischen Luft und Spiegel in einem Resonator befindet. Dieser könnte zu einem Intensitätsmaximum und somit zu einem Maximum an generierten Ladungsträgern in einem Bereich führen, in dem die elektrische Feldstärke hoch ist. Die Dicke des LT-GaAs muß dann an die verwendete optische Wellenlänge angepaßt werden. Aus technologischen Gründen wurde dies im Rahmen dieser Arbeit nicht probiert.

Der in Gleichung ?? eingeführte Photostrom ist proportional der Fläche  $A_I$  durch die die über die Fläche konstante Ladungsträgerdichte fließt. Nun ist die Ladungsträgerdichte aufgrund der gerade besprochenen realen Feld- und Generationsverteilung nicht konstant über die zu den Feldlinien und somit dem Ladungsfluß orthogonale Fläche  $A_I$ . Für eine korrekte Rechnung müßte hier z.B. ein geeigneter Mittelwert für  $A_I$  gefunden werden.

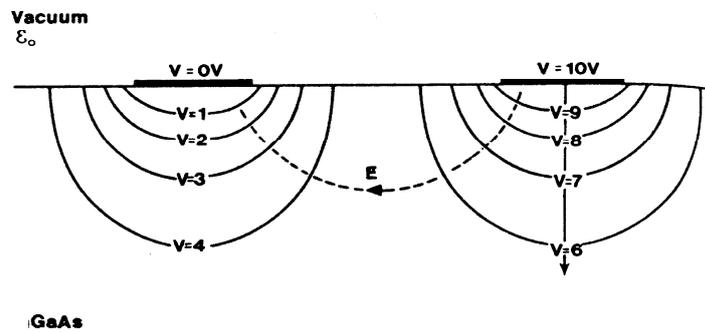


Abbildung 2.8.: Feldlinienverlauf eines mit 10V vorgespannten Photoschalters (aus [32])

Dies ist nicht näher betrachtet, da sich eine theoretische Berechnung der abgestrahlten Gesamtleistung aus diversen im folgenden Abschnitt 2.2 beschriebenen Gründen im Rahmen dieser Arbeit nicht durchführen läßt.

## 2.2. Antennen

Wie die Maxwellgleichungen zeigen, erfolgt die Abstrahlung eines elektromagnetischen Feldes aus einem sich zeitlich ändernden Strom. Näheres hierzu in Anhang A. Basis für die Abstrahlung und deren Charakteristik ist deswegen Stärke und räumliche Verteilung von Stromoszillationen auf der Antenne. Der durch den Photostrom  $I_{photo}$  erzeugte Strom in der Metallisierung bzw. dem externen Schaltkreis,  $I_{ext}$ , erzeugt den Strom in der Antenne  $I_{ant}$ . Das Schaltkreisverhalten, d.h. der Zusammenhang zwischen Photostrom, Schaltkreisstrom und Antennenstrom, bestimmt Form und Amplitude des Antennenstromes. Das Schaltkreisverhalten ist in Kapitel 2.3 dargestellt. Hier wird auf die frequenzabhängige Form und Amplitude des Antennenstromes und die daraus resultierende Abstrahlcharakteristik der elektromagnetischen Welle bei gegebener Strom- bzw. Spannungsamplitude am Speisepunkt eingegangen.

### 2.2.1. Abstrahlung von Antennen

Oszilliert die (Ladungs-)Stromdichte als eine Superposition mehrerer Frequenzen, so oszilliert aufgrund der Linearität der Maxwell-Gleichungen das elektrische Feld ebenfalls als Superposition der einzelnen Frequenzen. Siehe auch Anhang A, [2], S. 334 und [3] S. 120. Deswegen ist die in diesem Kapitel und im Anhang A für eine Frequenz dargestellte Theorie der Abstrahlung sowohl für Puls- als auch CW-Anregung gültig, da jeder Puls als Summe (bzw. Integral) einzelner Frequenzen (seiner Fourierkomponenten) angesehen werden kann. Ebenfalls erübrigt sich damit die Problematik, daß, obwohl gewünscht, aus technischen Gründen nie rein monochromatische Wellen zum Frequenzmischen zur Verfügung stehen. In dieser Arbeit wird nur die harmonische, monochromatische, CW-Anregung mit der Differenzfrequenz betrachtet.

Bei der in dieser Arbeit vorliegenden optischen Leistung und den verwendeten Strukturen ist, um eine mit herkömmlichen Methoden messbare abgestrahlte Leistung zu erzeugen, eine Stromamplitude notwendig, die nur durch stehende (Strom-)Wellen auf den Strukturen erreicht wird. Läßt die Geometrie keine stehende Welle bei der Anregungsfrequenz zu, so ist auch keine Emission zu erwarten und auch nicht messbar gewesen<sup>12</sup>. Deswegen kann bei den Betrachtungen immer von stehenden (Strom-)Wellen und somit von an jedem Ort der Struktur vorhandenen harmonischen (Strom-)Oszillationen mit der eingespeisten Anregungsfrequenz ausgegangen werden. Diese (Strom-)Oszillationen unterscheiden sich an verschiedenen Orten auf der Struktur nur in Amplitude und Phase voneinander.

### Feldverteilung

Auf die in Anhang A dargelegte Weise kann über die Stromschwingung die dynamische räumliche Verteilung des elektrischen und des magnetischen Feldes berechnet werden. Die sich ergebenden dynamischen Feldverteilungen der verwendeten Antennenarten werden in

---

<sup>12</sup>Hierzu ist neben den in dieser Arbeit verwendeten resonanten Antennen ein in dieser Gruppe durchgeführtes Experiment zu nennen, bei dem direkt auf dem Substrat zwei Leiterbahnen im Abstand von unter 1 mm aufgebracht wurden, und trotz Vorspannung mit mehreren Kilovolt und entsprechendem Photostrom keine Emission detektiert werden konnte.

diesem Kapitel dargelegt. Der explizite Rechenvorgang wird in dieser Arbeit nicht näher dargestellt und ist in [3] nachzulesen.

### Intensität und Leistungsdichte

Die Bestrahlungsstärke bzw. Intensität  $\iota$  ist als Leistung pro Fläche definiert und somit auch die Leistungsdichte  $W$  [6, 3]. Die Intensität  $\iota$  oder Leistungsdichte  $W$  ist gleich dem Betrag des zeitlich gemittelten Poyntingvektors  $S$ :

$$\iota = \langle \mathbf{S} \rangle = \langle \mathbf{E} \times \mathbf{H} \rangle \quad (2.25)$$

$$= \frac{1}{2} \operatorname{Re} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] \quad (2.26)$$

In dieser Arbeit wird als Bezeichnung die Intensität  $\iota$  verwendet.

Um die von einer Antenne in einen Raumwinkel abgestrahlte komplexe Leistung  $P_{rad}$  zu berechnen ist die komplexe Intensität über die zum Raumwinkel im geeigneten Abstand  $r$  gehörende Fläche  $A$  zu integrieren:

$$P_{rad} = \int_A \iota \, d\mathbf{s} = \frac{1}{2} \int_A [\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] \, d\mathbf{s}$$

unter Verwendung von Kugelkoordinaten:

$$P_{rad} = \int_{\phi_1}^{\phi_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \iota \, r^2 \sin \theta \, d\theta \, d\phi \quad (2.27)$$

$$= \frac{1}{2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] \cdot \mathbf{e}_r \, r^2 \sin \theta \, d\theta \, d\phi \quad (2.28)$$

Für einen Punktstrahler bietet sich die Integration über die Oberfläche einer Kugel mit ausreichend großem Radius an. Diese Art der Berechnung ergibt die durch die Fläche tretende Leistung. Komponenten orthogonal zum Vektor der Flächennormalen werden nicht berücksichtigt. Der Realteil der komplexen Leistung bzw. der Intensität entspricht der transportierten Leistung bzw. Intensität. Der Imaginärteil der Leistung ist die in den Feldern gespeicherte Energie, die nicht zum Informationstransport genutzt werden kann. Dies wird als Blindleistung bezeichnet. Neben der hier berechneten Blindleistung in radialer Richtung, ist auch Blindleistung in transversaler Richtung vorhanden. Der Imaginärteil der Leistung verschwindet mit größerem Abstand [3].

### Nicht-Strahlende Energie

Die im Imaginärteil steckende Energie wird in den Feldern gespeichert und muß also durchaus aufgebracht werden. Allerdings ist diese nicht verloren und wird wie bei Kondensator und Spule im Wechselstromkreis bei Abschalten des Stromes bzw. der Quelle wieder in den Schaltkreis zurückgeführt. Das zeitliche Mittel ist gleich null. Bei CW-Anregung bildet sich immer eine stehende Welle aus, deren Form und Amplitude nur von der Geometrie und der Wellenlänge abhängt. Desweiteren wird die gesamte von der Quelle in die Stromschwingung hineingepumpte Leistung, bei Vernachlässigung ohmscher oder ähnlicher Verluste, abgestrahlt. Die in den Feldern gespeicherte Energie wird während des

Anschwingvorgangs aufgebracht und ist danach im zeitlichen Mittel konstant. Allerdings stellt der Imaginärteil der Leistung einen imaginären Widerstand dar, der somit einen Einfluß auf den Imaginärteil des unten näher beschriebenen Eingangswiderstandes besitzt.

### Feldeinteilung

Auf Basis oben beschriebenen Feld- und Leistungsverteilung und der Tatsache, daß der Imaginärteil der Leistung zu größerem  $r$  hin stark abfällt, bietet sich eine Einteilung der Feldregionen an [3].

Ab einem gewissen Abstand gibt es nur noch reales, strahlendes, Feld. Dies wird als Fernfeld oder Fraunhofer Region bezeichnet. In diesem Bereich ist die Leistungsverteilung nur vom Winkel abhängig. Die Leistung sinkt allerdings mit größerem  $r$ .

In der Nähe der Antenne dominiert der nicht strahlende, imaginäre Teil des Feldes. Dies ist der Anteil der Leistung ohne radiale Komponenten. Dieser wird als Nahfeld bezeichnet. Im englischen wird der Term "reactive nearfield" verwendet.

Bei den hier durchgeführten Messungen wurde nur das Fernfeld gemessen. Der Einfluß des Substrates wird in Abschnitt 2.2.1 beschrieben werden.

### Strahlungswiderstand

Die abgestrahlte Leistung ist bei konstanter Anregungsfrequenz ein Produkt aus Stromamplitude  $I_0$  zum Quadrat und konstanten Faktoren, die vor allem auf der Geometrie und dem umgebenden Medium beruhen<sup>13</sup> [3]. Somit bietet sich die Einführung eines Strahlungswiderstandes  $R_r$  an, der gleich den restlichen Faktoren mal zwei ist. Die abgestrahlte Leistung läßt sich aus dann folgendermaßen darstellen:

$$P_{rad} = \frac{1}{2} R_r \cdot I_0^2 \quad (2.29)$$

Zu bemerken ist, daß der Strahlungswiderstand  $R_r$  nicht der Wellenwiderstand  $R_w$  des umgebenden Mediums ist, sondern i.A. auch Geometriefaktoren enthält.

### Eingangswiderstand

Bei einer makroskopischen Antennenstruktur auf die eine stehende Strom- und Spannungswelle aufgeprägt ist, muß das Strommaximum nicht notwendigerweise am Speisepunkt liegen. Ist die Antenne verlustlos, so ist nach Ende des Anschwingvorganges und erzeugter stehender Welle mit konstanter Amplitude, die abgestrahlte Leistung  $P_{rad}$  gleich der eingespeisten Leistung  $P_{in}$ . Die eingespeiste Leistung läßt sich wie  $P_{rad}$  ebenfalls als Produkt darstellen, wobei hier dann der Eingangswiderstand  $R_{in}$  und die Stromamplitude am Speisepunkt  $I_{in}$  zu nehmen ist:

$$P_{rad} = P_{in} \quad (2.30)$$

$$\frac{1}{2} R_r \cdot I_0^2 = \frac{1}{2} R_{in} \cdot I_{in}^2 \quad (2.31)$$

---

<sup>13</sup>Dies gilt wie in [3] gezeigt sowohl für einen infinitesimalen Dipol als auch für eine stehende Stromwelle auf einer makroskopischen Antennenstruktur.

Umformung ergibt:

$$R_{in} = R_r \cdot \frac{I_0^2}{I_{in}^2} \quad (2.32)$$

Ist die Stromverteilung und die Amplitude der stehenden Welle bekannt, so kann die Stromamplitude am Speisepunkt  $I_{in}$  bestimmt und somit auch der Realteil des Eingangswiderstandes,  $R_{in}$ , berechnet werden. Das gleiche Verfahren wird für den Imaginärteil des Eingangswiderstandes,  $X_{in}$ , angewandt:

$$X_{in} = X_m \cdot \frac{I_0^2}{I_{in}^2} \quad (2.33)$$

$X_m$  ist der komplexe Teil des Antennenwiderstandes bezogen auf die Stelle des Strommaximums. Die Einführung erfolgt analog zu der des oben beschriebenen Strahlungswiderstandes aus der komplexen Leistung. Eine nähere Erläuterung findet sich in [3], S. 410. In dieser Arbeit ist dies interessant beim Vergleich unterschiedlicher Antennen mit gleichem Mischerelement, da  $X_m$  über die Phasenverschiebung einen Einfluß auf die vom Photomischer auf die Antenne übertragene Leistung hat. Die Änderung steckt in der Amplitude der Stromschwingung.

### Abstrahlcharakteristik

Unter Abstrahlcharakteristik (*engl.*: Radiation Pattern) versteht man die räumliche Verteilung der Feldamplitude oder der Intensität bzw. der abgestrahlten Leistung. Das zur Beschreibung der Abstrahlcharakteristik und für die Messungen verwendete Koordinatensystem ist in Abbildung 2.9 gezeigt und in Anhang D ausführlich beschrieben.

Die dreidimensionale Abstrahlung wird in der Darstellung meist in zwei orthogonal zueinander stehende Ebenen, die E-Ebene (*engl.*: E-Plane) und die H-Ebene (*engl.*: H-Plane), unterteilt. Wie die Namen schon zeigen, macht man sich die Orthogonalität der Feldvektoren zu Nutze. Die E-Ebene ist die Ebene, die den elektrischen Feldvektor und die Richtung der maximalen Abstrahlung enthält. Die H-Ebene ist die Ebene, die den magnetischen Feldvektor und die Richtung der maximalen Abstrahlung enthält.

Die Abstrahlcharakteristik zeigt bei bestimmten Parametern eine keulenartige Form (s. Abb. 2.14). Dann wird von Strahlungskeulen oder auch nur Keulen gesprochen. Die Keule in Richtung der Hauptachse wird als Hauptkeule, die anderen als Nebenkeulen bezeichnet.

Der Teil der Oberfläche einer Kugel mit Radius  $r$  und Mittelpunkt im Ursprung des Koordinatensystems, der über die Winkelbereiche  $(\theta^* - \Delta < \theta < \theta^* + \Delta)$  und  $(\phi^* - \Delta < \phi < \phi^* + \Delta)$  und definiert wird, und dessen Mittelachse in  $(\theta^*, \phi^*)$ -Richtung liegt, wird als Raumwinkel  $\Omega$  bezeichnet. Die infinitesimale (kreisrunde) Fläche  $d\Omega$  auf der Oberfläche einer Kugel ergibt sich aus  $d\Omega = r^2 \cdot \sin\theta^* d\theta d\phi$ . Bei konstanten Winkeln ist die Fläche proportional  $r^2$ . Ist der von  $(\theta^* - \Delta < \theta < \theta^* + \Delta)$  und  $(\phi^* - \Delta < \phi < \phi^* + \Delta)$  aufgespannte Teil der Kugeloberfläche gleich  $r^2$  erhält man einen definierten Wert für  $\Delta$ , und definiert so ebenfalls die Einheit des Raumwinkels  $\omega$  als ein Sterad [sr]. In dieser Arbeit wird immer von Raumwinkel gesprochen, wenn eine endliche kreisrunde Fläche auf

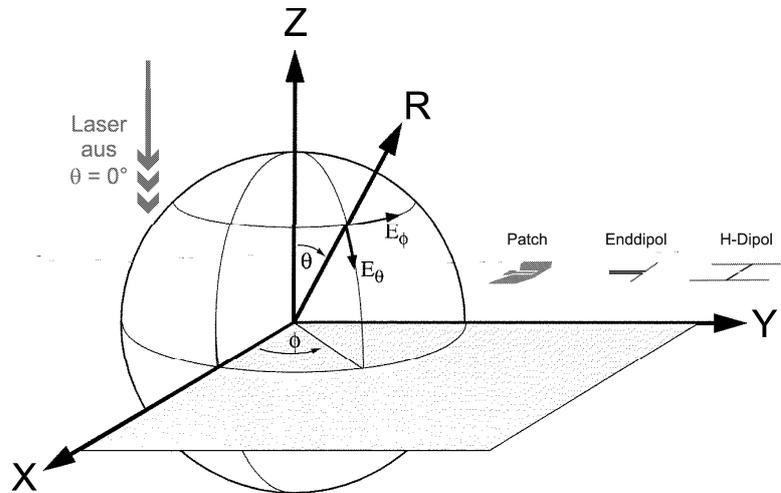


Abbildung 2.9.: Verwendetes Koordinatensystem

der Oberfläche einer Kugel, deren Mittelpunkt in der Mitte des Mischerelementes liegt, gemeint ist. Der experimentelle Aufbau z.B. ermöglicht die Detektion der Strahlung nur in einem bestimmten "Raumwinkel". Der Ursprung des in dieser Arbeit verwendeten Koordinatensystems befindet sich ebenfalls im Mittelpunkt des Mischerelementes.

### Einfluß der Substrate

Befindet sich die Antenne direkt auf einem Substrat mit einer vom Vakuum verschiedenen Dielektrizitäts- und oder Permeabilitätskonstante, so hat dies nicht nur einen Einfluß auf die erzeugten Felder, sondern auch direkt auf die entstehende Stromschwingung bzw. das Verhältnis von Antennen- zu Wellenlänge. Die für die Stromschwingung auf der Antenne wirkende effektive relative Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_{r,eff}$  ergibt sich in guter Näherung aus dem Mittelwert der relativen Dielektrizitätskonstante von Luft und Substrat [4]:

$$\epsilon_{r,eff} = \frac{\epsilon_0 + \epsilon_r}{2} \quad (2.34)$$

Die Berechnung der Wellenlänge der Stromschwingung  $\lambda$  auf Basis der Anregungsfrequenz  $f$  erfolgt dann über:

$$\lambda = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{r,eff}} \cdot f} \quad (2.35)$$

wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist.

Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der erzeugten EM-Welle ist das  $\epsilon_r$  des jeweiligen Mediums und nicht der Mittelwert heranzuziehen. Gleiches gilt für den Wellenwiderstand.

In Richtung des Substrats beträgt der Wellenwiderstand  $R_w$  dann:

$$R_w = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \quad (2.36)$$

Die relative Permeabilität wird für die hier verwendeten Substrate als eins angenommen.

Die Abstrahlung erfolgt mit wachsendem  $\epsilon_r$  sehr viel stärker in das Substrat als in die Luft.

Das Substrat hat auch als unendlich ausgedehnte Halbebene einen Einfluß auf die Abstrahlcharakteristik, da die Welle bereits an der Kante, auf der der Dipol aufliegt, gebrochen wird. Dies läßt sich anschaulich mit Hilfe von Abb. 2.10 folgendermaßen erklären: Der Strom  $I_1$  auf dem Dipol auf dem Substrat erzeugt ein elektrisches Feld  $E_1$  an einem beliebigen Punkt in der Luft. Dieses E-Feld läßt sich durch einen Strom  $I_2$  darstellen. Die von  $I_2$  ausgesandte Welle würde beim Übergang in das Substrat gebrochen und teilweise auch reflektiert werden. Da diese durch die Abstrahlung des Dipols erzeugt wurde, muß die Abstrahlung des Dipols in das Substrat einer von der Luft kommenden gebrochenen Welle entsprechen und ist dementsprechend von der Abstrahlcharakteristik in Luft deutlich verschieden. Eine exaktere Betrachtung mit Hilfe des Lorentz Reziprozitäts-Theorems findet sich bei Rutledge *et al.* in Button (ed.): *Infrared and Millimeter Waves, Vol.10* , [4], S. 21.

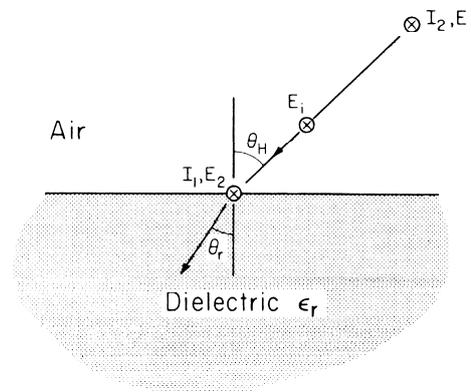


Abbildung 2.10.: Schematische Darstellung zur Brechung der vom Dipol auf dem Substrat abgestrahlten Welle. Aus [4], S. 24

Die Abstrahlcharakteristik in das Substrat für einen infinitesimalen Dipol ist in Abb. 2.11 dargestellt. Wie in den Abschnitten für den Dipol (2.2.2) und die Patchantenne (2.2.3) gezeigt werden wird, ändert sich die Abstrahlcharakteristik bei Antennen endlicher Länge mit der Frequenz, so daß obige Abstrahlcharakteristik nicht mehr gültig ist und der Substrateinfluß für jede Frequenz berechnet werden mußte. Dies war aus Zeitgründen im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Deswegen können auch keine quantitativen Aussagen zu den erwarteten abgestrahlten Leistungen gemacht werden.

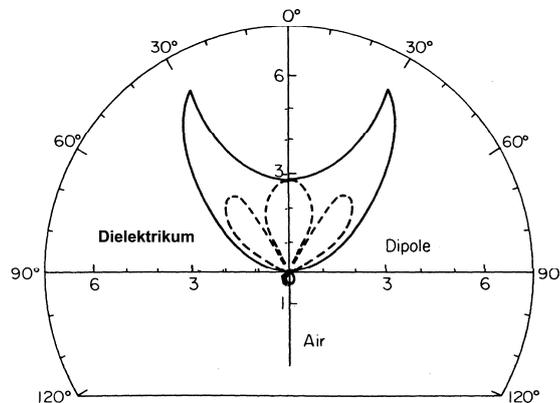


Abbildung 2.11.: Abstrahlcharakteristik eines infinitesimalen Dipols auf einem Substrat mit  $\epsilon_r = 4$ . E-Ebene: - -; H-Ebene: —. Aus [4], S. 8

### 2.2.2. Dipole

Unter Annahme der harmonischen, monochromatischen Anregung schwingt sich auf einem Dipol endlicher Länge eine stehende Welle ein, so daß an jeder Stelle eine harmonische Stromschwingung mit identischer Frequenz, aber unterschiedlicher Amplitude und ggf. Phase existiert. Im allgemeinen bildet sich auf der Zuleitung ebenfalls eine stehende Welle aus. Bei Anregungen die keine Welle mit Wellenlänge  $\lambda = n \cdot \frac{\lambda}{2}$ , wobei  $n \in \mathbb{N}$ , erzeugen, entsteht auf dem Dipol trotzdem eine stehende Welle, wobei die Amplitude geringer ist und sich der zu  $n \cdot \frac{\lambda}{2}$  scheinbar fehlende oder überschüssige Teil der Stromverteilung auf der Zuleitung befindet ([3], S. 20 und 156). Die Dipole werden als unendlich dünn angenommen.

#### Dipol mit zentraler Vorspannungsleitung (Enddipol)

Bei einem in der Mitte gespeisten Dipol mit offenen Enden ist der Strom an den Enden gleich null ([3], S. 151). In den Abbildungen 2.12 und 2.13 sind Stromverteilungen für verschiedene Verhältnisse von Wellenlänge zu Dipollänge bei einem in der Mitte gespeistem Dipol mit infinitesimalem Gap<sup>14</sup> dargestellt. Die Stromverteilung gemäß Abb. 2.13 (Dipol entlang X-Richtung) läßt sich folgendermaßen schreiben [3]:

$$I_{\text{Enddipol}}(x) = \begin{cases} I_0 \cdot \sin \left[ k \left( \frac{l}{2} - x' \right) \right], & 0 \leq x' \leq \frac{l}{2} \\ I_0 \cdot \sin \left[ k \left( \frac{l}{2} + x' \right) \right], & -\frac{l}{2} \leq x' \leq 0, \end{cases} \quad (2.37)$$

wobei  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  der Wellenvektor,  $l$  die Länge des Dipols und  $I_0$  die Stromamplitude ist.

Eine Dipol beliebiger Länge läßt sich in infinitesimale Dipole unterteilen ([3], S.143 bzw. 151). Bei obiger harmonischer CW-Anregung und gebildeter stehender Welle ist

<sup>14</sup> engl.: und bedeutet Lücke. Da dieser Begriff für die Lücke der Zuleitung in der Mitte des Dipols auch in der deutschen Fachsprache verwendet wird, wird er auch in dieser Arbeit verwendet.

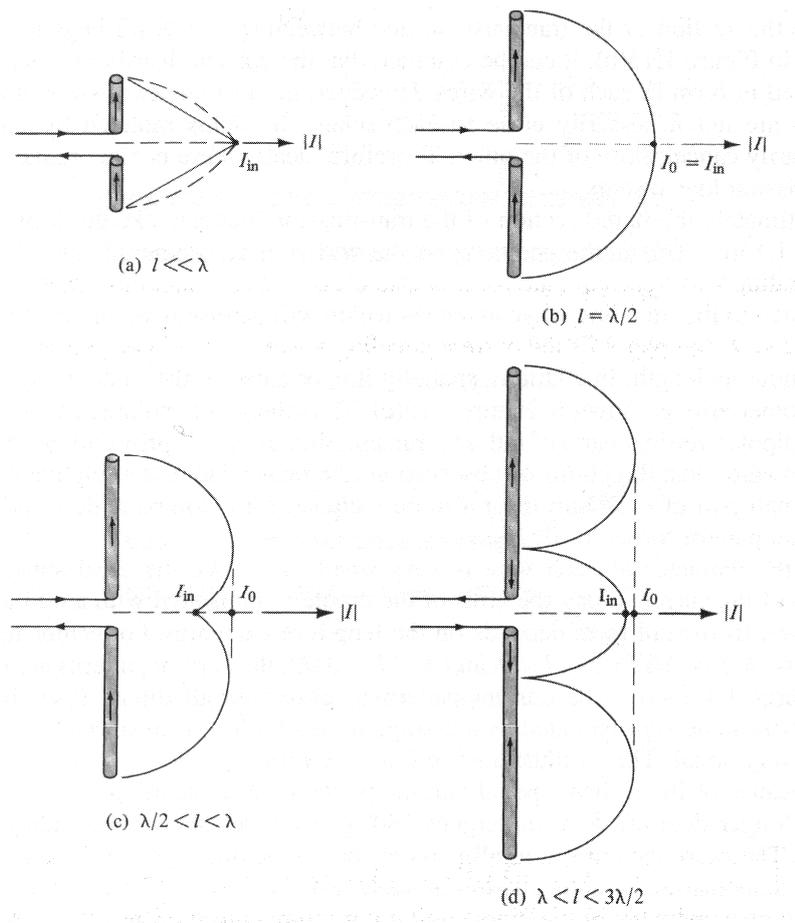


Abbildung 2.12.: Stromverteilungen für verschiedene Verhältnisse von Wellenlänge zu Dipollänge bei infinitesimalem Gap. Aus [3], S. 20

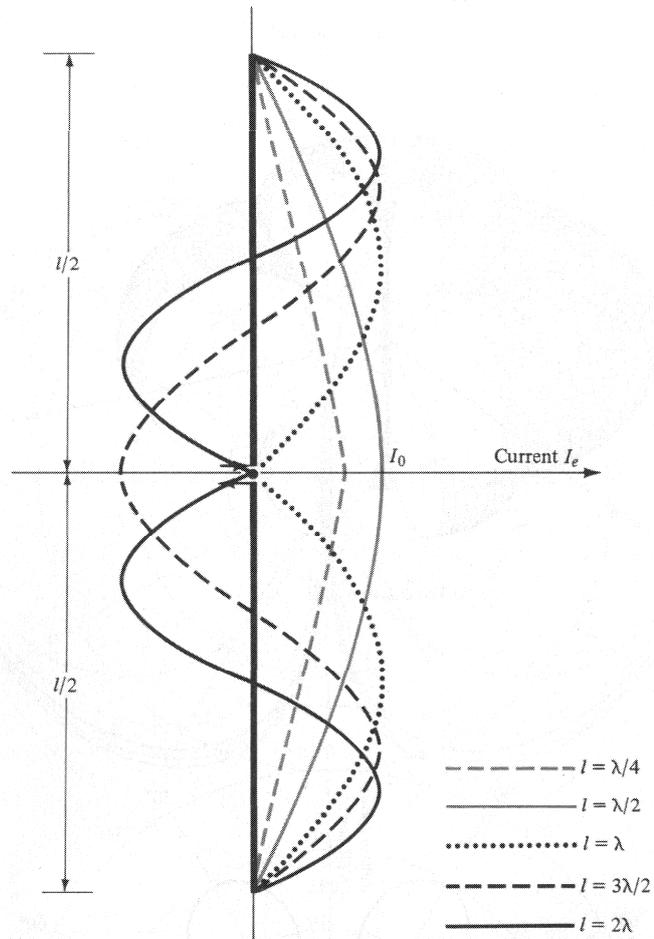


Abbildung 2.13.: Stromverteilungen für verschiedene Verhältnisse von Wellenlänge zu Dipollänge bei infinitesimalem Gap. Aus [3], S. 156

der Strom auf jedem dieser infinitesimalen Dipole eine Schwingung mit gleicher Frequenz, aber unterschiedlicher Amplitude und Phase. Ebenfalls handelt es sich nur um einen elektrischen Strom<sup>15</sup>. Jeder der infinitesimalen Dipole strahlt omnidirektional um die z-Achse mit der bekannten  $\cos^2(\phi)$  Abhängigkeit ab. Aus der Superposition dieser Abstrahlungen ergibt sich die Abstrahlung des Dipols endlicher Länge [3].

### Abstrahlcharakteristik

Die Abstrahlcharakteristik in der E-Ebene ist für einen vollständig im gleichen Medium eingeschlossenen, unendlich dünnen Dipol mit infinitesimalem Gap in Abbildung 2.14 dargestellt. Sie ändert sich mit dem Wellenlängen-Dipol-Verhältnis  $l/\lambda$ . Die Abstrahlung in der H-Ebene ist punktsymmetrisch zum Dipol und für alle Winkel  $\phi$  identisch. Zu beachten ist, daß die dargestellte Abstrahlcharakteristik die Leistung für jedes Wellenlängen-Dipol-Verhältnis relativ zur maximalen Leistung dieses Verhältnisses ist, so daß der Wert für  $\phi = 90^\circ$  für alle Verhältnisse gleich eins ist, obwohl die Leistungen bei gleicher Anregung unterschiedlich sind. Die Intensitätsverteilung des Dipols mit oben genannten Eigenschaften wird durch folgende Formel beschrieben:

$$\iota = R_w \cdot \frac{I_0^2}{8\pi^2} \cdot \left[ \frac{\cos\left(\frac{kl}{2} \cdot \cos\phi\right) - \cos\left(\frac{kl}{2}\right)}{\sin\phi} \right]^2 \quad (2.38)$$

wobei  $I_0$  die Amplitude der stehenden Welle der Stromschwingung,  $R_w$  der Wellenwiderstand des Mediums ( $R_w = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ ),  $r$  der radiale Abstand vom Mittelpunkt (Gap) der Antenne,  $k$  der Wellenvektor ( $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ),  $l$  die Länge des Dipoles und  $\phi$  der schon in Abbildung 2.14 verwendete Winkel gemäß dem in Anhang D dargestellten Koordinatensystem ist. Die abgestrahlte Leistung errechnet sich über Glg. 2.27.

Allerdings ist bei obiger Formel für  $\iota$  die Stromamplitude  $I_0$  als unabhängig von der Frequenz angenommen worden. Wie in Abschnitt 2.1.2 gezeigt wurde, ist der Photostrom und somit die Leistung der Quelle durchaus frequenzabhängig. Bei konstantem messbarem Gleichstromanteil des Photostromes ist die Amplitude des Wechselstromanteils proportional zu dem Faktor  $F_f = \frac{1}{\sqrt{1+\tau^2 \cdot (2\pi f)^2}}$  (s. Glg. 2.19). Da abgestrahlte Leistung proportional der Leistung der Quelle und somit Stromamplitude auf der Antenne proportional der Stromamplitude des Photomischers sind, ist  $F_f$  als Vorfaktor in Glg. 2.38

<sup>15</sup>Obwohl magnetische Ströme real nicht existieren, können über mathematische Identitäten hinsichtlich Fluß durch oder in Oberflächen, sowohl elektrische Ströme und Felder als auch magnetische Felder durch eine magnetische Stromdichte bzw. einen magnetischen Strom ersetzt werden, wobei die Beziehungen der Maxwellgleichungen erhalten bleiben und die Lösung auch nur reale Ergebnisse bringt. Dies ist als technisches Hilfsmittel zu sehen. Siehe auch Anhang A und [3].

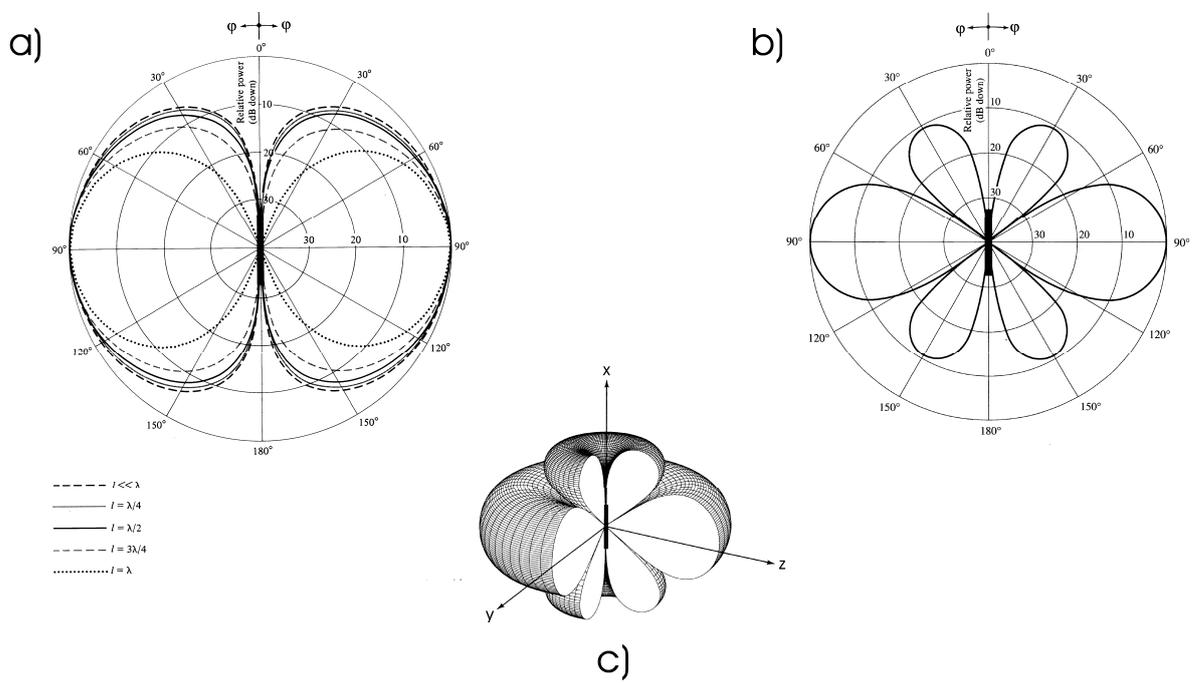


Abbildung 2.14.: Abstrahlcharakteristik E-Ebene (relative Leistung) a) für verschiedene Verhältnisse von Wellenlänge zu Dipollänge, b) und c) für  $l = 1.25\lambda$ . Aus [3], S. 154

aufzunehmen. Dann folgt für die abgestrahlte Leistung:

$$P_{rad} = F_f \cdot \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \iota r^2 \sin \phi d\phi d\theta \quad (2.39)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 \cdot (2\pi f)^2}} \cdot \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \iota r^2 \sin \phi d\phi d\theta \quad (2.40)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 \cdot (2\pi f)^2}} \cdot \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} R_w \cdot \frac{I_0^2}{8\pi^2} \cdot \left[ \frac{\cos\left(\frac{kl}{2} \cdot \cos \phi\right) - \cos\left(\frac{kl}{2}\right)}{\sin \phi} \right]^2 r^2 \sin \phi d\phi d\theta \quad (2.41)$$

Für die gesamte abgestrahlte Leistung eines Dipols mit oben angegebenen Eigenschaften ergibt sich nach Integration über eine Kugel mit Radius  $r$ : ([3], S. 157):

$$\begin{aligned} P_{Rad,ges,ant} &= F_f \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \iota r^2 \sin \phi d\phi d\theta \\ &= F_f \cdot R_w \frac{|I_0|^2}{4\pi} \\ &\quad \cdot \left\{ C + \ln\left(\frac{2\pi}{\lambda} l\right) - C_i\left(\frac{2\pi}{\lambda} l\right) + \frac{1}{2} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} l\right) \cdot \left[ S_i\left(\frac{4\pi}{\lambda} l\right) - 2S_i\left(\frac{2\pi}{\lambda} l\right) \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} l\right) \cdot \left[ C + \ln\left(\frac{\pi}{\lambda} l\right) + C_i\left(\frac{4\pi}{\lambda} l\right) - 2C_i\left(\frac{2\pi}{\lambda} l\right) \right] \right\} \\ &= \frac{1}{2} F_f R_r |I_0|^2 \end{aligned} \quad (2.42)$$

wobei

$$\begin{aligned} C &= 0,5772 \\ C_i(x) &= - \int_x^\infty \frac{\cos y}{y} dy \\ S_i(x) &= \int_0^x \frac{\sin y}{y} dy \end{aligned}$$

Da experimentell nicht die gesamte abgestrahlte Leistung gemessen werden konnte, sondern nur die in einem bestimmten Raumwinkel, sind zur Berechnung der erwarteten gemessenen Leistung die Integrationsgrenzen anders zu wählen. Ebenfalls sind keine Substrateffekte in obiger Formel enthalten.

### Einfluß des endlichen Durchmessers

Der oben angenommene Dipol ist unendlich dünn. Diese Annahme ist gültig für ein großes Verhältnis von Länge zu Durchmesser. Bei den hier verwendeten Dipolen liegt dieses Verhältnis deutlich unter 100. Bei einer Antenne sogar nur bei 18. Die Werte sind in Kapitel 4 angegeben.

Der erwartete Einfluß liegt in der Erhöhung der Leistungsamplitude des Nahfelds. Dies hat keinen direkten Einfluß auf die abgestrahlte Leistung, aber auf den komplexen Teil

des Eingangswiderstands [3]. Dies führt zu einer Veränderung der Resonanzkurve<sup>16</sup>, da die Anpassung frequenzabhängig ist.

### Einfluß der endlichen Größe des Gaps

Die Stromverteilung wird von der endlichen Größe des Gaps nur gering beeinflusst. Wie schon oben im Rahmen der möglichen Stromverteilungen erwähnt, kann der fehlende "Raum" für die Stromwelle auf dem Dipol von der Zuleitung eingebracht werden [3]. Allerdings kann sich damit der Eingangswiderstand und somit die Amplituden der Resonanzkurve stark ändern. Der Einfluß auf die Wellenlänge für maximale Emission ist gering, so daß dieser weiterhin in der Nähe von  $\lambda$  liegen sollte.

#### 2.2.3. Patch-Antennen

Die im folgenden vorgestellte Antennenstruktur stellt im Vergleich zum Dipol ein völlig anderes Konzept für eine Antenne dar. Die strahlende Struktur ist eine sogenannte Patch-Antenne<sup>17</sup>. Eine Patch-Antenne besteht im allgemeinen aus einer kleinen, oft rechteckigen, Metallschicht, die sich, durch ein dünnes Dielektrikum getrennt, über einer i.d.R. weit (theoretisch unendlich) ausgedehnten Metallschicht befindet. Die kleinere Schicht ist der Patch, die ausgebreitete Metallschicht wird als Grundplatte bezeichnet. Dies ist in Abbildung 2.15 dargestellt. Die Funktionsweise ist in Balanis: *Antenna Theory*, [3], Kap. 14, beschrieben und wird hier zusammengefaßt wiedergegeben.

Eine Stromschwingung wird auf der oberen Platte angeregt, so daß sich abhängig von der Geometrie der oberen Schicht eine stehende Welle aufbaut. Auf der unteren Platte wird durch Influenz die gleiche Schwingung mit entsprechend versetzten Strommaxima erzeugt. Ebenfalls wird im Zwischenraum ein sich zeitlich änderndes elektrisches und somit auch magnetisches Feld erzeugt. Der Zwischenraum kann als Resonator mit zwei perfekt elektrisch leitenden Wänden (Patch und Grundplatte) und vier real offenen Wänden, die als perfekt magnetisch leitende Wände modelliert werden, angesehen werden. Perfekt magnetisch leitende Wände bedingen, daß die Tangentialkomponente eines magnetischen Feldes an der (Modell-)Wand gleich null ist, so daß eine vollständige Reflektion der im Resonator angeregten elektromagnetische Welle stattfindet. Da sich, wie vom Kondensator bekannt [20] und bei Microstripleitungen gezeigt [3], die Ladungen und Ströme vor allem auf der dem Zwischenraum zugewandten Oberfläche der Wände befinden, können die Ströme auf der Außenseite und ihr Beitrag zur Abstrahlung als null angenommen werden. Da es sich um einen zweidimensionalen Resonator handelt, können theoretisch alle TM-Moden angenommen werden, wobei die erste mögliche Mode die dominierende ist [3].

Die Abstrahlung erfolgt durch die beiden Seitenwände entlang der Stromschwingung bzw. Zuleitung (in Abb. 2.15 als "Radiating slots" bezeichnet). Dazu wird ein Verlustfaktor für diese Wände in das Modell eingefügt. Anschaulicher ist in diesem Fall die

---

<sup>16</sup>Als Resonanzkurve wird in dieser Arbeit die Darstellung der abgestrahlten Leistung in Abhängigkeit der Anregungsfrequenz bezeichnet.

<sup>17</sup>Der deutsche Begriff für diese Form der Antenne lautet Flächenstrahler [36]. Da auch in der deutschen Fachsprache von einer Patch-Antenne gesprochen wird, ist dies auch die gewählte Bezeichnung in dieser Arbeit.

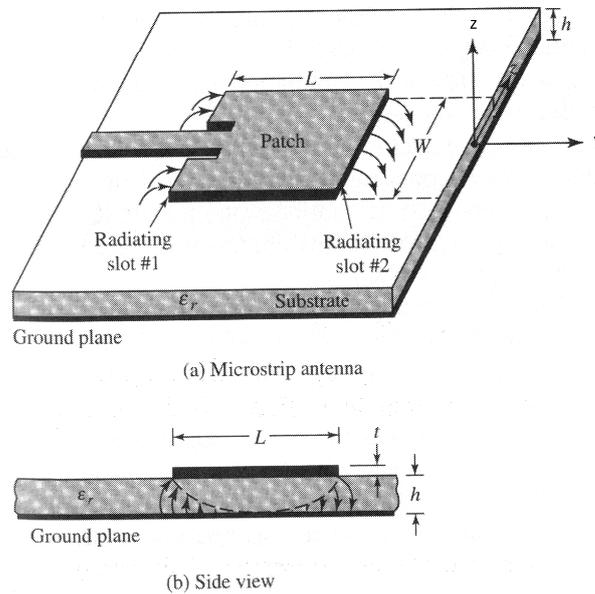


Abbildung 2.15.: Patch Antenne mit unendlicher Grundplatte. Aus [3], S. 723

Betrachtung der elektrischen Felder am Rand. In Abbildung 2.16 sind unterschiedliche Moden dargestellt. Zu betrachten sind die Feldkomponenten in der Ebene des Patch. Diese sind nicht in Abbildung 2.16 dargestellt, sondern in Abbildung 2.17. Dort sieht man, daß die elektrischen Felder durchaus ein Komponente in der Ebene des Patch besitzen. Nimmt man nun wieder die Modenstrukturen aus Abbildung 2.16, so erkennt man, daß diese Feldkomponenten bei der  $TM_{010}$ -Mode bei den Wänden orthogonal zur Zuleitung in die gleiche Richtung, an den parallelen Wänden aber in die entgegengesetzte Richtung zeigen. Die einen interferieren also konstruktiv, die anderen destruktiv. Deswegen strahlen nur die Wände an den Enden der Stromschwungung signifikant ab. Die verbleibende Abstrahlung der anderen Wände ist so gering, daß sie vernachlässigt wird. Die Abstrahlungsquellen sind im Resonatormodell somit zwei vertikal auf der Grundplatte stehende rechteckige Öffnungen, sogenannte Apertur- oder Slot-Antennen<sup>18</sup>. Slot-Antennen sind das duale Gegenstück zu Dipolen, nur daß in diesen elektromagnetische Felder schwingen anstatt Ströme und Spannungen<sup>19</sup>. Die Abstrahlung erfolgt somit nicht direkt von den Platten, sondern durch das sich zeitlich ändernde elektromagnetische Feld zwischen den Platten.

<sup>18</sup>Im deutschen werden Slot-Antennen als Schlitz-Antennen bezeichnet. In dieser Arbeit wird aufgrund der Nutzung in der Fachsprache der Begriff Slot verwendet.

<sup>19</sup>Ströme fließen beim Slot an den Rändern. Näheres zu Slot-Antennen, die zur Gruppe der Apertur-Antennen gehören, findet sich in Kap. 12 von Balanis [3]. Auf eine genauere Darstellung wird in dieser Arbeit verzichtet.

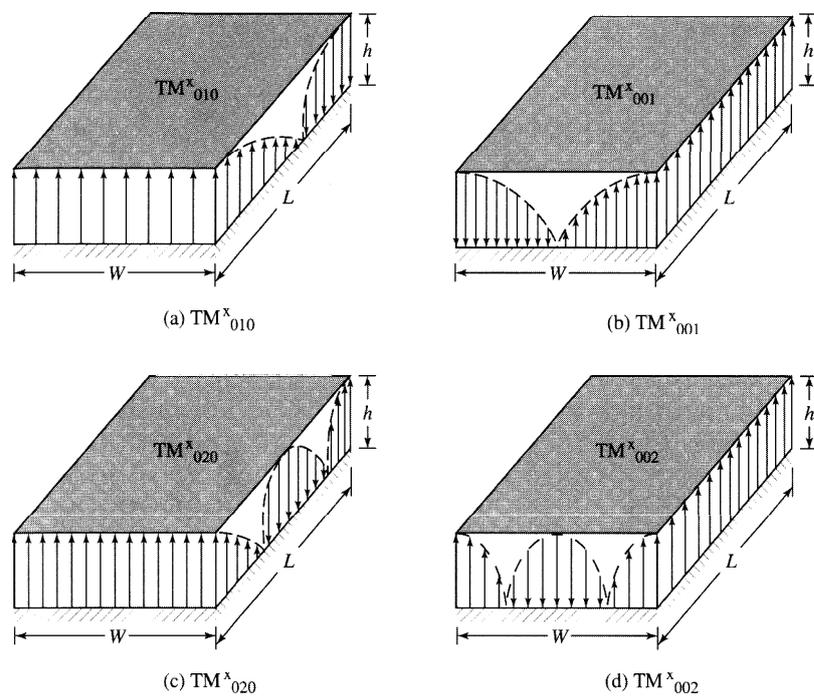


Abbildung 2.16.: Modenstruktur bzw. Feldverteilungen einer Patch Antenne. Aus [3], S. 741

### Resonanzverhalten

Die Resonanzfrequenz wird analog einem dreidimensionalen Resonator folgendermaßen errechnet [3]:

$$f_{res,mnp} = q \cdot \frac{c}{2\pi \cdot \sqrt{\epsilon_r}} \cdot \sqrt{\left(\frac{m\pi}{h}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{W}\right)^2} \quad (2.43)$$

wobei  $m, n, p \in \mathbb{N}$  die Mode darstellt. Die Patch-Antenne hat die Breite  $w_r$ , die Länge  $L_r$  und die Höhe  $h_r$  und das Dielektrikum zwischen Patch und Grundplatte<sup>20</sup> die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_r$ . Der Faktor  $q$  ist ein Korrekturfaktor für "fringing". Mit engl.: "fringing" wird die Änderung der effektiven Längen durch sich auswölbende Felder an den Rändern bezeichnet. Diese Felder führen zu weniger eindeutigen Randbedingungen, da der Resonator keine elektrisch leitenden Seitenwände hat. Dies ist in Abb. 2.17 dargestellt: Durch fringing wird die effektive Länge etwas kleiner als die reale.

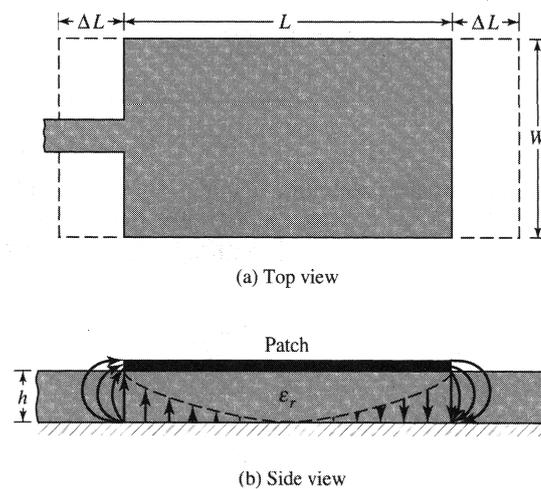


Abbildung 2.17.: a) Reale und effektive Länge aufgrund in b) dargestellter inhomogener Felder. Aus Balanis: *Antenna Theory*, S. 729 ([3])

Eine Patchantenne kann im Prinzip mit jeder Mode angeregt werden, wobei bestimmte, i.d.R. die ersten Moden dominant sind. Allerdings beeinflusst die Mode bzw. die Stromschwingung auf dem Patch den Eingangswiderstand und somit können manche Moden getrieben werden und manche nicht. Da die hier verwendete Patchantenne unterschiedliche Quellen bzw. MSM-Strukturen besitzt, könnten unterschiedliche Moden bzw. Resonanzfrequenzen bei unterschiedlichen MSM auftreten. Patch-Antennen mit geringem Höhe-Wellenlängenverhältnis  $\frac{h}{\lambda_0}$  lassen keine Mode entlang der Höhe erwarten und zeigen eine scharfe Resonanz bzw. geringe Bandbreite der abgestrahlten Leistung ([3], S. 723).

<sup>20</sup>Bei den hier verwendeten Antenne ist dies Polyamid.

### Abstrahlcharakteristik

Die Abstrahlcharakteristik der Slots und als deren Summe die Abstrahlcharakteristik der Patch-Antenne ist in Abbildung 2.18 dargestellt. Die gezeigte Abstrahlcharakteristik wurde in anderen Arbeiten experimentell bestätigt [3]. Die abgestrahlte Leistung in Vakuum

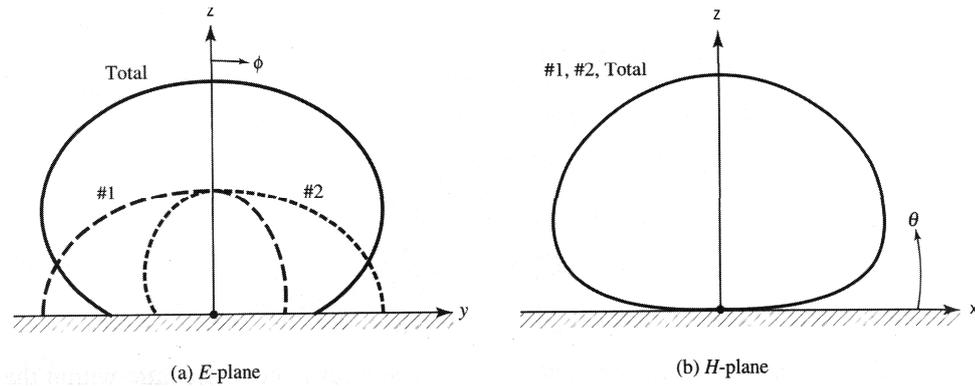


Abbildung 2.18.: Abstrahlcharakteristik einer Patch Antenne mit unendlicher Grundplatte. Aus Balanis: *Antenna Theory*, S. 744 ([3])

für einen Slot mit unendlicher Grundplatte beträgt:

$$P_{rad} = \frac{|U_0|^2}{2\pi \eta_0} \cdot \int_0^\pi \left[ \frac{\sin\left(\frac{k_0 w_p}{2} \cos \phi\right)}{\cos \phi} \right]^2 \sin^3 \phi \, d\phi \quad (2.44)$$

wobei  $U_0$  die maximale Spannung zwischen Patch und Grundplatte und somit gleich  $E_0 \cdot h$  ist,  $k_0$  der Wellenvektor im Vakuum und  $w_p$  die Breite des Patch (wie in Abb. 2.15 dargestellt). Der Winkel  $\phi$  kann dem Koordinatensystem in Anhang D entnommen werden.

Die abgestrahlte Leistung nach Gleichung 2.44 zeigt, daß eine durch die Spannung  $U_0$  ausgedrückte höhere Feldamplitude des elektrischen Feldes auch mehr abgestrahlte Leistung bringt. Eine Veränderung der Höhe  $h$  ändert also nur die Abstrahlungsleistung, wenn das elektrische Feld konstant bleibt. Da allerdings das elektrische Feld durch die Stromwelle bzw. Spannungswelle auf der oberen Platte erzeugt wird (auf der unteren entstehen Ladungen nur durch Influenz), ist die Spannungsamplitude konstant und das Feld ändert sich mit  $d$ .

Da die Höhe gering im Verhältnis zur Wellenlänge sein sollte, um gerade bei hohen Frequenzen ungewollte Verluste zu verhindern ([3], S. 723), ist im THz-Bereich die absolute Höhe sehr klein. Die an den Seiten abgestrahlte Welle wird wegen der geringen Höhe vielfach reflektiert und damit die erwartete Abstrahlung gering [3]. Deswegen wird die Patch-Antenne allgemein als schlechter Strahler angesehen.

### Eingangswiderstand

Der Eingangswiderstand hängt wie beim Dipol von der Strom- bzw. Spannungsverteilung, der maximalen Amplitude der Strom- bzw. Spannungsschwingung, und dem Verlustwiderstand ab. Wie auch schon beim Dipol ist der Strom in  $y$ -Richtung an den Patchenden null, die Spannung dort maximal. In der Mitte des Patch kann wie beim Dipol abhängig von der angeregten Schwingung bzw. Mode sowohl ein Maximum als auch ein Minimum vorliegen.

Sowohl Eingangswiderstand als auch Abstrahlcharakteristik der Patch Antenne werden für den hier gegebenen Fall von im Verhältnis zur Vakuum-Wellenlänge geringer Höhe  $h$ , als unabhängig von der Höhe  $h$  angenommen ([3], S. 734 bzw. S. 749).

### Korrekturen für die in dieser Arbeit verwendeten Geometrie

Die in dieser Arbeit verwendete Patchantenne ER, die in Kap. 4.2 ausführlich dargestellt wird, unterscheidet sich in der Geometrie erheblich von der oben beschriebenen Patch-Antenne.

Erstens befindet sich wie beim Dipol die Quelle, der Photoschalter, innerhalb der Antenne. Eine Anpassung über die Zuleitung ist also nicht möglich. Die stehende Welle muß ggf. an die Position des Gaps angepaßt werden. Die Zuleitung ist ähnlich der oben beschriebenen, nur das hier wieder nur eine Gleichspannung angelegt wird. Allerdings könnte im Gegensatz zum Dipol ohne Filter die Kürze der Zuleitung zu Reflektionen führen, so daß nicht nur Leistung verloren geht, sondern die Schwingung auf der Antenne, ähnlich wie beim Dipol mit Filter, beeinflußt wird. Dies könnte zu einer Einschränkung der Bandbreite bzw. einer schärferen Resonanz führen.

Zweitens handelt es sich nicht um eine unendlich ausgebreitete Grundplatte, sondern sogar um eine in der Größe des Patch. Dies führt sicherlich zu einer stark veränderten Abstrahlcharakteristik. Zu erwarten ist unter Einbeziehung der Abstrahlcharakteristik eines Slots ohne störende Wand eine zur  $y$ -Achse symmetrische Abstrahlung. Allerdings führt das Substrat, das als unendlich ausgebreitet angenommen werden kann, sowohl zu einer Reflektion in  $+z$ -Richtung als auch zu einer Brechung in  $-z$ -Richtung. So kann die Abstrahlcharakteristik schwer vorhergesagt werden. Es ist allerdings anzunehmen, daß das Verhältnis der Abstrahlung zwischen Substratseite und Luftseite weniger stark unterschiedlich ist, da die Generation nicht im Substrat erfolgt.

Der Einfluß des Substrats auf die Resonanzfrequenz bzw. die stehende Welle sollte vernachlässigbar sein, da, wie schon erwähnt, die Ladungen und Ströme auf der Oberfläche, die in die Antenne hinein zeigt, und somit nicht auf der Seite des Substrats entstehen.

Drittens sind die Ecken des Patch und der Grundplatte abgeschrägt, so daß z.B. die Länge des Patch nicht eindeutig bestimmbar ist. Ein erheblicher Einfluß auf die Stromverteilung ist anzunehmen.

Viertens bewirkt die Änderung des Fingerabstandes der MSM-Struktur eine Änderung derer Schaltkreisparameter wie z.B. Kapazität und somit der Anpassung an den Schaltkreis. Ein Einfluß auf abgestrahlte Leistung und Resonanzfrequenz ist zu erwarten.

### 2.3. Zusammenhang Photostrom und Antennenstrom

Im vorangegangenen Abschnitt 2.1.3 wurde dargelegt, daß der Photomischer eine Stromquelle mit komplexen Widerstand  $Z_g$  ist. Eine Antenne kann zur Betrachtung in einem Ersatzschaltbild durch einen komplexen Widerstand, den Eingangswiderstand  $Z_{in}$ , dargestellt werden (s. Abschnitt 2.2.1). Der Realteil von  $Z_{in}$ ,  $R_{in}$ , beruht auf dem Strahlungswiderstand  $R_r$ . Der Imaginärteil  $X_{in}$  beruht auf dem Einfluß des Nahfeldes und bewirkt eine Phasenverschiebung.

Aus der Leitungstheorie kann dann nach Aufstellen des Ersatzschaltbildes, d.h. nach Berücksichtigung der komplexen Leitungswiderstände die auf die Antenne übertragene komplexe Leistung berechnet werden. Das Ersatzschaltbild für eine Antenne mit einer Vorspannungsleitung, die den komplexen Widerstand  $Z_{Line,ges}$  besitzt, ist in Abbildung 2.19 dargestellt. Durch geschickte Wahl des Leitungswiderstandes wird die übertragene

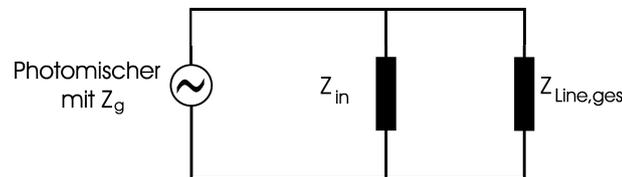


Abbildung 2.19.: Ersatzschaltbild für eine Antenne mit Vorspannungsleitung

Leistung von Photomischer zu Antenne zumindest für eine Frequenz optimiert.

Der Gesamtwiderstand einer Leitung,  $Z_{Line,ges}$ , errechnet sich folgendermaßen aus dem Leitungswiderstand  $Z_{Line}$  und dem Abschlußwiderstand  $Z_{end}$ :

$$\begin{aligned} Z_{Line,ges} &= Z_{Line} \cdot \frac{1 + \Gamma e^{-2jkl}}{1 - \Gamma e^{-2jkl}} \\ &= Z_{Line} \cdot \frac{Z_{end} + jZ_{Line} \cdot \tan(kl)}{Z_{Line} + jZ_{end} \cdot \tan(kl)} \end{aligned}$$

wobei  $l$  die Länge der Leitung,  $k$  der Wellenvektor und  $\Gamma = \frac{Z_{end} - Z_{Line}}{Z_{end} + Z_{Line}}$  der Reflektionskoeffizient der auf der Leitung laufenden Welle am Abschlußwiderstand ist.

Der Leitungswiderstand  $Z_{Line}$  errechnet sich aus folgender Formel [42]:

$$Z_{Line} = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_{eff, cps}}} \cdot \frac{K(k_I)}{K(k'_I)} \quad (2.45)$$

wobei  $k_I = \frac{S}{S+2W}$ ,  $\epsilon_{eff, cps}$  die unten dargestellte effektive Dielektrizitätskonstante und  $K(k_I)$  das elliptische Integral erster Art ist. Der Bruch  $\frac{K(k_I)}{K(k'_I)}$  kann mit einem Fehler von unter  $3 \cdot 10^{-6}$  folgendermaßen berechnet werden [42]:

$$\frac{K(k_I)}{K(k'_I)} = \begin{cases} \frac{1}{\pi} \cdot \ln \left[ 2 \frac{1+\sqrt{k_I}}{1-\sqrt{k_I}} \right], & \text{für } 0 \leq k_I \leq 0.707 \\ \frac{1}{\ln \left[ 2 \frac{1+\sqrt{k'_I}}{1-\sqrt{k'_I}} \right]}, & \text{für } 0.707 \leq k_I \leq 1. \end{cases} \quad (2.46)$$

Die effektive Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_{eff,cps}$  einer koplanaren Leitung auf einem Dielektrikum ist in Vakuum bzw. Luft kann folgendermaßen berechnet werden [42]:

$$\epsilon_{eff,cps} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} \cdot \left[ \frac{\tanh \left\{ 1.785 \cdot \log \left( \frac{h}{W} \right) + 1.75 \right\}}{+ \frac{k \cdot W}{h} \cdot \{ 0.04 - 0.7k + 0.01 \cdot (1 - 0.1 \cdot \epsilon_r) \cdot (0.25 + k) \}} \right]. \quad (2.47)$$

Der Zuleitungswiderstand für die verwendete Antenne mit Filterstruktur (FFM-Ant 21a) ist in Kapitel 4.1.2 berechnet und in Abbildung 4.6 dargestellt.

Eine Veränderung des Leitungswiderstandes führt zu einer Reflektion an der Unstetigkeitsstelle und der Gesamtwiderstand kann auch dann über Gleichung ?? berechnet werden, wobei der Abschlußwiderstand durch den Leitungswiderstand des folgenden Teilstücks ersetzt werden muß. Gibt es mehrere Unstetigkeitsstellen, so kann der Gesamtwiderstand iterativ berechnet werden, indem der Widerstand des letzten Stücks mit Abschlußwiderstand berechnet wird, und dieser Wert als Abschlußwiderstand für das Stück davor verwendet wird. Dieser Wert wird dann wieder für das vorangehende Stück verwendet, und so weiter, bis der Gesamtwiderstand berechnet ist.

### Leistungsübertrag

Bei großem Leitungswiderstand  $Z_{Line}$  relativ zum Antenneneingangswiderstand  $Z_{in}$  wird mehr Leistung von der Quelle an  $Z_{in}$  übertragen. Zur Berechnung des absoluten Leistungswiderstandes muß der komplexe Abschlußwiderstand bekannt sein. Für die Berechnung der übertragenen Leistung muß desweiteren der Innenwiderstand der Quelle  $Z_g$  berücksichtigt werden. Dies würde eine Modellierung des Photomischers erfordern und ist aus Gründen der Komplexität im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt worden. Der Innenwiderstand  $Z_g$  ist ebenfalls frequenzabhängig.

Allerdings ist unabhängig von der Anpassung bei konstanter Frequenz die Amplitude der auf die Antenne übertragenen Leistung  $P_{ant}$  proportional der Amplitude der Leistung des Photomischers  $P_{mix}$ . Somit gilt:

$$P_{Ant} \propto P_{mix} \propto I_{photo,AC}^2 \quad (2.48)$$

Die abgestrahlte Leistung ist unter Verwendung von Gleichung 2.24 proportional dem Quadrat des Wechselstromanteils des Photostroms.



## 3. Experimentelle Durchführung und Ziele

### 3.1. Ziele

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung unterschiedlicher photokonduktiver THz-Emitter. Es werden die theoretischen Vorhersagen über Funktionsweise und die Frequenzabhängigkeit der emittierten Leistung experimentell überprüft und die Emitter untereinander verglichen.

Zentrales Anliegen ist der Vergleich von in der Bandbreite eingeschränkter Antennen mit regulären Dipolen. Hier wird eine höhere Emission für die gewählten Resonanzfrequenzen erwartet. In diesem Zusammenhang wird ein neuer schmalbandiger photokonduktiver THz-Emitter, eine Patch Antenne mit MSM-Photomischer, vorgestellt und mit Dipolantennen verglichen.

Die Leistung wird bolometrisch detektiert. Zur Bestimmung der Frequenz wurde ein im Rahmen dieser Arbeit erstelltes Fourier-Transform-Infrarot-Interferometer (FTIR) verwendet.

Im folgenden wird der experimentelle Aufbau und die dabei verwendeten Meßmethoden beschrieben. Die verwendeten Strukturen und ihre erwarteten Eigenschaften werden in Kapitel 4 vorgestellt. In Kapitel 5 werden dann die Messergebnisse dargestellt und diskutiert.

### 3.2. Lasersystem

Die zum Frequenzmischen in LT-GaAs notwendigen Laserstrahlen mit etwa 800 nm Wellenlänge werden durch einen in der Arbeitsgruppe gebauten Zweifarbtitan-Saphir Laser erzeugt. Als Pump Laser fungiert ein Coherent VERDI-V5. Der VERDI-V5 ist ein diodengepumpter frequenzverdoppelter Nd:Yag Laser mit einer emittierten Wellenlänge von 533 nm und einer Leistung von 5,5 Watt. Der Ti:Sa - Laser wurde in zwei unterschiedlichen Geometrien verwendet. In der ersten Geometrie, in dieser Arbeit als  $\alpha$ -Geometrie bezeichnet, wird der Ti:Sa einseitig gepumpt und besitzt einen linear betriebenen  $\alpha$ -förmigen Resonator für jede Farbe (Abb. 3.1).

Bei der zweiten Geometrie wird der Ti:Sa von zwei Seiten mit jeweils der Hälfte der Leistung des Verdi gepumpt, so daß die beiden Farben getrennt gepumpt werden. Während eine Farbe weiterhin mit einem  $\alpha$ -förmigen Resonator erzeugt wird, wird die andere Farbe in einem unidirektionalen Ringresonator erzeugt. Diese Geometrie wird in dieser Arbeit als Mischgeometrie bezeichnet und ist in Abb. 3.2 dargestellt. Die Mischgeometrie ermöglicht einen stabileren Betrieb und eine Verringerung der Linienbreite des Ti:Sa Lasers.

Die emittierte Wellenlänge wird von einem Gitterspektrometer mit computerausgele-

### 3. EXPERIMENTELLE DURCHFÜHRUNG UND ZIELE

sener CCD-Zeilenkamera, im folgenden nur als Spektrometer bezeichnet, ausgelesen. Das Maximum der Emittierten Strahlung ist auf 0.01 nm genau bestimmbar. Eine detaillierte Beschreibung des Spektrometers findet sich ebenfalls in der Diplomarbeit von Frank Siebe [33].

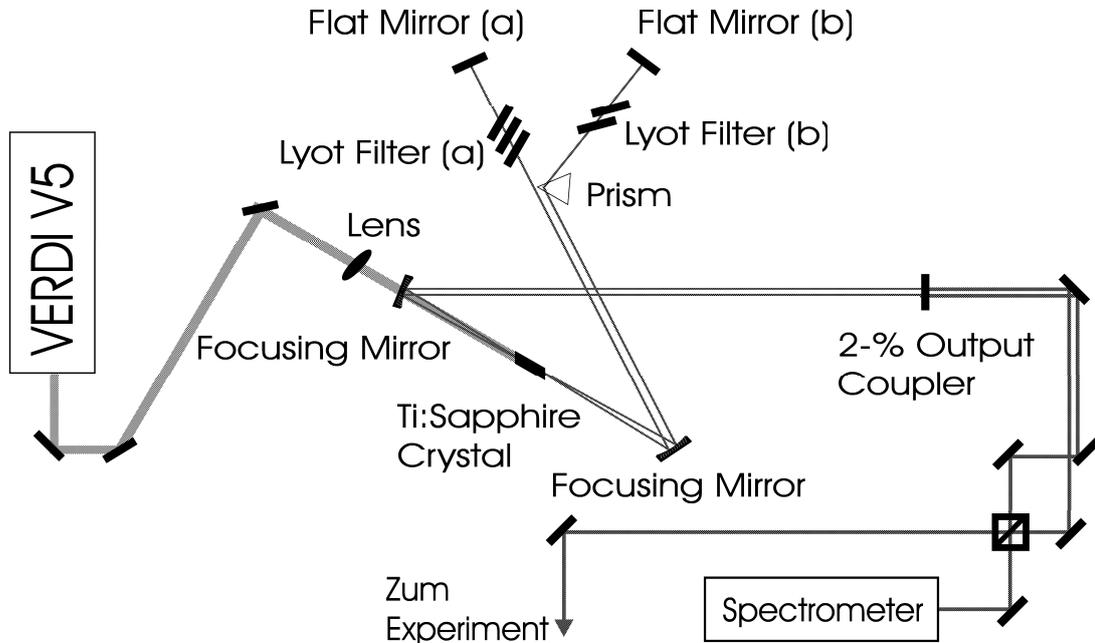


Abbildung 3.1.: Zweifarb Ti:Sa in  $\alpha$ -Geometrie

Bei der  $\alpha$ -Geometrie sind beide Farben unabhängig voneinander in einem Bereich von etwa 750 nm bis 850 nm abstimbar. Daraus folgt für die  $\alpha$ -Geometrie eine mögliche Differenzfrequenz von wenigen GHz bis 50 THz. Die Einstellung erfolgt über ein Lyotfilter in jedem Arm. Zur Bestimmung der Linienbreite des Lasersystems wurde ein kommerziell erhältliches durchstimmbares piezogesteuertes Fabry-Perot-Etalon mit eingebauter Photodiode verwendet. Dieses zeigt drei longitudinale Moden mit einem Modenabstand von 250 MHz (Abb. 3.3). Daraus ergibt sich eine Linienbreite der emittierten Laserstrahlung von 500 MHz.

Bei der Mischgeometrie ist die durch den  $\alpha$ -Resonator erzeugte Farbe auf die gleiche Weise und über den gleichen Bereich abstimbar, die Wellenlänge der durch den Ringresonator erzeugten Farbe ist allerdings fix und liegt bei 782.37 nm. Daraus folgt für die Mischgeometrie eine mögliche Differenzfrequenz von wenigen GHz bis 30 THz. Der Vorteil der Mischgeometrie ist nicht nur eine höhere Stabilität des Lasersystems, sondern auch daß der Ringresonator nur eine longitudinale Mode mit einer Linienbreite von etwa 150 MHz emittiert. Die Linienbreite der emittierten Strahlung liegt somit bei etwa 650 MHz.

Die Wellenlängenänderung während des Betriebes liegt unter der Auflösungsgrenze des

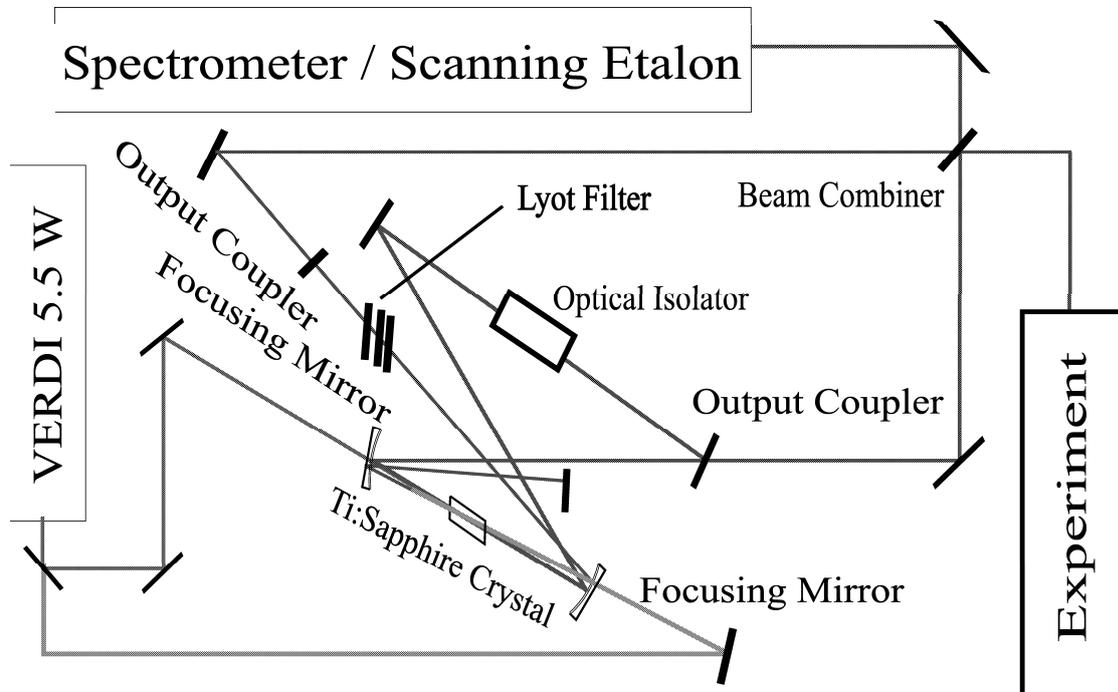
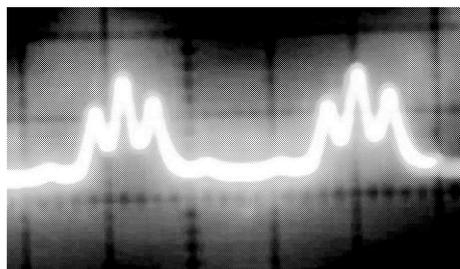


Abbildung 3.2.: Zweifarbig Ti:Sa in Mischgeometrie

Abbildung 3.3.: Longitudinale Modenstruktur einer Farbe des Ti:Sa im  $\alpha$ -Resonator. Der Modenabstand beträgt 250 MHz, was einer Linienbreite von 500 MHz entspricht.

Spektrometers.

Auf eine detailliertere Beschreibung der Funktionsweise des Ti:Sa Lasers sowohl mit  $\alpha$ - als auch mit Ring- Resonator wird in dieser Arbeit verzichtet und findet sich ebenfalls in der Diplomarbeit von Frank Siebe [33].

Eine Wellenlänge von 750 nm entspricht einer Photonenenergie von 1.65 eV, 850 nm entsprechen 1.45 eV. Bei einer Bandlücke bzw. Energie zur Anregung freier Elektronen in LT-GaAs von 1.43 eV (entspricht 865 nm Wellenlänge) und der genannten Linienbreite zusammen mit der Wellenlängenstabilität des Lasersystems, besitzen alle Photonen ausreichend Energie zur Ladungsträgererzeugung.

Die Ausgangsleistung des Lasers beträgt pro Farbe etwa 150 mW.

### 3.3. Antennenmessplatz

Zur Messung der Emission der Antennen wurden die in Abb. 3.4 dargestellten Aufbauten verwendet.

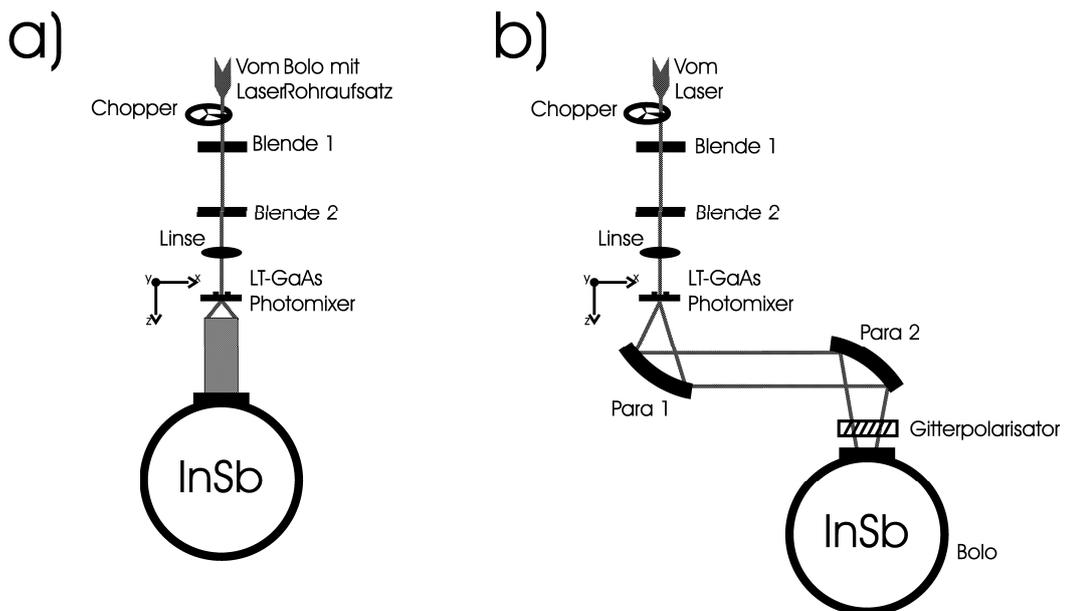


Abbildung 3.4.: Schematische Darstellung des Meßplatzes für die Antennenvermessung. a) Messung mit Rohraufsatz; b) Messung mit zwei Paraboloiden

Die zwei Laserfarben des in 3.2 dargestellten Titan-Saphir Lasers werden mit Hilfe der beiden Lochblenden Blende 1 und Blende 2 überlagert. Die Blenden stellen ebenfalls eine gleichbleibende Strahlage relativ zum Tisch sicher. Diverse Aufbauten, die den gleichen Laser benötigen, machten die Auswechslung von Spiegeln zwischen Laser und Aufbau notwendig. Ebenfalls können sich nach der Justierung neu eingebaute Emittoren

trotz identischer Stellung des x-y-z verschiebbaren Emitters an einem anderen Ort als der vorhergehende Emittler befinden. Dies liegt an unterschiedlichen Positionen des verwendeten Emitters relativ zum Halterungsrahmen bzw. zum Emittlerhalter. Da die THz-Strahlführung zum Bolometer auf einen konstanten Punkt für die Quelle justiert ist, muß jeder Emittler exakt in diesen Punkt gebracht werden. Dies geschieht mit Hilfe der Strahlage der Laserstrahlen und mit Hilfe der unveränderten Position der Linse.

Die gleichbleibende Strahlage legt die Position der Antenne in zwei Dimensionen, Höhe ( $y$ ) und seitliche Verschiebung ( $x$ ), fest. Die dritte Dimension, Position des Emitters entlang der Strahlachse des Lasers ( $z$ ), wird mit Hilfe des Brennpunktes der Linse  $L$  festgelegt. Die Linse  $L$  wurde vor Einbau des Emitters so einjustiert, daß die Laserstrahlen gerade, ohne Versatz oder Knick, durch die Linse gehen. Dabei wurde sichergestellt, daß eine Verschiebung der Linse in  $z$ -Richtung ebenfalls zu keiner Verschiebung oder Verknickung der Laserstrahlen führt, der Versteller in  $z$ -Richtung also parallel zur Laserstrahlachse verschiebt.

Die Positionierung der Antenne erfolgt über die Maximierung des Photostromes durch Verschieben der Antenne. Die Position der Linse kann zur Feinjustierung minimal verschoben werden. Dann befindet sich der Fokus bzw. der Emittler allerdings nicht mehr an exakt dem Punkt auf den die THz-Strahlführung justiert ist. Bei einer Größe des Photoschalters von  $5 - 20 \mu\text{m}$  ist der dadurch entstehende Fehler der Emittlerposition deutlich geringer als die auf  $0,1 \text{ mm}$  geschätzte Positioniergenauigkeit der Laserstrahlen. U.a. aus diesem Grund sind vergleichende Messungen immer am gleichen Tag ohne Verschieben des Laserstrahls durchgeführt worden. Mehr hierzu in Kapitel 5.1.5.

Nach Überlagerung und unter Verwendung eines Choppers zur Erzeugung des Referenzsignals für den LockIn ergibt sich eine Leistung von etwa  $20 - 55 \text{ mW}$  pro Farbe an der Antenne. Die instantane Maximalleistung ist, wenn der Chopper öffnet, höher.

Für alle Antennenvermessungen wurde das InSb-Bolometer verwendet. Funktionsweise und Spezifikationen des Bolometers sind in Kapitel 3.6.2 dargestellt. Das Bolometer wurde entweder mit dem in Abb. 3.5 dargestellten Rohraufsatz direkt hinter den Emittler (im Sinne: auf der dem Laserstrahl abgewandten Seite des LT-GaAs) gestellt, oder so plaziert, daß die über zwei Paraboloid-Spiegel geführte THz-Strahlung optimal in das Bolometer trifft.

### Bolometer mit Rohraufsatz

Der Rohranfang wird in einem konstanten Abstand von  $5 \text{ mm}$  zur Substratrückseite gesetzt. Ebenfalls wird auf eine Zentrierung auf die optische Achse geachtet. Bei Verwendung des Rohraufsatzes können dann Emissionen bis zu einem Winkel von  $20^\circ$  zur Achse detektiert werden. Im  $20^\circ$  Winkel emittierte Strahlen werden im Rohr so reflektiert, daß sie fast parallel zur Laserstrahlachse in das Bolometer geführt werden. Es ist davon auszugehen, daß die Eingangsoptik des Bolometers Strahlen, die sich annähernd parallel zur optischen Achse befinden, ohne zusätzlichen<sup>1</sup> Leistungsverlust auf den Bolometerhalbleiter sammelt. Somit werden auch Strahlen, die annähernd entlang der Laserstrahlachse emittiert

<sup>1</sup>Zusätzlich deshalb, weil davon ausgegangen wird, daß die Eingangsfenster des Bolometers Leistung absorbieren.

werden, ohne zusätzlichen Leistungsverlust aufgefangen. Für emittierte Strahlen, die mit einem Winkel in der Mitte von  $0^\circ$  und  $20^\circ$  emittiert werden, können diese vielleicht von der Optik nicht auf den Bolometerhalbleiter fokussiert werden. Ebenfalls haben die auf dem Bolometerhalbleiter auftreffenden Strahlen aufgrund ihrer unterschiedlichen Weglängen unterschiedliche Phasen. Dies kann zu destruktiver Interferenz führen. Einschätzungen und Messungen zu der Problematik dieses Aufbaus sind in Kapitel 5.1.5 dargestellt.

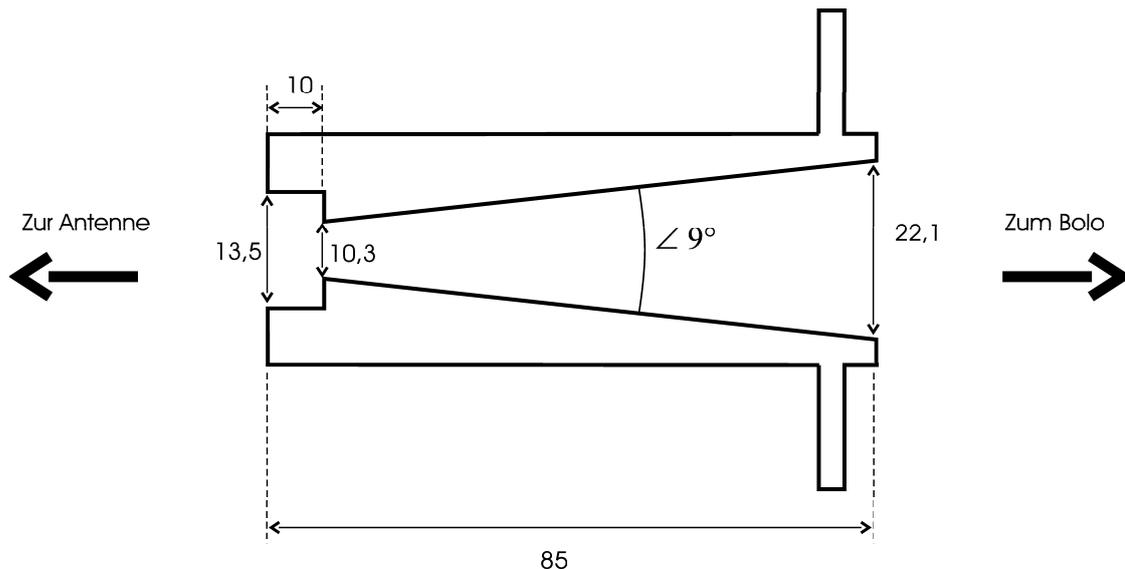


Abbildung 3.5.: Schnitt durch den Rohraufsatz für das InSb-Bolometer

#### Bolometer mit zwei Paraboloiden

Der erste Paraboloid (Para 1) wandelt den Strahl von dem als Punktquelle angenommenen Emittor in einen um  $90^\circ$  zur Seite abgelenkten Parallelstrahl um. Para 1 besitzt einen Durchmesser von 50,8 mm und einen Off-Axis-Abstand<sup>2</sup> von ebenfalls 50,8 mm. Dies führt zu einem Winkel zur optischen Achse, in dem Emission detektiert werden kann, von bis etwa  $26^\circ$ . Der zweite Paraboloid Para 2 lenkt den Strahl ebenfalls um  $90^\circ$  zur Seite ab und fokussiert den Strahl ins Bolometer. Para 2 besitzt ebenfalls einen Durchmesser von 50,8 mm, aber einen auf die Eingangsoptik des Bolometers angepassten Off-Axis-Abstand von 150,4 mm.

Ebenfalls kann bei Verwendung des Aufbaus mit zwei Paraboloiden zwischen dem Paraboloid Para 2 und dem Bolometer ein drehbar gehalterter Gitterpolarisator für den THz-Frequenzbereich eingesetzt werden. Mit diesem läßt sich die Polarisation der in das Bolometer eintreffenden Strahlung definieren. Messungen mit bekannter linearer Polarisation zeigen, daß sich bei Einstellung des Gitters parallel zur Polarisation das Signal

<sup>2</sup>Der Off-Axis-Abstand ist der Abstand von der Mittelachse des Parallelstrahls bis zum Brennpunkt

vollständig ausschalten läßt. Ebenfalls verändert sich die Signalamplitude im Vergleich zur Messung ohne Gitter kaum wenn das Gitter orthogonal zur Polarisierung des Signals steht. Somit wird davon ausgegangen, daß sich mit Hilfe des Gitters polarisationsaufgelöst messen läßt und z.B. zwischen vom Dipol und von der Zuleitung emittierter Strahlung unterschieden werden kann.

### Signalmessung

Die Signal-Ausgangsspannung des Bolometers wurde mit Hilfe eines LockIn-Verstärkers gemessen. Passend zur Reaktionszeit des Bolometers liegt die notwendige Referenzfrequenz des Choppers im Bereich 150 - 250 Hz.

## 3.4. Antennenkontaktierung

Auf das 500  $\mu\text{m}$  dicke GaAs Substrat mit der wenige Mikrometer dicken LT-GaAs-Schicht werden die wenige hundert Nanometer hohen Antennenstrukturen aufgebracht.

Die Dipole werden photolithographisch mit Hilfe der Lift-Off-Technik hergestellt. Die Metallisierung besteht aus 100 nm Gold und einer Schicht zwischen Gold und LT-GaAs zur besseren Haftung und zur besseren Kontaktierung. Diese Zwischenschicht besteht aus 20 nm Titan oder 20 nm Chrom. Aktuelle Untersuchungen in der Arbeitsgruppe zeigen, daß der Photostrom bei konstanter Spannung bei Verwendung einer Ti-Au Metallisierung bei gleichem LT-GaAs Substrat deutlich höher liegt. Die besten Kontakte konnten erzielt werden wenn die TiAu Kontakte in einem Ultrahochvakuum ( $10^{-11}$  mBar) aufgedampft wurden. Die Antennenstrukturen werden in Kap. 4 dargestellt. Alle Dipole besitzen Zuleitungen an deren Enden sich  $500 \cdot 500 \mu\text{m}^2$  große Kontaktflächen befinden. Auf diese wird ein Golddraht ultraschallgebondet, dessen anderes Ende mit Hilfe von Leitsilber an den Kontakten einer Leiterplatte befestigt wird. Diese Leiterplatte wird in dieser Arbeit als Antennenrahmen bezeichnet. Auf die zu einer Antenne gehörigen zwei Kontaktflächen werden Ader und Abschirmung eines handelsüblichen 50  $\Omega$  Koaxialkabels gelötet. Über dieses Koaxialkabel kann die Vorspannung angelegt und der Photostrom gemessen werden.

Die Patch-Antennen bestehen aus diversen wenige Nanometer bis Mikrometer hohen Schichten, die in Kap. 4 explizit dargestellt werden. Die Strukturen wurden vom Lehrstuhl für Technische Physik II, Arbeitsgruppe Prof. Döhler, Universität Erlangen, hergestellt, so daß hier auf eine Darstellung der Herstellung verzichtet wird. Bei einigen der Antennen wurde mit Hilfe einer wegätzbaren Opferschicht aus AlAs zwischen GaAs und LT-GaAs die verbleibende LT-GaAs-Schicht mit Antennenstruktur auf Saphir oder Glas aufgebracht. Bei Saphir handelt es sich um eine Van-der-Waals Bondung, bei Glas wurde ein Kleber verwendet. Die bisher vorliegenden Strukturen sind für eine Kontaktierung mit einem dreipoligen Hochfrequenznadelprober vorgesehen. Da während der Anfertigung dieser Diplomarbeit kein solches Gerät vorhanden war, mußte die Kontaktierung mit Hilfe von einpoligen Nadelprobern erfolgen. Über diese wurde dann die Vorspannung angelegt und der Photostrom gemessen. Ein Bonden wie bei den Dipolantennen war wegen der Größe der Struktur (keine großen Kontaktpads) mit den vorhandenen Geräten nicht möglich.

Als Spannungsquelle dienten eine Keithley 230. Als Strommeßgerät wurde das digitale

Multimeter Keithley 195A verwendet. Der gemessene Strom ist der Gleichstromanteil des Photostromes. Bei Messung während Verwendung des Choppers ist die Einstellung 'AC' vorzunehmen, da das Gerät den vom Chopper erzeugten Wechselstrom als sich ändernden Gleichstrom ansieht und Messwerte verfälscht. Ohne Chopper zeigt das Gerät sowohl mit als auch ohne die Einstellung 'AC' den gleichen Wert an.

## 3.5. Aufbau eines FTIR-Spektrometers

Zur Frequenzbestimmung der gemessenen THz-Emissionen der photokonduktivern Antennen wurde mangels frequenzsensitiver Messmethoden für CW-THz-Strahlung wie z.B. photokonduktiver Detektion der Aufbau eines Fourier Transform Infrarot Spektrometers (FTIR) notwendig. Die einfachste Variante besteht aus einem Michelson-Interferometer mit passendem Detektor. In dieser Arbeit wurden ausschließlich mit flüssigem Helium gekühlte Bolometer als Detektoren verwendet. Genauerer hinsichtlich der verwendeten Bolometer findet sich in Kapitel 3.6.

### 3.5.1. Funktionsweise eines Michelson-Interferometers

Zur Vereinfachung betrachten wir erst einen einzelnen, zentral und parallel zur Achse einfallenden Strahl gemäß Gaußscher Strahlenoptik. Ein Michelson-Interferometer teilt diesen Eingangsstrahl  $E_0(t)$  mit Hilfe eines Strahlteilers  $BS$  in 2 Strahlen  $E_{fix}$  und  $E_{delay}$  auf. Beide Strahlen werden von den Endspiegeln  $S_{fix}$  und  $S_{delay}$  so reflektiert, daß sie sich am Strahlteiler wieder überlagern (s. Abb. 3.6). Der Spiegel  $S_{fix}$  ist vom Strahlteiler die Strecke  $l_{fix}$ , der Spiegel  $S_{delay}$  die Strecke  $l_{delay}$  entfernt. Der in 3.6 dargestellte Weg, den ein zentral einfallender Strahl im Interferometer zurücklegt, wird in dieser Arbeit als Achse (des Interferometers oder auch des jeweils betrachteten Armes) bezeichnet. Das hier verwendete Michelson-Interferometer besitzt als Endspiegel Retroreflektoren mit 63 mm Durchmesser (=Apertur). Bei einem Retroreflektor wird jeder einfallende Strahl parallel zur Einfallsrichtung ohne Drehung der Polarisation zurückgeworfen und der Weg ist für alle Strahlen gleichlang. Die hier verwendeten Retroreflektoren sind sogenannte 'hohle' Retroreflektoren, so daß die Strahlen kein dispersives Material durchlaufen. Somit bleibt die Phasenfront erhalten.

Die Retroreflektoren werfen einzelne Strahlen parallel, aber auch seitlich versetzt zurück. Bei unterschiedlicher Positionierung der beiden Retroreflektoren relativ zur Strahlachse wird der aufgeteilte Strahl nicht mehr in sich zurückgeworfen. Bei einer ausgehnten Wellenfront überlagern sich bei unterschiedlicher Positionierung nicht mehr die gleichen aufgeteilten Teilstrahlen. Dies kann bei einer Krümmung der Wellenfront zu ungewünschten Effekten führen. Ebenfalls gibt es am Rand keinen Überlapp mehr. Wenn sich jedoch alle Strahlen aus den beiden Armen am Strahlteiler wieder überlagern, wird auch jeder Strahl wieder in sich zusammengeführt. Bei der optischen Justierung wurde daher auf vollständige Überlagerung geachtet.

Sind die Polarisationen der  $E$ -Felder der beiden Wellen parallel und werden sie räumlich

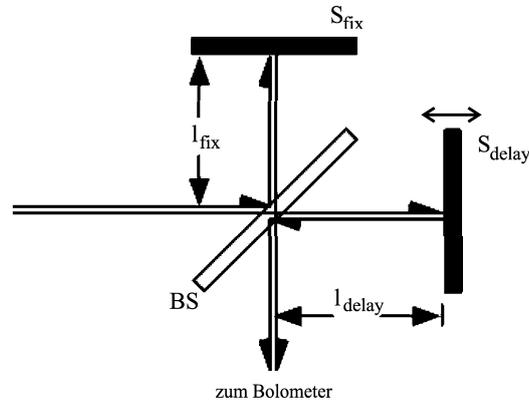


Abbildung 3.6.: Schematische Darstellung eines Michelson-Interferometers

überlagert, addieren sich die elektrischen Felder:

$$E_{boloarm} = E_{fix} + E_{delay} = E_{fix} \cdot \sin(\omega t) + E_{delay} \cdot \sin(\omega t + \phi_{delay})$$

Umformung unter Verwendung diverser Beziehungen und unter Einführung des Reflektionskoeffizienten am Strahlteiler  $r_{BS}$  ergibt:

$$E_{boloarm} = r_{BS} \cdot (1 - r_{BS}) \cdot E_0 \cdot \left[ \sqrt{2 + 2 \cos(\phi_{delay})} \cdot \sin(\omega t + \phi) \right],$$

wobei

$$\phi = \arctan\left(\frac{\sin(\phi_{delay})}{1 + \cos(\phi_{delay})}\right)$$

ist. Für die zeitlich gemittelte Intensität im Bolometerarm  $\iota$  eines parallel zur Achse einfallenden monochromatischen Strahles folgt dann:

$$\begin{aligned} \iota &= \left\langle \frac{c \varepsilon_0}{2} (E_{boloarm})^2 \right\rangle = \frac{c \varepsilon_0}{2} \cdot \left\langle r_{BS}^2 \cdot (1 - r_{BS})^2 \cdot E_0^2 \cdot [2 + 2 \cos(\phi_{delay})] \cdot \sin^2(\omega t + \phi_{delay}) \right\rangle \\ &= c \varepsilon_0 \cdot r_{BS}^2 \cdot (1 - r_{BS})^2 \cdot E_0^2 \cdot [1 + \cos(\phi_{delay})] \\ &= c \varepsilon_0 \cdot r_{BS}^2 \cdot (1 - r_{BS})^2 \cdot E_0^2 \cdot [1 + \cos(\omega \cdot t_{del})] \end{aligned} \tag{3.1}$$

wobei

$$t_{del} = \left( \frac{2 \cdot l_{delay} - l_{fix}}{c} \right) = \left( \frac{2 \cdot l_{diff}}{c} \right)$$

ist. Die Intensität im Detektorarm (vom *BS* zum *Bolo*) hängt also nur von den Weglängen  $l_{fix}$  und  $l_{delay}$  der Strahlen  $E_{fix}$  und  $E_{delay}$  bzw. von der Weglängendifferenz  $l_{diff} = l_{fix} - l_{delay}$  und der Wellenlänge  $\lambda$  ab und bildet eine durch die Verschiebung erzeugte Schwingung mit der ursprünglichen Wellenlänge. Eine Fourieranalyse auf Basis der Zeit  $t_{del}$  würde somit die Frequenz des einfallenden elektrischen Feldes  $E_0$  ergeben. Die von herkömmlichen Computern schnell durchführbare Fast-Fourier-Transform - Methode (FFT) wurde wie allgemein üblich auch hier verwendet um aus einer Zeitbereichsmessung das Frequenzspektrum zu erhalten. Nähere Informationen hierzu sind im folgenden Abschnitt 3.5.5 gegeben.

Handelt es sich nicht um eine monochromatische Welle sondern um eine Superposition beliebig vieler Frequenzen, so ist die Intensität die Summe der Einzelintensitäten plus einem zeitabhängigen Modulationsterm. Handelt es sich nicht um einen Strahl parallel zur Achse, sondern um einen zur Achse mit Winkel  $\alpha$  verkippten Strahl, so ist  $l_{diff}$  anzupassen. Problematisch wird es, wenn es sich nicht um einen einzelnen Strahl handelt, sondern um ein Wellenfront. Ist diese nicht eben sondern gekrümmt, so führt dies bei gaußscher Ausbreitung bei unterschiedlichen Weglängen zu einer unterschiedlichen Krümmung am Detektor. Dies kann dazu führen, daß am Rand unterschiedliche Phasenbeziehungen interferieren zu damit zu einem kreisrunden Interferenzmuster führen. Wird über dieses in der Detektorebene<sup>3</sup> entstandenen Interferenzmuster integriert, so ist die Gesamtintensität auch bei Veränderung der Verzögerungsstrecke konstant. Dies liegt daran, daß sich die Maxima invers zu den Minima verändern, so daß das Mittel null bleibt. Den einzigen Beitrag liefert die Intensität der am Rand "herauslaufenden" Interferenzstreifen. Deswegen ist es wichtig einen Parallelstrahl zu generieren bzw., daß am Strahlteiler eine ebene Wellenfront auftritt. Befindet sich die ebene Wellenfront am Strahlteiler, so tritt, wie numerische Berechnungen zeigen, im hier verwendeten Frequenz- und Verschiebungsbereich keine oder nur sehr geringe destruktive Interferenz auf.

Eine detaillierter Beschreibung der Funktionsweise eines Michelson Interferometers und eines FTIR im Besonderen findet sich in der Dissertation von Eric Weisstein über FTIR Spektroskopie an Sternen [19].

#### 3.5.2. Auflösungsvermögen

Das Auflösungsvermögen ist durch die maximale Wegdifferenz bestimmt, da diese die maximal mögliche Wellenlänge ergibt. Bei diesem FTIR beträgt diese 15 cm. Daraus folgt eine theoretische maximale Frequenzauflösung von 2 GHz. In der Realität ist dafür vor allem eine ausreichende Stabilität während der deutlich verlängerten Messzeit notwendig.

<sup>3</sup>Die Detektorebene ist die Fläche orthogonal der Achse des Detektorarmes, die auftreffende Strahlen detektiert. Wie in Kapitel ?? beschrieben, integrieren Bolometer die Intensität über die gesamte Detektorfläche über die Integrationszeit  $T_{const}$ . Das entstehende Signal hängt somit von den enthaltenen Wellenlängen und der Weglängendifferenz aller an einem Punkt der Detektorebene auftreffenden Strahlen ab.

Oft ist auch mehr als ein "Scan", d.h. mehr als eine Messreihe mit vollständiger Verschiebung notwendig, was die Messzeit und somit die notwendige Stabilitätsdauer weiter erhöht.

Im konkreten Fall stellte bei der Vermessung der Antennen (CW-Fall) in der Tat die Stabilität der Emission das Problem dar. Während der Durchführung der Spektrometernmessungen wechselte der Laser manchmal die Mode, so daß ein Phasensprung im Signal zu sehen war. Bei den im folgenden Abschnitt 3.5.6 vorgestellten Referenzmessungen am Pulssystem war die Begrenzung das Auftreten von Reflektionen von der zweiten Seite des Strahlteilers oder vom Flächenemitter. Dabei wurde aus der Messung der Bereich ohne reflektierte Pulse herausgenommen und von diesem die FFT gebildet.

### 3.5.3. Strahlteiler

Es wurden zwei verschiedene Arten von Strahlteilern verwendet, deren Funktionalität aber beide auf der Reflektion aufgrund der Änderung des Brechungsindex gegenüber des Mediums, in dem sich das FTIR befindet, beruhen. Der eine Strahlteiler besteht aus hochresistiven Silizium und ist  $500\ \mu\text{m}$  dick. Die andere Art von Strahlteilern besteht aus unbeschichteten Kunststofffolien unterschiedlicher Dicke. Als Material wird hier i.d.R. Mylar oder wie in diesem Aufbau eine Mischung aus TPX und Polypropen verwendet.

Die auftreffenden Wellen werden sowohl an der Vorderseite als auch an der Rückseite des Strahlteilers reflektiert. Beim Siliziumstrahlteiler reicht die Reflektion an einer Schicht aus, um ein Interferenzsignal am Detektor zu erreichen. Bei den Folien reicht wegen des geringen Reflektionskoeffizienten eine Reflektion nicht aus, so daß eine konstruktive Interferenz aus den Reflektionen an Vorder- und Rückseite notwendig ist. Dies führt einerseits zu einer starken Einschränkung des Frequenzbereichs in dem ein Folienstrahlteiler mit bestimmter Dicke verwendet werden kann, andererseits treten aber im Gegensatz zum Si-Waver fast keine messbaren Reflektionen an der Rückseite des Strahlteilers auf. Diese Reflektionen können im Pulsfall zwar vor Durchführung der FFT herausgeschnitten werden, beeinflussen damit dann aber die Auflösung. Werden sie nicht herausgeschnitten oder können sie nicht isoliert werden wie im CW-Fall, so interferieren diese Reflektionen mit dem restlichen Signal und verringern so die Sichtbarkeit<sup>4</sup>. In Abbildung 3.7 sind zwei mit Si-Waver bzw. Folie mit  $50\ \mu\text{m}$  Dicke gemessene gepulste Signale identischer Emitter dargestellt. Im Signal bei Verwendung des Si-Wavers zeigen sich deutlich die Reflektionen an der Rückseite des Strahlteilers. Diese sind bei Verwendung der Folie nur zu erahnen.

### 3.5.4. Detektor

Als Detektor werden die im folgenden Abschnitt 3.6 beschriebenen Bolometer verwendet. Das Silizium-Bolometer ermöglichte eine Referenzmessung im gesamten vergleichbaren Frequenzbereich. Mehr zur Referenzmessung im folgenden Abschnitt 3.5.6. Das InSb-Bolometer detektiert nur Frequenzen unter 1 THz, ist aber sehr sensitiv und kann deswegen auch für die geringen Signale der in dieser Arbeit verwendeten Emitter verwendet werden. Aus diesem Grund wurde auch eine Referenzmessung unter Verwendung des

---

<sup>4</sup>Die Sichtbarkeit ist das Verhältnis aus der Differenz von Maximum und Offset zu der Summe aus Maximum zu Offset.

### 3. EXPERIMENTELLE DURCHFÜHRUNG UND ZIELE

---

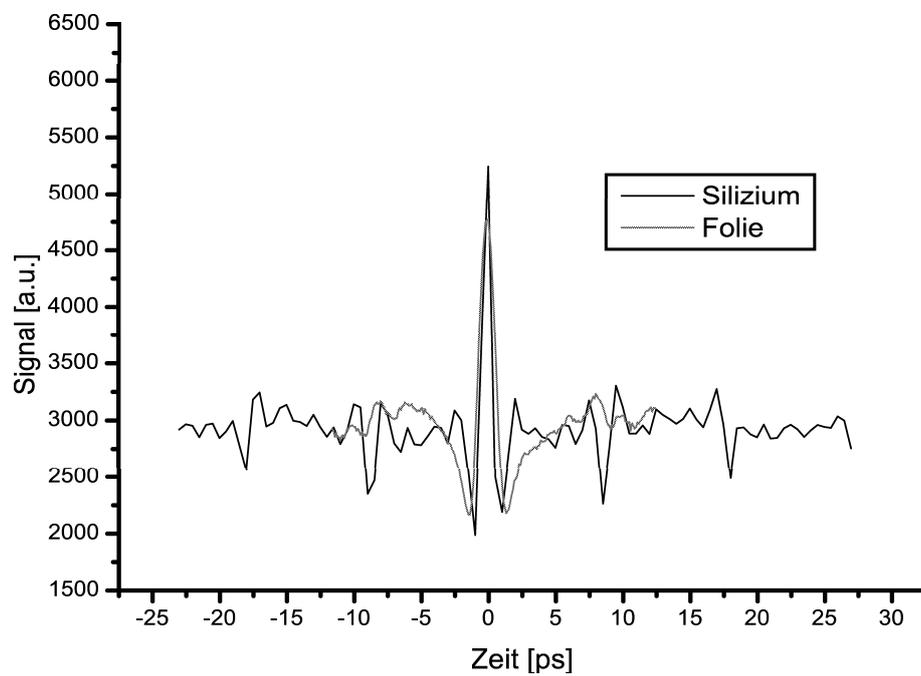


Abbildung 3.7.: Gemessene Pulssignale des gleichen Emitters unter Verwendung von Si-Waver bzw. 50  $\mu\text{m}$  dicker Folie.

InSb-Bolometers durchgeführt. Mit diesem wurden dann auch die in Kapitel 5 beschriebenen Ergebnisse erzielt.

### 3.5.5. Berechnung der Frequenzen im Signal (FFT)

Die zur Berechnung der Frequenzen aus einem zeitbasierten Signal durchgeführte Fast-Fourier-Transform (FFT) wird hier nicht näher beschrieben und findet sich in der Standardliteratur (u.a. [26]). Zur Auswertung wurde Matlab 5.3 und die darin standardmäßig enthaltene FFT Routine genutzt. Da die erstellte Auswertungsroutine allerdings vor Durchführung der FFT einen linearen Trend mit einer konstante Verschiebung von der Null beseitigt und auch einen sauberen Übergang von Ende zu Anfang des Signals im Zeitbereich erstellt, werden an dieser Stelle ein paar mit der erstellten Routine ausgewertete Messergebnisse vorgestellt, die zeigen sollen, daß durch die Routine keine Verfälschung entsteht.

#### Einfluß der Größe des Zeitfensters

Als erstes wird das Ergebnis auf Basis einer veränderten Wahl des Anfangswertes bzw. des ausgewerteten Zeitfensters dargestellt. In Abbildung 3.8 ist sowohl das gesamte gemessene CW-Signal als auch der aufgrund der veränderten Anfangswerte entstandene Signal-”Rest” dargestellt. In Abbildung 3.9 ist dann das aus diesen Signalen bzw. Zeit-”Fenstern” errechnete Frequenzbild gezeigt. Es zeigt sich die bei Verkleinerung des Fensters erwartete

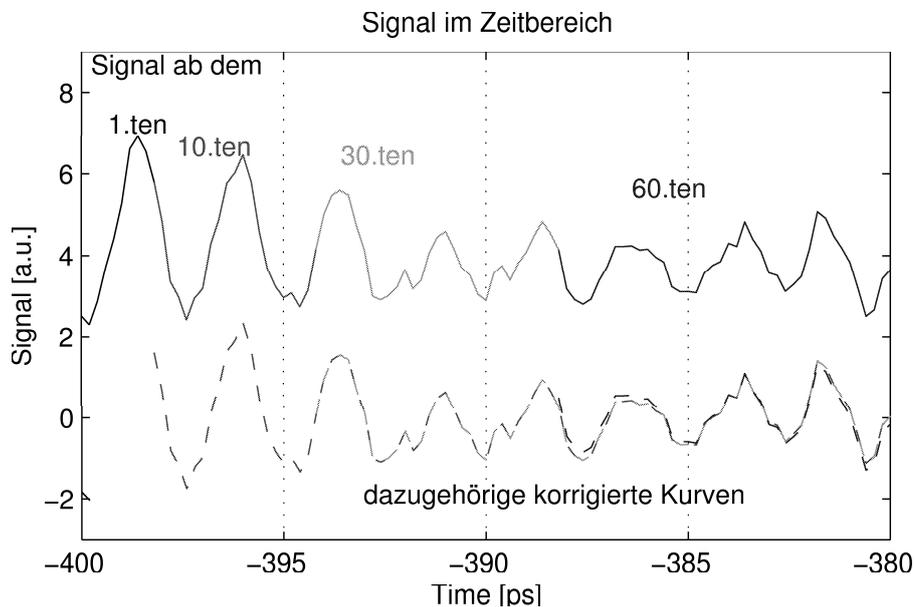


Abbildung 3.8.: Gemessenes CW-Signal mit unterschiedlich gewählten Ausschnitten im Zeitbereich, für die dann die in Abbildung 3.9 dargestellten enthaltenen Frequenzen errechnet wurden.

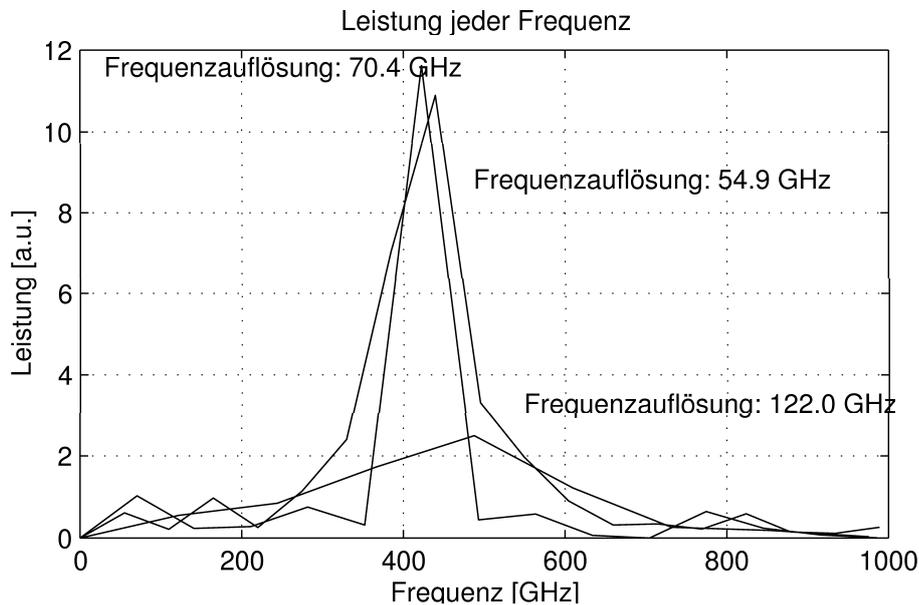


Abbildung 3.9.: Errechnete Frequenzen aus der für das FTIR erstellten Routine der in Abbildung 3.8 dargestellten Signale.

schlechtere Auflösung, aber auch die Konsistenz der errechneten zentralen Frequenz.

#### Konsistenz der FFT nach Bearbeitung durch die Routine

In Abbildung 3.10 ist das Ergebnis der FFT mit und ohne die oben beschriebenen Anpassung, d.h. mit und ohne Entfernung eines linearen Trends und Offsets sowie ohne Anpassung von Anfangs- und Endpunkt, gezeigt. Die niedrigen Frequenzen sind aus Darstellungsgründen ausgeblendet, da diese ohne Abzug des Offsets einen sehr hohen Wert haben. Die Veränderung der Amplituden ist ein Artefakt der FFT aufgrund unterschiedlicher Zeitfenster und Signalrauschen. Ein höherer Rauschlevel mindert die relative Leistung der Frequenz. Unterschiedliche, direkt hintereinander durchgeführte Messungen können je nach Rauschanteil und auch Anzahl der Messungen stark unterschiedliche Amplituden aufweisen. Die FFT kann deswegen Leistungsunterschiede der Emitter suggerieren, die in dieser Form nicht existieren.

Aufgrund der Anpassung von Anfangs- und Endwert wird das Zeitfenster leicht verändert, so daß sich die Frequenzauflösung minimal ändert. Wird bei der Anpassung von Anfangs- und Endwert vom Zeitfenster zuviel abgeschnitten, so gibt die Routine eine Warnung aus und der Benutzer wird aufgefordert, das Zeitfenster manuell zu wählen.

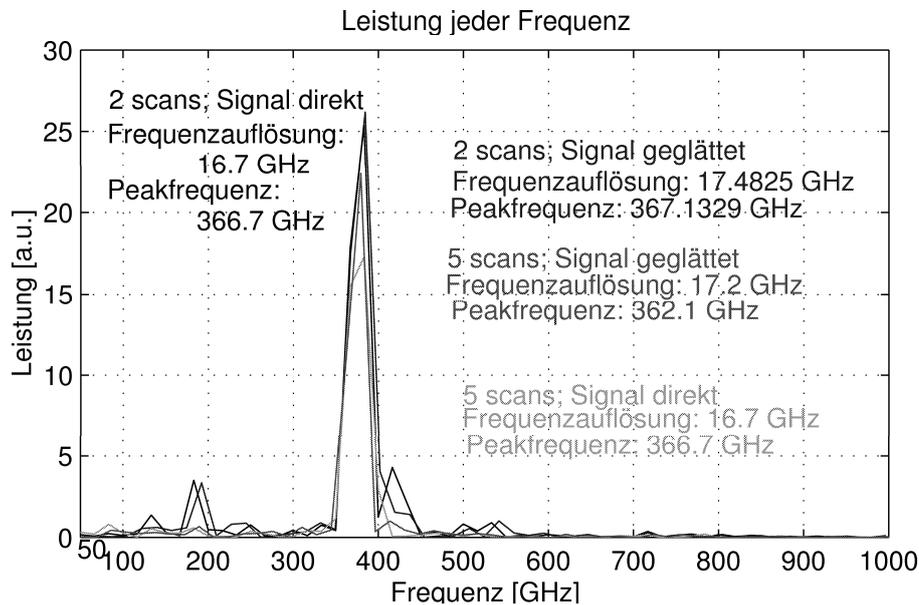


Abbildung 3.10.: Vergleich zwischen einer FFT mit und ohne vorangegangener Signalbearbeitung der erstellten Routine.

### 3.5.6. Referenzmessung

Zur Überprüfung der Funktion des Interferometers wurde die Emission eines GaAs-Flächenemitters in einem gepulsten Verstärker-Lasersystem vermessen. Sowohl Lasersystem als auch Emitter sind in der Diplomarbeit von Frank Jakob [25] ausführlich beschrieben und werden hier nicht näher dargestellt. Dieser Emitter wurde in dieser Diplomarbeit mit ebenfalls dort beschriebener elektrooptischer Detektion vermessen, so daß dieses Spektrum dann mit dem Ergebnis des FTIR verglichen werden konnte. In Abbildung 3.12 sind die Spektren bei Detektion mit dem Silizium-Bolometer übereinander dargestellt. Die Amplituden sind angepaßt, so daß die Kurven übereinander liegen. Der Unterschied bei den niedrigen Frequenzen beruht auf mangelnder Vorbehandlung des Signals vor der FFT, da zum Zeitpunkt dieser Messung oben beschriebene Auswertungsroutine noch nicht zur Verfügung stand. Die Verringerung der Frequenzleistung über einem THz in der FFT aus der FTIR-Messung relativ zur EO-Messung, liegt vermutlich an den Filtern im Silizium-Bolometer. Trotzdem werden die vorhandenen Frequenzen klar detektiert. Ein Leistungsvergleich zwischen einzelnen Frequenzen ist allerdings auch hier kritischer zu betrachten. Dies ist aber schon aufgrund der im oberen Abschnitt über die FFT-Routine (Abschnitt 3.5.5) genannten Gründe kritisch und wird auch in dieser Arbeit nicht durchgeführt.

Da das InSb-Bolometer nur bei niedrigeren Frequenzen detektiert, wurde hier eine Vergleichsmessung mit gleichem Emitter und dem selben Lasersystem, aber unter Verwendung eines geeigneten Frequenzfilters durchgeführt. Als Frequenzfilter wurde eine Platte aus Epoxydharz verwendet. Das Spektrum des Emitters mit Epoxyd im Strah-

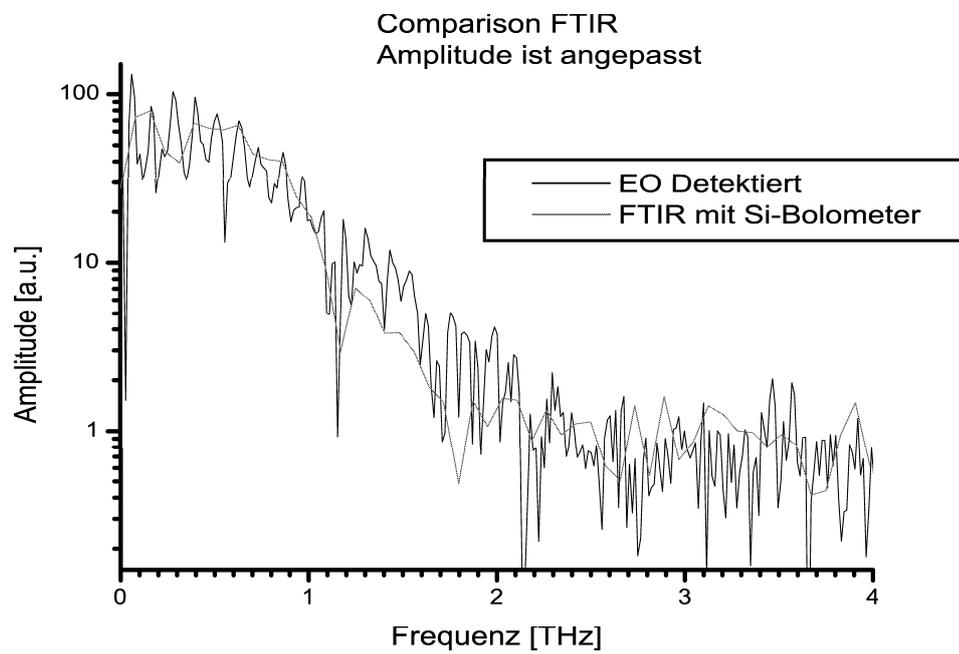


Abbildung 3.11.: Vergleich des mit FTIR und Si-Bolometer bzw. EO-Detektion gemessenen GaAs-Flächenemitter-Spektrums. Das Signalniveau ist aus Darstellungsgründen angepasst.

lengang wurde ebenfalls elektrooptisch, [24], und mit dem FTIR detektiert. Auch hier

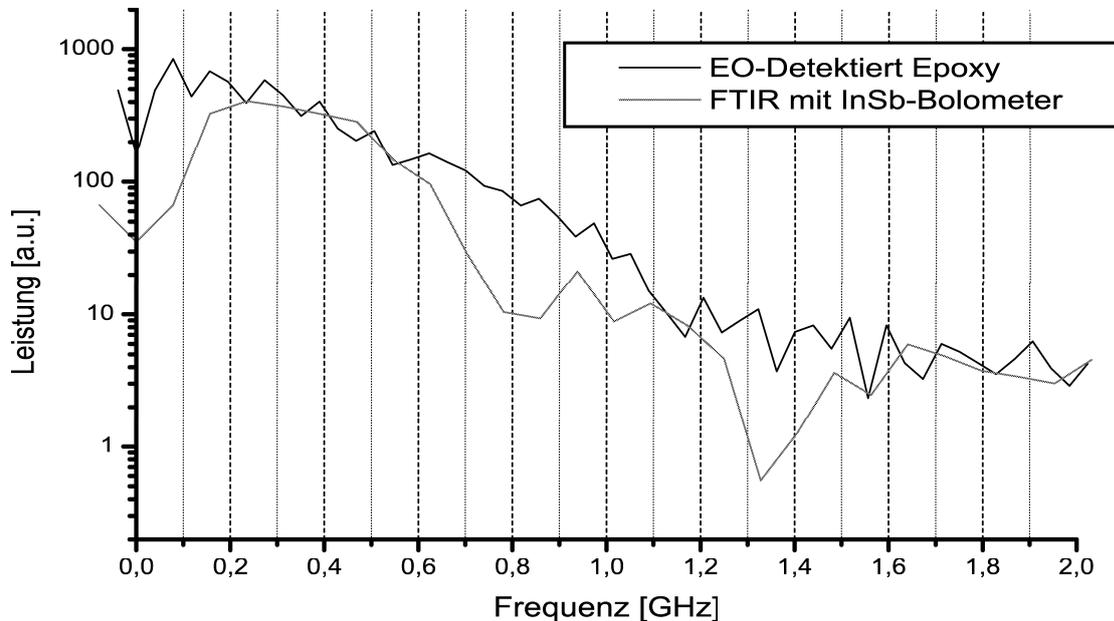


Abbildung 3.12.: Vergleich des mit FTIR und InSb-Bolometer bzw. EO-Detektion gemessenen GaAs-Flächenemitter-Spektrums bei Verwendung von Epoxyd als Frequenzfilter

ist der Unterschied bei niedrigen Frequenzen auf Artefakte der FFT aufgrund mangelnder Signalvorbereitung zurückzuführen. Ab 600 GHz geht die Sensitivität des Bolometers steil nach unten (s. Kap. 3.6.2), so daß die Leistung im Frequenzspektrum hier deutlich sinkt. Im für die CW-Messungen relevanten Bereich stimmt die Charakteristik aber voll mit der der EO-detektierten überein.

### 3.6. Funktionsweise und Spezifikationen der verwendeten Bolometer

Ein Bolometer besteht aus einem Halbleiter der Strahlung im gewünschten Frequenzbereich absorbiert und dabei seine Temperatur erhöht. Die Temperaturänderung ändert den elektrischen Widerstand des Halbleiters, so daß sich ein durch eine angelegte Spannung erzeugter Strom ändert. Die Wärme aufgrund der Temperaturerhöhung wird wieder an die Umgebung des Halbleiters abgegeben. Bei konstanter einfallender Strahlung entsteht abhängig von der thermischen Ankopplung und der Energie der einfallenden Strahlung ein Gleichgewicht mit einer Temperatur höher als die der Umgebung. Die Umgebungs-

temperatur wird als Badtemperatur (*im englischen*: bath temperature) bezeichnet, da der Halbleiter thermisch an dieses angekoppelt ist<sup>5</sup>. Die Sensitivität des Bolometers hängt vom Rauschen des Stromes ab. Rauschen entsteht nicht nur durch statistische Fluktuationen der Intensität der detektierten Strahlung (Schrotrauschen), sondern auch durch Fluktuationen der absoluten Temperatur des Halbleiters und der Parameter die im Halbleiter die Widerstandsänderung bewirken. Die Stärke der beiden letztgenannten Rauschquellen hängt von der absoluten Temperatur ab [5]. Deswegen wird wie oben bereits erwähnt mit flüssigem Helium gekühlt.

Die Kühlung mit flüssigem Helium erfordert die Benutzung eines speziellen Behälters, eines sogenannten Dewars, da aufgrund des großen Temperaturunterschieds ein Temperatursausgleich bzw. ein Verdampfen des Heliums nur durch ein Vakuum zwischen Außenwand und Heliumbehälter zu verhindern ist. Alle Wände sind besonders wärmeisolierend. Desweiteren befindet sich bei den hier verwendeten Bolometern ein Behälter mit flüssigem Stickstoff ( $T = 177 \text{ K}$ ) über dem Heliumbehälter, da beide Behälter an der Oberseite der Bolometers befestigt sind und sich somit dort der kritische thermische Kontakt zur Außenwelt befindet.

Der Halbleiter ist an einen externen Schaltkreis angeschlossen, über den eine konstante Spannung angelegt wird und somit ohne Strahlungseinfall ein konstanter Strom fließt. Durch den Strom erwärmt sich der Halbleiter und es stellt sich ein thermisches Gleichgewicht ein.

Die detektierte Strahlung besteht aus einem konstantem Rauschanteil<sup>6</sup> und dem durch den Chopper modulierten Signal. Der konstante Rauschanteil verschiebt das Temperatur- und Stromniveau auf einen neuen konstanten Wert. Das modulierte Signal sorgt für eine Temperatur- und somit Widerstands- und Strommodulation. Der Strom wird im externen Schaltkreis durch einen Vorverstärker in eine direkt messbare (Signal-) Spannung umgewandelt. Die Frequenz der Modulation muß so gewählt sein, daß das Bolometer in der Zeit des geblockten Signals den Widerstand und somit den Strom bzw. die Signalspannung wieder auf das vorherige konstante Niveau zurückbringt. D.h. die durch das Signal erhöhte Temperatur muß schnell genug an das Bad abgegeben werden und der Vorverstärker darf keine Verzögerung erzeugen. Für die verwendeten Bolometer muß die Chopperfrequenz im Bereich 150 - 250 Hz liegen. Die Signalspannung ist dann mit dieser Frequenz moduliert und wird dem LockIn-Verstärker übergeben, der das Signal dann auswertet und darstellt.

Um möglichst viel Strahlung aufzufangen und auf den relativ kleinen Halbleiterkristall zu bekommen wird zum Sammeln ein Winston Cone verwendet. Dieser ist näher in [19] beschrieben und kann je nach Divergenz der eingestrahnten Frequenzen zu einer Frequenzabhängigkeit führen. In dieser Arbeit wurde meist entweder mit Paraboloiden direkt auf den Halbleiter fokussiert oder mit Parallelstrahlen gearbeitet, so daß ein frequenzselektiver Effekt verhindert werden konnte. Dies wurde unter Verwendung des FTIR mit unterschiedlichen Paraboloiden getestet.

Desweiteren müssen, um das Isoliervakuum zu erhalten und ggf. um den messbaren Frequenzbereich und somit das Rauschen einzuschränken, diverse Fenster aus unterschied-

---

<sup>5</sup>Bei den in dieser Arbeit verwendeten Bolometern wird der Halbleiter von einem Bad aus flüssigem Helium ( $T = 4,2 \text{ K}$ ) gekühlt.

<sup>6</sup>Umgebungsstrahlung; deren Fluktuation und somit Rauschanteil wird hier nicht betrachtet

lichen Materialien verwendet werden. Diese führen zusammen mit der Frequenzabhängigkeit des Halbleiterkristalls zu einer Frequenzabhängigkeit die im Anschluß im Rahmen der technischen Spezifikation der Bolometer dargestellt ist.

Bei niedrigen Frequenzen können sich nach Aussage von E.R. Brown [30] stehende Wellen im Detektorbereich des Bolometers bilden. Eine genauere Spezifizierung des kritischen Frequenzbereichs ist nicht gegeben.

#### 3.6.1. Silizium-Bolometer

Das Silizium-Bolometer verwendet einen Silizium-Halbleiter als Bolometer und ist das Modell der Firma *Infrared Laboratories*, UK. Das Si-Bolometer besitzt vor der Optik eine drehbare Halterung mit Filtern, die unterschiedliche Transmissionseigenschaften für verschiedene Frequenzen haben. Die Filter bestehen aus dünnen Schichten verschiedener Materialien. Für jeden Filter besitzt das Si-Bolometer somit eine frequenzabhängige Sensitivität. Die Sensitivität zeigt welcher Anteil vom einfallenden Signal detektiert wird. Die frequenzabhängige Sensitivität des Bolometers wird in dieser Arbeit als Sensitivitätskurve bezeichnet. Das Si-Bolometer wurde nur für die Erprobung des in 3.5 beschriebenen FTIR-Interferometers am hier nicht näher beschriebenen gepulsten Lasersystem mit einem hier ebenfalls nicht näher beschriebenen Flächenemitter zur Erzeugung gepulster THz-Strahlung verwendet. Dabei wurde nur mit Filter 1 gearbeitet, so daß die Sensitivität über den Emissionsbereich konstant war. Aus diesem Grund wird hier auf eine Darstellung der Sensitivitätskurve verzichtet. Die Sensitivitätskurven für alle Filter sind in der zum Bolometer gehörenden Beschreibung aufgeführt.

#### 3.6.2. InSb-Bolometer

Das InSb-Bolometer verwendet, einen Indium-Antimonid-Halbleiter als Bolometer und ist das Modell QF1/2 der Firma *QMC Instruments*, UK. Im Gegensatz zum Si-Bolometer besitzt das InSb-Bolometer keinen variablen Filter und somit auch nur eine Sensitivitätskurve. Diese ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Wie die Kurve zeigt, ist die Sensitivität des Bolometers bis 600 GHz konstant. Danach fällt sie steil ab. Bei 950 GHz detektiert das Bolometer nur noch 50% des Signals. In Kapitel 5.2.2 werden die daraus folgende Problematik und eine Korrektur besprochen.

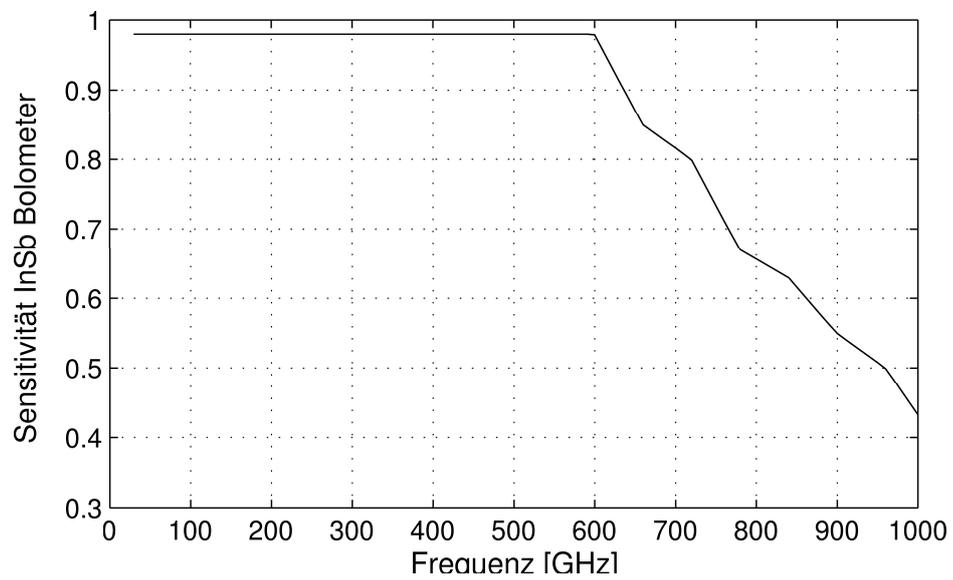


Abbildung 3.13.: Sensitivitätskurve des InSb-Bolometers

## 4. Vorstellung der verwendeten Emitterstrukturen

In diesem Kapitel werden die getesteten Antennenstrukturen und ihre sich aus Kapitel 2.2 ergebenden Eigenschaften vorgestellt. Dazu werden die zentralen Parameter der Antennen und der Zuleitungen beschrieben.

Ebenfalls werden die Parameter des jeweils verwendeten LT-GaAs, d.h. insbesondere die Ladungsträgerlebenszeit und die Substratparameter wie  $\epsilon_{eff}$  angegeben. Alle Dipole besitzen Vorspannungsleitungen an deren Ende sich Kontaktpads befinden. Die Patchantennen sind für die Verwendung eines Hochfrequenz-Nadelprobers konzipiert und besitzen deswegen keine lange, von der Antenne wegführende, Vorspannungsleitung. Die jeweilige Kontaktierung ist in Kapitel 3.4 beschrieben.

### 4.1. Dipole

#### 4.1.1. Dipol mit zentraler Vorspannungsleitung ohne Filter

Die Vorspannung wird bei dieser Struktur direkt um das Gap herum in der Mitte des Dipols über die Vorspannungsleitung angelegt. In dieser Arbeit wird dies als zentral angelegte Vorspannung bezeichnet. Die Vorspannungsleitung befindet sich nur auf einer Seite, so daß es sich um einen sogenannten Enddipol handelt. Verwendet wurden zwei Strukturen, die sich vor allem durch die Dipollänge unterscheiden.

#### Strukturen

Die Strukturen sind in Abbildung 4.1 bzw. 4.2 dargestellt. Das Design der Antenne FFM-Ant 19 wurde vom Max Planck Institut für Radioastronomie, Bonn, zur Verfügung gestellt.

Die Parameter der End-Dipole ohne Filter im Überblick:

Antennenbezeichnung	Dipollänge [um]	Photoschalter [Art]	Materialbez.	tau [fs]	Dicke LT-GaAs [um]	Substrat	$\epsilon_{r,eff}$	Dicke Substrat [um]
FFM-Ant 19 (MPI o. Filter)	210	Gap 5	Wien G 419	345	2	GaAs	6,9	508
FFM-Ant 18	180	Gap 5	Wien G 419	345	2	GaAs	6,9	508

Die effektive Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_{r,eff}$  errechnet sich aus Gleichung 2.34.

Das Wellenlängen-Dipol Verhältnis  $l/\lambda$  beträgt 42 bei der Antenne FFM-Ant 19 und 18 bei der Antenne FFM-Ant 18.

#### 4. VORSTELLUNG DER VERWENDETEN EMITTERSTRUKTUREN

---

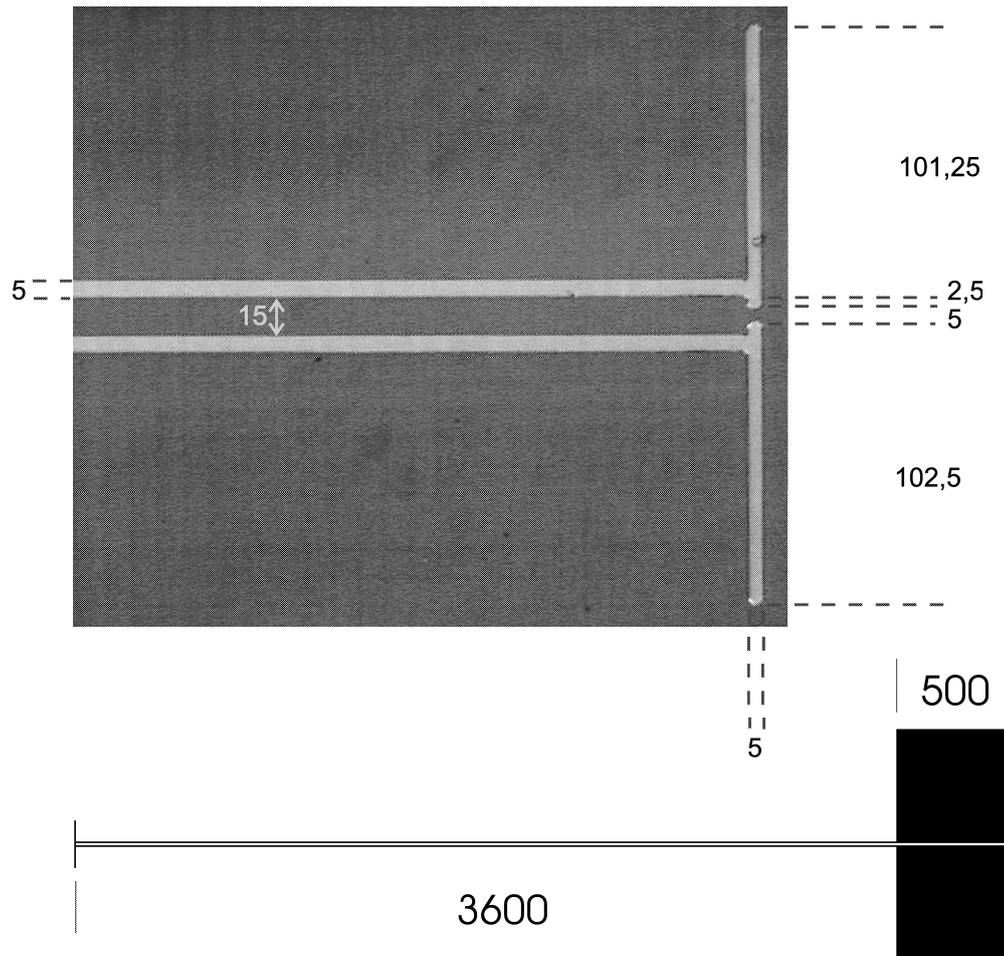


Abbildung 4.1.: Antennenstruktur FFM-Ant 19 (Enddipol MPI ohne Filterstruktur)

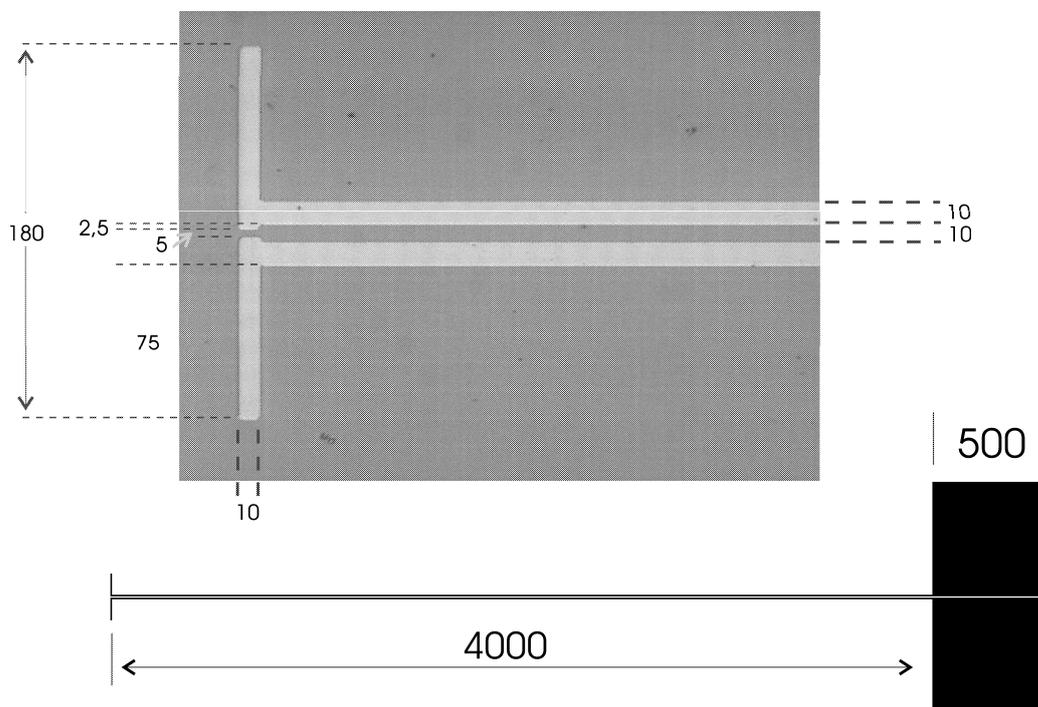


Abbildung 4.2.: Antennenstruktur FFM-Ant 18 (Enddipol ohne Filterstruktur)

### Erwartete Resonanzkurven

Aus Gleichung 2.42 folgen unter Verwendung der oben dargestellten Parameter die abgestrahlte Gesamtleistung in Luft. Die angeregte Wellenlänge wird allerdings für einen Dipol auf Substrat unter Verwendung von Gleichung 2.35 berechnet. Die Stromamplitude bei 0 Hz,  $I_0$ , wird gleich ein Ampere gesetzt. Die absoluten Werte sind deshalb nicht aussagekräftig und werden in willkürlichen Einheiten [a.u.] angegeben. Allerdings ändert sich die frequenzabhängige Charakteristik der abgestrahlten Gesamtleistung hinsichtlich des Einflusses des Substrats nicht, da der Einfluß für alle Frequenzen als gleich angenommen wird. Die erwartete Resonanzkurve für die Antennen FFM-Ant 19 bzw. FFM-Ant 18 ist in Abbildung 4.3 bzw. Abbildung 4.4 dargestellt. Ebenfalls ist in die Grafik jeweils die erwartete abgestrahlte Leistung ohne Berücksichtigung des Faktors  $F_f^2 = \frac{1}{1+\tau^2 \cdot \omega^2}$  eingefügt. Der Faktor  $F_f$  stellt die Frequenzabhängigkeit der Photostromamplitude dar.

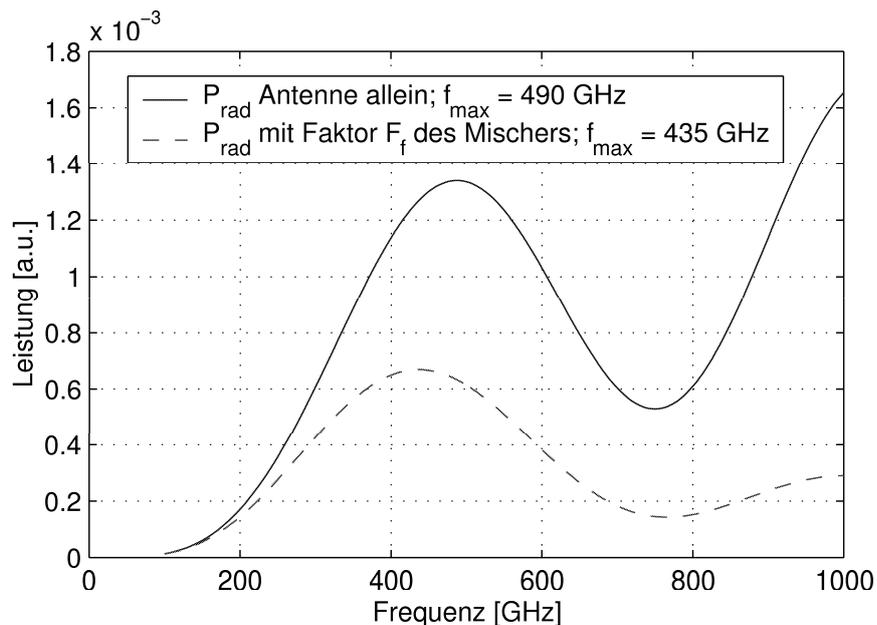


Abbildung 4.3.: Erwartete Resonanzkurve FFM-Ant 19 (Enddipol MPI ohne Filterstruktur) mit und ohne Berücksichtigung des frequenzabhängigen Faktors  $F_f$  der Photostromamplitude des Photoschalters

Die Berücksichtigung des Faktors  $F_f$  führt also zu einer Verschiebung des Maximums der abgestrahlten Leistung zu niedrigeren Frequenzen.

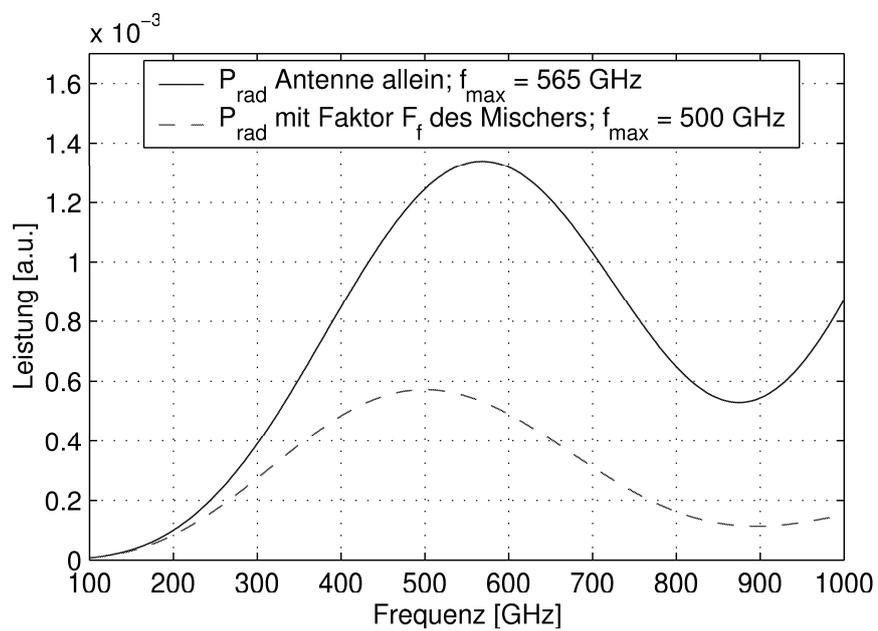


Abbildung 4.4.: Erwartete Resonanzkurve FFM-Ant 19 (Enddipol MPI ohne Filterstruktur) mit und ohne Berücksichtigung des frequenzabhängigen Faktors  $F_f$  der Photostromamplitude des Photoschalters

### 4.1.2. Dipol mit zentraler Vorspannungsleitung mit Filter

#### Struktur

Wie oben handelt es sich bei dieser Struktur um eine zentral angelegte Vorspannung. Der Unterschied stellt hier die Verwendung einer Filterstruktur dar, so daß die Vorspannungsleitung bestimmte Wellenlängen nicht trägt. Somit soll ein Leistungsverlust über die Zuleitung zumindest für eine Frequenz verhindert werden, so daß die Emission für diese Frequenz verstärkt wird. Die grundsätzliche Funktionsweise wurde in Kapitel 2.3 beschrieben. Es wurde die Struktur der Antenne FFM-Ant 19 verwendet, nur erweitert um drei Filterblöcke, die eine erhöhte Abstrahlung bei 490 GHz erzwingen sollen. Die Filterblöcke sind die Verdickungen der Zuleitung in Bild 4.5.

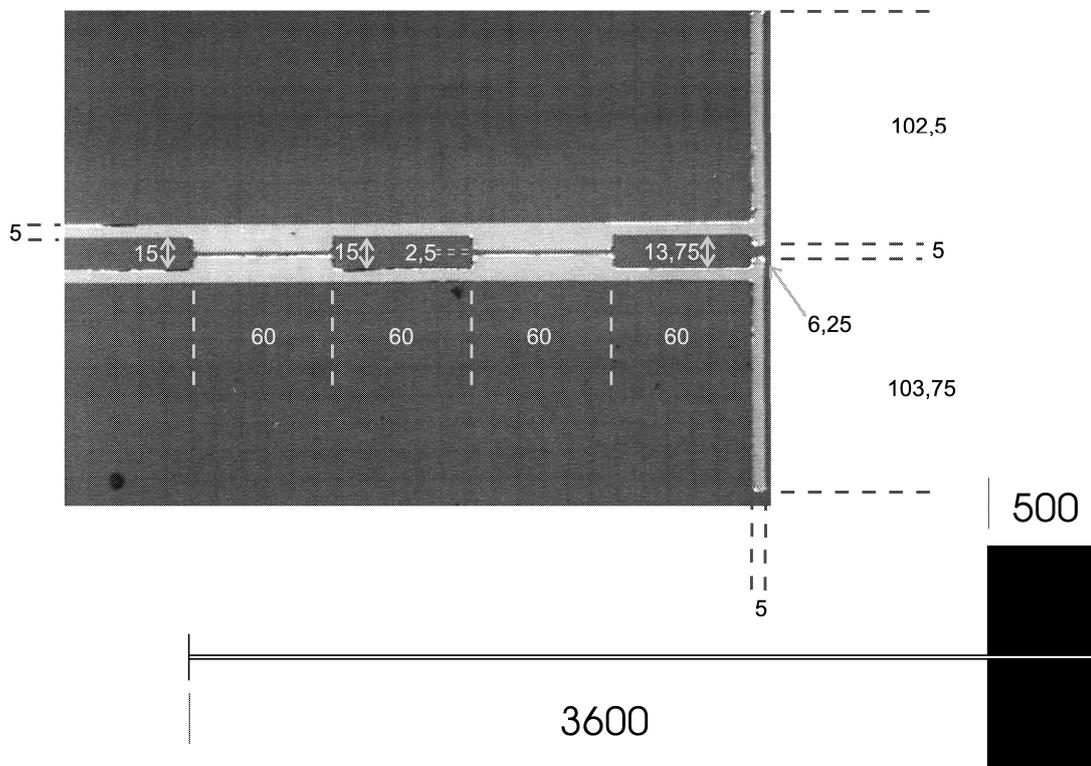


Abbildung 4.5.: Antennenstruktur FFM-Ant 21a (Enddipol MPI) mit drei Filterblöcken

#### Erwartete Resonanzkurve

Wie in Kapitel 2.3 dargelegt wurde, wird erwartet, daß die Filterstruktur zu einer scharfen Resonanz führt, da die abgestrahlte Leistung unter Annahme des dort gezeigten Ersatzschaltkreises (Abb. 2.19) bei hohem Widerstand zunehmen sollte. Der Gesamtwiderstand der Vorspannungsleitung errechnet sich unter Verwendung der dort dargestellten Glei-

chung ??). Wie ebenfalls in diesem Kapitel besprochen wird der Gesamtwiderstand  $Z_{ges}$  einer Leitung mit mehreren Abschnitten iterativ am entgegengesetzten Ende der Zuleitung beginnend berechnet. Als Abschlußwiderstand  $Z_{end}$  an den Kontaktpads wird für das letzte Stück dessen Leitungswiderstand  $Z_{Line}$  angenommen, so daß dort keine Reflektionen entstehen. Die Begründung liegt in der Annahme, daß aufgrund der Länge die Verluste so hoch sind, daß nur ein geringer Teil der Welle auch wieder bis zum Dipol zurückreflektiert wird. Der sich dann für die Vorspannungsleitung ergebende Gesamtwiderstand ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Das Maximum liegt bei einer Frequenz von 475 GHz.

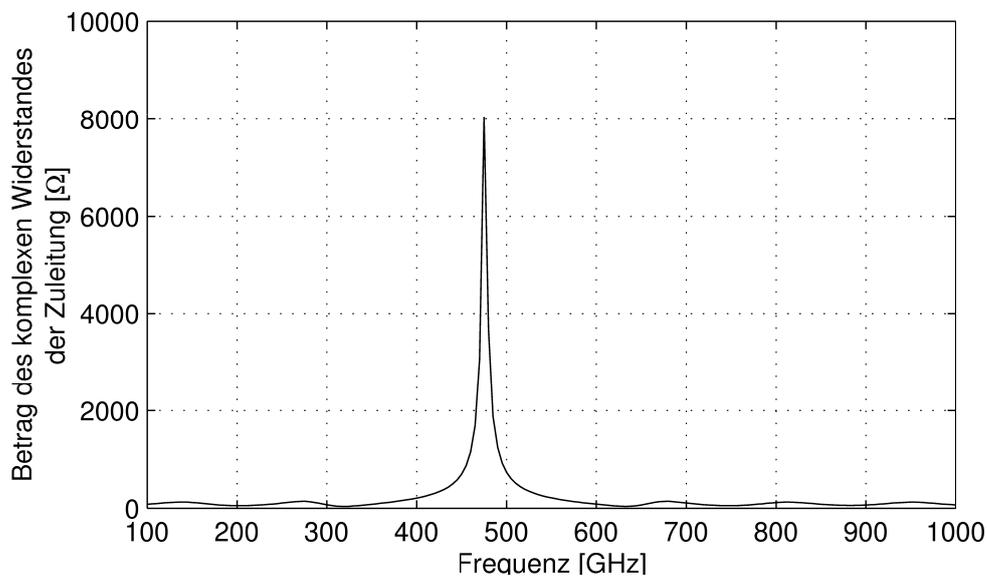


Abbildung 4.6.: Zuleitungswiderstand der Antennenstruktur FFM-Ant 21a (Enddipol MPI mit drei Filterblöcken) in Abhängigkeit der Frequenz

Wie Berechnungen zeigen, führt die Annahme eines endlichen Abschlußwiderstandes zu der gleichen Grundstruktur mit Maximum bei 475 GHz. Diese ist allerdings bei einem im Vergleich zu  $Z_{Line}$  deutlich höheren oder deutlich niedrigeren  $Z_{end}$  mit einer höherfrequenten Schwingung versehen, die der Grundmode des  $3600 \mu\text{m}$  langen Endstücks entspricht. Ebenfalls sind bei extrem unterschiedlichen Werten scharfe Maxima bei anderen Frequenzen zu beobachten. In Abbildung 4.7 ist dies für verschiedene endliche und reale Abschlußwiderstände dargestellt.

Eine Berechnung der tatsächlich an die Antenne übertragenen Leistung würde die Kenntnis des komplexen Widerstandes des Photomischers erfordern. Die Berechnung des komplexen Widerstandes erfordert eine exakte Modellierung des Mischers und konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden. Da der Einfluß des Filters als dominant angenommen wird, wird trotzdem eine scharfe Resonanz mit einer maximalen Abstrahlung bei etwa 475 GHz erwartet.

Der End-Dipol mit Filter im Überblick:

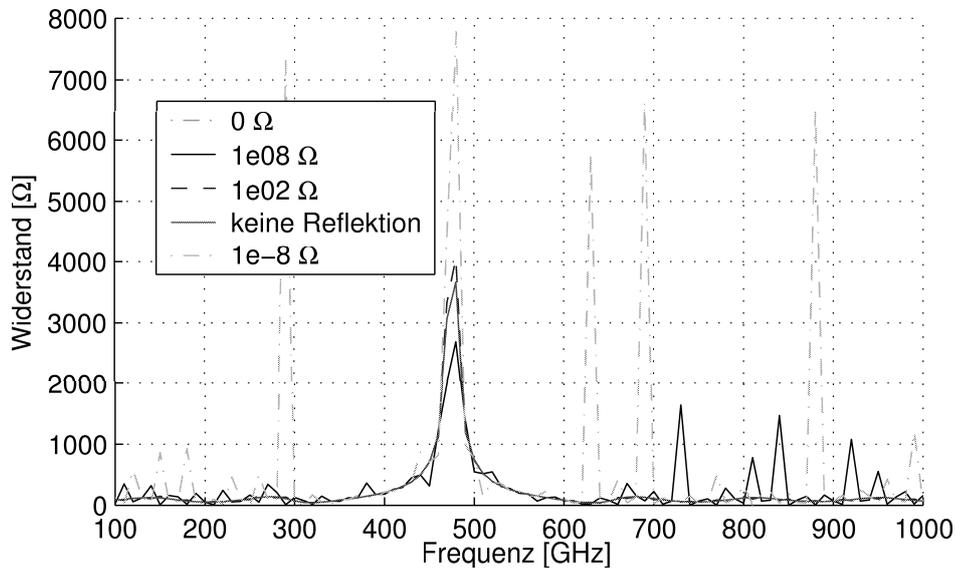


Abbildung 4.7.: Zuleitungswiderstand mit unterschiedlichen Abschlußwiderständen der Antennenstruktur FFM-Ant 21a (Enddipol MPI mit drei Filterblöcken) in Abhängigkeit der Frequenz

Antennenbezeichnung	Dipollänge [ $\mu\text{m}$ ]	Photoschalter [Art]	Materialbez.	tau [fs]	Dicke LT-GaAs [ $\mu\text{m}$ ]	Substrat	$\epsilon_{r,eff}$	Dicke Substrat [ $\mu\text{m}$ ]
FFM-Ant 21a (MPI 3 Filter)	210	Gap 5	Wien G 419	345	2	GaAs	6,9	508

Das Wellenlängen-Dipol Verhältnis  $l/\lambda$  beträgt 42.

Das Design der Antenne FFM-Ant 21a wurde vom Max Planck Institut für Radioastronomie, Bonn, zur Verfügung gestellt.

## 4.2. Patch Antenne

Die im folgenden vorgestellte Antennenstruktur stellt ein völlig anderes Konzept für eine Antenne dar. Die strahlende Struktur ist eine sogenannte Patch-Antenne, deren Funktionsweise in Kap. 2.2.3 beschrieben wurde.

### Strukturen

Bei der hier verwendeten Patch-Antenne wurde im Gegensatz zu einer üblichen Patch-Antenne die untere Platte in Größe der oberen Platte gefertigt. Dies und die daraus erwarteten Einflüsse wurden in 2.2.3 bereits diskutiert. Der hier verwendete Patch wird nicht über eine Leitung von der Quelle gespeist, sondern die Quelle befindet sich direkt in

der Mitte des Patch.

Ein wichtiger Unterschied zu den Diolen ist, daß auf allen Patch-Antennen eine 1150 nm dicke  $SiO_2$ -Schicht als Antireflexbeschichtung für optische Wellenlängen aufgebracht ist. Desweiteren befindet sich zwischen dem LT-GaAs und dem GaAs-Substrat eine 50 - 100 nm dicke "Opferschicht" aus AlAs. Diese wird zum Lösen des LT-GaAs vom Substrat weggeätzt, so daß die Strukturen mitsamt LT-GaAs z.B. auf Glas oder Saphir aufgebracht werden können. Bei den Antennen auf GaAs ist diese Schicht also noch vorhanden, bei denen auf Glas bzw. Saphir nicht mehr. Da die Schicht im Vergleich zur Wellenlänge klein und vor allem nah (Dicke LT-GaAs kleiner  $2 \mu m$ ) ist, wird von keiner Beeinflussung der Emission ausgegangen.

Die prinzipielle Aufbau der Antennenstruktur ist in Abbildung 4.8 und die obere Platte mit den genauen Maßen in Abbildung 4.9 dargestellt. Die MSM Strukturen werden weiter unten in Abbildung 4.10 gezeigt. Über den Metallisierungstreifen in der Mitte

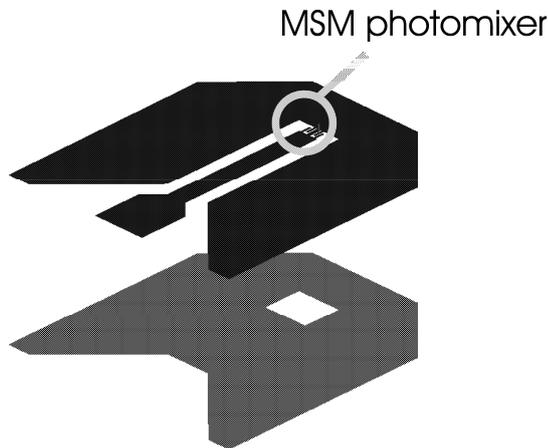


Abbildung 4.8.: Prinzipieller Aufbau der Antennenstruktur der Patch Antenne

der Antenne, der in dieser Arbeit als Mittelsteg bezeichnet wird, und die umliegende, hufeisenförmige Metallisierung wird die Antenne kontaktiert.

Es wurden folgende Patch-Antennen verwendet:

Antennenbezeichnung	Polyamid Dicke [ $\mu m$ ]	Photoschalter	Materialbez.	tau [fs]	Dicke LT-GaAs [ $\mu m$ ]	Substrat	Dicke Substrat [ $\mu m$ ]
ER-001	1,55	MSM	980306C	650	1	GaAs	500
ER-002	2,36	MSM	980306C	650	1	GaAs	500
ER-003	1,85	MSM	980306C	650	1	GaAs	500
ER-004	?	MSM	HCO 431	770	1,3	Saphir	400
ER-005	?	MSM	HCO 431	770	1,3	Glas	150

Die Dielektrizitätskonstante des Polyamid beträgt vier [35].



Dazu kommen die in Abbildung 4.10 gezeigten Bezeichnungen für die MSM Struktur. Auf den GaAs Substraten befinden sich zwei der in Abb. 4.10 gezeigten Blöcke mit je 4 Antennen. Die Bezeichnung der MSM und nomineller und gemessener Fingerabstand der verschiedenen MSM Strukturen sind in folgender Tabelle dargestellt.

Antennen- bezeichnung	B5 / J5	B6 / J6	A5 / I5	A6 / I6
Finger- abstand nominell	5	6	3	4
Fingerabstand gemessen [ $\mu\text{m}$ ]	2	3	1	2

Die gezeigten Maße sind innerhalb der Messgenauigkeit für alle Patch-Antennen bzw. MSM-Strukturen identisch.

Die Formel für die Berechnung der möglichen Resonanzfrequenzen wurde in Kapitel 2.2.3 vorgestellt (Glg. 2.43). Da der Eingangswiderstand der Patch-Antenne für die jeweilige Mode und der komplexe Widerstand der MSM im Rahmen dieser Arbeit aus Gründen der Komplexität nicht berechenbar ist, kann hier keine erwartete Resonanzkurve angegeben werden. In Kapitel 5.4 werden die zu den Messergebnissen gehörenden Moden berechnet.

Eine Simulation mit dem Hochfrequenzsimulator Sonnet 6.0, der die Maxwellschen Gleichungen unter Verwendung der "Method of Moments", einem numerischen Lösungsalgorithmus, löst, führt zu einer in Abbildung 4.11 dargestellten Stromverteilung. Der EM-Simulator Sonnet ist ein gewerbliches Produkt der Firma Sonnet Software, Liverpool, NY, USA. Die Funktionsweise ist im dazugehörigen Handbuch, und die Method of Moments speziell u.a. in [3] beschrieben und wird hier nicht näher erläutert. Die Stromverteilung ist für eine von Sonnet berechnete Resonanzfrequenz von 460 GHz dargestellt und zeigt eine  $\text{TM}_{032}$ -Mode. Dies würde bedeuten, daß auch eine Abstrahlung mit Polarisation orthogonal zum Mittelsteg vorhanden ist.

### 4.3. Materialien

Die Antennen befinden sich auf LT-GaAs mit folgenden Parametern:

Material- bezeichnung	tau [fs]	Mess- methode	$T_{wachs}$ [°C]	$T_{heil}$ [°C]	Dicke [ $\mu\text{m}$ ]
Wien G419	345	Opt.Pump - THz-Probe	200	600	2
980306C	650	Opt.Pump THz Probe	245	600	1
HC0431	770	Opt.Pump Opt. Probe	250	600	1,3

#### 4. VORSTELLUNG DER VERWENDETEN EMITTERSTRUKTUREN

---

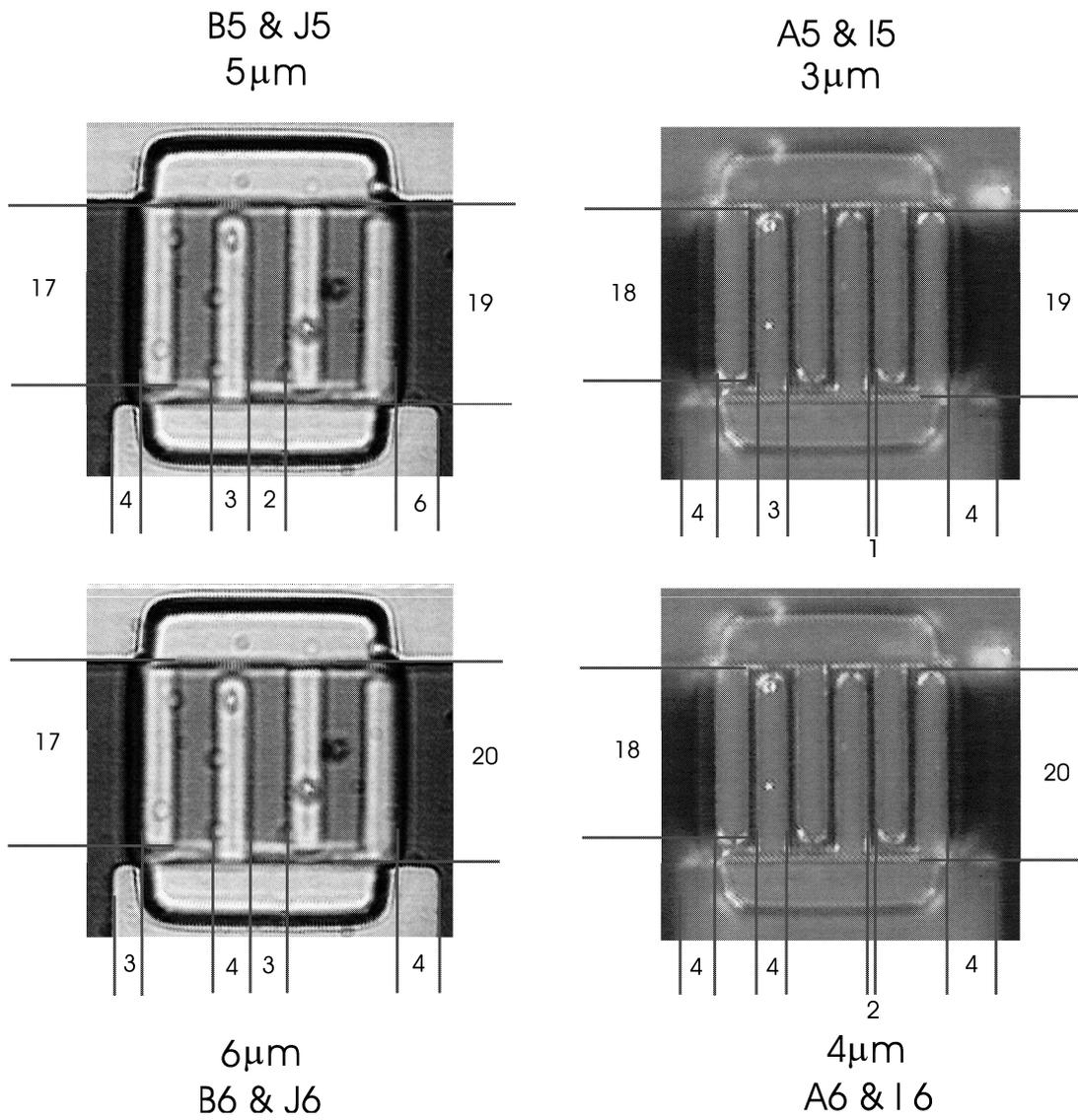


Abbildung 4.10.: MSM-Strukturen den Patch-Antenne

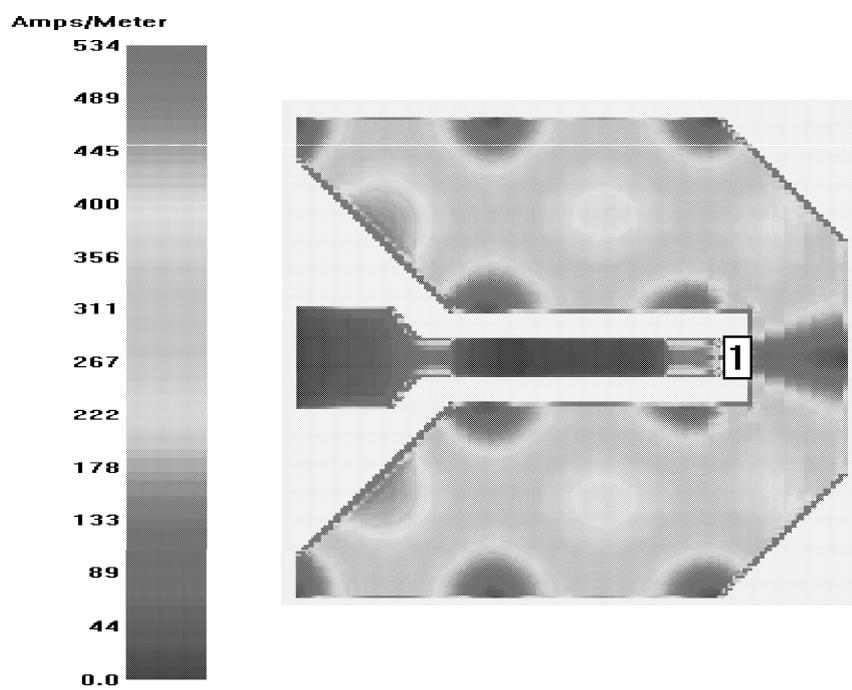


Abbildung 4.11.: Stromverteilung auf der Patch-Antenne bei Resonanz. Berechnung mit Sonnet 6.0

#### 4. VORSTELLUNG DER VERWENDETEN EMITTERSTRUKTUREN

---

## 5. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse vorgestellt und mit den theoretischen Vorhersagen aus Kapitel 4 verglichen. Dort wurden auch die Strukturen vorgestellt.

Ausgangspunkt ist der Vergleich der gemessenen Resonanzkurve mit der berechneten. Bei den Dipolen werden zusätzlich die Resonanzkurven mit und ohne die Verwendung der Filterstruktur verglichen.

Zuerst wird die Aussagekraft der Messergebnisse diskutiert.

### 5.1. Aussagekraft der Messergebnisse

#### 5.1.1. Emittierte Frequenz

Für alle Antennen wurde eine Messung mit dem in Anhang 3.5 beschriebenen FTIR-Spektrometer hinsichtlich Übereinstimmung von abgestrahlter Frequenz und eingestellter Differenzfrequenz durchgeführt. Die FTIR-Messung wurde mit dem in Kap. 3 erwähnten THz-Gitterpolarisator durchgeführt, so daß die lineare emittierte Polarisation aufgelöst werden konnte. Bei den Dipolen konnte somit Zuleitungs- und Antennenstrahlung getrennt betrachtet werden. Bei allen Antennen, also auch bei denen mit Filter, konnte innerhalb der Messgenauigkeit keine Abweichung der abgestrahlten Frequenz von der eingestellten Differenzfrequenz festgestellt werden.

Die Instabilität des Lasersystems ließ keine Messung mit maximaler Auflösung des FTIR zu. Allerdings ist die gemessene Linienbreite der Emission immer gleich dem Auflösungsvermögen gewesen.

Der Rauschlevel und die Signalamplitude können abhängig von der Laserstabilität täglich unterschiedlich sein, so daß Vergleichsmessungen hintereinander durchgeführt werden müssen. Auch die Emission orthogonal zum Dipol, also parallel den Zuleitungen besaß, wenn meßbar, die Laserdifferenzfrequenz.

Eine Instabilität des Lasers in Form von Springen einer Farbe zu einer anderen Frequenz und dadurch sich ebenfalls veränderter Differenzfrequenz führte im FTIR zur Detektion der zweiten Differenzfrequenz. Der Dipol emittiert also auch in diesem Fall weiterhin die Differenzfrequenz. Der Rauschanteil steigt allerdings, so daß die Amplituden der Differenzfrequenz weniger deutlich herausstechen. Der starke Anteil im Bereich unter 50 Ghz hängt mit einer mit der Änderung der Differenzfrequenz einhergehenden Änderung des Nullniveaus zusammen. Eine nichtlineare Drift wird von der FTIR Auswertungsroutine nicht herausgerechnet.

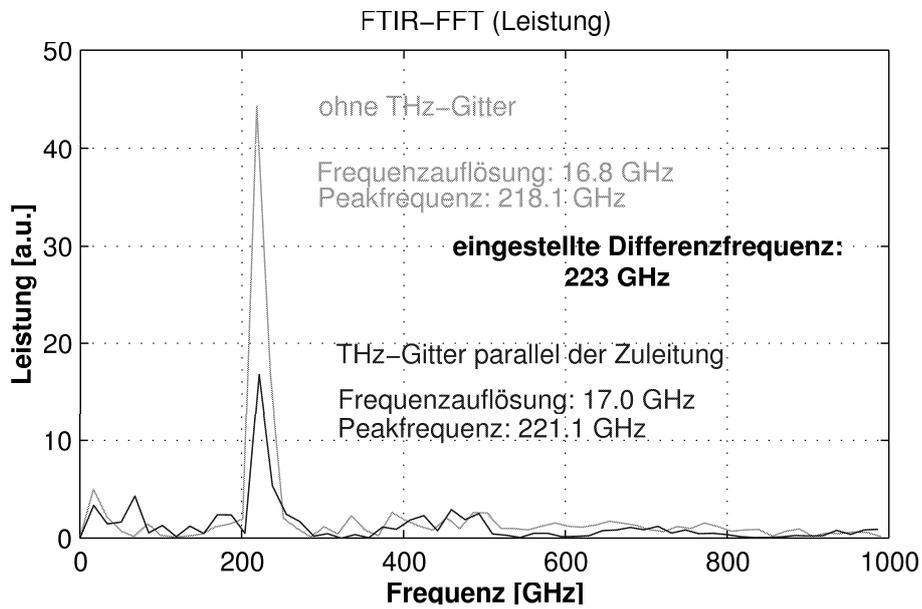


Abbildung 5.1.: FTIR Beispielmessung zur Übereinstimmung von eingestellter Differenzfrequenz und emittierter Frequenz mit und ohne Polarisator

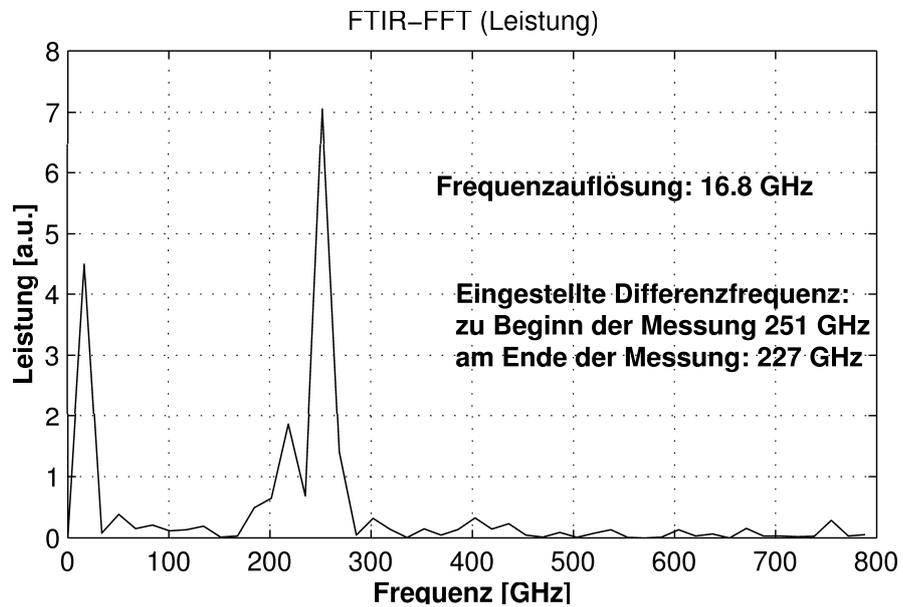


Abbildung 5.2.: FTIR Beispielmessung mit Differenzfrequenzänderung während der Messung aufgrund einer Laserinstabilität

## 5.1.2. Photostrom

### Nichtlineare Abhängigkeit von der Vorspannung

In Abbildung 5.3 ist eine typische Photostromkurve der hier verwendeten Emitter dargestellt. Nach geringer linearer Steigung bis etwa 6 V Vorspannung erfolgt ein nicht linearer Anstieg bis etwa 10 V. Nach diesem Übergang steigt der Photostrom erneut linear, aber deutlich steiler, mit der Spannung an und scheint dann in eine degressive Funktion wie bei einem Sättigungseffekt übergehen. Nach etwa 30s Betrieb mit 60 V und 435  $\mu\text{A}$  wurde die Antenne zerstört (s.a. Abschnitt 5.1.6).

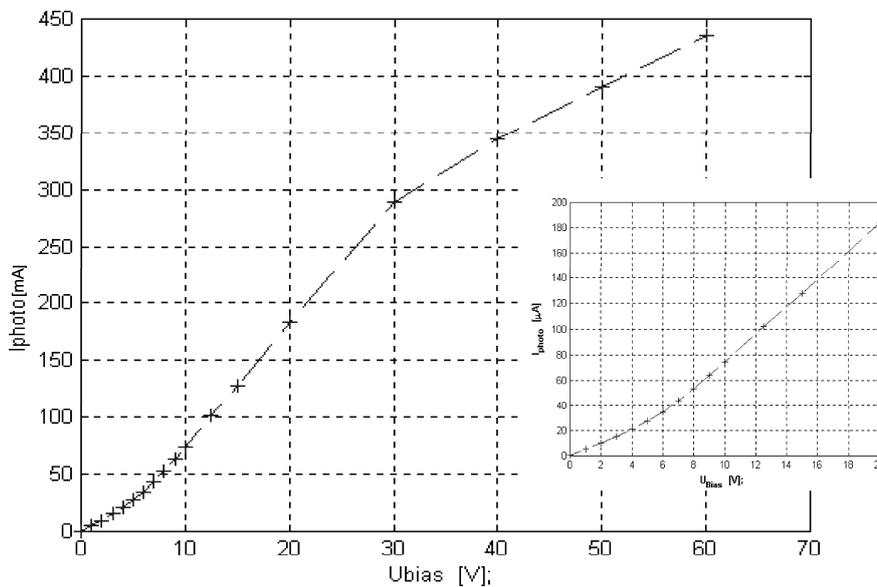


Abbildung 5.3.: Typische Photostromkurve

Die absoluten Werte sind bei unterschiedlichen Antennen und vor allem unterschiedlichen Materialien stark unterschiedlich. Ebenfalls kann die Ausprägung des Unterschieds in der Steigung der beiden lineareren Teile für verschiedene Metallisierungen unterschiedlich sein. Die gezeigte Charakteristik ist aber typisch für alle Strukturen einschließlich der mit MSM-Mischerelement und auch in der Literatur (u.a. in [38, 37]) gezeigt. Eine genauere Untersuchung der Ursachen und Einflüsse wird zur Zeit in der Arbeitsgruppe durchgeführt, war aber nicht Teil dieser Arbeit und konnte aus Zeitgründen auch nicht näher betrachtet werden.

### Überprüfung des theoretischen Zusammenhanges zwischen Photostrom und abgestrahlter Leistung

In Kapitel 2.3 wurde mit Gleichung 2.48 dargelegt, daß die abgestrahlte Leistung proportional dem Quadrat des Wechselstromanteils des Photostromes ist:

$$P_{THz} \propto I_{photo,AC}^2$$

Der Wechselstromanteil des Photostroms ist mit der Frequenz der abgestrahlten Leistung moduliert und somit mit herkömmlichen Methoden nicht messbar. Wie Gleichung 2.22 aber zeigt, ist der Wechselstromanteil proportional dem messbaren Gleichstromanteil mit einem Vorfaktor  $v_f$ . Für das Quadrat ergibt sich dann:

$$I_{photo,AC}^2 \propto I_{photo,DC}^2 \cdot v_f; \quad \text{wobei } v = \frac{4 \frac{P_2}{P_1}}{\left(\frac{P_2}{P_1} + 1\right)^2}$$

In Abbildung 5.4 ist die gemessene abgestrahlte Leistung für eine Frequenz in Abhängigkeit des Photostroms dargestellt. Diese Messung ist hinsichtlich ihrer Charakteristik als repräsentativ anzusehen. Die durchgezogene Kurve ist eine Parabel  $y = ax^2$  mit angepasstem Vorfaktor  $a$ . Es zeigt sich, daß im betrachteten Bereich die erwartete

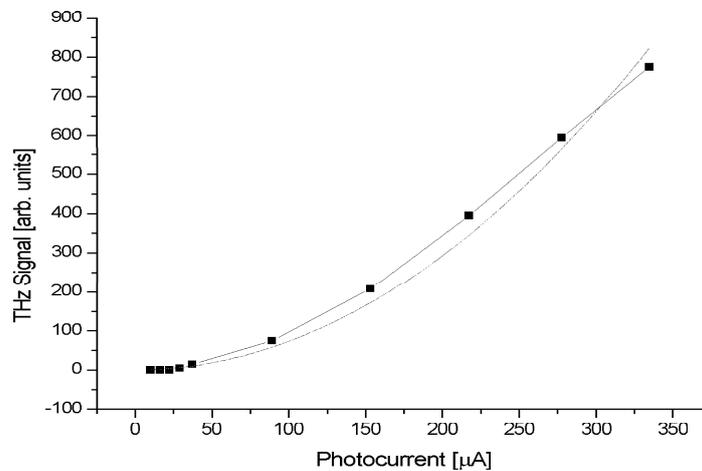


Abbildung 5.4.: Gemessene Abgestrahlte Leistung in Abhängigkeit des Photostroms bei konstanter Frequenz. Die durchgezogene Kurve zeigt die erwartete quadratische Abhängigkeit.

quadratische Abhängigkeit in erster Näherung vorhanden ist. Allerdings nimmt die abgestrahlte Leistung bei höheren Spannungen eher linear zu. Dieses Phänomen wird zur Zeit in der Arbeitsgruppe näher untersucht.

Relevant ist dies beim Vergleich unterschiedlicher Emittier mit deutlich unterschiedlichem Photostrom. Eine Effizienzaussage ist nur bei Berücksichtigung der Amplitude des Wechselstromanteils des Photostroms zu treffen. Im Anschluß an dieses Unterkapitel wird in Abschnitt 5.2.1 deswegen eine Normierung auf den Photostrom beschrieben.

### Einfluß der optischen Polarisation

Bei Messungen mit Photoschaltern mit  $5 \cdot 5 \mu\text{m}^2$  Gap wurde eine Abhängigkeit der Photostromamplitude von der optischen Polarisation festgestellt. Dies ist in Abbildung 5.5 dargestellt.

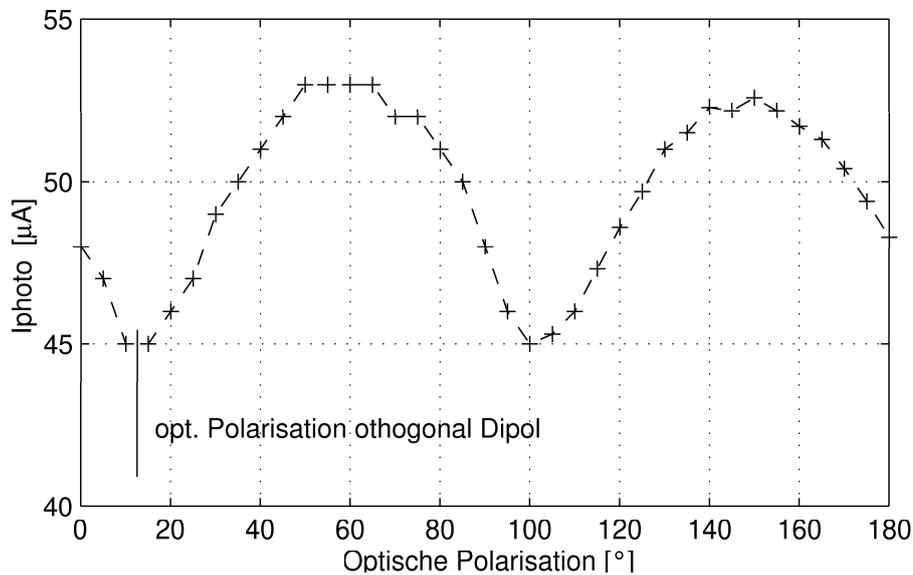


Abbildung 5.5.: Abhängigkeit des Gleichstromanteils des Photostroms von der optischen Polarisation relativ zu den Kontakten des Photoschalters.  $12.5^\circ \triangleq$  Polarisation orthogonal den Kontakten bzw. orthogonal zum Dipol (hier: FFM-Ant 21a)

Die Auswirkung der Photostromänderung auf die abgestrahlte Leistung ist in erster Näherung dem Quadrat des Photostromes proportional. In Abbildung 5.6 ist die emittierte Leistung in Abhängigkeit der optischen Polarisation dargestellt. Ebenfalls eingefügt ist die normierte Leistung. Normierung bedeutet hier die Teilung durch das Quadrat der Wechselstromamplitude und ist in folgendem Unterkapitel 5.2 dargestellt. Es zeigt sich die aufgrund des erhöhten Photostromes erhöhte Leistung. Wird der Einfluß des Photostromes herausgerechnet, so ist der Einfluß der optischen Polarisation auf die emittierte Leistung verschwindend gering. Es handelt sich also vornehmlich um einen Einfluß der optischen Polarisation auf die Amplitude des Photostroms.

Eine Erhöhung des Photostromes und des Signals wurde im Vergleich zur linearen Polarisation orthogonal zu den Kontakten ebenfalls bei zirkular polarisierte Anregung

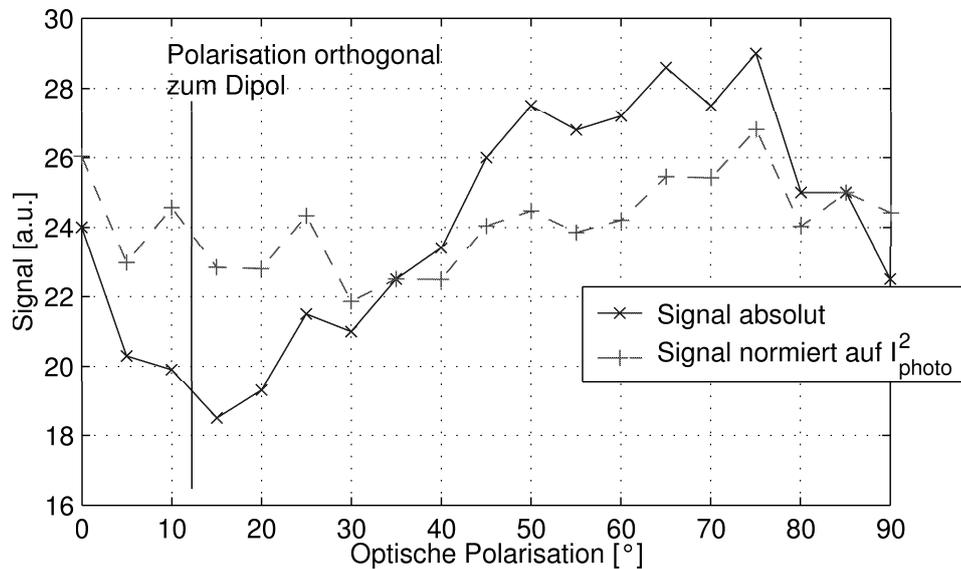


Abbildung 5.6.: Abhängigkeit des THz-Signals von der optischen Polarisation relativ zu den Kontakten des Photoschalters.  $12.5^\circ \hat{=}$  Polarisation orthogonal zum Dipol (hier: FFM-Ant 21a)

festgestellt.

Eine Polarisationsabhängigkeit wurde für gepulste Erzeugung von THz-Strahlung bereits von Huggard *et al.*[40] veröffentlicht. Der Effekt ist wahrscheinlich auf eine Polarisationsabhängigkeit der optischen Beugung an einer Kante zurückzuführen, wie sie in [ ] theoretisch beschrieben wird.

Eine weitere Erläuterung sowie die nähere Untersuchung dieses Effekts, konnte aus Zeitgründen nicht mehr im Rahmen dieser Arbeit erfolgen und wird in der Arbeitsgruppe näher untersucht.

Dieser Effekt konnte nur bei Dipolen mit großen Gaps ohne MSM beobachtet werden. Bei den mit MSM-Strukturen ausgestatteten Patch-Antennen ist keine Veränderung des Signals oder des Photostroms beobachtbar gewesen.

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen hinsichtlich Funktion und Effizienz der Antennen wurde dieser Einfluß ausgeschaltet, indem alle Messungen bei Antennen mit Gaps mit linearer Polarisation parallel zu den Kontakten bzw. dem Dipol durchgeführt wurden.

### Keine Abhängigkeit der Anregungsfrequenz

Während der Messung der Resonanzkurven wurde der Photostrom immer mit aufgezeichnet. Dabei wurde keine systematische Veränderung bei einer Frequenzänderung festgestellt. Um eine Abhängigkeit der Photostromcharakteristik von der Frequenz auszuschließen

ßen wurden bei der Vermessung der Antenne FFM-Ant 21a (Enddipol mit  $5 \mu\text{m}$  Gap), vierzehn vollständige Photostromkurven über einen optischen Differenzfrequenzbereich von 234 bis 643 GHz aufgenommen, und in Abbildung 5.7 übereinander dargestellt. Neben

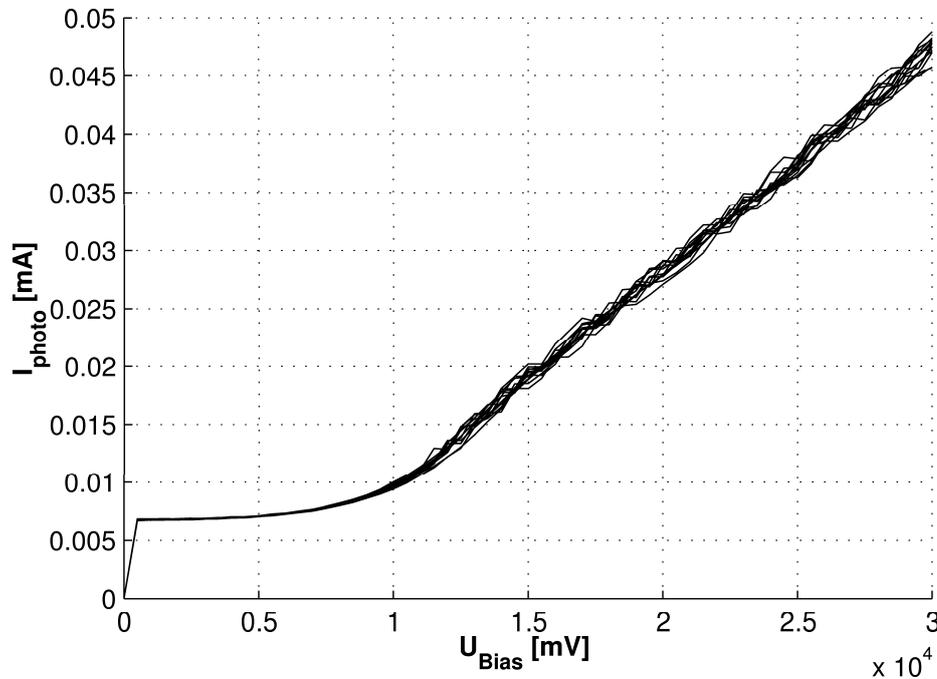


Abbildung 5.7.: Typische Photostromkurven für verschiedene optische Differenzfrequenzen im Bereich 234 bis 643 GHz (hier: FFM-Ant 21a)

einem zu höheren Spannungen bzw. höheren Photoströmen zunehmendem Rauschen ist eine identische Charakteristik erkennbar, die unabhängig ist von der Differenzfrequenz der beiden optischen Linien.

### Zusammenfassung

Zusammengefasst zeigt der Photostrom weder exakt die aus der Theorie erwartete lineare Abhängigkeit von der angelegten Vorspannung noch exakt den erwarteten quadratischen Einfluß auf die abgestrahlte Leistung. Ebenfalls zeigt der Photostrom bei Verwendung eines Gaps eine Abhängigkeit von der optischen Polarisierung. Alle diese Effekte sind Gegenstand aktueller Untersuchungen und konnten im Rahmen dieser Arbeit nicht näher untersucht werden.

Hinsichtlich der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchung der Funktionsweise der Emittier und der Vergleich dieser, sind die Polarisationsabhängigkeit und der nicht lineare Einfluß der Vorspannung nicht relevant, da erstens bei Antennen mit Gap immer mit identischer optischer Polarisierung gemessen wurde, und zweitens abgestrahlte Leistung auf gemessenen Photstrom normiert wird, so daß der Grund für den Photostrom, hier eben

die Vorspannung, herausgerechnet wird. Diese Normierung führt allerdings hinsichtlich der nicht quadratischen Abhängigkeit der abgestrahlten Leistung zu Fehlern. In erster Näherung ist dieser Zusammenhang aber gültig, so daß eine Normierung auf  $I_{photo,AC}^2$  durchaus gerechtfertigt ist.

### 5.1.3. Verwendung einer Siliziumlinse

Die von der Antenne erzeugte THz-Welle wird am Übergang vom Substrat in die Luft aufgrund der unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten gebrochen. Durch Vielfachreflektionen kann so ein erheblicher Teil der von der Antenne abgestrahlten Leistung im Substrat gefangen bleiben. Das Substrat wirkt wie eine dreidimensionale Resonatorstruktur. Je nach Einkopplungsort und -frequenz können sich stehende Wellen, sogenannte Substratmoden bilden. Um die THz-Welle aus dem Substrat auszukoppeln bzw. eine Bildung von Substratmoden zu minimieren kann eine Siliziumlinse auf das Substrat aufgebracht werden, deren Brechungsindex nah an dem von GaAs ist, und in deren Brennpunkt sich die Antenne befindet. Die Siliziumlinse ist ein Kugelschnitt, so daß alle Strahlen von der Antenne<sup>1</sup> in einem Winkel auf den Übergang Si-Luft treffen, für den die Reflektionen gering sind. Bei Verwendung von hemispherischen Linsen handelt es sich sogar um einen rechten Auftreffwinkel, so daß keine Brechung stattfindet. Übliche Radii sind im Bereich 1 mm oder 7-11 mm. In dieser Gruppe werden hemisphärische Si-Linsen mit Radius 1 mm verwendet.

Die Verwendung der Siliziumlinse garantiert allerdings keine optimale Leistungskopplung. Die Vielfachreflektionen sind auch bei hemispherischen Linsen alleine aufgrund des hohen Brechungsunterschiedes zur Luft vorhanden. Dadurch kann an einigen Stellen die austretende Welle eine andere Phase haben. Dies äußert sich durch stärkere Abstrahlung in Nebenkeulen. Diese Leistung ist verloren [17].

Um die gewünschte Funktionalität überhaupt erreichen zu können, muß offensichtlich der Brennpunkt der Linse exakt auf der Antenne liegen bzw. bei Vergleichsmessungen immer identisch justiert sein. Um die Justiergenauigkeit und die Reproduzierbarkeit zu testen, wurden hintereinander zwei Messungen mit auf gleicher Weise erfolgter Linsenjustierung durchgeführt. Es wurde exakt der gleiche Photostrom, aber eine deutlich unterschiedliche THz-Leistung gemessen. Die Linsenjustierung führt mit den zur Zeit der Durchführung der Arbeit vorhandenen Hilfsmitteln nicht zu reproduzierbaren Ergebnissen. Aus diesem Grund wurde bei den hier vorgestellten Messungen auf die Verwendung einer Si-Linse verzichtet. Die Messergebnisse zeigen deswegen Einflüsse des Substrats (Einbrüche bei gewissen Frequenzen), sind aber, wie diverse an verschiedenen Tagen durchgeführte Messreihen zeigen, bei im folgenden Abschnitt beschriebener Normierung auf den Photostrom voll reproduzierbar. Beim Vergleich unterschiedlicher Substrate oder auch Substratgrößen ist dies allerdings zu beachten, da hier die Einbrüche im Signal bei anderen Wellenlängen liegen können. Eine genaue Berechnung der Substratmoden wird im folgenden Abschnitt durchgeführt.

---

<sup>1</sup>Bei diesen Größenverhältnissen kann die Antenne in guter Näherung als Punktquelle angenommen werden.

#### 5.1.4. Substratmoden

Da keine Siliziumlinse verwendet wurde, verhält sich das Substrat wie ein dreidimensionaler Resonator, in dem TM-Moden angeregt werden können. Wird eine Substratmode angeregt, so wird in diese dreidimensionale stehende Welle so lange Energie gepumpt, bis die "Verlust"-Energie gleich der hineingepumpten Energie ist. Die "Verlust"-Energie ist die durch Strahlung aus dem Substrat ausgekoppelte Energie. Dieser Gleichgewichtszustand kann auf zwei Arten erreicht werden. Entweder durch viel Abstrahlung bei viel hineingepumpter Energie oder durch wenig bzw. gar keine hineingelassene Energie von der Antenne. Im zweiten Fall ist die Abstrahlung absolut gesehen deutlich geringer. Bei ersterem Fall ist der Einfluß des Substrats nicht auf die absolute Abstrahlung wichtig, sondern der Einfluß auf die Abstrahlcharakteristik. Die Abstrahlung kann unter Verwendung des Huygenschen Prinzips als Überlagerung unendlich vieler infinitesimaler Dipole am Rand des Substrats gesehen werden [17]. Die Phase und Amplitude jedes Dipolfeldes hängt von der Feldverteilung der Substratmode ab. Hohe Abstrahlung z.B. aus der Seite des Substrats ist verloren, da sie nicht detektiert werden kann. Die nicht phasengleichen Anteile, wie im oberen Abschnitt schon erwähnt, äußern sich in größeren Nebenkeulen. Auch diese Leistung ist verloren. Eine explizite Aussage über die Abstrahlcharakteristik könnte nur über eine Messung dieser mit ausreichender Auflösung oder über eine explizite Lösung der abstrahlenden Felder auf Basis der Feldverteilung am Rand des Substrats gemacht werden. Eine Messung mit ausreichender Auflösung war mit dem vorhandenen Aufbau mangels Gesamtleistung nicht möglich, und eine genauere Berechnung war aus Zeitgründen nicht durchführbar.

Allerdings treten oben genannte Effekte nur bei den Resonanzen des Substrats auf. Diese sind auf Basis der Geometrie leicht berechenbar:

$$f_{res,mnp} = q \cdot \frac{c}{2\pi \cdot \sqrt{\epsilon_r}} \cdot \sqrt{\left(\frac{m\pi}{h_r}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_r}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{W_r}\right)^2} \quad (5.1)$$

wobei m,n,p die Mode darstellt. Der dielektrische Resonator hat die Höhe  $h_r$  (Mode mit Ordnung m), die Länge  $L_r$  (n), die Breite  $w_r$  (p) und die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_r$ . Der Faktor q ist ein Korrekturfaktor für das im Rahmen der Patchantenne in Kapitel 2.2.3 erklärte "fringing". Dies muß auch hier berücksichtigt werden, da im Gegensatz zu einem Resonator mit leitenden Wänden keine strikte Randbedingung für die Felder besteht. Die elektrischen Felder müssen also an den Rändern nicht zwingend gleich null sein [17].

Alle verwendeten GaAs Substrate sind etwa 500  $\mu\text{m}$  dick, 1 cm lang und entweder 0.5 oder 1 cm breit. Die niedrigsten Frequenzen entstehen für die größten Maße und liegen somit bei Verwendung obiger Formel bei 4.2 GHz für  $L_r = W_r = 1$  cm und m=0, bzw. bei 8.4 GHz für  $L_r$  oder  $W_r$  gleich 0.5 cm und m=0. Die niedrigste Frequenz für die Höhe beträgt 84 GHz.

Dies bedeutet, daß bei starkem Einfluß der niedrigen Frequenzen bzw. der Moden mit hohem n und p, keine oder nur sehr geringe Leistung detektiert werden dürfte. Dies scheint wie in den folgenden Abschnitten mit Messergebnissen gezeigt wird, nicht der Fall zu sein. Es sei denn, die abgestrahlte Leistung wäre ohne Substrat oder bei Verwendung einer Si-Linse um ein Vielfaches höher. Bei den Versuchen mit Si-Linse konnte dies aber

nicht festgestellt werden. Auf jeden Fall kann bei diesem Modenabstand und der vorhandenen Messgenauigkeit der Einfluß auf den Messbereich als annähernd konstant über den Frequenzbereich angesehen werden. Der Einfluß der m-Moden mit 84 GHz Modenabstand ist allerdings deutlich zu sehen. Die Höhe, die diese Moden bewirkt, ist allerdings bei allen Substraten sehr ähnlich und bei Substraten von identischen Wavern innerhalb weniger Nanometer gleich.

Eine Vergleichbarkeit ist also auch für unterschiedlich breite Substrate vor allem bei Verwendung des gleichen Wavers gewährleistet.

### 5.1.5. Der Antennenmessplatz

Um die Vergleichbarkeit der Messungen sicherzustellen, wurden Messungen, auf denen Vergleichsaussagen beruhen, unmittelbar hintereinander durchgeführt. Ebenfalls wurde dabei die Strahlungsleistung beider Farben unverändert gelassen. Nach Austausch der Antennen wurden diese wieder in die Position mit maximalen Photostromes verfahren. Die Linsenposition wurde danach nur sehr geringfügig verändert. Identische Messergebnisse identischer Antennen nach Ein- und Ausbau zeigen eine hohe Reproduzierbarkeit und somit, daß der Umbau vergleichende Messungen zuläßt.

### Messungen mit dem Rohraufsatz des Bolometers

Ein Vergleich zwischen Messungen mit Rohraufsatz und mit zwei Paraboloiden zeigt eine signifikante Veränderung der Resonanzkurve. Im Bereich von etwa 200-300 GHz ist die detektierte Leistung höher, bei Frequenzen im Bereich 400-500 GHz niedriger.

Aus diesem Grund wurden alle Messungen mit Dipolen erneut mit dem Aufbau mit zwei Paraboloiden durchgeführt. Manche der dargestellten Messungen bei den Patchantennen sind allerdings mit dem Rohraufsatz durchgeführt worden. Aus Zeitgründen und Mangel an Proben<sup>2</sup> war eine Wiederholung dieser Messung mit zwei Paraboloiden im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Wie im folgenden dargestellt wird, zeigt die Patch-Antenne allerdings scharfe Resonanzen. Ein Einfluß des Rohraufsatzes auf die Resonanzkurve ist somit gering. Ein Einfluß auf die detektierten Leistungen ist allerdings nicht auszuschließen.

Die Ursache für die Erhöhung könnte in einer durch den Rohraufsatz im Rohr bzw. der Eingangsoptik erzeugten stehenden Welle sein. Dieser Effekt ist bei manchen, hier nicht näher erläuterten Aufbauten auch bei Verwendung des Gitterpolarisators beobachtet worden. Ebenfalls berichtet E.R. Brown in [30] über stehende Wellen im Detektorbereich.

### 5.1.6. Maximale mögliche optische Leistung und Vorspannung

Eines der zentralen Probleme auf dem Weg zu stärkeren CW-THz-Emittern liegt in der thermischen Zerstörung durch zu hohe optische Leistung oder zu hohem Photostrom, und in Zerstörung durch Spannungsdurchbruch. Beides führt zur Zerstörung der Struktur. Als

---

<sup>2</sup>Wie noch besprochen wird, sind die Patchantennen sehr anfällig. Ebenfalls sind sie z.Zt. der Erstellung dieser Arbeit, in dieser Arbeitsgruppe nicht herzustellen. Deswegen handelte es sich genaugenommen um einen Mangel an funktionierenden Proben und fehlender Beschaffungsmöglichkeiten.

Beispiele sind ein Dipol (Abb. 5.8) und die MSM-Struktur einer Patchantenne dargestellt (ER 003 (A5), Abb. 5.9).

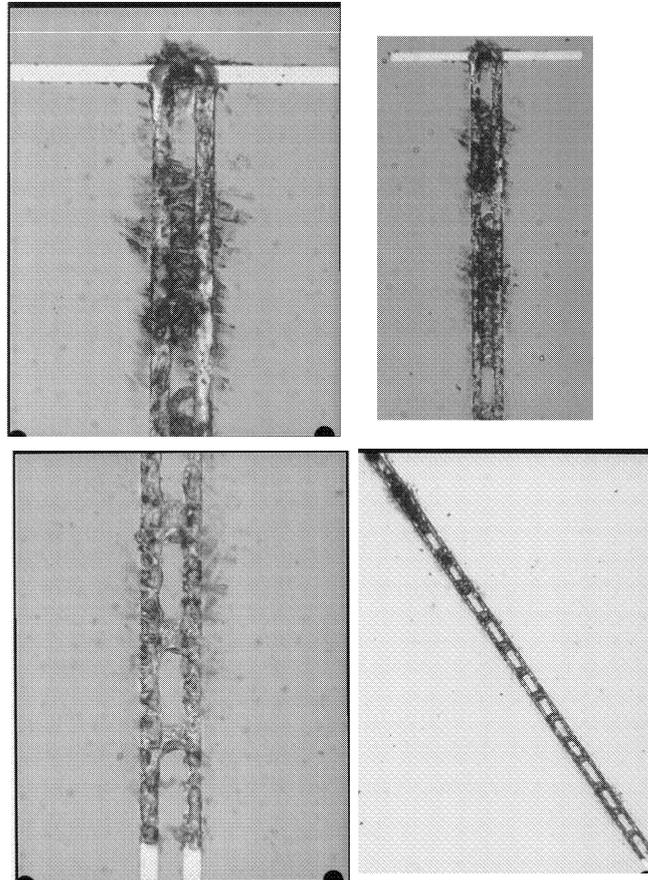


Abbildung 5.8.: Beispiel für einen durchgebrannten Dipol

Beim Dipol ist nicht nur das Gap ausgebrannt, sondern sogar die Hälfte der etwa 3,5 mm langen Zuleitung weggeschmolzen. Der Tod erfolgte bei 60 V und etwa  $435 \mu\text{A}$ . Als Erfahrungswert für den Beginn des kritischen Bereichs für Dipole mit  $5 \mu\text{m}$  Gap ist 40 V oder  $300 \mu\text{A}$ . Eine Begrenzung der optischen Leistung ist, solange der Photostrom nicht zu hoch wird, zumindest bis zu  $250 \mu\text{A}$  nicht notwendig. In Einzelfällen ist ein Durchbrennen auch schon bei niedrigeren Spannungen und Strömen vorgekommen. Grundsätzlich sind die Dipole mit dieser Gap-Größe als robust anzusehen.

Die Patch-Antennen mit MSM-Struktur sind dagegen als hochgradig empfindlich einzustufen. Nicht nur, daß bei diesen ein Aufsetzen der Nadelprober bei angelegter Spannung meist zu einem Durchschlag führt. Das Limit für die optische Leistung beträgt bereits 10 mW bei den MSMs mit 5 bzw.  $6 \mu\text{m}$  Fingerabstand, und 6 mW für die mit 3 bzw.  $4 \mu\text{m}$  Fingerabstand. Eine Spannung von über 25 V sollte ebenfalls nicht angelegt werden. Desweiteren sind die Nadelprober mit geringstmöglichem Anpressdruck aufzusetzen, da

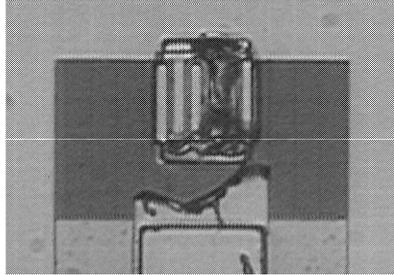


Abbildung 5.9.: Beispiel für eine durchgebrannte MSM-Struktur (hier: ER 001, B5)

sonst der Patch und das Polyamid durchgedrückt wird und ein Kurzschluß entsteht. Wie man in Abb. ?? sieht, ist der typische Durchschmelzort an dem Übergang von den Fingern zu der jeweiligen Kontaktschicht. An dieser Stelle muß die Metallisierung den Höhenunterschied von LT-GaAs zu oberster Goldschicht überwinden. Wegen der Kante wird die Schicht beim Aufdampfen vermutlich so dünn, daß hier eine natürliche, ungewünschte, Schmelzsicherung entstanden ist. Um die thermische Leitfähigkeit zu erhöhen wurde die Patch-Antenne auf Saphir aufgebracht. In Saphir werden im Gegensatz zu GaAs ebenfalls keine Ladungsträger im Substrat erzeugt. Dies führt zu einem niedrigeren absoluten Photostrom und somit zu einer verringerten thermischen Last. Dies hat in der Tat die Robustheit so erhöht, daß zumindest bei Fingerabständen von  $5 \mu\text{m}$  optische Leistungen bis zu  $40 \text{ mW}$  und Spannungen bis zu  $30 \text{ V}$  kein Problem waren. Der Photostrom blieb dabei unter  $100 \mu\text{A}$ .

Wichtig ist dieser Aspekt hinsichtlich des Einflusses der Ladungsträgerlebenszeit auf die emittierte Leistung. Wie in Kapitel 2.1.2 diskutiert, steigt die emittierte Leistung bei konstant gehaltenem Gleichstromanteil des Photostroms zu niedrigeren  $\tau$  an. Die Erhöhung des Photostroms erfolgt durch höheres Feld und höhere optischen Leistung. Die maximal angelegte Spannung ist allerdings bei LT-GaAs auf  $10^5 \text{ Vcm}^{-1}$  begrenzt, so daß eine Erhöhung der optischen Leistung notwendig ist. Dies muß die Struktur trotz identischem Photostrom verkraften. Die Limitierung hinsichtlich Photostrom und/oder optischer Leistung wird z.Zt. in der Arbeitsgruppe untersucht.

## 5.2. Normierung und Korrekturfaktoren

### 5.2.1. Normierung auf Photostrom

Die vor allem betrachtete Eigenschaft des Emitters<sup>3</sup> ist die abgestrahlte Leistung  $P_{THz}$ . Einflüsse, die nicht auf den Emitter, sondern auf Einwirkungen auf die optische Anregungsdichte oder das effektive elektrische Feld im Photoschalter zurückzuführen sind<sup>4</sup>, be-

<sup>3</sup>Emitter: Photomischer plus Antennenstruktur einschließlich Zuleitungssystem

<sup>4</sup>z.B. durch Parameteränderungen wie unterschiedliche Kontaktwiderstände, unterschiedliche Fokussierungen durch Justiergenauigkeiten oder durch die Verwendung von Linsen mit unterschiedlichen

wirken eine Verfälschung der Aussagen über den Emitter. Um Messungen bzw. Emitter hinsichtlich abgestrahlter Leistung vergleichen zu können, müssen die emitterunabhängigen Ursachen für Leistungsunterschiede herausgerechnet werden. Es ist anzunehmen, daß die emitterabhängigen Einflüsse letztendlich auf den Photostrom wirken, dessen Einfluß auf die abgestrahlte Leistung in gewissen Grenzen bekannt ist. Somit ist eine Normierung auf den Photostrom sinnvoll, führt aber zu Misinterpretationsmöglichkeiten hinsichtlich des Einflusses der Ladungsträgerlebenszeit. Dies ist am Ende dieses Abschnitts diskutiert.

Wie oben in 5.1.2 gezeigt wurde, ist die abgestrahlte Leistung nicht perfekt proportional dem Quadrat des Wechselstromanteils bzw. dem Quadrat des gemessenen Gleichstromanteils des Photostromes. Allerdings ist die Abweichung bei den bei den Messungen verwendeten Spannungen unter 20%. Die Unterschiede im Photostrom bei zwei Emittern können aber durchaus eine Größenordnung erreichen, so daß eine Vergleichsaussage hinsichtlich Leistung bzw. Effizienz, eine Normierung auf Photostrom trotz der zu erwartenden Fehler erfordert. Deswegen wird die Vorgehensweise für eine Normierung hier gezeigt und auch bei den gezeigten Ergebnissen durchgeführt.

Zu beachten ist, daß eine Vergleichbarkeit nur unter vorsichtiger Betrachtung der Parameter und der Normierung gewährleistet ist. Allerdings kann bei großen Unterschieden in der normierten Abstrahlung durchaus von einer besseren bzw. schlechteren Effizienz ausgegangen werden. Eine genauere Diskussion der Effizienzaussage wird aufgrund dieser Problematik bei allen Vergleichsaussagen durchgeführt.

Zur Normierung wird also die gemessene abgestrahlte Leistung durch das Quadrat des Wechselstromanteils bzw., da dieser nicht messbar ist, durch das Quadrat des Gleichstromanteils des Photostroms und den Faktor  $v_f$  geteilt. Der Zusammenhang zwischen Gleich- und Wechselstromanteil und der Faktor  $v_f$  ist in Kapitel 2.1.2 durch Gleichung 2.22 beschrieben. Hier wird als Ersatz für  $v_f$  der Korrekturfaktor  $v_P := \frac{1}{v_f}$  verwendet.

$$\begin{aligned}
 P_{THz,norm} &= \frac{P_{THz}}{I_{photo,AC}^2} \\
 &= \frac{P_{THz}}{I_{photo,DC}^2} \cdot \frac{1}{v_f} \\
 &= \frac{P_{THz}}{I_{photo,DC}^2} \cdot \frac{(x+1)^2}{4x} \\
 &= \frac{P_{THz}}{I_{photo,DC}^2} \cdot v_P
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

Der Korrekturfaktor  $v_P$  ist in Abhängigkeit der optischen Leistungen in Abbildung 5.10 dargestellt.

Die Abweichung von einer Normierung auf den gemessenen Photostrom ohne den Korrekturfaktor  $v_P$  würde zu einem in Abbildung 5.11 dargestellten Fehler führen. Ist die Leistung einer Farbe 25 % größer als die andere, so entsteht ein Fehler von gerade mal 1,25 %. Bei Abweichungen mit Faktor 1.5 ergibt sich bereits ein Fehler von etwa 4 % und bei noch größeren Abweichungen steigt der Fehler stark an. Hintergrund für die Not-

---

Brennweiten oder optische Leistungsschwankungen.

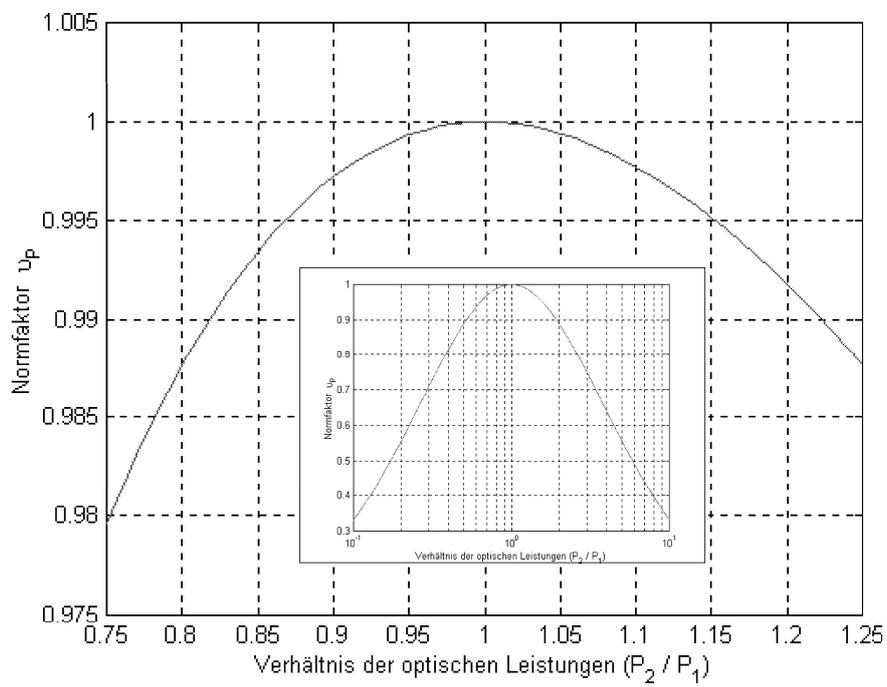


Abbildung 5.10.: Korrekturfaktor  $v_p$  zur Korrektur ungleicher optischer Leistungen

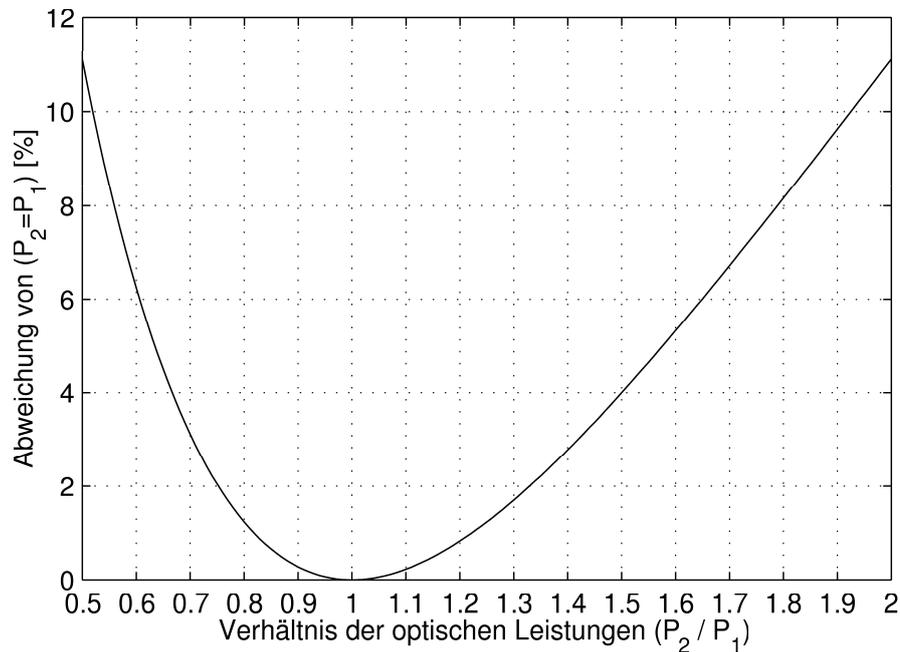


Abbildung 5.11.: Fehler bei Normierung auf gemessenen Photostrom ohne Verwendung von  $v_P$

wendigkeit des Korrekturfaktors  $v_P$  bei großen Leistungsunterschieden liegt darin, daß die Erhöhung der Leistung einer Farbe einen höheren Beitrag zum Gleichstromanteil als zum Wechselstromanteil des Photostromes leistet. So erzeugt die gleiche Gesamtleistung mit gleichem generierten Photostrom bei unterschiedlichen optischen Leistungen einen geringeren Wechselstromanteil und somit eine geringere Emission als bei gleichen Leistungen in beiden Farben. Eine Normierung nur auf den gemessenen Gleichstromanteil würde also suggerieren, daß der Emittor, der mit unterschiedlichen optischen Leistungen angeregt wird, weniger effizient strahlt als der, der mit identischen optischen Leistungen angeregt wird.

Zu bemerken ist, daß der Faktor  $m$ , der die räumliche Überlagerung beschreibt, nicht herausgerechnet werden kann. Da beide Farben einzeln auf maximalen Photostrom justiert werden und davon ausgegangen werden kann, daß das Mischerelement von jeder Farbe voll ausgeleuchtet wird, kann dieser Faktor als konstant während eines Messtages angenommen werden<sup>5</sup>. Ebenfalls ist der Faktor  $F_f = \frac{1}{\sqrt{1+\tau^2\omega_{diff}^2}}$  nicht herausgerechnet. Somit zeigt auch die normierte THz-Leistung den Abfall zu höheren Frequenzen.

Die Abhängigkeit von der Ladungsträgerlebenszeit  $\tau$  wird durch diese Normierung allerdings verfälscht, da der Einfluß auf den Gleichstromanteil des Photostromes<sup>6</sup> herausnor-

<sup>5</sup>Um dies zu gewährleisten wurde wie auch in Kapitel 3.3 beschrieben, die Strahlage während eines Messtages nicht verändert.

<sup>6</sup> $I_{photo,DC}$  ist direkt proportional zu  $\tau$  (Kap. 2.1.2).

miert wird. Außer der Korrektur oben genannter Einflüsse auf die Messung, ergibt diese Normierung auf den Photostrom eine Effizienz des Emitters in Form abgestrahlter Leistung pro Photostrom. Wichtig für einen Effizienzvergleich der gesamten Emittierstruktur wäre allerdings die Berücksichtigung der Ladungsträgerlebenszeit. Für Emittiervergleiche wurden hier identische Materialien verwendet, so daß in dieser Arbeit diese Problematik nicht auftritt.

Eine genauere Betrachtung der Abhängigkeit von  $\tau$  und  $\omega$  wurde in Kapitel 2.1.2 durchgeführt.

### 5.2.2. Frequenzgang des Bolometers

Wie in Kapitel 3.6.2 dargestellt zeigt das bei allen Antennenmessungen verwendete InSb-Bolometer einen Abfall der Sensitivität bei Frequenzen über 600 GHz. Die Sensitivität unter 100 GHz ist zwar ebenfalls fraglich, aber außerhalb des Messbereichs. Um die Auswirkungen der frequenzabhängigen Sensitivität aus den Messergebnissen herauszurechnen, werden die Messergebnisse mit dem Kehrwert der Sensitivität multipliziert. Dies führt zu dem Korrekturfaktor  $v_B(f) = \frac{1}{\text{Sensitivität}}$ . In Abb. 5.12 ist der Korrekturfaktor  $v_B(f)$ , mit dem bei der jeweiligen Frequenz das gemessene Signal multipliziert wurde, dargestellt.

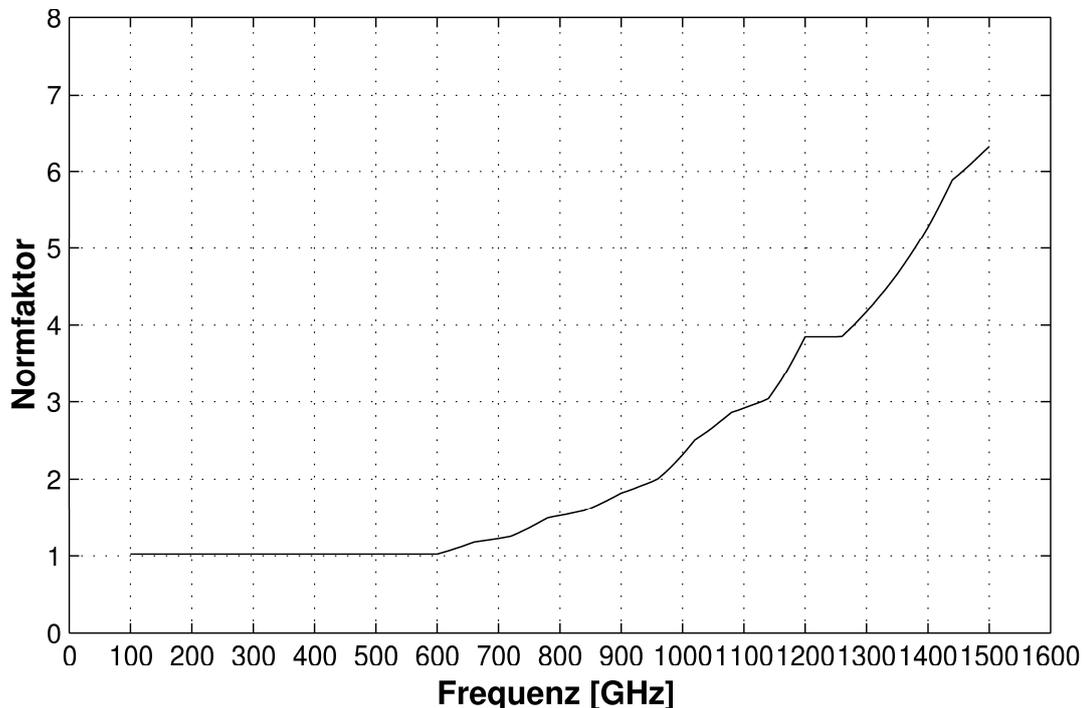


Abbildung 5.12.: Korrekturfaktor  $v_B(f)$  zur Korrektur der frequenzabhängigen Sensitivität des InSb-Bolometers

Wie bereits in Kap. 3.6.2 beschrieben, ist die Sensitivität des Bolometers bis 600 GHz konstant. Danach fällt sie steil ab, so daß der Korrekturfaktor stark ansteigt. Bei 950 GHz detektiert das Bolo nur noch 50% des Signals, so daß der Korrekturfaktor gleich zwei ist. Die Messungen zeigen aber ein von der Frequenz unabhängiges Rauschniveau, so daß Messergebnisse für höhere Frequenzen als 950 GHz mit einem großen relativen Fehler behaftet sind.

### 5.2.3. Normierung und Korrektur im Überblick

Unter Verwendung oben dargestellter Normierungen und Korrekturfaktoren folgt als Gesamtfaktor:

$$P_{THz,norm} = v_B(f) \cdot v_P \cdot \frac{P_{THz}}{I_{photo,DC}^2} \quad (5.3)$$

wobei  $v_B(f)$  die frequenzabhängige Sensitivität des Bolometers korrigiert,  $f$  die emittierte Frequenz,  $v_P$  der Korrekturfaktor bei unterschiedlichen optischen Leistungen der beiden Laserfarben, und  $I_{photo,DC}$  der gemessene Gleichstromanteil des Photostroms ist. Diese Normierung bzw. Korrektur wurde bei allen gezeigten Messergebnissen durchgeführt.

## 5.3. Dipole

### 5.3.1. Dipol mit zentraler Vorspannungsleitung ohne Filter

Im folgenden sind die gemessenen Resonanzkurven zusammen mit den in Kapitel 4 vorhergesagten dargestellt. Die Amplitude der theoretischen Kurven ist angepasst. Beide Messkurven zeigen die aufgrund der Substratmoden (Abschnitt 5.1.4) erwarteten Einbrüche in Abständen von etwa 82 GHz, da ohne Si-Linse gemessen wurde. Ebenfalls zeigen sich deutlich die Wasserabsorptionslinie bei 550 GHz. Die abgestrahlte Leistung mit Polarisation orthogonal zum Dipol ist ebenfalls dargestellt. Die normierte Resonanzkurve der Antenne FFM-Ant 18, Länge 180  $\mu\text{m}$ , ist in Abbildung 5.13 und die der Antenne FFM-Ant 19, Länge 210  $\mu\text{m}$ , ist in Abbildung 5.14 dargestellt. Das jeweilige Maximum der Strahlung liegt in der Tat nicht bei der Frequenz bei der die Wellenlänge gleich der Dipollänge ist. Daraus folgt, daß der frequenzabhängige Einfluß des Photoschalters notwendig für die Berechnung der Resonanzkurve ist. Die Berücksichtigung der frequenzabhängigen Wechselstromamplitude des Photostroms führte bereits zu einer Annäherung an die Messdaten, reicht allerdings nicht aus. Eine Einbeziehung des frequenzabhängigen komplexen Widerstandes des Photoschalters und auch der Antenne sollte zu einer Wiedergabe der Messdaten führen.

Der stärkere Abfall bei der Antenne FFM-Ant 18 hängt vermutlich mit der gerade bei dieser Antenne wohl nicht mehr gültigen Annahme der unendlichen Dünne zusammen. Das Längen-Dicken-Verhältnis ist mit achtzehn sehr niedrig. Deswegen ist ein deutlich anderer komplexer Teil des Eingangswiderstand zu erwarten, der zu einer völlig anderen Anpassung, d.h. frequenzabhängigen Leistungsaufnahme, und somit vielleicht auch zu einer schmäleren Resonanzkurve. Ebenfalls liegt bei 550 GHz eine Wasserabsorptionsli-

## 5. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE UND DISKUSSION

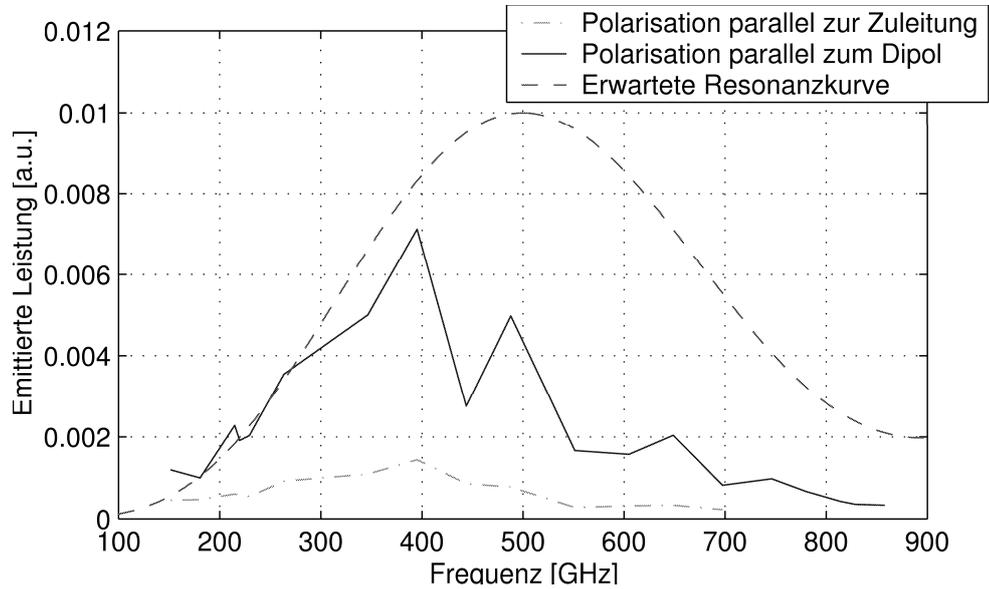


Abbildung 5.13.: Resonanzkurve FFM-Ant 18

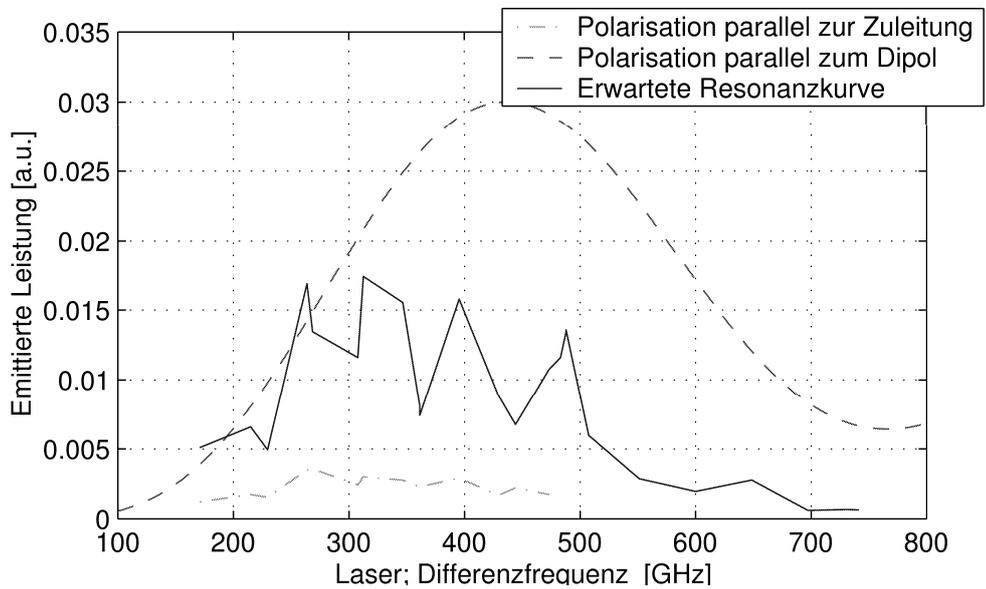


Abbildung 5.14.: Resonanzkurve FFM-Ant 19

nie, die die Breite der Resonanzkurve stark verfälscht. Diese Absorptionslinie scheint die Bandbreite bei der Antenne FFM-Ant 18 ebenfalls zu verkleinern.

Die abgestrahlte Leistung mit Polarisation parallel der Zuleitung und somit orthogonal dem Dipol, ist auch ohne eine Verwendung einer Filterstruktur vernachlässigbar.

Die Messdaten zeigen in erster Näherung die erwarteten Resonanzkurven und bestätigen somit das verwendete Modell. Für eine korrekte Berechnung vor allem der erwarteten Amplituden kann aber auf eine Einbeziehung aller komplexen Widerstände und der daraus folgenden frequenzabhängigen Anpassung nicht verzichtet werden.

### 5.3.2. Dipol mit zentraler Vorspannungsleitung und Filter

#### Anregung im Gap

In Abbildung 5.15 ist die normierte Resonanzkurve der Antenne FFM-Ant 21a zusammen mit der in Signal umgerechneten<sup>7</sup> und amplitudenangepassten Kurve des Widerstandes der Zuleitung dargestellt. Die Messdaten zeigen ein Maximum bei 490 GHz. Das Maximum

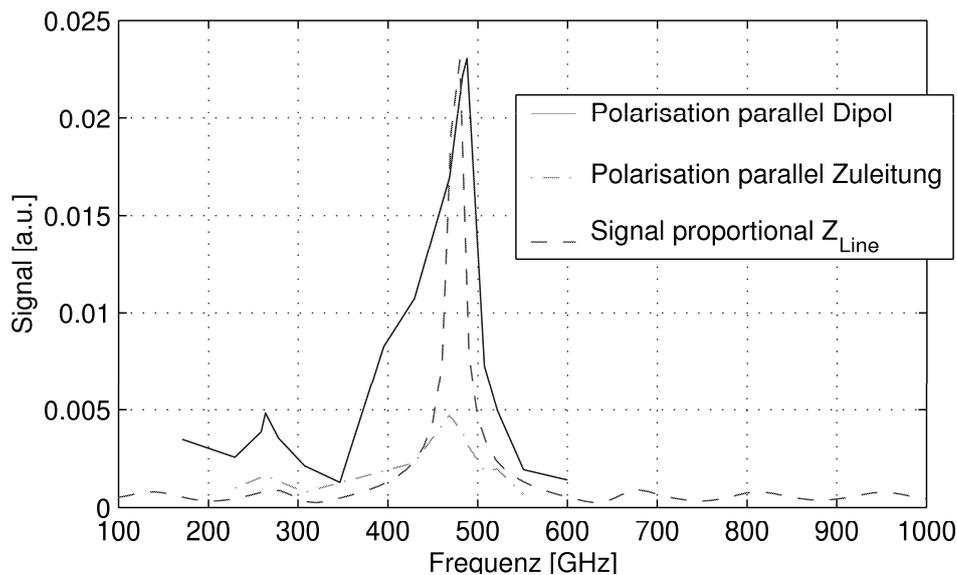


Abbildung 5.15.: Resonanzkurve FFM-Ant 21a (MPI Enddipol mit 3 Filterblöcken)

des Widerstandes liegt bei 475 GHz. Ebenfalls ist die gemessene Kurve deutlich breiter. Die Verschiebung des Maximums liegt vermutlich an der bei etwa 360 GHz liegenden, in Abbildung 5.14 deutlich zu sehenden Substratmode. Somit liegt das Signalmaximum in der Tat bei der erwarteten Frequenz. Die deutlich breitere Messkurve zeigt, daß auch bei resonanten Strukturen die Einbeziehung des komplexen Widerstandes des Photoschalters

<sup>7</sup>Hier wurde nur die in den Kapiteln 4.1.2 und 2.3 dargelegte angenommene Proportionalität genutzt und die Einheit direkt in Signal umgewandelt.

für eine genauere Vorhersage notwendig ist. Der grundsätzliche Zusammenhang zwischen emittierter Leistung und Zuleitungswiderstand ist hiermit allerdings gezeigt.

### Anregung auf Filterblock

Mit einer Linse mit 30 mm Brennweite konnte Photostrom und Emission bei Beleuchtung des ersten Filterblocks detektiert werden. Das Photostrom- und Emissionsmaximum wurde bei einer Linsenposition außerhalb der Brennweite erreicht. Der Photostrom ist deutlich größer als im Gap. Dies beruht vermutlich auf dem gegenüber der Gapgröße halb so großen Abstand zwischen den Filterblöcken, da dadurch die durch die Bias-Spannung erzeugte Feldstärke doppelt so hoch ist als im Dipolgap. Ebenfalls wird durch das Dejustieren der Linse ein größerer Bereich ausgeleuchtet. Die Resonanzkurve ist in Abbildung 5.16 zusammen mit der Resonanzkurve bei Beleuchtung des Gaps dargestellt. Die emittierte

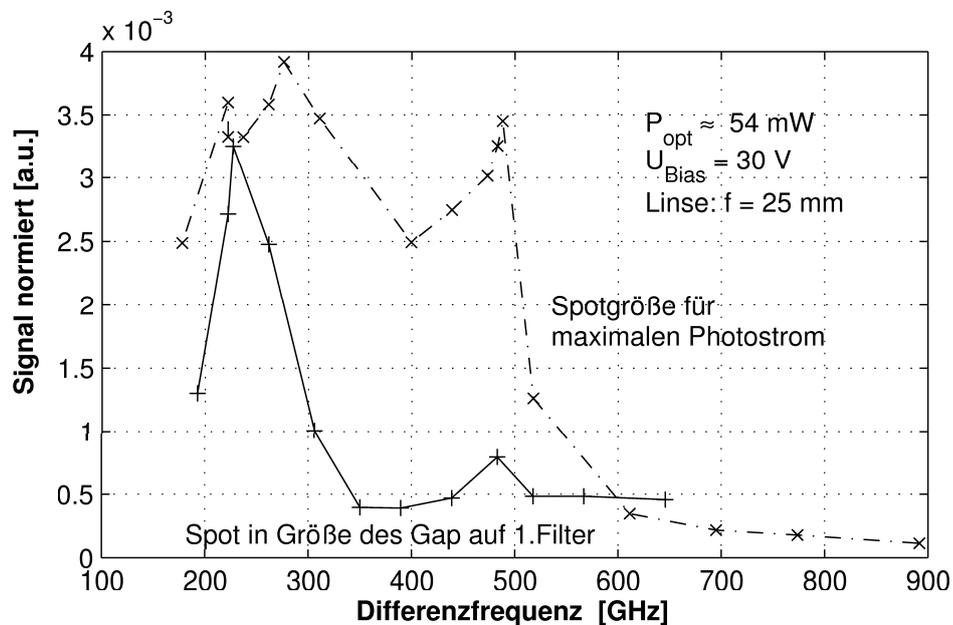


Abbildung 5.16.: Resonanzkurven Ant 21a (3 Filterblöcke) bei Anregung auf dem ersten Filterblock.

Leistung ist absolut und damit vor allem nach Normierung auf den Photostrom deutlich geringer als die Leistung bei Fokussierung im Gap. Die Emission ist parallel zum Dipol polarisiert. Eine Verbreiterung des Photoschalters führt auch bei einem um Faktor fünf höheren Photostrom nicht zu einer Verbesserung der Abstrahlung. Eines der Probleme ist vermutlich der wegen der relativen großen Anregungsfläche zu erwartende Phasenunterschied der von einzelnen Bereichen der Anregungsfläche ausgehenden Wellen.

Daß Leistung vom Filterblock auf die Antenne übertragen werden kann, zeigt, daß das Gap die Zuleitung nicht von der Antenne trennt, so daß die im Ersatzschaltbild

(Kap. 2.3) dargestellte Annahme einer Parallelschaltung gültig ist.

### 5.3.3. Vergleich Dipol mit und ohne Filter in Vorspannungsleitung

Die bereits oben gezeigten normierten Resonanzkurven der Enddipole FFM-Ant 19 (kein Filter) und FFM-Ant 21a (Filter) sind in Abb. 5.17 zusammen dargestellt. Es wird nur die THz-Polarisation parallel zum Dipol betrachtet. Es zeigt sich, daß bei der vom Filter

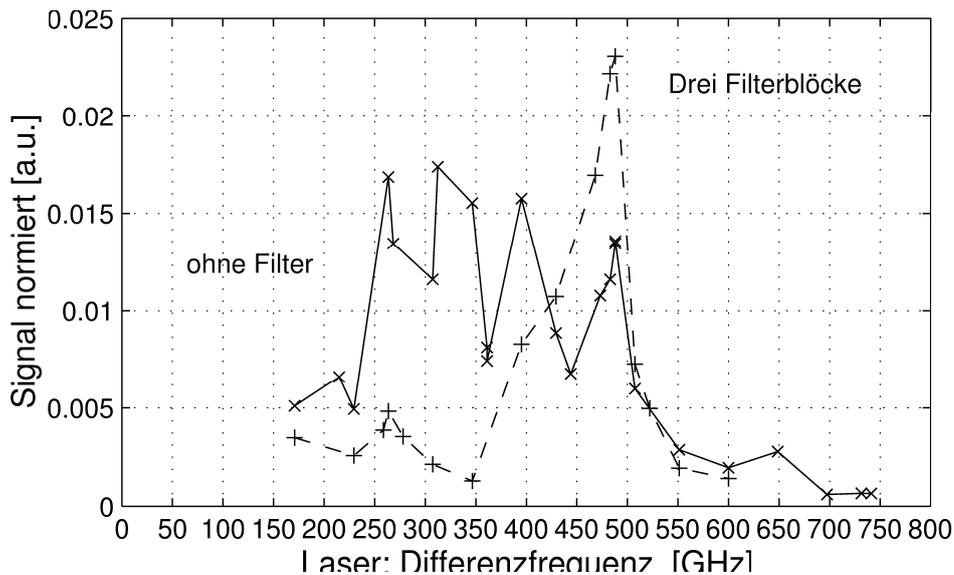


Abbildung 5.17.: Normierte Resonanzkurven Ant 19 (kein Filter) und Ant 21a (3 Filterblöcke)

erzeugten Resonanzfrequenz von etwa 490 GHz, die abgestrahlte Leistung pro Photostrom<sup>2</sup> etwa doppelt so hoch ist, als ohne Filterstruktur. Die Filterstruktur erfüllt also ihren Zweck, die Effizienz im gewählten Frequenzbereich zu erhöhen. Dafür ist die Emission aber außerhalb dieses Bereichs niedriger.

Allerdings ist die gemessene absolute Emission bei 490 GHz bei der Antenne mit Filter niedriger. Die nicht normierten Resonanzkurven sind in Abbildung 5.18 gezeigt.

Der unterschiedliche Photostrom ist erstaunlich, da das Material vom gleichen Waver stammt und beide Antennen im gleichen Prozess hergestellt wurden. In Abbildung 5.19 sind die Photostromkurven zusammen mit einer angepassten Kurve der Antenne FFM-Ant 21a gezeigt. Die angepasste Kurve ist gleich der Photostromkurve der Antenne FFM-Ant 21a multipliziert mit einem konstanten Faktor  $r$ . Für die angepasste Kurve zeigt sich ein deutlich stärker ausgeprägter Übergang zwischen den linearen Bereichen, aber auch eine Übereinstimmung mit der Photostromkurve der Antenne FFM-Ant 19 im zweiten linearen Bereich. Es handelt sich also für Spannungen größer 10 V um einen linearen Einfluß. Diese Thematik wird im Rahmen der Eigenschaften des Photostroms zur Zeit noch untersucht und konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht näher verfolgt werden.

## 5. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE UND DISKUSSION

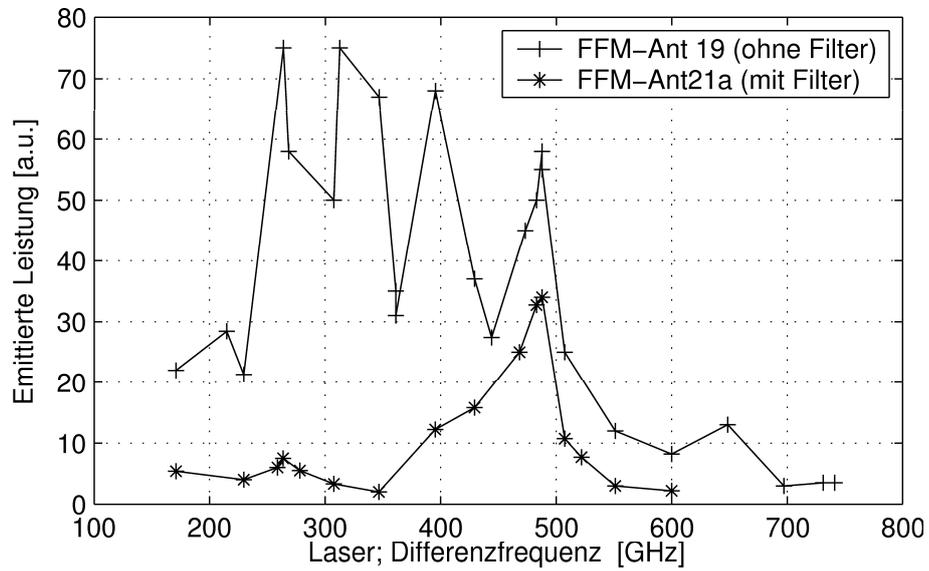


Abbildung 5.18.: Resonanzkurven Ant 19 (kein Filter) und Ant 21a (3 Filterblöcke) ohne Normierung auf Photostrom

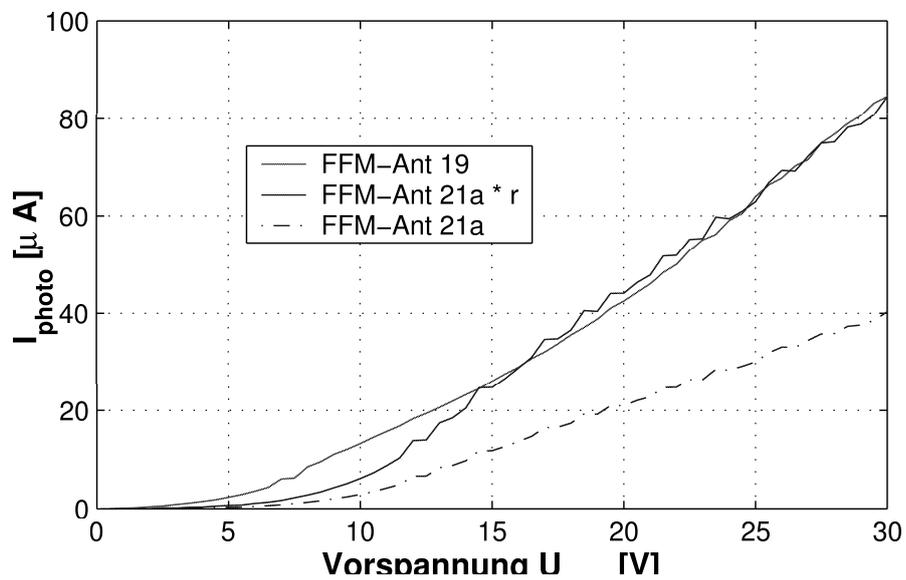


Abbildung 5.19.: Photostromkurven FFM-Ant 19 (kein Filter), FFM-Ant 21a (3 Filterblöcke) und Ant 21a multipliziert mit Faktor r

Dieser Effekt hängt aber nicht mit der hier zu vergleichenden Emitterstruktur zusammen, sondern nur mit Material oder Fertigungseffekten, die hier nicht betrachtet werden sollen. Die Normierung ist somit nicht nur legitim, sondern sogar notwendig. Das absolute Verhältnis der normierten Maxima kann, wie im oberen Abschnitt über Photostrom und Normierung (5.1.2 und 5.2.1) besprochen, durchaus Fehlerbehaftet sein. Allerdings kann bei den hier auftretenden Unterschieden eine klare Aussage getroffen werden.

Eine Filterstruktur ermöglicht bei gleichem Photostrom in der Tat die Erhöhung der Emission für einen bestimmten Frequenzbereich.

Der relative Anteil an Emission mit Polarisation parallel zur Zuleitung ist bei beiden Emittern gleich. Die Filter nehmen also keinen Einfluß auf diese Emission.

## 5.4. Patch-Antenne mit MSM

Wie in Kapitel 4.2 dargestellt, wurde als Emitter eine Kombination aus Patch-Antenne und MSM-Photomischer getestet. Dabei wurden unterschiedliche MSM-Photomischer bei Verwendung der gleichen Patch-Antenne verglichen. Die Unterschiede in der MSM beruhen auf einer Änderung des Fingerabstands bei Erhaltung der Gesamtfläche. Dies ist ausführlich in Kapitel 4.2 dargestellt. Ebenfalls wurde der Einfluß der Dicke des Polyamids, also der Schicht zwischen Patch und Grundplatte, untersucht. Es wurden unterschiedliche Substrate unter der Patchantenne verwendet und dabei Unterschiede in der Resonanzfrequenz festgestellt.

### 5.4.1. Resonanzkurven

#### Einfluß der MSM-Struktur

Es zeigt sich ein deutlicher Unterschied in der Resonanzfrequenz und der abgestrahlten Leistung bei Veränderung der MSM-Struktur. In Abbildung 5.20 sind die Resonanzkurven der Patch-Antenne auf GaAs Substrat für alle verwendeten Arten von MSM-Strukturen zusammen dargestellt. Es handelt sich i.A. um zu verschiedenen Zeiten ohne Polarisationsfilter durchgeführte Messungen, bei denen auch der Rohraufsatz des Bolometers verwendet wurde. Es zeigt sich deutlich, daß die MSM-Strukturen sowohl die Resonanz als auch die maximale abgestrahlte Leistung beeinflussen. Die MSM mit 3  $\mu\text{m}$  und 4  $\mu\text{m}$  Fingerabstand liegen nahe beieinander in der Nähe von 300 GHz. Die mit 5  $\mu\text{m}$  und 6  $\mu\text{m}$  Fingerabstand liegen ebenfalls nahe beieinander bei 350 GHz.

Wird eine rechteckige Struktur angenommen, so lassen sich mit Hilfe von Gleichung 2.43 die zu gewählten Moden gehörenden Resonanzfrequenzen berechnen. Für das hier verwendete Polyamid ist  $\epsilon_r$  gleich vier. Die Frequenz von etwa 300 GHz paßt dann zu einer  $\text{TM}_{011}$ -Mode, wobei die Resonanzfrequenz dieser Mode je nach Wahl der effektiven Längen im Bereich von 247 - 332 GHz liegt. Eine Frequenz von 379 GHz läßt sich unter Verwendung der Außenmaße bei einer  $\text{TM}_{021}$ -Mode berechnen. Diese Moden lassen einen signifikanten Beitrag zur Abstrahlung mit Polarisation orthogonal zum Mittelsteg erwarten. Dies entspricht den im folgenden Abschnitt gezeigten polarisationsaufgelösten Messergebnissen.

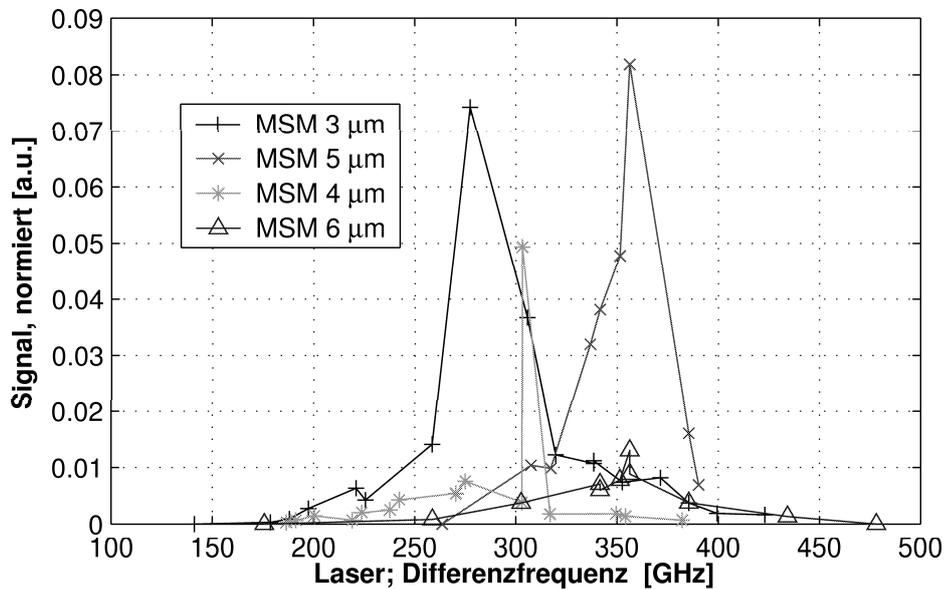


Abbildung 5.20.: Resonanzkurven der Patchantenne auf GaAs-Substrat für die verschiedenen MSM-Strukturen

Die maximale normierte abgestrahlte Leistung für ist um einen Faktor 2 höher als die maximale normierte Leistung des resonanten Dipols FFM-Ant 21a (Enddipol mit Filterstruktur). Ein Faktor dieser Größenordnung könnte allein von der bei der Patchantenne aber nicht beim Dipol aufgebrauchten Antireflexbeschichtung stammen. Eine signifikante Vergrößerung der emittierten Leistung gegenüber dem resonanten Dipol ist also nicht vorhanden.

### Einfluß der Polyamidicke

Die absolute Dicke des Polyamids sollte auf Basis des verwendeten Modells in dem vorhandenen Frequenz- und Dickenbereich keinen Einfluß auf die Resonanzfrequenz und die abgestrahlte Leistung haben. In Abbildung 5.21 sind die Resonanzkurven für unterschiedliche Polyamidicken gezeigt. Diese Messung wurde mit dem Paraboloidaufbau durchgeführt und ist polarisationsaufgelöst gemessen worden. Der Graph zeigt einen geringen Einfluß auf die Resonanzfrequenz. Allerdings kann im Rahmen der Messgenauigkeit keine eindeutige Aussage getroffen werden. Die normierte abgestrahlte Leistung ist deutlich unterschiedlich.

Innerhalb der Messgenauigkeit spielen somit in diesem Dickenbereich keine Moden entlang der Höhe eine Rolle. Allerdings scheint die Annahme, daß bei diesem Wellenlängen-Dicken Verhältnis die Dicke keinen Einfluß auf die messbare abgestrahlte Leistung hat, nicht korrekt zu sein. Es handelt sich entweder um eine Veränderung der Abstrahlcharakteristik und/oder um eine Änderung des Eingangswiderstandes und somit der frequenz-

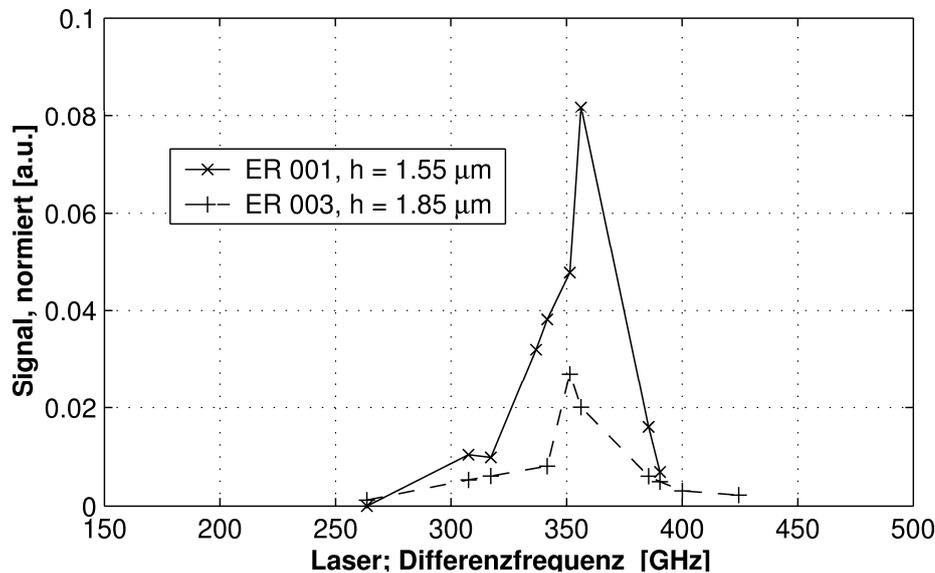


Abbildung 5.21.: Resonanzkurven der Patchantenne auf GaAs-Substrat für verschiedene Polyamidstärken (beide B5)

abhängigen Anpassung von Mischer und Antenne.

### Einfluß des Substrats

In der theoretischen Beschreibung wurde die Resonanzfrequenz nur über die Geometrie der Antenne ohne Einfluß des Substrats<sup>8</sup>, auf das die Antenne aufgebracht ist, untersucht. Dies basiert erstens auf der Tatsache, daß die Theorie für eine unendlich ausgedehnte Grundplatte entwickelt wurde und zweitens, daß in diesem speziellen Fall vor allem angenommen wird, daß die Ströme auf der Seite des Polyamids, also im Resonatorbereich und somit nicht an der Seite zum Substrat fließen. Die in Abbildung 5.22 dargestellten Resonanzkurven zeigen innerhalb der Messgenauigkeit in der Tat keine Veränderung in der Resonanzfrequenz. Allerdings ist die abgestrahlte Maximalleistung deutlich unterschiedlich. Die Substrate besitzen unterschiedliche Dimensionen, vor allem auch eine unterschiedliche Dicke. Ebenfalls wird durch die unterschiedlichen Brechungsindizes die Abstrahlcharakteristik und somit die im fixen messbaren Raumwinkel detektierte Emission verändert.

Dieses Ergebnis zeigt, daß für die Resonanz nur die Geometrie des Patch und das Dielektrikum zwischen Patch und Grundplatte verantwortlich ist. Dies würde z.B. das Aufbringen auf ein beliebiges anderes Material, daß als Reflektor dienen könnte, ohne eine Veränderung der Frequenz ermöglichen.

<sup>8</sup>Verwendete Substrate waren GaAs, Glas und Saphir.

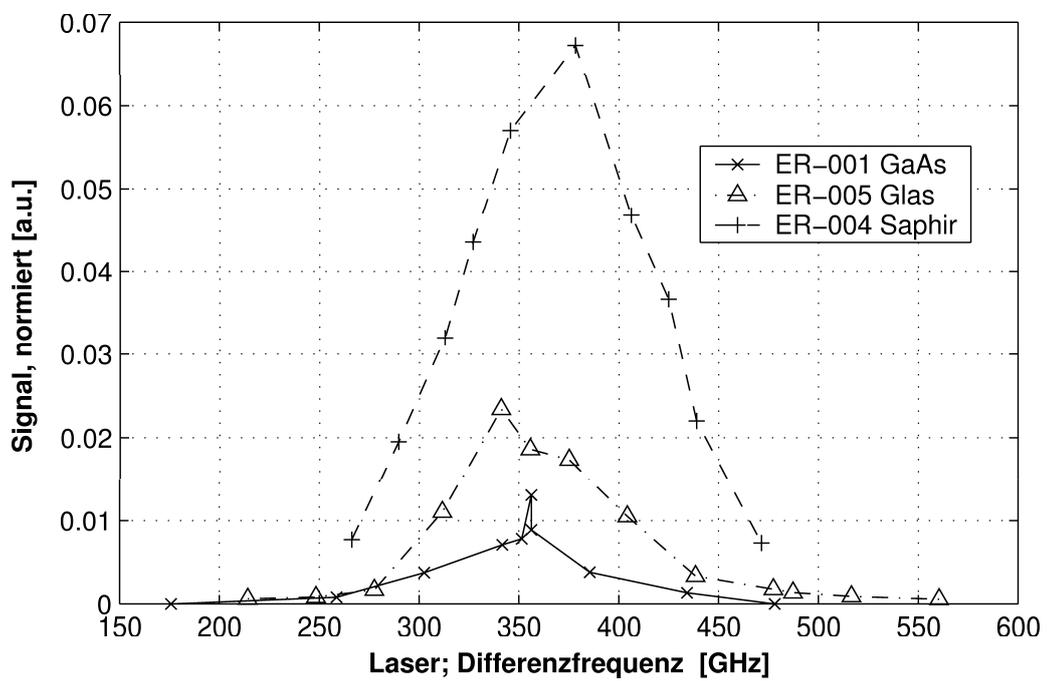


Abbildung 5.22.: Resonanzkurven der Patchantenne auf unterschiedlichen Substraten (MSM B5)

### Einfluß der umgebenden Metallisierung

Um zu prüfen ob ein Einfluß der Umgebung, d.h. der anderen Antennenstrukturen, die die beiden Blöcke mit Patchantennen umgeben, besteht, wurde eine Vergleichsmessung von identischen Patch-Antennen auf der gleichen Probe, aber von unterschiedlichen Blöcken, durchgeführt. Diese besitzen eine deutlich unterschiedliche Umgebung. Der Einfluß der Umgebung liegt in möglichen Rückreflektionen, die einen Einfluß auf die Stromverteilung bzw. die Impedanz der Antenne haben können. Verwendet wurden die Antenne A5 und I5 der Probe ER-003. Das in Abbildung 5.23 dargestellte Ergebnis zeigt eine minimale

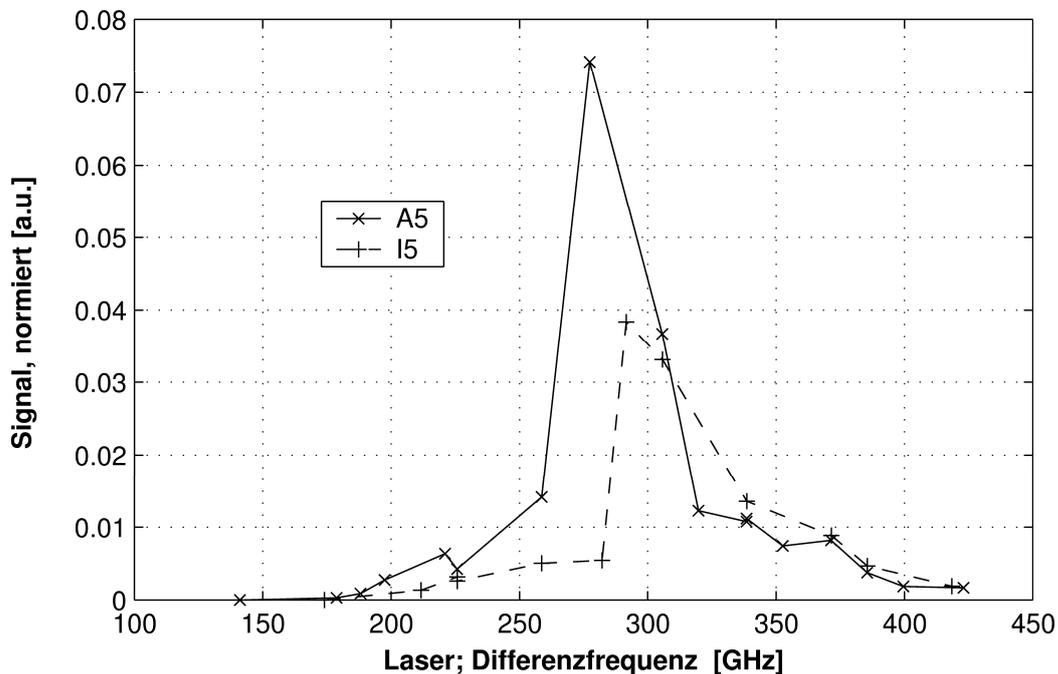


Abbildung 5.23.: Resonanzkurven von Patchantennen von unterschiedlichen Blöcken, aber mit gleicher MSM (ER 003, 3  $\mu\text{m}$ )

Veränderung der Resonanzfrequenz und einen Faktor zwei in der normierten abgestrahlten Leistung. Die absolute abgestrahlte Leistung ist bei A5 um einen Faktor vier höher. Ein Einfluß der Umgebung auf die abgestrahlte Leistung ist also in der Tat vorhanden. Der Einfluß auf die Resonanzfrequenz ist aber gering. Dementsprechend sind die absoluten Amplituden in Abbildung 5.20 auch aus diesem Grund vorsichtig zu betrachten. Die anderen Vergleichsmessungen sind alle mit identischen Antennen durchgeführt worden.

#### 5.4.2. Polarisation der Abstrahlung

Aus der Theorie ist eine Polarisation in Abhängigkeit der Modenstruktur zu erwarten. Eine  $TM_{010}$ -Mode ließe eine lineare Polarisation entlang des Mittelstegs, aber nicht or-

thogonal dazu erwarten. Treten zwei orthogonale Polarisierungen auf, so muß es sich bei einer rechteckigen Patchantenne um eine höhere Mode mit orthogonalen Schwingungen handeln. Bei der hier verwendeten Patch-Antenne könnte es sich auch um den Einfluß der abgeschrägten Ecken handeln. Diese könnten dem für die Abstrahlung verantwortlichen E-Feld am Rand des Patch eine orthogonale Komponente aufzwingen.

Die Polarisation der Abstrahlung wurde durch Verwendung des Paraboloidaufbaus mit Gitterpolarisator detektiert. Die Messergebnisse sind in Abbildung 5.24 dargestellt. Es

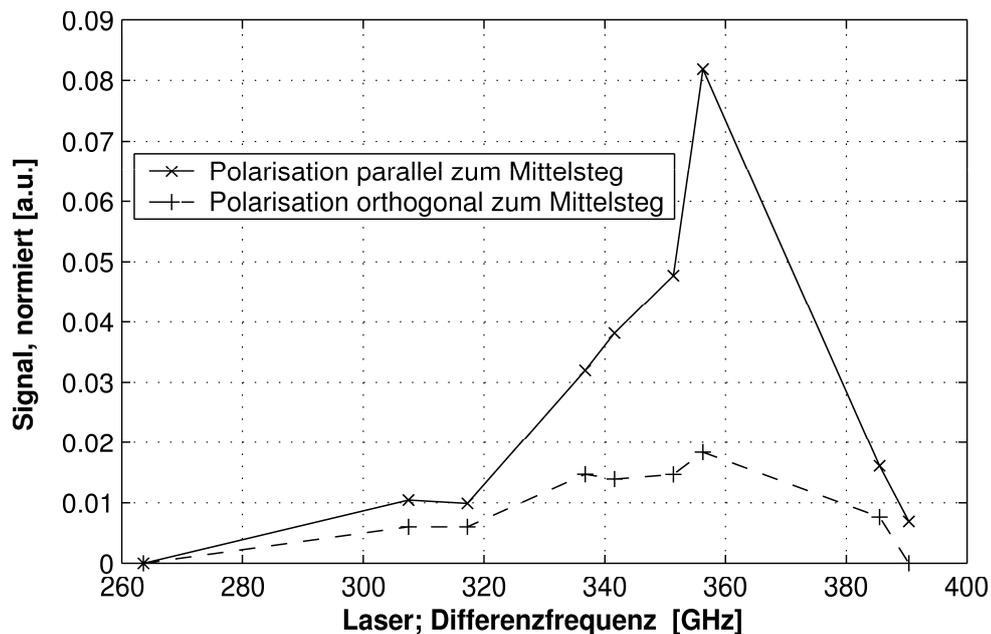


Abbildung 5.24.: Resonanzkurve einer Patchantenne mit Auflösung der Polarisation der emittierten THz-Strahlung. (hier: ER-001, B5)

zeigt sich eine deutlich stärkere Abstrahlung der Polarisation parallel zum Mittelsteg. Allerdings ist eine Abstrahlung mit Polarisation orthogonal zum Mittelsteg messbar. Da hier im Gegensatz zum Dipol keine Zuleitung in dieser Richtung existiert, muß diese Emission von der Patchantenne kommen. Sollte es sich um einen Effekt der abgeschrägten Ecke handeln, so wäre ein Maximum der Abstrahlung für eine Polarisation zwischen parallel und orthogonal zum Mittelsteg zu erwarten. Dies konnte nicht festgestellt werden. Desweiteren passt dies zu den Simulations- und Messergebnissen. Die Simulationsergebnisse von Sonnet (s. Kap. 4.2) zeigen eine Mode mit Komponenten orthogonal zum Steg. Die im obigen Abschnitt dargestellten Resonanzfrequenzen lassen ebenfalls eine Modenstruktur mit orthogonalen Komponenten erwarten.

## 6. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die grundsätzliche Funktionsweise und die Eigenschaften von photokonduktiven CW-THz-Emittlern dargestellt. In diesem Rahmen wurde der Prozess des Photomischens und die Funktionsweise und Eigenschaften von Antennen auf Halbleiter-substraten untersucht.

Um das erwartete frequenzabhängige Emissionsverhalten zu überprüfen wurde ein Messplatz zur Durchführung von Vergleichsmessungen diverser Emittler aufgebaut. Desweiteren wurde ein Fourier-Transform-Interferometer zur frequenz aufgelösten Detektion im THz-Bereich entwickelt.

Zur Charakterisierung der Emittler wurde die emittierte Leistung in Abhängigkeit der Frequenz gemessen. Als abstrahlende Strukturen wurden Dipol- und Patch-Antennen verwendet. Dabei wurde gezeigt, daß eine Einschränkung der Bandbreite eine Verstärkung der Emission in dem verbleibenden Frequenzbereich ergibt. Dies wird bei Dipolantennen durch eine Filterstruktur oder allgemein durch Verwendung einer stark resonanten Antennenstruktur wie der Patchantenne erreicht.

Es wurde gezeigt, daß die Einbeziehung der zu höheren Frequenzen abfallenden Leistung des Photomischers notwendig für eine Beschreibung der Resonanzkurve ist. Dadurch verschiebt sich das Maximum der Abstrahlung und liegt im Falle des Dipols nicht mehr bei der Anregung nah der Wellenlänge die gleich der Dipollänge ist. Allerdings wurde auch gezeigt, daß dies nicht für eine Beschreibung der Resonanzkurve ausreicht, und daß zur korrekten Modellierung die Übertragung der Leistung von Photomischer auf die Antenne eingefügt werden muß. Diese ist stark von dem komplexen Widerstand des Photoschalters abhängig.

Die Resonanzcharakteristik von Patch-Antennen konnte durch die Berechnung der TM-Moden eines dreidimensionalen mit einem Dielektrikum gefüllten Resonators erklärt werden. Dieser besitzt aber so viele mögliche Moden, daß schon kleine geometrische Veränderungen die Resonanzfrequenz verändern können. Somit ist die Berechnung der Resonanzfrequenz sehr schwierig, und die praktische Einsetzbarkeit der gezeigten Patch-Antennen gering.

Allerdings ist bei Patchantennen anders als bei Dipolen die Quelle der Emission, in diesem Fall der Resonator aus Polyamid, unabhängig vom Substrat auf dem sich die Antenne befindet. Dies macht ein Aufbringen auf ein für die Emission optimales Substrat oder einen Spiegel möglich.

Die berechnete Resonanzfrequenz der Filterstruktur in der Zuleitung ist auch die tatsächliche Resonanzfrequenz des Dipols. Hier ist eine Vorhersage und somit ein funktionierendes Design relativ leicht zu erreichen. Allerdings wurde die durch die Filterstruktur in der Zuleitung gewählte Resonanzfrequenz fälschlicherweise für eine Anregung mit der vollen Wellenlänge gewählt und liegt wie die vergleichende Messung mit identischem Dipol

ohne Filterstruktur zeigt, nicht im Emissionsmaximum des Emitters.

Für zukünftige Designs muß eine detaillierte Berechnung oder eine Messung des Emissionsmaximums des Dipols ohne Verwendung eines Filters vorangehen, um die Resonanzfrequenz des Filters auf dieses Maximum zu legen. Um eine bestimmte Frequenz zu erreichen muß also erst der Dipol ohne Filter so gewählt werden, daß dessen Emissionsmaximum bereits bei der gewünschten Frequenz liegt, um dann die Emission mit Hilfe eines Filters zu verstärken.

Ebenfalls muß in der Zukunft um die Anwendbarkeit zu erhöhen, die bolometrische Detektion durch photokonduktive oder elektrooptische Detektion ersetzt werden.

# A. Abstrahlung elektromagnetischer Wellen

Aus den Maxwellgleichungen ergibt sich der Zusammenhang zwischen beschleunigten Ladungen bzw. Strom(-dichte)änderungen und zeitabhängigen elektrischen und magnetischen Feldern. Direkt aus den Stromdichteänderungen die Felder zu errechnen ist schwierig. Deswegen werden geschickt gewählte skalare Felder und Vektor-Felder als Potentiale eingeführt. Diese ersetzen Größen auf Basis der Maxwellgleichungen. So kann z.B. die magnetische Flußdichte  $\mathbf{B}$ , da  $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$  ist (Quellenfreiheit des magnetischen Feldes) und  $\operatorname{div} \operatorname{rot}$  eines beliebigen Vektorfeldes gleich null ist, als Rotation eines Vektorfeldes  $\mathbf{A}$  dargestellt werden:  $\operatorname{div} \mathbf{B} = \operatorname{div} (\operatorname{rot} \mathbf{A}) = 0$  [3, 2]. In dieser Arbeit werden die in Balanis, *Antenna Theory*, [3], dargestellten elektromagnetischen Vektorpotentiale  $\mathbf{J}$  (elektrisches Vektorpotential) und  $\mathbf{F}$  (magnetisches Vektorpotential) bzw. ihre dazugehörigen skalaren Potentiale  $\varphi_e$  und  $\varphi_m$  verwendet. Diese lassen sich direkt aus den Stromdichteänderungen berechnen. Auch eine Herleitung der hier dargestellten Formeln findet sich dort.

## A.1. Vektorpotentiale

Eine beliebige zeitliche Änderung der Stromdichte (z.B. Pulsförmig oder Sinusförmig) kann (wie jede stetige Funktion) als Fourierintegral, also als Superposition von Wellen unterschiedlicher Frequenz <sup>1</sup> dargestellt werden. Aufgrund der Linearität der Maxwellgleichungen und der Potentialgleichungen kann ohne Einschränkung der Allgemeinheit die Darstellung nur für eine Frequenz vorgenommen werden. Dann lassen sich die elektromagnetischen Vektorpotentiale folgendermaßen aus der (mit nur einer Frequenz) oszillierenden Stromdichte errechnen [3]:

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \mathbf{J} e^{-j\mathbf{k}\mathbf{R}} \frac{1}{\mathbf{R}} dv' \quad (\text{A.1})$$

$$\mathbf{F} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \int_V \mathbf{M} e^{-j\mathbf{k}\mathbf{R}} \frac{1}{\mathbf{R}} dv' \quad (\text{A.2})$$

wobei  $\mathbf{k}$  der Wellenvektor,  $\mathbf{R}$  der Abstand des betrachteten Ortes zum Ort der Stromdichte ist,  $\mathbf{J}$  die elektrische Stromdichte und  $\mathbf{M}$  die magnetische Stromdichte ist.

Obwohl magnetische Ströme real nicht existieren, können über mathematische Identitäten hinsichtlich Fluß durch oder in Oberflächen, elektrische Ströme und Felder und magnetische Felder durch eine magnetische Stromdichte bzw. einen magnetischen Strom ersetzt werden, wobei die Beziehungen der Maxwellgleichungen erhalten bleiben und die

---

<sup>1</sup>bzw. als Superposition von Wellen aller Frequenzen

Lösung auch nur reale Ergebnisse bringt. Dies ist als mathematisches Hilfsmittel zu sehen, daß in dem in dieser Arbeit behandelten Themengebiet vor allem zur Berechnung der Abstrahlcharakteristik und zum Verständnis der Funktionsweise von Antennen genutzt wird.

Sind  $\mathbf{J}$  und  $\mathbf{M}$  lineare Dichten ( $m^{-1}$ ) und beruhen sie auf den elektrischen bzw. magnetischen Strömen  $\mathbf{I}_e$  bzw.  $\mathbf{I}_m$ , so kann das Vektorpotential folgendermaßen errechnet werden:

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int \mathbf{I}_e e^{-jkR} \frac{1}{R} dl' \quad (\text{A.3})$$

$$\mathbf{F} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \int \mathbf{I}_m e^{-jkR} \frac{1}{R} dl' \quad (\text{A.4})$$

Bei unendlich dünnen Dipolen kann somit direkt die jeweilige Stromamplitude eingesetzt werden.

## A.2. Felder

Aus den obigen Vektorpotentialen  $\mathbf{A}$  und  $\mathbf{F}$  lassen sich dann das  $E$ -Feld (elektrische Feldstärke) und  $H$ -Feld (magnetische Feldstärke) berechnen:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_A + \mathbf{E}_F = -j\omega\mathbf{A} - j\frac{1}{\omega\mu\varepsilon}\nabla(\nabla\cdot\mathbf{A}) - \frac{1}{\varepsilon}\nabla\times\mathbf{F} \quad (\text{A.5})$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_F + \mathbf{H}_A = -j\omega\mathbf{F} - j\frac{1}{\omega\mu\varepsilon}\nabla(\nabla\cdot\mathbf{F}) + \frac{1}{\mu}\nabla\times\mathbf{A} \quad (\text{A.6})$$

Die Wellengleichung wurde über das Vektorpotential dargestellt ( $\nabla^2\mathbf{A} + k^2\mathbf{A} = -\mu\mathbf{J}$ ) und ist durch Glg. A.1 gelöst ([3]).

Zu bemerken ist, daß obige Gleichungen völlig zeitunabhängig zu sein scheinen. Die Zeitabhängigkeit steckt in den Stromdichten, von denen angenommen wird das sie an jedem Ort mit einer gegebenen Frequenz harmonisch oszillieren. Daraus folgt dann ein mit derselben Frequenz an jedem Ort harmonisch oszillierendes Vektorpotential und eben auch ein mit derselben Frequenz an jedem Ort harmonisch oszillierendes Feld. Die Phase an jedem Ort beruht auf der Phase der Stromoszillation und dem betrachteten Ort und wird, falls unterschiedliche Phasen in der Stromverteilung existieren, über einen Phasenterm in der Stromoszillation gegeben, und hinsichtlich des Orts über den Term aus Wellenvektor und Abstand ( $e^{-jkR}$ ) festgelegt.

Ebenfalls zeigen die Gleichungen A.5 und A.6, daß das erzeugte  $E$ - und  $H$ -Feld proportional der Amplitude der Vektorpotentiale sind. Die Vektorpotentiale sind wiederum direkt proportional der Amplitude der Stromoszillation an jeder Stelle. Bei stehenden Wellen bedeutet dies, dass eine Erhöhung der maximalen Stromamplitude zu einer Erhöhung der abgestrahlten Leistung<sup>2</sup> führt.

---

<sup>2</sup>Die abgestrahlte Leistung errechnet sich aus den Feldern. Siehe hierzu Kap. 2.2

## B. $E$ -Feld und Leistung eines Schwebungssignales

Durch Überlagerung zweier elektromagnetischer Wellen mit leicht unterschiedlicher Frequenz entsteht ein Schwebungssignal [6]:

Seien diese beiden Wellen durch ihre zugehörigen elektrischen Felder  $E_1$  bzw  $E_2$  dargestellt:

$$E_1 = E_{01} \cos(k_1 x - \omega_1 t) \quad \text{und} \quad E_2 = E_{02} \cos(k_2 x - \omega_2 t)$$

wobei  $E_{0i}$  die Feldamplitude,  $k_i$  der Wellenvektor,  $\omega_i$  die Kreisfrequenz,  $x$  der Ort und  $t$  die Zeit ist.

Sind die Polarisierungen der  $E$ -Felder der beiden Wellen parallel und werden sie räumlich überlagert, addieren sich die elektrischen Felder. Ohne Einschränkung der Allgemeinheit werden die Amplituden  $E_{01}$  und  $E_{02}$  als gleich angenommen und als  $E_0$  bezeichnet:

$$\begin{aligned} E_{ges} &= E_1 + E_2 \\ &= E_0 \cdot (\cos(k_1 x - \omega_1 t) + \cos(k_2 x - \omega_2 t)) \end{aligned}$$

Unter Verwendung von  $\cos \alpha + \cos \beta = 2 \cdot \cos \left[ \frac{1}{2} (\alpha + \beta) \right] \cdot \cos \left[ \frac{1}{2} (\alpha - \beta) \right]$  ([21]) folgt durch Umformung:

$$\begin{aligned} E_{ges} &= 2 \cdot E_0 \cdot \cos \left[ \frac{1}{2} [(k_1 + k_2) x - (\omega_1 + \omega_2) t] \right] \\ &\quad \cdot \cos \left[ \frac{1}{2} [(k_1 - k_2) x - (\omega_1 - \omega_2) t] \right] \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

Definieren wir

$$\begin{aligned} \bar{\omega} &:= \frac{1}{2} (\omega_1 + \omega_2) & \omega_m &:= \frac{1}{2} (\omega_1 - \omega_2) \\ \bar{k} &:= \frac{1}{2} (k_1 + k_2) & k_m &:= \frac{1}{2} (k_1 - k_2) \end{aligned}$$

so folgt

$$E_{ges} = 2 \cdot E_0 \cdot \cos[k_m x - \omega_m t] \cdot \cos[\bar{k} x - \bar{\omega} t] \quad (\text{B.2})$$

Die Wellenzahl  $k_m$  wird als *Modulationswellenzahl* und  $\omega_m$  als *Modulationsfrequenz* bezeichnet. Desweiteren sind  $\bar{k}$  und  $\bar{\omega}$  die *mittlere* Wellenzahl bzw. die *mittlere* Kreisfrequenz. Anhand Gleichung B.2 wird deutlich sichtbar, daß die entstandene Welle eine Schwingung mit der mittleren Kreisfrequenz  $\bar{\omega}$  ist, deren Amplitude zusätzlich mit der Modulationsfrequenz  $\omega_m$  oszilliert.

Die instantane Bestrahlungsstärke bzw. instantane Intensität  $\iota(t)$  ist als instantane Leistung  $P_{opt}(t)$  pro Fläche  $A_P$  definiert ([6]). Die instantane Intensität ist gleich dem Betrag des *nicht* zeitlich gemittelten Poyntingvektors  $S(t)$ :

$$\iota(t) = |S|(t) = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_{ges}^2. \quad (\text{B.3})$$

Aus der Definition für  $\iota(t)$  bzw.  $S(t)$  folgt somit für die (hier: optische) instantane Leistung  $P_{opt}(t)$ :

$$P_{opt}(t) = \iota \cdot A_P = |S|(t) \cdot A_P = \frac{1}{2} c \epsilon_0 A_P E_{ges}^2(t). \quad (\text{B.4})$$

Somit sind  $\iota$  und  $P_{opt}$  proportional zu  $E_{ges}^2$ . Zur besseren Übersicht wird wieder von den ursprünglichen Feldern  $E_1$  und  $E_2$  ausgegangen, wobei diesmal die Amplituden  $E_{01}$  und  $E_{02}$  als verschieden angenommen werden:

$$\begin{aligned} P_{opt} \propto E_{ges}^2 &= (E_1 + E_2)^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2 \cdot E_1 E_2 \\ &\propto E_{01}^2 \cos^2(k_1 x - \omega_1 t) + E_{02}^2 \cos^2(k_2 x - \omega_2 t) \\ &\quad + 2E_{01} E_{02} \cdot \cos(k_1 x - \omega_1 t) \cdot \cos(k_2 x - \omega_2 t). \end{aligned}$$

Mit  $\cos^2(\alpha) = \frac{1}{2} (1 + \cos(2\alpha))$  ergibt sich

$$\begin{aligned} P_{opt} \propto E_{01}^2 \cdot \frac{1}{2} \{1 + \cos[2(k_1 x - \omega_1 t)]\} &+ E_{02}^2 \cdot \frac{1}{2} \{1 + \cos[2(k_2 x - \omega_2 t)]\} \\ &+ 2E_{01} E_{02} \cdot \cos(k_1 x - \omega_1 t) \cdot \cos(k_2 x - \omega_2 t). \end{aligned}$$

Mit  $\cos \alpha \cdot \cos \beta = \frac{1}{2} \cdot \{\cos(\alpha + \beta) + \cos(\alpha - \beta)\}$  folgt:

$$\begin{aligned} P_{opt} \propto E_{01}^2 \cdot \frac{1}{2} \{1 + \cos[2(k_1 x - \omega_1 t)]\} &+ E_{02}^2 \cdot \frac{1}{2} \{1 + \cos[2(k_2 x - \omega_2 t)]\} \\ &+ E_{01} E_{02} \{ \cos[(k_1 x - \omega_1 t) + (k_2 x - \omega_2 t)] + \cos[(k_1 x - \omega_1 t) - (k_2 x - \omega_2 t)] \}. \end{aligned}$$

Durch Umformung ergibt sich:

$$\begin{aligned} P_{opt} \propto \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 + \frac{1}{2} E_{01}^2 \cos[2(k_1 x - \omega_1 t)] &+ \frac{1}{2} E_{02}^2 \cos[2(k_2 x - \omega_2 t)] \\ &+ E_{01} E_{02} \cos[(k_1 + k_2)x - (\omega_1 + \omega_2)t] \\ &+ E_{01} E_{02} \cos[(k_1 - k_2)x - (\omega_1 - \omega_2)t]. \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

In Glg. B.5 zeigt sich, daß die instantane Leistung aus 4 Wellen mit unterschiedlicher Frequenz und einem frequenzunabhängigen DC-Term proportional  $\frac{1}{2} (E_{01}^2 + E_{02}^2)$  besteht. Die zeitgemittelte Intensität  $\iota$  beträgt somit  $\frac{1}{4} c \epsilon_0 (E_{01}^2 + E_{02}^2)$ . Neben den verdoppelten Frequenzen der beiden Ausgangs-E-Felder existiert nun sowohl die Summen- ( $\omega_1 + \omega_2$ ) als auch die Differenzfrequenz ( $\omega_1 - \omega_2$ ).

Wird über einen Zeitraum  $t$  mit  $\frac{2\pi}{(\omega_1 + \omega_2)} \ll t \ll \frac{2\pi}{(\omega_1 - \omega_2)}$  gemittelt, folgt:

$$\langle P_{opt} \rangle (t) \propto \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 + E_{01} E_{02} \cos[(k_1 - k_2)x - (\omega_1 - \omega_2)t],$$

---

bzw.

$$\begin{aligned} \langle P_{opt} \rangle (t) &= \frac{c \varepsilon_0}{4} A_P \cdot \left\{ \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 + E_{01} E_{02} \cos [(k_1 - k_2) x - (\omega_1 - \omega_2) t] \right\} \\ &= \frac{1}{2} P_1^2 + \frac{1}{2} P_2^2 + \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cos [(k_1 - k_2) x - (\omega_1 - \omega_2) t]. \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Wird eine konstante Phasenverschiebung  $\varphi_1$  bzw.  $\varphi_2$  der beiden elektrischen Ausgangsfelder  $E_1$  bzw.  $E_2$  in die Rechnung einbezogen, führt dies in Glg. B.6 im Argument des Kosinus zu einer Addition von  $\varphi_2$  und einer Subtraktion von  $\varphi_1$  ([27]:

$$\langle P_{opt} \rangle (t) = \frac{c \varepsilon_0}{4} A_P \cdot \left\{ \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 + E_{01} E_{02} \cos [(k_1 - k_2) x - (\omega_1 - \omega_2) t + \varphi_2 - \varphi_1] \right\}. \quad (\text{B.7})$$

Dies ändert die Differenzfrequenz offensichtlich nicht.

Obige hergeleitete Ausdrücke sind bei geeigneter Wahl der  $E$ -Feld-Amplitude identisch mit dem Ergebnis von Yariv in [27], S. 401, und weichen von Brown *et al.* in [1], Gleichung 4, nur durch die dort nicht zeitlich ausgemittelte Summenfrequenz ab.



## C. Lösung zeitabhängige Ladungsträgerdichte

In diesem Anhang wird die Differentialgleichung für die Ladungsträgerdichte (Glg. 2.5) gelöst. Die Anregung der Ladungsträger erfolgt über das optische Signal und enthält deswegen neben der Differenzfrequenz noch die Summenfrequenz und jeweils die doppelte Frequenz. Die Lösung der Differentialgleichung erfolgt für eine Anregung mit Differenzfrequenz und , wie sich Zeigen wird, ohne Einschränkung der Allgemeinheit für eine weitere Frequenz.

Das Ergebnis wird sein, daß alle Anregungsfrequenzen als Frequenzen der Ladungsträgerdichtemodulation erhalten bleiben und die Amplituden alle den gleichen Frequenzabhängigen Faktor besitzen. Dieser Amplitudenfaktor geht für hohe Frequenzen gegen null.

Die Differentialgleichung für die Ladungsträgerdichte (Glg. 2.5) lautet:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{n_{gen}}{V} - \frac{\rho}{\tau}$$

Wie in Kap. 2.1 wird für die Generation wird der Term in Abhängigkeit der optischen Leistung, der mit der Differenzfrequenz moduliert ist, eingesetzt. Dann folgt Glg. 2.10:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left\{ \frac{1}{2} P_1^2 + \frac{1}{2} P_2^2 + \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cos [(\omega_2 - \omega_1) t] \right\} - \frac{n}{\tau}$$

Dies läßt sich vereinfachen zu Glg. 2.14:

$$\frac{dn}{dt} = \beta + \alpha \cos(\omega_{diff} t) - \frac{n}{\tau} \quad (C.1)$$

wobei

$$\alpha = \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P_1 P_2}, \quad \beta = \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[ \frac{1}{2} P_1^2 + \frac{1}{2} P_2^2 \right] \quad \text{und} \quad \omega_{diff} = (\omega_2 - \omega_1).$$

Die angesprochene Erweiterung der Generation um einen weiteren Frequenzterm ergibt:

$$\frac{d\rho}{dt} = \beta + \alpha \cos(\omega_{diff} t) - \frac{\rho}{\tau} + \gamma \cos(\omega_{neu} t) \quad (C.2)$$

Dieser Frequenzterm kann wie oben erwähnt die Anregung mit der Summenfrequenz oder mit den doppelten Frequenzen oder bei anderer zusätzlicher optischer Anregung eine beliebige andere Frequenz darstellen. Für die Summenfrequenz wäre  $\gamma = \alpha$ , da, wie Gleichung B.5 zeigt, die Schwingungsamplitude identisch der der Differenzfrequenz ist. Für die doppelten Frequenzen, würde sich der optische Leistungsterm ändern (vgl. Anhang B). Wichtig ist, daß die Faktoren zeitunabhängig sind. Den Lösungsansatz

$$\rho(t) = A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + B \cdot \sin(\omega_{diff} t) + C \cdot \cos(\omega_{diff} t) + D + E \cdot \sin(\omega_{neu} t) + F \cdot \cos(\omega_{neu} t)$$

eingesetzt in C.2 ergibt:

$$\begin{aligned}
 & -A \cdot \frac{1}{\tau} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + B \cdot \omega_{diff} \cdot \cos(\omega_{diff} t) - C \cdot \omega_{diff} \cdot \sin(\omega_{diff} t) \\
 & \quad + E \cdot \omega_{neu} \cdot \cos(\omega_{neu} t) - F \cdot \omega_{neu} \cdot \sin(\omega_{neu} t) \\
 & = \beta + \alpha \cos(\omega_{diff} t) \\
 & \quad - \frac{1}{\tau} \left\{ A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + B \cdot \sin(\omega_{diff} t) + C \cdot \cos(\omega_{diff} t) - D + E \cdot \sin(\omega_{neu} t) + F \cdot \cos(\omega_{neu} t) \right\} \\
 & \quad + \gamma \cos(\omega_{neu} t)
 \end{aligned} \tag{C.3}$$

Da Glg. C.3 für alle Zeiten gelten muß, folgt:

$$[\alpha - \frac{1}{\tau} C - B \cdot \omega_{diff}] = 0 \tag{C.4}$$

$$[\frac{1}{\tau} \cdot B - C \cdot \omega_{diff}] = 0 \tag{C.5}$$

$$\beta - \frac{D}{\tau} = 0 \tag{C.6}$$

$$[\frac{1}{\tau} E - F \cdot \omega_{neu}] = 0 \tag{C.7}$$

$$[\gamma - \frac{1}{\tau} F - E \cdot \omega_{neu}] = 0 \tag{C.8}$$

Daraus folgt für die Konstanten  $B$ ,  $C$ ,  $D$ ,  $E$  und  $F$ :

$$\begin{aligned}
 B &= \frac{\alpha}{\frac{1}{\tau^2 \cdot \omega_{diff}} + \omega_{diff}} \\
 C &= \frac{\alpha}{\frac{1}{\tau^2 \cdot \omega_{diff}} + \omega_{diff}} \cdot \frac{1}{\tau \cdot \omega_{diff}} = \frac{\alpha}{\frac{1}{\tau} + \tau \cdot \omega_{diff}^2} \\
 D &= \beta \cdot \tau \\
 E &= \frac{\gamma}{\frac{1}{\tau^2 \omega_{neu}} + \omega_{neu}} \\
 F &= \frac{\gamma}{\frac{1}{\tau^2 \omega_{neu}} + \omega_{neu}} \cdot \frac{1}{\tau \cdot \omega_{neu}} = \frac{\gamma}{\frac{1}{\tau} + \tau \cdot \omega_{neu}^2}
 \end{aligned} \tag{C.9}$$

Über  $A$  wird der Anfangswert  $\rho(0)$  festgelegt bzw. für gegebene Anfangsdichte  $\rho(0)$  folgt für  $A$ :

$$\begin{aligned}
 A &= \rho(0) - C - D - F \\
 &= \rho(0) - \frac{\alpha}{\frac{1}{\tau^2 \cdot \omega_{diff}} + \omega_{diff}} \cdot \frac{1}{\tau \cdot \omega_{diff}} - \beta \cdot \tau - \frac{\gamma}{\frac{1}{\tau^2 \omega_{neu}} + \omega_{neu}}
 \end{aligned}$$

Wie man sieht haben die aus der Lösung entstandenen Vorfaktoren der Amplituden  $\frac{1}{\frac{1}{\tau^2 \omega} + \omega}$  bzw.  $\frac{1}{\frac{1}{\tau} + \tau \cdot \omega^2}$  in  $B$  und  $E$  bzw. in  $C$  und  $F$  die gleiche Struktur. Für große Frequenzen geht der Faktor bei konstanter optischer Leistung gegen null. Deswegen wird unter Berücksichtigung der vorhandenen Laserleistungen im folgenden auf die Terme für höhere Frequenzen verzichtet und zur korrekten Berechnung von  $A$ ,  $E = F = 0$  gesetzt.

Für  $\rho(t)$  folgt dann:

$$\begin{aligned}
\rho(t) &= A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + B \cdot \sin(\omega_{diff} t) + C \cdot \cos(\omega_{diff} t) + D \\
&= A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{\alpha}{\frac{1}{\tau^2 \cdot \omega_{diff}} + \omega_{diff}} \cdot \sin(\omega_{diff} t) \\
&\quad + \frac{\alpha}{\frac{1}{\tau^2 \cdot \omega_{diff}} + \omega_{diff}} \cdot \frac{1}{\tau \cdot \omega_{diff}} \cdot \cos(\omega_{diff} t) + \beta \cdot \tau \\
&= A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{\alpha}{\frac{1}{\tau^2 \cdot \omega_{diff}} + \omega_{diff}} \cdot \left[ \sin(\omega_{diff} t) + \frac{1}{\tau \cdot \omega_{diff}} \cdot \cos(\omega_{diff} t) \right] + \beta \cdot \tau \\
&= A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P_{01} P_{02}} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\tau^2 \cdot \omega_{diff}} + \omega_{diff}} \cdot \left[ \sin(\omega_{diff} t) + \frac{1}{\tau \cdot \omega_{diff}} \cdot \cos(\omega_{diff} t) \right] \\
&\quad + \frac{\eta_e \cdot \tau}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[ \frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right]
\end{aligned}$$

Mit

$$A_1 \sin(\omega_{diff} t + \varphi_1) + A_2 \sin(\omega_{diff} t + \varphi_2) = A_{ges} \sin(\omega_{diff} t + \varphi)$$

wobei

$$A_{ges} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)}, \quad \text{und} \quad \tan \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2},$$

und mit  $\cos \alpha = \sin(\alpha + \frac{\pi}{2})$  folgt für  $\rho(t)$ :

$$\begin{aligned}
\rho(t) &= A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \\
&\quad + \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\tau^2 \cdot \omega_{diff}} + \omega_{diff}} \cdot \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{1}{\tau \cdot \omega_{diff}} \right)^2} \sin(\omega_{diff} t + \varphi) \right] \\
&\quad + \frac{\eta_e \cdot \tau}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[ \frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right],
\end{aligned}$$

wobei  $\varphi = \arctan(\tau \cdot \omega_{diff})$ . Umformung ergibt:

$$\begin{aligned}
\rho(t) &= A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \\
&\quad + \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{(\tau \cdot \omega_{diff})^2 + 1}} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi) \\
&\quad + \frac{\eta_e \cdot \tau}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[ \frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right]
\end{aligned} \tag{C.10}$$

Für große Zeiten verschwindet der exponentielle Term (Anschwingverhalten):

$$\rho(t) = \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{diff}^2}} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi) + \frac{\eta_e \cdot \tau}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[ \frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right] \tag{C.11}$$

Über die Lösung mit einer weiteren Frequenz wird auch der Fall der in der Realität nicht perfekt monochromatischen Laserlinien abgedeckt. Jede einzelne in jeder Farbe enthaltene Frequenz mischt mit allen anderen Frequenzen. Die einzelnen Frequenzen und die Summenfrequenzen können ebenfalls aufgrund des Amplitudenfaktors vernachlässigt werden. Die Differenzfrequenzen innerhalb einer Farbe sind maximal so groß wie die Linienbreite und ihre Amplitude ist die Wurzel aus dem Produkt der Einzelamplituden (vgl. Glg. ?? und C.9). Bei einer Linienbreite (FWHM) von 150 bzw. 500 MHz (Kap. 3.2) folgt somit ein Signal das annähernd von null Hz (Mischung der Frequenzen um die zentrale Frequenz) über 150 bzw. 500 MHz auf die maximale Linienbreite abfällt. Die Differenzfrequenzen aus der Mischung der beiden Farben führen zu Frequenzen um die zentrale Differenzfrequenz, die durch Mischen der zentralen Frequenzen erzeugt wurde. Die maximale Amplitude besitzt die zentrale Differenzfrequenz, da sie aus den maximalen Amplituden der einzelnen Farben erzeugt wurde. Es handelt sich also um eine Verbreiterung der Differenzfrequenzlinie. Die Halbwertsbreite der Differenzfrequenz ist die Summe der Halbwertsbreiten der beiden Laserfarben und liegt somit bei etwa 650 MHz.

## D. Koordinatensystem

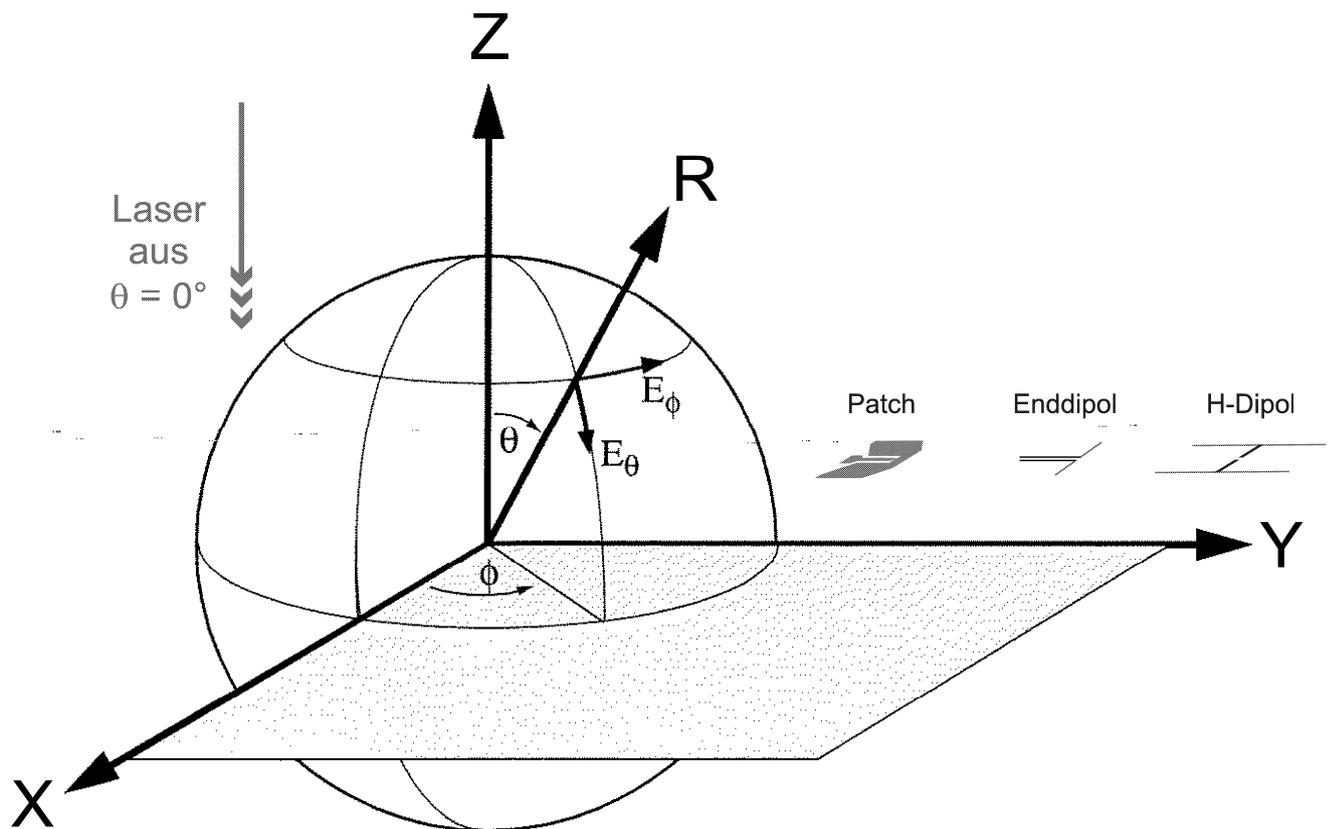


Abbildung D.1.: Verwendetes Koordinatensystem

Der Winkel  $\varphi$  wird als Azimutwinkel und der Winkel  $\theta$  als Zenitwinkel bezeichnet. Die x- und z-Achse ist parallel der Tischebene (vgl. Koordinatensystem in Abb. 3.4).

Über den Winkel  $\phi$  wird die Polarisationssebene des Lasers beschrieben:  $\phi = 0^\circ$  entspricht Polarisation parallel der Tischebene. Dies wird in dieser Arbeit als (optische) p-Polarisation bezeichnet.

Ebenfalls werden über den Winkel  $\phi$  die Lage des Dipols bzw. die Lage der mittleren

Zuleitung der Patch-Antenne definiert. Auch hier bedeutet  $\phi = 0^\circ$  die Lage parallel zur Tischebene. In Abbildung D.1 sind die Antennen für  $\phi = 0^\circ$  eingezeichnet.

Alle Messungen mit Dipolantennen sind mit  $\phi = 0^\circ$  sowohl hinsichtlich optischer Polarisation als auch Lage des Dipols durchgeführt. Somit war die optische Polarisation parallel zum Dipol.

## E. Danksagung

Zuerst möchte ich meinem Betreuer Karsten Siebert danken, der mir stets geduldig half, mich zurechtzufinden. Besonders danke ich ihm auch, daß er jederzeit, gerade gegen Ende dieser Arbeit, mit tatkräftiger Hilfe zur Stelle war.

Ebenfalls möchte ich besonders Herrn Prof. Dr. H.G. Roskos für die Vergabe der Diplomarbeit, seine engagierte Betreuung und seine für die Physik begeisternde Art danken.

Auch danke ich Herrn Prof. Dr. V. Krozer, TU Chemnitz, für seine geduldigen Erklärungen, die viel zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Desweiteren danke ich Herrn Dipl. Phys. Christian Steen, Universität Erlangen, für seine schnelle Hilfe bei Fragen zu den gelieferten Patch-Antennen.

Für jederzeit offene Ohren, tatkräftige Hilfe und vor allem für das tolle Klima während der Anfertigung der Arbeit danke ich allen Mitgliedern dieser Arbeitsgruppe. Trotz manchem Frust kam ich wegen ihnen immer mit einem fröhlichem Grinsen ins Institut!

Den Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt unter Leitung von Herrn H. Hasenpflug sowie der Elektronik-Werkstatt ein herzliches Dankschön und ein großes Lob für die geleisteten Arbeiten.

Zuletzt möchte ich mich noch bei Frau H. Döring und Frau M. Jordan für die mit Geduld und Freundlichkeit geleistete Verwaltungsarbeit bedanken.

Holger Quast

## E. DANKSAGUNG

---

## Literaturverzeichnis

- [1] E. R. Brown, F. W. Smith and K. A. McIntosh: Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low temperature-grown GaAs photoconductors, *J.Appl.Phys.*, 73, 1480 (1993)
- [2] W. Nolting: Grundkurs Theoretische Physik 3 (Elektrodynamik), 2. Auflage Verlag *Zimmermann-Neufang*, Ulmen (1990)
- [3] C. A. Balanis: Antenna Theory, *Verlag Wiley & Sons*, 2. Auflage, New York (1997)
- [4] D.B. Rutledge, D.P. Neikirk and D.P. Kasilingam: Integrated Circuit Antennas, in Button (ed.): Infrared and Millimeter Waves Vol. 10, *Academic Press*, u.a. New York, USA (1983)
- [5] G. Chanin and J.P Torre: He Refrigerators and Bolometers for Infrared and Millimeter-Wave Observations, in Button (ed.): Infrared and Millimeter Waves Vol. 10, *Academic Press*, u.a. New York, USA (1983)
- [6] E. Hecht: Optik, *Verlag Oldenbourg*, Oldenbourg (1999)
- [7] O. Morikawa, M. Tonouchi and M. Hangyo: Sub-THz spectroscopic system using a mutlimode laser diode and photoconductive antenna, *Applied Physics Letters*, 75, 3772 (1999)
- [8] D.M. Mittleman, R.H. Jacobsen and M.C. Nuss: T-Ray Imaging, *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 2, 679 (1996)
- [9] D.M. Mittleman, M. Gupta, R. Neelamani, R.G. Baraniuk, J.V. Rudd, M. Koch: Recent advances in terahertz imaging, *Appl. Phys. B*, 68, 1085 (1999)
- [10] B.B. Hu and M.C.Nuss: Imaging with terahertz waves, *Optics Letters*, 20, 1716 (1995)
- [11] A. Nahata, J.T. Yardley and T.F. Heinz: Free-Space Electro-Optic Detection of Continuous-Wave Terahertz Radiation, *Applied Physics Letters*, 75, 2524 (1999)
- [12] S. Matsuura, P. Chen, G. Blake, J.C. Pearson and H.M. Pickett: A Tunable Cavity-Locked Diode Laser Source for Terahertz Photomixing, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 48, 380 (2000)
- [13] S. Matsuura, M. Tani and K. Sakai: Generation of coherent terahertz radiation by photomixing in dipole photoconductive antennas, *Applied Physics Letters*, 70, 559 (1997)

- [14] S. Duffy, S. Verghese, K.A. McIntosh, A. Jackson, A. Gossard and S. Matsuura: Accurate Modeling of Dual Dipole and Slot Elements used with Photomixers for Coherent THz Output Power, *to be published*
- [15] S. Matsuura, G. Blake, R. Wyss, J. Pearson, C. Kadow, A. Jackson and A Gossard: A traveling-wave THz photomixer based on angle-tuned phase matching, *Applied Physics Letters*, 74, 2872 (1999)
- [16] S. M. Sze: Physics of Semiconductor Devices, *Verlag Wiley & Sons*, 2. Auflage, u.a. New York (1981)
- [17] V. Krozer; TU Chemnitz: persönliche Korrespondenz
- [18] E. D. Palik (Editor): Handbook of optical constants of solids, *Verlag Academic Press*, San Diego (1985)
- [19] Eric W. Weisstein: Millimeter/Submillimeter Fourier Transform Spectroscopy of Jovian Planet Atmospheres, PhD Thesis, *California Institute of Technology*, Pasadena, CA, USA (1996)
- [20] H. Stöcker: Taschenbuch der Physik, *Verlag Harri Deutsch*, 4.Auflage, Frankfurt/Main (2000)
- [21] Bronstein, Semendjajew, Musiol, Mühlig: Taschenbuch der Mathematik, *Verlag Harri Deutsch*, 5. Auflage, Frankfurt/Main (2000)
- [22] G. Segschneider: persönliche Kommunikation
- [23] E.K. Duerr, K.A. McIntosh and S. Verghese: Distributed Photomixers, *CLEO 2000 Proceedings*, CWU6, 382 (2000)
- [24] Torsten Löffler: Transmissionsuntersuchungen im Rahmen der Dissertation, *Physikalisches Institut, J.W. Goethe Universität*, Frankfurt/Main (2001)
- [25] Frank Jacob: Quellen und Detektionsverfahren für lasererzeugte intensive THz-Pulse, Diplomarbeit, *Diplomarbeit am Physikalischen Institut der Johann Wolfgang Goethe Universität*, Frankfurt/Main (2000)
- [26] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky and W:T: Vetterling: Numerical Recipes, *Verlag Cambridge University Press*, Cambridge (1987)
- [27] A. Yariv: Optical Electronics, *Verlag Harcourt Brace Jovanovich*, 4th Edition, u.a. New York (1991)
- [28] A. Yariv: Quantum Electronics, *Verlag Wiley & Sons*, 3. Auflage, u.a. New York (1989)
- [29] <http://www.mma.nrao.edu>

- 
- [30] E. R. Brown, S. Verghese and K. A. McIntosh: Terahertz Photomixing in Low-Temperature-Grown GaAs, *Proceedings of the SPIE Conference on Advanced Technology MMW, Radio, and Terahertz Telescopes, Kona, Hawaii*, SPIE Vol. 3357 (March 1998)
- [31] K. Siebert: persönliche Kommunikation
- [32] Julian B. D. Soole and Hermann Schumacher: Transit-Time Limited Frequency Response of InGaAs MSM Photodetectors, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 37, 2285 (1990)
- [33] F. Siebe: Aufbau und Charakterisierung eines Zwei-Farben-Dauerstrich Ti:Saphir Lasers, *Diplomarbeit am Physikalischen Institut der Johann Wolfgang Goethe Universität*, Frankfurt/Main (1999)
- [34] E. R. Brown: A photoconductive Model for superior GaAs THz photomixers, *J.Appl.Phys.*, 75, 769 (1999)
- [35] C. Steen, S. Tautz, P. Kiesel, S.U. Dankowski, G. Döhler, U. Keil, G. Segschneider, K. Siebert, H. Roskos and V. Krozer: Observation of THz oscillations and efficient THz emission from contacted low temperature grown GaAs structures, *Proceedings of the THz conference 2000*, Darmstadt (2000)
- [36] K. Rothammel: Antennenbuch, *Verlag Franckh-Kosmos*, 11. Auflage, Stuttgart (1995)
- [37] E. R. Brown *et al.*: Milliwatt output levels and superquadratic bias dependence in a low-temperature-grown GaAs photomixer, *Applied Physics Letters*, 64, 3311 (1994)
- [38] N. Zamdmer *et al.*: Increase in response time of low-temperature-grown GaAs photoconductive switches at high voltage bias, *Applied Physics Letters*, 75, 2313 (1999)
- [39] S. Verghese, K.A. McIntosh, S. Calawa, W.F. Dinatale, E.K. Duerr and K.A. Molvar: Generation and Detection of Coherent Terahertz Waves Using two Photomixers, *Applied Physics Letters*, 73, 3824 (1998)
- [40] P.G. Huggard, C.J. Shaw, J.A. Cluff and S.R. Andrews: Polarization-dependent efficiency of photoconducting THz transmitters and receivers, *Applied Physics Letters*, 72, 2069 (1998)
- [41] E.R. Brown, K.A. McIntosh, K.B. Nichols and C.L. Dennis: Photomixing up to 3.8 THz in Low-Temperatur-Grown GaAs, *Applied Physics Letters*, 66, 285 (1995)
- [42] K.C. Gupta, Ramesh Garg, I.J. Bahl: Microstrip lines and Slotlines, *Verlag Artech House Inc.*, Norwood, MA, USA (1979)
- [43] David M. Pozar: Microwave Engineering, *Verlag John Wiley & Sons*, 2. Auflage, u.a. New York, USA (1998)