

## **Masterarbeit**

# **Untersuchung der optischen Anregung einer photoleitenden Antenne für den Terahertz-Bereich**

**Zum Erlangen des Grades „Master of Engineering“  
des Studienganges Maschinenbau / Mechatronik / Physiktechnik  
im Fachbereich Ingenieur- und Naturwissenschaften  
der Hochschule Merseburg**

vorgelegt von

**Jasmin Zimmer**

geb. am 08.11.1994 in Weimar

Abgabedatum: 07.05.2019

Betreuer:

Prof. Dr. rer. nat. Georg Hillrichs (Hochschule Merseburg)

Dr.-Ing. Andreas Richter (BATOP GmbH)



**Selbstständigkeitserklärung** Ich erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe.

Merseburg, den 07.05.2019

Unterschrift

**Danksagung** Mein Dank gilt an erster Stelle Herrn Dr.-Ing. Andreas Richter für die Möglichkeit, meine Masterarbeit in der BATOP GmbH zu schreiben. Durch die konstante fachliche Unterstützung war es möglich, mir einen interessanten Einblick in das Gebiet der Terahertz-Antennen zu geben.

Ich danke auch Herrn Prof. Georg Hillrichs für die reibungslose Betreuung von Seiten der Hochschule Merseburg, für neue Blickwinkel und Perspektiven, sowie für Hinweise auf Details und Stolperfallen.

Herrn Martin Voitsch danke ich vor allem für die praktische Unterstützung und helfende Hand bei Labortätigkeiten. Des Weiteren danke ich ihm für den langen Geduldsfaden bzgl. meiner Vergleiche der Ultraschall- mit der Terahertzmesstechnik; es erwies sich gelegentlich als äußerst schwierig, sich in einem anderen Frequenzbereich mit optischen statt mechanischen Wellen zurechtzufinden.

Ihm und weiteren Kollegen, insbesondere Frau Anna Petermann und Herrn Andreas Bischoff, möchte ich dafür danken, mich im Rahmen zahlreicher Diskussionen auf den Wald hinzuweisen, wenn ich nur Bäume gesehen habe.

Allen Mitarbeitern der BATOP GmbH möchte ich für die unkomplizierte Firmenpolitik, unbürokratische Absprachen und das angenehme Betriebsklima danken.

Zuletzt danke ich meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht und mich in jeder Weise unterstützt haben.



# Gliederung

Abkürzungsverzeichnis . . . . .	iii
Symbolverzeichnis . . . . .	iii
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Photoleitende Antennen</b>	<b>2</b>
2.1 Erzeugung und Detektion der Terahertzstrahlung . . . . .	2
2.2 Antennenaufbau und Materialien . . . . .	4
2.3 Modellhafte Beschreibung . . . . .	7
<b>3 Terahertz-Spektrometer</b>	<b>11</b>
3.1 Anwendung . . . . .	11
3.2 Messprinzip . . . . .	12
3.3 Komponenten und Aufbau . . . . .	15
<b>4 Evaluierung des Messplatzes</b>	<b>17</b>
4.1 Ablauf einer Testmessung . . . . .	17
4.2 Bewertung des Terahertz-Signals . . . . .	18
4.3 Fehlerquellen und Messunsicherheiten . . . . .	18
<b>5 Hintergrund zur Bestimmung der Spotgröße für ein optimales THz-Signal</b>	<b>22</b>
5.1 Zielstellung . . . . .	22
5.2 Fokussierung von Gaußstrahlen . . . . .	26
5.3 Umbau des Messplatzes und Durchführung der Messreihen . . . . .	28
<b>6 Messungen und Ergebnisse</b>	<b>34</b>
6.1 Strahlprofilmessungen . . . . .	34
6.1.1 Unfokussierter Strahl (Ausgangszustand) . . . . .	34
6.1.2 Fokussierung mit $f = 8.0$ mm-Linse . . . . .	36
6.1.3 Fokussierung mit $f = 4.6$ mm-Linse . . . . .	38
6.1.4 Mit Irisblende im Strahlengang, fokussiert mit $f = 4.6$ mm-Linse . . . . .	38
6.2 Verwendete Antennen . . . . .	42
6.3 Messungen des Terahertz-Signals . . . . .	44
6.3.1 Fokussiert mit $f = 8.0$ mm-Linse . . . . .	44
6.3.2 Fokussiert mit $f = 4.6$ mm-Linse . . . . .	47
6.3.3 Fokussiert mit $f = 4.6$ mm-Linse, $90^\circ$ gedreht . . . . .	47
6.3.4 Fokussiert mit $f = 4.6$ mm-Linse, $90^\circ$ gedreht, mit Irisblende . . . . .	51

6.4	Fehlereinflüsse . . . . .	53
6.5	Diskussion der Ergebnisse . . . . .	55
6.5.1	Parameter des Terahertz-Signals . . . . .	55
6.5.2	Vergleich der Terahertz-Signale bzgl. der Strahlprofile . . . . .	58
<b>7</b>	<b>Ansatz zur Entwicklung eines Modells bzgl. der optimalen Beleuchtung</b>	<b>61</b>
7.1	Herleitung und Hintergrund . . . . .	61
7.2	Entwicklung . . . . .	61
7.3	Untersuchung anhand der Messdaten . . . . .	65
7.3.1	Optimale elliptische Strahlprofile . . . . .	65
7.3.2	Optimales rundes Strahlprofil . . . . .	66
7.3.3	Fokus der Strahlprofile . . . . .	67
7.4	Fehlereinflüsse und Grenzen des Modells . . . . .	68
7.5	Schlussfolgerungen . . . . .	70
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>74</b>
	<b>Verzeichnisse</b>	<b>76</b>
	Literaturverzeichnis . . . . .	76
	Abbildungsverzeichnis . . . . .	80
	Tabellenverzeichnis . . . . .	80
	Formelverzeichnis . . . . .	81
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>82</b>
A.1	Auswertung zur Wiederholbarkeit einer THz-Messung . . . . .	82
A.2	Fokusverschiebung bei Beleuchtung mit divergentem Strahl . . . . .	83
A.3	Algorithmus zur Auswertung der I-U-Kennlinien (Octave) . . . . .	83
A.4	Fitparameter der Strahlradienmessung . . . . .	84
A.5	Beugung an einer kreisrunden Blende . . . . .	84
A.6	Algorithmus für Modell Kapitel 7.2 (GNU Octave) . . . . .	86
A.7	Tabellen für den Flächenverlauf aus Modell Kapitel 7.3 . . . . .	90

## Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Erläuterung
erf	Fehlerfunktion; Verlauf des symm. Integrals über eine Gaußverteilung
FSU	Fast Scan Unit; besteht aus einer Spule, die den darauf montierten Retroreflektor so bewegen kann, dass sich die optische Weglänge periodisch zwischen einem Minimum und einem Maximum bewegt
GaAs	Gallium-Arsenid; III-V-Halbleitermaterial
InGaAs	Indium-Gallium-Arsenid; III-V-Halbleitermaterial mit variablem Verhältnis von Indium zu Gallium
LT-MBE	low-temperature molecular beam epitaxy (Niedertemperatur-Molekularstrahlepitaxie); Beschichtungsprozess, bei dem bei niedrigen Temperaturen (ca. 200 °C) dünne Schichten unter Ultrahochvakuumbedingungen abgeschieden werden
PCA	photo-conductive antenna (photoleitende Antenne); Antenne, die durch Beleuchtung zum Senden oder Empfangen angeregt wird
Si	Silizium; Halbleiterelement
STD	standard deviation (Standardabweichung)
TDS	time-domain spectroscopy (Zeitbereichsspektroskopie); Spektroskopiemethode, bei der die Pulsform im Zeitbereich abgetastet wird
THz	Terahertz; Frequenzbereich für $f \geq 10^{12}$ Hz; für elektromagnetische Strahlung wird oft ein Bereich von 0.1 THz - 10 THz angegeben
TPX	Polymethylpenten; Polymer, das sich durch seinen geringen Wasseranteil sowie geringe Absorption im Terahertz-Bereich auszeichnet

## Symbolverzeichnis

Symbol	[Einheit]	Erläuterung
$A$	[Vpp]	Amplitude des THz-Signals
$A_{eff}$	[m <sup>2</sup> ]	effektive Dipolfläche
$d_0$	[µm]	Durchmesser des Laserstrahls am Ort der Strahltaile
$df$	[Hz]	Frequenzintervall für die Auflösung des Spektrums
$\vec{E}$	[V/m]	elektrisches Feld
$f$	[mm]	Brennweite einer Linse
$f_B$	[THz]	Bandbreite des THz-Signals

## Symbolverzeichnis

Symbol	[Einheit]	Erläuterung
$f_{max}$	[Hz]	höchste im Spektrum dargestellte Frequenz
$f_{rep}$	[Hz]	Pulswiederholrate des Lasers
$\vec{H}$	[A/m]	magnetisches Feld
$I_{Gauss}(x, y)$	$[\propto \text{W m}^{-2}]$	Intensitätsverteilung nach einer Gaußfunktion
$I_{opt}$	$[\propto \text{W m}^{-2}]$	Intensität des Laserstrahls
$j(t)$	[A/s]	Stromdichte des Photostromes
$J_{Bess}(x, y)$	$[\propto \text{W m}^{-2}]$	Intensitätsverteilung eines Beugungsbildes
$J(t)$	[A]	Stromstärke des Photostromes
$k$		Streckungsfaktor
$L$	[ $\mu\text{m}$ ]	Dipollänge
$n$		Brechungsindex, z.B. 3.4 für GaAs
$n_e$	[ $\text{m}^{-1}$ ]	Ladungsträgerdichte
$N_{ges}$	$[\propto \mu\text{m}^2]$	summierte Flächenanteile der effektiv beleuchteten Fläche
$p$	[%]	Prozentsatz
$P_{THz}$	[W]	Leistung des THz-Signals
$q$	[C]	elektrische Ladung
$R_D$	[ $\Omega$ ]	elektrischer Widerstand der Emitterantenne (unbeleuchtet)
$R_E$	[ $\Omega$ ]	elektrischer Widerstand der Emitterantenne (beleuchtet)
$r_G$	[ $\mu\text{m}$ ]	Gaußradius
$\overline{S}$		zeitliches Mittel des Poynting-Vektors
$T_{ges}$	[s]	abgetastetes Zeitfenster
$U_B$	[V]	Vor- bzw. Biasspannung an der Emitterantenne
$v$	[m/s]	Geschwindigkeit der Ladungsträger
$w$	[ $\mu\text{m}$ ]	Strahlradius des Laserstrahls
$w_0$	[ $\mu\text{m}$ ]	Strahlradius des Laserstrahls am Ort der Strahltaile
$z$		Ausbreitungsrichtung des optischen und THz-Pulses
$z_R$	[ $\mu\text{m}$ ]	Rayleighlänge
$\Delta t$	[s]	Zeitintervall für die Abtastung des Signals
$\lambda$	[nm, $\mu\text{m}$ ]	Wellenlänge
$\vartheta$	[ $^\circ$ , mrad]	Divergenzwinkel
$\tau_C$	[fs]	Ladungsträgerlebensdauer
$\tau_p$	[fs]	Pulsdauer des Laserpulses

# 1 Einleitung

Der Terahertz-Bereich ( $100 \text{ GHz} < f < 10 \text{ THz}$ ) befindet sich zwischen dem Mikrowellenbereich und dem Infrarotbereich; hier überlappen sich Konzepte und Herangehensweisen der Optik mit denen der Elektronik. Aufgrund der Komplexität der Erzeugung und Detektion gerichteter THz-Strahlung ist dieser Frequenzbereich vergleichsweise wenig erforscht gegenüber anderen Bereichen des elektromagnetischen Spektrums. [BURFORD/EL-SHENAWE(2017)] U.a. werden photoleitende Antennen, wie sie von der BATOP GmbH hergestellt werden, dafür verwendet. Die Antennen werden optisch durch Laserpulse angeregt; eine kurze Pulsdauer und eine extrem kurze Relaxationszeiten des Materials führen zur Aussendung eines Pulses im THz-Bereich. Dieselben Prinzipien werden zur Detektion mittels THz-Antennen angewendet.

Einsatzmöglichkeiten von THz-Systemen reichen von Bildgebung, Überwachungsanwendungen, Ermittlung von Materialparametern bis hin zu medizinischen Anwendungen. Die Strahlung ist nicht-ionisierend und verschiedenste Materialien können spektroskopisch identifiziert und charakterisiert werden. [TOPTICA PHOTONICS AG(2018)], [MITTLEMAN(2018)]. Für alle Anwendungen ist es entscheidend, dass die Systeme zuverlässig und vergleichbar mit Methoden aus anderen Frequenzbereichen arbeiten; Ziel der Optimierungen im THz-Bereich ist daher eine Steigerung der Effizienz, der Signalstärke und Bandbreite. [BURFORD/EL-SHENAWE(2017)] Im Kontext dieser Optimierungsansätze ist die vorliegende Arbeit zu betrachten.

Die Untersuchungen wurden in der BATOP GmbH durchgeführt und konzentrieren sich auf die Untersuchung der optischen Anregung der Sendeantenne. Die Abhängigkeit des THz-Signals vom Beleuchtungszustand soll besser verstanden werden. Da die Anregung durch verschiedenste Parameter beeinflusst wird, die z.T. nicht bekannt sind oder nie ermittelt wurden, wird eine experimentelle Herangehensweise gegenüber Simulationen bevorzugt.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert. Kapitel 2 befasst sich mit der theoretischen Beschreibung und Funktionsweise photoleitender Antennen für den THz-Bereich. In Kapitel 3 werden Anwendungsbeispiele sowie Aufbau und Funktion von THz-Spektrometern behandelt. Danach folgt der praktische Teil der Untersuchungen, die in der BATOP GmbH durchgeführt wurden. Kapitel 4 behandelt die Beschreibung und Evaluation des Messplatzes, der für die Untersuchungen genutzt wurde. Im nächsten Kapitel wird die Aufgabenstellung motiviert sowie die Durchführung der Messungen beschrieben und begründet. Kapitel 6 beinhaltet die Messreihen und die Diskussion der Ergebnisse. Anhand der Resultate wird in Kapitel 7 versucht, ein Modell bzgl. der Beleuchtung der Antenne für ein maximales THz-Signal zu entwickeln. Kapitel 8 fasst die Ergebnisse in Bezug auf die Aufgabenstellung zusammen und gibt einen Ausblick.

## 2 Photoleitende Antennen

### 2.1 Erzeugung und Detektion der Terahertzstrahlung

Bei photoleitenden Schaltern wird ausgenutzt, dass die Leitfähigkeit bestimmter Materialien mit dem Lichteinfall beeinflusst werden kann. Konkret steigt die Leitfähigkeit bei Halbleitern, die in fast allen Fällen als Material gewählt werden, dadurch, dass Photonen absorbiert und Elektronen ins Leitungsband gehoben werden. Für diesen Vorgang muss die eingetragene Energie der Photonen  $E = h \cdot f$  mindestens der Energiedifferenz zwischen Leitungsbandunterkante und Valenzbandoberkante, auch Bandlücke  $E_g$  genannt, entsprechen. Im linearen Fall erzeugt jedes Photon genau ein Elektron im Leitungsband. Vom höheren Energieniveau finden Relaxationsprozesse statt, durch die die Ladungsträger wieder in ihren Grundzustand zurückkehren; dazu zählen Relaxationen innerhalb des Leitungsbandes und solche, um die Bandlücke wieder zu überwinden. Dieser exponentielle Prozess wird durch die sog. Lebensdauer  $\tau_C$  der freien Ladungsträger gekennzeichnet. Diese Prozesse sind im Banddiagramm schematisch in Abb. 1 dargestellt. [PASCOTTA(2018)]; [BATOP GMBH(2018)]

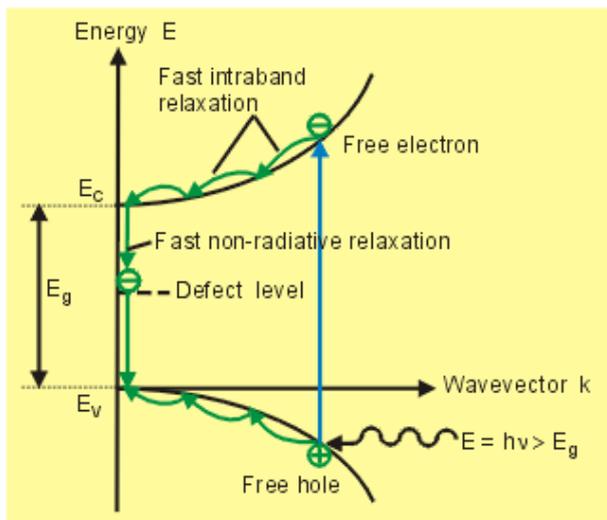


Abb. 1: Absorptions- und Relaxationsprozess im Bändermodell; Quelle: [BATOP GMBH(2018)]

Von photoleitenden Antennen (PCA - photo-conductive antenna) wird gesprochen, wenn die optische Anregung zur Emission von elektromagnetischer Strahlung, z.B. im Terahertz-Bereich, führt. Auf dem Halbleitermaterial befindet sich dafür eine Antennenstruktur aus (Gold-)Leiterbahnen (siehe Abb. 2). Die Aussendung eines Terahertz-Pulses läuft wie folgt ab.

Der optische Puls mit Laserlicht einer Wellenlänge, dessen Photonenenergie größer als die Bandlücke des Halbleiters ist, wird auf die Antennenstruktur fokussiert. Durch die Absorption des optischen Pulses mit der Intensität  $I_{opt}(t)$  werden, wie oben beschrieben, Elektronen ins Leitungsband gehoben. Wenn nun eine Vorspannung  $U_B$  an den Kontakten der Antenne anliegt, werden

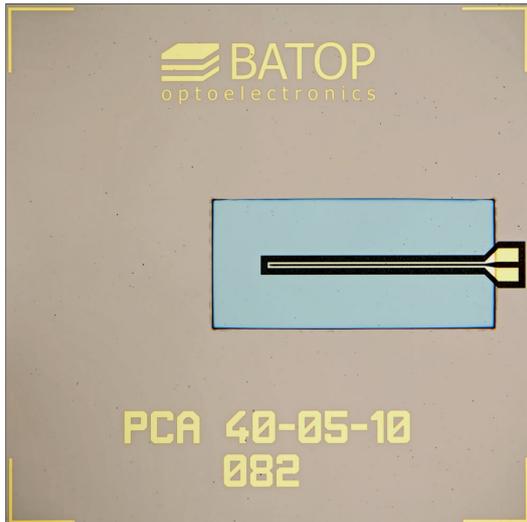


Abb. 2: Beispiel für einen Antennenchip (Foto); zu sehen sind die Goldleiterbahnen, unterbrochen durch eine Lücke (Gap-Bereich), sowie die Bondpads und eine Seriennummer; Quelle: BATOP GmbH

die Ladungsträger (Ladung  $q$ , Dichte  $n_e$ ) in diesem Bias-Feld beschleunigt und es kann ein elektrischer Strom mit der folgenden Stromdichte fließen. [SAKAI(2005), S. 8ff.]

$$j(t) \propto I_{opt}(t) * [q \cdot n_e(t) \cdot v(t)] \quad (1)$$

Dieser kurze elektrische Puls ist aufgrund der Erzeugung und der Lebensdauer der Ladungsträger zeitabhängig. Für einen linearen Zusammenhang wird, proportional zur zeitlichen Änderung des Stromflusses, ein elektrisches Feld emittiert.

$$E(\vec{r}, t) \propto \frac{\partial J(t)}{\partial t} = j(t) \quad (2)$$

Um einen Terahertz-Puls ( $f = 10^{12}$  Hz) zu erzeugen, ist es nötig, dass der Stromfluss innerhalb von  $1/f \rightarrow \Delta t = 10^{-12}$  s wenigen Pikosekunden anwächst.

Der beschriebene Zusammenhang ist schematisch in Abb. 3 dargestellt. Verzögert mit der Beweglichkeit der Ladungsträger zur Leiterbahn, wächst der Photostrom so lange an, wie Photonen absorbiert werden, d.h. die Dauer bis zum Maximum ist abhängig von der Dauer des Laserpulses. Ab diesem Zeitpunkt fällt der Photostrom exponentiell mit der Ladungsträgerlebensdauer ab. Die Form des Terahertz-Pulses verhält sich entsprechend des Anstiegs des Photostromes, d.h. das Maximum und Minimum treten dort auf, wo die Kurve  $J(t)$  Wendepunkte aufweist. [BATOP GMBH(2018)]; [SAKAI(2005), S. 9f.]

Die Detektion der ausgesendeten Terahertz-Strahlung kann im einfachsten Fall mit einer weiteren photoleitenden Antenne vorgenommen werden. Trifft der Terahertz-Puls auf den Detektor und wird absorbiert, so setzt sich dieses elektrische Feld im Material bis zu den Kontakten fort. Wenn genau in dem Moment, wenn das elektrische Feld sich zwischen den Kontakten befindet, durch einen optischen Puls freie Ladungsträger zur Verfügung stehen, können diese im  $E$ -Feld

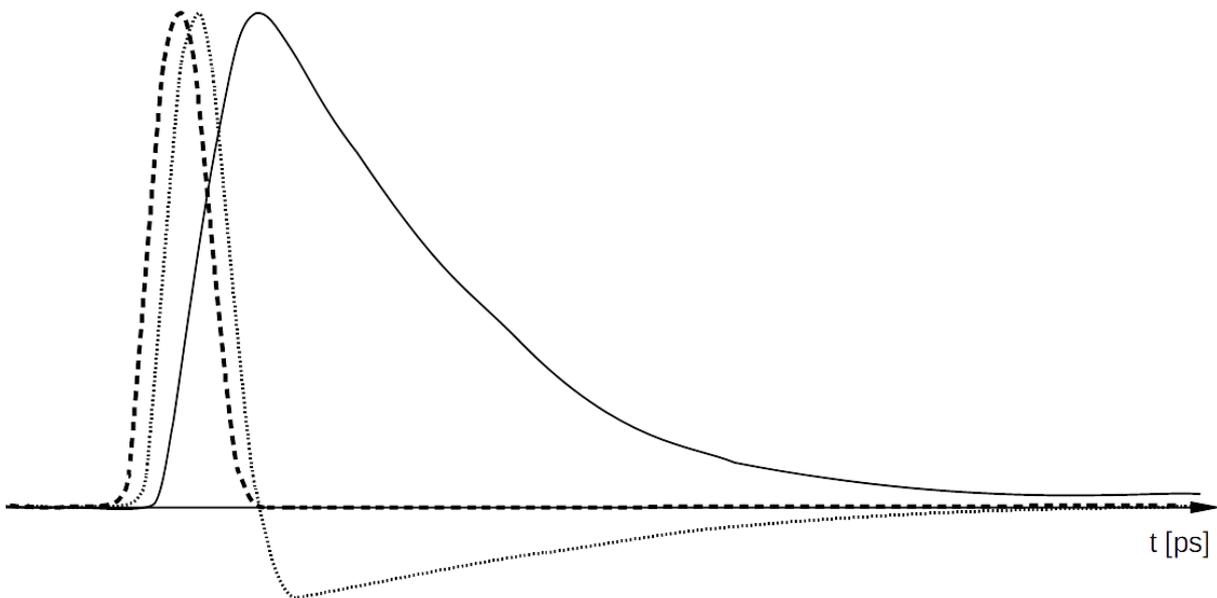


Abb. 3: Schematischer Zeitverlauf der Pulserzeugung; grob gestrichelt: optischer Puls; durchgezogene Linie: Photostrom an der Emitterantenne; fein gestrichelt: Amplitude des THz-Feldes; in Anlehnung an [SAKAI(2005), S. 10]

beschleunigt werden. Sind die Pulse abgeklungen, dann befinden sich die Ladungsträger nun in einer der Dipolhälften. Durch die Trennung der Ladungsträger kann an den Kontakten eine Gleichspannung gemessen werden. Mit jedem weiteren Puls werden mehr Ladungsträger getrennt und die Gleichspannung erhöht sich. [BATOP GMBH(2018)]

## 2.2 Antennenaufbau und Materialien

Terahertz-Antennen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, sind wie folgt aufgebaut. Der zentrale funktionelle Bestandteil ist ein Antennenchip, der aus halbleitendem GaAs (SI-GaAs) als Substratmaterial und einer aufgewachsenen Schicht besteht, die Ladungsträgerlebensdauern im ps-Bereich aufweist. [BATOP GMBH(2018)]

Um die Ladungsträgerlebensdauer des Materials in den (Sub-)Pikosekundenbereich zu senken, gibt es verschiedene Verfahren. Alle diese Maßnahmen zielen darauf ab, zusätzliche Energieniveaus in die Bandlücke einzubringen, und so die Relaxation zu beschleunigen. Das Dotieren mit Metallionen, z.B. Chrom, senkt  $\tau_C$  von GaAs auf 50 ps - 100 ps. Durch den Beschuss einer Siliziumschicht auf Saphir (silicon on sapphire, SOS) mit  $O^+$ -Ionen kann  $\tau_C$  auf 0.6 ps gesenkt werden; werden Protonen in InP implantiert, sinkt  $\tau_C$  auf 2 ps - 4 ps. Um die nötige Materialschädigung für diese Ergebnisse zu erreichen, sind allerdings sehr hohe Dosen nötig. Amorphe Materialien, wie amorphes Silizium, besitzen durch ihre Korngrenzen natürliche Rekombinationsregionen, und

weisen dadurch eine geringe Ladungsträgerlebensdauer auf; allerdings werden die Ladungsträger nicht in einem definierten Leitungsband transportiert. Aufgrund der amorphen Natur also ergibt sich eine geringe Beweglichkeit ( $1 \text{ cm V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  für amorphes Si). [GUPTA/ET AL(1992)]

Konventionell wird heute durch niedrig-Temperatur Molekularstrahl-Epitaxie aufgewachsenes (In)GaAs verwendet. [GUPTA/ET AL(1992)] beschreiben GaAs-Schichten, die zwischen  $190^\circ\text{C}$  -  $400^\circ\text{C}$  auf ein halbleitendes GaAs-Substrat aufgewachsen und anschließend getempert wurden. Durch einen hohen Arsenanteil beim Prozess bilden sich bei  $\leq 200^\circ\text{C}$  Wachstumstemperatur As-Interstitielle und Mikrocluster von Arsen sowie As-Verarmungsregionen im Umkreis der Mikrocluster, während die Schicht ihre kristallinen Eigenschaften nicht verliert. Durch diese Störstellen werden zusätzliche Energieniveaus in die Bandlücke eingebracht, die dazu führen, dass für diese Schichten  $\tau_c$  bei  $\leq 0.4 \text{ ps}$  liegt. Ähnliches Verhalten zeigt sich bei InGaAs-Schichten.

Die fasergekoppelte Telekommunikationstechnologie bedient sich u.a. einer zentralen Wellenlänge von  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ ; für diese Wellenlänge sind entsprechend viele verschiedene kostengünstige Einzelteile vorhanden. GaAs lässt sich bei dieser Wellenlänge allerdings nicht anregen. Es wurde daher ein Material mit einer niederenergetischeren Bandlücke entwickelt, das sich auch für die Emission von THz-Strahlung eignet: durch Zugabe von Indium in das GaAs-System wird die Bandlücke verkleinert und das Material lässt sich durch  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  anregen. [SARTORIUS/ET AL(2012)]

Auf der Halbleiterschicht ist meist noch eine Antireflexschicht für die Laserwellenlänge aufgebracht, um die Effizienz der Beleuchtung zu erhöhen.

Wie im vorigen Kapitel schon erwähnt wurde, befindet sich auf dem Halbleitermaterial eine Elektrodenstruktur sowie Bondpads zur elektrischen Kontaktierung. Aufgrund der hohen chemischen Stabilität wird dafür eine Goldschicht strukturiert.

Die Elektroden weisen immer einen sogenannten Gap-Bereich auf, der bei den hier verwendeten Antennen  $5 \mu\text{m}$  breit ist. Zwischen Gap-Bereich und Zuleitungen können die Elektroden verschieden geformt sein. Die Wahl der Struktur und deren Dimensionierung hängt z.B. von der benötigten Bandbreite bzw. Amplitude ab, und wird im nächsten Kapitel noch ausgeführt. [BATOP GMBH(2018)]

Zur Auskopplung der Terahertz-Strahlung wird der Antennenchip entweder auf eine Membran aufgebracht und dadurch gehalten, oder auf eine Linse geklebt, die eine erste Strahlformung übernimmt. [FILIPOVIC/ET AL(1993)] Um den Brechzahlübergang zwischen Substrat (GaAs,  $n \approx 3.4$ ) und Linse möglichst gering zu halten, wird auf Silizium-Linsen ( $n \approx 3.5$ <sup>1</sup> bei Trans-

---

<sup>1</sup>Vgl. Kenndaten aus [http://www.tydexoptics.com/materials1/for\\_transmission\\_optics/silicon/](http://www.tydexoptics.com/materials1/for_transmission_optics/silicon/), zuletzt abgerufen am 14.12.18

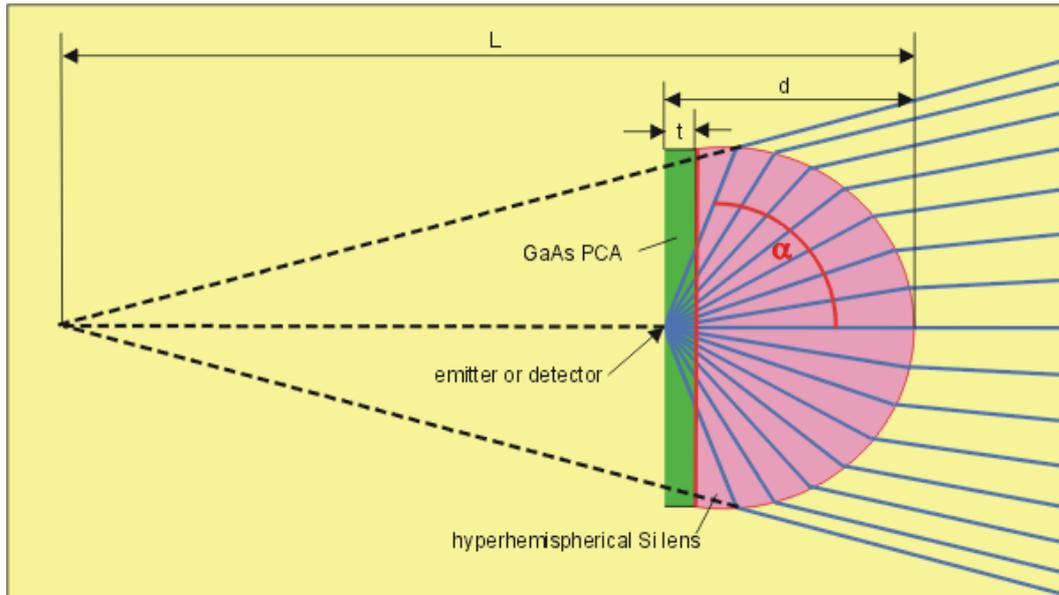


Abb. 4: Auskopplung der THz-Strahlung durch eine hyperhemisphärische Si-Linse;  
 $t$  - Dicke des Chips;  $d = 1.29 r_{Si}$  mit  $r_{Si}$  - Linsenradius;  $L = 4.4 r_{Si}$  - Abstand zw.  
 Linsenoberfläche und virtuellen Fokus;  $\rightarrow \alpha = 73.6^\circ$ ; Quelle: [BATOP GMBH(2018)]

parenz im THz-Bereich) zurückgegriffen. Aufgrund des hohen Brechzahlunterschiedes zwischen GaAs und Luft liegt der kritische Winkel für die Totalreflexion bei  $17^\circ$ ; durch die Si-Linse wird die Divergenz der Strahlung verringert, und es kann ein größerer Winkelbereich an Strahlung aus dem Substrat ausgekoppelt werden, wie in Abb. 4 zu sehen ist. Die Si-Linse stellt zudem zusammen mit der Aluminiumhalterung eine adäquate Wärmesenke dar. [BATOP GMBH(2018)]

Auf der Si-Linse befindet sich als elektrische Kontaktierung an den Antennenchip außerdem eine Platine. Optional kann darauf eine Schutzdiode angebracht werden, um eine zu hohe Vorspannung zu vermeiden, die zur Schädigung und elektrischem Durchbruch des Materials führen könnte. Durch Bonddrähte wird der Kontakt zwischen den Elektroden auf dem Antennenchip und den Goldpads der Platine hergestellt. Ein angelötetes Koaxialkabel mit BNC-Stecker vervollständigt den elektrischen Aufbau.

Eine vollständig aufgebaute Antenne der BATOP GmbH ist in Abb. 5 zu sehen. Um Anwendern die Justage zu erleichtern, wird die Linse zur Fokussierung des Laserstrahls auf den Gap-Bereich in ein Gehäuse integriert. Dadurch ist es nur noch nötig, einen kollimierten Strahl in die Linse einzukoppeln.

Ein alternativer Aufbau stellt die Faserkopplung dar. In diesem Fall sind ein Faserkollimator zur Auskopplung und der Faseranschluss zu einer Monomodenfaser auch fest an der Antennenhalterung verbaut. Jede weitere Justage der Beleuchtung durch den Anwender, wenn z.B. die Terahertz-



Abb. 5: Vollständig aufgebaute THz-Antenne für einen Freistrahlaufbau; links: Blick auf die Si-Linse zur Auskopplung des THz-Pulses; rechts: Blick auf den Antennenchip und die Platine; Quelle: BATOP GmbH

Strecke verändert wird, ist dadurch nicht mehr nötig. Es sind zudem weniger Laserschutzmaßnahmen notwendig, da ein offener Strahlengang teilweise wegfällt. Ein Nachteil ist die Dispersion in der Faser, die bei Pulslängen von ca. 100 fs stark ausgeprägt ist und ausgeglichen werden muss.

### 2.3 Modellhafte Beschreibung

Für Optimierungen in Bezug auf z.B. die Bandbreite können Modelle entwickelt werden, die verschiedene Einflüsse in einen physikalischen Zusammenhang stellen. In diesem Abschnitt sollen zu einigen Parametern Modelle zitiert werden, die solche Zusammenhänge verdeutlichen.

Um das Terahertz-Signal, d.h. die Amplitude und Bandbreite, zu optimieren, müssen folgende Einflüsse in Betracht gezogen werden:

- optische Anregung, z.B. Pulsbreite des Lasers oder die Spotgröße auf dem Antennenchip
- elektrische Beschreibung und Photoleitung, z.B. Relaxationszeit des Materials
- Auskopplung des Terahertz-Pulses aus dem Material, d.h. Richtcharakteristik des Strahlungsfeldes und die Vermeidung von Rückreflexionen
- Strahlformung und Fokussierung im Terahertz-Bereich zur Detektion

Die Vorspannung  $U_B$  muss so gewählt werden, dass sie unterhalb der Durchbruchsspannung des Halbleitermaterials bleibt. In [CASTRO-CAMUS/ET AL(2005)] wurde durch Simulationen u.a. der Einfluss von  $U_B$  auf den Puls untersucht. Die Simulationen zeigten, dass mit  $U_B$  auch die Leistung des THz-Pulses steigt, da mehr Elektronen ins Leitungsband absorbiert werden. Der Zusammenhang  $P_{THz}(U_B)$  ist quadratisch. Gleichzeitig sinkt die (zeitliche) Pulsbreite mit steigender Vorspannung. Die Autoren erklären dieses Ergebnis mit der ansteigenden effektiven Elektronenmasse

durch die erhöhte Absorption, wodurch die Beweglichkeit der Ladungsträger insgesamt sinkt.

Wird ein linearer Zusammenhang zwischen Absorption des optischen Pulses und Emission des THz-Pulses vorausgesetzt, gilt die Erhaltung des Zeit-Bandbreite-Produktes. Je länger die Pulsdauer des optische Pulses ist, desto geringer ist seine spektrale Bandbreite, und die THz-Bandbreite sinkt entsprechend.

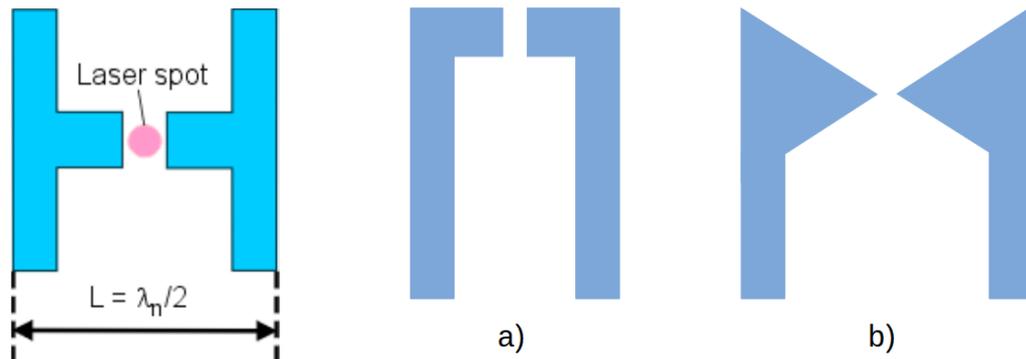


Abb. 6: Schemata zur Antennengeometrie; links: prinzipielles Design, Quelle: [BATOP GMBH(2018)]; a) Paralleldrahtantenne; b) sog. Bowtie-Antenne

Die im vorigen Kapitel schon erwähnte Antennengeometrie (z.B. siehe Abb. 6) ist so dimensioniert, dass der Abstand der Zuleitungen  $L$  der Resonanzlänge eines Hertzschen Dipols im Terahertz-Bereich entspricht. Die Resonanzbedingung in Abhängigkeit vom Brechungsindex  $n$  des Materials lautet

$$L = \frac{m \cdot \lambda}{2} = \frac{m \cdot c}{2 \cdot f_{THz} \cdot n} \quad (3)$$

$m$  - ganze Zahl, typischerweise  $m = 1$

Bei einer Frequenz von 1 THz entspricht  $\lambda_{THz} = 88 \mu\text{m}$  in GaAs. Typischerweise wird  $m = 1$  gewählt, sodass sich eine Dipollänge von  $44 \mu\text{m}$  ergeben würde. Eine genaue Abstimmung der Leitungslänge auf die Resonanzbedingung ist allerdings nicht notwendig, da der modellhafte Dipol stark gedämpft erscheint, und so auch keine Resonanzfrequenz im Spektrum auszumachen ist. Die Dämpfung liegt u.a. im Anregungsvorgang begründet; der Laserpuls dauert ca. 100 fs an, wodurch der elektrische Widerstand des Halbleitermaterials sinkt und Ladungsträger erzeugt werden. Nach der Anregung steigt der elektrische Widerstand wieder sprunghaft an, was die Resonanz dämpft. Durch die starke Dämpfung verschiebt sich auch die Resonanzfrequenz im Spektrum zu niedrigeren Frequenzen. Hinzu kommt aber auch, dass das Spektrum nicht symmetrisch um

die Resonanzfrequenz erscheint. Niedrige Frequenzen im unteren GHz-Bereich werden durch ihre Wellenlänge im Millimeterbereich (100 GHz entsprechen 3 mm Wellenlänge in Luft und ca. 820  $\mu\text{m}$  in GaAs) viel stärker an den Grenzflächen gebeugt als höhere Frequenzen. Nach dem Durchlaufen u.a. der Kunststofflinsen zur Terahertz-Strahlformung, die eine natürliche Apertur von 1' darstellen, beinhaltet das Spektrum für  $f \leq 50$  GHz ein so kleines Signal, dass dieses im Rauschen verloren geht. [BATOP GMBH(2018)]

Die Dipollänge ist insofern viel entscheidender für die emittierte Terahertz-Leistung  $P_{THz}$ ; der Energiefluss ist über das  $E$ -Feld und die Impedanz abhängig von Materialparametern, die Leistung ergibt sich dann aus dem Produkt des durchschnittlichen Energieflusses (ausgedrückt über den Poynting-Vektor  $S$ ) und der effektiven Dipolfläche<sup>2</sup>:

$$P_{THz} = A_{eff} \cdot \overline{S} \propto L^2 \cdot \overline{\vec{E} \times \vec{H}} \quad (4)$$

Für eine höhere Terahertz-Leistung wären also besonders lange Dipolantennen von Vorteil. Durch diese beiden Einflüsse ergibt sich ein Kompromiss beim Antennendesign. Für Emitterantennen wird  $L = 40 \mu\text{m}$  gewählt, um ein möglichst breitbandiges Spektrum im Terahertz-Bereich abzustrahlen. Als Detektorantennen werden solche mit  $L = 100 \mu\text{m}$  eingesetzt, die empfindlicher auf die einfallende Strahlung reagieren und besser kleine Signale detektieren zu können. [BATOP GMBH(2018)]

Für eine realistische elektrische Modellierung reicht ein einfacher Hertzscher Dipol nicht aus; auch Material- und optische Effekte spielen eine Rolle. Der Photostrom und die Photoleitung können in Monte-Carlo- oder FEM-Simulationen nachgebildet werden.

In [CASTAÑEDA-URIBE/ET AL(2018)] wird ein Ersatzschaltbild einer Antenne vorgeschlagen, in dem folgende Effekte zusammengefasst werden:

- der beleuchtungsabhängige Widerstand durch das Halbleitermaterial wird als ohmscher Widerstand für einen optimalen/konstanten Beleuchtungszustand betrachtet
- die Abschwächung des Vorspannungsfeldes durch die Bildung einer Raumladungzone und durch das Terahertzfeld (screening) wird als zeitlich konstante Kapazität betrachtet
- die Ladungsträgergeneration und die Photoleitung stellen einen zeitabhängigen Anteil der Kapazität des Kondensators dar

Im Ersatzschaltbild findet sich die Vorspannung als Gleichspannungsquelle wieder, während sich der Widerstand und Kondensator in Reihe befinden.

<sup>2</sup>Für kleine Gap-Breiten wird eine kreisähnliche effektive Fläche mit Durchmesser  $L$  und der Gap-Mitte als Mittelpunkt angenommen. Eine genaue Berechnung wird im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt; der Zusammenhang  $A_{eff} \propto L^2$  ist eine gute Schätzung.

Der Screening-Effekt ist auch dafür verantwortlich, dass die Amplitude der emittierten Terahertz-Strahlung für hohe Fluenzen bzw. Laserleistungen in die Sättigung übergeht. Ob die Abschwächung durch die Raumladungszone oder durch das Terahertzfeld dominiert wird, hängt stark von der Größe des Gap-Bereiches ab; je größer die Gap-Breite, desto geringer wird der Einfluss der Raumladungszone auf das Sättigungsverhalten. [RODRIGUEZ/TAYLOR(1996)]

Zur Auskopplung der Terahertz-Strahlung aus dem Substrat wurde im vorigen Kapitel schon erklärt, warum es sich bewährt hat, den Antennenchip auf eine Si-Linse zu kleben. Um die Richtwirkung zu erhöhen und die Strahlung enger entlang der optischen Achse zu führen, werden hyperhemisphärische Linsen verwendet.

Zur Strahlformung auf der Terahertz-Strecke müssen wasserfreie Materialien eingesetzt werden, da viele Absorptionslinien des Wassers in diesem Frequenzbereich liegen. Um den Brechzahl-sprung zu Luft möglichst gering zu halten, wird bevorzugt und auch bei der BATOP GmbH Polymethylpenten (TPX) eingesetzt ( $n \approx 1.46$  von  $0.3 \text{ mm} < \lambda < 3 \text{ mm}$ )<sup>3</sup>. Es werden asphärische Linsen verwendet, um starke Beugungsunterschiede bei diesen großen Wellenlängen über einen breiten Spektralbereich ausgleichen zu können.

---

<sup>3</sup>Vgl. Kenndaten aus [http://www.tydexoptics.com/products/thz\\_optics/thz\\_materials/](http://www.tydexoptics.com/products/thz_optics/thz_materials/), zuletzt aufgerufen am 14.12.18

## 3 Terahertz-Spektrometer

### 3.1 Anwendung

Am sichtbarsten in der Öffentlichkeit kommen Terahertztechnologien in Form von Sicherheitsscannern an Flughäfen vor. Bei Anwendungen in der Industrie wird ausgenutzt, dass Messungen im Terahertz-Bereich berührungslos erfolgen können. So wird bei time-of-flight-Messungen die Zeitdifferenz z.B. zwischen Maxima oder Minima im Signal ausgewertet. Daraus kann z.B. auf die Dicke von einzelnen Lackschichten zur Qualitätskontrolle geschlossen werden. [HERNANDEZ-SERRANO/CASTRO-CAMUS(2015)], [TOPTICA PHOTONICS AG(2018)]

Ein anderer Aspekt ist die zerstörungsfreie Werkstoffprüfung und die Bildgebung. Bei beiden Anwendungen wird eine Fläche abgerastert und an jedem Punkt z.B. die Signalamplitude (in Reflexion oder Transmission) ausgewertet. Bei der Werkstoffprüfung können so Einschlüsse und Delaminationen an Bauteilen erkannt werden. [TOPTICA PHOTONICS AG(2018)]

Nach ähnlichem Prinzip wird bei der Bildgebung gearbeitet. Terahertz-Bildgebung kann weitere bildgebende Verfahren unterstützen, z.B. im IR- und Mikrowellenbereich sowie im UV- und Röntgenbereich. Die Strahlung ist nicht-ionisierend, die Folge der Wechselwirkung mit Materialien und Gewebe ist lediglich eine Erwärmung. Vor allem Verpackungsmaterialien sind in diesem Frequenzbereich transparent. Der Kontrast zwischen den Materialien ist nicht nur durch die Absorption und ihre Auswirkung auf die Amplitude gegeben; THz-Strahlung wird besonders gut von polaren Materialien mit statischen Dipolen (z.B. Wasser) oder mit hoher Leitfähigkeit (d.h. Metalle) absorbiert. [MITTLEMAN(2018)]

[SECO-MARTORELL/ET AL(2013)] nutzten diese berührungslose Technik, um ein unsigniertes Bild des spanischen Künstlers Francisco de Goya zu untersuchen. Der Scan zeigt z.B. die Dickenverteilung der Pigmente auf der Leinwand, und im höheren Frequenzbereich bei besserer Auflösung eine Struktur, die einem Teil der Signatur des Künstlers sehr ähnlich sieht. In bisherigen Röntgenuntersuchungen war dieses Detail nicht sichtbar geworden. Durch time-of-flight-Messungen können Zeichnungen oder Bilder unter der Oberfläche detektiert und die Farben nach verschiedenen Pigmenten und Bindekomponenten unterschieden werden. Nach demselben Prinzip werden auch Zeichnungen, Höhlen- und Wandmalereien, bemalte Ikonen und lackierte Gefäße untersucht. [MITTLEMAN(2018)]

Die starke Absorption der Terahertz-Strahlung durch Wasser kann dazu verwendet werden, den Wassergehalt von Gewebe und biologischen Proben relativ zueinander zu bestimmen.

[HERNANDEZ-CARDOSO/ET AL(2018)] verglichen 2D-THz-Aufnahmen der Fußsohlen verschiedener Probanden, Diabetiker und Nicht-Diabetiker, auf die Feuchtigkeit der Haut. Es konnte ge-

zeigt werden, dass ein typisches Merkmal von Diabetikern, nämlich trockene Haut an den Füßen, die zur Geschwürbildung neigt, durch diese Aufnahmen relativ quantifizierbar und lokalisierbar wird.

In einem Spektrometeraufbau können Materialeigenschaften im THz-Bereich untersucht werden. Durch den Vergleich eines Probenspektrums mit einer Referenzmessung wird der komplexe Brechungsindex für einen bestimmten Frequenzbereich ermittelt. Dieser komplexe Brechungsindex kann in die komplexe Dielektrizitätskonstante und in die komplexe elektrische Leitfähigkeit umgerechnet werden. [SAKAI(2005), S. 204ff.]

Das Spektrum kann aber auch auf die Lage von Absorptionslinien bei bestimmten Frequenzen hin untersucht werden. Anhand dieser Absorptionslinien können Substanzen, z.B. auch Medikamente, zweifelsfrei identifiziert werden. Besonders für die Identifikation verschiedener Gase eignen sich Terahertz-Spektrometer; mit der hohen Auflösung (MHz-Bereich) ist es möglich, Gase mit niedrigen Partialdrücken zu detektieren, da diese sehr scharfe Absorptionslinien besitzen. Durch die große Bandbreite ist die Auswahl an detektierbaren Gasen sehr groß und erfordert, anders als z.B. im Infrarotbereich, keine Durchstimmung des Lasers oder verschiedene Setups. Nicht nur für Untersuchungs- sondern auch zu Überwachungszwecken sind solche Systeme denkbar. [TOPTICA PHOTONICS AG(2018)]

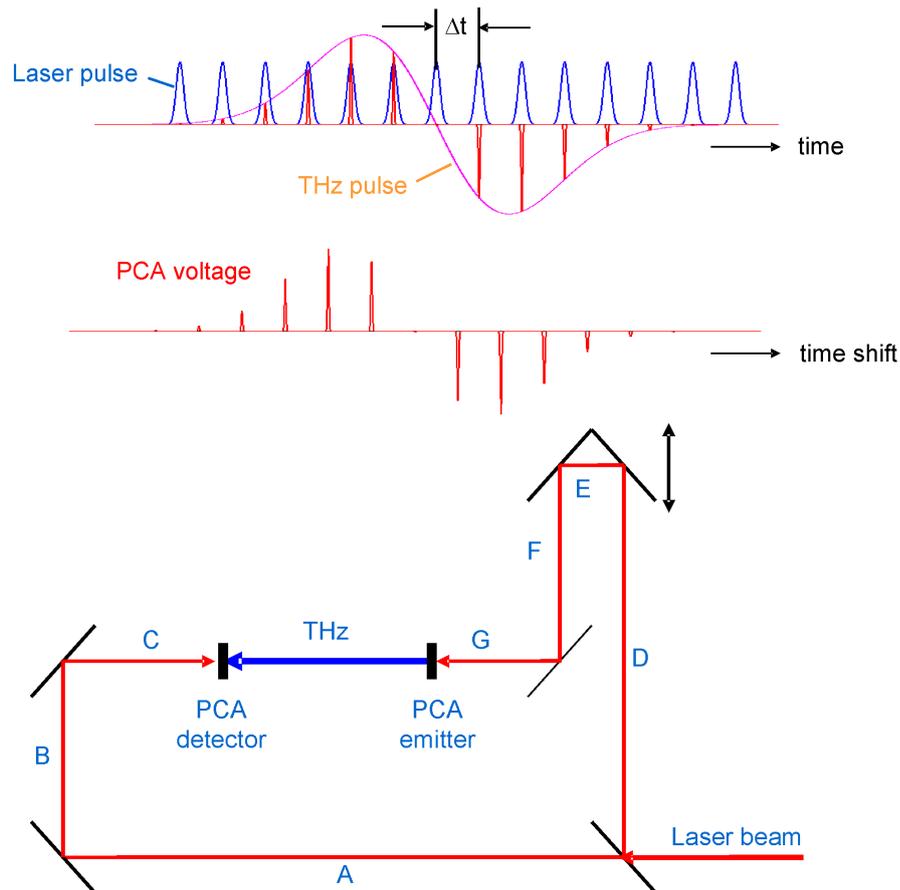
Die von der BATOP GmbH entwickelten THz-Spektrometer können vor allem für die Analyse von Feststoffen und Flüssigkeiten benutzt werden. In welcher Konfiguration die Probe untersucht wird, hängt von der Materialabsorption und der Probendicke ab. Absorbiert das Material stark (z.B. wasserhaltige Materialien) oder wird das Signal durch eine besonders dicke Probe stark abgeschwächt, bietet sich eine Messung in Reflexion anstelle von Transmission durch die Probe an.

## 3.2 Messprinzip

Im Folgenden wird die Messung eines Terahertz-Pulses in einem Spektrometer nach dem Prinzip der Zeitbereichsspektroskopie beschrieben, welche mit einzelnen Pulsen arbeitet.

Da die Anregung der Antennen durch einen Laser im Pulsbetrieb erfolgt, wird auch das THz-Signal mit derselben Pulsrate erzeugt. Die Länge des Terahertz-Pulses wird durch die Relaxation der Ladungsträger im Material bestimmt; bei GaAs-Systemen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, klingt der THz-Puls nach 10 ps - 15 ps fast vollständig ab. Um mit einem 100 fs-Laserpuls einen Terahertz-Puls im ps-Bereich zu detektieren, ist es nötig, das Signal abzutasten. Es wird daher auf die Zeitbereichsspektroskopie-Methode (TDS) zurückgegriffen.

Wie im vorigen Kapitel beschrieben, wird eine Sendeantenne durch einen Laserpuls angeregt, und eine Empfängerantenne kann den resultierenden Terahertz-Puls messen, wenn zeitgleich ein Laserpuls die Leitfähigkeit der Antenne erhöht. Es liegt daher nahe, den initialen Laserstrahl zu teilen; der Detektorstrahlengang muss dabei optisch genauso lang sein wie der Strahlengang auf der Emittenseite, wobei letzterer die Terahertz-Strecke mit einschließt. Abb. 7 verdeutlicht den Aufbau.



$$\text{Condition on the detector: } A + B + C \equiv D + E + F + G + \text{THz}$$

Abb. 7: Pulsdetektion (oben) schematisch an der Detektorantenne; Spektrometersetup (unten); die Einheit bei E erzeugt den räumlichen und damit auch zeitlichen Versatz  $\Delta t$ ; Quelle: [BA-TOP GMBH(2018)]

Bei der TDS-Methode wird ein Puls zeitlich abgetastet, d.h. das Signal setzt sich aus einzelnen Messpunkten in einem Abstand  $\Delta t$  zusammen. Durch eine kleine Schrittweite lässt sich die Feinheit der Messung und damit die Genauigkeit des Ergebnisses erhöhen.

Um dieses zeitliche Abtasten zu ermöglichen, wird die Länge des Emittersstrahlenganges verän-

dert, sodass die Emitterantenne mit einem veränderlichen zeitlichen Versatz zur Detektorantenne angeregt wird. Im Spektrometer wird die Längenänderung durch einen Lineartisch realisiert, auf dem ein Retroreflektor montiert ist.

Es ist mit diesem Messprinzip auch möglich, einen bestimmten Bereich des zeitlichen Versatzes auf einmal darzustellen. Dafür wird der Puls trotzdem Punkt für Punkt abgetastet, aber immer im selben Zeitbereich, und das Ergebnis als gemittelte Kurve dargestellt. Im Strahlengang ist hierfür ein Retroreflektor auf einer Spuleneinheit (sog. Fast Scan Unit, FSU) angebracht.

Es ergeben sich daraus drei verschiedene Möglichkeiten, das Terahertz-Signal zu erfassen. Im sog. Slow Scan wird der Puls nach der TDS-Methode in Schritten von  $\Delta t$  im Gesamtzeitfenster  $T_{ges}$  abgetastet, die durch die Bewegung des Lineartisches erzeugt werden, und entwickelt sich auf dem Bildschirm erst im Laufe der Messung (siehe Abb. 8 für das Ergebnis eines Slow Scans). Die sog. Integrationszeit ist die Zeit, nach der die Gleichspannung an der Detektorantenne, die mit der Anzahl an detektierten Einzelsignalen zunimmt, gemessen wird. Beim Fast Scan wird ein bestimmter Zeitbereich mit einer konstanten Frequenz immer wieder abgetastet und der Durchschnitt auf dem Bildschirm dargestellt. Zuletzt ist noch ein statischer Scan möglich, bei der die optische Weglänge beider Teilstrahlengänge konstant bleibt, und z.B. der Verlauf des Maximums oder Minimums bei verschiedenen Justagevorkehrungen dargestellt wird.

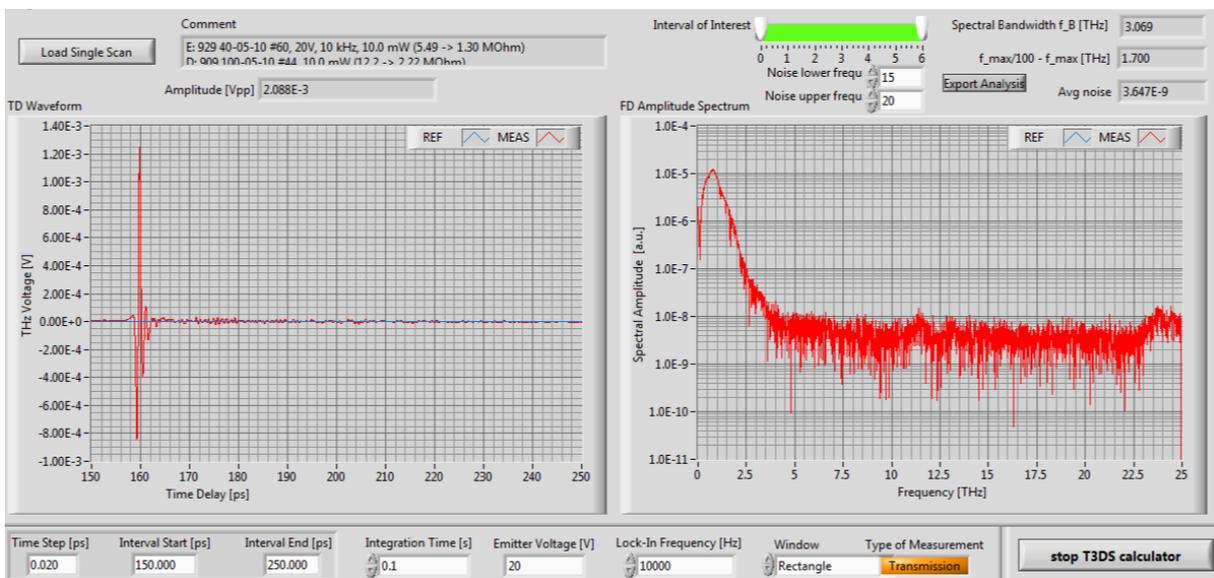


Abb. 8: Screenshot des THz-Analyseprogrammes T3DS calc; links: Pulsdarstellung; rechts: Spektrum

Als Schnittstelle zum Benutzer folgt eine Datenerfassungseinheit, die die Auswerteelektronik und das LabVIEW-Interface zum Messprogramm enthält. Zur rauscharmen Signaldetektion werden

die Daten über einen Lock-In-Verstärker ausgelesen und dann ins Messprogramm eingelesen. Das Ergebnis der Messung ist ein zeitabhängiger Amplitudenverlauf. Durch eine Fouriertransformation kann aus dieser Information ein Spektrum mit der Auflösung  $df$  bis zur höchsten Frequenz  $f_{max}$  erzeugt werden. Die Parameter zur Messung und Auflösung des Spektrums und Pulses bei  $N$  Messpunkten hängen folgendermaßen zusammen:

$$\begin{aligned} df \cdot \Delta t &= \frac{1}{N} & (5) \\ \rightarrow f_{max} &= N \cdot df = \frac{1}{\Delta t} \\ \rightarrow T_{ges} &= N \cdot \Delta t = \frac{1}{df} \end{aligned}$$

Ein großes Zeitfenster  $T$  führt also zu einem hochaufgelösten Spektrum. Bei den hier durchgeführten Messungen wurde der Puls mit  $\Delta t = 20$  fs in einem Bereich von 100 ps abgetastet, wobei die Abtastung 10 ps vor dem Pulsmaximum begonnen wurde. In die Messzeit fließt neben der Gesamtanzahl an Messpunkten die Integrationszeit des Detektorsignals hauptsächlich mit ein. Typische Messzeiten betragen 10 min - 50 min.

### 3.3 Komponenten und Aufbau

Der komplette Strahlengang eines Spektrometers ist in Abb. 9 zu sehen.

Für Pulslängen im Femtosekundenbereich können modengekoppelte Faserlaser verwendet werden, in denen Erbium- oder Ytterbium-dotierte Fasern das aktive Medium bilden. Der für diese Messungen verwendete Faserlaser besitzt eine zentrale Wellenlänge von  $\lambda = (785 \pm 5)$  nm bei 99 fs Pulsbreite und einer Pulswiederholrate von  $f_{rep} = 100$  MHz.<sup>4</sup>

Das erste Bauteil im Strahlengang ist ein Strahlformer, der so eingestellt ist, dass der Strahldurchmesser in dem Bereich, in dem sich die Antennen befinden, 1.4 mm beträgt.

Nach dem Strahlformer wird der Strahl in einen Emitter- und einen Detektorzweig geteilt (50:50). Im Detektorstrahlengang folgen dann Umlenkspiegel, die optische Linse zur Fokussierung auf die Antenne und die Detektorantenne an sich. Im Emitterstrahlengang befinden sich zusätzlich dazu die Geräte zur Veränderung des optischen Weges, um nach dem TDS-Prinzip messen zu können. Die Fast Scan Unit (FSU) besteht aus einem Retroreflektor auf einer schwingenden Einheit, sodass ein zeitlich begrenzter Bereich des Pulses wiederholt abgetastet werden kann. Für die eigentliche Messung wird ein Retroreflektor auf einem Lineartisch verwendet (Delay Line). Am Entwicklungsmessplatz befinden sich mehrere Neutralgraufilter zur optischen Abschwächung in

<sup>4</sup>Daten laut *Production and Quality Control Data Sheet* (FemtoFerb 780), TOPTICA PHOTONICS AG (Dez. 2015)

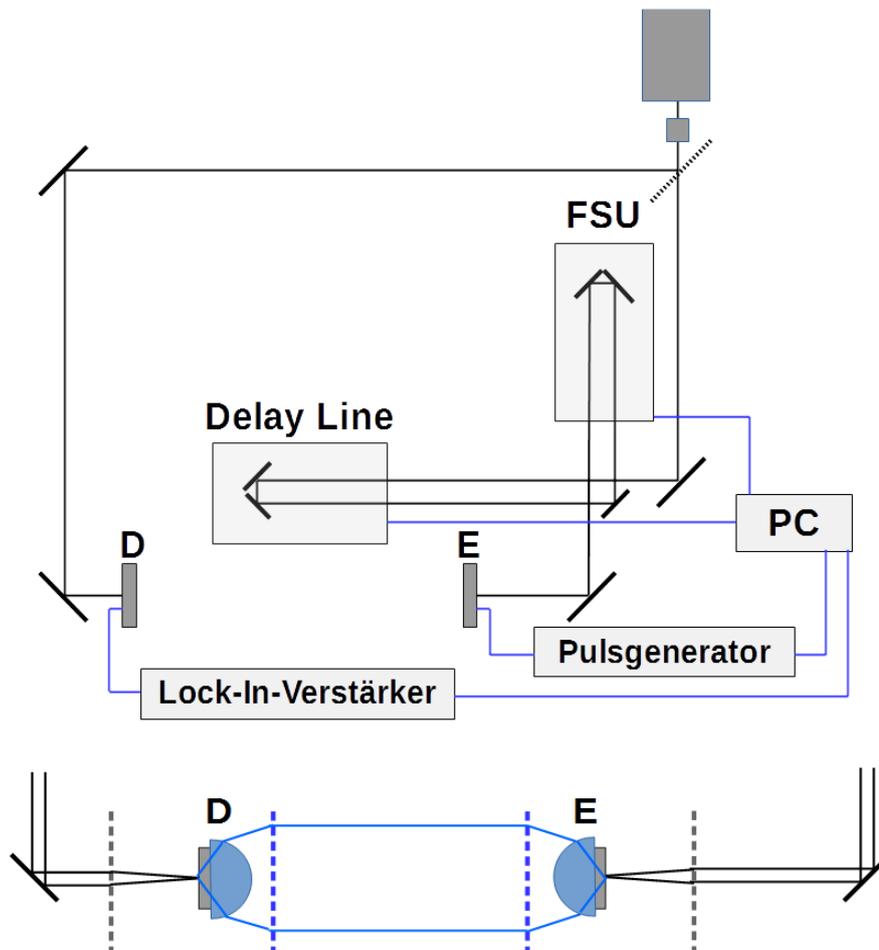


Abb. 9: Strahlführung im Spektrometer;

oben: Führung des Laserstrahls im Detektorzweig (D, links) und Emittierzweig mit Lineartisch/Delay Line und FSU (E, rechts) sowie Steuerungen (blau);

unten: Detail der Terahertz-Strecke mit optischen Linsen (grau gestrichelt), TPX-Linsen (blau gestrichelt) und THz-Strahlführer (blau)

den Strahlengängen, um die Laserleistung für beide Zweige variabel einstellen zu können. Typischerweise wurde mit einer Leistung von  $P_{avg} = 10 \text{ mW}$  für die Detektor- und Emittierantenne gearbeitet.

Die Terahertz-Strecke besteht aus den kollimierenden TPX-Linsen und optional TPX-Linsen zur Fokussierung und der zu untersuchenden Probe.

## 4 Evaluierung des Messplatzes

Der Entwicklungsmessplatz, auf dem u.a. neue Antennen getestet werden und der im Rahmen dieser Arbeit genutzt wurde, besteht im Wesentlichen aus einem vollständigen Spektrometer, wie in Abb. 9 dargestellt und im vorigen Kapitel beschrieben. Alle Komponenten in diesem Freistrahlaufbau sind frei verschieb- und justierbar. Im Folgenden wird der Ablauf einer Testmessung beschrieben und begründet, warum eine Evaluierung des Messplatzes bzgl. der Wiederholbarkeit der Ergebnisse nötig ist.

### 4.1 Ablauf einer Testmessung

Der für eine Testmessung relevante Teil des Strahlenganges wird zwischen den letzten Umlenkspiegeln aufgespannt, die eine optische Achse bilden. Als nächstes werden die optischen Linsen eingesetzt bzw. in die Halterung geschraubt, die den kollimierten Laserstrahl fokussieren. Die Antennen werden so eingesetzt, dass die Zuleitungen möglichst senkrecht zur optischen Achse verlaufen und die Strukturen parallel zueinander ausgerichtet sind. Anschließend werden die optischen Linsen zur Fokussierung des Laserstrahls an die Antennen herangefahren.

Trifft der Laserstrahl den Gap-Bereich der Antennenstruktur, so sinkt der elektrische Widerstand, was sich mit einem Multimeter nachprüfen lässt. Die Antenne bzw. Linse (je nach gewünschter Konfiguration) wird dafür in der xy-Ebene mithilfe von Mikrometerschrauben bewegt; ist die Antennenstruktur bekannt, fällt es leicht, die angezeigten Hellwiderstände einzuordnen und sich so auf dem Chip zu „orientieren“. Beispielsweise reagiert der Hellwiderstand im Gap-Bereich sehr empfindlich auf die Bewegung des Spots, wogegen der Widerstand näherungsweise konstant bleibt, wenn der Spot parallel zu den Zuleitungen bewegt wird.

Die Justage nach angezeigtem Hellwiderstand fällt aufgrund der Multimeteranzeige nicht sehr genau aus. Die Feinjustage zielt daher auf die Maximierung des Terahertz-Signals ab.

Die TPX-Linsen können nach Augenmaß vor den Antennen aufgestellt werden, und spannen so die Terahertz-Strecke auf. Wenn die Vorjustage und die Positionierung der TPX-Linsen ausreichend genau war, kann ein THz-Puls detektiert werden. Anschließend kann ein Fast Scan dazu genutzt werden, die TPX-Linsen in Hinblick auf die Pulsform auszurichten. Stehen die Linsen z.B. außerhalb der optischen Achse und werden deshalb vom einfallenden THz-Puls nicht mittig getroffen, überlagern sich Teile eines Pulses. Im statischen Scan kann dann mit Betrachtung des Pulsmaximums die Spotgröße und -lage sowie der Terahertz-Strahlengang optimiert werden. Es folgt die eigentliche, zeitlich hochaufgelöste Messung.

Um den durchschnittlichen Hellwiderstand zu messen, wird eine Strom-Spannungs-Kennlinie mit einem Pikoamperemeter (Keithley 487 Picoammeter / Voltage Source) aufgenommen. Im beleuch-

teten Zustand wird dafür das BNC-Kabel einer Antenne mit dem Eingang des Mikroamperemeters verbunden, während ein LabVIEW-Programm die Aufnahme der Kennlinie steuert.

### 4.2 Bewertung des Terahertz-Signals

In einem separaten Analyseprogramm kann das gemessene Signal und dessen Spektrum bewertet werden. Folgende Kriterien werden zur Bewertung des Terahertz-Signals herangezogen (Abb. 8):

- Pulsamplitude von Maximum-Minimum (Betrag)  $A$  [Vpp]
- spektrale Bandbreite  $f_B$  [THz]

Die Einheit der Pulsamplitude wird hier in Volt Spitze-Spitze angegeben; da das System unkalibriert ist, sind die gemessenen Werte lediglich proportional zu der Gleichspannung, die physikalisch an der Detektorantenne vorhanden ist. Im Anwendungsfall wird das Spektrum einer Probe relativ zu Referenzmessungen (ohne Probe, mit und ohne blockiertem Strahlengang) ausgewertet. Die Bandbreite des Spektrums wird als die Frequenz bestimmt, bei der das Signal um den Faktor 3 dB über dem Rauschen liegt. Um das Rauschlevel zu bestimmen, wird das Signal über einen bestimmten Bereich gemittelt; dieser Frequenzbereich von mehreren THz ist vom Nutzer auswählbar, da das Spektrum im höheren Terahertz-Bereich teilweise Artefakte enthält, die den Mittelwert verfälschen würden (vgl. auch Abb 8).

Der Frequenzbereich unterhalb von 1 THz ist für Anwender kaum interessant. Spezifiziert wird das Spektrum meistens mit einer Bandbreite ab 50 GHz. Die hier untersuchten Spektren begannen aber bedingt durch die Auflösung schon bei 10 GHz mit einem Signal weit über dem Rauschlevel. Insofern ist die Bestimmung der Bandbreite mit der oben beschriebenen Methode zulässig.

### 4.3 Fehlerquellen und Messunsicherheiten

Fehlerquellen, die das Messergebnis beeinflussen, lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Auflösung der Daten zur Ausgabe der Ergebnisse
- Spotgröße und Lage des Spots auf dem Antennenchip
- Ausrichtung der TPX-Linsen in xy-Ebene, Justage des Abstandes zur Antenne und der Verkipfung relativ zur optischen Achse
- Genauigkeit der Einstellung der Laserleistung
- Strahlrichtungsfluktuationen des Lasers während einer Messung
- Umwelteinflüsse, z.B. Luftfeuchtigkeit, Vibrationen und Temperatur

Die Stabilität des Lasers sowie die Umwelteinflüsse sind durch den Anwender nicht beeinflussbar. Mit Abschwächerrädern wird die Laserleistung im Detektor- und Emitterzweig eingestellt

und über einen Leistungsmesskopf (Thorlabs Inc., S12X-Serie) nachgemessen. Insgesamt lässt sich die Laserleistung dadurch auf  $\pm 0.1$  mW genau einstellen und messen. Voraussetzung dafür ist, dass auch immer derselbe Messkopf für die Leistungsmessung benutzt wird, da zwischen den im Labor vorhandenen Messköpfen teilweise gravierende Abweichungen ( $>10\%$ ) messbar sind. Wie genau die Messergebnisse überhaupt quantifiziert werden können, ist eine Frage der Auflösung des Systems. Bezüglich der Amplitude ist dieser Punkt abhängig von der zeitlichen Schrittweite sowie der Genauigkeit der Komponenten im Detektorzweig, auch z.B. des Verstärkers, und der Datenverarbeitung in LabVIEW. Für die Bandbreite ist aufgrund der Zusammenhänge der spektralen Auflösung aus der Fouriertransformation (siehe Gleichung in Kapitel 3.2) die Anzahl der Messpunkte entscheidend.

Um die Standardabweichungen der Amplitude und Bandbreite zu quantifizieren, wurden zwei Untersuchungen durchgeführt. Zuerst wurde eine Messung zwei Mal wiederholt, ohne zeitlichen Versatz und ohne Nachjustage der Komponenten. In dieser Untersuchung wird die Genauigkeit der Auswertung bzgl. der Auflösung als Hauptfehlerquelle betrachtet. In geringerem Maße spielen die Strahlrichtungsfluktuationen, die Stabilität der Laserleistung und die Umwelteinflüsse eine Rolle; da alle drei Messungen allerdings direkt hintereinander aufgenommen wurden, ist ein untergeordneter Einfluss zu erwarten.

Die Messdaten wurden aufgrund des geringen Umfangs der Daten mithilfe der t-Verteilung ausgewertet. Die Herleitung befindet sich im Anhang A.1. Tabelle 1 fasst die Ergebnisse zusammen. Der prozentuale Anteil des Konfidenzintervalls am Mittelwert fällt für die Bandbreite mit rund 6 % deutlich höher aus als für die Amplitude mit 2 %. Das Konfidenzintervall entspricht  $\pm 150$  GHz, was weit größer ist als die spektrale Auflösung von 10 GHz (siehe Kapitel 3.2). Es wird daher vermutet, dass das im vorigen Kapitel beschriebene Verfahren für diese Abweichung verantwortlich ist. Die Frequenz, bei der das Signal um 3 dB über dem Rauschlevel liegt, hängt sowohl vom Rauschlevel als auch von evtl. auftretenden Absorptionslinien in diesem Bereich ab.

Die zweite Untersuchung zielt darauf ab, die Justagegenauigkeit zu quantifizieren. Da die Justage per Hand durch den Bediener erfolgt, ist hier der größte Einfluss auf die Messunsicherheiten zu erwarten. Es wurde bei demselben Antennenpaar vor jeder Messung die Emitterantenne aus- und wieder eingebaut, und zehn weitere Messungen mit dem Ergebnis der initialen Messung verglichen.

Die manuelle Justage ist vor allem durch die kleinen Dimensionen und dementsprechend hohe Genauigkeitsanforderungen fehleranfällig. Der Gap-Bereich der Antennenstruktur weist 5  $\mu\text{m}$  Breite auf, und der Laserstrahldurchmesser muss sich auch in dieser Größenordnung befinden. Die Justage wird mit Mikrometerschrauben an den Halterungen bzw. an den letzten Umlenkspiegeln

Tab. 1: Messwerte und Ergebnisse zur Wiederholbarkeit einer Terahertz-Messung für ein 95 %-iges Konfidenzintervall

Messung Nr.	Ampl. [Vpp]	$f_B$ [THz]
1	1.00E-03	2.599
2	1.01E-03	2.579
3	1.02E-03	2.489
Mittelwert	1.01E-03	2.556
s (STD)	7.02E-06	0.059
einseitiges Konfidenzintervall	1.74E-05	0.146
Konfidenzintervall [%]	1.7	5.7

durchgeführt. Um durch eine Fehljustage einen drastischen Abfall des Signalmaximums zu erzeugen, reicht an einer dieser Schrauben schon weit weniger als 1/8 einer Umdrehung aus. Praktisch gesehen erweist sich manchmal schon eine leichte Berührung oder eine makroskopisch unmerkliche Drehung in die richtige Richtung als ausreichend.

Bei der Justage der TPX-Linsen wurden zwischenzeitlich 5-Achsen-Halter verwendet, um die Verschiebung in z-Richtung genauer zu gestalten als die Verschiebung der Linse im 2-Achsen-Halter auf dem optischen Tisch. Wie später noch erwähnt wird, bringen die zusätzlichen Freiheitsgrade nur mehr Fehleranfälligkeit in das System als Verbesserungen; durch die mögliche Verkippung der Linse variiert die Bandbreite stärker als bei Messungen mit dem 2-Achsen-Halter.

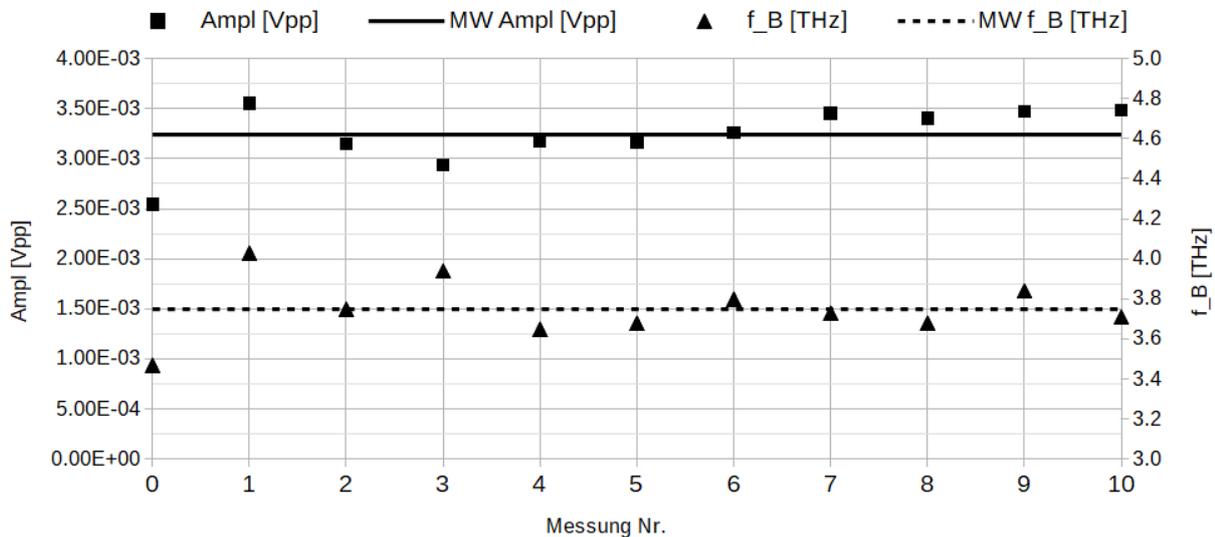


Abb. 10: Ergebnisse zur Wiederholgenauigkeit der THz-Messung bei Neujustage bei 10 Wiederholungsmessungen

In Abb. 10 sind die einzelnen Messpunkte aufgetragen. Die Signalamplitude reagiert am empfindlichsten auf eine ungenaue Justage mit 9 % Standardabweichung (STD), gefolgt von der Bandbreite mit 4 % Standardabweichung. Um diese Ergebnisse mit der ersten Untersuchung vergleichen zu können, muss die doppelte Standardabweichung (was  $\pm 2\sigma = 95\%$  Konfidenzintervall entspricht) betrachtet werden. Es kann bestätigt werden, dass die manuelle Justage die Genauigkeit der Ergebnisse stärker beeinflusst als die Faktoren, die in der ersten Untersuchung schon betrachtet wurden. Der prozentuale Konfidenzintervall der Amplitude steigt dabei fast um eine Größenordnung, wogegen die Steigerung bei der Bandbreite nur von 6 % auf 8 % erfolgt. Vor allem also die Amplitude wird durch eine (De-) Justage beeinflusst.

Für die Auswertung weiterer Untersuchungen wird mit aufgerundeten Werten von 10 % STD für die Amplitude und 5 % STD für die Bandbreite gearbeitet. Mess- und Analyseprogramm sind firmenintern in LabVIEW implementiert und wurden nur punktuell für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit angepasst.

## 5 Hintergrund zur Bestimmung der Spotgröße für ein optimales THz-Signal

### 5.1 Zielstellung

Eingangs in Kapitel 2.2 wurde bereits erwähnt, dass Antennen in Kundenspektrometern immer inklusive der optischen Linse vertrieben werden, die einen kollimierten Laserstrahl auf den Antennenchip fokussiert. Für ein maximales Terahertz-Signal ist entscheidend, dass der Laserstrahl mit dem richtigen Durchmesser den Gap-Bereich trifft und das Material anregt. Im Freistrahl-aufbau, wo in Bezug auf die Justage alle Freiheitsgrade vorhanden sind, werden u.a. Antennen getestet und bei gutem Befund bzgl. Signalamplitude und Bandbreite mit einer optischen Linse versehen.

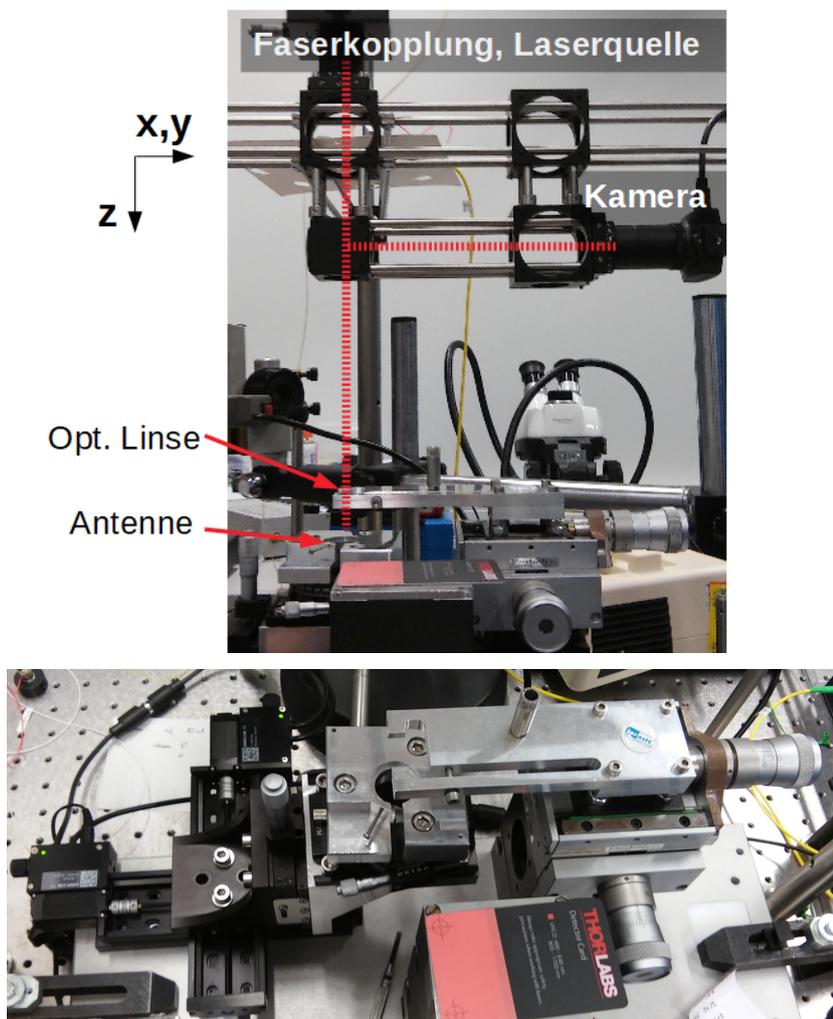


Abb. 11: Justageplatz für opt. Linsen; oben: Strahlführung; unten: Detail mit Lineartischen und Mikrometerschrauben

Die optische Linse wird in einem Gehäuse am Justageplatz (siehe Abb. 11) auf das Antennengehäuse geschraubt. Der Strahl für die Beleuchtung stammt aus einem Faserkollimator (Thorlabs Inc., F230APC-780), der sich ca. 50 cm über der Linse befindet. Für die Ausrichtung in xy-Richtung sind Lineartische und Mikrometerschrauben vorhanden. Die Gehäuse von Antenne und Linsenhalterung sitzen zum Schluss aufeinander und sind fest verklebt. Um den Abstand der Linse zur Antenne in z-Richtung zu justieren, wird die Linse im Gehäuse in ein Feingewinde (Steigung: 500  $\mu\text{m}/\text{Umdrehung}$ ) eingeschraubt.

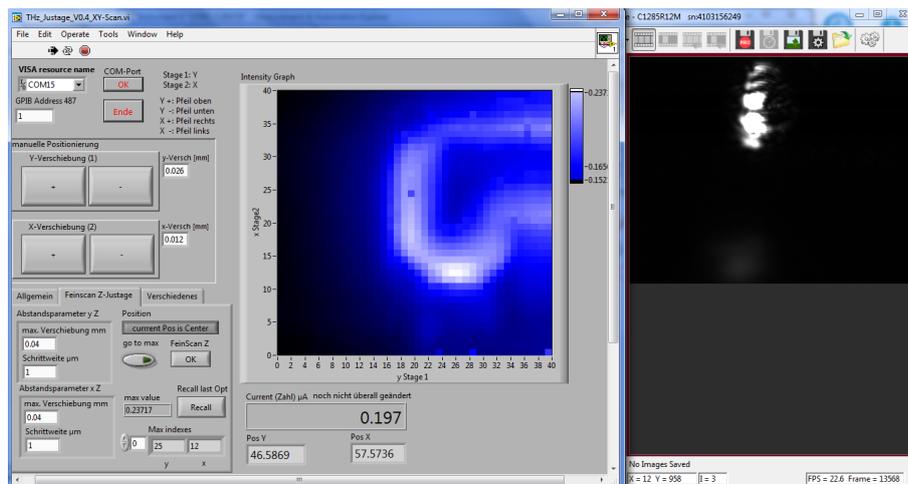


Abb. 12: Justagevorgang einer Paralleldrahtantenne; links: Stromscan im Bereich einer Elektrode; rechts: Kamerabild

Zur Justage stehen drei Hilfsmittel zur Verfügung: ein Kamerabild, ein Stromscan und ein Multimeter (siehe Abb. 12). Das Multimeter kann dazu genutzt werden, den Ort des niedrigsten elektrischen Widerstandes im Gap-Bereich zu finden, wenn der Laserspot über den Antennenchip wandert. Das Kamerabild bietet durch die Reflexion des Strahles an den Goldelektroden einen guten Überblick über die Elektrodenstruktur. Beim Stromscan wird die eingespannte Antenne in xy-Richtung mit einer bestimmten Schrittweite (minimal möglich: 1  $\mu\text{m}$ ) unter der Linse bewegt, und für eine angelegte Spannung von 1 V der Stromfluss mit einem Pikoamperemeter gemessen. In der sog. Stromkarte wird die Antennenstruktur gut sichtbar und es lassen sich einzelne Messpunkte erneut anfahren.

Antennen für sog. Freistrahlspektrometer sind nach diesem Schritt fertig justiert. Im Freistrahlspektrometer werden diese Antennen mit einem kollimierten Strahl beleuchtet. Für fasergekoppelte Antennen wird nach diesem Schritt noch ein Bauteil auf die Kombination aus PCA und optischer Linse justiert (siehe Abb. 13). Das Bauteil enthält einen Faserkollimator (Thorlabs Inc., F230APC-780), in den eine Monomodenfaser gesteckt und fest verschraubt wird. Der Faserkollimator

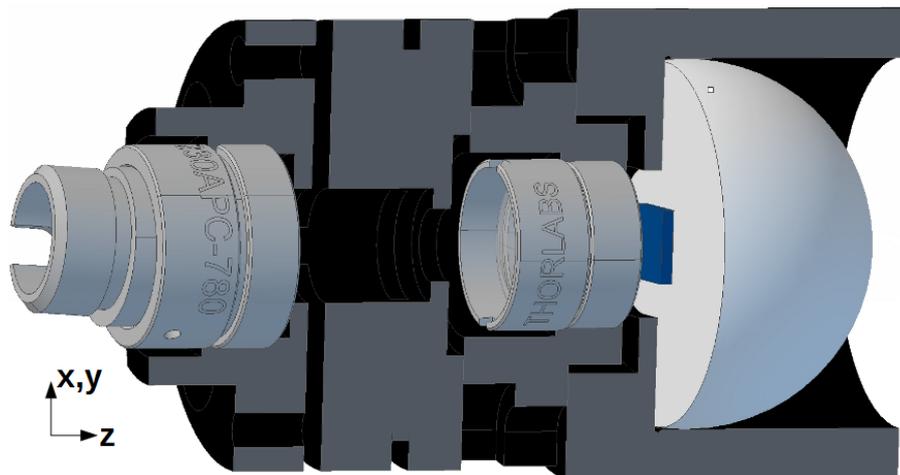


Abb. 13: Aufbau einer fasergekoppelten Antenne; Bauteile von links nach rechts: Faserstecker und Kollimator, opt. Linse, PCA

mator selbst wird vollständig in die Aluminiumhalterung geschraubt. Die eigentliche Justage besteht darin, durch Madenschrauben in den Sacklöchern der Halterung den Kollimator zu verkippen und so die Beleuchtung der Linse zu ändern. Das einzige Hilfsmittel hierbei ist das Multimeter und dementsprechend der Hellwiderstand der Antenne bei verschiedenen Beleuchtungszuständen. Ist der angestrebte Hellwiderstand erreicht, werden auch hier die Schrauben der Halterung fest verklebt.

Nach der Justage werden beide Antennentypen bzgl. der Amplitude und Bandbreite des Terahertz-Signals in den zugehörigen Spektrometern getestet. Wenn das Terahertz-Signal zu niedrig ausfällt, werden die Klebungen gelöst und die Linse bzw. der Kollimator neu justiert. Für FC-PCA muss diese zeitaufwändige Nachjustage deutlich öfter durchgeführt werden als für Freistrahlantennen. Ziel dieser Arbeit ist es, die Beleuchtung und die Einflüsse auf den Beleuchtungszustand der Antennen systematisch zu untersuchen, um Anforderungen an die Strahlführung bis zur Antennenstruktur festzulegen. Die Nachjustage und auftretender Signal- und Bandbreitewerlust soll verstanden und zukünftig möglichst vermieden werden.

Im Folgenden werden noch einige Anmerkungen zur Strahlführung in fasergekoppelten Antennen bzgl. der Toleranzen und Justagegenauigkeit ausgeführt. Die Skizze in Abb. 14 verdeutlicht den optischen Weg.

Laut Herstellerangaben beträgt die Divergenz des ausgekoppelten Strahls  $0.006^{+0.001}_{-0.000}$ , was maximal  $0.007^\circ = 1.2 \text{ mrad}$  (vollem) Divergenzwinkel entspricht. Der Strahl verlässt dem Datenblatt zufolge den Kollimator mit einem Durchmesser von 0.98 mm. In einer fasergekoppelten PCA ist der Abstand zwischen Kollimator und Linse nicht genau definiert, beträgt aber ca. 15 mm. Am

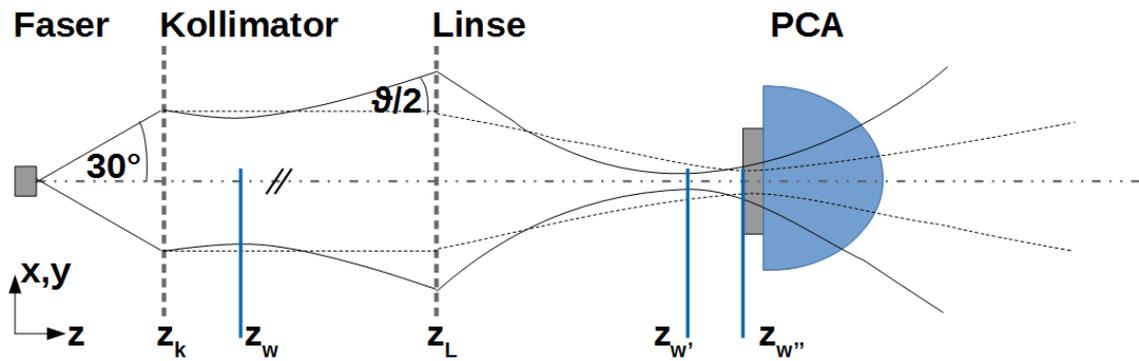


Abb. 14: Strahlführung in einer fasergekoppelten Antenne; gestrichelt: Weg eines (ideal) kollimierten Strahls mit Fokuslage  $z_{w''}$ ; durchgezogene Linie: Weg des divergenten Strahls mit Fokuslage  $z_{w'}$

Justageplatz wird derselbe Typ Kollimator verwendet, und die Strecke von 50 cm bis zur Linse führt dazu, dass sich hier der Strahl stärker aufweitet. Am Justageplatz trifft also nicht derselbe Strahldurchmesser die Linse wie im Aufbau der fasergekoppelten Antenne.

Der Strahlverlauf ist in Abb. 14 skizziert. Durch die Divergenz hinter dem Kollimator und durch die unterschiedlichen Strahldurchmesser ergibt sich eine Fokusverschiebung zwischen dem Beleuchtungszustand am Justageplatz und in der Faserkopplung. Die Fokuslage kann über

$$z_{w'} = f_L + f_L^2 \cdot \frac{z_{KL} - f_K - f_L}{(z_{KL} - f_K - z_w)^2 + \left(\frac{D_K}{\vartheta}\right)^2}$$

abgeschätzt werden; die Herleitung befindet sich im Anhang A.2. Für Freistrahlantennen wird eine  $f_L = 8$  mm-Linse verwendet, in der Faserkopplung beträgt die Brennweite der fokussierenden Linse dagegen 6.24 mm. Beide Typen sind auch für die Beleuchtung bei  $\lambda = 1550$  nm verfügbar; der Faserkollimator (F240APC-1550, Thorlabs Inc.) für diese Wellenlänge erzeugt einen größeren Ausgangsstrahl.<sup>5</sup> Tabelle 2 fasst die Ergebnisse für  $\Delta z_{w'} = z_{w'} - f_L$  für beide Fälle und Brennweiten, und für die Beleuchtung am Justageaufbau und in der Faserkopplung zusammen.

Im Faserkopplungsaufbau weitet sich der Strahl über diese kurze Strecke nur geringfügig auf, sodass die Fokusverschiebung vernachlässigt werden kann. Am Justageplatz allerdings beträgt die Fokusverschiebung für 780 nm ca. 21  $\mu$ m, was in der Größenordnung der abgeschätzten Ray-

<sup>5</sup>Der Durchmesser und die Divergenz des Strahls hinter dem Kollimator sind neben der Brennweite der Asphäre im Kollimator auch vom Modenfelddurchmesser der Monomodenfaser abhängig. Für die Abschätzungen in Tab. 2 wurden die Werte aus den Angaben von Thorlabs verwendet (siehe [https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=1696](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=1696)). Die BATOP GmbH vertreibt fasergekoppelte Antennen mit verschiedenen Fasern, siehe <https://www.batop.de/products/terahertz/photoconductive-antenna/data-sheet/mounts/FC-PCA.pdf>. Die verschiedenen Fasern unterscheiden sich für eine Designwellenlänge aber nicht signifikant bzgl. des Durchmessers des Monomodenfeldes. Es wurde dementsprechend auf Korrekturen verzichtet.

leighlänge liegt. Bei Beleuchtung mit 1550 nm ergibt sich eine Fokusverschiebung von ca. 11  $\mu\text{m}$ , was der halben Rayleighlänge für diesen Fall entspricht. Zur besseren Veranschaulichung sind auch die Fokusdurchmesser (Annahme: idealer Strahl mit  $M^2 = 1$ ) aufgelistet.

Bei diesen Modellrechnungen ist anzumerken, dass unklar ist, ob für die optimale Beleuchtung der Antenne der Fokus auf die Antennenstruktur treffen muss, bzw. welche Strahlgeometrie für eine optimale Anregung der Antenne verwendet werden muss.

Tab. 2: Fokusverschiebung durch einen Divergenzwinkel in einer (FC-)PCA; mit  $D$  - Durchmesser des ausgekoppelten Strahls;  $D'_1$  - Strahldurchmesser am Justageplatz;  $D'_2$  - Strahldurchmesser im Faserkopplungsaufbau;  $\vartheta$  - maximaler Divergenzwinkel laut Herstellerangaben

	@ $\lambda = 780 \text{ nm}$ :		@ $\lambda = 1550 \text{ nm}$ :	
	$D_K = 0.98 \text{ mm}$		$D_K = 1.6 \text{ mm}$	
	$f_K = 4.51 \text{ mm}$		$f_K = 8.18 \text{ mm}$	
	$\vartheta = 2 \cdot 0.61 \text{ mrad}$		$\vartheta = 2 \cdot 0.64 \text{ mrad}$	
	$D'_1 = 1.2 \text{ mm}$	$D'_2 = 1.0 \text{ mm}$	$D'_1 = 1.9 \text{ mm}$	$D'_2 = 1.6 \text{ mm}$
@ $f = 8.00 \text{ mm}$ : $\Delta z_f [\mu\text{m}]$	34	-	17	-
@ $f = 6.24 \text{ mm}$ : $\Delta z_f [\mu\text{m}]$	21	0	11	0
@ $f = 6.24 \text{ mm}$ : $2w_0 [\mu\text{m}]$	5.0	6.3	6.5	7.7
@ $f = 6.24 \text{ mm}$ : $z_R [\mu\text{m}]$	25	40	22	30

Die Strahlführung in einer fasergekoppelten Antenne ist auch aufgrund der Faserkopplung an sich so unbestimmt. Die Beispielrechnung oben bezieht sich auf den Fall, dass der gesamte Modenfelddurchmesser ausgekoppelt wird und nicht durch z.B. Fehljustage der Steckverbindung Teile des Modenfeldes verloren gehen. Dadurch ändern sich nicht nur der Durchmesser und Divergenzwinkel des Strahles, der den Kollimator verlässt, sondern auch die Ausbreitungsrichtung. Die Justage des Kollimators zielt gerade darauf ab, den Winkel ausfallendes Strahles zu ändern, um den Beleuchtungszustand der Antenne zu beeinflussen. Eine detailliertere Abschätzung des Strahlverlaufes wird aufgrund des Umfangs nicht vorgenommen.

## 5.2 Fokussierung von Gaußstrahlen

Mit hinreichender Genauigkeit kann angenommen werden, dass der Laserstrahl im Bereich der optischen Linsen ein Gaußprofil besitzt. Dies bezeichnet die Grundmode  $\text{TEM}_{00}$  bzgl. der räumlichen Verteilung der Intensität im Strahlprofil. Im Folgenden Abschnitt werden Grundlagen zu Parametern und Begrifflichkeiten zur Ausbreitung und Fokussierung von Gaußstrahlen geschaffen. [BAUA(2018), S. 32ff.], [ALDA(2003)]

Der Strahldurchmesser wird anhand der Intensität definiert. Der Zusammenhang zwischen Amplituden - und Intensitätsverteilung mit dem Strahlradius  $w$  in Querschnittsrichtung  $x$  ist folgender:

$$A(x, z) \propto \exp \left[ -\frac{x^2}{w^2(z)} \right] \quad (6)$$

$$A^2(x, z) = I(x, z) \propto \exp \left[ -\frac{2x^2}{w^2(z)} \right] \quad (7)$$

Bezüglich der Leistung befinden sich innerhalb des Strahldurchmessers 86 % der gesamten Leistung, oder anders formuliert, ist am Punkt des Strahldurchmessers die Intensität auf ca. 14 % des Maximums abgesunken. Der kleinste Strahldurchmesser innerhalb eines Strahlverlaufes, d.h. der Fokusbereich, wird als Strahltaile  $d_0 = 2 \cdot w_0$  bezeichnet, wie in Abb. 15 gekennzeichnet ist.

Außerhalb des Fokusbereiches weitet sich der Strahl entlang der optischen Achse (z) auf:

$$d(z) = d_0 \cdot \sqrt{1 + \left( \frac{4 \cdot \lambda \cdot z}{\pi \cdot d_0^2} \right)^2} \quad (8)$$

Dabei können zwei Bereiche unterschieden werden. Im Fernfeld, d.h. weit entfernt von der Strahltaile, kann die Strahlaufweitung durch eine lineare Funktion angenähert werden. Es ergibt sich ein Divergenzwinkel  $\vartheta$  nach folgender Gleichung:

$$\vartheta = \frac{4 \cdot \lambda}{d_0 \cdot \pi} \quad (9)$$

Das Nahfeld befindet sich im Bereich der Strahltaile und die Strahlaufweitung wird über die obige Gleichung beschrieben. Das Ende des Nahfeldes wird durch die Rayleighlänge  $z_R$  markiert:

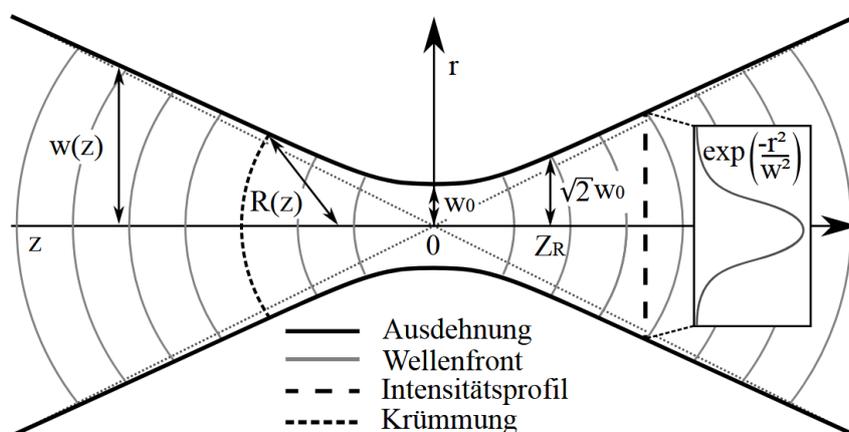


Abb. 15: Ausbreitung und Profil eines Gaußstrahls [ALEPH (WIKIPEDIA USER)(2014)]

$$z_R = \frac{d_0}{\vartheta} = \frac{\pi \cdot d_0^2}{4 \cdot \lambda} \quad (10)$$

Laut Definition ist erkennbar, dass sich für  $z = z_R$  der Strahldurchmesser auf  $d(z_R) = d_0 \cdot \sqrt{2}$  erhöht hat.

In den Prüfunterlagen, die zu diesem Laser zur Verfügung stehen, sind hauptsächlich Messungen und Tests zur Pulsdauer und Puls wiederholrate enthalten; es werden aber keine belastbaren Aussagen bzgl. des Strahlprofils oder der Strahlqualität gemacht. Mit den Kenndaten der verwendeten Linsen wäre es möglich, das Strahlprofil im Bereich des Fokus zu berechnen; die fehlende Angabe hierzu ist aber die Strahlqualität  $M^2$ . Um also die Genauigkeit und Belastbarkeit der Aussagen über das Strahlprofil zu erhöhen, wurde für jede Konfiguration das Strahlprofil vermessen.

### 5.3 Umbau des Messplatzes und Durchführung der Messreihen

Der Grundaufbau ist derselbe wie in Abb. 9 dargestellt. Die Umlenkspiegel im Emitter- und Detektorstrahlengang wurden zu Beginn so ausgerichtet, dass sie eine optische Achse bilden. Überprüft wurde die Güte der Ausrichtung anhand der Lage der Spots zueinander; auch noch zwei optische Komponenten nach den Spiegeln liegen die Spots übereinander.

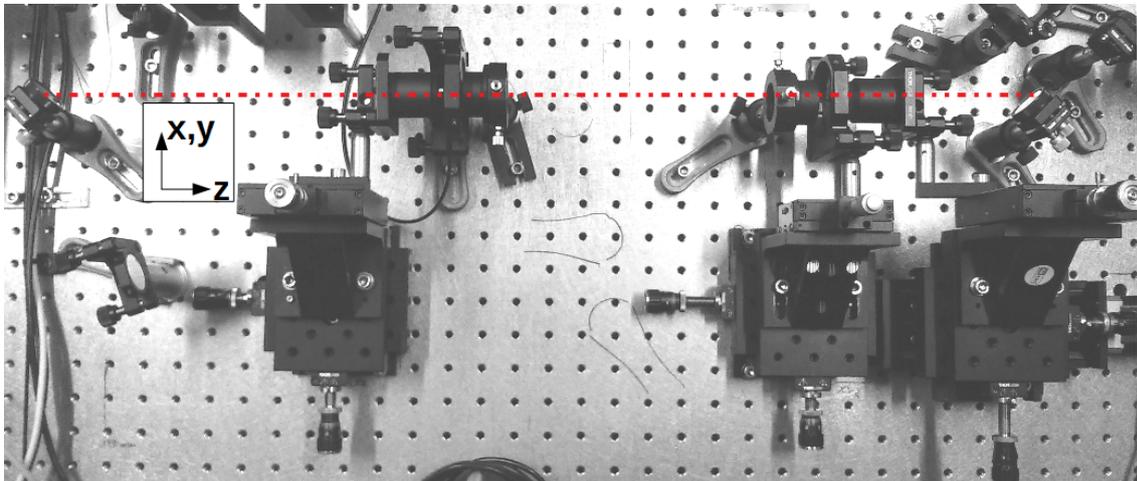


Abb. 16: Umgebauter Messplatz, vgl. Abb. 9 unten; rot: optische Achsen zwischen den Umlenkspiegeln

Im Grundaufbau werden optische Linsen mit einer Brennweite von  $f = 8.0$  mm verwendet (Asphären, Thorlabs Inc. C240TME-B). Die Halterung ist an einem xyz-Achsen-Tisch befestigt, sodass die Antenne in eine feste 2-Achsenhalterung (wie in Abb. 16 auf der Detektorseite links zu sehen

ist) eingesetzt und durch die Verschiebung der Linse die Spotgröße und -lage justiert werden kann. Die TPX-Linsen befinden sich in 2-Achsenhalterungen und können mit Klemmen am Optiktisch befestigt werden.

Für die Untersuchungen wurde diese Konfiguration für die Detektorseite beibehalten und die Emittenseite umgebaut, da an dieser Antenne die Untersuchungen durchgeführt werden sollen. Um sowohl die Linse als auch die Antenne frei verschieben zu können, wurde die Antennehalterung an einem xyz-Tisch befestigt. Die emittenseitige Linsenhalterung wurde nach den ersten Messungen auf einem Lineartisch aufgebracht, mit dem sich die Schrittweite genauer steuern lässt als manuell über eine Mikrometerschraube. Der vollständige Aufbau ist in Abb.16 zu sehen. Bei allen Untersuchungen wurde dieselbe Detektorantenne bei wechselnder Emittierkonfiguration verwendet.

Eine Messreihe besteht aus folgenden Schritten:

1. Einbau und Ausrichtung der optischen Linse
2. Vermessung des Strahlprofils im Bereich des Fokus
3. Einbau und Ausrichtung der Emittierantenne
4. Aufnahme des Terahertz-Signals und Hellwiderstandes bei Änderung des Strahlprofils

Die optische Linse wird so ausgerichtet, dass die optische Achse der Linse und des Systems gut übereinstimmen und die Linse somit mittig getroffen wird. Dadurch soll verhindert werden, dass eine verzerrte Abbildung entsteht und sich die Spotlage in der xy-Ebene stark ändert, wenn die Linse in z-Richtung bewegt wird.

Überprüft wird die Ausrichtung anhand eines Kamerabildes, an die eine LabVIEW-basierte Software ein Gaußprofil anfitet und die Lage des Mittelpunktes in der xy-Ebene sowie die Strahlbreite in die Achsenrichtungen ausgibt (siehe Abb. 17). Für Spots bei zwei verschiedenen Positionen der Linse wurde dann verglichen, inwiefern die beiden errechneten Mittelpunkte übereinanderliegen, und mit den xy-Mikrometerschrauben die Lage der Linse dementsprechend verändert.<sup>6</sup> Die beiden Positionen der Linse auf der z-Achse waren bei jeder Linse unterschiedlich weit voneinander entfernt und wurden nicht nachgemessen, sondern so gewählt, dass der Spot vollständig vom Kamerachip detektiert wird, und das Kamerabild in der Nähe des Fokus nicht übersteuert wird. Exemplarisch wurde bei einer Linse während der Strahlprofilmessung der berechnete Strahlmittelpunkt notiert; es ergibt sich eine Verschiebung von  $\Delta x \approx 15 \mu\text{m}$  über 1.02 mm und  $\Delta y \approx 20 \mu\text{m}$  über 1.06 mm, was einem Winkel von rund 30 bzw. 40 mrad entspricht. Das Vorgehen, wie die optische Linse im Strahlengang ausgerichtet wird, kann damit als ausreichend genau angesehen werden.

---

<sup>6</sup>Eine gute Ausrichtung im Strahlengang ist erreicht, wenn sich der Mittelpunkt um 2-3 Pixel (bei  $5.2 \mu\text{m}/\text{Pixel}$  Kantlänge) verschiebt, was bei einem Fit dieser Sorte die Grenze der Genauigkeit darstellt.

## 5 HINTERGRUND ZUR BESTIMMUNG DER SPOTGRÖSSE FÜR EIN OPTIMALES THZ-SIGNAL

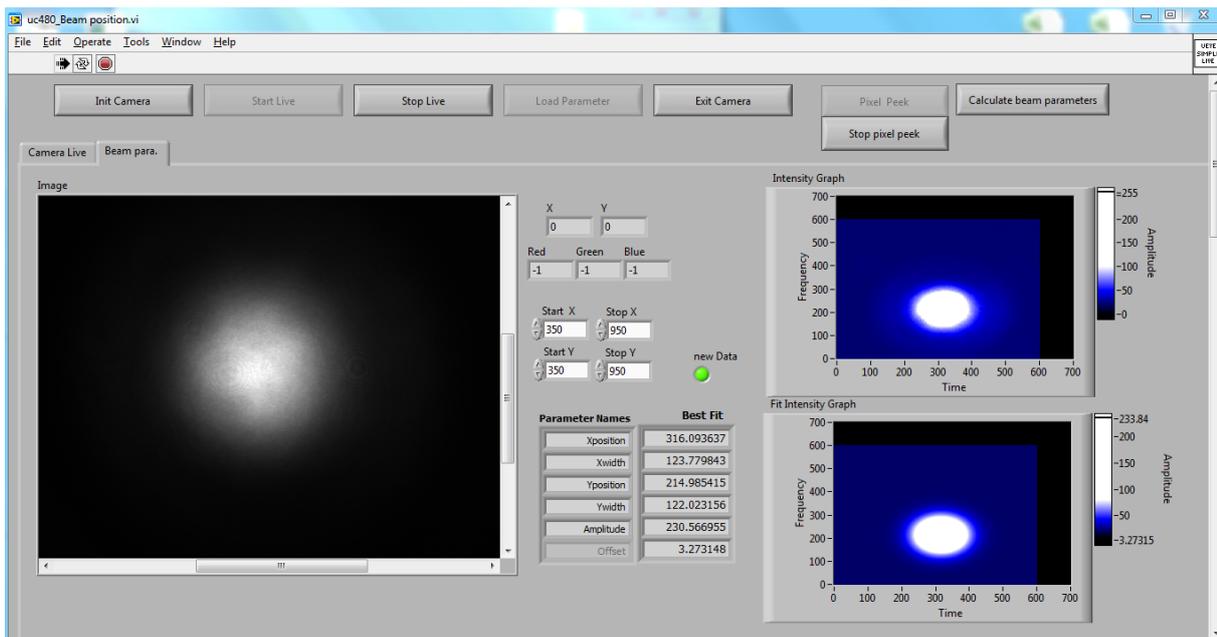


Abb. 17: Screenshot der Auswertung des Kamerabildes; es ist erkennbar, dass die Hauptachsen der Ellipse mit den Koordinatenachsen übereinstimmen, demnach kein verdrehtes elliptisches Strahlprofil vorliegt; alle Angaben in Pixeln und relativ zum Bildausschnitt

Der Strahlradius wird in Anlehnung an DIN EN ISO 11146 mit einer beweglichen Schneide und einem Leistungsmesskopf an je mind. 5 Messstellen innerhalb und außerhalb der doppelten Rayleighlänge bestimmt. [EICHLER/ET AL(2004)] Der Aufbau ist exemplarisch in Abb. 18 zu sehen. Für diese Messungen musste der xyz-Tisch mit der Antennenhalterung vom Optiktisch genommen werden, sodass zwei Lineartische an diese Stelle gebaut werden konnten. An einem Lineartisch befindet sich eine Rasierklinge und fährt das Strahlprofil in x- bzw. y-Richtung ab. Der zweite Lineartisch bewegt sich in Richtung der optischen Achse (z-Richtung); auf ihm ist der erste Lineartisch sowie der Leistungsmesser befestigt.

Die Messung und Auswertung wird von einem LabVIEW-basierten Programm durchgeführt, wie in Abb. 18 zu sehen ist. Das Programm steuert die Bewegung der Schneide durch den Lineartisch in einer zuvor eingestellten Schrittweite, bis die detektierte Leistung bis auf wenige Prozent der Ausgangsleistung abgefallen ist. An die Messpunkte wird die Fehlerfunktion angefitzt und der Strahlradius sowie der Strahlmittelpunkt ausgegeben. Für jede z-Position wurden 3 bzw. 5 Messungswerte aufgenommen und die Ergebnisse gemittelt.

## 5 HINTERGRUND ZUR BESTIMMUNG DER SPOTGRÖSSE FÜR EIN OPTIMALES THZ-SIGNAL

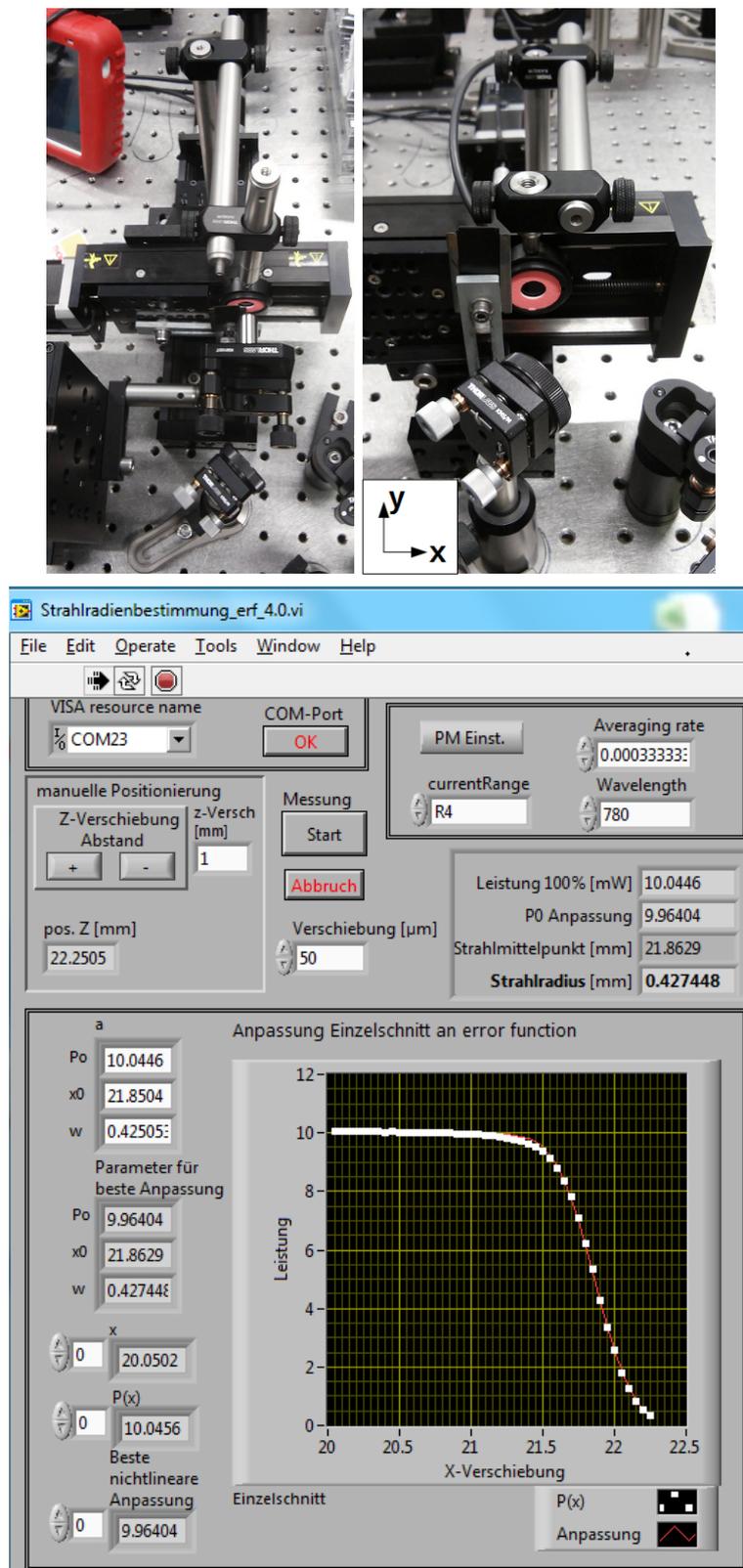


Abb. 18: Strahlprofilmessung; oben links: Aufbau zur Messung hinter einer Linse; oben rechts: Aufbau zur Messung des unfokussierten Strahlprofils; unten: Screenshot des Messprogrammes, das die Fehlerfunktion (rot) an die Messpunkte (weiß) anfitzt

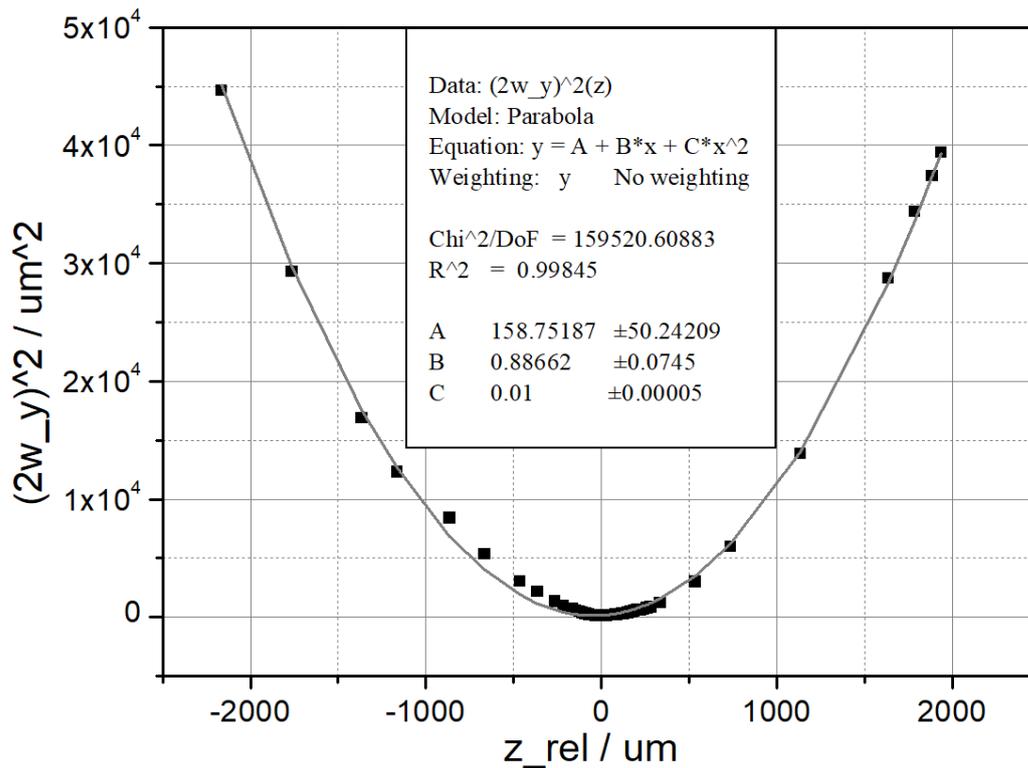


Abb. 19: Auswertung der Strahlprofilmessung in Origin (Beispiel); schwarz: Messpunkte; grau: Fitkurve

Laut Norm kann eine quadratische Funktion an den Verlauf des quadrierten Strahldurchmessers  $d^2(z)$  angefitet und aus den Koeffizienten A, B, C der Durchmesser der Strahltaile und der Divergenzwinkel bestimmt werden:

$$d^2(z) = d_0^2 + (z - z_0)^2 \cdot \vartheta^2 = A + B \cdot z + C \cdot z^2 \quad (11)$$

$$\rightarrow 2 \cdot w_0 = \sqrt{A - \frac{B^2}{4C}}, \quad \vartheta = \sqrt{C}$$

Der Fit einer Parabel an  $d^2(z)$  wurde in Origin durchgeführt und ist beispielhaft in Abb. 19 zu sehen. Obwohl laut Norm nur mind. 10 Messstellen notwendig sind, wurden 30 - 50 Messpunkte aufgenommen. Einerseits erhöht sich dadurch die Fitgenauigkeit, andererseits wurde nicht mit einer konstanten Schrittweite gearbeitet, da das genaue Strahlprofil vorher unbekannt war.

Nach diesen Messungen zum Strahlprofil wurden die Lineartische abgebaut und der xyz-Tisch mit Antennenhalterung wieder eingebaut. Der Einbau und die Ausrichtung der Antenne erfolgt wie in Kapitel 4.1 beschrieben. Um die Ausrichtung der optischen Linse entlang der optischen Achse beizubehalten, wurde hier die Emitterantenne in der xy-Ebene justiert. Für die Detektorantenne

wäre diese Justage zu zeitaufwändig gewesen; daher wurde auf der Detektorseite für die Grobjustage die Linse und Antenne und für die Feinjustage der Umlenkspiegel bewegt.

Um die Spotgeometrie auf dem Antennenchip zu ändern, wird die optische Linse für eine Messreihe in z-Richtung bewegt. Um das natürliche Spiel der Schraube bzw. Spindel als Fehlerquelle auszuschließen, wird der Lineartisch ausschließlich in eine Richtung verfahren.

Die positive z-Richtung ist nach den Konventionen der Optik die Richtung der Lichtausbreitung. Für diese feste z-Position wurde das Terahertz-Signal durch Justage der Antenne und TPX-Linsen maximiert und der Puls aufgenommen. Anschließend wurde die Emittantenanode an das Mikroamperemeter angeschlossen und eine I-U-Kennlinie (0 V - 20 V in 0.1- bzw. 0.2 V-Schritten) durch ein LabVIEW-basiertes Programm aufgenommen. In einem GNU Octave-basierten Programm wurde anschließend ein Bereich dieser Kennlinie ausgewählt, in dem eine lineare Gerade angefitet wurde. Der Anstieg der Fitkurve bestimmt den durchschnittlichen Hellwiderstand der Emittantenanode; der Algorithmus ist im Anhang A.3 zu finden. Im Allgemeinen fallen die I-U-Kennlinien linear aus; um dies zu überprüfen, wurden die Widerstände anhand von vier Bereichen der Kennlinie (0 V - 5 V, 5 V - 10 V, 10 V - 15 V, 15 V - 20 V) bestimmt und das Verhältnis des Widerstandes im höchsten Spannungsbereich mit dem des niedrigsten verglichen.

Es sollte an dieser Stelle noch angemerkt werden, dass sich der durchschnittliche Hellwiderstand  $R_{H,avg}$  aus dem Dunkelwiderstand und dem Hellwiderstand zusammensetzt, der sich während der Absorption des Laserpulses einstellt. Der reale Hellwiderstand des Materials kann mit den vorhandenen Methoden nicht unmittelbar gemessen, sondern nur rechnerisch abgeschätzt werden.  $R_{H,avg}$  ergibt sich im Modell aus der Parallelschaltung des Dunkelwiderstandes und des Hellwiderstandes im Moment der Beleuchtung; letzterer ist dabei mit der Relaxationszeit der Ladungsträger und der Pulswiederholrate gewichtet [BATOP GMBH(2018)]:

$$\frac{1}{R_{H,avg}} \approx \frac{1}{R_D} + \frac{\tau_C \cdot f_{rep}}{R_H} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \text{Bsp.: } R_D &= 3.8 \text{ M}\Omega, & R_{H,avg} &= 1.5 \text{ M}\Omega, \\ f_{rep} &= 80 \text{ MHz}, & \tau_C &= 1 \text{ ps} \\ \rightarrow R_H &\approx 250 \Omega \end{aligned}$$

Die Beispielrechnung zeigt, dass  $R_H$  sich in der Größenordnung einiger hundert Ohm befindet. Alle Messungen wurden bei einer optischen Durchschnittsleistung von 10 mW auf Emittanten- und Detektorseite durchgeführt und regelmäßig über einen Leistungsmesskopf kontrolliert.

## 6 Messungen und Ergebnisse

### 6.1 Strahlprofilmessungen

#### 6.1.1 Unfokussierter Strahl (Ausgangszustand)

Das erste optische Bauteil im Strahlengang ist ein Strahlformer, der den Strahl aufweitet. Ziel der Strahlformung ist es, die Taille des sich ausbreitenden Gaußprofils in den Bereich zu verschieben, in dem sich die fokussierenden Linsen befinden. Da im Bereich der Strahltaile die Divergenz und die Änderung des Strahlradius klein ausfällt, wird so ein definierter Ausgangszustand zur Beleuchtung der Linsen hergestellt. Das Strahlprofil wurde auf zwei Arten vermessen. Die erste Messung beschränkte sich auf die Auswertung eines Kamerabildes, die zweite Messung wurde nach der Methode der beweglichen Schneide durchgeführt.

Die Kamera (Thorlabs Inc., DCC1545M<sup>7</sup>) lässt sich an mehreren Stellen im Emitterstrahlengang platzieren, sodass diese Messung einen größeren Bereich abdeckt. Um die Kamera nicht zu übersteuern, wurde ein zusätzliches Abschwächerrad im Strahlengang platziert. In Abb. 20 sind die Messstellen gekennzeichnet. Ein LabVIEW-basiertes Programm fittet eine Gaußverteilung an die Grauwertverteilung des Bildes, und gibt die Radien in x- und y-Richtung in Pixeln aus. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3 zusammengefasst und in Abb. 20 dargestellt.

Das Strahlprofil fällt elliptisch aus, wobei die x-Richtung die große Halbachse darstellt. Das Verhältnis der Halbachsen beträgt ca. 1 : 1.3. Es zeigt sich außerdem, dass sich die Strahltaile im Bereich der Terahertz-Strecke befindet, d.h. es trifft ein leicht konvergenter Strahl auf die fokussierende Linse. Wird eine lineare Funktion an die Messpunkte (außer  $z = 0$ ) angefüttet ( $R^2 \geq 0.99$ ), können Divergenzwinkel von  $\vartheta_x = 0.39$  mrad bzw.  $\vartheta_y = 0.32$  mrad bestimmt werden.

Tab. 3: Strahlradien des unfokussierten Strahlprofils mit der Kamera

Messpunkt	$z$ [mm]	$w_x$ [ $\mu\text{m}$ ]	$w_y$ [ $\mu\text{m}$ ]	$w_x/w_y$
1	0	598	458	1.31
2	-65	572	439	1.30
3	-120	588	447	1.31
4	-230	614	458	1.34
5	-380	642	484	1.33
6	-490	666	510	1.31
7	-640	686	530	1.29

Das konnte mit der Strahlprofilmessung über einen kürzeren Bereich (abhängig vom Verfahren der Lineartische) überprüft werden. Die Lineartische wurden hinter dem letzten Umlenkspiegel

<sup>7</sup>Auflösung 1px = 5.2  $\mu\text{m}$  x 5.2  $\mu\text{m}$

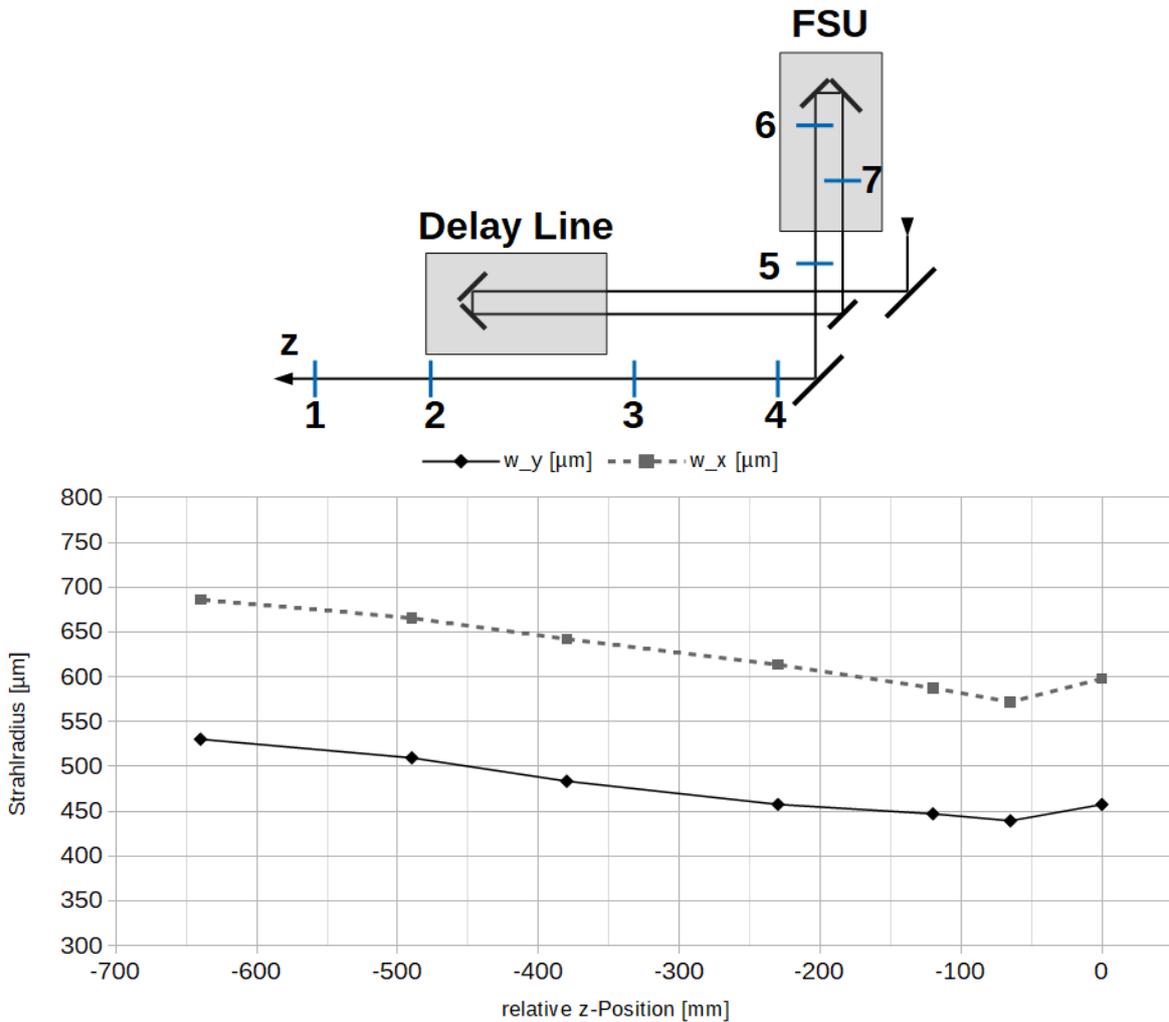


Abb. 20: Messung des unfokussierten Strahlprofils (Radius); oben: Messstellen markiert im Aufbau mit der Kamera (Skizze nicht maßstäblich); unten: Messergebnisse  $w_y(z)$ ,  $w_x(z)$

platziert und der konvergente Strahl detaillierter mit einer beweglichen Schneide vermessen. Dabei entspricht die Startposition  $z = 0$  mm der einen Strahlrichtung nicht der der anderen Strahlrichtung; aus Platzgründen konnte auch nicht dieselbe Gesamtstrecke in z-Richtung vermessen werden. Die Strahlradienmessungen in x- und y-Richtung sind also relativ zueinander zu betrachten.

In Abb. 21 sind die Ergebnisse für den Verlauf der Strahlradien aufgetragen. Insgesamt fallen die Absolutwerte geringer aus als die Strahlradien, die über die Auswertung des Kamerabildes bestimmt wurden. Die Auswertung des Kamerabildes wird dabei als deutlich fehlerbehafteter angesehen. Einerseits ist es möglich, dass durch das zusätzliche Abschwächerrad im Strahlengang der Strahl geringfügig verformt wurde. Zum anderen zeigt sich erfahrungsgemäß, dass die Wiederholgenauigkeit der Fits aus dem Kamerabild bei mehreren Pixeln liegt; mit der Kamera wurden

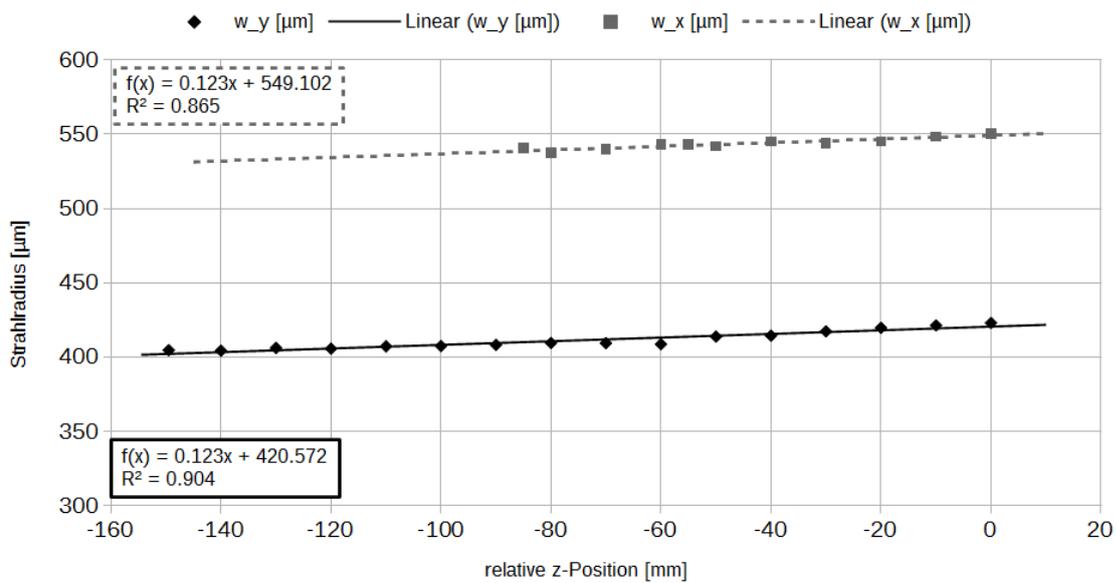


Abb. 21: Messergebnisse des unfokussierten Strahlprofils mit der beweglichen Schneide

nur Einzelmessungen durchgeführt, während mit der beweglichen Schneide an jeder z-Position 5 Messwerte aufgenommen und gemittelt wurden.

Das Verhältnis der Halbachsen kann auch hier zu  $410 \mu\text{m}/545 \mu\text{m} \approx 1 : 1.3$  bestimmt werden. Aus dem Anstieg  $m$  der gut angefiteten linearen Geraden kann ein Divergenzwinkel von  $\vartheta \approx 0.24 \text{ mrad}$  bestimmt werden. Dieser Divergenzwinkel ist kleiner als  $\vartheta_{x,y}$  aus der Kameramesung. Der Unterschied liegt im Messbereich; mit der beweglichen Schneide wurde ein Bereich hinter dem Umlenkspiegel vermessen, während die Kamera an weiteren Orten im Strahlengang platziert werden konnte. Anhand des Strahlradienverlaufes ist zu erkennen, dass beide Messungen innerhalb der Rayleighlänge durchgeführt wurden; da der Fit einer linearen Funktion an die Kurve  $w(z)$  nur im Fernfeld ein gutes Ergebnis für den Divergenzwinkel liefert, war eine Variation zu erwarten.

### 6.1.2 Fokussierung mit $f = 8.0 \text{ mm}$ -Linse

Die Asphäre mit der Bezeichnung C240TME-B (Thorlabs Inc.) besitzt eine Brennweite von  $f = 8.0 \text{ mm}$  und ist für eine Wellenlänge von  $780 \text{ nm}$  designt. Da beim unfokussierten Strahlprofil die x-Achse die große Halbachse darstellt, wird der Strahl in diese Richtung stärker fokussiert und stellt nach Durchlaufen der Linse die kleine Halbachse dar.

In Abb. 22 sind die Messpunkte in halblogarithmischer Darstellung visualisiert; Tabelle 4 fasst die Strahlprofilparameter zusammen. Eine Übersicht über die Fitparameter an die Messkurven aus Origin befindet sich im Anhang A.4. Zur besseren Veranschaulichung wurde  $z = 0$  an den Ort des kleinsten Strahlradius gelegt, die Lage der Fokusebenen zueinander ist allerdings unbekannt. Im

Diagramm sind  $w_x$  und  $w_y$  bzgl. der  $z$ -Achse relativ zueinander zu betrachten. Eine ausführliche Betrachtung bzgl. der Fokusebenen befindet sich in Kapitel 6.4.

Das Strahlprofil im Bereich der Taille besitzt eine elliptische Ausdehnung<sup>8</sup> von rund  $7\ \mu\text{m} \times 12\ \mu\text{m}$ . Bei der verwendeten Antennengeometrie besitzt der freiliegende Halbleiter zwischen den Elektroden eine Ausdehnung von, in den entsprechenden Richtungen,  $5\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ . Das mit dieser Linse erzeugte Strahlprofil ist im Bereich der Strahltaille schon verhältnismäßig groß, die Elektroden werden mit beleuchtet. Um gezielt ein Strahlprofil zu erzeugen, dessen Taille deutlich kleiner ausfällt, wird als nächstes eine Linse mit kürzerer Brennweite verwendet.

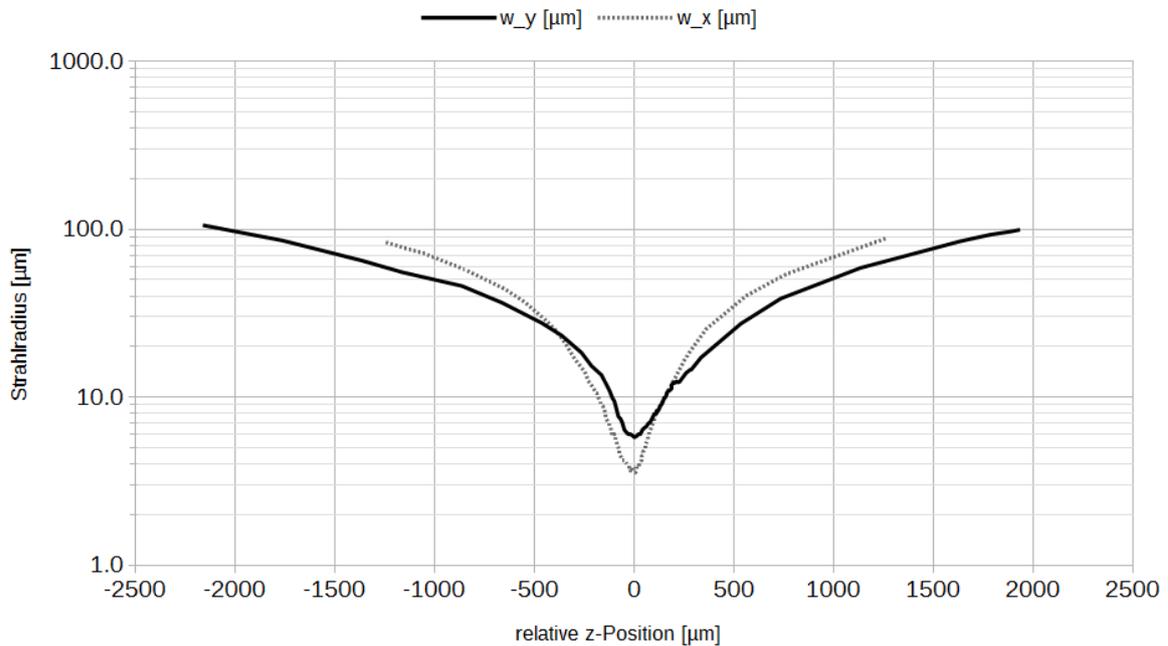


Abb. 22: Messergebnisse des fokussierten Strahlprofils hinter  $f = 8.0\ \text{mm}$ -Linse (Messung mit beweglicher Schneide)

Tab. 4: Zusammenfassung der Strahlprofile

	unfokussiert		f=8.0 mm		f=4.6 mm		f=4.6 mm, mit Blende	
	x-Richtung	y-Richtung	x	y	x	y	x	y
$2w_0$ [ $\mu\text{m}$ ]	ca. 1000	ca. 800	6.9	11.8	6.1	11.5	8.2	9.3
$z_R$ [ $\mu\text{m}$ ]	-	-	47	139	37	132	67	86
$\vartheta$ [mrad]	0.24	0.24	114	100	236	178	177	170

<sup>8</sup>Wenn von Radien oder Ausdehnungen geschrieben wird, ist hier immer der Wert betrachtet, der nach den Konventionen für Gaußprofile als Radius gilt: Die Intensität ist auf 14% des Maximums gesunken.

### 6.1.3 Fokussierung mit $f = 4.6$ mm-Linse

Die Asphäre A390TM-B (Thorlabs Inc.) besitzt eine Brennweite von  $f = 4.6$  mm und ist für eine Wellenlänge von 655 nm designt. In Abb. 23 ist der Strahlradiusverlauf für beide Halbachsen über die relative z-Position zu sehen. Zur besseren Veranschaulichung wurde  $z = 0$  an den Ort des kleinsten Strahlradius gelegt. In Tabelle 4 sind die Strahlparameter zusammengefasst.

Ein größerer Divergenzwinkel (siehe Abb. 23) führt dazu, dass im Bereich der Strahltaile der Durchmesser in x-Richtung kleiner ausfällt als für die y-Richtung. Die Strahlaufweitung in x-Richtung findet also stärker statt als in y-Richtung. Die Strahlaufweitung ist in Abb. 24 veranschaulicht; ab ca. 70  $\mu\text{m}$  Abstand von der Strahltaile stellt die x-Achse die große Halbachse dar. Im Fokus beträgt das Verhältnis der Halbachsen ca. 1 : 2.

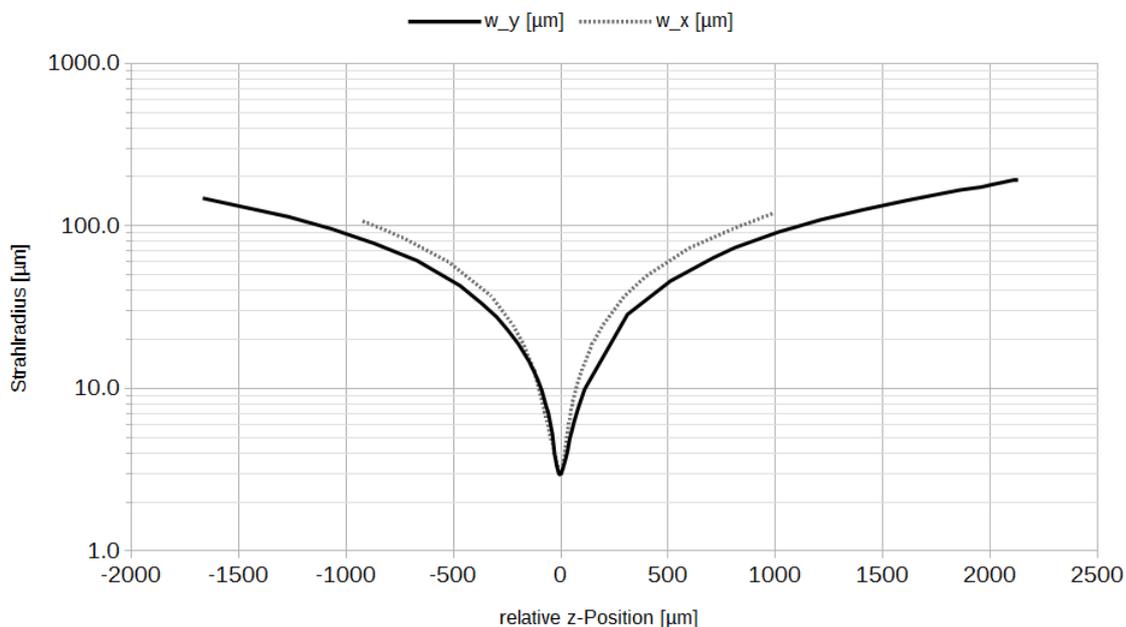


Abb. 23: Messergebnisse des fokussierten Strahlprofils hinter  $f = 4.6$  mm-Linse

### 6.1.4 Mit Irisblende im Strahlengang, fokussiert mit $f = 4.6$ mm-Linse

Der Fokus des Strahlprofils nach der kürzerbrennweitigen Linse fällt zwar kleiner aus als zuvor, allerdings auch stärker elliptisch. Um eine weitere, vergleichbare Messreihe zu gewinnen, sollte der elliptische Strahl durch eine Irisblende in ein rundes Profil gezwungen werden. Die Intensitätsverteilung sollte der eines Beugungsbildes an einer Kreisblende entsprechen.

Die Irisblende wurde ca. 45 cm vor der Linse im Strahlengang positioniert (in Abb. 20 entspricht diese Position der Messposition 7 bei  $z_{rel} = -640$  mm). Im Folgenden soll der Strahlverlauf von der Blende bis zum Fokus verfolgt werden.

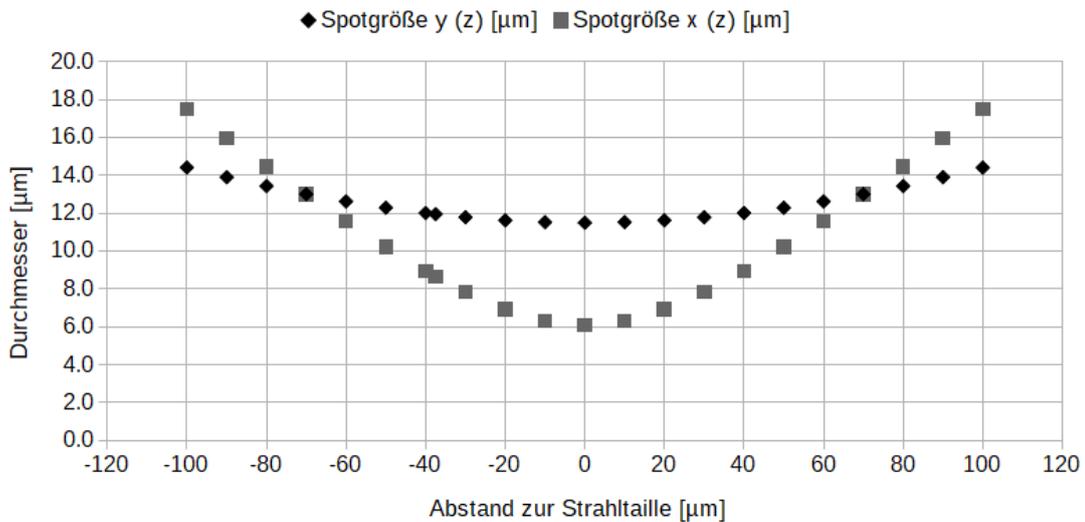


Abb. 24: Aufweitung des Strahlprofils (Durchmesser) hinter der  $f = 4.6$  mm-Linse

Das unfokussierte Strahlprofil ohne Blende besitzt vor der Linse eine Ausdehnung von ca. 1.1 mm x 0.8 mm (x, y; aus Messung mit beweglicher Schneide) bei  $P_{avg} = 10.0$  mW. An der Blendenposition findet man ein Strahlprofil von ca. 1.4 mm x 1.1 mm (x,y; Messung aus Kamerabild) bei  $P_{avg} = 10.3$  mW vor.

Die Irisblende wurde auf einen Durchmesser von 1 mm eingestellt. Direkt hinter der Blende beträgt die Durchschnittsleistung noch 7.3 mW, die nach ca. 45 cm Abstand auf 7.0 mW abfällt. Der Leistungsverlust bis zur Antenne ist wahrscheinlich das Resultat höherer Beugungsordnungen mit größeren Divergenzwinkeln, die im Bereich der Antenne nicht mehr von der Fläche des Leistungsmessers erfasst werden.

Das Strahlprofil vor der Linse wurde mithilfe der Kamera überprüft. Es ergeben sich Strahlradien von 78 px (x) bzw. 76 px (y), was einem Strahldurchmesser von ca. 0.8 mm entspricht<sup>9</sup>. Im Anhang A.5 wurde die Intensitätsverteilung theoretisch für die Beugung an einer kreisrunden Blende berechnet. Das Airy-Scheibchen besitzt im Bereich der Linse einen Durchmesser von 0.86 mm, was innerhalb der Genauigkeiten gut mit dem Ergebnis der Kameramessung übereinstimmt.

Für die Strahlradienmessung wurde die Durchschnittsleistung hinter der Linse wieder auf 10 mW angepasst. Das Ergebnis der Strahlradienmessung ist in Abb. 25 halblogarithmisch zu sehen. Es wird deutlich, dass im Vergleich zu den bisherigen Messungen die Kurven für die x- und y-Richtung fast deckungsgleich verlaufen und sich keine groben Abweichungen bzgl. der Divergenz und des Fokus erkennen lässt. Das spricht dafür, dass die Irisblende korrekt ausgerichtet und mit dem richtigen Durchmesser platziert wurde.

Bei der Messung im Bereich des Fokus fällt noch etwas anderes auf. In Abb. 26 ist eine Messkur-

<sup>9</sup>Diese Strahlradien wurden als Referenz für Nachmessungen und Neueinstellung der Irisblende verwendet.

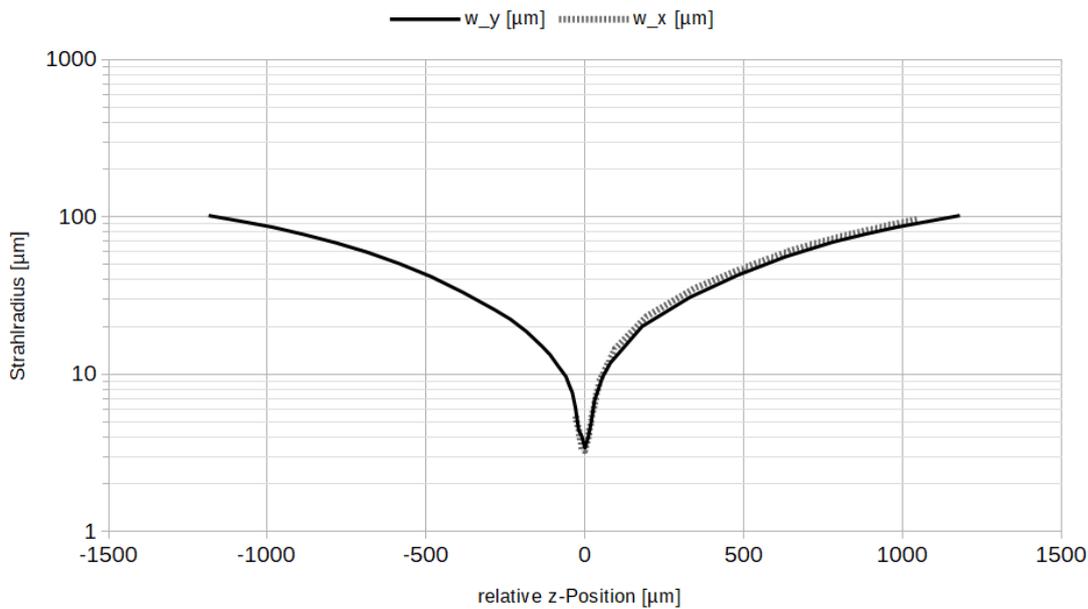


Abb. 25: Messergebnisse des fokussierten Strahlprofils hinter der  $f = 4.6$  mm-Linse mit einer Irisblende im Strahlengang; während der Messung von  $w_x(z)$  trat ein Fehler des Lasermoduls auf und die Messung musste angebrochen werden

ve für den Leistungsabfall bei Bewegung der Schneide zu sehen. Die Leistung sinkt bis auf ca. 1 mW, um nach diesem lokalen Minimum auf ein zweites Maximum von ca. 1.5 mW anzusteigen und danach weiter abzusinken. Die Herkunft dieses Nebenmaximums ist unklar und ergibt sich nicht aus der Intensitätsverteilung des Beugungsbildes; der Fit der Fehlerfunktion an die Messwerte bezieht dieses Nebenmaximum größtenteils nicht mit ein. Die Ergebnisse werden durch diesen Messfehler nicht gravierend beeinflusst.

Die Strahlparameter sind in Tabelle 4 (Seite 37) zusammengefasst. Die Messung über die bewegliche Schneide beruht auf der Annahme eines Gaußprofils anstatt eines Beugungsbildes; dadurch ist der Fit an die Messwerte und die Berechnung des Strahlradius systematisch fehlerbehaftet.

Es kann versucht werden, diesen systematischen Fehler zu eliminieren. Das LabVIEW-Programm fittet die Fehlerfunktion an die Messwerte des Leistungsmessers. Für diesen Fit ist der Bereich des stärksten Anstiegs entscheidend, d.h. dort, wo sich die Klinge über die Mitte des Strahlprofils schiebt. Beim Beugungsbild entspricht das dem Bereich der 0. Beugungsordnung. Durch einen Faktor  $k$  lässt sich die Intensitätsverteilung des Beugungsbildes relativ zur Gaußverteilung strecken oder stauchen (GNU Octave-Code).

$$I_{Gauss} = \exp(-2 * (x/r_G)^2) \quad (13)$$

$$J_{Bess} = (\text{besselj}(1, x/(k \cdot r_G))/x)^2 \quad (14)$$

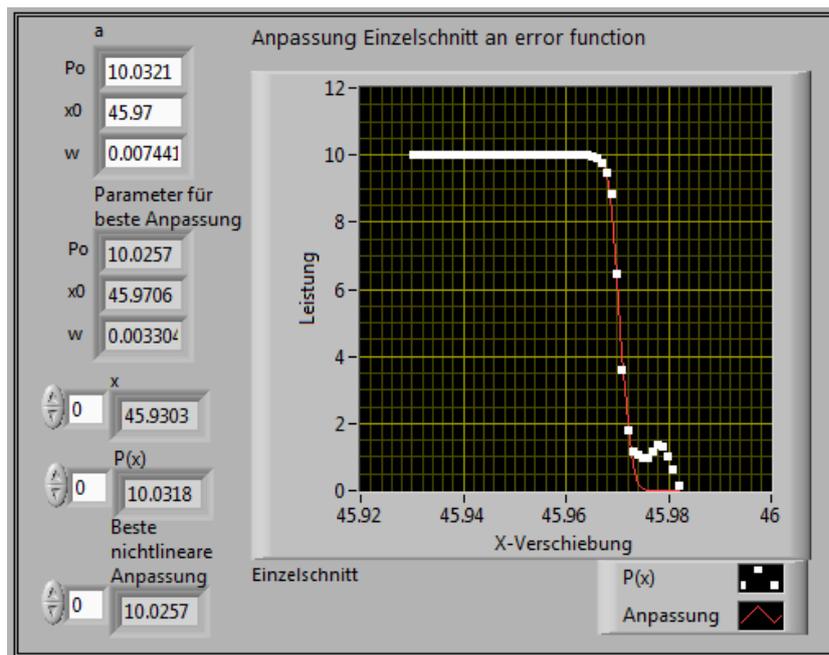


Abb. 26: Strahlprofilmessung hinter der  $f = 4.6$  mm-Linse durch Irisblende im Strahlengang im Bereich des Fokus ( $y$ -Richtung)

In Abb. 27 ist die Fehlerfunktion sowie die Kurvenschar für die integrierten  $J_{Bess}$  mit verschiedenen Werten für  $k$  dargestellt. Für  $k = 0.4$  stimmt die Steilheit des Signalabfalls gut mit dem der Fehlerfunktion überein.

Diese Methode wird bevorzugt, anstatt die Ausbreitung des Beugungsbildes von der Irisblende bis zum Fokus rechnerisch zu verfolgen (siehe Anhang A.5). Es stand bei diesen Untersuchungen keine Software zur Verfügung, um die Beugung und Ausbreitung zu simulieren. Der Einfluss der Beugung sinkt auch, je größer der Blendendurchmesser im Vergleich zur Laserwellenlänge ist. Hier ist das Verhältnis mit  $D_B = 1$  mm zu  $\lambda = 785$  nm sehr groß, d.h. es ist ein geringer Einfluss zu erwarten – was dafür spricht, dass die Messergebnisse systematisch korrigiert und somit verwendet werden können. Es findet sich z.B. in [ROSEN(1972), S.28ff.] eine ähnliche Methode; hier wird das Beugungsbild einer kreisförmigen Blende im Bereich der 0. Beugungsordnung durch eine Gaußverteilung numerisch angenähert. Die dort beschriebenen Parameter beziehen sich allerdings auf die Anpassung für den Bereich der Halbwertsbreite, nicht des Gaußradius. Da sich der Fit der Fehlerfunktion des LabVIEW-Programmes aber auf den Gaußradius bezieht, scheint das Vorgehen mit  $k \cdot r_G$  hier akzeptabel.

Ein weiterer Punkt ist, dass für die räumliche Ausbreitung der Gaußradius betrachtet wird, hier sich aber mehrere Beugungsordnungen unterschiedlich aufweiten. Dieselbe Charakteristik der Aufweitung wie für ein Gaußprofil anzunehmen, stellt eine gute Näherung für niedrige Beugungsordnungen, insbesondere die 0. Ordnung, dar.

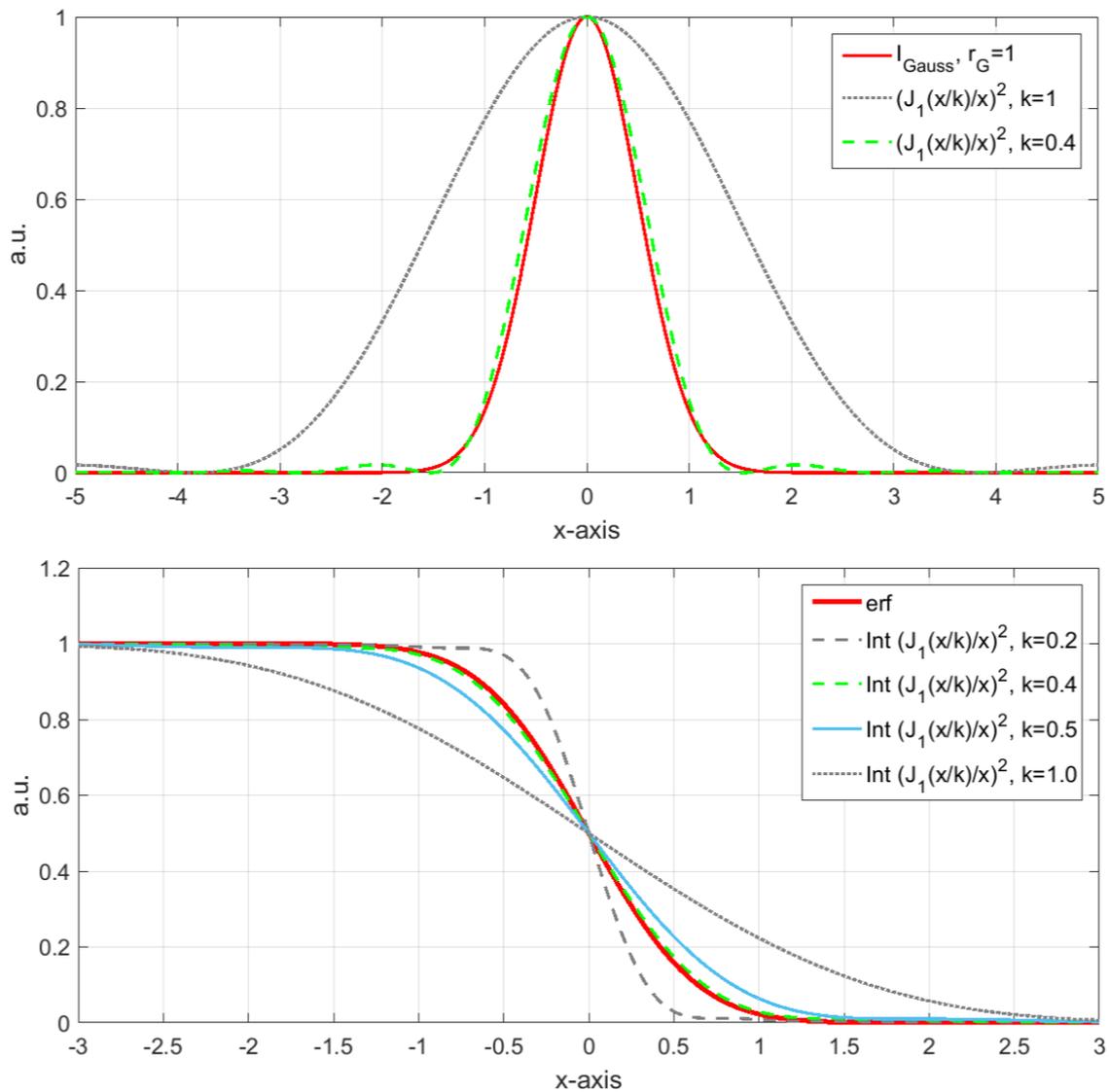


Abb. 27: Verlauf der Intensität (oben) und der Transmissionskurve (unten, Ausschnitt) für ein Gaußprofil (rot) sowie quadrierte Besselfunktionen 1. Ordnung mit verschiedenen Streckungsfaktoren  $k$

Die Aufweitung und Streckung der Besselfunktion werden in Kapitel 7 ausführlicher diskutiert.

## 6.2 Verwendete Antennen

Der prinzipielle Antennenaufbau wurde in Kapitel 2.2 beschrieben; hier soll auf weitere Details eingegangen werden. Die verwendeten Antennenchips besitzen eine  $3\ \mu\text{m}$  dicke LT-GaAs-Schicht als Halbleitermaterial. Für die Paralleldrahtantennen ist die Geometrie der Goldelektroden zu  $10\ \mu\text{m}$  Leiterbahnbreite,  $5\ \mu\text{m}$  Gapbreite und  $40\ \mu\text{m}$  Dipollänge designt (siehe Abb. 6 in Kapitel 2.3). Bei den Antennenchips befindet sich darüber eine Antireflexschicht.

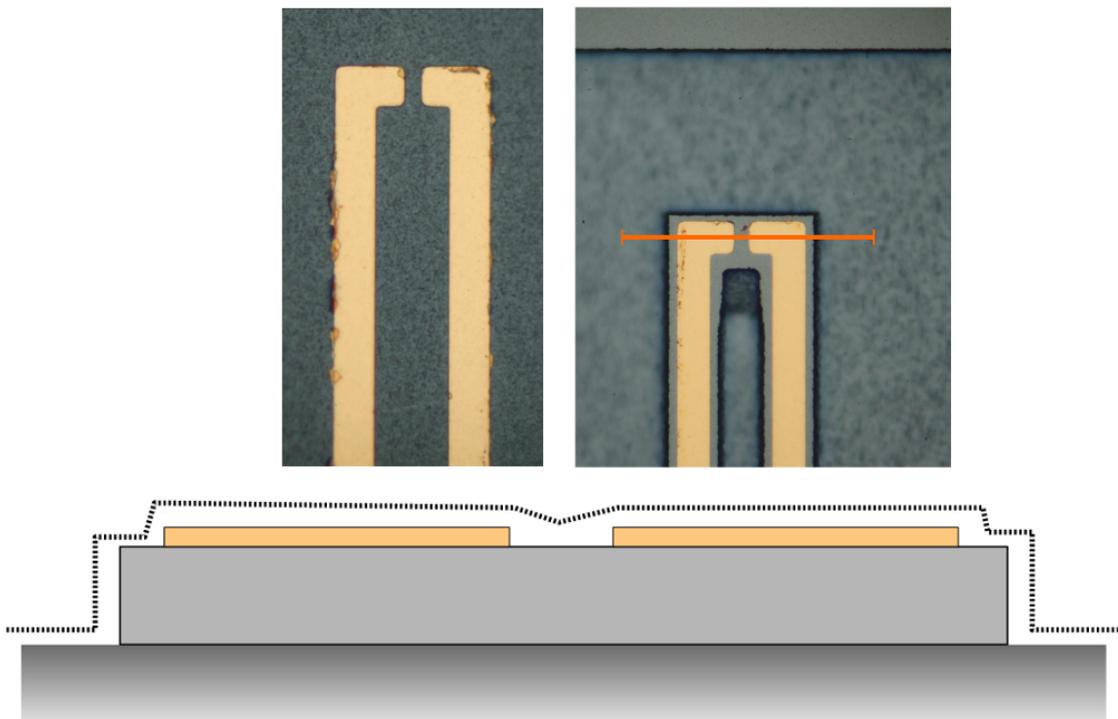


Abb. 28: Verwendete Antennen; oben: Mikroskopbilder eines Layouts wie bei Antenne #1 (links) und #2 (rechts); unten: Querschnitt durch den Schichtaufbau von Antenne #2 (Schnitt orange markiert in Mikroskopaufnahme) mit AR-Schicht (gestrichelte Linie), Goldelektroden (orange), LT-GaAs (hellgrau) auf Substratmaterial (dunkelgrau)

Die beiden verwendeten Antennen (#1 und #2) unterscheiden sich hauptsächlich im Schichtaufbau im Bereich der Goldelektroden. Bei Antenne #2 wurden von der LT-GaAs-Schicht in der nachfolgenden Prozessierung Teile durch einen Ätzprozess entfernt. Ein skizzierter Querschnitt sowie Mikroskopbilder von Antennenchips dieser Art sind in Abb. 28 zu sehen. Diese Strukturierung des Halbleitermaterials führt dazu, dass der Stromfluss auf den Bereich der Antennengeometrie begrenzt wird. Der Effekt ist unmittelbar am Dunkelwiderstand zu erkennen; für Antenne #1 wurden  $R_D = 3.8 \text{ M}\Omega$ , für Antenne #2 dagegen  $R_D = 8.6 \text{ M}\Omega$  gemessen.

### 6.3 Messungen des Terahertz-Signals

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen im THz-Bereich dargestellt. Die Messung erfolgt wie in Kapitel 4.1 beschrieben durch einen Slow Scan im Bereich von 150 ps - 250 ps, wobei das Maximum des Pulses bei ca. 160 ps lag. Der Bereich wurde mit einer Schrittweite von 0.02 ps und einer Integrationszeit des Detektors von 0.1 s abgerastert. Die Lock-In Frequenz betrug immer 10 kHz und die angelegte Spannung an der Emitterantenne 20 V.

#### 6.3.1 Fokussiert mit $f = 8.0$ mm-Linse

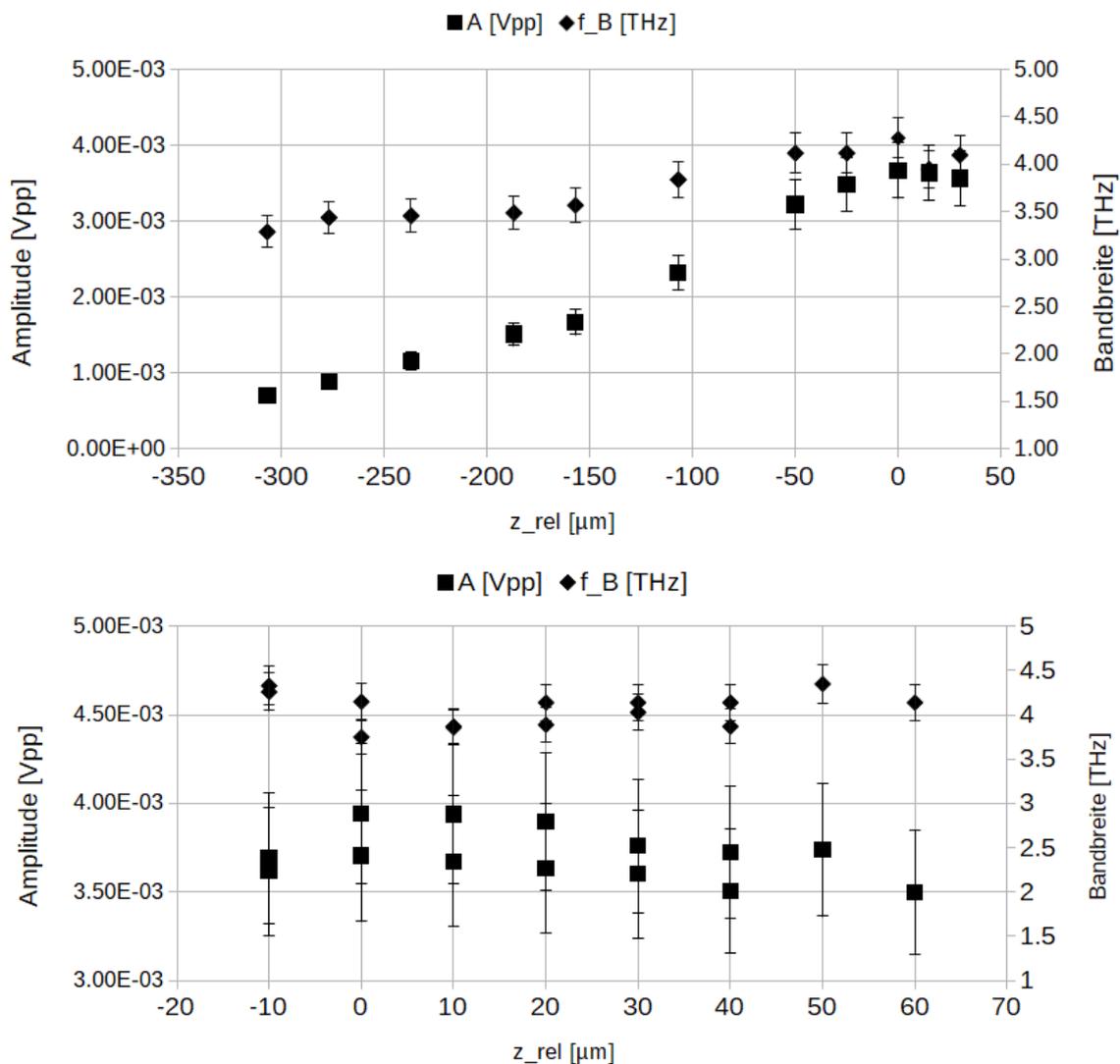


Abb. 29: THz-Signalverlauf für Antenne #1 bei Beleuchtung mit einer  $f = 8.0$  mm-Linse; oben: breiter Bereich in  $z$ -Richtung um Maximum; unten: Detailmessung im Bereich des Maximums (zwei Messreihen)

In Abb. 29 ist der Verlauf der Amplitude und Bandbreite für Antenne #1 über die Position der Linse vor der Antenne  $z$  dargestellt, wobei  $z = 0$  den Ort den Maximums markiert und die positive Richtung die Richtung der Lichtausbreitung darstellt. Anhand der Amplitude ist zu erkennen, dass ein Maximum detektiert werden kann. Die Bandbreite verringert sich leicht, wenn die Amplitude sinkt.

Bei dieser Messung wurde der Hellwiderstand der Emitterantenne noch nicht über die Auswertung der I-U-Kennlinie sondern durch Ablesen des Multimeters bestimmt. Für diese Art Messung erwies sich das Multimeter aber als weitaus zu ungenau, und die Ergebnisse sind daher nicht dargestellt; für alle anderen Messungen wurde die I-U-Kennlinie aufgenommen. Außerdem wurde bei diesen Messungen nicht darauf geachtet, die Durchschnittsleistung des Laserstrahls von 10 mW immer mit demselben Leistungsmesskopf einzustellen und zu kontrollieren. Die Absolutwerte sind demnach nicht mit anderen Werten vergleichbar.

Abb. 30 zeigt die Messergebnisse für Amplitude, Bandbreite und Hellwiderstand für Antenne #2. Die Messung wurde an zwei verschiedenen Tagen durchgeführt (grau vs. schwarz im Diagramm). Auch hier ist eine Position mit maximalem THz-Signal ( $z = 0$ ) zu sehen. Allerdings ist bei dieser Messung kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Amplitude und Bandbreite zu erkennen. Der Amplitudenverlauf fällt stark asymmetrisch aus; für  $z > 0$  läuft die Kurve flacher aus als für  $z < 0$ . Bezüglich des Hellwiderstandes fallen die Messergebnisse unerwartet aus. Es ist zu erkennen, dass die maximale THz-Amplitude nicht mit dem kleinsten Hellwiderstand zusammenfällt, und dass sich demnach auch der Ort der maximalen Amplitude nicht anhand des Amplitudenverlaufes  $R_E(z_{rel})$  erkennen lässt. Ähnliche Asymmetrien wie in  $A(z_{rel})$  lassen sich erkennen, wenn man den steilen Kurvenverlauf für  $z < 0$  betrachtet.

Bei Messreihe wurde punktuell die Linearität der I-U-Kennlinie wie in Kapitel 5.3 beschrieben überprüft. Innerhalb geringer prozentualer Abweichung können die Kennlinien als linear angesehen werden, wie Tabelle 5 verdeutlicht.

Tab. 5: Nichtlinearität der I-U-Kennlinien für die Hellwiderstände aus Abb. 30

$z_{rel}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$R_{0-5V}$ [ $\Omega$ ]	$R_{5-10V}$ [ $\Omega$ ]	$R_{10-15V}$ [ $\Omega$ ]	$R_{15-20V}$ [ $\Omega$ ]	$R_{15-20V} / R_{0-5V}$ [%]
190	1.72E+06	1.88E+06	1.96E+06	1.97E+06	114
90	1.88E+06	2.08E+06	2.14E+06	2.08E+06	111
40	1.90E+06	2.05E+06	2.11E+06	2.14E+06	113
10	2.00E+06	2.20E+06	2.27E+06	2.36E+06	118
0	2.03E+06	2.18E+06	2.24E+06	2.28E+06	112
-10	2.04E+06	2.24E+06	2.32E+06	2.29E+06	112
-40	2.17E+06	2.37E+06	2.42E+06	2.48E+06	114
-90	2.87E+06	3.25E+06	3.41E+06	3.51E+06	122

## 6 MESSUNGEN UND ERGEBNISSE

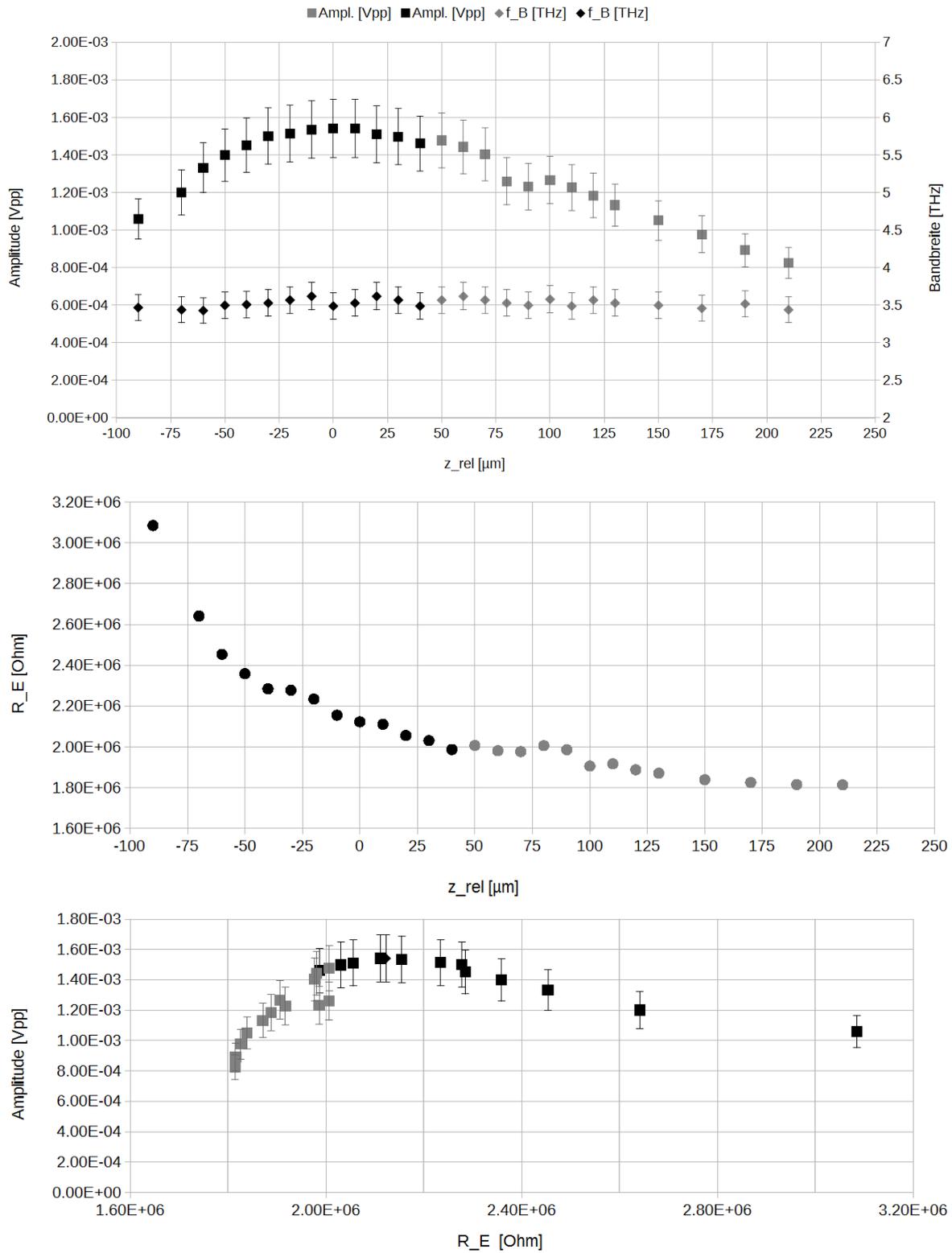


Abb. 30: Ergebnisse für Antenne #2 bei Beleuchtung mit einer  $f = 8.0$  mm-Linse; oben: THz-Signal( $z$ ); Mitte: Hellwiderstand  $R_E(z)$ ; unten: Amplitude  $A(R_E)$

### 6.3.2 Fokussiert mit $f = 4.6$ mm-Linse

Diese Messung wurde mit Antenne #1 durchgeführt; die Ergebnisse sind in Abb. 31 dargestellt. Auch hier wurden zwei verschiedene Messtage benötigt (schwarz vs. grau im Diagramm). Anhand des Amplitudenverlaufes sind zwei Maxima im Abstand von  $\Delta z = 75 \mu\text{m}$  zu erkennen;  $z = 0$  wurde in die Mitte der Maxima gelegt. Um dieses lokale Minimum herum zeigt sich der Kurvenverlauf symmetrisch.

Die Bandbreite nimmt mit steigender Amplitude zu, allerdings ist das lokale Minimum bei  $z = 0$  nicht klar zu erkennen. Bei dieser Messung wurden allerdings auch 5-Achsenhalter für die TPX-Linsen verwendet, was offensichtlich zu einer stärkeren Variation innerhalb der Messkurve führt; in allen anderen Messungen wurden daher wieder 2-Achsenhalter verwendet, deren  $z$ -Position manuell einstellbar ist.

Das lokale Minimum des THz-Signals spiegelt sich hier im Verlauf des Hellwiderstandes eindeutig als lokales Maximum wieder. Demnach ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen THz-Amplitude und Hellwiderstand, und der Ort des höchsten THz-Signals fällt mit dem kleinsten Hellwiderstand zusammen. Wie Tabelle 6 zeigt, können die I-U-Kennlinien dieser Messreihe als linear angesehen werden.

Tab. 6: Nichtlinearität der I-U-Kennlinien für die Hellwiderstände aus Abb. 31

$z_{rel}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$R_{0-5V}$ [ $\Omega$ ]	$R_{5-10V}$ [ $\Omega$ ]	$R_{10-15V}$ [ $\Omega$ ]	$R_{15-20V}$ [ $\Omega$ ]	$R_{15-20V} / R_{0-5V}$ [%]
-130	1.97E+06	2.02E+06	2.06E+06	2.05E+06	104
-75	1.64E+06	1.67E+06	1.69E+06	1.68E+06	103
-20	1.79E+06	1.83E+06	1.85E+06	1.82E+06	102
0	1.70E+06	1.73E+06	1.75E+06	1.74E+06	102
65	2.04E+06	2.10E+06	2.14E+06	2.13E+06	104

### 6.3.3 Fokussiert mit $f = 4.6$ mm-Linse, $90^\circ$ gedreht

Um den Verlauf des Strahlprofils auf dem Antennenchip ohne zusätzliche Komponente zu ändern, wurde die Antenne #2 um  $90^\circ$  in der  $xy$ -Ebene gedreht, sodass die Richtung der großen Halbachse des Strahlprofils nicht mehr der  $10 \mu\text{m}$  breiten Leiterbahn zusammenfällt, sondern mit der Breite des Gapbereiches. Die von einer Paralleldrahtantenne emittierte THz-Strahlung ist zwar linear polarisiert, wird aber von einer Bowtieantenne gemessen, die durch ihre Geometrie Strahlung aus mehreren Polarisationsrichtungen detektieren kann. Es ist allerdings unklar, wie genau sich dieses Polarisationsverhalten auf den Frequenzbereich auswirkt; der Verlauf der Bandbreite des Signals ist hier zwar mit aufgeführt, wird aber als nicht aussagekräftig betrachtet.

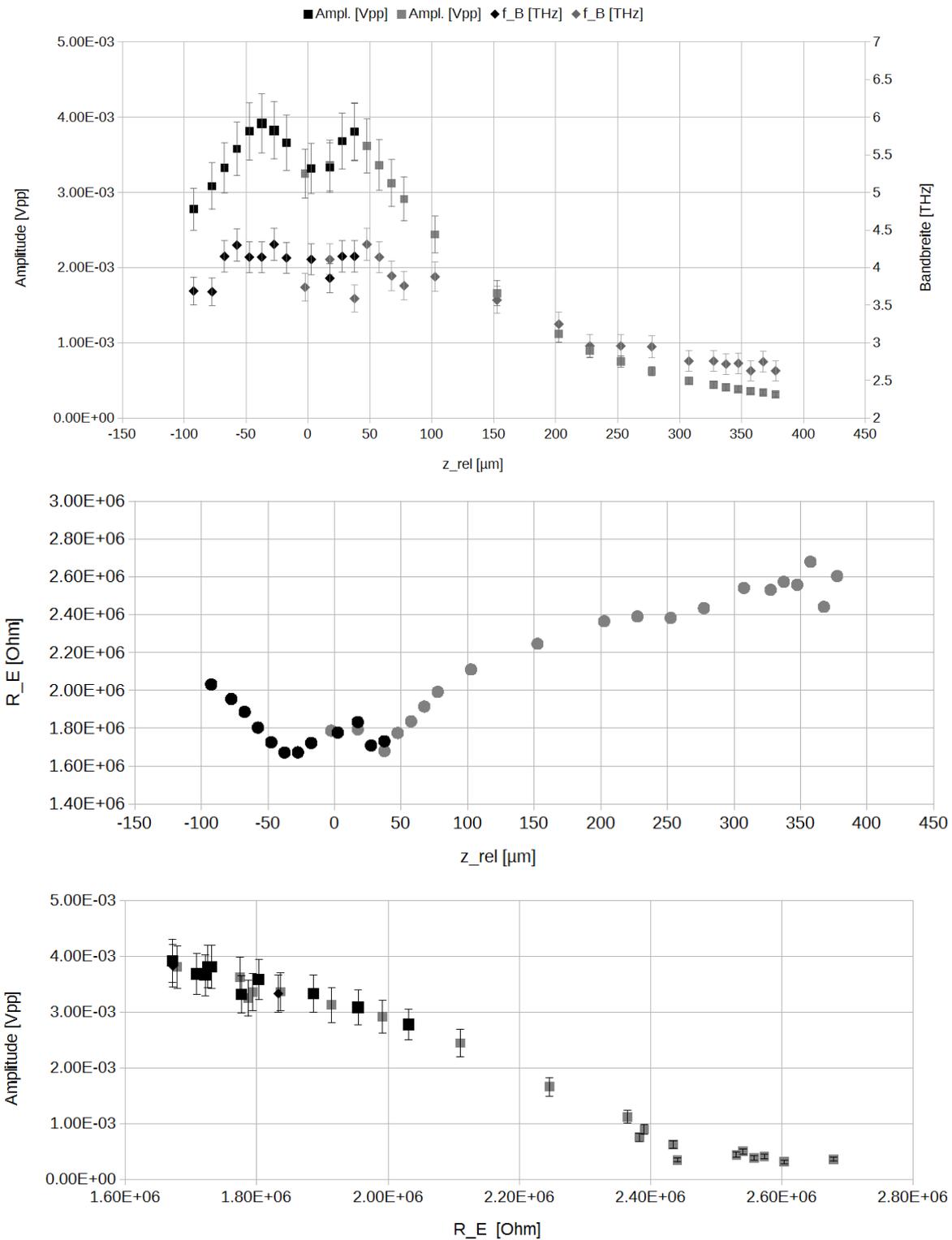


Abb. 31: Ergebnisse für Antenne #1 bei Beleuchtung mit einer  $f = 4.6$  mm-Linse; oben: THz-Signal( $z$ ); Mitte: Hellwiderstand  $R_E(z)$ ; unten: Amplitude  $A(R_E)$

Die Ergebnisse sind in Abb. 32 dargestellt. Die Messung wurde an drei verschiedenen Tagen (schwarz vs. hellgrau vs. dunkelgrau) durchgeführt. Wie in der vorigen Messung sind auch hier anhand des Amplitudenverlaufes zwei Maxima im Abstand von  $\Delta z = 110 \mu\text{m}$  zu erkennen. Die Absolutwerte der Maxima fallen mit  $> 2 \text{ mVpp}$  höher aus als das Maximum für dieselbe Antenne mit der längerbrennweitigen Linse; außerhalb der Maxima nimmt die Amplitude über  $z$  weniger stark ab als in der vorigen Messreihe.

Das lokale Minimum der THz-Amplitude findet sich im Verlauf des Hellwiderstandes als lokales Maximum wieder; dementsprechend fällt die größte Amplitude wieder mit dem geringsten Hellwiderstand zusammen. Bei genauer Betrachtung der Kurve  $A(R_E)$  fällt allerdings auf, dass die Messpunkte nicht wie in Abb. 31 einen eindeutig linearen Zusammenhang haben, sondern nur die schwarzen Messpunkte ( $z < -50 \mu\text{m}$ ) eine lineare Kurve ergeben. Die restlichen Messpunkte liegen nah beieinander. Hier ist, wie bei der Messung mit der längerbrennweitigen Linse, für Antenne #2 wieder ein asymmetrisches Verhalten bzgl. des Hellwiderstandes zu beobachten. Werden punktuell I-U-Kennlinien auf ihre Linearität untersucht, stellt sich heraus, dass im Bereich um  $z = 0$  die Nichtlinearität am größten ist, wie Tabelle 7 verdeutlicht. Der Widerstand aus Messpunkten bei 15 V - 20 V beträgt nur noch 70 % des Widerstandes bei niedrigen Spannungen. Um die Hellwiderstände, die in den Abbildungen aufgetragen sind, zu bestimmen, wurden die I-U-Kennlinien von 0 V - 10 V ausgewertet.

$z_{rel} [\mu\text{m}]$	$R_{0-5V} [\Omega]$	$R_{5-10V} [\Omega]$	$R_{10-15V} [\Omega]$	$R_{15-20V} [\Omega]$	$R_{15-20V} / R_{0-5V} [\%]$
125	1.87E+06	1.91E+06	1.86E+06	1.75E+06	93
95	1.77E+06	1.80E+06	1.73E+06	1.63E+06	92
55	1.72E+06	1.74E+06	1.59E+06	1.43E+06	83
25	2.01E+06	1.87E+06	1.60E+06	1.44E+06	72
-5	2.04E+06	1.84E+06	1.56E+06	1.39E+06	68
-55	1.74E+06	1.73E+06	1.72E+06	1.47E+06	84
-105	1.82E+06	1.89E+06	1.84E+06	1.75E+06	96
-205	1.94E+06	2.03E+06	2.05E+06	2.00E+06	103

Tab. 7: Nichtlinearität der I-U-Kennlinien für die Hellwiderstände aus Abb. 32

## 6 MESSUNGEN UND ERGEBNISSE

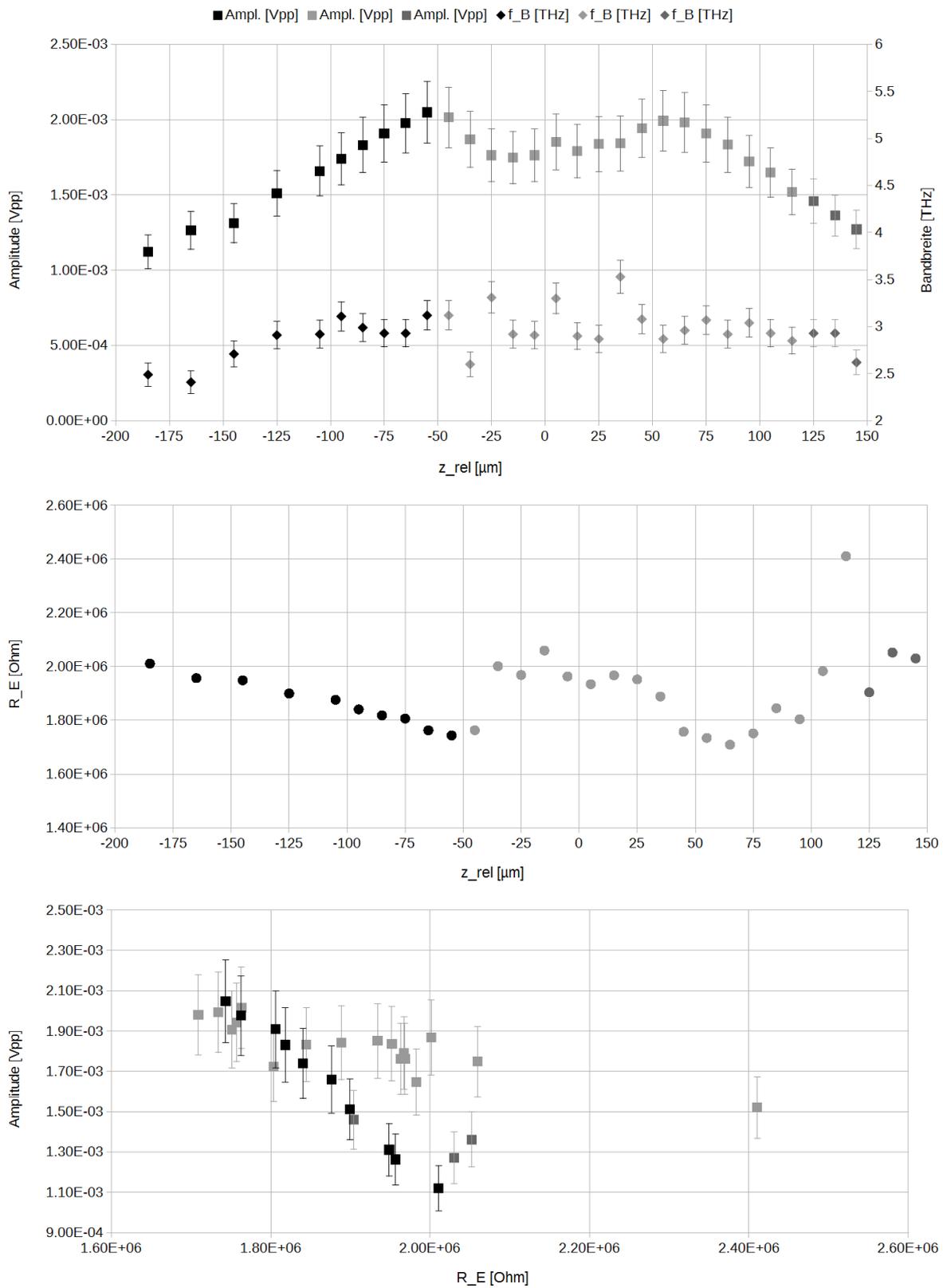


Abb. 32: Ergebnisse für Antenne #2 bei Beleuchtung mit einer  $f = 4.6 \text{ mm}$ -Linse; oben: THz-Signal( $z$ ); Mitte: Hellwiderstand  $R_E(z)$ ; unten: Amplitude  $A(R_E)$

### 6.3.4 Fokussiert mit $f = 4.6$ mm-Linse, $90^\circ$ gedreht, mit Irisblende

Wie bereits in Kapitel 6.1.4 beschrieben, führt eine Irisblende im Strahlengang zu einem weniger elliptischen, annähernd rundem Strahlprofil. Die Messung im THz-Bereich mit diesem runden Strahlprofil wurde zur Vergleichbarkeit mit Antenne #2 um  $90^\circ$  in der  $xy$ -Ebene gedreht durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb. 33 zu sehen.

Im Amplitudenverlauf lassen sich zwei Maxima im Abstand von  $\Delta z \approx 100 \mu\text{m}$  erkennen, wobei die Absolutwerte der Amplitude und auch der Bandbreite mit der vorigen Messung vergleichbar sind. Es fällt auf, dass das lokale Minimum bei  $z = 0$  stärker ausgeprägt ist als bei den vorangegangenen Messungen: das lokale Minimum beträgt  $1.48 \times 10^{-3} / 2.1 \times 10^{-3} \approx 70\%$  des Maximums, während das Signal bei der Messung mit Antenne #2 um  $90^\circ$  gedreht und bei der Messung mit Antenne #1 auf ca. 85% des Maximums absinkt. Dieser Signalverlust ist so stark, dass der Ort des lokalen Minimums anhand des Bandbreitenverlaufes zu erkennen ist.

Im Verlauf des Hellwiderstandes lässt sich das lokale Minimum auch deutlich erkennen. Auffällig ist, dass der Hellwiderstand für  $z < -50 \mu\text{m}$  weiter zu sinken scheint anstatt wieder anzusteigen. Dieser Zusammenhang ist unerwartet. Der Ort des niedrigsten Hellwiderstandes fällt auch hier mit der maximalen Amplitude zusammen, allerdings verläuft die Kurve  $A(R_E)$  nicht in einem deutlichen linearen Zusammenhang. Diese Asymmetrie fällt, wie bei der letzten Messung auch, mit zunehmender Nichtlinearität der I-U-Kennlinien im Bereich von  $z = 0$  zusammen, wie Tabelle 8 verdeutlicht. Die Hellwiderstände wurden aus den Kennlinien im Bereich von 0 V - 10 V bestimmt.

Tab. 8: Nichtlinearität der I-U-Kennlinien für die Hellwiderstände aus Abb. 33

$z_{rel}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$R_{0-5V}$ [ $\Omega$ ]	$R_{5-10V}$ [ $\Omega$ ]	$R_{10-15V}$ [ $\Omega$ ]	$R_{15-20V}$ [ $\Omega$ ]	$R_{15-20V} / R_{0-5V}$ [%]
135	1.92E+06	2.03E+06	2.02E+06	1.93E+06	100
95	1.84E+06	1.92E+06	1.84E+06	1.75E+06	96
65	1.78E+06	1.82E+06	1.74E+06	1.61E+06	91
45	1.79E+06	1.79E+06	1.66E+06	1.54E+06	86
25	1.94E+06	1.79E+06	1.61E+06	1.49E+06	77
10	2.29E+06	2.13E+06	1.82E+06	1.73E+06	75
0	2.42E+06	2.32E+06	2.07E+06	1.82E+06	75
-15	2.25E+06	2.06E+06	1.81E+06	1.57E+06	70
-35	1.72E+06	1.71E+06	1.57E+06	1.39E+06	81
-55	1.82E+06	1.84E+06	1.71E+06	1.58E+06	87
-65	1.82E+06	1.85E+06	1.77E+06	1.70E+06	93
-100	1.74E+06	1.80E+06	1.75E+06	1.66E+06	95
-150	1.77E+06	1.86E+06	1.83E+06	1.78E+06	100

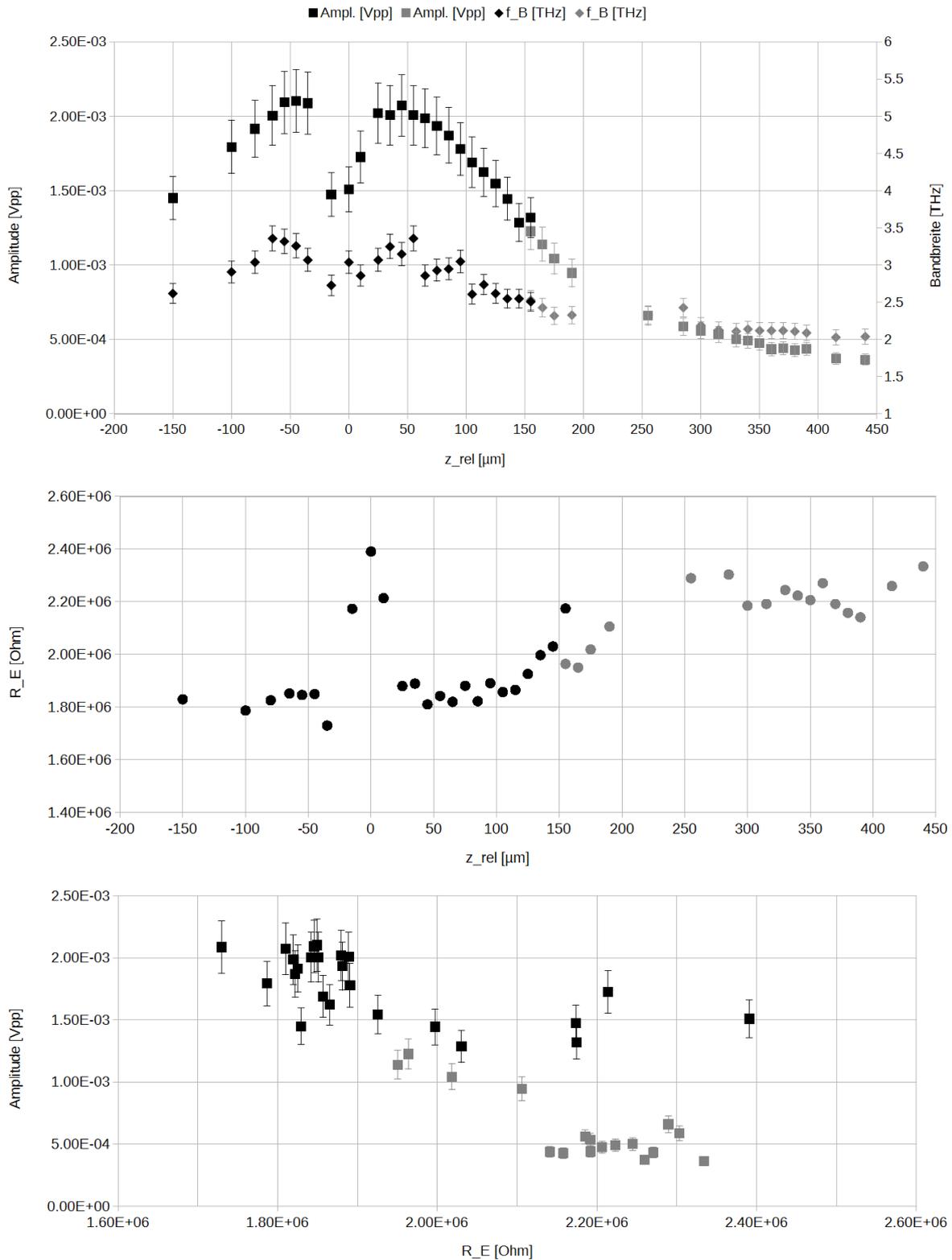


Abb. 33: Ergebnisse für Antenne #2 mit einer Irisblende bei Beleuchtung mit einer  $f = 4.6$  mm-Linse; oben: THz-Signal( $z$ ); Mitte: Hellwiderstand  $R_E(z)$ ; unten: Amplitude  $A(R_E)$

## 6.4 Fehlereinflüsse

Bevor die Ergebnisse diskutiert werden, sollen an dieser Stelle noch einmal die hauptsächlichen Fehlereinflüsse zusammengefasst werden.

In Kapitel 4.3 wurde der Einfluss der Justagegenauigkeit am Messplatz auf die Amplitude und Bandbreite des THz-Signals untersucht und Standardabweichungen festgelegt. Da die Messreihen 2-3 Messtagen aufgenommen wurden, ist ein stärkerer Einfluss von Umweltfaktoren zu erwarten, vor allem der Umgebungstemperatur. Da die Messkurven innerhalb der Standardabweichungen allerdings keine starken Diskontinuitäten aufweisen, können die Umwelteinflüsse keine starken Auswirkungen gehabt haben.

In Kapitel 5.3 wird die Ausrichtung der optischen Linse im Strahlengang beschrieben. Durch die begrenzte Auflösung der Kamera beschränkt sich die Güte der Ausrichtung darauf, dass das Strahlprofil hinter der Linse einen Winkel im zweistelligen Milliradbereich gegenüber der optischen Achse aufweist.

Die Messung des Strahlprofils ist in Kapitel 5.3 beschrieben. Um den Einfluss z.B. der Strahlgestabilität des Laserstrahls innerhalb einer Strahlprofilmessung an einer bestimmten z-Position zu minimieren, wurden 3 bzw. im Bereich des Fokus 5 Messwerte aufgenommen und gemittelt. Da ein elliptisches Strahlprofil vorliegt, wurden beide Halbachsen getrennt vermessen. In [QIN/ET AL(2014)] wird gezeigt, dass sich ein elliptisches Strahlprofil aus den Messdaten dann ergibt, wenn die Ausrichtung der Ellipse entlang der Achse verläuft, in die gemessen wird (d.h. die Richtung, die die Rasierklinge vorgibt). Liegt ein in der xy-Ebene verdrehtes elliptisches Profil vor, so deuten die Messergebnisse auf ein kreisförmigeres Profil hin als real vorhanden ist. Es wurde, wie in Abb. 18 zu sehen ist, darauf geachtet, die Klinge senkrecht zur Ausbreitungsrichtung auszurichten. Da sich aus den Messergebnissen (ohne Irisblende) ein elliptisches Strahlprofil ergibt, ist es unwahrscheinlich, dass das reale Strahlprofil verdreht vorliegt. Während der Ausrichtung der optischen Linse im Strahlengang wurde der Spot im Kamerabild vermessen und es war nicht offensichtlich, dass das Strahlprofil verdreht wäre (siehe auch Abb. 17). Die Untersuchung in [QIN/ET AL(2014)] zeigt außerdem, dass ein Strahlprofil mit einer nicht-gaußschen Intensitätsverteilung zu einem verzerrt rekonstruierten Strahlprofil führt, wenn für den Fit ein Gaußprofil angenommen wird. Für das Strahlprofil mit der Irisblende im Strahlengang ergibt sich ein ähnlicher Fall, da die Intensitätsverteilung des Beugungsbildes bzw. der 0. Beugungsordnung nicht einem Gaußprofil entspricht.

Der Fit in Origin an den quadrierten Strahldurchmesser verlauf in Form einer Parabel war in Abb. 19 zu sehen. Alle Fitkurven wiesen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messpunkten auf, das Quadrat der Residuen  $R^2$  war stets  $\geq 0.99$ . Die aus den Koeffizienten  $A, B, C$  bestimmten Strahltaillen stimmten gut mit den Erwartungen bzw. Messwerten im Bereich des Fokus überein.

Für die Linse mit  $f = 8.0$  mm in x-Richtung ergibt sich eine negative Strahltaile, wenn über alle Messwerte gefittet wird; daher wurden nur Messwerte im Bereich von  $z = [\pm 100 \mu\text{m}]$  um den Fokus mit einbezogen. Auch für die Linse mit  $f = 4.6$  mm Brennweite ergibt sich ein schlechter Fit in x-Richtung über alle Messwerte aufgrund von verschiedenen Divergenzwinkeln links- und rechtsseitig vom Fokus. Diese Kurve wurde getrennt für beide Seiten ausgewertet; das Ergebnis aus Tabelle 4 stellt den Mittelwert aus  $5.8 \mu\text{m}$  (linksseitig) und  $6.4 \mu\text{m}$  (rechtsseitig) dar. Aus diesen Daten wird eine Standardabweichung von 5 % für die Strahltaile festgelegt.

Für die folgenden Untersuchungen wird angenommen, dass die Fokusslage für die x-Richtung mit der Fokusslage der y-Richtung zusammenfällt. Alle Messungen wurden relativ zueinander durchgeführt, daher geht die Fokusslage relativ zueinander nicht aus den Ergebnissen hervor. Die Lage der Fokusebenen zueinander wird durch den Divergenzwinkel beeinflusst, unter dem der Strahl auf die optische Linse trifft; diese lässt sich laut Herleitung im Anhang A.2 mit  $\Delta z_f \approx \frac{f^2 \cdot \tan(\vartheta/2)}{w}$  abschätzen.

Die Messungen aus Kapitel 6.1.1 zeigen, dass ein geringfügig konvergenter Strahl mit  $w_x \approx 545 \mu\text{m}$  x  $w_y \approx 410 \mu\text{m}$  auf die optische Linse trifft. Der Divergenzwinkel fällt sehr klein aus und variiert geringfügig je nach Messmethode. Anhand des Kamerabildes wurden  $\vartheta_x = 0.39$  mrad bzw.  $\vartheta_y = 0.32$  mrad bestimmt; aus der Messung mit beweglicher Schneide ergibt sich  $\vartheta_x = \vartheta_y = 0.24$  mrad. Mit diesen Angaben kann die Fokusverschiebung je nach Divergenzwinkel und Brennweite der Linse berechnet werden, wie in Tabelle 9 aufgeführt ist. Der Abstand der Fokusebenen zueinander  $\Delta z_{f,x-y}$  kann durch die Differenz der Fokusverschiebungen in x- und y-Richtung ausgedrückt werden. Es wird deutlich, dass die Lage der Fokusebenen zueinander lediglich zwischen  $0.7 \mu\text{m}$  und  $4.6 \mu\text{m}$  variiert. Anhand dieser Ergebnisse für die weiteren Betrachtungen anzunehmen, dass der Fokus in x- und y-Richtung in derselben z-Ebene liegt, ist eine gute Näherung.

Der Strahlradienverlauf aus Abb. 25 mit einer Irisblende im Strahlengang spricht auch für diese Näherung. Es ist zu erkennen, dass die Kurven für die x- und y-Richtung fast deckungsgleich verlaufen, was auf einen sehr geringen Unterschied im Divergenzwinkel zwischen x- und y-Richtung hinweist. Nur wenn es einen deutlichen Unterschied zwischen den Divergenzwinkeln gäbe, wäre eine nicht zu vernachlässigende Differenz der Fokusslagen zu erwarten.

Eine fehlerhafte Abbildung durch die Linse können ein weiterer Grund für eine Differenz der Fokusslagen zueinander sein. Unter der Annahme, dass die Linse mittig und ohne Verkippung zur Ausbreitungsrichtung beleuchtet wird, ergibt sich eine Fokusslage in derselben Ebene für die x- und y-Richtung; eventuelle Bildfehler hängen mit der Ausrichtung der Linse im Strahlengang zusammen. Da die Ausrichtung der Linse als ausreichend gut betrachtet wird, ist eine starke Verschiebung der Fokusslagen zueinander durch Fehlansrichtung der Linse nicht zu erwarten.

Die Genauigkeit, mit der der Hellwiderstand bestimmt werden kann, ist hauptsächlich abhängig

Tab. 9: Lage der Fokusebenen in x- und y-Richtung zueinander ( $\Delta z_{f,x-y}$ ) durch eine Fokusverschiebung hinter der optischen Linse; Angaben in [ $\mu\text{m}$ ]

	$\vartheta = 0.24 \text{ mrad}$			$\vartheta_x = 0.39 \text{ mrad}, \vartheta_y = 0.32 \text{ mrad}$		
	$\Delta z_{f,x}$	$\Delta z_{f,y}$	$\Delta z_{f,x-y}$	$\Delta z_{f,x}$	$\Delta z_{f,y}$	$\Delta z_{f,x-y}$
$f = 4.6 \text{ mm}$	4.7	6.2	1.5	7.6	8.3	0.7
$f = 8.0 \text{ mm}$	14.1	18.7	4.6	22.9	25.0	2.1

von der Linearität der I-U-Kennlinien. Wie Tabellen 5 - 8 zeigen, fallen die Kennlinien in den meisten Fällen sehr linear aus; für die Messreihen, bei denen das nicht der Fall war, wurden die Kennlinien in einem eingeschränkten Bereich von 0 V - 10 V ausgewertet, um den Einfluss der Nichtlinearität zu minimieren.

## 6.5 Diskussion der Ergebnisse

### 6.5.1 Parameter des Terahertz-Signals

Im Folgenden sollen die Zusammenhänge zwischen Amplitude und Bandbreite des THz-Signals sowie des Hellwiderstandes der Emitterantenne für beide Antennen diskutiert werden.

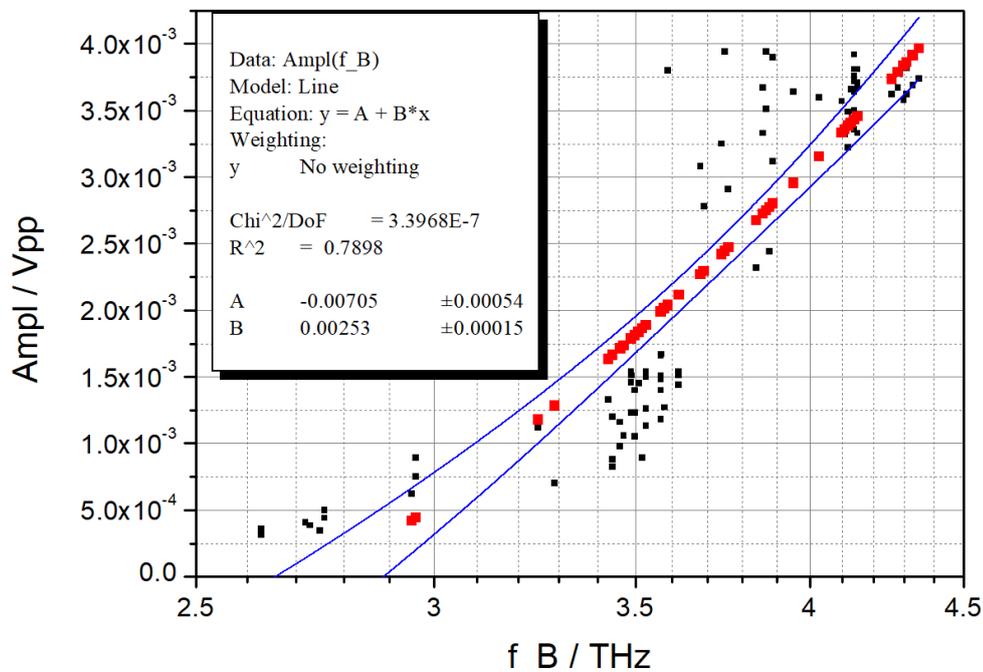


Abb. 34: linearer Fit  $A(f_B)$  für die Messreihen ohne 90°-Drehung der Emitterantenne (Origin; blau: 95 % Konfidenzbänder)

In Abb. 34 sind die Messwerte der Amplituden über die jeweilige Bandbreite für alle Messungen aufgetragen, bei denen die Emitterantenne nicht um  $90^\circ$  gedreht wurde. Anhand der Punktwolke ist ein weitestgehend linearer Zusammenhang zu erkennen; der lineare Fit wird durch die roten Punkte und die blauen 95 %-Konfidenzbereiche dargestellt. Anhand der Quadrate der Residuen  $R^2 = 0.78$  ist zu erkennen, dass dieser Fit nicht sehr gut zu den Datenpunkten passt. Ein Grund ist vor allem die Standardabweichung der Bandbreite. Die Bandbreite des Pulses wird hauptsächlich durch die Justage der TPX-Linsen beeinflusst. Anhand dieser Daten ist es nicht möglich, Koeffizienten für einen linearen Zusammenhang zwischen Amplitude und Bandbreite zu ermitteln; es bleibt nur die Aussage, dass sich mit zunehmender Amplitude auch die Bandbreite vergrößert.

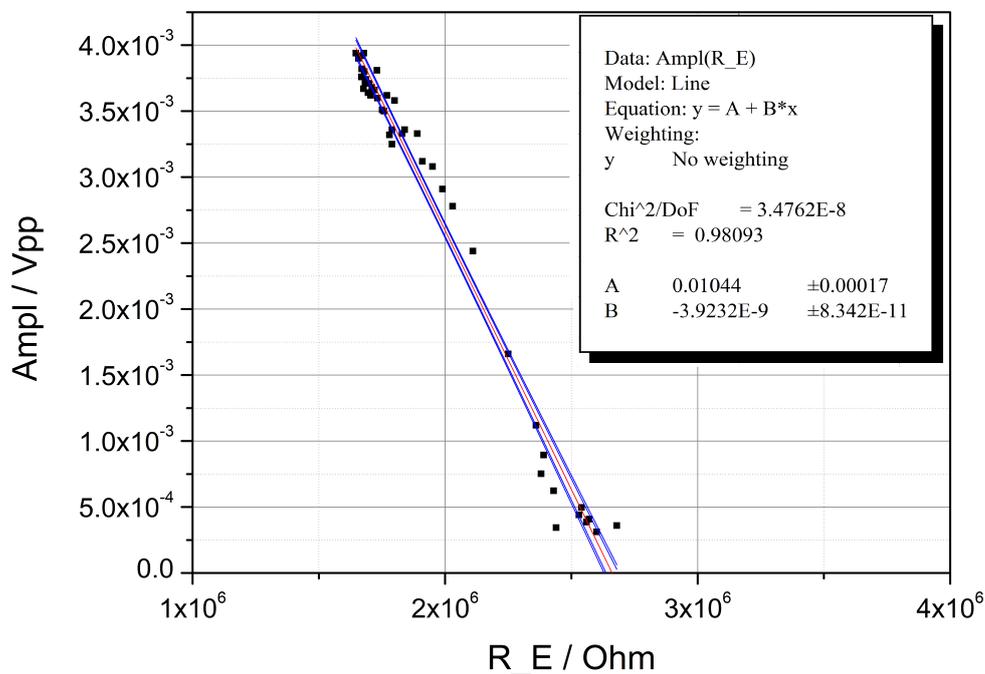


Abb. 35: linearer Fit  $A(R_E)$  für Antenne #1 bei Beleuchtung mit der  $f = 4.6$  mm-Linse (Origin; blau: 95 % Konfidenzbänder)

Der Zusammenhang zwischen Amplitude und Hellwiderstand ist für die Antenne #1 in Abb. 35 dargestellt. Der lineare Fit fällt mit  $R^2 = 0.98$  deutlich besser aus, und es fällt der Ort des niedrigsten Widerstandes mit der maximalen Amplitude zusammen.

Für Antenne #2 ergibt sich ein anderes Bild, wie in Abb. 30, 32 und 33 schon zu sehen war. Wird mit der kürzerbrennweitigen Linse fokussiert, fällt der niedrigste Hellwiderstand mit der maximalen Amplitude zusammen, aber der Verlauf der Kurve ist nicht eindeutig linear so wie bei Antenne #1. Wird die Linse mit  $f = 8.0$  mm verwendet, dann steigt der Widerstand bis über die maximale Amplitude hinaus an bzw. steigt, je größer die Strecke zwischen Linse und Antennenchip ausfällt.

In Abb. 36 sind die Datenpunkte aus der Untersuchung zur Nichtlinearität der I-U-Kennlinien zusammengefasst. Für Antenne #1 fallen die Kurven bis auf wenige Prozent Abweichung linear aus, so wie auch für Antenne #2, wenn mit der längerbrennweitigen Linse beleuchtet wird, obwohl der Widerstand hier für hohe Spannungen stets höher ist als zu Beginn der Kennlinie. Wird der Strahl mit der kürzerbrennweitigen Linse auf Antenne #2 fokussiert, nimmt die Nichtlinearität der I-U-Kennlinien im Bereich um  $z = 0$  deutlich zu.

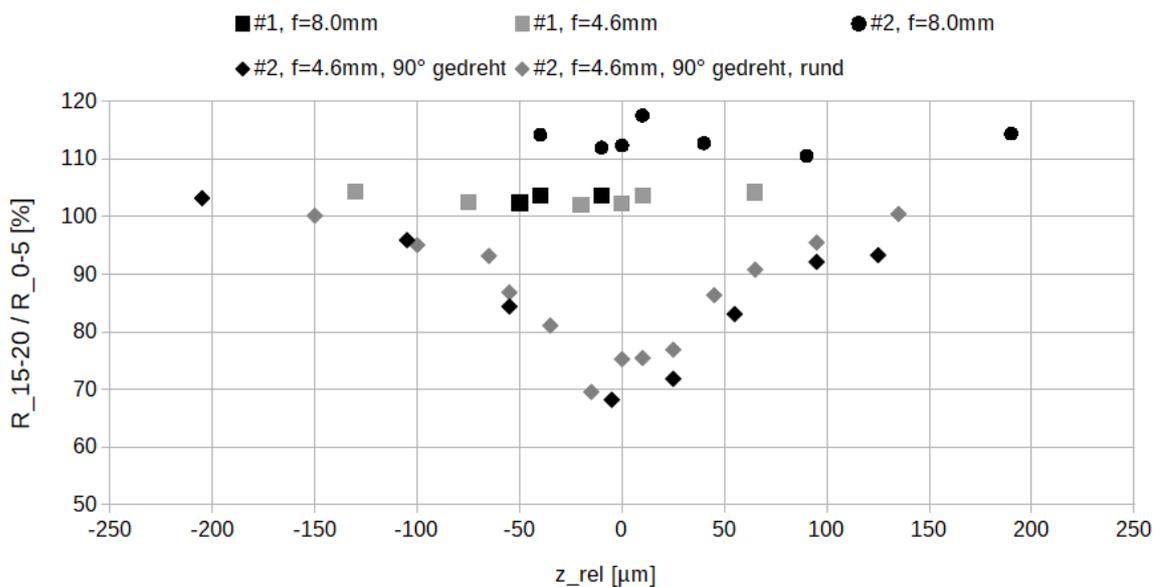


Abb. 36: Zusammenfassung zur Untersuchung der Linearität der I-U-Kennlinien

Der Unterschied zwischen den Antennen liegt in der Strukturierung der LT-GaAs-Schicht (siehe Kapitel 6.2); die LT-GaAs-Schicht bei Antenne #2 hat die Form eines Steges. Es ist naheliegend, dass Antenne #2 dadurch eine schlechtere Wärmesenke hat als Antenne #1: die Intensität und damit auch der Wärmeeintrag durch die Beleuchtung wird im Steg konzentriert und kann sich nur in Richtung des Substrates weiter ausbreiten. Eine Abschätzung des Wärmeeintrages wäre analytisch für bestimmte Fälle möglich. Die Schwierigkeit besteht aber in der Relation der Spotgeometrie zur Schichtgeometrie ( $3\ \mu\text{m}$  Dicke) für die strukturierte und nicht strukturierte Schicht; dazu kommt, dass diese LT-GaAs-Schicht nicht auf Parameter untersucht wurde, die für eine Wärmeleitungsbeurteilung relevant wären. Da eine analytische Abschätzung zu keiner belastbaren Aussage führen würde, wird an dieser Stelle darauf verzichtet. Dennoch wird eine stärkere Erwärmung der LT-GaAs-Schicht bei Antenne #2 aufgrund der Schichtstruktur vermutet.

Die Vermutung der stärkeren Erwärmung bei Antenne #2 könnte den Verlauf des Hellwiderstandes bei der Fokussierung mit der längerbrennweitigen Linse erklären. Wie im nächsten Kapitel

noch ausgeführt wird, wird davon ausgegangen, dass  $z = 0$  den Ort der Fokusebenen markiert. Für  $z > 0$  liegt der Fokus dann im Material, für  $z < 0$  außerhalb. Wenn der Fokus im Material liegt, wird ein geringerer Hellwiderstand beobachtet, der deshalb auf eine stärkere Erwärmung der LT-GaAs-Schicht zurückzuführen ist, weil der Widerstand von Halbleitermaterialien bei höheren Temperaturen sinkt. Für die Messung mit der kürzerbrennweitigen Linse zeigt sich dieses Widerstandsverhalten nicht. Anhand der Daten für  $A(R_E)$  ist erkennbar, dass hauptsächlich die Datenpunkte sich nicht in den generellen linearen Verlauf einfügen, die im Bereich den Fokus liegen, sondern der Hellwiderstand höher ausfällt als erwartet. Wie in Abb. 36 zu sehen war, nimmt die Nichtlinearität der I-U-Kennlinien im Bereich des Fokus bei  $z = 0$  zu. Aufgrund der hohen Intensität im Fokus wären eigentlich stärkere Erwärmungseffekte zu erwarten.

Das nichtlineare Verhalten könnte aber auch durch eine hohe Fluenz erklärt werden. Die Spitzenfluenz ergibt sich zu  $0.09 \text{ mJ cm}^{-2}$ . In [CAVALLERI/ET AL(1999)] wird eine Ablationsschwelle für Bulk-GaAs von  $175 \text{ mJ cm}^{-2}$  ( $\tau_p$ : 100 fs - 120 fs,  $\lambda$ : 620 nm) beschrieben; da diese Fluenz um fast 2000 Mal höher liegt, ist es unwahrscheinlich, dass bei dieser Messung Material abgetragen wurde. Materialschädigungen durch diese Spitzenfluenz sind aber nicht auszuschließen.

Das Widerstandsverhalten in Abhängigkeit der Spitzenfluenz wurde nicht weiter untersucht und bleibt damit für Antenne #2 ungeklärt. Es bleibt die Aussage, dass das Verhalten des Hellwiderstandes nicht nur vom Beleuchtungszustand sondern auch von der Strukturierung der LT-GaAs-Schicht abhängt, was den entscheidenden Unterschied zwischen Antenne #1 und #2 darstellt.

### 6.5.2 Vergleich der Terahertz-Signale bzgl. der Strahlprofile

Anhand des Verlaufes  $A(z_{rel})$  lassen sich lokale Maxima und Minima in Abhängigkeit von der relativen z-Position bestimmen. Zudem sind für die verwendeten optischen Linsen die fokussierten Strahlprofile bekannt. Die folgende Betrachtung korreliert beide Messreihen; da die Bandbreite bzw. der Hellwiderstand bis auf die beschriebenen Abweichungen mit der Amplitude in einer bestimmten Beziehung steht, wird die Betrachtung auf den Amplitudenverlauf reduziert.

Der Punkt  $z = 0$  wird als Fokusebene des Strahlprofils angenommen. Bei Fokussierung mit der  $f = 8.0 \text{ mm}$ -Linse tritt nur ein Maximum im Amplitudenverlauf auf, da die Antenne im Fokus mit der höchsten Intensität angeregt wird; weitet sich das Strahlprofil auf, so nimmt die Intensität im Bereich der Elektroden ab und die THz-Amplitude sinkt. Bei Fokussierung mit der kürzerbrennweitigen Linse entsteht ein kleinerer Fokus als der optimale Beleuchtungszustand, da zu wenig Fläche im Gapbereich mit ausreichender Intensität angeregt wird. Weitet sich dieses Strahlprofil auf, steigt die THz-Amplitude bis zu einem lokalen Maximum an der Stelle der optimalen Beleuchtung. Für Strahlprofile größer als dieses Optimum sinkt das THz-Signal durch die geringere Intensität im Bereich der Elektroden. Da die lokalen Maxima des THz-Signals symmetrisch um den Fokus verteilt sind, wurde  $z = 0$  in die Mitte der Maxima gelegt.

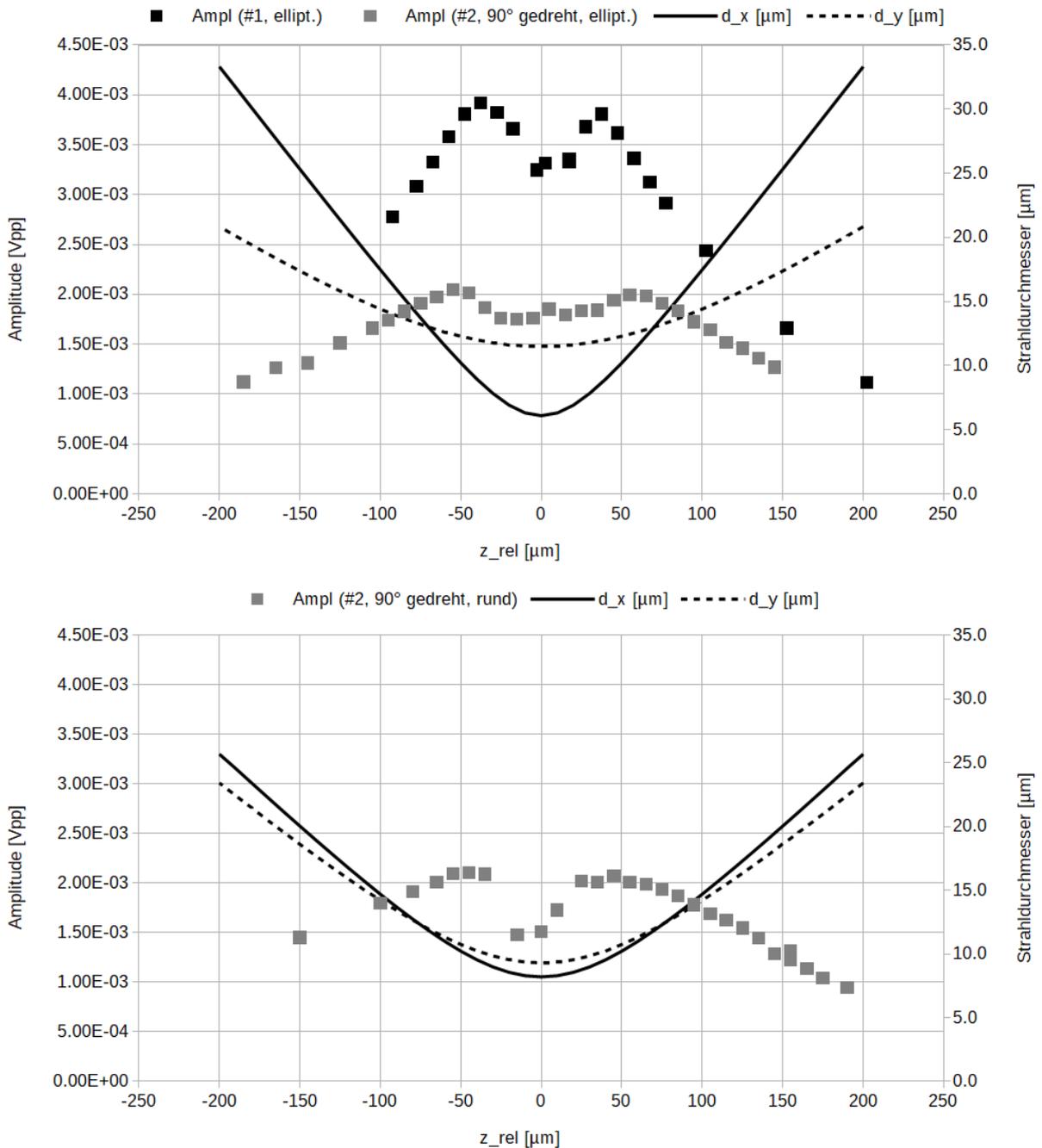


Abb. 37: Korrelation zw. THz-Amplitude (gepunktet) und Strahlprofil (Durchmesser in x- und y-Richtung); oben: elliptisches Strahlprofil; unten: rundes Strahlprofil

In Abb. 37 sind die Messwerte der THz-Amplitude sowie die Durchmesser der Strahlprofile über  $z_{rel}$  aufgetragen. Nach Gaußscher Strahlaufweitung lassen sich die Strahlprofile an  $z = z_{opt}$  berechnen (siehe Kapitel 5.2). Tabelle 10 fasst diese Ergebnisse zusammen, die in Abb. 38 zum besseren Verständnis visualisiert sind. Es ist deutlich zu erkennen, dass für alle drei optimalen

Tab. 10: Zusammenfassung der Strahlprofile für eine optimale Beleuchtung

Messung mit $f = 4.6$ mm-Linse	$\Delta z_{opt}$ [ $\mu\text{m}$ ]	in Gaprichtung ( $5 \mu\text{m}$ )		in Leiterbahnbreite ( $10 \mu\text{m}$ )	
		$2w(z=0)$	$2w(z_{opt})$	$2w(z=0)$	$2w(z_{opt})$
Antenne #1	75	6.1	9.0	11.5	12.0
Antenne #2, $90^\circ$ gedreht	110	11.5	12.5	6.1	11.0
Antenne #2, $90^\circ$ gedreht, mit Irisblende	100	9.3	10.6	8.2	10.2

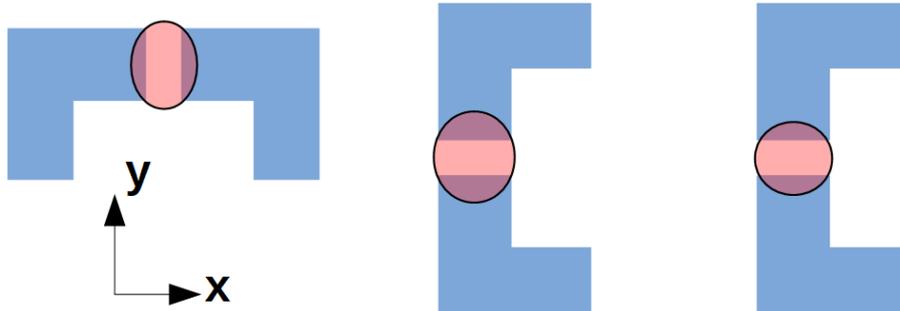


Abb. 38: Skizze der Strahlprofile bei optimaler Beleuchtung auf der Antennenstruktur;  
links: Antenne #1; Mitte: Antenne #2; rechts: Antenne #2 mit rundem Strahlprofil

Beleuchtungszustände der Gap-Bereich vollständig ausgeleuchtet ist; der Gaußradius ist für ein elliptisches Strahlprofil größer als die  $5 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$  Gapfläche. Für die Beleuchtung mit dem runden Strahlprofil wurde in Kapitel 6.1.4 schon angemerkt, dass aufgrund des Messaufbaus die Intensitätsverteilung einem Beugungsbild an einer Lochblende entspricht.

Es wird weiterhin angenommen, dass sich das Beugungsbild in derselben Weise wie die gaußverteilten Intensitätsprofile aufweitet. Da sich der Ort des Gaußradius auch beim Beugungsbild im Bereich der 0. Beugungsordnung befindet (siehe Abb. 27), wird diese Annahme als ausreichend gut betrachtet. In Kapitel 6.1.4 wurde diskutiert, dass ein Streckungsfaktor  $k$  zur Korrektur eingeführt werden kann, sodass sich ein anderes Intensitätsprofil ergibt. Die Durchmesser des optimalen Strahlprofils aus Tabelle 10 beziehen sich auf eine Gaußsche Intensitätsverteilung. Ein weiterer Punkt ist, dass die Ausrichtung der Blende vor der Messung des Terahertz-Signals neu durchgeführt werden musste; als Orientierung wurde der Fit aus dem Kamerabild verwendet, sodass der Radius des Laserstrahls vor der Linse in x- und y-Richtung ca. 75 Pixeln entspricht. Da dieses Strahlprofil nicht noch einmal nachgeprüft wurde, und diese Messung anfälliger war gegenüber Umweltbedingungen, ist unklar, inwiefern das vermessene Strahlprofil mit dem Strahlprofil im Moment der THz-Messung noch übereingestimmt hat.

Die nachfolgenden Untersuchungen beschäftigen sich damit, die Gemeinsamkeit zwischen den Strahlprofilen bei optimalem Terahertz-Signal zu finden.

## 7 Ansatz zur Entwicklung eines Modells bzgl. der optimalen Beleuchtung

### 7.1 Herleitung und Hintergrund

Der Beleuchtungszustand für ein maximales Terahertz-Signal tritt theoretisch dann ein, wenn das Optimum aus der Anregung der Ladungsträger durch die Beleuchtung und der Bewegung dieser Ladungsträger eintritt. Ladungsträger außerhalb des Biasfeldes durch  $U_B$  tragen nicht zur Pulserzeugung bei. Das  $E$ -Feld muss also in die Betrachtungen für den optimalen Beleuchtungszustand mit einbezogen werden. Es wurde auch die beleuchtete Fläche für die optimalen elliptischen Strahlprofile abzüglich der Elektrodengeometrie berechnet: mit den entsprechenden Durchmessern ergeben sich  $53.5 \mu\text{m}^2$  für Antenne #1 und  $56.8 \mu\text{m}^2$  für Antenne #2 ( $90^\circ$  gedreht). Die Flächen weisen eine signifikante Differenz auf; das zeigt, dass neben der Fläche noch das  $E$ -Feld mit einbezogen werden muss.

Es ergibt sich ein Anregungsvolumen, wenn die Absorption der Laserstrahlung in den Halbleiter mit betrachtet wird. Zur Vereinfachung wird in der nachfolgenden Diskussion allerdings nur die beleuchtete Fläche betrachtet - weder der Intensitäts- noch der  $E$ -Feldverlauf in der LT-GaAs-Schicht sind bekannt oder können gut abgeschätzt werden. Die beleuchtete Fläche lässt sich dagegen über eine Strahlprofil- und THz-Messung auch bei zukünftigen Versuchen gut bestimmen.

Das Modell beschränkt sich also darauf, eine optimale effektive Fläche zu finden, die sich aus der Überlagerung der  $E$ -Feldstärke und des Intensitätsprofils auf der Antennengeometrie zusammensetzt. Weiterhin wird angenommen, dass das Strahlprofil symmetrisch zu den Elektroden auf dem Antennenchip trifft. In [CAI/ET AL(1997)] wurde u.a. die Symmetrie der Beleuchtung bzgl. der Elektrodengeometrie anhand der THz-Amplitude untersucht. Es zeigt sich dort, dass für kleine Gapbereiche ( $5 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ ) die Beleuchtung symmetrisch ausfällt. Die obige Annahme ist demnach für die hier verwendeten Spotdurchmesser gut begründet.

### 7.2 Entwicklung

Das Modell zur optimalen Beleuchtung wurde in GNU Octave entwickelt.

Zuerst soll eine Beschreibung für die  $E$ -Feldstärke gefunden werden. Die Dipolstruktur dieser Antennen entspricht weitestgehend einem Plattenkondensator, wenn zwischen den Goldelektroden die Vorspannung angelegt wird. Wie in Abb. 38 zu sehen war, dehnt sich die beleuchtete Fläche bis über die Ecken der Elektroden aus; es kann also nicht mit der Vereinfachung gerechnet werden, dass die elektrische Feldstärke innerhalb eines Plattenkondensators konstant ist. Hier liegt ein Fall vor, bei dem der Abstand der Platten der halben Plattenlänge entspricht; die Vereinfachung würde also lediglich für einen kleinen Bereich um die Mitte der Elektroden gelten, bis das Modell deut-

lich von der realen Feldverteilung abweicht. Stattdessen wird auf das von [RANGANATH(2013)] entwickelte Modell zurückgegriffen, bei dem der Algorithmus mit vordefinierten Parametern den  $E$ -Feldverlauf aus der iterativen Lösung der Poissongleichung berechnet. Dafür wird zuerst eine Matrix sowie die Lage und Geometrie des Plattenkondensators definiert. Für jeden Pixel wird das elektrische Potenzial und daraus die Matrix bestimmt, die die elektrische Feldstärke enthält. Eine Demonstration ist in Abb. 39 zu sehen. Die Geometrie des Plattenkondensators wurde relativ zur Matrix auf folgende Parameter angepasst:

- Matrix: 61 px (x-Richtung), 101 px (y-Richtung)
- Länge des Plattenkondensators: 51 px
- Abstand der Platten: 26 px
- Umrechnungsfaktor:  $1 \mu\text{m} \hat{=} 5 \text{ px}$

Damit ergibt sich eine Pixelgröße von  $200 \text{ nm} \times 200 \text{ nm}$ , was als ausreichend klein für die Untersuchungen betrachtet wird. Die Feldstärkematrix wird normiert.

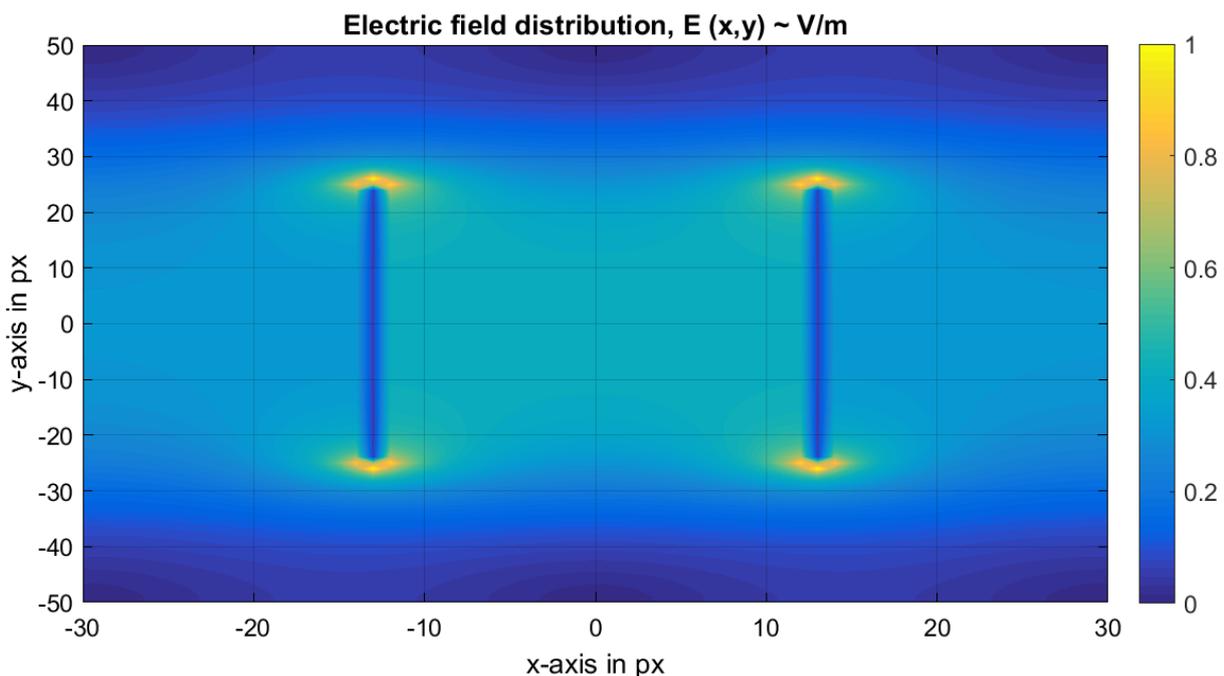


Abb. 39: Elektrische Feldverteilung eines Plattenkondensators (2D) nach [RANGANATH(2013)]; Skalierung: a.u.

Über diese Matrix, die die Feldstärke an jedem Punkt beschreibt, wird eine Matrix gelegt, die die Antennengeometrie enthält. In Abb. 40 links ist zu sehen, dass die Pixel mit 0 multipliziert werden, die durch die Elektroden überdeckt werden.

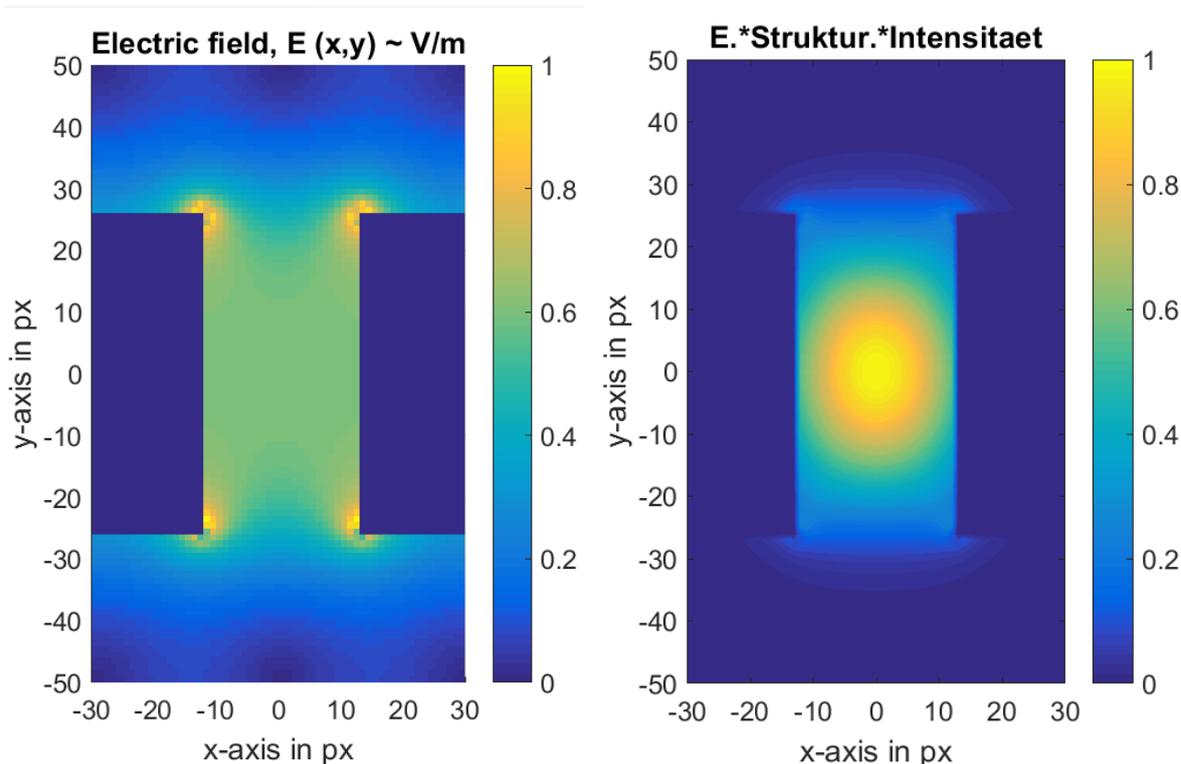


Abb. 40: links: elektrische Feldverteilung im Gapbereich;  
rechts: Intensitätsverteilung (Gaußprofil aus Abb. 41) x  $E$ -Feldstärke im Gapbereich;  
Skalierung: a.u.

Zudem wird die Überhöhung der Feldstärke an den Enden der Platten korrigiert. Im theoretisch gerechneten Modell ergeben sich die Überhöhungen, da die Enden der Platten eckig zulaufen. Die Goldschicht wird durch lithografische Methoden strukturiert; wie aus den Mikroskopbildern in Abb. 28 zu erkennen ist, verrunden die Ecken bei der Herstellung. Beim realen  $E$ -Feld treten also durchaus Überhöhungen an den Ecken auf, nur weniger stark ausgeprägt als im Modell berechnet. Zur Korrektur werden vier Pixel direkt an den Kanten mit Faktoren  $<1$  multipliziert:

- Eckpixel mit Position (edgex, edgex), hier im Beispiel an Ecke oben links
- multipliziert mit Faktor 0.6: (edgex-1,edgex) und (edgex,edgex+1)
- multipliziert mit Faktor 0.8: (edgex-1,edgex+1)
- multipliziert mit Faktor 0.7: (edgex+1,edgex+1)

Die Eckenverrundung führt auch dazu, dass der Gapbereich geringfügig größer wird – es kann allerdings nicht abgeschätzt werden, um wie viel, da die Mikroskopbilder nur visuell ausgewertet wurden. Außerdem beeinflussen u.a. die genauen Prozessparameter während der Strukturierung, wie rund die Ecken der Elektroden ausfallen. Auf eine Korrektur der Größe des Gapbereiches wird deshalb verzichtet.

Die Intensitätsverteilung eines elliptischen Gaußprofils über eine Matrix  $[x,y,]$  mit den Gaußradien  $a = w_x, b = w_y$  wird folgendermaßen berechnet:

$$I_{Gauss} = \exp \left[ -2 \left( (x/a)^2 + (y/b)^2 \right) \right]$$

Die Intensitätsverteilung des Beugungsbildes wird, wie in Kapitel 6.1.4 ausgeführt, durch eine gestauchte Besselfunktion 1. Ordnung beschrieben:

$$J_{Bess} = \left[ \frac{J \left( 1, \sqrt{(x/(k \cdot a))^2 + (y/(k \cdot b))^2} \right)}{\sqrt{(x/a)^2 + (y/b)^2}} \right]^2$$

Ein Beispiel ist in Abb. 41 dargestellt. Diese Matrix, die die Intensitätsverteilung enthält, wird mit der Matrix der elektrischen Feldverteilung und der Elektrodengeometrie multipliziert. Das Ergebnis ist in Abb. 40 rechts zu sehen.

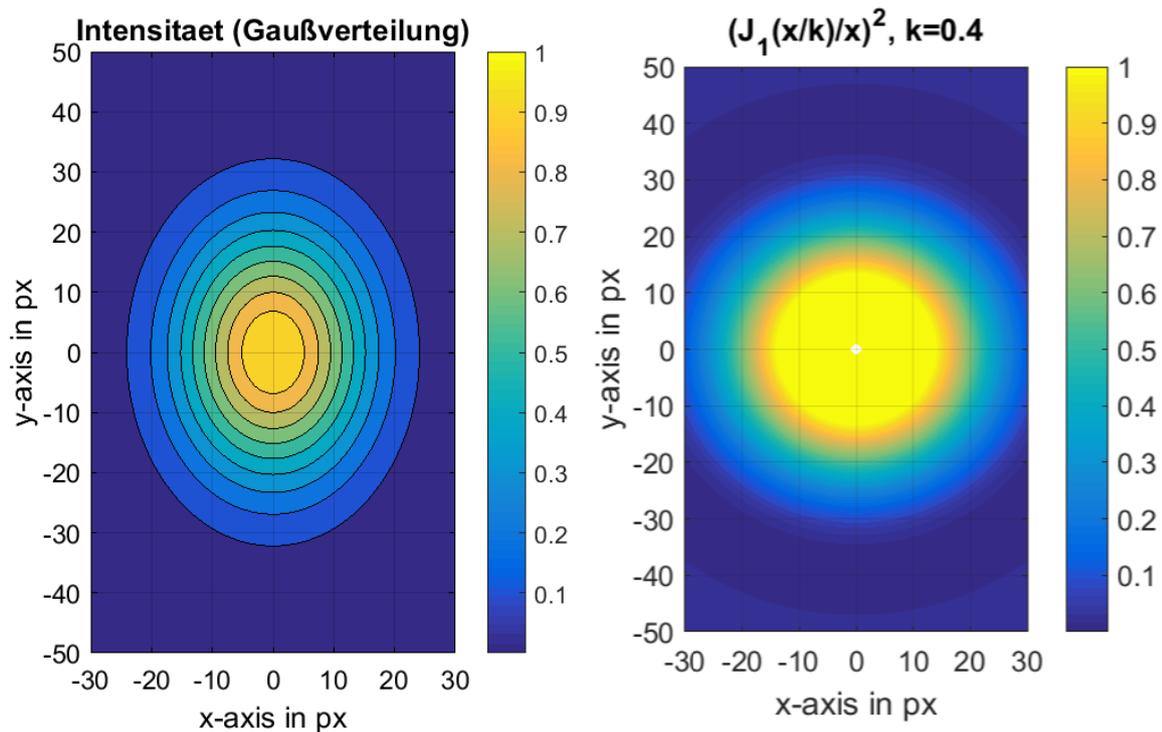


Abb. 41: Intensitätsverteilung im Modell; links: Gaußprofil, Durchmesser  $2w_x = 9 \mu\text{m}$ ,  $2w_y = 12 \mu\text{m}$ ; rechts: Profil des Beugungsbildes,  $2w_x = 10.7 \mu\text{m}$ ,  $2w_y = 10.2 \mu\text{m}$ ,  $k = 0.4$ ; Skalierung: a.u.

Diese Matrix enthält Werte, die eine effektive Beleuchtungsintensität beschreiben. Wird über einen Teil dieser Werte integriert, ergibt sich eine effektiv beleuchtete Fläche. Als Integrations-

grenzen werden nicht Flächenabschnitte gewählt, sondern es wird sich daran orientiert, auf wieviel Prozent des Maximums die effektive Intensität abgesunken ist. Dieses Vorgehen orientiert sich an der Beschreibung der gaußschen Intensitätsverteilung. Im Algorithmus wird diese Integration so umgesetzt, dass die Pixel gezählt werden, bei denen die effektive Intensität größer ist als der prozentual festgelegte Grenzwert. Da ein Pixel rund  $0.04 \mu\text{m}^2$  entspricht, kann die Fläche  $N_{ges}$  in guter Näherung in  $\mu\text{m}^2$  umgerechnet werden.

Der vollständige Algorithmus stellt einen Funktionsaufruf dar und ist im Anhang A.6 zu finden. Die Parameter der Funktion sind die Durchmesser des Strahlprofils und ein Vektor, der bestimmt, auf wieviel Prozent die effektive Intensität für die Flächenbestimmung abgesunken sein soll. Als Prozentsätze  $p$  wurden  $[90, 80, 70, 1 - e^{-1} = 63, 50, e^{-1} = 37, 32, 20, e^{-2} = 14, 10, 5, 1] \%$  gewählt, um den Verlauf adäquat abbilden zu können. Berechnet wurden die Flächen nach  $1 - p$ . Ausgegeben werden Abbildungen zur effektiven Intensität sowie die Fläche  $N_{ges}$  für jeden Prozentsatz.

## 7.3 Untersuchung anhand der Messdaten

### 7.3.1 Optimale elliptische Strahlprofile

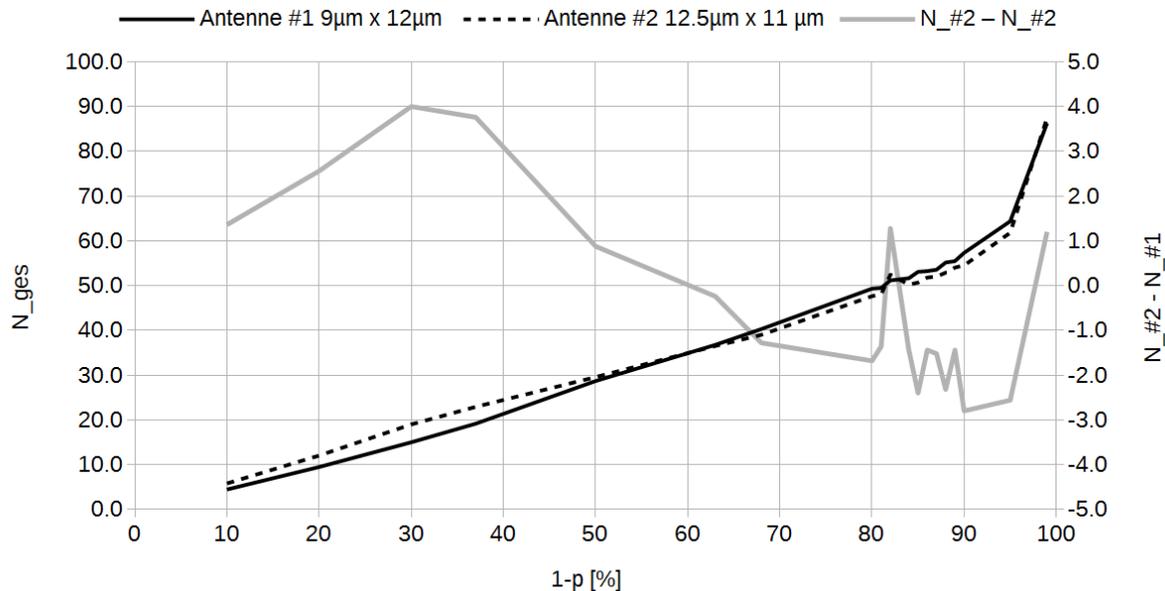


Abb. 42: Flächenverlauf für die optimalen elliptischen Strahlprofile ( $\propto \mu\text{m}^2$ ) sowie deren Differenz

Abb. 42 stellt den Verlauf der effektiven Fläche für das optimale Strahlprofil für Antenne #1 und Antenne #2 (um  $90^\circ$  gedreht) dar (Ergebnisse siehe Tabelle 12 im Anhang).

Anhand des Kurvenverlaufs zeigt sich, dass  $N_{ges}$  zuerst weitestgehend linear mit  $p$  steigt, bevor die Fläche ab ca.  $1 - p = 90\%$  stark zunimmt. Die effektive Intensität ist in den Außenbereichen um die Elektroden nur noch sehr gering, d.h. diese Bereiche werden hier mitgezählt. Anhand der Daten ist zu erkennen, dass die geometrische Gapfläche von  $50 \mu\text{m}^2$  bei beiden Strahlprofilen für  $1 - p = [80;86]\%$  voll ausgeleuchtet ist.  $110\%$  der Gapfläche, d.h.  $55 \mu\text{m}^2$ , was den Bereich der Ecken der Elektroden mit einschließt, werden für  $1 - p = [86;90]\%$  effektiv beleuchtet.

In Abb. 42 ist außerdem die Differenz  $\Delta N$  zwischen beiden Kurven aufgetragen. Da das Strahlprofil für Antenne #2 stärker aufgeweitet und weniger elliptisch ausfällt, wird bis  $1 - p = 50\%$  effektiv eine größere Fläche beleuchtet, oder: die Fläche, die  $50\%$  der effektiven Leistung einschließt, fällt für ein weniger elliptisches Strahlprofil größer aus. Für  $50\% < 1 - p < 95\%$  übersteigt die Fläche des Strahlprofils für Antenne #1 das von Antenne #2; dieser Wechsel könnte daran liegen, dass für dieses Strahlprofil die Elektroden weniger überdeckt werden als für das von Antenne #2. Das bedeutet, dass an der Kante der Elektroden die effektive Intensität des Strahlprofils von Antenne #1 höher ist als bei Antenne #2, und somit mehr effektive Fläche berechnet wird. Insgesamt fällt der Flächenunterschied in diesem Bereich mit  $|\Delta N| < 3 \mu\text{m}^2$  gering aus. Für  $1 - p = 99\%$  kehrt sich dieser Trend um. Im Bereich zwischen  $80\% < 1 - p < 90\%$ , wo sich die Feldüberhöhungen an den Ecken der Elektroden befinden, fluktuiert die Kurve für  $\Delta N$  stärker.

### 7.3.2 Optimales rundes Strahlprofil

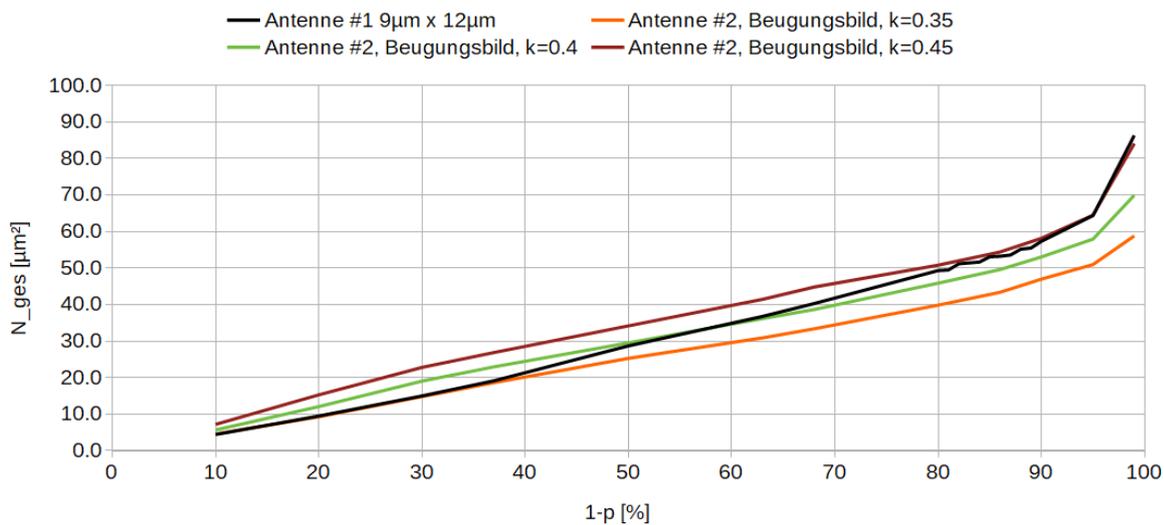


Abb. 43: Flächenverlauf für das optimale runde Strahlprofil ( $\propto \mu\text{m}^2$ ) im Vergleich zum optimalen Strahlprofil für Antenne #1

Für das runde Strahlprofil wurden die Strahlradien des optimalen Strahlprofils in die Intensitäts-

verteilung einer gestauchten Besselfunktion eingesetzt. In Kapitel 6.1.4 wurde ausgeführt, dass so eine Anpassung mit  $k \approx 0.4$  versucht werden kann. Im Modell wurde  $k$  zwischen 0.35 und 0.45 variiert; es wird vermutet, dass sich der wahre Kurvenverlauf in diesem Intervall befindet.

In Abb. 43 ist die Kurvenschar durch  $k$  sowie, zum besseren Vergleich, der Verlauf für Antenne #1 zu sehen. Die Werte sind im Anhang in Tab. 14 aufgelistet. Für  $k = 0.45$  verläuft die Kurve im niedrigen Prozentbereich höher als die für Antenne #1 und nähert sich dieser Kurve für den höheren Prozentbereich an. Für  $k = 0.35$  verlaufen beide Kurven bis ca.  $1 - p = 40\%$  gleich, doch im weiteren Verlauf fallen die Flächen für Antenne #2 kleiner aus. Innerhalb der Kurvenschar für Antenne #2 ähnelt sich der Kurvenverlauf. Der Intervall für den Prozentsatz, bei dem  $50 \mu\text{m}^2$  Gapfläche beleuchtet werden, fällt mit  $1 - p = [80;95] \%$  relativ weit aus.

### 7.3.3 Fokus der Strahlprofile

Durch den Vergleich des effektiven Flächenverlaufes für den Fokus mit dem des optimalen Strahlprofils soll herausgefunden werden, ob es einen direkten Zusammenhang zum Signalverlust am lokalen Minimum der THz-Amplitude gibt. Die Ergebnisse sind Tabelle 13 und in Abb. 44 zu sehen.

Für Antenne #1 liegt der Fokus mit  $2w_x = 6.1 \mu\text{m}$  und  $2w_y = 11.5 \mu\text{m}$  in Gaprichtung, sodass sich durch die kleineren Strahldurchmesser zwar kleinere effektive Flächen ergeben, allerdings ist der Unterschied viel geringer als bei Antenne #2. Für Antenne #2 ergibt sich daher eine größere Diskrepanz zwischen den effektiven Flächen im Fokus und für das optimale Strahlprofil. In diesem Fall wird die Gapfläche nur sehr wenig ausgeleuchtet. Weder die Kurvenverläufe untereinander noch die Relation zwischen Fokus und optimalem Strahlprofil stimmen überein. Das lokale Minimum der THz-Amplitude betrug allerdings in beiden Fällen 85 % der Maxima. Es ist also anhand dieser Kurven nicht erkennbar, warum für zwei so verschiedene Flächenverläufe derselbe Signalverlust im THz-Bereich auftritt. Es könnte auf einen weiteren Unterschied zwischen Antenne #1 und #2 hindeuten.

Abb. 45 stellt den effektiven Flächenverlauf für das runde Strahlprofil für  $k = 0.35$  und  $k = 0.45$  dar; die Ergebnisse befinden sich im Anhang in Tab. 14. Die Kurve für  $k = 0.45$  im Fokus verläuft ähnlich zur Kurve für  $k = 0.35$  am Ort den optimalen Strahlprofils; die Intervalle für den Kurvenverlauf für das optimale Strahlprofil und für den Fokus überschneiden sich also geringfügig. Für  $k = 0.35$  im Fokus verläuft die Kurve entsprechend flacher.

Das Signal im Fokus des runden Strahlprofils war mit ca. 70 % der max. Amplitude geringer als im Fokus der elliptischen Strahlprofile. Auch anhand dieser Kurven ist keine Korrelation zum prozentualen Signalverlust im Fokus erkennbar.

## 7 ANSATZ ZUR ENTWICKLUNG EINES MODELLS BZGL. DER OPTIMALEN BELEUCHTUNG

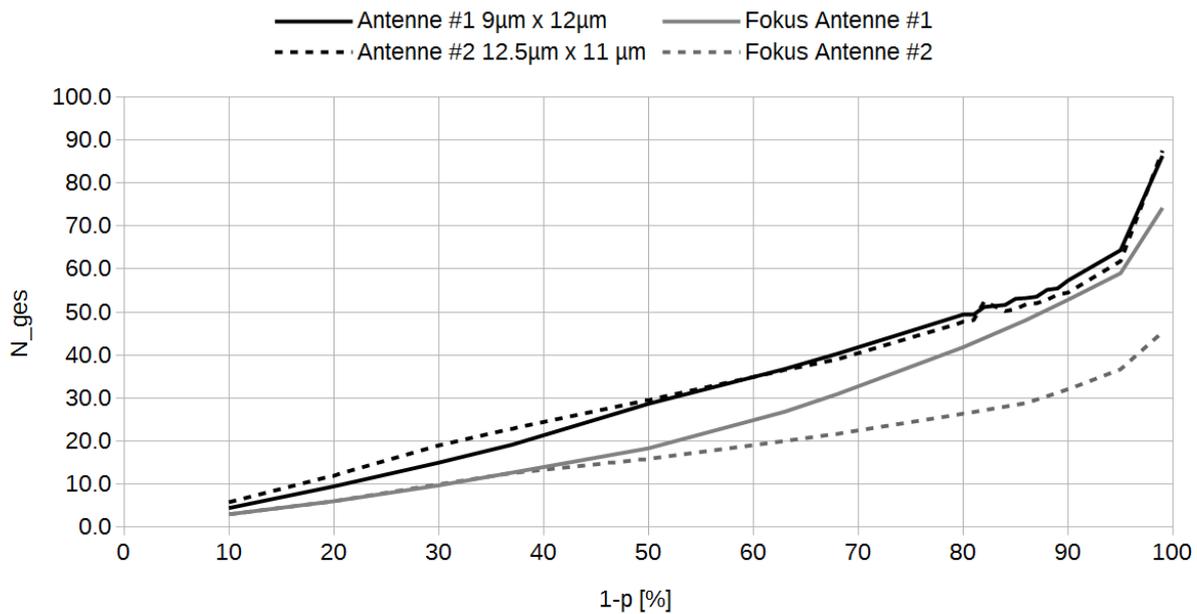


Abb. 44: Flächenverlauf für die optimalen elliptischen Strahlprofile sowie die Strahlprofile im Fokus

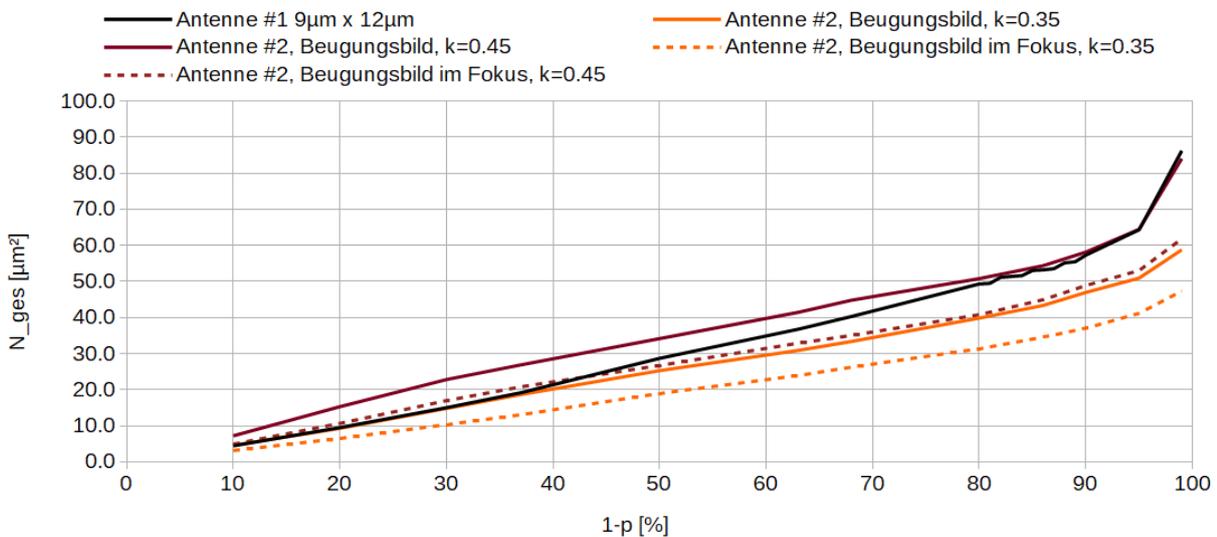


Abb. 45: Flächenverlauf für die optimalen runden Strahlprofile sowie die Strahlprofile im Fokus

### 7.4 Fehlereinflüsse und Grenzen des Modells

Die Vereinfachungen für dieses Modell wurden schon diskutiert, d.h. dass eigentlich das Anregungsvolumen betrachtet werden müsste, aber hier die effektiv beleuchtete Fläche untersucht wird.

Bei der Entwicklung des Modells in Kapitel 7.2 wird auf die Eckenverrundung der Elektrodenstruktur eingegangen. Die Feldstärke der entsprechenden Pixel abzuschwächen, ist eine begründete Vorgehensweise, aber es wurde nicht überprüft, wie akkurat das Modell mit der Realität übereinstimmt.

Wie genau die reale Geometrie des Gapbereiches den nominalen  $5\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$  entspricht, wurde nicht nachgemessen. Als Standardabweichung für Breite und Länge werden je 10 % angenommen, was  $0.5\ \mu\text{m}$  bzw.  $1\ \mu\text{m}$  entspricht. Die Gapfläche variiert demnach zwischen  $4.5\ \mu\text{m} \times 9\ \mu\text{m} = 40.5\ \mu\text{m}^2$  und  $5.5\ \mu\text{m} \times 11\ \mu\text{m} = 60.5\ \mu\text{m}^2$ .

Die Genauigkeit der Strahlprofilmessung wurde bereits in Kapitel 6.4 diskutiert und abgeschätzt, dass die Standardabweichung für die Strahltaille 5 % beträgt. Aus Strahltaille  $\pm 5\%$  STD kann wiederum das Strahlprofil an der  $z$ -Position der maximalen THz-Amplitude berechnet werden.

Es können durch diese Variationen zwei Extremfälle eintreten: eine kleine Gapfläche wird mit einem großen Strahlprofil beleuchtet, oder ein kleines Strahlprofil beleuchtet eine große Gapfläche. Für diese Toleranzrechnung wurde die Position der Plattenkondensatoren maßstabsgetreu zu 22 bzw. 28 Pixeln Abstand und die Länge auf 46 bzw. 56 Pixel geändert. Die Ergebnisse sowie die verwendeten Strahlprofile sind in Tabelle 15 im Anhang zusammengefasst.

In Abb. 46 sind die Flächenverläufe für die optimalen elliptischen Strahlprofile inkl. der Toleranzabschätzung zu sehen. Zu Beginn ist der Kurvenlauf noch identisch, sie vereinzeln sich erst für verschiedene, höhere Prozentsätze. Für die Beleuchtung einer kleinen Gapfläche verlaufen beide Kurven deutlich flacher, für den Fall einer großen Gapfläche bei höheren Prozentsätzen geringfügig steiler. Die Absolutwerte der effektiven Flächen zeigen folgendes:

- die Gapfläche von  $40.5\ \mu\text{m}^2$  wird für  $1-p = [80;86]\%$  vollständig ausgeleuchtet, die 110%ige Fläche für  $1-p = [86;90]\%$
- die Gapfläche von  $60.5\ \mu\text{m}^2$  wird für ca.  $1-p = 90\%$  vollständig ausgeleuchtet, die 110%ige Fläche für  $1-p = [90;95]\%$

Für die Beleuchtung mit dem Beugungsbild liegt der größte Fehlereinfluss immer noch in der Strahlprofilmessung, da ein Gaußprofil angenommen und die Fehlerfunktion an die Transmissionskurve gefittet wurde. Es bleibt unsicher, inwieweit die durch  $k$  gestauchte Besselfunktion dem real vorliegenden Strahlprofil entspricht. Wie schon erwähnt wurde, musste die Irisblende vor der THz-Messung anhand des Kamerabildes neu eingestellt und ausgerichtet werden. Dadurch sind auch die ermittelten Strahlradien für das optimale Strahlprofil fehlerbehafteter als für die Messungen ohne Irisblende. Aufgrund dieser Unsicherheiten wird auf eine Betrachtung bzgl. der Variation der Gapfläche und der Strahltaille verzichtet.

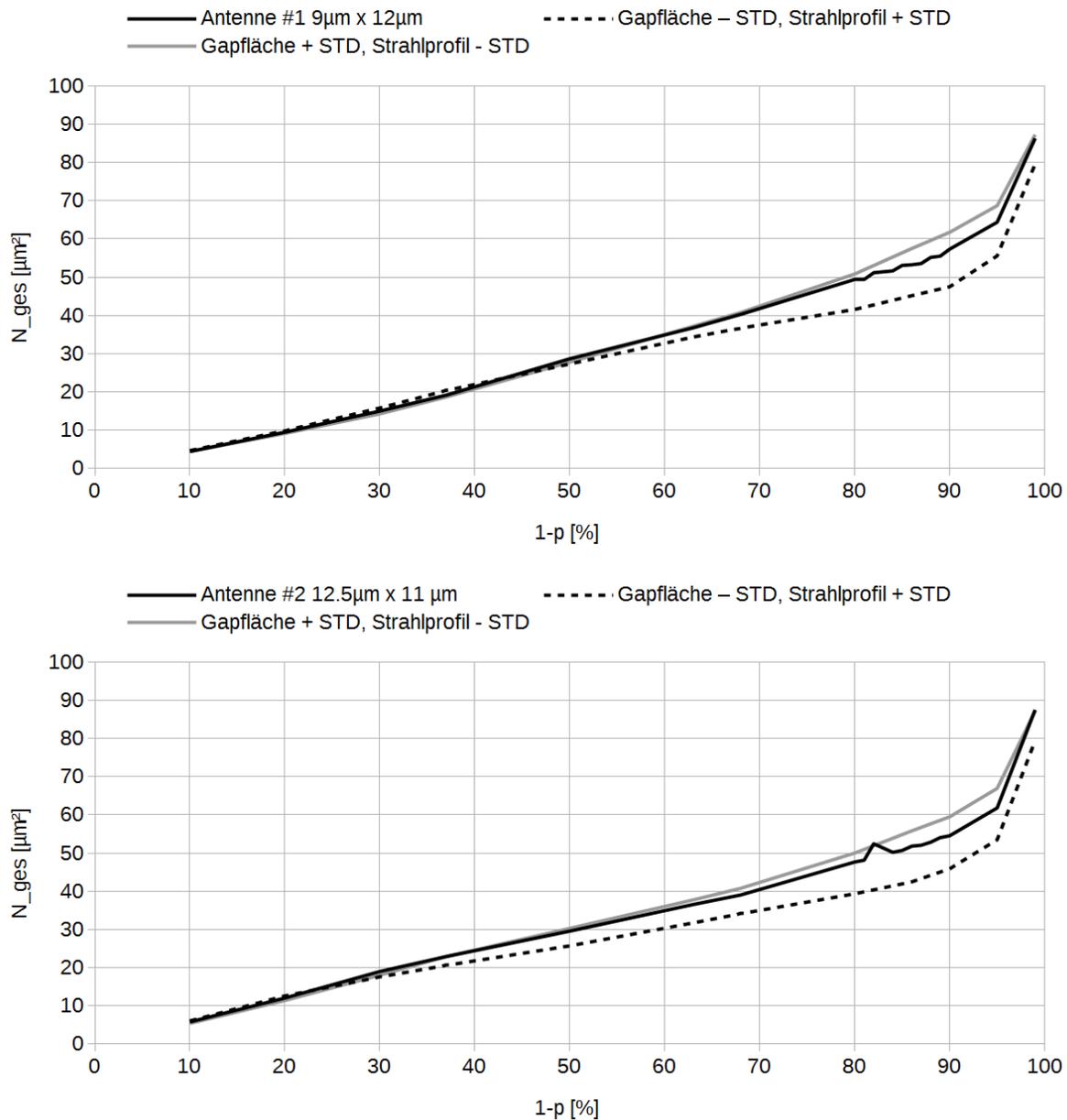


Abb. 46: Flächenverlauf für das optimale Strahlprofil für Antenne #1 (oben) und Antenne #2 (unten) sowie für die Toleranzbetrachtung ( $\propto \mu\text{m}^2$ )

## 7.5 Schlussfolgerungen

Über die elliptischen Strahlprofile für ein maximales THz-Signal für Antenne #1 und #2 lassen sich folgende Aussagen machen.

Die Gapfläche sollte, um ein möglichst hohes THz-Signal zu erhalten, vollständig ausgeleuchtet sein; im Modell wurde dies durch die effektiv beleuchtete Fläche quantifiziert, an deren Rändern die Intensität auf einen bestimmten Prozentsatz abgesunken ist. Wie die Simulation und die To-

leranzbetrachtungen ergeben, gibt es innerhalb eines Bereiches eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden optimalen elliptischen Strahlprofilen. Ist die Intensität auf  $p = (15 \pm 5) \%$  des Maximums abgesunken, werden effektiv  $100 \% < N_{ges} < 110 \%$  der Gapfläche beleuchtet.

Die Untersuchung von [CAI/ET AL(1997)] befasste sich mit der Abhängigkeit des THz-Signals bei verschiedenen Elektrodengeometrien der Emitterantenne, wenn diese Geometrien spitz zulaufende Formen enthalten. Angeregt wurden die Antennen im Bereich der Feldüberhöhung des  $E$ -Feldes; beim direkten Vergleich liefern ein Bowtie-Design und ein gegeneinander versetztes Bowtie-Design das höchste THz-Signal, mehr als doppelt so viel wie eine einfache Paralleldrahtantenne. Dieses Ergebnis zeigt, dass die Feldüberhöhung im Bereich von Spitzen einen signifikanten Beitrag zur Steigerung des THz-Signals liefert.

Hier wurden zwar nur Paralleldrahtantennen untersucht, aber im Modell des  $E$ -Feldverlaufes sind die Überhöhungen an den Ecken deutlich sichtbar. Daher wird geschlussfolgert, dass  $> 100 \%$  der Gapfläche effektiv beleuchtet werden sollten. Die obere Grenze von  $110 \%$  stammt vor allem aus den Daten der Toleranzbetrachtungen; dabei liegen die Werte für die Beleuchtung einer großen Gapfläche mit einem kleinen Strahlprofil geringfügig außerhalb dieses Bereiches.

Wird die Antenne mit einem runden Strahlprofil, das einem Beugungsbild an einer Lochblende entspricht, beleuchtet, ergibt sich ein anderes Bild. Durch die mit  $k = [0.35; 0.45]$  gestauchte Besselfunktion wurde versucht, die gemessenen Gaußradien an die Intensitätsverteilung des Beugungsbildes anzupassen. Die effektiv beleuchtete Fläche wurde für diese Werte von  $k$  berechnet. Für  $k = 0.45$  werden für  $p = 20 \%$  ca.  $100 \%$ , für  $p = 0.14$  ca.  $110 \%$  der Gapfläche effektiv beleuchtet. Dieses Ergebnis stimmt gut mit der obigen Aussage über die Beleuchtung mit einem elliptischen Strahlprofil überein.

Für  $0.35 \leq k < 0.45$  verschieben sich die Prozentsätze allerdings signifikant; für  $k = 0.4$  werden für  $p = 10 \%$  ca.  $106 \%$  der Gapfläche effektiv beleuchtet, für  $k = 0.35$  sind dieser Wert auf ca.  $94 \%$ . Insbesondere das letzte Ergebnis liegt außerhalb des Bereiches von  $p = (15 \pm 5) \%$ . Die Schlussfolgerungen aus den Untersuchungen der optimalen elliptischen Strahlprofile lassen sich also nicht vollständig innerhalb der Toleranzgrenzen auf diesen Beleuchtungszustand übertragen. Diese Abweichung kann mehrere Ursachen haben. Wie in Kapitel 6.1.4 bei der Strahlradienmessung schon erwähnt wurde, wurde nicht genauer untersucht, inwieweit die Umrechnung über  $k$  mit der Realität übereinstimmt. Zudem wurde schon diskutiert, dass die Irisblende im Strahlengang vor der THz-Messung neu ausgerichtet werden musste, und es daher mehr Unsicherheiten gibt, den Strahlradienverlauf mit der THz-Amplitude zu korrelieren. In diesem Modell kommt außerdem hinzu, dass vereinfacht nur die  $E$ -Feldverteilung und die Intensität in die Betrachtungen mit einbezogen wurden. Für ein Gaußprofil nimmt die Intensität stetig ab; die Intensität des Beu-

gungsbildes fällt allerdings steiler ab, um dann bis zum ersten Nebenmaximum wieder anzusteigen, wieder zu sinken usw. (siehe Abb. 27 in Kapitel 6.1.4). Der Unterschied zur Gaußverteilung ist vor allem das Auftreten der lokalen Minima und der Nebenmaxima. Es ist möglich, dass es weitere Effekte gibt, die abhängig vom Intensitätsverlauf an bestimmten Stellen im Bereich der Elektrodengeometrie sind.

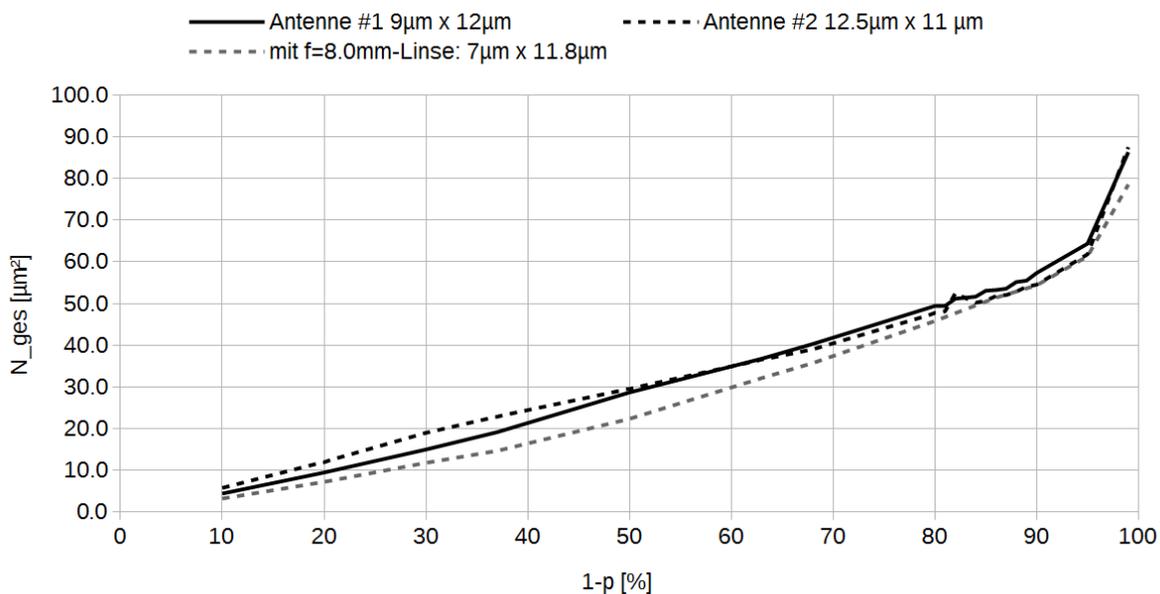


Abb. 47: Flächenverlauf für den Fokus bei Beleuchtung mit  $f = 8.0$  mm-Linse im Vergleich zu den optimalen elliptischen Strahlprofilen mit der  $f = 4.6$  mm-Linse

Die Schlussfolgerung, dass für eine maximale THz-Amplitude 100 - 110 % der Gapfläche bei  $p = (15 \pm 5) \%$  effektiv beleuchtet werden sollte, wurde auch für die Beleuchtung mit der  $f = 8.0$  mm-Linse überprüft. In der THz-Messkurve war für beide Antennen ein Maximum zu sehen, von dem angenommen wurde, dass an dieser Stelle die Antenne im Fokus des Strahlprofils ( $2w_x = 7 \mu\text{m}$ ,  $2w_y = 11.8 \mu\text{m}$ ) stand. Das Ergebnis für diesen Beleuchtungszustand ist in Abb. 47 zu sehen. Bei  $p=14 \%$  werden ca. 100 % der Gapfläche, bei  $p=10 \%$  dann 109 % der Gapfläche effektiv beleuchtet. Innerhalb der Toleranzgrenzen stimmt dieses Ergebnis mit der Schlussfolgerung des Modells überein. Es kann also gut vorhergesagt werden, dass die THz-Messkurve nur ein Maximum aufweist, wenn mit der längerbrennweitigen Linse beleuchtet wird.

Die vereinfachten Annahmen für dieses Modell wurden bereits diskutiert. Aus den Ergebnissen zur Beleuchtung mit einem Beugungsbild könnte geschlussfolgert werden, dass die Art der Intensitätsverteilung eine weitere Grenze des Modells bzgl. der Schlussfolgerungen darstellt. Aus der Literatur geht hervor, dass voreingestellte Parameter wie die Durchschnittsleistung des Laserstrahls oder die Biasspannung an der Emitterantenne weitere Grenzen des Modells darstellen.

[CASTRO-CAMUS/ET AL(2005)] modellierten die Ladungsträgerdynamik für die THz-Erzeugung und untersuchten damit u.a. die zeitliche und räumliche Abhängigkeit des Screening-Effekts, d.h. der Abschwächung des  $E$ -Feldes durch eine Raumladungszone. Die Verteilung des Screening-Effekts führt dazu, dass in der Nähe der Kanten die elektrische Feldstärke zunimmt. Die Autoren schlussfolgern, dass dies eine Erklärung für die THz-Signalverstärkung bei asymmetrischer Beleuchtung der Elektroden darstellt, wie z.B. auch in [CAI/ET AL(1997)] berichtet wird.

In [CAI/ET AL(1997)] wurde allerdings festgestellt, dass für einen kleinen Gapbereich diese Asymmetrie nicht zu beobachten ist. Andererseits wurden die Untersuchungen von [CAI/ET AL(1997)] nicht an einer Paralleldrahtantenne, sondern an einer anderen Elektrodengeometrie durchgeführt. Letztendlich bleibt zu sagen, dass alle Parameter, die den Screening-Effekt beeinflussen, vom hier entwickelten Modell unterschlagen werden.

Wie die numerischen Rechnungen von [MORENO/ET AL(2014)] zeigen, wird die Ausprägung des Screening-Effekts von der optischen Durchschnittsleistung beeinflusst. Der Zusammenhang zwischen einfallender optischer Leistung und emittierter THz-Leistung fällt nur für kleine optische Leistungen weitestgehend linear aus; für höhere optische Leistungen tritt durch den Screening-Effekt ein Sättigungsverhalten ein. Derselbe Zusammenhang stellt sich zwischen Biasspannung und emittierter THz-Leistung ein. Der Punkt, ab dem die Beziehung nicht mehr linear ist, hängt u.a. von Materialparametern ab; die Absolutwerte aus [MORENO/ET AL(2014)] sind also nicht vergleichbar mit den hier verwendeten Antennen.

Die Elektrodengeometrie stellt eine weitere Grenze des Modells dar; wie schon mehrfach, z.B. auch in [CAI/ET AL(1997)], diskutiert wurde, hängen Effekte wie das Screening oder die elektrische Feldüberhöhung von der Elektrodengeometrie ab.

Der Vollständigkeit halber wird erwähnt, dass das Modell auch nur für die Emitterantenne gilt. [YANO/ET AL(2005)] führten Messungen zur Anregung der Detektorantenne bei verschiedenen Elektrodengeometrien durch; das detektierte THz-Feld fällt sehr viel kleiner aus als das Biasfeld der Emitterantenne. Demzufolge fallen Feldüberhöhungen durch die Geometrie oder der Screening-Effekt viel geringer aus.

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, Einflüsse auf den Beleuchtungszustand einer photoleitenden Antenne bzgl. eines maximalen THz-Signals zu untersuchen. Dafür wurden Messungen des THz-Signals in Abhängigkeit des Strahlprofils auf der Antenne durchgeführt, und diese Messkurven mit der Aufweitung des Strahlprofils korreliert. Es war dadurch möglich, die Strahlprofile an den Punkten des maximalen THz-Signals (d.h. Amplitude des Pulses und Bandbreite des Spektrums) zu ermitteln.

Für die Untersuchungen wurden drei verschiedene Strahlprofile verwendet; zum einen das elliptische Strahlprofil dieses Lasers, wenn die Antenne um  $0^\circ$  bzw. um  $90^\circ$  gedreht wurde, und zum anderen ein Beugungsbild, das durch eine Lochblende im Strahlengang erzeugt wurde und dadurch weniger elliptisch ausfällt.

Es stellt sich heraus, dass es eine Fläche gibt, in der sich ein bestimmter Anteil der effektiven Intensität des Laserspots befinden muss, um ein maximales THz-Signal zu erreichen. Wird eine kleinere Fläche effektiv beleuchtet oder wird die Fläche mit weniger effektiver Intensität beleuchtet, sinkt das THz-Signal. Die effektive Intensität ergibt sich modellhaft aus der Überlagerung der Elektrodenstruktur, des elektrischen Feldes zwischen den Elektroden und des Intensitätsverlaufes des Laserspots. Anhand einer GNU Octave-basierten Simulation konnte ermittelt werden, dass zwischen 100 % - 110 % der Gapfläche so beleuchtet werden sollten, dass die effektive Intensität am Rand dieses Bereiches ( $15 \pm 5$  %) des Maximums entspricht.

Anhand dieser Ergebnisse kann auch der Justagevorgang der Freistrahlantennen und FC-PCA, wie in Kapitel 5.1 beschrieben, besser verstanden werden. Einerseits ergeben sich mit den Brennweiten der optischen Linsen Fokusbereiche, die kleiner sind als das ermittelte Optimum für ein maximales THz-Signal. Im Bereich des Fokus kommt es daher zu einem Signalverlust. Die optische Linse wird mithilfe des Multimeters auf den minimalen Hellwiderstand justiert. Die Untersuchungen haben gezeigt, dass das Widerstandsminimum mit der maximalen THz-Amplitude zusammenfällt, wenn die LT-GaAs-Schicht nicht strukturiert wurde. In Tabelle 2 wurde ermittelt, dass die Bedingungen am Justageplatz nicht denen im Spektrometer- oder Faserkopplungsaufbau entsprechen, sondern ein divergenter Strahl zur Justage verwendet wird. Wird die justierte Antenne mit einem kollimierten Strahl beleuchtet, verschiebt sich die Fokusbereiche relativ zur Antennenstruktur und damit auch die Spotgröße; dasselbe gilt für die Änderung des Strahldurchmessers vor der Linse in der FC-PCA. Beim Justagevorgang spielen auch die mechanischen Toleranzen der Bauteile eine Rolle, die hier aber nicht betrachtet wurden. Die Untersuchungsergebnisse zur Beleuchtung deuten darauf hin, dass ein zu kleiner Fokusbereich die Hauptursache für den Signalverlust nach der Justage ist.

Es ist anzumerken, dass sich der prozentuale Signalverlust in Abhängigkeit der effektiv beleuchteten Fläche nicht anhand der Ergebnisse vorhersagen lässt. Es wird vermutet, dass Materialparameter o.ä. eine Rolle spielen, die bei den Untersuchungen vernachlässigt wurden. Bezogen auf den Amplitudenverlauf bei Dejustage in z-Richtung lassen sich daher nur qualitative, keine quantitativen Aussagen machen. Wird die Antenne mit einem optimalen Strahlprofil im Fokus beleuchtet, fällt der Signalverlust bei Dejustage in z-Richtung deutlich geringer aus als wenn der Fokus nicht dem Optimum entspricht (vgl. Kapitel 6.3.1).

Weitere Grenzen der Aussagefähigkeit liegen bei den Parametern, die für diese Untersuchungen nicht variiert wurden. Die Messungen wurden an der Emitterantenne ohne Veränderung der optischen Durchschnittsleistung, Vorspannung an den Elektroden oder Änderung der Materialparameter durchgeführt. Es stehen daher weitere Untersuchungen aus, um den Einfluss dieser Parameter auf den Beleuchtungszustand festzustellen. Im Zuge weiterer Untersuchungen unter denselben Bedingungen konnte an einer Bowtieantenne<sup>10</sup> mit denselben Dimensionen des Gapbereiches von  $5\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$  festgestellt werden, dass bei Beleuchtung mit der  $f = 4.6\ \text{mm}$ -Linse der Abstand der beiden Maxima  $\Delta z_{opt} = 75\ \mu\text{m}$  beträgt. Dieses Ergebnis deckt sich mit den Aussagen aus dieser Arbeit (vgl. auch Tabelle 10, Seite 60). Die durchgeführten Messreihen sind folglich gut wiederholbar und die Ergebnisse innerhalb der erwähnten Grenzen aussagekräftig.

---

<sup>10</sup>Bezeichnung bPCA 100-05-10-800 der BATOP GmbH; vgl. für die Elektrodengeometrie auch Produktdatenblatt unter [https://www.batop.de/products/terahertz/photoconductive-antenna/data-sheet/manual\\_bPCA-100-05-10-800.pdf](https://www.batop.de/products/terahertz/photoconductive-antenna/data-sheet/manual_bPCA-100-05-10-800.pdf)

## Literatur

- [ALDA(2003)] ALDA, J. (2003): Laser and Gaussian Beam Propagation and Transformation, in: Encyclopedia of Optical Engineering, doi:10.1081/E-EOE120009751, URL: [http://laz.htwm.de/3\\_forschung/80\\_photonik%20simulation/60\\_strahlberechnungen/9\\_infomaterial/Abbildung%20und%20Fokussierung\\_end.pdf](http://laz.htwm.de/3_forschung/80_photonik%20simulation/60_strahlberechnungen/9_infomaterial/Abbildung%20und%20Fokussierung_end.pdf), zuletzt aufgerufen am 01.05.19.
- [ALEPH (WIKIPEDIA USER)(2014)] ALEPH (WIKIPEDIA USER) (2014): Gaussian beam with german description, URL: [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Gaussian\\_beam\\_with\\_german\\_description.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Gaussian_beam_with_german_description.svg), zuletzt aufgerufen am 04.02.19.
- [BATOP GMBH(2018)] BATOP GMBH (2018): PCA - Photoconductive Antenna, URL: [https://www.batop.de/information/PCA\\_infos.html](https://www.batop.de/information/PCA_infos.html), zuletzt aufgerufen am 14.12.18.
- [BAUA(2018)] BAUA (2018): Technische Regeln zur Arbeitsschutzverordnung zu künstlicher optischer Strahlung (TROS), Teil 2, URL: <https://www.baua.de/DE/Angebote/Rechtstexte-und-Technische-Regeln/Regelwerk/TROS/TROS.html>, zuletzt aufgerufen am 18.12.18.
- [BURFORD/EL-SHENAWEE(2017)] BURFORD, N. M./EL-SHENAWEE, M. O. (2017): Review of terahertz photoconductive antenna technology, in: Optical Engineering, 56, doi:10.1117/1.OE.56.1.010901.
- [CAI/ET AL(1997)] CAI, Y./ET AL (1997): Design and performance of singular electric field terahertz photoconducting antennas, in: Appl. Phys. Lett., 71, doi:10.1063/1.119346.
- [CASTAÑEDA-URIBE/ET AL(2018)] CASTAÑEDA-URIBE, O. A./ET AL (2018): Comparative study of equivalent circuit models for photoconductive antennas, in: Optics Express, 26, doi:10.1364/OE.26.029017.
- [CASTRO-CAMUS/ET AL(2005)] CASTRO-CAMUS, E./ET AL (2005): Three-dimensional carrier-dynamics simulation of terahertz emission from photoconductive switches, in: Physical Review B, 71, doi:10.1103/PhysRevB.71.195301.
- [CAVALLERI/ET AL(1999)] CAVALLERI, A./ET AL (1999): Femtosecond melting and ablation of semiconductors studied with time of flight mass spectroscopy, in: Journal of Applied Physics, 85, doi:10.1063/1.369675.
- [EICHLER/ET AL(2004)] EICHLER, J./ET AL (2004): Die Strahlqualität von Lasern, in: [www.laserjournal.de](http://www.laserjournal.de) (LTJ), 2.

- 
- [FILIPOVIC/ET AL(1993)] FILIPOVIC, D. F./ET AL (1993): Double-Slot Antennas on Extended Hemispherical and Elliptical Silicon Dielectric Lenses, in: IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 41, doi:10.1109/22.247919.
- [GUPTA/ET AL(1992)] GUPTA, S./ET AL (1992): Ultrafast Carrier Dynamics in III-V Semiconductors Grown by Molecular-Beam Epitaxy at Very Low Substrate Temperatures, in: IEEE Journal of Quantum Electronics, 28, doi:10.1109/3.159553.
- [HERNANDEZ-CARDOSO/ET AL(2018)] HERNANDEZ-CARDOSO, G./ET AL (2018): Three-color spectroscopic terahertz images as an indicator for diabetic foot syndrome deterioration, in: 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, doi:10.1109/IRMMW-THz.2018.8510279.
- [HERNANDEZ-SERRANO/CASTRO-CAMUS(2015)] HERNANDEZ-SERRANO, A. I./CASTRO-CAMUS, E. (2015): Determination of automobile paint thickness using non-contact THz-TDS technique, in: 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves.
- [MITTLEMAN(2018)] MITTLEMAN, D. M. (2018): Twenty years of terahertz imaging, in: Optics Express, 26, doi:10.1364/OE.26.009417.
- [MORENO/ET AL(2014)] MORENO, E./ET AL (2014): A Comparison of the Performance of THz Photoconductive Antennas, in: IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 13, doi: 10.1109/LAWP.2014.2314260.
- [NEUMANN(2019)] NEUMANN, V. (2019): Fokussierung und optische Abbildung in der Lasertechnik, Laserinstitut der Hochschule Mittweida, URL: [https://www.researchgate.net/publication/255041663\\_Laser\\_and\\_Gaussian\\_Beam\\_Propagation\\_and\\_Transformation](https://www.researchgate.net/publication/255041663_Laser_and_Gaussian_Beam_Propagation_and_Transformation), zuletzt aufgerufen am 01.05.19.
- [PASCHOTTA(2018)] PASCHOTTA, R. (2018): Photoconductive Switches, in: RP Photonics Encyclopedia, URL: [https://www.rp-photonics.com/photoconductive\\_switches.html?s=ak](https://www.rp-photonics.com/photoconductive_switches.html?s=ak), zuletzt aufgerufen am 14.12.18.
- [QIN/ET AL(2014)] QIN, Y./ET AL (2014): Characterization of non-Gaussian mid-infrared free-electron laser beams by the knife-edge method, in: Infrared Physics & Technology, 66, doi: 10.1016/j.infrared.2014.05.021.
- [RANGANATH(2013)] RANGANATH, P. (2013): Electric Field of a Parallel Plate capacitor using 2D Poisson Equation, URL: <https://de.mathworks.com/matlabcentral/>

fileexchange/42773-electric-field-of-a-parallel-plate-capacitor-using-2d-poisson-equation, zuletzt aufgerufen am 13.02.19.

[RODRIGUEZ/TAYLOR(1996)] RODRIGUEZ, G./TAYLOR, A. (1996): Screening of the bias field in terahertz generation from photoconductors, in: Optics Letters, 21, doi:10.1364/OL.21.001046.

[ROSEN(1972)] ROSEN, J. (1972): Diffraction Patterns Produced by Focused Laser Beams, in: The Rand Corporation, Advanced Research Projects Agency, URL: <https://www.rand.org/content/dam/rand/pubs/reports/2009/R925.pdf>, zuletzt aufgerufen am 03.02.19.

[SAKAI(2005)] SAKAI, K. (Hrsg.) (2005): Topics in Applied Physics: Terahertz Optoelectronics, Springer-Verlag, Heidelberg.

[SARTORIUS/ET AL(2012)] SARTORIUS, B./ET AL (2012): Continuous Wave Terahertz Systems Based on 1.5 $\mu$ m Telecom Technologies, in: Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 33, doi:10.1007/s10762-011-9849-7.

[SECO-MARTORELL/ET AL(2013)] SECO-MARTORELL, C./ET AL (2013): Goya's artwork imaging with Terahertz waves, in: Optics Express, 21, doi:10.1364/OE.21.017800.

[TOPTICA PHOTONICS AG(2018)] TOPTICA PHOTONICS AG (2018): Terahertz Technologies - Systems and Accessories, URL: [https://www.toptica.com/fileadmin/Editors\\_English/11\\_brochures\\_datasheets/01\\_brochures/toptica\\_BR\\_Terahertz\\_Technologies.pdf](https://www.toptica.com/fileadmin/Editors_English/11_brochures_datasheets/01_brochures/toptica_BR_Terahertz_Technologies.pdf), zuletzt aufgerufen am 14.12.18.

[YANO/ET AL(2005)] YANO, R./ET AL (2005): Terahertz wave detection performance of photoconductive antennas: Role of antenna structure and gate pulse intensity, in: Journal of Applied Physics, 97, doi:10.1063/1.1905792.

# Abbildungsverzeichnis

1	Absorptions- und Relaxationsprozess im Bändermodell . . . . .	2
2	Beispiel für einen Antennenchip (Foto) . . . . .	3
3	Schematischer Zeitverlauf der Pulserzeugung . . . . .	4
4	Auskopplung der THz-Strahlung . . . . .	6
5	THz-Antenne . . . . .	7
6	Schemata zur Antennengeometrie . . . . .	8
7	Pulsdetektion und Spektrometersetup . . . . .	13
8	Screenshot des THz-Analyseprogrammes T3DS calc . . . . .	14
9	Strahlführung im Spektrometer . . . . .	16
10	Ergebnisse zur Wiederholgenauigkeit der THz-Messung bei Neujustage . . . . .	20
11	Justageplatz für opt. Linsen . . . . .	22
12	Justagevorgang einer Paralleldrahtantenne . . . . .	23
13	Aufbau einer fasergekoppelten Antenne . . . . .	24
14	Strahlführung in einer fasergekoppelten Antenne . . . . .	25
15	Ausbreitung und Profil eines Gaußstrahls . . . . .	27
16	Umgebauter Messplatz . . . . .	28
17	Screenshot der Auswertung des Kamerabildes . . . . .	30
18	Strahlprofilmessung . . . . .	31
19	Auswertung der Strahlprofilmessung (Origin) . . . . .	32
20	Messung des unfokussierten Strahlprofils (Kamera) . . . . .	35
21	Messung des unfokussierten Strahlprofils (bewegliche Schneide) . . . . .	36
22	Messung des fokussierten Strahlprofils hinter $f = 8.0$ mm-Linse . . . . .	37
23	Messung des fokussierten Strahlprofils hinter $f = 4.6$ mm-Linse . . . . .	38
24	Aufweitung des Strahlprofils hinter $f = 4.6$ mm-Linse . . . . .	39
25	Messung des runden, fokussierten Strahlprofils hinter $f = 4.6$ mm-Linse . . . . .	40
26	Strahlprofilmessung mit Irisblende . . . . .	41
27	Verlauf der Intensität und Transmissionskurve . . . . .	42
28	Geometrie und Aufbau der verwendeten Antennen . . . . .	43
29	THz-Signalverlauf für Antenne #1 bei Beleuchtung mit einer $f = 8.0$ mm-Linse . . . . .	44
30	THz-Messung mit Antenne #2 bei Beleuchtung mit einer $f = 8.0$ mm-Linse . . . . .	46
31	THz-Messung mit Antenne #1 bei Beleuchtung mit einer $f = 4.6$ mm-Linse . . . . .	48
32	THz-Messung mit Antenne #2 bei Beleuchtung mit einer $f = 4.6$ mm-Linse . . . . .	50
33	THz-Messung mit Antenne #2 & Irisblende bei Beleuchtung mit $f = 4.6$ mm-Linse . . . . .	52
34	linearer Fit $A(f_B)$ für die Messreihen ohne $90^\circ$ -Drehung der Emitterantenne . . . . .	55
35	linearer Fit $A(R_E)$ für Antenne #1 . . . . .	56

## Tabellenverzeichnis

---

36	Zusammenfassung zur Untersuchung der Linearität der I-U-Kennlinien . . . . .	57
37	Korrelation zw. THz-Amplitude und Strahlprofil . . . . .	59
38	Skizze der Strahlprofile bei optimaler Beleuchtung auf der Antennenstruktur . . .	60
39	Elektrische Feldverteilung eines Plattenkondensators (2D-Modell) . . . . .	62
40	Elektrische Feldverteilung und Intensität im Gapbereich (Modell) . . . . .	63
41	Intensitätsverteilung im Modell . . . . .	64
42	Flächenverlauf für opt. ellipt. Strahlprofile . . . . .	65
43	Flächenverlauf für opt. rundes Strahlprofil . . . . .	66
44	Flächenverlauf für ellipt. Strahlprofile im Fokus . . . . .	68
45	Flächenverlauf für rundes Strahlprofil im Fokus . . . . .	68
46	Flächenverlauf für die opt. ellipt. Strahlprofile $\pm$ STD . . . . .	70
47	Flächenverlauf für den Fokus bei Beleuchtung mit $f = 8.0$ mm-Linse . . . . .	72

## Tabellenverzeichnis

1	Messwerte und Ergebnisse zur Wiederholbarkeit einer Terahertz-Messung für ein 95 %-iges Konfidenzintervall . . . . .	20
2	Fokusverschiebung durch einen Divergenzwinkel in einer (FC-)PCA . . . . .	26
3	Strahlradien des unfokussierten Strahlprofils mit der Kamera . . . . .	34
4	Zusammenfassung der Strahlprofile . . . . .	37
5	Nichtlinearität der I-U-Kennlinien für die Hellwiderstände aus Abb. 30 . . . . .	45
6	Nichtlinearität der I-U-Kennlinien für die Hellwiderstände aus Abb. 31 . . . . .	47
7	Nichtlinearität der I-U-Kennlinien für die Hellwiderstände aus Abb. 32 . . . . .	49
8	Nichtlinearität der I-U-Kennlinien für die Hellwiderstände aus Abb. 33 . . . . .	51
9	Lage der Fokusebenen durch eine Fokusverschiebung . . . . .	55
10	Zusammenfassung der Strahlprofile für eine optimale Beleuchtung . . . . .	60
11	Fitparameter (Origin) für die Strahlparameterbestimmung . . . . .	84
12	Flächenverlauf [ $\mu\text{m}^2$ ] für die elliptischen Strahlprofile sowie deren Differenz . . .	90
13	Flächenverlauf [ $\mu\text{m}^2$ ] im Fokus der elliptischen Strahlprofile sowie deren Differenz	90
14	Flächenverlauf [ $\mu\text{m}^2$ ] für Antenne #2 und das Beugungsbild, für die optimale Be- leuchtung und im Fokus . . . . .	91
15	Flächenverlauf [ $\mu\text{m}^2$ ] für die Toleranzbetrachtung für Antenne #1 und #2 bei Be- leuchtung mit elliptischen Strahlprofilen . . . . .	91

## Formelverzeichnis

1	Stromdichte des Photostroms nach [SAKAI(2005), S. 8ff.] . . . . .	3
2	Emittiertes $E$ -Feld nach [SAKAI(2005), S. 8ff.] . . . . .	3
3	Resonanzbedingung für einen Hertzschen Dipol . . . . .	8
4	THz-Leistung nach [BATOP GMBH(2018)] . . . . .	9
5	Auflösung des Spektrums nach der Fouriertransformation . . . . .	15
6	Gaußverteilung der Amplitude und Intensität im Strahlquerschnitt . . . . .	27
8	Gaußsche Strahlaufweitung in Ausbreitungsrichtung . . . . .	27
9	Divergenzwinkel im Fernfeld . . . . .	27
10	Definition der Rayleighlänge . . . . .	28
11	Darstellung des Strahlradiusverlaufes als Parabel nach [EICHLER/ET AL(2004)] . . . . .	32
12	Durchschnittlicher Hellwiderstand bei Beleuchtung der Antenne . . . . .	33
13	Intensitätsverteilung eines Gaußprofils und eines Beugungsbildes (1D, GNU Octave-Code) . . . . .	40
15	Lage des wahren Wertes in einem Intervall um den Mittelwert der Messergebnisse . . . . .	82
16	Berechnung des t-Faktors der t-Verteilung . . . . .	82
17	Ausdruck über die Fokuslage in einer FC-PCA . . . . .	83
18	Intensitätsverteilung bei Beugung an einer kreisrunden Blende . . . . .	85
19	Radius für Minima und Nebenmaxima für die Intensitätsverteilung des Beugungsbildes . . . . .	85
19	Berechnung des Fokusedurchmessers hinter einer Linse (Näherung) . . . . .	85

## A Anhang

### A.1 Auswertung zur Wiederholbarkeit einer THz-Messung

Für die Auswertung mittels der t-Verteilung wird zuerst der Mittelwert und die Standardabweichung bestimmt. Anschließend kann ein Faktor  $t$  für ein bestimmtes Konfidenzintervall ermittelt werden. Als Konfidenzintervall wurden hier 95 % gewählt (symmetrisch um den Mittelwert verteilt), was bei einer Normalverteilung ein Bereich von  $\pm 2\sigma$  (doppelte Standardabweichung) wäre.

$$\mu \in \left[ \bar{x} \pm t \cdot \frac{s}{\sqrt{n}} \right] \quad (15)$$

$\mu$  - wahrer Wert, liegt mit Wahrscheinlichkeit  $p$  im Intervall

$\bar{x}$  - Mittelwert der Messergebnisse

$n$  - Gesamtanzahl der Messergebnisse

$s$  - aus Messwerten ( $i = 1, 2, \dots, n$ ) berechnete Abweichung nach

$$s = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2}{n - 1}}$$

$$p(-c \leq T \leq c) = 2F(c) - 1 = 0.95 \quad (16)$$

$$\Rightarrow F(c) = 0.975$$

$$t(f = n - 1 = 2, F(c) = 0.975) = 4.303$$

$p$  - Wahrscheinlichkeit für ein Intervall,

hier symmetrisches Intervall umgerechnet in  $F(c)$

$f$  - Anzahl der Freiheitsgrade

Tabelle 1 fasst die Ergebnisse zusammen.

## A.2 Fokusverschiebung bei Beleuchtung mit divergentem Strahl

Der Divergenzwinkel und der Fokusdurchmesser beeinflussen, wie in der Skizze in Abb. 14 dargestellt, die Lage des Fokus hinter der Linse. Allgemein lautet die Formel für die Fokuslage  $z_{w'} = f_L + f_L^2 \cdot \frac{z_w - f_L}{(f - z_w)^2 + z_R^2}$ , wobei  $f_L$  für die Brennweite der Linse steht und  $z_w$  die Lage der Strahltaile bezeichnet. [NEUMANN(2019)] Um diese Formel auf die Strahlführung in einer FC-PCA zu übertragen, werden folgende Annahmen getroffen:

- die Strahlqualität entspricht dem Idealfall von  $M^2 = 1$
- die Fokuslage hinter dem Kollimator entspricht der Brennweite  $f_K$  des Kollimators
- die Strahltaile in  $f_K$  entspricht dem Austrittsdurchmesser aus dem Kollimator laut Datenblatt

Die Annahmen über den Strahlverlauf zwischen Kollimator und Linse verfälschen das Ergebnis nicht signifikant, da der Divergenzwinkel im Millirad-Bereich immer noch sehr klein ist, und mit  $d_0 \approx D_K$  gerechnet werden kann. Der Abstand zwischen Kollimator und Linse  $\Delta z_{KL}$  unterscheidet die Beleuchtungszustände am Justageplatz und im Faserkopplungsaufbau.  $z_R$  zwischen Kollimator und Linse kann über den Taillendurchmesser und den Divergenzwinkel ausgedrückt werden.

$$\begin{aligned}
 z_{w'} &= f_L + f_L^2 \cdot \frac{z_w - f_L}{(f - z_w)^2 + z_R^2} \\
 z_w &= z_{KL} - f_K, \quad z_R = \frac{D_K}{\vartheta} \\
 \rightarrow z_{w'} &= f_L + f_L^2 \cdot \frac{z_{KL} - f_K - f_L}{(z_{KL} - f_K - z_w)^2 + \left(\frac{D_K}{\vartheta}\right)^2} \quad (17)
 \end{aligned}$$

## A.3 Algorithmus zur Auswertung der I-U-Kennlinien (Octave)

```

clear all
2 close all
%Daten einlesen
4 [filename, filepath]=uigetfile('<dir>', 'Choose File');
filecompl=strcat(filepath, filename);
6 fid=fopen(filecompl);
data=dlmread(fid);
8 fclose(fid);
%Kennlinie darstellen
10 currentvec=data(:,2); %Stromstaerke
voltagevec=data(:,1); %Spannung
12 cf=abs(diff(currentvec)); %Differenz Stromstaerke zum naechsten Nachbarn

```

```

figure(1, 'position', [0,0,1400,1024], 'name', filename);
14 subplot(2,1,1)
plot(voltagevec, currentvec, 'marker', 'o');
16 subplot(2,1,2);
semilogy(voltagevec(2:end), cf);
18 yticklabels(0);
%Auswertung
20 if(msgbox("Annaeherend linearen Bereich auswaehlen (2 Punkte)"))
[x,y]=ginput(2);
22 diffind1 = find(voltagevec==round(x(1)));
diffind2 = find(voltagevec==round(x(2)));
24 coeff=polyfit(voltagevec(diffind1:diffind2), currentvec(diffind1:diffind2), 1);
RD = 1/coeff(1);
26 endif

```

## A.4 Fitparameter der Strahlradienmessung

Wie in Kapitel 5.3 beschrieben, kann der quadrierte Strahldurchmesser in Abhängigkeit von der Ausbreitungsrichtung  $z$  als Parabel  $d^2(z) = A + B \cdot z + C \cdot z^2$  dargestellt werden. Folgende Parameter enthält die Fitparameter an diese Parabel aus Origin.

Tab. 11: Fitparameter (Origin) für die Strahlparameterbestimmung nach Abb. 19;  $d_{x,y}$  bezieht sich auf die x- bzw. y-Richtung nach Abb. 18; der Fitbereich wurde gelegentlich eingeschränkt auf z.B. nur einen Parabelarm, wenn der Fit über alle Messpunkte zu einer schlechten Übereinstimmung mit den Messwerten im Bereich des Fokus führte

Messung/Auswertung	A	B	C
f=8.0 mm, $d_x$ , $z = [\pm 100 \mu\text{m}]$	4.99E+01	3.65E-01	1.30E-02
f=8.0 mm, $d_y$	1.59E+02	8.87E-01	1.00E-02
f=4.6 mm, $d_x$ , linksseitig	4.66E+01	1.72E+00	5.51E-02
f=4.6 mm, $d_x$ , rechtsseitig	4.62E+01	1.12E+00	5.70E-02
f=4.6 mm, $d_y$	1.32E+02	3.18E-01	3.18E-02
f=4.6 mm, $d_x$ , mit Blende	1.34E+02	2.87E+00	3.12E-02
f=4.6 mm, $d_y$ , mit Blende, linksseitig	1.12E+02	1.75E+00	2.88E-02

## A.5 Beugung an einer kreisrunden Blende

Folgende Rechnung bezieht sich auf die Beugung des Laserstrahls an einer kreisrunden Blende von  $D_B = 1$  mm Durchmesser. Die optische Linse befindet sich in ca.  $\Delta z = 45$  cm Abstand hinter der Blende; zuerst wird das Beugungsbild berechnet, das sich in diesem Abstand ergibt. Für diese Rechnung wird angenommen, dass ein kollimierter Strahl auf die Blende trifft; wie die Strahlradienmessung des unfokussierten Strahlprofils gezeigt hat, verläuft der Strahl am Ort der Blende

aber geringfügig konvergent.

Die Intensitätsverteilung wird mithilfe der Besselfunktion 1. Ordnung  $J_1$  beschrieben und ist abhängig vom Winkel  $\vartheta$  zur optischen Achse, sowie vom Blendendurchmesser und der Wellenlänge.

$$I(\vartheta) = I_0 \cdot \left[ \frac{2J_1(\rho)}{\rho} \right]^2 \quad (18)$$

$$\rho = \frac{2\pi \cdot \sin(\vartheta)}{\lambda} \cdot \frac{D_B}{2} \rightarrow \sin(\vartheta) = m \cdot \frac{\lambda}{D_B}$$

Die Intensitätsverteilung besitzt Minima und Nebenmaxima, deren Ort sich relativ zu  $\vartheta$  über den Faktor  $m$  im Argument berechnen lässt. Diese Werte für  $m$  lassen sich numerisch berechnen<sup>11</sup>; das erste Minimum außerhalb des Hauptmaximums befindet sich bei  $m = 1.22$  und stellt das sog. Airy-Scheibchen dar. Innerhalb des Airy-Scheibchens befinden sich 84 % der Gesamtleistung. Die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von  $\vartheta$  lässt sich in eine Verteilung in Abhängigkeit der x- bzw. y-Koordinate senkrecht zur Ausbreitungsrichtung umrechnen (Kleinwinkelnäherung).

$$\tan(\vartheta) = \frac{r_x}{\Delta z} \approx \sin(\vartheta)$$

$$m \cdot \frac{\lambda}{D_B} = \frac{r_x}{\Delta z} \rightarrow r_x = m \cdot \frac{\lambda \cdot \Delta z}{D_B}$$

$$r_{Airy} = 1.22 \cdot \frac{785 \text{ nm} \cdot 45 \text{ cm}}{1 \text{ mm}} = 431 \text{ } \mu\text{m}$$

Das Airy-Scheibchen, das auf die optische Linse trifft, hat demnach einen Durchmesser von ca. 0.86 mm. Zur Einstellung der Irisblende wurde das Strahlprofil kurz vor der Linse über eine Kamerasensoren kontrolliert. Es ergab sich ein Strahlradius von ca. 78 px (x) bzw. 76 px (y), was einem Strahldurchmesser von ca.  $d = 0.8 \text{ mm}$  entspricht. Innerhalb der Messgenauigkeit stimmt dieses Messergebnis gut mit der theoretischen Rechnung für den Durchmesser des Airy-Scheibchens überein. Hinter der Linse mit  $f = 4.6 \text{ mm}$  kann der Durchmesser des Airy-Scheibchens über

$$2w_0 = \frac{4\lambda \cdot f}{\pi \cdot d} \quad (19)$$

zu  $d_{0,Airy} = 5.3 \text{ } \mu\text{m}$  abgeschätzt werden; diese Formel gilt allerdings nur für  $z \gg z_R$ , wenn  $d$  den Strahldurchmesser einer Gaußverteilung darstellt und wenn die Strahlqualität des Lasers als  $M^2 = 1.0$  angenommen wird. Dadurch ist ein realer Fokusbereich von  $> 5.3 \text{ } \mu\text{m}$  zu erwarten und der Strahlradiusverlauf wird über eine bewegliche Schneide nachgemessen.

<sup>11</sup>In z.B. <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/phyopt/cirapp2.html#c2> ist eine Zusammenfassung für die Werte von  $m$  für die ersten drei Minima und Nebenmaxima aufgelistet.

## A.6 Algorithmus für Modell Kapitel 7.2 (GNU Octave)

```

%------%
2 % This simple program computes the Electric Fields due to
% Parallel plate Capacitors using the Finite difference method (FDM)
4 %------%
%------%
6 %           SYMBOLS USED IN THIS CODE
%------%
8 % E = Total electric field matrix using Poisson's equation
% V = Potential matrix
10 % Nx = Number of grid points in X- direction
% Ny = Number of grid points in Y-Direction
12 %------%
function EFeld(a,b,proz) %JZ: Funktionsaufruf
14 %------%
%           INITIALIZATION
16 %           Here, all the grid, size, charges, etc. are defined
%------%
18 % Enter the dimensions
Nx = 61;           % Number of X-grids
20 Ny = 101;        % Number of Y-grids
mpx = ceil(Nx/2); % Mid-point of x
22 mpy = ceil(Ny/2); % Mid point of y
Ni = 700;         % Number of iterations for the Poisson solver
24 V = zeros(Nx,Ny); % Potential (Voltage) matrix
T = 0;           % Top-wall potential
26 B = 0;         % Bottom-wall potential
L = 0;           % Left-wall potential
28 R = 0;         % Right-wall potential
% fuer Intensitaetsverteilung:
30 korrf= 5;      %10µm = 50 div
a=a*korrf/2;     %D kleine Halbachse -> Kaestchen und Radius
32 b=b*korrf/2;   %D große Halbachse -> Kaestchen und Radius
k=0.4;           %Streckungsfaktor Besselfunktion
34 %------%
% Initializing edges potentials
36 %------%
V(1,:) = L;
38 V(Nx,:) = R;
V(:,1) = B;
40 V(:,Ny) = T;
%------%
42 % Initializing Corner potentials
%------%

```

```

44 V(1,1) = 0.5*(V(1,2)+V(2,1));
   V(Nx,1) = 0.5*(V(Nx-1,1)+V(Nx,2));
46 V(1,Ny) = 0.5*(V(1,Ny-1)+V(2,Ny));
   V(Nx,Ny) = 0.5*(V(Nx,Ny-1)+V(Nx-1,Ny));
48 %-----%
   length_plate = 51; % Length of plate in terms of number of grids (51=10µm)
50 lp = floor(length_plate/2);
   position_plate = 13; % Position of plate on x axis = 51/4
52 pp1 = mpx+position_plate;
   pp2 = mpx-position_plate;
54 for z = 1:Ni % Number of iterations
       for i=2:Nx-1
56           for j=2:Ny-1
               % The next two lines are meant to force the matrix to hold the
58               % potential values for all iterations
                   V(pp1,mpy-lp:mpy+lp) = 100;
60                   V(pp2,mpy-lp:mpy+lp) = -100;
                   V(i,j)=0.25*(V(i+1,j)+V(i-1,j)+V(i,j+1)+V(i,j-1));
62           endfor
       endfor
64 endfor
   % Take transpose for proper x-y orientation
66 V = V';
   [Ex,Ey]=gradient(V);
68 Ex = -Ex;
   Ey = -Ey;
70 % Electric field Magnitude
   E = sqrt(Ex.^2+Ey.^2);
72 x = (1:Nx)-mpx;
   y = (1:Ny)-mpy;
74 %JZ: Elektrodenstruktur
   Geom = ones(Ny,Nx);
76 Geom(Ny-find(lp==y):find(lp==y),find(position_plate==x):end)=0;
   Geom(Ny-find(lp==y):find(lp==y),1:find(-position_plate==x))=0;
78 %JZ: Korrektur fuer E-Feld an Ecken; Beginn links oben, math. positiv
   edgex=find(-position_plate==x); %links
80 edgey=Ny-find(lp==y); %oben
   Geom(edgey-1,edgex)=0.6;
82 Geom(edgey,edgex+1)=0.6;
   Geom(edgey-1,edgex+1)=0.8;
84 Geom(edgey+1,edgex+1)=0.7;
   edgey=find(lp==y); %unten
86 Geom(edgey+1,edgex)=0.6;
   Geom(edgey,edgex+1)=0.6;
88 Geom(edgey+1,edgex+1)=0.8;

```

```

Geom(edgey-1,edgex+1)=0.7;
90 edgex=find(position_plate==x);           %rechts
Geom(edgey+1,edgex)=0.6;
92 Geom(edgey,edgex-1)=0.6;
Geom(edgey+1,edgex-1)=0.8;
94 Geom(edgey-1,edgex-1)=0.7;
edgey=Ny-find(lp==y);                       %oben
96 Geom(edgey-1,edgex)=0.6;
Geom(edgey,edgex-1)=0.6;
98 Geom(edgey-1,edgex-1)=0.8;
Geom(edgey+1,edgex-1)=0.7;
100 %JZ: Elektrodenstruktur ueber E-Feld legen
Egeom=Geom.*E;
102 Egeom=Egeom/max(max(Egeom));
%JZ: Intensitaetsverteilung nach Gauss
104 [xg,yg]=meshgrid(-floor(Nx/2):floor(Nx/2),-floor(Ny/2):floor(Ny/2));
IGauss=exp(-2*((xg./a).^2+(yg./b).^2));
106 Sges=Egeom.*IGauss;
%JZ: Beugungsbild nach Besselfkt., k variiert
108 JBess=(besselj(1,sqrt((xg./(k*a)).^2+(yg./(k*b)).^2))
        ./sqrt((xg./a).^2+(yg./b).^2)).^2;
110 Sgesdiffract=Egeom.*JBess;
%JZ: Wiederholungen bzgl proz:
112 for indp=1:max(size(proz))
        prozent=proz(indp);
114 Sges86=Sges-prozent*max(max(Sges));
Sges86diffract=Sgesdiffract-prozent*max(max(Sgesdiffract));
116 %JZ: Flaechenstuecken summieren
nges=0;
118 for indx=1:Nx
        for indy=1:Ny
120 Si=Sges86(indy,indx);
if Si>0.0
122 nges=nges+1;
endif
124 endfor
endfor
126 ngesdiff=0;
for indx=1:Nx
128 for indy=1:Ny
Si=Sges86diffract(indy,indx);
130 if Si>0.0
ngesdiff=ngesdiff+1;
132 endif
endifor
endfor

```

```
134     endfor
        display(prozent);
136     display(nges);
        display(ngesdiff);
138 endfor
%-----%
140 % REFERENCE
%           SADIKU, ELEMENTS OF ELECTROMAGNETICS, 4TH EDITION, OXFORD
142 %-----%
endfunction
```

## A.7 Tabellen für den Flächenverlauf aus Modell Kapitel 7.3

Tab. 12: Flächenverlauf [ $\mu\text{m}^2$ ] für die elliptischen Strahlprofile sowie deren Differenz

$1 - p$ [%]	$N_{ges}$ @ Antenne #1 9 $\mu\text{m}$ x 12 $\mu\text{m}$	$N_{ges}$ @ A. #2 12.5 $\mu\text{m}$ x 11 $\mu\text{m}$	$N_{\#2} - N_{\#1} =$ $\Delta N_{ges}$	$N_{ges}$ @ $f = 8.0$ mm-Linse 7 $\mu\text{m}$ x 11.8 $\mu\text{m}$
10	4.4	5.8	1.4	3.2
20	9.5	12.0	2.6	7.2
30	15.0	19.0	4.0	11.8
37	19.2	22.9	3.8	14.7
50	28.7	29.6	0.9	22.4
63	36.8	36.5	-0.2	32.1
68	40.3	39.0	-1.3	35.7
80	49.3	47.6	-1.7	45.8
81	49.5	48.1	-1.4	
82	51.2	52.4	1.3	
84	51.6	50.2	-1.4	
85	53.1	50.7	-2.4	
86	53.2	51.8	-1.4	51.4
87	53.6	52.0	-1.5	
88	55.2	52.8	-2.3	
89	55.5	54.0	-1.4	
90	57.3	54.5	-2.8	54.4
95	64.4	61.8	-2.6	61.3
99	86.3	87.5	1.2	78.5

Tab. 13: Flächenverlauf [ $\mu\text{m}^2$ ] im Fokus der elliptischen Strahlprofile sowie deren Differenz

$1 - p$ [%]	$N_{ges}$ Antenne #1 [ $\mu\text{m}^2$ ] 6.1 $\mu\text{m}$ x 11.5 $\mu\text{m}$	$N_{ges}$ Antenne #2 [ $\mu\text{m}^2$ ] 11.5 $\mu\text{m}$ x 6.1 $\mu\text{m}$	$N_{\#2} - N_{\#1} =$ $\Delta N_{ges}$ [ $\mu\text{m}^2$ ]
10	3.0	3.0	0.0
20	6.0	6.0	0.0
30	9.7	10.0	0.2
37	12.7	12.6	-0.1
50	18.3	15.9	-2.4
63	26.8	20.0	-6.8
68	30.9	21.7	-9.2
80	41.8	26.4	-15.4
86	48.1	28.8	-19.3
90	52.8	32.0	-20.8
95	59.0	36.7	-22.3
99	74.2	45.3	-28.9

Tab. 14: Flächenverlauf [ $\mu\text{m}^2$ ] für Antenne #2 und das Beugungsbild, für die optimale Beleuchtung und im Fokus

$1 - p$ [%]	$N_{ges}$ für Beugungsbild $10.7 \mu\text{m} \times 10.2 \mu\text{m}$			$N_{ges}$ im Fokus: $9.2 \mu\text{m} \times 8.2 \mu\text{m}$	
	k=0.35	k=0.4	k=0.45	k=0.35	k=0.45
10	4.6	5.7	7.2	3.1	4.9
20	9.3	12.1	15.3	6.5	10.6
30	14.8	19.0	22.8	10.3	17.0
37	18.6	23.0	26.9	13.0	20.8
50	25.3	29.5	34.2	19.0	26.7
63	30.9	36.2	41.4	23.9	32.9
68	33.4	38.6	44.8	26.2	35.0
80	39.8	45.8	50.8	31.4	40.8
86	43.4	49.6	54.4	34.6	45.0
90	47.0	53.0	58.2	37.0	48.9
95	51.0	57.9	64.5	41.2	53.0
99	58.8	69.9	84.1	47.4	61.8

Tab. 15: Flächenverlauf [ $\mu\text{m}^2$ ] für die Toleranzbetrachtung für Antenne #1 und #2 bei Beleuchtung mit elliptischen Strahlprofilen

$1 - p$ [%]	$N_{ges}$ Gapfläche-STD, Strahlprofil+STD		$N_{ges}$ Gapfläche+STD, Strahlprofil-STD	
	Antenne #1: $9 \mu\text{m} \times 12.5 \mu\text{m}$	Antenne #2: $12.9 \mu\text{m} \times 11.1 \mu\text{m}$	Antenne #1: $8.9 \mu\text{m} \times 11.5 \mu\text{m}$	Antenne #2: $11 \mu\text{m} \times 10.7 \mu\text{m}$
10	4.7	6.0	4.4	5.4
20	9.9	12.6	9.2	11.4
30	15.8	17.6	14.3	18.0
37	20.4	20.6	18.7	22.9
50	27.3	25.7	27.8	30.3
63	34.4	31.7	37.2	37.7
68	36.7	34.1	40.8	40.8
80	41.6	39.3	50.8	50.0
86	45.2	42.4	57.5	55.8
90	47.5	45.9	61.7	59.5
95	55.6	53.5	68.7	66.9
99	79.6	79.4	87.2	87.2